

REAKCJE TERMOJĄDROWE

wykład fakultatywny



Bogusław Kamys

25 czerwca 2010

Spis treści

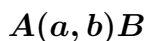
1	Wstęp	3
1.1	Przekrój czynny	7
1.2	Prawo Hubble'a	11
1.3	Promieniowanie reliktowe	13
2	Pierwotna produkcja pierwiastków	16
3	Produkcja pierwiastków w gwiazdach	19
3.1	Ewolucja gwiazd	19
3.2	Spalanie wodoru	31
3.2.1	Cykl proton-proton	31
3.2.2	Cykl CNO	33
3.3	Spalanie helu	34
3.4	Produkcja jąder cięższych od żelaza	36
4	Kontrolowana fuzja	40
4.1	Uwięzienie plazmy	40
4.1.1	Uwięzienie magnetyczne	42
4.1.2	Inercyjne uwięzienie elektrostatyczne	45
4.1.3	Uwięzienie inercyjne	52
4.2	Kryterium Lawsona	63
4.3	Postępy w rozwoju TOKAMAKów	66
4.4	"Zaawansowane" rodzaje paliwa	74
4.5	Zalety energetyki opartej na reakcjach fuzji	75
4.6	Problemy pojawiające się przy wykorzystaniu reakcji fuzji.	76
5	Spis poruszanych tematów	79

1 WSTĘP

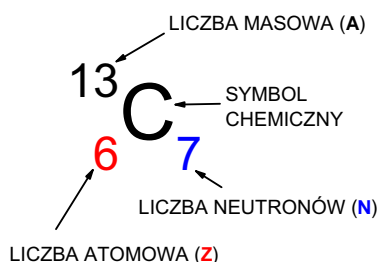
Reakcje jądrowe to takie, w których uczestniczą jądra atomowe. Reakcje jądrowe mogą być wywołane zarówno przez silne, słabe jak i elektromagnetyczne oddziaływania.

Reakcje termojądrowe polegają na połączeniu lżejszych jąder w cięższe i zachodzą przy stosunkowo niewielkich energiach kinetycznych jąder - typowych dla ruchu termicznego jąder w gwiazdach. Takie łączenie się jąder - nazywane zwykle **fuzją jądrową** jest wynikiem silnego oddziaływania ale oddziaływanie słabe i elektromagnetyczne może wpływać na jego przebieg.

Zapis reakcji, w której jądra A i a zderzają się i w wyniku powstają jądra B i b to:



Symbol jądra atomowego zawiera informację o liczbie protonów, tj. liczbie atomowej Z (zwykle podaje się tylko symbol pierwiastka opuszczając Z) i o liczbie nukleonów, tj. zwykle podaje się liczbę masową A tak jak to pokazano na rysunku 1. Czasami podana jest również liczba neutronów N ale to nie jest konieczne bo $N = A - Z$.



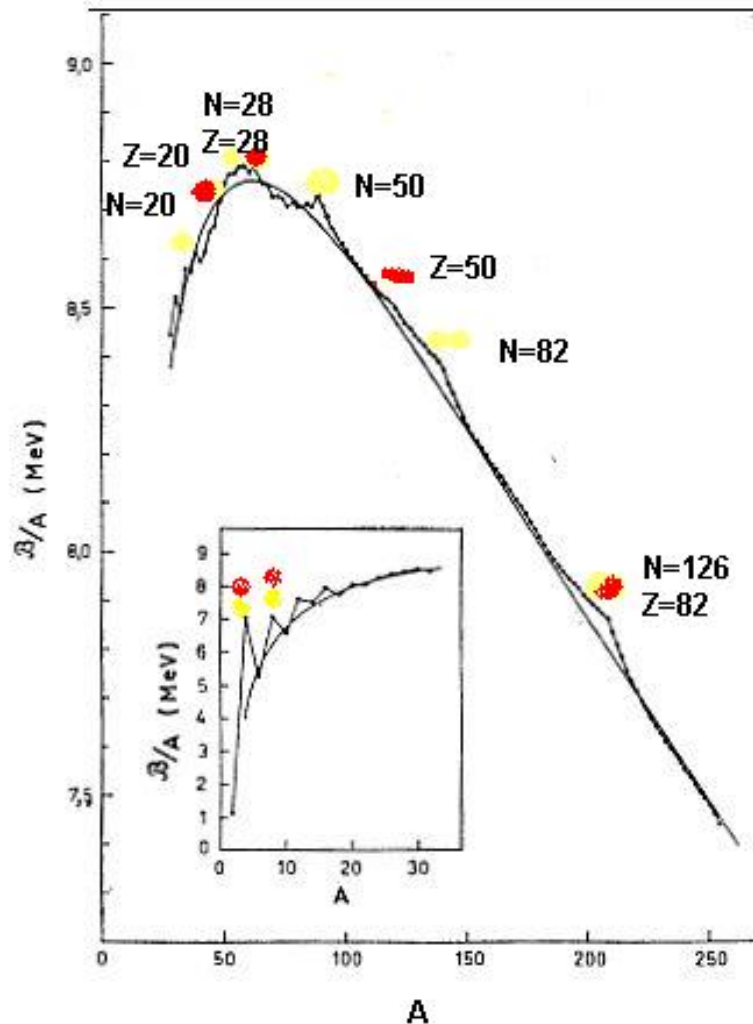
Rysunek 1: Symbol jądra atomowego

Masa jądra jest mniejsza od sumy mas nukleonów, które je tworzą. Ta różnica nazywana jest **defektem masy**. Energia równoważna defektowi masy nazywana jest **energią wiązania** bo tyle energii trzeba dostarczyć do jądra aby rozerwać je na nukleony.

Energia wiązania na nukleon pokazana jest na rysunku 2. Jak widać zależy ona od liczby masowej jądra chociaż nie zmienia się bardzo silnie przyjmując średnio wartości około 8,5 MeV/nukleon. Krzywa zależności energii wiązania przypadającej na jeden nukleon od liczby masowej jądra ma globalne maksimum, które pojawia się w pobliżu jąder żelaza ($Z=26$, $A = 56 - 58$) i wynosi około 8,8 MeV/nukleon. Energia wiązania zmienia się stosunkowo niewiele w całym zakresie wartości liczby masowej ale widać dwa wyraźne efekty:

- (1) **Jądra magiczne**, tj. takie, że $Z(N)=2,8,20,28,50,82$ oraz $N=126$, są wyjątkowo silnie związane,

- (2) Jądra, które mają parzystą liczbę nukleonów są silniej związane od sąsiadów o nieparzystej liczbie nukleonów (efekt **dwójkowania**).



Rysunek 2: Zależność energii wiązania jąder atomowych od ich liczby masowej.

Jeżeli masa jąder po reakcji jest mniejsza niż przed reakcją to prawo zachowania energii wymaga aby różnica masy wydzielila się w postaci energii. Energię tę nazywa się **ciepłem reakcji**. Jeżeli masa jąder powstających w reakcji jest większa od masy jąder przed reakcją to ciepło reakcji jest ujemne co oznacza, że należy dostarczyć energię jądrům przed reakcją aby reakcja mogła zajść.

Ciepło Q reakcji $A + a \rightarrow B + b \equiv A(a, b)B$ to z definicji następująca wielkość:

$$Q \equiv [m_A + m_a - m_B - m_b] c^2$$

Reakcje dla których ciepło reakcji jest dodatnie (energia wydziela się podczas reakcji) nazywane są **reakcjami egzoenergetycznymi** a te gdzie ciepło jest ujemne są nazywane **reakcjami endoenergetycznymi**.

Prawo zachowania energii wymaga aby całkowita energia zderzających się jąder (tj. ich energia równoważna masie spoczynkowej i energia kinetyczna) była równa całkowitej energii produktów. Dlatego *reakcje endoenergetyczne*, tj. takie gdzie masa produktów jest większa niż masa początkowych jąder *mogą zachodzić tylko wtedy, gdy energia ruchu zderzających się jąder przekracza pewną minimalną wartość, zwaną energią progową*. Energia ta nie jest równa ciepłu reakcji bo jeszcze musi być spełniona zasada zachowania pędu, która powoduje, że część energii ruchu zderzających się jąder nie może być zamieniona na masę, lecz na energię ruchu środka masy.

Można łatwo pokazać, że energia progowa jądra o masie m padającego na spoczywające jądro o masie M wyraża się poniższym wzorem

$$T_{prog} = \frac{Q^2 + 2|Q|(m+M)}{2M}$$

$$T_{prog} \approx \frac{|Q|(m+M)}{M}$$

gdzie wzór podany w drugiej linijce wyprowadzony jest stosując wzory nierelatywistyczne i jest często używany, gdyż masy zderzających się jąder (m i M) są zwykle znacznie większe od kwadratu ciepła reakcji Q : $2M \gg Q^2$.

Prawo zachowania energii nie narzuca takiego ograniczenia na reakcje egzoenergetyczne a więc mogłyby w zasadzie zachodzić dla dowolnie małych energii gdyby nie było odpychania kulombowskiego jąder (protonów), które nie dopuszcza do zbliżenia się jąder o bardzo małej energii kinetycznej ruchu względnego na tak małe odległości, że zacznie pojawiać się wpływ przyciągającego oddziaływania jądrowego, które może spowodować zajście reakcji.

Bariera potencjału pomiędzy dwoma jądrami tworzy się jako wynik konkurencji przyciągania jąder na małych odległościach dzięki istnieniu silnego („jądrowego”) oddziaływania oraz odpychania na małych i dużych odległościach dzięki obecności kulombowskiego potencjału. Dla oszacowania wysokości bariery używa się prostego wzoru, w którym zakłada się, że szczyt bariery znajduje się tam gdzie jądra atomowe stykają się, tzn. $R_{bariery} = R_1 + R_2$ oraz, że wysokość bariery równa jest potencjałowi kulombowskiemu dwu jednorodnie naładowanych kul o promieniach R_1 i R_2 :

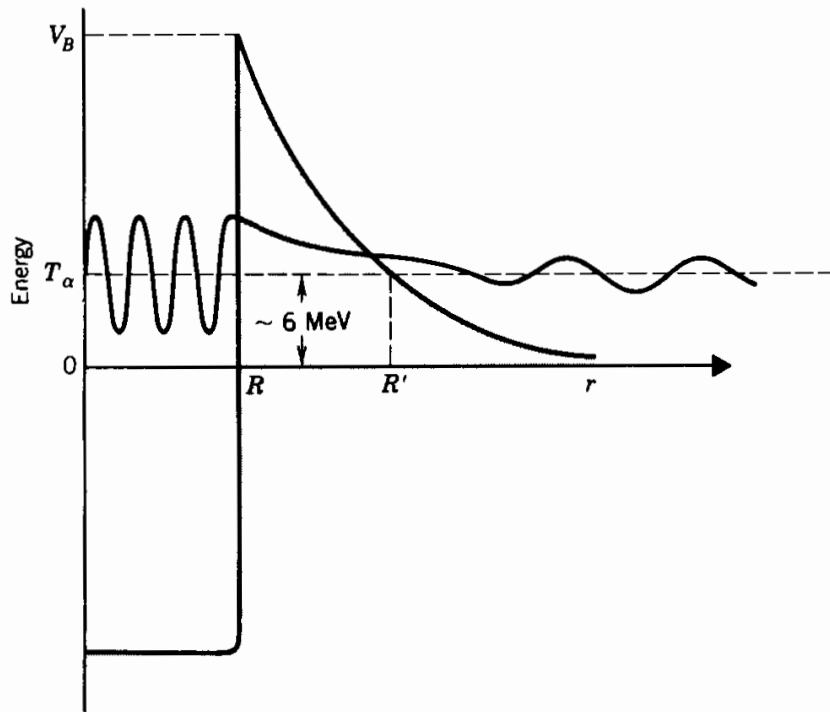
$$V_{bariery} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}$$

Ponieważ $e^2 = 1,44 \text{ MeV fm}$ to wygodnie jest założyć, że promień jądra da się oszacować wzorem $R \approx 1,44 \text{ fm} A^{1/3}$.

Wtedy wzór na wysokość bariery będzie bardzo prosty:

$$V_{bariery} \approx \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \text{ MeV} \quad (1)$$

W fizyce klasycznej obecność bariery całkowicie zabrania zachodzenia reakcji, jeżeli energia kinetyczna ruchu względnego jest mniejsza od bariery. W mechanice kwantowej istnieje, tzw. **efekt tunelowy**, który powoduje, że cząstki mogą przeniknąć ze skończonym prawdopodobieństwem przez barierę potencjału. Prawdopodobieństwo to bardzo silnie maleje wraz z wysokością bariery oraz z jej szerokością.



Rysunek 3: Przenikanie cząstki alfa przez barierę potencjału podczas rozpadu alfa. Kwadrat modułu oscylującej funkcji falowej jest znacznie większy w obszarze, gdzie cząstka alfa się znajduje (wewnątrz jądra – lewa strona rysunku) niż w obszarze zewnętrznym (prawa strona rysunku) dokąd zostaje wysłana podczas rozpadu przechodząc efektem tunelowym poprzez barierę. W obszarze bariery, tj. dla $R \leq r \leq R'$ funkcja falowa cząstki alfa maleje wykładniczo co powoduje silną zależność przenikalności od wysokości i szerokości bariery.

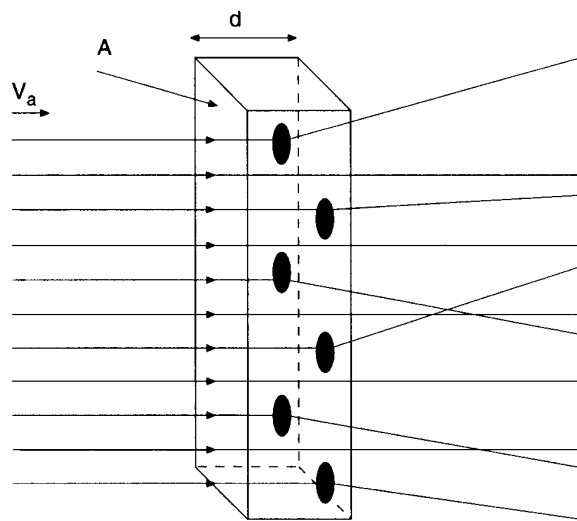
Istnienie bariery potencjału jest powszechnym zjawiskiem, które powoduje, że procesy przechodzenia od stanu energetycznie mniej korzystnego do stanu energetycznie bardziej korzystnego nie zachodzą natychmiastowo lecz trwają skończony interwał czasu – czasami bardzo długi, jak to ma miejsce przy spontanicznym rozszczepieniu się bardzo ciężkich

jąder (takich jak uran) na dwa lżejsze jądra. Uran ma mniejszą energię wiązania na nukleon niż produkty rozszczepienia a więc ma większą masę niż suma mas powstających fragmentów. Stąd wynika, że rozszczepienie uranu jest procesem, w którym wydziela się energia czyli byłoby energetycznie korzystne, gdyby uran rozpadł się na lżejsze jądra. Wiadomo jednak z doświadczenia, że taki proces trwa bardzo długo – miliardy lat – co jest właśnie spowodowane małą przenikalnością przez barierę na rozszczepienie.

UWAGA: *Istnienie bariery potencjału utrudniającej zbliżenie się jąder na tak małe odległości aby mogły połączyć się, tj. aby mogła zachodzić fuzja jąder spowodowana przez przyciągające oddziaływanie jądrowe, jest najważniejszym efektem istnienia oddziaływania elektromagnetycznego pomiędzy jądrami.*

1.1 PRZEKRÓJ CZYNNY

Prawdopodobieństwo zachodzenia reakcji jądrowej najwygodniej charakteryzować przez podanie tzw. **przekroju czynnego**. Przekrój czynny na oddziaływanie padającej cząstki z naświetlaną próbką (tzw. **tarczą** (ang. *target*)) definiowany jest przez porównanie **strumienia cząstek padających na tarczę Φ_a** , tzn. liczby cząstek padających na jednostkę powierzchni tarczy w jednostce czasu do **strumienia cząstek obserwowanych za tarczą Φ_b** : $\Delta\Phi \equiv \Phi_b - \Phi_a$.



Rysunek 4: Schematyczny rysunek ilustrujący oddziaływanie strumienia padających cząstek z cienką próbką ("tarczą")

Jeżeli jednorodna wiązka cząstek o gęstości n_a [cząstek/cm³] pada z prędkością v_a [cm/s] na powierzchnię A [cm²] tarczy to liczbę N_a [cząstek/s] cząstek padających w jednostce czasu na tarczę można przedstawić jako:

$$N_a = n_a \cdot v_a \cdot A \quad (2)$$

bo $v_a \cdot 1s \cdot A$ równa jest objętości wiązki padających cząstek, które dotrą w ciągu jednej sekundy do tarczy. Z kolei liczba cząstek N_b , które znajdują się w tarczy na drodze cząstek padających wynosi

$$N_b = n_b \cdot d \cdot A \quad (3)$$

gdzie n_b [cząstek/cm³] to gęstość liczby jąder w tarczy, d [cm] to grubość tarczy.

Reakcja zajdzie, jeżeli padająca cząstka będzie przelatywać odpowiednio blisko jądra tarczy, tzn. przebiegać będzie koło leżące w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku lotu cząstki, zamknięte okręgiem o środku w centrum jądra i o promieniu charakteryzującym zasięg oddziaływania powodującego reakcję. Pole σ tego koła nazywane jest **geometrycznym przekrojem czynnym**.

Tylko ta część padających cząstek weźmie udział w reakcji, która trafi w obszary aktywne dookoła jąder tarczy. Stosunek liczby reagujących cząstek ΔN_a do wszystkich padających N_a będzie więc równy stosunkowi "aktywnego" pola jąder tarczy $\sigma \cdot N_b$ do całego pola tarczy:

$$\frac{\Delta N_a}{N_a} = \frac{\sigma \cdot N_b}{A}$$

Mnożąc obie strony równania przez liczbę N_a cząstek padających na tarczę w jednostce czasu dostajemy:

$$\Delta N_a = \sigma \cdot \frac{N_a}{A} \cdot N_b \quad (4)$$

a uwzględniając definicję strumienia Φ_a :

$$\Phi_a \equiv \frac{N_a}{A}$$

możemy ostatecznie napisać na liczbę reakcji ΔN_a zachodzących w jednostce czasu:

$$\Delta N_a = \sigma \cdot \Phi_a \cdot N_b \quad (5)$$

Powyższy wzór pozwala podać definicję geometrycznego przekroju czynnego jako:

$$\sigma = \frac{\Delta N_a}{\Phi_a \cdot N_b} = \quad (6)$$

$$= \frac{\Delta N_a}{N_a \cdot N_b / A} \quad (7)$$

Wielkości występujące w tych wzorach były zdefiniowane powyżej z wyjątkiem wyrażenia N_b/A , które oznacza gęstość powierzchniową tarczy, tj. liczbę jąder tarczy na jednostkę powierzchni tarczy.

Wyrażenia (6) używa się wtedy, gdy strumień padających cząstek jest jednorodny (tak jak strumień neutronów z reaktora) a wyrażenia (7) gdy gęstość powierzchniowa tarczy jest jednorodna.

Oba te wzory można użyć do **prostej, geometrycznej interpretacji przekroju czynnego jako pola aktywnego przekroju jądra**. Nawet przy tej interpretacji należy być ostrożnym bo rozumowanie jest poprawne tylko przy spełnieniu dwu warunków:

1. Gdy jądra atomowe nie "zasłaniają się" wzajemnie przed padającymi cząstkami, tj. tarcza musi być odpowiednio cienka,
2. Rozpraszanie zachodzi na pojedynczych jądrach

Interpretacja geometryczna jest dobrym przybliżeniem dla wysoko-energetycznych zderzeń, tj. wtedy gdy długość fali przyporządkowanej cząstce jest krótka w porównaniu z rozmiarami jąder i wtedy pojęcie trajektorii cząstki jest rozsądnym przybliżeniem.

Interpretacja geometryczna zakłada, że każda cząstka wpadając w obszar oddziaływania reaguje. Tak nie musi być co widać przy oddziaływaniu neutrin z jądrami. Geometryczny przekrój reakcji jest znacznie większy od przekroju obserwowanego dla neutrin.

Z drugiej strony, sytuacja może być jeszcze bardziej trudna do interpretacji, gdy przekrój oddziaływania jest znacznie większy od geometrycznego co ma np. miejsce przy oddziaływaniu neutronów o bardzo małych energiach z jądrami atomowymi.

Jednostką przekroju czynnego jest **barn** równy 10^{-28} m^2 czyli 100 fm^2 . Skrót od nazwy "barn" to "b". Barn jest dużą jednostką (po angielsku "barn" to "stodoła"), typowe przekroje czynne dla silnego oddziaływania to dziesiątki milibarnów

Przekrój czynny określający prawdopodobieństwo zachodzenia reakcji zależy od energii kinetycznej zderzających się jąder atomowych. Z drugiej strony wspomniano wyżej, że reakcje termojądrowe zachodzą przy energiach charakterystycznych dla ruchu termicznego jąder, np. w gwiazdach. W związku z tym warto zapamiętać, że temperatura T wyrażona

w Kelvinach związana jest z energią E podaną w elektronowoltach poprzez stałą Boltz-
manna k :

$$E = kT$$

gdzie

$$k = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K} \quad (8)$$

Inaczej mówiąc

$$1 \text{ K} \leftrightarrow 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \approx 10^{-10} \text{ MeV}$$

Ponieważ typową jednostką dla fizyki jądrowej jest **megaelektronowolt (1 MeV)** więc widać, że reakcje jądrowe wymagają bardzo wysokiej temperatury ruchu termicznego.

Wydajność reakcji r_{12} , tj. liczba reakcji na jednostkę czasu i na jednostkę objętości wyraża się wzorem:

$$r_{12} \equiv \frac{\Delta N_a}{V} = \frac{\sigma \cdot (n_a \cdot v_a \cdot A)}{A \cdot (N_b = n_b \cdot d \cdot A)}$$

który otrzymujemy wstawiając do wzoru (4) na liczbę reakcji na jednostkę czasu ΔN_a wzory (2) i (3) oraz zapisując objętość jako $V = A \cdot d$. Po prostych przekształceniach powyższy wzór przybiera postać:

$$r_{12} = n_a \cdot n_b \cdot \langle \sigma v \rangle \quad (9)$$

gdzie nawiasy, w które zamknięto przekrój czynny i prędkość zwracają uwagę na fakt, że należy wyśredniować te wielkości po różnych zderzających się parach cząstek oraz, że w tym wzorze " v " oznacza względną prędkość zderzających się cząstek. Dzieje się tak bo reakcje termojądrowe zachodzą zwykle przy ruchu termicznym obu jąder – inaczej niż to ma miejsce w laboratorium, gdzie jedno z jąder może spoczywać w tarczy i gdzie możemy wybrać konkretną wartość prędkości padających cząstek.

Wiadomo, że funkcja gęstości prawdopodobieństwa energii kinetycznej w klasycznym gazie opisywana jest **rozkładem Maxwella-Boltzmann**a, który dla dużych wartości energii E maleje wykładniczo:

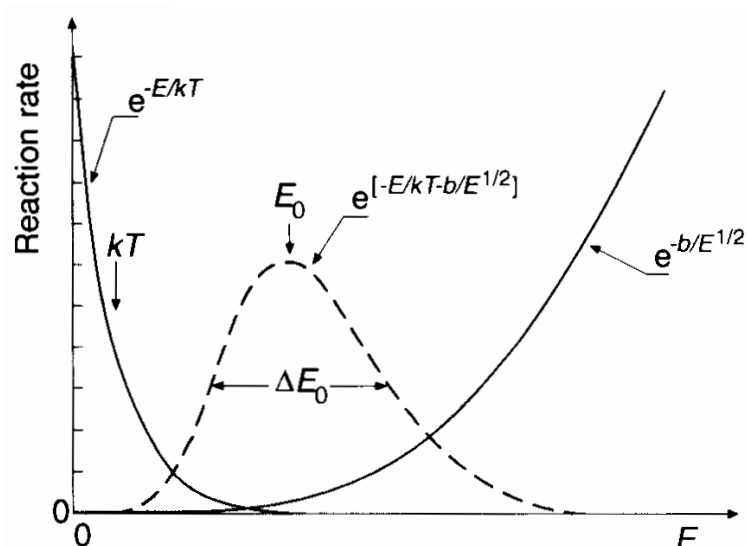
$$f(E) \sim \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

Z drugiej strony **przenikalność** cząstek przez kulombowską barierę (a więc również przekrój czynny na reakcje przy podbarierowych energiach) rośnie wraz z energią zgodnie ze wzorem:

$$P \sim \exp(-2G)$$

gdzie G jest tzw. **czynnikiem Gamowa**:

$$G \approx \frac{\pi \alpha Z_1 Z_2}{v/c} \sim \text{const}/E^{1/2}$$



Rysunek 5: Zależność wydajności reakcji od energii zderzających się jader. Rysunek pochodzi z [31].

Jak widać reakcja zachodzi z dużą wydajnością jedynie w wąskim zakresie energii ΔE_0 dookoła energii E_0 . To maksimum wydajności jest bardzo charakterystyczne dla reakcji termojądrowych w gwiazdach i nazywane jest często **pikiem Gamowa**.

1.2 PRAWO HUBBLE'A

Edwin Hubble w 1929 r. ogłosił pewną zależność wynikającą z obserwacji galaktyk, którą teraz nazywa się **prawem Hubble'a**. Stwierdził on, że *wszystkie galaktyki oddalają się od Ziemi z prędkością proporcjonalną do ich odległości od Ziemi*:

$$v = H_0 d$$

gdzie H_0 nazywane jest **stałą Hubble'a**. Stała ta podawana jest zwykle w (km/s)/Mps i jest interpretowana jako *prędkość oddalania się od Ziemi galaktyki, która znajduje się w odległości 1 megaparseka od Ziemi* ($1 \text{ ps} = 3,0857 \cdot 10^{13} \text{ km} \equiv 3,262 \text{ lat}$ świetlnych). UWAGA: *Zamiast symbolu "ps" na parsek używa się również symbolu "pc"*.

Na rysunku 6 pokazane są wyniki obserwacji znane w 1985 roku. Jak widać wyniki obserwacji rzeczywiście układają się w przybliżeniu na linii prostej, przy czym nachylenie tej prostej, tj. stała Hubble'a nie jest zbyt dobrze określona. Wtedy najlepszą wartością stałej H_0 było 67 (km/s)/Mpc ale dane pozwalały na rozrzut od 50 do 100 (km/s)/Mpc. Najnowsze dane z 2009 roku wyznaczają znacznie dokładniejszą wartość stałej Hubble'a:

$$H_0 = 74,2(3,6)(\text{km/s})/\text{Mpc}$$

Znajomość wartości stałej Hubble w $[\text{s}^{-1}]$:

$$H_0 \approx 2,29 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$$

pozwała także określić tzw. **czas Hubble'a** jako odwrotność H_0 :

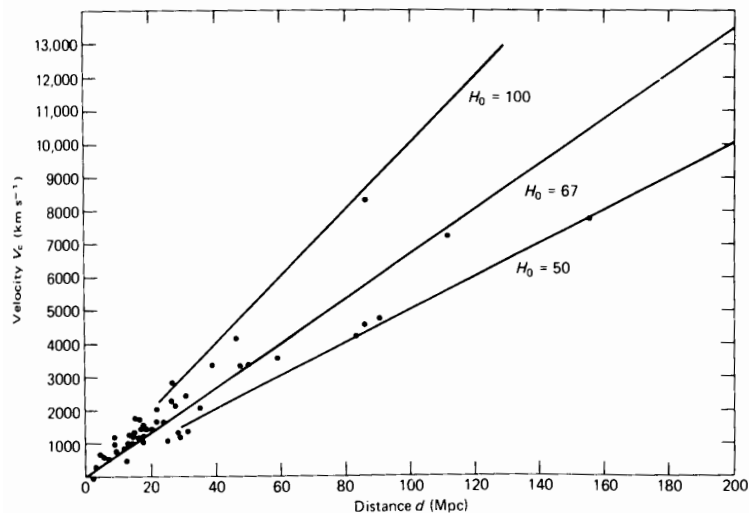
$$H_0^{-1} \approx 4,35 \cdot 10^{17} \text{ s} \approx 13,8 \cdot 10^9 \text{ lat}$$

Jeżeli stała Hubble'a jest rzeczywiście niezależna od czasu to czas Hubble'a można prosto interpretować jako okres czasu podczas którego Wszechświat rozszerza się e-krotnie. Wynika to z rozwiązania równania różniczkowego:

$$\frac{dx}{dt} = H_0 x$$

którego rozwiązaniem jest

$$x(t) = x_0 \exp(H_0 t)$$



Rysunek 6: Prędkość oddalania się galaktyk od Ziemi w funkcji ich odległości od Ziemi. Dane z 1985 r. [19]

Prędkość oddalania się galaktyk od Ziemi szacuje się na podstawie przesunięcia ku czerwieni (efekt Dopplera) linii spektralnych. Odległość galaktyk określa się przez porównanie obserwowanej jasności pewnych standardowych obiektów np. gwiazd supernowych, z obliczoną ich jasnością.

