

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A INFORMATIKY
SLOVENSKEJ TECHNICKEJ UNIVERZITY

Katedra jadrovej fyziky a techniky

Zdroj rádioaktívnych neutrón–nadbytočných jadier

Dizertačná práca

Ing. Ondrej Szöllős

školiťel': Ing. Ján Kliman, CSc.

Bratislava 2005

Obsah

1	Úvod	1
1.1	Ciele práce	2
1.2	Štruktúra dizertačnej práce	3
1.3	Využitie rádioaktívnych iónových zväzkov	5
1.4	Prehľad zariadení na produkciu rádioaktívnych iónových zväzkov	6
1.5	Projekt DRIBs	9
2	Teoretická časť	14
2.1	Štiepenie	14
2.1.1	Štiepenie pri nízkych a stredných energiách	17
2.1.2	Hmotnostné rozdelenie fragmentov štiepenia	18
2.1.3	Nábojové rozdelenie fragmentov štiepenia	20
2.1.4	Výťažky neutrónov	21
2.2	Brzdné žiarenie – „Bremsstrahlung”	22
2.3	Fotojadrové reakcie	24
2.3.1	Multipóly	24
2.3.2	Gigantická dipólová rezonancia	24
3	Experimentálna časť	28
3.1	Výber terča	28
3.2	Výťažky fragmentov fotoštiepenia ^{238}U	30
3.2.1	Výpočet výťažkov	30
3.2.2	Experimentálne porovnanie	38
3.3	Hustota štiepenia v terči	44
3.3.1	Rozbiehavosť γ -zväzku	44
3.3.2	Simulácia štiepenia v terči	46
3.4	Kumulovaná aktivita terča	59
3.4.1	Typy indukovanej aktivity	59
3.4.2	Kumulácia produktov štiepenia v terči	60
3.4.3	Kumulácia aktinoidov a trícia	62

4 Závěry	68
Zoznam literatúry	70
Zoznam obrázkov	74
Zoznam tabuliek	78
Prílohy	80

1 Úvod

Vývoj urýchľovačov častíc bol pôvodne motivovaný štúdiom zrážok atómových jadier. Postupom času sa vývoj urýchľovacích techník uberal smerom zvyšovania maximálne dosiahnuteľných energií a postupne sa vzdŕaloval od štúdia jadra. Aj keď tento trend postupne viedol k zavádzaniu nových druhov výskumných techník a k ich využitiu (synchrotrónové žiarenie, implantačné zariadenia, spalačné zdroje, reaktory, ...), priamy vývoj viedol prirodzene do sveta subjadrovej fyziky častíc. V súčasnom období je možné tento vývoj charakterizovať v niektorej miere spoločným, no napriek tomu diverzibilným aspektom, že urýchľovacie komplexy sa zameriavali výlučne na urýchlenie elektrónov a stabilných jadier.

Niekoľko posledných rokov sa pozornosť fyzikov upriamuje na urýchlenie rádioaktívnych prvkov a experimentálnu prácu s nimi. Ich použitie predstavuje veľmi významné rozšírenie možností skúmania jadrovej hmoty. Výsledky posledných rokov dokazujú, že charakteristiky exotických jadier sa často odlišujú od našich predstáv, získaných výskumom stabilných jadier. Za exotické jadrá považujeme protón–nadbytočné alebo neutrón–nadbytočné rádioaktívne jadrá vzdialené od osi stability. Exotické jadrá tvoria viac ako 80% všetkých jadier. Aj z tohto dôvodu sa v modernej experimentálnej jadrovej fyzike presadzuje v posledných rokoch trend vyrábať rádioaktívne iónové zväzky a pomocou reakcií s nimi získavať nové informácie o jadrovej štruktúre, ktoré sú nedostupné pri výskume rádioaktívneho rozpadu.

1.1 Ciele práce

Cieľom tejto práce bolo:

- analyzovať možnosť vytvorenia zdroja exotických neutrón–nadbytočných jadier využitím reakcie fotoštiepenia,
- vybrať optimálne využiteľný terčový materiál,
- odhadnúť možné výťažky jednotlivých izotopov neutrón–nadbytočných jadier a porovnať ich s experimentálne získanými výsledkami,
- určiť optimálne geometrické rozmery a materiál brzdneho a štiepneho terčov s ohľadom na ich realizáciu,
- určiť kumulovanú aktivitu štiepných fragmentov, aktinoidov a trícia v produkčnom terči, ktorá bude podkladom pre zhodnotenie radiačnej bezpečnosti zdroja neutrón–nadbytočných jadier.

1.2 Štruktúra dizertačnej práce

V kapitole 1.3 je stručný prehľad možností využitia rádioaktívnych zväzkov v rôznych oblastiach fyziky. Prehľad najrozšírenejších spôsobov produkcie rádioaktívnych zväzkov a najperspektívnejších projektov je prezentovaný v kapitole 1.4. Kapitola 1.5 je venovaná popisu projektu DRIBs — komplexu na produkciu dourýchlených rádioaktívnych zväzkov ľahkých jadier a fragmentov fotoštiepenia.

V kapitole 2 sú zhrnuté základné poznatky z oblastí jadrovej fyziky priamo súvisiace s úlohami návrhu zdroja neutrón–nadbytočných jadier. V kapitole 2.1 je všeobecne rozobraný proces štiepenia pri nízkych a stredných energiách, energetické pomery v jadre a vlastnosti hmotnostného a nábojového rozdelenia fragmentov štiepenia. V kapitole 2.2 je popis procesu vzniku brzdného žiarenia a jeho vlastností. V kapitole 2.3 sú podrobnejšie spracované poznatky o interakcii jadra s elektromagnetickým poľom γ -kvánt a mechanizmus vzniku gigantických dipólových rezonancií.

V kapitole 3 sú prezentované postupy a výpočty použité pri návrhu terča ako aj získané výsledky. Kapitola 3.1 je venovaná výberu vhodného materiálu štiepneho terča z hľadiska dosiahnutia čo najväčšieho výťažku fragmentov z oblasti veľkej neutrónovej nadbytočnosti. V kapitole 3.2 je podrobne opísaný postup výpočtu výťažkov fotoštiepenia. Sú tu prezentované výsledky výpočtov výťažkov produktov fotoštiepenia v základnom ako aj v izomerných stavoch. Detailne je opísaný postup experimentálneho overenia získaných výpočtov. V kapitole 3.3 je uvedený princíp počítačových simulácií na zistenie najvhodnejšej terčovej geometrie z hľadiska efektívneho využitia objemu terča a odhad jeho tepelného zaťaženia. Je tu popísaný postupný prechod od jednoduchých konfigurácií s využitím štandardných procesov pre určenie rozbiehavosti γ -zväzku brzdného žiarenia ku zložitejším simuláciám s implementáciou vlastných popisov fyzikálnych procesov s rôznymi terčovými konfiguráciami na výpočet hustoty štiepenia. Získané výsledky sú porovnané s nezávislým experimentom. V kapitole 3.4 je rozpracovaná problematika kumulácie aktivity v produkčnom terči z hľadiska radiačnej ochrany. Z tejto časti spomenutých faktorov vplývajúcich na celkovú aktivitu terča sú detailnejšie spracované kumulácie produktov štiepenia a hromadenia aktinoidov, ktoré vnášajú do celkovej dlhodobej aktivity terča najväčší príspevok.

V kapitole 4 sú stručne zhrnuté výsledky a závery dosiahnuté v dizertačnej práci.

Práca bola vykonaná v spolupráci s LJR SÚJV Dubna. Môj vklad v projekte pozostával z výpočtov výťažkov, počítačových simulácií štiepenia, z účasti na experimentoch a spracovaní experimentálnych dát.

1.3 Využitie rádioaktívnych iónových zväzkov

Príkladom zisťovania nových vlastností môže slúžiť výskum *Halo efektu*. Halo vzniká ak sa jeden alebo niekoľko nukleónov nachádza vo vzdialenosti väčšej ako je rozmer jadra predpokladaný s ohľadom na silnú jadrovú interakciu nukleónov. Tento efekt bol pozorovaný na neutrón–nadbytočných jadrách ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$. Predpokladá sa, že podobný jav bude pozorovaný aj na ťažších jadrách, kde môže vznikáť *neutrónový obal* jadra, ako aj na protón–nadbytočných jadrách (${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$).

Jednou zo základných vlastností jadra je jeho hmotnosť a s ňou súvisiaca väzbová energia. Veľký nesúlad sa prejavuje medzi rôznymi teóriami v oblastiach ďaleko od osi stability. Skúmaním jadier z tejto oblasti môžeme získať lepšiu informáciu o mieste, kde sa väzbová energia blíži k nule, tzv. *drip–line*. V oblasti protón–nadbytočných jadier ide o výskum tunelovania protónov cez coulombovskú bariéru a výlet ľahkých jadier — *klastrov* na úkor alfa častíc. V oblasti neutrón–nadbytočných jadier sa predpokladá veľká pravdepodobnosť výletu neutrónov, lebo nemusia prekonávať coulombovskú bariéru. Avšak nakoľko *drip–line* neutrónov je oveľa ďalej od osi stability ako u protónov, tento jav môže byť ťažko pozorovateľný.

Ostrov zvýšenej stability supertiažkých jadier sa predpokladá okolo jadra ${}^{292}114$, obsahujúceho 178 neutrónov a 114 protónov. Je predpoklad, že práve v tejto oblasti by sa mali objaviť nové magické čísla. Oblasť týchto jadier bude možné dosiahnuť pomocou reakcií s neutrón–nadbytočnými zväzkami, nakoľko zložené jadro bude menej neutrón–deficitné ako pri použití stabilných zväzkov iónov. Reziduálny produkt by mal byť stabilnejší a produkovaný s väčším účinným prierezom v niektorej z reakcií [1]: ${}_{32}^{84}\text{Ge} + {}_{82}^{208}\text{Pb}$, ${}_{36}^{94}\text{Kr} + {}_{78}^{198}\text{Pt}$, ${}_{50}^{132}\text{Sn} + {}_{64}^{160}\text{Gd}$, ${}_{54}^{142}\text{Xe} + {}_{60}^{150}\text{Nd} \rightarrow {}^{292}114$. Predpokladaná oblasť „ostrova stability“ sa môže nachádzať aj pri vyšších Z v závislosti od použitého modelu až po $Z \approx 124$.

Veľmi zaujímavé sú jadrá línie $Z = N$, hlavne dvojmagické jadrá ${}^{56}\text{Ni}$ a ${}^{100}\text{Sn}$, nakoľko sa nachádzajú ďaleko od osi stability a sú veľmi citlivé na nadbytok alebo nedostatok jedného nukleónu. Možnosť skúmania *zrkadlových* jadier (napríklad ${}^{49}\text{Cr}$ a ${}^{49}\text{Mn}$) okolo tejto línie dáva možnosť získať nové poznatky o vzťahu coulombovskej bariéry a silnej jadrovej interakcie. Jediným dvojmagickým jadrom v blízkosti *drip–line* protónov je jadro ${}^{100}\text{Sn}$. Keďže jeho stabilita je veľmi vysoká v porovnaní s okolitými

jadrami, máme veľkú možnosť skúmať túto oblasť. V prípade dvojmagických neutrón-nadbytočných jadier sa jedná o jadrá ^{78}Ni a ^{132}Sn .

Využitie rádioaktívnych zväzkov je možné na skúmanie rôznych iných javov [2], ako aj v iných oblastiach (astrofyzika, fyzika tuhých látok, medicína, ...).

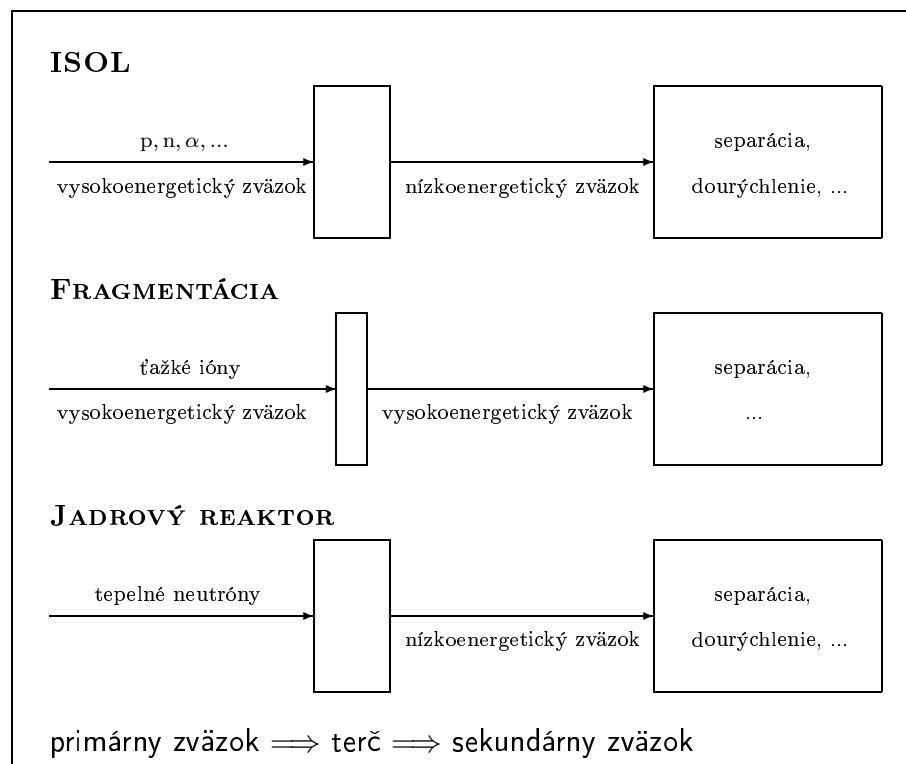
1.4 Prehľad zariadení na produkciu rádioaktívnych iónových zväzkov vo svete

Zariadenia na výrobu rádioaktívnych iónových zväzkov môžeme rozdeliť podľa spôsobu produkcie sekundárneho zväzku do troch základných kategórií:

1. **Technika ISOL „Isotope Separation On-Line“.** Pri tejto technike sú produkované rádioaktívne jadrá zväzkami nabitých častíc alebo neutrónov veľkých intenzít s energiou od 30 MeV do $1 \div 3$ GeV. Takéto projekty umožňujú použitie terčov veľkej hrúbky na dosiahnutie vysokých intenzít sekundárnych zväzkov, majú však praktické obmedzenie na polčas rozpadu rádioaktívnych jadier $T_{1/2} \approx 1 \div 25$ s v dôsledku difúzie a efúzie z matrice terča a ionizačných procesov. V súčasnosti je intenzita primárneho zväzku limitovaná depozitom energie v produkčnom terči (~ 10 kW) [3]. Získané produkty sa transportujú (difúziou, prúdom plynu – *jet*) do iónového zdroja, kde zároveň dochádza k chemickej separácii. Po extrakcii sa elektromagnetickou separáciou selektuje požadovaná hmotnosť. Nízkoenergetický zväzok sa potom zvyčajne dourýchli na potrebnú energiu.
2. **Fragmentácia „In-Flight“.** Metóda je určená na produkciu jadier ďaleko od osi stability zväzkami ťažkých iónov (poväčšine ^{238}U) urýchlených do relativistických energií. Používajú sa zväzky vysokých intenzít, prakticky je možné dosiahnuť úroveň ~ 100 kW pri použití rýchle rotujúcich terčov a pri dostatočne rozptýlených primárnych zväzkoch. Hlavnými limitujúcimi faktormi sa javia maximálne dosiahnuteľný výkon súčasných urýchľovačov a nároky na radiačnú ochranu. Výhodou oproti ISOL – metóde je krátky čas separácie ($\sim \mu\text{s}$) a veľká energia fragmentov, ktoré môžu byť priamo použité na vyzvanie sekundárnych jadrových reakcií.

3. **Jadrový reaktor.** Produkcia neutrón–nadbytočných rádioaktívnych zväzkov je v tomto prípade založená na štiepení materiálu terča tepelnými neutrónmi v reaktoroch s vysokým tokom neutrónov. Obmedzenia intenzity sekundárnych zväzkov vyplývajú z požiadaviek na tepelnú záťaž produkčného terča ($\sim 10 \text{ kW/cm}^3$). Nezanedbateľným faktorom je aj zložitosť vývodu zväzku z aktívnej zóny reaktora a výmena terča, časti jeho chladenia, iónového zdroja a transportného iónovodu.

Schématické znázornenie základných metód používaných na produkciu rádioaktívnych zväzkov je na obrázku 1. Jednou z možností je aj kombinácia vyššie uvedených metód



Obrázok 1: Schématické znázornenie základných metód na produkciu zväzkov rádioaktívnych iónov.

(napríklad fragmentácia dourýchlených rádioaktívnych zväzkov získaných pomocou ISOL metódy).

V súčasnosti je vo výstavbe alebo vo vývoji viacero zariadení na produkciu rádioaktívnych iónových zväzkov. Väčšina z nich je projektovaná na použitie metódy ISOL. V tabuľke 1 sú stručne zhrnuté základné charakteristiky vybraných projektov.

Tabuľka 1: Stručný popis niektorých zariadení na produkciu rádioaktívnych iónových zväzkov.

Projekt	Primárny zväzok	Terč	Sekundárny zväzok	dourýchlenie	metóda
CRC [4]	p, 30 MeV	—	$A < 40$	$0,6 \div 27,5$ MeV/u	
Louvain-la-Neuve	$300 \mu A$		blízko β -stability	$0,2 \div 0,8$ MeV/u	
REX-ISOLDE [5] CERN	p, $1 \div 1,4$ GeV, $2 \mu A$	—	p,n-nadbytočné	$0,8 \div 2,2$ MeV/u	
SPIRAL [6, 7] GANIL	ľahké aj ťažké ióny, $27 \div 100$ MeV/u	C	p,n-nadbytočné hlavne plyny	$1,7 \div 25$ MeV/u	
SPIRAL-II [7, 8] GANIL	d, 100 MeV/u, e, 50 MeV [9]	^{238}U	$A = 80 \div 150$, n-nadbytočné	$1,7 \div 25$ MeV/u $27 \div 100$ MeV/u	
FRM II [10] Mníchov	n_{th} , 10^{14} n/cm ² s	$^{235}\text{UC}_2$	$A = 80 \div 150$, n-nadbytočné	$3,7 \div 5,9$ MeV/u	
HELINAC GSI	d, 150 MeV, $100 \mu A$	^{238}U	n-nadbytočné		
HRIBF II, Oak Ridge	p, 200 MeV, $200 \mu A$	^{238}U	n-nadbytočné, $0,14\text{--}15$ MeV/u		

1.5 Projekt DRIBs

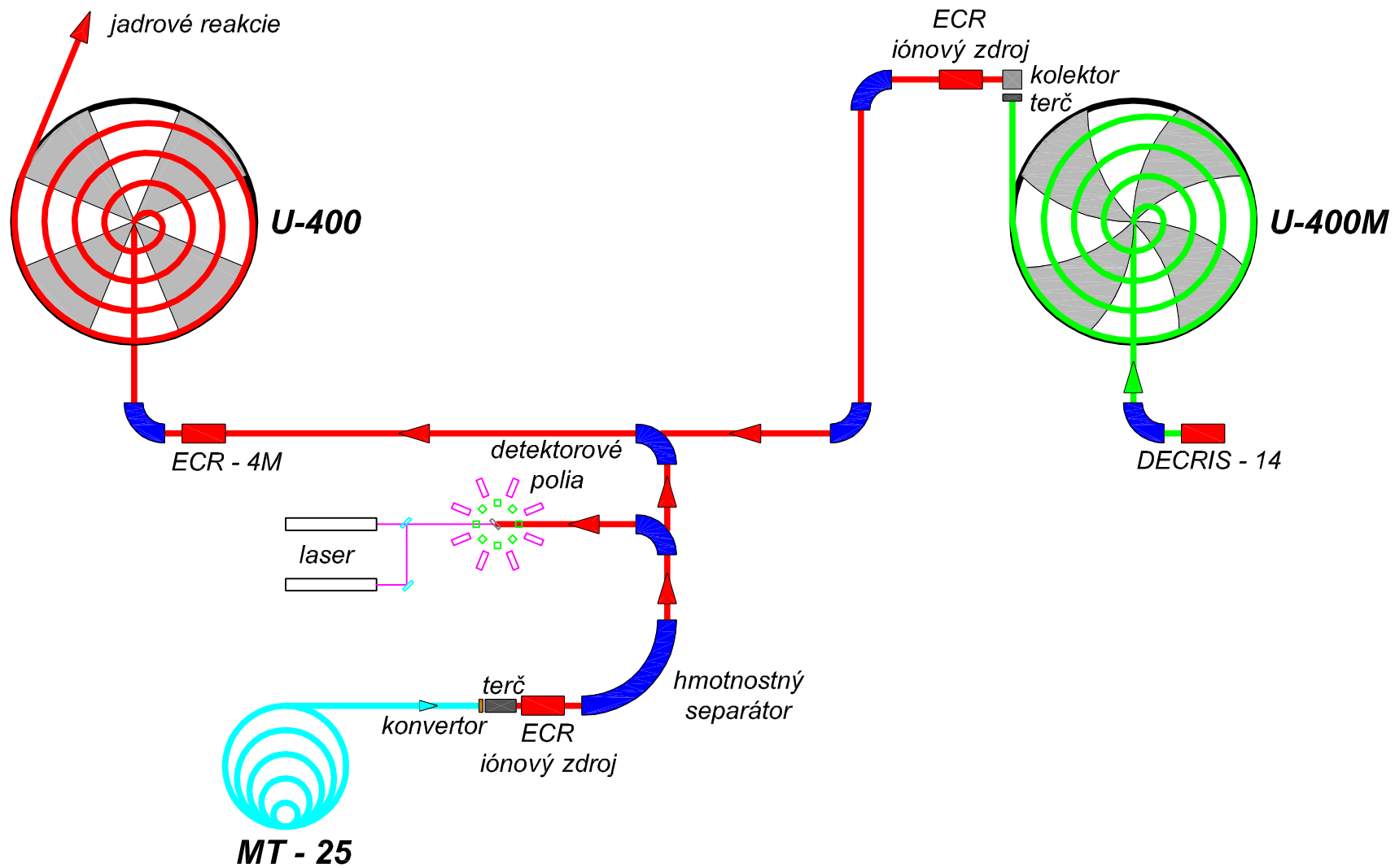
Jedným z projektov na produkciu neutrón–nadbytočných rádioaktívnych jadier je aj DRIBs (**D**ubna **R**adioactive **I**on **B**eams). Komplex DRIBs je budovaný na základe cyklotrónov U400, U400M a urýchľovača elektrónov — mikrotrónu MT–25. Tieto zariadenia sa osvedčili dlhoročným využívaním v Laboratóriu jadrových reakcií Spojeného ústavu jadrového výskumu v Dubne. Na obrázku 2 je zobrazená schéma komplexu, umiestnenie urýchľovačov a prepojenie transportnými líniami. Projekt sleduje dva základné ciele, jeho realizácia je rozdelená na dve etapy:

I. etapa produkcia zväzkov ľahkých exotických jadier v kombinácii cyklotrónov U400M—U400, ukončená v decembri 2002,

II. etapa produkcia neutrón–nadbytočných rádioaktívnych iónových zväzkov produktov štiepenia v prepojení mikrotrónu MT–25 a cyklotrónu U400.

Na produkciu ľahkých exotických jadier sa využíva cyklotrón U400M ($k \sim 400$), z ktorého primárny zväzok dopadá na produkčný terč zohrievaný na teplotu okolo 2300 °C, odkiaľ exotické jadrá difundujú do iónového zdroja—ECR ($f = 2,5$ GHz). Nízkoenergetický zväzok ($E = 15Z$ keV) sa magneticky separuje ($m/\Delta m = 200$) a transportuje iónovodom dĺžky 130 m do urýchľovača U400 ($k \sim 550$) na dourýchlenie na energie 5 ÷ 20 MeV/nukleón. Hlavné charakteristiky plánovaných zväzkov komplexu U400M+U400 sú uvedené v tabuľke 2.

Na produkciu neutrón–nadbytočných jadier sa bude využívať štiepenie ťažkých jadier brzdným žiarením elektrónov urýchlených na cyklickom urýchľovači—mikrotróne MT–25. Po urýchlení zväzkov elektrónov dopadá na konvertor, kde sa brzdí a vzniká γ –žiarenie, ktoré následne vyvoláva v produkčnom terči fotoštiepenie. Štiepne produkty opúšťajú nahrievaný terč a transportujú sa do iónového zdroja, kde sa ionizujú na náboj $q = 1^+$ (vyšší „transmission factor“) a sú izobaricky rozdelené a následne v magnetickom separátore s rozlíšením $m/\Delta m \approx 1000$ separované a transportované do laboratória nízkoenergetických rádioaktívnych iónových zväzkov alebo do urýchľovača U400 na dourýchlenie. Niektoré hlavné charakteristiky mikrotrónu MT–25 sú uvedené v tabuľke 3. Základné parametre hmotnostného separátora sú predstavené v tabuľke 4.



Obrázok 2: Schéma projektu DRIBs. Umiestnenie urýchľovačov, transport a vývody zväzkov iónov.

Tabuľka 2: Hlavné charakteristiky komplexu U400M+U400.

Izotop	Primárny zväzok	Produkčný terč	Intenzita zväzku
${}^6\text{He}$	${}^7\text{Li}$, 35 MeV/u	Be	$3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
${}^8\text{He}$	${}^{11}\text{B}$, 35 MeV/u	Be	$5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$
${}^9\text{Li}$	${}^{11}\text{B}$, 35 MeV/u	Be	$2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$
${}^7\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$, 37 MeV/u	Be	$3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
${}^{11}\text{Be}$	${}^{13}\text{C}$, 45 MeV/u	Be	$3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
${}^8\text{B}$	${}^{10}\text{B}$, 37 MeV/u	Be	$3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
${}^{10}\text{C}$	${}^{12}\text{C}$, 45 MeV/u	Be	$6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
${}^{14}\text{O}$	${}^{16}\text{O}$, 40 MeV/u	Be	$6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$

Počas dlhodobého využívania urýchľovača ako zdroja neutrónov pre aktivačnú analýzu bolo zistené, že pri použití elektrónového zväzku s energiou 25 MeV a strednou intenzitou $20 \mu\text{A}$ dopadajúceho na volfrámový konvertor hrúbky 3 mm, sa následne v terči z ${}^{238}\text{U}$ generuje tok rýchlych neutrónov s intenzitou $\phi_n = 8 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Z toho vyplýva, že v terči z ${}^{238}\text{U}$ prebieha $1,3 \cdot 10^{11}$ štiepení za sekundu [11].

