



## Energia gwiazd – Hans Bethe

*Lucjan Jarczyk  
Instytut Fizyki UJ*

### Hans Bethe

Setna rocznica urodzin Bethego jest bardzo dobrą okazją, by przybliżyć postać wielkiego fizyka, ostatniego z gigantów fizyki XX wieku. Ostatnie trzy lata można nazwać latami Bethego. W roku 2005 święciliśmy jego setną rocznicę urodzin; w 2005 roku zmarł, w wieku 98 lat. Przed czterdziestu laty, czyli w roku 1967, **Hans Albrecht Bethe** został wyróżniony Nagrodą Nobla „za wkład do teorii reakcji jądrowych, a specjalnie za odkrycia związane z produkcją energii w gwiazdach”.

Warto by poświęcić chociaż kilka słów jego życiu. Zostało ono ukształtowane przez tragiczne wydarzenia XX wieku. Bethe, wielki fizyk niemiecko-amerykański, urodził się w roku 1906 w Strasburgu, mieście należącym wtedy do Niemiec. Jego ojciec był profesorem fizjologii. Po studiach fizyki na Uniwersytecie we Frankfurcie nad Menem przeniósł się do Monachium, gdzie pracował pod kierunkiem Arnolda Sommerfelda. W 1928 roku doktoryzował się. Jego promotorem był wymieniony już A. Sommerfeld. Po pobycie na kilku niemieckich uniwersytetach w październiku 1933 roku opuścił swoją ojczyznę. Przyczyną emigracji Bethego było objęcie władzy w Niemczech przez Hitlera i jego zbrodnicza idea wyniszczenia ludzi pochodzenia żydowskiego. Matka Bethego była Żydówką. Z tego powodu został on usunięty z Uniwersytetu w Tübingen, gdzie zajmował stanowisko profesora-asystenta. Emigrował najpierw do Wielkiej Brytanii na uniwersytety w Manchesterze i Bristolu. W roku 1935 przeniósł się do Stanów Zjednoczonych Ameryki Północnej, gdzie został profesorem na Uniwersytecie Cornell. Tam też pracował aż do śmierci.

Przeżycia roku 1933 uświadomiły mu, czym są systemy faszystowskie, systemy oparte na przemocy. W roku 1942, obawiając się, że Hitler pierwszy mógłby zbudować bombę atomową, przystąpił na zaproszenie Oppenheimera do projektu Manhattan. W ramach tego projektu kierował zespołem teoretyków pracujących nad konstrukcją bomby atomowej przez Stany Zjednoczone Ameryki Północnej. Po kilku latach ponownie wrócił do Los Alamos, by pracować przy budowie tym razem bomby wodorowej. Uważał, że wolny świat nie może dać się zaskoczyć



przez żaden z systemów niedemokratycznych. Wiedział, że między innymi Związek Radziecki podjął prace nad budową bomby wodorowej.

Obawy przez systemami totalitarnymi powodowały, że dwukrotnie podjął prace nad budową bomb jądrowych. Decyzje te były jednak źródłem jego długoletnich frustracji, jego wewnętrznego niepokoju. W roku 1954 stwierdził, że „ma poczucie, że robił coś niewłaściwego przez te lata, że współdziałał w rozwoju «superbomb»”. Zaczął się angażować w akcje nad ograniczeniem rozwoju broni jądrowych. W czasie Konferencji nad Pokojowym Wykorzystaniem Energii Atomowej w Genewie wystosował apel o zawarcie paktu o zakończeniu testów z bronią jądrową. Poparło go 15 znaczących naukowców. Do końca życia walczył o zaprzestanie prac nad rozwojem broni jądrowych.

Hans Bethe był wielkim fizykiem. Jego zasługi są związane nie tylko z fizyką jądrową. Dla przykładu można wymienić prace nad stratami energii cząstek naładowanych w materii, które doprowadziły do powszechnie znanego wzoru Bethego-Blocha, prace nad promieniowaniem hamowania (wyrażenie Bethego-Heitlera), prace prowadzące do powstania ważnego równania falowego Bethego-Salpetera. Jednak Komitet Nagrody Nobla podkreślił przede wszystkim osiągnięcia Hansa Bethego w fizyce jąder atomowych i reakcji jądrowych. Szczegółowe omówienie prac Bethego w dziedzinie fizyki jądrowej wykraczałoby poza ramy tego krótkiego artykułu. Należy w tym miejscu wymienić powszechnie znany wzór Bethego-Weizsäckera określający energię wiązania jąder atomowych.

