

Neutroncsillagok – a világegyetem legnagyobb atommagjai

Karsai Szilvia^{1,2}, Barnaföldi Gergely Gábor², Forgácsné Dajka Emese¹, Pósfay Péter^{1,2}

¹Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar

1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/A.

²MTA Wigner FK Részecske- és Magfizikai Intézet

1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

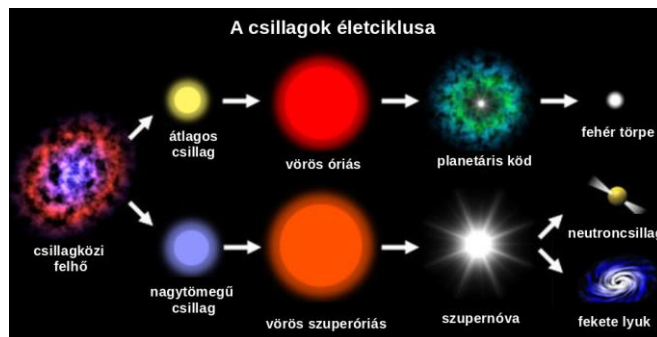
A csillagászatban nagy tömegűként számon tartott, körülbelül 8 naptömeg feletti csillagok fejlődése kataklizmikus szupernóva-robbanással fejeződik be. A csillagok magjából a gravitációs összeomlást követően olyan nagy sűrűségű, kompakt csillagászati objektumok jönnek létre, amelyek belsejében felbomlik az atomi szerkezet és a magerők veszik át a főszerpet. Kompakt csillagoknak, vagy csak egyszerűen neutroncsillagnak nevezzük ezen csillag-végállapotoknak megfelelő elméleti objektumokat, amelyek többek között pulzárokként detektálhatóak. Az ilyen extrém nagy sűrűségű, túlnyomórészt maganyagból álló égitestek tömege eléri a néhány naptömeget, amelyhez mindössze körülbelül 10-20 kilométeres átmérő párosul. Forgási periódusuk pedig akár a másodperc ezredrésze is lehet. E kivételes paraméterek lehetőséget nyújtanak a speciális feltételek között lévő anyag és a gravitáció kapcsolatának tanulmányozására. Kutatásukhoz a relativitáselméletbeli tárgyalás kereteit alapul véve az elemi alkotórészekből álló, hideg, nagy sűrűségű maganyagot leíró lokális magfizikai modelleket alkalmazhatunk. Az ehhez szükséges termodinamikai állapotegyenletek felírása aktívan kutatott területe a nukleáris asztrofizikának. E fő célt tűzte ki maga elé az asztrofizika, a magfizika és a gravitáció kutatás kiváló szakembereit összekötő, 2013-ban indult NewCompStar EU COST 1304 pályázat, amelynek hazánk is aktív tagja.

Kompakt csillag születése – nagy tömegű csillagvégállapotok

*Le roi est mort, vive le roi!*¹ – kiáltották a középkori Franciaországban az új uralkodó trónralépésekor. A kompakt csillagokat hasonlóképpen ünnepelehetjük, hiszen ezek fényes, nagy tömegű csillagok halálakor keletkeznek.

A csillagászatban a kompakt objektum elnevezés általában három különböző típusú csillagvégállapot: a fehér törpe, a neutroncsillag és a fekete lyuk jelölésére használatos. Ezek mindegyike extrém sűrű ($\sim 10^{12}$ g/cm³), ezért csillagászati viszonylatban jellemzően kisméretűek, a Nap tömegének nagyságrendjébe eső tömegükhöz képest. A kompakt objektumokban, vagyis a „halott csillagokban” energiatermelő reakciók többnyire már nem folynak. Anyaguk teljesen elfajultnak tekinthető, vagyis bennük a nyomást a hőmérséklet helyett a részecskék sűrűségétől függő kvantumnyomás határozza meg, amely akkor kezd dominálni, ha a részecskék minden kvantumállapotot betöltöttek.

A csillagfejlődés e végső állapotát a csillag kezdeti tömege determinálja. A csillag energiatermelő életszakaszában zajló magfúziós reakciósorozat időbeni lefutását pedig a gravitációs nyomással ellentartó sugárnyomás biztosításához szükséges hőmérsékleti és nyomásviszonyok határozzák meg (l. 1. ábra).