Komplex MT-25 — U400 má slúžiť predovšetkým na produkciu zväzkov rádioaktívnych jadier z hmotnosťami $A \approx 130$. V tabuľke 5 sú predpokladané hodnoty efektivity prenosu pre stredne ťažké jadrá z tejto oblasti ako aj časové náročnosti jednotlivých procesov. Ako vidieť, intenzita výsledných urýchlených zväzkov stredne ťažkých rádioaktívnych jadier bude dosahovať maximálne 1/1000 z množstva produkovaných jadier. Kritickým parametrom špecifickým pre produkciu rádioaktívnych zväzkov bude aj čas difúzie jadier z terča. Skrátenie doby difúzie môže výrazne ovplyvniť výslednú intenzitu zväzku jadier polčasmi rozpadu v rádovo desiatok sekúnd až minút.

Intenzita zväzku elektrónov je limitovaná výkonom magnetrónového typu vf-generátora (1,6 kW). V budúcnosti je plánované dosiahnuť intenzitu zväzku $100 \mu\text{A}$ klystrónovým typom vf-generátora s výkonom 13,5 kW.

Tabuľka 3: Hlavné charakteristiky mikrotrónu MT-25.

Počet orbít	26
Maximálna energia urýchlených elektrónov	25 MeV
Rozsah variácie energie	10 ÷ 25 MeV
Impulzná intenzita elektrónového zväzku	20 mA
Stredná intenzita elektrónového zväzku	20 μ A
Tok fotónov	10^{14} s^{-1}
Výťažok fotoneutrónov	10^{12} s^{-1}
Tok tepelných neutrónov	$10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Príkonnosť urýchľovača	20 kW
Výkon elektrónového zväzku	500 W
Hmotnosť magnetu	2,5 t
Nehomogenita magnetického poľa v operačnej oblasti $\Delta B/B$	0,2%
Priemer pólov	1022 mm
Priemer magnetu	1520 mm
Výška magnetu	260 mm
Počet vinutí v cievkach	2 × 22 záv.
Prúd v cievkach	360 A
Operačné vákuum	$8 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$

Tabuľka 4: Základné parametre hmotnostného separátora.

Polomer zakrivenia	1 m
Uhol odklonu	72°
Energetický interval iónov	30 – 50 keV
Hmotnostný rozsah iónov	70 – 160 amu
$m/\Delta m$	1000 – 5000

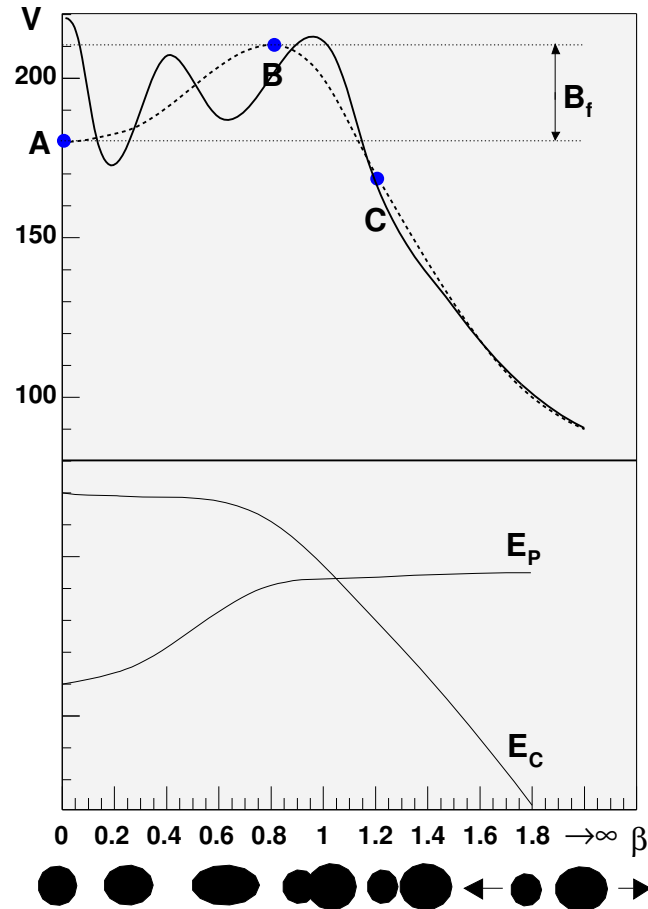
Tabuľka 5: Efektivita prenosu jadier $A \sim 130$.

Proces	Čas [s]	Efektivita
Difúzia z matrice terča	$1 \div 10$	$\varepsilon_1 \sim 1$
Efúzia do iónového zdroja	0,1	$\varepsilon_2 \sim 1$
Ionizácia 1+	$\sim 10^{-3}$	$\varepsilon_3 = 0,5$
Transport 1+	$\sim 10^{-3}$	$\varepsilon_4 = 0,8$
Záchyt ECR zdrojom	0	$\varepsilon_5 = 0,35$
Ionizácia n+	$\sim 10^{-3}$	$\varepsilon_6 = 0,06$
Záchyt urýchľovačom U400	0	$\varepsilon_7 = 0,5$
Urýchlenie	$\sim 10^{-5}$	$\varepsilon_8 = 0,8$
Extrakcia zväzku	0	$\varepsilon_9 = 0,25$
Celková efektivita	$1 \div 10$	$\varepsilon_{\Sigma} = 8.10^{-4}$

2 Teoretická časť

2.1 Štiepenie

Štiepenie jadra je zložitý proces, pri ktorom dochádza k veľkým zmenám jeho formy a preskupovaniu nukleónov sprevádzané prerozdelením jeho energie. V súčasnej dobe zatiaľ neexistuje teória, ktorá by plne popisovala procesy prebiehajúce pri štiepení. Jednotlivé javy sa zvyčajne popisujú zjednodušenými makroskopickými modelmi analogickými so skúmaným problémom. Základným modelom používaným na pochopenie štiepenia je kvapkový model — model delenia nabitej nestlačiteľnej kvapaliny [12]. Opisuje zmenu energie jadra v závislosti od jeho deformácie. Pri deformácii jadro získava formu elipsoidu, jeho povrchová energia rastie (povrchové napätie sa snaží zachovať formu jadra) a coulombovská energia klesá. Miera deformácie jadra sa popisuje, na základe pomeru osí jadra, parametrom deformácie $\beta = \frac{2}{3} \frac{a-b}{\sqrt[3]{ab^2}}$, kde a je veľká a b je malá os elipsoidu. Nakoľko povrchová energia rastie rýchlejšie ako je pokles coulombovskej, zo začiatku celková energia jadra rastie. Avšak pri určitej hodnote parametra deformácie začína prevládať znižovanie coulombovskej energie a rast celkovej energie sa zastaví (obrázok 3). V tomto bode dosahuje celková energia jadra maximum a jej hodnota vzťahnutá k celkovej energii jadra v základnom stave ($\beta = 0$) sa označuje ako *bariéra štiepenia* – B_f . Tento bod nazývame *sedlovým bodom*. Pri ďalšom zväčšovaní deformácie celková energia klesá a jadro sa začína štiepiť. V tomto stave už ide o nevratný proces. Pravdepodobnosť štiepenia je preto daná pravdepodobnosťou dosiahnutia sedlového bodu. Na ocenenie vplyvu neuzavretých vrstiev sa používa Strutinského metóda vrstvových korekcií [13]. Vrstvové korekcie môžu výrazne zmeniť závislosť energie jadra od jeho deformácie. Pre ťažké jadrá je výška bariéry daná hlavne vrstvovými opravami ($6 \div 9$ MeV). Z výpočtov vrstvových opráv vyplýva, že ťažké jadrá môžu byť v základnom stave deformované ($\beta \approx 0,25$) a na krivke potenciálnej energie sa objavuje nové minimum v oblasti $\beta \approx 0,6$ (dvojitá bariéra štiepenia). Vplyv vrstvových opráv klesá s rastom energie vzbudenia jadra a pri $E_{exc.} \approx 30 \div 40$ MeV prakticky zaniká, pričom bariéra štiepenia je daná kvapkovým modelom. Štiepenie ťažkých jadier je silne exotermický proces, pri ktorom sa uvoľňuje veľké množstvo energie. Potenciálna energia jadra sa po prechode sedlovým bodom znižuje v dôsledku jej transformácie

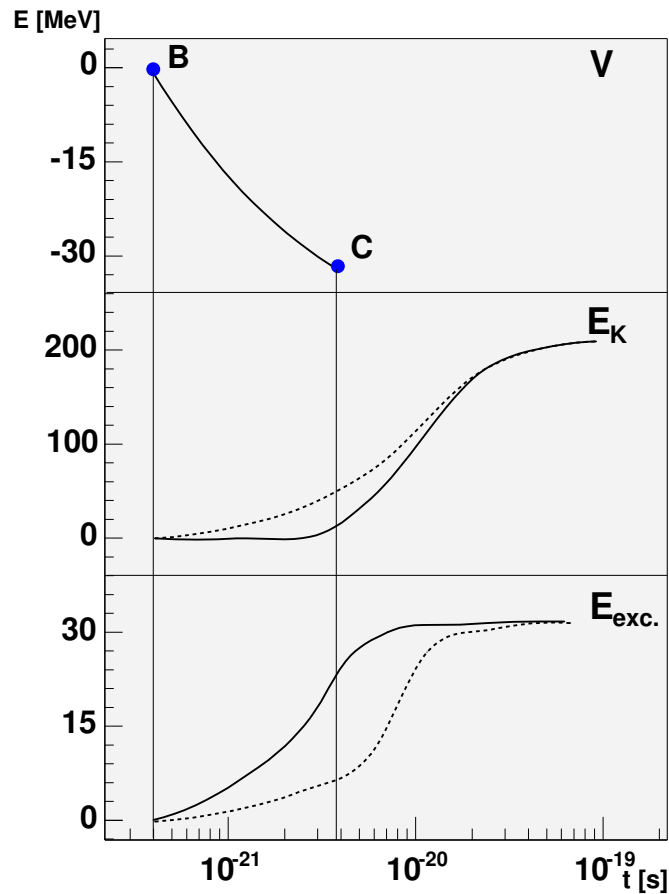


Obrázok 3: Závislosť potenciálnej energie V od parametra deformácie β jadra — horná časť grafu. Prerušovaná krivka popisuje závislosť podľa kvapkového modelu, kde A označuje základný stav, B – sedlový bod a C – bod rozštiepenia jadra. Plná krivka označuje závislosť $V(\beta)$ so Strutinského korekciami, typickú pre jadrá aktinoidov. V dolnej časti sú znázornené závislosti povrchovej E_p a coulombovskej E_c energie jadra.

na energiu fragmentov štiepenia (kinetickú, deformačnú). Podstatný príspevok ku kinetickej energii vnáša coulombovske odpudzovanie sa fragmentov. Energia vzbudenia fragmentov pochádza z:

- energie vzbudenia štiepiaceho sa jadra, rozdelená proporcionálne hmotnosti fragmentov,
- časti deformačnej energie štiepiaceho sa jadra v dôsledku vnútorného trenia,
- deformačnej energie fragmentov, ktorá prechádza do oscilácií s následným útlmom

Na obrázku 4 je znázornená zmena energie vzбудenia a kinetickej energie fragmentov po prechode štiepiaceho sa jadra sedlovým bodom. Energia vzbudenia fragmentov je



Obrázok 4: Zmena energie vzbudenia $E_{exc.}$ a kinetickej energie E_K fragmentov po prechode štiepiaceho sa jadra sedlovým bodom. B – sedlový bod, C – Bod rozštiepenia.

ďalej znižovaná v procese emisie neutrónov a γ -kvánt, nasledovaná β -rozpadom fragmentov. Pri slabo vzbudných jadrách je najväčšia časť energie unášaná fragmentami vo forme kinetickej energie ($\sim 70\%$). So zvyšovaním energie vzbudenia štiepiaceho sa jadra sa zvyšuje aj energia vzbudenia fragmentov, pričom sa ich kinetická energia takmer nemení. Zvýšenie energie vzbudenia je sprevádzané následným zvýšením počtu emitovaných neutrónov, fragmenty sa dostávajú bližšie k oblasti stabilných jadier.

K formovaniu fragmentov (ich hmotnosti a náboja) dochádza v oblasti po prechode sedlovým bodom do bodu roztrhnutia. Táto časť procesu delenia je zatiaľ najmenej preskúmaná a v súčasnej dobe neexistuje teória, ktorá by kvantitatívne dokázala popísať spektrá fragmentov štiepenia v širších intervaloch energií, hmotností a nábo-

jov. Asymetria štiepenia ťažkých jadier pri nízkom vzbuđení protirečí predpokladom kvapkového modelu. Existuje však niekoľko faktorov kvalitatívne opisujúcich tento problém:

- v jadrách s $Z = 90 \div 100$ sa najväčšia energia uvoľňuje pri asymetrickom rozdelení hmotnosti fragmentov,
- pravdepodobnosť vzniku fragmentov s daným N, Z závisí od potenciálnej energie v bode roztrhnutia. Vrstvové korekcie energeticky zvýhodňujú vznik niektorých fragmentov,
- v jadrách s $Z < 90$ sú sedlový bod a bod roztrhnutia blízko seba, čo znižuje čas na formovanie fragmentov. To môže spôsobovať menší prenos energie medzi rôznymi stupňami voľnosti a hmotnostné rozdelenie bude dané hlavne formou jadra v sedlovom bode,
- veľký vplyv môže mať aj viskozita jadra vzhľadom na oscilácie spôsobujúce asymetrickú formu štiepiaceho sa jadra,
- v silne vzbuđených jadrách bez vrstvových vplyvov sa prejavujú predovšetkým štatistické efekty.

2.1.1 Štiepenie pri nízkych a stredných energiách

Účinný prierez štiepenia σ_f vzbuđených jadier zvyčajne opisujeme ako:

$$\sigma_f = \sigma_0 P_f(E_{exc.}), \quad (1)$$

kde σ_0 je účinný prierez vzniku vzbuđeného jadra s energiou $E_{exc.}$ a $P_f(E_{exc.})$ je pravdepodobnosť štiepenia jadra, daná výrazom:

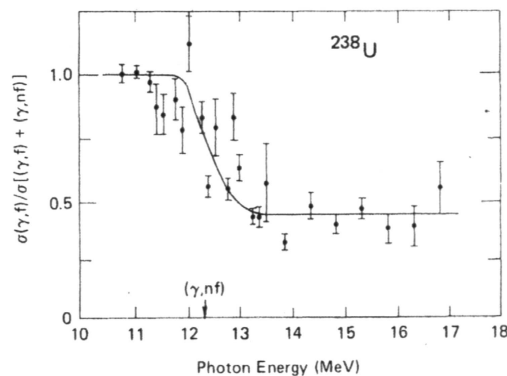
$$P_f = \Gamma_f / \sum_i \Gamma_i, \quad (2)$$

kde Γ_f je šírka štiepenia a Γ_i je šírka rozpadu jadra i -tým kanálom ($\gamma, n, p, \alpha, \dots$). Pravdepodobnosť štiepenia v závislosti od energie vzbuđeného jadra vykazuje prudký exponenciálny nárast v oblasti okolo bariéry a pri ($E_{exc.} > B_f$) sa blíži k jednotke. Pri energiách vzbuđeného jadra vyšších o niekoľko MeV od väzbovej energie neutrónu môžeme

zanedbať emisiu γ -kvánt zo zloženého jadra. V ťažkých jadrách je malá aj emisia ľahkých nabitých častíc. Z toho dôvodu je emisia neutrónov hlavným konkurujúcim procesom štiepeniu a pravdepodobnosť štiepenia môžeme určiť pomerom širok štiepenia a emisie neutrónov Γ_n :

$$P_F = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f}. \quad (3)$$

S rastom energie vzбудenia môže dochádzať k štiepeniu aj po emisii neutrónu, keď energia vzbudenia jadra zostane po emisii vyššia ako je bariéra štiepenia a realizuje sa reakcia (γ, nf) . Na obrázku 5 je zobrazený pomer účinných prierezov $\sigma(\gamma, f)$ a $\sigma(\gamma, F) = \sigma[(\gamma, f) + (\gamma, nf)]$.



Obrázok 5: Pomer účinných prierezov fotoštiepenia ^{238}U $\sigma(\gamma, f)$ a $\sigma(\gamma, F) = \sigma[(\gamma, f) + (\gamma, nf)]$ v závislosti od energie γ -kvánt [14].

2.1.2 Hmotnostné rozdelenie fragmentov štiepenia

Fragmenty štiepenia sa vyznačujú širokým hmotnostným spektrom výťažkov. Tvar hmotnostného rozdelenia je závislý od náboja Z_0 , hmotnosti A_0 a energie vzbudenia $E_{exc.}$ štiepiaceho sa jadra. Podľa formy hmotnostného spektra rozlišujeme dva krajné prípady — symetrické a asymetrické rozdelenie výťažkov štiepenia. Symetrické rozdelenie je príznačné pre všetky ľahké jadrá a pre ťažké jadrá s energiou vzbudenia $E_{exc.} > 40$ MeV. Vyznačuje sa maximom v oblasti hmotností fragmentov $A_0/2$. Asymetrické rozdelenie sa vyznačuje dvoma maximami—„píkmi“, a „dolinou“ medzi nimi, rozdeľujúcimi spektrum na oblasti ľahkých a ťažkých fragmentov. Je typické pre štiepenie ťažkých jadier pri nízkych energiách vzbudenia $E_{exc.} < 20$ MeV. V oblasti energií vzbudenia $E_{exc.} \sim 20 \div 40$ MeV je zjavná superpozícia symetrického a asymet-

rického rozdelenia. Pre asymetrické hmotnostné spektrá fragmentov ťažkých jadier platí:

- so zvyšujúcou sa hmotnosťou štiepiaceho sa jadra sa stredná hmotnosť maxima ťažkej časti fragmentov (MHM) prakticky nemení a stredná hmotnosť ľahkej časti (MLM) rastie,
- šírka rozdelenia na polovičnej výške pre ľahkú ($FWHM_L$) aj ťažkú ($FWHM_H$) časť rozdelenia sa zväčšuje so zvyšujúcim sa počtom protónov štiepiaceho sa jadra,
- pri rovnakej energii vzбудenia klesá pomer „pík–dolina“ (P/V) so zvyšujúcim sa Z_0 aj A_0 štiepiaceho sa jadra,
- v dôsledku zvýraznenia symetrickej zložky rozdelenia pri vyšších energiách vzbudenia štiepiaceho sa jadra, pomer P/V klesá so zvyšujúcou sa energiou vzbudenia.

Podľa spôsobu identifikácie produktov štiepenia do emisie neutrónov a po emisii neutrónov, rozdeľujeme hmotnostné spektrá výťažkov fragmentov na doneutrónové (resp. predneutrónové)–„preneutron distribution“ a poneutrónové–„postneutron distribution“. Disperzia týchto spektier je prakticky rovnaká a stredné hmotnosti fragmentov sú posunuté o počet emitovaných neutrónov. Zaužívaná klasifikácia rozdeľuje výťažky fragmentov štiepenia na:

- nezávislé výťažky – jadrá vznikajúce priamo po štiepení a emisii neutrónov,
- kumulované výťažky – celkový výťažok daného nuklidu vznikajúceho v procese štiepenia a zároveň v procese β –rozpadu jeho materských jadier.

2.1.3 Nábojové rozdelenie fragmentov štiepenia

Nezávislé výťažky fragmentov rovnakej hmotnosti A môžeme v závislosti od náboja Z opísať gaussiánom [15]:

$$P(Z) = \frac{k}{\sqrt{\pi c}} \exp\left(-\frac{[Z - Z_p]^2}{c}\right), \quad (4)$$

kde parameter šírky: $c = 2(\sigma^2 + 1/12)$, proporcionálny disperzii σ gaussovského rozdelenia, je upravený pre diskrétny charakter zmeny náboja [16], k je normalizačná konštanta a Z_p je najpravdepodobnejšia hodnota náboja pre danú hmotnosť fragmentov. V prvom priblížení sa predpokladá, že hustota náboja je v každom fragmente rovnaká ako v štiepiacom sa jadre:

$$Z_L/A_L + \bar{\nu}_L = Z_H/A_H + \bar{\nu}_H = Z_0/A_0, \quad (5)$$

kde indexy $L, H, 0$ označujú ľahký a ťažký fragment, respektíve štiepiace sa jadro a $\bar{\nu}$ označuje stredný počet neutrónov emitovaných fragmentom. V takomto prípade sa stredný náboj fragmentu s hmotnosťou A_i označuje ako stredný náboj nezmeneného nábojového rozdelenia „unchanged charge distribution“ (UCD):

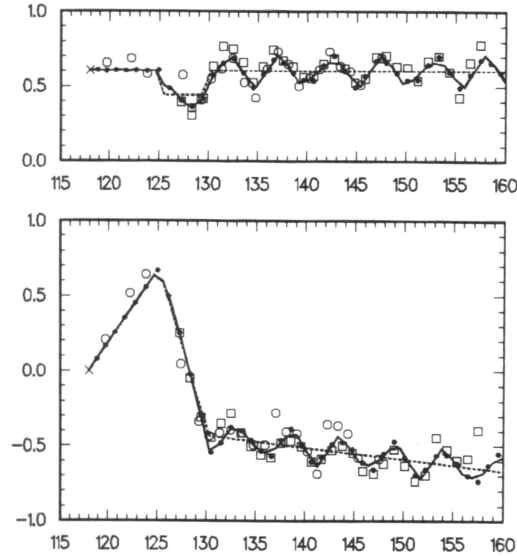
$$Z_{UCD} = A'_i[Z_0/A_0], \quad (6)$$

kde $A'_i = A_i + \bar{\nu}_i$ je predneutrónová hmotnosť fragmentu. V dôsledku nábojovej polarizácie fragmentov v štiepiacom sa jadre je stredný náboj pre danú hmotnosť:

$$Z_p(A_i) = A'_i[Z_0/A_0] + \Delta Z(A'_i), \quad (7)$$

kde $\Delta Z = (Z_p - Z_{UCD})_H = (Z_{UCD} - Z_p)_L$ je nábojová deviácia pre danú predneutrónovú hmotnosť fragmentov. Na obrázku 6 sú znázornené typické závislosti $\Delta Z(A')$ a $\sigma^2(A')$ od predneutrónovej hmotnosti fragmentov pre nízkoenergetické štiepenie ťažkých jadier. Môžeme vyvodiť nasledujúce závery:

- v asymetrickej časti hmotnostného rozdelenia je deviácia $\Delta Z < 0$, pričom jej absolútna hodnota rastie s rastúcou asymetriou a prejavuje sa fluktuácia s periódou $\Delta A \approx 5$ v dôsledku páro–nepárnych efektov,
- v symetrickej časti deviácia prechádza do kladných hodnôt a vplyv páro–nepárnych efektov sa stráca,



Obrázok 6: Závislosť $\Delta Z(A')$ a $\sigma^2(A')$ od predneutrónovej hmotnosti fragmentov.

- hodnota disperzie σ^2 kolíše okolo konštantnej hodnoty na celom rozsahu hmotností, okrem symmetrickej oblasti.

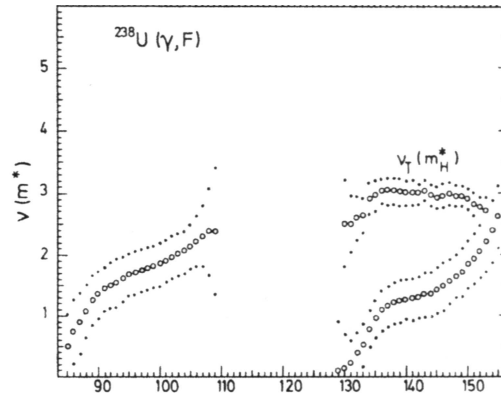
2.1.4 Výťažky neutrónov

Ako bolo vyššie spomenuté, kinetická energia fragmentov štiepenia málo závisí od energie vzбудenia štiepiaceho sa jadra. Zvýšenie energie vzбудenia sa v konečnom dôsledku prejaví zvýšenou emisiou neutrónov. Závislosť stredného počtu emitovaných neutrónov od energie vzбудenia štiepiaceho sa jadra môžeme vyjadriť ako [53]:

$$\bar{\nu}(E_{exc.}) = \bar{\nu}_0 + \frac{d\nu}{dE_{exc.}} \Delta E, \quad (8)$$

kde $\bar{\nu}_0$ je stredný počet neutrónov emitovaných pri počiatočnej energii vzbudenia E_0 jadra a $\Delta E = E_{exc.} - E_0$. Pri nízkych energiách delenia sa prejavuje silná závislosť počtu emitovaných neutrónov od hmotnosti fragmentov. *Pílovitý* tvar závislosti, s maximom pri $A = 110 \div 120$, minimom v oblasti $A = 125 \div 130$ a následným rastom pri $A > 130$, je charakteristický pre všetky ťažké jadrá. S nárastom energie vzbudenia rastie aj počet neutrónov emitovaných každým s fragmentov a pílovitý charakter závislosti sa zhladzuje. Pri vysokých energiách počet emitovaných neutrónov lineárne

rastie so zvyšujúcou sa hmotnosťou fragmentov. Na obrázku 7 je znázornená typická závislosť stredného počtu emitovaných neutrónov od hmotnosti fragmentov pre ťažké jadrá fragmentov



Obrázok 7: Závislosť stredného počtu emitovaných neutrónov od preneutrónovej hmotnosti fragmentov [17].

