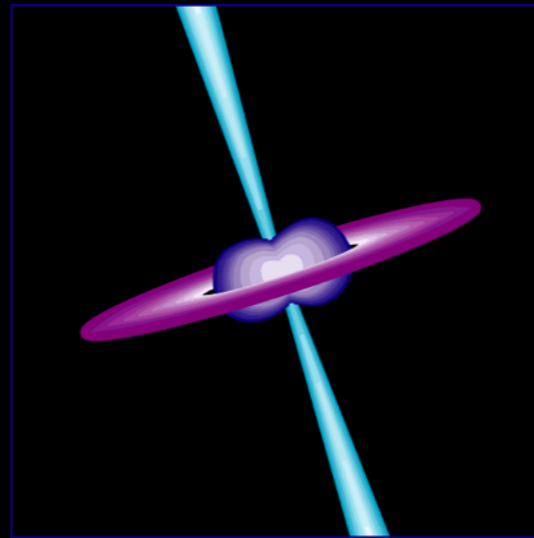


À la recherche d'une émission lumineuse associée aux ondes gravitationnelles

Frédéric Daigne (Institut d'Astrophysique de Paris ; Université Pierre et Marie Curie)



26^{ème} festival d'astronomie de Fleurance
Cycle d'approfondissement « fil rouge »
7 août 2016

1. Introduction: objets compacts et astrophysique des hautes énergies

La compacité

Paramètre de compacité = $G M / R c^2$

Astre	Contrepoids	Masse (en masse solaire)	Rayon (en km)	Densité moyenne (en g/cm ³)	Compacité
Terre	force de Coulomb (structure cristalline)	3×10	6 400	5.4	7×10
Soleil	pression thermique du gaz	1	696 000	1.4	$2 \cdot 10$
Naine blanche	pression de dégénérescence des électrons	$0.1 \rightarrow 1.4$	$\sim 10\,000$	~ 10	10
Etoile à neutrons	interaction forte	$1 \rightarrow \sim 3$	~ 10	~ 10	~ 0.2
Trou noir stellaire	pas de contrepoids	≥ 3	$\sim 8.9 (M / 3M)$ (rayon de Schwarzschild)		1
Trou noir supermassif	pas de contrepoids	~ 10	$\sim 20 \text{ UA } (M / 10)$ (rayon de Schwarzschild)		1

La compacité

Paramètre de compacité = $G M / R c^2$

Astre	Contrepoids	Masse (en masse solaire)	Rayon (en km)	Densité moyenne (en g/cm)	Compacité
Objets compacts : $\Xi > 10^{-4} \rightarrow 10^{-3}$					
Naine blanche	pression de dégénérescence des électrons	0.1 → 1.4	~10 000	~10	10
Etoile à neutrons	interaction forte	1 → ~3	~10	~10	~ 0.2
Trou noir stellaire	pas de contrepoids	≥ 3	~8.9 (M / 3M (rayon de Schwarzschild))		1
Trou noir supermassif	pas de contrepoids	~ 10	~20 UA (M / 10 (rayon de Schwarzschild))		1

Objets compacts

Paramètre de compacité

$$\Xi = G M / R c^2$$

Potentiel de surface :

$$\Phi = - \Xi c^2$$

Energie potentielle gravitationnelle :

$$E_{\text{grav}} = - \alpha \Xi M c^2$$

Vitesse de libération :

$$v_{\text{lib}} = (2 \Xi)^{1/2} c$$

Rayon du trou noir de même masse : $R_s = 2 \Xi R$

Densité moyenne :

Rotation & champ magnétique :

Energie libérée lors d'un collapse gravitationnel :

Luminosité d'accrétion :

Energie de rotation :

Variabilité :

Astre	Masse (en masse solaire)	Rayon (en km)	Compacité
Naine blanche	0.1 → 1.4	~10 000	10
Etoile à neutrons	1 → ~3	~10	~ 0.2
Trou noir stellaire	≥ 3	~8.9 (M / 3M (rayon de Schwarzschild))	1
Trou noir supermassif	~ 10	~20 UA (M / 10 (rayon de Schwarzschild))	1

$$\rho = 2 \cdot 10^{17} \Xi^3 (M/M_{\odot})^{-2} \text{ g/cm}^3$$

$$\Omega/\Omega_* = B/B_* = (R_*/R)^2$$

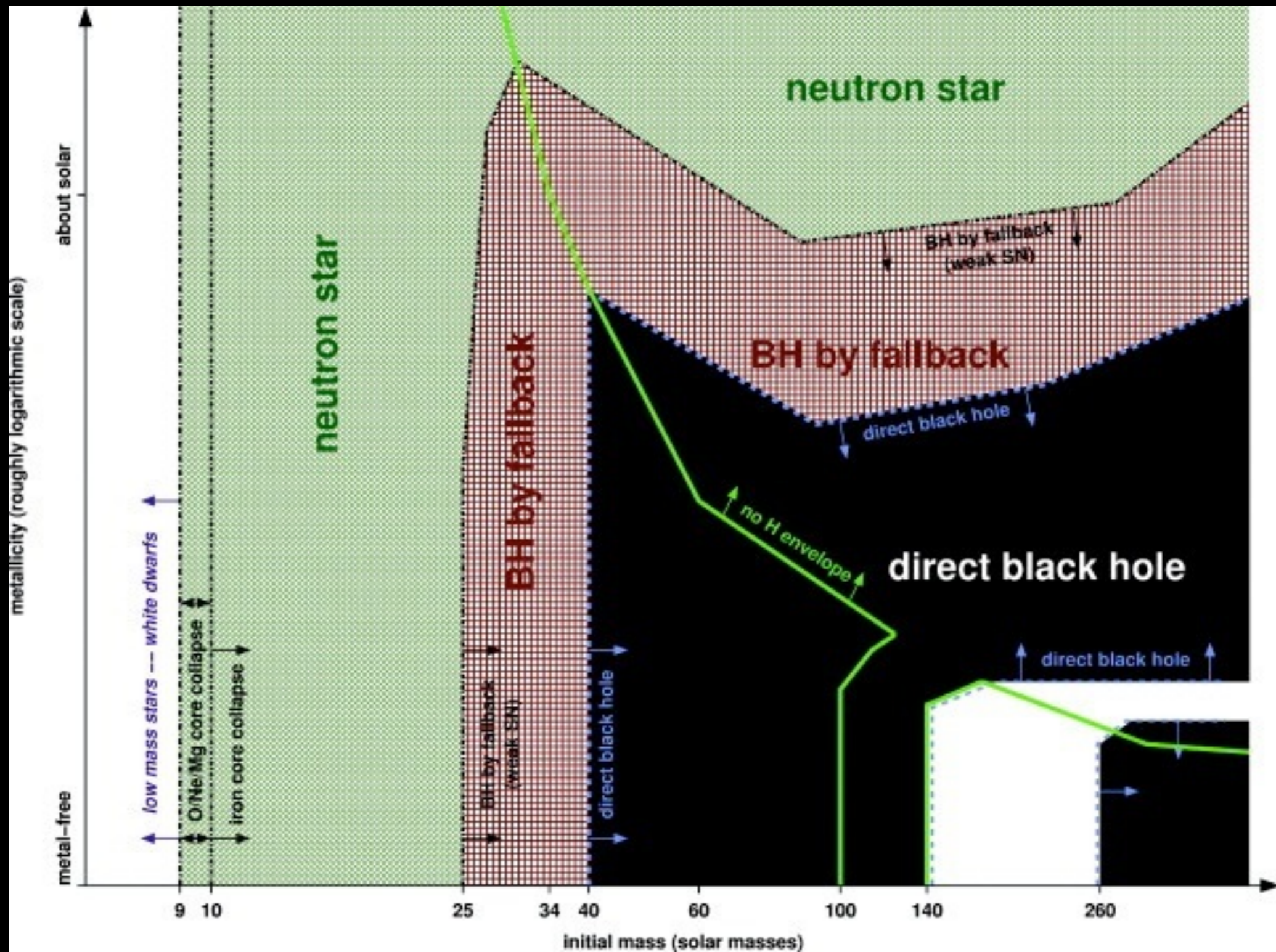
$$\Delta E = \Xi M c^2$$

$$L_{\text{acc}} = \Xi \dot{m} c^2$$

$$E_{\text{rot}} = \Xi (\Omega/\Omega_K)^2 M c^2$$

$$t_{\text{var}} < R/c$$

Devenir des étoiles en fonction de leur masse



Heger et al. 2003

Devenir des étoiles en fonction de leur masse

Toutes ces étoiles sont encore sur la séquence principale

Masse initial		Etat final	
Naines blanches	$\sim 0.1-9 M$	$\sim 0.1-0.8 M$ WD He	
	La fusion s'arrête avant de produire un coeur de Fer	$\sim 0.8-8 M$	WD C,O
		$\sim 8-9 M$	WD O,Ne,Mg
Étoiles à neutrons ou Trous noirs	\approx Fusion jusqu'au coeur de Fer	$\sim 8-25 M$	NS + SN
		$\sim 8-40 M$	NS \rightarrow BH + SN ?
	\approx	BH ?	

Naines blanches

-Sirius = système binaire (Bessel, 1844)

-Masse Sirius B : $M = 0.94 M_{\odot}$ (mesure en 1910)

-Température de Sirius B ("blanche") : $T_{\text{eff}} = 8\,000\text{ K}$ (Adams, 1914)

On en déduit $R = 18\,000\text{ km}$, $\rho = 7 \cdot 10^4\text{ g/cm}^3$

(Valeurs modernes : $T_{\text{eff}} = 24\,000\text{ K}$, $R = 2000\text{ km}$, $\rho = 6 \cdot 10^7\text{ g/cm}^3$)

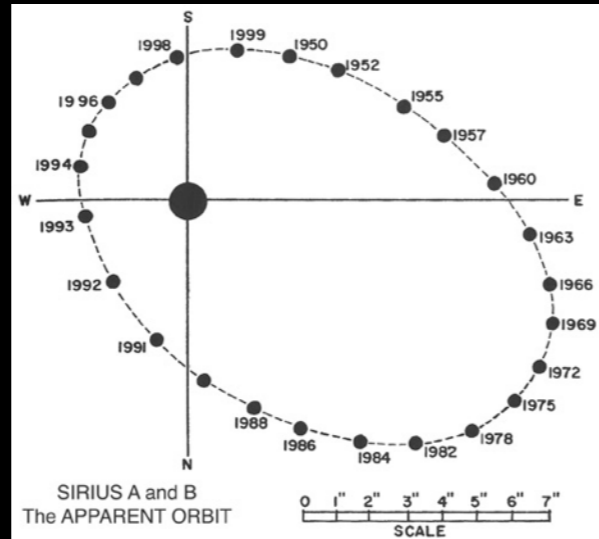
- Eddington 1926 : *"we have a star of a mass about equal to the sun and a radius much less than Uranus [...] it seems likely that the ordinary failure of the gas laws due to finite sizes of molecules will occur at these high densities, and I do not suppose that the white dwarfs behave like perfect gas."*

Naines blanches

Sirius :

-Sirius A = étoile la plus brillante du ciel après le Soleil

-Système binaire (Bessel, 1844)



-Sirius B :

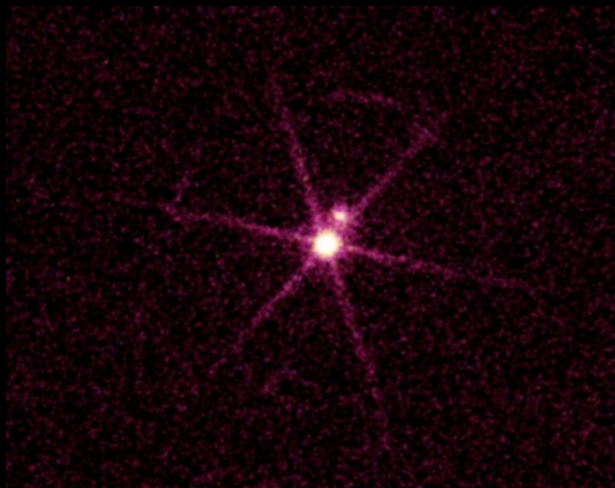
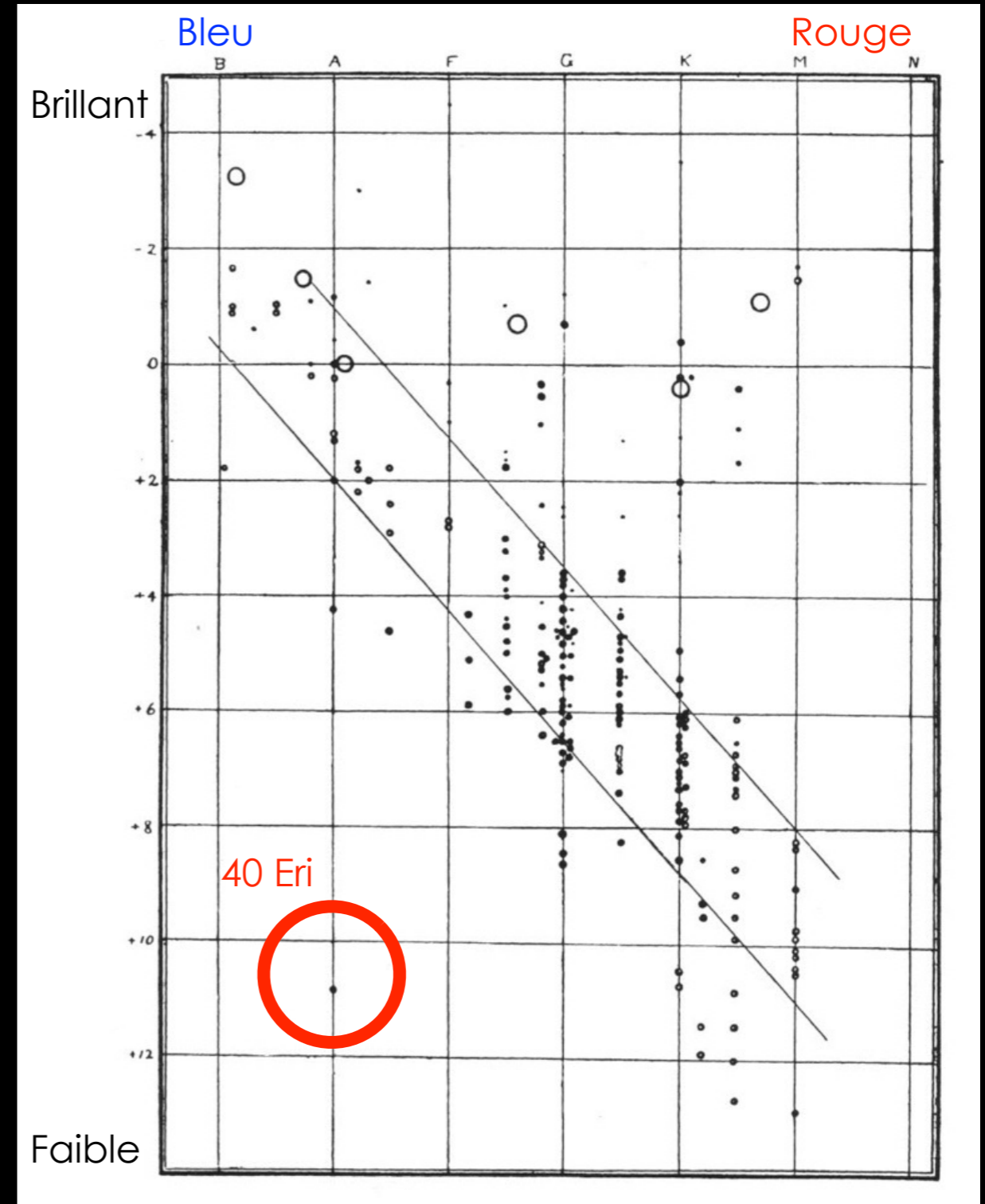


Diagramme de Hertzsprung-Russell



MacDonald Observatory

Chandra

Naines blanches

-Sirius = système binaire (Bessel, 1844)

-Masse Sirius B : $M = 0.94 M_{\odot}$ (mesure en 1910)

-Température de Sirius B ("blanche") : $T_{\text{eff}} = 8\,000\text{ K}$ (Adams, 1914)

On en déduit $R = 18\,000\text{ km}$, $\rho = 7 \cdot 10^4\text{ g/cm}^3$

(Valeurs modernes : $T_{\text{eff}} = 24\,000\text{ K}$, $R = 2000\text{ km}$, $\rho = 6 \cdot 10^7\text{ g/cm}^3$)

- Eddington 1926 : *"we have a star of a mass about equal to the sun and a radius much less than Uranus [...] it seems likely that the ordinary failure of the gas laws due to finite sizes of molecules will occur at these high densities, and I do not suppose that the white dwarfs behave like perfect gas."*

- Statistique de Fermi-Dirac (Dirac, 1926) et application aux naines blanches (Fowler, 1926) : poids compensé par la pression de dégénérescence des e^-

- Corrections relativistes à l'EOS (Chandrasekhar, 1930) : $M_{\text{max}} \sim 1.4 M_{\odot}$

Argument élémentaire pour expliquer M_{Ch} (Landau, 1932)

- Chandrasekhar 1934 : *"the life history of a star of small mass must be essentially different from the life history of a star of large mass. For a star of small mass the natural white-dwarf stage is an initial step towards complete extinction. A star of large mass cannot pass into the white-dwarf stage and one is left speculating on other possibilities."*

- Ensuite : corrections pour la relativité générale (Kapla, 1949) ; équations d'état plus réalistes (Schatzman 1956, 1958 - Harrison & Wheeler 1958) ; étude de la stabilité, du refroidissement, etc.

Relation masse-rayon

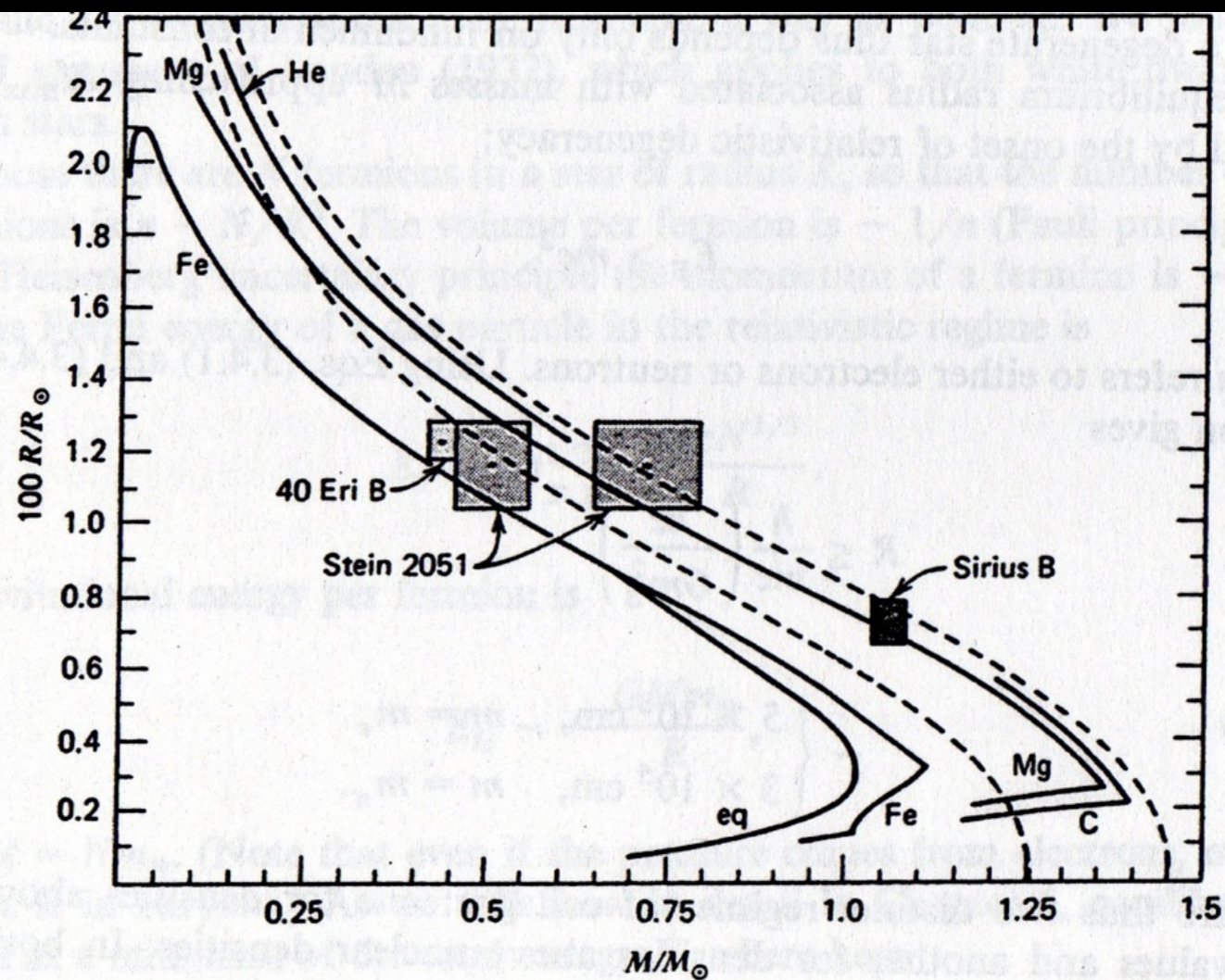
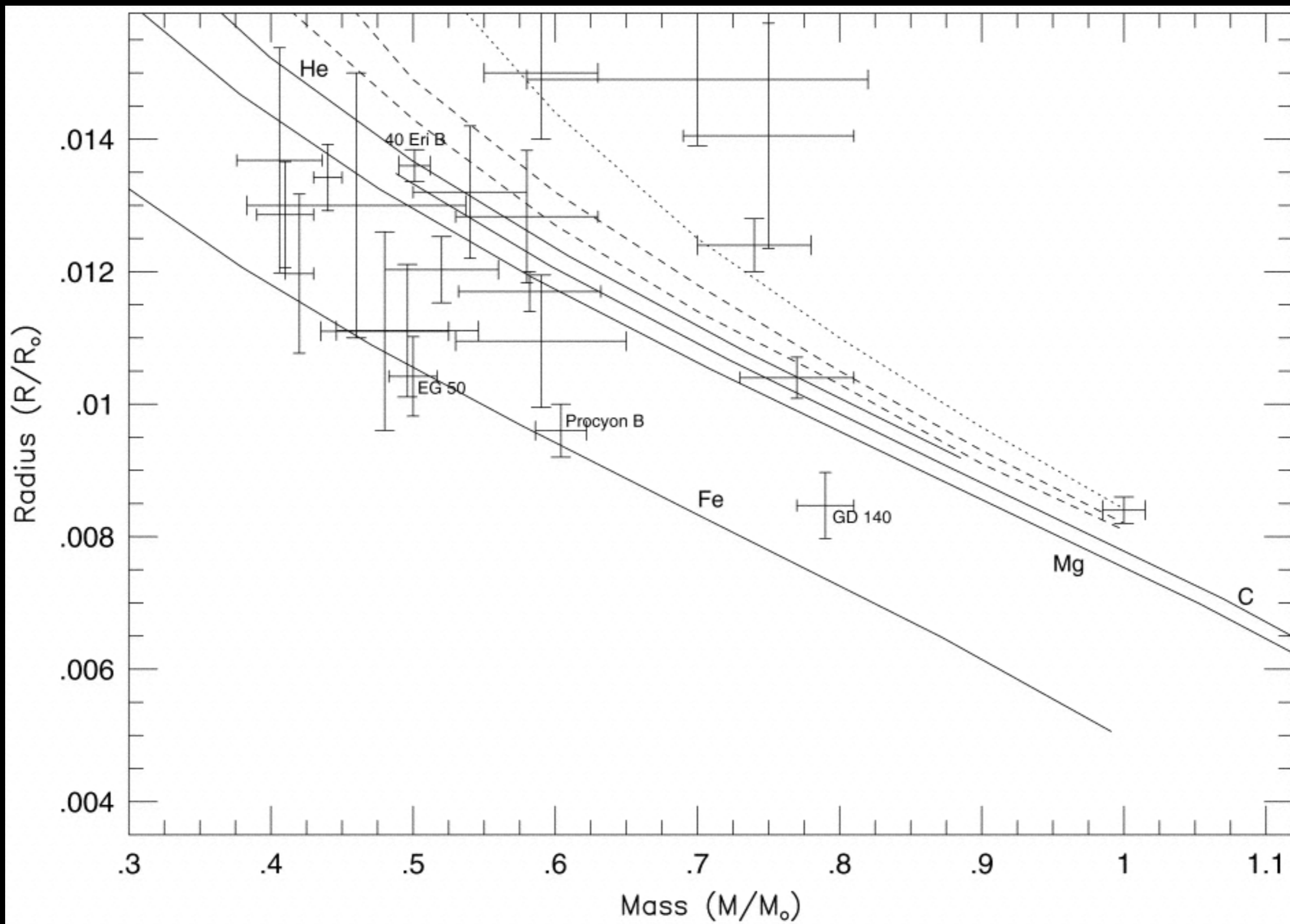
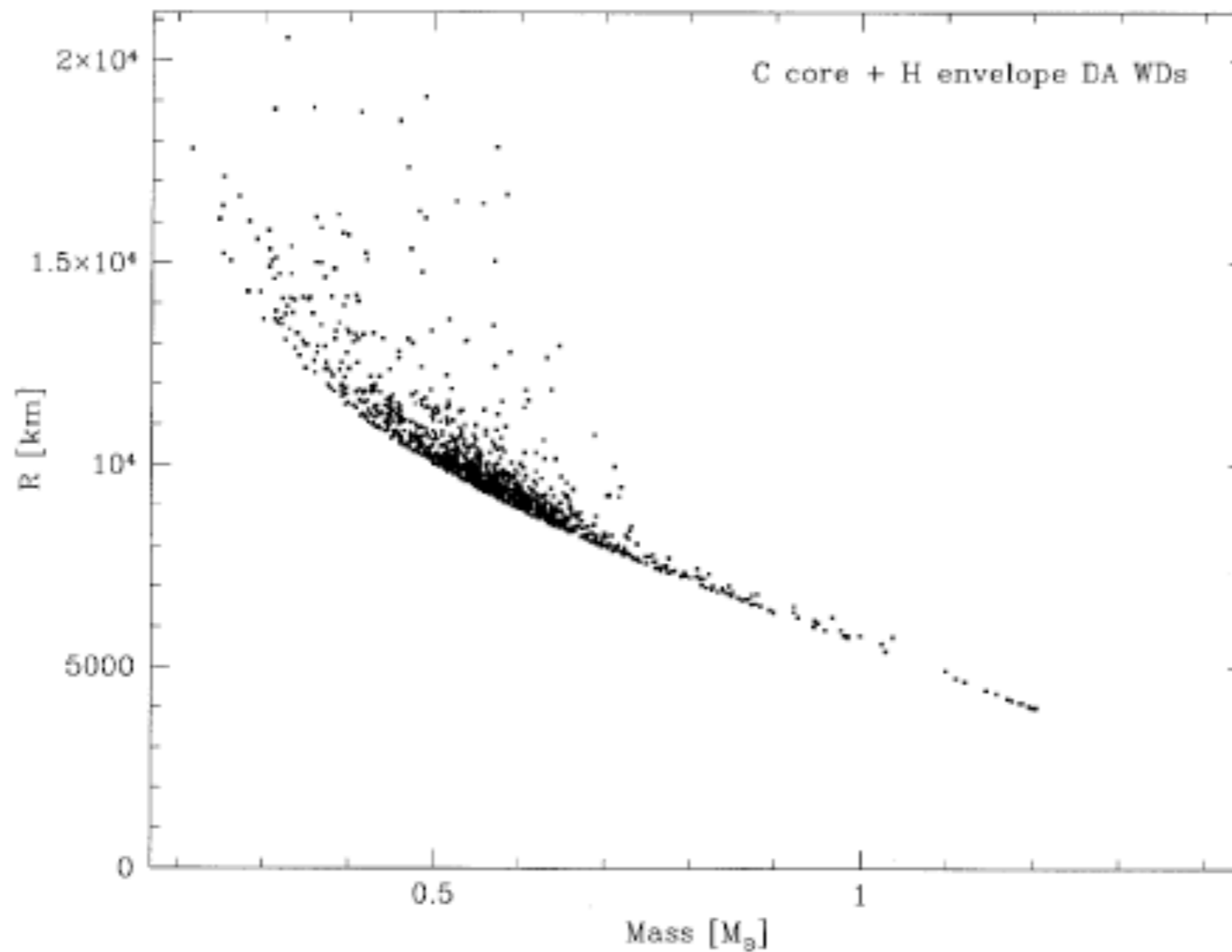


Figure 3.1 The relation between mass M and radius R , for zero-temperature stars composed of ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{24}\text{Mg}$, and ${}^{56}\text{Fe}$. The curve marked *eq* denotes the equilibrium composition at each density. The *dashed* curves denote the Chandrasekhar models, the upper one for $\mu_e = 2$ and the lower one for $\mu_e = 2.15$. The points inside the 1σ error boxes locate the mean masses and radii determined for the three white dwarfs in Table 3.2 (there are two solutions for Stein 2051). [After Hamada and Salpeter (1961). Reprinted courtesy of the authors and *The Astrophysical Journal*, published by the University of Chicago Press; © 1961 The American Astronomical Society.]

Relation masse-rayon (Hipparcos, à venir : Gaia)



Relation masse-rayon (SDSS)



Madej et al. 1994

Fig. 2. Mass-radius relation for 1175 hot white dwarfs of the same sample. The relation does not extend to masses M higher than $1.2 M_{\odot}$, or rather to the highest surface gravities $\log g > 9.0$.

Distribution en masse des naines blanches (SDSS)

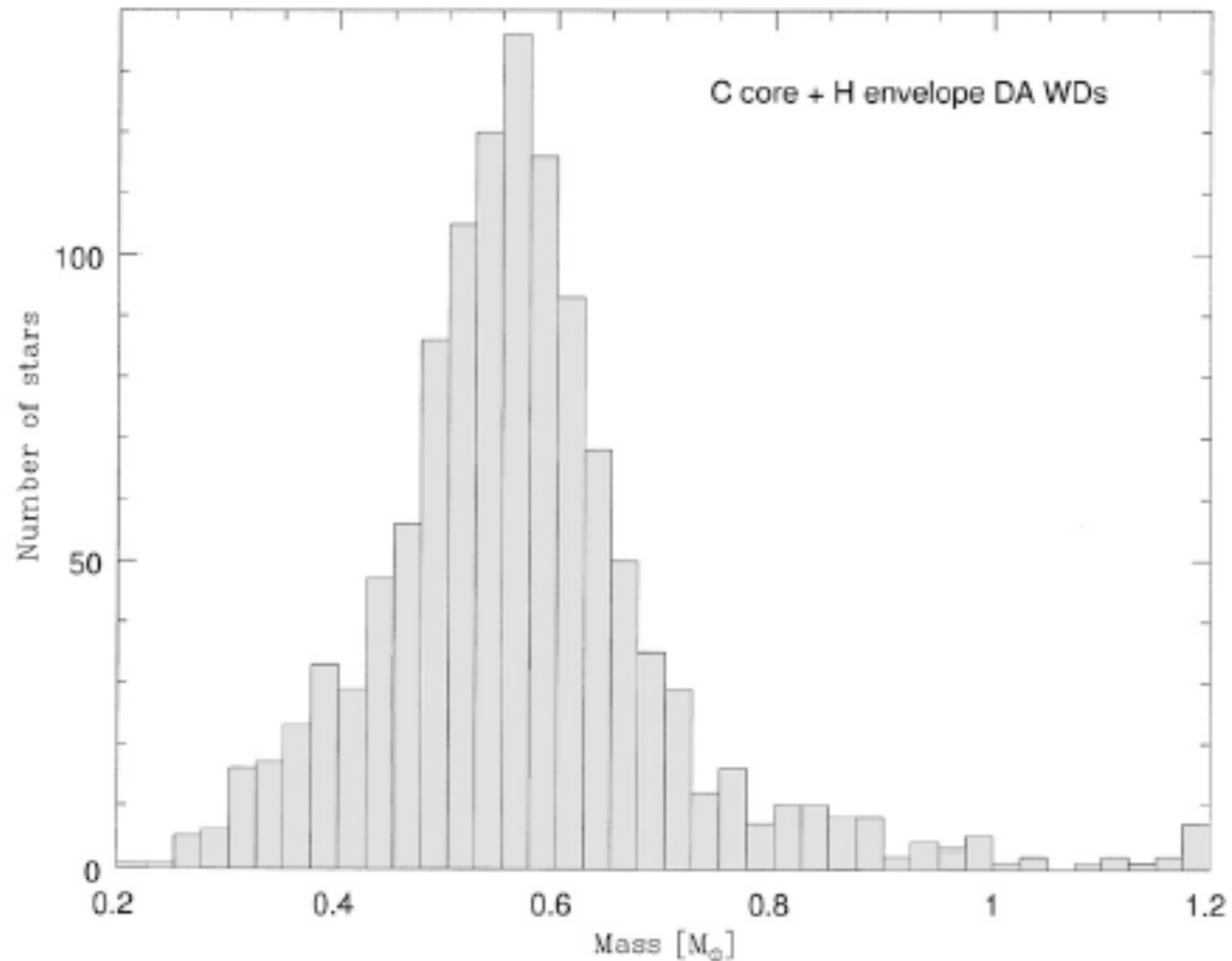


Fig.1. Mass distribution of the 1175 DA white dwarfs of the SDSS DR1 sample with $T_{\text{eff}} \geq 12000$ K. The peak mass is located at $M = 0.562 M_{\odot}$. Individual stars were grouped in bins of $0.025 M_{\odot}$ width.

Résumé naines blanches

Les naines blanches sont les moins compactes des objets compacts.

On comprend très bien leur structure : la pression est assurée par la dégénérescence des électrons. La comparaison aux observations confirme la théorie.

Etoiles à neutrons : historique

- Découverte du neutron (Chadwick, 1932)
- Idée des étoiles à neutrons + suggestion formation dans SN : Baade et Zwicky (1934)
- Premier calcul de structure : Oppenheimer et Volkoff (1939) (EOS = gaz idéal de n à haute densité)

Les étoiles à neutrons sont oubliées...

- Discussion sur l'équation d'état d'une étoile à neutrons : Harrison, Wakano & Wheeler (1958) ; Cameron (1959) ; Ambartsumyan & Saakyan (1960) ; Hamada & Salpeter (1961) ...

Les étoiles à neutrons restent oubliées car on comprend que leur petite taille rend très difficile la détection de leur rayonnement thermique de surface...

- Découverte de la première source X, Sco X-1 (Giacconi et al., 1962 : Giacconi, Nobel 2002) & débat sur les QSO (1963) : dans les deux cas, on envisage que la source soit une étoile à neutrons
- Malgré ce renouveau théorique provoqué par les débuts de l'astronomie X, les étoiles à neutrons restent des curiosités théoriques...*

- Suggestion du mécanisme de pulsar (Pacini, 1967) puis découverte du premier pulsar (Hewish & Bell 1967, Hewish Nobel 1974) et identification avec des étoiles à neutrons magnétisées en rotation rapide (Gold, 1968) : l'observation des étoiles à neutrons devient possible.

- Découvertes des pulsars du Crabe et de Vela dans des restes de supernovae (1968) : le lien NS-SN

- Première identification formelle d'une binaire compacte accrétante : Cen X-3 et Her X-1

- Premières mesures de masses d'étoiles à neutrons (binaires X)

- Découverte du premier pulsar binaire PSR B 1513-16 (Hulse & Taylor, 1975 : Nobel 1993) : mesure de la masse et test de la RG

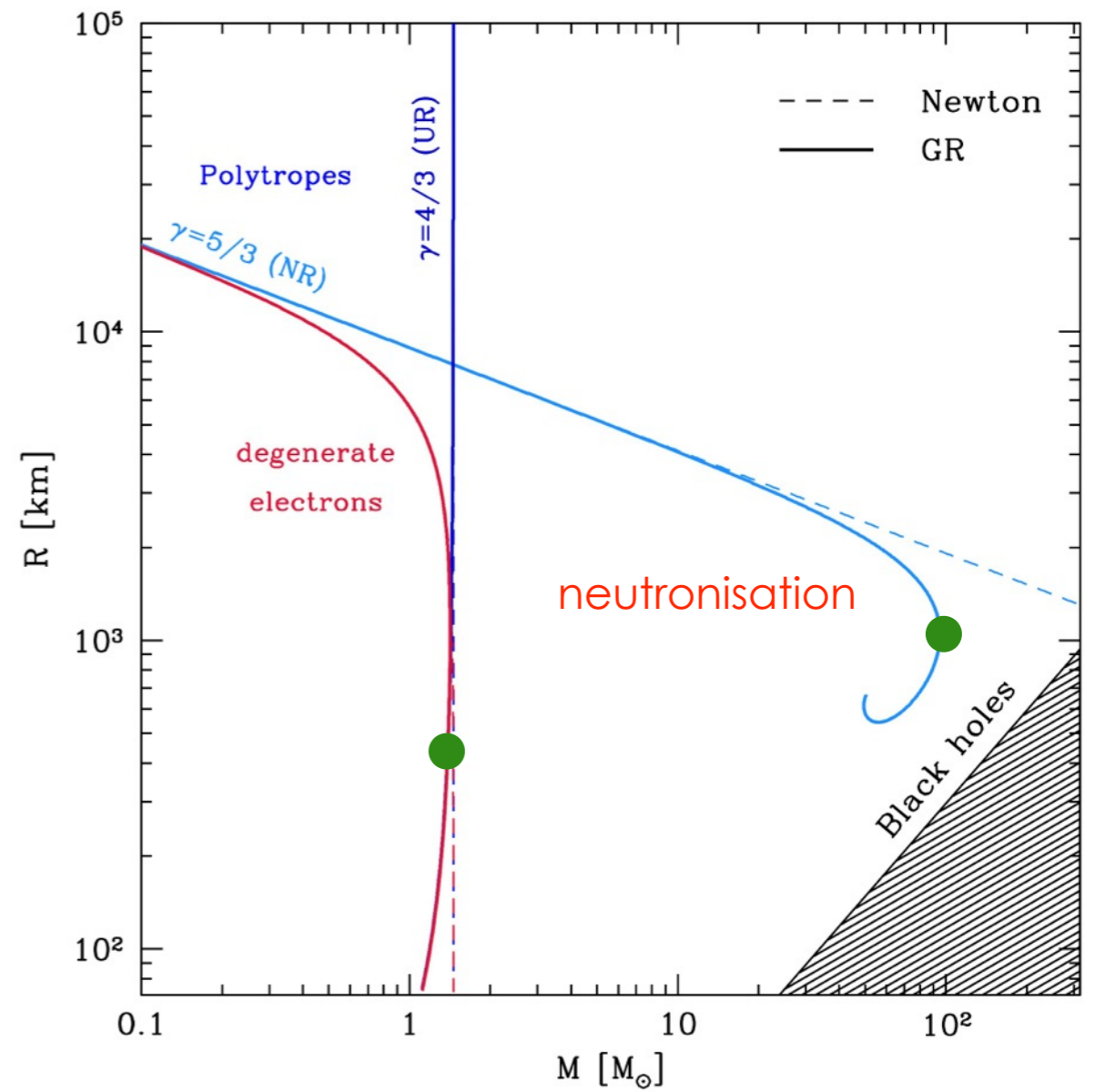
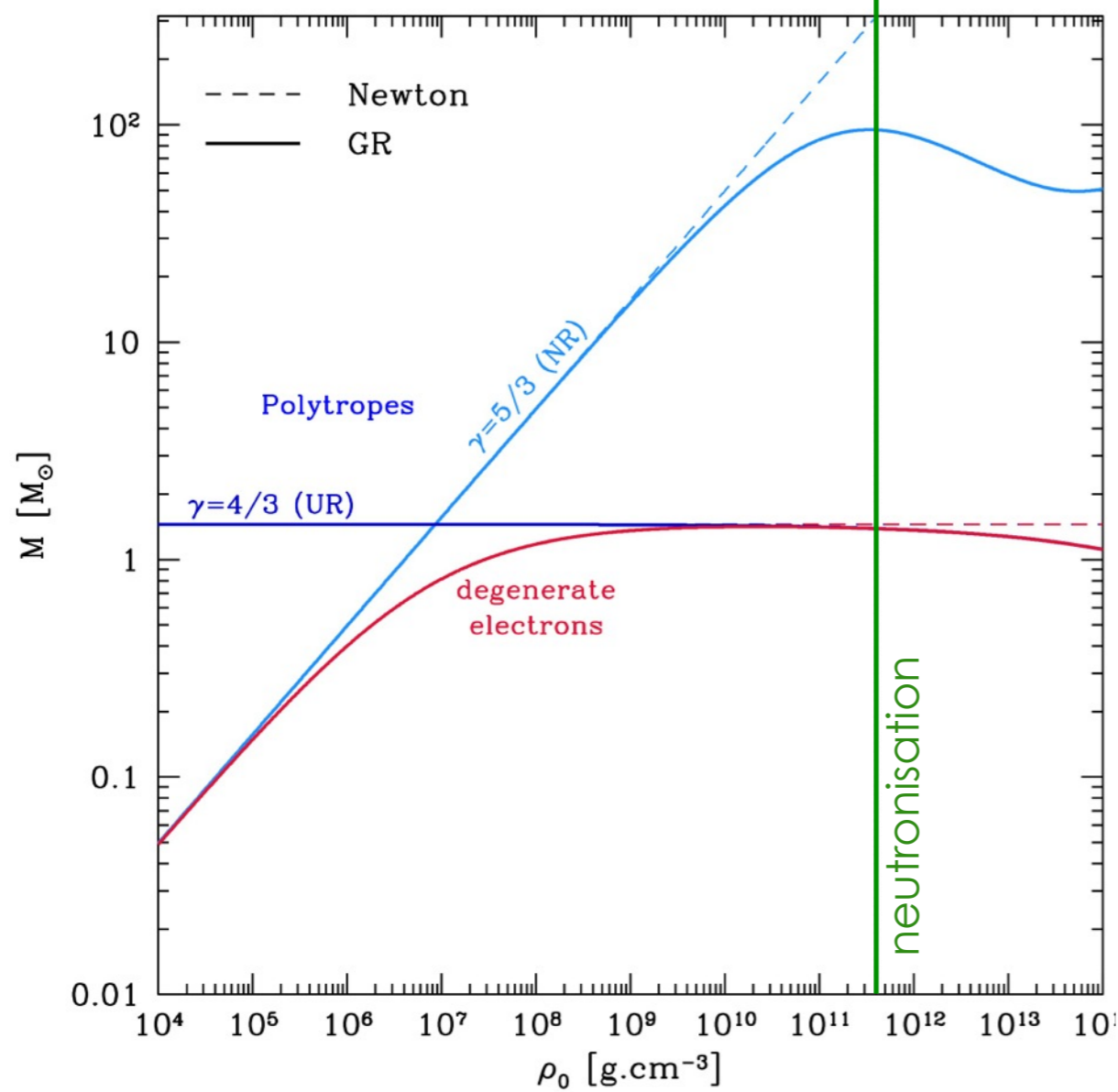
- Mesure de la température de surface d'une étoile à neutrons (Chandra, HST) en 1996.

- Mesure de la compacité d'une étoile à neutrons par XMM en 2002 : $\Xi = 0.23$

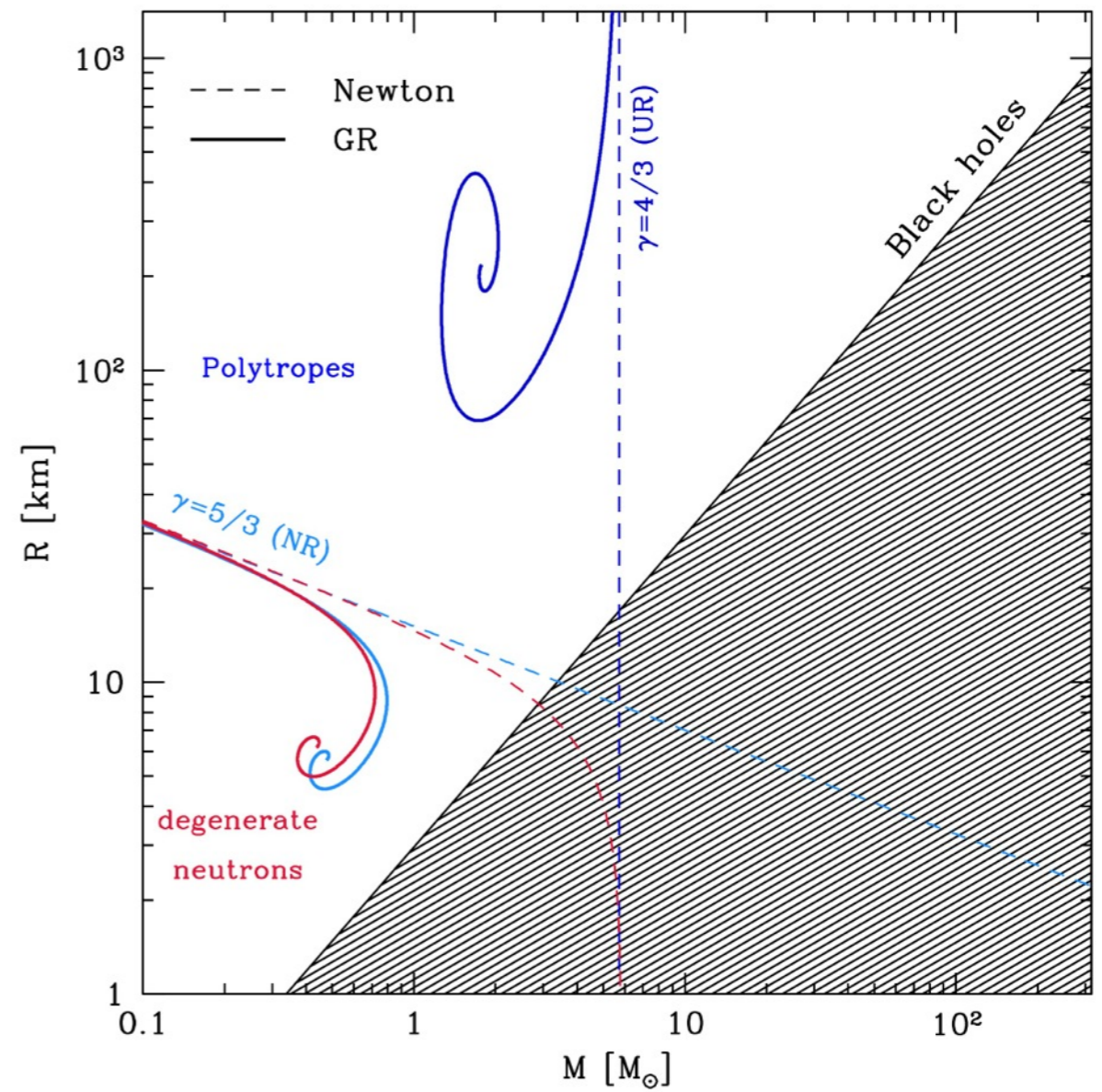
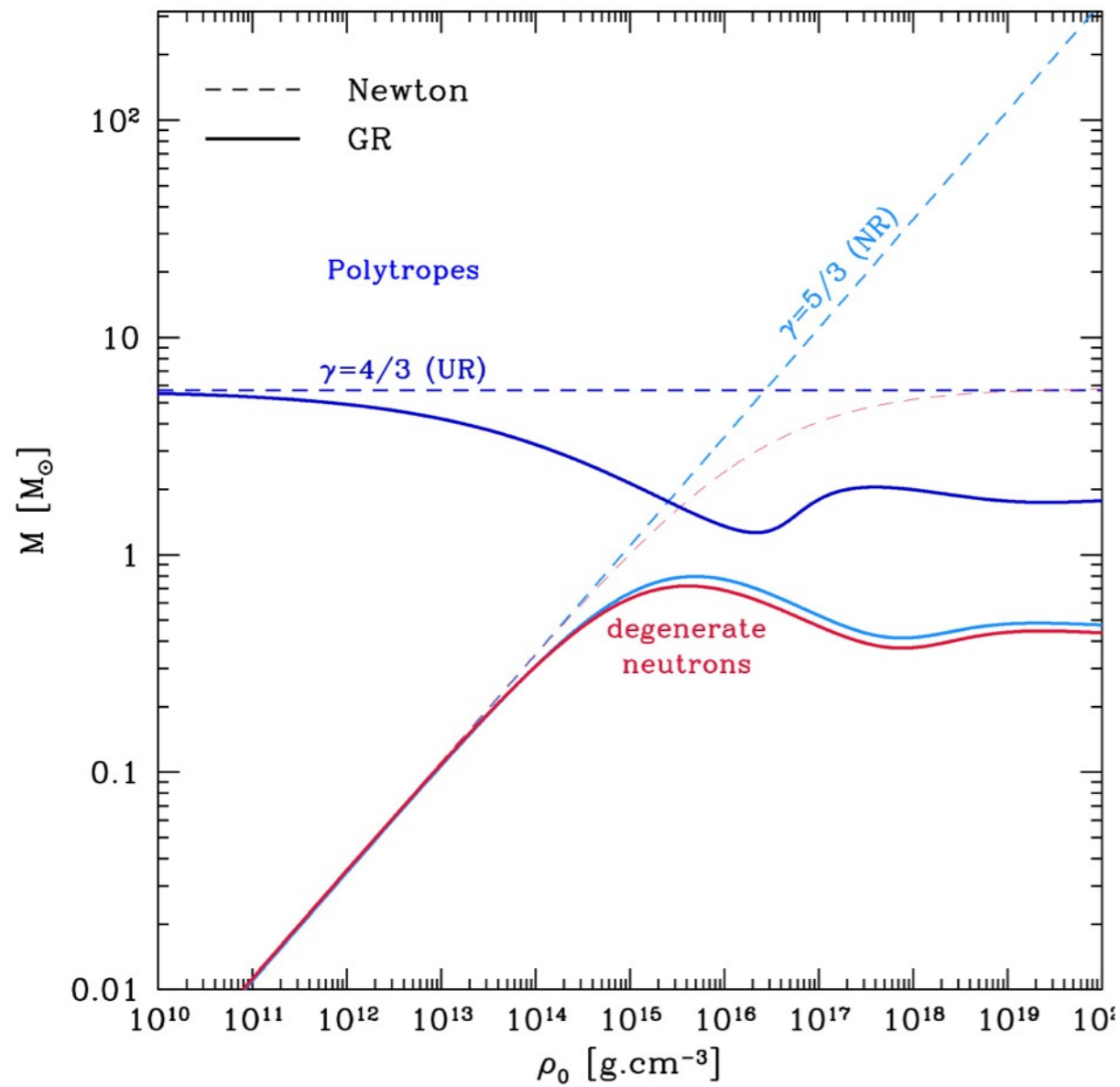
Naines blanches et étoiles à neutrons

	Naine blanche	Etoile à neutrons	
Gravité	Newton (faible correction relativiste)	Relativité générale	Relation univoque $M-R-q_c$
Equation d'état $P = P(\rho)$	Pression de dégénérescence des électrons	??? (interaction forte)	
Masse maximum	Masse de Chandrasekhar $\sim 1,4 M$	- existe - valeur ??? $2 < M$	
Rayonnement	Rayonnement thermique en surface	Pulsar (rayonnement thermique très faible)	

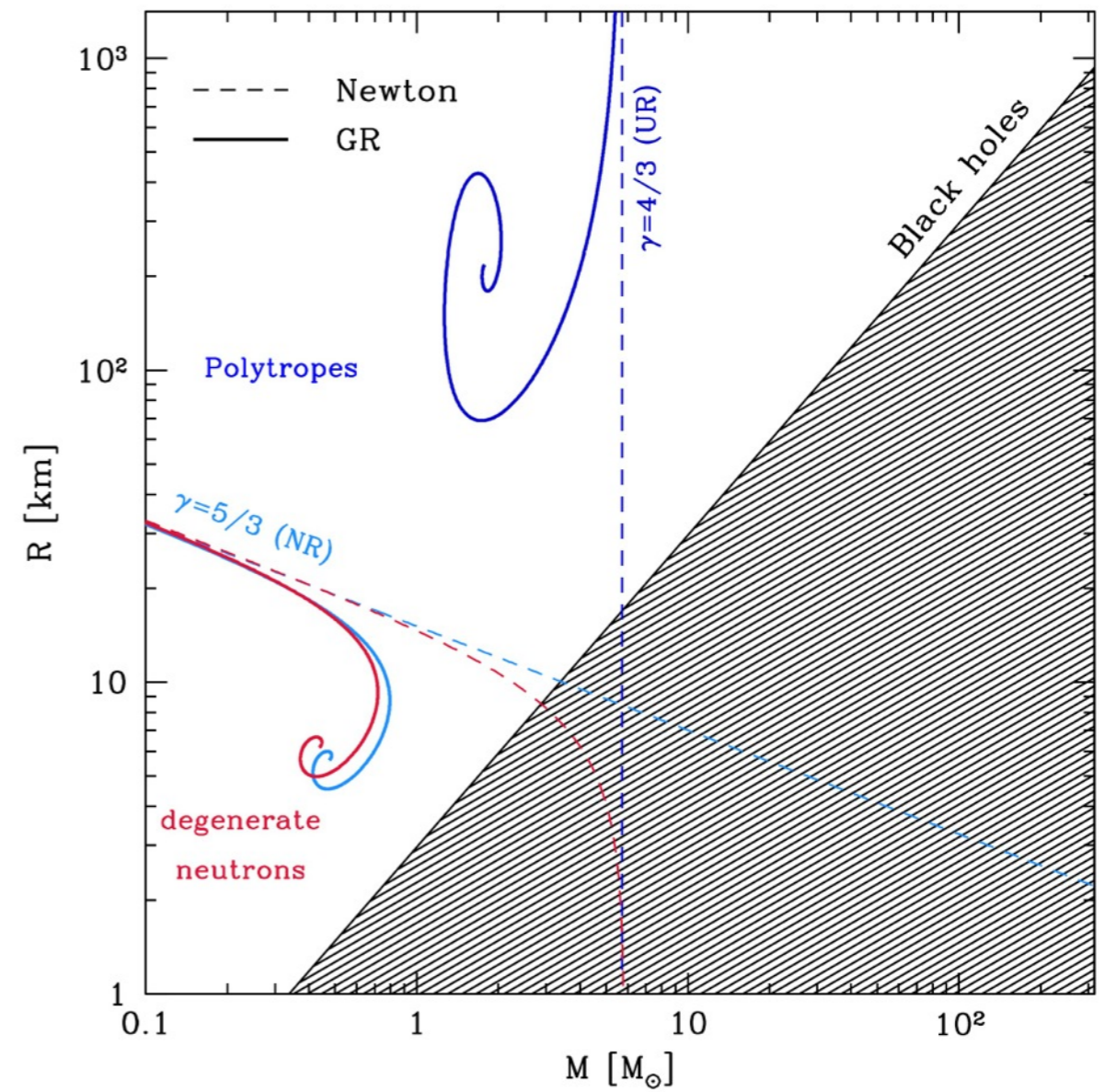
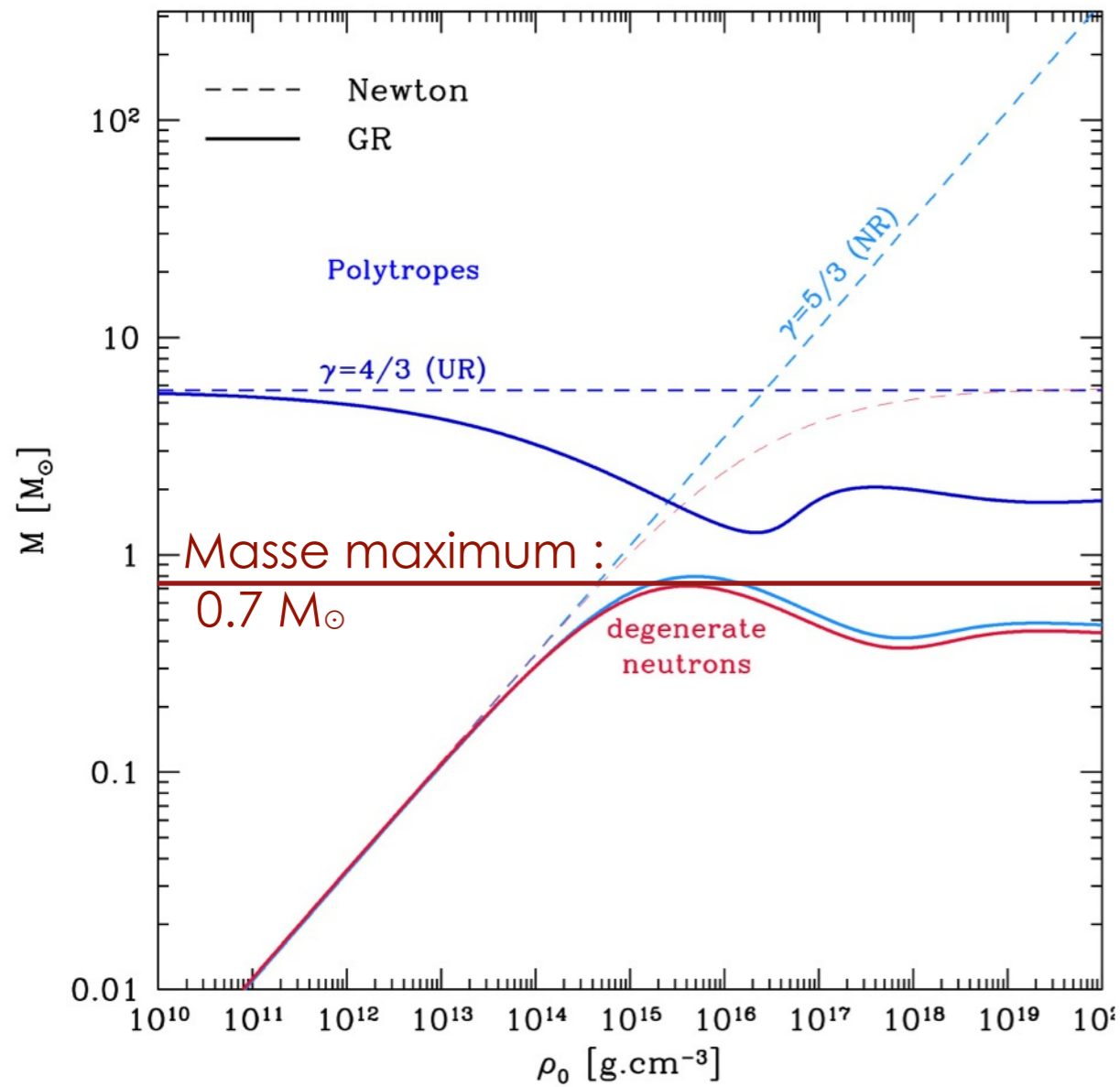
Naines blanches et relativité générale



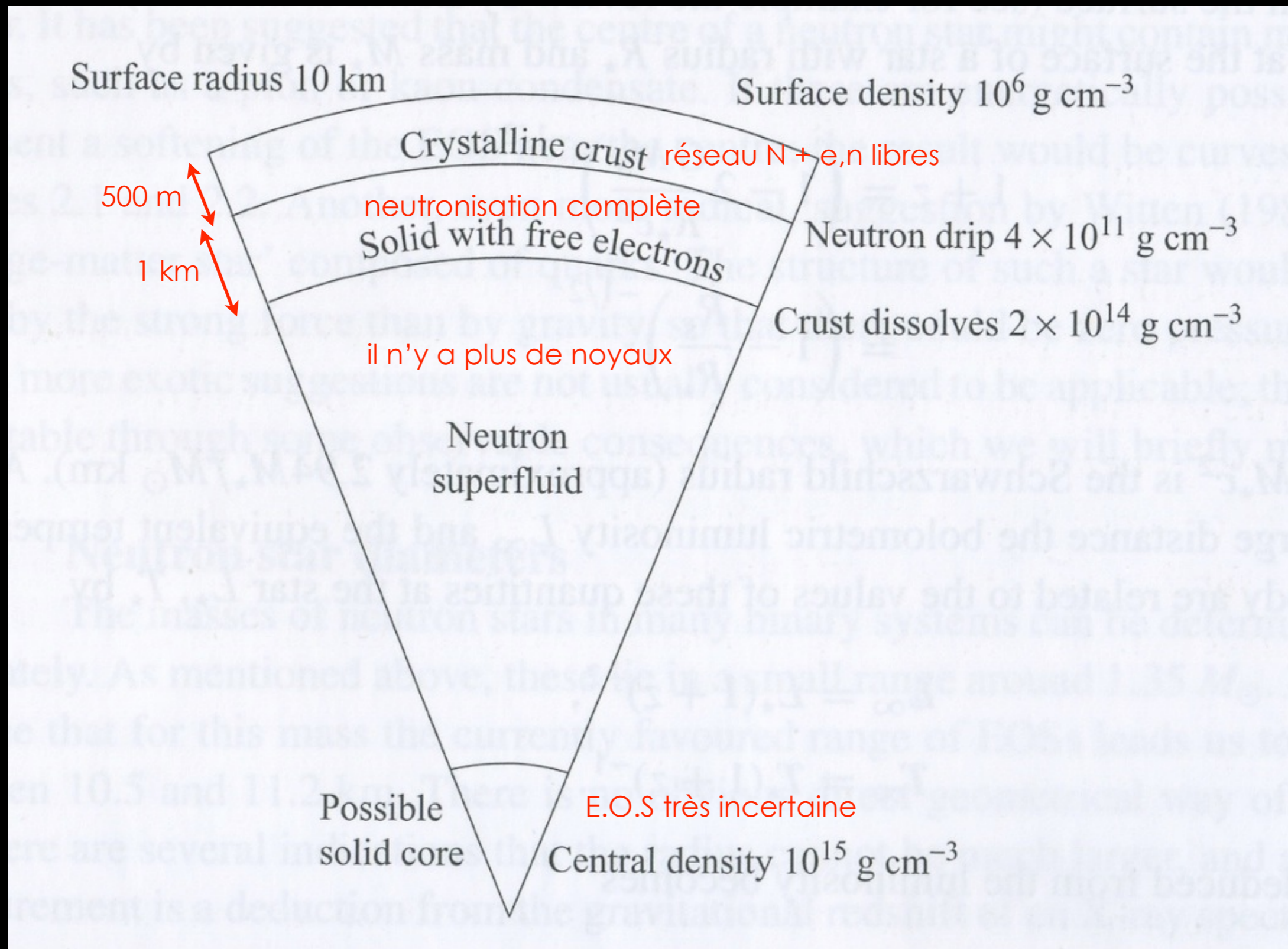
Les étoiles à neutrons ne sont pas soutenues par la pression de dégénérescence des neutrons



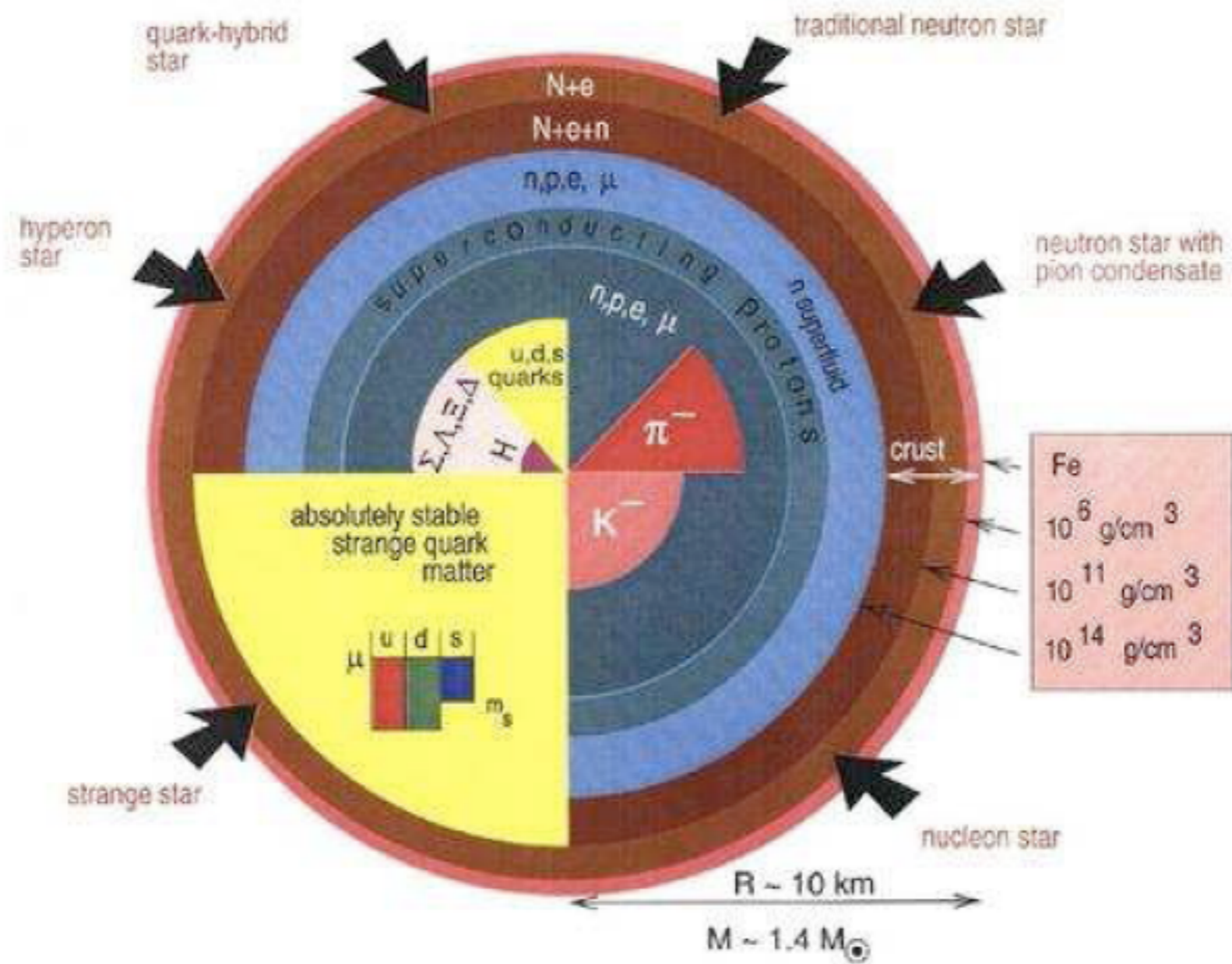
Les étoiles à neutrons ne sont pas soutenues par la pression de dégénérescence des neutrons



Incertitudes sur l'équation d'état...