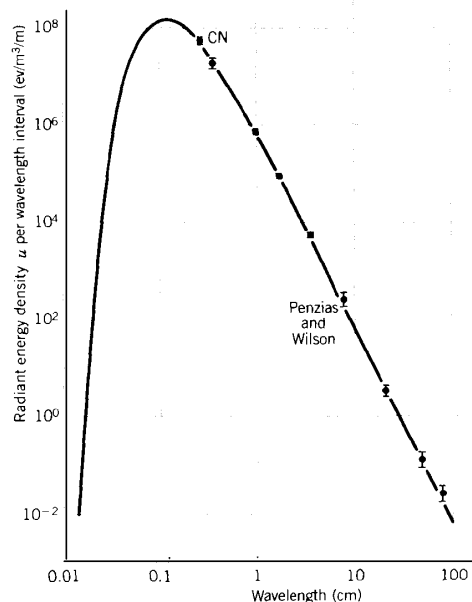
Prawo Hubble'a traktuje się jako jeden z głównych dowodów Wielkiego Wybuchu

Czas Hubble'a wraz z wnioskami z innych rozważań pozwala oszacować czas istnienia Wszechświata:

Od Wielkiego Wybuchu upłynęło 13,5 - 14 miliardów lat

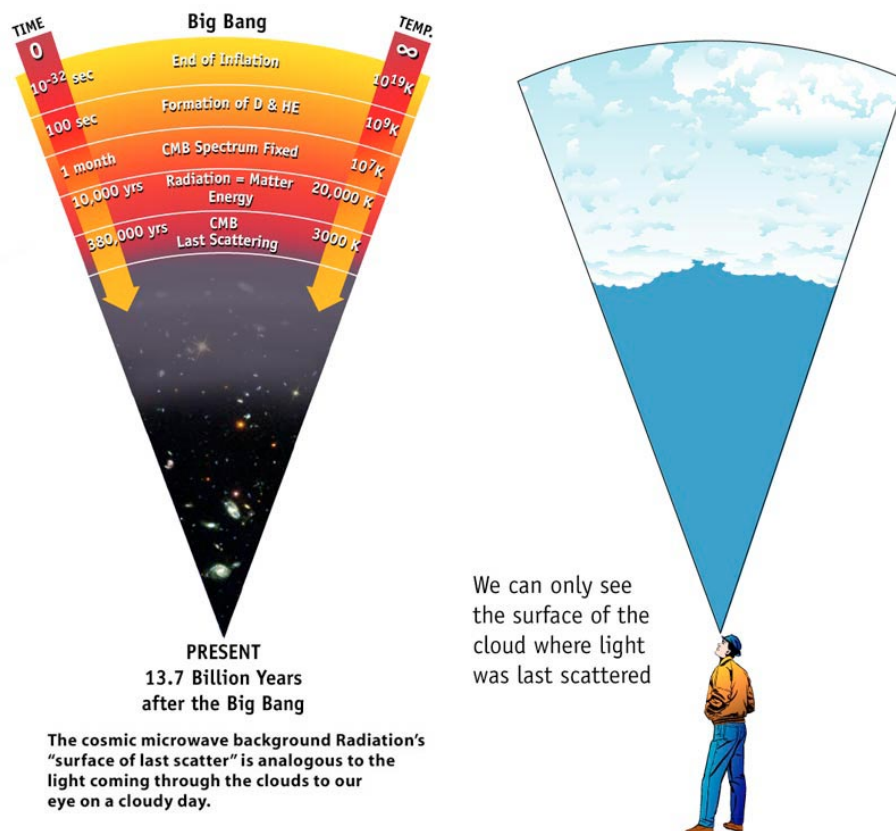
1.3 PROMIENIOWANIE RELIKTOWE

Zgodnie z modelem Wielkiego Wybuchu temperatura Wszechświata była bardzo wysoka w pierwszych chwilach ale dzięki rozszerzaniu Wszechświata systematycznie malała. Stąd wniosek, że obecnie Wszechświat powinien być wypełniony promieniowaniem, którego temperatura powinna być związana z temperaturą wczesnego Wszechświata i z czasem ekspansji powodującym ochładzanie. Obecność takiego promieniowania została przewidziana jeszcze w 1948 roku przez Alphera, Hermana i Gamowa jako następstwo Wielkiego Wybuchu.



Rysunek 7: Natężenie promieniowania relikтового (punkty) w funkcji długości fali oraz wykres promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 2.73 K (linia)

Promieniowanie to zwane **promieniowaniem reliktowym** (po angielsku "**cosmic microwave background**" w skrócie "**CMB**") powinno wypełniać całą przestrzeń a więc *powinno być obserwowane ze wszystkich kierunków oraz powinno mieć długość fali odpowiadającą promieniowaniu ciała doskonale czarnego o temperaturze kilku Kelvinów*. Takie promieniowanie było przez długi czas poszukiwane aż przez przypadek, dwóch pracowników Bell Telephone Laboratories w New Jersey - Arno Penzias i Robert Wilson zauważyło promieniowanie o takich własnościach podczas testów skonstruowanej przez nich bardzo czułej anteny do rejestracji mikrofal. Przy testowaniu anteny zauważyli systematycznie pojawiający się szum o określonej długości fali obserwowany przy dowolnych ustawieniach anteny. Początkowo przypuszczali, że jest to usterka techniczna anteny ale gdy informacja o tych obserwacjach dotarła do uczonych z Uniwersytetu w Princeton - Dicke'a, Peebles'a, Rolla i Wilkinsona, którzy poszukiwali promieniowania relikowego, interpretacja "usterki" okazała się doniosłym odkryciem naukowym. Za odkrycie promieniowania relikowego Penzias i Wilson otrzymali nagrodę Nobla w 1978 roku.



Rysunek 8: Analogia pomiędzy promieniowaniem reliktowym obserwowanym w obecnej chwili i promieniowaniem Słońca przechodzącym przez chmury.

Zmianę własności promieniowania relikowego obserwowanego obecnie – po długim czasie ekspansji Wszechświata – w stosunku do własności promieniowania istniejącego tuż po Wielkim Wybuchu można obrazowo przedstawić jako zmianę własności promieniowania

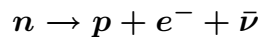
Słońca obserwowanego przez człowieka w pochmurny dzień. Światło obserwowane ma własności określone przez ostatnie rozproszenie w chmurach a tylko częściowo zachowuje własności oryginalnego promieniowania emitowanego przez Słońce (rysunek 8 zaczerpnięty ze strony internetowej <http://map.gsfc.nasa.gov/universe/>).

Obecność i własności promieniowania relikтового traktuje się jako jeden z głównych dowodów zajścia Wielkiego Wybuchu

Po czasie ok. $1\mu\text{s}$ od wybuchu rozszerzanie się Wszechświata doprowadziło do jego ochłodzenie do temperatury $kT \approx 100 \text{ MeV}$ czyli około 10^{12} K . Wtedy plazma kwarkowo-gluonowa zaczęła zamieniać się w hadrony: **bariony** zbudowane z trzech kwarków oraz **mezony** zbudowane z kwarku i antykwarku połączone ze sobą dzięki wymianie gluonów.

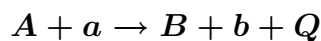
Najlżejsze bariony czyli **protony** (zbudowane z kwarków uud) i **neutrony** (zbudowane z kwarków udd) występowały początkowo w tej samej ilości bo reakcje zamieniające neutron na proton i *vice versa* (np. $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ i $\bar{\nu} + p \leftarrow n + e^+$) przebiegały przy tych temperaturach z równą szybkością. Ponieważ neutron ma masę nieco większą od protonu więc reakcje zamieniające neutron na proton są egzoenergetyczne ($Q > 0$) a reakcje zamieniające proton na neutron są endoenergetyczne ($Q < 0$). Z tego powodu dalsze ochładzanie Wszechświata spowodowało, że reakcje zamieniające neutrony na protony zaczęły przeważać i została zachwiana równość liczby neutronów i protonów.

Co więcej, *swobodny (nie związany w jądrze atomowym) neutron jest niestabilny i z połówkowym czasem życia równym ok. 10,4 min rozpada się na proton, elektron i antyneutrino:*



A więc neutrony, które w ciągu kilkudziesięciu minut po Wielkim Wybuchu nie zostały związane w jądrach atomowych rozpadłyby się uniemożliwiając tworzenie jąder przez silne oddziaływania (nie ma stabilnych jąder składających się z 2, 3 lub więcej protonów).

Dla wszystkich reakcji zachodzących tuż po Wielkim Wybuchu a także tych zachodzących w gwiazdach przebieg reakcji silnie zależy od tzw. **zasady równowagi szczegółowej**, która wiąże przekrój czynny danej reakcji



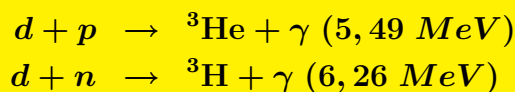
z przekrojem reakcji odwrotnej



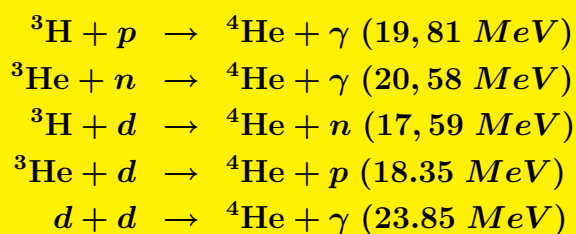
Zasada ta głosi, że

$$\frac{\sigma(b \rightarrow a)}{p_a^2} = \frac{\sigma(a \rightarrow b)}{p_b^2} \quad (10)$$

gdzie p_a i p_b to pęd cząstki a i b .

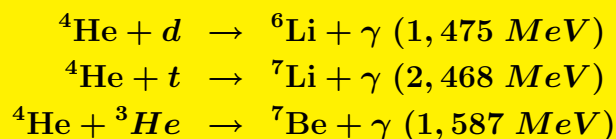


Jedynym stabilnym jądrem o liczbie masowej $A=4$ jest cząstka alfa czyli jądro ${}^4\text{He}$. Za to cząstka alfa jest wyjątkowo silnie związana jako jądro podwójnie magiczne ($Z=2, N=2$). Reakcje, w których te jądra są tworzone przez łączenie nukleonów z jądrami o masie atomowej 3, które są słabiej związane niż ${}^4\text{He}$ mają więc dodatnie ciepło reakcji, podobnie jak reakcje wywołane deuteronami:



Nie istnieją stabilne jądra o liczbie masowej $A=5$. Dodanie więc nukleonu do cząstki alfa nie daje stabilnego jądra (zarówno ${}^5\text{He}$ jak i ${}^5\text{Li}$ żyją jedynie około 10^{-21}s).

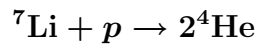
Jednakże dodanie deuteronu do cząstki alfa prowadzi do stabilnego jądra ${}^6\text{Li}$ a dodanie trytonu lub ${}^3\text{He}$ do cząstki alfa daje stabilne jądro ${}^7\text{Li}$ lub stosunkowo długo żyjące jądro ${}^7\text{Be}$.



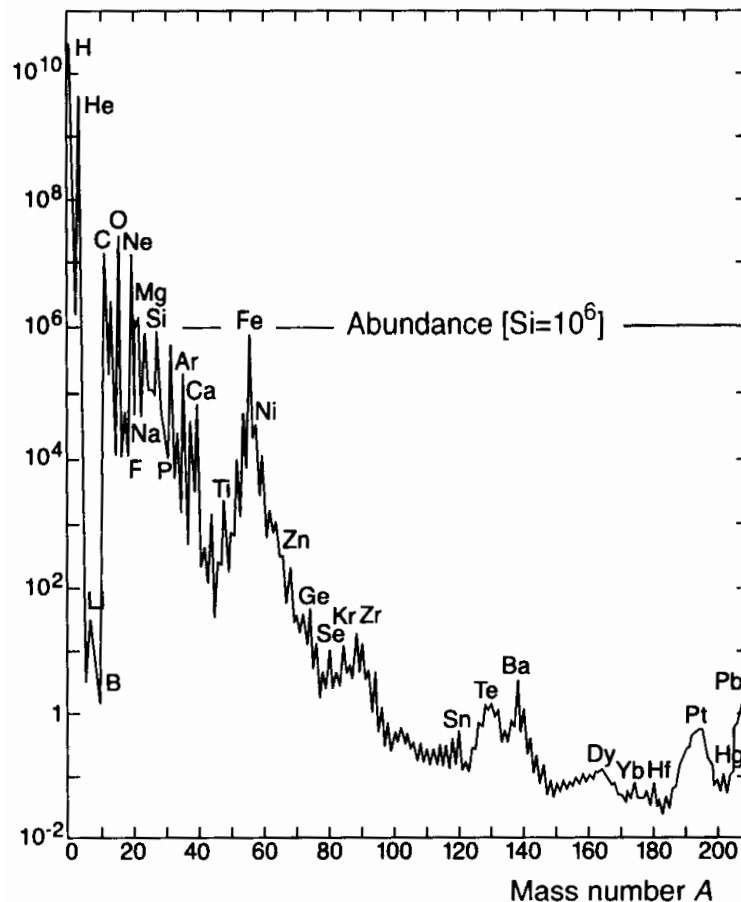
Następna "dziura" w stabilnych jądrami pojawia się przy liczbie masowej $A=8$. Wszystkie jądra z taką liczbą masową (${}^8\text{Be}, {}^8\text{Li}, {}^8\text{He}$) mają połowkowy czas życia krótszy od 1 sekundy. A więc nie można wykorzystać reakcji fuzji nukleonów z jądrami o masie 7 do utworzenia cięższych jądrami. Z kolei fuzja deuteronów, trytonów lub jądrami ${}^3\text{He}$ z jądrami ${}^6,{}^7\text{Li}$ czy ${}^7\text{Be}$ wymagałaby pokonania coraz wyższej

bariery kulombowskiej a przecież cały czas podczas produkcji tych złożonych jąder temperatura Wszechświata obniżała się ze względu na jego ekspansję więc malała liczba jąder o odpowiednio wysokich energiach i przenikalność przez barierę także malała .
 Stąd te reakcje nie mogły zachodzić z dużą intensywnością.

Należy zwrócić uwagę, że wszystkie reakcje prowadzące do deuteronów, ${}^6\text{Li}$ czy ${}^7\text{Be}$ są egzoenergetyczne, tzn. mają ciepło reakcji $Q > 0$ ale wielkość ciepła reakcji nie jest duża. Wyjątkiem są reakcje, w których tworzą się cząstki alfa. Oznacza to, że mogły stosunkowo łatwo zachodzić reakcje odwrotne do reakcji tworzących deuterony jak i do reakcji tworzących jądra o liczbie masowej 6 i 7. **Reakcje takie rozbiłyby deuterony na neutron i proton a jądra o masie 6 i 7 na cząstki alfa i lżejsze.** Na przykład reakcja



ma ciepło $Q = 17,35 \text{ MeV}$ a ze względu na dużą ilość protonów bardzo efektywnie zamieniała jądra litu na cząstki alfa.



Rysunek 10: Obserwowana aktualnie abundancja (częstość występowania) jąder atomowych w Układzie Słonecznym jako funkcja liczby masowej odniesiona do abundancji ${}^{28}\text{Si}$ przyjętej za 10^6

Rysunek 10 pokazuje obserwowaną aktualnie częstość występowania, tj. **abundancję** jąder atomowych w Układzie Słonecznym. *Bardzo wyraźnie widać, że najczęściej spotykanymi jądrami są protony i cząstki alfa a jądra Li, Be i B są kilka rzędów wielkości rzadsze od sąsiednich.*

Ponieważ jądra trytu ${}^3\text{H}$ żyją tylko ok. 12,33 lat (rozpadają się przez rozpad beta minus : ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}$) a jądra ${}^7\text{Be}$ jeszcze krócej (z połowkowym czasem życia ok. 53 dni rozpadają się przez wychwyt elektronu na jądra ${}^7\text{Li}$: ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li}$) więc

uważa się, że z pierwotnej produkcji dotrwały do chwili obecnej tylko protony, deuterony, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ oraz jądra litu (głównie ${}^7\text{Li}$) i reszkowe ilości cięższych pierwiastków (Be i B).

3 PRODUKCJA PIERWIASTKÓW W GWIAZDACH

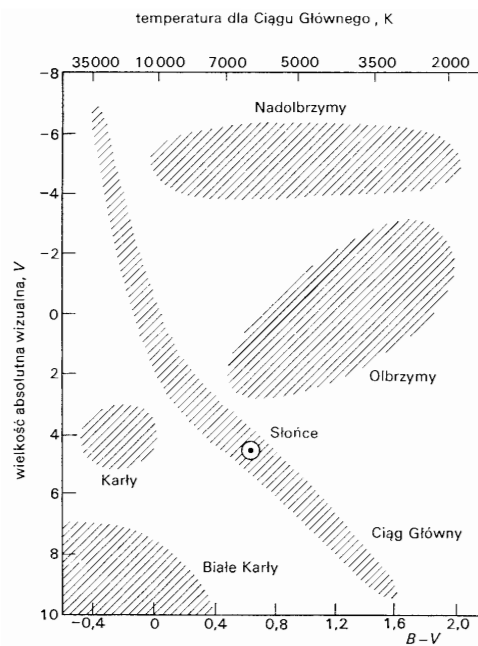
Uważa się, że prawie wszystkie pierwiastki cięższe od Li zostały wyprodukowane w gwiazdach, które powstały w późniejszych etapach rozwoju Wszechświata. Przebieg reakcji jądrowych w gwiazdach jest bardzo silnie związany z ewolucją gwiazd. Z jednej strony warunki panujące w gwiazdach określają jakie reakcje mogą zachodzić. Z drugiej strony reakcje jądrowe determinują produkcję energii w gwiazdach i stąd one właśnie są podstawowym czynnikiem wpływającym na ewolucję gwiazd.

Rozszerzanie Wszechświata doprowadziło do takiego zmniejszenia gęstości i obniżenia temperatury, że dalsze reakcje fuzji nie mogły zachodzić w całej objętości Wszechświata. Ponowne warunki do zachodzenia reakcji termojądrowych pojawiły się dopiero gdy chmury atomów zagęściły się *lokalnie* dzięki oddziaływaniu grawitacyjnemu tworząc gwiazdy, które początkowo składały się prawie tylko z wodoru i helu bo po produkcji pierwotnej pozostały głównie te jądra atomowe (patrz rysunek 10). Zagęszczanie grawitacyjne materiału gwiazdy powoduje jej podgrzewanie, co oznacza, że rośnie średnia energia kinetyczna ruchu atomów a więc może dochodzić do zderzeń jąder atomowych prowadzących do reakcji.

3.1 EWOLUCJA GWIAZD

Przyjęte jest w astronomii klasyfikować gwiazdy umieszczając je na tzw. wykresie H-R (Hertzsprunga-Russela) - rysunek 11, który w astronomii odgrywa podobnie podstawową rolę jak w chemii układ okresowy pierwiastków Mendelejewa. Został on tak nazwany od nazwisk dwu astronomów; duńskiego – Ejnara Hertzsprunga i amerykańskiego – Henry’ego

Norrisa Russella, którzy niezależnie od siebie w latach (odpowiednio) 1911 i 1913 zaobserwowali wyraźną zależność pomiędzy wielkością gwiazd a rodzajem promieniowania przez nie wysyłanego. Okazało się, że gwiazdy w różnych etapach swojego rozwoju znajdują się w różnych miejscach wykresu H-R a droga, którą podążają w czasie ewolucji zależy silnie od masy gwiazdy i odzwierciedla kolejne stadia rozwoju gwiazdy związane bezpośrednio z reakcjami termojądrowymi zachodzącymi w ich wnętrzu.



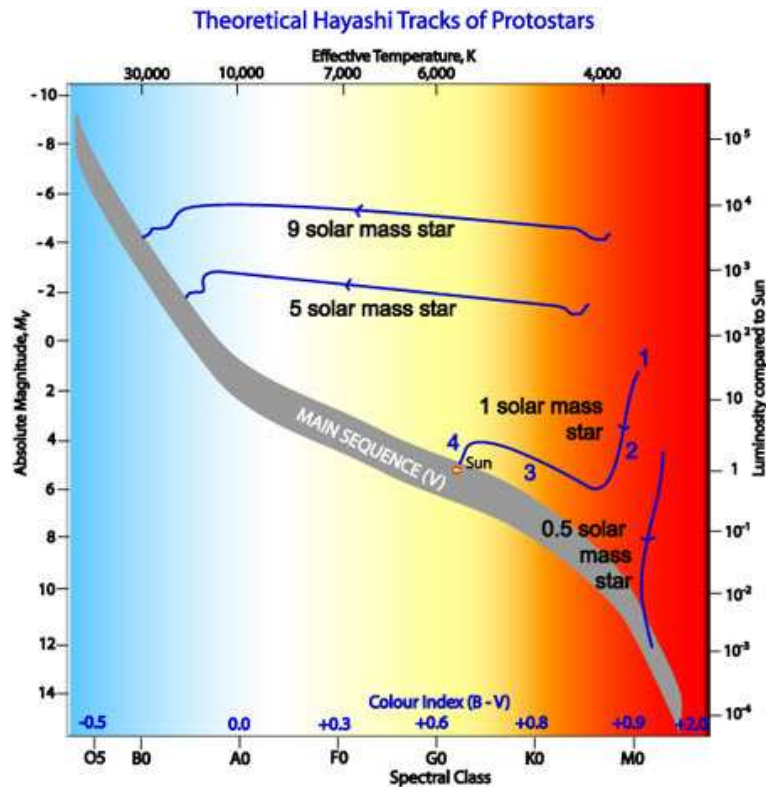
Rysunek 11: Wykres Hertzsprunga-Russella [35]. B-V to indeks barwy odpowiadający różnicy jasności obserwowanej w barwie niebieskiej ($\sim 4700 \text{ \AA}$) i jasności wizualnej ($\sim 5500 \text{ \AA}$)

Uważa się, że tworzenie gwiazd przebiega wg następującego schematu obrazowanego przez rysunek 12, który pokazuje drogę protogwiazd o różnych masach na wykresie H-R :

1. Zagęszczanie się chmury gazu i pyłu międzygwiazdowego pod wpływem różnych czynników (np. *siły grawitacji, przenikania się chmur poruszających się względem siebie, pojawiania się fali uderzeniowej po wybuchu supernowej, silnego promieniowania istniejących w pobliżu gwiazd*). Taka zagęszczona chmura przez zapadanie się grawitacyjne podwyższa swoją temperaturę i zaczyna świecić z dużą obserwowaną jasnością, która jest wywołana bardziej rozmiarami chmury niż intensywnością promieniowania.
2. Zmniejszanie się rozmiarów chmury promieniującej powoduje zmniejszanie się obserwowanej jasności (przesuwanie się pionowo w dół na wykresie H-R), mimo że

gwiazda promieniuje więcej energii i podwyższa swą temperaturę. Taki proces może trwać dziesiątki milionów lat.

3. Gdy temperatura przekracza 10^7 K ($E \approx$ keV) odpychanie kulombowskie protonów przestaje zapobiegać ich łączeniu w jądra helu. Te reakcje termojądrowe zwane **spalaniem wodoru** są egzoenergetyczne a więc podnoszą temperaturę gwiazdy (przesuwając ją lekko do góry ale równocześnie na lewo na wykresie H-R).
4. Wzrost temperatury gwiazdy w wyniku rosnącej aktywności reakcji termojądrowych hamuje zapadanie się gwiazdy bo wytwarza się równowaga hydrostatyczna (ciśnienie hydrostatyczne równoważone przez ciśnienie gazu i ciśnienie promieniowania), gwiazda zajmuje miejsce w **ciągu głównym** gwiazd na wykresie H-R. *Przebywa tam główną część swojego życia*, które może trwać bardzo długo, np. dla Słońca szacuje się ten czas na ok. 10 miliardów lat (10^{10} lat).



Rysunek 12: Teoretyczne przewidywania przemieszczania się pierwotnych gwiazd (tzw. "protogwiazd") o różnej masie na wykresie H-R [3]. Szare pasmo przebiegające od lewego górnego do prawego dolnego rogu rysunku to **ciąg główny gwiazd**.

Jak widać *jasność L gwiazdy, która znajduje się w ciągu głównym jest silnie skorelowana z jej masą M* (gwiazdy o większej masie znajdują się wyżej na ciągu głównym):

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^n$$

gdzie $n \approx 3.5$. Wskaźnik \odot używany jest do oznaczania wielkości charakteryzujących Słońce.

Widać także, że *masa jest skorelowana z temperaturą gwiazdy* - im cięższa gwiazda tym wyższa jej temperatura (ciąg główny nachylony jest tak, że cięższe gwiazdy są bardziej na lewo). Najlżejsze gwiazdy to takie, że ich masa $M \geq 0,08M_{\odot}$. Dla nich temperatura jest jeszcze wystarczająca dla zapoczątkowania reakcji termojądrowych w których protony łączą się w jądra helu. Lżejsze protogwiazdy zamieniają się w "brązowego karła" - pierwszy raz zaobserwowano taki obiekt w 1995 r., jest to Gliese 229B o masie $0.05 M_{\odot}$.

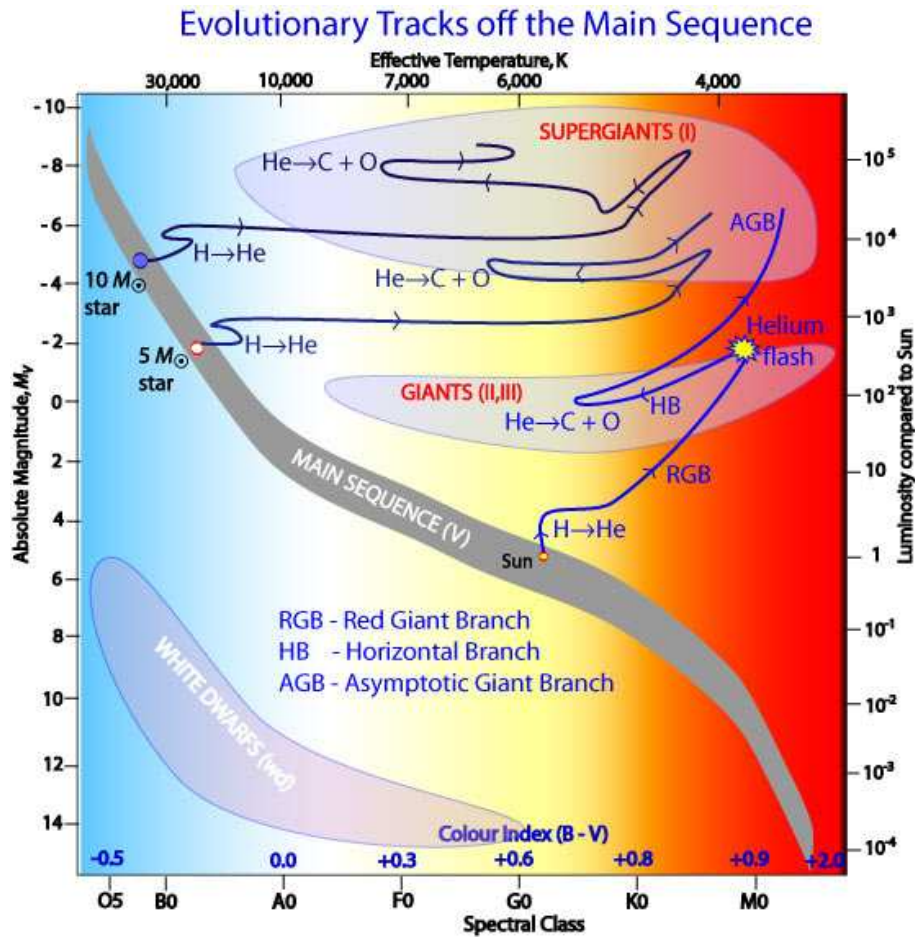
Silny związek temperatury gwiazd z ich masą odbija się na ich *czasie przebywania w ciągu głównym*. Zwiększona temperatura przyspiesza przebieg reakcji łączenia się protonów w jądra helu (opisane w następnym rozdziale) i powoduje, że gwiazda przechodzi do następnego etapu swojego życia. W tabeli poniżej podane są oszacowane czasy życia na ciągu głównym gwiazd o różnych masach [3]. Jak widać, *gwiazdy o dużej masie mają wysoką temperaturę i dzięki temu znacznie szybciej spalają wodór niż gwiazdy lekkie. Dlatego przebywają znacznie krócej na ciągu głównym wykresu H-R*. Z drugiej strony gwiazdy znacznie lżejsze od Słońca powinny przebywać na ciągu głównym dłużej niż wynosi oszacowany czas istnienia Wszechświata (czas od Wielkiego Wybuchu)

Masa/ M_{\odot}	Jasność/ L_{\odot}	Temperatura (K)	Promień/ R_{\odot}	Czas życia (lata) na ciągu głównym
0.10	3×10^{-3}	2 900	0.16	2×10^{12}
0.50	0.03	3 800	0.6	2×10^{11}
0.75	0.3	5 000	0.8	3×10^{10}
1.0	1	6 000	1.0	1×10^{10}
1.5	5	7 000	1.4	2×10^9
3	60	11 000	2.5	2×10^8
5	600	17 000	3.8	7×10^7
10	10 000	22 000	5.6	2×10^7
15	17 000	28 000	6.8	1×10^7
25	80 000	35 000	8.7	7×10^6
60	790 000	44 500	15	3.4×10^6

Czas przebywania gwiazdy, np. Słońca na ciągu głównym szacuje się korzystając z obserwowanej jasności gwiazdy (ilości energii emitowanej w jednostce czasu), masy wodoru zawartego w obszarze gwiazdy gdzie temperatura jest odpowiednio wysoka aby zachodziła fuzja wodoru i znajomości ilości energii, która wydzielą się w reakcji fuzji czterech protonów na ${}^4\text{He}$.