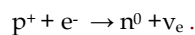


1. ábra: A csillagok fejlődése és a csillagtömegtől függő lehetséges csillagvégállapotok

Az egyes csillagvégállapotok közül a *fehér törpe* állapotba a 8 naptömegnél kisebb tömegű csillagok kerülnek a nukleáris energiatermelő életszakaszuk lezárulását követően. Az objektumok tömegétől függően százezer (3-5 naptömeg) vagy milliárd éves (1-1,5 naptömeg) nagyságrendű idő eltelte után a hélium kimerülésével záródik a reakciósorozat, mivel a magbéli hőmérséklet és nyomás mértéke nem elegendő a szén fúziójának beindulásához. A csillagból – külső burkát levetve – egy gravitációsan összeomlott, inaktív, főként szén-oxigén tartalmú csillagmag marad vissza. A kollapszust a degenerált elektron-gázban a Pauli-féle kizárási elv hatására fellépő elektron-elfajulási nyomás állítja meg, mely körülbelül 1,4 naptömegben maximalizálja a fehér törpék felső, elméleti tömeghatárát, a Chandrasekhar-határt [1]. Ezek mérete a Földével, tömege pedig a Napéval mérhető össze ($\rho \sim 10^{13}$ g/cm³). A gravitációs összeomlást követően a fehér

¹ Meghalt a király, éljen a király!

törpék az ún. progenitoraikhoz, azaz szülőcsillagaikhoz képest egy új, csökkent luminozitású állapotban töltik életük további 1-2 milliárd évét. A csillagok kisebb hányada (körülbelül 5 százaléka) éli a rövidebb, néhány millió éves életét nagytömegű (8-20 naptömegű) csillagként, majd a szupernóva-robbanást követően *neutroncsillag*ként. Ebben az esetben a csillagfejlődés végső stádiumát jelentő vörös szupernóva állapot során az égitest magjában fokozatos összehúzódás zajlik. A csillag megfelelően nagy tömege lehetővé teszi, hogy a hidrogén és a hélium kimerülését követően beinduljon a szén és az egyre nagyobb rendszámú elemek fúziója egészen a szilíciumig. A fajtágosan sorra kevesebb energiát termelő fúziós reakciósorozatok végén a legnagyobb gyakoriságú elemmé a vas (^{56}Fe) válik. A gravitációs összeomlást megelőzően a maganyag a legalacsonyabb energiasűrűségű állapotba jut. Ha ebben az állapotban a csillagmag tömege meghaladja az 1,4 naptömeget, a degenerált elektrongáz nyomása már nem képes megakadályozni a további gravitációs kollapszust. Ekkor az elfajult magra zuhanó gázanyag „visszapattanva” lökéshullámot indít el, melynek hatására a vörös szupernóva állapotban lévő csillag külső rétegei robbanásszerűen ledobódnak. Ez a folyamat a szupernóva-robbanás, amely hatalmas mennyiségű gravitációs energia ($\sim 10^{53}$ erg) felszabadulásával jár. A folyamat során a proton a Coulomb-gát „átszakításával”, inverz β -bomlás révén neutronná alakul az alábbi reakcióban:



Az összehúzódás addig tart, amíg a neutronok közti rövid hatótávolságú taszító erők el nem kezdenek dominálni.

A folyamatok során felszabaduló energia 99 százaléka a kis hatáskeresztmetszettel kölcsönható neutrínók által távozik a rendszerből. Így alakul ki a neutroncsillag, melyben a degenerált neutrongáz nyomása tart egyensúlyt a gravitációval. Ez a konfiguráció a fehér törpéknél jóval kisebb méretű, körülbelül 10-20 km átmérőjű és nagyobb sűrűségű objektumot eredményez ($M \sim 1,35-2,1 M_{\text{napi}}$; $\rho \sim 10^{15}$ g/cm³).