2.2 Brzdné žiarenie – „Bremsstrahlung“

Brzdné žiarenie vzniká v dôsledku brzdenia elektrónov v terči–konvertore z materiálu s vysokým protónovým číslom Z . Vyznačuje sa charakteristickým spojitým spektrom γ –lúčov, s klesajúcou intenzitou približne podľa $1/k \approx 1/E_\gamma$ v intervale energií $0 \div E_e$, kde E_e je počiatočná energia elektrónov pri dopade na konvertor. Z dôvodu ocenenia počtu šiepení indukovaných brzdným žiarením, ako aj geometrie produkčného terča, je potrebné poznať dostatočne presne vlastnosti γ –zväzku. Hlavnými charakteristikami brzdného žiarenia v prípade využitia ako zväzku na indukciu fotoštiepenia budú jeho energetické spektrum, uhlové rozdelenie a závislosť spektra od materiálu a hrúbky brzdného terča.

Pre prvé priblíženie v priamom smere (v smere osi elektrónového zväzku) je možné použiť jednoduchú aproximáciu [18]:

$$\frac{d^2 N}{dk d\Omega} = \sum_{i,j=0}^{i=5, j=4} \frac{A_{ij} E_e^i}{k^j}, \quad (9)$$

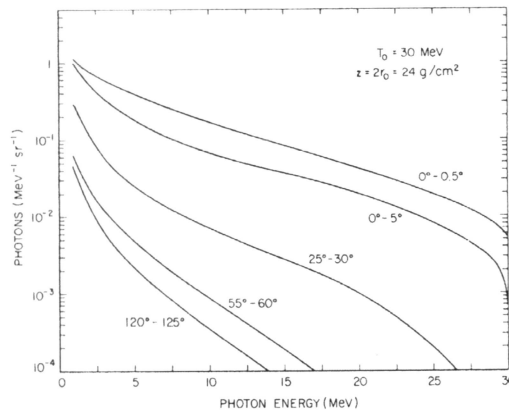
kde E_e je energia urýchlených elektrónov, k – energia γ –žiarenia a A_{ij} sú konštanty z danej práce. Táto aproximácia dobre popisuje brzdné spektrum v rozsahu energií

elektrónov $1 \div 30$ MeV, pričom rozdiel od experimentálnych výsledkov nepredstavuje viac ako 1% v intervale energií γ -žiarenia $1 \leq E_e/2$ a 10% v intervale $E_e/2 \leq 0,95E_e$. Podobný výsledok uvádza aj [19]:

$$f(E_e, k) = (c_0 + c_1 E_e) \left(\frac{k}{E_e} \right)^{\alpha_0 + \alpha_1 E_e} \left(1 - \frac{k}{E_e} \right)^\beta, \quad (10)$$

kde $c_0, c_1, \alpha_0, \alpha_1$ sú konštanty z danej práce.

Energetické spektrum brzdného žiarenia je závislé od uhla pozorovania. Existuje niekoľko semianalytických metód na výpočet spektier brzdného žiarenia pod rôznymi pozorovacími uhlami [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. Pri malých uhloch je vyšší podiel γ -kvánt s vyššou energiou. Túto závislosť je možné vysvetliť ako dôsledok rozptylu elektrónov z dôvodu viacnásobného brzdenia, čím zároveň dochádza k zvýšeniu počtu γ -kvánt na jeden elektrón, ale aj k znižovaniu ich energie. Na obrázku 8 je zobrazená závislosť tvaru spektra brzdného žiarenia elektrónu od uhla pozorovania pre hrubý konvertor.



Obrázok 8: Závislosť tvaru spektra brzdného žiarenia elektrónu od uhla pozorovania pre hrubý konvertor [26].

Z experimentálnych výsledkov sa ukazuje, že najväčšia intenzita brzdného žiarenia sa dosahuje pri použití brzdného terča s hrúbkou $h_b \sim 0,3X$, kde X je radiačná dĺžka elektrónov v danom materiáli. Takéto spektrum nespĺňa podmienky Schiffovského spektra [27] z tenkého terča a je nutné pri jeho výpočte používať zjednodušené modely. Brzdný terč sa rozdelí na tenké terče hrúbky $\Delta h \sim 10^{-3}X$, pričom sa predpokladá, že v danom tenkom terči je forma elementárneho spektra známa (pováčšine Schiffovská). Sumáciou elementárnych spektier po celej hrúbke brzdného terča sa získa výsledné

spektrum. V takomto prípade je nutné vziať do úvahy rozptyl elektrónov v terči, ionizačné a radiačné straty, pravdepodobnosť emitovania γ -kvánt v danom uhle ako aj pohltenie elektrónov a γ -kvánt v terči.

2.3 Fotojadrové reakcie

2.3.1 Multipóly

Pri interakcii jadra s elektromagnetickým poľom γ -kvánt dochádza k pohlteniu energie γ -kvánt nukleónmi jadra. V takto vzbudenom jadre dochádza k preskupovaniu nukleónov a uvoľneniu neutrónu, protónu, či iných častíc. Interakcie elektromagnetického poľa s priestorovo ohraničenými systémami sa popisujú multipólmi elektromagnetického poľa–stavmi voľne rozvinutého poľa s momentom $L = 1, 2, 3, \dots$ a paritou $P = (-1)^L$ – elektrický 2^L -pól a $P = (-1)^{L+1}$ – magnetický 2^L -pól [28]. V prípade, že dĺžka vlny γ -kvánt je oveľa väčšia ako je polomer jadra $\lambda \gg R_j$, čo platí pre energie γ -kvánt nižšie ako $E_\gamma \sim 30$ MeV, sa interakcie zúčastňujú s najväčšou pravdepodobnosťou multipóly s najnižším možným momentom L (s ohľadom na zákon zachovania momentu a parity). Pravdepodobnosť pohltienia elektrického 2^L -pólu k 2^{L+1} -pólu môžeme vyjadriť ako $p_{L+1}/p_L \approx (R/\lambda)^2$. Rovnaký vzťah dostaneme aj pre magnetické multipóly, avšak pravdepodobnosť pohltienia elektrického multipólu k magnetickému s rovnakým L sa javí (d/μ) -krát väčšia [29], kde d je elektrický a μ magnetický moment jadra. Pomer pravdepodobností pohltienia elektrických a magnetických multipólov môžeme tiež vyjadriť ako $p_{ML}/p_{EL} \approx (R/\lambda)^2$, z čoho vidieť, že pravdepodobnosti $E2$ a $M1$ sú zvyčajne blízke.

Tieto vlastnosti interakcie elektromagnetického poľa s priestorovo ohraničenými systémami majú všeobecný charakter a vzťahujú sa aj na interakcie s atómami, molekulami a elementárnymi časticami.

2.3.2 Gigantická dipólová rezonancia

Fotojadrové reakcie sa vyznačujú energetickou oblasťou, v ktorej totálny účinný prierez pohltienia γ -kvánt $\sigma_T(E)$ dosahuje niekoľkonásobne vyšších hodnôt ako pri iných energiách. Špecifickými pre túto oblasť sú jej veľká šírka $\Gamma \approx 4 \div 10$ MeV a zákonitosť zmeny rezonančnej energie s hmotnostným číslom od $E_\gamma \approx 20 \div 25$ MeV pre ľahké po $E_\gamma \approx 13 \div 15$ MeV pre ťažké jadrá. Z vyššie uvedeného vyplýva, že v danej oblasti

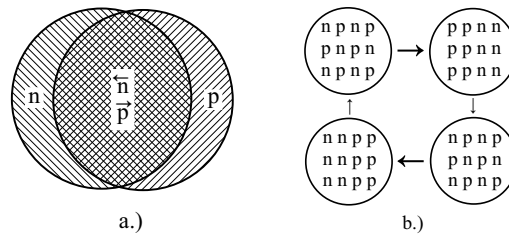
energií sa prevažne pohlcujú elektrické dipólové γ -kvantá (E1). Túto oblasť nazývame gigantickou dipólovou rezonanciou (GDR).

Princíp GDR spočíva v oscilácii jadra pod vplyvom elektromagnetického poľa γ -kvánt s dĺžkou vlny oveľa menšou ako je polomer jadra $\lambda \gg R_j$. V dôsledku toho sú všetky protóny v tej istej fáze vlny a vychýľujú sa rovnakým smerom. Kolektívny pohyb nukleónov sa opisuje zvyčajne dvoma rozdielnymi mechanizmami [30]:

1. Protóny aj neutróny sa správajú ako dve prelínajúce sa nestlačiteľné tekutiny, ktoré sa počas rezonancie relatívne voči sebe vychýľujú, pričom sa ich povrchy prestávajú prelínať (obr. 9.a). V dôsledku pôsobenia vratnej sily, ktorá je v tomto prípade priamo úmerná povrchu jadra $K \sim R^2$ prechádzajú do protifázy, čo spôsobuje dipólové oscilácie, ktorých frekvenciu možno vyjadriť ako $\omega = \sqrt{K/M} \sim \sqrt{R^2/R^3} \sim A^{-1/6}$, kde M je hmotnosť a R – polomer jadra. Pre rezonančnú energiu platí: $E_\gamma^{rez} = \hbar\omega \cong 35A^{-1/6}$ MeV.
2. Protóny a neutróny sa premiestňujú k rôznym krajom jadra pri zachovaní konštantnej hustoty nukleónov v jadre (obr. 9.b). Pri takomto pohybe však dochádza k vzniku gradientu hustoty protónov a neutrónov v „tekutine“, čo má za následok vznik vratnej sily, pričom jej veľkosť na jednotku hmotnosti bude proporcionálna tomuto gradientu. V tomto prípade je gradient $\sim 1/R^2$, rezonančná frekvencia $\omega \sim 1/R \sim A^{-1/3}$.

Experimentálne výsledky ukazujú, že presnejšiu závislosť rezonančnej energie od počtu nukleónov je možné získať superpozíciou vyššie spomínaných mechanizmov. Maximálny účinný prierez sa dosahuje pri energii dostatočne presne danej vyjadrením [31]:

$$E_m = 77.9A^{-1/3}[1 - \exp(-A/238)] + 34.5A^{-1/6} \exp(-A/238). \quad (11)$$



Obrázok 9: Schematické znázornenie mechanizmu dipólovej oscilácie

Z výrazu 11 vyplýva, že v oblasti ľahších jadier sa výraznejšie prejavuje mechanizmus, pri ktorom $E_\gamma^{rez} \sim A^{-1/6}$, zatiaľ, čo pri ťažkých jadrách prechádza do závislosti $E_\gamma^{rez} \sim A^{-1/3}$.

Závislosť totálneho účinného prierezu fotojadrových reakcií od energie γ -kvánt je možné v oblasti GDR vyjadriť pomocou lorentziánu [32]:

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m}{1 + [(E^2 - E_m^2)^2 / E^2 \Gamma^2]} , \quad (12)$$

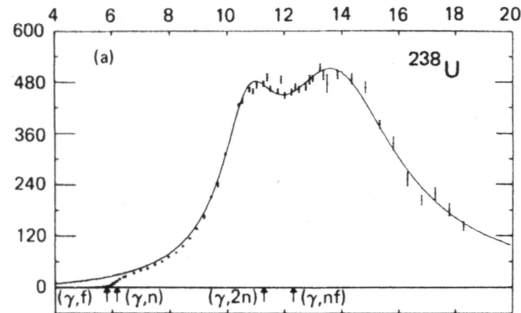
kde E_m je rezonančná energia, σ_m je maximálna hodnota účinného prierezu a Γ -šírka na polovičnej výške. Z pravidla súm Thomasa-Reicha-Kuhna [31] dostaneme pre výšku GDR výraz:

$$\sigma_m = \frac{120}{\pi} \cdot \frac{NZ}{A\Gamma} . \quad (13)$$

Hydrodynamická teória fotojadrových reakcií [30, 32] popisuje gigantickú dipólovú rezonanciu jedným lorentziánom pre sférické jadrá a pre štatisticky deformované sféroidné jadrá ako superpozíciu dvoch lorentziánov [33] korešpondujúcej osciláciám v smere nedegenerovaných osí sféroidu:

$$\sigma(E) = \sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_{mi}}{1 + [(E^2 - E_{mi}^2)^2 / E^2 \Gamma_i^2]} , \quad (14)$$

kde indexy $i = 1, 2$ opisujú dolnú, respektíve hornú energetickú krivku. Príklad su-



Obrázok 10: Totálny účinný prierez v oblasti GDR pre ^{238}U . Experimentálne výsledky [14] (body) sú extrapolované superpozíciu dvoch lorentziánov z vyjadrenia (14) (plná čiara).

perpozície dvoch lorentziánov je znázornený na obrázku 10, kde je zobrazený totálny účinný prierez ^{238}U v oblasti gigantickej rezonancie. Dolná krivka zodpovedá osciláciám v smere dlhšej a horná v smere kratšej osi, nakoľko rezonančná frekvencia klesá so

zväčšovaním rozmerov jadra. Šírka rezonancie Γ závisí od štruktúry povrchovej vrstvy jadra. Je malá ($\Gamma \sim 4 \div 5$ MeV) pre jadrá so zaplnenou povrchovou vrstvou, rastie (do 8 MeV) pre vibračne deformované jadrá a rozpadáva sa na dve pre štatisticky deformované jadrá. Dynamickým kolektívnym modelom môžeme popísať veľkú časť štruktúry GDR pri použití malého počtu počiatočných parametrov.

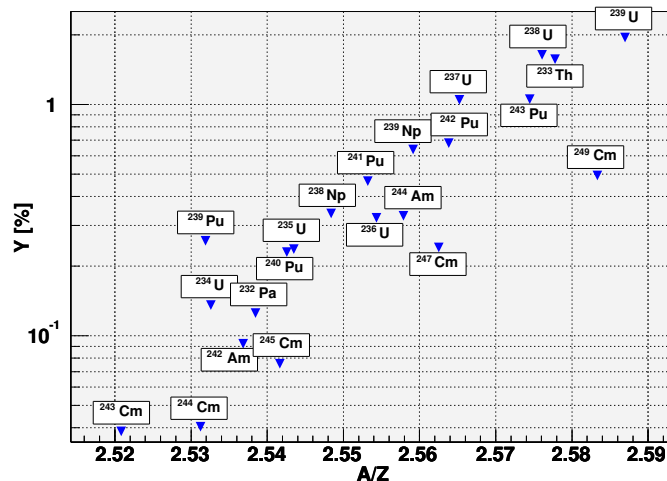
Model nezávislých častíc (IPM) zjednodušene popisuje excitáciu ako prechod jednej častice (p) zo zaplnenej vrstvy na nezaplненú hladinu, pričom vzniká *diera* (h) v zaplnenej vrstve (časticovo–dierová *ph* excitácia). Komplexnejšie stavy sú dosiahnuté prechodom viacerých častíc na nezaplnené hladiny ($2p2h, 3p3h, \dots$). V oblasti energií gigantckej rezonancie je počet komplexnejších stavov oveľa väčší ako jednočasticových – *ph*. V IPM sa dipólové prechody zoskupujú v rozsahu energií približne zodpovedajúcim energiám separácie príľahlých vrstiev [34]. Avšak pre ťažké jadrá je takto predpokladaná energia približne dvojnásobne nižšia ako experimentálne získané hodnoty. Tento nesúlad pomohlo vyriešiť zohľadnenie reziduálnych interakcií aplikáciou aproximácie náhodných fáz „Random Phase Approximation“ (RPA) [35]. Pomocou jednočasticových prechodov medzi jednotlivými vrstvami v dôsledku pohltienia dipólových γ –kvánt, je možné vysvetliť jemnú štruktúru GDR, ako aj šírku rezonancie [36].

Prehľad získaných poznatkov od objavenia GDR po súčasnosť je publikovaný v prácach [37, 38].

3 Experimentálna časť

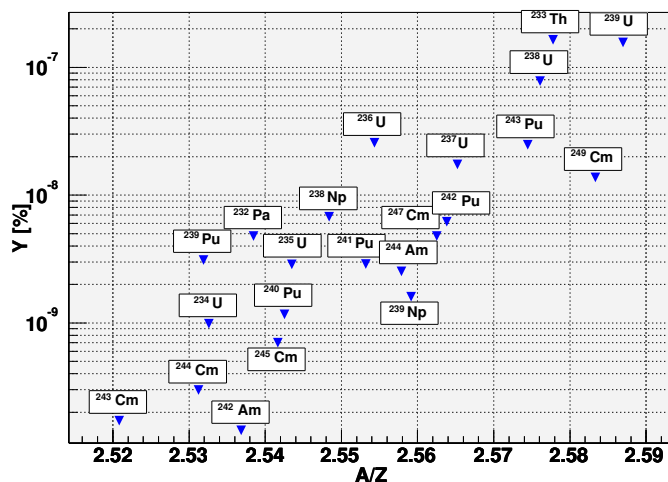
3.1 Výber terča

Pre výber vhodného materiálu terča na produkciu neutrón–nadbytočných jadier je dôležitých niekoľko faktorov. Na dosiahnutie vysokej nadbytočnosti neutrónov je potrebné vybrať materiál s veľkým pomerom počtu neutrónov k počtu protónov N/Z (resp. hmotnosti A/Z). Je známe, že pomer N/Z štiepiacich sa jadier sa dosť presne zachováva aj vo vzniknutých fragmentoch štiepenia. Rovnako dôležitý je aj účinný prierez fotoštiepenia, ten určuje množstvo vznikajúcich neutrón–nadbytočných jadier. Nezanedbateľnými faktormi pre výber sú aj dostupnosť a cena štiepneho materiálu ako aj bezpečnosť pri výrobe a manipulácii s terčom. Na obrázkoch 11 a 12 sú znázornené výťažky dvojmagických neutrón–nadbytočných jadier ^{132}Sn a ^{78}Ni v závislosti od pomeru A/Z štiepiaceho sa jadra pre excitačné energie porovnateľné s energiami pri fotoštiepení indukovanom brzdným žiarením elektrónov v oblasti 25–50 MeV. Vidieť, že pri vyššom pomere A/Z , ako aj N/Z , v zloženom jadre rastie aj výťažok neutrón–nadbytočných fragmentov.



Obrázok 11: Percentuálne výťažky ^{132}Sn na jedno štiepenie pre rôzne zložené jadrá s excitačnou energiou $E_{exc.} \approx 18,8$ MeV pri reakcii (n, f) .

V tabuľke 6 sú uvedené integrálne účinné prierezy fotoštiepenia pre vybrané jadrá. Z porovnania vyplýva, že najvhodnejšími vlastnosťami sa vyznačujú jadrá ^{238}U . Jadrá



Obrázok 12: Percentuálne výťažky ^{78}Ni na jedno štiepenie pre rôzne zložené jadrá s excitačnou energiou $E_{exc.} \approx 18,8$ MeV pri reakcii (n, f) .

^{244}Pu s veľkou nadbytočnosťou neutrónov nie sú vhodné v dôsledku ich vysokej toxicity ako aj výrobných cien. ^{244}Pu je veľmi vzácny a drahý izotop, získava sa separáciou z ostatkov z jadrových strelníc. Jadrá amerícia a neptúnia, resp. ^{234}U , napriek veľkému účinnému prierezu fotoštiepenia nevyhovujú pre malý výťažok silne neutrónnadbytočných jadier, pričom amerícium, podobne ako plutónium, je aj vysoko toxická látka. Výber ^{238}U pre materiál terča je výhodný aj z hľadiska jeho dostupnosti a ceny, ako aj osvedčenosti technologických postupov používaných pri výrobe a použití palivových článkov v jadrových reaktoroch.

Pre produkciu jadier s veľkou neutrónovou nadbytočnosťou je limitujúcim faktorom aj doba difúzie a efúzie z produkčného terča v dôsledku malých polčasov rozpadu jadier vo veľkej vzdialenosti od osi β -stability. Na zvýšenie difúzie z terča sa vyvíja niekoľko typov materiálov na báze karbidov uránu od UC_2 po fullerény so zabudovaným atómom uránu. Všeobecne sa tieto materiály označujú ako UC_x terče. Najviac perspektívne sa javia práškové UC_x s hustotou $\rho \approx 1,5 \div 3$ g/cm³ a UC_x s veľkou hustotou $\rho \approx 10 \div 12$ g/cm³ nahrievané na teploty $2000 \div 2500$ °C [42].

Tabuľka 6: Integrálne účinné prierezy pre vybrané jadrá. Energetický limit udáva hornú hranicu integrovania.

Izotop	Integrálny účinný prierez	Energetický limit	Referencie
	$\sigma_{\gamma,F}$ [MeV.mb]	[MeV]	
^{232}Th	370	18,3	[14]
^{233}U	2444	17,8	[39]
^{234}U	2260	18,3	[39]
^{235}U	1791	20,0	[14]
^{236}U	1450	18,3	[14]
^{238}U	1085	18,3	[14]
^{237}Np	2278	18,3	[39]
^{239}Pu	2146	17,8	[40]
^{244}Pu	1860	30,0	[39]
^{241}Am	2291	20,0	[41]
^{243}Am	2228	20,0	[41]

3.2 Výťažky fragmentov fotoštiepenia ^{238}U

3.2.1 Výpočet výťažkov

Z dôvodu neúplnosti experimentálnych dát výťažkov produktov štiepenia vznikajúcich v reakcii $^{238}\text{U}(\gamma, xn + f)$ indukovanej brzdným žiarením elektrónov, je pre posúdenie možnosti produkcie neutrón–nadbytočných zväzkov touto metódou potrebné zistiť výťažky jednotlivých izotopov pomocou výpočtov. V prípade ^{238}U sa jedná o interval hmotností $80 \leq A \leq 160$ a nábojov $28 \leq Z \leq 60$. Aj keď veľká časť systematických prác [43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50] opisuje široký rozsah nezávislých a kumulatívnych výťažkov a väčšinu hmotnostného rozdelenia, neposkytujú dostatočnú informáciu v symetrickej oblasti delenia.

Jediným spôsobom získania plného rozsahu výťažkov je použitie empirických modelov na ich výpočet. Jedným z nich je aj Z_p model Wahla [15, 51]. Je to jednoduchý empirický model, založený na výpočte najpravdepodobnejšieho náboja. Popisuje experimentálne dáta a systematickosť nábojového rozdelenia v produktoch štiepenia pomocou

jednoduchých matematických funkcií. Je vhodný na odhadnutie nezávislých výťažkov produktov štiepenia, ktoré ešte neboli experimentálne zmerané. Je však potrebné poznať plný rozsah hmotnostného rozdelenia $Y(A)$ a, pre presnejší odhad, aj závislosť multiplicity emitovaných neutrónov $\bar{\nu}_{A^*}$ od predneutrónovej hmotnosti fragmentu A^* a odchýlku ΔZ najpravdepodobnejšieho náboja Z_p od stredného náboja Z_{UCD} vypočítaného na základe nezmeneného nábojového rozdelenia (UCD) v zloženom jadre a fragmentoch:

$$\Delta Z = (Z_p - Z_{UCD})_H = (Z_{UCD} - Z_p)_L, \quad (15)$$

kde indexy L, H označujú ľahký a ťažký fragment a A, A^* hmotnosť fragmentu pred a po emisii neutrónov: $A = A^* - \bar{\nu}_{A^*}$, $A_L^* + A_H^* = A_F$ a index F označuje štiepiace sa jadro. Najpravdepodobnejší náboj sa potom vypočíta ako:

$$Z_p(A_H) = A_H^*[Z_F/A_F] + \Delta Z(A_H^*) \quad (16)$$

$$Z_p(A_L) = A_L^*[Z_F/A_F] - \Delta Z(A_{H_c}^*), \quad (A_{H_c}^* = A_F - A_L^*). \quad (17)$$

Nezávislé výťažky fragmentov pre konkrétne hodnoty Z a A získame z rovnice:

$$FIY(A, Z) = f_{pn}(\pi c)^{-1/2} \exp\left(-\frac{(Z - Z_p(A))^2}{c}\right), \quad (18)$$

kde FIY je čiastkový relatívny nezávislý výťažok fragmentu danej hmotnosti A , f_{pn} je koeficient páro–nepárnej modulácie a c je parameter šírky proporcionálny gaussovskému rozdeleniu fragmentov.

Hmotnostné rozdelenie výťažkov bolo získané aproximáciou experimentálne nameraných hodnôt z prác [44, 45, 46], s ohľadom na jemnú štruktúru v oblastiach $A \approx 92$ a $A \approx 133$ opísaných v práci [44]. Chýbajúce body boli získané pod podmienkou, že výťažok ľahkého fragmentu $Y(A_L)$ je rovnaký ako výťažok komplementárneho ťažkého fragmentu $Y(A_{H_c})$ (platí pre binárne štiepenie):

$$Y(A_L) \approx Y(A_{H_c}),$$

$$A_{H_c} = A_{H_c}^* - \bar{\nu}_{H_c(A^*)}, \quad A_{H_c} = A_F - (A_L + \bar{\nu}_{L(A)}). \quad (19)$$

Rozdelenie bolo vypočítané pre interval hmotností $79 \leq A \leq 155$ s parametrami z tabuľky 7, pričom pomer pík–dolina P/V bol pre lepší opis symetrickej časti prevzatý z práce [46].

Tabuľka 7: Parametre hmotnostného rozdelenia výťažkov použité pri výpočte a porovnané s hodnotami z prác [46, 52]: P/V — pomer pík–dolina, MLM — stredná hmotnosť maxima na polovičnej šírke pre ľahkú časť rozdelenia, MHM — stredná hmotnosť maxima na polovičnej šírke pre ťažkú časť rozdelenia, FWHM — plná šírka na polovičnej výške pre ľahkú aj ťažkú časť rozdelenia, $\bar{\nu}$ — stredný počet emitovaných neutrónov.

parameter	táto práca	práca [46]	práca [52]
P/V	19,0	$19,0 \pm 2,0$	$16,0 \pm 0,5$
MLM (amu)	96,8	$97,1 \pm 0,3$	$99,3 \pm 0,5$
MHM (amu)	137,6	$138,0 \pm 0,3$	$138,6 \pm 0,5$
FWHM (amu)	15,3	$15,6 \pm 0,4$	$16,4 \pm 0,1$
$\bar{\nu}$	3,5	$3,0 \pm 0,4$	

Stredný počet emitovaných neutrónov $\bar{\nu}$ bol vypočítaný z rovnice [53]:

$$\bar{\nu}(E_{exc.}) = \bar{\nu}_0 + \frac{d\nu}{dE_{exc.}} \Delta E, \quad (20)$$

kde $E_{exc.}$ je excitačná energia štiepiaceho sa jadra, $\bar{\nu}_0$ je stredný počet neutrónov emitovaných pri počiatkovej energii vzbudenia E_0 štiepiaceho sa jadra (pre ^{238}U : $E_0 = 0$ $\bar{\nu}_0 = 2,0$), $\frac{d\nu}{dE_{exc.}} \approx 0,12 \text{ MeV}^{-1}$ a $\Delta E = E_{exc.} - E_0$ pre excitačné energie do 20 MeV. Stredná excitačná energia štiepiaceho sa jadra ^{238}U indukovaná brzdým žiarením elektrónov s energiou 25 MeV je $E_{exc.} \approx 12,7 \text{ MeV}$.

