

UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE
FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY

**ŠTÚDIUM PRODUKTOV ZÁCHYTU SEKUNDÁRNYCH
NEUTRÓNŮV KOZMICKÉHO ŽIARENIA V METEORITOCH**

Dizertačná práca

Bratislava, 2014

Ing. JÁN HUSÁR



UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE

Fakulta matematiky, fyziky a informatiky

Katedra jadrovej fyziky a biofyziky

**ŠTÚDIUM PRODUKTOV ZÁCHYTU SEKUNDÁRNYCH NEUTRÓNOV
KOZMICKÉHO ŽIARENIA V METEORITOCH**

Dizertačná práca

Štúdijný program: Jadrová a subjadrová fyzika
Štúdijný odbor: 4.1.5 jadrová a subjadrová fyzika
Školiace pracovisko: Katedra jadrovej fyziky a biofyziky
Školiteľ: prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.

Bratislava, 2014

Ing. JÁN HUSÁR



Univerzita Komenského v Bratislave
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky

ZADANIE ZÁVEREČNEJ PRÁCE

- Meno a priezvisko študenta:** Ing. Ján Husár
- Študijný program:** jadrová a subjadrová fyzika (Jednoodborové štúdium, doktorandské III. st., externá forma)
- Študijný odbor:** 4.1.5. jadrová a subjadrová fyzika
- Typ záverečnej práce:** dizertačná
- Jazyk záverečnej práce:** slovenský
- Sekundárny jazyk:** anglický
-
- Názov:** Štúdium produktov záchytu sekundárnych neutrónov kozmického žiarenia v meteoritoch
- Literatúra:** T.K. Gaisser, Cosmic rays and particle physics (1990)
P.K.F. Grieder, Cosmic rays at Earth (2001)
Časopisecká literatúra
- Cieľ:**
- Štúdium spektier termálnych a epitermálnych neutrónov v železných meteoritoch, obyčajných chondritoch a uhlíkových meteoritoch.
 - štúdium efektov vyvolaní záchyтом neutrónov v železných meteoritoch, obyčajných chondritoch a uhlíkových meteoritoch.
 - štúdium efektov záchytu termálnych neutrónov v závislosti od rozmerov ožarovaného objektu
 - simulácia efektov záchytu neutrónov pre stabilné nuklidy Cd, Pd, Os a Pt, ktoré môžu slúžiť ako monitory neutrónových tokov.
 - stanovenie vplyvu záchytu termálnych neutrónov na Hf- W chronometer
- Anotácia:** Produkty interakcií kozmického žiarenia v meteoritoch alebo v planetárnych povrchoch sa využívajú na charakterizovanie expozičnej histórie ožarovaných V minulosti sa hlavná pozornosť sústredila hlavne na kozmogéne nuklidy produkované v reakciách relatívne vysoko energetických častíc. Vyššie hustoty tokov sekundárnych neutrónov sú však dosahované pre epitermálne a termálne neutróny. Keďže niektoré vzácne zeminy majú relatívne veľký účinný prierez pre reakcie nízkoenergetických neutrónov, nimi vyvolané reakcie môžu viesť k experimentálne merateľným zmenám ich izotopických pomerov. Už desiatky rokov sa využívali takéto zmeny izotopických pomerov na štúdium expozičnej histórie a erózie mesačného povrchu (gardening effect) v dôsledku dopadu meteoritov, mikrometeoritov a kozmického prachu Navyše záchytové reakcie neutrónov niekedy vedú ku komplikáciám v interpretácii experimentálnych výsledkov pomerov koncentrácií niektorých izotopov. Typickým príkladom, aj vďaka svojej veľkosti, je efekt vyvolaný na Hf - W systéme, ktorý sa využíva ako chronometer. V tomto prípade záchytové reakcie neutrónov vedú k zníženiu pomeru $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ a potom tieto príliš nízke hodnoty sú interpretované ako príliš staré časy pre formovanie jadier skúmaných objektov. Detailné preskúmanie efektov vyvolaných záchyтом neutrónov v rôznych typoch meteoritov ako aj konzistentné modelovanie záchytových procesov pre širokú triedu rádioaktívnych ale aj stabilných nuklidov je stále predmetom záujmu rôznych skupín a je predmetom záujmu aj tejto dizertačnej práce..



Univerzita Komenského v Bratislave
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky

Kľúčové

slová: Kozmické žiarenie, meteorit, neutrón, izotop

Školiteľ: prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.

Katedra: FMFI.KJFB - Katedra jadrovej fyziky a biofyziky

Vedúci katedry: doc. RNDr. Stanislav Tokár, CSc.

Spôsob sprístupnenia elektronickej verzie práce:

bez obmedzenia

Dátum zadania: 01.09.2010

Dátum schválenia: 25.01.2012

prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.

garant študijného programu

.....
študent

.....
školiteľ

ČESTNÉ PREHLÁSENIE

Čestne prehlasujem, že dizertačnú prácu som vypracoval samostatne, neporušil som autorský zákon a použitú literatúru som uviedol na príslušnom mieste.

Bratislava, 03.09.2014

.....

podpis

POĎAKOVANIE

V samom úvode mojej dizertačnej práce by som sa chcel poďakovať môjmu školiteľovi pánovi profesorovi Jozefovi Masarikovi za jeho odborné vedenie, metodickú pomoc a cenné rady, ktoré mi poskytol pri jej vypracovávaní. Ďakujem aj mojej manželke a mojím dvom synom, ktorí ma počas celej doby písania práce podporovali a povzbudzovali.

Abstrakt

Produkty interakcií kozmického žiarenia v meteoritoch alebo v planetárnych povrchoch sa využívajú na charakterizovanie expozičnej histórie ožarovaných objektov. V minulosti sa hlavná pozornosť sústredila hlavne na kozmogéne nuklidy produkované v reakciách relatívne vysoko energetických častíc. Vyššie hustoty tokov sekundárnych neutrónov sú však dosahované pre epitermálne a termálne neutróny. Keďže niektoré vzácne zeminy majú relatívne veľký účinný prierez pre reakcie nízkoenergetických neutrónov, nimi vyvolané reakcie môžu viesť k experimentálne merateľným zmenám ich izotopických pomerov. Už desiatky rokov sa využívali takéto zmeny izotopických pomerov na štúdium expozičnej histórie a erózie mesačného povrchu (gardening effect) v dôsledku dopadu meteoritov, mikrometeoritov a kozmického prachu. Navyše záchytové reakcie neutrónov niekedy vedú ku komplikáciám v interpretácii experimentálnych výsledkov pomerov koncentrácií niektorých izotopov. Typickým príkladom, aj vďaka svojej veľkosti, je efekt vyvolaný na Hf - W systéme, ktorý sa využíva ako chronometer. V tomto prípade záchytové reakcie neutrónov vedú k zníženiu pomeru $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ a potom tieto príliš nízke hodnoty sú interpretované ako príliš staré časy pre formovanie jadier skúmaných objektov. Detailné preskúmanie efektov vyvolaných záchyтом neutrónov v rôznych typoch meteoritov ako aj konzistentné modelovanie záchytových procesov pre širokú triedu rádioaktívnych ale aj stabilných nuklidov je stále predmetom záujmu rôznych skupín a je predmetom záujmu aj tejto dizertačnej práce.

Štúdium záchytových reakcií neutrónov je predmetom tejto dizertačnej práce. Modelovanie sme realizovali pre procesy záchytu neutrónov v uhľikátých chondritoch, obyčajných chondritoch a železných meteoritoch. Po prediskutovaní produkcie a spomaľovania neutrónov sa zameriame na ohodnotenie veľkosti záchytových efektov na rôznych stabilných, ako napríklad Cd, Sm, Gd, Pd, Pt, Os, a rádioaktívnych, ako napríklad Hf-W, nuklidových systémoch..

Kľúčové slová: Kozmické žiarenie, meteorit, neutrón, izotop

Abstract

The nuclear products that arise from the interactions of cosmic rays with meteorites or planetary surfaces are extensively used to characterize the exposure history of the objects studied. Over the years the focus was mainly on cosmogenic nuclides that are produced by Relatively high energetic projectiles. However, considering the spectra of primary and secondary particles in meteoroids, highest flux densities are reached for epithermal and thermal neutrons. As some of the REE elements have relatively large cross sections for such neutrons, they can produce measurable isotopic shifts. For a few decades such isotopic shifts have been used to study the exposure and gardening history of the lunar regolith and even to search for effects caused by an early active sun

In addition, neutron capture effects sometimes produce a nuisance for stable and radioactive nuclide studies, the effects on the Hf-W dating system being most likely the most prominent ones.. For the Hf-W dating system, neutron capture effects lower the $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ ratio and the too low ratios are then interpreted as too old core formation ages. The effects produced by thermal and epithermal neutron capture reactions have already been modeled for some dating systems detailed discussion of neutron capture effects in various types of meteorites and a consistent modeling of neutron capture effects for a variety of radioactive and stable nuclide systems is still missing.

