

# Els forats negres en la teoria de la relativitat clàssica

Francesc Fayos i Vallés \*

Departament de Física Aplicada. ETS d'Arquitectura de Barcelona. UPC

## Introducció

En els darrers 25 anys, una bona part dels investigadors en el camp de la relativitat general (RG) han treballat en la teoria matemàtica, o en la teoria física dels forats negres (FN) (Novikov, 1989). Ja es compten per milers els articles apareguts en revistes especialitzades d'abast internacional. Desenes de llibres monogràfics s'han escrit, i el tòpic FN apareix a tots els "llibres de text" d'RG (Misner, 1973).

Paral·lelament, els astrofísics tenen el model FN com un candidat permanent per donar explicació d'importants fenòmens que no poden ser explicats fins ara d'altra manera. En ser considerat com un dels possibles estats finals de les estrelles, interessa a tots aquells estudiosos de l'evolució estel·lar. Capaç d'alliberar una gran quantitat d'energia, se'l té com a possible última *ratio* de la gran activitat radioactiva del nucli de certes galàxies (Rees, 1991).

Malgrat que no es té la definitiva evidència observacional dels FN i dels problemes teòrics que aquest model arrossega, creiem que la teoria clàssica dels FN continua sent un instrument important a tenir en compte per entendre millor el món físic que ens envolta.

En aquest treball, després d'introduir el tema en el marc de l'RG, mostrarem els models matemàtics i les propietats físiques més importants del FN. (No farem esment de tot allò referent a la *termodinàmica* i a la *mecànica quàntica dels FN* que hauria, en tot cas, de ser objecte d'un altre treball.) Finalment donarem, de manera breu, notícia de les evidències observacionals que es tenen fins ara sobre l'existència dels FN.

## La relativitat general

El model FN neix a la llum de la relativitat general (1915) d'Albert Einstein (Einstein, 1922), la teoria de la gravitació que ha superat amb èxit tots els tests coneguts i que a la vegada no conté paràmetres ajustables. Aquests fets la doten actualment d'una primàcia absoluta sobre altres teories competidores.

La teoria posseeix els límits correctes: per a camps gravitatoris poc intensos i petites velocitats coincideix,

en una primera aproximació, amb la gravitació de Newton; en els sistemes de referència locals en caiguda lliure és vàlida la relativitat especial.

La teoria de l'RG s'escriu en el llenguatge de la geometria diferencial descoberta per Riemann (1854) en generalitzar la teoria de superfícies de Gauss (1827), estructura que a la vegada fou desenvolupada per Ricci (1887) i Levi-Civita, entre altres. La podríem resumir com segueix: L'espai-temps és una *varietat riemanniana*  $\mathcal{M}$ , sobre la qual hi ha definit un *tensor mètric*  $g$ . La curvatura de l'espai-temps està relacionada amb la distribució de matèria-energia per les equacions d'Einstein

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}R g_{\alpha\beta} = \frac{8\pi G}{c^2}T_{\alpha\beta} \quad (1)$$

on  $g_{\alpha\beta}$  són les components del tensor mètric en una base (coordinada) arbitrària;  $R_{\alpha\beta}$ , les components del tensor de Ricci que s'obté a partir de  $g$  i les seves derivades primeres i segones;  $R$  la seva curvatura escalar; i  $T_{\alpha\beta}$  són les components del tensor impuls-energia en aquesta mateixa base ( $G$  i  $c$  representen respectivament la constant de gravitació universal i la velocitat de la llum). Així *les propietats geomètriques del continu espai-temps, expressades pel tensor mètric  $g$ , queden determinades per la distribució de la matèria i l'energia sobre aquest ( $T_{\mu\nu}$ )*.

Les equacions d'Einstein poden ser considerades com un sistema d'equacions diferencials no-lineals en derivades parcials de segon ordre en les components del tensor mètric. Al segon membre apareixen les funcions corresponents a la concreta distribució de matèria-energia font del camp. Finalment, per tancar el problema, caldrà donar l'equació d'estat de la matèria-energia que genera el camp.

Trobar solucions exactes de les equacions d'Einstein és en general una tasca molt complicada. Un bon nombre d'elles s'han pogut trobar imposant que la solució exhibeixi una certa simetria, i/o en la regió de l'espai-temps, que és fora d'on estan situades les fonts ( $T_{\mu\nu} = 0$ ).

