

III.- TROUS NOIRS

La pression quantique due à la dégénérescence des neutrons ne peut plus contrecarrer les forces de gravitation au-delà d'une certaine masse de l'étoile. Les étoiles très massives (10 à 50 M_{\odot} , sur la séquence principale) explosent aussi en supernovae, comme les étoiles de masse inférieure, mais le coeur restant après l'explosion est encore trop massif ($M > 3 M_{\odot}$) pour pouvoir se stabiliser en étoile à neutrons. L'objet s'effondre alors sur lui-même indéfiniment, mathématiquement jusqu'à ce que son rayon s'annule. Il s'agit d'un point "singulier" puisque la densité ρ est alors infinie. En fait, physiquement, il n'est pas nécessaire d'aller jusque là. Avant même d'atteindre la singularité, la matière aura été comprimée jusqu'à un rayon d'où la lumière ne pourra plus sortir, et l'objet sera alors un trou noir. A partir de ce moment-là l'objet disparaît de notre univers. On appelle justement le "rayon du trou noir", la distance à partir de laquelle la vitesse d'échappement de toute particule est supérieure à la vitesse de la lumière :

$$R_S = \frac{2GM}{c^2}$$

(rayon de Schwarzschild)

La sphère de rayon R_S est alors appelée l'horizon du trou noir. C'est une frontière de causalité entre notre Univers et les autres (éventuels, impossibles à connaître). L'effondrement ultérieur (au-delà de R_S) nous est complètement inaccessible, et quelles qu'en soient les conditions, la taille du trou noir (son horizon) restera le même. Dès 1798, Laplace avait eu l'intuition du phénomène dans le cadre de la gravité Newtonienne, et en supposant la nature particulière de la lumière.

Bien que son raisonnement fût à l'époque erroné, il se trouve que par coïncidence, le traitement exact dans le cadre de la relativité générale conduit à la même valeur du "rayon" du trou noir $2GM/c^2$.

La théorie prévoit l'existence de trous noirs de masse variée. Il suffit que le rayon d'un objet soit inférieur à son rayon de Schwarzschild R_S , pour qu'il s'agisse d'un trou noir. Notons que R_S est aussi de l'ordre de grandeur du rayon gravitationnel de l'objet, c'est -à-dire le rayon pour lequel l'énergie de liaison gravitationnelle GM^2/R est comparable à l'énergie totale de masse Mc^2 :

$$\frac{GM^2}{R} \sim Mc^2 \Rightarrow \boxed{R \sim \frac{GM}{c^2} \approx 1,5 \frac{M}{M_{\odot}} \text{ km}}$$

Pour qu'un objet de masse M soit un trou noir, il suffit que sa densité dépasse $\rho_c = (c^6/33) (G^3 M^2)^{-1} = 2 \cdot 10^{16} (M_{\odot}/M)^2 \text{ g cm}^{-3}$.

Si, pour les trous noirs résultant de l'effondrement d'une étoile massive, on atteint des densités supérieures aux densités nucléaires, par contre pour les trous noirs massifs qui pourraient exister au centre des galaxies et expliquer le phénomène des quasars, $M \sim 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ et la densité moyenne n'est que de $\sim 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ (le millième de la densité de l'eau !) lors de la traversée du rayon gravitationnel $R_S \sim 1,5 \cdot 10^{10} \text{ km} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ pc}$.

Nous discuterons plus loin de l'existence éventuelle de micro-trous noirs, mais auparavant, établissons quelques aspects théoriques des modèles de trous noirs.

A/ Effondrement gravitationnel :

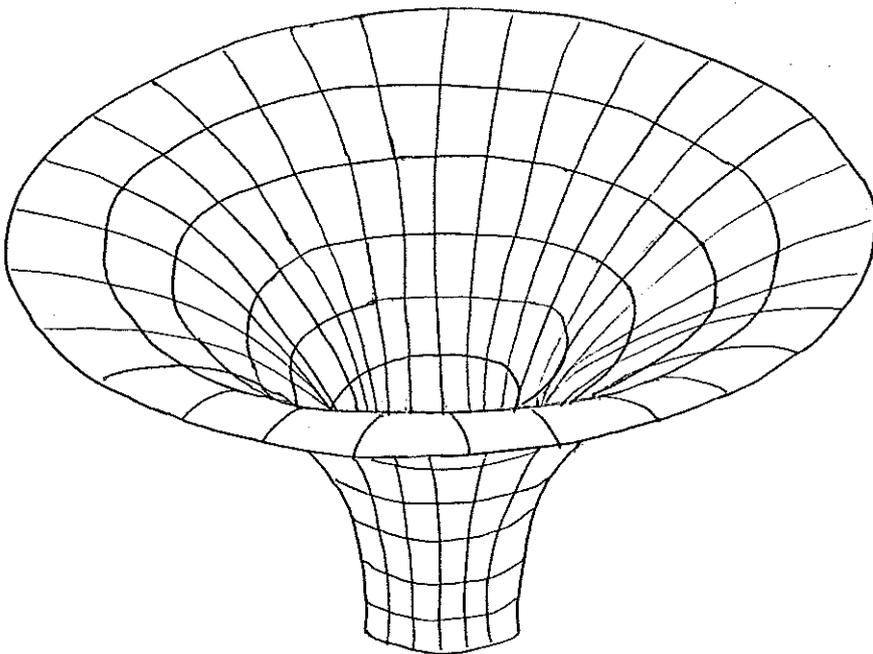
Supposons d'abord le cas le plus simple où l'effondrement s'effectue en conservant la symétrie sphérique, ce qui implique notamment l'absence de rotation du futur trou noir. Dans le repère en effondrement, le passage à travers le rayon gravitationnel s'effectue en un temps fini, grossièrement égal au temps de chute libre correspondant dans la théorie newtonienne. Par contre, pour un observateur extérieur le rayonnement provenant de la surface de l'objet qui s'effondre perd de plus en plus d'énergie, est de plus en plus décalé vers le rouge, et peut de plus en plus difficilement s'échapper. En quelque sorte, l'observateur extérieur ne voit jamais la surface de l'objet traverser l'horizon. La fréquence du rayonnement reçu tend asymptotiquement vers zéro, de même la luminosité reçue tend aussi vers zéro exponentiellement. En fait, comme la lumière est quantifiée et le nombre de photons est fini, il arrive un moment où le dernier photon s'échappe et le trou devient complètement noir. Pour calculer la fréquence de la lumière reçue

