

44

Energie z jádra



Obraz, který ohromil svět po 2. světové válce. Robert Oppenheimer vedl vědecký tým, který vyvinul atomovou bombu; když byl svědkem prvního jaderného výbuchu, citoval posvátný hinduistický text: „Nyní jsem se stal Smrtí, ničitelem světů.“ Jaká fyzika se skrývá za tímto obrazem, který tak děsí svět?

44.1 ATOM A JEHO JÁDRO

Když získáváme energii z uhlí spalováním v peci (tedy chemickou reakcí), zacházíme s atomy uhlíku a kyslíku tak, že uspořádáváme jejich *vnější elektrony* do stabilnějších kombinací. Když získáváme energii z uranu v jaderném reaktoru, jde opět o hoření paliva, ale tentokrát zacházíme s jeho *jádry* tak, že uspořádáváme jejich nukleony do stabilnějších kombinací.

Elektrony jsou vázány v atomech elektromagnetickou coulombovskou silou a pro jejich odtržení je třeba pouze několik elektronvoltů. Nukleony jsou ale v jádře vázány silnou jadernou silou a pro jejich odtržení je třeba několik *milionů* elektronvoltů. To se projevuje v tom, že z 1 kg uranu můžeme získat zhruba milionkrát více energie než z 1 kg uhlí.

Jak při atomovém, tak při jaderném spalování je uvolnění energie provázáno poklesem hmotnosti podle Einsteiny rovnice $Q = \Delta mc^2$. Hlavní rozdíl mezi spalováním uranu a spalováním uhlí je, že v prvním případě je spotřebována podstatně větší část hmoty, která je k dispozici, opět s násobkem rovným několika milionům.

Různé procesy, které můžeme použít při atomovém nebo jaderném spalování vedou k rozdílným dosažitelným hodnotám výkonu, tedy rychlosti, s jakou získáváme energii. V případě jádra můžeme spálit kilogram uranu jediným výbuchem bomby nebo pomalu v reaktoru elektrárny. V případě atomu můžeme odpálit dynamitovou nálož nebo si pochutnat na koblize. (Překvapivě je celková uvolněná energie v druhém případě větší než v prvním!)

Tab. 44.1 udává, kolik energie můžeme získat nejrůznějšími způsoby z 1 kg hmoty. Namísto toho, aby uváděla přímo energii, ukazuje tabulka dobu, po kterou by mohla získaná energie napájet 100 W žárovku. V praxi byly využity pouze procesy uvedené na prvních třech řádcích; zbývající tři představují teoretické mezní hodnoty, které nemusíme získat při praktické realizaci. Spodní řádek, popisující úplnou anihilaci hmoty a antihmoty, je pak krajní mez při získávání energie. Když jsme přeměnili veškerou hmotu, nemůžeme už nic víc udělat.

Tabulka 44.1 Energie uvolněná z 1 kg hmoty

FORMA HMOTY	JEV	DOBA ^a
Voda	50 m vysoký vodopád	5 s
Uhlí	spalování	8 h
Obohacený UO ₂	štěpení v reaktoru	690 y
²³⁵ U	úplné štěpení	3·10 ⁴ y
Horké plynné deuterium	úplná fúze	3·10 ⁴ y
Hmota a antihmota	úplná anihilace	3·10 ⁷ y

^a Tento sloupec udává dobu, po kterou může vytvořená energie napájet 100 W žárovku.

Musíme si uvědomit, že tab. 44.1 porovnává pouze jednotkovou hmotnost. Srovnáváme-li kilogram uranu s kilogramem uhlí nebo vody, získáme několikamilionkrát více energie z uranu než z uhlí nebo padající vody. Na druhou stranu, v zemské kůře je uloženo velké množství uhlí a vodu snadno zadržíme ve velkém množství za přehradní zdí.

44.2 JADERNÉ ŠTĚPENÍ: ZÁKLADNÍ PROCES

V roce 1932 objevil anglický fyzik James Chadwick neutron. O několik let později zjistil v Římě Enrico Fermi se spolupracovníky, že při ostřelování různých prvků neutrony vznikají nové radioaktivní prvky. Fermi předpověděl, že nenabitý neutron bude vhodný jaderný projektil; na rozdíl od protonu nebo α -částice na něj nepůsobí při přiblížení k povrchu jádra žádná odpudivá síla. Dokonce *tepelné neutrony*, což jsou pomalu se pohybující neutrony v tepelné rovnováze s okolím o pokojové teplotě, se střední kinetickou energií zhruba 0,04 eV, jsou velmi užitečnými projektily pro jaderný výzkum.

V pozdních třicátých letech ostřelovali takovými tepelnými neutrony roztoky uranových solí fyzik Lise Meitnerová a chemici Otto Hahn a Fritz Strassmann; pracovali v Berlíně a pokračovali po cestě ukázané Fermim a spolupracovníky. Zjistili, že po ostřelování vzniklo mnoho nových radioaktivních nuklidů. V roce 1939 (poté, co Meitnerová uprchla do neutrálního Švédska) byl při opakovaných pokusech jeden z těchto radioaktivních nuklidů bezpečně identifikován jako baryum. Hahnovi a Strassmannovi se zdálo divné, jak je možné, že při ostřelování uranu ($Z = 92$) neutrony může vzniknout tento prvek se středně velkou hmotností ($Z = 56$).

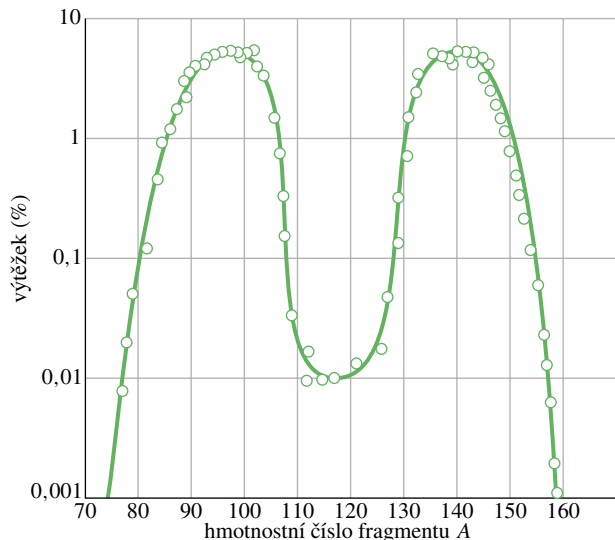
Záhadu vyřešila během několika týdnů Meitnerová a její synovec Otto Frisch. Navrhli model, podle kterého se může jádro uranu po absorpci tepelného neutronu rozdělit na dvě přibližně stejné části a přitom uvolnit energii; jedna z těch částí může být docela dobře baryum. Frisch pojmenoval tento jev **štěpení**.

Ústřední role Meitnerové při objevu štěpení, kterou ukázaly nedávné historické výzkumy, nebyla dostatečně uznána. Nepodílela se na Nobelově ceně za chemii, kterou získal Otto Hahn v roce 1944. Nakonec ale jak Hahn, tak Meitnerová byli poctěni tím, že jejich jména nesou chemické prvky hahnium (symbol Ha, $Z = 105$) a meitnerium (symbol Mt, $Z = 109$).

Hlubší pohled na štěpení

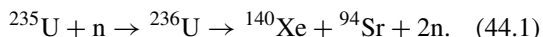
Na obr. 44.1 je vynesena výtěžek fragmentů produkovaných při ostřelování ²³⁵U tepelnými neutrony v závislosti

na hmotnostním čísle. Nejvíce pravděpodobná hmotnostní čísla fragmentů dosahují přibližně 7%; jsou soustředěna kolem $A \approx 95$ a $A \approx 140$. Je to s podivem, ale ani dnes ještě neumíme vysvětlit „dvouhrbý“ tvar křivky na obr. 44.1.



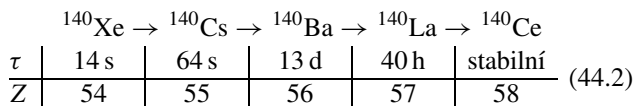
Obr. 44.1 Závislost výtěžku fragmentů na jejich hmotnostním čísle, získaná po analýze mnoha případů štěpení ^{235}U . Všimněme si, že svislá stupnice je logaritmická.

Při typickém štěpení ^{235}U absorbuje jádro ^{235}U tepelný neutron a vytvoří složené jádro ^{236}U ve vysoce nabuzeném stavu. Ve skutečnosti je to *toto* jádro, které se štěpí a vytváří dva fragmenty. Tyto fragmenty velmi rychle emitují dva neutrony, takže jako produkty štěpení vzniknou v typickém případě ^{140}Xe ($Z = 54$) a ^{94}Sr ($Z = 38$). Celkový popis štěpné reakce je v tomto případě

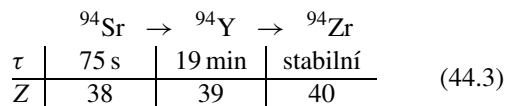


Všimněme si, že při vytváření i štěpení složeného jádra se zachovává počet protonů i počet neutronů (a tedy jejich celkový počet a celkový náboj).

V rov. (44.1) jsou oba fragmenty ^{140}Xe a ^{94}Sr vysoce nestabilní, takže prodělávají řadu β -rozpadů (s přeměnou neutronu na proton a emisí elektronu a neutrina), až se přemění na stabilní konečný produkt. Pro xenon nastává tato rozpadová řada:



Pro stroncium pak nastává rozpadová řada:



Jak už jsme očekávali podle čl. 43.5, hmotnostní čísla fragmentů (140 a 94) se při β -rozpadu nemění, zato atomová čísla (na začátku 54 a 38) vzrostou o jedničku při každém kroku rozpadové řady.

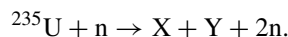
Pohled na pás stability v přehledu nuklidů na obr. 43.4 nám vysvětluje, proč jsou fragmenty štěpení tak nestabilní. Nuklid ^{236}U , jádro štěpící se v reakci popsané rov. (44.1), má 92 protonů a $236 - 92$, tedy 144 neutronů, což dává podíl neutronů/protonů přibližně 1,6. Primární fragmenty vzniklé bezprostředně po štěpení mají také přibližně tento podíl neutronů k protonům. Stabilní nuklidy v oblasti středních hmotnostních čísel však mají tento poměr v intervalu 1,3 až 1,4. Primární produkty jsou proto *bohaté na neutrony* (mají jich příliš mnoho) a budou proto mít tendenci „odpařit“ několik neutronů, například dva neutrony v reakci podle rov. (44.1). I tak jsou fragmenty štěpení příliš bohaté na neutrony, aby byly stabilní. Rozpad β nabízí způsob, jak se přebytku neutronů zbavit tím, že se uvnitř samotného jádra přemění na protony.

Pro odhad energie uvolněné při štěpení můžeme použít křivku vazební energie z obr. 43.6. Z této křivky je vidět, že pro nuklidy s vysokým hmotnostním číslem ($A \approx 240$) je hodnota vazební energie na nukleon přibližně 7,6 MeV. Pro nuklidy se středně velkým hmotnostním číslem ($A \approx 120$) je to přibližně 8,5 MeV. Rozdíl v celkové vazební energii jednoho velkého jádra ($A \approx 240$) a obou fragmentů (předpokládáme stejný počet nukleonů), na které se může rozdělit, je potom

$$\begin{aligned} Q &= 2(8,5 \text{ MeV})(120) - (7,6 \text{ MeV})(240) \doteq \\ &\doteq 200 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (44.4)$$

Pečlivější výpočet v př. 44.1 souhlasí pozoruhodně dobře s tímto hrubým odhadem.

KONTROLA 1: Charakteristická štěpná reakce je



Která z následujících dvojic *nemůže* představovat X a Y: (a) ^{141}Xe a ^{93}Sr ; (b) ^{139}Cs a ^{95}Rb ; (c) ^{156}Nd a ^{79}Ge ; (d) ^{121}In a ^{113}Rb ?

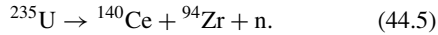
PŘÍKLAD 44.1

Spočítejte energii Q reakce pro štěpení podle rov. (44.1) a pro rozpad fragmentů podle rov. (44.2) a (44.3).

ŘEŠENÍ: Energií reakce spočteme ze vztahu $Q = \Delta mc^2$. Budeme potřebovat následující hmotnosti atomů a částic:

^{235}U	235,043 9 u	^{140}Ce	139,905 4 u
n	1,008 67 u	^{94}Zr	93,906 3 u

Spojením rov. (44.1) se vztahy (44.2) a (44.3) dostáváme pro celkovou reakci



V tomto vztahu se vyskytuje pouze jeden neutron, protože počáteční neutron na levé straně rov. (44.1) vyruší jeden ze dvou neutronů na pravé straně tohoto vztahu. Rozdíl v hmotnostech pro reakci z rov. (44.5) je tedy

$$\begin{aligned} \Delta m &= (235,0439 \text{ u}) - \\ &\quad - (139,9054 \text{ u} + 93,9063 \text{ u} + 1,00867 \text{ u}) = \\ &= 0,22353 \text{ u} \end{aligned}$$

a odpovídající energie reakce je

$$\begin{aligned} Q &= \Delta mc^2 = (0,22353 \text{ u})(931,5 \text{ MeV/u}) = \\ &= 208 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

tedy v dobrém souhlasu s naším odhadem v rov. (44.4).

