

Physique corpusculaire

M. Marcel FROISSART, professeur

1. COURS : LES ONDES GRAVITATIONNELLES¹

Les ondes gravitationnelles

Nous avons vu l'année dernière que la relativité généralisée aboutit à donner à l'espace une structure dynamique. Le principe de causalité implique que la propagation des effets, même gravitationnels, ne sera pas plus rapide que celle de la lumière. L'espace va donc se trouver le support à des ondes qui transportent l'information sur les modifications des sources du champ de gravitation. Ce seront les ondes gravitationnelles.

Nous nous pencherons d'abord sur le phénomène des ondes gravitationnelles elles-mêmes, puis sur les phénomènes susceptibles de les provoquer, et enfin sur les possibilités de les détecter. Une comparaison des deux amènera à apprécier le réalisme des tentatives actuelles de construction de détecteurs, ainsi que ce qu'ils pourront apporter à la physique — au sens large.

Linéarisation de la relativité généralisée

Dans le vide, la relativité généralisée est traitée au premier ordre comme une perturbation de la métrique pseudo-euclidienne de la relativité restreinte de l'espace tangent.

Le tenseur métrique standard de la relativité restreinte est $\eta_{ab} = \text{Diag}(1, -1, -1, -1)$ et le tenseur métrique complet : $g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}$ n'est pas univoque et h_{ab} ne l'est pas plus. Les transformations ainsi possibles sur h_{ab} ne changent pas la physique. On les appelle *transformations de jauge*, par analogie avec l'électrodynamique.

1. On trouvera des exposés plus complets, illustrés, sur le Web à l'URL <http://cdfinfo.in2p3.fr/~froissart/>

Les transformations de jauge

Si l'on transforme les coordonnées de la relativité généralisée x^a par une transformation infinitésimale $x'^a = x^a + \mathcal{E}^a$, on a, au premier ordre en \mathcal{E} : $g_{ab} = g'_{ab} + g'_{cb} \mathcal{E}^c_{,a} + g'_{bc} \mathcal{E}^c_{,a}$.

On écrira par la suite la partie symétrique d'un tenseur (ici a et b) $T_{ab} + T_{ba} = 2T_{(ab)}$.

Posant $g'_{ab} = \eta_{ab} + h'_{ab}$: $h_{ab} = h'_{ab} + 2\mathcal{E}_{(a,b)}$, h et h' sont physiquement équivalents. On peut contraindre h en imposant la *condition de Hilbert* :

$$(h^{ab} - h\eta^{ab}/2)_{,a} = 0 \text{ éventuellement par un choix convenable de } \mathcal{E}.$$

Rappels de l'année dernière

On va partir de l'équation d'Einstein $R_{ab} - \frac{1}{2} Rg_{ab} = \frac{1}{8\pi} T_{ab}$ où, comme nous l'avons vu l'année dernière, T_{ab} est le tenseur de densité/flux d'énergie/impulsion, R_{ab} est le tenseur de Ricci, c'est à dire le tenseur de courbure contracté et R sa trace $R_{ab} = g^{cd} R_{abcd}$; $R = g^{ab} R_{ab}$; R_{abcd} s'obtient par l'anticommutation de deux dérivées covariantes : $u_{c;ab} - u_{c;ba} = R^d_{cab} u_d$. Ceci permet de calculer le tenseur de courbure, à partir de la formule de dérivation covariante $u_{a;b} = u_{a,b} + \Gamma^c_{ab} u_c$. A l'approximation linéarisée, $R_{aebc} = \Gamma_{aeb,c} - \Gamma_{aec,b}$

$$R_{abcd} = \frac{1}{2} (h_{ab,cd} - h_{cb,ad} + h_{cd,ab} - h_{ad,cb}) ; R_{ab} = \eta^{cd} \frac{1}{2} (h_{ab,cd} - h_{cb,ad} + h_{cd,ab} - h_{ad,cb}) ;$$

$$R = \eta^{ab} \eta^{cd} (h_{ab,cd} - h_{cb,ad})$$

Les équations d'Einstein linéarisées sont :

$$\eta^{cd} \frac{1}{2} (h_{ab,cd} - h_{cb,ad} + h_{cd,ab} - h_{ad,cb} - \eta_{ab} \eta^{ef} (h_{ef,cd} - h_{ce,fd})) = \frac{1}{8\pi} T_{ab}$$

$$\text{Dans la jauge de Hilbert, } \eta^{cd} h_{ab,cd} - \eta^{cd} \eta_{ab} h_{,cd} / 2 = \frac{1}{4\pi} T_{ab}.$$

On travaillera parfois avec le champ $\phi_{ab} = h_{ab} - h\eta_{ab}/2$, soit $h_{ab} = \phi_{ab} - \phi\eta_{ab}/2$.

$$\text{Dans cette notation : } \eta^{cd} \phi_{ab,cd} = \frac{1}{4\pi} T_{ab}$$

La transformation de jauge s'écrit $\phi_{ab} = \phi'_{ab} + 2\mathcal{E}_{(a,b)} - \mathcal{E}^c_{,c} \eta_{ab}$

Propagation de la gravitation dans le vide

Les équations qui précèdent devraient nous permettre de caractériser les ondes gravitationnelles. La façon la plus parlante de résoudre la propagation dans le vide est de considérer la transformée de Fourier $\bar{\phi}_{ab}(k)$: $k^c k_c \bar{\phi}_{ab} = 0$. Ceci décrit une onde se propageant dans le vide avec la vitesse de la lumière : elle satisfait l'équation de Klein-Gordon.

La condition de jauge de Hilbert donne, une fois k choisi, $k^a \bar{\phi}_{ab} = 0$. Une transformation de jauge générale est définie par $\bar{\phi}'_{ab} = \bar{\phi}_{ab} + k_a \bar{v}_b + k_b \bar{v}_a - \eta_{ab} k^c \bar{v}_c$.

La condition de Hilbert impose $k^a \bar{\phi}'_{ab} = +k_a k^a \bar{v}_b + k_b k^a \bar{v}_a - k_b k^c \bar{v}_c = k_a k^a \bar{v}_b = 0$. v est donc arbitraire.

Analyse de l'onde plane

Considérons une onde plane dont le vecteur d'onde est porté par $k^a = (1,0,0,1)$. Soient u_i^a les vecteurs unitaires des axes $i = (1,2)$, et $q^a = (1,0,0,-1)$.

En énumérant les 10 produits symétriques de ces vecteurs de base, en leur appliquant les 4 conditions de Hilbert, et éliminant les 4 tenseurs transformés de jauge de 0, il reste deux amplitudes physiques, notées :

$\bar{\phi}_{ab+} = u_{1a} u_{1b} - u_{2a} u_{2b}$; $\bar{\phi}_{ab \times} = u_{2a} u_{1b} + u_{2b} u_{1a}$. Ces deux amplitudes correspondent à deux polarisations de l'onde.

On remarque que $\bar{\phi} = 0$, donc $\bar{h}_{ab} = \bar{\phi}_{ab}$. On parlera indifféremment de ϕ ou de h .

Effet de l'onde gravitationnelle

En un point où passe une onde gravitationnelle comme décrite ci-dessus, la métrique dépend du temps à la fréquence de l'onde, c'est à dire que deux points en chute libre voient leur distance varier de façon cyclique. Cet effet se portera sur la distance de deux points situés dans un même plan d'onde $z = \text{Cte}$, où h varie uniformément dans le temps avec la pulsation ω .

Soit v la différence de coordonnées entre les deux points. La distance entre les points à l'instant t est donnée par

$$d = \sqrt{-g_{ab} v^a v^b} \simeq |v| + h_{ab} v^a v^b / 2 |v|. \text{ Comme } h_{ab} \text{ oscille à la pulsation } \omega, d \text{ aussi.}$$

Soit une onde purement +. Le coefficient $h_{ab} v^a v^b$ est alors $h_0 (v_1^2 - v_2^2) \cos \omega t$, où h_0 est un coefficient décrivant l'amplitude de l'onde. On voit qu'au maximum positif de l'oscillation ($\omega t = 0$), le plan est étiré dans la direction 1, et contracté dans la direction 2, tandis qu'au maximum négatif ($\omega t = \pi$), le plan est contracté dans la direction 1 et étiré dans la direction 2, tandis qu'en quadrature, il n'y a pas de déformation.

Dans le cas d'une onde purement \times , la partie variable de la distance d est $2 h_0 v_1 v_2 \cos \omega t$. Une rotation de 45° autour de la ligne de vol :

$v_1' = (v_1 + v_2)/\sqrt{2}, v_2' = (v_1 - v_2)/\sqrt{2}$ transforme $2v_1 v_2$ en $v_1'^2 - v_2'^2$, ce qui nous ramène au cas précédent.

La superposition de deux ondes + et \times avec une phase réelle ne donne rien de plus qu'une onde tournée dans le plan, d'un angle et avec une amplitude résultant de la composition des ondes. La superposition de deux ondes avec des phases différentes aboutit à une oscillation de type différent. A l'extrême $d = |v| + h_0 (\cos \omega t (v_1^2 - v_2^2) + 2 \sin \omega t v_1 v_2)$. Si l'on pose $v_1 = r \cos \theta$; $v_2 = r \sin \theta$, ceci donne

$h_{ab} v^a v^b = h_0 r^2 (\cos \omega t \cos 2\theta + \sin \omega t \sin 2\theta) = h_0 r^2 \cos(\omega t - 2\theta)$. On a une déformation de l'espace qui tourne avec la pulsation $\omega/2$. Dans le sens choisi, l'hélicité est positive (+2), en sens inverse, l'hélicité est négative (-2).