par l'observateur extérieur, il faut bien entendu, se placer dans le cadre de la relativité générale, et considérer la courbure gravitationnelle de l'espace autour du trou noir.

Les équations d'Einstein ont une solution simple dans le cas statique et isotrope, solution trouvée par K.

Schwarzschild en 1916.

La solution de Schwarzschild s'exprime par la métrique de l'espace-temps :



Courbure de l'espace au voisinage d'un trou noir.

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2$$

où l'on a utilisé les coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) centrées sur la masse M . Rappelons que le photon (ou toute particule de masse nulle) décrit une trajectoire telle que $ds = 0$ et que les particules en général suivent le plus court chemin entre deux points (géodésiques).

Considérons les photons émis radialement, perpendiculairement à la surface de rayon r , au temps t , et calculons le temps d'arrivée en r' de ces photons : ($ds = 0$)

$$t' = t + \int_r^{r'} \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1} \frac{dr}{c}$$

On voit tout de suite que t' tend vers l'infini lorsque le rayon r tend vers le rayon de Schwarzschild $R_S = 2GM/c^2$. Le décalage vers le rouge détecté par un observateur extérieur est dû à la fois au redshift gravitationnel (ralentissement des horloges en présence d'un fort champ de gravitation) et à l'effet Doppler dû à l'effondrement de l'objet. La dilatation du temps est donnée par le premier terme de la métrique, et conduit à un décalage, au début de l'effondrement : ($r \gg R_S$)

$$z = \frac{\lambda'}{\lambda_0} - 1 = \frac{1}{\sqrt{1 - (2GM/rc^2)}} - 1 \sim \frac{GM}{rc^2} = R_S/r$$

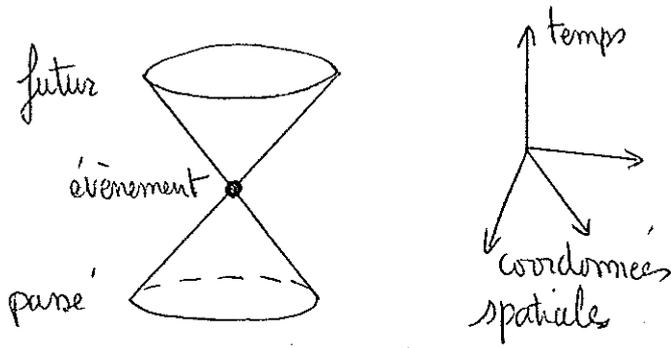
Le calcul théorique de l'effondrement montre que, très loin du rayon de Schwarzschild, z est dominé par l'effet Doppler et reste très faible tant que le temps écoulé est encore petit devant le temps de chute libre $t_{ff} = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$. Puis soudain la fréquence reçue décroît exponentiellement :

$$\frac{v_{\text{observée}}}{v_{\text{émise}}} \sim e^{-tc^3/4GM}$$

avec un temps caractéristique de $2 \cdot 10^{-5} M/M_\odot$ sec.

C'est donc très brusquement que l'objet disparaît de notre Univers. Cet effondrement du trou noir peut être représenté de façon imagée en représentant en chaque point de l'espace-temps l'orientation

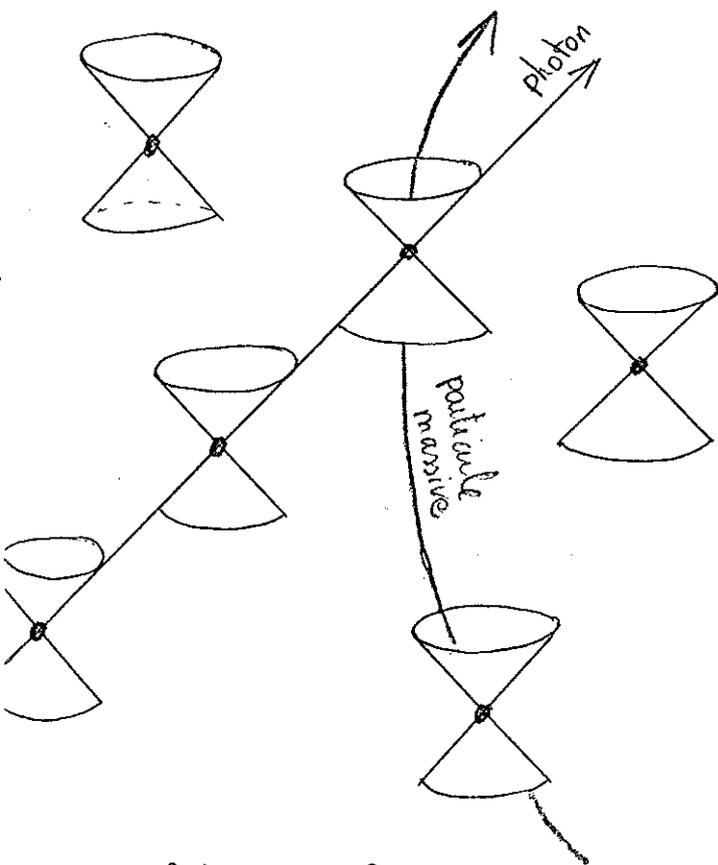
des cônes de lumière. Chaque point de l'espace-temps est un événement et le cône de lumière associé à chaque événement décrit les trajectoires des rayons lumineux qui convergent vers l'événement (et en ressortent) de toutes les directions possibles.



