

# Les sursauts $\gamma$

J.L. Atteia, CESR

Robert Mochkovitch, IAP

Dans notre précédent numéro (CC 99, automne 2002), ces deux chercheurs avaient présenté les 30 ans d'histoire des sursauts  $\gamma$  puis décrit les observations, notamment les aspects temporels et spectraux. Ils poursuivent aujourd'hui par les délicats aspects théoriques : nature des sources, production du vent relativiste, du sursaut, et des contreparties à basse énergie, et concluent ce second article en présentant les missions et les outils subtils en cours de réalisation.

## Les modèles théoriques de sursauts $\gamma$

### Contraintes de base sur les modèles

Les données accumulées par l'expérience BATSE et les résultats récents de "Beppo" SAX ont révolutionné les idées théoriques concernant les sursauts. Considérés pendant près de 20 ans comme appartenant à notre Galaxie ils sont aujourd'hui rejetés à distance cosmologique et deviennent les objets les plus brillants de l'Univers, produisant pendant quelques secondes une puissance comparable à celle de l'ensemble des galaxies observables !

Avant toute discussion détaillée d'un scénario théorique pour les sursauts  $\gamma$ , il est possible d'énoncer un certain nombre de contraintes de base qui devront être satisfaites par les modèles. Tout d'abord, la variabilité observée des profils temporels jusqu'à l'échelle de la milliseconde indique que les sources des sursauts doivent être des objets compacts, seuls capables de présenter une dynamique suffisamment rapide (la taille  $R$  de l'objet ne peut excéder

$R_{\text{sup}} \sim c \cdot \delta t$  où  $\delta t$  est l'échelle de temps associée à la variabilité).

La seconde contrainte est simplement liée à la formidable quantité d'énergie  $E_\gamma$  rayonnée par les sursauts. A partir des quelques événements à décalage cosmologique  $z$  connu, il est possible de remonter à la valeur (en joule) de  $E_\gamma$  :

$$E_\gamma \sim E \cdot (\Omega / 4 \pi)$$

avec  $E$  de l'ordre de  $10^{44}$  à  $10^{47}$

où  $\Omega$  est l'angle solide dans lequel l'énergie est focalisée. Certaines indications tirées de l'observation des afterglows laissent penser que les sursauts les plus extrêmes pourraient être les plus focalisés, ce qui limiterait la valeur effective de  $E_\gamma$  à un intervalle plus restreint, peut-être entre  $10^{44}$  et  $10^{45}$  J. Cette énergie est libérée en quelques secondes, ce qui conduit à des luminosités jusqu'à 15 ordres de grandeur supérieures à la limite d'Eddington. La limite d'Eddington correspond à la luminosité au-delà de laquelle la force exercée par la diffusion Thomson des photons sur les électrons dépasse la gravité de l'objet. Les sources produisant les sursauts  $\gamma$  ne peuvent donc rayonner à partir d'une enveloppe

pe statique. Au contraire, l'émission doit provenir d'un vent "soufflé" par le rayonnement. De plus, ce vent doit atteindre une vitesse relativiste, nécessaire pour s'affranchir du problème dit de "compacité". Celui-ci s'énonce de la manière suivante : le spectre observé des sursauts  $\gamma$  s'étendant souvent au delà de 511 keV, la production massive de paires électron-positron à partir des photons les plus énergétiques est susceptible de rendre la source opaque à son propre rayonnement. Dans le cas d'une émission à partir d'un vent relativiste de facteur de Lorentz  $\Gamma$ , le seuil à 511 keV pour la création de paires dans le repère propre du vent correspond à des photons qui sont observés à une énergie  $\Gamma$  fois plus grande. Si le facteur de Lorentz est élevé ces photons sont très peu nombreux ce qui permet de résoudre le problème de compacité. En pratique, des calculs détaillés montrent que des valeurs de  $\Gamma$  supérieures à 100 sont nécessaires.

Enfin, à partir du diagramme Log N – Log P interprété dans un cadre cosmologique, il est possible d'estimer l'intervalle de redshift couvert par la population des sursauts et le taux moyen d'évènements par galaxie  $f_\gamma$ . Ainsi, pour expliquer la fréquence observée par BATSE d'environ un sursaut par jour il faut avoir

$$f_\gamma \sim f \cdot (\Omega / 4\pi)^{-1}$$

sursaut par galaxie et par an  
avec  $f$  de l'ordre de  $10^{-7}$  à  $3 \cdot 10^{-6}$

ce qui montre que la sensibilité de BATSE lui permet de surveiller plusieurs centaines de millions de galaxies jusqu'à  $z > 1$  ! L'incertitude importante sur la valeur de  $f_\gamma$  résulte de possibles effets d'évolution mal connus sur la population des sursauts à grand  $z$ . Si l'émission est focalisée, la contrainte sur l'énergie se trouve allégée, mais le taux d'évènement doit bien sûr être augmenté d'autant.