Here, we present a detailed description of neutron capture effects in carbonaceous chondrites, ordinary chondrites, and iron meteorites with the main focus on iron meteorites. After discussing neutron production and the slowing down of neutrons (moderation), we present neutron capture effects on various stable, i.e., Cd, Sm, Gd, Pd, Pt, Os, and radioactive Hf-W nuclide system.

Key words: Cosmic rays, meteorid, neutron, isotop

OBSAH

ÚVOD	11
1 KOZMICKÉ ŽIARENIE	14
1.1 VŠEOBECNÁ CHARAKTERISTIKA	14
1.2 SPEKTRÁ KOZMICKÉHO ŽIARENIA	17
1.2.1 Spektrum slnečného kozmického žiarenie	17
1.2.2 Spektrum galaktického kozmického žiarenia	19
1.3 METEORITY A PRODUKTY INTERAKCIÍ KOZMICKÉHO ŽIARENIA	23
1.3.1 Klasifikácia meteoritov	23
1.3.2 Interakcia kozmického žiarenia s hmotou	24
1.3.3 Hmota v Slnčnej sústave	25
1.3.4 Produkčné rýchlosti kozmogénnych nuklidov	27
1.4 VÝPOČET TRANSPORTU ČASTÍC V LÁTKE KOZMICKÉHO ŽIARENIA	28
1.5 ÚČINNÉ PRIEREZY	29
1.5.1 Reakcie indukované protónmi	29
1.5.2 Reakcie indukované neutrónmi	30
1.5.3 Stredný efektívny tok primárneho kozmického žiarenia	31
2 CIELE DIZERTAČNEJ PRÁCE	33
3 REAKCIE NÍZKO ENERGETICKÝCH NEUTRÓNŮV KOZMICKÉHO ŽIARENIA	34
3.1 PRODUKCIA, TRANSPORT A ZÁCHYT NEUTRÓNŮV	35
3.1.1 Produkcia neutrónov	35
3.1.2 Transport neutrónov	36
3.1.3 Účinné prierezy pre záchyt neutrónov	39

3.1.4 Integrál odozvy ako funkcia energie	41
4 POROVNANIE VÝSLEDKOV MODELOVANIA S PREDCHÁDZAJÚCIMI MODELOVANIAM I A EXPERIMENTÁLNYMI ÚDAJMI	46
4.1 RÁDIOAKTÍVNE KOZMOGÉNE NUKLIDY	46
4.2 SYSTEMATIKA SYSTÉMOV STABILNÝCH NUKLIDOV Sm a Gd V KAMENNÝCH A KAMENNO ŽELEZNÝCH METEORITOC H	47
4.3 KADMIUM AKO MONITOR NEUTRÓNOC V	49
4.4 PALÁDIUM AKO MONITOR NEUTRÓNOC V	50
4.5 OSMIUM AKO MONITOR NEUTRÓNOC V	52
4.6 PLATINA AKO MONITOR NEUTRÓNOC V	54
4.7 IZOTOPY VOLFRÁMU V ŽELEZNÝCH METEORITOC H	55
5 ZHRNUTIE A ZÁVER	61
ZOZNAM POUŽITEJ LITERATÚRY	63

ZOZNAM TABULIEK

Tabuľka 1.1	Prírodná radiačná záťaž za rok	15
Tabuľka 1.2	Energia, stredné toky a interakčné dĺžky GCR a SCR	16
Tabuľka 1.3	Rozdelenie energie pri slnečnej erupcii	18
Tabuľka 1.4	Relatívna početnosť jednotlivých skupín meteoritov	24
Tabuľka 1.5	Najčastejšie študované kozmogénne nuklidy v mimozemských objektoch	26

ÚVOD

Všetky objekty v kozmickom priestore sú bombardované kozmickým žiarením. Podstatná časť častíc kozmického žiarenia má energie dostatočne vysoké na to, aby v ožarovanom telese iniciovali jadrové reakcie, ktoré vedú k tvorbe produktov pôvodne v ožarovanej vzorke neprítomných. Medzi takéto najčastejšie študované produkty patria kozmogénne nuklidy a gama žiarenie, ktoré boli študované na zemskom povrchu a v atmosfére Zeme, na viacerých objektoch Slnecnej sústavy ako aj v meteoritoch. Mimoriadny význam pre pochopenie počiatkovej histórie slnecnej sústavy majú meteority. Väčšina z nich sú fragmenty asteroidov. Meteority sú tak vzorkami z malých telies s relatívne jednoduchou históriou, ktorá zostala v podstate nezmenená od čias formovania sa Slnecnej sústavy. Zrážky v pase asteroidov viedli k tomu, že niektoré fragmenty sa dostali na dráhy pretínajúce sa s dráhou Zeme, čím sa na Zem dostali vzorky, ktoré sú z hľadiska globálneho chemického zloženia terrestriálnych planét reprezentatívnejšie ako nám dostupný materiál na Zemi. Do konca 60-tych rokov, keď človek po prvý raz vstúpil na mimozemský kozmický objekt, meteority boli jedinými látkovými laboratórne analyzovateľnými kozmickými objektmi.

V počiatkovom štádiu rozvoja fyziky kozmického žiarenia boli študované predovšetkým jeho vlastnosti, neskôr, začiatkom 50-tych rokov minulého storočia sa pozornosť obrátila aj k produktom interakcií kozmického žiarenia s látkovým prostredím. Za vyvrcholenie tohto obdobia možno považovať analýzu vzoriek, ktoré boli prinesené z Mesiaca. Hlavným výsledkom tohto snaženia bol pokrok v experimentálnych ako aj v teoretických metódach štúdia produktov kozmického žiarenia, ktoré možno zhrnúť nasledovne.

Po prvé - boli vyvinuté detekčné metódy na detekciu veľkého množstva produktov jadrových reakcií kozmického žiarenia.

Po druhé - s využitím experimentálnych údajov získaných týmito metódami boli vyvinuté teoretické modely, ktoré sú nevyhnutnou podmienkou pre interpretáciu experimentálnych údajov. Bolo taktiež ukázané, že kozmické žiarenie je súčasťou celej histórie vesmíru a že pomocou neho možno študovať efekty, ktoré sa odohrali v dávnej minulosti. Toto nám umožňuje identifikovať dôležité štádia (procesy) vo vývoji objektov Slnecnej sústavy. Na druhej strane nám to umožňuje povedať niečo aj o histórii kozmického žiarenia, o ktorom s pomerne malou mierou neistoty vieme povedať že v minulosti bolo konštantné.

V súčasnosti sú vyvíjané nové modely, ktoré vďaka pokroku v počítačových technológiách, v simulačných algoritmoch, ako aj vďaka novým a presnejším jadrov-

fyzikálnym dátam a modelom umožňujú presnejšie simulovať procesy relevantné interakciám kozmického žiarenia s látkovým prostredím. Toto nám umožňuje rekonštruovať históriu jednotlivých objektov Slnčnej sústavy ako aj jej samotnej ako celku.

V minulosti sa rozvíjali tri hlavné typy teoretických modelov na štúdiu interakcií kozmického žiarenia s hmotou: empirické, semiempirické a stochastické. Rozvoj výpočtových techník ako aj pokrok v získavaní experimentálnych dát viedli v posledných tridsiatich rokoch k jednoznačnej preferencii stochastických modelov. Samotné stochastické modely možno tiež rozdeliť do dvoch skupín. Prvú skupinu tvoria takzvané „analogové“ modely alebo modely s hrubým terčom, ktoré sú založené na reprodukcii ožarovania hrubých terčov, zodpovedajúcich reálnym objektom v kozmickom priestore, čo vlastne dosť verne simuluje skutočné prírodné podmienky. Druhú skupinu tvoria modely založené na tenkých terčoch. V rámci týchto modelov sa počíta spektrum nukleónov, poprípade aj iných častíc vo vnútri ožarovaného objektu. Teoreticky vypočítané spektrá sa potom používajú na výpočet produkcie konkrétneho nuklidu s využitím príslušných experimentálne získaných (meraniami na tenkých terčoch) alebo evaluovaných excitačných funkcií. Druhý typ modelov je fyzikálne čistejší a flexibilnejší z hľadiska aktualizácie pri objavení sa nových presnejších experimentálnych údajov.

Väčšine z modelov pre výpočet produkcie kozmogénnych nuklidov (CNG) okrem tokov nukleónov, sú potrebné aj presné účinné prierezy pre produkciu príslušného nuklidu. V súčasnosti sú však mnohé účinné prierezy dosť nepresné alebo úplne chýbajú, čo do značnej miery obmedzuje aplikovateľnosť kozmogénnych nuklidov v geofyzikálnych, geochemických, kozmochemických, geochronologických ako aj v iných aplikáciách. Lepšia je situácia s protónovými účinnými prierezmi, ktoré boli predmetom širokého záujmu v posledných tridsiatich rokoch predovšetkým z dôvodu štúdií venovaných realizovateľnosti transmutácií odpadov z prevádzky jadrových zariadení. S neutrónmi, ktoré k produkcii kozmogénnych nuklidov prispievajú podstatnejšie, je situácia oveľa komplikovanejšia a presných účinných prierezov je nedostatok. Nulový elektrický náboj neutrónu spôsobuje komplikovanosť merania monoenergetických účinných prierezov pre neutróny s energiou nad 14 MeV. Preto sú používané rôzne nepriame metódy na vyplnenie medzier v neutrónových účinných prierezoch. V skutočnosti je však veľa prípadov keď výsledky z týchto rôznych metód nesúhlasia navzájom a preto je na ich používateľovi, ktoré účinné prierezy použije. Rozhodnutie je samozrejme často ovplyvnené konkrétnou aplikáciou.

