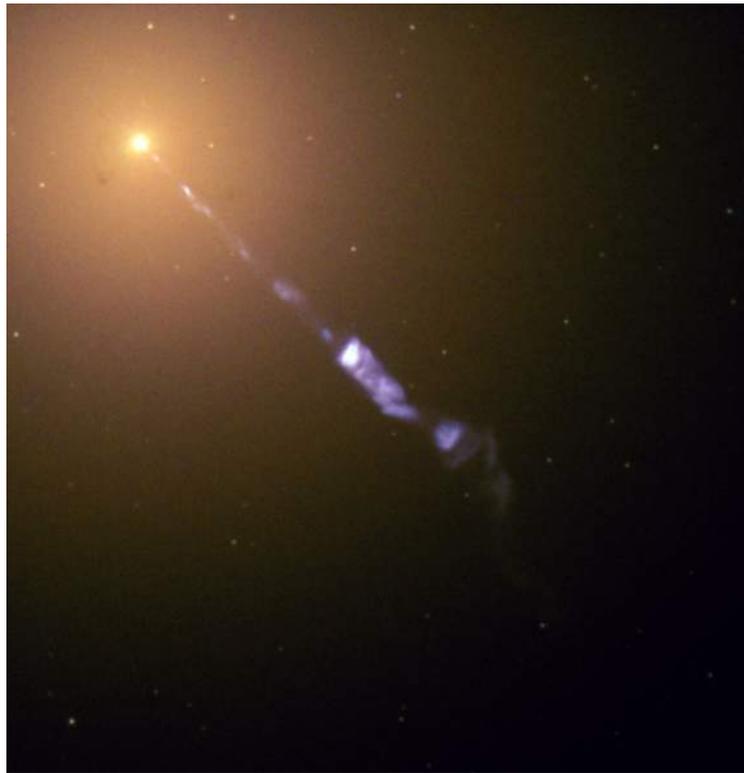


# Vie et mœurs des trous noirs



Nicolas Boulanger et Fabien Buisseret

# Table des Matières

1. Prologue	1
<i>Où, en guise d'introduction, on peut constater que trous noirs et poésie font bon ménage</i>	
2. Capturer la lumière	3
<i>Où on montre que les théories de la gravitation selon Newton et Einstein, quoique séparées par trois siècles de progrès scientifique, prédisent toutes deux l'existence d'astres aux propriétés stupéfiantes, suffisamment massifs pour empêcher la lumière elle-même de s'en échapper</i>	
3. Le destin d'une étoile	17
<i>Où on expose comment l'astrophysique moderne offre une compréhension globale du déroulement de la vie d'une étoile depuis sa formation jusqu'à sa mort, et où les trous noirs apparaissent comme inévitablement liés aux stades ultimes de l'évolution des astres les plus massifs</i>	
4. Le trou noir dans son milieu naturel	31
<i>Où on se représente l'aspect visuel d'un trou noir entouré de matière, et où on découvre que ces étranges objets – émetteurs d'ondes gravitationnelles, voire même de rayonnement lorsque la physique quantique y ajoute son grain de sel – ne sont pas totalement noirs</i>	
5. Obscures présences dans l'Univers	51
<i>Où on montre que les observations sans cesse plus précises des astronomes suggèrent l'existence de trous noirs dans l'Univers, dont certains, lourds comme des millions de soleils, sont tapis au cœur des galaxies</i>	
6. Point final et références	57

En couverture : Photographie prise par le télescope Hubble, dans le visible, du centre de la galaxie elliptique M87 (en haut à gauche). Un jet de matière long de 5 000 années-lumière s'en échappe, vraisemblablement causé par la présence d'un trou noir central.



# 1. Prologue

« Un soleil mort » ... Ces quelques mots évoquent une sorte d'idéal romantique, l'image fascinante d'un monde que l'on croyait à tort éternel, et dont on découvre la fin inéluctable. Peut-être plus justement qu'aucun autre, le poète Gérard de Nerval (1808-1855) a su trouver les mots pour exprimer une telle vision, dans un recueil intitulé *Les Chimères*. En voici un extrait :

[...] « *Tout est mort ! J'ai parcouru les mondes ;  
Et j'ai perdu mon vol dans leurs chemins lactés,  
Aussi loin que la vie, en ses veines fécondes,  
Répand des sables d'or et des flots argentés :  
Partout le sol désert côtoyé par des ondes,  
Des tourbillons confus d'océans agités...  
Un souffle vague émeut les sphères vagabondes,  
Mais nul esprit n'existe en ces immensités.  
En cherchant l'œil de Dieu, je n'ai vu qu'une orbite  
Vaste, noire et sans fond, d'où la nuit qui l'habite  
Rayonne sur le monde et s'épaissit toujours ;  
Un arc-en-ciel étrange entoure ce puits sombre,  
Seuil de l'ancien chaos dont le néant est l'ombre,  
Spirale engloutissant les Mondes et les jours !* »



« *L'Univers mourant* », détail du frontispice de Jérusalem (1820) par William Blake (1757-1827).

L'existence de Gérard de Nerval, immense poète victime de graves crises de démence, a baigné dans l'onirisme. Publiées en 1854, un an avant qu'on ne le retrouve pendu aux barreaux d'une grille qui fermait un égout, *Les Chimères* constituent un ensemble de sonnets emplis de références ésotériques et mystiques, témoignant aussi bien des expériences vécues par le poète que de ses interrogations métaphysiques.

« Un soleil mort » ... Cette formule pourrait également s'appliquer à l'image du cosmos que nous offre l'astrophysique moderne. Loin d'être le domaine immuable et parfait qu'imaginaient les Anciens, nous le savons maintenant en perpétuelle évolution : les étoiles naissent, vivent, et meurent ; l'Univers lui-même évolue ! La fin d'une étoile suffisamment massive, nous le verrons bientôt, s'accompagne inéluctablement d'un effondrement sur elle-même. Cet effondrement conduira ce qui était autrefois un soleil vers un autre état : celui d'une naine blanche, d'une étoile à neutrons, ou encore d'une entité aux propriétés défiant tant l'imagination que les lois physiques actuelles, un *trou noir*. Nous tenterons de résumer dans le présent ouvrage les connaissances aujourd'hui acquises sur ces objets, ainsi que les preuves, de plus en plus nombreuses quoiqu'indirectes, de leur existence. Notre fil conducteur sera l'extrait des *Chimères* cité plus haut, dont les vers semblent décrire – bien qu'il s'agisse d'une coïncidence – cette étrangeté cosmique que nous nommons trou noir.



## 2. Capturer la lumière

### 2.1. « En cherchant l'œil de Dieu... »

#### a. Ce par quoi tout a commencé ...

« [...] Si le rayon d'une sphère de même densité que le Soleil était cinq cents fois plus grand que celui du Soleil, un corps tombant d'une hauteur infinie vers elle aurait acquis à sa surface une vitesse plus grande que celle de la lumière. Par conséquent, en supposant que la lumière soit attirée par la même force [...] que les autres corps, toute la lumière émise par une telle sphère devrait y retourner, à cause de sa propre gravité. »

Rev. J. Michell, *Philosophical Transactions* **74**, p. 35, 1784.

Les trous noirs tels que nous les concevons aujourd'hui ne peuvent se décrire correctement que dans le cadre de la relativité générale, formulée par Einstein (1879-1955) au vingtième siècle. Cependant, les savants n'ont pas attendu ce moment pour imaginer l'existence d'astres très particuliers : des étoiles si massives que la lumière qu'elles émettent est incapable de s'en échapper.

Le premier ouvrage consacré à ce sujet date de 1784, et est dû au Révérend anglais John Michell (1724-1793). Nous lui devons des travaux sur la nature des tremblements de terre, les étoiles doubles et la gravitation. C'est à cette dernière catégorie qu'appartient l'extrait cité ci-dessus, et dont le contenu mérite quelques éclaircissements. Pour ce faire, rappelons d'abord quelques grands principes de mécanique.



Fig 1. « La comète de Halley au-dessus de la Tamise » (1759),  
peinture de Samuel Scott (1702-1772).

#### b. La mécanique de Newton

Lorsque Michell publie son article en 1784, la physique repose sur les lois de la mécanique formulées par Newton (1643-1727), dont les prédictions se voient confirmées de manière éclatante, notamment par deux résultats-clés. Le premier est la vérification par Maupertuis (1698-1759) et son équipe, en 1736, de l'aplatissement de la Terre aux pôles ; ce phénomène est une conséquence des lois de Newton appliquées à un objet en rotation. L'autre est le calcul par Clairaut (1713-1765) de la trajectoire de la comète de Halley (1656-1742) (figure 1) en faisant appel à la théorie newtonienne de la gravitation, et la prédiction que celle-ci sera de retour en avril 1759, avec une marge d'erreur d'un mois ; l'astre chevelu est effectivement observé en mars 1759, dans la limite de tolérance que s'était fixée Clairaut !

Globalement, ces calculs effectués dans le cadre de la mécanique newtonienne, parfaitement conformes à l'observation, sont basés sur trois grands principes qu'il est bon de présenter de suite.

1. Si un corps de masse  $m$  est soumis à une force  $F$ , son accélération  $a$  satisfait à la loi :

$$F = ma. \quad (1)$$

Les flèches placées au-dessus des différents symboles signalent le caractère vectoriel de l'accélération et de la force : ces quantités ne sont en effet pas seulement définies par leur grandeur, mais aussi par une direction dans l'espace. L'équation (1) exprime l'idée qu'une force agissant sur un objet modifie son état de mouvement en lui communiquant une accélération. L'accélération étant définie comme la variation instantanée de la vitesse, on comprend que la force modifie la vitesse de l'objet, et détermine donc sa trajectoire. En l'absence de force en effet, un corps n'est pas d'accélééré, et donc sa vitesse ne change pas : il ne peut par conséquent que se déplacer en ligne droite et à vitesse constante.

2. La force de gravitation entre deux corps de masses  $m_1$  et  $m_2$  est attractive et est donnée par l'équation :

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \mathbf{1}_r, \quad (2)$$

où  $r$  est la distance entre ces corps et  $G$  une constante appelée constante de Newton. Le vecteur unité  $\mathbf{1}_r$  indique que la force est dirigée suivant la droite reliant les deux objets (figure 2).  $F$  désigne la force due au corps 2 et agissant sur le corps 1. La formule (2) montre que la force d'attraction gravitationnelle est d'autant plus intense que la masse des objets est grande et que leur éloignement est faible. La constante  $G$  vaut environ  $6,67 \times 10^{-11} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$ .

3. Si  $F$  est la force agissant sur le corps 1 et causée par le corps 2, alors la force agissant sur le corps 2 et causée par 1 est égale en grandeur à  $F$ , mais elle est de direction opposée : elle est donnée par  $-F$ . Ceci est aussi illustré dans la figure 2.

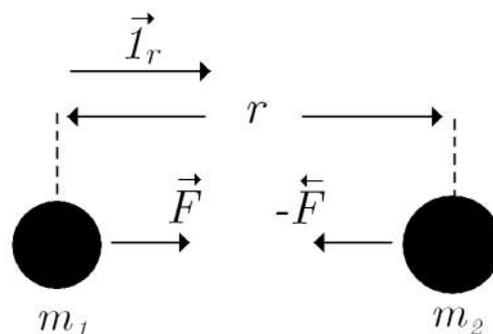


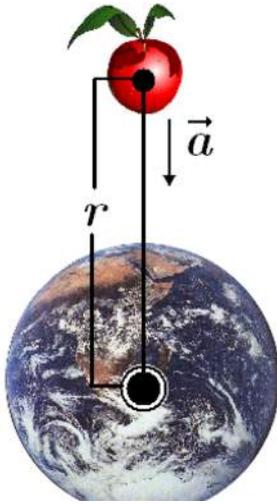
Fig. 2. Illustration schématique de la force gravitationnelle s'exerçant entre deux corps massifs 1 et 2.

En combinant les équations (1) et (2), nous pouvons affirmer que l'accélération communiquée à un objet de masse  $m$  du fait de l'attraction gravitationnelle d'un autre corps de masse  $M$  vaut :

$$a = G \frac{M}{r^2} \mathbf{1}_r. \quad (3)$$

Cette accélération est indépendante de  $m$ . Autrement dit, tous les corps accélérés dans le champ gravitationnel d'une masse  $M$  le sont de la même façon. Par exemple, si nous lâchons en même temps et d'une même hauteur initiale une bille de verre et un fer à repasser, les deux objets, quoique de masses différentes, arriveront en même temps sur le sol. Cette conclusion n'est bien entendu applicable que si les frottements sont négligeables : il est clair qu'une plume tombera au sol moins vite que le fer à repasser, pour la bonne raison que les frottements de l'air la ralentissent beaucoup plus dans sa chute.

*c. Un peu de mécanique fruitière*



*Fig. 3. La chute d'une pomme dans le champ de gravitation de la Terre.*

Considérons maintenant une application simple des lois de Newton : la chute d'une pomme mûre qui vient de se détacher de son arbre (figure 3). Imaginons ce fruit accroché à la branche d'un pommier, et donc maintenu à une hauteur  $h$  du sol. Soudain, le fruit se détache. A ce moment précis, la hauteur de la pomme vaut  $h$  et sa vitesse est nulle. Nous savons qu'à cet instant, en vertu de l'équation (3), son accélération est donnée par  $a = G \frac{m_T}{(R_T + h)^2} 1_r$ , où  $m_T$  et  $R_T$  sont respectivement la

masse et le rayon de la Terre. Nous avons remplacé  $r$  par  $R_T + h$ , car l'« éloignement entre la Terre et la pomme » doit être compris comme étant la distance entre la pomme et le centre de la Terre ; il est en effet possible de démontrer mathématiquement que le champ de gravitation d'une distribution de masse à symétrie sphérique, à une distance donnée de son centre, est le même que si toute sa masse était concentrée en son centre. L'application des lois de Newton (1) et (2) permet, en employant

des techniques mathématiques que nous ne discuterons pas ici, de déterminer la grandeur de la vitesse qu'aura la pomme au niveau du sol, soit :

$$v = \sqrt{2Gm_T \left( \frac{1}{R_T} - \frac{1}{R_T + h} \right)} . \quad (4)$$

Cette relation formalise entre autres le fait bien connu que – frottements de l'air mis à part – plus un objet tombe de haut, plus sa vitesse est grande quand il atteint le sol. Un cas limite, accessible seulement par la pensée, est celui où la pomme tomberait d'une hauteur infinie : elle s'écraserait alors au sol avec une vitesse  $v_E$  donnée par la formule

$$v_E = \sqrt{\frac{2Gm_T}{R_T}} . \quad (5)$$

Une remarque concernant le comportement de la Terre dans notre exemple : cette dernière subit également une force, égale à celle qui agit sur la pomme, mais opposée en direction. Cependant, si les forces sont égales en grandeur, il n'en va plus de même pour les accélérations. En effet, si nous désignons par  $m_p$  et  $a_p$  la masse et l'accélération de la pomme, l'accélération de la

Terre vaudra  $a_T = -\frac{m_p}{m_T} a_p$ . La Terre devrait donc elle aussi être accélérée et se déplacer à cause de la présence de la pomme ! Cependant, que vaut la masse de ce fruit (environ 100 grammes) en regard de celle de la Terre ( $6 \times 10^{21}$  tonnes) ? Pour ainsi dire, rien. Par conséquent,  $a_T$  est si faible que l'on peut considérer que l'accélération de la Terre est nulle.

#### d. La lumière et les pommes

Poursuivons l'analyse de notre exemple. La vitesse  $v_E$  que nous avons évoquée dans le paragraphe précédent est également baptisée « vitesse d'échappement ». En effet, nous pouvons en quelque sorte inverser le problème : si une pomme, lâchée sans vitesse initiale d'une hauteur infinie, a acquis quand elle atteint le sol une vitesse  $v_E$ , alors une pomme lancée verticalement depuis la Terre avec une vitesse  $v_E$  atteindra une hauteur infinie avec une vitesse nulle. Autrement dit, une pomme lancée avec une vitesse supérieure ou égale à la vitesse d'échappement pourra se soustraire définitivement à la gravitation terrestre ; si par contre on la lance avec une vitesse inférieure à  $v_E$ , elle retombera inéluctablement au sol.

Sur Terre, la vitesse d'échappement vaut environ 12 km/s. L'équation (5) peut être généralisée à tout corps massif subissant l'attraction gravitationnelle d'un astre quelconque, à condition d'y remplacer les masse et rayon de la Terre par les grandeurs correspondantes. Sur le Soleil par exemple, la vitesse d'échappement est de 618 km/s.

Est-il licite d'appliquer le concept de vitesse d'échappement à la lumière ? La réponse dépend dans une certaine mesure de l'époque où cette question est posée. Nous sommes pour l'instant en 1784. Deux théories ont alors été proposées pour expliquer la nature de la lumière. La première, due à Christiaan Huygens (1629-1695), stipule que la lumière est une onde. La deuxième est due à Newton et a été formulée en 1704 dans son traité *Opticks* : la lumière est composée de corpuscules, dont la taille dépend de la couleur – minimum pour le rouge, maximum pour le violet.

Vers la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle, la théorie corpusculaire de Newton est la plus largement acceptée, du fait de la notoriété de son auteur, mais aussi car on peut, semble-t-il, expliquer grâce à elle la décomposition de la lumière blanche par un prisme : les corpuscules lumineux, dont la taille varie selon leur couleur, sont déviés différemment. L'idée de Michell est donc de supposer que chaque « grain de lumière » est soumis à la force gravitationnelle (2). Imaginons un de ces corpuscules émis à la surface d'une étoile avec une vitesse que nous appellerons  $c$ . La déduction qui s'impose alors est la suivante : si une étoile est telle qu'à sa surface la vitesse d'échappement est supérieure à la vitesse de la lumière, chaque grain lumineux émis devra retomber sur sa surface. Un tel astre sera donc parfaitement noir, puisque aucune lumière ne pourra s'en échapper !

En remplaçant  $v_E$  par  $c$  dans l'équation (5), nous obtenons une formule simple permettant à Michell d'identifier une « étoile noire » :

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} ; \quad (6)$$

si une étoile de masse  $M$  possède un rayon inférieur à  $R_s$ , la lumière ne peut s'en échapper (figure 4). Pour se faire une idée des ordres de grandeurs qui interviennent ici, récrivons l'équation (6) en y exprimant  $M$  en unités de la masse solaire. Nous obtenons  $R$  (km) =  $3M$ . Une étoile noire de 1 masse solaire devrait donc avoir un rayon inférieur à 3 kilomètres, alors que notre Soleil a un rayon de 700 000 kilomètres. Plus frappant encore : si la Terre était une étoile, elle serait noire si son rayon valait ... 9 millimètres ! En termes de densité, on peut parvenir à la conclusion qu'une étoile ayant la densité du Soleil devrait avoir un rayon environ 500 fois plus grand pour être obscure<sup>1</sup>. Remarquons que pour mener à terme son calcul, Michell avait entre autres besoin de connaître la vitesse de la lumière. Celle-ci avait déjà été mesurée par Rømer (1644-1710) en 1676 et par Bradley (1693-1762) en 1728 ; cette dernière expérience avait fourni une valeur assez proche de la valeur retenue actuellement, à savoir 300 000

Trajectoires des corpuscules lumineux

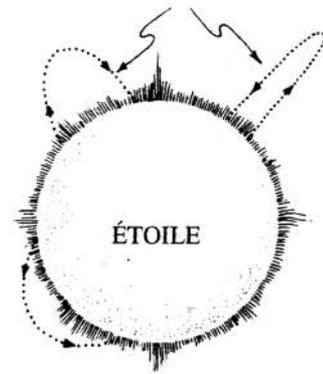
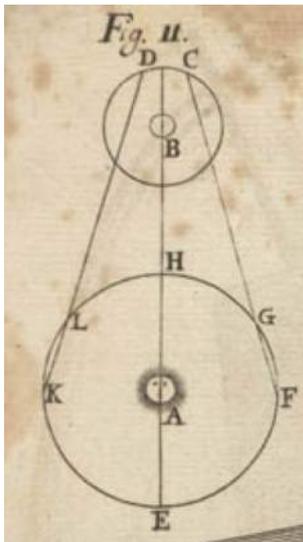


Fig. 4. Une étoile noire selon Michell.

km/s.



Permettons-nous ici une petite digression : comment, à cette époque, a-t-on pu mesurer la vitesse de la lumière ? Il est instructif de décrire brièvement le procédé de Rømer, remarquable d'ingéniosité, en commentant une illustration de son raisonnement parue dans le *Journal des Sçavans* du 7 décembre 1676 (figure 5). Supposons que le point A soit le Soleil, et B Jupiter. Les points F, G, H, K, et L, représentent la Terre à différents moments de sa course autour de l'Astre du jour. De plus, les points C et D marquent la position d'un satellite de Jupiter au moment où celui-ci entre dans l'ombre de cette Planète (C), et en ressort (D). Il était parfaitement possible à l'époque de Rømer d'observer de telles éclipses. L'idée est alors de chronométrer le temps entre deux passages consécutifs du satellite en D. Supposons que la lumière ne parcoure pas l'espace

avec une vitesse infinie. Si la Terre était immobile autour du Soleil, ce temps serait constant. Or, puisque la Terre se déplace, il est facile d'imaginer que cet intervalle de temps changera selon que la Terre s'éloigne de Jupiter (allant de L à K par exemple), ou s'en approche (de F à G) : la distance parcourue par la lumière pour nous parvenir est alors plus ou moins grande. En mesurant de façon précise l'intervalle entre deux réapparitions du satellite à différents moments de l'année, Rømer put conclure que la lumière ne se déplace pas instantanément. Il lui attribua une vitesse 213 000 km/s, un chiffre certes inférieur à sa valeur exacte, mais néanmoins respectable si l'on se souvient qu'il fut établi il y a plus de 350 ans !

<sup>1</sup> Pour une sphère homogène,  $M = (4/3) \pi R^3 \rho$ , où  $\rho$  désigne la densité. Il suffit d'utiliser cette relation dans la formule (6) pour retrouver le résultat de Michell.

*e. Ils y pensent et puis oublient ...*

Le destin des raisonnements scientifiques est d'être abandonnés s'ils ne rendent pas compte de l'expérience. Les idées de Michell, qui à vrai dire ont eu peu d'impact à l'époque, seront cependant reprises par Laplace (1749-1827) dans les premières éditions de son *Exposition du système du monde* (1796) : « [...] Il existe donc dans les espaces célestes, des corps obscurs aussi considérables, et peut être en aussi grand nombre, que les étoiles. »

L'existence de ces étoiles noires ou corps obscurs reposait entièrement sur la nature supposée corpusculaire de la lumière – seul contexte dans lequel les lois de Newton sont applicables. Au début du dix-neuvième siècle, plusieurs expériences cruciales démontrent sans équivoque le caractère ondulatoire de la lumière ; en particulier, Young (1773-1829) met en évidence, dès 1801, des phénomènes d'interférence totalement incompatibles avec la théorie corpusculaire. Les étoiles noires ne peuvent donc pas exister dans ce contexte, et elles seront rapidement oubliées. Laplace supprimera même leur mention dans les dernières éditions de son traité. Il faudra attendre plus d'un siècle pour voir refleurir, dans un cadre radicalement différent, cet étrange concept d'astre dévorant sa propre lumière. Le chapitre suivant vous invite à assister à cette redécouverte ...