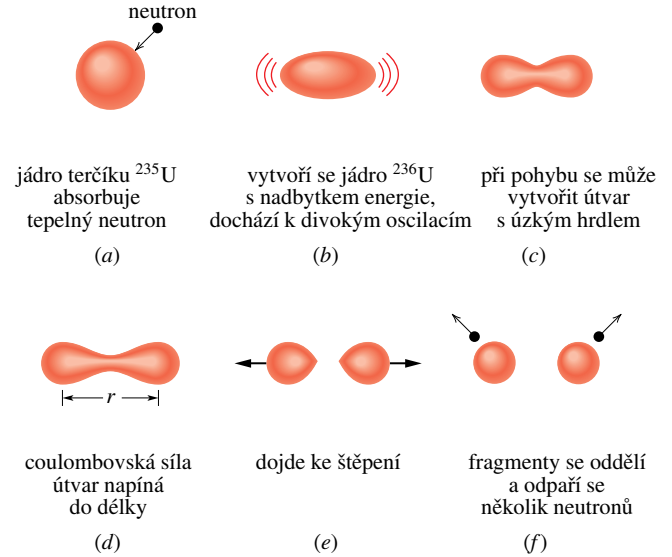
Odehrává-li se štěpení v pevné látce, projeví se většina energie reakce ve vzrůstu vnitřní energie tělesa, pozorovaném jako vzrůst teploty. Zhruba pět až šest procent energie reakce je však vázáno na neutrino emitovaná při β -rozpadu primárních fragmentů. Tato energie je odnášena mimo soustavu a je „ztracena“.

44.3 MODEL JADERNÉHO ŠTĚPENÍ

Brzy po objevu štěpení použili Niels Bohr a John Wheeler kolektivní model jádra založený na analogii jádra a kapky nabitě tekutiny pro vysvětlení jeho základních vlastností. Obr. 44.2 znázorňuje, jak štěpení probíhá podle tohoto modelu. Když těžké jádro (například ${}^{235}\text{U}$) absorbuje pomalý (tepelný) neutron jako na obr. 44.2a, padne neutron do potenciálové jámy vytvořené silnou jadernou silou, která působí uvnitř jádra. Potenciální energie neutronu se pak přemění na vnitřní excitační energii jádra, jak znázorňuje obr. 44.2b. Množství excitační energie, které přináší neutron jádru, je rovné práci potřebné pro oddělení neutronu od jádra, tedy vazební energii E_n neutronu.

Obr. 44.2c, d ukazují, jak se u jádra, které se chová jako výrazně kmitající kapka nabitě tekutiny, vytvoří krátké „hrdlo“ a začnou se oddělovat dvě nabitě „kapky“. Je-li elektrické odpuzování obou kapek tak silné, že se hrdlo přetrhne, oba vzniklé fragmenty od sebe odletí a každý si odnese část zbylé excitační energie (obr. 44.2e, f). Došlo ke štěpení.

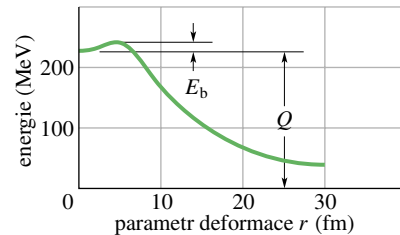
Až sem dává tento model dobrý kvalitativní popis štěpné reakce. Teď ale musíme zjistit, zda je schopen odpovědět na velmi těžkou otázku: Proč se některé těžké nuklidy



Obr. 44.2 Vývoj jednotlivých stadií typického procesu štěpení podle kolektivního (kapkového) modelu, který navrhli Bohr a Wheeler.

(například ${}^{235}\text{U}$ a ${}^{239}\text{Pu}$) dají snadno štěpit tepelnými neutrony a proč jiné, stejně hmotné nuklidy (například ${}^{238}\text{U}$ a ${}^{243}\text{Am}$) nikoli?

Bohr a Wheeler byli schopni tuto otázku zodpovědět. Na obr. 44.3 je graf potenciální energie v různých stadiích štěpení jádra, odvozený z jejich modelu štěpné reakce. Energie je vynášena v závislosti na parametru deformace r ,



Obr. 44.3 Potenciální energie v různých vývojových stadiích procesu štěpení podle kolektivního modelu, navrženého Bohrem a Wheelerem. Jsou vyznačeny energie Q reakce (přibližně 200 MeV) a výška potenciálové bariéry E_b .

ktejž je zhruba mírou toho, jak moc se kmitající jádro odchýlilo od kulového tvaru. Na obr. 44.2d je naznačeno, jak je parametr r definován těsně před rozštěpením. Po oddělení fragmentů je jednoduše roven vzdálenosti mezi jejich středy.

Na obr. 44.3 je vyznačen rozdíl energie počátečního a konečného stavu štěpícího se jádra, tj. energie Q reakce. Podstatné na grafu je však to, že křivka potenciální energie má v jisté vzdálenosti r maximum. Existuje tedy potenciálová bariéra o výšce E_b , která musí být překonána (přímo

nebo tunelováním) dříve, než může dojít ke štěpení. To nám připomíná α -rozpad (obr. 43.9), jehož vznik také omezuje potenciálová bariéra.

Z toho vidíme, že ke štěpení může dojít pouze tehdy, dodá-li absorbovaný neutron excitační energii E_n dostatečnou k překonání bariéry. Tato energie E_n nemusí *přesahovat* výšku potenciálové bariéry E_b vzhledem k možnosti tunelování v kvantové fyzice.

Tab. 44.2 obsahuje srovnání podmínek pro štěpení tepelnými neutrony pro čtyři nuklidy s velkými hmotnostními čísly, vybranými z desítek možných kandidátů. Pro každý nuklid obsahuje tabulka jak výšku potenciálové bariéry E_b , tak excitační energii E_n . První hodnota byla spočtena podle Bohrova a Wheelerova modelu; druhá porovnáním známých hmotností ze vztahu $Q = \Delta mc^2$.

Tabulka 44.2 Schopnost štěpení u čtyř nuklidů

NUKLID TERČE	ŠTĚPENÝ NUKLID	E_n (MeV)	E_b (MeV)	ŠTĚPENÍ
				TEPELNÝMI NEUTRONY?
^{235}U	^{236}U	6,5	5,2	ano
^{238}U	^{239}U	4,8	5,7	ne
^{239}Pu	^{240}Pu	6,4	4,8	ano
^{243}Am	^{244}Am	5,5	5,8	ne

Vidíme, že pro ^{235}U a ^{239}Pu je $E_n > E_b$. To znamená, že pro tyto nuklidy můžeme předpokládat štěpení absorpcí tepelných neutronů. Pro další dva nuklidy (^{238}U a ^{243}Am) máme $E_n < E_b$; v tomto případě nedodá tepelný neutron jádru dostatek energie na překonání bariéry nebo dostatečně účinné tunelování potenciálovou bariérou. Proto místo štěpení jádro uvolní excitační energii emisí fotonu γ -záření.

^{238}U a ^{243}Am však lze přimět ke štěpení, pokud absorbuje neutron s energií podstatně větší, než mají tepelné neutrony. Například pro ^{238}U musí mít absorbovaný neutron energii nejméně 1,3 MeV, aby nastala slušná pravděpodobnost reakce nazývané *rychlé štěpení*.

44.4 JADERNÝ REAKTOR

Abychom mohli využít jaderné štěpení pro uvolnění energie ve velkém množství, musí jedno štěpení nuklidu spouštět další tak, aby se reakce šířila v jaderném palivu, jako když plamen prohořívá polenem. Skutečnost, že se při štěpení vytváří více neutronů, než je pohlcených, zvyšuje pravděpodobnost **řetězové reakce**: každý vytvořený neutron má možnost spustit další štěpení. Tato reakce může být buď rychlá (jako v jaderné bombě), nebo řízená (jako v jaderném reaktoru).

Pokusme se teď navrhnout jaderný reaktor založený na štěpení ^{235}U tepelnými neutrony. Přírodní uran obsahuje

0,7 % tohoto izotopu, zbývajících 99,3 % tvoří izotop ^{238}U , který se nemůže štěpit tepelnými neutrony. Zlepšeme si výchozí situaci tím, že budeme používat uměle obohacený uran s přibližně 3 % ^{235}U . I tak stojí na cestě k fungujícímu reaktoru tři překážky.

1. Problém úniku neutronů. Některé neutrony vytvořené při štěpení uniknou z reaktoru a nezúčastní se tedy řetězové reakce. Únik neutronů je povrchový jev, jeho velikost je úměrná druhé mocnině typického rozměru reaktoru (plocha povrchu krychle s hranou délky a je $6a^2$). Neutrony vznikají v celém objemu paliva a jejich počet je proto úměrný třetí mocnině typického rozměru (objem krychle je a^3). Podle potřeby můžeme získat libovolně malý podíl unikajících neutronů prostě tím, že zvětšováním jádra reaktoru se zmenšuje poměr jeho povrchu k objemu (pro krychli jako $6/a$).

2. Problém energie neutronů. Neutrony vznikající při štěpení jsou rychlé, s kinetickou energií okolo 2 MeV. Štěpení je ale vyvoláno s největší účinností tepelnými neutrony. Rychlé neutrony mohou být v reaktoru zpomaleny tím, že smícháme uranové palivo s látkou — nazývá se **moderátor** — která má dvě vlastnosti: účinně zpomaluje neutrony při pružných srážkách a nezmenšuje počet neutronů v jádře reaktoru pohlcováním neutronů jinými reakcemi. Většina reaktorů v USA stejně jako reaktory v Dukovanech a v Temelíně užívá jako moderátor vodu; účinnou složkou ve vodě jsou jádra vodíkových atomů (protony). Viděli jsme v kap. 10, že při čelní srážce předá pohyblivá se částice *všechnu* svou kinetickou energii stojící částici, mají-li obě částice stejnou hmotnost. Protony jsou tedy velmi účinný moderátor, protože mají hmotnost v podstatě stejnou jako hmotnost neutronů, jejichž rychlost chceme snížit.

3. Problém záchytu neutronů. Když jsou rychlé (2 MeV) neutrony vytvářené při štěpení zpomalovány v moderátoru na tepelné energie (přibližně 0,04 eV), procházejí kritickým intervalem energií (od 1 eV do 100 eV), ve kterém je velká pravděpodobnost toho, že budou zachyceny jádry ^{238}U . Tento *rezonanční záchyt*, který vede k emisí fotonu γ -záření, vyřazuje neutron z řetězové reakce. Aby byla pravděpodobnost tohoto záchytu co nejmenší, nejsou v reaktoru palivo a moderátor zcela promíchány, ale jsou „rozmístěny“ tak, že zaujímají rozdílné oblasti v objemu reaktoru.

V typickém reaktoru je uranové palivo ve tvaru tablet oxidu uranu, naskládaných na sebe do dlouhých dutých kovových trubek. Svazky těchto **palivových tyčí** jsou obklopeny tekutým moderátorem a tvoří jádro reaktoru. Tato geometrie zvyšuje pravděpodobnost, že rychlý neutron vytvořený v palivové tyči se bude nacházet při pohybu s energií z kritického intervalu v oblasti moderátoru. I když

je neutron zpomalen na tepelnou energii, může být pohlcen při reakcích, které nevedou ke štěpení (*tepelný záchyt*). Je však daleko pravděpodobnější, že se tepelný neutron dostane zpět do palivové tyče a vyvolá nové štěpení.

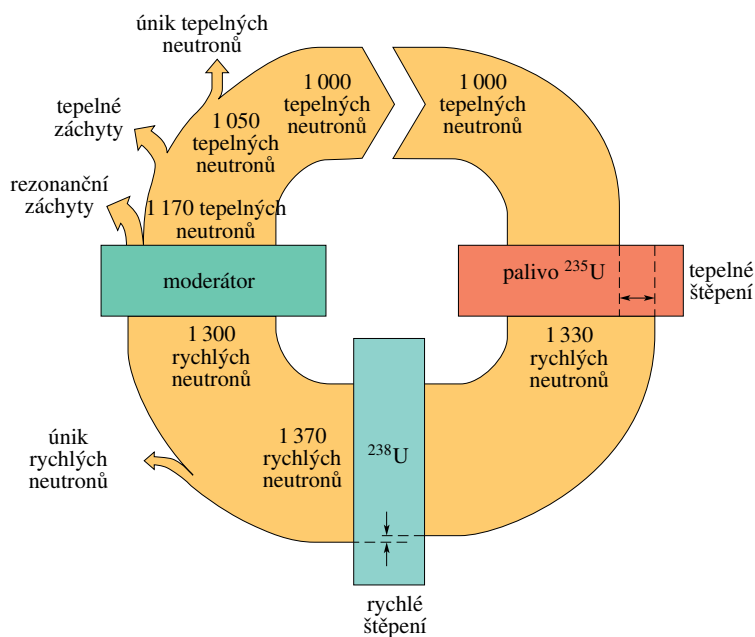
Obr. 44.4 ukazuje rovnováhu neutronů v typickém reaktoru, který pracuje při konstantním výkonu. Sledujme vzorek 1 000 tepelných neutronů procházejících jedním úplným cyklem (žijících jednu *generaci*) v jádře reaktoru. Tyto neutrony vytvářejí 1 330 neutronů štěpením jader ^{235}U a 40 neutronů rychlým štěpením jader ^{238}U , dohromady o 370 více neutronů než původních 1 000; všechny neutrony jsou teď rychlé. Pracuje-li reaktor při konstantním výkonu, je pak přesně stejný počet neutronů (370) ztracen únikem z jádra reaktoru a záchyty, které nevedou ke štěpení. Zbývajících 1 000 tepelných neutronů pokračuje v řetězové reakci. Přírodně každý z 370 neutronů, které byly v tomto cyklu vytvořeny štěpením jader a nepokračují v řetězové reakci, představuje přírůstek energie v jádře reaktoru, který vede k zahřívání jádra.

