

O całkiem starych gwiazdach nowych

Aleksander SCHWARZENBERG-CZERNY

Nie wszystko nowe, co nowym się widzi

Nowymi nazwali dawni astronomowie te gwiazdy, które czasami pojawiały się w miejscach, gdzie przedtem nic nie było widać. Niestety, okazało się, że ich blask szybko gaśnie i już po kilku latach, a nawet miesiącach, przestawały być widoczne. Dopiero fotografie wykazały, że gwiazdy nowe to w istocie słabe błękitne gwiazdki, które rozbłyskują powiększając blask od 10^4 do 10^6 razy. Okazało się, że po każdym rozbłysku odrzucają szybko powiększający się obłoczek gazu. Poza wybuchami badania tych błękitnych gwiazdek były utrudnione z powodu ich słabego blasku i dopiero w latach pięćdziesiątych ustalono, że są to układy podwójne gwiazd krążących tak blisko siebie, że jest możliwy przepływ gazu z większej, zwanej czerwonym olbrzymem, do mniejszej, zwanej białym karłem. Pierwsza z nich jest bardzo podobna do Słońca, jedynie nieco chłodniejsza – stąd jej nazwa. Druga gwiazda, o podobnej lub nieco większej masie, rozmiarem nie przekracza Ziemi. O ile średnia gęstość czerwonego olbrzyma jest podobna do gęstości wody, to gęstość białego karła jest milion razy większa. Materia o takiej gęstości ma własności całkiem niezwykle i nazywamy ją materią zdegenerowaną. Zwykle gwiazdy świecą, bo ich wnętrza są gigantycznymi reaktorami termojądrowymi. Białe karły to tacy gwiazdni emeryci – w ich wnętrzach już cały wodór uległ przemianie w hel ${}^4\text{He}$ lub nawet w węgiel ${}^{12}\text{C}$ i dalsze reakcje termojądrowe ustały. Świecą one kosztem nagromadzonej energii i powoli stygną. Sytuacja białych karłów w gwiazdach nowych jest o tyle niezwykła, że na ich powierzchnię spada przepływający z czerwonego olbrzyma wodór – potencjalne paliwo termojądrowe. Zrozumienie gwiazd nowych wymaga zastanowienia się, czy i jak mogą przebiegać reakcje termojądrowe w utworzonej na powierzchni ich białych karłów warstwie wodoru.

O stabilności termicznej Słońca

Z naszego powszedniego doświadczenia płynie wniosek, że reakcje termojądrowe na Słońcu przebiegają spokojnie. Nie jest wcale oczywiste, że tak być musi. Energie termiczne cząstek we wnętrzach gwiazd osiągają co najwyżej kilka keV. Reakcje termojądrowe polegają na łączeniu się jąder poprzez barierę odpychania elektrostatycznego rzędu MeV, zatem mogą zachodzić jedynie dzięki tunelowaniu. Tunelowanie jest efektem kwantowym polegającym na przejściu przez barierę potencjału cząstki, której energia jest do tego niewystarczająca. Jest to związane z nieoznaczonością energii i czasu trwania stanu cząstki w mechanice kwantowej. Czasem cząstka może otrzymać dodatkową energię, niejako na kredyt, który jest po pewnym czasie zwracany. Przy tym, tak jak w życiu, im więcej i na dłużej chcemy żyć na kredyt, tym jest to mniej prawdopodobne. Prawdopodobieństwo tunelowania maleje wykładniczo ze wzrostem stosunku energii bariery i cząstki. Zatem przekrój czynny reakcji łączenia jąder silnie zależy od temperatury, tym silniej, im większe są ładunki reagujących jąder. Tam, gdzie zwiększeniu wydzielania energii w reakcjach towarzyszy wzrost temperatury, musi dojść do dalszego wzrostu ilości reakcji i w końcu do wybuchu termojądrowego.

Równowaga hydrostatyczna gwiazd podobnych do Słońca polega na równoważeniu się ciśnienia hydrostatycznego wywołanego ciężeniem i ruchami termicznymi,

$$\frac{GM^2}{R^2} \frac{1}{R^2} \sim \frac{M kT}{\mu R^3},$$

gdzie μ oznacza masę cząsteczkową gazu (reszta oznaczeń standardowa). Wskutek równowagi energia grawitacyjna i termiczna gwiazdy E_G i E_T są powiązane w myśl twierdzenia o wirale. Mnożąc powyższy wzór przez objętość gwiazdy R^3 otrzymamy w przybliżeniu $E_G \sim E_T$. Wówczas i energia całkowita $E = E_G + E_T$ jest także proporcjonalna do energii termicznej, z przeciwnym znakiem (E jest ujemne). W równowadze produkcja energii w reakcjach jest równoważona przez straty na wypromieniowanie. W przeciwieństwie do produkcji energii straty łagodnie zależą od temperatury i w pierwszym przybliżeniu ich zmianę pominiemy. Wówczas

