5. fejezet

Bevezetés a relativisztikus asztrofizikába

A relativisztikus asztrofizika célja olyan asztrofizikai objektumok tanulmányozása, amelyek esetében a gravitációs folyamatok jelentősen eltérnek a newtoni elmélet jóslataitól. Ez olyankor történik meg, ha a gravitáció a földi körülményekre jellemzőnél sokkal erősebb.

Földi körülmények esetén a newtoni gravitációelmélet kiválóan használható, egyetlen jelentős kivétel a Global Positioning System (GPS), amely igen hamar pontatlanná válna az általános relativitáselmélet korrekcióinak figyelmen kívül hatásával. A naprendszerbeli mozgások pontos leírásához már az általános relativitáselméletet kell használnunk, igaz, hogy hatásai kis korrekciók formájában jelennek csak meg.

Azonban léteznek az Univerzumban olyan objektumok, amelyekben az általános relativitáselmélet már nem csupán a perturbációk szintjén fontos, hanem alapjában határozza meg a fejlődést. A newtoni gravitációs elmélet és az általános relativitáselmélet közötti különbségek nagy energiák és nagy energiasűrűségek esetén válnak jelentőssé. Ilyen körülmények uralkodtak az ősrobbanást követően vagy a jelen fejezetben tárgyalt relativisztikus csillagok, neutroncsillagok, fekete lyukak belsejében / környezetében. Ezekben az esetekben a gravitációt a téridő görbületeként kell felfogni, a görbület dinamikáját pedig az Einstein-egyenlet határozza meg. Az általános relativitáselméletet szokás ezért (az elektrodinamika példájára) geometrodinamikának is nevezni.

A fejezet első része a relativisztikus csillagmodellekkel és neutroncsillagokkal, második része a gravitációs kollapszussal és fekete lyukakkal foglalkozik A harmadik részben a fekete lyukak asztrofizikai környezetét tárgyaljuk, amely akkréciós korong, nyílt és zárt mágneses erővonalrendszer és nagy energiájú részecskenyalábok szimbiotikus rendszeréből áll.

A fejezet végén megadott irodalomjegyzék az érintett témákat tárgyaló, további elmélyülést lehetővé tevő könyveket, monográfiákat sorol fel.

Szükséges előismeretek, kompetenciák: differenciál- és integrálszámítás, tenzoralgebra és tenzoranalízis, általános relativitáselmélet alapfogalmai, az 1., 2. és 4. fejezet ismeretanyaga.

Kulcsszavak: Einstein-egyenlet, Oppenheimer-Volkoff egyenlet, Schwarzschild-megoldás, neutroncsillag, gravitációs kollapszus, fekete lyuk, akkréciós korong, galaktikus részecskenyaláb, rádiógalaxis, aktív galaxis.

5.1. Relativisztikus csillagmodellek

5.1.1. Az Einstein-egyenletek megoldásáról

Az általános relativitáselmélet alapegyenlete a

$$G_{ab} = 8\pi G T_{ab} \tag{5.1}$$

Einstein-egyenlet, ahol G a gravitációs állandó (feltettük, hogy a fénysebesség $c = 1$, azaz az idő- és a hosszmértékek azonosak), az indexek pedig 0 és 3 közötti értékeket vesznek fel. $G_{ab} = R_{ab} - Rg_{ab}/2$ az Einstein-tenzor, az $R = g^{ab}R_{ab}$ a görbületi skalár, g_{ab} a metrikus tenzor és g^{ab} az inverze, R_{ab} a metrika második időderiváltjait tartalmazó, a téridő-görbület lokális részét jellemző Ricci-tenzor, végül T_{ab} az energia-impulzus tenzor. Az Einstein-egyenlet az időváltozóban 6 másodrendű és 4 elsőrendű (a térváltozókban pedig 10 másodrendű), egymással csatolt, nemlineáris, parciális differenciálegyenletből álló rendszert jelent a g_{ab} metrikus tenzor 10 független komponensében, amelyek az időn kívül a 3 térváltozónak is függvényei. Mivel a második időderivált 4 egyenletből hiányzik, a gravitáció ún. kényszeres dinamikai rendszert alkot. A 3 impulzus- (diffeomorfizmus-), illetve a hamiltoni kényszer a kezdőfeltételek választását korlátozza, ezenkívül a dinamikai fejlődés jellemzésére nem áll rendelkezésre megfelelő számú másodrendű egyenlet. Bonyolultsága miatt kisegítő feltételek megadása nélkül a rendszer megoldhatalan. A leggyakrabban használt kisegítő feltételek: (a) az energia-impulzus tenzor egyszerű megválasztása és (b) szimmetriakövetelmények.

Ideális folyadék

Relativisztikus csillagmegoldások előállításához általában ideális folyadékot tételezünk fel. Ebben az esetben az energia-impulzus tenzor

$$T_{ab} = (\rho + p)\, u_a u_b + p g_{ab} \tag{5.2}$$

alakú, ahol ρ az energiasűrűség, p az izotrop nyomás és u^a a folyadék négyes-sebessége (időszerű, normált négyes-vektor, azaz $u_a u^a = -1$), valamint $u_a = g_{ab}u^b$ teljesül[1].

A legegyszerűbb, ún. barotropikus esetben feltehetünk egy

$$p = p\,(\rho) \tag{5.3}$$

típusú állapotegyenletet is.[2] A $p = \rho/3$ választás sugárzást jellent, a $p = 0$ (por) pedig az Univerzumban található közönséges anyagra alkalmazható. Általában mind az energiasűrűség, mind a nyomás pozitív, azonban különleges esetekben a nyomás negatív értékeket is felvehet.[3]

[1] Az Einstein-féle összegzési konvenció értelmében a felül és alul egyaránt megjelenő indexek összegzést jelentenek.

[2] Általános esetben azonban az ideális folyadék egyéb termodinamikai potenciáloktól is függ, mint a hőmérséklet, barionszám-sűrűség, barionra eső entrópia és a barionok kémiai potenciálja.

[3] A $-1 < p < -1/3$ tartomány a kozmológiában használatos kvintesszecia modellekhez vezet, a $p = -\rho$ a legegyszerűbb sötét energia modellt, a kozmológiai állandót írja le, végül a $p < -\rho$ az ún. fantom energiaforma.

Ennél kissé bonyolultabb választás, ha egy adott irányú (egy adott felületre normális) és a rá merőleges (tangenciális) nyomások eltérnek. Ilyenkor a folyadék már nem ideális. Legáltalánosabb esetben a nyomás anizotrop, p_1, p_2, p_3 főértékekkel és egy anizotrop, spurmentes π_{ij} nyomástenzorral, valamint létezhetnek q_1, q_2, q_3 energiaáramok is.

Killing-szimmetriák

A szimmetriafeltevések közül a legegyszerűbb a gömbszimmetria. Bonyolultabb ennél, de valósághűbb választás, ha a csillag forgását is figyelembe vesszük, ekkor tengelyszimmetriát teszünk fel, hozzávéve az egyensúlyi állapotot jellemző stacionér feltételt. A szimmetriák az ún. Killing-vektorok létezésével, valamint ezek algebrájával állnak kapcsolatban. Az általános relativitáselméletben (azaz gravitáció jelenlétében) a szimmetriákhoz nem feltétlenül tartoznak megmaradó mennyiségek.

5.1.2. Gömbszimmetrikus csillagok hidrosztatikai egyensúlya és az Oppenheimer–Volkoff-egyenlet

Gömbszimmetria esetén a gravitációt jellemző metrikus tenzor (és a belőle alkotott $ds^2 = g_{ab}dx^a dx^b$ ívelem-négyzet) mindössze két szabad függvényt tartalmaz:

$$ds^2 = -e^{2\Psi}dt^2 + e^{2\lambda}dr^2 + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right) \ . \tag{5.4}$$

A gömbszimmetria miatt a Ψ, λ függvények nem függenek a θ, φ szögváltozóktól. Mivel egyensúlyi helyzetet vizsgálunk, a függvényeknek explicit időfüggésük sem lesz, azaz csupán az r radiális koordináta függvényei. A metrika tt komponense $e^{2\Psi} = 1 + 2\phi$ módon is írható, gyenge tér közelítésben az új ϕ metrikus függvény éppen a newtoni gravitációs potenciál. Ennek az összefüggésnek a deriváltjából

$$\frac{\partial\Psi}{\partial r} = \frac{\partial\phi}{\partial r}(1+2\phi)^{-1} \tag{5.5}$$

következik. A λ metrikus függvény helyett pedig bevezethetjük az $m(r)$ tömegfüggvényt

$$e^{-2\lambda} = 1 - \frac{2Gm(r)}{r} \tag{5.6}$$

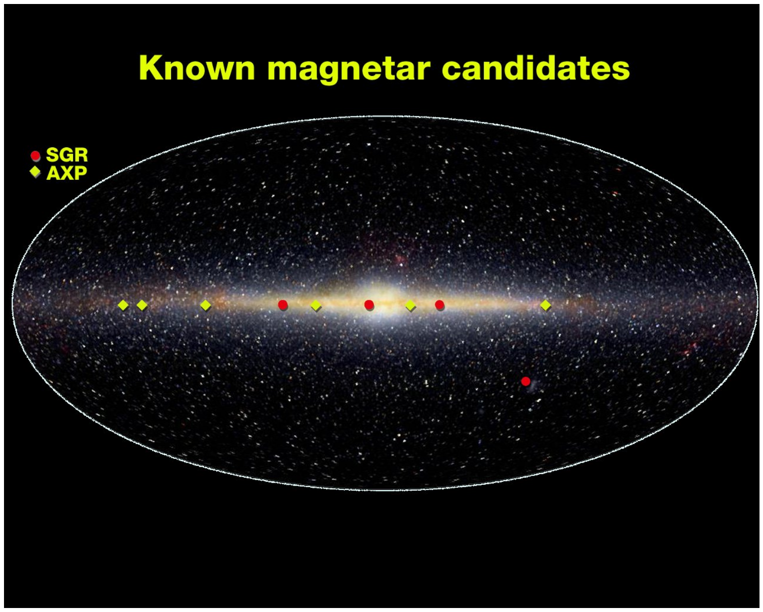
összefüggéssel.

