

Kapitola 1

Teoretické seznámení s problematikou

Komentář: Honzo, DODRŽTE osnovu práce, viz zadání

- Základní seznámení s problematikou termojaderné fúze, vysokoteplotního plazmatu v magnetickém udržení, tokamaku GOLEM se zaměřením na generaci elektrického pole na tažení proudu plazmatem a s teorií zpětnovazebního řízení technologických procesů v reálném čase. (TOHLE bude v kapitole I)*
- S pomocí vhodné numerické simulace navrhnete a sestavte zmenšený a zjednodušený laboratorní model („table top“) transformátorového jádra tokamaku se zpětnovazebním řízením proudu primární cívkou v reálném čase pomocí proudových zesilovačů tak, aby proud sekundární cívkou po náběhové části byl v čase konstantní. (TOHLE bude v kapitole II, a tak dále)*
- Adaptujte „table top“ řešení pro charakteristiky tokamaku GOLEM a navrhnete pro něj potřebné parametry proudových zesilovačů.*
- Implementujete dosavadní výsledky do částečného reálného technologického řešení a provedte základní experimenty ověřující funkčnost této technologie.*

Celkové komentáře:

- V referencích se určitě nepoužívají tituly. Vyhodte to.
- Mám problém s používání vašich velkých písmen u různých pojmů. Projděte celou práci a dobře si pomoci google o psaní velkých písmen zdůvodněte, kde to necháte.
- Projděte celou práci a napravte jednotky z italiky na stojatý font.
- U citování wikipedie to udělejte copy-paste přímo z jejich stránek.
- Honzo, v kapitole Teorie jsem našel s pomocí spell-check zbytečných 12 překlepů. V dalším textu je už nebudu opravovat. Uděláte to určitě, prosím, svědomitě sám. Opravdu vám to někdo kontroloval? Těch překlepů je tam hrozně moc!
- Honzo, připadá mi, že neplníte funkci doložení věcí, které zde popisujete.

- Sjednoťte Golem a GOLEM
- Za domácí úkol spočítejte, kolik čárek jsem vám tam doplnil. Kdo vám to kontroluje??

1.1 Uvolňování jaderné energie

Jaderná energie je energie vázaná v jádrech atomů. Aby mohla být tato energie uvolněna, je zapotřebí příslušná jaderná reakce. V zásadě rozlišujeme dva základní principy uvolnění jaderné energie, mezi které patří **jaderné štěpení** a **jaderná fúze**. Oba principy po příslušné reakci uvolňují energii v podobě **vazebné energie** *Komentář: Opravdu "v podobě"??*. Vazebná energie je definována jako práce, kterou je třeba vykonat k rozložení soustavy na jednotlivé nukleony [**vazebna__energie**]. Tato práce je závislá na počtu nukleonů v jádře, tj. počtu protonů a neutronů v jádře definované nukleonovým číslem A . Velikost vazebné energie E_j lze určit pomocí lehce modifikovaného známého Einsteinova vzorce:

$$E_j = \Delta m \cdot c^2, \quad (1.1)$$

kde c je rychlost světla a Δm je hmotnostní úbytek (schodek), který je definován jako rozdíl hmotností vstupních reaktantů a výstupních produktů. Hmotnostní úbytek je dán vztahem:

$$\Delta m = m_{j(0)} - m_j = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n) - m_j = (Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n) - m_j, \quad (1.2)$$

kde $m_{j(0)}$ je klidová hmotnost jádra, m_j je celková hmotnost jádra, Z je protonové číslo, N je neutronové číslo, m_p je klidová hmotnost protonu, m_n je klidová hmotnost neutronu.

V praxi se ovšem spíše setkáme s tzv. **separační energií**, což je podíl vazebné energie na jeden nukleon označované jako ε_j a dané vztahem:

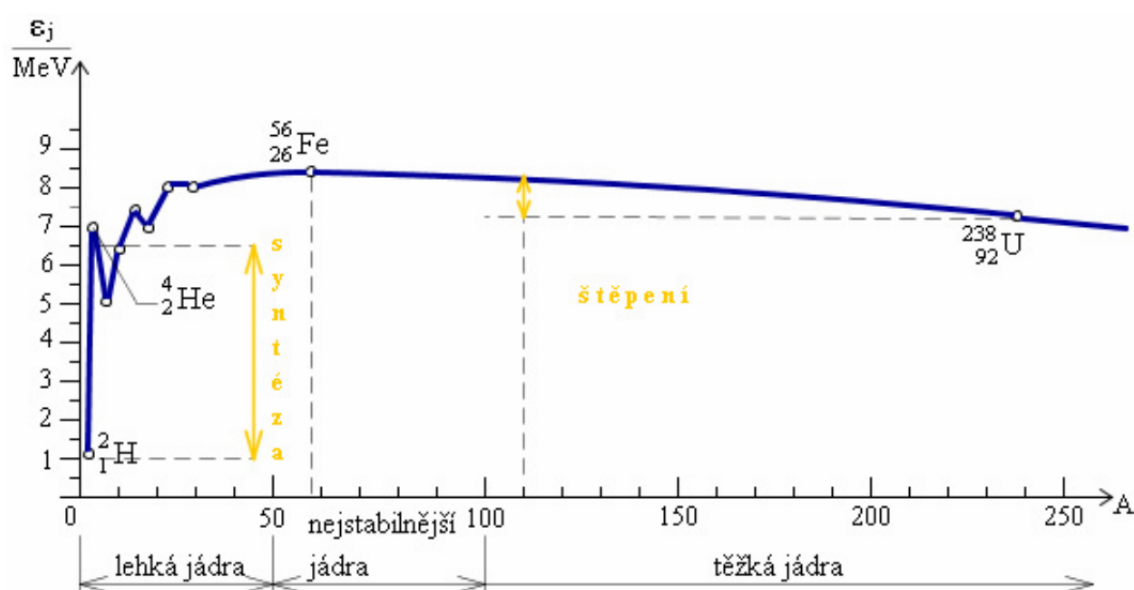
$$\varepsilon_j = \frac{E_j}{A}, \quad (1.3)$$

což lze názorně vyobrazit na přiloženém grafu **+1.1+** závislosti separační energie ε_j na nukleonovém čísle A .

Z grafu 1.1 lze vidět, že atom s nejvyšší hodnotou vazebné/***separační*** energie je atom železa (*Hmm, podívejte se na https://cs.wikipedia.org/wiki/Izotopy_%C5%BEeleza*). Atom železa je také považován za jeden z (*Takhle vágní formulace se mi moc nelíbí*) nejstabilnějších prvků periodické soustavy prvků díky svému optimálnímu poměru neutronů a protonů v jádře, který přispívá k jeho stabilitě a také má dlouhý poločas rozpadu v řádech jednotek milionů let (*Honzo! Není to málo? To už by tady asi nic nezbylo, ne?*). Totéž lze říci i o jeho izotopech, které jsou též stabilní [**isotopy__zeleza**](*Není to tam trochu komplikovanější??*). Železo je také bráno jako pomyslná hranice (energetický mezník) mezi štěpením a slučováním jader. Z grafu je patrné, že fúze může probíhat z levé části směrem k železu. Fúze je jaderný proces při kterém dochází ke sloučení dvou lehkých jader na jedno jádro těžší za uvolnění vazebné energie v podobě kinetické energie (*Toto už je lépe řečeno, než výše ...*).

!Štěpení! může probíhat z pravé části grafu směrem k železu. **!Štěpení!** je opačný jaderný proces k fúzi, kdy z jednoho těžkého jádra vzniknou dvě lehčí jádra opět za uvolnění příslušného množství vazebné energie.

Toto tvrzení není zcela přesné, protože fúze může existovat i pro prvky těžší než železo. V přírodě se ovšem setkáváme právě se situací popsanou v grafu 1.1 (*Toto tvrzení není zcela přesné*), protože je to z energetického hlediska výhodnější a překonat energetický mezník železa je velmi obtížné, ale nikoli nereálné. Pokud bychom chtěli sloučit dvě jádra těžší než železo, tak by k tomu bylo zapotřebí **!onormní!** množství energie se kterým se v přírodě lze setkat například u výbuchů supernov, kde potřebných energetických parametrů lze dosáhnout. (*Pokud to tu probíráte do takových detailů, tak byste tu měl asi zmínit endotermické a exotermické reakce*)



Obrázek 1.1: Graf **!závislosti!** separační energie ε_j na počtu nukleonů A . Převzato z [separatewebsite].

