

Seriál: Hoříme

V tomto díle seriálu se podíváme na samotné hoření jaderného paliva a na produkci a výtěžek energie.

Hoření paliva

Když teplota a hustota paliva v centrální horké skvrně (typicky o poloměru 1 – 10 μm) dosáhne správných hodnot, palivo se zapálí a nastane jaderné slučování deuteria s tritiem. Produkovaná jádra helia odevzdávají svoji energii především v této centrální oblasti a velmi rychle se ohřívají, takže se slučuje stále více jader (v centrální horké skvrně stoupá teplota a tím pádem se zvyšuje i účinný průřez fúzní reakce). Je to dáno velmi krátkým dosahem jader helia v hustém plazmatu 1. Rentgenové záření, neutrony vzniklé z fúze a všudypřítomné plazmové elektrony pak přenášejí energii do vnějších oblastí paliva. Kvůli relativně vysoké transparentnosti paliva pro rentgenové záření a neutrony projdou obě tyto složky touto částí paliva prakticky bez toho, aby zde odevzdaly významné množství energie. Proto se energie do vnějších oblastí paliva přenáší převážně elektrony (v tomto případě hovoříme o termální vodivosti plazmatu). Teplota zde opět vzrůstá, takže se zde také objeví fúzní reakce a pokračuje hoření paliva. Tento proces se dále opakuje a hoření se tak postupně šíří k okrajím palivové peletky.

Během této doby vznikne obrovský tlak, který nakonec odfoukne zbývající palivo. Imploze palivové peletky se tak změní v explozi. Celý děj trvá řádově desítky až stovky pikosekund. Explozi peletky končí cyklus produkce energie v laserové inerciální fúzi a celý proces se vstříknutím nové palivové peletky do reaktoru opakuje. Aby došlo k prakticky kontinuální produkci energie, frekvence těchto cyklů musí být alespoň 20 Hz.

Jádra helia předávají energii palivu převážně pružnými Coulombickými srážkami (Rutherfordův rozptyl).

Pro popis binární srážky je vhodné zavést tzv. záměrný (impaktní) parametr b , který vyjadřuje vzdálenost os jader před srážkou (viz obrázek 2)

$$b = \frac{Q_{\text{He}}Q_{\text{H}}}{8\pi\epsilon_0 E_{\text{k}}} \cotg \frac{\theta}{2},$$

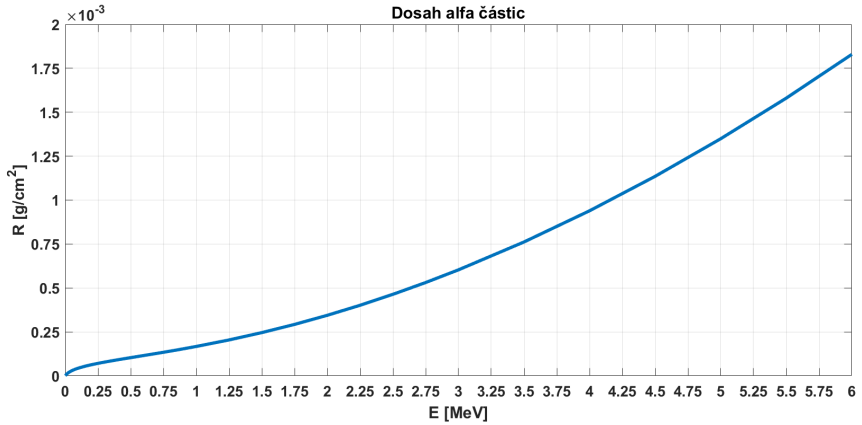
kde E_{k} je kinetická energie jádra helia. Pravděpodobnost rozptylu¹ nalétávající částice (jádra helia) do úhlu θ je možné vyjádřit vztahem