Transport d'énergie par une onde gravitationnelle

Le calcul se fait par perturbation au deuxième ordre en h , pour déterminer le terme à ajouter au tenseur de densité d'énergie T_{ab} . Tous calculs faits, on a en moyenne sur la phase de l'onde :

$$\langle T_{ab} \rangle = 2\pi k_a k_b \omega^2 \langle \bar{h}^{cd} \bar{h}_{cd} \rangle$$

Emission d'une onde gravitationnelle

Comme nous l'avons indiqué, une onde gravitationnelle est la conséquence d'un mouvement relatif de masses, par $\eta^{cd} \phi_{ab,cd} = \frac{1}{4\pi} T_{ab}$. Nous adoptons la solution « retardée », en considérant que ϕ transmet l'information sur le mouvement décrit par T vers les temps positifs, conformément à la causalité. Elle est :

$\phi_{ab}(x) = \frac{1}{4\pi} \int \Delta_R(x - x') T_{ab}(x') d^4 x'$; Δ_R étant la fonction de Green retardée définie par les conditions :

$\eta^{ab} \Delta_{R,ab}(x) = \delta^4(x)$; $x^0 < 0 \Rightarrow \Delta_R(x) = 0$. Ceci se résout par transformation de Fourier et donne $\Delta_R(x) = \frac{-\theta(x^0)}{4\pi r} \delta(x^0 - r)$. On a donc l'onde émise sous la forme :

$$\phi_{ab}(x) = \int \Delta_R(x - x') T_{ab}(x') d^4 x' = \frac{-1}{4\pi} \int \frac{\theta(x^0 - x'^0)}{|\vec{x} - \vec{x}'|} T_{ab}(x') \delta(x^0 - x'^0 - |\vec{x} - \vec{x}'|) d^4 x'$$

Dans l'approximation linéaire, T est conservé : $\eta^{bc} T_{ab,c} = 0$, qui permet, par intégrations par parties sur \vec{x}' , de remplacer successivement T_{ab} par $-T_{a0,0} x'_b$ puis $T_{00,00} x'_a x'_b$. Définissant

$$Q_{\alpha\beta} = \iiint (3x_\alpha x_\beta - \vec{x}^2 \delta_{\alpha\beta}) \rho(\vec{x}) d\vec{x}, \text{ on obtient } \phi_{\alpha\beta}(x) = \frac{1}{12\pi r} \ddot{Q}_{\alpha\beta}(x^0 = x^0 - r).$$

On remarque ainsi que l'onde décroît en $1/r$. Dans les autres branches de l'astronomie, on détecte l'énergie, proportionnelle au carré de l'onde, qui décroît en $1/r^2$. Les détecteurs d'ondes gravitationnelles détectent l'onde elle-même, et l'astronomie gravitationnelle a, potentiellement, une bien plus longue portée que les autres.

Distribution angulaire du rayonnement gravitationnel

En remplaçant ω par une dérivée par rapport au temps, l'énergie emportée par une onde dans la direction z est :

$$\langle T_{00} \rangle = \frac{1}{18\pi r^2} \langle \ddot{Q}_{\alpha\beta} \ddot{Q}^{\alpha\beta} \rangle. \text{ Physiquement, } \langle T_{00} \rangle = \frac{1}{18\pi r^2} \left\langle 2 \ddot{Q}_{12}^2 + \frac{1}{2} (\ddot{Q}_{11} - \ddot{Q}_{22})^2 \right\rangle,$$

formule qui met en évidence les deux termes de polarisation.

Perte d'énergie par rayonnement gravitationnel

La perte d'énergie par rayonnement gravitationnel amortit le mouvement des masses émettrices. Un système binaire d'étoiles perd de l'énergie, et les membres du système se rapprochent éventuellement jusqu'à collision.

L'intégrale de l'émission d'énergie est

$$T_{00} = \iint \frac{1}{18\pi r^2} \left(2 \ddot{Q}_{12}^2 + \frac{(\ddot{Q}_{11} - \ddot{Q}_{22})^2}{2} \right) r^2 d\Omega_3 = \text{Cte } \ddot{Q}_{\alpha\beta} \ddot{Q}_{\alpha\beta}$$

A l'ordre le plus bas en v/c où v est la vitesse des membres du système, la perte d'énergie est proportionnelle au carré de \ddot{Q} . On peut poursuivre le « développement post-Newtonien », très compliqué, selon des ordres successifs en v/c .

Les émetteurs de rayonnement gravitationnel

Les systèmes binaires

Le plus simple (et le mieux connu) des émetteurs de rayonnement gravitationnel est le système binaire d'étoiles.

Soit un système newtonien, d'orbite circulaire, avec deux masses m_1 et m_2 de somme M à une distance d . Le moment quadropolaire n'a qu'une composante, qui est $Q_{dd} = \mu d^2$ où μ est la masse réduite du système. La loi de Kepler s'exprime par $\mu d^3 \omega^2 = m_1 m_2$.

En négligeant le ralentissement, \ddot{Q} n'a également qu'une composante, tournée de $3\pi/2$ par rapport à Q , et dont le module est simplement $Q\omega^3$. La puissance gravitationnelle émise par un tel système est donc

$$\frac{dE}{dt} \approx - \ddot{Q}_{\alpha\beta} \ddot{Q}_{\alpha\beta} = - \omega^6 \mu^2 d^4 = - \mu^{2/3} (m_1 m_2)^{4/3} \omega^{10/3}. \text{ En exprimant l'énergie}$$

$E = - m_1 m_2 / 2d$ aussi en fonction de ω , on obtient

$$\frac{d\omega}{dt} \approx - \mu^{1/3} (m_1 m_2)^{2/3} \omega^{11/3}. \text{ Posant } \mu^3 (m_1 + m_2)^2 = \mathcal{M}^5 \text{ pour avoir une seule}$$

constante dimensionnelle \mathcal{M} ,

$$\omega^{-11/3} \frac{d\omega}{dt} \approx - \mathcal{M}^{5/3}.$$

La phase $\phi \approx \left(\frac{t_0 - t}{\mathcal{M}} \right)^{5/8}$. La constante \mathcal{M} , décrit la variation de la fréquence

dans le temps, et s'appelle en anglais « chirp mass », c'est à dire « masse de chant ». Elle décrit l'augmentation progressive de la fréquence $f = \omega/\pi$ de l'onde gravitationnelle, jusqu'à la singularité correspondant, en un temps fini t_0 , à la collision des deux corps. Bien entendu, l'approximation newtonienne n'est plus valable à cette limite ($\omega \rightarrow \infty$), mais le phénomène n'est pas qualitativement altéré².

2. Poisson et Will, gr-qc/9502040, Phys. Rev. **D52** (1995) 848.

Terme	neutrons-neutrons	neutrons-trou noir	2 trous noirs
Coupure haute	1000 Hz	360 Hz	190 Hz
Newton	16 050	3580	600
1 PN	439	212	59
1.5 PN	-208	-180	-51
Spin-orbite	17β	14β	4β
2 PN ($\sigma = 0$)	9	10	4
2 PN spin-spin	-2σ	-3σ	$-\sigma$

Tableau des diverses contributions en nombre de cycles détectables depuis la Terre ($f > 10$ Hz en raison du bruit sismique) dans le développement post-newtonien. La masse des étoiles à neutrons est prise égale à $1.4 M_{\odot}$, et celle des trous noirs à $10 M_{\odot}$. On ne considère que la fréquence fondamentale. La fréquence de coupure haute correspond pour le premier cas au bruit de grenaille des détecteurs terrestres, et pour les autres, à la plus petite orbite circulaire stable (« $R = 6M$ »). Bien évidemment cette limite ne ressortit pas au développement post-newtonien, mais cela donne une idée des ordres de grandeur.

Instabilité et chaos

Déjà à l'approximation 2 PN, l'influence du spin des éléments complique le problème plus que par l'intrusion des paramètres supplémentaires β et σ .

J. Levin³ a illustré que le spin, quand il n'est pas parallèle à \hat{L} , produit apparemment une évolution chaotique de l'orbite, contrairement au cas parallèle.

La limite entre la région de trajectoires chaotiques et de celles qui tendent à se stabiliser paraît elle-même fractale, et instable selon le critère de stabilisation que l'on prend.

Levin a procédé par sections de l'espace des phases, et pense à du chaos. Cependant, selon Damour⁴, l'espace de phase d'un système binaire, une fois le centre de gravité et les 4 constantes du mouvement fixés, dépend encore de 6 variables. Il est difficile de s'assurer par des sections à 2 ou même à 3 dimensions que ces trajectoires forment un ensemble véritablement chaotique. La méthode canonique pour définir le chaos consiste à calculer les coefficients de Liapounov :

Etant données deux conditions initiales très proches sur la même variété, à une distance (euclidienne par exemple) ε au départ, on calcule l'évolution de la distance des points de la trajectoire avec le temps selon les équations du mouvement.

3. P.R.L. **84** (2000) 3515

4. Phys.Rev. **D64** (2001) 124013, gr-qc/01030018

Selon l'orientation du décalage initial, on aura un décalage avec des modes propres de dépendance du temps en $\exp \lambda_i t$. Les coefficients λ_i s'appellent *coefficients de Liapounov*.

Le théorème de Liouville implique que $\sum_i \lambda_i = 0$. Partant d'une orientation arbitraire du décalage, la composante correspondant au $\text{Re} \lambda$ maximal est non-nulle en probabilité, et l'évolution de la distance euclidienne $\varepsilon(t)$ sera dominée par cette valeur maximale.

Le chaos est caractérisé par des λ_i pas tous imaginaires purs. On pourra donc le déceler en évaluant l'évolution de $V(t) = \frac{1}{t} \ln \varepsilon(t) \rightarrow \text{Re} \lambda_{\max}$. Dans le cas chaotique, cette valeur tendra vers une limite positive, alors que dans un cas non chaotique, $\varepsilon(t)$ sera tout au plus polynômial en t , et le terme en $1/t$ donnera une limite nulle.

L'évolution d'un système de deux trous noirs de $10 M_{\odot}$ de spin maximal, lancés sur une orbite circulaire avec des spins inclinés à 38° et 72° par rapport à l'axe de rotation peut être suivie numériquement⁵ en négligeant le rayonnement gravitationnel, afin d'éviter l'amortissement et de pouvoir aller bien plus loin que le temps de coalescence. Le comportement asymptotique est régulièrement de la forme $1/t$.

Approche analytique

T. Damour a montré que les effets de contre-réaction dus au rayonnement gravitationnel tempèrent le caractère chaotique du problème à deux corps avec spin, qui devient régulier à une échelle suffisamment fine des données initiales.