Incertitudes sur l'équation d'état...



Etoile à neutrons isolée proche

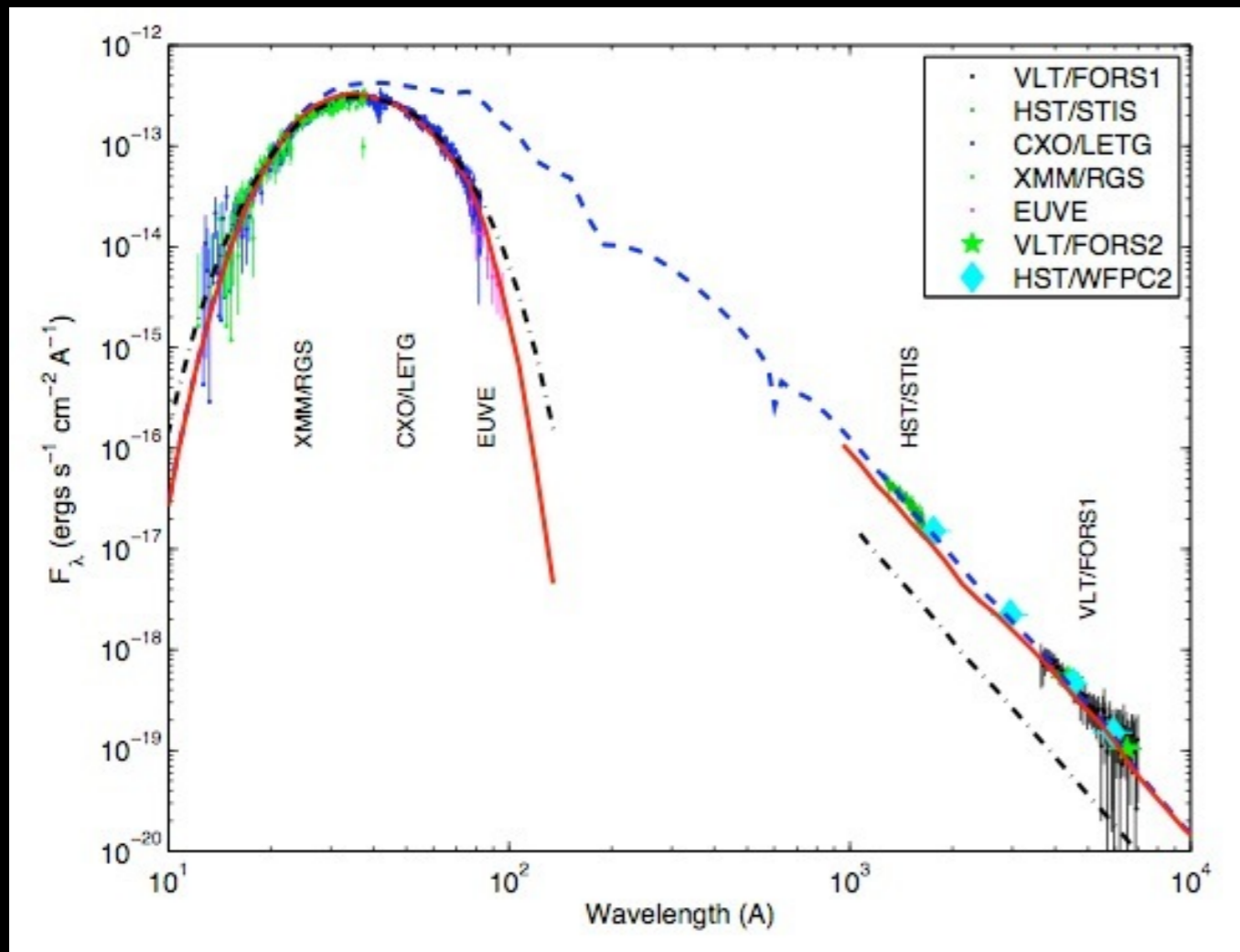
RX 1856.5-3754 à $D = 120$ pc

- Découverte en X
- Observations en X, UV, optique : spectre

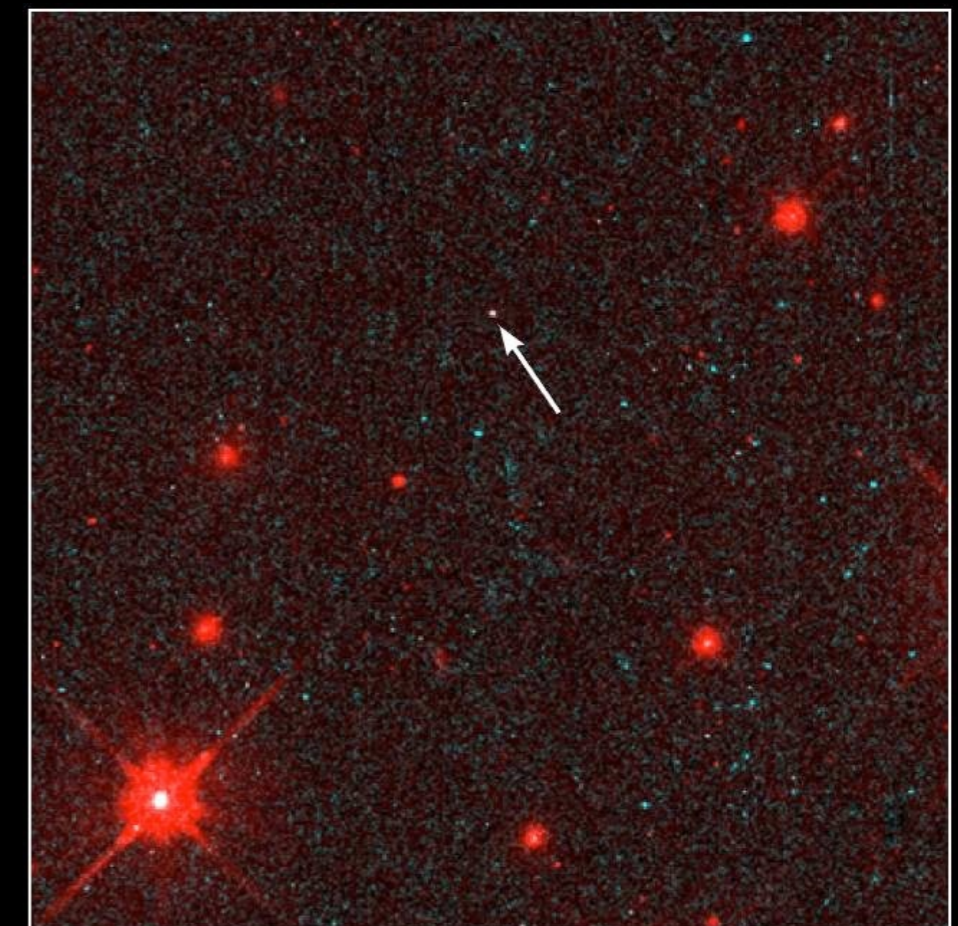
-Modèle du spectre :
paramètres : R, T, B, composition chimique

Meilleur ajustement $R = 17$ km et $T = 4.3 \cdot 10^5$ K (Ho et al. 2007)
(courbe rouge avec abs., tirets bleus sans abs.)

Simple corps noir : $R = 5$ km (pointillés noirs)

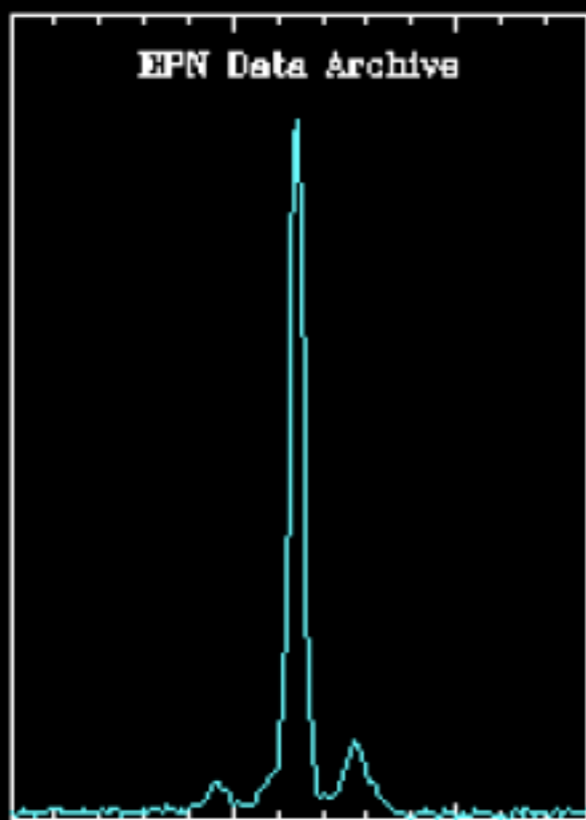
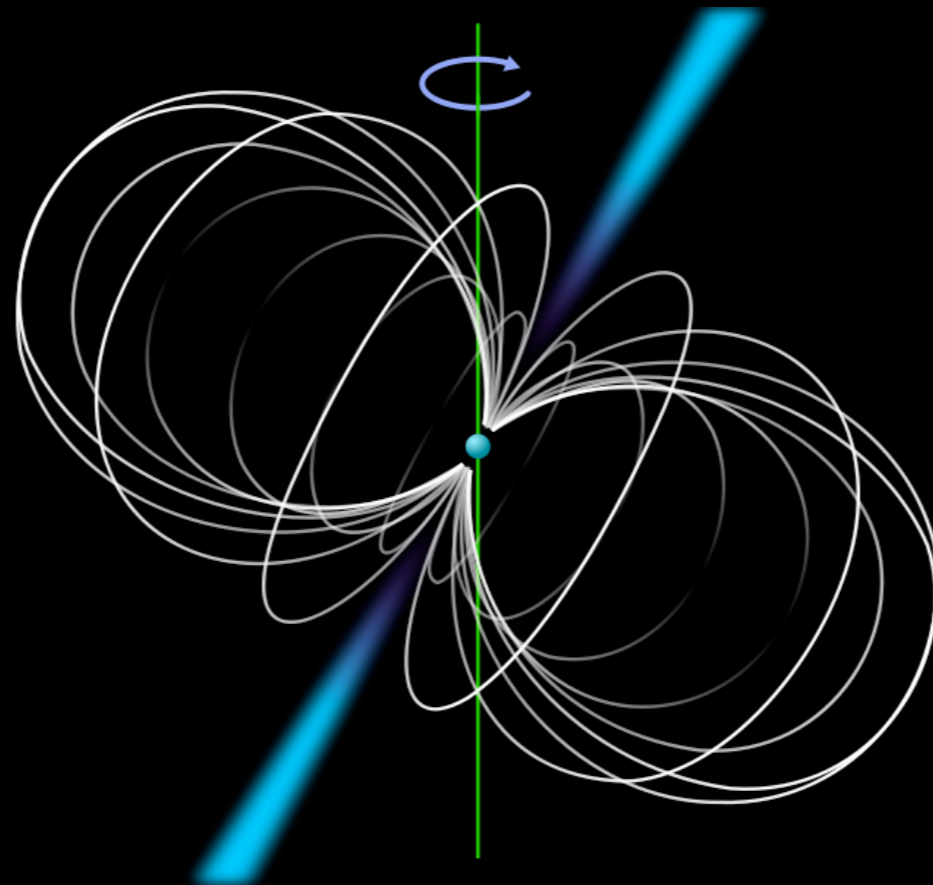


Chandra (taille 20'' de côté)
(Drake et al.)

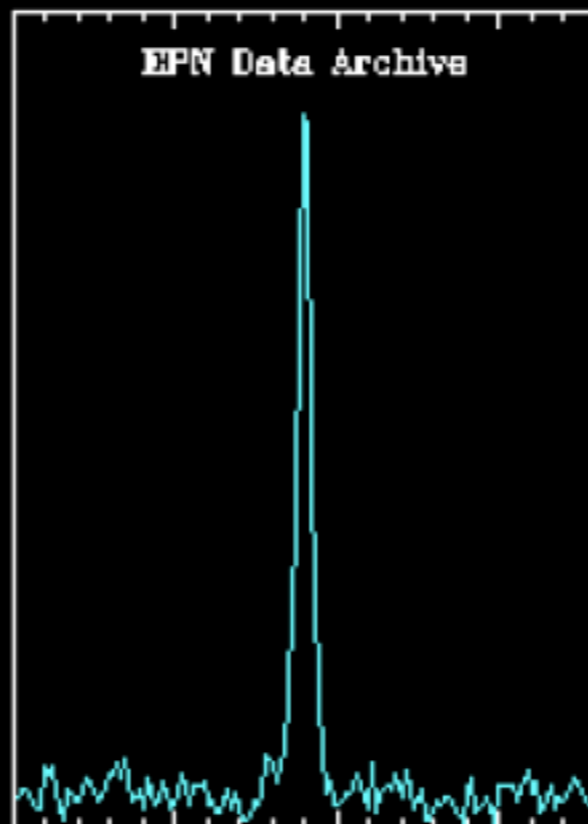


Isolated Neutron Star RX J185635-3754 HST • WFPC2
PRC97-32 • ST ScI OPO • September 25, 1997
F. Walter (State University of New York at Stony Brook) and NASA

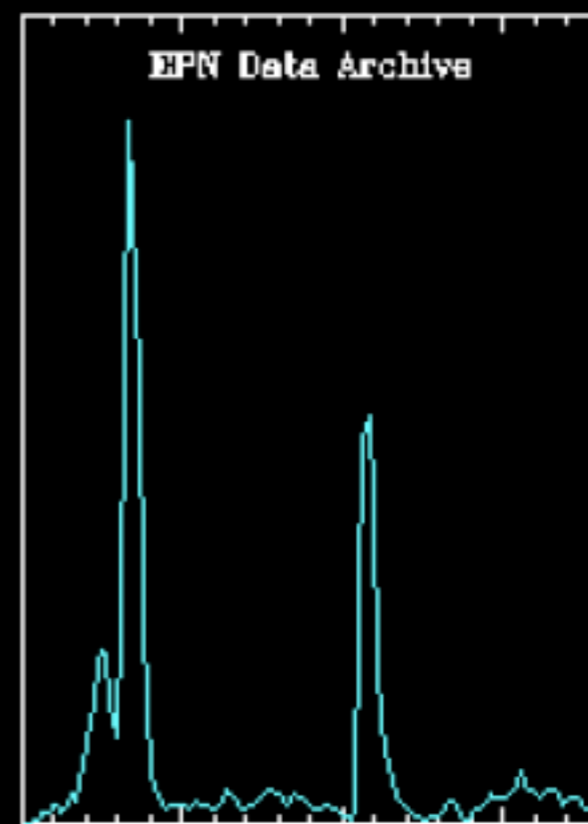
Pulsars



PSR B 039+54
 $P = 0.71 \text{ s}$

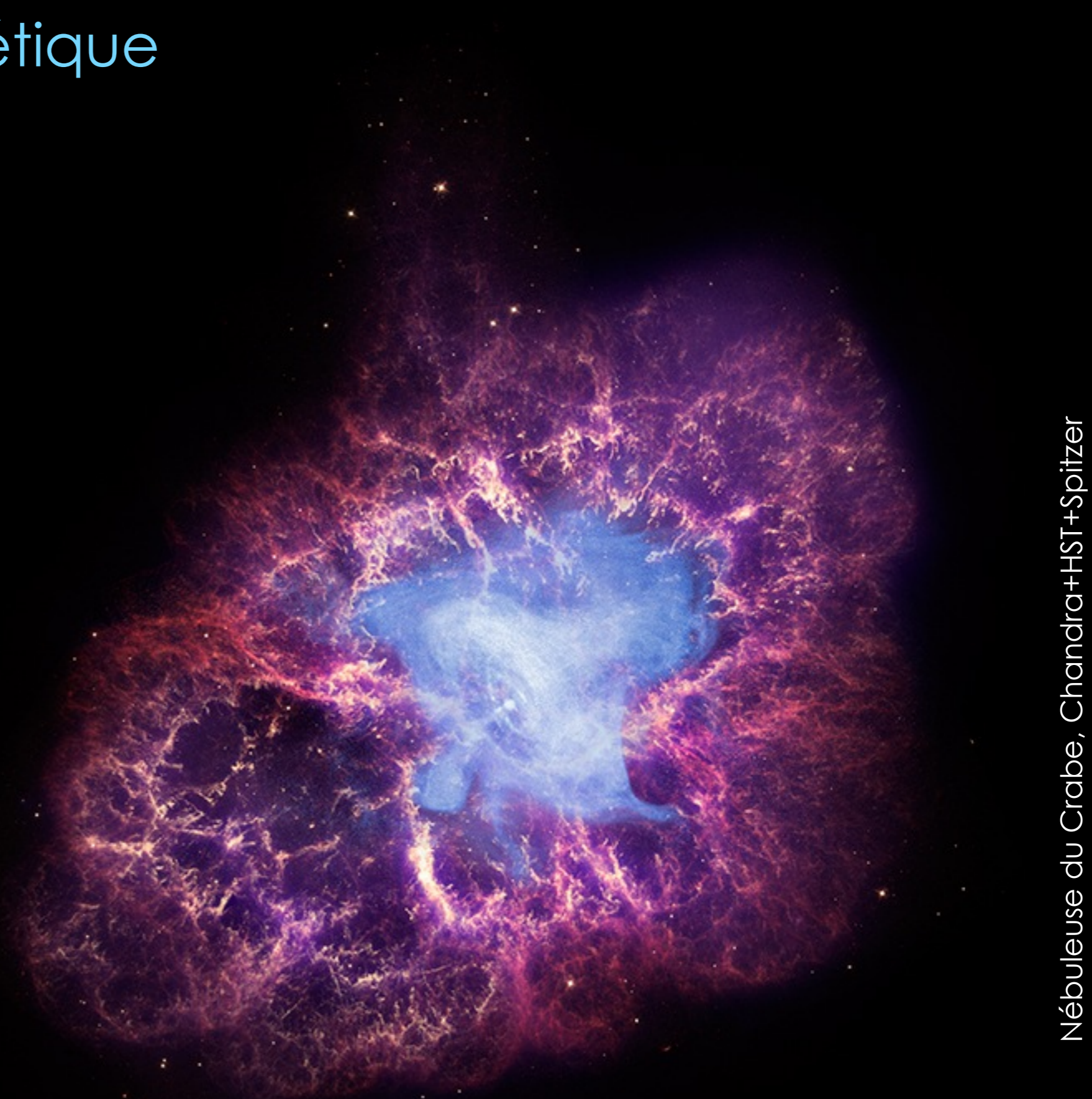


Vela
 $P = 89 \text{ ms}$



Crabe
 $P = 33 \text{ ms}$

Pulsars : bilan énergétique



Nébuleuse du Crabe, Chandra+HST+Spitzer

TABLE : Bilan énergétique du pulsar et de la nébuleuse du Crabe

Puissance électromagnétique du pulsar	\dot{E}_{em}	$4.5 \times 10^{31} \text{ W}$
Luminosité radio	L_{radio}	$\sim 10^{24} \text{ W}$
Luminosité totale de la nébuleuse	L_{PWN}	$1.3 \times 10^{31} \text{ W}$

La puissance électromagnétique \dot{E}_{em} est estimée XXXXXXXXXX en adoptant la période et la dérivée de la période du pulsar du Crabe, soit

$$\dot{E}_{em} = 4.5 \times 10^{31} \text{ W} \left(\frac{P}{33 \text{ ms}} \right)^{-3} \left(\frac{\dot{P}}{4 \times 10^{-13}} \right).$$

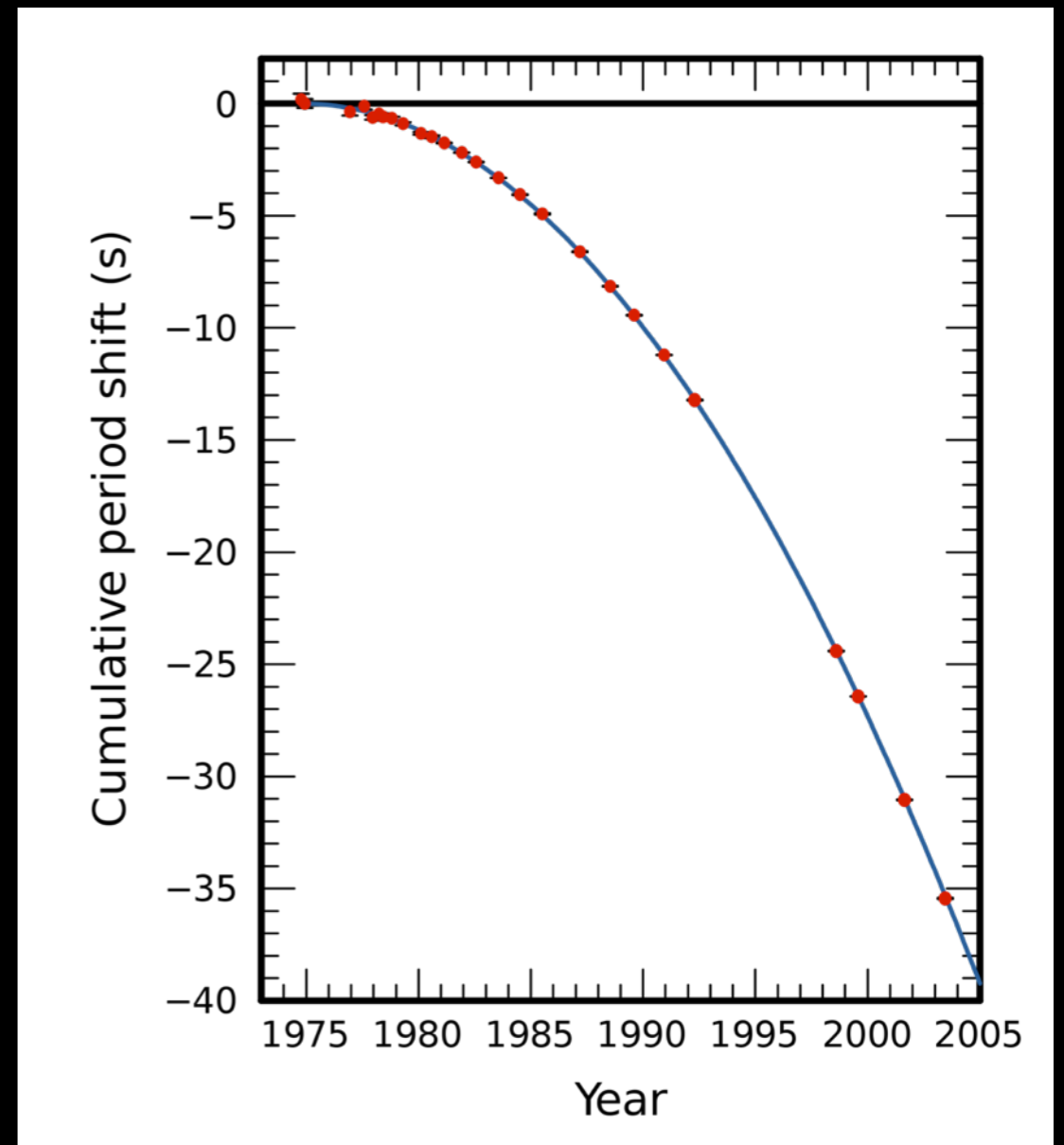
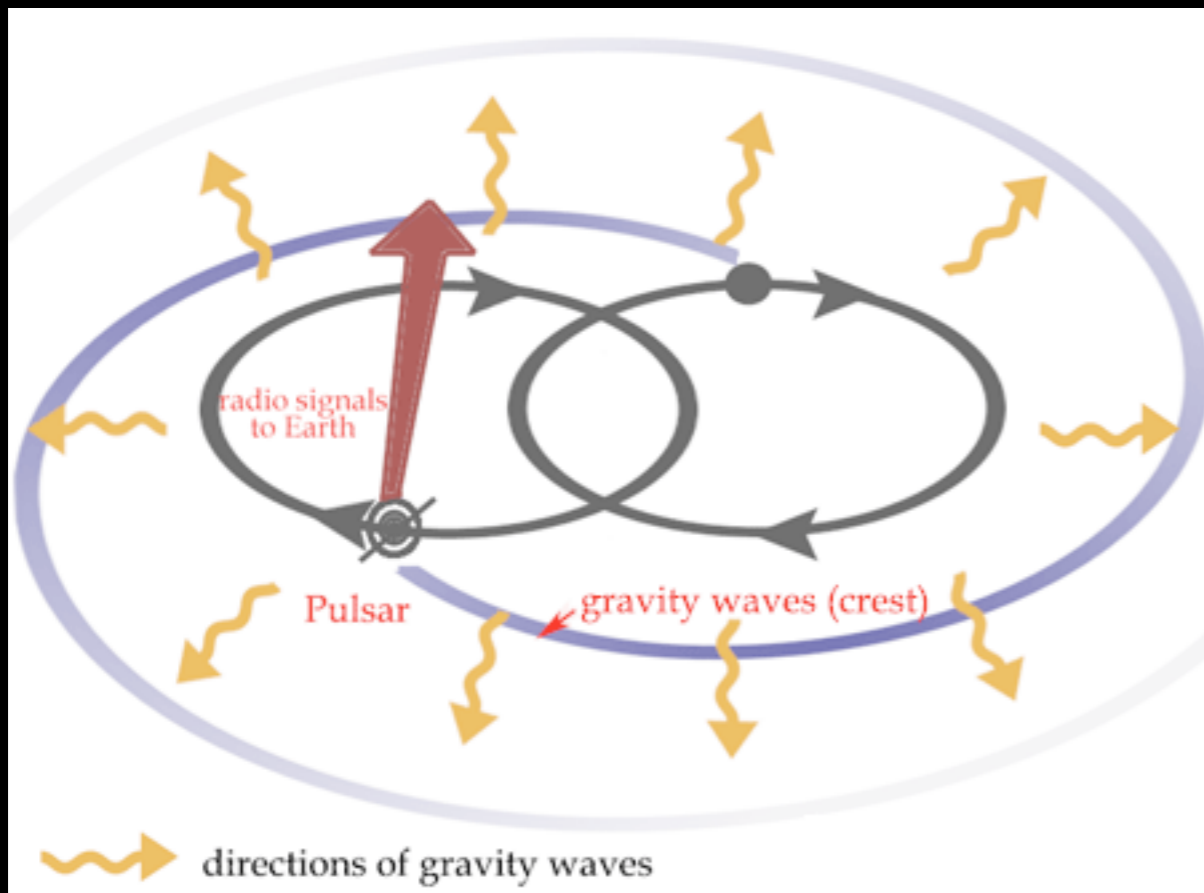
Les deux autres puissances sont directement déduites des observations.

Pulsar binaire PSR B 1913+16 (Hulse & Taylor, Nobel 1993)

$D = 7.1 \text{ kpc}$

$M_1 = 1,4414 \pm 0,0002 M_{\odot}$

$M_2 = 1,3867 \pm 0,0002 M_{\odot}$



$$d\omega/dt = 4.23^\circ/\text{an} ; dT/dt = -2.42 \times 10^{-12}$$

La période orbitale $\sim 7.75 \text{ h}$ (connue à la nanoseconde près) diminue de 76.5 microsecondes par an (3,5 m par an pour le demi-grand axe de 13.0 mUA).

Coalescence dans 300 Myr !

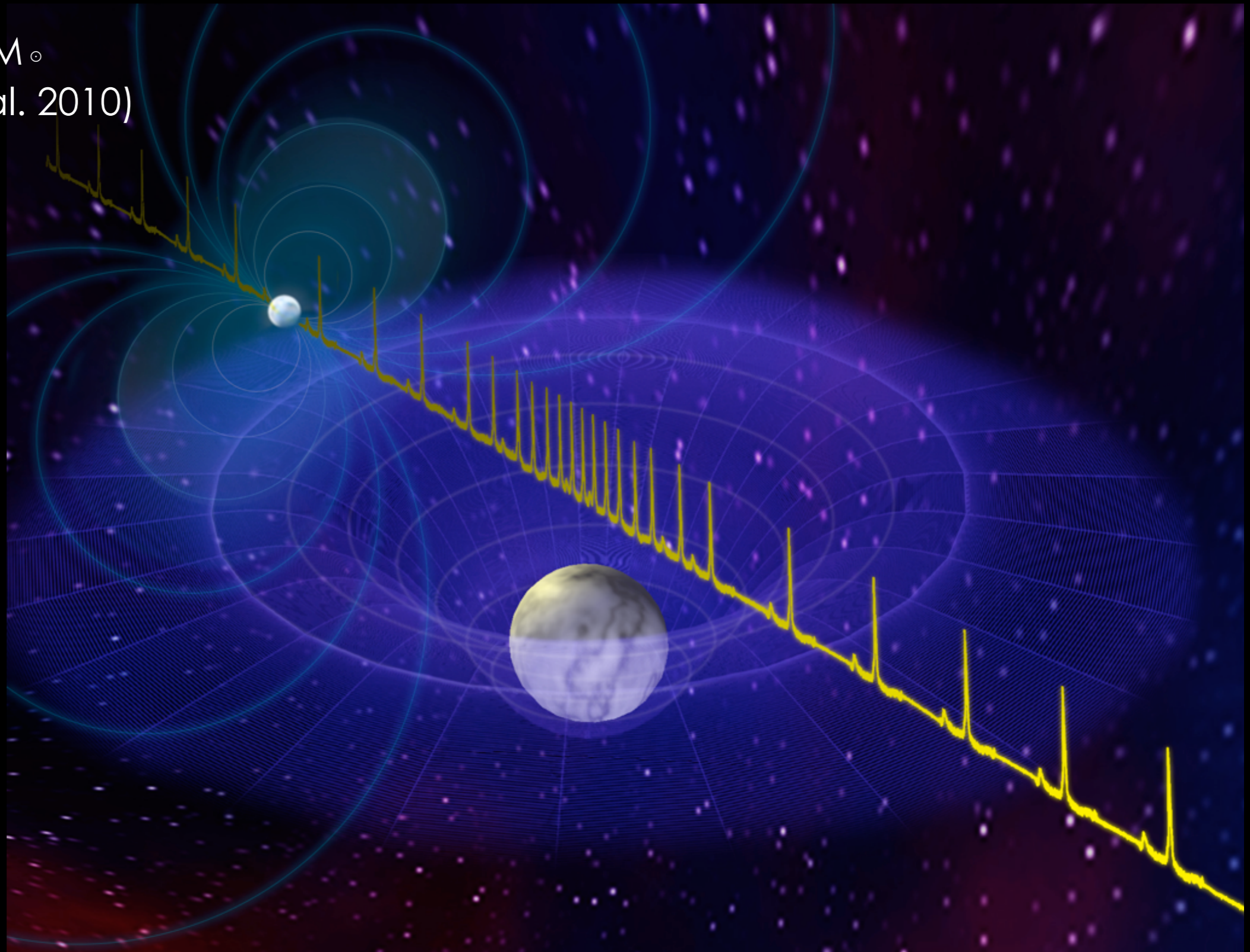
Une étoile à neutrons de 2 masses solaires

PSR J1614-230 : NS+WD

Effet Shapiro :

$$M = 1,97 \pm 0,04 M_{\odot}$$

(Dermorest et al. 2010)



Résumé étoiles à neutrons

Les étoiles à neutrons sont beaucoup plus compactes que les naines blanches. On les observe principalement grâce au rayonnement de pulsar, qui n'est pas produit directement à la surface : la comparaison aux observations est compliquée.

La théorie est incertaine sur le détail de la structure interne : c'est la pression nucléaire qui domine.

La mesure de la masse maximum d'une étoile à neutrons permet de contraindre la théorie nucléaire.

Les trous noirs : historique

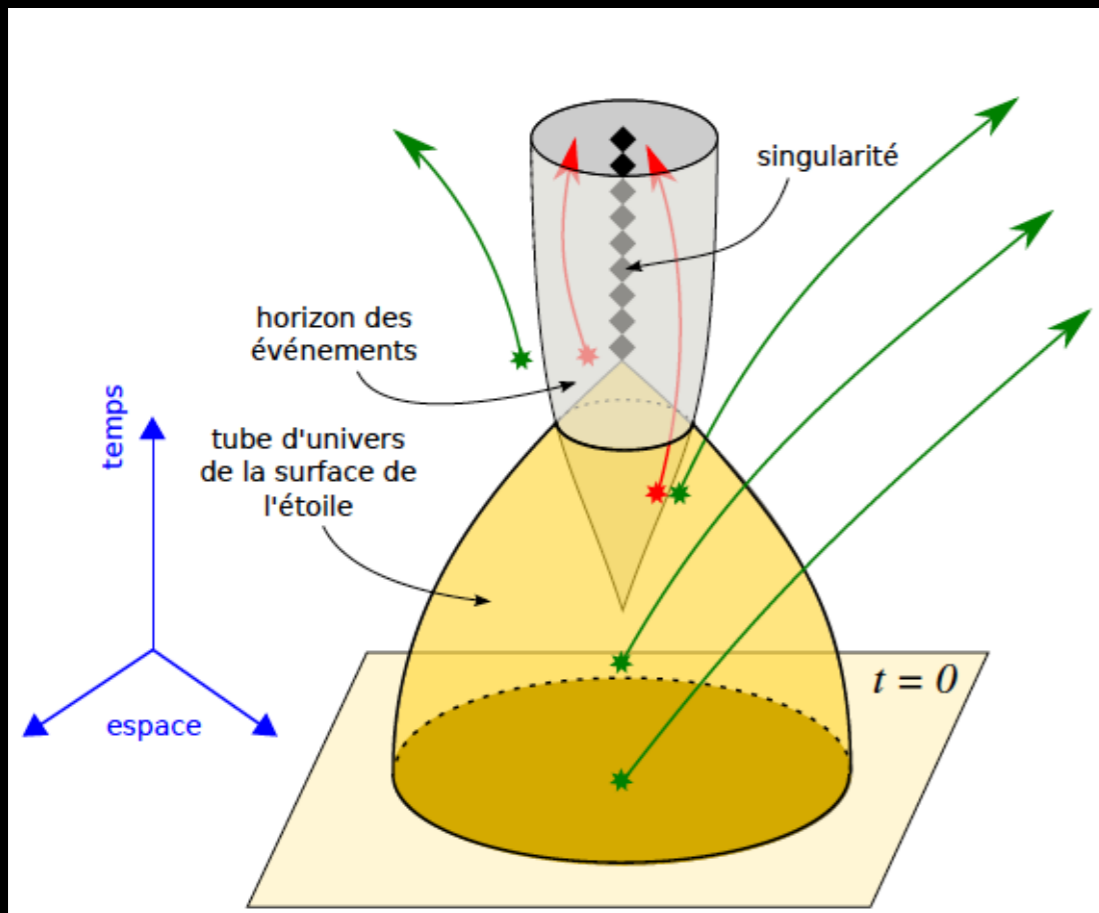
- Trou noir Newtonien (Mitchell, Laplace, XVIIIe siècle)
- Relativité générale (1915) : solution de Schwarzschild (1915)
- Masse maximum d'un astre dégénéré : Chandrasekhar (1930)

Eddington : « *the star apparently has to go on radiating and radiating and contracting and contracting until, I suppose, it gets down to a few kilometers radius when gravity becomes strong enough to hold radiation and the star can at last find peace* ».

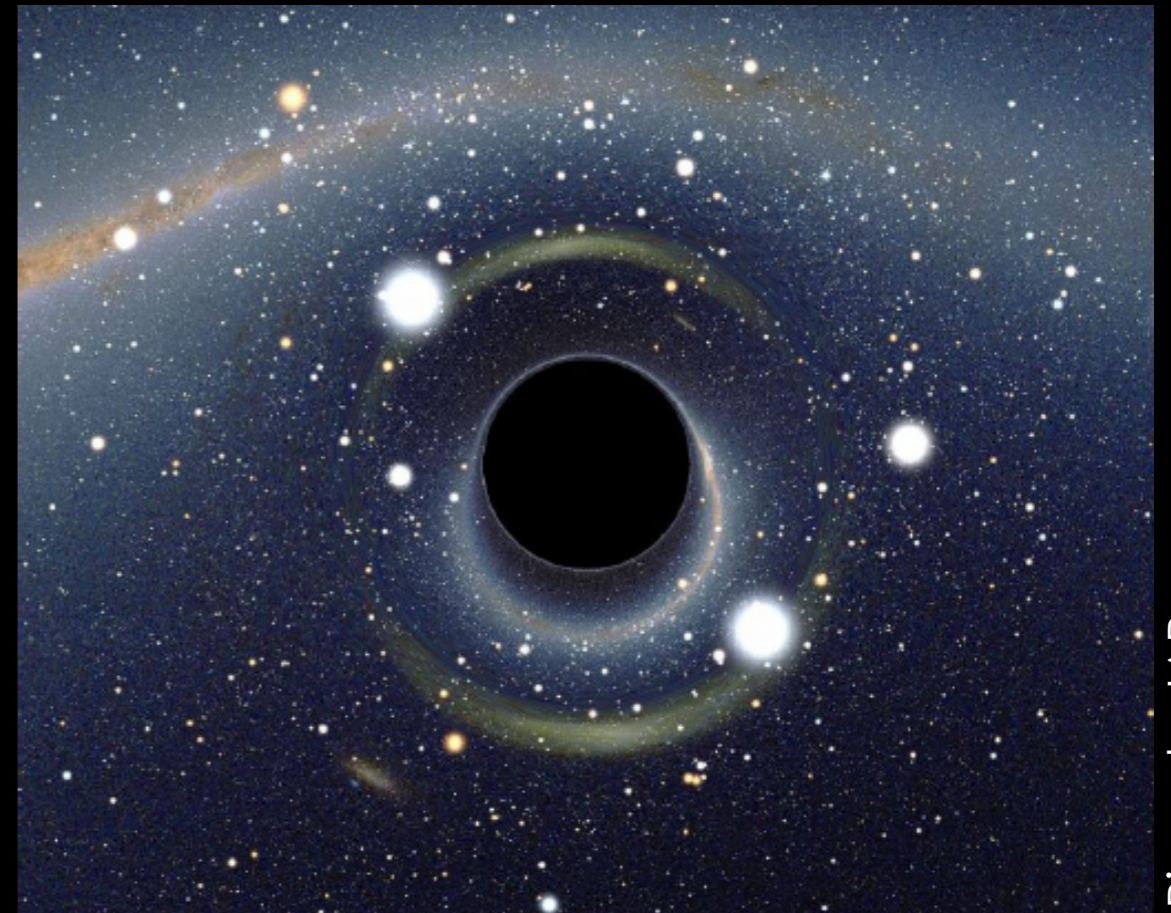
mais

« *I think there should be a law of Nature to prevent the star from behaving in this absurd way* ».

- Premier calcul d'effondrement gravitationnel en RG (sphère homogène sans pression) : Oppenheimer & Snyder (1939) - formation d'un horizon des événements



Gourgoulhon, LUTH



Riazuelo, IAP

Les trous noirs : historique

- Trou noir Newtonien (Mitchell, Laplace, XVIIIe siècle)
- Relativité générale (1915) : solution de Schwarzschild (1915)
- Masse maximum d'un astre dégénéré : Chandrasekhar (1930)

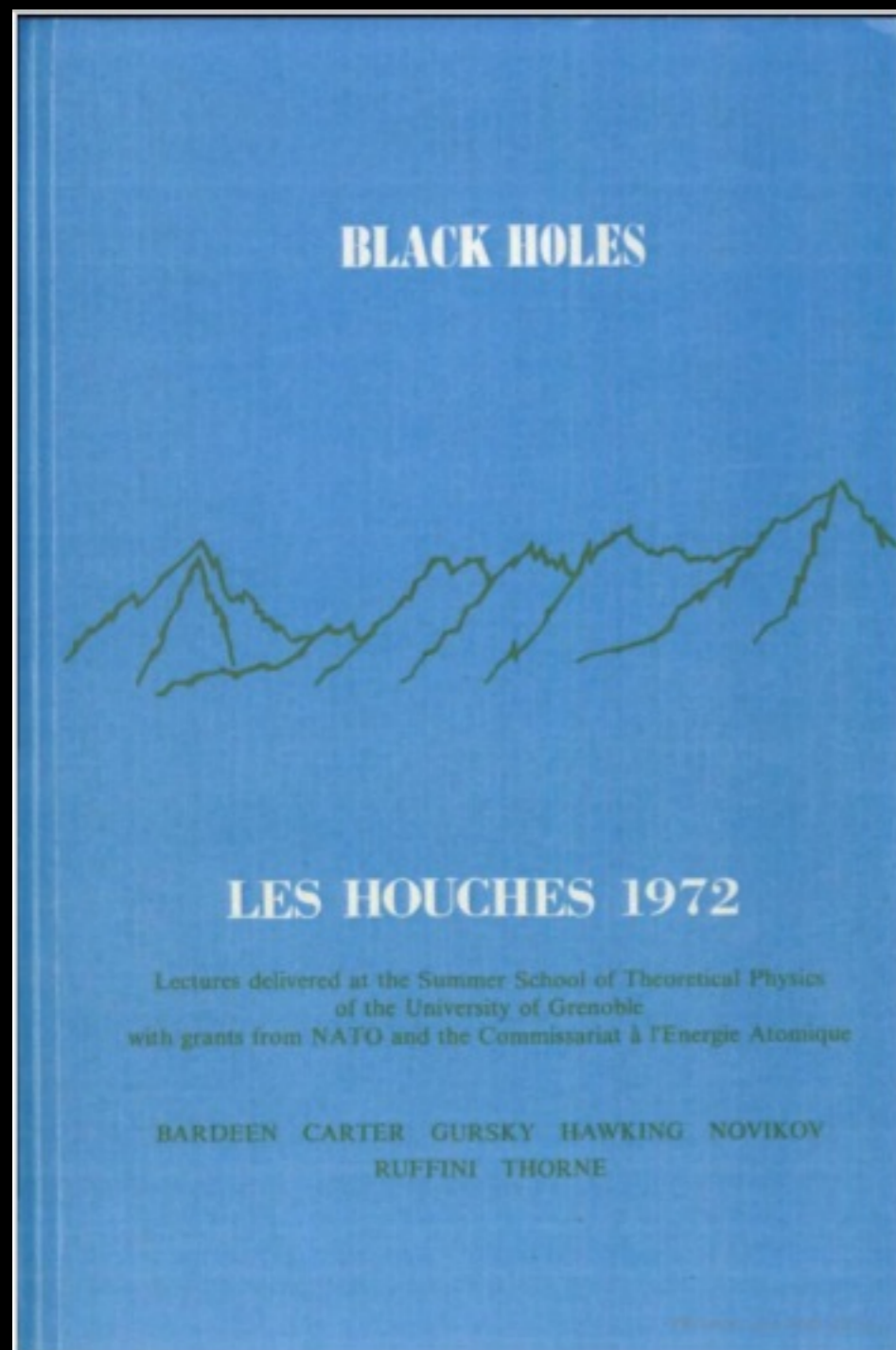
Eddington : « *the star apparently has to go on radiating and radiating and contracting and contracting until, I suppose, it gets down to a few kilometers radius when gravity becomes strong enough to hold radiation and the star can at last find peace* ».

mais

« *I think there should be a law of Nature to prevent the star from behaving in this absurd way* ».

- Premier calcul d'effondrement gravitationnel en RG (sphère homogène sans pression) : Oppenheimer & Snyder (1939) - formation d'un horizon des événements
- Les trous noirs comme objet de physique théorique : années 50 - 60 - 70 etc.
« *trou noir* » (« *black hole* ») (Wheeler, 1968) ,
métrique de Kerr (1963) , rayonnement de Hawking (1974), ...