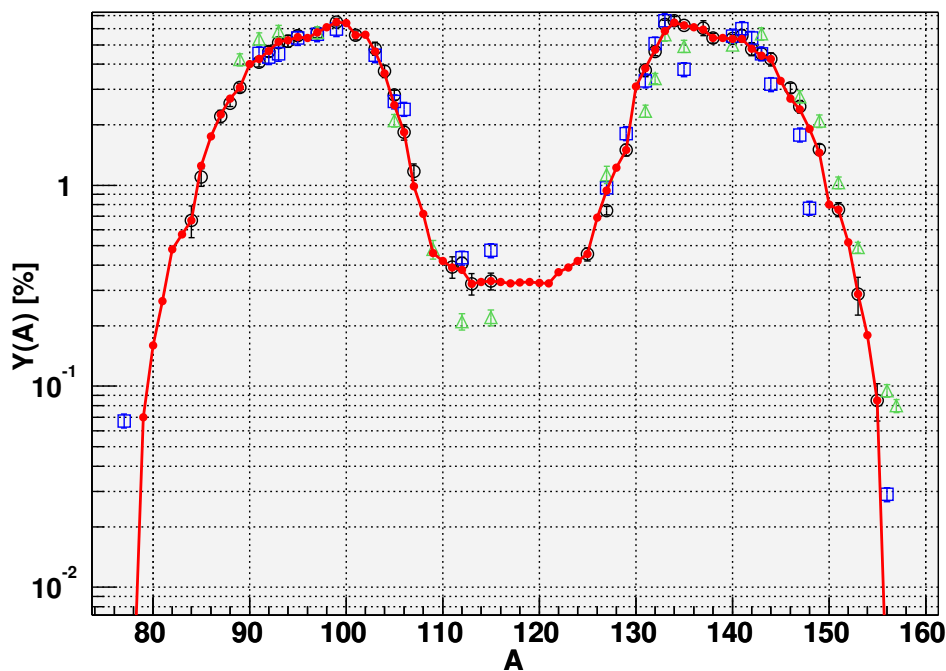
Tvar emisnej krivky neutrónov $\bar{\nu}_{A^*}$ bol extrapolovaný z hodnôt emisných kriviek pre fotoštiepenie ^{238}U brzdým žiarením elektrónov s energiou $E_e = 20 \text{ MeV}$ a $E_e = 30 \text{ MeV}$ publikovaných v práci [49] a s energiou $E_e = 25 \text{ MeV}$ z práce [17]. Výsledná krivka bola normovaná na stredný počet emitovaných neutrónov vypočítaných z rovnice 20 ($\bar{\nu}(12,7 \text{ MeV}) \approx 3,5$). Tento postup bol zvolený v dôsledku nezhody v hodnotách stredného počtu emitovaných neutrónov na jedno štiepenie publikovaných v práci [17] ($\bar{\nu} \approx 3,0$) s výsledkami z práce [49], pričom aj sám autor uvádza v práci [54] empirický vzorec na výpočet počtu emitovaných neutrónov: $\bar{\nu} = 1,862 + 0,1234 \times E_\gamma$, kde E_γ je energia γ -kvánt ($\bar{\nu}(12,7 \text{ MeV}) \approx 3,4$).

Závislosť ΔZ od hmotnosti fragmentu A bola počítaná z hodnôt pre fragmenty vznikajúce pri fotoštiepení ^{238}U brzdým žiarením elektrónov s energiami $E_e = 20 \text{ MeV}$

a $E_e = 30$ MeV prevzatých z práce [49]. Získané hmotnostné rozdelenie je normované na 200%:

$$\sum_i Y(A_i) \approx 200\%. \quad (21)$$

Na obrázku 13 je vypočítané hmotnostné rozdelenie výťažkov štiepenia porovnané s hodnotami z iných prác. Nezávislé výťažky fragmentov štiepenia boli získané z rovnice:



Obrázok 13: Hmotnostné rozdelenie produktov štiepenia ^{238}U pri štiepení brzdovým žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV. Hodnoty vypočítané pomocou popísanej metodiky (●) v porovnaní s experimentálne získanými hodnotami z prác [46] (○), [44] (□), [45] (△).

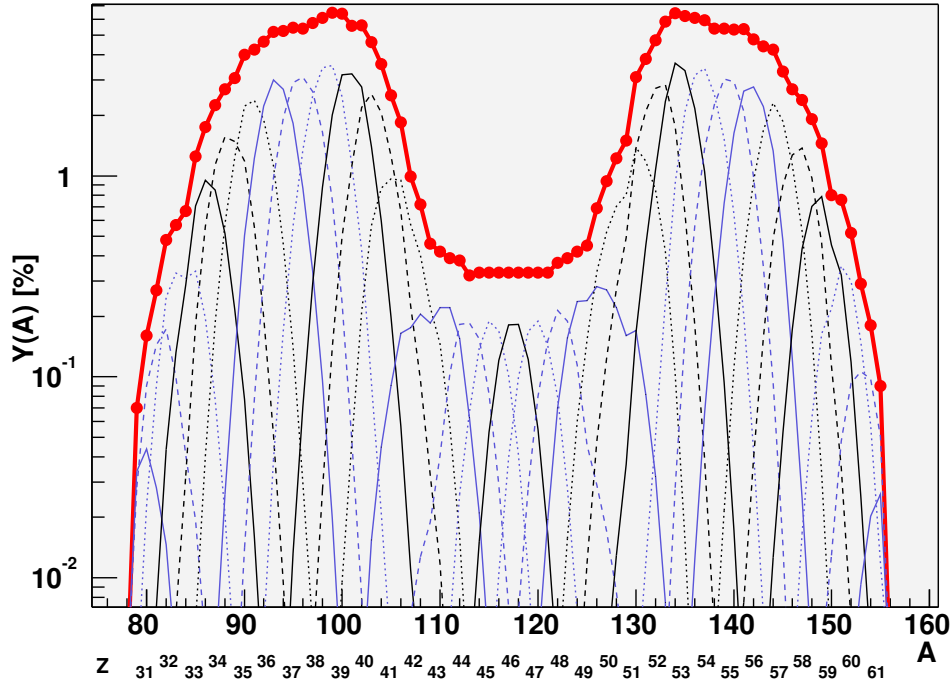
$$IY(A, Z) = FIY(A, Z) \cdot Y(A) \cdot c_f, \quad (22)$$

kde c_f je normalizačná konštanta zohľadňujúca počet štiepení (integrálny výťažok štiepenia):

$$100c_f = \int_{E_{th}}^{E_e} \sigma_{\gamma,F}(k) W_e(k) dk, \quad (23)$$

kde E_{th} je prahová energia fotoštiepenia, E_e je energia elektrónov (maximálna energia γ -kvánt), $\sigma_{\gamma,F}(k)$ je mikroskopický účinný prierez fotoštiepenia a $W_e(k)$ je váhová funkcia proporcionálna brzdnému γ -spektru elektrónov s energiou E_e .

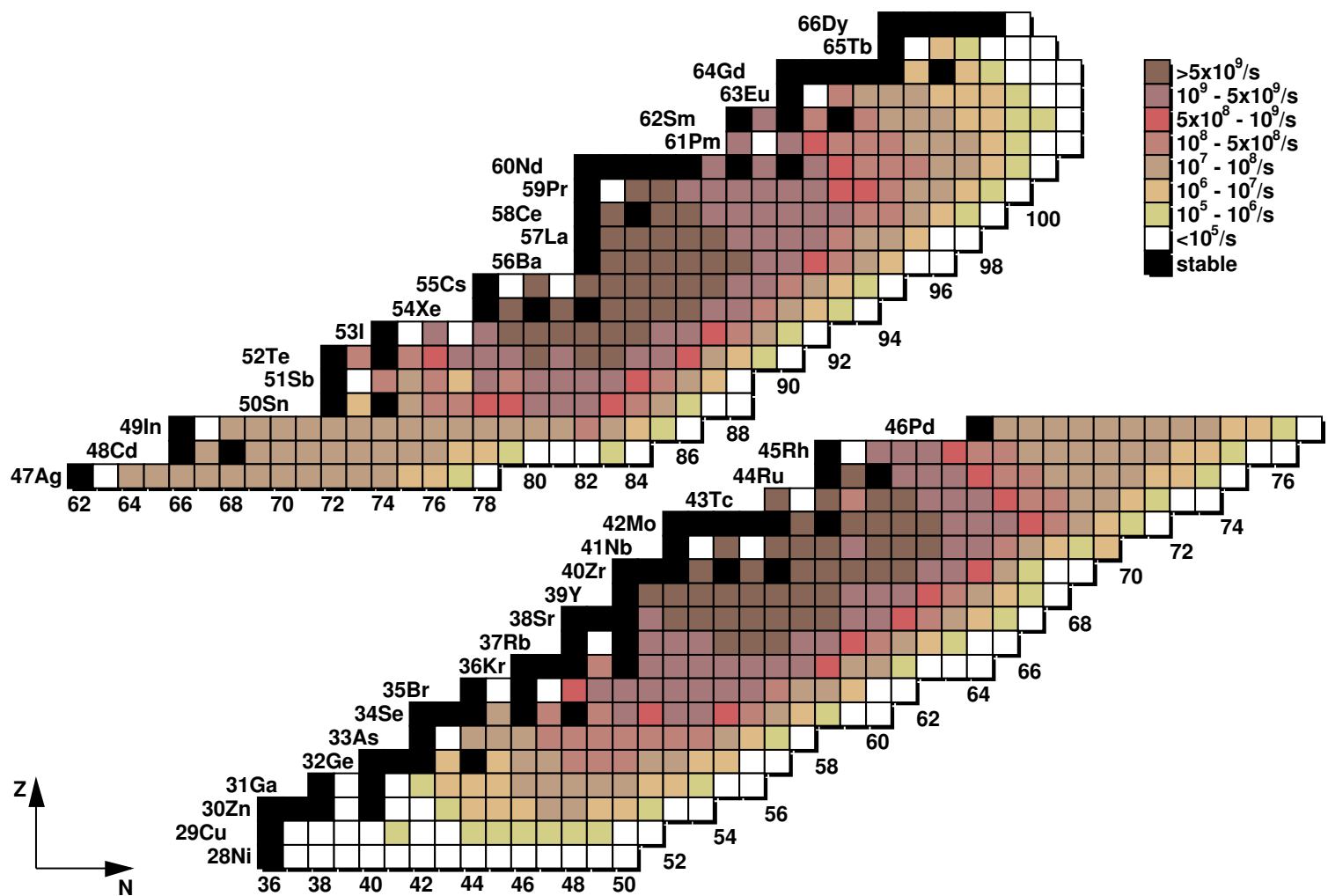
Na obrázku 14 je znázornené hmotnostné rozdelenie fragmentov štiepenia vypočítané pomocou popísanej metodiky spolu s nezávislými výťažkami zjednotené podľa Z .



Obrázok 14: Hmotnostné rozdelenie produktov štiepenia ^{238}U pri štiepení brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV. Hodnoty vypočítané pomocou popísanej metodiky (\bullet). Tenkými čiarami sú znázornené nezávislé výťažky pre konštantné Z .

Vyššie popísanou metodikou boli získané hodnoty nezávislých a kumulatívnych výťažkov v širokom rozsahu nábojov a hmotností. Graficky je celkový výsledok znázornený na obrázku 15. Kumulatívne výťažky sú farebne rozlíšené podľa početnosti. Táto široká oblasť zahŕňa izotopy z veľkou rôznorodosťou vlastností, od dvojmagických $Z = 50$, $N = 182$ (^{132}Sn), cez magické ($N = 50$), prechodné jadrá, jadrá s náhlou zmenou deformácie neutrónovej vrstvy ($N = 60 \div 62$), jadrá silne deformované v oblasti od ^{144}Ba až po jadrá, ktoré vznikajú v hyperdeformovanom stave. Numerické hodnoty nezávislých výťažkov jadier v základnom stave sú uvedené v prílohe A. Numerické hodnoty kumulatívnych výťažkov jadier v základnom stave sú uvedené v prílohe C.

Výťažky fragmentov vznikajúcich v izomérnych stavoch boli získané pomocou známych *izomérnych pomerov* — g [68], čo je pomer izoméneho výťažku Y_m ku výťažku



Obrázok 15: Vypočítané kumulatívne výťažky produktov fotoštiepenia ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25 \text{ MeV}$ a intenzitou zväzku $20 \mu\text{A}$ — jadrá v základnom stave.

daného izotopu v základnom stave Y_g :

$$g = \frac{Y_m(A, Z)}{Y_g(A, Z)}. \quad (24)$$

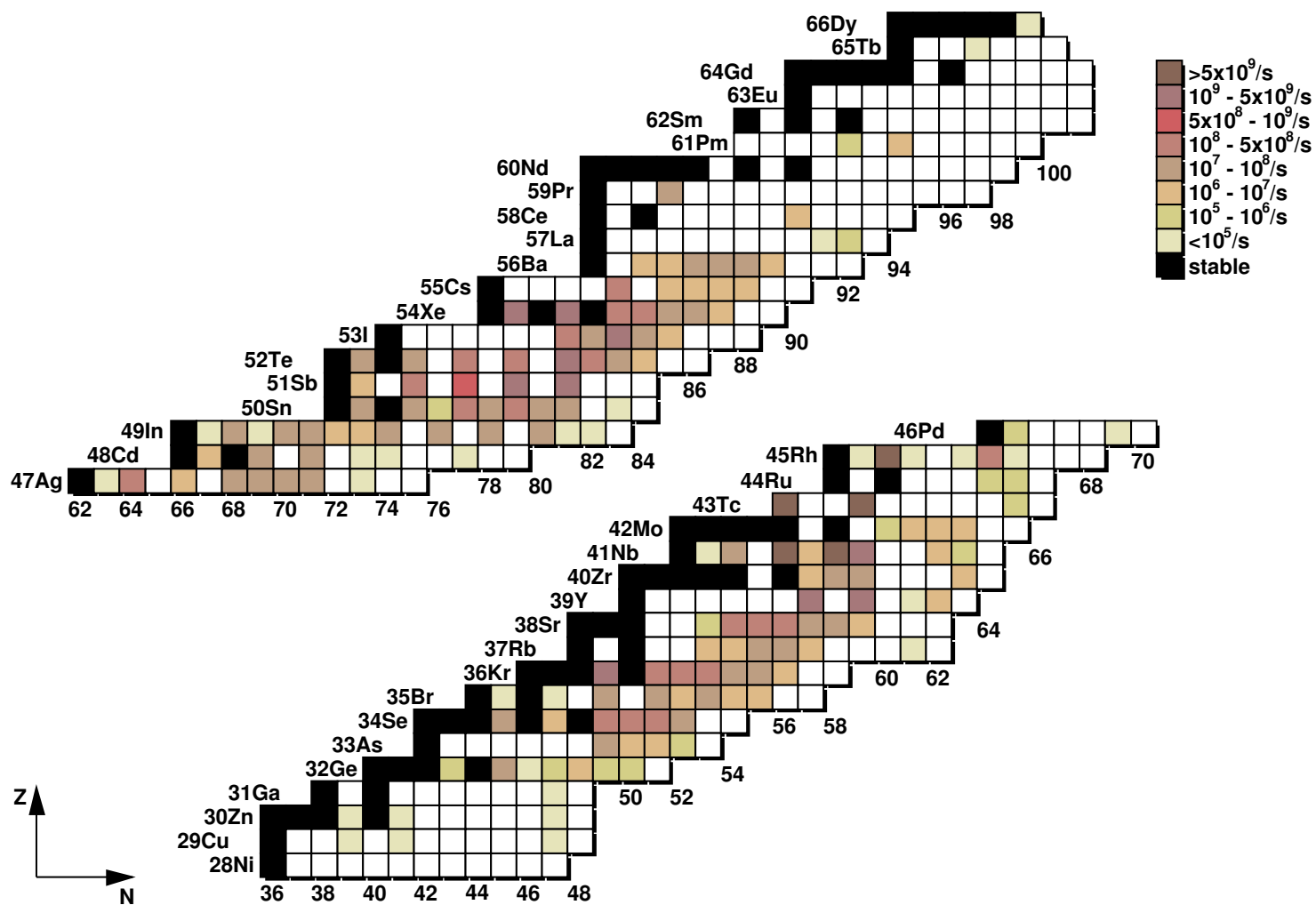
Pri známom výťažku izotopu $Y(A, Z)$ platí:

$$Y(A, Z) = Y_m(A, Z) + Y_g(A, Z), \quad (25)$$

z čoho pre výťažok izotopu v izomérom stave dostaneme:

$$Y_m(A, Z) = Y(A, Z) - \frac{Y(A, Z)}{g + 1}. \quad (26)$$

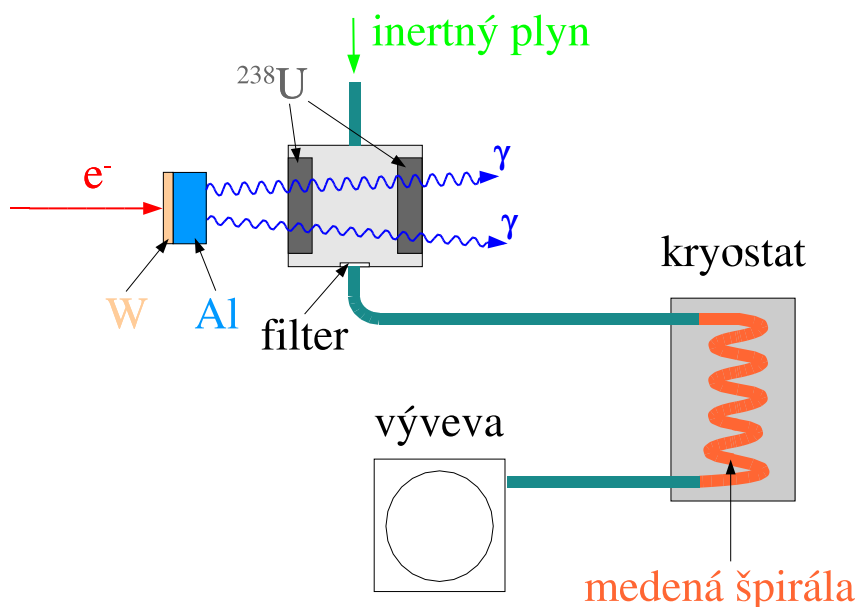
Výťažky fragmentov štiepenia v izomérom stave sú zobrazené na obrázku 16. Číselné hodnoty nezávislých (kumulatívnych) výťažkov jadier v izomérom stave sú uvedené v prílohe B (D).



Obrázok 16: Vypočítané výťažky produktov fotoštiepenia ^{238}U brzdým žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25 \text{ MeV}$ a intenzitou zväzku $20 \mu\text{A}$ — izoméne stavy.

3.2.2 Experimentálne porovnanie

Vypočítané hodnoty nezávislých výťažkov štiepenia ^{238}U brzdým žiarením s maximálnou energiou 25 MeV boli experimentálne overené pre izotopy kryptónu a xenónu. Tieto inertné plyny boli vybrané z dôvodu jednoduchšej separácie od ostatných produktov štiepenia pri použití metodiky prenosu prúdom nosného plynu s nasledovným vymrazovaním inertných plynov v kryostate pri teplote kvapalného dusíku. Schéma experimentálneho usporiadania je na obrázku 17. Zdrojom brzdého žiarenia bol zväzok



Obrázok 17: Schéma experimentálneho usporiadania na meranie výťažkov produktov štiepenia.

elektrónov urýchlených na mikrotróne MT-25 a následne zabrzdzený vo volfrámovom konvertore hrúbky 4 mm. Za konvertorom bol umiestnený hliníkový cylinder hrúbky 2 cm slúžiaci na pohltanie nedobrzdzených elektrónov. Zväzok elektrónov mal v reze formu elipsy s priemerom 6 mm vo vertikálnom a 7 mm v horizontálnom smere. Terčíková komora bola cylindrického tvaru s vnútorným priemerom 40 mm a hĺbkou 30 mm. Dve okná prepúšťajúce γ -žiarenie mali priemer 25 mm na vstupnej strane otočenej ku konvertoru a 40 mm na výstupnej. Symetricky po priemere oproti sebe boli umiestnené otvory pre vstup a výstup nosného plynu. Nosným plynom pre transport xenónu slúžil

vysokočistý argón pri pretlaku 100 kPa. Tieto podmienky zabezpečili úplné zabrzdenie produktov štiepenia v plynnej atmosfére. V neskôr prevádzaných meraniach výťažkov izotopov kryptónu sa použilo na prenos produktov hélíum pri nezmenených zvyšných podmienkach. Týmto spôsobom sa dosiahlo odstránenie rušivého vplyvu γ -pozadia spôsobené izotopom ^{39}Cl vznikajúcim z ^{40}Ar pri reakcii (γ, p) . Produkčné terče boli vyrobené z vrstvy U_3O_8 s hrúbkou 3 mg/cm^2 nanesenou na hliníkovú podložku s hrúbkou $20 \text{ }\mu\text{m}$. Boli použité dva terče umiestnené v oknách komory a oddelené od vonkajšej atmosféry hliníkovými fóliami hrúbky $100 \text{ }\mu\text{m}$. Na odvod plynu a transport štiepných produktov sa použila teflonová rúrka s vnútorným priemerom 2 mm a dĺžkou 10 m . Na vstupe do kapiláry bol umiestnený vláknový filter. Kryostat bol vyrobený z medenej špirálovite zohnutej rúrky s celkovou dĺžkou $1,5 \text{ m}$, s vnútorným priemerom 3 mm a hrúbkou steny $0,5 \text{ mm}$. Z dôvodu zamedzenia aktivácii medi neutrónami a γ -žiarením vznikajúcimi pri štiepení, bol kryostat umiestnený v inej miestnosti za 2 m hrubou betónovou stenou vo vzdialenosti 10 m od terčíkovej komory. V nosnom plyne zabrzdené štiepne produkty boli transportované po kapiláre do kryostatu, do ktorého sa bez strát dostali prakticky iba inertné plyny Kr a Xe. Ostatné atómy, vznikajúce ako primárne produkty štiepenia alebo v procese β -rozpadu, sa absorbovali na filtri a na stenách kapiláry. Doba transportu produktov sa počítala z rýchlosti toku nosného plynu. Rýchlosť prenosu v jednotlivých meraniach dosahovala $0,7 \div 0,8 \text{ s}$. Po dosiahnutí kryostatu v ňom atómy Kr a Xe kondenzovali a zhromažďovali sa, tak ako aj produkty ich β -rozpadu. Množstvo jadier sa zisťovalo z intenzity γ -žiarenia sprevádzajúceho β -rozpad a následne aj počet jadier ich predchodcov, čiže nezávislé výťažky Kr a Xe. V tabuľke 8 sú predstavené rozpadové rady produktov štiepenia jadier s hmotnosťami $A = 138 \div 143$, ktoré zahŕňujú skúmané izotopy xenónu. Nakoľko sú polčasy rozpadov predchodcov xenónu väčšie ako doba difúzie po steny komory, môžeme predpokladať, že predchodcovia xenónu sa absorbujú na stenách komory a neprispievajú do meraného výťažku xenónu unášaného prúdom plynu do kapiláry. Dcérske jadrá β -rozpadu xenónu s vhodnými rozpadovými charakteristikami pre meranie sú v rámčekoch. Podobný predpoklad môžeme použiť aj pre meranie výťažkov izotopov kryptónu. Rozpadové rady produktov štiepenia jadier s hmotnosťami $A = 89 \div 93$, ktoré zahŕňujú skúmané izotopy kryptónu sú predstavené v tabuľke 9.

Tabuľka 8: Rozpadové rady produktov štiepenia zahŕňajúce skúmané izotopy xenónu. Výťažky boli stanovené z γ -spektier izotopov v rámečkoch.

A	138	139	140	141	142	143
I	6,223 s	2,282 s	0,86 s	0,43 s	$\sim 0,2$ s	
	↓	↓	↓	↓	↓	
Xe	14,08 min.	39,68 s	13,6 s	1,73 s	1,22 s	0,3 s
	↓	↓	↓	↓	↓	↓
Cs	33,41 min.	9,27 min.	63,7 s	24,84 s	1,689 s	1,791 s
	↓	↓	↓	↓	↓	↓
Ba	stab.	83,06 min.	12,75 d	18,27 min.	10,6 min.	14,5 s
		↓	↓	↓	↓	↓
La		stab.	40,27 h	3,92 h	91,1 min.	14,2 min.
			↓	↓	↓	↓
Ce			stab.	32,5 d	stab.	33,04 h
				↓		↓
Pr				stab.		13,57 d
						↓
Nd						stab.

Ožarovanie terčov na mikrotróne trvalo približne 30 minút, intenzita zväzku dosahovala $I_e = 15 \mu\text{A}$ s energiou elektrónov $E_e = 25 \text{ MeV}$. Päť minút po ožarovaní sa kryostat oddelil od terčikovej komory a preniesol sa k Ge(Li)-detektoru s objemom 30 cm^3 , kde sa merali γ -spektrá a zisťovali výťažky izotopov Xe s polčasmi rozpadu od 10 minút do niekoľkých desiatok hodín.

