

## Seriál: Začínáme slučovat

V letošním ročníku seriálu se zaměříme na fyziku laserové inerciální fúze. V současných debatách o čisté a udržitelné energii může jaderná fúze, v některých případech pak právě fúze inerciální, hrát důležitou roli. V první části seriálu se zaměříme na historii objevů, jež vyústily v cílený výzkum v tomto oboru, konkrétně tedy v oblasti laserové inerciální fúze. Proč se tento způsob nazývá právě inerciální, se dozvíme na konci prvního dílu seriálu.

### Historické okénko jaderné fúze

Za počátek dějin jaderné fúze můžeme považovat rok 1920. Arthur Eddington se domníval, že slučování (fúze) vodíku s heliem by mohlo být primárním zdrojem energie hvězd. Tato domněnka pramenila z výsledků dosažených v předchozích letech, především z objevu kladně nabitého atomového jádra Johannesem Wilhelmen („Hansem“) Geigerem a Ernestem Marsdenem pod vedením Ernesta Rutherforda v roce 1909. Jejich experimenty spočívaly v ostřelování zlaté fólie alfa částicemi pocházejícími z radioaktivního rozpadu, během nichž tým vědců pozoroval rozptyl těchto částic do velkých úhlů.

Dalším významným přínosem byl v roce 1912 objev dvou izotopů neonu Francisem Williamem Astonem, který následně do roku 1919 proměřil hmotnosti dalších asi padesáti izotopů neradioaktivních prvků.

Roku 1927 Friedrich Hund objevil kvantové tunelování, jehož teorii o rok později propracoval George Gamow. V roce 1929 Robert Atkinson a Fritz Houtermans s využitím Astonem změřených hmotností lehkých prvků ukázali, že právě slučováním prvků s malou hmotností se může uvolnit značné množství energie, jak je ukázáno na obrázku 1, tj.

$$\Delta E = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4) c^2, \quad (1)$$

kde  $M_1$  a  $M_2$  jsou hmotnosti reagujících jader,  $M_3$  a  $M_4$  jsou hmotnosti produktů a  $c$  je rychlost světla. Navíc se jim podařilo prokázat, že díky kvantovému tunelování nejsou pro proběhnutí reakce vyžadovány tak vysoké teploty, jak předpověděl Eddington.

Vůbec první fúzní reakce byla v Cavendishových laboratořích demonstrována v roce 1933 Marcusem Laurencem Elwinem („Markem“) Oliphantem, jemuž se podařilo sloučit dvě deuteriová jádra.

V roce 1938 Kantowitz a Jacobs postavili první magnetické zrcadlo, ve kterém chtěli předvést první jaderný reaktor. Poté následovaly pokusy budovat různé fúzní aparatury, kupříkladu tzv. pinčovací zařízení, tokamak (1950) nebo stelarátor (1951). Tokamak byl přitom navržen Andrejem Sacharovem a Igorem Tamem v Sovětském svazu.

V roce 1951 se začalo pracovat na termojaderné bombě. 1. listopadu roku 1952 byla v rámci operace Ivy odpálena bomba zvaná Ivy Mike. Jednalo se vlastně o první člověkem uvolněnou fúzní energii, přestože velmi nekontrolovatelnou.

V roce 1960 (několik měsíců po vynálezu laseru) byl Johnem Nuckollsem navržen koncept inerciální laserové fúze, což lze považovat za počátek snahy lidstva o říditelnou laserovou inerciální fúzi.