## **2.2. « Je n'ai vu qu'une orbite vaste, noire et sans fond »**

*a. Des nouvelles du front*

En décembre 1915, un mois après la parution des articles d'Einstein dans lesquels de nouvelles lois de la gravitation étaient proposées à la sauce relativiste, l'astrophysicien allemand Karl Schwarzschild (1873–1916) obtient une solution exacte des équations d'Einstein décrivant le champ gravitationnel à l'extérieur d'une étoile qui ne tourne pas sur elle-même (plus généralement, autour de n'importe quelle masse isolée à symétrie sphérique, non animée d'un mouvement de rotation). Depuis le front russe où il combat, Schwarzschild communique son manuscrit à Einstein et lui confie le soin de le publier. Ce dernier, impressionné, répond : « Je ne m'attendais pas à ce qu'une solution exacte du problème puisse être formulée. Votre traitement analytique me paraît splendide. » Einstein rapporte ce résultat à la session de l'Académie des sciences de Prusse du 13 janvier 1916. Quelques semaines plus tard, il présente un second article de Schwarzschild prolongeant son résultat à l'intérieur de l'étoile. Ces deux articles seront le chant du cygne de Schwarzschild : à peine quatre mois plus tard, le 19 juin, Einstein annonce à l'Académie la mort de l'astrophysicien, mort survenue à la suite d'une maladie contractée sur le front.

b. La géométrie de Schwarzschild en image

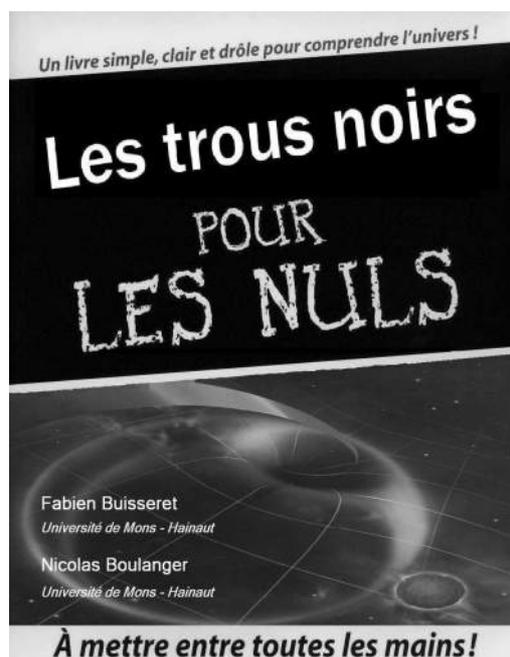


Fig. 6. Un ouvrage que nous ne sommes pas prêts de trouver en librairie ... !

Nous tenterons dans la suite de ce chapitre de résumer le plus clairement possible – pour le courageux lecteur – le contenu de la relativité générale, dans l'esprit d'un hypothétique « *Les trous noirs pour les Nuls* » (figure 6). Les équations fameuses écrites par Einstein en 1915 dans le cadre de sa théorie relativiste de la gravitation expriment que l'espace - temps est *courbe*, et non pas plat comme on le croyait jusqu'alors. La relativité générale montre en fait que la courbure de l'espace-temps est liée à la distribution de l'énergie et de l'impulsion des corps et rayonnements qui y sont présents. Notons qu'aux yeux de la relativité, la distribution d'énergie englobe le concept, plus familier, de distribution de masse : la masse est en effet équivalente à l'énergie<sup>2</sup>. L'exemple d'une étoile sphérique sans rotation, déjà évoqué plus haut, peut nous aider à expliciter le concept de courbure.

Pour se représenter la géométrie de l'espace - temps à proximité d'une étoile sphérique, il est utile d'« éliminer » une dimension d'espace. Imaginons donc des créatures plates, d'épaisseur nulle, vivant sur une surface à deux dimensions (un plan par exemple). Pour nous permettre de visualiser l'espace à proximité d'une étoile, nous assimilerons cette surface à celle d'un tissu élastique sur lequel on aurait posé une boule de pétanque – c'est ce que nous apprend la solution de Schwarzschild. Nos êtres à deux dimensions peuvent étudier leur géométrie spatiale : munis d'une règle graduée, il peuvent déplacer celle-ci, dessiner des triangles et en mesurer les angles internes, tracer des cercles et en mesurer la circonférence en reportant leur petite règle graduée le long de la circonférence, etc. Toutes ces mesures leur permettront d'affirmer que leur espace est courbe. En effet, à proximité de la zone où se trouve la boule de pétanque, la somme des angles internes d'un triangle est supérieure à  $180^\circ$ , les circonférences des cercles mesurent moins de  $\pi$  fois leur diamètre – soit moins que la valeur enseignée dans toutes les écoles ! –, et deux règles initialement parallèles, se déplaçant le long d'elles-mêmes, finissent par se croiser au point où se trouve la boule. Face à des comportements aussi surprenants, ces êtres aplatis, constatant que leur espace est courbe, pourraient alors imaginer qu'ils font en fait partie d'un espace à trois dimensions dans lequel le leur serait *plongé*. Cet « hyperspace », fictif, permet de visualiser la courbure de leur espace physique bidimensionnel ; c'est ce qui est fait dans la figure 7. L'hyperspace est plat, en ce sens que des lignes droites parallèles ne s'y coupent jamais, que la somme des angles des triangles est toujours égale à  $180^\circ$ , et la longueur de la circonférence de tout cercle est égale à  $\pi$  fois son

<sup>2</sup> Que l'on songe en effet à la célèbre relation  $E = mc^2$  !

diamètre. Cet espace, nous l'imaginons très bien, c'est celui de notre expérience quotidienne, où la courbure ne se manifeste que très peu (ce phénomène ne devient en général mesurable qu'à l'échelle astronomique).

Nos êtres bidimensionnels ont bien du mal à se le représenter : par exemple, leur vision se fait par l'intermédiaire de rayons lumineux contraints à se déplacer à la surface du tissu, et non dans les trois dimensions. Et s'ils veulent prendre en compte la dimension temporelle, ils doivent même ajouter une quatrième dimension à leur description : il en faut deux pour décrire l'espace de leur univers, une pour le temps, et une pour la dimension spatiale fictive dont nous venons de parler.

Nous sommes des êtres tridimensionnels, mais nous pouvons représenter la courbure de

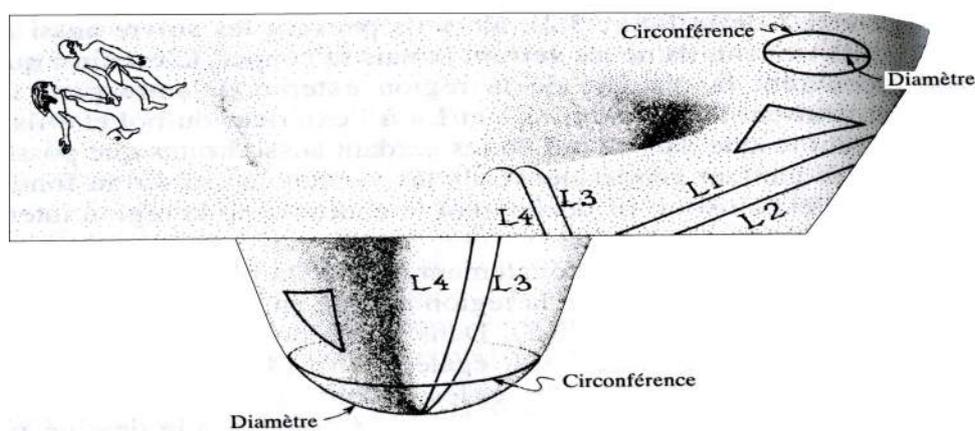


Fig. 7. Une illustration bidimensionnelle de la courbure spatiale engendrée par une masse à symétrie sphérique.

notre espace tridimensionnel à l'intérieur et à proximité d'une étoile par un *diagramme de plongement*, de manière analogue à ce que nous venons de faire dans la figure 7.

Bien que plate sur le dessin de gauche de la figure 8, la géométrie de la surface équatoriale que l'on a représentée est en réalité courbe, à cause de la présence du corps stellaire massif. Si nous nous y rendons en pensée pour y effectuer des mesures de longueurs, de circonférences, d'amplitudes d'angles de triangles, ... nous obtiendrons des résultats qualitativement semblables à ceux obtenus par nos êtres bidimensionnels sur leur tissu courbe. La masse de l'étoile déforme l'espace à trois dimensions à l'intérieur et autour de l'étoile, tout comme la boule déforme le tissu élastique. Nous pouvons extraire la surface équatoriale de notre espace tridimensionnel et la plonger dans un hyperspace fictif, à trois dimensions comme le nôtre, mais différent essentiellement de ce dernier en ce qu'il est rigoureusement *plat*. Dans cet espace plat, la surface ne peut conserver sa géométrie intrinsèque qu'en se courbant comme le tissu élastique sous l'effet du poids de la boule de pétanque, ce qui nous permet de visualiser plus simplement sa courbure.

La géométrie de Schwarzschild associée à un plan équatorial coupant l'étoile en deux hémisphères égaux est identique à celle du tissu déformé.

c. Une pincée de mathématiques ...

Après avoir tenté d'illustrer à l'aide d'un exemple simple le contenu de la relativité générale, revenons de manière un peu plus formelle aux équations de cette théorie. Celle-ci associe à l'espace-

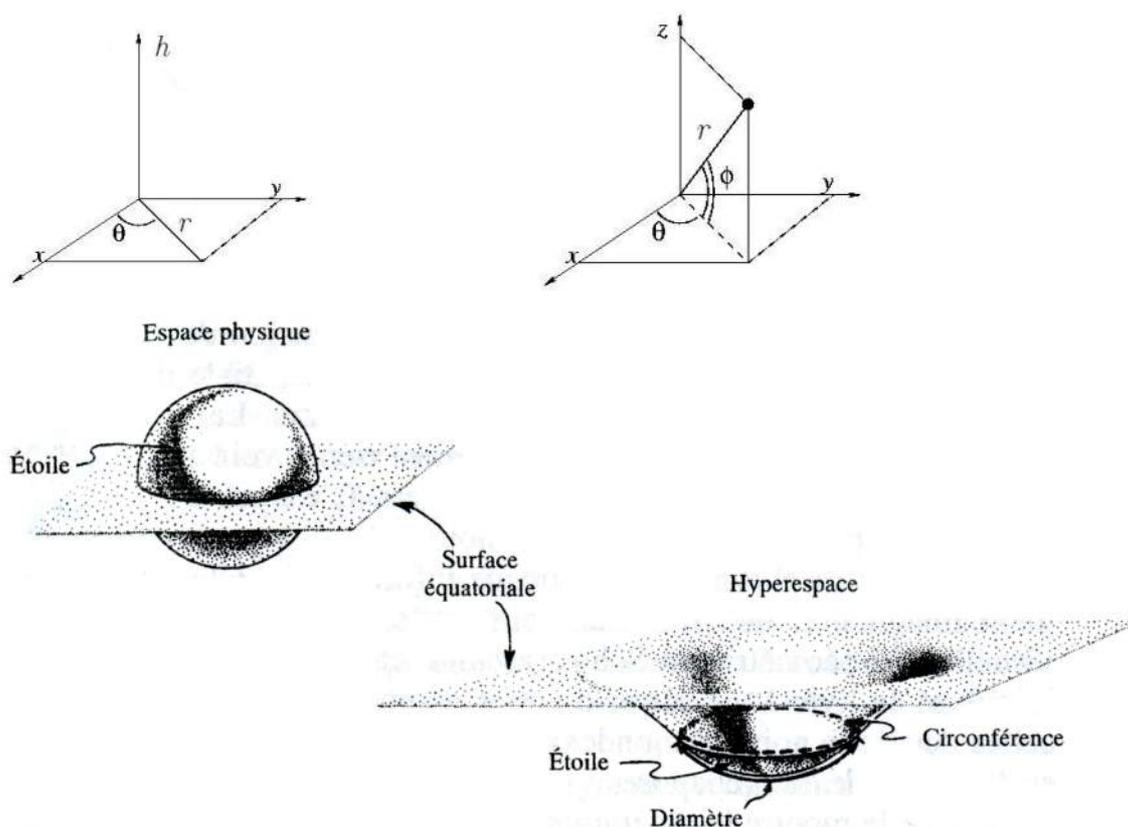


Fig. 8. Diagramme montrant la courbure d'une surface passant par l'équateur de l'étoile. Le repère de droite indique les coordonnées sphériques employées pour représenter l'espace physique. Sur le repère de gauche, il faut distinguer les coordonnées « physiques » de la surface équatoriale – le plan xy – de la troisième direction, h, qui est celle de l'hyperspace.

temps une métrique de composantes  $g_{\mu\nu}$  (les indices grecs  $\mu$  et  $\nu$  prennent des valeurs comprises entre 0 et 3 ; la valeur 0 est associée à la composante temporelle, et les valeurs 1, 2 et 3 aux composantes spatiales). La métrique peut être vue comme une matrice carrée de dimension 4  $\otimes$  4. Sans trop entrer dans les détails, il importe de signaler qu'elle encode, mathématiquement parlant, les propriétés locales de l'espace-temps, comme sa courbure par exemple. Plus simplement, elle permet de mesurer les intervalles de longueur dans l'espace-temps – nous y reviendrons dans quelques lignes.

La métrique est reliée au contenu en énergie et en impulsion de l'univers par les équations d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} , \quad (7)$$

où  $R_{\mu\nu}$  et  $R$  sont appelés respectivement *tenseur de Ricci* et *courbure scalaire*, et où  $T_{\mu\nu}$  désigne les composantes du *tenseur d'énergie - impulsion* de tous les corps et champs physiques présents, exception faite du champ de gravitation lui-même. Tous ces objets mathématiques dépendent eux-mêmes de la métrique  $g_{\mu\nu}$ .

Les équations d'Einstein, entièrement résumées par les relations (7), sont des équations très compliquées à résoudre de façon exacte. Ce que l'on cherche à déterminer, c'est la métrique, qui contient toutes les propriétés locales de l'espace-temps. Cependant, ces équations n'assurent pas d'elles-mêmes l'unicité de la solution. On pourrait imaginer les résoudre en spécifiant tout d'abord le tenseur d'énergie - impulsion, pour en déduire ensuite l'expression de la métrique. Dans le cas d'une étoile par exemple, il semble naturel de calculer tout d'abord  $T_{\mu\nu}$ , puisque nous connaissons la distribution de matière de l'étoile : il s'agit d'une sphère caractérisée par une distribution radiale connue de masse ou d'énergie. Cependant, cela n'a pas beaucoup de sens au niveau des équations (7) : à moins de connaître la métrique  $g_{\mu\nu}$ , nous sommes incapables de calculer  $T_{\mu\nu}$ . En effet, les formules donnant le tenseur d'énergie-impulsion pour les fluides et les champs physiques contiennent explicitement la métrique, c'est-à-dire précisément ce que nous cherchons à calculer ! Il faut donc en principe résoudre les équations d'Einstein *simultanément* pour la métrique et la distribution de matière. C'est en bonne partie à cause de cette interpénétration matière - courbure que, dans une région d'espace-temps où le tenseur d'énergie - impulsion est non nul, la résolution des équations d'Einstein est difficile – problèmes purement techniques mis à part. Ces équations expriment de manière subtile et non linéaire comment la distribution de l'énergie - impulsion courbe l'espace -temps, et comment la courbure de l'espace-temps influence à son tour l'évolution de la matière.

Dans le cas de la solution exacte trouvée par Schwarzschild en décembre 1915, il convient justement de préciser que celle-ci donne l'expression de la métrique de l'espace-temps *à l'extérieur* d'une étoile sphérique, donc *dans le vide*, là où le tenseur  $T_{\mu\nu}$  est nul, ce qui allège considérablement les problèmes mentionnés dans le paragraphe précédent. Cela ne doit en rien diminuer le mérite de Schwarzschild, d'autant plus que ce dernier a finalement fourni la solution intérieure, comme nous l'avons mentionné précédemment.

Pour une étoile de masse  $M$ , un intervalle infinitésimal  $ds$  dans l'espace-temps décrit par la métrique de Schwarzschild s'écrit en coordonnées sphériques  $(ct, r, \theta, \varphi)$  :

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \\ &= g_{00} c^2 dt^2 + g_{11} dr^2 + g_{22} d\theta^2 + g_{33} d\varphi^2. \end{aligned} \quad (8)$$

La grandeur  $ds^2$  rassemble tous les éléments non nuls de la métrique, qui sont ici les éléments diagonaux, soient  $g_{00}$ ,  $g_{11}$ ,  $g_{22}$  et  $g_{33}$ . Notons d'emblée qu'aucun des coefficients du tenseur métrique ne dépend de la variable temporelle  $t$  : nous avons affaire à une métrique statique, invariante par translation dans le temps et pour le « renversement du temps » changeant formellement  $t$  en  $-t$ . L'examen des coefficients de  $dt^2$  et  $dr^2$  dans la région où  $r$  est supérieur à  $2GM/c^2$  montre que  $t$  est

une variable temporelle, et  $r$  une variable spatiale de type radial. Il est important d'insister sur le fait que l'équation  $r = R$  n'est pas celle d'une sphère centrée à l'origine des coordonnées et de rayon  $R$  : la variable  $r$  ne désigne pas un véritable rayon, c'est tout au plus une variable à caractère radial.

Pour une valeur infiniment grande de  $r$ , on retrouve la métrique de Minkowski décrivant l'espace-temps en l'absence de gravitation, soit

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (9)$$

La variable  $r$  reprend alors son statut de rayon physique. Cela signifie que l'espace-temps redevient approximativement plat si on s'éloigne suffisamment de l'étoile. On retrouve également la métrique (9) dans le cas où  $M = 0$  : aucune masse ne courbe l'espace - temps dans ce cas. Une valeur particulière de  $r$  joue un rôle privilégié ; elle porte le nom de *rayon de Schwarzschild* :

$$r_s = \frac{2GM}{c^2}. \quad (10)$$

Pour cette valeur de  $r$ , le coefficient de  $dt^2$  devient nul et celui de  $dr^2$  devient infini. C'est l'origine de phénomènes inhabituels que nous commenterons plus loin ; cette divergence peut être contournée en effectuant un changement adéquat de coordonnées. De plus, lorsque  $r < r_s$ , les coefficients de  $dt^2$  et de  $dr^2$  changent de signe : la variable  $r$  cesse d'être une variable radiale et joue le rôle de variable temporelle, tandis que  $t$  devient une variable radiale. Que signifie ce changement ? Dans la zone  $r > r_s$ ,  $t$  est une variable temporelle, et nous ne pouvons pas faire autre chose qu'avancer dans le temps, ce qui correspond à la situation habituelle. Par contre, dans la zone  $r < r_s$  où  $r$  acquiert le statut de variable temporelle, le déplacement devient inéluctable dans cette direction : aucun corps ayant franchi le rayon de Schwarzschild ne peut lutter contre sa chute vers le centre de l'astre, en  $r = 0$  : autrement dit, une fois dépassée la frontière  $r = r_s$ , il devient impossible de revenir en arrière ! Même un signal lumineux, émis d'un point où  $r_E < r_s$ , ne peut parvenir à un observateur situé en  $r_O > r_E$ . Ainsi, une zone de l'espace qui est partout décrite par la solution de Schwarzschild est entièrement noire en deçà de  $r_s$ .

#### *d. La lumière et la pêche*

La solution de Schwarzschild ne décrit pas seulement un espace courbe, mais également un temps courbe. Pour un observateur situé au voisinage de l'étoile, le temps s'écoule plus lentement que pour un observateur qui en est éloigné. Autrement dit, un observateur qui partirait vivre auprès d'une étoile massive, puis reviendrait sur Terre, constaterait que son frère jumeau a vieilli davantage que lui. Cette distorsion du temps est d'autant plus importante que l'étoile est massive et que le voyageur se rapproche de l'étoile. Ces effets surprenants ont été vérifiés expérimentalement par Hafele et Keating en 1972, à l'aide d'horloges atomiques embarquées à bord d'avions de ligne conventionnels. La Terre peut en effet, au même titre qu'une étoile, être en bonne approximation assimilée à une distribution de masse à symétrie sphérique ; les effets de la gravitation au voisinage de la Terre sont donc également bien décrits par la solution de Schwarzschild.