Na szczególnie wyróżnienie zasługują wg Komitetu Nagrody Nobla odkrycia związane z produkcją energii w gwiazdach.

### **Energia gwiazd**

Energia powstająca w gwiazdach ma dla nas zasadnicze znaczenie. Jesteśmy świadomi, że wszystkie formy życia na Ziemi możliwe są dzięki energii docierającej na Ziemię z zewnątrz. Bez niej nie istniałoby żadne życie, nie istnielibyśmy my sami. Energią tą jest praktycznie energia słoneczna. A Słońce jest przecież jedną z gwiazd.

Od wielu dziesiątków, setek lat człowiek zastanawiał się nad tym, skąd bierze się energia produkowana w Słońcu. Dobrze sobie uświadomić, z jak wielkimi energiami mamy do czynienia, jak wielka energia jest wypromieniowana przez Słońce. Znamy energię docierającą na Ziemię. Wynika z tego, że całkowita wydajność promieniowania Słońca wynosi

$$L = 3,82 \cdot 10^{26} \text{ W.}$$

Jest to wręcz gigantyczna energia. Aby sobie lepiej wyobrazić, co to oznacza, załóżmy, że energia jest produkowana w wyniku zamiany masy Słońca na energię promieniowania zgodnie z równaniem  $E = mc^2$ . Można wtedy obliczyć, jak wielką masę musi „stracić” Słońce w ciągu sekundy. Okazuje się, że jest to

$$\frac{3,82 \cdot 10^{26} \text{ W}}{(3,0 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1})^2} = 4,24 \cdot 10^9 \text{ kg/s}$$

Ponieważ Słońce świeci już ponad  $10^9$  lat, to w tym czasie straciłoby masę

$$4,24 \cdot 10^9 \text{ kg} \cdot (10^9 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600) = 1,33 \cdot 10^{26} \text{ kg}$$

Oznacza to, że ubytek masy Słońca w ciągu jednego miliarda lat w wyniku wypromieniowania musiałby być równy 22 masom Ziemi. Stanowi to, jak się okazuje, tylko 0,07% masy Słońca.

Wobec tego musimy sobie zadać pytanie: **co jest źródłem energii słonecznej – energii gwiazdnej?**

#### a. Energia grawitacyjna

Dzisiaj wiemy, że gwiazdy powstały w wyniku koncentracji gazu względnie pyłu wypełniającego Wszechświat. W wyniku oddziaływania grawitacyjnego cząstki gazu-pyłu zaczęły się koncentrować dookoła zagęszczeń materii o charakterze fluktuacyjnym. W rezultacie tego procesu wyzwalała się energia. Jak wielka będzie ta energia? Na początku źródłem przyciągania była mała masa, która z czasem rosła. Cząstka o masie  $m$ , która przemieszcza się z nieskończoności do powierzchni powstającej gwiazdy, uzyskuje energię grawitacji  $\Delta E = \frac{G \cdot m \cdot m_i}{R_i}$ , przy

czym  $G$  jest stałą grawitacyjną,  $m_i$  i  $R_i$  są aktualną masą i promieniem powstałej gwiazdy. Proces przyciągania jest procesem ciągłym. Przeprowadzając odpowiednie obliczenia, otrzymujemy, że całkowita energia grawitacyjna, wyzwolana przy powstaniu gwiazdy o masie  $m_{Gw}$  o promieniu  $R_{Gw}$  z chmury pyłowej, daje  $E = \frac{G \cdot m_{Gw} \cdot m_{Gw}}{R_{Gw}}$ . W przypadku Słońca energia grawitacyjna wyzwolana przy

powstaniu gwiazdy nie przekroczy

$$E = \frac{6,67 \cdot 10^{11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} \cdot (2 \cdot 10^{30} \text{ kg})^2}{6,9 \cdot 10^8 \text{ m}} = 3,8 \cdot 10^{41} \text{ J}.$$

Przy wydajności Słońca  $L = 3,8210^{26} \text{ W}$  energia ta wystarczyłaby tylko na

$$t = \frac{3,8 \cdot 10^{41} \text{ J}}{3,82 \cdot 10^{26} \text{ W}} = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ s} = 31,7 \cdot 10^6 \text{ lat}.$$

A przecież Słońce świeci już co najmniej  $10^9$  lat. Z przytoczonych przybliżonych obliczeń wynika jednoznacznie, że procesy grawitacyjne nie mogą być głównym źródłem energii słonecznej.