Z nameraných γ -spektier boli vypočítané plochy pík produktov β -rozpadu izotopov Kr a Xe, z ktorých je možné počítať nezávislé výťažky pomocou rovnice:

$$Y(A) = \frac{S(1 + \alpha)f(t)N}{tI_\gamma\epsilon_1\epsilon_2\epsilon_3\eta}, \quad (27)$$

kde S je plocha pod píkom po odčítaní pozadia, t je čas merania γ -spektra, ϵ_1 je efektivita prenosu produktov štiepenia po kapiláre, ϵ_2 je efektivita absorpcie na rúrke kryostatu, ϵ_3 – efektivita registrácie γ -kvánt detektorom, η – relatívna intenzita γ -

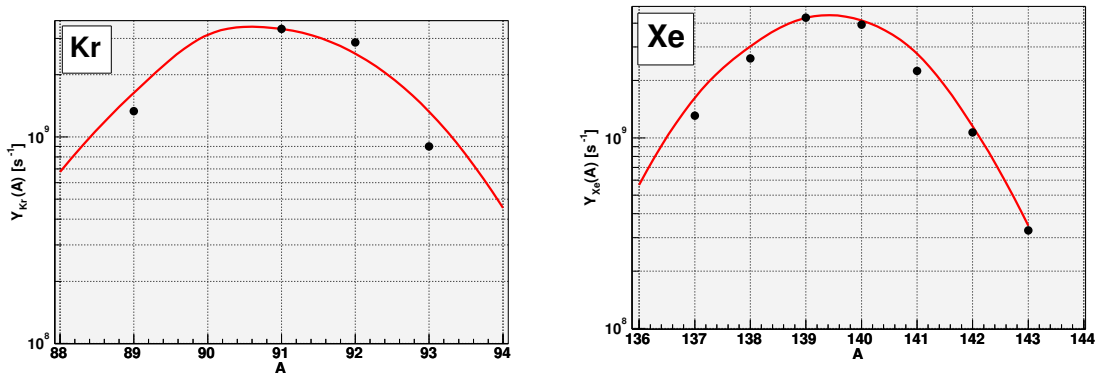
Tabuľka 9: Rozpadové rady produktov štiepenia zahŕňajúce skúmané izotopy kryptónu.

Výťažky boli stanovené z γ -spektier izotopov v rámcích.

A	89	90	91	92	93
Br	4,4 s	1,91 s	0,541 s	0,343 s	0,102 s
	↓	↓	↓	↓	↓
Kr	3,15 min.	32,32 s	8,57 s	1,84 s	1,286 s
	↓	↓	↓	↓	↓
Rb	15,15 min.	258 s	58,4 s	4,492 s	5,84 s
	↓	↓	↓	↓	↓
Sr	50,53 d	28,79 r	9,63 h	2,71 h	7,423 min.
	↓	↓	↓	↓	↓
Y	stab.	64 h	58,51 d	3,54 h	10,18 h
		↓	↓	↓	↓
Zr		stab.	stab.	stab.	1,53.10 ⁶ r
					↓
Nb					stab.

čiaru pri β -rozpade meraného izotopu, α – interný koeficient konverzie γ -žiarenia, $f(t)$ – koeficient rozpadu jadier Kr a Xe pri transporte kapilárrou, kumulácie a rozpadu meraných izotopov, I_γ – intenzita γ -kvánt brzdneho žiarenia indukujúca štiepenie ^{238}U a N je počet jadier ^{238}U v terčovej fólii. Nakoľko plochy píkov meraných izotopov boli získané počas jedného ožarovania a merania, môžeme počítať relatívne výťažky zanedbaním koeficientov ϵ_1 , ϵ_2 a N . Získané relatívne nezávislé výťažky sú porovnané s vypočítanými hodnotami na obrázku 18 a v tabuľkách 10 a 11.

Daná metodika má dostatočne veľkú efektívnosť a selektívnosť na vydelenie inertných plynov od ostatných produktov štiepenia vyznačujúcich sa zložitým spektrom γ -žiarenia. Na obrázku 19 je porovnanie celkového γ -spektra produktov štiepenia meraného na filtri (1) s γ -spektrom získaným v kryostate (2). Je dobre viditeľná separácia píkov izotopov Ba — produktov β -rozpadu izotopov Xe.



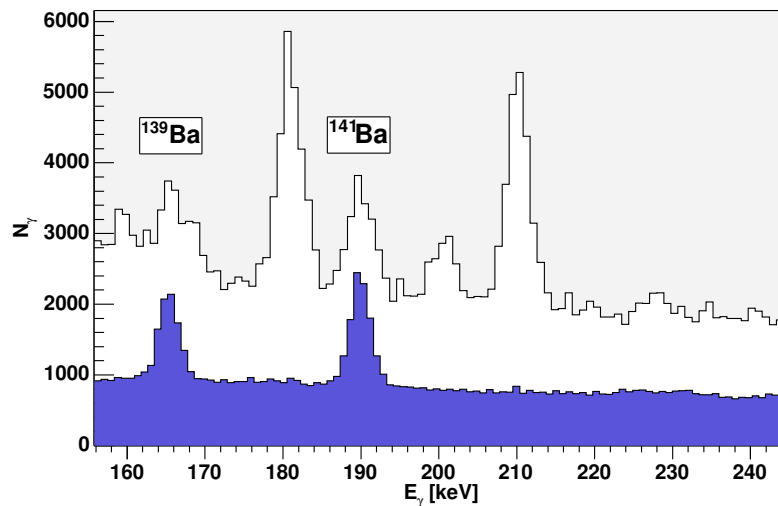
Obrázok 18: Nezávislé výťažky izotopov Kr (vpravo) a Xe (vľavo) normované na 2.10^{11} s^{-1} fotoštiepení ^{238}U pri maximálnej energii brzdných γ -kvánt $E_\gamma = 25 \text{ MeV}$ a strednej intenzite primárneho zväzku elektrónov $I_e = 20 \mu\text{A}$. Vypočítané hodnoty pomocou vyššie opísanej metodiky (čiary) su porovnané s experimentálne získanými hodnotami (body).

Tabuľka 10: Nezávislé výťažky izotopov Kr v percentách na jedno štiepenie ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25 \text{ MeV}$. Porovnanie experimentálne nameraných $Y_{exp.}$ a vypočítaných $Y_{vyp.}$ hodnôt. Experimentálne hodnoty sú normalizované na vypočítaný nezávislý výťažok ^{91}Kr .

izotop	$Y_{exp.} [\%]$	$Y_{vyp.} [\%]$
^{89}Kr	1,0	1,2
^{91}Kr	2,5	2,5
^{92}Kr	2,2	1,9
^{93}Kr	0,67	1,0

Tabuľka 11: Nezávislé výťažky izotopov Xe v percentách na jedno štiepenie ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV. Porovnanie experimentálne nameraných $Y_{exp.}$ a vypočítaných $Y_{vyp.}$ hodnôt. Experimentálne hodnoty sú normalizované na vypočítaný nezávislý výťažok ^{139}Xe .

izotop	$Y_{exp.}$ [%]	$Y_{vyp.}$ [%]
^{137}Xe	0,98	1,1
^{138}Xe	2,0	2,3
^{139}Xe	3,2	3,2
^{140}Xe	2,9	3,1
^{141}Xe	1,7	2,1
^{142}Xe	0,80	0,86
^{143}Xe	0,25	0,26



Obrázok 19: Porovnanie γ -spektier produktov fotoštiepenia ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV meraných na filtri pred vstupom do kapiláry (1) a absorbovaných na rúrke kryostatu (2).

3.3 Hustota štiepenia v terči

3.3.1 Rozbiehavosť γ -zväzku

Výpočet energetických spektier brzdneho žiarenia a jeho uhlového rozdelenia bol prevádzaný pomocou softvérového balíka Geant4 [55, 56, 57]. Geant4 je tvorený súborom programátorských knižníc v jazyku C++ [58] určených na simulácie fyzikálnych procesov vo fyzike vysokých energií, v nukleárnej medicíne, rádiológii, či urýchľovačovej fyzike. Obsahuje sadu nástrojov na transport častíc v materiále, simuláciu detektorových odoziev, modelovanie geometrie experimentálneho usporiadania, ako aj sadu knižníc na simuláciu veľkého množstva fyzikálnych procesov v širokom rozsahu energií s možnosťou výberu rôznych fyzikálnych modelov. Súčasťou balíku sú tiež generátory náhodných čísel, databázy účinných prierezov, fyzikálnych jednotiek a konštánt. Využívaním rozšírených programovacích techník a objektovo – orientovaných technológií sa docieľuje vysoká transparentnosť hierarchickej štruktúry programového vybavenia umožňujúca užívateľovi ľahšie pochopiť štruktúru programu a implementáciu nových a rozširovanie už implementovaných fyzikálnych procesov. Modulárna architektúra zároveň dovoľuje užívateľovi využívať iba tie časti kódu (triedy), ktoré potrebuje. Takýmto spôsobom je možné dosiahnuť výraznú úsporu strojového času ako aj prispôbovať simuláciu k podmienkam experimentu.

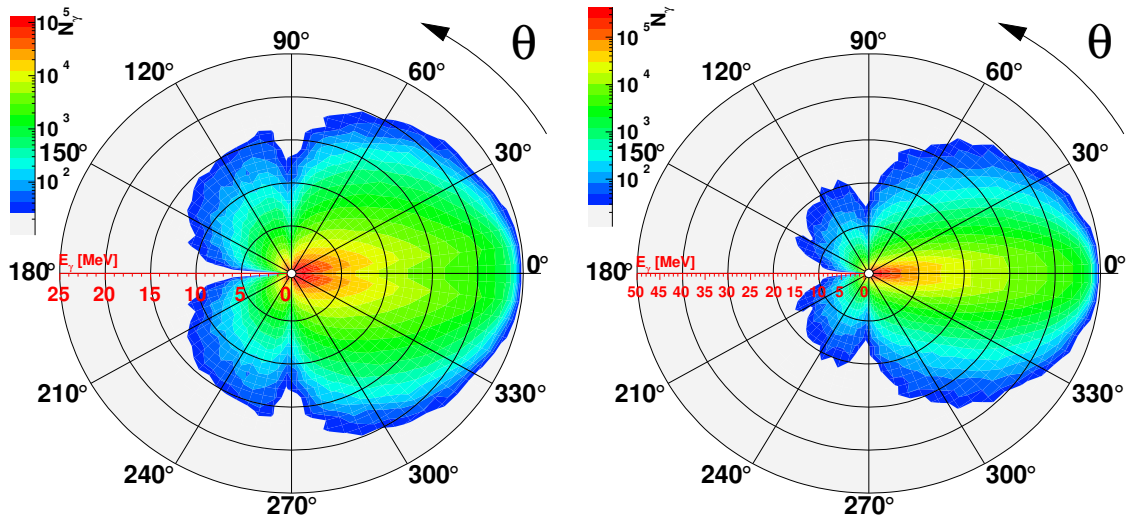
Použitie knižnice (triedy) simulujúce elektromagnetické procesy sú opísané v tabuľke 12. Simulácie brzdneho žiarenia vychádzajú z výsledkov prác [23, 24, 25].

Tabuľka 12: Triedy opisujúce fyzikálne procesy, implementované v balíku Geant4, použité pri simulácii rozbiehavosti γ -zväzku.

Typ častice	Trieda	Fyzikálny proces
e^-/e^+	G4eIonization	Ionizácia
	G4eplusAnnihilation	Elektrón–pozitrónová anihilácia
	G4eBremsstrahlung	Brzdne žiarenie
	G4MultipleScattering	Mnohonásobný rozptyl
γ -kvantá	G4PhotoElectricEffect	Fotoelektrický jav
	G4ComptonScattering	Comptonovský rozptyl
	G4GammaConversion	Tvorba párov

Celková nepresnosť simulácií energetických spektier a uhlového rozdelenia by v oblasti energií elektrónov $E_e = 0 \div 50$ MeV nemala prevyšovať 10%.

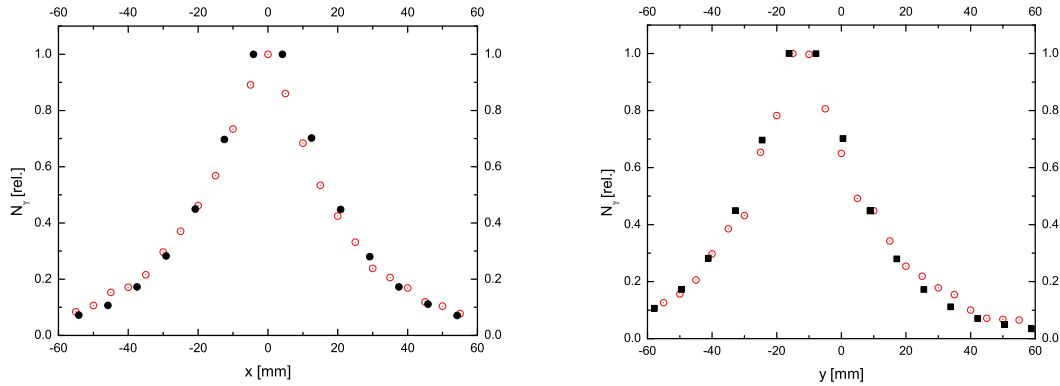
Simulácia bola vykonaná pre zväzok elektrónov s Gaussovským rozdelením intenzity po šírke s rozmerom na polovičnej výške $FWHM = 6$ mm. Na obrázku 20 je znázornená nasimulovaná závislosť počtu γ -kvánt od ich energie a uhla výletu z volfrámového konvertora hrúbky 3,5 mm. Uhol výletu Θ je vztiahnutý k smeru dopadu elektrónového zväzku.



Obrázok 20: Rozdelenie γ -zväzku brzdneho žiarenia elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV (vľavo) a $E_e = 50$ MeV (vpravo) v závislosti od uhla výletu a energie γ -kvánt.

Nasimulovaná uhlová rozbiehavosť γ -zväzku bola experimentálne overená pomocou reakcie $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, ktorej energetický prah je $E_{th} = 12,2$ MeV. Polčas rozpadu ^{57}Ni je $T_{1/2} = 36$ hod. a hlavná čiara $E_{\gamma 1} = 1378$ keV (doplniť %). Zdrojom brzdneho žiarenia slúžil zväzok elektrónov energie $E_e = 25$ MeV a intenzity $I_e = 14 \mu\text{A}$ z mikrotrónu MT-25. Vo vzdialenosti 14 cm od konvertora bol ožarovaný niklový pliešok veľkosti (60×60) mm² a hrúbky 50 μm . Po ožiarení sa pliešok rozstrihal na štvorčeky veľkosťou (5×5) mm² a postupne sa merala indukovaná aktivita na detektore Ge(Li) s objemom 28 cm³. Po prepočítaní na referenčný čas, plocha píku $E_{\gamma 1} = 1378$ keV odmeraná pre štvorček (x, y) udáva relatívnu intenzitu γ -zväzku v danom bode (v prípade, že v meranom uhlovom rozsahu považujeme energetické spektrum málo závislé na uhle výletu γ -kvánt). Namerané intenzity zodpovedajú energiám γ -kvánt z oblasti GDR. Na obrázku 21 je porovnanie nameraných hodnôt intenzity γ -zväzku vo vzdialenosti

alenosti 14 cm od konvertora s hodnotami získanými simuláciou. Získaný výsledok simulovaných a nameraných hodnôt je prakticky totožný.

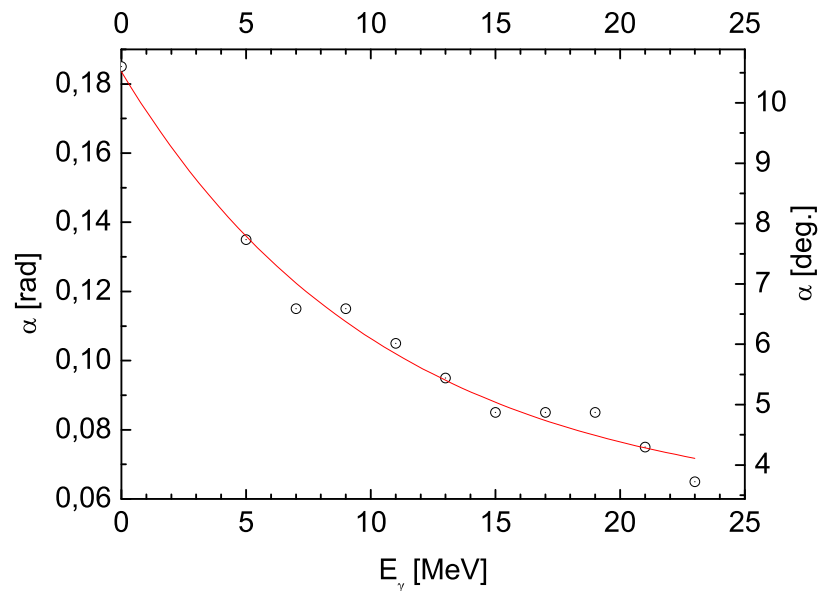


Obrázok 21: Porovnanie nameraných hodnôt (\circ) intenzity γ -zväzku vo vzdialenosti 14 cm od konvertora s hodnotami získanými simuláciou (\bullet).

Ako je patrné z vyššie uvedených výsledkov a teoretického opisu vlastností brzdného žiarenia, intenzita γ -zväzku dosahuje maximálnych hodnôt pri istom nenulovom uhle výletu — α . Energetická závislosť uhla α pre γ -kvantá z intervalu energií $E_\gamma = 0 \div 25$ MeV získaná z nasimulovaných hodnôt je zobrazená na obrázku 22.

3.3.2 Simulácia štiepenia v terči

Na odhadnutie rozmerov terča a tepelného zaťaženia je potrebné poznať priestorovú hustotu štiepenia v danom materiále. Na simuláciu priestorovej hustoty bola vyvinutá nová trieda do softvérového balíka Geant4. Trieda implementuje proces fotoštiepenia ^{238}U v intervale energií $5 \leq E_\gamma < 105$ MeV. Mikroskopický účinný prierez $\sigma_{\gamma,F}(E)$ bol odvodený od experimentálne získaných hodnôt publikovaných v prácach [14, 41, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66]. Z dôvodu spojitosti spektra brzdného žiarenia bolo potrebné aproximovať účinný prierez spojitými funkciami. Uvedený energetický interval bol rozdelený na dve časti. V oblasti GDR v intervale energií $5 \leq E_\gamma < 30$ MeV je aproximovaný dvomi lorentziánmi zo vzorca (14) s parametrami uvedenými v tabuľke 13. V intervale energií $30 \leq E_\gamma < 105$ MeV je považovaný za konštantný $\sigma_{\gamma,F} = 17,2$ mb. Na obrázku 23 je porovnanie aproximovaného účinného prierezu $\sigma_{\gamma,F}(E)$ s hodnotami publikovaných v prácach [60, 61, 62, 63, 14, 41, 64, 65, 66].



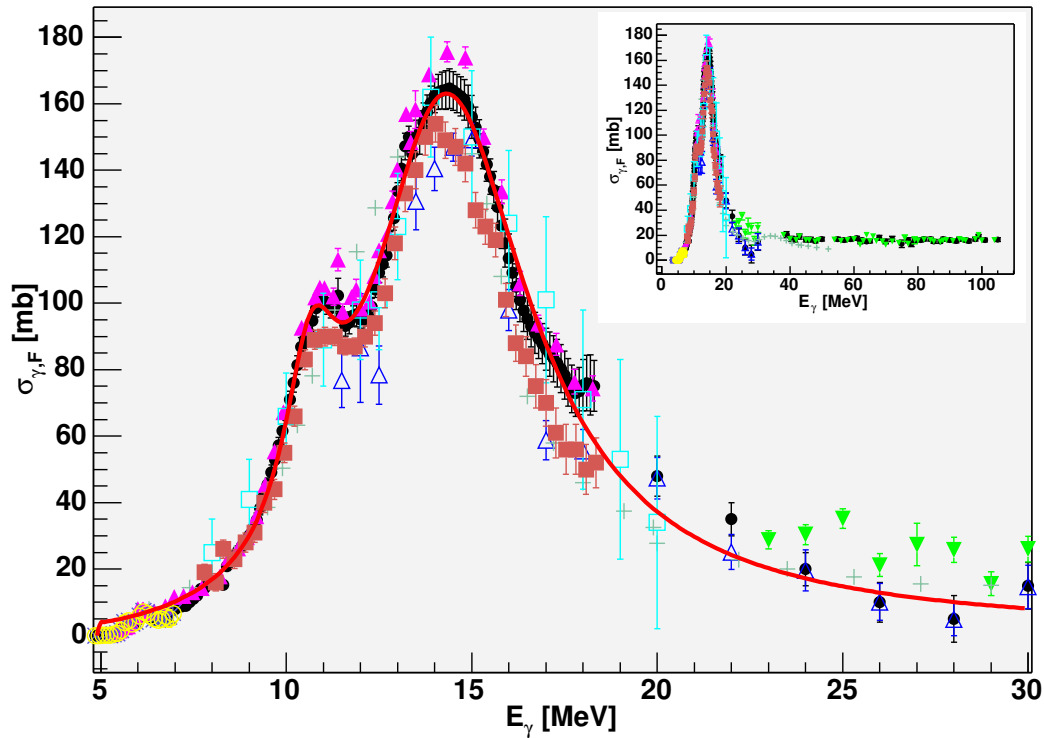
Obrázok 22: Uhol výletu — α maximálnej intenzity γ -kvánt v závislosti od ich energie.

Tabuľka 13: Parametre lorentziánov pre aproximáciu účinného prierezu fotoštiepenia v oblasti GDR.

	i = 1	i = 2
σ_{mi}	$54,30 \pm 1,97$	$159,29 \pm 1,09$
E_{mi}	$10,68 \pm 0,03$	$14,36 \pm 0,03$
Γ_i	$1,76 \pm 0,12$	$5,28 \pm 0,09$

Geometrické usporiadanie simulácie je zobrazené na obrázku 24. Boli simulované hustoty fotoštiepenia v terčoch z rôznych materiálov ako aj pre rôzne voľby konvertora. Plánované usporiadanie produkčného terča pozostáva z konvertora elektrónov (brzdového terča) a štiepneho materiálu s veľkou difúznou schopnosťou produktov štiepenia. Hliníkový zachytávač nedobrzdených elektrónov bol použitý z dôvodu vernej simulácie experimentu opísaného v práci [59]. Na vlastnosti brzdového spektra ako aj hustoty štiepenia má zanedbateľný vplyv.

Na ocenenie vplyvu materiálu konvertora na hustotu štiepenia boli vykonané simulácie bez konvertora, s priamym brzdením elektrónov v produkčnom terči, s vol-



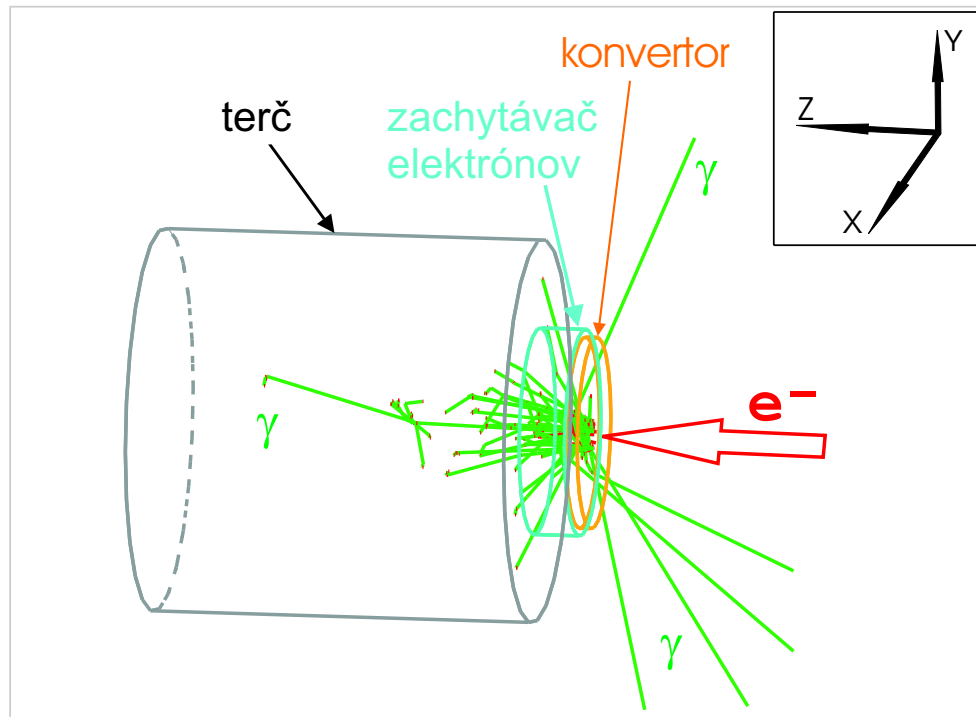
Obrázok 23: Mikroskopický účinný prierez reakcie $^{238}\text{U}(\gamma, xn + f)$ v závislosti od energie γ -kvánt. Porovnanie aproximácie použitej pri simulácii (červená čiara) s hodnotami publikovanými v prácach: \bullet [63], \blacktriangledown [65], \triangle [64], \blacktriangle [14], \square [41], \times [60], \circ [66], $+$ [61], \blacksquare [62].

frámovým konvertorom (w) a konvertorom z kovového uránu prírodného zloženia (u). Hrúbka cylindrického konvertora bola vybraná vzhľadom k radiačnej dĺžke X v danom materiáli [26].

Z referenčných a testovacích dôvodov bol v prvej konfigurácii použitý na simuláciu materiálu produkčného terča prírodný kovový urán (U). V nasledujúcich výpočtoch boli použité dva krajné prípady:

1. Práškový *fulerénový* terč so zabudovaným atómom uránu (UCx) s nízkou hustotou $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$ a pomerom zložiek približne 1U16C (55 %_{hm.} U + 45 %_{hm.} C).
2. Terč z lisovaného karbidu uránu (UC₂) s veľkou hustotou $\rho = 12 \text{ g/cm}^3$.