A későbbiekben a forró proto-neutroncsillag éves időskálán hűl 1000 milliárd kelvin hőmérsékletéről közel 1 millió kelvinre további neutrínó-emisszió révén. Kis méretük és gyenge fényességük, valamint a Földtől vett távolságuk nem teszi lehetővé a neutroncsillagok optikai tartománybeli detektálását. Amennyiben az összeomló csillag magja jóval meghaladja a Chandrasekhar-határt, azaz az Eddington-féle elmélet szerint körülbelül 3 naptömegű a visszamaradó csillagmag, a keletkezett neutroncsillag sem maradhat hidrosztatikailag stabil állapotban [2]. Az általános relativitáselmélet alapján az összeomlás minden határon túl folytatódik, és *fekete lyuk* keletkezik. A tömeg egy kritikus térfogatnál kisebb térrészbe tömörül össze és a gravitáció minden más kölcsönhatásnál dominánsabb lesz, az anyag pedig egy végtelen sűrűségű és végtelen térgörbületű szingularitásba húzódik össze. A fekete lyuk tértartományának horizontját elsőként Karl Schwarzschild határozta meg: 1916-os számításaiban jelent meg a Schwarzschild-sugár $R_S = 2GM/c^2$ [3], amelyet semmilyen információ nem hagyhat el².

² Egy olyan masszív objektum létezésének lehetőségét, amelynek szökési sebessége meghaladja a fénysebességet, először John Michell vetette fel Newton gravitációs

Ezen az R_S által definiált eseményhorizonton belülre kerülő bármilyen sugárzás vagy anyag belezuhan a szingularitásba. A fekete lyuk tehát olyan égitest, amely a saját eseményhorizontján belül helyezkedik el.

Egy magányos kompakt objektum hűlése, energiavesztése a végtelig folytatódhat, így Fred Adams és Gregory Laughlin elmélete szerint, ha az örökké táguló Univerzum elérné az úgynevezett elfajult korát, minden anyag kompakt objektum formájában létezne benne [4].

A neutroncsillagok elmélete és a megfigyelhető pulzások

James Chadwick 1932-ben felfedezte a neutront [5], melyet követően 2 évvel Walter Baade és Fritz Zwicky megjósolta egy pusztán a neutronok nyomása által stabilizált, degenerált állapotú kompakt szupernóva-maradvány létének lehetőségét [6]. 1939-ben Robert Oppenheimer, George Volkov [7] és Richard Tolman [8] egymástól függetlenül fogott hozzá Einstein általános relativitáselméletére alapozva a kompakt csillagok szerkezetének kidolgozásához. Kutatásaik során született meg a csillagbelsőket leíró Tolman–Oppenheimer–Volkov-egyenlet. Számításaik alapján az objektumok maximális sugara körülbelül 10 kilométeresnek, felső tömeghatára pedig 0,7 naptömegnek adódott.

Egy kompakt csillag elfajult anyaga nem képes energiatermelésre, csak a maradványhő fotonok általi kisugárzására. Emiatt, valamint a rendkívül kis méretük okán ezek az objektumok az optikai teleszkópok számára nem voltak megfigyelhetőek. További mérhető adatok híján nem folytak célzott kutatások más hullámhossz-tartományokban sem neutroncsillagok után.

A pulzárként azonosított neutroncsillagszerű objektumok felfedezésére 1968-ban került sor, amikor Anthony Hewish és Jocelyn Bell rádió pontforrások szcintillációját³ kutatva egy 1,337 másodperces periódussal pulzáló forrást azonosított. Néhány évvel később egy 1970-es publikációjukban dolgozták ki a pulzások, mint erősen mágnesezett, forgó neutroncsillagok elméletét [9]. A szakirodalomban a pulzár elnevezés tehát azon asztrofizikai objektumokra használatos, amelyek szekundumos, vagy milliszekundumos periódusidővel detektálható sugárzást emittálnak. A neutroncsillag kifejezéssel pedig az elméleti síkon tanulmányozott objektumot szokás jelölni.

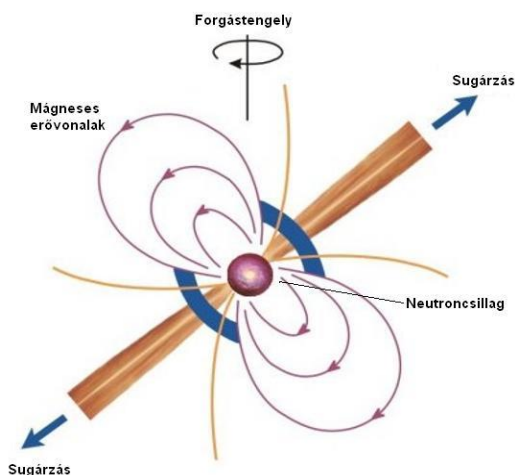
A pulzások megfigyelhető extrém tulajdonságait a kialakulásuk alapján magyarázhatjuk: a hatalmas méretű vörös szupernóva progenitor-csillagnak és a szupernóva-robbanásnak köszönhetően a kialakuló kompakt objektum rendkívül gyors forgási sebességet és extrém erős mágnesezettséget örököl. Az impulzusmomentum megmaradása miatt a forgás közben összeroskadó mag szögsebessége az eredeti érték akár egymilliószorosára is nőhet. A pulzárokat jellemző, rendkívül erős ($B \sim 10^{12}-10^{13}$

