

V dalším seriálu se zaměříme na první fázi fúzního cyklu, kterou je komprese paliva. Z minulého dílu víme, že z Lawsonova kritéria vyplývá, že fúze může nastat pouze pokud  $\rho R \simeq 1 \text{ g/cm}^2$ . Ze vztahu pro hmotnost peletky o poloměru  $R$

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho R^3 = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)^3}{\rho^2}$$

můžeme získat potřebnou hustotu

$$\rho = \sqrt{\frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)^3}{M}},$$

na kterou musíme palivo stlačit, což pro 1 mg paliva<sup>1</sup> odpovídá hustotě přibližně  $100 \text{ g/cm}^3$ . Když uvážíme počáteční hustotu DT (led o teplotě přibližně 20 K) paliva  $0,225 \text{ g/cm}^3$ , palivo musí být stlačeno téměř 500-krát, případě DT plynu o počáteční hustotě  $0,5 \text{ mg/cm}^3$  je třeba palivo stlačit 200 000-krát.

## *Rázové vlny: jak stlačit palivo tak, aby začalo fúzovat*

Stlačení paliva na takto vysoké hustoty je jeden z nevyřešených úkolů inerciální fúze. Nicméně prakticky od samého počátku se uvažuje o stlačení pomocí silných rázových vln.

Rázová vlna vznikne, když intenzivní, krátký laserový impulz s vysokou energií dopadá na povrch peletky. Povrch peletky se téměř okamžitě (během několika pikosekund) vypaří, ionizuje a vznikne tak plazma, které rychle expanduje do vnějšího prostoru. Ze zákona zachování hybnosti vyplývá, že reakcí na expanzi plazmatu vzniká sférická rázová vlna, která se rychle šíří směrem do centra palivové peletky. Rychlost rázové vlny je přibližně dána Sedovovým-Taylorovým zákonem expanze

$$v_{RV} = \left( \frac{E_0}{\rho} \right)^{1/5} t^{-3/5},$$

kde  $E_0$  je energie laseru,  $\rho$  je počáteční hustota paliva,  $t$  je délka laserového impulzu.

Předpokládejme, že plazma před a za rázovou vlnou ve stacionárním stavu, před rázovou vlnou je popsáno počátečním tlakem  $p_0$ , teplotou  $T_0$  a hustotou  $\rho_0$ , za rázovou vlnou  $p_1$ ,  $T_1$  a  $\rho_1$ , v tomto případě se plazma pohybuje rychlostí  $u_1$ . Za předpokladu, že plazma představuje ideální plyn, pro veličiny před rázovou vlnou a za rázovou vlnou jsou dány

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)p_1 - (\gamma - 1)p_0}{(\gamma - 1)p_1 - (\gamma + 1)p_0} \frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma + 1)\rho_1 - (\gamma - 1)\rho_0}{(\gamma - 1)\rho_0 - (\gamma + 1)\rho_1} \frac{T_1}{T_0} = 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)^2} \frac{\gamma M^2 + 1}{M^2} (M^2 - 1),$$

kde  $\gamma$  je Poissonova konstanta a  $M = v_{RV}/c_S$  je tzv. Machovo číslo udávající poměr rychlosti rázové vlny  $v_{RV}$  a rychlosti zvuku v daném prostředí  $c_S$  danou vztahem

$$c_S = \sqrt{\frac{k_B T}{M_i}},$$

kde  $M_i$  je hmotnost iontů.

<sup>1</sup>Toto množství paliva je dáno praktickými a technologickými možnostmi současné technologie, kdy se fúzní reakcí může uvolnit maximálně 1 GJ energie, protože pak by tepelná a radiační zátěž mohla poškodit reaktorovou nádobu.

Pro tlak, který rázová vlna (ta není příliš silná) vytvoří, platí vztah

$$p_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 v_{RV}^2$$

V případě extrémně silné rázové vlny, kdy výsledný tlak  $p_1 \rightarrow \infty$ , z rovnice ?? plyne

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

Pro jednoatomový plyn ( $\gamma = 5/3$ ) plyne, že  $\rho_1/\rho_0 = 4$ .

Z tohoto vyplývá, že maximální stlačení dokonce při nekonečně silné rázové vlně nikdy nestlačí hustotu více než 4x. K dosažení potřebného tlaku kompresí rázovou vlnou je ale třeba vynaložit mnohem více energie než při adiabatické kompresi<sup>2</sup> (viz obr. ). Jelikož potřebujeme palivo stlačit alespoň 500x, je tak potřeba užít řadu po sobě jdoucích spíše slabších rázových vln než jednu silnou rázovou vlnou. To má dvě zásadní výhody. První výhodou je, že užitím řady slabších rázových vln můžeme zůstat v blízkosti adiabatické (izentropické) komprese paliva a dosáhnout stejného kompresního tlaku jako jednou silnou rázovou vlnou (viz obr. ). Proto jedním z cílů inerciální fúze je vytvarovat časový profil laserového impulzu takovým způsobem, že vytvořené rázové vlny sledují křivku adiabatické komprese co nejvíce, jak jen to je možné. Navíc každá další rázová vlna musí být rychlejší než ta předchozí, aby do centra peletky dorazily ve stejnou dobu.

Další důležitou záležitostí inerciální fúze je to, na jakou teplotu musíme zahřát palivo, aby probíhalo termojaderné hoření. Zapálení termojaderné reakce a fúzní hoření plazmatu se objeví, když ohřívání fúzními produkty překoná energetické ztráty takovým způsobem, že není nutné žádné dodatečné vnější ohřívání. Poté se fúzní hoření plazmatu udrží samo.