*Lawsonovo kritérium*

Ještě předtím (v roce 1955) ale John David Lawson nastínil, jak by bylo možné dosáhnout fúze v pozemských podmínkách. Předpokládejme, že plazma se skládá z deuteria a tritia, kde hustota deuteria je  $n_d = n/2$  a hustota tritia  $n_t = n/2$ , přičemž  $n$  je celková hustota ve smyslu počtu částic  $N$  na jednotku objemu  $V$ , tedy  $n = N/V$ . Objem je v našem případě často udávaný v  $\text{cm}^3$ , hustota má proto rozměr  $\text{cm}^{-3}$ . Můžeme zavést „rychlost výtěžku fúzní reakce“  $W$ , která je v takovémto horkém a hustém plazmatu dána vztahem

$$W = \frac{n^2}{4} \langle v\sigma \rangle,$$

kde  $v$  představuje relativní rychlost dvou jader a  $\sigma$  je účinný průřez reakce. Za předpokladu, že se částice v plazmatu řídí Maxwellovým-Boltzmannovým rozdělením rychlostí s průměrnou kinetickou energií

$$E_k = \frac{3}{2} k_B T,$$

představují tyto částice v podstatě monoatomární ideální plyn o teplotě  $T$ , kde  $k_B$  je Boltzmannova konstanta. Fúzní účinný průřez  $\sigma$  silně závisí na relativní rychlosti slučovaných jader a výsledná rychlost výtěžku je získána průměrováním (tj. operací  $\langle \rangle$ ) součinu  $v\sigma$  přes všechny možné relativní rychlosti.

Z obrázku 2 plyne, že při všech možných dosažitelných teplotách deuteriová-tritiová (DT) reakce dává nejvyšší příspěvek k energetickému výtěžku, a představuje proto nejsnazší cestu k získání fúzní energie.

Energie vyprodukovaná reakcí za dobu  $\tau$  závisí na kinetické energii  $Q$  reakčních produktů a výtěžku fúzní reakce  $W$ . To vyjadřuje vztah

$$E = W\tau Q = \frac{n^2}{4} \langle v\sigma \rangle \tau Q,$$

kde  $Q$  je totožné s  $\Delta E$  z rovnice 1 a má rozměr MeV.

Ve fyzice plazmatu se energie udává v jednotkách elektronvolt (eV). Tato jednotka představuje energii, kterou získá elektron po urychlení napětím  $U = 1 \text{ V}$ . Číselně proto platí  $1 \text{ eV} = qU \doteq 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Často se setkáme s použitím eV rovněž při určování teploty, přičemž pro přepočítání teploty na  $K$  lze použít vztah

$$T = \frac{E}{k_B}.$$

Protože cílem je energii v reaktoru získávat, fúzní energie musí být větší než energie nutná k ohřátí plazmatu na vysoké teploty. Energetického zisku je tedy dosaženo pouze v případě, že vyprodukovaná energie je větší než celková kinetická energie všech částic. Střední hodnota  $E_k$  každého z jader a elektronů je  $E_k = \frac{3}{2} k_B T$ . Proto pouze v případě, že platí

$$2nE_k = 2n \frac{3}{2} k_B T < \frac{n^2}{4} \langle v\sigma \rangle \tau Q,$$

uvolní fúzní reakce více energie, než je nutné k vytvoření plazmatu o dané požadované teplotě a hustotě. Přeuspořádáním jednotlivých členů v nerovnosti získáme tzv. Lawsonovo kritérium

$$n\tau > \frac{12k_B T}{\langle v\sigma \rangle Q},$$

které je jedním ze základních vztahů ve fyzice a technice udržení jaderné fúze.

Slučovaná jádra musí mít dostatečnou kinetickou energii, aby nastal dostatečný počet fúzních reakcí. Pro DT reakci je nutná teplota přibližně 5 keV. Pro tyto parametry Lawsonovo kritérium dává přibližný vztah

$$n\tau \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ s}\cdot\text{cm}^{-3}.$$

Z toho plyne, že plazma musí být udrženo při dostatečné hustotě dostatečně dlouhou dobu.

V současné době jsou nejvíce studované a technicky nejpokročilejší dva přístupy, jak toho docílit:

1. magnetické udržení,
2. inerciální udržení,

jež splňují Lawsonovo kritérium zcela rozdílnými způsoby. Magnetické udržení využívá nízkých hustot a delších časů udržení plazmatu a používá se například v tokamacích, zatímco inerciální fúze využívá extrémně vysokých hustot plazmatu udržených po velice krátkou dobu.

