Autoreferat

1. *Imię i nazwisko:* Michał Bejger

2. *Posiadane dyplomy:*

   - mgr fizyki (specjalność astronomia), Uniwersytet Warszawski, 2001
     Praca pt. „Równania stanu materii gęstej a struktura gwiazd neutronowych"
   - dr nauk fizycznych w dyscyplinie astronomia, Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika PAN, Warszawa, 2005
     Praca pt. „Neutron stars dynamics and the dense matter equation of state"

3. *Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych:*

   - Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika PAN, 2005 - 2013 r.:
     Staż podoktorski: 2005 - 2008 r.,
     Stypendium Marie Curie: 2008 - 2011 r.,
     Tenure-track: 2008 - 2013 r.,
   - Observatoire de Paris, Meudon, stypendium Marie Curie, 2006 - 2007 r.

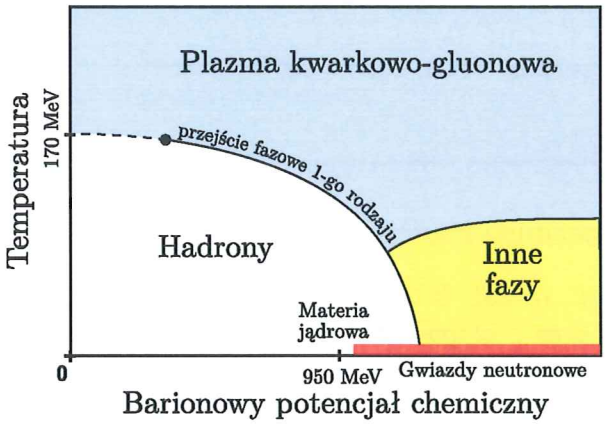
4. *Wskazanie osiagniecia wynikajacego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.) - tytuł osiągnięcia naukowego:*

Astrofizyczne parametry gwiazd neutronowych w roli testu własności gęstej materii

- Bejger, M., *"Parameters of rotating neutron stars with and without hyperons"*, 2013, A&A 552, A59
- Bejger, M., Zdunik, J. L., Haensel, P., & Fortin, M., *"Compression of matter in the center of accreting neutron stars"*, 2011, A&A 536, A92
- Bejger, M., Zdunik, J. L., & Haensel, P., *"Approximate analytic expressions for circular orbits around rapidly rotating compact stars"*, 2010, A&A 520, A16
- Bejger, M., Haensel, P., & Zdunik, J. L., *"Rotation at 1122 Hz and the neutron star structure"*, 2007, A&A 464, L49
- Bejger, M., Bulik, T., & Haensel, P., *"Constraints on the dense matter equation of state from the measurements of PSR J0737-3039A moment of inertia and PSR J0751+1807 mass"*, 2005, MNRAS 364, 635

O wyjątkowości gwiazd neutronowych

Gwiazdy neutronowe są, z wielu powodów, obiektami ekstremalnymi. Ich narodzinom towarzyszy wybuch supernowej - gwiazdy o masie większej od ok. 8 $M_\odot$, której żelazno-niklowe jądro nie jest w stanie dostarczyć wystarczającej ilości energii w procesie termojądrowej fuzji, co w efekcie powoduje utratę stabilności. Spadek zewnętrznych warstw zgniata materię jądra do wyjątkowo wielkich gęstości, powodując wzrost temperatury i kompresję pola magnetycznego: nowopowstała gwiazda neutronowa rozgrzewa się do $\simeq 10^{12}$ K, i jest przez pewien czas nieprzeźroczysta dla neutrin. Szacowane pola magnetyczne gwiazd neutronowych mogą sięgać nawet 10^{15} G - nie tylko znacznie więcej od uzyskiwanych eksperymentalnie na Ziemi, ale również rekordowo dużo w porównaniu do innych obiektów astrofizycznych.



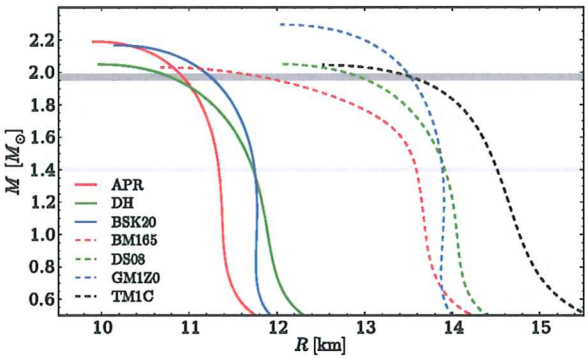
Rysunek 1: Diagram fazowy dla oddziaływań silnych. Gwiazdy neutronowe znajdują się w obszarze małych temperatur i dużych potencjałów chemicznych, niedostępnym dla eksperymentów akceleratorowych (duże temperatury, małe potencjały chemiczne).

Procesy chłodzenia (głównie emisja neutrin) szybko doprowadzają materię do podstawowego, skatalizowanego i zdegenerowanego stanu, gdy temperatura spada poniżej temperatury Fermiego cząstek tworzących wnętrze gwiazdy; w „minimalnym modelu" są to hadrony: neutrony i protony, oraz leptony: elektrony i miony, jednak przewiduje się obecność bardziej egzotycznych stanów materii. Od tego momentu zasada Pauliego działająca w gazie tych cząstek, oraz oddziaływania silne między nimi zapewniają ciśnienie niezbędne do ustalenia równowagi z grawitacją. Po ochłodzeniu do ok. 10^9 K neutrony i protony stają się nadciekłe, a protony dodatkowo nadprzewodzące. Globalne parametry powstałego obiektu to: promień $R \simeq 10$ km, oraz masa M w przedziale $1 - 2\ M_\odot$. Średnia gęstość jest więc większa od gęstości jąder atomowych, $\rho_{\rm nuc} \simeq 2.6 \times 10^{14}$ g/cm^3, a zakres gęstości od powierzchni, $\simeq 10$ g/cm^3, poprzez krystaliczną skorupę, aż do centrum obejmuje 14 rzędów wielkości. Stosunek promienia grawitacyjnego do promienia R, $GM/Rc^2 \simeq 0.2$, sytuuje gwiazdy neutronowe wśród obiektów relatywistycznych, tuż obok czarnych dziur.[1] Według obecnej wiedzy nie istnieją bardziej zwarte obiekty materialne, których wnętrza można by badać.

