

**ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE**

**FAKULTA
STROJNÍ**



**BAKALÁŘSKÁ
PRÁCE**

2018

**DOMINIK
NAJMAN**



ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Najman** Jméno: **Dominik** Osobní číslo: **457552**
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**
Zadávající katedra/ústav: **Ústav energetiky**
Studijní program: **Teoretický základ strojního inženýrství**
Studijní obor: **bez oboru**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Energetické využití jaderné fúze

Název bakalářské práce anglicky:

Energy utilization of Nuclear Fusion

Pokyny pro vypracování:

Cílem práce je analýza současného stavu výzkumu jaderné fúze. Student se seznámí s problematikou technologie fúzních reaktorů z hlediska získávání energie a vypracuje přehled aktuálního stavu výzkumu jaderné fúze. V rámci druhé části práce student provede analýzu Lawsonova kritéria a vypočítá základní kritériální hodnoty pro energetické využití jaderné fúze.

Etapy řešení:

1. Základní rešerše stavu aktuálního stavu výzkumu jaderné fúze.
- 2.. Lawsonovo kritérium.

Seznam doporučené literatury:

G. McCracken, P. Stott, Fúze - energie vesmíru, Mladá Fronta, 2006.
S. Entler, Lawsonovo kritérium ? kritérium fúzní energetiky, Čes. časopis pro fyziku 64 (2014) 161

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Slavomír Entler, ústav energetiky FS

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **16.04.2018**

Termín odevzdání bakalářské práce: **04.06.2018**

Platnost zadání bakalářské práce: **31.12.2019**

Ing. Slavomír Entler
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

27-04-2018

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

Datum

Podpis studenta

Anotační list

Jméno autora:	Dominik Najman
Název BP:	Energetické využití jaderné fúze
Anglický název:	Energy utilization of Nuclear Fusion
Akademický rok:	2017/2018
Ústav/Odbor:	Ústav energetiky
Vedoucí BP:	Ing. Slavomír Entler
Konzultant:	
Bibliografické údaje:	Počet stran: 46 Počet obrázků: 10 Počet tabulek: 2 Počet příloh: 0
Klíčová slova:	Fúze, Lawson, kritérium, trojný součin, ITER, DEMO, tokamak
Keyword:	Fusion, Lawson, criterion, fusion triple product, ITER, DEMO, tokamak
Anotace:	Bakalářská práce obsahuje v první části rešerši zaměřenou na vývoj jaderného výzkum a poté na problematiku energetického využití jaderné fúze v současnosti. Ve druhé části je analyzováno Lawsonovo kritérium a dále je vypočtena optimální teplota D-T reakce pomocí základního kritéria a Trojného součinu. Výsledky jsou prezentovány v grafech ukazujících závislost fúzní reaktivity a Lawsonových kritérií na teplotě.
Abstract:	The bachelor thesis contains in the first part a research focused on development of fusion research and then on the issue of energy utilization of nuclear fusion at present. The second part analyses the Lawson criterion and further calculates the optimal temperature of the reaction using the basic criterion and the triple product. The results are presented in graphs showing the dependence of fusion reactivity and the Lawson criteria on temperature.

OBSAH

Seznam obrázků	6
Seznam tabulek.....	6
Seznam zkratek.....	7
Seznam použitých symbolů.....	8
1. AKTUÁLNÍ STAV PROBLEMATIKY.....	10
1.1. Úvod	10
1.2. Historie	12
1.3. Princip termojaderné fúze.....	14
1.4. Plazma	15
1.5. Způsob udržení	16
1.6. Tokamaky	23
1.7. Fúzní energetické reaktory	29
1.8. ITER	31
1.9. DEMO	34
2. LAWSONOVO KRITÉRIUM	36
2.1. Podmínky pro energetické využití jaderné fúze	36
2.2. Kritérium energetické rovnováhy	37
2.3. Fúzní reaktivita	37
2.4. Odvození kritéria energetické rovnováhy Scientific Breakeven	39
2.5. Kritérium inženýrské energetické rovnováhy Engineering Breakeven.....	40
2.6. Zapálení fúzní reakce Ignition.....	41
2.10. Optimální reakční teplota pro D-T reakci.....	42
3. ZÁVĚR	44
Seznam literatury	45

Seznam obrázků

Obr. 1 Graf vazebné energie [4].	14
Obr. 2 Schematický nákres stelarátoru [4].	22
Obr. 3 Schéma konstrukce stelarátoru Wendelstein W-7X [1].	23
Obr. 4 Schematický nákres tokamaku [4].	24
Obr. 5 Schéma proudění plazmatu při použití divertoru [4].	27
Obr. 6 Schematický nákres systémů ohřevu [1].	29
Obr. 7 Závislost fúzní reaktivity na teplotě paliva	38
Obr. 8 Základní kritérium podle rovnic (24), (31) a (36)	41
Obr. 9 Trojný součin podle rovnic (25), (32) a (37)	42
Obr. 10 Posun minima vědecké rovnováhy podle rovnic (24) a (25)	43

Seznam tabulek

Tab. 1 Parametry reaktoru ITER (z roku 2001) [4].	31
Tab. 2 Seznam testovacích modulů blanketu [2].	34

Seznam zkratek

ASDEX	Osově symetrický divertorový experiment
DEMO	Demonstrační elektrárna
NBI	Neutrální svazky
TNT	Trinitrotoluen
USA	Spojené státy americké
PWR	Tlakovodní reaktor
VVER	Vodo-vodní energetický reaktor
TFR	První francouzský tokamak
LMJ	Laser Megajoule
NIF	Národní zapalovací zařízení
JET	Společný evropský torus
ITER	Mezinárodní fúzní reaktor
PFM	Materiály čelící plazmatu
TBM	Testovací moduly blanketu
VDE	Vertical Displacement Event
ELM	Edge Localized Mode

Seznam použitých symbolů

A	hmotnostní číslo
B	magnetická indukce
B_G	pomocná proměnná
c	rychlost světla
E	celková energie
e_c	náboj částice
E_F	uvolněná energie
E_{HF}	energie ohřevu plazmatu
E_k	kinetická energie
k	Boltzmannova konstanta
Δm	hmotnostní schodek
N	počet částic
n	hustota plazmatu
n_e	počet elektronů
n_i	počet iontů
n_H	účinnost ohřevu
n_{NBI}	účinnost neutrálního svazku
n_{EL}	účinnost chlazení
p	tlak
P_f	fúzní výkon
P_L	ztrátový výkon
P_α	výkon alfa částic
P_H	výkon ohřevu
q	bezpečnostní faktor
Q	faktor zesílení
R	parametr poměru energií
T	teplota
v_\perp	rychlost
V	objem
W_F	fúzní energie
W_H	energie ohřevu

W_P	energie plazmatu
Z	počet nábojů
Z_{eff}	efektivní iontový náboj
$\langle \bar{\sigma v} \rangle$	fúzní reaktivita
ε	celková účinnost přeměny energie
ρ_L	Larmoruv poloměr
μ_0	permeabilita vakua
θ	pomocná proměnná
ξ	pomocná proměnná
τ	doba udržení

1. AKTUÁLNÍ STAV PROBLEMATIKY

1.1. Úvod

Termojaderná fúze je děj, při kterém se slučují jádra chemických prvků na jádra těžší. Při slučování jader lehkých prvků dochází k uvolnění vazebné energie, kterou je možné energeticky využít. Z pohledu uvolnění vazebné energie je děj podobný štěpení jader, při kterém se vazebná energie uvolňuje štěpením jader těžkých prvků na jádra lehčích prvků [1].

Termojaderná fúze na Zemi samovolně neprobíhá, protože jsou k tomu potřeba specifické podmínky, především vysoká teplota a hustota. Tyto podmínky na naší planetě sice nejsou, ale splňují je jiné objekty ve vesmíru, především hvězdy. Například naše nejbližší hvězda jménem Slunce. Při uvolňování energie termojadernou fúzí spotřebuje přibližně 600 milionů tun vodíku. Pro naše poměry je to nepředstavitelné množství, ale pro Slunce je to jen nepatrná část veškerého vodíku, které jej tvoří (2×10^{30} kg). Úbytek hmotnosti mezi vzniklými a původními atomovými jádry se podle Einsteinovy teorie ($E = \Delta m \times c^2$) uvolní v podobě tepla a elektromagnetického vlnění. Zanedbatelná část je na Zemi vnímána jako teplo a světlo [1].

Jelikož se v dnešní době i přes úsporná opatření spotřeba energie neustále zvyšuje, zásoby fosilních paliv klesají a odhaduje se, že ropa vydrží okolo 45 let a uhlí kolem 250 let. Nové postupy, jako je dobývání fosilních paliv z břidlic, zvýší kapacitu zásob, avšak také omezeně. Stejně tak štěpné palivo není nevyčerpatelné a přechod k rychlým množivým reaktorům je zablokovan nebezpečím jaderného terorismu. Proto se vědci a inženýři zabývají myšlenkou provést řízenou termojadernou fúzní reakci a energeticky využít jadernou fúzi [1].

Z ekologického hlediska nemá dnešní způsob výroby energie bohužel dobrý dopad na naše životní prostředí a celou planetu. Spalováním fosilních paliv se do atmosféry dostává spousta škodlivých látek jako například oxid siřičitý, který způsobuje kyselé deště, nebo oxid uhličitý, který podporuje skleníkový efekt a tím i globální oteplování. Bezemisní jaderná energetika je na tom lépe, avšak vytváří dlouhodobý vysoce radioaktivní odpad, který se musí někde uskladnit. Dokonce ani obnovitelné zdroje nejsou úplně šetrné k životnímu prostředí, jako například používáním vzácných chemických prvků a materiálů na výrobu solárních panelů a větrných elektráren, vyvěrávání těžkých kovů na povrch při

získávání geotermální energie, nebo zaplavení obrovských ploch vodou pro vodní elektrárny. I když na výstavbu fúzní elektrárny budou nutné nové pokročilé materiály, tak její využití energie v palivu bude nesrovnatelně vyšší než u ostatních zdrojů. K provozu elektrárny o elektrickém výkonu 1 GW je na jeden rok potřeba přibližně 2,5 miliónu tun uhlí nebo plocha 20 km² solárních panelů. Fúzní elektrárně stačí pouze 500 kg izotopů vodíku. Jako palivo bude sloužit deuterium, izotop vodíku ²H, který má v jádře jeden neutron navíc oproti normálnímu vodíku ¹H. Deuterium se nachází v malém množství ve vodě a je proto globálně dostupné. Jako druhá část paliva první generace fúzních elektráren bude izotop vodíku tritium ³H, který je nestabilní a v přírodě se volně prakticky nevyskytuje. Proto se plánuje výroba tritia jadernou reakcí z lithia přímo v reaktoru. Produktem fúzní reakce bude vzácný plyn helium. Tím odpadne jakýkoliv transport radioaktivního paliva [2].

Oproti štěpnému reaktoru bude ve fúzním jen malé množství paliva, které vydrží jen na pár sekund, a kdyby nastala jakákoliv porucha, tak se palivo rychle zchladí a tím reakce ustane. Proto nehrozí jaderný výbuch reaktoru. Dá se tak říct, že fúzní reaktor je vnitřně bezpečný [3].

Materiály, ze kterých bude postaven reaktor, budou aktivovány fúzními neutrony, vznikajícími při reakci. Avšak správnou volbou složení těchto materiálů je možné jejich aktivaci snížit na minimum a jejich uložení nebude nutné na tisíce let jako u štěpného paliva, ale jen na desítky let a poté je bude možné recyklovat [2].

Jak už bylo řečeno, při fúzní reakci vzniká jádro helia. Helium je vzácný plyn, který se nepodílí na skleníkovém efektu a z vyšších vrstev atmosféry Země je unášen do mezihvězdného prostoru [4].

Z ekonomického hlediska budou fúzní elektrárny charakteristické vysokými investičními náklady na výstavbu elektrárny. Na druhé straně cena paliva bude velmi nízká. Přesnější představu ale získáme až po zkušenostech s provozem budovaného experimentálního fúzního reaktoru ITER. Pak bude následovat demonstrační elektrárna DEMO. Se stále se zrychlujícím vývojem a zdokonalováním fúzních technologií se v tomto století určitě dočkáme získávání energie pomocí jaderné fúze [3].

1.2. Historie

Fúzní energii, také nazývanou energií hvězd, se snažili pochopit již fyzikové v 19. Století, například John Waterson, Hermann von Helmholtz, nebo William Thomson - lord Kelvin, kteří se nezávisle na sobě shodli na tom, že energie Slunce pochází z gravitačního smršťování hvězd. To ale nebylo úplně správně [4].

Vysvětlení zdroje jeho zářivé energie přinesl až počátek minulého století. Bylo k tomu nutné rozvinuté fyzikální poznání a tři odvážní muži, Albert Einstein, Francis Aston a Arthur Eddington. Einstein odhalil, že hmotnost je ekvivalentní energii. Spektroskopik Aston zjistil, že prostý součet hmotností stavebních prvků jádra atomu je větší než celková hmotnost jádra a hmotnostní deficit přisoudil vazebné energii jádra, to je energii, kterou je třeba jádru dodat, aby se rozpadlo na menší části. Tedy energii, která se uvolní při sloučení menších jader na větší jádro. Pak astrofyzik Eddington spojil Einsteinův a Astonův výrok dohromady a vyvodil překvapující závěr: „Slunce hoří díky energii uvolněné slučováním jader vodíku na jádra helia. Slunce pohání termojaderné slučování – fúze.“ Svoji hypotézu představil v roce 1920 v Cardiffu [5].