Wobec tego, **co jest źródłem tak wielkich energii** „produkowanych” w Słońcu i innych gwiazdach? Okazuje się, że źródłem energii są procesy jądrowe.

### b. Energia jądrowa

Jak wiemy, jądro atomowe składa się z  $A$  nukleonów:  $Z$  protonów i  $N$  neutronów, przy czym  $N = A - Z$ . Okazuje się, że masa jądra atomowego jest mniejsza niż masa cegiełek, z których jądro jest złożone. Mówimy o defekcie masowym  $\Delta m = m_A - (Z m_p + N m_n)$ , przy czym  $m_A$  jest masą jądra składającego się z  $A$  nukleonów. Pojęcie defektu masowego nie jest zbyt szczęśliwe. Masa nie jest zdefektowana – masa jądra atomowego jest po prostu mniejsza niż masa cegiełek-nukleonów, które je tworzą. Dlatego obecnie używa się coraz częściej terminu „deficyt masy”. Deficyt masy jest powszechnie występującym zjawiskiem. Także masa atomu jest mniejsza od masy jądra i elektronu. Energię odpowiadającą deficytowi masy  $E_W = \Delta m c^2$  nazywamy energią wiązania. W przypadku atomu energia wiązania jest rzędu 10 eV. Już dla najlżejszego jądra deuteru energia wiązania wynosi 2,23 MeV. Nawet dla lekkich jąder wynosi zwykle kilkadziesiąt MeV, a dla cięższych – kilkaset MeV. Co oznaczają te liczby? Gdybyśmy tworzyli ze swobodnych nukleonów w ciągu jednej sekundy jedno jądro deuteru, to moc takiego źródła wynosiłaby  $3,57 \cdot 10^{-13}$  W. Wydawałoby się, że jest to bardzo mała energia. Jednak dzięki znajomości liczby Avogadro  $N_{\text{Avog}}$  wiemy, że w jednej gramocząsteczce znajduje się  $6,02 \cdot 10^{23}$  drobin. Wytworzenie w 1 sekundzie 1 grama deuteru byłoby związane z wydzieleniem energii rzędu  $10^{11}$  W. Przedstawione liczby wskazują, że źródłem tak dużych energii wytwarzanych w gwiazdach mogłyby być procesy jądrowe.

Czy jest to możliwe? Dzisiaj wiemy, że gwiazdy powstają w wyniku koncentracji gazów i pyłów wypełniających Wszechświat. Jaki jest skład pierwiastkowy materii międzygwiazdnej? Wiemy, że w początkowej fazie rozwoju Wszechświata, mniej więcej 3–4 minuty po Wielkim Wybuchu, protony i neutrony zaczęły się łączyć, tworząc jądra atomowe. W tej tzw. pierwotnej nukleosyntezie powstały jedynie jądra deuteru, helu, litu berylu i boru. Atomy wodoru stanowią ponad 90% materii we Wszechświecie, a atomy  $^4\text{He}$  praktycznie pozostałą część. Cięższe pierwiastki powstały w śladowych ilościach. Dla przykładu na około  $10^{10}$  jąder wodoru przypadało jedno jądro  $^7\text{Li}$ . Inne izotopy Li, Be, B występowały jeszcze rzadziej. Kolejne pierwiastki powstały znacznie później.

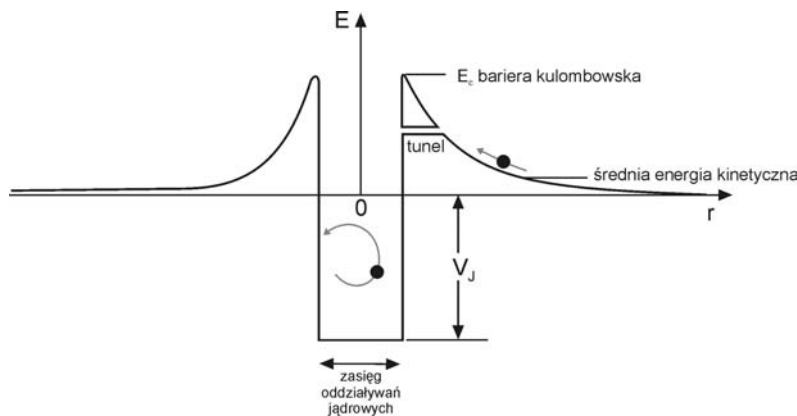
Wobec tego gwiazdy są zbudowane głównie z protonów – jąder atomów wodoru. W wyniku wzajemnych zderzeń w gwiazdzie może zachodzić reakcja, w której dwa jądra wodoru łączą się w jądro deuteru. Powstają jeszcze pozyton i neutrino elektronowe. Zachodzić będzie wtedy reakcja fuzji



gdzie  $Q$  – energia wydzielona.