W pewnym sensie gwiazdy neutronowe są więc gigantycznymi jądrami atomowymi ustabilizowanymi przez potężną grawitację, składającymi się z materii w nowym stanie skupienia, której nie da się odtworzyć w ziemskich eksperymentach (rys. 1). Detale ich struktury wewnętrznej, a w szczególności skład i charakter oddziaływań między składnikami (równanie stanu), najprawdopodobniej różne od wspomnianego wyżej „minimalnego opisu" materii, są

[1] Dla czarnej dziury Schwarzschilda $GM/Rc^2 = 0.5$.

w przeważającej mierze nieznane. Równanie stanu ma jednocześnie kluczowy wpływ na astrofizyczne parametry obserwowanych obiektów. Stabilne rozwiązania równań równowagi hydrostatycznej obiektu dla danego równania stanu istnieją jedynie w przedziale mas, ograniczonym zarówno od dołu (masa minimalna $M_{\rm min}$), jak i od góry (masa maksymalna $M_{\rm max}$, przewidziana przez ogólną teorię względności, rys. 2). Własności te, połączone z warunkami na inne parametry gwiazd mogą być wykorzystane do ograniczenia swobody w doborze parametrów teorii oddziaływań silnych, tworzących równanie stanu gęstej materii - gwiazdy neutronowe służą zatem jako narzędzie do testowania teorii silnie oddziałujących cząstek elementarnych,[2] badania przejść fazowych do egzotycznych form materii („uwolnionych" kwarków, cząstek dziwnych, faz mieszanych, kondensatów Bosego-Einsteina i innych), oraz zachowania się materii w ekstremalnych temperaturach i w obecności ogromnych pól magnetycznych.



Rysunek 2: Zależność masa-promień dla statycznych gwiazd, rozwiązań równania Tolmana-Oppenheimera-Volkoffa. Równania stanu są konsystentne z niedawnym pomiarem masy gwiazdy PSR 1614-2230, $1.97 \pm 0.04\ M_\odot$; linie ciągłe - modele nukleonowe, linie przerywane - modele uwzględniające obecność hiperonów (opis równań w [4]).

Większość informacji o gwiazdach neutronowych posiadamy dzięki obserwacjom pulsarów.[3] Wśród ich różnych typów znajdują się pulsary milisekundowe, rozkręcane przez akrecje stare gwiazdy o słabym (10^8 G) polu, a także magnetary, wolnorotujące obiekty o polu nawet 10^{15} G. Głównym źródłem danych są obserwacje w różnych energiach promieniowania elektromagnetycznego: radioteleskopowe (Arecibo, ATNF), rentgenowskie i γ (np. teleskopy satelitarne Chandra, XMM i Fermi).

Masy gwiazd neutronowych, mierzone klasycznymi metodami astronomicznymi (funkcja mas w układzie podwójnym) oraz przy wykorzystaniu efektów ogólnej teorii względności, tj. parametrów post-Keplerowskich umożliwiających pomiar z niebywałą precyzją (Blandford & Teukolsky 1976), grupują się w okolicy masy Chandrasekhara (ok. 1.4 $M_\odot$), z nielicznymi odstępstwami, z których godny uwagi jest niedawny pomiar masy pulsara PSR J1614-2230, $1.97 \pm 0.04\ M_\odot$ (Demorest i in., 2010). Określenie rozmiarów gwiazd neutronowych są mniej dokładne i oparte głównie o szacowanie święcącej powierzchni gwiazdy. Inne parametry związane z promieniem, np. moment bezwładności ($I \propto MR^2$), bądź poczerwienienie grawitacyjne fotonów emitowanych z powierzchni ($z \simeq 1/\sqrt{1-2GM/Rc^2}-1$) mogą wraz z postępem obserwacji dostarczyć alternatywnych oszacowań. Z punktu widzenia teoretyka gwiazdy neutronowe pełnią ważną rolę w modelowaniu błysków γ, wybuchów supernowych, powtarzalnych źródeł miękkich promieniu γ i anomalnych

[2]Nieuwzględnienie odpychających oddziaływań silnych prowadzi do otrzymania maksymalnej masy $M_{\rm max} \simeq 0.7\ M_\odot$ (Oppenheimer & Volkoff 1939).

[3]Pulsary to rotujące gwiazdy neutronowe z polem magnetycznym, które jest źródłem obserwowanego pulsu (model „latarni morskiej"). Odkryte w 1967 r., obecnie znanych ok. 2000.

pulsarów rentgenowskich, modelowaniu dysków akrecyjnych w układach podwójnych oraz emisji fal grawitacyjnych, i chociażby tylko dlatego są fascynującym tematem badań.

Doktorat

Astrofizyka gwiazd neutronowych stanowi niekończące się źródło wyzwań w wielu dziedzinach: teorii grawitacji, fizyki statystycznej i cząstek, fizyki jądrowej i metodach obliczeniowych. Głównym narzędziem pozwalającym na tworzenie modeli gwiazd jest ogólna teoria względności, wspomagana przez metody numeryczne. Dekompozycja równania Einsteina za pomocą formalizmu 3+1 tj. rozkładu czasoprzestrzeni na hiperpowierzchnie stałego czasu, i zapisanie równań w trójwymiarowej przestrzeni z indukowaną metryką dostarcza zestawu równań różniczkowych cząstkowych (w przypadku stacjonarnym są to równania eliptyczne.) Do rozwiązywania tego systemu wybrałem, w odróżnieniu od powszechniejszych metod skończonych różnic, metody spektralne.[4] Jest to klasa metod numerycznych, w których interesujące nas wielkości (pola skalarne i wektorowe) zapisuje się w postaci rozwinięć szeregów odpowiednio dobranych wielomianów ortogonalnych, a następnie korzysta z możliwości operowania w przestrzeni współczynników rozwinięcia i przestrzeni fizycznej. Istotną cechą metod spektralnych jest znikoma numeryczna dyssypacja oraz szybka zbieżność do dokładnego rozwiązania: dla porównania, błąd w metodach skończonych różnic maleje zwykle jak $1/N^p$, gdzie N to liczba punktów siatki, a p to rząd metody, metody spektralne dają natomiast, przy N liczbie współczynników rozwinięcia, błąd $\propto \exp(-N)$ (ang. evanescent error), co pozwala na osiągnięcie dokładności maszynowej przy niewielkim N.

