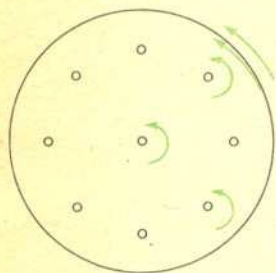


# Gwiazda neutronowa w laboratorium

Dr Marta CIEPLAK



Rys. 1 Wirujące naczynie z nadciekłym heliem

Nad doświadczeniem, o którym chcę opowiedzieć Czytelnikom *Delty*, pracowałam w kierowanej przez Wiliama Głabersona pracowni fizyki niskich temperatur w Rutgers University w Stanach Zjednoczonych. Doświadczenie miało na celu zbadanie pewnych własności ciekłego helu w bardzo niskich ( $\sim 1$  K) temperaturach.

W temperaturze 2,17 K w  $^4\text{He}$  następuje przejście fazowe do fazy nadciekłej. Hel ma w tej fazie niezwykle własności. Jego przewodnictwo ciepłe jest nieskończenie duże, a lepkość, mierzona przy przepływie przez cienkie rurki włoskowate, równa zero. Można jednak wyznaczać lepkość także inną metodą. W tym celu wypełnia się helem przestrzeń między dwoma współosiowymi walcami i obraca jeden z nich. Okazuje się, że po pewnym czasie drugi porusza się również. Dzieje się tak dlatego, iż w doskonale nielepkiej cieczy mogą być wzbudzone fale dźwiękowe — wiry. Wzbudzenia takie tworzą jakby drugą, „lepką”, składową cieczy, gdyż mogą one oddziaływać ze ściankami naczynia i przenosić pęd.

Przyjrzyjmy się bliżej wzbudzeniom w obracającym się naczyniu z nadciekłym helem. Wiadomo, że jeśli obracamy naczynie z lepką cieczą, np. wodą, to po pewnym czasie woda zaczyna się obracać z tą samą prędkością kątową, co naczynie (przynajmniej dla prędkości poniżej pewnej prędkości krytycznej, kiedy w cieczy nie powstają turbulencje).

A co dzieje się z cieczą nielepką? Okazuje się, że hel będzie miał najniższą energię (będzie w stanie stabilnym), jeśli powstaną w nim tzw. wiry liniowe o osiach równoległych do osi obrotu naczynia. Osie wirów będą krążyć przy tym z prędkością kątową naczynia (rys. 1). Podobnie jak elektrony w atomie wodoru, tak i atomy helu w wirze mogą mieć wartości momentu pędu równe tylko wielokrotności  $\hbar = h/2\pi$ , gdzie  $h$  — stała Plancka. Moment pędu atomu helu o masie  $m$  obracającego się w odległości  $r$  od osi wiru z prędkością  $v$  wynosi  $mvr$ . Tak więc  $mvr = n\hbar$ , gdzie  $n = 1, 2 \dots$ . Zauważmy, że, inaczej niż w przypadku bryły sztywnej,

prędkość atomów w wirze maleje z odległością od osi wiru:  $v = \frac{A}{r}$ , gdzie  $A$  jest

współczynnikiem proporcjonalności zwanym cyrkulacją lub mocą wiru. Wynika stąd, że

cyrkulacja może przybierać tylko wartości  $\frac{\hbar}{m} \cdot n$ .

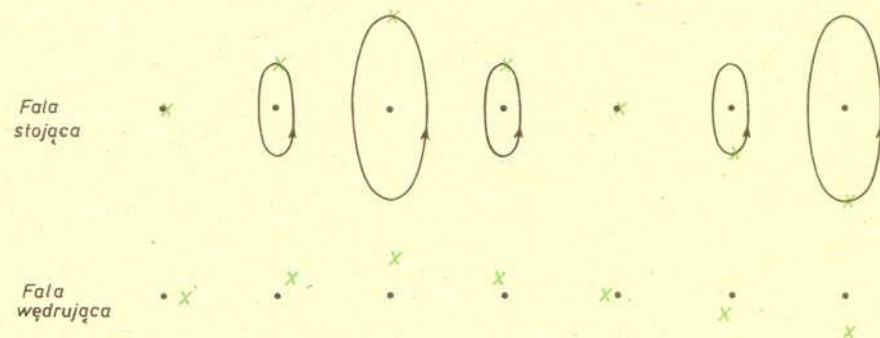
Okazuje się, że nadciecz helowa w obracającym się naczyniu ma najniższą energię, gdy dla wszystkich wirów  $n = 1$ , przy czym gęstość wirów na jednostkę powierzchni cieczy wynosi