Gwiazdy, w których wodór zostaje zużyty tworząc hel opuszczają ciąg główny i zataczają na wykresie H-R skomplikowaną drogę, która również zależy od masy gwiazdy. Na

rysunku 13 pokazano pierwsze etapy rozwoju gwiazd, które opuszczają ciąg główny:

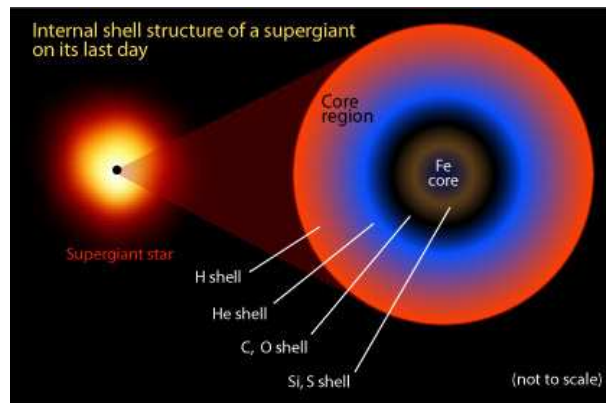


Rysunek 13: Droga na wykresie H-R przedstawiająca losy gwiazd o różnej masie po opuszczeniu ciągu głównego (rysunek pochodzi ze strony internetowej [3])

1. Gdy "wypali" się wodór w rdzeniu gwiazdy tworząc rdzeń helowy wówczas zatrzymuje się proces fuzji protonów w hel w centrum gwiazdy i zmniejsza się ciśnienie promieniowania wysyłanego podczas tego procesu. UWAGA: Przez "spalanie" wodoru, helu itd. NIE NALEŻY rozumieć reakcji chemicznej łączenia się atomów z tlenem lecz reakcje termojądrowe, w których protony łączą się w jądra helu, jądra helu w cięższe jądra, itd. Ciśnienie to działało na zewnątrz zapobiegając grawitacyjnemu zapadaniu się gwiazdy. Zmniejszenie tego ciśnienia powoduje, że następuje szybkie zapadanie się gwiazdy prowadzące do zagęszczenia rdzenia gwiazdy i podwyższenie jego temperatury. Wtedy zaczyna się fuzja wodoru otaczającego rdzeń i pojawia się wyraźny wzrost promieniowania, który powoduje ekspansję zewnętrznych warstw gwiazdy. W rezultacie gwiazda bardzo silnie (nawet 1000 razy) powiększa swoją objętość stając się "olbrzymem". Ta ekspansja równocześnie prowadzi do ochłodzenia zewnętrznych, rozszerzających się warstw gwiazdy, stąd gwiazda zmienia barwę na bardziej czerwoną ("czerwony olbrzym") i przesuwa się na wykresie

sie H-R w prawo do góry.

- Podczas gdy zewnętrzne warstwy gwiazdy mają bardzo małą gęstość, rdzeń helowy na odwrót - staje się bardzo gęsty i w pewnym momencie rozpoczyna się wybuchowe spalanie helu - "błysk helowy" z utworzeniem węgla ^{12}C . Trzy jądra helu mogą się połączyć dzięki temu, że ^8Be , żyje na tyle długo ($\sim 10^{-16}$ sek) aby przy dużej gęstości helu mógł zareagować z trzecią cząstką alfa. Ponowne podgrzanie jądra gwiazdy powoduje rozrzedzenie rdzenia i spowolnienie zachodzenia reakcji "spalania" helu ale powoduje dalsze spalanie powłoki wodorowej otaczającej rdzeń helowy. Gwiazdy przesuwają się na wykresie H-R w lewo po prawie poziomym odcinku drogi.
- Gdy wypali się rdzeń helowy znowu następuje zapadanie się gwiazdy co podgrzewa rdzeń tak bardzo, że mogą "zapalić się" jądra węgla, tlenu, itd. (wraz ze spalaniem powłoki helowej dookoła rdzenia) aż do utworzenia rdzenia gwiazdy z najsilniej związanych jąder - jąder żelaza. Temu procesowi znowu odpowiada przesuwanie się w prawo w górę na wykresie H-R.

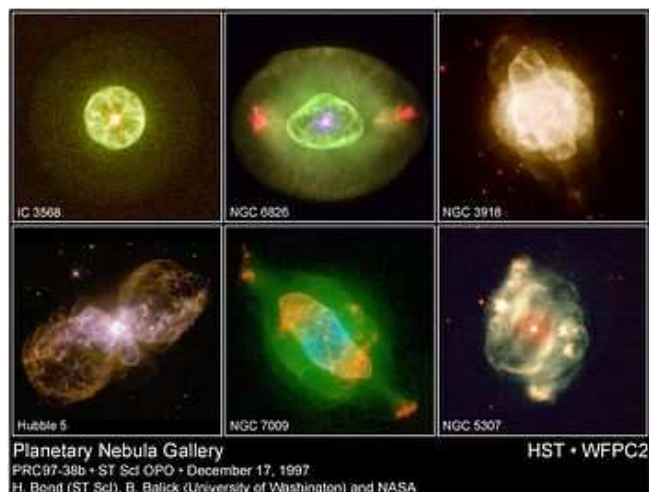


Rysunek 14: Schematyczna struktura czerwonego olbrzyma pod koniec jego istnienia. Proporcje nie są zachowane na rysunku; wielkość "żelaznego" rdzenia jest znacznie za- wyższa w stosunku do rozmiarów warstw zewnętrznych.

Jak widać gwiazdy stają się po pewnym czasie "czerwonymi olbrzymami" lub "nadolbrzymami" co spowodowane jest zdecydowanym *zwiększeniem ich objętości* (stąd "olbrzym") oraz *obniżeniem temperatury powierzchni gwiazdy* (stąd zmiana barwy emitowanego światła).

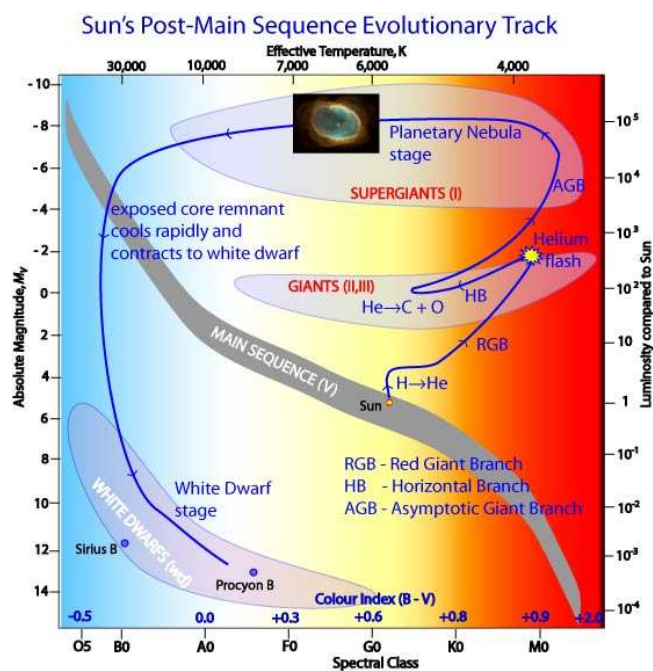
Dalsze losy gwiazdy silnie zależą od jej masy. Uważa się, że *gwiazdy nie przekraczające 8 mass Słońca* przechodzą od stadium czerwonego olbrzyma do stadium **mgławicy planetarnej**, tzn. że niewielki, gorący rdzeń otoczony jest wielką rozszerzającą się chmurą zjonizowanych gazów, które świecą dzięki intensywnemu naświetlaniu przez gwiazdę znajdującą się w centrum chmury. Kolor emitowanego światła oraz kształt chmury zależy od własności promieniowania gwiazdy, obecności więcej niż jednej gwiazdy wewnątrz świecącej chmury, itd. Jako przykład pokazano na rysunku 15 kilka mgławic planetarnych o różnych kształtach i różnym rodzaju promieniowania.

Gęstość materii w obłoku jest porównywalna z próżnią otaczającą Ziemię i szybko maleje znikając w czasie $\sim 20\,000$ lat. Mimo to mgławice planetarne są często obserwowane dzięki temu, że w pierwszym stadium swego istnienia są bardzo jasne, np. w naszej Galaktyce znanych jest ponad 1500 takich mgławic.



Rysunek 15: Zdjęcia kilku mgławic planetarnych (rysunek ze strony internetowej [3])

Rozszerzanie się mgławicy związane jest również ze zmianą barwy emitowanego światła. Mgławica przesuwa się na wykresie H-R na lewo a ponieważ znikanie materii mgławicy zmniejsza jej jasność więc następnie przesuwa się na wykresie H-R do dołu. Na rysunku 16 pokazana jest droga Słońca, którą będzie ono przebywało na wykresie H-R w przyszłości.

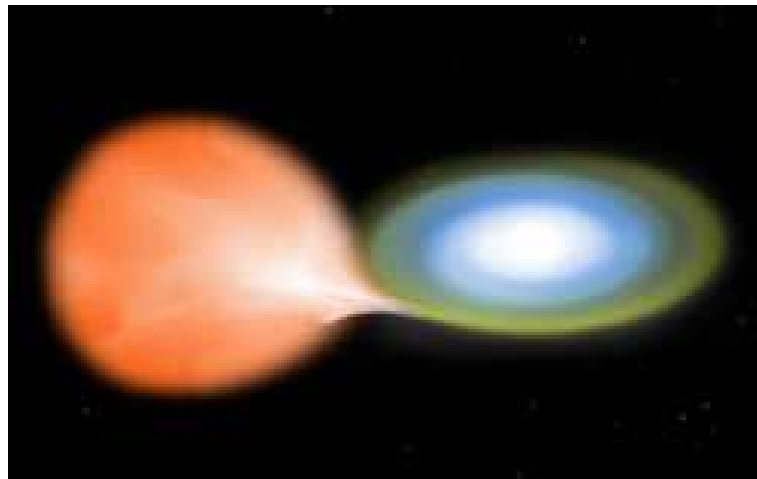


Rysunek 16: Droga na wykresie H-R przedstawiająca losy Słońca po opuszczeniu ciągu głównego (rysunek pochodzi ze strony internetowej [3])

Jeżeli centralna gwiazda mgławicy planetarnej ma masę nie przekraczającą tzw. **granicy Chandrasekhara** (lub **masy Chandrasekhara**) wynoszącej około $1.4 M_{\odot}$ to wychładza się ona zamieniając w **białego karła**. Szacuje się, że gwiazdy, które nie przekraczają powyższej granicy masy w tym etapie swojego życia, mają na ciągu głównym masę nie przekraczającą $8 M_{\odot}$.

Gwiazdy o większej masie kurczą się coraz bardziej w wyniku silnego pola grawitacyjnego, które nie może być skompensowane przez ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronów i dlatego przechodzą w bardziej egzotyczne formy: w **gwiazdy neutronowe** lub w **czarne dziury**. Mogą także zamienić się w **supernowe** - gwałtownie wybuchające gwiazdy, których resztki także mogą zamienić się w białego karła, gwiazdę neutronową lub w czarną dziurę.

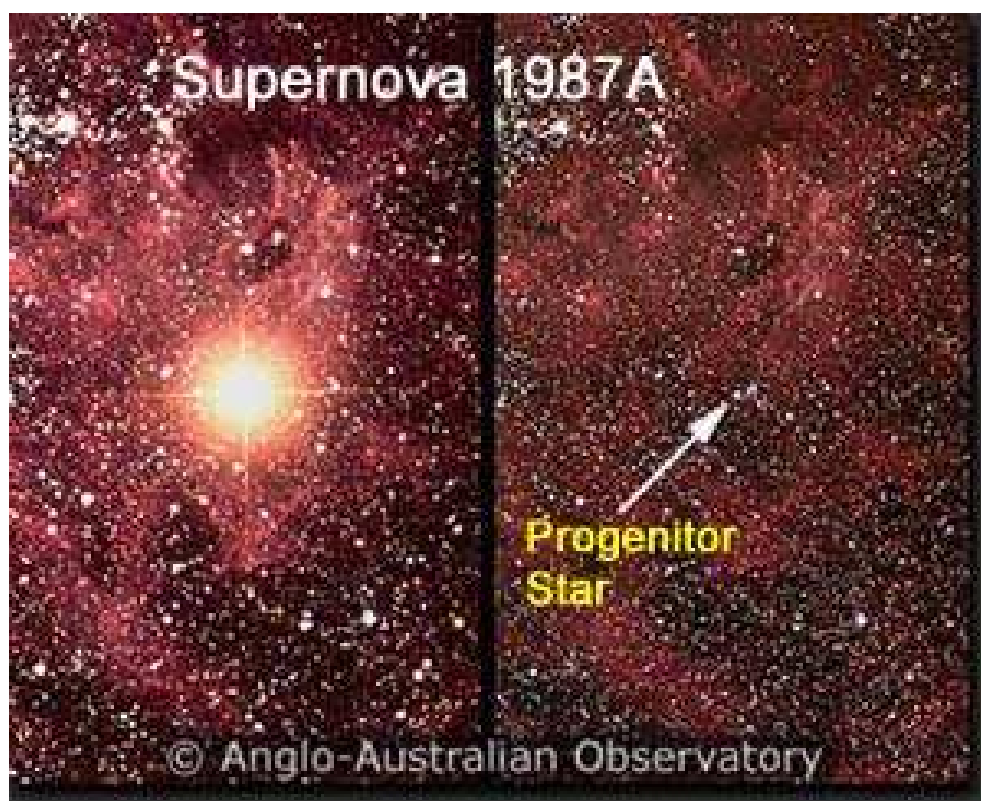
GWIAZDY SUPERNOWE TYPU Ia Jeżeli biały karzeł znajduje się w pobliżu masywnej gwiazdy (gwiazdowy układ podwójny, gdzie obie gwiazdy krążą w swoim polu grawitacyjnym dookoła wspólnego środka masy) to może pobierać od niej masę zwiększając swoją masę aż do przekroczenia granicy Chandrasekhara. Schemat takiego procesu widać na poniższym rysunku.



Rysunek 17: Schematyczny obraz akrecji masy przez białego karła znajdującego się w binarnym układzie gwiazdowym razem z masywną gwiazdą.

Po przekroczeniu tej granicy może, w wyniku podgrzania białego karła dzięki grawitacyjnemu zagęszczaniu, nastąpić gwałtowna reakcja termojądrowa polegająca na bardzo szybkim (w ciągu kilku sekund) "spalaniu" węgla i tlenu, analogiczna do wybuchu wielkiej bomby wodorowej co zwykle całkowicie niszczy wybuchającą gwiazdę rozpylając radioaktywne jądra niklu. Taka supernowa ma olbrzymią jasność (ok. 5 miliardów razy większą od jasności Słońca).

GWIAZDY SUPERNOWE TYPU II Gwiazdy o masie większej niż $9 M_{\odot}$ przechodząc z ciągu głównego w stadium czerwonego olbrzyma mogą się stać niestabilne w wyniku następujących procesów: Gdy masa żelaznego rdzenia czerwonego olbrzyma przekroczy granicę Chandrasekhara to ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronów nie może powstrzymać implozji grawitacyjnej gwiazdy. Implozja ta powoduje gwałtowne zwiększenie temperatury, co prowadzi do rozbicia jąder żelaza na cząstki alfa i neutrony. Zagęszczanie materii gwiazdy zostaje zahamowane gwałtownie dzięki krótkozasięgowej odpychającej składowej oddziaływania silnego między neutronami. Powoduje to powstanie fali uderzeniowej zgęszczeń rozchodzącej się na zewnątrz, która powoduje eksplozję supernowej. Rysunek 18 pokazuje zdjęcie Wielkiego Obłoku Magellana wykonane przed 1987 r. (prawa strona rysunku) gdzie strzałka pokazuje gwiazdę, która w 1987 roku zamieni się w supernową. Lewa strona rysunku przedstawia zdjęcie tego samego obszaru nieba wykonane w 1987 roku na którym wyraźnie widać supernową.



Rysunek 18: Supernowa zaobserwowana w 1987 roku (lewa strona rysunku) w Wielkim Obłoku Magellana oraz zdjęcie tego samego obszaru nieba przed wybuchem supernowej. Strzałka pokazuje gwiazdę, która zamieni się w supernową.

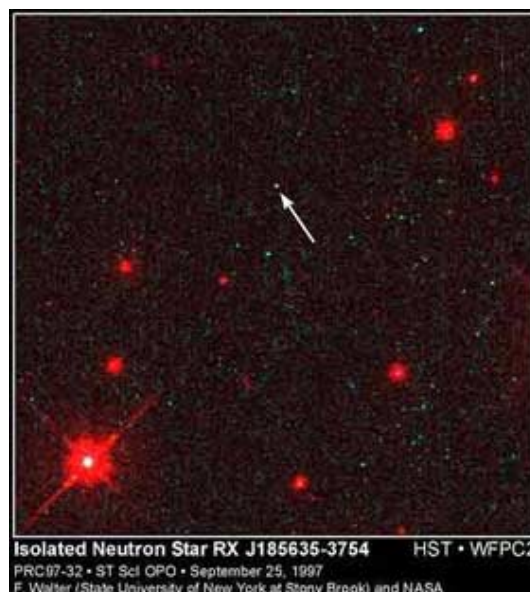
Na następnym rysunku, tj. rysunku 19 pokazane jest zdjęcie resztek wybuchu tej supernowej typu IIa wykonane w 2007 roku - 20 lat po zaobserwowaniu wybuchu.



Rysunek 19: Rozszerzające się resztki wybuchu supernowej SN 1987A w Wielkim Obłoku Magellana zarejestrowane 20 lat po wybuchu.

GWIAZDY NEUTRONOWE Jeżeli gwiazda po fazie czerwonego olbrzyma ma masę większą od granicy Chandrasekhara ($1.4 M_{\odot}$) ale mniejszą od ok. $3 M_{\odot}$ to zamienia się w gwiazdę neutronową. Zachodzi to w następujący sposób: w końcowej fazie życia czerwonego olbrzyma silna grawitacyjna implozja powoduje takie podgrzanie rdzenia żelaznego, że reakcje fotojądrowe rozbijają jądra żelaza tworząc m.in. neutrony. Neutrony przez efekt zakazu Pauliego zatrzymują grawitacyjne zagęszczanie rdzenia i w ten sposób powstaje gwiazda, której głównymi składnikami są neutrony. Gwiazda taka ma małą jasność, gdyż jest bardzo niewielka (o promieniu rzędu 10 km) ale o gęstości takiej jak jądra atomowe $\sim 10^{17} \text{ kg/m}^3$.

Na rysunku 20 pokazana jest gwiazda, o której sądzi się, że jest gwiazdą neutronową.



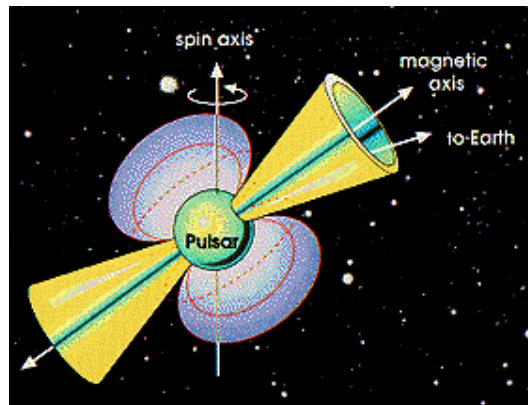
Rysunek 20: Na tym zdjęciu gwiazda neutronowa pokazana jest strzałką.

Ponieważ gwiazdy neutronowe są bardzo małe więc trudno jest je zauważyć rejestrując ich światło ale niektóre z nich mają wyjątkowe własności pozwalające je zauważyć na tle innych gwiazd. Emitują one wyraźnie ukierunkowane promieniowanie (głównie radiowe) obracając się szybko a więc obserwowane na Ziemi promieniowanie zmienia się okresowo.

Jeżeli początkowa, duża gwiazda obracała się (nawet bardzo powoli) to prawo zachowania krętu powoduje, że zmniejszanie się gwiazdy do rozmiarów typowych dla gwiazdy neutronowej bardzo silnie zwiększa jej szybkość obrotu. Jest to spowodowane tym, że kręt \mathbf{J} wyraża się przez iloczyn prędkości kątowej obrotu $\boldsymbol{\omega}$ i momentu bezwładności \mathbf{I} :

$$\mathbf{J} = \mathbf{I} \boldsymbol{\omega} .$$

Zmniejszanie się rozmiarów gwiazdy zmniejsza jej moment bezwładności a więc przy stałej wartości krętu następuje wzrost prędkości kątowej obrotu. Takie gwiazdy nazywane są **pulsarami**. Pulsary mają bardzo silne pole magnetyczne ($\sim 10^8$ T), w którym poruszają się elektrony po zamkniętych orbitach a taki ruch związany jest z emisją promieniowania synchrotronowego (przyspieszony ruch ładunku powoduje emisję promieniowania). Bieguny magnetyczne nie pokrywają się zwykle z położeniem osi obrotu więc kierunek wiązki promieni emitowanych głównie wzdłuż linii łączącej bieguny magnetyczne wiruje dookoła osi obrotu pulsara i dlatego może trafiać (bardzo regularnie) na kierunek w stronę obserwatora na Ziemi co pokazane jest na rys. 21. Typowy okres zmian natężenia promieniowania waha się od kilku milisekund do ok. 8 sekund i jest stały z wielką dokładnością, np. pulsar nazywany PSR J1603-7202 ma okres 0.0148419520154668 sekundy, który regularnie rośnie ale niesłychanie powoli (0.0000005 sekundy na milion lat).



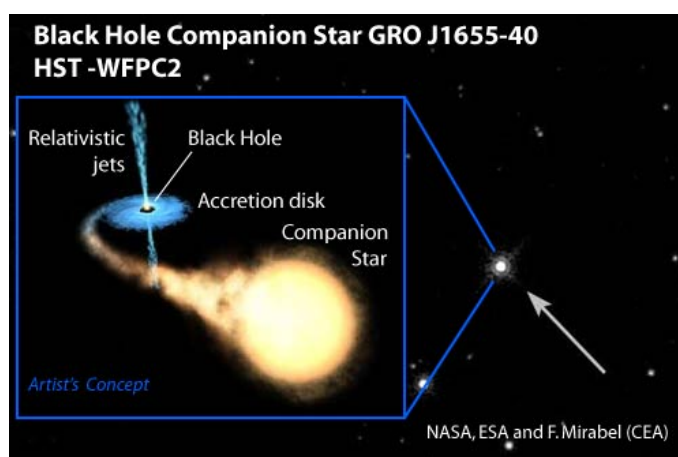
Rysunek 21: Rysunek ilustruje ustawienie linii sił pola magnetycznego pulsara względem jego osi obrotu.

Promieniowanie pulsara może być w zakresie fal radiowych, widzialnych lub w nadfiolecie. W centrum Mgławicy Kraba pokazanej na rysunku 22, będącej resztkami po wybuchu supernowej w 1054 roku, znajduje się pulsar emitujący widzialne światło.



Rysunek 22: Mgławica Kraba podświetlana promieniowaniem pulsara znajdującego się w jej środku.

CZARNE DZIURY Jeżeli gwiazda – rdzeń czerwonego giganta ma masę większą niż 3 – 5 mas Słońca, to grawitacyjne zagęszczanie jest tak silne, że powstaje ”czarna dziura”, tj. obiekt o punktowych rozmiarach i o nieskończonej gęstości wytwarzający tak silne pole grawitacyjne, że nawet światło nie może wydostać się z tego pola. Obecność czarnych dziur można zaobserwować przez ich oddziaływanie grawitacyjne na inne gwiazdy. Można czasami zaobserwować również promieniowanie świetlne i radiowe z dysku akrecyjnego tworzącego się dookoła czarnej dziury, gdy zagarnia ona materię z sąsiedniej gwiazdy, z którą tworzy układ binarny.



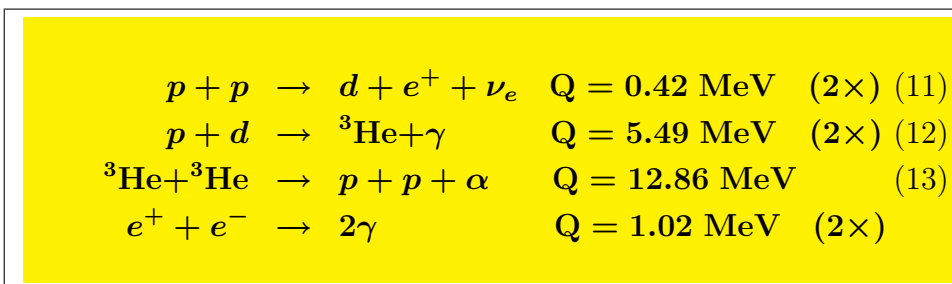
Rysunek 23: Rysunek pokazuje gwiazdę (strzałka), którą uważa się za towarzysza czarnej dziury w podwójnym układzie gwiazdowym. Na rysunku pokazany jest także schemat tego podwójnego układu.

3.2 SPALANIE WODORU

Po pierwotnej produkcji pozostały jedynie najlżejsze jądra atomowe, gdzie jądra wodoru czyli protony zdecydowanie przeważały (patrz rys. 10). Stąd w materii, z której zbudowane zostały gwiazdy dominowały protony. Łączenie się protonów w cięższe jądra jest więc głównym źródłem energii pierwotnych gwiazd. Seria reakcji egzotermicznych w wyniku których protony zamieniają się w jądra helu nazywana jest "spalaniem wodoru". Spalanie to zachodzi głównie poprzez dwa cykle: tzw. **cykl protonowy** (lub **cykl proton-proton**) i **cykl węglowo-azotowo-tlenowy** omawiane poniżej.

3.2.1 CYKL PROTON-PROTON

Cykl ten występuje w trzech odmianach przy czym główna wersja (nazywana **cyklem "ppI"**) składa się z następujących reakcji:

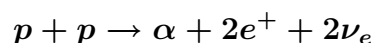


Pierwsza z powyższych reakcji zachodzi z najmniejszym przekrojem (najwolniej) gdyż reakcja fuzji protonów w deuteron wymaga *zamiany protonu na neutron co odbywa się w wyniku łabego oddziaływania*.

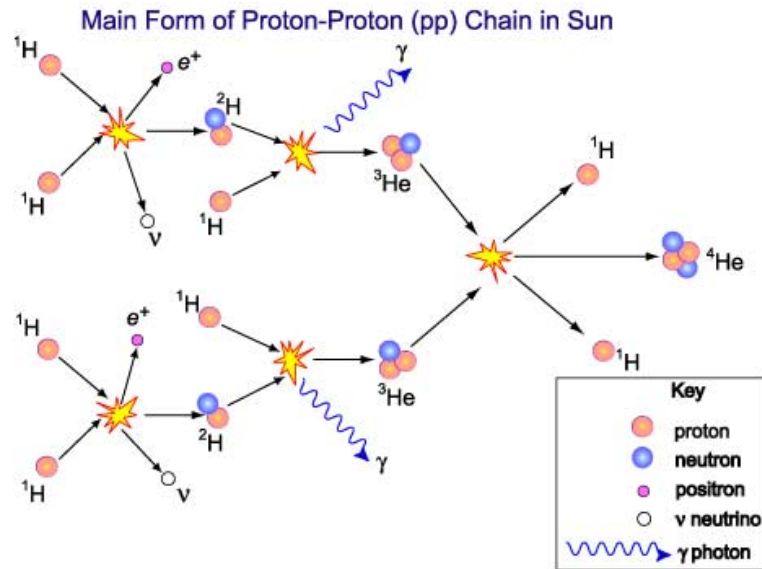
Dlatego ta właśnie reakcja powoduje, że gwiazdy żyją długo i podczas cyklu proton-proton wydzielają energię w sposób stabilny.