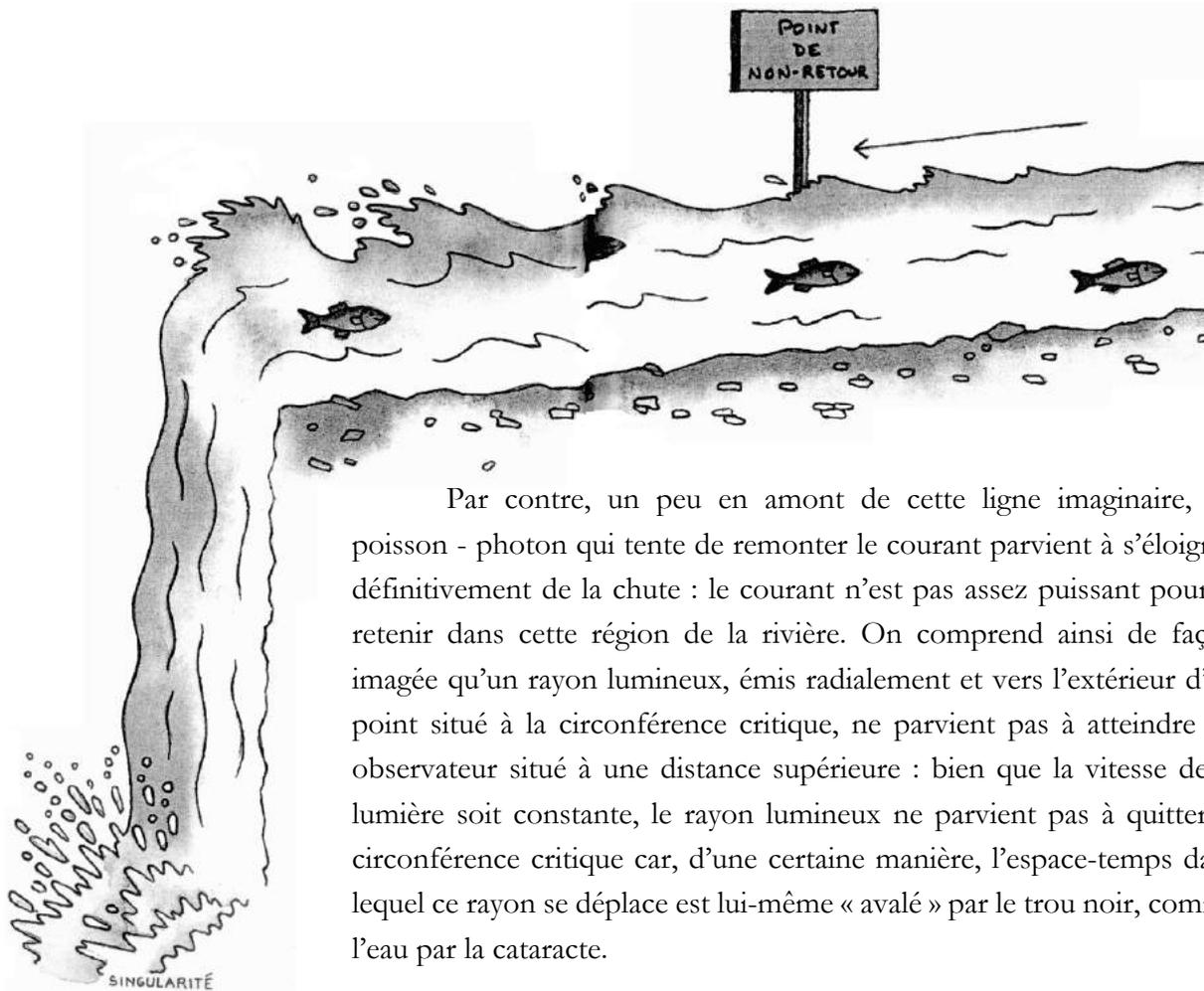
Une conséquence de cette distorsion du temps est l'apparition d'un décalage gravitationnel vers le rouge de la lumière émise à la surface de l'étoile. En effet, comme la fréquence d'oscillation de la lumière est conditionnée par l'écoulement du temps à l'endroit où la lumière est émise, la lumière provenant d'atomes de la surface de l'étoile aura une fréquence plus basse quand elle atteint la Terre que celle de la lumière émise par le même type d'atomes dans l'espace interstellaire. Inversement, un photon qui « tombe » dans un champ de gravitation voit sa fréquence, et donc son énergie augmenter au cours de sa chute (l'énergie d'un photon est proportionnelle à sa fréquence). On peut montrer qu'un photon qui avait une fréquence  $\nu$  à une hauteur  $L$  au-dessus de la Terre aura au sol une fréquence  $\nu'$  donnée par

$$\nu' = \left(1 + \frac{gL}{c^2}\right) \nu, \quad (11)$$

où  $g = GM_T / R_T^2$  désigne l'accélération gravitationnelle à la surface de la Terre, soit  $10 \text{ m/s}^2$ . Notons que la relation (11) n'est valable que si  $L$  reste petit par rapport au rayon terrestre. Ainsi, si  $L = 20 \text{ m}$ , le déplacement de fréquence relatif est de l'ordre de  $0,00002$ . Ce très petit effet a été observé en 1960 par Pound et Rebka sur des photons émis par une source de rayons  $\gamma$ . De manière similaire, un photon de fréquence  $\nu$ , émis à une distance infinie de la Terre, aura acquis quand il atteint sa surface une fréquence  $\nu'$  donnée par :

$$\nu' = \left(1 + \frac{Gm_T}{R_T c^2}\right) \nu. \quad (12)$$

Une autre façon de visualiser ce phénomène de « décalage des fréquences » est d'assimiler l'espace-temps à l'eau d'une rivière, la lumière étant constituée de « poissons - photons ». Il faut convenir que ces poissons sont d'une espèce un peu particulière : rien ne permet de distinguer deux congénères – les battements de leurs nageoires caudales, de même force et de même amplitude, sont rigoureusement identiques ! De plus, de tous les hôtes du milieu aquatique, ce sont les plus rapides. Notre rivière est interrompue par une cascade, à laquelle nous attribuerons la coordonnée  $r = 0$ . Un peu en amont, à la « coordonnée-berge »  $r_s$ , un poisson-photon qui se déplace vers la source, bien que battant l'eau de sa nageoire à un rythme imperturbable, ne parvient pas à remonter le courant et reste bloqué à cette position. En aval du panneau de bois indiquant « Point de non-retour », situé en  $r = r_s$ , la vitesse du courant est telle que notre poisson - photon est irrémédiablement emporté vers la chute, même s'il s'efforce de remonter le courant.



Par contre, un peu en amont de cette ligne imaginaire, un poisson - photon qui tente de remonter le courant parvient à s'éloigner définitivement de la chute : le courant n'est pas assez puissant pour le retenir dans cette région de la rivière. On comprend ainsi de façon imagée qu'un rayon lumineux, émis radialement et vers l'extérieur d'un point situé à la circonférence critique, ne parvient pas à atteindre un observateur situé à une distance supérieure : bien que la vitesse de la lumière soit constante, le rayon lumineux ne parvient pas à quitter la circonférence critique car, d'une certaine manière, l'espace-temps dans lequel ce rayon se déplace est lui-même « avalé » par le trou noir, comme l'eau par la cataracte.

Bien entendu, cette analogie naïve ne doit pas être prise à la lettre, mais elle a le mérite de rendre compte qualitativement et de manière divertissante du comportement des photons dans un champ de gravitation.

#### *e. L'étoile noire contre-attaque*

Le résultat de cette discussion sur la géométrie de Schwarzschild semble à première vue identique à celui obtenu par Michell et Laplace : une étoile plus petite que sa circonférence critique doit apparaître complètement noire à un observateur extérieur. On constate d'ailleurs l'identité des équations (6) et (10) donnant le rayon critique, alias le *rayon de Schwarzschild*.

Bien entendu, les méthodes utilisées pour parvenir à ce résultat sont radicalement différentes. Michell et Laplace, dans le cadre d'une vision newtonienne d'un espace et d'un temps absolus dans laquelle la vitesse de la lumière ne l'est pas, pensaient qu'une étoile de taille un peu inférieure à la circonférence critique émettrait des corpuscules lumineux qui s'élèveraient très loin au-dessus de sa surface, mais seraient progressivement ralentis par la gravité et s'arrêteraient pour finalement faire demi-tour et retomber sur l'étoile.

Dans la théorie relativiste de la gravitation d'Einstein, la lumière se déplace par contre toujours à une même vitesse universelle  $c$ , sans jamais subir le moindre ralentissement. Cependant, si elle est émise d'un point situé à la circonférence critique, sa longueur d'onde s'allonge infiniment

quand elle s'éloigne d'une quantité infinitésimale vers le monde extérieur. Comment interpréter ce changement en termes d'énergie ? On sait que l'énergie d'un photon est reliée à la fréquence par  $E = h \nu$ , où  $h = 6,62 \times 10^{-34}$  J.s est la constante de Planck. D'autre part, la fréquence  $\nu$  et la longueur d'onde  $\lambda$  sont liées par l'égalité  $c = \lambda \nu$ . Le décalage infini de longueur d'onde, en annulant la fréquence du photon, lui ôte donc toute son énergie : la lumière est incapable de s'éloigner de la surface critique.

Il faut souligner qu'au moment de sa publication, cette solution étrange des équations d'Einstein fut d'emblée considérée comme non physique. Einstein lui-même publiera un article déclarant que la « singularité de Schwarzschild » ne pouvait décrire un objet physique : autrement dit, il s'agissait d'un objet autorisé par les mathématiques mais qui ne pouvait avoir une existence réelle dans l'univers. Il faudra attendre d'autres progrès en astrophysique pour que ce qui ne sera appelé que bien plus tard *trou noir* par le physicien John Archibald Wheeler – c'était en 1967 – soit reconnu comme un habitant réel, quoique très excentrique, de notre cosmos.

Dans le prochain chapitre, nous allons expliquer comment les physiciens, dans leurs efforts pour comprendre les différentes étapes de l'évolution des étoiles, ont été amenés à accepter l'existence des trous noirs comme un « stade ultime » possible de l'évolution stellaire, voire même un stade inéluctable pour les astres les plus massifs.

### 3. Le destin d'une étoile

#### 3.1. « Le ciel [...] un plafond de cristal plein de traces lumineuses et de scintillements »<sup>1</sup>

##### a. De la notion de changement

À l'échelle humaine, le ciel nous offre un spectacle grandiose et, semble-il, immuable. C'est pourquoi nos anciens philosophes, Aristote par exemple, considéraient la voûte stellaire comme une entité non soumise aux changements, générations et corruptions, si « bassement terrestres ». Au cours de l'Histoire cependant, des phénomènes astronomiques inattendus – les comètes par exemple, mais également les novæ, ces spectaculaires « nouvelles étoiles » – ont été observés de par le monde, tels autant de pieds de nez adressés à ce visage céleste impassible.

Ainsi, le 11 novembre 1572, Tycho Brahe (1546-1601) découvre qu'une nouvelle étoile est apparue dans la constellation de Cassiopée (figure 1). Il écrit à ce sujet « [...] Je contemplais les étoiles [...] et je remarquai une nouvelle étoile, plus brillante que les autres, juste au-dessus de ma tête ; et vu que, depuis mon enfance, je connaissais parfaitement toutes les étoiles du ciel, il est devenu évident pour moi qu'aucune étoile n'avait jamais été observée à cet endroit. » Nous pouvons également mentionner les taches solaires, signalées notamment par Galilée en 1613 : si les étoiles sont des globes parfaits et éternels, comment expliquer que des taches se forment, se déplacent et disparaissent à la surface même de notre Soleil ?

Ces observations ont forcé les astronomes à admettre l'idée que l'Univers est changeant. En particulier, puisque les étoiles semblent évoluer, il est parfaitement admissible qu'elles puissent, à l'instar des novæ, naître et disparaître elles aussi. Après bien des recherches truffées de fausses pistes, l'évolution des étoiles semble aujourd'hui bien comprise dans ses grandes lignes ; en particulier – c'est ce qui nous concerne directement ici –, cette évolution est intimement liée à la possible existence des trous noirs. En l'espace d'un chapitre, nous allons tenter de nous faire biographes stellaires, en résumant à grands traits les connaissances actuelles concernant la vie des étoiles, sans pour autant – condition *sine qua non* d'une biographie à succès ! – négliger les détails les plus explosifs...

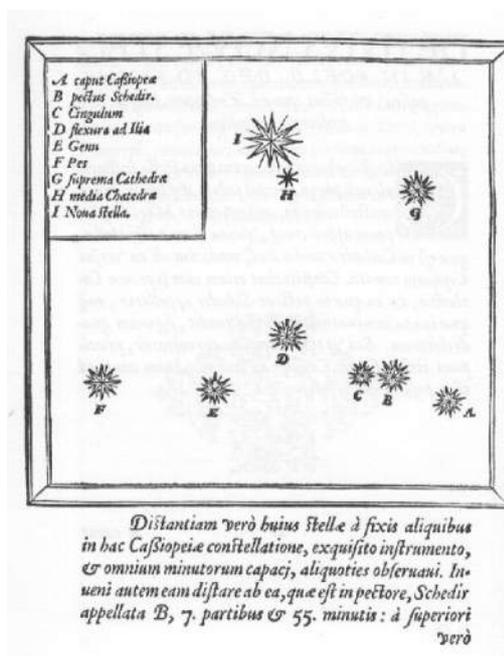


Fig. 1. Figure extraite du *Stella Nova de Tycho Brahe* (1572) ; l'étoile supérieure (I, « nova stella ») est la nova à laquelle est consacré cet ouvrage.

<sup>1</sup> Cette citation est extraite non pas des *Chimères*, mais de *Mélusine*, roman surréaliste avant l'heure écrit en 1918 par l'auteur belge Franz Hellens (1881-1972).

### *b. Une naissance dans les nuages*

L'hydrogène et l'hélium, les deux éléments chimiques les plus légers de l'Univers, constituent à eux seuls quelque 97 % de la matière observable. D'immenses nuages d'hydrogène et de poussières peuplent le milieu interstellaire : c'est au sein des plus froids ( $10$  à  $20$  °K)<sup>2</sup> et des plus denses d'entre eux – contenant environ  $1\,000$  atomes par centimètre cube<sup>3</sup> – que sont réunies les conditions les plus favorables à l'éclosion des futures étoiles. C'est sous cette forme que la Nébuleuse d'Orion, alors invisible, a dû faire son entrée dans le monde ; ses élégants brouillards dissimulent aujourd'hui de nombreuses étoiles très jeunes, dont les plus brillantes illuminent les gaz environnants (figure 2).

Pour comprendre comment se déroulent ces premiers balbutiements, nous devons faire appel une nouvelle fois à la gravitation. Sous son action, qui pousse les atomes à se rapprocher les uns des autres, un nuage d'hydrogène suffisamment massif a tendance à devenir instable, et il suffit d'une perturbation extérieure, due par exemple à la proximité de vents stellaires, pour que le nuage commence à s'effondrer sur lui-même. Cette étape est celle qui est la moins bien comprise d'un point de vue théorique.

Imaginons un de ces nuages qui commence à se contracter. Après quelques millions d'années, sa taille atteint typiquement une trentaine d'années-lumière. La densité du milieu est passée à environ  $10^6$  particules par  $\text{cm}^3$ , et la température s'élève à environ  $100$  °K. L'échauffement est dû à l'effondrement lui-même : en chutant vers le centre du nuage, les atomes voient leur vitesse augmenter, et la température, qui est le reflet macroscopique de l'agitation des atomes, augmente donc elle aussi. Notons un point important : l'agitation thermique tend à disperser les atomes et contrarie donc les effets de la gravité (pensons à l'eau qui, portée à ébullition, se vaporise) ; cette augmentation de température tend donc à ralentir l'effondrement. Par ailleurs, plus la densité est importante et plus les collisions entre atomes deviennent nombreuses.



*Fig. 2. La Nébuleuse d'Orion.*

---

<sup>2</sup> Soit  $-263$  à  $-253$  °C !

<sup>3</sup> À titre de comparaison, l'air que nous respirons contient dans le même volume environ  $3 \times 10^{19}$  atomes !

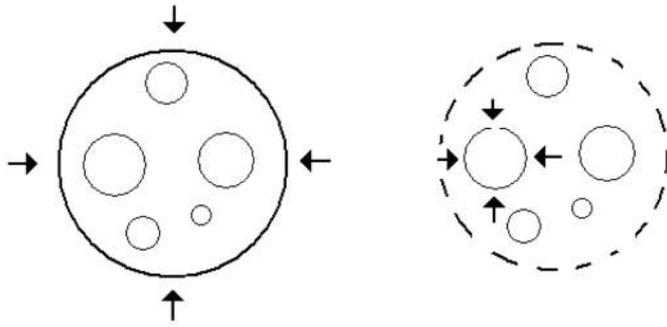


Fig. 3. Illustration schématique des phases de l'effondrement gravitationnel d'un nuage interstellaire. Le nuage initial (à gauche) tend à se fragmenter en plusieurs amas distincts qui se contractent séparément (à droite).

À ce stade, le nuage initial tend à se fragmenter en unités plus petites, d'un diamètre typique d'un dixième d'année-lumière, qui vont à leur tour continuer à se contracter indépendamment les unes des autres (figure 3). Ces amas, dont la masse varie entre une fraction et une centaine de masses solaires, deviendront peut-être de nouvelles étoiles.

Concentrons-nous sur l'un de ces amas. Trente mille ans après l'étape de fragmentation, il possède maintenant une zone centrale, le cœur, relativement dense ( $10^{12}$  atomes/cm<sup>3</sup>) et chaude (10 000 °K). Cette zone est entourée par un nuage opaque au rayonnement du cœur : c'est la photosphère de ce que nous pouvons désormais appeler une *proto-étoile*. Dès les années 40, des nuages sombres qui, pense-t-on, doivent abriter ces futures étoiles ont été observés par l'astronome hollandais Bart Bok (1906-1983) ; ils portent le nom de *globules de Bok*

(figure 4).

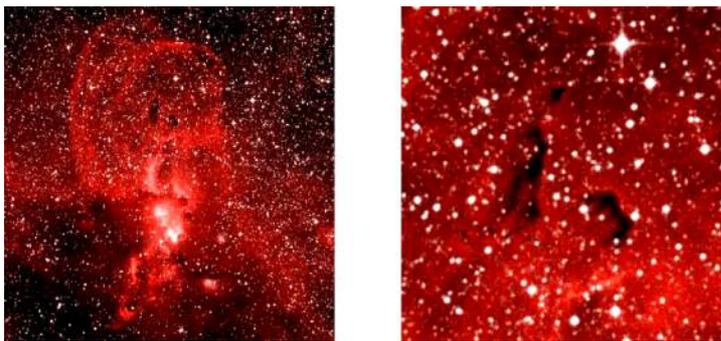


Fig. 4. Des globules de Bok apparaissent en ombre chinoise (photo de droite) devant la nébuleuse NGC3576 de la constellation du Sagittaire (photographie de gauche) ; celle-ci est brillamment éclairée par le rayonnement ultraviolet émis par des étoiles chaudes voisines.

Au terme de cette étape de contraction, de plus en plus lente du fait de l'augmentation de l'agitation thermique, la température du cœur finit par atteindre environ dix millions de degrés. C'est alors qu'intervient un événement crucial pour la vie future de notre proto-étoile...

### c. De la formidable énergie stellaire

Il convient que nous interrompions temporairement le cours – haletant – de notre récit afin de nous poser une question dont la réponse est restée bien longtemps mystérieuse : comment une étoile, comme notre Soleil par exemple, produit-elle sa lumière ?

Afin de mieux percevoir la profondeur de cette question, projetons-nous en pensée au dix-neuvième siècle. En mesurant la fraction de l'énergie solaire qui nous parvient sous forme de rayonnement, il était facile aux astronomes de cette époque, qui connaissaient la distance Terre-Soleil, de calculer que la puissance du rayonnement émis par le Soleil est d'environ  $4 \times 10^{26}$  Watts (W) ; et comme la masse du Soleil est de  $2 \times 10^{30}$  kg, on en déduit que la puissance émise

par chaque kilogramme de matière solaire est de  $2 \times 10^4 \text{ W}$  – c'est-à-dire bien moins que la plus modeste ampoule électrique ...

Depuis combien de temps le Soleil dispense-t-il cette énergie ? À cette époque, les progrès de la science commençaient à laisser entrevoir la lenteur extrême des processus géologiques, et donc la possibilité d'un âge très avancé pour la Terre. Ainsi, compte tenu de la vitesse d'érosion des roches, Charles Darwin (1809-1882) estime en 1859 à 300 millions d'années ( $3 \times 10^8 \text{ ans}$ ) le temps qu'a mis la mer pour creuser la vallée de Weald, dans le sud de l'Angleterre ; cette durée lui semble compatible avec la lenteur de l'évolution biologique et des processus de la sélection naturelle. En faisant l'hypothèse raisonnable que l'âge du Soleil est au moins égal à celui de la Terre, un physicien contemporain de Darwin pouvait donc estimer que notre astre du jour avait émis depuis sa naissance l'énergie énorme de  $2 \times 10^{12} \text{ J/kg}$  !<sup>4</sup>

En dépit de l'imagination débordante des physiciens, le mécanisme sous-tendant une telle production d'énergie est, pendant longtemps, resté un insondable mystère. En témoignent quelques extraits d'un ouvrage de l'astronome Richard A. Proctor (1837-1888), intitulé *The Sun*, paru en 1876 ...

- Une première idée est avancée par Proctor, pour être aussitôt réfutée : « *Si le Soleil était un bloc de charbon brûlant, alimenté d'assez d'oxygène pour expliquer l'émission [de lumière] observée, il serait consumé en seulement 5 000 ans.* » Le calcul, élémentaire, suppose que puisque le Soleil a l'aspect d'une énorme boule de feu, il s'y déroule effectivement une combustion chimique. La combustion du carbone  $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ , qui est évoquée ici, est un mécanisme de ce type ; malheureusement, cette réaction ne produit que  $2,3 \times 10^7 \text{ J / kg}$ , ce qui est beaucoup trop peu.
- Une autre hypothèse, qui peut aujourd'hui nous paraître étrange, est la suivante : « *Nous pouvons concevoir [...] que la chaleur du Soleil est entretenue par la chute incessante de corps cosmiques attirés depuis l'espace par sa puissante force attractive.* » Imaginons que des météorites choient sans cesse sur notre astre du jour, attirées qu'elles sont par sa force gravitationnelle. Si on suppose que ces météorites sont initialement très éloignées du Soleil et que leur vitesse est nulle, on peut calculer qu'elles atteindront la surface solaire avec une vitesse d'environ 600 km/s, ce qui correspond à une énergie (cinétique) totale de  $1,8 \times 10^{11} \text{ J / kg}$ . C'est une valeur supérieure à celle que fournit la combustion ; cependant, ce mécanisme implique qu'en 300 millions d'années,  $2 \times 10^{31} \text{ kg}$  de matière sont tombés sur le Soleil, ce qui représente 10 fois la masse que nous lui connaissons : le Soleil devrait être aujourd'hui bien plus lourd !
- En dernier recours, Proctor propose de « *supposer que la contraction graduelle du Soleil assure sa production d'énergie. [...] La diminution du diamètre solaire d'un dix-millième de sa longueur présente peut expliquer son émission de chaleur pendant deux mille ans.* » Séduisante à première vue, d'autant qu'elle nous rapproche de l'image de notre proto-étoile s'effondrant sur elle-même, cette idée n'est cependant pas viable à long terme : en dix millions d'années seulement, le Soleil aurait complètement disparu !

---

<sup>4</sup> En utilisant la valeur moderne de l'âge de la Terre – 4,5 milliards d'années environ – cette valeur est portée à  $2,8 \times 10^{13} \text{ J/kg}$ , soit dix fois plus encore !

Il faudra attendre les années 1937-1939 pour que deux pionniers, Hans Bethe (1906-2005) et Carl von Weizsäcker (1912-2007), proposent un schéma satisfaisant. Leur mécanisme attribue l'origine de l'énergie stellaire à une chaîne de réactions nucléaires, dont la compréhension s'affinera graduellement tout au long du vingtième siècle. Seules ces réactions sont assez énergétiques pour répondre aux exigences observationnelles.

Avec l'évocation des réactions nucléaires s'achève notre digression historique. Il est temps maintenant de reprendre le fil de notre narration : « C'est alors qu'intervient un événement crucial pour la vie future de notre proto-étoile... »

#### d. *Qu'est-ce qu'un proton face au Soleil ?*

La température centrale de la protoétoile ne cesse de s'élever. De plus, son cœur est maintenant bien isolé du monde extérieur par la couche de gaz dense qui l'entoure ; aussi le rayonnement émis par le cœur est-il rapidement réabsorbé par cette couche externe. Lorsque la température centrale atteint environ dix millions de degrés, les conditions sont réunies pour que les réactions nucléaires puissent entrer en jeu. Notons que toutes les protoétoiles ne sont pas capables d'atteindre une telle température : on estime que pour une masse inférieure à un dixième de la masse solaire, la température centrale ne deviendra jamais suffisante pour que démarre la chaîne proton-proton (*cf.* ci-dessous) ; une telle étoile « ratée » est appelée naine brune (figure 5).