V roce 1934 pomocí lineárního urychlovače sloučili jádra deuteria Paul Harteck a Marcus L. E. Oliphant pod vedením nositele Nobelovy ceny Ernesta Rutherforda. Z té doby pochází známý výrok Sira Rutherforda o nemožnosti využití energie jádra pro průmyslové účely. Energetická bilance fúze pomocí lineárního urychlovače skutečně neskýtala naději na zisk. Během II. světové války Enrico Fermi a další členové jeho týmu, který pracoval na atomové bombě, spekulovali o fúzní reakci v plazmatu udržovaném magnetickým polem. V roce 1946 otec americké vodíkové bomby Edward Teller vedl v Los Alamos semináře o řízené fúzi. Závěr diskuze naznačil obtížnost, ne-li nemožnost řízené fúze kvůli ztrátám tepla brzdícím zářením. Nicméně v témže roce v londýnské Imperial College George P. Thomson a Moses Blackman patentovali „Vylepšení aparatury pro výboje v plynech pro generaci termonukleární reakce“. V roce 1951 Lyman Spitzer ve Spojených státech zkonstruoval stelarátor. Výbojová komora ve tvaru číslice osm zabezpečila rotační transformaci nutnou pro potlačení toroidálního driftu. Výrobně náročný tvar výbojové komory a také nepřilíš dobré výsledky přinutily Spitzera vyrobit stelarátor ve tvaru atletické závodní dráhy. Bohužel si v té době každá země výzkum termojaderné fúze pečlivě střežila jako vysoce tajný projekt. Konec utajování výzkumu fúzních reakcí nastal při II. mezinárodní konferenci Atom pro mír v září 1958 v Ženevě. Řízené fúze se na této

konferenci týkalo 109 referátů z jedenácti zemí a USA uspořádaly i první fúzní expozici. Účast československé delegace vyústila v založení Ústavu fyziky plazmatu ČSAV, který byl pověřen koordinací výzkumu řízené fúze a dodnes je vedoucí institucí v tomto oboru v České republice [4].

Odtajnění fúzních výzkumů umožnilo britskému inženýrovi Johnu Davidu Lawsonovi publikovat rovnici, dnes známou pod jeho jménem. Lawsonovo kritérium ukazuje, za jakých podmínek bude fúzní reakce v termojaderném reaktoru energeticky zisková, tedy kdy bude fungovat fúzní elektrárna. Tím začalo bouřlivé období fyziky plazmatu, ve kterém bohužel vědci zjistili, že metoda pokus-omyl při stavbě náročných experimentálních zařízení nevede k žádanému cíli. Dlouhou dobu se fyzikové potýkali s problémy stability plazmatu a teplotní hranice stovky tisíc stupňů se zdála nedosažitelná. Až v roce 1962 v tokamaku TM-2 s větším toroidální magnetickým polem K. A. Razumova a E. P. Gorbunov naměřili zcela stabilní režim. Pak už stačilo postavit větší tokamak, ve kterém by transformátorový proud dokázal dokonale ionizovat plazma [4].

Prvním takovýmto tokamakem byl moskevský T-3. Na něm v roce 1965 L. A. Arcimovič naměřil tak vysoké teploty, že tomu vědci nevěřili. A proto byla do Moskvy v roce 1969 pozvána britská delegace, jejímž vedoucí byl Sebastian Peas. Ten se svojí jedinečnou aparaturou na měření teploty plazmatu pomocí Thomsonova rozptylu laserového paprsku naměřil ještě lepší výsledky než Arcimovič. Teplota přesahovala hranici 10 miliónů stupňů. A tak nastal obrovský vzrůst zájmu o tokamaky. První tokamak v USA byl přestavěn ze stelarátoru, první tokamak v Evropě byl TFR postavený ve Francii. Brzy se ukázalo, že ohřev pomocí Jouleova tepla nestačí, protože s rostoucí teplotou plazmatu klesal jeho elektrický odpor a tím i ztrátové teplo. Z nejrůznějších způsobů dodatečného ohřevu plazmatu se prosadily dva: ohřev pomocí elektromagnetických vln na elektronové nebo iontové cyklotronní frekvenci a vstřík vysokoenergetických svazků neutrálních atomů (NBI) [4].

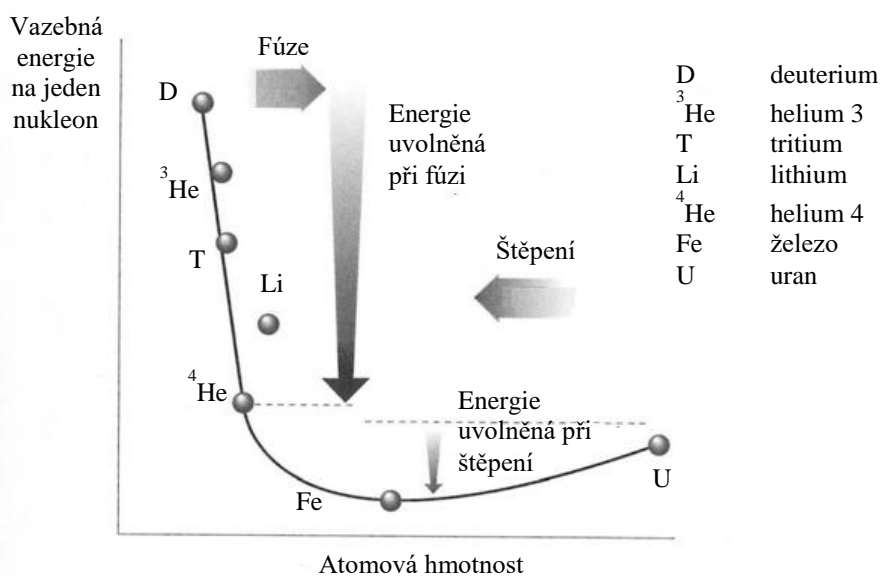
Další změna nastala v 70. letech, kdy Arcimovič a V. D. Šafranov přišli s tím, že změna tvaru průřezu, do té doby kruhového, na průřez tvaru D zlepší stabilitu plazmatu. Díky dodatečnému ohřevu sice rostla teplota plazmatu, ale ukázalo se, že klesá udržení jeho energie. Nejprve se efekt objevil při ohřevu pomocí NBI a vzápětí byl potvrzen i při ohřevu mikrovlnami. K významnému posunu došlo na německém tokamaku ASDEX, na němž v roce 1982 vědci objevili režim vysokého udržení nazvaný H-mód. Ukázalo se, že

existence H-modu má univerzální charakter a během následujících dvaceti let byl vytvořen podobnostní vzorec pro jeho výskyt na různých tokamacích. Došlo také k pokroku ve fúzních technologiích, především v ohřevu svazkem neutrálních částic (NBI), vlnovém ohřevu a diagnostice plazmatu [4].

Dobu udržení plazmatu lze zvýšit buď zvětšením intenzity magnetického izolujícího pole, nebo zvětšováním objemu plazmatu. Intenzita magnetického pole se pomalu blížila technickým možnostem, a tak byl konec osmdesátých let ve znamení stavby čtyř velkých tokamaků: amerického TFTR, japonského JT-60, ruského T-15 a evropského JET. Dodnes fungující tokamak JET drží rekord v dosažení nejvyššího fúzního výkonu 16,5 MW a je významným zdrojem informací pro budovaný ITER [4].

1.3. Princip termojaderné fúze

Budoucím termojaderným elektrárnám Slunce slouží pouze jako inspirace. Stejně jako štěpné jaderné elektrárny tak i fúzní budou využívat jadernou energii. Tu lze uvolnit dvěma způsoby, buď štěpením jader těžkých prvků, nebo slučováním jader lehkých prvků. Jak při fúzní, tak při štěpné reakci nukleony padají z úbočí křivky vyjadřující závislost vazebné energie na celkovém počtu nukleonů do míst s nižší vazebnou energií [1].



Obr. 1 Graf vazebné energie [4].

Podle Einsteinova slavného vztahu $E = \Delta mc^2$ je úbytek hmoty Δm ekvivalentní uvolněné energii E , v tomto případě energii záření a pohybu vytvořených částic. Z grafu na

obr. 1 je zřejmé, že se při slučování lehkých jader uvolňuje více energie na jeden nukleon než při štěpení těžkých jader [1].

Na naší planetě je možné se setkat se samovolnou štěpnou reakcí, ale se samovolnou fúzní reakcí ne. Na Zemi totiž fúzní reakce nemůže samovolně probíhat a vyžaduje splnění náročných podmínek. Aby došlo ke sloučení jader a aby začala působit jaderná přitažlivá síla, je třeba je přiblížit na vzdálenost 10^{-14} m a také překonat elektrostatickou sílu kladně nabitých jader. Jednou z možností je srážet atomová jádra dostatečnou rychlostí získanou v urychlovači částic. Protože se ale převažující část urychlených jader rozptýlí bez vyvolání reakce, je tento způsob energeticky ztrátový. Jinou možností je zahřát jádra na dostatečně vysokou teplotu (stamilióny stupňů Celsia) a chvíli je udržet pohromadě. Jak prokázal reaktor JET, tato cesta vede k cíli [6].

Existuje celá řada termojaderných reakcí. Nejnižší teplotu vyžaduje reakce izotopů vodíku, deuteria a tritia nazývána jako D-T reakce:



Z rovnice vyplývá, že sloučením deuteria a tritia vzniká helium a neutron. Je vidět také rozdělení uvolněné energie: většinu vyzářené energie nese neutron v podobě kinetické energie. Pro dosažení energetického zisku je nutné reaktanty zahřát na velmi vysokou teplotu (více v části 2 této práce). Reaktanty se pak nacházejí v plně ionizovaném stavu, ve skupenství, které se nazývá plazma. Ve skupenství plazmatu se záporně nabitě elektrony a kladně nabitě ionty nezávisle pohybují, i když obvykle zachovávají kvazineutrální stav [7].

1.4. Plazma

Název „plazma“ pochází ze dvou zdrojů. Jeden původ je odvozen od krevní plazmy, když Irvingu Langmuirovi vzhled kladného sloupce ve výboji připomněl krevní plazmu tím, že obě média přepravují částice. Druhý původ je odvozen od řeckého slova „plasma“, což znamená „tvarovat, formovat“. Podobnost vznikla při pozorování, jak se výboj v plynu dokáže přizpůsobit tvaru různě zaoblené výbojové trubici. V češtině rozlišujeme krevní plazmu od skupenství plazmatu mluvnickým rodem, plazma jako skupenství je středního rodu [1].

Plazma je zjednodušeně soubor atomů v nejrůznějším stupni ionizace vykazující kolektivní chování a navenek elektrickou neutralitu. Za kolektivní chování jsou zodpovědné síly dalekého dosahu (elektrické a magnetické) a za neutralitu stejný počet

kladných a záporných nábojů. Matematický popis plazmatu je velice složitý, a proto se používají podobnostní modely. Nejčastěji používaný je statický popis pomocí rozdělení funkce rychlosti, tzv. kinetická teorie. Je důležité si uvědomit základní zákonitosti pohybu nabytých částic v homogenním magnetickém a elektrickém poli. Elektricky neutrální částice není ovlivněna ani magnetickým ani elektrickým polem, tudíž změnit směr a velikost rychlosti pohybu může až při srážce s jinou částicí. Za to elektricky nabitá částice v elektrickém poli je urychlována ve směru nebo proti směru elektrických siločar. Kladný iont je urychlován od anody ke katodě a elektron od katody k anodě. V magnetickém poli bez působení vnějších sil se nabitá částice pohybuje podél magnetických siločar volně. V obecném směru se pohybuje po kružnici, jejíž poloměr je nepřímo úměrný intenzitě magnetického pole a hmotnosti pohybující se částice. Elektrony se pohybují opačným směrem než kladně nabitá ionty. V případě mnoha částic se místa s různou hustotou homogenizují pohybem zvaným difúze. Za normálních okolností je rychlost difúze napříč magnetickým polem nepřímo úměrná druhé mocnině intenzity magnetického pole. Zajímavé je, že při pohybu podél siločar magnetického pole srážky pohyb částice brzdí, při pohybu napříč magnetickým polem jsou srážky naopak nezbytnou podmínkou difúze [4].

Plazma je právem nazýváno čtvrtým skupenstvím hmoty. Jeho chování je zcela odlišné od chování ostatních tří skupenství. Přestože 99 % vesmíru je tvořeno plazmatem, tak na Zemi je spíše výjimkou [1].

1.5. Způsob udržení

Pokud chceme vyprodukovat více energie, než dodáme, musíme splnit určité požadavky na hustotu plazmatu n a teplotu plazmatu T , a na dobu udržení jeho energie τ . Tyto podmínky popsal J. D. Lawson ve svém kritériu (více v 2 části této práce) [4].

$$n \cdot \tau \geq f(T) \quad (1)$$

Ze součinu na levé straně rovnice pak vyplývají dva základní způsoby, jak dosáhnout kladného energetického zisku termojaderné reakce. Jednoduše řečeno, buď budeme mít velkou hustotu plazmatu (asi 10^{31} m^{-3}) a krátkou dobu udržení (10^{-10} s) nebo nižší hustotu plazmatu (asi 10^{20} m^{-3}) a dlouhou dobu jeho udržení (pár sekund). První způsob se označuje jako inerciální udržení a druhý magnetické udržení [6].

Při inerciálním udržení není horké plazma drženo vnějším silovým polem a reakce včetně ohřevu musí proběhnout dříve, než se plazma rozepne vlastním tlakem do prostoru.

Z obecných vlastností hmoty je dáno, že doba mezi stlačením a následným rozletem není nulová a délka prodlevy je dána setrvačností (inercií). Z toho vznikl název inerciální udržení.

V základu je to vlastně mikrovýbuch vodíkové bomby. Kvůli udržitelnosti musí ale být energie výbuchu malá (340 MJ to je si tak 75 kg trhaviny TNT) oproti vodíkové bombě. Jinak by uvolněná energie během exploze mohla zničit okolí. Objem paliva je také omezen množstvím energie, kterou můžeme dodat pro dostatečně rychlý ohřev. Toto množství odpovídá přibližně 1 mg paliva. Směs D a T musíme stlačit na hustotu 200 g.cm^{-3} . Palivo je stlačeno do malinkých terčů nebo pelet ve tvaru kuličky o průměru několika milimetrů. Elektrárna, která by pracovala na principu inerciálního udržení, by neustále zapalovala miniaturní exploze v komoře, aby výsledkem byla nepřerušovaná elektrická energie. S lehkou nadsázkou jde provoz elektrárny přirovnat k motoru automobilu. Obecné podmínky pro uvolňování fúzní energie jsou pro magnetické a inerciální udržení v podstatě stejné. Pro dostatečnou četnost reakcí je potřeba dosáhnout teploty několika stovek milionů stupňů a násobek hustoty paliva a doby udržení energie je potřeba přesáhnout hodnotu cca 10^{21} atomových jader na metr krychlový krát čas v sekundách. Pokud je doba inerciálního udržení řádově 10^{-10} sekund, tak hustota jader musí dosáhnout 10^{31} jader na metr krychlový. Hustota plazmatu tak bude mnohem větší než olova nebo jiných známých látek [1].

