

# 10 TERMOJADROVÉ REAKCIE

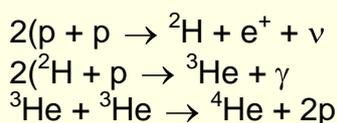
Väzbová energia nukleónov v ľahkých jadrách rastie s hmotnostným číslom  $A$ , preto pri syntéze dvoch ľahkých jadier sa uvoľní energia, rovná  $A(w - \bar{w})$ , kde  $w$  je väzbová energia ťažšieho jadra,  $\bar{w}$  je stredná hodnota väzbovej energie interagujúcich jadier  $A_1$  a  $A_2$  a výsledné hmotnostné číslo  $A = A_1 + A_2$ . Relatívna hodnota energie reakcie  $Q$  je v prípade syntézy ľahkých jadier oveľa väčšia než v prípade ťažších systémov. Najvýznamnejšie reakcie syntézy ľahkých jadier sú uvedené v tabuľke 10.1.

Reakcia	$Q$ , MeV	$Q/A$ , MeV
${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n}$	3.25	0.81
${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + \text{p}$	4.03	1.0
${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n}$	17.6	3.5
${}^7\text{Li} + \text{p} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	17.3	2.2
${}^6\text{Li} + \text{n} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}$	4.8	0.7

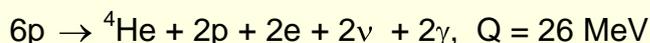
**Tab. 10.1** Významnejšie reakcie syntézy ľahkých jadier.

V prvých štyroch reakciách na prekonanie coulombovskej bariéry stačí okolo 100 keV. Posledná reakcia môže prebiehať už aj pri izbových energiách neutrónov. (V ďalšom pre zjednodušenie zápisu budeme označovať deutérium  ${}^2\text{H}$  aj ako D a trícium  ${}^3\text{H}$  aj ako T).

Ďalšia skupina jadrových reakcií ľahkých jadier je viazaná s termojadrovými reakciami na Slnku. Na objasnenie zdroja žiarenia Slnka Bethe predložil v roku 1938 dva uzavreté cykly jadrových reakcií ľahkých iónov, protón - protónový a uhlíkov - dusíkový. Prvý cyklus by mal prebiehať nasledovne:

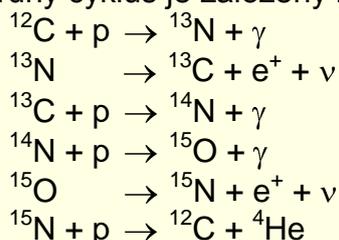


Energetická bilancia cyklu:

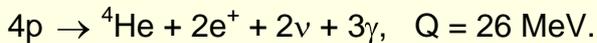


Najmenší účinný prierez má prvá reakcia s charakteristickou dobou  $t = 1,4 \cdot 10^{10}$  rokov, preto uvoľnená špecifická energia je malá,  $\approx 10^6$  GeV/kg.s. Vďaka však objemu Slnka  $\approx 2 \cdot 10^{30}$  kg, Slnko vyžaruje celkovú energiu, ekvivalentnú strate hmotnosti  $\Delta M = 4,3 \cdot 10^9$  kg/s.

Druhý cyklus je založený na uhlíku  ${}^{12}\text{C}$  ako katalyzátore:



Energetická bilancia cyklu:



Uhlíkovo-dusíkový cyklus má oveľa kratšiu charakteristickú dobu  $t = 3 \cdot 10^8$  rokov, určenú štvrtým členom reťazca. V oboch prípadoch sú vytvárané neutrína  $\nu$  ktoré možno registrovať na Zemi a tak v princípe možno zistiť, ktorý cyklus beží na Slnku. Pravdepodobnejší je prvý cyklus, ale veľmi malá efektívnosť registrácie neutrín sťažuje jednoznačné riešenie tohto problému.

Vysoký energetický zisk, malá hodnota coulombovskej bariéry a dostupnosť interagujúcich jadier robí tieto reakcie zaujímavými pre získavanie energie vo veľkom, v termojadrových reaktoroch. Idea energetického využitia týchto reakcií je založená na princípe udržiavania procesu syntézy jadier využitím časti energie, uvoľňovanej pri samotnej syntéze. Ak napríklad kinetická energia pohybu jadier  ${}^2\text{H}$  v plynnej forme (ich „teplota“) dosiahne energiu, rovnú výške coulombovskej bariéry, môže dôjsť k masovému priebehu reakcie. Potrebná teplota plazmy sa dosiahne absorbovaním energie reakcie  $Q$ , ktorá sa objaví vo forme kinetickej energie vytvorených jadier a neutrónov. Prevažná väčšina vytvorených neutrónov sa absorbuje až v stenách reaktora, preto ich energetický príspevok na udržanie teploty plazmy je malý.

Podľa vzťahu medzi kinetickou energiou častíc  $E$  a ich ekvivalentnou teplotou  $T$  ( $E = kT$ , kde  $k$  je Boltzmanova konštanta), na udržanie kinetickej energie jadier na úrovni 100 keV je potrebná ekvivalentná teplota na úrovni  $10^9$  K. Pri týchto teplotách materiál sa nachádza v stave plne ionizovanej plazmy. Častice plne ionizovanej plazmy, kladné ióny a elektróny, sa snažia rozpínať sa na všetky strany, preto je potrebná izolácia plazmy v danom objeme.

Na udržanie potrebnej vysokej teploty plazma musí mať dostatočne vysokú hustotu  $n$ , okolo  $n = 10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Čím je objem horúcej plazmy väčší, tým sú podmienky na udržanie jej pracovnej teploty a hustoty lepšie. Na dostatočný zisk energie, napríklad  $100 \text{ Wcm}^{-3}$  plazmu treba zohriať na teplotu, ktorá je pre rôzne reakcie rôzna:

$$\begin{aligned} \text{pre zmes } {}^2\text{H} + {}^3\text{H} \text{ je } T &\approx 10^8 \text{ K}, \quad n = 10^{14} \text{ cm}^{-3} \\ \text{pre zmes } {}^2\text{H} + {}^2\text{H} \text{ je } T &\approx 10^9 \text{ K}, \quad n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned}$$

Naviac plazmu treba udržať v aktívnom stave po určitú minimálnu dobu  $\tau$ . Táto doba je určená pomerom energie reakcie  $Q$ , ktorá sa uvoľňuje a energie  $W$ , ktorá sa stráca na stenách, brzdným a synchrotrónnym žiarením elektrónov a pod.,  $\tau = Q/W$ .

Intenzívnosť reakcie je určovaná súčinom  $n\tau$ , ktorý sa nazýva **parametrom udržania**. Pre kladnú energetickú bilanciu termojadrového reaktora musí byť splnená tzv. Lawsonová podmienka, ktorá pre reakciu

${}^2\text{H} + {}^3\text{H}$  má hodnotu  $n\tau = (2 - 3) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}\text{s}$  pri  $T = 10^8$  K,

a pre reakciu

${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$  má hodnotu  $n\tau = 10^{16} \text{ cm}^{-3}\text{s}$  pri  $T = 5 \cdot 10^8$  K.

Je viac spôsobov ako splniť Lawsonovú podmienku:

1. Dlhodobé zohriatie hustej  ${}^2\text{H} + {}^3\text{H}$  plazmy, rádovo na dobu okolo 0.1s pri hustote  $n \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  a teplote okolo  $10^8$  K.
2. Extrémne rýchle ( $\approx 10^{-9}$  s) zohriatie veľmi malého množstva kondenzovanej termojadrovej zmesi (D+T, D+D).
3.  $\mu$  - mezónová katalýza
4. Hybridný atomno - termojadrový reaktor.

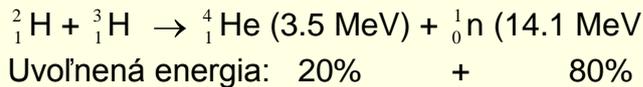
## 10.1 METÓDA DLHODOBÉHO OHREVVU

Hlavným problémom je dlhodobé udržanie horúcej, hustej plazmy v ohraničenom priestore. Postupne zdokonaľovaným riešením je metóda magnetickej pasci, navrhnutá ešte v rokoch 1950 - 1951. Na udržanie plazmy musí tlak magnetického poľa prevýšiť tlak plazmy, t.j.  $H^2 / 8\pi > 2nkT$ . Táto podmienka je splniteľná pri hustote  $n < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

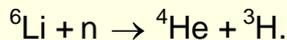
## Lineárny pinch efekt

Je založený na princípe prepúšťania veľkých elektrických prúdov cez plazmovú šnúru. Dôsledkom je vytvorenie silného koaxiálneho magnetického poľa okolo plazmovej šnúry, čo má za následok radikálne zmenšenie priemeru plazmovej šnúry a tým jej zohriatie. Dosiadnutá teplota je  $T = 10^6$  K pri hustote  $n = 10^{12} - 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>, čo nepostačuje. Hlavným nedostatkom tejto metódy sú nelineárne nestability plazmovej šnúry. Deformácie nastanú už za  $10^{-4} - 10^{-6}$  s.

Za optimálnu sa pokladá termojadrová reakcia



Energia alfa-častíc (<sup>4</sup>He) má udržať „horenie“ plazmy, neutróny uniknú z plazmy bez podstatnej depozície energie. Aby sa udržalo horenie plazmy, je potrebné zohriať plazmu na teplotu rádovo 10<sup>8</sup> K, čo je 10 krát viac, ako teplota v strede Slnka (1 keV = 1,16.10<sup>7</sup> K). Potrebné trícium bude produkované z lítia v samostatnom reaktore s využitím reakcie

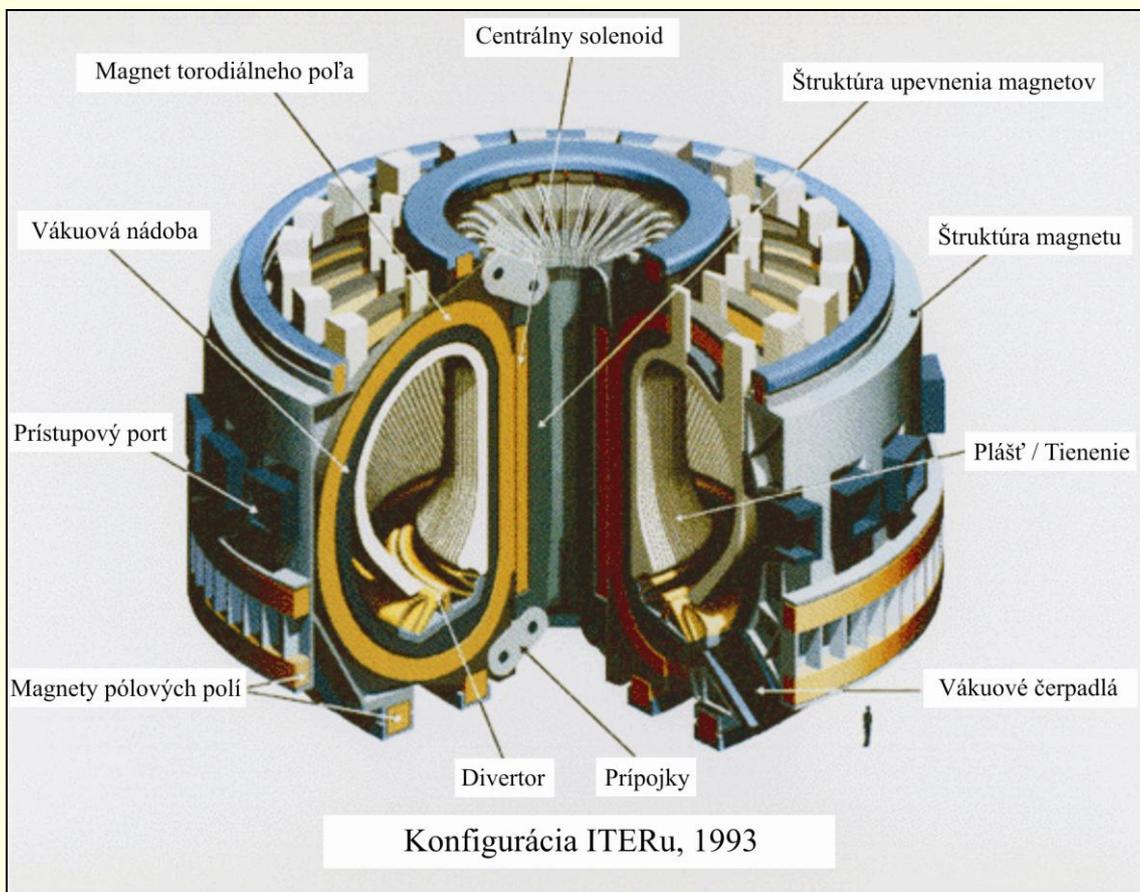


Prevádzkový parameter fúzneho reaktora je definovaný ako súčin  $n \times t_e \times T$ ,

kde  $n$  - hustota plazmy,  $t_e$  - doba uvoľňovania energie a  $T$  - teplota plazmy v Kelvinoch.

Táto hodnota sa zväčšila za 40 rokov 10<sup>7</sup> násobne a v súčasnosti je iba 5 krát nižšia od potrebnej.

V projekte ITER by sa mala dosiahnuť požadovaná hodnota.



Obr. 10.1. Konfigurácia reakčnej nádoby ITER toroidálneho tvaru podľa koncepcie z roku 1993.

## 10.2 TYPY VYVÍJANÝCH FÚZNYCH REAKTOROV

1. **Tokamak** je reaktor toroidálneho tvaru
2. **Stellarator** - sa odlišuje od toroidálnych tokamakov a RPF toroidov tým, že helikálne prúdy v plazme sú vytvárané výlučne vonkajšími cievkami.
3. **RFP** (Reversed Field Pinch)

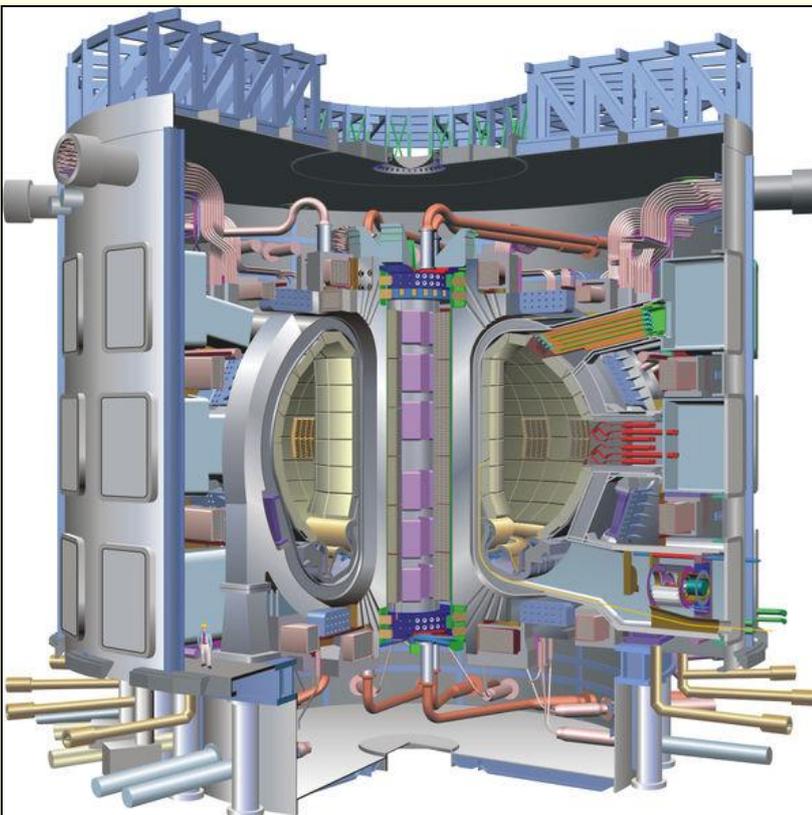
Spôsoby počiatočného zohriatia plazmy:

1. Injektovanie prúdu neutrálnych častíc cez plazmu s energiami do 100 keV a s celkovou energiou do 40 MW.
2. Rádiofrekvenčný ohrev cez rezonátory (electron cyclotron resonance absorption) do 20 MW. Sú možné rôzne systémy s frekvenciou 30 - 120 MHz, 1 - 8 GHz a 30 - 140 GHz.

### Odvádzanie vytvorenej energie

- Vnútna stena plazmovej komory bude vystavená energetickej záťaži okolo  $100 \text{ MJ m}^{-2}$ .
- V kovových častiach plazmovej komory sa môžu vytvoriť indukčné prúdové impulzy s intenzitou 10 milión ampér. Následne sa môžu vytvoriť elektromechanické sily až do 10000 ton.
- Energia deponovaná časticami alfa je rádovo niekoľko 100 MW.
- Prvá stena plazmovej komory dokáže zvládnuť  $5 - 10 \text{ MW m}^{-2}$ .
- Termalizované alfa častice vytvoria neutrálny He - plyn, ktorý musí byť odčerpávaný.

### 10.2.1 Projekt ITER



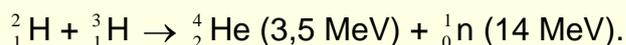
**Obr. 10.2.** Celková koncepcia samotného termojadrového reaktora ITER, bez periférnych systémov.

**ITER** (International Thermonuclear Experimental Reactor) je medzinárodný projekt fúzneho reaktora typu tokamak, ktorý bude vybudovaný vo francúzskom Cadarache. Súčasne sa vybuduje v Japonsku výskumné stredisko, zamerané na riešenie viacerých technologických problémov, ktoré stoja pred ITERom. Cieľom projektu je ukázať vedeckú a technologickú realizovateľnosť výkonného fúzneho reaktora, schopného trvalej prevádzky. Projekt využíva skúsenosti, získané

pri predošlých výskumných fúzných reaktoroch, najmä JET, JT-60 a T-15. Program je navrhnutý na 30 rokov, z toho 10 rokov pripadá na konštrukciu a 20 rokov pre skúšobnú prevádzku. Odhadnutá cena projektu je 10 miliárd euro. Konečné rozhodnutie o vybudovaní reaktora v Cadarashe bolo dosiahnuté v júni 2005, samotná konštrukcia reaktora by sa mala začať v roku 2008. Tento projekt má dlhú predhistóriu so začiatkom v roku 1985, kedy Európska únia (EURATOM) a USA začali spoluprácu na tomto projekte. Postupne sa k projektu pripojili Rusko, Japonsko, Korejská republika, Kanada a India.

ITER je konštruovaný na produkciu 500 MW fúznej energie, udržateľnej 500 sekúnd (u JETu to bolo 16 MW po dobu kratšiu ako 1 sekunda). Fúzny reaktor DEMO, ktorý by mal byť realizovateľný po ITER, by mal produkovať 3000 – 4000 MW tepelnej energie a mal by produkovať elektrickú energiu do siete.

Jedným z hlavných fyzikálnych problémov, ktorý bude potrebné riešiť pri prevádzke ITERu, sú vysokoenergetické neutróny, emitované v reakcii



Pri klasických uránových jadrových reaktoroch sú emitované nízkoenergetické neutróny, ktorých tienenie a absorpcia je zvládnutá aj pri vysokých intenzitách. Neutróny s energiou 14 MeV sú oveľa prenikavejšie a ich interakcia s hmotou reaktora môže indukovať jadrové reakcie a tak aktivovať konštrukčný materiál reaktora. Navyše tieto neutróny sú hlavným nositeľom (80 %) energie, uvoľnenej v reaktore.

### **10.3 INERCIÁLNA FÚZIA ŤAŽKÝCH JADIER - METÓDA EXTRÉMNE RÝCHLEHO OHREVVU**

Táto metóda predpokladá rýchly ohrev plazmy, rádovo za dobu  $10^{-9}$  s, aby plazma nemohla uniknúť z pracovného objemu a dostať sa do kontaktu so stenami reakčnej nádoby. Úspešný vývoj vysokovýkonných urýchľovačov ťažkých iónov priviedol fyzikov k myšlienke využitia vysokoenergetických urýchľovačov ťažkých iónov ako zápalných zariadení pre fúzne pellety. Pelletami nazývame sférické telieska s priemerom niekoľko mm, ktoré obsahujú v sebe v kondenzovanom stave termonukleárne palivo - zmes trícia a deutéria.

Vysokoenergetickými zväzkami iónov, alebo elektrónov možno dosiahnuť veľké impulzné výkony. Napríklad pri energii iónov  $E = 10 \text{ GeV}$  impulzný výkon 400 TW zodpovedá impulznému prúdu 40000 A. Je jedným z hlavných problémov metódy inerciálnej fúzie, okrem iného aj preto, že bolo by potrebné uložiť energiu zväzku v relatívne tenkej vonkajšej vrstve pelletu. V súčasnosti sa uvažuje o troch možných spôsoboch deponovania energie v pellete:

1. Zväzok ťažkých iónov s energiou iónov niekoľko GeV, ktoré majú menší dobeh ako  $1 \text{ g cm}^{-2}$ . Problémom je luminozita zväzkov iónov. Napríklad v CERNe energia zväzku protónov dosahuje  $5 \cdot 10^6 \text{ J}$  a to vo forme prúdu 50 A po dobu 3,3  $\mu\text{s}$ . Trvanie impulzu by nemalo presiahnuť 10 ns, aby sa dosiahol výkon, potrebný na zapálenie pelletu. Energetické protóny nie sú vhodné, lebo majú príliš dlhý dobeh v látke. Najvhodnejšími časticami sú ťažké ióny s energiou niekoľko GeV, napríklad iónu bizmutu Bi, ktoré sú schopné deponovať celú svoju energiu v pellete.
2. Relativistické elektróny, ktoré by boli použité na tvorbu mäkkých röntgenových fotónov s energiou 0,1 – 1,0 keV.
3. Laserové lúče, privedené na povrch pelletu z viacerých smerov.

#### **Fyzika pelletu**

V prvej fáze mikroexplózie pelletu by slúžili pellety ako primárny zdroj tepla. Predpokladajme napríklad, že jedna mikroexplózia pelletu vytvorí energiu  $10^9 \text{ J}$ . Potom pri troch explóziách za sekundu by mali tepelný výkon 3 GW. Pri predpokladanom 30% využití paliva D + T spotreba by bola  $0,43 \text{ mg s}^{-1}$ . Toto množstvo paliva pri kryogénnej teplote pri svojej hustote okolo  $0,18 \text{ g cm}^{-3}$  možno udržať vo sférickom tvare - v pellete s priemerom 1,3 mm.

Pri uvážení strát, ktoré vznikajú pri generovaní elektrickej energie a účinnosti zápalného mechanizmu bude multiplikačný zisk energie rádovo 50 - 100 násobný. To znamená, že musíme vytvoriť primárne zväzky, ktoré odovzdajú pelletu energiu rádovo  $(1-2) \cdot 10^7$  J. Trvanie zväzku malo by byť len niekoľko ns, lebo musí sledovať dobu implózie (1 - 10 ns), čo zodpovedá rýchlosti 100 - 1000 km s<sup>-1</sup> pri vzdialenosti kolapsu 1 mm. Píkový výkon preto musí dosiahnuť  $10^{15}$  -  $10^{16}$  W. Doterajší výskum v tomto smere neumožňuje posúdiť, či táto metóda je realizovateľná v praxi.

## KONTROLNÉ OTÁZKY

1. Prečo je reakcia syntézy D + T energeticky najvýhodnejšia?
2. Aké sú podmienky na udržanie fúzneho procesu pri metóde dlhého ohrevu v tokamakoch?
3. Aký je princíp inerciálnej fúzie deutéria a trícia?
4. Ako sa má indukovať fúzia D + T v pellete?

## 11. JADROVÉ REAKCIE ŤAŽKÝCH IÓNOV

Možnosti vytvárania precíznych zväzkov ťažkých iónov (TI) s nábojom až po  $Z = 92$  otvorili úplne nové možnosti vo fyzike atómového jadra. Je možné skúmať jadrové systémy novými metódami a v ďaleko väčšom rozsahu parametrov. Nové možnosti umožňujú riešiť mnoho otvorených problémov v jadrovej fyzike:

1. Syntéza a štúdium vlastností superťažkých jadier, ďaleko za hranicami prírodnej genézy jadier. Významnejší pokrok v tejto oblasti môže priniesť iba systematické štúdium interakcie ťažkých iónov.
2. Vlastnosti jadier, ďalekých od línie stability, ktoré je zvykom nazývať aj exotickými jadrami. U týchto jadier rovnováha medzi príťažlivými a odpudivými silami vo vnútri jadrového systému je mimoriadne citlivou záležitosťou a preto môže slúžiť ako veľmi citlivý prostriedok na štúdium štruktúry jadier. Reakcie TI sú zvlášť vhodné pre vytvorenie takýchto jadier, veľmi bohatých na protóny, alebo neutróny.
3. Správanie sa všetkých jadrových systémov, ak sa im dodá energia. Z tohto hľadiska TI vynikajú tým, že majú veľmi veľký náboj a preto môžu vytvárať veľmi silné elektromagnetické polia, vedúce až k prípadnej možnosti dosiahnutia fázových prechodov jadrovej hmoty.
4. Štúdium energetických hladín a spinových stavov je tiež mimoriadne dôležité. Svedčia o tom napríklad veľmi dlho žijúce stavy, ktoré majú molekulárnu štruktúru. Napríklad dve jadrá  $^{28}\text{Si}$  boli lokalizované pri energii vzbudenia až 70 MeV na úrovni spinu  $42 \hbar$ . Takáto energia vzbudenia je 10 krát väčšia, ako väzbová energia nukleónu v jadre  $^{56}\text{Ni}$  ( $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ ) a nameraná vysoká hodnota spinu jadra bola úplne neočakávaná. Takéto molekulárne interakcie sú iba jedným z viacerých nových procesov, objavených vo FTI.

Fúzne reakcie, kde interagujúce jadrá vytvárajú zložený systém (compound nucleus), pri ktorom dochádza k strate iba niekoľkých nukleónov (väčšinou neutrónov) je vlastne určitým druhom inverzie k štiepeniu, ktoré prebieha pod experimentálnou kontrolou. Pri nízkych energiách proces fúzie dvoch jadier je pomerne pomalý, preto sa môžu prejaviť „pomalé“ zmeny mikroskopických (časticových) aj makroskopických (napríklad tvarových) premenných. Napríklad fúzne reakcie s terčovými jadrami od sférického tvaru až po pretiahly elipsoid ukazujú, že fúzna bariéra je veľmi citlivá na lokálny priemer jadrového povrchu. Ďalším novým procesom, objaveným v reakciách TI je hlboko nepružný rozptyl, kde veľmi veľká časť relatívnej kinetickej energie interakcie je premenená na vnútornú energiu. Mechanizmus tohto procesu zatiaľ nie je celkom pochopený.

Zatiaľ nemáme uspokojivú odpoveď na viac základných otázok FTI. Je napríklad interakcia medzi dvomi komplexnými jadrami jednoducho superpozíciou individuálnych nukleón -

nukleónových interakcií, alebo sú tu kooperujúce efekty, ako jadrovo - jadrové (one body), alebo nukleón - nukleónové (collective) interakcie, ktoré sú kvalitatívne odlišné. Hrá povrch jadra nejakú zvláštnu úlohu (povrchové napätie, difúznosť, neutrónová koža, ...)? Môžeme pochopiť zjavnú prítomnosť klasických veličín, akými sú napríklad trenie a viskozita na základe mikroskopických kvantových teórií?

Samostatnou oblasťou FTI sa stáva relativistická FTI, kde sa očakáva najviac nových poznatkov pri skúmaní špecifických hustôt hmoty a energie, ďaleko prevyšujúcich normálnu hustotu jadrovej hmoty a úroveň energie. Zaujímavým je najmä hypotéza o možnom prechode jadrovej hmoty do novej fázy, do fázy tzv. kvark – gluónovej plazmy

## 11.1 ZÁKLADNÁ KINEMATICKÁ CHARAKTERISTIKA REAKCIÍ ŤAŽKÝCH IÓNOV

Uvažujme reakciu iónu s nábojom  $Z$ , pri ktorej jeho kinetická energia je menšia ako výška coulombovskej bariéry,  $E_{ki} < B_c$ :

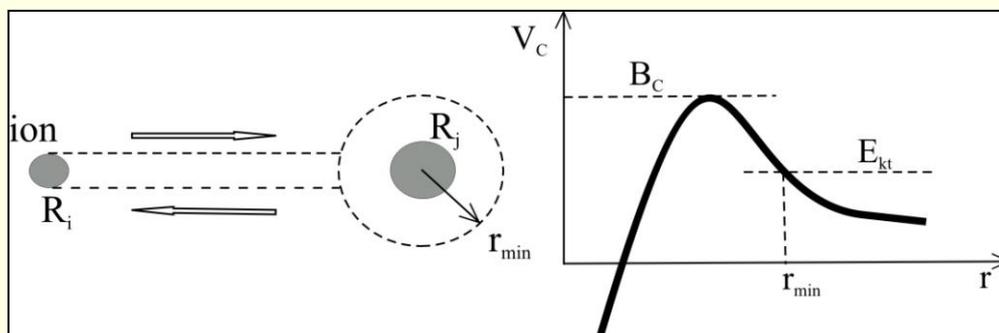
$$E_{ki} < B_c = \frac{Z_i Z_j e^2}{R_i + R_j}, \quad R_i + R_j = r_{min}, \quad (11.1)$$

kde index  $i$  je pre ión a  $j$  pre terčové jadro.

Pri čelnej zrážke, kde orbitálny moment hybnosti  $l = 0$ , ión sa priblíži k jadru na vzdialenosť

$$r_{min} = \frac{Z_i Z_j e^2}{E_{ki}}, \quad (11.2)$$

potom sa úplne zabrzdí a je rozptýlený späť o  $180^\circ$  coulombovskou potencionálnou bariérou  $B_c$  ako znázorňuje obr.11.1.



Obr. 11.1

Ak zrážka nie je úplne čelná ( $l \neq 0$ ), potom pri rovnakej energii ión preletí okolo jadra v pomerne veľkej vzdialenosti  $\rho'$  (obr. 11.2), lebo jeho kinetická energia  $p^2/2m$  pri minimálnej vzdialenosti od jadra neklesne na nulu, ale je určená podmienkou

$$E'_{ki} = E_{ki} - B_c \quad (11.3)$$

ak uvážime že moment hybnosti  $\rho' = \hbar l$ , potom

$$\frac{p'^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} - \frac{Z_i Z_j e^2}{\rho'}, \quad (11.4)$$

$$(11.5)$$

$$E_{ki} = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 l^2}{2m\rho^2} = B_o(\rho')$$

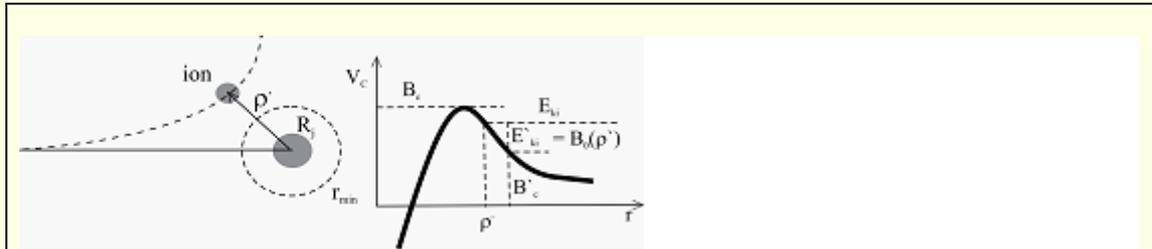
(lebo odstredivá bariéra

$$B_o = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}, \text{ ale } l \gg 1) \quad (11.6)$$

potom

$$E_{ki} = B_c(\rho') + B_o(\rho'). \quad (11.7)$$

Situácia v tomto prípade je znázornená na obr.11.2:



**Obr. 11.2**

V prvom aj v druhom prípade môžu prebiehať iba elektromagnetické procesy - pružný coulombovský rozptyl, nepružný coulombovský rozptyl a vzбудenie kolektívnych energetických úrovní jadra.

**$E_{ki} > B_c$ :**

V tomto prípade popri elektromagnetických procesoch sa stanú možnými aj jadrové procesy. Ak energia iónov je konštantná, potom jednotlivé možné procesy sú určované zrážkovým parametrom  $\rho'$ , t.j. hodnotou orbitálneho momentu hybnosti ( $l(\rho' \sim \hbar l)$ ).

Pri  $\rho' > R_i + R_j$  (veľké  $l$ ) možno pozorovať iba elektromagnetické interakcie.

Pri  $\rho' = R_i + R_j$  popri elektromagnetických interakciách sa stanú možnými už aj jadrové procesy. Podmienku tohto tzv. dotyčnicového (grazing) kontaktu možno určiť z podmienok:

$$\rho' = R_i + R_j \quad \text{a} \quad B_c(\rho') = \frac{Z_i Z_j e^2}{R_i + R_j} \quad (11.8)$$

Výsledkom výpočtov, ktoré tu nebudeme robiť, je výraz pre hodnotu  $l = l_{gr}$  (grazing), ktorý určuje hranicu medzi čisto elektromagnetickou a elektromagnetickou + jadrovou interakciou:

$$l_{gr} = \frac{R_i + R_j}{\hbar} \left\{ 2M \left( E_{ki} - \frac{Z_i Z_j e^2}{R_i + R_j} \right) \right\}^{1/2}. \quad (11.9)$$

Hodnota  $l_{gr}$  je určená jednoznačne veľkosťou  $E_{ki}$  a pri  $E_{ki} \gg B_c$  môže mať veľmi veľké hodnoty ( $l_{gr} \gg 1$ ). Naopak, pri  $E_{ki} = B_c$  bude  $l_{gr} = 0$  (dotyčnicový kontakt). Dotyčnicová, t.j. periferná zrážka je doprevádzaná nepružným rozptylom, vznikom gigantických rezonancií, reakcií prenosu s charakteristickými dobami  $10^{-23} - 10^{-22}$  s.

Pri  $l < l_{gr}$  úroveň jadrového kontaktu sa zväčšuje a možno pozorovať hlboko nepružné procesy, sprevádzané prenosom mnohých nukleónov z jedného jadra do druhého. Jadrá pritom vytvárajú nerovnovážny dvojité systém s typickou dobou života okolo  $10^{-21}$  s. Môžu vznikáť aj kvázimolekulárne systémy, napríklad  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

Nakoniec, keď  $l$  dosiahne kritickú hodnotu  $l_{kr}$ , dochádza k spojeniu obidvoch jadier v zložené jadro, ktoré postupne prejde do štatisticky rovnovážneho stavu s nasledujúcim delením, alebo emisiou niekoľkých nukleónov. V tomto prípade charakteristická doba života systému dosahuje  $10^{-15} - 10^{-17}$  s.

## 11.2 FÚZIA ĽAHŠÍCH A STREDNE ŤAŽKÝCH JADIER

Fúziou nazývame prvú etapu reakcie syntézy dvoch jadier. Pôvodne sa predpokladalo, že postačuje opísať fúziu ako prienik cez jednorozmernú potenciálnu bariéru (napr. Baas, 1974). V tomto prípade potenciál bol funkciou iba jedného parametra - vzájomnej vzdialenosti jadier. Boli však experimentálne pozorované mnohé fúzie pri menších energiách ako výška bariéry, kde účinný prierez reakcie mal vysokú hodnotu.

Výraznejšia podbariérová fúzia bola potom objasňovaná viacerými efektami, ktoré môžu ovplyvniť výšku bariéry:

- vplyv orientácie štatisticky deformovaných účastníkov reakcie (Wong, 1973),
- dynamické variácie tvaru jadier (Krappe, 1978),
- vplyv fluktuácie tvaru jadier pri nulovom bode (zero-point shape fluctuations, Esbensen, 1981),
- v obecnjšom opise tohto javu, ktorý opisuje tieto mechanizmy, kvantovo - mechanická väzba medzi kanálom pružného rozptylu a ľubovoľným druhým stupňom voľnosti fúzneho systému spôsobuje rozštiepenie fúznej bariéry na niekoľko komponentov.

Je veľmi úzka väzba aj medzi rozdelením spinu a účinným prierezom podbariérovej fúzie  $\sigma_{fuz}$ . Aby sme to ukázali, napíšeme  $\sigma_{fuz}$  ako súčet geometrických účinných prierezov. Ako vieme pravdepodobnosť fúzie  $p(E, l)$  závisí od relatívnej energie častíc v ťažiskovej sústave  $E_{kt}$  a od momentu hybnosti  $l$

$$\sigma_{fuz} = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_l (2l+1) p(E_{kt}, l), \quad (11.10)$$

$$\left( \tilde{\lambda}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mu E_k}, \quad \mu \text{ je redukovaná hmotnosť systému.} \right)$$

Vo väčšine fúzných modelov závislosť pravdepodobnosti fúzie  $p$  od orbitálneho momentu hybnosti  $l$  môže byť vyjadrená zjednodušene ako energetická závislosť, zahrnujúca odstredivú energiu  $B_o$  pri potenciálovej bariére

$$p(E_{kt}) \approx p(E_{kt} - B_o, l = 0) \quad (11.11)$$

kde

$$B_o = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_f^2} \quad (11.12)$$

a  $R_f$  je vzdialenosť stredu reagujúcich častíc pri potenciálovej bariére.

Účinný prierez fúzie je váženou sumou fúzných pravdepodobností, posunutých odstredivou (rotačnou) energiou pri bariére, preto z predošlých výrazov sa odvodzuje nasledujúci vzťah pre  $p(E_{kt}, l)$

$$p(E_{kt}, l) = \frac{1}{\pi R_f^2} \left[ (E_{kt} - B_o) \frac{d\sigma_{fus}(E_{kt})}{dE} + \sigma_{fuz}(E_{kt} - B_o) \right]. \quad (11.13)$$

Najvýznamnejším poznatkom štúdia fúzie ľahších a stredne ťažkých jadier je výraznejšia podbariérová fúzia a rozšírený rozsah spinových stavov okolo bariéry, čo však spolu súvisí.

## 11.3 STUDENÁ FÚZIA

Pri syntéze ťažkých jadier sme zvlášť zainteresovaní na tom, aby zložené jadro bolo čo najmenej vzbudené, a aby emitovalo čo najmenej výparných častíc ( $n$ ,  $p$ ,  $\alpha$ ,  $xn$ , ...), a tým aby bola znížená pravdepodobnosť konkurenčného štiepneho procesu. Budeme si preto všímať podmienky pre splnenie tejto požiadavky.

Potenciálová bariéra, ktorú interagujúce častice musia prekonať, pozostáva z dvoch zložiek - z elektrostatických odpudivých síl dlhého dosahu a z príťažlivých jadrových síl krátkeho

dosahu. Pre zjednodušenie predpokladajme, že interagujúce jadrá sa nachádzajú vo svojich základných konfiguráciách (energia, tvar, spin, ...) až po pík potenciálovej bariéry.

Elektrostatický potenciál sa vypočítava ľahko, ale pre jadrový potenciál existuje viac metód výpočtu vzhľadom na jeho komplikovanejší a menej známy charakter. Medzi známejšie metódy výpočtu patria

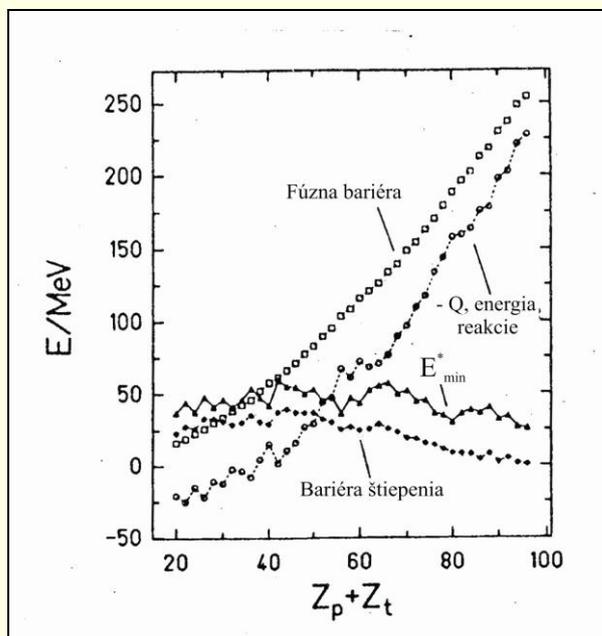
- empirický výraz (Baas, 1980),
- blízky potenciál (proximity potential, Blocki, 1977),
- Yukawa + exponenciálny prístup (Krappe, 1979),
- Hartree - Fockové výpočty (Reisdorf, 1987).

Pre ilustráciu je na obr. 11.3 ukázaný vypočítaný jednorozmerný potenciál medzi dvoma jadrami  $^{90}\text{Sr}$  ako funkcia vzdialenosti medzi stredmi jadier. Priebeh proximity funkcie pri malých vzdialenostiach je fiktívny, lebo je spôsobený predpokladom o zmrazení parametrov jadier. V skutočnosti sa jadrá deformujú pri interakcii a vytvoria energeticky výhodnejšie tvary, dôjde k vytvoreniu šije (neck) medzi nimi. Ak budeme považovať výšku tejto jednorozmernej potenciálovej bariéry za dolnú hranicu energie pre fúziu, potom minimálnu hodnotu excitačnej energie vytvoreného zloženého jadra je možné vyjadriť vzťahom

$$E_{\min}^* = B_0 + Q = B_0 + (m_i + M_j - M_{CN})c^2. \quad 11.14$$

Pomer týchto veličín pre rôzne hodnoty  $Z_{proj} + Z_{terčik}$  ( $Z_i + Z_j$ ) je ukázaný na obr. 11.4 pre prípad symetrických systémov projektil - terčik.