Però, a més de superar tots els tests coneguts, l'RG és també una eina que permet donar explicació de nombrosos fenòmens en els quals la gravitació fa un paper rellevant. Així han nascut noves branques del coneixement anomenades *astrofísica relativista* i *cosmologia relativista*. Fenòmens com les lents gravitatòries,

\*Francesc Fayos Vallés (Tortosa, 1952) és enginyer tècnic de telecomunicacions (1972) i doctor en física per la Universitat de Barcelona (1984). Actualment és professor titular de física a la U.P.C. Aquest article arribà a la redacció el mes de març de 1993



els últims estadis de l'evolució estelar, els púlsars, els quàsars i l'evolució de l'univers, els forats, Grand atractor, la radiació de fons en microones, tenen la seva explicació en el marc d'aquesta teoria.

D'altra banda, l'RG no neix tant per explicar l'avenç anòmal del periheli de Mercuri, cosa que no havia pogut fer la teoria de la gravitació universal de Newton, sinó com un intent de superar les profundes contradiccions formals entre la mecànica i l'electromagnetisme, i la gravitació, en el començament del segle XX. Així es pot entendre que aquesta hagi estat tan fructífera en els camps ja mencionats i que a més hagi predit l'existència de fenòmens totalment nous com són les ones gravitatòries i els FN.

## Els forats negres de Schwarzschild

El terme FN fou introduït per John A. Wheeler el 1968, si més no, la veritable història d'aquest model de l'RG començà realment molt poc temps després que Einstein formulés la seva teoria.

El 1916 Karl Schwarzschild obtingué la primera solució exacta amb simetria esfèrica de les equacions d'Einstein corresponent al buit ( $T_{\mu\nu} = 0$ ) que presentem a continuació:

$$g_{tt} = -\left(1 - \frac{2m}{r}\right), \quad g_{rr} = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1},$$

$$g_{\theta\theta} = r^2, \quad g_{\phi\phi} = r^2 \sin^2\theta. \quad (2)$$

En aquesta solució, les funcions  $g_{\alpha\beta}(x^\mu)$  obtingudes depenen només de la variable  $r$ , que és interpretada com una coordenada radial de manera que l'àrea de les esferes de radi constant  $r$  (i  $t$  constant) és  $4\pi r^2$ . Cada punt de l'espai-temps quedarà caracteritzat per 4 quantitats corresponents als valors que prenen les coordenades  $\{t, r, \theta, \phi\}$ , on  $\theta$  i  $\phi$  constitueixen les usuals coordenades angulars esfèriques.

La primera interpretació d'aquesta mètrica la va fer el mateix Schwarzschild en un treball posterior. Aquí se l'associa al camp exterior creat per un cos esfèric de radi  $\mathcal{R}$  i massa  $M$  constants, de tal manera que el paràmetre  $m$  que apareix a la mètrica ha de prendre el valor  $m = GM/c^2$  i a més cal que es compleixi que  $\mathcal{R} > 2m$ . (En aquest context  $m$  té una interpretació natural, p.e.  $m$  és de fet la massa del cos en unitats geometritzades.) Per tal de completar la descripció de tot l'espai-temps caldria considerar una altra mètrica associada al mateix cos per  $r < \mathcal{R}$  (figura 1). Es coneixen aquest tipus de solucions com solucions *interiors de Schwarzschild*.

Altrament, la solució de Schwarzschild, presa com un tot, descriu un espai-temps molt peculiar. Es tracta d'una solució del buit i per tant no hi ha enlloc distribució de matèria-energia. De l'anàlisi matemàtica de les components del tensor mètric es pot veure que existeixen zones on la mètrica és singular:  $r = 0$ , i la hipersuperfície  $r = r_s = 2m$  (a la quantitat  $r_s$  se l'anomena