Barotropikus csillag téregyenletei

Barotropikus ideális folyadékot feltételezve, az Einstein-egyenletek rendkívüli módon egyszerűsödnek: csupán 3 diagonális egyenlet marad. A tt és az rr egyenletek explicit alakja

$$2r\frac{d\lambda}{dr} - 1 + e^{2\lambda} = 8\pi G r^2 e^{2\lambda}\rho \ , \tag{5.7}$$

$$2r\frac{d\Psi}{dr} + 1 - e^{2\lambda} = 8\pi G r^2 e^{2\lambda} p \ . \tag{5.8}$$



5.1. ábra. Magnetárok égi térképe. [Forrás: http://www.nasaimages.org/]

Természetesen a ρ, p folyadékváltozók is r függvényei. A kissé bonyolultabb $\theta\theta$ egyenlet (vagy a vele ekvivalens $\varphi\varphi$ egyenlet) helyett az energia-impulzus kovariáns deriváltjának eltűnését írjuk fel (a kétszer kontrahált Bianchi-azonosságok miatt ez következménye az Einstein-egyenleteknek):

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{d\Psi}{dr}(\rho + p) \ . \tag{5.9}$$

Newtoni határesetben $\phi \ll 1$ és a nyomás elhanyagolható a sűrűség mellett. Így az (5.5) és az (5.9) egyenletekből a hidrosztatikai egyensúly

$$\frac{\partial p}{\partial r} = F_g \rho \tag{5.10}$$

newtoni egyenletét kapjuk, amely szerint a csillag nyomásgradiense és az $F_g = -d\phi/dr$ egységnyi tömegre ható gravitációs erő egymást kiegyensúlyozza. A következőkben megvizsgáljuk, hogyan módosul a fenti egyenlet erős gravitáció jelenlétében.

Az Oppenheimer–Volkoff-egyenlet

Az (5.7) egyenlet átírható

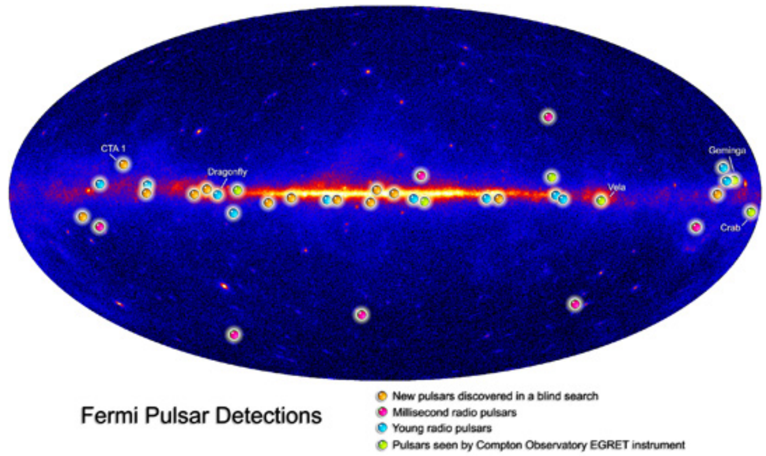
$$\frac{d}{dr}\left[r\left(1 - e^{-2\lambda}\right)\right] = 8\pi G r^2 \rho \tag{5.11}$$

alakra, továbbá a szögletes zárójel helyére $2Gm(r)$ kifejezést írva, az egyenlet az

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \tag{5.12}$$

egyszerű alakot ölti. Formális integrálás után:

$$m(r) = 4\pi \int \rho r^2 dr + m_0 \ . \tag{5.13}$$



5.2. ábra. A Fermi űrteleszkóp által gammatartományban észlelt pulzárok égi térképe. [Forrás: http://www.nasaimages.org/]

Az első tag az r sugarú gömbbe eső energia térfogati integrálja, míg m_0 az origóban található tömeg, amit nullának választhatunk (hacsak nincs ott egy tömeges szingularitás). A csillag R határán számolt $m\,(R)$ tömegfüggvény a csillag M Schwarzschild-tömege lesz.

Az (5.8) és (5.6) egyenletekből a következőt kapjuk:

$$\frac{d\Psi}{dr} = \frac{4\pi G r^3 p + Gm(r)}{r\,[r - 2Gm(r)]}\ . \tag{5.14}$$

Kiküszöbölve $d\Psi/dr$-t a (5.9) összefüggés segítségével, előáll a

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{4\pi G r^3 p + Gm\,(r)}{r\,[r - 2Gm(r)]}(\rho + p) \tag{5.15}$$

ún. *Oppenheimer–Volkoff-egyenlet*, amely a hidrosztatikai egyensúly egyenletének relativisztikus változata. Newtoni határesetben (p elhanyagolható ρ mellett és $r \gg 2Gm$) visszakapjuk a hidrosztatikai egyensúly

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} \tag{5.16}$$

newtoni egyenletét.

Pozitív nyomású anyag mellett az (5.15) egyenlet jobb oldalán mindkét számlálóbeli szorzó nagyobb, míg a nevező kisebb a newtoni (5.16) egyenletben található megfelelő tagoknál, vagyis az általános relativisztikus esetben a nyomás növekedése az origóhoz (csillag belsejéhez) közeledve hangsúlyosabb a newtoninál. Az eltérés a csillag kompaktságának mértékével együtt nő.[4] Kompakt égitesteknél (fehér törpék, neutroncsillagok) az eltérések jelentősek.

5.1.3. A belső Schwarzschild-megoldás

Adott barotropikus állapotegyenlet feltevése mellett explicit relativisztikus csillagmegoldások vezethetők le. Ezek közül legegyszerűbb a belső Schwarzschild-megoldás, amelyet állandó

[4]Kompakt csillagoknál $Gm/r_{\max}$ egységnyi nagyságrendű, míg közönséges csillagoknál igen kicsi.

$\rho = 3/8\pi G r_1^2$ energiasűrűség feltevése mellett kapunk. Metrikus függvényei:

$$e^{2\Psi} = a - b\sqrt{1 - \frac{r^2}{r_1^2}} \,, \tag{5.17}$$

$$m(r) = \frac{r^3}{2Gr_1^2} \,, \tag{5.18}$$

a nyomás pedig

$$p\left(r\right) = \frac{3b\sqrt{1-\frac{r^2}{r_1^2}} - a}{8\pi G r_1^2\left(a - b\sqrt{1-\frac{r^2}{r_1^2}}\right)} \,, \tag{5.19}$$

ahol a dimenziótlan a, b és a távolság dimenziójú r_1 konstansok.

A folyadékváltozók kifejezése a csillag tömegével és sugarával

A csillag R határán $m\left(R\right) = M$ és $p = 0$, azaz

$$M = \frac{R^3}{2Gr_1^2} \,,$$

$$a = 3b\sqrt{1 - \frac{2GM}{R}} \,, \tag{5.20}$$

így az energiasűrűség és a nyomás kifejezhető a csillag M, R fizikai paramétereivel is:

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3} \tag{5.21}$$

$$p\left(r\right) = \rho\frac{\sqrt{1-\frac{2GMr^2}{R^3}} - \sqrt{1-\frac{2GM}{R}}}{3\sqrt{1-\frac{2GM}{R}} - \sqrt{1-\frac{2GMr^2}{R^3}}} \,. \tag{5.22}$$

Figyelemre méltó, hogy bár a nyomás mindhárom a, b, r_1 paramétertől függ, mindössze két fizikai paraméter, M és R segítségével is megadható.

Alsó korlát a csillag méretére

Fizikai követelmény, hogy a nyomás pozitív legyen. Míg az (5.22) kifejezésben a számláló minden $r \in (0, R)$ sugárra pozitív, a nevező pozitivitásához a

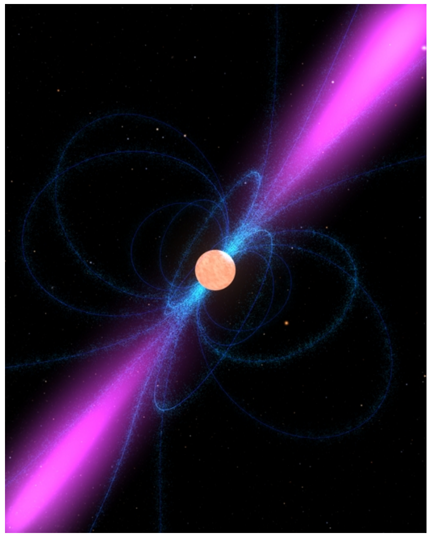
$$\frac{GM}{R}\left(9 - \frac{r^2}{R^2}\right) \leq 4 \tag{5.23}$$

összefüggésnek kell teljesülnie. A fenti egyenlőtlenség bal oldalán álló kifejezés a csillag közepén a legnagyobb, így amennyiben a csillag egészében pozitív nyomást szeretnénk, a csillag méretére alsó korlát adódik:

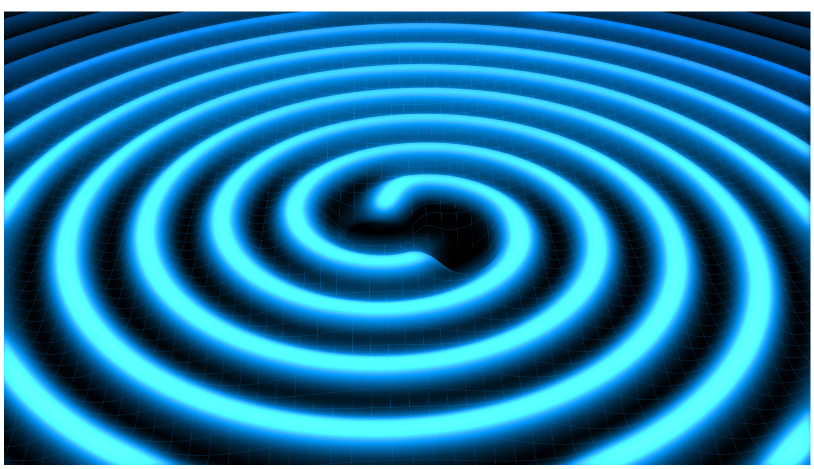
$$R \geq \frac{9GM}{4} \,. \tag{5.24}$$

Egyenlőség esetén a $p\left(0\right)$ centrális nyomás végtelen lenne.