Hlavní energetické ztráty v plazmatu jsou způsobeny vyzařováním rentgenového záření (tzv. brzdným zářením vznikajícím při průletu elektronů kolem atomových jader). Hustotu výkonu radiačních ztrát můžeme vyjádřit jako

$$W_b = C_b n^2 T^{1/2} = 5,34 \times 10^{-31} n^2 T^{1/2} \text{Js}^{-1} \text{cm}^{-3},$$

kde hustotu měříme (jak je ve fyzice plazmatu obvyklé) v  $\text{cm}^{-3}$  a teplotu v keV. Tento vztah platí za předpokladu velmi tenkého plazmatu (tzv. opticky tenkého, kdy záření po velmi krátké době zcela opustí plazma).<sup>3</sup> Hustotu výkonu termojaderné fúze můžeme vyjádřit pomocí vzorce XYZ z prvního dílu seriálu jako

$$W_f = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle Q$$

což pro DT fúzi odpovídá hodnotě  $W_f = 7,04 \times 10^{-13} \text{Js}^{-1} \text{cm}^{-3}$ . Z fúzní reakce odnáší přibližně 14 MeV neutrony, které plazmatem proletí prakticky bez další interakce a tedy k ohřívání plazmatu nepřispívají. Kdežto produkovaná jádra helia plazma prakticky neopustí a veškerou svou energii spotřebují na jeho ohřátí či udržení jeho teploty. Jádra helia nesou přibližně 20 % fúzní energie. Pokud tedy porovnáme  $W_b = W_f = 1/5 W_\alpha$ , získáme optimální teplotu pro zapálení jaderné fúze. Ta tedy musí být větší než 4,3 keV. Proto se ve většině úvah návrhu

<sup>2</sup> Celková energie, která se při kompresi spotřebuje je dána obsahem pod danou křivkou.

<sup>3</sup> V případě velmi hustého plazmatu, jaké se obvykle vyskytuje během termojaderného hoření, může dojít k tomu, že záření bude v plazmatu pohlcováno a může být v termodynamické rovnováze s plazmatem, takže většina záření bude udržovat vhodnou teplotu plazmatu.

inerciálního fúzního zařízení uvažují teploty 5 keV či spíše 10 keV, při které má DT reakce vyšší účinný průřez.

Ve skutečném světě ale plazma není ideální plyn, má spíše vlastnosti kapaliny, zvláště za velkých hustot, proto čelo šířící se rázové vlny není ostré, ale předchází jej tzv. noha (anglicky se tato struktura označuje jako "foot"), která jednak snižuje sílu samotné rázové vlny a jednak předešlává plazma před rázovou vlnou. Tím výrazně snižuje účinnost stlačení plazmatu. Tomuto jevu se proto snažíme vyhnout. V inerciální fúzi je věnováno velké úsilí tomu, aby se vytvořila posloupnost vhodných rázových vln a toto chodidlo bylo co nejmenší (tzv. "low-foot" režim). Vhodné posloupnosti rázových vln můžeme dosáhnout tvarováním časového profilu laserového impulsu.

V 70. letech 20. století se lidé domnívali (díky výše zmíněným poznatkům), že inerciální fúze tak může být relativně snadno realizovatelná, protože energie na zapálení termojaderné fúze se nezdála být příliš velká (i když v té době nebyly ještě dostupné lasery s vysokým výkonem, ale rychlý vývoj laserové technologie naznačoval, že by takové lasery mohly být brzy realizovány). Základním konceptem první fáze fúzního cyklu, tedy stlačení paliva, bylo tzv. objemové stlačení, kdy se rázovými vlnami stlačí na vysoké hustoty a teploty, kdy dojde k zapálení termojaderných reakcí, celý objem paliva. Avšak brzy se přišlo na to, že na získání takových podmínek by bylo potřeba, aby laserový svazek nesl energii 60 MJ, což je i dnes nerealistické.

Důvody pro takovouto obrovskou energii potřebnou ke stlačení jsou v podstatě dva: zahřátí paliva spotřebovává mnohem více energie než jeho stlačení a stlačení horkého materiálu vyžaduje také mnohem více energie než stlačení chladného materiálu.

Z těchto důvodů se začalo upřednostňovat zapálení centrální tzv. horké skvrny (anglicky "hot-spot"). V tomto schématu se palivo pohybuje do středu s narůstající rychlostí podle toho, jak laser předává svou energii do plazmatu. Výsledkem tohoto zrychleného pohybu je, že se vnitřní centrální část palivové peletky prakticky adiabaticky stlačí na vyšší teploty (5 - 10 keV) než vnější části (1 keV). Jak centrální část, tak její obal se stlačí na vysoké hustoty, ale horký střed má nižší hustotu (přibližně 100 g/cm<sup>3</sup>), kdežto obal dosáhne hustoty přibližně 800 g/cm<sup>3</sup>. Takže palivo začíná hořet pouze v malém okolí středu peletky (o průměru přibližně 1 μm) a hoří po dobu 100 - 200 ps (tj. než celé vyhoří). Odtud se termojaderná reakce šíří do vnějších částí peletky. Tento jev nastane díky tomu, že alfa částice profukované fúzní reakcí dostatečně prohřejí (na teplotu vyšší než 5 keV, viz výše) vnější části peletky. Nakonec termojaderná fúze hoří na samém okraji peletky až reakce zhasne úplně. (Poté se do reaktorové nádoby vhodí nová peletka a celý cyklus se opakuje.)

Jelikož je v konceptu horké skvrny nutné zapálit menší množství paliva (termojaderná reakce se udrží, pokud horká skvrna obsahuje 2 % hmotnosti peletky), na stlačení paliva nám stačí energie 1 - 2 MJ. V současné době takovéto lasery již dostupné jsou např. americký NIF a francouzský LMJ.

---

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 <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.