Głównym tematem mojej pracy doktorskiej[5] było modelowanie przejść fazowych we wnętrzach gwiazd, oraz przewidzenie ich wpływu na obserwacyjne parametry gwiazd. Przejście fazowe jest preferowane przez system z energetycznego punktu widzenia, gdy w wyniku tworzy się nowa formy materii o energii na cząstkę mniejszej od energii fazy poprzedniej. Z astrofizycznego punktu widzenia szczególnie interesujące są przejścia fazowe pierwszego rodzaju, związane z wydzieleniem pewnej (zwykle niezaniedbywalnej) ilości energii. Ich występowanie w gwiazdach neutronowych może być związane z widoczną zmianą struktury gwiazdy np. „trzęsieniami" powierzchni (ang. star-quakes) oraz błyskiem energetycznego promieniowania. Projekty w tym duchu były związane z oszacowaniem zmian globalnych wielkości związanych z gwiazdą - promienia, momentu bezwładności, oraz całkowitej masy-energii - podczas pojawienia się małego jądra nowej fazy (tzw. fazy mieszanej) [31, 33][6]. Obliczenia wykonane dla parametrycznych równań stanu[7], a także dla równań realistycznych mikroskopowo wskazują na praktyczną możliwość obserwacji takich przejść fazowych (przy założeniu, że takowe rzeczywiście występują w przyrodzie). Na przykład, przejście fazowe wytwarzające jądro o promieniu 1

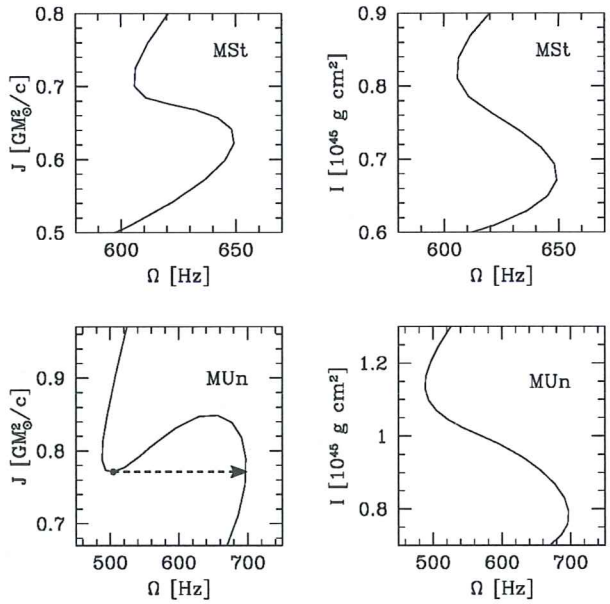
[4]Implementacja metod spektralnych za pomocą biblioteki do obliczeń w ogólnej teorii względności `LORENE`, `http://www.lorene.obspm.fr`.

[5]Praca dostępna pod adresem `http://users.camk.edu.pl/bejger/thesis.pdf`

[6]Numeracja prac jest zgodna z pełną listą publikacji.

[7]Równań relatywistycznych politrop, o zależności $P \propto n_{\mathrm{b}}^{\Gamma}$ pomiędzy ciśnieniem P a liczbową gęstością cząstek n_{b}.

km jest związane z emisją 10^{44} erg energii; dla porównania energie emitowane przez powtarzalne źródła miękkiego promieniowania γ sięgają 10^{46} erg.



Rysunek 3: Przykład „backbendingu" stabilnego (MSt) i niestabilnego (MUn), o czym świadczy minimum na krzywej moment pędu-częstość rotacji $J(\Omega)$ gwiazdy (moment bezwładności I nie jest dobrym wskaźnikiem niestabilności.)

Przebudowa wnętrza rotującej gwiazdy pod wpływem przejścia fazowego jest także związana ze zmianą jej momentu bezwładności i częstości rotacji. Przez podobieństwo do znanego z fizyki jądrowej zjawiska „backbendingu", czyli zmiany momentu bezwładności zdeformowanego jądra przy zmieniającej się częstości rotacji jądra[8], zaproponowano istnienie podobnego mechanizmu dla gwiazd neutronowych (Glendenning, Pei & Weber 1997). Gwiazdowy „backbending" jest wywołany przejściem fazowym i prowadzi do zmiany momentu bezwładności, która może sprawić, że zwalniający (tracący moment pędu) pulsar czasowo przyśpiesza rotację,[9] a w ekstremalnym przypadku sprawić, że gwiazda straci stabilność i zapadnie się do innej, bardziej zwartej konfiguracji (strzałka na lewym dolnym panelu rys. 3). Część mojego doktoratu stanowiła analiza i pierwsze kompleksowe symulacje tego zjawiska w ogólnej teorii względności, kładąc szczególny nacisk na używanie poprawnych zmiennych przy studiowaniu niestabilności (momentu pędu zamiast momentu bezwładności). Warunkiem istnienia „backbendingu" jest dostatecznie duże „zmiękczenie"[10] równania stanu pod wpływem przejścia fazowego [29, 36]. Teoretycznie, może ono wystąpić w realistycznych równaniach stanu, a obserwacja[11] „backbendingu" dla danej częstości może stanowić ciekawe źródło informacji o równaniu stanu. W podobny sposób można również zbadać ewolucję rotacji gwiazdy akreującej podczas przejścia fazowego materię z cienkiego dysku w układzie podwójnym ([32]; efekt „backbendingu" jest w tym przypadku wyraźnie zmniejszony).