Hlavným predmetom tejto práce je štúdium efektov vyvolaných záchytnom sekundárnych neutrónov galaktického kozmického žiarenia. Pozornosť sústreďujeme

predovšetkým na efekty v železných meteoritoch. Tento záujem je motivovaný predovšetkým potrebami datovania týchto pre štúdium počiatkových štádií formovania Slnecnej sústavy.

Práca je rozdelená do piatich kapitol. V prvej kapitole sú zavedené niektoré základné pojmy z fyziky kozmického žiarenia a jeho interakcií s extraterestriálnymi objektmi. Takisto v tejto časti sú informácie o meteoritoch a ich klasifikácii. Druhá kapitola formuluje ciele dizertačnej práce. V tretej kapitole rozoberáme prístupy k simulácií produkcie, transportu a interakcii neutrónov v rôznych typoch meteoritov. V štvrtej kapitole prezentujeme základné výsledky práce. Tieto sú zhrnuté v poslednej kapitole.

1 KOZMICKÉ ŽIARENIE

1.1 VŠEOBECNÁ CHARAKTERISTIKA

Kozmické žiarenie je trvalým vonkajším zdrojom žiarenia, ktorému je vystavený každý človek. Ako vystihuje jeho názov, je to žiarenie, ktoré k nám prichádza zo vzdialených miest vesmíru a bombarduje Zem rovnomerne zo všetkých smerov. Problematika kozmického žiarenia je pre fyzikov veľmi aktuálnym problémom a zároveň aj výzvou. Už v roku 1912 sa objavili prvé práce Hessa (Hess 1912) popisujúce neznáme lúče s vysokou ionizačnou schopnosťou prichádzajúce z kozmu. Od tohto času sme získali o tejto problematike množstvo nových informácií. Kozmické žiarenie sa začalo skúmať z viacerých hľadísk, pričom kľúčovú úlohu v týchto výskumoch zohrali predovšetkým jadroví fyzici. Pokúsim sa uviesť niekoľko dôvodov, prečo je táto problematika z fyzikálneho hľadiska zaujímavá.

Keď kozmické žiarenie prenikne do zemskej atmosféry, spôsobí v nej zmeny a v ich dôsledku dôjde aj k zmenám jeho izotopického a energetického zloženia. Interakciu kozmického žiarenia s atómami atmosféry Zeme vznikajú aj tzv. kozmogéne nuklidy. Tak napr. jadrové reakcie kozmického žiarenia na atmosférickom dusíku vedú k vzniku rádioaktívnych nuklidov trícia (^3H) rádiouhlíka (^{14}C) a ďalších. Nuklidy produkované kozmickým žiarením predstavujú, popri primordiálnych a antropogénnych nuklidoch, podstatný príspevok k celkovej rádioaktivite, ktorej sme vystavení Tab.1.1.

Kozmické žiarenie pozostáva z množstva rôznorodých častí a žiarenia rozličných vlnových dĺžok a rôzneho pôvodu. Pre účely tejto práce budeme uvažovať len korpuskulárne kozmické žiarenie. V priestore mimo priamo pozorovateľných objektov Slnecnej sústavy, ako aj iných stelárnych sústav sa nachádza medziplanetárna hmota, ale aj kozmické žiarenie. Kozmické žiarenie je zložka hmoty galaxie (hviezdy, medzihviezdna hmota, hmloviny...), tvorená prúdom vysoko energetických častíc vnikajúcich do zemskej atmosféry z kozmického priestoru (primárne kozmické žiarenie) a častíc, ktoré vznikli v zemskej atmosfére interakciou primárneho kozmického žiarenia s časticami atmosféry (tzv. sekundárne kozmické žiarenie).

Informácie o primárnom kozmickom žiarení možno získavať prostredníctvom prístrojov umiestnených na balónoch, pomocou rôznych kozmických sond a v poslednom čase aj pomocou prístrojov, ktoré sú umiestnené na stálych kozmických stanicích na obežnej dráhe okolo Zeme. Informácie sa taktiež získavajú aj z pozemných staníc vybudovaných

vysoko v horách, alebo na Antarktíde. Väčšina týchto pozemských staníc využíva na meranie intenzity kozmického žiarenia neutrónové monitory.

Tabuľka 1.1 Prírodná radiačná záťaž za rok

Druh žiarenia	Ročná dávka [mSv.rok ⁻¹]
Kozmické žiarenie (pri hladine mora) ¹	0,35 - 0,50
Prírodné žiarenie zo zeme	0,50 - 0,70
Prírodné žiarenie zo vzduchu	0,02
Príjem potravín	0,15
Celková prírodná radiačná (v závislosti na lokalite)	1,3 - 1,4

¹ Na každých 30 m výšky je potrebné pripočítať 0.01 mSv.rok⁻¹

Podľa pôvodu v kozmickom žiarení rozlišujeme dve zložky:

- Galaktické kozmické žiarenie - vzniká mimo slnečnej sústavy (GCR)
- Slnečné kozmické žiarenie - vzniká v procesoch termonukleárnej syntézy prebiehajúcich na Slnku (SCR)

Primárne kozmické žiarenie tvoria úplne ionizované atómy, t. j. elektricky nabité atómové jadrá bez elektrónového obalu. Najviac sú v ňom zastúpené jadrá vodíka - protóny ~88% v GCR, ~ 98 % v SCR, menej jadrá hélia (α častice) ~11 % v GCR, ~ 2% v SCR a zvyšok tvoria ťažšie jadrá až po najťažšie jadrá s protónovým číslom 92. Ťažšie častice prítomné v kozmickom žiarení sú v Slnku a vo hviezdach produkované termonukleárnymi reakciami r-, s- a p procesmi. Malú prímes primárneho kozmického žiarenia tvoria vysoko energetické voľné elektróny. Všetky častice primárneho kozmického žiarenia sa pohybujú vysokými rýchlosťami, blízkymi rýchlosti svetla. Ich kinetická energia je preto mimoriadne vysoká (10^9 až 10^{21} eV). Nízkoenergetické častice primárneho kozmického žiarenia prichádzajú najmä zo Slnka (10^9 až 10^{10} eV). Vznikajú pri slnečných erupciách. Intenzita slnečného kozmického žiarenia je korelovaná s 11-ročným slnečným cyklom. Naproti tomu intenzita galaktického kozmického žiarenia je antikorelovaná s 11-ročným slnečným cyklom v dôsledku rozptylu častíc kozmického žiarenia heliomagnetickým poľom.

Galaktické kozmické lúče GCR majú vysokú energiu, ale nízke toky, zatiaľ čo SCR majú nižšie energie a vyššie toky, (Tab. 1.2). Energia a typ častice určujú, ktorý mechanizmus jadrovej reakcie, alebo len ionizačné energetické straty dominujú v jej interakcii s látkou [5]. SCR a ťažké jadrá ($Z \geq 20$) prítomné v GCR sú zastavené vo vrchných pár centimetroch ožarovaného telesa (Tab. 1.2), kde v dôsledku ich vysokých tokov môžu spôsobiť veľmi silné efekty. Ľahšie častice prítomné v GCR sú viac prenikavé a indukujú jadrové reakcie aj vo veľkých hĺbkach vo vnútri ožarovaného telesa.

Tabuľka 1.2 Energia, stredné toky a interakčné dĺžky GCR a SCR

Žiarenie	Častice	Energia [MeV nucl. ⁻¹]	Stredný tok [m ⁻² s ⁻¹]	Efektívna dĺžka [cm]
Slnčné	p, α	5 – 100	~ 100	0.2
	$Z \geq 26$	1 – 50	~ 1	0 – 0.1
Galaktické	p, α	100 – 300	~ 3	0 – 100
	$Z \geq 26$	~ 100	0.03	0 - 10

Z hľadiska početnosti najväčšia časť častíc kozmického žiarenia prichádza zo Slnka (Tab. 1.2). Najenergetickejšie častice (energia nad 10^{18}) pochádzajú z centra galaxie a ich zdrojom sú kvazary a aktívne jadrá galaxií. Menej energetické častice majú pôvod mimo centra galaxie, pričom ich hlavným zdrojom sú supernovy a ich pozostatky. Vysokú energiu častice získavajú prechodom cez premenné magnetické polia. Zemské magnetické pole sústreďuje častice okolo magnetických pólov a do pásiem žiarenia. Intenzita kozmického žiarenia sa mení so zemepisnou šírkou, preto na rovníku má kozmické žiarenie najmenšiu intenzitu a v okolí pólov najväčšiu. Po vniknutí do zemskej atmosféry ťažké jadrá kozmického žiarenia interagujú s časticami atmosféry vo výške zhruba 40 km. Jadrá vodíka primárneho kozmického žiarenia interagujú s jadrami dusíka a kyslíka vo výške zhruba 20 km. Nižšie do atmosféry sa dostávajú už len vysoko energetické častice, ktoré pri interakciách vyvolávajú celú reťaz rozvetvených kaskádnych reakcií. Kaskáda pokračuje dovtedy, kým energia jednotlivých častíc neklesne pod prah jadrových reakcií (pre nabité častice rádovo 10^7 eV). Podľa prenikavosti častíc má sekundárne kozmické žiarenie tzv. mäkkú a tvrdú zložku. Mäkká zložka pozostáva z nukleónov, elektrónov a pozitronov. Tvrdá

zložka (veľmi prenikavá) pozostáva z energetických mezónov, schopných preniknúť hlboko pod zemský povrch.