Ceci ne permet sans doute pas d'obtenir un échantillonnage ou un paramétrage de courbes d'émission de l'onde gravitationnelle suffisamment dense pour rechercher des signaux connus à l'avance au milieu d'un bruit inévitable.

La méthode de T. Damour permettrait cependant d'approcher la plus petite orbite stable sphérique (à $r = \text{Cte}$) — pour laquelle $v/c = 1/\sqrt{6} \approx .4$ — donc fortement relativiste. L'orbite qui s'en approche décrit sur une sphère une courbe compliquée par la dépendance en spins, dépendant de 2 paramètres seulement. Comme c'est le point de la trajectoire où le rayonnement gravitationnel est le plus intense, c'est là qu'il pourrait être observé avec le plus de chances, et il est aisément paramétrisable.

Le résultat pour l'énergie de liaison à la dernière orbite circulaire stable est de $.015 M$, à laquelle s'ajoute une énergie de rayonnement de $.007 M$ pendant le plongeon, plus une énergie égale de $.007 M$ correspondant à la stabilisation du

5. Schnittman et Rasio, P.R.L. **87** (2001) 121101, gr-qc/0107082

trou noir en rotation (« ringdown », ou retentissement). Ce dernier se retrouve dans un état stable avec un spin de $a_{BH} = 0.8 M$ (le maximum pour un trou noir en rotation étant, comme nous le verrons, de $a/M = 1$).

Quelques éléments sur les trous noirs en rotation

Constatant que les trous noirs jouent probablement un rôle important dans la génération d'ondes gravitationnelles, en raison notamment de leur masse élevée, il est bon de donner quelques éléments sur les trous noirs que l'on pense trouver dans la nature, et qui n'ont aucune raison d'avoir un moment cinétique nul, surtout s'ils sont formés par accréation de matière ou d'autres trous noirs, accréation qui apporte — outre de l'énergie — une quantité importante de moment cinétique.

La solution des équations d'Einstein invariante par rotation autour d'un axe a été trouvée par Kerr⁶. Il est « straightforward, but very tedious »⁷ de vérifier que c'est bien une solution de l'équation d'Einstein dans le vide.

Elle peut s'écrire :

$$ds^2 = dt^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2 - (r^2 + a^2) \sin^2 \theta d\varphi^2 - \frac{2Mr}{\rho^2} (dt - a \sin^2 \theta d\varphi)^2, \text{ avec}$$

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta; \Delta = r^2 - 2Mr + a^2. \text{ Le terme oblique (en } dt d\varphi) \text{ est à l'origine du fait que cette solution entraîne l'espace environnant dans une rotation (effet Lense-Thirring), proportionnelle à } a.$$

Pour $a = 0$, on retrouve la solution de Schwarzschild.

Si $a < M$, l'expression ci-dessus admet une singularité correspondant à un décalage vers le rouge infini ($g_{00} = 0$), à r, θ, φ constants pour $r_{z\pm} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2 \cos^2 \theta}$. Entre ces deux valeurs, t n'est plus une variable de genre temps, mais il peut rester des combinaisons de t et de φ qui sont de genre temps.

Cependant le coefficient ρ^2/Δ de dr^2 devient infini et change de signe à $\Delta = 0$. Quand $\Delta < 0$ c'est r qui devient la coordonnée de temps, et par suite, qui oriente de façon prépondérante le cône de lumière. Ceci correspond donc à des trajectoires qui ne pourront pas ressortir du trou. C'est le véritable horizon $r_{H,\pm} = r_{z,\pm} (1)$.

Pour $r = 0$, il apparaît une valeur absolue dans $g_{00} = 1 - 2M|r|/\rho^2$ par exemple, soit une discontinuité de la pente en fonction de la variable $z = r \cos \theta$, et donc une singularité dans la courbure, qui ne peut pas être éliminée.

C'est un étalement de la singularité centrale de la solution de Schwarzschild. Tant que cette singularité reste à l'intérieur de l'horizon externe, on peut éluder les problèmes la concernant. Si elle est accessible à l'espace vide avoisinant ($a \geq M$), la gravitation intense conduirait probablement à une perte de moment angu-

6. R.P. Kerr, P.R.L. **11** (1963) 237

7. Ohanian, Gravitation and spacetime, ISBN 0-393-9198-9

laire et d'énergie, qui ramèneraient au cas $a < M$. Il y a un consensus pour penser que ce cas de « singularité nue » ne se présente donc pas dans la nature.

Cette limite est compatible avec la formation et l'évolution des trous noirs par accrétion successive.

La partie située entre la singularité apparente $r_{z,+}$ et l'horizon réel $r_{H,+}$ s'appelle « ergosphère ». Elle jouit de la propriété singulière que des particules — ou a fortiori des rayonnements — qui pénètrent suffisamment vite *dans le sens de rotation* du trou noir de Kerr, peuvent en ressortir en emportant une partie du moment cinétique et de l'énergie totale du trou. C'est ce qu'on appelle collision « super-radiante ». Les autres pénètrent dans l'horizon et sont perdus pour l'observation.

Etude de l'orbite d'un corps d'épreuve autour d'un trou noir de Kerr

S. A. Hughes⁸ a étudié semi-analytiquement le problème du rayonnement gravitationnel d'un trou noir de spin négligeable orbitant autour d'un autre, bien plus massif.

Cette approche s'appliquerait sans doute à n'importe lequel des objets compacts aspirés vers un trou noir massif situé au centre de toutes les galaxies. Ce cas se situe dans une gamme de fréquences bien plus basse, et la coalescence se produit pour $d \sim M$, donc à $\omega \sim M^{-1}$. Ces phénomènes de basse fréquence sont inaccessibles aux détecteurs terrestres, dont la sensibilité aux bruits sismiques paraît insurmontable à quelques Hz.

Seul un détecteur spatial pourrait alors aborder ce problème, et le nombre d'événements prévus dans ce cadre pourrait justifier sa construction.

Le résultat est une onde fortement irrégulière, avec des composantes violemment variables pour $M - a \ll M$, tandis qu'elle relativement régulière (peu d'harmoniques) pour $a \ll M$.

Les composantes de fréquences sur des orbites sphériques sont des combinaisons par nombres entiers de Ω_φ et de Ω_θ , qui ont des comportements assez différents, surtout pour les dernières orbites, où le « chant » peut correspondre à une diminution de Ω_θ , pour une valeur de a suffisamment grande : en s'approchant de $r_{z,\pm}$, le décalage vers le rouge devient important, mais Ω_φ est augmenté par un effet Lense-Thirring croissant. D'où la divergence entre les deux fréquences.

Bestiaire de trajectoires

Il existe — à part les trajectoires sphériques ou quasi-sphériques — des trajectoires éminemment exotiques, et dont le rayonnement gravitationnel a une originalité considérable. Parmi celles-ci, citons les trajectoires presque homocliniques. Une trajectoire homoclinique, en négligeant la dissipation due au rayonnement gra-

8. Phys. Rev. **D61** (2000) 084004, gr-qc/9910091 et Phys. Rev. **D64** (2001) 064004, gr-qc/0104041

vitationalnel, est une trajectoire liée, asymptotiquement proche, à $t \rightarrow \pm\infty$, de l'orbite stable minimale et décrivant entre temps une grande boucle.

Si l'on s'écarte des conditions initiales, le phénomène va durer un temps fini et se répéter⁹. La fréquence du rayonnement émis est quasi-nulle pendant le grand périple, et passe brusquement par un maximum au moment où l'orbite passe près de l'orbite instable.

Il faut saisir le signal pendant qu'il est important, or pendant cette période, sa fréquence varie rapidement en montant, puis en descendant.

Signal de plongeon

Le plongeon de deux trous noirs l'un sur l'autre pour en former un seul par coalescence est un problème terriblement compliqué, car fortement non-linéaire, et éloigné des solutions connues. Les méthodes de resommation PN permettent d'approcher de la plus petite orbite stable, mais ensuite, il faut recourir à une phase d'analyse numérique. Celle-ci diverge à la confluence des discontinuités, et il faut reprendre la partie extérieure à l'horizon pour calculer alors le rayonnement de retentissement (ringdown), jusqu'à la stabilisation en un trou noir de Kerr.

Cette méthode a abouti récemment à des résultats, dans le cas simplifié de deux trous noirs de masse égale et de spin nul, mais avec un moment orbital non nul. Partant de la plus petite orbite stable, le rayonnement gravitationnel rompt cette stabilité.

La composante quadrupolaire de l'onde de gravitation reçue le long de l'axe de rotation à $31M$ dépend sensiblement du moment T où l'on passe du calcul numérique de la coalescence au calcul analytique du retentissement¹⁰. Pour $0 \leq t \leq 30M$, le déroulement est pratiquement indépendant de T . Mais la suite y est fort sensible, tant en module qu'en phase, avec une certaine stabilisation vers $T \sim 10M$.

Bien entendu, l'estimation de la fréquence d'un tel phénomène, à distance observable, est impossible. Il serait regrettable de le manquer à cause d'une méthode trop rigoureuse d'ajustement sur le cas général du chant d'un système binaire, fondé essentiellement sur la phase, alors que le phénomène de coalescence est important principalement par son amplitude, le nombre de périodes étant très restreint.

Rayonnement gravitationnel et sursauts gamma

Les sursauts gamma sont des événements de courte durée qui se distribuent clairement en deux catégories : les longs et les courts¹¹.

9. Levin et al. Phys. Rev. **D62** (2000) 024023, gr-qc/9909051.

10. J. Baker et al., gr-qc/0102037

11. van Putten, astro-ph/0109429

Ils sont distribués uniformément sur la voûte céleste, sont donc très distants et mettent donc en jeu des puissances énormes, une énergie d'une fraction importante de M_{\odot} si elle se trouve émise de façon isotrope. Même avec une collimation substantielle — qui augmente d'autant la fréquence intrinsèque du phénomène — il reste une énergie considérable, dont la source est restée longtemps mystérieuse.