A fenti (5.24) korlát létezése az általános relativitáselmélet következménye, a newtoni gravitációelméletben ilyen megkötés állandó sűrűségű csillagra nem áll elő.



5.3. ábra. Pulzár illusztrációja. A neutroncsillagot tengelyszimmetrikus magnetoszféra veszi körül. Az elektromágneses sugárzás a mágneses tér poláris tartományából tör elő. [Forrás: http://www.nasaimages.org/]



5.4. ábra. A kompakt kettős által létrehozott gravitációs hullámokat a téridő görbületben bekövetkezett fodrozódás szemlélteti. [Forrás: SKA Organisation/Swinburne Astronomy Productions, http://www.skatelescope.org/media-outreach/images/]

Illesztés külső vákuummal

A gravitációt jellemző metrika az a, b, r_1 paraméterek függvénye, ezek közül az (5.20) összefüggések segítségével csupán kettő küszöbölhető ki a csillag M, R fizikai paraméterei segítségével. A harmadik paraméter nem csupán a csillagtól, hanem annak környezetétől is függ. Amennyiben a csillag külseje gömbszimmetrikus vákuum ($T_{ab} = 0$), Birkhoff unicitás-tételének értelmében ez a

$$ds^2_{S_{k\ddot{u}lso}} = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right) \tag{5.25}$$

külső Schwarzschild-téridő lesz.

Két téridő illesztésénél az ún. Israel-féle illesztési feltételeknek kell teljesülniük. Mint ahogyan az elektromágneses mennyiségek összes komponensének sem kell a töltéseket és áramokat tartalmazó határátmeneten folytonosnak lennie, a metrikus tenzor összes komponensére sem követeljük ezt meg. A gravitációs illesztési feltételek értelmében az illesztési felület indukált metrikája (első fundamentális formája) mindig folytonos, míg a külső görbülete (második fundamentális formája) csak akkor, ha a felszínen nincs disztribucionális anyag.

A g_{tt} metrikus függvény folytonossága az $r = R$ felület indukált metrikájának folytonosságából következik, és az

$$a - b\sqrt{1 - \frac{2GM}{R}} = 1 - \frac{2GM}{R} \tag{5.26}$$

feltételhez vezet. Azaz a metrikában szereplő összes állandó kifejezhető a csillag fizikai paramétereivel, tehát $r_1^2 = R^3/2GM$ mellett

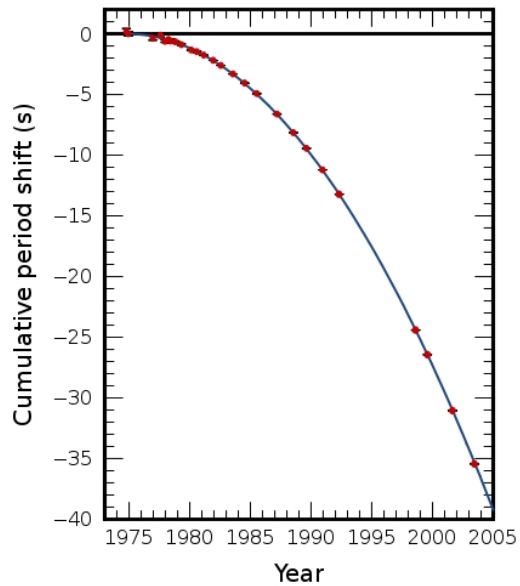
$$\begin{aligned} \frac{2a}{3} &= 1 - \frac{2GM}{R} , \\ 2b &= \sqrt{1 - \frac{2GM}{R}} \end{aligned} \tag{5.27}$$

is fennáll.

Összefoglalva, a belső Schwarzschild-megoldás és ennek tömegfüggvénye abban az esetben, ha a csillagot vákuum veszi körül:

$$\begin{aligned} ds^2_{S_{belso}} &= -\frac{1}{2}\left(1 - \frac{2GM}{R}\right)\left(3 - \sqrt{\frac{1 - \frac{2Gm(r)}{r}}{1 - \frac{2GM}{R}}}\right) dt^2 \\ &\quad + \left(1 - \frac{2Gm(r)}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right) , \\ m(r) &= M\frac{r^3}{R^3} \end{aligned} \tag{5.28}$$

lesz. Látható, hogy a csillag $r = R$ határán a külső és a belső Schwarzschild-megoldások egybeesnek.



5.5. ábra. A Hulse–Taylor-féle kettős pulzár periódusának időbeli változása. A megfigyelési pontok kiválóan illeszkednek az általános relativitáselmélet által jósolt görbéhez [Forrás: http://en.wikipedia.org/wiki/File:PSR_B1913%2B16_period_shift_graph.svg]

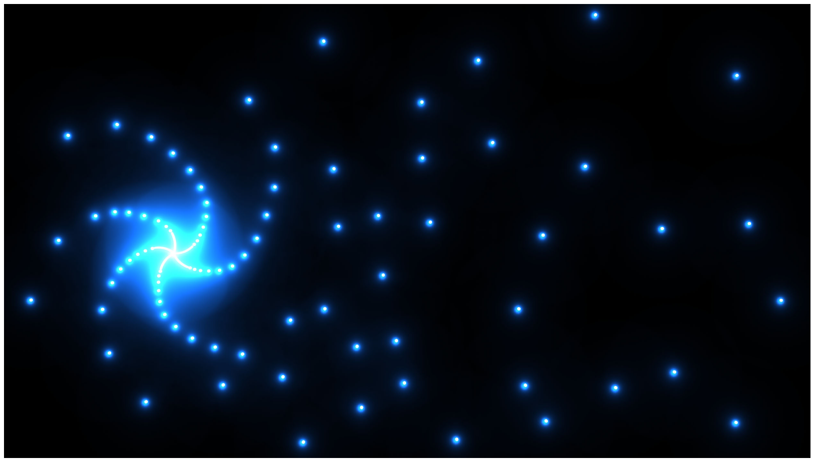
5.1.4. Neutroncsillagok

Gravitációs kollapszus során a csillagok egyre sűrűbbé válnak. A növekvő gravitáció hatására az összehúzódás egészen addig folytatódik, amíg az elektrongázban a *Pauli-féle kizárási elv* nyomán fellépő elfajulási nyomás azt meg nem állítja. Az így keletkező kompakt égitestek a *fehér törpék*, tömegük jellemzően a Napéhoz mérhető, nagyságuk a Földéhez.

Hozzávetőleg 1,4 naptömegnél ($M_\odot$) az elektrongáz már nem képes megakadályozni a további gravitációs összehúzódást, ez a *Chandrasekhar-határ*. Olyan nagy sűrűségű objektumok keletkeznek, hogy az atomi szerkezetet felbomlik. Az összehúzódás azonban megáll a neutronokra is érvényes Pauli-féle kizárási elv miatt, hiszen két neutron nem lehet azonos helyen. Az így létrejövő kompakt égitestek a *neutroncsillagok*. Eddig mintegy 2000 neutroncsillagot figyeltek meg, a legújabbakat a NASA gamma-tartományban észlelő Fermi-űrteleszkópja segítségével (5.2 ábra).

A neutroncsillagok szupernóva-robbanások maradványainak gravitációs kollapszusa során keletkeznek. Anyaguk túlnyomóan neutronokból áll. Sugaruk jellemzően 10 km körül, míg tömegük $1,4\ M_\odot$ körül van. A neutroncsillagok tömegének elméleti felső határát a *Tolman–Oppenheimer–Volkoff-határ* adja, ez $2 \div 3\ M_\odot$. A neutroncsillagok megfigyelésekből meghatározott legnagyobb tömege 2 $M_\odot$ (PSR J1614–2230). Ennél nagyobb tömegű kompakt égitestek *kvarkcsillagok* lennének, de létezésüket egyelőre nem támasztja alá megfigyelés. A 6 $M_\odot$-nál nagyobb tömegű égitestek esetén már a Pauli-féle kizárási elv sem képes meggátolni a további összehúzódást és *fekete lyuk* keletkezik. Ezt a folyamatot a következő alfejezetben tárgyaljuk.

A neutroncsillagok $p = K\rho^{(n+1)/n}$politrop állapotegyenlettel jellemezhetők, amelyben a politrop index értéke $0,5 \le n \le 1$. Szerkezetük bonyolult, legbelül kvark-gluon plazma



5.6. ábra. Az épülő SKA antenna-rendszer látványterve. [Forrás: SKA Organisation/Swinburne Astronomy Productions, http://www.skatelescope.org/media-outreach/images/]

található, körülötte neutronokból és protonokból álló Fermi-folyadék, a külsőbb régiókban elektronok, atomok és ionok is előfordulhatnak.

A töltött részecskék és a neutroncsillag forgásának együttes jelenléte mágneses tereket kelt. A legerősebb mágneses terű neutroncsillagokat *magnetárnak* nevezzük, az ismert magnetárok elhelyezkedését az égbolton az 5.1 ábra szemlélteti. A poláris szerkezetű mágneses tér sarki régióiból részecskék, majd elektromágneses sugárzás távozik (5.3 ábra). Mivel a mágneses tengely és a forgástengely nem azonos, a távozó elektromágneses sugárzás egy kúpfelszínen kígyózó spirálvonalat ír le. Amennyiben a látóirány a kúpfelszínen található, a sugárzást rendkívül szabályos pulzációként érzékeljük.

A rádiótartományban észlelt szabályos felvillanásokat okozó neutroncsillagokat *pulzárnak* nevezik, az elsőt Jocelyn Bell fedezte fel 1967-ben, és témavezetője, Antony Hewish kapott érte fizikai Nobel-díjat 1974-ben.