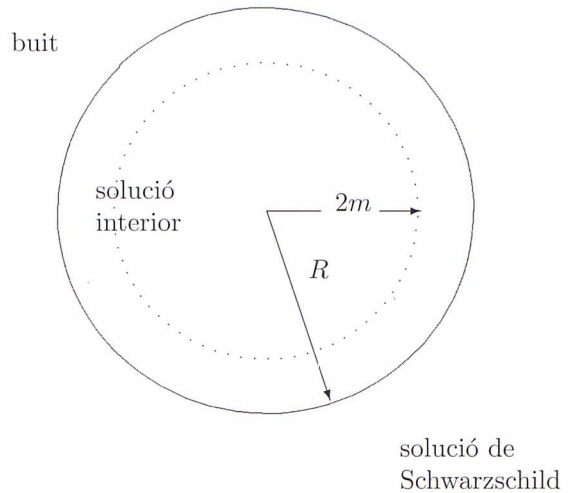


Figura 1: Interpretació estàndard de la solució exterior de Schwarzschild

radi gravitatori o també radi de Schwarzschild que per al Sol és de 3 km i per a la Terra d'1 cm). Finalment, en la regió  $r < 2m$ , la coordenada  $t$  té un caràcter espacial i  $r$  temporal, contràriament a allò que succeeix en la regió  $r > 2m$  i al que d'altra banda estem habituats.

La interpretació de la mètrica donada per Schwarzschild neix, entre d'altres coses, per tal d'obviar tots aquests comportaments anòmals i aleshores incomprensibles. Ha calgut fer un llarg camí per esbrinar completament els significats físic i matemàtic d'aquesta solució. No és fins ben avançada la segona meitat del segle que, amb els treballs de Synge(1950), Kruskal(1960) i Novikov (1964) entre d'altres, aquest camí es dona per finalitzat. A la llum d'aquests treballs mostrarem a continuació algunes propietats de la mètrica que ens conduiran a la formulació del model FN.

És molt útil, per assolir el nostre objectiu, considerar un conjunt d'observadors, dotat cadascun d'un sistema de regles i rellotges amb els quals mesuraran (en el seu entorn) distàncies i intervals de temps. Més precisament, siguin A i B dos d'aquests observadors situats en repòs, junts i lluny de  $r = 0$  en un moment donat. Sigui  $R_A$  un rellotge solidari amb l'observador A amb el qual aquest mesurarà intervals de temps, i  $R_B$  un altre rellotge idèntic a l'anterior associat a B. Farem que A romangui immòbil mitjançant algun sistema de propulsió, mentre que a B el deixarem caure lliurement en direcció radial envers  $r = 0$  sota l'acció del camp gravitatori.

L'observador B veurà com ell mateix es va acostant, cada cop més ràpidament a l'esfera de radi  $r_s$ , la travessa en un temps finit (mesurat per  $R_B$ ), i continua viatge envers  $r = 0$ . Contràriament, A veurà que, a mesura que passa el temps, B s'acosta al punt de coordenada



radial  $r_s$ , però de tal manera que ho fa cada cop més lentament d'acord amb les mesures que li subministra  $R_A$ . A dirà que caldria un temps infinit per tal que B creués l'esfera de radi  $r_s$ . Així, sorprenentment, A mai veurà com B creua l'esmentada superfície.

Sigui ara un tercer observador C situat en un instant determinat a l'interior d'aquesta esfera de radi  $r_s$ . C comprovarà que de cap manera pot sortir fora d'aquesta superfície. I encara més, que cap partícula ni senyal que ell pugui enviar pot travessar-la.

Les experiències d'aquests tres observadors il·lustren en part el caràcter de l'espai-temps associat a la solució de Schwarzschild. Existeix una regió de l'espai-temps limitada per la 3-esfera de radi  $r_s$  en la qual el camp gravitatori és tan fort que res, ni la llum, pot escapar a través de la seva superfície. Aquesta superfície s'anomena *horitzó d'esdeveniments*, i aquesta regió, *FN de Schwarzschild*. L'estructura causal que es deriva d'aquesta geometria és clara: res del que succeeix a l'interior del FN pot influir causalment en els esdeveniments exteriors.