Les trous noirs : historique



Les Houches, Août 1972
Cours de l'Ecole d'été de Physique théorique
Organe d'intérêt commun de l'U.S.M.G.
et I.N.P.G. subventionné par l'OTAN et
le Commissariat à l'Energie Atomique

BLACK HOLES LES ASTRES OCCLUS

edited by C. DeWitt
Faculté des Sciences, Grenoble
Dept. of Astronomy, University of Texas, Austin, et
B. S. DeWitt
Dept. of Physics, University of Texas, Austin

GORDON AND BREACH SCIENCE PUBLISHERS
New York London Paris

Éléments sous droits d'auteur

CONTRIBUTORS

J. M. BARDEEN
Yale University, New Haven, Conn.

B. CARTER
Institute of Astronomy, Cambridge

H. GURSKY
American Science and Engineering, Cambridge, Mass.

S. W. HAWKING
Institute of Astronomy, Cambridge

I. D. NOVIKOV
Institute of Applied Mathematics, Moscow

R. RUFFINI
Princeton University, Princeton, N.J.

K. S. THORNE
California Institute of Technology, Pasadena, Calif.

vi

Éléments sous droits d'auteur

Les trous noirs : historique

- Trou noir Newtonien (Mitchell, Laplace, XVIIIe siècle)
- Relativité générale (1915) : solution de Schwarzschild (1915)
- Masse maximum d'un astre dégénéré : Chandrasekhar (1930)

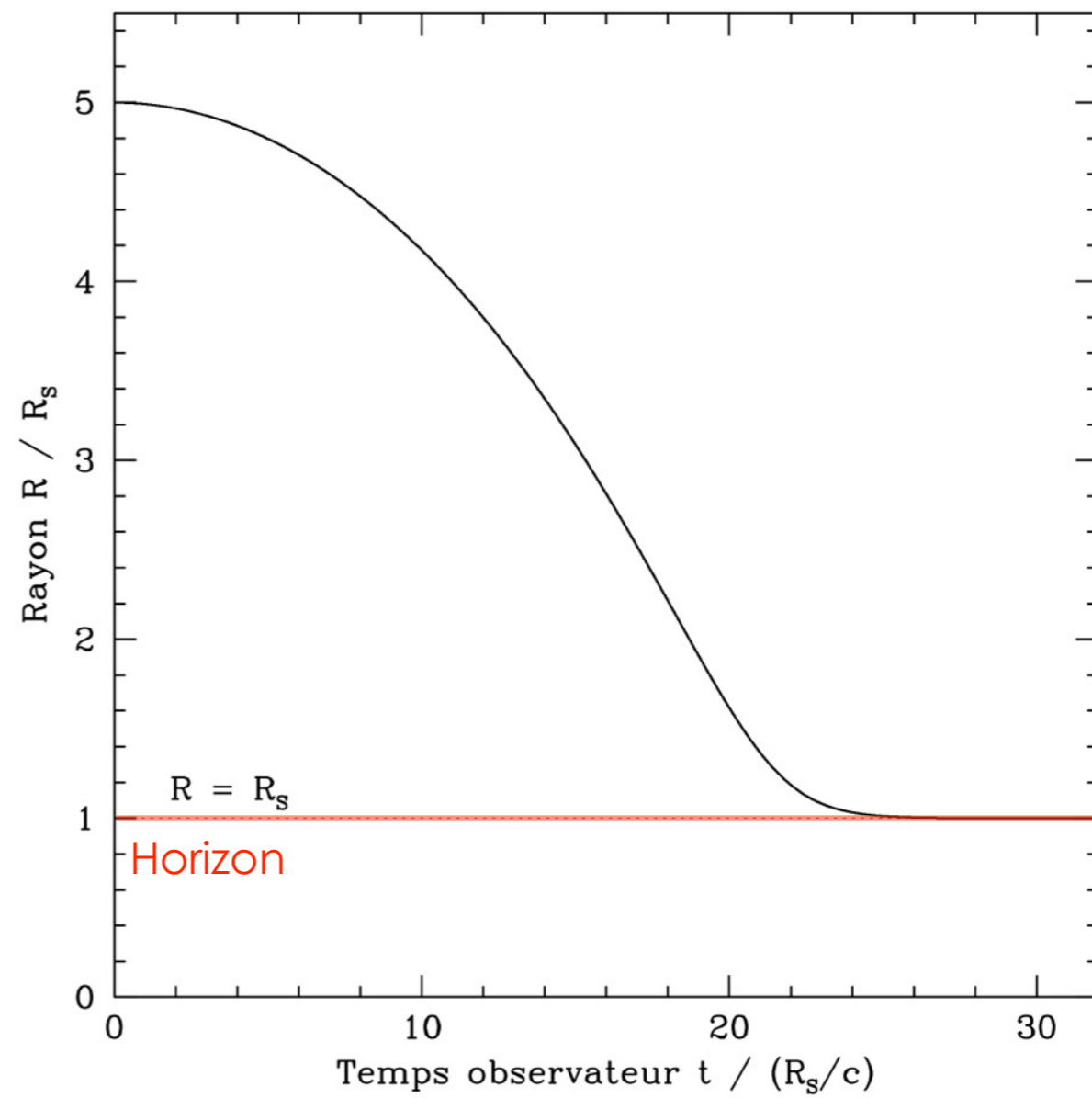
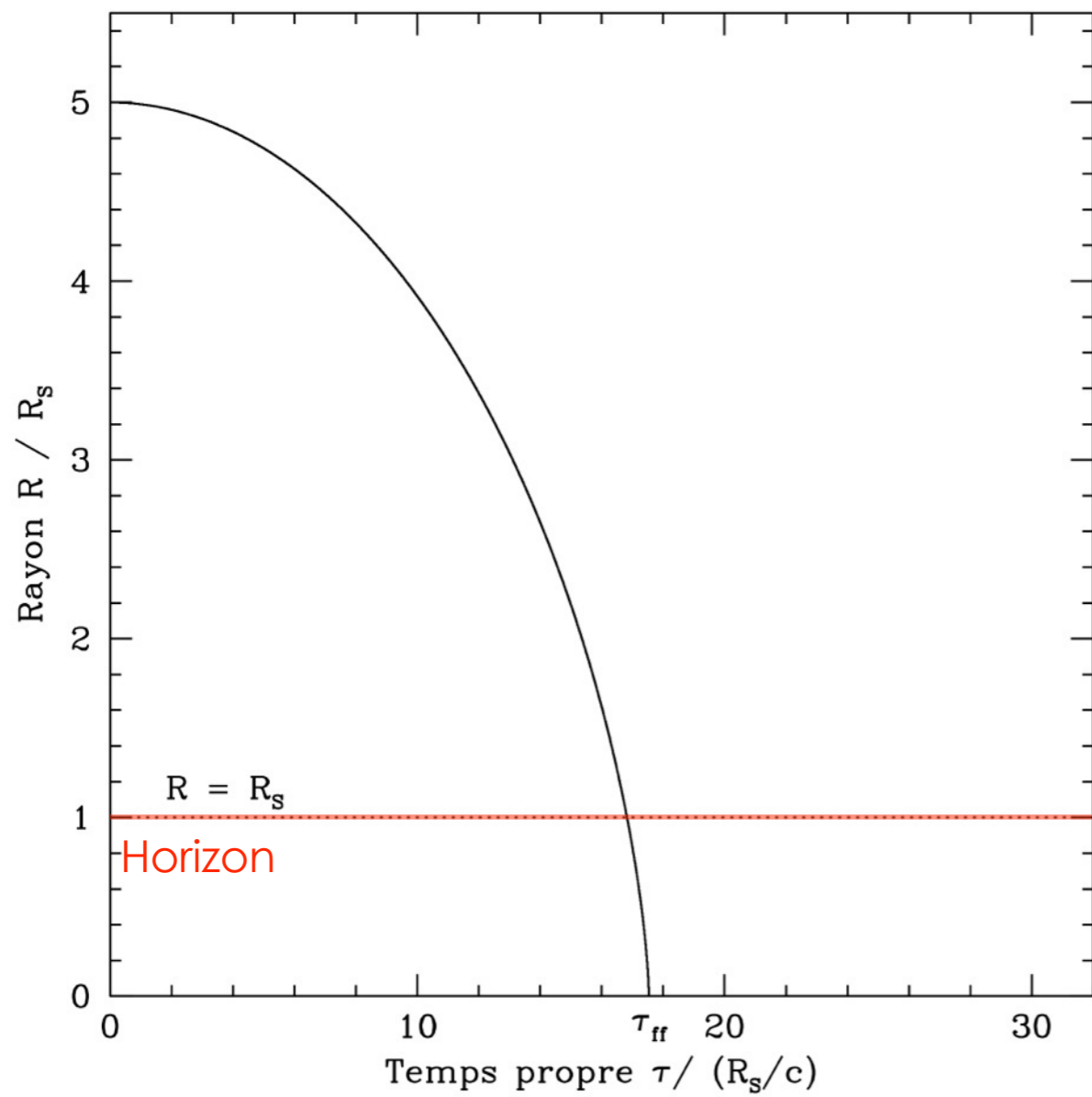
Eddington : « *the star apparently has to go on radiating and radiating and contracting and contracting until, I suppose, it gets down to a few kilometers radius when gravity becomes strong enough to hold radiation and the star can at last find peace* ».

mais

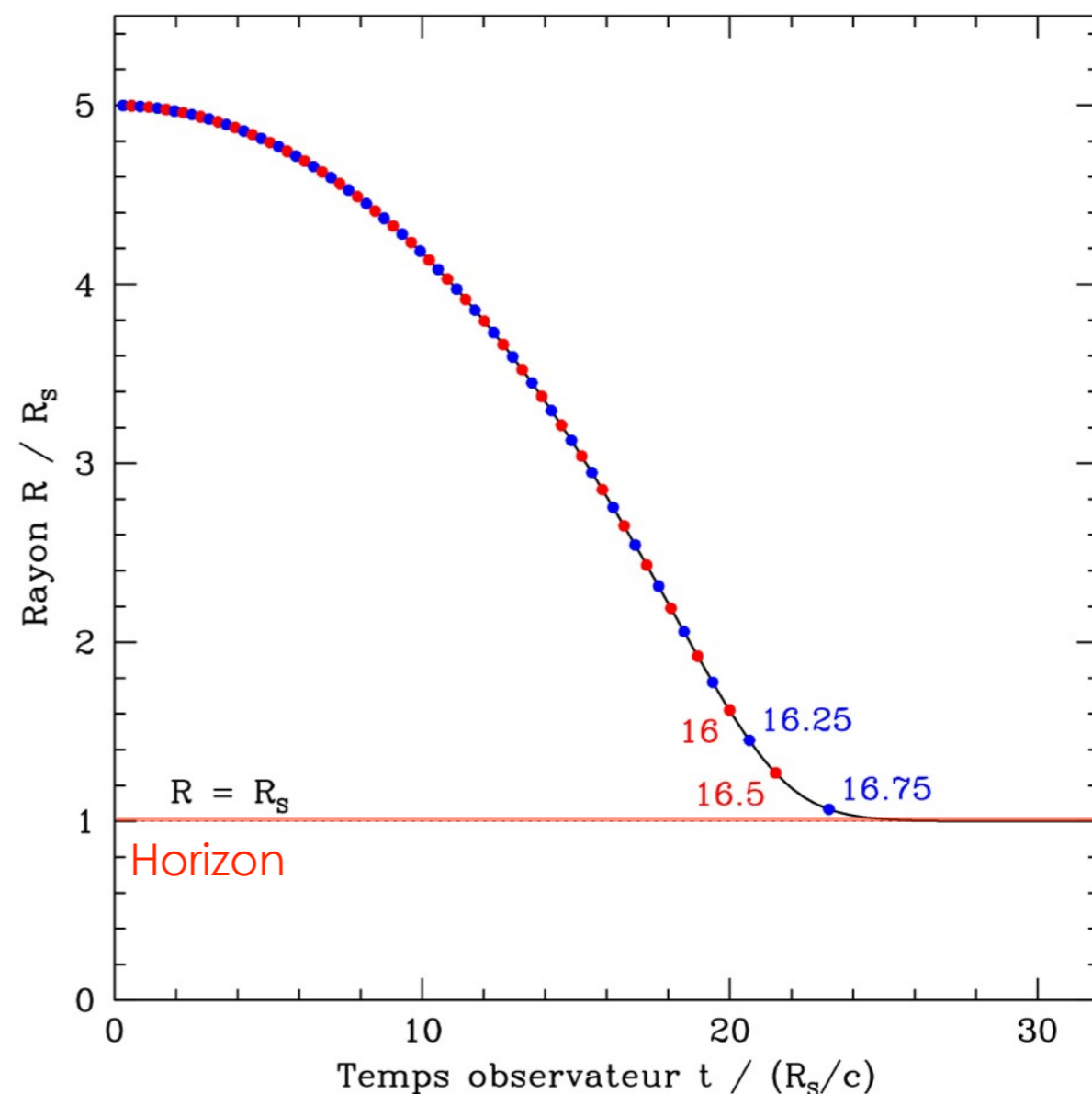
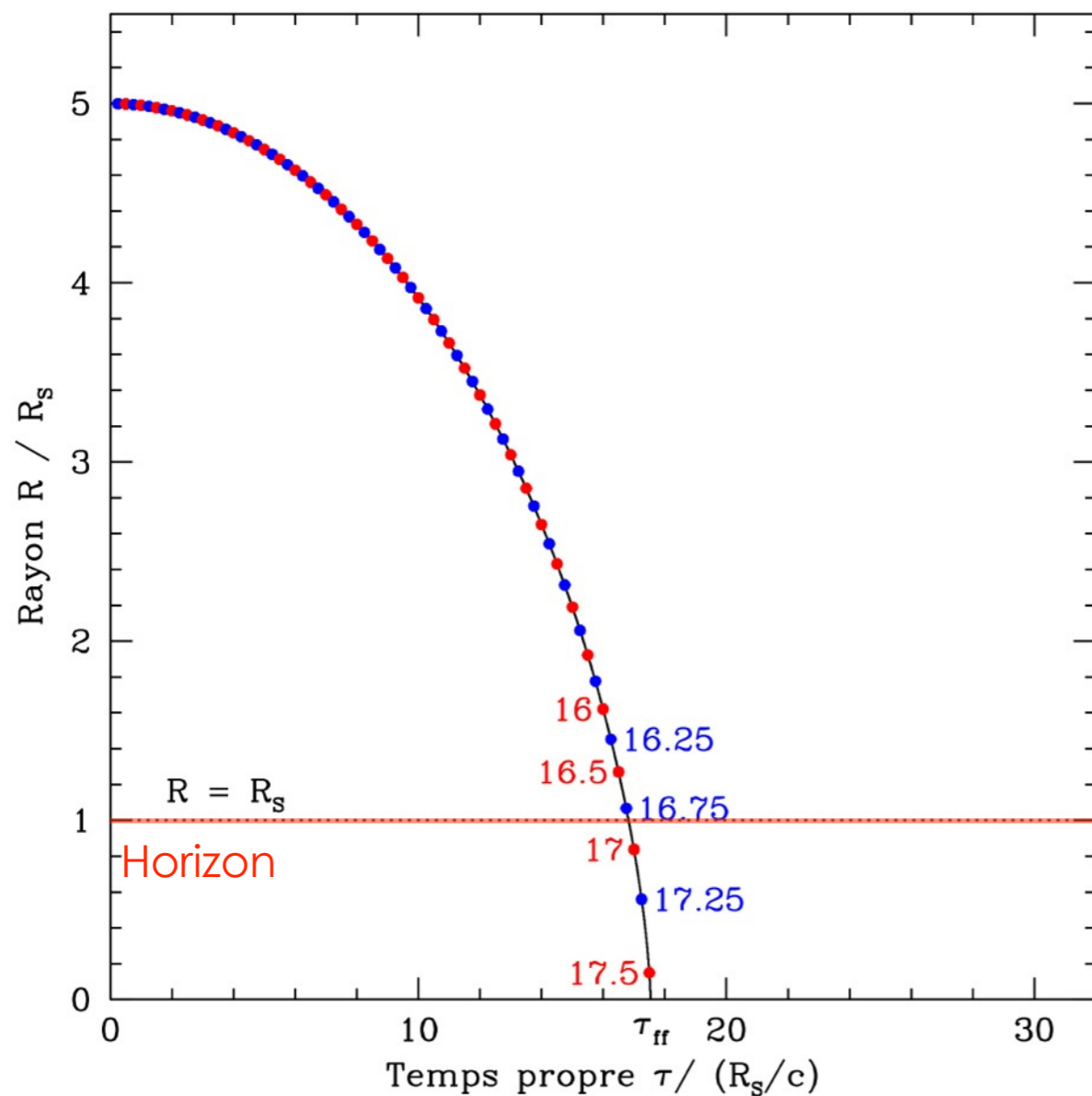
« *I think there should be a law of Nature to prevent the star from behaving in this absurd way* ».

- Premier calcul d'effondrement gravitationnel en RG (sphère homogène sans pression) : Oppenheimer & Snyder (1939) - formation d'un horizon des événements
- Les trous noirs comme objet de physique théorique : années 50 - 60 - 70 etc.
« *trou noir* » (« *black hole* ») (Wheeler, 1968) ,
métrique de Kerr (1963) , rayonnement de Hawking (1974), ...
- Sources X compactes : 1962
- Quasars : 1963
- Pulsars : 1968
- Premier candidat trou noir : Cygnus X1 (1970, 1972)

Trou noir de Schwarzschild : chute libre



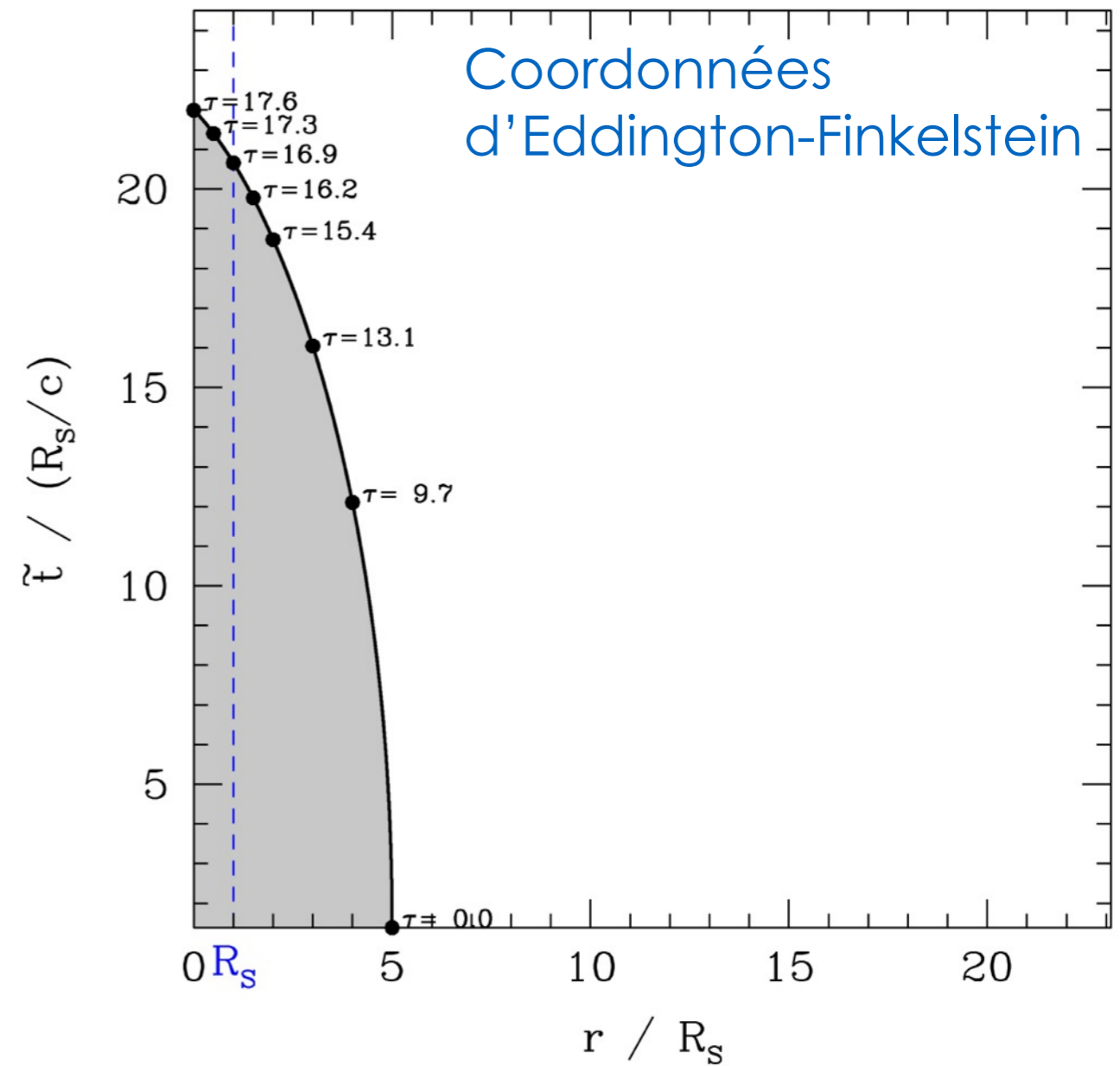
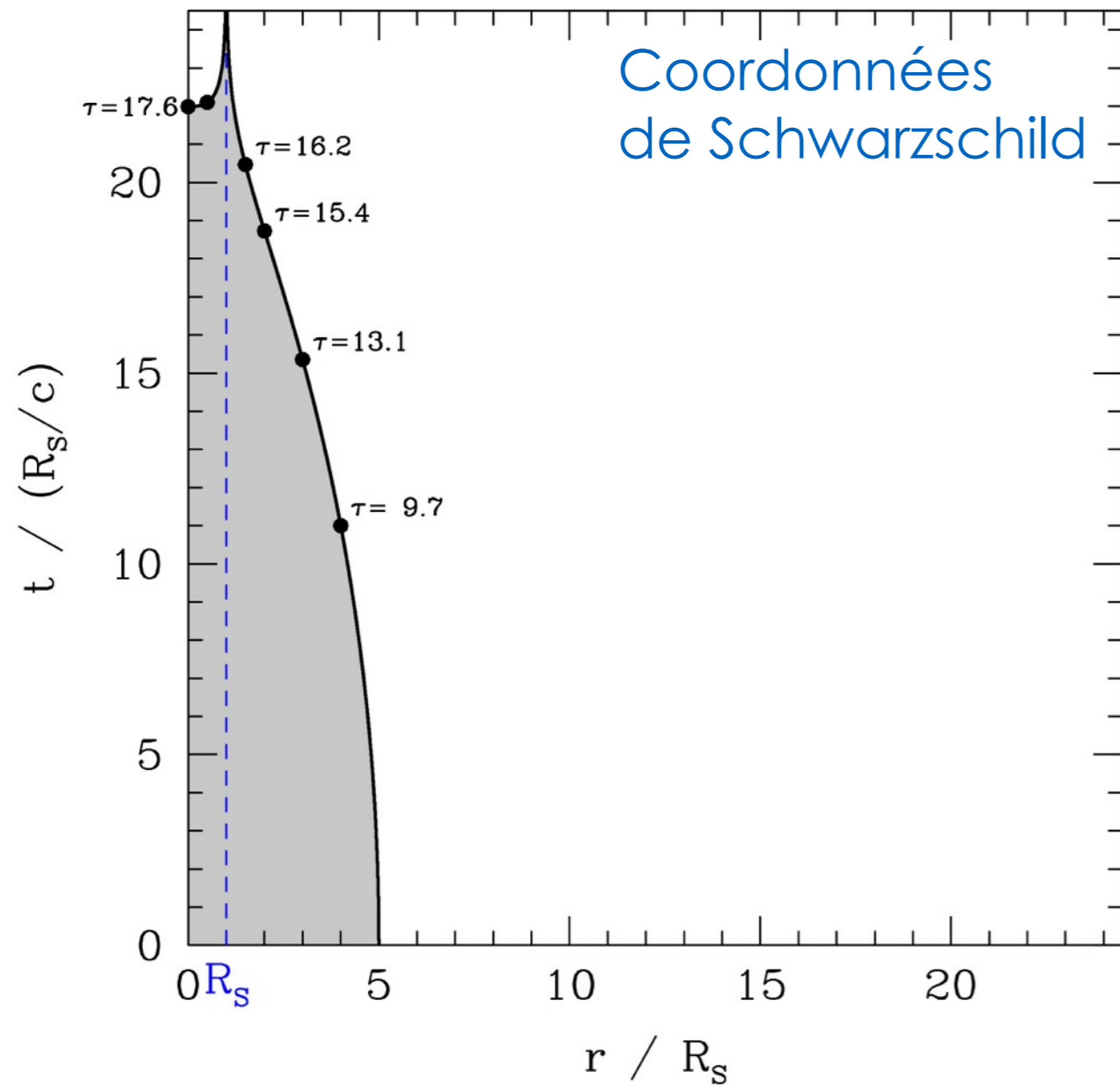
Trou noir de Schwarzschild : chute libre



Les points de couleur correspondent aux mêmes valeurs du temps propre. Ces valeurs sont indiquées à partir de $16 R_s/c$.

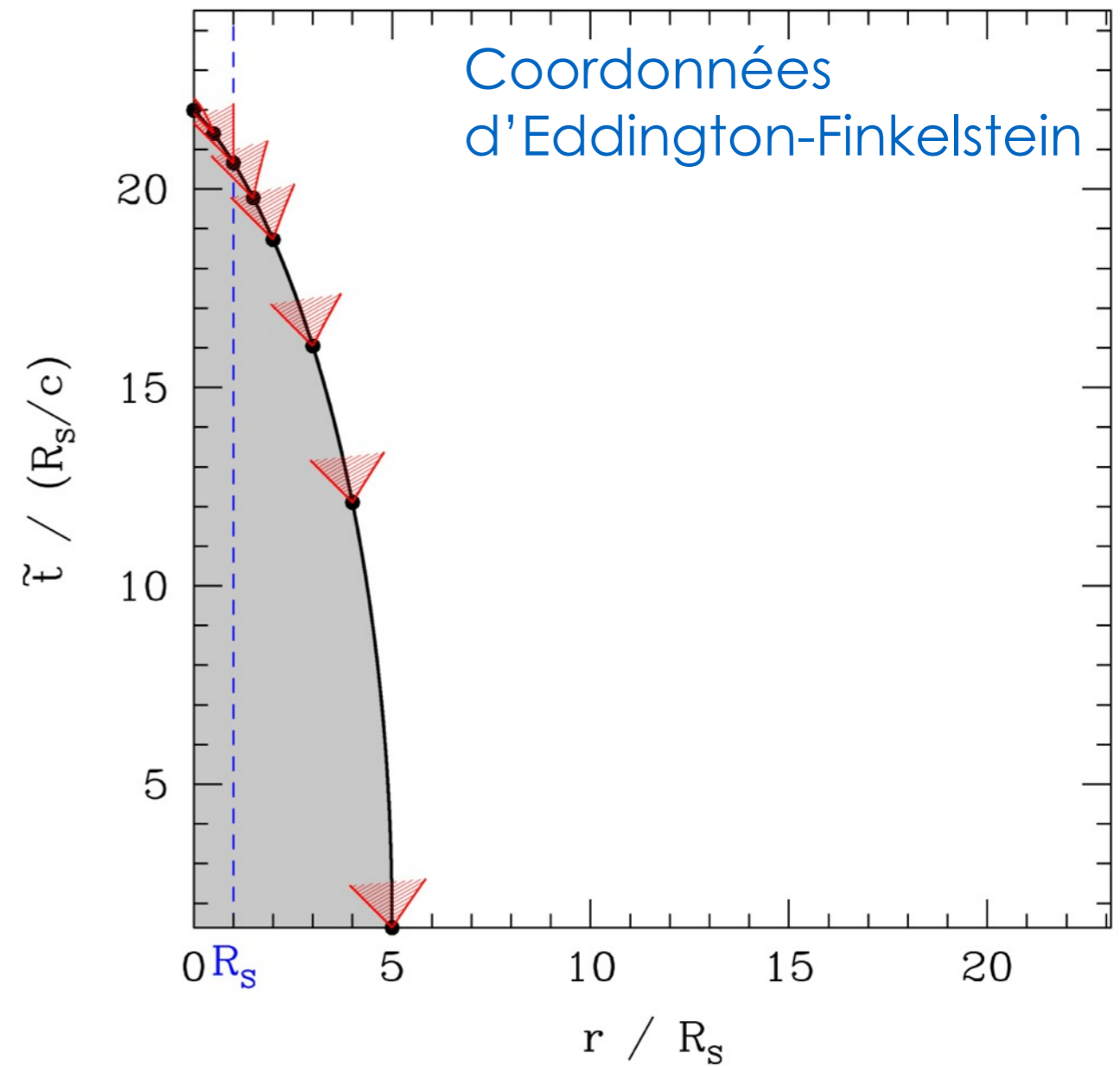
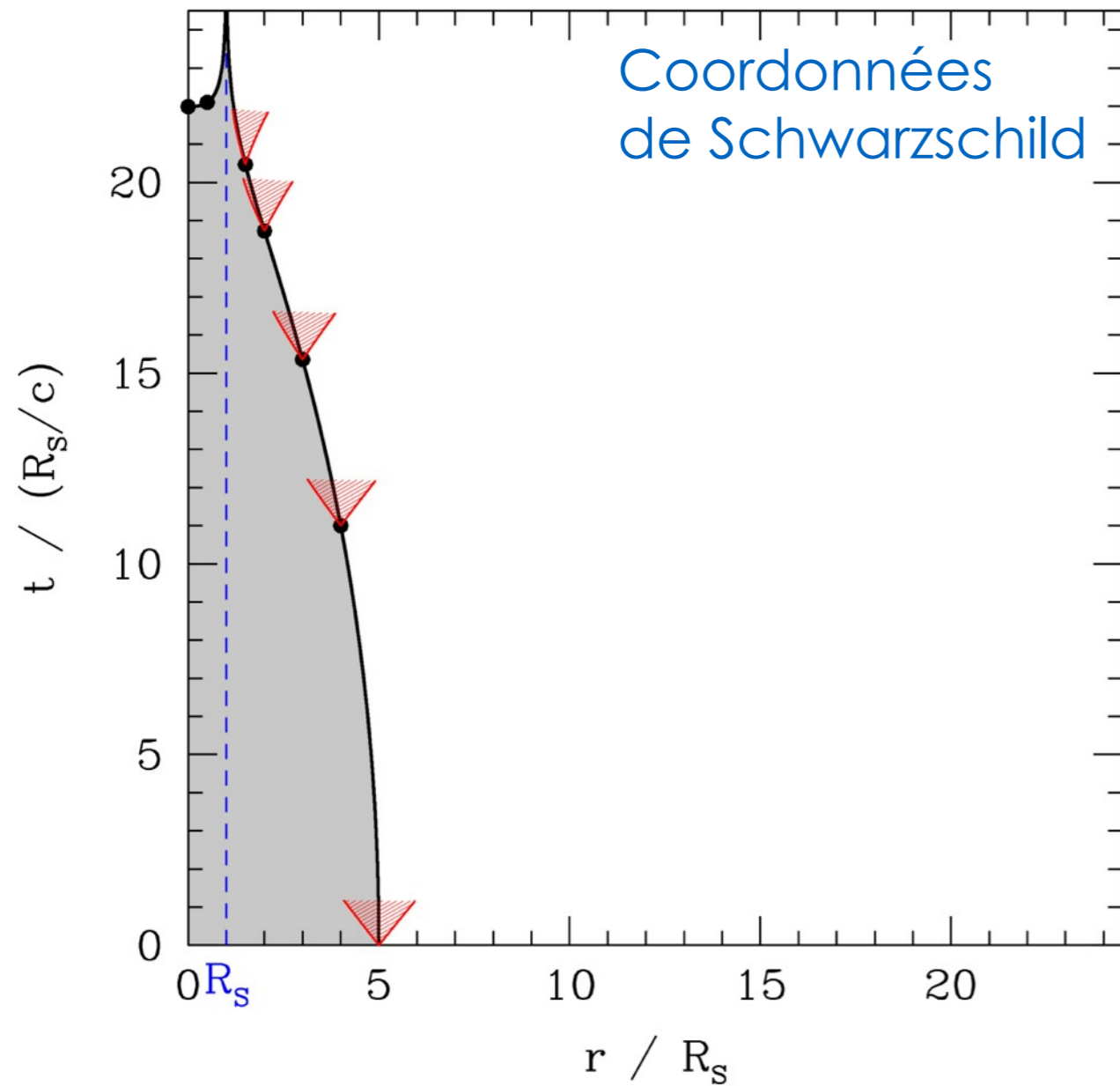
La durée de la chute libre est $\tau_{ff} = 17.6 R_s/c$.

Effondrement gravitationnel d'une étoile sans pression (Oppenheimer & Snyder)



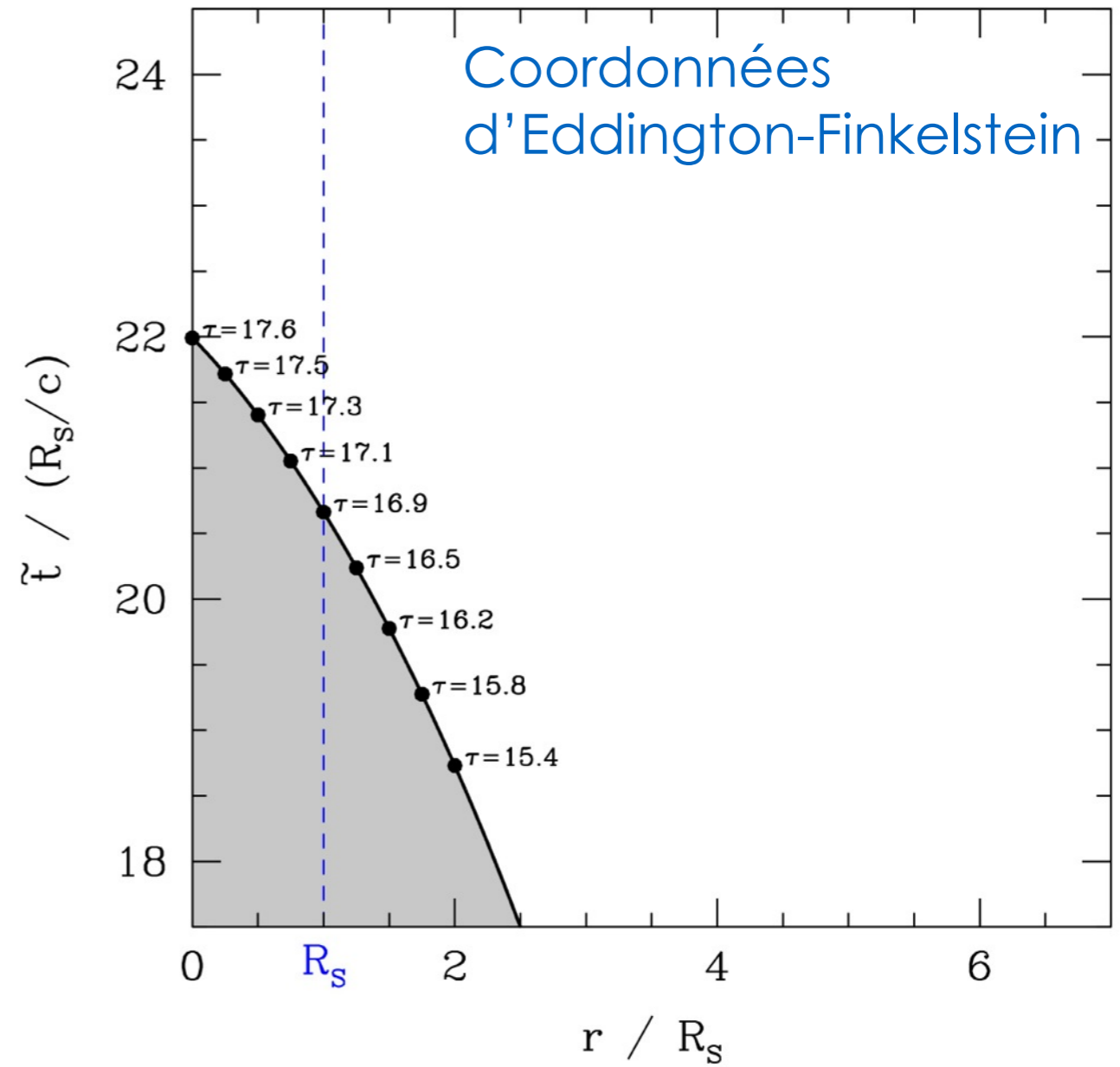
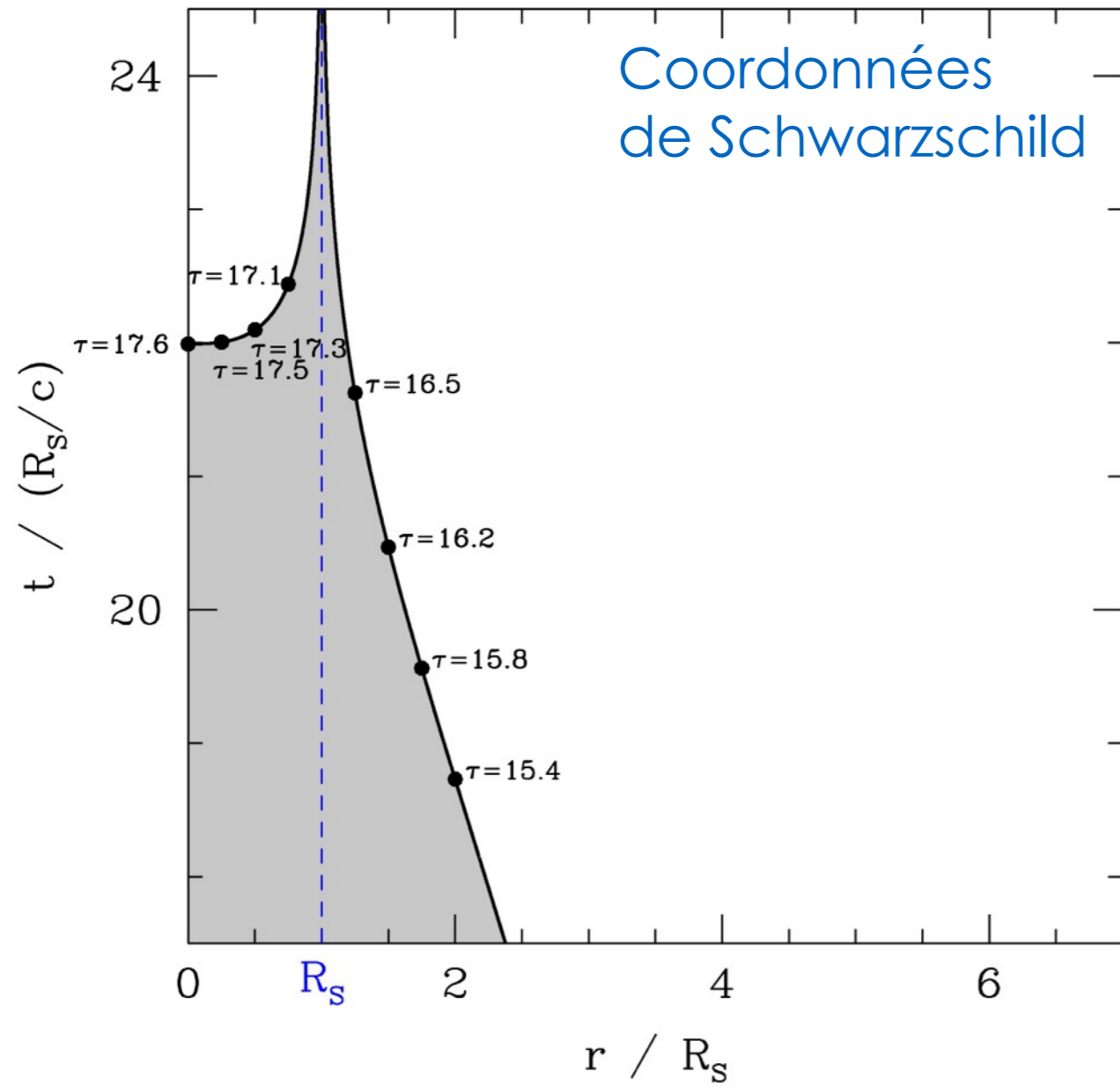
Grisé : intérieur de l'étoile
Les longueurs sont en unité de R_s et les temps de R_s/c

Effondrement gravitationnel d'une étoile sans pression (Oppenheimer & Snyder)



Grisé : intérieur de l'étoile
Les longueurs sont en unité de R_s et les temps de R_s/c

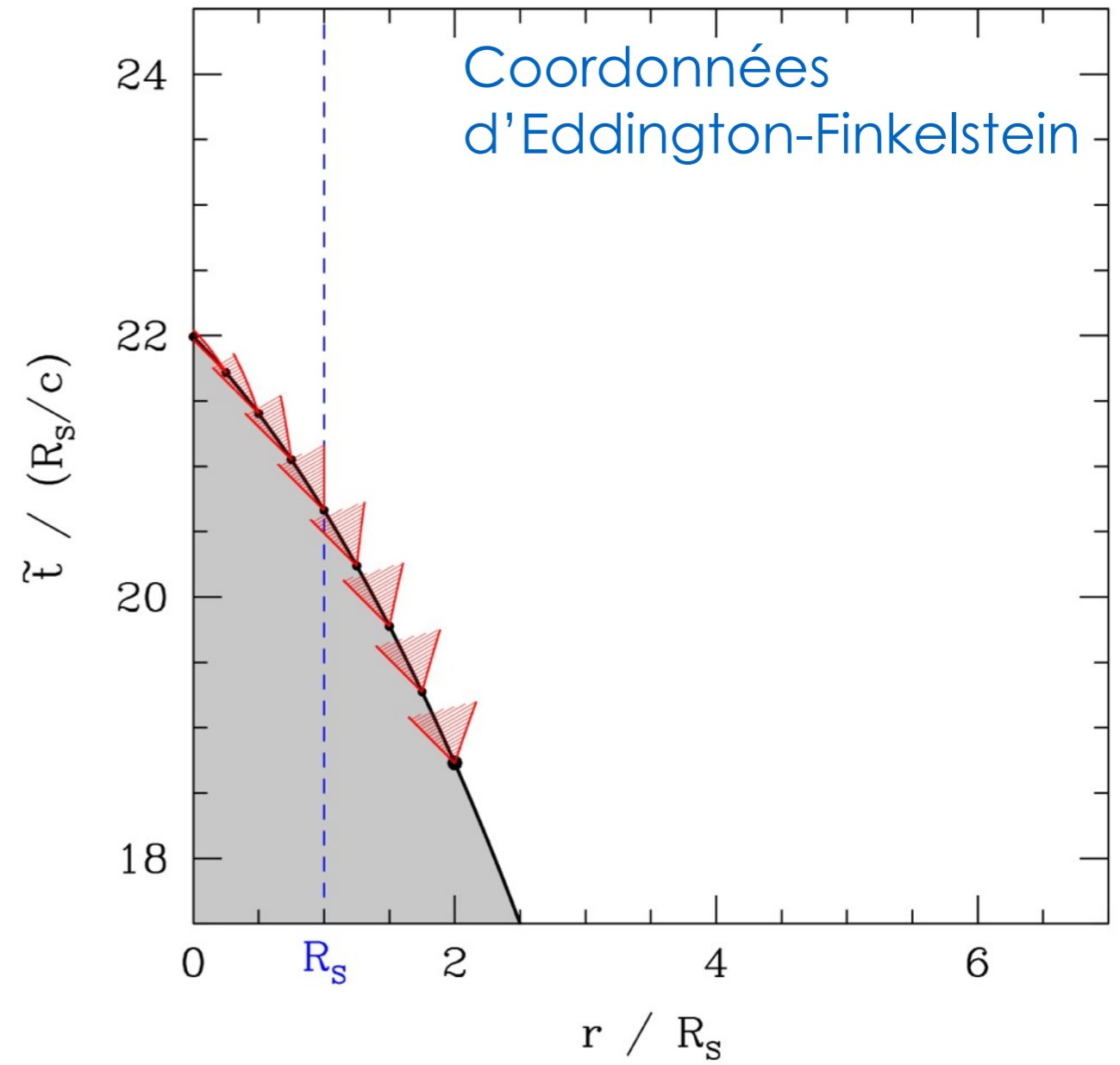
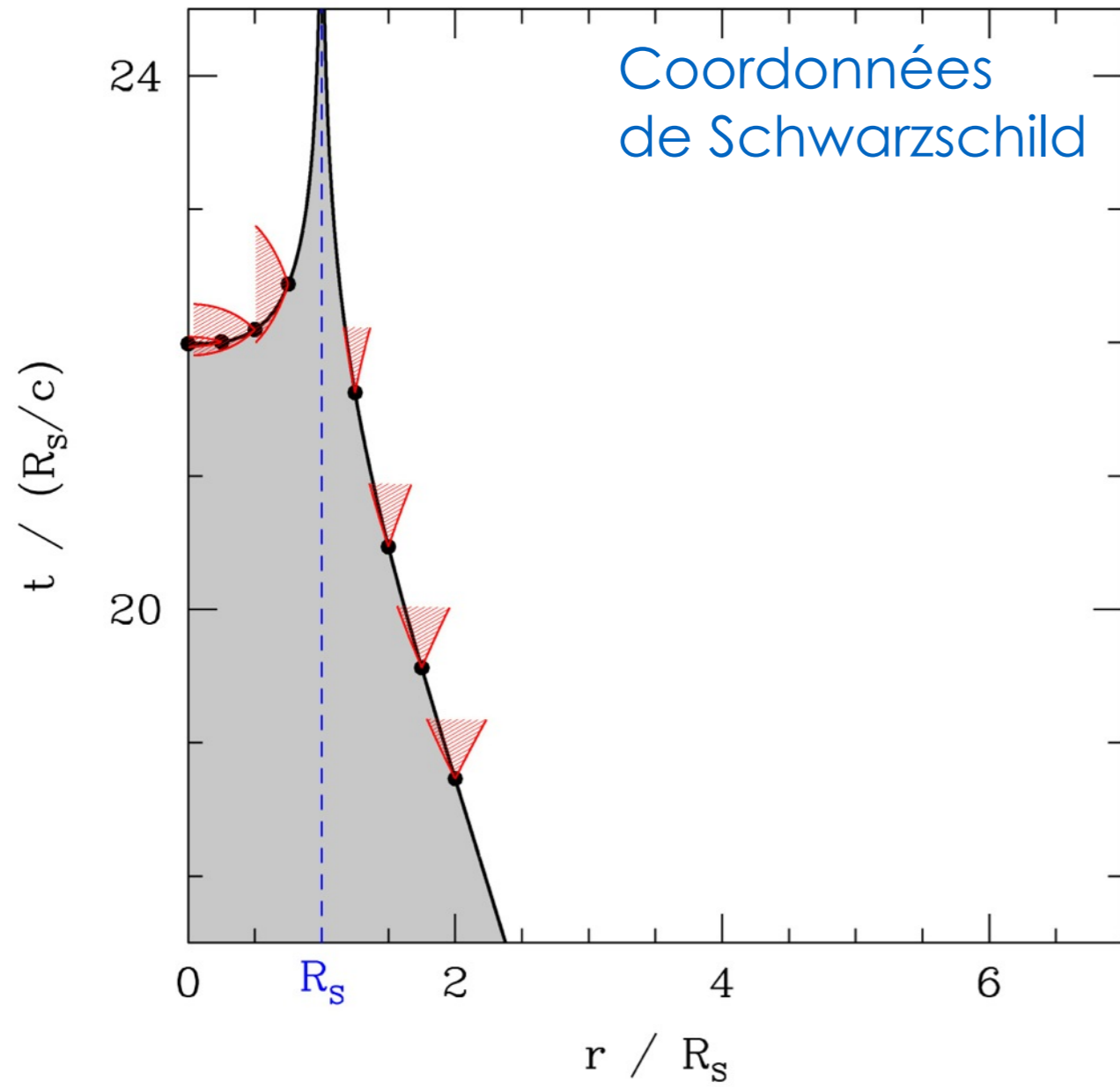
Effondrement gravitationnel d'une étoile sans pression (Oppenheimer & Snyder)



Grisé : intérieur de l'étoile

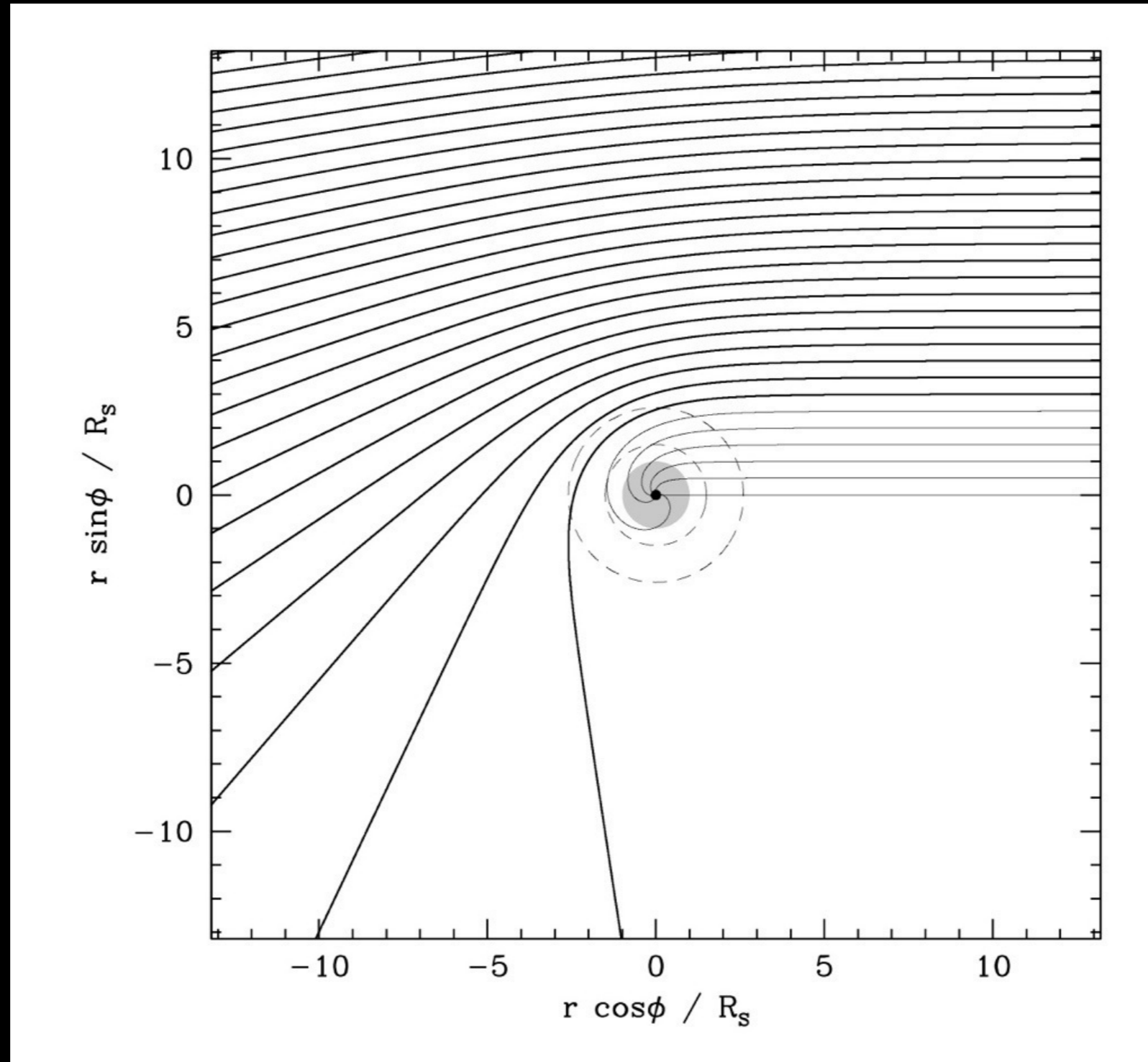
Les longueurs sont en unité de R_s et les temps de R_s/c

Effondrement gravitationnel d'une étoile sans pression (Oppenheimer & Snyder)



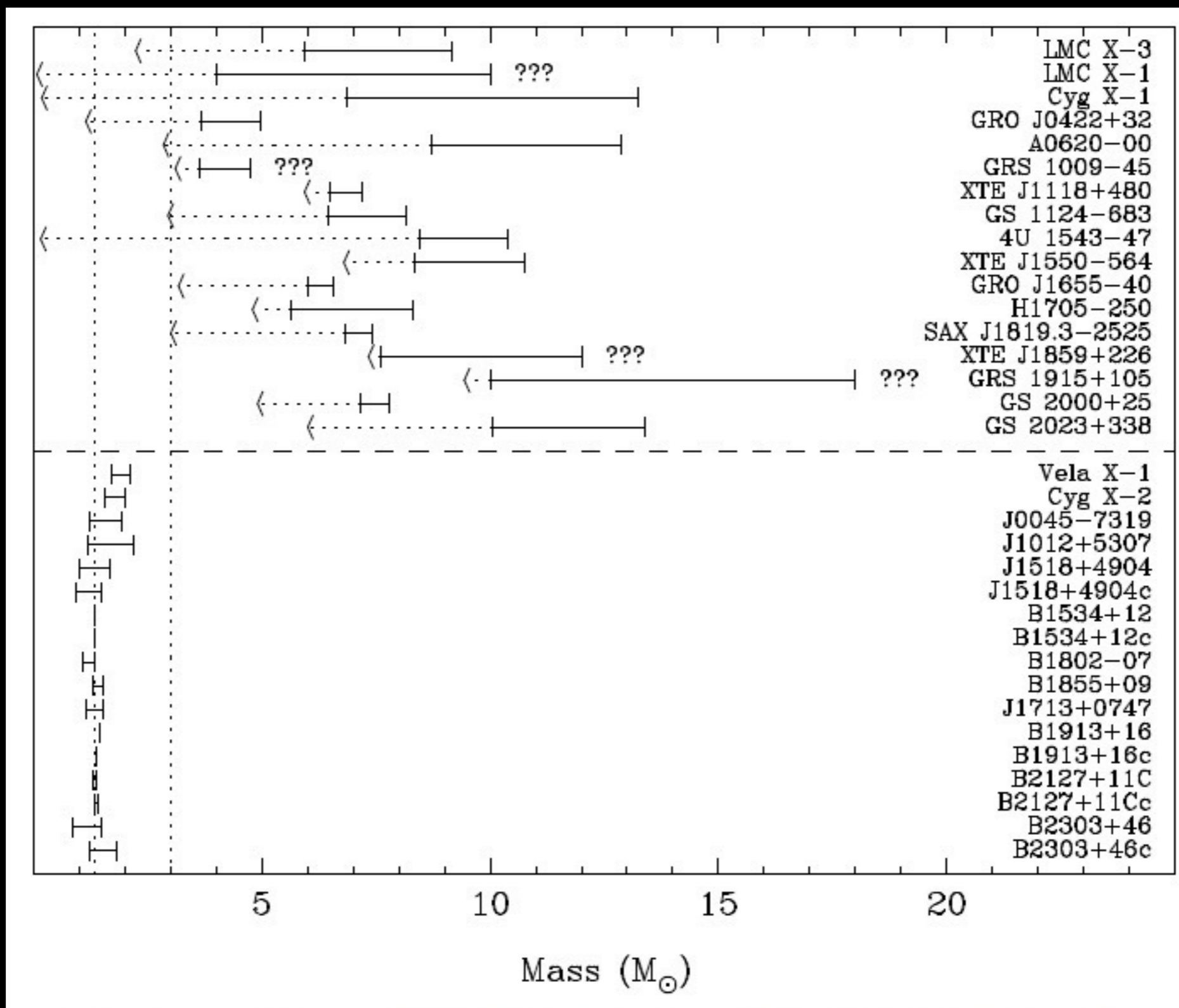
Grisé : intérieur de l'étoile
Les longueurs sont en unité de R_s et les temps de R_s/c

Trou noir de Schwarzschild : trajectoires des photons



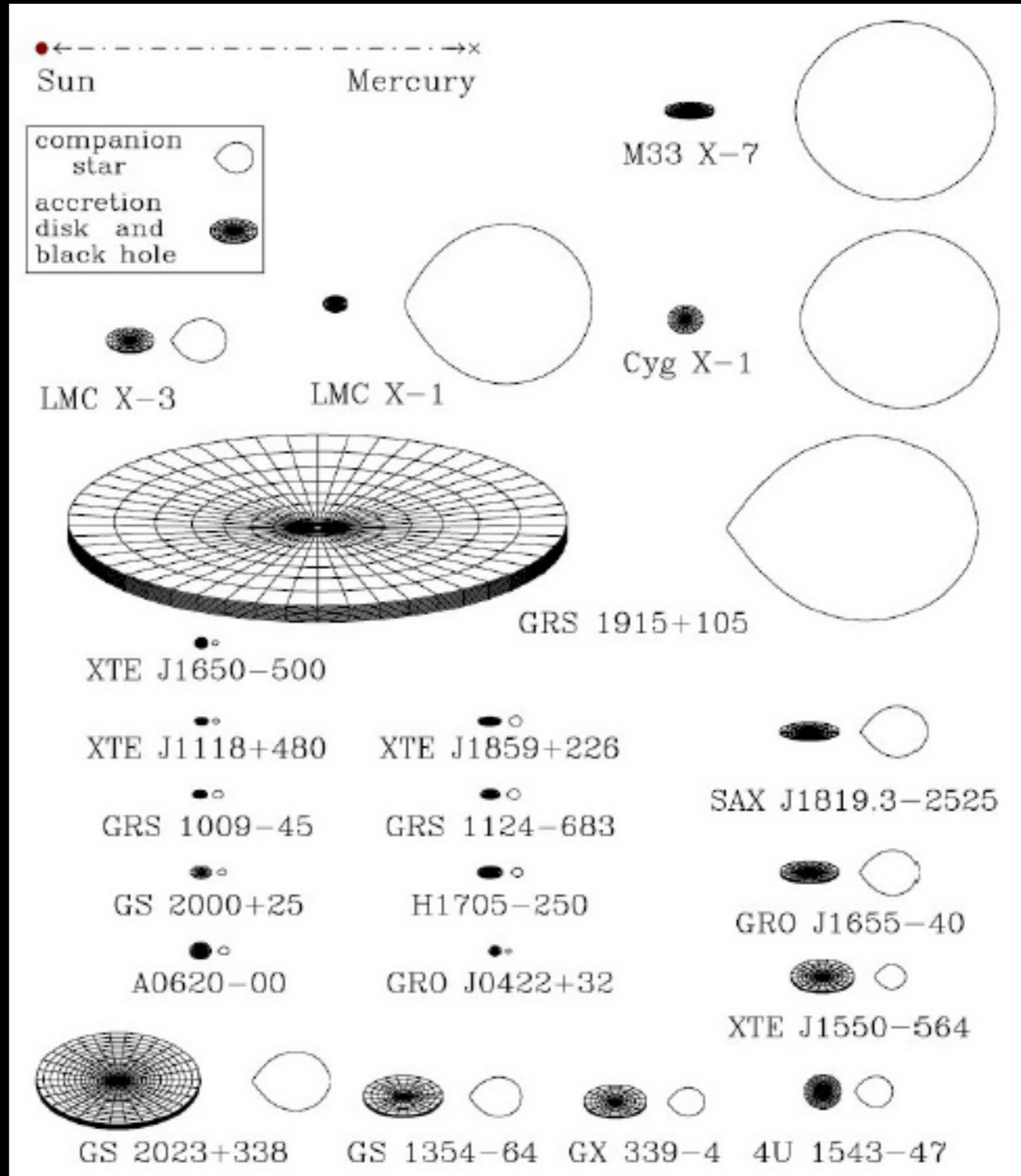
Paramètre d'impact b croissant

Masse de l'objet compact dans les binaires X



Candidats trous noirs

Une vingtaine de candidats trous noirs de masse stellaire dans notre Galaxie

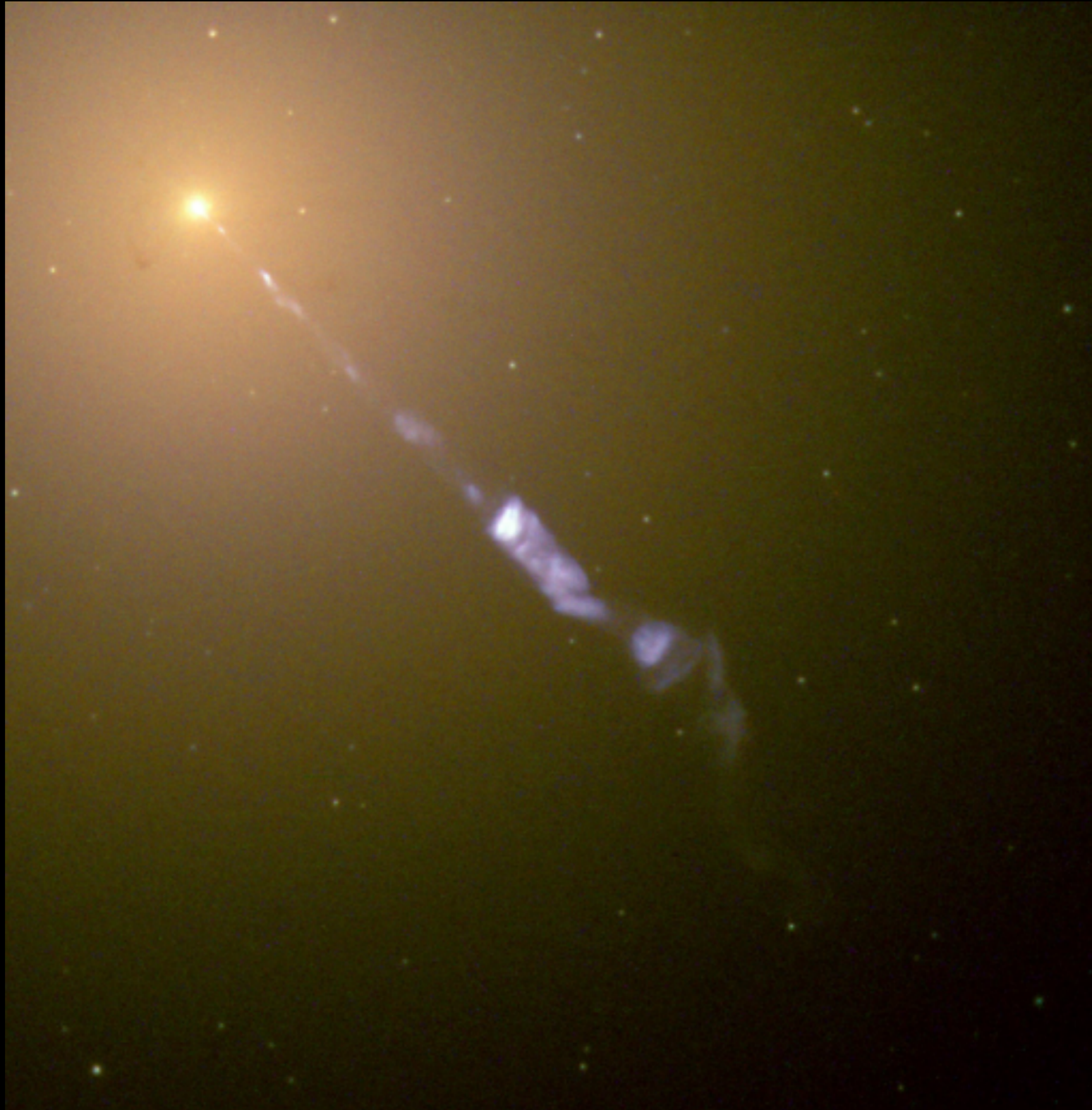


McClintock et al. 2011

Trous noirs supermassifs dans les AGN

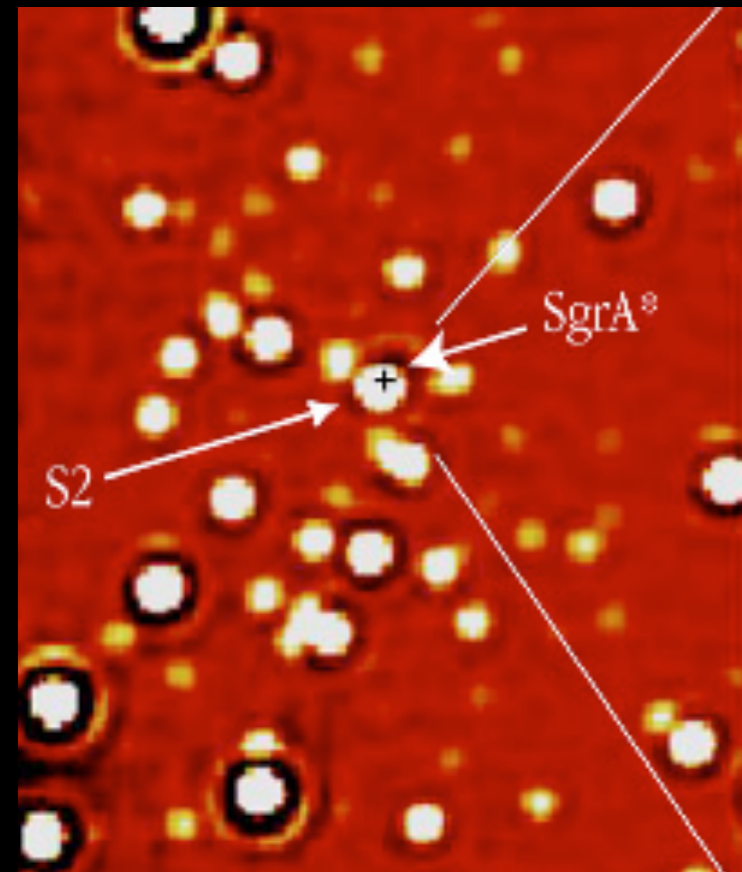
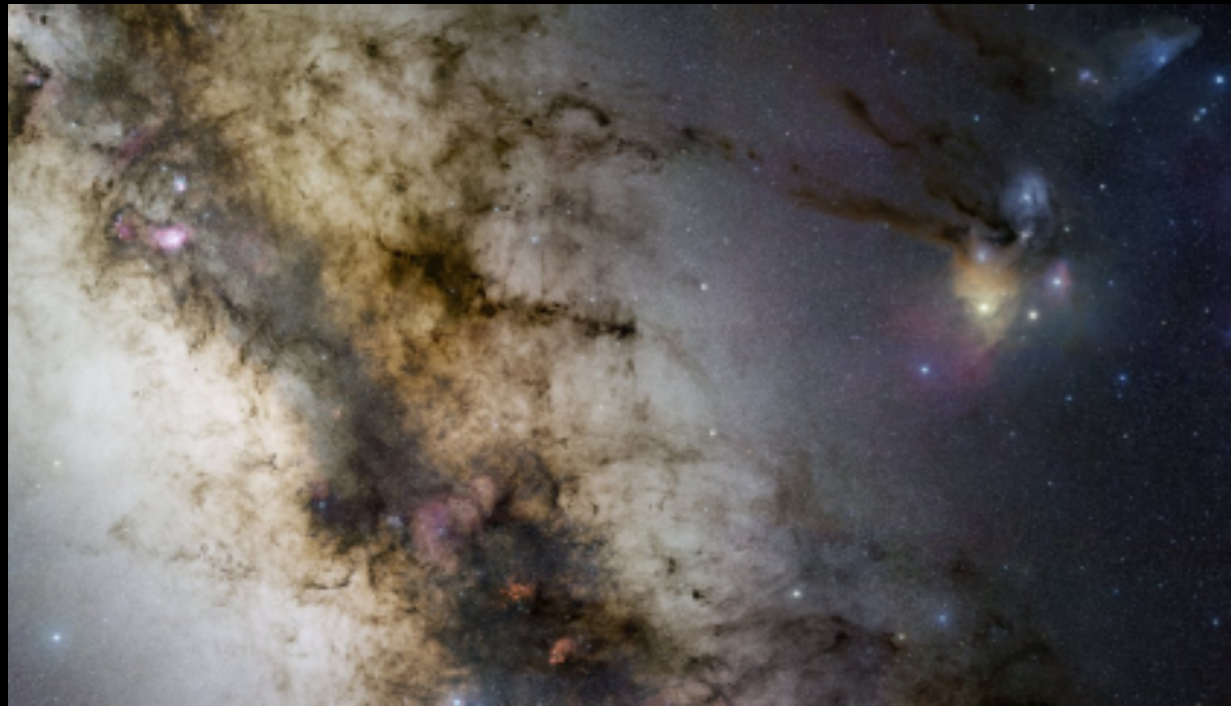
Exemple: M87 (au centre de l'amas de Virgo)