$2\omega \frac{m}{h}$ , gdzie  $\omega$  jest częstością kątową obrotów naczynia. Ponadto wiry rozłożone są w cieczy

równomiernie. Przy prędkości obrotów  $\omega = 1$  radian/s odległości osi wirów od siebie wynoszą około 0,2 mm. Stwierdzono, że najbardziej stabilny układ linii wirów realizowany jest wtedy, gdy osie wirów tworzą regularną sieć trójkątną. Jest to jakby „sieć krystaliczna” przypominająca sztywny układ atomów w ciele stałym. Tak samo jak atomy w ciele stałym, osie wirów mogą drgać wokół swych położeń równowagi, w związku z czym w nadcieczy pełnej wirów mogą powstawać fale. Obserwuje się dwa rodzaje takich fal. Jeden z nich to odkształcenie osi wiru, przemieszczające się po linii śrubowej wzdłuż osi (rys. 2a). Inny typ fal to tzw. fale Tkaczenki, gdy odkształcenie wiru przemieszcza się w nadcieczy prostopadle do osi wiru (rys. 2b). Jest to zaburzenie, w którym uczestniczy wiele wirów. W nadciekłym helu nie obserwowano nigdy fal Tkaczenki w czystej formie — jedynie mieszaninę obu typów fal.



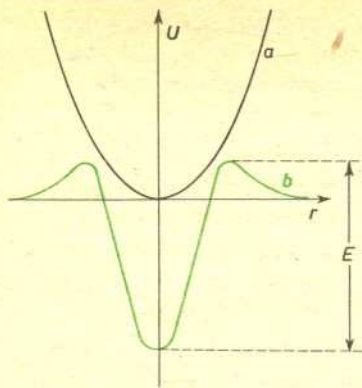
Rys. 2a Fala spiralna — możliwy jest również przeciwny kierunek przesuwania się fali (w dół rysunku) oraz fala stojąca.



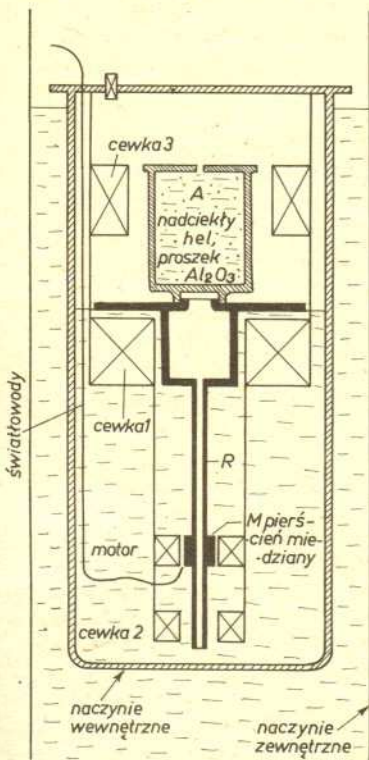
Rys. 2b Fala Tkaczenki — kropki przedstawiają niezakłóconą linię osi wirów; krzyżyki — położenia osi wirów w pewnej chwili czasu. Osie wirów poruszają się po elipsach.