Potenciálová bariéra, keď je vypočítaná na základe jedného z uvedených modelov, je makroskopickou veličinou, t.j. sa mení spojitou a hladkou ako funkcia  $A$  a  $Z$ . Ale hmotnosti, ktoré vstupujú do vzťahu pre energiu reakcie  $Q$  zahrnujú aj mikroskopické efekty a preto vykazujú fluktuácie aj pri malých zmenách  $A$  a  $Z$ , ktoré sú spôsobené párovacími koreláciami a vrstvovými efektmi. Pre porovnanie na obr. 11.4 je ukázaný aj priebeh potenciálovej bariéry štiepenia  $CN - B_{fis}$ .  $B_{fis}$  je najnižšou bariérou, ktorá zabraňuje premene sférického zloženého jadra. Minimálna energia vzbudenia zloženého jadra je vždy väčšia, ako výška štiepnej bariéry, t.j.  $E_{\min}^* > B_{fis}$ .



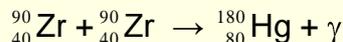
**Obr. 11.4.** Porovnanie fúzných bariér hmotnostne symetrických systémov a fúzných bariér zodpovedajúcich zložených jadier ako funkcie náboja zložených systémov.

Súčet fúznej bariéry a energie reakcie  $Q$  dáva odhad najnižšej excitačnej energie  $E_{\min}^*$  zloženého jadra, ktoré sa má vytvoriť danou fúziou. Pre každú sústavu boli zvolené najsilnejšie viazané izotópy projektilu aj terča. Fúzne bariéry boli počítané podľa proximity potenciálu. Štiepne bariéry boli odhadnuté z bariér kvapkového modelu (Sierk, 1986) s odpočítaním vrstvého efektu v základnom stave. Vrstvé efekty v základnom stave boli počítané ako rozdiel medzi experimentálnymi hmotnosťami (Wapstra et al, 1988) alebo semiempirickými hmotnosťami (Liran and Zeldes, 1976) a kvapkovo modelových predpovedi Mollera Nixa (1981). Hodnoty  $Q$  boli

počítané podľa z experimentálnych (Wapstra et al, 1988) alebo semiempirických hmotnosti (Liran a Zeldes, 1976).

## 11.4 RADIČNÁ FÚZIA

Veľmi zaujímavým prípadom reakcie ťažkých iónov je fúzia dvoch identických jadier napríklad zirkonu



Jadro  ${}_{40}^{90}\text{Zr}$  má uzavretú neutrónovú vrstvu  $N = 50$  a protónovú vrstvu  $P = 40$ , čo vytvára mimoriadne priaznivé podmienky pre studenú fúziu. A to tým viac, že jadro  ${}^{180}\text{Hg}$  má dostatočne vysokú štiepnu bariéru, takže štiepenie nie je dominantným spôsobom deexcitácie pre stavy s nízkymi hodnotami momentu hybnosti (angular momentum). Tento nový typ reakcie ťažkých iónov bol nazvaný **radiačnou fúziou**, lebo deexcitácia zloženého jadra sa uskutočňuje emisiou iba  $\gamma$ -kvánt, bez emisie nukleónov. V 80-tych rokoch bola pozorovaná radiačná fúzia aj v prípade ľahších aj ťažších jadier  ${}_{3}^{7}\text{Li} + {}_{8}^{16}\text{O}$ ,  ${}_{40}^{90}\text{Zr} + {}_{39}^{89}\text{Y}$ ,  ${}_{40}^{92}\text{Zr} + {}_{40}^{92}\text{Zr}$ ,  ${}_{40}^{94}\text{Mo} + {}_{40}^{94}\text{Mo}$  a  ${}_{22}^{50}\text{Ti} + {}_{82}^{208}\text{Pb}$  (Oganessian, 1984).

## 11.5 SŤAŽENÁ FÚZIA ŤAŽKÝCH JADIER

V prípade ťažších jadier dochádza k väčšiemu prekrytiu (overlap) hustoty jadrovej hmoty pri potenciálovej bariére a k narastaniu odpudivých coulombovských síl. Tieto efekty ovplyvňujú dynamický priebeh procesu fúzie, t.j. fúziu charakteristiku takéhoto systému a vedú k zvýšeniu fúznej bariéry v porovnaní s hodnotou jednorozmernej fúznej bariéry a tiež k zmene tvaru bariéry. Výška bariéry sa zväčšuje, ako ukazujú experimenty, od niekoľkých MeV až do 20 - 25 MeV. Porovnanie výšky bariér pre niektoré reakcie sú uvedené v Tab. 11.1.

Reakcia	$B_{Baas}$ MeV	$B - B_{Baas}$ MeV	$Z_p \times Z_t$	$D_B$ MeV
${}_{40}^{90}\text{Zr} + {}_{40}^{90}\text{Zr}$	181.7	0.0	1600	2.7
${}_{40}^{90}\text{Zr} + {}_{40}^{92}\text{Zr}$	180.9	3.7	1600	4.2
${}_{42}^{100}\text{Mo} + {}_{42}^{100}\text{Mo}$	193.8	7.8	1764	5.7
${}_{42}^{100}\text{Mo} + {}_{46}^{110}\text{Pd}$	209.9	21.1	1932	8.3
${}_{50}^{124}\text{Sn} + {}_{40}^{94}\text{Zr}$	214.3	26.7	2000	8.9

**Tab. 11.1.** Výška bariér pre niektoré jadrové reakcie.

kde  $B_{baas}$  je výška bariéry, počítaná podľa Baasa,  $B - B_{baas}$  je rozdiel nameranej a vypočítanej výšky bariéry,  $D_B$  je šírka bariéry a  $Z_p \times Z_t$  je súčin protónových čísel projektilu a terčika.

Zvýšenie fúznej bariéry vedie k vyšším excitačným energiám, čo má za následok potláčanie (damping) stabilizujúcich vrstvových efektov. Miera potláčania vrstvových efektov sa vyjadruje koeficientom útlmu vrstiev  $E_d$  (shell damping constant), udávaného v MeV. Sťaženu fúziu ťažších systémov môžeme vyjadriť určitým faktorom v porovnaní s jednorozmerným modelom potenciálovej bariéry, napríklad zavedením **hidrance faktoru**. Teoretické objasnenie tohto efektu nie je uspokojivé. Gross et al. (1989) a Frobrich (1984) predpokladajú silné povrchové trenie pri prekonávaní potenciálovej bariéry, čo vedie k veľkej strate kinetickej energie (makroskopický efekt).

Nix a Sierk (1977) a Swiatecki (1981) prišli k záveru, že jednorozmerný potenciál nepostačuje k opísaniu fúzie a zaviedli proces formovania krku medzi fúznymi objektami a tiež akýsi parameter symetrie. Swiatecki (1981-82), Feldmaier (1982) a Blocki (1986) zaviedli model **extra-pushu** (prídavku energie). Podľa ich predstáv po kontakte jadier dochádza k rýchlemu

narastaniu krku medzi interagujúcimi jadrami, lebo tento proces je spojený iba s malým transportom hmoty. Ľahšie systémy sa spájajú ľahšie, lebo sa zachytia vo vnútri potenciálovej jamy zloženého jadra, kým masívnejšie systémy sa vyvíjajú ďalej k opätovnej odseparácie od seba.

Základným (ordering) parametrom  $x_e$  pre extra-push model je Baasov (Baas 1974, Swiatecki 1980) parameter vstupného kanálu, čo je vlastne mierou coulombovských odpudivých síl a pozitívnych jadrových síl pri prekryvaní polovičných hustôt (half-density overlap)

$$x_e = \frac{4Z_p Z_t}{A_p^{1/3} A_t^{1/3} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})} \cdot \left( \frac{(Z_p + Z_t)^2}{A_p + A_t} \right)^{crit} \quad (11.15)$$

Pri vzdialenosti  $x_e$  interagujúcich partnerov sú príťažlivé jadrové sily najväčšie (proximity model). To znamená, že nejestvuje žiadna pravdepodobnosť fúzie pri vzdialenostiach  $x_e > 1$ , lebo pri každej inej vzdialenosti sú odstredivé sily väčšie a nie je prítomná sila, ktorá by tieto systémy priťahovala k sebe.

Použitím proximity potenciálu dostávame

$$(Z^2 / A)_{crit} = 50.883(1 - 1.7826 I^2), \quad (11.16)$$

kde  $I = (A - 2Z)/A$  predstavuje prebytok neutrónov zloženého systému,  $Z = Z_p + Z_t$  a  $A = A_p + A_t$ .

Uvedené vzťahy platia pre symetrické systémy. V prípade asymetrických systémov je situácia zložitejšia, sťaženie fúzie je ovládané kombináciou parametrov Baasa -  $x_e$  a štiepnym parametrom -  $x_{fis}$

$$x_{fis} = \frac{Z^2 / A}{(Z^2 / A)_{crit}} \quad (11.17)$$

Na obr. 11.5 sú porovnané dva makroskopické modely - Frobrichov model povrchového trenia (1984) a Blockého model extra-pushu (1986). Posuv bariéry v modeli extra-pushu je tu kalibrovaný (scaled) parametrom

$$x_{mean} = \frac{1}{3} x_e + \frac{2}{3} x_{fis} \quad (11.18)$$

Model predpokladá, že pomer n - p sa dostáva do rovnováhy hneď na začiatku prvého kontaktu interagujúcich partnerov. Táto rovnovážna vzdialenosť je vyjadrená vzťahom

$$x_{eq} = 4x_{fis}(k^2 + k + k^{-1} + k^{-2})^{-1}, \quad k = A_p / A_t. \quad (11.19)$$

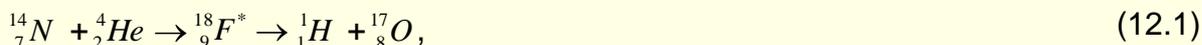
Záverom k tejto časti možno konštatovať, že fúzia ťažkých jadier je komplexným procesom. Zatiaľ nejestvuje komplexná teória, ktorá by sledovala dynamický vývoj systému od priblíženia sa až po možný záchyt vo vnútri fúznej bariéry zloženého jadra, zahrnujúca aj mikroskopické efekty a flukтуаčné javy. Je evidentné, že rôzne výstupné kanály sa navzájom ovplyvňujú, preto žiadny výstupný kanál nemôže byť pochopený izolovane. To je práve dôvod, prečo je kladený taký dôraz na komplexnosť našich vedomostí o reakciách ťažkých jadier.

## **12. REAKCIE SYNTÉZY TRANSURÁNOVÝCH A SUPERŤAŽKÝCH JADIER**

V tridsiatych rokoch 20. storočia už bolo známých všetkých 81 v prírode sa vyskytujúcich stabilných chemických prvkov, od vodíka s atómovým číslom  $Z = 1$  po bizmut s atómovým číslom  $Z = 83$ , a niekoľko rádioaktívnych prvkov, predovšetkým urán a tórium. Zaujímavý je prípad technécia Tc so  $Z = 43$ , ktorý nemá ani jeden stabilný izotop, najdlhšiu dobu polpremeny - 4,2

milióna rokov, má izotop technécia  ${}^{98}_{43}\text{Tc}$ . Ani prométium Pm ( $Z = 61$ ) nemá stabilný izotop, najdlhšiu dobu polpremeny, iba 17,7 rokov, má izotop  ${}^{145}_{61}\text{Pm}$ . Obr. 12.1 ukazuje všetky chemické prvky, ktoré sa vyskytujú v prírode, alebo boli umelo vytvorené.

Rutherfordovú prvú jadrovú reakciu v roku 1919 sa začala éra vytvárania nových, nestabilných a preto v prírode sa nevyskytujúcich izotopov známych prvkov. V tomto historicky významnom experimente Rutherford bombardoval jadrá dusíka  ${}^{14}_7\text{N}$  alfa časticami  ${}^4_2\text{He}$  a zistil, že z terčika vyletujú rýchle, kladne nabité častice. Túto reakciu možno schematicky zapísať nasledovne



kde  ${}^1_1\text{H}$  je atóm vodíka, ktorý vznikol, keď z jadra vyrazený protón zachytil na obežnú dráhu okolo neho jeden elektrón. Vytvorený izotop kyslíka  ${}^{17}_8\text{O}$  je stabilný.

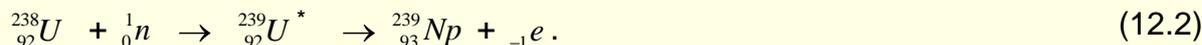
Doteraz sa podarilo umelo vytvoriť viac ako 2500 izotopov, z ktorých niektoré žijú iba zlomok sekundy, iné až milióny rokov. Dnešné teoretické predstavy pripúšťajú možnosť vytvorenia až okolo 6000 izotopov s dobou života dlhšou ako jedna mikrosekunda. Táto doba je súčasným experimentálnym limitom, potrebným na identifikáciu neznámych krátkožijúcich rádioaktívnych jadier.

Chemické prvky 2007																	
I												VII	VIII				
1	<b>H</b> 1 Hydrogen												2 <b>He</b> Helium				
2	<b>Li</b> 3 Lithium	<b>Be</b> 4 Beryllium	5 <b>B</b> Boron	6 <b>C</b> Carbon	7 <b>N</b> Nitrogen	8 <b>O</b> Oxygen	9 <b>F</b> Fluorine	10 <b>Ne</b> Neon									
3	<b>Na</b> 11 Sodium	<b>Mg</b> 12 Magnesium	13 <b>Al</b> Aluminum	14 <b>Si</b> Silicon	15 <b>P</b> Phosphorus	16 <b>S</b> Sulfur	17 <b>Cl</b> Chlorine	18 <b>Ar</b> Argon									
4	<b>K</b> 19 Potassium	<b>Ca</b> 20 Calcium	<b>Sc</b> 21 Scandium	<b>Ti</b> 22 Titanium	<b>V</b> 23 Vanadium	<b>Cr</b> 24 Chromium	<b>Mn</b> 25 Manganese	<b>Fe</b> 26 Iron	<b>Co</b> 27 Cobalt	<b>Ni</b> 28 Nickel							
	29 <b>Cu</b> Copper	30 <b>Zn</b> Zinc	31 <b>Ga</b> Gallium	32 <b>Ge</b> Germanium	33 <b>As</b> Arsenic	34 <b>Se</b> Selenium	35 <b>Br</b> Bromine	36 <b>Kr</b> Krypton									
5	<b>Rb</b> 37 Rubidium	<b>Sr</b> 38 Strontium	<b>Y</b> 39 Yttrium	<b>Zr</b> 40 Zirconium	<b>Nb</b> 41 Niobium	<b>Mo</b> 42 Molybdenum	<b>Tc</b> 43 Technetium	<b>Ru</b> 44 Ruthenium	<b>Rh</b> 45 Rhodium	<b>Pd</b> 46 Palladium							
	47 <b>Ag</b> Silver	48 <b>Cd</b> Cadmium	49 <b>In</b> Indium	50 <b>Sn</b> Tin	51 <b>Sb</b> Antimony	52 <b>Te</b> Tellurium	53 <b>I</b> Iodine	54 <b>Xe</b> Xenon									
6	<b>Cs</b> 55 Cesium	<b>Ba</b> 56 Barium	<b>La</b> 57 Lanthanum	<b>Hf</b> 72 Hafnium	<b>Ta</b> 73 Tantalum	<b>W</b> 74 Tungsten	<b>Re</b> 75 Rhenium	<b>Os</b> 76 Osmium	<b>Ir</b> 77 Iridium	<b>Pt</b> 78 Platinum							
	79 <b>Au</b> Gold	80 <b>Hg</b> Mercury	81 <b>Tl</b> Thallium	82 <b>Pb</b> Lead	83 <b>Bi</b> Bismuth	84 <b>Po</b> Polonium	85 <b>At</b> Astatine	86 <b>Rn</b> Radon									
7	<b>Fr</b> 87 Francium	<b>Ra</b> 88 Radium	<b>Ac</b> 89 Actinium	<b>Rf</b> 104 Rutherfordium	<b>Db</b> 105 Dubnium	<b>Sg</b> 106 Seaborgium	<b>Bh</b> 107 Bohrium	<b>Hs</b> 108 Hassium	<b>Mt</b> 109 Meitnerium	<b>Ds</b> 110 Darmstadtium							
	<b>Rg</b> 111 Roentgenium	112	113	114	115	116		118									
Lanthanides																	
	<b>Ce</b> 58 Cerium	<b>Pr</b> 59 Praseodymium	<b>Nd</b> 60 Neodymium	<b>Pm</b> 61 Promethium	<b>Sm</b> 62 Samarium	<b>Eu</b> 63 Europium	<b>Gd</b> 64 Gadolinium	<b>Tb</b> 65 Terbium	<b>Dy</b> 66 Dysprosium	<b>Ho</b> 67 Holmium	<b>Er</b> 68 Erbium	<b>Tm</b> 69 Thulium	<b>Yb</b> 70 Ytterbium	<b>Lu</b> 71 Lutetium			
Actinides																	
	<b>Th</b> 90 Thorium	<b>Pa</b> 91 Protactinium	<b>U</b> 92 Uranium	<b>Np</b> 93 Neptunium	<b>Pu</b> 94 Plutonium	<b>Am</b> 95 Americium	<b>Cm</b> 96 Curium	<b>Bk</b> 97 Berkelium	<b>Cf</b> 98 Californium	<b>Es</b> 99 Einsteinium	<b>Fm</b> 100 Fermium	<b>Md</b> 101 Mendelevium	<b>No</b> 102 Nobelium	<b>Lr</b> 103 Lawrencium			

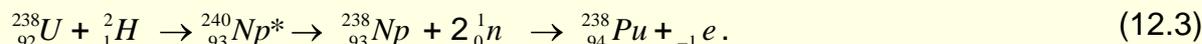
Obr. 12.1. Periodická tabuľka v prírode sa vyskytujúcich a umelo vytvorených chemických prvkov.

## 12.1 Prvé transurány: $Z = 93 - 101$

Ďalším významným míľnikom bolo vytvorenie prvých jadier nového, v prírode sa nevyskytujúceho prvku, v kalifornskom Berkeley v roku 1940 [1]. Nový prvok s atómovým číslom  $Z = 93$  bol prvým transuránom, t.j. prvkom ťažším ako urán. Bol vytvorený umelo, v laboratóriu pri bombardovaní uránu neutrónmi



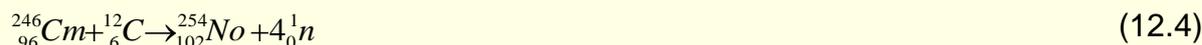
Jadro  ${}_{92}^{238}\text{U}$  pohltí neutrón, čím sa premení na ťažší, ale málo stabilný izotop uránu, ktorý s polčasom 23,5 min sa premení na neptúnium  ${}_{93}^{239}\text{Np}$ . O rok neskôršie sa podarilo v Berkeley vytvoriť ďalší transurán, plutónium Pu. Plutónium vzniklo ostreľovaním jadier uránu urýchlenými iónmi ťažšieho izotopu vodíka, deutéria  ${}_1^2\text{H}$ , podľa schémy



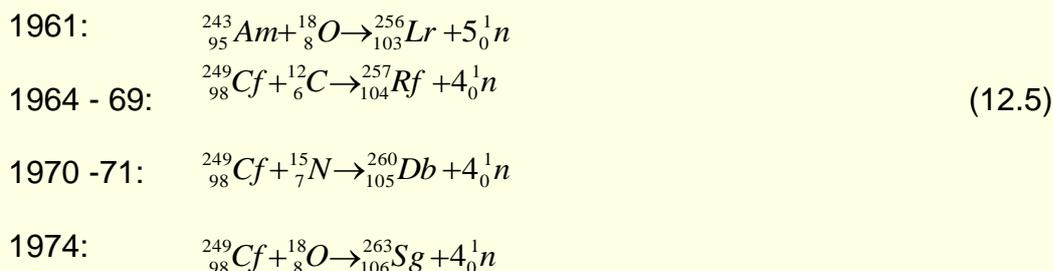
V tomto prípade do jadra uránu prenikne ión deutéria, urýchlený na potrebnú energiu a spolu vytvorí jadro neptúnia. Vo vytvorenom jadre sa udrží iba protón a dva neutróny jadro opúšťajú. Pomer protónov a neutrónov v jadre  ${}_{93}^{238}\text{Np}$  je nerovnovážny, preto dôjde k premene jedného neutrónu na protón, čím jadro  ${}_{93}^{238}\text{Np}$  sa premení na jadro  ${}_{94}^{238}\text{Pu}$  a z jadra vyletí jeden elektrón. Metódou postupnej absorpcie neutrónov a jadrovými reakciami urýchlených alfa častíc sa podarilo v Berkeley do roku 1955 vytvoriť, alebo identifikovať nové prvky až po mendelevium Md s atómovým číslom  $Z = 101$ .

### Nová metóda syntézy: $Z = 102 - 106$

V roku 1958 Ghiorso a kol. s použitím cyklotrónu v Berkeley identifikovali jadrá 102. prvku v jadrovej reakcii



a nazvali tento prvok nobelium No. Ako terčik použili dlhožijúci rádioaktívny, v jadrovom reaktore vytvorený transurán -  ${}_{96}^{246}\text{Cm}$ . V rovnakom období, presnejšie o niečo skôr, identifikovali aj v Kurčatovovom inštitúte v Moskve pod vedením G.N. Flerova ťažší izotop 102. prvku -  ${}_{102}^{256}\text{No}$ . Identifikácia bola založená na chemickej analýze a bola menej presvedčivá, ako metóda postupných alfa premien, použitá v Berkeley. V ďalších rokoch boli syntetizované jadrá ešte štyroch ďalších transuránov:



Úspešná syntéza stále ťažších a ťažších transuránov pochopiteľne nastolila otázku, ako ďaleko sa môžeme dostať pri umelej syntéze ťažkých atómových jadier. Jednu z prvých analýz v tomto smere urobil J. R. Huizenga v roku 1979 [2]. Podľa kvapkového modelu sa atómové jadro okamžite rozštiepi ak coulombovská objemová energia jadra  $E_C$  dosiahne dvojnásobnú veľkosť povrchovej energie  $E_S$  tohto jadra (pozri kapitolu o delení jadier)

$$E_C = 2E_S \quad (12.6)$$

$$E_C = \frac{3(Ze)^2}{2R} = k_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}; \quad E_S = 4\pi R^2 \gamma = k_s A^{2/3}, \quad (12.7)$$

kde  $\gamma$  je povrchové napätie jadra (okolo 1 MeV/fm<sup>2</sup>),  $Z$  je protónové číslo jadra,  $R$  polomer jadra, úmerný hmotnostnému číslu  $A^{1/3}$  a  $k_C$  a  $k_S$  sú konštanty, zavedené kvôli prehľadnosti. Pre limitujúcu, kritickú hodnotu  $Z_{crit}$  potom platí vzťah

$$Z_{crit}^2 = 2\left(\frac{k_S}{k_C}\right)A_{crit} \quad (12.8)$$

Pre ťažké jadrá pomer neutrónov k protónom je okolo 1,5 : 1, teda  $A = Z + 1,5 Z = 2,5 Z$ , potom

$$Z_{crit} = 5 \frac{k_S}{k_C} \quad (12.9)$$

Ako vidíme, horná hranica stability atómových jadier je úmerná pomeru dvoch konštánt, ktoré sú zviazané s veľkosťou povrchovej a coulombovskej energie jadra. Hodnota pomeru  $k_S / k_C$  je okolo 20 – 25, preto hodnota  $Z$  sa stáva kritickou pri  $Z \approx 100 - 125$ . Podľa týchto úvah periodickú tabuľku prvkov by bolo možné predĺžiť najmenej o 8% a najviac o 36%. Pri zverejnení týchto úvah už bol syntetizovaný 106. prvok.

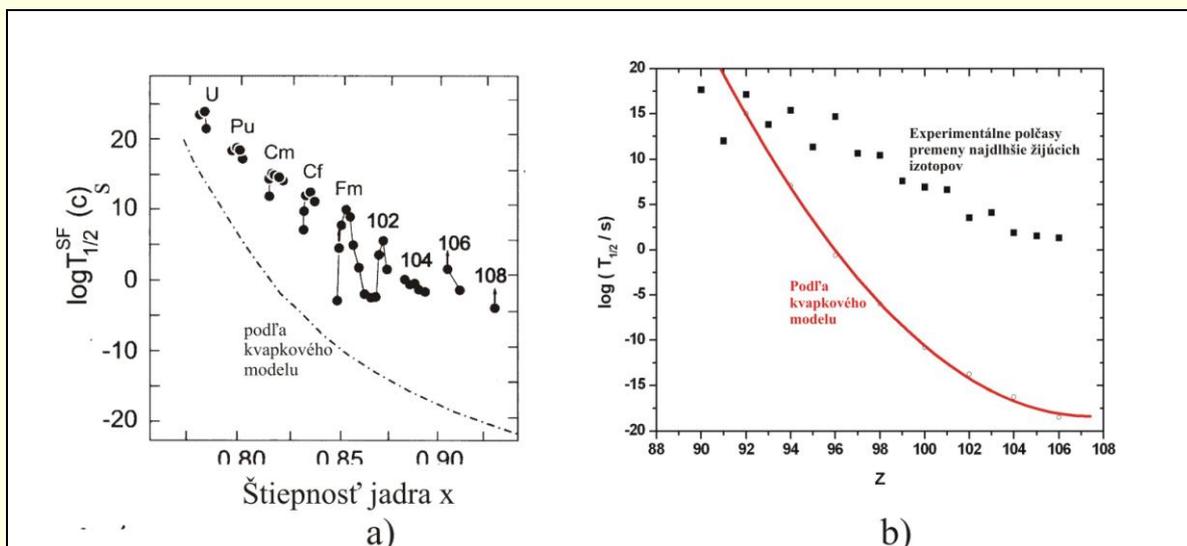
## 12.2 Stabilizujúci efekt vrstvovej štruktúry jadier

Už v rannom štádiu štúdia vlastností atómových jadier si povšimli fyzici, že niektoré prvky majú väčší výskyt v prírode ako susedné. Neskoršie, pri zisťovaní vlastností izotopov jednotlivých prvkov bolo zistené, že niektoré izotopy majú väčší relatívny výskyt, alebo ak sú rádioaktívne, žijú dlhšie ako susedné, a pod. Tieto javy sa podarilo vysvetliť v 60-tych rokoch vrstvovou štruktúrou jadier. Protóny a neutróny v atómových jadrách sú usporiadané do samostatných vrstiev. Ak sa protónová, alebo neutrónová vrstva zaplní, prejaví sa to zvýšenou stabilitou jadra. Počty protónov alebo neutrónov v uzatvorených vrstvách boli nazvané magickými číslami. Sú to čísla **2, 8, 20, 28, 50, 82, 126**. Najstabilnejšie sú tie jadrá, ktoré majú magický počet protónov aj neutrónov. Najťažším takýmto jadrom je izotop olova  ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ . Toto dvojnásobne magické jadro s 82 protónmi a 126 neutrónmi je najťažším v prírode sa vyskytujúcim stabilným jadrom, čo je v priamej súvislosti s uzatvorenými protónovými a neutrónovými vrstvami.

Výsledky doterajších experimentov ukázali, že stabilita jadier narastá smerom k neutrónovej podvrstve  $N = 162$ , resp. bližšie k extrapolovanej línii najväčšej stability. Štiepnosť jadier je určená pomerom odpudivých coulombovských síl nabitej gule a príťažlivých jadrových síl na povrchu jadra. Normalizácia parametra štiepnosti je viazaná s kritickým parametrom štiepnosti, za hodnotou ktorej jadrá sa okamžite štiepia

$$x = \frac{Z^2 / A}{(Z^2 / A)_{crit}} \quad (12.11)$$

$$\text{kde } (Z^2 / A)_{crit} = 50.883[1 - 1.7826((N - Z)/A^2)^2]. \quad (12.12)$$



Obr.12.2.

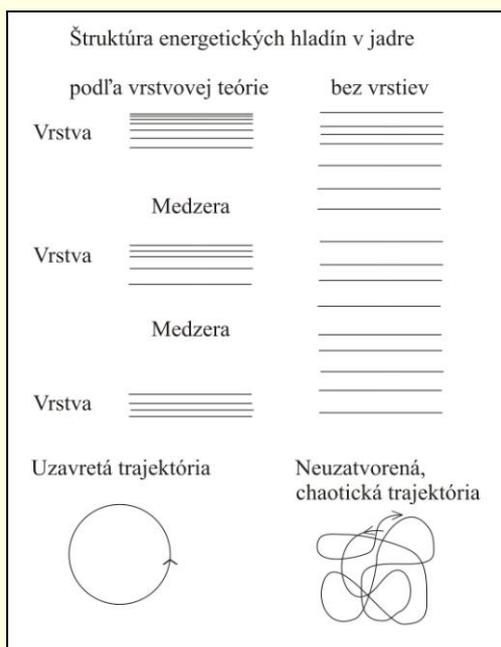
- a) Závislosť polčasu spontánneho štiepenia páro-párnych jadier uránu a transuránov, uvádzaný v logaritmickom merítku od parametra štiepnosti  $x$ . Pre porovnanie je ukázaná aj závislosť, vypočítaná na základe kvapkového modelu jadier.  
 b) Doby polpremeny najdlhšie žijúcich izotopov transuránových prvkov.

Na obr. 12.2 je vynesená parciálna štiepna doba polpremeny párnopárnych jadier izotopov uránu a ťažších prvkov ako funkcia parametra štiepnosti. Doba polpremeny od uránu ( $Z=92$ ) po nobelium ( $Z=102$ ) klesne o viac ako 20 rádov v súlade s predpokladaným trendom podľa kvapkového modelu. Tento trend je však za nobelium narušený a štiepny polčas klesá iba veľmi mierne, resp. ostáva na rovnakej úrovni, stáva sa nezávislým od parametra štiepnosti. Zvýšená stabilita transaktinoidných prvkov oproti výpočtom na báze kvapkového modelu predstavuje 15 - 20 rádov. Takéto výrazné zvýšenie stability sa v súčasnosti objasňuje silným stabilizujúcim efektom vrstvovej štruktúry jadier.

### 12.3 Makroskopicko - mikroskopický model ťažkých jadier

Problém výpočtu stability ťažkého jadra proti štiepeniu je vlastne výpočet stabilizujúceho efektu vrstvovej štruktúry deformovaných jadier. Vrstvovú štruktúru definoval Strutinský ako veľkú nehomogenitu v rozložení jednočasticových stavov v jadre.

Podľa tejto definície vrstvový efekt možno očakávať pri ľubovoľne deformovanom tvare jadra. Nerovnomernosť v štruktúre energetických hladín jadra je mierou vrstvovej korekcie voči určitej strednej hodnote, určenej kvapkovým modelom. Energia vrstvovej korekcie je úzko zviazaná s fluktuáciou jednočasticových stavov blízko Fermiho povrchu, ak použijeme realistický model. Schéma vrstvovej štruktúry jadier podľa jednočasticového modelu je ilustrovaná na obr.12.3.



**Obr. 12.3.**

**Vľavo:** Vrstvová štruktúra jednočasticového potenciálu. Grupované energetické hladiny sú separované väčšími medzerami.

**Vpravo:** absencia vrstvovej štruktúry. Väčšie medzery pri magických počtoch nukleónov sa riadia pravidlami kvantovej mechaniky

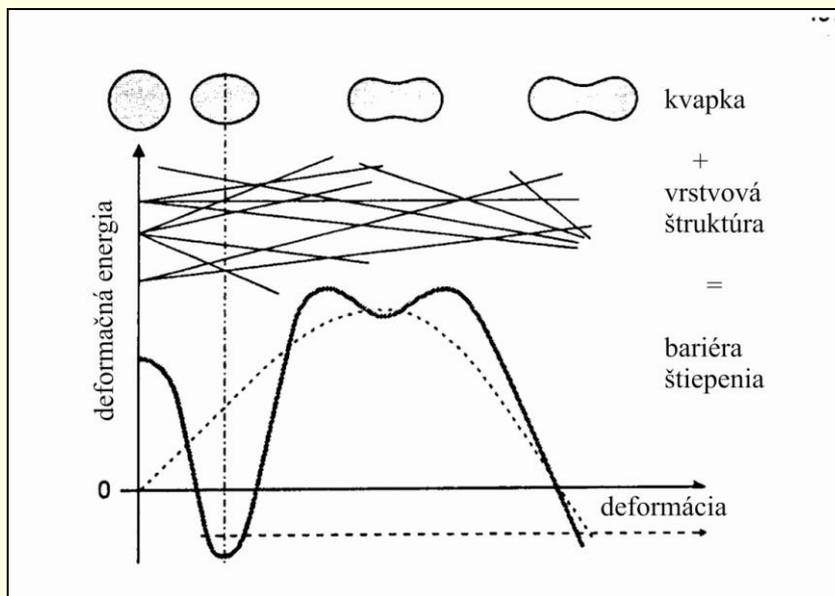
Hmotnosť jadra je možné vyjadriť ako

$$M = M_{LD} + \sum (\delta S + P), \quad (12.13)$$

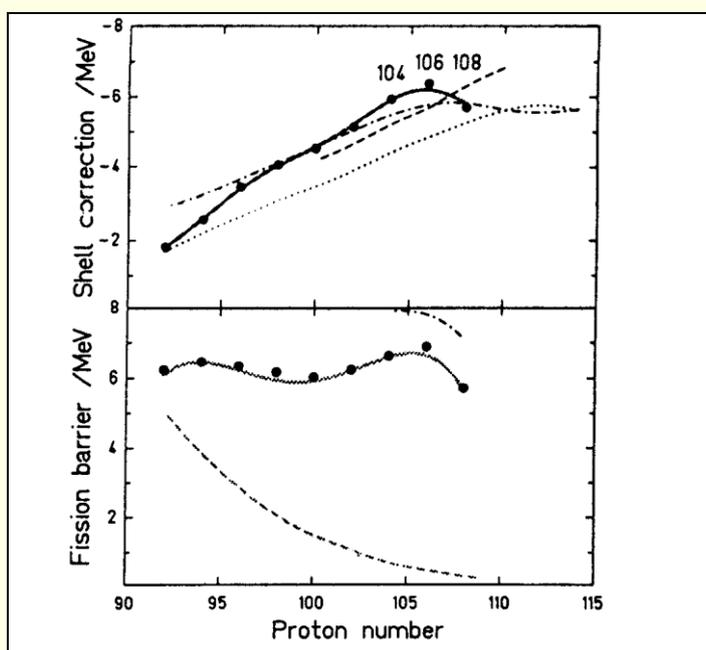
kde  $M_{LD}$  je hmotnosť, vypočítaná podľa kvapkového modelu,  $\delta S$  je vrstvová korekcia hmotnosti a  $P$  je korekcia na párovací efekt.

Tvar jadra v základnom stave môže byť vyjadrený ako rovnováha energie vrstvovej korekcie, ktorá uprednostňuje nesférické tvary, a kvapkového stavu, ktorý uprednostňuje sférický tvar. Táto situácia je ilustrovaná na obr. 12.4, kde je vynesená deformačná energia jadra v závislosti od jeho deformácii. Horná časť obrázku znázorňuje tvary kvapky, nižšie sú znázornené stúpajúce a klesajúce hladiny energetických stavov v závislosti od narastajúcej deformácie. S narastajúcou deformáciou energetické hladiny vykazujú periodické fluktuácie, ktoré vytvárajú vrstvové korekcie pre deformované systémy. Dolná časť obrázku ukazuje hladký priebeh energie podľa kvapkového modelu (čiarkovaná závislosť), ktorá narastá s narastajúcou

deformáciu, až kým nedosiahne maximálnu hodnotu. Toto maximum je štiepna bariéra podľa kvapkového modelu. Za maximum, ktoré nazývame štiepnym sedlom, energia podľa kvapkového modelu klesá a jadro sa rýchle rozštiepi. Hrubá krivka na obrázku predstavuje realistickú bariéru, čo je superpozícia energie vrstvovej korekcie a energie kvapkového modelu. Priebeh má druhé minimum - deformovaný základný stav.



Obr. 12.4. Ilustrácia makroskopicko-mikroskopickej metódy pre postupne sa deformujúce jadro.



Obr. 12.5.

**Horný obrázok:** Experimentálne hodnoty energie vrstvovej korekcie pre páro-párne izotopy pozdĺž alfa reťazcov pre  $N - Z = 48$  dole až po urán, porovnané s teoretickým priebehom.

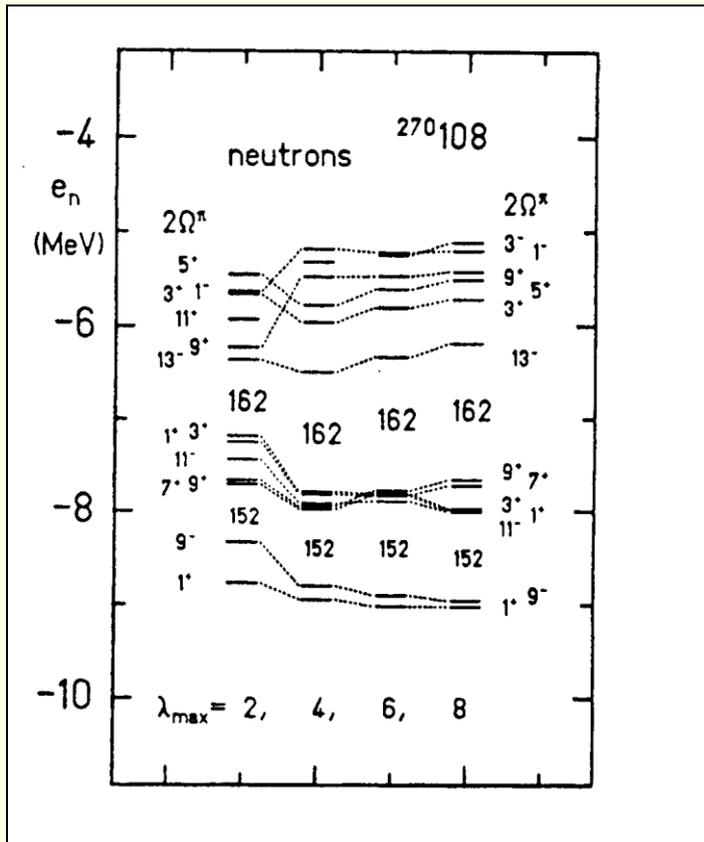
**Dolný obrázok:** Experimentálne a vypočítané bariéry štiepenia pre tie isté izotopy.

## 12.4 Energia vrstvových korekcií

Experimentálna energia vrstvovej korekcie  $M_{SH}$  sa dá určiť z experimentálnej hmotnosti  $M$  a z makroskopickej (sférickej) hmotnosti  $M_{LD}$ :

$$M = M_{LD} + M_{SH}. \quad (12.14)$$

Z energie alfa-premeny párnopárných izotopov, kde alfa-premeny by mali prebiehať medzi základnými stavmi jadier, možno odvodiť hmotnosti v základnom stave. Z makroskopickej hmotnosti  $M_{LD}$ , určenej teoretickým modelom, možno získať „experimentálnu“ vrstvomú korekciu. Obrázok 12.5 ukazuje experimentálne vrstvomé efekty od uránu po  $Z = 108$  pozdĺž alfa-reťazca  $N - Z = 48$ . V tomto prípade sa použila makroskopická hmotnosť z kvapkového modelu konečného dosahu (finite range droplet model). Vrstvomá korekčná energia narastá od 2 MeV pre  $^{232}\text{U}$  po 8 MeV pre  $^{264}108$ . Posledná hodnota je približne polovičná hodnota vrstvomovej sily najsilnejšie viazaného dvojnásobne magického jadra  $^{208}\text{Pb}$ . Výpočty, robené mikroskopickým modelom (Cwiok, Patyk) a tiež Woods-Saxonovým potenciálom a taktiež potenciálom Yukawa + exponenciálny člen (Moller, Nix), reprodukovujú experimentálne údaje veľmi dobre.



**Obr. 12.6.**

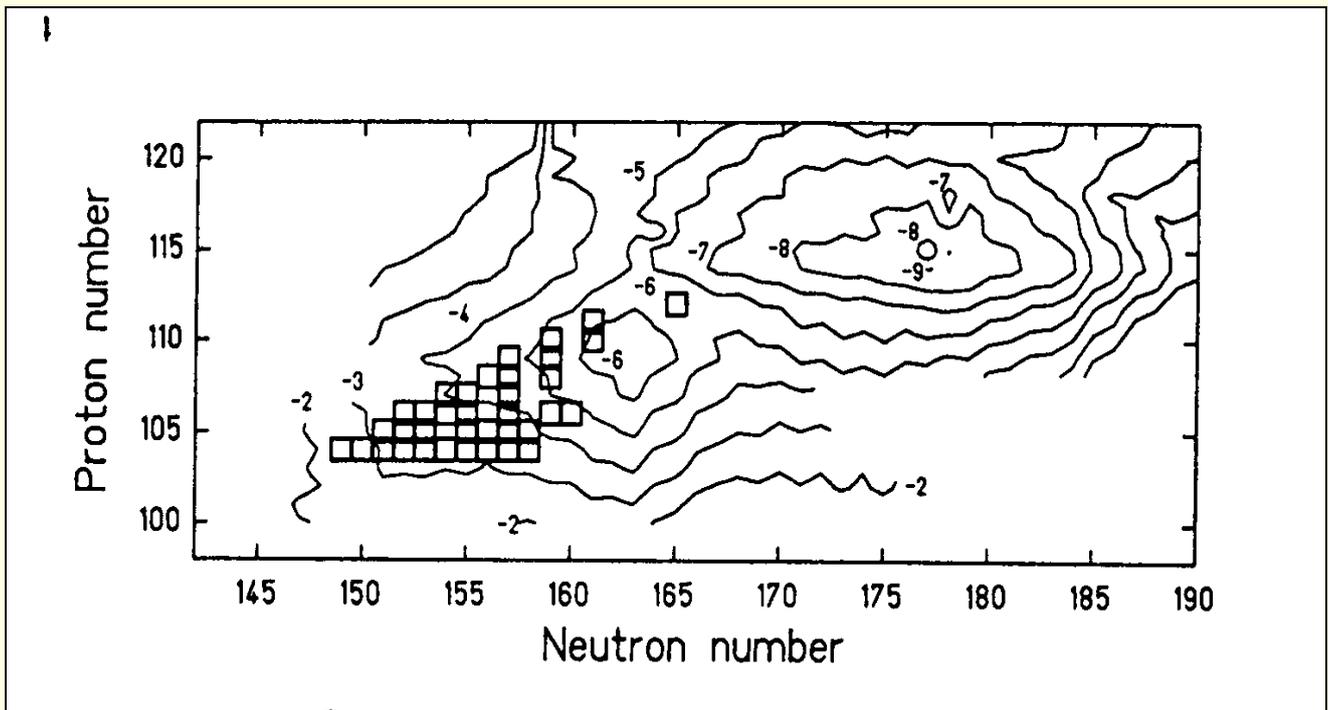
Závislosť vrstvomovej korekcie na stupni voľnosti v jadrovej deformácii

Podľa teórie pôvod vrstvomovej korekcie je v zápornej hexadekapólovej deformácii v základnom stave jadier, to znamená, že máme do činenia s jadrami sudovitého tvaru. Na obr. 12.6 sú znázornené energetické hladiny neutrónov v jadre  $^{270}108$  v závislosti od hexadekapóloveho stupňa voľnosti. Medzera medzi energetickými hladinami sa zväčšuje, keď je do výpočtov zahrnutý aj hexadekapólový stupeň voľnosti.