$M_{\text{BH}} = 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ (vitesse du jet : $0.99c$)



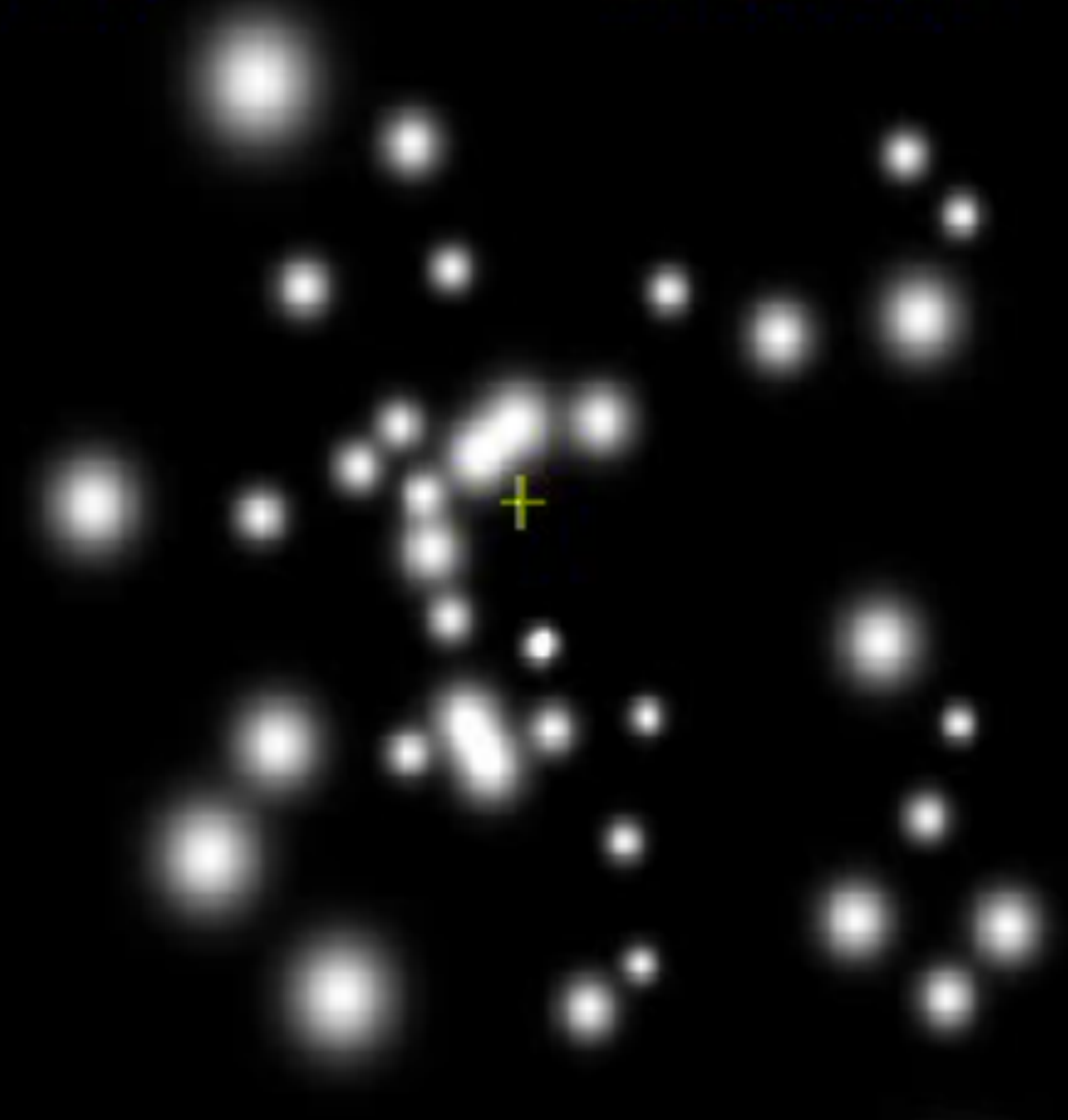
Un trou noir au centre de la galaxie

Voie Lactée : Trou noir supermassif au centre galactique (SgrA*)



1992

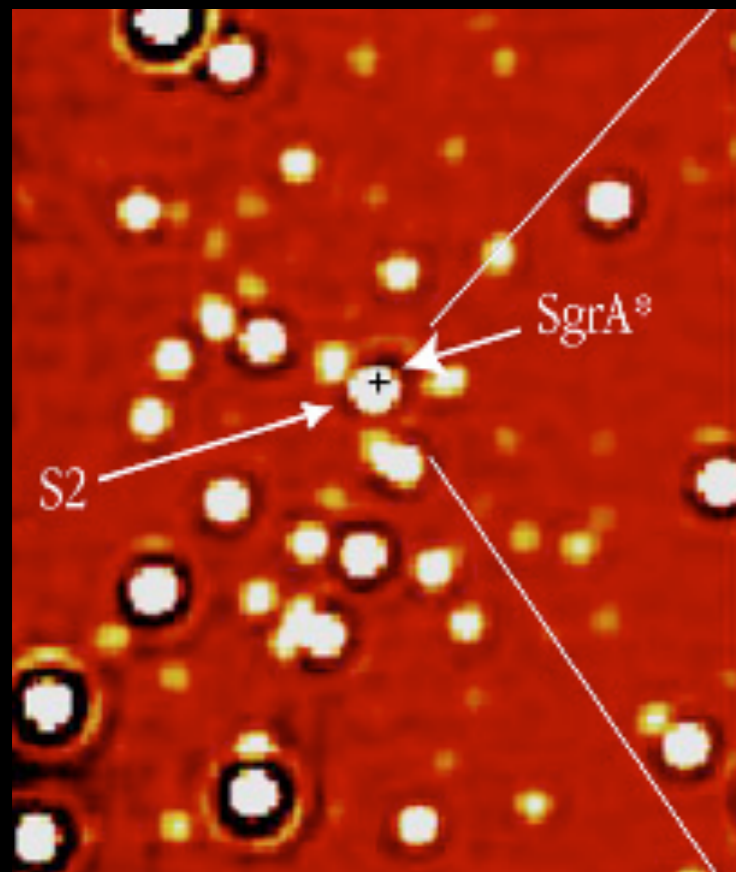
10 light days



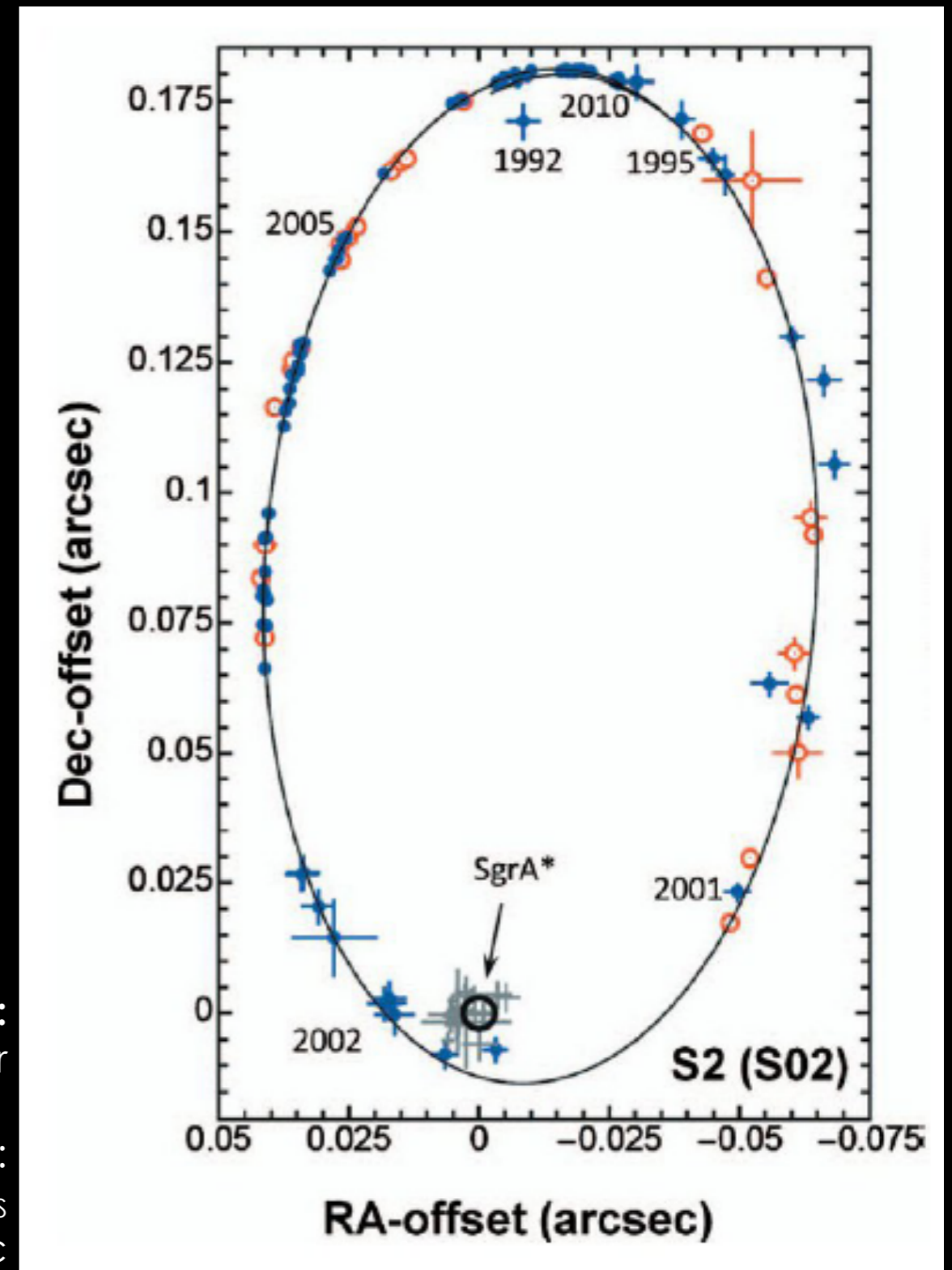
Un trou noir au centre de la galaxie

Voie Lactée : Trou noir supermassif au centre galactique (SgrA*) : $M_{\text{BH}} \sim 4.3 \cdot 10^6 M_{\odot}$

Autres galaxies : mise en évidence par dynamique stellaire + noyaux actifs

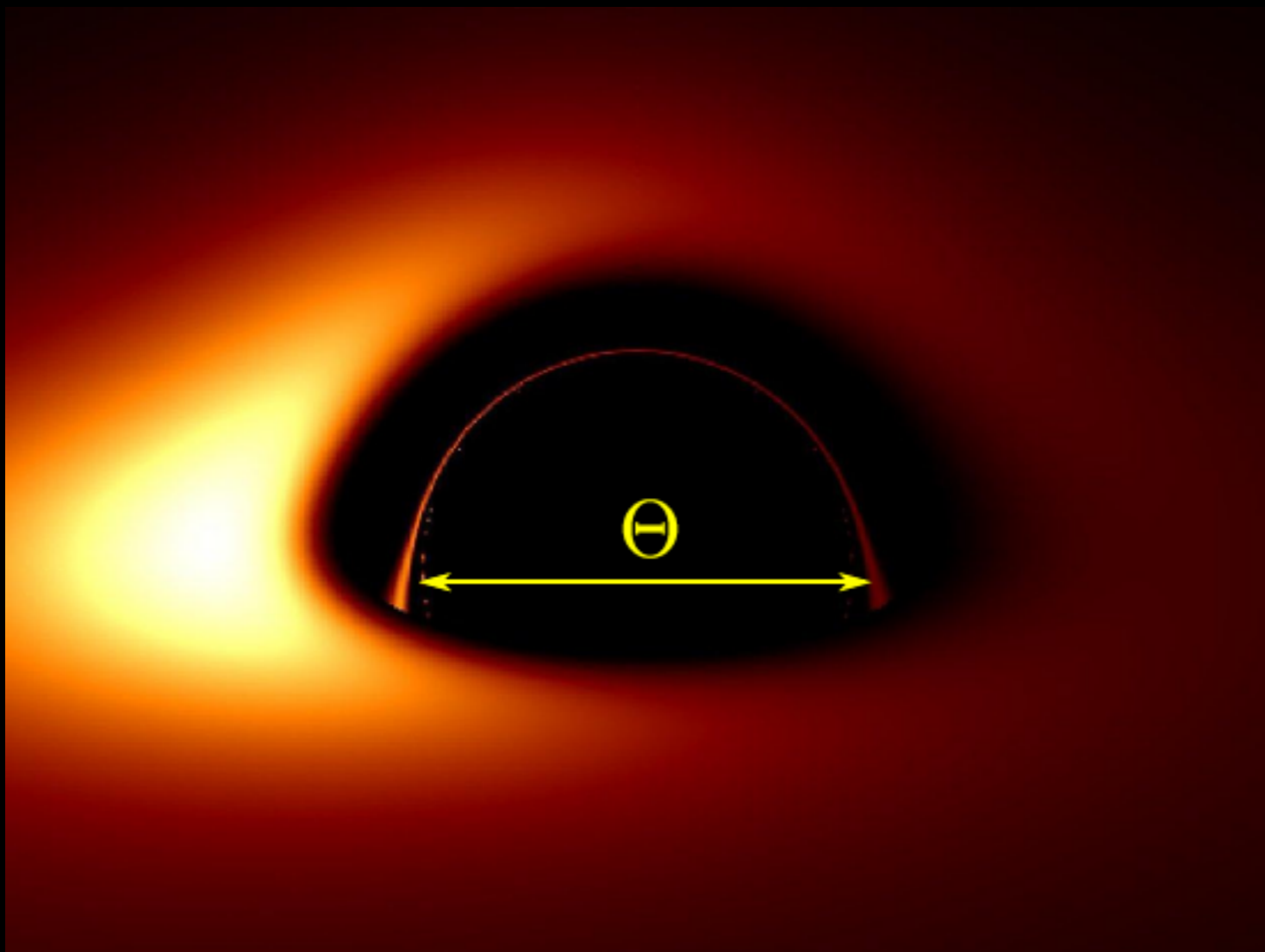


Orbite S2:
Période: $T = 16$ yr
Périastre:
 $r = 120 \text{ UA} = 1400 R_s$
 $v = 0.02 c$



Imager le voisinage de l'horizon d'un trou noir

Vincent, Paumard, Gourgoulhon & Perrin, 2011



Taille apparent de l'horizon :

$$\Theta = 6\sqrt{3} \frac{GM}{c^2 D} \simeq 2.60 \frac{2R_S}{D}$$

SgrA* : 53 μ as

M87 : 21 μ as

M31 : 20 μ as

Actuel:

VLBI: @ 1.3mm La région d'émission de SgrA* est de taille $\sim 37 \mu$ as (Doeleman et al. 2008)

Futur proche:

GRAVITY = VLTI, précision attendue = 10 μ as

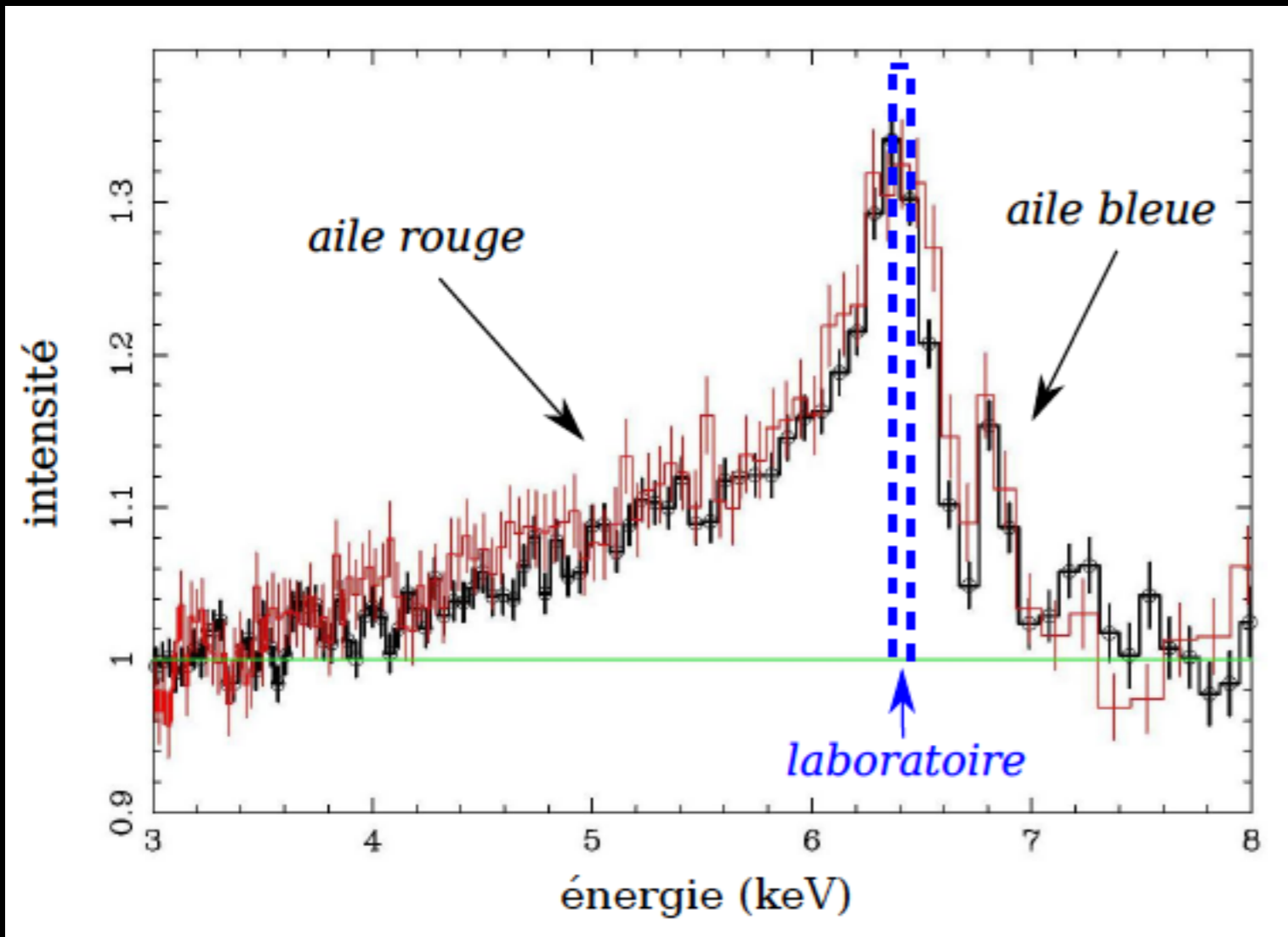
(fin 2015 ?)

Event Horizon Telescope @ 0.8mm = VLBI + new stations (including ALMA)

(2020 ?)

Spectroscopie au voisinage de l'horizon

Gourgoulhon d'après Miller (20)



**Disque d'accrétion
autour d'un trou noir supermassif :
Raie Kalpha du fer**

(raie de fluorescence en X, les atomes de fer
sont excités par le rayonnement X émis dans la
région interne: disque+couronne)

La forme de la raie est affectée par les effets
relativistes.

Actuel:

Galaxie MCG-6-30-15 : Observations XMM-Newton (rouge) +Suzaku (noir)

Futur:

ATHENA (ESA, L2) : 2028 ?

Ondes gravitationnelles lors de la formation d'un trou noir

Un trou noir nouvellement formé relaxe vers la solution stationnaire de Kerr en émettant un signal spécifique d'ondes gravitationnelles.

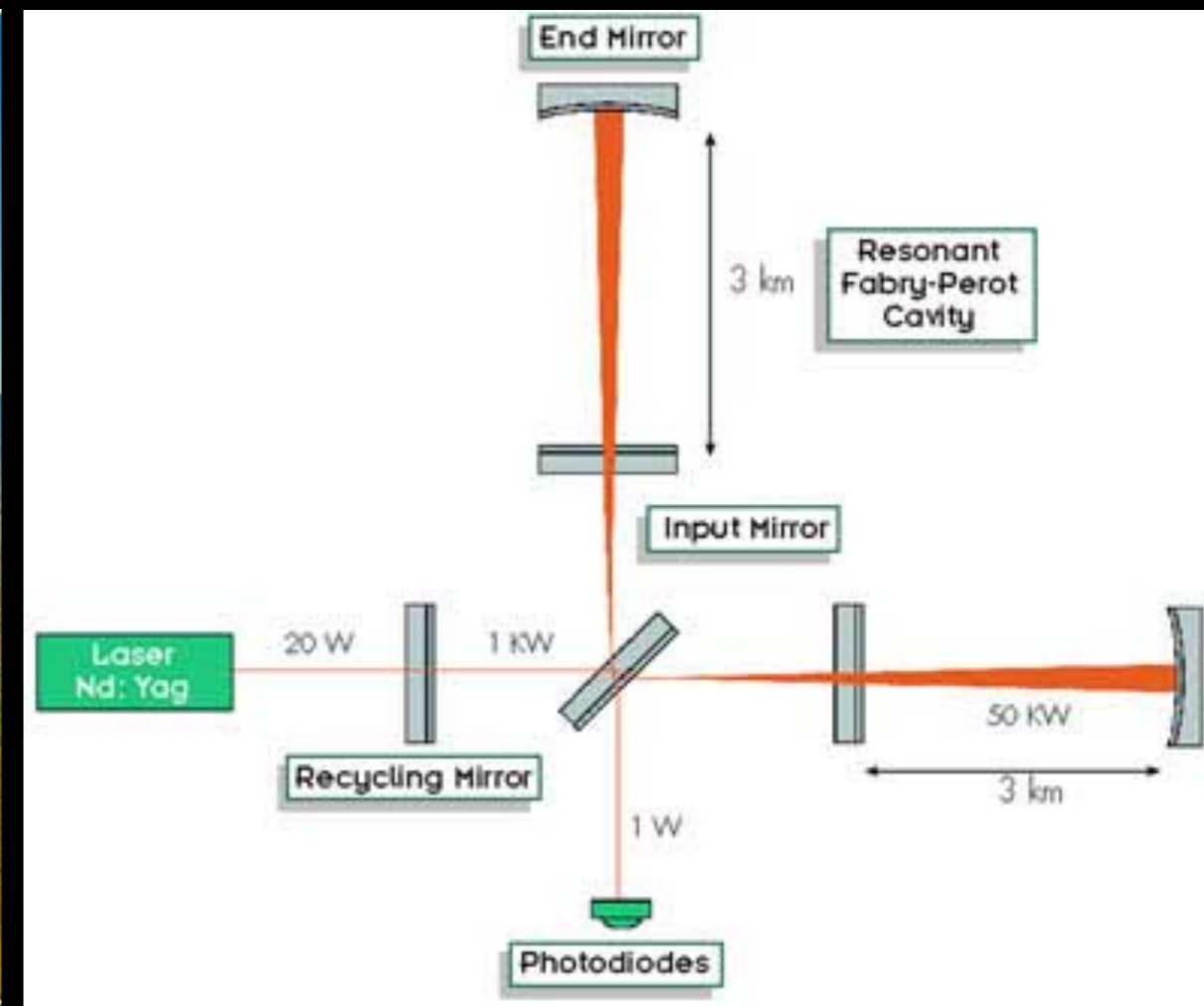
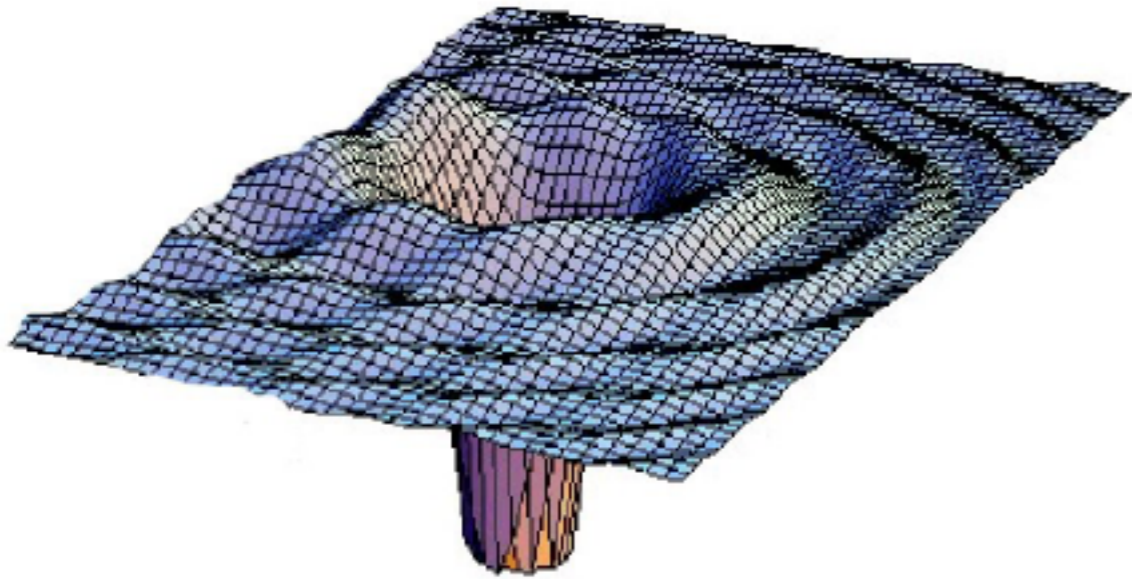
Actuel: advanced LIGO/Virgo

(sensibilité finale: x 10)

Trous noirs stellaires

Futur: eLISA (ESA L3, 2028 ?)

Trous noirs supermassifs

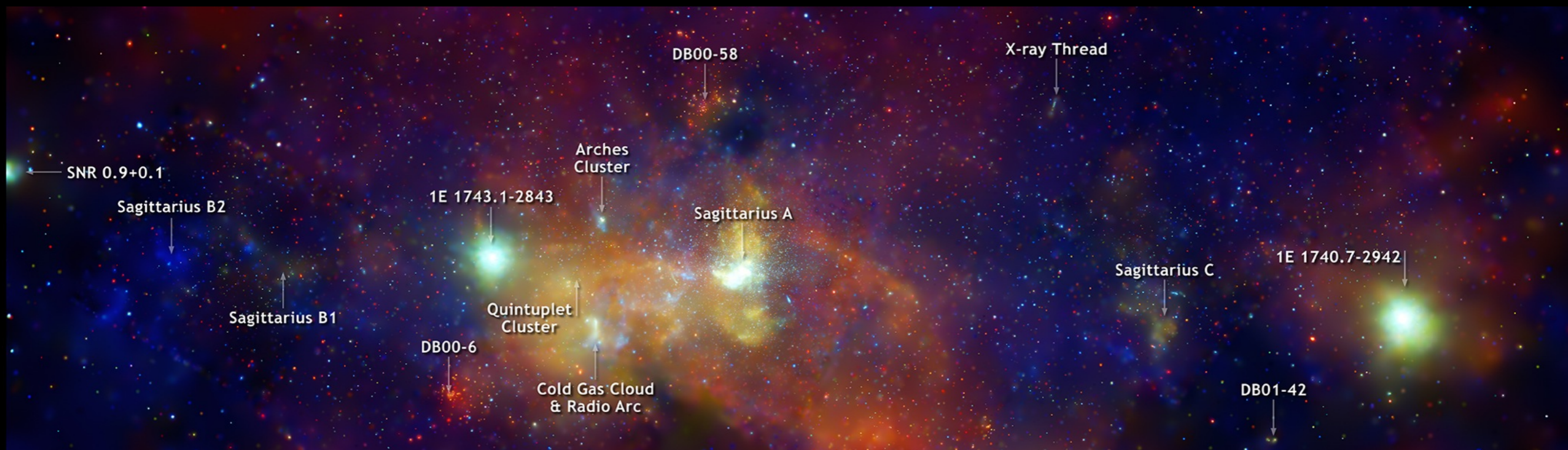


Résumé trous noirs

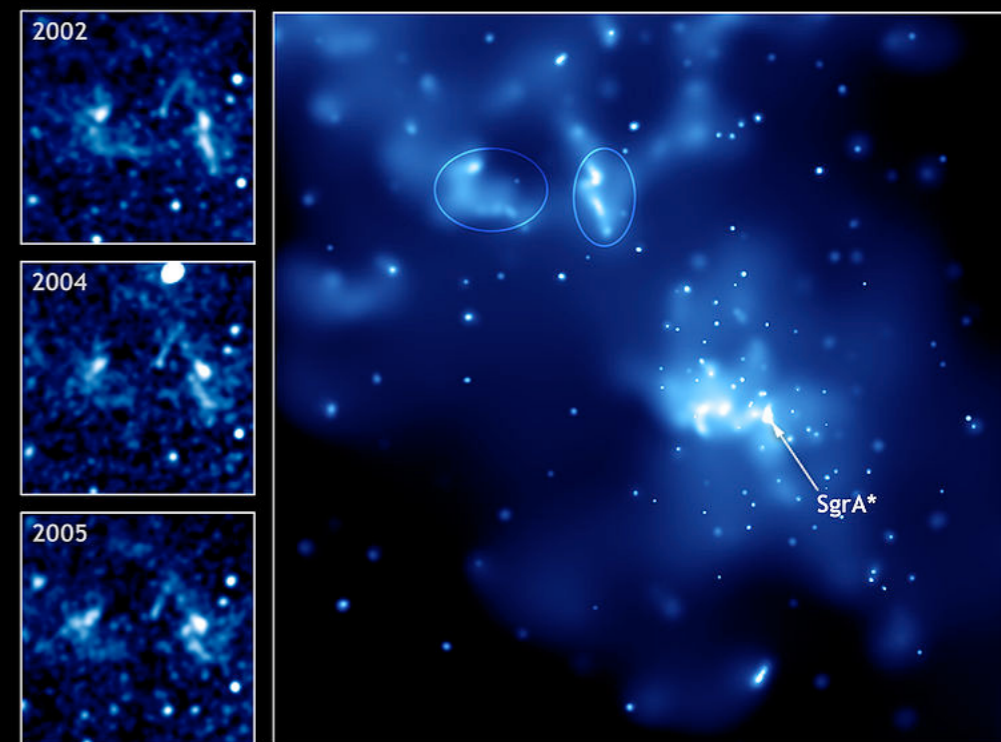
Les trous noirs sont les plus compacts des objets compacts. Pendant longtemps, on a connu que des « candidats trous noirs », mais avec l'émergence de l'astronomie gravitationnelle, on connaît maintenant des trous noirs confirmés.

Les trous noirs sont observés grâce à leur effet sur leur environnement : trajectoires « relativistes » ou fort dégagement d'énergie (accrétion et éjection).

La région du centre Galactique en rayons X

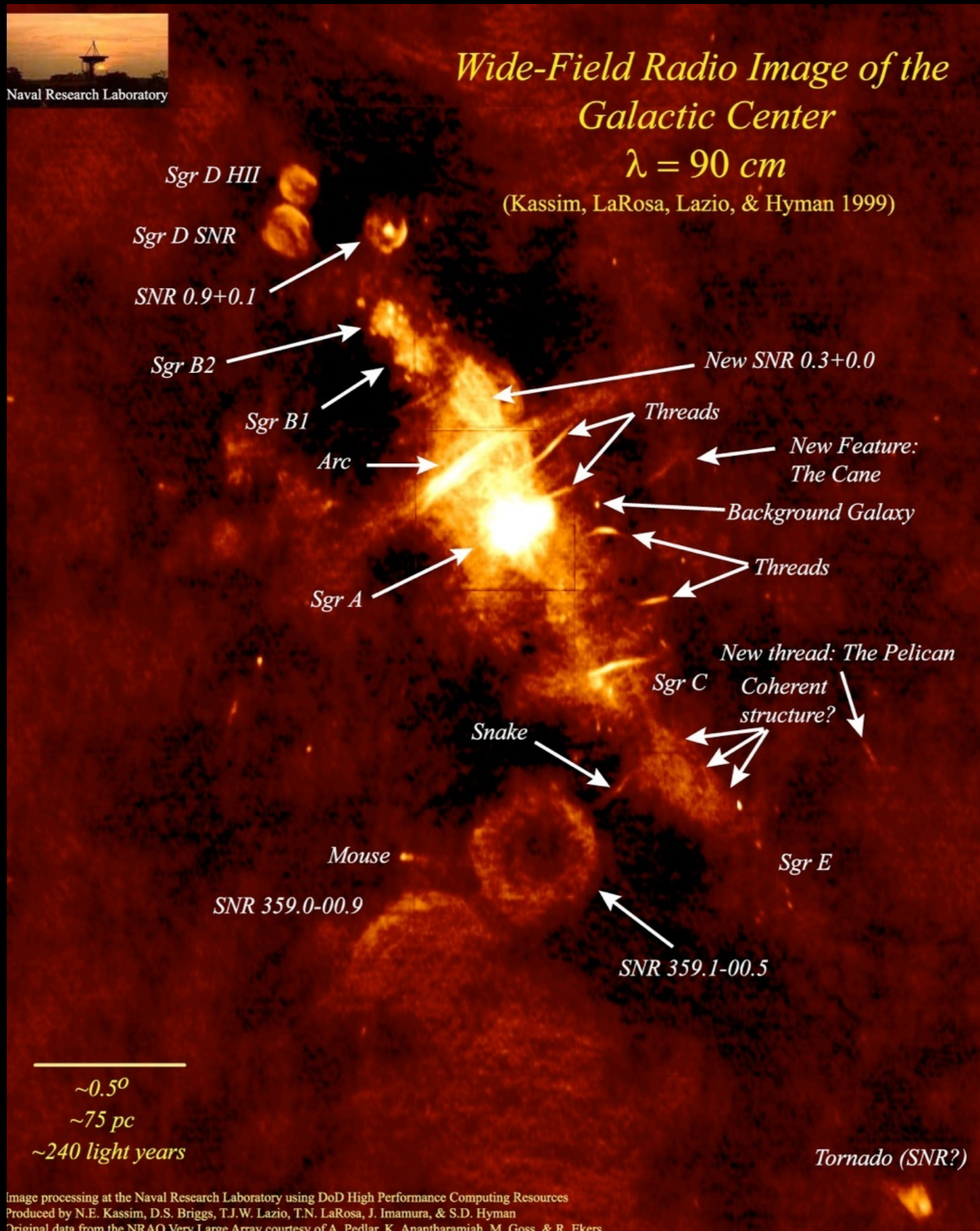


- Sgr A* = trou noir central de la Galaxie
- SNR 0.9+0.1 = reste de supernova
- Sgr B2 = nuage moléculaire émetteur X
(interaction avec rayonnement γ de Sgr A*
lors d'un sursaut il y a 350 ans ?)
- 1E 1743.1-2843 = candidat trou noir (binaire X)
- 1E 1740.7-2942 = candidat trou noir (binaire X, microquasar)

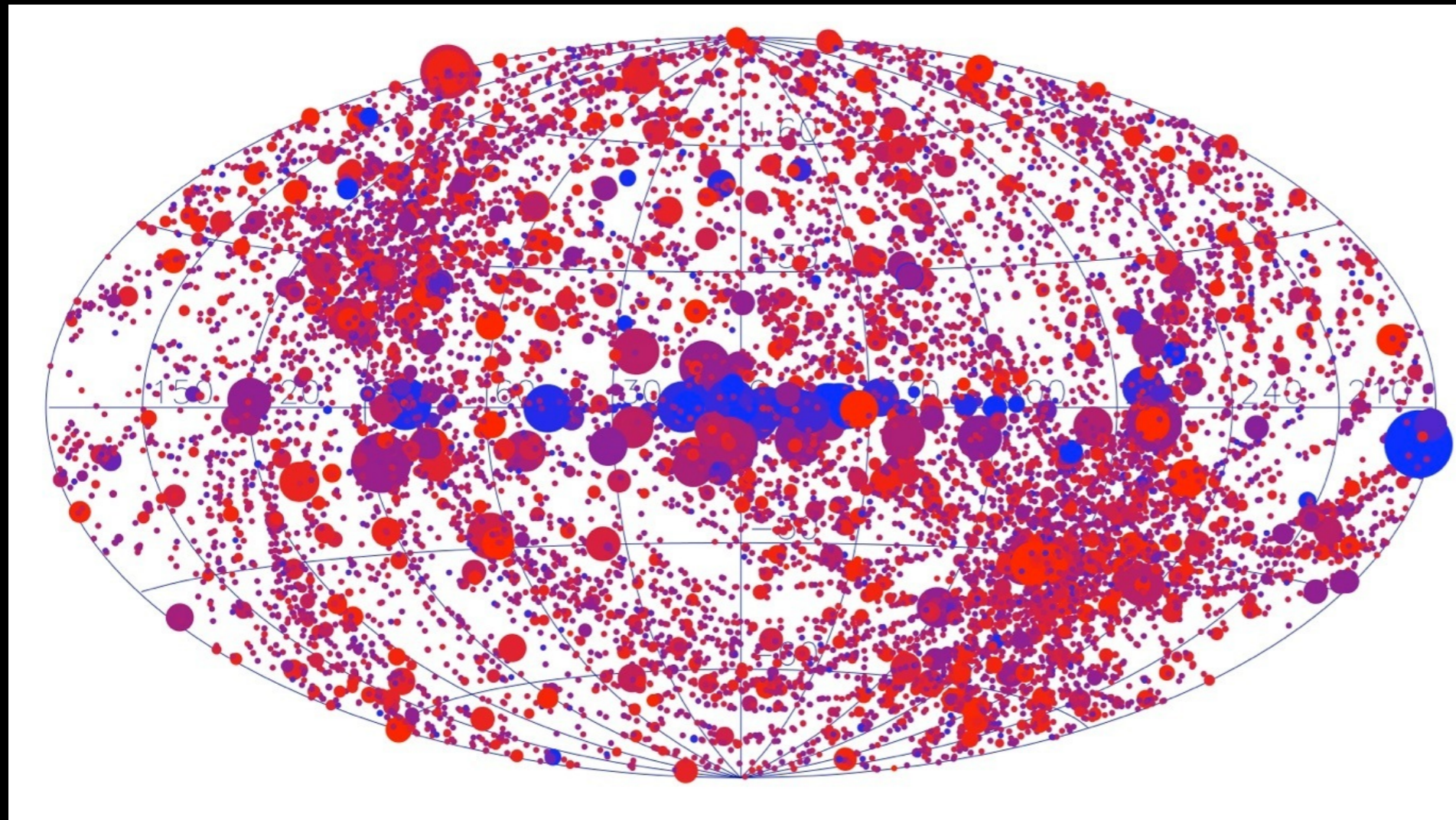


Chandra

La région du centre Galactique dans le domaine radio



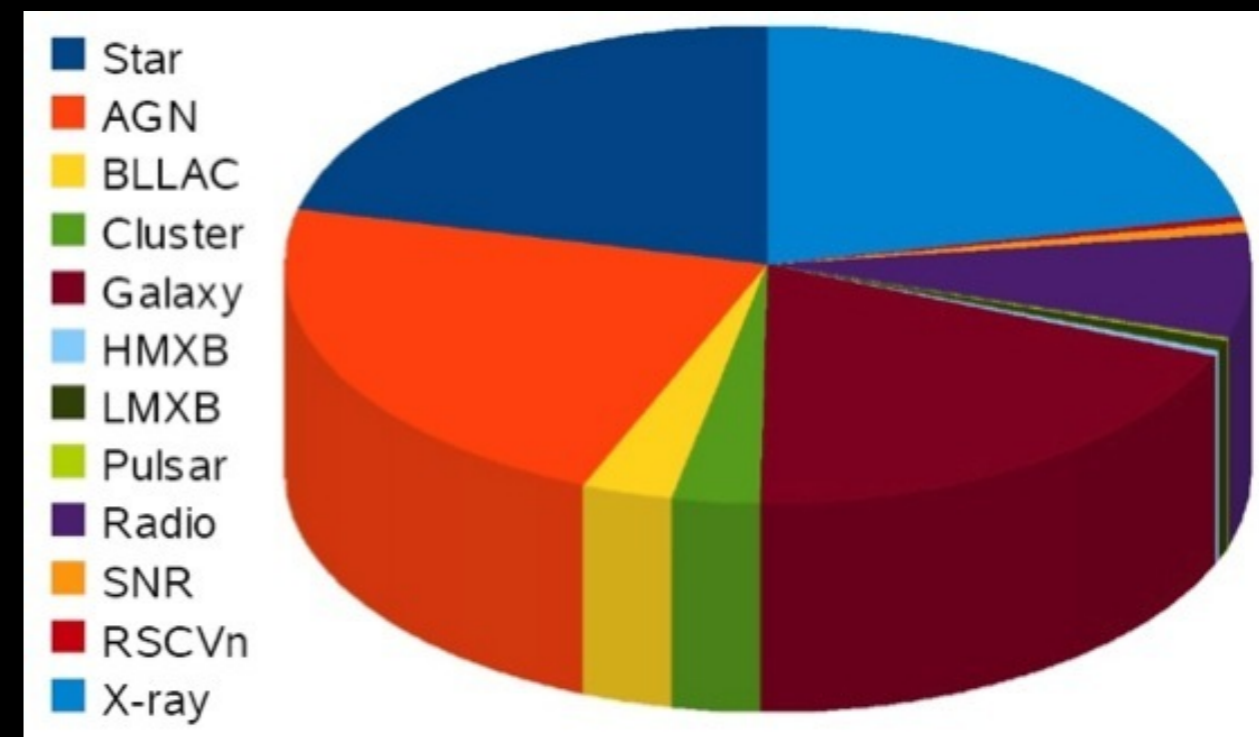
Le ciel en rayons X mous (0.2-12 keV : XMM-Newton)



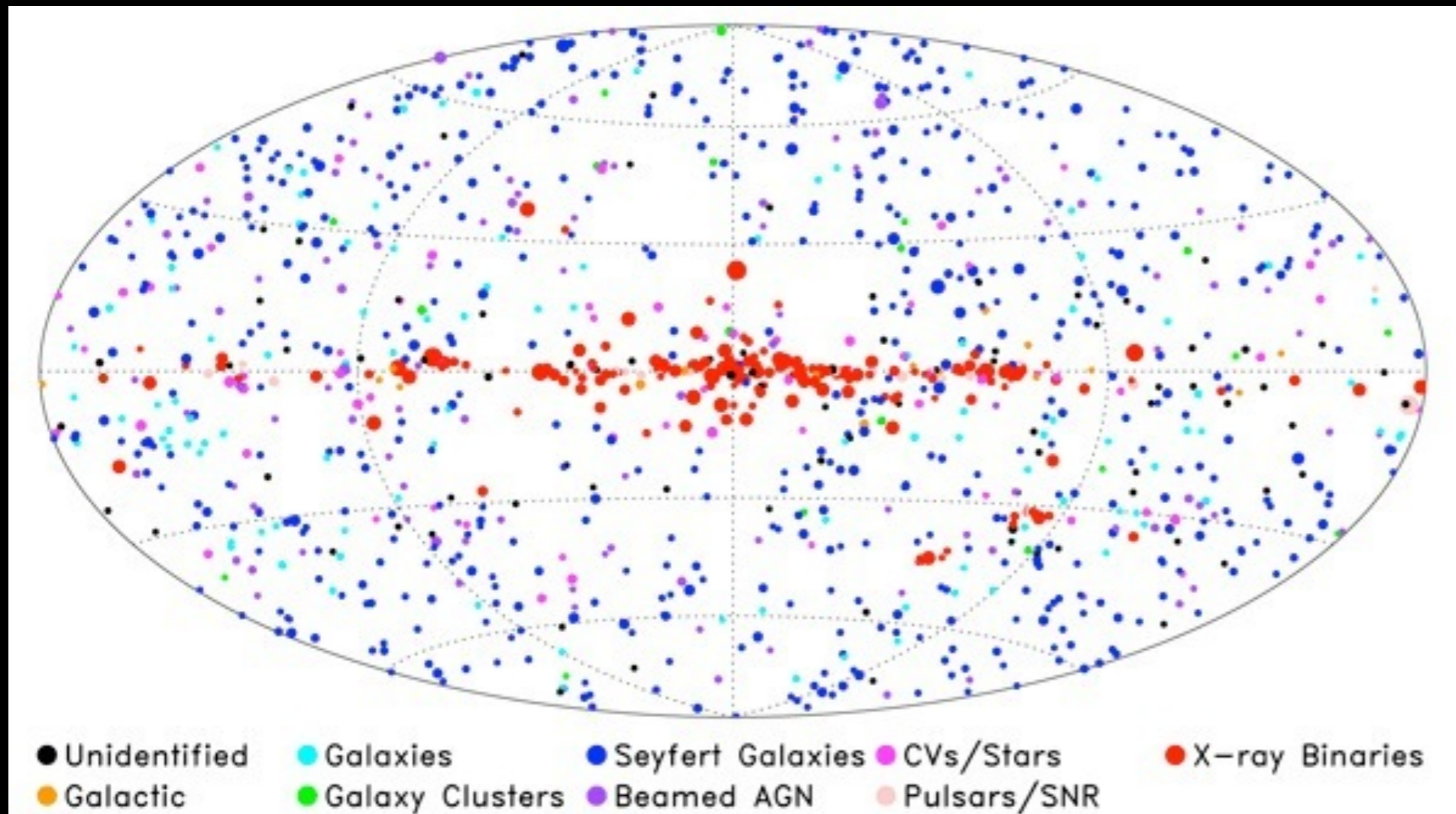
Rouge : 0.2-2 keV

Bleu : 2-12 keV

Taille \propto flux

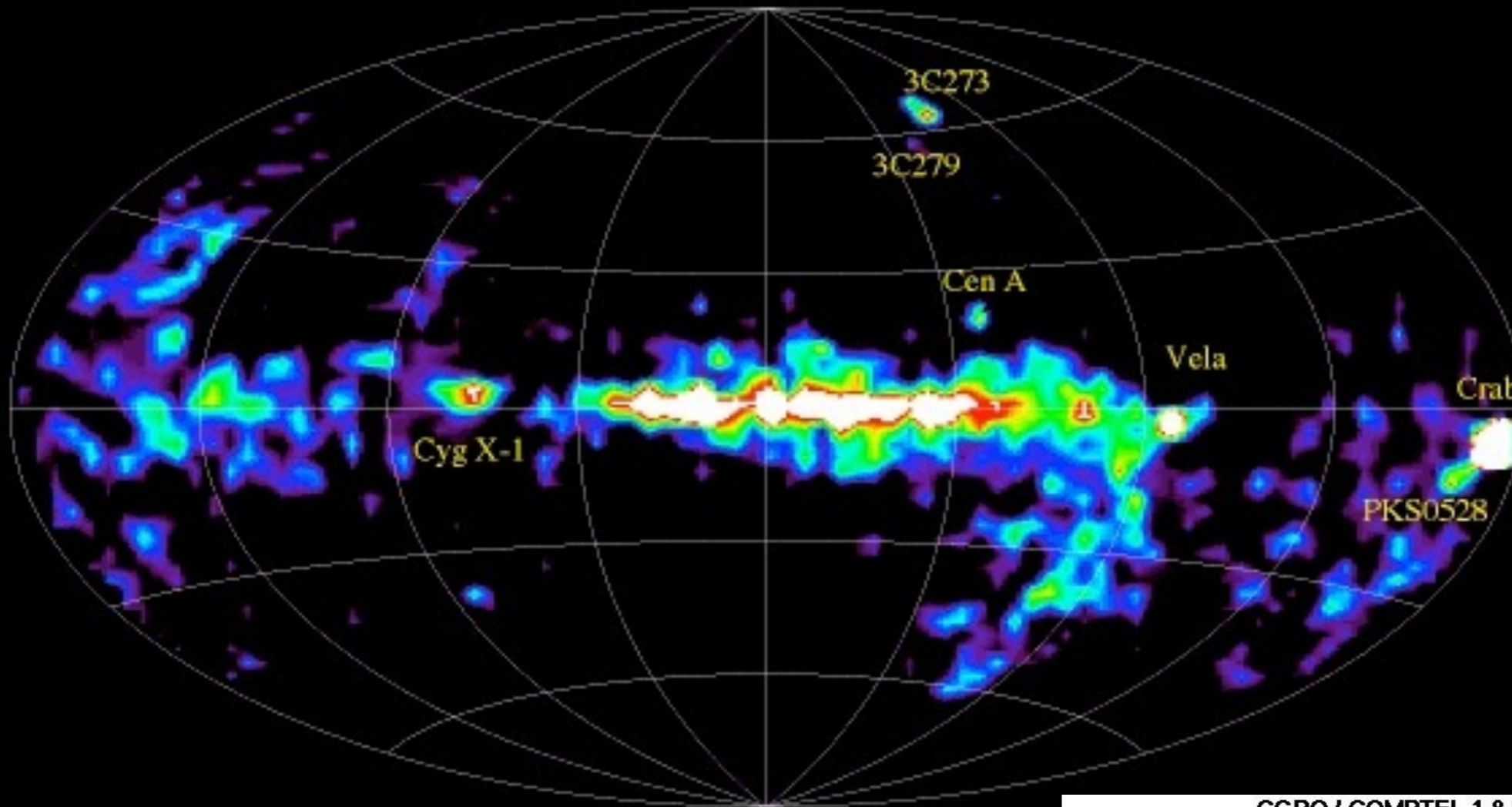


Le ciel en rayons X durs (14-195 keV : Swift/BAT)



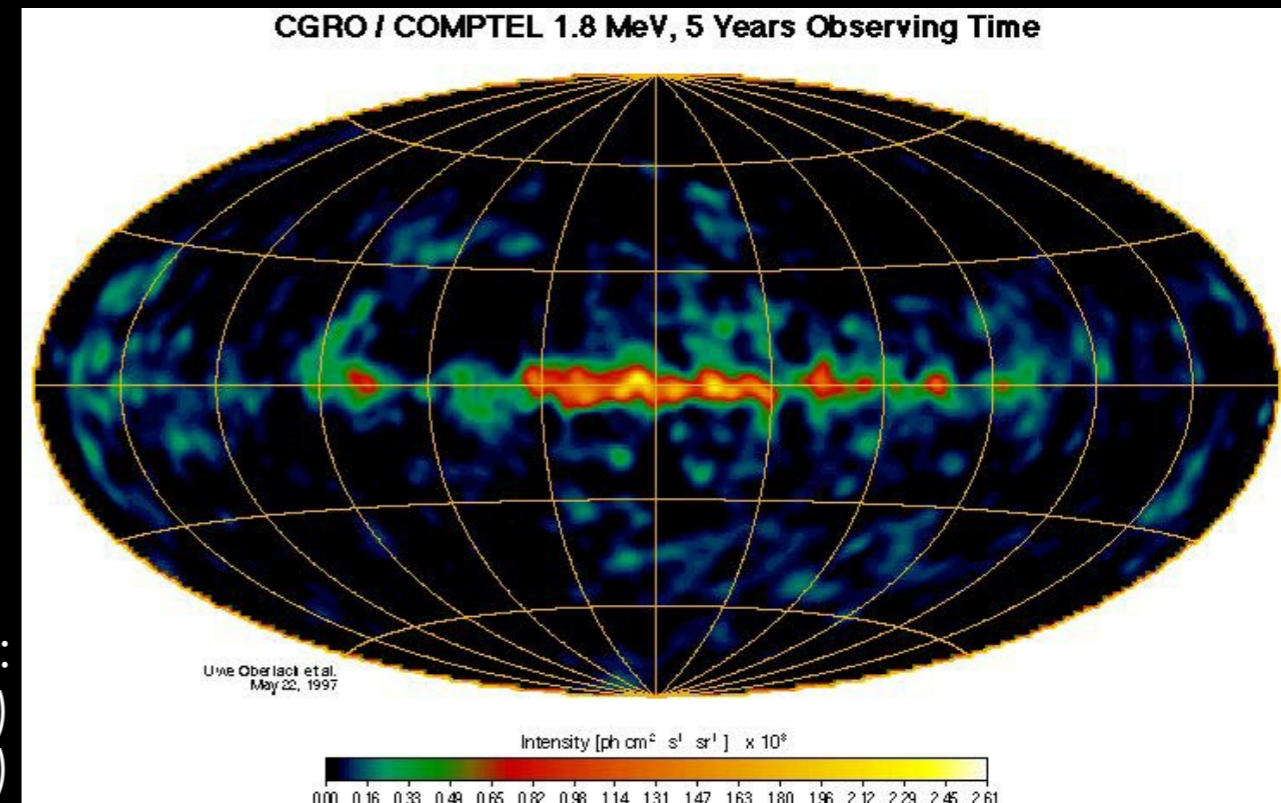
Sources non identifiées	65
Sources non identifiées Galactiques	23
Galaxies	111
Amas de galaxies	19
Galaxies de Seyfert de type 1	292
Galaxies de Seyfert de type 2	261
Autres noyaux actifs de galaxies (AGN)	23
Blazars / BL Lacs	49
Quasars	86
Variables cataclysmiques (CV)	55
Pulsars	20
Restes de supernovae (SNR)	6
Etoiles	14
Binaires X de forte masse (HMXB)	85
Binaires X de faible masse (LMXB)	84
Autres binaires X	17
Total	1210

Le ciel gamma (1-30 MeV ; CGRO/COMPTEL)



Vela, Crab: SNR
Cyg-X1 : candidat trou noir
(binaire X, microquasar)

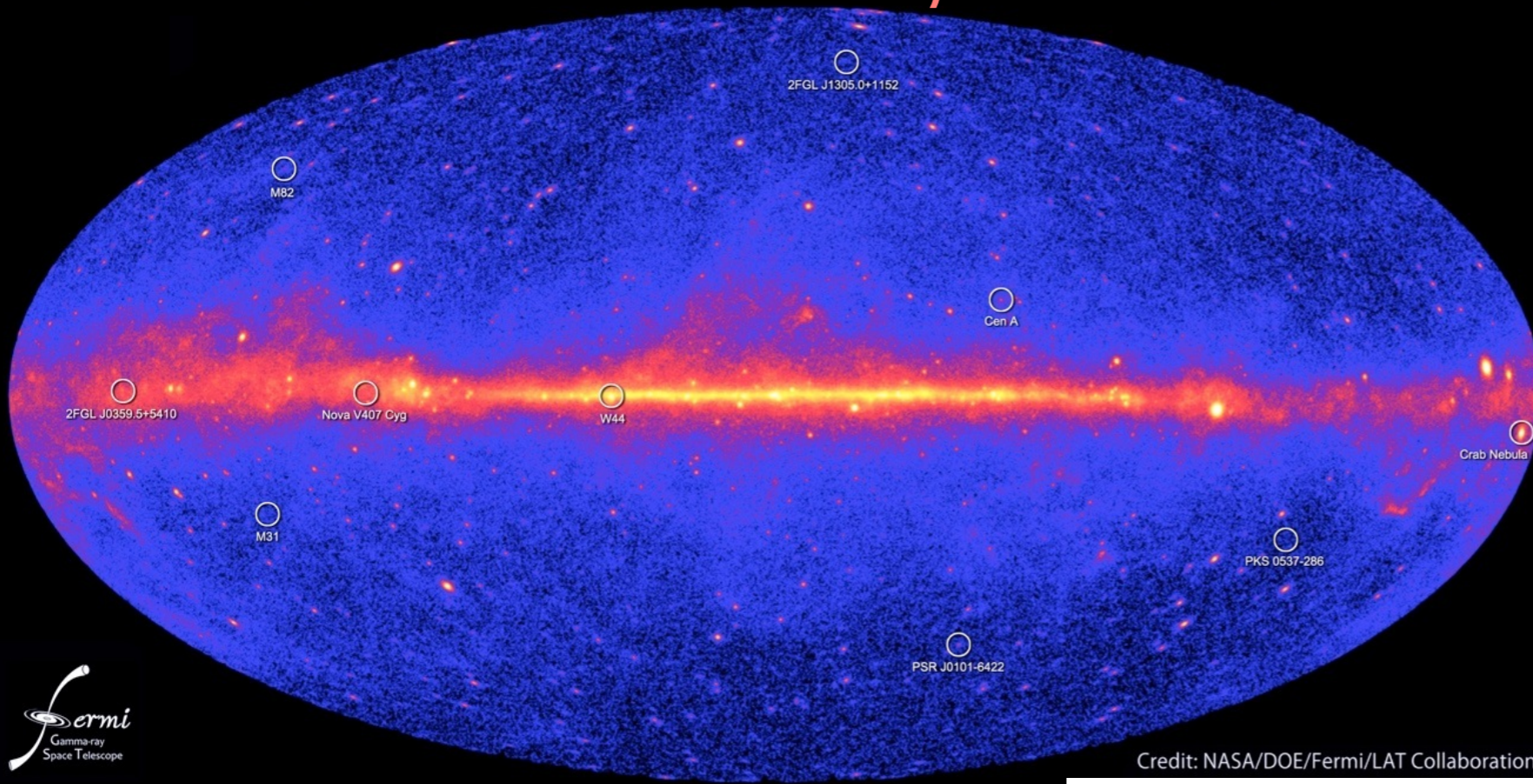
Cen A : radiogalaxie
3C273, 3C279 : quasars
PKS0528: blazar