Komentář: Je to dost šílené, ale podle Kulhánka se indexy nedělají kurzívou (není to proměnná, za kterou by se něco dalo dosadit, viz třeba $M_{\text{pr-pl}}$)

1.2 Plazma

Stav hmoty ve formě Plazmatu (*proč velké P?*) je někdy označováno jako čtvrté skupenství hmoty. Samo Slunce i ostatní hvězdy jsou složeny z horkého plazmatu ve formě velkých plazmatických koulí zformovaných masivní gravitací samotné hvězdy. Také se jedná o nejběžnější formu hmoty ve vesmíru, ačkoli se na Zemi vyskytuje velmi zřídka. Odhaduje se, že více než 99 procent hmoty ve vesmíru je v plazmatickém stavu. (*Asi by tedy stálo zmínit i to, že mezihvězdný prostor je také v plazmatickém stavu a pak je to jasné.*)

Plazma může být popsáno hned několika ekvivalentními definicemi mezi které patří například že: "Plazma je **kvazineutrální plyn** nabitých a neutrálních částic, který vykazuje **kolektivní chování** [chen].

Pojem **kvazineutrální** znamená, že v makroskopickém objemu je stejné množství n kladných a záporných nábojů. Takový systém není zdrojem makroskopického elektrostatického pole, jinými slovy: na venek (*to se píše dohromady*) se jeví jako neutrální látka. Tedy celkový náboj Q_c definovaný jako součet všech kladných q_i^+ a záporných nábojů q_i^- musí být přibližně nulový, tj.:

$$Q_c = \sum_{i=1}^n q_i^+ + \sum_{i=1}^n q_i^- \cong 0. \quad (1.4)$$

S pojmem kvazineutrality se pojí i odbornější termín popisující plazma a to tzv. **Debyovo stínění** a **Debyova stínící délka**.

Debyovo stínění je zjednodušeně míra vzdálenosti, na kterou nabitá částice pocítí vliv jiné nabitě částice nebo plochy s nenulovým potenciálem. Toto odstínění je v důsledku kolektivního chování částic, které si probereme později. (*Tady jste namíchal do textu nepatřičně "My" formu. Vůbec bych se termínu "probereme si později" rád vyhnul*)

Debyova délka λ_D je vzdálenost, na které je statický náboj odstíněn vložení do plazmatu v důsledku přitahování opačných a odpuzování souhlasných nábojů. Debyova délka λ_D je dána vztahem:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (1.5)$$

kde ε_0 je permitivita vakua, k_B Boltzmannova konstanta, T_e elektronová teplota, n_e elektronová hustota a e je náboj elementárního náboje. Pokud je Debyova délka mnohem větší než charakteristická délka L systému, tj. $L \gg \lambda_D$ pak tento systém lze považovat za Kvazineutrální [limpouch__ufp]. (*Máte to tu opačně, proč velké K?*)

Abychom mohli hovořit o takovém stínění, tak z rovnice (1.5) je patrné, že vliv bude jistě mít **+elektronová+** teplota, protože pokud budou elektrony příliš rychlé, tak překonají Coulombovskou sílu a uniknou z pole statického náboje. Tedy má smysl hovořit o takových elektronech, co jsou dostatečně pomalé a také jich musí být dostatečné množství. Takové množství lze charakterizovat pomocí Plazmatického

parametru N_D , který je dán vztahem (*Stále používáte velká písmena, máte to odněkud?*) :

$$N_D = \frac{4}{3}\pi n\lambda_D^3, \quad (1.6)$$

kde n je počet částic v metru krychlovém (*Nemělo by být všude n_e ?*) . Pod pojmem **kolektivní chování** si představujeme nabitě částice plazmatu, které se nechovají jako jednotlivé nezávislé částice. Každá nabitá částice v plazmatu interaguje s mnoha dalšími nabitými částicemi najednou **+skrz+** . Kolektivní chování je důsledkem **!dalekosahové!** Coulombovské interakce nabitých částic, kdy vzniká makroskopické elektromagnetické pole v důsledku v něm přítomných nenulových hustot náboje a proudu a také tato hmota je schopna na takové pole reagovat.

Kolektivní chování lze kvantifikovat pomocí plazmatického parametru, že $N_D \gg 1$, kdy kolektivní působení převažuje nad binárním působením částic **+skrze srážky??+** , tedy Debyovo stínění je kolektivní děj. Pokud je tato podmínka splněna **+,+** tak navíc lze hovořit o Ideálním plazmatu (*proč velké I ??*) , kdy vlastnostmi lze připodobnit plazma k vlastnostem (*2x vlastnosti*) ideálnímu plynu a lze tak použít stavovou rovnici ideálního plynu.