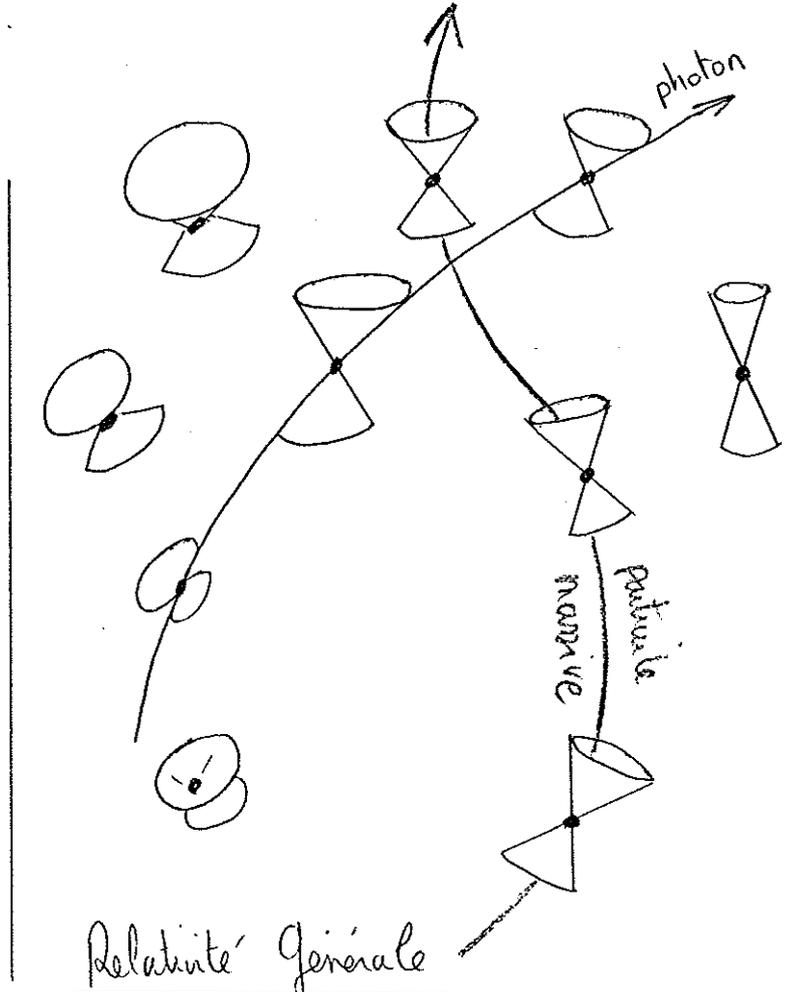
Cône de lumière

En relativité restreinte, où l'on ne tient pas compte de la courbure de l'espace-temps les cônes de lumière ont leurs axes tous alignés, ce qui n'est pas le cas en relativité générale.

Si la trajectoire des photons est toujours tangente aux cônes de lumière, par contre les courbes d'univers pour une particule de masse non nulle sont toujours confinées à l'intérieur des cônes.



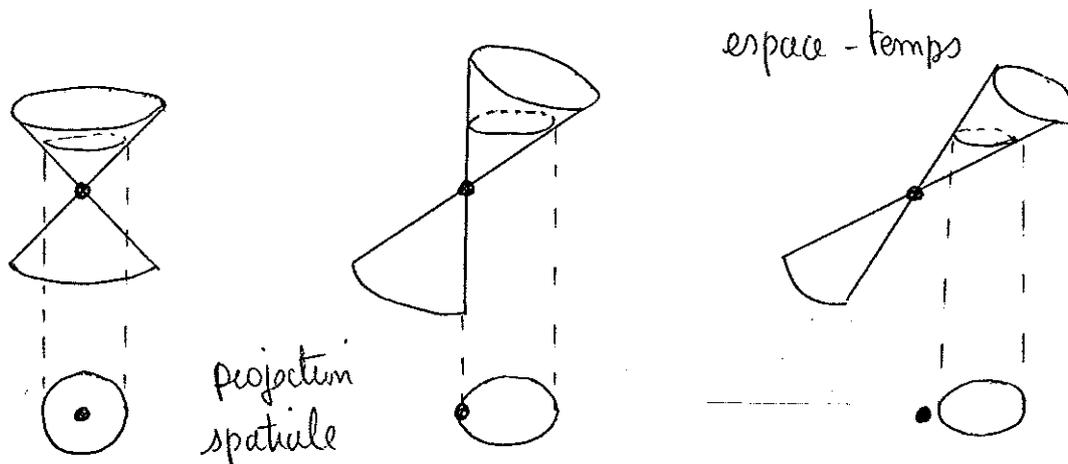
Relativité Restreinte



Relativité Générale

On utilise très fréquemment pour suivre l'évolution d'un système les diverses coupes "à un instant donné t " de l'espace-temps, qui représentent la projection spatiale du système à l'instant t .

