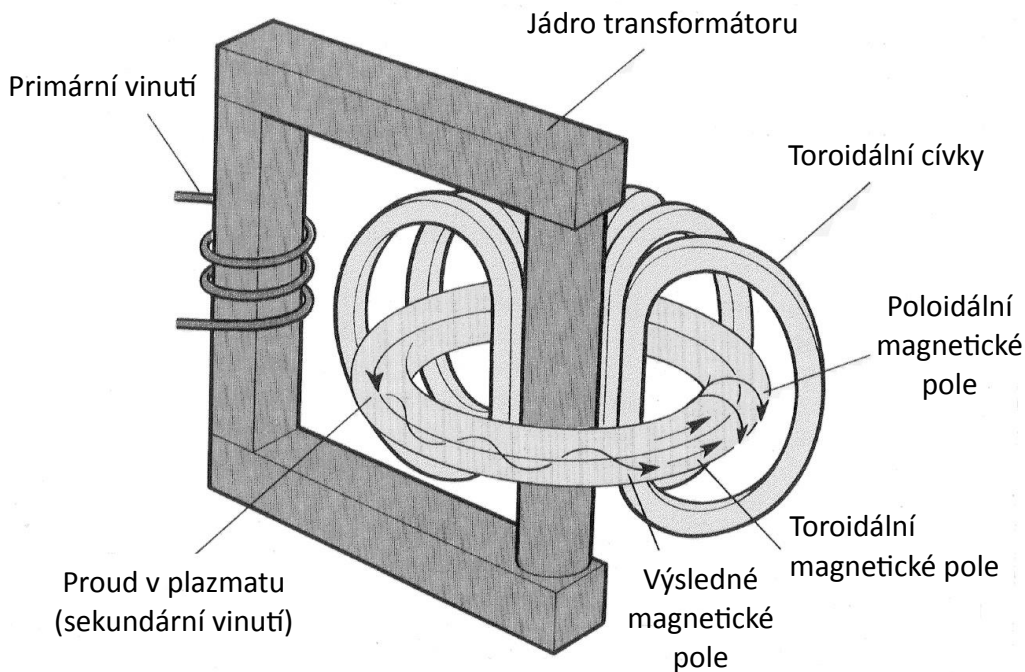


Seriál: Udržení plazmatu v TOKAMAKU

V minulých dílech našeho seriálu jsme si ukázali základní pojmy z oblasti fyziky plazmatu. V tomto díle se budeme věnovat praktické konstrukci zařízení, ve kterém je možné takové plazma vyrobit, udržet a studovat. Minule jsme odvodili vztah pro lineární past, která má ovšem velké ztráty podél své osy. Tato past se dá výrazně zdokonalit tím, že se oba konce stočí proti sobě a vznikne tak torus, čímž se paralelní ztráty eliminují. Bohužel v důsledku zakřiveného magnetického pole vznikají drifty, které vedou k separaci kladně a záporně nabitých částic, což vyvolává silný $E \times B$ drift ve směru od hlavní osy torusu. Tímto mechanismem mohou nabitě částice z torusu velmi rychle unikat. Naštěstí se tento efekt dá potlačit přidáním *poloidálního* magnetického pole (viz obrázek 1), které bude zakřivovat magnetické siločáry po povrchu torusu a tím promíchá nabitě částice a potlačí vliv driftů.



Obr. 1: Schéma tokamaku

Toto poloidální pole se dá vyrobit v zásadě dvěma způsoby – buď velmi komplikovaným

3D tvarem externích cívek, nebo proudem v plazmatu, kdy plazma jako každý vodič vytváří vlastní magnetické pole. Obě možnosti vedly ke konstrukci úspěšných zařízení – v prvním případě tzv. *Stellarátoru*, který poprvé zkonstruoval v roce 1950 Lyman Spitzer, zatímco torus s proudem v plazmatu vyzkoušeli o rok později sovětsí inženýři Sacharov, Tamm a Arcimovič a nazvali ho *TOKAMAK* (z ruského *toroidal'naya kamera s magnitnymi katuskami*). Tento koncept pasti se stal rychle populární díky schopnosti dosahovat vysokých teplot plazmatu, což je důležitý předpoklad k realizaci jaderné fúze (principu fúzního reaktoru se bude věnovat některý z příštích dílů seriálu). Původní koncept tokamaku fungoval na principu transformátoru, kde prstenec plazmatu byl sekundárním vinutím, ve kterém se indukoval proud. Šlo tedy v principu o pulsní zařízení.

K pochopení chování plazmatu při průchodu elektrického proudu si osvěžíme základní vztahy z oblasti pružných Coulombovských srážek. Uvažujme pohybující se elektron, který interaguje s nehybným iontem. Pokud by se jednalo o nenabitě částice, minuly by se ve vzdálenosti r_0 (tzv. srážkový parametr). Vzhledem k tomu, že jsou nabitě, bude mezi nimi působit elastická interakce zprostředkovaná Coulombovskou silou

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

V hrubém přiblížení můžeme předpokládat, že síla bude působit pouze po dobu, kdy budou částice blízko sebe, tj. $r \sim r_0$. Tato doba bude

$$T \sim r_0/v$$

a hybnost elektronu se tedy změní přibližně o

$$\Delta(mv) = |FT| \sim \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 v}.$$

Budeme uvažovat tzv. *účinný průřez srážky*, tj. průřez s takovým poloměrem, při kterém se směr pohybu elektronu změní o 90° , tj. změna hybnosti bude rovna mv .

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2}.$$

Účinný průřez potom bude

$$\sigma = \pi r_0^2 = \frac{e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}.$$

Předchozí úvaha se týkala pouze dvou částic. Když budeme uvažovat pohyb elektronu mrahem iontů o hustotě n , bude místo srážkového průřezu důležitá srážková frekvence

$$\nu_{ie} = n\sigma v = \frac{ne^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^3}.$$

Elektrický proud v plazmatu je realizován pohybujícími se elektrony, které se srážejí s ionty, čímž se jejich pohyb zpomaluje. Coulombovské srážky proto vytvářejí odpor, který závisí na srážkové frekvenci. Vztah mezi srážkovou frekvencí ν_{ie} a specifickým odporem η vyplývá z teorie tekutin a jeho odvození vyžaduje matematické postupy, které přesahují rámec našeho seriálu. Spokojme se tedy s jeho uvedením bez odvození

$$\eta = \frac{m}{ne^2} \nu_{ie} \sim \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^3}.$$

Pokud budeme uvažovat Maxwellovské rozdělení rychlostí elektronů o teplotě T_e , můžeme střední rychlost nahradit teplotou dle vztahu

$$v^2 = kT_e/m$$

a dospět tak k finálnímu vztahu pro odpor plazmatu

$$\eta = \frac{m}{ne^2} \nu_{ie} \sim \frac{e^2 m^{1/2}}{16\pi\epsilon_0^2 (kT_e)^{3/2}}.$$

Důležitým důsledkem tohoto vztahu je možnost využít proud vedený plazmatem pro jeho ohřev. Jako každý vodič, i plazma se zahřívá Joulovým teplem, které je úměrné odporu plazmatu. Jak se ale plazma začne zahřívát, bude jeho odpor díky závislosti na teplotě klesat, tj. pro horké plazma bude tento ohřev méně efektivní. To je důvod, proč tzv. ohmický ohřev v tokamacích nedostačuje k dosažení teplot potřebných k jaderné fúzi a je zapotřebí použít i další metody ohřevu.

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením pro vnější vztahy a propagaci MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků.

Toto dílo je šířeno pod licencí Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported.
Pro zobrazení kopie této licence, navštivte <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.