Les sursauts  $\gamma$  apparaissent finalement comme des événements intrinsèquement rares (dans une galaxie donnée), issus de sources dont la taille ne dépasse pas la centaine de kilomètres, et qui produisent un vent relativiste, sans doute focalisé, transportant une énergie considérable.

## Les sources des sursauts $\gamma$

Parmi les différentes sources invoquées pour expliquer les sursauts, les plus discutées aujourd'hui sont, d'une part les coalescences d'objets compacts (étoiles à neutrons ou trous noirs), et d'autre part les effondrements d'étoiles massives en trou noir. Plusieurs systèmes binaires serrés constitués de deux étoiles à neutrons sont connus dans notre Galaxie (le plus fameux étant le pulsar binaire PSR 1913 + 16 qui a permis de tester avec une précision inégalée les prédictions de la relativité générale). La perte de moment angulaire par rayonnement gravitationnel rapproche les deux étoiles jusqu'à la collision finale qui, dans le cas de PSR1913 +16, se produira dans  $3 \cdot 10^8$  ans environ. La coalescence de deux étoiles à neutrons est une des sources les plus prometteuses pour la détection des ondes gravitationnelles. La phase d'approche des deux étoiles a été beaucoup étudiée et est maintenant relativement bien comprise. Il en va tout autrement de la coalescence elle-même dont la dynamique est beaucoup plus complexe.

Le scénario le plus probable prédit que l'objet résultant est constitué d'un coeur de masse  $M_c > 2,5M_\odot$  en rotation uniforme qui s'effondre rapidement pour donner un trou noir entouré d'un disque épais, d'environ  $0,3 M_\odot$ , en rotation différentielle. Les coalescences étoile à neutrons-trou noir aboutissent au même type de structure mais de manière plus directe puisque le trou noir est déjà présent. Le taux de coalescence est difficile à estimer mais il pourrait être d'environ  $10^{-5}$  événement par galaxie et par an pour les binaires d'étoiles à neutrons, et comparable ou un peu plus faible pour les binaires étoile à neutrons-trou noir.

L'autre type de source proposé pour les sursauts  $\gamma$  est l'effondrement du coeur d'une étoile massive arrivée au terme de son évolution. Celui-ci devient un trou noir alors que la matière des régions plus périphériques, momentanément soutenue par son moment angulaire, forme un disque d'accrétion épais. De tels événements sont notablement plus fréquents que

les coalescences, avec un taux estimé à  $10^{-3}$  par galaxie et par an. Cette valeur très supérieure à  $f_\gamma$  autorise (impose) un grand "taux d'échec" dans la production du sursaut ou encore une focalisation importante de l'émission.

Bien que partant de sources très différentes, tous ces scénarios aboutissent donc à la formation du même type d'objet résultant - un trou noir entouré d'un disque épais - avec cependant une masse de disque allant de quelques dixièmes de masse solaire pour la coalescence de deux étoiles à neutrons jusqu'à plusieurs dizaines de masses solaires pour l'effondrement d'une étoile massive. Une autre différence importante est qu'en raison du temps de vie très court (quelques millions d'années) des étoiles massives, les sursauts qu'elles produisent sont attendus au coeur des régions de formation d'étoiles. A l'inverse, les binaires d'objets compacts ne forment de sursaut qu'après le long temps (plusieurs  $10^8$  ans typiquement) mis par les deux composantes pour se rapprocher. Cela permet au système de quitter les régions de formation d'étoiles et même d'atteindre les zones périphériques de sa galaxie d'origine. L'observation des quelques contreparties optiques de sursauts  $\gamma$  où la "galaxie hôte" est également détectée paraît favoriser la première hypothèse mais il est sans doute trop tôt pour éliminer définitivement les coalescences. Certains auteurs pensent par exemple que les sursauts les plus courts dont aucune contrepartie optique n'a été détectée jusqu'ici pourraient provenir de coalescences et les sursauts longs de l'effondrement d'étoiles massives.