La pregunta que ens formulem és si objectes reals podrien tenir associada aquesta geometria. Els treballs d'Oppenheimer i Volkov, Landau, i Chandrasekhar mostraren en la dècada dels trenta que estrelles amb masses de l'ordre de la del Sol, en esgotar el seu combustible nuclear, poden assolir un estat final d'equilibri com nanes blanques o estrelles de neutrons: estrelles fredes superdenses amb radis de només algunes vegades el radi gravitatori i amb valors màxims per a la massa de 1.4 i 0.75 vegades la massa del Sol respectivament. Tanmateix, per a masses més grans que aquests valors màxims un estat d'equilibri tal és impossible i l'estrella hauria de col·lapsar indefinidament incapaç de contrarestar l'efecte de la pròpia atracció gravitatòria de les partícules que la formen.

La primera descripció del col·lapse d'una estrella que esdevingués FN fou formulada per Oppenheimer i Snyder (1939). En el model proposat, extensió dels models estàtics esmentats anteriorment, una esfera de radi variable amb el temps, associada a la superfície de l'estrella col·lapsant, divideix l'espai-temps en dues regions. La geometria exterior ve representada per la mètrica de Schwarzschild, mentre que per a l'interior es proposa la mètrica associada a un fluid perfecte sense pressió i en moviment radial col·lapsant sota la pròpia atracció gravitatòria. De l'anàlisi del model proposat es dedueix que si la massa de l'estrella supera un cert valor crític, aquesta col·lapsarà irremissiblement i es concentrarà finalment a la zona  $r = 0$ . S'haurà format un FN definit per la mètrica de Schwarzschild.

Més amunt hem assenyalat que la mètrica és singular tant en  $r = 0$  com en  $r = 2m$ . Malgrat aquesta circumstància, l'assenyalada en primer lloc es diferencia de l'altra en el fet que l'invariant escalar del tensor de

Riemann de la mètrica,  $48m^2/r^6$ , es fa infinit en aquesta zona, mentre que això no succeeix sobre l'horitzó. A la llum del procés d'evolució estelar descrit anteriorment podem donar una "interpretació" d'aquesta singularitat. En l'estadi final del col·lapse, tota la massa de l'estrella es trobaria concentrada en  $r = 0$ . Allí la densitat de matèria es faria infinita, com també el camp gravitatori i per tant es pot comprendre el perquè tant la mètrica com l'invariant escalar del tensor de Riemann es fan infinits. Tanmateix, i a diferència d'allò que succeeix en el cas newtonià, que la curvatura es faci infinita vol dir que en aquest punt l'espai-temps desapareix i que, per tant, no són inaplicables les lleis de la física, cosa que, d'altra banda és fortament desagradable per a un model que pretén descriure objectes astrofísics reals. Es diu llavors que la geometria té una *singularitat essencial* en  $r = 0$ .

Però no s'acaben aquí els problemes del model. El procés de col·lapse es veu de manera diferent per diferents observadors. Situem ara l'observador B sobre la superfície de l'estrella. D'acord amb allò dit anteriorment, A veuria que la superfície de l'estrella tarda un temps infinit a creuar l'horitzó. Si estenem els resultats de les mesures de A a tots els observadors que "viuen" fora del FN podem concloure que tota la física que aquests puguin fer, succeirà abans que l'estrella esdevingui FN. Això és clarament un problema que afecta l'interès del model. Tanmateix aquest problema pot obviar-se (però no resoldre's) ja que, a efectes pràctics, els observadors exteriors deixaran de detectar cap radiació provinent de la superfície de l'estrella quan el col·lapse es trobi en un estat prou avançat. Aclarirem aquest darrer concepte mitjançant les experiències dels observadors A i B abans esmentats.

L'observador A dedueix que el rellotge  $R_B$  de B va més espaiat que el seu. Dit d'una altra manera, si B emet polsos de llum a intervals regulars, A els rep a intervals més llargs. Si el que emet B és un raig de llum monocromàtic cap enfora, A rep el senyal *desplaçat al vermell*. A causa de l'enorme camp gravitatori que en aquests últims estadis d'evolució s'assoleix a la vora de l'estrella, la radiació electromagnètica (llum visible, raigs X ...) provinent de la superfície sofrirà un corriment al vermell tan gran que la intensitat (proporcional al quadrat de la freqüència) mesurada per qualsevol observador serà molt i molt petita, i farà "de fet" l'estrella invisible.