To, co powiedzieliśmy dotychczas, dotyczyło nadcieczy obracającej się ze stałą prędkością kątową  $\omega$ . Załóżmy teraz, że zwalniamy prędkość obrotów naczynia do nowej prędkości kątowej  $\omega'$ . Gęstość wirów wewnątrz naczynia powinna zmniejszyć się do wartości  $2\omega' \frac{m}{h}$ . Okazuje się,

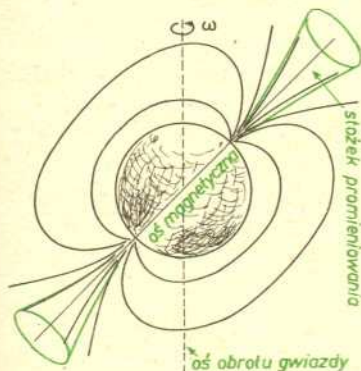
że wiry przesuwają się na zewnątrz naczynia i znikają przy jego ściankach. Gdy natomiast zwiększamy prędkość obrotów — wirów przybywa — tworzą się nowe wiry w pobliżu ścianek naczynia i przesuwają się do wnętrza.



Rys. 3 Energia wiru w funkcji: (a) wychyleńia z położenia równowagi; (b) odległości od nierówności powierzchni.



Rys. 4 Układ doświadczalny



Rys. 5 Model promieniowania pulsara

Na ogół wiry nie poruszają się jednak zupełnie swobodnie, lecz przylepiają się do chropowatości na ściankach naczynia. Mechanizm przylepiania się wirów nie jest dokładnie znany, wiadomo jednak, że istnieje pewna prędkość krytyczna nadcieczy względem naczynia, powyżej której rdzeń wiru odrywa się od chropowatości. Jakościowo można to wyjaśnić następująco. Jeśli w doskonałej sieci wirów wychylimy jeden z nich z położenia równowagi, to znajdzie się on w polu prędkości drugiego wiru i wzrośnie jego energia — wir w stanie równowagi ma najmniejszą energię (rys. 3a). W pobliżu nierówności powierzchni naczynia w nadcieczy istnieją fluktuacje gęstości, a tym samym zmieniają się odległości od sąsiednich wirów. Pojawia się pewne dodatkowe oddziaływanie. To, czy jest ono przyciągające czy odpychające, zależy od kształtu i wielkości nierówności powierzchni, od tego, czy gęstość nadcieczy miejscowo rośnie, czy maleje. Okazuje się, że w większości przypadków energia wiru zmienia się w zależności od odległości od nierówności powierzchni, jak to pokazano na rys. 3b.

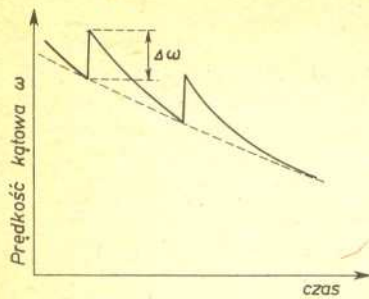
Wir ma najniższą energię, gdy pozostaje przylepiony do nierówności. Wyobraźmy sobie teraz, że prędkość naczynia maleje. Po to, by wir mógł oderwać się od nierówności, musimy mu dostarczyć energii  $E$  (rys. 3). Dopóki więc zmiana prędkości naczynia jest mała, tak że przyrost energii wiru jest mniejszy od  $E$ , wir pozostaje przylepiony i ilość wirów się nie zmienia. Moment pędu nadcieczy nie ulega zmianie. Przy dostatecznie dużej zmianie prędkości kątownej naczynia energia wirów wzrośnie o  $E$ . Wiry „odlepiają się” gwałtownie i pewna ich ilość zaniknie. Moment pędu nadcieczy zmaleje. Z zasady zachowania momentu pędu wynika, że o taką samą wartość musi wzrosnąć moment pędu naczynia. Powinniśmy więc zaobserwować chwilowy wzrost prędkości jego obrotów. Właśnie poszukiwanie takich nierówności obrotów jest celem doświadczenia, o którym wspominałam na wstępie. Ponieważ doświadczenie nie jest jeszcze zakończone, muszę ograniczyć się do opisanie układu doświadczalnego (rys. 4). Naczynie z heliem należało zawiesić w taki sposób, aby siły zewnętrzne jak najmniej zakłócały jego obrót. Wykorzystaliśmy w tym celu zjawisko unoszenia nadprzewodnika w polu magnetycznym. Naczynie w kształcie walca  $A$  zawierające nadciekły hel oraz gęsto upakowany proszek  $Al_2O_3$  (proszek zwiększa ilość centrów, do których mogą przypinać się wiry, a więc zwiększa efekt, który chcemy zmierzyć) umieszczone jest na wierzchołku wirnika  $R$ . Na powierzchni wirnika i naczynia napyłona jest cienka warstwa ołowiu, który staje się nadprzewodzący już w temperaturze 7,19 K. Wirnik znajduje się w środku cewki 1 wytwarzającej pole magnetyczne. Linie sił pola magnetycznego nie mogą wnikać do wnętrza nadprzewodnika i pole unosi wirnik wraz z naczyniem do góry. Dodatkowe cewki 2 i 3 stabilizują wirnik i naczynie w pozycji pionowej. Na końcu długiej „nogi” wirnika znajduje się pierścień miedziany  $M$ . Zawieszony wokół niego motor składa się z małych cewek nadprzewodzących.