Jest to proces, w którym wydziela się energia 1,44 MeV, wynikająca z różnicy pomiędzy masami dwu swobodnych protonów i masą jądra deuteru oraz elektronu, przy założeniu, że neutrino jest bezmasowe.

Aby mógł zajść proces fuzji, *protony muszą zbliżyć się do siebie na bardzo małą odległość rzędu  $10^{-15}$  cm*. Związane jest to z krótkim zasięgiem oddziaływań jądrowych. Ponieważ protony są cząstkami naładowanymi, odpychające oddziaływanie kulombowskie ( $F \propto 1/r^2$ ) utrudnia ich wzajemne zbliżenie się. Protony napotykaają na tzw. barierę kulombowską, będącą wynikiem współgrania oddziaływań jądrowych przyciągających i odpychania kulombowskiego. Rysunek 1 prezentuje energię, jaką musi mieć proton, aby zbliżyć się do drugiego na odległość  $r$ . Dla większych odległości  $r$  potencjał oddziaływania jest dodatni. Jeżeli odległość  $r$  osiągnie wartość  $r_C$ , wartość energii potencjalnej oznaczamy  $E_C$  i nazywamy barierą kulombowską. Dla odległości mniejszych od  $r_C$  protony znajdują się w jamie potencjału oddziaływania jądrowego. Głębokość jamy  $E_f$  nazywamy często energią fuzji. Wysokość bariery kulombowskiej  $E_C$  dla układu p+p wynosi 0,55 MeV. Z kolei  $E_f$  przyjmuje dla różnych układów wartości rzędu 20–40 MeV.

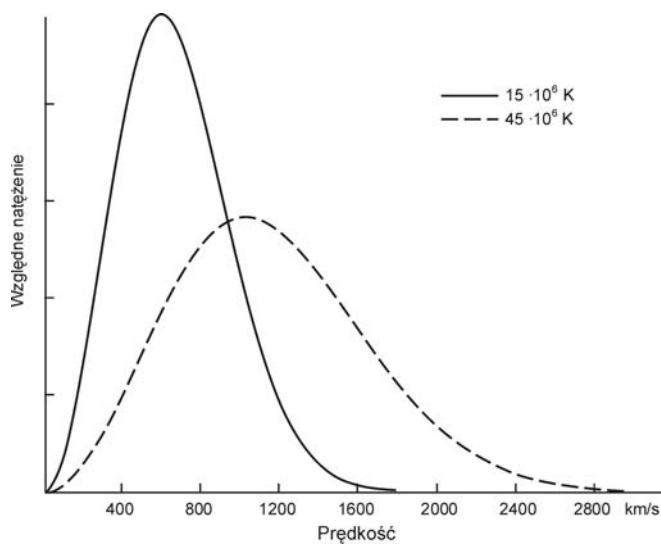


Rys. 1. Energia oddziaływania pomiędzy dwoma cząstkami w wyniku oddziaływania kulombowskiego i jądrowego

Od czego zależy *prawdopodobieństwo zajścia reakcji fuzji (1)*? Jednym z czynników jest prawdopodobieństwo  $n(E)$ , że proton wywołujący reakcję fuzji będzie się poruszał z energią kinetyczną  $E$ ; drugim prawdopodobieństwo  $P(E)$ , że proton o energii  $E$  przeniknie do wnętrza jądra ( $r < r_C$ ).