Z hľadiska detekcie si treba uvedomiť, že len malá časť primárneho žiarenia sa dostane na povrch Zeme, predovšetkým v dôsledku blokovania nabitých častíc geomagnetickým poľom. Merania môžeme realizovať len v oblasti pólů alebo vo vysokohorskom prostredí, kde klesá vplyv absorpcie častíc atmosférou. To je jeden z hlavných dôvodov prečo je všeobecná snaha presunúť meracie prístroje na balóny, alebo paluby kozmických lodí.

Galaktické a slnečné kozmické žiarenie sa líšia aj z hľadiska stability intenzity produkcie kozmických častíc. Pri galaktických tokoch sme za uplynulých niekoľko miliónoch rokov nezaznamenali výrazné zmeny. Toto tvrdenie sa opiera o experimentálne údaje získané štúdiom produkcie kozmogénnych rádionuklidov. Na rozdiel od toho, slnečné žiarenie vykazuje značné variácie. Ukazuje sa, že počas uplynulých 10 000 rokov poklesli priemerne toky slnečných protónov asi dvojnásobne. Kozmické žiarenie (najmä galaktické) ďalej vykazuje vysoký stupeň izotropie tokov častíc. Týka sa to najmä energií nad 10^{10} eV, pri ktorých sa už neprejavujú efekty slnečnej modulácie galaktického kozmického žiarenia.

1.2 SPEKTRÁ KOZMICKÉHO ŽIARENIA

1.2.1 Spektrum slnečného kozmického žiarenia

Procesy pri ktorých dochádza k vzniku solárnej zložky kozmického žiarenia, označujeme súhrnným názvom slnečná aktivita. Jej najenergetickejším prejavom sú slnečné erupcie, ktoré vznikajú na rozhraní styku dvoch slnečných škvŕn opačných polarít. V priebehu niekoľkých minút sa pri erupciách môže uvoľniť energia 10^{25} - 10^{26} J. Jej podstatná časť pripadá na kinetickú energiu častíc a jadier urýchlených do energií rádovo GeV (Tab 1.3).

Slnečné erupcie delia astronómovia do viacerých kategórií podľa intenzity, plochy, trvania a podobne. Slnečné protóny, ktoré sú najzaujímavejšie z hľadiska produkcie kozmogénnych rádionuklidov, sú emitované prevažne dvomi mechanizmami – pri protónovej erupcii pri normálne aktívnom Slnku a pri emisii kozmického žiarenia počas slnečnej erupcie. Pri protónovej erupcii dochádza k uvoľňovaniu protónov s energiami z intervalu 10 až 100 MeV a pri emisii kozmického žiarenia počas erupcie zaznamenávame prevažne častice

s energiami do 7 GeV. Družicové merania z posledných rokov ukazujú, že integrálne toky častíc sa môžu od erupcie k nasledujúcej erupcii pohybovať až v rozpätí 5 rádo.

Tabuľka 1.3. Rozdelenie energie pri slnečnej erupcii

Typ energie	Energia
Elektromagnetické žiarenie	10^{25} J
Oblak medziplanetárnej plazmy	$2 \cdot 10^{25}$ J
Rýchle elektróny	$5 \cdot 10^{24}$ J
Slnečné energetické častice	$5 \cdot 10^{24}$ J
Ostatné častice	10^{25} J
Celková uvoľnená energia	$4 \cdot 10^{25}$ J

Toky slnečných častíc nie sú časovo stabilné, vykazujú značné variácie zapríčinené rôznymi faktormi. Príkladom je 27 dňový cyklus spojený s dobou rotácie slnka okolo vlastnej osi. Prejavuje sa hlavne vtedy, ak vzniknú väčšie škvrny, ktoré pretrvávajú po dobu niekoľkých týždňov. V nukleónovej komponente sa s týmto cyklom spojené variácie prejavujú v rozmedzí 1 – 2 %. Dôsledkom odklonu osi Slnka od roviny ekliptiky vzniká ďalej ročný cyklus, či dlhodobjšie variácie. Ich existenciu dokazujú najmä pozorovania slnečných škvŕn.

Diferenciálne energetické spektrum SCR je charakteristické veľkým množstvom nízkoenergetických častíc s energiami nad 10 MeV, ale s malým počtom častíc s energiami nad 100 MeV Obrázok 1.1. Toto spektrum sa dá popísať exponenciálnou závislosťou na energii častice E v tvare $E^{-\gamma}$. Koeficient γ je závisí od energie častice, pričom v oblasti najintenzívnejších tokov (20 - 80 MeV) nadobúda strednú hodnotu 2,9 (Lingelfelter 1979). Pre nižšie energie je hodnota parametra γ nižšia a pre vyššie energie je spektrum obyčajne strmšie. Spektrálny tvar SCR sa mení od prípadu k prípadu, čo je jednou z príčin mnohých alternatívnych popisov.

V teoretických modeloch pre produkciu kozmogénnych nuklidov sa často používa pre diferenciálne energetické spektrum $J(R)$ slnečných protónov s energiou nad 10 MeV aproximácia (Reedy et al. 1983)

$$J(R)dr = k \exp\left(-\frac{R}{R_0}\right) dR \quad (1.1)$$

kde R_0 je charakteristická rigidita, R je rigidita čo je hybnosť predelená nábojom častice (pc/Ze). Charakteristická rigidita R_0 nadobúda typické hodnoty 50 – 150 MeV (Reedy and Arnold 1972). Vzťah medzi rigiditou R meranou v MV a energiou protónu E vyjadrenou v MeV je

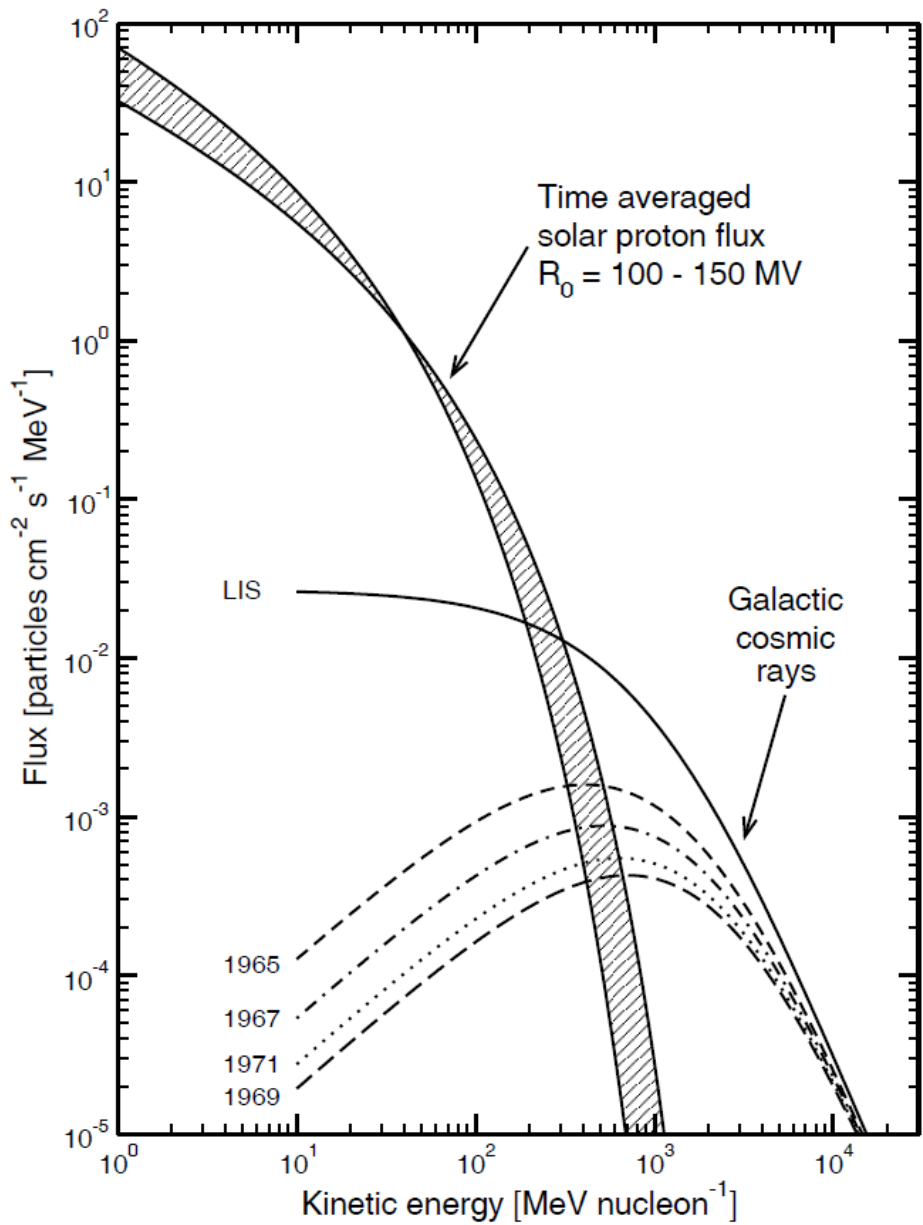
$$R^2 = E^2 + 1876 E \quad (1.2)$$

Relatívne nízke energie častíc SCR determinujú skutočnosť, že väčšinu svojej energie častice stratia na ionizáciu vo vonkajších vrstvách ožarovaného objektu. V dôsledku toho v ich prípade nedochádza k vzniku a rozvoju kaskádnych procesov a k produkcii sekundárnych častíc v množstvách, ktoré by viedli k merateľnému príspevku k produkcii kozmogénnych nuklidov (až na pár výnimiek ako sú mesačné kamene 68815, 64456 či meteorite Salem).