Jako palivo pro inerciální fúzi se používají peletky, viz obr. 3, na jejichž povrchu se nachází vrstva tzv. ablátoru, jenž se při dopadu laserového paprsku odpařuje směrem ven z peletky. Ze zákona zachování hybnosti je tím vnitřní část paliva urychlena opačným směrem dovnitř peletky. Takto se v centru peletky zvýší teplota a tlak natolik, že nakonec dojde k „zapálení“ termojaderné fúze.

V případě inerciální fúze může být Lawsonovo kritérium vyjádřeno pomocí tzv. plošné hustoty paliva, tj. součinu hustoty paliva  $\rho$  a poloměru palivové peletky  $R$ . Čas potřebný k udržení fúze můžeme vyjádřit jako dobu expanze sféry o poloměru  $R$ , pohybující se rychlostí zvuku  $c_s \sim 100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , jako

$$\tau = \frac{R}{c_s}$$

a hustotu částic  $n$  s využitím hustoty paliva jako

$$n = \frac{\rho}{m},$$

kde  $m$  reprezentuje průměrnou hmotnost atomu deuteria a tritia. S pomocí Lawsonova kritéria  $n\tau \sim 10^{15} \text{ s}\cdot\text{cm}^{-3}$  získáme

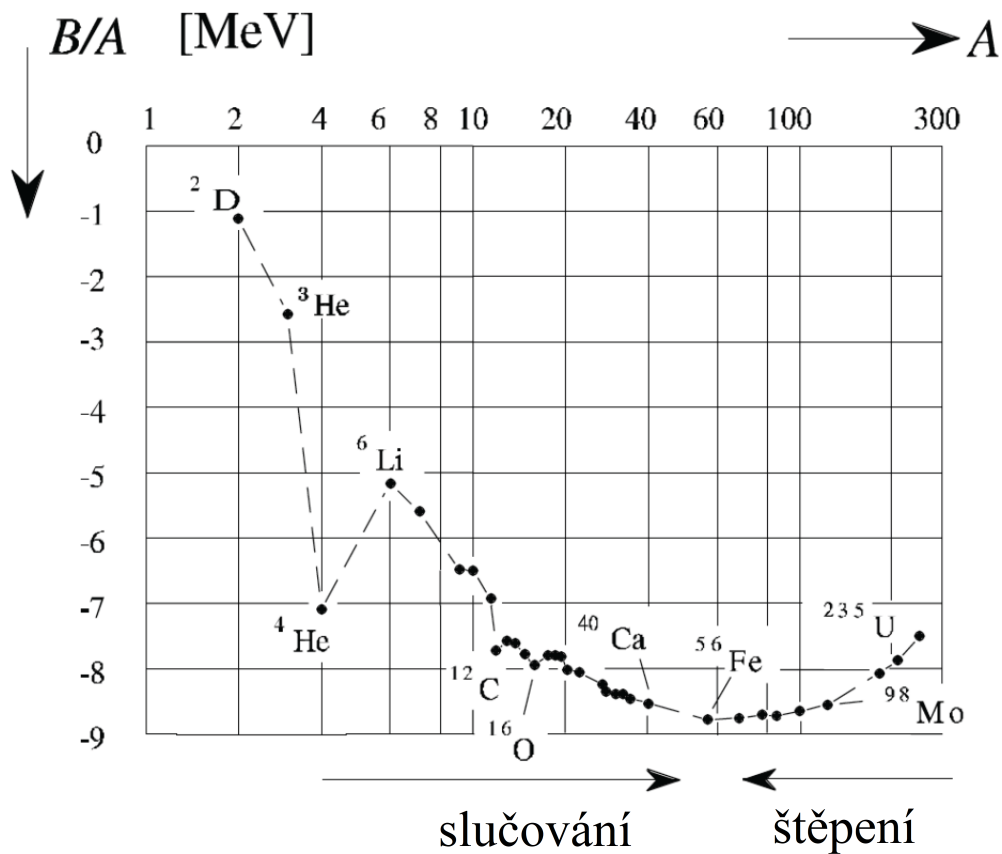
$$\rho R \sim 1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2},$$

čímž je stanovena podmínka na součin hustoty a rozměru peletky.