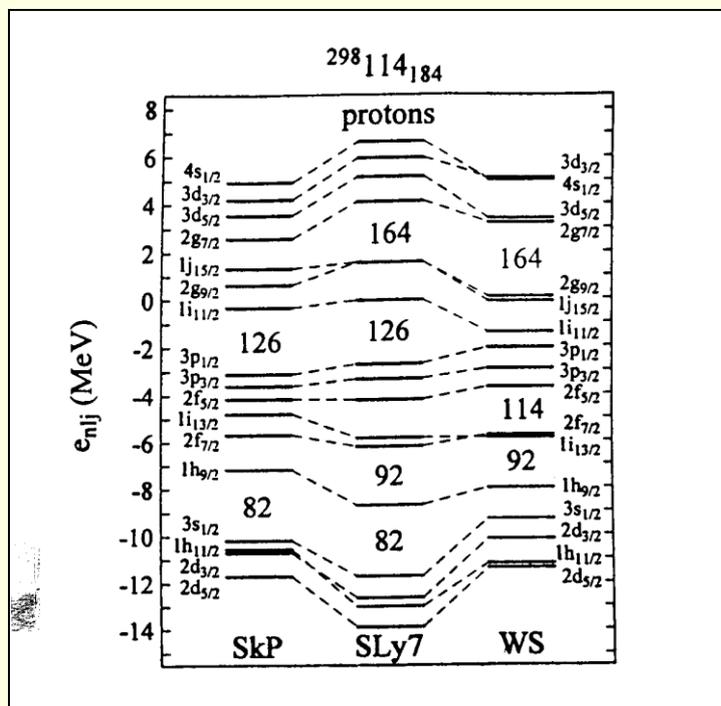
Výsledky mikroskopického výpočtu pre ťažké prvky od  $Z = 82$  (Pb) po  $Z = 114$  sú ukázané na obr. 12.7. Ako vidno hexadekapólovo stabilizovaná oblasť, centovaná okolo  $Z = 108$  a  $N = 164$ , sa predlžuje až po uzavretú sférickú protónovú vrstvu ( $Z = 114$ ) a neutrónovú vrstvu ( $N = 184$ ) s energiou vrstvomovej korekcie až 7 - 8 MeV.

Po roku 1995 sa objavil nový teoretický prístup k problematike najťažších jadier, založený na selfkonzistentnom prístupe s použitím Skyrme síl a teórie centrálneho poľa (meanfield theory). Tento prístup predpovedá uzavretú protónovú vrstvu pri  $Z = 114$ , 126, alebo prípadne pri  $Z = 120$ . Na obr. 12.8 sú príklady makroskopicko - mikroskopických výpočtov: Woods-Saxonov potenciál - WS, selfconsistent Hartree-Fock výpočty s použitím Skyrme síl SKP a SKY. Hlavným problémom najťažších jadier s veľkým počtom protónov je rozloženie náboja v jadre. Pre supertěžké jadrá hustota náboja narastá smerom k povrchu jadra, preto vysoká hodnota orbity s veľkou hodnotou

orbitálneho momentu hybnosti / a spin-orbitálne sily môžu veľmi významne ovplyvniť výsledky výpočtov. Podľa doterajších výsledkov (1998) makroskopicko - mikroskopický model pri porovnaní s experimentálnymi hodnotami dáva horšie výsledky ako predošlé teoretické prístupy.



**Obr. 12.7.** Mikroskopické vrstvové korekcie (uvedené v MeV) pre ťažké jadrá s  $Z = 100 - 120$ .

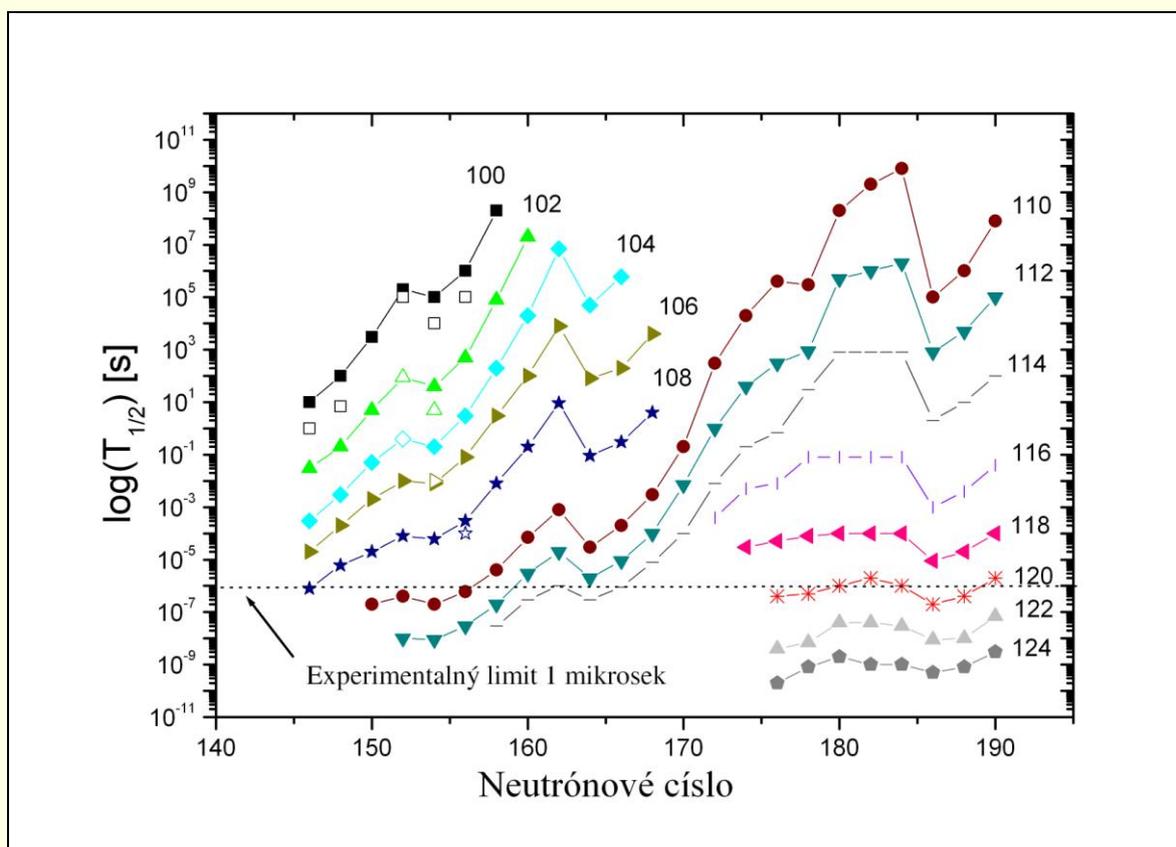


**Obr. 12.8.** Predpovedané uzavreté protónové vrstvy jadra  $^{298}_{114}_{184}$  podľa self-konzistentných (SkP, SLy7) a makroskopicko-mikroskopických riešení (WS).

## 12.5 Štiepna bariéra

Obrázok 12.5 ukazuje experimentálnu štiepnu bariéru pre páro-párne izotopy pozdĺž reťazca  $N - Z = 48$ . Veľkosť bariéry je skoro konštantná, okolo 6 - 8 MeV, od uránu po  $Z = 108$ , lebo kvapková časť bariéry klesá rovnakým tempom, ako narastá energia vrstvovej korekcie. Od  $Z = 104$  vyššie makroskopická časť bariéry klesá pod 0,5 MeV a prakticky prestáva byť efektívnou a stabilitu jadra vytvára iba vrstvomý efekt. Ako vidno, výpočty sú v dobrej zhode s experimentálnymi hodnotami.

Napriek konštantnej výške štiepnej bariéry, štiepne polčasy klesajú s narastajúcou hodnotou  $Z$ , čo je zapríčinené malou šírkou vrstvovej bariéry. Aktinoidy majú širokú, dvojhrbú bariéru, ktorej dominuje hrubá kvapková bariéra. Pre transaktinoidy je kvapková bariéra prakticky neprítomná. Vonkajší hrb dvojitej bariéry, sediaci na kvapkovej bariére, klesne pod základnú energetickú úroveň, iba vnútorný hrb bariéry sa zachová a vytvára typickú jednohrbú bariéru vrstvomovo stabilizovaného jadra.



**Obr.12.9.** Predpovedané polčasy premeny alfa pre ťažké a superťažké jadrá,  $Z = 100 - 124$ .

Ak štiepna bariéra je opísaná parabolou, potom štiepny polčas možno vyjadriť ako

$$T_{1/2} = [1 + \exp(2\pi B_F / \hbar\omega_F)] \frac{\ln 2}{n}, \quad (12.15)$$

kde  $\hbar\omega$  je parametrom zakrivenosti krivky a  $n$  je počet nárazov na bariéru

$$n = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}.$$

## 12.6 Doba polpremeny

Jedna z predpovedí (1996) doby polpremeny na báze Skyrme interakcie a SKP pre párnopárne izotopy superťažkých jadier je ukázaná na obr. 12.9. Doby polpremeny nepárnych jadier sú dlhšie vzhľadom na sťažnosť (hydrance) štiepenia a premeny alfa. Pre známe izotopy predpovede dobre súhlasia s experimentálnymi hodnotami. Jadrá z tejto oblasti sú alfa – emitérmi. Najdlhšie žijúce izotopy okolo  $N = 184$  by mali mať parciálne alfa-polčasy, presahujúce roky. Predpovedané doby polpremeny neklesajú nikde pod  $1 \mu\text{s}$ , čo by umožňovalo dostať sa k týmto superťažkým jadrom krok za krokom použitím preletovej techniky (on-flight technique), ak by sa podarilo vyriešiť problém potrebnej kombinácie terčových a projektilových jadier. Tieto výpočty však nezahŕňujú beta-premenu, ktorá skraca dobu života blízko čiary beta-stability.

## 12.7 Účinný prierez fúzo - výparnej reakcie

Zatiaľ jediná úspešná metóda syntézy transuránových jadier je úplná fúzia nalietajúceho iónu s terčovým jadrom. Pre začatie procesu fúzie nalietajúca častica potrebuje určitú kinetickú energiu na prekonanie coulombovských odpudivých síl. V bode dotyku obidvoch jadier sa uplatnia príťažlivé jadrové sily a premenia dinukleárny systém na mononukleárny. Pre systémy, ktoré tu uvažujeme, kinetická energia prevyšuje energiu reakcie  $Q$ , potrebnú na vytvorenie zloženého jadra, preto vytvorené zložené jadro je vo vzbudenom stave. Jadro prejde do základného energetického stavu emisiou nukleónov alebo štiepením a emisiou gama-kvánt. Emisia nabitých častíc je silne potlačená vzhľadom na vysokú coulombovskú bariéru a malú hodnotu energie vzbudeného jadra. U transuránových jadier popri deexcitačnom procese dominantnú úlohu hrá konkurenčný proces okamžitého štiepenia zloženého jadra. Proces štiepenia sa stáva stále dominantnejším smerom ku koncu tabuľky prvkov.

Pre dvojstupňový fúzo - výparný proces fúzie a prežitie zloženého jadra možno účinný prierez produkcie  $\sigma$  vyjadriť vzťahom

$$\sigma_{fus}(E_P - E_B, l) \cdot \omega(E^*, l). \quad (12.16)$$

Účinný prierez fúzie  $\sigma_{fus}$  závisí od energie nalietajúcej častice  $E_P$ , od výšky fúznej bariéry  $E_B$  a od hodnoty orbitálneho momentu hybnosti  $l$ . Pravdepodobnosť prežitia  $\omega$  závisí od energie vzbudeného jadra  $E^*$ , ktorá určuje počet výparných neutrónov  $xn$  a maximálnu hodnotu orbitálneho momentu hybnosti  $l$ , pri hodnote ktorých zložený systém môže prežiť bez okamžitého štiepenia (prompt fission). Pravdepodobnosť prežitia každého deexcitačného kroku, určená konkurenciou medzi štiepením a vyparením neutrónu, je rádovo  $10^{-2} - 10^{-3}$ .

Geometrický účinný prierez fúzie je daný vzťahom

$$\sigma_{fus} = \pi \tilde{\lambda}^2 \Sigma(2l + 1) T_l(E_P - E_B), \quad (12.17)$$

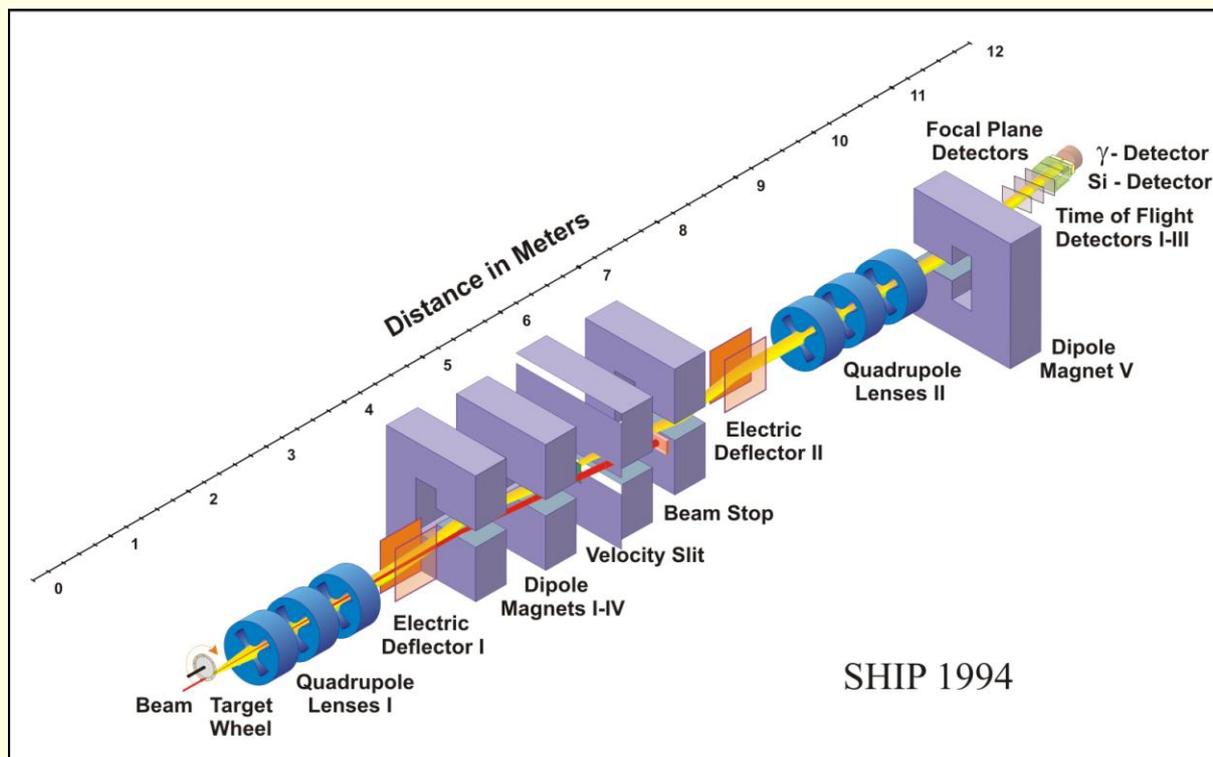
kde  $\tilde{\lambda}$  je de Brogliová vlnová dĺžka dinukleárneho systému a  $T_l$  je pravdepodobnosť prechodu cez potenciálovú bariéru. Parciálne dĺžky sa sčítavajú až po maximálnu hodnotu orbitálneho momentu hybnosti zloženého systému, ktorú možno zistiť z rotačného kvapkového modelu. Maximálna hodnota  $l$  pre silne štiepne systémy, aké uvažujeme, je okolo  $15 \hbar$ . Najťažšie prvky, na konci periodickej tabuľky, sú vytvárané pri centrálnych zrážkach.

## 12.8 Supertěžké jadrá

Stabilizujúci vplyv vrstvovej štruktúry jadier sa prejavil najviac pri nových, umelo vytvorených transuránových jadrách. Tieto jadrá podľa kvapkovej teórie jadier by vôbec nemali existovať. Pokusy o ich syntézu by mali ostať bez úspechu. Blízke transurány majú veľmi dlhé doby života a aj najťažšie doteraz vytvorené jadrá žijú o mnoho rádov dlhšie, ako je doba ich formovania ( $10^{-17} - 10^{-15}$ )s. A tu vznikla myšlienka, že ak je tomu tak, potom pri ďalšej uzatvorenej protónovej vrstve, pri atómovom čísle  $Z = 126$  by sa mala stabilita jadier opäť zvýšiť natoľko, že by sa tieto jadrá mali udržať pohromade miliardy rokov. Neskoršie za najpravdepodobnejšie číslo protónov v uzatvorenej vrstve bolo predpovedané číslo  $Z = 114$ . Teória nie je zjednotená na

týchto číslach ani dodnes, skôr naopak. Ďalšia uzatvorená vrstva neutrónov je predpovedaná jednotnejšie a to pri  $N = 184$ . Takže najstabilnejšie superťažké jadro by malo byť jadro  $^{298}114_{184}$ . (V prípade ešte nepomenovaných transuránov, namiesto medzinárodného označenia prvku uvádzame jeho protónové číslo.)

Hypotéza o možnej existencii veľmi stabilných superťažkých jadier okolo  $Z = 114$  vyvolala silnú odozvu medzi experimentálnymi fyzikmi a tiež medzi chemikmi. V 1970-tych a 1980-tych rokoch mnoho laboratórií po celom svete začalo analyzovať najrôznejšie druhy hornín, minerálov, meteoritov a kozmického prachu za účelom separácie zvyškov superťažkých jadier, vytvorených v Slnčnej sústave pri počiatočnej nukleosyntéze pred miliardami rokov [3]. Všetky tieto pokusy sa skončili so záporným výsledkom.



**Obr. 12.10.** Kinematický separátor SHIP.

**Zľava:** rotačný terčik, trojica fokusačných kvadrupólov, elektrostatický deflektor, štvorica vychyľovacích magnetov, druhý elektrostatický deflektor, trojica fokusačných kvadrupólov, doplnkový deflekčný magnet, dva fóliové prieletové detektory a koncové analyzujúce detektory.

## Laboratórna syntéza superťažkých jadier

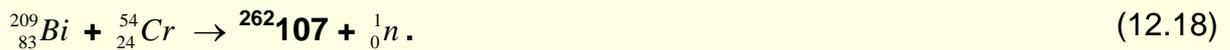
Pozornosť jadrových fyzikov sa sústredila na laboratórnu syntézu superťažkých jadier, ktoré mali vzniknúť pri zrážke urýchlených iónov s jadrami ťažkých terčovými prvkov. V snahe o skorý úspech, laboratória s vhodnými urýchľovačmi začali bombardovať uránové jadrá s urýchlenými iónmi uránu a dúfali, že medzi fragmentmi, ktoré vznikali pri týchto zrážkach sa objavia aj jadrá okolo  $Z = 114$ . Tieto a mnohé podobné pokusy nevedli k očakávanému výsledku. Experimentátori došli k poznaniu, že cesta k hypotetickým superťažkým jadrom bude zdĺhavá, lebo vedie cez postupné vytváranie ťažších a ťažších jadier, krok za krokom. Experimentálne ťažkosti sa ukázali byť oveľa väčšie, ako sa pôvodne predpokladalo.

### SHIP: $Z = 107, 108, 109$

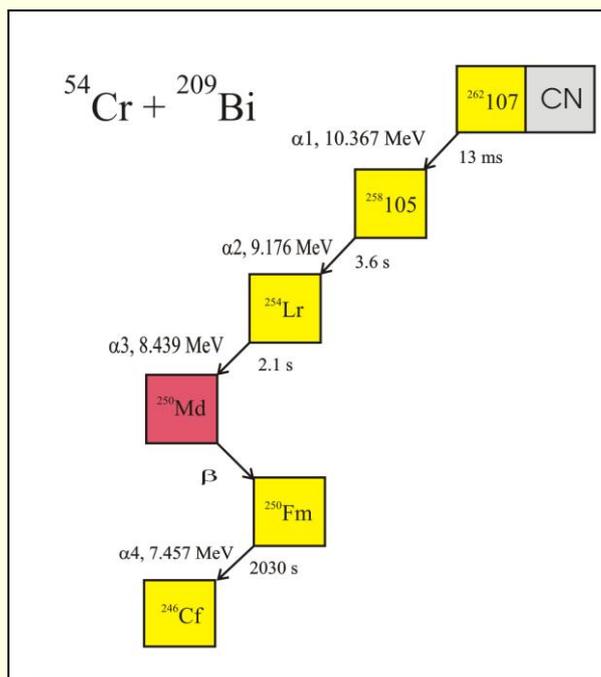
Začiatkom 1980-tych rokov sa popri Američanoch a Rusoch objavil aj tretí partner, schopný robiť vedecky aj technicky veľmi náročné experimenty s urýchlenými zväzkami ťažkých iónov. Nemci vybudovali koncom 1970-tych rokov pri Darmstade, 20 km južne od Frankfurtu, moderný ústav pre výskum ťažkých iónov - GSI Darmstadt. Za novým lineárnym urýchľovačom UNILAC

umiestnili rýchlostný separátor produktov jadrových reakcií - SHIP, znázornený na obr. 12.10. SHIP pomocou magnetických a elektrických polí odseparuje a prepustí iba jadrá - produkty jadrových reakcií, ktoré svojimi kinematickými vlastnosťami vyhovujú nastavenému rýchlostnému a nábojovému "oknu" separátora. Zložené jadrá, vytvorené v rotujúcej terčovej fólii sú trojicou kvadrupólových magnetov fokusované a nasledujúcimi elektrickými a magnetickými dipólmi odseparované od projektilov. Ďalšia trojica kvadrupólov vybraný súbor jadier fokusuje do roviny polohovocitlivých stripov (prúžkov) kremíkových detektorov, ktoré merajú energiu a miesto dopadu jadier. Pred stripovými detektormi sú ešte umiestnené dva fóliové detektory, ktoré merajú dobu preletu jadier medzi nimi, resp. ich rýchlosť.

Pomocou tejto modernej techniky sa podarilo skupine skúsených experimentálnych fyzikov, pod vedením G. Münzenberga v priebehu rokov 1981-84 objaviť tri nové prvky s atómovými číslami  $Z = 107, 108$  a  $109$ . V roku 1981 bolo identifikovaných niekoľko jadier  $^{262}_{107}$ , vytvorených v jadrovej reakcii



Pri identifikácii týchto jadier bola použitá  $\alpha$ - $\alpha$  korelačná metóda, ktorá potom bola s úspechom použitá aj pri identifikácii všetkých ostatných objavov najťažších atómových jadier [4]. Na obr. 12.11 je ukázaný premenový reťazec, pôvodcom ktorého je  $^{262}_{107}$ . Jeden zo stripov kremíkového detektora, s výborným energetickým aj polohovým rozlíšením, zaregistroval najprv impulz od ťažkého atómového jadra, ktorý po prechode prieletovými fóliovými detektormi dopadol na daný strip. O 13 ms neskôršie z toho istého miesta vyletela  $\alpha$ -častica s energiou 10,367 MeV. O 3,6 s neskôršie ďalšia  $\alpha$ -častica s energiou 9,176 MeV, potom o 2,1 s  $\alpha$ -častica s energiou 8,439 MeV. Za touto premenou nasledovala beta premena a reťaz alfa premien pokračoval ďalej cez  $^{250}\text{Fm}$ . Reťazec zaregistrovaných alfa častíc uzatvára  $\alpha$ -častica s energiou 7,457 MeV. Až na prvú  $\alpha$ -časticu všetky mali energie a doby premeny, ktoré bolo možné jednoznačne priradiť už známym  $\alpha$ -aktívnym jadrom tak, ako sú ukázané v reťazci na obr. 12.11. Tento reťazec umožnil identifikovať pôvodcu prvej  $\alpha$ -častice s neznámou energiou ako pokračovanie premenového reťazca smerom hore k jadrú  $^{262}_{107}$ . Korelačný faktor tohto reťazca energetických a časových následností  $\alpha$ -častíc z toho istého miesta v detektore je tak silný, že skoro úplne vylučuje možnosť náhodného vzniku tohto reťazca.



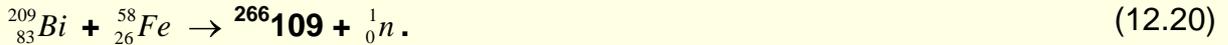
**Obr. 12.11.**

Identifikácia 107. prvku sekvenciou alfa premien toho istého atómu z jedného miesta na detektore. V schéme je jeden zo siedmich zaregistrovaných reťazcov. Reťazec sa začína premenou atómu  $^{267}_{107}$  a končí alfa premenou  $^{250}\text{Fm}$  na  $^{246}\text{Cf}$ .

Podobným spôsobom sa podarilo v GSI Darmstadt v roku 1984 v reakcii



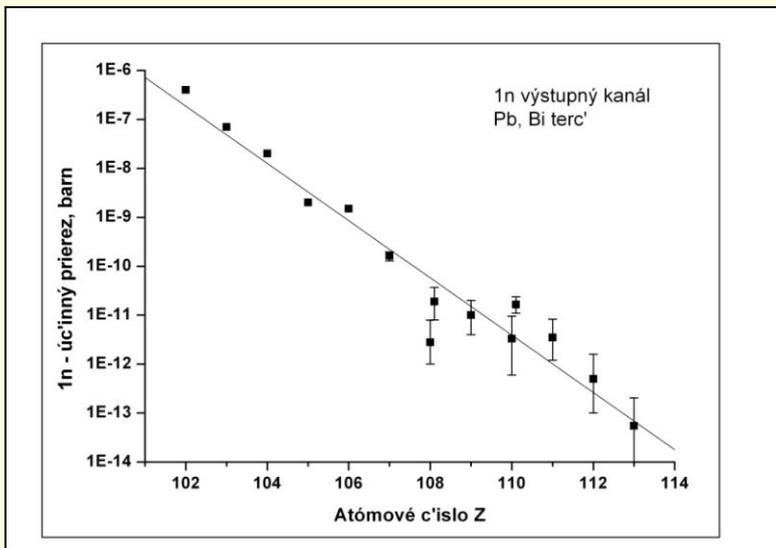
vytvoriť niekoľko atómov 108. prvku [5] a ešte predtým rovnakým spôsobom aj jeden atóm 109. prvku [7]. V tejto reakcii sa oproti predošlej zamenilo olovo s bizmutom, ktorý má o jeden protón viac



S touto veľmi úspešnou sériou objavov boli vyčerpané možnosti aj najefektívnejšieho zariadenia na syntézu nových ťažkých atómov, aké UNILAC + SHIP v danej dobe predstavovalo. Pri vtedy dostupnej intenzite zväzku urýchlených iónov, účinnosti separácie a registrácie bolo potrebných viac ako 10 dní nepretržitej práce urýchľovača na vytvorenie jedného zaregistrovaného nového jadra.

Mierou pravdepodobnosti, že pri zrážke urýchleného iónu s terčovým jadrom dôjde ich spojením k vytvoreniu zloženého jadra, je veličina, ktorú nazývame barn. Jeden barn má rádove plošný rozmer atómu, t.j.  $1b = 10^{-28} \text{ m}^2$  ( $10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Pri vytvorení jediného atómového jadra  ${}_{109}^{266}$  preletelo cez terčik s obsahom  $10^{22}$  atómov Bi/m<sup>2</sup> za 14 dní spolu  $10^{17}$  urýchlených iónov  ${}_{26}^{58}\text{Fe}$ . To vedie k účinnému prierezu  $\sigma = 10^{-39} \text{ m}^2$  ( $10^{-35} \text{ cm}^2$ ) t.j. 10 pikobarn.

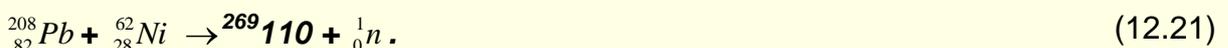
Analýza experimentálnych výsledkov ukázala, že pri vytváraní nových, stále ťažších atómových jadier výrazne klesá pravdepodobnosť možného spojenia urýchleného iónu s terčovým jadrom. Pri postupe o jedno Z vyššie poklesne účinný prierez reakcie  $\sigma$  v priemere o 4 - 6 násobok. Tento trend je neúprosný, ako dokazuje aj obr. 12.12, kde je ukázaná závislosť účinného prierezu  $\sigma$  reakcií syntézy typu (HI,1n) na báze  ${}^{208}\text{Pb}$  a  ${}^{209}\text{Bi}$  od atómové čísla Z vytvoreného zloženého jadra.



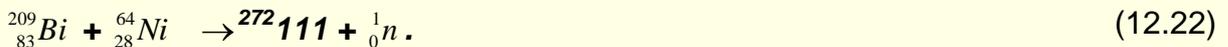
**Obr. 12.12.** Závislosť účinného prierezu syntézy ťažkých jadier s  $Z = 102 - 116$  od atómové čísla  $Z$  syntetizovaného jadra. Porovnanie sa vzťahuje na reakcie s terčovými jadrami Pb a Bi s emisiou jedného neutrónu z vytvoreného zloženého jadra.

### SHIP 94: $Z = 110, 111, 112$

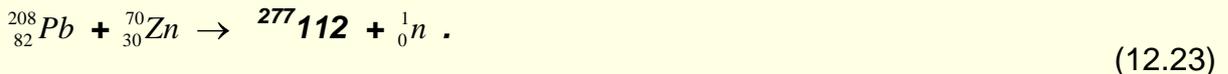
Po viac ako 11-násobnom zvýšení efektívnosti aparatury UNILAC-SHIP bol v roku 1994 syntetizovaný v poradí 110-ty prvok v reakcii



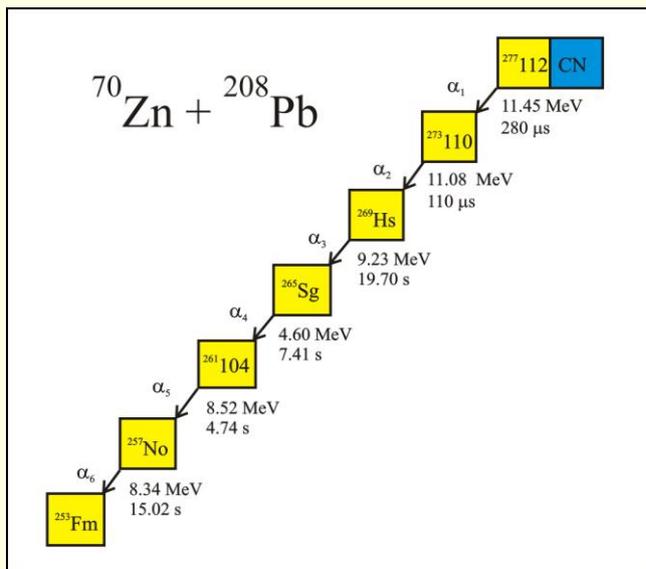
Účinný prierez reakcie bol podľa očakávania veľmi nízky, iba 3,3 pikobarn a doba polpremeny 270 mikrosekúnd [6]. V pokračujúcom experimente bol syntetizovaný aj 111-ty prvok v reakcii



Účinný prierez poklesol na 1,7 pb a doba polpremeny bola nameraná na úrovni 1,5 ms [7].  
 Ďalší prvok s atómovým číslom 112 bol na SHIPe syntetizovaný v roku 1996 v reakcii



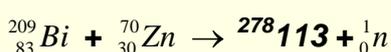
V tomto experimente boli zaznamenané najdlhšie reťazce po sebe nasledujúcich alfa premien, ako ilustruje obr. 12.13, kde je ukázaná schéma premeny  ${}_{112}^{277}$  [8]. Z toho istého miesta v detektore, kam dopadlo ťažké jadro, vyletelo postupne v uvedenom časovom slede až 6 alfa častíc. Porovnanie nameraných energií a časových následností dokázali, že pôvodcom je nové jadro  ${}_{112}^{277}$ . Účinný prierez reakcie je pod 1 pb a doba polpremeny nového jadra je 240 mikrosekúnd.



**Obr. 12.13.** Identifikácia 112. prvku sekvenciou 6 po sebe nasledujúcich alfa premien z toho istého atómu z jedného miesta na detektore. Reťazec sa začína premenou atómu  ${}_{112}^{277}$  a končí alfa premenou  ${}_{104}^{261}$  na  ${}_{102}^{257}$ .

Vytvorením dvoch jadier s  $Z = 112$  s účinným prierezom produkcie 0,5 pikobarn ( $10^{-40} \text{ m}^2$ ) sme sa dostali na hranicu možností daného experimentálneho zariadenia. Jedným z problémov kľúčového významu je určenie optimálnej energie bombardujúcich iónov. Projektil musí naraziť na terčové jadro s energiou okolo 350 MeV a pritom sa nesmie líšiť od optimálnej hodnoty viac ako asi 2 MeV. Pri väčšej odchýlke smerom dole sa jadrá vôbec nespoja, pri odchýlke smerom hore vytvorené zložené jadro sa neudrží pohromade. Udržať energiu projektív na stanovenej hodnote je náročný, ale zvládnuteľný technický problém. Zásadnejší problém je určenie samotnej optimálnej hodnoty energie urýchlených iónov. Teoretické výpočty sú zaťažené príliš veľkou chybou, preto túto energiu treba určiť experimentálne. Určuje sa extrapoláciou z hodnôt, získaných pri jadrových reakciách vhodne vybraných transuránových jadier so  $Z > 100$ . Je to časovo veľmi náročný proces, pri ktorom pre vybrané jadrové reakcie sa postupne mení energia projektív a hľadá sa tá hodnota energie, pri ktorej tvorba zložených jadier má optimum. Potrebná presnosť extrapolácie je okolo (0,3 - 0,4)%. Extrapolovaná energia, aj pri uvedenej presnosti, nemusí ešte presne určovať optimálnu hodnotu hľadanej energie. Tá môže byť pre konkrétne nové jadro ovplyvnená špecifickými vlastnosťami, ktoré nie sú dopredu známe, napríklad deformáciou tvaru jadra, jeho vrstvovou štruktúrou, spinom, atď.

K. Morita a kol. vo výskumnom ústave RIKEN v Japonsku, v roku 2004 zaregistroval jeden plnohodnotný premenový reťazec jadra  ${}_{113}^{278}$  z reakcie



Po viacmesačnom ožarovaní bizmutového terča iónmi  $^{70}\text{Zn}$  dosiahli účinný prierez 0,055 pikobarn, čo je rekord v oblasti syntézy superťažkých jadier. Experiment prebiehal na plynom plnenom separátore s transportnou účinnosťou okolo 80%, čo je skoro dvojnásobok transportnej účinnosti separátora SHIP.

V prípade 114. prvku pre 1n výstupný kanál bude účinný prierez zrejme na úrovni 0,01 pikobarn. Momentálne nie je jasné, či pri súčasných experimentálnych možnostiach bude možné naplánovať experiment, ktorý by mal aj keď malú, ale predsa len reálnu šancu na úspech. Poznanie štruktúry a vlastností jadier 114. prvku má však principiálny význam pre teóriu superťažkých jadier.

### Syntéza superťažkých jadier metódou horúcej fúzie

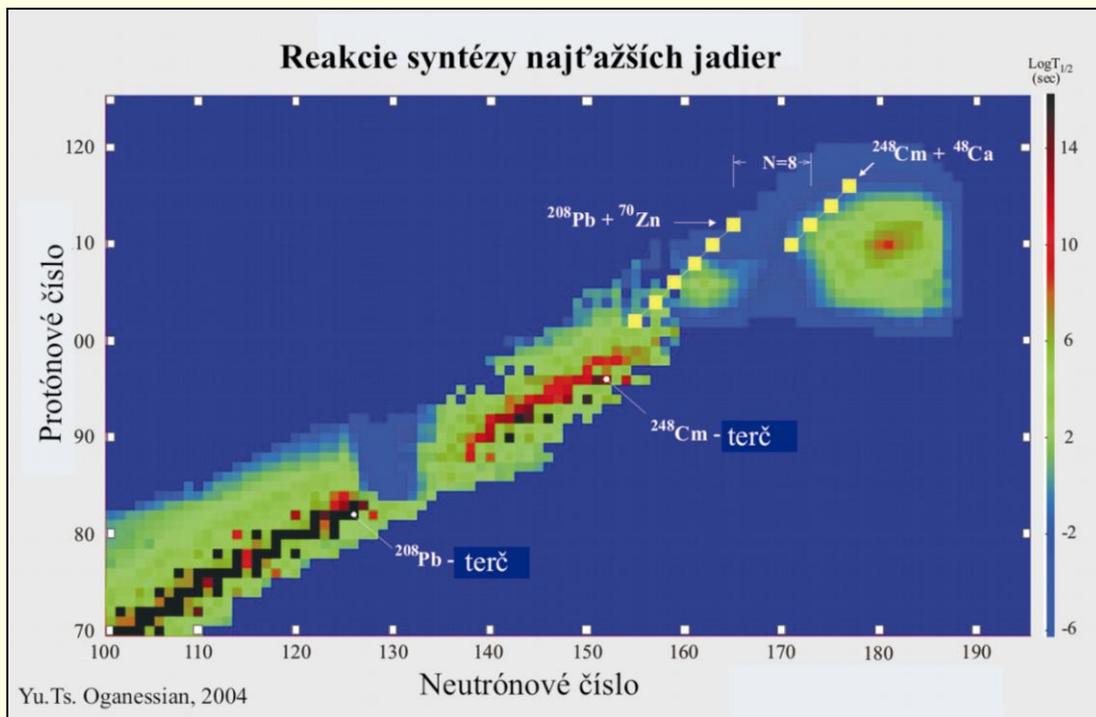
Syntéza superťažkých jadier v GSI Darmstadt bola založená na tzv. **studenej fúzii**. Pri studenej fúzii ide vlastne o **podbariérovú** jadrovú reakciu, pri ktorej vytvorené zložené jadro je vzbudené na nevyhnutnú minimálnu úroveň, čo znižuje pravdepodobnosť okamžitého štiepenia tvoriaceho sa zloženého jadra. Ako ukazujú doterajšie poznatky, účinný prierez radiačného zachytenia nalietajúceho iónu (HI – Heavy Ion, 0n) je menšia, ako pre kanál (HI, 1n), preto v GSI Darmstadt všetky experimenty sa robili v reakcii (HI, 1n) na báze dvojnásobne magického terčového jadra  $^{208}_{82}\text{Pb}$ , alebo  $^{209}_{83}\text{Bi}$ .

V Laboratóriu jadrových reakcií SÚJV Dubna je syntéza superťažkých jadier založená na tzv. **horúcej fúzii**, teda na syntéze viac asymetrického systému jadier. Terčovým jadrom sú najťažšie dostupné jadrá, Th, U, Pu, Am, Cm a Cf s atómovými číslami od  $Z = 90$  až do  $Z = 98$ . Nalietajúcimi iónmi sú jadrá od neónu Ne ( $Z = 10$ ) po vápnik Ca ( $Z = 20$ ), prípadne aj vyššie. Najvyšší účinný prierez u týchto asymetrických reakcií má výstupný kanál (HI, 3n) a (HI, 4n). Podľa niektorých teoretických výpočtov účinný prierez asymetrických jadrových reakcií ťažkých systémov je výrazne nižší v porovnaní so symetrickejšími reakciami. Zdá sa však, že to nemusí platiť pre dvojnásobne magický nalietajúci ión vápnika  $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$  ako naznačujú výsledky posledných experimentov v Dubne, opísane nižšie.

V Laboratóriu jadrových reakcií SÚJV Dubna (Ruská federácia) sa od roku 1998 robili pod vedením Yu.Ts. Oganessiana pokusy o vytvorenie nových superťažkých chemických prvkov s atómovým číslom  $Z = 112, 114, 115, 116$  a  $118$  Mendelejevovej tabuľky prvkov. Prvý horúci kandidát na atóm 114-teho prvku bol pozorovaný už v decembri 1998, keď iónmi najťažšieho izotopu vápnika -  $^{48}\text{Ca}$ , bol bombardovaný plutóniový terčik -  $^{244}\text{Pu}$ . Vytvorené atómové jadro žilo neočakávane dlho, až 30 sekúnd kým sa postupne nepremenilo na stále ľahšie jadrá až po jadro 108-ho prvku, ktoré sa rozštiepilo na dva približne rovnako veľké atómové jadrá. Postupne do roku 2003 boli úspešne syntetizované superťažké jadrá až po 116-tý prvok a v nasledujúcich rokoch bolo vytvorené aj jadro 118-teho prvku ako ukazuje Tab. 12.2.