Bola použitá geometria *nekonečne veľkého* cylindrického terča, pričom z dôvodov časovej optimalizácie kódu sa hrúbka a polomer terča ohraničili ($H = R = 10^4 \text{ mm}$). Tento objem zabezpečil prakticky úplné pohltenie štiepných γ -kvánt ($E_\gamma > 5 \text{ MeV}$). Všetky γ -kvantá opúšťajúce objem terča alebo s podprahovou energiou $E_\gamma < E_{th} \approx$



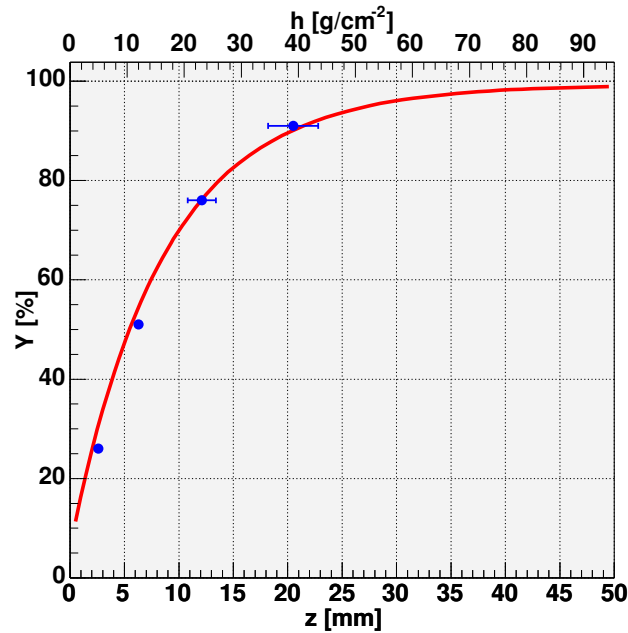
Obrázok 24: Schématické usporiadanie simulácie hustoty fotoštiepenia v produkčnom terči.

5 MeV sa považovali za *stratené*.

Pre každú konfiguráciu bolo simulovaných 10^8 primárnych častíc (elektrónov) s energiou $E_e = 25$ MeV a $E_e = 50$ MeV. Vlastnosti primárneho zväzku boli rovnaké ako pri simulácii rozbiehavosti γ -zväzku. Taký veľký počet primárnych častíc je síce časovo náročný, avšak nevyhnutný pre dosiahnutie dostatočne dobrej štatistiky priestorovej hustoty štiepenia. Jednou z možností skrátenia doby výpočtu sa javí paralelizácia danej úlohy [67] a riešenie na *PC farmách*.

Na overenie správnosti výpočtu bol z nasimulovanej priestorovej hustoty fotoštiepenia v terči z kovového prírodného uránu s volfrámovým konvertorom (w + U) vypočítaný integrálny výťažok štiepenia v závislosti od hrúbky (plošnej hustoty) terča. Porovnanie vypočítaných hodnôt s experimentálne získanými hodnotami z práce [59] je na obrázku 25.

Výpočtom integrálnych výťažkov v závislosti od hrúbky a polomeru terča môžeme oceniť rozmery cylindrického terča. V tabuľke 14 sú zhrnuté rozmery produkčných terčov pre rôzne konfigurácie v prípade, keď v danom objeme dochádza k 80% všetkých fotoštiepení. Ako vidieť z výsledkov v tabuľke 14, efektívne rozmery terčov sa menia

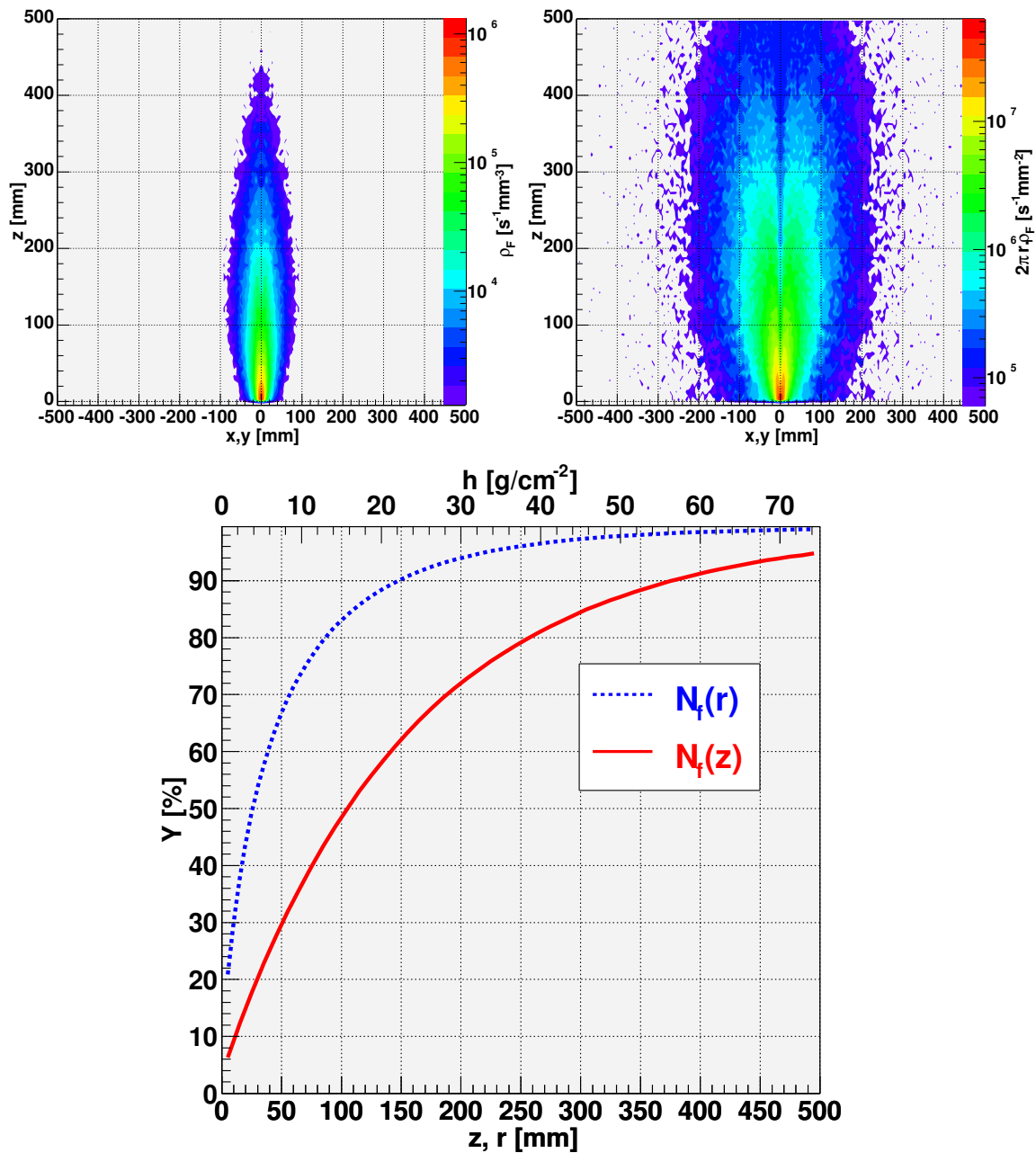


Obrázok 25: Porovnanie integrálneho výťažku štiepenia v terči ^{238}U v závislosti od jeho hrúbky. Body označujú experimentálne získané hodnoty z práce [59], krivka zobrazuje hodnoty získané simuláciou.

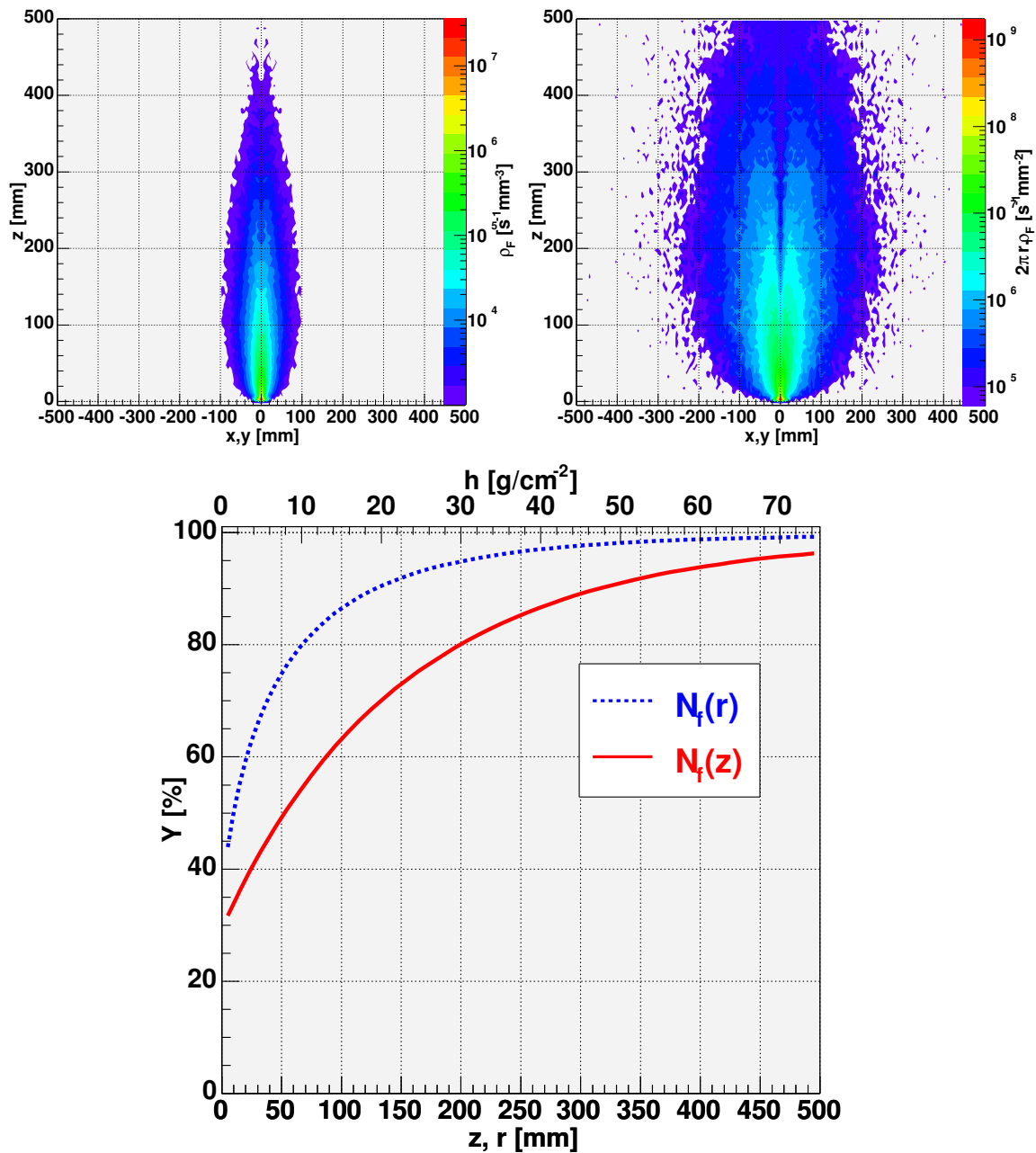
od 10^3 do 10^7 mm³. Ak vylúčime kovový urán z dôvodu difúzie štiepných produktov a tepelnej nestability, zostávajúce kombinácie terčov predstavujú objemy od 10^4 do 10^7 mm³. Keďže koeficienty difúzie pre dané materiály pri rôznych teplotách nie sú dostatočne známe, použijeme v prvom priblížení aproximáciu, že čas potrebný na difúziu a efúziu produktov štiepenia z materiálu terča je nepriamo úmerný jeho objemu. Pri týchto predpokladoch sa optimálnym javí usporiadanie w+UC₂, respektíve UC₂.

Zobrazenie objemovej hustoty štiepenia ρ_f pomáha získať názorný pohľad na tepelné zaťaženie terča, nakoľko teplota terča je priamo úmerná počtu štiepení v jednotkovom objeme (bez zohľadnenia difúzie a prenosu tepla, čo je pri materiáloch na báze karbidov, v prvom priblížení, dostatočne presné). Zo zobrazenia plošnej hustoty štiepenia $\rho_F = 2\pi r\rho_f$ je možné vybrať vhodný geometrický tvar (cylinder, kónus,...) produkčného terča. Na obrázkoch 26 – 31 sú znázornené objemové ρ_f a plošné ρ_F hustoty fotoštiepenia vo vybraných produkčných terčoch ako aj integrálne výťažky štiepenia v závislosti od polomeru $Y_f(r)$ a hrúbky $Y_f(z)$ terča.

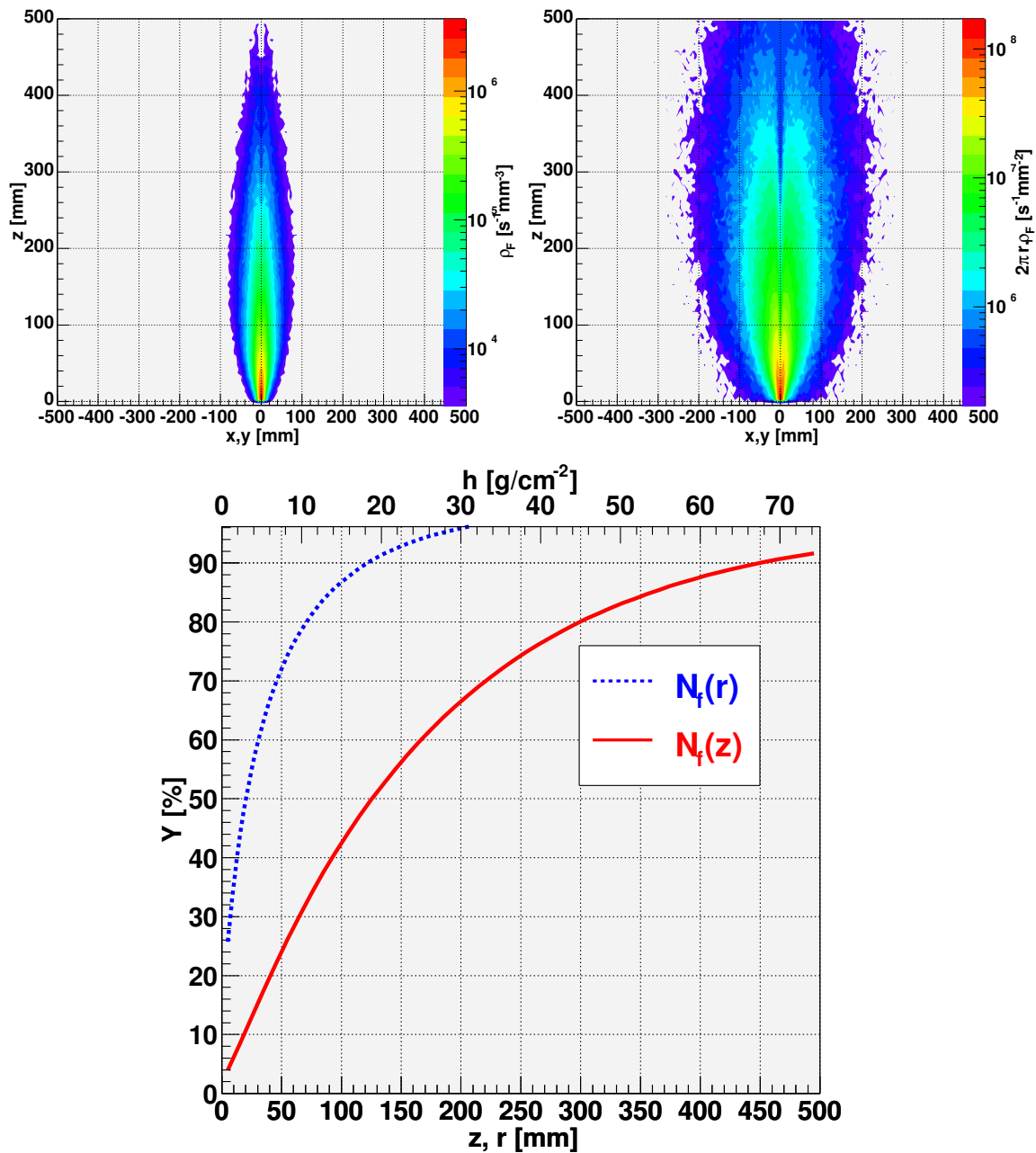
Získané výsledky potvrdzujú vyššie uvedené závery týkajúce sa usporiadania terča.



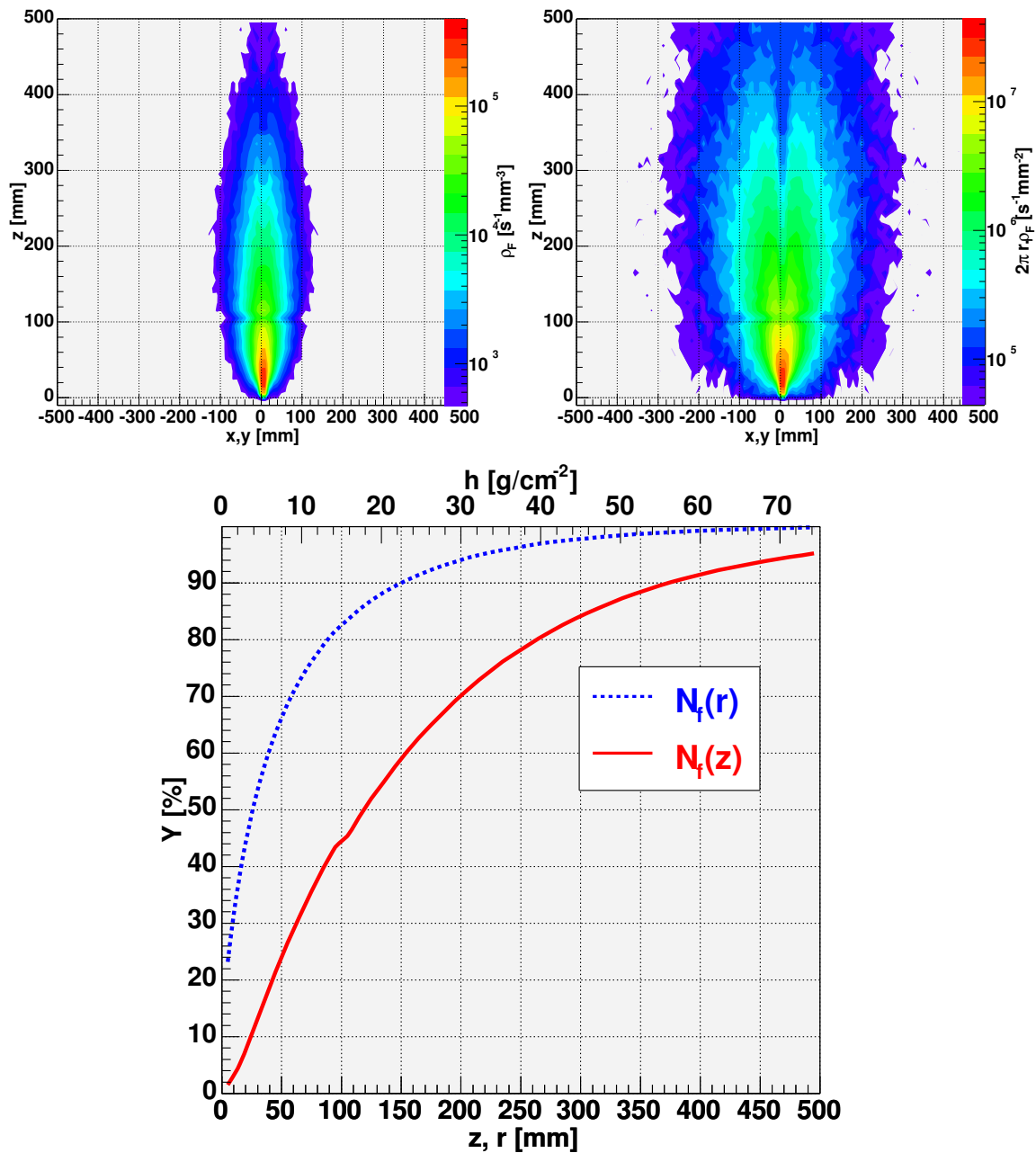
Obrázok 26: Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, konvertor: volfrám, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.



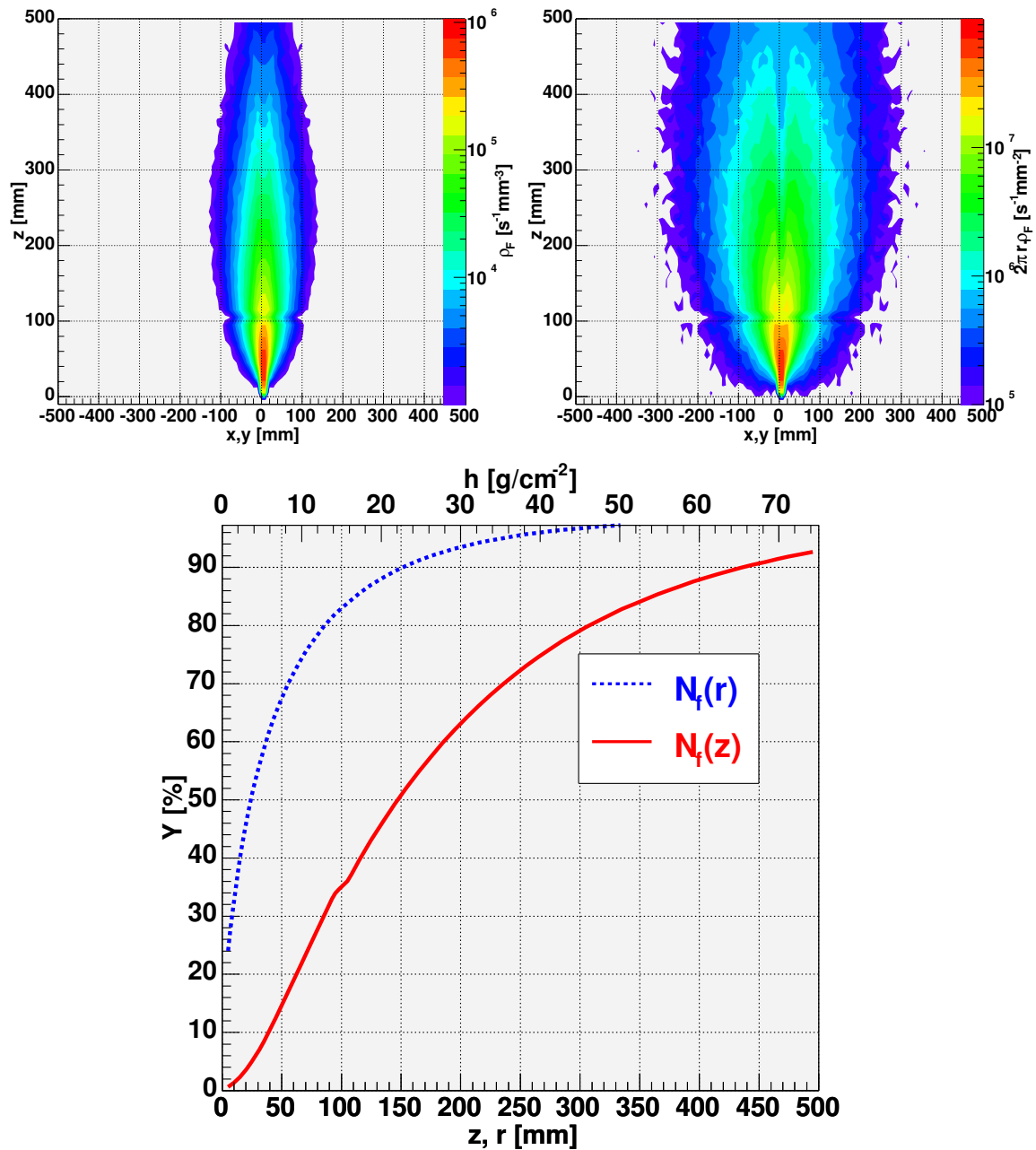
Obrázok 27: Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, konvertor: kovový urán, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \text{ } \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_f hustota štiepenia, dole integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.



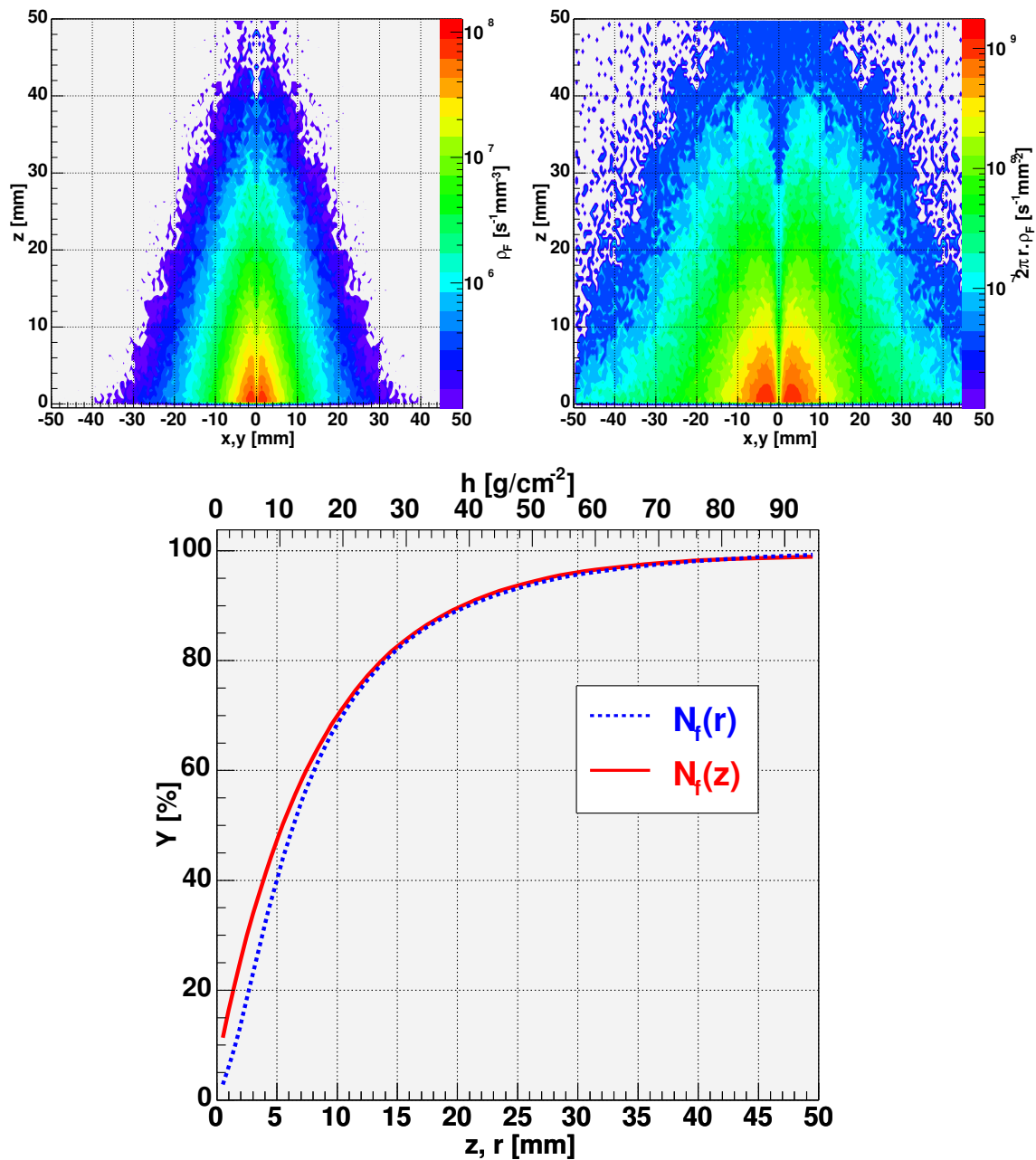
Obrázok 28: Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, konvertor: volfrám, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 50 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.