## La production du vent relativiste

On a vu comment les contraintes de base sur les modèles de sursaut  $\gamma$  imposent la présence d'un vent relativiste transportant de très grandes quantités d'énergie. L'objet résultant de la coalescence de deux étoiles à neutrons ou de l'effondrement d'une étoile massive est-il capable de satisfaire de telles contraintes ? Tout d'abord l'énergie disponible est-elle suffisante ? Celle-ci peut provenir de deux sources diffé-

rentes : de l'accrétion de la matière du disque par le trou noir, ou de la rotation du trou noir lui-même si celui-ci possède un moment angulaire  $J_{TN}$  non nul. Dans le premier cas, et en désignant par  $\dot{M}$  le débit d'accrétion ( $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ) de la matière du disque, ou par  $m_D$  le taux de cette accrétion en dixième de  $M_\odot$  par seconde, la puissance disponible vaut en watt :

$$L_{acc} \sim K \cdot \dot{M} c^2$$

avec K de l'ordre de 0,06 à 0,42  
ou encore

$$L_{acc} \sim L \cdot m_D$$

L de l'ordre de  $10^{45}$  à  $7 \cdot 10^{45}$

La valeur basse correspond à un trou noir de Schwarzschild (sans rotation) où la dernière orbite stable dans le disque est voisine de 3 rayons gravitationnels

$R_g = 2 G M_{TN} / c^2$  ( $M_{TN}$  est la masse du trou noir). La valeur haute s'applique à un trou noir de Kerr extrême pour lequel

$$a = c \cdot J_{TN} / G \cdot (M_{TN})^2 = 1.$$

Si un champ magnétique B intense, prenant sa source dans le disque, traverse l'horizon, l'effet Blandford-Znajek fournit un moyen de freiner la rotation du trou noir et de rayonner l'énergie dissipée. La puissance disponible, en watt, avec B en tesla dans ce second cas est donnée par

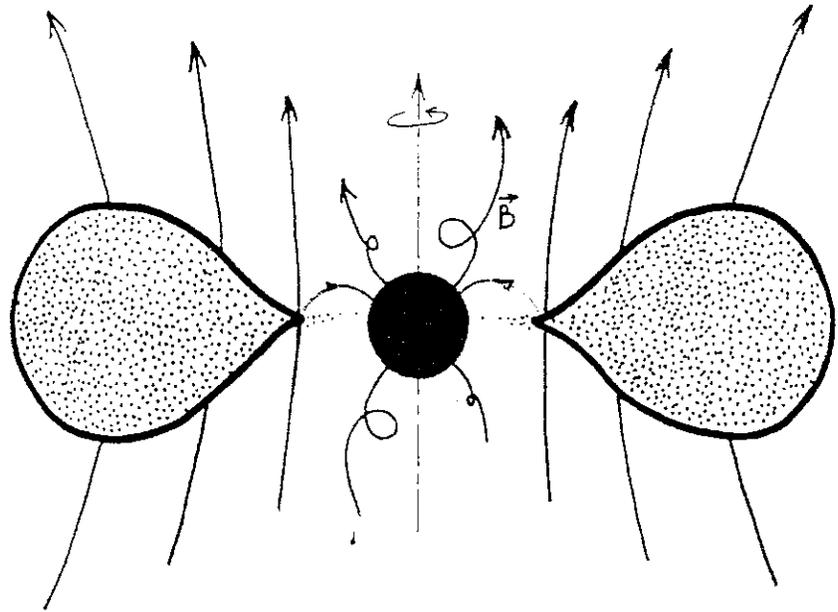
$$L_{BZ} \sim 1,4 \cdot 10^{44} a^2 (M_{TN}/5 M_\odot)^2 (B/10^{11})^2$$

Les incertitudes, d'une part sur l'efficacité de la conversion de l'énergie disponible en photons  $\gamma$ , et d'autre part sur la focalisation du vent relativiste, ne permettent pas de s'assurer que l'accrétion, ou l'effet Blandford-Znajek, peuvent expliquer les sursauts  $\gamma$ . En tout état de cause, des taux d'accrétion dépassant  $0,1 M_\odot / \text{s}$  ou des valeurs de a et du champ magnétique supérieures respectivement à 0,5 et  $10^{11}$  T apparaissent nécessaires !