$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow$	$^{286}_{112}^*$	$\rightarrow ^{283}_{112} + 3n$
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow$	$^{292}_{114}^*$	$\rightarrow ^{287}_{114} + 5n$
$^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu} \rightarrow$	$^{290}_{114}^*$	$\rightarrow ^{287}_{114} + 3n$
$^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am} \rightarrow$	$^{291}_{115}^*$	$\rightarrow ^{288}_{115} + 3n$ $\rightarrow ^{287}_{115} + 4n$
$^{48}\text{Ca} + ^{245}\text{Cm} \rightarrow$	$^{293}_{116}^*$	$\rightarrow ^{291}_{116} + 2n$
$^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow$	$^{297}_{118}^*$	$\rightarrow ^{294}_{118} + 3n$

**Tab. 12.2.** Superťažké jadrá syntetizované metódou horúcej fúzie.



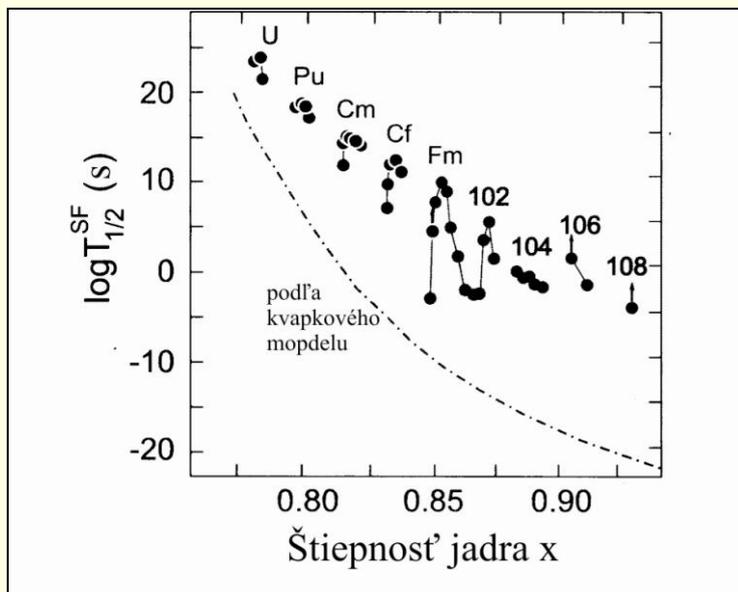
**Obr. 12.14.** Horný koniec tabuľky izotopov s vyznačením premenového reťazca 112-teho prvku (Pb + Zn) a 116-teho prvku (Cm + Ca). Vpravo je vyznačená nedostupná oblasť predpovedanej zvýšenej stability so stredom pri protónovom čísle 114 a neutrónovom čísle 184.

Účinné prierezy týchto reakcií boli na úrovni 1 – 3 picobarn, čo je prekvapujúco vysoká hodnota. Výnimočnosť týchto objavov a zložitosť experimentu však vyžadujú nezávislé potvrdenie na inom experimentálnom zariadení, alebo vytvorenie dostatočne veľkého počtu štatisticky zhodných premenových reťazcov na tom istom zariadení.

Posledné objavy nás dovedli do tesnej blízkosti predpovedanej oblasti stability okolo atómového čísla 114. Podľa niektorých teoretických odhadov atómové jadrá v centre tejto oblasti by mali mať enormne zvýšenú stabilitu a mohli by žiť možno až tisícky ak nie milióny rokov. Žiaľ dostupné stabilné atómové jadrá, používané ako urýchlené ióny a terčové atómy, neumožňujú priamo skúmať túto oblasť superťažkých jadier. Pri ich spájaní chýba im v súčte do 10 neutrónov ako názorne ukazuje aj obr. 12.14. V súčasnosti nie je známe, kedy a akým spôsobom by sa dali vytvoriť tieto najstabilnejšie superťažké atómy.

## LITERATÚRA:

- [1] Seaborg, G.T., Loveland, W.D.: The elements beyond Uranium. J.Wiley and Sons, Inc., 1990.
- [2] J.R. Huizenga, LBL Report 7701, April 1979.
- [3] Herrmann, G., GSI Preprint GSI-90-64, 1990.
- [4] Münzenberg, G. at al., Z. Phys. A 300 (1981) 107.
- [5] Münzenberg, G. at al., Z. Phys. A 328 (1984) 235.
- [6] Hofmann, S. at al., Z. Phys. A 350 (1995) 277.
- [7] Hofmann, S. at al., Z. Phys. A 350 (1995) 281.
- [8] Hofmann, S. at al., Z. Phys. A 354 (1996) 229.



**Obr. 13.1.**

Polčasy štiepenia jadier páro-párnych izotopov, produkovaných v reakciách, vyvolaných ťažkými iónmi ako funkcia štiepnosti  $x = Z^2/A$ .

## 13. DELENIE - ŠTIEPENIE JADIER

Spontánne delenie (štiepenie) jadier - SF, menovite  $^{238}\text{U}$  bolo objavené Petržakom a Flerovom v roku 1940. Ako sa ukázalo, tento objav bol mimoriadne dôležitý, lebo išlo o nový typ premeny jadier z ich základného energetického stavu. Spontánne štiepenie (Spontaneous Fission, SF) je pomerne zriedkavým spôsobom premeny ľahších aktínidov (Th, U), ale pravdepodobnosť SF rastie s narastajúcim hmotnostným číslom  $A$  a pre jadrá so  $Z > 98$  veľmi často limituje ich stabilitu. Doba života jadier pre SF sa mení v rozsahu 28 rádov, od  $T_{1/2}(^{238}\text{U}) = 4,47 \cdot 10^9$  rokov po  $T_{1/2}(^{258}\text{Fm}) = 0,38$  ms.

Komplexná analýza procesu štiepenia a teda aj SF je problematická, lebo až súčasná najmodernejšia technika dovoľuje určovať súčasne  $Z$  a  $A$  obidvoch fragmentov a zároveň aj počet emitovaných neutrónov.

Veľmi zaujímavý poznatok nám poskytne závislosť polčasu SF jadier od štiepneho parametra  $x$  ako ukazuje obr. 13.1:

- $T_{1/2}$  klesá u všetkých SF jadier s narastajúcou hodnotou  $x = Z^2/A$ .
- Jadrá s nepárnym  $A$  majú abnormálne dlhé polčasy štiepenia sa  $T_{1/2}$  v porovnaní s páro-párnymi jadrami, čo hovorí o tom, že štiepnosť nie je iba funkciou  $Z^2/A$ .
- Doby polpremeny SF najťažších jadier so  $Z \geq 104$  majú približne rovnakú hodnotu na úrovni milisekúnd.

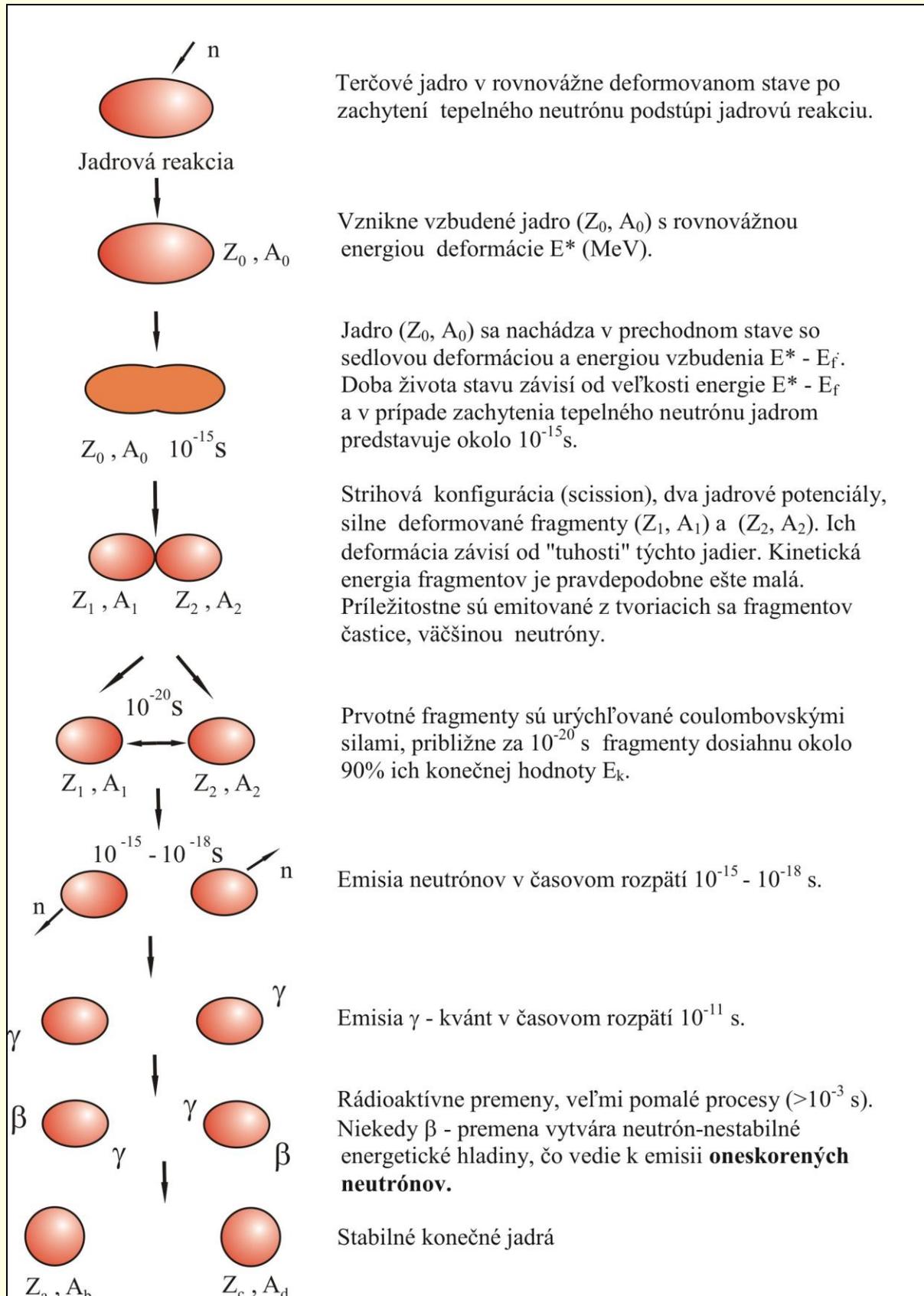
Približne (semikvantitatívne) vysvetlenie týchto efektov bolo možné na základe predstáv, že spontánne štiepenie je proces, ktorý má charakter tunelového prechodu cez potenciálovú bariéru zo základného stavu do strihového bodu (scission point). Strihovým bodom nazývame miesto, kde dochádza k úplnému oddeleniu obidvoch vznikajúcich fragmentov od seba. Polčas štiepenia je potom daný ako

$$T_{1/2}^{SF} = \frac{\ln 2}{fp} \quad (13.1)$$

kde  $f$  je frekvencia nárazov na štiepnu bariéru ( $\approx 10^{20} \text{ s}^{-1}$ ) a  $p$  je priechodnosť bariéry (penetrability)

$$p = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \sqrt{2\mu(V - E)} dE} = e^{-k} \quad (13.2)$$

kde  $\mu$  je redukovaná hmotnosť separujúcich sa fragmentov,  $V - E$  je negatívna kinetická energia fragmentov pri deformácii  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon$  je deformačný parameter.



**Obr. 13.2.** Proces delenia sa jadra po zachytení tepelného neutrónu.

## 13.1 ROZMERY A TVAR JADIER

Rozmery a tvar jadier majú významný vplyv na ich štiepnosť. Ťažké jadrá sú charakterizované s približne konštantnou hustotou  $\rho_0 \approx 0,17$  nukleónov/fm<sup>3</sup>. Táto hodnota je konštantná v celom objeme jadra až na kraj jadra, kde hustota klesne na nulu pri 2 - 3 fm. Toto možno vysvetliť distribúciou Fermi, kde závislosť hustoty od polomeru  $r$  je vyjadrená ako

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (13.3)$$

kde  $a$  je konštanta, vyjadrujúca difúznosť povrchu a  $R$  je polomer jadra. Hrúbka povrchovej vrstvy ťažkých jadier je udávaná výrazom

$$t = 2a \ln 9 \quad (13.4)$$

Táto vrstva je podstatne menšia ako celkový objem jadra, ktorý možno vyjadriť ako guľu s priemerom

$$R = r_0 A^{1/3} \text{ [fm]}, \quad r_0 \approx 1.1 - 1.2 \text{ [fm]} \quad (13.5)$$

Podrobnejšie štúdium najťažších, t.j. transuránových jadier ukazuje, že ich tvary nie sú ideálne sférické, ale sú pretiahnuté sféroidy a môžu byť vyjadrené ako

$$R(\theta) = c[1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)] \quad (13.6)$$

kde  $Y_{l0}$  sú normalizované sférické harmonické funkcie a  $c$  je parameter, ktorý fituje experimentálne údaje.  $\beta_2$  a  $\beta_4$  sú deformačné parametre. Deformačné parametre sa menia pre transuránové jadrá v rozsahu

$$\beta_2 = 0.23 \div 0.24 \quad (13.7)$$

$$\beta_4 = + 0.1 \div - 0.1 \quad (13.8)$$

Okrem týchto hlavných deformácií existujú ešte aj ďalšie deformácie tvaru ťažkých jadier, oktupolná a hexadekapolná deformácia.

## 13.2 HMOTNOSŤ ŤAŽKÝCH JADIER

Určovanie hmotnosti jadier výpočtom vychádza z kvapkového modelu jadra. Hmotnosť jadra, pozostávajúceho zo  $Z$  protónov a  $N$  neutrónov je daná ako

$$M(Z,A) = ZM_H + (A-Z)M_n - C_1 A + C_2 A^{2/3} + C_3 Z^2/A^{1/3} - C_4 Z^2/A - \delta \quad (13.9)$$

kde  $M_H$  a  $M_n$  sú hmotnosťami vodíkového atómu a neutrónu. Hodnoty koeficientov sú

$$C_1 = a_1 \left[1 - k \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2\right] \quad (13.10)$$

$$C_2 = a_2 \left[1 - k \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2\right] \quad (13.11)$$

$$a_1 = 15,677 \text{ MeV}, \quad a_2 = 18,56 \text{ MeV}, \quad C_3 = 0,717 \text{ MeV}, \quad C_4 = 1,211 \text{ MeV}, \\ k = 1,79$$

Párovacia konštanta

$$\begin{aligned} \delta &= +11/A^{1/3} && \text{pre p - p jadrá} \\ \delta &= 0 && \text{pre n- p jadrá} \\ \delta &= -11/A^{1/3} && \text{pre n- n jadrá} \end{aligned} \tag{13.12}$$

Zvýšená stabilita jadier je pozorovaná pri počte nukleónov 28, 50, 82, 126. Stabilita jadier v okolí  $Z = 82$  a  $N = 126$  (olovo  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ ) dosahuje zvýšenie o 10 až 14 MeV. Strutinský (1967) vypracoval metódu výpočtu týchto vrstvových korekcií a korekcií párovacieho efektu ku kvapkovému modelu. V Strutinského metóde celková energia jadra  $E$  je súčtom energie z kvapkového modelu (LDM - Liquid Dropp Model), vrstvovej korekcie  $\delta S$  (Shell correction energy) a párovacej korekcie  $\delta P$

$$E = E_{LDM} + \sum_{p,n} (\delta S + \delta P)n \tag{13.13}$$

Tieto korekcie, podobne ako  $E_{LDM}$  sú funkciou deformácií jadra. Vrstvové korekcie majú tendenciu znižovať hmotnosť sférických jadier v základnom stave s magickým, alebo blízkym počtom protónov a neutrónov. Podobne sa znižuje základná hmotnosť jadier aj v strede medzi vrstvami pri určitých deformáciách ( $\beta_2 = 0,3$ ), napríklad v prípade aktinoidných jadier.

Obecne Strutinského metóda umožňuje reprodukovat' hmotnosť známych jadier s presnosťou  $\pm 1$  MeV až  $\pm 0,5$  MeV a preto pomerne úspešne môže byť použitá na určovanie hmotností nových neznámych jadier, ďalekých od línie stability.

### 13.3 BARIÉRA DELENIA

Na schematicom obrázku 13.2 je ukázaný postupný proces delenia. Jadro s určitou rovnovážnou deformáciou v základnom stave absorbuje energiu pri jadrovej reakcii, stane sa vzbudeným a deformuje sa do prechodného stavu (transition state) alebo sedlového stavu (saddle point configuration). Vytvorenie a rozpad prechodného stavu je určujúcim krokom pre štiepnu reakciu a predstavuje prechod cez nejakú aktivačnú energetickú bariéru k samotnému procesu štiepenia. Vo veľmi krátkom čase krk medzi fragmentmi zanikne a dochádza k úplnému oddeleniu fragmentov v štiepnom bode. V štiepnom bode sa v tomto okamihu nachádzajú dva silne vzbudené, silne deformované fragmenty v kontakte medzi sebou. Coulombovské odpudivé sily veľmi rýchle ( $\approx 10^{-20}$  s) urýchlia fragmenty na ich konečnú kinetickú energiu, za  $\approx 10^{-20}$  s dosiahnú 90% ich konečnej celkovej kinetickej energie TKE (Total Kinetic Energy). Ako sa vzdávajú od seba, fragmenty dosiahnú sférickejší tvar, premeniac potenciálnu energiu deformácie na vnútornú energiu, čím sa stanú horúcimi (silne vzbudenými). Táto vnútorná energia fragmentov sa odstraňuje emisiou neutrónov s plne urýchlených fragmentov a neskôršie emisiou  $\gamma$ -kvánt. Ešte neskôršie nasledujú  $\beta$ -prechody, čím si fragmenty optimalizujú ich príliš vysoký pomer neutrónov k protónom. Celková pravdepodobnosť delenia je ovládaná prechodom systému cez bariéru aktivačnej energie (activation energy barrier) t.j. cez bariéru delenia.

### 13.4 ŠTIEPNOSŤ JADIER

Odhad výšky bariéry delenia vychádza z LDM. Pri deformácii jadra povrchové a coulombovské sily pôsobia opačne, lebo s deformáciou základného tvaru jadra príťažlivá povrchová energia narastá a odpudivá coulombovská energia klesá. Ak deformácia nie je príliš veľká, pokles coulombovského odpudzovania umožní zvýšenej povrchovej energii vrátiť kvapku späť do pôvodného stavu. Nie príliš veľké deformácie povrchu jadra možno parametrizovať:

$$R(\theta) = R_0(1 + \alpha_2 P_2(\cos\theta)) \quad (13.14)$$

kde  $\alpha_2$  je parameter kvadrupólnej deformácie (quadrupole distortion parameter) rovný

$$\alpha_2 = \left(\frac{4}{5}\pi\right)^{1/2} \beta_2, \quad (\beta_2 - \text{deformačný parameter}) \quad (13.15)$$

a  $P_2$  je Legendrov polynom 2-ho rádu. Pri malých deformáciách povrchová energia  $E_S$  a coulombovská energia  $E_C$  sú dané ako

$$E_S = E_S^0 \left(1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2\right) \quad (13.16)$$

$$E_C = E_C^0 \left(1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2\right) \quad (13.17)$$

kde  $E_S^0$  a  $E_C^0$  sú povrchová a coulombovská energia nedeformovaných sférických kvapiek. Keď zmeny coulombovskej a povrchovej energie sa stanú rovnako veľkými, t.j.

$$\Delta E_C = \Delta E_S, \quad \text{kde } \Delta E_C = E_C - E_C^0 \text{ a } \Delta E_S = E_S - E_S^0 \quad (13.18)$$

jadro sa stáva spontánne nestabilným voči deleniu. Po dosadení za  $E_S$  a  $E_C$  vidíme, že v tomto momente

$$E_C^0 = 2E_S^0 \quad (13.19)$$

Je preto prirodzené vyjadriť štiepnosť jadier parametrom  $x$ , ktorý je definovaný ako

$$x = \frac{E_C^0}{2E_S^0} = \frac{1}{2} \frac{\text{coulombovská - energia - nabitej - sféry}}{\text{povrchová - energia - sféry}} \quad (13.20)$$

Aproximatívne možno coulombovskú a povrchovú energiu sféry vyjadriť vzťahmi

$$E_C^0 = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0 A^{1/3}} = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad a_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_0} \quad (13.21)$$

$$E_S^0 = 4\pi R S_0^2 S A^{2/3}, \quad a_s = 4\pi R_0^2 S \quad (13.22)$$

kde  $S$  je povrchové napätie jednotky povrchovej plochy jadra. Potom

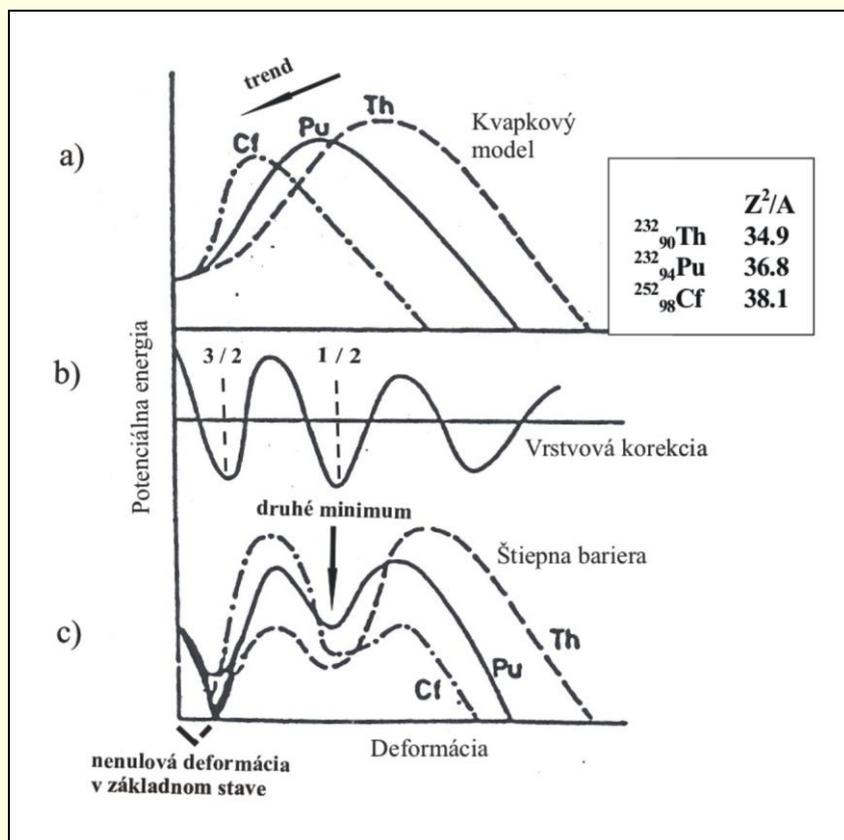
$$x = \left(\frac{a_c}{2a_s}\right) \left(\frac{Z^2}{A}\right) = \frac{(Z^2/A)}{(Z^2/A)_{crit}} \quad (13.23)$$

teda kritickým parametrom je

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit} = \frac{2a_s}{a_c} \quad (13.24)$$

Komplexnejšia analýza štiepnosti jadier ukazuje, že  $(Z^2/A)_{crit}$  sa mierne mení od jadra k jadrú a môže byť vyjadrené vzťahom

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit} = 50.883 \left[1 - 1.7826 \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2\right] \quad (13.25)$$



**Obr. 13.3.** Kvalitatívne zobrazenie charakteru štiepnej bariéry pre jadrá aktinoidov Th, Pu a Cf. Kvapkový model a) udáva iba jedno maximum štiepnej bariéry, vrstvomý model b) ukazuje aj druhé minimum bariéry, pričom jadrá majú nenulovú deformáciu už aj v základnom stave c).

Vidíme, že parameter  $Z^2/A$  je mierou relatívnej štiepnosti jadier. Čím je táto hodnota väčšia, tým je jadro štiepnejšie. V skutočnosti výpočet deformačnej energie je oveľa zložitejší a miesto jedného deformačného parametra  $\beta_2$  berieme do úvahy celý rad parametrov, čo vedie k vysokým nárokom na výpočtovú techniku.

Na obrázku 13.3a je ukázané, kvalitatívne, správanie sa LDM štiepnej bariéry.

Vidíme, že s rastúcou hodnotou  $Z^2/A$  výška štiepnej bariéry klesá a pík bariéry sa posúva k menším hodnotám deformácie. Ak popri LDM bariéry uvážime aj vrstvomú bariéru, dochádza k významnej zmene tvaru bariéry (obr. 13.3b). Veľké minimá vo vrstvovej korekčnej energii sa objavujú pri pomere veľkej a malej osi deformovaných jadier, rovných  $3/2$  a  $2/1$  (kde dochádza k rozvrstveniu potenciálov jednoduchého harmonického oscilátora). Obr. 3c ukazuje výsledok kombinácie LDM bariéry a deformačne závislých vrstvomých korekcií. Stabilný základný stav teraz už má určitú nenulovú deformáciu ( $\beta_2 \approx 0,25$ ) miesto predchádzajúcej nulovej deformácie (sférický tvar) a je vytvorené sekundárne minimum bariéry pri deformácii  $\beta_2 \approx 0,6$  (pomer osí  $2/1$ ).

V prípade najťažších jadier, kde podľa LDM neexistuje žiadna štiepna bariéra, resp. je minimálna výška existujúcej bariéry, existujúca **bariéra je vytvorená hlavne vrstvomými korekciami** základných hmotností jadier.

Jadrá môžu byť uväznené v druhom minime štiepnej bariéry a majú veľmi sťaženú možnosť vrátiť sa späť do základného stavu emisiou  $\gamma$ -kvánt. Zato majú veľkú pravdepodobnosť sa rozpadnúť delením. Takéto jadrá nazývame **štiepnymi izomérmi** (fission isomers). Štiepna izoméria bola prvýkrát pozorovaná v roku 1962 Polikanovom a spol. (SÚJV Dubna).

Ťažké aktinoidy, u ktorých druhá bariéra je nižšia ako prvá, mali by sa rozpadáť hlavne štiepením (oneskorené štiepenie, delayed fission) a ľahšie jadrá by sa mali dostať späť do základného stavu emisiou  $\gamma$ -kvánt.

V súčasnosti je experimentálne aj teoreticky potvrdené, že energeticky najvýhodnejšia cesta k štiepeniu vedie od jadra s počiatkovou axiálnou a hmotnostnou symetriou cez prvé maximum bariéry štiepenia s axiálne symetrickým ale hmotnostne asymetrickým tvarom a potom

cez druhé maximum bariéry s axiálne symetrickým a hmotnostne asymetrickým tvarom jadra. Bariéra štiepenia pre ľahšie jadrá (Ra, Th) môže mať až tri maxima, vonkajšie maximum sa môže rozdeliť do dvoch maxím. Pre jadrá so  $Z > 100$  existuje iba jedno maximum na štiepnej bariére.

## 14. RELATIVISTICKÁ A ULTRARELATIVISTICKÁ FYZIKA ŤAŽKÝCH IÓNOV

Ultrarelativistické energie najťažších iónov boli dosiahnuté už v roku 1982 v Berkeley na urýchľovači Bevalac, kde prvýkrát urýchľovali ióny uránu na úroveň 1 GeV/u (238 GeV). Už prvé výsledky experimentov boli veľmi zaujímavé: stopy vysoko relativistických iónov uránu vo fotografickej emulzii nemali na konci dráhy typické braggovské zvýšené špecifické ionizačné straty. Druhým neočakávaným výsledkom boli nejaké anomálne jadrové konfigurácie, ktoré pri zrážkach ultrarelativistických iónov sa prejavovali mimoriadne veľkými interakčnými účinnými prierezmi, čo sa prejavovalo anomálne krátkymi strednými voľnými dráhami iónov vo fotografickej emulzii.

Zo získaných experimentálnych údajov bolo zrejmé, že vo vysoko relativistickej oblasti energií dochádza k zámene dvojtelesných procesov (napr. hlboko nepružný rozptyl) na mnohotelesnú fragmentáciu. Pri energiách pod 10 MeV/u doba zrážky je dlhšia ako doba prechodu nukleónu cez jadro, preto jadro môže reagovať kolektívnym spôsobom na interakciu. Pri vysoko relativistických energiách (niekoľko GeV/nukleón) v interakčných procesoch dominujú zrážky medzi individuálnymi nukleónmi. Za prechodnú oblasť možno považovať tú, kde je ešte splnená požiadavka úplného oddelenia dvoch jadier po interakcii a to je oblasť niekoľko desiatok MeV/nukleón.

V oblasti vysoko relativistických energií sa stalo tradíciou používať makroskopické fyzikálne veličiny ako „efektívna jadrová teplota“ za účelom korelácie väčšiny údajov z interakcií relativistických ťažkých iónov. Napriek širokému použitiu je tento termín problematický, lebo chce vyjadrovať rovnovážnu veličinu – teplotu v systéme, ktorý je zjavne nerovnovážny. Jedným z prvých prác, kde tento termín sa objavil, bola práca V. Volkova, ktorý objavil dôležitý fakt, že účinný prierez fragmentácie  $\sigma_{ff}$  pre také interakcie ako  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$  pri energiách do 10 MeV/u závisí experimentálne - a to v rozsahu 5 rádov – od veličiny  $Q_{gg}/T$

$$\sigma_{ff} \approx Q_{gg}/T, \quad (14.1)$$

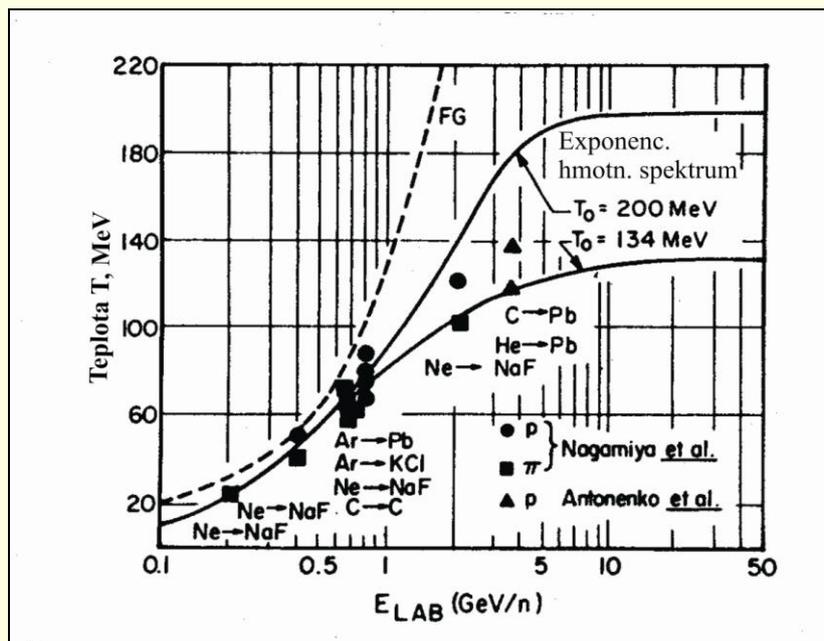
kde  $Q_{gg}$  je dvojčasticová hodnota energie reakcie pri prechode zo základného do základného energetického stavu a  $T$  je efektívna teplota. Volkov tiež spozoroval, že táto závislosť celkom určite nezodpovedá očakávanému jednoduchému priamemu mechanizmu reakcie, ale presne zodpovedá tomu, čo by sme očakávali pre dvojčasticovú molekulárnu konfiguráciu ktorá sa nachádza v čiastočnej tepelnej rovnováhe pri teplote  $T$ .

Podobným spôsobom bolo možné vyjadriť teplotné hodnoty vo fragmentačnom procese pri oveľa vyšších energiách ako ukazuje obrázok 14.1. Z experimentálnych údajov vidno, že model Fermiho plynu (FG na obr. 14.1) možno použiť iba asi do hodnoty okolo 750 MeV/u a potom závislosť má výrazne iný charakter.

Rovnaké termodynamické argumenty, aké viedli k zavedeniu pojmu teploty jadrových systémov, boli použité aj pri zavedení ďalšieho pojmu - termodynamického objemu a charakteristického radiačného objemu, či aktívneho objemu, v ktorom sa uskutočňujú zrážky ťažkých iónov. Použitie korelačnej metódy pri produkcii emitovaných párov častíc pri zrážke ťažkých iónov, známej v astrofyzike ako Hanbury-Twiss efekt, umožňuje celkom nezávisle určenie efektívnej veľkosti reakčnej oblasti. Obrázok 14.2 ukazuje veľkosť efektívnej zóny v závislosti od veľkosti interagujúcich objektov  $R = A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ . Napriek rôznym výhradám táto metóda vedie k veľkosti 3 – 4 fm interakčnej zóny. Táto zóna musí byť preto extrémne horúca, v teplotnom vyjadrení  $100 \text{ MeV} \approx 10^{12} \text{ K}$ !

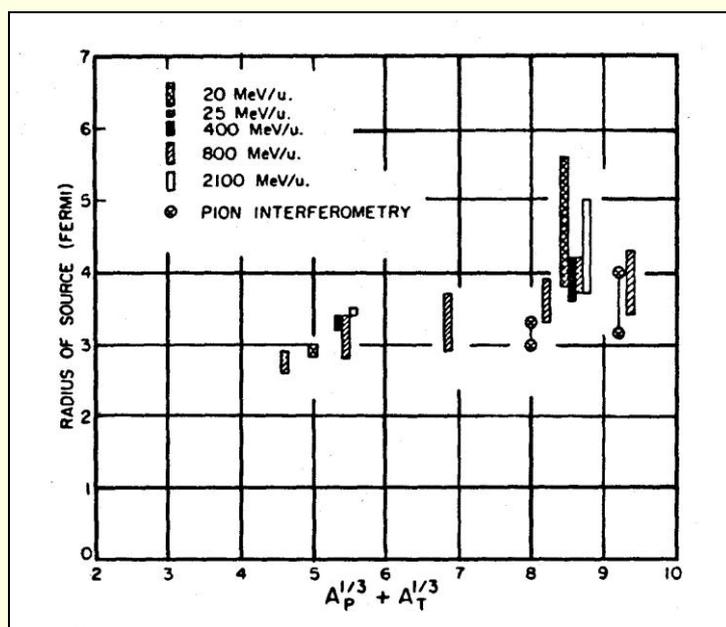
Práce v oblasti ultrarelativistických reakcií viedli k vzniku niekoľkých variantov tzv. fireball modelu, znázornenej na obrázku 14.3. Základom modelu je predpoklad, že projektil vystrihne

(vytrhne) časť terčového jadra, proces vytrhnutia je spojený s trením (friction), preto vytrhnutý fragment je extrémne horúci a okamžite začne emitovať ďalšie menšie fragmenty, ktoré sú registrované experimentálne. Ostaná časť terčového jadra by mala ostať v podstate nenarušená.

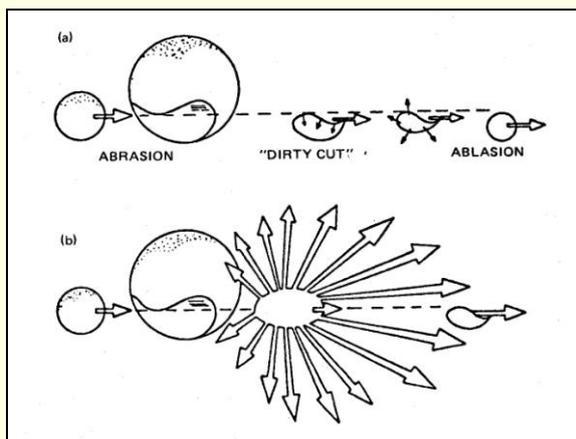


**Obr. 14.1.** Teploty aktívnej zóny pri zrážkach ťažkých iónov, odvodené z rozdelenia energie fragmentov. Prerušovaná čiara predstavuje rozdelenie, aké by bolo podľa modelu Fermiho plynu. Plné čiary predstavujú rozdelenie energie podľa dvoch teplotných limitov, 200 MeV a 134 MeV.

Základnou koncepciou relativistickej fyziky ťažkých iónov (FTI) je rozdelenie produktov reakcie na účastníkov a pozorovateľov (spektátorov) procesu. Účastníkmi sú prekrývajúce sa časti (overlapping) jadier pri zrážke a za pozorovateľov pokladáme zostávajúce časti jadra a/alebo projektilu po vytrhnutí ostatnej časti, ako je to znázornené na obrázku 14.4. Existencia týchto zón je dobre reprodukovaná kaskádovými a hydrodynamickými výpočtami ešte z roku 1980. Sú odlišiteľné aj experimentálne. Pomerne rýchlo bolo pochopené, že spektátorský proces môže slúžiť ako momentka pohybu vytrhnutého fragmentu v základnom stave v materskom jadre. Bolo možné predpokladať, že bude možné pozorovať unikátne jadrové štrukturálne aspekty pri periférálnych relativistických zrážkach.

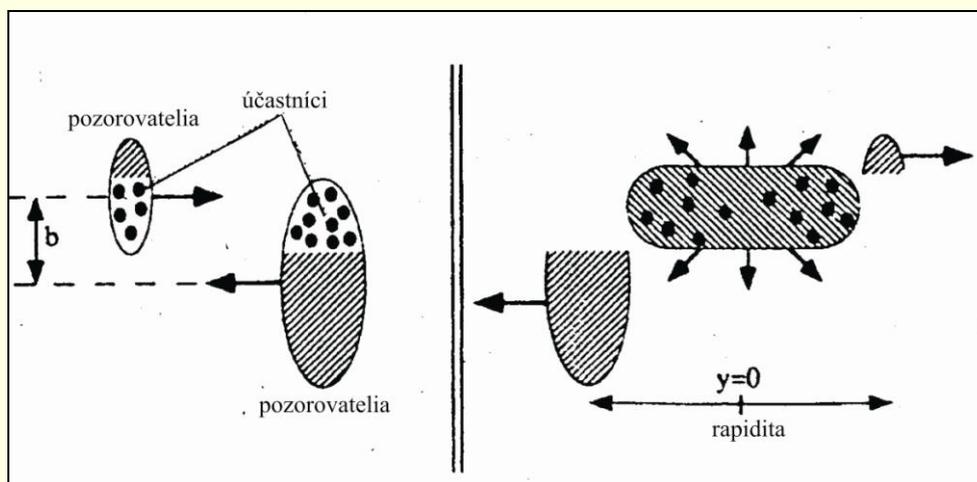


**Obr. 14.2.** Variácia charakteristického rozmeru aktívnej zóny pri zrážkach ťažkých iónov ako funkcia charakteristického rozmeru interagujúcich systémov.



**Obr. 14.3.** Schematická ilustrácia fireball modelu, kde projektil vyreže – vytrhne časť z terčového jadra, pričom zanechá ostatnú časť jadra v podstate nezmenenom stave ako akéhosi pozorovateľa. Podľa tohto modelu fragmenty sú emitované z horúceho vytrhnutého fragmentu.

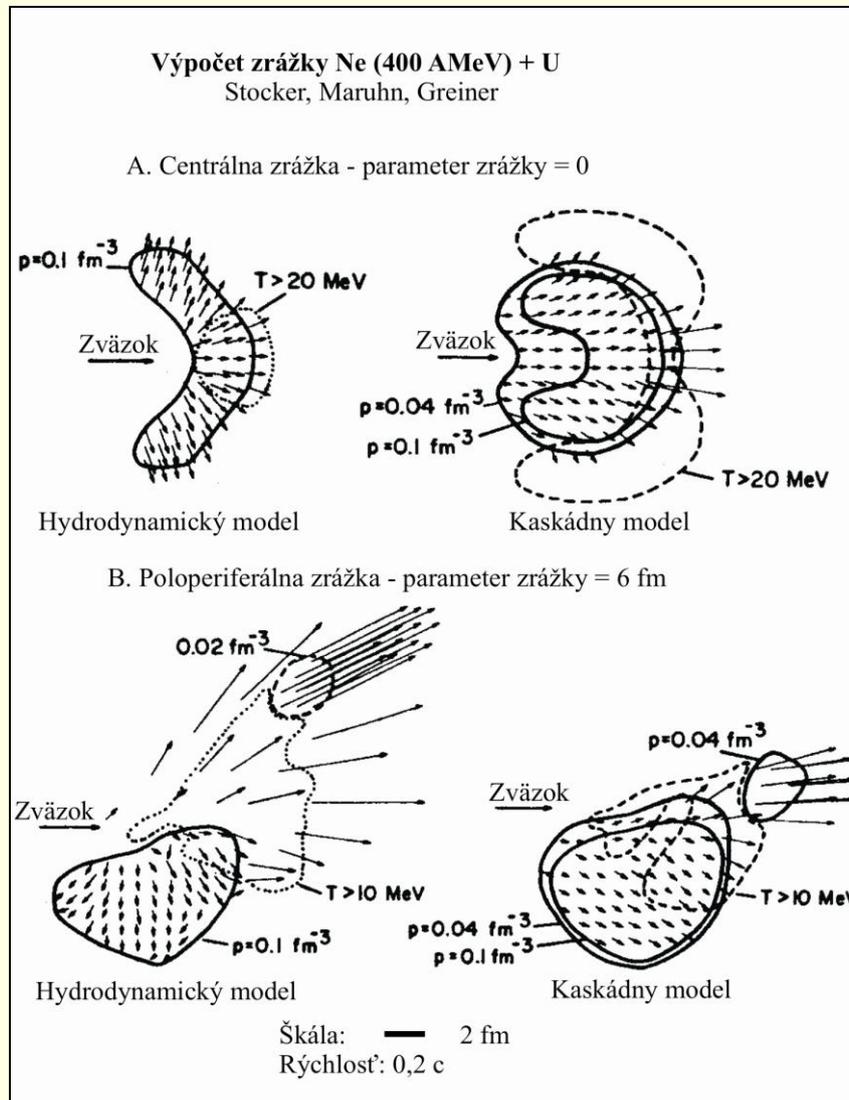
V ultrarelativistickej FTI najzaujímavejšia fyzika sa očakávala od centrálnych zrážok, pri ktorých dochádza k najväčšiemu prekrytiu jadrových hmôt, k vysokým hustotám hmoty a energie. Tieto zrážky je však veľmi zložitú odlišiť experimentálne od oveľa plodnejšej oblasti periférnych zrážok. Prvé experimentálne zariadenie, schopné tieto procesy odlišiť, bolo uvedené do činnosti pri Bevalacu v Berkeley v rokoch 1978-80. Pokrok bol dosiahnutý aj v teoretických prácach. Na obrázku 14.5 sú znázornené výsledky výpočtov Stockera a Greinera a kol. Hydrodynamické výpočty sa robili klasicky, uvažujúc Eulerovu tekutinu a kaskádne výpočty predpokladali, že jadro – jadrové zrážky možno reprezentovať časovou postupnosťou dvojtelesných zrážok nukleón – nukleón. Predpokladá sa, že každý nukleón má lineárnu trajektóriu medzi dvoma zrážkami. Centrálna zrážka ukazuje jasnú tvorbu Machovej údernej vlny a silné utlmenie všetkých rýchlostí. Naopak výpočet periférnej zrážky predpovedá tzv. „bounce-off“ jav t.j. odrazenie pri ktorom väčšina materiálu terčového jadra sa vynorí pod  $90^\circ$  vzhľadom k smeru projektilu a to s relatívne malou rýchlosťou a projektil, skoro nedotknutý, sa objaví pod určitým charakteristickým uhlom rozptylu (závislej od parametra nárazu) s málo zmenenou rýchlosťou. Výpočty periférnych zrážok ukazujú, podľa očakávania, podstatne menšie teploty ako centrálna zrážka. Všetky kaskádne modely (1982) predpovedajú silne smerovanie dopredu, ale experimentálne údaje vykazujú široké postranné maxima najmä pri nízkych kinetických energiách.