Raie 1.809 MeV :

Décroissance radioactive de ²⁶Al en ²⁶Mg (demi-vie 700 kyr)
= supernovae récentes (régions de formation d'étoiles)

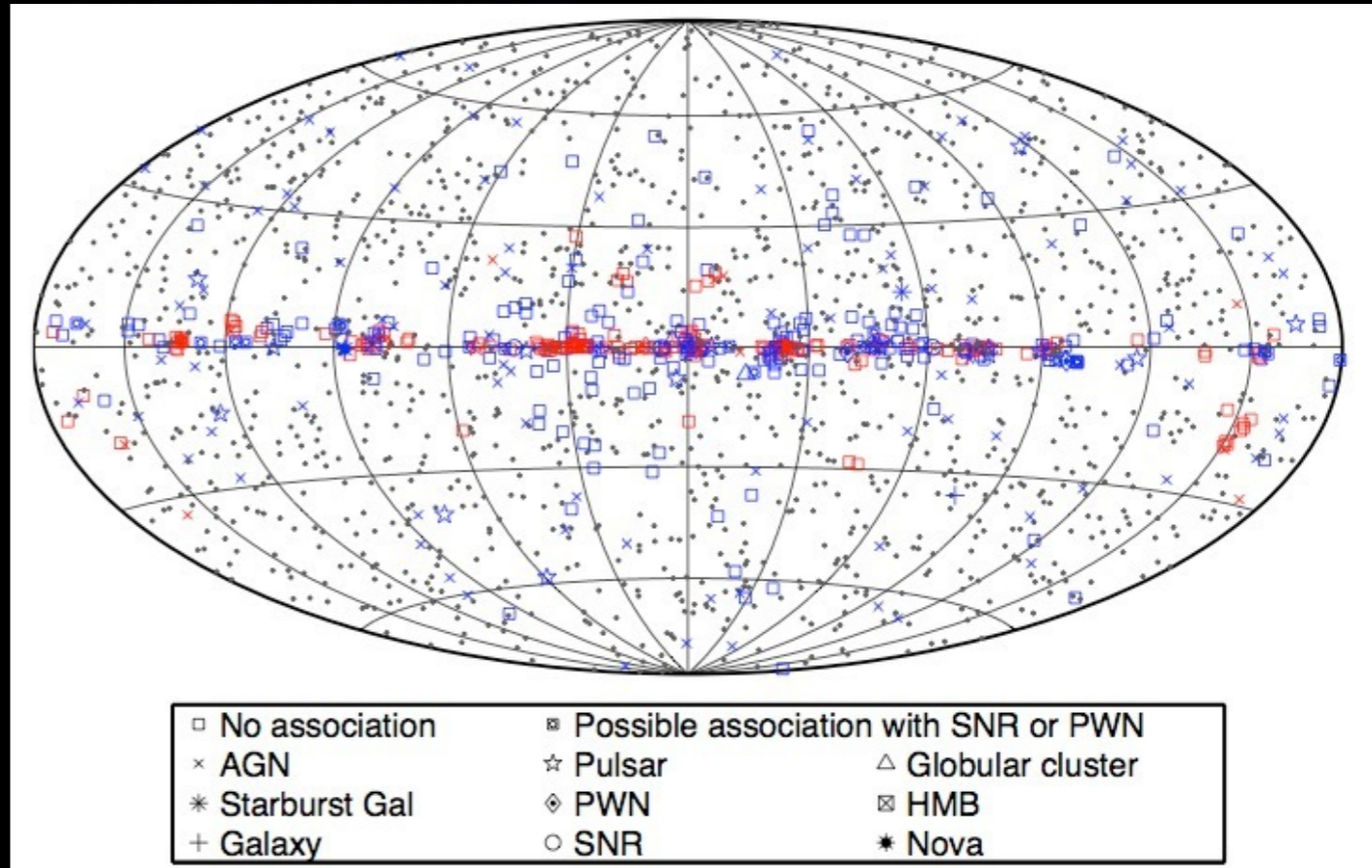
Le ciel gamma de haute énergie (0.1-100 GeV ; Fermi/LAT)



Pulsars	I	83
	A	25
Nébuleuses de pulsars (PWN)	I	3
	A	0
Restes de supernovae (SNR)	I	6
	A	4
PWN ou SNR potentiels	A	58
Amas globulaires	A	11
Binaires X de forte masse (HMXB)	I	4
Nova	I	1
Blazars de type BL Lac	I	7
	A	429
Blazars de type FSRQ	I	17
	A	353
Autres noyaux actifs de galaxies (AGN)	I	1
	A	10
Radio-galaxies	I	2
	A	10
Galaxies de Seyfert	I	1
	A	5
Galaxies actives de type incertain	A	257
Galaxies normales	I	2
	A	4
Galaxies à sursaut de formation d'étoiles	A	4
Classe incertaine	A	1
Sources non identifiées sans association		575
Total		1746

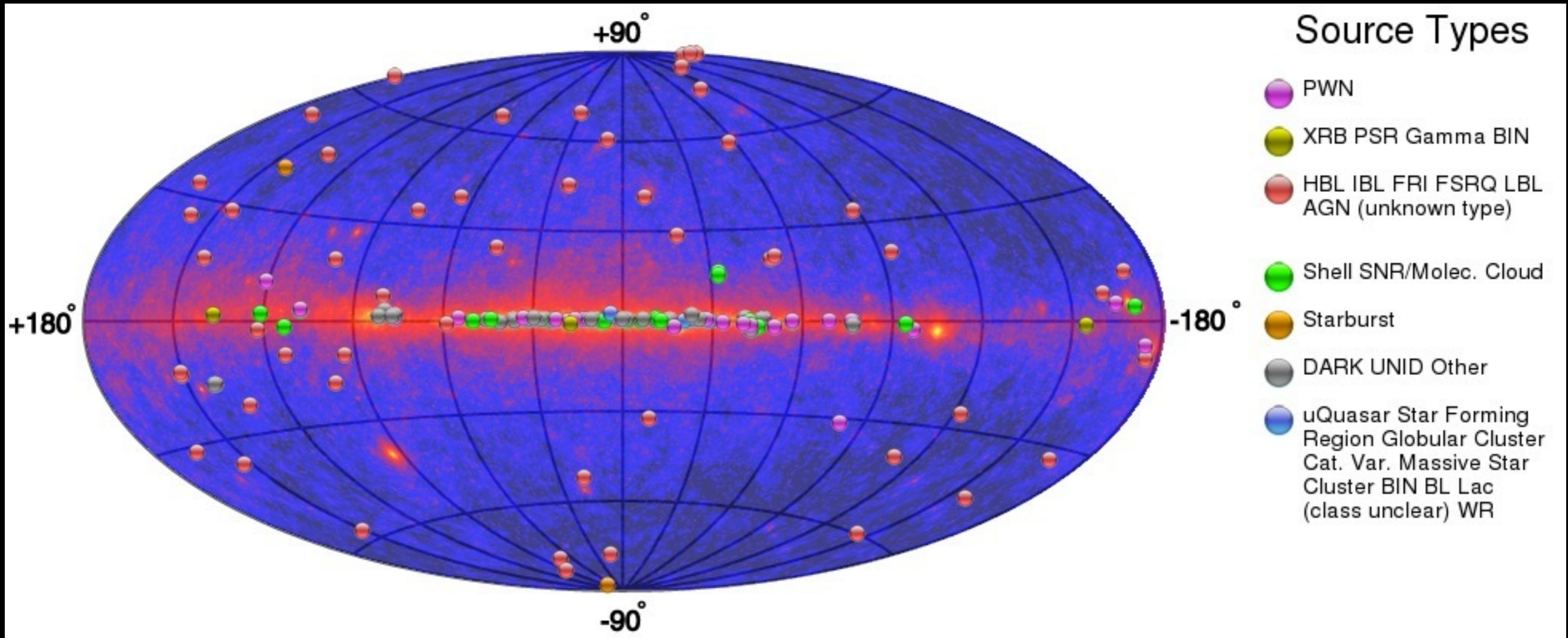
Credit: NASA/DOE/Fermi/LAT Collaboration

Emission diffuse:
interaction du rayonnement cosmique
avec le milieu interstellaire



Sources :

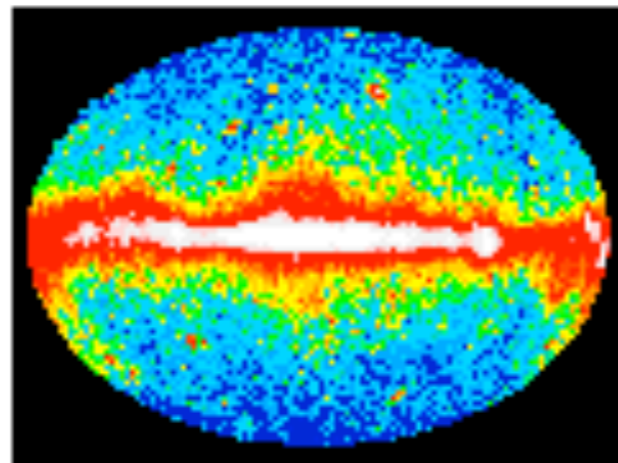
Le ciel gamma de très haute énergie (>100 GeV)



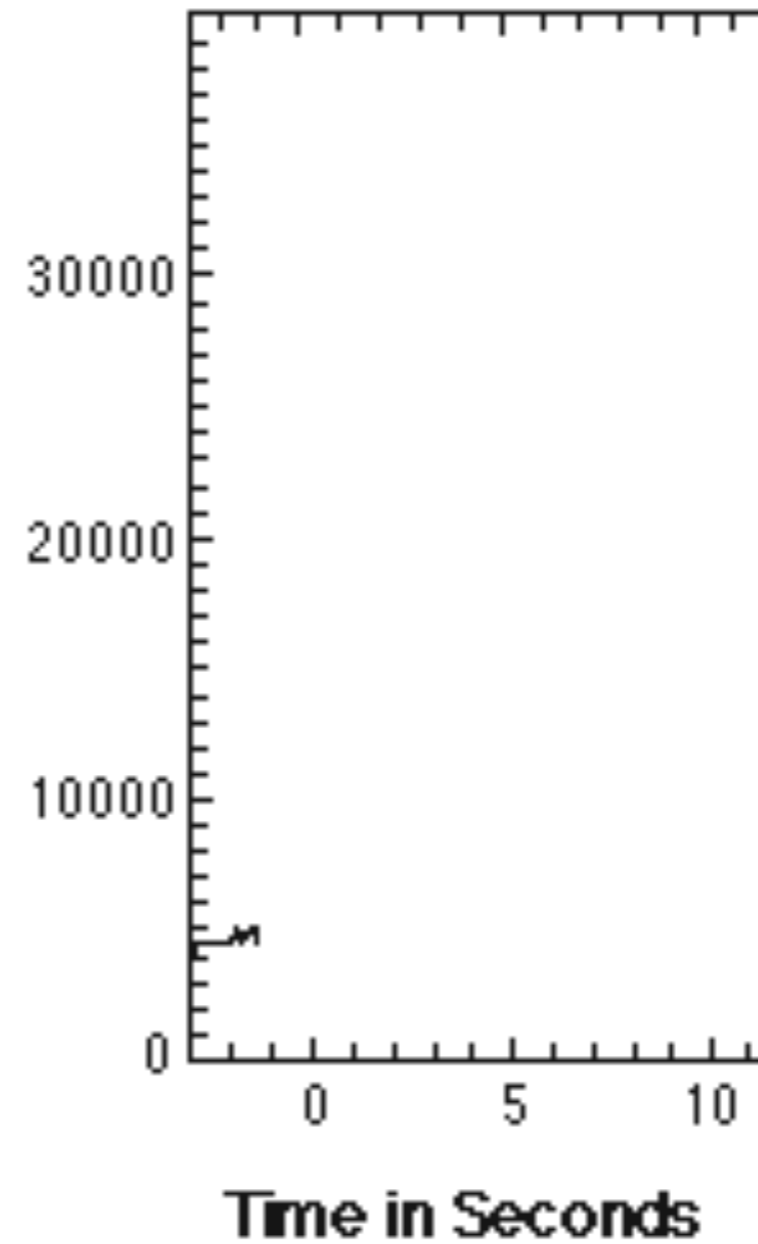
Telescopes Tcherenkov au sol (HESS, MAGIC, VERITAS) : 143 sources à 5σ

(arrière plan : ciel Fermi)

N'oublions pas le ciel variable !



Counts per Second



Résumé astrophysique des hautes énergies

L'astrophysique des hautes énergies est le royaume des objets compacts.

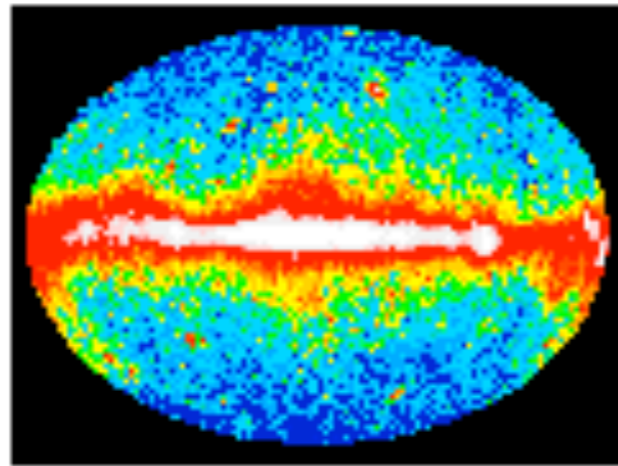
On parle de haute énergie

- parce que les particules émises sont à haute énergie
- parce que la quantité d'énergie émise est considérable.

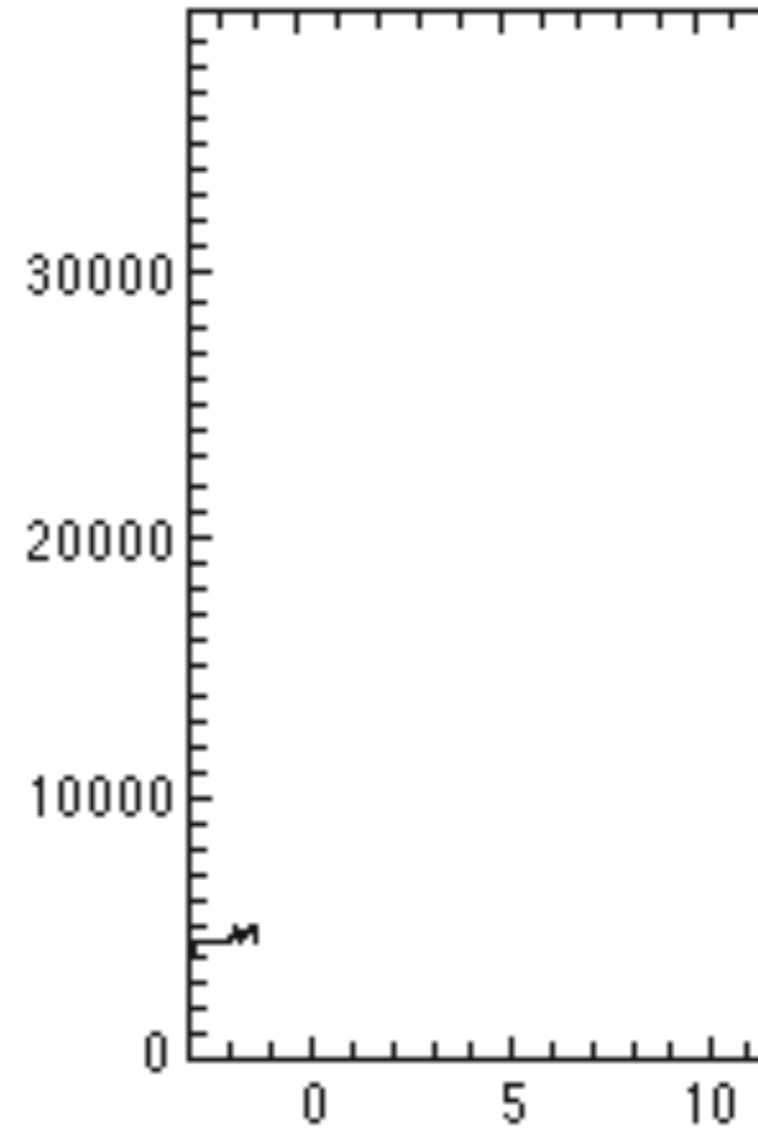
C'est aussi le domaine privilégié de l'astronomie « multi-messagers » : l'énergie n'est pas toujours majoritairement émise sous forme de lumière. Exemple : les supernovae gravitationnelles sont avant tout des événements « neutrinos ».

2. Les sursauts gamma courts

Sursauts gamma : observations



Counts per Second



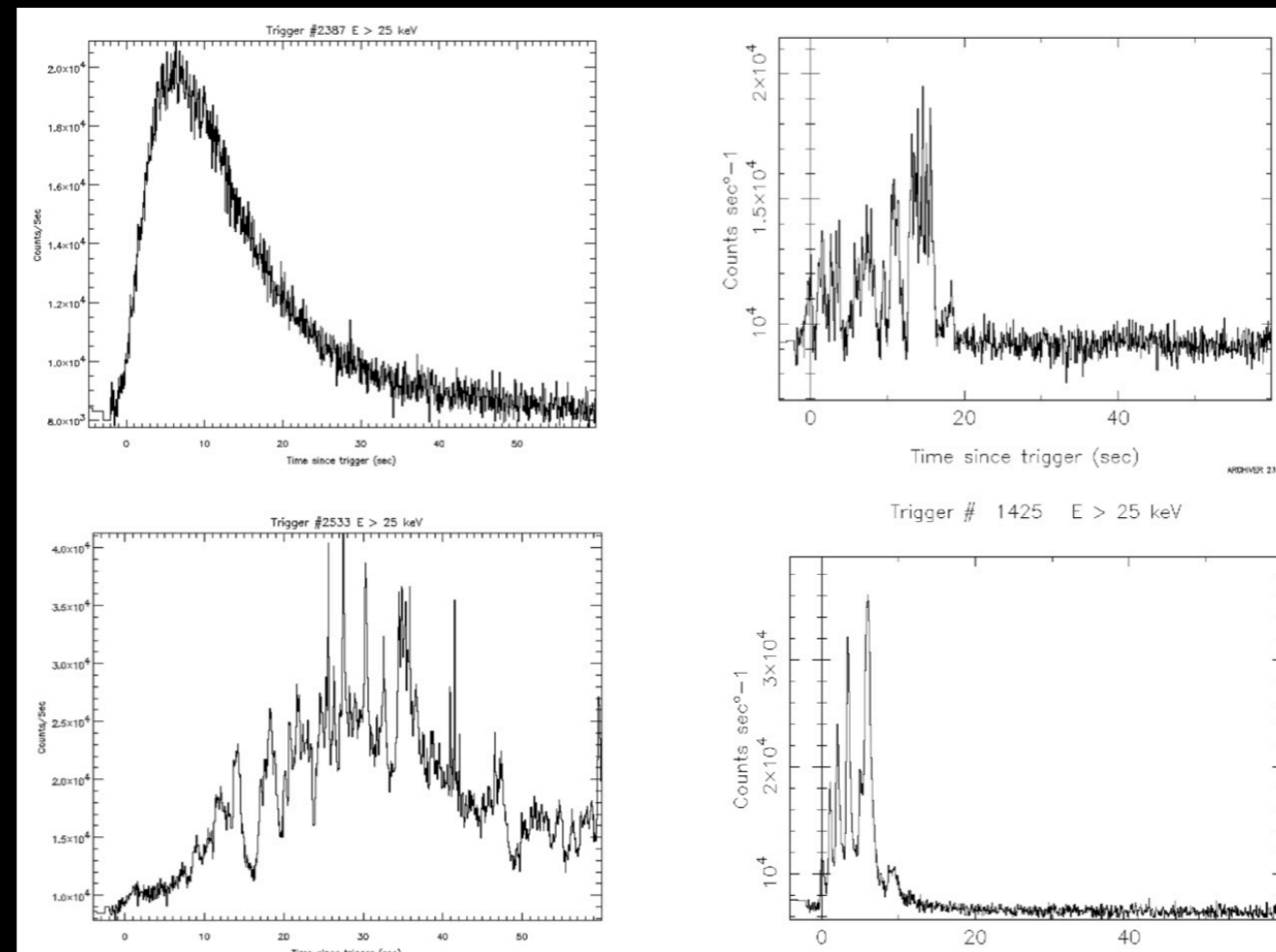
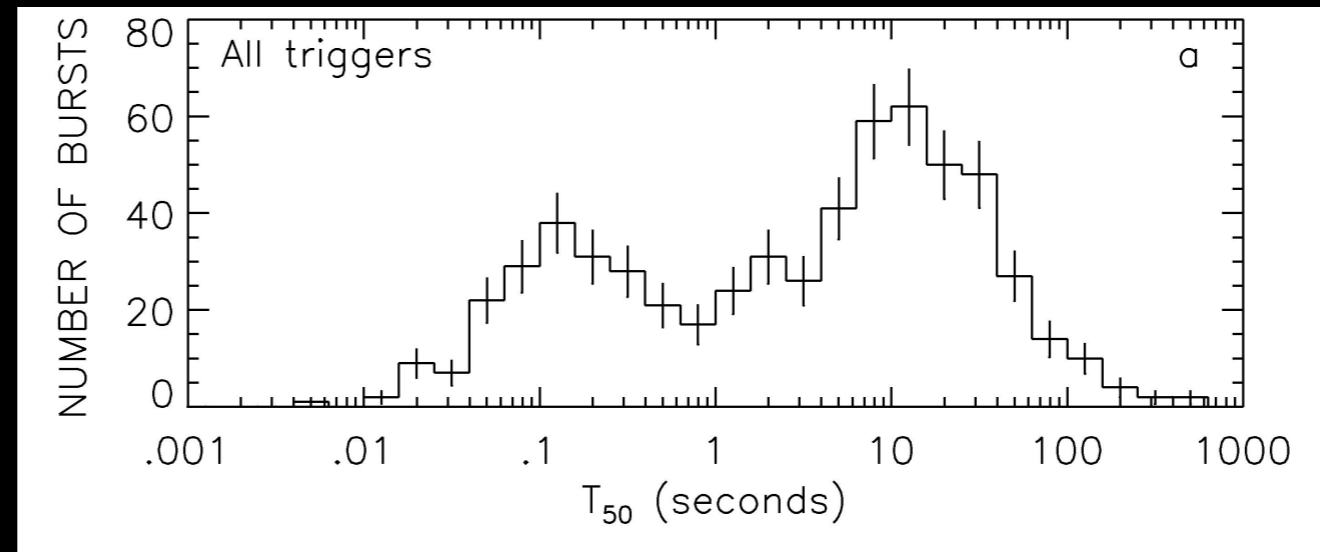
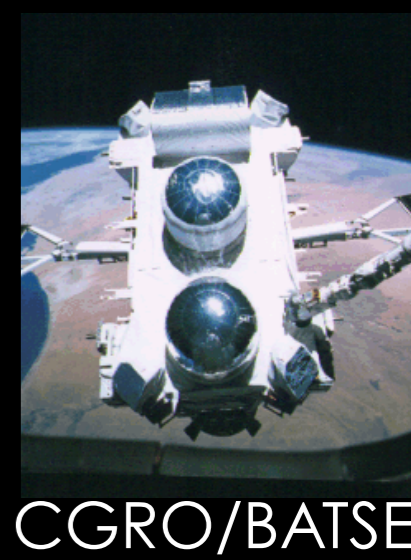
Time in Seconds

Sursauts gamma : émission « prompt »

Taux apparent $\sim 1/\text{jour}$

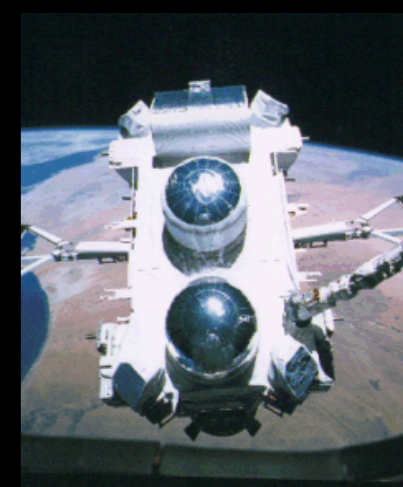
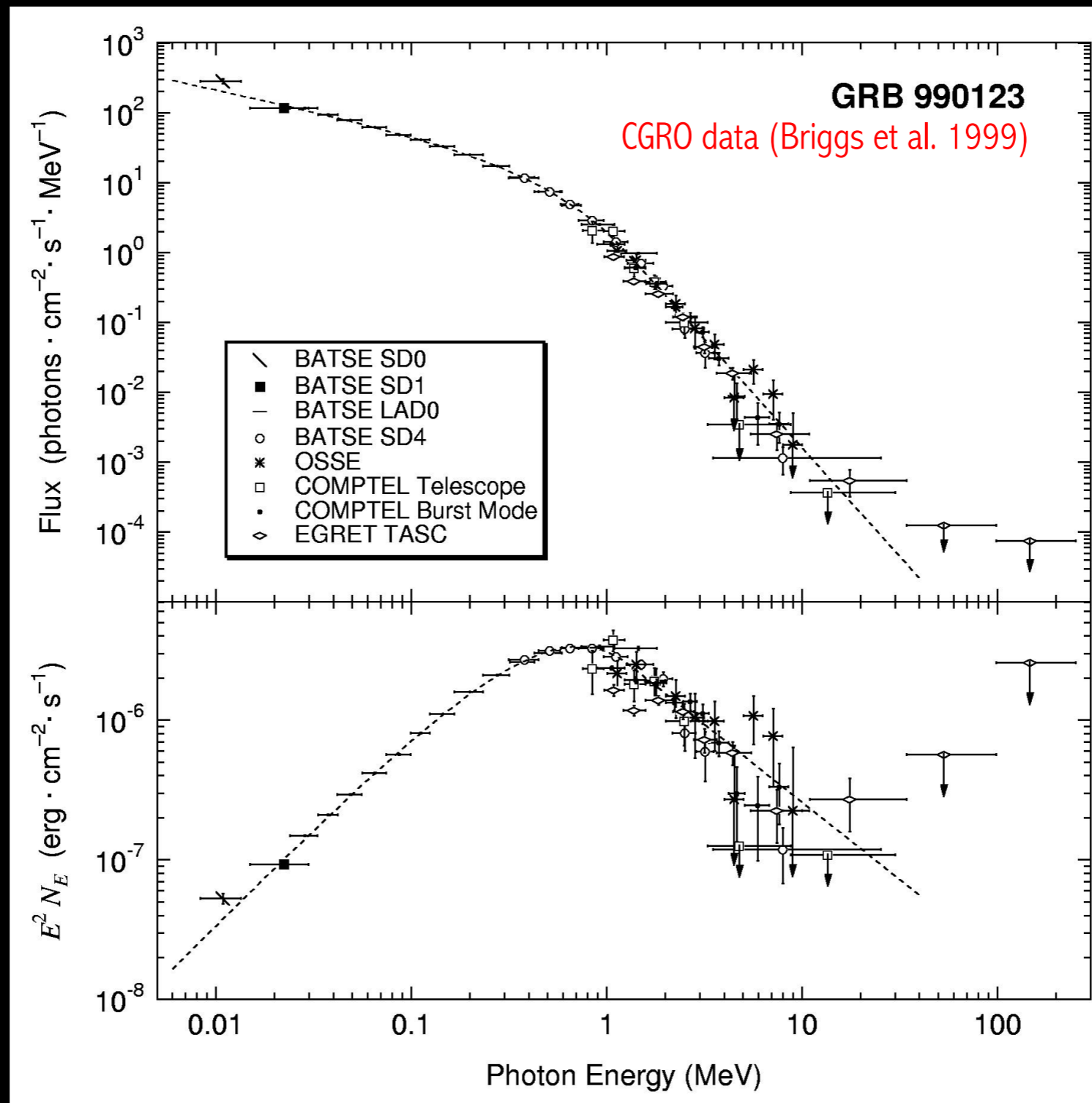
Durée: deux groupes

Courbes de lumière : diversité & variabilité



Sursauts gamma : émission « prompte »

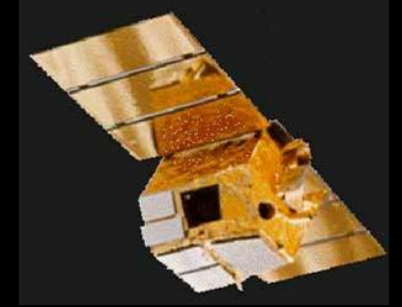
Spectre :
non thermique



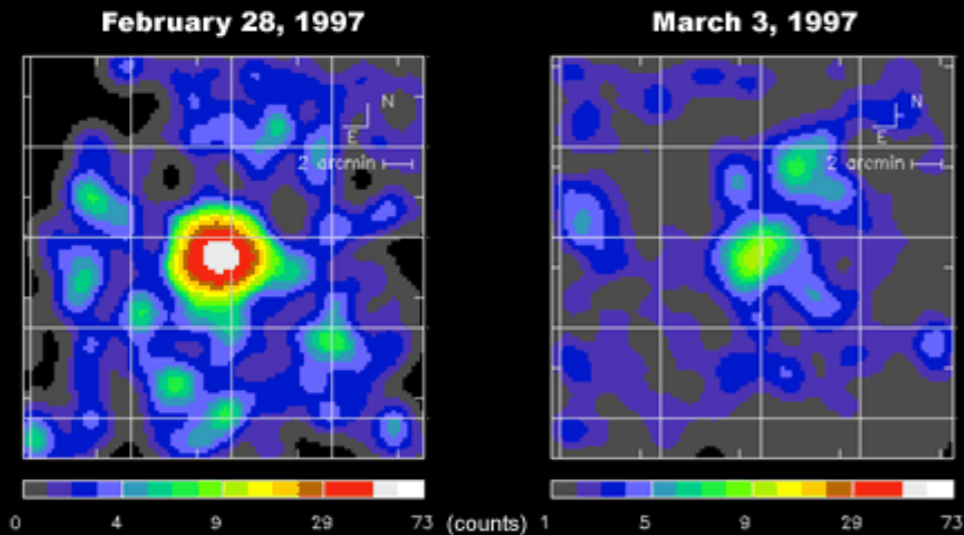
CGRO/BATSE

Sursauts gamma : rémanence (« afterglow »)

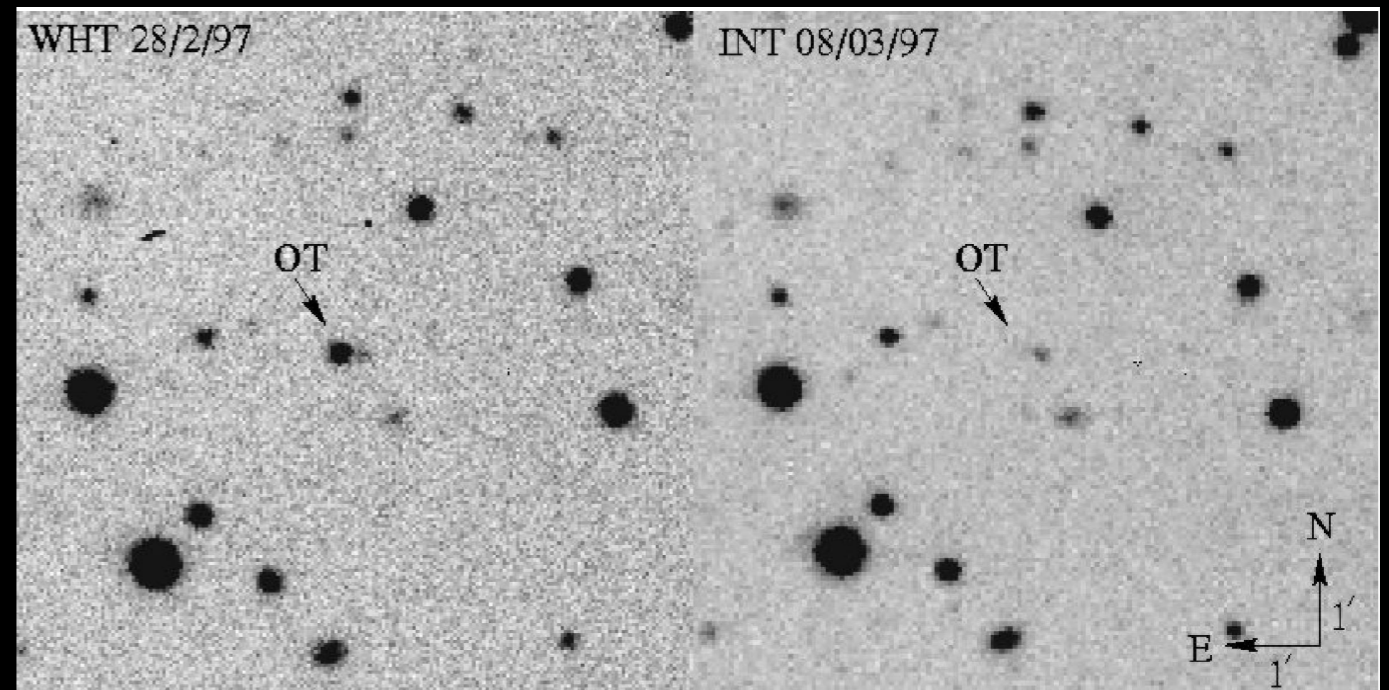
Découvert : 1997 (rayons X : Beppo-SAX ; visible : van Paradijs et al.)



Beppo SAX



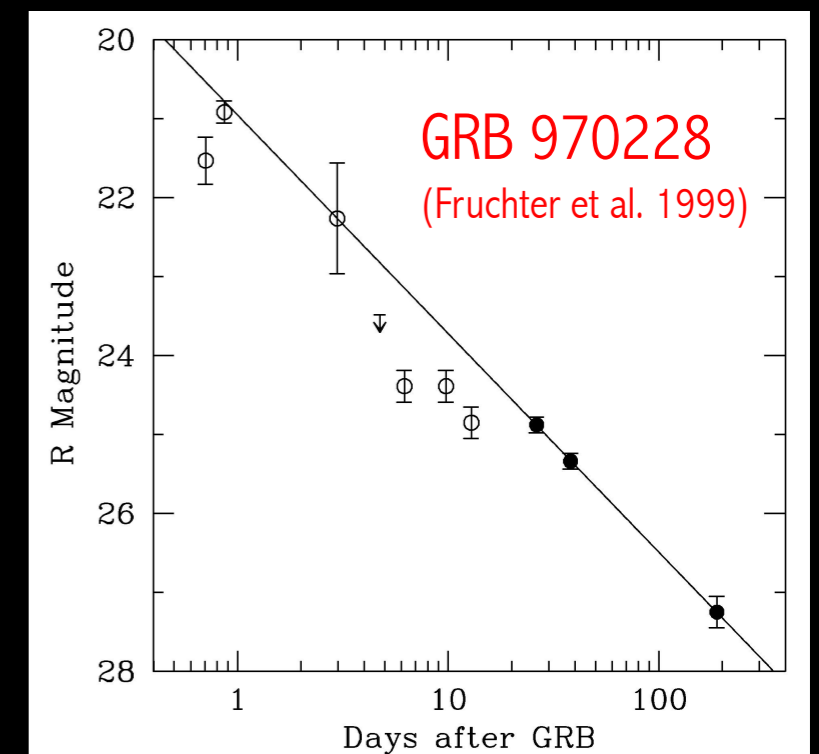
GRB 970228 X-ray afterglow
at 8 hours (left) and 3 days (right) after the Gamma-ray burst.



Flux : décroissance en loi de puissance

Spectre : non thermique

Evolution spectrale : rayons X, visible, radio

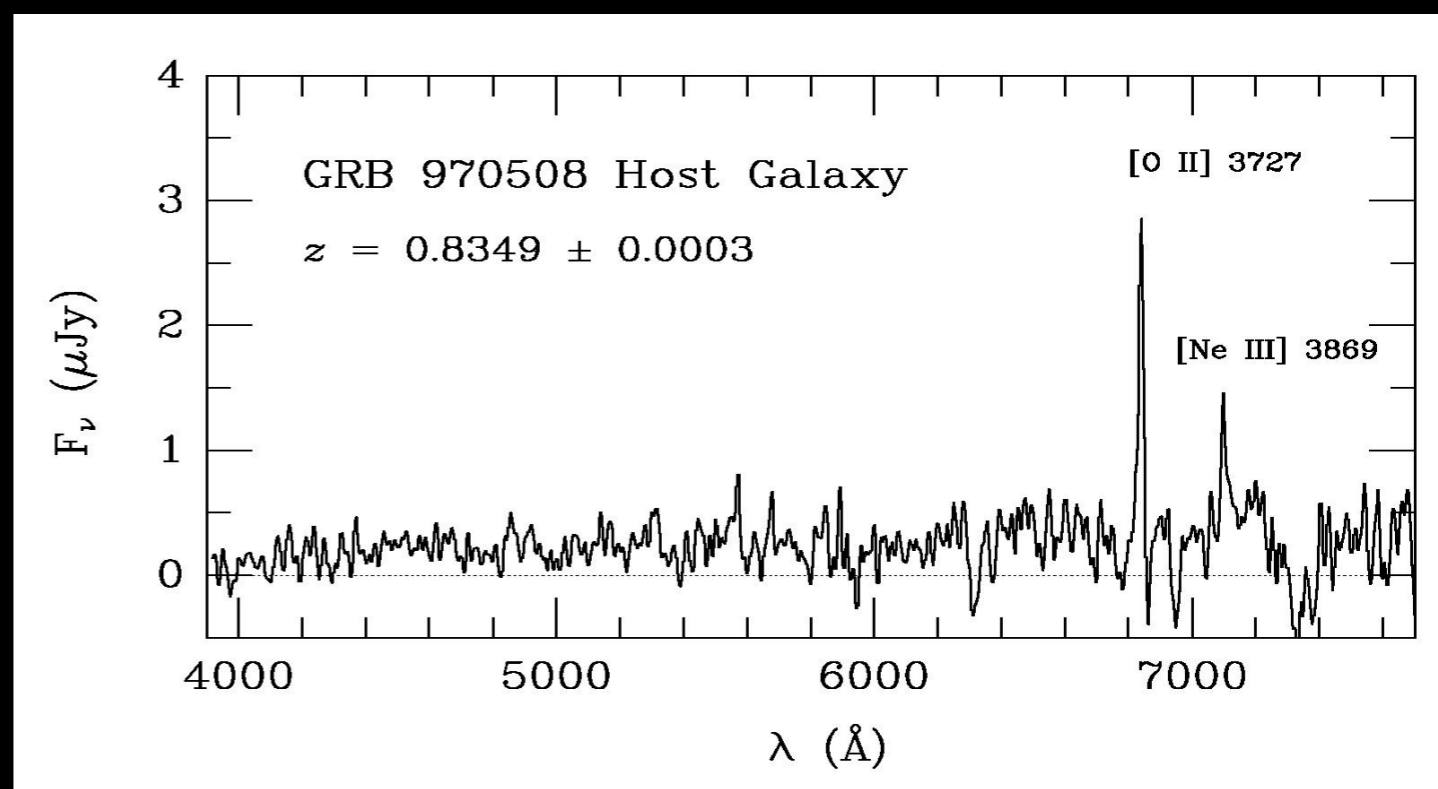
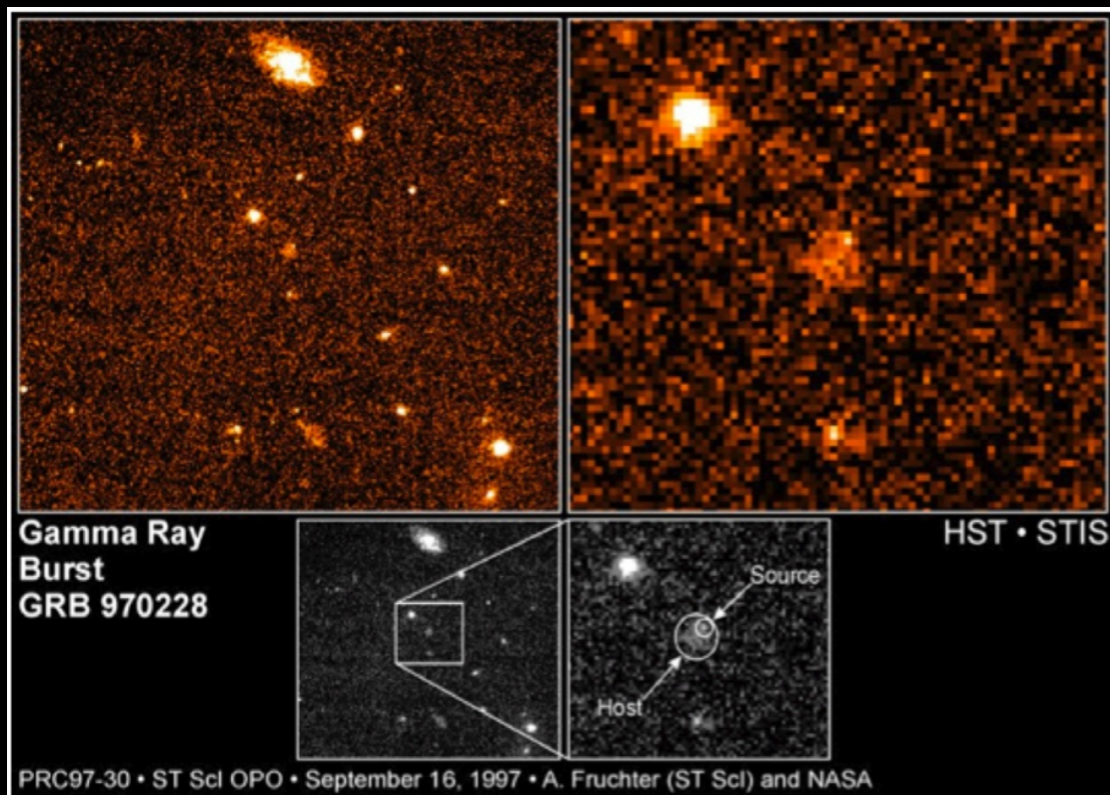
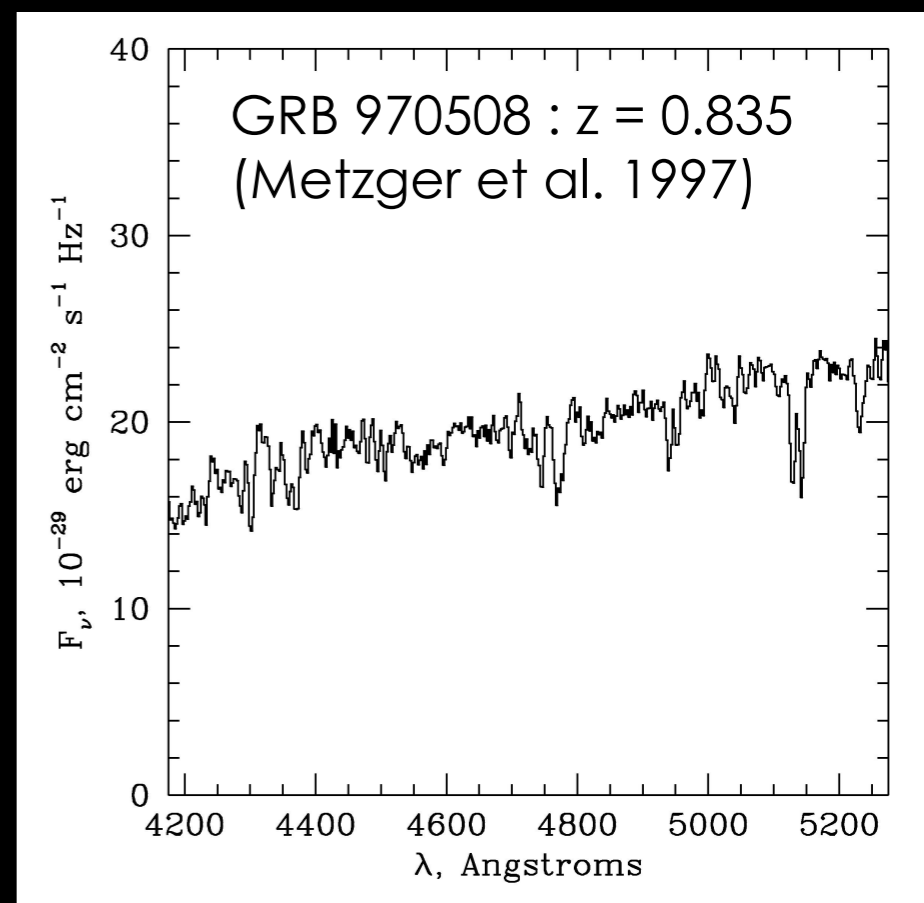


Sursauts gamma : rémanence (« afterglow »)

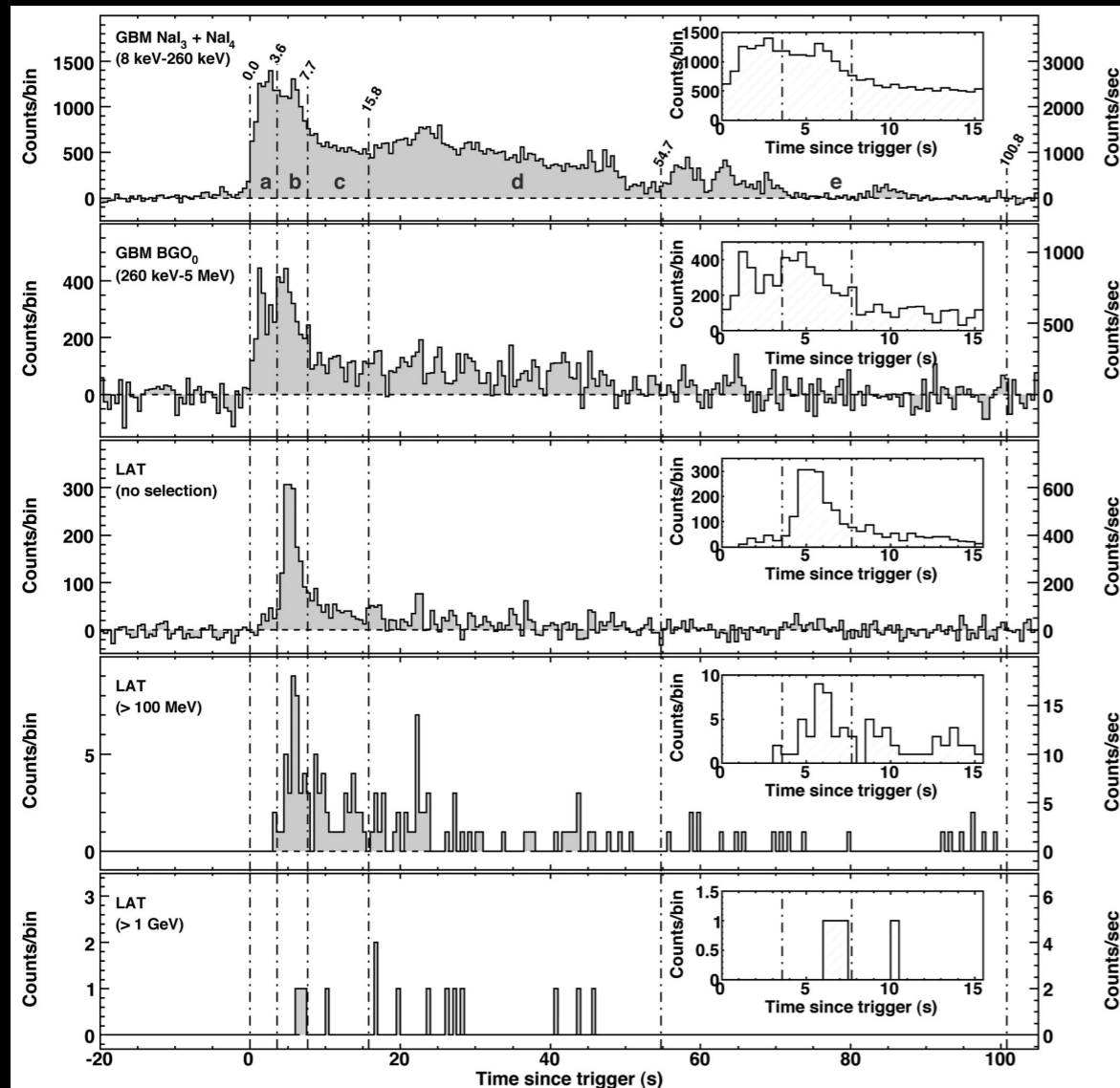
Suivi de la rémanence : redshift & galaxie hôte

Redshifts élevés ($z_{\text{max,obs}} \sim 9$) :
luminosités gigantesques !

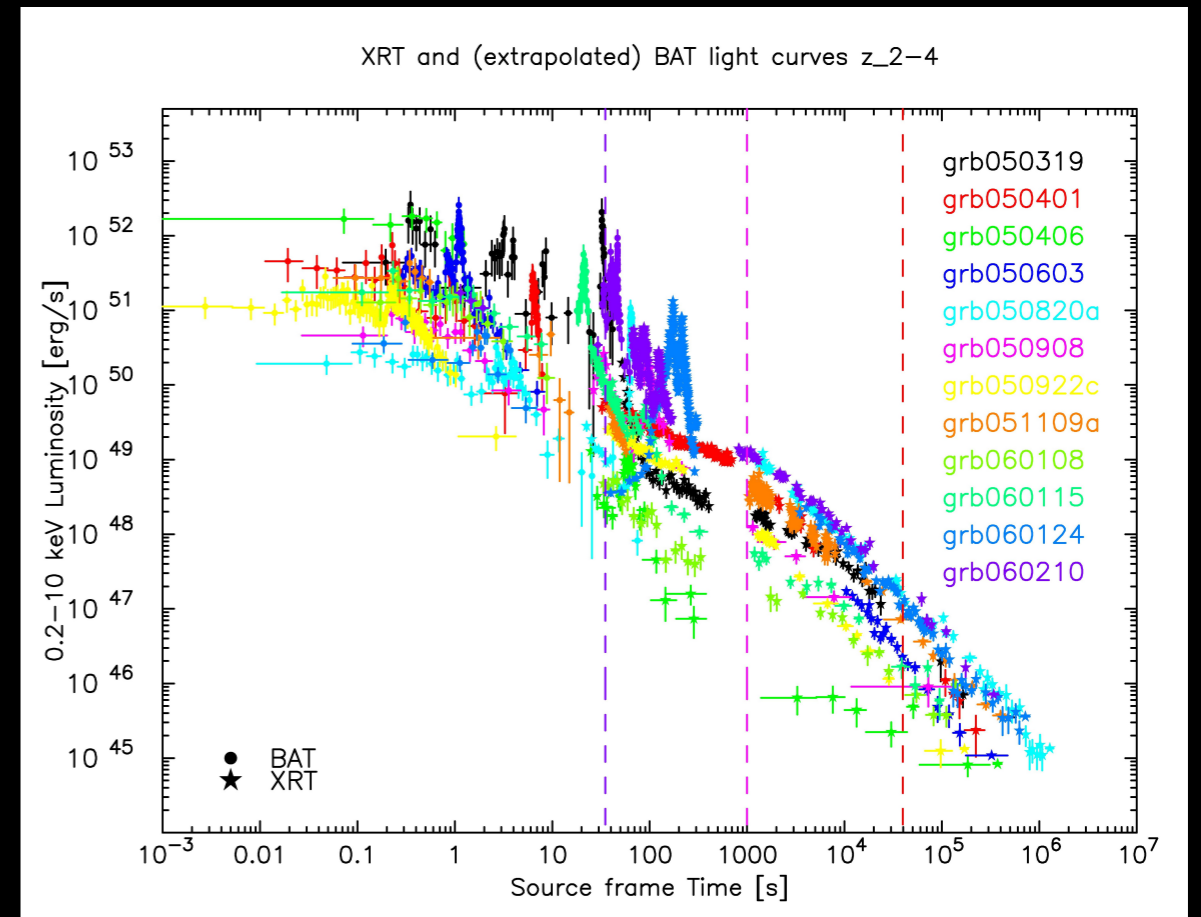
$$E_{\text{iso},\gamma} = 10^{51} - 10^{54} \text{ erg}$$



Sursauts gamma : observations de Swift et Fermi

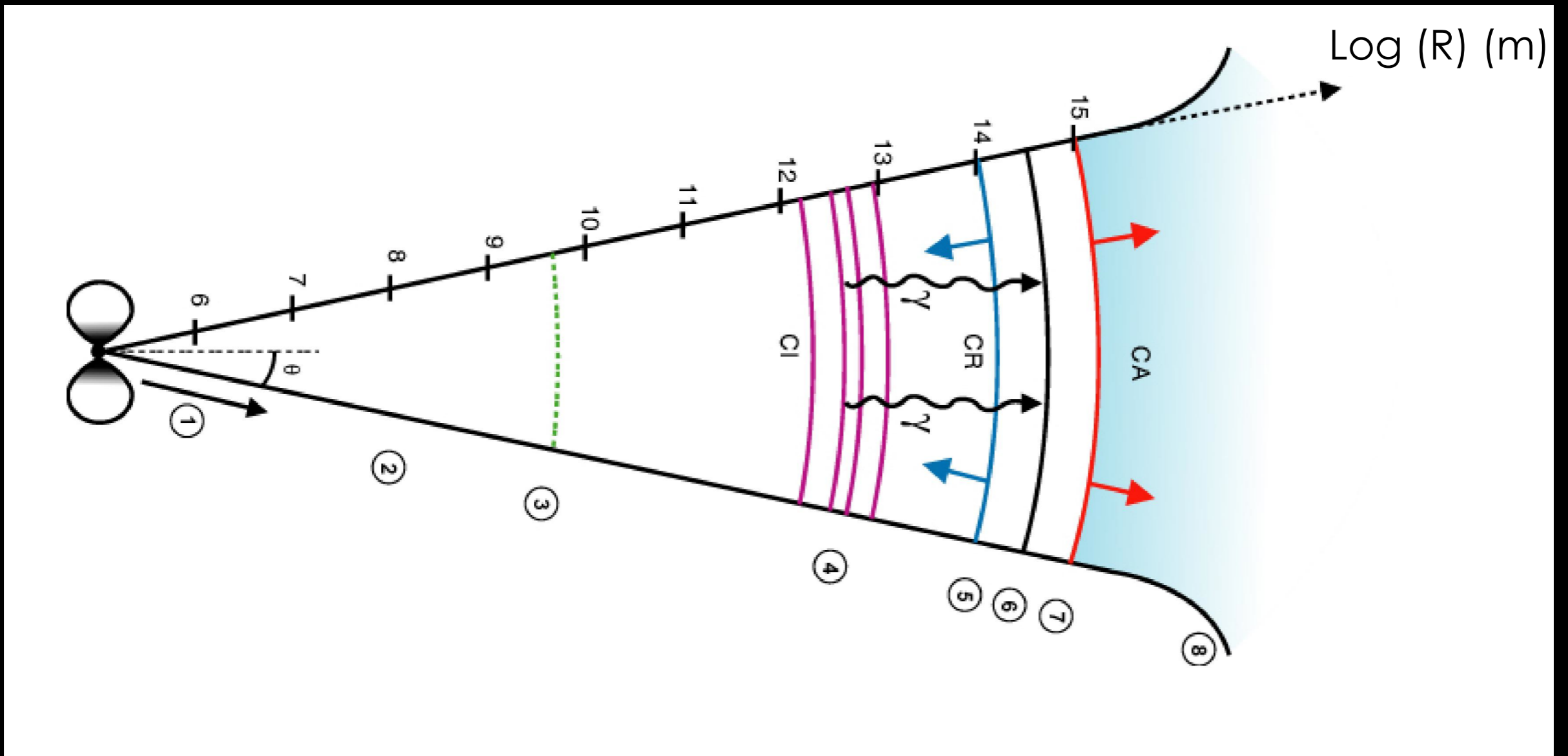


Fermi :
émission prompt du keV au GeV



Swift : rémanence (ici : X)

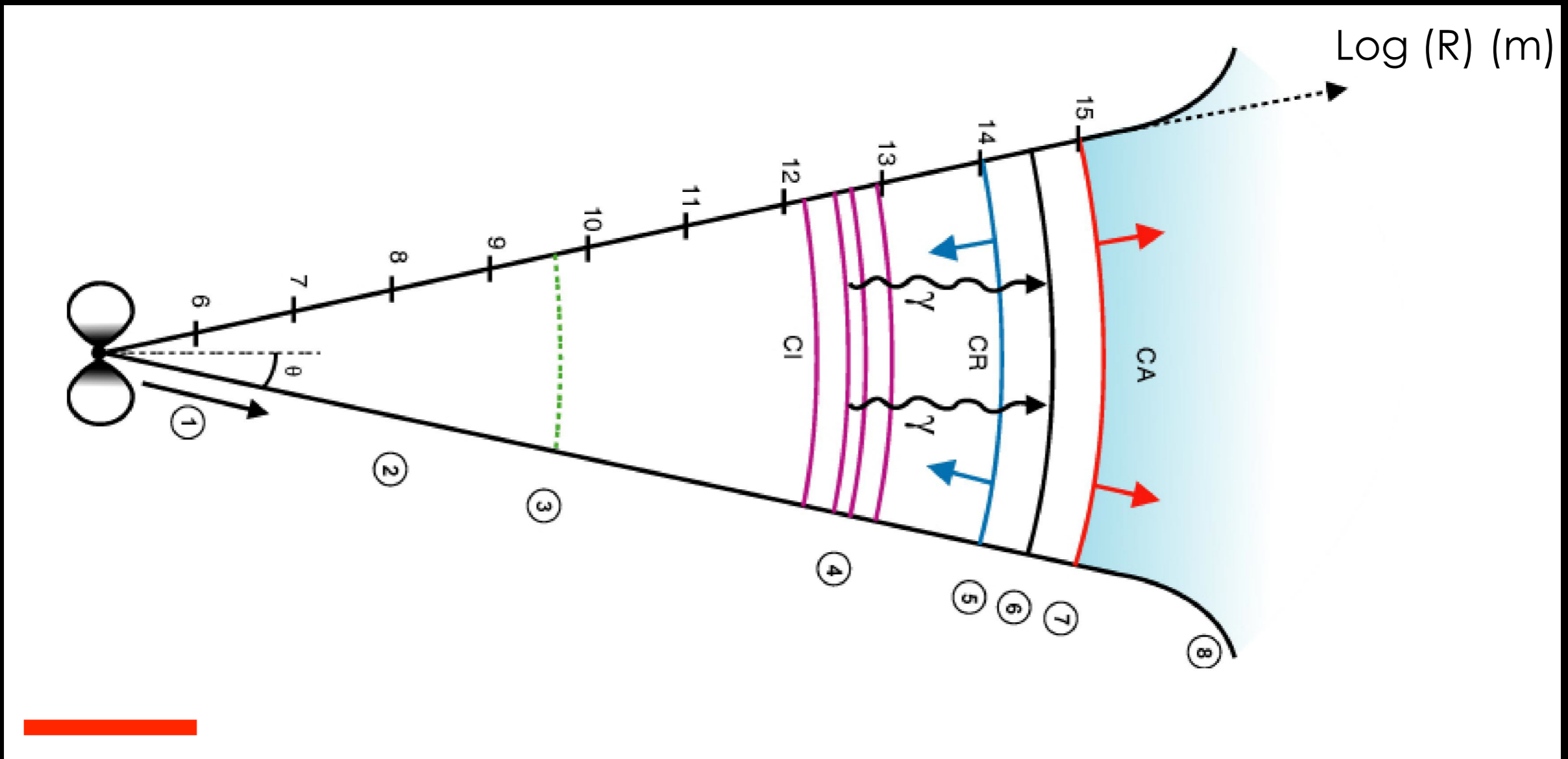
Sursauts gamma : physique



Sursauts gamma : physique

Distance cosmologique : énergie rayonnée très élevée

Variabilité + énergie : formation violente d'un trou noir de masse stellaire

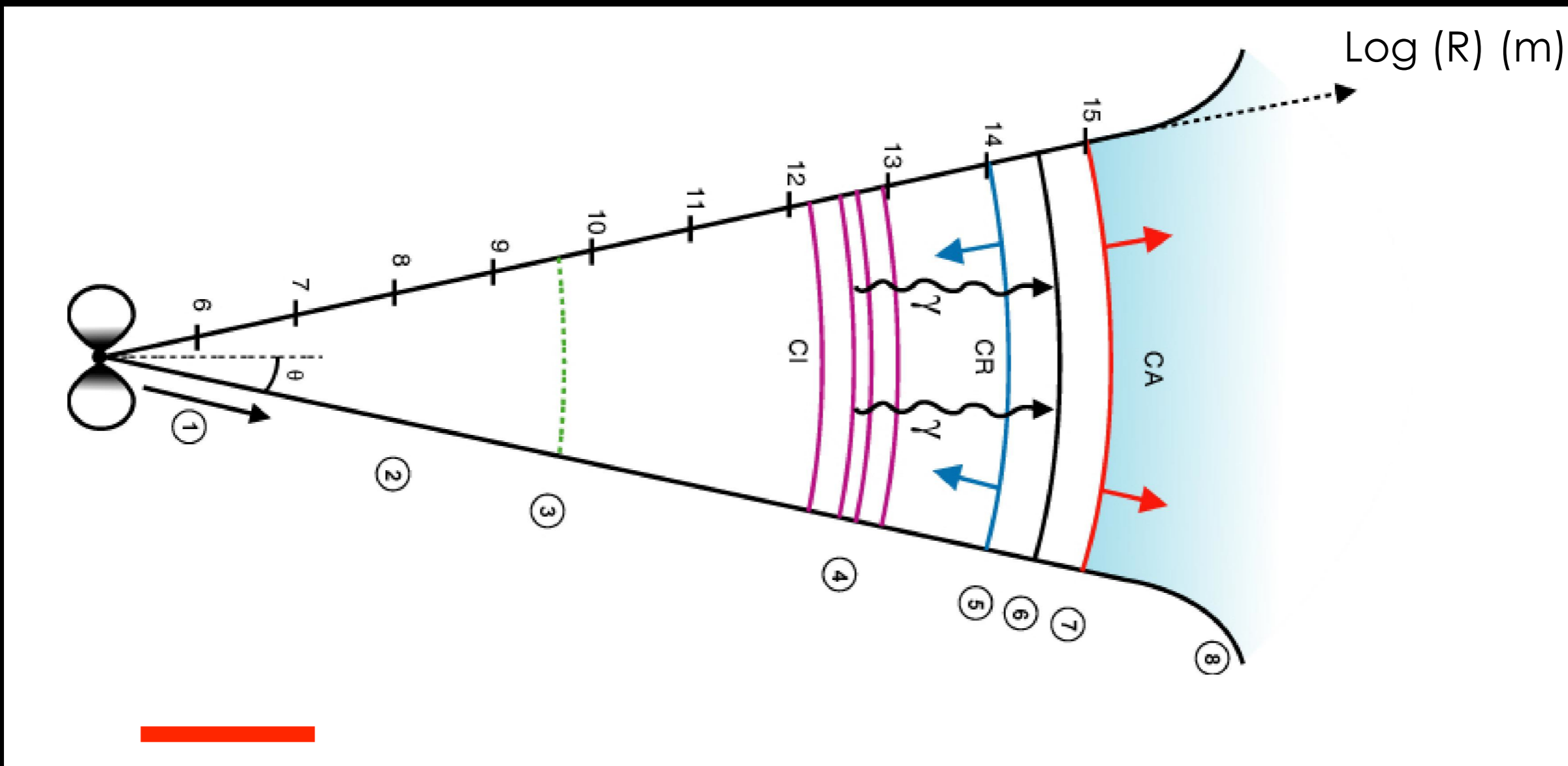


Deux modes de formation :

- collapse gravitationnel d'une étoile massive : groupe des sursauts longs
- coalescence de deux objets compacts : groupe des sursauts courts ?