Kritérium pro inerciální udržení je dáno požadavkem, aby vyrobená energie (17,6 MeV) přesáhla energii dodanou pro ohřev terčů během jednoho pulzu. Pro energetické vyrovnání vychází:

$$n\tau > 6.82 \times 10^{-4} \left(\frac{T}{\sigma v}\right) \varepsilon^{-1} \text{ m}^{-3} \text{ s}, \quad (2)$$

kde ε je celková účinnost přeměny energie, T je teplota zapálení, σv je fúzní reaktivita. Stlačování pevných či kapalných látek je obtížné, přesto při vyvinutí dostatečně mohutného tlaku je stlačení terčů možné. Z experimentálních výsledků je zřejmé, že terčů je možné stlačit až na tisíckrát větší hustotu. Klíčem ke stlačení je intenzivní ohřátí povrchu. Terč se skládá z kulové skořápky naplněnou plynnou směsí paliva o nízké hustotě. Na povrchu je tenká plastová vrstva a vnitřní část je zmrzlé deuterium a tritium. Při zapálení se energie mířená na plastovou slupku pohltí, slupka se odpaří a expanduje směrem ven. Ze zákona akce a reakce je zbytek terčů stlačován směrem dovnitř. Odpaření slupky se dosáhne pomocí laserových pulzů, které rychle zvyšují svojí intenzitu

až na maximum. Rozměrnější tenčí vrstva, jež obklopuje větší objem terčíku, může být urychlena na větší rychlost než tlustší vrstva stejné hmotnosti, ale poměr mezi poloměrem terčíku a tloušťkou stěny je omezen Rayleigh-Taylorovou nestabilitou. Dalšími faktory, které ovlivňují největší dosažitelné stlačení terčíku, jsou hrubost a stejnorodost povrchu. Hrubost povrchu musí být menší než 100 nanometrů. Dále musí být terčík stoprocentně symetrický. Každá malá odchylka je při implozi ještě více zesilována. Imploze může dosahovat rychlost až několik tisíc km za sekundu. Slupka následně předá svoji kinetickou energii do paliva a tím způsobí prudké zahřátí až na zápalnou teplotu fúze a proběhne žádaná reakce [4].

Vývoj inerciálního udržení se velmi zpomalil kvůli neúspěšným experimentálním výsledkům a ne dostatečně vyspělé technologii. Až do 60. let nebyl k dispozici žádný zapalovač, který by byl dostatečně výkonný pro stlačení terčů. Vývoj laserů však nabídl řešení. Ze začátku se zdálo, že inerciální udržení s lasery dokáže předejít magnetické udržení, ale energie prvních laserů byla nedostatečná. Postupem času se odhad množství energie, kterou je potřebné dodat, několikanásobně zvýšil a dnes tento požadavek splňují jen nejvyspělejší lasery, které používají sklo obsahující neodým. Bohužel problém takového laseru je jeho velikost. Svým technickým zázemím zabírá budovu větší, než hangár pro letadla. Aby se docílilo dostatečného výkonu, tak se dohromady skládá mnoho rovnoběžných světelných svazků. Dnešní nejvyspělejší zařízení v oblasti inerciálního udržení je NIF v USA (Národní zapalovací zařízení) o výkonu 500 TW a je schopno dodat 1,8 MJ energie na terčík v reakční komoře. Po neúspěších s přímo stlačovaným terčem byla v NIF vyvinuta metoda nepřímě zapalované fúze. To znamená, že laser neohřívá přímo terčík ale dutinku kolem terčíku vyrobenou ze zlata. Dutinka se pod působením laserového pulzu okamžitě vypaří a dá vzniknout rentgenovému záření, které by mělo terčík stlačit a vést k termonukleární explozi [1].

Další systém, který by měl dosáhnout pokroku ve výzkumu je LMJ Laser Megajoule ve Francii. Zatím se zdá, že inerciální fúze je mnohem dále od demonstrace k energetickému využití než magnetické udržení. Cena laserových systému je obrovská a zatím bez výrazných výsledků. Proto je finanční podpora menší, než u favorizovaného magnetického udržení. Přesto je stále podporováno díky využití laserových zařízení pro vojenské účely [1].

Základním principem magnetického udržení je fakt, že plazma je tvořeno nabitými částicemi, které se v homogenním magnetickém poli volně pohybují ve směru rovnoběžném s polem. Při pohybu napříč polem na ně působí síla, která je nutí vykonávat kruhový pohyb. Výsledný pohyb částic je šroubovitý nebo spirálovitý podél směru magnetického pole [8].

Příčný poloměr šroubovicové křivky je pojmenován jako Larmorův poloměr ρ , někdy také nazýván cyklotronový nebo gyrační poloměr. Larmorův poloměr závisí na náboji, hmotnosti a rychlosti částice a na intenzitě magnetického pole:

$$\rho_L = \frac{m v_{\perp}}{e_c B}, \quad (3)$$

kde m a e_c jsou hmotnost a náboj částice, v_{\perp} je složka rychlosti částice kolmá k vektoru magnetické indukce B [8]. Ve formulaci pro teplotu je poloměr gyrace elektronu:

$$\rho_e = \frac{1,07 \cdot 10^{-4} \cdot T_e^{0,5}}{B}, \quad (4)$$

kde T_e je teplota v kiloelektronvoltech a B je intenzita magnetického pole v Teslách. Pro iont s počtem nábojů Z a hmotnostním číslem A je Larmorův poloměr:

$$\rho_i = \frac{4,57 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{A^{0,5}}{Z} \cdot T_i^{0,5}}{B}. \quad (5)$$

Z toho vyplývá, že poloměr pro deuteriové ionty je přibližně 60 krát větší než poloměr elektronu při stejné intenzitě magnetického pole a stejné teplotě. Dále tu je tlak, kterým plazma působí směrem ven. Výsledný tlak je součtem všech parciálních tlaků jednotlivých složek, neboli-li součtem kinetického tlaku iontů a elektronů. To je $p = n_e \cdot k \cdot T_e + n_i \cdot k \cdot T_i$, kde k je Boltzmanova konstanta rovna $1,6 \cdot 10^{-16}$ J/keV (nebo $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K). Pro zjednodušení můžeme říci, že $n_e = n_i$ a $T_e = T_i$, ale obvykle to není správně [4].

V magnetickém udržení musí být síla, kterou působí magnetické pole, rovna tlaku plazmatu působícím směrem ven. Uvažuje se o magnetickém poli působícím tlakem rovným $B^2/2\mu_0$, kde B je intenzita magnetického pole a μ_0 permeabilita vakua rovna $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. Poměr tlaku magnetického pole a tlaku plazmatu je určen parametrem $\beta = 2\mu_0 \cdot p/B^2$. V současné době nejmúspěšnější zařízení, tokamaky a stelarátory, vyžadují pro stabilitu plazmatu hodnoty parametru β spíše menší, jen několik procent. V systému magnetického udržení se nabitě částice pohybují podél magnetických siločar, ale díky srážkám s jinými částicemi mohou protnout siločáry a ze své původní kruhové dráhy se přesunout na jinou kruhovou dráhu. Srážky vyvolávají chaotický pohyb částic oběma

směry, dovnitř i ven. Přítomnost gradientu hustoty částic nakonec určuje směr difúze ven z plazmatu. Koeficient difúze má tvar ρ^2/t_C , kde t_C je charakteristická doba mezi srážkami. Při difúzi se předpokládá, že různé částice mají různou rychlost difúze, ale v plazmatu tomu brání požadavek kvazineutality plazmatu. Vytvoří se radiální elektrické pole, které rychlejší difúzi iontů napříč magnetickým polem zpomaluje na rychlost difúze elektronů. Tento efekt se nazývá ambipolární difúze. Uvedený jednoduchý obrázek ale neodpovídá skutečným ztrátám pozorovaným v plazmatu a je potřeba započítat další efekty. Neoklasická teorie rozšiřuje teorii difúze nabitých částic napříč magnetickým polem ve válcové symetrii na toroidální systém, kde zahrnuje složité dráhy nabitých částic v toru. Neoklasická teorie byla propracována do ohromujících detailů, ale její výsledný koeficient difúze se neshodoval s experimentálním měřením a byl většinou menší. Předpokládá se, že teorie určuje pouze dolní hranici difúze, kterou překonají větší ztráty způsobené nějakou formou turbulentních mikrofluktuací. Tyto fluktuace je velice obtížné experimentálně pozorovat nebo teoreticky modelovat. Skládají se z mnoha různých transportních jevů, které se spolu vzájemně ovlivňují. Tedy teorie jedné turbulence nevytvoří realistický model celého procesu. V posledních několika letech byl učiněn povzbudivý pokrok v řízení a ovlivňování těchto turbulencí. Jedním z příkladů je řízení radiálního elektrického pole plazmatu tak, aby se tvořily tak zvané vnitřní transportní bariéry. Teoretická stránka tohoto problému obsahuje velké množství vysoce nelineárních rovnic (gyrokinetické rovnice) popisující plazma v nehomogenních magnetických polích. Řešení těchto rovnic je velice obtížné. Další metodu nabízí počítačové technologie. Metoda částic v buňce (particle in cell - PIC) pracuje na principu sledování drah jednotlivých částic a uvažují jejich pohybové rovnice a vzájemné působení. Veliký dosah magnetického pole ale zaručí, že v podstatě každá částice interaguje se všemi ostatními částicemi. Tím ale vzniká obrovské množství rovnic v každém časovém kroku a ani nejvýkonnější počítačové technologie si nedokáže poradit s výpočty k odvození koeficientu difúze s dostatečnou přesností [4].

Magnetické udržení je možno geometricky rozdělit na dva způsoby- toroidální a lineární.

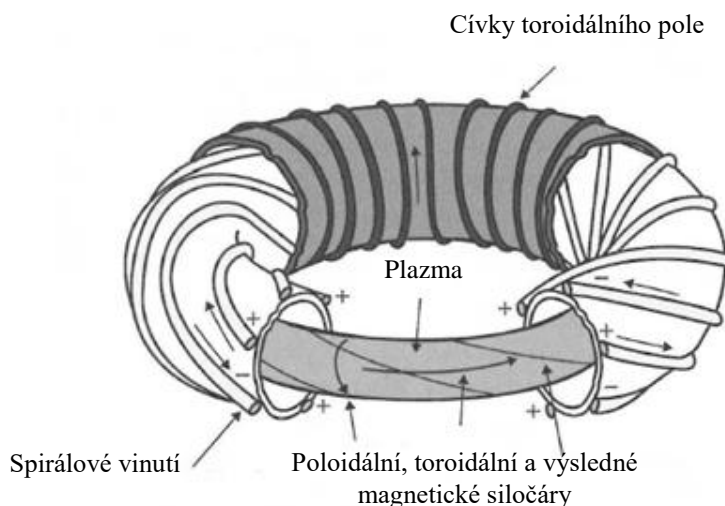
Lineární způsob pracuje na základě použití rovných na koncích otevřených trubic. Jedním ze zařízení je lineární z-pinč, ve kterém proud tekoucí plazmatem podél osy mezi dvěma koncovými elektrodami vytváří azimutální magnetické pole, které stlačuje (pinčuje)

plazma od stěn. Bohužel se plazma rychle destabilizuje, přetrhne a narazí do stěn. Tento problém se dodnes nevyřešil a proto z-pinč není vážným kandidátem na průmyslové využití. Ale díky ultra rychlému generování bohatých výtrysků rentgenového záření jsou z-pinče studovány jako možné zapalovače fúze s inerciálním udržením. Druhým lineárním zařízením je theta-pinč. Ten pomocí azimutálního proudu ve vnějším vodiči omotaném kolem trubice generuje axiální magnetické pole, které ohřívá a stlačuje plazma. Doba udržení plazmatu je velmi malá, cca jednu mikrosekundu. I v tak krátkém čase se plazma rozpadá kvůli nestabilitám a ztrátám na otevřených koncích. Ani pokusy o uzavření magnetickými zátkami nepřinesly žádné výsledky. Oba uvedené typy lineárních zařízení se považují za pulzní zařízení. Třetím zařízením jsou magnetická zrcadla. Výhodu oproti předchozím typům mají v tom, že mohou pracovat v ustáleném režimu. Cívka (solenoid) vytváří ustálené magnetické pole, jehož intenzita na koncích roste. Okrajové oblasti se silnějším magnetickým polem, tvořící vlastní magnetická zrcadla, udržují hlavní objem plazmatu ve střední části. Přesto některé částice s velkou rovnoběžnou rychlostní složkou mohou uniknout i těmito zrcadly. Při nízké hustotě plazmatu se zdála magnetická zrcadla slibná, ale snaha pracovat s vyšší hustotou plazmatu přinesla více nestabilit a kolektivních jevů, které se ani po magnetických či elektrostatických modifikacích nepodařilo odstranit. Vývoj magnetických zrcadel byl nakonec zastaven [4].

Problém úniku plazmatu přes otevřené konce vedl k jednoduchému nápadu – spojit konce do sebe. Tím vznikl koncept toroidu. Prvním zařízením s toroidálním udržením byl toroidální pinč, který udržel plazma pomocí silného čistě poloidálního magnetického pole vytvářeného toroidálním proudem v plazmatu. Při dostatečně silném proudu je plazma stlačováno (pinčováno) magnetickým polem a tím je odtrženo od stěn komory. Bohužel se ukázalo, že vzniká velice nestabilní plazma, které se prohýbá a různě zaškrcuje. Zlepšení stability nastalo po přidání vnějších cívek, které vytvářely slabé magnetické pole v toroidálním směru. Další zdokonalení přineslo obrácení směru magnetického pole v prostoru mimo plazma. Tak vznikl pinč s obráceným polem. Přínosem obráceného magnetického pole měla být možnost práce při vysokém parametru β , očekávané dobré udržení se ale nepodařilo dosáhnout [4].