Kolejnym tematem mojej pracy były hydrodynamiczne symulacje ostatnich stabilnych or-

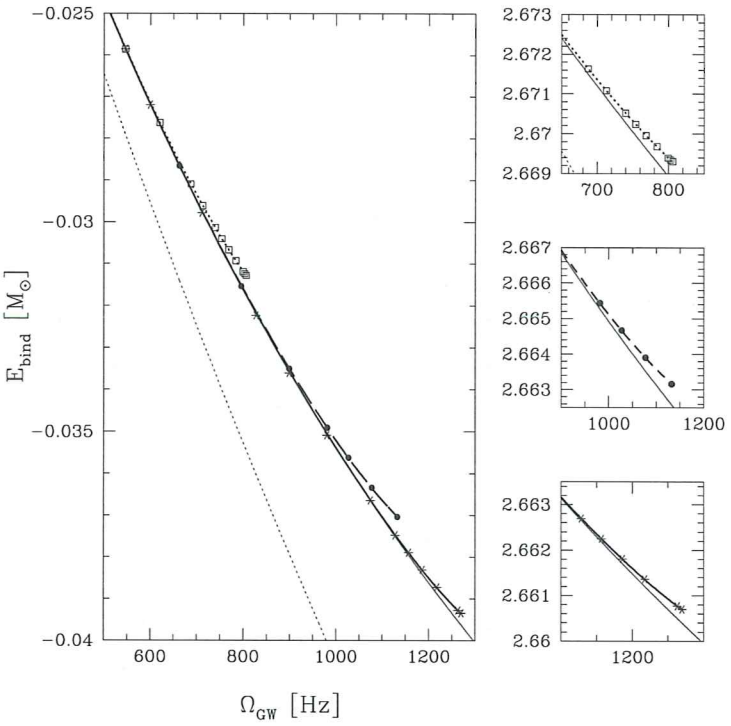
[8]Częstość rotacji jądra definiuje się jako $\omega = \mathrm{d}E/\mathrm{d}J$, gdzie E jest energią wzbudzenia stanu rotacyjnego, a J momentem pędu jądra.

[9]Podobnie do wykonującego piruet tancerza na lodzie, który przyciągając do ciała ręce - zmniejszając swój moment bezwładności - zaczyna obracać się szybciej.

[10]Zmiękczeniem określa się osłabienie zależności ciśnienie-gęstość; we wzorze $P \propto n_b^\Gamma$ oznacza to zmniejszenie wykładnika Γ. W szczególności, przejścia fazowe są związane ze zmiękczeniem równania stanu, ponieważ nowa faza/nowy rodzaj cząstek pojawiając się z zerową energią kinetyczną nie kontrybuuje do ciśnienia w okolicy gęstości przejścia.

[11]Na przykład poprzez obserwację zmian indeksu n hamowania pulsara, który definiowany jest następująco: $\dot{\Omega} \propto -\Omega^n$, gdzie Ω to częstość kołowa rotacji. Dla rotującego dipola magnetycznego $n = 3$.

bit relatywistycznych układów podwójnych gwiazd neutronowych (trójwymiarowe symulacje w konforemnie płaskim przybliżeniu ogólnej teorii względności). Emisja fal grawitacyjnych w takich ciasnych układach prowadzi do zmniejszenia odległości między składnikami, oraz zwiększenia częstości orbitalnej.



Rysunek 4: Energia $E_{\rm bind}$ emitowana w falach grawitacyjnych jako funkcja częstości fal dla trzech równań stanu, o zwiększającej się od góry do dołu „miękkości". Efekty hydrodynamiczne są widoczne jako odejście od ciągłej linii, przedstawiającej przewidywanie rozwinięć post-Newtonowskich (linia kropkowana - limit newtonowski).

Dla dużych separacji układ taki można traktować jak parę mas punktowych, jednak efekty hydrodynamiczne tj. pływowe odkształcenie gwiazd są istotne dla ostatnich stabilnych orbit układu. Stabilna ewolucja kończy się przy częstości orbitalnej, która zależy od równania stanu gwiazd (rys. 4). Jest to więc potencjalnie metoda badania gęstej materii poprzez analizę emitowanych fal grawitacyjnych (kolejnym stadium ewolucji jest zlewanie się gwiazd w jeden, niestabilny dynamicznie obiekt, który zapadając się tworzy szybkorotującą czarną dziurę.) Częstość fal - podwójna częstość orbitalna - zależy silnie od zwartości M/R gwiazdy, która z kolei jest funkcjonałem równania stanu. Hydrodynamiczne symulacje ostatniej stabilnej orbity, wykonane przy użyciu metod spektralnych w ogólnej teorii względności były pierwszymi dla gwiazd z realistycznych równań stanu [34]; stanowią również dane początkowe dla modelu dynamicznego zlewania się gwiazd.

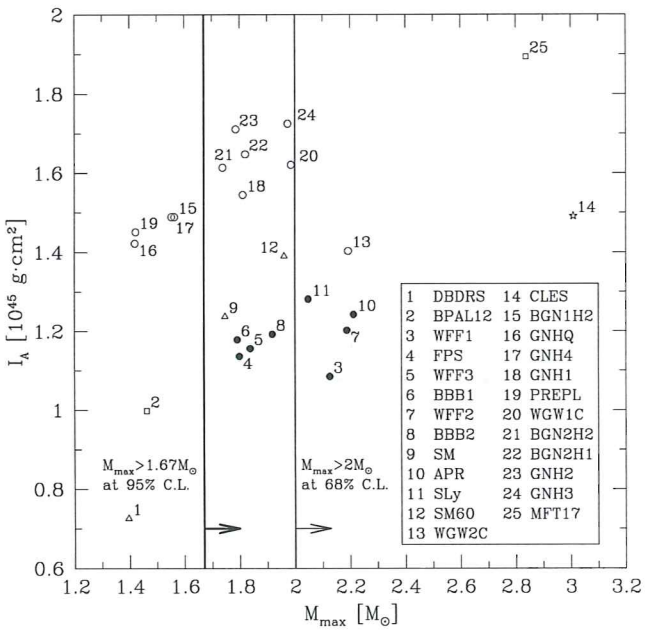
W trakcie studiów doktoranckich pracowałem również nad innymi projektami: dotyczyły one m.in. oszacowania parametrów pulsara w mgławicy Kraba, momentów bezwładności różnego typu gwiazd zwartych, oraz symulacji krzywych chłodzenia gwiazd neutronowych poprzez emisję neutrin z nadciekłego wnętrza.

Projekty po doktoracie

Opis prac wchodzących w skład osiągnięcia naukowego

Zgromadzony w trakcie pisania doktoratu zbiór metod i kodów numerycznych służących do otrzymywania wiarygodnych makro- i mikroskopowych informacji o zwartych relatywistycznych gwiazdach i gęstej materii wykorzystałem do produkcji przewidywań teoretycznych, interpretacji i porównania z wynikami różnorodnych obserwacji astrofizycznych. Streszczone poniżej prace [4, 16, 19, 28, 30] prezentują różne aspekty badawcze wynikające z możliwości dokładnych symulacji struktury i obliczania parametrów gwiazd neutronowych oraz ich otoczenia w ogólnej teorii względności. Część wyników jest weryfikowalna przez przyszłe obserwacje, a inne zostały stworzone z myślą o zbudowaniu nowych narzędzi teoretycznych.