W laboratoriach przyspieszamy protony w akceleratorach, nadając im energię  $E$  przewyższającą energię bariery kulombowskiej  $E_C$ . W gwiazdach mamy do dyspozycji jedynie energie kinetyczne wynikające w ruchów termicznych. Proto-

ny mogą posiadać różne energie. Rozkład energii opisuje *rozkład Maxwella-Boltzmann*  $n(E) \propto E^{1/2} \exp(-E/2kT)$ , gdzie  $T$  jest temperaturą ośrodka, wyrażoną w Kelwinach. Okazuje się, że średnia energia kinetyczna protonów we wnętrzu Słońca wynosi około 1 keV. Na rysunku 2 zamiast rozkładu energii prezentowane są rozkłady prędkości  $n(v)$  protonów dla dwu różnych temperatur, gdzie  $v = \sqrt{2E/m}$ . Prezentacja zależności rozkładu Maxwella-Boltzmann od prędkości, czyli rozkład Maxwella, obrazuje, z jakimi prędkościami mamy do czynienia w przypadku gwiazd.

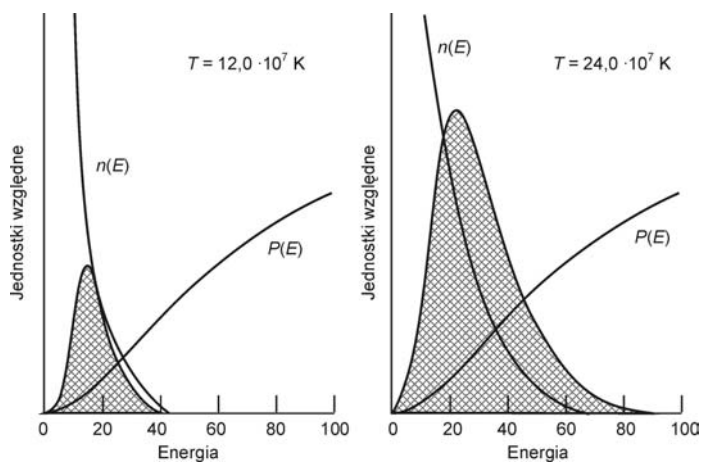


Rys. 2. Maxwellowski rozkład prędkości protonów dla temperatur  $15 \cdot 10^6$  K oraz  $45 \cdot 10^6$  K

W przypadku procesów zachodzących w gwiazdach energie, jakie posiadają nukleony, są zbyt małe, by proton mógł przewyciężyć barierę kulombowską, mógł się zbliżyć na odległość działania sił jądrowych. Okazuje się jednak, że fizyka kwantowa dopuszcza przenikanie cząstki o energii  $E$  przez barierę  $E_C$  także wtedy, gdy  $E < E_C$ . Jest to związane z tzw. efektem tunelowym, opisywanym przez wyrażenie Gamowa. Prawdopodobieństwo przeniknięcia przez barierę bardzo silnie zależy od energii cząstki  $E$  i wysokości bariery  $E_C$ . Prawdopodobieństwo to jest opisane przez wyrażenie  $P(E) = e^{-\sqrt{E_G/E}}$ , przy czym  $E_G$  jest tzw. energią Gamowa. Dzięki efektowi tunelowemu w gwiazdach może zachodzić reakcja fuzji. Gdyby to było niemożliwe, gwiazdy, w tym także Słońce, nie świe-

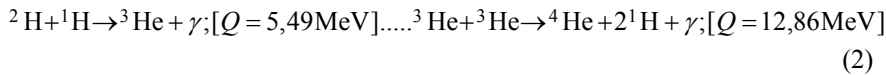
ciłyby, nie emitowałyby energii, nie istnielibyśmy. Przenikalność przez barierę kulombowską bardzo silnie zależy od wysokości bariery  $E_c$  i energii cząstki  $E$ . Dla reakcji (1) i temperatury  $T$  rzędu  $10^7$  K przyjmuje wartości bardzo małe. Można szacować, że średnia wartość  $P$  w przypadku procesów na Słońcu będzie mniejsza niż  $10^{-10}$ .