elméletére alapozva, Henry Cavendishnek (Royal Society) 1783-ban írt levelében.

³ Rádiópontforrások esetében a szcintillációt, vagyis a gyors és hirtelen fényességváltozást („pislákolást”) a napszél töltött részecskéi okozzák, ahogy mozgásuk révén eltérítik a rádióhullámokat.

Gaussos) mágneses tér kialakulásáért szintén egy megmaradási tétel, a mágneses fluxus megmaradásának tétele a felelős, amely szerint a mágneses fluxus értéke az áramló plazmában mindig állandó. A progenitor csillag magját és a keletkező pulzárt is gömb alakúnak tekintve a mágneses térerősség az összeomlást követően szintén milliószorosára nőhet [10].

A pulzárók rádiójelének oka az erős mágneses térben gyorsulva mozgó, töltött részecskék által kibocsátott szinkrotron sugárzás. Megfigyelések alapján a nagyléptékű bipoláris mágneses mező tengelye és a forgástengely többnyire nem esik egybe [11]. A mágneses pólusok felől kiinduló szinkrotron sugárzó részecskék egy kúpfelszín mentén, spirális pályán mozognak. Ha az objektum úgy helyezkedik el, hogy a kúp a forgás során „végigpásztazza” a megfigyelőt, akkor a forgás következtében periodikus felvillanásokat detektálhatunk. Tekintve, hogy az effektus hasonlít a világitótornyok fénypázmáinak periodikus jeléhez, ezt a 2. ábrán vázlatosan bemutatott jelenséget szemléletesen „kozmosz világitótorny-effektusnak” nevezi a szakirodalom.



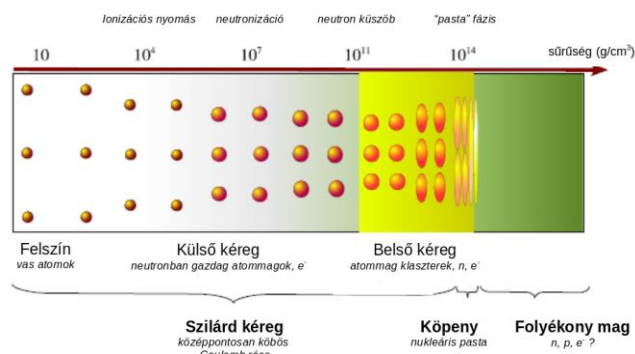
2. ábra: A pulzár, mint „kozmosz világitótorny” – vázlatos rajz.

Jónéhány pulzár esetében az emittált sugárzás hullámhossztartománya különböző effektusok (pl. kettős rendszerben történő akkréció, vagy a maradványködbe történő sugárzás) következtében a röntgen- és gamma-sugárzás tartományára is kiterjed. Tehát jeleik a rádióteleszkópok mellett a különböző röntgen- és gammatávcsövek segítségével is megfigyelhetők. Az utóbbi évek megfigyeléseinek köszönhetően⁴ a különböző típusú katalogizált pulzárók száma mára már meghaladja a 2500 darabot [12].