La seconde étape consiste à communiquer cette énergie à une quantité suffisamment faible de matière pour permettre au vent de devenir relativiste. Le facteur de Lorentz final de l'écoulement est en effet donné par

$$\Gamma \sim L / M_V c^2$$

où  $\dot{M}_V$  est le débit de masse injecté dans le vent. Quelques idées ont été proposées permettant de limiter au maximum la "pollution baryonique" du vent mais aucune n'apparaît aujourd'hui pleinement convaincante. Les calculs les plus détaillés ont été faits dans le cas où le disque en rotation différentielle, chauffé par dissipation visqueuse, se refroidit en émettant en abondance des paires neutrino-antineutrino. Lesquelles s'annihilent le long de l'axe du système et injectent de l'énergie dans une zone vidée de matière par effet centrifuge. La principale difficulté réside ici dans la très faible efficacité du processus qui n'excède pas un pour cent. D'autres suggestions invoquent la présence d'un champ magnétique dans le disque, amplifié par la rotation différentielle jusqu'à des valeurs pouvant dépasser  $10^{11}$  T. Le vent relativiste serait alors produit par l'accélération de la matière guidée le long des lignes de champ (vent magnéto-hydro-dynamique : MHD). L'effet Blandford-Znajek correspond au même type de processus avec cette fois le champ magnétique ancré dans le trou noir.



**Figure 5 : Magnétosphère d'un système trou noir - disque.**

Des lignes de champ magnétique relient le disque au trou noir. D'autres lignes, issues du trou noir s'échappent à l'infini. C'est le long de ces lignes que s'écoule l'énergie provenant du processus de Blandford-Znajek.

Ces différentes propositions (auxquelles s'ajoutent plusieurs autres non présentées ici) n'ont pas fait l'objet de développements suffisamment complets pour qu'il soit possible d'être certain que l'une d'elles est véritablement capable de générer le vent relativiste. Il n'en reste pas moins vrai que son existence est avérée par les observations radio de GRB 970508 et nécessaire pour résoudre le problème de compacité de la source.

### La production du sursaut $\gamma$

Malgré les difficultés qui viennent d'être rappelées, les modèles d'émission pour les sursauts  $\gamma$  partent du principe qu'un vent relativiste est effectivement produit par la source. L'énergie libérée, injectée dans le vent, s'y trouve donc stockée sous forme cinétique. Elle va ensuite être restituée (avec une plus ou moins grande efficacité) sous forme de rayonnement, par dissipation dans des ondes de choc se produisant à l'intérieur même du vent ou dans sa collision avec le milieu environnant.

Dans le scénario le plus étudié, les chocs internes sont à l'origine de l'émission  $\gamma$  du sursaut alors que l'interaction avec le milieu extérieur explique les contreparties à plus basse énergie (les "afterglows"). Les chocs internes ne sont possibles que si la distribution du facteur de Lorentz  $\Gamma$  dans le vent n'est pas uniforme. Il s'agit là d'une hypothèse vraisemblable car la pollution baryonique, qui fixe la valeur de  $\Gamma$ , est particulièrement sensible à la valeur des paramètres physiques du disque qui peuvent varier sur de très courtes échelles de temps. Les couches de facteur de Lorentz élevé rattrapent alors celles de facteur de Lorentz plus faible, ce qui conduit à une série de chocs qui se poursuivent jusqu'à ce que le vent se soit ordonné avec  $\Gamma$  croissant de l'arrière vers l'avant. Pour illustrer les processus à l'oeuvre, il est instructif de se limiter à deux couches de masses  $m$  identiques et de facteurs de Lorentz respectifs  $\Gamma_1 = 400$  et  $\Gamma_2 = 100$  produites à des temps séparés par un intervalle  $\Delta t$ . Elles se rattrapent à une distance (en mètre) de la source :

$$R = c \Delta t / (v_1 - v_2) = (2 \Gamma_1^2 \Gamma_2^2) / (\Gamma_1^2 - \Gamma_2^2) c \Delta t \sim 6 \cdot 10^{13} (\Delta t / 10s)$$

et les effets de la collision peuvent être appréciés en supposant qu'elles fusionnent pour donner une couche unique de masse  $2m$  dont le facteur de Lorentz résultant vaut

$$\Gamma_r = \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \sim 200$$

L'énergie dissipée dans la collision (dans le repère fixe) et l'efficacité  $\varphi$  correspondante peuvent alors être calculées :