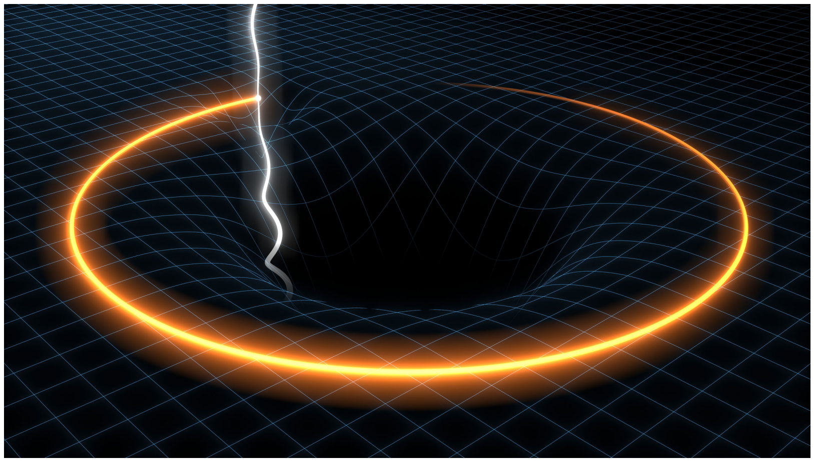
Pulzárok kettős rendszerekben

Ugyanebben az évben Joseph Taylor és Russell Hulse felfedezte az első *kettős neutroncsillag-rendszert* (PSR B1913+16) amelynek egyik tagja pulzár. Az általános relativitáselmélet szerint a kettős rendszer folyamatosan *gravitációs hullámokat* bocsát ki (5.4 ábra), amelynek nyomán mind a pályasugár, mind a keringési periódus csökken. A rendszer több évtizedes megfigyelése a gravitációs hullámok első közvetett megfigyelésére szolgáltatott rendkívül pontos bizonyítékot (5.5 ábra), amelyet 1993-ban fizikai Nobel díjjal jutalmaztak.

2003-ban Marta Burgay és kutatótársai felfedezték a PSR J0737-3039 kettős pulzár-rendszert. Mivel ennek mindkét tagja pulzár, az általános relativitáselmélet ötféle, korábban elképzelhetetlen pontosságú ellenőrzésére nyílt lehetőség.

Ismertek olyan kettős rendszerek is, amelyekben a pulzár mellet egy fehér törpe (PSR B1620-26), illetve egy fősorozati B-csillag (PSR J0045-7319) kering.

A Dél-Afrikában és Ausztrália / Új Zélandon jelenleg épülő Square Kilometre Array (SKA, 5.6 ábra) rádióteleszkóp rendszer már pulzár - fekete lyuk kettősök detektálására is képes



5.7. ábra. Fekete lyuk körül keringő pulzár. [Forrás: SKA Organisation/Swinburne Astronomy Productions, http://www.skatelescope.org/media-outreach/images/]

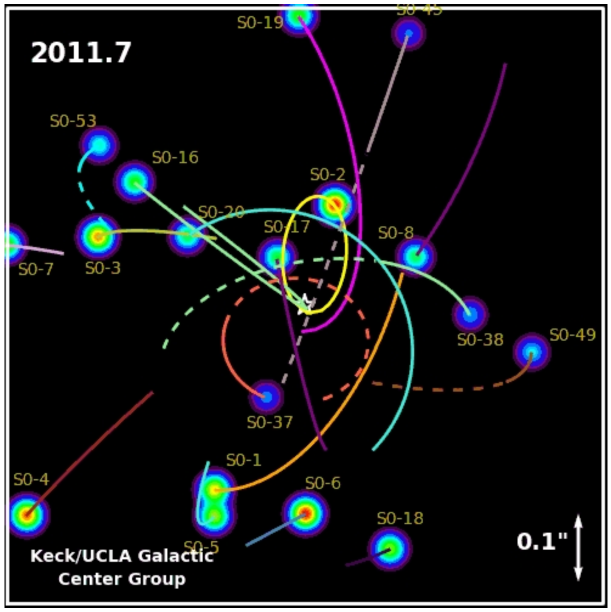
lesz (5.7 ábra), mégpedig olyan pontossággal, amely a fekete lyuk forgásának (spinjének) megállapításához elegendő.

Pulzárok és gravitációs hullámok

A pulzárok tanulmányozása az elkövetkező években lehetővé teszi majd a gravitációs hullámok közvetlen észlelését. Ennek elve rendkívül egyszerű: az elhaladó gravitációs hullám enyhén és időlegesen megváltoztatja a Föld helyzetét, így a pulzár jelének detektálását is. Az International Pulsar Timing Array (IPTA) a European Pulsar Timing Array (EPTA), a North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves (NANOGrav) és az ausztrál Parkes Pulsar Timing Array (PPTA) rádióteleszkópokat felhasználó együttműködés, amely sok (hozzávetőleg 30) milliszekundum periódusidejű pulzárt figyel egy időben. Mivel a pulzárok rendkívül pontos periodikus jeleket sugároznak, standard galaktikus órák rendszereként foghatók fel. Egy elhaladó gravitációs hullám jól meghatározható módon változtatja meg a referencia-pulzárok jeleinek mintázatát, így kimutathatóvá válik maga a gravitációs hullám. A rendszer megbízható „kalibrálásához” néhány éves előkészítő jellegű megfigyelés szükséges. Mivel 2016-ig a gravitációs hullámok földi detektálására épített, lézer-interferometrián alapuló rendszerek, a Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) és Virgo detektorok korszerűsítése és fejlesztése zajlik, van rá esély, hogy a gravitációs hullámoknak a pulzárok megfigyelésén alapuló észlelése hamarabb következzék be.

5.2. Gravitációs kollapszus és fekete lyukak

Az atommagfúzió megszűntével a belőle származó nyomás is eltűnik, és a gravitáció összehúzódásra készteti a csillagot. A 6 $M_{\odot}$-nál nagyobb tömegű csillagokban még a Pauli-féle kizárási elv sem képes megállítani a gravitációs kollapszust. Ennek vizsgálatában jó közelítés tehát a gravitáción kívül minden mást elhanyagolni, utóbbit pedig az általános relativitáselmélet keretén belül vizsgálni. Látni fogjuk, hogy gömbszimmetrikus esetben a kollapszus minden határon túl folytatódik, és fekete lyuk képződéshez vezet.



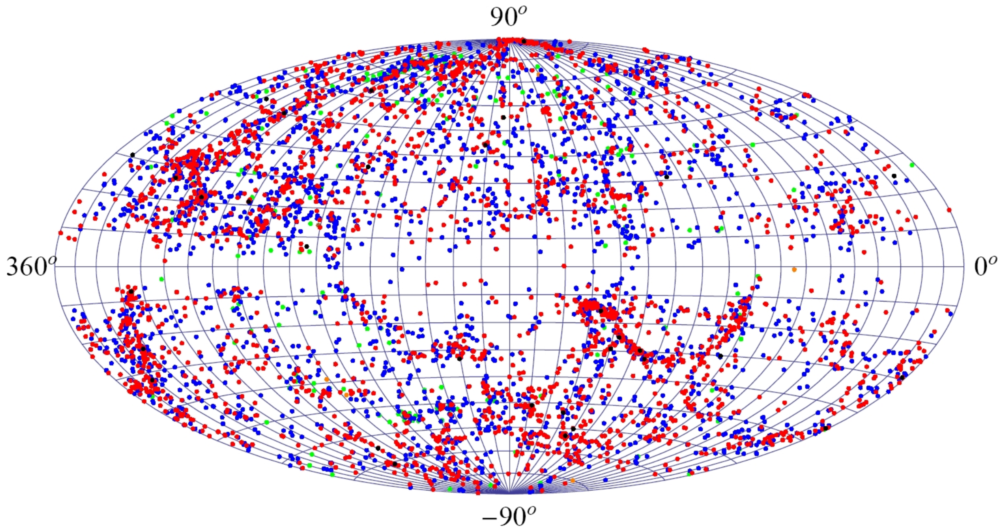
5.8. ábra. A galaxisunk közepén található szupernagy tömegű fekete lyuk létezésére a közeli csillagok mozgásából következetünk. [Forrás: UCLA Galactic Center Group; http://www.astro.ucla.edu/~ghezgroup/gc/pictures/orbitsMovie.shtml]

A fekete lyuk a téridőnek olyan tartománya, amelyet még a fény sem képes elhagyni. Határa az ún. *eseményhorizont*. Ha az eseményhorizontról fényjelet bocsájtanánk ki sugárirányban kifelé, az nem képes elhagyni az eseményhorizontot. Az általános relativitáselmélet keretén belül fekete lyukat tartalmazó téridők sokasága ismert. A legfontosabbak a gömbszimmetrikus, illetve a forgó fekete lyukak. Ezek kezdetben csak matematikai konstrukciók voltak, de napjainkra világossá vált, hogy a 6 $M_{\odot}$-nál nagyobb tömegű csillagok fejlődésének végállapotát írják le.

Ismert az is, hogy minden galaxis központi régiójában egy szupernagy tömegű fekete lyuk található, jellemzően $3 \times 10^6 \div 3 \times 10^9$ $M_{\odot}$ tömegű. A mi galaxisunk közepén található példány aránylag kicsi, mindössze 4×10^6 $M_{\odot}$ tömegű. Létezésére és tömegére a közeli csillagok mozgásából következtetünk (5.8 ábra).

A közeli galaxisokban található szupernagy tömegű fekete lyukak eloszlása az 5.9 ábrán látható. Nem tisztázott, miként tehettek szert ekkora tömegre ezek a fekete lyukak. A tömegnövekedést lehetővé tevő két mechanizmus az akkréció (a környező anyag beszippantása) és a galaxisok összeolvadása nyomán előbb-utóbb bekövetkező központi fekete lyukak összeolvadása. Előbbi a fekete lyukak forgását is növeli, utóbbi az esetek többségében csökkenti. Mivel a fekete lyukak jellemzően forognak, az akkréciós folyamat szerepe a tömeg növekedésében jelentősnek tűnik.