Par contre, pour une étoile de masse comparable à celle de notre Soleil – cas particulier auquel nous allons nous attacher un moment –, les processus nucléaires peuvent s'enclencher et s'organisent selon une chaîne de réactions appelée « chaîne pp » (pour *proton-proton*). Au terme de cette chaîne (voir figure 6), quatre protons, qui sont en fait autant de noyaux d'hydrogène, auront fusionné pour former un noyau d'hélium ( ${}^4\text{He}$ ) selon l'équation globale :

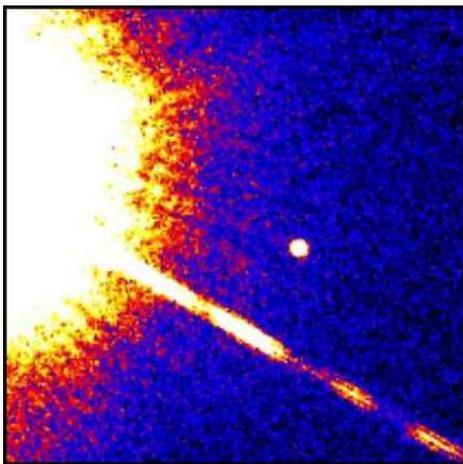
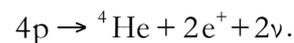


Fig. 5. *Gliese 229B, découverte en 1995 dans la constellation du Lièvre, est une naine brune de 0,05 masse solaire environ (c'est le petit point au centre), gravitant autour de l'étoile Gliese 229 (à gauche).*

Deux positrons (ou anti-électrons,  $\text{e}^+$ ) sont également produits, ainsi que deux neutrinos ( $\nu$ ). Les positrons disparaissent très rapidement : ils s'annihilent avec les électrons présents dans le cœur selon l'équation  $\text{e}^+ + \text{e}^- \rightarrow 2\gamma$ , en produisant des photons ( $\gamma$ ) ; ces photons seront très rapidement réabsorbés par le milieu. Quant aux neutrinos, qui n'interagissent qu'excessivement peu avec la matière, ils quittent presque instantanément l'étoile, emportant avec eux une fraction de l'énergie produite par la réaction ; la plus grande partie de l'énergie produite est cependant transportée par les photons qui, eux, ne quittent pas aussi facilement l'étoile. En fait, la réaction de fusion de quatre protons est la plus énergétique qui soit : elle fournit

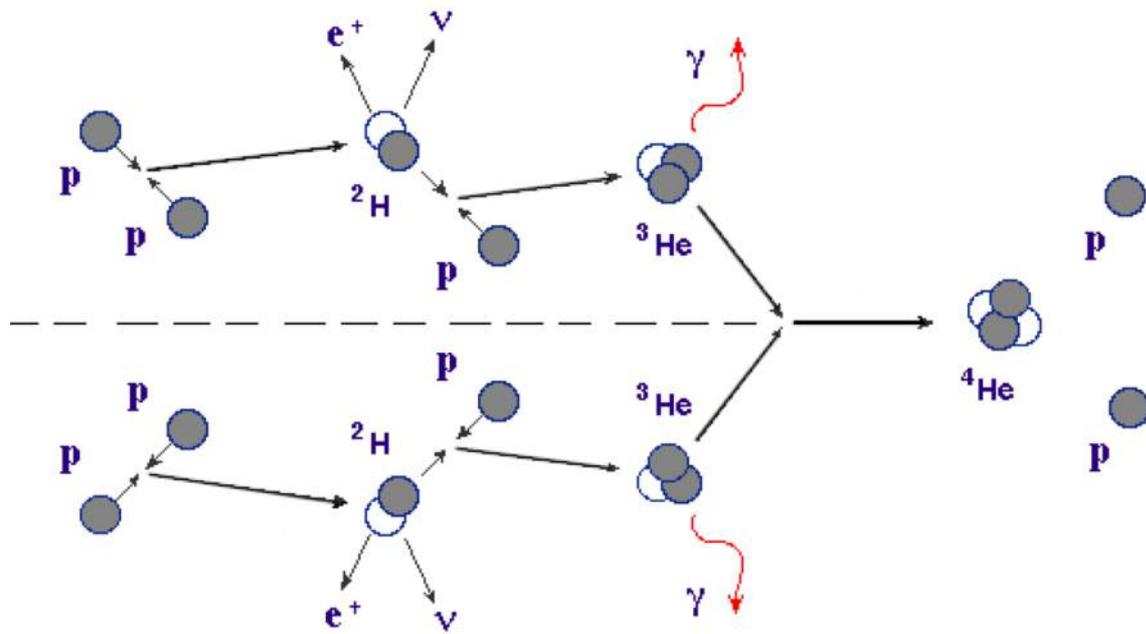


Fig. 6. Représentation schématique des différentes étapes de la chaîne proton-proton (pp), sous sa forme la plus courante, dite pp I. Deux noyaux d'hydrogène, des protons (en gris), fusionnent pour donner un noyau de deutérium  $^2\text{H}$ , formé d'un neutron (en blanc) et d'un proton ; la réaction produit aussi un positron et un neutrino. Le deutérium fusionne avec un autre proton pour fournir un noyau d'hélium 3 ( $^3\text{He}$ ), laissant s'échapper un photon. Enfin, deux noyaux d'hélium 3 ( $^3\text{He}$ ) fusionnent pour donner un noyau d'hélium 4 ( $^4\text{He}$ ), libérant deux protons, qui pourront participer à une nouvelle réaction du même type.

l'énergie colossale de  $5,5 \times 10^{14}$  J/kg, soit plus qu'assez pour comprendre la production d'énergie du Soleil depuis sa naissance !

Le dégagement d'énergie dans le cœur engendre une pression énorme qui suffit à stopper la contraction gravitationnelle de notre étoile de type solaire, dont la taille se stabilise quarante millions d'années environ après le début de l'effondrement ; la température centrale atteint alors environ  $15 \times 10^6$  °K, et la température superficielle quelque 6 000 °K. La pression et la masse volumique dans le cœur sont respectivement, en chiffres ronds, de 200 milliards d'atmosphères et de  $100 \text{ g/cm}^3$  – à titre de comparaison, la masse volumique du plomb n'est que de  $11,3 \text{ g/cm}^3$  !

Le cheminement que nous venons de conter n'est pas universel. Par exemple, la chaîne pp expliquée ci-dessus, qui est dominante dans le Soleil, possède deux variantes, baptisées pp II et pp III. Celles-ci convertissent également les protons en noyaux d'hélium, mais elles sont surtout actives dans des étoiles plus massives que le Soleil. Une autre chaîne de réactions, imaginée initialement par Hans Bethe pour expliquer la production d'énergie dans le Soleil – le fameux *cycle du carbone* ou *cycle CNO* –, fait appel aux noyaux de carbone présents dans le Soleil, qui servent de catalyseur à la fusion des protons (figure 7) ; on sait cependant aujourd'hui que cette réaction ne contribue de façon significative à la production d'énergie que dans des étoiles plus massives et plus chaudes que le Soleil.

### 3.2. « Tout est mort ! »

Tout bon alchimiste sait que, partant de la matière la plus ordinaire qui soit, il est possible de faire subir à celle-ci des transformations successives, se manifestant notamment par des changements de couleur bien précis ; ainsi se succèdent l'œuvre au noir, l'œuvre au blanc, et enfin le grand œuvre – la pierre philosophale, de couleur rouge. L'alchimie stellaire, qui consiste à réaliser un trou noir à partir d'une étoile ordinaire, suit exactement le cheminement inverse. Voyez plutôt...

#### a. Le rouge et le blanc

Nous voici arrivés dans une période de relative stabilité pour l'étoile : brûlant son hydrogène pour fabriquer de l'hélium, elle parvient à contrebalancer sa tendance à l'effondrement gravitationnel. Pendant ce temps, ses propriétés – celles du cœur et les caractéristiques externes comme sa luminosité – ne changent pratiquement pas. On estime ainsi que notre Soleil a entamé la combustion de son hydrogène voici 4,5 milliards d'années et que ses réserves lui permettront de vivre encore pendant 5 milliards d'années environ.

La vie d'une étoile repose donc sur un fragile équilibre entre deux forces : d'une part la force gravitationnelle, qui tend à la faire s'effondrer, et d'autre part les différentes forces de pression

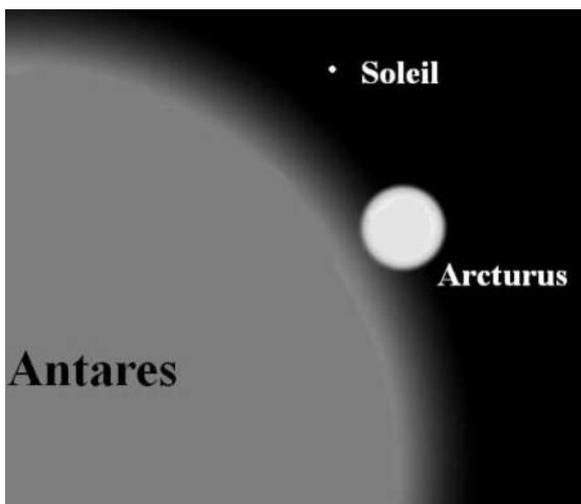


Fig. 8. Représentation à la même échelle de la géante rouge Antares, de l'étoile Arcturus et de notre Soleil (leurs rayons respectifs sont  $300 \cdot 10^6 \text{ km}$ ,  $20 \cdot 10^6 \text{ km}$  et  $0,7 \cdot 10^6 \text{ km}$ ).

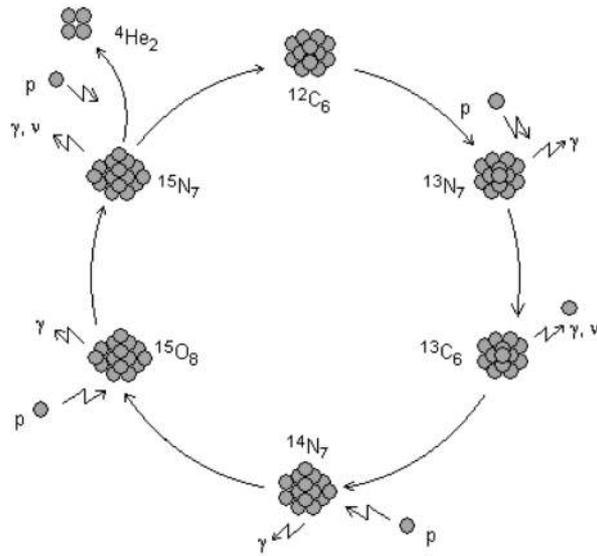


Fig. 7. Représentation schématique des étapes successives du « cycle du carbone », proposé en 1938 par Hans Bethe.

(d'origine thermique, et, dans les étoiles massives, d'origine radiative) tendant à la faire se dilater. En cas de variation d'une de ces forces, c'est tout un nouvel équilibre qui va devoir se reconstruire. Aussi, il convient de s'interroger sur « l'après hydrogène ». Quand la plus grande partie des réserves en hydrogène sont épuisées dans le cœur d'une étoile de type solaire, la production d'énergie nucléaire devient insuffisante pour compenser les effets de la gravitation, et le centre de l'étoile recommence à se contracter – et donc à s'échauffer. Les couches contiguës, devenant de plus en plus chaudes, commencent à leur tour à brûler leur

hydrogène et se dilatent donc brusquement. L'étoile se met à grossir, et sa luminosité totale augmente puisque la surface de la photosphère a augmenté. Cette expansion brutale entraîne un refroidissement de la surface, qui finit par ne plus atteindre que 3 000 °K. Notre étoile de type solaire, qui jusque là avait rayonné dans le jaune, devient alors une « géante rouge » (figure 8). A ce stade, le rayon de notre Astre du jour sera devenu comparable à celui de l'orbite terrestre.

Dans le cœur d'une géante rouge, la température est devenue suffisamment élevée pour que la fusion de l'hélium en carbone devienne possible, suivant la réaction  $3\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C}$ , et même pour produire de l'oxygène, par le processus  $^{12}\text{C} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{16}\text{O}$ . Le cœur s'enrichit donc en éléments plus lourds, principalement en carbone et en oxygène. La production d'énergie fournie par ces réactions de fusion est suffisante pour enrayer la contraction du cœur. Cependant, le bilan énergétique de la fusion de l'hélium est beaucoup moins favorable que celui de la fusion de l'hydrogène, et cette action stabilisatrice ne sera que temporaire. Dans ces conditions, l'étoile peut-elle échapper à l'effondrement gravitationnel ?

Un mécanisme permettant au cœur d'une étoile de se stabiliser en dehors de toute production interne d'énergie a été proposé en 1926 par Ralph Fowler (1889-1944) (figure 9). L'idée est la suivante : si la compression gravitationnelle n'est plus contrebalancée par une pression d'origine thermique – il était trop tôt à l'époque pour parler de réactions nucléaires –, la matière de l'étoile va inexorablement se contracter. En particulier, les électrons seront confinés dans un volume de plus en plus faible ; autrement dit, la densité d'électrons,  $n$ , augmente sans cesse. La proposition de Fowler est qu'il existe une autre source de pression à l'intérieur des étoiles en contraction, pression non plus thermique mais d'origine purement quantique, c'est-à-dire inhérente aux lois gouvernant la physique atomique et subatomique. En effet, lorsque la densité d'électrons augmente et/ou lorsque la température diminue, il arrive un moment où la mécanique classique – newtonienne – doit être remplacée par la mécanique quantique. Cette dernière branche de la physique a notamment été développée vers 1925 par Paul Dirac (1902-1984), Werner Heisenberg (1901-1976) et Erwin Schrödinger (1887-1961). Les idées de Ralph Fowler étaient donc à la pointe de la recherche de son époque !

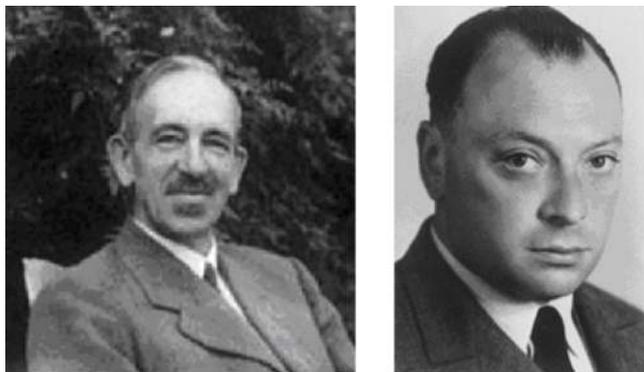


Fig. 9. *Ralph Fowler (1889-1944) et Wolfgang Pauli (1900-1958).*

Un des piliers de la mécanique quantique est le principe d'exclusion dû à Wolfgang Pauli (1900-1958), représenté lui aussi dans la figure 9. Il découle de ce principe que, même au zéro absolu de température (pas d'effets thermiques), des électrons libres (pas d'interactions entre eux) exercent une pression non nulle sur leur environnement.

L'idée est la suivante : le principe de Pauli stipule que deux électrons ne peuvent occuper le même état quantique<sup>5</sup>. Par ailleurs, les lois de la mécanique quantique nous apprennent que l'énergie de particules contenues dans un volume fini – notre étoile en contraction en l'occurrence – ne peut prendre que des valeurs bien particulières : on parle de niveaux d'énergie *discrets*. En conséquence, les électrons doivent remplir successivement ces niveaux d'énergie, en commençant par le plus bas, jusqu'à un dernier niveau, appelé *niveau de Fermi*, qui dépend du nombre total d'électrons présents. Le calcul de la densité d'énergie du gaz d'électrons,  $\rho$ , montre que celle-ci croît avec la densité  $n$ .

La thermodynamique permet d'associer une pression à  $\rho$  et  $n$ . Il se trouve que cette pression, dite *pression de dégénérescence*, augmente avec la densité d'énergie  $\rho$ , et s'oppose donc à la poursuite de l'effondrement gravitationnel de l'étoile, indépendamment de toute considération de nature thermique. La pression de dégénérescence permet donc d'enrayer l'effondrement et de stabiliser le cœur, qui devient une *naine blanche*. Ce type d'étoile est le point final de l'évolution des étoiles peu massives : on estime que 10 % des étoiles dans l'Univers sont des naines blanches. Typiquement, un tel astre est un peu plus grand que la Terre, mais aussi lourd que le Soleil, car il est composé de matière très dense. Leur petite taille et leur faible luminosité font des naines blanches des astres difficilement observables, mais on en connaît beaucoup ; ainsi Sirius, l'étoile la plus brillante du ciel, est double, et elle a pour compagnon une naine blanche (Sirius B, figure 10), dont le diamètre est de 12 000 kilomètres et la température superficielle de 25 000°K, et dont la masse égale pratiquement celle du Soleil. On estime que la pression de dégénérescence arrêtera l'effondrement du cœur de notre Soleil au stade de la combustion du carbone et de l'oxygène. Il subsistera donc après l'éjection



Fig. 10. Sirius et son compagnon, Sirius B, qui n'est autre qu'une naine blanche : c'est le point minuscule situé « au sud-ouest » de l'étoile principale.

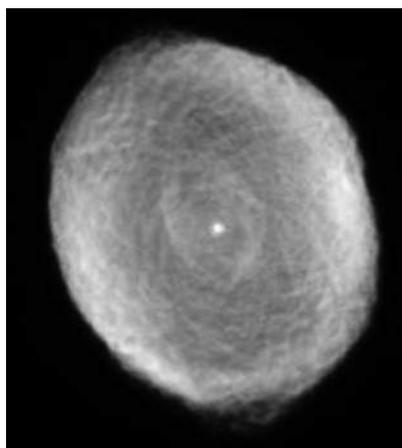


Fig. 11. La nébuleuse planétaire IC418, dans la constellation du Lièvre.

des couches superficielles une naine blanche majoritairement formée de ces deux éléments ; quant aux couches externes qui ont été éjectées dans le milieu interstellaire, elles forment autour du résidu stellaire une nébuleuse planétaire (figure 11).

Pour une étoile plus lourde, la force gravitationnelle se fait plus impitoyable encore, car la pression de dégénérescence n'est pas suffisante pour stabiliser le cœur au stade du carbone et de l'oxygène. L'étoile doit alors fabriquer par fusion des éléments plus lourds encore, mais ces réactions fournissent de moins en moins d'énergie. On l'a compris : la lutte de l'étoile contre l'effondrement entraîne la production d'éléments de plus en plus lourds, au travers de réactions de moins en moins

<sup>5</sup>Plus précisément, leurs *nombres quantiques* (charge, spin, etc.) ne peuvent pas être tous égaux.

efficaces. On s'attend à ce que ce processus se poursuive jusqu'à ce que la densité, et donc la pression de dégénérescence, soit devenue suffisante pour arrêter l'effondrement et former une naine blanche.

### b. Étoiles à neutrons

Suivant les arguments de Fowler, toutes les étoiles devraient logiquement terminer leur vie sous la forme de naines blanches. Cependant, au début des années 1930, un jeune physicien indien, Subrahmanyan Chandrasekhar (1910-1995), fit une découverte qui allait bouleverser cette vision par trop réductrice. Qualitativement, sa démonstration peut se résumer comme suit : l'élément stabilisateur aboutissant aux naines blanches est, nous l'avons évoqué plus haut, la pression de dégénérescence des électrons. Cependant, on peut montrer que plus la naine blanche est massive, plus la vitesse des électrons augmente. Pour des étoiles de masse supérieure à celle du Soleil, les électrons les plus rapides atteignent même une vitesse qui n'est plus négligeable par rapport à la vitesse de la lumière. Il faut donc revoir les calculs et tenir compte des effets de la relativité : Chandrasekhar a montré qu'au-delà d'une certaine masse – la *masse de Chandrasekhar* –, la pression de dégénérescence des électrons n'était plus suffisante pour contrecarrer les effets gravitationnels. Cette masse limite est aujourd'hui estimée à 1,44 masses solaires. On estime que seules les étoiles dont la masse initiale est inférieure à 8 masses solaires auront en fin de vie un cœur de masse inférieure à la masse critique, et donc termineront leur existence sous la forme d'une naine blanche.

Qu'advient-il d'une étoile plus massive ? La spirale infernale de fusion des éléments lourds se poursuit jusqu'à la production, par réactions nucléaires successives, de fer et de nickel dans le cœur. Comme nous l'avons signalé plus haut, ces réactions se déroulent à un rythme de plus en plus rapide : pour une étoile de 25 masses solaires, on y arrive en moins de mille ans après la combustion de l'hélium ! Les noyaux de fer sont particulièrement stables : en fait la construction par fusion de noyaux plus lourds que ceux de fer consomme de l'énergie au lieu d'en fournir. Les réactions nucléaires s'arrêtent donc brutalement.

Cette fois, il n'y a plus d'échappatoire : la situation s'accélère et devient cataclysmique. La masse volumique du cœur atteint à ce moment quelque  $10^9$  g/cm<sup>3</sup>, et l'effondrement reprend, sans être freiné par des réactions nucléaires cette fois. En un dixième de seconde, la température centrale atteint 50 milliards de degrés ! Les photons émis à cette température sont tellement énergétiques (ce sont



Fig. 12. La *supernova* SN1987A : cliché avant (à gauche) et après (à droite) l'explosion, qui s'est produite le 23 février 1987 dans le Grand nuage de Magellan.

des rayons  $\gamma$  durs) qu'ils deviennent capables de briser les noyaux de fer : on parle de *photodésintégration*. Ainsi, la matière du cœur se brise en ses constituants élémentaires : protons, électrons et neutrons. Incapables de résister à la compression, les électrons fusionnent avec les protons pour former des neutrons : c'est la *neutronisation*.

Tout comme les électrons, les neutrons sont soumis au principe de Pauli, mais on montre que comme leur masse est environ 2 000 fois plus élevée que celle des électrons, les effets de la pression de dégénérescence ne se font sentir qu'à des masses volumiques beaucoup plus élevées, comparables à celle des noyaux atomiques (typiquement  $3 \times 10^{14}$  g / cm<sup>3</sup>). Lorsque la masse volumique du cœur atteint cette valeur, la contraction cesse brutalement : la matière du cœur se



Fig. 13. La nébuleuse du Crabe. Son centre héberge une étoile à neutrons.

heurte à un véritable mur et rebondit avant de se stabiliser. Ce rebond génère une onde de choc qui se propage vers l'extérieur, et qui éjecte sur son passage les couches externes de l'étoile. La violence de ce phénomène dépasse tout ce que peut concevoir notre imagination : le dégagement d'énergie peut atteindre  $10^{44}$  J ; à titre de comparaison, la bombe la plus puissante jamais réalisée n'a dégagé « que »  $10^{17}$  J ! Ce type d'explosion cataclysmique est appelé *supernova* (figure 12) : on comprend que devant une telle luminosité, les anciens astronomes croyaient apercevoir une nouvelle étoile !

Au centre de la supernova survit le cœur, composé essentiellement de neutrons et logiquement appelé *étoile à neutrons*. La plupart des étoiles à neutrons observées à ce jour – celle de la nébuleuse du Crabe par exemple (figure 13) – ont une masse voisine de 1,5 masses solaires ; cependant, leur taille typique n'est que d'une vingtaine de kilomètres ! L'existence de ces astres hors du commun avait été proposée en 1933, peu de temps après les travaux de Chandrasekhar, par Walter Baade (1893-1960) et Fred Zwicky (1898-1974).

### c. *Nova*, *Supernova*, *Hypernova* ...

Il est bon de passer ici en revue des événements astronomiques qui sont apparentés aux *supernovæ*.

Il existe des phénomènes explosifs moins violents, plus courants que les *supernovæ*, dont le mécanisme semble bien compris : dans la terminologie astronomique, on les appelle *nova*. Il s'agit initialement de couples stellaires associant une naine blanche et une géante rouge. Si les deux étoiles sont proches l'une de l'autre, il arrive que de la matière des couches externes de la géante soit capturée par la naine blanche sous l'action de sa puissante attraction gravitationnelle (on parle d'un phénomène d'*accrétion*). Ces gaz – principalement de l'hydrogène et de l'hélium –, écrasés à la surface de la naine blanche, voient leur température augmenter continuellement tandis que de la matière

additionnelle ne cesse de s'accumuler. Cette couche de matière finit par atteindre une température suffisante pour que démarre la fusion de l'hydrogène, ce qui libère une énorme quantité d'énergie : ce processus expulse violemment les gaz qui se sont accumulés à la surface de la naine blanche, ce qui produit une augmentation brutale, mais de courte durée, de l'éclat de l'étoile. En général, la naine blanche survit à la nova, et le processus pourra éventuellement se reproduire ultérieurement.