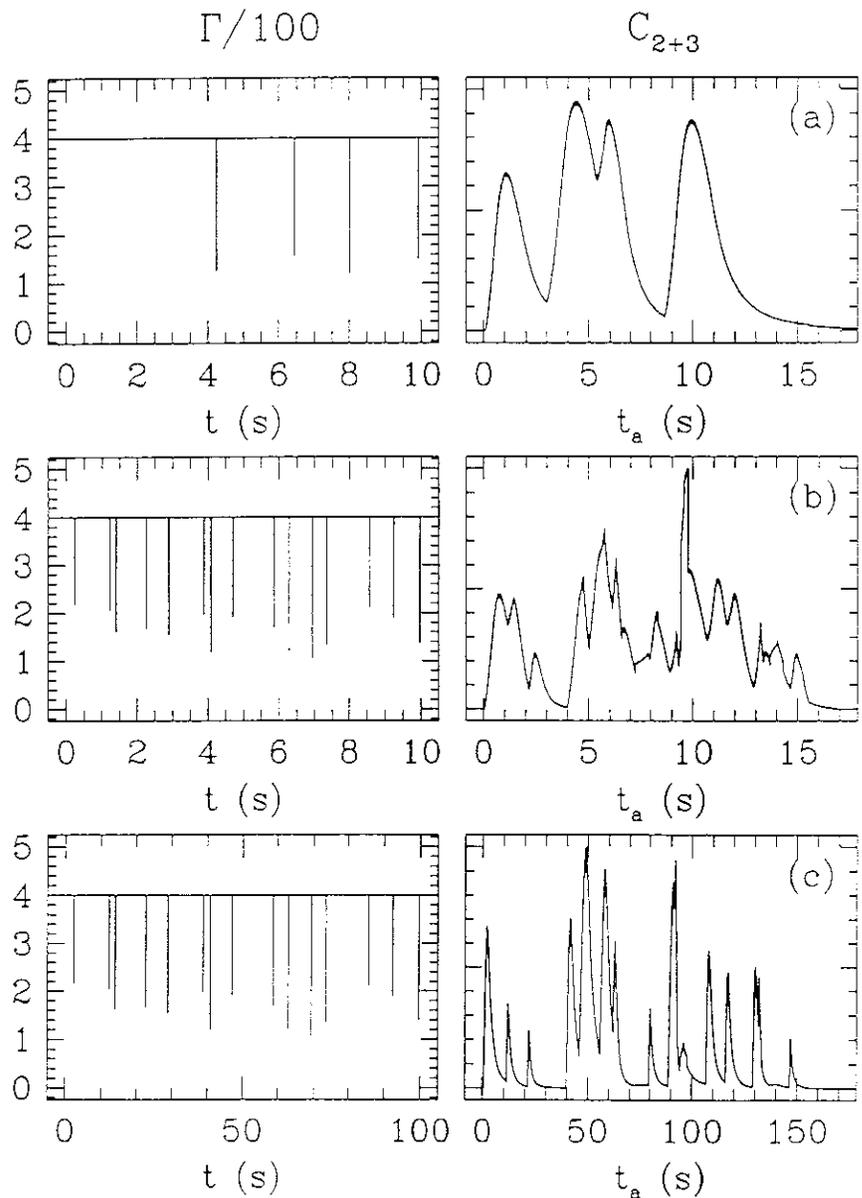
$$E_{diss} = (\Gamma_1 + \Gamma_2 - 2\sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}) mc^2$$

$$\varphi = E_{diss} / ((\Gamma_1 + \Gamma_2) mc^2)$$

ce qui pour les valeurs de  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  adoptées conduit à une efficacité de 20 %.

La couche émettrice étant animée d'un mouvement relativiste de facteur de Lorentz  $\Gamma_r$ , le rayonnement reçu par l'observateur est focalisé dans un angle d'ouverture  $\theta = 1 / \Gamma_r$ . Si le processus d'émission est suffisamment rapide, ce sont des considérations purement géométriques liées aux différences de temps d'arrivée de photons émis à partir d'une coquille sphérique d'ouverture

$\theta$  qui fixent la durée de réception du signal :  $\tau \sim R / (2c \Gamma_r^2) \sim (\Gamma_2 / \Gamma_1) \Delta t$  qui est donc voisine du temps  $\Delta t$  séparant les deux couches à l'émission.



