MATEMATICKO-FYZIKÁLNA FAKULTA
UNIVERZITY KOMENSKÉHO
BRATISLAVA

Katedra Jadrovej Fyziky

Úplná syntéza ťažkých jadier

Projekt dizertačnej práce

Mgr. Peter Cagarda

2000

Školiteľ: Prof. RNDr. Štefan Šáro, DrSc.

Obsah

1. Úvod 3

2. Uzavreté vrstvy 4

3. Reakcia úplnej syntézy 8

3.1. Všeobecný prehľad 8

3.2. Teória 9

3.2.1. Štatistická teória jadrových reakcií 9
3.2.2. Syntéza podľa štatistického modelu 11
3.2.3. Fluctuation – dissipation model. 14
3.2.4. Dinuclear system concept. 16
3.2.5. Podbariérová syntéza. 17
3.2.6. Porovnanie výpočtov s experimentálnymi hodnotami. 18

4. Izospin 19

4.1. Definícia problému 19

4.2. Analýza 20

4.2.1. 1n - výparný kanál 20
4.2.2. 2n – výparný kanál 21
4.2.3. 3n – výparný kanál 22
4.2.4. 4n, 5n a 6n – výparné kanály 22
4.2.5. Rovnaké zložené jadro 24

5. Experiment 25

5.1. Detekčné metódy a separácia 25

5.2. SHIP – Separator for Heavy Ion reaction Products 26

5.3. Kinematický separátor VASSILISSA 28

6. Terčík 29

6.1. Úvod 29

6.2. Testovacie zariadenie 30

6.3. Výsledky doterajších testov 31

7. Projekt dizertačnej práce 33

Literatúra 34

1. Úvod

Prvý transuránový prvok, neptúnium (Z = 93), bol syntetizovaný v roku 1940 v Berkeley v reakcii neutrónového záchytu na jadre ^{238}U a následného rozpadu beta. V nasledujúcich desiatich rokoch boli syntetizované prvky Pu, Am, Cm, Bk a Cf (Z = 94 – 98), vždy postupujúc o krok dopredu, v reakciách s neutrónmi alebo α-časticami na zodpovedajúcom jadre [96]. Počínajúc prvkom s atómovým číslom 102 (Nobélium) boli všetky ďalšie prvky syntetizované v jadrových reakciách s ľahkými a neskôr s ťažkými iónmi. Reakcie syntézy superťažkých jadier v asymetrických kombináciách (ľahký projektil + ťažký terčík) boli úspešné pri syntéze prvkov do Z = 106. Kvôli vysokej excitačnej energii zloženého systému, dostali tieto reakcie názov horúca fúzia. Symetrickejšie kombinácie projektilu a terčíka vedú pri syntéze ťažkých jadier, vo všeobecnosti, na menej exitované jadro, preto sa nazývajú reakciami studenej fúzie. Reakcie studenej fúzie s použitím ^{208}Pb a ^{209}Bi ako terčových jadier, boli použité pri syntéze jadier s protónovým číslom Z = 107 – 112 v GSI Darmstadt [3 - 11].

Už v šesťdesiatych rokoch minulého storočia bola po prvý krát prezentovaná hypotéza existencie „ostrova stability“ zahrňujúceho superťažké jadrá s polčasmi rozpadu milióny až miliardy rokov, ktoré by sa mali nachádzať v blízkosti dvojitého magického jadra $^{298}114_{184}$. Toto jadro má mať podľa teórie uzavretú aj protónovú aj neutrónovú vrstvu, a teda má byť extrémne stabilné voči štiepeniu. Tieto predpovede boli založené na prácach Strutinského [1,2], ktorý ako prvý jednoduchým spôsobom vypočítal vplyv vrstvových efektov na stabilitu jadra. Predpovedané dlhé polčasy rozpadu podnietili hľadanie superťažkých jadier v prírode. Ich existencia sa predpokladala na základe myšlienky, že superťažké jadrá mohli vzniknúť pri počiatočnej nukleosyntéze a vďaka dlhým polčasom rozpadu prežili až do súčasnosti. Ale hľadanie bolo neúspešné a jedinou metódou ako dokázať alebo vyvrátiť hypotézu o existencii superťažkých jadier zostala ich syntéza v laboratóriu. Od prvých predpovedí sa predpovedané časy života superťažkých jadier postupne znižovali až na súčasných stovky až tisícky rokov.

Účinné prierezy reakcie syntézy superťažkých jadier vykazujú exponenciálny pokles s rastúcim atómovým číslom syntetizovaného prvku. Pre prvok 112 poklesol účinný prierez na hodnotu 1 pb, čo napríklad pre separátor SHIP v GSI Darmstadt znamená približne jedno syntetizované jadro za jeden týždeň nepretržitého experimentu. Ďalšie pokračovanie experimentov kladie extrémne nároky na experimentálne zariadenie. Preto je nevyhnutné neustále vylepšovať súčasnú aparatúru, prípadne navrhovať nové riešenia. Terčík, v ktorom prebieha samotná reakcia syntézy, je jedným z faktorov, ktoré najviac obmedzujú experiment. Jedným z cieľov tejto práce je pokus o vytvorenie podmienok, pri ktorých bude môcť terčík akceptovať niekoľkonásobne vyššie intenzity zväzku ako je to možné v súčasnosti.

Teoretické modely a ich predpovede týkajúce sa syntézy ťažkých iónov a vlastností superťažkých jadier sú rozporuplné. Na jednej strane existujú relatívne dobré predpovede vlastností základného stavu superťažkých jadier, ako je hmotnosť jadra, deformačné parametre, energie α-rozpadu a ďalšie, a na druhej strane sú predpovede účinných prierezov a polčasov rozpadu, ktoré v sebe zahrňujú obrovské neurčitosti. Modely, opisujúce proces syntézy, sa snažia v sebe zahrnúť čo najviac javov vplývajúcich na výsledný účinný prierez. Niektoré z týchto modelov budú v práci diskutované. Špeciálny dôraz bude kladený na vplyv izospinu na účinný prierez reakcie úplnej syntézy. Je známe, že izospin vstupného kanálu reakcie vplýva na výsledný účinný prierez, ale doteraz nebol tento vplyv ohodnotený a neexistuje uspokojivá odpoveď na otázku, aký veľký je tento vplyv a nakoľko ho je možné odlíšiť od iných efektov, ako sú najmä vrstvové javy. Odpoveď na túto otázku by mala byť hlavným cieľom tejto práce.

2. Uzavreté vrstvy

Teória kvapkového modelu predpovedala, že jadrá s protónovým číslom väčším ako Z = 100 nemôžu existovať, lebo kulombovské odpudzujúce sily veľkého počtu protónov prekonajú príťažlivé jadrové sily a spôsobia okamžité rozštiepenie jadra. Vrstvový model jadra vysvetlil zvýšenú stabilitu jadier, ktoré majú počet protónov alebo neutrónov rovný číslam 2, 8, 20, 28, 50, 82, na základe uzavretých vrstiev. Bez stabilizačného vplyvu vrstiev, by superťažké jadrá nemohli existovať. Potenciálna energia vypočítaná pomocou makroskopického (kvapkového) modelu tvorí pre superťažké jadrá len veľmi malú, prípadne žiadnu bariéru, z čoho vyplýva, že bez prítomnosti stabilizujúceho vplyvu vrstiev by sa tieto jadrá prakticky okamžite rozpadali. Stabilizujúci vplyv sa neprejavuje iba pri sférických uzavretých vrstvách, ale aj pri deformovaných (N = 152, 162; Z = 108).

Celková vrstvová korekčná energia, zodpovedná za stabilizáciu superťažkého jadra, je definovaná ako rozdiel medzi celkovou potenciálnou energiou pre rovnovážny tvar jadra (reálna, experimentálna hmotnosť jadra; parameter deformácie β^0_λ) a makroskopickou časťou potenciálnej energie pre sférický tvar (nulová deformácia; napr. hmotnosť z kvapkového modelu):

$$E_{sh}(Z,N) = E\left(Z,N,\beta^0_\lambda\right) - E_{macro}(Z,N,0) \qquad (1)$$

Posledné známe dvojité magické jadro, t.j. jadro majúce uzavretú aj protónovú aj neutrónovú vrstvu je jadro $^{208}Pb_{126}$. Počas minulých desaťročí bolo vykonaných množstvo výpočtov hľadajúcich ďalšie uzavreté vrstvy. Pri predpovedaní vlastností superťažkých jadier sú používané rôzne druhy modelov:

- Makroskopické modely, v ktorých je hľadaná fyzikálna veličina vyjadrená pomocou empirického vzťahu (polynómového alebo iného). Väčšinou sú schopné dobre opísať iba jednu vlastnosť jadra. Ako typický príklad môžeme uviesť Weizsackerovu formulu pre hmotnosť jadra.
- Modely, o ktorých sa vraví, že sú založené na mikroskopických rovniciach s použitím realistického dvoj-telesového (two-body) potenciálu, ale ktoré používajú také množstvo zjednodušení, že výsledný produkt je opäť typ algebraického výrazu s parametrami, ktoré sú získané fitovaním experimentálnych dát. V skutočnosti nie sú v tomto prípade riešené žiadne mikroskopické diferenciálne rovnice. Tieto modely sú používané napríklad pri výpočtoch hmotností jadier.
- Modely, ktoré naozaj riešia mikroskopické kvantovo-mechanické rovnice, napr. Schrodingerovu alebo Diracovu rovnicu. Vypočítaná jadrová vlnová funkcia potom dovoľuje modelovať množstvo jadrových vlastností. Tieto modely môžeme rozdeliť do dvoch skupín:
  1. Jedno - časticové modely, v ktorých je výsledný potenciál daný súčtom jednoduchého centrálneho potenciálu a prídavných interakcií. Nazývajú sa makroskopicko – mikroskopické modely (metóda Nilsson - Strutinsky).
  2. Modely typu Hartree - Fock, ktoré sú kompletne mikroskopické.

Na tomto mieste treba poznamenať, že v jadrovej fyzike neexistuje žiadny „správny“ model. Modelovanie zahŕňa zjednodušovanie reálnych síl a rovníc za účelom získania vzťahov, ktoré môžu byť v praxi riešiteľné.

Najjednoduchší spôsob ako približne odhadnúť počet neutrónov na vytvorenie čo najstabilnejšieho jadra s daným počtom protónov je použitie Weizsackerovej formuly. Táto formula vychádza z kvapkového modelu a poloempirickým spôsobom opisuje hmotnosti známych stabilných jadier.

$$M(Z,A) = Z m_p + (A-Z) m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta \qquad (2)$$

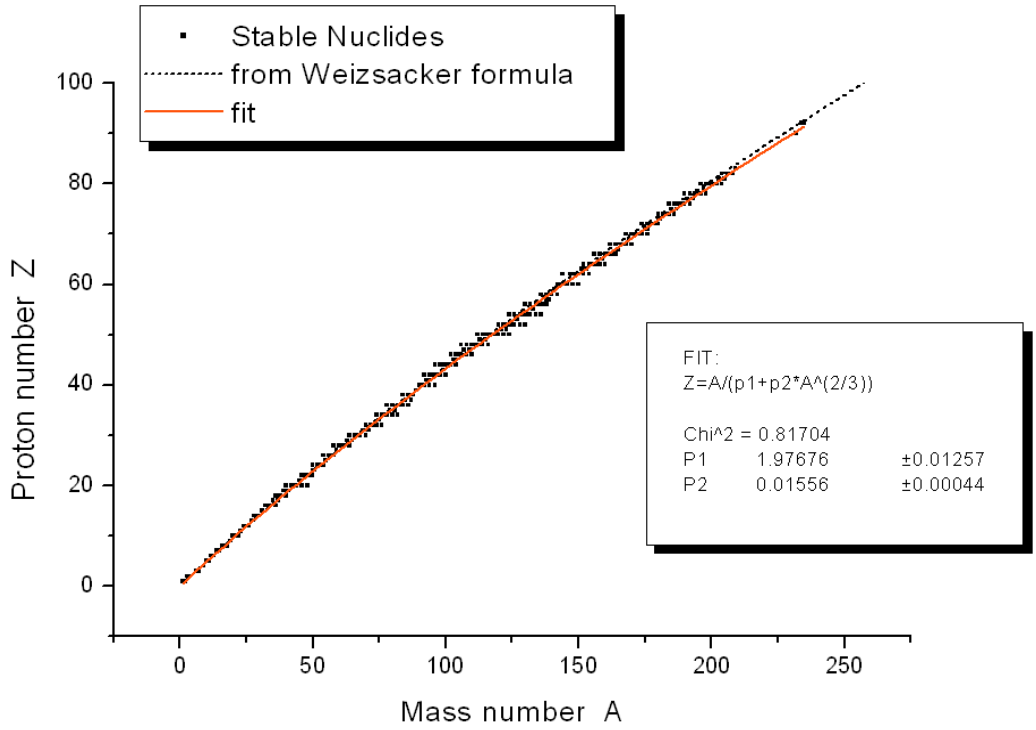
kde m_p, m_n sú hmotnosti protónu a neutrónu, αA je objemový člen, $\beta A^{2/3}$ je povrchový člen a ďalšie tri členy sú kulombovský, asymetrický a párový. Koeficienty označené gréckymi písmenami sú získané fitovaním experimentálnych dát. Stabilné jadrá (z izobarov) majú najmenšiu hmotnosť, teda zderivovaním hmotnostnej formuly podľa Z pri konštantnom hmotnostnom čísle a položením derivácie rovnej nule, dostaneme závislosť Z(A) pre stabilné jadrá.

$$\left(\frac{\partial M}{\partial Z}\right)_A = 0 \qquad (3)$$

$$Z = \frac{A}{1.943 + 0.01478 A^{2/3}} \qquad (4)$$

Na obr.1 sú zobrazené stabilné nuklidy spolu s touto závislosťou a fitom vedeným cez stabilné nuklidy. Ako základ fitovacej krivky slúžil vzťah (4).Vidno, že fit a závislosť (4) sú prakticky identické.

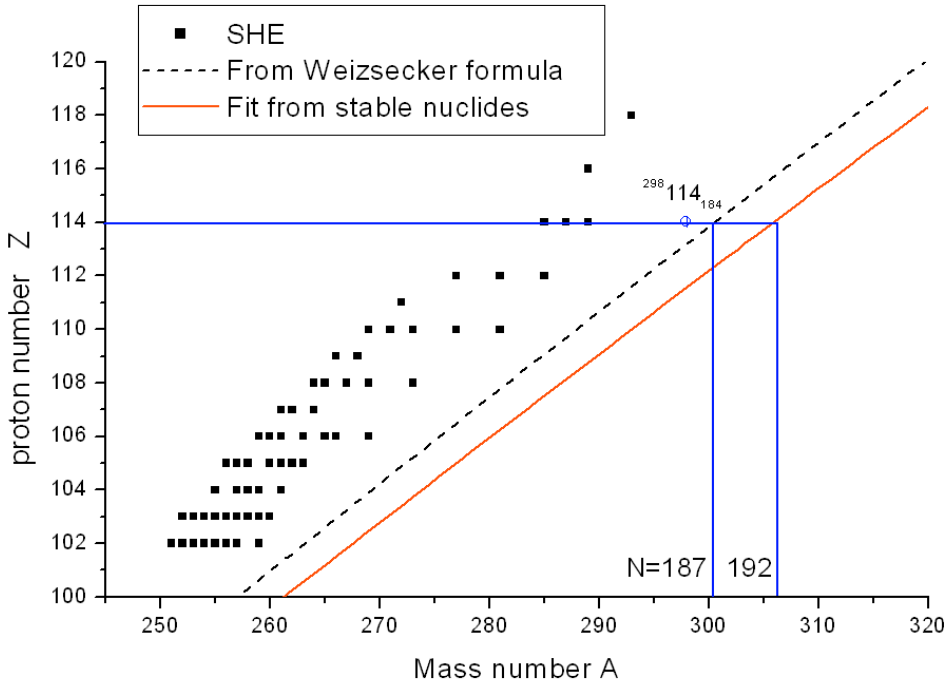
Obr.1. Tabuľka stabilných izotopov Z(A), závislosť (4) odvodená z Weizsackerovej formuly a fit.



Na obr.2 je extrapolácia závislosti (4) a fitovacej krivky do oblasti superťažkých jadier. Počet neutrónov zodpovedajúcich najstabilnejšiemu jadru Z = 114 je v obidvoch prípadoch (N = 187, 192) o niečo vyšší ako najčastejšie predpovedaná hodnota uzavretej neutrónovej vrstvy N = 184. Je až prekvapujúce, že taký jednoduchý vzťah sa svojou predpoveďou iba o tri neutróny odlišuje od oveľa komplikovanejších modelov. Už z tohto

hrubého priblíženia je zrejmé, že všetky doteraz syntetizované izotopy superťažkých prvkov sa nachádzajú v neutrónodeficitnej oblasti.

Obr.2. Extrapolácia závislosti (4) a fitovacej krivky z obr.1 do oblasti superťažkých prvkov. Zvýraznené je predpokladané dvojité magické jadro $^{298}114_{184}$.



Väčšina teoretických predpovedí sa zhoduje v tom, že ďalšia uzavretá neutrónová vrstva je pri N = 184. V čom sa však modely odlišujú, je uzavretá protónová vrstva. Výpočty Smolanczuka [15], založené na makroskopicko-mikroskopickom modeli, ukazujú, že dvojité magické jadro má byť už spomínané $^{298}114_{184}$, teda so 114 neutrónmi. Makroskopická časť potenciálnej energie jadra je počítaná pomocou Yukava-plus-exponential modelu a mikroskopická korekcia je získaná pomocou Strutinského metódy [1,2]. Na výpočet jednočasticových úrovní je použitý Woods – Saxonov potenciál. Tento model tiež predpovedá deformované magické jadro $^{270}108_{162}$ s uzavretými podvrstvami Z = 108 a N = 162.