Il semble maintenant que l'origine de ce rayonnement gamma est l'effondrement de matière dans un trou noir. Van Putten¹² et Ostriker ont montré que ceci expliquerait de façon naturelle la distribution bimodale des durées des sursauts gamma.

En effet, la matière tombant sur un trou noir conserve en première approximation son moment cinétique, mais se répartit de façon uniforme en un tore, tournant de plus en plus vite. L'impossibilité pour un trou noir de dépasser le maximum de son moment cinétique $a = M$ impose pendant la dissipation du moment cinétique total un temps de suspension de l'accrétion, si le moment cinétique total avoisine M , ce qui conduit à un sursaut de longue durée, sinon, il y aura effondrement rapide, et par conséquent une faible durée de rayonnement¹³.

L'énergie potentielle et cinétique du bourrelet doit être dissipée pour pouvoir aboutir à la coalescence, surtout s'il y a suspension de l'accrétion par transfert du moment cinétique du trou noir vers le tore, et de là vers l'extérieur.

On s'attend à une certaine équipartition de ce rayonnement entre les canaux disponibles. Le tore a tendance, dès bien avant la coalescence, à se fragmenter. Il peut rayonner une partie de l'énergie sous forme gravitationnelle.

L'émission des sursauts gamma elle-même, est due à l'éjection de jets magnétisés dans l'axe de la rotation, analogues aux jets coronaux du Soleil, et donne sans doute lieu aussi à l'émission d'ondes gravitationnelles, compte tenu de l'énergie mise en jeu.

Dans la phase d'accrétion suspendue, le rayon diminue lentement et la fréquence moyenne de rotation — donc aussi le fondamental de l'émission gravitationnelle — croît à peu près linéairement avec le temps¹⁴.

Si l'on porte sur un diagramme les variables ω et $\dot{\omega}$, ce qui peut être à la base d'un algorithme intéressant de reconnaissance des signaux gravitationnels, on voit, dans le cas de la coalescence d'une étoile à neutrons, la phase en $\dot{\omega} \sim \omega^{11/3}$ correspondant à la chute newtonienne, puis une valeur constante de $\dot{\omega}$, correspondant à la phase de suspension, et enfin le plongeon et le retentissement, correspondant à ω en gros constant.

12. van Putten, astro-ph/0107007

13. van Putten & Ostriker, ApJL **L31** (2001) et astro-ph/0010440

14. van Putten, astro-ph/0102043

Rayonnement gravitationnel dû à l'effondrement d'étoiles

Les simulations de l'effondrement d'étoiles (supernovæ) souffrent en général de deux défauts majeurs : la plupart utilisent des équations d'état simplifiées négligeant le rôle des neutrinos, qui peut être en fait très important ; les modèles n'ont pas inclus d'effets de rotation, et se terminent avec le moment cinétique initial non dissipé, plus important que ce qui existe.

Dans tous les scénarios, il faut examiner l'émission d'ondes gravitationnelles par la matière en volume, par les courants de matière, et enfin éventuellement par le retentissement après effondrement en trou noir.

Fryer¹⁵ tente de répondre à ces questions dans les cas d'effondrement les plus importants, ou ceux qui pourront avoir le maximum de chances d'être détectés : accréation (supernovæ de type Ia), effondrement du cœur, et effondrement d'étoiles supermassives (population III).

Cette étude estime le rayonnement gravitationnel par les mécanismes suivants : oscillation dans la direction axiale ; élongation transverse (mode en barre) ; éventuellement fragmentation de cette barre ; instabilité en mode r , (mode de Rossby) auto-entretenu par le rayonnement gravitationnel, sous le contrôle de la force de Coriolis ; dans les cas de formation d'un trou noir, « retentissement » (downringing) correspondant à l'ajustement à un trou noir de Kerr.

On considère la somme quadratique $h = \sqrt{\langle h_r^2 + h_x^2 \rangle}$. Les appareils de détection, comme nous le verrons par la suite, peuvent détecter, au maximum de leur sensibilité en fréquence, des valeurs de h aux alentours de 10^{-23} (nominal).

Mécanismes d'émission

Oscillation axiale : La puissance rayonnée est liée à h par $P = \pi^2 f^2 d^2 h^2 = \frac{1}{5} \langle \ddot{Q}_{\alpha\beta} \ddot{Q}_{\alpha\beta} \rangle$.

Le calcul de la dérivée troisième par rapport au temps est numériquement instable. On le remplace au moyen des équations dynamiques, permettant une estimation de l'évolution des modes quadrupolaires axiaux.

Instabilité en mode barre : Il s'agit ici d'une instabilité due à la force centrifuge qui brise spontanément la symétrie axiale. On pourrait dire qu'il s'agit d'une onde de marée amplifiée par la force centrifuge et devenue instable.

L'extrême instabilité en mode barre aboutit à la fragmentation, en deux ou plusieurs fragments, emportant efficacement l'énergie cinétique de rotation, puis émettant par rayonnement gravitationnel le moment cinétique superflu pour retomber définitivement.

Instabilité en mode r : Le mode r (d'après l'initiale de Rossby) est un mode tourbillonnaire mû par le rayonnement gravitationnel lui-même, contrôlé par la force de Coriolis. Il émet des ondes gravitationnelles, non pas par la formule du quadrupôle, mais par les composantes de genre espace de $R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab}$.

15. Fryer et al. astro-ph/0106113

16. Lindblom, astro-ph/0101136

Il peut se manifester sur des étoiles à neutrons, qui tournent sans doute très vite. Cependant notre ignorance sur beaucoup de propriétés des étoiles à neutrons (existence d'une croûte, viscosité, champ magnétique) ne permet pas de faire des estimations fiables¹⁶.

Le mode r tourne moins vite que l'étoile, mais plus vite que l'espace ambiant. Il est donc capable de transférer le moment cinétique de l'étoile vers l'infini, par le biais du rayonnement gravitationnel, en étant poussé par la rotation de l'étoile. Dans le régime linéaire, il croît de façon exponentielle, tant qu'il n'est pas amorti.

Selon des calculs de simulation, il semble que pour une étoile partie dans un mode r instable, ce mode s'arrête non pas par amortissement, mais bien plus brutalement, et sans doute par des phénomènes fortement non-linéaires (déferlement de vagues) provoqués par la croissance de l'oscillation. Ces calculs, nécessitant le calcul de dérivées sixièmes par rapport au temps, sont délicats.

Retentissement du trou noir : Quand l'effondrement donne lieu à un trou noir, on peut calculer les modes de vibration propre de l'espace autour du trou et leur amortissement. L'amplitude de chacun dépend de la configuration des retombées, et s'étend sur toute leur durée. Le calcul dépendra forcément du modèle global.

Types d'émetteurs

Effondrement dû à l'accrétion : Une naine blanche située dans un système binaire qui se resserre peut recevoir de la matière en provenance de son compagnon quand celui-ci dépasse le « lobe de Roche » qui définit son confinement. Ceci vient de l'expansion du compagnon en supergéante, ou du resserrement du système binaire par rayonnement gravitationnel.

Quand la masse de la naine dépasse la limite de Chandrasekhar ($1.4 M_{\odot}$), donnée par la compressibilité du gaz d'électrons relativistes, elle se contracte et chauffe. Si le rayonnement de neutrinos, émis par rayonnement β inverse et création de paires, est suffisant pour limiter cet échauffement, la naine blanche finit par donner une étoile à neutrons. Sinon, la naine blanche entière subit une explosion thermonucléaire (supernova de type Ia). Ces systèmes sont particulièrement étudiés parce qu'ils constituent des « chandelles standard » de luminosité intrinsèque assez bien calibrée, et très intense, qui permet de faire des mesures de distance à longue portée.

Le système étant en rotation, il tournera, avec une période d'un petit nombre de secondes, ce qui conduira aux instabilités mentionnées précédemment, et par suite à l'émission d'ondes gravitationnelles. On peut attendre pour ce genre de phénomène une instabilité vers les 50 Hz en quadrupôle, avec $h \approx 5 \cdot 10^{-24}$ à 100 Mpc.

Une minute après l'effondrement et l'explosion, la température descend au-dessous de 10^{10} K et la neutronisation est achevée. La fréquence de rotation est alors de l'ordre de 1000 Hz, ce qui en fait un merveilleux candidat pour l'émission

d'ondes gravitationnelle par mode r , après un refroidissement suffisant pour que la viscosité permette au mode r de fonctionner.

Supernovæ par effondrement du cœur : Les étoiles plus massives que $8M_{\odot}$ terminent aussi leur vie par effondrement de leur cœur. Elles commencent par transformer tous les éléments légers en fer, le plus stable de tous les éléments. Quand la pression et la densité du cœur deviennent suffisamment élevés, le fer se dissocie en particules α , et la réaction β inverse $p + e \rightarrow n + \nu$ transforme les électrons qui supportent la pression en neutrinos. La réaction s'accélère sous l'action de la température.

Quand tous les protons sont transformés en neutrons, et quand la densité atteint la densité nucléaire, la compressibilité diminue brutalement, ce qui crée une onde de choc qui expulse les couches supérieures de l'étoile. Il reste une naine blanche, une étoile à neutrons ou un trou noir.

On sait que le taux de formation de supernovæ par effondrement du cœur est de l'ordre de 1/100 ans par galaxie moyenne, de la taille de la Voie Lactée. Une fraction notable produit des trous noirs. Cependant, nous ne savons pas combien de ces étoiles tournent assez vite pour produire des quantités détectables d'ondes gravitationnelles. Certaines étoiles à neutrons jeunes ont des périodes inférieures à 20 ms.

Etoiles supermassives (population III) : Il semblerait que la première génération d'étoiles, constituées de gaz primordial (H_2 , He), notamment au moment de la formation des premiers éléments de galaxies, puissent être bien plus lourdes (100-500 M_{\odot}) que les étoiles constituées ultérieurement, où les éléments plus lourds (« métaux ») forment un écran radiatif très efficace, qui change considérablement la dynamique de condensation et d'évolution. Au-dessus d'une masse de 260 M_{\odot} , et en l'absence de rotation, elles s'effondrent dans un trou noir en fin de vie. Si elles tournent, elles peuvent résister à des masses plus élevées, et sont de très bons candidats à l'émission de quantités considérables de rayonnement gravitationnel.