## Els forats negres de Kerr i Kerr-Newman

El període següent de la història dels FN comença quan Roy P.Kerr descobrí una solució que descriuria el camp gravitatori d'un FN en rotació (1963) (també anomenada *mètrica de Kerr*) que presentem a continuació:

$$g_{tt} = -(1 - \frac{2mr}{\rho^2}), \quad g_{rr} = \frac{\rho^2}{\Delta}, \quad g_{\theta\theta} = \rho^2,$$



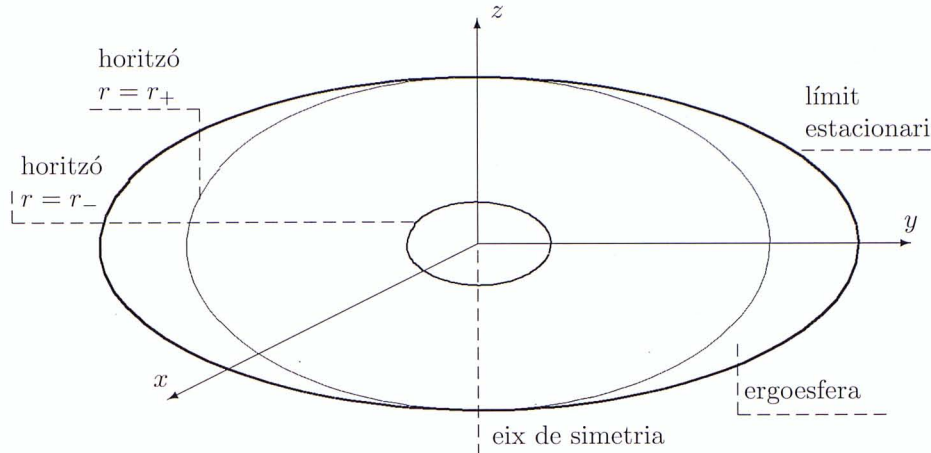


Figura 2: Els horitzons, ergoesfera, límit estacionari i eix de simetria en la mètrica de Kerr

$$g_{\phi\phi} = \frac{\sin^2\theta}{\rho^2} [(r^2 + a^2)^2 - \Delta a^2 \sin^2\theta],$$

$$g_{t\phi} = -\frac{4amr}{\rho^2} \sin^2\theta. \quad (3)$$

on

$$\Delta = r^2 - 2mr + a^2, \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2\theta \quad (2)$$

En aquesta solució, les funcions  $g_{\alpha\beta}(x^\mu)$  obtingudes no depenen de les variables  $t$  i  $\phi$ , de manera que la mètrica exhibeix un comportament estacionari i asimètric. Cal remarcar també que la solució és invariant sota la transformació  $t \rightarrow -t, \phi \rightarrow -\phi$ . Això suggereix que el camp de Kerr pot descriure una font girant al voltant de l'eix  $z$ . A més, quan  $a = 0$ , p.e. quan el moment angular es fa zero, es recupera la solució de Schwarzschild. Llavors  $m$  pot associar-se a la massa de la font, mentre que el producte  $am$ , al seu moment angular.

La solució presenta una singularitat essencial en forma d'un petit anell en pla equatorial, i dos horitzons d'esdeveniments en

$$r = r_{\pm} = m \pm \sqrt{m^2 - a^2}$$

$$\Delta = 0 \text{ i } g_{rr} = \infty \text{ en } r = r_{\pm}.$$

En el límit  $a = 0$ ,  $r_+ = r_- = 2m$ .

Una de les novetats que apareix en aquesta solució és l'anomenada ergoesfera. Aquesta és la porció de l'espai delimitada entre  $r_+$  i la superfície d'equació

$$r_e = m + \sqrt{m^2 - a^2 \cos^2\theta}.$$

Es pot visualitzar la disposició relativa d'aquestes superfícies a la figura 2.

És fàcil demostrar que dintre de l'ergoesfera totes les partícules o rajos lluminosos es veuen obligats a girar en el mateix sentit que ho fa la font independentment de

les condicions en què hi han accedit. Per aquest motiu a la superfície  $r_e$  se l'anomena també límit estacionari.