Výpočty v rámci mikroskopických modelov (Relativistic Mean-field model a nerelativistické Skyrme-Hartree-Fock priblíženie) [16] ukazujú niekoľko možných variantov v závislosti od použitej parametrizácie:

- Z=126, N=184
- Z=120, N=172
- Z=114, N=184

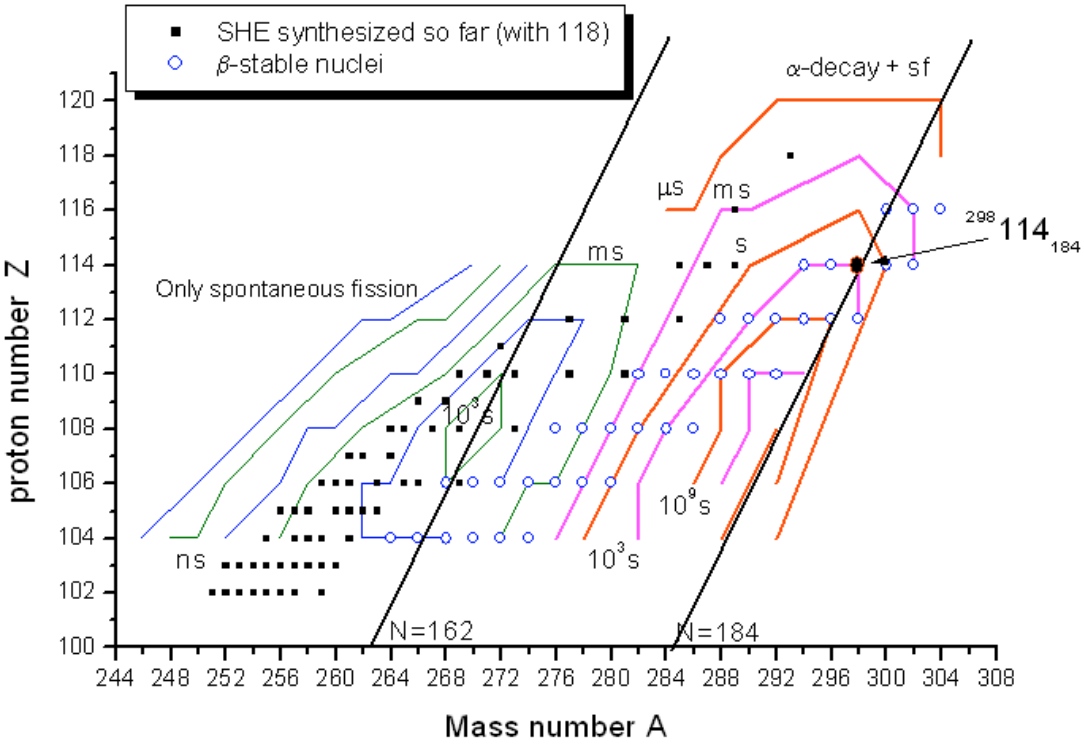
Pričom za najpravdepodobnejšie dvojité magické jadro je považované $^{192}120_{172}$, na ktoré viedla väčšina z relativistických parametrizácií.

Ďalší makroskopicko - mikroskopický model je model Möllera a Nixa [17,18], ktorý ako makroskopickú časť používa Finite-range Droplet model, založený na kvapkovom modeli jadra a mikroskopickú časť vychádzajúcu z Folded-Yukava jednočasticového potenciálu

(Použitý je ôsmy rád Strutinského vrstvových korekcií.). Tento model predpovedá uzavretú protónovú vrstvu Z = 114, ale na rozdiel od ostatných, uzavretú neutrónovú vrstvu N = 178 [19].

Na obr.3 sú zobrazené vrstevnice predpokladaných polčasov rozpadu [15,20] superťažkých jadier spolu s doteraz syntetizovanými nuklidmi. V ľavej časti obrázku sú

Obr.3. Predpokladané polčasy rozpadu superťažkých prvkov podľa Smolanczuka [15,20]. Modré a zelené vrstevnice znázorňujú polčasy rozpadu spontánneho delenia, červené a fialové celkový polčas rozpadu (minimum z T_α a T_{sf}), čierne štvorčeky doteraz syntetizované jadrá (spolu so 118) a modré guľôčky β-stabilné izotopy



iba polčasy rozpadu spontánneho štiepenia (zelené a modré vrstevnice) a v pravej časti je najpravdepodobnejší rozpadový mód, t.j. minimum z T_α a T_{sf}. (červené a fialové vrstevnice). Modré kruhy znázorňujú β-stabilné jadrá. Z obrázku je zrejmý stabilizujúci efekt vrstiev pri Z = 108, 114 a N = 162, 184.

Predpokladané polčasy rozpadu pre dvojité magické jadro $^{298}114_{184}$ sú $T_\alpha = 12$ min a $T_{sf} = 4.4\ 10^5$ r [15]. Najstabilnejšie jadrá v tejto oblasti by mali byť podľa [15] $^{292}110_{182}$ a $^{290}110_{180}$ s predpovedanými polčasmi rozpadu $T_\alpha = 53.8$ r a 4.1 r respektíve. Moller [95] predpovedá podobné jadrá a hodnoty $^{290}110_{180}$ ($T_\alpha = 1565$ r) a $^{288}110_{178}$ ($T_\alpha = 4$ r). Všetky výpočty týkajúce sa vlastností jadier sú robené iba pre párno-párne jadrá, pretože teória nie je schopná opísať vlastnosti A - nepárnych alebo Z-, N- nepárnych jadier. Určité závery je možné robiť zo systematických meraní. Je známy vplyv nespáreného neutrónu na polčas rozpadu spontánneho štiepenia [22], ktorý spôsobuje jeho zvýšenie, takže ťažké jadrá s nepárnym počtom neutrónov majú väčší T_{sf} ako ich susedia s párnym počtom neutrónov. Podobný záver platí aj pre α-rozpad, ale s oveľa menšou citlivosťou [21].

V súčasnosti nie je, a ani v blízkej budúcnosti nebude, možnosť porovnať tieto predpovede s experimentálnymi hodnotami, pretože dosiahnutie tejto oblasti by bolo

možné iba s použitím rádioaktívnych zväzkov dostatočnej intenzity. Môžeme ale porovnať predpokladané polčasy s experimentálnymi v oblasti deformovanej vrstvy Z = 108 N = 162. Predpovedaný polčas rozpadu pre α-rozpad $^{270}108_{162}$ je 6 s [15] s udávanou možnou chybou až tri rády. Syntetizované jadro $^{269}108_{161}$, ktoré má o jeden neutrón menej, má nameraný $T_\alpha = 9.3$ s, čo je vo veľmi dobrej zhode s teóriou. Bohužiaľ aj v tejto oblasti je nedostatok experimentálnych údajov a úplne tu absentujú údaje o párno-párnych jadrách, takže na dôkladnejšie porovnania si budeme musieť počkať.

3. Reakcia úplnej syntézy

3.1. Všeobecný prehľad

Ako bolo naznačené v úvode, jediným známym spôsobom ako je možné vytvoriť superťažké jadrá je jadrová reakcia úplnej syntézy. Počas nej splynú projektil a terčové jadro do jedného celku, zloženého jadra, ktoré je vo vzbudenom stave a z ktorého po deexcitácii ostane finálny produkt v základnom stave. Spôsob deexcitácie je závislý od excitačnej energie a prebieha väčšinou vyparením niekoľkých neutrónov, ktorému konkuruje štiepenie. Samotný proces reakcie, ako bol chápaný v minulosti a ako je chápaný v súčasnosti, je popísaný v časti 3.2.

Prvotné myšlienky pri tvorbe ťažkých jadier vychádzali z toho, že terčové jadro by malo byť čo najbližšie ku požadovanému syntetizovanému nuklidu. Silný fyzikálny argument stojaci za touto požiadavkou bol, že na vytvorenie zloženého jadra sa musí dvojčasticový systém dostať za štiepnu bariéru. Vzdialenosť medzi bodom dotyku jadier k sedlovému bodu je oveľa bližšie pre asymetrické systémy (malý projektil + veľké terčové jadro) ako pre symetrické. Preto boli experimentátormi uprednostňované asymetrické reakcie, pri ktorých na ťažké aktinoidové jadro (Th, U, Np, Pu, Am, Cm, Bk, Cf) nalietava zodpovedajúci „ľahký“ ión bohatý na neutróny (napr. ^{15}N, ^{18}O až po ^{48}Ca). Excitačná energia takto vytvoreného zloženého jadra je okolo 40-60 MeV, preto dostali tieto reakcie názov *horúca fúzia*. Excitačná energia je z jadra odstránená vyparením 4 – 6 neurónov a základný stav je dosiahnutý emitovaním γ-kvánt. Reakcie horúcej fúzie boli úspešné pri produkcii prvkov do atómového čísla Z = 106 [23-29].

Na druhej strane, v roku 1975 bola Oganesianom [30,31] intuitívne navrhnutá myšlienka vytvoriť zložené jadro také chladné ako sa len dá, tzn. s čo najmenšou excitačnou energiou. V jednoduchej analýze, ktorá bola neskôr podložená aj teoreticky [32,33], dospel k výsledku, že použitím olova ako terčového jadra bude mať zložený systém minimálnu excitačnú energiu. Excitačná energia zloženého jadra je rovná rozdielu kinetickej energie dopadajúceho projektilu (v CMS) a Q hodnoty reakcie:

$$E^* = E_{p(CMS)} - Q = E_{p(CMS)} - (m_p + m_T - m_{CN})c^2 \qquad (5)$$

Minimálnu excitačnú energiu má systém vtedy, keď je minimálna E_p. Tá je zospodu ohraničená výškou potenciálnej interakčnej bariéry B_{int}, ktorú musí systém prekonať na to aby prebehla syntéza. Takže platí:

$$E^*_{min} = B_{int} - Q \qquad (6)$$

Interakčná bariéra je makroskopická veličina, tzn. mení sa hladko s meniacimi sa Z a A reakčných partnerov. Hmotnosti, na rozdiel od toho, zahrňujú mikroskopické javy ako párové korelácie a vrstvové efekty, t.j. môžu sa meniť dosť prudko s malými zmenami Z a A. Výpočty E^*_{min} pre fixované superťažké zložené jadro ukazujú, že najnižšia excitačná energia je dosahovaná pri fúzii jadier, ktoré majú veľkú väzbovú energiu, t.j. pri

interakciách „magických“ jadier s uzavretými vrstvami. Dvojnásobne magické jadro ^{208}Pb je najvhodnejší kandidát a v reakciách úplnej syntézy, v ktorých sa používa, má vytvorené zložené jadro excitačnú energiu okolo 10 – 25 MeV. Preto sa tieto reakcie nazývajú *studená fúzia*. Na uvoľnenie excitačnej energie je v tomto prípade potrebný jeden, maximálne dva kroky (vyparenie neutrónu). Keďže pri každom kroku vyparovania je veľká konkurencia zo strany štiepenia, je pravdepodobnosť prežitia takéhoto systému oveľa vyššia ako pre systémy vytvorené horúcou fúziou, pri ktorých je potrebné vyparenie 4 - 6 neutrónov. Reakciami studenej fúzie sa so zväzkami ťažkých iónov od ^{54}Cr po ^{70}Zn podarilo v GSI Darmstadt (Nemecko) syntetizovať prvky s atómovým číslom Z = 107 – 112 [6,62,11,63,9,10]

V súčasnosti pútajú na seba veľkú pozornosť reakcie dvojitého magického jadra ^{48}Ca na aktinoidových terčíkoch. Excitačná energia v týchto prípadoch postačuje na vyparenie 3 neutrónov. Nameraný účinný prierez pre vytvorenie prvkov 112 a 114 [13,14] v týchto reakciách je nad očakávanie veľký a bude potrebovať ďalšie experimentálne potvrdenie.

3.2. Teória

3.2.1. Štatistická teória jadrových reakcií

Štatistická teória jadrových reakcií sa vyvinula z hrubého nástroja na odhad účinných prierezov na jeden z najlepších kvantitatívnych nástrojov, ktoré používame v jadrovej fyzike. [34,35] Vychádza z Bohrovej teórie zloženého jadra, ktorej základom je hypotéza vzájomnej nezávislosti vzniku a rozpadu zloženého jadra. Predpokladá sa, že reakcia prebehne v dvoch krokoch. V prvom kroku je zrážkou projektilu a terčového jadra vytvorené zložené jadro (CN- compound nucleus) a v druhom sa zložené jadro rozpadá do jedného z možných rozpadových kanálov. Rozpad zahrňuje všetky možné rozpadové produkty rovnocenným spôsobom, realizovaným výparom z klasického kvapkového modelu. Bohrova hypotéza sa ukázala ako pravdivá a bola neskôr potvrdená množstvom experimentov. Samozrejme jej platnosť je obmedzená na nízkoenergetické reakcie. Pri vyšších energiách začínajú predrovnovážne reakcie a pri ešte vyšších priame reakcie.

Prvé modely na výpočet účinných prierezov boli navrhnuté čoskoro po vzniku Bohrovej predstavy zloženého jadra. Jedným z prvých bol model *Weisskopf – Ewing*, ktorý bol neskôr prepracovaný a v rôznych modifikáciách sa používa dodnes. Reakciu idúcu cez zložené jadro môžeme schematicky zapísať nasledovne:

projektil + terčové jadro (označené indexom c) $\rightarrow$ *CN* $\rightarrow$ *produkty reakcie (c´)*

Za predpokladu nezávislosti vzniku a rozpadu zloženého jadra, môžeme účinný prierez tejto reakcie napísať ako súčin dvoch členov:

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \left[\sigma_{comp}(c)\right]\left[\frac{G_{c'}}{G}\right], \qquad (7)$$

kde člen v prvých hranatých zátvorkách je účinný prierez vytvorenia CN a závisí iba na vstupnom kanále a člen v druhých hranatých zátvorkách je vetviaci pomer (branching ratio), ktorý vyjadruje pravdepodobnosť rozpadu zloženého jadra do daného výstupného kanálu.

$$G = \sum_{c'} G_{c'} \qquad (8)$$

je súčet všetkých faktorov $G_{c'}$ cez všetky kombinácie produktov reakcie. Teda je to vlastnosť zloženého jadra a nezávisí od výberu c a c´. Na vyjadrenie každého faktora G

použijeme recipročný teorém (princíp detailnej rovnováhy), ktorý vyjadruje invariantnosť fyzikálneho procesu pre inverziu času spolu so zachovaním toku častíc:

$$k_c^2 \overline{\sigma}_{cc'} = k_{c'}^2 \overline{\sigma}_{c'c} \tag{9}$$

kde k_c je vlnové číslo relatívneho pohybu páru c a $\sigma_{c'c}$ je účinný prierez inverznej reakcie. Z rovníc (1) a (3) dostávame:

$$G_c = k_c^2 \sigma_{comp}(c) \tag{10}$$

Účinný prierez σ_{comp} pre vytvorenie zloženého jadra sa berie rovný πR_c^2 pre zrážku neutrálnych častíc, kde R_c je jadrový polomer zrážajúceho sa páru. Pre nabité častice je účinný prierez modifikovaný faktorom zahrňujúcim prienik páru cez kulombovskú bariéru k jadrovému polomeru. Predpokladá sa, že každá častica, ktorá dosiahne terčové jadro je ním absorbovaná. Dosadením (10) do (7) dostávame:

$$\overline{\sigma}_{cc'} = \sigma_{comp}(c) \left[\frac{k_c^2 \sigma_{comp}(c')}{\sum_{c''} k_{c''}^2 \sigma_{comp}(c'')} \right] \tag{11}$$

V prípade, že má zložené jadro veľké množstvo excitovaných stavov, používa sa na ohodnotenie menovateľa v (11) hustota stavov $w(E_p)$:

$$\overline{\sigma}_{cc'} = \left[\sigma_{comp}(c)\right] \frac{k_{c'}^2 \sigma_{comp}(c')}{\sum_{p''} \int_0^{E_{p''}^{\max}} k_{p''}^2 w(E_{p';'}^*) \sigma_{comp}(E_{p''}) dE_{p''}} \tag{12}$$

$E_{p''}^{\max} = E + Q_{pp''}$ je max. energia dostupná pre emitované častice. E je energia projektilu a Q je Q-hodnota energie reakcie. Vzťah pre hustotu stavov môžeme vyjadriť nasledovným spôsobom, ktorý vychádza z modelu „degenerovaného Fermiho plynu“:

$$w(E^*) = w_0 \exp\{2E^* / \theta\} \tag{13}$$

kde w_0 je konštanta pre dané jadro a θ je konštanta rovná približne 1 MeV.
S objavením vrstvových javov boli vzťahy pre hustoty stavov modifikované.

Model Weisskopf – Ewing mal dva hlavné nedostatky. Za prvé vo vzorci pre účinný prierez neobsahoval zachovanie celkového momentu hybnosti a parity, a za druhé, účinný prierez pre vznik zloženého jadra nereprodukoval gigantické rezonancie. Tieto nedostatky boli korigované použitím absorpčných účinných prierezov opísaných optickým modelom. Model , ktorý obsahuje spomínané korekcie sa často označuje ako model *Hauser-Feshbach*. Pridané parametre sa odrazia vo vstupnom aj výstupnom kanále, c bude označovať nasledujúce kvantové čísla:

$$c = (\alpha, \mathbf{I}, \mathbf{i}, \mathbf{s}, \mathbf{l}, \mathbf{J}, M_J, \Pi)$$

kde α označuje pár častíc a ich excitačný stav (p, E_p), **I** a **i** sú spiny častíc, **s = i + I** je spin kanálu, **l** orbitálny moment hybnosti páru, **J = s + l** je celkový moment hybnosti, M_J z-tová zložka **J**, a Π celková parita. Zachovanie celkového momentu hybnosti J a parity Π vyjadríme rozložením účinného prierezu (7) $\sigma_{\alpha\alpha'}$ do príspevkov pre každé J a Π :

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} \equiv \sum_{J,\Pi} \overline{\sigma}_{\alpha\alpha'}^{J\Pi} \tag{14}$$

keď pre každý člen platí vzťah analogický vzťahu (7). Účinný prierez vytvorenia zloženého jadra pre určitý moment hybnosti vstupného kanálu je daný:

$$\sigma_l(\alpha) = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} T_l(\alpha) \tag{15}$$

kde $\lambda\!\!\!^{-}$ je deBroglieho vlnová dĺžka vstupného kanálu a

$$T_l(\alpha) = 1 - \left|S_\alpha\right|^2 \tag{16}$$

je prechodový koeficient vypočítaný z optického modelu použitím vhodného potenciálu. Ďalší postup pri odvodzovaní je analogický. ako v časti Weisskopf – Ewing a výsledný vzťah pre účinný prierez integrovaný cez všetky uhly a spriemerovaný cez všetky rezonančné štruktúry je:

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} \sum_{J,\Pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ \sum_{sl} T_l(\alpha) \right\} \left\{ \frac{\sum_{s'l'} T_{l'}(\alpha')}{\sum_{\alpha''s''l''} T_{l''}(\alpha'')} \right\} \tag{17}$$

Menovateľ za prvou sumou je spinový váhovací faktor, ktorý vyplýva z podmienky zachovania celkového momentu hybnosti.