Na przykład szacuje się, że Słońce, w którym cykl proton-proton jest głównym mechanizmem wytwarzania energii będzie istniało w obecnym stanie jeszcze ok. 5 miliardów lat zanim zamieni się w czerwonego olbrzyma.

Cykl proton-proton "**ppI**" przedstawiony jest na rysunku 24 poniżej. Większa część energii 26.72 MeV wydzielanej podczas zamiany czterech protonów w cząstkę alfa:



pozostaje w gwiazdzie ale 0.52 MeV zostaje unoszone poza gwiazdę przez neutrina.



Rysunek 24: Główna postać cyklu proton-proton spalania wodoru z wytworzeniem helu.

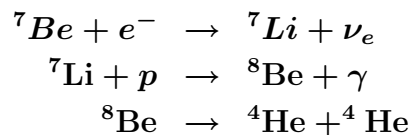
Powyższy cykl "**ppI**" ma jako trzecią reakcję fuzję dwu jąder ${}^3\text{He}$ która obok wyprodukowania silnie związanego jądra ${}^4\text{He}$ odtwarza dwa protony. Aby ta reakcja mogła zachodzić musi zbierać się w gwiazdzie odpowiednio duża ilość jąder ${}^3\text{He}$. *Zanim to się stanie mogą zachodzić konkurencyjne wersje cyklu proton-proton (nazywane "**ppII**" i "**ppIII**"), które wykorzystują istniejące po pierwotnej produkcji jądra ${}^4\text{He}$ jako katalizator.*

Cykle "**ppII**" i "**ppIII**"

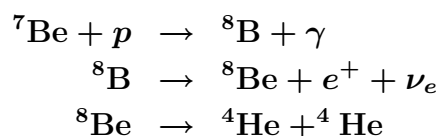
W obu tych cyklach zachodzą najpierw dwie pierwsze reakcje cyklu "**ppI**", tj. reakcje (11) i (12). Jako trzecia reakcja zachodzi:



Następnie (w cyklu "**ppII**") jądra ${}^7\text{Be}$ przez wychwyt elektronu zamieniają się w ${}^7\text{Li}$ a jądra ${}^7\text{Li}$ zderzając się z protonami produkują niestabilne jądra ${}^8\text{Be}$ rozpadające się na dwie cząstki alfa:

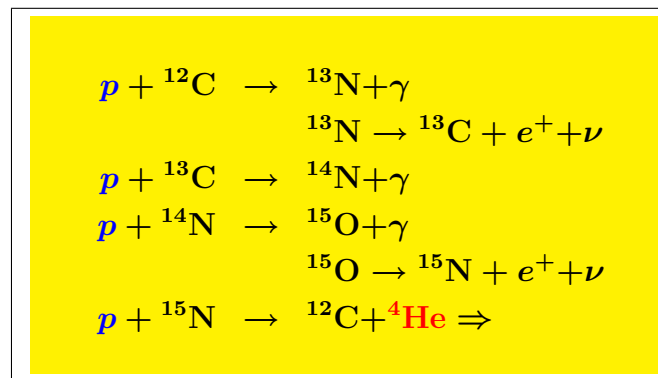


W cyklu "**ppIII**" trzy pierwsze reakcje są identyczne jak w cyklu "**ppII**" jednakże inna jest droga zamiany jąder ${}^7\text{Be}$ w niestabilne ${}^8\text{Be}$:

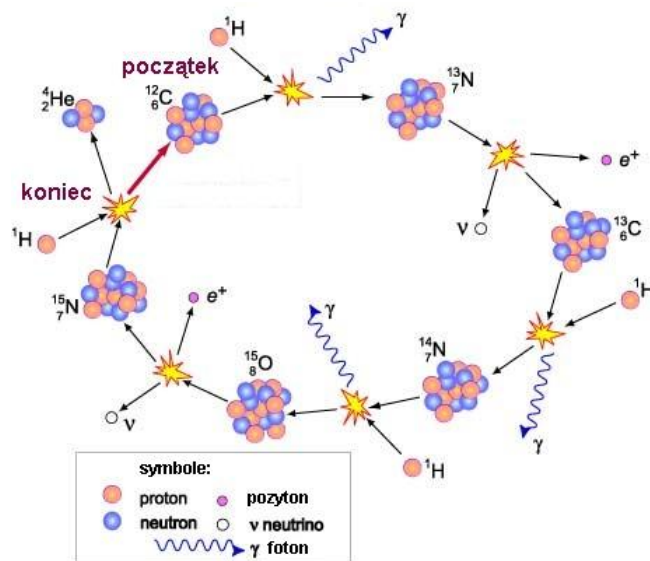


3.2.2 CYKL CNO

W gwiazdach, w których obok protonów istnieją już jądra węgla ^{12}C spalanie wodoru na hel może zachodzić nie tylko w cyklu proton-proton ale także w cyklu, w którym jądra ^{12}C grają rolę katalizatora reakcji. Wytworzenie węgla wymaga połączenia trzech jąder ^4He a więc zachodzi dopiero wtedy gdy ilość helu staje się znacząca w porównaniu do ilości wodoru. Dla Słońca taki proces zachodzi z niewielkim prawdopodobieństwem ale dla gwiazd o większej masie, które we wnętrzu mają wyższą temperaturę niż Słońce reakcje tworzenia helu z protonów zachodzą szybciej i dlatego węgiel pojawia się w nich znacznie szybciej niż w Słońcu. Dla takich gwiazd **cykl węglowo-azotowo-tlenowy** jest cyklem konkurencyjnym do cyklu proton-proton. Cykl ten opisany jest poniżej i przedstawiony na rysunku 25. Jak widać cykl rozpoczyna się zderzeniem protonu z jądrem węgla ^{12}C , w którym powstaje jądro ^{13}N w stanie wzbudzonym, itd. Cykl kończy się reakcją, w której proton bombarduje jądro ^{15}N a w wyniku tworzy się cząstka alfa (jądro ^4He) oraz odradza się jądro ^{12}C .



W efekcie znowu dostajemy z czterech protonów jedną cząstkę alfa oraz leptony i kwanty gamma.



Rysunek 25: Cykl CNO spalania wodoru z wytworzeniem helu.

Widać, zarówno ze schematu przytoczonego powyżej jak i z rysunku 25, że jądra ^{12}C odgrywają w tym procesie rolę **katalizatora** nie zużywając się same.

Proces spalania wodoru opisany powyżej jest źródłem energii gwiazd ciągu głównego a długie przebywanie gwiazd w tym stanie jest przede wszystkim spowodowane tym, że w cyklu proton-proton łączenie się protonów w deuteron wymaga oddziaływania słabego.

W Słońcu 90% energii produkowane jest przez proces "ppI", ok. 9% przez "ppII" i "ppIII", przy czym "ppII" przeważa (bo wychwyt elektronu nie jest hamowany przez barierę kulombowską) a tylko ok. 1% zachodzi przez cykl CNO

3.3 SPALANIE HELU

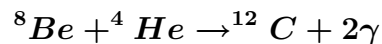
Łączenie się helu w cięższe pierwiastki zachodzi zupełnie inaczej niż spalanie wodoru. Spowodowane jest to dwoma faktami:

NIESTABILNOŚCIĄ ^8Be Łączenie się dwu cząstek alfa w jądro ^8Be ; $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be} + Q$ jest reakcją endoenergetyczną ($Q = -92$ keV). Inaczej mówiąc energetycznie jest wygodnie dla jądra ^8Be rozpaść się spontanicznie na dwie cząstki alfa. Zachodzi to rzeczywiście i to z krótkim czasem życia ($\tau \approx 2 \cdot 10^{-16}$ sek). Fakt ten powoduje, że przy ciągłym tworzeniu jąder ^8Be w wyniku zderzeń $^4\text{He} + ^4\text{He}$ stosunek abundancji ^8Be do abundancji ^4He wynosi w równowadze termicznej ok. 10^{-9} .

Tak mała abundancja ^8Be powoduje, że przyłączenie cząstki alfa do ^8Be jest mało prawdopodobne.

OBECNOŚCIĄ REZONANSU W POBLIŻU ENERGII ROZPADU $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He}$

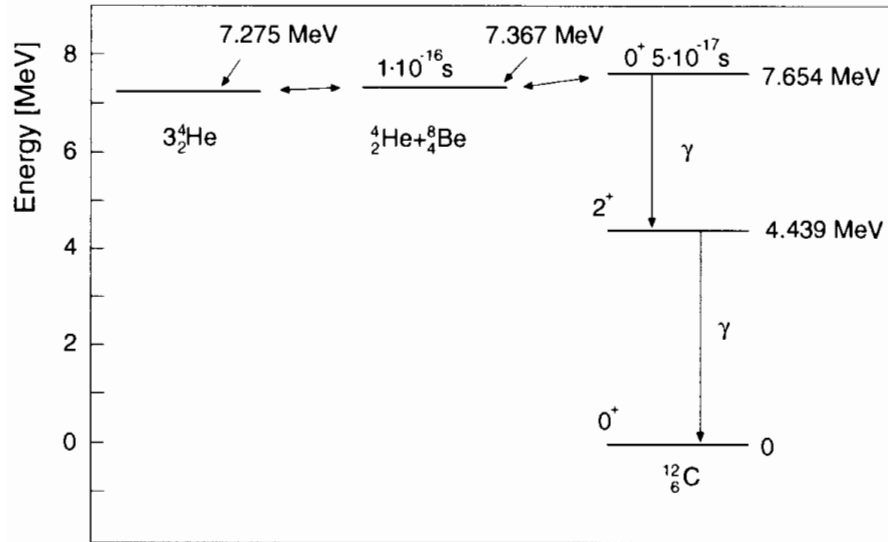
Mimo tak małej względnej abundancji ^8Be może zachodzić reakcja



bo tuż powyżej progu na rozpad jądra $^{12}\text{C} \rightarrow ^4\text{He} + ^8\text{Be}$ wynoszącego 7.367 MeV (tj. $7.367 \text{ MeV} + m(^{12}\text{C})c^2 = (m(^4\text{He}) + m(^8\text{Be}))c^2$) znajduje się stan wzbudzony jądra ^{12}C o energii 7.654 MeV (0^+), który może rozpaść się (zamiast na $^4\text{He} + ^8\text{Be}$) na ^{12}C w stanie podstawowym i dwa kwanty gamma z prawdopodobieństwem 0,04.

Dzięki temu tworzą się jądra ^{12}C mimo, że z ich tworzeniem konkuruje znacznie bardziej prawdopodobny rozpad na trzy cząstki alfa.

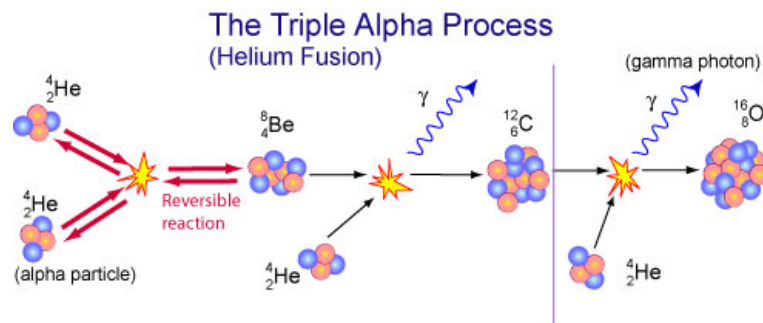
Relacje energetyczne w układzie $^{12}\text{C}^* - (^8\text{Be} + ^4\text{He}) - (^4\text{He} + ^4\text{He} + ^4\text{He})$ pokazane są na rysunku 26. Wszystkie energie liczone są względem energii stanu podstawowego ^{12}C .



Rysunek 26: Relacje pomiędzy energiami potrzebnymi do rozbitcia ^{12}C na $^4\text{He} + ^8\text{Be}$ lub na 3 cząstki alfa. Pokazane są również trzy najniższe stany jądra ^{12}C , z których stan 7.654 MeV (0^+) znajduje się bardzo blisko progu na rozbitcie jądra na wymienione powyżej podukłady. Stan ten może jednak rozpadać się przez emisję 2 kwantów gamma do stanu podstawowego i dzięki temu może zachodzić reakcja $^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + 2\gamma$.

Ponieważ produkcja $3(^4\text{He}) \rightarrow ^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma + \gamma$ zachodzi z małym prawdopodobieństwem więc po utworzeniu pewnej ilości jąder ^{12}C zaczynają one w zderzeniach z jądrami ^4He produkować tlen ^{16}O konkurując z poprzednią reakcją.

W wyniku konkurencji powyższych dwu reakcji (trójcząłowej i dwucząłowej) spalanie helu kończy się utworzeniem mieszaniny ^{12}C i ^{16}O



Rysunek 27: Schemat spalania helu do ^8Be i ^{12}C .

Przyłączanie kolejnych cząstek alfa do jąder tlenu (najbardziej rozpowszechniony izotop to ^{16}O) prowadzi do produkcji neonu (^{20}Ne) a następnie magnezu (^{24}Mg), ^{28}Si , itd.

Wszystkie te reakcje produkują coraz silniej związane parzysto-parzyste jądra aż do żelaza i niklu. Wychwyty przez nie protonów (lub rzadziej neutronów) daje w rezultacie również nieparzyste jądra.

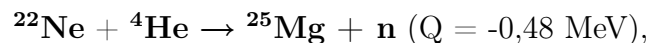
Tablica 1: Lista procesów prowadzących do produkcji ^{56}Fe poprzez spalanie coraz cięższych jąder. Druga i trzecia kolumna podają ilość wytwarzanej energii na nukleon i na kilogram, w czwartej kolumnie pokazano jaką część energii zabierana jest przez neutrina a więc nie podgrzewa gwiazdy, w piątej i szóstej kolumnie podane są energie zapłonu potrzebne do zachodzenia danej reakcji. Tabela pochodzi z książki [4].

Reakcja	Q/56 MeV	Q/m 10^{12} J/kg	f_ν	T 10^9 K	kT keV
$14(4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He})$	6,683	640	0,02	0,015	1,3
$2(7^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{16}\text{O})$	0,775	75	0	0,15	15
$2[(^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}) \rightarrow ^{28}\text{Si}]$	0,598	57	0	0,8 - 2,0	100
$^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$	0,195	19	0	3,5	300
$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$	0,120	12	0,2		
w sumie	8,371	803	0,22		

3.4 PRODUKCJA JĄDER CIĘŻSZYCH OD ŻELAZA

Po wytworzeniu jąder żelaza lub sąsiednich dalsze przyłączanie protonów lub cząstek alfa jest procesem endoenergetycznym ($Q < 0$) a więc wymaga dostarczenia większej ilości energii (oprócz ujemnego ciepła reakcji musi być jeszcze pokonana coraz wyższa bariera kulombowska). Z tego powodu reakcjami, które są najbardziej prawdopodobne dla tworzenia ciężkich jąder jest przyłączanie neutronów nie odczuwających bariery kulombowskiej.

Neutrony, które nie pozostały po pierwotnej produkcji gdyż albo rozpadły się albo zostały przyłączone do lekkich jąder atomowych produkowane są w reakcjach jądrowych, które zachodzą w czasie spalania jąder cięższych od ^4He , np.

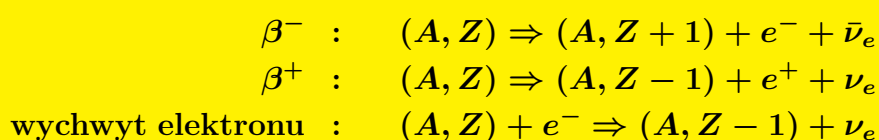


czy też

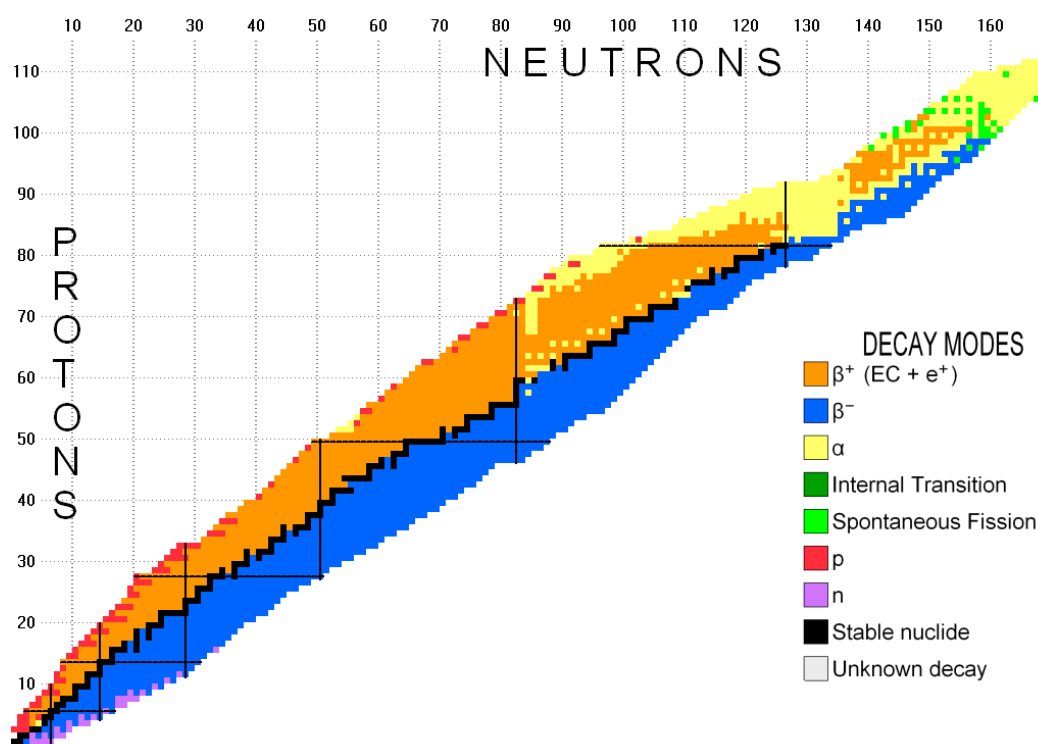


Te neutrony mogą być przyłączane do jąder żelazowców produkując cięższe izotopy tych jąder, tj. jądra atomowe o tej samej liczbie atomowej Z ale powiększonej liczbie masowej $A = N + Z$.

Na rysunku 28 pokazane są znane jądra atomowe, przy czym jądra stabilne tworzące tzw. ścieżkę stabilności zaznaczone są czarnym kolorem a jądra niestabilne różnymi kolorami w zależności od sposobu rozpadu. Jądra powyżej ścieżki stabilności (oznaczone kolorem pomarańczowym) rozpadają się głównie przez **rozpad beta plus** (lub wychwyt elektronu) a jądra poniżej ścieżki stabilności rozpadają się przez **rozpad beta minus**:



gdzie (A, Z) symbolizuje jądro o liczbie masowej A i atomowej Z , e^- (e^+) to elektron (pozyton) a ν_e ($\bar{\nu}_e$) to neutrino (antyneutrino) elektronowe.



Rysunek 28: Tablica znanych jąder atomowych (rysunek pochodzi z pracy G. Audi et al., Nuclear Physics A 729 (2003) 3–128). Kolory oznaczają różne sposoby rozpadu opisane na rysunku a jądra stabilne układające się na tzw. "ścieżce stabilności" przedstawione są czarnym kolorem. Pionowe i poziome czarne linie narysowane są dla jąder o zamkniętych powłokach, tzn. dla "jąder magicznych".

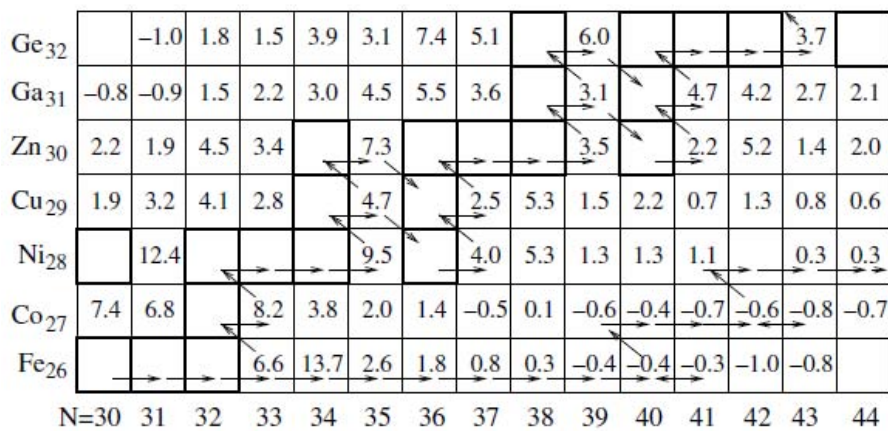
Neutrony pojawiają się nie tylko podczas reakcji fuzji, takich jak wymienione powyżej, ale również w reakcjach zachodzących podczas implozji grawitacyjnej rdzenia żelaznego

gwiazd kiedy to jądra żelaza rozbijane są na cząstki alfa i na nukleony. Ponieważ takie reakcje jądrowe zachodzą gwałtownie (w wybuchach supernowych) toteż strumień neutronów z takich reakcji jest znacznie większy niż z reakcji fuzji.

A więc dwoma głównymi typami reakcji tworzącymi jądra cięższe od żelazowców są reakcje wychwytu neutronów stowarzyszone z rozpadami beta zachodzące powoli (tzw. **proces s** - od angielskiego słowa *slow* - powolny) podczas stadiów ewolucji gwiazd zbliżonych do równowagi oraz bardzo gwałtownie (tzw. **proces r** - od angielskiego słowa *rapid* - gwałtowny) podczas wybuchów gwiazd tzw. **nowych** lub **supernowych**. Innym sposobem tworzenia niektórych ciężkich pierwiastków jest zespół reakcji zwanych **procesem p**, który zawiera reakcje wychwytu protonów ale także reakcje fotojądrowe typu (γ, n) .

Na rysunku 29 pokazana jest droga tworzenia pierwiastków cięższych od żelaza w dwu procesach:

- **Procesie s**, który polega na wychwycie neutronów przez jądra wtedy, gdy strumień neutronów jest niewielki, więc utworzone jądro – jeżeli jest niestabilne – ma czas na rozpad beta przed następnym zderzeniem z neutronem tworząc izobar o Z zmienionym (zwykle powiększonym) o jednostkę.
- **Procesie r**, który przebiega w obecności bardzo dużego strumienia neutronów a więc jądro może pochłonąć kilka neutronów zanim zdąży zajść rozpad beta minus.



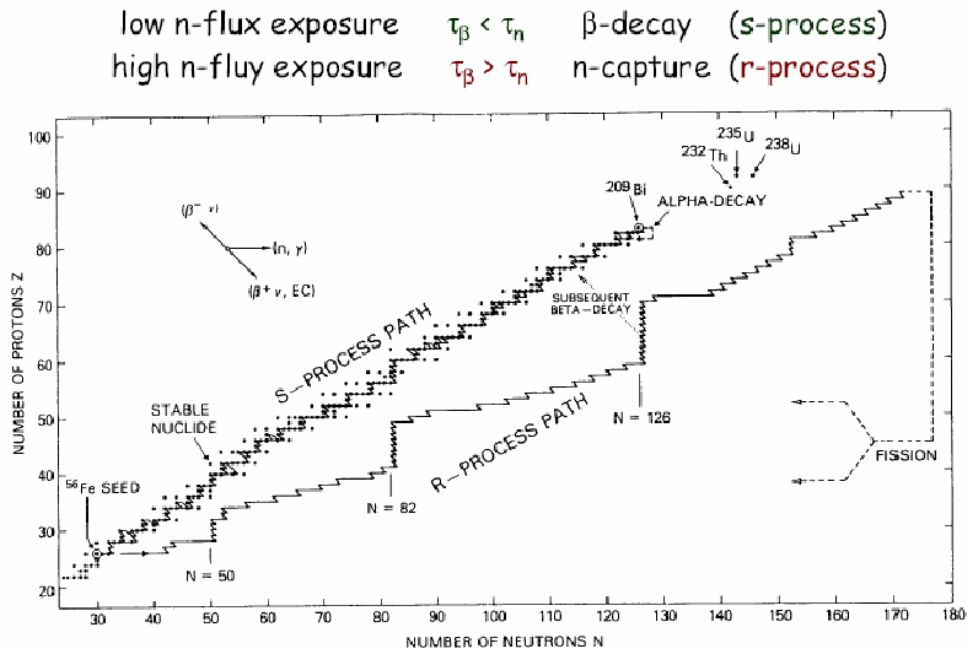
Rysunek 29: Procesy odpowiedzialne za produkcję jąder ciężkich, bliskich żelazu.

Przechodzenie od jednego izotopu do cięższego izotopu utworzonego przez pochłonięcie neutronu przedstawione jest na rysunku 29 poziomą strzałką a przechodzenie od jednego izobaru do innego, zachodzące dzięki rozpadowi beta reprezentowane jest przez strzałkę ustawioną ukośnie w lewo do góry dla rozpadu beta minus lub prawo w dół dla rozpadu beta plus i wychwytu elektronu. Liczby przytoczone w kwadratach odpowiadających poszczególnym nuklidom oznaczają logarytm z czasu półrozpadu wyrażonego w sekundach. Kwadraty nie zawierające liczb oznaczają stabilne nuklidy.

Jak łatwo zauważyć proces s przebiega poprzez nuklidy położone w pobliżu ścieżki stabilności (puste kwadraty) a proces r zasila nuklidy ze znaczną przewagą neutronów, które następnie przez rozpad beta minus przechodzą w nuklidy położone bliżej ścieżki stabilności.

Nuklidy położone na rysunku 29 powyżej ścieżki stabilności mają małą abundancję i są produkowane przez proces p, tzn. reakcje radiacyjnego wychwytu protonów (p, γ) lub reakcje fotojądrowe (γ, n).

Na rysunku 30 pokazany jest schematycznie sposób produkcji wszystkich nuklidów cięższych od żelaza. Warto zauważyć, że proces s nie jest w stanie wyprodukować nuklidów cięższych od bizmutu ^{209}Bi ponieważ tam zachodzą rozpady alfa, które szybciej niszczą jądra niż są one tworzone przez powolny wychwyt neutronów. Tam może ingerować tylko proces r.



Rysunek 30: Drogi prowadząca od ^{56}Fe do wszystkich cięższych jąder

4 KONTROLOWANA FUZJA

Dla wywołania reakcji fuzji należy dostarczyć zderzającym się jądrom atomowym odpowiednią energię kinetyczną. Energia ta jest tak duża, że atomy znajdujące się w pobliżu są jonizowane i tworzy się mieszanina jonów i elektronów nazywana **plazmą**. Energia plazmy jest pożądanym przez nas produktem, który chcemy dalej wykorzystywać zamieniając energię kinetyczną cząstek powstających w reakcjach na inne rodzaje energii, np. na energię elektryczną. Aby uzyskać plazmę posiadającą odpowiednie własności musi być wytworzona bardzo wysoka temperatura (rzędu dziesiątek milionów Kelvinów) oraz plazma musi być poddana wysokiemu ciśnieniu. Konkretnie wartości temperatury i ciśnienia są różne dla różnych rodzajów reagujących jąder atomowych. Wartości te powinny spełniać tzw. **kryterium Lawsona** omówione poniżej.

Kontrolowana fuzja polega na inicjowaniu reakcji termojądrowych i podtrzymywaniu istnienia plazmy tak długo aby było można wykorzystywać wytwarzaną energię. W tym celu plazma musi być uwięziona w taki sposób aby nie spowodowała zniszczeń a wytwarzana w reakcjach energia mogła być odbierana i przekazywana do urządzeń, które przetworzą ją w pożądanym sposób.

4.1 UWIEZIENIE PLAZMY

Istnieje kilka podstawowych sposobów uwięzienia (ang. *confinement*) plazmy. Oto one:

Uwięzienie grawitacyjne Uwięzienie takie (ang. *gravitational confinement*) to zjawisko obserwowane w gwiazdach. Wielka siła grawitacyjna wywołana wielką masą gwiazd utrzymuje w jednym miejscu plazmę wytwarzaną we wnętrzu gwiazdy. Metoda ta nie daje się zastosować w laboratorium bo jedynie olbrzymie masy (takie jak masy gwiazd) mogą wytwarzać wystarczająco silne pole grawitacyjne aby produkty reakcji termojądrowych nie "uciekły" z plazmy.