1.2.2 Spektrum galaktického kozmického žiarenia

Galaktické kozmické žiarenie má pravdepodobne pôvod vo viacerých zdrojoch, medzi ktoré patria supernovy (diskrétne zdroje) a medzihviezdne prostredie (difúzne zdroje) (Lingenfelter 1979). Častice z týchto zdrojov difundujú alebo sú transportované do slnečnej sústavy, pričom sú ovplyvňované rôznymi interakciami, ktoré môžu viesť k ich ďalšiemu urýchľovaniu, alebo spomaľovaniu (Gleeson and Axford 1967). Nakoniec interplanetárne magnetické pole vo vnútri slnečnej sústavy moduluje spektrum GCR (Simpson 1983). Hoci zmeny v zdrojoch, v mechanizmoch urýchľovania alebo v medzihviezdnom prostredí môžu viesť k zmenám v toku častíc GCR, dominantným zdrojom pozorovaných zmien je slnečná modulácia.

Slnečná modulácia má svoj pôvod v interakciách častíc GCR s medziplanetárnym magnetickým poľom vynášaným zo Slnka vysokovodivou plazmou slnečného vetra (Simpson 1983). Tieto interakcie vedú k rozptylu, difúzii a vo všeobecnosti k energetickým stratám (Moraal et al. 1991). Toto magnetické pole je efektívne vo vnútri oblasti nazývanej heliosféra, ktorá siaha až do oblasti ~ 50 AU. Množstvo experimentov s priamym meraním tokov častíc, vykonaných na balónoch a satelitoch, ako aj iné nepriame indikácie poukazujú na fakt, že modulačné efekty sú komplikovanejšie ako jednoduchá antikorelácia so slnečnou aktivitou (Simpson 1983, Shea and Smart 1992).



Obrázok 1. Dlhodobý priemerný tok slnečných protónov zrekonštruovaný z mesačných údajov a toky protónov GCR pre rôzne intenzity slnečnej činnosti charakterizované modulačným parametrom (Reedy et al. 1983).

Procesy prebiehajúce na Slnku a následne zmeny slnečnej aktivity výrazne ovplyvňujú energetické spektrá častíc galaktickej zložky kozmického žiarenia. Tieto efekty označujeme súhrnným názvom modulačné. Jedná sa tu o veľmi široký okruh problémov, z ktorých

načrtneme aspoň niektoré, pretože ich pochopenie bude nutným predpokladom pre porozumenie produkčným procesom kozmogénnych nuklidov.

Z povrchu Slnka nepretržite prúdi ionizovaný plyn, plazma– slnečný vietor. Jeho rýchlosť dosahuje hodnoty až $1\,000\text{ km s}^{-1}$ a hustota častíc je $5 - 10\text{ cm}^{-3}$. Veľmi dôležitou skutočnosťou je, že slnečný vietor vynáša “vymrazené“ siločiarly magnetického poľa. Štruktúra vynášaného poľa je veľmi zložitá a súvisí so slnečnou rotáciou, ale aj s aktivitou tohto telesa. Meraniami bola odhalená existencia sektorov, ktorých počet a tvar kolíše s časom aj so vzdialenosťou. Polarita magnetického poľa sa môže v susedných sektoroch meniť. Interakcia nabitých častíc s magnetickým poľom má tak za následok fluktuácie ich tokov, najmä v oblasti nižších energií. Ukazuje sa však (Dubínsky a Kudela 1984), že ovplyvňovanie galaktických tokov je skôr spôsobené difúznymi tokmi častíc slnečného vetra. Táto predstava vedie k formulovaniu úlohy o stacionárnej difúzii v medziplanetárnom priestore, podľa ktorej sú galaktické častice vytlačované z heliosféry slnečným vetrom. Pre spresnenie týchto domnienok je potrebné započítať vplyv nehomogenít slnečného vetra a to časových aj priestorových.

Okrem spomínaných procesov (tzv. pravidelné procesy), ovplyvňujúcich modulačné efekty dochádza aj k neregulárnym zmenám v intenzitách tokov častíc kozmického žiarenia. Vyvolávajú ich predovšetkým plazmové oblaky, vytekajúce do priestoru pri mohutných erupciách, pričom ich rýchlosť ($500 - 2\,000\text{ km s}^{-1}$) značne prevyšuje rýchlosť šírenia sa magnetohydrodynamických vln v plazme slnečného vetra. Dochádza tak ku vzniku rázových vln, ktoré pri šírení sa priestorom spôsobujú tzv. Forbushov pokles intenzity kozmického žiarenia a pri interakcii s magnetosférou Zeme zase spôsobujú magnetické búrky. Predpokladá sa, že magnetické pole frontu rázovej vlny zabráni časticiam s energiou pod 10 GeV prestup vlnou. V dôsledku odrazu od čela však môže dôjsť naopak aj k urýchľovaniu častíc.

Analytický popis tejto problematiky sa stretáva s veľkými ťažkosťami, nakoľko mnohé efekty nie sú ešte dostatočne objasnené. Kľúčovým problémom je tu určenie vzťahov popisujúcich modulačný parameter, čiže veličinu zahrňujúcu v sebe charakteristiky rozhodujúcich mechanizmov ovplyvňujúcich galaktické spektrá. Najschodnejšou možnosťou sa ukazuje cesta pri ktorej sa opierame o experimentálne dáta. V literatúre zaoberajúcou sa problematikou kozmického žiarenia sa pre popis galaktickej komponenty vo väčšine prípadov používa poloempirický vzťah Castagnoli and Lal (1984).

Dôležitou otázkou pri interpretácii efektov spôsobených GCR je otázka variácií spektra týchto častíc počas dlhších období extrémne aktívneho alebo pokojného Slnka. Počas

období veľmi nízkej slnečnej aktivity, ako napr. počas Maunderovho Minima 1645 – 1715 (Eddy 1976), interakcie s medziplanetárnym poľom absentovali a spektrum častíc GCR vo vnútri slnečnej sústavy bolo identické s lokálnym medzihviezdnym spektrom. Popri modelových tokoch GCR častíc, v extrémnych prípadoch, existujú reálne experimentálne údaje pre toky rôznych častíc s rôznymi energiami, získané sondami Pioneer 10 a Pioneer 11 (McKibben 1982). Z týchto meraní je zrejmé, že radiálny heliocentrický gradient toku protónov s $E \geq 60$ MeV je 2 – 3 % AU.

V modeloch pre simuláciu produkcie kozmogénnych nuklidov je jeden zo vstupných parametrov diferenciálne energetické spektrum častíc primárneho GCR. V oblasti našej planéty môžeme pre jeho vyjadrenie použiť tzv. parametrizáciu silového poľa (force field model), ktorá má len jeden voľný parameter, modulačný potenciál M , pre dané interstelárne spektrum (LIS). LIS predstavuje spektrum, ktoré by sme pozorovali mimo heliosféry vo voľnom medzihviezdnom priestore. Je jasné, že spektrum pozorované v okolí Zeme bude primárne závislé na intenzite a energetickej (rigiditnej) závislosti LIS. Na nešťastie v súčasnosti nemáme priame meranie LIS a preto využívame len odhady, založené na určitých aproximáciách meraní v okolí Zeme. V posledných desiatich rokoch bolo realizovaných viacero meraní vo vonkajšej heliosfére, kde je vplyv slnečnej modulácie podstatne menší. Tieto merania viedli k viacerým novým aproximativným modelom.

Diferenciálne spektrum protónov primárneho kozmického žiarenia je dané výrazom

$$J_T(E, \Phi) = J_{LIS}(E + M) \frac{E(E+2E_0)}{(E+M)(E+M+2E_0)} \quad (1.3)$$

kde E je kinetická energia, E_0 je kludová energia protónu, M je modulačný parameter a $J_{LIS}(E + M)$ reprezentuje nemodulované diferenciálne spektrum primárnych častíc (LIS). Druhý člen popisuje moduláciu spektra kozmického žiarenia vplyvom Slnka.