Násobící faktor k — důležitý parametr reaktoru — je poměr počtu neutronů přítomných na začátku určité generace k počtu neutronů na začátku předchozí generace. V obr. 44.4 je násobící faktor 1 000/1 000 neboli přesně jedna. Při $k = 1$ mluvíme o přesně *kritickém* režimu práce reaktoru; takový režim je potřebný pro práci s konstantním výkonem. Ve skutečnosti jsou reaktory navrhovány tak, že bez dalšího zásahu jsou v *nadkritickém* režimu ($k > 1$); násobící faktor je pak nastaven na kritickou hodnotu ($k = 1$) vkládáním **řídících tyčí** do jádra reaktoru. Tyto tyče obsahují látku jako kadmium, které snadno pohlcují neutrony.

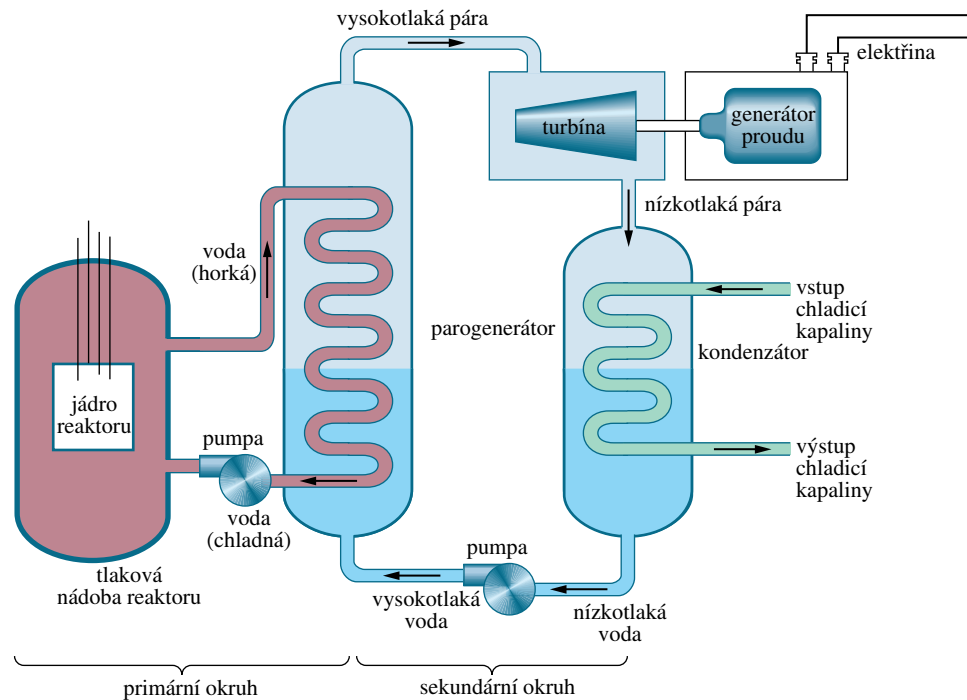
Řídící tyče zasouváme do reaktoru, aby se snížila hladina výkonu, a vysouváme, aby se hladinu výkonu zvýšila nebo aby se kompenzoval chod reaktoru v *podkritickém* režimu, když se v něm při dlouhodobém provozu hromadí produkty štěpení pohlcující neutrony.

Jestliže vyjmeme velmi rychle jednu z řídících tyčí, jak rychle vzroste výkon reaktoru? Tato *odezva* je ovlivněna fascinující okolností, že malá část neutronů vznikající při štěpení neuniká okamžitě z nově vytvořených štěpných fragmentů, ale o něco později, když procházejí fragmenty β -rozpadem. Například z 370 „nových“ neutronů vytvořených při cyklu na obr. 44.4 je 16 zpožděno, protože jsou emitovány z fragmentů po β -rozpadech s poločasem rozpadu v intervalu od 0,2 s do 55 s. Těchto zpožděných neutronů je sice málo, ale způsobují takové zpomalení odezvy reaktoru, že je srovnatelná s prakticky dosažitelnými dobami mechanických operací.

Na obr. 44.5 je blokové schéma elektrárny pracující s tlakovodním reaktorem (PWR), který se často používá v USA a je použit i v elektrárnách v České republice. V tomto typu reaktoru se voda používá jako moderátor i jako médium přenášející teplo. V *primárním okruhu* protéká nádobou reaktoru voda o vysoké teplotě i tlaku (třeba 600 K a 150 atm) a přenáší energii od horkého jádra reaktoru k parogenerátoru, který je součástí *sekundárního okruhu*. V parogenerátoru vzniká vypařováním vysokotlaká pára, pohánějící turbínu generátoru elektrického proudu. Sekundární okruh je zakončen kondenzátorem, kde se ochlazuje pára o nízkém tlaku a jako voda se vhání pumpou zpět do parogenerátoru. Pro lepší představu uvedeme



Obr. 44.4 Bilance počtu neutronů v reaktoru. Generace 1 000 neutronů interaguje s palivem ^{235}U rozptýleným v ^{238}U a s moderátorem. Vytváří 1 370 neutronů při jaderném štěpení; 370 z nich unikne nebo je ztraceno jiným záchytem než štěpením; zbývá tak 1 000 neutronů patřících další generaci. Obrázek odpovídá reaktoru, který pracuje s konstantním výkonem.



Obr. 44.5 Zjednodušené schéma elektrárny pracující s tlakovodním reaktorem. Je vynecháno množství dalších prvků — mezi nimi zařízení pro chlazení jádra reaktoru v případě havárie.

typické rozměry: nádoba reaktoru pro elektrárnu dodávající 1 000 MW (elektrického) výkonu je zhruba 12 m vysoká a váží 450 tun. Voda protéká primárním okruhem v množství asi 1 000 m³/min.

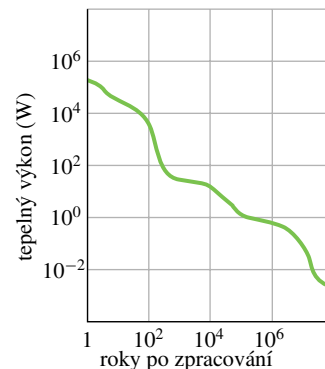


Takto to vypadalo ze vzdálenosti 20 m od čtvrtého reaktoru Černobylské elektrárny (blízko Kyjeva) po explozi v dubnu 1986. Téměř všechny nestabilní radionuklidy z reaktoru unikly do atmosféry.

Nevyhnutelným průvodním jevem provozu reaktoru je nahromadění radioaktivního odpadu, který tvoří jak produkty štěpení, tak těžké *transuranové* nuklidy jako pluto-

nium a americium. Možnou mírou jejich radioaktivity je rychlost, s jakou uvolňují energii ve formě tepla. Obr. 44.6 ukazuje tepelný výkon produkovaný radioaktivními odpady po jednoročním provozu typické velké jaderné elektrárny. Všimněme si, že obě stupnice jsou logaritmické. Většina „spotřebovaných“ palivových tyčí z provozu jaderných reaktorů se skladuje v blízkosti elektrárny ponořena ve vodě; trvalá bezpečná úložiště se teprve musí vybudovat.

Obr. 44.6 Tepelný výkon uvolňovaný radioaktivními odpady po jednoročním provozu typické velké jaderné elektrárny v závislosti na čase. Křivka vznikla jako souhrn jevů při rozpadu mnoha radionuklidů s širokým spektrem poločasu rozpadu. Obě stupnice jsou logaritmické.



Většina radioaktivního odpadu ze zbraní, který se nahromadil během 2. světové války a v letech po ní, je také uložena v místních skladištích. Například obr. 44.7 ukazuje výstavbu soustavy podzemních cisteren v Hanford Site ve státě Washington; každá z velkých cisteren pojme 1 000 m³ vysoce radioaktivního tekutého odpadu. Ve skla-

dišti je nyní 152 takových cisteren. Navíc je množství pevného odpadu jak s nízkou radioaktivitou (například kontaminované oděvy), tak s vysokou radioaktivitou (například jádra reaktorů z vyřazených jaderných ponorek) zakopáno v jámách.



Obr. 44.7 Fotografie výstavby podzemního úložiště cisteren v Hanford Site ve státě Washington během 2. světové války. Všimněte si nákladních aut a dělníků. Každá z velkých cisteren pojme téměř 1 000 m³ vysoce radioaktivního tekutého odpadu.

PŘÍKLAD 44.2

Velká elektrárna pracuje s tlakovodním jaderným reaktorem. Tepelný výkon v jádře reaktoru je 3 400 MW a elektrický výkon je 1 100 MW. Palivo tvoří 86 000 kg uranu ve 110 tunách oxidu uranu, rozložených do 57 000 palivových tyčí. Uran je obohaten na 3,0 % ²³⁵U.

(a) Jaká je účinnost elektrárny?

ŘEŠENÍ: Z definice účinnosti (rov. (21.5)) máme

$$\begin{aligned} \text{účinnost} &= \frac{\text{užitečný výstup}}{\text{vstupující energie}} = \\ &= \frac{(1\,100\text{ MW})(\text{elektrina})}{(3\,400\text{ MW})(\text{teplo})} = \\ &= 0,32 \quad \text{neboli } 32\%. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

Pro všechny elektrárny ať už na fosilní, nebo jaderné palivo se účinnost podřizuje druhému zákonu termodynamiky. Při provozu této elektrárny se tedy do okolí musí rozptýlit tepelná energie o výkonu 3 400 MW – 1 100 MW, tedy 2 300 MW.

(b) Kolik rozpadů R probíhá v reaktoru za jednotku času?

ŘEŠENÍ: Jestliže $P = 3\,400\text{ MW}$ je tepelný výkon v jádře reaktoru a $Q = 200\text{ MeV}$ je průměrná energie uvolněná při

jednom štěpení, pak

$$\begin{aligned} R &= \frac{P}{Q} = \\ &= \frac{(3,4 \cdot 10^9\text{ W})}{(200\text{ MeV})} \left(\frac{1\text{ MeV}}{1,60 \cdot 10^{-13}\text{ J}} \right) \left(\frac{1\text{ J} \cdot \text{s}^{-1}}{1\text{ W}} \right) = \\ &= 1,06 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1} \doteq \\ &\doteq 1,1 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

(c) S jakou rychlostí se spotřebovává ²³⁵U v palivu? Předpokládejte stav na počátku provozu.

ŘEŠENÍ: ²³⁵U se spotřebovává štěpením s rychlostí spočtenou v (b). Dále je spotřebováván s rychlostí asi čtvrtinovou neutronovými záchyty, které nevedou ke štěpení. Celková spotřeba ²³⁵U je tedy

$$(1,25)(1,06 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}) = 1,33 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}.$$

Výsledek vyjádříme jako časový úbytek hmotnosti M použitím hodnoty molární hmotnosti $0,235\text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ a Avogadrovy konstanty:

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= (1,33 \cdot 10^{20}\text{ s}^{-1}) \left(\frac{0,235\text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}}{6,02 \cdot 10^{23}\text{ mol}^{-1}} \right) = \\ &= 5,19 \cdot 10^{-5}\text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \doteq 4,5\text{ kg} \cdot \text{d}^{-1}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

(d) Jak dlouho vydrží zásoba paliva při této rychlosti spotřeby?

ŘEŠENÍ: Ze zadaných hodnot můžeme vypočítat, že na počátku máme přibližně $(0,030)(86\,000\text{ kg}) = 2\,580\text{ kg}$ ²³⁵U. Tedy poněkud zjednodušená odpověď je

$$T = \frac{(2\,580\text{ kg})}{(4,5\text{ kg} \cdot \text{d}^{-1})} \doteq 570\text{ d}. \quad (\text{Odpověď})$$

V praxi ovšem musí být palivové tyče (zpravidla po svazcích) vyměňovány dříve, než je všechen obsažený ²³⁵U zcela spotřebován.

(e) Jakou rychlostí se v jádře reaktoru „uvolňuje atomová energie“ (tj. mění se vazební energie jader na jiné formy energie) v přepočtu na odpovídající hmotnost?

ŘEŠENÍ: Podle Einsteinova vztahu $E = mc^2$ můžeme psát

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} &= \frac{dE/dt}{c^2} = \frac{P}{c^2} = \frac{(3,4 \cdot 10^9\text{ W})}{(3,00 \cdot 10^8\text{ m} \cdot \text{s}^{-1})^2} = \\ &= 3,8 \cdot 10^{-8}\text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \doteq 3,5\text{ g} \cdot \text{d}^{-1}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

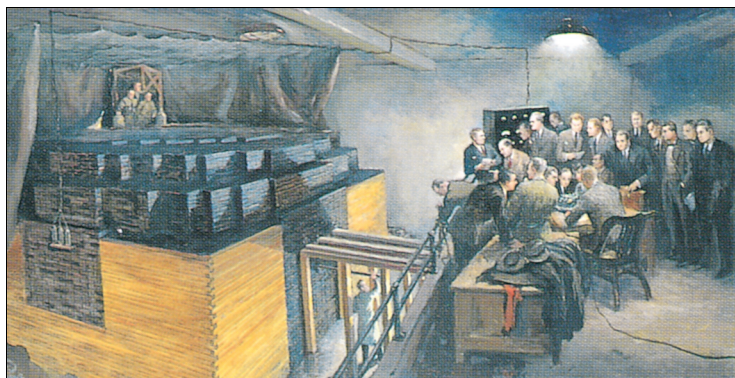
Vidíme, že tato rychlost odpovídá každodennímu úbytku hmotnosti malé mince! Rychlost, s jakou se proměňuje hmotnost na jiné formy energie, je veličina naprosto odlišná od rychlosti spotřeby paliva (ztráty ²³⁵U) spočtené v (c).

KONTROLA 2: V př. 44.2 jsme viděli, že elektrický výkon jaderné elektrárny ($P_e = 1\,100\text{ MW}$) byl menší než výkon rozptýlený do okolí ($P_r = 2\,300\text{ MW}$). Co říká druhá věta termodynamická: (a) Vyžaduje, aby P_e bylo vždy menší než P_r ? (b) Dovoluje, aby P_e bylo větší než P_r ? (c) Dovoluje, aby při optimálním návrhu reaktoru bylo P_r rovno nule?