Ces étoiles pourraient être nées à z de l'ordre de 5, avec une durée de vie de quelques millions d'années, et par suite sont mortes à la même valeur de z ; elles sont fort éloignées.

Résultats de l'étude mentionnée

Les principaux effets dus aux mécanismes proposés pour les systèmes considérés peuvent être résumés dans la table suivante ($M_{\odot}c^2 \approx 2 \cdot 10^{54}$ erg)¹⁵ :

Système	Mécanisme	Taux (a^{-1})	Distance	$10^{24}h_{\max}$	$f(\text{Hz})$	$P(\text{erg/s})$
SN	Quadrupôle	$\lesssim 10^{-5}$	100 Mpc	6	50	10^{48}
Accrétion	Modes r	/galaxie		.3	1000	10^{50}
SN	Quadrupôle	$\lesssim 10^{-2}$	10 Mpc	41	20	10^{45}
(eff. cœur)	Barre	/galaxie		30	1000	10^{53}
	Fragmentation			100	2000	10^{54}
	Modes r			.3	1000	10^{50}
	Retentissement			3	2000	10^{55}
Pop. III	Quadrupôle	$\sim 10^7$	$z \approx 5$	80	2–10	10^{42}
	Barre	total		~ 7	10	10^{54}
	Fragmentation			120	10	10^{56}
	Retentissement			80	60	10^{57}

Les détecteurs d'ondes gravitationnelles

Détecteurs résonnants

Les premiers détecteurs que l'on a essayé de construire pour mettre en évidence les ondes gravitationnelles sont des cylindres massifs en métal dont le mode fondamental de vibration est longitudinal, sensible préférentiellement à des ondes de direction perpendiculaire à l'axe, et de polarisation droite par rapport à cet axe.

Les premiers essais ont été faits par J. Weber en 1966, à la température ordinaire. Le bruit principal obérant ce genre de mesures est le bruit thermique dans la gamme de fréquences correspondant à la largeur Γ de la résonance.

Ses résultats n'ont pas été confirmés par la suite.

Détection d'impulsions brèves : Comme nous l'avons vu, le maximum d'amplitude pour l'émission d'ondes gravitationnelles se situe au moment de la coalescence de deux corps compacts. Comme il a lieu sur un nombre limité de périodes typiques, s'il s'agit de corps de masses stellaires, on aura une émission d'ondes gravitationnelles très limitée dans le temps, et en tous cas bien plus courte que les temps d'amortissement des détecteurs résonnants.

Bien que les détecteurs modernes soient cryogéniques, le problème de l'extraction du signal sur le bruit thermique reste fondamental, compte tenu de l'amplitude de bruit que l'on peut attendre des calculs. C'est pourquoi une collaboration internationale, IGEC (International Gravitational Event Collaboration), s'est mise sur pied pour mettre en commun toutes les alertes susceptibles de constituer des arrivées de bouffées de rayonnement gravitationnel, pour les mettre éventuelle-

ment en coïncidence, afin de constituer des preuves sérieuses de l'arrivée de tels événements, au milieu d'un bruit qu'il n'est jamais possible de contrôler parfaitement.

La lecture des données est faite par un condensateur rigide ayant la même fréquence d'oscillation que le cylindre détecteur. La superposition de ces résonances amène un dédoublement des fréquences de l'ordre de quelques dizaines de Hz pour une fréquence moyenne de 900 Hz. La lecture de la charge du condensateur est faite par un dispositif supraconducteur (SQUID) pour éviter les pertes et le bruit. Ceci minimise les corrections à apporter en raison du circuit de détection.

Les détecteurs de la collaboration IGEC sont : Allegro (Louisiane), Auriga (Italie-Padoue), Explorer (CERN), Nautilus (Italie-Rome) et Niobe (Australie). Placés en gros sur un grand cercle terrestre, ils sont à peu près parallèles.

Ils pèsent environ 2 t, font 3 m de long, sont refroidis de 0,1 K à 5 K, et ont des finesses de résonance Q de $5 \cdot 10^5$ à $2 \cdot 10^7$.

Le nombre d'alertes détectées en coïncidence ne dépasse pas significativement le résultat statistique estimé par diverses méthodes.

Les méthodes de prise de données étant variées, il est difficile de mettre au point une méthode objective de coïncidence des alertes entre deux détecteurs, et a fortiori entre un plus grand nombre. La collaboration IGEC n'a pas encore abouti à une méthode standard de comparaison des résultats des détecteurs.

Détection de sources périodiques : Nous avons vu qu'un système binaire est quasiment périodique, sa fréquence évoluant très lentement. D'où l'idée de remplacer dans la recherche d'ondes gravitationnelles, l'avantage lié à l'amplitude de la coalescence par celui lié à la mesure de la phase pendant une longue durée avant la coalescence. La collaboration Explorer, après dix ans de travaux, a réussi à mettre en œuvre une recherche de sources émettrices dans la direction du centre galactique, et à sa résonance (haute, à 921.3 Hz). La recherche d'une variation apparente de fréquence de la source n'a été mis en œuvre que très récemment.

Les effets pris en compte ont donc été le mouvement de rotation diurne de la Terre, et son mouvement de translation autour du Soleil, avec toute ses perturbations, qui apportent des changements de phase importants (une dizaine de périodes pour le mouvement de rotation de la Terre et environ $7 \cdot 10^5$ périodes pour le mouvement de translation annuel). Ces variations ne peuvent en aucune manière être négligées, car leur omission ferait perdre toute l'information de phase.

Les trous entre bonnes périodes de prise de données, imposent de faire des transformées de Fourier sur de courtes séries de données, combinées avec les phases requises.

Les résonances du détecteur se comportent comme des circuits bouchons pour le bruit extérieur, d'où une chute au niveau des résonances.

Une simulation de la méthode sur 36 h permet de bien retrouver sur un seul bin le pic, étalé principalement par la rotation terrestre. Pour 3 runs réels de 7 jours, en mai et juin 91, il apparaît une raie marquée dans le spectre non corrigé pour les variations de phase. Cet effet disparaît complètement après correction de phase et est probablement lié à l'appareillage.

Malgré la présence d'une horloge atomique dans l'expérience, qui est parfaitement fiable, la relation de phase entre runs est entachée d'une incertitude de l'ordre de 10 à 20 ms, soit à peu près autant de périodes. On ne peut qu'additionner les carrés des spectres, perdant ainsi un facteur de l'ordre de la racine carrée du nombre de runs.

Des simulations ont été entreprises pour les 3 runs mentionnés en ajoutant des signaux donnés avec 20 combinaisons variable de phases entre runs. Des signaux de $6 \cdot 10^{-24}$ auraient quand même dû émerger.

Conclusions : Après avoir combiné de façon incohérente les 51 runs — de qualités et de longueurs très différentes — totalisant plus de 95.6 jours, la collaboration Explorer est venue à la conclusion qu'il n'y a pas de source localisée dans le centre galactique à la déclinaison $\delta = -29 \pm .05^\circ$ et à l'ascension droite $\alpha = 17.7 \pm .01h$, d'une amplitude supérieure à $h = 2.9 \cdot 10^{-24}$, et de constante de ralentissement $\tau > 10^8$ années.

Ceci s'applique à la bande de fréquences [921.32-921.38] Hz qui contient la résonance de fréquence supérieure du détecteur. Les méthodes peuvent évidemment être étendues à toutes les directions et des paramètres de décélération non nuls.

En systématisant la procédure, un groupe de Polonais, Borkowski, Jaranowski et Krolak, ont montré que l'on peut chercher des rayonnements cohérents avec un paramètre de décélération tel que $f < (1/40 \text{ ans})^2$ sur l'ensemble du ciel, en se limitant à des périodes homogènes de prises de données de 2 jours, sur lesquelles on prend 2^{18} données à la résonance supérieure.

L'ensemble représenterait, en temps réel, une puissance de calcul de 7.7 Gflops. Si l'on étale le calcul sur un mois, cela ne requiert que 250 Mflops, aisément atteint par une petite ferme de PC.

Ils se sont attelés à la tâche, et balayé presque la moitié de l'hémisphère Nord.

Le reste, non exploré en janvier 2002, peut encore réserver des surprises.

Les détecteurs interférométriques

Les principaux détecteurs interférométriques sont actuellement :

LIGO qui comprend actuellement deux sites, l'un à Hanford (Etat de Washington, près de Seattle), l'autre à Livisgston, en Louisiane. Le premier fonctionne, bien qu'ayant été sérieusement mis à mal dans ses alignements par un tremblement de terre début 2001, l'autre a vu sa première lumière.

VIRGO en construction franco-italienne près de Pise. Sa partie interféromètre avec les bras coupés par des miroirs provisoires (CITF) sert de modèle d'étude et de tests.

TAMA 300 au Japon est aussi en cours de construction. De nouveaux principes devraient permettre de compenser le fait que les bras sont courts.

GEO 600 près de Hanovre, veut être un interféromètre d'une génération nouvelle, bénéficiant dans sa conception de tous les essais faits avec les interféromètres actuels.

ACIGA près de Perth, en Australie, est encore dans les cartons.

LISA (Large Interferometric Space Antenna), est un projet ESA/NASA de détecteur interférométrique spatial à très longue base (5 millions de km), qui sera totalement affranchi du bruit sismique qui tue tous les interféromètres terrestres au-dessous du Hz.

Ce projet aura une gamme de sensibilité en fréquences située mille fois plus bas que les interféromètres terrestres.

VIRGO

Le dispositif de Virgo, est un interféromètre de Michelson, muni de cavités de Fabry-Pérot qui ont l'effet d'augmenter la longueur effective des bras qui font déjà physiquement 3 km, ainsi que d'un miroir de recyclage, dont le but est d'augmenter la puissance utile émise par le laser. En effet, la sensibilité est régie par la longueur L des bras et la puissance P du rayonnement, dont dépend le bruit de grenaille photonique à la photodiode.