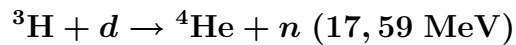
Uwięzienie magnetyczne (ang. *magnetic confinement*) Ponieważ elektrony i zjonizowane (całkowicie lub częściowo) atomy są naładowane więc poruszając się w polu magnetycznym odczuwają siłę Lorentza i zakrzywiają swoje tory. Jeżeli odpowiednio ukształtuje się pole magnetyczne to tory naładowanych cząstek mogą się zamykać wewnątrz tego pola co w wyniku nie pozwala wydostać się plazmie z obszaru pola magnetycznego. Na tej zasadzie działa **TOKAMAK**, który jest aktualnie najbliższy wykorzystaniu w praktyce reakcji termojądrowych w energetyce. Podobną metodę (różniącą się jednak w szczegółach, które będą omówione poniżej) stosuje tzw. **STELLARATOR**.

Inercyjne uwięzienie elektrostatyczne (ang. *inertial electrostatic confinement* (IEC)). Polega ono na uwięzieniu plazmy przy użyciu pola elektrostatycznego, przyspieszającego naładowane cząstki (jony albo elektrony) promieniście do wewnątrz urządzenia, zbudowanego zwykle w geometrii sferycznej, ale czasami także w cylindrycznej. Takimi urządzeniami są: **FUZOR** lub reaktor typu **POLYWELL**.

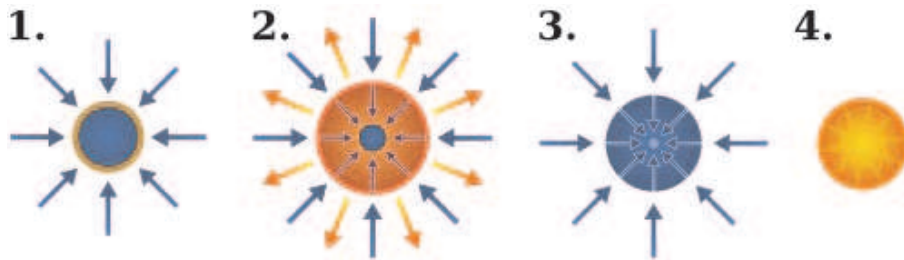
Uwięzienie inercyjne (ang. *inertial confinement*) Idea tego uwięzienia polega na gwałtownym sprężeniu materiału, który ma podlegać fuzji aż zostanie uzyskana odpowied-

nia temperatura i gęstość plazmy. Po raz pierwszy zastosowano tę metodę przy budowie **bomby wodorowej** a sposobem uzyskania odpowiedniego sprężenia był wybuch bomby atomowej działającej na zasadzie rozszczepienia ciężkich pierwiastków. Metoda ta, chociaż skuteczna w zastosowaniu do bomby wodorowej nie może być używana w pokojowym wykorzystaniu reakcji fuzji.

W 1970 roku zaproponowano zastosowanie *laserów o wielkiej mocy do impulsowego naświetlania niewielkiej ilości mieszaniny deuteru i trytu*. Naświetlanie takie musi być równomierne ze wszystkich stron co powoduje, że w zewnętrznej warstwie naświetlanego materiału rozpoczyna się fuzja jądrowa, która powoduje rozchodzenie się fali uderzeniowej do centrum tarczy i na zewnątrz. Fala uderzeniowa, która spotyka się w centrum kulistej tarczy z identyczną falą nadchodzącą z przeciwnego kierunku doprowadza do wytworzenia gęstości większej niż 1 kg/cm^3 i wytworzenia bardzo wysokiej temperatury. Reakcja fuzji,



która rozwija się wtedy w centrum ściśniętego paliwa powoduje emisję cząstek alfa i neutronów. Cząstki alfa mogą przebyć w tak gęstym materiale tylko bardzo małą drogę powodując podgrzewanie warstwy paliwa dookoła centrum i inicjowanie reakcji rozchodzącej się na zewnątrz aż do całkowitego zużycia paliwa.



Rysunek 31: Zasada działania inercyjnego uwięzienia plazmy

Zasada działania inercyjnego uwięzienia plazmy przy wykorzystaniu potężnej wiązki laserowej pokazana jest na rysunku 31:

1. W pierwszym etapie równomierne naświetlenie silną wiązką lasera powierzchni tarczy złożonej z mieszaniny deuteru i trytu powoduje podgrzanie powierzchni i rozpoczęcie tam reakcji fuzji
2. Fala uderzeniowa z powierzchni rozchodzi się na zewnątrz i do środka
3. Pozostała wewnątrz fala uderzeniowa spotyka się w centrum tarczy z falą nadchodzącą z naprzeciw
4. Reakcja fuzji rozchodzi się na zewnątrz powodując "zapalenie" (ang. *ignition*) plazmy w całej objętości tarczy.

4.1.1 UWIĘZIENIE MAGNETYCZNE

Zachowanie się plazmy w polu magnetycznym opisuje się albo wprowadzając pojęcie **ciśnienia pola magnetycznego** i **ciśnienia plazmy** - traktując plazmę jako ciecz albo rozważając spiralny ruch pojedynczych naładowanych cząstek dookoła linii sił pola magnetycznego.

Czas uwięzienia w polu magnetycznym (ang. *confinement time*) jest rzędu kilku sekund a ciśnienie plazmy rzędu 1 atmosfery (~ 1000 hPa).

Jak wiadomo, na cząstkę o ładunku q poruszającą się z prędkością \vec{v} w jednorodnym polu magnetycznym \vec{B} działa siła Lorentza:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

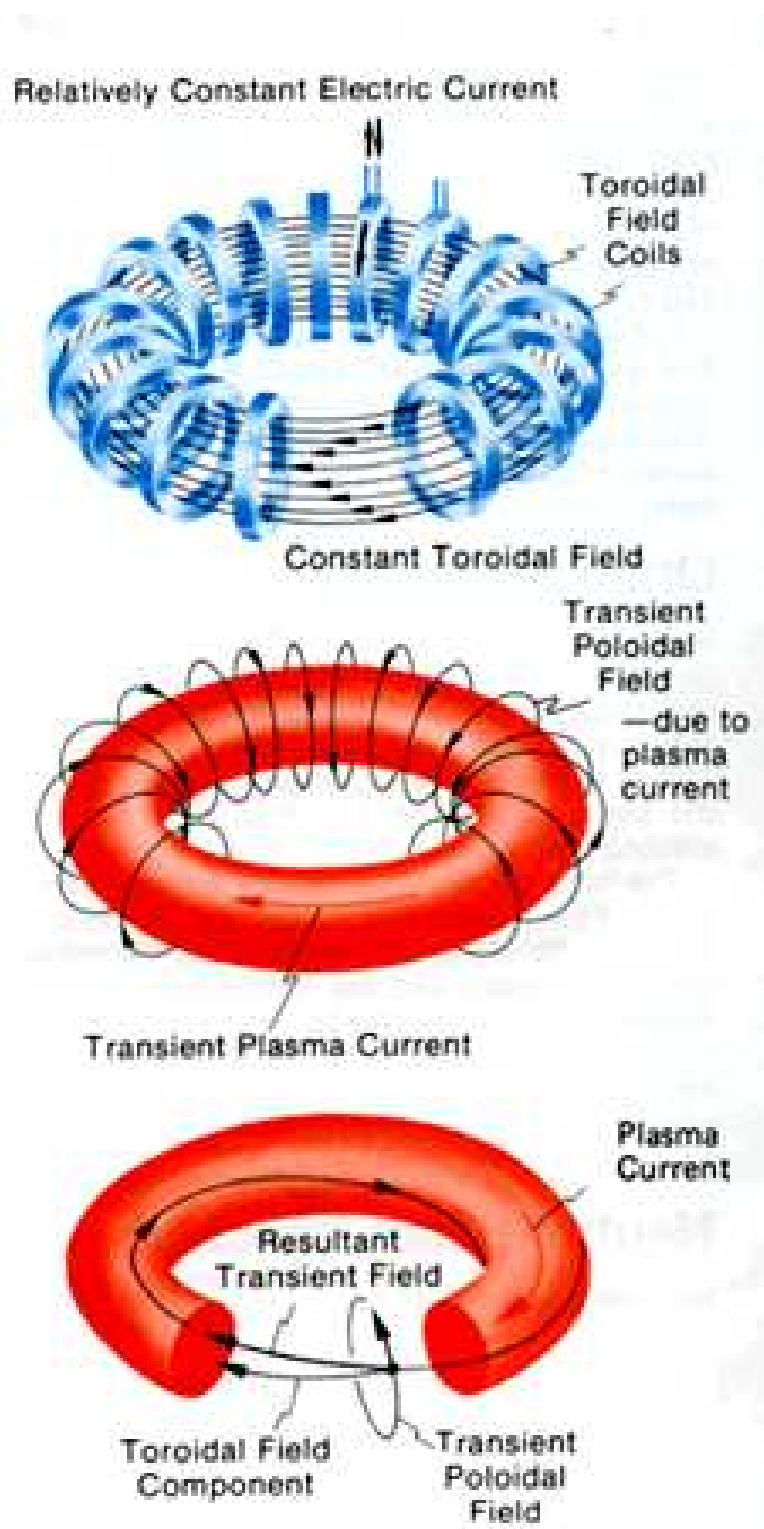
która jest cały czas prostopadła do wektora prędkości a więc nie może zmienić jego długości ale zmienia kierunek. Cząstka, która miała prędkość początkową prostopadłą do wektora indukcji pola magnetycznego porusza się po okręgu a cząstka, której prędkość początkowa miała również składową równoległą do pola magnetycznego zachowuje niezmienną tę składową a więc porusza się po linii śrubowej dookoła linii sił pola magnetycznego.

Najprostszym układem prądów, który wytwarza jednorodne pole magnetyczne jest **solenoid** - cewka w której płynie prąd. Naładowana cząstka, która znajduje się wewnątrz solenoidu jest uwięziona radialnie (porusza się po okręgu) ale jeżeli ma składową prędkości równoległą do osi solenoidu to ta składowa jest zachowana i cząstka porusza się po linii śrubowej z osią zgodną z kierunkiem osi solenoidu. Aby uwięzić cząstkę również w tym kierunku należałoby na końcach solenoidu umieścić **magnetyczne zwierciadła** albo spowodować, że oś solenoidu zostanie zakrzywiona, tzn. solenoid zamieni się w **torus** (obwarzanek). W tym ostatnim przypadku pole magnetyczne we wnętrzu torusa nie jest dokładnie jednorodne a dodatkowe pole magnetyczne wytwarzane przez prąd naładowanych cząstek plazmy poruszających się wewnątrz torusa jest skierowane prostopadle do płaszczyzny, w której leży torus. Wtedy cząstki nie tylko krążą wewnątrz torusa (solenoidu) ale dodatkowo przesuwają się okresowo w kierunku prostopadłym do płaszczyzny torusa. **W rezultacie cząstki krążą po linii śrubowej, której osią jest oś torusa a obwiednią** wewnętrzną i zewnętrzną powierzchnią zamkniętą wewnątrz torusa (patrz rysunek 32).

Pierwszym urządzeniem wykorzystującym takie toroidalne pole magnetyczne był **TOKAMAK**, zbudowany w latach pięćdziesiątych wg idei E. Tamma i A. Sacharowa w Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie. **TOKAMAK** to skrót od rosyjskiej nazwy "**TO**roidalna **K**amera s **MA**gnitnymi **K**atuszkami" (toroidalna komora z magnetycznymi cewkami).

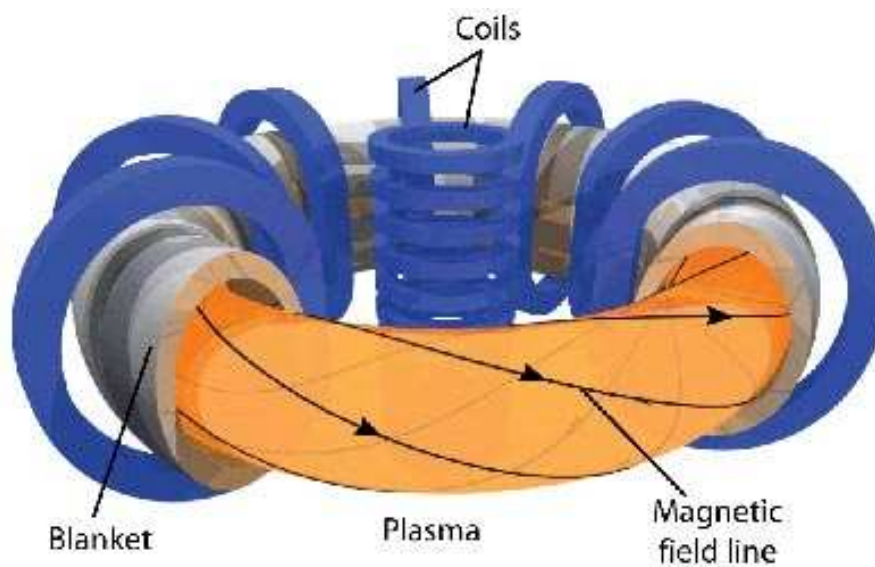
To rozwiązanie okazuje się do tej pory najbardziej obiecującym i dlatego nie tylko Rosjanie ale również inne kraje intensywnie pracują nad rozwojem tokamaków.

W 1968 roku w Nowosybirsku zbudowano tokamak nazywany T-4, w którym po raz pierwszy udało się wytworzyć kwazistacjonarnie przebiegającą fuzję termojądrową.



Rysunek 32: Linie sił pola magnetycznego w Tokamaku i droga po której poruszają się naładowane cząstki plazmy. Górny rysunek: niebieskie pierścienie to cewki w których płynie prąd wytwarzający czarne linie pola \vec{B} . Środkowy rysunek: czerwony pierścień z zaznaczoną strzałką to prąd elektryczny związany z ruchem plazmy a czarne linie to pole magnetyczne \vec{B} utworzone przez ten prąd. Dolny rysunek: Czarne linie pokazują linie sił pola \vec{B} wytwarzanego przez oba prądy oraz wypadkowe linie sił pola.

Jak widać z rysunku 32 układ cewek przez które przepuszcza się prąd ma stosunkowo prostą konfigurację ale za to wypadkowe linie sił pola biegną w sposób skomplikowany - wijąc się po linii śrubowej na powierzchni torusa. Nie stanowiłoby to problemu ale fakt, że wypadkowe pole zależy zarówno od prądu zewnętrznego, którym potrafimy łatwo sterować oraz od prądu równoważnego ruchowi samej plazmy powoduje, że **w układzie TOKAMAK trudno jest sterować zachowaniem plazmy**. W szczególności trudno jest utrzymać plazmę wewnątrz torusa bo jony tworzące plazmę odczuwają większą siłę oddziaływania pola magnetycznego gdy znajdują się po wewnętrznej stronie pierścienia niż po zewnętrznej. Związane jest to z tym, że przewody elektromagnesu są gęściej upakowane po wewnętrznej stronie pierścienia niż po zewnętrznej (patrz rys. 33).



Rysunek 33: Schemat układu cewek w TOKAMAKU oraz toroidalny pierścień plazmy oraz linie pola magnetycznego na jego powierzchni

Aby zapobiec tym problemom zaproponowano modyfikację TOKAMAKA zamieniając torus w "ósemkę", wtedy część wewnętrzna pierścienia plazmy w jednej części ósemki przechodzi w część zewnętrzną w drugiej części co powinno zrównoważyć siły działające na plazmę i doprowadzić, że będzie ona bardziej stabilna. Takie rozwiązanie nazwano **STELLARATOR**.

W STELLARATORze *pole magnetyczne jest zdeterminowane przez prądy płynące przez cewki (bez udziału prądu plazmy)* ale okazało się, że prosta postać ("ósemka") nie wystarcza dla uzyskania pożądanej stabilności zachowania plazmy. W rezultacie kolejnych poprawek uzyskano zdecydowanie poprawioną stabilność ale kosztem wielkiego skomplikowania kształtu oraz rozmieszczenia cewek wytwarzających pole magnetyczne. Pokazane jest to na rysunku 34.

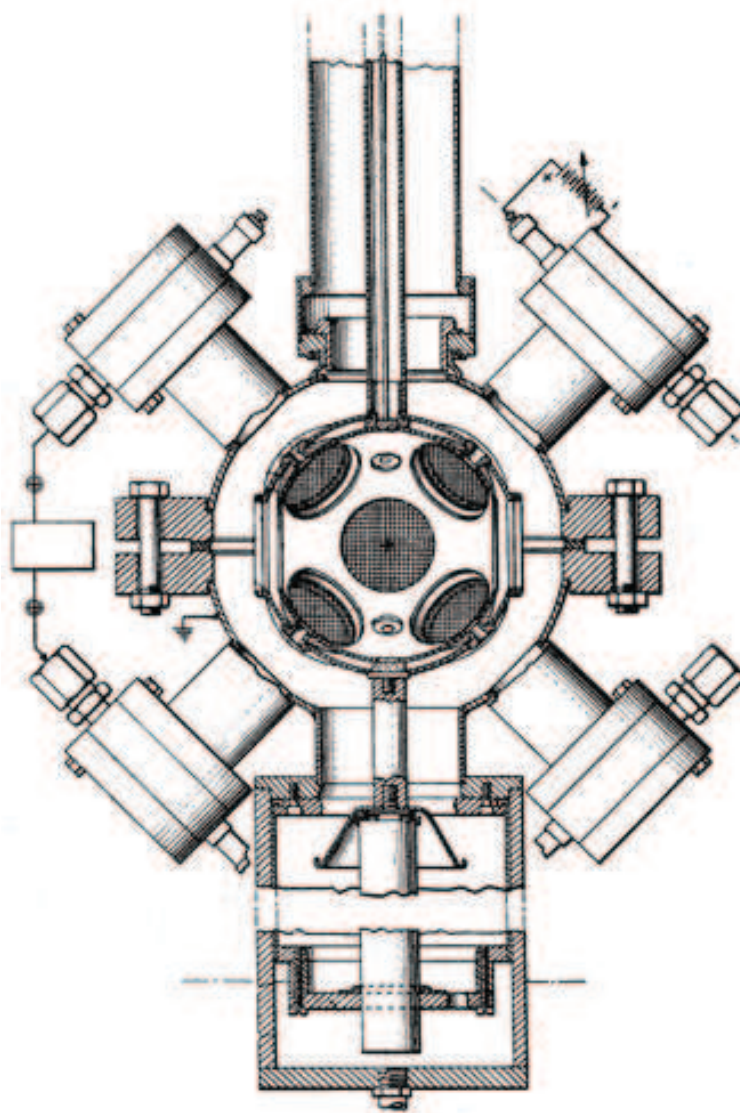


Rysunek 34: Schemat uzwojenia STELLARATORA i kształtu plazmy (górna część rysunku) a także zdjęcie gotowego urządzenia (dolna część rysunku)

4.1.2 INERCYJNE UWIEZIENIE ELEKTROSTATYCZNE

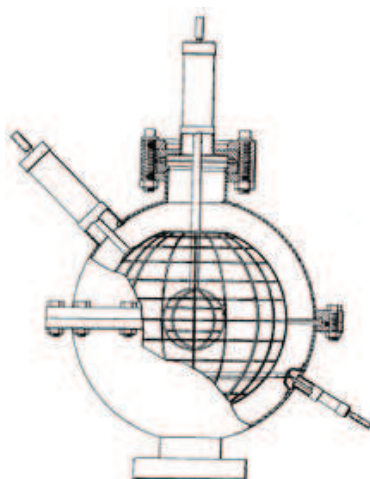
Urządzeniem, które "wstrzykuje" przyspieszone jony bezpośrednio do komory reaktora, powodując reakcję fuzji jest wynaleziony przez P.R. Farnswortha tzw. **FUZOR**. FUZOR w swojej najprostszej wersji to duża komora próżniowa zawierająca dwie sferycznie ukształtowane siatki umieszczone jedna w drugiej. Zewnętrzna siatka jest na dodatnim a wewnętrzna siatka na ujemnym potencjale - różnica potencjałów ok. 80 kV. Jony atomów, które mogą wywołać reakcje fuzji są wstrzeliwane do komory przez małe akceleratory (np. elementy lampy kineskopowej telewizora przyspieszające jony różnicą potencjałów rzędu 4 kV). Gdy jony przejdą przez zewnętrzną siatkę są przyspieszane do centrum komory przez różnicę potencjałów pomiędzy siatkami. Dzięki temu jony mają szansę wywołać reakcję fuzji, jeżeli zderzą się z innymi jonami a nie zostaną zatrzymane przez zderzenie z siatkami.

Jony, które przejdą przez centrum fuzora i przekroczą wewnętrzną siatkę są następnie hamowane przez obie siatki po czym zawracają i znowu są przyspieszane do centrum urządzenia mogąc po drodze wywołać reakcję fuzji (<http://en.wikipedia.org/wiki/Fusor>).



Rysunek 35: Schemat budowy fuzora Farnswortha

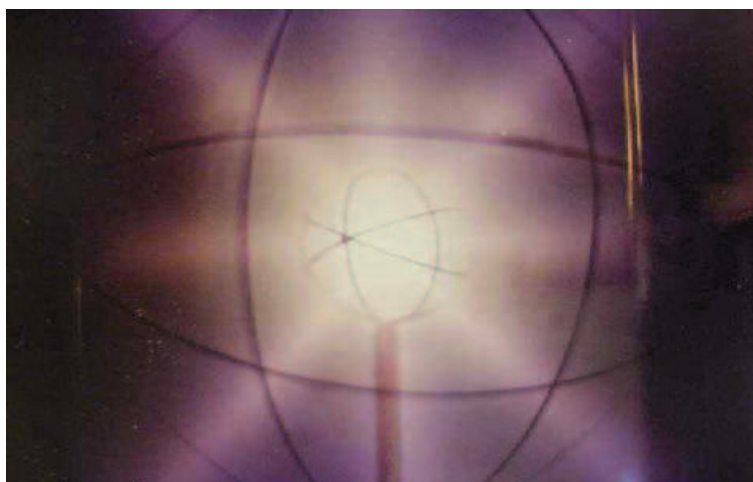
Modyfikacja fuzora zaproponowana przez Hirscha pod koniec lat 60-tych polegała na tym, że zamiast wstrzeliwać jony do próżniowej komory, umieszczono w komorze rozrzedzony gaz o takim składzie (np. tryt - deuter) jak "paliwo" reakcji fuzji. Atomy znajdujące się w pobliżu zewnętrznej siatki były jonizowane a potem przyspieszane przez różnicę potencjałów do wewnętrznej siatki, gdzie albo wywoływały reakcję albo gromadziły się dookoła tej siatki zwiększając gęstość "paliwa". Elektrony gromadziły się na zewnątrz siatki zewnętrznej.



Rysunek 36: Schemat budowy fuzora Hirscha-Meeka

Liczono na to, że ten (bardzo prosty) typ reaktora mógłby być szybko rozwinięty w praktyczne kontrolowane źródło energii. Niestety, podobnie, jak z innymi eksperymentami dotyczącymi syntezy jądrowej, okazało się to nazbyt trudne. Podstawowym problemem jest oddziaływanie jonów z siatkami, które może spowodować ich niszczenie, w szczególności jeżeli została zapoczątkowana tak intensywna reakcja fuzji, że mogłaby być źródłem energii. ***Fuzor stał się jednak praktycznym źródłem neutronów i jest komercyjnie produkowany w tym celu.***

Działający fuzor pokazany jest na rysunku 37.

Rysunek 37: (<http://www.richmond.infi.net/rhull/highenergy001.htm>) Działający fuzor Hirscha-Meeka

Bardziej obiecującym typem reaktora dla celów możliwości uzyskania energii, opartym na inercyjnym uwięzieniu elektrostatycznym, jest **POLYWELL**, zaproponowany przez R. Bussarda. Słowo "POLYWELL" w języku polskim można przetłumaczyć jako "wielostudnia" i pochodzi z połączenia słów "polyhedron" (wielościan) i "potential well" (studnia potencjału).

POLYWELL łączy elementy magnetycznego i inercyjnego elektrostatycznego uwięzienia plazmy. Reaktor POLYWELL składa się z cewek ułożonych w konfiguracji wielościanowej, w której pole magnetyczne wiąże *elektrony*. Konfiguracja ta utrzymuje elektrony wewnątrz urządzenia, co wytwarza *quasi-sferyczny ujemny potencjał elektryczny wykorzystywany do przyspieszania i uwięzienia jonów* podlegających syntezie jądrowej.

Porównując POLYWELL z fuzorem można zauważyć, że uwięzienie jonów realizowane jest w obu przypadkach przez pole elektrostatyczne, z tym, że w fuzorze ładunki ujemne - elektrony zgromadzone są na siatce a w POLYWELL są one uwięzione w wewnętrznym rejonie reaktora przy użyciu pól magnetycznych. Stąd obszar reaktora ograniczony jest przez cewki wytwarzające pole magnetyczne, zamiast przez elektrycznie naładowane siatki. Przewaga cewek nad siatkami polega na tym, że pola magnetyczne wytwarzane przez cewki pomagają również ochronić je przed wysokoenergetycznymi elektronami i jonami. Z drugiej strony, POLYWELL gromadzi elektrony i jony w jednej zamkniętej przestrzeni, wprowadzając ponownie promieniowanie hamowania, którego wytwarzaniu konstrukcja fuzora zapobiega.

Schemat budowy pokazany jest na rys. 38 [10].



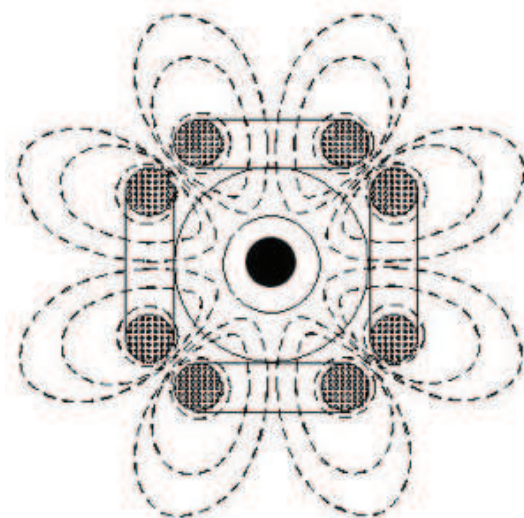
Rysunek 38: Schemat budowy reaktora typu POLYWELL [10].

Reaktor zamknięty jest w sferycznym, próżniowym pojemniku, z którego ścian są wstrzeliwane elektrony przy pomocy urządzeń zwanych działami elektronowymi. Elektrony przyciągane są do centrum pojemnika przez znajdujące się na dodatnim potencjale cewki rozmieszczone na ścianach wielościanu (tu - sześcianu) wytwarzające pole magnetyczne, które chwyta elektrony.



Rysunek 39: Przykład układu cewek wytwarzających pole magnetyczne w reaktorze typu POLYWELL [10].

Układ cewek, pokazany na rysunku 39, wytwarza pole magnetyczne przedstawione na następnym rysunku (rys. 40).



Rysunek 40: Linie sił pola magnetycznego chwytającego elektrony w centrum reaktora typu POLYWELL (centrum zaznaczone jest jako czarne koło) [10].