44.5 PŘÍRODNÍ JADERNÝ REAKTOR

Druhého prosince 1942, když Enrico Fermi a jeho spolupracovníci poprvé spustili reaktor tak, že začal pracovat v kritickém režimu (obr. 44.8), měli fyzikové plné právo domnívat se, že uvedli do provozu první jaderný reaktor v historii této planety. O 30 let později se však zjistilo, že pokud si to tehdy mysleli, neměli pravdu.



Obr. 44.8 Obrázek prvního jaderného reaktoru, který postavila během 2. světové války na hřišti pro squash University of Chicago skupina, vedená Enrico Fermim. Tento reaktor začal pracovat v kritickém režimu 2. prosince 1942; byl sestaven z uranových hrudek zabudovaných do grafitových cihel. Posloužil jako prototyp pro konstrukci dalších reaktorů, které měly vyrábět plutonium pro jaderné zbraně.

Před zhruba dvěma miliardami let v uranových usazeninách v africkém Gabunu, kde se nyní těží uran, došlo pravděpodobně k zažehnutí přírodního jaderného reaktoru a ten pak pracoval do vyhasnutí po dobu několika stovek tisíců let. Můžeme analyzovat tuto hypotézu uvážením dvou otázek:

1. Byl tam dostatek paliva? Palivo pro reaktor založený na štěpení uranu musí být snadno štěpitelný izotop ^{235}U , který představuje pouze 0,72 % přírodního uranu. Tento izotopický poměr byl měřen pro pozemské vzorky, kameny z Měsíce a v meteoritech; ve všech případech je hodnota stejná. Klíčem k objevu v západní Africe bylo zjištění, že

uran v tomto nalezišti má menší podíl ^{235}U , některé vzorky méně než 0,44 %. Úbytek izotopu ^{235}U mohl být vysvětlen tak, že tento izotop byl někdy v minulosti spotřebován při provozu přírodního jaderného reaktoru.

Vážným problémem je, že při tak nízké koncentraci 0,72 % izotopu ^{235}U musí být reaktor (jak také zjistili Fermi se spolupracovníky) navržen velmi důmyslně a s přísnými požadavky na dodržení i detailů návrhu. Není tedy možné, aby se jaderný reaktor dostal do kritického režimu „přírodní cestou“.

V dávné minulosti však vše vypadalo jinak. Oba izotopy ^{235}U a ^{238}U jsou radioaktivní s poločasy rozpadu $7,04 \cdot 10^8$ y a $44,7 \cdot 10^8$ y. Poločas rozpadu u snadněji štěpitelného ^{235}U je tedy asi 6,5krát kratší než u ^{238}U . Protože se ^{235}U rozpadá rychleji, bylo ho v minulosti vzhledem k ^{238}U více. Před dvěma miliardami let tvořil jeho podíl nikoli současných 0,72 %, ale téměř 3,8 %. Tato koncentrace je přibližně taková, na jakou uměle obohacujeme přírodní uran pro dnešní reaktory.

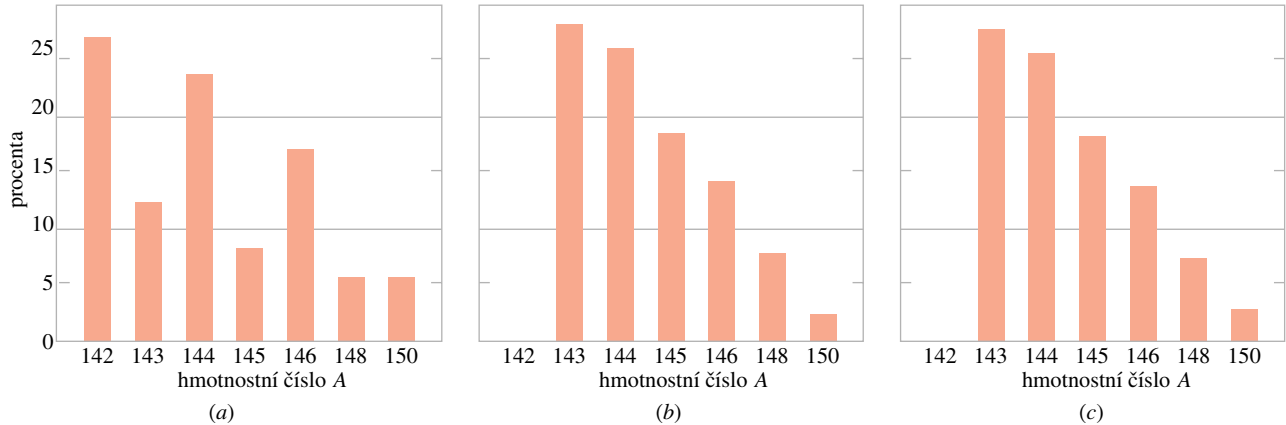
S takovým dostatkem snadno štěpitelného paliva nás již existence přírodního reaktoru (jsou-li splněny určité další podmínky) tolik nepřekvapí. Palivo zde tedy bylo. Mimochodem, před dvěma miliardami let tvořily nejvyšší dosaženou formu života zelené řasy.

2. Jaké máme důkazy? Samotný úbytek ^{235}U v rudném nalezišti ještě nedokazuje existenci přírodního štěpného reaktoru. Potřebujeme přesvědčivější důkazy.

Pokud zde pracoval reaktor, musíme najít i produkty štěpení. Musí zůstat alespoň některé ze zhruba 30 prvků, jejichž stabilní izotopy vznikají při štěpení. Studium četnosti výskytu izotopů může přinést potřebný přesvědčivý důkaz.

Z několika zkoumaných prvků je neobyčejně přesvědčivý případ neodymu. Obr. 44.9a ukazuje normální výskyt sedmi stabilních izotopů neodymu v přírodě. Na obr. 44.9b je jejich výskyt v konečných produktech štěpení ^{235}U . Výrazný rozdíl ve výskytu izotopů není překvapivý vzhledem k zcela odlišným podmínkám vzniku obou souborů. Všimněme si především izotopu ^{142}Nd , který převažuje v přírodním neodymu a zcela chybí v neodymu vzniklém štěpením.

Základní otázka teď je: Jakému rozdělení výskytu izotopů neodymu se podobá rozdělení v uranové rudě ze západní Afriky? Pokud zde pracoval přírodní reaktor, musíme očekávat, že najdeme rozdělení z *obou* případů (to znamená jak přírodní izotopy, tak izotopy ze štěpení). Obr. 44.9c ukazuje výsledky po provedení opravy na tuto skutečnost a po několika dalších úpravách dat. Srovnání obr. 44.9b, c naznačuje, že zde skutečně pracoval přírodní štěpný reaktor.



Obr. 44.9 Četnost výskytu v závislosti na hmotnostním čísle izotopů neodymu (a) pro přírodní pozemská naleziště rud obsahujících tento prvek a (b) pro vyhořelé palivo jaderného reaktoru. (c) Četnost výskytu (po několika opravách) pro neodym z uranového dolu v západoafrickém Gabunu. Všimněte si, že grafy (b) a (c) jsou téměř totožné a že se zcela odlišují od grafu (a).

Důležitou skutečností je to, že produkty štěpení probíhajícího v přírodním reaktoru v západní Africe před dvěma miliardami let se nerozšířily mimo místo, kde byly vytvořeny. Z toho můžeme učinit závěr, že není nerozumné uvažovat o dlouhodobém skladování radioaktivního odpadu v místech s vhodnými geologickými podmínkami.

PŘÍKLAD 44.3

Podíl ^{235}U a ^{238}U v přírodních nalezištích je dnes 0,007 2. Jaký byl tento podíl před $2,0 \cdot 10^9$ y? Poločasy rozpadu dvou uvažovaných izotopů jsou $7,04 \cdot 10^8$ y a $44,7 \cdot 10^8$ y.

ŘEŠENÍ: Uvažujme dva vzorky, které v čase $t = 0$ v minulosti obsahovaly $N_5(0)$ atomů ^{235}U a $N_8(0)$ atomů ^{238}U . Počet atomů v současném čase t je

$$N_5(t) = N_5(0)e^{-\lambda_5 t} \quad \text{a} \quad N_8(t) = N_8(0)e^{-\lambda_8 t},$$

kde λ_5 a λ_8 jsou odpovídající konstanty rozpadu. Vydělením výrazů

$$\frac{N_5(t)}{N_8(t)} = \frac{N_5(0)}{N_8(0)} e^{-(\lambda_5 - \lambda_8)t}.$$

Pomocí izotopického poměru $r = N_5/N_8$ dostáváme

$$r(0) = r(t)e^{(\lambda_5 - \lambda_8)t}.$$

Konstanty rozpadu jsou vyjádřeny pomocí poločasů rozpadu v rov. (43.8), což dává

$$\lambda_5 = \frac{\ln 2}{\tau_5} = \frac{\ln 2}{(7,04 \cdot 10^8 \text{ y})} = 9,85 \cdot 10^{-10} \text{ y}^{-1}$$

a

$$\lambda_8 = \frac{\ln 2}{\tau_8} = \frac{\ln 2}{(44,7 \cdot 10^8 \text{ y})} = 1,55 \cdot 10^{-10} \text{ y}^{-1}.$$

Exponent ve výrazu pro $r(0)$ je

$$(\lambda_5 - \lambda_8)t = ((9,85 - 1,55) \cdot 10^{-10} \text{ y}^{-1})(2 \cdot 10^9 \text{ y}) = 1,66.$$

Izotopický poměr je pak

$$\begin{aligned} r(0) &= r(t)e^{(\lambda_5 - \lambda_8)t} = (0,007 2)(e^{1,66}) = \\ &= 0,037 9 \doteq 3,8 \%. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

Před dvěma miliardami let byl podíl ^{235}U k ^{238}U v přírodních nalezištích uranu mnohem vyšší než dnes. Měli byste být schopni ukázat, že v době, kdy se Země utvářela (před 4,5 miliardami let) byl tento podíl 30 %.

44.6 TERMOJADERNÁ FÚZE: ZÁKLADNÍ REAKCE

Křivka vazební energie na obr. 43.6 ukazuje, že při sloučení dvou lehkých jader do jednoho těžšího se může uvolnit energie. Této reakci říkáme jaderná **fúze**. Slučování je ztíženo působením odpudivé coulombovské síly, která zabráňuje dvěma kladně nabitým částicím přiblížit se natolik, aby se začaly projevovat přitažlivé jaderné síly a napomohly „fúzávání“. Výška *Coulombovy potenciálové bariéry* závisí na nábojích a poloměrech obou interagujících jader. V př. 44.4 uvidíme, že pro dva protony ($Z = 1$) je výška bariéry 400 keV. Pro částice s větším nábojem je přirozeně výška bariéry vyšší.

Pro dosažení užitečně velkého výkonu je třeba, aby jaderná fúze probíhala v jistém objemu hmoty. Nejnadějnější cestou je takové zvýšení teploty látky, že částice mají už díky svému tepelnému pohybu dostatečnou energii pro překonání Coulombovy bariéry. Takovou reakci nazýváme **termojaderná fúze**.

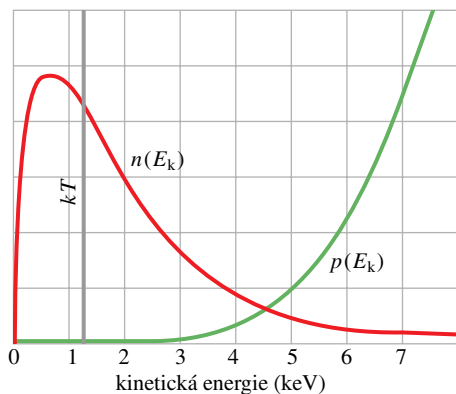
Při termojaderném výzkumu je zvykem udávat teploty pomocí kinetické energie E_k interagujících částic ze vztahu

$$E_k = kT, \quad (44.6)$$

kde E_k je kinetická energie odpovídající *nejpravděpodobnější rychlosti* interagujících částic, k je Boltzmannova konstanta a T je teplota v kelvinech. Místo tvrzení „teplota ve středu Slunce je $1,5 \cdot 10^7$ K“ je proto obvyklejší říci „teplota ve středu Slunce je 1,3 keV.“

Pokožové teplotě odpovídá $E_k \approx 0,03$ eV; částice s takovou energií ovšem nemá nejmenší naději na překonání bariéry výšky například 400 keV. Dokonce ani ve středu Slunce, kde $kT = 1,3$ keV, nevypadá na první pohled možnost termojaderné fúze nadějně. Přesto ale víme, že k termojaderné fúzi v nitru Slunce nejenom dochází, ale že fúze je dominantní vlastností našeho Slunce i všech dalších hvězd.

Tuto záhadu objasníme, vezmeme-li do úvahy dvě skutečnosti: (1) Energie určená z rov. (44.6) je energie částic s *nejpravděpodobnější rychlostí*, definovanou v čl. 20.7; existuje ale protáhlý chvost částic s mnohem většími rychlostmi a tedy mnohem většími energiemi. (2) Výšky potenciálové bariéry, které uvažujeme, jsou spočteny z hodnoty *maxima* odpovídající křivky. K tunelování bariérou může však docházet i při energiích podstatně nižších, než jsou tato maxima, jak jsme viděli v případě α -rozpadu v čl. 43.4.



Obr. 44.10 Křivka označená $n(E_k)$ udává koncentraci protonů na jednotku energie ve středu Slunce. Křivka označená $p(E_k)$ udává pravděpodobnost průchodu bariérou u proton–protonových srážek při teplotě středu Slunce. Svislou čárou je vyznačena hodnota kT při této teplotě. Všimněte si, že obě křivky jsou vykresleny v grafu s neurčenou (pro každou křivku jinou) stupnicí na svislé ose.