V oblasti produkcie kozmogénnych nuklidov sa používa niekoľko aproximácií pre LIS. V našej práci vychádzame z aproximácie Garcíu-Munoz et al. (2003) (54,55,56), ktorá je založená na starších satelitných dátach a bola zabudovaná do mnohých modelov

$$J_{LIS}(E + \Phi) = 9.9 \cdot 10^8 (E + 780 \exp(-0.00025 E))^{-2.65} \quad (1.4)$$

kde E a J sú v MeV respektíve v in [protónov/(sr m² s MeV)]. Pre ťažšie častice platí analogická formula, s odlišnými normalizačnými faktormi, pričom energia je prepočítaná na jeden nukleón.

1.3 METEORITY A PRODUKTY INTERAKCIÍ KOZMICKÉHO ŽIARENIA

Meteorit je prírodný objekt s priemerom až 100 m, ktorý obieha v Slnčnej sústave okolo Slnka. Keď sa meteorit dostane do zemskej atmosféry v dôsledku trenia začne horieť a vzniká tým svietiaci objekt, ktorý sa nazýva meteor. Pokiaľ meteorit úplne nezhorí v atmosfére a kus z neho dopadne na povrch Zeme, jeho pozostatok nazývame meteorit. Pomenovanie meteoritov reflektuje názov lokality, v ktorej dopadli a boli tam nájdené.

1.3.1 Klasifikácia meteoritov

Meteority sú klasifikované do troch veľkých skupín podľa obsahu železa, ktoré obsahujú na železné, kamenno - železné a kamenné. Tieto tri skupiny sú potom ďalej rozdelené na podskupiny na základe rôznych mineralogických a petrografických kritérií.

Železné meteority sú diferencované objekty bohaté na železo pozostávajúce skoro výhradne (90%) zo zliatiny železa a niklu s prímiesou kobaltu, fosforu, síry a uhlíka. Obyčajne sú ďalej klasifikované podľa obsahu gália a germánia.

Kamenno – železné meteority pozostávajú z približne rovnakého množstva metalickej a silikátovej komponenty. Obyčajne sú klasifikované podľa pomeru Fe/(Fe+Mg).

Kamenné meteority sú zložené hlavne zo silikátových minerálov, pričom v menšom množstve obsahujú aj metalické zrná. Delia sa na dve hlavné kategórie: chondrity a achondrity. Chondrity reprezentujú pôvodný materiál, z ktorého sa formovala Slnčná sústava a od svojho (jej) vzniku prešli len veľmi malými (ak vôbec) chemickými zmenami. Chondrity sú zložené z malých (nie väčších ako niekoľko milimetrov) zrníčok nazývaných chondruly. Pôvodné chondrity sú najčastejšie a predstavujú zhruba 90 % všetkých nájdených meteoritov. Aj vzhľadom na ich veľkú početnosť ich treba klasifikovať do podskupín, čo sa robí na základe zastúpenia železa a kovov v ich chemickom zložení. Na základe tejto klasifikácie ich delíme na H-chondrity (vysoký obsah železa), L-chondrity (nízky obsah železa) a LL-chondrity (nízky obsah aj železa aj iných kovov). Okrem pôvodných chondritov existujú ďalšie dve skupiny chondritov: uhlíkové chondrity

s vyšším obsahom uhlíka a enstatické chondrity s vyšším obsahom enstatitu. Achondrity sú diferencované meteority, ktoré prešli radikálnou premennou. Sú výsledkom čiastočného pretavenia sprevádzaného zmenou chemického zloženia a následnou kryštalizáciou. Sú veľmi podobné bazaltom, ktoré sú magmatického pôvodu a sú pomerne často nachádzané na Zemi.

Relatívne početnosti hlavných meteoritických typov sú v tabuľke 1.4. Detailne informácie o klasifikácii meteoritov sú napríklad v (Wasson 1974).

Tabuľka 1.4 Relatívna početnosť jednotlivých skupín meteoritov

Typ meteoritu	Relatívna početnosť (%)
Kamenné meteority - Chondrity	77,1
Kamenné meteority - Achondrity	4,4
Železné meteority	16,5
Kamenno – železné meteority	1,7
Ostatné	0,3

1.3.2 Interakcia kozmického žiarenia s hmotou

Výsledok jadrovej reakcie kozmického žiarenia s látkou je determinovaný energiou, hmotnosťou, elektrickým nábojom častice kozmického žiarenia, ale takisto aj chemickým zložením ožarovaného telesa. Vysoko-energetické častice kozmického žiarenia interagujú s hmotou hlavne ionizáciou, pružným a nepružným rozptylom na terčových jadrách a taktiež prostredníctvom jadrových reakcií.

Všetky elektricky nabité častice pri prechode cez hmotné prostredie spojitou strácajú energiu excitáciou alebo ionizáciou atómov. Ťažké atómové jadrá sú v dôsledku radiačných strát zastavené skôr ako vyvolajú jadrovú zrážku. Naproti tomu protóny a neutróny môžu vyvolať jadrové reakcie predtým ako sú zastavené. Jadrové reakcie kozmického žiarenia obyčajne vedú k produkcii sekundárnych častíc a nových prvkov a izotopov pôvodne neprítomných v ožarovanom prostredí. Nuklidy (izotopy) ktoré vznikajú v týchto reakciách sa nazývajú kozmogéne nuklidy (izotopy).

1.3.3 Hmota v Slnечnej sústave

Všetka hmota v Slnечnej sústave, ako napríklad kozmický prach, meteoroidy, planetárne a mesačné povrchy sú neustále ožarované kozmickým žiarením. Energetická častica primárneho kozmického žiarenia v zrážke s ožarovaným objektom vyvoláva jadrové reakcie na terčových jadrách, v ktorých je produkovaná ďalšia (sekundárna) generácia častíc kozmického žiarenia. Mnohé sekundárne častice kozmického žiarenia majú dostatok energie na to aby taktiež iniciovali jadrové reakcie a tak vzniká kaskáda častíc kozmického žiarenia. Po zopakovaní sa takýchto reakcií v niekoľkých generáciách sa energia primárnej častice rozdelila medzi sekundárne častice a reziduálne jadra a môže klesnúť pod prah jadrových reakcií a rozvoj kaskády sa zastaví. Vo väčších hĺbkach v ožarovanom objekte preto pozorujeme len častice, ktoré s okolitým prostredím interagujú len slabo, napríklad muóny.

Spomedzi všetkých sekundárnych častíc najvýznamnejšiu úlohu hrajú neutróny. Keďže neutróny nemajú elektrický náboj môžu z jadra ľahko uniknúť, ale na druhej strane aj ľahko do neho vniknúť, čoho dôsledkom je ich veľká početnosť a vysoké účinné prierezy pre reakcie, ktoré iniciujú. Preto už v hĺbke niekoľko centimetrov pod povrchom sú neutróny najdôležitejšie častice z hľadiska produkcie kozmogénnych nuklidov.

Keď je hmota ožarovaná kozmickým žiarením je produkované pomerne široké množstvo stabilných ale i nestabilných kozmogénnych nuklidov. Najčastejšie študované kozmogéne nuklidy sú produkované z prvkov, ktoré sú najrozšírenejšie v mimozemskej hmote (Tab. 1.5). Aktivita kozmogéneho rádionuklidu začína postupne narastať od hodnoty blízkej k nule, v prípade čerstvo ožarovaných objektov, a bude sa blížiť k jeho produkčnej rýchlosti (za predpokladu jej konštantnosti) po čase rovnajúcom sa niekoľkonásobku doby života daného nuklidu.

Pre produkciu kozmogénnych nuklidov sú dôležité dva typy jadrových reakcií: spalačné a reakcie záchytu neutrónov. Pod názvom spalačné reakcie sa v našej oblasti rozumejú všetky inelastické jadrové reakcie s projektilmi s energiami nad 1 MeV. Pre každú jadrovú reakciu platí, že produkčná rýchlosť kozmogéneho nuklidu závisí od diferenciálneho energetického spektra častíc vyvolávajúcich jadrové reakcie v príslušnej hĺbke vo vnútri ožarovaného objektu a od excitačnej funkcie (účinného prierezu ako funkcie energie) všetkých reakcií prispievajúcich k produkcii daného nuklidu.

Tabuľka 1.5. Najčastejšie študované kozmogénne nuklidy v mimozemských objektoch.