A neutroncsillagok belső szerkezetének modelljei

A neutroncsillagok belső felépítése és összetétele megfigyelésekből közvetlenül nem megismerhető, megértésükhöz a gravitációelmélet és a nagyenergiás

magfizika módszereit párhuzamosan kell alkalmaznunk. A belső szerkezet modellezésekor két jelentős közelítéssel élhetünk: egyrészt, hogy a neutroncsillag anyaga teljes mértékben elfajult, mivel a kvantumcellák minden lehetséges részecskeállapota betöltött. Ekkor a gravitációval a degenerált fermionok (legfőképp neutronok) kvantumnyomása tart egyensúlyt. Másrészt a legmagasabban betöltött energiaszint is nagyságrendekkel nagyobb, mint a hőmérsékletből eredő termális energia, így alkalmazható a nullahőmérsékletű közelítés. Ilyenkor a hadronok vagy kvarkok kémiai potenciál értéke jóval meghaladja a hőmérsékletét, $\mu \gg T$, így a kiloelektronvolt (keV) nagyságrendjébe (10^7 K) eső hőmérséklet ellenére is hidegnek tekinthetjük az anyagot [13].



3. ábra: A neutroncsillag belső szerkezetének modellje [14].

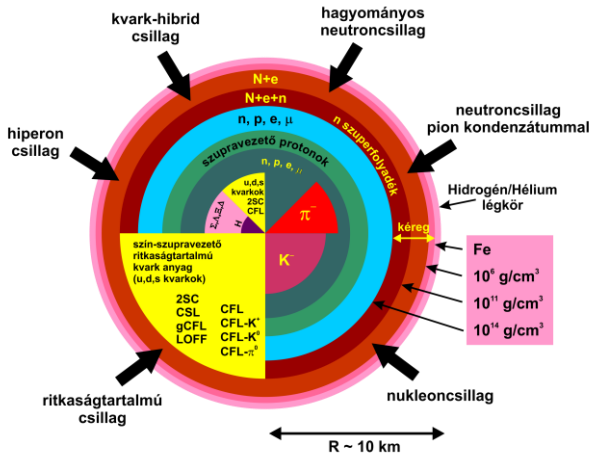
Egy neutroncsillag belső szerkezetét (3. ábra) az adott tömeghéjban uralkodó nyomás által a szupernukleáris sűrűséget meghaladó anyag tulajdonságai határozzák meg.

A felszínen, ahol a nyomás közelítőleg nullává válik, az anyag stabil állapotú vas atommagok (^{56}Fe) formájában létezik. Közvetlenül a felszín alatt, a külső kéregben az atommagok szabályos rács alakzatban helyezkednek el az őket körülvevő „elektrontengerben”. A nyomást a folyékony kéreg degenerált elektronjainak nyomása határozza meg. Mélyebbre haladva a csillagban $\sim 10^7$ g/cm³ sűrűségtől az atommagokban a neutronok száma egyre emelkedik. A növekvő nyomás hatására az inverz β -bomlás valószínűsége megnő. Körülbelül $4,3 \cdot 10^{11}$ g/cm³-es sűrűségnél megjelennek az anyagban a szabad neutronok, amelyekkel a fennmaradó atommagok körülbelül 10^{14} g/cm³-es sűrűségig egyensúlyban vannak. Ebben a belső kéregben a modellek szerint az atommagok különféle, egyre elnyúltabb alakban (tészta, vagy „pasta” fázisban) létezhetnek [15]. Még mélyebbre hatolva megjelenik a mag határoló rétege, ahol az átlagos anyagsűrűség eléri a nukleáris anyag telítődési sűrűségét ($n_0 \sim 0,16$ 1/fm³; $\rho_0 \sim 2,7 \cdot 10^{14}$ g/cm³ [16]). A nukleonok több mint 90 százaléka itt már neutron és az atommagok már csak „proton klaszterek” formájában vannak jelen. A csillagmag folyékony nukleon anyagának sűrűsége pedig ennek az értéknek a tízszeresét is meghaladhatja. A magban, az alapállapotú kondenzált hadronikus anyagban az összes neutron dinamikus β -egyensúlyban van a protonokkal és az elektronokkal, illetve a müonokkal.

A különféle elméleti modellek szerint a mag anyaga tartalmazhat hiperont, szupravezető kvark-gluon plazmát, esetleg kristályos fázisú kvarkot. A kvantumszindinamika, vagyis a hadronok (protonok, neutronok és mezonok) közti erős kölcsönhatás elmélete a fentiek mellett több különböző „egzotikus” hadron/kvark szerkezetet is megenged a

⁴ Parks Multi Beam Pulsar Survey (PMPS-1998), Galactic Centre (GC) Survey (2012), LOFAR Tied-Array All-Sky Survey (LOTAAS-2012), Arecibo-Pulsar ALFA Survey (PALFA-2013)

jellemző méret- és tömeghatárok között ($R \sim 10\text{-}12$ km; $M \sim 1,2\text{-}2,2$ naptömeg). Az elméletre alapozva 1975-ben J. C. Collins és M. J. Perry kiszámították, hogy ha egy atommag anyagának sűrűsége a többszörösére nő, a nagy hőmérséklet, vagy nagy nyomás következtében a maganyag szabad kvarkokat és gluonokat⁵ tartalmazó plazmaállapotba kerülhet [17].