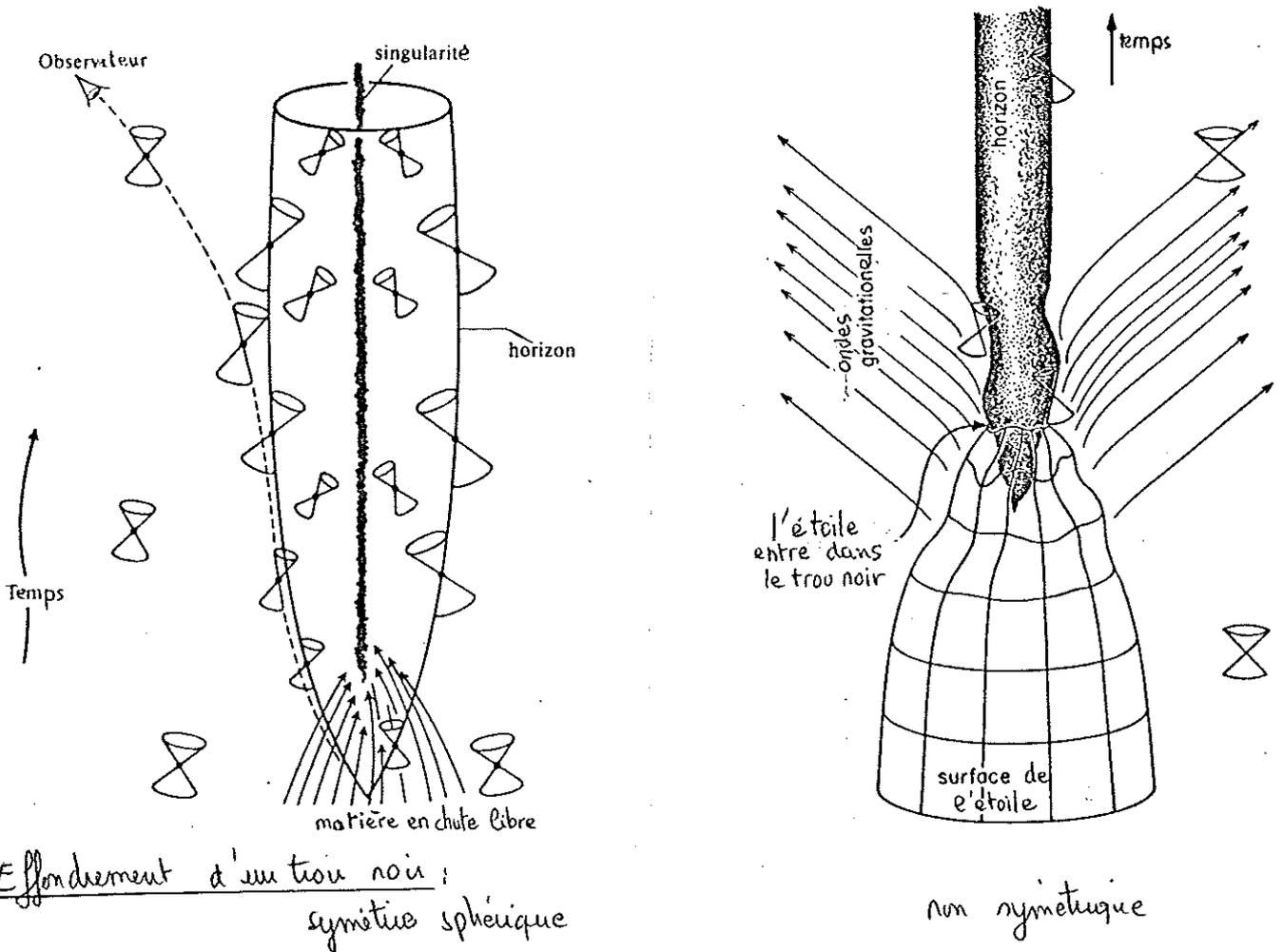
Le cône de lumière est alors représenté par la projection d'une section ultérieure du cône "futur". En relativité restreinte, une particule massive se projette toujours au centre de son cône de lumière.



En relativité générale, en présence de fortes densités qui provoquent des courbures d'espace, ce n'est plus le cas et il est évident que la particule est alors entraînée par le champ de gravitation et forcée à se déplacer (pour se maintenir à l'intérieur du cône de lumière).

C'est, par exemple, la situation des cônes de lumière à l'intérieur de l'horizon du trou noir (cf. figure). L'horizon est tangent à tous les cônes de lumière, par définition. A l'intérieur ceux-ci sont tellement inclinés qu'aucune particule ne peut rester en place quelle que soit l'accélération exercée sur elle. Les seuls rayons lumineux qui peuvent provenir vers l'observateur remontent dans le passé du trou noir, lorsque la matière était encore en train de s'effondrer.

Bien qu'aucun modèle simple n'ait pu être élaboré dans le cas d'un effondrement sans symétrie sphérique, il est justifié de penser que l'état final du trou noir sera le même. En effet, si les asymétries deviennent de plus en plus importantes lors de l'effondrement, un intense rayonnement d'ondes gravitationnelles amortit ces oscillations lors de la traversée de l'horizon.



