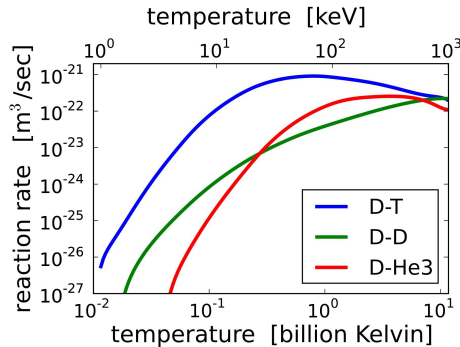
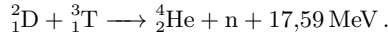


Seriál: Tokamak jako fúzní reaktor

V závěrečném (a trochu oddychovém) díle seriálu popíšeme základní charakteristiky termionukleárního reaktoru. Uvedeme vztahy, které popisují reaktor tak, aby byl schopen generovat více energie, než kolik spotřebuje.

Jaderná fúze je oproti dnes využívanému štěpení založená na slučování lehkých jader za účelem získání energie. K tomu, aby se atomová jádra mohla slučovat, je zapotřebí překonat jejich vzájemné Coulombovské odpuzování a přiblížit je k sobě na vzdálenost typickou pro velikost atomového jádra. Pro překonání Coulombovské bariéry musí mít jádra dostatečnou energii, která po zahrnutí efektu kvantově-mechanického tunelování činí řádově 100 keV. K fúzování je nutné, aby se jádra srážela čelně, většina srážek ale typicky probíhá tak, že se trajektorie iontů změní jen o malý úhel. Proto není k dosažení fúze vhodné použít urychlovač a srážet urychlené částice s pevným terčíkem (případně dva urychlené svazky proti sobě), ale je výhodnější využít termální srážky v dostatečně horkém prostředí. Pečlivý čtenář, který sledoval předchozí díly seriálu, již jistě tuší, že tímto prostředím je plazma, protože při tak vysokých teplotách dojde k oddělení elektronového obalu od atomových jader. Z hlediska účinného průřezu (viz obrázek 1) je nejvýhodnější fúzovat jádra deuteria a tritia, izotopy vodíku, které mají v jádře jeden proton a jeden, respektive dva, neutrony. Fúzní reakcí získáme atom helia a neutron



Obr. 1: Účinný průřez nejefektivnějších fúzních reakcí.

Fúzní výkon v jednotkovém objemu plazmatu bude

$$P = n_d n_t \langle \sigma v \rangle E,$$

kde n_d a n_t jsou hustoty deuteria a tritia, $\langle\sigma v\rangle$ účinný průřez reakce a E energie uvolněná při jedné fúzní reakci (v případě DT fúze je rovna 17,56 MeV). Vzhledem k povaze fúzní reakce je žádoucí mít směs DT 50/50, takže můžeme vztah přepsat pro celkovou iontovou hustotu

$$P = \frac{1}{4}n_i^2\langle\sigma v\rangle E.$$

Protože udržení energie v tokamaku není dokonalé, dochází ke kontinuálním ztrátám, které musejí být kompenzované ohřevem plazmatu. Celková kinetická energie plazmatu je

$$W = \int \left(\frac{3}{2}n_i T_i + \frac{3}{2}n_e T_e \right) d^3x = \int 3nT d^3x = 3\overline{nT}V,$$

kde uvažujeme, že plazma je izotermální a ionty a elektrony mají stejnou hustotu. Konvence \overline{nT} značí průměrné hodnoty hustoty a teploty. Ztráty energie vlivem nedokonalého udržení můžeme charakterizovat *dobou udržení energie* τ_E , tj. časovou konstantou, se kterou by se energie ztrácela, pokud bychom plazma neohřívali. Ztrátový výkon P_L potom bude

$$P_L = \frac{W}{\tau_E}.$$

Pokud chceme plazma udržet na konstantní teplotě, tak musíme ztrátový výkon kompenzovat ohřevem P_H o stejné velikosti

$$P_H = P_L,$$

čímž se dostáváme ke vztahu, podle kterého můžeme v praxi dobu udržení změřit

$$\tau_E = \frac{W}{P_H}.$$

Stačí tedy znát celkovou kinetickou energii v plazmatu (tj. její hustotu a teplotu) a velikost ohřevu.

V případě, že v plazmatu probíhají fúzní reakce, 4/5 energie odnáší neutron (který s plazmatem nereaguje) a 1/5 ($E_\alpha = 3,5$ MeV) odnáší alfa částice, která ji postupnými srážkami předává plazmatu. Ohřev alfa částicemi v jednotkovém objemu tedy bude

$$p_\alpha = \frac{1}{4}n^2\langle\sigma v\rangle E_\alpha$$

a v celém plazmatu

$$P_\alpha = \int p_\alpha d^3x.$$

Ohřev alfa částicemi bude přispívat k externímu ohřevu plazmatu a celková energetická bilance tedy bude

$$P_H + \frac{1}{4}\overline{n^2\langle\sigma v\rangle} E_\alpha V = \frac{3\overline{nT}}{\tau_E} V.$$

Ideální situace v termonukleárním reaktoru je taková, kdy ohřev alfa částicemi plně kompenzuje tepelné ztráty a dodatečný ohřev již není zapotřebí. Tento stav se nazývá podmínka zapálení. Dle předchozí rovnice pro $P_H = 0$ získáme nerovnici

$$n\tau_E > \frac{12T}{\langle\sigma v\rangle E_\alpha}.$$

Přestože se teplota v nerovnici vyskytuje explicitně, v praxi na ní závisí i τ_E a samozřejmě i účinný průřez $\langle\sigma v\rangle$. Analýzou těchto závislostí můžeme dospět k optimální teplotě mezi 10 keV a 20 keV, kde se účinný průřez dá aproximovat kvadratickou závislostí

$$\langle\sigma v\rangle = 1,1 \cdot 10^{-24} \text{ T}^2 \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1},$$

kde se teplota udává v keV. Při znalosti energie alfa částic můžeme dospět ke vztahu

$$nT\tau_E > 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{keV} \cdot \text{s}.$$

Tento vztah poprvé odvodil J. D. Lawson v roce 1955 a jmenuje se po něm *Lawsonovo kritérium*. V případě tokamaku můžeme uvažovat optimální teplotu 10 keV, hustota je omezená nestabilitami na cca 10^{20} m^{-3} , což dává podmínku na dobu udržení energie okolo 3 sekund.

Pro úspěšný provoz termonukleárního reaktoru ale není nutné dosáhnout podmínky zapálení. Důležité je, aby reaktor vyrobil více energie, než kolik spotřebuje. Během fúzní reakce 4/5 energie odnáší neutron, který se zachytí ve stěně reaktoru a jeho energie se odvede chladičími systémy. Můžeme zavést celkovou účinnost reaktoru

$$Q = \frac{5P_\alpha}{P_H},$$

tedy pro $Q = 1$ je ohřev alfa částicemi jen 20 % z celkového ohřevu plazmatu. Při zapálení jde $P_H \rightarrow 0$, a tedy $Q \rightarrow \infty$. V současné době největší tokamak JET dosáhl $Q = 0,6$, plánovaný tokamak ITER, který je ve výstavbě na jihu Francie, by měl dosáhnout $Q = 10$ a potvrdit tak dosažitelnost pozitivní energetické bilance termonukleárních reaktorů.

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty UK MFF. Je zastřešen Oddělením pro vnější vztahy a propagaci UK MFF a podporován Ústavem teoretické fyziky UK MFF, 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/>.