La qualité de Virgo réside dans la haute résistance aux basses fréquences d'origine sismique, obtenue par la structure de la suspension des éléments optiques, couplant en chaîne des pendules qui coupent les basses fréquences.

On peut résumer la sensibilité de Virgo par l'équation suivante, en lissant les résonances :

$$h(f) = \{9 \cdot 10^{-37} f^{-5} + 4.5 \cdot 10^{-43} / f + 3.24 \cdot 10^{-46} [1 + (f / 500)^2]\}^{1/2}$$

les termes successifs représentent :

- le bruit sismique ;
- le bruit thermique du pendule ;
- le bruit thermique des miroirs,
- qui est recouvert peu à peu par le bruit de grenaille du circuit de détection.

Ceci donne un minimum, en négligeant le premier terme, à :

$$f_{\min} = 70 ; h_{\min} = 8.5 \cdot 10^{-23}.$$

LIGO

En ce qui concerne Ligo, l'isolation à basse fréquence est moins bonne. La coupure est à une fréquence dix fois plus haute que Virgo. Une deuxième version de Ligo, Ligo2, dont le schéma est déjà bien plus complexe, est en chantier.

Le faisceau de 1kW confiné dans les Fabry-Pérot provoque un échauffement qui distord appréciablement la courbure soigneusement étudiée des miroirs de bout. La collaboration Virgo a calculé que cet échauffement aboutit à une convergence supplémentaire de 1/500 dioptrie. Ceci paraît mineur, mais pour des faisceaux focalisés à quelques kilomètres, c'est un handicap majeur. En outre, cela introduit des aberrations sphériques dues au fait que le faisceau est inhomogène.

Ceci justifie les études très soigneuses faites par l'équipe de Ligo en vue de la deuxième phase, pour comparer les propriétés de la silice et du saphir (silicate d'alumine), l'une aboutissant à une courbe de réponse plus plate, l'autre à un minimum plus prononcé.

(Consulter le site <http://www.ligo.caltech.edu/ligo2/images/>)

TAMA300

Le dispositif de TAMA300 est extrêmement sophistiqué au point de vue des contrôles actifs et passifs, compte tenu de la petite extension des bras (300 m).

GEO600

GEO600 est situé à proximité de Hanovre, en Allemagne. Il est, comme TAMA300, d'une génération plus évoluée que même Ligo2. Il permet, par exemple, par des réglages astucieux, de favoriser la sensibilité dans une région aux dépens de la sensibilité ailleurs, ce qui peut avoir un avantage pour explorer une alerte dans une gamme de fréquences restreinte, par exemple à 600 ± 100 Hz.

LISA

Des trajectoires très légèrement excentrées ($c \ll a$) autour du Soleil peuvent être considérées comme circulaires. Cependant les lois de Kepler font qu'elles ne sont pas décrites de façon uniforme.

Dans un référentiel tournant à vitesse constante, la trajectoire est une ellipse de rapport $b/a = 1/2$. Si l'on incline le plan de la trajectoire autour de l'axe vertical de la figure, on peut obtenir, toujours dans le même référentiel, que cette ellipse soit la projection d'un cercle, ayant comme diamètre le grand axe de l'ellipse en projection, à condition que l'angle de projection ait précisément un cosinus de 1/2, soit que la trajectoire dans le référentiel tournant soit inclinée de 60° sur le plan équatorial du référentiel tournant.

On peut placer des satellites sur ce cercle, et ils garderont tous les mêmes distances relatives. La disposition la plus simple est un triangle équilatéral, qui permet de faire deux interféromètres de Michelson.

Les bras interférométriques de LISA sont définis par des miroirs dont chacun est un solide (« bloc de référence ») en chute libre dans une cavité où est fait un bon vide. Des senseurs électromagnétiques permettent de connaître la position du satellite autour du bloc de référence, et de maintenir le satellite à sa bonne place par rapport au bloc de référence, annulant ainsi les effets de vent solaire, d'impact de micrométéorites, etc. Chaque satellite a deux bancs d'optique avec bloc de référence, et les déphasages sont obtenus par comparaison via une optique complexe, reliant notamment les deux bancs optiques par des fibres optiques.

Ceci permet d'avoir deux interféromètres entièrement fonctionnels et éventuellement reconfigurables.

2. RAPPORT D'ACTIVITÉ DU LABORATOIRE¹⁷

Depuis le milieu de la décennie 90, les activités scientifiques du Laboratoire se sont recentrées vers les « astroparticules », domaine nouveau, frontière entre physique des particules, astrophysique et cosmologie. L'avenir du Laboratoire se retrouve ainsi au cœur du projet de l'UFR de Physique de l'Université de Paris 7 sur le site de Tolbiac/Grands Moulins à la rentrée 2004. Déjà partie d'une UMR entre Collège de France, CNRS-IN2P3 et Université de Paris 7, le Laboratoire devient une composante majeure du pôle APC (AstroParticules et Cosmologie) de cette future entité, actuellement Fédération de Recherche entre CNRS, CEA, Observatoire de Paris, Université de Paris 7 et Collège de France.

Ce rapport d'activité du Laboratoire pour 2001 expose les 4 thèmes de recherche :

1. **Etude des rayons cosmiques** de très haute énergie ($> 10^{19}$ eV), avec l'expérience AUGER en Argentine et le projet EUSO sur la station spatiale internationale ISS.

2. **Astronomie gamma** à haute énergie (10 GeV-10 TeV), avec CAT et CELESTE, sur le site pyrénéen de Thémis, en phase active de fonctionnement, mettant en évidence l'AGN 1ES-1426 à $z = 0,13$; HESS, en fin de construction en Namibie, explorera l'hémisphère Sud ; GLAST dont le Laboratoire a dû se retirer.

3. **Etude des neutrinos solaires** dans le domaine du MeV avec HELLAZ, qui a été arrêté en 2001 ; BOREXINO va démarrer en 2002 ; la R&D LENS.

17. On consultera le rapport d'activité détaillé des années 2000 et 2001, disponible au Laboratoire.

4. **Cosmologie observationnelle** avec l'étude du FCRM (Fond Cosmologique de Rayonnement Micro-onde, ou en anglais CMB), grâce à ARCHEOPS et au satellite PLANCK ; et AGAPE qui recherche la matière noire par effet de microlentille gravitationnelle sur Andromède.

5. **DELPHI** s'est arrêté avec le LEP en novembre 2000, mais la publication des résultats se poursuit.

Le Laboratoire comprend aujourd'hui 26 physiciens, 45 ITA, 10 doctorants et 4 postdocs ou visiteurs étrangers. Le personnel est pour l'essentiel CNRS. Le personnel du Collège de France comprend un professeur, 2 maîtres de conférences et 6 ITARF. Le directeur Daniel Vignaud est également mis à disposition par le CEA. De nouveaux physiciens sont arrivés : un chercheur du CNRS, et, symbole important, l'affectation de deux enseignants-chercheurs de Paris 7, après celle d'un professeur l'année dernière, confirme l'orientation vers l'APC.

Il y a trois services techniques au Laboratoire (sans oublier les services administratif, intérieur et documentaire) : 8 mécaniciens, 11 électroniciens et 10 informaticiens. Ces services ont besoin de se renouveler, notamment pour compenser les départs en retraite. Un AI informaticien nous a été affecté, un ingénieur système, spécialiste du spatial, Pierre Prat, a été recruté en CDD en 2001 pour le projet GLAST et affecté au Laboratoire. Ces affectations doivent se poursuivre pour nous permettre d'assurer nos programmes.

Les grands travaux de rénovation du Collège de France, indispensables et très prometteurs, nous imposent en 2002 un regroupement sur une surface réduite, mais chacun sait que son effort individuel participe à l'intérêt collectif.

Chercheurs et ITA du Laboratoire se sont retrouvés à Blois en février 2001 pour les journées dites « biennales » où le programme du Laboratoire a été discuté en détail.

Le Programme de Physique

Cosmologie Observationnelle

La cosmologie observationnelle étudie la forme et le contenu de l'univers à très grande échelle. Le groupe recherche la matière noire sous forme d'astres obscurs et étudie des fluctuations de température du fond cosmologique de rayonnement micro-ondes (FCRM).

AGAPE a pour objectif de détecter l'effet de « microlentille gravitationnelle » lors du passage d'un objet massif devant une étoile. La rareté de l'effet oblige à surveiller simultanément des millions d'étoiles, donc une galaxie entière. Chaque pixel de l'image comporte des dizaines d'étoiles, et nous avons développé une technique originale pour surveiller la variation de luminosité dans ces conditions. La méthode a été reprise par plusieurs équipes dans le monde.

Un événement spectaculaire (« Point-Agape N1 ») a été découvert peu après le début de l'analyse et il a fait l'objet d'une publication séparée. Il s'agit très probablement d'un événement de microlentille sur une étoile qui a pu être identifiée avec le HST.

Les fluctuations du FCRM contiennent beaucoup d'informations sur la physique galactique et extragalactique, avec des variations relatives de 10^{-5} sur quelques minutes d'arc.

L'instabilité gravitationnelle à l'origine des grandes structures de l'univers induit une polarisation partielle du FCRM, contenant une information complémentaire. Le groupe s'est engagé dans 2 programmes, ARCHEOPS et PLANCK en se focalisant sur la polarisation.

ARCHEOPS est une expérience sous ballon, à beaucoup d'égards un banc d'essai de PLANCK, en ce qui concerne l'instrumentation.

Le Laboratoire participe à l'étalonnage de l'instrument, il a construit une table $x - y$ pour l'étalonnage des polariseurs et un contre-cryostat d'étalonnage pour caractériser les bolomètres. Il a également conçu et réalisé l'enregistreur de bord et un système de télémétrie fiable utilisant les satellites INMARSAT.

PLANCK sera sur satellite. Le Laboratoire est impliqué dans l'instrument hautes fréquences (HFI). Les fréquences couvertes par HFI permettent une séparation efficace des avant-plans. 3 voies seront polarisées afin de mesurer les spectres multipolaires de la polarisation, ainsi que de sa corrélation avec la température. La grande quantité de données à traiter (mille fois plus par bolomètre et par an que pour une mission ARCHEOPS) impose d'adapter les algorithmes existants, et de se doter d'outils spécifiques.