★

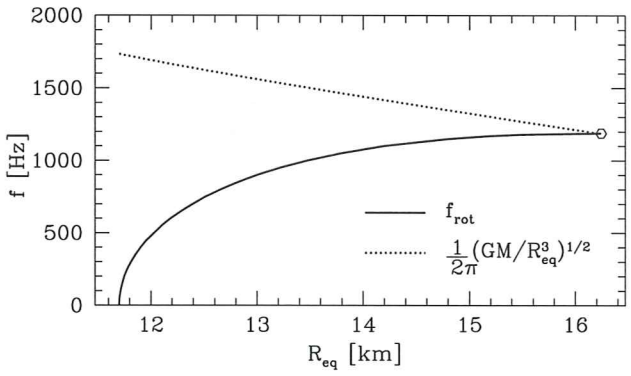


Rysunek 5: Ograniczenia na równanie stanu przy pomocy przewidywanego pomiaru momentu bezwładności pulsara J0737-3039A, oraz dostatecznie wysokiej masy maksymalnej innej gwiazdy, np. pulsara PSR J1614-2230.

Jedynym dotychczas znanym „podwójnym pulsarem" - relatywistycznym układem podwójnym, w którym oba składniki są widoczne jako pulsary - jest odkryty w 2003 r. PSR J0737-3039. Jest to również najbardziej relatywistyczny (najciaśniejszy) znany nam układ: okres orbitalny wynosi 2.4h, a precesja periastronu prawie 17°/rok! Pulsar A ma okres obrotu 0.0227 s, natomiast pulsar B 2.77 s (ich masy to, odpowiednio, 1.338 oraz 1.249 $M_\odot$). Płaszczyzna orbity jest widoczna pod kątem 88.7°; według oszacowań obserwacje układu w ciągu $\simeq$ 10 lat umożliwią zmierzenie sprzężenia spin-orbita dla pulsara A (Lattimer & Schutz 2005). Efekt jest funkcją momentu bezwładności gwiazdy, a więc parametru związanego bezpośrednio z równaniem stanu gęstej materii (błąd wartości momentu bezwładności związany z pomiarem: ok. 10%). Praca [30] zawiera przegląd reprezentatywnych wówczas równań stanu, i wyniki obliczeń momentów bezwładności dla gwiazd o masach pulsarów A i B (rys. 5). Dodatkowym ograniczeniem na równanie stanu była w czasie publikacji pracy masa pulsara PSR J0751+1807, $2M_\odot$ (odkrycie zostało później odwołane z powodu błędu pomiarowego). Szczęśliwym przypadkiem, pionowe linie na

rys. 5 odpowiadają zmierzonym *dokładnie*, przy pomocy efektów relatywistycznych, masom dwóch innych pulsarów: PSR J1903+0327, 1.67±0.01 $M_\odot$ oraz PSR J1614-2230, 1.97±0.04 $M_\odot$. Wartości na osi poziomej odpowiadają masom maksymalnym gwiazd o danym równaniu stanu; obecnie akceptowane równania znajdują się na prawo od $2M_\odot$.

Niektóre gwiazdy neutronowe, akreujące materię z małomasywnego towarzysza są przejściowymi źródłami energetycznego promieniowania rentgenowskiego (ang. X-ray bursters). Akreowany materiał (wodór i/lub hel) jest detonowany w termojądrowych wybuchach na (lub tuż pod) pod powierzchnią gwiazdy. Dla niektórych źródeł obserwuje się czasem oscylacje w zanikającym „ogonie" promieniowania wybuchu. Oscylacje te interpretuje się jako przejaw rotacji gwiazdy; dla obiektów, dla których można wykonać pomiar, częstości te zwykle odpowiadają częstości rotacji mierzonej pomiędzy wybuchami. Obserwacja oscylacji w trakcie wybuchu jest zatem jedną z proponowanych metod określenia częstości rotacji gwiazdy. Dla obiektu XTE J1739-285 zaobserwowano znaczącą statystycznie częstość 1122 Hz w najjaśniejszym z badanych wybuchów (Kaaret i in. 2007; istotność na poziomie 4σ - istnieją kontrowersje co do prawdziwości tego sygnału, również z powodu braku nowych danych obserwacyjnych). Częstość rotacji powyżej 1000 Hz ma fundamentalny wpływ na strukturę gwiazdy neutronowej: praca [28] odtwarza strukturę rotujących z częstością 1122 Hz gwiazd neutronowych i kwarkowych dla przeglądowego zbioru równań stanu. Zakres parametrów, np. dozwolony przez teorię gęstej materii zakres mas i promieni dla tego obiektu zostały otrzymane przy pomocy dokładnych metod numerycznych i przy użyciu ogólnej teorii względności, a nie często stosowanego przybliżenia powolnej rotacji (Hartle 1967), lub nawet empirycznych oszacowań.



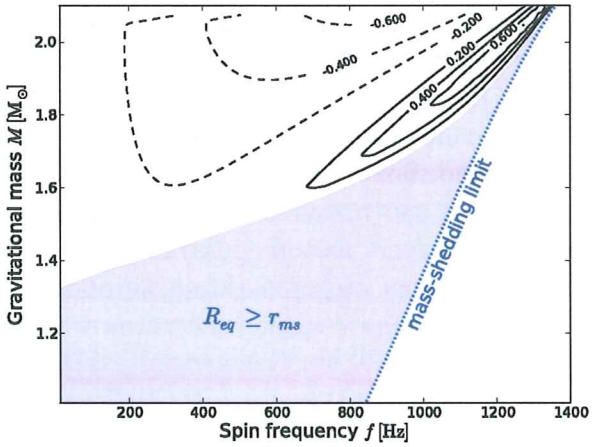
Rysunek 6: Maksymalna częstość sztywnej rotacji $f_{\rm rot}$ gwiazdy neutronowej jest z dużą dokładnością równa newtonowskiej częstości orbitalnej cząstki próbnej na orbicie o promieniu $R_{\rm eq}$ wokół punktowej masy M ([19]).