Zahrnutím prídavných aproximácií môže byť tento model aplikovaný aj na diferenciálne účinné prierezy.

3.2.2. Syntéza podľa štatistického modelu

Syntéza ťažkých jadier bola až donedávna nadbariérová reakcia, t.j. energia projektilu bola väčšia ako potenciálna bariéra brániaca jadrám priblížiť sa natoľko, aby mohli silno interagovať. Preto nie je nesprávny predpoklad považovať reakciu syntézy za reakciu idúcu cez zložené jadro. Ako bolo naznačené v časti (3.1), v prvom kroku je splynutím projektilu a terčového jadra vytvorené zložený systém charakterizovaný svojou excitačnou energiou. V druhom kroku prebehne deexcitácia resp. rozpad zloženého jadra. Počas deexcitácie medzi sebou súperia emisia neutrónov (protónov, α-častíc) so štiepením, ktoré hrá v ťažkých systémoch kľúčovú úlohu. Preto sa tento krok často označuje ako pravdepodobnosť prežitia, lebo vyjadruje pravdepodobnosť, že sa zložené jadro nerozštiepi. Pre produkčný účinný prierez potom môžeme napísať vzťah:

$$\sigma = \sigma_{fus}(E_p - E_B, l)\, w(E^*, l) \tag{18}$$

kde σ_{fus} je samotný účinný prierez syntézy, t.j. vytvorenia zloženého jadra a w je pravdepodobnosť prežitia. E_p je energia projektilu, E_B je výška potenciálnej bariéry, l je moment hybnosti a E^* je excitačná energia zloženého jadra. Ďalej sa budeme syntéze a deexcitácii venovať samostatne.

Vytvorenie zloženého jadra.

Pôvodne sa považovalo za adekvátne opísať fúziu ako prechod cez jednodimenziálnu potenciálnu bariéru, napr. Bassovskú [36]. Potenciál bol počítaný iba ako funkcia jedného parametra – vzdialenosti interagujúcich jadier, kým tvar jadier bol považovaný za nemenný. Potom je účinný prierez vytvorenia zloženého jadra vyjadrený vzťahom [37]:

$$\sigma_{fus} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l} (2l+1) p(E,l) \tag{19}$$

kde

$$\lambda\!\!\!^{-2} = \frac{\hbar^2}{2\mu E} \tag{20}$$

μ je redukovaná hmotnosť. V (19) je $p(E,l)$ pravdepodobnosť fúzie pri danej energii projektilu E (v ťažiskovej sústave) a momente hybnosti l. σ_{fus} chápeme ako súčet geometrických účinných prierezov vedúcich na fúziu, vyjadrené cez pravdepodobnosť fúzie. Suma prebieha cez momenty hybnosti CN, až po hraničný moment hybnosti, ktorý dostaneme z rotujúceho kvapkového modelu. Pre tu uvažované vysokoštiepne systémy je

menší ako 15$\hbar$. Vo väčšine modelov môže byť závislosť p(E,l) na momente hybnosti zredukovaná na závislosť na energii, zahrnutím centrifugálnej energie

$$E_{rot} = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R_f^2} \tag{21}$$

na potenciálnej bariére. R_f je vzdialenosť centier reakčných partnerov. Pod potenciálnou bariérou sa počíta účinný prierez štandardne používanou WKB (Wentzel – Kramers – Brillouin) aproximáciou (tunelovanie cez bariéru) [43].

Namerané účinné prierezy pre podbariérovú syntézu o niekoľko rádov prevyšujú hodnoty vypočítané WKB aproximáciou. Najväčšie zvýšenie podbariérových účinných prierezov sa pozorovalo pri fúzii symetrických systémov a pri syntéze superťažkých jadier vedúcej na 1n výparný kanál. Energia projektilu, pri ktorej bol nameraný maximálny účinný prierez reakcie, bola pri syntéze prvkov Z = 104 – 112 na olovených terčíkoch vždy podbariérová [41]. Teoreticky sa snažili zvýšenú podbariérovú fúziu vysvetliť viaceré modely. Jednou metódou je zviazanie (spojenie) fúzie s nepružnými kanálmi, rotačnými aj vibračnými (coupling to inelastic channels) prípadne aj zviazanie fúzie s transfer kanálmi, ktoré úspešne vysvetlilo podbariérovú fúziu stredne ťažkých symetrických systémov [42] a nedávno sa objavili pokusy aplikovať ju na studenú syntézu superťažkých jadier [55,56]. Fenomenologický prístup ako zahrnúť tieto javy jednoduchým spôsobom do štatistického modelu bol použitý v [38,39] a aplikovaný do počítačového programu HIVAP [38]. Autormi bolo navrhnuté rozdelenie fúznej potenciálnej bariéry do niekoľkých komponentov. Takto distribuovaná bariéra bola vyjadrená pomocou distribučnej funkcie *f(B')*. Pravdepodobnosť fúzie zo vzťahu (19) je potom daná konvolúciou distribučnej funkcie a prechodového koeficientu *T(E – B',l)* [37].

$$p(E,l) = \int_{-\infty}^{\infty} f(B')T(E-B',l)dB' \tag{22}$$

Koeficienty prechodu *T*, rovnaké ako v (16), sú počítané z WKB aproximácie alebo, pre veľmi ťažké jadrá, môžu byť vyjadrené Hill-Wheelerovým priblížením, ktoré predpokladá tvar bariéry v tvare obrátenej paraboly:

$$T(E-B',l) = \{1+\exp[-2\pi(E-B'-E_{rot})/(\hbar\omega)]\}^{-1} \tag{23}$$

s $\hbar\omega$ rovné približne 4 MeV pre masívne systémy.

Pri fúzii najmasívnejších systémov sa objavujú javy, ktoré dynamicky ovplyvňujú fúzne charakteristiky systému. Rastúce kulombovské odpudzovanie a javy ako trenie sa so zvýšenou mierou prejavujú pri kombináciách projektil - terčík, pri ktorých je Z_p x Z_t > 1800 a spôsobujú, že pravdepodobnosť fúzie sa prudko zmenšuje. Prvou teóriou, ktorá sa snažila zníženie pravdepodobnosti fúzie vysvetliť, bola teória extra-push [40]. Bola navrhnutá myšlienka, že prechod cez fúznu bariéru nemusí stačiť na to, aby nastala fúzia. Zaviedlo sa hrdlo a stupeň voľnosti vzhľadom na asymetriu hmotnosti a sledoval sa ďalší vývoj systému potom, ako bol „chytený vo fúznej bariére". Pre asymetrické kombinácie sa po chytení v bariére vytvorí „hrdlo". Hrdlo sa rozšíri, lebo to je spojené len s malým prenosom hmoty čiže je to energeticky prijateľnejšie ako „pretekanie" hmoty cez úzke hrdlo, a umožní systému sfúzovať. Symetrické systémy nemajú na bariére dostatok energie na prekonanie veľkých elektrostatických odpudivých síl a sú nimi prinútené k opätovnej separácii. Fúzia môže prebehnúť aj pri symetrických kombináciách, v prípade, že im je dodaná prídavná kinetická energia na prekonanie odpudivých síl. Vďaka tejto prídavnej energii sa modelu hovorí extra-push model. Model sa osvedčil pri vysvetlení potlačenia účinných prierezov úplne symetrických systémov v okolí Z_{CN} = 80 a predpovedal podobný energetický posun aj pri reakciách studenej syntézy. Pri produkcii jadier Z = 104 – 112 [41] však nebol žiadny takýto efekt nameraný.

Novým prístupom k fúzii ťažkých iónov sú venované kapitoly 3.2.3 – 3.2.5.

Na záver možno povedať, že fúzia masívnych jadier je veľmi komplexný a zložitý proces s mnohými stupňami voľnosti. Jeho kompletný teoretický opis, zahrňujúci dynamický vývoj systému z fázy priblíženia do možného vytvorenia zloženého jadra vrátane mikroskopických a fluktuačných javov, v súčasnej dobe neexistuje. Jediný model, ktorý pristupuje k reakcii na mikroskopickej úrovni je model Nörenberga [44], ktorý zaviedol „disipatívnu diabatickú dynamiku". Pri interakcii dvoch jadier je čas prechodu bariéry (10^{-22} s) malý v porovnaní s časom potrebným na prerozdelenie nukleónov na orbitách (10^{-21} s), preto predpokladá, že rozdelenie nukleónov na ich dráhach zostáva počas prechodu bariéry nezmenené. Keďže pri zrážke sú úrovne povýšené na vyššie energie, je radiálna energia zrážky rozptýlená. V [45] bol model aplikovaný na fúziu ťažkých jadier, ale bol použitý len na symetrické reakcie do $Z_{CN} < 90$.

Modely zaoberajúce sa podbariérovou fúziou tiež v mnohých prípadoch obsahujú jadrovú štruktúru. Na dôkladné pochopenie fúzie je nevyhnutné pochopiť aj ostatné reakčné kanály, ktoré konkurujú štiepeniu počas rôznych fáz reakcie. Bolo spomenuté spojenie medzi fúziou a nepružnými kanálmi (excitácia do rotačných a vibračných stavov, transfer častice), z čoho je jasné, že jednotlivé kanály sa navzájom ovplyvňujú a špecifický kanál, ktorý je v tomto prípade fúzia, nemôže byť pochopený separátne.

Deexcitácia.

Kým proces fúzie je ovládaný jadrovou dynamikou, deexcitácia je proces primárne určovaný štatistickou váhou rozličných deexcitačných kanálov. Proces fúzie vytvorí zložené jadro, o ktorom sa predpokladá, že zabudlo informácie o vstupnom kanále, a je charakterizované iba excitačnou energiou, momentom hybnosti a paritou. Počas deexcitácie veľmi ťažkého zloženého jadra medzi sebou súťažia najmä nasledujúce rozpadové módy: vyparenie neutrónu, protónu, alfa - častice, emisia gama kvanta a štiepenie. Pravdepodobnosť rozpadu R na jednotku času a energie zo špecifického stavu, charakterizovaného excitačnou energiou E_i a spinom J_i , do intervalu energií E_f, $E_f + dE_f$ a do spinu J_f, je úmerná súčinu koeficientu prechodu T a štatistickej váhy stavov ρ, ktoré majú byť dosiahnuté. Pre emisiu častice ν musíme sumovať cez všetky hodnoty a orientácie momentu hybnosti l a cez všetky orientácie vlastného spinu s vyparenej častice [37]:

$$R_\nu(E_i, J_i, E_f, J_f) = \frac{1}{\hbar}\frac{\rho(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)}\sum_{s,l} T_l(\varepsilon_\nu) \qquad (24)$$

kde $\varepsilon_\nu = E_i - B_\nu - E_f$ a B_ν je separačná energia častice ν. V prípade emisie γ-kvanta je koeficient prechodu T nahradený silovou funkciou f a pre pravdepodobnosť rozpadu γ multipolarity L platí:

$$R_\gamma^L\left(E_i, J_i, E_f, J_f\right) = \frac{1}{\hbar}\frac{\rho(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)}\varepsilon_\gamma^{2L+1} f_L\left(\varepsilon_\gamma\right), \quad \varepsilon_\gamma = E_i - E_f \qquad (25)$$

Potom rozpadové šírky zloženého jadra pre emisiu častice, γ-kvanta a štiepenie, respektíve, budú:

$$\Gamma_\nu(E_i, J_i) = \hbar \int_0^{E_i - S_\nu} \sum_{J_f} R_\nu d\varepsilon_\nu \qquad (26)$$

$$\Gamma_\gamma^L(E_i, J_i) = \hbar \sum_{J_f} \int_0^{E_i} R_\gamma^L d\varepsilon_\gamma \qquad (27)$$

$$\Gamma_{fis}(E_i, J_i) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho(E_i, J_i)} \int_0^{E_i - B_{sad}} \rho_{sad}(E_i - B_{sad} - \varepsilon, J_i) d\varepsilon \qquad (28)$$

kde B_{sad} je výška štiepnej bariéry. Pravdepodobnosť prežitia vzhľadom na špecifický kanál ν:

$$w_\nu = \prod_n \left(\frac{\Gamma_\nu}{\sum_i \Gamma_i} \right)_n \qquad (29)$$

Deexcitácia prebieha po krokoch, kým nie je po *n* krokoch dosiahnutý základný stav. V prípade veľkej súťaže (konkurencie) so štiepením, klesá pravdepodobnosť prežitia skoro exponenciálne s excitačnou energiou.

Na kvantitatívne ohodnotenie deexcitácie musia byť s dostatočnou presnosťou známe hlavne väzbové energie jadier, štiepne bariéry, hustoty stavov a prechodové koeficienty.

Väzbové energie sú zmerané pre väčšinu známych jadier. V prípade, že experimentálne hodnoty neexistujú, sa používa poloempirická systematika alebo teoretické modely na predpovedanie hmotností jadier.

Hustotám stavov a štiepnym bariéram je venovaných množstvo publikácií (pozri napr. [37]) a tvoria samy o sebe natoľko komplexnú problematiku, že ich opísanie presahuje rámec tejto práce.

Na tomto mieste by bolo vhodné spomenúť vplyv jadrových vrstiev na niektoré veličiny. Stabilizujúci účinok uzavretých vrstiev sa prejavuje hlavne vo väzbových energiách, hustotách stavov a štiepnych bariérach a s rastúcou excitačnou energiou systému sa znižuje, až úplne zmizne. Nevyriešenou otázkou stále ostáva, pri akej excitačnej energii je vplyv vrstiev znížený natoľko, že ho nepozorujeme. Ignatyuk [46] už v roku 1975 navrhol fenomenologickú exponenciálnu závislosť pre klesajúci účinok vrstvových javov pre hustoty stavov:

$$\Phi(T) = \exp\left(-\frac{aT^2}{E_d} \right) \qquad (30)$$

kde *a* je parameter hustoty stavov a E_d je tzv. shell dumping energy, väčšinou rovná 20 MeV.

Závislosť bola experimentálne testovaná a overená v reakciách idúcich na zložené jadro Ra [47].

Na modeli prezentovanom v tejto časti je založený počítačový program HIVAP [38] používaný pri výpočtoch účinných prierezov reakcií ťažkých iónov. Jeho aplikovanie na syntézu superťažkých jadier je otázne, lebo neobsahuje žiadne javy vplývajúce na potlačenie syntézy, ktoré sa v tejto oblasti pozoruje. V prípade, že sa potlačenie syntézy vyjadrí ako multiplikatívny faktor extrapolovaný z experimentálnych hodnôt, je možné HIVAP použiť na približný odhad účinných prierezov, ako to bolo urobené v [57].

3.2.3. Fluctuation – dissipation model.

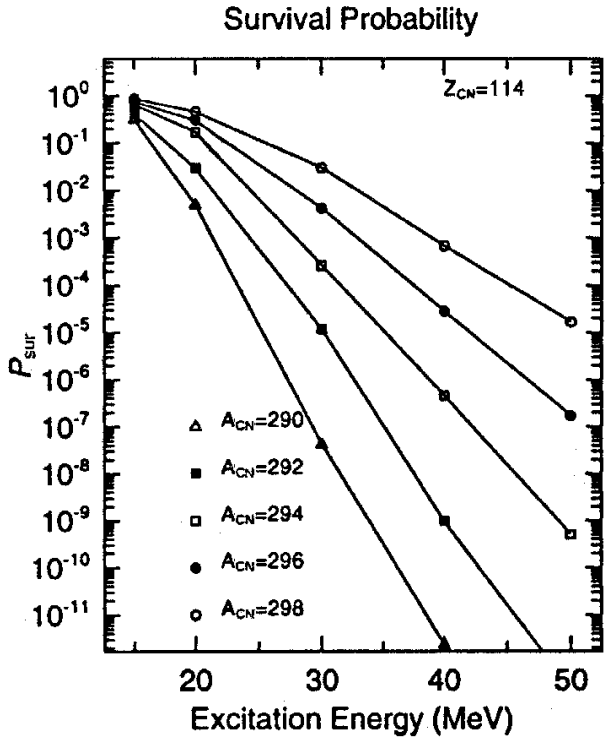
Model aplikovateľný na syntézu superťažkých jadier, ktorý obsahuje dynamické aspekty fúzie bol navrhnutý japonskými fyzikmi [48-50]. Vychádza z experimentálnych náznakov, že čas štiepenia, resp. minimálny čas kedy sa zložený exitovaný systém môže rozštiepiť, je oveľa väčší ako klasicky počítaný čas z Bohr – Wheelerovho vzťahu. To znamená, že ak prebieha deexcitácia vzbudeného zloženého jadra dostatočne rýchlo pomocou vyparenia neutrónov, má zložené jadro oveľa vyššiu pravdepodobnosť prežiť proces deexcitácie, ako sa doteraz predpokladalo.

V ľahkých systémoch (Z_1Z_2 < 1600) prebehne fúzia vždy keď majú dostatočnú energiu na prekonanie kulombovskej bariéry, kým ťažšie systémy musia prekonať aj vnútornú bariéru spôsobenú silným trením. Takto sa úspešne podarilo extra-push modelu [40] vysvetliť experimentálne hodnoty z oblasti Z_{CN} = 80. V oblasti superťažkých jadier nie sú výpočty strednej trajektórie zloženého systému vhodné, lebo vždy smerujú k rozštiepeniu systému. Ale extrémne malá časť distribúcie môže viesť na zložené jadro vďaka fluktuáciám. Preto je dôležité vziať do úvahy aj fluktuácie zo strednej trajektórie.