Druhým zařízením, které využívá toroidální udržení, je stelarátor. Byl vyvinutý v 50. letech v Princetonu. Své jméno, složené ze slov stellar-hvězda a generátor-tvůrce, dostaly od amerického fyzika Spitzera, který stojí za jejich zrodem. Ve stelarátoru se plazma

udržuje pomocí silného toroidálního pole, které generuje vnější toroidální cívky. Vůbec tu není proud v plazmatu. Samotné toroidální pole nedokáže udržet rozpínavé plazma a proto je potřeba pole stočit kolem toru tak, aby každá siločára zavedla částice plazmatu zpět dovnitř toru (obr. 2) [4].

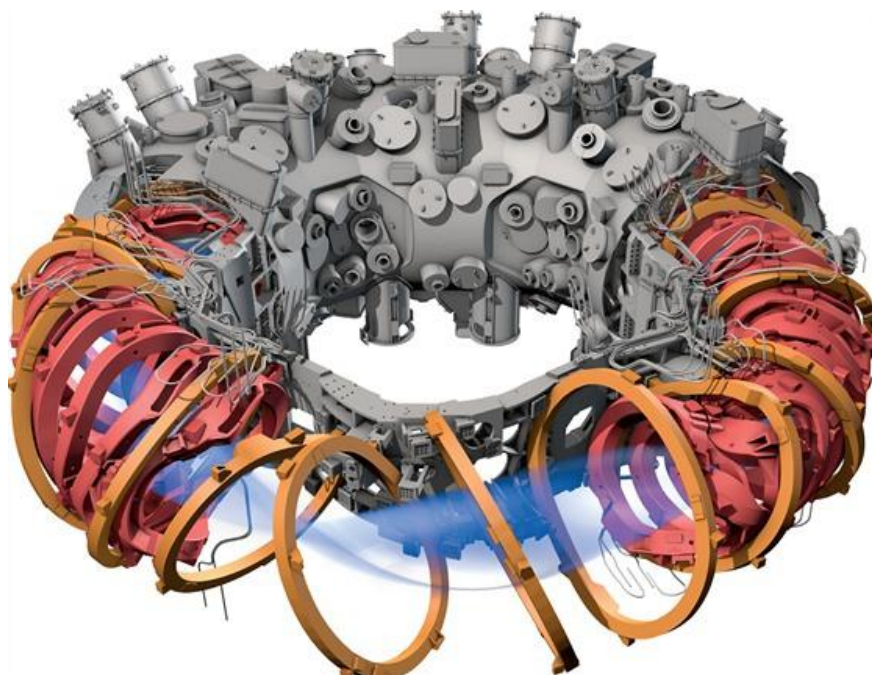


Obr. 2 Schematický nákres stelarátoru [4].

Tvar stelarátoru je jedinečný, stelarátor má obvykle nekruhový proměnlivý průřez spirálovitě stočený do toroidu. Takový tvar musí mít, aby vnějších cívky vytvořily správné pole pro udržení plazmatu a zamezení ztrát. Z konstrukčního hlediska je to velmi obtížné vyrobit, ale hlavním důvodem proč stelarátory zaostaly ve vývoji, byla nevědomost jak ohřát plazma. Až do nedávné doby nebylo možné díky nedostačujícím technologiím zkonstruovat dostatečně přesný a složitý tvar cívek. S nástupem superpočítačů se znovu rozjel výzkum a vznikly dva nové projekty v USA a v Německu. Americký projekt byl bohužel zastaven kvůli přesáhnutí plánovaného rozpočtu. Vytrvalí Němci se však nevzdali a s Evropským financováním zařízení v roce 2014 dokončili s názvem Wendelstein W7-X. Wendelstein je dnes největším supravodivým stelarátorem na světě. Je tvořen dohromady 70 cívkami, 50 primárními a 20 planárními (obr. 3) [11].

Stelarátory pracují na bázi ustáleného režimu a to je jejich největší výhodou. V minulosti zaostaly ve vývoji za tokamaky, jelikož stelarátor nevyužívá jevu Joulova tepla při průchodu elektrickým proudem jako tokamaky. Díky rozvoji ohřevu pomocí NBI a elektromagnetických vln mohou velké stelarátory tokamaky dohnat. K ohřevu plazmatu Wendelsteinu W7-X bude použito 8 gyrotronů generujících vysokofrekvenčního

elektromagnetické vlny, každý s výkonem 1 MW. Plánovaná doba udržení je 30 minut, zatím ji ale nebylo dosaženo [1].



Obr. 3 Schéma konstrukce stelarátoru Wendelstein W-7X [1].

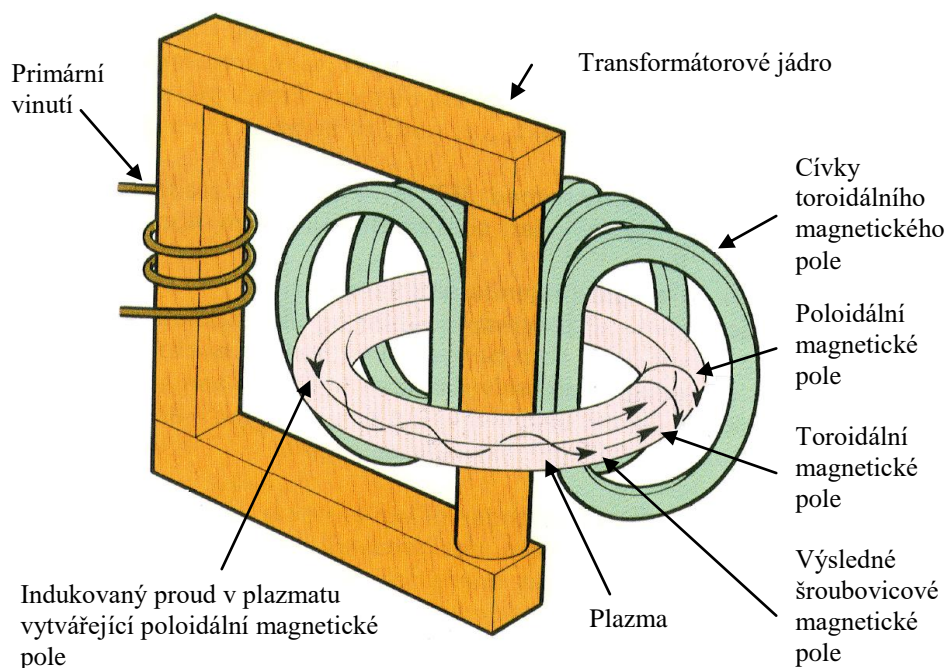
Na obrázku je modře znázorněno proudící plazma, červeně 50 primárních cívek, oranžově 20 planárních cívek a šedivě je kryostat, který je zároveň vnějším pláštěm reaktoru [1].

Třetím a dosud nejúspěšnějším zařízením pro magnetické udržení plazmatu je tokamak vyvinutý v 50. letech v Rusku. Tokamak využívá k udržení plazmatu poloidální magnetické pole vytvořené proudem v plazmatu a toroidální magnetické pole tvořené vnějšími cívkami. Dnes jsou tokamaky hlavním kandidátem na využití jaderné fúze v energetice a průmyslu [4].

1.6. Tokamaky

Název tokamak je zkratkou toroidální komora magnetické cívky. Konstrukce tokamaku není složitá. Hlavní částí je vakuová komora ve tvaru prstence (toroidu) dnes již s průřezem ve tvaru „D“. Komora je obvykle postavena z nerezové oceli. Do komory jsou vloženy komponenty vystavené plazmatu, jako je první stěna, limiter nebo divertor. První stěna obecně označuje povrch konstrukce reaktoru, který je nejbližší plazmatu. Limiter

slouží jako ochrana části první stěny, kde se plazma pravidelně setkává se stěnou a nejvíce jí negativně ovlivňuje. Divertor je speciální část tokamaku, která umožňuje čistit plazma od helia a jiných příměsí. Jelikož je nejvíce namáhanou částí, tak je tvořen terči z uhlíkových kompozitů nebo wolframu. Další alternativou je molybden, dokud nebude k dispozici lepší materiál. Vakuová komora je usazena do elektromagnetických cívek. Cívky jsou obvykle měděné nebo u velkých tokamaků supravodivé ze slitiny niobu a titanu (NbTi) nebo niobu a cínu (Nb₃Sn). Středem toroidu pak prochází kovové transformátorové jádro nebo centrální solenoid. Kolem cívek toroidálního pole jsou ještě umístěny cívky poloidálního pole. Cívky jsou chlazeny, aby nedošlo k jejich přehřátí. U magnetických cívek roste s teplotou odpor a tím požadavky na napájení, u supravodivých cívek je to podmínka k udržení jejich supravodivosti. Do komory jsou ještě zavedeny zařízení pro ohřev plazmatu, například antény elektromagnetického záření nebo vyústění injektorů neutrálních částic NBI. Dále je do komory také zaveden injektor pro dodání paliva [4].



Obr. 4 Schematický náčrt tokamaku [4].

Princip tokamaku využívá dvou magnetických polí (obr. 4). Jedno se nazývá toroidální a je tvořeno cívkami navinutými na komoru. Druhé je poloidální pole, které je vytvářeno elektrickým proudem v plazmatu. Proud je indukovan transformátorovým jevem. Pomocí

primárního vinutí transformátoru je indukován proud na sekundárním vinutí, jehož jediný zavít je toroid tvořený plazmatem. Magnetická pole se skládají dohromady a vytvářejí výsledné pole, které se postupně šroubovitě stáčí ve směru toru. Toroidální pole je asi 100 krát silnější než pole poloidální, důvodem je experimentálně nalezená maximální stabilita plazmatu [1].

Udržení stability plazmatu není vůbec jednoduché. Každá malinkatá výchylka roste čím dál rychleji a většina nestabilit probíhá v řádech milisekund a sekund. Některé nestabilní jevy mohou způsobit ztrátu celého plazmatu, jiné jen zvýšení energetických ztrát. Přes silné toroidální pole plazma přestává být stabilní také při překročení kritických hodnot elektrického proudu nebo hustoty plazmatu. Je důležité zdůraznit, že veškeré nestability nepředstavují žádné nebezpečí exploze či zničení okolí, protože energie v plazmatu je velmi malá [4].

Jednou z nestabilit kdy plazma vyhasne úplně, jsou disrupce. Objevují se v okamžiku, kdy se magnetické pole stáčí příliš strmě. To může být způsobeno zvyšováním proudu v plazmatu a tím posilováním poloidálního pole a růstem strmosti siločar. Naopak při růstu toroidálního pole se siločáry narovnávají a stabilita roste. Strmost se měří parametrem q nazývaným „bezpečnostní faktor“. Je to číslo udávající počet oběhů magnetické siločáry v toroidálním směru kolem toru až po uzavření jednoho úplného oběhu. Vysoké q určuje pomalé stáčení a tedy velkou stabilitu, nízké q rychlé stáčení. Plazma přestává být stabilní při $q < 3$. Druhou příčinou disrupce může být překročení mezní hustoty plazmatu, která roste například přidáváním nečistot do plazmatu. Při nárůstu hustoty chladne okraj plazmatu a tím se sníží i elektrická vodivost okrajové vrstvy. Tím je elektrický proud vytlačován do vodivější centrální části. V okolí elektrického proudu se magnetické siločáry začnou stáčet strměji a může vzniknout nestabilita. Při disrupci v tokamaku náhle přestane protékat proud plazmatem a udržení plazmatu je ztraceno. Této události v některých případech předchází posloupnost čtyř fází. První fáze je popsána změna teploty nebo hustoty plazmatu. Při dosažení kritických hodnot nastává druhá fáze, která proběhne během pár desítek milisekund, při níž rostou fluktuace magnetického pole. Třetí fáze trvá jen několik milisekund, kdy teplota strmě padá, profil plazmatu se zplošťuje a rychlá změna indukčnosti vyvolá impuls záporného napětí, které může až sto krát převýšit normální indukované napětí. Nakonec se zhroutí elektrický proud rychlosti až 100 MA/s. Disrupce vytvářejí mohutné silové rázy o velikosti síly odpovídající stovkám tun.

Zvládnutí disrupcí zatím není příliš úspěšné. Jedním z úspěšných mechanismů, jak snížit následky disrupce, je vstříknutí plynu nebo vstřelení pelety při zaznamenání počáteční fáze. Plyn nebo peleta vyvolají bezpečné ochlazení plazmatu, které se zbaví energie předtím, než se zhroutl proud [4].

Typem nestability, při kterém nedochází k destrukci plazmatu, je například pilová nestabilita, která pouze zvyšuje energetické ztráty. Pilová nestabilita vzniká v centru plazmatu a způsobuje pravidelný cyklus pomalých nárůstů a rychlých pádů teploty. Název vznikl od tvaru grafu závislosti teploty na čase, který vypadá jako ostří pily. Z pozorování v různých vzdálenostech od centra plazmatu se dá zjistit, že při snížení teploty v jádru se teplota rovnoměrněji rozdělí do okolního plazmatu [9].

Velkým problémem jsou nečistoty v plazmatu. Jednou z nich je héliový „popel“, který je odpadem při fúzní reakci. Další se uvolňují z povrchu materiálů komory obklopující plazma nejrůznějšími způsoby. Nejčastějšími nečistotami jsou uhlík a kyslík zachycené v kovu při výrobě. Uvolnění z povrchu nastává pomocí energie záření plazmatu odprašováním, elektrickým obloukem nebo vypařováním. Odprašování je proces, kdy energetické částice vyrážejí atomy nečistot nebo i samotného kovu z povrchu pomocí předání hybnosti mezi částicemi. Elektrický oblouk může vzniknout důsledkem rozdílu napětí mezi stěnou komory a plazmatem. Vypařování nastane v momentě, kdy výkon dopadající na stěnu způsobí, že se teplota materiálu přiblíží bodu tání. Jde o lokální jev a je možné pozorovat takzvané horké skvrny. Všechny tři jevy nastávají při bezprostředním kontaktu povrchu s plazmatem [4].