Dwie kolejne prace [16, 19] są związane z procesem akrecji materii z cienkiego dysku wokół gwiazdy neutronowej. Akrecja z dysku jest ważnym elementem tzw. „recyclingu", czyli rozkręcania pulsarów do milisekundowych okresów. W ogólności, struktura szybkorotującej gwiazdy (o częstości większej od 500 Hz) powinna być opisywana przy użyciu ogólnej teorii względności; to samo tyczy się czasoprzestrzeni generowanej przez gwiazdę - dla dużych częstości rotacji uproszczone opisy tracą skuteczność przewidywania położenia marginalnie stabilnej orbity[12] dla cząstek dysku. Jest to istotny defekt, ponieważ zakładamy, że dla zaniedbywalnie małego pola magnetycznego gwiazdy moment pędu przekazywany jest z tej właśnie orbity. Ewolucja czasowa układu gwiazda z polem magnetycznym–dysk wymaga również dokładnego, a jednocześnie nieobciążającego obliczeniowo sposobu na otrzymanie momentu pędu cząstki materii dysku spada-

[12]Istnienie marginalnie stabilnej orbity dla cząstek jest w tym przypadku efektem ogólnej teorii względności.

jącej na gwiazdę. W pracy [19] zaproponowałem i przetestowałem przybliżenia dla orbitalnego momentu pędu oraz energii cząstki. Wzory nie wymagają obliczania zmieniającej się, bo zależnej od masy i częstości rotacji nieanalitycznej czasoprzestrzeni na zewnątrz gwiazdy, ani też znajomości momentu kwadrupolowego gwiazdy. Przestudiowałem także zależność maksymalnej częstości rotacji gwiazdy od jej masy M i promienia równikowego $R_{\rm eq}$; z dużą dokładnością wynosi ona $1/2\pi\sqrt{GM/R_{\rm eq}^3}$, czyli zaskakująco podobnie do częstości orbitalnej cząstki próbnej w odległości $R_{\rm eq}$ od centrum sferycznie symetrycznej gwiazdy w mechanice newtonowskiej.

Praca [16] poświęcona jest zagadnieniu zmiany parametrów centralnych gwiazdy neutronowej w trakcie akrecji. Jako, że akrecji towarzyszy przyrost masy gwiazdy, akreujące obiekty uważa się za doskonałe miejsca do obserwacji przejść fazowych w gęstej materii (następowałyby one z powodu wzrostu gęstości centralnej). Obliczenia „recyclingu" przy pomocy akrecji dyskowej wskazują jednak na zupełnie inną ewolucję gęstości centralnej: przekazany gwieździe orbitalny moment pędu cząstek, czyli wzrost siły odśrodkowej w większości przypadków sprawia, że gęstość centralna *maleje* zamiast rosnąć. Dzieje się tak wtedy, gdy pole magnetyczne gwiazdy można zaniedbać tzn. gdy nie oddziałuje ono z dyskiem, a moment pędu jest zawsze przekazywany z orbity marginalnie stabilnej (przybliżenie powszechnie stosowane w literaturze).



Rysunek 7: Różnica (w km) pomiędzy dokładnie obliczonym promieniem marginalnie stabilnej orbity wokół rotującej gwiazdy neutronowej, a przybliżeniem z [19].

Uwzględnienie pola magnetycznego (oddziaływania pola z dyskiem) sprawia natomiast, że gęstość w centrum gwiazdy rośnie z akrecją. Obliczenia przeprowadzone w [16] dowodzą zatem, że uwzględnienie wpływu pola magnetycznego na dysk ma istotny wpływ na ewolucję wnętrza gwiazdy i przewidywanie efektów ewentualnych przejść fazowych. Praca ta pokazuje także, że przybliżenie [19] stosuje się z dobrą dokładnością do wyznaczania wewnętrznej krawędzi dysku (rys. 7) w przypadku akrecji w używanym także w [16] modelu interakcji pola z dyskiem (Kluźniak & Rappaport 2007). Wyniki z [19] zostały zastosowane w modelowaniu ewolucji milisekundowych pulsarów PSR J1903+0327, PSR J1614-2230 oraz PSR J0751+1807 ([17, 41]).

Obserwacja pulsara o dużej masie (PSR J1614-2230, $1.97 \pm 0.04\ M_\odot$, Demorest i in., 2010) jest pierwszym poważnym ograniczeniem na egzotyczne składniki gęstej materii. Pojawienie się nowej fazy przy gęstości kilkukrotnie większej od $\rho_{\rm nuc}$ „zmiękcza" równanie stanu, co w efekcie sprawia, że masa maksymalna $M_{\rm max}$ gwiazdy o takim równaniu stanu maleje w porównaniu do $M_{\rm max}$ gwiazdy bez nowej fazy. Problem ten szczególnie dotyczy pojawiania się w gęstej materii hiperonów, barionów o niezerowej dziwności - dla wielu równań $M_{\rm max} \ll 2M_\odot$. Wydaje się zatem, że według dostępnych nam teorii jedynym sposobem, by hiperony istniały w gęstej ma-

terii jest ich pojawienie się w odpowiednio „sztywnym" równaniu stanu („sztywność" równania oznacza, że promień gwiazdy jest większy, niż w przypadku równania „miękkiego", rys. 2). W pracy [4] opisuję ten istotny i aktualny problem. Analizuję następnie parametry gwiazd z, i bez hiperonowego stopnia swobody, wyznaczając ograniczenia na ich masy, promienie, momenty bezwładności oraz poczerwienienia grawitacyjne fotonów emitowanych z powierzchni w poszukiwaniu podobieństw i różnic, których można użyć do obserwacyjnego wyznaczenia równania stanu. Obliczenia przeprowadzone dla rotujących gwiazd w ogólnej teorii względności wykorzystuję także do symulacji akrecji gwiazd, podobnie do [16], tempo „rozkręcania" zależy bowiem m.in. od momentu bezwładności (duży moment bezwładności oznacza większą trudność w osiągnięciu danej częstości przy ustalonym przekazie momentu pędu). Jednocześnie, nie wykryto dotychczas pulsarów o częstości rotacji większej niż 716 Hz (Hessels i in., 2006), chociaż budowa gwiazd neutronowych pozwala na częstości wielokrotnie wyższe. Dostatecznie duża „sztywność" równania stanu jest zatem, obok emisji fal grawitacyjnych i argumentów ewolucyjnych (niedostatecznie dużo czasu/materii spadającej z towarzysza), alternatywnym wytłumaczeniem obserwowanych częstości rotacji.