Po nalaniu helu do naczynia i „zatopieniu” urządzenia, również w helu, temperatura całości zostaje obniżona do ok. 1,5 K przez odpompowywanie par helu z nadcieczy. Po przejściu helu w stan nadciekły rozpędzamy wirnik do żądanej prędkości obrotów, a następnie wyłączamy napęd i obserwujemy zanik prędkości kątownej.

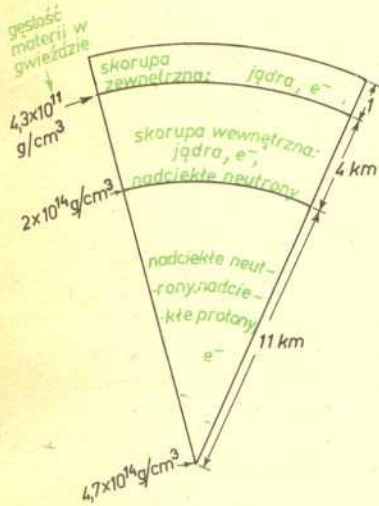
Prędkość obrotów mierzy się metodą optyczną: część pierścienia ( $M$ ) silnie odbija światło, które doprowadza się do wnętrza kriostatu światłowodem. Odbite impulsy, wyprowadzone drugim światłowodem, zliczane są przez komputer.

Czas teraz spojrzeć w niebo. Istnienie gwiazd neutronowych postulowane było już od dość dawna — w roku 1934 astronomowie Baade i Zwicky zasugerowali, że w końcowym etapie ewolucji gwiazd jako jedna z możliwych pozostałości po wybuchu gwiazdy supernowej powstaje kula bardzo gęstej materii złożona z neutronów. W roku 1968 odkryto pulsary, tj. obiekty astronomiczne promieniujące głównie w zakresie fal radiowych. Promieniowanie to odbierane jest na Ziemi w postaci impulsów o dość regularnym okresie, różnym dla różnych pulsarów, średnio około 1 s. Wkrótce wysunięto hipotezę, iż są to bardzo szybko wirujące gwiazdy neutronowe, które wytwarzają silne pole magnetyczne (szacuje się, że na powierzchni gwiazdy panuje pole około  $10^8$  tesli).