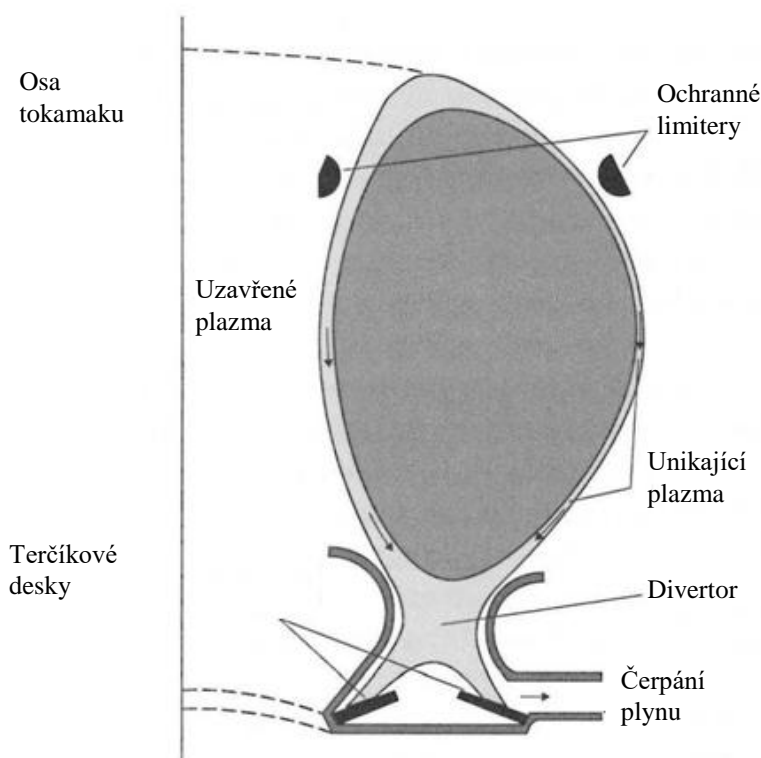
I přes nejprísnější technické podmínky není reálné udržet povrch stěny dokonale čistý. Tedy není možné úplně zabránit uvolňování nečistot do plazmatu. Při vstupu do plazmatu jsou nečistoty ionizovány a poté zachyceny magnetickým polem. Radiační ztráty při ionizaci nečistot mohou zabránit ohřevu plazmatu, případně jej dokonce ochladit. Jasným důsledkem přítomnosti nečistot v plazmatu je zvýšení energetických ztrát a tím i ochlazování. Vhodným měřítkem množství nečistot je efektivní iontový náboj:

$$Z_{eff} = \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{n_e}, \quad (6)$$

kde se součet provádí přes všechny ionizační stavy všech iontů přítomných v plazmatu. Nečistoty s nízkým atomovým číslem Z , jako například uhlík a kyslík, se v horkém jádře plazmatu úplně ionizují, ztratí všechny elektrony. Pro dosažení zapálené fúze je potřeba překonat takzvanou radiační bariéru. V případě nečistot s nízkým Z je to okolo 10 eV, pro

střední Z (železo, nikl) je to přibližně 100 eV a pro vysoké Z (wolfram, molybden) je to asi 1 keV. DT plazma s pouhou 0,1 % wolframových nečistot by vyzařovalo tolik energie, že by nebylo možné dosáhnout ohřevu plazmatu. Teoreticky by bylo možné tolerovat v reaktoru vyšší koncentrace uhlíku a kyslíku, ale pak by se objevil problém se zředěním paliva. Například při dané hustotě elektronů vytlačí každý plně ionizovaný uhlík šest iontů paliva a při deseti procentní koncentraci by se fúzní výkon snížil o více jak polovinu oproti čistému plazmatu [2].

Množství nečistot může být zmenšeno vhodně zvoleným materiálem komponent vystavených plazmatu a vhodnou konfigurací plazmatu. Výhodou je, pokud existuje dobře vymezená oblast, kde plazma přichází do styku s povrchem stěny. Tuto funkci mají limitery, jelikož se jimi vymezuje velikost plazmatu. Jejich materiál musí být odolný proti vysokým teplotám tokům. Dříve se používal wolfram nebo molybden, ale kvůli velkým obtížím, které způsobovaly v podobě nečistot, se přešlo na uhlík a beryllium. Bohužel však zatím nejsou dostupné dostatečně odolné materiály s nízkým atomovým číslem [9].



Obr. 5 Schéma proudění plazmatu při použití divertoru [4].

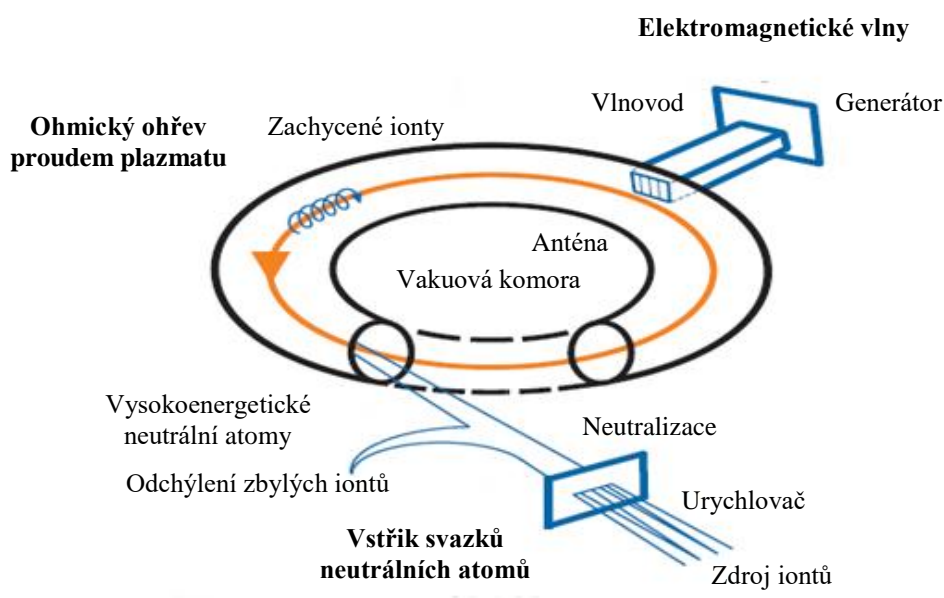
V padesátých letech Spitzer přemýšlel jak zmírnit kontakt plazmatu se stěnou a navrhl systém magnetického udržení, kde by byly magnetické siločáry na okrajích plazmatu záměrně odchylovány do speciální oblasti komory vyhrazené pro reagování plazmatu se stěnou. Tomuto uspořádání se říká divertorované plazma [4].

Nečistoty vznikající v divertoru mají velmi náročnou cestu do hlavního objemu plazmatu díky úzkému průchodu a energetickému toku částic z plazmatu do divertoru, který je sráží zpět. Uspořádání přineslo nečekaný úspěch v podobě vytvoření transportní bariéry a souvisejícího H-módu s vysokým udržením energie plazmatu. Na druhou stranu se divertorem komplikuje schéma tokamaku a snižuje účinný objem plazmatu při dané velikosti cívek. Hlavním argumentem, který rozhodl o standardní aplikaci divertoru, je nutnost odvádění hélia z plazmatu [9].

Jak bylo dříve uvedeno, výhodou tokamaků je indukce proudu v plazmatu, který nejenže generuje poloidální magnetické pole, ale zároveň ohřívá plazma. Tento efekt se nazývá Jouleův jev nebo také ohmický ohřev. Jenže elektrický odpor plazmatu s rostoucí teplotou klesá a maximální teplota, které lze dosáhnout je přibližně padesát milionů stupňů, což je pro jadernou fúzi málo. Řešením by bylo zvýšení indukovaného proudu. To ale vede ke vzniku disrupcí, pokud se nezesílí i pole toroidální, které je ale omezeno mechanickou pevností magnetických cívek. Proto byly vyvinuty další metody dodatečného ohřevu [1].

První metoda je ohřev svazkem neutrálních atomů. Používá svazek velmi rychlých neutrálních atomů deuteria. Jejich vznik začíná urychlením iontů deuteria v urychlovači průchodem přes vysokonapěťové mřížky. Ionty poté procházejí přes neutralizátor, který obsahuje neutrální deuteriový plyn. Rychlé svazky zachytávají elektrony (nebo se zbavují elektronů v případě negativních iontů) a neutralizují se. Před vstupem do komory svazek ještě prochází přes magnetické pole, které odkloní nezneutralizované ionty, kvůli nedokonalému neutralizování v deuteriovém plynu. Pak jsou neutrální svazky injektovány do plazmatu, kde jsou ionizovány a následně zachyceny magnetickým polem. Poté srážkami s ostatními částicemi předávají energii do plazmatu. Vhodnou energii neutrálních svazků stanovuje velikost tokamakového plazmatu a jeho hustota. U dnešních velkých tokamaků je standardní energie svazku kolem 120 keV. Pro fúzní elektrárny se ale počítá s mnohem větší energií kolem 1 MeV. Vyšší energie je potřeba pro dosažení jádra plazmatu, než je svazek ionizován [9].

Druhá metoda je ohřev elektromagnetickými vlnami. Ten je rozdělen na dva typy podle frekvence vln. Ohřev na elektronové cyklotronové rezonanci používá velmi vysoké frekvence, které závisí na velikosti toroidálního pole podle vztahu 28 GHz/T . Ohřev dnešních tokamaků vyžaduje frekvenci přibližně 60-120 GHz a budoucí elektrárny až 200 GHz. Absorpce vln získávají elektrony energii, kterou pak ve srážkách předávají iontům. Elektromagnetické záření se generuje v gyrotronech a k plazmatu je vedeno pomocí kovových vlnodů zakončených vysílací anténou, která nemusí být těsně u plazmatu. Iontová cyklotronová rezonance pracuje s nižšími frekvencemi a závisí na poměru náboje a hmotnosti iontu a velikosti toroidálního pole podle vztahu $15,2 \cdot Z/A \text{ MHz/T}$. Tento způsob je zajímavý díky užívaným frekvencím 40-70 MHz, které se rovnají komerčnímu rozhlasovému vysílání. Koncové antény musí být ale těsně u plazmatu kvůli účinnému šíření vln v plazmatu, a tak může docházet k interakci plazmatu s materiálem antén a hrozí nárůst nečistot v plazmatu [3].



Obr. 6 Schematický náčrtek systémů ohřevu [1].

1.7. Fúzní energetické reaktory

Energetické reaktory se od experimentálních budou lišit přítomností blanketu. Blanket je vnitřní obklad vakuové komory se třemi funkcemi. Hlavní funkcí blanketu je pohlcovat fúzní neutrony a měnit jejich kinetickou energii na teplo. Druhou důležitou funkcí je pak

toto teplo předat do chladicího okruhu, který jej odvede mimo reaktor k výrobě elektrické energie. Třetí funkcí pak bude výroba tritia pro D-T palivo [3].

Deuterium se snadno získá extrakcí z vody. Tritium se ale nikde v přírodě nevyskytuje, a proto se musí vyrábět reakcí lithia a fúzních neutronů. Blanket proto bude v nějaké formě obsahovat lithium, například ve formě keramické látky Li_2SiO_4 nebo Li_2TiO_4 , nebo v tekuté formě eutektické slitiny s olovem LiPb [9].

Vysoký neutronový tok si vyžádá vyrobení blanketu z nízkoaktivovatelných materiálů, například z nízkoaktivovatelných feriticko-martenzitických ocelí (RAFMS), jako jsou EUROFER97, F82H, nebo RUSFER. Ocel EUROFER97 obsahuje 89 % železa, 0,11 % uhlíku, 9 % chrómu, 0,4 % manganu, 0,15–0,25 % vanadu, 1,1 % wolframu, 0,14 % tantalu a malé příměsi fosforu, síry, bóru, dusíku a kyslíku [2].

Důležitou součástí v návrhu blanketu je volba chladicího média. V současnosti jsou zvažovány 3 různé druhy chladiv: helium, tekutý kov LiPb a voda. Helium je inertní látka, přirozeně se vyskytující ve fúzním reaktoru jako produkt fúzní reakce, chladicí medium kryogenního systému nebo transportní látka tritia. Helium je technologicky dobře zvládnuté a bylo by vhodné ho využít pro chlazení blanketu, avšak bohužel nemá dostatečný potenciál pro odvod vysokých tepelných toků. Dalším problémem je také relativní nedostatek helia, pokud by mělo být využíváno ve velkém. Ztráty helia netěsnostmi mohou být vyšší než množství helia z fúzní reakce [9].

Další možné médium je tekutá eutektická slitina LiPb, která je vhodná pro výrobu tritia a zjednodušila by konstrukci blanketu. Tekutý kov ale interaguje s magnetickým polem, jehož změny mohou ovlivnit proudění tekutiny. Nutnost pomalého proudění kvůli produkci tritia snižuje využitelný chladicí výkon. Kompromisem je dvojí chlazení (DualCooling), u kterého se pro chlazení kombinuje helium a LiPb v poměru 40 % výkonu heliového chlazení a 60 % chlazení LiPb. Výhodou by mohla být možnost ohřát LiPb na vyšší teplotu a tím zvýšit účinnost termodynamického cyklu při výrobě elektrické energie [9].

Posledním zvažovaným médiem je voda, která je ve fúzních reaktorech cizorodou látkou. Jakýkoliv únik vody způsobí vážné problémy, buď při evakuování komory, nebo reakcí s lithiem v blanketu. Navíc se ve vodě budou aktivovat korozní produkty a díky tomu bude aktivní celý primární okruh, jako je tomu u jaderných elektráren. I přes uvedená rizika je voda vážným kandidátem pro chladicí médium, protože jako jediná má schopnost

v podmínkách fúzního reaktoru spolehlivě odvádět očekávané vysoké tepelné toky. V případě chlazení blanketu vodou by navíc bylo možné využití stávající technologie chlazení tlakovodních jaderných elektráren PWR/VVER [8].