Sursauts gamma : physique

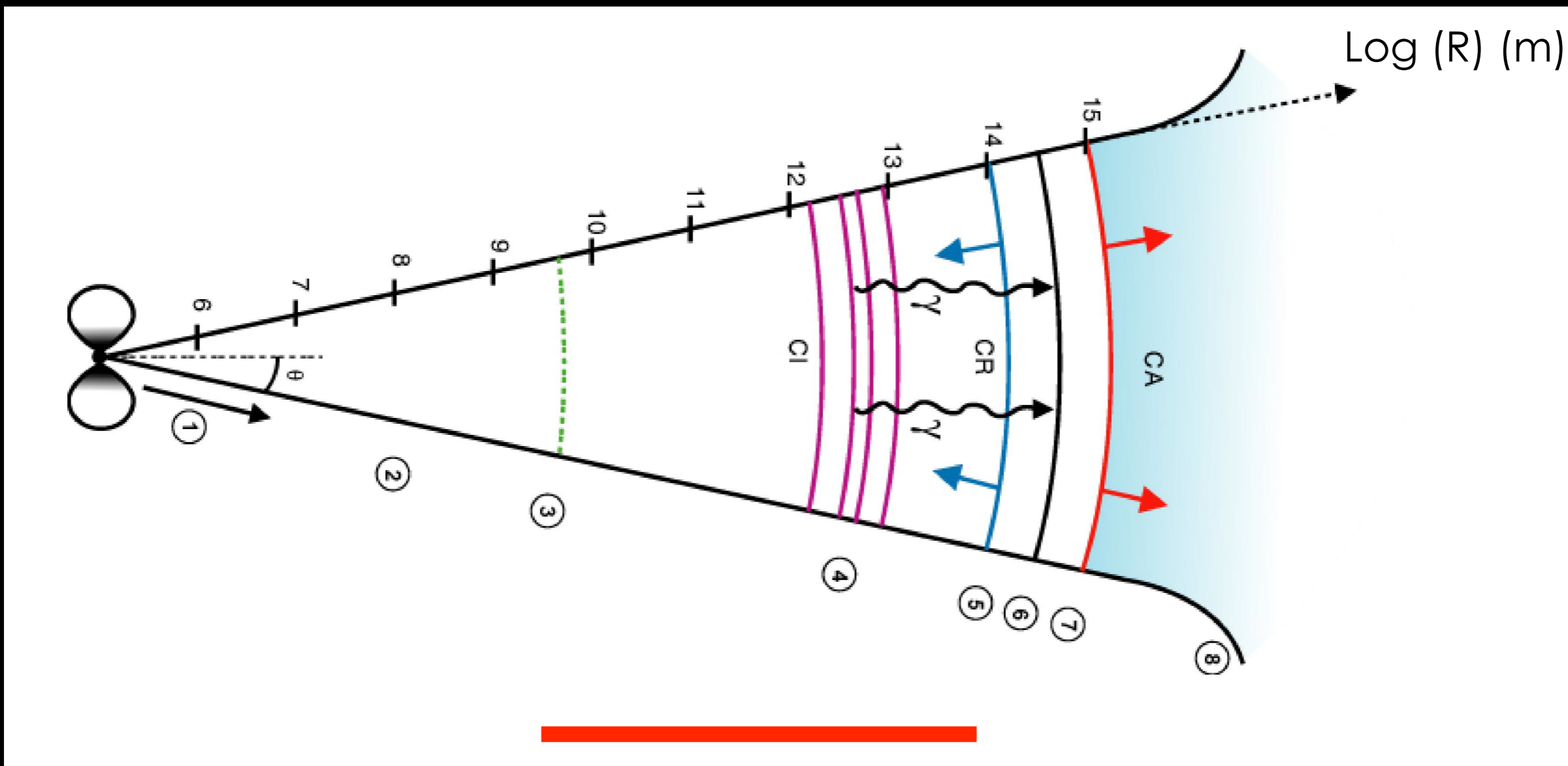
Variabilité + énergie + spectre non thermique : éjection relativiste



Sursauts gamma : physique

Variabilité + énergie + spectre non thermique : éjection relativiste

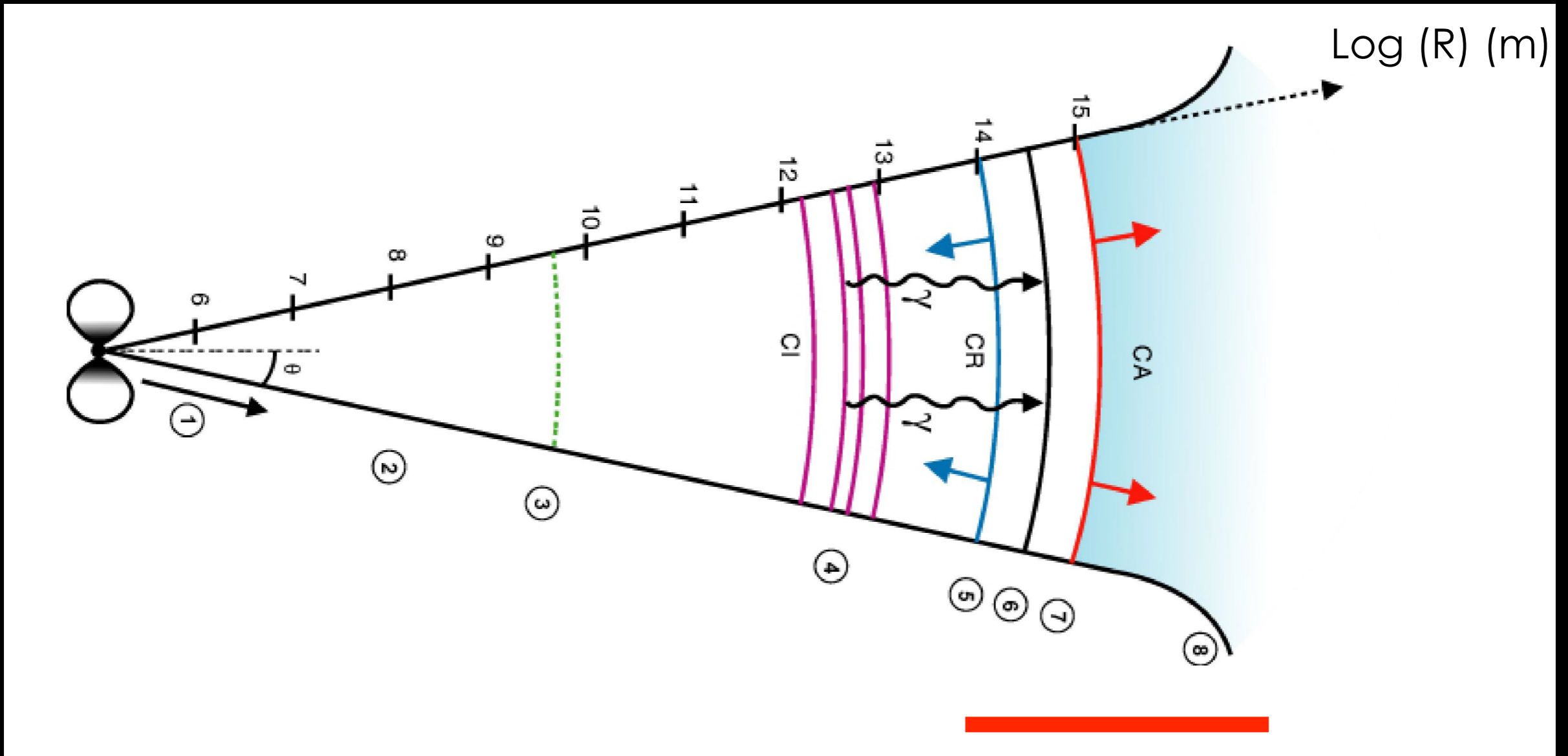
(1) Emission « prompt » : dissipation interne dans l'éjecta (chocs, reconnexion, ...)



Sursauts gamma : physique

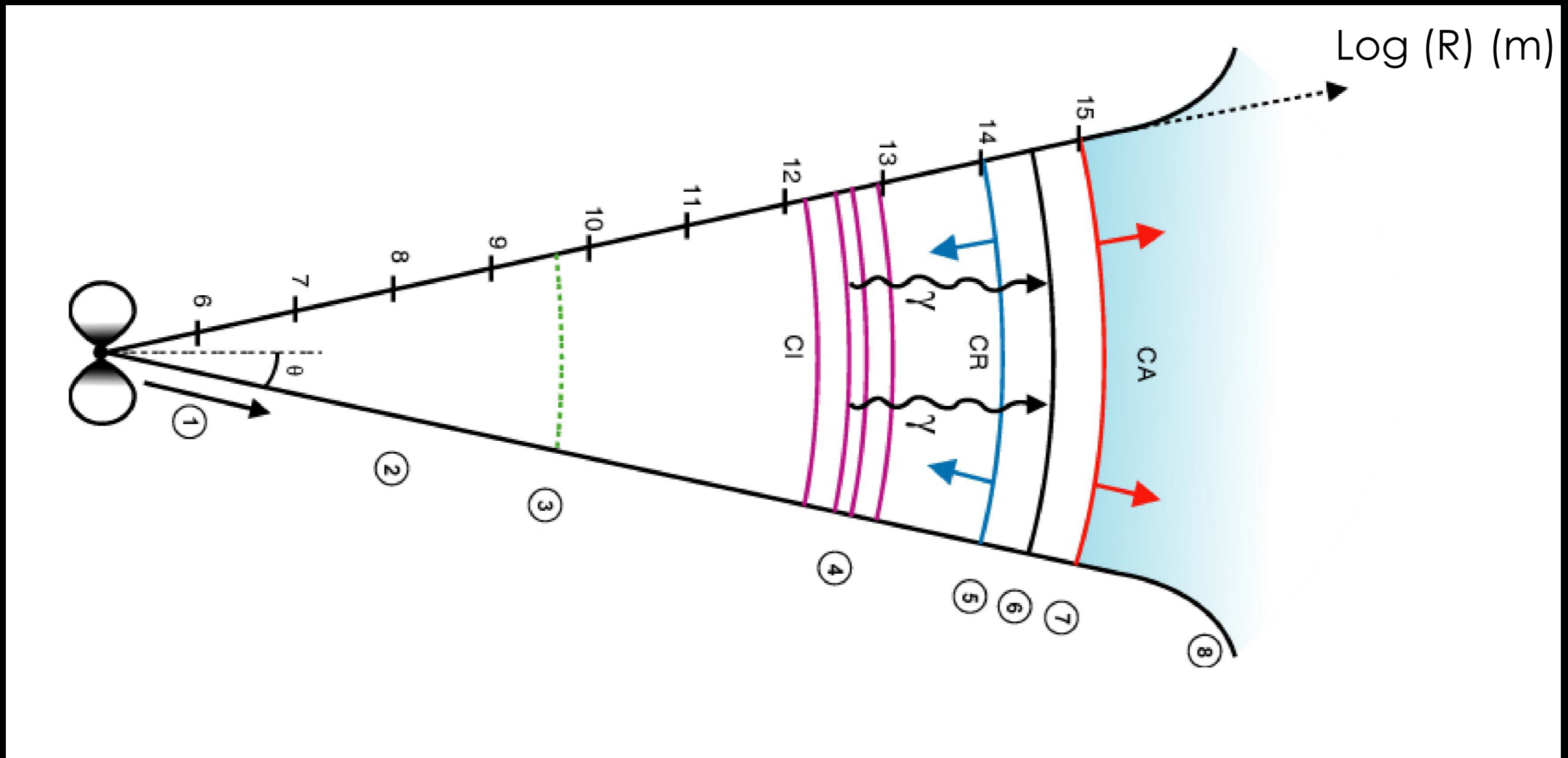
Variabilité + énergie + spectre non thermique : éjection relativiste

(2) Rémanence : freinage de l'éjecta par le milieu environnant



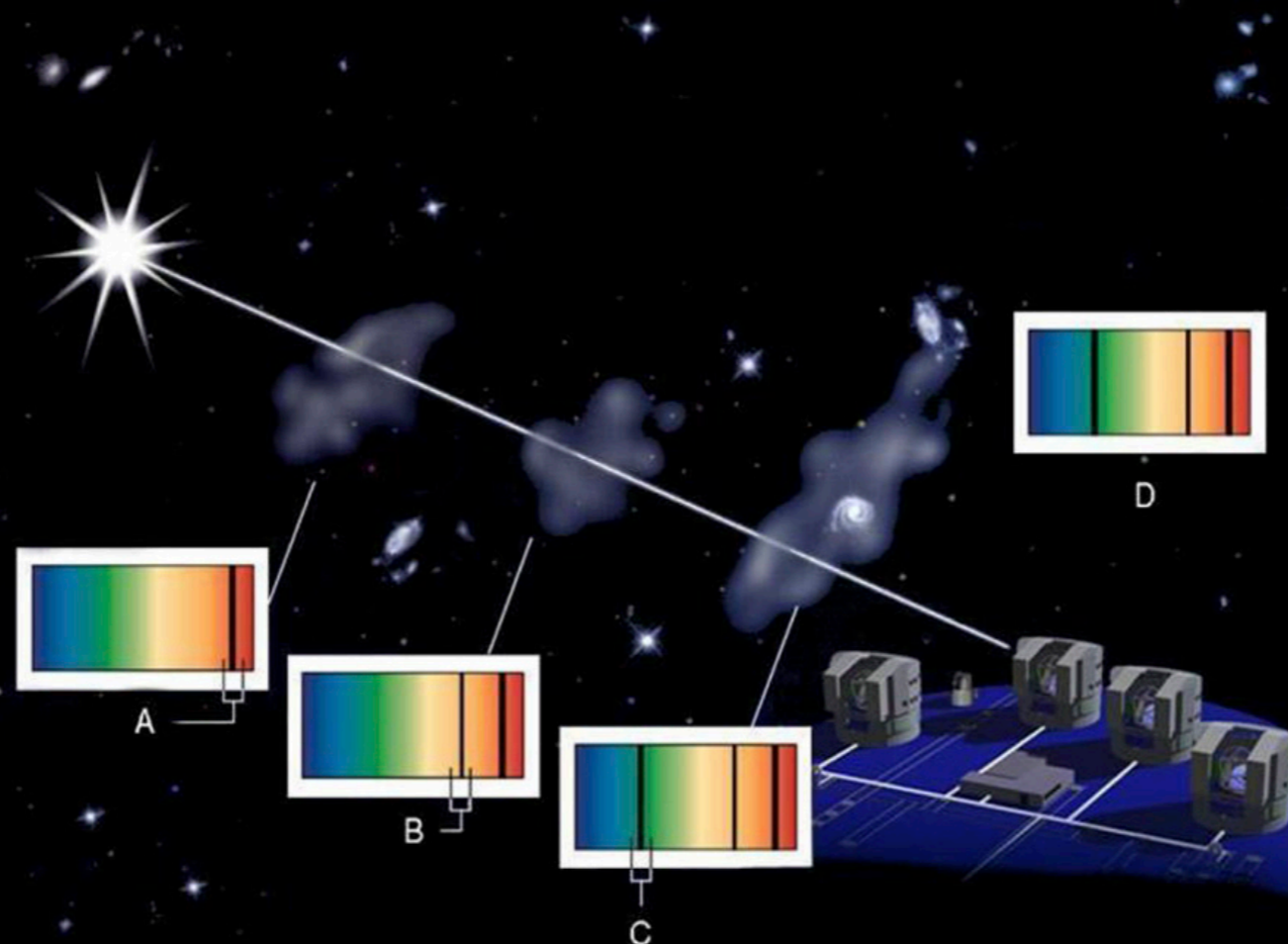
Sursauts gamma : physique

Une physique très riche : stade ultime des étoiles massives ; objets compacts ; éjection relativiste ; accélération de particules ; processus non-thermiques ; émission non-photonique (ondes gravitationnelles, neutrinos); ...



Sursauts gamma & cosmologie

- échantillon de galaxies à grand z (spectroscopie en émission & absorption)
- taux de formation d'étoiles
- diagramme de Hubble ? très difficile ...
- spectroscopie d'absorption sur la ligne de visée (ISM, IGM)
 - évolution chimique
 - réionisation
 - etc.
- premières étoiles ?



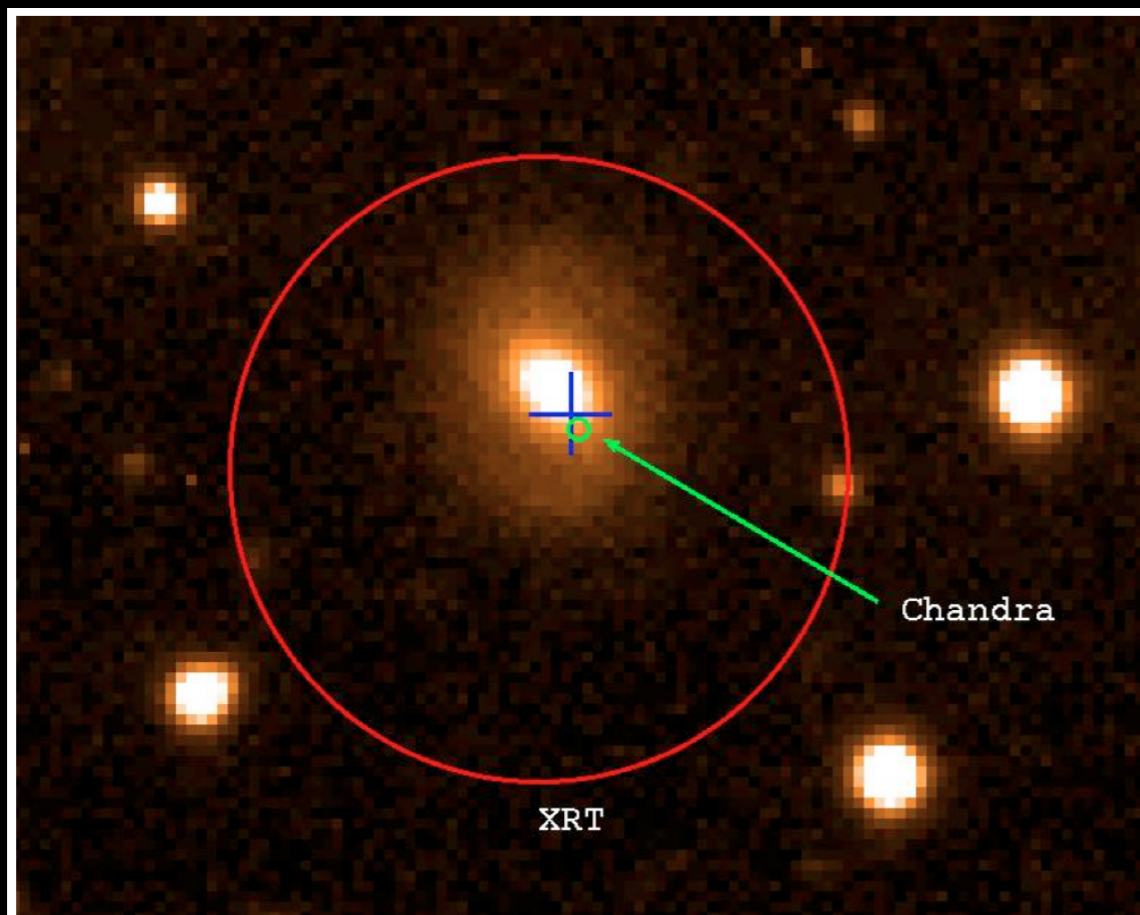
Les sursauts gamma courts

Sursauts longs : galaxies à formation d'étoiles

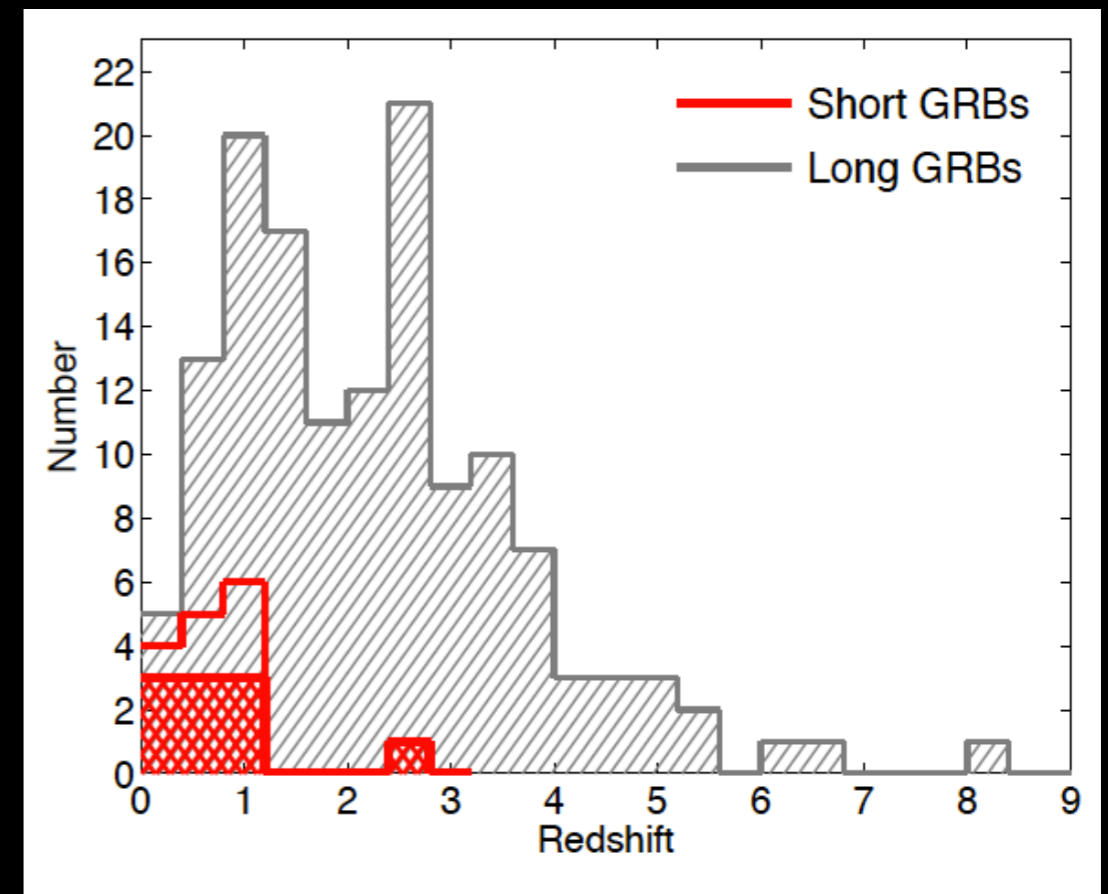
Sursauts courts : des galaxies hôtes différentes

(pas de corrélation avec la formation d'étoiles, offsets importants)

= bon accord avec le scénario « coalescences »



GRB 050724 @ VLT
(Barthelemy et al. 2005)



Berger et al. 2011, 2014

3. Une source très prometteuse pour la recherche d'ondes gravitationnelles avec contrepartie lumineuse :
les coalescences d'étoiles à neutrons

Coalescences NS+NS / NS+BH / BH+BH

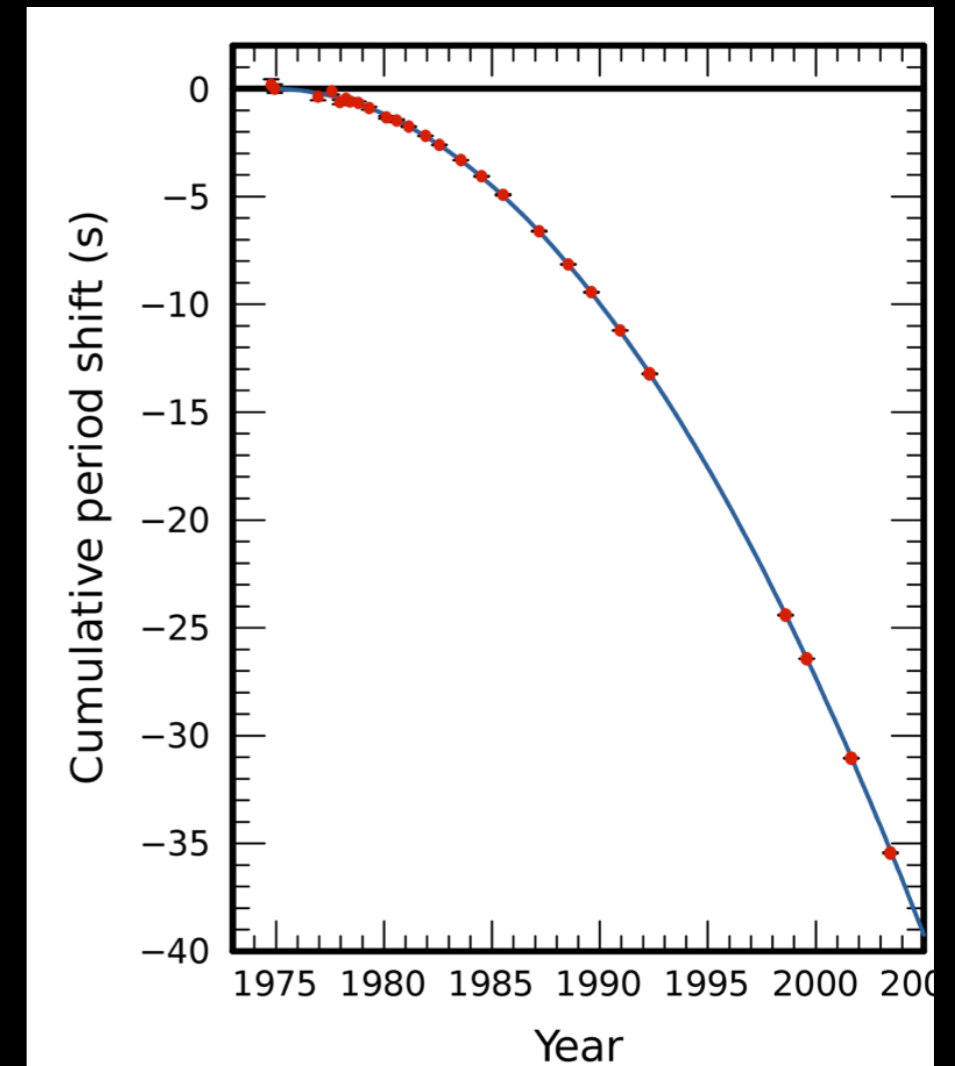
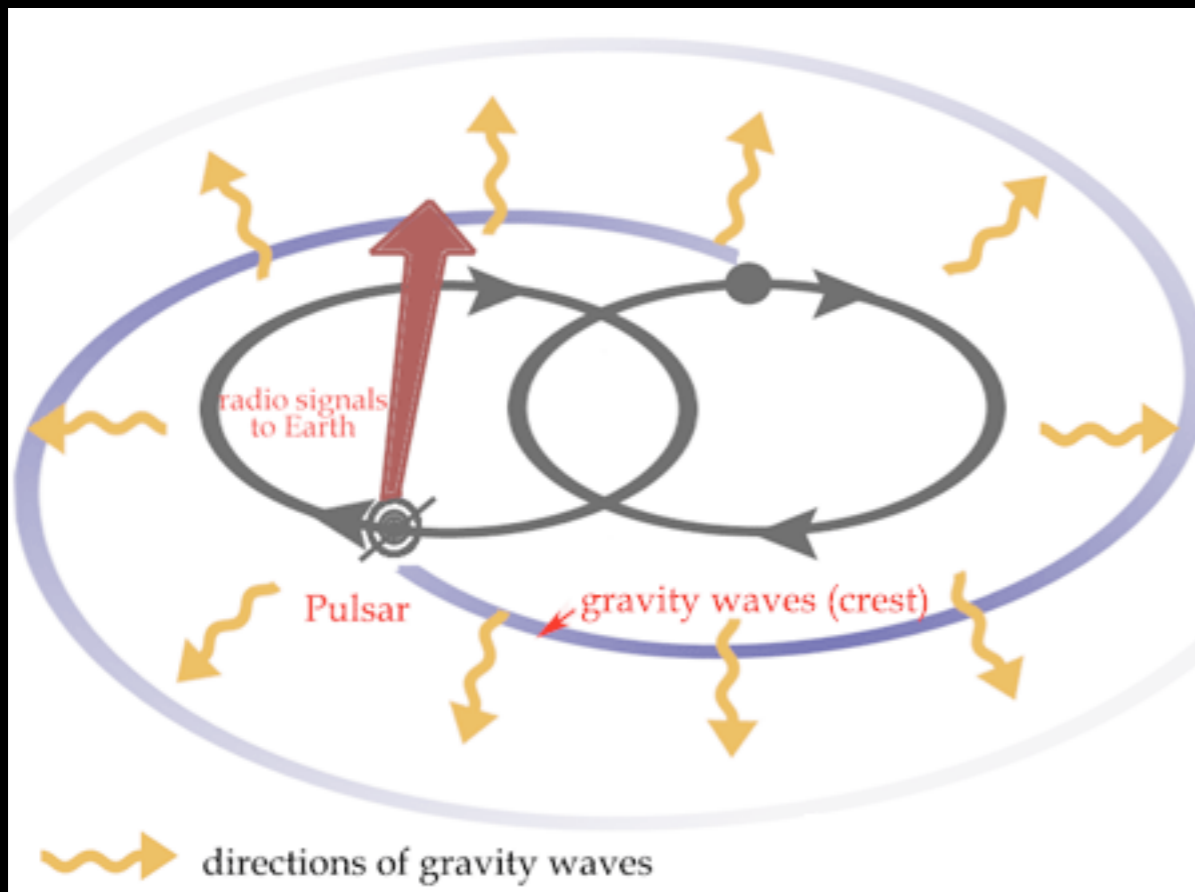
Emission d'ondes gravitationnelles : la taille du système et la période orbitale diminuent

Les deux astres finissent par se rejoindre : la coalescence (*merger*)

Etat final: un trou noir (ou une étoile à neutrons très massive pour NS+NS ?)
+ un disque d'accrétion de courte durée de vie?
(sans doute pas dans le cas BH+BH)

Exemple: pulsar binaire PSR B 1913+16 (Hulse & Taylor, Nobel 1993)

$D = 7.1 \text{ kpc}$ $M_1 = 1,4414 \pm 0,0002 M_\odot$
 $M_2 = 1,3867 \pm 0,0002 M_\odot$

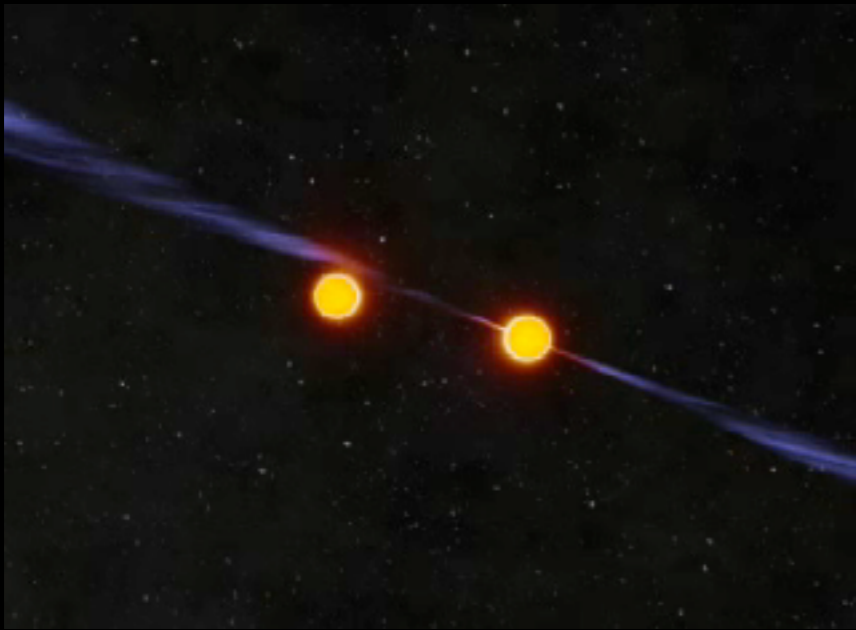


La période orbitale $\sim 7.75 \text{ h}$ (précision: ns) diminue de $76.5 \mu\text{s}/\text{yr}$
Le demi-grand axe $\sim 13.0 \text{ mAU}$ diminue de $3,5 \text{ m} / \text{yr}$

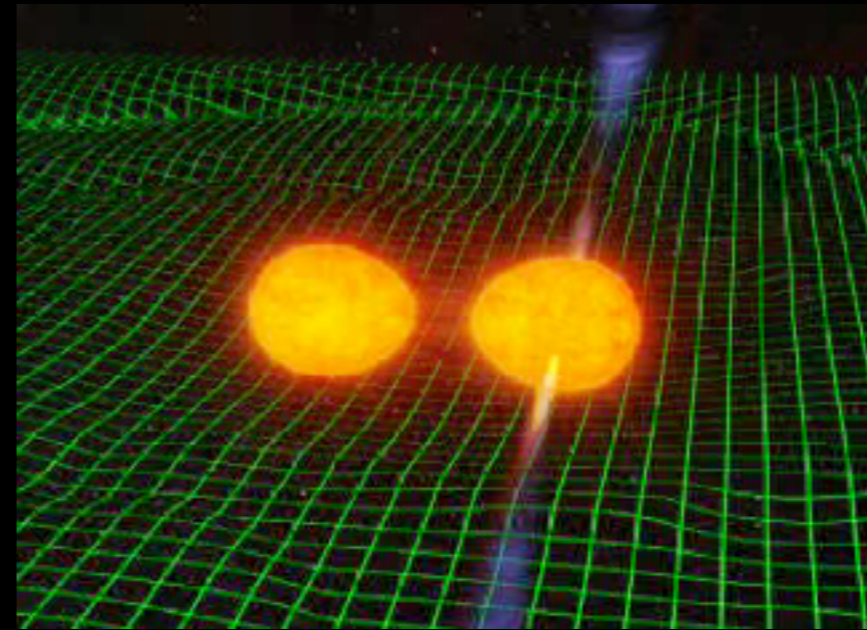
Coalescence dans 300 Myr !

$$d\omega/dt = 4.23^\circ/\text{an} ; dT/dt = -2.42 \times 10^{-12}$$

Coalescences : émission d'ondes gravitationnelles



Phase 1 :
phase spirale sans contact
(*inspiral*)



Phases 2 et 3 :
coalescence (*merger*)
puis relaxation (*ringdown*)

Ondes gravitationnelles

Espace-temps loin d'une source compacte: $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$

plat (Minkowski) petite perturbation
 $|h_{\mu\nu}| \ll 1$

Etoile statique peu compacte : $|h_{\mu\nu}| \sim \Xi$

Onde gravitationnelle : perturbation $h_{\mu\nu}$ qui se propage à la vitesse de la lumière.

L'accélération de matière possédant une composante quadripolaire (i.e. non sphérique) permet la génération de ces ondes.

Détection : L = une longueur (e.g. mesurée par des photons dans un interféromètre)
 $h \sim \Delta L/L$

Meilleures sources astrophysiques : coalescences de binaires compactes, $h \sim 10^{-21}$!

Ondes gravitationnelles : propagation et détection

Espace-temps loin d'une source compacte: $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$

$\eta_{\mu\nu}$ ← plat (Minkowski) $h_{\mu\nu}$ ← petite perturbation
 $|h_{\mu\nu}| \ll 1$

Equation d'onde : linéarisation des équations d'Einstein + choix de jauge

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

Vide + jauge TT + coordonnées adaptées :
 solution en ondes planes monochromatiques avec 2 modes de polarisation

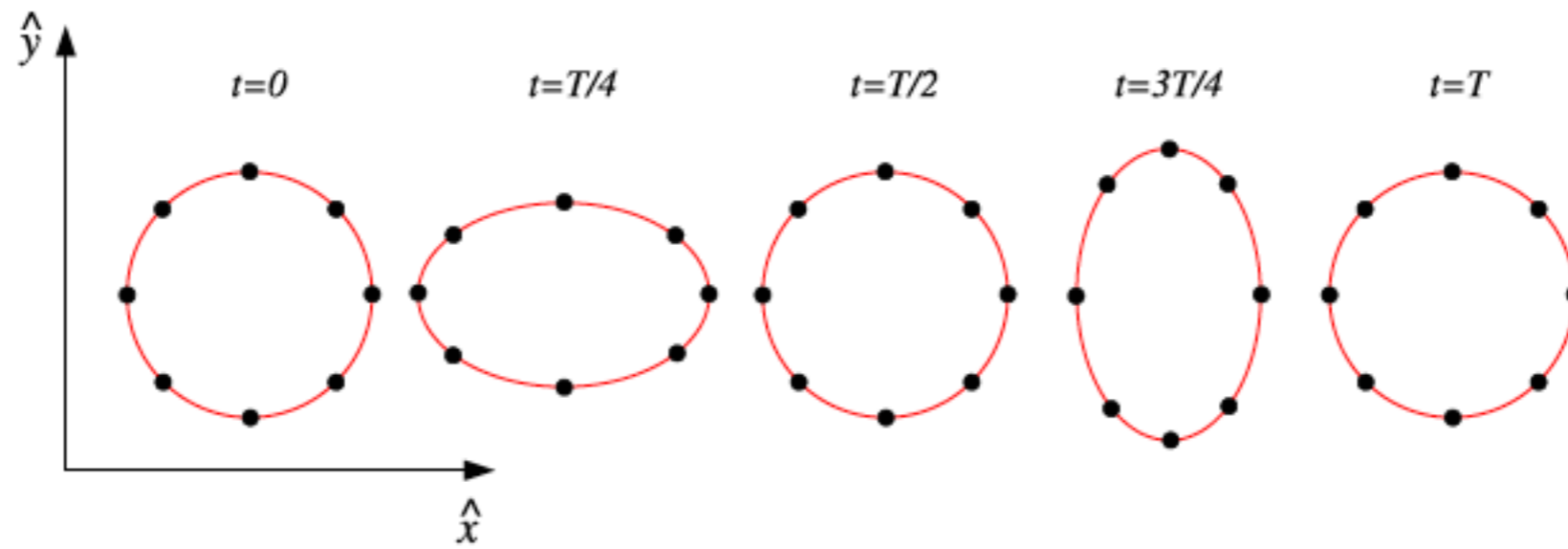
$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} h_\times(\vec{x}, t) &= a_\times e^{i(\omega t - kz)} \\ h_+(\vec{x}, t) &= a_+ e^{i(\omega t - kz)} \end{aligned}$$

Effet : - les particules ne bougent pas
 - les longueurs, mesurées par échange de photons, évoluent :
 (\vec{n} vecteur unitaire le long de la longueur mesurée)

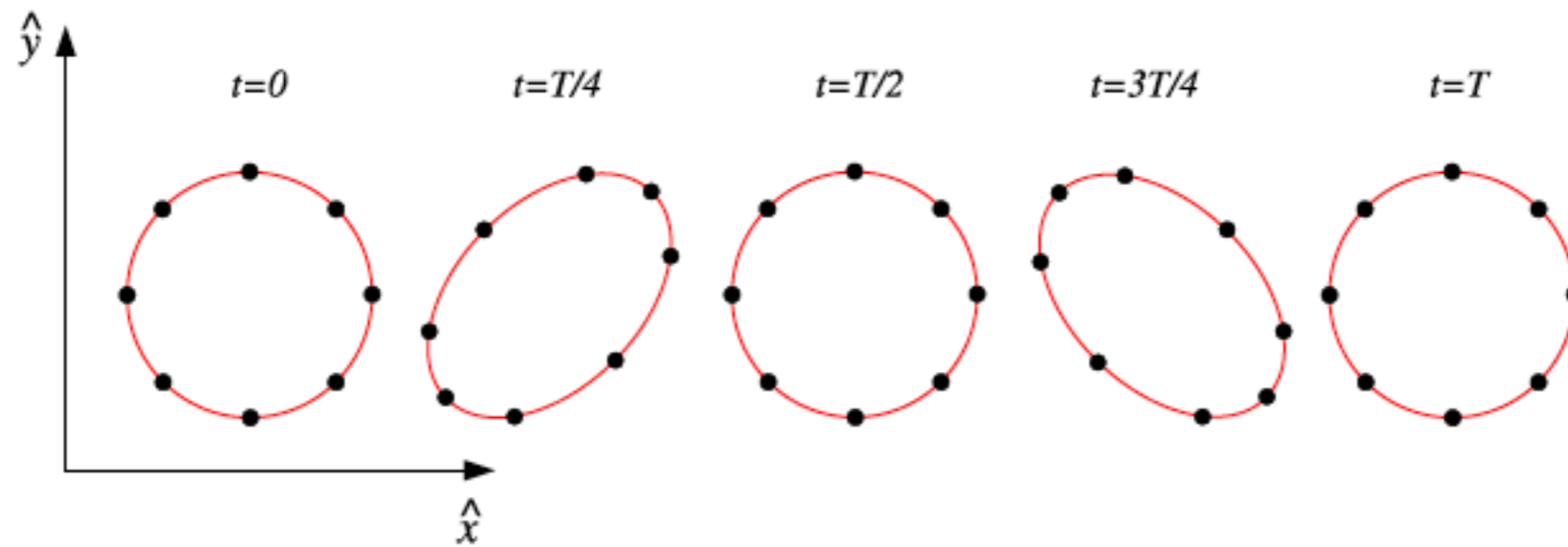
$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2} h_{ij}^{\text{TT}} n^i n^j$$

Ondes gravitationnelles : propagation et détection

h_+



h_\times



Credits: E. Gourgoulhon, LUTH

$$T = 2\pi/\omega$$

Ondes gravitationnelles : propagation et détection

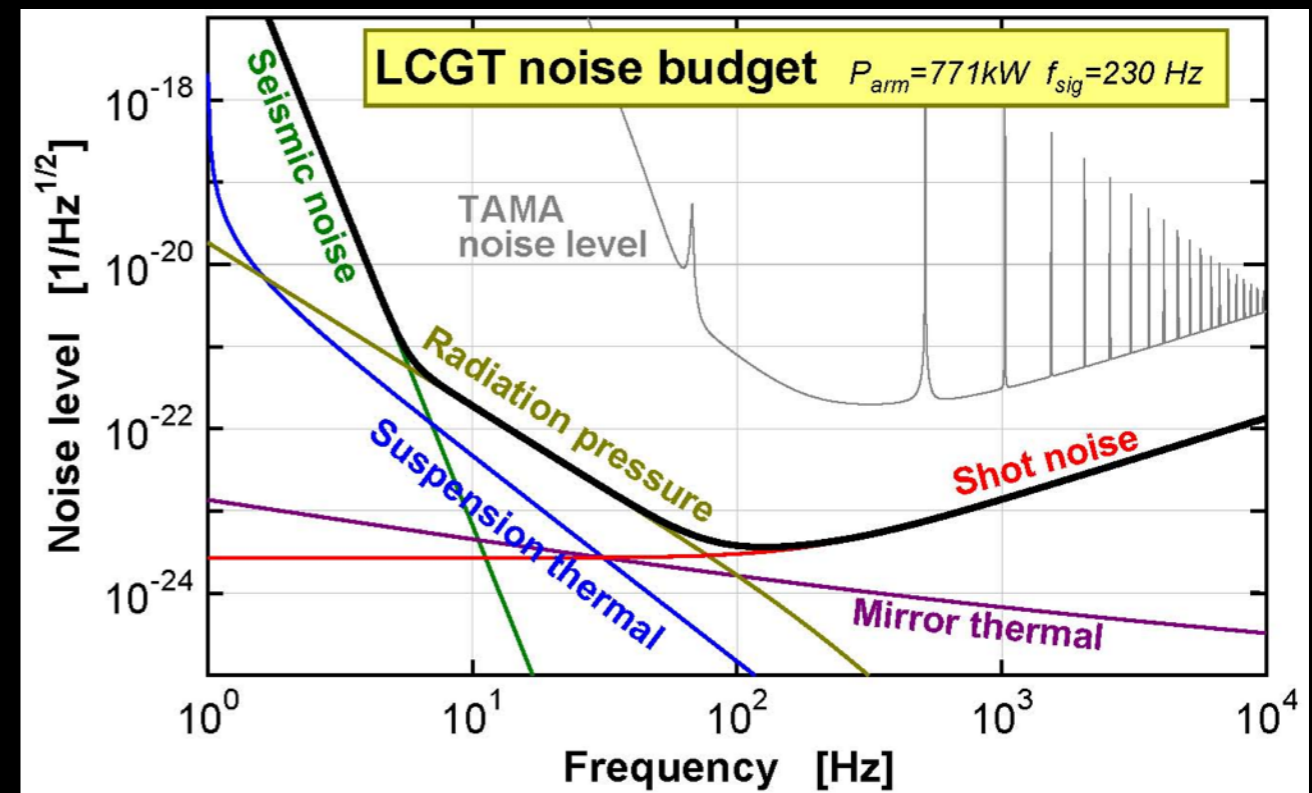


Virgo



Ligo

Domaine de fréquence : 10 Hz-10 kHz
= adapté aux binaires compactes de
masse stellaire



Ondes gravitationnelles : génération

Formule du quadrapole

Opérateur de projection TT

$$h_{ij}^{\text{TT}}(t, \vec{x}) = \frac{2G}{c^4} \frac{1}{r} \left[P_i^k P_j^l - \frac{1}{2} P_{ij} P^{kl} \right] \ddot{Q}_{ij} \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

$$Q_{ij}(t) = \int_{source} \rho(t, \vec{x}) \left(x^i x^j - \frac{1}{3} |\vec{x}|^2 \delta_{ij} \right) d^3 \vec{x}$$

Quadrapole: potentiel newtonien

$$\Phi(t, \vec{x}) = -\frac{GM}{r} + \frac{3GQ_{ij}(t)n^i n^j}{2r^3} + \dots$$

Binaires: haute asymétrie, valeurs attendues : $h \sim 10^{-21}$
Fréquence: deux fois la fréquence orbitale

Ondes gravitationnelles : génération

Formule du quadrapole

$$h_{ij}^{\text{TT}}(t, \vec{x}) = \frac{2G}{c^4} \frac{1}{r} \left[P_i^k P_j^l - \frac{1}{2} P_{ij} P^{kl} \right] \ddot{Q}_{ij} \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

Flux d'énergie :

$$F = \frac{c^3}{16\pi G} \left\langle \dot{h}_+^2 + \dot{h}_\times^2 \right\rangle = \frac{\pi c^3}{4G} f^2 h^2 \simeq 0.3 \text{ W.m}^{-2} \left(\frac{f}{1 \text{ kHz}} \right)^2 \left(\frac{h}{10^{-21}} \right)^2$$

Crochets: moyenne sur plusieurs longueurs d'onde

Pour une onde plane monochromatique

Luminosité gravitationnelle d'une source :

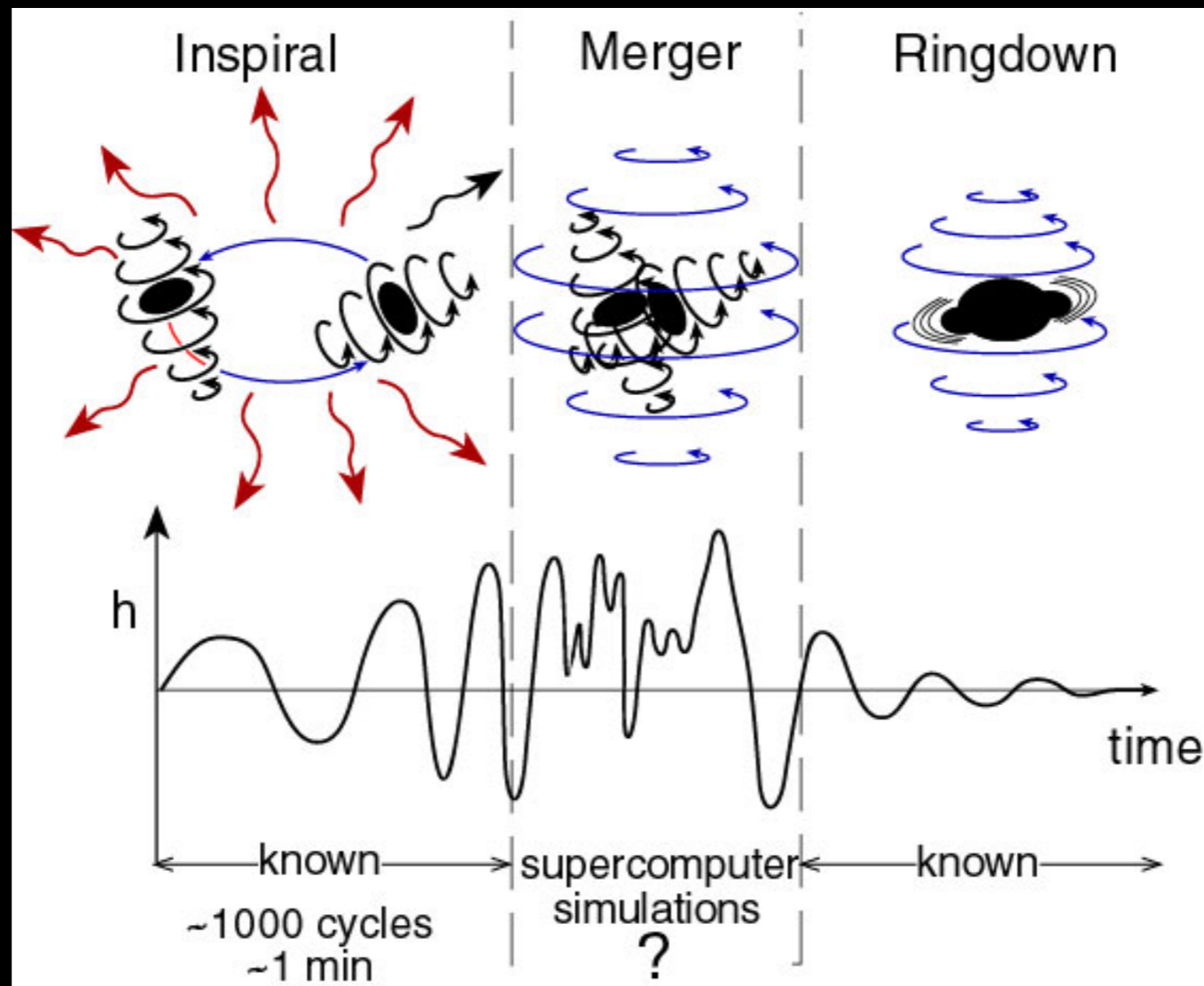
$$L_{\text{GW}} = \frac{G}{5c^5} \left\langle \ddot{Q}_{ij} \ddot{Q}^{ij} \right\rangle$$

Perte de moment cinétique :

$$\dot{J}_i \Big|_{\text{GW}} = \frac{2G}{5c^5} \epsilon_{ijk} \left\langle \ddot{Q}_{jl} \ddot{Q}^{lk} \right\rangle$$

Levi-Civita (perm. paire:1,impaire:-1,autre:0)

Coalescences : émission d'ondes gravitationnelles

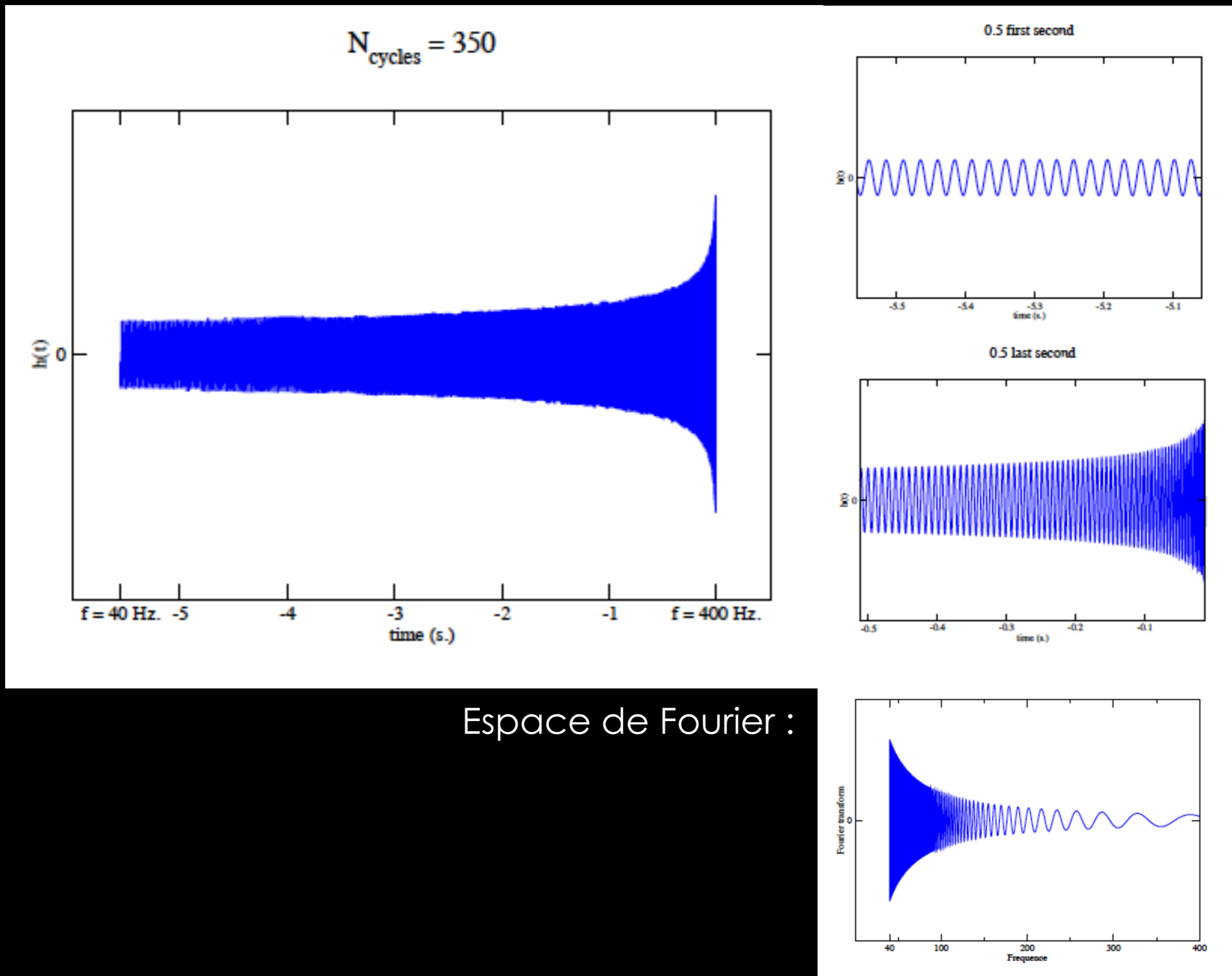


Trois étapes

- phase spirale: calculée avec une grande précision (approche PPN)
détection : caractérisation du système initial (e.g. M_1, M_2)
- coalescence: très incertaine
- relaxation: bien comprise (modes quasi-normaux)
(approche: théorie des perturbations de la métrique de Kerr)
détection : caractérisation du trou noir final (M, a)