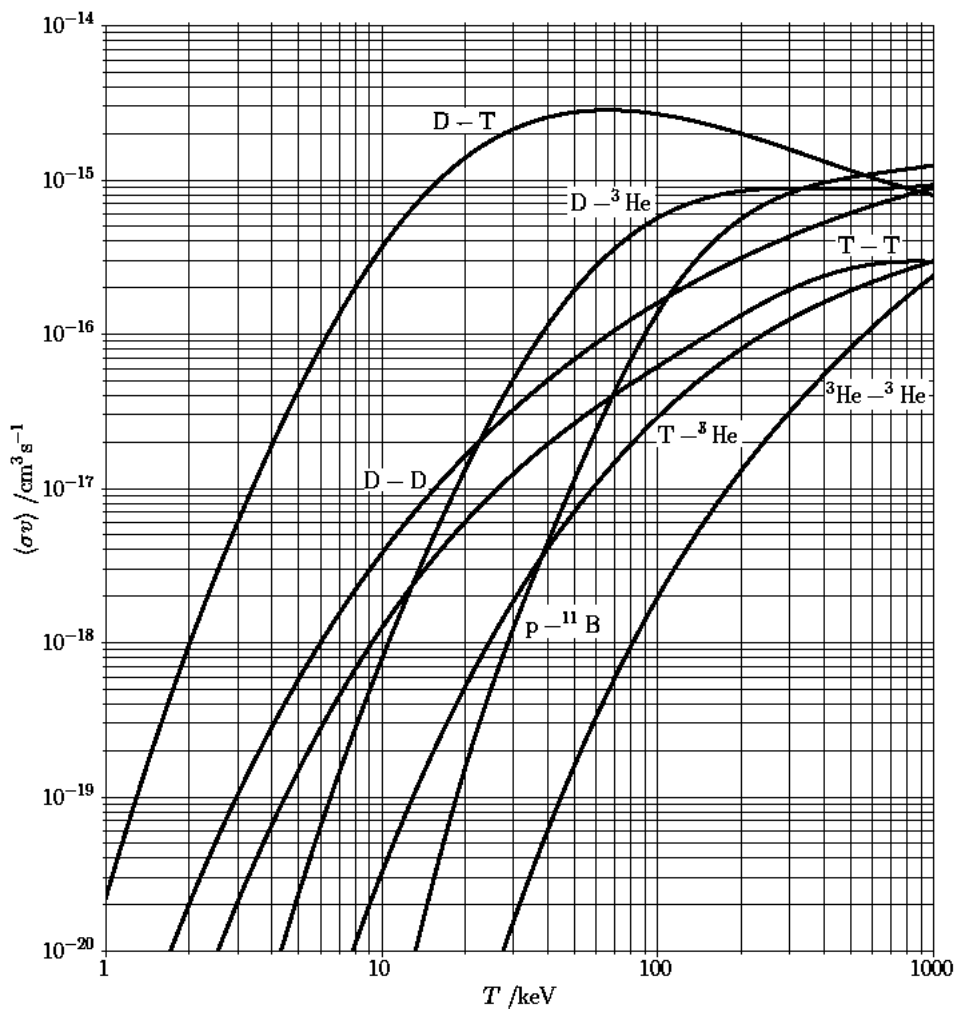
---

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.

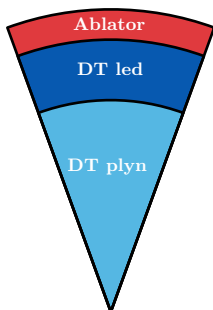
Toto dílo je šířeno pod licencí Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported.  
Pro zobrazení kopie této licence navštivte <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.



Obr. 1: Graf zobrazující vazebnou energii  $B$  v závislosti na nukleonovém čísle  $A$ .



Obr. 2: Závislost rychlosti výtěžku fúzní reakce na teplotě



Obr. 3: Obrázek peletky ve tvaru koule o rozměrech typicky několik milimetrů