Celý dynamický proces je rozdelený do dvoch fáz. Prvá prebieha od bodu dotyku interagujúcich jadier až do bodu, kedy je úplne rozptýlená relatívna kinetická energia systému. Potom nasleduje druhá fáza, až do vytvorenia zloženého jadra, počas ktorej prebieha súťaženie medzi výparom neutrónu alebo štiepením. V prvej fáze je na dynamický vývoj systému aplikovaná teória Brownovho pohybu, sú použité Langevinove alebo Kramerove rovnice na výpočet trajektórií systému.

Výsledný produkčný účinný prierez pre superťažké jadro je určený časom štiepenia a časom potrebným na obnovenie vrstvových efektov. To je spôsobené tým, že štiepna bariéra je tvorená výhradne vplyvom vrstiev a pri vysokej excitačnej energii je ich štruktúra rozrušená a bariéra neexistuje. Preto je rozhodujúca rýchlosť chladnutia zloženého jadra (rýchlosť emisie neutrónov) a zároveň teplotná závislosť vplyvu vrstiev. Emisia neutrónov je počítaná pomocou štatistického modelu a teplotná závislosť podľa Ignatyuka (30). Týmto je daný časovo – závislý potenciál, ktorý je použitý v dynamických rovniciach. Získaná malá frakcia pravdepodobnosti vyjadruje pravdepodobnosť prežitia P_{sur} (obr.4) systému. Je zrejmé, že pravdepodobnosť prežitia silne závisí od excitačnej energie ako aj od hmotnostného čísla (počtu neutrónov). To je spôsobené rôznymi rýchlosťami chladnutia, ktoré sú závislé od separačnej energie neutrónu. Čím menšia je separačná energia neutrónu, tým rýchlejšie sú emitované a tým rýchlejšie je obnovený vplyv vrstvových javov a s ním aj štiepna bariéra. A keďže, na druhej strane, pravdepodobnosť vytvorenia zloženého systému až tak od počtu neutrónov nezávisí, sú týmto modelom jednoznačne preferované izotopy bohaté na neutróny.

Obr.4. Pravdepodobnosť prežitia P_{sur} pre zložené jadro Z = 114 v závislosti od excitačnej energie a od počtu neutrónov.[49]

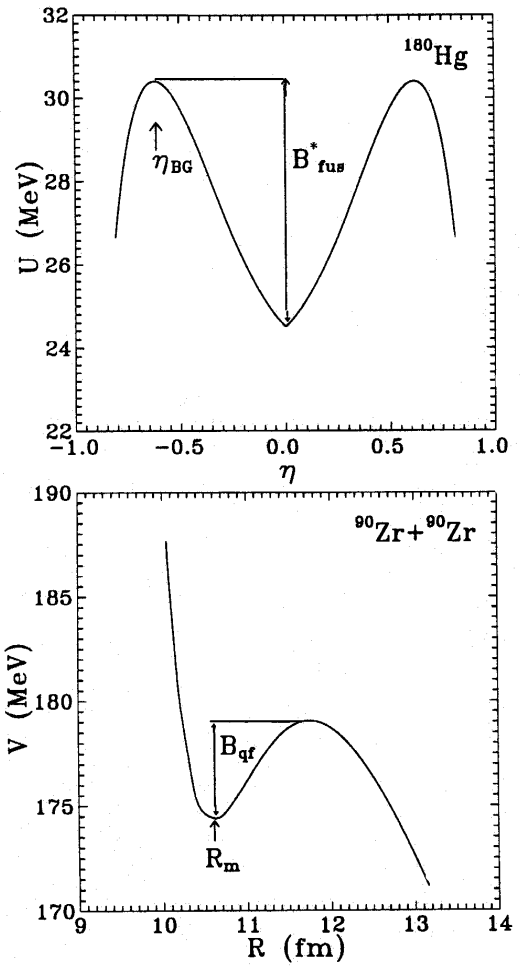


Model sa autori snažia aplikovať na horúcu syntézu. To je pravdepodobne preto, lebo pod bariérou sa počíta WKB aproximácia, ktorá nedokáže vysvetliť vysoké podbariérové účinné prierezy studenej syntézy, kým horúca fúzia je ešte stále, v prípade 3n a viac-n výparných kanálov, nadbariérová reakcia.

3.2.4. Dinuclear system concept.

Dinuclear system concept (DNSC) navrhnutý Antonenkom et. al. [51, 52] a neskôr doplnený Adamianom et. al. [53, 54], opisuje reakciu syntézy nasledovne. V počiatočnej fáze reakcie, po prechode kulombovskej bariéry a po úplnom rozptýlení kinetickej energie, je vytvorený dvojjadrový systém (DNS). Ďalej sa DNS transferom nukleónov z ľahšieho jadra do ťažšieho vyvíja smerom k zloženému jadru. Dôležitý je fakt, že jadrá si počas tejto fázy zachovávajú svoju individualitu. Aby mohlo byť vytvorené zložené jadro, musí byť prekonaná vnútorná fúzna bariéra B_{fus}, ktorá je daná rozdielom potenciálnej energie systému v počiatočnej DNS konfigurácie a potenciálnej energie v bode Businaro – Gallone, v závislosti na hmotnostnej asymetrii systému $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ (obr.5 hore). Okrem toho sa môže systém znova rozpadnúť na dve jadrá (quasifission). V tomu mu bráni bariéra B_{qf}, daná rozdielom potenciálnej energie vstupného kanálu na kulombovskej bariére a v potenciálnej jame (obr. 5 dole). Fyzikálny pôvod B_{fus} sa líši od extra-push modelu, v ktorom je nutná prídavná energia na prekonanie bariéry. V DNSC je zdrojom energie na prekonanie B_{fus} excitačná energia systému, ktorá ju umožňuje prekonať vhodným endoenergetickým prerozdelením nukleónov medzi jadrami.

Obr.5. Závislosť DNS potenciálu od hmotnostnej asymetrie vstupného kanálu $\eta = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}$ (hore) a medzijadrový potenciál pre reakciu $^{90}Zr + ^{90}Zr$. (dole). [53]



Súperenie medzi quasifission a úplnou fúziou má pri produkcii superťažkých jadier rozhodujúci vplyv na výsledný účinný prierez. V prvotnom modeli [51] bola pravdepodobnosť úplnej fúzie počítaná pomocou štatistického modelu ako pomer hustoty stavov na B_{fus} ku súčtu hustoty stavov na B_{qf} a B_{fus}. Neskôr bol model rozšírený zahrnutím disipatívnych javov a pravdepodobnosť úplnej fúzie je určená rýchlosťou prechodu cez B_{fus} počítanou pomocou Kramersových rovníc.

Pri nízkych excitačných energiách (studená fúzia) sa pri vyjadrení DNS potenciálu používajú experimentálne väzbové energie (v obr.5 sú použité hodnoty z kvapkového modelu). Závislosť $U(\eta)$ (Obr.5 hore) potom nadobudne tvar z mnohými lokálnymi minimami, ktoré zodpovedajú mikroskopickým efektom (vplyv párov a vrstiev).

Produkčný účinný prierez pri kinetickej energii projektilu E_{cm} (v ťažiskovej sústave) sa v DNSC vyjadruje vo forme súčinu troch faktorov[54],:

$$\sigma_{ER}(E_{cm}) = \sum_{J} \sigma_c(E_{cm}, J) P_{CN}(E_{cm}, J) W_{sur}(E_{cm}, J) \qquad (31)$$

kde suma prebieha cez všetky parciálne vlny, až po J_{max} , pri ktorom už úplná syntéza nemôže prebehnúť. σ_c je účinný prierez záchytu, t.j. pre prechod vonkajšej kulombovskej bariéry, ktorý sa môže počítať napríklad z optického modelu:

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 (2J+1) T(E_{cm}, J) \qquad (32)$$

kde λ je daná vzťahom (20) a T vzťahom (23). Druhý člen v (31) vyjadruje spomínanú pravdepodobnosť fúzie v konkurencii s quasifission a tretí člen W_{sur} je pravdepodobnosť prežitia deexcitácie, t.j. súťaženie medzi štiepením a vyparením neutrónu. Počíta sa štatisticky, podľa (29).

Autori sa vyhli problému podbariérovosti reakcií tvrdením, že kulomboská bariéra je aspoň o 5 MeV nižšie ako Bass-ovská a započítaním dynamických javov a výmeny nukleónov medzi interagujúcimi jadrami sa môže ešte znížiť, čím sa reakcie vlastne stávajú nadbariérové.

3.2.5. Podbariérová syntéza.

Ako bolo spomenuté v časti 3.2.2, ak sa potenciálna bariéra, brániaca jadrám v interakcii, vypočíta podľa používaného modelu Bassa [36], sú všetky reakcie studenej syntézy vedúce na jadrá Z = 104 – 112 podbariérové. Kvantovo-mechanické výpočty tunelovania cez bariéru (WKB aproximácia) nevysvetľujú namerané vysoké účinné prierezy, preto boli navrhnutá a rozpracovaná teória prepojenia fúzie a nepružných kanálov. Denisov [55,56] túto teóriu aplikoval na syntézu superťažkých jadier. V [56] opisuje reakciu studenej fúzie typu X + (Pb,Bi) → SHE + 1n. Predpokladá, že reakcia prebehne v troch krokoch. V prvom kroku prebehne proces záchytu a prechod cez vonkajšiu fúznu bariéru, v druhom vytvorenie sférického alebo skoro sférického zloženého jadra a v treťom nasleduje proces deexcitácie zloženého jadra.

V prvej fáze sa počíta kvantovo-mechanicky spojenie fúzie s nízkoenergetickými povrchovým excitáciami obidvoch interagujúcich jadier ako aj spojenie s transfer kanálmi, najmä s transferom neutrónov. Veľké zvýšenie pravdepodobnosti podbariérovej fúzie je pozorované pri malej separačnej energii a veľkej hodnote Q daného transferu. Prenos nukleónov môže prebiehať obidvoma smermi, z ľahšieho jadra na ťažšie aj naopak.

Po preniknutí vonkajšej bariéry má fúzujúci systém tvar dvoch sférických jadier v dotykovej konfigurácii. Systém sa vyvíja ku sférickému zloženému jadru a pri tom musí prekonať vnútornú bariéru, ktorá je daná potenciálnou energiou závislou na deformačných parametroch. Výška tejto bariéry, ktorej výpočet je zatiaľ iba približný [56], rastie s atómovým číslom zloženého jadra. Prechodové koeficienty pre prechod tejto bariéry sú počítané Hill – Wheelerovým priblížením.

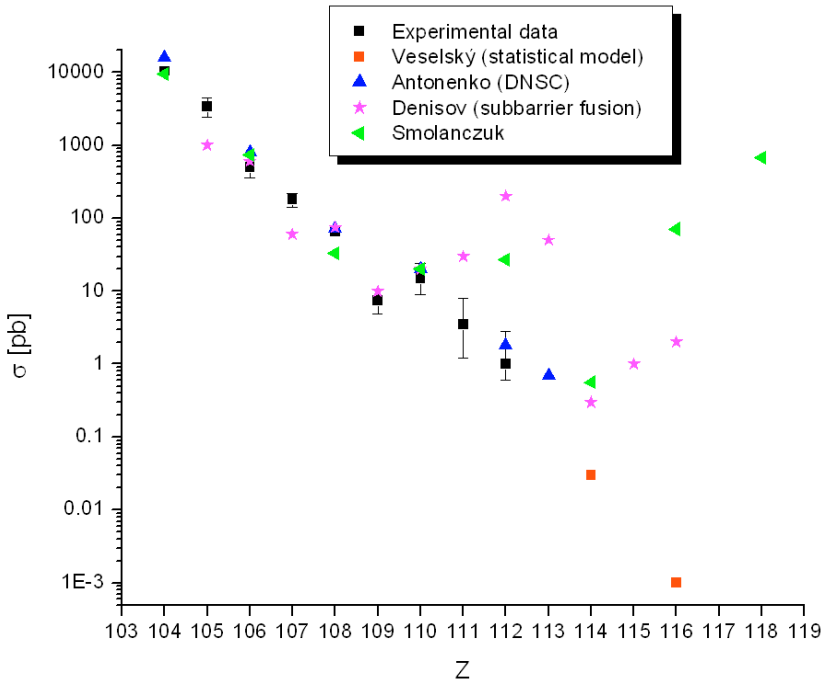
Po dvoch krokoch je vytvorené zložené jadro s hmotnosťou A a s excitačnou energiou E^*, ktorého rozpad je daný štatistickým modelom súperením štiepenia a výparu neutrónu. Pokles vplyvu vrstvových javov v závislosti od E^* je započítaný vzťahom veľmi podobným Ignatyukovmu (30).

Porovnanie účinných prierezov vypočítaných modelmi opísanými v častiach 3.2.2 – 3.2.5 s nameranými experimentálnymi hodnotami je v nasledujúcej časti.

3.2.6. Porovnanie výpočtov s experimentálnymi hodnotami.

Teoretické výpočty majú zmysel iba vtedy, keď vedia aspoň do určitej miery reprodukovať namerané experimentálne hodnoty. Ak túto podmienku teoretický model nespĺňa, nadá sa veriť ani jeho predpovediam. Ale opačná implikácia neplatí, ak aj model dokáže reprodukovať experimentálne dáta, neznamená to ešte, že jeho predpovediam možno úplne dôverovať. Na obr.6 je porovnanie výpočtov s experimentálnymi hodnotami pre reakcie studenej fúzie vedúce na jadrá Z = 104 –112 a predpovede niektorých modelov pre prvky s vyšším atómovým číslom. Odhady Veselského [57] sú do značnej miery iba

Obr.6. Porovnanie experimentálnych hodnôt a teoretických predpovedí účinných prierezov pre studenú syntézu prvkov Z = 104 – 118. Experimentálne hodnoty sú z [6,9,10,11,60,61,62,63,] (čierny štvorček), Teoretické predpovede – modifikovaný štatistický model [57] (červený štvorček), DNSC model [58] (modrý trojuholník), podbariérový model [56] (fialová hviezda), štatistický model Smolanczuka [59] (zelený trojuholník).



extrapoláciou experimentálnych hodnôt použitím štatistického programu HIVAP. Nadväzujú na klesajúci trend a pre prvok 114 predpovedajú hodnotu 0.03 pb. Výpočty DNSC modelu [58] skoro presne kopírujú experimentálne dáta, takže jeho predpovede môžu byť považované za určité vodítko a môžu poskytnúť aspoň rádový odhad produkčných účinných prierezov. Podbariérový model Denisova [56] a jednoduchý model Smolanczuka [59], založený na štatistickom modeli, sa správajú podobne. Po prvok 110 reprodukujú namerané hodnoty do 40 %, ale pri väčších Z sa výrazne odlišujú od systematického trendu a predpovedajú výrazne vyššie hodnoty.

4. Izospin

4.1. Definícia problému

Pretože silná interakcia nezávisí od elektrického náboja, správajú sa protóny a neutróny v jadre rovnako. Môžeme ich rozlíšiť, iba keď vezmeme do úvahy elektromagnetickú interakciu. Preto ich vzhľadom na silnú interakciu opisujeme ako jednu časticu s izospinovým číslom T = 1/2. Priemet izospinu do osi *z* môže nadobúdať dve hodnoty, $T_z = +1/2$ pre protón a $T_z = -1/2$ pre neutrón. Izospin jadra s N neutrónmi a Z protónmi sa rovná súčtu protónových a neutrónových izospinov.

$$T_z(N,Z) = \frac{1}{2}Z - \frac{1}{2}N \qquad (33)$$

Takže izospin jadra vyjadruje, o koľko viac je v jadre protónov ako neutrónov.

Vplyv izospinu na reakciu úplnej syntézy nebol doteraz hlbšie preskúmaný. Výraznejšie sa dostal do popredia až po experimentoch na prvok Z = 110, kde bol pri reakcii terčového jadra ^{208}Pb s projektilom ^{64}Ni (izospin $T_z = -4$) nameraný približne 4-krát vyšší účinný prierez ako v reakcii s projektilom ^{62}Ni ($T_z = -3$) [63]. Podobný efekt sa očakával aj pri syntéze prvku Z = 112 s projektilom ^{70}Zn ($T_z = -5$), ale nameraný účinný prierez 1 pb nepotvrdil očakávania. Na druhej strane, kvôli nízkej štatistike a možnosti systematických chýb, nemožno úplne vylúčiť, že tento vplyv existuje, len treba nájsť vhodnú metódu na jeho ohodnotenie.

V reakcii vystupujú izospiny štyri, dva sú vo vstupnom kanáli reakcie (terčíkové jadro a projektil) a dva vo výstupnom (zostatkové jadro a izospin odnesený neutrónmi). V prípade studenej fúzie stačí vo výstupnom kanáli uvažovať iba izospin zloženého jadra, lebo vo všetkých reakciách je emitovaný iba jeden neutrón. Vstupným kanálom, podľa teórie zloženého jadra, je určená pravdepodobnosť syntézy a vytvorenia zloženého jadra, kdežto výstupný kanál, t.j. v našom prípade pravdepodobnosť prežitia, je daný vlastnosťami samotného zloženého jadra.

Vrstvové efekty majú v oblasti ťažkých jadier dominantné postavenie a iba vďaka nim môžu tieto jadrá existovať. Experimentálnymi meraniami bol potvrdený aj ich vplyv na proces syntézy ťažkých jadier, keď maximálny účinný prierez (2n-kanál) v reakcii dvoch dvojnásobne magických jadier ^{48}Ca a ^{208}Pb vedúcej na zložené jadro ^{256}102 až o dva rády presahuje maximálny účinný prierez (3n kanál) v reakcii ^{40}Ar + ^{208}Pb → ^{248}100. Aj tu hrá izospin určitú úlohu, lebo ^{48}Ca má $T_z = -4$ a ^{40}Ar len $T_z = -2$, ale presné ohodnotenie, aký vplyv má zvýšený počet neutrónov a čo spôsobili vrstvové javy nie je k dispozícii.