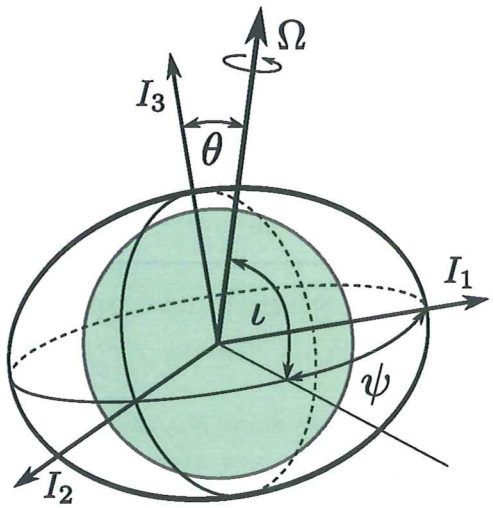
Krótki opis pozostałych projektów

W trakcie stażu podoktorskiego zajmowałem się również fizyką czarnych dziur: badaniem efektów kolizji cząstek blisko horyzontu rotującej czarnej dziury (kolizyjny process Penrose'a, związany z emisją energetycznych cząstek w ergosferze, [7]) oraz rozwojem biblioteki `LORENE`, implementując nowy formalizm i ulepszając metody numeryczne pozwalające na symulowanie ostatnich orbit układów podwójnych gwiazd z przejściami fazowymi,[13] a także teoretycznymi zagadnieniami oddziaływania materii gwiazdy z polem magnetycznym, w których magnetohydrodynamiczne równania ewolucji można rozwiązać przy użyciu metod spektralnych. Ostatnie zagadnienie dotyczy torsyjnych oscylacji gwiazdy, we wnętrzu której znajduje się początkowo poloidalne pole magnetyczne. Przekazywana w trakcie oscylacji energia kinetyczna wzmacnia składową toroidalną w procesie tzw. dynama. W przypadku, gdy wnętrze gwiazdy składa się z materii o małej lepkości (materii kwarkowej) oscylacje trwają na tyle długo ($\simeq$ 1000 s), że model oscylującej namagnetyzowanej gwiazdy można wykorzystać do opisu „centralnego silnika" długiego błysku γ (nieparzyste względem równika oscylacje przesuwają i otwierają linie pola magnetycznego, a wymagana energia $\simeq 10^{51}$ erg jest w tym czasie emitowana w strumieniu Poyntinga [22, 25]).

Inne badania dotyczyły szczegółowego obliczania ilości energii emitowanej w trakcie przejścia fazowego w rotującej gwieździe. Okazuje się, że nawet przy bardzo dużej częstości rotacji energia wydzielona w trakcie przejścia fazowego zależy bardzo słabo od momentu pędu gwiazdy, co zostało sprawdzone przy pomocy sprawdzonych kodów numerycznych - oznacza to, że szacowanie ilości emitowanej energii można przeprowadzić za pomocą analizy parametrów statycznych konfiguracji (rozwiązań równania Tolmana-Oppenheimera-Volkoffa, [24]). W przypadku przejścia fazowego destabilizującego rotującą gwiazdę, która traci moment pędu poprzez np. promieniowanie dipolowe można spodziewać się dynamicznej ewolucji i emisji fal grawita-

[13] `http://www.lorene.obspm.fr/Refguide/classBinary_xcts.html`

cyjnych. Dla przykładu, konfiguracja znajdująca się w minimum krzywej na lewym dolnym panelu rys. 3 nie jest w stanie dalej zmniejszać momentu pędu, i zapada się do innej stabilnej konfiguracji wskazanej strzałką.



Rysunek 8: Schemat nieosiowosymetrycznej gwiazdy neutronowej o osi rotacji niepokrywającej się z osiami tensora momentu bezwładności (kolorem zaznaczono sferyczne nadciekłe jądro gwiazdy).

Przeprowadzone symulacje[14] ewolucji czasowej takiego zjawiska umożliwiły przestudiowanie jego szczegółów oraz oszacowanie ilości fal grawitacyjnych: jeśli destabilizujące gwiazdę przejścia fazowe zdarzają się dostatecznie często w populacji pulsarów w naszej Galaktyce, zostaną wykryte przez detektory fal grawitacyjnych ([21]).

W celu lepszego poznania nowych metod obserwacyjnych i obliczeniowych, od 2011 r. zajmuję się także projektowaniem algorytmów, analizą danych i wielkoskalowymi obliczeniami w dziedzinie wykrywania fal grawitacyjnych we współpracy Virgo Scientific Collaboration. Zespół Virgo składa się z naukowców z Francji, Włoch, Węgier, Holandii i Polski (konsorcjum POLGRAW), i zajmuje się budową oraz analizą danych europejskiego interferometru fal grawitacyjnych Virgo, położonego w Cascinie k. Pizy. Jako część LIGO-Virgo Collaboration, wraz z amerykańskimi detektorami LIGO, Hanford i Livingston, Virgo jest obecnie przebudowywane po zakończonym pierwszym etapie pracy (ang. Initial Era). W drugim etapie zbierania danych (ang. Advanced Era of Detectors), która rozpocznie się, według planów, w 2015 r. czułość detektorów zostanie poprawiona 10-krotnie, co przekłada się na 10-krotnie większy zasięg instrumentów[15] - w idealnym przypadku nawet 200 Mpc (10 razy dalej niż gromada galaktyk w Pannie). Wśród obiecujących z punktu widzenia sygnału obiektów astronomicznych są układy podwójne gwiazd neutronowych, układy gwiazda neutronowa–czarna dziura, dwie czarne dziury, a także nieosiowosymetryczne rotujące gwiazdy neutronowe, których odkształcona skorupa jest przyczyną zmiennego w czasie momentu kwadrupolowego (rys. 8, [23]); rejestracja fali grawitacyjnej wysłanej przez rotującą gwiazdę neutronową będzie nowym, niezależnym od innych źródłem informacji o wnętrzu gwiazdy oraz strukturze skorupy. Obecnie pracuję nad zestawem efektywnych algorytmów, służących do poszukiwania periodycznego sygnału fal grawitacyjnych o nieznanej częstości, jej pochodnych, oraz nieznanym położeniu na niebie (przegląd całego nieba w szerokim zakresie częstości jest zadaniem wymagającym mocy obliczeniowych gridu, np. PLGridu). Inne projekty dotyczą poszukiwania/wyznaczania górnych ograniczenia na emisję fal ze znanych źródeł (np.