Un bel exemple de nova nous est fourni par l'étoile *RS Ophiuchi*, dont les éruptions sont récurrentes (avec une périodicité d'environ 20 ans). Cette étoile, située plus ou moins à mi-distance des étoiles  $\beta$  (*Cheleb*) et  $\eta$  (*Sabik*) du Serpenteire, n'est ordinairement pas visible sans instrument, puisque sa magnitude est de 12,5. Cependant, au cours des explosions les plus puissantes, elle devient visible à l'œil nu ; ce fut le cas au mois de février 2006 par exemple.

Lorsque l'explosion se fait beaucoup plus violente, entraînant ainsi la destruction de la naine blanche, on parle de « supernova de type Ia ». C'est à cette catégorie qu'appartient l'étoile nouvelle découverte par Tycho Brahe, évoquée au début de cet article.

Les supernovæ de type II sont celles qui nous concernent ici : elles désignent les formidables explosions qui accompagnent les derniers stades de la vie d'une étoile massive. On peut mentionner dans cette catégorie la supernova responsable de la formation de la nébuleuse du Crabe (figure 13), M1 – alias SN 1054 –, dont l'observation a été attestée en 1054 par les astronomes chinois.

Mentionnons enfin l'existence possible d'objets plus violents encore, les hypernovæ, qui seraient associés à l'effondrement du cœur d'une étoile exceptionnellement massive, avec formation d'un trou noir comme résidu. L'explosion s'accompagnerait de l'émission de deux jets de plasma le long de l'axe de rotation de l'étoile. Le meilleur candidat pour une future hypernova est l'étoile  $\eta$  *Carina*, surveillée depuis longtemps par les astronomes ; c'est en effet une des étoiles les plus massives connues : elle est plus de cent fois plus massive que le Soleil.

Le concept de trou noir, on l'aura remarqué, s'est glissé insidieusement dans le paragraphe précédent ; il est clairement relié à la mort des étoiles massives. Y aurait-il donc pour le cœur d'une étoile un autre destin que celui de naine blanche ou d'étoile à neutrons ?

#### *d. L'ultime outrage de la gravitation*

Comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, l'espace-temps à l'extérieur d'une masse sphérique sans rotation – une étoile ne tournant pas ou tournant très lentement sur elle-même – est bien décrit par la géométrie de Schwarzschild. Cette géométrie a des conséquences pour le moins curieuses ; en particulier, tout corps situé en-deçà d'une valeur critique du rayon – le *rayon de Schwarzschild* – est condamné à s'effondrer vers la singularité centrale.

L'évocation des derniers instants d'une étoile renvoie inévitablement à la question suivante : que se passera-t-il si l'effondrement d'une étoile l'amène à se contracter jusqu'à un rayon inférieur à ce rayon critique ? L'étoile se trouvera alors dans une fâcheuse situation : toute la matière qui la constitue va être inéluctablement attirée vers la singularité centrale, entraînant l'effondrement total de l'étoile sur elle-même... jusqu'à ne laisser qu'un trou noir ?

Le problème est de savoir s'il existe une masse limite pour les étoiles à neutrons. Autrement dit, la gravitation peut-elle être assez puissante pour outrepasser la pression de dégénérescence des neutrons ? Cette idée a été avancée dès 1938 par Robert Oppenheimer (1904 -1967), mais de l'avis de la plupart des physiciens des années 1940-1950, « il devait y avoir une loi de la nature qui empêche une étoile de se conduire d'une façon aussi absurde ». Cependant, les lois de la nature qui sont à l'œuvre ici, celles de la relativité générale et de la physique nucléaire, de mieux en mieux comprises au cours du vingtième siècle, ont finalement amené l'ensemble des astrophysiciens à la conclusion suivante : il existe bien une masse limite pour les étoiles à neutrons, celle-ci se situant selon les modèles entre 1,5 et 3 masses solaires. Et si le cœur d'une étoile en fin de vie est plus massif que cette limite, aucun mécanisme ne pourra l'empêcher de se contracter jusqu'à devenir un trou noir. Beaucoup pensent par exemple que cela sera le cas de *P Cygni*, une étoile bleue cinquante fois plus massive que le Soleil, située non loin de l'étoile  $\gamma$  (*Sadr*) dans la constellation du Cygne<sup>6</sup>.

Que ce passe-t-il au juste lorsqu'une étoile devient trou noir ? C'est ce que nous nous proposons de vous conter dans le prochain chapitre...

---

<sup>6</sup> Notons qu'à la fin de l'année 2006, une supernova spectaculaire a été observée dans la galaxie NGC1260, distante d'environ 250 millions d'années-lumière. On pense que l'étoile qui lui a donné naissance avait une masse initiale de quelque 150 masses solaires. Il semble que toute la matière de l'étoile se soit volatilisée dans l'espace, sans formation d'un trou noir ! Ce mécanisme pourrait être plus courant qu'on ne le pensait jusqu'ici !



## 4. Le trou noir dans son milieu naturel

### 4.1. « [...] Seuil de l'ancien chaos dont le néant est l'ombre »

#### a. Mise en situation

Un événement marquant de l'astrophysique du vingtième siècle a été la découverte par Chandrasekhar (et indépendamment par Landau), en 1931, de l'existence d'une limite supérieure pour la masse d'un corps froid en équilibre – et en particulier d'une naine blanche. Pour une étoile suffisamment massive qui a consommé la presque totalité de son carburant nucléaire et qui ne peut plus perdre suffisamment de matière, l'avenir est sombre : un moment viendra où les forces de pression interne ne pourront plus contrecarrer la contraction engendrée par l'attraction gravitationnelle ; l'étoile va donc s'effondrer. Et après ?

Pour une étoile à symétrie sphérique ne tournant pas sur elle-même, la suite des événements a été décrite par Oppenheimer et Snyder dès 1939 : l'astre qui implose finit par disparaître sous son rayon de Schwarzschild et perd toute faculté d'influencer causalement son environnement. Il devient un trou noir, ne laissant à l'espace-temps environnant que la déformation sphérique imprimée par sa propre gravité, autrement dit, la géométrie de Schwarzschild.

Dans les pages qui suivent, nous allons détailler cet ultime effondrement et décrire les propriétés des objets hors du commun qui en résultent ...

#### b. L'effondrement final

Pour essayer de comprendre ce qui se passe lorsqu'une étoile s'effondre en dessous de sa surface de Schwarzschild<sup>1</sup> (*alias* « horizon des événements », *alias* « surface critique »), nous allons planter le décor, en en profitant pour idéaliser quelque peu la situation – une approche souvent empruntée dans la résolution des problèmes de physique !

Nous admettrons tout d'abord, comme l'ont fait à l'époque Oppenheimer et Snyder, que pour un observateur extérieur – supposé tellement éloigné de l'étoile et d'autres sources de gravitation qu'il peut être considéré comme vivant dans un espace-temps plat de Minkowski, c'est-à-dire celui d'un univers sans gravitation – l'étoile est *parfaitement sphérique et qu'elle ne tourne pas sur elle-même* (en termes techniques, que son moment angulaire est nul). Hypothèse (raisonnable) supplémentaire : l'étoile est *électriquement neutre*. Enfin nous supposerons l'étoile éloignée de tout autre corps massif.

Quelle image l'observateur extérieur – nous l'appellerons dans la suite Hermann – peut-il percevoir de l'effondrement gravitationnel ? Autrement dit, comment la lumière de ce qui sera bientôt un trou noir lui parvient-elle ?

---

<sup>1</sup> C'est-à-dire la surface formée par les points de coordonnée radiale égale au rayon de Schwarzschild.

La solution de Schwarzschild nous enseigne qu'avec la progression de l'effondrement, de moins en moins de rayons lumineux vont avoir la possibilité de quitter l'étoile en direction d'Hermann.

Au tout début de l'effondrement, bien avant que la surface critique ne soit franchie par la surface de l'étoile, les photons émis quittent cette dernière pratiquement en ligne droite (figure 1a). Mais à mesure que la contraction se poursuit et que la surface de l'étoile s'approche de l'horizon

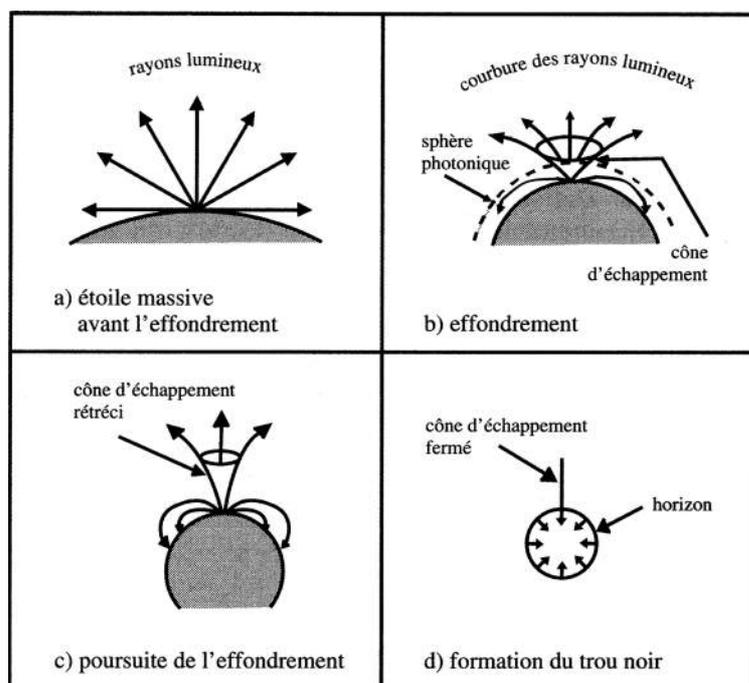


Fig. 1. Les différentes phases, observées par Hermann, de l'effondrement gravitationnel d'une étoile. Le cercle gris représente l'étoile, et les lignes fléchées matérialisent les trajectoires de quelques rayons lumineux qui tentent de s'en échapper.

sortants émis radialement pourront encore se frayer un chemin vers notre observateur, mais ce sont les derniers qui pourront s'échapper de la surface de l'étoile avant que celle-ci ne franchisse la surface critique.

Une fois la surface critique dépassée, aucun rayon lumineux ne parvient plus à s'échapper vers l'extérieur (figure 1d). Passé ce stade, l'étoile va se contracter irrémédiablement jusqu'à atteindre une « singularité » : elle occupe un volume nul et la densité de matière est devenue infinie.

En réalité, il serait plus honnête d'avouer que nous ne connaissons pas le comportement de la matière et de l'espace-temps pour les valeurs extrêmes de densité et de température qui doivent être atteintes dans ce contexte : de nouvelles lois physiques doivent être invoquées – lois que les physiciens théoriciens tentent aujourd'hui encore de découvrir. Cependant, quelle que soit la nature de cette nouvelle physique des (très) hautes énergies, il est certain que la matière ordinaire et les rayons lumineux ne pourront jamais plus nous apporter d'informations provenant de la région située sous la surface critique ; l'étoile, sous l'action souveraine de sa propre gravité, s'est définitivement soustraite à la vue de tous les observateurs lointains : un trou noir est né !

des événements, les rayons qui ne sont pas émis radialement sont peu à peu redirigés vers le centre de l'étoile (figure 1b et 1c), à cause de la courbure de la géométrie de l'espace-temps. Il existe une valeur particulière du rayon de l'étoile pour laquelle les photons émis tangentiellement à la surface stellaire suivent des trajectoires circulaires, tissant un cocon lumineux autour de l'étoile en contraction (figure 1b). Quelques rares rayons parviennent cependant encore à s'échapper ; ils forment pour Hermann l'image d'un anneau lumineux qui entoure l'étoile. Plus tard, seuls les rayons

Nous aimerions vous donner une idée un peu plus précise du comportement des rayons lumineux et de la matière à mesure que l'étoile sphérique se contracte pour former un trou noir. Pour cela, il est pratique de représenter l'histoire complète de l'effondrement dans un seul diagramme, un *diagramme d'espace - temps*, dans lequel la direction temporelle est représentée verticalement (le temps s'écoule de bas en haut) et une dimension d'espace est dessinée horizontalement ; nous utiliserons les règles de la perspective pour représenter une deuxième dimension spatiale (pour des raisons pratiques évidentes nous ne pouvons représenter dans ce diagramme que deux des trois dimensions de l'espace !) Dans l'espace plat de la relativité restreinte, l'évolution temporelle d'un front d'onde lumineux sphérique est représentée par un cône, appelé *cône de lumière* (figure 2).

Un diagramme d'espace - temps où sont dessinés les cônes de lumière est très utile, car il nous donne ce que dans leur jargon les physiciens appellent la *structure causale* de l'espace -temps. Qu'est-ce à dire au juste ? Imaginons, dans le cadre de la relativité restreinte, un objet mobile dont la position à un instant donné coïncide avec l'origine du cône de lumière (le point noir en bas du dessin). Puisqu'aucun objet ne peut atteindre la vitesse de la lumière, ce cône délimite les zones de l'espace-temps pouvant être influencées ou non par l'objet en question, c'est-à-dire les endroits qui peuvent être causalement reliés ou non à cet objet ; la trajectoire future d'un corps massif est contenue tout entière dans le cône de lumière.

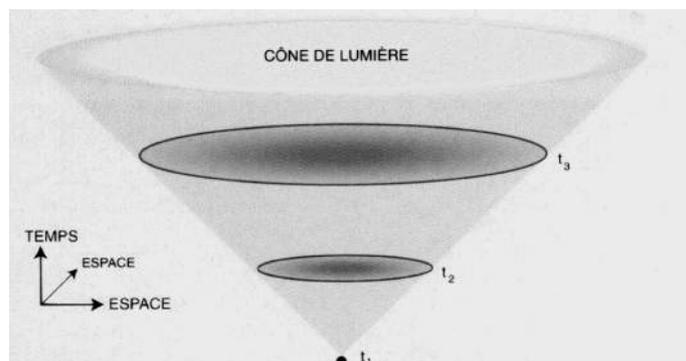


Fig. 2. Représentation schématique d'un front d'onde sphérique (lumière) dans un diagramme d'espace-temps. L'onde lumineuse se déplace dans le temps (direction verticale) en suivant la surface d'un cône. Les cercles foncés représentent, à un instant donné, la position du front d'onde dans l'espace, ramené ici à deux dimensions.

Un des piliers de la relativité générale est le Principe d'Équivalence, qui stipule que, *localement*, la géométrie dans laquelle évolue un observateur en chute libre est celle de la relativité restreinte. Or, on peut considérer que la surface de l'étoile tombe en chute libre dans son propre champ gravitationnel. La vitesse d'un observateur lié à la surface de l'étoile – appelons-le Elton – ne dépassera donc jamais celle de la lumière, et sa trajectoire spatio-temporelle sera toujours contenue dans chacun des cônes de lumière instantanés qui lui sont attachés.

Un diagramme d'espace-temps résumant l'effondrement gravitationnel d'une étoile est présenté dans la figure 3. Un tel diagramme nous dispense de dessiner des instantanés successifs de l'effondrement, car l'histoire complète de ce dernier peut être visualisée en suivant de bas en haut l'évolution du dessin. Comme, dans la figure 3, une des trois dimensions spatiales n'est pas représentée, les cercles en pointillés correspondent à la surface de l'étoile. Le « chapeau pointu » dans lequel se trouve la mention « étoile en effondrement » montre qu'au cours du temps (qui, rappelons-le, progresse de bas en haut), la surface de l'étoile devient de plus en plus petite. Autre élément qui saute aux yeux : les cônes de lumière dessinés en différents points de l'espace-temps sont d'autant plus inclinés vers le centre de l'étoile qu'ils sont proches de celle-ci.

Suivons donc l'évolution d'un cône de lumière attaché à la surface de l'étoile. Au début de l'effondrement (bas du dessin), les rayons lumineux – représentés en noir – émis radialement par la surface de l'étoile peuvent se propager vers Hermann, supposé situé à l'infini. Néanmoins, des impulsions envoyées à intervalles de temps réguliers par Elton vont arriver chez Hermann de plus en plus espacées dans le temps : c'est le phénomène de dilatation du temps. Une conséquence de ce ralentissement du temps mesuré par Hermann est que ce dernier va observer un rougissement de la couleur des rayons lumineux qui proviennent de l'étoile : en effet, les signaux lumineux continuent à se propager à la vitesse constante  $c$ , mais le ralentissement du temps implique une dilatation des longueurs d'onde observées par Hermann. Pour ce dernier, la couleur de l'étoile devient de plus en plus rouge.

Nous remarquons que le cône d'où part le troisième rayon, émis juste avant que la surface de l'étoile ne passe sous l'horizon des événements (dans la figure 3, à la base du cylindre foncé), est devenu tellement incliné que la direction radiale sortante est pratiquement parallèle à l'axe temporel. Ces rayons sont les derniers qui pourront quitter radialement la surface de l'étoile ; les rayons émis au moment critique où la surface de l'étoile plonge sous l'horizon resteront « gelés » sur la surface critique, et un rayon lumineux émis radialement à cet instant ne parviendra à Hermann qu'après un temps infini.

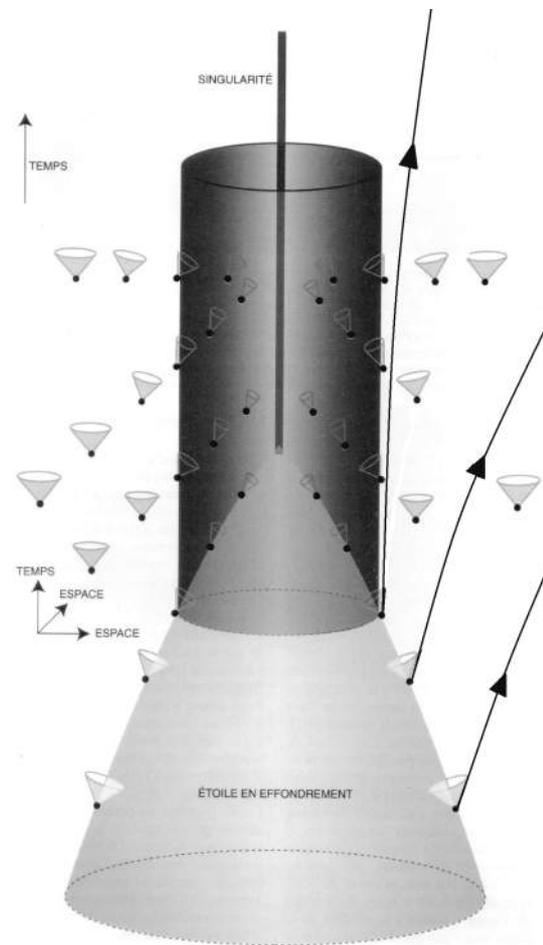


Fig. 3. Diagramme d'espace-temps représentant l'effondrement gravitationnel d'une étoile.



Fig. 4. La pochette d'un disque vinyle paru en 1972...

Ainsi, même si Elton, que nous supposons équipé – à la Rocket-Man (figure 4) ! – de réacteurs, allume ces derniers à plein régime à cet instant, avec l'intention de quitter la surface de l'étoile, il ne réussira plus à sortir de la zone d'espace-temps correspondant au cylindre foncé : même si les réacteurs pouvaient lui communiquer une poussée infinie, il ne pourrait se déplacer plus vite que la lumière, et sa trajectoire spatio-temporelle ne pourrait pas sortir du cône de lumière représenté sur la surface critique. La dernière image de la surface (infiniment rougie) que verra Hermann correspond au moment où cette dernière disparaît sous la surface critique. Il faut bien lire *disparaître* : l'inclinaison des cônes de lumière à l'intérieur du cylindre foncé indique que les rayons lumineux sont contraints de se diriger vers la singularité, et donc qu'aucune image de la surface ne pourra jamais plus parvenir à un observateur extérieur. L'étoile s'est véritablement soustraite de l'espace-temps, raison pour laquelle certains physiciens ont d'abord appelé un trou noir « astre occlus », avant que l'appellation actuelle, proposée par John Archibald Wheeler en 1967, ne finisse par rencontrer l'adhésion de tous.

Si, pour Hermann – l'observateur infiniment éloigné du trou noir –, l'effondrement de l'étoile se ralentit jusqu'à s'arrêter quand l'astre atteint le rayon de Schwarzschild, il n'en va pas de même pour Elton. En effet, un observateur attaché à la surface de l'étoile ne remarquerait rien de particulier au moment où il traverse l'horizon des événements<sup>2</sup>. Comme il est en chute libre, les lois de la relativité restreinte sont localement d'application pour lui, et, pour autant que les forces de marée soient négligeables, aucune expérience ne lui permet de détecter le moment où il traverse l'horizon des événements. Ceci dit, le sort d'Elton n'est guère enviable : après un temps fini pour lui<sup>3</sup>, il sera irrémédiablement écartelé par les forces de marée et écrasé jusqu'à la singularité ...

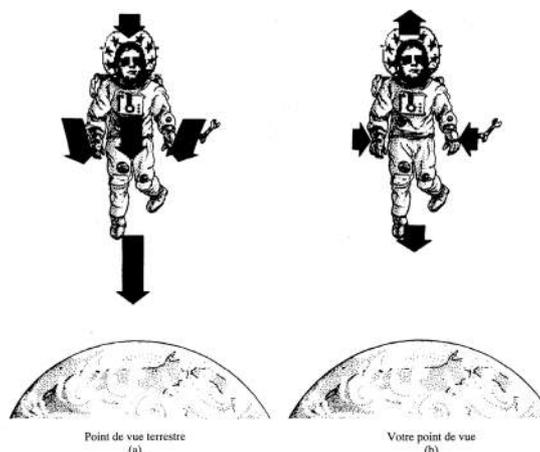


Fig. 5. Les forces de marée ressenties par un astronaute dans le champ de gravitation d'une masse sphérique. À gauche : point de vue d'un observateur distant ; à droite : point de vue de l'astronaute.

<sup>2</sup> À part les forces de marée, dont nous parlerons plus bas, mais qui peuvent être indétectables sur l'horizon pour un trou noir de masse suffisamment grande.

<sup>3</sup> Le temps nécessaire pour tomber de la surface critique jusqu'à la singularité, exprimé en microsecondes, vaut  $6,6 M$ , où la masse  $M$  du trou noir est exprimée en unités de masse solaire.

Terminons par quelques commentaires sur ces forces de marée, qui sur notre bonne vieille Terre font le bonheur des vacanciers des stations balnéaires. Pour cela encore, un petit dessin vaut mieux qu'un long discours (figure 5).

Si Elton tombe vers le trou noir, ses pieds sont plus proches de la source de gravitation que sa tête, et ceux-ci ressentent donc une attraction plus intense vers le centre du trou noir que les parties supérieures de son corps : Elton est donc soumis à un étirement le long de l'axe de son corps. De plus, comme les lignes de force du champ gravitationnel sont radiales, avec pour origine la singularité du trou noir, un objet suffisamment grand – ou plongé dans un champ gravitationnel suffisamment intense – ressentira en outre un effet de contraction latérale.