Nyitott kérdés, hogy az asztrofizikai $6 \div 100$ $M_{\odot}$ tömegtartomány és a szupernagy tömegű fekete lyukak tömegtartománya közötti tömegtartományban az ún. közepes tömegű fekete lyukak (intermediate mass black hole, IMBH) léteznek-e. A rendkívül kevés erre utaló megfigyelések egyike egy 500 $M_{\odot}$-nél nagyobb tömegű röntgenforrás az ESO 243-49 galaxisban, amelyet közepes tömegű fekete lyukként értelmeztek. Közepes tömegű fekete lyukak létezését közepes koncentrációjú King-modellekkel jellemezhető gömbhalmazokban



5.9. ábra. A közeli ($z < 0,025$) galaxisokban található szupernagy tömegű fekete lyukak égi eloszlása. A narancs, zöld, kék, vörös, fekete pöttyök 10^5, 10^6, 10^7, 10^8, illetve 10^9 $M_\odot$-nál nagyobb tömegeknek felelnek meg. A galaxis síkjában (egyenlítői sík) található szupernagy tömegű fekete lyukak észlelése nehézségekbe ütközik [Forrás: LÁ Gergely, PL Biermann, LI Caramete, Class. Quantum Grav. **27**, 194009 (2010)]

feltételezik. Az ultrafényes röntgenforrások rádió-tartománybeli megfelelői után kutatva az Európai Nagyon Hosszú Alapvonalú Interferometria (Very Long Baseline Interferometry, VLBI) Hálózat (EVN) megfigyeléseinek felhasználásával 3, egyenként ezred ívmásodperc kiterjedésű struktúrát találtak, amelyek közül az ULX N4088-X1 és az ULX N4861-X2 kompakt rádióemissziójuk miatt közepes tömegű fekete lyuk lehet, mindkettő 10^5 $M_\odot$ tömegű és Eddington-luminozitás alatti akkréció jellemzi őket.

5.2.1. Oppenheimer–Snyder-kollapszus

Az egyszerűség kedvéért modellezzük az összehúzódó csillag anyagát nyomásmentes ideális folyadékkal (porral) és tekintsük gömbszimmetrikusnak. Az ívelemnégyzet egy Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker-téridő (FLRW), amely együttmozgó (τ, χ) koordinátákban:

$$ds^2_{FLRW} = -d\tau^2 + a^2(\tau)\left[d\chi^2 + \chi^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right)\right] . \tag{5.29}$$

(Mind a görbületi indexet, mind a kozmológiai állandót nullának választottuk.) Az effektív Einstein egyenlet a kozmológiában is használatos Friedmann- és a Raychaudhuri- egyenleteket adja:

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} , \tag{5.30}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\rho . \tag{5.31}$$

Itt $a(\tau)$ a csillag skálafaktora, ρ az ideális folyadék sűrűsége, a pont pedig τ szerinti deriválást jelöl.

A csillag határa konstans együttmozgó $\chi = \chi_0$ koordinátánál található, ennek külső tartományában az (5.25) külső Schwarzschild-téridő érvényes. A (τ, θ, φ) koordinátahármas az illesztési felület koordinátáinak választható. A két tartománynak a közös felületen indukált metrikái

$$
\begin{aligned}
ds^2_{\text{külső}} &= \left[-\left(1 - \frac{2GM}{r_0}\right) \dot{t}_0^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r_0}\right)^{-1} \dot{r}_0^2 \right] d\tau^2 \\
&\quad + r_0^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right) , \qquad (5.32) \\
ds^2_{\text{belső}} &= -d\tau^2 + a^2(\tau) \left[\chi_0^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right)\right] , \qquad (5.33)
\end{aligned}
$$

ahol $r_0 = r(\tau, \chi_0)$ és $t_0 = t(\tau, \chi_0)$. Az indukált metrika folytonossága értelmében

$$
\begin{aligned}
r_0 &= a(\tau) \chi_0 , \qquad (5.34) \\
\left(1 - \frac{2GM}{a(\tau)\chi_0}\right)^2 \dot{t}_0^2 &= 1 - \frac{2GM}{a(\tau)\chi_0} + \dot{a}^2(\tau) \chi_0^2 . \qquad (5.35)
\end{aligned}
$$

Ezek az egyenletek meghatározzák az illesztési felület időfejlődését.

Az illesztési felület külső görbületének a csillag felőli oldalról nézve csak két nemeltűnő komponense van, ezek $K^{\text{belső}}_{\varphi\varphi} = K^{\text{belső}}_{\theta\theta} \sin^2\theta$. A belső, illetve a külső tartományból látszó megfelelő külső görbületkomponensek:

$$
\begin{aligned}
K^{\text{belső}}_{\theta\theta} &= a(\tau) \chi_0 , \qquad (5.36) \\
K^{\text{külső}}_{\theta\theta} &= \left(1 - \frac{2GM}{r_0}\right) r_0 \dot{t}_0 . \qquad (5.37)
\end{aligned}
$$

A folytonosságból, felhasználva az (5.34) egyenletet is, $\dot{t}_0$-ra kapunk egyszerű kifejezést:

$$
\dot{t}_0 = \left(1 - \frac{2GM}{a(\tau)\chi_0}\right)^{-1} . \qquad (5.38)
$$

Az (5.35) és (5.38) egyenletek összehasonlításából:

$$
a(\tau) \dot{a}^2(\tau) = \frac{2GM}{\chi_0^3} , \qquad (5.39)
$$

végül a $K^{\text{külső}}_{\tau\tau} = 0$ feltételből

$$
\ddot{a}(\tau) = -\frac{GM}{a^2(\tau) \chi_0^3} \qquad (5.40)
$$

következik.

Az (5.39) összefüggés integrálása megadja az összeomló csillag skálafaktorának időfejlődését a τ együttmozgó idő függvényében:

$$
a^{3/2} = a_0^{3/2} - \left(\frac{9GM}{2\chi_0^3}\right)^{1/2} \tau . \qquad (5.41)
$$

Kollapszus modellezéséhez az (5.39) egyenlet „−” gyökét kellett választanunk. Az a_0 integrációs állandó a skálafaktor kezdeti értéke ($\tau = 0$-nál). Látszik, hogy a kollapszus véget ér, amikor $a = 0$ bekövetkezik, véges $\tau_1 = \left(2\chi_0^3 a_0^3/9GM\right)^{1/2}$ idő elteltével. Ez azt jelenti, hogy a csillag teljes anyaga az origóba gyűlt!

A (5.30) fejlődésegyenlet segítségével a központi tömeg kifejezhető az energiasűrűség és a csillag sugara segítségével. Eszerint M a csillag energiasűrűségének térfogati integrálja

$$M = \frac{4\pi\chi_0^3 a^3}{3}\rho\ . \tag{5.42}$$

M állandó, így a csillag energiasűrűsége (5.42) értelmében $\rho(\tau) \sim a^{-3}$, azaz a csillag eredeti feltevésünk szerint porból áll, mivel nyomása a

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0 \tag{5.43}$$

folytonossági egyenlet értelmében eltűnik. A kollapszus befejeztével ($a = 0$) tehát a por energiasűrűsége végtelen!

Összefoglalva, a kollapszus végtelen sűrűségű ponttá húzza össze a csillagot, mégpedig véges idő elteltével. A pont tehát egy szingularitás, amelynek külső környezete a Schwarzschild-téridő lesz.

5.2.2. Gömbszimmetrikus fekete lyukak

Az (5.25) Schwarzschild-téridőről könnyen belátható, hogy a metrikus tenzor komponensei divergálnak $r = 0$ és $r = 2GM$ helyeken. Meg lehet mutatni, hogy előbbi egy igazi szingularitás (az R görbületi skalár is divergens), utóbbi azonban csak a rossz koordinátaválasztás következménye. Valóban, léteznek olyan koordináták, amelyekben a metrika jól viselkedik az $R = 2GM$ helyen. Ilyenek az Eddington–Finkelstein- és a Kruskal–Szekeres-koordináták. Mindkettőhöz null (fényszerű) koordináták bevezetése szükséges:

$$v = t + r^*\ , \quad u = t - r^*\ , \tag{5.44}$$

ahol

$$r^* = r + 2GM\ln|r - 2GM| \tag{5.45}$$

az ún. teknőc-koordináta. A (v, u) koordináták avanzsált és retardált időként ismertek.

Felhasználva, hogy

$$dr^* = \frac{dr}{\left(1 - \frac{2GM}{r}\right)}\ , \tag{5.46}$$

a (5.25) ívelemnégyzet könnyedén átírható (v, r, θ, φ) koordinátákra

$$ds^2_{S_{k\ddot{u}lso}} = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right)dv^2 + 2drdv + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2\right)\ . \tag{5.47}$$

A radiális ($d\theta = 0 = d\varphi$) fényszerű ($ds^2 = 0$) geodetikusok eleget tesznek a

$$v = \text{állandó}\ , \tag{5.48}$$

$$dr = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{2GM}{r}\right)dv \tag{5.49}$$

egyenletek valamelyikének. Az (5.48), illetve (5.49) egyenletek a radiálisan befelé, illetve kifelé induló fényjeleket írják le. Látható, hogy $r = 2GM$ sugárnál a kifelé induló fényjelek radiális r koordinátája nem növekszik, hiába telik az idő (növekszik v). Tehát $r = 2GM$ az eseményhorizont sugara (ez Schwarzschild-sugárként is ismert). Ha a Schwarzschild-megoldás nem egy $R > 2GM$ sugarú objektum külseje, hanem az eseményhorizont sugaránál kisebb sugarakra is kiterjeszthető, akkor fekete lyukat ír le.

Végezetül megjegyezzük, hogy az általános relativitáselmélet első kísérleti bizonyítékai a Schwarzschild-téridőhöz kapcsolódnak. A Naprendszert (a Nap belsejének kivételével) Schwarzschild-téridővel modellezve, a tömeges és tömeg nélküli részecskepályák vizsgálatából a keringő bolygók perihélium-elfordulását és a Nap mellett elhaladó fény elhajlását kapjuk. A megfigyelések nagy pontossággal erősítették meg az elmélet jóslatait.