4. ábra: A kompakt csillagok belső szerkezeti modelljeit összehasonlító ábra [18].

A 4. összefoglaló ábra szemléltet néhány, a szakirodalomban fellelhető belső szerkezet-modellt, amelyek közül leggyakrabban az alábbi eseteket vizsgálják:

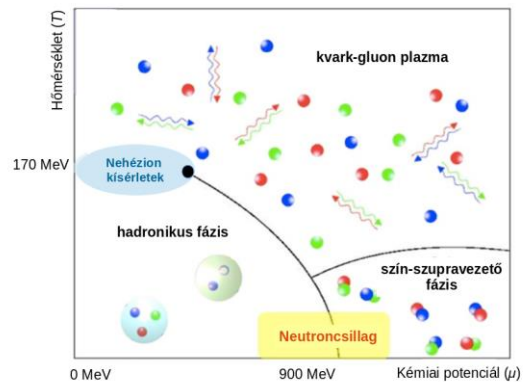
- Hagyományos neutroncsillag modell (*traditional neutron star*), amely protont, neutront és leptonokat (elektront, pozitront és müonokat) tartalmaz.
- Kvark-hibrid csillagmodell (*quark-hybrid star*), ahol a sűrű állapotú maganyag héj belsejében egy kvarkokból álló csillagmag helyezkedik el.
- Hiperon csillag (*hyperon star*), ahol a neutronok és a protonok mellett további barionok (pl. a ritkaságtartalmú Λ , Ξ és Σ barionok, illetve gerjesztett állapotú Δ barionok) is megjelennek a csillag mélyén.

Ritkaság-kvarkot tartalmazó csillagmodell (*strange star*): a ritka (*strange*) kvarkokat tartalmazó belsőt egy vékony maganyag-kéreg határolja.

Ezen utóbbi, kvarkanyag belsőt feltételező modellhez (a 4. ábra bal alsó szelete) a kvantumszíndinamika (QCD) elméletével leírható, erősen kölcsönható, hadronokba zárt anyag viselkedését kell megjósolni a kvark-hadron átmenet határán. A kvark és hadron fázisok közti átmenetek hőmérsékleti- és sűrűségtartományait ábrázolja a rácstérelméleti számításokon alapuló fázisszerkezeti diagram az 5. ábrán. Az alacsony hőmérsékletű és kis sűrűségű hadronikus-, illetve a magas hőmérsékleten és nagy sűrűség mellett megjelenő partonikus, vagyis kvark-gluon fázis között elhelyezkedő fázishatár feltehetőleg egy kritikus pontban ér véget ($T \sim 160$ MeV hőmérsékleten).

A neutroncsillagok vagy kvarkcsillagok belsejének az anyaga az erősen kölcsönható anyag fázisdiagramjának jobb alsó

sarkában helyezkedik el, ahol a hőmérséklet nullához tart és extrém nagy a barionsűrűség (sárga sáv).



5. ábra: Az erősen kölcsönható anyag fázisdiagramja [19].

A neutroncsillagok megfigyelése fontos támpontokkal szolgálhat az elméleti kutatások számára az extrém állapotú mag-, hadron- és kvarkanyag tulajdonságainak meghatározásához. A kompakt csillagokra alkalmazott állapotegyenletek meghatározzák a csillag azon fizikai tulajdonságait – például a tömeget és a sugarat –, melyeket megfigyelésekből számított adatok segítségével is megerősíthetünk. Az egyik kulcsfontosságú paraméter az elméleti modellek kialakításánál a megfigyelt tömeghatárokból (1-2,2 naptömeg) adódó maximális tömeg, amely a csillagsugár meghatározásával⁶ összekapcsolva pedig információt nyújthat a nagy sűrűségű anyag állapotegyenletéről.