[14]Obliczenia w ogólnej teorii względności przy pomocy hybrydowego (metody spektralne + high resolution shock capturing methods) kodu `CoCoNuT`, `http://http://www.mpa-garching.mpg.de/hydro/COCONUT`

[15]W odróżnieniu od promieniowania elektromagnetycznego, detektory fal grawitacyjnych nie mierzą energii, a amplitudę fali, która maleje jak $1/r$, gdzie r to odległość do źródła.

pulsar w mgławicy Kraba i Żagla), oraz analiza teoretyczna modeli emisji.

Literatura

Blandford, R.D., and Teukolsky, S.A., *"Arrival-time analysis for a pulsar in a binary system"* 1976, ApJ 205, 580

Demorest P. B., Pennucci, T., Ransom, S. M., et al., *"A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay"* 2010, Nature, 467, 1081

Glendenning, N. K., Pei, S., & Weber, F. *"Signal of Quark Deconfinement in the Timing Structure of Pulsar Spin-Down"* 1997, Physical Review Letters, 79, 1603

Hartle, J. B., *"Slowly Rotating Relativistic Stars. I. Equations of Structure"* 1967, ApJ, 150, 1005

Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., et al. *"A Radio Pulsar Spinning at 716 Hz"* 2006, Science, 311, 1901

Kaaret, P., Prieskorn, Z., in 't Zand, J. J. M., et al., *"Evidence of 1122 Hz X-Ray Burst Oscillations from the Neutron Star X-Ray Transient XTE J1739–285"* 2007, ApJL, 657, L97

Kluźniak, W., & Rappaport, S., *"Magnetically torqued thin accretion disks"* 2007, ApJ, 671, 1990

Lattimer, J. M., & Schutz, B. F. *"Constraining the Equation of State with Moment of Inertia Measurements"* 2005, ApJ, 629, 979

Oppenheimer, J. R., & Volkoff, G. M. 1939, *"On Massive Neutron Cores"* Physical Review, 55, 374

[4] Bejger, M., *"Parameters of rotating neutron stars with and without hyperons"*, 2013, A&A 552, A59

[7] Bejger, M., Piran, T., Abramowicz, M., & Håkanson, F., *"Collisional Penrose Process near the Horizon of Extreme Kerr Black Holes"*, 2012, Physical Review Letters 109, 121101

[16] Bejger, M., Zdunik, J. L., Haensel, P., & Fortin, M., *"Compression of matter in the center of accreting neutron stars"*, 2011, A&A 536, A92

[17] Bejger, M., Fortin, M., Haensel, P., & Zdunik, J. L., *"Implications of the measured parameters of PSR J1903+0327 for its progenitor neutron star"*, 2011, A&A 536, A87

[19] Bejger, M., Zdunik, J. L., & Haensel, P., *"Approximate analytic expressions for circular orbits around rapidly rotating compact stars"*, 2010, A&A 520, A16

[21] Dimmelmeier, H., Bejger, M., Haensel, P., & Zdunik, J. L., *"Dynamic migration of rotating neutron stars due to a phase transition instability"*, 2009, MNRAS 396, 2269

[22] Heyvaerts, J., Bonazzola, S., Bejger, M., & Haensel, P., *"Luminosity of a quark star undergoing torsional oscillations and the problem of γ-ray bursts"*, 2009, A&A 496, 317

[23] Zdunik, J. L., Bejger, M., & Haensel, P., *"Deformation and crustal rigidity of rotating neutron stars"*, 2008, A&A 491, 489

[24] Zdunik, J. L., Bejger, M., Haensel, P., & Gourgoulhon, E., *"Strong first-order phase transition in a rotating neutron star core and the associated energy release"*, 2008, A&A 479, 515

[25] Bonazzola, S., Villain, L., & Bejger, M., *"Magnetohydrodynamics of rotating compact stars with spectral methods: description of the algorithm and tests"*, 2007, Classical and Quantum Gravity 24, 221

[28] Bejger, M., Haensel, P., & Zdunik, J. L., *"Rotation at 1122 Hz and the neutron star structure"*, 2007, A&A 464, L49

[29] Zdunik, J. L., Bejger, M., Haensel, P., & Gourgoulhon, E., *"Phase transitions in rotating neutron stars cores: back bending, stability, corequakes, and pulsar timing"*, 2006, A&A 450, 747

[30] Bejger, M., Bulik, T., & Haensel, P., *"Constraints on the dense matter equation of state from the measurements of PSR J0737-3039A moment of inertia and PSR J0751+1807 mass"*, 2005, MNRAS 364, 635

[31] Bejger, M., *"Changes in the Global Parameters of Polytropic Stars Induced by the Appearance of the Soft Core"*, 2005, Acta Physica Polonica B 36, 2859

[32] Zdunik, J. L., Haensel, P., & Bejger, M., *"Spin-up of the hyperon-softened accreting neutron stars"*, 2005, A&A 441, 207

[33] Bejger, M., Haensel, P., & Zdunik, J. L., *"Mixed-phase induced core-quakes and the changes in neutron-star parameters"*, 2005, MNRAS 359, 699

[34] Bejger, M., et al., *"Impact of the nuclear equation of state on the last orbits of binary neutron stars"*, 2005, A&A 431, 297

[36] Zdunik, J. L., Haensel, P., Gourgoulhon, E., & Bejger, M., *"Hyperon softening of the EOS of dense matter and the spin evolution of isolated neutron stars"*, 2004, A&A 416, 1013

[41] Bejger, M., Fortin, M., Haensel, P., & Zdunik, J. L., *"Formation of millisecond pulsars - NS initial mass and EOS constraints"*, 2013, IAU Symposium 290, 109