Nuklid	Polčas premeny	Hlavný produkčný mechanizmus
^3H	12,323 roka	spalačné reakcie na O, Mg, Si
^3He	stabilný	spalačné reakcie na O, Mg, Si
^{10}Be	$1,6 \times 10^6$ rokov	spalačné reakcie na O, Mg, Si
^{14}C	5730 rokov	spalačné reakcie na O, Mg, Si
^{21}Ne	stabilný	spalačné reakcie na Mg, Al, Si
^{22}Ne	stabilný	spalačné reakcie na Mg, Al, Si
^{22}Na	2,602 roka	spalačné reakcie na Mg, Al, Si
^{26}Al	$7,4 \times 10^5$ rokov	spalačné reakcie na Al, Si
^{36}Cl	$3,01 \times 10^5$ rokov	spalačné reakcie na Ca, Fe, $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$
^{37}Ar	35 dní	spalačné reakcie na Ca, Fe,
^{39}Ar	269 rokov	spalačné reakcie na K, Ca, Fe,
^{40}K	$1,28 \times 10^9$ rokov	spalačné reakcie na Fe,
^{41}Ca	$1,03 \times 10^9$ rokov	spalačné reakcie na Fe, Ni, $^{40}\text{Ca}(n,\gamma)^{41}\text{Ca}$
^{46}Sc	83,79 dňa	spalačné reakcie na Ti, Fe,
^{48}V	15,97 dňa	spalačné reakcie na Ti, Fe,
^{53}Mn	$3,74 \times 10^6$ rokov	spalačné reakcie na Fe
^{54}Mn	312,3 dňa	spalačné reakcie na Fe
^{59}Ni	$7,6 \times 10^4$ rokov	$^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}$
^{60}Co	5,27 roka	spalačné reakcie na Ni, $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$
^{80}Kr	Stabilný	$^{79}\text{Br}(n,\gamma)^{80}\text{Br}(\beta^-)^{80}\text{Kr}$
^{82}Kr	Stabilný	$^{81}\text{Br}(n,\gamma)^{82}\text{Br}(\beta^-)^{82}\text{Kr}$
^{129}I	$1,57 \times 10^7$ rokov	$^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}(\beta^-)^{129}\text{I}$
^{131}Xe	Stabilný	$^{130}\text{Ba}(n,\gamma)^{131}\text{Ba}(2\beta^-)^{131}\text{Xe}$
^{150}Sm	Stabilný	$^{149}\text{Sm}(n,\gamma)^{150}\text{Sm}$
^{152}Sm	Stabilný	$^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}(\text{EC})^{152}\text{Sm}$
^{152}Gd	$1,08 \times 10^{14}$ rokov	$^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}(\beta^-)^{152}\text{Gd}$
^{156}Gd	Stabilný	$^{155}\text{Gd}(n,\gamma)^{156}\text{Gd}$
^{158}Gd	Stabilný	$^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$

1.3.4 Produkčné rýchlosti kozmogénnych nuklidov

Experimentálne sa v extraterestriálnych objektoch meria aktivita daného rádionuklidu alebo koncentrácia stabilného nuklidu v závislosti od hĺbky, pričom obidve tieto veličiny sa interpretujú v pojmoch produkčnej rýchlosti. Produkčná rýchlosť daného nuklidu je počet atómov tohto nuklidu za jednotku času (s) v jednotke hmotnosti (g). V závislosti od študovaného objektu a produkčnej rýchlosti sa používajú aj iné jednotky. V prípade kozmogénnych rádionuklidov produkovaných na povrchu Zeme sa používa počet atómov $\text{g}^{-1} \text{rok}^{-1}$, v meteoritoch dpm/kg (desintegrácií za minútu na kilogram), v prípade stabilných nuklidov sa používa $\text{cm}^3 \text{STP}^{-1} \text{Ma}^{-1}$, čo znamená objem uvoľneného plynu za normálnych podmienok na gram vzorky za milión rokov. Vzájomný vzťah medzi rôznymi jednotkami je

$$\begin{aligned} 1 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1} &= 3.1536 \times 10^7 \text{ g}^{-1} \text{ yr}^{-1} \\ &= 60000 \text{ dpm/kg} \\ &= 1.1738 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{STP g}^{-1} \text{ Ma}^{-1} \end{aligned}$$

V prípade zemskej atmosféry sú hĺbkovo závislé produkčné rýchlosti integrované cez celú hrúbku atmosféry, čím dostávame celkovú (integrálnu) produkčnú rýchlosť v jednotkách $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Produkčná rýchlosť P_j kozmogénneho nuklidu j v hĺbke d vo vnútri ožarovaného objektu s polomerom R v grame terčového materiálu je

$$P_j(d, R) = \sum_i N_i \sum_k \int_0^\infty \sigma_{ijk} J_k(E_k, d, R) dE_k \quad (1.5)$$

kde N_i je počet atómov v grame terčového materiálu i a σ_{ijk} je účinný prierez pre produkciu nuklidu typu j z terčového jadra typu i časticou typu k s energiou E_k a J_k je hustota diferenciálneho toku častice typu k v hĺbke d v ožarovanom objekte s polomerom R .

Zo vzťahu pre výpočet produkčnej rýchlosti vidieť, že na jej určenie je potrebné poznať chemické zloženie ožarovaného objektu, hĺbkovo závislé diferenciálne toky jadrovo aktívnych častíc a excitačné funkcie všetkých relevantných jadrových reakcií. Chemické zloženie študovaných objektov môže byť merané priamo, no hĺbkovo závislé diferenciálne toky častíc vo vnútri ožarovaného objektu sa merať principiálne nedajú. Ich meranie sa nahrádza modelovaním iradiačných procesov v danom objekte. Najproblematickejším článkom v procese výpočtu produkčných rýchlostí sú excitačné funkcie.

1.4 VÝPOČET TRANSPORTU ČASTÍC V LÁTKE

Transport častíc a vývoj časticovej kaskády v látke sú popísané Boltzmannovou transportnou rovnicou. Jej presné analytické riešenie je možné len pre veľmi málo jednoduchých, skôr akademických problémov. Pri riešení reálnych problémov je potrebné urobiť určité aproximácie (Passow 1962), ktoré potom vedú k parametrickým riešeniam (O'Brien 1991, Reedy and Arnold 1972), pre ktoré však príslušné parametre musia byť určené experimentálne.

Iný, v súčasnosti najpoužívanejší prístup k riešeniu Boltzmannovej rovnice je založený na stochastickom prístupe. Rozšírenie tohto prístupu umožnil predovšetkým rozvoj počítačových technológií, ktoré umožňujú riešiť zložité fyzikálne problémy. Tieto výpočty sú založené na Monte Carlo simulácii produkcie a transportu častíc. V Monte Carlo simuláciách sledujeme prechod častice cez hmotu s využitím len jednoduchých fyzikálnych veličín a pravidiel. Takže ak poznáme energetické spektrum primárneho žiarenia, chemické zloženie objektu a účinné prierezy môžeme simulovať prechod veľkého množstva primárnych častíc, náhodne vybraných z primárneho spektra, a z tejto simulácie získame veličiny ako produkcia častíc, toky častíc, či depozícia energie v danom priestorovom elemente ožarovaného objektu. Z hľadiska produkcie kozmogénnych nuklidov stačí uvažovať len hadrónovú kaskádu na simuláciu ktorej potrebujeme len základné modely jadrových reakcií závislé od typu a energie častice. Častice vysokých energií po vniknutí do jadra interagujú s individuálnymi nukleónmi, pričom sú produkované sekundárne častice, ktoré ďalej interagujú s časticami vo vnútri jadra a vytvárajú tak intranukleárnu kaskádu. Niektoré z týchto energetických častíc uniknú z jadra a interagujú s iným jadrom čím prispievajú k vývoju internukleárnej kaskády. Intranukleárna kaskáda zanecháva jadro vo vysoko excitovanom stave, čo môže viesť k ďalšej emisii častíc alebo fragmentov z jadra (predrovnovážna emisía). Energia, ktorú neodnesú v tejto fáze z jadra emitované častice alebo fragmenty je prerozdelená medzi jednotlivé nukleóny, alebo ich skupiny a jadro sa postupne dostáva do rovnovážneho stavu. Nasledujúca fáza deexcitácie jadra v rovnovážnom stave, tzv. evaporácia je popísaná pomocou modelov zloženého jadra. Počítačové modely realizujúce predchádzajúce fyzikálne modely možno nájsť vo viacerých Monte Carlo kódach používaných rôznymi skupinami. Najčastejšie používaný, aj nami preferovaný kód je LCS (LAHET Code System) (Prael and Lichtenstein 1989), ďalej HERMES (Cloth et al. 1982) a GEANT (Brun 1987).

1.5 ÚČINNÉ PRIEREZY

Pravdepodobnosť konkrétnej interakcie častice s inou časticou alebo jadrom je daná účinným prierezom danej interakcie. Závislosť účinného prierezu od energie častice sa obyčajne označuje názvom excitačná funkcia. Pre výpočet produkčnej rýchlosti konkrétneho kozmogénneho nuklidu v ožarovanom objekte je potrebné poznať excitačné funkcie všetkých reakcií vedúcich k jeho produkcii. Problémom je však skutočnosť, že tieto nie sú vždy k dispozícii.

1.5.1 Reakcie indukované protónmi

Účinné prierezy pre produkciu reziduálnych jadier v reakciách indukovaných protónmi používané pre štúdium interakcií kozmického žiarenia s hmotou sú celkom dobre známe pretože boli merané mnohými skupinami. Publikované experimentálne účinné prierezy sú zahrnuté v rôznych knižniciach jadrovej fyzikálnych dát ako na príklad EXFOR (McLane 200).