5.2.3. Energiafeltételek

Felmerül a kérdés, hogy a fekete lyuk kialakulása a kollapszus során a gömbszimmetriának tulajdonítható-e. Lehetséges-e, hogy a nem gömbszimmetrikus por részecskéi a gravitációs összehúzódás során egymással szembe menve elhaladnak egymás mellett és az összehuzódást egy táguló szakasz követi? A kérdésre a választ a Penrose és Hawking által kidolgozott *szingularitástételek* jelentik, amelyek kimondják, hogy a szingularitás valamilyen formája szimmetriától függetlenül kialakul, amennyiben az anyag energia-impultus tenzora teljesít bizonyos pozitivitási feltételeket. Négy energiafeltétel ismert, ezek a ρ energiasűrűségű és p_i, $i = 1, 2, 3$ főnyomásokkal jellemezhető folyadék esetén a következők:

- gyenge energiafeltétel: $\rho \geq 0$, $\rho + p_i > 0$,
- null energiafeltétel: $\rho + p_i \geq 0$,
- erős energiafeltétel: $\rho + \sum_i p_i \geq 0$, $\rho + p_i \geq 0$,
- domináns energiafeltétel: $\rho \geq 0$, $\rho \geq |p_i|$.

Az *erősenergia feltételből* következik a *fókuszálódási tétel*, amely szerint a szabad részecskéket jellemző, hiperfelületről induló időszerű geodetikusok expanziója nem növekedhet, azaz egy kongruencia divergenciájának növekedése lassul (az egymástól távolodó részecskék lelassulnak), míg csökkenése gyorsul (az egymáshoz közeledő részecskék felgyorsulnak). Következésképpen a geodetikusok egy későbbi időpontban találkoznak az ún. *kausztikus* pontban.

Ugyanez a fókuszálódási tétel áll fenn a null geodetikusokra is (szabad, nulla tömegű, azaz fénysebességgel mozgó részecskékre), amennyiben a *null energiafeltétel* érvényes.

Penrose tételéhez a *domináns energiafeltétel* szükséges.

5.2.4. Forgó fekete lyukak

A Schwarzschild fekete lyuk forgást is tartalmazó általánosítása a Kerr fekete lyuk. Ennek geometriája bonyolultabb, és a tömegen kívül egy másik, a forgást jellemző a paraméternek is függvénye. Amennyiben $a < M$, a Kerr-téridőnek két eseményhorizontja van, de $a = M$ esetén csak egy (ilyenkor a Kerr fekete lyuk extremális). Ha $a > M$, egyáltalán nincs eseményhorizont, a Kerr-geometria egy ún. *csupasz szingularitást* ír le. A *kozmikus cenzor hipotézis* viszont tiltja ilyenek létezését a természetben.

A fekete lyukakkal kapcsolatosan ismertek unicitástételek. Vákuumban, aszimptotikus síkság feltevése mellett a Schwarzschild-téridő az Einstein egyenletek egyetlen gömbszimmetrikus, sztatikus megoldása (Birkhof-tétel), illetve a Kerr-téridő az egyetlen forgó, tengelyszimmetrikus és stacionér megoldás.

Elektrovákuumban (ha megengedjük, hogy a fekete lyuknak elektromos töltése is legyen), hasonló tételek érvényesek, a Reissner–Nordström a gömbszimmetrikus, a Kerr–Newman pedig a forgó megoldás. A *„no hair" (nincs haj) tétel* kimondja, hogy a tömegen, elektromos töltésen és forgási paraméteren kívül semmilyen más jellegzetessége (haja) nem lehet egy elektrovákuum fekete lyuknak.

5.2.5. A szupernagy tömegű fekete lyukak tömegének és spinjének meghatározása megfigyelésekből

A szupernagy tömegű fekete lyukak tömege és spinje több közvetett módszerrel is meghatározható.

i) A galaxisunk központjában található fekete lyuk spinje és kvadrupól-momentuma származtatható a milliparszek távolságban keringő csillagok asztrometriai megfigyeléséből.

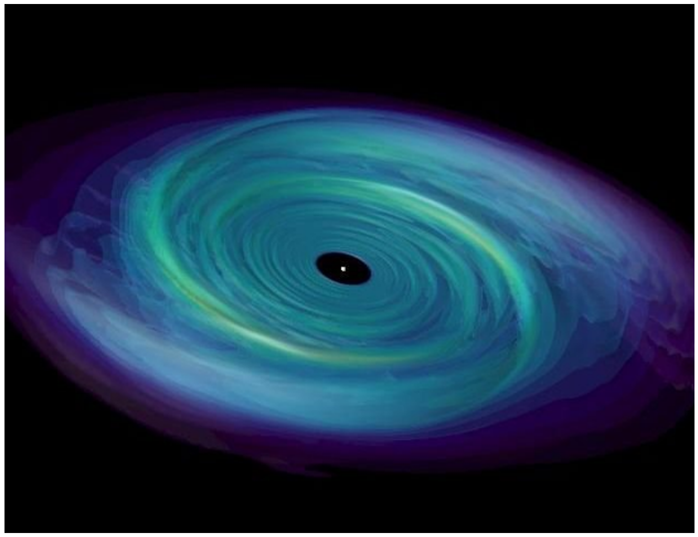
ii) Az optikai / röntgenspektrumban megfigyelt vonalakból (erősen gerjesztett Mg, O, C) az ún. reverberációs leképezéssel meghatározható a széles vonalú tartomány (Broad Line Region) sugara és sebességmintázata, mindkettő a geometria függvénye. Ezzel a módszerrel megbecsülhető a fekete lyuk tömege, spinje, valamint ennek iránya is.

iii) A VLBI segítségével elvben meghatározható a SgrA* (a galaxisunk központi fekete lyukának megfelelő rádióforrás) és az M87 (más néven Virgo A, NGC 4486, egy óriási elliptikus galaxis, aktív galaxismaggal, amely az elektromágneses színkép valamennyi tartományában sugároz, különösen rádiótartományban) központi fekete lyukait jellemző horizontok alakja, amely szintén a spin függvénye.

iv) Az aktív galaxismagok által kilövellt nyalábok alapjának szélességét a Blandford–Znajek-effektus határozza meg, amely szintén összefügg a spinnel. Az M87 megfigyelései pl. kis átmérőt adtak a nyaláb alapjára, ezt a fekete lyuk gyors forgásával magyarázzák.

v) A nyalábbeli elektronok energiaeloszlásának kisenergiás levágása, amelyre a rádióspektrumból következtetnek, megfelelően magyarázható a proton-proton ütközések nyomán létrejövő pion-bomlással. Ez a mechanizmus relativisztikus hőmérsékletet feltételez a nyaláb alapjának szomszédságában, az akkréciós korongban, ami a fekete lyuk igen gyors forgásával áll kapcsolatban.

Összefoglalásképpen, a megfigyelések alátámasztják azt a lehetőséget, hogy a természetben előforduló fekete lyukak igen gyorsan forognak, vagyis spinjük és következésképpen a forgás miatt bekövetkező centrifugális ellaposodásuk, amelyet a tömeg kvadrupól-momentuma fejez ki, egyaránt jelentős.



5.10. ábra. Fekete lyuk akkréciós korongja. [Forrás: http://www.nasaimages.org]

5.3. Fekete lyukak asztrofizikai környezete

5.3.1. Akkréciós korongok

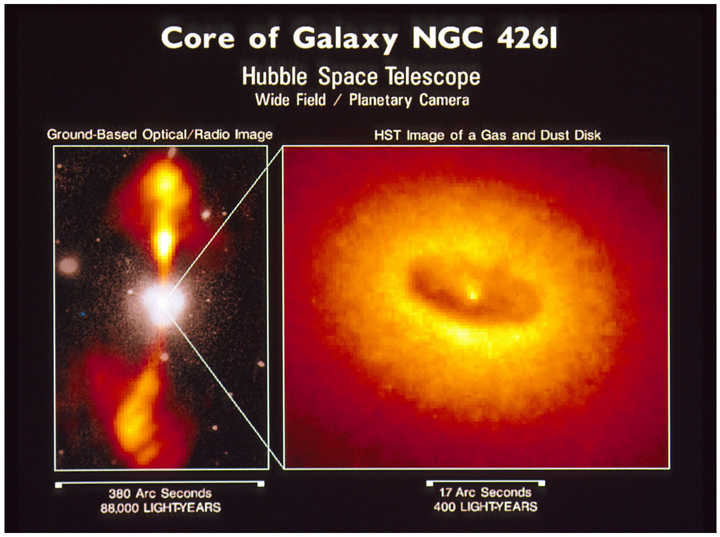
A szupernagy tömegű fekete lyukak körüli anyag akkréciós korongba tömörül (5.10 ábra). Az akkréciós korong (plazmarészecskék közel körpályán) bonyolult, nyílt és zárt erővonalakat egyaránt tartalmazó mágneses mezőt hoz létre. Az akkréciós folyamatok és mágneses mező együttes hatásának eredménye, hogy a korongra merőleges irányokban Poynting-fluxus formájában energia távozik, ennek szerepe az, hogy impulzusmomentumot vigyen el a rendszerből. A fekete lyuk az akkréció miatt egyre gyorsabban forog, viszont az általános relativitáselmélet egy bizonyos maximális forgásnál gyorsabb forgást nem enged meg (Kerr fekete lyukak esetén). Az (5.11) ábra az NGC 4261 galaxis magjából kilövellő nyalábokat, valamint a fekete lyukat tápláló akkréciós korongot mutatja be.

Többféle akkréciós korong modell ismeretes. Fekete lyuk akkréció esetén a geometriailag vékony, optikailag vastag akkréciós korong ún. *hidrodinamikai* modelljét célszerű használni, amelyben az akkréció egyenletes (*steady-state accretion*). Energiaáramlás csak az akkréciós korongra merőleges irányban történhet, a korongban csupán anyag-áramlás van (Bardeen akkréciós modellje).

5.3.2. Nyílt és zárt mágneses terek

Az 5.12 ábra a fekete lyuk és akkréciós korong rendszerrel kompatibilis nyílt és zárt erővonalrendszer topológiáját mutatja. Az eseményhorizont és akkréciós korongot összekötő zárt mágneses erővonalrendszer energia- és impulzusmomentum-cserét tesz lehetővé a fekete lyuk és az akkréciós korong között.