Una de les propietats més importants de la solució de Kerr és la que es deriva de l'existència de l'ergoesfera. R. Penrose (1969) ideà un experiment imaginari, anomenat *procés de Penrose*, en el qual una partícula penetra a l'interior d'aquesta regió i allí es parteix en dues parts, de tal manera que una d'elles (amb energia negativa!) cau cap endins de l'FN i l'altra escapa fora del límit estacionari amb una energia superior a la de la partícula inicial. Aquesta circumstància revelaria el fet que és possible extreure energia dels FN de Kerr (figura 3).

Christodoulou incidiria en el tema postulant que només és possible extreure la part rotacional de l'energia total del FN de Kerr (1970), fent possible que, mitjançant una cadena de processos de Penrose, un FN de Kerr esdevingués un FN de Schwarzschild amb una massa que no podria ser més petita que un cert valor, anomenat *massa irreductible*. El quadrat d'aquest valor coincideix amb el valor de l'àrea de l'horitzó  $r_+$  de l'FN original dividit per  $16\pi$ . Finalment Hawking (1971) demostrà que sigui quin sigui el procés en què un o diversos FN de Kerr es trobessin immersos (fins i tot la col·lisió d'alguns d'ells), la suma de les àrees dels respectius horitzons no podia disminuir.

Malgrat que el procés de Penrose no havia tingut una motivació astrofísica, ja des de la seva formulació s'ha intentat utilitzar-lo fonamentalment per explicar el fenomen de la superradiació dels nuclis de certes galàxies. A mitjan de la passada dècada un grup d'investigadors de l'Índia (Dhurandhar, Dadhich i col·laboradors) proposaren una variant del mètode. En aquest model es considera que si el procés té lloc en un FN immers en un camp magnètic (que es creu que existeix en el centre de les galàxies), aquest és altament eficient.



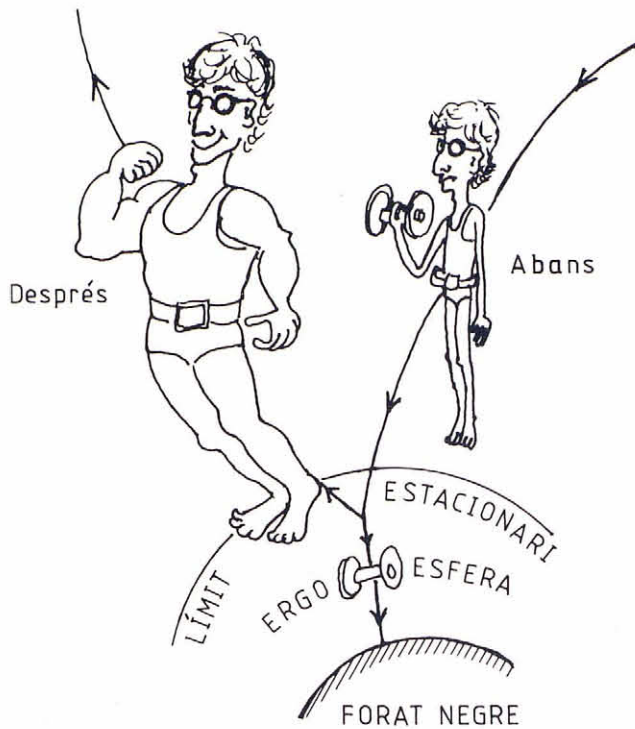


Figura 3: Representació del procés de Penrose. L'increment d'energia de la partícula emergent és degut a la disminució d'energia rotacional del forat negre

cient. Tenint en compte aquest fet, varen descriure amb èxit el mecanisme d'extracció d'energia que expliqués el fenomen esmentat.

Considerem ara el cas ideal, en el qual una estrella en rotació té com a camp exterior el de Kerr. Intuïtivament podríem pensar en un objecte esfèric o bé el·lipsoïdal com a font d'aquest camp. Així, si l'estrella tingués una massa i un moment angular adequats, podria col·lapsar i esdevenir un FN de Kerr, de manera més o menys semblant al col·lapse esfèric. Malgrat els enormes esforços, no es coneix fins ara un interior de la mètrica de Kerr; no sabem ni tan sols si existeix. Per tant no es pot fer una descripció del col·lapse d'una font en rotació. Malgrat tot, es parla de FN de Kerr com el model associat a un FN en rotació, definit per la mètrica de Kerr, amb les propietats i les característiques que hem enumerat més amunt.