Na obr. 44.10 jsou tyto úvahy znázorněny graficky. Křivka označená jako $n(E_k)$ je křivka Maxwellova rozdělení pro protony v nitru Slunce, odpovídající teplotě ve středu Slunce. Tato křivka se odlišuje od křivky Maxwellova rozdělení na obr. 20.7 v tom, že nezávisle proměnnou je energie, nikoli rychlost. Pro určitou kinetickou energii E_k je výraz $n(E_k) dE_k$ úměrný pravděpodobnosti, že proton bude mít kinetickou energii mezi E_k a $E_k + dE_k$. Hodnota kT v nitru Slunce je na obrázku vyznačena svislou

čárou; všimněte si, že mnoho protonů v nitru Slunce má energii větší, než je tato hodnota.

Křivka označená na obr. 44.10 jako $p(E_k)$ je pravděpodobnost překonání bariéry při srážce dvou protonů. Tvar dvou křivek vykreslených na obr. 44.10 naznačuje, že bude existovat určitá energie protonu, při které se bude proton–protonová fúze uskutečňovat nejčastěji. Při energiích mnohem vyšších než tato hodnota je sice potenciálová bariéra snadněji prostupná, ale protonů s touto energií je příliš málo. Naopak při mnohem nižších energiích než tato hodnota má tyto energie spousta protonů, ale bariéra je příliš neprostupná.

KONTROLA 3: Které z následujících možných reakcí jaderné fúze *nebudou* uvolňovat energii: (a) ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$, (b) ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, (c) ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$, (d) ${}^{20}\text{Ne} + {}^{20}\text{Ne}$, (e) ${}^{35}\text{Cl} + {}^{35}\text{Cl}$, (f) ${}^{14}\text{N} + {}^{35}\text{Cl}$. (*Tip:* Využijte křivku vazebních energií na obr. 43.6.)

PŘÍKLAD 44.4

Považujme proton za kouli o poloměru $R \approx 1$ fm. Dva protony jsou proti sobě vystřeleny se stejnou kinetickou energií E_k .

(a) Jakou hodnotu musí mít E_k , aby se částice vlivem odpuzování coulombovskou silou zastavily právě v okamžiku, kdy se vzájemně „dotknou“? Tuto hodnotu E_k můžeme považovat za vhodnou míru výšky Coulombovy potenciálové bariéry.

ŘEŠENÍ: Protože v okamžiku dotyku jsou oba protony v klidu, přeměnila se celá jejich kinetická energie na elektrickou potenciální energii. Středry protonů jsou vzdáleny $2R$ a podle rov. (25.43) máme

$$2E_k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2R}.$$

Se známými hodnotami dostaneme

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 R} = \\ &= \frac{(1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{16\pi(8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1})(1 \cdot 10^{-15} \text{ m})} = \\ &= 5,75 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 360 \text{ keV} \approx 400 \text{ keV}. \quad (\text{Odpověď}) \end{aligned}$$

(b) Při jaké teplotě bude mít proton v protonovém plynu střední kinetickou energii rovnou hodnotě spočtené v (a), tedy bude mít energii rovnou výšce Coulombovy bariéry?

ŘEŠENÍ: Považujeme-li protonový plyn za ideální, můžeme jako střední kinetickou energii vzít $\overline{E}_k = \frac{3}{2}kT$ podle rov. (20.20), kde k je Boltzmannova konstanta. Vyjádříme-li T a dosadíme za \overline{E}_k z (a), dostaneme

$$T = \frac{2\overline{E}_k}{3k} = \frac{2(5,75 \cdot 10^{-14} \text{ J})}{3(1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1})} \doteq 3 \cdot 10^9 \text{ K}.$$

Teplota středu Slunce je asi $1,5 \cdot 10^7$ K, takže je jasné, že slučování v nitru Slunce se musí účastnit protony, jejichž energie je daleko větší než tato střední energie.

44.7 TERMOJADERNÁ FÚZE VE SLUNCI A DALŠÍCH HVĚZDÁCH

Slunce vyzařuje energii s výkonem $3,9 \cdot 10^{26}$ W a činí tak již několik miliard let. Odkud se bere všechna ta energie? Chemické hoření můžeme vyloučit; kdyby se Slunce skládalo z uhlí a kyslíku — ve vhodném poměru pro spalování — vydrželo by pouze nějakých 1 000 let. Jiná možnost je, že se Slunce pomalu smršťuje vlivem vlastních gravitačních sil. Přeměnou gravitační potenciální energie na tepelnou energii by si Slunce mohlo udržovat svou teplotu a přitom stále zářit. Výpočet ale ukazuje, že ani tento mechanismus nevyhovuje; vedl by také k příliš krátké době života Slunce, nejméně 500krát. Takže zůstává pouze termojaderná fúze. Jak uvidíme, Slunce spaluje nikoli uhlí, ale vodík, a to v jaderné peci, nikoli atomové neboli chemické.

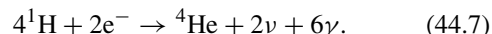
Jaderná fúze ve Slunci je vícestupňový proces, ve kterém je spálen vodík na helium; vodík je tedy „palivo“ a helium „popel“. Obr. 44.11 ukazuje **proton–protonový (p–p) řetězec**, kterým se tento proces uskutečňuje.

Řetězec p–p začíná srážkou dvou protonů (${}^1\text{H} + {}^1\text{H}$), které vytvoří deuteron (${}^2\text{H}$) a zároveň pozitron (e^+) a neutrino (ν). Pozitron velmi rychle potká volný elektron (e^-) ve Slunci a obě částice anihilují (čl. 22.6), energie ekvivalentní jejich hmotnostem se objeví jako dva fotony záření γ .

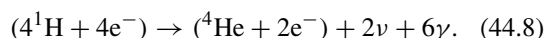
Dvojice takových událostí je popsána v horním řádku v obr. 44.11. Tyto události jsou ve skutečnosti velmi řídké. Pouze v jedné z 10^{26} proton–protonových srážek se vytvoří deuteron; v obrovské většině se protony od sebe prostě pružně odrazí. Je to právě pomalost tohoto jevu, jakési „úzké hrdlo“, které řídí rychlost produkce energie a chrání Slunce před explozí. Bez ohledu na tuto pomalost je ve velkém a hustém nitru Slunce tak obrovský počet protonů, že deuterium ve Slunci vzniká právě popsaným způsobem v množství 10^{12} kg/s.

Jakmile však jednou deuteron vznikne, rychle se srazí s jiným protonem a vytvoří jádro ${}^3\text{He}$, jak ukazuje střední řádek v obr. 44.11. Dvě taková jádra ${}^3\text{He}$ se případně mohou sejít (během 10^5 let, ale času máme spoustu) a vytvořit α -částici (${}^4\text{He}$) a dva protony, jak ukazuje spodní řádek obrázku.

Jak vidíme z obr. 44.11, celkově spočívá p–p řetězec v kombinaci čtyř protonů a dvou elektronů do α -částice, vyzáření dvou neutronů a šesti fotonů záření γ . Tedy



Nyní přidejme na každou stranu rov. (44.7) dva elektrony, takže dostaneme



Symbole v obou závorkách už představují *atomy* (ne pouze holá jádra) vodíku a helia.

Energie uvolněná v reakci popsané rov. (44.8) je

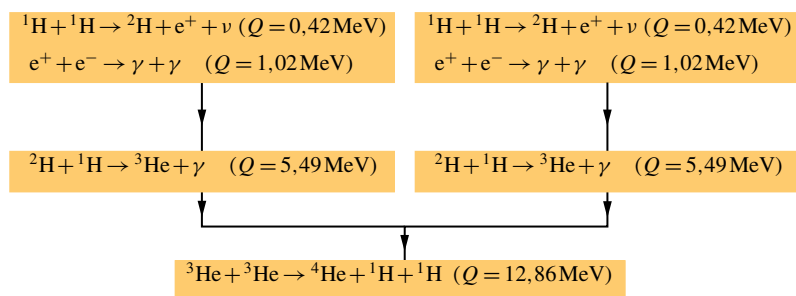
$$\begin{aligned} Q &= \Delta mc^2 = \\ &= (4(1,007\,825\text{ u}) - 4,002\,603\text{ u})(931,5\text{ MeV/u}) = \\ &= 26,7\text{ MeV}, \end{aligned}$$

kde 1,007 825 u je hmotnost vodíkového a 4,002 603 u hmotnost heliového atomu. Neutrino mají nulovou nebo zanedbatelně malou hmotnost a fotony γ -záření mají hmotnost nulovou; proto tyto částice ve výpočtu energie reakce nevystupují.

Stejnou hodnotu Q dostaneme (jak to také musí být) sečtením hodnot Q pro jednotlivé stupně proton–protonového řetězce na obr. 44.11. Je tedy

$$\begin{aligned} Q &= 2(0,42\text{ MeV}) + 2(1,02\text{ MeV}) + \\ &+ 2(5,49\text{ MeV}) + 12,86\text{ MeV} = \\ &= 26,7\text{ MeV}. \end{aligned}$$

Asi 0,5 MeV z této energie odnášejí ze Slunce obě neutrino z rov. (44.8); zbývající energie se ukládá v nitru Slunce jako tepelná energie.



Obr. 44.11 Proton–protonový řetězec, který zajišťuje produkci energie ve Slunci. V řetězci se fúzí protonů vytvářejí jádra ${}^4\text{He}$ (α -částice) a uvolňuje se při tom energie 26,7 MeV.

Spalování vodíku ve Slunci je svým způsobem alchymie v obřím měřítku, neboť jeden prvek se přeměňuje na jiný. Středověké alchymisty ovšem zajímala spíše přeměna olova na zlato než přeměna vodíku na helium. V jistém smyslu šli správnou cestou, pouze jejich pece neměly dostatečnou teplotu: namísto nějakých 600 K by potřebovali pece zahřáté na 10^8 K.

Spalování vodíku probíhá na Slunci po dobu přibližně $5 \cdot 10^9$ let a výpočty ukazují, že zásoby vodíku postačují na zhruba stejnou dobu do budoucnosti. Po těchto dalších 5 miliardách let spalování vodíku se však nitro Slunce, složené potom převážně z helia, začne ochlazovat a Slunce se začne hroutit působením své vlastní gravitace. To opět povede k růstu teploty nitra, která způsobí expanzi vnějšího obalu a Slunce se dostane do stadia hvězdy, kterému astronomové říkají *červený obr*.

Když teplota nitra opět dosáhne 10^8 K, může znovu dojít k uvolňování energie spalováním helia na uhlík. Jak se hvězda vyvíjí a stává se teplejší, může dojít k vytváření dalších prvků při jiných typech jaderné fúze. Touto cestou ale nemohou být vytvořeny prvky hmotnější než s hmotnostním číslem $A \approx 56$. Hmotnostnímu číslu $A = 56$ odpovídá maximum na křivce vazební energie na obr. 43.6, takže fúze, která vytváří nuklidy za touto hranicí, probíhá s pohlcováním, nikoli uvolňováním energie.

Myslíme si, že prvky s hmotnostním číslem větším než $A \approx 56$ vznikají záchytem neutronů při kataklyzmických explozích hvězd, kterým říkáme *supernovy* (obr. 44.12). Při výbuchu supernovy je vnější obal hvězdy vymrštěn do vnějšího prostoru, kde se smíchá s řídkou látkou vyplňující mezihvězdný prostor a stane se tak její součástí. Z této látky, stále obohacované odpadem z hvězdných explozí, se pak

opět vytvářejí nové hvězdy kondenzací vlivem gravitační síly.

Skutečnost, že se na Zemi vyskytují prvky hmotnější než vodík a helium, naznačuje, že naše sluneční soustava vznikla kondenzací mezihvězdné hmoty, která obsahovala zbytky po takových explozích. Všechny prvky kolem nás — včetně těch v našich vlastních tělech — byly tedy vyrobeny v nitrech dávno neexistujících hvězd. Jak řekl jeden z vědců: „Popravdě jsme vlastně děti hvězd.“

PŘÍKLAD 44.5

Jak rychlá je spotřeba vodíku v nitru Slunce při p–p řetězci z obr. 44.11?

ŘEŠENÍ: Jak jsme ukázali, na každé čtyři spotřebované protony se uvolní ve Slunci 26,2 MeV energie, tedy 6,6 MeV na proton. Tedy z kilogramu hmoty se uvolní energie

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dm} &= \frac{(6,6 \text{ MeV})}{(1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg})} \cdot \left(\frac{1,60 \cdot 10^{-13} \text{ J}}{1 \text{ MeV}} \right) = \\ &= 6,3 \cdot 10^{14} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}. \end{aligned}$$

Tento výsledek nám říká, že Slunce vyzáří $6,3 \cdot 10^{14}$ J energie na každý spotřebovaný kilogram hmotnosti protonů. Rychlost spotřeby vodíku R je pak dána jako výkon Slunce $P = 3,9 \cdot 10^{26}$ W dělený touto vypočtenou hodnotou, tedy

$$R = \frac{(3,9 \cdot 10^{26} \text{ W})}{(6,3 \cdot 10^{14} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1})} = 6,2 \cdot 10^{11} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (\text{Odpověď})$$

To vypadá jako obrovská ztráta hmotnosti za sekundu, ale musíme vidět věci ve správné perspektivě — jedná se o malou hodnotu ve srovnání s hmotností Slunce, která je $2 \cdot 10^{30}$ kg.



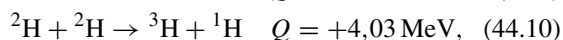
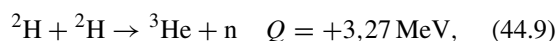
Obr. 44.12 (a) Hvězda známá jako Sanduleak, jak se jevila před rokem 1987. (b) V tomto roce se k nám dostalo světlo supernovy této hvězdy; v době exploze byla stamilionkrát jasnější než naše Slunce a hvězda byla viditelná pouhým okem. Exploze nastala ve vzdálenosti 155 000 světelných let; došlo k ní tedy již před 155 000 lety.