Les effets de marée ne sont pas toujours importants : on démontre qu'à l'horizon des événements d'un trou noir, ils sont inversement proportionnels au carré de la masse de celui-ci. Ainsi, pour un trou noir de cent millions de masses solaires<sup>4</sup>, les effets de marée à l'horizon sont inférieurs à ceux dus à la Lune à la surface de la Terre (figure 6).

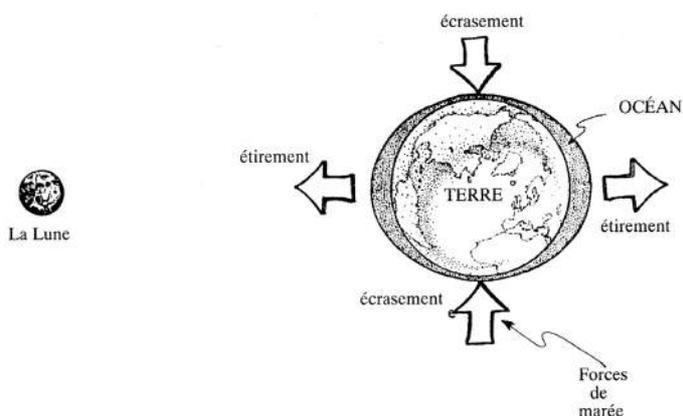


Fig. 6. Les forces de marée ressenties par la Terre du fait de l'attraction gravitationnelle de la Lune engendrent les marées hautes et basses en agissant sur les masses d'eau océaniques.

Un astronaute pourrait donc traverser l'horizon sans être écartelé. Toutefois, il ne s'agirait là que d'un court répit : quelques minutes suffiraient pour que les forces de marée, devenant finalement infiniment grandes à l'approche de la singularité, ne le broient impitoyablement !

### c. Les trous noirs n'ont pas de cheveux

L'hypothèse d'une configuration parfaitement sphérique pour l'étoile qui s'effondre permet de simplifier fortement les calculs, mais elle n'est pas très réaliste. En effet, les astres observés sont en général animés d'un mouvement de rotation autour d'un axe propre et sont donc légèrement aplatis aux pôles – tout comme la Terre. Ils sont de plus entourés de champs magnétiques assez compliqués. La solution de Schwarzschild peut donc paraître bien éloignée de la description réaliste d'un « véritable » trou noir !

Jusqu'à la fin des années 60, beaucoup de physiciens pensaient que la notion d'horizon était un artifice mathématique lié à l'hypothèse d'une symétrie sphérique exacte de l'étoile qui s'effondre.

<sup>4</sup> Des observations astronomiques récentes révèlent que la Voie Lactée abriterait en son cœur un trou noir de 2,6 millions de masses solaire. Nous aurons l'occasion d'y revenir...

Malgré l'influence de physiciens tels que Wheeler et de géomètres comme Roger Penrose, la réalité physique de la région proche de l'horizon d'un trou noir (et de la région interne) n'a commencé à être prise au sérieux qu'en 1967, après que Werner Israel eût prouvé l'unicité de la géométrie de Schwarzschild en tant que solution statique pour un trou noir sphérique : la solution de Schwarzschild décrit le stade ultime de *toutes* les masses sphériques sans rotation qui s'effondrent. La « simplicité » est donc une caractéristique de *tous* les trous noirs. En réalité, la métrique de Schwarzschild n'est pas tellement éloignée de celle qui décrit un trou noir réaliste – éventuellement en rotation et chargé. Plus précisément, dans l'état final d'une étoile réelle suffisamment massive en contraction gravitationnelle, seules importent trois caractéristiques physiques : sa masse, son moment angulaire et sa charge électrique. On dit familièrement, pour exprimer son étonnante simplicité par rapport à l'étoile en contraction dont il est issu, qu'un trou noir « n'a pas de cheveux » !

Ces résultats étonnants résultent de la démonstration d'une série de théorèmes d'unicité concernant les trous noirs stationnaires (c'est-à-dire dont le champ gravitationnel ne dépend pas du temps). Un résultat-clé, obtenu par Stephen Hawking en 1971, montre qu'un trou noir stationnaire ne peut être que *statique* (c.-à-d. symétrique pour un renversement du temps) ou *axi-symétrique* (c.-à-d. en rotation autour d'un axe fixe). Le premier type de trou noir est décrit par la solution de Schwarzschild – ou de Reissner-Nordström s'il possède une charge électrique. Le second est décrit par la solution dite de Kerr, du nom de son découvreur Roy Kerr. Cette dernière solution, obtenue en 1963, se réduit comme il se doit à la solution de Schwarzschild quand le moment angulaire est nul. Enfin, la solution la plus générale, applicable à un trou noir chargé et en rotation, porte le nom de Kerr-Newman. La solution de Kerr revêt une importance énorme en astrophysique, car elle représente essentiellement le *seul* état final stable d'un effondrement gravitationnel réaliste – cas dans lequel la charge électrique de l'objet peut être négligée.

Le théorème d'unicité pour des trous noirs en équilibre dans un espace-temps asymptotiquement minkowskien de dimension 4 – celui de la relativité restreinte – est dû en grande partie au physicien Brandon Carter. Il est rare qu'en physique la simplicité soit au rendez-vous, et que des formules relativement accessibles, comme celle qui donne la métrique de Kerr (laquelle ne dépend que de deux paramètres physiques – la masse et le moment angulaire), puisse décrire complètement et sans aucune approximation un objet aussi imposant qu'un trou noir macroscopique. L'origine de cette étonnante simplicité reste, à ce jour, un mystère qui fascine bien des physiciens !

#### *d. Tourbillon, rotation, horizon ...*

La métrique de Kerr, qui décrit un trou noir en rotation, possède une structure bien plus riche que celle de Schwarzschild (figure 7). La singularité est un anneau couché dans le plan équatorial du trou noir. Il existe également une surface fermée, portant le nom de *limite statique*, à l'intérieur de laquelle il est impossible de s'opposer au maelström engendré par la rotation du trou noir. Cependant, contrairement à la limite de Schwarzschild, cette surface n'est pas un horizon des

événements : de la matière et du rayonnement peuvent toujours s'en échapper en suivant des trajectoires qui ont une forme de spirale.

C'est une autre surface, intérieure à la limite statique et appelée *horizon externe*, qui joue un rôle analogue à celui de la surface critique pour un trou noir de Schwarzschild, en ce sens que matière et rayonnement ne peuvent plus s'en échapper. Son rayon est donné par

$$\text{où } J \quad r_b = \frac{GM}{c^2} + \sqrt{\frac{G^2 M^2}{c^4} - \frac{J^2}{M^2 c^2}} \quad (1)$$

en

Remarquons que si  $J = 0$ , ce qui correspond à un trou noir sans rotation, nous obtenons

$$r_b = \frac{2GM}{c^2}, \quad (2)$$

qui, comme attendu, n'est autre que le rayon de l'horizon des événements dans la géométrie de Schwarzschild.

La présence dans l'équation (1) d'une racine carrée implique la condition

$$J^2 \leq \frac{G^2 M^4}{c^2}. \quad (3)$$

La vitesse de rotation d'un trou noir est donc limitée par sa masse.

La zone comprise entre l'horizon externe et la limite statique porte le nom d'*ergosphère* : tout objet qui y pénètre est entraîné dans le mouvement de rotation du trou noir. Avant d'atteindre la singularité, il existe encore un second horizon, appelé *horizon interne* ... Le lecteur curieux pourra trouver davantage d'informations sur les caractéristiques étonnantes de la géométrie de Kerr dans des ouvrages de vulgarisation plus volumineux<sup>5</sup>.

Une application très intéressante de la formule (1) concerne l'étude du microquasar GRS1915. On savait déjà que cet objet, situé dans la constellation de l'Aigle, était en fait un système binaire, formé d'une étoile de type solaire et d'un trou noir de 14 masses solaires environ. Dans ce système, le trou noir absorbe progressivement la matière de son étoile compagnon. En chutant vers le trou noir, la matière s'échauffe et se répartit selon un disque appelé *disque d'accrétion*. En fait, l'échauffement de la matière est tellement important que celle-ci devient émettrice de rayons X. Du fait des instabilités qui apparaissent dans le disque d'accrétion (nous y reviendrons plus loin), de la

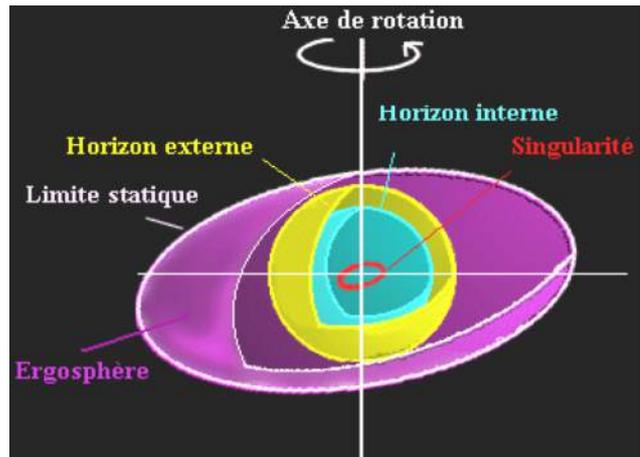
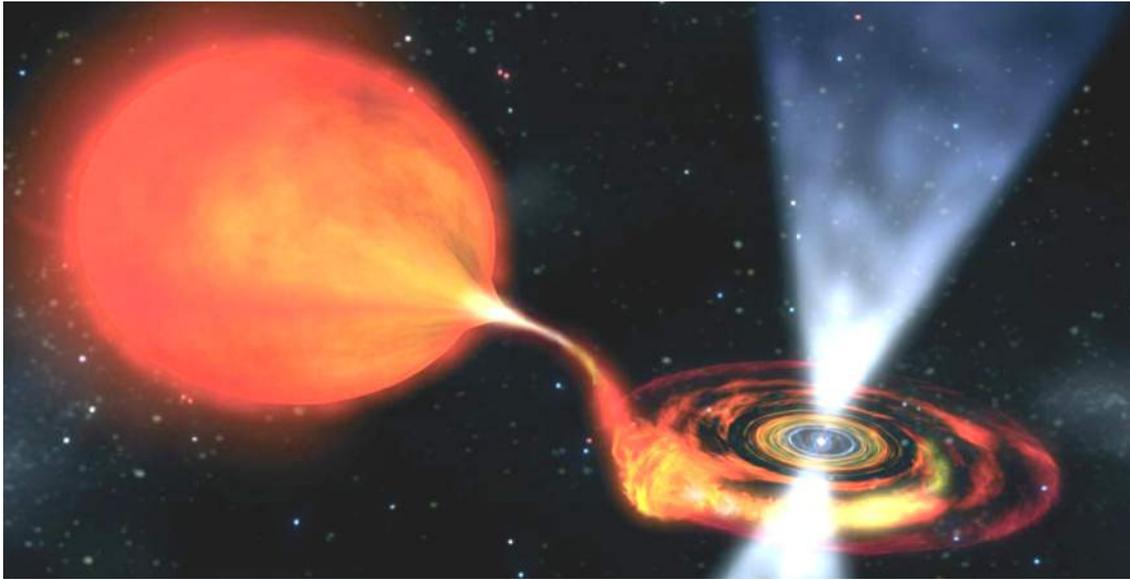


Fig. 7. Représentation schématique d'un trou noir en rotation.

désigne le moment angulaire du trou noir ( $J$  est gros proportionnel à la vitesse de rotation).

<sup>5</sup> Par exemple, dans le livre de J.-P. Luminet : *Les trous noirs*, Seuil, collection Points science.



*Fig. 8. Vue d'artiste illustrant un système binaire trou noir - étoile compagnon. La matière composant le disque d'accrétion est « arrachée » à l'étoile voisine par la puissante gravité du trou noir. Il semble que le microquasar GRS1915 soit assez proche de cette représentation.*

matière est périodiquement éjectée suivant son axe de rotation, comme le représente la vue d'artiste de la figure 8.

Au début de l'année 2007, une équipe du Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics a réussi à obtenir de façon indirecte une estimation du rayon de l'horizon externe du trou noir. Le groupe s'est appuyé sur des données récoltées par le satellite *Rossi X-Ray Timing Explorer* (RXTE) de la NASA, satellite qui observe le ciel dans le domaine des rayons X. Nous avons vu plus haut que du rayonnement ne peut être détecté que s'il provient d'une distance au trou noir supérieure au rayon  $r_b$ , donné par la formule (1). En mesurant cette distance grâce aux données de RXTE, et puisque  $M$  est connue, on a pu calculer le moment angulaire du trou noir : il lui correspond la vitesse de rotation vertigineuse de 950 tours par seconde ! Cette vitesse atteint 95% de la valeur limite donnée par (3) : un trou noir de 14 masses solaires pourrait difficilement tourner plus vite !

#### **4.2. « Un arc-en-ciel étrange entoure ce puits sombre »**

Il a fallu attendre relativement longtemps pour que les physiciens s'attaquent à la question : à quoi donc pourrait ressembler un trou noir si on pouvait en observer un quelque part dans le cosmos ?

On pense que beaucoup de phénomènes astrophysiques violents, allant des quasars jusqu'aux sources stellaires de rayons X au sein de notre galaxie, sont plus que probablement liés à l'existence, autour de trous noirs, de disques d'accrétion (pensons au microquasar GRS1915). Les physiciens ont donc essayé de simuler sur de puissants ordinateurs l'aspect que devrait avoir un trou noir entouré par son disque d'accrétion.

Supposons donc qu'il existe au voisinage d'un trou noir une quantité suffisante de matière qui, sous l'action de la puissante attraction gravitationnelle de ce dernier, tombe vers la singularité

en se distribuant suivant un disque (figure 8). Dans ce disque, les particules de matière, animées de vitesses très élevées, s'échauffent au cours de leur chute, un peu à la manière des atomes du nuage d'hydrogène qui va donner naissance à une nouvelle étoile. En s'échauffant, la matière se met à

rayonner ; c'est ce rayonnement qui pourra éventuellement être détecté par nos télescopes.

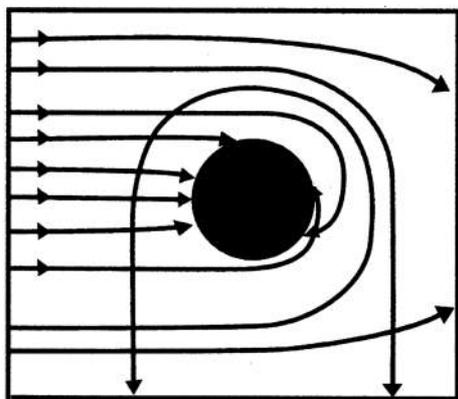


Fig. 9. Trajectoires schématisées de rayons lumineux passant au voisinage d'un trou noir.

Une configuration plus simple, qui pourrait sembler-t-il révéler l'existence d'un trou noir, est celle où un trou noir statique est interposé entre une étoile et la Terre. Quelle image de l'étoile observerons-nous suite à l'interception d'une partie de ses rayons lumineux par le trou noir ?

Parmi les effets causés par la courbure de l'espace-temps, un des plus connus est la déviation des rayons lumineux par les corps massifs ; c'est cet effet qui, mesuré expérimentalement lors d'une éclipse de

Soleil en 1919, a consacré la relativité générale qui venait d'être édifiée par Albert Einstein.

Pour comprendre cet effet intuitivement, jetons un coup d'œil à la figure 9. L'étoile émettrice est supposée très éloignée sur la gauche – tellement loin que ses rayons lumineux sont, à grande distance du trou noir, représentés par des droites parallèles. Alors qu'un rayon lumineux passant très loin du trou noir subit une déviation faible, puisque la géométrie dans laquelle il se propage est peu courbée, un rayon qui traverse l'horizon des événements sera happé jusqu'à la singularité et ne pourra donc plus être observé. Entre ces deux cas extrêmes, on trouve des rayons qui s'approchent suffisamment du trou noir pour que leur trajectoire soit fortement défléchie – comme si le trou noir voulait les happer sans y parvenir. L'observateur terrestre, qui est supposé se trouver très loin à droite de la

figure 9, observe manifestement de l'étoile une image fortement déformée. En

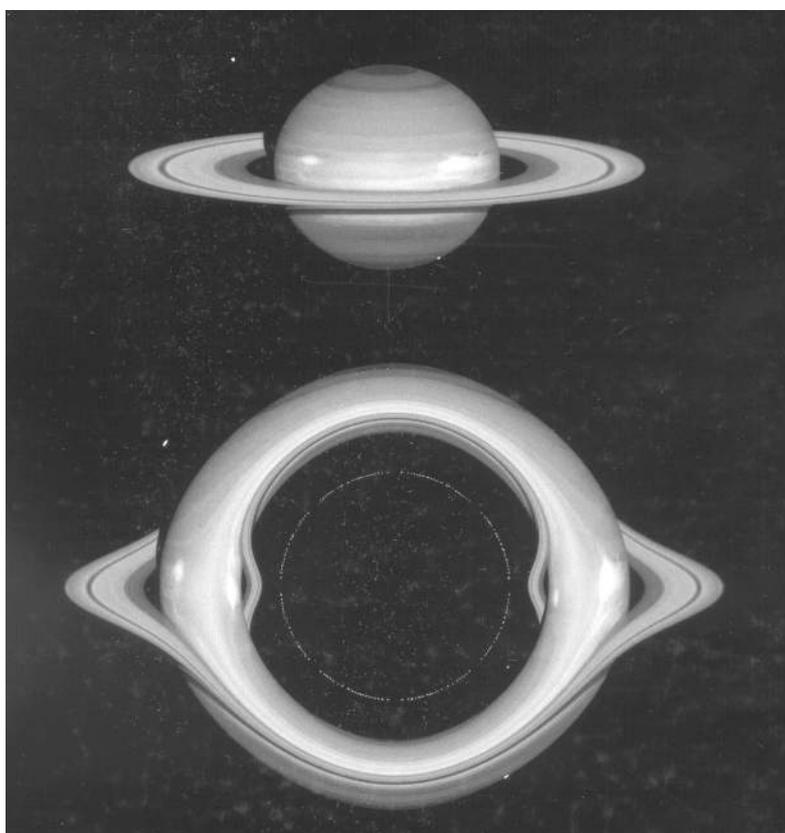


Fig. 10. En haut : Saturne observée depuis la Terre. En bas : Simulation de ce qu'on verrait si un trou noir était interposé entre la Planète aux anneaux et la Terre.

guise d'illustration, nous montrons dans la figure 10 comment apparaîtrait Saturne si un trou noir était interposé entre celle-ci et la Terre. La déformation est spectaculaire !

À la fin des années 1960, des astronomes avaient pensé pouvoir détecter des trous noirs en observant la déformation de l'image de certaines étoiles. Cependant, cette déviation de la lumière – on parle d'effet de *mirage gravitationnel* ou de *lentille gravitationnelle* – est engendrée par n'importe quel corps suffisamment massif interposé entre un astre et nos télescopes – par exemple une galaxie. Ainsi, s'il est possible de mettre en évidence par cette méthode l'existence de corps massifs, il est beaucoup plus compliqué d'en déterminer précisément la nature.

Revenons à notre première question : à quoi un trou noir lointain entouré de son disque d'accrétion peut-il ressembler ? La première simulation réaliste sur ordinateur d'un tel système a été réalisée par Jean-Pierre Luminet en 1978. Des calculs plus récents, effectués par Jean-Alain Marck (1955-2000) en 1996, ont permis de construire les saisissantes images de la figure 11 ...

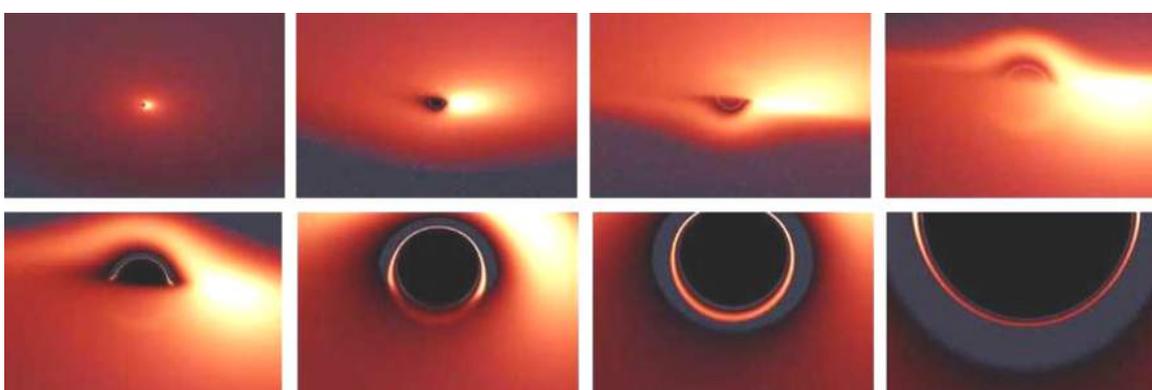


Fig. 11. De gauche à droite et de haut en bas, images de ce que verrait un observateur plongeant vers un trou noir entouré de son disque d'accrétion ; c'est ce dernier (zone claire) qui émet de la lumière.

### 4.3. « Partout le sol désert, côtoyé par des ondes »

#### a. Les ondes gravitationnelles

Le lecteur attentif se sera sans doute demandé comment il était possible que des systèmes compliqués comme des étoiles non sphériques en rotation, dont la surface peut être déformée, puissent donner naissance à de beaux trous noirs bien « propres et lisses », « sans cheveux », décrits par la solution de Kerr au moyen de deux paramètres seulement, à savoir leur masse et leur moment angulaire (nous ne parlerons plus de la charge électrique car dans les situations astrophysiques réalistes, son effet est totalement négligeable). En d'autres termes, où l'information contenue dans les irrégularités de l'étoile qui s'effondre a-t-elle bien pu disparaître avant que le trou noir ne se forme ? On peut montrer que tous ces « détails » sont en fait gommés en étant convertis en ondes – soit électromagnétiques, soit gravitationnelles. Si le premier type d'onde est bien connu – pensons à la lumière, aux ondes radio, aux micro-ondes –, le second mérite quelques explications.