Degeneracja – stan gazu, w którym jego ciśnienie nie zależy od temperatury. Osiągany w niskiej temperaturze lub przy wysokiej gęstości. Zjawisko kwantowe związane z faktem, że dwa elektrony nie mogą znajdować się w tym samym stanie. Gdy zajęte są stany o niskiej energii, część cząstek – bez względu na temperaturę – musi mieć wysokie energie i one właśnie najwięcej wnoszą do ciśnienia gazu zdegenerowanego.

Twierdzenie o wirale: dla stacjonarnego układu punktów materialnych podwojona energia kinetyczna jest równa minus energii potencjalnej (grawitacyjnej). W przypadku gwiazdy energia kinetyczna cząstek jest energią termiczną materii gwiazdy. Autor prowadząc przybliżone oszacowania pomija tu czynnik 2.



Rozwiązanie zadania M 601.

Równanie $(5 + 3\sqrt{2})^m - (3 + 5\sqrt{2})^n = 0$ dla całkowitych m i n , to w istocie dwa równania o współczynnikach całkowitych: jedno mówiące o tym, że suma wyrazów nie zawierających $\sqrt{2}$ jest równa 0 i drugie – że suma współczynników wyrazów zawierających $\sqrt{2}$ jest równa 0. Dlatego para (m, n) będąca rozwiązaniem danego równania jest również rozwiązaniem równania $(5 - 3\sqrt{2})^m = (3 - 5\sqrt{2})^n = 0$ – prowadzi ono do tych samych równań dla liczb całkowitych. Równanie $(5 - 3\sqrt{2})^m = (3 - 5\sqrt{2})^n$ ma jednak tylko jedno rozwiązanie $(0, 0)$, bo $0 < 5 - 3\sqrt{2} < 1 < 5\sqrt{2} - 3$. Zatem $m = n = 0$.



Rozwiązanie zadania M 602.

Ponieważ $f(0) = f(1) = 1$, więc wyraz wolny wielomianu $f_n(x)$ \rightarrow $= f(f(\dots(f(x))\dots))$ jest równy 1.

Stąd $f_n(m)$ daje przy dzieleniu przez m resztę 1. Dla danych k i n istnieje więc taka para liczb całkowitych p i q , że

$$f_{n+k}(m) = f_k(f_n(m)) = p \cdot f_n(m) + 1,$$

dowolny wspólny dzielnik $f_{n+k}(m)$ i $f_n(m)$ jest zatem dzielnikiem jedności, czyli

$$\text{NWD}(f_{n+k}(m), f_n(m)) = 1.$$



Rozwiązanie zadania M 603.

Załóżmy, że

$$\sqrt{a + \sqrt{a + \dots + \sqrt{a}}} = b.$$

1991

Podnosząc wielokrotnie do kwadratu obie strony równania oraz przenosząc na prawą stronę wyrazy bez pierwiastka, otrzymamy dla pewnych nieujemnych liczb całkowitych c, d

$$\sqrt{a + \sqrt{a}} = c + i \sqrt{a} = d.$$

Stąd $d^2 + d = c^2$, wtedy dla $d > 0$ jest $c > d$, a więc $c \geq d + 1$, skąd $c^2 > d(d + 1) = d^2 + d$. Zatem $d = 0$ i jedynymi rozwiązaniami równania są $x = y = 0$.

perturbacja gwiazdy, polegająca na wzroście temperatury, prowadzi jedynie do wzrostu tempa reakcji i wzrostu energii całkowitej, czyli malenia jej wartości bezwzględnej (wzrost promienia gwiazdy). Na mocy równowagi hydrostatycznej oznacza to malenie temperatury, czyli zanik perturbacji. Zatem ujemne efektywne ciepło właściwe Słońca zapewnia spokojny przebieg reakcji termojądrowych w jego wnętrzu. Więcej informacji na temat Słońca i zwykłych gwiazd Czytelnik znajdzie w moim artykule w *Delcie* 6/1989.