B/ Trou noir en rotation :

Jusqu'ici nous n'avons pas considéré la rotation du trou noir par simplicité, mais il est vraisemblable qu'une forte rotation est le cas général (cf. les pulsars dans le cas d'étoiles à neutrons). On peut d'ailleurs dire que la masse M et le moment angulaire J sont les deux

seuls paramètres qui caractérisent un trou noir. En effet, on a vu que toute distorsion de l'horizon disparaissait rapidement par un rayonnement gravitationnel, et d'autre part le trou noir ne peut posséder qu'une charge électrique très faible : les forces électriques sont tellement supérieures aux forces gravitationnelles ($e^2/4\pi\epsilon_0 Gm_p^2 = 10^{36}$) qu'elles créent rapidement une séparation de charges dans le plasma environnant, neutralisant le trou noir. (si le trou noir est dans le vide, la création de paires e^+e^- le neutralise aussi). Si, en principe, la charge maximale que peut posséder un trou noir est Q_{\max} telle que :

$$GM^2 = Q_{\max}^2 / 4\pi\epsilon_0$$

le trou noir se décharge en fait dès que sa charge dépasse $10^{-18} Q_{\max}$. Ce qui limite le champ magnétique généré par le trou noir à :

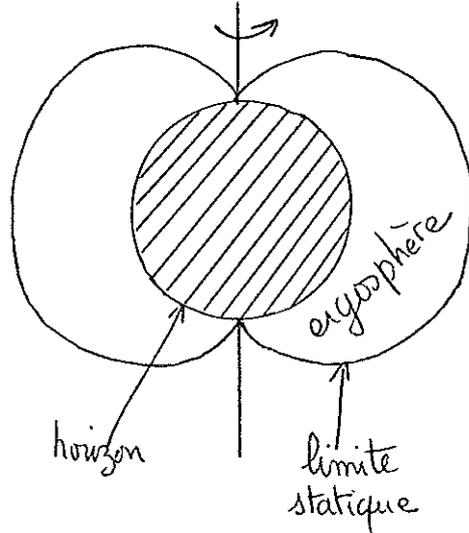
$$B \approx \frac{m_p c^3}{e 4GM} = 5 \frac{M_{\odot}}{M} \text{ Gauss.}$$

Lorsqu'une étoile de masse M et de moment angulaire J s'effondre, l'importance des forces centrifuges s'accroît au fur et à mesure de la contraction jusqu'au rayon $R = J^2/GM^3$, où elles deviennent comparables aux forces de gravitation. L'étoile est alors très aplatie et instable vis à vis de la fragmentation : il peut se former un disque formé de plusieurs morceaux en rotation. Si toutefois le rayon de ce disque est de l'ordre du rayon gravitationnel $R_g = 2GM/c^2$, le système perd efficacement du moment angulaire par émission d'ondes gravitationnelles et s'effondre rapidement en un trou noir. Le moment J tombe au-dessous du moment maximal que peut posséder un trou noir :

$$J \leq GM^2/c \quad J/J_{\odot} \leq 5.2(M/M_{\odot})^2$$

Dans le cas d'un trou noir en rotation, la métrique de l'espace temps autour du trou noir est bien décrite par la solution des équations d'Einstein trouvée par Roy Kerr en 1963. Cette solution dépend de M et J

et devient identique à la solution de Schwarzschild lorsque $J = 0$.

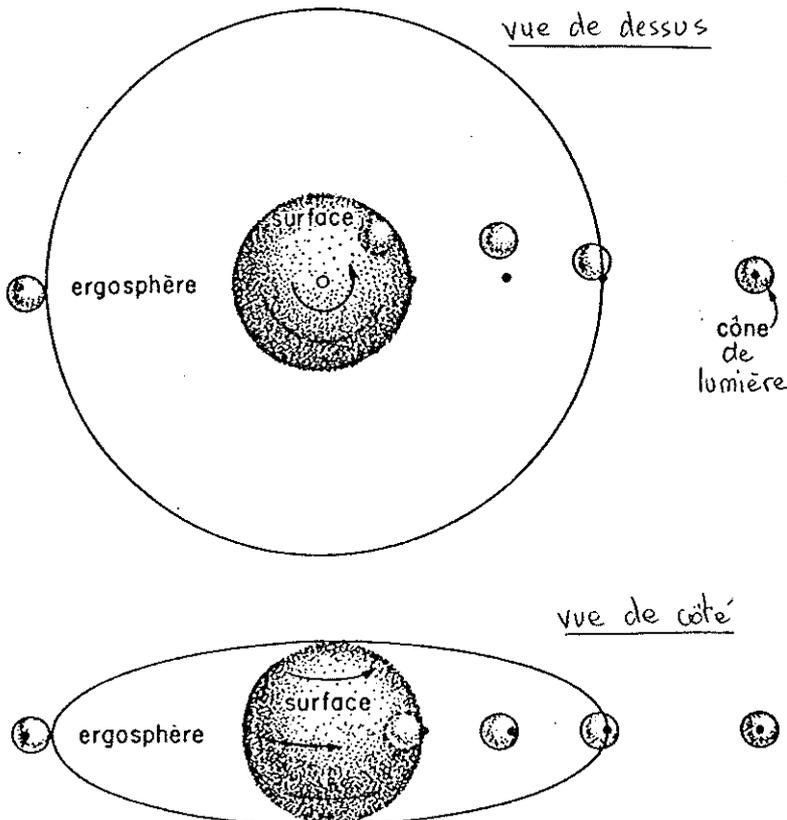


Le rayon de l'horizon est maintenant donné par

$$R = \frac{GM}{c^2} + \left(\frac{G^2 M^2}{c^4} - \frac{J^2}{M^2 c^2} \right)^{1/2}$$

La rotation du trou noir se manifeste même à l'extérieur de l'horizon, en ce sens que toute particule au voisinage du trou noir est entraînée dans la rotation. En traversant l'horizon, la particule tourne alors à la vitesse Ω du trou noir. La surface du trou noir tourne uniformément (Ω ne dépend pas de la latitude).