Az eseményhorizonthoz csatlakozó nyílt, poloidális mágneses tér lehetővé teszi energia és impulzusmomentum kinyerését a fekete lyukból a Blandford–Znajek-mechanizmus segítségével, Poynting-fluxus formájában. Ez a mechanizmus felel a nyalábok energiautánpótlásáért,



5.11. ábra. Az NGC 4261 galaxis magjából kilövellő nyalábok, valamint a Hubble űrteleszkóp (HST) által talált akkréciós korong, amely a fekete lyukat táplálja. [Forrás: http://www.nasaimages.org]

valamint fontos szerepe van az aktív galaxismagokban (AGN) bekövetkező gammakitörésekben (GRB) is.

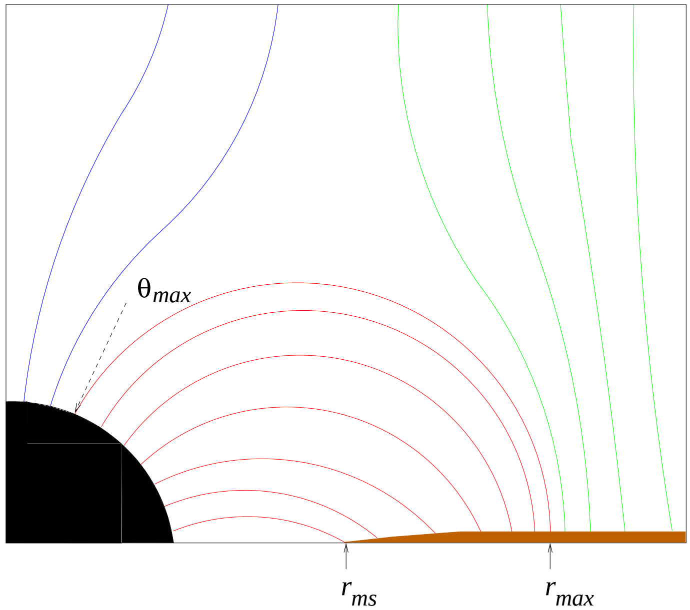
5.3.3. Spinlimit és az energiakonverzió hatékonysága

Bardeen-akkréciót vizsgálva, a fekete lyukba hulló anyag folyamatosan pörgeti fel a fekete lyuk forgását, egészen addig, míg extremális Kerr fekete lyuk ($a = M$) nem jön létre. A behulló anyag nyugalmi tömege a folyamat során részben sugárzási energiává alakul. Ennek hányada a fekete lyuk forgásával együtt növekszik. A nyugalmi tömeget sugárzássá alakító hatásfok Schwarzschild fekete lyuk esetén $5,7\%$, míg az extremális Kerr fekete lyuk esetén $42,3\%$. Ez a természetben jelenleg ismert energiatermeléssel járó folyamatok közül messzemenőleg a leghatékonyabb. A hidrogént héliummá alakító fúzió hasonló módszerrel számolt hatásfoka mindössze $0,7\%$!

Amennyiben a modellt finomítjuk, mind a végső spin, mind az energiakonverzió hatásfoka valamelyest csökken. Így például az akkréciós korong által kibocsájtott, később a fekete lyuk által elnyelt fotonok figyelembevételével (kanonikus fekete lyukként ismert modell) a végső spin enyhén, $a = 0,9982\ M$-re, a hatásfok pedig 30%-ra csökken (ez még mindig tetemes).

5.3.4. Részecskenyalábok

A nyalábokat (jeteket) az aktív galaxismagok (AGN) szupernagy tömegű központi fekete lyukának, az akkréciós korongnak és a mágneses erővonalaknak a bonyolult rendszere hozza létre. A környezettel való kölcsönhatás során nagyenergiájú részecskékből álló, kiloparszek (vagy ennél is nagyobb) hosszúságú nyalábok alakulnak ki, amelyek az akkréciós korongra merőlegesek. Mivel az akkréciós korong (egyensúlyi helyzetben) a fekete lyuk egyenlítői



5.12. ábra. Fekete lyuk + akkréciós korong + nyílt és zárt mágneses erőterek szimbiotikus rendszere. [Forrás: Z Kovács, LÁ Gergely, PL Biermann: Mon. Not. Royal Astron. Soc. **416**, 991-1009 (2011); [arXiv: 1007.4279 [astro-ph.CO]]

síkjában helyezkedik el, a nyaláb egyúttal a fekete lyuk spinjének irányát is kijelöli. Szokásos feltevés, hogy a nyalábok és a spinek iránya azonos.

A szupernagy tömegű fekete lyukak többsége relativisztikus nyalábokat bocsájt ki. A nyalábok jelenléte és a gyors forgás korrelál egymással. A nyaláb létrejötte és fennmaradása azonban független attól, hogy fennáll-e az akkréció. Utóbbi csupán a nagy spin létrejöttében játszik szerepet.

Az 5.13 és 5.14 ábrák két példát mutatnak be nagy léptékű nyalábokra.

A részecskenyalábok kis léptékű struktúráját az ún. Very Large Baseline Interferometry (VLBI) technikákkal lehet tanulmányozni.

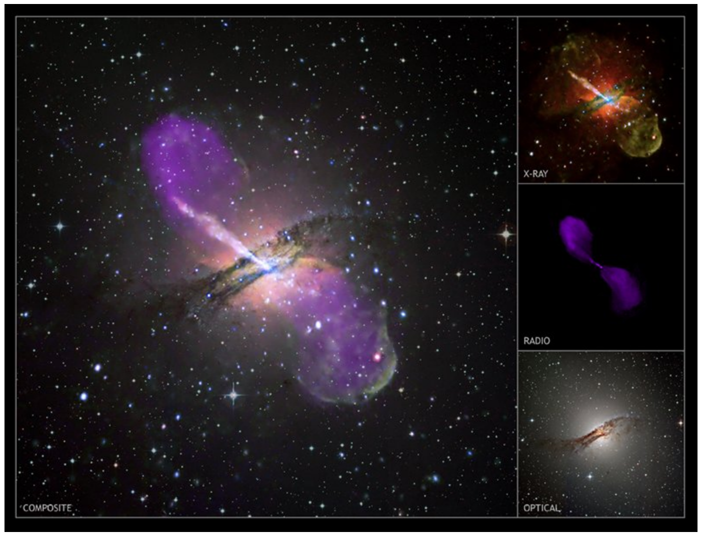
5.3.5. X alakú rádiógalaxisok

X alakú rádiógalaxisokból (XRG) jelenleg hozzávetőleg 100 ismert (5.15 ábra). Az X alakot egymással szöget bezáró két nyalábpár adja. A szakirodalomban a nyalábokat szokás lebenyeknek (lobes) vagy szárnyaknak (wings) is nevezni. A 3CRR katalógusban az XRG-k hozzávetőleg 10%-át teszik ki a fényes, FR II típusú rádió galaxisoknak[5]. Az XRG-jelöltek jelentős részét a FIRST rádiófelmérés alapján találták.

Megfigyelések

Tekintsük át röviden az X alakú rádiógalaxisokkal kapcsolatos megfigyeléseket. Az XRG-k rádió tartományban mutatott luminozitása általában az FR I és FR II típusok közti határhoz

[5] A Fanaroff és Riley által bevezetett FR I és FR II típusú rádióforrások közti határ $P_{178\ \mathrm{MHz}} = 2 \times 10^{25}$ W $\mathrm{Hz}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ értéknél van.



5.13. ábra. A Centaurus A aktív galaxis, valamint a galaxis síkjára közel merőleges nyalábok. A kép az optikai-, röntgen- és rádiótartományokban készült felvételek (hamis színekkel ábrázolt) szuperpozíciójaként állt elő. [Forrás: http://www.nasaimages.org/]

közeli, ezért meglepő, hogy

- Egyetlen esetben sem FR II típusú mindkét lebenypár. Általában az egyik lebenypár külső részén forró foltok találhatók (elsődleges lebenypár), míg a másik kevésbé kollimált (másodlagos lebenypár, szárny).

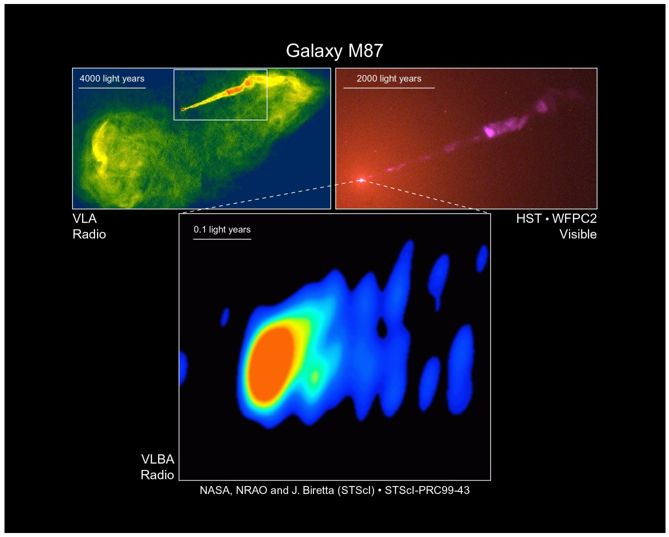
Az X alakú rádiógalaxisokkal kapcsolatos statisztikai elemzések szerint:

- XRG-k kizárólag $0,2$-nél nagyobb ellipticitású galaxisokban fordulnak elő.
- Az elsődleges rádiólebenypár tipikusan a galaxis optikai nagytengelyének irányába mutat, annak ellenére, hogy a (nem X-alakú) rádió-hangos elliptikus galaxisok semmiféle ilyen korrelációt nem mutatnak. A másodlagos lebenyek az optikai kistengellyel mutatnak szoros korrelációt.
- Összehasonlítva egy 29 XRG-t egy 36 közönséges rádiógalaxist tartalmazó, hasonló vöröseltolódású és luminozitású mintával, azt találták, hogy az XRG mintában szignifikánsan nagyobb a szupernagy tömegű fekete lyukak tömege.

Az XRG-k keletkezésének modelljei:

Az XRG-k jelenleg négyféle modellel magyarázhatók.