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Q_{\text{He}}Q_{\text{H}}}{4\pi\epsilon_0\mu |v_{\text{He}} - v_{\text{H}}|^2} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

kde Q_{He} a Q_{H} jsou náboje jader helia a deuteria, resp. tritia, a v_{He} a v_{H} jsou rychlosti těchto jader. Dále μ je tzv. redukovaná hmotnost, kterou můžeme vyjádřit jako

$$\mu = \frac{m_{\text{He}}m_{\text{H}}}{m_{\text{He}} + m_{\text{H}}},$$

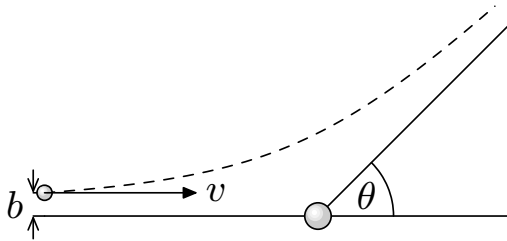
¹Přesněji řečeno toto je tzv. diferenciální účinný průřez.



Obr. 1: Závislost tzv. dosahu jader helia v deuteriu na jejich energii. Dosah je obvykle normován na hustotu daného materiálu udávanou v $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$, proto je jeho jednotka udávána v $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$.

kde m_{He} a m_{H} představují hmotnosti interagujících jader. Energie přenesená z jádra helia do kinetické energie deuteria nebo tritia Q spočítáme jako

$$Q = 2 \frac{\mu^2}{m_{\text{H}}} v_{\text{He}}^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$



Obr. 2: Schéma Coulombova pružného rozptylu.

Neutrony uvolněné jadernou reakcí interagují primárně prostřednictvím pružných srážek s jádry deuteria a tritia v plazmatu. V průměru při srážce s jádrem o hmotnostním čísle A ztratí neutron jen zlomek své energie, která odpovídá poměru

$$\frac{2A}{(A+1)^2}.$$

Účinný průřez srážky je pro deuterium i tritium přibližně 10^{-23} cm^2 . Odpovídající střední volná dráha (tj. délka dráhy letu neutronu mezi dvěma srážkami) je

$$l = \frac{1}{\sigma n},$$

kde σ je účinný průřez srážky a n je hustota iontů v plazmatu. Střední volná dráha je však mnohem větší než rozměr stlačeného paliva, a proto je příspěvek neutronů k ohřevu horké skvrny i transportu energie do vnějších slupek paliva zanedbatelný.

Mnohem významnější roli v přenosu energie do vnějších slupek (a tedy rozšíření oblasti hoření paliva) představují elektrony (přenos energie prostřednictvím elektronů se také nazývá tepelná vodivost). Tok hustoty tepla q můžeme vyjádřit Fourierovým zákonem²

$$q = -\kappa \frac{\Delta T}{\Delta x},$$

kde κ je koeficient tepelné vodivosti, ΔT je změna teploty a Δx je úsek, na který se teplo přenáší.

Dominantním mechanismem produkce elektromagnetického záření (fotonů) při teplotách, které panují v centrální horké skvrně (tj. několik keV) je tzv. brzdné záření. Střední volnou dráhu brzdného fotonu (v cm) je možné vyjádřit jako

$$l_{\text{bz}} = 14,4 \frac{T_{\text{h}}^{\frac{7}{2}}}{\rho_{\text{h}}^2},$$

kde ρ_{h} a T_{h} jsou hustota (v $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$) a teplota (v keV) centrální horké skvrny. Protože tato střední volná dráha je mnohonásobně větší než rozměr horké skvrny, brzdné záření významně nepřispívá k ohřívání středu paliva a vnějších slupek³ a v podstatě představuje pouze energetické ztráty, které je nutné překonat.

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením propagace a mediální komunikace 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 <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.

²Přesnější znění říká, že směr toku hustoty tepla je úměrný teplotnímu spádu (gradientu).

³Pokud by střed paliva byl výrazně hustší, k absorpci záření by zde mohlo dojít, což by přispívalo ke zvýšení teploty plazmatu.