L'entraînement à la rotation est irrésistible jusqu'à une surface que l'on appelle limite statique. En dehors de cette limite, il est possible, par une accélération finie appropriée de compenser les forces d'entraînement et de rester immobile (ce qui est représenté



par les cônes de lumière projetés dans la figure ci-contre. Les photons et les particules massives peuvent traverser l'ergosphère (dans le sens de la rotation du trou noir) et s'échapper. L'ergosphère, ou région comprise entre l'horizon et la limite statique, est appelée ainsi car il est possible d'en extraire de

l'énergie (du grec "ergon" = travail). Cette énergie est en fait prise aux dépens de l'énergie de rotation du trou noir. Supposons en effet, qu'un pilote (habile !) conduise sa fusée dans une orbite traversant l'ergosphère dans le sens de la rotation du trou noir et largue au périastre une cargaison de masse m . Cette masse tombera au fond du puits de potentiel, et par conservation d'énergie, la fusée gagnera de l'énergie cinétique. Ceci est déjà vrai pour une étoile quelconque, mais lorsqu'il s'agit d'un trou noir et que la vitesse de la masse m est relativiste, le gain d'énergie est de l'ordre de mc^2 . De plus, si le trou noir est en rotation, le gain peut être supérieur à mc^2 ! ceci lorsque la masse m est jetée dans une orbite d'énergie totale négative (énergie gravitationnelle de liaison supérieure à l'énergie de masse). La masse du trou noir, de même que son moment angulaire diminuent alors. Il semble peu probable toutefois que le processus se produise naturellement (destruction par forces de marée d'une étoile m dans l'ergosphère et échappement vers l'infini de certains morceaux avec une énergie supérieure à mc^2).

C/ Entropie d'un trou noir :

Un théorème démontré par Hawking en 1972 montre que la surface d'un trou noir (surface de l'horizon) ne peut qu'augmenter au cours du temps. Cette surface augmente par exemple lorsque de la matière tombe sur le trou noir. Pour un trou noir sans rotation, la surface est proportionnelle au carré de la masse, donc elle augmente nécessairement (pour un trou noir en rotation, c'est moins évident). La loi est aussi valable si deux trous noirs, d'aires A_1 et A_2 , fusionnent pour donner un seul trou noir d'aire A_3 : on a alors $A_3 > A_1 + A_2$. Cette loi est en fait assimilable au deuxième principe

de la thermodynamique, si l'on attribue au trou noir une entropie proportionnelle à sa surface. On peut ainsi expliquer le cas particulier de l'extraction de l'énergie du trou noir par un pilote.. = la masse du trou noir diminue, mais son moment angulaire aussi, de façon à ce que sa surface augmente quand même (le rayon d'un trou noir en rotation est inférieur à celui d'un trou noir immobile de même masse). Malgré la diminution d'entropie du système fusée + pilote (transformation d'énergie désordonnée en énergie cinétique), l'entropie totale du système trou noir + matière environnante augmente.

En tenant compte de la théorie quantique des champs dans un espace-temps courbe, Hawking montra que l'entropie S d'un trou noir d'aire A est égale à :

$$S = \frac{1}{4} \frac{kAc^3}{\hbar G} \quad (k \text{ constante de Boltzmann})$$

soit : $S = k 10^{77} (M/M_{\odot})^2$

D'autre part, un trou noir doit nécessairement rayonner : en effet, les fluctuations quantiques du vide correspondent à la création de paires virtuelles particule-antiparticule, et au voisinage du trou noir, ces paires peuvent devenir réelles, un des éléments de la paire tombant dans le trou noir et l'autre s'échappant à l'infini. Ce flux de particules équivaut à un rayonnement de corps noir à la température

$$T = \hbar c^3 / 8\pi kGM \approx 6 \cdot 10^{-8} (M_{\odot}/M) K$$

pour un trou noir sans rotation.

Pour les trous noirs provenant de l'effondrement des étoiles, cette température est absolument négligeable. Par contre, ce phénomène de rayonnement fixe une limite inférieure à la masse des trous noirs microscopiques que l'on pourrait espérer détecter dans l'Univers. En effet, si aujourd'hui seuls des trous noirs de masse supérieure à $\sim 3 M_{\odot}$ peuvent se former, il n'en était pas de même au début de

l'Univers, lors du Big Bang, où la densité de matière était si élevée que même des petites masses auraient pu être comprimées en trous noirs. Pour connaître la plus petite masse M du trou noir formé lorsque la densité de l'Univers était ρ , écrivons que l'objet était à peine plus dense que l'espace environnant $\delta\rho/\rho \sim 1$ lorsqu'il traversa son horizon GM/c^2 :

$$M \sim \rho \left(\frac{GM}{c^2}\right)^3$$

$$\text{soit : } M = (c^6/\rho G^3)^{1/2} \approx 2M_{\odot}(\rho/10^{17} \text{ g/cm}^3)^{-1/2}$$

Etant donné que ρ pouvait être arbitrairement grande, toutes les masses des trous noirs se sont formées jusqu'à la limite quantique, où le rayon gravitationnel du trou noir devient comparable à son rayon de Planck :

$$GM/c^2 \sim \hbar/mc$$

$$\text{soit : } M = (\hbar c/G)^{1/2} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ g}$$

Mais en fait, la température des trous noirs est d'autant plus élevée que leur masse est petite, ils rayonnent donc de façon plus efficace et l'on estime qu'un trou noir de masse M sera complètement évaporé après un temps :

$$t = 10^{10} \text{ ans} \left(\frac{M}{10^{15} \text{ g}}\right)^3 = 10^{10} \text{ ans} \left(\frac{M}{5 \cdot 10^{-19} M_{\odot}}\right)^3$$

Les trous noirs formés dans le Big Bang de masse inférieure à 10^{15} g seraient donc tous évaporés à l'heure actuelle.