44.8 ŘÍZENÁ TERMOJADERNÁ FÚZE

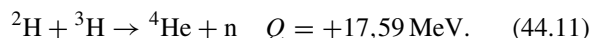
K první termojaderné reakci na Zemi došlo na atolu Eniwetok, když Spojené státy nechaly vybuchnout zařízení, které uvolnilo energii ekvivalentní 10 milionům tun TNT. Vysoké teploty a hustoty potřebné pro zažehnutí reakce byly dosaženy tím, že se jako rozbuška použila atomová puma založená na štěpné reakci.

Získat dlouhodobě pracující a říditelný zdroj energie — reaktor pracující na základě termojaderné fúze je však mnohem obtížnější. K dosažení tohoto cíle však velmi intenzívně směřuje úsilí v mnoha zemích světa, protože mnoho lidí považuje reaktor na principu termojaderné fúze za zdroj budoucnosti, alespoň pokud jde o výrobu elektřiny.

Proton–protonový řetězec z obr. 44.11 není vhodný pro pozemský reaktor, protože je beznadějně pomalý. Na Slunci probíhá reakce úspěšně pouze díky obrovské hustotě protonů v nitru Slunce. Nejvhodnější pro použití na Zemi se zdají být dvě reakce deuteron–deuteronové (d–d)



a deuteron–tritonová* (d–t).



Deuterium, které je v těchto reakcích zdroj deuteronů, má izotopický výskyt jen 1 : 6 700, ale je dostupné v neomezeném množství jako složka mořské vody. Zastánci využívání jaderné energie popisují naše možnosti v budoucnosti — až budou spálena všechna fosilní paliva — jako volbu ze dvou možností: buď „spalování kamení“ (štěpení uranu získaného z rud), nebo „spalování vody“ (fúze deuteria získaného z vody).

Pro úspěšný návrh termojaderného reaktoru musíme splnit tři podmínky:

1. Vysoká hustota částic n . Hustota interagujících částic (například počet deuteronů v jednotkovém objemu) musí být natolik vysoká, aby zajistila dostatečný počet d–d srážek. Při požadovaných vysokých teplotách je deuterium úplně ionizováno, takže vytváří navenek neutrální **plazma** (ionizovaný plyn) deuteronů a elektronů.

2. Vysoká teplota plazmatu T . Plazma musí být horké. Jinak by totiž neměly deuterony při srážce dostatečnou energii k překonání Coulombovy potenciálové bariéry, která se snaží udržet je od sebe. Laboratorně bylo dosaženo iontové

teploty plazmatu 35 keV, což odpovídá $4 \cdot 10^8$ K. To je asi 30krát větší teplota, než je teplota středu Slunce.

3. Dlouhá doba udržení τ . Velký problém je udržování horkého plazmatu s potřebně vysokou hustotou a teplotou po tak dlouhou dobu, aby došlo k fúzi dostatečného množství paliva. Je jasné, že žádná pevná nádoba nemůže odolat tak vysokým teplotám, proto musíme použít důmyslné techniky pro udržení plazmatu; krátce se zmíníme o dvou možnostech.

Lze ukázat, že pro úspěšný chod termojaderného reaktoru, pracujícího s d–t reakcí, je třeba mít

$$n\tau > 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}. \quad (44.12)$$

Tato podmínka, známá jako **Lawsonovo kritérium**, nám říká, že musíme buď udržet mnoho částic po krátký časový interval, nebo méně částic po delší dobu. Kromě splnění podmínek kritéria je ještě dále nutné, aby teplota plazmatu byla dostatečně vysoká.

V současnosti se především studují dvě cesty, jak se dostat k řízenému uvolňování jaderné energie. Ačkoli zatím ani jedna z nich nebyla úspěšná, jsou stále rozvíjeny jednak proto, že jsou stále slibné, jednak také pro možnou velkou důležitost řízené fúze při řešení energetických problémů světa v budoucnosti.

Magnetické udržování

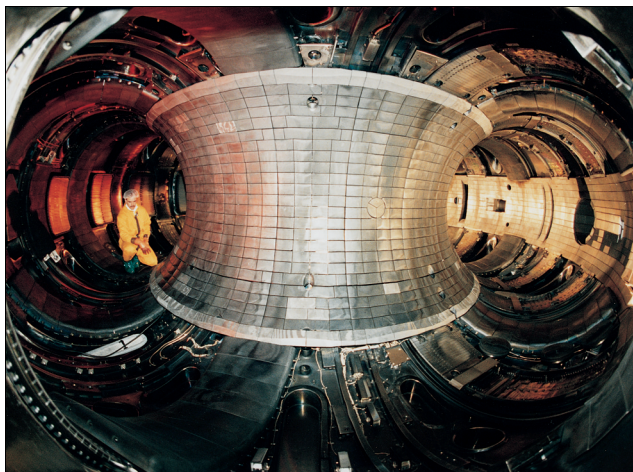
V jednom z těchto přístupů se pro udržování plazmatu v nádobě prstencového tvaru používá vhodně tvarované magnetické pole. Zařízení se nazývá **tokamak** (zkratka ruského názvu „toroidální kamera s magnetními katuskami“). Magnetické síly působí na nabitě částice, které tvoří horké plazma, a zabraňují částicím plazmatu v dopadu na stěny nádoby. Na obr. 44.13 je jedno takové zařízení v Plasma Physics Laboratory, Princeton University.

Plazma je zahříváno jednak tím, že jsou v něm indukované elektrické proudy, jednak ostřelováním plazmatu zvnějšku svazkem urychlených částic. Prvním cílem pokusů je dosáhnout **vyrovnání**, které nastane při splnění Lawsonova kritéria či při jeho překročení. Konečným cílem pak je **zažehnutí**, které spouští samostatně se udržující termojadernou reakci s čistým ziskem energie. Do roku 2000 nebylo dosaženo zažehnutí ani na tokamacích, ani na jiných zařízeních s magnetickým udržováním plazmatu.

Inerciální udržování

Tato technika udržování a ohřevu paliva pro fúzi až k dosažení potřebných parametrů pro termojadernou reakci začíná „otloukáním“ pevné tabletky paliva ze všech stran intenzívními laserovými svazky. To vede k odpaření jistého

* Jádro izotopu vodíku ${}^3\text{H}$ (tritium) se nazývá *triton*. Je to radionuklid s poločasem rozpadu 12,3 roku.



Obr. 44.13 Pokusný reaktor pro jadernou fúzi typu tokamak na Princeton University.

množství materiálu z povrchu tabletky. Odpaření materiálu způsobí vznik rázové vlny směřující dovnitř tabletky, která stlačí jádro tabletky a zvýší v něm jak hustotu částic, tak teplotu. Jev se nazývá *inerciální udržování*, protože (a) palivo se *udržuje* v jádře tabletky a (b) částice díky své setrvačné (*inerciální*) hmotnosti neunikají z tabletky zahřáté během velmi krátkého časového intervalu, kdy působí „úder“ laserů.

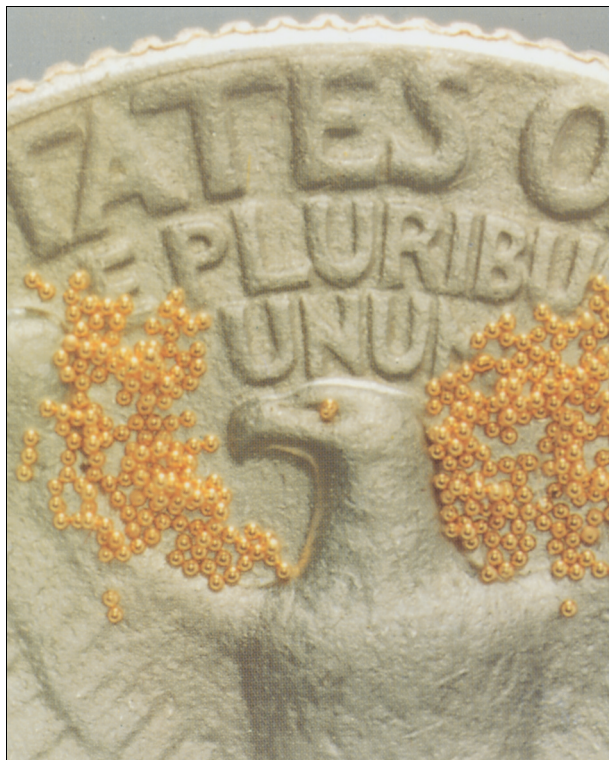
Laserová fúze, užívající techniky inerciálního udržování, se studuje v mnoha světových laboratořích. Například v Lawrence Livermore Laboratory se mají tabletky složené z deuteria a tritia, každá o velikosti menší než zrnko písku (obr. 44.14), otloukávat pulzy 10 synchronizovaných vysoce výkonných laserů symetricky rozmístěných kolem tabletky. Pulzní lasery jsou navrženy tak, aby v souhrnu dodávaly každé tabletce energii asi 200 kJ v době kratší než jedna nanosekunda. To odpovídá výkonu v době trvání pulzu asi $2 \cdot 10^{14}$ W, což je asi 100krát více než celkový trvalý výkon elektráren na celém světě!

V pracujícím termojaderném reaktoru s laserovou fúzí by tabletky měly vybuchovat jako miniaturní vodíkové bomby v počtu snad 10 až 100 za sekundu. Použitelnost laserové fúze jako základu práce termojaderných reaktorů nebyla do roku 2000 ověřena, práce však pokračují s velkým úsilím dále.

PŘÍKLAD 44.6

Předpokládejme, že palivová tabletky pro zařízení s laserovou fúzí obsahuje stejný počet atomů deuteria a tritia. Hustota tabletky ρ = 200 kg·m⁻³ se zvýší 10³násobně vlivem laserových pulzů.

(a) Kolik částic na jednotku objemu (jak deutronů, tak tritonů) obsahuje tabletky ve zhuštěném stavu?



Obr. 44.14 Kuličky na čtvrt dolarové minci jsou tabletky deuterium-tritiového paliva pro pokusy v zařízení s laserovou fúzí.

ŘEŠENÍ: Pro hustotu ρ^* zhuštěné tabletky můžeme psát

$$\rho^* = 10^3 \rho = m_d \left(\frac{n}{2} \right) + m_t \left(\frac{n}{2} \right),$$

kde n je celkový počet částic v jednotkovém objemu ve zhuštěné tabletce (jak deutronů, tak tritonů), m_d je hmotnost atomu deuteria a m_t hmotnost atomu tritia. Tyto atomové hmotnosti vyjádříme jako poměr odpovídajících molárních hmotností ($m_{m,d} = 2 \cdot 10^{-3}$ kg·mol⁻¹ a $m_{m,t} = 3 \cdot 10^{-3}$ kg·mol⁻¹) a Avogadrovy konstanty N_A

$$m_d = \frac{m_{m,d}}{N_A} \quad \text{a} \quad m_t = \frac{m_{m,t}}{N_A}.$$

Pro n tedy dostaneme

$$n = \frac{2000 \rho N_A}{m_{m,d} + m_{m,t}},$$

odkud

$$\begin{aligned} n &= \frac{2000(200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3})(6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1})}{(2,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1} + 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1})} = \\ &= 4,8 \cdot 10^{31} \text{ m}^{-3}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

(b) Jak dlouho musí podle Lawsonova kritéria udržet tabletky tuto hustotu částic, abychom dosáhli vyrovnání?

ŘEŠENÍ: Z Lawsonova kritéria (44.12) máme

$$\tau > \frac{10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}}{4,8 \cdot 10^{31} \text{ m}^{-3}} \doteq 10^{-12} \text{ s.} \quad (\text{Odpověď})$$

Tabletka musí zůstat stlačená alespoň 10^{-12} s, aby se splnila podmínka vyrovnání. (Teplota plazmatu musí být také dostatečně vysoká.)

PŘEHLED & SHRNTÍ

Energie z jádra

Jaderné reakce jsou při přeměně hmotnosti na jiné formy energie asi milionkrát účinnější než chemické reakce, vztahujeme-li hodnoty na jednotku hmotnosti.

Jaderné štěpení

Rov. (44.1) popisuje štěpení ^{236}U , který vznikl ostřelováním ^{235}U tepelnými neutrony. Rov. (44.2) a (44.3) popisují řetězce β -rozpadů primárních štěpných fragmentů. Energie uvolněná při tomto štěpení je $Q \approx 200$ MeV.

Jevu štěpení lze porozumět pomocí kolektivního modelu, ve kterém se jádro chová jako elektricky nabitá kapka ve stavu charakterizovaném nějakou excitační energií. Aby došlo ke štěpení, musí být tunelovým jevem překonána jistá potenciálová bariéra. Schopnost štěpení závisí na vzájemném vztahu výšky bariéry E_b a excitační energie E_n .

Neutrony uvolněné při štěpení mohou vyvolat řetězovou reakci. Na obr. 44.4 je bilance počtu neutronů jednoho cyklu v typickém rektoru. Na obr. 44.5 je naznačeno blokové schéma celé jaderné elektrárny.

Jaderná fúze

Uvolnění energie sloučením (fúzí) dvou lehkých jader brání je-

jich vzájemná Coulombova potenciálová bariéra. V konečném objemu látky může dojít k fúzi pouze tehdy, je-li teplota dostatečně vysoká (tj. je-li kinetická energie částic dostatečně velká), aby mohlo dojít k pozorovatelnému tunelování potenciálovou bariérou.

Energie Slunce pochází převážně ze spalování vodíku na helium při *proton–protonovém řetězci*, který je znázorněn na obr. 44.11. Prvky až do hmotnostního čísla $A \approx 56$ (maximum na křivce vazební energie) se mohou vytvořit při jiných fúzích po vyhoření zásob vodíkového paliva ve hvězdě.