V důsledku různých nestabilit je narušována stabilita plazmatu a následně díky elektrostatickým silám má plazma tendenci se do své stabilní polohy vrátit zpět **+,+** což má za následek rozkmitání jistých částí plazmatu a tím dochází k narušení lokální kvazineutrality. Tento jev pro jednoduchost lze aproximovat v jisté míře pomocí tlumených kmitů lineárně harmonického oscilátoru, který je řešením pohybových rovnic elektromagnetického pole. Vyřešením těchto rovnic dostaneme jistou frekvenci, kterou nazýváme elektronovou plazmovou frekvencí ω_p a je dána vztahem:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (1.7)$$

kde m_e je hmotnost elektronu. Tato frekvence je důležitá nejen pro popis různých význačných vlastností plazmatu, ale také pomocí ní lze říci, kdy **!převahuje!** kolektivní chování a to tehdy když je splněna následující nerovnost:

$$\omega_p > \nu_e, \quad (1.8)$$

kde ν_e je srážková frekvence binárních srážek a jak již víme z definice plazmatu, tak v plazmatu binární srážky z pravidla (*asi dohromady, ne?*) nesmí dominovat [**kocman_BP**]. *Komentář: Honzo, zakazují vám citovat základní věci teorie plazmatu z odvozených zdrojů, jako je třeba diplomka Jindry Kocmana. Najděte ten text v základní literatuře a ozdrojujte.*

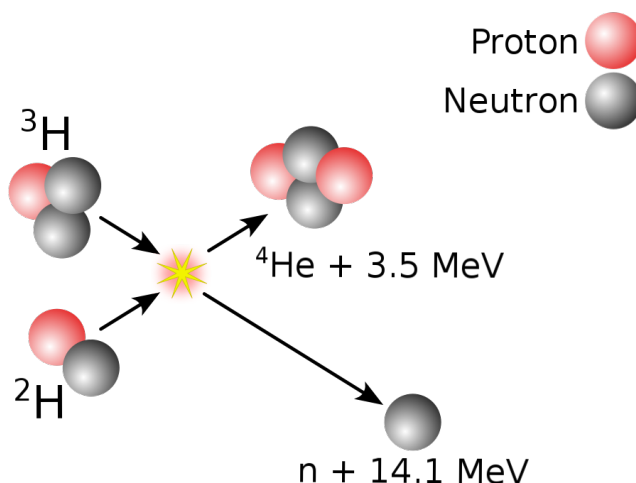
Jak již bylo řečeno, plazma je soubor obsahující volné nosiče náboje a tím se také nejvíce odlišuje od běžného plynu. Aby například klasický plyn mohl být ve formě plazmatu, tak je zapotřebí tento plyn dostatečně ionizovat, tj. dodat dostatečné množství volných nábojů (*Dodat? To není šťastný výraz pro ionizaci, ne?*) a podle toho rozlišujeme slabě a silně ionizované plazma (*Podle dodání náboje asi ne*) . V slabě ionizovaném plazmatu je koncentrace nabitých částic zanedbatelně malá v porovnání s koncentrací neutrálních molekul. Naproti tomu v silně ionizovaném

plazmatu převládá koncentrace nabitých částic. (*Až tady je to OK*)

Plazma lze dále dělit podle různých kritérií *+,?+* mezi které patří například složení plazmatu. Složení plazmatu je závislé na teplotě. (*Tohle je tedy hodně nepřesné*) Při rostoucích teplotách dochází k výrazné přeměně plazmatické hmoty (*A tady je to odbyté*). Nás bude zajímat zejména **Termonukleární plazma**, které se přirozeně vyskytuje v jádrech hvězd, kde probíhá termojaderná fúze. Jedná se o směs holých jader a volných elektronů (*Dodejte název*). Atomární obaly již většinou neexistují. V této formě se bude také vyskytovat v budoucích fúzních elektrárnách. Mezi další formy plazmatu patří také Nukleonové plazma nebo Kvar-k-gluonové plazma [*druhy__plazmatu*]. (*Mě tento odstavec připadá hodně neúplný, až zmatečný*)

1.3 Jaderná fúze

Jaderná fúze neboli syntéza je jaderný proces, který funguje na zcela opačném principu než je štěpná reakce. Dochází zde naopak ke sloučení lehkých jader na jádra těžší, opět za uvolnění velkého množství energie v podobě vazebné energie (viz 1.2).