Poc temps després que Kerr publicqués la mètrica que porta el seu nom, E.T. Newman i col·laboradors varen obtenir una nova solució, generalització de l'anterior, coneguda pel nom de mètrica de Kerr-Newman (1965), que representa el camp creat per un FN en rotació i carregat. La solució depèn de tres paràmetres,  $m$ ,  $a$ ,  $Q$ , que s'associen a la massa, moment angular per unitat de massa i càrrega del FN. Si  $Q = 0$  es recupera la solució de Kerr, mentre que si  $a = 0$  s'obté l'anomenada

solució de Reissner-Nordström (1918) corresponent a un FN estàtic de massa  $m$  i càrrega constant igual a  $Q$ . D'altra banda, es creu que els FN seran essencialment neutres per la possibilitat que tenen de compensar una certa càrrega neta en un moment donat per l'acreció de càrrega de signe oposat que hi hagi al voltant de l'horitzó i la repulsió de la del mateix signe. Tanmateix, en certs estadis de l'evolució estel·lar una petita quantitat de càrrega pot tenir interessants conseqüències que no descriurem aquí.

## Teoremes dels forats negres

Tots aquests suggerents resultats parcials foren reunits i generalitzats i formen el que ara es coneix com teoremes dels FN.

Recordem que l'horitzó actua com una membrana unidireccional. Partícules i radiacions poden travessar-lo procedents de l'exterior. Cap partícula ni radiació pot emergir del seu interior. Considerem que un determinat conjunt de matèria i energia col·lapsa formant un FN. Quan s'arribi a un estat estacionari, quina podrà ser la mètrica de l'FN resultant si la configuració inicial és arbitrària?

El teorema d'unicitat diu que poc temps després de la seva formació qualsevol FN esdevé estacionari, i llavors, el camp que genera queda caracteritzat només per tres paràmetres: la seva massa  $m$ , el seu moment angular per unitat de massa  $a$ , i la seva càrrega elèctrica  $Q$ . Així doncs, la mètrica de Kerr-Newman és la que descriurà la geometria associada. Es pot justificar això pensant que inicialment conviuen el recent aparegut FN amb una distribució fora de l'equilibri de partícules i camps en el seu exterior. Aquesta configuració tendirà a reordenar-se de manera que hi haurà radiació que serà engolida per l'FN i d'altra que s'emetrà a l'infinit. Com que la quantitat inicial de matèria i energia fora de l'horitzó era finita a l'estat inicial arribarà un moment en què el procés acabarà, i l'FN esdevindrà estacionari amb valors estables de  $m$ ,  $a$  i  $Q$ .

Un altre aspecte tractat al llarg d'aquest article és l'existència de singularitats en les mètriques estudiades. Dèiem que era un problema desagradable el fet que solucions que són candidates a representar l'últim estadi de l'evolució estel·lar continguin una regió de l'espai-temps en la qual la seva curvatura es faci infinita i no siguin allí vàlides les lleis de la física. És oportú, doncs, fer-se la pregunta: són les singularitats la necessària conseqüència del col·lapse gravitatori?

Els teoremes de les singularitats, d'aplicació tant a l'estudi de l'origen de l'univers, a la col·lisió d'ones gravitatòries, com al col·lapse gravitatori, ens diuen que si es compleixen una sèrie de "condicions raonables" llavors l'existència de la singularitat és inevitable. Òbviament, hi ha polèmica encara sobre les hipòtesis que es creuen irrenunciables per tal de demostrar els corresponents



teoremes, i per tant sobre la validesa universal dels resultats que se'n dedueixen.

Finalment, només ens manca afegir que el teorema de l'àrea de Hawking enunciat per FN de Kerr és vàlid també en el cas més general d'FN de Kerr-Newman.

## Evidències observacionals

Observar directament un FN és pràcticament impossible, només una gran sort ens podria permetre veure com una estrella, amb una massa prou gran, desapareix progressivament. Els astrònoms els busquen en els ja esmentats nuclis actius de galàxies i en els sistemes d'estrelles dobles que tenen un component invisible, per fer-ne una detecció indirecta.