Coalescences : émission d'ondes gravitationnelles

Exemple: NS+NS de même masse = $1.4 M_{\odot}$, phase spiralante (chirp signal = « gazouilli »)

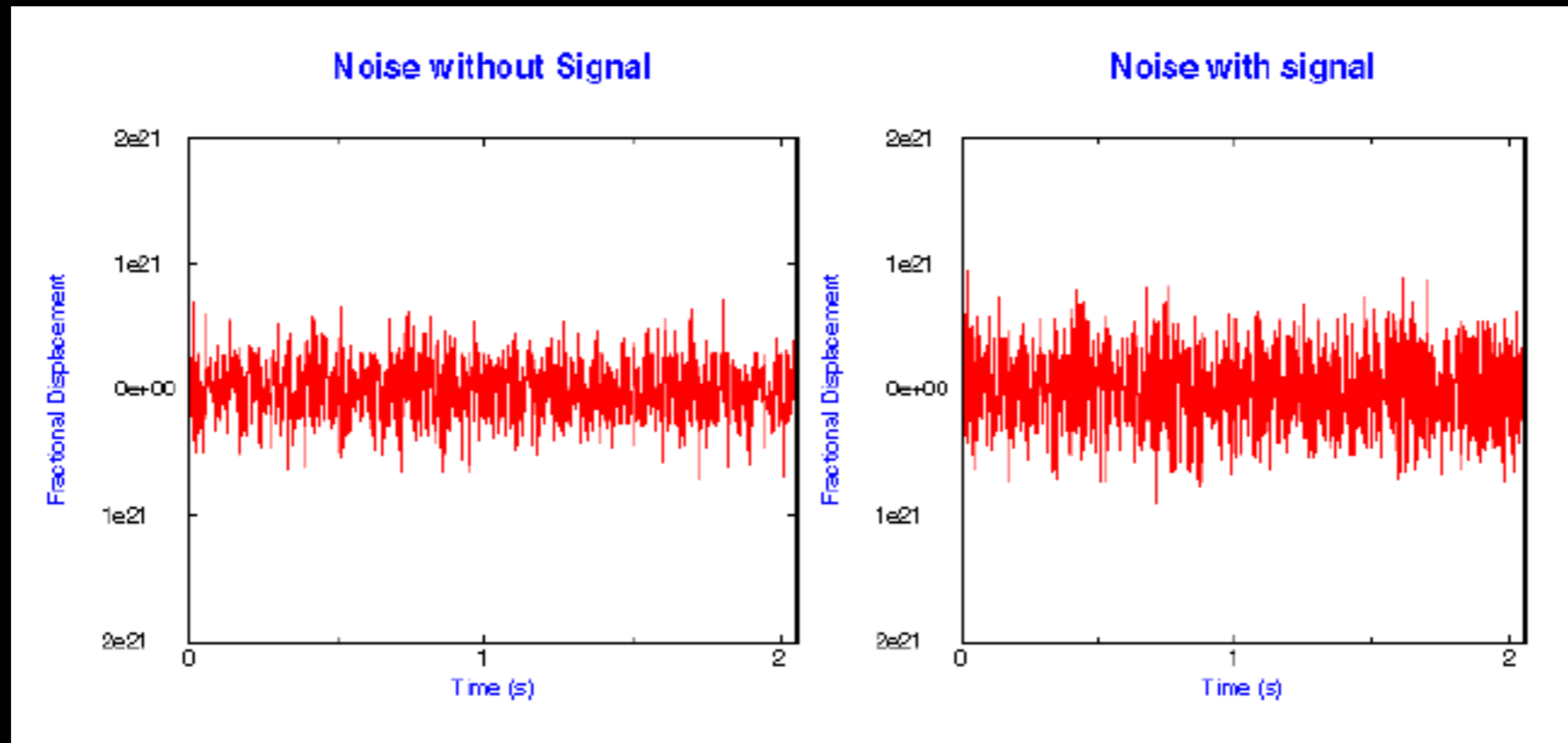


Espace de Fourier :

Coalescences : émission d'ondes gravitationnelles

Exemple: NS+NS de même masse = $1.4 M_{\odot}$, phase spirale (chirp signal = « gazouilli »)

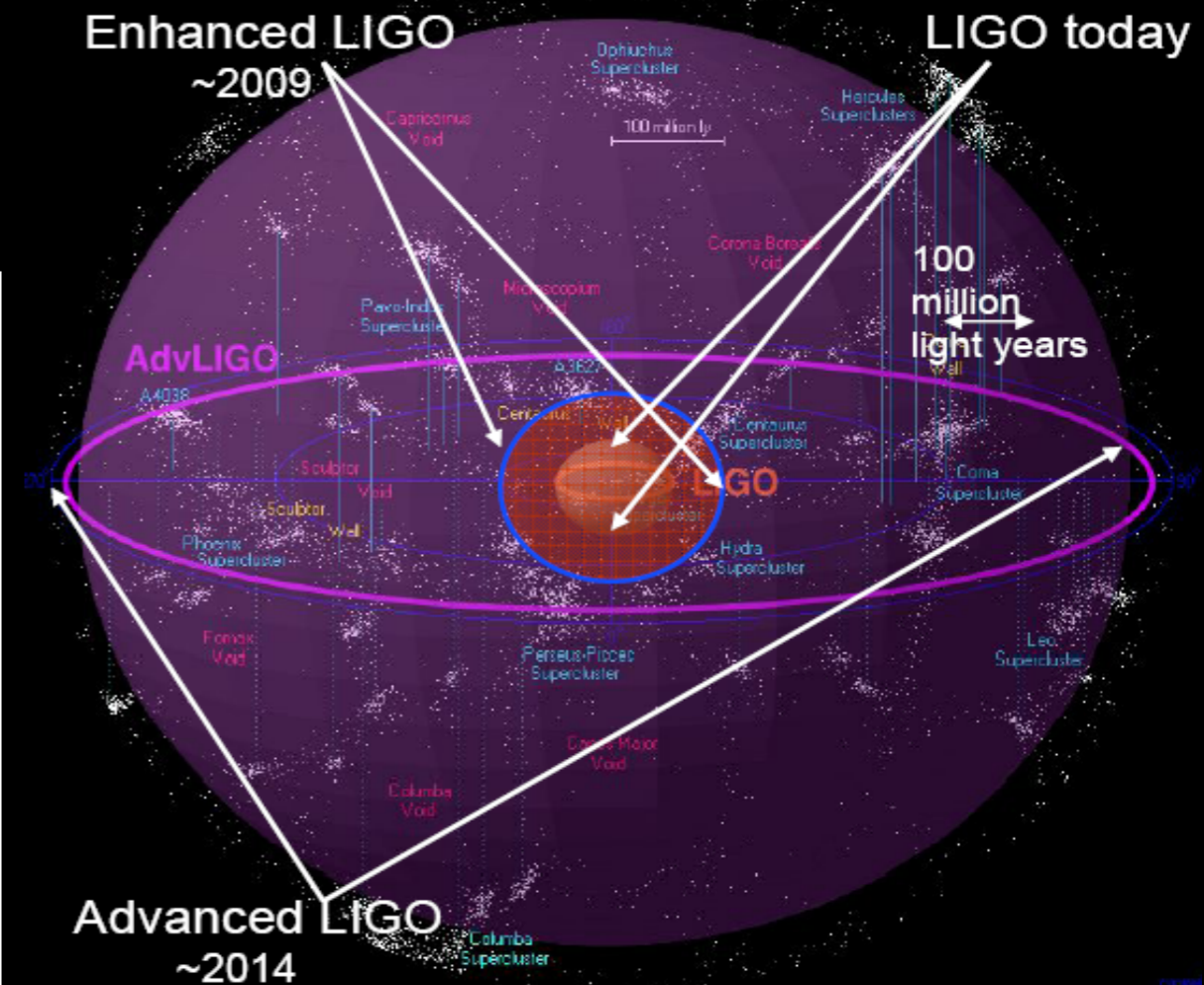
Détection ...



Credits: P. Grandclément, LUTH

Horizon des détecteurs

	NS/NS	NS/BH	BH/BH
Ligo I/ Virgo	33 Mpc	70 Mpc	160 Mpc
Fin 2015	80 Mpc	170 Mpc	390 Mpc
Ad Ligo/ Virgo	450 Mpc	930 Mpc	2.2 Gpc



	NS/NS	NS/BH	BH/BH
Ligo I/Virgo	0.02 yr (0.0002)	0.004 yr (0.00007)	0.007 yr (0.0002)
Fin 2015	0.3 yr (0.003)	0.06 yr (0.001)	0.1 yr (0.003)
Ad Ligo/ Virgo	40 yr (0.4)	10 yr (0.2)	20 yr (0.4)

NS: $1.4 M_{\odot}$; BH: $10 M_{\odot}$

Et finalement le 11 février 2016...

SCIENTISTS TO PROVIDE UPDATE ON THE SEARCH FOR GRAVITATIONAL WAVES

100 years after Einstein predicted the existence of gravitational waves, the National Science Foundation gathers scientists from Caltech, MIT and the LIGO Scientific Collaboration to update the scientific community on efforts to detect them.

(Washington, DC) -- Journalists are invited to join the National Science Foundation as it brings together the scientists from Caltech, MIT and the LIGO Scientific Collaboration (LSC) this Thursday at 10:30 a.m. at the National Press Club for a status report on the effort to detect gravitational waves - or ripples in the fabric of spacetime - using the Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory (LIGO).

This year marks the 100th anniversary of the first publication of Albert Einstein's prediction of the existence of gravitational waves. With interest in this topic piqued by the centennial, the group will discuss their ongoing efforts to observe gravitational waves.

LIGO, a system of two identical detectors carefully constructed to detect incredibly tiny vibrations from passing gravitational waves, was conceived and built by MIT and Caltech researchers, funded by the National Science Foundation, with significant contributions from other U.S. and international partners. The twin detectors are located in Livingston, Louisiana, and Hanford, Washington. Research and analysis of data from the detectors is carried out by a global group of scientists, including the LSC, which includes the GEO600 Collaboration, and the VIRGO Collaboration.

For additional background about the project, you may be interested in these websites:

- LIGO Lab: <https://ligo.caltech.edu/> (Observatories: Livingston | Hanford)
- Advanced LIGO: <https://www.advancedligo.mit.edu/>
- LIGO Scientific Collaboration: <http://www.ligo.org/>
- LIGO Partner Experiments and Collaborations: <http://www.ligo.org/partners.php>

WHEN:

Thursday, Feb. 11, 2016

10:30 AM US EST

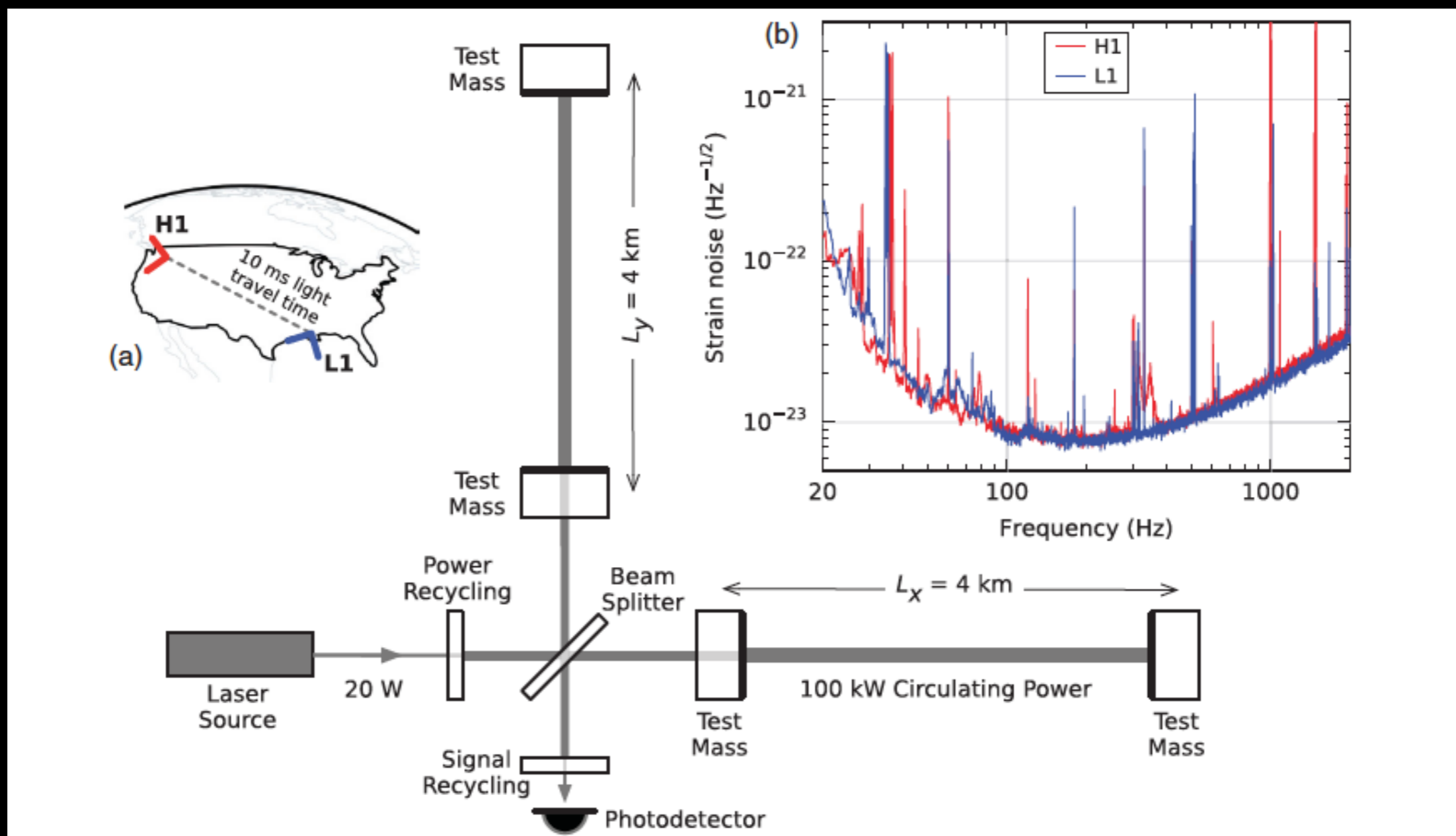


FIG. 3. Simplified diagram of an Advanced LIGO detector (not to scale). A gravitational wave propagating orthogonally to the detector plane and linearly polarized parallel to the 4-km optical cavities will have the effect of lengthening one 4-km arm and shortening the other during one half-cycle of the wave; these length changes are reversed during the other half-cycle. The output photodetector records these differential cavity length variations. While a detector's directional response is maximal for this case, it is still significant for most other angles of incidence or polarizations (gravitational waves propagate freely through the Earth). *Inset (a)*: Location and orientation of the LIGO detectors at Hanford, WA (H1) and Livingston, LA (L1). *Inset (b)*: The instrument noise for each detector near the time of the signal detection; this is an amplitude spectral density, expressed in terms of equivalent gravitational-wave strain amplitude. The sensitivity is limited by photon shot noise at frequencies above 150 Hz, and by a superposition of other noise sources at lower frequencies [47]. Narrow-band features include calibration lines (33–38, 330, and 1080 Hz), vibrational modes of suspension fibers (500 Hz and harmonics), and 60 Hz electric power grid harmonics.



Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger

B. P. Abbott *et al.**

(LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration)

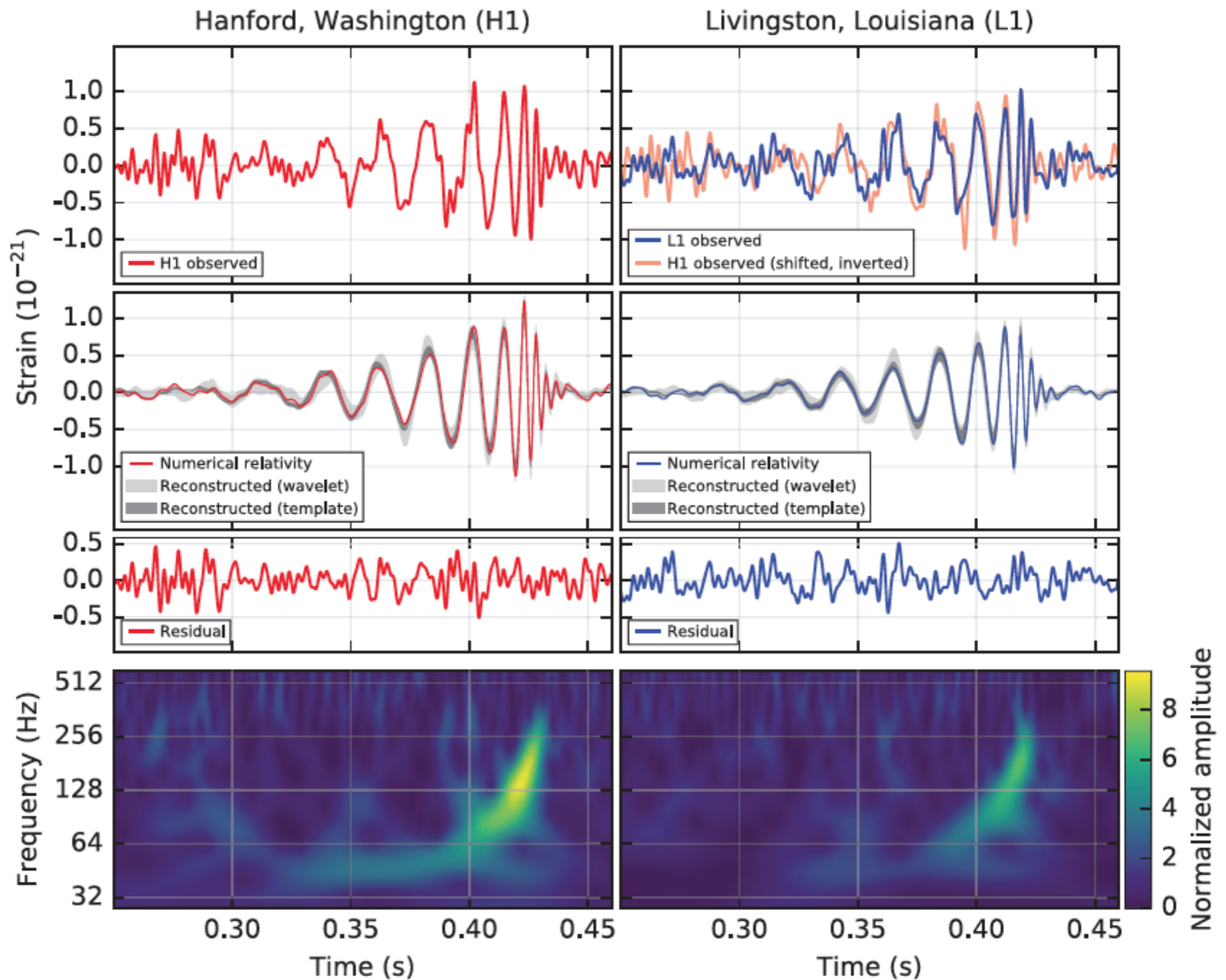
(Received 21 January 2016; published 11 February 2016)

On September 14, 2015 at 09:50:45 UTC the two detectors of the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory simultaneously observed a transient gravitational-wave signal. The signal sweeps upwards in frequency from 35 to 250 Hz with a peak gravitational-wave strain of 1.0×10^{-21} . It matches the waveform predicted by general relativity for the inspiral and merger of a pair of black holes and the ringdown of the resulting single black hole. The signal was observed with a matched-filter signal-to-noise ratio of 24 and a false alarm rate estimated to be less than 1 event per 203 000 years, equivalent to a significance greater than 5.1σ . The source lies at a luminosity distance of 410_{-180}^{+160} Mpc corresponding to a redshift $z = 0.09_{-0.04}^{+0.03}$. In the source frame, the initial black hole masses are $36_{-4}^{+5}M_{\odot}$ and $29_{-4}^{+4}M_{\odot}$, and the final black hole mass is $62_{-4}^{+4}M_{\odot}$, with $3.0_{-0.5}^{+0.5}M_{\odot}c^2$ radiated in gravitational waves. All uncertainties define 90% credible intervals. These observations demonstrate the existence of binary stellar-mass black hole systems. This is the first direct detection of gravitational waves and the first observation of a binary black hole merger.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102

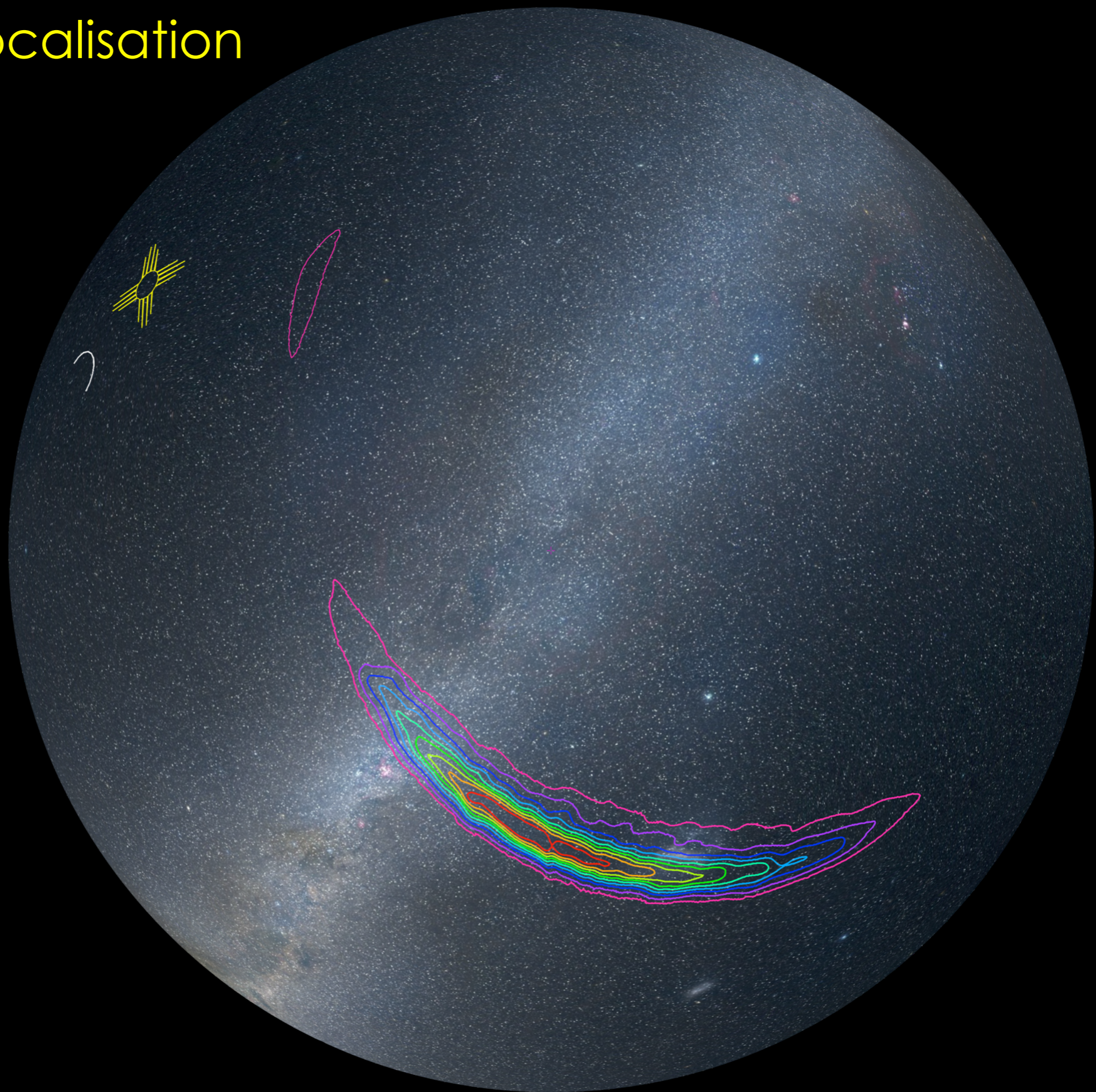
GW 150914

Décali 7 ms :
localisation (peu précis) = hémisphère sud



SNR = 24

GW 150914 : localisation



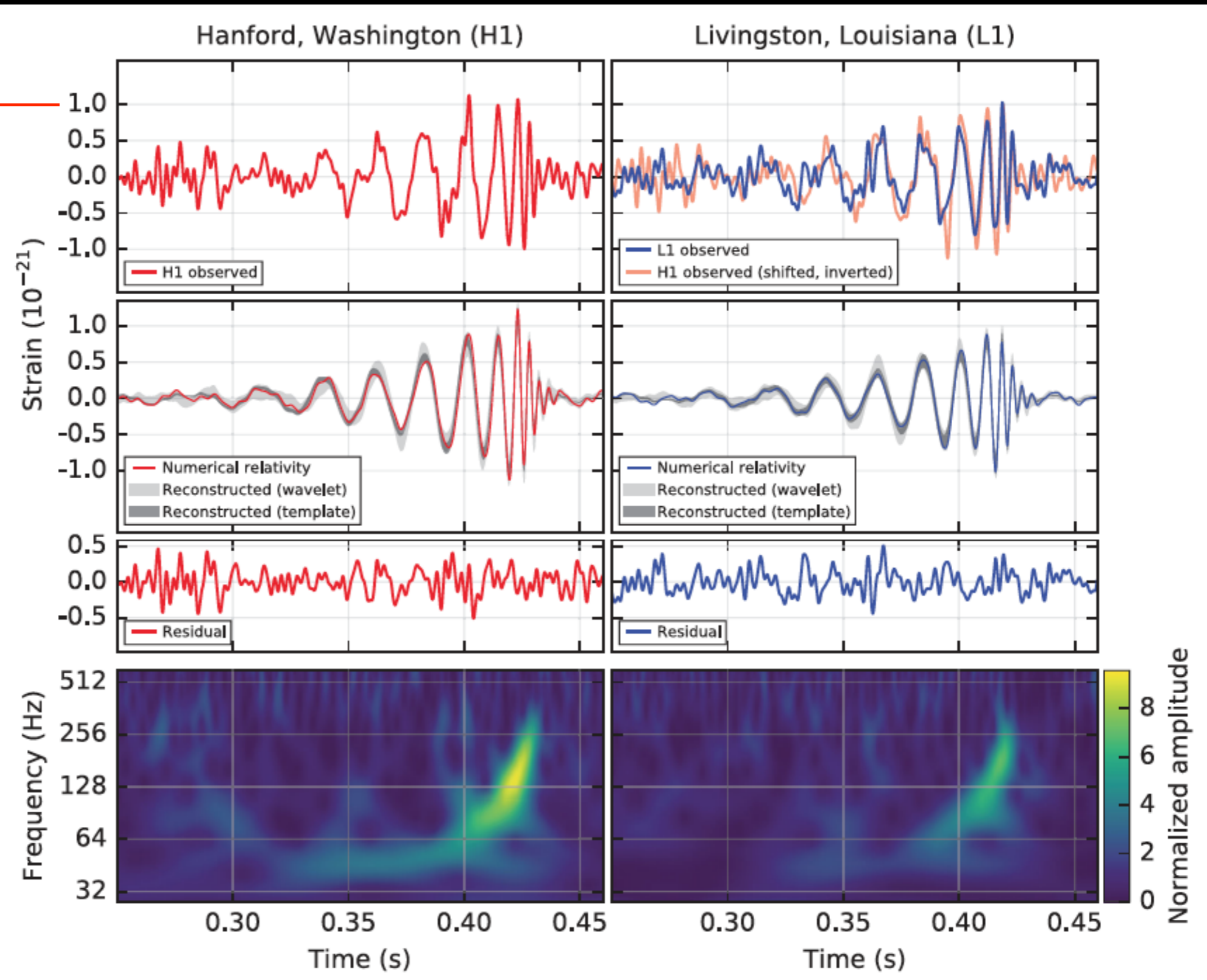
GW 150914

10^{-21}

$h(t)$

L'amplitude permet de déterminer la distance ($h \propto 1/D$)

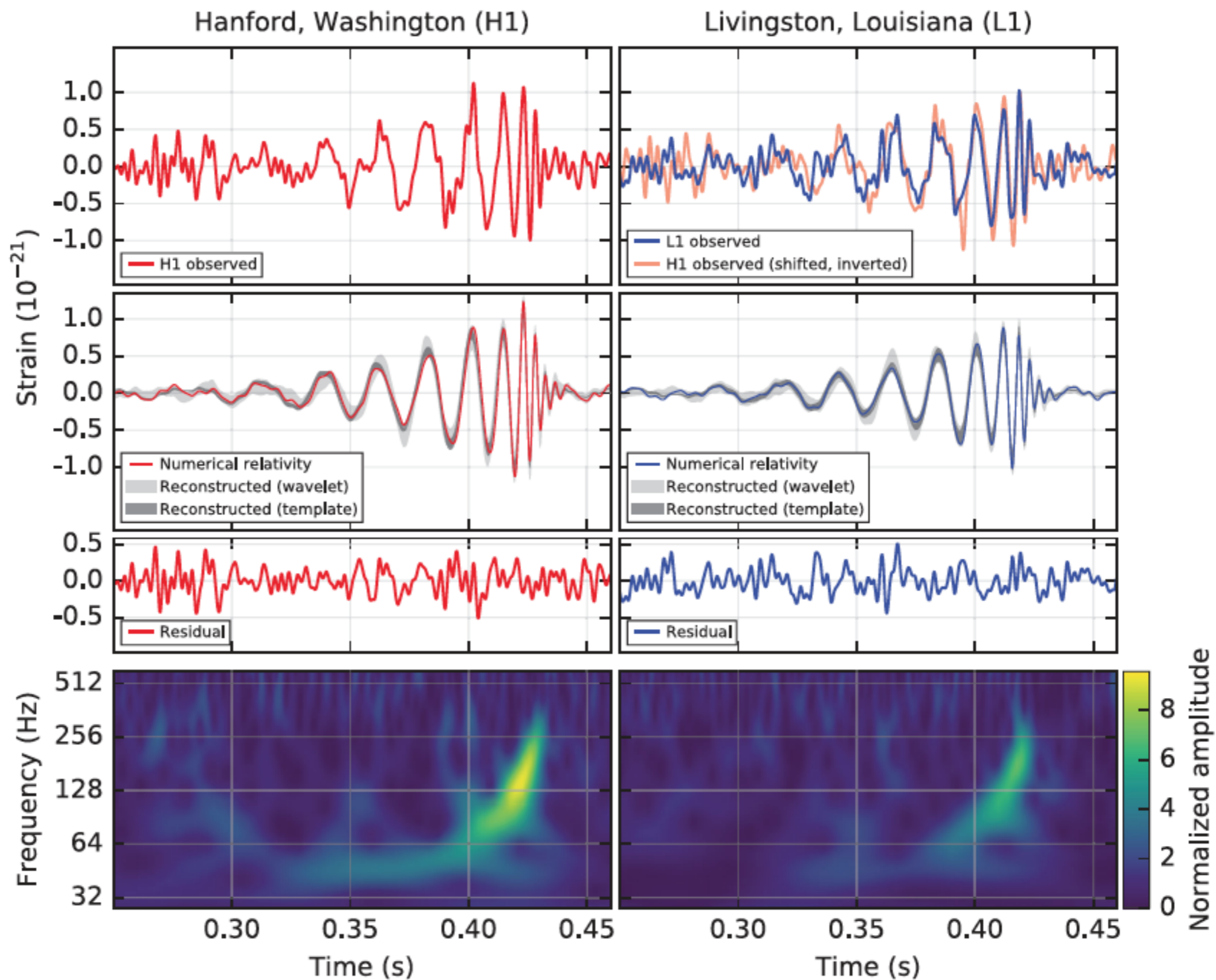
$D = 410 \text{ Mpc} !$



GW 150914 : BH+BH

L'évolution
initiale de la
fréquence
permet de
mesurer les
deux masses
initiales (spins
mal contraints)
 $M_1 = 36 M_\odot$
 $M_2 = 29 M_\odot$

Masses
élevées:
BH+BH ! $\nu(t)$

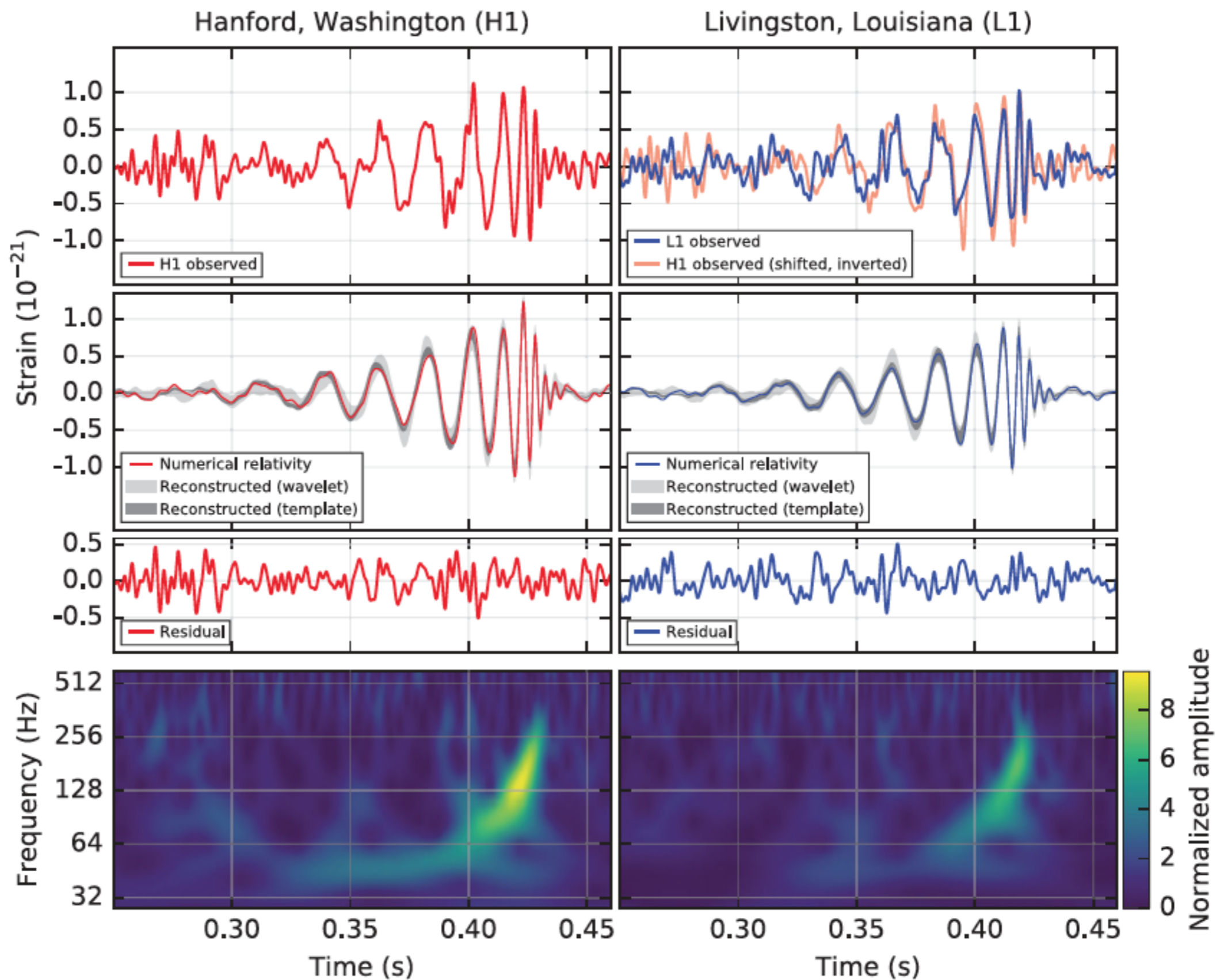


GW 150914 : produit final = le premier candidat trou noir !

L'évolution finale de la fréquence permet de mesurer la masse et le spin du trou noir final

$M = 62 M_{\odot}$
 $a = 0,67$

$\nu(t)$



GW 150914 : résumé des mesures

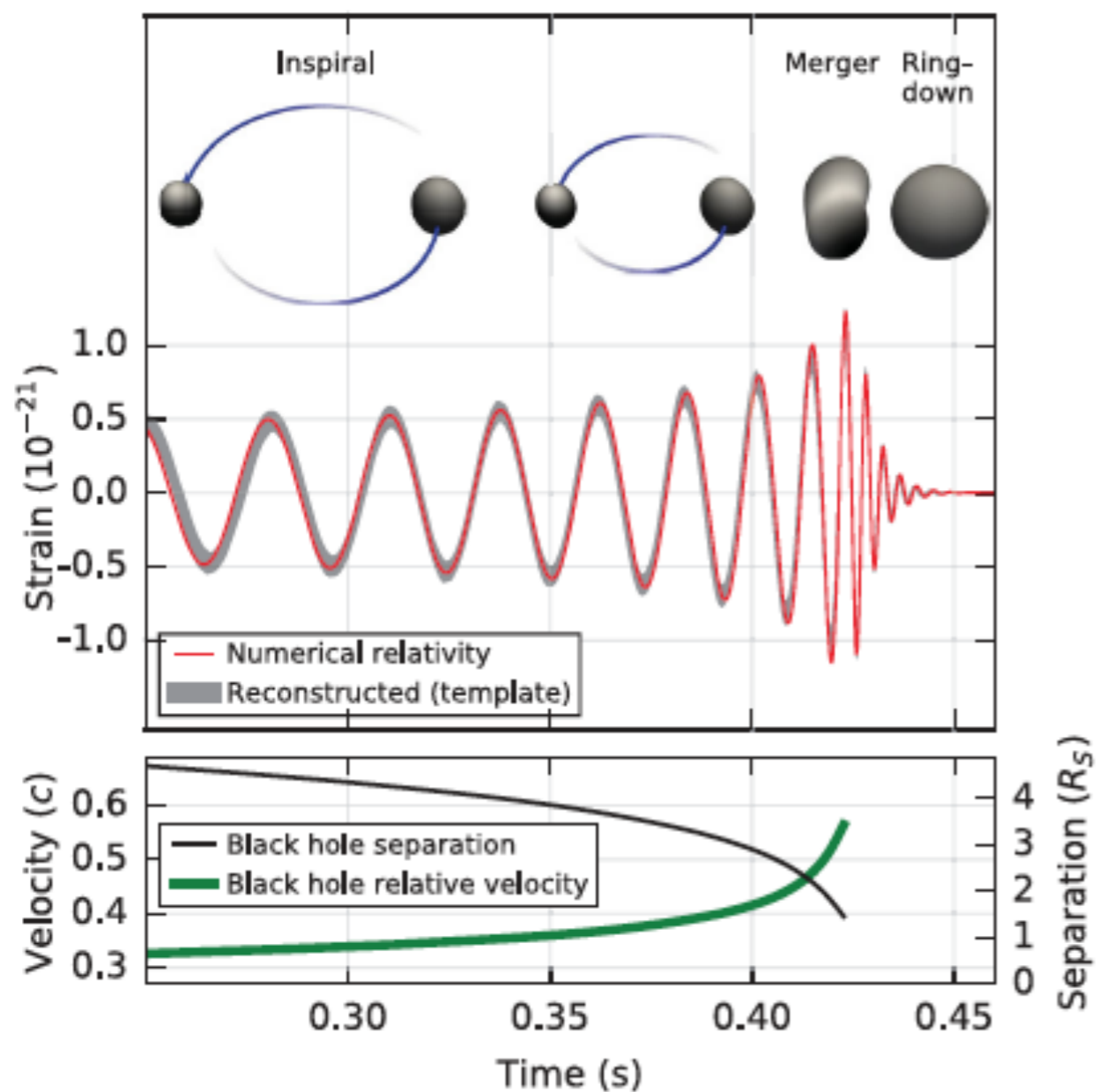


FIG. 2. *Top:* Estimated gravitational-wave strain amplitude from GW150914 projected onto H1. This shows the full bandwidth of the waveforms, without the filtering used for Fig. 1. The inset images show numerical relativity models of the black hole horizons as the black holes coalesce. *Bottom:* The Keplerian effective black hole separation in units of Schwarzschild radii ($R_S = 2GM/c^2$) and the effective relative velocity given by the post-Newtonian parameter $v/c = (GM\pi f/c^3)^{1/3}$, where f is the gravitational-wave frequency calculated with numerical relativity and M is the total mass (value from Table I).

TABLE I. Source parameters for GW150914. We report median values with 90% credible intervals that include statistical errors, and systematic errors from averaging the results of different waveform models. Masses are given in the source frame; to convert to the detector frame multiply by $(1+z)$ [90]. The source redshift assumes standard cosmology [91].

Primary black hole mass	$36_{-4}^{+5} M_{\odot}$
Secondary black hole mass	$29_{-4}^{+4} M_{\odot}$
Final black hole mass	$62_{-4}^{+4} M_{\odot}$
Final black hole spin	$0.67_{-0.07}^{+0.05}$
Luminosity distance	410_{-180}^{+160} Mpc
Source redshift z	$0.09_{-0.04}^{+0.03}$

GW 150914 : résumé des mesures

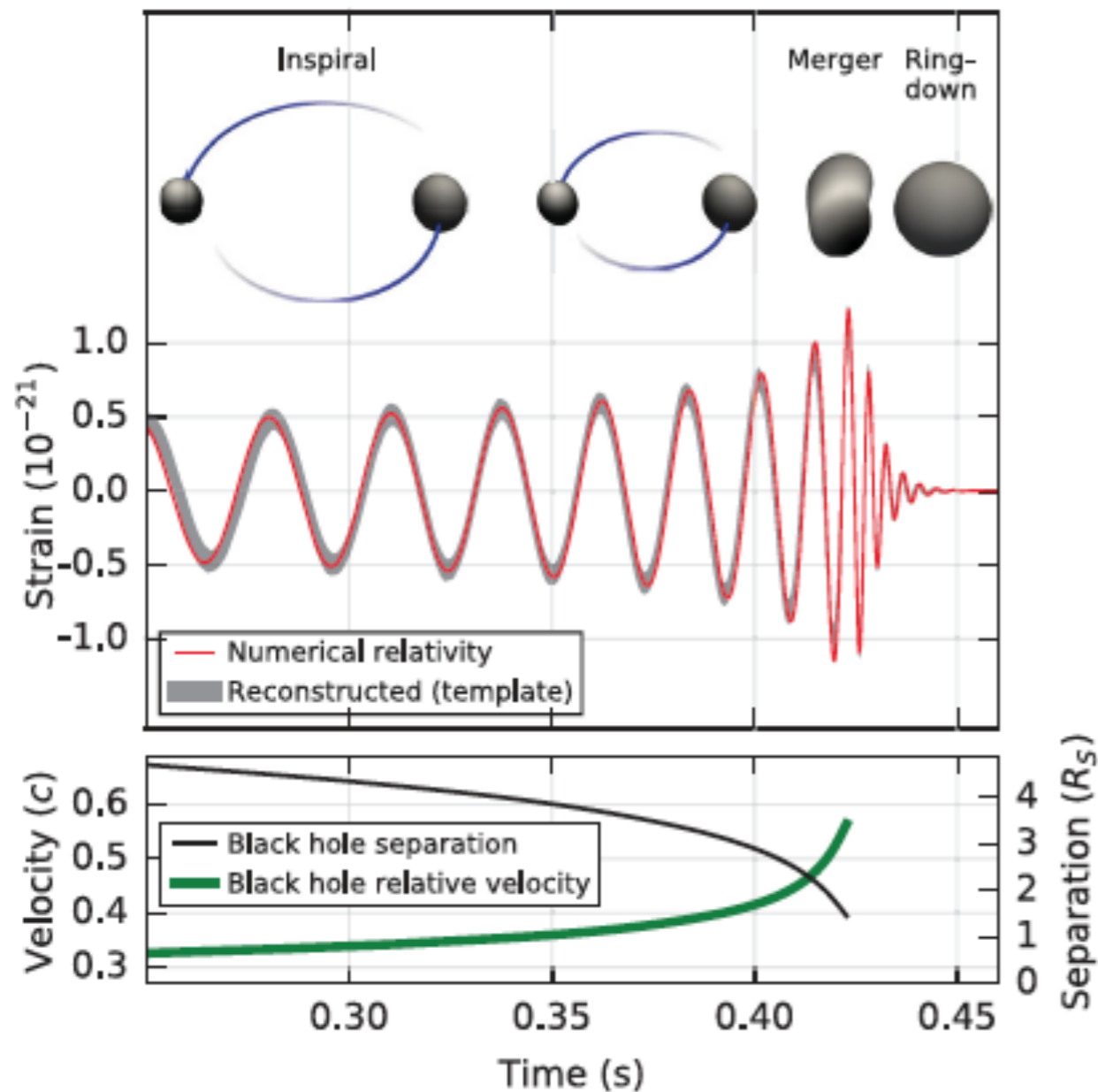


FIG. 2. *Top:* Estimated gravitational-wave strain amplitude from GW150914 projected onto H1. This shows the full bandwidth of the waveforms, without the filtering used for Fig. 1. The inset images show numerical relativity models of the black hole horizons as the black holes coalesce. *Bottom:* The Keplerian effective black hole separation in units of Schwarzschild radii ($R_S = 2GM/c^2$) and the effective relative velocity given by the post-Newtonian parameter $v/c = (GM\pi f/c^3)^{1/3}$, where f is the gravitational-wave frequency calculated with numerical relativity and M is the total mass (value from Table I).

Energie émise sous forme d'ondes gravitationnelles :

$$36+29-62 \sim 3 M_{\odot} c^2 = 5 \cdot 10^{47} \text{ J}$$

Efficacité : $3/(36+29) = 5\%$
(en accord avec les prédictions)

Comparaison :

- * Supernova (type II): $E_{\text{neutrinos}} \sim 3 \cdot 10^{46} \text{ J}$
 $E_{\text{cinétique}} \sim 10^{44} \text{ J}$
 $E_{\text{photons}} \sim 10^{42} \text{ J}$
- * Sursaut γ : $E_{\text{photons,iso}} \sim 10^{44-48} \text{ J}$
 $E_{\text{photons}} \sim 10^{42-46} \text{ J} \quad ?$
 $E_{\text{photons}} \sim 2 \cdot 10^{43-47} \text{ J} \quad ?$

TABLE I. Source parameters for GW150914. We report median values with 90% credible intervals that include statistical errors, and systematic errors from averaging the results of different waveform models. Masses are given in the source frame; to convert to the detector frame multiply by $(1+z)$ [90]. The source redshift assumes standard cosmology [91].

Primary black hole mass	$36_{-4}^{+5} M_{\odot}$
Secondary black hole mass	$29_{-4}^{+4} M_{\odot}$
Final black hole mass	$62_{-4}^{+4} M_{\odot}$
Final black hole spin	$0.67_{-0.07}^{+0.05}$
Luminosity distance	$410_{-180}^{+160} \text{ Mpc}$
Source redshift z	$0.09_{-0.04}^{+0.03}$

GW 150914 : résumé des mesures

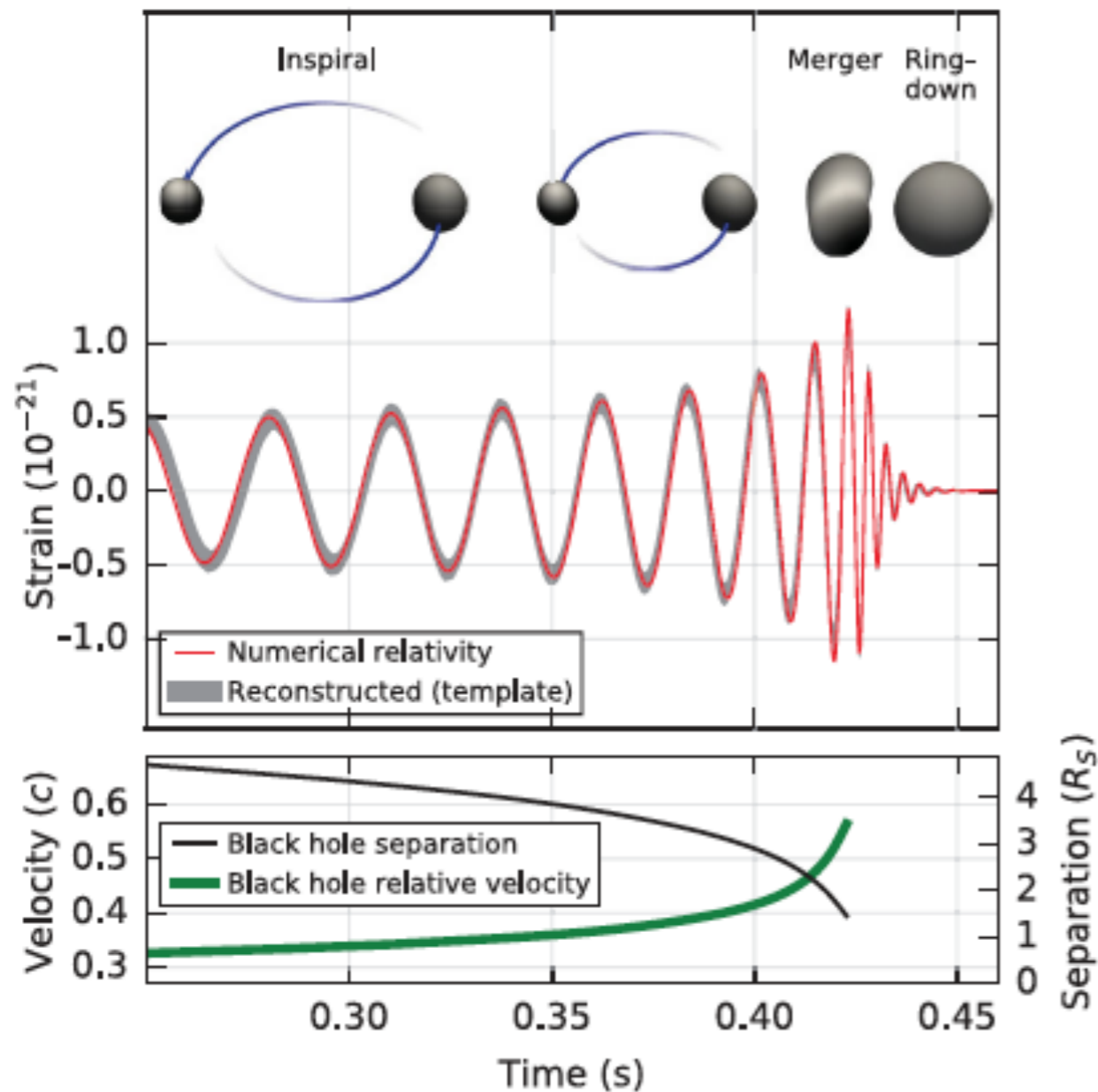


FIG. 2. *Top:* Estimated gravitational-wave strain amplitude from GW150914 projected onto H1. This shows the full bandwidth of the waveforms, without the filtering used for Fig. 1. The inset images show numerical relativity models of the black hole horizons as the black holes coalesce. *Bottom:* The Keplerian effective black hole separation in units of Schwarzschild radii ($R_S = 2GM/c^2$) and the effective relative velocity given by the post-Newtonian parameter $v/c = (GM\pi f/c^3)^{1/3}$, where f is the gravitational-wave frequency calculated with numerical relativity and M is the total mass (value from Table I).

Luminosité gravitationnelle au pic :
 $3.6 \cdot 10^{49} \text{ W} = 9 \cdot 10^{22} L_{\odot}$!

Comparaison :

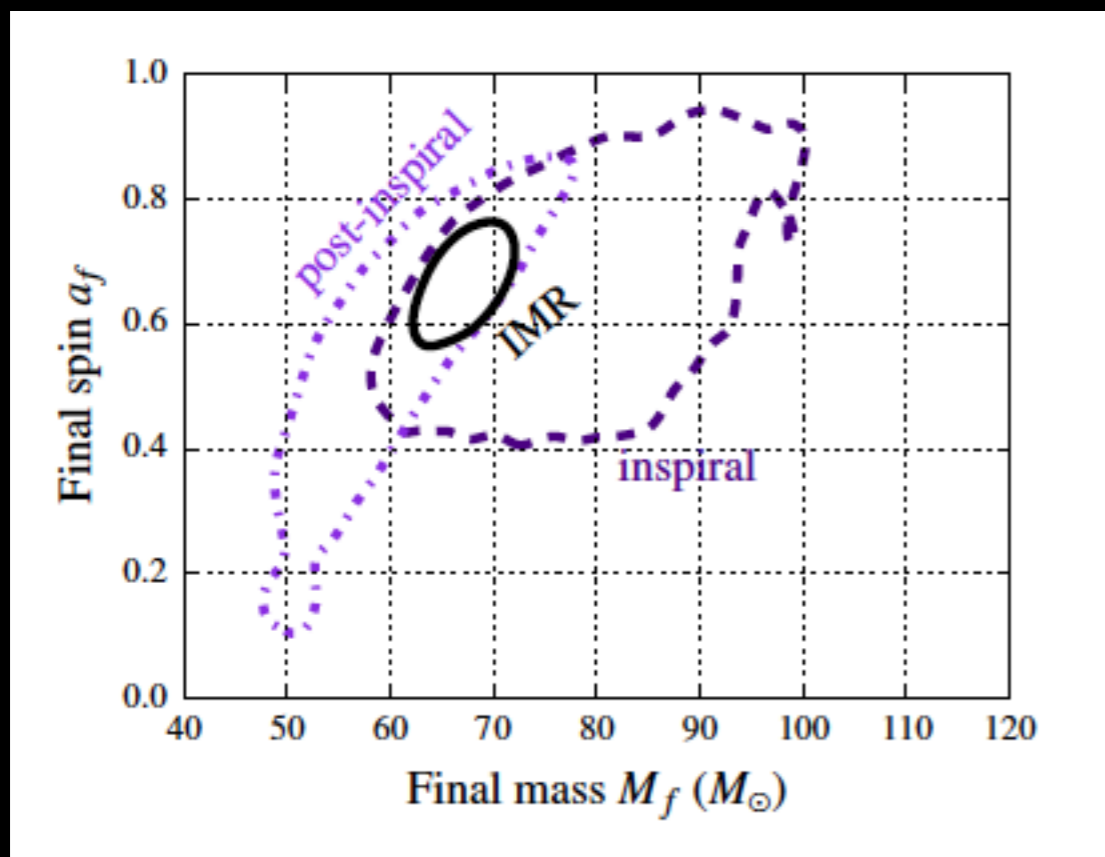
$10^{10} L_{\odot}$ $L_{\text{galaxie}} \sim 2$
 Densité de galaxies : 0.2 Mpc^{-3}
 Rayon de Hubble : $14 \text{ Glyr} = 4$
 Gpc
 Luminosité de toutes les galaxies : $10^{21} L_{\odot}$
(calcul à la louche ...)

TABLE I. Source parameters for GW150914. We report median values with 90% credible intervals that include statistical errors, and systematic errors from averaging the results of different waveform models. Masses are given in the source frame; to convert to the detector frame multiply by $(1+z)$ [90]. The source redshift assumes standard cosmology [91].

Primary black hole mass	$36_{-4}^{+5} M_{\odot}$
Secondary black hole mass	$29_{-4}^{+4} M_{\odot}$
Final black hole mass	$62_{-4}^{+4} M_{\odot}$
Final black hole spin	$0.67_{-0.07}^{+0.05}$
Luminosity distance	$410_{-180}^{+160} \text{ Mpc}$
Source redshift z	$0.09_{-0.04}^{+0.03}$

GW 150914 : conséquences

- Phase de relaxation : pas de mise en évidence de différence avec la relativité générale : trou noir de Kerr !
Le résultat de la coalescence est le premier vrai trou noir astrophysique (par opposition à tous les « candidats » trous noirs)
- De manière générale : très bon accord avec la relativité générale (exemple : évolution précise de la phase dans la séquence spirallante, cohérence entre le trou noir final et l'évolution prédite pour le système initial)



Trou noir final :

inspiral = prédiction à partir de la phase spirallante

post-inspiral = mesure à partir des ondes gravitationnelles détectées pendant la phase de relaxation

IMR = mesure avec l'ensemble du signal (*inspiral, merger, ringdown*)

- Délai entre les deux interféromètres : limite sur la masse du graviton : 10^{-22} eV/ c^2 !

GW 150914 : conséquences

- Astrophysique :
 - existence de trous noirs de masse $> 25 M_{\odot}$
 - formation :
 - évolution d'une binaire isolée ou dans un amas ?
 - discussion sur la métallicité initiale...