Siła Lorentza, działająca prostopadle do kierunku prędkości powoduje, że cząstki naładowane zakrzywiają swój tor i w jednorodnym polu magnetycznym krążą po okręgach, których promień "r" łatwo określić przyrównując wartość siły Lorentza do siły dośrodkowej:

$$\frac{mv^2}{r} = evB$$

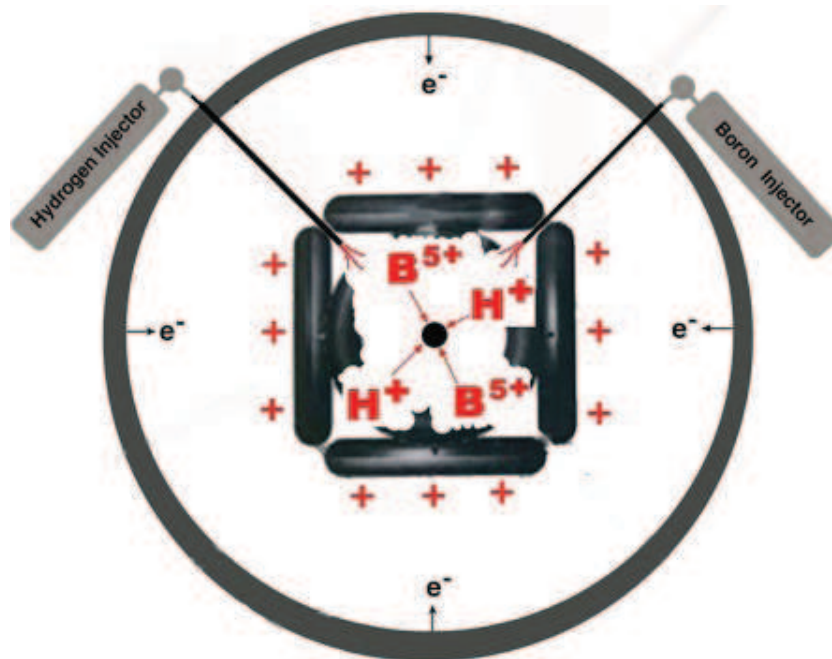
a więc

$$r = \frac{m}{e} \frac{v}{B}$$

Jak widać, promień toru zależy od stosunku m/e dla ustalonej wartości indukcji pola B oraz prędkości naładowanej cząstki v . Stąd wynika, że elektrony, których masa jest prawie 2000 razy mniejsza od najlżejszego jądra atomu (protonu), mają tor o promieniu krzywizny wielokrotnie mniejszym od promienia jonów znajdujących się w tym samym polu magnetycznym. *Stąd tylko elektrony (a nie dodatnie jony) silnie zakrzywiają swoje tory w polu magnetycznym cewek i dzięki odpowiedniemu ukształtowaniu pola magnetycznego gromadzą się w obszarze centralnym reaktora*, gdzie wypadkowe pole magnetyczne znika.

Należy podkreślić, że pole magnetyczne obok gromadzenia elektronów w centrum reaktora spełnia jeszcze drugie ważne zadanie, tzn. nie pozwala elektronom dotrzeć do dodatnio naładowanych cewek. Gdyby elektron tam dotarł to oczywiście nie mógłby już wytwarzać ujemnego pola elektrostatycznego ("well") przyciągającego elektrostatycznie dodatnie jony, które mają po takim przyspieszeniu zderzyć się i wywołać reakcję termojądrową.

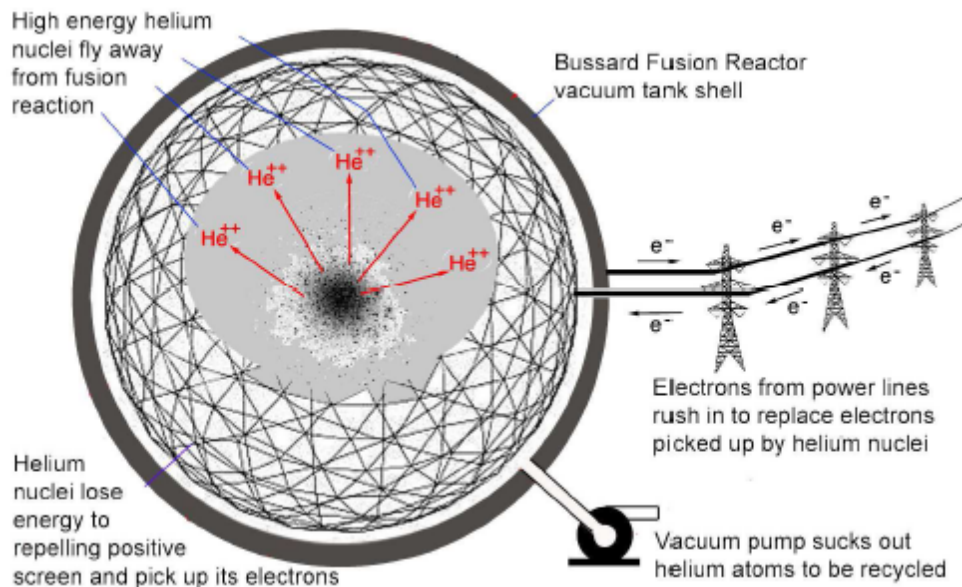
Bussard zaproponował aby paliwem w reaktorze POLYWELL był wodór (^1H) i bor (^{11}B) wchodzące w następującą reakcję:



Rysunek 41: Wstrzykiwanie do centrum reaktora typu POLYWELL atomów wodoru i boru, które po zjonizowaniu przez szybkie elektrony na jony H^+ i B^{5+} są przyspieszane elektrostatycznie przez studnię potencjału wytworzonego przez elektrony i wywołują reakcję termojądrową [10].

POLYWELL wykorzystujący fuzję $p+^{11}\text{B}$ ma dwie ważne i pozytywne cechy:

1. Produktami reakcji są tylko jądra helu a więc nie ma kłopotu z neutronami, które są niebezpieczne bo przenikają przez różne materiały aktywniejąc je,
2. Jądra ^4He mają na tyle dużą energię, że docierają bez problemu do siatki znajdującej się wewnątrz obudowy reaktora (mimo hamowania przez pole elektrostatyczne) i ładują ją dodatnim ładunkiem elektrycznym. W ten sposób reakcja fuzji powoduje wystąpienie różnicy potencjałów pomiędzy siatką i obudową reaktora. A więc siatka może grać rolę dodatniej elektrody a obudowa ujemnej elektrody w źródle prądu stałego. Pokazane to jest na rysunku 42. Prąd stały może być znanymi metodami zamieniony na prąd zmienny. W ten sposób energia z reakcji fuzji zachodzących w reaktorze typu POLYWELL może być prawie bezpośrednio zamieniana na energię elektryczną dostarczaną do sieci elektrycznej.



Rysunek 42: Zasada wytwarzania różnicy potencjałów między siatką chwytającą jony He^{++} i obudową w reaktorze Bussarda (BFR \equiv Bussard Fusion Reactor). W centrum reaktora znajduje się reaktor typu POLYWELL. Z prawej na dole pokazane jest odsysanie obojętnego helu jako gazu. Schematycznie pokazane jest również przesyłanie prądu do sieci. To oczywiście wymaga zamiany prądu stałego na zmienny, np. przez wykorzystanie prądnicy prądu zmiennego. Rysunek pochodzi z książki Flinta [10].

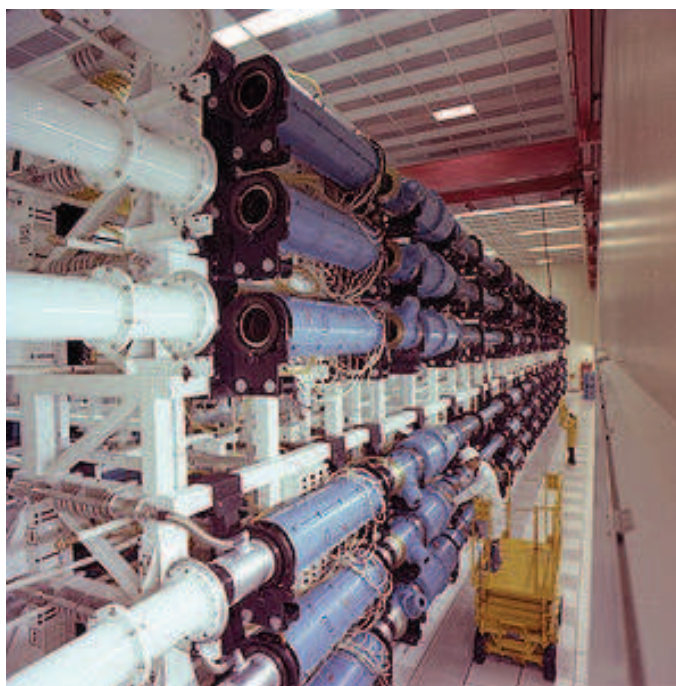
4.1.3 UWIĘZIENIE INERCYJNE

Obecnie uwięzienie inercyjne realizowane jest **głównie przy użyciu laserów** chociaż proponowano również bombardowanie przy pomocy **ciężkich jonów przyspieszanych w akceleratorach**.

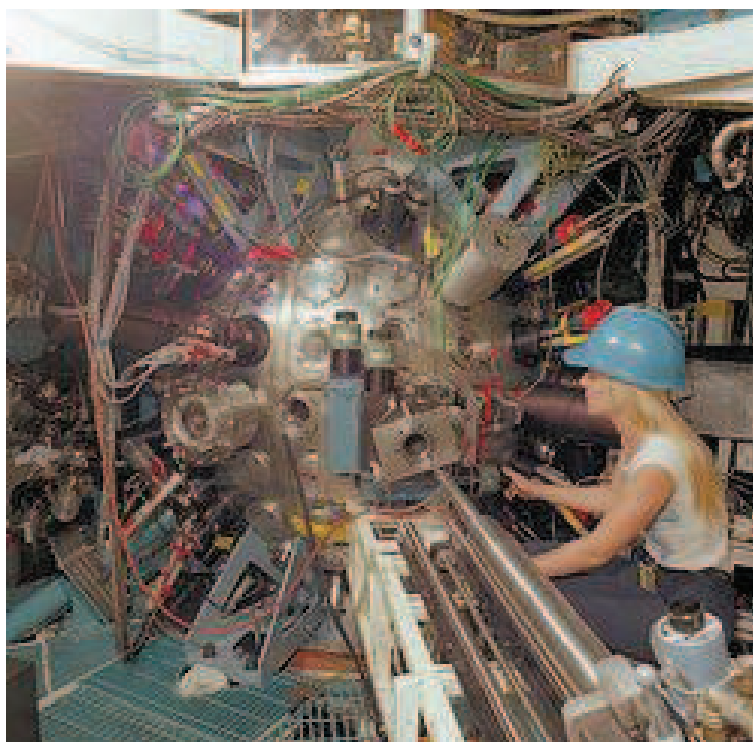
Dla wywołania odpowiedniego efektu muszą być spełnione surowe wymagania dotyczące:

1. szybkości dostarczania energii aby odpowiednio sprężyć paliwo i wywołać falę uderzeniową
2. dokładności w równomiernym naświetleniu paliwa ze wszystkich kierunków
3. unikania niestabilności plazmy

ad 1.) Ważna jest *moc lasera*, który oświetla paliwo sprężając i ogrzewając je. Poczynając od lat siedemdziesiątych ub. wieku nastąpił niezwykle wzrost mocy stosowanych laserów. Jako przykład można podać kolejne urządzenia laserowe, które powstały w USA w Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) poczynając od 1978: Pierwsze lasery wysyłały w impulsie **energię rzędu kilku dżuli - J** (**moc w impulsie rzędu kilowatów - kW**) a obecnie używane wysyłają **energię rzędu milionów dżuli - MJ** (**moc w impulsie rzędu terawatów - TW**). Oczywiście spowodowało to, że lasery stosowane do wywołania fuzji termojądrowej stały się wielkimi urządzeniami. Na rysunku 43 przedstawiona jest część lasera **SHIVA**, pierwszego z serii urządzeń laserowych używanych do wywołania reakcji termojądrowych, zbudowanych w LLNL.



Rysunek 43: Fotografia łańcucha wzmacniaczy lasera SHIVA. Dla zorientowania się w rozmiarach urządzenia proszę zauważyć rozmiary człowieka, który znajduje się na zdjęciu.

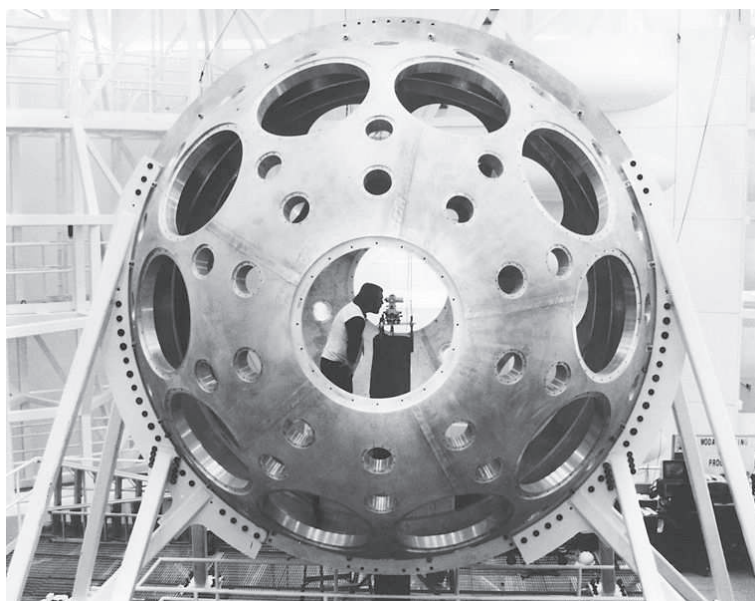


Rysunek 44: Komora, w której umieszczano tarczę deuteronowo-trytową dla wywołania reakcji fuzji w reaktorze SHIVA

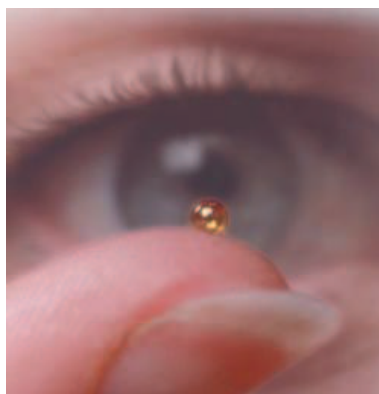
Były to w historycznej kolejności, "SHIVA" [32] - 20 wiązek laserowych wykorzystujących laser zbudowany na bazie szkła neodymowego, "NOVA" [28] oraz działający obecnie (od 29.05.2009) "National Ignition Facility" (NIF) [27] - . Jest to największy i posiadający największą moc na świecie układ 192 wiązek laserowych.

ad 2.) Dla uzyskania *równomiernego oświetlenia próbki* używa się światła (lub promieni X) wysyłanego przez jeden laser ale światło to rozdziela się na wiele wiązek, wzmacnia i wysyła do równoczesnego i równomiernego naświetlania z wszystkich kierunków paliwa jądrowego. Stąd laser "SHIVA" miał 20 ramion co zresztą zainspirowało jego twórców aby użyć imienia wielorękiego boga hinduskiego. Aby uzyskać pożądaną *równocześnieść* naświetlania stosuje się linie opóźniające tak aby impulsy światła dochodziły do tarczy z różnych stron w tym samym momencie czasu *z dokładnością do pikosekund (10^{-15} s)* Oczywiście niezbędne jest bardzo precyzyjne wykonanie urządzeń biorąc pod uwagę ich rozmiary, które można oszacować na podstawie rysunków 44 i 45 na których znajdują się pracownicy. Warto również zauważyć zwiększenie rozmiarów komory przy rozwinięciu projektu SHIVA do następnego projektu - NOVA.

O precyzji wykonania konstrukcji reaktora można wnioskować porównując rozmiary tarczy deuteronowo-trytowej, pokazanej na rysunku 46 do rozmiarów komory na rysunku 45.

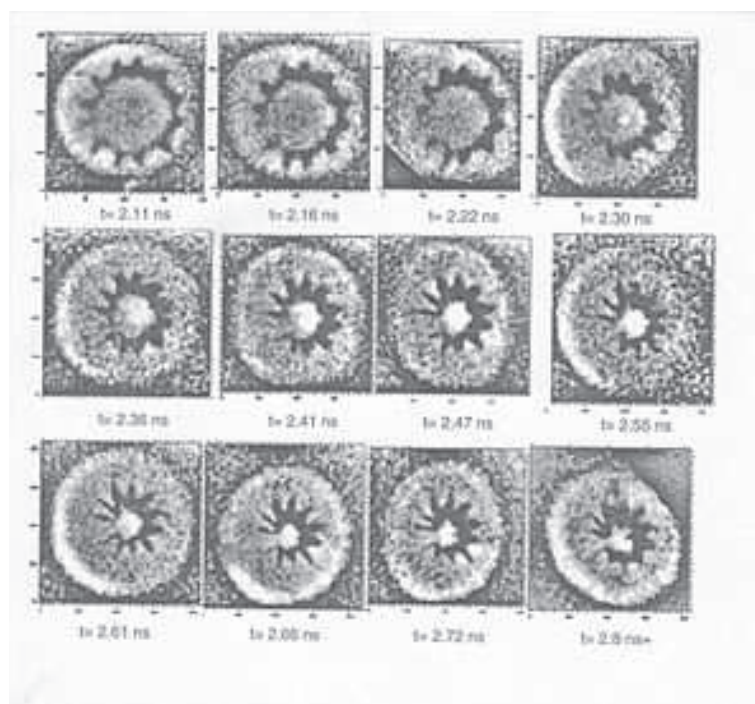


Rysunek 45: Komora, w której umieszczano tarczę deuteronowo-trytową dla wywołania reakcji fuzji w reaktorze NOVA. Rozmiary tej komory łatwo oszacować zauważając postać człowieka wykonującego pomiary wewnątrz komory.



Rysunek 46: Mikrokapsuła zawierająca mieszaninę deuteru i trytu - tarcza, w której po naświetleniu światłem lasera rozwija się reakcja termojądrowa.

ad 3.) Niestabilności plazmy to tzw. niestabilności Rayleigha–Taylora, które pojawiają się w miejscu zetknięcia dwu cieczy o różnych gęstościach. Jako przykład można rozważyć wodę wylaną na olej, który ma mniejszą gęstość od wody. Niestabilności takie zmieniają lokalnie gęstość naświetlonej tarczy, powodują jej nierównomierne nagrzewanie i dlatego utrudniają pożądane sferycznie symetryczne rozprzestrzenianie się reakcji fuzji. Aby uniknąć takich niestabilności, pokazanych na rysunku 47, przykładają się dużą wagę do konstrukcji tarczy (zwykle zamrożony deuter i tryt w cienkiej plastikowej powłoce) oraz do przebiegu usuwania zewnętrznej warstwy tarczy przez promieniowanie.



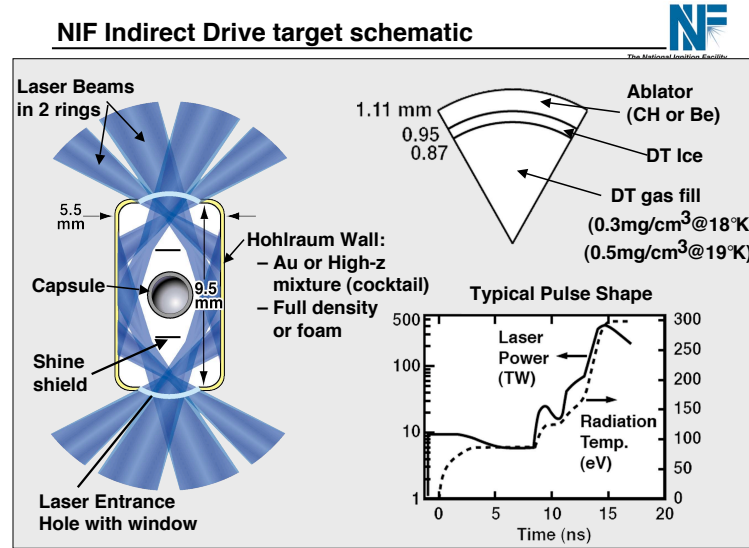
Rysunek 47: Kolejne rysunki pokazują rozwijanie się w czasie implozji tarczy deuteronowo-trytowej w reaktorze NOVA. Wyraźnie można zobaczyć niestabilności plazmy.

Pierwsze próby kompresowania materiału tarczy zostały wykonane przy pomocy lasera SHIVA w 1978 r. i pokazały, że *można 100-krotnie zwiększyć gęstość ciekłego deuteru* ale ogrzanie plazmy nie było wystarczające aby wywołać intensywnie rozwijającą się reakcję fuzji. Przekonało to badaczy, że trzeba zmienić promieniowanie lasera z podczerwonego na ultrafiolet co zostało wkrótce zrealizowane w kolejnych budowanych laserach aż zbudowano *laser i reaktor NOVA gdzie energia lasera była dziesięciokrotnie wyższa od lasera SHIVA*.

Niestety w tym urządzeniu pojawiły się techniczne problemy z utrzymaniem identycznego natężenia promieniowania we wszystkich ramionach co powodowało asymetryczną implozję i pojawianie się silnych niestabilności plazmy. Tym niemniej uzyskano wiele informacji i rozwinięto nowe metody pracy, które pozwoliły na budowę aktualnie działającego reaktora NIF (National Ignition Facility), którą rozpoczęto w 1997 roku a ukończono w maju 2009 roku.

"INDIRECT DRIVE"

Jedną z metod stabilizacji plazmy wynalezionych podczas powyższych prac badawczych było zastosowanie tzw. **pośredniej kompresji** (ang. *indirect drive*). Polega ona na tym, że promieniowanie X, które powoduje kompresję nie jest skierowane z laserów bezpośrednio na plazmę lecz na ściany wnęki próżniowej (z niemieckiego nazywanej w angielskim tekście "Hohlraum") w centrum której znajduje się kapsuła z paliwem (rysunek 48).



Rysunek 48: Zasada działania pośredniej kompresji w reaktorze NIF. Rysunek pochodzi z prezentacji przedstawionej na konferencji: 20th IAEA Fusion Energy Conference, November 1-6, 2004, John Lindl and Bruce Hammel, *Recent Advances in Indirect Drive ICF Target Physics*

Po lewej stronie rysunku widać schematycznie zaznaczoną wnękę próżniową zbudowaną z Au lub stopu innych metali o dużej liczbie atomowej Z. Na niebiesko zaznaczone są promienie X z laserów oświetlające po przejściu przez okna wewnętrzną powierzchnię wnęki i wywołujące wtórne promieniowanie X wypełniające wnętrze wnęki i oświetlające kapsułę z paliwem (deuter i tryt). Kapsuła zasłonięta jest przed bezpośrednim oświetleniem przez lasery dwoma przesłonami zaznaczonymi poniżej i powyżej kapsuły.

Po prawej stronie rysunku, na górze przedstawiony jest przekrój przez wycinek kapsuły: zewnętrzna warstwa zbudowana z berylu lub plastyku (mała liczba atomowa Z), następna warstwa to lód z mieszaniny deuteru i trytu a wewnątrz gaz - także mieszanina deuteru i trytu w temperaturze kilkunastu Kelvinów.

Po prawej stronie na dole rysunku pokazana jest struktura czasowa impulsu laserowego (ciągła krzywa) oraz struktura czasowa temperatury promieniowania (przerywana krzywa) podanej w eV (tzn. zamiast T podany jest iloczyn kT). Przypominam, że

$$1 \text{ K} \leftrightarrow 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$$

Na rysunku 49 pokazana jest wnęka, w której umieszcza się mikrokapsułę z paliwem.



Rysunek 49: Wnęka w której zachodzi reakcja fuzji

Do kapsuły umieszczonej we wnęce chłodzonej do temperatury rzędu kilkunastu Kelwinów dotarcza się płynne paliwo (deuter i tryt) przez rurkę o średnicy kilku mikrometrów.

Schemat chłodzenia i dostarczania ciekłego paliwa do tarczy przedstawiony jest na rys. 50. Rurka przez którą dociera paliwo jest wyraźnie pokazana, zarówno po lewej stronie na górze, gdzie wnęka jest widoczna od strony okna, którym wchodzi światło laserowe jak i po lewej na dole, gdzie narysowany jest cały układ chłodzenia i dostarczania paliwa (w przekroju). Po prawej na dole widać powiększoną kapsułę i rurkę przez którą dostarczane jest ciekłe paliwo. Wnęka wraz z pierścieniami które służą do jej podtrzymania ale także do chłodzenia jest pokazana z boku w górnej części rysunku.

Konstrukcja tarczy, wnęki, kapsuły, składu paliwa oraz temperatury silnie wpływa na efektywność przekazywania energii z lasera do plazmy gdzie zachodzi fuzja.

Technologiczne problemy z tym związane są rozwiązywane przez skomplikowane symulacje komputerowe a następnie weryfikowane w doświadczeniach. Z kolei te doświadczenia wprowadzają nowe informacje do programów symulacyjnych i dzięki temu następuje systematyczna poprawa warunków przeprowadzania fuzji termojądrowej. Z drugiej strony *te badania technologiczne wymagają czasu, wysiłku wielu specjalistów i wielkich pieniędzy. To między innymi powoduje, że kontrolowana fuzja termojądrowa ciągle nie jest na takim etapie rozwoju jak kontrolowane reakcje rozszczepienia.*

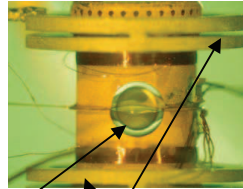
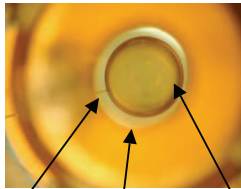
Target Fabrication

The target is filled through the small fill-tube using a self-contained fuel reservoir



The National Ignition Facility

View of 2mm shell through laser entrance hole View of 2mm shell through side hole



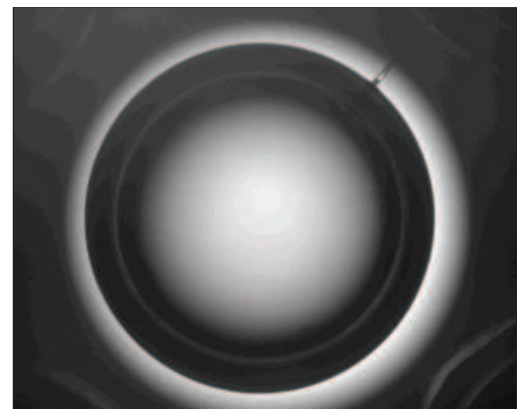
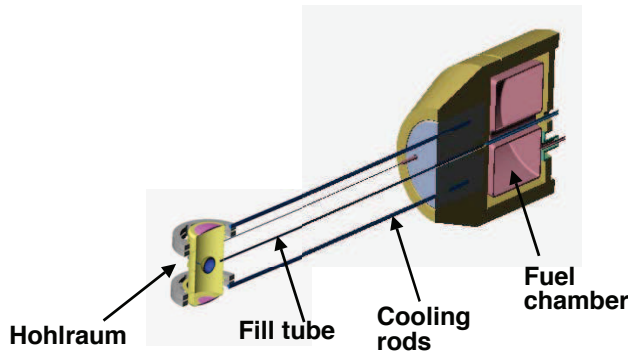
Fill tube
8 μ m ID

Laser entrance hole

Shell

Cooling rings

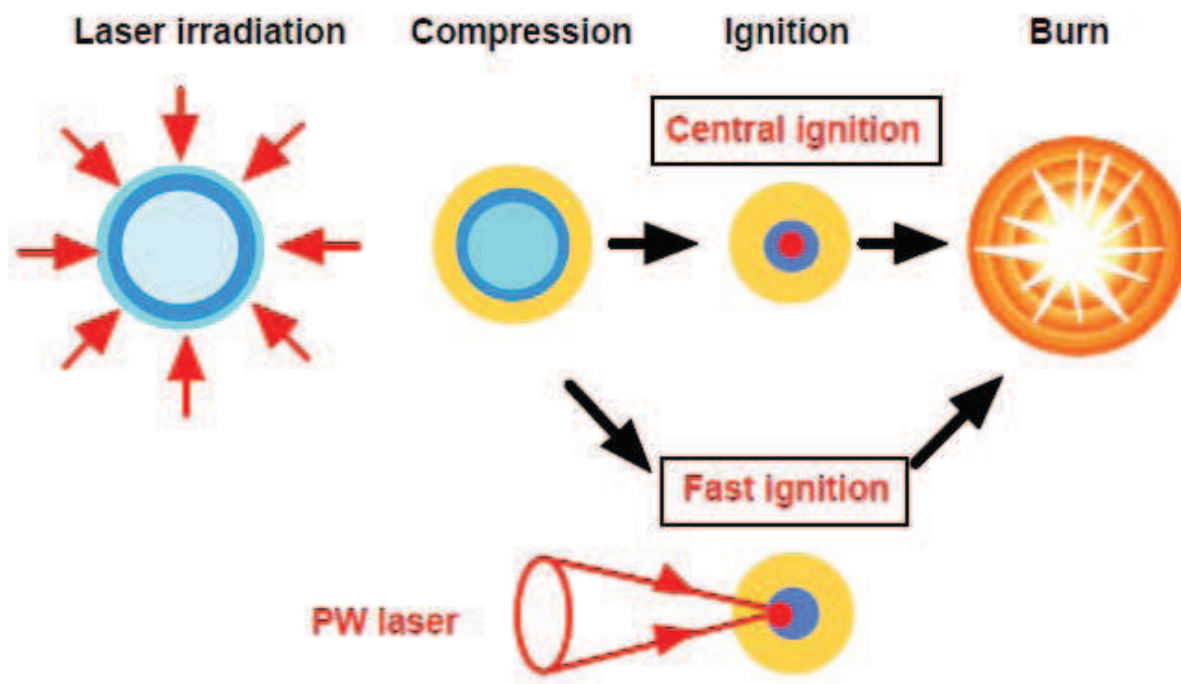
- Fuel pressure 2-3 atm
 - ~ 5 Ci DT
- Capsule filled *in target inserter* by temperature control on fuel reservoir and hohlraum



Rysunek 50: Wnęka w której zachodzi reakcja fuzji wraz z systemem chłodzenia i dostarczania paliwa. Rysunek pochodzi z prezentacji przedstawionej na konferencji: 20th IAEA Fusion Energy Conference, November 1-6, 2004, John Lindl and Bruce Hammel, *Recent Advances in Indirect Drive ICF Target Physics*

IDEA "FAST IGNITION"

Dotychczasowe badania fuzji wywołanej przy pomocy wiązek laserowych doprowadziły po wielu latach badań do pomysłu, aby **rozdzielić fazę kompresji od fazy podgrzewania plazmy**. Taki sposób wywołania reakcji fuzji nazwano **fast ignition** czyli "szybki zapłon". W tej metodzie tarcza paliwowa jest najpierw kompresowana w "zwykły" - opisany powyżej sposób a następnie, gdy implozja powoduje osiągnięcie maksymalnej gęstości plazmy, wysyłany jest drugi, bardzo krótki ale o bardzo dużej mocy (petawaty - PW) impuls laserowy zogniskowany na sprężonym rdzeniu plazmy. Impuls ten skierowany jest na rdzeń tylko z jednej strony, gwałtownie podgrzewa plazmę w tym miejscu i powoduje fuzję termojądrową, która rozwija się wzdłuż kierunku zgodnego z kierunkiem wiązki laserowej podgrzewającej plazmę.