Řízená fúze

Řízená *termojaderná fúze* pro účely výroby energie ještě nebyla dosažena ani v laboratorních podmínkách. Nejslibnější jsou reakce d–d a d–t. Pro reaktor s termojadernou fúzí musí být splněno *Lawsonovo kritérium*

$$n\tau > 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3} \quad (44.12)$$

a teplota plazmatu T musí být dostatečně vysoká.

V *tokamaku* se plazma udržuje magnetickým polem. Při *laserové fúzi* je užitá technika inerciálního udržování.

OTÁZKY

- Můžeme použít vztah $Q = \Delta mc^2$ v tab. 44.1 při popisu (a) všech jevů, (b) všech jevů s výjimkou vodopádu, (c) pouze štěpení, (d) pouze štěpení a fúze?
- Podle křivky z obr. 44.1 dochází ke štěpení ^{235}U tepelným neutronem na dva stejně hmotné fragmenty přibližně v jednom případě z (a) 10 000, (b) 1 000, (c) 100, (d) 10?
- Mají primární fragmenty vytvořené štěpením (a) více protonů než neutronů, (b) více neutronů než protonů, (c) stejný počet protonů a neutronů?
- Uvažujte štěpnou reakci

$$^{235}\text{U} + n \rightarrow X + Y + 2n.$$
 Seřadte následující možné nuklidy X (nebo Y) od nejvíce pravděpodobných do nejméně pravděpodobných: (a) ^{152}Nd , (b) ^{140}I , (c) ^{128}In , (d) ^{115}Pd , (e) ^{105}Mo . (Tip: Použijte obr. 44.1.)
- Vyberte z každé dvojice ten prvek, který bude s největší pravděpodobností primární fragment štěpení: (a) ^{93}Sr nebo ^{93}Ru , (b) ^{140}Gd nebo ^{140}I , (c) ^{155}Nd nebo ^{155}Lu . (Tip: Použijte obr. 43.4 a periodickou tabulku prvků.)
- Předpokládejte, že jádro ^{238}U „spolkně“ neutron a pak se rozpadá nikoli štěpením, ale β -rozpadem, kdy emituje elektron a neutrino. Jaký nuklid je produktem tohoto rozpadu: (a) ^{239}Pu , (b) ^{238}Np , (c) ^{239}Np , nebo (d) ^{238}Pa ?
- Jaderný reaktor pracuje s určitým výkonem, jeho násobící faktor k je přitom nastaven na jedničku. Je-li užito řídicích tyčí tak, aby se výstupní výkon reaktoru snížil na 25 % původní hodnoty, je pak násobící faktor (a) poněkud menší než jedna, (b) podstatně menší než jedna, nebo (c) stále roven jedné?
- Jádro jaderného reaktoru by mělo mít co nejmenší poměr povrchu k objemu. Uspořádejte následující tělesa sestupně podle tohoto poměru: (a) krychle o hraně a , (b) koule s poloměrem a , (c) kužel výšky a a s poloměrem základny a a (d) válec s poloměrem a a výškou a . (Plocha zakřivené části povrchu kužele je $\sqrt{2}\pi a^2$ a jeho objem je $\pi a^3/3$.)
- Obr. 44.6 ukazuje časový pokles tepla produkovaného radioaktivním odpadem po jednoletém provozu velké jaderné elektrárny. Kolikrát se přibližně sníží produkce tepelné energie po 100 letech: (a) 20, (b) 200, (c) 2 000, (d) více než 2 000?

10. Který z následujících prvků *není* „upečen“ při jaderné fúzi v nitru hvězd: (a) uhlík, (b) křemík, (c) chrom, (d) brom?

11. Přibližně 2 % energie vytvářené na Slunci při p-p reakci odnášejí ze Slunce neutrina. Je energie tohoto neutrinového toku (a) stejná, (b) větší, nebo (c) menší než energie,

kteou Slunce vyzařuje ve formě elektromagnetického záření?

12. Lawsonovo kritérium pro d-t reakci (rov. (44.12)) je $n\tau > 10^{20} \text{ s}\cdot\text{m}^{-3}$. Pro d-d reakci bude číslo na pravé straně (a) stejné, (b) menší, nebo (c) větší?

CVIČENÍ & ÚLOHY

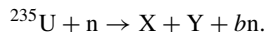
ODST. 44.2 Jaderné štěpení: základní proces

1C. (a) Kolik atomů je obsaženo v 1,0 kg čistého ^{235}U ? (b) Kolik energie v joulech se uvolní při dokonalém štěpení 1,0 kg ^{235}U ? Uvažujte $Q = 200 \text{ MeV}$. (c) Jak dlouho by tato energie umožnila svítit 100 W žárovkou?

2C. Štěpné vlastnosti izotopu plutonia ^{239}Pu jsou velmi podobné vlastnostem ^{235}U . Průměrná hodnota energie uvolněné při štěpení je 180 MeV. Kolik energie v MeV se uvolní, jestliže se všechny atomy v 1,0 kg čistého ^{239}Pu rozštěpí?

3C. Kolik jader ^{235}U musí za sekundu neutrony rozštěpit, aby se uvolnila energie poskytující výkon 1,0 W? Uvažujte $Q = 200 \text{ MeV}$.

4C. Doplňte následující tabulku, která popisuje obecnou štěpnou reakci



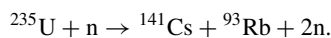
X	Y	b
^{140}Xe	?	1
^{139}I	?	2
?	^{100}Zr	2
^{141}Cs	^{92}Rb	?

5C. Ověřte tvrzení z čl. 44.2, že střední kinetická energie neutronů v tepelné rovnováze s látkou při pokojové teplotě 300 K je přibližně 0,04 eV.

6C. Spočítejte energii Q reakce pro štěpení ^{52}Cr na dva stejné fragmenty. Hmotnosti potřebné pro výpočet jsou 51,940 51 u pro ^{52}Cr a 25,982 59 u pro ^{26}Mg .

7C. Spočítejte energii Q reakce pro štěpení ^{98}Mo na dva stejné fragmenty. Hmotnosti potřebné pro výpočet jsou 97,905 41 u pro ^{98}Mo a 48,950 02 u pro ^{49}Sc . Vyjde-li Q kladné, vysvětlíte, proč k tomuto štěpení spontánně nedochází.

8C. Spočítejte energii uvolněnou při štěpné reakci



Potřebné hmotnosti atomů a částic jsou:

^{235}U	235,043 92 u	^{93}Rb	92,921 57 u
^{141}Cs	140,919 63 u	n	1,008 67 u

9C. Poločas α -rozpadu ^{235}U je $7,0 \cdot 10^8$ y. Rozpadá se také (zřídka) spontánním štěpením, a kdyby nedocházelo k α -rozpadu, byl by poločas rozpadu spontánním štěpením $3,0 \cdot 10^{17}$ y.

(a) Jak často dojde ke spontánnímu štěpení v 1,0 g ^{235}U ? (b) Kolik α -rozpadů připadá na jeden rozpad spontánním štěpením?

10Ú. Ověřte správnost údaje z tab. 44.1, že štěpení 1 kg UO_2 (obohaceného tak, že ^{235}U tvoří 3 % uranu) umožní svítit 100 W žárovkou po dobu 690 let.

11Ú. Uvažujte štěpení ^{238}U rychlými neutrony. V jednom možném případě dochází k tomu, že není uvolněn žádný neutron a po několika β -rozpadech zůstanou jako konečné stabilní produkty ^{140}Ce a ^{99}Ru . (a) Ke kolika β -rozpadům celkem dojde, počítáme-li obě rozpadové řady dohromady? (b) Vypočítejte Q . Potřebné hmotnosti jsou:

^{238}U	238,050 79 u	^{140}Ce	139,905 43 u
n	1,008 67 u	^{99}Ru	98,905 94 u

12Ú. V jednom možném případě štěpení ^{235}U pomalými neutrony dochází k tomu, že není uvolněn žádný neutron a jedním z primárních produktů štěpení je ^{83}Ge . (a) Jaký izotop je druhý primární fragment? (b) Jak je energie $Q = 170 \text{ MeV}$ reakce rozdělena mezi oba fragmenty? Spočítejte počáteční rychlost každého z fragmentů.

13Ú. Předpokládejte, že těsně po štěpení ^{236}U podle rov. (44.1) se vzniklá jádra ^{140}Xe a ^{96}Sr svými povrchy právě dotýkají. (a) Za předpokladu, že jádra jsou kulová, spočítejte potenciální energii (v MeV), kterou se oba fragmenty odpuzují. (Tip: Poloměry jader spočítejte podle rov. (43.3).) (b) Porovnejte tuto energii s energií uvolněnou při typickém štěpení.

14Ú. Jádro ^{236}U se při štěpení rozlomí na dva fragmenty ^{140}Xe a ^{96}Sr . Pro jádro uranu a jádra obou fragmentů určete jejich (a) povrch, (b) objem, (c) elektrickou potenciální energii. Potenciální energie rovnoměrně nabitě koule o poloměru r a náboji Q je

$$E_p(r) = \frac{3}{5} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Porovnejte vypočtené veličiny před štěpením a po něm.

ODST. 44.4 Jaderný reaktor

15C. 200 MW jaderný reaktor spotřebuje polovinu svých zásob paliva za 3,00 roky. Kolik ^{235}U bylo v reaktoru na počátku? Předpokládejte, že všechna uvolněná energie pochází ze štěpení ^{235}U a že se tento nuklid spotřebovává pouze štěpením.

16C. Zopakujte řešení cvič. 15 s tím, že budete uvažovat také záchyty neutronu jádrem ^{235}U , které nevedou ke štěpení.

17C. Ke štěpení ^{238}Np je třeba 4,2 MeV. Abychom z tohoto nuklidu uvolnili neutron, musíme vynaložit energii 5,0 MeV. Můžeme ^{237}Np štěpit tepelnými neutrony?

18Ú. Tepelná energie vytvořená při pohlcování záření radionuklidů pevnou látkou může sloužit jako základ malého zdroje energie pro umělé družice, meteorologické stanice v odlehlých místech a podobně. Takové radionuklidy se vytvářejí v jaderných reaktorech ve velkém množství a můžeme je chemicky oddělit od ostatního vyhořelého paliva. Jedním z vhodných radionuklidů je ^{238}Pu ($\tau = 87,7\text{ y}$), který emituje α -částice s energií $Q = 5,50\text{ MeV}$. Jaký výkon poskytuje 1 kg tohoto materiálu?

19Ú. (Viz úloha 18.) Mezi mnoha štěpnými produkty, které můžeme chemicky separovat z vyhořelého paliva jaderného reaktoru, je ^{90}Sr ($\tau = 29\text{ y}$). Tento izotop vzniká při provozu typického velkého reaktoru v množství 18 kg/y. Jeho radioaktivita vede k produkci tepla 0,93 W/g. (a) Spočítejte efektivní energii Q_{ef} reakce pro rozpad jádra ^{90}Sr . (Q_{ef} zahrnuje příspěvek od každého rozpadu dceřinných produktů v rozpadové řadě ^{90}Sr , ovšem bez energie neutrin, která zcela opustí vzorek.) (b) Je třeba navrhnout zdroj (elektrického) výkonu 150 W pro napájení elektroniky podvodního akustického majáku. Kolik ^{90}Sr je potřeba, je-li zdroj založen na produkci tepla při rozpadu ^{90}Sr a účinnost přeměny tepelné energie na elektrickou je 5,0 %?

20Ú. Mnoho lidí se obává, že pomoc dalším státům při vývoji technologie potřebné pro stavbu jaderných reaktorů zvyšuje pravděpodobnost jaderné války. Reaktory mohou být totiž užity nejen k výrobě elektrické energie, ale také k výrobě ^{239}Pu (které je „palivem“ atomových bomb) jako vedlejšího produktu zachytu neutronu laciným ^{238}U . Jak vypadá jednoduchá řada reakcí, která zahrnuje zachyt neutronu a β -rozpad a vede ke vzniku tohoto izotopu plutonia?

21Ú. V atomové bombě se energie uvolňuje při neřízeném štěpení plutonia ^{239}Pu (nebo uranu ^{235}U). Mohutnost bomb určuje velikost uvolněné energie, kterou vyjadřujeme pomocí hmotnosti TNT (trinitrotoluenu) potřebné pro uvolnění stejné energie. Jedna megatuna (10^6 tun) TNT uvolní energii 2,6 \cdot 10²⁸ MeV. (a) Spočítejte mohutnost atomové bomby (v tunách TNT), která obsahuje 95 kg ^{239}Pu , ze kterých se skutečně štěpí 2,5 kg (cvič. 2). (b) K čemu slouží zbývajících 92,5 kg ^{239}Pu , když se neštěpí?

22Ú. Atomová bomba o mohutnosti 66 kilotun TNT (úloha 21) má jako náplň čistý ^{235}U (obr. 44.15), z něhož se pak štěpí 4,0 %. (a) Kolik uranu je v bombě? (b) Kolik vzniká celkem primárních štěpných fragmentů? (c) Kolik neutronů vznikajících při štěpení unikne do okolního prostředí? (V průměru je možno počítat s 2,5 neutronů při jednom štěpení.)

23Ú. Délka života jedné generace neutronů t_g v reaktoru je dána střední dobou potřebnou k tomu, aby se rychlý neutron emitovaný při štěpení zpomalil na tepelné energie v moderátoru a vyvolal pak nové štěpení. Předpokládejte, že výkon reaktoru v čase $t = 0$ je P_0 . Ukažte, že výkon $P(t)$ v čase t je dán vztahem

$$P(t) = P_0 k^{t/t_g},$$



Obr. 44.15 Úloha 22. „Knoflík“ ^{235}U připravený k přetavení a opracování pro bojovou hlavici.

kde k je násobící faktor. Při konstantním výkonu je $k = 1$.