1.8. ITER

V dnešní době je realizován doposud největší fúzní projekt jménem ITER [International Thermonuclear Experimental Reactor]. Na tomto projektu se podílí 6 světových velmocí včetně Evropské unie. Je to vůbec první experimentální reaktor, který splní Lawsonovo kritérium vědecké rovnováhy a překročí jej. Místem, kde se staví ITER, je Cadarache ve Francii. První návrh ITERu vznikl již v roce 1985 na konferenci v Ženevě, kde se největší velmoci dohodly na realizaci projektu. V roce 1998 byly známy parametry zařízení, ale bohužel kvůli odstoupení USA byl projekt pozastaven. Návrh musel být přepracován a v roce 2001 byl dokončen redukováný návrh. Jedna z jeho nejdůležitějších funkcí bude testování jednotlivých komponent a materiálů pro fúzní energetické reaktory. Konstrukce reaktoru ITER vychází z konstrukce stávajících tokamaků. Projekt zahrnuje všechny nezbytné systémy, jako jsou magnetický, vakuový a kryogenní systém, systém ohřevu, diagnostika, řídicí systém, chladič systém nebo napájecí systém [10].

Tab. 1 Parametry reaktoru ITER (z roku 2001) [4].

Parametr	Symbol	Hodnota	Jednotky
Velký poloměr plazmatu	R	6,2	m
Malý poloměr plazmatu	A	2	m
Objem plazmatu	V	816	m ³
Toroidální magnetické pole (na ose plazmatu)	B	5,3	T
Proud plazmatem	I	15	MA
Svislé protažení	K	1,86	
Průměrný plazmový/magnetický tlak	B	2,5	%
Normalizovaná beta	β_N	1,77	
Průměrná hustota elektronů	N	1020	m ⁻³
Průměrná teplota iontů	T	8	keV
Doba udržení energie	τE	3,7	s
Ohřev částicemi alfa		82	MW
Výkon dodatečného ohřevu		50	MW
Fúzní výkon		500	MW
Zesílení výkonu	Q	10	

Magnetický systém reaktoru se skládá z 5 skupin magnetických cívek: centrální solenoid (vzduchový transformátor), cívky toroidálního pole, cívky poloidálního pole, korekční cívky a rychlé stabilizační cívky. Transformátor startuje reaktor a indukuje

v plazmatu toroidální proud generující poloidální pole, které odtlačuje plazma od stěn komory. Okolo vakuové komory je 18 cívek toroidálního pole, které stabilizují plazma. Korekční cívky a 6 cívek poloidálního pole vytvářejí doplňková magnetická pole pro řízení plazmatu. Pro potlačení nestabilit jsou nainstalovány stabilizační cívky, například ELM nebo VDE. Cívky budou vyrobeny z nízkoteplotních supravodičů chlazených superkritickým heliem na teplotu 4,5 K. Maximální toroidální pole reaktoru bude 11,8 T a centrálního solenoidu 13 T. Cívky solenoidu a cívky toroidálního pole budou ze slitiny niobu a cínu Nb₃Sn. Cívky poloidálního pole a korekční cívky budou ze slitiny niobu a titanu NbTi. Vakuový systém kryogenních vývěv bude zajišťovat vakuum ve vakuové komoře, v kryostatu a dalších zařízeních. Vakuové vývěvy komory budou umístěny do spodních portů pod divertorem. Magnetický i vakuový systém musí být chlazený. Pro snížení tepelných ztrát je proto celý reaktor umístěn v kryostatu. Kryogenní systém je složen z 5 heliových větví o teplotách 3,9 K, 4,2 K, 4,5 K, 50 K a 80 K [9].

Ohřev plazmatu je ze začátku zajištěn Jouleovým jevem z indukovaného proudu v plazmatu o velikosti 15 MA. Další ohřev je zajištěn dvěma injektory neutrálních svazků o výkonu 33 MW a pak pěti cyklotronovými elektronovými anténami o výkonu 20 MW a dvěma cyklotronovými iontovými anténami také o výkonu 20 MW. Pro provoz reaktoru je nezbytné monitorovat v reálném čase parametry plazmatu, jako je hustota, teplota, tlak, chemické složení a také pohyb částic, změny magnetických polí a rychlost reakce. Kvůli vysoké teplotě plazmatu nelze provádět kontaktní měření, a proto je diagnostika plazmatu postavena především na měření a analýze záření. K měření se využívá přístrojů, jako jsou rychlé kamery pro viditelné světlo, rychlé kamery pro infračervené záření a termografii, bolometry (snímače vyzářeného výkonu), monochromátory a polychromátory, spektrometry pro blízké UV, viditelné a infračervené záření, detektory rentgenového záření, fotonásobiče, scintilační detektory, laserová diagnostika Thomsonova rozptylu. Jednou z mála možností kontaktního měření jsou Langmuirovy sondy zapuštěné v divertorových terčích [9].

Důležitou částí reaktoru jsou jaderné komponenty uvnitř vakuové komory. Jde o první stěnu, blanket a divertor. První stěna je přímo vystavena plazmatu a jejím úkolem je chránit konstrukci reaktoru proti přímému styku s plazmatem. Bude vystavena nominálnímu zatížení tepelným tokem asi 0,5 MW/m², ale poměrně často bude vystavena vyšším špičkovým tepelným tokům až 5 MW/m². První stěna bude tvořena berylliovou

vrstvou difúzně navařenou na chladič z měděné slitiny CuCrZr, kterým bude protékat v nerezových trubkách chladící voda o tlaku 4 MPa a teplotě 70-110 °C. Nosná konstrukce první stěny bude vytvořena z nerezové oceli AISI 316 LN-IG [2].

Další komponentou je blanket, vnitřní obložení vakuové komory vyplňující prostor mezi první stěnou a vakuovou nádobou. Blanket má důležité funkce, jako je absorpce neutronového toku, přeměna kinetické energie neutronů na teplo a odvod uvolněné energie z reaktoru. Blanket bude vyroben z austenitické nerezové oceli AISI 316 LN-IG a chlazen vodou o tlaku 4 MPa [2].

Nejvíce tepelně zatíženou částí bude divertor, který je umístěn ve spodní části vakuové komory. Divertor bude v přímém kontaktu s plazmatem. Jeho funkcí bude čistit plazma od helia a dalších nečistot. Zároveň bude pomáhat tvarovat plazma a tím chránit první stěnu. Jeho uzavřené provedení zajišťuje minimální průnik částic z terčů do plazmatu, a proto je možné pro terče použít materiály s vysokým atomovým číslem, například wolfram. Terče budou neustále vystaveny vysokému tepelnému toku a tak musí být chlazeny. Konstrukce terčů bude z wolframových monobloků s chladícími trubkami z měděné slitiny CuCrZr s vestavěnými turbulizátory proudění. Divertor bude chlazen vodou o tlaku 4 MPa a teplotě 70-200 °C. Všechny komponenty budou vyrobeny tak, aby se v případě poruchy daly vyměnit dálkově řízeným automatickým ramenem umístěným v reaktoru [2].

Vysoké zatížení komponent vystavených plazmatu určuje požadavky na materiál, ze kterých je potřeba je vyrobit. Tyto materiály se označují jako PFM (Plasma facing materials). Požadavků na daný materiál je mnoho, například vysoká tepelná odolnost, vysoká teplota tání, vysoká tepelná vodivost, vysoké atomové číslo z hlediska rozprašování a současně nízké atomové číslo kvůli minimalizaci ztrát v plazmatu, nízká neutronová aktivace, nízká absorpce, permeabilita, retence vodíku, nízká afinita k vodíku, vysoká pevnost, vysoká tažnost, nízká eroze a koroze, cenová dostupnost. Materiál se všemi těmito vlastnostmi neexistuje, a proto bude výběr materiálu vždy kompromisem. Doposud se nejvíce zatěžované komponenty vyráběly z uhlíkového kompozitu CFC. Kvůli jeho silné erozivitě a velkému ukládání vodíku se pro ITER nakonec nepoužije. Místo CFC byl zvolen wolfram jako vhodný materiál, ze kterého budou vyrobeny terče divertoru. První stěna reaktoru bude vyrobena z beryllia, díky jeho fyzikálním vlastnostem a nízkému atomovému číslu nebude vyzařování při ionizaci beryllia ovlivňovat energetickou bilanci plazmatu [2].

Hlavním konstrukčním materiálem jaderné zóny reaktoru ITER bude austenitická ocel AISI 316 LN-IG, která je nemagnetická a velmi dobře odolává korozi. Obsahuje 64 % železa, méně než 0,03 % uhlíku, 17–19 % chromu, 13–15 % niklu, 2–3 % molybdenu, 2 % manganu a malé příměsi křemíku, fosforu a síry [2].

V reaktoru ITER se jako samostatný experiment bude testovat 6 modulů blanketu energetických reaktorů (TBM) různých typů. Cílem je otestovat vyvíjená řešení a vybrat ta nejlepší. Rozmístěny budou do 3 ekvatoriálních portů reaktoru a každý typ bude postupně testován ve třech fázích zaměřených na různé charakteristiky blanketu [2].

Tab. 2 Seznam testovacích modulů blanketu [2].

Země	Typ	Název	Chladivo	Forma lithia
EU	HCPB	Helium Cooled Pebble Beds	Helium	keramika Li ₄ SiO ₄
EU	HCLL	Helium Cooled Lithium Lead	Helium	Tekutý kov LiPb
Japonsko	WCCB	Water Cooled Ceramic breeder	Voda	keramika Li ₂ TiO ₃
Korea	HCCR	Helium Cooled Ceramic with Reflector	Helium	keramika Li ₄ SiO ₄
Čína	HCCB	Helium Cooled Ceramic Breeder	Helium	keramika Li ₄ SiO ₄
Indie	LLCB	Lithium Lead Cooled Ceramic Breeder	LiPb	keramika Li ₂ TiO ₃ + LiPb

Moduly TBM budou testovat výrobu a další technologie tritia v podmínkách blízkých energetickému reaktoru, avšak nebudou sloužit k výrobě tritia pro provoz reaktoru ITER, protože získané tritium zdaleka nepokryje spotřebu reaktoru. Reaktor ITER bude tritium po celou dobu svého provozu kupovat [8].

1.9. DEMO

Projekty DEMO přímo navazují na projekt ITER. Rozdíl oproti reaktoru ITER je, že DEMO bude elektrárna se všemi náležitostmi a měla by vyrábět elektrickou energii. Elektrárna DEMO s elektrickým výkonem 1000 MW bude na běžné energetické úrovni jaderných reaktorů. Potřebné technologie by měl otestovat reaktor ITER [10].

Projekty DEMO budou demonstrovat fúzní technologie elektrárny. Přestože budou využity poznatky provozu reaktoru ITER, bude nutné řešit řadu dalších, především technologických, problémů. Zvýšený výkon reaktoru sebou přinese významně vyšší

nároky na použité materiály, bude nutná výroba tritia v blanketu reaktoru a jeho zpracování na palivo, a pro výrobu elektřiny bude nezbytné vyřešit neinduktivní generování elektrického proudu v plazmatu. Přípravné práce na projektech byly zahájeny nezávisle v různých zemích světa, evropský projekt DEMO byl zahájen v roce 2012 a jeho dokončení se v závislosti na výsledcích z reaktoru ITER předpokládá v roce 2050. Reaktor by měl být spuštěn v roce 2043 a zapojen do elektrické sítě v roce 2047 [11].

2. LAWSONOVO KRITÉRIUM

2.1. Podmínky pro energetické využití jaderné fúze

V roce 1955 britský fyzik John David Lawson odvodil kritérium, které v roce 1957 publikoval po odtajnění výzkumu termojaderné fúze v článku „Some criteria for power producing thermonuclear reactor“ [12]. Cílem práce bylo určení vztahu energetické bilance fúzních reaktorů, pro rychlé a objektivní posouzení parametrů plazmatu z hlediska energetického zisku [13].

Ve své práci Lawson ukázal, že nestačí jen dosáhnout vysoké teploty paliva, ale je také potřeba palivo v tomto stavu udržet dokud neproběhne dostatečné množství fúzních reakcí, které zajistí energetický zisk fúzní elektrárny. V první části odvodil na základě analýzy radiačních ztrát minimální kritickou teplotu paliva. Dále určil jako nejvíce pravděpodobné při nízkých energiích reakce D-T a D-D. Stanovil pro ně minimální kritickou teplotu pro D-T 30 miliónů K a pro D-D 150 miliónů K. Jde ale jen o hypotetickou hodnotu, protože podmínky pro energetické využití jsou mnohem složitější. Proto následně definuje vztah mezi hustotou plazmatu, teplotou plazmatu, a dobou udržení těchto parametrů nazývané „Lawsonovo kritérium“ [14].

$$n\tau_E \geq f(T) \text{ [m}^{-3}\text{s]}, \quad (7)$$

kde n je hustota, τ_E je doba udržení energie a T je teplota plazmatu. Doba udržení je definována jako poměr energie plazmatu W_p ke ztrátovému výkonu P_L

$$\tau_E = \frac{W_p}{P_L}. \quad (8)$$

Předpokladem kritéria (7) je, že se hustota chová jako nezávisle proměnná, ale u zařízení s magnetickým udržením, například tokamaků, tento předpoklad není splněn. Hustota je funkcí teploty a nezávislým parametrem je tlak.

$$p \approx 2nkT, \quad (9)$$

Pro tato zařízení je vhodnější modifikované kritérium, označované jako trojný součin

$$nT\tau_E \geq g(T), \quad (10)$$

kteřé lze v blízké oblasti minima $g(T)$ zjednodušit do tvaru:

$$nT\tau_E \geq \text{konst.} \quad (11)$$

Lawsonovo kritérium ukazuje, že slučovaná jádra se musí co nejvíce přiblížit a zahřát na vysokou teplotu, aby se vůči sobě pohybovala vysokou rychlostí, a pak v tomto stavu chvilku setrvat, než proběhne fúzní reakce [14].

Následující analýza kritérií byla významně zjednodušena s cílem naplnit záměr zadání. Všechny výpočty a grafy byly provedeny v programu MS Excel.