Ładunki obu znaków wytwarzane przy powierzchni gwiazdy przyspieszane są w polu magnetycznym w pobliżu biegunów magnetycznych do prędkości bliskich prędkości światła, i w związku z tym wysyłają promieniowanie elektromagnetyczne. Ponieważ oś pola magnetycznego nie musi pokrywać się z osią obrotu gwiazdy, obserwator zewnętrzny rejestruje impulsy, ilekroć stożek promieniowania „zamiecie” jego pole widzenia (rys. 5). Tak więc okres obrotu gwiazdy pokrywa się z okresem impulsów obserwowanym na Ziemi. Ponieważ gwiazda ciągle wypromieniowuje energię, jej okres obrotu rośnie. Najmłodszy pulsar, o okresie obrotu 0,33 s, to pulsar w Mgławicy Krab. Stanowi on pozostałość po wybuchu supernowej, obserwowanym przez astronomów chińskich w roku 1054. Wysyła on nie tylko fale radiowe, ale również promieniowanie w zakresie widzialnym, promienie  $\gamma$  i rentgenowskie. Dokładniejsze obserwacje tego i innych pulsarów (znanych jest już ponad 300) pokazały, że ich obrót nie zmienia się regularnie. Na przykład obserwując promieniowanie pulsara Vela z konstelacji Żagli stwierdzono występowanie gwałtownych wzrostów prędkości obrotów gwiazdy, po których



Rys. 6 Schematyczny wykres zmian prędkości obrotów pulsara;  $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-6}$  dla pulsara Vela i  $\sim 10^{-8}$  dla pulsara Krab.



Rys. 7 Model gwiazdy neutronowej o masie 1,4 masy Słońca

następuje powolny zanik tych zaburzeń (rys. 6). Teoretyczne badania modelu pulsarów dalekie są od zakończenia — zależą bowiem istotnie od stanu teorii oddziaływań cząstek elementarnych. Model gwiazdy, który najlepiej „mieści się” w granicach danych z obserwacji astronomicznych, pokazany jest na rys. 7. Zewnętrzna skorupa gwiazdy składa się z jąder, od <sup>56</sup>Fe do <sup>118</sup>Kr, upakowanych w sieć periodyczną (jak w kryształach) i swobodnych elektronów. We wnętrzu gwiazdy znajduje się nadciężka neutronowa i protonowa. Neutrony i protony są fermionami. Okazuje się, że w pewnym zakresie gęstości tych cząstek występuje między nimi oddziaływanie przyciągające i mogą powstawać pary neutron-neutron i proton-proton. Pary takie, tak jak pary elektronów w nadprzewodniku (pary Coopera) są bozonami. Temperatura gwiazdy wynosi 10<sup>8</sup>K, a energia wiązania par ma wartość równoważną temperaturze 10<sup>11</sup>K. Oznacza to, że materia neutronowa znajduje się w temperaturze na tyle niskiej, że zachodzi w niej kondensacja Bosego-Einsteina, podobnie jak w nadciężkim helu. Ponieważ gwiazda obraca się, w nadciężce neutronów istnieją wiry, które przylepiają się do jąder z zewnętrznej skorupy. Prędkość obrotowa gwiazdy wciąż maleje, a więc jak w przypadku naczynia z nadciężkim helum powinniśmy oczekiwać okresowego odrywania się wirów i przyspieszania obrotów gwiazdy. Taki mechanizm powstawania skoków w prędkości obrotów zaproponowali dwa lata temu Alpar, Anderson, Pines i Shaham. Starszy model, tzw. model trzęsienia gwiazdy, opracowany w roku 1969 przez Rudermana, wyjaśniał istnienie nieregularności obrotów okresowym kurczeniem się skorupy gwiazdy. Gdy gwiazda zwalnia swoje obroty, w skorupie mogą powstawać naprężenia. Powodują one okresową zmianę rozmiarów gwiazdy. Jeśli gwiazda zmieni swoje rozmiary, to zmieni się również jej moment bezwładności, co musi prowadzić do zmiany prędkości obrotów.