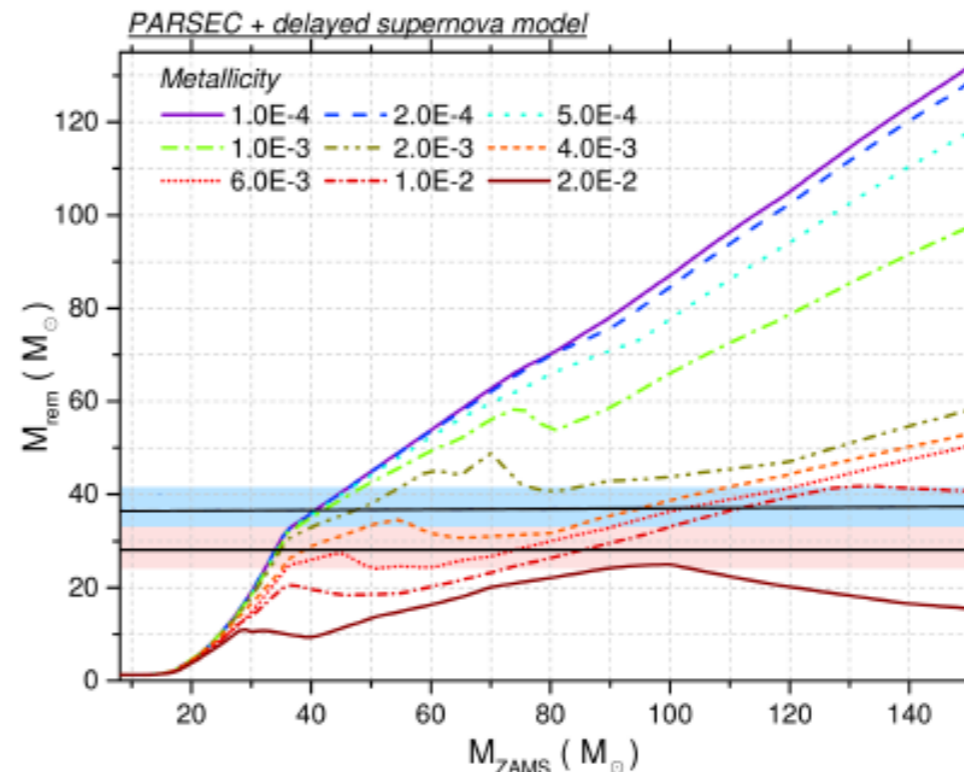
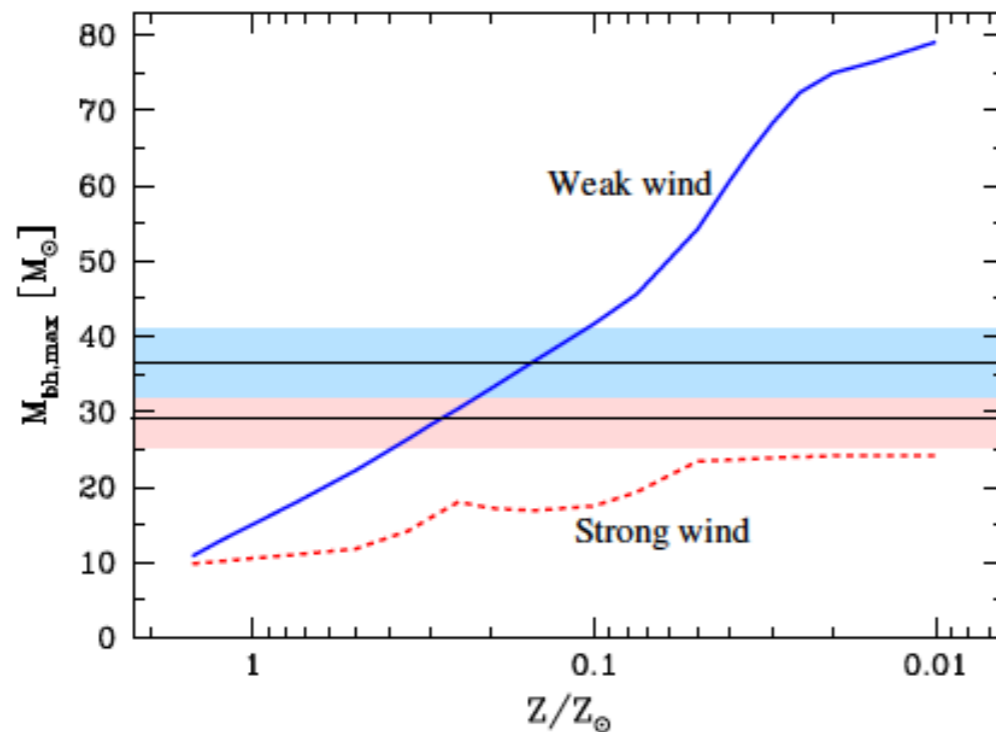


Figure 1. Left: dependence of maximum BH mass on metallicity Z , with $Z_{\odot} = 0.02$ for the old (strong) and new (weak) massive star winds (Figure 3 from Belczynski et al. 2010a). Right: compact-remnant mass as a function of zero-age main-sequence (ZAMS; i.e., initial) progenitor mass for a set of different (absolute) metallicity values (Figure 6 from Spera et al. 2015). The masses of GW150914 are indicated by the horizontal bands.

- taux de coalescence BH/BH : 2 à 400 par Gpc^3 et par an dans l'Univers local...
soit 0.5 à 100 par an dans 400 Mpc : d'autres détections en 2016 ?

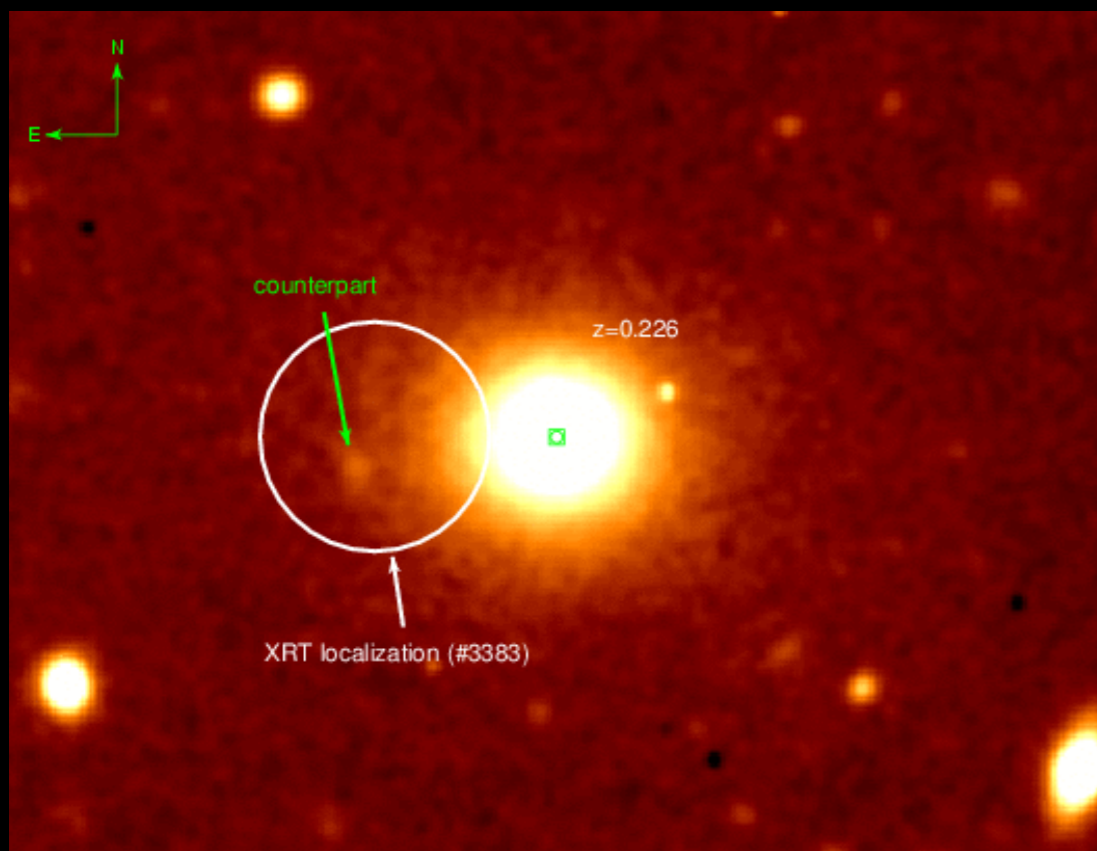
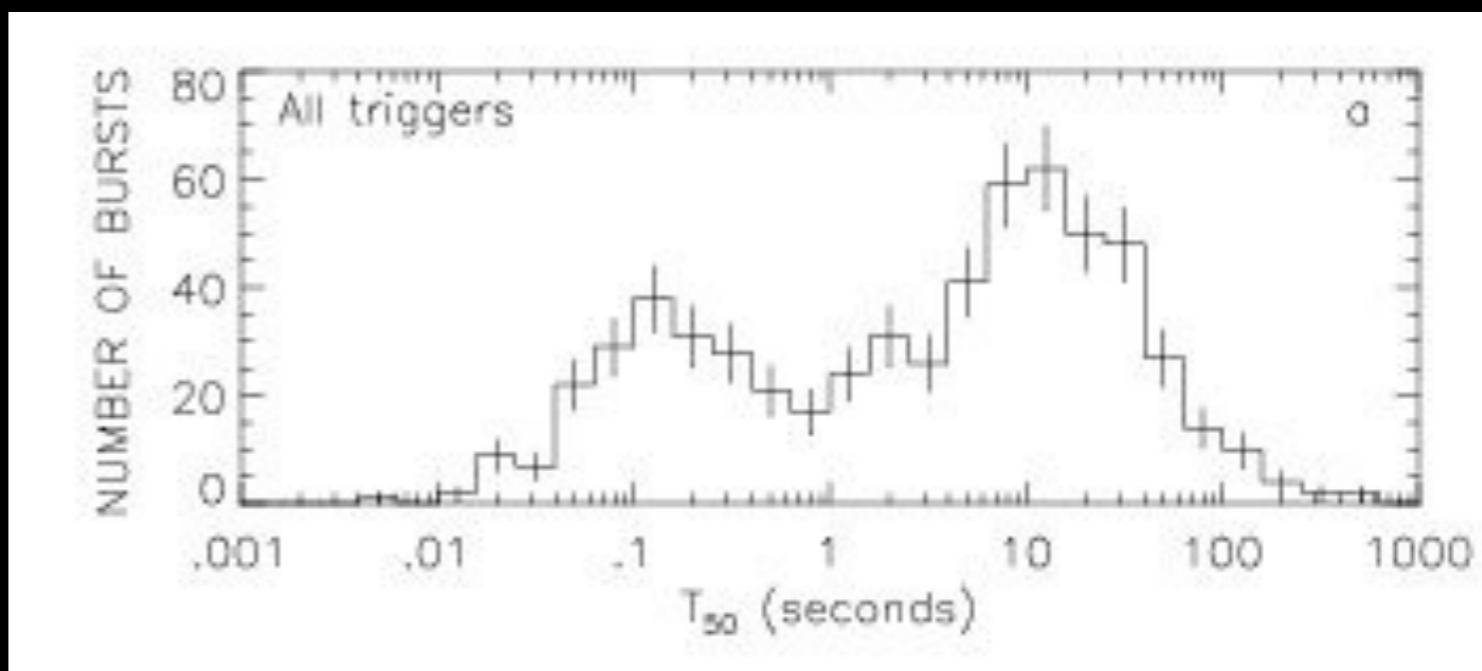
Coalescences : contreparties lumineuses

Histogramme des durées des sursauts gamma:

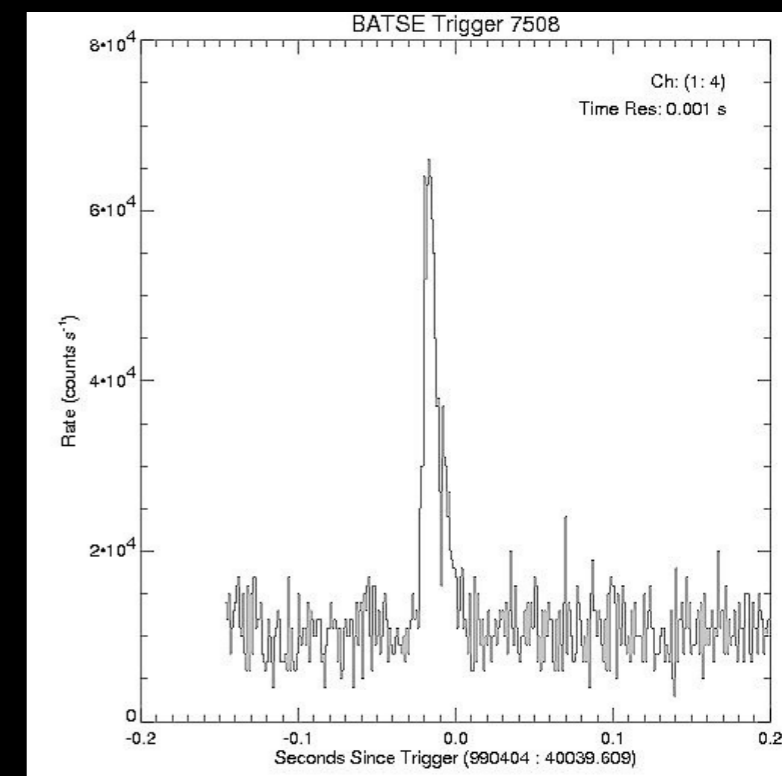
Coalescence NS+NS ou NS+BH :

-un sursaut gamma court ?

-autre contrepartie ?



Association d'un sursaut court avec une galaxie elliptique



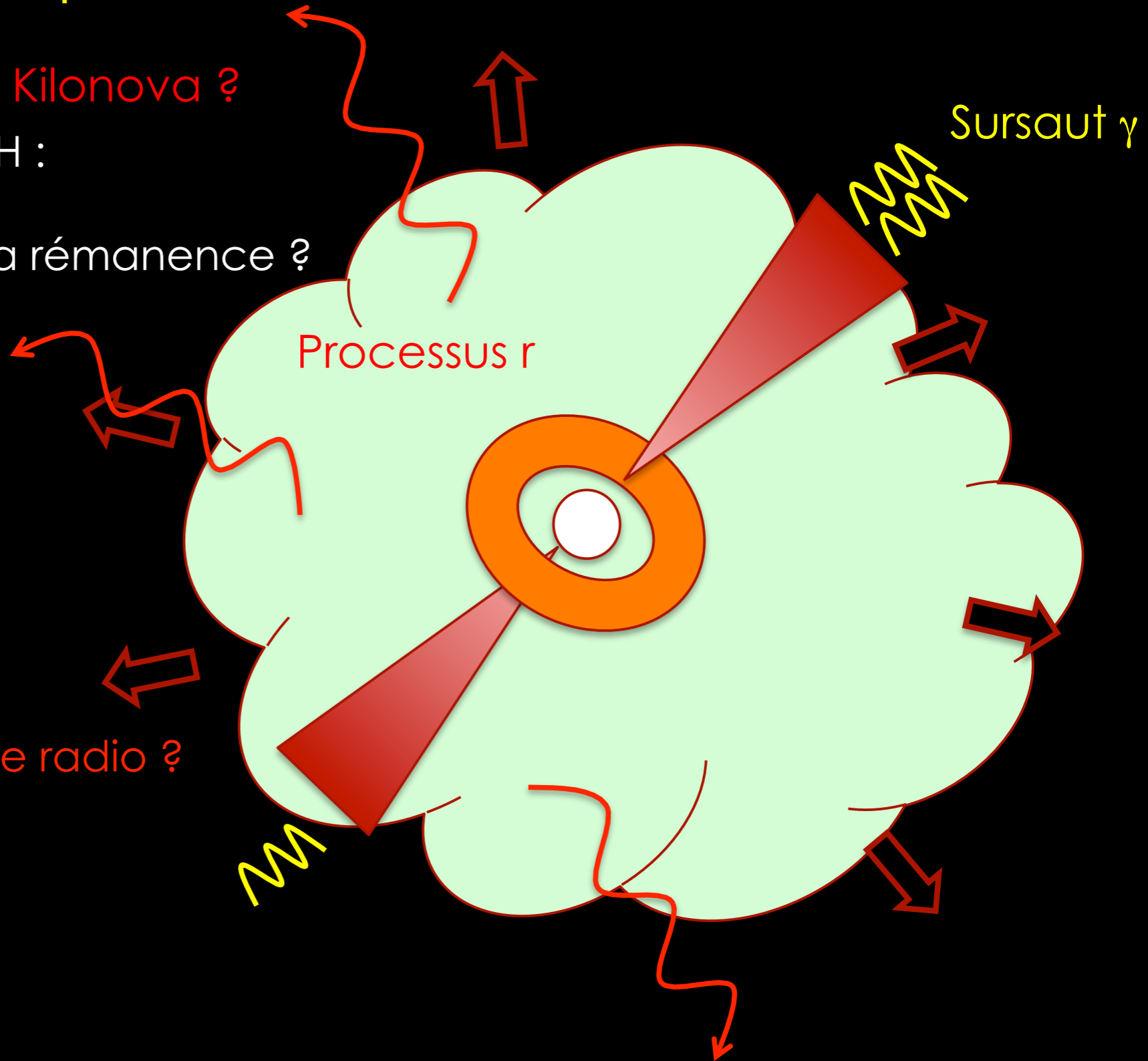
Coalescence BH+BH : aucune contrepartie ?

Coalescences : contreparties lumineuses

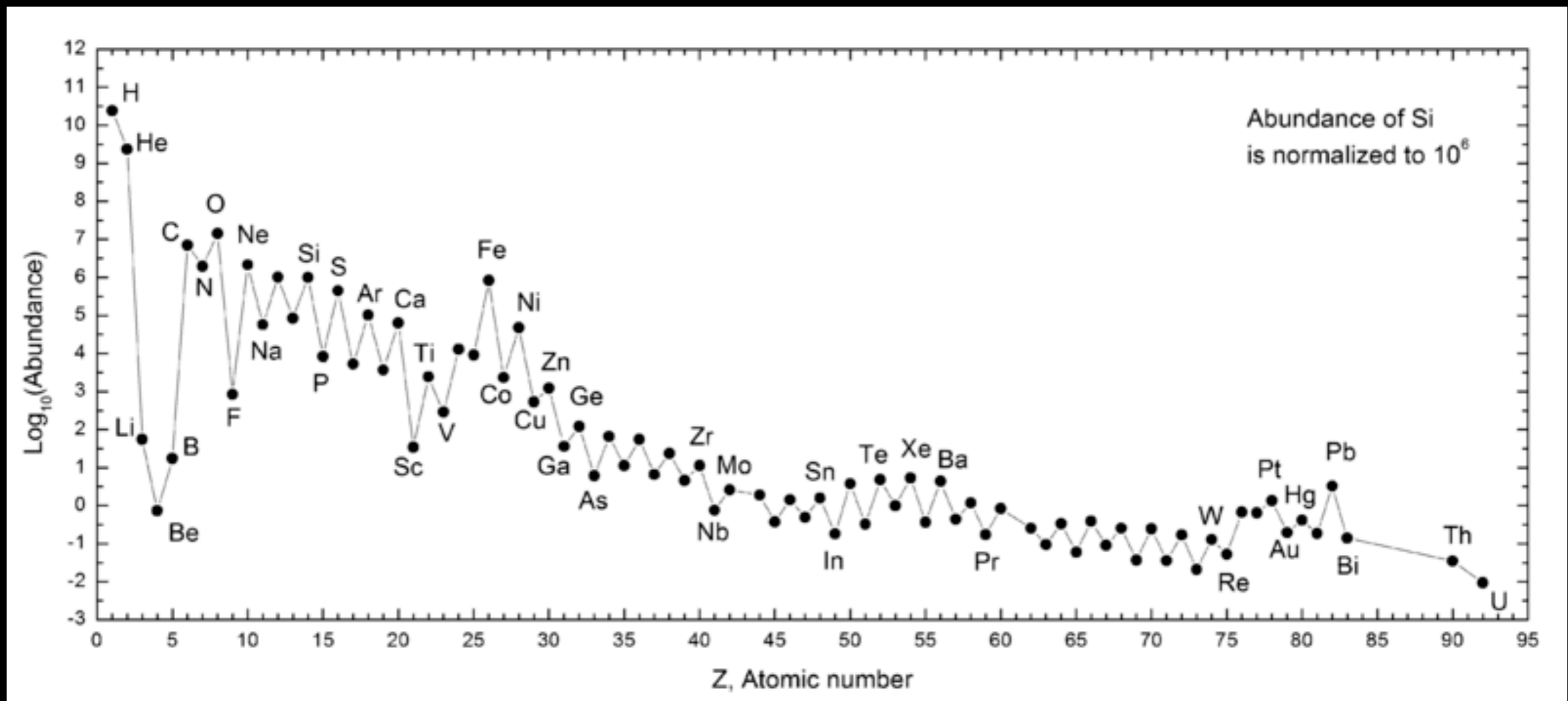
Coalescence NS+NS ou NS+BH :

- un sursaut gamma court et sa rémanence ?
- autre contrepartie :
 - une kilonova ?
 - une rémanence radio ?

Freinage :
rémanence radio ?



Origine des éléments lourds ?

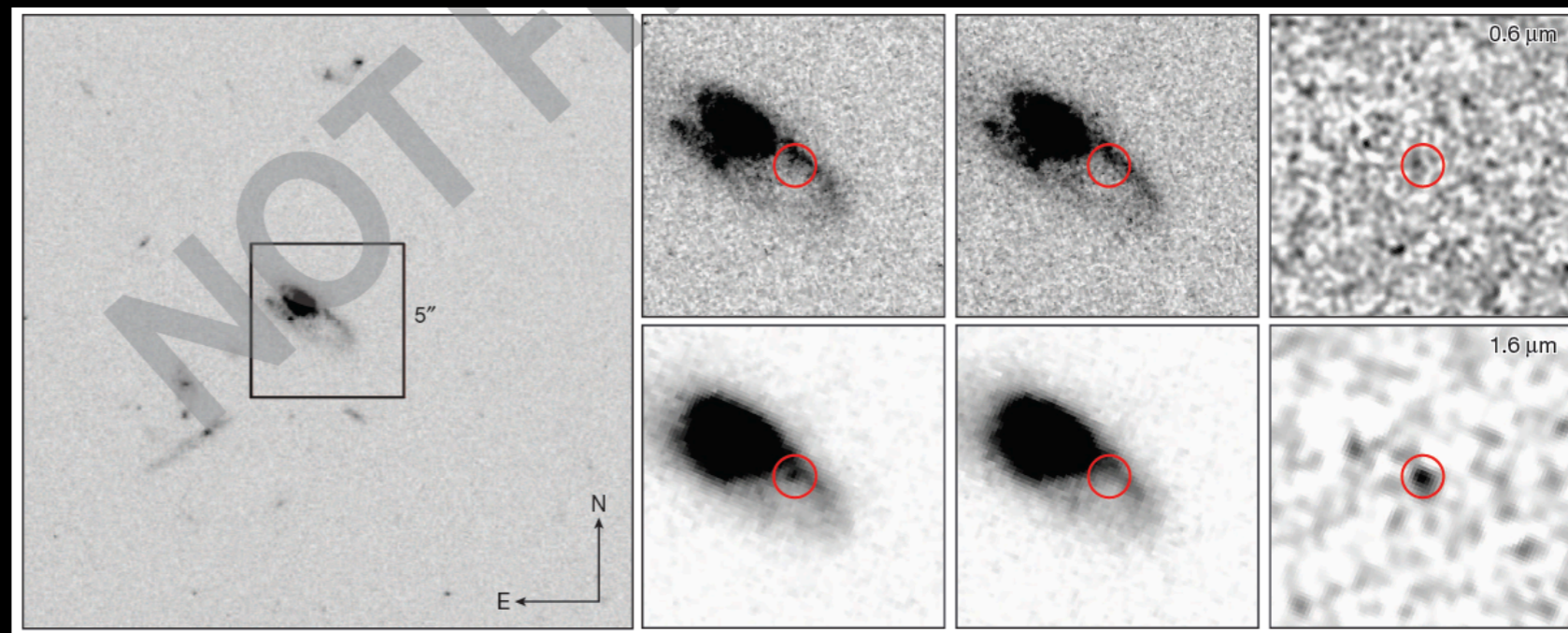


Lodders (2003)

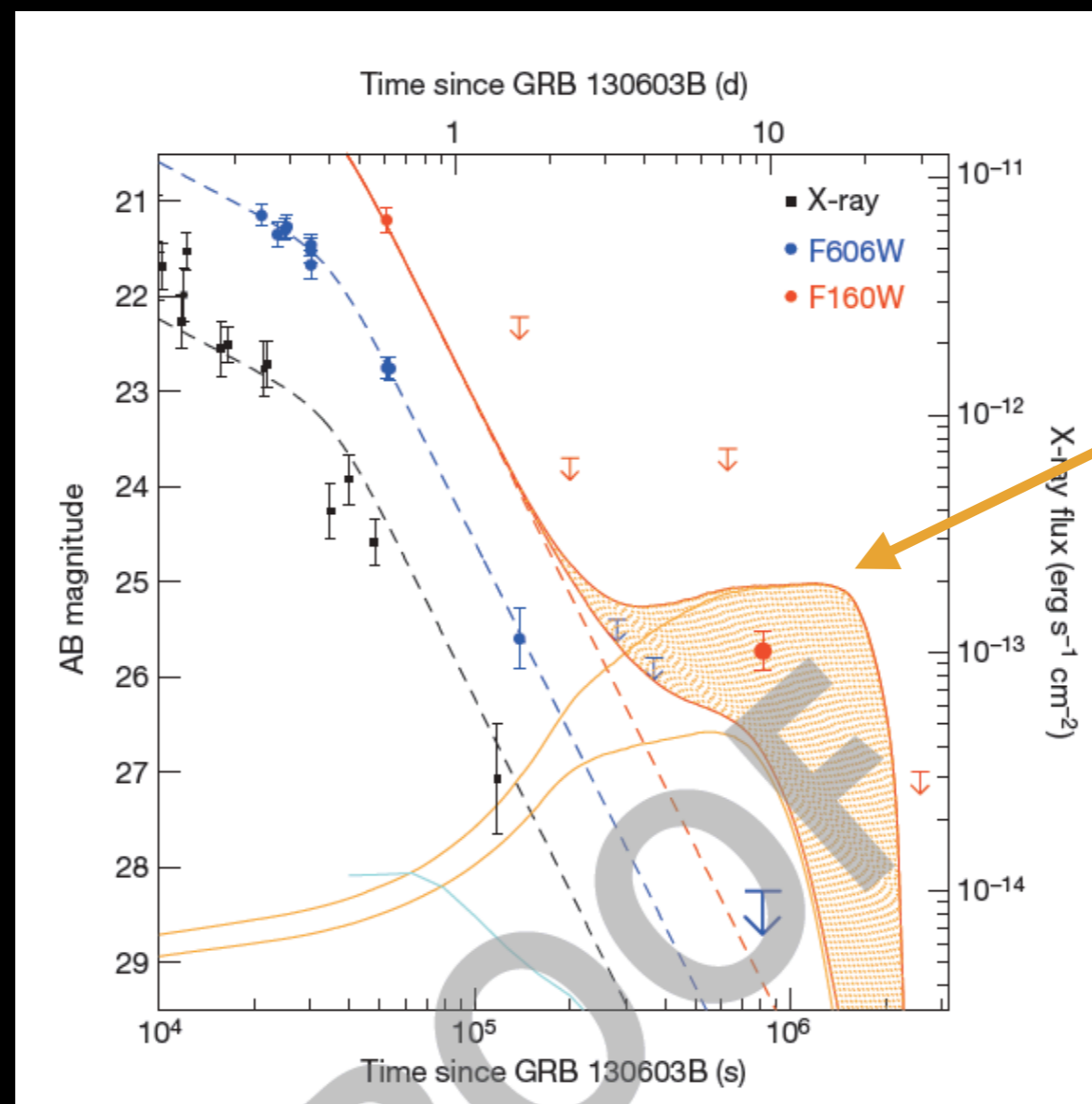
Première détection d'une kilonova ?

Coalescence NS+NS ou NS+BH

- un sursaut gamma court ?
- autre contrepartie :
 - une kilonova ?
 - une rémanence radio ?



GRB 130603B
(sursaut court)

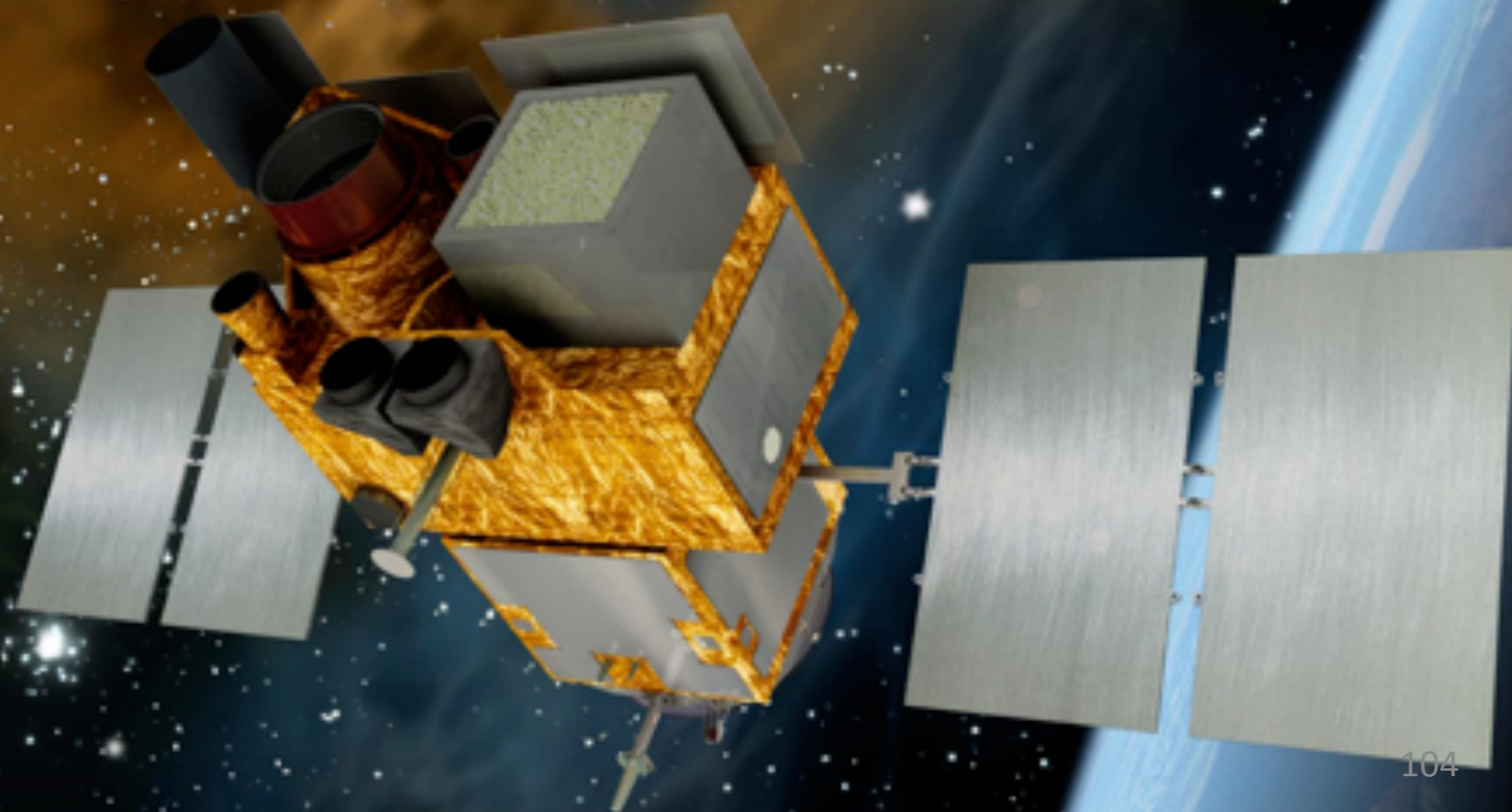


Kilonova ?

4. Un exemple de projet spatial
pour l'astronomie multi-messagers : le projet SVOM



NAOC, Beijing IHEP, Beijing
 XIOPM, Xi'an SECM, Shanghai
 NSSC, Beijing
 CEA-Irfu, Saclay IRAP, Toulouse
 APC, Paris IAP, Paris
 LAM, Marseille LAL Orsay
 CPPM Marseille LUPM Montpellier
 GEPI Meudon Obs. Strasbourg
 U. of Leicester MPE, Garching
 CNES, Toulouse



Le projet SVOM

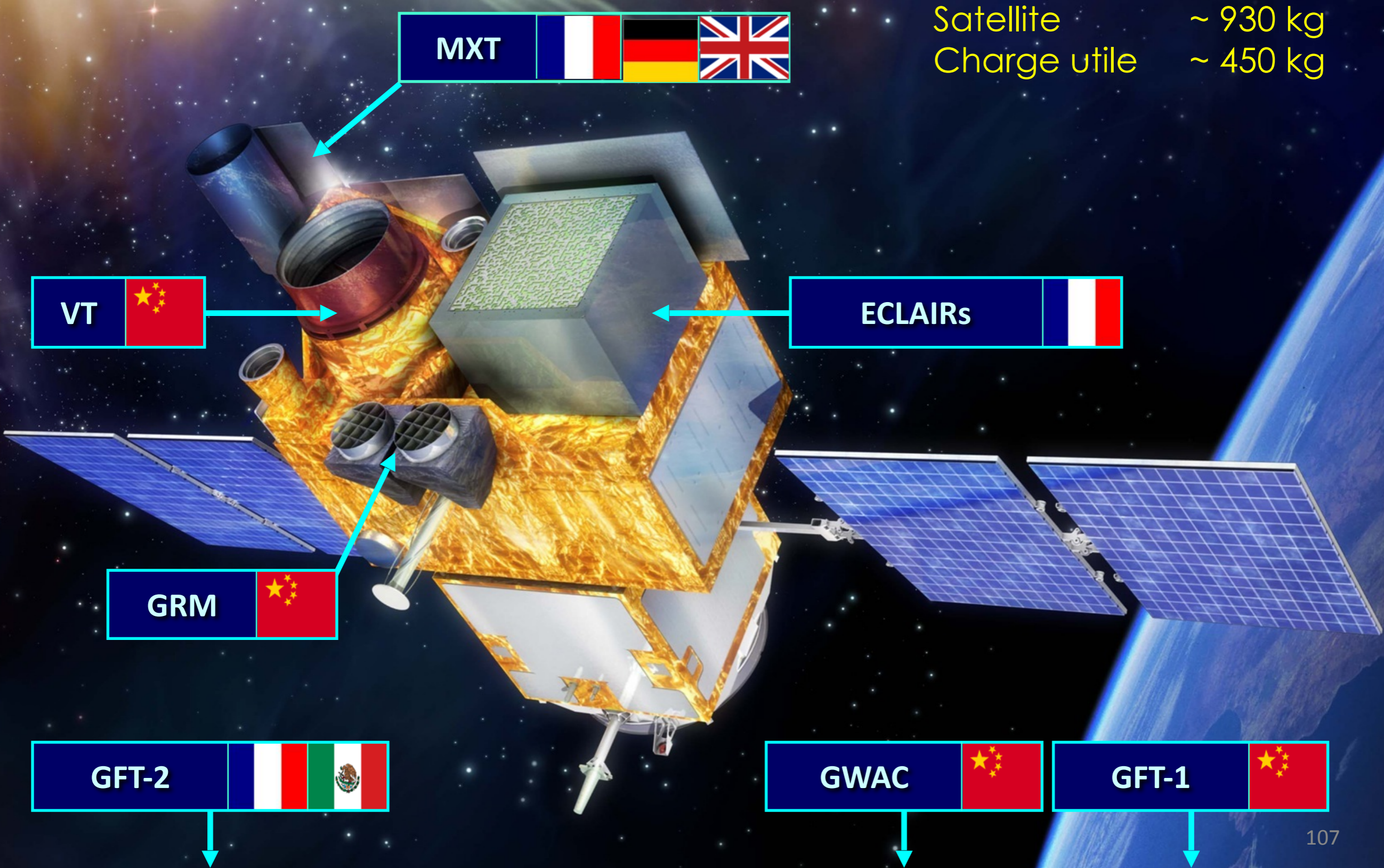
- SVOM = Space-based multiband astronomical Variable Objects Monitor



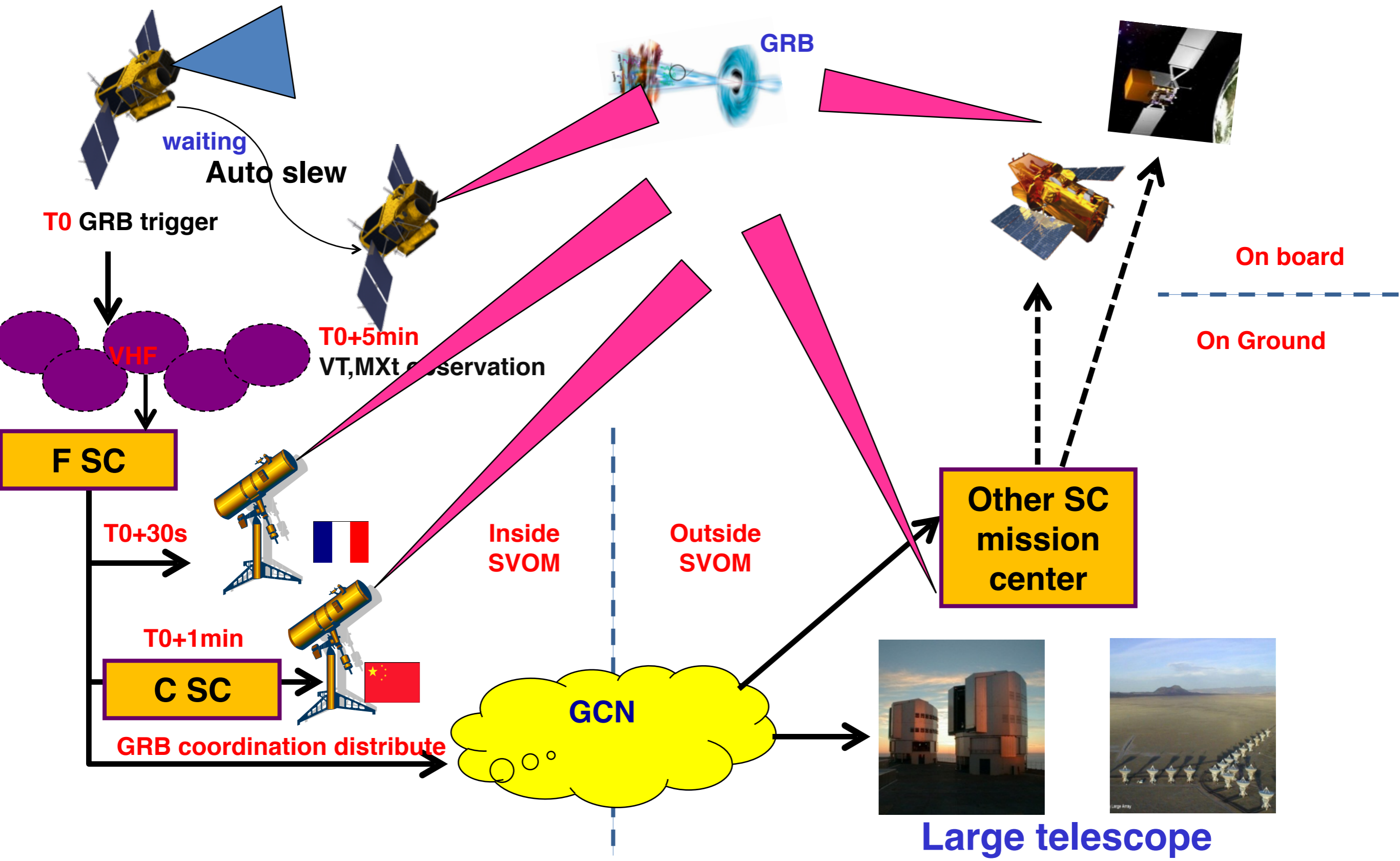
- SVOM est une mission sino-française multi-longueurs d'onde dédiée au ciel transitoire.
- SVOM est une mission dans l'espace et au sol.
- Le segment spatial de SVOM devrait être lancé fin 2021, pour 3 ans de mission nominale.

La science de SVOM

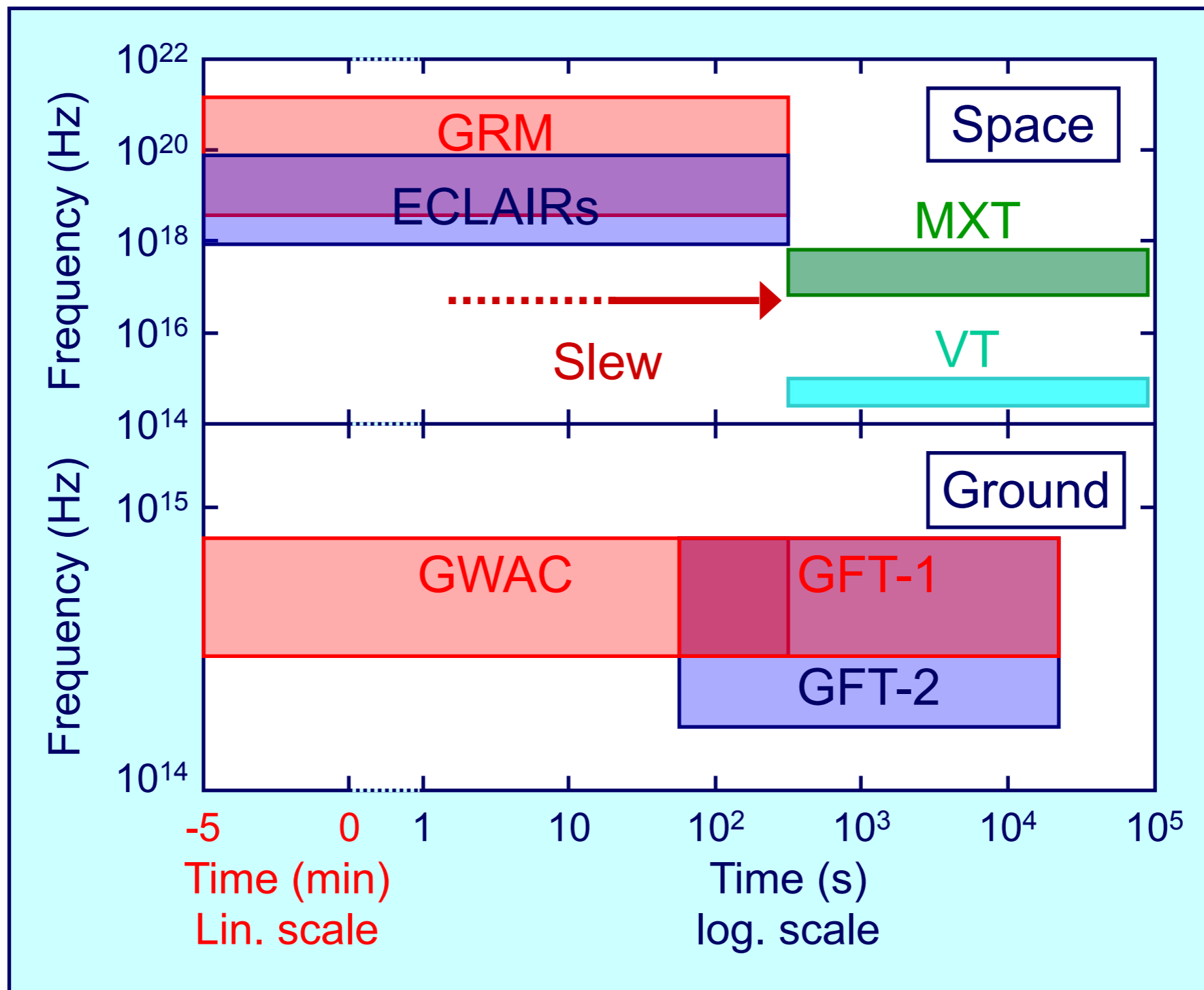
- Core program: sursauts gamma, physique & utilisation pour la cosmologie
- Observation multi-longueurs d'onde des phénomènes transitoires
- Suivi d'alertes: ondes gravitationnelles, neutrinos de haute énergie, mais aussi radio (SKA), visible/infrarouge (LSST, ...), rayons gamma de très haute énergie (CTA)
- Programme « observatoire »



Les observations de SVOM : une chaîne complexe



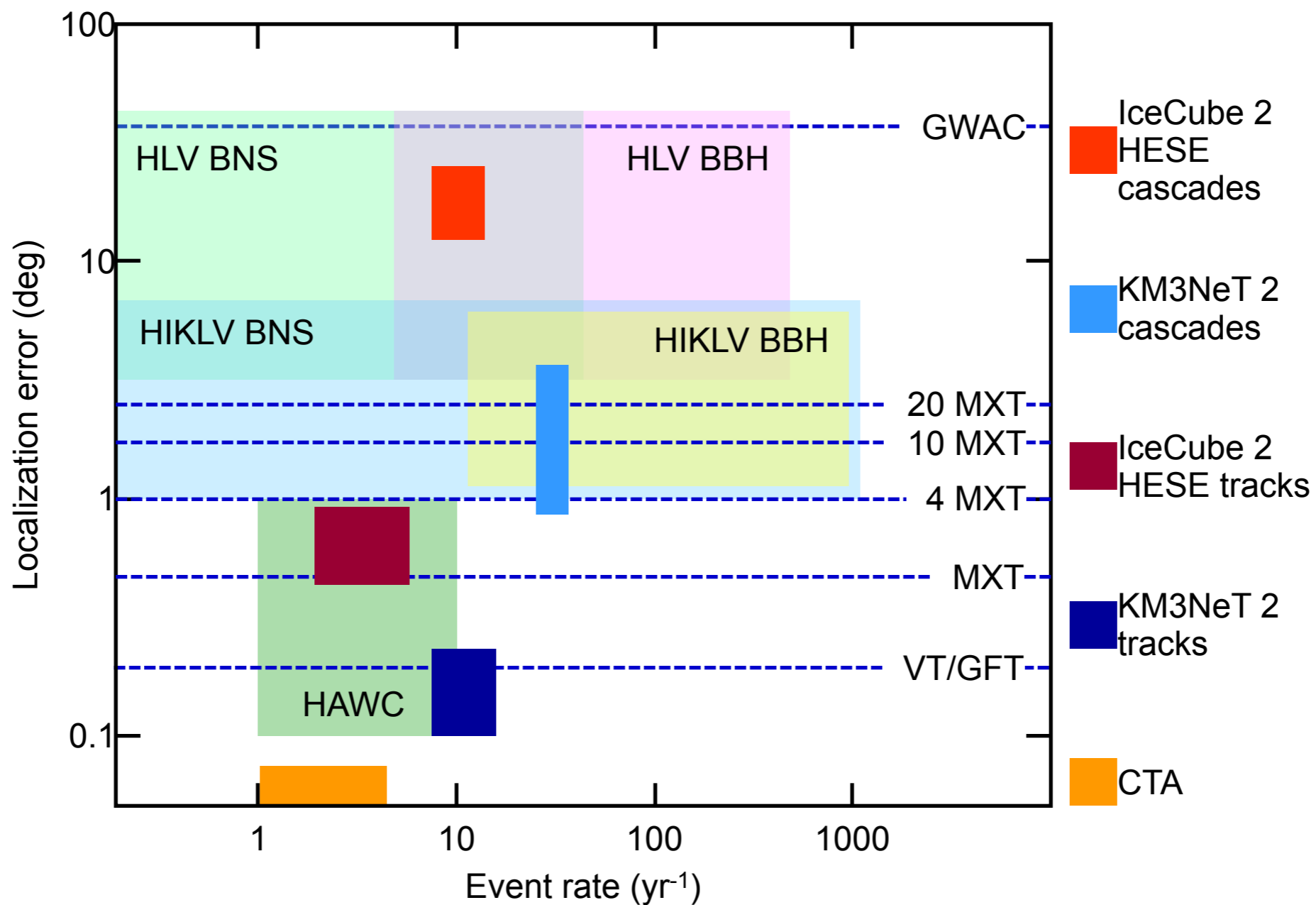
SVOM: couverture spectrale et temporelle



SVOM: contexte instrumental

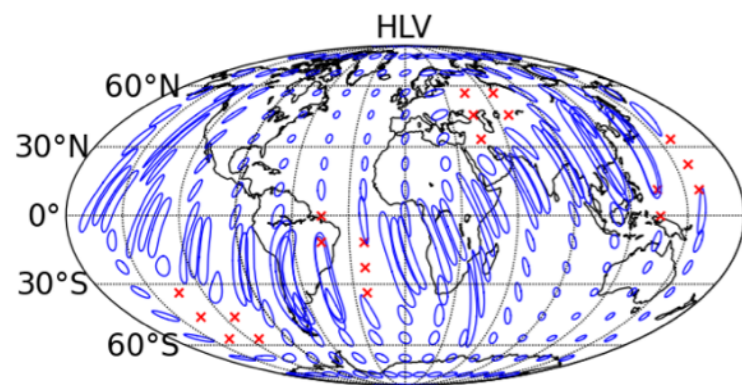


SVOM: contexte instrumental multi-messagers

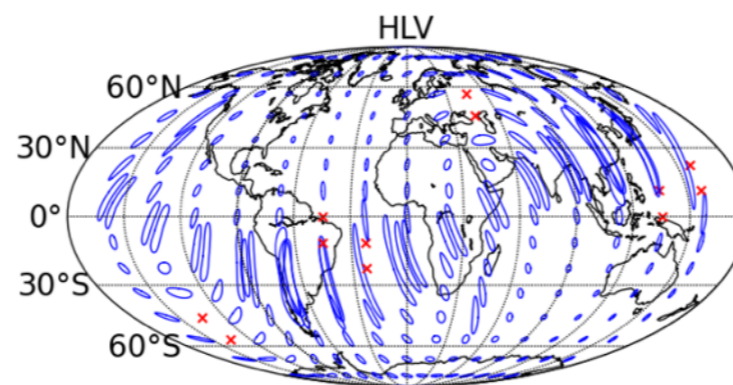


Perspective in terms of event rates and localization errors for multimessenger triggers

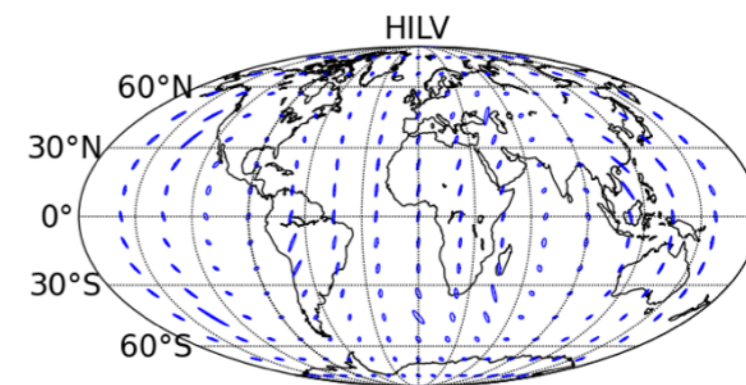
Ondes gravitationnelles à partir de 2022



2015



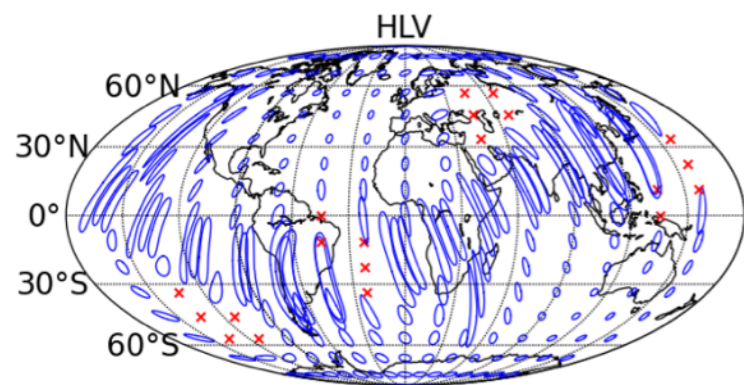
2019



2022

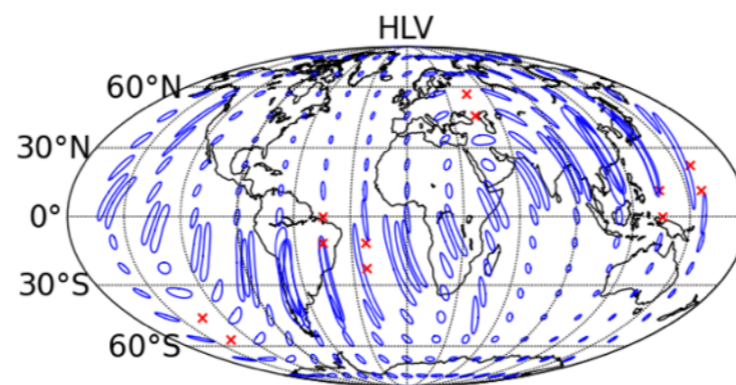
- En 2020+ le réseau d'interféromètres au sol sera capable de détecter les coalescences NS+NS/BH en les localisant dans une boîte d'erreur de quelques deg^2 .
- Taux de coalescences NS-NS attendu : environ 40/an dans 445 Mpc ($z \sim 0.1$)
- Taux de coalescences BH-NS attendu : environ 10/an dans 927 Mpc ($z \sim 0.2$)
(Abadie et al. 2010: grandes incertitudes)
- lancement de SVOM : fin 2021

SVOM & ondes gravitationnelles

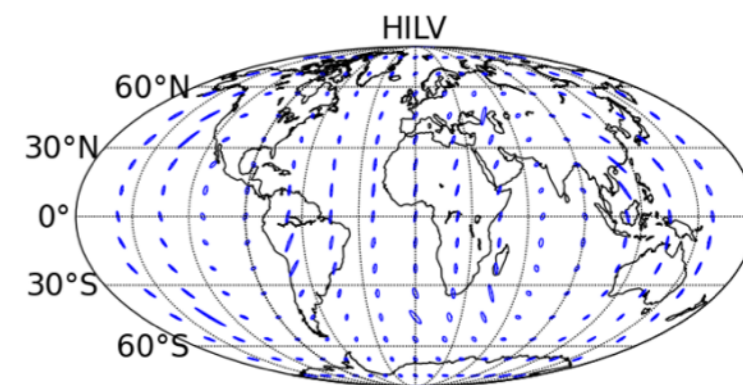


2015

Boîte d'erreur: $\sim > 100$ Sq.Deg

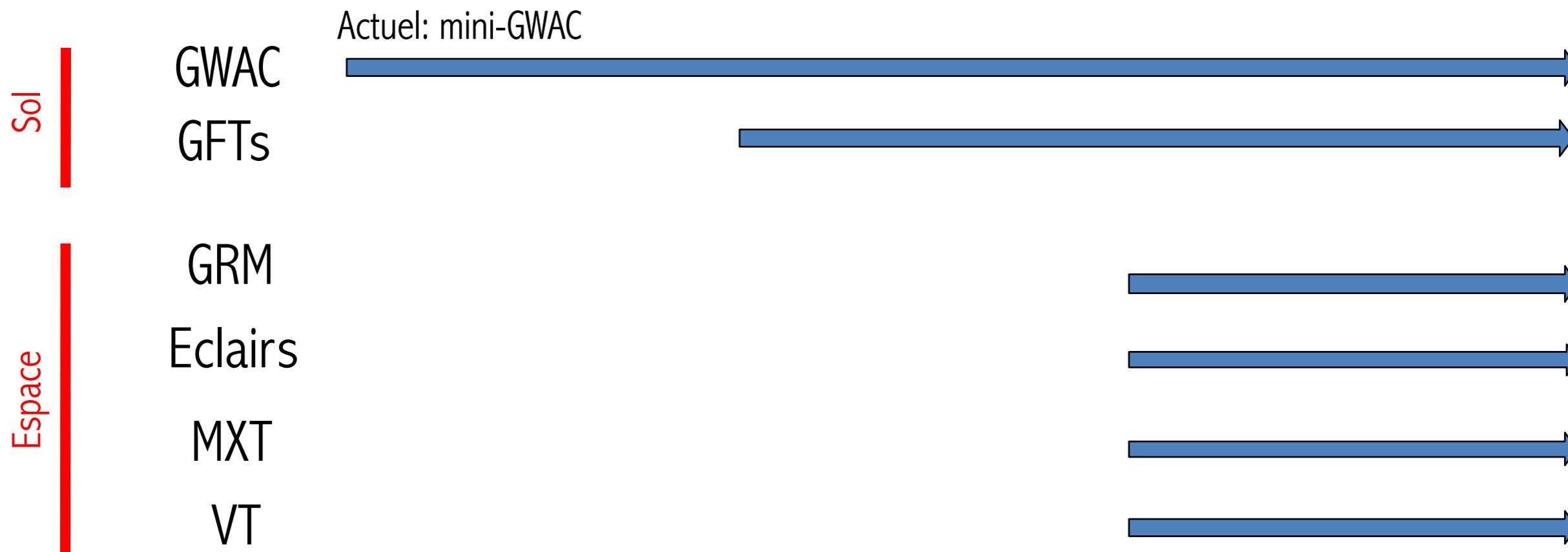


2019



2022

$\sim < 10$ Sq.Deg.



Lancement de SVOM : fin 2021

SVOM & ondes gravitationnelles : combien de détections?

- Combien de coalescences NS+NS/BH avec le jet relativiste pointant vers nous : très incertain ...
- Nombre d'associations GW + sursaut gamma court détecté en gamma :
pour SVOM (ECLAIRs/GRM) : quelques uns en 5 ans ...
- Nombre de détections GW suivies d'une alerte et d'un suivi en X :
pour SVOM (MXT) : quelques uns en 5 ans ...
- Nombre de détections GW suivies d'une alerte et d'un suivi dans le visible :
pour SVOM (GWAC/GFT) : quelques uns en 5 ans ...
- Kilonovae : très incertain aussi (il faut une bonne localisation pour détecter en V/NIR)

Ces chiffres ne sont pas très optimistes : la recherche de contreparties lumineuses aux ondes gravitationnelles risque d'être difficile (sauf coup de chance...).

Autres instruments : Fermi et Swift si ils sont encore en fonctionnement ...

Conclusion

Conclusion :

Avec les premières détections directes d'ondes gravitationnelles (coalescences de deux trous noirs de masse stellaire), une nouvelle fenêtre pour l'astronomie vient de s'ouvrir !

Du point de vue de la détection des ondes gravitationnelles : le prochain défi consiste à détecter d'autres sources, en particulier des coalescences de deux étoiles à neutrons.

Du point de vue de l'astronomie « multi-messagers », le défi suivant consistera à détecter une émission lumineuse associée à une émission gravitationnelle. Les sources les plus prometteuses sont l'association « coalescence de deux étoiles à neutrons - sursaut gamma court - kilonova ». D'un point de vue instrumental, c'est un défi extrêmement compliqué !

Le jeu en vaut la chandelle : les deux fenêtres sont très complémentaires. Les ondes gravitationnelles nous renseignent sur le « moteur central » alors que l'émission lumineuse nous permet d'accéder à l'éjection relativiste, à l'interaction avec l'environnement, etc.