A kompakt csillagok fizikájának kutatása napjainkban

Az előzőekben bemutatott kompakt csillagokban, mint égi laboratóriumokban az Univerzumunk jelenlegi legsűrűbb anyagát tanulmányozhatjuk, amely ma még nem állítható elő földi laboratóriumi körülmények között, így ezek az égitestek igen fontosak a modern magfizika és asztrofizika szempontjából. Megfigyelésükkel és elméleti leírásukkal az ismert fizikai modellek határait érintve vizsgálhatjuk az anyagi állapotokat. E modellek megkövetelik az általános relativitáselmélet, illetve a nagyenergiás mag- és részecskefizika együttes alkalmazását, sőt akár a nagy egyesített elméleteket vagy az extra térdimenziókat tartalmazó húrelméleteket is, amely jelen cikk szerzőinek kutatási témája [21].

Elméleti oldalról a kompakt csillag belsejének modellezése a cél. Nagy energiájú magfizikai és részecskefizikai átlagtérelméleti módszerekkel leírva az extrém sűrű maganyagot olyan belső struktúrákat határozhatunk meg, amelyekre megoldva a Tollman–Oppenheimer–Volkov-egyenletet, determinálják az elméleti objektum tömegét, méretét és átlagos sűrűségét. A relativisztikus-magnetohidrodinamikai módszerekkel pedig a gyorsan forgó pulzárok óriási mágneses tere is leírható.

⁵ A színtöltéssel rendelkező elemi részecskék, vagyis kvarkok között fellépő, a gluonok által közvetített színkölcsönhatás erőssége a hatótávolsággal növekszik. A kvarkok ezáltal hadronokba rendeződve léteznek.

⁶ Hűlő neutroncsillagok optikai és röntgen-tartományú megfigyeléseiből és a csillag felszínéről származó röntgen tartományú kitérések, fterek detektálásából származtatható [20].

Az extrém sűrű maganyag tesztelése többféleképpen történhet. Részben csillagászati megfigyelésekkel, amelyekhez a legmodernebb rádió-, röntgen- és gamma-tartományban detektáló távcsövek állnak rendelkezésünkre. Ezen mérések révén a rádiójelek periódusának, azaz az objektum forgási periódusának változásából származtatható az objektum tömege, illetve következtethetünk a mágneses terük erősségére is. Az esetleges röntgen- és gamma-tartományú kitérések energiaspektrumának detektálása révén pedig – ugyan nagyobb hibával –, a kompakt objektumok sugara határozható meg. A kompakt csillag e makroszkopikus fizikai jellemzőiből meghatározható az átlagsűrűség, és feltételt kaphatunk a maximális méretre is. A csillagászati megfigyelések mellett a csillagbelső anyagához hasonló – bár kisebb sűrűségű – maganyag tulajdonságai vizsgálhatóak nagyenergiás nehézionütközésekben is. Ilyen kutatások folynak a CERN Nagy Hadronütköztető (LHC – Large Hadron Collider), a BNL Relativisztikus Nehézionütköztető (RHIC – Relativistic Heavy-Ion Collider), a GSI FAIR és a Dubna melletti NICA részecskegyorsító berendezéseknél működő óriási kísérletekben. Tekintettel e tudományterület interdiszciplináris voltára, a kutatások összehasonlítják a megfigyelő csillagászat, a gravitáció-elmélet, a gravitációs hullám kutatás, valamint a nagyenergiás mag- és részecskefizika kísérleti és elméleti

szakértőit. Ennek az összefonódásnak a támogatását célozza a NewCompStar EU COST 1304 pályázat, amelynek keretében hazánk mellett további 27 európai ország, valamint az Egyesült Államok működik együtt. Ezeknek a lenyűgöző és kihívásokkal teli kutatásoknak a Wigner FK Részecske- és Magfizikai Intézet, valamint az Eötvös Loránd Tudományegyetem Csillagászati Tanszékének munkatársai is aktív résztvevői a kezdetektől. A hazai kutatócsoport a számos nemzetközi konferencia részvétel mellett a minden évben megrendezésre kerülő, az érintett tudományterületek vezető kutatóit felvonultató „Annual NewCompStar Meeting” konferencia megszervezését is lebonyolította, amelynek 2015-ben hazánk adott otthont Budapesten.