Obrázek 1.2: Obecný princip fungování jaderné fúze pro Deuterium-Tritiovou syntézu. Převzato a upraveno z [fusion].

Jaderná fúze probíhá přirozeně v nitrech hvězd. Jedná se nejenom o velmi důležitý přírodní zdroj energie důležitý pro život na Zemi v podobě světla a tepla ze Slunce, ale stojí také za vznikem vesmíru po Velkém třesku (*fúze stojí za VZNIKEM?? vesmíru?*), během nějž byly zpočátku v mladém vesmíru přítomny pouze lehké prvky jako helium a vodík (*Obrátil bych pořadí, Helia bylo velmi málo*) (přibližně 3 minuty po Velkém třesku), jež se později zformovaly do těžších prvků v prvních hvězdách. Atomy těžší, než železo pak vznikají při výbuchu například supernov, ale ne přímo během fúze, spíše díky zachytu neutronů. (*Dodejte zdroj a asi šťastnější by bylo říct prostřednictvím, než během, když už.*)

Iniciace štěpné reakce je poměrně "jednoduchá", avšak za cenu neschopnosti tuto reakci definitivně zastavit, což přináší řadu problémů, které je nutné řešit. U jaderné fúze však stojíme před problémem principiálně opačným, protože iniciovat tuto reakci není triviální záležitost v pozemských podmínkách, ale naopak ukončení je velmi snadné a bez větších následků.

Problémem iniciace fúzní reakce spočívá v elektrostatickém odpuzování, které lze snadno popsat Coulombovskou silou, která pro souhlasně nabitá jádra je odpuzivá (v případě atomů vodíku jsou jádra kladně nabitá včetně jejich izotopů) a pro nesouhlasně nabitá jádra (*Dodejte prosím nějaký příklad záporně nabitého jádra*) naopak přitažlivá. Coulombovská síla F_c je dále nepřímo úměrná druhé mocnině vzdálenosti r^2 (*r^2 není vzdálenost*) a popsána vztahem:

$$\vec{F}_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qQ}{r^2} \cdot \vec{r}_0, \quad (1.9)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua, q a Q (*Proč je jedno velké a druhé malé?*) jsou zkoumané náboje, mezi kterými probíhá vzájemné působení. Aby došlo k syntéze, musely by se atomy přiblížit na "téměř" nulovou vzdálenost, což by limitně dávalo "nekonečnou" sílu. Nekonečná síla není však fyzikálně přípustná a lepší popis lze provést pomocí elektrostatického potenciálu U_C . Pro přiblížení jader na dostatečnou vzdálenost je třeba překonat tzv. **Coulombovskou bariéru**, která je popsána právě tímto potenciálem U_C . Závislost potenciálu U_C vzájemného působení dvou atomů závisí na jejich vzájemné vzdálenosti [**potencial**] a je dán vztahem:

$$U_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}\right) r_0}, \quad (1.10)$$

(r_0 v 1.9 a v 1.10 není určité totéž, to byste měl nějak ošetřit, aby to nemátlo. Jednou je to proměnná a podruhé konstanta, ne?)

kde $Z_{1,2}$ jsou protová čísla daných atomů, $A_{1,2}$ jsou nukleonová čísla a $r_0 = 1,25 \cdot fm$ (*proč cdot? a jednotky ne italicou*) je **!konstatnta!** reprezentující poloměr jádra. Například pro atomy deuteria je potřeba dosáhnout přiblížení přibližně dvojnásobku svých poloměrů, což odpovídá hodnotě r_0 . Po dosazení $Z_{1,2} = 1$ a $A_{1,2} = 2$ do vztahu 1.10 dostaneme velikost potenciálové bariéry U_C okolo $457 keV$, což v přepočtu na teplotu odpovídá asi 5,3 miliardy Kelvinů.