Nous avons en charge, avec l'IAS d'Orsay l'étalonnage global du détecteur HFI. Certains paramètres : taux de polarisation ou lobes d'antennes devront être ajustés en vol. D'autres paramètres, réponse spectrale ou orientation des polariseurs, doivent être caractérisés au sol, dans le vide (10^{-7} torr), et à une température d'environ 2 K. Nous assumons : mise en place à l'IAS d'un cryostat ; réalisation de la sphère diffusante ; roue instrumentée.

Notons aussi un important travail en informatique (base de données, pilotage du banc optique) et la rédaction (contrôle de qualité) des documents aux normes spatiales pour l'ESA.

Le Laboratoire est responsable du traitement des données de niveau 1 de PLANCK : vérification et mise en ordre des données, transfert quotidien au centre de traitement à l'IAP et stockage sur un système de base de données. Les données reçues en temps réel quand le satellite est en vue de la station de réception (en Australie) sont transférées à l'IAS, où une analyse rapide permet une réaction en cas de problème.

Le niveau 2 du traitement de données fournit des cartes propres pour la séparation en composantes (niveau 3) et l'analyse statistique. Nous avons la charge des programmes spécifiques à la polarisation.

En collaboration avec l'ENST et Sup. Elec., nous étendons les méthodes de séparation à l'estimation du spectre électromagnétique des composantes et de leur spectre directionnel.

Neutrinos Solaires

Depuis plus de trente ans, on observe un déficit du flux mesuré de neutrinos solaires par rapport aux prédictions des modèles solaires. La décennie 90 a affiné les mesures expérimentales (GALLEX, SUPERKAMIOKANDE) et confirmé les modèles grâce à l'héliosismologie. Le résultat de SNO (Sudbury Neutrino Observatory), en juin 2001, a confirmé l'explication du déficit observé par une oscillation de *savueur* des neutrinos ν_e solaires.

De nouvelles informations sont attendues des neutrinos solaires de basse énergie (en-dessous du MeV), programme dans lequel le Laboratoire est fortement impliqué, en se recentrant dès 1999 sur BOREXINO, qui doit démarrer en 2002, et sur la R&D LENS, aujourd'hui tournée vers l'indium.

L'expérience BOREXINO est en cours d'installation en Italie, dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, sous 1000 m de roche. Son objectif premier est la détection des neutrinos du Soleil en-dessous du MeV, mais le détecteur est également sensible aux neutrinos des réacteurs et à ceux des supernovæ.

BOREXINO peut distinguer les 4 solutions actuellement compatibles avec les données.

Il peut aussi vérifier l'hypothèse d'oscillation dite LMA, en observant les anti-neutrinos des centrales nucléaires les plus proches notamment celles de la vallée du Rhône.

Lorsque les étoiles massives arrivent à l'épuisement de leur carburant, elles s'effondrent sur elles-mêmes et explosent en émettant une bouffée de neutrinos qui emporte presque toute l'énergie. Une telle explosion au centre de la galaxie verrait BOREXINO compter une centaine d'interactions en une dizaine de secondes. Mais de tels cataclysmes n'arrivent dans notre Galaxie que quelques fois par siècle.

Le Laboratoire, qui a joué un rôle majeur dans l'expérience de Chooz, a proposé une contribution à l'électronique de BOREXINO qui a été immédiatement retenue. Cette électronique — des ADC rapides — rend le détecteur sensible aux énergies au-dessus de 1 MeV, où se trouvent les neutrinos émis par les réacteurs nucléaires.

LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) est une expérience similaire à BOREXINO, sensible aux neutrinos solaires de basse énergie, que nous suivons

activement. Dans LENS, l'idée dominante est de détecter les neutrinos de la réaction pp du Soleil en utilisant un détecteur scintillant dopé avec de l'indium. Les noyaux instables formés par le neutrino incident, se désintègrent assez vite en émettant électrons et gammas.

Le groupe participe à l'acquisition des données d'un prototype de cellule de liquide dopé qui sera installé au Gran Sasso dans un blindage achevé en 2001. Les deux groupes français concernés (DAPNIA/Saclay et PCC) se retrouveront dans le futur laboratoire APC.

HELLAZ, lancée au Laboratoire en 1996, sous l'impulsion de Tom Ypsilantis, vise à détecter les neutrinos solaires de très basse énergie et à mesurer leur spectre par diffusion élastique sur électron. Ce devait être une chambre à projection temporelle (TPC) contenant plusieurs tonnes d'hélium sous 20 bars de pression. Dans HELLAZ, l'énergie du neutrino incident est reconstruite en mesurant à la fois l'énergie de l'électron de recul et la direction de la trace par rapport au Soleil.

Les simulations ont abouti en 2001 à la soutenance d'une thèse démontrant l'efficacité de détection, l'efficacité de reconnaissance des traces et estimant la précision angulaire.

Un prototype de 1,5 *l* a été mis en œuvre, sous 20 bars d'hélium. Les impulsions obtenues, inférieures à 10 ns, avec un gain de $5 \cdot 10^6$ permettent de distinguer un électron unique.

L'astronomie gamma à très haute énergie

L'astronomie gamma, la dernière née des astronomies, a connu un développement considérable au cours de la dernière décennie. Elle complète la connaissance des sources cosmiques pour des longueurs d'onde extrêmement petites et étudie les phénomènes parmi les plus violents qui se déroulent dans l'univers. Les sources, galactiques ou extragalactiques, sont mal connues. Les restes de supernovæ ont un grand intérêt, pouvant être à l'origine d'une partie des rayons cosmiques. Les sources extragalactiques ont pour la plupart une intensité variable qui les rend difficiles à mettre en évidence et à étudier, les données étant instables et rares.

Le Laboratoire est engagé dans le domaine de l'astronomie gamma, où il a joué un rôle pionnier, depuis plus de 15 ans. Il participe aux expériences CAT et CELESTE, 2 télescopes gamma complémentaires par leur couverture en énergie, installés sur le site de l'ancienne centrale solaire Thémis, fonctionnant sur la technique du Tcherenkov atmosphérique. Il participe aussi à l'expérience HESS qui devrait prendre ses premières données en été 2002. Il a aussi été fortement impliqué dans le projet spatial GLAST mais a dû y renoncer suite à une réorganisation de la collaboration.

CAT est un imageur caractérisé par la fine pixellisation de sa caméra de photomultiplicateurs. Pour exploiter au mieux cet atout, une méthode originale d'analyse des images a été développée.

Parmi la vingtaine de sources suivies nous avons détecté en 2001 l'émission de gammas au dessus de 250 GeV par l'AGN 1ES1426+428. Avec un décalage vers le rouge de $z = 0,13$, c'est à dire environ 2 milliards d'années-lumière, il s'agit de l'objet le plus lointain détecté dans ce domaine de longueurs d'onde. La mesure de son spectre s'avère extrêmement difficile du fait de sa faible intensité.

CELESTE a un seuil en énergie abaissé par la collecte d'une grande quantité de lumière Tcherenkov sur les milliers de mètres carrés de miroirs de l'ancienne centrale solaire Thémis.

Elle peut étudier des sources cosmiques lointaines, avec des spectres en énergie tronqués à quelques dizaines de GeV, par interaction avec l'infrarouge intergalactique, et que CAT ne peut pas étudier.

L'ensemble du détecteur fonctionne depuis le printemps 1999, mais ce n'est qu'au début de l'année 2000 que les premiers rayons gamma de 30 GeV venant de la nébuleuse du Crabe ont été observés. Le domaine intéressant pour CELESTE est fait des pulsars et des AGNs lointains, sur lesquels les observations se concentrent.

HESS est un multi-imageur pour l'astronomie gamma en cours d'installation en Namibie. Le détecteur, fruit d'une collaboration essentiellement franco-allemande est constitué de 4 télescopes de 100 m², équipés en leur foyer d'une caméra de 1000 photomultiplicateurs. Le seuil attendu est de 100 GeV, le champ de vue de 5°. La sensibilité sera 10 fois meilleure que celle de CAT et d'autres imageurs actuels. Les caractéristiques de cet ensemble et sa localisation dans l'hémisphère sud en font un outil idéal pour l'étude des sources galactiques.

GLAST est un télescope gamma embarqué sur satellite. La contribution du Laboratoire a donné toute satisfaction. Malheureusement, le Laboratoire s'est trouvé dessaisi de ce travail, et l'équipe dû se retirer du projet.

La détection de rayons cosmiques à très haute énergie

L'étude des rayons cosmiques est essentielle pour la compréhension des mécanismes astrophysiques à l'œuvre dans l'univers. Durant les trois dernières décennies, plusieurs de ces rayons, d'énergies supérieures à 10²⁰ eV, soit plus de 1 J, ont été observés. Ceci soulève de nombreuses questions tant sur le processus de production de ces rayons que sur leur transport à travers l'Univers : à ces énergies, le FCRM doit agir comme ralentisseur, et bloquer ces rayons cosmiques à quelques 10⁷ pc. Aucune source adéquate n'est connue dans ce voisinage. Ceci soulève donc des problèmes fondamentaux.

Lors de leur passage dans l'atmosphère terrestre, les rayons cosmiques peuvent être observés grâce à la création de gerbes de particules, issues de la cascade des interactions de la particule primaire dans l'atmosphère. Le nombre final de particules créées par un seul rayon cosmique se chiffre à plusieurs dizaines de milliards. Avec une énergie initiale de l'ordre du joule, ce dépôt d'énergie dans l'atmosphère se traduit par une pluie de particules secondaires arrivant au sol, par une fluorescence de l'air excité par la gerbe, et par un rayonnement Tcherenkov produit par les particules rapides.

L'Observatoire Pierre Auger : La faiblesse du flux attendu des rayons cosmiques au-dessus de 10^{20} eV exige un détecteur couvrant une très grande surface au sol, pour atteindre un échantillonnage significatif. Depuis 1993, une collaboration internationale s'est donné pour but de construire un détecteur pour étudier ces rayons cosmiques au-dessus de 10^{19} eV.