Obecnie wydaje się, że obydwa mechanizmy chwilowego przyspieszania obrotów gwiazdy są możliwe. Nie należy zapominać także o tym, że gwiazda jest obiektem znacznie bardziej skomplikowanym niż naczynie z helum. Gwiazda jest kulista, więc wiry mają różną gęstość w różnych jej obszarach. Występuje oddziaływanie pomiędzy nadciężką protonów i neutronów (protony i elektrony jako cząstki naładowane muszą obracać się razem z polem magnetycznym gwiazdy, podczas gdy neutrony stanowią stosunkowo swobodną ciecz). Ponadto nadciężka neutronowa ma, zależnie od gęstości, dwie fazy o różnym wypadkowym spinie pary neutronów. Te i szereg innych różnic powodują, że obserwuje się bardzo wiele innych nieregularności obrotów spowodowanych, być może, np. istnieniem warstw turbulentnych w cieczy neutronów bądź też wzbudzeniami fal, np. fal Tkaczewki. Jednak doświadczenie z nadciężkim helum pomoże z pewnością odpowiedzieć na pytanie, czy mechanizm odrywania się wirów jest główną przyczyną skoków w prędkości obrotów gwiazd neutronowych.

## Patrz w niebo

Czytając artykuły zamieszczone w tym numerze *Delty* zauważamy, że pojęcie niskiej temperatury jest względne. Fizycy konstruują aparaty do wytwarzania temperatur rzędu 0,001 K i uważają substancje w nich oziębione za naprawdę zimne. Astrofizycy badający obłoki międzygwiazdowe zwykli nazywać obiekty o temperaturach ok. 10 tysięcy K ciepłymi, „zimne” oznacza dla nich 2—3 tysiące K. Astrofizycy zajmujący się gwiazdami neutronowymi uważają temperatury rzędu 10 milionów K za charakterystyczne dla obiektów „zimnych”.

Czy w Naturze obserwujemy rzeczywiście bardzo niskie temperatury, powiedzmy  $T < 1$  K, skoro wiadomo, że wszystkie obiekty zanurzone są w gazie fotonowym (tzw. promieniowanie reliktywne pochodzące z bardzo wczesnych etapów ewolucji Wszechświata) o temperaturze 2,7 K?

Nie obserwujemy takich obiektów, jednak przewidujemy ich istnienie! Są to czarne dziury, grobowce wszelkich form materii, ale za to źródła wielu niespodzianek.

Astrofizycy relatywiści stworzyli dział nauki zwany termodynamiką czarnych dziur. Zgodnie z jej klasycznymi wynikami każda czarna dziura ma temperaturę 0 K (bo żaden foton nie może opuścić jej powierzchni). Obiekty te różnią się jedynie masą, momentem pędu i ewentualnie ładunkiem elektrycznym (który jednak szybko się „neutralizuje”).

Uwzględnienie efektów kwantowych, a w szczególności tzw. wirtualnych rozpadów cząstek w pobliżu horyzontu zdarzeń („powierzchni”) czarnych dziur, pozwala na stwierdzenie, że różnią się one również temperaturami. Część produktów rozpadu jest pożerana przez czarną dziurę, jednak pozostała część ucieka i oddziałując ze sobą emituje fotony, które mają taki rozkład, jakby były wytwarzane przez ciało doskonale czarne (takie ciało, które promieniuje zgodnie z rozkładem Plancka) o bardzo

$$\text{niskich temperaturach } (T): T = \frac{hc^3}{16\pi^2 G M k}$$

gdzie  $h$  — stała Plancka,  $c$  — prędkość światła,  $G$  — stała grawitacji,  $M$  — masa czarnej dziury,  $k$  — stała Boltzmanna.

Łatwo podstawić wartości liczbowe stałych i uzyskać zależność  $T \approx 4,13 \cdot 10^{25}$  K/M (masa w gramach). Jeśli teraz podstawimy masę Słońca, uzyskamy  $T = 2 \cdot 10^{-8}$  K, temperaturę 2 tysiące razy mniejszą od najniższych temperatur uzyskiwanych sztucznie na Ziemi!

Czarne dziury mają masy rzędu kilku mas Słońca, możliwe że istnieją też dziury o masach miliardów mas Słońca, ale również o masach miliardy miliardów mniejszych niż masa Słońca (mini czarne dziury lub czarne dziury Hawkinga, który pierwszy przedstawił hipotezę o ich istnieniu; ten sam astronom również pierwszy poddał myśl o temperaturze jako parametrze odróżniającym czarne dziury).

dr Tomasz CHLEBOWSKI