Vhodným prístupom na ohodnotenie vplyvu izospinu na produkčný účinný prierez reakcie úplnej syntézy, by mohla byť analýza existujúcich experimentálnych hodnôt. V oblasti superťažkých jadier je použiteľných experimentálnych dát málo, preto je nevyhnutné analyzovať aj dáta z oblasti okolo Z = 100-105 a Z = 84 – 92 a potom sa pokúsiť spraviť extrapoláciu do oblasti Z>110. Ako bolo spomínané, v oblasti Z > 100 majú vrstvové efekty kľúčový vplyv, preto odlíšiť od nich vplyv izospinu, prípadne určiť, či má vôbec nejaký vplyv, bude veľmi náročné. Aj v druhej oblasti je významný vplyv uzavretej neutrónovej vrstvy N = 126. Pokiaľ to bude možné, bude potrebné analyzovať zvlášť dáta bez uzavretých vrstiev a dáta, kde sa v reakcii vyskytuje uzavretá vrstva, či už vo vstupnom alebo výstupnom kanáli.

Na čo najpresnejšie analýzu sú potrebné experimentálne dáta s relatívne veľkou presnosťou. Merania účinných prierezov sa vyznačujú veľkými, najmä systematickými

nepresnosťami a celková presnosť je málokedy lepšia ako faktor 2. To obmedzuje aj presnosť stanovenia hľadaných závislostí.

Je potrebné si uvedomiť, že sa pohybujeme v oblasti neutrónodeficitných jadier, a teda je ľahko predpovedateľné, a experimentálne dáta to potvrdzujú, že so zvyšujúcim sa počtom neutrónov vstupujúcich do reakcie, sa účinný prierez reakcie úplnej syntézy zvyšuje. Ale nakoľko z toho je významný vplyv zvýšenej stability zloženého jadra a čo je vplyv izospinu je stále otvorená otázka. Zvýšený počet neutrónov vo vstupnom kanále má za následok vytvorenie stabilnejšieho jadra, ktoré má vyššiu pravdepodobnosť prežitia (druhý krok reakcie), pričom od izospinu môžeme očakávať, že bude skôr vplývať na prvý krok, t.j. pravdepodobnosť splynutia interagujúcich jadier.

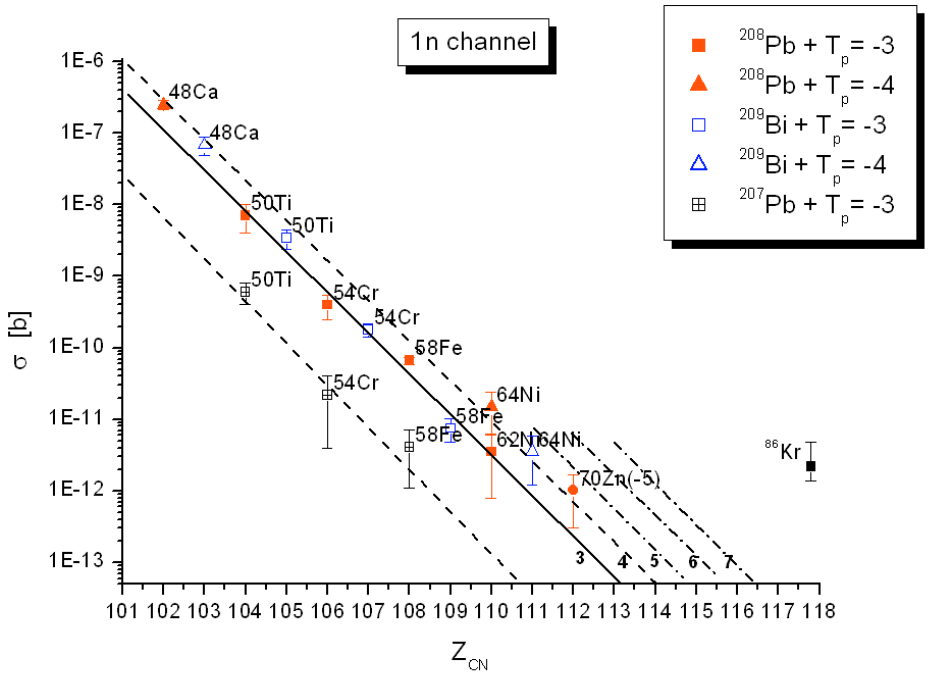
4.2. Analýza

K analýze experimentálnych dát je možné pristupovať z rôznych strán. Prvým krokom je rozdelenie reakcií podľa výparných kanálov, na 1n, 2n, 3n, 4n, 5n a 6n. Analýza kanálov s väčším počtom vyparených neutrónov nemá zmysel, lebo zložené jadro je vo veľmi excitovanom stave a reakcia už viacej nemôže byť považovaná za reakciu idúcu cez zložené jadro, lebo sa začínajú prejavovať predrovnovážne procesy. V ďalších častiach prezentované grafy sú predbežné a budú doplňané o ďalšie dáta.

4.2.1. 1n - výparný kanál

1n - kanál obsahuje relatívne veľa údajov. Z obr.7 je jasný rýchly exponenciálny

Obr.7. 1n - výparný kanál. Krivka cez T_z = -3 je preložená experimentálnymi hodnotami, ostatné sú pridané umelo, rovnobežne s prvou. Zobrazené sú iba štatistické chyby. Experimentálne hodnoty sú z [6, 7, 9, 10, 11, 60, 61, 63, 69, 71. 72. 73. 74. 75]

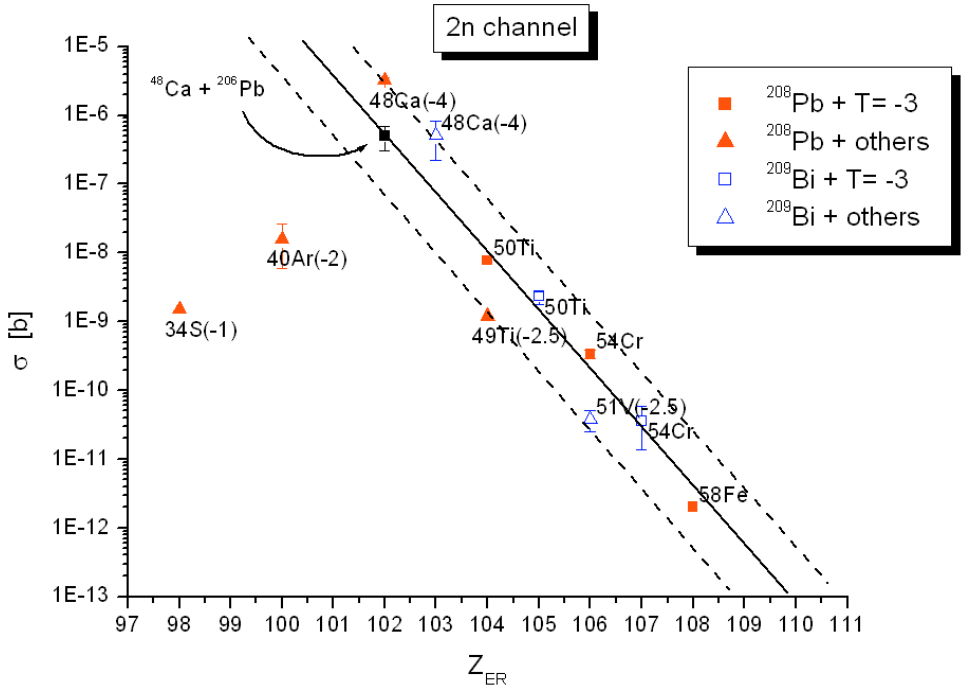


pokles účinných prierezov (ú.p.) so zvyšovaním atómového čísla zostatkového jadra. Zvýšenie ú.p. o približne 5 násobok môžeme pozorovať pri zmene projektilu s T_z = -3 na T_z = -4. Krivka cez body s izospinom T_z = -3 je získaná fitovaním, ďalšie dve (prerušovaná čiara) sú nakreslené rovnobežne s ňou. Použitie ^{207}Pb ako terčového jadra má za následok zníženie ú.p. o jeden rád oproti ^{208}Pb , čo je oveľa viacej ako pre jadro ^{209}Bi, ktoré má rovnaký izospin ako ^{207}Pb (T_z = -21.5). Ďalšie rovnobežné čiary naznačujú, aký by mohol byť ú.p. v prípade, že by pri každom znížení izospinu projektilu o jednotku, nastalo rovnaké zvýšenie ú.p. ako pri prechode z T_z = -3 na T_z = -4. Prvok Z = 112 bol vytvorený reakciou so ^{70}Zn (T_z = -5), a z obr.7 vidno, že sa nachádza pod očakávanou, ale pri danej štatistike (2 jadrá) nemožno robiť nijaké závery. V obrázku je vyznačený aj ú.p. pre reakciu ^{86}Kr (T_z = -7) + ^{208}Pb vedúcu na prvok Z = 118, nameraný v roku 1999 v Berkeley [69]. Je zrejmé, že aby mohol byť ú.p. taký vysoký, musel by byť v reakcii prítomný faktor, ktorý výrazným spôsobom stabilizuje zložené jadro, Reakcia bola opakovaná na SHIPe v GSI Darmstadt, ale počas jedného mesiaca ožarovania nebolo zaregistrované ani jedno jadro a bol dosiahnutý iba reakčný limit 1 pb [70].

4.2.2. 2n – výparný kanál

Tento kanál, rovnako ako 3n - kanál, už nemôže byť použitý na produkciu prvkov Z > 108 pomocou studenej fúzie, lebo excitačná energia takého zloženého systému je príliš vysoká na to aby systém prežil deexcitáciu. 2n – kanál obsahuje menej dát ako 1n – kanál, ale stále je dobre rozlíšiteľná krivka s T_z = -3. Na obr.8 vidíme, že zmena terčového jadra z ^{208}Pb na ^{206}Pb spôsobila rovnaký pokles ú.p. ako v 1n – kanále zmena z ^{208}Pb na ^{207}Pb, tzn. o jeden rád. Ďalší záver, aj keď kvôli nedostatku dát iba veľmi predbežný, je, že s poklesom izospinu projektilu je rast ú.p. pomalší.

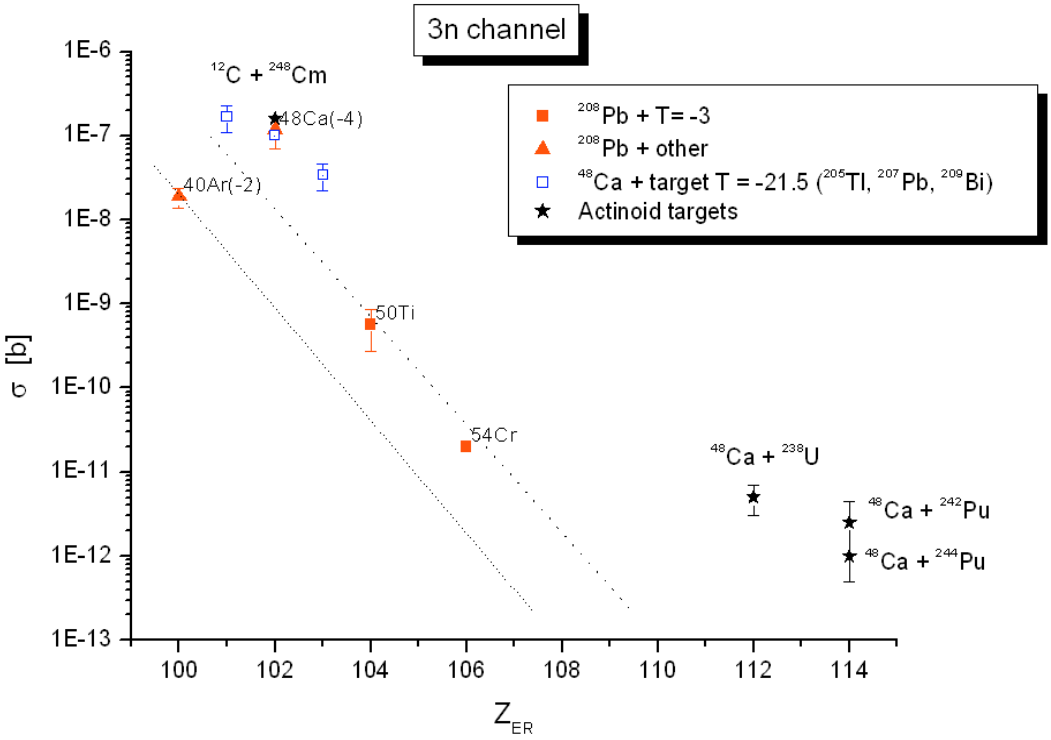
Obr.8. 2n – výparný kanál. Krivka cez T_z = -3 je preložená experimentálnymi hodnotami, ostatné sú pridané umelo, rovnobežne s prvou. Zobrazené sú iba štatistické chyby. Experimentálne hodnoty sú z [6, 7, 61, 62, 71, 73, 74, 75, 76. 77. 78. 79. 80]



4.2.3. 3n – výparný kanál

Excitačná energia dosahovaná pri 3n – kanále je už príliš veľká na studenú fúziu, ale ešte stále malá na horúcu fúziu. Preto obsahuje obr.9 príliš málo údajov, aby bolo možné spraviť nejaká závery. Novú nádej pre syntézu superťažkých jadier môžu priniesť reakcie dvojitého magického jadra ^{48}Ca s aktinidnými terčmi vedúce na jadrá Z > 110 , ktoré by mali dosahovať maximálny ú.p. práve pre 3n – kanál.

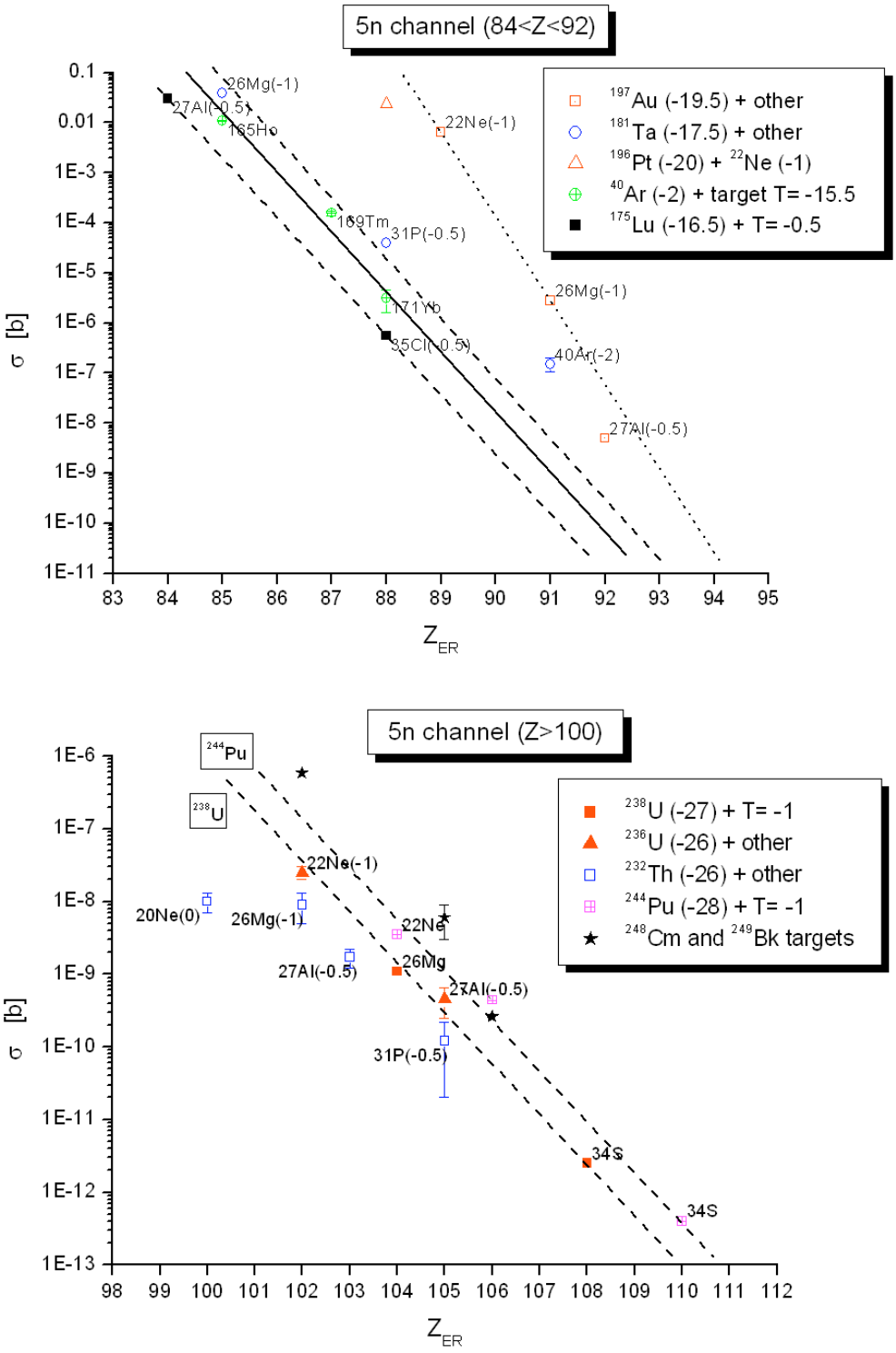
Obr.9. 3n – výparný kanál. Krivky sú pridané umelo. Zobrazené sú iba štatistické chyby. Experimentálne hodnoty sú z [13, 14, 71, 73, 74, 75, 77. 78, 79, 81. 82. 83. 84. 85]



4.2.4. 4n, 5n a 6n – výparné kanály

Dáta v týchto kanáloch môžeme rozdeliť do dvoch skupín. Prvou je oblasť ťažkých jadier so Z > 100 a druhou oblasť neutróno - deficitných jadier z oblasti 83 < Z < 92. Dát je relatívne veľké množstvo, ale ich rôznorodosť nedovoľuje zatiaľ robiť jednoznačné závery. Ako príklad je na obr.10 uvedený 5n – kanál. Z oboch grafoch je zrejmé, že dáta sú príliš rôznorodé. Na spodnom obrázku vidíme zaujímavý jav. Účinný prierez reakcií s terčom ^{206}Pb nie je potlačený oproti ^{208}Pb. Na rozdiel od 1n a 2n kanálu, kde to znamenalo veľký pokles ú.p., v tomto prípade ležia dáta prakticky na jednej priamke. To je pravdepodobne spôsobené vysokou excitačnou energiou zloženého jadra a následným potlačením vplyvu vrstvových javov.