L'Observatoire Pierre Auger est un détecteur *hybride*, constitué de deux réseaux de 3000 km² chacun et de télescopes à fluorescence ayant la même couverture géométrique que les réseaux. Chaque réseau comporte environ 1600 stations de détection des particules au sol.

Les sites choisis sont en Argentine, et dans l'Utah (USA).

Le Laboratoire se concentre sur :

Simulation des gerbes de haute énergie : Opération délicate par le nombre de particules constituant les gerbes, et les énergies des particules dans les premières interactions, situées bien au-delà du domaine connu.

L'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal réduisant les sections efficaces électromagnétiques met en question la méthode habituelle d'identification des primaires.

L'effet du champ géomagnétique sur la propagation des gerbes donne peut-être une meilleure distinction entre protons et noyaux primaires.

Electronique des Stations locales : Conception, réalisation et intégration.

Télécommunications : sous la maîtrise d'œuvre de l'Université de Leeds, du LPNHE et de l'ENST, conception de principe, recherche des matériels, élaboration d'un programme de simulation globale du réseau.

Analyse des données : Les quatre laboratoires français de l'IN2P3 (PCC, IPNO, LAL et LPNHE) ont formé un groupe de travail pour analyser les données.

EUSO : Le projet EUSO vise à détecter un millier de gerbes par an, en mesurant le rayonnement de fluorescence et l'émission Tcherenkov. Le détecteur sera satellisé sur la Station Spatiale Internationale ISS. Son lancement est prévu en 2009 et sa durée de fonctionnement sera de 3 à 5 ans.

Grâce à son détecteur à pixels, EUSO détectera la fluorescence et le rayonnement Tcherenkov d'une gerbe cosmique en mesurant le temps d'arrivée des pho-

tons sur les pixels de la surface focale. Les travaux de simulation prédisent la réponse du détecteur, en tenant compte des caractéristiques de la gerbe.

Le projet EUSO est un projet international (Europe, Japon, USA) où le Laboratoire s'est impliqué en 2001, dans le cadre du futur Laboratoire APC.

Le projet EUSO a été accepté par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) pour une « Phase A ». Cette phase doit démontrer la faisabilité du projet, sa compatibilité avec un fonctionnement sur l'ISS et un lancement par la navette spatiale et l'adéquation de l'instrument par rapport à ses objectifs.

Les activités techniques

Un laboratoire de physique expérimentale ne peut fonctionner sans un support technique adapté. Les 31 personnes des services techniques ne peuvent rivaliser avec celles des gros laboratoires de l'IN2P3. S'appuyant sur une sous-traitance organisée, elles assurent la conception et la réalisation des appareils et l'infrastructure d'acquisition, de traitement et d'analyse des données.

La diversité des études et réalisations techniques va des très grands détecteurs aux détecteurs sur satellite en passant par les équipements d'étalonnage et de calibration au sol. La réorientation du Laboratoire a nécessité de nouvelles compétences, telles que le vide et la cryogénie.

Activités en mécanique

Le service de mécanique s'appuie sur un bureau d'études utilisant des logiciels de CAO et de calcul de résistance modernes.

Les prototypes sont usinés sur les machines classiques et la fraiseuse à commande numérique de l'atelier.

Les constructions importantes ne peuvent s'envisager que par l'utilisation de la sous-traitance.

Les réalisations sont :

- 3 200 cônes de Winston pour HESS.
- Collage transparent et robuste de la diode au cristal de CsI pour GLAST.
- Etude, réalisation, montage d'une table d'étalonnage des polariseurs d'ARCHEOPS.
- Etude, réalisation et implantation de l'optique cryogénique pour PLANCK.

Activités en électronique

Le service technique d'électronique, qui compte 11 personnes, contribue de façon très étroite aux diverses expériences du Laboratoire selon les besoins. L'activité

« études et réalisations électroniques » demeure indispensable dans un laboratoire de physique expérimentale, mettant en œuvre des techniques très ambitieuses et variées.

Les expériences modernes comportent des milliers de canaux de lecture nécessitant une intégration de plus en plus poussée (PLD, ASIC). Le Laboratoire a développé ses compétences en CAO pour circuits imprimés, simulation logique et analogique, etc.

Pilotage, mise au point, contrôle, conception et automatisation de bancs de tests, nécessitent une spécialisation en asservissements et en micro-électronique.

Les contributions récentes l'ont été au bénéfice des expériences CELESTE, BOREXINO/LENS, HESS, PLANCK/ARCHEOPS, AUGER et GLAST.

En outre, il faut assurer la gestion du magasin : stock courant, commandes, maintenance, documentation, et la confection de toutes les cartes de circuits imprimés multicouches nécessaires.

Activités en Informatique

Le service d'informatique réalise le service aux utilisateurs (administration des systèmes et réseaux), le service d'acquisition en temps réel et de logiciels embarqués, et l'analyse des données d'expériences accumulant plusieurs dizaines de téraoctets de données et consommant des centaines de milliers d'heures de calcul, se dotant d'une expertise dans ce domaine et d'un service complémentaire de ceux gérés par l'IN2P3.

Infrastructures : Le réseau local ETHERNET dessert le Laboratoire, avec des machines de puissances, de marques et d'âges divers : 5 serveurs généralistes, 8 stations dédiées à la CAO, 90 postes de travail PC ou Macintosh, 30 terminaux X et 8 imprimantes.

Au cours de l'année 2001, la priorité a été mise sur les ordinateurs portables, connectables au réseau. Une dizaine (PC/LINUX et WINDOWS) ont pu être achetés.

Le Laboratoire a adopté le système UNIX pour la plupart des unités. WINDOWS et MAC OS sont cependant soutenus pour des besoins spécifiques.

Dans l'année, deux personnes sont parties à la retraite, et le Laboratoire a obtenu un poste d'ingénieur qui sera soumis à un concours externe au cours de l'année 2002.

Soutien aux expériences : Plus de la moitié des informaticiens participe à une ou plusieurs expériences, où ils développent et exploitent les logiciels ou gèrent les bases de données :

- acquisition de données pour AUGER,
- contrôle des héliostats de CELESTE,

- enregistreur de vol pour ARCHEOPS,
- acquisition d'HELLAZ,
- pilotage et acquisition de l'étalonnage de PLANCK.

La fédération de recherche APC

L'implantation de l'Université Denis Diderot (Paris 7) sur le site de Tolbiac/Grands Moulins est prévue à partir de la rentrée universitaire 2004. L'UFR de physique a choisi d'en tirer profit pour effectuer sa refondation autour de 3 pôles : Astroparticules et Cosmologie (APC), Matière et Systèmes Complexes (MSC), Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ). Ces 3 pôles ont vocation à devenir des laboratoires d'excellence sur la scène internationale dans leurs domaines respectifs.

Le pôle APC, en gestation depuis près de 3 ans, est conçu comme un lieu de convergence entre les communautés d'astrophysique, de physique des particules et de physique théorique ; ses membres appartiennent à trois départements du CNRS (IN2P3, INSU et SPM), à l'Observatoire de Paris, au Collège de France, à l'Université de Paris 7 et au DAPNIA (CEA). Notre Laboratoire a activement participé à la définition et à la construction de l'APC depuis la réunion fondatrice du 22 janvier 2000.

Ces équipes forment une Fédération de Recherche jusqu'à fin 2004, nouvelle contractualisation de l'Université Paris 7 et entrée dans les nouveaux locaux. La Fédération se transformera alors en Unité Mixte de Recherche (UMR).

Le directeur de la Fédération est Pierre Binétruy et le directeur-adjoint le directeur du PCC.

Le nouveau site de l'Université de Paris 7, dénommé Grands Moulins/Tolbiac, est situé sur la rive gauche de la Seine, entre la Bibliothèque de France et le boulevard périphérique.

La vie du Laboratoire

Le service administratif, avec ses 6 personnes joue un rôle-clé dans le bon fonctionnement du Laboratoire.

Le Service intérieur, avec 4 personnes, assure la gestion quotidienne d'un laboratoire de 80 personnes, et a en outre été mobilisé récemment sur deux activités exceptionnelles : regroupement dans un atelier central et, en raison de la réorganisation et de la diminution de la superficie des locaux attribués, tri, rangement et évacuation de nombreux matériels.

L'identification et le stockage des sources radioactives a été clarifié, en liaison avec l'inspecteur de sécurité de l'IN2P3 et l'ANDRA.

Depuis plusieurs décennies, le Laboratoire affiche une politique volontariste de formation, pour faire face à l'évolution des techniques, aux changements d'orientation scientifique du Laboratoire, au recours croissant à l'informatique.

Diffusion de l'information scientifique et technique

Bibliothèque, Documentation, Infographie

La bibliothèque possède un fonds disparate, restant des différentes chaires de physique précédentes.

Le service bibliothèque-documentation assure les travaux classiques d'une bibliothèque de consultation et de prêt, et de documentation sur les publications du Laboratoire.

L'utilisation d'Internet étend le champ des investigations bibliographiques.

Séminaires au Laboratoire

On pourra consulter la liste détaillée des séminaires du Laboratoire sur le site Web du Laboratoire¹⁸.

Parmi les orateurs, on recense 5 visiteurs étrangers, 4 membres du CEA/Saclay, et 4 membres d'autres laboratoires français.

Les sujets sont également variés. Les Astroparticules sont favorisées évidemment avec 9 séminaires, mais 3 séminaires de physique des particules et un de physique nucléaire ont quand même été donnés, pour ne pas nous couper de nos racines.

Publications

Les 27 articles dans revues à comité de lecture publiés par le Laboratoire, ou avec sa participation, se répartissent en¹⁷ :

Delphi (11), Cosmologie observationnelle (6), Astronomie gamma (3), Neutrinos (4), Archeops/Planck (1), divers (2).

A ceci s'ajoutent un rapport technique pour la collaboration Auger, et 3 thèses, 2 en cosmologie et une en physique des neutrinos.

18. <http://cdfinfo.in2p3.fr/>