O niestabilności reakcji we wnętrzu białego karła

Inaczej rzecz się ma we wnętrzu białego karła. Ciśnienie w jego wnętrzu (czyli przekaz pędu na jednostkę czasu i powierzchni) jest wskutek degeneracji zdominowane przez elektrony. Określający ciśnienie rozkład ich pędów wynika z zasady nieoznaczoności:

$$\Delta p^3 \sim \frac{h^3}{\Delta x^3} \sim h^3 \frac{\rho}{\mu},$$

gdzie p oznacza pęd. Związek nieoznaczoności położenia z gęstością $\Delta x^3 \sim \mu/\rho$ wynika z zakazu Pauliego dla elektronów, w myśl którego tylko jeden elektron może się znaleźć w danym stanie, określonym przedziałami pędu i położenia: Δp^3 i Δx^3 . Zatem rozkład pędów oraz ciśnienie zależą jedynie od gęstości. Dzieje się tak przynajmniej tam we wnętrzu białego karła, gdzie ρ jest na tyle duże, że pędy ruchów termicznych są zanedbywalne wobec Δp , czyli gdzie zachodzi degeneracja. W przypadku rozpoczęcia się reakcji termojądrowych zaczyna rosnać temperatura, ale nie powoduje to z początku wzrostu ciśnienia. Stan taki trwa, dopóki wysoka temperatura nie spowoduje oddegenerowania gazu. Dopiero wtedy jego ciśnienie zaczyna reagować na temperaturę – z konieczności gwałtownie. W myśl powyższego reakcje jądrowe we wnętrzu białego karła, o ile tylko znajdzie się tam paliwo, muszą prowadzić do wybuchu.

Reakcje termojądrowe w gwiazdach nowych

Wodór spadający na powierzchnię białego karła jest początkowo rozgrzany upadkiem i pod niewielkim ciśnieniem nie ulega degeneracji. Dopiero gdy nabiera się jego dostatecznie gruba warstwa, u jej podstawy ciśnienie może osiągnąć wartość wystarczającą do degeneracji. W międzyczasie temperatura musi tam rosnać, by zapewnić odprowadzanie na zewnątrz ciepła z wnętrza, jak i z rozgrzanej upadkiem otoczki. Gdy temperatura osiągnie wartość wystarczającą do rozpoczęcia reakcji termojądrowych zanim w otoczce wystąpi degeneracja, spalanie wodoru przebiega spokojnie, jak na Słońcu. Otoczka rozszerzy się o tyle, by zapewnić tempo palenia wodoru równe tempu jego napywania od drugiej gwiazdy. Jednak jeśli reakcje rozpoczną się dopiero po nastąpieniu degeneracji w podstawie otoczki, prowadzą do gwałtownego wzrostu temperatury i tempa reakcji, czyli do wybuchu termojądrowego.

Przebieg wybuchu

Początkowo wzrost temperatury w warstwie zdegenerowanej nie wpływa na ciśnienie (I faza wybuchu). Energia produkowana w tej fazie jest odpowiedzialna za gwałtowność późniejszego wybuchu. Lawinowe narastanie reakcji zostanie wstrzymane dopiero po dotarciu wydzielonego ciepła do warstw niezdegenerowanych. Z chwilą dotarcia ciepła do powierzchni gwiazdy następuje maksimum jasności (mocy) całkowitej. Z uwagi na małą powierzchnię jasność powierzchniowa jest duża. Na mocy prawa Stefana-Boltzmana wynosi ona σT^4 , co oznacza wysoką temperaturę. Na mocy prawa Wiena częstość maksimum promieniowania, proporcjonalna do temperatury, wypada wówczas w dalekim nadfiolecie. Przyrost ciśnienia gazu w niezdegenerowanej otoczce powoduje jej ekspansję (II faza wybuchu). Ekspansja widocznej powierzchni (fotosfery) postępuje tak długo, dopóki jej gęstość nie spadnie tak, że staje się ona przezroczysta. Osiągane jest wówczas maksimum blasku (III faza), bowiem w przybliżeniu Rayleigha-Jeansa moc świecenia w paśmie widzialnym zależy słabo od temperatury, a głównie od powierzchni. W tej fazie wewnętrzna część otoczki zaczyna opadać, podsycając dopalanie reszty wodoru. Dzieje się to już przy braku degeneracji, zatem spokojnie i zapewnia mniej więcej stałą moc całkowitą w tej fazie. Równocześnie rzędzenie otoczki powoduje cofanie się widocznej jej powierzchni i co za tym idzie – spadek jasności widzialnej. W ostatniej (IV) fazie następuje zakończenie wybuchu. Wówczas otwiera się przepływ masy od towarzysza, być może dodatkowo stymulowany ogrzaniem go przez wybuch.