Des de fa 25 anys els astrònoms saben que algunes galàxies tenen un nucli central molt brillant i compacte, la radiació del qual no es deu a estrelles normals. Es va creure que era la gravetat la font d'energia, i que un *supermassiu FN* (amb masses de l'ordre de  $10^6$  masses solars) era el causant d'aquest intens camp gravitatori. Aquest FN s'hauria pogut formar a partir del col·lapse i l'agregació d'estrelles i núvols de gas, en l'època de formació de les galàxies. Aquest atrauria altres estrelles i matèria interestel·lar creant un remolí de gas al seu voltant que s'acceleraria fins quasi la velocitat de la llum. El fregament escalfaria el gas i el convertiria en un plasma elèctricament conductor que crearia a la vegada intensos camps magnètics als voltants de l'FN. La matèria escalfada, densa i en presència de l'intens camp magnètic, radiaria intensament. Per aquest procediment, l'FN convertiria matèria en energia amb un rendiment 10 vegades superior al de les reaccions nuclears. S'han formulat diversos models per tal de quantificar els complexos mecanismes que hem descrit; un d'ells és el basat en el procés de Penrose descrit més amunt. El descobriment d'aquests supermassius FN en els centres galàctics a més d'explicar aquests fenòmens podria incidir en les concepcions actuals de l'evolució de l'univers.

## Referències

- NOVIKOV, I.D. i FROLOV, V.P., *Physics of black holes*, Kluwer Academic Publishers (Netherlands, 1989).  
MISNER, C.V., THORNE, K.S. i WHEELER, J.A., *Gravitation*, Freeman (San Francisco, 1973).  
REES, M.J., Agujeros negros en los centros galácticos, *Investigación y Ciencia*, **172**, 14-24, (1991).  
KAFATOS, M., *Supermassive Black Holes*, Cambridge University Press (Cambridge, 1988).  
EINSTEIN, A., *The meaning of relativity*, Princeton University Press (Princeton, 1922).

Malgrat la importància astrofísica dels supermassius FN, els objectes candidats a FN més controlables són els components invisibles dels sistemes dobles. En aquests sistemes una estrella visible  $\mathcal{A}$  gira al voltant d'una d'invisible  $\mathcal{B}$ . De la mesura del període de revolució de  $\mathcal{A}$  es dedueix una cota inferior per a la massa de  $\mathcal{B}$ . És freqüent que de les rodalies de  $\mathcal{B}$  es detecti una certa radiació de raigs X. Es creu que  $\mathcal{B}$  xucla matèria de la seva companya. Així es crea un disc d'acreció de matèria molt calenta que gira ràpidament al voltant de  $\mathcal{B}$  i produeix aquesta radiació. En alguns casos, de l'anàlisi d'aquesta radiació, es dedueix que  $\mathcal{B}$  ha de crear un fortíssim camp gravitatori, en relació a la seva massa, que només s'explicaria si  $\mathcal{B}$  estigués confinada en una petita regió de l'espai. Es creu que, complint-se tots aquests requisits, si la massa de  $\mathcal{B}$  és superior a 5 masses solars, llavors  $\mathcal{B}$  serà un FN. En cas contrari tindriem una estrella de neutrons (aquest límit superior per a la massa dels púlsars representa una actualització i millora de l'esmentat més amunt).

Des del 1971 hi ha candidats més o menys fermes a FN en diversos sistemes binaris. Tanmateix Casares, Charles i Naylor (1992) han trobat en la constel·lació del Cigne un sistema doble, anomenat V404, d'aquestes característiques en el qual el límit inferior per a la massa del company invisible és fixat en 6.26 masses solars. Aquest descobriment subministra l'evidència més forta fins ara coneguda que aquest component invisible és un FN; i així ho reconeix la prestigiosa revista *Nature* en el seu número del 13 de febrer del mateix any. Però, encara planeja una ombra de dubte. Aquesta neix de considerar que podrien existir estrelles fredes, com les de neutrons però amb masses superiors. Recents investigacions al voltant de les equacions d'estat a densitats nuclears han descobert una equació d'estat diferent a la que descriu la matèria de les estrelles de neutrons, la qual cosa possibilitaria l'augment del límit superior de la massa de les estrelles fredes estables. Caldrà doncs esperar per saber si aquest objecte és finalment un FN.