2.2. Kritérium energetické rovnováhy

Lawson analyzoval krátké výboje s idealizovanými podmínkami udržení plazmatu. Energetická rovnováha se při krátkých výbojích nestačí vytvořit, a proto hodnota parametru R je dána z analýzy vnějšího energetického cyklu, jako poměr fúzní energie W_F a energie ohřevu W_H

$$R = \frac{W_F}{W_H}. \quad (12)$$

Pro analýzu stabilních výbojů je parametr R nahrazen faktorem zesílení Q , definovaného jako poměr fúzního výkonu P_F a výkonu vnějšího ohřevu plazmatu P_H :

$$Q = \frac{P_F}{P_H}. \quad (13)$$

Kritérium energetické rovnováhy plazmatu stanovuje podmínky pro dosažení $Q = 1$, kdy uvolňovaná fúzní energie dosáhne velikosti potřebné energie ohřevu, kterou je potřeba zpětně plazmatu dodávat, tj. $P_F = P_H$. Při $Q < 1$ jaderná fúze pouze spotřebovává energii, při $Q = 1$ dochází k vyrovnání spotřeby a produkce. Tento okamžik je označen jako vědecká rovnováha (scientific breakeven). Při $Q > 1$ jaderná fúze produkuje více energie, než je potřeba pro ohřev. Další důležitý okamžik je zapálení (ignition), který označuje stav, kdy se plazma plně ohřívá uvolňovanou fúzní energií bez ohledu na energetické ztráty a již nepotřebuje vnější ohřev pro udržení podmínek. Pro zapálení termojaderné reakce musí být dosaženo několikanásobně vyšších parametrů, než u vyrovnání. Při zapálení je teoreticky faktor zesílení $Q = \infty$ a $P_H = 0$ [5]. V praxi ale bude nutné například neinduktivně generovat elektrický proud v plazmatu a tím dále plazma ohřívát i při překročení kritéria zapálení.

2.3. Fúzní reaktivita

Pro analýzu Lawsonových kritérií je potřeba znát fúzní reaktivitu, kterou lze spočítat několika metodikami. Použijeme metodiku od H. S. Boshe a G. M. Halea, protože je platná

i při vyšších teplotách plazmatu. Metodiku sestavili v Institutu fyziky plazmatu Maxe Plancka v Garchingu [14]. Graf vypočtené fúzní reaktivity je zobrazen na obr. 7.

Výpočetní metodika Bosh & Hale pro D-T reakci:

$$\langle \sigma v \rangle = C_1 \theta^{-3\xi} \cdot \sqrt{\xi / (mc^2 T^3)}, \quad (38)$$

$$\xi = \sqrt[3]{\frac{B_G^2}{4\theta}}, \quad (39)$$

$$B_G = \pi \alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2m_r c^2}, \quad (40)$$

$$\theta = \frac{T}{\left(1 - \frac{T(C_2 + T(C_4 + TC_6))}{1 + T(C_3 + T(C_5 + TC_7))}\right)}. \quad (41)$$

$$C_1 = 1,17E-09$$

$$C_2 = 1,51E-02$$

$$C_3 = 7,56E-02$$

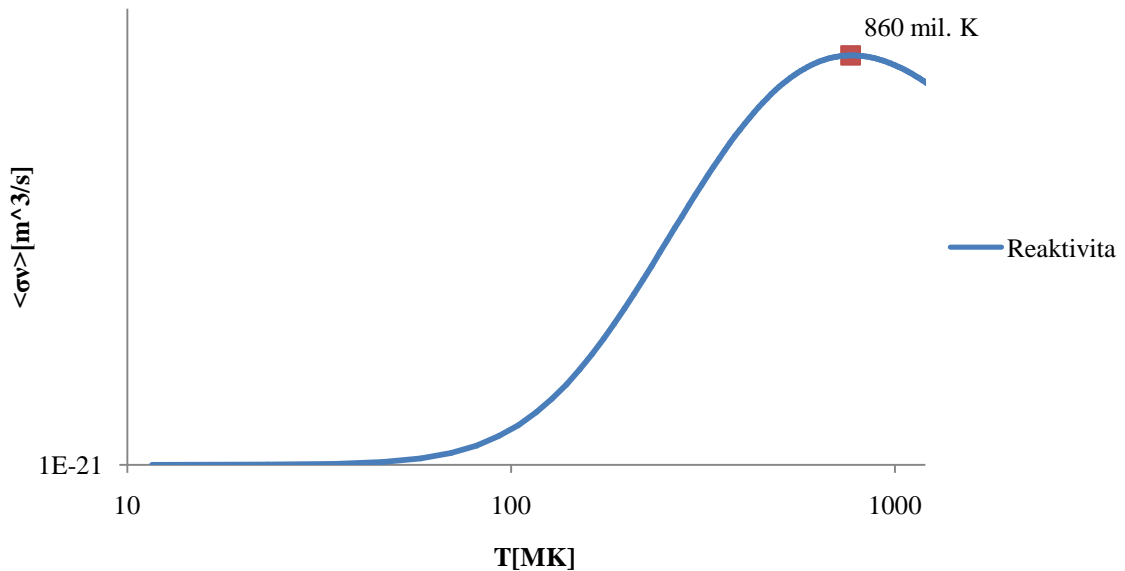
$$C_4 = 4,61E-03$$

$$C_5 = 1,35E-02$$

$$C_6 = -1,07E-04$$

$$C_7 = 1,37E-05$$

$$m_r c^2 = 1,12E + 06$$



Obr. 7 Závislost fúzní reaktivity na teplotě paliva

2.4. Odvození kritéria energetické rovnováhy Scientific Breakeven

Horké plazma bude ztrácet energii únikem rychlých částic, zářením a vedením tepla. Všechny ztráty označíme ztrátovým výkonem P_L a vyjádříme poměrem energie plazmatu W_P a doby udržení energie τ_E [14, 15]:

$$P_L = \frac{W_P}{\tau_E}. \quad (14)$$

Při předpokladu molekul plynu jako hmotných bodů a zanedbání jejich rotačního pohybu je kinetická energie dána vztahem

$$E_k = \frac{3}{2}NkT, \quad (15)$$

kde N je počet částic, k je Boltzmannova konstanta a T je teplota plynu. Celkový počet částic se skládá z poloviny z atomových jader a z poloviny z elektronů. Pokud hustotu jader označíme n a celkový počet částic v objemu V pak $N = 2nV$ a energie plazmatu je

$$W_p = 3nVkT. \quad (16)$$

Dosažením do vztahu pro ztrátový výkon vznikne rovnice pro výpočet ztrátového výkonu

$$P_L = \frac{3nVkT}{\tau_E}. \quad (17)$$

Pro dosažení rovnováhy je potřeba aby se energetické ztráty rovnaly doplňování energie, ke kterému použijeme energii α částic uvolňovaných při fúzní reakci P_α a vnější ohřev plazmatu P_H

$$P_L = P_\alpha + P_H. \quad (18)$$

Výkon α částic je součástí celkového uvolňovaného fúzního výkonu P_F . Energie se na základě zákonů zachování hybnosti a energie rozdělí mezi produkty reakce v opačném poměru k poměru jejich hmotností. V D-T reakci částice α získají $1/5 P_F$. Fúzní výkon pro D-T reakci se shodnou koncentrací deuteria a tritia je dán vztahem

$$P_F = \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle}{4} V E_F, \quad (19)$$

kde $\langle \sigma v \rangle$ je fúzní reaktivita a E_F je uvolněná energie. Rovnováha je dosažena pokud P_F je roven nebo větší než P_H . S pomocí výše uvedených vztahů určíme podmínku pro rovnováhu a energetický zisk D-T reakce [14].

$$P_F > P_H, \quad (20)$$

$$P_F \geq P_L - 0,2 \cdot P_F, \quad (21)$$

$$1,2P_F \geq P_L, \quad (22)$$

$$\frac{3n^2 \langle \sigma v \rangle}{10} E_F = \frac{3nkT}{\tau_E}, \quad (23)$$

$$n\tau_E = \frac{10kT}{\langle \sigma v \rangle_{E_F}}, \quad (24)$$

$$nT\tau_E = \frac{10kT^2}{\langle \sigma v \rangle_{E_F}}. \quad (25)$$

2.5. Kritérium inženýrské energetické rovnováhy Engineering

Breakeven

V tomto kritériu se oproti předchozímu odvozenému kritériu pro samotný systém plazmatu zahrnuje i vnější energetický cyklus, tedy transformace energie ve fúzní elektrárně, podobně jako to udělal Lawson.

Dosažitelná účinnost zařízení ohřevu plazmatu (NBI) je 60 % až 90 %, ale současné zařízení mají účinnost jen 30 %, a proto budeme předpokládat hodnotu účinnosti na spodní hranici zmíněného intervalu $n_{NBI} = 60 \%$. Dále je nutné zahrnout účinnost přeměny energie v elektrárnách. Současné hodnoty se pohybují kolem 30-50 %. Pro fúzní elektrárnu s heliovým chlazením je předpokládaná účinnost $n_{EL} = 41 \%$. Ohřev plazmatu obsahuje i energii alfa částic o velikosti 20 % E_F s nulovými ztrátami a vnější ohřev o velikosti 80%. Pro ohřev plazmatu D-T je velmi zjednodušeně celková účinnost

$$n_H = 0,2 + 0,8 \cdot n_{EL} \cdot n_{NBI} \quad (26)$$

$$n_H = 0,4. \quad (27)$$

Energie ohřevu plazmatu E_{HF} , kterou je možné získat transformací energie E_F uvolněné při fúzní reakci, je

$$E_{HF} = n_H E_F. \quad (28)$$

Podmínku pro energetický zisk fúzní elektrárny dostaneme nahrazením energie E_F uvolněné při reakci energií E_{HF} , která se využije pro ohřev [14].

$$n\tau_E = \frac{10kT}{\langle \sigma v \rangle_{E_{HF}}}, \quad (29)$$

$$n\tau_E = \frac{10kT}{\langle \sigma v \rangle_{n_H E_F}}, \quad (30)$$

$$n\tau_E = \frac{25kT}{\langle \sigma v \rangle_{E_F}}, \quad (31)$$

$$nT\tau_E = \frac{25kT^2}{\langle \sigma v \rangle_{E_F}}. \quad (32)$$

Přesnější odvození je uvedeno v [15].

2.6. Zapálení fúzní reakce Ignition

Zapálení fúzní reakce je stav, kdy ztráty z plazmatu jsou plně vyrovnány energií α částic a není potřeba vnější ohřev k udržení parametrů plazmatu. Podobně jako u předchozího případu lze odvodit kritérium pro zapálení fúzní reakce. Vycházíme ze vztahu (11) kde $P_H = 0$ a $P\alpha$ přesáhne ztrátový výkon, poruší tepelnou rovnováhu a začne zvyšovat teplotu plazmatu. Podmínky pro udržení stavu zapálení D-T reakce:

$$P_L \geq P_\alpha, \quad (33)$$

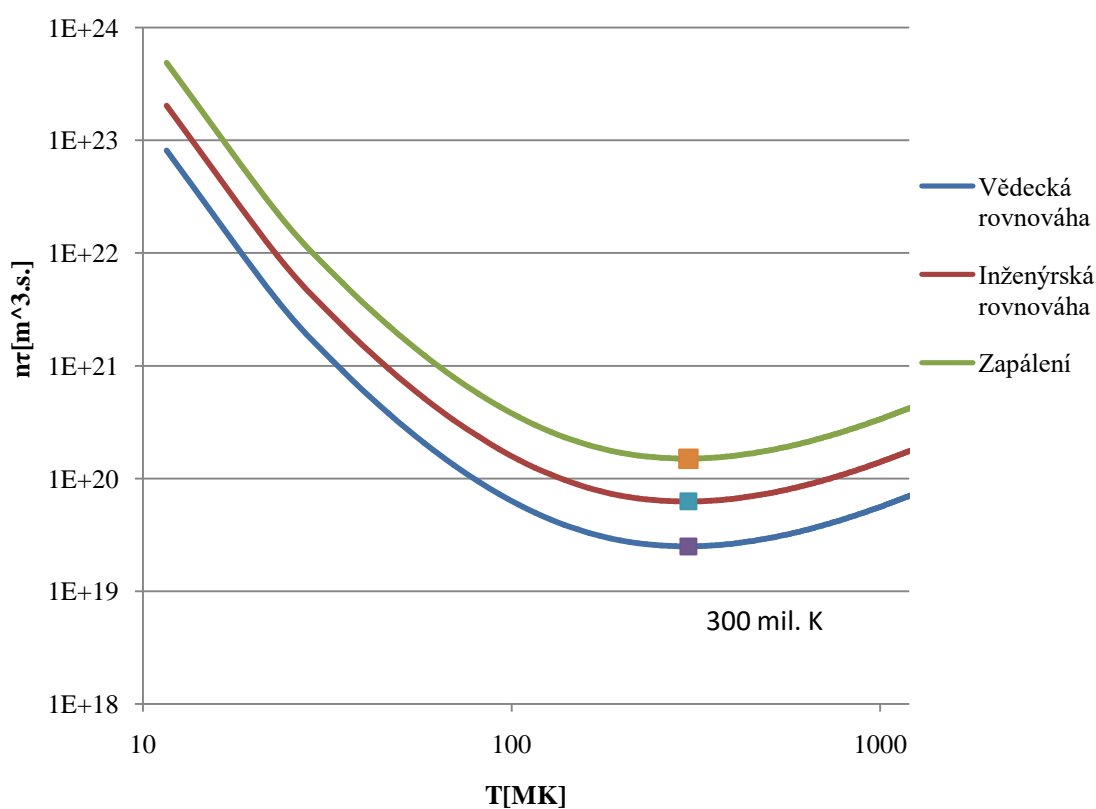
$$0,2P_F \geq P_L, \quad (34)$$

$$\frac{3n^2 \langle \sigma v \rangle_{E_F}}{20} = \frac{3nkT}{\tau_E}, \quad (35)$$