Skąd się biorą gwałtowne wybuchy?

Teoretycy mają trudności ze zrozumieniem, skąd się biorą najgwałtowniejsze wybuchy nowych. Wyliczymy najważniejsze, wiążące się z tym problemy i proponowane ich rozwiązania.

1. Podobnie jak w bombach termojądrowych tak i tu trudno jest zapobiec przedwczesnemu rozleceniu się otoczki i rozproszeniu paliwa. Uważamy, że to przedwczesne rozproszenie nie zachodzi dzięki zmagazynowaniu części energii otoczki w β^+ niestabilnych jądrach atomowych ^{13}N , ^{14}O , ^{15}O , ^{17}F . Jądra te rozpadają się po czasie rzędu 100 s (który jest dłuższy od charakterystycznego czasu zachodzenia zmian w otoczce, równego stosunkowi grubości otoczki do prędkości dźwięku), a więc przez ten czas zgromadzona w nich energia nie wpływa na stan gazu. Ponieważ w panujących wtedy temperaturach nie zachodzi synteza ^{12}C , zatem całkowita liczba jąder C, N, O nie ulega zmianie, jedynie są one dzięki przyłączaniu protonów zamieniane na izotopy β^+ niestabilne. Zatem skuteczność tego mechanizmu wymaga obecności od początku dużej ilości trwałych izotopów C, N, O.
2. Skoro energia, która może być zużyta na odrzucenie otoczki, jest ograniczona, to powinna zostać racjonalnie wykorzystana. By tak się stało, niezbyt masywna i gęsta otoczka powinna być u podstawy zdegenerowana, a tak będzie, gdy biały karzeł będzie masywny (o masie zbliżonej do masy Chandrasekhara) i co za tym idzie, mały. Wtedy bowiem u podstawy otoczki panuje silna grawitacja i może wystąpić gęstość wystarczająca do degeneracji.
3. Dodatkowo okazuje się, że tempo gromadzenia wodoru na powierzchni białego karła nie może być zbyt wielkie. Wtedy bowiem wraz z wodorem otoczka zyskiwałaby coraz więcej energii termicznej nie mogąc się jej pozbyć, gdyż tempo jej utraty niewiele zmienia się w trakcie akrecji. Zatem utrzymanie otoczki w temperaturze dostatecznie niskiej, by zapobiec przedwczesnemu zapaleniu, przed nastąpieniem degeneracji, wymaga tempa akrecji przed wybuchem lub po nim niższego co najmniej o rząd wielkości niż obserwowane w znanych nowych. Dlatego postuluje się tzw. hibernację nowych w stanie powolnej akrecji, po którym następuje wzrost tego tempa na kilkaset lat przed wybuchem i powtórna hibernacja aż do następnego wybuchu.

Masa Chandrasekhara – maksymalna masa białego karła równa około $1,44 M_{\odot}$. Im większa jest masa białego karła, tym mniejsze są jego rozmiary – przy masie Chandrasekhara teoretycznie dążą do zera.

Rola obserwacji

Jak widać, na wszystkie problemy znaleziono rozwiązania. Sęk jednak w tym, że w dotychczasowych obserwacjach brak potwierdzenia tych rozwiązań. Ostateczne wyjaśnienie natury gwałtownych wybuchów nowych czeka na dalszy postęp, zarówno teorii, jak i obserwacji. Np. dodatkowe ilości C, N, O, postulowane w (1), mogłyby pochodzić z wnętrza białego karła, o ile cała otoczka wodorowa jest każdorazowo odrzucana. Dotychczasowe obserwacje jednak pozwalały ocenić masę otoczek jedynie pośrednio, na podstawie masy odrzuconej mgławicy. Nie wiadomo zatem, czy w miarę kolejnych wybuchów przybywa czy ubywa masy białego karła. Nie jest też jasne dla obserwatorów, czy i jaki wpływ na siłę wybuchu ma ewentualne pole magnetyczne białego karła.

Dziś zainteresowanie gwiazdami nowymi dodatkowo stymuluje fakt, że są łatwo obserwowalne nawet w znacznych odległościach i mogą posłużyć do pomiaru odległości pobliskich galaktyk. Z doświadczenia okazuje się, że moc światła nowej w maksimum można znaleźć z małym błędem na podstawie czasu trwania wybuchu: im krótszy wybuch, tym większa moc. A skoro już wiemy, jaka jest moc i obserwujemy, jaki strumień energii dociera do nas na jednostkę powierzchni, to potrafimy obliczyć, jaka jest odległość nowej.