Prześledźmy przebieg reakcji p+p na Słońcu. W wyniku oddziaływań grawitacyjnych następuje silne sprężenie materii słonecznej do gęstości około  $125 \text{ g/cm}^3$ , czemu odpowiada  $7,5 \cdot 10^{25}$  protonów/cm<sup>3</sup>. Średnia temperatura w centrum Słońca osiąga 15 milionów stopni Kelwina. Prawdopodobieństwo zajścia reakcji (1) będzie zależęć wobec tego od nałożenia się dwu czynników. Jeden z nich jest prawdopodobieństwo przeniknięcia protonu przez barierę  $P(E)$ . Drugi to prawdopodobieństwo, że proton będzie miał energię  $E$ , czyli rozkład  $n(E)$ . Rysunek 3 prezentuje obydwa prawdopodobieństwa dla dwu temperatur  $T$ , w których zachodzi reakcja fuzji. Powierzchnia zakreskowana określa prawdopodobieństwo zajścia reakcji. Jej wielkość zależy od iloczynu obydwu prawdopodobieństw  $n(E)$  i  $P(E)$ . Jest to efekt silnie zależny od temperatury. Na rysunku 3 zaprezentowano wynik dla dwu temperatur  $T$ , znacznie wyższych niż temperatura słoneczna. Dzięki temu zależność od temperatury jest lepiej widoczna. Wartość bezwzględna prawdopodobieństwa zajścia fuzji na Słońcu jest jednak znacząca mimo bardzo małego tunelowania, ponieważ oddziałują z sobą znaczące liczby protonów. Ich gęstość we wnętrzu Słońca jest olbrzymia.

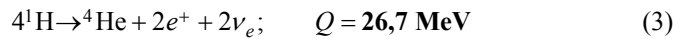


Rys. 3. Prawdopodobieństwo zajścia reakcji (1) dla dwóch temperatur

Reakcja (1) jest pierwszym etapem procesu produkcji energii jądrowej w gwiazdzie. Następnymi procesami są reakcje

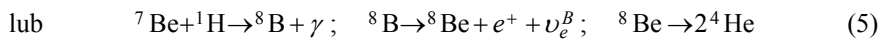
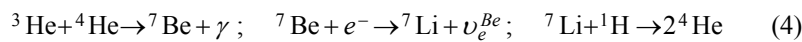


Ostatecznie proces zachodzący na Słońcu to wiązanie 4 protonów w cząstkę alfa ( ${}^4\text{He}$ )

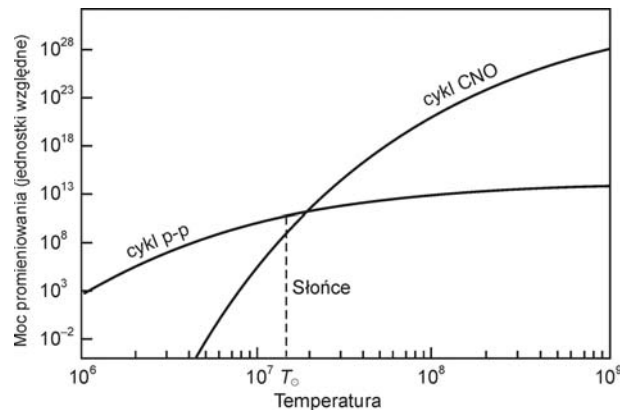


z wyzwoleniem 26,7 MeV energii. Oznacza to, że proces zachodzący na Słońcu sprowadza się do łączenia czterech jąder wodoru i utworzenia jądra helu.

Reakcje (1), (2) i (3) tworzą główną ścieżkę produkcji energii w gwiazdach. Prawdopodobieństwo zajścia tej ścieżki wynosi 68%. Możliwe są także inne ścieżki z reakcjami



Wszystkie ścieżki sprowadzają się ostatecznie do procesu (3). Ponieważ znamy także przekroje czynne dla reakcje (1), (2), (4), (5), możemy określić szybkość procesu spalania wodoru w gwieździe w cyklu p-p w zależności od temperatury jej wnętrza. Zależność temperaturowa mocy energii emitowanej przez gwiazdy jest prezentowana na rysunku 4. W przypadku takiej gwiazdy jak Słońce moc promieniowania opisuje krzywa cyklu p-p. Dotyczy to także wszystkich gwiazd o masach mniejszych lub trochę większych niż masa Słońca. Siły grawitacji ze względu na ich małą masę nie wywołują dostatecznej kompresji materii i nie powodują powstania wysokich temperatur.



Rys. 4. Produkcja energii w gwiazdach w zależności od ich temperatury  $T$  dla cyklu p-p i cyklu CNO



We Wszechświecie istnieją także gwiazdy, które promieniują znacznie więcej energii, niż to wynika z krzywej wydajności dla cyklu p-p. Są to gwiazdy, których masy są znacznie większe od masy Słońca. W gwiazdach tych siły grawitacyjne są tak silne, że powodują większą kompresję materii i powstanie wyższych temperatur w ich wnętrzu. Mimo wyższych temperatur nie potrafimy opisać wydajności produkcji energii w cyklu protonowym. Oznacza to, że procesy zachodzące zgodnie z cyklem wodorowym nie potrafią odtworzyć tak dużych mocy promieniowania.