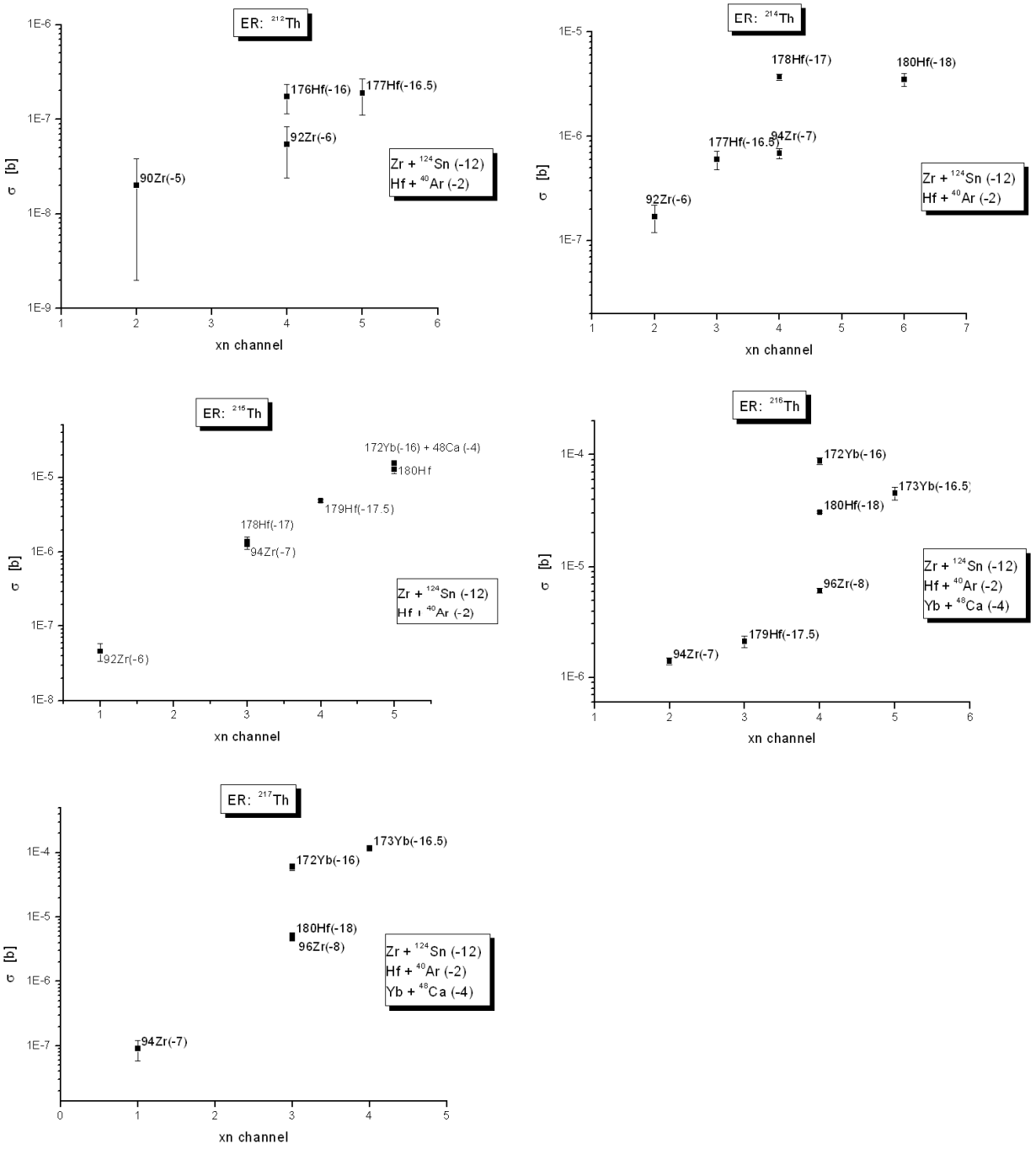
Obr.10. 5n – výparný kanál. V hornej časti je znázornená oblasť 83 < Z < 92 a v dolnej Z > 100. Zobrazené sú iba štatistické chyby. Experimentálne hodnoty sú z [68, 83, 86. 87. 88. 89. 90. 91. 92].



4.2.5. Rovnaké zložené jadro

Porovnaním reakcií vedúcich na jedno zostatkové jadro môžeme získať prehľad o trendoch, ktorým podlieha reakcia úplnej syntézy. Na obr.11 sú zobrazené závislosti ú.p. od kanála reakcie pre rôzne izotopy tória. Prvý poznatok je, že najvhodnejší kanál na produkciu je 4n – kanál alebo vyšší. Za druhé, symetrická fúzia je potlačená, systémy Zr + Sn majú najnižšie ú.p. Najvyšší ú.p. majú reakcie Yb plus dvojité magické jadro ^{48}Ca,

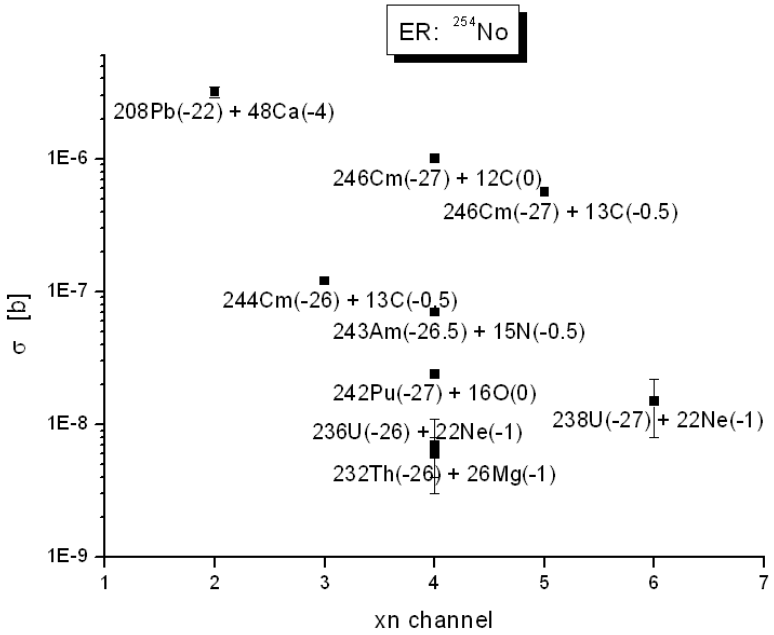
Obr.11. Závislosť produkčného účinného prierezu od kanála reakcie pre rôzne izotopy tória. Experimentálne dáta sú z [86, 93]



vedúce na jadrá ^{216}Th a ^{217}Th.

Zvláštne miesto zaujíma zostatkové jadro ^{254}No (obr.12). Okrem očakávaného trendu, zvyšovania ú.p. s asymetriou vstupného kanálu je vidno silný vplyv dvoch dvojito – magických jadier ^{48}Ca + ^{208}Pb na výsledný ú.p. reakcie.

Obr.12. Reakcie vedúce na zostatkové jadro ^{254}No.Experimentálne dáta sú z [71, 78, 79, 73, 83, 90, 68]



5. Experiment

5.1. Detekčné metódy a separácia

V úvode bolo povedané, že jediná schodná cesta pri tvorbe najťažších jadier je reakcia úplnej syntézy. Ale dosahované účinné prierezy tejto reakcie (1 pb pre prvok 112), čo znamená minimálne produkčné rýchlosti (1 jadro za týždeň) a krátke polčasy rozpadov produktov kladú extrémne nároky na experimentálne zariadenie. Nevyhnutná je rýchla selekcia žiadaných jadier spomedzi všetkých ostatných produktov reakcií a pôvodného zväzku. Jediná dostatočne efektívna možnosť je separácia in-flight. Použitie separátorov kladie obmedzenie aj na hrúbku terčíka, lebo vylietajúce zložené jadro musí mať dobre definovanú hybnosť. Typická hrúbka terčíka je okolo 500 $\mu g/cm^2$. Na separáciu produktov reakcií úplnej fúzie sa v súčasnosti používajú dva typy separátorov:

- plynom plnené separátory – využívajú rozdielnu magnetickú tvrdosť zostatkových jadier a projektilov prechádzajúcich plynom pod nízkym tlakom (1 mbar) v magnetickom poli dipólového magnetu. Typickým príkladom sú separátory v Jyvaskyla [64], Dubne a Berkeley.
- kinematické separátory alebo Wien-filtre – využívajú špecifickú kinematiku produktov syntézy. Kombináciou elektrických a magnetických polí je dosiahnuté oddelenie

produktov syntézy od ostatných produktov jadrových reakcií. Dôležitá je čo najvyššia monochromatickosť v nábojovom stave a hybnosti hľadaných jadier pre ich maximálnu transmisiu cez separátor.
Naša skupina z MFF UK spolupracuje so skupinami okolo separátorov SHIP (GSI Darmstadt) a VASSILISSA (Dubna), ktorým je venovaná ďalšia časť.

Zostatkové jadrá je zvyčajne potrebné po separácii identifikovať. Výber vhodného detektora závisí na početnosti impulzov, energii iónov, type rozpadu a polčase rozpadu. Najčastejší spôsob rozpadu superťažkých jadier je α-rozpad a štiepenie, ich polčas rozpadu je od niekoľkých μs po dni. Vzhľadom na tieto požiadavky sú vhodné kremíkové polovodičové detektory. Po prelete separátorom sú zostatkové jadrá implantované priamo do kremíkového detektora. Výhodou je, že je možné použiť pozične citlivé (stripové) detektory, ktoré je možné využiť pri presnej identifikácii jadier na základe korelačných metód.

Na identifikáciu nových prvkov sa používa veľmi úspešná α-α korelačná metóda. Je založená na korelácii medzi známymi charakteristikami α-rozpadov dcérskych jadier, ktoré nasledujú po α-rozpade neznámeho materského jadra. Obmedzenia tejto metódy sú zrejmé, prvým je, že skúmané ťažké jadro musí byť α žiarič a musia byť známe rozpadové charakteristiky aspoň jedného jeho dcérskeho produktu a druhým obmedzením je pozadie. Ak je pozadie príliš veľké, vplyv náhodných korelácií môže znížiť čas potrebný na detekciu dcérskeho produktu a metóda sa stáva nepoužiteľná.
Na potlačenie nežiaducich náhodných korelácií sa používajú time-of-flight (TOF) detektory a tým pádom zvyšujú účinnosť celej metódy. Čas preletu TOF detektorov spolu s energiou z koncového polovodičového detektora môžu byť použité na približné určenie hmotnosti jadier.

5.2. SHIP – Separator for Heavy Ion reaction Products

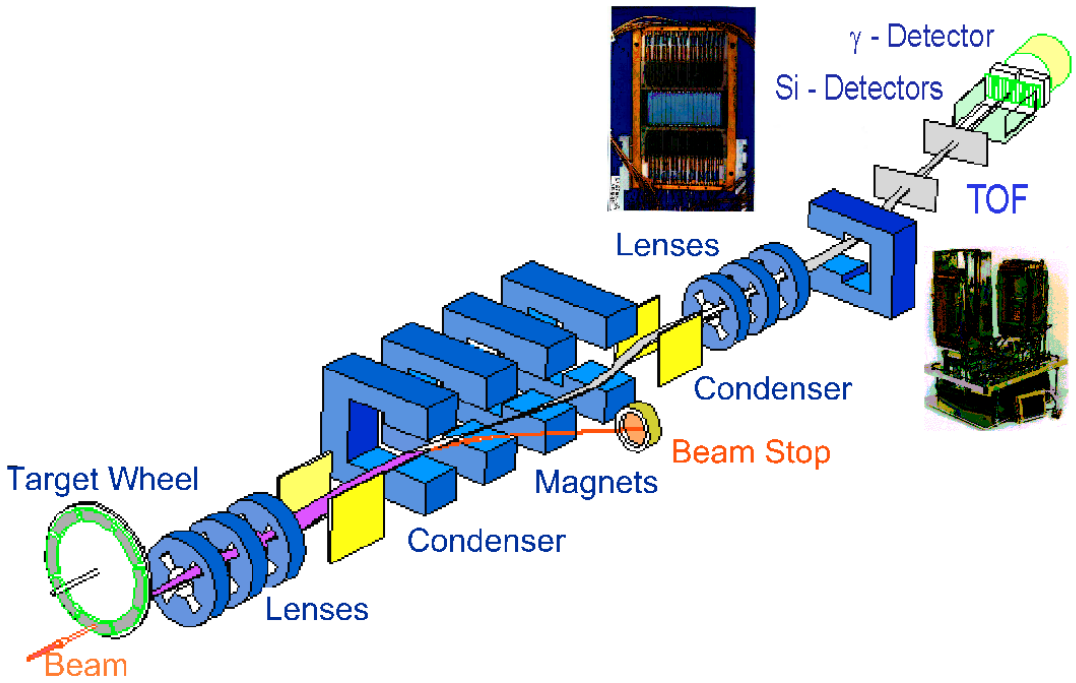
Rýchlostný filter SHIP (obr.13) je zariadenie, na ktorom boli objavené prvky Z = 107 – 112. Nachádza sa na línii urýchľovača ťažkých iónov UNILAC v GSI Darmstadt v Nemecku. Rýchlostný filter SHIP [65] bol navrhnutý aby dával vysoké výťažky separovaných produktov reakcií ťažkých iónov, špeciálne reakcií úplnej syntézy. Separátor akceptuje rýchlosti do hranice ± 5 % od strednej hodnoty, náboj iónov ± 10 %. Separácia je založená na poznatku, že iba jadrá vytvorené úplnou syntézou vychádzajú z terča s plnou hybnosťou projektilu a zo zákona zachovania hybnosti pre rýchlosť zloženého jadra dostaneme:

$$\langle v_{ER} \rangle = v_p \frac{M_p}{M_{CN}} \qquad (34)$$

kde v_p je rýchlosť projektilu, M_p a M_{CN} hmotnosti projektilu a zloženého jadra. Cez separátor je umožnené prejsť iba jadrám s určitým nábojovým stavom, ktoré sa pohybujú touto rýchlosťou. Skoro všetky ostatné produkty reakcií vychádzajú z terča s rozdielnymi rýchlosťami a sú preto v separátore potlačené.

Intenzívny zväzok je fokusovaný na terčík z olova alebo bizmutu. Keďže obidva tieto prvky majú veľmi nízku teplotu topenia, používa sa na zväčšenie ožiareného povrchu a rozptýlenie deponovanej energie rotačný terčík. Produkty reakcií prechádzajú skoro nespomalené do separátora, ktorý je kombináciou dvoch rýchlostných filtrov so separovanými elektrickými a magnetickými deflekčnými poliami. Triplet magnetických

Obr.13. Rýchlostný filter SHIP



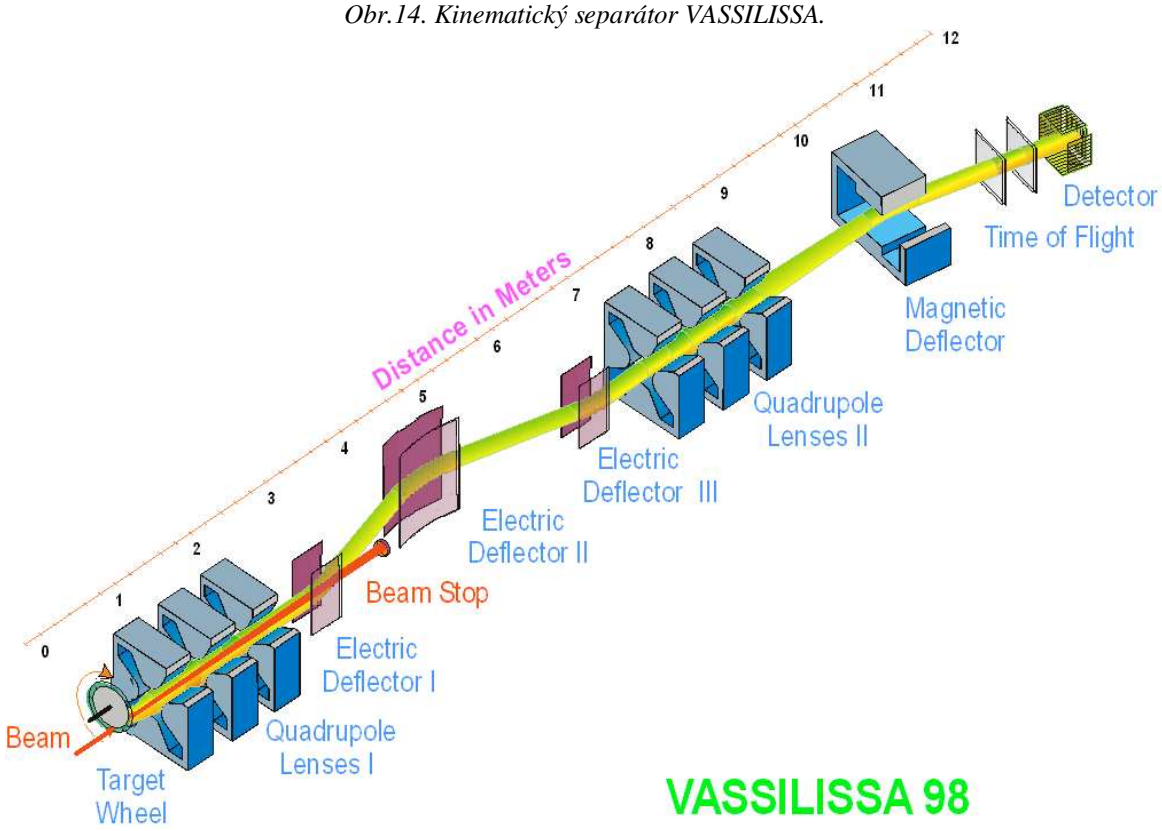
kvadrupólov na začiatku SHIPu zbiera odklonené zostatkové jadrá zo skoro celého priestorového uhla a fokusuje ich do "rýchlostného" otvoru v prostriedku separátora, kde je primárny zväzok oddelený od zostatkových jadier. Druhý triplet kvadrupólov fokusuje separované jadrá do systému detektorov nachádzajúcich sa za separátorom. Pred nimi je ešte umiestnený vychyľovací magnet, ktorý vychyľuje zostatkové jadrá o 7,5° a zaisťuje potlačenie pozadia o faktor 10-50.