Provoz takových teplot je v pozemských podmínkách nemyslitelný, protože žádný známý materiál by takto enormní teploty dlouhodobě nevydržel (*není to úplně šťastně řečeno, ani o dva řády menší teplota by jen tak nešla, ne?*). Takových teplot nedosahuje ani naše slunce, kde se teplota pohybuje v řádech desítek milionů stupňů, ale přesto zde probíhá jaderná fúze přirozeně. Odpověď na tuto otázku nalezneme v kvantovém tunelování. Jedná se o kvantový jev, který porušuje principy klasické fyziky tak, že částice je schopna protunelovat skrz potenciálovou bariéru U_C , která může mít vyšší energii, než tunelující částice. Díky tomuto jevu se značně snižují nároky na energii - například pro reakci Deuteria s Tritiem je velikost potenciálové bariéry odhadnuta na $300 keV$ (*Ne, jednotky nemohou být italicou*). Díky tunelovému jevu klesnou nároky na pouhých $14 keV$, která odpovídá teplotě přibližně 160 milionů stupňů, což je stále velmi vysoká teplota, ale v pozemských podmínkách je již realizovatelná. Při takto vysokých teplotách všechny známé látky jsou plně ionizovány a jsou ve formě plazmatu.

Nyní však zbývá odpovědět na otázku, jakým způsobem daná jádra přiblížit natolik, aby jaderná fúze mohla proběhnout v pozemských podmínkách. Přiblížit jádra na dostatečnou vzdálenost lze několika různými způsoby. V praxi se k realizaci fúzní reakce využívá zejména **elektromagnetické interakce**. (*Jejda, tomu nerozumím, jak to myslíte. Přiblížit jádra pomocí elektromagnetické interakce?*)

Jednou z možností v pozemských podmínkách je konstrukce deuteriového urychlovače s tritiovým terčem **DOLOŽIT**. Urychlením deuteriových jader na dostatečnou rychlost může při úspěšné srážce s tritiovým terčem dojít k překonání elektrostatického odpuzování a může (*2x může*) tak dojít k fúzi. Toto řešení bohužel není příliš efektivní pro zažehnutí jaderné fúze, protože pravděpodobnost srážky (účinný průřez) je velmi malá kvůli velkému Rutherfordově rozptylu, jinými slovy by bylo nutné vystřelit velmi mnoho jader **+,+** aby k úspěšným srážkám došlo častěji. Na-

víc by takový urychlovač musel být konstantně připojen k elektrické síti, což by z hlediska potenciálního energetického reaktoru nebylo výhodné. (*Jejda, tokamak ne?*)

Druhým mnohem efektivnějším řešením je dodat energii všem částicím najednou a mnohonásobně tím zvýšit pravděpodobnost (účinný průřez) (*takto se přece nezvýší účinný průřez, ne?*) střetu ostřelovaných jader. Nejjednodušším a zároveň energeticky nejvýhodnějším způsobem jak dodat energii všem částicím a zvýšit tak jejich kinetickou energii je takovou látku zahřát. Takovému způsobu iniciace jaderné fúze říkáme **termojaderná fúze** (*Ten D-T urychlovač by nepracoval na principu termojaderné fúze? Jak by se ten princip jmenoval?*). Oproti předchozímu způsobu řešení, které může probíhat za nízkých teplot mimo místa střetu, má toto řešení zásadní výhodu z hlediska energetiky a to, že z počátku musíme dodat dostatečné množství energie a po úspěšném zažehnutí fúzní reakce je plazma díky vlastní uvolněné energii schopno samostatně iniciovat další fúzní reakce (*Nezapomínáte na inerciální fúzi?*). To znamená, že fúzní reakce jsou schopny probíhat autonomně bez přísunu konstantního zdroje energie ze sítě. Při úspěšném zažehnutí fúze by získaná energie měla překonat dodávanou energii. V současné době panuje přesvědčení, že termojaderná fúze je jediný způsob jak dosáhnout energie z jaderné fúze v pozemských podmínkách a být tak potenciální budoucí elektrárnou, která se minimálně vyrovná svoji účinností té jaderné.

1.4 Realizace fúzního reaktoru v pozemských podmínkách

Pro realizaci fúzního reaktoru je zapotřebí nejen stanovit technologické parametry pro budoucí fúzní zařízení, ale také pro fúzní palivo (*technologické parametry pro fúzní palivo?*). Podmínky pro fúzní palivo (*To by se mělo přeformulovat*) zformuloval v roce 1955 britský inženýr J.D.Lawson do jedné elegantní nerovnice, tzv. **Lawsonovo kritérium** (*sklonit, ne?*). Lawsonovo kritérium je obecně dáno elegantní **!enerovností!**:

$$n \cdot \tau_E \geq f(T), \quad (1.11)$$

kde n je hustota paliva (*Hustota paliva ... to slyším poprvé, viděl jste to někde?*), τ_E je doba udržení energie a $f(T)$ je funkce teploty, která se pro každé palivo liší. V případě DT reakce je Lawsonovo kritérium dáno vztahem:

$$n \cdot \tau_E \geq \underbrace{\frac{12k_B T}{\langle \sigma v \rangle E_{f(i)}}}_{f(T)} \frac{1}{\xi + \frac{1}{Q}}, \quad (1.12)$$

kde k_B je **!Boltzmanova!** konstanta, T je termodynamická teplota, $\langle \sigma v \rangle$ je reaktivita plazmatu, $E_{f(i)}$ je energie uvolněná během jedné fúzní reakce, Q je faktor zesílení definovaný jako poměr mezi fúzním výkonem P_F a výkonem ohřevu P_H a ξ je část využitelné energie, tj. energie, kterou lze energeticky využít. Například pro DT reakci je $\xi = \frac{1}{5}$, která odpovídá $\frac{1}{5}$ celkového fúzního výkonu P_F . Tento výkon odpovídá pouze výkonu α částic a zbývajících $\frac{4}{5}$ celkového fúzního výkonu P_F je odnášena neutrony, které **!nelte!** efektivně energeticky využít kvůli nemožnosti

usměrňovat jejich pohyb elektromagnetickými poli (*Jejda, ani vodu tím nebudeme ohřívat? To bude úplně marná energie??*) .

Po dosazení konkrétních hodnot do 1.12 dostaneme odhad teploty potřebné pro splnění nerovnosti. Pro DT (*Zkontrolujte prosím, že to někdo sází itálikou, díky.*) reakci je zapotřebí teplota přibližně 160 milionů stupňů celsia. Po dosazení do 1.12 dostáváme hodnotu **!přibližně!** v řádech 10^{20} . Pak naše nerovnost se redukuje na:

$$n \cdot \tau_E \geq 10^{20} [m^{-3} \cdot s]. \quad (1.13)$$

Z výše uvedené nerovnosti 1.13 pro DT reakci je patrné, že pro splnění této nerovnosti resp. energetické rovnováhy je možné při vhodné volbě hodnoty součinu $n \cdot \tau_E$. Z energetického hlediska chceme dokonce najít minimální hodnotu součinu, protože ta bude z hlediska energetických nákladů nejvýhodnější. Součinu, který bude roven alespoň hodnotě 10^{20} lze dosáhnout v zásadě dvěma způsoby, které mají přímý vliv na konstrukci budoucího fúzního reaktoru [lawson].

Jednou ze zamýšlených možností je maximalizace hustoty paliva n a naopak minimalizace doby udržení τ_E . Pro takovou volbu parametrů se využívá konstrukční způsob řešení v podobě tzv. **Inerciálního udržení**. Konkrétní podmínky pro DT reakci pomocí inerciálního udržení jsou stanoveny přibližně pro hustotu paliva $n = 10^{30} \text{ jader}/m^3$ a dobu udržení stanovené na $\tau_E = 10^{10} \text{ sekundy}$ (*Tady asi bude mínus ... jednotky! všude!*) . Inerciální udržení probíhá prudkým stlačením fúzního paliva do předdefinované hustoty, které díky vysokému tlaku má šanci zfúzovat (*Neměla by se zmínit i teplota?*) .

V praxi se takového stlačení dosahujeme například pomocí soustředěných laserových paprsků rovnoměrně okolo palivové kapsle obsahující deuterium-tritiovou směs a pokusit se tak o homogenní stlačení (*Tato věta je po jazykové stránce nesmyslně vystavěná*). Takovému způsobu zapálení říkáme **Přímé zapálení**.

Ovšem toho není prakticky možné dosáhnout, protože při soustředění paprsků na palivo dojde k vypařování vrchní vrstvy, která se přirozeně rozpíná a spodní vrstva je o poznání chladnější, tedy dochází k vytvoření dvou zcela rozdílných prostředí o různých hustotách, ve kterých dojde k nestabilitě zvané Rayleighova-Taylorova nestabilita.