Ten poważny problem rozwiązał Bethe. Założył, że materia w tych gwiazdach nie zawiera już tylko jądra wodoru i helu, ale także nieduże ilości cięższych jąder, w tym jądra węgla. Jądra węgla mogły powstać w początkowej fazie ich rozwoju (cykl p-p) lub w wyniku kondensacji materii gwiazdnej zawierającej już jądra węgla powstałe w spalaniu się pierwszych gwiazd. Bethe pokazał, że proces syntezy 4 protonów (3) będzie zachodził w tzw. cyklu CNO. Jest to tzw. cykl Bethego-Weizsäckera, zaproponowany przez Bethego już w latach 1937–1939. Poniżej podany jest przebieg cyklu CNO.

			Czas trwania
	$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	+ 1,95 MeV	$1,3 \cdot 10^7$ lat
	$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	+ 1,37 MeV	7 min
Cykl CNO Bethego:	$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	+ 7,54 MeV	$2,7 \cdot 10^6$ lat
	$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	+ 7,35 MeV	$3,2 \cdot 10^8$ lat
	$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	+ 1,86 MeV	82 sek
	$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$	+ 4,96 MeV	$1,12 \cdot 10^5$ lat

Jądra węgla w procesie syntezy  $4p \rightarrow ^4\text{He}$  grają wyłącznie rolę katalizatora. Ze znajomości przekrojów czynnych na elementarne reakcje tego cyklu można oszacować czas ich trwania. Powyżej podano czasy dla gwiazdy o masie 25-krotnie większej niż masa Słońca. Wydajność produkcji energii w cyklu CNO jest zależna od wielkości temperatury wnętrza gwiazdy. Na rysunku 4 zaprezentowano także temperaturową zależność wydajności dla cyklu CNO.

Moc promieniowania emitowanego dla cyklu CNO zależy silnie od temperatury niż dla cyklu wodorowego. Okazuje się, że dopiero gdy temperatura przekracza 14 milionów Kelwinów, zaczyna zachodzić cykl CNO, a dominującym procesem staje się, gdy temperatura jest wyższa niż 30 milionów Kelwinów. Jest to zrozumiałe. Wtedy protony mogą przewyciężyć znacznie wyższą barierę kulombowską pochodzącą od jąder węgla. Procesy spalania w cięższych gwiazdach (cykl CNO) trwają  $3,4 \cdot 10^8$  lat. Jest to czas krótszy niż dla lżejszych gwiazd (cykl wodorowy). Ten ostatni wynosi kilka miliardów lat ( $10^9$  lat).

Wobec tego możemy stwierdzić, że w gwiazdach zachodzą procesy spalania materii w cyklach p-p, względnie CNO, w zależności od masy gwiazdy. W wyni-

ku tych procesów zachodzi synteza 4 protonów w jądro  ${}^4\text{He}$ . Oznacza to, że w gwiazdach zachodzi zamiana jednej formy energii-masy na inną formę energii – energię promieniowania, zgodnie z wyrażeniem  $E = mc^2$ .

Nie potrafimy bezpośrednio stwierdzić, jakie procesy zachodzą w gwiazdach. Jednak nie tylko wydajność emitowanej energii potwierdza słuszność naszych założeń. Ważnym potwierdzeniem są pomiary neutrin słonecznych. Słońce emituje neutrino elektronowe. Neutrino są cząstkami bardzo słabo oddziałującymi z materią. Mogą oddziaływać jedynie w wyniku tzw. oddziaływań słabych, które są o wiele rzędów wielkości słabsze niż oddziaływania jądrowe. Praktycznie nie oddziałują z materią gwiazdną i materią zawartą w przestrzeni międzygwiazdnej. Dochodzą do powierzchni Ziemi w stanie, w jakim powstały. Od kilku dziesiątków lat są mierzone neutrino słoneczne: ich liczba oraz energia. Nie wchodząc w szczegóły, przez wiele lat stwierdzano, że ich liczba jest mniejsza od liczby wynikającej z reakcji zachodzących na Słońcu. Niedobór sięgał 50%. Zagadka niedoboru neutrin słonecznych została ostatecznie rozwiązana dzięki odkryciu oscylacji neutrin. Dalsze informacje o neutrinach można uzyskać w artykułach opublikowanych w *Fotonie* (patrz M. Kutschera, *Foton* 79/2002), K. Fiałkowski *Foton* 74/2001, 92/2006).