Systém detektorov za separátorom je zložený z troch TOF detektorov [66], siedmich identických šestnásť – stripových silikónových detektorov a troch germániových detektorov na gama žiarenie. TOF systém sa skladá z troch identických detektorov (jeden štart a dva stop), ktoré majú spolu účinnosť registrácie 99,99%. Každý z nich tvoria dve supertenké 30 $\mu g/cm^2$ uhlíkové fólie. Z nich vyrazené elektróny sa zbierajú na mikrokanálové doštičky, kde vzniká lavína elektrónov a z ktorých sa odoberá signál.
Aktívna plocha jedného silikónového detektora je 35 x 80 mm^2 [67], každý strip je 5 mm široký a pozične citlivý vo vertikálnom smere s relatívnym rozlíšením 150 μm FWHM pre α rozpad. Energetické rozlíšenie pre α-častice ^{241}Am je 14 keV. Šesť detektorov tvorí zadný detektor, ktorý registruje unikajúce α-častice alebo štiepne fragmenty s priestorovým uhlom 85 % z 2π. Všetky detektory sú chladené na 263 K. Germániové detektory merajú žiarenie X alebo gama, v koincidencii so signálmi z kremíkového detektora.

5.3. Kinematický separátor VASSILISSA

Nachádza sa na vyvedenom zväzku cyklotrónu U-400 v LJR, SÚJV v Dubne. Základnou zložkou separátora je systém troch elektrostatických dipólov (obr.14), ktoré zabezpečujú priestorovú separáciu trajektórií zostatkových jadier, častíc primárneho zväzku a produktov reakcií transferu v závislosti od ich rozdielov v energii a iónovom

Obr.14. Kinematický separátor VASSILISSA.



stave. Produkty úplnej fúzie s hmotnosťou $A_{CN} = A_p + A_t$ vychádzajú z terčíka v smere zväzku s kinetickou energiou:

$$E_{CN} = \frac{A_p}{A_p + A_t} E_p \qquad (35)$$

kde E_p je energia projektilu, A_p a A_t sú hmotnostné čísla projektilu a terčového jadra. Uhol, pod ktorým sa odchýli ión s energiou E a nábojovým stavom q v elektrickom poli, je úmerný q/E a teda pre pomer výchyliek zostatkového jadra a projektilu v elektrickom poli dostaneme:

$$\frac{\alpha_{CN}}{\alpha_p} \approx \frac{(A_p + A_t)}{A_p} \frac{q_{CN}}{q_p} \qquad (36)$$

Pomer nábojových stavov q_{CN}/q_p je v rozmedzí 1,1 – 1,4 , pomer hmotností je medzi 10 – 6 pre rôzne kombinácie projektil – terčík. Teda pomer výchyliek bude 5 – 9, čo znamená, že kým zostatkové jadrá sú v prvom dipóle vychýlené o 8° aby sa dostali do druhého, projektily s plnou energiou prechádzajú cez prvý dipól skoro neovplyvnené a sú zastavené vo faradayovom cylindri. Ďalšia separácia zostatkových jadier od rozptýlených projektilov a ostatných produktov reakcií prebieha v druhom a treťom dipóle. Elektrická tvrdosť je

rovnaká pre všetky tri dipóly a maximálna hodnota je 2,5 MV. Fokusujúci systém VASSILISSY pozostáva z dvoch tripletov magnetických kvadrupólov. Prvý sa nachádza hneď za terčom a fokusuje produkty syntézy do kváziparalelného zväzku. Druhý triplet je umiestnený za dipólmi a slúži na fokusáciu odseparovaných jadier do roviny detektora. Pred systémom detektorov je umiestnený prídavný vychyľovací dipólový magnet, ktorý vychyľuje jadrá o 8° a tak umožňuje potlačenie pozadia o faktor 10-50.

V prípade vysokých intenzít zväzku sú terčíky rovnako ako v prípade SHIPu namontované na rotujúce koleso. Rýchlosť rotácie je synchronizovaná s pulzmi zväzku z cyklotrónu. Akceptačný uhol separátora je 15 msr (± 4° v obidvoch smeroch). Separátor toleruje rozdiely v energii a v nábojovom stave do ± 15 %. Efektívnosť transportu cez separátor závisí od veľkosti nalietavajúceho iónu. Pre Ne je okolo 5 %, pre Ar 20% a pre Ti 30%.

Systém detektorov je veľmi podobný tomu na SHIPe a jeho podrobný opis sa nachádza v [68].

Na rozdiel od SHIPu, na VASSILISSE je uprednostňovaná reakcia horúcej fúzie, tzn. terčové jadrá aktinoidov a projektily ^{12}C, $^{16,18}O$, $^{20,22}Ne$, $^{24,26}Mg$, ^{27}Al, ^{31}P, ^{35}Cl, ^{40}Ar, $^{40,48}Ca$ a ^{48}Ti.

6. Terčík

6.1. Úvod

Posledné úspešné experimenty syntézy superťažkých jadier dosiahli terajšieho experimentálneho limitu – hranice 1 pb. Systematika (obr.7) napovedá, že účinný prierez pre produkciu prvku Z = 114 studenou fúziou dosiahne hodnotu 0.1 pb. To pri terajšom usporiadaní experimentu znamená neúnosne dlhú dobu na syntézu jedného jadra (viac ako dva mesiace). A nielen to, účinný prierez pre prvky s atómovým číslom Z > 105 je pod hranicou 1 nb, ich produkčné rýchlosti sú menšie ako jedno jadro za deň, a preto sú z dôvodu nízkej štatistiky ich účinné prierezy dané s veľkou chybou. Presné hodnoty v tejto oblasti by mohli vniesť svetlo do teórií zaoberajúcich sa jadrovou syntézou a pomôcť vysvetliť vplyv izospinu na reakčný účinný prierez.

Z tohto dôvodu je nevyhnutné vylepšenie experimentálnej aparatúry takým spôsobom, aby sa čas potrebný na vyprodukovanie jedného jadra skrátil najmenej o faktor 5 až 10. Na SHIPe, kde sa pracuje s reakciou studenej fúzie, je hlavnou prekážkou dosiahnutia vyšších produkčných rýchlostí terčík. Používané olovené a bizmutové terčíky majú nízku teplotu topenia a sú v intenzívnom a sfokusovanom zväzku rýchlo zničené. Spôsoby a metódy, ktorými by bolo možné dosiahnuť spomínané skrátenie produkčného času môžu byť zhrnuté v nasledujúcich bodoch:

- *Zlepšenie iónooptických vlastností separátora za účelom dosiahnutia maximálnej transmisie a minimálneho pozadia*.
  V súčasnosti je účinnosť separácie 50 % a pozadie je v priemere 30 /s. Zvýšením intenzity zväzku na terči sa predpokladá viac ako lineárne zvýšenie pozadia. To výrazne sťaží analýzu a obmedzí maximálnu dobu experimentálne detekovateľného polčasu rozpadu na milisekundy. Zvýšenie účinnosti separácie na hodnotu blízku 100%, bude možné inštaláciou magnetických kvadrupólov s veľkým akceptačným uhlom za terčík.
- *Rozdelenie intenzity zväzku na terči a forma zväzku.*

Terajší gaussovský profil zväzku spôsobuje nerovnomerné teplotné zaťaženie plochy terčíka. V prostriedku je terčík zahrievaný maximálne, kým na krajoch je intenzita slabá a často je zasiahnutý rámik terča, čo spôsobuje zvýšenie pozadia v koncovom detektore. Použitím magnetického oktupólu pred terčíkom sa dosiahne skoro štvorcového rozdelenia intenzity zväzku na terči a umožní pravdepodobne jej zvýšenie na 2 – 3 násobok terajšej hodnoty.

Impulzný zväzok nie je najvhodnejším typom zväzku na experimenty s olovenými terčíkmi. Maximálna teplota je dosahovaná na koncoch krátkeho 6 ms intervalu ožiarenia, po ktorom nasleduje 14 ms pauza. V prípade rotujúceho terča sú tieto časy rozdielne, ale efekt je rovnaký. Rovnomerný zväzok by umožnil použitie dvoj až trojnásobne vyšších intenzít pri rovnakom teplotnom zaťažení terčíka. To ale vyžaduje nový urýchľovač.

- *Terčík.*

  Terčík je hlavným obmedzením v použití vyšších intenzít. Namiesto terčov z chemicky čistého olova alebo bizmutu sa navrhuje použitie ich chemických zlúčenín s vyššou teplotou topenia.

  Ďalším spôsobom je chladenie terčíka prúdom plynu pri tlaku okolo 1 mbar. Pri experimentoch na plynom plnených separátoroch, v ktorých má terčík z jednej strany hélium pod tlakom 1 – 10 mbar, je možné použiť niekoľko násobne vyššie intenzity.

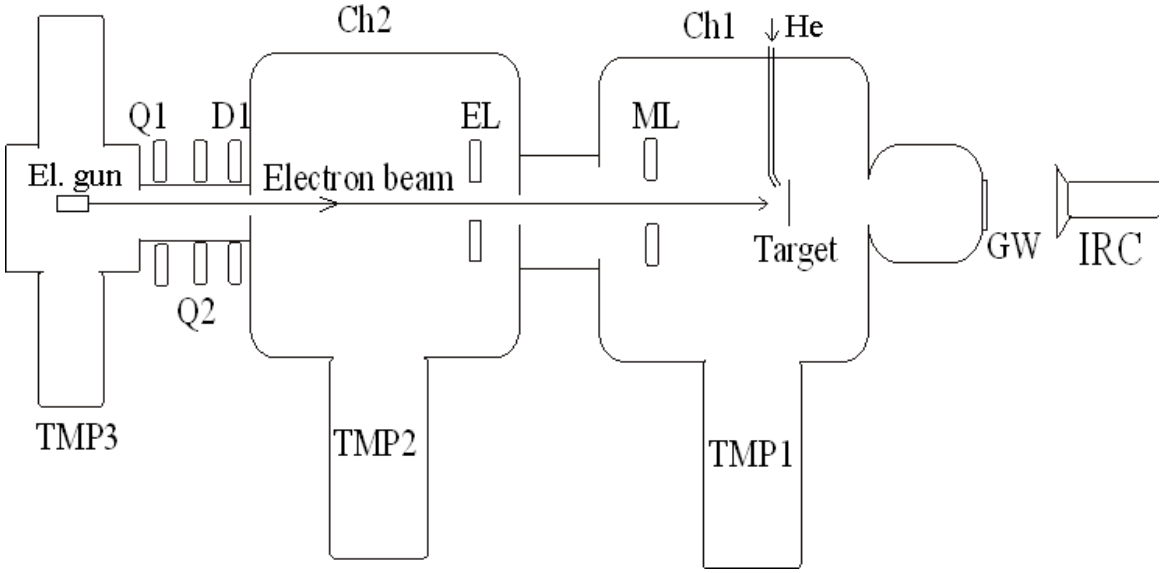
  Treťou možnosťou je použitie terčíka vo forme prúdu plynov, s presne definovanou geometriou [94]. Toto riešenie je spojené s najväčšími technickými problémami.

V ďalších častiach sú opísané prvé testy a výsledky chladenia terčíka pomocou hélia, na ktorom v GSI pracujeme.

6.2. Testovacie zariadenie

Testovanie chladiaceho vplyvu plynu na terčík priamo na zväzku ťažkých iónov nebolo možné, preto bolo postavené testovacie zariadenie (obr.15), na ktorom všetky testy prebiehajú. Zariadenie sa skladá s troch komôr. V prvej sa nachádza terčík a trubica, ktorá k nemu privádza hélium, druhá slúži ako medzistupeň na odčerpávanie a v tretej sa nachádza elektrónové delo, ktoré nahradilo zväzok ťažkých iónov. Elektrónový zväzok z dela je prevedený cez všetky komory pomocou fokusujúcich a ďalších prvkov (Q1, Q2, D1, EL, ML) a nakoniec je navedený na terčík. Odčerpávanie zabezpečujú tri turbomolekulárne pumpy (TMP1 – 3), prvé dve s výkonom 1600 l/s a tretia 400 l/s. Rýchle odčerpávanie a vytvorenie veľkého tlakového gradientu bude dôležité pri konečnej aplikácii chladenia na SHIPe (obr.13), pretože na vzdialenosti maximálne jeden meter musí tlak poklesnúť na hodnotu 10^{-6} mbar. Taká hodnota je vyžadovaná pre spoľahlivú prácu elektrostatického deflektora. Ako chladiaci plyn slúžil hélium. Teplota terčíka bola v reálnom čase meraná infračervenou kamerou, napojenou na počítač, ktorý údaje z nej zobrazoval a prípadne ukladal na pevný disk. Pretože sklo nie je pre infračervené žiarenie priepustné, bolo namiesto neho použité germániové okno.

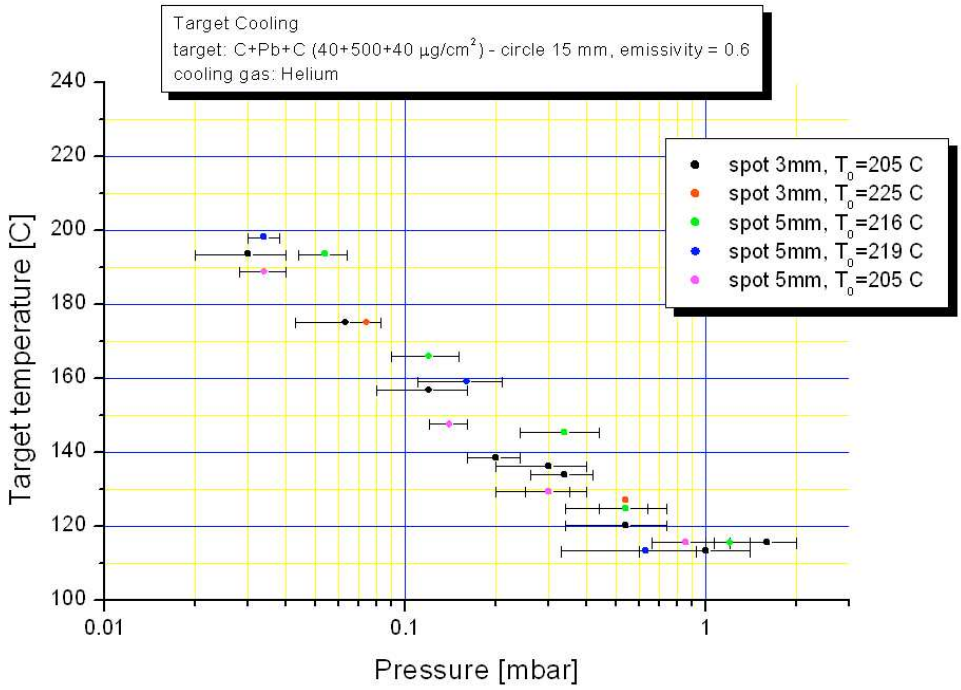
Obr.15. Schematický nákres testovacej aparatúry na chladenie terča.



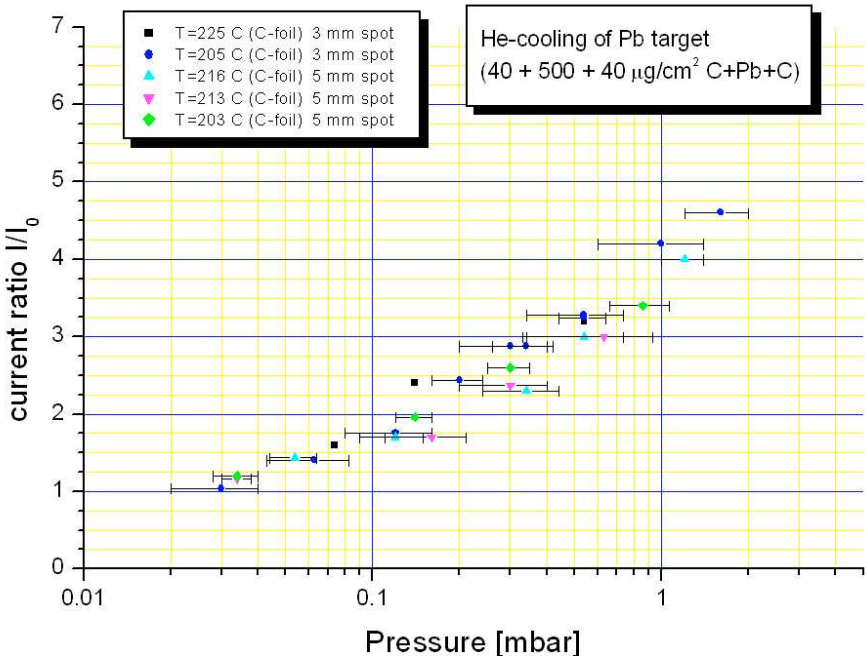
6.3. Výsledky doterajších testov

V prvej fáze testovanie malo za cieľ približne určiť aký vplyv bude chladenie naozaj mať a aký faktor zvýšenia intenzity zväzku prinesie. Podmienky, za ktorých sa merania uskutočnili, boli oproti reálnemu prípadu značne zjednodušené. Olovený terčík mal tvar kruhu s priemerom 15 mm a bol vyhotovený rovnakou technológiou ako terče používané na SHIPe (40 + 500 + 40 $\mu g/cm^2$ C + Pb + C). Zväzok bol stály a chladenie bolo zabezpečované iba prúdením hélia okolo terčíka, čiže nebola použitá dýza na usmernenie héliového prúdu priamo na najteplejšie miesto na terči. Výsledky meraní sú zhrnuté a uvedené na obr.16 a 17. Na obr.16 je zobrazený pokles teploty terčíka v závislosti od tlaku v prvej komore. Pôvodná teplota na terči bola pre všetky merania približne rovnaká, od 205 do 225 °C. Merateľný chladiaci účinok sa začína prejavovať až pri tlaku vyššom ako 0.01 mbar, a do tlaku 1 mbar je pokles v logaritmickej mierke približne lineárny. Tlak sme nemohli zvýšiť na viac ako 2 mbar, lebo v tretej komore vtedy dosiahol tlak hodnotu 10^{-4} mbar, čo je limit pre bezpečnú prácu elektrónového dela. Obr.17 ukazuje reálny účinok chladenia, t.j. o koľko môžeme zvýšiť pri danom tlaku intenzitu zväzku, aby sme dosiahli rovnakú teplotu akú sme mali vo vákuu. Pri tlaku 1 mbar je toto zvýšenie približne štvornásobné.