De plus, étant donné qu'un trou noir s'échauffe au fur et à mesure qu'il s'évapore, sa fin est explosive et peut libérer de l'ordre de 10^{28} Joules en quelques secondes (difficile à détecter, aucun n'a encore été aperçu...).

Il existe d'autre part d'après le second principe de la thermodynamique, une masse limite minimale pour qu'un trou noir puisse croître, dès sa formation à partir de fluctuations statistiques au début de l'Univers. En effet, à cette époque là, sa masse peut croître

par absorption de photons, mais seulement si l'entropie de l'ensemble "trou noir-photons" augmente au cours du processus. Or l'entropie des photons est proportionnelle à leur nombre $N\gamma$: $S = kN\gamma$ (en effet, $E \propto T^4$, $N\gamma \propto T^3$, $S = E/T \propto T^3$).

Appelons T_r la température de rayonnement à un moment donné de l'Univers. Si le trou noir de masse M avale $N\gamma$ photons d'énergie individuelle KT_r , son entropie propre $S = 10^{77} k(M/M_\odot)^2$ varie de $2 \cdot 10^{77} kM dM/M_\odot^2$ et l'entropie des photons avalés $KN\gamma = dMc^2/T_r$ disparaît. Le bilan total est donc :

$$dS = 2 \cdot 10^{77} kM dM/M_\odot^2 - dMc^2/T_r$$

Pour que dS soit positive, et que le trou noir puisse grossir en absorbant des photons, il faut donc que sa masse soit supérieure à :

$$M_{\min} = 6 \cdot 10^{-17} M_\odot (10^9 K/T_r)$$

soit $\sim 10^{17} g$, pour $T_r = 10^9 K$ (début de l'ère radiative, lorsque l'Univers a moins d'une minute d'âge). Il semblerait donc que les microtrous noirs soient décidément condamnés à s'évaporer.

D/ Accrétion de matière :

Pour connaître les orbites d'éventuelles étoiles autour d'un trou noir, on peut utiliser la gravitation Newtonienne à plusieurs rayons de Schwarzschild de distance, et utiliser les géodésiques de l'espace-temps lorsque les étoiles s'approchent du trou noir. En fait ce dernier calcul est en général inutile car les forces de marées auront détruit les étoiles bien avant. En effet, il faut s'approcher à moins de $10 R_S = 10(GM/c^2)$ pour que les perturbations relativistes atteignent au moins 10% de la force de Newton. Or les forces de marée qui s'exercent sur un corps de masse m et de rayon Δr au voisinage du

trou noir sont $\sim \frac{GM\Delta r}{r^3}$. Pour que le corps conserve son entité, il faut $Gm/\Delta r^2 > GM\Delta r/r^3$, donc que la densité du corps soit supérieure à :

$$\rho \geq M/r^3 = 6 \cdot 10^{14} (M_{\odot}/M)^2 \text{g/cm}^{-3} \quad (\text{pour } r = 10R_{\odot}),$$

Donc, pour des trous noirs de masse inférieure à $10^4 M_{\odot}$, seules des étoiles à neutrons peuvent demeurer intactes dans la zone relativiste.

Lorsque le trou noir est en rotation, toute particule est entraînée dans cette rotation. Les photons eux-mêmes peuvent faire le tour du trou noir et une source lumineuse dans l'ergosphère peut donner lieu à plusieurs images, à cause des différents chemins possibles pour les photons avant d'arriver à l'observateur.

Considérons un gaz parfaitement adiabatique qui tombe dans une géométrie à symétrie sphérique dans un trou noir sans rotation (cas idéalisé). L'attraction du trou noir ne commence à se faire sentir qu'à partir du rayon d'accrétion r_a , où la vitesse d'échappement devient comparable à la vitesse thermique $\sqrt{3KT_0/m_p}$, T_0 étant la température du gaz loin du trou noir :

$$r_a \sim \frac{2GM}{3KT_0} m_p = 10^{12} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \left(\frac{10^4 \text{K}}{T_0}\right) \text{m}.$$

A l'intérieur de ce rayon, le gaz est pratiquement en chute libre.

Le flux de matière dans le trou noir est de :

$$\frac{dM}{dt} \simeq 4\pi G^2 M^2 \rho_0 \left(\frac{3KT_0}{m_p}\right)^{-3/2}$$

(ρ_0 est la densité du gaz au rayon r_a).