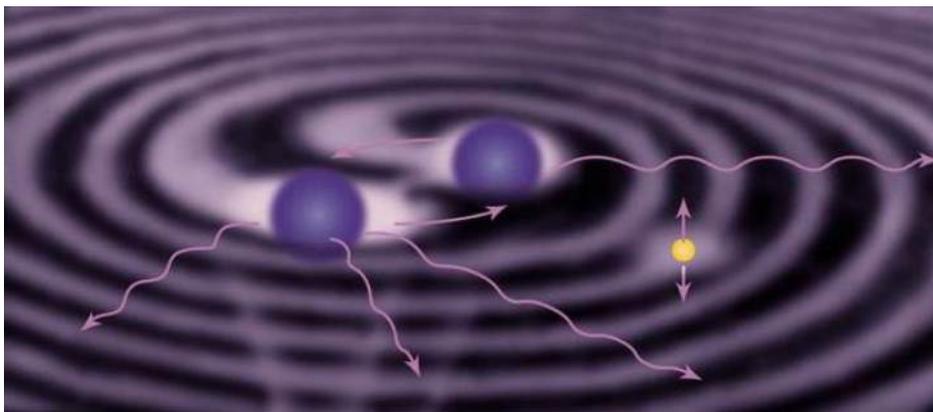
L'existence des ondes gravitationnelles est prédite par la relativité générale. Celles-ci représentent des déformations de l'espace-temps qui se déplacent, comme les ondes électromagnétiques, à la vitesse de la lumière. On dit parfois que les ondes gravitationnelles sont à

la théorie d'Einstein ce que les ondes électromagnétiques sont à la théorie de Maxwell de l'électromagnétisme. C'est en partie vrai ; mais alors que cette dernière a un caractère linéaire, ce n'est pas le cas de la relativité générale, ce qui induit une différence profonde entre les deux types d'ondes. Une onde électromagnétique est créée lorsqu'on agit un corps chargé électriquement – c'est ce qui se passe, par exemple, dans les antennes émettrices de la radio ; mais l'onde électromagnétique elle-même ne possède pas de charge électrique (le photon, médiateur de l'interaction électromagnétique, est neutre) : l'onde ne peut donc pas, à son tour, être la source de nouvelles ondes électromagnétiques. En revanche, la non linéarité de la relativité générale a pour conséquence qu'une onde gravitationnelle, qui possède de l'énergie – et donc de la masse<sup>6</sup> – n'est pas « neutre » vis-à-vis de la gravitation ; elle peut dès lors engendrer lors de sa propagation de nouvelles ondes gravitationnelles.

Imaginons que l'on pince une corde de violon pour la lâcher ensuite. L'énergie contenue dans la déformation de la corde se libère sous forme d'ondes sonores qui se propagent dans l'espace ; la corde, après avoir vibré, reprend progressivement sa position d'équilibre. Transposons cet exemple à une étoile qui s'effondre. Si elle possède un champ magnétique, celui-ci est « expulsé » sous forme de rayonnement électromagnétique ; de même, les irrégularités dans la répartition de la matière de l'étoile – qui, en brisant la symétrie axiale (ou sphérique), engendraient des déformations de la métrique, et donc de l'espace-temps –, vont à leur tour être éliminées par émission d'ondes gravitationnelles. Le seul état final stable correspond ainsi au trou noir de Kerr (ou, si l'étoile ne possède pas de moment angulaire, à celui de Schwarzschild).

### *b. Regards tournés vers l'Aigle*

Les systèmes binaires de corps massifs en rotation constituent une importante source d'ondes gravitationnelles (figure 12).



*Fig. 12. Un système binaire formé de deux corps sphériques qui gravitent l'un autour de l'autre et émettent des ondes gravitationnelles.*

---

<sup>6</sup> Le lien entre masse et énergie est contenu dans la célèbre formule d'Einstein  $E = mc^2$ .

Nous avons déjà mentionné que des charges en mouvement accéléré émettaient des ondes électromagnétiques. De même, des masses accélérées émettent des ondes gravitationnelles au cours de leur mouvement ; c'est le cas pour deux corps massifs gravitant l'un autour de l'autre.

Avant même d'imaginer le cas extrême d'un système de deux trous noirs, intéressons-nous aux pulsars binaires, qui se sont révélés fort utiles pour démontrer l'existence des ondes gravitationnelles. Les pulsars ont été découverts en 1967 par Jocelyn Bell et Antony Hewish. Bell et Hewish ont repéré à l'aide d'un radiotélescope un objet émettant un signal constitué de courtes impulsions se répétant de façon extraordinairement régulière avec une période de 1,3373 secondes ; cet objet fut baptisé *pulsar*. De nos jours, on considère qu'un pulsar est une étoile à neutrons en rotation possédant un puissant champ magnétique. Tout comme pour la Terre, les pôles magnétiques et géographiques d'une étoile à neutrons ne coïncident pas nécessairement ; et si l'étoile tourne sur elle-même, les faisceaux électromagnétiques issus de ses pôles magnétiques balaient l'espace environnant, un peu à la manière du faisceau lumineux d'un phare ; c'est ce faisceau que nous détectons – pour autant, bien sûr, que la Terre se trouve sur sa trajectoire.

Un pulsar binaire est un pulsar qui possède un compagnon – lequel est le plus souvent une naine blanche ou une autre étoile à neutrons. Bien que le compagnon soit habituellement difficile ou impossible à observer directement, la fréquence des impulsions du pulsar peut, elle, être mesurée avec une extraordinaire précision. L'objet PSR1913, dans la constellation de l'Aigle, est un exemple d'un tel pulsar binaire. C'est un système formé de deux étoiles à neutrons, chacune de 1,4 masses solaires environ ; l'une d'entre elles est un pulsar dont la période est de 59 millisecondes. C'est en mesurant de façon précise l'évolution dans le temps de la fréquence des impulsions émises par ce pulsar qu'on a pu établir qu'il appartenait en fait à un système binaire, et que les deux étoiles à neutrons gravitaient l'une autour de l'autre avec une période d'un peu moins de huit heures.

D'après la relativité générale, ce système doit émettre quantité d'ondes gravitationnelles, comme c'est illustré dans la figure 12. Si c'est le cas, il doit perdre de l'énergie par rayonnement, ce qui doit avoir pour conséquence un rapprochement (très lent) des deux étoiles, et donc une diminution progressive de la période de leur mouvement orbital. Thibault Damour et Nathalie Deruelle ont calculé en 1981 l'importance de cet effet dans le cadre de la relativité générale ; leur résultat est compatible avec les propriétés expérimentales du pulsar binaire PSR1913, ce qui démontre de manière indirecte l'existence des ondes gravitationnelles !

### *c. LISA, VIRGO et les autres ...*

Il existe des projets encore plus ambitieux visant à détecter, directement cette fois, les ondes gravitationnelles.

Deux types d'expériences sont actuellement en chantier. Le premier dispositif est destiné à être mis en orbite autour du Soleil ; dénommé LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*), ce système de détection, construit en collaboration par l'ESA et la NASA, consistera en 3 modules occupant les sommets d'un triangle équilatéral dont chacun des côtés mesurera ... 5 millions de kilomètres ! Un système de stabilisation de haute précision corrigera les perturbations non gravitationnelles,

dues notamment à la pression de radiation et au vent solaire, afin de maintenir constante la distance entre les modules avec la meilleure précision possible. Que se passera-t-il si une onde gravitationnelle traverse le triangle équilatéral ? Cette onde entraînera une petite déformation de l'espace-temps, et donc de toutes les propriétés qui en découlent, comme par exemple la distance entre deux points. Ainsi, une onde gravitationnelle aura pour effet de faire varier – d'une quantité infime – les distances relatives entre les 3 modules, ce qui devrait être détecté grâce à des techniques d'interférométrie utilisant les faisceaux laser qui relient les trois modules. Afin d'apprécier la difficulté de cette mesure, imaginons un système émetteur d'ondes gravitationnelles intenses – par exemple un système binaire constitué d'un petit trou noir de 10 masses solaires gravitant à une distance de 5 millions de kilomètres autour d'un trou noir géant de 1 million de masses solaires.

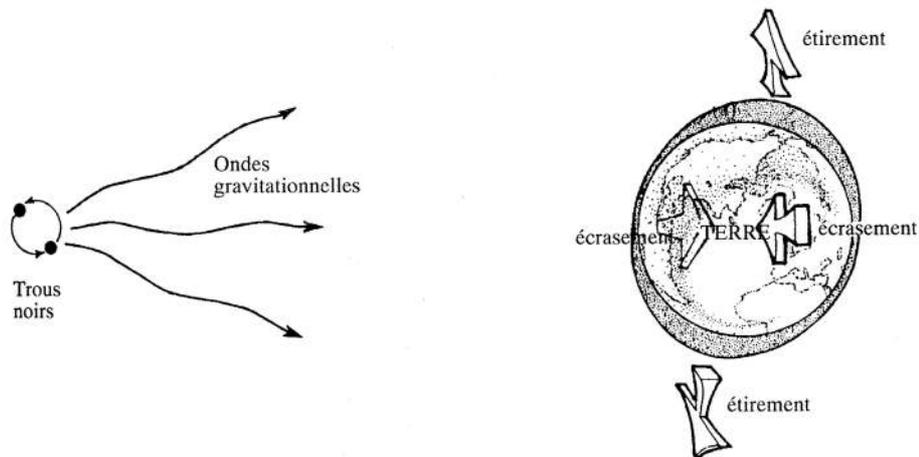


Fig. 13. Effet (fortement exagéré !) d'une onde gravitationnelle émise par un système binaire de trous noirs et atteignant la Terre.

Même si ce système est éloigné de la Terre de 3 milliards d'années-lumière, on a calculé que les ondes gravitationnelles qu'il émet devraient produire une élongation relative des côtés du triangle de  $10^{-21}$ , soit une élongation nette de quelque  $5 \times 10^{-10}$  cm ! L'équipe de LISA espère être en mesure de détecter ces minuscules variations, ce qui devrait nous fournir des informations très précieuses sur la physique des trous noirs. La mise sur orbite des trois satellites de LISA s'est effectuée le 3 décembre 2015. Affaire à suivre donc...

Des expériences terrestres devraient également bientôt être opérationnelles ; à l'instar des forces de marée, les ondes gravitationnelles agissent en effet aussi sur la Terre (figures 13 et 14). Ces futures expériences, basées elles aussi sur des techniques d'interférométrie, s'appellent LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory*), VIRGO et GEO. Elles font appel à quatre lourds cylindres suspendus, disposés le long de deux bras, qui peuvent se balancer en réponse aux ondes gravitationnelles qui les traversent ; ce sont en fait des analogues gravitationnels du célèbre interféromètre de Michelson (figure 14). Ce type de détecteur devrait être sensible aux puissantes ondes gravitationnelles émises lors de la collision de deux trous noirs (figure 15). La détection des ondes émises lors d'un tel phénomène cataclysmique devrait permettre de calculer la masse et le

moment angulaire des deux trous noirs, ainsi que la surface de leurs horizons. De même, on espère pouvoir déduire des mesures les caractéristiques de l'objet résultant de la fusion des deux trous noirs, et ainsi de vérifier les prédictions théoriques obtenues dans des travaux qui se sont étalés de la fin des années 60 jusqu'à nos jours, et que nous allons présenter succinctement dans la suite de ce chapitre. Notons que les premiers détecteurs de LIGO fonctionnent depuis l'été 2015 : l'avenir s'annonce donc palpitant dans ce domaine !

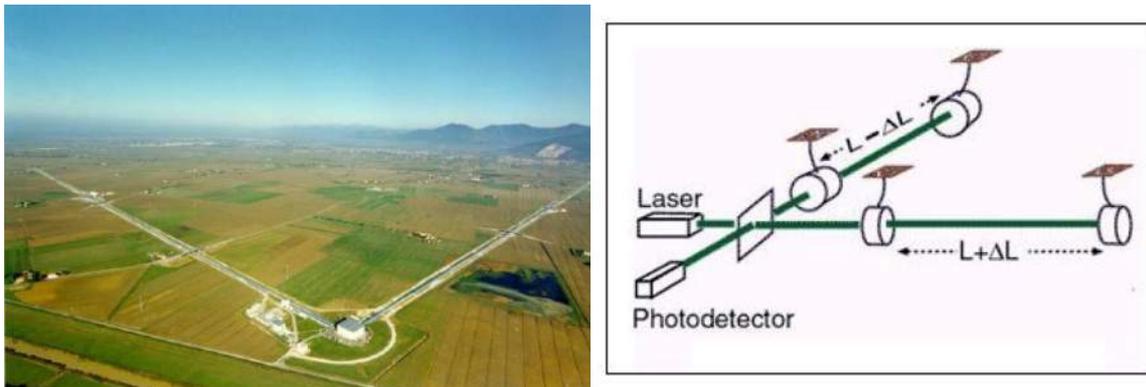


Fig. 14. Le détecteur VIRGO, vu du ciel, non loin de Pise ; à droite, une représentation schématique du dispositif de mesure.

#### 4.4. « La nuit qui l'habite rayonne sur le monde et s'épaissit toujours ... »

##### a. L'impitoyable entropie

Limitons-nous ici au cas d'un trou noir de Schwarzschild (ce qui suit peut se généraliser dans le cas plus compliqué d'un trou noir de Kerr). La surface de Schwarzschild joue un rôle très important dans la description mathématique d'un trou noir ; elle en représente la limite extérieure ; son aire  $A_S$  est égale à  $4\pi r_S^2$ , où  $r_S = 2GM/c^2$  est le rayon de Schwarzschild, que nous avons déjà

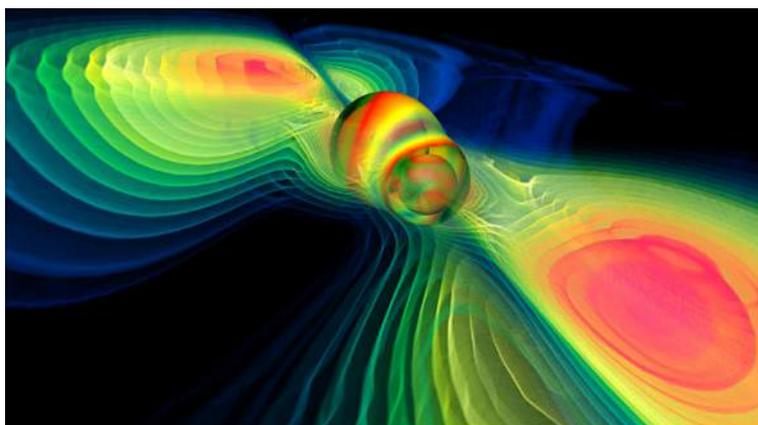


Fig. 15. Simulation numérique de la fusion de deux trous noirs (au centre), et des ondes gravitationnelles émises lors de ce processus.

rencontré précédemment. Cette dénomination de « rayon » est toutefois trompeuse car – subtilité de l'espace-temps courbe ! –  $r_S$  ne représente *pas* la distance radiale parcourue par un observateur en chute libre depuis la surface d'équation  $r = r_S$  jusqu'à la singularité en  $r = 0$ . Par contre,  $A_S$  est bel et bien l'aire de la sphère de « rayon »  $r_S$  centrée en  $r = 0$ . Comment cette aire évolue-t-elle au cours de la vie d'un trou noir ? À question surprenante, réponse surprenante ! Voyez plutôt ...

Sur base de résultats obtenus par Roger Penrose, Stephen Hawking démontre en 1971 que lors de n'importe quel processus physique impliquant un trou noir et de la matière, et éventuellement du rayonnement, l'aire du trou noir ne peut jamais décroître. De plus, Hawking déduit de ses calculs que si deux trous noirs entrent en collision (figure 15), l'aire de l'horizon du nouveau trou noir ainsi formé est supérieure à la somme des aires des horizons des deux trous noirs initiaux. C'est alors qu'il a une intuition remarquable : ces propriétés suggèrent de fortes similitudes entre l'aire d'un trou noir et le concept thermodynamique d'*entropie*.

L'entropie  $S$  d'un système physique macroscopique est reliée au nombre  $W$  de configurations microscopiques compatibles avec l'état macroscopique du système par la fameuse formule de Ludwig Boltzmann<sup>7</sup> (1844 -1906) :

$$S = k_B \log W,$$

où  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K est la *constante de Boltzmann*.

Pour faire comprendre ce concept abstrait d'entropie, imaginons un état macroscopique très simple : deux œufs dans une boîte qui peut en contenir quatre. Faites l'expérience : il y a dans ce cas six façons différentes, mais toutes aussi satisfaisantes du point de vue « macroscopique », de ranger ces œufs : on dira que le nombre d'états microscopiques  $W$  est égal à 6. De façon générale, on peut interpréter l'entropie d'un système macroscopique comme une mesure du désordre qui y règne, ou encore comme une mesure de l'ignorance que l'on a de son état microscopique précis.

Les conséquences de l'analogie établie par Hawking entre l'aire de l'horizon des événements et l'entropie ont été étudiées quantitativement par James Bardeen, Brandon Carter et Stephen Hawking. Dans un article de 1973, ces chercheurs énoncent ce qu'on appelle depuis les « quatre lois de la thermodynamique des trous noirs ». L'élégance et la simplicité mathématique de ces lois nous confortent dans l'idée que l'aire de l'horizon d'un trou noir est réellement une mesure de l'entropie de ce dernier.

Nous avons déjà mentionné la deuxième loi de la thermodynamique des trous noirs : elle stipule que l'aire de l'horizon d'un trou noir ne peut jamais décroître. Énonçons maintenant les trois autres lois (dans le désordre – après tout, nous parlons ici d'entropie !) :

- En thermodynamique usuelle, la « première loi » précise qu'une petite variation d'entropie d'un système macroscopique s'accompagne d'une variation de son énergie, le coefficient de proportionnalité étant l'inverse de la température absolue du système. Pour les trous noirs, la loi correspondante dit que la variation de masse d'un trou noir est proportionnelle à la variation de l'aire de son horizon ; mais ici le coefficient de proportionnalité est la « gravité de surface », notée  $\chi$ . Cette grandeur, constante sur l'horizon du trou noir, donne une mesure de l'intensité du champ gravitationnel sur ce dernier. La gravité de surface joue donc formellement le rôle d'une température pour le trou noir.

---

<sup>7</sup> Cette formule est gravée sur la tombe de Boltzmann, dans le cimetière de Vienne où repose également van Beethoven, un autre Ludwig de génie !

- La constance de la gravité de surface sur l'horizon est l'analogie de la « loi zéro » de la thermodynamique ordinaire, qui énonce que la température est une constante macroscopique caractéristique d'un corps en équilibre thermique avec son environnement.

- Enfin, on peut montrer que la gravité de surface ne peut jamais atteindre une valeur nulle : c'est l'équivalent de la troisième loi de la thermodynamique. Cette dernière stipule en effet qu'il est impossible, en un nombre fini d'étapes, de refroidir un corps jusqu'au zéro absolu. Une formulation plus précise de cette loi a été proposée par Werner Israel en 1986.

Ces lois sont résumées dans le tableau suivant, où  $A_s$  désigne l'aire de l'horizon d'un trou noir et  $\chi$  sa gravité de surface. La deuxième colonne résume les 4 lois habituelles de la thermodynamique, tandis que la troisième regroupe les lois homologues obtenues pour les trous noirs ( $dx$  et  $\delta x$  désignent de petites variations de la quantité  $x$ ).

<b>Loi zéro</b>	Pour un corps en équilibre thermodynamique, la température absolue $T$ est constante.	Sur l'horizon d'un trou noir stationnaire, la gravité de surface $\chi$ est constante.
<b>Première loi</b>	$dE = T dS$	$dM = \chi dA_s$
<b>Deuxième loi</b>	Dans un système fermé, $\delta S \geq 0$ lors de n'importe quel processus physique.	$\delta A_s \geq 0$ lors de n'importe quel processus physique
<b>Troisième loi</b>	Il est impossible d'atteindre le zéro absolu.	La gravité de surface $\chi$ ne peut pas atteindre la valeur nulle.

Dans le cas de la géométrie de Kerr, un terme de travail  $\Omega dJ$  apparaît dans le membre de droite de la première loi ; c'est l'analogie du terme dit « de travail »  $P dV$  de la thermodynamique classique.

### *b. Le rayonnement de Hawking*

Il existe donc une analogie manifeste entre l'entropie et l'aire de l'horizon d'un trou noir. En prenant cette analogie au sérieux, on est amené à conclure qu'un trou noir en équilibre et plongé dans un Univers dont la « température » est supérieure à la sienne devrait émettre de la radiation thermique. Difficile d'y croire : jusqu'alors les trous noirs étaient considérés comme des objets qui ne laissent rien échapper, pas même de la lumière. C'était en tout cas la vision classique véhiculée depuis Michell et Laplace, et ensuite par Einstein. Ce paradoxe subsistera jusqu'en 1974 : à l'occasion de la « *First Oxford Quantum Gravity Conference* », Hawking annonce que les trous noirs peuvent émettre de la radiation. En fait, ils *s'évaporent* !

La solution de ce paradoxe apparent fait appel aux règles de la mécanique quantique. Il n'existait pas à l'époque de théorie quantique de la gravitation – et bien que des approches prometteuses aient vu le jour depuis, une théorie satisfaisante n'existe toujours pas aujourd'hui ! Hawking fut donc forcé de traiter la gravitation de manière « classique », c'est-à-dire dans le cadre de la théorie d'Einstein. Par contre, il fit appel à la théorie quantique des champs, cette branche de la physique qui décrit le monde des particules élémentaires, pour les calculs impliquant la matière et le rayonnement électromagnétique. Ce genre de cocktail porte le nom d'« approche semi-classique ». À son propre étonnement et après avoir recommencé ses calculs plusieurs fois, Hawking eut l'audace de croire qu'il n'avait pas fait d'erreur, et il aboutit à la conclusion qu'un observateur (Hermann) éloigné d'un trou noir devait voir émerger un flux incohérent d'ondes quantiques de matière et de rayonnement créées à partir de l'horizon des événements. Ce rayonnement a été baptisé depuis *rayonnement de Hawking*.

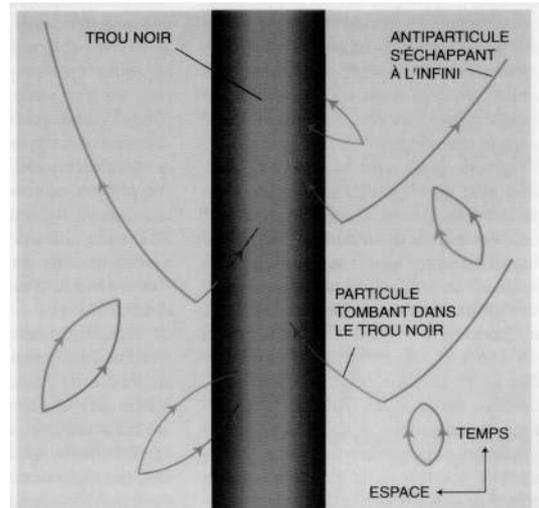


Fig. 16. Mécanisme d'évaporation des trous noirs par création de paires particule-antiparticule.

Une manière un peu simpliste de concevoir ce phénomène est de se rappeler qu'au niveau quantique, le « vide » n'est pas si vide que cela et est sujet à d'incessantes fluctuations, comme



Heisenberg nous l'a appris. Des paires particule-antiparticule virtuelles se créent en effet en permanence en empruntant de l'énergie au vide, pour ensuite se recombinaient en restituant l'énergie empruntée ; le processus s'étale sur un temps  $\Delta t$  vérifiant la relation d'incertitude temps-énergie  $\Delta t \Delta E \approx \hbar$ . Ainsi, plus la paire particule-antiparticule est massive (donc nécessite de l'énergie pour être créée), plus le processus de création-annihilation doit être bref. Ces fluctuations quantiques sont entre autres à l'origine de phénomènes bien connus : l'effet Lamb, l'instabilité des lasers et l'effet Casimir – mais ceci est une autre histoire qui n'a rien à voir avec la célèbre émission pour les enfants ! Lorsqu'un processus de création de paire se produit juste au-dessus de l'horizon du trou noir, il peut arriver qu'un des membres de la paire tombe

derrière l'horizon en abandonnant sa compagne. Cette dernière peut également tomber dans le trou noir, mais il arrive qu'elle s'échappe vers l'infini, où elle contribuera au rayonnement de Hawking (figure 16).