Druhým způsobem inerciálního udržení je **Nepřímé zapálení**. Nepřímé **+,+** neboť k zapálení paliva dojde pomocí vzniklého záření nejčastěji rentgenového, které tlačí palivo. Díky velkému tlaku a silnému zdroji záření dojde k zapálení směsi a následně fúzní reakci (*Tady je to divně vystavěné ... zapálení a následně fúzi?*) . Problémem tohoto principu je, že nelze použít klasickou bombu jako zdroj energie elektrárny, protože energie je uvolněna velmi rychle a není možné tento tok energie korigovat. (*Tohle je zase divné ... ten myšlenkový pochod mě velmi překvapil*)

V praxi bylo využito opět iniciace pomocí laserových paprsků, ale navíc byla komora (*o jaké komoře tu mluvíte?*) pozměněna tak, aby využila předchozího efektu fúzní bomby. Toho bylo dosaženo pomocí mikro komory ze zlata a laserových paprsků, jež byly koncentrovány do malých otvorů v komoře a nikoli na samotné palivo.

K zapálení paliva dojde pomocí vzniklého rentgenového záření, který stlačí palivo. Výhodou je, že nepřímé zapálení umožňuje rovnoměrně stlačení. Ovšem realizaci takového energetického reaktoru brání jeho nízká energetická účinnost, kdy přibližně třetina fúzního výkonu je přenášena ionty a intenzivním rentgenovým zářením. Mnohem závažnějším problémem je samotné získávání energie z vysoce energetických mikroexplozí, které navíc každou další vzniklou explozí extrémně zatíží vnitřek reaktorové komory.

Tento způsob fungování budoucí elektrárny není alespoň prozatím optimální kvůli neschopnosti kontinuálního provozu, malé účinnosti a životnosti elektrárny, nákladné konstrukci a provozu, drahé výrobě paliva a nakonec také komplikovaného exportu energie z reaktoru (*exportu?*) .

Druhou zamýšlenou možností splnění Lawsonova kritéria je naopak maximalizace doby udržení τ_E a minimalizace hustoty n . Tento způsob volby parametrů se realizuje v podobě **Magnetického udržení**. Konkrétní hodnoty pro splnění parametrů Lawsonova kritéria pro magnetické udržení jsou odhadem pro DT reakci stanoveny při hustotě paliva přibližně $n = 10^{20} \text{ jader}/\text{m}^3$, což je přibližně o 5 řádů méně než vzduch. Při této volbě hustoty zůstává plazma globálně stabilní při realistických intenzitách magnetického pole v řádech Tesla. Doba udržení τ_E se odhadem bude pohybovat v řádech sekund, ale je velmi obtížné tuto dobu přesně stanovit.

Pro zažehnutí fúzní reakce je zapotřebí teplot ~ 160 milionů stupňů, což žádný známý materiál není schopen dlouhodobě udržet aniž by došlo k poškození stěn reaktoru, v horším případě k tavení reaktoru. Také víme **+,+** že palivo, které je zahřáto na takto vysoké teploty **+,+** je ve formě plazmatu. Výhoda plazmatu je v jeho kolektivním chování, které spočívá ve schopnosti reagovat jako celek na elektromagnetické pole. Tato vlastnost je velmi **!důležitá!** z hlediska konstrukce budoucí elektrárny, protože takovou hmotu můžeme nechat levitovat zvolením vhodné magnetické konfigurace.

Mezi **!nejúspěšnější!** zařízení využívající magnetického udržení patří **tokamaky** využívající torodiální geometrii magnetického pole. **!Horká!** plazma je udržována pomocí šroubovicového magnetického pole, které generuje Lorentzovu sílu působící na nabitě částice plazmatu. Mezi další podobné zařízení využívající magnetické udržení patří například **stelarátory**, které se od tokamaků liší zejména absencí generování proudu v plazmatu.

V současné době nejnadějnější budoucí fúzní elektrárnou jsou tokamaky, protože jsou svým provozem velmi podobné současným elektrárnám, jsou schopny kontinuálního provozu, jsou konstrukčně levnější a to včetně výroby paliva a hlavně reakce jsou zde značně stabilnější **+,+** než u inerciální fúze. Samozřejmě i magnetické udržení má své neopomíjitelné problémy. Mezi hlavní nevýhody řadíme například torodiální geometrii magnetického pole, která stojí hned za řadou nestabilit jako jsou například MHD nestability **+,+** mezi které patří například *gradB* nestabilita.

Komentář: Honzo, je to tady /hlavně v závěru/ takový těžko uchopitelný pelmel. Sympatické, že se to snažíte celé osvětlit samostatně, svými slovy, ale podle mne na to ještě nemáte a měl byste se inspirovat nějakými profláknutými zdroji a stavbu/kostru svého sdělení odtamtud převzít.