La densité du gaz croît vers le centre comme $\rho \propto r^{-3/2}$ et la température $T \propto r^{-3(\gamma-1)/2}$. Si l'on néglige les pertes en rayonnement, la température à l'horizon devient : $T/T_0 = (r/r_a)^{(-3\gamma+3)/2}$ et en reprenant la valeur de r_a :

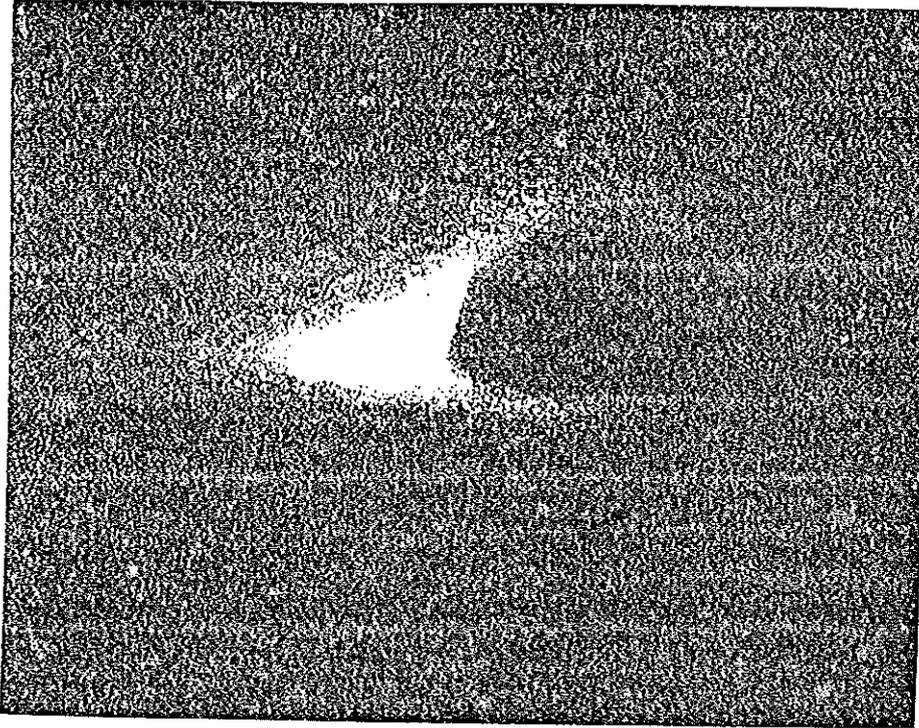
$$KT \sim m_p c^2 \left(\frac{p}{KT_0}\right)^{(3\gamma-5)/2}$$

or $m_p c^2 / kT_0 = 10^9 (10^4 K / T_0)$. Les températures atteintes près du trou noir peuvent donc devenir très relativistes si $\gamma \approx 5/3$. Pour des index adiabatiques inférieurs, la température peut rester relativement froide. En fait, le gaz ne reste adiabatique que jusqu'à une certaine densité, donc jusqu'à un certain rayon critique R_c où le chauffage adiabatique est compensé par le refroidissement par rayonnement (rayonnement synchrotron). L'énergie rayonnée correspond alors à la température à ce rayon R_c .

La pression de radiation qu'exerce le rayonnement du gaz accrété sur le gaz en train de s'effondrer peut réduire les forces gravitationnelles et par là même le taux d'accrétion. C'est un phénomène de régulation naturelle, qui limite la luminosité X (diffusée par les électrons) provenant de l'accrétion à

$$L = 10^{31} W (M/M_\odot) \quad (\text{c'est la limite d'Eddington})$$

L'étude des conditions d'accrétion de matière sur un trou noir, et des conditions de rayonnement du gaz accrété, est très importante, car il s'agit de notre principal moyen de détecter les trous noirs. De nombreuses sources X se révèlent être en fait des disques d'accrétion de matière autour d'un compagnon massif d'une étoile géante. Dans un cas particulier, Cygnus X-1, le compagnon massif autour duquel sont produits les rayons X a une masse de l'ordre de $10M_\odot$ et ne peut être qu'un trou noir, si les données du système binaire sont exactes (système sans éclipses, source X variable jusqu'à une échelle de temps de 1 msec, le compagnon "normal" est une étoile OB supergéante).



La figure ci-contre est la représentation sur ordinateur de l'aspect optique du disque d'accrétion d'un tel trou noir (Luminet, 1980). Par effet relativiste, on ne détecte que la matière qui s'approche de nous dans la rotation. De plus, l'anneau lumineux supérieur provient en fait du côté "caché" du disque.



Disque d'accrétion d'un trou noir . La photo du haut a été calculée sur ordinateur selon les paramètres géométriques décrits en bas -

E/ Hypothèses singulières :

Jusqu'à présent, nous avons supposé qu'il existait toujours une frontière entre la singularité du trou noir et notre Univers, cette frontière étant l'horizon. Si cette frontière semble nécessaire dans le cas d'un effondrement à symétrie sphérique (ou possédant de très faibles asymétries) la situation est beaucoup moins claire dans le cas de grandes asymétries (fusion de deux trous noirs par exemple). Seule une hypothèse appelée "censure cosmique" proscriit l'existence des singularités nues, sans horizon.

Les disques d'accrétion jouent aussi un grand rôle dans le problème des noyaux actifs de galaxies et des quasars (trous noirs massifs au centre des galaxies).

Certaines imaginations fécondes ont supposé l'existence de trous blancs, phénomènes symétriques des trous noirs par inversion du temps. Si un trou noir se forme par effondrement d'une étoile et ne peut plus ensuite disparaître, un trou blanc existe depuis le début de l'Univers et explose soudain en rejetant de la matière (modèle de quasars). Il semblerait toutefois que ces singularités soient extrêmement instables dès le début de l'Univers et se transforment en trous noirs. Il en est de même des éventuels tunnels reliant deux trous noirs ou blancs (il existait en effet dans la métrique de Kerr une solution de ce genre permettant à un observateur tombé dans un trou noir de parcourir le tunnel et d'émerger dans un autre univers par l'intermédiaire d'un trou blanc...!)