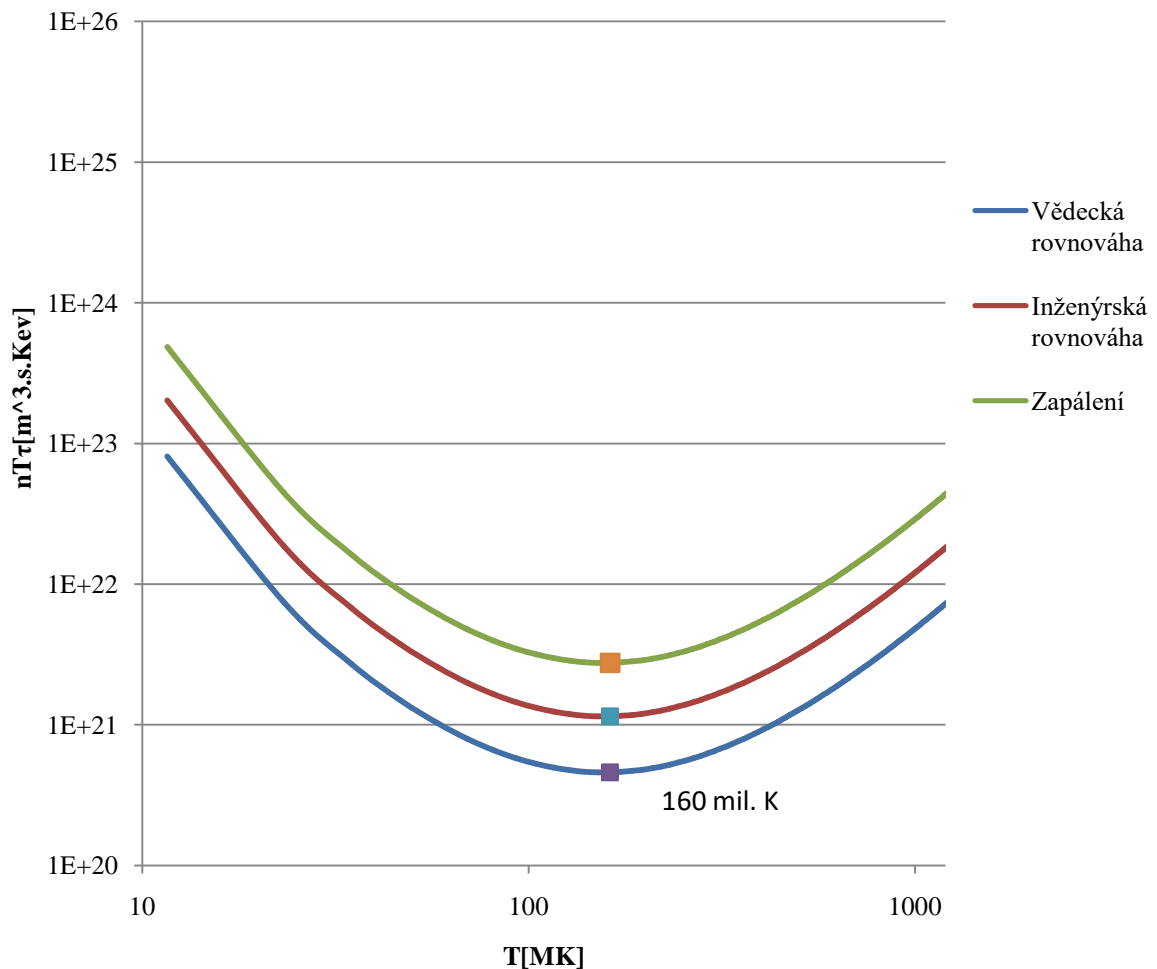
$$n\tau_E = \frac{60kT}{\langle \sigma v \rangle_{E_F}}, \quad (36)$$

$$nT\tau_E = \frac{60kT^2}{\langle \sigma v \rangle_{E_F}}. \quad (37)$$

Kritérium pro zapálení D-T reakce je 6x vyšší než kritérium vědecké energetické rovnováhy.



Obr. 8 Základní kritérium podle rovnic (24), (31) a (36)



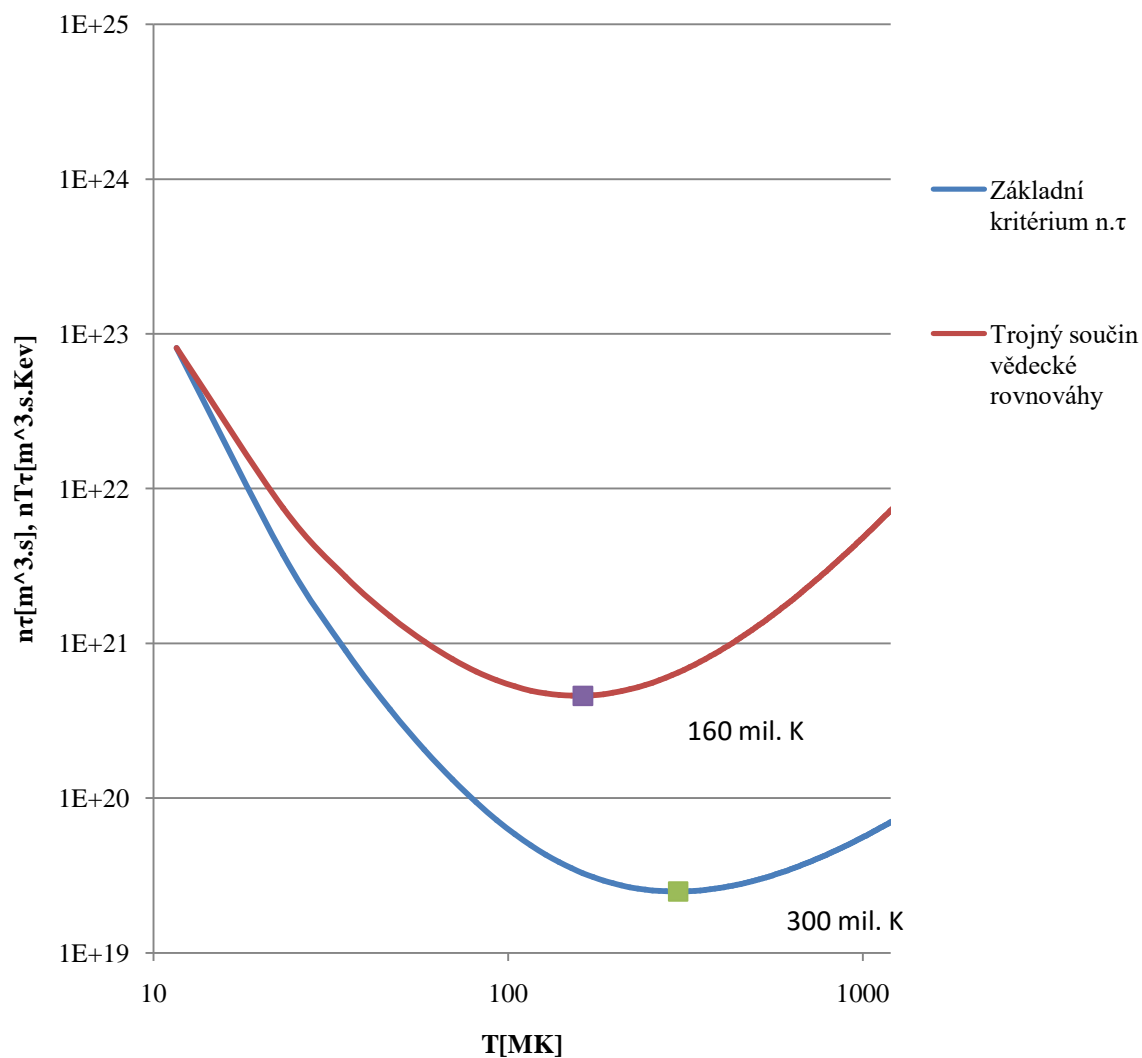
Obr. 9 Trojný součin podle rovnic (25), (32) a (37)

2.10. Optimální reakční teplota pro D-T reakci

Optimální reakční teplota je blízké okolí hodnoty, kdy při dané fúzní reakci lze nejsnadněji dosáhnout splnění kritérií pro energetickou rovnováhu. V grafech na obr. 8 a 9 jsou vyznačeny teploty s vrcholů závislosti. Analýza kritérií ukazuje, že přestože je nevyšší fúzní reaktivita při teplotě cca 860 milionů K, pro dosažení nejvyšší četnosti reakcí v tokamacích je optimální teplota „pouhých“ 163 milionů K. Tento posun je vyvolán skutečností, že maximální četnost reakcí nezahrnuje pouze účinný průřez reakce, ale také hustotu a teplotu reakční směsi.

V grafu na obr. 10 je pak znázorněn rozdíl mezi trojným součinem a základním kritériem vědecké rovnováhy. Jak bylo zmíněno dříve, rozdíl obou křivek je dán

skutečností, že v zařízení s magnetickým udržením nejsou hustota a teplota nezávislé parametry a nezávislým parametrem je jejich součin, odpovídající tlaku plazmatu.



Obr. 10 Posun minima vědecké rovnováhy podle rovnic (24) a (25)

3. ZÁVĚR

Provedená rešerše ukázala, že se díky mnoha experimentům v již postavených fúzních reaktorech prokázalo, že jaderná fúze může uvolňovat energii podobně jako jaderné štěpení avšak efektivněji. Při fúzi dochází ke slučování jader nejlehčích atomů a děje se to v zařízeních jménem tokamak nebo stelarátor a dalších. Bohužel stále nemáme dostatečnou technologii na bezproblémový chod fúzních energetických reaktorů, ale na výzkumu, vývoji a experimentech pracují vědci z celého světa. Takže bychom snad mohli v tomto století nahradit dnešní znečišťující zdroje energie fúzními zdroji a mít dostatek čisté elektrické energie pro celý svět.

Základním kritériem pro energetické využití jaderné fúze je tzv. Lawsonovo kritérium. Toto kritérium popisuje různé energetické rovnováhy termojaderného plazmatu a určuje podmínky, za kterých je té dané rovnováhy dosaženo. V předložené práci byly na základě fyzikálních úvah odvozeny a analyzovány Lawsonova kritéria vědecké rovnováhy, inženýrské rovnováhy a zapálení. Dále byly vypočítány hodnoty fúzní reaktivity a kritérií pro různé teploty. Zvláštní pozornost byla věnována posunu optimální teploty pro průběh reakce směrem k nižším hodnotám v závislosti na aplikaci – jednak z hlediska reaktivity založené na účinném průřezu reakce, dále z hlediska maximální četnosti reakcí a nakonec z hlediska maximální četnosti reakcí v zařízení s magnetickým udržením plazmatu.

Seznam literatury

- [1] M. Řípa, a kol.: Řízená termojaderná syntéza pro každého – 4U, ÚFP AV ČR, Praha 2013, dostupné na <https://www.euro-fusion.org/downloads/>
- [2] S. Entler, J. Mlynář, V. Dostál: Základy fúzní energetiky IV. – Jaderné komponenty, (2016): <<https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14669-zaklady-fuzni-energetiky-iv-jaderne-komponenty>>
- [3] S. Entler, J. Mlynář, V. Dostál: Základy fúzní energetiky V. – Výroba elektřiny, TZB-info 38(2016): <<http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14704-zaklady-fuzni-energetiky-v-vyroba-elektriny>>
- [4] G. McCracken, P. Stott: Fúze Energie vesmíru Mladá Fronta, 2006
- [5] S. Entler, J. Mlynář, V. Dostál: Základy fúzní energetiky I. – Historie, (2016):<<http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14482-zaklady-fuzni-energetiky-i-historie>>.
- [6] S. Entler: Elektřina z fúze II. – fyzikální základy, (2013): <<https://energetika.tzb-info.cz/10045-elektrina-z-fuze-ii-fyzikalni-zaklady>>
- [7] S. Entler: Elektřina z fúze I., (2013): <<https://energetika.tzb-info.cz/10011-elektrina-z-fuze-i>>
- [8] S. Entler, J. Mlynář, V. Dostál: Základy fúzní energetiky II. – Základní fyzika fúzních reaktorů, (2016):<<http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14538-zaklady-fuzni-energetiky-ii-zakladni-fyzika-fuznich-reaktoru>>.
- [9] S. Entler, J. Mlynář, V. Dostál: Základy fúzní energetiky III. – Reaktorové technologie, (2016):<<http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14587-zaklady-fuzni-energetiky-iii-reaktorove-technologie>>.
- [10] S. Entler: Elektřina z fúze III. – reaktory ITER, HiPER a DEMO, (2013):<<https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/10069-elektrina-z-fuze-iii-reaktory-iter-hiper-a-demo>>
- [11] J. Mlynář: ITER: cesta ke zvládnutí řízené termonukleární fúze, Pokroky matematiky, fyziky a astronomie 49 (2004) 129–150
- [12] J. D. Lawson: „Some criteria for a power producing thermonuclear reactor“, Proc. Phys. Soc. B **70**, 6 (1957); původně výzkumná zpráva: A.E.R.E. Report GP/R 1807, Harwell, Berks 1955, A.E.R.E. Amplified version, Harwell, Berks 1956.

- [13] J. Mlynář: „Padesát let Lawsonových kritérií“, Pokroky matematiky, fyziky a astronomie 51(2006) 231.
- [14] S. Entler: Lawsonovo kritérium – kritérium fúzní energetiky, Čs. čas. fyz. 64 (2014) 161–167
- [15] S. Entler: Engineering Breakeven, Journal of Fusion Energy, 34 (2015) 513–519.
- [16] T. A. Helmetes, G. A. Moses, J. F. Santarius: Analysis of an Improved Fusion Reaction Rate Model for Use in Fusion Plasma Simulations. Fusion Technology Institute, University of Wisconsin, Madison 2005.
- [17] F. Romanelli: Fusion Electricity, A roadmap to the realization of fusion energy, EFDA, EU, 2012.
- [18] D. Maisonnier, et al., A conceptual study of commercial fusion power plants, Final Report of the European Fusion Power Plant Conceptual Study (PPCS), EFDA-RP-RE- 5.0, 2005, dostupné na <<https://www.euro-fusion.org/downloads/>>
- [19] S. Entler: Materiály pro jadernou fúzi, MAT21 Materiály pro nové tisíciletí 6 (2013) 5–7
- [20] J. Mlynář: O symetrii tokamaku, Čs. čas. fyz. 59 (2009) 207–212
- [21] S. Entler: Jaderná fúze – budoucnost energetiky, Energetika 3 (2015) 136.