Rysunek 51: Porównanie konwencjonalnego zapłonu plazmy ("central ignition") pokazanego w prawej górnej części rysunku z metodą "fast ignition" (prawa dolna część rysunku). Rysunek pochodzi z prezentacji przedstawionej przez Yasukazu Izawa, na konferencji *20th IAEA Fusion Energy Conference (2004) Vilamoura, Portugalia*.

Okazało się, że ten sposób wywoływania reakcji termojądrowej jest znacznie bardziej efektywny niż pierwotny pomysł równomiernej kompresji i równoczesnego, równomiernego podgrzewania plazmy ze wszystkich stron. Dzieje się tak między innymi dlatego, że można wykonać niezależnie od siebie optymalizację sprężania materiału paliwowego i optymalizację jego podgrzania. Wszystkie budowane obecnie reaktory laserowe korzystają z pomysłu "szybkiego zapłonu".

Oto kolejne fazy "szybkiego zapłonu":

(1) Rysunek 52 pokazuje kapsułę zawierającą mieszaninę ciekłego deuteru i trytu (niebieska kulka) otoczoną przez zbudowaną w specjalny, zoptymalizowany sposób otoczkę (zielona kulista warstwa) naświetlaną przez kompresujące impulsy laserowe (różowe promienie). Do kapsuły przytknięty jest "lejek" w kształcie stożka, wykonany ze złota. Końcówka "lejka" sięga do wnętrza kapsuły (przechodzi przez zewnętrzną ochronną warstwę kapsuły, wewnątrz której zamknięte jest paliwo).



Rysunek 52: Kompresja kapsuły zawierającej mieszaninę deuteru i trytu przez promienie laserów oświetlające ją ze wszystkich stron. Do kapsuły dotyka stożek wykonany ze złota - "lejek". Ten rysunek i 3 następne pochodzą ze strony internetowej projektu HIPER: <http://www.hiper-laser.org/index.asp>

(2) Rysunek 53 pokazuje kapsułę w chwili największego zgęszczenia deuteru i trytu (setki razy w stosunku do początkowej gęstości). Materiał ten otacza wierzchołek złotego stożka.



Rysunek 53: Kompresja kapsuły do największej możliwej gęstości.

(3) Rysunek 54 pokazuje promień lasera o wielkiej mocy, który wybija z wierzchołka złotego stożka elektrony o bardzo dużej energii, które lokalnie podgrzewają plazmę.

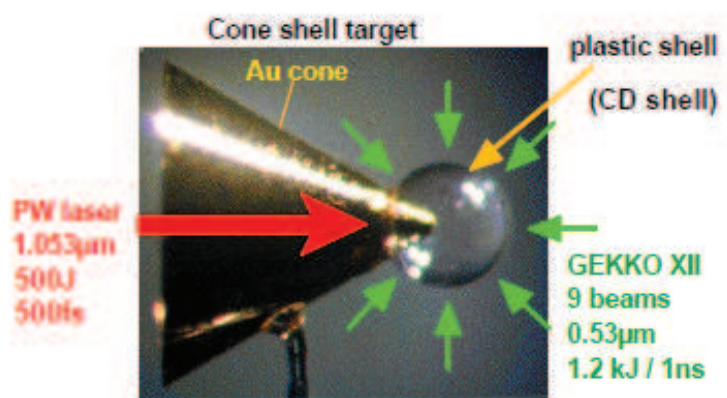


Rysunek 54: Krótki, potężny impuls lasera wybija elektrony z wierzchołka stożka.

(4) Rysunek 55 pokazuje rozwijającą się reakcję fuzji wywołaną podgrzaniem plazmy przez elektrony o dużej energii.

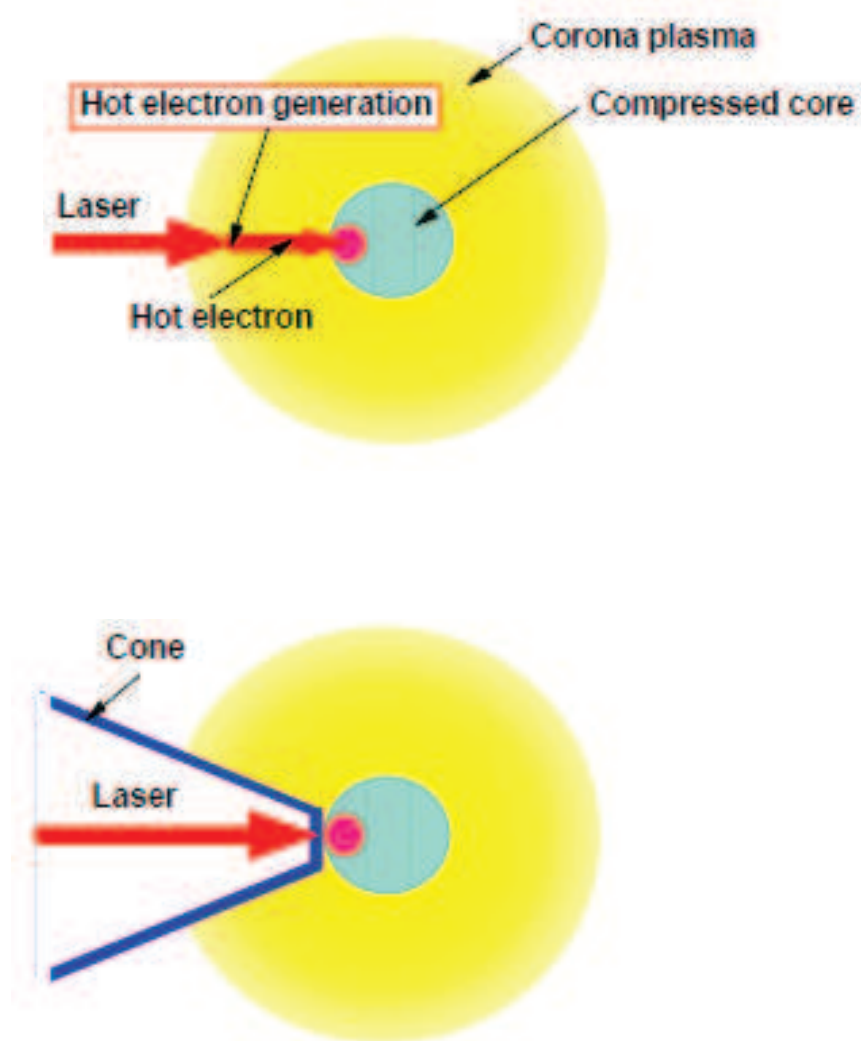


Rysunek 55: Energetyczne elektrony wywołują reakcję fuzji.



Rysunek 56: Zdjęcie stożka i kapsuły z paliwem z projektu GEKKO-XII. Rysunek pochodzi z prezentacji przedstawionej przez Yasukazu Izawa, na konferencji 20th IAEA Fusion Energy Conference (2004) Vilamoura, Portugalia

Obecność złotego stożka optymalizuje emisję elektronów bezpośrednio do skompresowanej plazmy. Jednakże ta obecność utrudnia optymalizację skompresowania mikrokapuły, w szczególności zaburza jej symetrię sferyczną, która jest pożądana w tej fazie reakcji. Aby tego uniknąć można stosować inne rozwiązanie, tj. naświetlanie plazmy elektronami, które powstają przez naświetlenie różnych materiałów znajdujących się na zewnątrz kapsuły a więc kompresja nie jest zaburzana przez brak symetrii sferycznej ale wtedy część elektronów jest tracona jeżeli chodzi o ogrzanie plazmy.



Rysunek 57: Porównanie szybkiego zapłonu wywołanego przez wysokoenergetyczne ("gorące") elektrony pojawiające się po "zapalającym" impulsie laserowym padającym na skompresowaną plazmę (górną część rysunku) z szybkim zapłonem przez gorące elektrony wysyłane z wierzchołka stożka zanurzonego w tarczy (dolną część rysunku). Rysunek pochodzi z prezentacji przedstawionej przez Yasukazu Izawa, na konferencji *20th IAEA Fusion Energy Conference (2004) Vilamoura, Portugalia*.

Aktualnie działa kilka projektów, które mają wykorzystywać zasadę "szybkiego zapłonu":

1. **OMEGA** - Uniwersytet w Rochester w USA [30]
2. **GEKKO XII** - Uniwersytet w Osaka w Japonii [12]
3. **HIPER** - międzynarodowy projekt Unii Europejskiej [14]

Ocenia się, że zastosowanie tej metody zapłonu plazmy może zdecydowanie obniżyć energię wytwarzaną w impulsie laserowym, np. NIF stosuje wiązkę o energii w impulsie równej 2 MJ, podczas gdy HIPER potrzebuje dla kompresji plazmy energię impulsu 200 kJ a dla impulsu podgrzewającego plazmę energię 70 kJ uzyskując porównywalne wyniki jeżeli chodzi o reakcje fuzji.

Z-PINCH

Zupełnie inną metodą inercyjnego uwięzienia plazmy jest zastosowanie, tzw. **urządzenia z-pinch** [43]. Tarcza wypełniona paliwem do reakcji termojądrowej ma kształt cylindrycznej, metalowej kapsuły owiniętej bardzo cienkim drutem. Przez drut przepuszczany jest prąd elektryczny o wielkim natężeniu (wywoływany przez przyłożenie gigawoltowego napięcia z generatora). Prąd podgrzewa drut do bardzo wysokiej temperatury co powoduje wyparowanie drutu i wywołuje promieniowanie rentgenowskie, które naświetla tarczę powodując jej implozję i wywołując reakcję termojądrową.

Metoda "z-pinch" unika stosowania wielkich urządzeń laserowych ale ma inne słabe punkty, z których najważniejszymi są stosunkowo niska temperatura uzyskiwana po wyparowaniu drutu oraz możliwe duże niestabilności produkowanej plazmy. Tym niemniej idea powyższa jest ciągle poważnie traktowana.

4.2 Kryterium Lawsona

Aby raz zapoczątkowana fuzja termojądrowa mogła przebiegać w laboratorium bez dostarczania dodatkowej energii, powinny być spełnione pewne warunki. Warunki takie zostały po raz pierwszy opublikowane w 1957 roku przez J.D. Lawsona i od tej pory nazywane są **kryterium Lawsona**. Wyraża ono warunki, przy których zachodzi **zapłon plazmy** (ang. *ignition*) tzn. podaje kiedy ciepło wydzielające się z reakcji fuzji wystarcza aby utrzymać stałą temperaturę plazmy bez dostarczania energii z zewnątrz.

Oryginalnie Lawson zaproponował aby jako warunek podawać minimalną wartość iloczynu dwu czynników:

$$n_e \cdot \tau_E$$

tzn. gęstości elektronów w plaźmie (n_e) oraz czasu uwięzienia energii (ang. *energy confinement time* τ_E), przy której zachodzi fuzja.

Później zmodyfikowano ten warunek na iloczyn trzech czynników:

$$n_e \cdot \tau_E \cdot T$$

gdzie T jest temperaturą plazmy.

Energy confinement time τ_E określa jak szybko układ traci energię przekazując ją do otoczenia. Zdefiniowany jest jako stosunek energii E zgromadzonej w układzie do mocy strat P_{loss} czyli inaczej szybkości znikania energii z układu:

$$\tau_E \equiv \frac{E}{P_{strat}}$$

Plazma, w której zachodzą reakcje fuzji rozprasza swą energię np. przez emisję promieniowania hamowania naładowanych produktów reakcji lub też przez ogrzewanie ścian reaktora, w którym znajduje się plazma. Aby reakcja fuzji po jej zapoczątkowaniu mogła zachodzić w sposób stabilny aż do zużycia paliwa w reaktorze termojądrowym temperatura plazmy a więc prędkość ruchu zderzających się jąder atomowych powinna pozostać odpowiednio wysoka. Może to być zrealizowane albo przez ogrzewanie plazmy dzięki bezpośredniemu dostarczaniu energii z reakcji fuzji albo przez ogrzewanie plazmy wykorzystując część energii elektrycznej wytwarzanej dzięki reakcjom fuzji.

Poniżej zostanie wyprowadzony wzór na minimalną wartość iloczynu $n_e \cdot \tau_E$ (tj. kryterium Lawsona), który dla reakcji fuzji deuteru z trytem pozwoli na zrównoważenie strat energii plazmy. Analogiczne wyprowadzenie można zrobić dla innych reakcji fuzji.

Zakładamy, że zawartość deuteru jest równa zawartości trytu w paliwie (50% - 50%). Wtedy liczba elektronów w jednostce objętości, tj. gęstość elektronów n_e jest identyczna gęstości jonów deuteru i trytu. Zakładamy również, że wszystkie składniki plazmy mają tę samą temperaturę T .

Wykorzystując znany z termodynamiki wzór na związek pomiędzy średnią energią $\langle E \rangle$ ruchu cząstki umieszczonej w pojemniku i jej temperaturą T :

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT$$

gdzie "k" to stała Boltzmanna, możemy zapisać wzór na gęstość energii elektronów i jonów:

$$E = 3n_e kT$$

oraz na gęstość mocy strat energii

$$P_{strat} \equiv \frac{E}{\tau_E} = \frac{3n_e kT}{\tau_E}$$

Zgodnie ze wzorem (9) podanym we wstępie, wydażność reakcji r_{12} , t.j. liczba reakcji na jednostkę czasu i na jednostkę objętości wynosi:

$$r_{12} = n_a \cdot n_b \cdot \langle \sigma v \rangle$$

(Przypominam, że n_a i n_b to liczba reagujących cząstek typu a i b w jednostce objętości, v to ich względna prędkość a σ to przekrój czynny reakcji a nawiasy oznaczają średniowanie po rozkładzie Maxwellowskim prędkości określonym przez temperaturę T .)

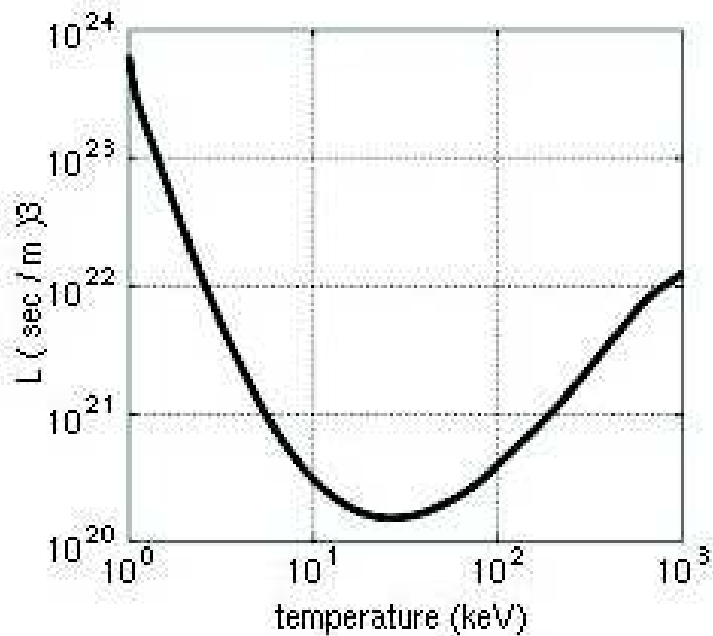
W naszym przypadku powyższy wzór można przepisać następująco:

$$r_{12} = n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle = \frac{1}{4} n_e^2 \cdot \langle \sigma v \rangle$$

Wydażność ogrzewania plazmy przez fuzję określona jest przez energię unoszoną przez naładowane produkty t.j. cząstki alfa bo neutrony uciekają nie podgrzewając plazmy. Energia niesiona przez cząstkę alfa wynosi $E_\alpha = 3.5$ MeV. Kryterium Lawsona równoważne jest więc nierówności

$$\begin{aligned}
 r_{12} \cdot E_{\alpha} &\geq P_{strat} \\
 \frac{1}{4} n_e^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot E_{\alpha} &\geq \frac{3n_e kT}{\tau_E} \\
 n_e \cdot \tau_E &\geq \mathbf{L} \equiv \frac{12}{E_{\alpha}} \cdot \frac{kT}{\langle \sigma v \rangle}
 \end{aligned}$$

W powyższym wzorze stosunek temperatury do iloczynu względnej prędkości jonów i przekroju czynnego jest funkcją temperatury bo zarówno średnia prędkość jak i przekrój czynny zależy od temperatury (energii kinetycznej jonów). Funkcja L pokazana jest na rysunku 58



Rysunek 58: Zależność funkcji L występującej w kryterium Lawsona od temperatury

Minimum funkcji L znajduje się w pobliżu $T = 25 \text{ keV}$ (300 MK) i wynosi: $1.5 \times 10^{20} \text{ s/m}^3$.

Dla reakcji fuzji H+D iloczyn $n_e \cdot \tau_E \cdot T$ przyjmuje wartość $10^{21} \text{ keV s/m}^3$. Żaden ze zbudowanych do tej pory reaktorów nie uzyskał takiej wartości chociaż ostatnio zaczęły się do niej zbliżać. Planuje się, że ITER pozwoli na otrzymanie pożądanej wartości.

Kryterium Lawsona stosuje się zarówno dla uwięzienia magnetycznego plazmy (w formie podanej powyżej) jak i dla inercyjnego uwięzienia przy czym wtedy wygodnie jest przedstawić to kryterium w nieco innej formie.

W przypadku inercyjnego uwięzienia plazmy jest naturalnym połączyć czas uwięzienia energii z czasem, jaki fala dźwiękowa potrzebuje na przebycie rozmiarów kompresowanej plazmy "R". Można pokazać, że dla inercyjnego uwięzienia optymalną temperaturą jest ta, która minimalizuje wielkość:

$$\frac{\langle \sigma v \rangle}{T^{3/2}}$$

a więc jest *nieco wyższa niż optymalna temperatura dla magnetycznego uwięzienia*.

Kryterium Lawsona może być zapisane ogólnie w następującej postaci:

$$n_e \cdot \tau_E \geq g(T) \cdot f(Q)$$

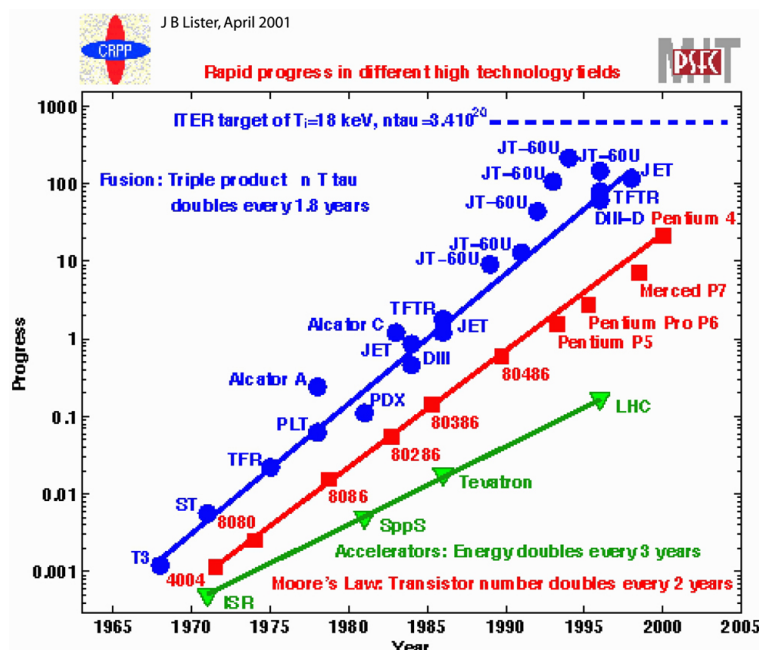
gdzie $g(T)$ jest pewną funkcją temperatury plazmy T (która typowo przyjmuje wartości większe od 100 milionów K (10 keV)) a $f(Q)$ jest pewną funkcją wielkości Q nazywanej "współczynnikiem wzmocnienia energii" (ang. "energy amplification factor").

Współczynnik wzmocnienia energii ma dwie charakterystyczne wartości:

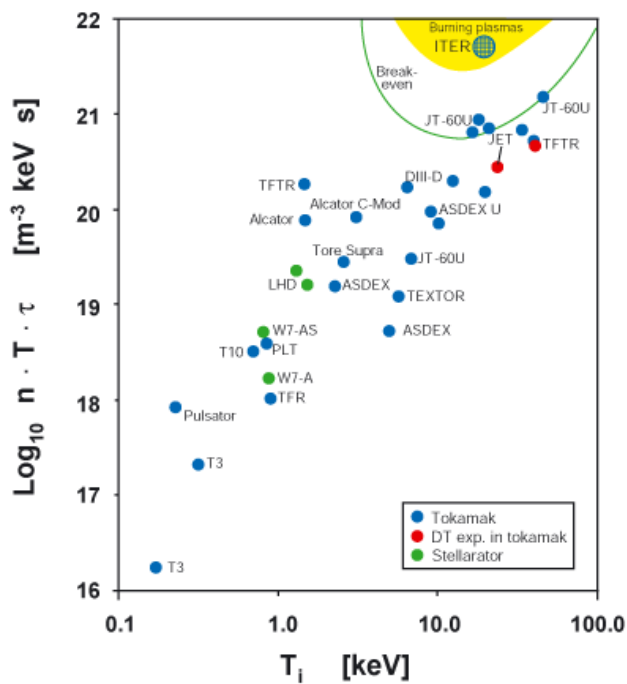
1. $Q = 1$ odpowiada sytuacji, gdy moc produkowana przez reakcję termojądrową w plazmie jest równa mocy dostarczanej z zewnątrz otoczenia. Jest to sytuacja w której zyski i straty energii kompensują się (ang. "break-even" point. Taka sytuacja jest uzyskiwana w najbardziej efektywnych istniejących obecnie urządzeniach
2. $Q = \infty$ Moc dostarczana z zewnątrz wynosi zero a więc moc wydzielana przez plazmę wystarcza do podtrzymywania reakcji termojądrowych. Wtedy mówi się o "zapłoniu plazmy" (ang. "ignition").

4.3 Postępy w rozwoju TOKAMAKów

Rozwój w technologii TOKAMAK-ów jest równie szybki jak rozwój innych nowoczesnych gałęzi nauki i techniki. Ilustrowane jest to przez rysunek 59 gdzie pokazano, że liczba tranzystorów podwaja się co 2 lata, największa osiągalna energia cząstek w akceleratorach podwaja się co 3 lata, częstość zegara mikroprocesorów także rośnie potęgowo a iloczyn $n_e \cdot \tau_E \cdot T$ osiągany przez kolejne TOKAMAK-i (wielkość występująca w kryterium Lawsona) podwaja się co 1,8 lat.



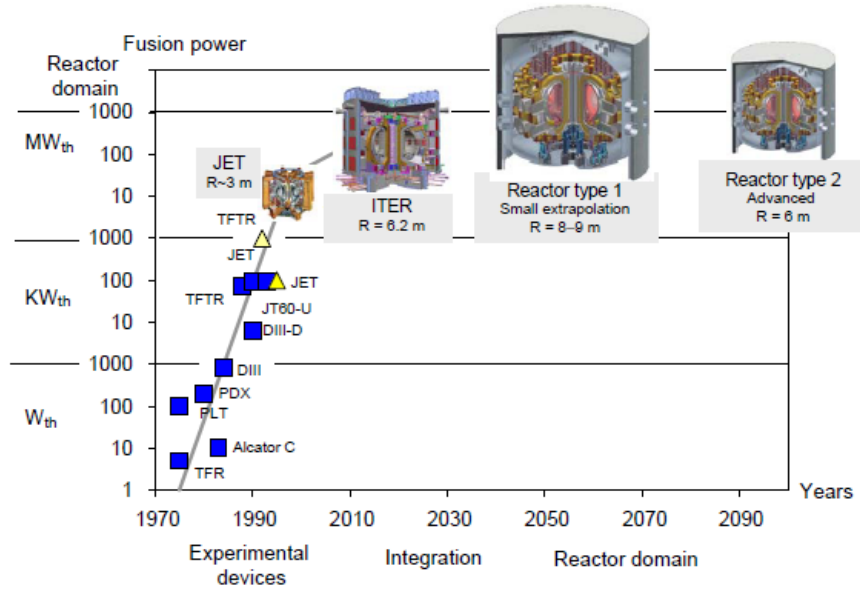
Rysunek 59: Szybki rozwój różnych nowoczesnych gałęzi nauki i technologii [9].



Rysunek 60: Wzrost czynnika $n_e \cdot \tau_E \cdot T$ i temperatury T osiągnięty przez kolejne TOKAMAK-i [9].

Na rysunku 60 widać jak kolejne wersje reaktorów termojądrowych wykorzystujące

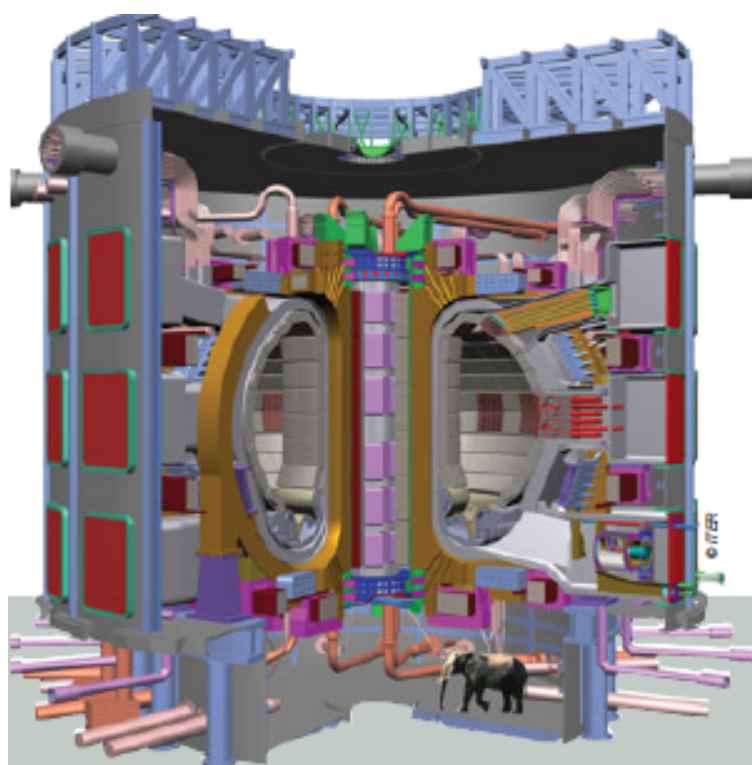
magnetyczne uwięzienie plazmy metodą TOKAMAK zwiększają wielkość czynnika $n_e \cdot \tau_E \cdot T$ oraz temperatury plazmy T występujących w kryterium Lawsona.



Rysunek 61: Historia i plany rozwoju reaktorów typu TOKAMAK [8],

Na rysunku 61 przedstawiona jest historia i plany dalszego rozwoju reaktorów typu TOKAMAK. Jak widać w początkowych latach rozwoju ($\sim 1970 - \sim 1985$) moc uzyskiwana w reaktorach rosła prawie liniowo w czasie. Były to wszystko reaktory doświadczalne. Największy z tych doświadczalnych reaktorów to tzw. **JET** [17] ("Joint European Tokamak"), znajdujący się w Wielkiej Brytanii w pobliżu miasta Culham. Zbudowano go w latach 1978 - 1983. Reaktor jest przystosowany do reakcji syntezy termojądrowej z wykorzystaniem deuteru i trytu. JET osiągnął rekordową moc syntezy termojądrowej – 16 MW produkowaną w ciągu 1 sekundy. Aktualnie prowadzone z jego użyciem eksperymenty mają posłużyć głównie do projektowania reaktora ITER.