Jak znaczące jest odkrycie Bethego? Bethe pokazał, jaki jest mechanizm produkcji olbrzymich energii przez gwiazdy. Ile takich obiektów istnieje we Wszechświecie? Gwiazdy tworzą skupiska, czyli galaktyki. Jak się szacuje, galaktyki zawierają od  $10^6$  do  $10^{12}$  gwiazd. Dzisiaj obserwujemy około  $10^{11}$  galaktyk. Oznacza to, że we Wszechświecie istnieje olbrzymia liczba gwiazd rzędu  $10^{20}$ , a znacząca ich liczba to gwiazdy cięższe niż Słońce. Wobec tego odkrycie Bethego opisuje historię olbrzymiej liczby obiektów naszego Wszechświata. Ale na spalaniu wodoru nie kończy się historia gwiazd. Dalszy rozwój gwiazdy zależy od jej wielkości-masy. Dla gwiazd cięższych od Słońca scenariusze będą przebiegać następująco. Jeżeli gęstość wodoru we wnętrzu gwiazdy maleje, zmniejsza się produkcja ciepła. Następuje schłodzenie wnętrza gwiazdy. Wtedy siły grawitacyjne powodują ponowną kompresję. Gęstość materii i temperatura we wnętrzu gwiazdy wzrosną. Średnia energia kinetyczna jąder w gwieździe wzrasta. Następuje ponowne „zapalenie” gwiazdy. Zaczynają zachodzić reakcje, w których następuje spalanie  ${}^4\text{He}$ . Po spaleniu helu rozpoczyna się następny proces kompresji materii i dalszy wzrost temperatury. Powstają coraz cięższe jądra, aż do jąder żelaza włącznie. Możemy wyróżnić na ogół 5 etapów rozwoju gwiazdy. Przykładowo dla gwiazdy o masie rzędu 25 mas Słońca historia gwiazdy przedstawia się następująco:

<i>Faza spalania</i>	<i>Temperatura</i>	<i>Czas trwania fazy</i>
<i>faza wodorowa</i>	$6 \cdot 10^7$	$10^7$ lat
<i>faza helowa</i>	$2 \cdot 10^8$	$10^5$ lat
<i>faza węglowa</i>	$10^9$	$10^3$ lat
<i>faza neonowa</i>	$1,8 \cdot 10^9$	1 rok
<i>faza tlenowa</i>	$2,5 \cdot 10^9$	6 miesięcy
<i>faza krzemowa</i>	$4 \cdot 10^9$	1 dzień

Ostatnia faza kończy się potężnym wybuchem. Mówimy o „supernowej”. Wtedy powstają wszystkie pozostałe znane nam pierwiastki. Tak prezentuje się historia gwiazd. W przypadku gwiazd lżejszych historia kończy się wcześniej, a wszystko to zależy od pierwszego etapu, którego zrozumienie umożliwi nam idea Bethego.

Patrząc z perspektywy rozwoju Wszechświata, można ocenić wagę odkrycia Hansa Bethego. Cykl CNO spalania materii oznacza, że spalanie materii zachodzi znacznie szybciej, niż to wynika z cyklu p-p. Szybciej zachodzą dalsze etapy spalania materii, produkcji pierwiastków cięższych itd. Otrzymujemy informacje o tym, jak szybko to się dzieje, jak rozwija się nasz Wszechświat.

Niewątpliwie wyróżnienie Bethego przez Komitet Noblowski za jego odkrycia cyklu CNO także dzisiaj, po czterdziestu latach, nadal fascynuje.

#### **Pewne stałe fizyczne:**

masa protonu  $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$  kg

masa elektronu  $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$  kg

1 eV =  $1,602 \cdot 10^{-19}$  J

stała grawitacji  $G = 6,672 \cdot 10^{-11}$  m<sup>2</sup> kg<sup>-1</sup> s<sup>-2</sup>

stała Boltzmanna  $k = 8,617 \cdot 10^{-5}$  eV K<sup>-1</sup>

liczba Avogadro  $N_{Avog} = 6,022 \cdot 10^{23}$  mol<sup>-1</sup>

masa ziemi  $m_Z = 6,10^{24}$  kg

masa Słońca  $m_{S\odot} = 1,98 \cdot 10^{30}$  kg