**Figure 6 : Profils synthétiques de sursauts obtenus dans le cadre du modèle des chocs internes.**

Cette figure montre trois exemples de sursauts synthétiques. La partie gauche présente la distribution du facteur de Lorentz dans le vent relativiste. La durée d'injection est de 10 ou 100 secondes. Le vent est caractérisé par un facteur de Lorentz d'ensemble égal à 400 mais contient 4 (cas a) ou 15 (cas b et c) couches plus lentes de facteur de Lorentz compris entre 100 et 300 (la distribution du facteur de Lorentz dans les cas b et c est identique avec simplement une échelle de temps dix fois plus longue en c). Les parties rapides du vent sont freinées par les couches lentes et l'énergie dissipée, probablement rayonnée par effet synchrotron, produit les profils représentés sur le côté droit de la figure. Ces profils sont calculés dans les bandes 2 et 3 de l'expérience BATSE c'est à dire entre 50 et 300 keV. L'accord entre ces profils synthétiques et les observations apparaît satisfaisant.

Dans les modèles les plus simples l'énergie dissipée est rayonnée par effet synchrotron des électrons accélérés derrière l'onde de choc. Des sursauts synthétiques peuvent alors être construits en suivant l'évolution d'un système constitué d'un grand nombre de couches et en additionnant les contributions de toutes les collisions élémentaires.

La validité de cette approche simplifiée qui limite aux chocs l'interaction entre couches et néglige toutes les ondes de pression parcourant le vent a été confirmée à l'aide de modèles hydrodynamiques relativistes détaillés, mais aussi beaucoup plus complexes à mettre en oeuvre.

Quelques sursauts synthétiques obtenus par cette méthode sont représentés Fig. 6. En jouant sur la distribution initiale du facteur de Lorentz dans le vent, il est possible de générer une grande variété de profils temporels. Les pulses individuels ont bien la forme observée avec une montée rapide et une descente quasi-exponentielle. Les propriétés spectrales et leur relation avec les propriétés temporelles (relation durée-dureté, profils des pulses en fonction de l'énergie, etc...) sont aussi convenablement reproduites par le modèle. A ce jour l'hypothèse des chocs internes est la seule capable d'expliquer autant de caractéristiques observées des sursauts. Elle pose cependant le problème d'une efficacité d'ensemble assez faible, de l'ordre de 10% pour la conversion de l'énergie cinétique du vent en rayonnement  $\gamma$ . La comparaison des puissances disponibles par accréation ou effet Blandford-Znajek avec l'énergie  $\gamma$  reçue des sursauts de décalage  $z$  connu montre alors que dans les cas les plus extrêmes une focalisation importante  $\Omega / 4\pi \sim 0,01$  est nécessaire.

### Le choc externe et l'origine des contreparties à basse énergie.

L'évolution dynamique du vent ne se termine pas avec la séquence des chocs internes. Le gaz éjecté va en effet interagir avec son environnement qui va le freiner progressivement. Ce processus est bien connu dans le cadre de

l'étude des restes de supernovae. Une onde de choc "avant" se propage dans le milieu interstellaire alors qu'un choc "en retour" balaye le gaz éjecté. Dans le cas des sursauts  $\gamma$ , le scénario est identique mais l'onde de choc et la matière se déplacent initialement à vitesses relativistes.

La décélération commence à se faire sentir quand la masse balayée par le vent atteint  $M_V / \Gamma_0 = E / (\Gamma_0^2 c^2)$  où  $M_V$  est la masse totale du vent,  $E$  son énergie et  $\Gamma_0$  son facteur de Lorentz initial.

Ceci conduit à définir le rayon de décélération (en m) :

$$R_{\text{dec}} \sim (3 E / 4 \pi n m_p c^2 \Gamma_0^2)^{1/3}$$

$$R_{\text{dec}} \sim 10^{15} (E / 10^{46} \text{ J})^{1/3} (n / (1 \text{ part.} / \text{cm}^3))^{-1/3} (\Gamma_0 / 100)^{-2/3}$$

où  $n$  est la densité (en atomes d'hydrogène par  $\text{cm}^3$ ) du milieu environnant. Le rayon de décélération est en général supérieur au rayon typique pour lequel se produisent les chocs internes sauf si le milieu extérieur est très dense ou le sursaut particulièrement long.