**Obr. 14.4.** Zjednodušený schematický náčrtok zrážky ťažkých iónov pri zrážkovom parametre  $b$ .

Hydrodynamické modely v prípade že zahrnujú, v sebe termálne vyparenie fragmentov, sú najbližšie k experimentálnemu obrazu interakcie. Je preto evidentné, že je potrebný oveľa väčší

rozsah experimentálnych aj teoretických prác na uspokojivé opísanie zrážok relativistických jadier. Všetky tieto práce zahŕňujú v sebe jednu z najvážnejších otázok modernej fyziky – aká je, alebo čo je rovnicou stavu jadrovej hmoty? A ak sú rôzne stavy jadrovej hmoty, sú tieto stavy a ich zmeny dosiahnuteľné v zrážkach ťažkých iónov? Prvé takéto úvahy sa objavili ešte v roku 1974 v práci Lee a Wick, ktorí predpokladali, že pri zrážkach ťažkých iónov by bolo možné vytvoriť izoméry hustoty (density isomers), alebo dokonca úplne nový druh jadrovej hmoty, v závislosti od toho, ako sa mení hustota energie (prípadajúca na jeden nukleón) so zmenou hustoty.



**Obr. 14.5.**

Výsledky hydrodynamických a kaskádnych výpočtov zrážky iónov neónu Ne s jadrami uránu U pri energii 400 A MeV.

Časť A bola počítaná pre centrálnu zrážku a časť B pre polo-periferálnu zrážku pri parametre zrážky 6 fm. Náčrtok znázorňuje moment, keď zrážka je už dobre rozvinutá a hustoty častíc poklesli na polovicu pôvodnej hodnoty. Pri tejto hodnote teploty a hybnosti sú „vymrazené“. Plné čiary označujú priestorové rozdelenie hmoty, čiarkovane sú vyznačené hodnoty teplôt, vyznačených na náčrtku. Rozloženie rýchlostí je vyznačené šípkami.

Tieto otázky sú veľmi dôležité nielen pre fyziku ťažkých iónov, ale tiež pre astrofyziku, teóriu gravitácie a pre fyziku elementárnych častíc. Fyzika ťažkých iónov kontrastuje s fyzikou elementárnych častíc tým, že vo FEČ stále viac a viac energie deponujeme do stále menšieho objemu, pri zrážkach TI stále viac a viac energie deponujeme do oveľa väčších objemov. Tieto objemy sú dosť veľké, aby obsahovali mnoho nukleónov a takto, aspoň principiálne, sú dosť veľké nato, aby sa mohli prejaviť nové kolektívne fyzikálne procesy. Základnou otázkou však zostáva, či pri dosiahnutých energiách sa objavujú nové kolektívne javy a či sme schopní tieto javy pozorovať na pozadí efektov, spôsobených interakciou nukleónov. Na riešenie týchto otázok sú vytvárané nové mohutné urýchľovače relativistických ťažkých iónov s vysokou intenzitou urýchlených iónov. V ďalšom uvidíme, že interakcie relativistických ťažkých iónov s ťažkými

jadrami sa stali prostriedkom na experimentálne overenie hypotézy o existencii novej fázy hmoty – kvark -gluónovej plazmy.

## LITERATÚRA

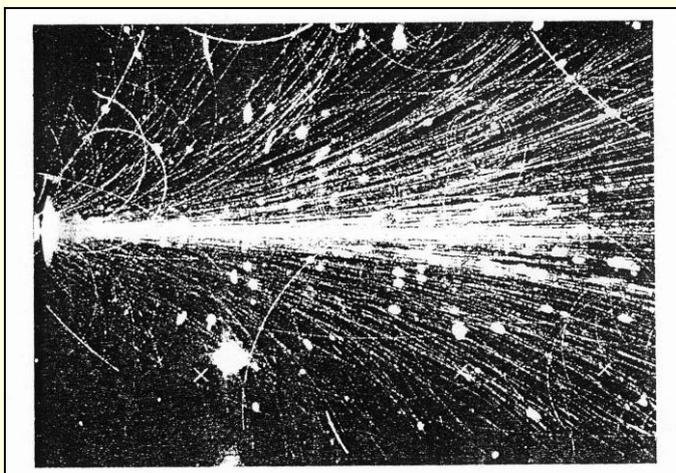
Treaties on Heavy-Ion Science, Edited by D.A. Bromley, Vol. 1. Elastic and Quasi – elastic Phenomena. Plenum Press.

# 15. KVARK – GLUÓNOVÁ FÁZA HMOTY

## 15.1 ÚVOD

Pokrok v laboratórnych zrážkach v Brookhavene a v CERNe v osemdesiatych rokoch viedol k vzniku novej interdisciplinárnej oblasti z tradičných oblastí fyziky elementárnych častíc a z jadrovej fyziky. Spojením metód a koncepcií týchto dvoch oblastí pre štúdium zrážok ťažkých iónov (v ďalšom TI) pri ultrarelativistických energiách ( $E/m \gg 1$ ) došlo k vzniku nového originálneho prístupu pri vyšetovaní vlastností hmoty a jej interakcií. Nová oblasť sa volá ultrarelativistická zrážka ťažkých iónov (Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions – URHIC).

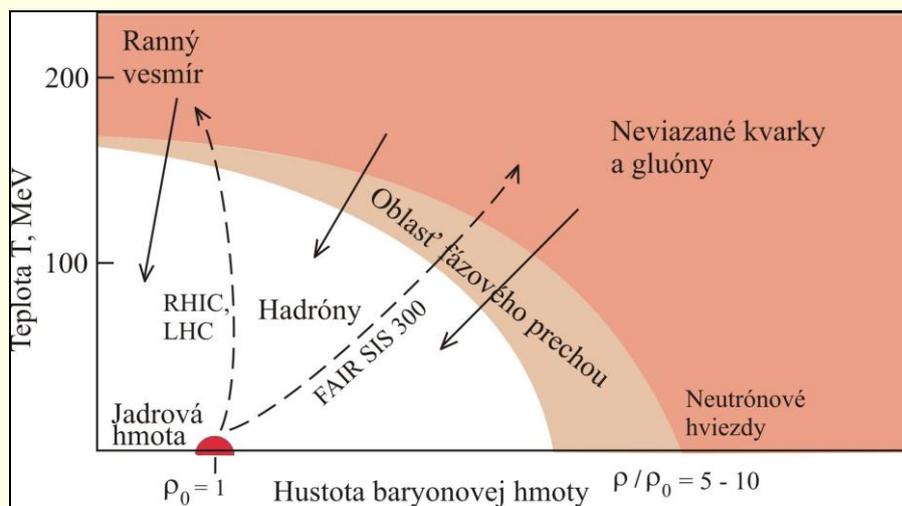
Vo fyzike vysokých energií interakcie sú odvodené z prvých princípov (gauge theories) a uvažovaná hmoty pozostáva väčšinou z jednotlivých samostatných častíc – hadrónov – kvarkov. Naopak, v jadrovej fyzike silná interakcia je tienená (shielded), preto môže byť opísaná iba fenomenológickými teóriami a hmoty pozostáva z rozsiahlych systémov, ktoré prejavujú kolektívne vlastnosti. Kombináciou aspektov fyziky elementárnych častíc (fyziky vysokých energií) s makroskopickými aspektmi jadrovej fyziky sa vytvára subjekt zrážok ťažkých iónov – štúdium objemnej hmoty, pozostávajúcej zo silne interagujúcich častíc (hadróny / kvarky). Túto novú oblasť možno preto nazvať hoci aj QCD – termodynamikou, alebo „fyzikou pevnej fáze „ elementárnych častíc. Energetická škála je daná hmotnosťou piónu, alebo limitujúcou tzv. Hegedornovou teplotou. Všetky tieto veličiny majú hodnotu rádovo 200 MeV. Uvažovaná fyzika je preto fyzikou mäkkých procesov, objektmi záujmu sú známe hadróny  $\pi, K, \rho, p, \Lambda$  a ľahké kvarky – u, d, s.



**Obr. 15.1.** Obrázok zo streamerovej komory získaná v experimente NA35 pri bombardovaní atómov  $^{197}\text{Au}$  iónmi  $^{32}\text{S}$  pri energii 200 AGeV.

Mnohé javy sú opisované termodynamickými veličinami ako teplota, hustota, entropia, atd. Obrázok 15.1 ukazuje fotografiu zo streamerovej komory zo zrážok iónov  $^{32}\text{S}$  s terčovými jadrami  $^{197}\text{Au}$  pri energii 200 GeV/A. Objasniť výsledok tejto zrážky nie je možné jednočasticovými

metódami, ale je nutné použiť makroskopické a štatistické koncepty: od častíc k štatistickým súborom, opisovaným QCD-termodynamikou (non-perturbative) v termínoch makroskopických premenných (teplota, tlak, ...).



**Obr. 15.2.** Fázový diagram silne interagujúcej hmoty, ktorý ukazuje hadrónovú fázu pri nízkej teplote a hustote baryónov, prechodnú (zmiešanú) fázu a fázu kvark-gluónovej plazmy. Spojité čiary znázorňujú trajektórie formy hmoty pri výbuchu supernov, vývoj po Big Bangu a možno aj pri súčasných jadrových reakciách ťažkých iónov na súčasných a budúcich urýchľovačoch.

Novú oblasť URHIC robí najzaujímavejšou hypotéza na báze QCD, že pri vysokých hustotách energie by hmota mala podstúpiť fázový prechod do nového stavu, do stavu kvark-gluónovej plazmy (QGP). Pri nízkych hustotách energie kvarky a gluóny sú viazané silnými silami do bezfarebných objektov – do hadrónov (confinement). Navyše kvarky vyžadujú veľkú efektívnu hmotnosť ( $m_u \approx m_d \approx 300$  MeV,  $m_s \approx 500$  MeV) prostredníctvom interakcie medzi nimi a s okolitým fyzikálnym vákuom (broken chiral symmetry). Pri zvyšovaní hustoty energie zvyšovaním teploty („zohrievaním“), alebo pri zvyšovaní hustoty hmoty („kompresia“) môže dôjsť k fázovému prechodu ku QGP, k pravému perturbatívnemu vákuu QCD kde partóny sú oslobodené od obmedzenia (are deconfined) a chirálna symetria je približne obnovená ( $m_u \approx m_d \approx 5$  MeV,  $m_s \approx 150$  MeV).

V kontexte štandardného modelu je štúdium týchto fázových prechodov, resp. fázových diagramov (obrázok 15.2) silne interagujúcej hmoty nie je len záujmom študovať a testovať QCD v jej prirodzenej škále ( $\Lambda_{\text{QCD}}$ ), t.j. v non-perturbatívnom sektore, ale môže objasniť aj principiálnu otázku o povahe samotného obalu (confinement) a tiež proces spontánneho narušenia symetrie. Práve toto narušenie je zodpovedné za vznik „efektívnych“ hmotností kvarkov. Ranný Vesmír podstúpil tento fázový prechod pravdepodobne  $10^{-5}$  s po Big Bangu.

Kritické javy sa môžu objasniť blízko hranice fázového prechodu, napríklad ďalekosiahle fluktuácie hustoty, čo môže mať dôležitý aspekt pre kozmologické procesy ako nukleosyntéza, tmavá hmota vo Vesmíre a rozsiahla štruktúra Vesmíru. V astrofyzike dynamika explózie supernov a stabilita neutrónových hviezd (hustota  $\rho \approx 10 \rho$  jadrovej hmoty) závisí od stlačiteľnosti a preto od rovnice stavu jadrovej hmoty. Sú známe špekulácie, že jadro neutrónových hviezd pozostáva zo studenej QGP. Takto štúdium extrémnych stavov hmoty, vytvorených pri zrážkach veľmi energetických ťažkých jadier, dáva nám možnosť preniknúť do mnohých dôležitých aspektov v rôznych oblastiach fyziky.

## 15.2 ČASOVO-PRIESTOROVÝ VÝVOJ ZRÁŽKY ŤAŽKÝCH IÓNOV

Jadrá sú rozsiahlymi objektmi, preto ich geometria hrá dôležitú úlohu pri zrážkach ťažkých iónov. V prvom okamihu reakcie nukleón – nukleónové zrážky medzi dvoma silne kontrahovanými jadrami dôjde k prerozdeleniu časti pôvodnej energie na iné stupne voľnosti. Po krátkom čase,

obyčajne sa uvažuje rádove 1 fm/c ( $3 \cdot 10^{-24}$  s) partóny materializujú vysoko vzbuđené QCD pole, pravdepodobne v stave rovnovážnej QGP. Systém sa rýchlo expanduje, najmä pozdĺžnym smerom, teplota sa takto znižuje a dosahuje kritickú hodnotu fázového prechodu  $T_C$  po niekoľkých fm/c. Potenciálna hmota potom zotrúva pomerne dlho v zmiešanej fáze. Musí dochádzať k prerozdeleniu mnohých stupňov voľnosti QGP (partóny) na menší počet, aký je možný v hadrónovej fáze, čo je viazané s uvoľňovaním veľkého množstva latentného „tepla“. V poslednej, hadrónovej fáze (hadrónový plyn, alebo hadrónová tekutina) systém ešte stále interaguje a expanduje k veľkým rozmerom, až kým nenastane „vymrazenie“, kedy interakcie zanikajú a častice voľne vylieťajú a je možné ich registrovať.

## Podmienky pre štúdium fázových prechodov

Aby bolo možné použiť makroskopické veličiny, systém musí byť dostatočne veľký, t.j. väčší ako dosah silných interakcií ( $\gg 1$  fm) a musí obsahovať mnoho častíc ( $A \gg 1$ ).

Aby bolo možné použiť termodynamické veličín, systém musí byť v rovnováhe (alebo blízko k rovnovážnemu stavu) t.j. doba života musí byť väčšia ako relaxačná doba systému  $\tau$  ( $\tau \gg 1$  fm/c). To je možné dosiahnuť iba u systémov s dostatočne veľkým počtom interakcií.

Hustotu energie  $\varepsilon$ , potrebnej na tvorbu QGP predpovedá QCD na úrovni rádove 1 – 3 GeV/fm<sup>3</sup>, čo je ekvivalentné teplote  $T_C = 150 - 200$  MeV, alebo hustote bariónov  $\rho = 5 - 10$  x hustota normálnej jadrovej hmoty. Je nutné sa presvedčiť či takéto hustoty sú dosiahnuteľné v zrážkach ťažkých iónov.

Vzhľadom na rýchly vývoj experimentálnej techniky možno predpokladať, že pozorovatelia (spektátors) budú hrať významnú úlohu pri sledovaní procesu od prvej nukleón – nukleónovej zrážky až po vymrazenie, lebo dávajú signály z tých fáz vývoja, v ktorých vznikli a pritom ostali identické.

## Priečna (transverzna) energia $E_t$ , hustota energie $\varepsilon$ , objem vymrazenia a doby života

Aby mohlo dôjsť k vytvoreniu QGP musia byť vytvorené potrebné podmienky:

- Musí byť dosiahnutá určitá hustota energie  $\varepsilon$  (energia/objem) v zrážkach ťažkých iónov.
- Musia sa vytvoriť experimentálne pozorovatelia (observables) ktorý vedú k určitému počtu konečných častíc s určitým rozdelením hybností.
- Musí byť prítomná významná priečna energia  $E_t = E \sin \theta$  (transverse energy), ktorá je odnášaná kolmo na smer zväzku iónov. Absolútne množstvo priečnej energie, uvoľnenej v centrálnej zrážke  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$  pri energii 200 GeV/A je 450 GeV a počet vyletujúcich nabitých častíc je okolo 600, čo o dva rády prevyšuje to, čo pozorujeme pri zrážke dvoch protónov pri rovnakej energii. Rozdelenie energie je ovládaná geometriou zrážky a počtom primárnych zrážok nukleón – nukleón. Pri periférálnych zrážkach, kde parameter zrážky  $b \gg 0$  hodnota  $E_t$  bude malá, pri centrálnych zrážkach ( $b \approx 0$ )  $E_t$  bude predstavovať významnú časť celkovej energie zrážky.

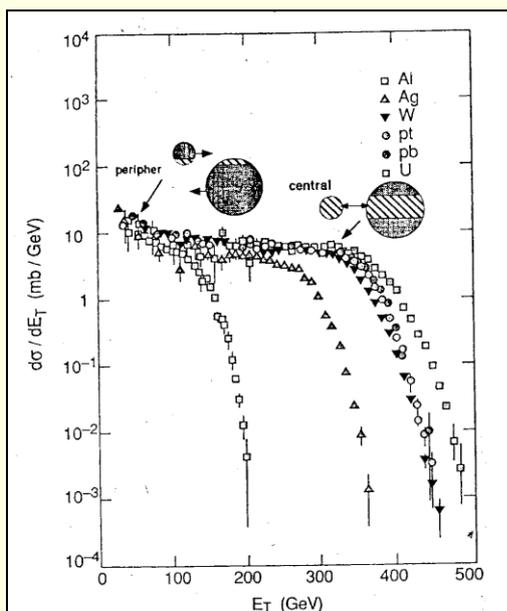
Dokonca aj také jemné geometrické efekty, akými sú deformácie jadra, sú viditeľné vo výsledkoch. Napríklad hmotnosť jadra  $^{238}\text{U}$  je len málo väčšia, ako hmotnosť jadra  $^{208}\text{Pb}$ , ale v prípade  $^{238}\text{U}$  je priečna energia  $E_t$  podstatne väčšia, čo odráža veľkú kvadrupólovú deformáciu jadier  $^{238}\text{U}$ . Vysoká hodnota  $E_t$  sa objavuje v tých prípadoch, keď elipsoidné jadro  $^{238}\text{U}$  je orientované pozdĺžne, v smere zväzku iónov a takto efektívna hmotnosť jadra je ekvivalentá hmotnosti sférického jadra s počtom nukleónov  $A = 400$ !

- Hustota energie  $\varepsilon$ : Nemáme priame pozorovania o počiatkovej hodnote uvoľnenej energie, ani o počiatkovej veľkosti reakčného objemu, preto iba geometrické a kinematické úvahy môžu poskytnúť určité podklady na transformáciu nameranej konečnej energie na hustotu energie v počiatkovej fáze reakcie. Takto odhadnutá hustota energie  $\varepsilon$  je rádove 1 GeV/fm<sup>2</sup> pri experimentoch v Brookhavene (AGS) a okolo 2 – 4 GeV/fm<sup>3</sup> v CERNe, čo korešponduje s

teplotou okolo 150 – 210 MeV. Tieto hodnoty sú 20-krát vyššie ako hustota energie v jadrách v základnom energetickom stave a 5-krát vyššie, ako hustota energie vo vnútri hadrónu. To znamená, že sú to hodnoty, plne postačujúce na fázový prechod hadrónovej hmoty do formy kvark-gluónovej plazmy.

- e) **Objemy a doby života:** Priestorovo-časový rozmer zdrojov, emitujúcich žiarenie alebo častice možno zmerať, v princípe, interferometriou žiarenia. Identické častice sú podriadené pravidlám kvantovej štatistiky; Symetrizácia (anti-) ich vlnovej funkcie vedie ku korelácii v fázovom priestore hybnosť–energia, čo je zas viazané, cez Fourierovu transformáciu, s časovo-priestorovou distribúciou zdroja. Táto metóda, pôvodne zavedená dvojicou Hanbury-Brown a Twist (HBT) v roku 1953 za účelom určovania polomeru hviezd, v súčasnosti sa využíva vo fyzike častíc na určovanie objemu vymrazenia (freeze-out volume) čo je objem, ohraničený povrchom, kde dochádza k posledným spätným rozptylom ulietajúcich častíc (surface of last rescattering). V prípade zrážok protón-protón a elektrón-pozitron sú pričné polomery, odvodené touto metódou, okolo 1 fm, čo je veľkosť hadrónov alebo kvark-gluónových strún (šnúr, strings). V prípade nízkoenergetických jadrových zrážok veľkosť interakčného objemu súhlasí s geometriou interakčnej oblasti (čo je vlastne dané rozmerom menšieho z interagujúcich jadier). V prípade ultrarelativistických zrážok boli namerané pričné polomery 5 – 6 fm, čo presahuje priemer projektilu viac ako 2-krát a indikuje veľký a chaotický zdroj, ktorý kolektívne expanduje z počiatočnej veľkosti 3 fm na konečný rozmer okolo 6 fm. Táto expanzia vedie aj nižšiemu limitu doby života  $\tau \leq 3 \text{ fm}/c$ .
- f) **Tepelná rovnováha:** rozdelenie hybností častíc pri tepelnej rovnováhe je dané Boltzmanovým zákonom, podľa ktorého priemerná hybnosť je úmerná teplote. Pri ultrarelativistických zrážkach pozdĺžna zložka hybnosti  $p_l$  je ťažko termalizovateľná, lebo počiatočný stav je veľmi asymetrický ( $p_t = 0$ ,  $p_l =$  hybnosť zväzku). Z uvedeného dôvodu iba priečna zložka hybnosti  $p_t$  je predmetom úvah. Hodnota priečnej hybnosti  $p_t$ , aspoň v princípe, môže byť priamou mierou teploty systému.

Obecnú charakteristiku rozdelenia  $p_t$  v interakciách protón – jadro (p-A) a jadro – jadro (A-A) možno vidieť na obrázku 15.3, kde je ukázaná závislosť účinného prierezu  $d\sigma/dp_t^2$  pre negatívne častice (v podstate pre pióny) v reakciách p – W, O – W a S – W pre prípad centrálnych zrážok. Rozdelenie sa podstatne odlišuje od rozdelenia pre p-p zrážky. Vyššia hodnota  $p_t$  sa pripisuje v tepelnom modeli k významným kolektívnym tokom častíc.



**Obr. 15.3.**

Účinný prierez produkcie priečnej energie pri zrážke iónov  $^{32}\text{S}$  s rôznymi terčovými jadrami (experiment NA34, CERN) pri energii 200 AGeV. Vnútorne obrázky ukazujú geometriu reakcie (peripher, central), ktoré zhruba korešponujú rôznymi oblasťami priečnej (transversal) energie  $E_T$ .

## 15.3 ČASTICE A SIGNÁLY Z KVARK-GLUÓNOVE PLAZMY

Teória má vážne problémy predpovedať čo sa udeje pri zrážke dvoch jadier s energiou niekoľko desiatok AGeV. Problém spočíva v silnej farebnej sile (color force), ktorá drží pohromade protóny, neutróny a jadrá. Táto sila je 100-krát silnejšia ako elektromagnetická. Navyše táto sila je prenášaná gluónmi, ktoré na rozdiel od fotónov interagujú medzi sebou. Teória, ktorá sa zaoberá silnou farebnou silou je kvantová chromodynamika – QCD.

Teória dokáže opisovať pôsobenie silných farebných síl iba vtedy, keď sú kvarky a gluóny veľmi blízko seba. Kvarky sú viazané k iným kvarkom a antikvarkom reťazcami gluónov. Tento reťazec pôsobí ako nejaká gumová šnúra. Keď dvojicu kvark – antikvark (mezón) odťahujeme od seba, táto gumová šnúra ich priťahuje späť konštantnou silou. Ako dôsledok, bola by potrebná nekonečne veľká sila na odseparovanie kvark – antikvarkovú dvojicu od seba. Voľné kvarky preto nie je možné pozorovať. Ale keď sú blízko seba, keď gumová šnúra je voľná, nepôsobia na seba navzájom. Takýto stav by sa mal nastať v kvark – gluónovej plazme. Navyše sa predpokladá, že celý priestor, ktorý sa nazýva „fyzikálnym vákuom“, je zaplnený kvark – antikvarkovými pármami, prítomnosť ktorých sa prejavuje iba nepriamo.

Pre určitú príčinu, ktorú pozná iba sama príroda, v normálnom vákuu ľavotočivé kvarky sú viazané s pravotočivými antikvarkami a naopak. Týmto aktom ale príroda narušila chirálnu symetriu, ktorá stanovuje, že ľavotočivé kvarky a antikvarky mali byť nezávislé od pravotočivých. Ale pri dostatočne vysokej teplote, alebo hustote, pomiešané dvojice, zaplňujúce vákuum, by sa mali rozpojiť a mala by nastať chirálna symetria.

### Signály z kvark – gluónovej plazmy

Keď dôjde k vzájomnému prieniku dvoch vysokoenergetických jadier kvarky a gluóny jedného jadra budú interagovať s kvarkami a gluónmi druhého jadra prostredníctvom gluónových reťazcov. Keď sa budú jadrá od seba vzdalovať, tieto energetické reťazce sa popretrhávajú a na krátky okamih by sa mala vytvoriť plazma z voľných kvarkov a gluónov. QGP sa bude rýchlo ochladzovať a bude emitovať elektróny, pozitrony, muóny a antimuóny (leptóny). Väčšina kvarkov a gluónov sa kondenzuje do objektov, zložených z dvoch, alebo troch kvarkov, alebo antikvarkov. Niektoré z týchto „hadronov“ sa premenia na iné častice, ktoré sa môžu opäť rozpadáť. Akákoľvek evidencia o QGP sa bude nachádzať práve v týchto pozostatkoch. Nie je celkom jasné, aké javy, výskyt akých častíc bude indikovať, že jadrová hmota bola v stave QGP.

Najviac informácií by mali priniesť častice, ktoré budú vyletovať kolmo na smer nalietajúcich jadier, lebo tie musia pochádzať priamo z centra interakčného priestoru. Energia týchto častíc by mala indikovať, či boli vytvorené podmienky na vznik QGP. Analýza môže tiež ukázať, či teplota, indikovaná rozdelením hybnosti medzi časticami bola aspoň na krátky okamih rovnovážna. Práve toto by bolo indikáciou fázového prechodu hmoty. Uvedené efekty budú zrejme slabé a budú do veľkej miery prekryvané inými jadrovými efektmi, ktoré musia nutne doprevádzať zrážku dvoch vysokoenergetických jadier.

#### a) Pióny.

Ďalším aspektom evidencie QGP je spektrum piónov (a ich vzájomná korelácia), ktoré sa bude vytvárať pri zrážke. Môžu dať informáciu o veľkosti „ohnivej gule“ (fireball) prostredníctvom kvantovo-mechanických efektov, ktoré už boli predtým použité na určovanie veľkosti hviezd. V lepšom prípade by bolo možné určiť aj rýchlosť s akou narastá fireball.

#### b) Leptóny.

Určitú informáciu prinášajú aj elektróny, muóny a ich antičastice, ktoré sú necitlivé k silným interakciám. Kombináciou údajov o energii a hybnosti týchto častíc možno posúdiť, či elektrón a pozitron, alebo muón a antimuón, vznikli rozpadom určitých mezónov ako  $\phi$ , alebo  $\rho$ -mezón. Každý z týchto mezónov, ak vznikli v chirálne symetrickej fáze hmoty (QGP), mohli by mať menšiu hmotnosť ako ich normálna hmota.

#### c) $J/\Psi$ - mezóny.

Ďalším znakom QGP by mal byť pokles intenzity tvorby  $J/\Psi$  - mezónov. Tento mezón, charm kvark, viazaný s anticharm kvarkom, bude produkovaný vzácnejšie pri zrážke dvoch nukleónov.  $J/\Psi$  - mezón sa nemôže vytvárať v QGP, lebo bombardovanie okolitými časticami rozbije tento útvar. V experimentoch v CERNe pri zrážke jadier olova s energiou 17 AGeV bol už pozorovaný tento efekt, ale v prvých analýzach experimentálnych údajov nebola vylúčená ani iná príčina tohto efektu.

#### d) Kvarkonium.

Asi najsmelšou hypotézou signálov z QGP je predstava o možnej existencii aglomerátu mnohých podivných (strange) kvarkov. V QGP musí byť mnoho podivných kvarkov a mohli by, hypoteticky, sa spojiť s  $u$  a  $d$  kvarkami do nového objektu. Otázne je, či aj v prípade existencie mohli by byť detekované.

Sú aj ďalšie teoretické predstavy o vzniku neorientovaných chiralných kondenzátoch, porušenie nábojovej parity a mnoho ďalších.

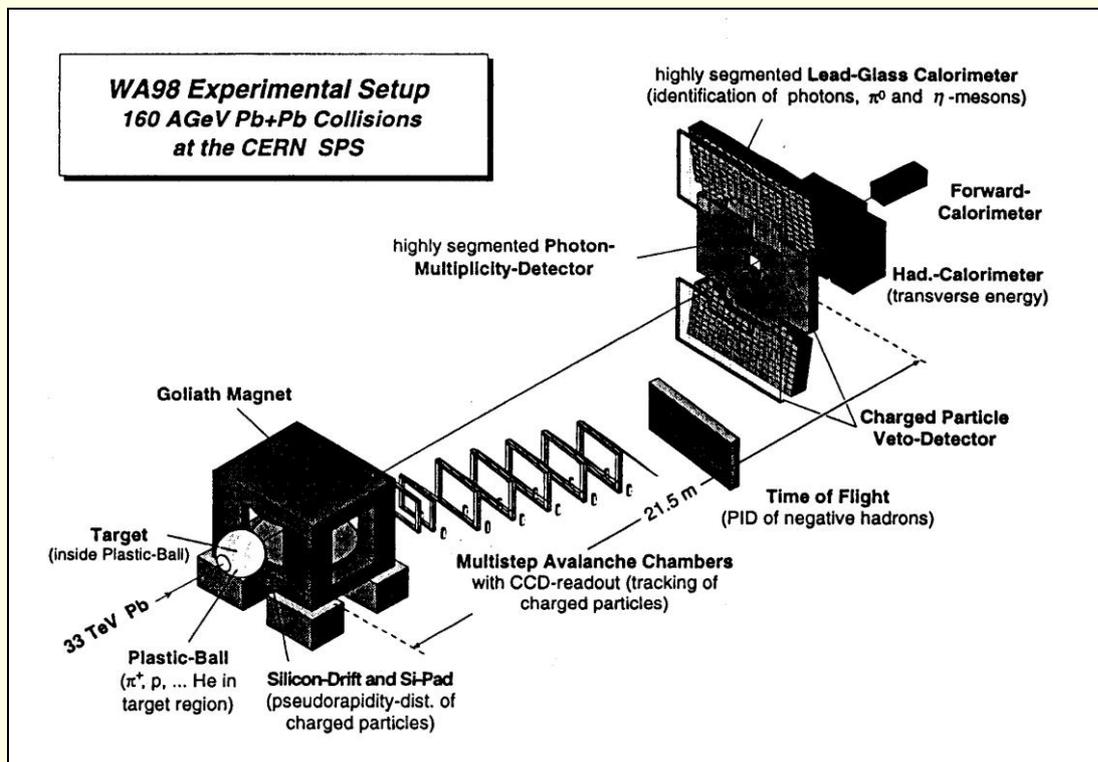
## 15.4 EXPERIMENTÁLNE VÝSLEDKY

Od roku 1986, kedy bol zahájený v Brookhavene a v CERNe výskum v oblasti ultrarelativistickej fyziky ťažkých iónov, bol získaný veľký objem experimentálnych poznatkov. Donedávna (1999) nebol získaný žiadny poznatok, ktorý by jednoznačne potvrdzoval vytvorenie QGP. V zrážkach ultrarelativistických iónov O, Si a S bolo prekonaných mnoho hraníc a bolo získaných mnoho cenných poznatkov pri pozorovaní hustej a silne interagujúcej hmoty formou zrážok ťažkých iónov.

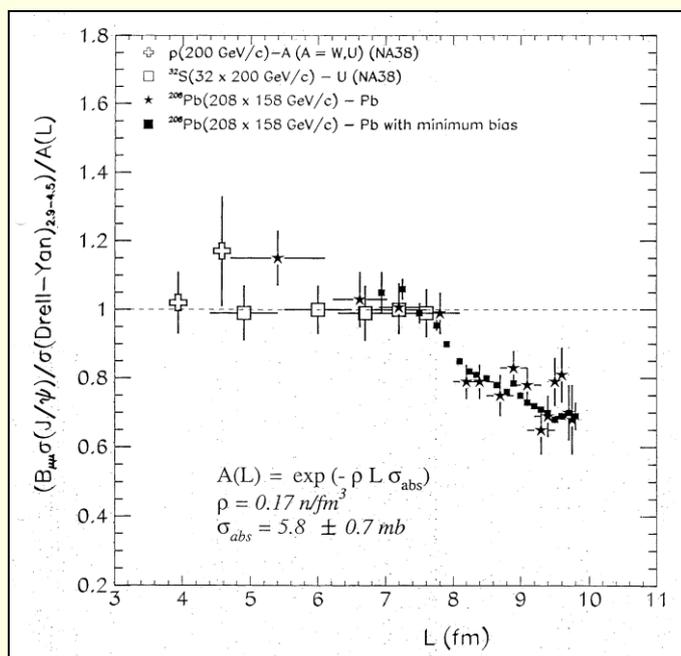
V ďalšom vývoji sa sústredila pozornosť na urýchlenie najťažších dostupných atómových jadier na ešte vyššie energie s cieľom dosiahnuť potrebné hustoty energie v oveľa väčšom objeme. V novembri 1994 sa začal v CERNe experiment sa Super Protón Synchrotrón (SPS) s iónmi olova Pb, urýchlenými na energiu 158 GeV/A, čo predstavuje celkovú energiu iónov Pb 33 TeV. Experimentálne zariadenie je ukázané na obrázku 15.4. Detekčný systém obsahuje hadrónový a fotónový spektrometer s veľkým uhlom záchyty (acceptance), detektory pre nabité častice a na meranie násobnosti fotónov, kalorimetre na meranie pozdĺžnej a priečnej energie. Zväzok iónov Pb s energiou 33 TeV prichádza zľava, kde interaguje s Pb terčom, umiestneným vo vnútri plastického detektora sférického tvaru. Plastický detektor obsahuje 655  $\Delta E - E$  modulov, rozložených do sférického tvaru a slúži na registráciu nabitých častíc a na identifikáciu  $\pi^+$  a ľahkých iónov. Čerenkovský štart detektor, umiestnený 2 m ďalej od terča, vytvára štartovací signál pre preletové meranie. Časové rozlíšenie preletovej bázy je 27 ps, čo je najlepší výsledok, aký bol doteraz dosiahnutý v experimentoch s ťažkými iónmi.

Multiplicita nabitých častíc je meraná kombináciou kremíkového driftového detektora a kremíkového pad detektora, umiestneného 12,5 a 30 cm od terčika. Kremíkový drift detektor používa 280 mikrometrov hrubé plátky (wafer) s priemerom 10 cm a s 15 milimetrovou dierou v strede, aby mohli ďalej postupovať neinteragujúce častice zväzku. Ďalej nasleduje systém ďalších detektorov a kalorimetrov: viacvrstvomá lavínová komora, prieletový detektor, veto detektor nabitých častíc, vysoko segmentovaný kalorimeter s olovnatého skla (identifikácia fotónov,  $\pi^0$  a  $\eta$  mezónov), hadrónový kalorimeter (meranie priečnej energie) a úzko smerový kalorimeter (forward calorimeter).

Detailnejší obraz o celom systéme detektorov a ich účelu možno získať z tabuľky 15.1, kde sú uvedené merané veličiny, použité typy detektorov a kalorimetrov a fyzikálny cieľ jednotlivých meraní. Ako vidieť ide o veľmi komplexný a zložitý detekčný systém, čo je dôsledkom poznania, že iba komplexná analýza všetkých dostupných parametrov interakcie ultrarelativistickej zrážky ťažkých jadier môže poskytnúť informácie, ktoré by mohli viesť k poznatku o fázovom prechode hadrónovej hmoty do fázy kvark-gluónovej plazmy.



Obr. 15.4. Experimentálne usporiadanie experimentu WA98 (CERN) v roku 1995.



Obr. 15.5. Tvorba  $J/\psi$  mezónov v rôznych experimentoch pri rôznych energiách.

V januári 2000 CERN zverejnil závery, ktoré boli urobené na základe podrobnej analýzy všetkých experimentov, zameraných na túto problematiku. Na základe týchto analýz boli urobené závery, že s vysokou pravdepodobnosťou v posledných experimentoch došlo k prechodu hadrónovej hmoty do fázy kvark-gluónovej plazmy.

Najvýraznejším signálom tejto skutočnosti by mala byť potlačená tvorba  $J/\psi$ -mezónov.  $J/\psi$  je vytvorený z charm kvarku a charm antikvarku a je vzácny, lebo charm kvarky sú veľmi ťažké a môžu byť vytvorené iba v najpočiatočnej fáze zrážky, keď hadróny zrážajúcich sa jadier

majú ešte plnú energiu. Podľa teoretických výpočtov tvorba  $J/\Psi$  v prítomnosti kvark – gluónovej plazmy by mala byť potlačená. Významná redukcia  $J/\Psi$ , opúšťajúcich fireball by mal byť signálom, indikujúcim, že v počiatočnej fáze zrážky horúca QGP bola prítomná. Práve potlačenie tvorby  $J/\Psi$  bol pozorovaný v posledných experimentoch v CERNe ako dokumentuje aj obrázok 15.5.

**Tab. 15.1.** Merané veličiny, použité detekčné systémy a fyzikálne ciele v experimente WA98 (CERN)1995).

Measured Quantity	Detector	Physics Objective
<b>Global Measurements:</b> $E_T, dE_T/d\eta, E_{forward}$ $N_{ch}, dN_{ch}/d\eta$ $N_\gamma, dN_\gamma/dy$	MIRAC,ZDC Si-Drift, Si-Pad PMD	Centrality of collision, local energy density, Degree of Nuclear Stopping Entropy density, Flow, Intermittency
<b>Charged hadrons:</b> $p_T$ spectra for $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ Antinuclei $K/\pi$ ratios $\phi \rightarrow K^+K^-$ HBT (pions and kaons)	MSAC+TOF	Collision dynamics, baryon density, Stopping power, Degree of thermalization Strangeness production  Evolution of the collision, Space time systematics
<b>Photons and Neutral Mesons:</b> Excess of Direct photons $p_T$ spectra of $\pi^0, \eta$	Lead-glass Calorimeter	Thermal radiation of hot dense matter Dynamics, Strangeness in $\eta$
<b>Correlated Signals:</b> $N_\gamma/N_{ch}$  <b>Various Correlations:</b> viz., $N_\gamma/N_{ch}$ vs $E_T$ or, $N_\gamma/N_{ch}$ vs HBT radius etc.	Si dets + PMD  Combination of all the detectors	Isospin correlations and fluctuations related to formation of disoriented chiral condensates (DCC's). Correlated signals from Quark-Gluon Plasma, DCC, etc.

Pri zrážkach  $pp$  a  $e^-e^+$  podiel vytvorených podivných (strange) kvarkov je 0,2, ale pri zrážkach vysoko energetických atómových jadier je tento podiel 0,4. Keď po zrážke už došlo k vytvoreniu hadrónov z vymrzenej QGP, praktický sa už nemôžu vytvárať podivné kvarky. Väčšina z pozorovaných extra podivných kvarkov musela byť preto vytvorená ešte predtým, ako sa vytvorili hadróny, čiže vo fáze interagujúcej QGP. Jediná známa možnosť „vidieť“ kvarky priamo, je detekcia elektromagnetického žiarenia (fotónov), emitovaných nimi. Problém je v tom, že popri týchto fotónov je emitovaných inými súbežnými procesmi mnoho ďalších fotónov, ktoré vyvárajú veľmi silné pozadie. V jednom z experimentov v CERNe bola sledovaná tvorba fotónov pri zrážke vysoko relativistických jadier a bol zaznamenaný zvýšený výskyt fotónov v počiatočnej fáze zrážky. Zatiaľ však nie je dostatok údajov, že zvýšená emisia fotónov je viazaná s kvark – gluónovou fázou hmoty.