Obrázok 29: Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, bez konvertora, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \text{ }\mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.



Obrázok 30: Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, bez konvertora, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \text{ }\mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 50 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.



Obrázok 31: Simulácia fotoštiepenia v terči z prírodného kovového uránu. Konvertor: volfrám, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, a integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.

Tabuľka 14: Geometrické rozmery (hrúbka–H a polomer–R) cylindrického produkčného terča pre rôzne konfigurácie. V danom objeme prebieha 80% zo všetkých fotoštiepení. Koeficient e/f udáva stredný počet elektrónov vyvolajúcich jeden akt fotoštiepenia.

E_e	terč	Z [mm]	R [mm]	e/f	V [mm ³]
25	U	14	6,7	620	$1,97 \cdot 10^3$
	UC ₂	26	8,8	688	$6,57 \cdot 10^3$
	UCx	260	150	1102	$1,84 \cdot 10^7$
	w + U	14	14,2	933	$8,87 \cdot 10^3$
	w + UC ₂	26	14,6	961	$1,74 \cdot 10^4$
	w + UCx	256	88	1161	$6,23 \cdot 10^6$
	u + UCx	196	69	741	$2,93 \cdot 10^6$
50	U	17	6,1	229	$1,99 \cdot 10^3$
	UC ₂	26	10,1	246	$8,33 \cdot 10^3$
	UCx	300	86	363	$6,97 \cdot 10^6$
	w + U	15	10,3	307	$5,00 \cdot 10^3$
	w + UC ₂	27	12,4	319	$1,30 \cdot 10^4$
	w + UCx	280	77	398	$5,22 \cdot 10^6$

Čo sa týka tepelného výkonu vznikajúceho v objeme terča, bude vhodné tento využiť na vlastný vnútorný náhrev UC_x, čím sa dosiahne zníženie príkonu dodatočného náhrevu terča pre zvýšenie rýchlosti difúzie a efúzie štiepných fragmentov. Pri predpoklade, že sa pri jednom štiepení uvoľní energia $E_f \approx 200$ MeV, z čoho je približne 90% využiteľných vo forme kinetickej energie fragmentov a energie β -rozpadu, výkon absorbovaný v terči bude $P_a \approx 1$ W. Tento výkon je vzhľadom na celkovú potrebu nahrievania zanedbateľný. Vhodnejšie bude použiť terč bez konvertora, keď sa výkon primárneho zväzku ($P_{e^-} \approx 500$ W) absorbuje priamo v terči, pričom odpadáva potreba dodatočného chladenia konvertora. Zvyšný výkon na nahriatie terča na teplotu $T = 2500$ °C je potrebné dodať externým zdrojom tepla. Náhrev elektrónovým zväzkom bude sústredený hlavne na čelnej strane, preto je externý náhrev potrebné smerovať hlavne na ostatné časti terča. Ako vidieť z obrázkov 26 – 31, z plošnej hustoty štiepenia vyplýva, že výstup štiepných fragmentov z matrice terča je potrebné

realizovať v niekoľkých miestach po obvode terča, rovnako aj z čelnej strany, kde je hustota štiepenia najvyššia, poprípade z kapiláry v osi terčového cylindra. Pre zvýšenie rýchlosti difúzie je možné aj použitie zložitejších konštrukcií terča na základe diskového usporiadania.

3.4 Kumulovaná aktivita terča

3.4.1 Typy indukovanej aktivity

1. Interakcia zväzku s látkou:

- **Žiarenie γ vznikajúce pri brzdení elektrónov.** Energetické spektrum a intenzita je závislá od brzdneho materiálu a uhla výletu γ -kvánt. Vzniká pozdĺž elektrónového zväzku, kde môže dochádzať k jeho stratám a v konvertore/terči, kde je zväzok elektrónov plne zabrzdnený. Podrobnejší popis vlastností brzdneho žiarenia bol podaný v kapitolách 2.2 a 3.3.1.
- **Neutróny vznikajúce pri fotoštiepení.** Vznikajú v produkčnom terči. Na jedno štiepenie sa uvoľní približne $\bar{\nu} \approx 3,5$ neutróna so strednou energiou $\bar{E} \approx 2$ MeV. Energetické spektrum je možné vyjadriť v laboratórnej sústave ako: $N(E) = c\sqrt{E} \exp(-E/T)$, kde c, T sú konštanty závislé od A, Z štiepiaceho sa jadra a jeho energie vzbudenia, T môžeme považovať za efektívnu teplotu produktov štiepenia [53].
- **Neutróny vznikajúce v (γ, n) a $(\gamma, 2n)$ reakciách.** Vznikajú vo všetkých materiáloch, kde γ -žiarenie interaguje s látkou, ako aj v produkčnom terči, kde spolu so štiepnymi neutrónmi indukujú doplnujúce štiepenie (n, f) . Vo vnútri produkčného terča je ich spektrum podobné spektru neutrónov štiepenia. Celkový tok neutrónov v terči dosahuje hodnôt: $\Phi_n \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Keď hodnotíme ich vplyv na zvýšenie výťažku štiepných fragmentov, tak že v prvom priblížení považujeme materiál terča homogénne rozložený v objeme gule zodpovedajúcej vypočítanému objemu produkčného terča, v ktorom dochádza k 80% fotoštiepení. Pri danom sumárnom toku neutrónov $\Phi_n \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$ vzniká príspevok k výťažku štiepných fragmentov približne 5%. Táto hodnota nie je ďalej vo výpočte výťažkov zohľadnená pretože je menšia ako presnosť celkového výpočtu výťažkov fragmentov štiepenia.
- **Neutróny produkované vysokoenergetickými iónmi.** Môžu vznikáť, ak energia urýchlených iónov presahuje výšku Coulombovskej bariéry, v urýchľovači U400 a vo vysokoenergetickej časti transportných prvkov.

- **Röntgenovské žiarenie vznikajúce v dôsledku emisie elektrónov.**

Vzniká v urýchľovacích medzerách mikrotróna MT-25.

Tento typ radiácie zaniká vypnutím zväzku urýchľovača.

2. Indukovaná aktivita materiálu:

- **Aktivita produktov štiepenia.** Väčšina produktov fotoštiepenia je β -rádioaktívna. Sú emitované γ -kvantá vznikajúce pri brzdení β -žiarenia a deexcitačné γ -kvantá.
- **Aktivita transuránových prvkov.** Vzniká v dôsledku jadrových reakcií, hlavne (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ a neutrónového záchytu na jadrách terča. Dcérske produkty vzniknutejších transuránových izotopov sú α -rádioaktívne žiariče.
- **Indukovaná aktivita materiálov v dôsledku reakcie s neutrónmi.** Indukujú aktivitu vo všetkých materiáloch v okolí zdroja rádioaktívnych zväzkov. Vhodným výberom konštrukčných materiálov s malým účinným prierezom absorpcie neutrónov je možné tento typ aktivity minimalizovať.

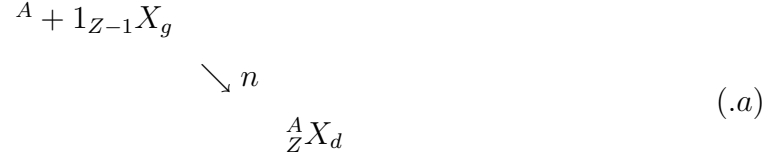
Tento typ radiácie je permanentný a klesá úmerne počasom rozpadov vzniknutých rádionuklidov.

3.4.2 Kumulácia produktov štiepenia v terči

Počas ožarovania terča sa v dôsledku hromadenia štiepných produktov v matrici terča zvyšuje jeho aktivita. Krivka kumulovanej aktivity v terči má zložitý priebeh v dôsledku rôznorodosti štiepných produktov ako aj ich produktov rozpadu. Na výpočet kumulovanej aktivity bol zostrojený program v jazyku C++. Program počíta časový priebeh aktivity pre 890 izotopov a ich izoméne stavy. Program počíta s tromi triedami jadier:

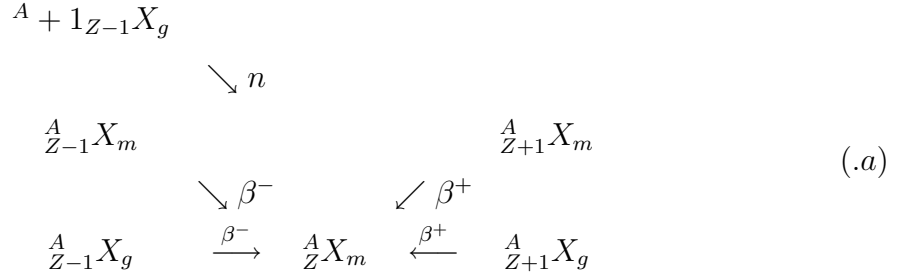
dcérske jadrá A_ZX_d s hmotnosťou A a protónovým číslom Z, vznikajúce v dôsledku

emisie oneskorených neutrónov:



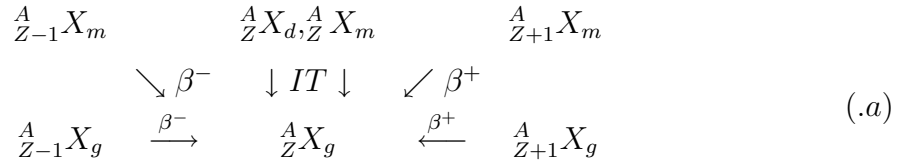
$$\frac{dN}{dt} ({}^A_Z X_d) = {}^A_Z \eta_n \cdot {}^{A+1}_{Z-1} \lambda_g \cdot {}^{A+1}_{Z-1} N_g(t) - {}^A_Z \lambda_d \cdot {}^A_Z N_d(t) \quad (.b)$$

izoméne stavy ${}^A_Z X_m$:



$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{dt} ({}^A_Z X_m) = & {}^A_Z Y_m + {}^A_Z \eta_n \cdot {}^{A+1}_{Z-1} \lambda_g \cdot {}^{A+1}_{Z-1} N_g(t) + {}^A_Z \eta_{g,\beta^-} \cdot {}^A_{Z-1} \lambda_g \cdot {}^A_{Z-1} N_g(t) + {}^A_Z \eta_{m,\beta^-} \cdot {}^A_{Z-1} \lambda_m \cdot {}^A_{Z-1} N_m(t) + \\
 & + {}^A_Z \eta_{g,\beta^+} \cdot {}^A_{Z+1} \lambda_g \cdot {}^A_{Z+1} N_g(t) + {}^A_Z \eta_{m,\beta^+} \cdot {}^A_{Z+1} \lambda_m \cdot {}^A_{Z+1} N_m(t) - {}^A_Z \lambda_m \cdot {}^A_Z N_m(t)
 \end{aligned} \quad (.b)$$

jadrá v základnom stave ${}^A_Z X_g$:



$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{dt} ({}^A_Z X_g) = & {}^A_Z Y_g + {}^A_Z \eta_{g,\beta^-} \cdot {}^A_{Z-1} \lambda_g \cdot {}^A_{Z-1} N_g(t) + {}^A_Z \eta_{m,\beta^-} \cdot {}^A_{Z-1} \lambda_m \cdot {}^A_{Z-1} N_m(t) + \\
 & + {}^A_Z \eta_{g,\beta^+} \cdot {}^A_{Z+1} \lambda_g \cdot {}^A_{Z+1} N_g(t) + {}^A_Z \eta_{m,\beta^+} \cdot {}^A_{Z+1} \lambda_m \cdot {}^A_{Z+1} N_m(t) + {}^A_Z \lambda_d \cdot {}^A_Z N_d(t) + \\
 & + {}^A_Z \eta_{IT} \cdot {}^A_Z \lambda_m \cdot {}^A_Z N_m(t) - {}^A_Z \lambda_g \cdot {}^A_Z N_g(t),
 \end{aligned} \quad (.b)$$

kde ${}^A_Z Y$ je nezávislý výťažok jadra ${}^A_Z X$ danej triedy, ${}^A_Z N(t)$ je počet jadier ${}^A_Z X$ danej triedy v čase t, ${}^A_Z \lambda$ je rozpadová konštanta jadra ${}^A_Z X$ a ${}^A_Z \eta$ je pravdepodobnosť daného

rozpadu, kde index β^- označuje emisiu elektrónu, β^+ –pozitrónu a n –neutrónu. Pravdepodobnosti η sú prebrané z databázy ENDF-B VI [68].

Celková kumulovaná aktivita fragmentov štiepenia pri parametroch zväzku $E_e = 25$ Mev, $I_e = 20 \mu A$ je graficky znázornená na obrázku 32. Vidíme, že k saturácii aktivity dochádza rádovo za niekoľko sekúnd. Na druhej strane, rozpad a vymieranie produktov štiepenia silne závisí od doby ožarovania terča, kde pri krátkodobom ožarovaní nedochádza k saturácii produktov s dlhým polčasom rozpadu.

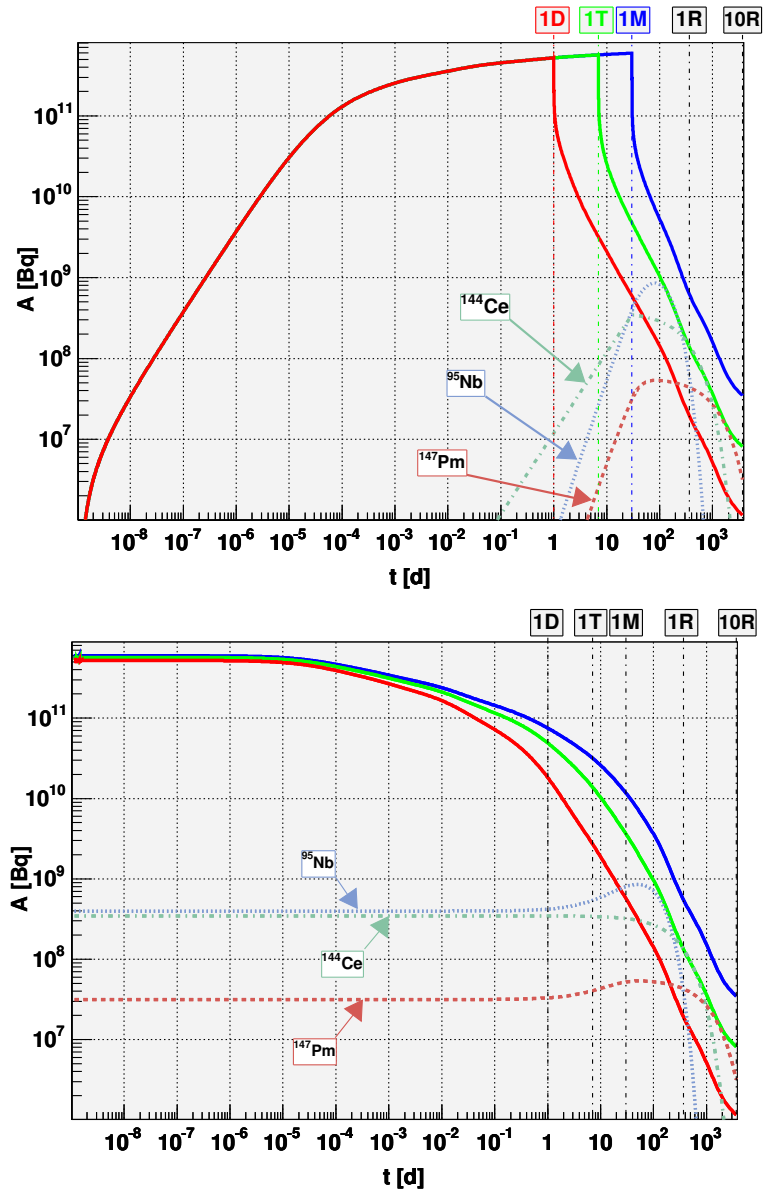
Z hľadiska spracovania, skladovania a likvidácie takéhoto terča je dôležité poznať, ktoré prvky predovšetkým prispievajú k celkovej aktivite terča. Výsledok takéhoto výpočtu pre týždňový ožarovací cyklus je zobrazený na obrázku 33. Ako vidieť, hlavný príspevok dlhodobej aktivite terča vnášajú najmä dlhožijúce izotopy: ^{144}Ce ($T_{1/2} = 284,9\text{d}$), ^{106}Ru ($T_{1/2} = 373,6\text{d}$), ^{147}Pm ($T_{1/2} = 2,62\text{r}$), ^{125}Sb ($T_{1/2} = 2,76\text{r}$), ^{90}Sr ($T_{1/2} = 28,79\text{r}$) a ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30,07\text{r}$).

3.4.3 Kumulácia aktinoidov a trícia

Okrem kumulovanej aktivity dlhožijúcich produktov štiepenia, dochádza pri trojitom štiepení ^{238}U aj k produkcii trícia ($^3\text{H}T_{1/2} = 12,33$ roka), čo je tiež zaujímavé z hľadiska radiačnej hygieny a bezpečnosti terča. Avšak pravdepodobnosť trojitého štiepenia je v porovnaní s binárnym štiepením relatívne nízka a výťažok trícia dosahuje pri energiách vzbudenia jadra $E_{exc.} \approx 13$ MeV len $^3\text{H}Y \approx 10^{-4}$ na jeden akt štiepenia, čo pri počte štiepení $N_f \approx 2.10^{11} \text{ s}^{-1}$ je $^3\text{H}Y \approx 2.10^7 \text{ s}^{-1}$. Z tejto úvahy vyplýva, že za týždňový cyklus ožarovania kumulovaná aktivita trícia bude $^3\text{H}A(1t) \approx 22$ kBq.

Na získanie predstavy o príspevku aktinoidov k celkovej aktivite terča bol prevedený výpočet ich kumulovanej aktivity. Pri štiepení ^{238}U dochádza aj ku konkurenčným reakciám. Za najvýraznejšie môžeme považovať reakcie $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$, $^{238}\text{U}(\gamma, 2n)^{236}\text{U}$, $^{238}\text{U}(\gamma, pn)^{236}\text{Pa}$ a $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$. Schématické znázornenie vznikajúcich izotopov ako aj ich dcérskych produktov je na obrázku 34.

Vzniknuté aktinoidy sú β –rádioaktívne s krátkou dobou polpremeny, pričom sa rozpadajú na α –rádioaktívne izotopy ^{239}Pu , ^{237}Np , ^{236}U s dlhými dobami polpremeny, ktoré z hľadiska radiačnej ochrany môžeme považovať za nekonečne dlhé. Z účinných



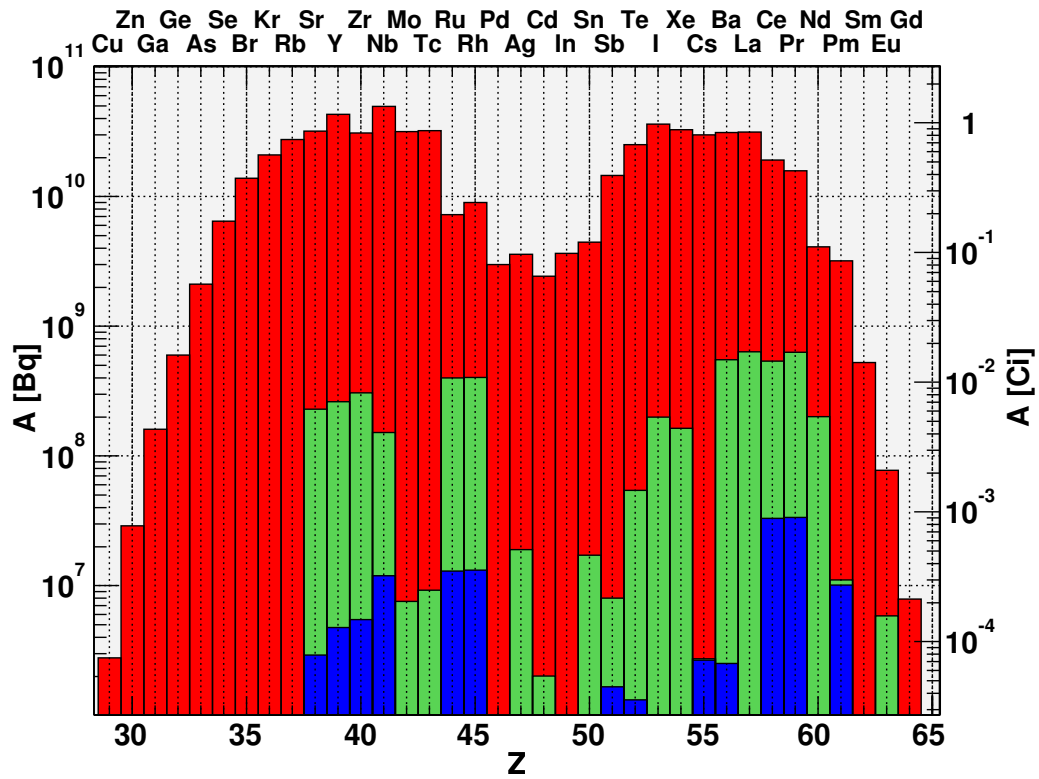
Obrázok 32: Celková kumulovaná aktivita terča v závislosti od času a produkčného cyklu (hore). Pokles aktivity v terči v závislosti od predchádzajúcej dĺžky ožarovania (dole). Čas ožarovania: deň — červená krivka, týždeň — zelená krivka, mesiac — modrá krivka. Na obrázkoch sú znázornené aj závislosti aktivity vybraných izotopov ^{144}Ce , ^{147}Pm a ^{95}Nb pre mesačný ožarovací cyklus.

prierezov vyššie spomenutých reakcií dostávame pre výťažok neutrónov:

$$Y(n_{tot.}) = (3,5^{(\gamma,F)} + 1,6^{(\gamma,n)} + 2,0,7^{(\gamma,2n)} + 0,15^{(\gamma,pn)}) \cdot 2 \cdot 10^{11} = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1},$$

pre výťažok štiepenia indukovaného neutrónmi:

$$Y(n, f) \approx 10^{10} \text{ s}^{-1},$$



Obrázok 33: Kumulovaná aktivita jednotlivých prvkov v terči po týždňovom produkčnom cykle.

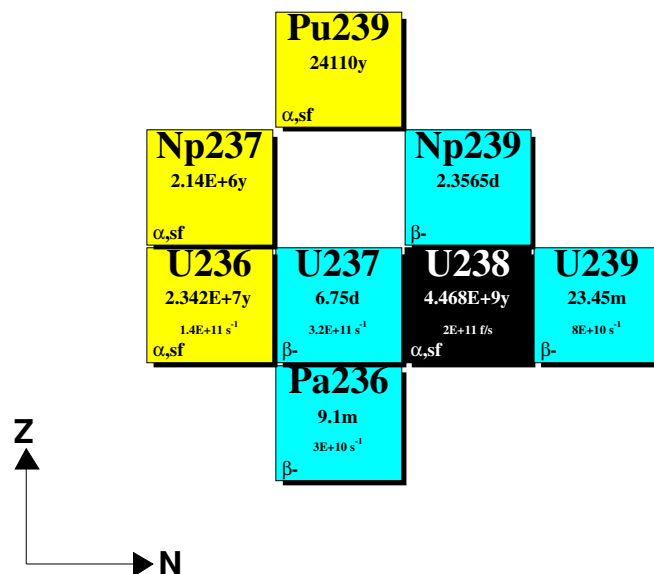
V čase vypnutia zväzku (červená plocha), po mesiaci skladovania (zelená) a po roku (modrá).

a pre výťažky aktinoidov:

$$Y(^{237}\text{U}) = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}, \quad Y(^{236}\text{Pa}) = 3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1},$$

$$Y(^{236}\text{U}) = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad (+ \beta^- \text{rozpad } ^{236}\text{Pa}),$$

$$Y(^{239}\text{U}) \approx 8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}.$$



Obrázok 34: Schématické znázornenie vznikajúcich aktinoidov a ich produktov rozpadu pri fotoštiepení ^{238}U .