1) Kettős AGN. A két nyalábot két fekete lyuk hozza létre, amelyek összeolvadó masszív elliptikus galaxisok központi szupernagy tömegű fekete lyukai. Példák: NGC 326, XRG J1130+0058. A modell kompatibilis az XRG-kre jellemző nagyobb tömeggel. Nem magyarázza, miért csak egyik nyalábpár FR II típusú, valamint a rádió- és az optikai tengelyek korrelációját.

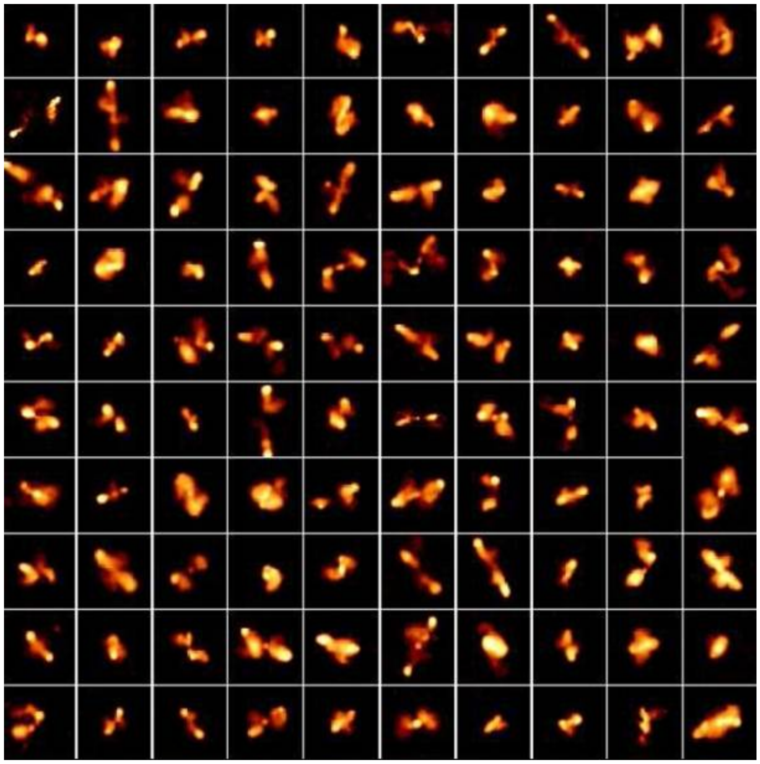


5.14. ábra. Az M87 galaxisban formálódó óriásnyaláb, valamint annak nagy felbontású struktúrája, melyet a Very Large Baseline Array (VLBA) technikával készítettek. [Forrás: http://www.nasaimages.org/]

2) Visszafolyás / eltérülés modell.. A másodlagos lebenypár a forró foltokból származó szinkrotron plazma legnagyobb nyomásgradiensének irányába történő visszafolyásából származik. Megmagyarázza, miért csak egyik lebenypár FR II típusú, de nem következik belőle az XRG-kre jellemző nagyobb tömeg. Ellentmondásban áll azzal is, hogy az XRG-k egy részében a másodlagos lebenyek sokkal kiterjedtebbek, hosszabbak, mint az elsődlegesek, pl. 3C 223.1, 3C 403, NGC 326, J1130+0058, 4C+00.58 esetén.

3) Nyaláb-réteg kölcsönhatási modell. A másodlagos lebenyek úgy alakulnak ki, hogy a nyaláb megtörik a gázban gazdag csillagrétegeken, amelyek egy elliptikus és egy koronggalaxis összeolvadásából keletkeztek. A nyaláb dekollimációját és oldalirányba való megtörését a Cen A rádiógalaxison végzett mérések valószínűsítik, valamint összhangban áll más rádiógalaxisokon (3C 321, 3C 433) történt megfigyelésekkel. A modell konzisztens az XRG-kre jellemző nagyobb tömeggel, összhangban áll azzal, hogy csak az egyik nyalábpár FR II típusú, megengedi a hosszabb másodlagos lebenyek kialakulását, és magyarázza a rádió-optikai korrelációt (a gáz- és csillagrétegek többnyire az optikai nagytengelyen helyezkednek el, így csak az optikai nagytengely irányú nyalábok törnek meg, és a törés a kistengely irányába tereli a másodlagos nyalábot). Hiányossága, hogy az XRG-k eddigi közvetlen megfigyelése nem tette lehetővé igazolását.

4) Spinátfordulás a fekete lyukak összeolvadása során. A fekete lyuk spinjének irányváltozására természetes magyarázatot ad egy másik fekete lyukkal való egyesülés folyamata. A spin irányának megváltozása akár a hosszú bespirálozás, akár az ezt követő rövid ún. bezuhanás korszakában bekövetkezhet. Előbbi esetben a bejövő fekete lyuk tömege egy nagyságrenddel kisebb, míg utóbbi eset az összemérhető tömegű fekete lyukakra jellemző. Megmagyarázza az XRG-kre talált nagyobb tömeget. Összhangban áll azzal a



5.15. ábra. 100 X-alakú rádiógalaxis. [Forrás: CC Cheung : Astron. J., **133**, 2097-2121 (2007), arXiv:astro-ph/0701278v3]

megfigyeléssel, hogy a nyalábpárok spektruma általában nem egyforma. Egyiküknek meredek a rádióspektruma, ami azzal magyarázható, hogy a közelmúltban nem kapott energiautánpótlást (vagyis régi nyalábról van szó, ún. szinkrotron kora tipikusan néhányszor 10^7 év). Ezzel szemben a másiknak aránylag lapos a spektruma, ez egy fiatal nyaláb. A másodlagos lebenyek a régi, elhaló nyaláb maradványai, az elsődleges lebenyek újak, tehát energetikusak (FR II típusúak). Megengedi a hosszabb másodlagos lebenyek létezését (azok korábban alakultak ki). Nem ad magyarázatot a rádió- és az optikai tengelyek korrelációjára.

A természetben esetenként a négy modell bármelyike megvalósulhat, de statisztikailag a spinátfordulás tűnik a leggyakoribbnak, mivel az Univerzum történetében a galaxisok összeolvadása gyakori esemény, és a tipikus tömegarány ismeretében a spin irányának átfordulása kötelezően megtörténik. A jövőbeli kutatásoknak viszont tisztázniuk kell a rádiónyalábok és a gazdagalaxisok optikai tengelyei közti korreláció eredetét. Könnyen elképzelhető, hogy ez a szupernagy tömegű fekete lyukak és a másik galaxis csillagpopulációjának dinamikai súrlódásként ismert kölcsönhatására vezethető vissza.

Kapcsolódó animációk:

- Schwarzschild fekete lyuk
  (link: 5/animation/schw.gif, 0,1MB)
  http://hendrix2.uoregon.edu/~imamura/FPS/images/schw_waterfall_s.gif

- Kerr fekete lyuk
  (link: 5/animation/schw.gif, 0,1MB)
  http://hendrix2.uoregon.edu/~imamura/FPS/images/kerr_waterfall.gif

Kapcsolódó videók:

- Kombinált optikai (HST) és rádiófelvétel (VLA) a Hercules A rádiógalaxis középpontjában lévő, szupernehéz fekete lyuk bipoláris anyagkifúvásáról
  (link: 5/video/radiogalaxy.mp4, 1,5MB)
  (Forrás: NASA, ESA, S. Baum and C. O'Dea (RIT), R. Perley and W. Cotton (NRAO/AUI/NSF), and the Hubble Heritage Team (STScI/AURA))
  http://www.nasa.gov/multimedia/videogallery/index.html?media_id=156252601

- Szuperszámítógépes szimuláció két fekete lyuk összeolvadásáról
  (link: 5/raw/videos/ns_merge.mp4, 7,5MB)
  (Forrás: NASA's Goddard Space Flight Center/P. Cowperthwaite, Univ. of Maryland)
  http://www.nasa.gov/multimedia/videogallery/index.html?media_id=152827301

- Szuperszámítógépes szimuláció egy neutroncsillagok összeolvadása által keltett, rövid gammafelvillanásról
  (link: 5/raw/videos/ns_merge.mp4, 16MB)
  http://www.nasa.gov/multimedia/videogallery/index.html?media_id=78319231

- Fehér törpecsillagok egymás felé spirálozása és összeolvadása során keltett gravitációs hullámok
  (link: 5/raw/videos/wd_gravwaves, 6,5MB)
  (Forrás: NASA/Dana Berry, Sky Works Digital)
  http://www.nasa.gov/mov/116648main_CollidingWdwarves.mov

Irodalomjegyzék

[1] M. Abramowitz, G. Björnsson, J. E. Pringle (szerkesztők): *Theory of Black Hole Accretion Discs*, Cambridge Contemporary Astrophysics (1999)

[2] M. Camerzind: *Compact Objects in Astrophysics: White Dwarfs, Neutron Stars and Black Holes*, Springer (2007)

[3] T.-P. Cheng: *Relativity, Gravitation and Cosmology: A Basic Introduction*, Oxford Master Series in Physics (2009)

[4] J. D. E. Creighton, W. G. Anderson: *Gravitational-Wave Physics and Astronomy: An Introduction to Theory, Experiment and Data Analysis*, Wiley (2011)

[5] N. K. Glendenning: *Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity*, Springer (2012)

[6] P. Hoyng: *Relativistic Astrophysics and Cosmology: A Primer*, Springer (2006)

[7] T. J. Maccarone, R. R. Fender, L. C. Ho (szerkesztők): *From X-ray Binaries to Quasars: Black Holes on All Mass Scales*, Springer (2013)

[8] D. L. Meier: *Black Hole Astrophysics: The Engine Paradigm*, Springer (2012)

[9] Ch. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler: *Gravitation*, Freeman (1973)

[10] D. Perkins: *Particle Astrophysics*, Oxford Master Series in Physics (2008)

[11] B. Punsly: *Black Hole Gravitohydromagnetics*, Springer (2001)

[12] P. Schneider, J. Ehlers,. E. E. Falco: *Gravitational Lenses*, Springer (1999)

[13] N. Straumann: *General Relativity: With Applications to Astrophysics*, Springer (2004)