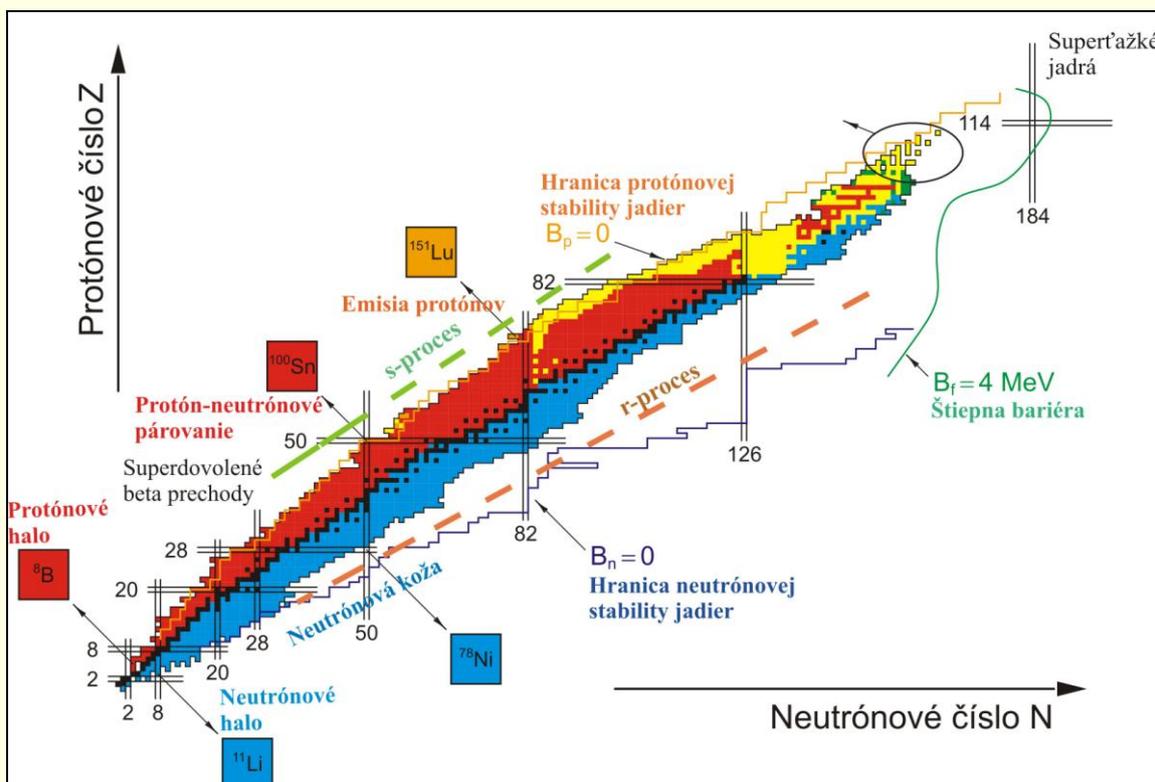
Priebeh zrážky jadier, pri ktorých dochádza k tvorbe QGP možno opísať v 5-tych krokoch:

- Dve jadrá, ktoré sa zrážajú, deponujú energiu v reakčnej zóne. Deponovaná energia sa zmaterializuje vo forme kvarkov a gluónov, ktoré silne interagujú medzi sebou. Tento veľmi hustý počiatkový stav má hustotu energie 3 – 4 GeV/fm<sup>3</sup> a ekvivalentnú teplotu okolo 240 MeV.
- Tieto podmienky potláčajú tvorbu J/Ψ -mezónov, zvýraznia tvorbu podivnosti (enhance strangness) a začne sa expanzia k vytvoreniu fireballu. Kvark – gluónová plazma sa začne ochladzovať a stáva sa riedšou.
- Pri hustote energie okolo 1 GeV/fm<sup>3</sup> (a teplote okolo 170 – 180 MeV), kvarky a gluóny sa kondenzujú do hadrónov a tvorba a výskyt rôznych druhov vyletujúcich častíc je zakončená.
- Pri hustote energie okolo 50 MeV/fm<sup>3</sup> (teplota okolo 100 – 120 MeV) hadróny prestanú medzi sebou interagovať úplne a fireball sa vymrazí. V tomto bode fireball expanduje s rýchlosťou, ktorá prevyšuje polovicu rýchlosti svetla.

## LITERATÚRA

Scientific America, March 1999 J. Schukraft, Nuclear Physics Vol. 2 No.2. 1992.  
 Quark matter story, CERN PR.02.2000 – 10.2.2000

## 16. PERSPEKTÍVY JADROVÉHO VÝSKUMU VYUŽITÍM JADROVÝCH REAKCIÍ



**Obr. 16.1.** Tabuľka izotopov. Schematicky sú vyznačené najdôležitejšie fyzikálne javy, ktoré mohli byť skúmané pomocou rádioaktívnych zväzkov.

## 16.1 ŠTRUKTÚRA JADIER A LIMITY STABILITY

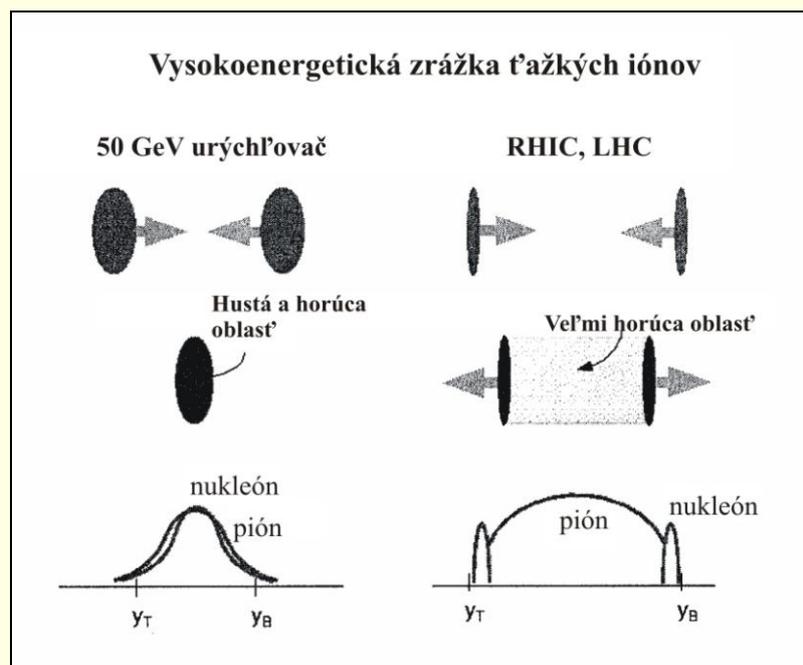
I. Pozornosť jadrovej fyziky sa stále viac sústreďuje na vlastností jadier na hraniciach jadrovej stability. Jedným z nových fenoménov sú neutronovo-bohaté **haló jadrá**, ktoré majú normálne jadro, ktoré je obklopené mrakom voľnejšie viazaných neutrónov. Typickým haló jadrom je  ${}^6_3\text{Li}$ , ale bol objavený celý rad ďalších haló jadier a výskum ďalej pokračuje. Predpokladá sa, a experiment to potvrdzuje, že ťažšie atómové jadrá majú výraznú **neutrónovú kožu**. Takéto jadrá majú veľmi rozdielny profil protónovej a neutrónovej štruktúry.

II. Za posledné roky bolo vo fragmentačných reakciách identifikovaných mnoho desiatok štiepných produktov v oblasti hmotností, kde prebieha **r-proces**, teda v oblasti, v ktorej vo vesmíre prebiehala tvorba atómov, ťažších ako železo. Poznanie hmotností a polčasov premeny týchto neutronovo-bohatých jadier a tiež účinného prierezu záchytu neutrónov týmito jadrami, má zásadný význam pre kvantitatívne pochopenie týchto procesov.

III. Sú rôzne indikácie, že u veľmi neutrónovo bohatých jadier dochádza k útlmu sily vrstvovej štruktúry, napríklad jadrá okolo polo-magického jadra  ${}^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$  už nie sú sférické, ale ako sa ukazuje, sú **superdeformované**. Aj výskyt prvkov indikuje zoslabovanie vrstvovej sily blízko neutrónových čísel  $N = 50, 82$ .

IV. Sila vrstvového efektu ako funkcia protónového čísla  $Z$  je skúmaná pri pokusoch o rozšírenie periodickej tabuľky prvkov k vyšším protónovým číslam. **Supertťažké jadrá**, ktoré sú viazané iba vďaka silnému vrstvomému efektu, boli syntetizované v niekoľkých laboratóriách. Rôzne teoretické modely predpovedajú uzavretie protónovej vrstvy pri  $Z = 114, 120$ , alebo  $126$ . Vzhľadom na zložitosť tohto problému riešenie môže dať najskôr laboratórna syntéza ďalších supertťažkých jadier, ale aj experiment má svoje limity.

V. Na protónovo-bohatej strane tabuľky nuklidov zvlášť zaujímavým bude štúdium **emiterov oneskorených protónov**, **párovanie protón-neutrón** a určenie  $V_{ud}$  matricového elementu matrice Kobayashi-Maskawa zo **superdovolených  $\beta$ -prechodov**.



**Obr. 16.2.** Schematická ilustrácia zrážky ťažkých iónov v rôznych energetických režimoch. Pri zrážkach protónov s energiou 50 GeV, alebo ťažkých iónov s energiou 25 AGeV sa vytvára interakčná zóna s veľkou hustotou baryónov, ale pri ultra-relativistických zrážkach (RHIC, LHC) sa vytvára zóna, ktorá pri extrémnych teplotách je skoro úplne zbavená baryónov.

Sú dva komplementárne prístupy k vytvoreniu zväzkov exotických jadier, ktoré sú nevyhnutné k dosiahnutiu uvedených nových oblastí záujmu:

a) **Metóda ISOL.** Pri metóde ISOL veľmi intenzívny zväzok, väčšinou protónov, dopadá na hrubý terč, kde sú vytvárané exotické jadrá v trieštivých (spallation) reakciách. Vytvorené jadrá sa difundujú von z terča a sú prenášané do iónového zdroja. Jadrá, ktoré sú objektom záujmu sú selektované on-line kinematickým separátorom a sú urýchlené. Tento proces sa uskutočňuje napríklad pri ISOLDE (CERN), SPIRAL (GANIL) a ISAC (TRIUMF) a v niekoľkých ďalších laboratóriách. Vzhľadom na časovú škálu difúzneho procesu túto metódu možno použiť iba v prípade exotických jadier s dobou života od 0,1 s vyššie.

b) **Fragmentácia projektilov** spojená so separáciou za letu (in-flight separation) Pri fragmentácii projektilu zväzok ťažkých iónov prechádza cez terč, kde pri fragmentácii projektilu vznikajú aj exotické jadrá, ktoré sú in-line separované v kinematickom separátore. Vybrané exotické jadrá môžu byť v ďalšom procese spomalené a zhromažďované v zásobnom prstenci. Táto metóda je použiteľná pri jadrách s dobou života nad 10  $\mu$ s. Je aplikovaná v GSI Darmstadt, RIKEN (Japonsko) a v ďalších laboratóriách. V prípade jadier s dobou života niekoľko sekúnd a viac kvalitu takéhoto sekundárneho zväzku možno výrazne zlepšiť (rozptyl hybností, priemer a paralelnosť zväzku) použitím stochastického a/alebo elektrónového ochladzovania v zásobnom prstenci.

VI. Doteraz bolo veľmi ťažké ustanoviť kvarkový efekt v jadrách: kvarky sú uzavreté vo vnútri nukleónov a až tie majú relevantné stupne voľnosti v jadrovej spektroskopii. Vzhľadom na podivnosť kvarkového zloženia hyperónov, tieto možno odlíšiť od nukleónov. To možno využiť na implantáciu hyperónov do nukleónových orbít v jadre, ktoré sú už obsadené nukleónmi a to bez toho, aby bol porušený Pauliho princíp. Toto umožní testovať jadrový vrstvomý model pre hlboko viazané stavy, ktoré nie sú dosiahnuteľné s dostatočným rozlíšením v iných typoch jadrových reakcií.

$\Lambda$ - **hyperjadrá** boli úspešne produkované a študované v laboratóriách CERN, Fermilab, BNL a KEK s použitím ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) reakcie a magnetického spektrometra s rozlíšením 2 MeV. Úplne nové možnosti sa otvoria pri skúmaní týchto jadier precíznou gama spektrometriou, akú umožní použitie  $4\pi$  multi-Ge detektorových sústav. Bude asi možné rozlíšiť prekrývajúce sa energetické štruktúry v spektre  $\Lambda$ -väzby a vlastných vzbudенých stavov napríklad  $^{11}\text{C}$ .

## 16.2 VLASTNOSTI HADRÓNŮV V STLAČENEJ JADROVEJ HMOTE

Novšou oblasťou záujmu je aj štúdium vlastností jadrovej hmoty, stlačenej do vysokej bariónovej hustoty. Na ľavej strane obr. 16.2 je ilustrovaný proces interakcie jadier pri energii 50 GeV. V silne stlačenej interakčnej zóne sa vytvorí tzv. fireball, nukleóny a vytvárajú sa pióny sa hromadia pri strednej rapidite (midrapidity) v sústave centra nukleón-nukleón. Pri centrálnej zrážke nezostanú žiadne pozostatky terčových a bombardujúcich jadier. Naopak, pri ultra-relativistických zrážkach (pravá časť obr. 16.2), aké sa dosahujú v RHIC a LHC, možno očakávať pri strednej rapidite vytvorenie horúcej oblasti s veľmi vysokou hustotou energie, ktorá je skoro voľná od baryónov. Tieto podmienky sú dostačujúce na vytvorenie **kvark-gluónovej plazmy**, ktorá s postupom času sa hadronizuje do piónov a druhých mezónov.

## ZÁVER

Fyzika jadrových štruktúr má perspektívnu budúcnosť. Laboratórne zariadenia na produkciu rádioaktívnych zväzkov, ktoré sú postupne budované a uvádzané do činnosti, poskytujú nové možnosti pre túto oblasť. Použitie moderných gama-spektrometrov rozšíri spektroskopiu s veľkou rozlišovacou schopnosťou do podivnostného stupňa voľnosti, do oblasti fyziky hypernukleónov a otvorí nové oblasti štúdia jadrovej hmoty pri najvyšších hustotách baryónov.

Táto oblasť je poháňaná s nedávno objavenou evidenciou stredne modifikovaných hadrónov, založenou na štúdiu produkcie a šírenia sa K-mezónov v jadrovom prostredí a na možných zmenách hmotnosti vektorových mezónov vychádzajúc s pozorovaných  $e^+e^-$  spektier. Vo fyzike hadrónov je hlavná pozornosť obrátená na potvrdenie existencie glueball, hybridov a rôznych typov hyperónov. A konečne fyzikálny potenciál elektrón – pozitronových koliderov asi umožní zistiť ako sú komplexné objekty – baryóny a mezóny – vytvárané z elementárnych partónov a ako sa vytvára efektívny stupeň voľnosti v QCD.

## LITERATÚRA

1. Introduction to Nuclear Reactions, C. A. Bertulani and P. Danielewicz, Institute of Physics Publishing (Graduate Student Series in Physics), Bristol and Philadelphia, 2004, SBN 0 7503 09326.
2. Introductory Nuclear Physics, P. E. Hodgson, E. Gadioli and E. Gadioli Erba, Oxford University Press, 2000. ISBN 0 19 851897 8.
3. Fundamentals In Nuclear Physics, J-L. Basdevant, J. Rich, M. Spiro, Springer 2004, ISBN 0-387-01672-4.
4. Nuclear and Particle Physics, B.R. Martin, JohnWiley & sons, Ltd. 2007, ISBN-13 978-0470-02532-1.
5. Eksperimentalnaja jadernaja fizika, K. M. Muchin, Energoatomizdat Moskva 1983.
6. Fyzika atomového jadra, T. Mayer-Kuckuk, SNTL Praha 1979.
7. Atomy, jadra, častice, I. Ulehla, M. Suk, Z. Trka, ACADEMIA PRAHA 1990
8. Tabuľka hmotnostných deficitov. V. Metag, GSI Preprint-98-27, May 1998. (► Príloha 1)



Návrat z acrobat readera - ✖ (zatvorením okna)

**Príloha 1:**

**Tabuľka hmotnostných deficitov (V. Metag, GSI Preprint-98-27, May1998**

**A.H. Wapstra, G. Audi, and R. Hoekstra Masses**

† Nuclide is unstable to one-particle emission

‡ Nuclide is unstable to two-particle, but not one particle emission

Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess
<sup>1</sup> n	8.071	<sup>12</sup> O	32.060±0.040	<sup>34</sup> Mg	8.440±0.700	<sup>33</sup> Cl	-21.003	<sup>43</sup> Sc	-36.187±0.002	<sup>60</sup> Mn	-52.900±0.100
<sup>1</sup> H	7.289	<sup>13</sup> O	23.113±0.010	<sup>35</sup> Mg	14.680±0.500	<sup>34</sup> Cl	-24.440	<sup>44</sup> Sc	-37.815±0.002	<sup>48</sup> Fe	-18.130±0.110
<sup>2</sup> H	13.136	<sup>14</sup> O	8.006	<sup>22</sup> Al	18.090±0.070	<sup>35</sup> Cl	-29.013	<sup>45</sup> Sc	-41.069±0.001	<sup>49</sup> Fe	-24.580±0.160
<sup>3</sup> H	14.950	<sup>15</sup> O	2.855	<sup>23</sup> Al	6.767±0.025	<sup>36</sup> Cl	-29.522	<sup>46</sup> Sc	-41.758±0.001	<sup>50</sup> Fe	-34.470±0.060
<sup>4</sup> H	25.840±0.380	<sup>16</sup> O	-4.737	<sup>24</sup> Al	-0.055±0.004	<sup>37</sup> Cl	-31.761	<sup>47</sup> Sc	-44.330±0.002	<sup>51</sup> Fe	-40.217±0.015
<sup>3</sup> He	14.931	<sup>17</sup> O	-0.809	<sup>25</sup> Al	-8.915	<sup>38</sup> Cl	-29.798	<sup>48</sup> Sc	-44.492±0.005	<sup>52</sup> Fe	-48.331±0.010
<sup>4</sup> He	2.424	<sup>18</sup> O	-0.782	<sup>26</sup> Al	-12.210	<sup>39</sup> Cl	-29.802±0.002	<sup>49</sup> Sc	-46.558±0.004	<sup>53</sup> Fe	-50.943±0.002
<sup>5</sup> He	11.390±0.050	<sup>19</sup> O	3.332±0.002	<sup>27</sup> Al	-17.197	<sup>40</sup> Cl	-27.530±0.040	<sup>50</sup> Sc	-44.537±0.016	<sup>54</sup> Fe	-56.250±0.001
<sup>6</sup> He	17.592	<sup>20</sup> O	3.796±0.001	<sup>28</sup> Al	-16.851	<sup>41</sup> Cl	-27.400±0.150	<sup>51</sup> Sc	-43.218±0.020	<sup>55</sup> Fe	-57.476±0.001
<sup>7</sup> He	26.110±0.030	<sup>21</sup> O	8.066±0.015	<sup>29</sup> Al	-18.215±0.001	<sup>42</sup> Cl	-24.420±0.200	<sup>52</sup> Sc	-40.060±0.300	<sup>56</sup> Fe	-60.603±0.001
<sup>8</sup> He	31.598±0.007	<sup>22</sup> O	9.440±0.090	<sup>30</sup> Al	-15.890±0.040	<sup>43</sup> Cl	-23.130±0.060	<sup>53</sup> Sc	-38.230±0.510	<sup>57</sup> Fe	-60.178±0.001
<sup>9</sup> He	40.810±0.120	<sup>23</sup> O	14.540±0.700	<sup>31</sup> Al	-15.050±0.070	<sup>44</sup> Cl	-20.010±0.300	<sup>40</sup> Ti	-9.063±0.011	<sup>58</sup> Fe	-62.151±0.001
		<sup>24</sup> O	18.790±0.900	<sup>32</sup> Al	-11.210±0.300	<sup>31</sup> Ar	11.660±0.200	<sup>41</sup> Ti	-15.690±0.013	<sup>59</sup> Fe	-60.661±0.001
<sup>4</sup> Li	25.120±0.300	<sup>14</sup> F	33.610±0.400	<sup>33</sup> Al	-8.840±0.400	<sup>32</sup> Ar	-2.180±0.050	<sup>42</sup> Ti	-25.121±0.006	<sup>60</sup> Fe	-61.406±0.004
<sup>5</sup> Li	11.680±0.050	<sup>15</sup> F	16.770±0.130	<sup>34</sup> Al	-3.660±0.500	<sup>33</sup> Ar	-9.380±0.030	<sup>43</sup> Ti	-29.320±0.007	<sup>61</sup> Fe	-58.919±0.020
<sup>6</sup> Li	14.085	<sup>16</sup> F	10.680±0.008	<sup>35</sup> Al	-0.660±0.500	<sup>34</sup> Ar	-18.379±0.003	<sup>44</sup> Ti	-37.548±0.001	<sup>62</sup> Fe	-58.896±0.015
<sup>7</sup> Li	14.907	<sup>17</sup> F	1.951	<sup>36</sup> Al	5.050±0.600	<sup>35</sup> Ar	-23.048±0.001	<sup>45</sup> Ti	-39.006±0.001	<sup>63</sup> Fe	-55.190±0.060
<sup>8</sup> Li	20.945	<sup>18</sup> F	0.873	<sup>23</sup> Si	23.530±0.300	<sup>36</sup> Ar	-30.230	<sup>46</sup> Ti	-44.125±0.001	<sup>50</sup> Co	-17.980±0.200
<sup>9</sup> Li	24.954±0.002	<sup>19</sup> F	-1.487	<sup>24</sup> Si	10.755±0.019	<sup>37</sup> Ar	-30.948	<sup>47</sup> Ti	-44.931±0.001	<sup>51</sup> Co	-27.420±0.200
<sup>10</sup> Li	33.840±0.250	<sup>20</sup> F	-0.017	<sup>25</sup> Si	3.827±0.010	<sup>38</sup> Ar	-34.715	<sup>48</sup> Ti	-48.487±0.001	<sup>52</sup> Co	-34.287±0.022
<sup>11</sup> Li	40.900±0.110	<sup>21</sup> F	-0.047±0.001	<sup>26</sup> Si	-7.145±0.003	<sup>39</sup> Ar	-33.241±0.005	<sup>49</sup> Ti	-48.558±0.001	<sup>53</sup> Co	-42.639±0.018
<sup>6</sup> Be	18.374±0.005	<sup>22</sup> F	2.830±0.030	<sup>27</sup> Si	-12.385	<sup>40</sup> Ar	-35.039±0.001	<sup>50</sup> Ti	-51.426±0.001	<sup>54</sup> Co	-48.007±0.001
<sup>7</sup> Be	15.768	<sup>23</sup> F	3.350±0.170	<sup>28</sup> Si	-21.492	<sup>41</sup> Ar	-33.066±0.001	<sup>51</sup> Ti	-49.726±0.001	<sup>55</sup> Co	-54.025±0.001
<sup>8</sup> Be	4.941	<sup>24</sup> F	7.780±0.400	<sup>29</sup> Si	-21.895	<sup>42</sup> Ar	-34.420±0.040	<sup>52</sup> Ti	-49.464±0.007	<sup>56</sup> Co	-56.037±0.002
<sup>9</sup> Be	11.347	<sup>25</sup> F	10.940±0.600	<sup>30</sup> Si	-24.433	<sup>43</sup> Ar	-31.980±0.070	<sup>53</sup> Ti	-46.830±0.100	<sup>57</sup> Co	-59.342±0.001
<sup>10</sup> Be	12.607	<sup>26</sup> F	17.700±0.900	<sup>31</sup> Si	-22.950	<sup>44</sup> Ar	-32.260±0.020	<sup>54</sup> Ti	-45.530±0.300	<sup>58</sup> Co	-59.844±0.001
<sup>11</sup> Be	20.174±0.006	<sup>16</sup> Ne	23.989±0.020	<sup>32</sup> Si	-24.081±0.001	<sup>45</sup> Ar	-29.720±0.060	<sup>42</sup> V	-8.220±0.300	<sup>59</sup> Co	-62.226±0.001
<sup>12</sup> Be	25.077±0.015	<sup>17</sup> Ne	16.480±0.050	<sup>33</sup> Si	-20.492±0.016	<sup>46</sup> Ar	-29.720±0.040	<sup>43</sup> V	-17.920±0.200	<sup>60</sup> Co	-61.646±0.001
<sup>13</sup> Be	35.000±0.500	<sup>18</sup> Ne	5.319±0.005	<sup>34</sup> Si	-19.958±0.015	<sup>47</sup> Ar	-25.910±0.100	<sup>44</sup> V	-23.800±0.100	<sup>61</sup> Co	-62.897±0.001
<sup>14</sup> Be	40.100±0.130	<sup>19</sup> Ne	1.751	<sup>35</sup> Si	-14.320±0.050	<sup>33</sup> K	8.000±0.400	<sup>45</sup> V	-31.875±0.017	<sup>62</sup> Co	-61.423±0.019
<sup>7</sup> B	27.870±0.070	<sup>20</sup> Ne	-7.047±0.001	<sup>36</sup> Si	-13.260±0.500	<sup>34</sup> K	-1.480±0.300	<sup>46</sup> V	-37.075±0.001	<sup>63</sup> Co	-61.839±0.020
<sup>8</sup> B	22.920±0.001	<sup>21</sup> Ne	-5.737±0.001	<sup>37</sup> Si	-7.000±0.500	<sup>35</sup> K	-11.167±0.020	<sup>47</sup> V	-42.004±0.001	<sup>64</sup> Co	-59.791±0.020
<sup>9</sup> B	12.415±0.001	<sup>22</sup> Ne	-8.027±0.001	<sup>38</sup> Si	-5.360±0.600	<sup>36</sup> K	-17.425±0.008	<sup>48</sup> V	-44.474±0.002	<sup>65</sup> Co	-59.160±0.050
<sup>10</sup> B	12.050	<sup>23</sup> Ne	-5.156±0.002	<sup>25</sup> P	22.080±0.400	<sup>37</sup> K	-24.798±0.001	<sup>49</sup> V	-47.956±0.001	<sup>52</sup> Ni	-22.640±0.070
<sup>11</sup> B	8.668	<sup>24</sup> Ne	-5.950±0.010	<sup>26</sup> P	11.260±0.300	<sup>38</sup> K	-28.802	<sup>50</sup> V	-49.219±0.001	<sup>53</sup> Ni	-29.380±0.160
<sup>12</sup> B	13.369±0.001	<sup>25</sup> Ne	-2.060±0.040	<sup>27</sup> P	-0.750±0.040	<sup>39</sup> K	-33.806±0.001	<sup>51</sup> V	-52.199±0.001	<sup>54</sup> Ni	-39.210±0.050
<sup>13</sup> B	16.562±0.001	<sup>26</sup> Ne	0.440±0.070	<sup>28</sup> P	-7.161±0.004	<sup>40</sup> K	-33.534±0.001	<sup>52</sup> V	-51.438±0.001	<sup>55</sup> Ni	-45.330±0.011
<sup>14</sup> B	23.664±0.021	<sup>27</sup> Ne	6.410±0.500	<sup>29</sup> P	-16.951	<sup>41</sup> K	-35.558±0.001	<sup>53</sup> V	-51.846±0.003	<sup>56</sup> Ni	-53.901±0.011
<sup>15</sup> B	28.970±0.022	<sup>28</sup> Ne	10.780±0.800	<sup>30</sup> P	-20.200	<sup>42</sup> K	-35.020±0.001	<sup>54</sup> V	-49.889±0.015	<sup>57</sup> Ni	-56.077±0.003
<sup>16</sup> B	37.140±0.400	<sup>18</sup> Na	25.320±0.400	<sup>31</sup> P	-24.441	<sup>43</sup> K	-36.593±0.009	<sup>55</sup> V	-49.150±0.100	<sup>58</sup> Ni	-60.225±0.001
<sup>17</sup> B	43.310±0.500	<sup>19</sup> Na	12.928±0.012	<sup>32</sup> P	-24.305	<sup>44</sup> K	-35.810±0.040	<sup>56</sup> V	-46.110±0.300	<sup>59</sup> Ni	-61.153±0.001
<sup>18</sup> B	52.280±0.860	<sup>20</sup> Na	6.839±0.007	<sup>33</sup> P	-26.338±0.001	<sup>45</sup> K	-36.614±0.010	<sup>44</sup> Cr	-13.450±0.030	<sup>60</sup> Ni	-64.470±0.001
<sup>19</sup> B	59.360±1.030	<sup>21</sup> Na	-2.189±0.002	<sup>34</sup> P	-24.557±0.001	<sup>46</sup> K	-35.418±0.016	<sup>45</sup> Cr	-19.410±0.100	<sup>61</sup> Ni	-64.219±0.001
<sup>8</sup> C	35.094±0.024	<sup>22</sup> Na	-5.185±0.001	<sup>35</sup> P	-24.857±0.001	<sup>47</sup> K	-35.696±0.008	<sup>46</sup> Cr	-29.472±0.020	<sup>62</sup> Ni	-66.745±0.001
<sup>9</sup> C	28.913±0.002	<sup>23</sup> Na	-9.532	<sup>36</sup> P	-20.251±0.013	<sup>48</sup> K	-32.122±0.024	<sup>47</sup> Cr	-34.553±0.014	<sup>63</sup> Ni	-65.512±0.001
<sup>10</sup> C	15.699	<sup>24</sup> Na	-8.420	<sup>37</sup> P	-19.260±0.300	<sup>49</sup> K	-30.770±0.300	<sup>48</sup> Cr	-42.818±0.007	<sup>64</sup> Ni	-67.098±0.001
<sup>11</sup> C	10.650	<sup>25</sup> Na	-9.360±0.001	<sup>38</sup> P	-14.160±0.400	<sup>50</sup> K	-25.520±0.300	<sup>49</sup> Cr	-45.328±0.002	<sup>65</sup> Ni	-65.124±0.001
<sup>12</sup> C	0.000	<sup>26</sup> Na	-6.904±0.016	<sup>39</sup> P	-12.500±0.400	<sup>35</sup> Ca	4.450±0.060	<sup>50</sup> Cr	-50.257±0.001	<sup>66</sup> Ni	-66.029±0.016
<sup>13</sup> C	3.125	<sup>27</sup> Na	-5.600±0.040	<sup>40</sup> P	-7.020±0.500	<sup>36</sup> Ca	-6.440±0.040	<sup>51</sup> Cr	-51.447±0.001	<sup>67</sup> Ni	-63.743±0.019
<sup>14</sup> C	3.020	<sup>28</sup> Na	-1.140±0.140	<sup>27</sup> S	18.220±0.200	<sup>37</sup> Ca	-13.159±0.022	<sup>52</sup> Cr	-55.414±0.001	<sup>68</sup> Ni	-63.483±0.017
<sup>15</sup> C	9.873	<sup>29</sup> Na	2.650±0.150	<sup>28</sup> S	4.130±0.160	<sup>38</sup> Ca	-22.059±0.005	<sup>53</sup> Cr	-55.282±0.001	<sup>69</sup> Ni	-60.460±0.150
<sup>16</sup> C	13.694±0.004	<sup>30</sup> Na	8.210±0.250	<sup>29</sup> S	-3.160±0.050	<sup>39</sup> Ca	-27.275±0.002	<sup>54</sup> Cr	-56.930±0.001	<sup>54</sup> Cu	-21.210±0.500
<sup>17</sup> C	21.035±0.017	<sup>31</sup> Na	11.830±0.580	<sup>30</sup> S	-14.063±0.003	<sup>40</sup> Ca	-34.846±0.001	<sup>55</sup> Cr	-55.105±0.001	<sup>55</sup> Cu	-31.630±0.300
<sup>18</sup> C	24.920±0.030	<sup>32</sup> Na	16.550±0.740	<sup>31</sup> S	-19.045±0.001	<sup>41</sup> Ca	-35.137±0.001	<sup>56</sup> Cr	-55.290±0.010	<sup>56</sup> Cu	-38.584±0.017
<sup>19</sup> C	32.630±0.300	<sup>33</sup> Na	21.470±1.140	<sup>32</sup> S	-26.016	<sup>42</sup> Ca	-38.547±0.001	<sup>57</sup> Cr	-52.690±0.200	<sup>57</sup> Cu	-47.350±0.050
<sup>20</sup> C	37.070±0.900	<sup>34</sup> Na	26.650±3.570	<sup>33</sup> S	-26.586	<sup>43</sup> Ca	-38.408±0.001	<sup>58</sup> Cr	-52.050±0.300	<sup>58</sup> Cu	-51.662±0.002
<sup>10</sup> N	39.700±0.400	<sup>20</sup> Mg	17.570±0.027	<sup>34</sup> S	-29.932	<sup>44</sup> Ca	-41.469±0.001	<sup>46</sup> Mn	-12.470±0.400	<sup>59</sup> Cu	-56.353±0.001
<sup>11</sup> N	24.890±0.140	<sup>21</sup> Mg	10.913±0.016	<sup>35</sup> S	-28.846	<sup>45</sup> Ca	-40.812±0.001	<sup>47</sup> Mn	-22.650±0.200	<sup>60</sup> Cu	-58.344±0.002
<sup>12</sup> N	17.338±0.001	<sup>22</sup> Mg	-0.397±0.001	<sup>36</sup> S	-30.664	<sup>46</sup> Ca	-43.140±0.002	<sup>48</sup> Mn	-29.211±0.021	<sup>61</sup> Cu	-61.982±0.001
<sup>13</sup> N	5.345	<sup>23</sup> Mg	-5.473±0.001	<sup>37</sup> S	-26.896	<sup>47</sup> Ca	-42.345±0.002	<sup>49</sup> Mn	-37.611±0.024	<sup>62</sup> Cu	-62.797±0.004
<sup>14</sup> N	2.863	<sup>24</sup> Mg	-13.933	<sup>38</sup> S	-26.861±0.007	<sup>48</sup> Ca	-44.214±0.004	<sup>50</sup> Mn	-42.625±0.001	<sup>63</sup> Cu	-65.578±0.001
<sup>15</sup> N	0.101	<sup>25</sup> Mg	-13.192	<sup>39</sup> S	-23.000±0.200	<sup>49</sup> Ca	-41.289±0.004	<sup>51</sup> Mn	-48.238±0.001	<sup>64</sup> Cu	-65.423±0.001
<sup>16</sup> N	5.682±0.002	<sup>26</sup> Mg	-16.214	<sup>40</sup> S	-22.520±0.040	<sup>50</sup> Ca	-39.570±0.009	<sup>52</sup> Mn	-50.702±0.002	<sup>65</sup> Cu	-67.262±0.001
<sup>17</sup> N	7.871±0.015	<sup>27</sup> Mg	-14.586	<sup>41</sup> S	-17.870±0.300	<sup>51</sup> Ca	-35.010±0.080	<sup>53</sup> Mn	-54.686±0.001	<sup>66</sup> Cu	-66.256±0.001
<sup>18</sup> N	13.117±0.020	<sup>28</sup> Mg	-15.019±0.002	<sup>42</sup> S	-16.420±0.400	<sup>52</sup> Ca	-32.460±0.580	<sup>54</sup> Mn	-55.553±0.001	<sup>67</sup> Cu	-67.303±0.008
<sup>19</sup> N	15.871±0.019	<sup>29</sup> Mg	-10.661±0.029	<sup>29</sup> Cl	15.050±0.400	<sup>38</sup> Sc	-4.460±0.300	<sup>55</sup> Mn	-57.708±0.001	<sup>68</sup> Cu	-65.540±0.050
<sup>20</sup> N	21.880±0.300	<sup>30</sup> Mg	-9.100±0.210	<sup>30</sup> Cl	4.840±0.300	<sup>39</sup> Sc	-14.300±0.050	<sup>56</sup> Mn	-56.907±0.001	<sup>69</sup> Cu	-65.741±0.008
<sup>21</sup> N	25.150±0.600	<sup>31</sup> Mg	-3.650±0.400	<sup>31</sup> Cl	-7.060±0.050	<sup>40</sup> Sc	-20.526±0.004	<sup>57</sup> Mn	-57.487±0.003	<sup>70</sup> Cu	-63.390±0.110
<sup>22</sup> N	31.730±0.950	<sup>32</sup> Mg	-1.750±1.580</								

Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess
<sup>56</sup> Zn	-26.130±0.080	<sup>70</sup> As	-64.340±0.050	<sup>84</sup> Kr	-82.430±0.003	<sup>92</sup> Y	-84.833±0.010	<sup>102</sup> Mo	-83.559±0.021	<sup>113</sup> Rh	-78.740±0.400
<sup>57</sup> Zn	-32.700±0.120	<sup>71</sup> As	-67.894±0.004	<sup>85</sup> Kr	-81.477±0.003	<sup>93</sup> Y	-84.245±0.011	<sup>103</sup> Mo	-80.760±0.080	<sup>114</sup> Rh	-75.960±0.500
<sup>58</sup> Zn	-42.210±0.100	<sup>72</sup> As	-68.228±0.004	<sup>86</sup> Kr	-83.262±0.005	<sup>94</sup> Y	-82.348±0.006	<sup>104</sup> Mo	-80.370±0.060	<sup>94</sup> Pd	-66.270±0.800
<sup>59</sup> Zn	-47.260±0.040	<sup>73</sup> As	-70.955±0.004	<sup>87</sup> Kr	-80.706±0.005	<sup>95</sup> Y	-81.214±0.006	<sup>105</sup> Mo	-77.360±0.090	<sup>95</sup> Pd	-70.150±0.400
<sup>60</sup> Zn	-54.185±0.011	<sup>74</sup> As	-70.861±0.002	<sup>88</sup> Kr	-79.688±0.014	<sup>96</sup> Y	-78.300±0.040	<sup>106</sup> Mo	-76.270±0.090	<sup>96</sup> Pd	-76.180±0.150
<sup>61</sup> Zn	-56.343±0.016	<sup>75</sup> As	-73.035±0.001	<sup>89</sup> Kr	-76.720±0.050	<sup>97</sup> Y	-76.270±0.060	<sup>107</sup> Mo	-72.910±0.430	<sup>97</sup> Pd	-77.800±0.300
<sup>62</sup> Zn	-61.170±0.010	<sup>76</sup> As	-72.290±0.001	<sup>90</sup> Kr	-74.947±0.027	<sup>98</sup> Y	-72.520±0.160	<sup>108</sup> Mo	-71.460±0.550	<sup>98</sup> Pd	-81.301±0.022
<sup>63</sup> Zn	-62.211±0.002	<sup>77</sup> As	-72.918±0.002	<sup>91</sup> Kr	-71.370±0.080	<sup>99</sup> Y	-70.170±0.080	<sup>88</sup> Tc	-62.330±0.830	<sup>99</sup> Pd	-82.193±0.016
<sup>64</sup> Zn	-66.002±0.001	<sup>78</sup> As	-72.819±0.010	<sup>92</sup> Kr	-68.650±0.080	<sup>100</sup> Y	-67.290±0.140	<sup>89</sup> Tc	-68.000±0.400	<sup>100</sup> Pd	-85.221±0.013
<sup>65</sup> Zn	-65.910±0.001	<sup>79</sup> As	-73.639±0.006	<sup>93</sup> Kr	-64.160±0.120	<sup>101</sup> Y	-64.650±0.200	<sup>90</sup> Tc	-70.970±0.300	<sup>101</sup> Pd	-85.430±0.018
<sup>66</sup> Zn	-68.898±0.001	<sup>80</sup> As	-72.165±0.024	<sup>73</sup> Rb	-46.590±0.620	<sup>102</sup> Y	-61.450±0.400	<sup>91</sup> Tc	-75.990±0.200	<sup>102</sup> Pd	-87.918±0.008
<sup>67</sup> Zn	-67.879±0.001	<sup>81</sup> As	-72.536±0.006	<sup>74</sup> Rb	-51.670±0.460	<sup>81</sup> Zr	-58.790±0.300	<sup>92</sup> Tc	-78.939±0.026	<sup>103</sup> Pd	-87.471±0.008
<sup>68</sup> Zn	-70.006±0.001	<sup>82</sup> As	-70.078±0.025	<sup>75</sup> Rb	-57.210±0.100	<sup>82</sup> Zr	-64.180±0.510	<sup>93</sup> Tc	-83.607±0.004	<sup>104</sup> Pd	-89.393±0.005
<sup>69</sup> Zn	-68.417±0.001	<sup>83</sup> As	-69.880±0.220	<sup>76</sup> Rb	-60.530±0.060	<sup>83</sup> Zr	-66.350±0.100	<sup>94</sup> Tc	-84.158±0.005	<sup>105</sup> Pd	-88.416±0.005
<sup>70</sup> Zn	-69.561±0.003	<sup>84</sup> As	-66.080±0.300	<sup>77</sup> Rb	-64.917±0.030	<sup>84</sup> Zr	-71.430±0.350	<sup>95</sup> Tc	-86.018±0.006	<sup>106</sup> Pd	-89.907±0.005
<sup>71</sup> Zn	-67.323±0.011	<sup>85</sup> As	-63.510±0.400	<sup>78</sup> Rb	-66.980±0.030	<sup>85</sup> Zr	-73.150±0.100	<sup>96</sup> Tc	-85.819±0.006	<sup>107</sup> Pd	-88.374±0.006
<sup>72</sup> Zn	-68.131±0.006	<sup>86</sup> As	-59.340±0.330	<sup>79</sup> Rb	-70.839±0.023	<sup>86</sup> Zr	-77.980±0.200	<sup>97</sup> Tc	-87.222±0.005	<sup>108</sup> Pd	-89.523±0.004
<sup>73</sup> Zn	-65.410±0.040	<sup>67</sup> Se	-46.860±0.400	<sup>80</sup> Rb	-72.176±0.018	<sup>87</sup> Zr	-79.348±0.008	<sup>98</sup> Tc	-86.429±0.004	<sup>109</sup> Pd	-87.605±0.004
<sup>74</sup> Zn	-65.708±0.019	<sup>68</sup> Se	-54.080±0.300	<sup>81</sup> Rb	-75.459±0.021	<sup>88</sup> Zr	-83.626±0.010	<sup>99</sup> Tc	-87.324±0.002	<sup>110</sup> Pd	-88.345±0.015
<sup>75</sup> Zn	-62.530±0.090	<sup>69</sup> Se	-56.300±0.030	<sup>82</sup> Rb	-76.203±0.017	<sup>89</sup> Zr	-84.871±0.003	<sup>100</sup> Tc	-86.017±0.002	<sup>111</sup> Pd	-86.030±0.040
<sup>76</sup> Zn	-62.290±0.170	<sup>70</sup> Se	-61.540±0.210	<sup>83</sup> Rb	-79.049±0.021	<sup>90</sup> Zr	-88.770±0.002	<sup>101</sup> Tc	-86.337±0.024	<sup>112</sup> Pd	-86.333±0.019
<sup>77</sup> Zn	-58.820±0.280	<sup>71</sup> Se	-63.090±0.200	<sup>84</sup> Rb	-79.748±0.003	<sup>91</sup> Zr	-87.893±0.002	<sup>102</sup> Tc	-84.569±0.009	<sup>113</sup> Pd	-83.680±0.150
<sup>78</sup> Zn	-57.660±0.280	<sup>72</sup> Se	-67.897±0.012	<sup>85</sup> Rb	-82.164±0.002	<sup>92</sup> Zr	-88.457±0.002	<sup>103</sup> Tc	-84.601±0.010	<sup>114</sup> Pd	-83.460±0.029
<sup>79</sup> Zn	-53.820±0.420	<sup>73</sup> Se	-68.215±0.011	<sup>86</sup> Rb	-82.744±0.002	<sup>93</sup> Zr	-87.120±0.002	<sup>104</sup> Tc	-82.490±0.050	<sup>115</sup> Pd	-80.590±0.300
<sup>80</sup> Zn	-51.890±0.360	<sup>74</sup> Se	-72.215±0.001	<sup>87</sup> Rb	-84.593±0.002	<sup>94</sup> Zr	-87.268±0.002	<sup>105</sup> Tc	-82.350±0.060	<sup>116</sup> Pd	-80.140±0.150
<sup>61</sup> Ga	-47.540±0.400	<sup>75</sup> Se	-72.171±0.001	<sup>88</sup> Rb	-82.601±0.004	<sup>95</sup> Zr	-85.659±0.002	<sup>106</sup> Tc	-79.790±0.060	<sup>96</sup> Ag	-64.430±0.800
<sup>62</sup> Ga	-51.999±0.028	<sup>76</sup> Se	-75.254±0.001	<sup>89</sup> Rb	-81.709±0.007	<sup>96</sup> Zr	-85.442±0.003	<sup>107</sup> Tc	-79.160±0.200	<sup>97</sup> Ag	-70.790±0.400
<sup>63</sup> Ga	-56.690±0.100	<sup>77</sup> Se	-74.601±0.001	<sup>90</sup> Rb	-79.350±0.013	<sup>97</sup> Zr	-82.950±0.003	<sup>108</sup> Tc	-76.280±0.360	<sup>98</sup> Ag	-73.000±0.300
<sup>64</sup> Ga	-58.837±0.004	<sup>78</sup> Se	-77.028±0.001	<sup>91</sup> Rb	-77.786±0.010	<sup>98</sup> Zr	-81.283±0.020	<sup>109</sup> Tc	-74.920±0.300	<sup>99</sup> Ag	-76.760±0.150
<sup>65</sup> Ga	-62.654±0.002	<sup>79</sup> Se	-75.920±0.001	<sup>92</sup> Rb	-74.811±0.012	<sup>99</sup> Zr	-77.790±0.040	<sup>110</sup> Tc	-71.640±0.640	<sup>100</sup> Ag	-78.170±0.090
<sup>66</sup> Ga	-63.724±0.003	<sup>80</sup> Se	-77.762±0.001	<sup>93</sup> Rb	-72.688±0.015	<sup>100</sup> Zr	-76.590±0.040	<sup>90</sup> Ru	-65.470±0.800	<sup>101</sup> Ag	-81.190±0.120
<sup>67</sup> Ga	-66.878±0.001	<sup>81</sup> Se	-76.392±0.001	<sup>94</sup> Rb	-68.518±0.019	<sup>101</sup> Zr	-73.380±0.070	<sup>91</sup> Ru	-68.410±0.400	<sup>102</sup> Ag	-82.080±0.050
<sup>68</sup> Ga	-67.085±0.002	<sup>82</sup> Se	-77.596±0.002	<sup>95</sup> Rb	-65.813±0.024	<sup>102</sup> Zr	-71.770±0.060	<sup>92</sup> Ru	-74.410±0.300	<sup>103</sup> Ag	-84.787±0.017
<sup>69</sup> Ga	-69.322±0.002	<sup>83</sup> Se	-75.343±0.004	<sup>96</sup> Rb	-61.150±0.030	<sup>103</sup> Zr	-68.290±0.130	<sup>93</sup> Ru	-77.270±0.090	<sup>104</sup> Ag	-85.114±0.006
<sup>70</sup> Ga	-68.905±0.003	<sup>84</sup> Se	-75.952±0.015	<sup>97</sup> Rb	-58.290±0.040	<sup>104</sup> Zr	-66.260±0.410	<sup>94</sup> Ru	-82.569±0.013	<sup>105</sup> Ag	-87.078±0.009
<sup>71</sup> Ga	-70.139±0.001	<sup>85</sup> Se	-72.420±0.100	<sup>98</sup> Rb	-54.090±0.060	<sup>84</sup> Nb	-61.530±0.620	<sup>95</sup> Ru	-83.451±0.012	<sup>106</sup> Ag	-86.941±0.005
<sup>72</sup> Ga	-68.589±0.002	<sup>86</sup> Se	-70.540±0.130	<sup>99</sup> Rb	-50.860±0.110	<sup>85</sup> Nb	-66.940±0.400	<sup>96</sup> Ru	-86.073±0.008	<sup>107</sup> Ag	-88.407±0.005
<sup>73</sup> Ga	-69.705±0.006	<sup>87</sup> Se	-66.710±0.400	<sup>77</sup> Sr	-57.880±0.150	<sup>86</sup> Nb	-69.580±0.300	<sup>97</sup> Ru	-86.113±0.008	<sup>108</sup> Ag	-87.605±0.005
<sup>74</sup> Ga	-68.060±0.070	<sup>88</sup> Se	-63.820±0.240	<sup>78</sup> Sr	-63.450±0.300	<sup>87</sup> Nb	-74.180±0.060	<sup>98</sup> Ru	-88.225±0.006	<sup>109</sup> Ag	-88.721±0.003
<sup>75</sup> Ga	-68.466±0.007	<sup>69</sup> Br	-46.800±0.500	<sup>79</sup> Sr	-65.340±0.200	<sup>88</sup> Nb	-76.430±0.200	<sup>99</sup> Ru	-87.617±0.002	<sup>110</sup> Ag	-87.459±0.003
<sup>76</sup> Ga	-66.440±0.150	<sup>70</sup> Br	-51.140±0.360	<sup>80</sup> Sr	-70.190±0.030	<sup>89</sup> Nb	-80.580±0.040	<sup>100</sup> Ru	-89.219±0.002	<sup>111</sup> Ag	-88.217±0.004
<sup>77</sup> Ga	-66.320±0.200	<sup>71</sup> Br	-56.590±0.300	<sup>81</sup> Sr	-71.470±0.040	<sup>90</sup> Nb	-82.659±0.005	<sup>101</sup> Ru	-87.950±0.002	<sup>112</sup> Ag	-86.624±0.017
<sup>78</sup> Ga	-63.560±0.200	<sup>72</sup> Br	-59.000±0.200	<sup>82</sup> Sr	-75.998±0.008	<sup>91</sup> Nb	-86.640±0.003	<sup>102</sup> Ru	-89.099±0.002	<sup>113</sup> Ag	-87.040±0.020
<sup>79</sup> Ga	-62.720±0.120	<sup>73</sup> Br	-63.600±0.230	<sup>83</sup> Sr	-76.781±0.021	<sup>92</sup> Nb	-86.451±0.002	<sup>103</sup> Ru	-87.260±0.002	<sup>114</sup> Ag	-84.960±0.070
<sup>80</sup> Ga	-59.380±0.300	<sup>74</sup> Br	-65.301±0.015	<sup>84</sup> Sr	-80.641±0.004	<sup>93</sup> Nb	-87.210±0.002	<sup>104</sup> Ru	-88.093±0.004	<sup>115</sup> Ag	-84.950±0.070
<sup>81</sup> Ga	-57.990±0.190	<sup>75</sup> Br	-69.142±0.014	<sup>85</sup> Sr	-81.099±0.004	<sup>94</sup> Nb	-86.368±0.002	<sup>105</sup> Ru	-85.932±0.004	<sup>116</sup> Ag	-82.760±0.110
<sup>82</sup> Ga	-53.380±0.430	<sup>76</sup> Br	-70.291±0.009	<sup>86</sup> Sr	-84.518±0.002	<sup>95</sup> Nb	-86.783±0.002	<sup>106</sup> Ru	-86.326±0.008	<sup>117</sup> Ag	-82.250±0.050
<sup>63</sup> Ge	-47.310±0.300	<sup>77</sup> Br	-73.237±0.003	<sup>87</sup> Sr	-84.875±0.002	<sup>96</sup> Nb	-85.606±0.004	<sup>107</sup> Ru	-83.710±0.300	<sup>118</sup> Ag	-79.580±0.100
<sup>64</sup> Ge	-54.430±0.250	<sup>78</sup> Br	-73.455±0.004	<sup>88</sup> Sr	-87.916±0.002	<sup>97</sup> Nb	-80.508±0.002	<sup>108</sup> Ru	-83.760±0.230	<sup>119</sup> Ag	-78.590±0.070
<sup>65</sup> Ge	-56.410±0.100	<sup>79</sup> Br	-76.070±0.002	<sup>89</sup> Sr	-86.211±0.004	<sup>98</sup> Nb	-83.528±0.006	<sup>109</sup> Ru	-80.720±0.200	<sup>120</sup> Ag	-75.770±0.100
<sup>66</sup> Ge	-61.620±0.030	<sup>80</sup> Br	-75.891±0.002	<sup>90</sup> Sr	-85.942±0.002	<sup>99</sup> Nb	-82.328±0.013	<sup>110</sup> Ru	-80.240±0.300	<sup>121</sup> Ag	-74.550±0.190
<sup>67</sup> Ge	-62.656±0.005	<sup>81</sup> Br	-77.978±0.005	<sup>91</sup> Sr	-83.652±0.009	<sup>100</sup> Nb	-79.929±0.028	<sup>111</sup> Ru	-77.030±0.400	<sup>98</sup> Cd	-67.900±0.800
<sup>68</sup> Ge	-66.978±0.006	<sup>82</sup> Br	-77.499±0.005	<sup>92</sup> Sr	-82.923±0.013	<sup>101</sup> Nb	-78.950±0.040	<sup>112</sup> Ru	-76.030±0.600	<sup>99</sup> Cd	-69.890±0.500
<sup>69</sup> Ge	-67.097±0.004	<sup>83</sup> Br	-79.010±0.004	<sup>93</sup> Sr	-80.160±0.016	<sup>102</sup> Nb	-76.350±0.050	<sup>92</sup> Rh	-63.140±0.800	<sup>100</sup> Cd	-74.320±0.300
<sup>70</sup> Ge	-70.561±0.001	<sup>84</sup> Br	-77.776±0.025	<sup>94</sup> Sr	-78.836±0.007	<sup>103</sup> Nb	-75.240±0.090	<sup>93</sup> Rh	-69.110±0.400	<sup>101</sup> Cd	-75.660±0.180
<sup>71</sup> Ge	-69.906±0.001	<sup>85</sup> Br	-78.607±0.019	<sup>95</sup> Sr	-75.050±0.050	<sup>104</sup> Nb	-72.260±0.120	<sup>94</sup> Rh	-72.940±0.450	<sup>102</sup> Cd	-79.720±0.200
<sup>72</sup> Ge	-72.583±0.001	<sup>86</sup> Br	-75.640±0.060	<sup>96</sup> Sr	-72.880±0.040	<sup>105</sup> Nb	-70.940±0.120	<sup>95</sup> Rh	-78.340±0.150	<sup>103</sup> Cd	-80.650±0.016
<sup>73</sup> Ge	-71.295±0.001	<sup>87</sup> Br	-73.856±0.025	<sup>97</sup> Sr	-68.810±0.070	<sup>106</sup> Nb	-67.290±0.500	<sup>96</sup> Rh	-79.626±0.013	<sup>104</sup> Cd	-83.977±0.010
<sup>74</sup> Ge	-73.423±0.001	<sup>88</sup> Br	-70.720±0.130	<sup>98</sup> Sr	-66.380±0.060	<sup>86</sup> Mo	-64.680±0.730	<sup>97</sup> Rh	-82.590±0.040	<sup>105</sup> Cd	-84.339±0.010
<sup>75</sup> Ge	-71.858±0.001	<sup>89</sup> Br	-68.420±0.400	<sup>99</sup> Sr	-62.150±0.100	<sup>87</sup> Mo	-67.440±0.310	<sup>98</sup> Rh	-83.168±0.012	<sup>106</sup> Cd	-87.135±0.006
<sup>76</sup> Ge	-73.214±0.001	<sup>90</sup> Br	-64.650±0.120	<sup>100</sup> Sr	-60.200±0.210	<sup>88</sup> Mo	-72.830±0.300	<sup>99</sup> Rh	-85.519±0.010	<sup>107</sup> Cd	-86.990±0.007
<sup>77</sup> Ge	-71.216±0.001	<sup>71</sup> Kr	-46.490±0.420	<sup>79</sup> Y	-58.140±0.500	<sup>89</sup> Mo	-75.005±0.015	<sup>100</sup> Rh	-85.590±0.020	<sup>108</sup> Cd	-89.253±0.005
<sup>78</sup> Ge	-71.863±0.004	<sup>72</sup> Kr	-53.940±0.240	<sup>80</sup> Y	-61.190±0.400	<sup>90</sup> Mo	-80.170±0.006	<sup>101</sup> Rh	-87.410±0.017	<sup>109</sup> Cd	-88.507±0.004
<sup>79</sup> Ge	-69.490±0.090	<sup>73</sup> Kr	-56.890±0.140	<sup>81</sup> Y	-65.950±0.070	<sup>91</sup> Mo	-82.208±0.012	<sup>102</sup> Rh	-86.821±0.017	<sup>110</sup> Cd	-90.351±0.003
<sup>80</sup> Ge	-69.380±0.030	<sup>74</sup> Kr	-62.130±0.060	<sup>82</sup> Y	-68.180±0.100	<sup>92</sup> Mo	-86.809±0.004	<sup>103</sup> Rh	-88.024±0.003	<sup>111</sup> Cd	-89.254±0.003
<sup>81</sup> Ge	-66.310±0.120	<sup>75</sup> Kr	-64.214±0.020	<sup>83</sup> Y	-72.370±0.060	<sup>93</sup> Mo	-86.805±				

Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess
<sup>121</sup> Cd	-80.950±0.150	<sup>109</sup> Sb	-76.253±0.019	<sup>121</sup> I	-86.270±0.020	<sup>134</sup> Cs	-86.906±0.005	<sup>150</sup> La	-57.500±0.610	<sup>148</sup> Nd	-77.418±0.004
<sup>122</sup> Cd	-80.580±0.210	<sup>110</sup> Sb	-77.530±0.200	<sup>122</sup> I	-86.073±0.006	<sup>135</sup> Cs	-87.662±0.007	<sup>126</sup> Ce	-71.070±0.830	<sup>149</sup> Nd	-74.385±0.004
<sup>123</sup> Cd	-77.520±0.300	<sup>111</sup> Sb	-80.840±0.200	<sup>123</sup> I	-87.937±0.004	<sup>136</sup> Cs	-86.354±0.005	<sup>127</sup> Ce	-72.290±0.610	<sup>150</sup> Nd	-73.693±0.004
<sup>100</sup> In	-63.870±0.710	<sup>112</sup> Sb	-81.603±0.023	<sup>124</sup> I	-87.368±0.004	<sup>137</sup> Cs	-86.556±0.005	<sup>128</sup> Ce	-75.870±0.500	<sup>151</sup> Nd	-70.956±0.004
<sup>101</sup> In	-68.360±0.610	<sup>113</sup> Sb	-84.424±0.024	<sup>125</sup> I	-88.846±0.002	<sup>138</sup> Cs	-82.896±0.022	<sup>129</sup> Ce	-76.480±0.400	<sup>152</sup> Nd	-70.160±0.030
<sup>102</sup> In	-70.580±0.400	<sup>114</sup> Sb	-84.680±0.200	<sup>126</sup> I	-87.916±0.005	<sup>139</sup> Cs	-80.710±0.007	<sup>130</sup> Ce	-79.590±0.300	<sup>153</sup> Nd	-67.170±0.200
<sup>103</sup> In	-74.607±0.025	<sup>115</sup> Sb	-87.004±0.020	<sup>127</sup> I	-88.982±0.004	<sup>140</sup> Cs	-77.053±0.016	<sup>131</sup> Ce	-79.730±0.410	<sup>154</sup> Nd	-65.860±0.300
<sup>104</sup> In	-76.080±0.200	<sup>116</sup> Sb	-86.819±0.006	<sup>128</sup> I	-87.736±0.004	<sup>141</sup> Cs	-74.472±0.016	<sup>132</sup> Ce	-82.440±0.210	<sup>155</sup> Nd	-62.700±0.500
<sup>105</sup> In	-79.493±0.016	<sup>117</sup> Sb	-88.644±0.009	<sup>129</sup> I	-88.507±0.004	<sup>142</sup> Cs	-70.538±0.020	<sup>133</sup> Ce	-82.470±0.200	<sup>156</sup> Nd	-60.570±0.700
<sup>106</sup> In	-80.617±0.013	<sup>118</sup> Sb	-87.998±0.004	<sup>130</sup> I	-86.897±0.010	<sup>143</sup> Cs	-67.745±0.028	<sup>134</sup> Ce	-84.750±0.200	<sup>132</sup> Pm	-61.940±0.860
<sup>107</sup> In	-83.568±0.013	<sup>119</sup> Sb	-89.475±0.008	<sup>131</sup> I	-87.457±0.004	<sup>144</sup> Cs	-63.370±0.040	<sup>135</sup> Ce	-84.641±0.012	<sup>133</sup> Pm	-65.620±0.740
<sup>108</sup> In	-84.112±0.029	<sup>120</sup> Sb	-88.423±0.008	<sup>132</sup> I	-85.715±0.011	<sup>145</sup> Cs	-60.210±0.050	<sup>136</sup> Ce	-86.500±0.050	<sup>134</sup> Pm	-67.050±0.630
<sup>109</sup> In	-86.487±0.006	<sup>121</sup> Sb	-89.591±0.002	<sup>133</sup> I	-85.888±0.026	<sup>146</sup> Cs	-55.700±0.080	<sup>137</sup> Ce	-85.910±0.050	<sup>135</sup> Pm	-70.220±0.430
<sup>110</sup> In	-86.410±0.200	<sup>122</sup> Sb	-88.327±0.002	<sup>134</sup> I	-83.990±0.060	<sup>147</sup> Cs	-52.300±0.110	<sup>138</sup> Ce	-87.574±0.011	<sup>136</sup> Pm	-71.300±0.410
<sup>111</sup> In	-88.391±0.006	<sup>123</sup> Sb	-89.223±0.002	<sup>135</sup> I	-83.821±0.023	<sup>148</sup> Cs	-47.580±0.360	<sup>139</sup> Ce	-86.973±0.013	<sup>137</sup> Pm	-74.020±0.150
<sup>112</sup> In	-87.995±0.005	<sup>124</sup> Sb	-87.619±0.002	<sup>136</sup> I	-79.550±0.040	<sup>117</sup> Ba	-57.160±0.840	<sup>140</sup> Ce	-88.088±0.004	<sup>138</sup> Pm	-75.140±0.450
<sup>113</sup> In	-89.368±0.003	<sup>125</sup> Sb	-88.258±0.003	<sup>137</sup> I	-76.507±0.029	<sup>118</sup> Ba	-62.350±0.490	<sup>141</sup> Ce	-85.445±0.004	<sup>139</sup> Pm	-77.540±0.050
<sup>114</sup> In	-88.571±0.003	<sup>126</sup> Sb	-86.400±0.030	<sup>138</sup> I	-72.290±0.080	<sup>119</sup> Ba	-64.460±0.350	<sup>142</sup> Ce	-84.542±0.004	<sup>140</sup> Pm	-78.380±0.040
<sup>115</sup> In	-89.539±0.004	<sup>127</sup> Sb	-86.705±0.006	<sup>139</sup> I	-68.880±0.120	<sup>120</sup> Ba	-69.020±0.410	<sup>143</sup> Ce	-81.616±0.004	<sup>141</sup> Pm	-80.472±0.029
<sup>116</sup> In	-88.252±0.005	<sup>128</sup> Sb	-84.610±0.040	<sup>140</sup> I	-64.250±0.200	<sup>121</sup> Ba	-70.420±0.210	<sup>144</sup> Ce	-80.441±0.004	<sup>142</sup> Pm	-81.090±0.040
<sup>117</sup> In	-88.945±0.005	<sup>129</sup> Sb	-84.624±0.022	<sup>110</sup> Xe	-51.970±0.630	<sup>122</sup> Ba	-74.540±0.310	<sup>145</sup> Ce	-77.110±0.040	<sup>143</sup> Pm	-82.970±0.004
<sup>118</sup> In	-87.232±0.008	<sup>130</sup> Sb	-82.330±0.070	<sup>111</sup> Xe	-54.510±0.500	<sup>123</sup> Ba	-75.560±0.300	<sup>146</sup> Ce	-75.730±0.070	<sup>144</sup> Pm	-81.425±0.004
<sup>119</sup> In	-87.733±0.008	<sup>131</sup> Sb	-82.020±0.070	<sup>112</sup> Xe	-60.060±0.540	<sup>124</sup> Ba	-79.140±0.300	<sup>147</sup> Ce	-72.190±0.060	<sup>145</sup> Pm	-81.278±0.004
<sup>120</sup> In	-85.800±0.170	<sup>132</sup> Sb	-79.730±0.080	<sup>113</sup> Xe	-62.090±0.090	<sup>125</sup> Ba	-79.550±0.250	<sup>148</sup> Ce	-70.430±0.120	<sup>146</sup> Pm	-79.458±0.006
<sup>121</sup> In	-85.841±0.028	<sup>133</sup> Sb	-79.020±0.210	<sup>114</sup> Xe	-67.180±0.210	<sup>126</sup> Ba	-82.770±0.200	<sup>149</sup> Ce	-66.800±0.080	<sup>147</sup> Pm	-79.052±0.003
<sup>122</sup> In	-83.580±0.050	<sup>134</sup> Sb	-74.020±0.160	<sup>115</sup> Xe	-68.670±0.280	<sup>127</sup> Ba	-82.790±0.100	<sup>150</sup> Ce	-64.990±0.120	<sup>148</sup> Pm	-76.874±0.011
<sup>123</sup> In	-83.420±0.030	<sup>135</sup> Sb	-70.320±0.200	<sup>116</sup> Xe	-73.050±0.250	<sup>128</sup> Ba	-85.470±0.018	<sup>151</sup> Ce	-61.660±0.500	<sup>149</sup> Pm	-76.073±0.005
<sup>124</sup> In	-81.060±0.050	<sup>136</sup> Sb	-65.050±0.300	<sup>117</sup> Xe	-74.200±0.220	<sup>129</sup> Ba	-85.080±0.011	<sup>152</sup> Ce	-59.760±0.700	<sup>150</sup> Pm	-73.606±0.020
<sup>125</sup> In	-80.420±0.080	<sup>106</sup> Te	-58.270±0.630	<sup>118</sup> Xe	-77.950±0.280	<sup>130</sup> Ba	-87.291±0.007	<sup>128</sup> Pr	-66.320±0.900	<sup>151</sup> Pm	-73.398±0.006
<sup>126</sup> In	-77.810±0.080	<sup>107</sup> Te	-60.640±0.500	<sup>119</sup> Xe	-78.750±0.140	<sup>131</sup> Ba	-86.714±0.007	<sup>129</sup> Pr	-70.060±0.700	<sup>152</sup> Pm	-71.270±0.070
<sup>127</sup> In	-77.010±0.070	<sup>108</sup> Te	-65.820±0.540	<sup>120</sup> Xe	-81.810±0.050	<sup>132</sup> Ba	-88.447±0.008	<sup>130</sup> Pr	-71.290±0.540	<sup>153</sup> Pm	-70.669±0.016
<sup>128</sup> In	-74.020±0.170	<sup>109</sup> Te	-67.620±0.070	<sup>121</sup> Xe	-82.510±0.060	<sup>133</sup> Ba	-87.570±0.005	<sup>131</sup> Pr	-74.450±0.410	<sup>154</sup> Pm	-68.410±0.110
<sup>129</sup> In	-73.020±0.170	<sup>110</sup> Te	-72.300±0.060	<sup>122</sup> Xe	-85.050±0.140	<sup>134</sup> Ba	-88.965±0.005	<sup>132</sup> Pr	-75.340±0.300	<sup>155</sup> Pm	-67.100±0.200
<sup>130</sup> In	-70.010±0.200	<sup>111</sup> Te	-73.470±0.070	<sup>123</sup> Xe	-85.258±0.016	<sup>135</sup> Ba	-87.867±0.005	<sup>133</sup> Pr	-78.020±0.220	<sup>156</sup> Pm	-64.370±0.300
<sup>131</sup> In	-68.490±0.140	<sup>112</sup> Te	-77.270±0.170	<sup>124</sup> Xe	-87.659±0.002	<sup>136</sup> Ba	-88.903±0.005	<sup>134</sup> Pr	-78.650±0.200	<sup>157</sup> Pm	-62.370±0.500
<sup>132</sup> In	-63.210±0.510	<sup>113</sup> Te	-78.320±0.200	<sup>125</sup> Xe	-87.191±0.002	<sup>137</sup> Ba	-87.732±0.005	<sup>135</sup> Pr	-80.920±0.150	<sup>158</sup> Pm	-59.410±0.700
<sup>102</sup> Sn	-65.020±0.630	<sup>114</sup> Te	-81.760±0.200	<sup>126</sup> Xe	-89.174±0.007	<sup>138</sup> Ba	-88.272±0.005	<sup>136</sup> Pr	-81.370±0.050	<sup>134</sup> Sm	-62.050±0.880
<sup>103</sup> Sn	-67.050±0.500	<sup>115</sup> Te	-82.360±0.230	<sup>127</sup> Xe	-88.319±0.005	<sup>139</sup> Ba	-84.924±0.005	<sup>137</sup> Pr	-83.200±0.050	<sup>135</sup> Sm	-63.520±0.780
<sup>104</sup> Sn	-71.680±0.540	<sup>116</sup> Te	-85.290±0.100	<sup>128</sup> Xe	-89.860±0.001	<sup>140</sup> Ba	-83.273±0.012	<sup>138</sup> Pr	-83.137±0.015	<sup>136</sup> Sm	-67.260±0.600
<sup>105</sup> Sn	-73.240±0.080	<sup>117</sup> Te	-85.110±0.019	<sup>129</sup> Xe	-88.698±0.001	<sup>141</sup> Ba	-79.732±0.021	<sup>139</sup> Pr	-84.844±0.013	<sup>137</sup> Sm	-68.100±0.410
<sup>106</sup> Sn	-77.450±0.060	<sup>118</sup> Te	-87.653±0.023	<sup>130</sup> Xe	-89.881±0.001	<sup>142</sup> Ba	-77.847±0.020	<sup>140</sup> Pr	-84.700±0.007	<sup>138</sup> Sm	-71.540±0.450
<sup>107</sup> Sn	-78.470±0.100	<sup>119</sup> Te	-87.182±0.008	<sup>131</sup> Xe	-88.428±0.004	<sup>143</sup> Ba	-73.979±0.028	<sup>141</sup> Pr	-86.026±0.003	<sup>139</sup> Sm	-72.080±0.120
<sup>108</sup> Sn	-82.050±0.040	<sup>120</sup> Te	-89.386±0.019	<sup>132</sup> Xe	-89.292±0.004	<sup>144</sup> Ba	-71.840±0.050	<sup>142</sup> Pr	-83.798±0.003	<sup>140</sup> Sm	-75.380±0.300
<sup>109</sup> Sn	-82.633±0.010	<sup>121</sup> Te	-88.551±0.026	<sup>133</sup> Xe	-87.659±0.005	<sup>145</sup> Ba	-68.120±0.070	<sup>143</sup> Pr	-83.078±0.003	<sup>141</sup> Sm	-75.943±0.013
<sup>110</sup> Sn	-85.834±0.016	<sup>122</sup> Te	-90.307±0.002	<sup>134</sup> Xe	-88.125±0.007	<sup>146</sup> Ba	-65.060±0.080	<sup>144</sup> Pr	-80.760±0.004	<sup>142</sup> Sm	-78.986±0.015
<sup>111</sup> Sn	-85.943±0.007	<sup>123</sup> Te	-89.171±0.001	<sup>135</sup> Xe	-86.506±0.011	<sup>147</sup> Ba	-61.500±0.100	<sup>145</sup> Pr	-79.636±0.008	<sup>143</sup> Sm	-79.526±0.005
<sup>112</sup> Sn	-88.658±0.004	<sup>124</sup> Te	-90.525±0.001	<sup>136</sup> Xe	-86.429±0.007	<sup>148</sup> Ba	-58.130±0.610	<sup>146</sup> Pr	-76.760±0.060	<sup>144</sup> Sm	-81.975±0.004
<sup>113</sup> Sn	-88.330±0.004	<sup>125</sup> Te	-89.024±0.002	<sup>137</sup> Xe	-82.383±0.007	<sup>149</sup> Ba	-54.300±0.900	<sup>147</sup> Pr	-75.470±0.040	<sup>145</sup> Sm	-80.660±0.004
<sup>114</sup> Sn	-90.560±0.003	<sup>126</sup> Te	-90.067±0.002	<sup>138</sup> Xe	-80.110±0.040	<sup>124</sup> La	-70.240±0.700	<sup>148</sup> Pr	-72.490±0.220	<sup>146</sup> Sm	-81.000±0.005
<sup>115</sup> Sn	-90.034±0.003	<sup>127</sup> Te	-88.286±0.004	<sup>139</sup> Xe	-75.690±0.060	<sup>125</sup> La	-73.810±0.600	<sup>149</sup> Pr	-70.988±0.011	<sup>147</sup> Sm	-79.276±0.003
<sup>116</sup> Sn	-91.526±0.003	<sup>128</sup> Te	-88.992±0.003	<sup>140</sup> Xe	-72.990±0.060	<sup>126</sup> La	-75.050±0.400	<sup>150</sup> Pr	-68.000±0.080	<sup>148</sup> Sm	-79.346±0.003
<sup>117</sup> Sn	-90.399±0.002	<sup>129</sup> Te	-87.006±0.004	<sup>141</sup> Xe	-68.320±0.090	<sup>127</sup> La	-77.990±0.220	<sup>151</sup> Pr	-66.760±0.300	<sup>149</sup> Sm	-77.146±0.003
<sup>118</sup> Sn	-91.654±0.002	<sup>130</sup> Te	-87.348±0.004	<sup>142</sup> Xe	-65.500±0.100	<sup>128</sup> La	-78.820±0.400	<sup>152</sup> Pr	-64.160±0.300	<sup>150</sup> Sm	-77.060±0.003
<sup>119</sup> Sn	-90.068±0.002	<sup>131</sup> Te	-85.206±0.004	<sup>113</sup> Cs	-51.810±0.540	<sup>129</sup> La	-81.360±0.050	<sup>153</sup> Pr	-62.370±0.500	<sup>151</sup> Sm	-74.587±0.003
<sup>120</sup> Sn	-91.103±0.002	<sup>132</sup> Te	-85.222±0.012	<sup>114</sup> Cs	-54.740±0.510	<sup>130</sup> La	-81.590±0.200	<sup>154</sup> Pr	-59.110±0.710	<sup>152</sup> Sm	-74.773±0.002
<sup>121</sup> Sn	-89.203±0.002	<sup>133</sup> Te	-82.970±0.080	<sup>115</sup> Cs	-59.650±0.500	<sup>131</sup> La	-83.750±0.100	<sup>129</sup> Nd	-62.880±0.890	<sup>153</sup> Sm	-72.569±0.003
<sup>122</sup> Sn	-89.946±0.002	<sup>134</sup> Te	-82.430±0.110	<sup>116</sup> Cs	-62.290±0.290	<sup>132</sup> La	-83.740±0.050	<sup>130</sup> Nd	-66.990±0.850	<sup>154</sup> Sm	-72.465±0.003
<sup>123</sup> Sn	-87.820±0.002	<sup>135</sup> Te	-77.870±0.090	<sup>117</sup> Cs	-66.260±0.180	<sup>133</sup> La	-85.520±0.100	<sup>131</sup> Nd	-68.230±0.810	<sup>155</sup> Sm	-70.201±0.003
<sup>124</sup> Sn	-88.237±0.001	<sup>136</sup> Te	-74.460±0.050	<sup>118</sup> Cs	-68.270±0.130	<sup>134</sup> La	-85.252±0.026	<sup>132</sup> Nd	-71.940±0.630	<sup>156</sup> Sm	-69.374±0.010
<sup>125</sup> Sn	-85.898±0.002	<sup>137</sup> Te	-69.480±0.300	<sup>119</sup> Cs	-72.240±0.100	<sup>135</sup> La	-86.667±0.011	<sup>133</sup> Nd	-72.570±0.450	<sup>157</sup> Sm	-66.870±0.200
<sup>126</sup> Sn	-86.021±0.011	<sup>138</sup> Te	-66.110±0.200	<sup>120</sup> Cs	-73.820±0.080	<sup>136</sup> La	-86.030±0.070	<sup>134</sup> Nd	-75.950±0.360	<sup>158</sup> Sm	-65.400±0.200
<sup>127</sup> Sn	-83.504±0.025	<sup>108</sup> I	-52.750±0.660	<sup>121</sup> Cs	-77.110±0.060	<sup>137</sup> La	-87.130±0.050	<sup>135</sup> Nd	-76.220±0.340	<sup>159</sup> Sm	-62.370±0.400
<sup>128</sup> Sn	-83.330±0.050	<sup>109</sup> I	-57.710±0.540	<sup>122</sup> Cs	-78.140±0.060	<sup>138</sup> La	-86.531±0.005	<sup>136</sup> Nd	-79.160±0.060	<sup>160</sup> Sm	-60.350±0.700
<sup>129</sup> Sn	-80.620±0.120	<sup>110</sup> I	-60.520±0.500	<sup>123</sup> Cs	-81.070±0.040	<sup>139</sup> La	-87.238±0.004	<sup>137</sup> Nd	-79.700±0.070	<sup>136</sup> Eu	-57.000±0.900
<sup>130</sup> Sn	-80.130±0.080	<sup>111</sup> I	-65.070±0.400	<sup>124</sup> Cs</							

Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess
<sup>147</sup> Eu	-77.555±0.004	<sup>146</sup> Dy	-62.860±0.250	<sup>170</sup> Er	-60.117±0.003	<sup>180</sup> Lu	-50.460±0.280	<sup>178</sup> Ta	-50.530±0.100	<sup>163</sup> Os	-16.620±0.680
<sup>148</sup> Eu	-76.239±0.018	<sup>147</sup> Dy	-64.330±0.110	<sup>171</sup> Er	-57.727±0.003	<sup>181</sup> Lu	-52.600±0.220	<sup>179</sup> Ta	-50.365±0.006	<sup>164</sup> Os	-20.780±0.500
<sup>149</sup> Eu	-76.455±0.005	<sup>148</sup> Dy	-68.000±0.060	<sup>172</sup> Er	-56.491±0.005	<sup>182</sup> Lu	-52.860±0.230	<sup>180</sup> Ta	-48.939±0.003	<sup>165</sup> Os	-21.870±0.460
<sup>150</sup> Eu	-74.800±0.007	<sup>149</sup> Dy	-67.900±0.200	<sup>173</sup> Er	-53.660±0.200	<sup>183</sup> Lu	-54.770±0.220	<sup>181</sup> Ta	-48.444±0.003	<sup>166</sup> Os	-25.740±0.200
<sup>151</sup> Eu	-74.663±0.003	<sup>150</sup> Dy	-69.324±0.012	<sup>147</sup> Tm	-36.710±0.840	<sup>184</sup> Lu	-54.740±0.140	<sup>182</sup> Ta	-46.436±0.003	<sup>167</sup> Os	-26.710±0.310
<sup>152</sup> Eu	-72.899±0.003	<sup>151</sup> Dy	-68.764±0.005	<sup>148</sup> Tm	-39.880±0.860	<sup>185</sup> Lu	-56.260±0.080	<sup>183</sup> Ta	-45.299±0.003	<sup>168</sup> Os	-30.130±0.060
<sup>153</sup> Eu	-73.378±0.003	<sup>152</sup> Dy	-70.127±0.006	<sup>149</sup> Tm	-44.510±0.730	<sup>186</sup> Lu	-56.110±0.160	<sup>184</sup> Ta	-42.844±0.026	<sup>169</sup> Os	-30.880±0.220
<sup>154</sup> Eu	-71.748±0.003	<sup>153</sup> Dy	-69.152±0.005	<sup>150</sup> Tm	-47.010±0.620	<sup>187</sup> Lu	-57.470±0.100	<sup>185</sup> Ta	-41.402±0.014	<sup>170</sup> Os	-33.933±0.018
<sup>155</sup> Eu	-71.829±0.003	<sup>154</sup> Dy	-70.399±0.009	<sup>151</sup> Tm	-51.220±0.400	<sup>188</sup> Lu	-57.090±0.060	<sup>186</sup> Ta	-38.620±0.060	<sup>171</sup> Os	-34.550±0.300
<sup>156</sup> Eu	-70.096±0.007	<sup>155</sup> Dy	-69.166±0.012	<sup>152</sup> Tm	-51.850±0.400	<sup>189</sup> Lu	-58.078±0.005	<sup>158</sup> W	-24.380±0.730	<sup>172</sup> Os	-37.190±0.200
<sup>157</sup> Eu	-69.472±0.006	<sup>156</sup> Dy	-70.536±0.007	<sup>153</sup> Tm	-54.240±0.210	<sup>170</sup> Lu	-57.311±0.019	<sup>159</sup> W	-25.720±0.670	<sup>173</sup> Os	-37.460±0.310
<sup>158</sup> Eu	-67.220±0.080	<sup>157</sup> Dy	-69.434±0.007	<sup>154</sup> Tm	-54.700±0.160	<sup>171</sup> Lu	-57.834±0.004	<sup>160</sup> W	-29.690±0.500	<sup>174</sup> Os	-39.950±0.250
<sup>159</sup> Eu	-66.058±0.009	<sup>158</sup> Dy	-70.418±0.004	<sup>155</sup> Tm	-56.730±0.060	<sup>172</sup> Lu	-56.741±0.004	<sup>161</sup> W	-30.620±0.450	<sup>175</sup> Os	-39.920±0.290
<sup>160</sup> Eu	-63.550±0.200	<sup>159</sup> Dy	-69.176±0.003	<sup>156</sup> Tm	-56.980±0.070	<sup>173</sup> Lu	-56.886±0.004	<sup>162</sup> W	-34.300±0.200	<sup>176</sup> Os	-42.080±0.240
<sup>161</sup> Eu	-61.770±0.400	<sup>160</sup> Dy	-69.682±0.003	<sup>157</sup> Tm	-58.890±0.210	<sup>174</sup> Lu	-55.575±0.004	<sup>163</sup> W	-35.110±0.310	<sup>177</sup> Os	-41.870±0.300
<sup>162</sup> Eu	-59.080±0.600	<sup>161</sup> Dy	-68.064±0.003	<sup>158</sup> Tm	-58.900±0.200	<sup>175</sup> Lu	-55.171±0.002	<sup>164</sup> W	-38.380±0.060	<sup>178</sup> Os	-43.540±0.210
<sup>138</sup> Gd	-56.640±0.920	<sup>162</sup> Dy	-68.189±0.003	<sup>159</sup> Tm	-60.670±0.200	<sup>176</sup> Lu	-53.394±0.002	<sup>165</sup> W	-39.030±0.220	<sup>179</sup> Os	-42.970±0.240
<sup>139</sup> Gd	-58.470±0.710	<sup>163</sup> Dy	-66.389±0.003	<sup>160</sup> Tm	-60.460±0.300	<sup>177</sup> Lu	-52.394±0.002	<sup>166</sup> W	-41.898±0.018	<sup>180</sup> Os	-44.380±0.180
<sup>140</sup> Gd	-62.480±0.670	<sup>164</sup> Dy	-65.976±0.003	<sup>161</sup> Tm	-62.100±0.200	<sup>178</sup> Lu	-50.338±0.024	<sup>167</sup> W	-42.350±0.300	<sup>181</sup> Os	-43.530±0.250
<sup>141</sup> Gd	-63.540±0.400	<sup>165</sup> Dy	-63.621±0.003	<sup>162</sup> Tm	-61.550±0.040	<sup>179</sup> Lu	-49.110±0.040	<sup>168</sup> W	-44.840±0.200	<sup>182</sup> Os	-44.542±0.025
<sup>142</sup> Gd	-67.390±0.400	<sup>166</sup> Dy	-62.593±0.003	<sup>163</sup> Tm	-62.738±0.006	<sup>180</sup> Lu	-46.690±0.070	<sup>169</sup> W	-44.940±0.310	<sup>183</sup> Os	-43.510±0.100
<sup>143</sup> Gd	-68.470±0.300	<sup>167</sup> Dy	-59.940±0.060	<sup>164</sup> Tm	-61.990±0.020	<sup>154</sup> Hf	-33.420±0.730	<sup>170</sup> W	-47.240±0.250	<sup>184</sup> Os	-44.259±0.003
<sup>144</sup> Gd	-71.950±0.300	<sup>168</sup> Dy	-58.500±0.400	<sup>165</sup> Tm	-62.938±0.004	<sup>155</sup> Hf	-34.600±0.670	<sup>171</sup> W	-47.080±0.280	<sup>185</sup> Os	-42.813±0.003
<sup>145</sup> Gd	-72.950±0.040	<sup>144</sup> Ho	-45.650±0.900	<sup>166</sup> Tm	-61.894±0.012	<sup>156</sup> Hf	-38.180±0.500	<sup>172</sup> W	-48.970±0.270	<sup>186</sup> Os	-43.003±0.003
<sup>146</sup> Gd	-76.099±0.011	<sup>145</sup> Ho	-50.000±0.760	<sup>167</sup> Tm	-62.550±0.004	<sup>157</sup> Hf	-38.960±0.450	<sup>173</sup> W	-48.690±0.220	<sup>187</sup> Os	-41.224±0.003
<sup>147</sup> Gd	-75.367±0.004	<sup>146</sup> Ho	-52.160±0.720	<sup>168</sup> Tm	-61.319±0.004	<sup>158</sup> Hf	-42.400±0.200	<sup>174</sup> W	-50.150±0.300	<sup>188</sup> Os	-41.142±0.003
<sup>148</sup> Gd	-76.278±0.004	<sup>147</sup> Ho	-56.280±0.600	<sup>169</sup> Tm	-61.280±0.003	<sup>159</sup> Hf	-43.050±0.300	<sup>175</sup> W	-49.590±0.200	<sup>189</sup> Os	-38.993±0.003
<sup>149</sup> Gd	-75.135±0.005	<sup>148</sup> Ho	-58.380±0.300	<sup>170</sup> Tm	-59.802±0.003	<sup>160</sup> Hf	-46.080±0.060	<sup>176</sup> W	-50.680±0.200	<sup>190</sup> Os	-38.714±0.003
<sup>150</sup> Gd	-75.771±0.007	<sup>149</sup> Ho	-61.910±0.210	<sup>171</sup> Tm	-59.217±0.003	<sup>161</sup> Hf	-46.480±0.210	<sup>177</sup> W	-49.730±0.300	<sup>191</sup> Os	-36.401±0.003
<sup>151</sup> Gd	-74.199±0.004	<sup>150</sup> Ho	-62.210±0.160	<sup>172</sup> Tm	-57.382±0.006	<sup>162</sup> Hf	-49.178±0.017	<sup>178</sup> W	-50.440±0.100	<sup>192</sup> Os	-35.892±0.004
<sup>152</sup> Gd	-74.718±0.003	<sup>151</sup> Ho	-63.720±0.060	<sup>173</sup> Tm	-56.265±0.005	<sup>163</sup> Hf	-49.380±0.360	<sup>179</sup> W	-49.306±0.016	<sup>193</sup> Os	-33.405±0.004
<sup>153</sup> Gd	-72.893±0.003	<sup>152</sup> Ho	-63.750±0.060	<sup>174</sup> Tm	-53.870±0.040	<sup>164</sup> Hf	-51.790±0.230	<sup>180</sup> W	-49.647±0.005	<sup>194</sup> Os	-32.442±0.004
<sup>154</sup> Gd	-73.717±0.003	<sup>153</sup> Ho	-65.023±0.007	<sup>175</sup> Tm	-52.300±0.050	<sup>165</sup> Hf	-51.670±0.370	<sup>181</sup> W	-48.256±0.005	<sup>195</sup> Os	-29.700±0.500
<sup>155</sup> Gd	-72.081±0.003	<sup>154</sup> Ho	-64.647±0.009	<sup>176</sup> Tm	-49.700±0.200	<sup>166</sup> Hf	-53.790±0.300	<sup>182</sup> W	-48.250±0.003	<sup>196</sup> Os	-28.300±0.040
<sup>156</sup> Gd	-72.546±0.003	<sup>155</sup> Ho	-66.064±0.023	<sup>149</sup> Yb	-33.910±0.950	<sup>167</sup> Hf	-53.470±0.220	<sup>183</sup> W	-46.369±0.003	<sup>166</sup> Ir	-13.540±0.530
<sup>157</sup> Gd	-70.834±0.003	<sup>156</sup> Ho	-65.600±0.280	<sup>150</sup> Yb	-39.320±0.730	<sup>168</sup> Hf	-55.290±0.120	<sup>184</sup> W	-45.709±0.003	<sup>167</sup> Ir	-17.360±0.420
<sup>158</sup> Gd	-70.701±0.003	<sup>157</sup> Ho	-66.890±0.050	<sup>151</sup> Yb	-41.960±0.670	<sup>169</sup> Hf	-54.810±0.080	<sup>185</sup> W	-43.393±0.003	<sup>168</sup> Ir	-18.670±0.420
<sup>159</sup> Gd	-68.572±0.003	<sup>158</sup> Ho	-66.200±0.030	<sup>152</sup> Yb	-46.640±0.500	<sup>170</sup> Hf	-56.210±0.200	<sup>186</sup> W	-42.515±0.003	<sup>169</sup> Ir	-22.210±0.230
<sup>160</sup> Gd	-67.953±0.003	<sup>159</sup> Ho	-67.338±0.004	<sup>153</sup> Yb	-47.270±0.450	<sup>171</sup> Hf	-55.430±0.200	<sup>187</sup> W	-39.910±0.003	<sup>170</sup> Ir	-23.530±0.190
<sup>161</sup> Gd	-65.517±0.003	<sup>160</sup> Ho	-66.391±0.011	<sup>154</sup> Yb	-50.220±0.200	<sup>172</sup> Hf	-56.390±0.050	<sup>188</sup> W	-38.673±0.004	<sup>171</sup> Ir	-26.420±0.110
<sup>162</sup> Gd	-64.240±0.110	<sup>161</sup> Ho	-67.207±0.004	<sup>155</sup> Yb	-50.700±0.300	<sup>173</sup> Hf	-55.290±0.100	<sup>189</sup> W	-35.480±0.200	<sup>172</sup> Ir	-27.490±0.440
<sup>163</sup> Gd	-61.590±0.400	<sup>162</sup> Ho	-66.050±0.005	<sup>156</sup> Yb	-53.410±0.060	<sup>174</sup> Hf	-55.851±0.003	<sup>190</sup> W	-34.310±0.160	<sup>173</sup> Ir	-30.230±0.320
<sup>164</sup> Gd	-59.280±0.600	<sup>163</sup> Ho	-66.386±0.003	<sup>157</sup> Yb	-53.630±0.210	<sup>175</sup> Hf	-54.488±0.003	<sup>161</sup> Re	-21.170±0.640	<sup>174</sup> Ir	-31.010±0.680
<sup>140</sup> Tb	-51.780±0.900	<sup>164</sup> Ho	-64.990±0.003	<sup>158</sup> Yb	-56.022±0.016	<sup>176</sup> Hf	-54.582±0.003	<sup>162</sup> Re	-22.670±0.530	<sup>175</sup> Ir	-33.490±0.570
<sup>141</sup> Tb	-55.580±0.700	<sup>165</sup> Ho	-64.907±0.003	<sup>159</sup> Yb	-55.900±0.210	<sup>177</sup> Hf	-52.892±0.002	<sup>163</sup> Re	-26.330±0.410	<sup>176</sup> Ir	-34.000±0.370
<sup>142</sup> Tb	-57.390±0.610	<sup>166</sup> Ho	-63.079±0.003	<sup>160</sup> Yb	-58.160±0.200	<sup>178</sup> Hf	-52.446±0.002	<sup>164</sup> Re	-27.510±0.410	<sup>177</sup> Ir	-36.100±0.500
<sup>143</sup> Tb	-60.970±0.400	<sup>167</sup> Ho	-62.291±0.006	<sup>161</sup> Yb	-57.900±0.200	<sup>179</sup> Hf	-50.475±0.002	<sup>165</sup> Re	-30.910±0.220	<sup>178</sup> Ir	-36.350±0.290
<sup>144</sup> Tb	-62.750±0.400	<sup>168</sup> Ho	-60.260±0.100	<sup>162</sup> Yb	-59.850±0.200	<sup>180</sup> Hf	-49.791±0.002	<sup>166</sup> Re	-32.130±0.180	<sup>179</sup> Ir	-38.050±0.440
<sup>145</sup> Tb	-66.200±0.300	<sup>169</sup> Ho	-58.805±0.020	<sup>163</sup> Yb	-59.370±0.100	<sup>181</sup> Hf	-47.416±0.002	<sup>167</sup> Re	-34.910±0.100	<sup>180</sup> Ir	-37.840±0.300
<sup>146</sup> Tb	-67.860±0.150	<sup>170</sup> Ho	-56.250±0.050	<sup>164</sup> Yb	-60.990±0.100	<sup>182</sup> Hf	-46.062±0.007	<sup>168</sup> Re	-35.880±0.440	<sup>181</sup> Ir	-39.360±0.320
<sup>147</sup> Tb	-70.880±0.060	<sup>146</sup> Er	-45.060±0.840	<sup>165</sup> Yb	-60.175±0.020	<sup>183</sup> Hf	-43.290±0.030	<sup>169</sup> Re	-38.600±0.320	<sup>182</sup> Ir	-38.950±0.230
<sup>148</sup> Tb	-70.680±0.050	<sup>147</sup> Er	-47.330±0.710	<sup>166</sup> Yb	-61.589±0.008	<sup>184</sup> Hf	-41.500±0.040	<sup>170</sup> Re	-39.040±0.680	<sup>183</sup> Ir	-40.110±0.200
<sup>149</sup> Tb	-71.499±0.005	<sup>148</sup> Er	-52.000±0.600	<sup>167</sup> Yb	-60.596±0.005	<sup>156</sup> Ta	-26.230±0.900	<sup>171</sup> Re	-41.440±0.570	<sup>184</sup> Ir	-39.540±0.250
<sup>150</sup> Tb	-71.113±0.009	<sup>149</sup> Er	-54.950±0.900	<sup>168</sup> Yb	-61.575±0.004	<sup>157</sup> Ta	-30.030±0.640	<sup>172</sup> Re	-41.660±0.370	<sup>185</sup> Ir	-40.210±0.200
<sup>151</sup> Tb	-71.633±0.005	<sup>150</sup> Er	-58.120±0.200	<sup>169</sup> Yb	-60.371±0.004	<sup>158</sup> Ta	-31.370±0.530	<sup>173</sup> Re	-43.650±0.500	<sup>186</sup> Ir	-39.172±0.020
<sup>152</sup> Tb	-70.770±0.070	<sup>151</sup> Er	-58.460±0.300	<sup>170</sup> Yb	-60.770±0.003	<sup>159</sup> Ta	-34.820±0.410	<sup>174</sup> Re	-43.670±0.350	<sup>187</sup> Ir	-39.720±0.100
<sup>153</sup> Tb	-71.322±0.005	<sup>152</sup> Er	-60.640±0.060	<sup>171</sup> Yb	-59.314±0.003	<sup>160</sup> Ta	-35.850±0.410	<sup>175</sup> Re	-45.280±0.480	<sup>188</sup> Ir	-38.333±0.007
<sup>154</sup> Tb	-70.150±0.050	<sup>153</sup> Er	-60.670±0.200	<sup>172</sup> Yb	-59.262±0.003	<sup>161</sup> Ta	-38.980±0.220	<sup>176</sup> Re	-44.980±0.280	<sup>189</sup> Ir	-38.462±0.013
<sup>155</sup> Tb	-71.261±0.012	<sup>154</sup> Er	-62.622±0.012	<sup>173</sup> Yb	-57.558±0.003	<sup>162</sup> Ta	-40.060±0.170	<sup>177</sup> Re	-46.330±0.200	<sup>190</sup> Ir	-36.710±0.200
<sup>156</sup> Tb	-70.102±0.005	<sup>155</sup> Er	-62.220±0.050	<sup>174</sup> Yb	-56.951±0.003	<sup>163</sup> Ta	-42.600±0.090	<sup>178</sup> Re	-45.780±0.210	<sup>191</sup> Ir	-36.715±0.004
<sup>157</sup> Tb	-70.772±0.003	<sup>156</sup> Er	-64.100±0.200	<sup>175</sup> Yb	-54.702±0.003	<sup>164</sup> Ta	-43.320±0.440	<sup>179</sup> Re	-46.620±0.050	<sup>192</sup> Ir	-34.843±0.004
<sup>158</sup> Tb	-69.480±0.003	<sup>157</sup> Er	-63.420±0.090	<sup>176</sup> Yb	-53.501±0.003	<sup>165</sup> Ta	-45.850±0.220	<sup>180</sup> Re	-45.840±0.030	<sup>193</sup> Ir	-34.544±0.004
<sup>159</sup> Tb	-69.542±0.003	<sup>158</sup> Er	-65.300±0.100	<sup>177</sup> Yb	-50.996±0.003	<sup>166</sup> Ta	-46.310±0.340	<sup>181</sup> Re	-46.460±0.100	<sup>194</sup> Ir	-32.539±0.004
<sup>160</sup> Tb	-67.846±0.003	<sup>159</sup> Er	-64.570±0.005	<sup>178</sup> Yb	-49.705±0.010	<sup>167</sup> Ta	-48.470±0.320	<sup>182</sup> Re	-45.450±0.100	<sup>195</sup> Ir	-31.70

Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess
<sup>175</sup> Pt	-25.950±0.300	<sup>190</sup> Hg	-31.410±0.150	<sup>206</sup> Pb	-23.809±0.004	<sup>201</sup> At	-10.740±0.170	<sup>205</sup> Ra	5.760±0.240	<sup>215</sup> Pa	17.680±0.120		
<sup>176</sup> Pt	-28.880±0.200	<sup>191</sup> Hg	-30.690±0.090	<sup>207</sup> Pb	-22.476±0.004	<sup>202</sup> At	-10.770±0.150	<sup>206</sup> Ra	3.520±0.150	<sup>216</sup> Pa	17.680±0.100		
<sup>177</sup> Pt	-29.390±0.310	<sup>192</sup> Hg	-32.060±0.100	<sup>208</sup> Pb	-21.772±0.004	<sup>203</sup> At	-12.290±0.100	<sup>207</sup> Ra	3.470±0.170	<sup>217</sup> Pa	17.020±0.090		
<sup>178</sup> Pt	-31.950±0.250	<sup>193</sup> Hg	-31.090±0.100	<sup>209</sup> Pb	-17.638±0.004	<sup>204</sup> At	-11.900±0.070	<sup>208</sup> Ra	1.660±0.140	<sup>218</sup> Pa	18.600±0.090		
<sup>179</sup> Pt	-32.200±0.290	<sup>194</sup> Hg	-32.255±0.023	<sup>210</sup> Pb	-14.752±0.004	<sup>205</sup> At	-13.030±0.050	<sup>209</sup> Ra	1.810±0.170	<sup>219</sup> Pa	18.500±0.210		
<sup>180</sup> Pt	-34.400±0.240	<sup>195</sup> Hg	-31.070±0.050	<sup>211</sup> Pb	-10.494±0.003	<sup>206</sup> At	-12.490±0.060	<sup>210</sup> Ra	0.420±0.100	<sup>220</sup> Pa	20.190±0.200		
<sup>181</sup> Pt	-34.310±0.300	<sup>196</sup> Hg	-31.852±0.005	<sup>212</sup> Pb	-7.571±0.004	<sup>207</sup> At	-13.290±0.040	<sup>211</sup> Ra	0.800±0.070	<sup>221</sup> Pa	20.310±0.200		
<sup>182</sup> Pt	-36.170±0.210	<sup>197</sup> Hg	-30.566±0.005	<sup>213</sup> Pb	-3.240±0.100	<sup>208</sup> At	-12.560±0.040	<sup>212</sup> Ra	-0.230±0.100	<sup>222</sup> Pa	21.940±0.070		
<sup>183</sup> Pt	-35.700±0.240	<sup>198</sup> Hg	-30.979±0.004	<sup>214</sup> Pb	-0.188±0.002	<sup>209</sup> At	-12.902±0.008	<sup>213</sup> Ra	0.311±0.030	<sup>223</sup> Pa	22.310±0.070		
<sup>184</sup> Pt	-37.360±0.180	<sup>199</sup> Hg	-29.572±0.004	<sup>186</sup> Bi	-3.380±0.580	<sup>210</sup> At	-11.995±0.009	<sup>214</sup> Ra	0.075±0.011	<sup>224</sup> Pa	23.780±0.070		
<sup>185</sup> Pt	-36.510±0.200	<sup>200</sup> Hg	-29.529±0.004	<sup>187</sup> Bi	-6.100±0.530	<sup>211</sup> At	-11.674±0.005	<sup>215</sup> Ra	2.509±0.008	<sup>225</sup> Pa	24.310±0.060		
<sup>186</sup> Pt	-37.790±0.030	<sup>201</sup> Hg	-27.688±0.004	<sup>188</sup> Bi	-7.330±0.460	<sup>212</sup> At	-8.640±0.005	<sup>216</sup> Ra	3.269±0.009	<sup>226</sup> Pa	26.015±0.012		
<sup>187</sup> Pt	-36.820±0.200	<sup>202</sup> Hg	-27.370±0.004	<sup>189</sup> Bi	-9.800±0.460	<sup>213</sup> At	-6.603±0.013	<sup>217</sup> Ra	5.864±0.010	<sup>227</sup> Pa	26.824±0.010		
<sup>188</sup> Pt	-37.827±0.006	<sup>203</sup> Hg	-25.292±0.004	<sup>190</sup> Bi	-10.690±0.280	<sup>214</sup> At	-3.403±0.006	<sup>218</sup> Ra	6.627±0.012	<sup>228</sup> Pa	28.856±0.006		
<sup>189</sup> Pt	-36.491±0.011	<sup>204</sup> Hg	-24.716±0.004	<sup>191</sup> Bi	-12.990±0.430	<sup>215</sup> At	-1.269±0.007	<sup>219</sup> Ra	9.363±0.012	<sup>229</sup> Pa	29.887±0.009		
<sup>190</sup> Pt	-37.331±0.006	<sup>205</sup> Hg	-22.312±0.006	<sup>192</sup> Bi	-13.520±0.230	<sup>216</sup> At	2.231±0.005	<sup>220</sup> Ra	10.250±0.011	<sup>230</sup> Pa	32.168±0.004		
<sup>191</sup> Pt	-35.701±0.006	<sup>206</sup> Hg	-20.969±0.020	<sup>193</sup> Bi	-15.720±0.350	<sup>217</sup> At	4.383±0.008	<sup>221</sup> Ra	12.938±0.007	<sup>231</sup> Pa	33.422±0.002		
<sup>192</sup> Pt	-36.303±0.004	<sup>207</sup> Hg	-16.270±0.150	<sup>194</sup> Bi	-16.040±0.210	<sup>218</sup> At	8.090±0.013	<sup>222</sup> Ra	14.303±0.006	<sup>232</sup> Pa	35.924±0.009		
<sup>193</sup> Pt	-34.487±0.004	<sup>179</sup> Tl	-8.020±0.150	<sup>195</sup> Bi	-17.930±0.310	<sup>219</sup> At	10.520±0.080	<sup>223</sup> Ra	17.232±0.002	<sup>233</sup> Pa	37.485±0.002		
<sup>194</sup> Pt	-34.787±0.004	<sup>180</sup> Tl	-9.300±0.530	<sup>196</sup> Bi	-17.970±0.700	<sup>220</sup> At	14.290±0.100	<sup>224</sup> Ra	18.804±0.004	<sup>234</sup> Pa	40.334±0.005		
<sup>195</sup> Pt	-32.821±0.004	<sup>181</sup> Tl	-12.350±0.440	<sup>197</sup> Bi	-19.640±0.170	<sup>198</sup> Rn	-1.240±0.210	<sup>225</sup> Ra	21.988±0.003	<sup>235</sup> Pa	42.330±0.050		
<sup>196</sup> Pt	-32.671±0.004	<sup>182</sup> Tl	-13.500±0.610	<sup>198</sup> Bi	-19.540±0.150	<sup>199</sup> Rn	-1.560±0.220	<sup>226</sup> Ra	23.662±0.002	<sup>236</sup> Pa	45.340±0.200		
<sup>197</sup> Pt	-30.446±0.004	<sup>183</sup> Tl	-16.210±0.530	<sup>199</sup> Bi	-20.920±0.100	<sup>200</sup> Rn	-4.040±0.180	<sup>227</sup> Ra	27.172±0.002	<sup>237</sup> Pa	47.640±0.100		
<sup>198</sup> Pt	-29.932±0.005	<sup>184</sup> Tl	-17.030±0.460	<sup>200</sup> Bi	-20.400±0.080	<sup>201</sup> Rn	-4.160±0.220	<sup>228</sup> Ra	28.936±0.004	<sup>238</sup> Pa	50.910±0.300		
<sup>199</sup> Pt	-27.432±0.019	<sup>185</sup> Tl	-19.490±0.460	<sup>201</sup> Bi	-21.470±0.050	<sup>202</sup> Rn	-6.320±0.150	<sup>229</sup> Ra	32.660±0.110	<sup>226</sup> U	27.170±0.030		
<sup>200</sup> Pt	-26.627±0.021	<sup>186</sup> Tl	-20.080±0.290	<sup>202</sup> Bi	-20.800±0.060	<sup>203</sup> Rn	-6.230±0.160	<sup>230</sup> Ra	34.660±0.360	<sup>227</sup> U	28.970±0.110		
<sup>201</sup> Pt	-23.750±0.050	<sup>187</sup> Tl	-22.200±0.430	<sup>203</sup> Bi	-21.580±0.040	<sup>204</sup> Rn	-8.040±0.140	<sup>209</sup> Ac	8.890±0.170	<sup>228</sup> U	29.209±0.016		
<sup>173</sup> Au	-12.890±0.240	<sup>188</sup> Tl	-22.430±0.220	<sup>204</sup> Bi	-20.730±0.040	<sup>205</sup> Rn	-7.760±0.160	<sup>210</sup> Ac	8.620±0.160	<sup>229</sup> U	31.181±0.009		
<sup>174</sup> Au	-14.330±0.190	<sup>189</sup> Tl	-24.450±0.350	<sup>205</sup> Bi	-21.084±0.008	<sup>206</sup> Rn	-9.160±0.100	<sup>211</sup> Ac	7.080±0.110	<sup>230</sup> U	31.600±0.006		
<sup>175</sup> Au	-17.210±0.110	<sup>190</sup> Tl	-24.490±0.200	<sup>206</sup> Bi	-20.052±0.009	<sup>207</sup> Rn	-8.670±0.070	<sup>212</sup> Ac	7.240±0.080	<sup>231</sup> U	33.780±0.050		
<sup>176</sup> Au	-18.520±0.440	<sup>191</sup> Tl	-26.190±0.310	<sup>207</sup> Bi	-20.079±0.004	<sup>208</sup> Rn	-9.690±0.100	<sup>213</sup> Ac	6.100±0.070	<sup>232</sup> U	34.587±0.004		
<sup>177</sup> Au	-21.370±0.320	<sup>192</sup> Tl	-25.950±0.200	<sup>208</sup> Bi	-18.894±0.004	<sup>209</sup> Rn	-8.973±0.029	<sup>214</sup> Ac	6.380±0.070	<sup>233</sup> U	36.915±0.003		
<sup>178</sup> Au	-22.530±0.680	<sup>193</sup> Tl	-27.450±0.200	<sup>209</sup> Bi	-18.282±0.004	<sup>210</sup> Rn	-9.623±0.011	<sup>215</sup> Ac	5.970±0.060	<sup>234</sup> U	38.141±0.002		
<sup>179</sup> Au	-24.990±0.570	<sup>194</sup> Tl	-27.070±0.180	<sup>210</sup> Bi	-14.815±0.004	<sup>211</sup> Rn	-8.780±0.008	<sup>216</sup> Ac	8.060±0.040	<sup>235</sup> U	40.915±0.002		
<sup>180</sup> Au	-25.750±0.460	<sup>195</sup> Tl	-28.270±0.140	<sup>211</sup> Bi	-11.873±0.006	<sup>212</sup> Rn	-8.682±0.005	<sup>217</sup> Ac	8.685±0.013	<sup>236</sup> U	42.441±0.002		
<sup>181</sup> Au	-27.920±0.500	<sup>196</sup> Tl	-27.500±0.130	<sup>212</sup> Bi	-8.142±0.004	<sup>213</sup> Rn	-5.722±0.008	<sup>218</sup> Ac	10.820±0.050	<sup>237</sup> U	45.387±0.002		
<sup>182</sup> Au	-28.390±0.290	<sup>197</sup> Tl	-28.400±0.050	<sup>213</sup> Bi	-5.244±0.008	<sup>214</sup> Rn	-4.343±0.010	<sup>219</sup> Ac	11.540±0.050	<sup>238</sup> U	47.305±0.002		
<sup>183</sup> Au	-30.170±0.430	<sup>198</sup> Tl	-27.520±0.080	<sup>214</sup> Bi	-1.218±0.012	<sup>215</sup> Rn	-1.193±0.008	<sup>220</sup> Ac	13.730±0.050	<sup>239</sup> U	50.570±0.002		
<sup>184</sup> Au	-30.130±0.310	<sup>199</sup> Tl	-28.140±0.100	<sup>215</sup> Bi	1.710±0.090	<sup>216</sup> Rn	0.231±0.008	<sup>221</sup> Ac	14.500±0.050	<sup>240</sup> U	52.711±0.005		
<sup>185</sup> Au	-31.750±0.320	<sup>200</sup> Tl	-27.073±0.007	<sup>216</sup> Bi	5.960±0.100	<sup>217</sup> Rn	3.634±0.005	<sup>222</sup> Ac	16.603±0.006	<sup>229</sup> Np	33.740±0.080		
<sup>186</sup> Au	-31.570±0.300	<sup>201</sup> Tl	-27.205±0.016	<sup>192</sup> Po	-8.030±0.240	<sup>218</sup> Rn	5.199±0.004	<sup>223</sup> Ac	17.817±0.008	<sup>230</sup> Np	35.220±0.050		
<sup>187</sup> Au	-32.900±0.210	<sup>202</sup> Tl	-26.006±0.015	<sup>193</sup> Po	-8.280±0.290	<sup>219</sup> Rn	8.828±0.003	<sup>224</sup> Ac	20.204±0.005	<sup>231</sup> Np	35.620±0.050		
<sup>188</sup> Au	-32.530±0.100	<sup>203</sup> Tl	-25.784±0.004	<sup>194</sup> Po	-11.010±0.210	<sup>220</sup> Rn	10.590±0.004	<sup>225</sup> Ac	21.626±0.008	<sup>232</sup> Np	37.280±0.100		
<sup>189</sup> Au	-33.640±0.200	<sup>204</sup> Tl	-24.369±0.004	<sup>195</sup> Po	-11.120±0.220	<sup>221</sup> Rn	14.420±0.100	<sup>226</sup> Ac	24.303±0.004	<sup>233</sup> Np	38.010±0.110		
<sup>190</sup> Au	-32.889±0.016	<sup>205</sup> Tl	-23.846±0.004	<sup>196</sup> Po	-13.500±0.180	<sup>222</sup> Rn	16.367±0.002	<sup>227</sup> Ac	25.848±0.002	<sup>234</sup> Np	39.952±0.009		
<sup>191</sup> Au	-33.870±0.050	<sup>206</sup> Tl	-22.278±0.004	<sup>197</sup> Po	-13.450±0.210	<sup>201</sup> Fr	3.770±0.350	<sup>228</sup> Ac	28.890±0.004	<sup>235</sup> Np	41.039±0.002		
<sup>192</sup> Au	-32.787±0.016	<sup>207</sup> Tl	-21.049±0.006	<sup>198</sup> Po	-15.510±0.150	<sup>202</sup> Fr	3.100±0.210	<sup>229</sup> Ac	30.900±0.110	<sup>236</sup> Np	43.370±0.050		
<sup>193</sup> Au	-33.430±0.100	<sup>208</sup> Tl	-16.774±0.004	<sup>199</sup> Po	-15.280±0.160	<sup>203</sup> Fr	0.970±0.320	<sup>230</sup> Ac	33.760±0.200	<sup>237</sup> Np	44.868±0.002		
<sup>194</sup> Au	-32.295±0.012	<sup>209</sup> Tl	-13.652±0.010	<sup>200</sup> Po	-17.010±0.140	<sup>204</sup> Fr	0.650±0.690	<sup>231</sup> Ac	35.910±0.100	<sup>238</sup> Np	47.451±0.002		
<sup>195</sup> Au	-32.594±0.004	<sup>210</sup> Tl	-9.262±0.012	<sup>201</sup> Po	-16.570±0.150	<sup>205</sup> Fr	-1.270±0.170	<sup>232</sup> Ac	39.240±0.200	<sup>239</sup> Np	49.306±0.002		
<sup>196</sup> Au	-31.166±0.005	<sup>182</sup> Pb	-6.874±0.028	<sup>202</sup> Po	-17.970±0.100	<sup>206</sup> Fr	-1.420±0.150	<sup>212</sup> Th	12.040±0.140	<sup>240</sup> Np	52.321±0.014		
<sup>197</sup> Au	-31.165±0.004	<sup>183</sup> Pb	-7.720±0.310	<sup>203</sup> Po	-17.350±0.070	<sup>207</sup> Fr	-2.960±0.100	<sup>213</sup> Th	12.080±0.170	<sup>241</sup> Np	54.260±0.070		
<sup>198</sup> Au	-29.606±0.004	<sup>184</sup> Pb	-11.000±0.200	<sup>204</sup> Po	-18.370±0.100	<sup>208</sup> Fr	-2.710±0.070	<sup>214</sup> Th	10.670±0.100	<sup>242</sup> Np	57.410±0.200		
<sup>199</sup> Au	-29.119±0.004	<sup>185</sup> Pb	-11.580±0.310	<sup>205</sup> Po	-17.555±0.030	<sup>209</sup> Fr	-3.830±0.050	<sup>215</sup> Th	10.890±0.070	<sup>243</sup> Np	59.922±0.011		
<sup>200</sup> Au	-27.280±0.050	<sup>186</sup> Pb	-14.630±0.250	<sup>206</sup> Po	18.205±0.010	<sup>210</sup> Fr	-3.400±0.050	<sup>216</sup> Th	10.270±0.100	<sup>231</sup> Pu	38.390±0.150		
<sup>201</sup> Au	-26.413±0.015	<sup>187</sup> Pb	-14.920±0.290	<sup>207</sup> Po	-17.169±0.007	<sup>211</sup> Fr	-4.200±0.040	<sup>217</sup> Th	12.160±0.030	<sup>232</sup> Pu	38.349±0.019		
<sup>202</sup> Au	-24.420±0.170	<sup>188</sup> Pb	-17.780±0.240	<sup>208</sup> Po	-17.492±0.004	<sup>212</sup> Fr	-3.600±0.040	<sup>218</sup> Th	12.348±0.014	<sup>233</sup> Pu	40.020±0.050		
<sup>203</sup> Au	-23.153±0.016	<sup>189</sup> Pb	-17.820±0.300	<sup>209</sup> Po	-16.390±0.004	<sup>213</sup> Fr	-3.572±0.009	<sup>219</sup> Th	14.450±0.050	<sup>234</sup> Pu	40.335±0.008		
<sup>204</sup> Au	-20.720±0.200	<sup>190</sup> Pb	-20.420±0.210	<sup>210</sup> Po	-15.977±0.004	<sup>214</sup> Fr	-0.983±0.010	<sup>220</sup> Th	14.647±0.022	<sup>235</sup> Pu	42.160±0.050		
<sup>175</sup> Hg	-8.210±0.310	<sup>191</sup> Pb	-20.300±0.220	<sup>211</sup> Po	-12.457±0.004	<sup>215</sup> Fr	0.292±0.008	<sup>221</sup> Th	16.917±0.011	<sup>236</sup> Pu	42.879±0.004		
<sup>176</sup> Hg	-11.890±0.060	<sup>192</sup> Pb	-22.580±0.180	<sup>212</sup> Po	-10.394±0.004	<sup>216</sup> Fr	2.960±0.013	<sup>222</sup> Th	17.182±0.013	<sup>237</sup> Pu	45.090±0.006		
<sup>177</sup> Hg	-12.950±0.230	<sup>193</sup> Pb	-22.280±0.210	<sup>213</sup> Po	-6.676±0.005	<sup>217</sup> Fr	4.293±0.015	<sup>223</sup> Th	19.357±0.028	<sup>238</sup> Pu	46.160±0.002		
<sup>178</sup> Hg	-16.321±0.019	<sup>194</sup> Pb	-24.250±0.150	<sup>214</sup> Po	-4.493±0.004	<sup>218</sup> Fr	7.036±0.006	<sup>224</sup> Th	19.980±0.013	<sup>239</sup> Pu	48.584±0.002		
<sup>179</sup> Hg	-17.090±0.300	<sup>195</sup> Pb	-23.780±0.160	<sup>215</sup> Po	-0.542±0.003	<sup>219</sup> Fr	8.609±0.008	<sup>225</sup> Th	22.283±0.009	<sup>240</sup> Pu	50.122±0.002		
<sup>180</sup> Hg	-20.200±0.200	<sup>196</sup> Pb	-25.420±0.140	<sup>216</sup> Po	1.760±0.004								

Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess	Isotope	Mass Excess
<sup>236</sup> Am	46.010±0.140	<sup>252</sup> Es	77.290±0.050	<sup>264</sup> Hs	119.710±0.800
<sup>237</sup> Am	46.640±0.150	<sup>253</sup> Es	79.007±0.002	<sup>265</sup> Hs	121.080±0.260
<sup>238</sup> Am	48.420±0.050	<sup>254</sup> Es	81.994±0.006	<sup>266</sup> Mt	128.350±0.360
<sup>239</sup> Am	49.385±0.003	<sup>255</sup> Es	84.083±0.011		
<sup>240</sup> Am	51.498±0.013	<sup>256</sup> Es	87.160±0.220		
<sup>241</sup> Am	52.931±0.002	<sup>243</sup> Fm	69.360±0.260		
<sup>242</sup> Am	55.463±0.002	<sup>244</sup> Fm	69.040±0.280		
<sup>243</sup> Am	57.169±0.002	<sup>245</sup> Fm	70.040±0.280		
<sup>244</sup> Am	59.877±0.002	<sup>246</sup> Fm	70.120±0.040		
<sup>245</sup> Am	61.891±0.002	<sup>247</sup> Fm	71.530±0.150		
<sup>246</sup> Am	64.990±0.018	<sup>248</sup> Fm	71.888±0.014		
<sup>247</sup> Am	67.230±0.100	<sup>249</sup> Fm	73.510±0.100		
<sup>248</sup> Am	70.590±0.200	<sup>250</sup> Fm	74.060±0.021		
<sup>235</sup> Cm	48.020±0.250	<sup>251</sup> Fm	75.978±0.009		
<sup>236</sup> Cm	47.870±0.200	<sup>252</sup> Fm	76.814±0.005		
<sup>237</sup> Cm	49.150±0.210	<sup>253</sup> Fm	79.339±0.005		
<sup>238</sup> Cm	49.380±0.040	<sup>254</sup> Fm	80.900±0.004		
<sup>239</sup> Cm	51.090±0.100	<sup>255</sup> Fm	83.788±0.005		
<sup>240</sup> Cm	51.702±0.005	<sup>256</sup> Fm	85.482±0.007		
<sup>241</sup> Cm	53.700±0.006	<sup>257</sup> Fm	88.585±0.007		
<sup>242</sup> Cm	54.800±0.002	<sup>247</sup> Md	76.060±0.360		
<sup>243</sup> Cm	57.177±0.002	<sup>248</sup> Md	77.100±0.210		
<sup>244</sup> Cm	58.449±0.002	<sup>249</sup> Md	77.270±0.290		
<sup>245</sup> Cm	60.998±0.002	<sup>250</sup> Md	78.580±0.300		
<sup>246</sup> Cm	62.614±0.003	<sup>251</sup> Md	79.050±0.200		
<sup>247</sup> Cm	65.528±0.004	<sup>252</sup> Md	80.620±0.210		
<sup>248</sup> Cm	67.388±0.005	<sup>253</sup> Md	81.240±0.210		
<sup>249</sup> Cm	70.746±0.005	<sup>254</sup> Md	83.490±0.140		
<sup>250</sup> Cm	72.985±0.011	<sup>255</sup> Md	84.835±0.007		
<sup>251</sup> Cm	76.642±0.023	<sup>256</sup> Md	87.550±0.050		
<sup>237</sup> Bk	53.190±0.290	<sup>257</sup> Md	89.010±0.200		
<sup>238</sup> Bk	54.070±0.290	<sup>258</sup> Md	91.840±0.300		
<sup>239</sup> Bk	54.270±0.290	<sup>251</sup> No	82.760±0.150		
<sup>240</sup> Bk	55.600±0.100	<sup>252</sup> No	82.857±0.018		
<sup>241</sup> Bk	56.100±0.200	<sup>253</sup> No	84.330±0.230		
<sup>242</sup> Bk	57.800±0.200	<sup>254</sup> No	84.711±0.024		
<sup>243</sup> Bk	58.683±0.005	<sup>255</sup> No	86.848±0.013		
<sup>244</sup> Bk	60.700±0.050	<sup>256</sup> No	87.793±0.017		
<sup>245</sup> Bk	61.809±0.002	<sup>257</sup> No	90.220±0.030		
<sup>246</sup> Bk	64.110±0.100	<sup>258</sup> No	91.430±0.200		
<sup>247</sup> Bk	65.484±0.006	<sup>259</sup> No	94.018±0.011		
<sup>248</sup> Bk	68.107±0.020	<sup>253</sup> Lr	88.630±0.290		
<sup>249</sup> Bk	69.842±0.002	<sup>254</sup> Lr	89.750±0.340		
<sup>250</sup> Bk	72.951±0.006	<sup>255</sup> Lr	90.080±0.230		
<sup>251</sup> Bk	75.222±0.011	<sup>256</sup> Lr	91.930±0.230		
<sup>252</sup> Bk	78.530±0.200	<sup>257</sup> Lr	92.670±0.210		
<sup>239</sup> Cf	58.250±0.250	<sup>258</sup> Lr	94.750±0.140		
<sup>240</sup> Cf	58.020±0.200	<sup>259</sup> Lr	95.840±0.050		
<sup>241</sup> Cf	59.180±0.260	<sup>260</sup> Lr	98.130±0.070		
<sup>242</sup> Cf	59.320±0.040	<sup>255</sup> Rf	94.290±0.220		
<sup>243</sup> Cf	60.910±0.140	<sup>256</sup> Rf	94.234±0.029		
<sup>244</sup> Cf	61.460±0.005	<sup>257</sup> Rf	95.900±0.230		
<sup>245</sup> Cf	63.380±0.006	<sup>258</sup> Rf	96.340±0.200		
<sup>246</sup> Cf	64.087±0.002	<sup>259</sup> Rf	98.280±0.040		
<sup>247</sup> Cf	66.130±0.008	<sup>260</sup> Rf	99.020±0.200		
<sup>248</sup> Cf	67.237±0.004	<sup>261</sup> Rf	101.150±0.110		
<sup>249</sup> Cf	69.717±0.002	<sup>257</sup> Ha	100.360±0.290		
<sup>250</sup> Cf	71.167±0.003	<sup>258</sup> Ha	101.620±0.340		
<sup>251</sup> Cf	74.129±0.005	<sup>259</sup> Ha	102.110±0.300		
<sup>252</sup> Cf	76.030±0.005	<sup>260</sup> Ha	103.620±0.240		
<sup>253</sup> Cf	79.296±0.007	<sup>261</sup> Ha	104.170±0.220		
<sup>254</sup> Cf	81.338±0.012	<sup>262</sup> Ha	105.970±0.150		
<sup>241</sup> Es	63.830±0.330	<sup>259</sup> Sg	106.590±0.240		
<sup>242</sup> Es	64.620±0.310	<sup>260</sup> Sg	106.580±0.040		
<sup>243</sup> Es	64.710±0.290	<sup>261</sup> Sg	108.140±0.250		
<sup>244</sup> Es	65.970±0.140	<sup>262</sup> Sg	108.460±0.360		
<sup>245</sup> Es	66.380±0.200	<sup>263</sup> Sg	110.090±0.060		
<sup>246</sup> Es	67.940±0.230	<sup>261</sup> Ns	113.330±0.360		
<sup>247</sup> Es	68.550±0.040	<sup>262</sup> Ns	114.650±0.350		
<sup>248</sup> Es	70.290±0.060	<sup>263</sup> Ns	114.830±0.590		
<sup>249</sup> Es	71.110±0.050	<sup>264</sup> Ns	116.150±0.550		
<sup>250</sup> Es	73.270±0.100				
<sup>251</sup> Es	74.506±0.006				



**Návrat z přílohy pomocou: Alt + ←**