Potom platí, že:

$$^{236}\text{Pa} : \frac{d^{6Pa}N}{dt} = {}^{6Pa}Y - {}^{6Pa}\lambda {}^{6Pa}N, \quad {}^{6Pa}N(t) = \frac{{}^{6Pa}Y}{{}^{6Pa}\lambda} \left(1 - e^{-{}^{6Pa}\lambda t}\right);$$

$$^{237}\text{U} : \frac{d^{7U}N}{dt} = {}^{7U}Y - {}^{7U}\lambda {}^{7U}N, \quad {}^{7U}N(t) = \frac{{}^{7U}Y}{{}^{7U}\lambda} \left(1 - e^{-{}^{7U}\lambda t}\right);$$

$$^{239}\text{U} : \frac{d^{9U}N}{dt} = {}^{9U}Y - {}^{9U}\lambda {}^{9U}N, \quad {}^{9U}N(t) = \frac{{}^{9U}Y}{{}^{9U}\lambda} \left(1 - e^{-{}^{9U}\lambda t}\right);$$

$$^{236}\text{U} : \frac{d^{6U}N}{dt} = {}^{6U}Y - {}^{6Pa}\lambda {}^{6Pa}N, \quad {}^{6U}N(t) = {}^{6U}Yt + {}^{6Pa}Yt + \frac{{}^{6Pa}Y}{{}^{6Pa}\lambda} e^{-{}^{6Pa}\lambda t} - \frac{{}^{6Pa}Y}{{}^{6Pa}\lambda};$$

$$^{237}\text{Np} : \frac{d^{7Np}N}{dt} = {}^{7U}\lambda {}^{7U}N, \quad {}^{7Np}N(t) = {}^{7U}Yt + \frac{{}^{7U}Y}{{}^{7U}\lambda} e^{-{}^{7U}\lambda t} - \frac{{}^{7U}Y}{{}^{7U}\lambda};$$

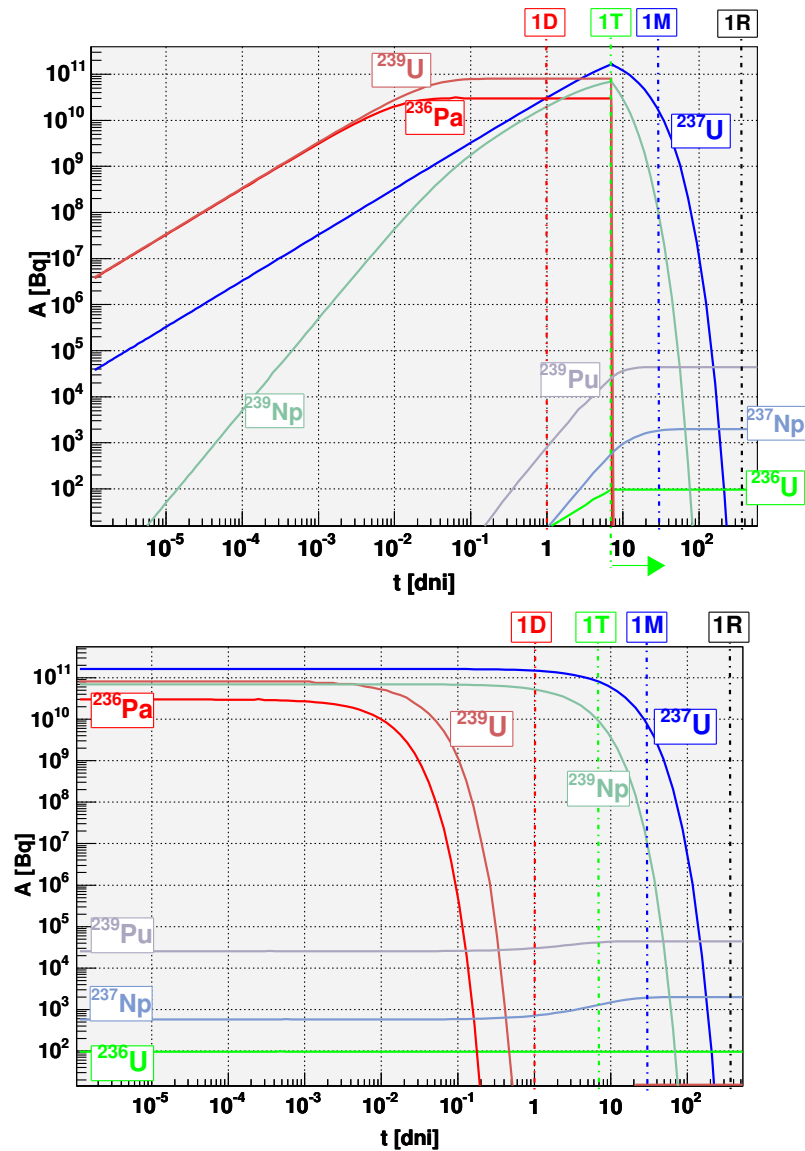
$$^{239}\text{Np} : \frac{d^{9Np}N}{dt} = -{}^{9Np}\lambda {}^{9Np}N + {}^{9U}\lambda {}^{9U}N,$$

$${}^{9Np}N(t) = \frac{{}^{9U}Y}{{}^{9Np}\lambda} \left(1 - \exp(-{}^{9Np}\lambda t)\right) - \frac{{}^{9U}Y}{{}^{9Np}\lambda - {}^{9U}\lambda} \left(\exp(-{}^{9U}\lambda t) - \exp(-{}^{9Np}\lambda t)\right);$$

$${}^{239}\text{Pu} : \frac{d{}^{9}\text{Pu}N}{dt} = {}^{9}\text{Np} \lambda^{9}\text{Np}N,$$

$${}^{9}\text{Pu}N(t) = {}^{9}\text{U} Y t + \frac{{}^{9}\text{U} Y}{{}^{9}\text{Np} \lambda} \left(e^{-{}^{9}\text{Np} \lambda t} - 1 \right) + \frac{{}^{9}\text{Np} \lambda {}^{9}\text{U} Y}{{}^{9}\text{Np} \lambda - {}^{9}\text{U} \lambda} \left[\frac{1}{{}^{9}\text{U} \lambda} \left(e^{-{}^{9}\text{U} \lambda t} - 1 \right) - \frac{1}{{}^{9}\text{Np} \lambda} \left(e^{-{}^{9}\text{Np} \lambda t} - 1 \right) \right];$$

kde $N(t)$ je počet jadier v čase t , λ je rozpadová konštanta a Y je výťažok izotopu v indexe. Časové priebehy kumulácie aktinoidov pre týždňový ožarovací cyklus sú znázornené na obrázku 35. Výsledné aktivity aktinoidov po týždňovom ožarovanom



Obrázok 35: Kumulovaná aktivita aktinoidov v terči v závislosti od času pre týždňový produkčný cyklus (hore). Pokles aktivity aktinoidov v terči v závislosti od času po skončení ožarovania (dole).

cykle sú zhrnuté v tabuľke 15.

Tabuľka 15: Kumulovaná aktivita aktinoidov po týždňovom ožarovacom cykle.

Izotop	Počet jadier	Aktivita [Bq]	Doba polpremeny
^{236}Pa	$2,36 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{10}$	9,1 min.
^{237}U	$1,38 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	6,75 dní
^{239}U	$1,62 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{10}$	23,45 min.
^{239}Np	$1,92 \cdot 10^{16}$	$7 \cdot 10^{10}$	2,36 dní
^{236}U	$1,03 \cdot 10^{17}$	96	$2,34 \cdot 10^7$ rokov
^{237}Np	$4,77 \cdot 10^{17}$	$4,9 \cdot 10^3$	$2,14 \cdot 10^6$ rokov
^{239}Pu	$2,77 \cdot 10^{16}$	$2,53 \cdot 10^4$	24110 rokov

Z hľadiska dlhodobého radiačného zaťaženia sú významné len aktivity izotopov v rozpadovom rade na posledných miestach z obrázku 34. Ich celková aktivita dosahuje $A_{act.} \approx 30$ kBq. Ak prepokladáme, že produkčný terč obsahuje približne $10^{21} - 10^{22}$ jadier ^{238}U , je aktivita kumulovaných aktinoidov porovnateľná s prirodzenou aktivitou terča.

4 Závery

- Na základe analýzy projektov a mikrotrónu MT-25 bolo zistené, že pri využití elektrónového urýchľovača na generáciu primárneho zväzku pre produkciu rádioaktívnych jadier, je možné dosiahnuť rádovo 10^{11} štiepení za sekundu. Táto intenzita štiepenia umožňuje získať dostatočné množstvo štiepných fragmentov na realizáciu programu DRIBs.
- Na základe analýzy fotojadrových procesov pre rad štiepných materiálov s prihliadnutím na ich dostupnosť, zložitost technologických procesov pri ich spracovaní, toxicitu a cenu ako vhodný terč bol vybraný ^{238}U . Tento izotop uránu zabezpečuje najvyššiu neutrónovú nadbytočnosť štiepných produktov.
- Na základe modelových predstáv z práce a výsledkov získaných v kontrolných experimentoch boli určené nezávislé a kumulatívne výťažky pre 560 izotopov v základnom stave a 280 izomérnych stavov jadier fragmentov štiepenia. Výsledky vykonaných experimentov na určenie výťažkov izotopov xenónu a kryptónu sú v dobrej zhode s vypočítanými hodnotami.
- Boli vykonané simulácie fotoštiepenia v U, UC_x a UC_2 terčoch. Bol získaný uhlový rozptyl zväzku brzdneho žiarenia na volfrámovom brzdnom terči, kde vypočítané hodnoty rozptylu sú v dobrej zhode s výsledkami experimentov. Boli simulované objemové hustoty štiepenia pre uvedené usporiadania brzdny terč — štiepny materiál. Ako optimálne usporiadanie sa javí UC_2 s hustotou $\rho = 10 \div 12 \text{ g/cm}^3$ bez brzdneho terča, ktorý z hľadiska štiepných fragmentov predstavuje najmenší objem. Takéto usporiadanie zároveň umožňuje samonáhrev od zväzku elektrónov. Výpočty plošnej hustoty štiepenia ukázali na potrebu zabezpečiť vývod štiepných fragmentov vo viacerých miestach terča, predovšetkým z čelnej strany, z boku a z osi terča zozadu kapilárrou. Ideálna forma terča je vytiahnutý elipsoid kopírujúci obálku simulovanej plošnej hustoty štiepenia. Pre zlepšenie difúzie je možné použiť zložitejšiu geometriu terča vo forme paralelne umiestnených diskov.
- Na základe systematiky z databázy ENDF/B VI bol vyvinutý program na

výpočet kumulovanej aktivity v terči. Ako príklad výpočtu je v práci uvedený výsledok pre týždňový cyklus ožarovania. Bolo určené, že za niekoľko sekúnd ožarovania sa dosahuje nasýtený stav aktivity $A_t \approx 10^{12}$ Bq. Je tiež ukázaný vplyv dĺžky ožarovania na rozpad produktov pre tri rôzne časy ožarovania. Je vidieť, že pri dlhodobom ožarovaní veľký príspevok k celkovej aktivite terča vnášajú dlhožijúce jadrá a to najmä: ^{144}Ce , ^{106}Ru , ^{147}Pm , ^{90}Sr a ^{137}Cs . Tieto výsledky sú dôležité pre skladovanie, likvidáciu, spracovanie a manipuláciu s terčom. Aktivita kumulovaného trícia a aktinoidov je pri takomto výkone primárneho zväzku porovnateľná s prirodzenou aktivitou terča a dosahuje približne $A_{act.} \approx 50$ kBq.

Zoznam literatúry

- [1] Oganessian Yu. Ts., Zagrebaev V. I., *Programme Advisory Committee*, (1999).
- [2] Maunoury L., *PhD. Thesis*, GANIL T 98 01 (1998).
- [3] Ridikas D., Mittig W., *Heavy Ion Phys.* **10** (1999) 51.
- [4] <http://www.cyc.ucl.ac.be>
- [5] <http://rexttrap.home.cern.ch/rexttrap>
- [6] <http://www.ganil.fr/spiral/>
- [7] Mueller A. C., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **46** (2001) 359.
- [8] Lhersonneau G. *et al.*, *Eur. Phys J.* **A9** (2000) 385.
- [9] Ibrahim F. *et al.*, *Eur. Phys J.* **A15** (2002) 357.
- [10] Habs D. *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **46** (2001) 343.
- [11] Belov A. G., *privátna komunikácia*
- [12] Bohr N., Wheeler J., *Phys. Rev.* **56** (1939) 426.
- [13] Strutinsky V. M., *Nucl. Phys.* **A95** (1967) 420.
- [14] Caldwell J. T., Dowdy E. J., *Phys. Rev.* **C21** (1980) 1215.
- [15] Wahl A. C. *et al.*, *Phys. Rev.* **126** (1962) 1112.
- [16] Fisher R. A., *Stat. Meth. for Res. Workers*, (Hafner, 1958) 76.
- [17] Jacobs E. *et. al.*, *Phys. Rev.* **C14** (1976) 1874.
- [18] Zhuchko V. E., Zen Chak Uk, Preprint JINR 11-84-615, (1984).
- [19] Taraskov M. Z. *et al.*, *Atomnaya Energiya* **65** (1988) 290.
- [20] Zhuchko V. E., Tsipenyuk Yu. M., *Atomnaya Energiya* **39** (1975) 66.
- [21] Findlay D. J. S., *Nucl. Instr. and Meth.* **A276** (1989) 598.

-
- [22] Kondev Ph. G. *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B71** (1992) 126.
- [23] Seltzer S. M., Berger M. J., Nucl. Instr. and Meth. **B12** (1985) 95.
- [24] Tsay Y.-S., Rev. Mod. Phys. **46** (1974) 815.
- [25] Tsay Y.-S., Rev. Mod. Phys. **49** (1977) 421.
- [26] Berger M. J., Seltzer S. M., Phys. Rev. **C2** (1970) 621.
- [27] Schiff L. I., Phys. Rev. **83** (1951) 252.
- [28] Shirokov Yu. M, Yudin N. P., *Yadernaya fizika*, (Nauka, 1980) 162.
- [29] Mukhin K.N., *Eksperimentalnaya yadernaya fizika*, (Energoatimizdat, 1983) 236.
- [30] Goldhaber M., Teller E., Phys Rev. **9** (1948) 1046.
- [31] Berman B. L., Fultz S. C., Rev. Mod. Phys. **3** (1975) 713.
- [32] Steinwedel H., Jensen J. H. D., Z. Naturforsch. **A5** (1950) 413.
- [33] Danos M., Nucl. Phys. **5** (1958) 23.
- [34] Wilkinson D. H., Physica **22** (1956) 1039.
- [35] Brown G. E., Bolsterli M., Phys. Rev. Lett. **3** (1959) 472.
- [36] Shizuko Adachi, Nguyen Van Giai, Phys. Lett. **B149** (1984) 447.
- [37] Danos M. *et al.*, Uspekhi Fiz. Nauk **37** (1995) 1297.
- [38] Speth J., Int. Rev. Nucl. Phys. **7** (1990).
- [39] Berman B. L. *et al.*, Phys. Rev. **C34** (1986) 2201.
- [40] Thierens H. *et al.*, Phys. Rev. **C27** (1983) 1117.
- [41] Koretskaya I. S. *et al.*, Yad. Fiz. **30** (1979) 910.
- [42] Andrighetto A. *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B204** (2003) 267.
- [43] Cunninghame J. G. *et al.*, Nucl. Phys. **44** (1963) 588.
-

-
- [44] Chattopadhyay A. *et al.*, J. Inorg. Nucl. Chem. **35** (1973) 2621.
- [45] Swindle D. *et al.*, Nuc. Sci. Eng. **52** (1973) 466.
- [46] Thierens H. *et al.*, Phys. Rev. **C14** (1976) 1058.
- [47] Hogan J. C. *et al.*, Phys. Rev. **C16** (1977) 2296.
- [48] De Frenne D. *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980) 629.
- [49] De Frenne D. *et al.*, Phys. Rev. **C26** (1982) 1356.
- [50] De Frenne D. *et al.*, Phys. Rev. **C29** (1984) 1908.
- [51] Wahl A. C., Phys. Rev. **C32** (1985) 184.
- [52] De Clercq A. *et al.*, Phys. Rev. **C13** (1976) 1536.
- [53] Gangrsky Yu. P. *et al.*, *Registracija i spektrometrija oskolkov delenija*, (Energoatomizdat, 1992)
- [54] Jacobs E. *et al.*, Phys. Rev. **C19** (1979) 422.
- [55] Agostinelli S. *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A506** (2003) 250.
- [56] CERN/DRDC/94-29, DRDC/P58, *GEANT4: an Object-Oriented Toolkit for simulation in HEP*, (1994).
- [57] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [58] Stroustrup B., *The C++ Programming Language*, (Addison-Wesley, 1997).
- [59] Oganessian Yu. Ts. *et al.*, Preprint JINR E7-2000-83, (2000).
- [60] Zhuchko V. E. *et al.*, Yad. Fiz. **28** (1978) 1185.
- [61] Arruda J. D. T. *et al.*, Phys. Rev. **C14** (1976) 1499.
- [62] Veyssiere A. *et al.*, Nucl. Phys. **A199** (1973) 45.
- [63] Varlamov V. V. *et al.*, CDFE/FIS2 87, <http://depni.sinp.msu.ru/cdfe/services/index.html>
-

- [64] Reis H. *et al.*, Phys. Rev. **c29** (1984) 2346.
- [65] Lepretre A. *et al.*, Nucl. Phys. **A472** (1987) 533.
- [66] Ostapenko Yu. B. *et al.*, Yad. Konst. **3** (1978) 3.
- [67] <http://www.ccs.neu.edu/home/gene/topc.html>
- [68] ENDF/B-VI.7

Zoznam obrázkov

1	Schématické znázornenie základných metód na produkciu zväzkov rádioaktívnych iónov.	7
2	Schéma projektu DRIBs. Umiestnenie urýchľovačov, transport a vývody zväzkov iónov.	10
3	Závislosť potenciálnej energie V od parametra deformácie β jadra — horná časť grafu. Prerušovaná krivka popisuje závislosť podľa kvapkového modelu, kde A označuje základný stav, B – sedlový bod a C – bod rozštiepenia jadra. Plná krivka označuje závislosť $V(\beta)$ so Strutinského korekciami, typickú pre jadrá aktinoidov. V dolnej časti sú znázornené závislosti povrchovej E_P a coulombovskej E_C energie jadra.	15
4	Zmena energie vzбудenia $E_{exc.}$ a kinetickej energie E_K fragmentov po prechode štiepiaceho sa jadra sedlovým bodom. B – sedlový bod, C – Bod rozštiepenia.	16
5	Pomer účinných prierezov fotoštiepenia ^{238}U $\sigma(\gamma, f)$ a $\sigma(\gamma, F) = \sigma[(\gamma, f) + (\gamma, nf)]$ v závislosti od energie γ -kvánt [14].	18
6	Závislosť $\Delta Z(A')$ a $\sigma^2(A')$ od predneutrónovej hmotnosti fragmentov.	21
7	Závislosť stredného počtu emitovaných neutrónov od preneutrónovej hmotnosti fragmentov [17].	22
8	Závislosť tvaru spektra brzdného žiarenia elektrónu od uhla pozorovania pre hrubý konvertor [26].	23
9	Schematické znázornenie mechanizmu dipólovej oscilácie	25
10	Totálny účinný prierez v oblasti GDR pre ^{238}U . Experimentálne výsledky [14] (body) sú extrapolované superpozíciu dvoch lorentziánov z vyjadrenia (14) (plná čiara).	26
11	Percentuálne výťažky ^{132}Sn na jedno štiepenie pre rôzne zložené jadrá s excitačnou energiou $E_{exc.} \approx 18,8$ MeV pri reakcii (n, f)	28
12	Percentuálne výťažky ^{78}Ni na jedno štiepenie pre rôzne zložené jadrá s excitačnou energiou $E_{exc.} \approx 18,8$ MeV pri reakcii (n, f)	29

13	Hmotnostné rozdelenie produktov štiepenia ^{238}U pri štiepení brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV. Hodnoty vypočítané pomocou popísanej metodiky (\bullet) v porovnaní s experimentálne získanými hodnotami z prác [46] (\circ), [44] (\square), [45] (\triangle).	33
14	Hmotnostné rozdelenie produktov štiepenia ^{238}U pri štiepení brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV. Hodnoty vypočítané pomocou popísanej metodiky (\bullet). Tenkými čiarami sú znázornené nezávislé výťažky pre konštantné Z	34
15	Vypočítané kumulatívne výťažky produktov fotoštiepenia ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV a intenzitou zväzku $20 \mu\text{A}$ — jadrá v základnom stave.	35
16	Vypočítané výťažky produktov fotoštiepenia ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV a intenzitou zväzku $20 \mu\text{A}$ — izoméne stavy.	37
17	Schéma experimentálneho usporiadania na meranie výťažkov produktov štiepenia.	38
18	Nezávislé výťažky izotopov Kr (vpravo) a Xe (vľavo) normované na $2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ fotoštiepení ^{238}U pri maximálnej energii brzdných γ -kvánt $E_\gamma = 25$ MeV a strednej intenzite primárneho zväzku elektrónov $I_e = 20 \mu\text{A}$. Vypočítané hodnoty pomocou vyššie opísanej metodiky (čiary) su porovnané s experimentálne získanými hodnotami (body).	42
19	Porovnanie γ -spektier produktov fotoštiepenia ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV meraných na filtri pred vstupom do kapiláry (1) a absorbovaných na rúrke kryostatu (2).	43
20	Rozdelenie γ -zväzku brzdného žiarenia elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV (vľavo) a $E_e = 50$ MeV (vpravo) v závislosti od uhla výletu a energie γ -kvánt.	45
21	Porovnanie nameraných hodnôt (\circ) intenzity γ -zväzku vo vzdialenosti 14 cm od konvertora s hodnotami získanými simuláciou (\bullet).	46
22	Uhol výletu — α maximálnej intenzity γ -kvánt v závislosti od ich energie.	47

23	Mikroskopický účinný prierez reakcie $^{238}\text{U}(\gamma, xn + f)$ v závislosti od energie γ -kvánt. Porovnanie aproximácie použitej pri simulácii (červená čiara) s hodnotami publikovanými v prácach: \bullet [63], \blacktriangledown [65], \triangle [64], \blacktriangle [14], \square [41], \times [60], \circ [66], $+$ [61], \blacksquare [62].	48
24	Schématické usporiadanie simulácie hustoty fotoštiepenia v produkčnom terči.	49
25	Porovnanie integrálneho výťažku štiepenia v terči ^{238}U v závislosti od jeho hrúbky. Body označujú experimentálne získané hodnoty z práce [59], krivka zobrazuje hodnoty získané simuláciou.	50
26	Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, konvertor: volfrám, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.	51
27	Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, konvertor: kovový urán, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.	52
28	Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, konvertor: volfrám, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 50 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.	53
29	Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, bez konvertora, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.	54

30	Simulácia fotoštiepenia v terči z UC_x . Hustota materiálu: $\rho = 1,5 \text{ g/cm}^3$, bez konvertora, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 50 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, dole: integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.	55
31	Simulácia fotoštiepenia v terči z prírodného kovového uránu. Konvertor: volfrám, intenzita zväzku elektrónov: $I_e = 20 \mu\text{A}$, energia elektrónov: $E_e = 25 \text{ MeV}$. Zľava doprava: priestorová ρ_f hustota štiepenia a plošná ρ_F hustota štiepenia, a integrálny výťažok v závislosti od hrúbky $Y_f(z)$ a polomeru $Y_f(r)$ terča.	56
32	Celková kumulovaná aktivita terča v závislosti od času a produkčného cyklu (hore). Pokles aktivity v terči v závislosti od predchádzajúcej dĺžky ožarovania (dole). Čas ožarovania: deň — červená krivka, týždeň — zelená krivka, mesiac — modrá krivka. Na obrázkoch sú znázornené aj závislosti aktivity vybraných izotopov ^{144}Ce , ^{147}Pm a ^{95}Nb pre mesačný ožarovací cyklus.	63
33	Kumulovaná aktivita jednotlivých prvkov v terči po týždňovom produkčnom cykle. V čase vypnutia zväzku (červená plocha), po mesiaci skladovania (zelená) a po roku (modrá).	64
34	Schématické znázornenie vznikajúcich aktinoidov a ich produktov rozpadu pri fotoštiepení ^{238}U	65
35	Kumulovaná aktivita aktinoidov v terči v závislosti od času pre týždňový produkčný cyklus (hore). Pokles aktivity aktinoidov v terči v závislosti od času po skončení ožarovania (dole).	66

Zoznam tabuliek

1	Stručný popis niektorých zariadení na produkciu rádioaktívnych iónových zväzkov.	8
2	Hlavné charakteristiky komplexu U400M+U400.	11
3	Hlavné charakteristiky mikrotrónu MT-25.	12
4	Základné parametre hmotnostného separátora.	12
5	Efektivita prenosu jadier $A \sim 130$	13
6	Integrálne účinné prierezy pre vybrané jadrá. Energetický limit udáva hornú hranicu integrovania.	30
7	Parametre hmotnostného rozdelenia výťažkov použité pri výpočte a porovnané s hodnotami z prác [46, 52]: P/V — pomer pík–dolina, MLM — stredná hmotnosť maxima na polovičnej šírke pre ľahkú časť rozdelenia, MHM — stredná hmotnosť maxima na polovičnej šírke pre ťažkú časť rozdelenia, FWHM — plná šírka na polovičnej výške pre ľahkú aj ťažkú časť rozdelenia, $\bar{\nu}$ — stredný počet emitovaných neutrónov.	32
8	Rozpadové rady produktov štiepenia zahŕňajúce skúmané izotopy xenónu. Výťažky boli stanovené z γ -spektier izotopov v rámčekoch.	40
9	Rozpadové rady produktov štiepenia zahŕňajúce skúmané izotopy kryptónu. Výťažky boli stanovené z γ -spektier izotopov v rámčekoch.	41
10	Nezávislé výťažky izotopov Kr v percentách na jedno štiepenie ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV. Porovnanie experimentálne nameraných Y_{exp} . a vypočítaných Y_{vyp} . hodnôt. Experimentálne hodnoty sú normalizované na vypočítaný nezávislý výťažok ^{91}Kr	42
11	Nezávislé výťažky izotopov Xe v percentách na jedno štiepenie ^{238}U brzdným žiarením elektrónov s energiou $E_e = 25$ MeV. Porovnanie experimentálne nameraných Y_{exp} . a vypočítaných Y_{vyp} . hodnôt. Experimentálne hodnoty sú normalizované na vypočítaný nezávislý výťažok ^{139}Xe	43
12	Triedy opisujúce fyzikálne procesy, implementované v balíku Geant4, použité pri simulácii rozbiehavosti γ -zväzku.	44

13	Parametre lorentziánov pre aproximáciu účinného prierezu fotoštiepenia v oblasti GDR.	47
14	Geometrické rozmery (hrúbka-H a polomer-R) cylindrického produkčného terča pre rôzne konfigurácie. V danom objeme prebieha 80% zo všetkých fotoštiepení. Koeficient e/f udáva stredný počet elektrónov vyvolajúcich jeden akt fotoštiepenia.	57
15	Kumulovaná aktivita aktinoidov po týždňovom ožarovacím cykle. . . .	67

Prílohy