24Ú. Délka života jedné generace neutronů (úloha 23) v určitém reaktoru je 1,3 ms. Výkon reaktoru je 1 200 MW. Abychom mohli provést jistá měření při údržbě, musíme dočasně snížit výkon na 350 MW. Chceme, aby přechod na tuto hodnotu trval 2,6 s. Na jakou (konstantní) hodnotu musíme nastavit násobící faktor, abychom tento přechod dosáhli za požadovanou dobu?

25Ú. Délka života neutronové generace t_g (úloha 23) v určitém reaktoru je 1,0 ms. Jestliže reaktor pracuje s výkonem 500 MW, kolik je v něm v každém časovém okamžiku přítomno volných neutronů?

26Ú. Reaktor pracuje na výkonu 400 MW s délkou života generace neutronů (úloha 23) 30,0 ms. Jestliže se po 5,00 min zvyšuje výkon s násobícím faktorem 1,000 3, jaký je výkon reaktoru na konci těchto 5,00 min?

27Ú. (a) Neutron o hmotnosti m_n a s kinetickou energií E_k se při pružné srážce čelně srazí s atomem v klidu o hmotnosti m . Ukažte, že relativní ztráta kinetické energie neutronu je dána vztahem

$$\frac{\Delta E_k}{E_k} = \frac{4m_n m}{(m + m_n)^2}.$$

(b) Spočítejte hodnotu $\Delta E_k / E_k$ pro následující atomy: vodík, deuterium, uhlík a olovo. (c) Jestliže je na počátku $E_k = 1,00\text{ MeV}$, kolik takových srážek povede ke snížení kinetické energie neutronu na tepelnou hodnotu (0,025 eV), bude-li se neutron srážet s atomy deuteria, běžně užívaného jako moderátor? (Poznámka: Ve skutečnosti většina srážek neutronů s atomy moderátoru není čelní.)

ODST. 44.5 Přírodní jaderný reaktor

28C. Před jakou dobou byl poměr $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ v přírodním uranu roven 0,15?

29C. Odhaduje se, že přírodní jaderný reaktor z čl. 44.5 vyrobil během svého života 15 gigawatt-roků energie. (a) Pracoval-li reaktor 200 000 let, jaký byl jeho střední výkon? (b) Kolik ^{235}U spotřeboval reaktor za dobu, kdy byl v činnosti?

30Ú. Uran těžný v současnosti obsahuje pouze 0,72 % štěpného ^{235}U v převažujícím ^{238}U , což je příliš málo pro palivo reaktoru se štěpením pomocí tepelných neutronů. Proto je třeba přírodní uran obohacovat ^{235}U . Oba izotopy ^{235}U ($\tau = 7,0 \cdot 10^8$ y) a ^{238}U ($\tau = 4,5 \cdot 10^9$ y) jsou radioaktivní. Před jakou dobou byl přírodní uran prakticky použitelné palivo pro jaderný reaktor s poměrem $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ rovným 3,0 %?

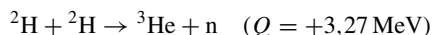
31Ú. Některé uranové vzorky z místa přírodního jaderného reaktoru z čl. 44.5 byly spíše nepatrně obohaceny než ochuzeny ^{235}U . Vysvětlete to pomocí absorpce neutronů v častějších izotopu ^{238}U a následného β -rozpadu a α -rozpadu jeho produktů.

ODST. 44.6 Termojaderná fúze: základní reakce

32C. Spočítejte výšku Coulombovy bariéry pro čelní srážku dvou deuteronů. Za efektivní poloměr deuteronu vezměte hodnotu 2,1 fm.

33C. Z údajů v textu najděte a vypište přibližné výšky Coulombovy bariéry (a) pro α -rozpad ^{238}U a (b) pro štěpení ^{235}U tepelnými neutrony.

34C. Ověřte, že fúze 1,0 kg deuteria při reakci



umožní svítit 100 W žárovkou po dobu $3 \cdot 10^4$ let.

35C. K překonání Coulombovy bariéry byly navrženy také jiné metody než zahřívání látky. Uvažuje se například o částicových urychlovačích. Užijete-li dva urychlovače pro urychlení dvou svazků deuteronů tak, aby došlo k jejich čelní srážce, (a) jaké napětí bude každý urychlovač vyžadovat, aby deuterony při srážce překonaly Coulombovu bariéru? (b) Proč se asi tato metoda v současnosti nepoužívá?

36Ú. Rovnice pro koncentraci částic na jednotku energie $n(E_k)$ z obr. 44.10 je

$$n(E_k) = 1,13n \frac{E_k^{1/2}}{(kT)^{3/2}} e^{-E_k/kT},$$

kde n je koncentrace částic. Ve středu Slunce je teplota $1,50 \cdot 10^7$ K a střední energie protonu \bar{E}_k je 1,94 keV. Najděte podíl koncentrace protonů pro energii 5,00 keV ke koncentraci pro energii rovnou střední energii protonu.

37Ú. Vypočítejte výšku Coulombovy bariéry pro dvě jádra ^7Li vystřelená proti sobě se stejnou kinetickou energií E_k . (Tip: Poloměr jádra spočítejte podle rov. (43.3).)

38Ú. V kap. 20 jsou uvedeny vztahy pro Maxwellovo rozdělení rychlostí a energií molekul plynu. (a) Ukažte, že nejpravděpodobnější energie je dána vztahem

$$E_{k,p} = \frac{1}{2}kT.$$

Ověřte tento výsledek pro křivku energiového rozdělení na obr. 44.10, kde teplota $T = 1,5 \cdot 10^7$ K. (b) Ukažte, že nejpravděpodobnější rychlost je dána vztahem

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Najděte její hodnotu pro protony při $T = 1,5 \cdot 10^7$ K. (c) Ukažte, že energie odpovídající nejpravděpodobnější rychlosti (která není totožná s nejpravděpodobnější energií) je

$$E_k(v_p) = kT.$$

Vyznačte tuto energii na křivce v obr. 44.10.

ODST. 44.7 Termojaderná fúze ve Slunci a dalších hvězdách

39C. Viděli jsme, že energie Q pro celý proton–protonový řetězec je 26,7 MeV. Jak souvisí tato hodnota s hodnotami Q jednotlivých reakcí tvořících tento řetězec, popsany na obr. 44.11?

40C. Ukažte, že energie uvolněná při fúzi tří α -částic na ^{12}C je 7,27 MeV. Atomová hmotnost ^4He je 4,002 6 u a hmotnost ^{12}C je 12,000 0 u.

41C. Ve středu Slunce je hustota $1,5 \cdot 10^5$ kg/m³ a zhruba 35 % hmotnosti tvoří vodík a 65 % helium. (a) Jaká je hustota protonů ve středu Slunce? (b) Kolikrát větší je tato hodnota než hustota částic v ideálním plynu při teplotě 0 °C a tlaku $1,01 \cdot 10^5$ Pa?

42Ú. Ověřte správnost tří hodnot energií Q uváděných na obr. 44.11. Potřebné atomové hmotnosti a hmotnosti částic jsou

^1H	1,007 825 u	^4He	4,002 603 u
^2H	2,014 102 u	e^\pm	0,000 548 6 u
^3He	3,016 029 u		

(Tip: Pečlivě rozlišujte mezi hmotnostmi atomů a jader a započítejte správně hmotnosti pozitronů.)

43Ú. Vypočítejte a porovnejte energii uvolněnou při (a) fúzi 1,0 kg vodíku v nitru Slunce a (b) štěpení 1,0 kg ^{235}U v jaderném reaktoru.

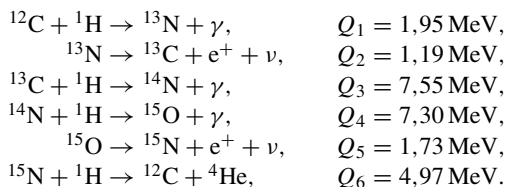
44Ú. Slunce má hmotnost $2,0 \cdot 10^{30}$ kg a vyzařuje energii s výkonem $3,9 \cdot 10^{26}$ W. (a) S jakou rychlostí se přeměňuje hmotnost Slunce na jiné formy energie? (b) Jakou část své původní hmotnosti ztratilo touto cestou Slunce za dobu, kdy v něm před asi $4,5 \cdot 10^9$ lety začalo spalování vodíku?

45Ú. (a) Spočítejte četnost vzniku neutrin ve Slunci. Předpokládejte, že veškerá produkce energie je dána proton–protonovým řetězcem. (b) Spočítejte četnost dopadu neutrin na Zemi.

46Ú. Uhlí hoří při reakci $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$. Teplo získané při spalování je $3,3 \cdot 10^7$ J/kg spotřebovaného uhlíku. (a) Vyjádřete tuto hodnotu jako energii na jeden spotřebovaný uhlíkový atom. (b) Vyjádřete tuto hodnotu jako energii na jeden kilogram počátečních prvků reakce, tj. uhlíku a kyslíku. (c) Předpokládejte, že Slunce (hmotnost je $2,0 \cdot 10^{30}$ kg) je složeno z uhlíku a kyslíku

v poměru potřebném pro hoření a vyzářuje energii se současným výkonem $3,9 \cdot 10^{26}$ W. Jak dlouho by mohlo hořet?

47Ú. V některých hvězdách je pravděpodobnější *uhlíkový řetězec* než proton–protonový řetězec. Uhlíkový řetězec tvoří reakce

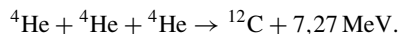


(a) Ukažte, že jako celek je tento řetězec přesně ekvivalentní proton–protonovému řetězci z obr. 44.11. (b) Ověřte, že tyto dva řetězce mají podle očekávání stejnou celkovou hodnotu Q .

48Ú. Předpokládejme, že hmotnost nitra Slunce tvoří jednu osminu jeho celkové hmotnosti a je soustředěna do koule, jejíž poloměr je čtvrtina poloměru Slunce. Předpokládejme dále, že 35 % hmotnosti nitra Slunce je tvořeno vodíkem a že se v něm produkuje veškerá energie. Kdyby Slunce i nadále spalovalo vodík s rychlostí vypočtenou v př. 44.5, jak dlouho ještě může trvat, než se zásoby vodíku zcela spotřebují? Hmotnost Slunce je $2,0 \cdot 10^{30}$ kg.

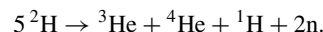
49Ú. Efektivní hodnota Q (po odečtení energie neutrin) pro proton–protonový řetězec z obr. 44.11 je 26,2 MeV. (a) Vyjádřete tuto hodnotu jako energii na kilogram spotřebovaného vodíku. (b) Výkon Slunce je $3,9 \cdot 10^{26}$ W. Pokud pochází všechna energie z proton–protonového řetězce, jak rychle se ve Slunci spotřebovává vodík? (c) Jak rychle ubývá hmotnost Slunce? Vysvětlete rozdíl ve výsledcích (b) a (c). (d) Hmotnost Slunce je $2,0 \cdot 10^{30}$ kg. Bude-li ubývat jeho hmotnosti rychlostí spočtenou v (c), za jak dlouho ztratí 0,10 % hmotnosti?

50Ú. Hvězda přemění veškerý svůj vodík na helium a je tvořena ze 100 % z helia. Potom začne přeměna helia na uhlík jako fúze tří α -částic

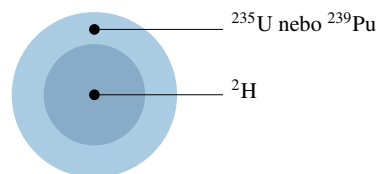


Hmotnost hvězdy je $4,6 \cdot 10^{32}$ kg a energie se vytváří s výkonem $5,3 \cdot 10^{30}$ W. Za jak dlouho se přemění všechno helium na uhlík?

51Ú. Na obr. 44.16 je starší návrh vodíkové bomby. Palivo pro fúzi je deuterium ${}^2\text{H}$. Pro dosažení vysoké teploty a koncentrace částic potřebných pro fúzi se užívá jako „roznětka“ atomová bomba, která obsahuje štěpné palivo ${}^{235}\text{U}$ nebo ${}^{239}\text{Pu}$. Její geometrie je taková, že při výbuchu vzniká do středu směřující rázová vlna, která stlačuje deuterium. Základní reakce jaderné fúze je v tomto případě



(a) Spočítejte Q pro uvedenou reakci. Potřebné atomové hmotnosti jsou uvedeny v úloze 42. (b) Spočítejte mohutnost (úloha 21) části bomby založené na jaderné fúzi, obsahuje-li 500 kg deuteria, z něhož se 30 % účastní fúze.



Obr. 44.16 Úloha 51

ODST. 44.8 Řízená termojaderná fúze

52C. Ověřte hodnoty Q uvedené v rov. (44.9), (44.10) a (44.11). Potřebné hmotnosti jsou:

${}^1\text{H}$	1,007 825 u	${}^4\text{He}$	4,002 603 u
${}^2\text{H}$	2,014 102 u	n	1,008 665 u
${}^3\text{H}$	3,016 049 u		

53C. Jak se rozdělí energie Q reakce při deuteron–tritonové fúzi, uvedené v rov. (44.11), mezi α -částici a neutron? Zanedbejte relativně malé kinetické energie obou částic, které do reakce vstupují.

54Ú. Obyčejná voda obsahuje přibližně 0,015 0 % (hmotnostních) „těžké vody“, kde jeden ze dvou vodíkových atomů je nahrazen deuteriem ${}^2\text{H}$. Jaký střední výkon můžeme získat, jestliže „spálíme“ během jednoho dne veškeré ${}^2\text{H}$ obsažené v 1 litru vody reakcí ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$?