Quand un objet émet un rayonnement thermique, on lui associe généralement une température : pensons par exemple au Soleil ou aux plaques chauffantes des cuisinières ! Plus la température est élevée, plus le rayonnement est intense. Il en va de même pour les trous noirs : à l'intensité de leur évaporation par émission de particules peut être associée formellement une température, justement dénommée *température de Hawking*. Comment celle-ci peut-elle être calculée ?

En fait il est possible d'établir un « pont » entre la théorie quantique des champs – à laquelle on fait appel pour étudier les propriétés des trous noirs – et la mécanique statistique, cette science qui permet de déduire les lois de la thermodynamique macroscopique des propriétés microscopiques du système. Tout d'abord, la variable temporelle  $t$  (qui apparaît dans la métrique de Schwarzschild par exemple) est remplacée par un temps imaginaire  $\tau$  en effectuant la substitution  $t \rightarrow i\tau$  (où  $i$  est le nombre imaginaire  $\sqrt{-1}$ ) ; on impose ensuite au temps imaginaire  $\tau$  d'être périodique de période  $\hbar\beta$ . Le pont entre la physique des particules élémentaires et la thermodynamique d'un système en équilibre thermique à la température  $T$  est fourni par ce paramètre  $\beta$ , qui est lié à la température absolue du système par la relation  $T = 1/\kappa_B \beta$ . Après de longs et périlleux calculs, il est ainsi possible d'obtenir la température de Hawking  $T_H$  qui, comme annoncé plus haut, est proportionnelle à la gravité de surface  $\chi$  ; pour un trou noir à symétrie sphérique :

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi \kappa_B GM}$$

On voit que  $T_H$  dépend non seulement de la masse  $M$  du trou noir, mais aussi de toutes les constantes fondamentales :  $c$ ,  $G$ , et  $\hbar$  – sans compter la constante de Boltzmann  $\kappa_B$  ! Nous y reviendrons dans le chapitre suivant.



## 5. Obscures présences dans l'Univers

### 5.1. « J'ai parcouru les mondes... »

Si la détection des ondes gravitationnelles semble être la voie royale pour l'identification des trous noirs, il faut toutefois signaler que des méthodes plus « traditionnelles » ont déjà apporté une grande quantité d'informations : à l'heure actuelle, de remarquables observations astronomiques ont permis de débusquer dans l'espace des objets célestes possédant des propriétés qui suggèrent irrésistiblement un trou noir...

#### a. Le Cygne Noir

C'est au début des années 1960 qu'a germé l'idée d'essayer d'identifier des trous noirs dans l'espace. Dans quelles régions du ciel, et à l'aide de quelles techniques un observateur d'alors pouvait-il espérer entreprendre la traque de ces bizarreries cosmiques ? Tout d'abord, si les trous

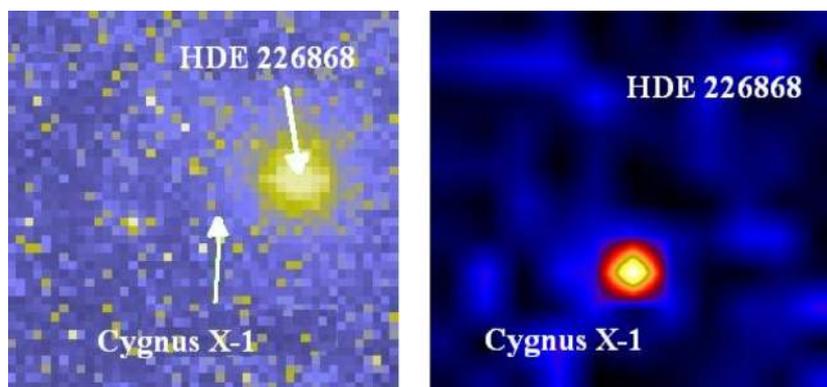


Fig. 1. À gauche, image du système binaire Cygnus X-1 dans le visible. La supergéante bleue est très lumineuse. À droite, image du même système dans le domaine des rayons X : seul le candidat trou noir est ici visible.

noirs naissent lors de la mort d'étoiles massives, leur distance à la Terre doit être supérieure à celle de l'étoile la plus proche – en l'occurrence  $\alpha$  du Centaure, située à quatre années-lumière de notre planète. À cette distance, l'observation directe d'un disque noir parmi les étoiles est vouée à l'échec. Le phénomène de lentille

gravitationnelle, évoqué dans l'article précédent de cette série, doit lui aussi être indécélable. On le comprend, il faut rechercher des preuves indirectes plus spectaculaires.

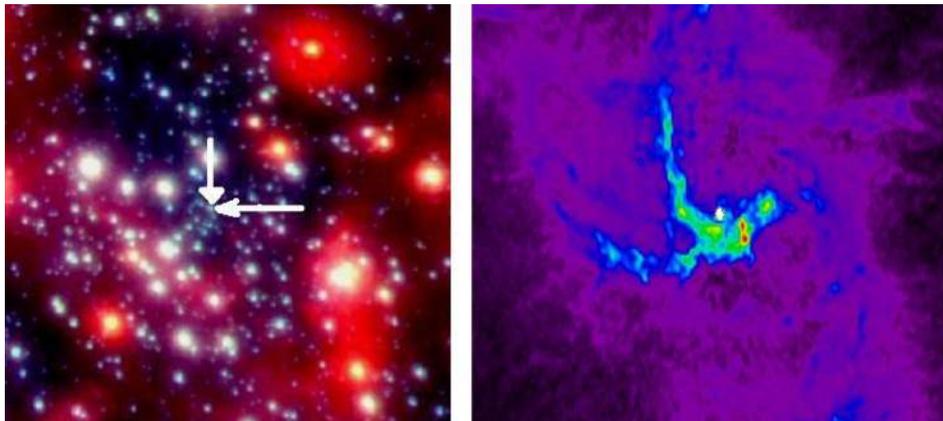
En 1966, le physicien russe Yakov Zel'dovich (1914-1987) a imaginé un mécanisme susceptible de conduire à la mise en évidence d'un trou noir : il a étudié les propriétés d'un système binaire constitué d'une étoile, source d'un vent stellaire important, et d'un trou noir. Dans un tel système, le vent stellaire émis par l'étoile est partiellement capturé par la gravitation intense du trou noir ; et les courants de matière qui gravitent autour de celui-ci dans des directions opposées doivent entrer en collision et engendrer une onde de choc très puissante, dans laquelle la matière est portée à une température de plusieurs millions de degrés, et donc être source d'une intense émission de rayons X. Dans un télescope ordinaire, on devrait observer en lumière visible une étoile en orbite autour d'un compagnon massif et sombre ; par contre un télescope à rayons X devrait enregistrer le rayonnement émis par la région où se trouve l'obscur compagnon. Cette ingénieuse technique a abouti à la détection, dans les années 70, de Cygnus X-1 – une source de rayons X très intense dans

la constellation du Cygne (figure 1). Une étude détaillée a montré que Cygnus X-1 faisait bien partie d'un système binaire formé d'une supergéante bleue de 20 à 40 masses solaires (HDE 226868), déjà visible à l'aide d'un petit télescope, et d'un trou noir de 20 à 35 masses solaires. Bien entendu le trou noir est obscur dans le visible, mais comme le prévoit le mécanisme de Zel'dovich, il est source intense de rayons X.

Remarquons que le mécanisme d'émission de rayonnement par onde de choc diffère du mécanisme d'accrétion. Dans ce dernier cas en effet, il n'est pas nécessaire que l'étoile émette un vent stellaire important : on suppose seulement qu'une partie de sa matière est progressivement happée par le trou noir. Ce mécanisme est notamment en action dans le microquasar GRS 1915, déjà évoqué dans le chapitre précédent.

*b. « ... Et j'ai perdu mon vol dans leurs chemins lactés »*

Si les trous noirs sont bien les restes d'étoiles très massives qui se sont effondrées, il est vraisemblable qu'ils ont dû se former de préférence dans des régions de l'espace où la densité de matière est importante. Le cœur des galaxies devrait donc être un endroit particulièrement favorable à la formation de trous noirs. Cette idée, avancée au début des années 1970, conduit assez naturellement à la conclusion qu'un éventuel trou noir central dans une galaxie devrait être extraordinairement massif : songeons à toute la matière stellaire qu'il peut attirer jusqu'à lui !



*Fig. 2. À gauche, le centre de la Voie lactée, photographié dans le domaine du visible. Les flèches indiquent l'emplacement de Sagittarius A\*. À droite, la même zone du ciel, « photographiée » dans le domaine des ondes radio. Le centre de l'image est cette fois la zone la plus brillante...*

Les progrès de la radioastronomie ont permis non seulement la découverte des quasars, dont nous allons parler très bientôt, mais ils ont aussi révélé que le noyau de nombreuses galaxies était une source puissante d'ondes radio. En particulier on a décelé au cœur de la Voie Lactée, dans la direction du Sagittaire, une source radio très intense, dénommée Sagittarius A\* (figure 2). L'hypothèse qu'un trou noir est responsable de cette émission semble indiscutablement confirmée par de récents résultats : dix années d'observation du mouvement de l'étoile S2 (proche de Sagittarius A\*) ont permis de conclure en 2002 que Sagittarius A\* est un objet extrêmement massif et compact, dont les propriétés sont compatibles avec celles d'un trou noir de 4 millions de masses solaires environ – excusez du peu ! Tout aussi troublante est la conclusion, obtenue en 2005, que

cette radiosource compacte est contenue dans une sphère de 150 millions de kilomètres de rayon environ, soit la distance Terre-Soleil ; le rayon de Schwarzschild d'un trou noir de 4 millions de masses solaires vaut 80 % de cette distance...

Avec l'accumulation des observations, il semble plus que probable que tout comme la Voie Lactée, le cœur de nombreuses galaxies recèle un trou noir supermassif. Les futurs détecteurs d'ondes gravitationnelles apporteront-ils la preuve indéniable de cette idée grandiose ? Mais les quasars ne nous l'ont-ils pas déjà donnée... ?

*c. Quasars et noyaux actifs*

En 1963, objet d'un nouveau type est découvert par les astronomes. Baptisé 3C273, il rayonne de manière effacée dans le visible, mais il est très brillant dans le domaine des ondes radio, ce qui semble l'apparenter à certaines étoiles. Or, il s'avère que cet objet est distant de ... deux milliards d'années lumière ! Jamais un astre de faible rayonnement ne pourrait être visible à une telle distance. C'est pourquoi 3C273, ainsi que les quelques 3 000 autres corps célestes semblables découverts depuis, a obtenu le nom générique de quasar, acronyme de *Quasi Stellar Radio Source*. Un quasar peut être aussi brillant qu'une galaxie géante, bien qu'il soit de beaucoup plus petite taille : c'est un des objets les plus lumineux de l'Univers.

Pour expliquer cette énorme débauche d'énergie, les astrophysiciens se sont une nouvelle fois tournés vers les trous noirs. Imaginons en effet qu'un de ces objets soit voisin d'une réserve

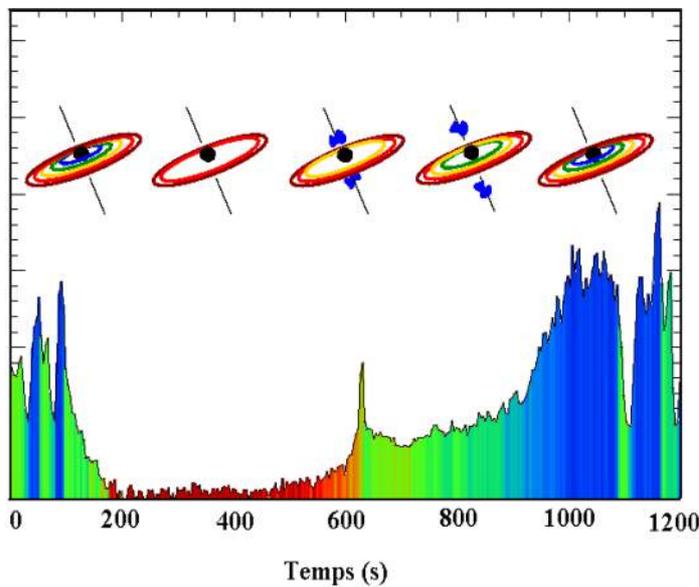


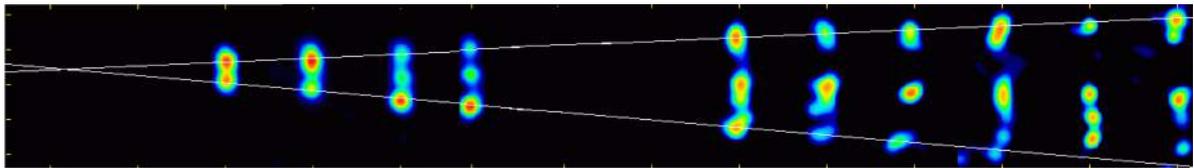
Fig. 3. Evolution avec le temps (secondes) de l'intensité du rayonnement X de GRS 1915. Dans la partie supérieure de la figure, les différentes étapes du processus d'émission de jets.

de matière, fournie par exemple par une étoile ou un nuage de gaz. Attirée par la puissante attraction gravitationnelle du trou noir, la matière tombe inexorablement vers celui-ci, en se répartissant selon un disque perpendiculaire à l'axe de rotation, le familier disque d'accrétion. Dans ce disque, la matière s'échauffe tellement qu'elle s'ionise et forme un plasma ; des champs magnétiques intenses s'y développent et aboutissent finalement, suite à l'apparition d'instabilités dans le plasma, à une violente expulsion de matière sous la forme de jets qui suivent les lignes du champ magnétique et sont alignés sur l'axe de rotation. Comme la vitesse de ces jets

peut atteindre 90% de la vitesse de la lumière, on conçoit que le modèle puisse rendre compte de l'énorme rayonnement émis par les quasars.

Nous avons rencontré dans le chapitre précédent un objet de ce type, GRS1915. Celui-ci a été découvert en 1992 à l'intérieur même de notre Galaxie. Ses modestes dimensions lui ont valu d'être classé dans la catégorie des *microquasars*. Il est plus que vraisemblablement constitué d'un petit trou noir de quelque 14 masses solaires en rotation rapide – 950 tours par seconde –, dérobant de la matière d'une étoile-compagnon de type solaire. Son rayonnement X a été étudié de manière intensive depuis sa découverte ; il apparaît clairement que celui-ci présente des variations brusques à intervalles relativement réguliers (figure 3). Les cycles sont longs d'environ une demi-heure ; les pics d'intensité sont attribués à l'éjection quasi périodique d'une partie de la matière de l'intérieur du disque d'accrétion (figure 4) – disque qui se reconstitue ensuite par l'apport de matière fraîche.

Après vous avoir proposé un microquasar en guise d'apéritif, passons aux quasars



*Fig. 4. Jets de matière émis par GRS1915, photographiés dans le domaine des rayons X. Les différents clichés ont été réalisés à un jour d'intervalle. On constate bien que les deux jets s'éloignent symétriquement par rapport à un centre d'émission commun, que l'on suppose être un trou noir en rotation rapide.*

proprement dits. Il s'agit cette fois de retourner au centre des galaxies. Imaginons-y niché – nous avons vu que l'idée était très plausible – un trou noir supermassif entouré d'un nuage de matière. Par un mécanisme d'accrétion semblable à celui qui est à l'œuvre dans GRS1915, l'absorption de la matière galactique environnante par le « monstre » central devrait elle aussi aboutir à la production de jets ... mais quels jets ! Tout ici est affaire d'ordres de grandeur. Les phénomènes qui accompagnent l'activité d'un modeste trou noir de 14 masses solaires étaient déjà spectaculaires ; que doit-il donc se passer avec un trou noir dont la masse atteindrait un-demi milliard de masses solaires ? Cette situation n'est pas hypothétique : le télescope Hubble a pu en observer un exemple, dès 1995, dans la galaxie elliptique NGC4216, située à cent millions d'années-lumière de la Terre, dans la constellation de la Vierge (figure 5). On constate clairement que le centre de cette galaxie émet deux jets très puissants dans le domaine des ondes radio – c'est donc un quasar –, s'étendant sur près de 200 000 années-lumière. À l'origine de cette émission de matière : un objet confiné dans un domaine de seulement 400 années-lumière au centre de la galaxie, et entouré d'un nuage de matière. On considère aujourd'hui que cette image n'est autre que celle de l'emplacement d'un trou noir supermassif entouré de son disque d'accrétion. Notons que NGC4216 ne détient pas le record de masse : la galaxie elliptique M87, éloignée de cinquante années-lumière et appartenant elle aussi à l'amas de la Vierge, et dont une photographie de la région centrale figure en couverture de cet ouvrage, abrite, selon toute vraisemblance, un trou noir central de trois milliards de masses solaires, à l'origine lui aussi de formidables jets de matière !

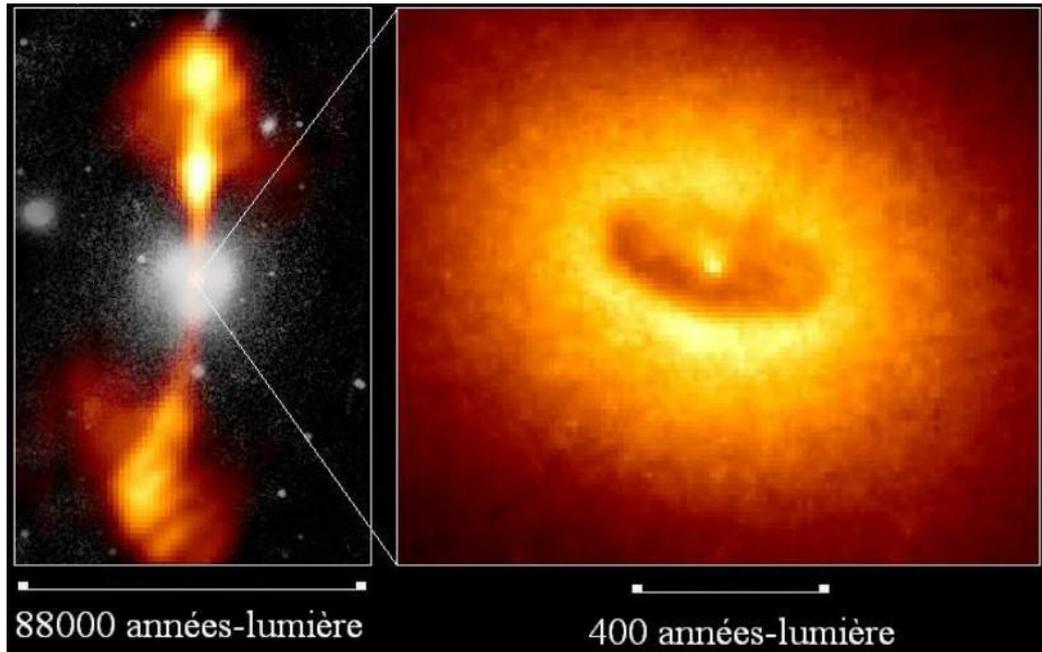


Fig. 5. À gauche : image dans le visible de la galaxie elliptique NGC 4261 (amas central). On y a superposé un cliché pris dans le domaine des ondes radio, révélant deux jets de taille considérable. À droite : cliché, réalisé par le télescope spatial Hubble, dans le domaine des ondes radio du centre de la galaxie, où les jets trouvent leur origine. On y distingue un trou noir entouré de son disque d'accrétion.

## 5.2. Trous noirs primordiaux : autres Chimères ?

Le rayonnement de Hawking des trous noirs rencontrés dans l'Univers a-t-il une chance d'être un jour observé ? La formule  $T_H = \hbar c^3 / (8\pi k_B GM)$  qui donne la température de Hawking montre que les particules émises par le trou noir possèdent un spectre thermique correspondant à une température d'autant plus élevée que la masse du trou noir est petite. Pour un trou noir d'une masse solaire – ce qui est peu vis-à-vis des candidats observés actuellement –, la température associée n'est que de  $10^{-7}$  °K ! Un tel rayonnement est complètement inobservable : il est noyé dans le rayonnement de fond cosmologique, qui est celui d'un corps noir de 2,7 °K environ.

En fait un trou noir s'évapore d'autant plus vite qu'il est peu massif : l'ordre de grandeur du temps de vie d'un trou noir est de l'ordre de  $10^{64} M^3$  années, où la masse  $M$  est exprimée en unités de masse solaire. On pense que des trous noirs, dits « primordiaux », ont pu se former peu après le big-bang. Un trou noir de ce type, dont la masse ne serait « que » d'un milliard de tonnes, aurait une température de quelque  $10^{11}$  °K, émettrait des rayons gamma durs (100 MeV) et serait de nos jours en fin de vie. Quoiqu'ils n'aient jamais été observés, l'analyse du rayonnement de fond cosmologique permet d'affirmer que l'Univers recèle moins de deux cents trous noirs primordiaux par année-lumière cube. Certains scientifiques pensent – ils ne font pas l'unanimité ! – que ces objets pourraient résoudre en partie le problème de la matière noire et celui des sursauts gamma. Affaire à suivre donc !



## 6. Point final et références

Qui aurait pensé, à l'époque de Michell et Laplace, que l'idée saugrenue d'étoile noire finirait par prendre une telle place dans le monde scientifique ? Il aura fallu pour cela passer par les développements modernes de la relativité générale, via les solutions de Schwarzschild et de Kerr. Aujourd'hui, l'existence des trous noirs semble confirmée par l'observation. Et demain ? Les détecteurs d'ondes gravitationnelles actuellement en cours d'élaboration pourront sans doute détecter les trous noirs cosmiques. Sur un plan plus théorique, les neurones des chercheurs continueront à être sollicités pour pousser au mariage la relativité générale et la mécanique quantique : le mystère des singularités des trous noirs n'est pas encore élucidé ... Ces entités noires, à la fois si simples et si complexes, n'ont pas fini de faire parler d'elles !

Vu son ampleur et ses diverses ramifications, nous n'avons pu dans cet ouvrage qu'effleurer le sujet. Au lecteur désireux d'approfondir ses connaissances, nous suggérons ces quelques références :

- K. S. Thorne, *Trous noirs et distorsions du temps*, Flammarion. Ce livre, notre favori, offre non seulement un exposé détaillé des propriétés des trous noirs, mais aussi une description de l'histoire des découvertes effectuées dans ce domaine, et des différents scientifiques qui y ont participé. Sa lecture peut toutefois se révéler un peu ardue pour une première approche.
- J.-P. Luminet, *Les trous noirs*, Seuil, collection Points Science. Un autre texte de vulgarisation sur les trous noirs. Pour le lecteur « non averti », il se révèle plus accessible que l'ouvrage de Thorne.
- *Les trous noirs*, dossier Pour la Science n°16, juillet 1997. Un numéro spécial, malheureusement épuisé, du magazine de vulgarisation Pour la Science. Richement illustré, il constitue un très bon résumé des différents aspects de la physique des trous noirs.

**Nicolas Boulanger** ● **Fabien Buisseret**

Merci à Émilie Bertrand, Maya Dedecker, Francis Michel et Philippe Spindel pour leurs commentaires toujours constructifs.