Au delà de  $R_{\text{dec}}$  l'évolution du facteur de Lorentz du vent obéit à des lois simples d'autosimilarité (comme dans le cas classique où une solution célèbre du problème a été donnée par le physicien russe Sedov dans les années cinquante). En particulier le facteur de Lorentz de l'onde de choc "avant" décroît en loi de puissance

$$\Gamma / \Gamma_0 = (R / R_{\text{dec}})^{-3/2} = (t / t_{\text{dec}})^{-3/8}$$

où  $t$  et  $t_{\text{dec}} = R_{\text{dec}} / c$  représentent des temps mesurés par l'observateur. Ces expressions montrent que le gaz cesse d'être relativiste quand  $R$  atteint quelques dizaines de  $R_{\text{dec}}$  au bout d'un an environ. Derrière l'onde de choc apparaissent un champ magnétique et une population d'électrons accélérés susceptibles de produire un rayonnement synchrotron. Moyennant quelques hypothèses simples, l'intensité du champ et le facteur de Lorentz caractéristique  $\Gamma_e$  des électrons sont proportionnels au facteur de Lorentz de l'onde de choc de sorte que l'énergie typique du rayonnement observé

$$E_{\text{syn}} \propto \Gamma \times B \Gamma_e^2 \propto \Gamma^4 \propto t^{-3/2}$$

diminue avec le temps conformément aux observations. Dans les premières minutes l'afterglow est dans le domaine X puis passe dans le visible en quelques heures pour atteindre le domaine radio au bout de quelques semaines.

La théorie prédit aussi que le flux décroît en loi de puissance, à nouveau en accord avec les observations  $F \propto t^{-x}$  avec  $x = (3/4)(p-1)$  où  $p$  est l'indice spectral de la population d'électrons accélérés ( $N(\Gamma_e) \propto \Gamma_e^{-p}$ ). Les valeurs observées de  $x$  entre 1 et 1,5 conduisent donc à fixer  $p$  entre 2,3 et 3.

L'étude des contreparties optiques pourrait également permettre d'accéder à un paramètre capital du sursaut, l'angle solide  $\Omega$  dans lequel le vent est produit. La focalisation relativiste limite en effet le rayonnement reçu par l'observateur à un cône d'ouverture  $1/\Gamma$  où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz du gaz. Le ralentissement du vent diminue  $\Gamma$  et permet peu à peu d'accéder à une plus grande fraction de la coquille émettrice. Si celle-ci est elle-même physiquement contenue dans un cône d'angle solide  $\Omega$  (d'ouverture  $\theta$ ) le comportement de l'afterglow changera au moment où  $1/\Gamma$  deviendra supérieur à  $\theta$ . Une cassure est en particulier prévue dans l'évolution temporelle qui devient alors plus rapide. Dans un petit nombre de sursauts une cassure a été effectivement observée après un temps  $t_c$  voisin du jour, fixant l'angle d'ouverture  $\theta$  à une valeur assez petite

$$\theta \sim 7,5^\circ (E / 10^{46} \text{ J})^{-1/8} (n / (1 \text{ part./cm}^3))^{1/8} (t_c / 1 \text{ jour})^{3/8}$$

Cependant la majorité des sursauts ne montrent pas de cassure, même après plusieurs semaines ce qui indique qu'en général le vent est peu confiné.

### Perspectives

La période actuelle correspond à un âge d'or de l'étude des sursauts où l'afflux de données d'observation a fait faire d'importants progrès à la compréhension de ces objets extraordinaires. Cependant de nombreux mystères demeurent. Ainsi, il n'existe aucune véritable certitude sur la nature des sources à l'origine des sursauts (coalescence d'objets compacts, effondrement d'étoiles massives...).

Peut-être sera-t-il nécessaire d'avoir recours à plusieurs populations pour rendre compte séparément des sursauts longs et des sursauts courts. La production du vent relativiste reste de même un problème encore très mal compris.

C'est pour tenter de répondre à certaines de ces interrogations que les astrophysiciens ont conçu de nouveaux instruments emportés par les missions spatiales HETE-2 et SWIFT ou les télescopes automatiques TAROT, ROTSE-2 et SUPER-LOTIS.

Ces programmes visent principalement deux objectifs qui sont, d'une part l'observation de l'émission des sursauts dans une large gamme spectrale (visible, X,  $\gamma$ ), et d'autre part la connaissance des distances et de l'environnement de plusieurs centaines de sursauts afin de mieux cerner leur origine.

Le premier objectif est étroitement lié aux questions sur la physique de l'émission et la nature des sources. Il est l'une des priorités du satellite HETE-2 (lancé en Octobre 2000) et des télescopes automatiques comme TAROT.