Obr.16. Pokles teploty terčíka v závislosti od tlaku hélia v prvej komore.



Obr.17. Pomer I/I_0 v závislosti od tlaku v prvej komore. I_0 je pôvodný prúd elektrónov, I je prúd potrebný na dosiahnutie rovnakej teploty akú mal terčík vo vákuu.



7. Projekt dizertačnej práce

Jediným spôsobom ako vytvoriť superťažké jadrá je v súčasnosti reakcia úplnej syntézy. Mechanizmus tvorby zloženého jadra pri syntéze dvoch ťažkých iónov nedokáže dobre opísať žiadny z doteraz navrhnutých teoretických modelov. Rozdiely medzi teoretickými predpoveďami a nameranými hodnotami dosahujú až niekoľko rádov. Vplyv na produkčný účinný prierez má príliš veľa faktorov, z ktorých iba niektoré sú vo výpočtoch obsiahnuté. Jedným z týchto faktorov je aj izospin. Vplyv počtu neutrónov, vo vstupnom kanáli alebo v zostatkovom jadre, na účinný prierez reakcie, bol experimentálne pozorovaný. Doposiaľ však nebolo nájdené uspokojivé teoretické vysvetlenie tohto javu, ani nebolo ohodnotené aký efekt môže mať v budúcich experimentoch. Pokračujúci exponenciálny pokles účinných prierezov s rastúcim protónovým číslom produktu reakcie v reakciách úplnej syntézy môže výrazne sťažiť syntézu jadier s protónovým číslom $Z > 113$. Preto, odpoveď na otázku, aký je vplyv izospinu na výsledný účinný prierez reakcie, môže mať veľký význam pre budúce experimenty v tejto oblasti.

Cieľom tejto práce je pokúsiť sa nájsť a ohodnotiť tento vplyv. Zvolený prístup je skôr experimentálny ako teoretický. Je založený na zozbieraní a analýze maximálneho možného množstva experimentálnych dát, nielen z oblasti superťažkých jadier $Z > 100$, ale aj z oblasti neutrónodeficitných jadier v oblasti $83 < Z < 92$, v ktorej existuje relatívne veľké množstvo hodnôt.

Spomínaný pokles účinných prierezov kladie enormné nároky na experimentálnu aparatúru. Aby bolo možné na rýchlostnom separátore SHIP v GSI Darmstadt realizovať experimenty s úrovňou citlivosti 0.1 pb, je potrebné vykonať jeho modernizáciu. Jednou z možností ako skrátiť čas potrebný na vytvorenie jedného jadra, je vytvorenie podmienok, aby mohol terčík, s nízkou teplotou topenia, akceptovať vyššie intenzity zväzku ťažkých iónov. Spôsobom, akým sa to dá realizovať, je vytvorenie účinného chladiaceho systému, ktorý nebude závažným spôsobom obmedzovať ostatné funkcie SHIPu. V druhej časti tejto práce bude zdokumentovaný vývoj takéhoto systému.

Literatúra

[1] V.M. Strutinski; Nucl. Phys. **A95**, (1967) 420
[2] V.M. Strutinski; Nucl. Phys. **A122**, (1968) 1
[3] G. Münzenberg, S. Hofmann, F.P. Hessberger, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, J.H.R. Schneider, P. Armbruster, C.-C. Sahm, B. Thuma, Z. Phys. **A300** (1981) 107-108
[4] G. Münzenberg, W. Reisdorf, S. Hofmann, Y.K. Agarwal, F.P. Hessberger, K. Poppensieker, J.R.H. Schneider, W.F.W. Schneider, K.-H. Schmidt, H.J. Schött, P. Armbruster, C.-C. Sahm, D. Vermeulen, Z. Phys. **A315** (1984) 145-158
[5] G. Münzenberg, P. Armbruster, H. Folger, F.P. Hessberger, S. Hofmann, J. Keller, K. Poppensieker, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.J. Schött, M. Leino, R. Hingmann, Z. Phys. **A317** (1984) 235-236
[6] G. Münzenberg, S. Hofmann, H. Folger, F.P. Hessberger, J. Keller, K. Poppensieker, B. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.J. Schött, P. Armbruster, M. Leino, R. Hingmann, Z. Phys. **A322** (1985) 227-235
[7] F.P. Hessberger, G. Münzenberg, S. Hofmann, Y.K. Agarwal, K. Poppensieker, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, J.R.H. Schneider, W.F.W. Schneider, H.J. Schött, P. Armbruster, B. Thuma, C.-C. Sahm, D. Vermeulen; Z. Phys. **A322**, 557-566 (1985)
[8] S. Hofmann, V. Ninov; F.P. Hessberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H.J. Schött, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, A.N. Andreyev, Š. Šáro, M. Leino, GSI Scientific Report (1994) 12
[9] S. Hofmann, V. Ninov; F.P. Hessberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H.J. Schött, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, A.N. Andreyev, Š. Šáro, R. Janik, M. Leino, Z. Phys. **A350** (1995) 281-282
[10] S. Hofmann, V. Ninov; F.P. Hessberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H.J. Schött, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, A.N. Andreyev, Š. Šáro, R. Janik, M. Leino, Z. Phys. **A354** (1996) 229-230
[11] S. Hofmann, F.P. Hessberger, V. Ninov; P. Armbruster, G. Münzenberg, C. Stodel, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, Š. Šáro, M. Leino, Z. Phys. **A358** (1997) 377-378
[12] Yu.A. Lazarev et al, Phys. Rev. Let. **75**/10 (1995) 1903-1906
[13] Yu.Ts. Oganessian, et al , Acta Physica Slovaca, v. **49**, no.1 (1999) 65-74
[14] Yu.Ts. Oganessian, et al., Nature **400** (1999) 242-245
[15] R. Smolanczuk, Phys. Rev. **C56** (1997) 812-824
[16] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn and W. Greiner, Phys. Rev. **C60** - 034304 (1999)
[17] P. Möller and J.R. Nix, Stability and Production of Superheavy Nuclei, in CP425, Tours Symposium on Nuclear Physics III, Tours, France September 1997
[18] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers and W.J. Swiatecki, At. Data Tab., **59** (1995) 185-381
[19] P. Möller and J.R. Nix, Nucl. Phys. **A549** (1992) 84-102
[20] R. Smolanczuk, J. Skalski and A. Sobiczewski, Phys. Rev. **C52** (1995) 1871-1880
[21] V.E. Viola and G.T. Seaborg, J. Inorg. Nucl. Chem. **28** (1966) 741-761
[22] R. Vandenbosh and J.R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, 1973
[23] A. Ghiorso, T. Sikkeland, A.E. Larsh, R.M. Latimer, Phys. Rev. Let. **6** (1961) 473-475
[24] K. Eskola, P. Eskola, M. Nurmia, A. Ghiorso, Phys. Rev. **C4** (1971) 632-642
[25] R. Dressler, et al, Physical Review **C59** (1999) 3433-3435

[26] A.N Andreyev, D.D. Bogdanov, V.I. Chepigin, A.P. Kabachenko, O.N. Malyshev, Yu.Ts. Oganessian, R.N. Sagajdak G.M. Ter-Akopian, A.V. Yeremin, F.P. Hessberger, S. Hofmann, V. Ninov, M. Florek, Š. Šáro, M. Veselský, Z. Phys. **A344** (1992) 225-226
[27] T. Sikkeland, A. Ghiorso, and M.J. Nurmia, Phys. Rev. **172** (1968) 1232-1238
[28] G.N. Flerov, et al., Nucl. Phys. **A160** (1971) 181-192
[29] Yu.A. Lazarev, et al., Phys. Rev. Let. **75** (1995) 1903-1906
[30] Yu.Ts. Oganessian, A.S. Iljinov, A.G. Demin, S.P. Tretyakova, Nucl. Phys. **A239** (1975) 353 - 364
[31] Yu.Ts. Oganessian, A.G. Demin, A.S. Iljinov, S.P. Tretyakova, A.A. Pleve, Yu.E. Penionzhkevich, M.P. Ivanov, Yu.P. Tretyakov, Nucl. Phys. **A239** (1975) 157-171
[32] A. Sandulescu, R.K. Gupta, W. Scheid and W. Greiner, Phys. Let. **B60** (1976) 225 - 228
[33] R.K. Gupta, A. Sandulescu and W. Greiner, Phys. Let. **B67** (1977) 257 - 261
[34] E. Vogt, Adv. in Nucl. Phys. **1** (1968) 261 - 342
[35] P.E. Hodgson, Rep. Prog. Phys. **50** (1987) 1171 – 1228
[36] R. Bass, Nucl. Phys. **A231** (1974) 45 - 63
[37] K-H. Schmidt and W. Morawek, Rep. Prog. Phys. **54** (1991) 949 - 1003
[38] W. Reisdorf and M. Schädel, Z. Phys. **A 343** (1992) 47 - 57
[39] W. Reisdorf, F.P. Hessberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, J.H.R. Schneider, W.F.W. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J.V. Kratz, K. Schlitt, Nucl. Phys. **A438**. (1985) 212 – 252
[40] W.J. Swiatecki, Phys. Scr. **24** (1981) 113 – 135
[41] S. Hofmann, Rep. Prog. Phys. **61** (1998) 639-689
[42] D. Ackermann, F. Scarlassara, P. Bednarczyk, S. Beghini, L. Corredi, G. Montagnoli, L. Müller, D.R. Napoli, C.M. Petrache, K.M. Varier, F. Soramel, P. Spolaore, A.M. Stefanini, G.F. Segato, C. Signorini, H. Zhang, Nucl. Phys. **A583** (1995) 129 – 134
[43] C.M. Will and J.W. Guinn, Phys. Rev. **A37** (1988) 3674 – 3679
[44] W. Nörenberg, Phys. Let. **B104** (1981) 107 - 111
[45] D. Berdichevsky, A. Lukasiak, W. Nörenberg and P. Rozmej, Nucl. Phys. **A499** (1989) 609 – 636
[46] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin and A.S. Tishin, Yad. Fiz. **21** (1975) 485
[47] A.A. Andreyev et al., Nucl. Phys. **A620** (1997) 229 - 248
[48] Y. Arimoto, T. Wada, M. Ohta and Y. Abe, Phys. Rev. **C59** (1999) 796 – 809
[49] Y. Abe, K. Okazaki, Y. Arimoto, T. Tokuda, T. Wada and M. Ohta, 1st International conference on the Chemistry and Physics of the Transactinide Elements, Sept. 26-30, 1999, Seeheim, Germany
[50] T. Wada, K. Okazaki, Y. Arimoto, M. Ohta and Y. Abe, 1st International conference on the Chemistry and Physics of the Transactinide Elements, Sept. 26-30, 1999, Seeheim, Germany
[51] N.V. Antonenko, E.A. Cherepanov, A.K. Nasirov, V.P. Permjakov and V.V. Volkov, Phys. Let. **B319** (1993) 425 - 430
[52] N.V. Antonenko, E.A. Cherepanov, A.K. Nasirov, V.P. Permjakov and V.V. Volkov, Phys. Rev. **C51** (1995) 2635 - 2645
[53] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid and V.V. Volkov, Nucl. Phys. **A627** (1997) 361 – 378
[54] G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid and V.V. Volkov, Nucl. Phys. **A633** (1998) 409 – 420
[55] V.Yu. Denisov, GSI-Preprint-98-56 (1998)
[56] V.Yu. Denisov, GSI-Preprint-99-40 (1999)

[57] M. Veselský, Acta Phys. Slov. **49** (1999) 101 – 106
[58] N.V. Antonenko, G.G. Adamian, , W. Scheid and V.V. Volkov, 1st International conference on the Chemistry and Physics of the Transactinide Elements, Sept. 26-30, 1999, Seeheim, Germany
[59] R. Smolanczuk, Phys. Rev. **C59** (1999) 2634 - 2639
[60] S. Hofmann, V. Ninov; F.P. Hessberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H.J. Schött, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, A.N. Andreyev, Š. Šáro, M. Leino, GSI Scientific Report 1994 11
[61] F.P. Hessberger, S. Hofmann, N. Ninov, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, Š. Šáro, M. Leino, GSI Scientific Report 99-1 (1998) 11
[62] G. Münzenberg, et. al., Z. Phys. **A333** (1989) 163-175
[63] F.P. Hessberger, S. Hofmann, V. Ninov; P. Armbruster, H. Folger, A. Lavrentev, G. Münzenberg, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, A.N. Andreyev, Š. Šáro, Ch. Stodel, M. Leino, Tours Symposium on Nucl. Physics III, Tours (1997)
[64] M. Leino, et al, NIM **B99** (1995) 653-656
[65] G. Münzenberg, W. Faust, P. Armbruster, K. Güttner, H. Ewald, NIM **161** (1979) 65-82
[66] Š. Šáro, R. Janik, S. Hofmann, H. Folger, F.P. Hessberger, V. Ninov, H.J. Schött, A.P. Kabachenko, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, NIM **A381** (1996) 520-526
[67] S. Hofmann and G. Münzenberg, GSI Preprint 2000-02
[68] A.V. Yeremin, D.D. Bogdanov, G.M. Ter-Akopian, V.I. Chepigin, A.P. Gorshkov, O.N. Malyshev, A.G. Popeko, R.N. Sagajdak, A.P. Kabachenko, A.Yu. Lavrentev, NIM **B126** (1997) 329-333
[69] V. Ninov, K.E. Gregorich, W. Loveland, A. Ghiorso, D.C. Hoffman, D.M. Lee, H. Nitsche, W.J. Swiatecki, U.W. Kirbach, C.A. Laue, J.L. Adams, J.B. Patin, D.A. Shaughnessy, D.A. Strellis and P.A. Wilk, Phys. Rev. Let. **83** (1999) 1104 - 1107
[70] S. Hofmann, GSI Scientific Report 1999, 2000-1, p.7-8
[71] H. Gaggeler, et al., Nucl. Phys. **A502** (1989) 561c-570c
[72] Yu.A. Lazarev, et al., JINR Preprint E7-94-147 (1994)
[73] A.V. Yeremin, V.I. Chepigin, M.G. Itkis, A.P. Kabachenko, S.P. Korotkov, O.N. Malyshev, Yu.Ts. Oganessian, A.G. Popeko, J. Rohac, Š. Šáro, R.N. Sagajdak, K.L. Chelnokov, V.A. Gorshkov, A.Yu. Lavrentev, S. Hofmann, G. Münzenberg, JINR Rap. Com. No.6[92]-98 (1998) 21-34
[74] Yu.Ts. Oganessian, et al., Radiochimica Acta **37** (1984) 113-120
[75] F.P. Hessberger, G. Münzenberg, S. Hofmann, Y.K. Agarwal, W. Reisdorf, K.H. Schmidt, H.J. Schött, P. Armbruster, R. Hingmann, B. Thuma, D. Vermeulen, Z. Phys **A321** (1985) 317-327
[76] Yu.Ts. Oganessian, Journal of Alloys and Compounds, **213/214** (1994) 50 – 60
[77] H. Gaggeler, et al., Z. Phys. **A316** (1984) 291-307
[78] Yu.A. Lazarev, et al., Phys. Scr. **39** (1989) 422-435
[79] J.M. Nitschke, R.E. Leber, M.J. Nurmia and A. Ghiorso, Nucl. Phys. **A313** (1979) 236-250
[80] F.P. Hessberger, S. Hofmann, V. Ninov, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, A.G. Popeko, A.V. Yeremin, A.N. Andreyev, Š. Šáro, M. Leino, GSI Sci. Rep. 1995
[81] S. Hofmann, GSI Preprint GSI-89-83 (1989)
[82] G.N. Flerov, et al., Nucl. Phys. **A267** (1976) 359-364
[83] T. Sikkeland, A. Ghiorso and M.J. Nurmia, Phys. Rev. **172** (1968) 1232-1238
[84] F.P. Hessberger, et al., Z. Phys. **A359** (1997) 415-425
[85] Yu.Ts. Oganessian, et al., JINR Preprint E7-98-212 (1998)
[86] D. Vermeulen, H.-G. Clerc, C.-C. Sahm, Z. Phys. **A318** (1984) 157-169

[87] A.N. Andreyev et al., JINR Preprint E7-96-364 (1996)
[88] M. Leino et. al., Z. Phys. **A355** (1996) 157-164
[89] D.D. Bogdanov et al., JINR Preprint P7-98-149 (1998)
[90] A.N. Andreyev et al., Z. Phys. A345 (1993) 389-394
[91] R. Dressler et al., Phys. Rev. **C59** (1999) 3433-3435
[92] Yu.A. Lazarev et al., Phys. Rev. Let. **75** (1995) 1903-1906
[93] C.-C. Sahm, and H.-G. Clerc, Nucl. Phys. **A441** (1985) 316-343
[94] Š. Šáro, M. Matoš and V. Martišovič, Acta Phys. Slov. **49** (1999) 75 - 82
[95] P. Möller and J.R. Nix, Journal of Alloys and Compounds, **213/214** (1994) 43-49
[96] G.T. Seaborg and W.D. Loveland; The elements beyond Uranium; John Wiley & Sons, Inc. 1990