Összefoglalás

A kompakt csillagok vizsgálata egy aktívan fejlődő, több tudományterületet felölelő kutatási irány, amely elméleti fizikai, matematikai, kísérleti, technológiai és mérési kihívások elé állítja a kutatókat. Jelen cikk szerzői is különböző tudományágak képviselői, akik együttesen vesznek részt a csillagbelső-állapotegyenletek elméleti vizsgálatában, adatok elemzésében, valamint olyan új, teoretikus modellek kidolgozásában is, amelyekkel leírható a kompakt csillagok belsejének extrém anyaga.

Köszönetnyilvánítás

Kutatásunkat az OTKA NK106119, K104260 és K104292, valamint a NewCompStar COST Action MP1304 pályázatok támogatták. A számítások elvégzéséhez a Wigner GPU Laboratórium erőforrásait használtuk. Barnaföldi Gergely Gábor külön köszönettel tartozik az MTA Bolyai János tudományos kutatási ösztöndíjának.

Irodalomjegyzék

- [1] Chandrasekhar, S.: *The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs*, *ApJ* 74, 81 (1931)
- [2] Eddington, A.: *On „Relativistic Degeneracy”*, *M. N. Roy. Astr. Soc.* 95, 194, (1935)
- [3] Schwarzschild, K.: *On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory*, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Phys.-Math. Klasse* 189 (1916)
- [4] Adams, F. C. és Laughlin, G.: *A Dying Universe: The Long Term Fate and Evolution of Astrophysical Objects*, *Rev.Mod.Phys.* 69, 337 (1997)
- [5] Chadwick, J.: *Possible Existence of a Neutron*, *Nature* p312. (1932)
- [6] Baade, W. és Zwicky, F.: *Remarks on Super-novae and Cosmic Rays*, *Phys. Rev.* 46, 76 (1934)
- [7] Oppenheimer, J. R. és Volkov, G. M.: *On Massive Neutron Cores*, *Phys. Rev.* 55, 374 (1939)
- [8] Tolman, R. C.: *Static Solutions of Einstein's Field Equations for Spheres of Fluid*, *Phys. Rev.* 55, 364 (1939)
- [9] Hewish, A.: *Pulsars*, *Ann. Rev. of Astron. and Astrophysics* 8, 265 (1970)
- [10] Shapiro, S.L. és Teukolsky, S.A.: *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, Wiley, Weinheim (1983)
- [11] Everett, J. E. és Weisberg, J. M.: *Determining the Magnetic Inclination Angle for Pulsars: A Comp. Study*, *Bull. of Am. Astron. Soc.* 27, 1305 (1995)
- [12] <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>
- [13] Schmitt, A.: *Dense Matter in Compact Stars: A Pedagogical Introduction*, *Lect. Notes, Phys. Rev.* 811 (2010)
- [14] Watts, A. és mtsai: *Probing the Neutron Star Interior and the Equation of State of Cold Dense Matter with the SKA*, *arXiv:1501.00042v1* (2014)
- [15] Newton, W. G. és Stone, J. R.: *Modeling nuclear “pasta” and the transition to uniform nuclear matter with the 3D Skyrme-Hartree-Fock method at finite temperature: Core-collapse supernovae*, *Phys. Rev.* 79, 558 (2009)
- [16] Kutschera, M., *Neutron stars: Formation and structure*, XXV Mazurian Lake School Physics (1997)
- [17] Collins, J. C., Perry, M. J., *Phys. Rev.* 34, 1353 (1975)
- [18] *Novel phases of subatomic matter in the interior of a neutron star, as suggested by different theories. Reprinted figure with permission from F. Weber Prog. Part. Nucl. Phys.* 54, 193 (2005)
- [19] Weber, F. és Negreiros, R.: *Phase Transition in Dense Baryonic Matter and Cooling of Rotating Neutron Stars*, *Acta. Phys. Colon. Supp.* 3, 701 (2010)
- [20] Guillot, S. és mtsai: *Measurement of the radius of neutron stars with high S/N quiescent Low-mass X-ray Binaries in globular clusters*, *arXiv:1302.0023v2* (2013)
- [21] Barnaföldi G. G., Karsai Sz., Lukács, B., Pósfay P.: *Testing a possible way of geometrization of the strong interaction by a Kaluza-Klein Star*, *arXiv:1509.07354v1* (2015)