Le second objectif, pour lequel la mission SWIFT a été conçue, permettra d'utiliser les sursauts comme sondes cosmologiques pour nous aider à mieux comprendre les premières phases de la vie des étoiles et des galaxies.

HETE-2 est un petit satellite sous maîtrise d'oeuvre du Massachusetts Institute of Technology (U.S.A.), qui

est équipé d'un spectromètre  $\gamma$  (réalisé au CESR à Toulouse) et de deux caméras à rayons X (fournies par RIKEN au Japon et le MIT).

Ces détecteurs à grand champ de vue permettent de surveiller un cinquième du ciel environ pour y détecter les sursauts et mesurer leur émission en rayons X et  $\gamma$ .

Les caméras X calculent la position précise du sursaut sur le ciel (à quelques minutes d'arc près) et HETE-2 commence à diffuser cette information, quelques secondes seulement après le début de l'alerte sursaut.

Sur Terre, un anneau de 10 stations de réception situées tout autour de l'équateur (donc directement à la verticale de l'orbite du satellite qui tourne à 600 km d'altitude) garde un contact permanent avec HETE-2 et relaie les positions aux observatoires du monde entier grâce au réseau Internet.

TAROT est un télescope automatique de 25 cm de diamètre qui est installé sur le plateau du Calern au dessus de Grasse et dont la maîtrise d'oeuvre est assurée par le CESR. La caméra CCD dont il est équipé lui permet de détecter des astres de magnitude 17 en seulement 10 secondes de temps de pose. Son champ de vue de 2° est largement suffisant pour couvrir l'incertitude des positions de HETE-2.

Lorsqu'un sursaut détecté par HETE-2 est dans la zone du ciel accessible à TAROT, celui-ci se pointe vers la région concernée en moins de 2 secondes et commence à prendre des images du ciel. TAROT n'est pas unique puisque deux télescopes similaires sont installés aux Etats-Unis (ROTSE-2 et SUPER-LOTIS).

Cette combinaison d'instruments spatiaux et au sol est une première. Elle a été mise en place par les astronomes pour leur fournir une couverture précoce de l'émission du sursaut dans un grand domaine de longueur d'onde. Lorsque l'émission visible d'un sursaut est détectée, TAROT calcule sa position avec une précision de 1", bien supérieure à celle de HETE-2.

Des télescopes plus puissants peuvent alors être pointés en direction de la source afin de faire le spectre de l'émission retardée (et donc de déterminer la distance si des raies sont observées) tant que celle-ci est encore assez

brillante, c'est à dire typiquement dans les premiers jours suivant le sursaut.

L'objectif de la mission SWIFT de la NASA est plus ambitieux encore puisque ce satellite devrait réaliser l'observation rapide de l'émission visible, X et  $\gamma$  de plus d'une centaine de sursauts par an.

De façon semblable à HETE-2, ce satellite emportera trois instruments : un imageur  $\gamma$ , un télescope à rayons X et un télescope dans le domaine visible.

Alors que les instruments de HETE-2 ont tous un grand champ de vue, et donc une sensibilité limitée, les deux télescopes de SWIFT (X et visible) auront un champ de vue réduit et une très bonne sensibilité. SWIFT fonctionnera de la façon suivante : l'imageur  $\gamma$  détectera et localisera les sursauts, puis le satellite tout entier pointera en une minute ses télescopes visible et X en direction des sursauts détectés. SWIFT permettra alors de suivre en détail l'émission depuis les premières minutes jusqu'à plusieurs heures après l'évènement.

Avec le lancement de SWIFT, les astronomes disposeront donc en 2004 d'un outil exceptionnel pour appréhender la nature des sursauts et étudier grâce à eux la formation d'étoiles et l'évolution des galaxies aux époques reculées de l'Univers.

Le développement de modèles théoriques de plus en plus détaillés et sophistiqués, allié aux données d'observation d'instruments sensibles couvrant presque tout le spectre électromagnétique, devrait ainsi bientôt permettre de mieux comprendre et d'exploiter toute la richesse physique et astrophysique des sursauts  $\gamma$ .

Mais, comme les années passées nous l'ont appris, gageons aussi qu'il faut s'attendre à quelques surprises...

### NDLR :

1 - en dynamique relativiste, le facteur de Lorentz est  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  où  $\beta = v / c$

### Sites WEB:

HETE2 : <http://space.mit.edu/HETE/>  
TAROT et les sursauts gamma : <http://tarot.cesr.fr/>