ITER [16] (**International Thermonuclear Experimental Reactor**) (łac. droga) – międzynarodowy projekt badawczy, którego celem jest zbadanie możliwości produkowania na wielką skalę energii z fuzji jądrowej. Głównym zadaniem jest budowa wielkiego tokamaka, wzorowanego na wcześniej budowanych mniejszych DIII-D [6], TFTR [39], JET [17], JT-60 [18] i T-15 [37]. Projekt jest przewidywany na 30 lat (10 lat budowy i 20 lat pracy reaktora) przy czym pierwszy zapłon przewidywany jest na rok 2016. Według projektów ITER ma każdorazowo podtrzymywać reakcję fuzyjną przez około 500 sekund, uzyskując moc 500 MW. Energia w tym reaktorze będzie wydzielana w postaci ciepła, i nie jest przewidywane przetwarzanie jej na energię elektryczną.



Rysunek 62: Rysunek reaktora ITER (w przekroju). Dla ustalenia skali pokazany jest również słoń [9].

Tablica 2: Lista aktualnie działających lub budowanych/planowanych reaktorów termojądrowych typu TOKAMAK

Międzynarodowy	ITER [16]		
Azja/Australia	EAST [7] (Chiny)		
	JT-60 [18] (Japonia)	Large Helical Device [22]	
	KSTAR [20] (Korea Płd.)		
	H - 1NF [13] (Australia)		
Europa	Tore Supra [40]	TFR [36] (Francja)	
	ASDEX Upgrade [2](RFN)	Wendelstein 7-X [42]	
	T-15 [37] (Rosja)		
	TCV [38] (Szwajcaria)		
	JET [17](W.Brytania)	MAST [24]	START [34]
	FTU [11] (Włochy)	IGNITOR [15]	
USA	DIID-D [6]	TFTR [39]	NSTX [29]
	NCSX [26]	UCLA ET [41]	Alcator C-Mod [1]
	LDX [21]	MST [25]	
„Przemysłowy”	DEMO [5]		

Przegląd aktualnego stanu badań dotyczących problemów ITER można znaleźć w artykule **D. Stork, Nucl. Fusion 49 (2009) 104002**, *22nd IAEA Fusion Energy*

Conference: summary of contributions on Fusion Technology and ITER Activities

Na podstawie doświadczeń uzyskanych z pracy ITER ma powstać przyszła generacja reaktorów fuzyjnych, mogących produkować 3000-4000 MW energii w sposób ciągły. Pierwszym z takich reaktorów ma być **DEMO** (**DEMONstration Power Plant**), który ma mieć moc ok. 2GW i pracować w sposób ciągły. **DEMO ma być pierwszym reaktorem termojądrowym produkującym energię elektryczną.** Reaktor DEMO ma więc być pierwszym komercyjnym, działającym 20 lat termojądrowym reaktorem.

REAKCJE TERMOJĄDROWE W TOKAMAKACH:

Zakłada się, że w ITER i w DEMO a także w późniejszych reaktorach termojądrowych pracujących komercyjnie będzie wykorzystywana reakcja fuzji deuteru i trytu. Reakcja ta ma najniższą barierę kulombowską wśród wszystkich reakcji fuzji lekkich jąder atomowych.

Uzyskanie deuteru (np. z wody morskiej gdzie na 1 m³ przypada 33 g deuteru) nie stanowi żadnego problemu technicznego i zapewnia praktycznie nieograniczone ilości tego paliwa. Z drugiej strony można łatwo uzyskiwać tryt bombardując jądra litu neutronami, które powstają w czasie fuzji deuteru i trytu. Lit jest rozpowszechnionym na Ziemi pierwiastkiem (średnio 0.05 g na 1 kg co jest większą abundancją niż np. ołowiu i 10 razy większą niż uranu) więc jego zdobycie nie nastrecza trudności. Można go także otrzymać z wody morskiej gdzie na 1 m³ przypada 0.17 g Li.

Fuzja termojądrowa deuteronu i trytonu przebiega wg schematu:



Ponieważ cząstka alfa jest w przybliżeniu cztery razy cięższa od neutronu więc energia, którą zabiera cząstka alfa jest ok. 4 razy mniejsza od energii neutronu. Wynika to z prawa zachowania pędu. W układzie środka masy cząstki α i neutronu całkowity pęd jest równy zero (własność układu środka masy) a więc pędy cząstki α i neutronu mają tę samą długość, lecz są przeciwnie skierowane:

$$m_{\alpha}\vec{v}_{\alpha} = -m_n\vec{v}_n$$

stąd wynika, że ich prędkości są odwrotnie proporcjonalne do mas:

$$\frac{v_{\alpha}}{v_n} = \frac{m_n}{m_{\alpha}}$$

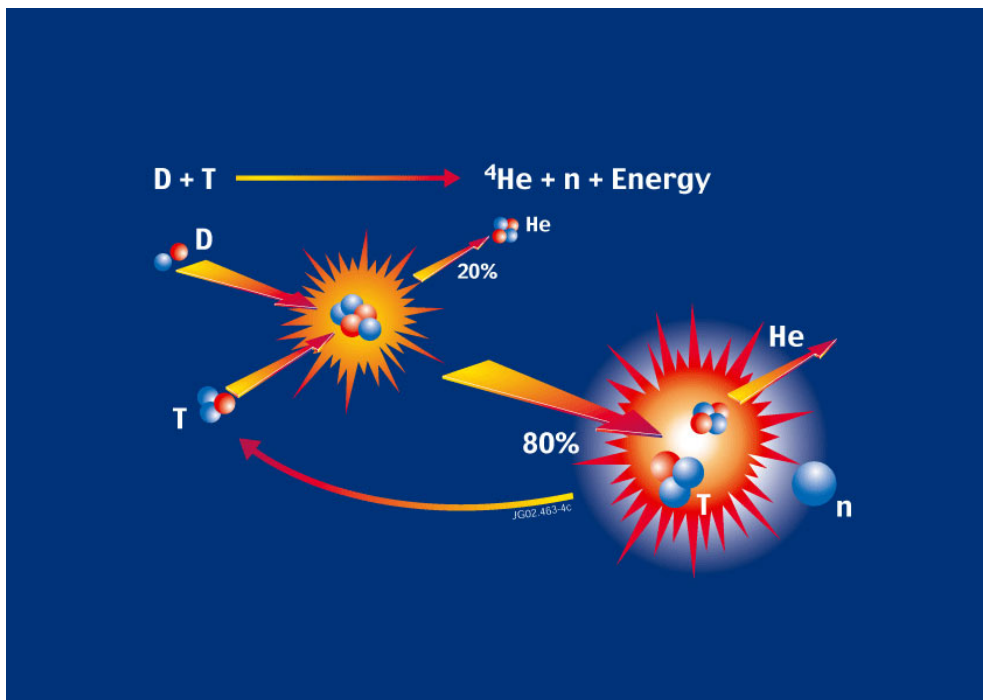
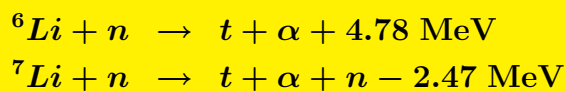
co powoduje, że energie kinetyczne tych cząstek spełniają relację:

$$\frac{E_{\alpha}}{E_n} \equiv \frac{m_{\alpha}\vec{v}_{\alpha}^2/2}{m_n\vec{v}_n^2/2} = \frac{m_n}{m_{\alpha}}$$

W rezultacie cząstka alfa zabiera energię 3.56 MeV a neutron energię 14.03 MeV.

Tak wysoka energia neutronu ma pewne zalety bo pozwala wywołać reakcje jądrowe wykorzystywane do produkcji trytu (patrz niżej) ale jest również kłopotliwa ze względu na aktywację ścian i całej aparatury TOKAMAKa.

Na rysunku 63 pokazane są reakcje fuzji deuteronu z trytonem oraz reakcje wykorzystywane do produkcji trytu poprzez oddziaływanie neutronów z jądrami litu (umieszczonymi w pobliżu plazmy)



Rysunek 63: Reakcja zachodząca w reaktorze ITER: Deuterony i trytony znajdujące się w plazmie reagują ze sobą dając cząstkę alfa i neutron $d + t \rightarrow \alpha + n$. Neutron (niebieska kulka po prawej stronie rysunku) niosący 80% energii uderza w jądra Li wywołując reakcję ${}^6\text{Li} + n \rightarrow t + \alpha$ lub ${}^7\text{Li} + n \rightarrow t + \alpha + n$. Dzięki temu odradza się tryton i może brać udział w zderzeniach z deuteronami, które muszą być dostarczane do plazmy.

OGRZEWANIE PLAZMY

Aby reakcja termojądrowa mogła efektywnie zachodzić plazma w TOKAMAKu jest podgrzewana z zewnątrz. Realizuje się to na trzy sposoby:

1. Przez przepuszczanie przez nią prądu o dużym natężeniu, który wydziela ciepło Joula (tak jak prąd w przewodniku). Ten sposób jest wydajny dla temperatur mniejszych od ok. 1 keV.
2. Przez wysyłanie fal elektromagnetycznych (mikrofal) do obszaru plazmy. W zależności od częstości tych fal można podgrzewać elektrony lub ciężkie składniki plazmy.
3. Przez bombardowanie plazmy neutralnymi cząstkami.

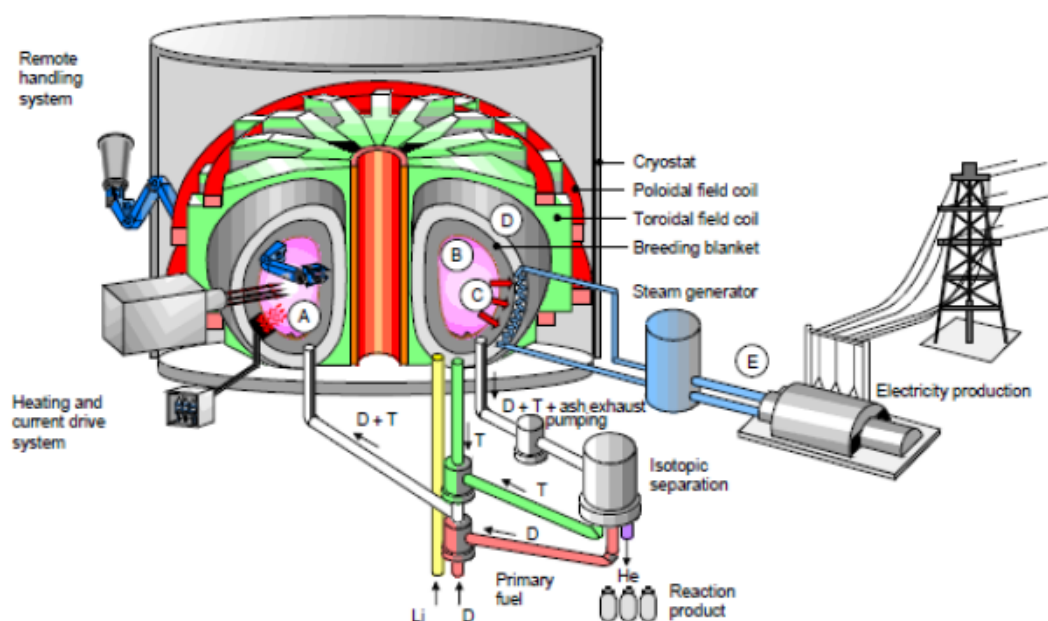
Gdy liczba reakcji termojądrowych w plaźmie staje się duża to energia kinetyczną cząstek alfa, które zatrzymywane są w plaźmie stanowi główny sposób ogrzewania plazmy.

TOKAMAK musi zapewniać próżnię wokół plazmy (aby nie tracić energii na podgrzewanie otoczenia), oraz ochronę środowiska zewnętrznego przed silnym promieniowaniem neutronowym. Neutrony są pozbawione ładunku, a więc wydostają się z pułapki magnetycznej, zabierając ze sobą produkowaną energię. Dla ich absorbowania za wewnętrzną osłoną tokamaka umieszczonych jest wiele modułów konstrukcyjnych, przy okazji produkujących tryt z bombardowanego neutronami litu. Moduły te oddają ciepło chłodziwu, które z kolei może napędzać turbiny (w ITER nie jest to przewidywane, gdyż jest to projekt czysto naukowy).

Zakłada się, że reakcje termojądrowe będą podtrzymywane w reaktorach TOKAMAK w sposób ciągły. Dotychczasowy rekord to utrzymanie ciągłego procesu w TOKAMAKu Tore Supra w Cadarache we Francji [40] przez cztery i pół minuty przy mocy 3 MW. Uzyskano ten wynik we wrześniu 2002 roku wykorzystując nadprzewodzące magnesy i chłodzenie reaktora wodą.

Zauważono, że uwięzienie plazmy poprawia się wraz ze zwiększaniem rozmiarów TOKAMAKa oraz ze zmniejszaniem ciepła dostarczanego z zewnątrz. W pewnych warunkach następuje gwałtowna poprawa (o czynnik 2) i TOKAMAK pracuje w tzw. "modzie H" (ang. *H mode* ("high confinement")) w odróżnieniu do "modu L" (ang. *L mode* ("low confinement")). Specjaliści są optymistami i uważają, że dalsze prace w ramach projektu ITER [16], który także realizowany jest w Cadarache, doprowadzą do takiego postępu iż możliwe będzie zbudowanie reaktora DEMO [5], który będzie już produkował energię elektryczną.

SCHEMAT ELEKTROWNI TERMOJĄDROWEJ



Rysunek 64: Schemat elektrowni termojądrowej [8].

Na rysunku 64 pokazany jest schemat budowy reaktora termojądrowego wykorzystywanego do produkcji elektryczności. Reaktor zamknięty jest w kriostatcie (ang. *cryostat*) - szary cylinder, utrzymującym tak niską temperaturę aby można było stosować nadprzewodzące magnesy, których uzwojenie zaznaczone jest na rysunku kolorem czerwonym - cewki wytwarzające pole o składowej pionowej (ang. *poloidal field coil*) i zielonym - cewki wytwarzające pole toroidalne (ang. *toroidal field coil*). Po lewej stronie rysunku zaznaczony jest układ zdalnego sterowania (ang. *remote handling system*) oraz układy ogrzewania plazmy przy pomocy prądu, mikrofal i neutralnych cząstek (ang. *heating and current drive system*). Kolejne części reaktora oznaczone literami: (A) to komora próżniowa, w której przebywa (B) plazma - zaznaczona różowym kolorem, czerwone strzałki (C) to promieniowanie plazmy padające na pierwszą warstwę komory próżniowej (ang. *"first wall"*), która pochłania promieniowanie elektromagnetyczne i naładowane cząstki. Za pierwszą warstwę znajduje się (ciągle w próżni) druga warstwa, tzw. "powielający płaszcz" (ang. *"breeding blanket"*), który służy do pochłaniania neutronów a także do wytwarzania trytu z reakcji neutronów z litem. Używa się litu wzbogaconego w izotop ${}^6\text{Li}$ do ok. 40 - 90%. Na dole rysunku pokazany jest system przewodów i pomp dostarczających deuter w formie gazowej lub zamrożonych kropelek do reaktora a także system pomp usuwających "popioły" (tu gaz ${}^4\text{He}$). Po prawej, na dole rysunku widać węzownicę ogrzewaną ciepłem (C) z reaktora oraz generator pary (ang. *steam generator*), która następnie napędza prądnicę (E) i wytwarzany prąd elektryczny przekazywany jest do sieci.

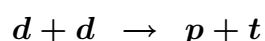
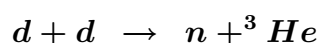
4.4 "Zaawansowane" rodzaje paliwa

Wprowadza się następującą klasyfikację reakcji fuzji, biorąc głównie pod uwagę brak emisji neutronów (lub znacznie zmniejszoną emisję neutronów). W związku z tym dzieli się paliwo termojądrowe na trzy "generacje":

1 generacja: $d+t$ i $d+d$

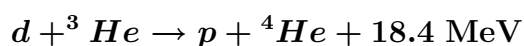


oraz

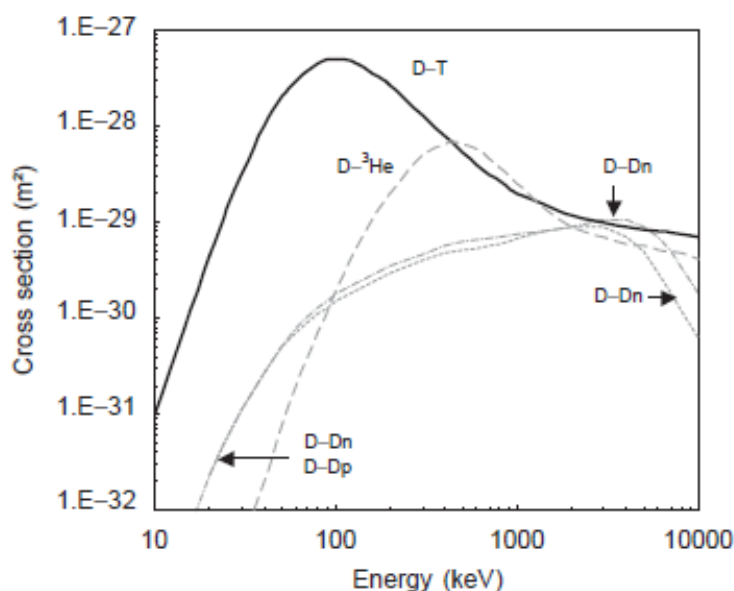
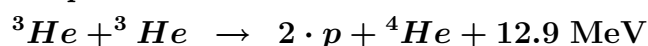
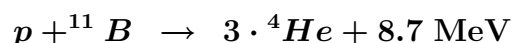


Te reakcje wydzielają średnio 3.65 MeV energii.

2 generacja: $d+{}^3\text{He}$



3 generacja: $p+{}^{11}\text{B}$ i ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$



Rysunek 65: Zależność przekroju czynnego reakcji fuzji od temperatury wyrażonej w jednostkach energii ($E = kT$). Są tu pokazane reakcje z paliwem pierwszej generacji (krzywa ciągła dla paliwa $d+t$ a kropkowane krzywe dla reakcji $d+d$ z emisją neutronu i protonu) oraz z paliwem drugiej generacji (krzywa przerywana).

Minusem paliwa drugiej i trzeciej generacji jest mała względna abundancja ${}^3\text{He}$ wynosząca 0.000137% (względem obu stabilnych izotopów, tj. ${}^3\text{He}$ i ${}^4\text{He}$) i wyższa temperatura potrzebna do zachodzenia fuzji (patrz rysunek 65).

Dla uzyskania odpowiednich ilości ${}^3\text{He}$ rozważa się możliwość pozyskania tego paliwa ze skał na Księżycu. Wyprawy amerykańskie i radzieckie udowodniły, że w skałach na powierzchni Księżyca znajduje się taka ilość ${}^3\text{He}$, która wystarczyłaby na pokrycie zapotrzebowania na wiele tysięcy lat.

4.5 Zalety energetyki opartej na reakcjach fuzji

Zakładając, że jako kontrolowaną reakcję termojądrową wykorzystujemy tę, która jest zaplanowana dla ITER i DEMO, tzn. z paliwem pierwszej generacji uzyskujemy następujące zalety:

1. Jak to omówiono powyżej, tj. w rozdziale 4.3 paliwo potrzebne do reakcji fuzji znajduje się na Ziemi w praktycznie nieograniczonych ilościach. Oszacowano, że przy aktualnym zapotrzebowaniu na energię paliwa deuteronowego i trytowego (otrzymywanego z reakcji neutronów z litem) wystarczy na miliardy lat.
2. Reakcje fuzji termojądrowej nie wytwarzają gazów powodujących efekt cieplarniany, takich jak dwutlenek węgla, które są zawsze wytwarzane przy spalaniu kopalnych paliw energetycznych takich jak węgiel, ropa naftowa czy gaz ziemny. Nie stanowią więc zagrożenia klimatycznego.
3. Reakcje fuzji dostarczają bardzo dużo energii a więc mogą być stosowane w elektrowniach wielkiej mocy.
4. Radioaktywne odpady z reakcji fuzji mają znacznie mniejszą objętość w stosunku do odpadów z reakcji rozszczepienia i zdecydowanie mniejszą niż radioaktywne pierwiastki zawarte w popiołach powstających przy spalaniu węgla. Co więcej, praktycznie tylko metalowe części reaktora znajdujące się w pobliżu plazmy stają się radioaktywne przy czym radioaktywność ta zanika znacznie szybciej niż w reaktorach opartych na rozszczepieniu ciężkich jąder atomowych. Ocenia się, że radioaktywne materiały przestają być niebezpieczne (mogą być powtórnie wykorzystane) po okresie rzędu 100 lat.
5. Nie ma potrzeby transportować radioaktywnych materiałów przy codziennej, standardowej eksploatacji reaktorów termojądrowych, gdyż radioaktywny, niebezpieczny materiał - tryt jest produkowany i wykorzystywany do reakcji fuzji wewnątrz reaktora.
6. Reakcje fuzji nie mogą wymknąć się spod kontroli jak to bywało przy stosowaniu reakcji rozszczepienia gdyż ilość paliwa, które znajduje się jednorazowo w reaktorze jest bardzo mała (rzędu 2 gramów). To także uniemożliwia wykorzystania takich reakcji do celów terrorystycznych.

4.6 Problemy pojawiające się przy wykorzystaniu reakcji fuzji.

Jak to zwykle bywa, "każdy medal ma dwie strony" a więc obok zalet reakcji fuzji mogą pojawić się pewne problemy:

1. Reakcje fuzji wymagają bardzo zaawansowanej techniki budowy i eksploatacji reaktorów. Problemy z tym związane są główną przyczyną faktu, że do tej pory nie ma komercyjnych elektrowni termojądrowych mimo intensywnych prac trwających ponad 50 lat.
2. Przy stosowaniu paliwa pierwszej generacji pojawiają się duże ilości wysokoenergetycznych neutronów (~ 14 MeV), których wpływ na napromieniowane materiały nie jest do końca poznany. Nawet trwałość konstrukcji reaktora jest problemem, który spędza sen z powiek osób zajmujących się tą techniką.
3. Podobnie jak wszystkie inne elektrownie, elektrownia działająca przy wykorzystaniu reakcji fuzji wydziela do środowiska duże ilości ciepła co może być nieobojętne dla środowiska naturalnego człowieka.

Literatura

- [1] Strona internetowa: <http://www.psfc.mit.edu/research/alcator/>
- [2] Strona internetowa: <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/for/projekte/asdex/index.html>
- [3] Strona internetowa: <http://outreach.atnf.csiro.au/education/senior/astrophysics/>
- [4] J.-L. Basdevant, J. Rich, M. Spiro, *Fundamentals in Nuclear Physics*, Springer Science+Business Media, Inc., 2005
- [5] Strona internetowa: <http://en.wikipedia.org/wiki/DEMO>
- [6] Strona internetowa: [http://en.wikipedia.org/wiki/DIII-D_\(fusion_reactor\)](http://en.wikipedia.org/wiki/DIII-D_(fusion_reactor))
- [7] Strona internetowa: <http://en.wikipedia.org/wiki/EAST>
- [8] P. Magaud, G. Marbach, and I. Cook, "Nuclear Fusion Reactors", *Encyclopedia of Energy*, 365, Volume 4. (2004) Elsevier Inc.
- [9] Strona internetowa: <http://www.efda.org/>
- [10] W. W. Flint, *Safe, Green, Clean - the p-B Polywell: A Different Kind of Nuclear Energy*, 2008, dostępna na stronie internetowej http://www.polywellnuclearfusion.com/Clean_Nuclear_Fusion
- [11] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/Frascati_Tokamak_Upgrade
- [12] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/GEKKO_XII, http://www.cfn.ist.utl.pt/20IAEAConf/presentations/T1/4T/talk_OV_3_2.pdf
- [13] Strona internetowa: <http://prl.anu.edu.au/H-1NF>
- [14] Strona internetowa: <http://en.wikipedia.org/wiki/HiPER>, <http://www.hiper-laser.org/index.asp>
- [15] Strona internetowa: <http://www.frascati.enea.it/ignitor/>
- [16] Strona internetowa: <http://www.iter.org/default.aspx>
- [17] Strona internetowa: <http://www.jet.efda.org/>
- [18] Strona internetowa: <http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/index-e.html>
- [19] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, Inc., 1988
- [20] Strona internetowa: <http://en.wikipedia.org/wiki/KSTAR>
- [21] Strona internetowa: <http://www.psfc.mit.edu/ldx/>
- [22] Strona internetowa: <http://www.lhd.nifs.ac.jp/en/home/lhd.html>

- [23] B. Martin, *Nuclear and Particle Physics* John Wiley and Sons, Ltd., 2006
- [24] Strona internetowa: <http://www.fusion.org.uk/MAST.aspx>
- [25] Strona internetowa: <http://plasma.physics.wisc.edu/mst/html/mst.htm>
- [26] Strona internetowa: <http://ncsx.pppl.gov/index.html>
- [27] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/National_Ignition_Facility
- [28] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/Nova_laser
- [29] Strona internetowa: <http://nstx.pppl.gov/>
- [30] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/Laboratory_for_Laser_Energetics
- [31] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts*, Springer, Heidelberg 2008
- [32] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/Shiva_laser
- [33] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, New York, Oxford University Press, 1990
- [34] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/Small_Tight_Aspect_Ratio_Tokamak
- [35] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, Warszawa, PWN 1978
- [36] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/Tokamak_de_Fontenay_aux_Roses
- [37] Strona internetowa: [http://en.wikipedia.org/wiki/T-15_\(reactor\)](http://en.wikipedia.org/wiki/T-15_(reactor))
- [38] Strona internetowa: http://crppwww.epfl.ch/crpp_tcv.html
- [39] Strona internetowa: <http://www.pppl.gov/projects/pages/tftr.html>
- [40] Strona internetowa: <http://www-drfc.cea.fr/gb/cea/ts/ts.htm>
- [41] Strona internetowa: http://en.wikipedia.org/wiki/Electric_Tokamak
- [42] Strona internetowa: <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/for/projekte/w7x/index.html>
- [43] Strona internetowa: <http://en.wikipedia.org/wiki/Z-pinch>

5 Spis poruszanych tematów

1. Podstawowe informacje o reakcjach jądrowych (zapis, ciepło reakcji, masy jąder a ciepło reakcji, reakcje termojądrowe)
2. Czynniki wpływające na prawdopodobieństwo zachodzenia reakcji (ciepło reakcji, bariera kulombowska, przekrój czynny, energia zderzających się jąder)
3. Wydajność reakcji fuzji, pik Gamowa
4. Prawo Hubble'a - oszacowanie czasu od Wielkiego Wybuchu
5. Promieniowanie reliktowe
6. Pierwotna produkcja pierwiastków
7. Wykres Hertzsprunga-Russela (wykres H-R)
8. Tworzenie się gwiazd z rozproszonej materii - ciąg główny na wykresie H-R
9. Związek pomiędzy masą a jasnością i temperaturą gwiazd
10. Ewolucja gwiazdy o masie Słońca (czerwony olbrzym, mgławica planetarna, biały karzeł)
11. Ewolucja ciężkich gwiazd (supernowe, granica Chandrasekhara, gwiazdy neutronowe, pulsary, czarne dziury)
12. "Spalanie" wodoru - cykl protonowy
13. "Spalanie wodoru" - cykl CNO
14. "Spalanie helu" - produkcja C, O i cięższych jąder atomowych aż do Fe
15. Produkcja jąder cięższych od Fe - rozpad beta, proces s, proces r
16. Uwięzienie grawitacyjne i magnetyczne plazmy - przykład urządzenia realizującego to uwięzienie (TOKAMAK, STELLARATOR)
17. Uwięzienie inercyjne - elektrostatyczne plazmy - przykład urządzenia realizującego to uwięzienie (FUZOR, POLYWELL)
18. Uwięzienie inercyjne - bomba wodorowa, lasery (pośrednia kompresja - "indirect drive, szybki zapłon - "fast ignition"), "z-pinch"
19. Kryterium Lawsona
20. Historia rozwoju TOKAMAKów
21. Reakcje jądrowe w TOKAMAKach
22. Ogrzewanie plazmy w TOKAMAKach

23. Schemat elektrowni termojądrowej
24. "Zaawansowane" paliwa dla reakcji fuzji
25. Wady i zalety energetyki opartej na reakcjach fuzji