Jadrové reakcie vedúce k produkcii kozmogénnych nuklidov protónmi sú spalačné reakcie s prahovými energiami 10 – 100 MeV. Merania účinných prierezov pre takéto reakcie sa realizujú na urýchľovačoch, kde sa terče s čistým materiálom ožarujú zväzkami monoenergetických protónov s rôznymi energiami. Terče majú obyčajne formu tenkej fólie (preto pomenovanie experimenty s tenkým terčom) takže energetické straty protónu pri prechode tenkým terčom môžu byť zanedbané. V prípade použitia hrubých terčov je potrebné urobiť korekcie na vývoj kaskády a produkciu sekundárnych častíc. Po ožiarení sú merané koncentrácie reziduálnych jadier (gama spektrometriou, AMS alebo konvenčnou hmotnostnou spektrometriou inertných plynov) a následne sú určené účinné prierezy pre produkciu nuklidu pri danej energii.

Ak pre danú reakciu neexistujú experimentálne údaje musíme sa spoľahnúť na teoretické modelové výpočty. Vo svete existuje niekoľko kódov, ktoré sú použiteľné na tieto výpočty (LAHET (Prael and Lichtenstein 1989), HETC/KFA2 (Cloth et al. 1988), ALICE-IPPE /Dityuk et al. 1998) a iné). Tieto kódy počítajú účinné prierezy pre rôzne energie s využitím rôznych teoretických modelov, tak aby daný model najlepšie popisoval relevantnú fyziku. Porovnanie modelových výpočtov existujúcimi experimentálnymi údajmi (Michel and Nagel 1997) ukázalo že pre stredné energie (až po 5 GeV) tieto modely reprodukovujú experimentálne s neurčitou na úrovni faktoru asi dva. Často, stredné odchýlky sú podstatne

väčšie a výnimkou nie sú odchýlky na úrovni troch rádov. Preto teoretické protónové excitačné funkcie sa používajú na vyplnenie medzier v experimentálnych údajoch alebo pre interpolačné účely. V takýchto prípadoch sú napočítané excitačné funkcie adjustované tak, aby čo najlepšie fitovali experimentálne údaje.

1.5.2 Reakcie indukované neutrónmi

Účinné prierezy pre produkciu reziduálnych jadier neutrónmi sú podľa energie neutrónu rozdelené na nízko-energetické (do 15 MeV), stredno-energetické a vysoko-energetické.

Pre nízke energie existujú experimentálne údaje pre mnoho reakcií (pozri EXFOR knižnicu (McLane 2000)), pretože máme pre tieto energie viaceré zdroje monoenergetických neutrónov. Experimentálne údaje z množstva fúzných a štiepných experimentov boli spracované pre viaceré spojité energetické intervaly pomocou tzv. evaluácie sú súčasťou knižníc evaluovaných neutrónových dát (ENDF (McLane 1991), JEF (Rowlands 2000), JENDL (Shibata 1990)).

Pre energie nad 20 MeV pre väčšinu reakcií neexistujú experimentálne účinné prierezy. Príčinou je principiálny problém súvisiaci s konštrukciou zdrojov monoenergetických neutrónov stredných a vysokých energií. Keďže neutrón má nulový elektrický náboj nemôže byť priamo urýchlený na nejakú definovanú energiu a jeho dráha nemôže byť manipulovaná magnetickým poľom. Pre merania v tejto energetickej oblasti sa používajú kvázi monoenergetické neutrónové zdroje, založené obyčajne na (p,n) reakciách ako napríklad ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Spektrum neutrónov produkovaných v týchto reakciách obsahuje okrem píku s odpovedajúceho primárnej energii protónov aj široké kontinuum siahajúce od energie primárneho zväzku až po nízke energie. Pôvod kontinua je v predovšetkým v konkurenčných reakciách (ako napr. trojčasticové rozpady). Keď sú terče ožarované takýmito zväzkami neutrónov potrebujeme nejaké evaluačné metódy, pomocou ktorých získame účinné prierezy pre špecifikovanú energiu (Leya et al. 2000, Sietersen et al. 2002).

Pre teoretické výpočty neutrónových účinných prierezov sa používajú rovnaké kódy ako pre protóny. Pre stredné a vysoké energie vypočítané účinné prierezy nemôžu byť porovnané s experimentálnymi údajmi, ale diferencie sú pravdepodobne rovnaké ako pre protóny, možno aj mierne vyššie (Leya et al. 2000).

Pre kozmochemické aplikácie neutrónové spalačné účinné prierezy sa často kladú rovnými zodpovedajúcim protónovým účinným prierezom (napríklad účinný prierez pre (p,pn) reakciu je rovnaký ako pre reakciu (n,2n). Toto je vhodné najmä pre vysoké energie,

pre ktoré sa stráca v ich interakciách rozdiel medzi neutrónmi a protónmi. Pre stredné energie tento predpoklad už nie je opodstatnený, ako možno vidieť z porovnania vypočítaných a meraných produkčných rýchlostí v extraterrestrálnych objektoch (Leya et al. 2000) a taktiež z porovnania s niekoľkými malo existujúcimi experimentálnymi účinnými prierezmi (Nakamura et al. 1991, 1991a).

Použitie protónových účinných prierezov je však často používané aj pre stredné energie a to hlavne v prípadoch keď neexistujú experimentálne údaje a teoretické účinné prierezy sú nerealistické. Niektorí autori [Reedy and Arnold 1972, Masarik and Reedy 1994, 1995) modifikujú také účinné prierezy s cieľom dostať lepšiu zhodu s experimentálnymi produkčnými rýchlosťami.

1.5.3 Stredný efektívny tok primárneho kozmického žiarenia

Stredný (efektívny) tok primárneho galaktického kozmického žiarenia reprezentuje priemerný tok GCR častíc za posledných niekoľko miliónov rokov. Merania tokov častíc sa realizujú len niekoľko desiatok rokov, preto je potrebné jeho hodnotu určiť nepriamo. Určuje sa na základe porovnania vypočítaných produkčných rýchlostí nuklidov s dlhým polčasom premeny (^{10}Be , ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{53}Mn) normalizovaný na totálny tok protónov GCR $1 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ s ich meranou koncentráciou v extraterrestrálnych objektoch (meteoritoch alebo mesačných vzorkách). Adjustovaním oboch týchto veličín potom môžeme dostať požadovaný stredný tok častíc kozmického žiarenia a následne aj hodnotu modulačného parametra charakterizujúceho slnečnú aktivitu.

Keďže vypočítané produkčné rýchlosti silne závisia od účinných prierezov tak aj hodnota celkového toku GCR silne závisí od použitých účinných prierezoch.

V dôsledku nedostatku účinných prierezov pre reakcie indukované neutrónmi boli použité evaluované hodnoty účinných prierezov. V podstate sa používajú dva súbory prierezov vychádzajúce z evaluácie Roberta C Reedyho a Rolfa Michela. Tieto účinné prierezy viedli k mierne odlišným hodnotám produkčných rýchlostí dlho žijúcich nuklidov, prirodzene aj k rôznym hodnotám stredných tokov častíc kozmického žiarenia a následne aj k odlišným hodnotám solárneho modulačného parametra.

Účinné prierezy pre protónmi indukované reakcie v Reedyho evaluácii vychádzajú z existujúcich experimentálnych údajov. Pre neutrónmi indukované reakcie tiež niekoľko málo existujúcich účinných prierezov sú zahrnuté do evaluácie, ale vo väčšine prípadov sú pre ne použité merané protónové účinné prierezy s miernou modifikáciou s cieľom zlepšiť zhodu

s experimentálnymi hodnotami produkčných rýchlostí. Použité hodnoty účinných prierezov sú podrobne diskutované napríklad v [7]. S použitím týchto účinných prierezov a produkčných rýchlostí meraných v meteorite Knyahinya a mesačných vzorkách prinesených Apollom 15 sme dostali pre stredný dlhodobý tok častíc GCR $4,8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pre oblasť vzniku meteoritov a $4,56 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pre ich tok na obežnej dráhe Zeme.

2 CIELE DIZERTAČNEJ PRÁCE

Preložená práca sa zaoberá simuláciou interakcií kozmického žiarenia s meteoritmi a inými mimozemskými objektmi.

Konkrétnymi cieľmi práce je:

- Štúdium spektier termálnych a epitermálnych neutrónov v železných meteoritoch, obyčajných chondritoch a uhlíkových meteoritoch.
- štúdium efektov vyvolaní záchyтом neutrónov v železných meteoritoch, obyčajných chondritoch a uhlíkových meteoritoch.
- štúdium efektov záchyту termálnych neutrónov v závislosti od rozmerov ožarovaného objektu
- simulácia efektov záchyту neutrónov pre stabilné nuklidy Cd, Pd, Os a Pt, ktoré môžu slúžiť ako monitory neutrónových tokov.
- stanovenie vplyvu záchyту termálnych neutrónov na Hf- W chronometer

3 REAKCIE NÍZKO ENERGETICKÝCH NEUTRÓNŮV KOZMICKÉHO ŽIARENIA

Produkty interakcií kozmického žiarenia v meteoritoch alebo v planetárnych povrchoch sa využívajú na charakterizovanie expozičnej histórie ožarovaných objektov (Wieler 2002; Ammon et al. 2009; Leya and Masarik 2009). Spočiatku sa hlavná pozornosť sústredila hlavne na kozmogéne nuklidy produkované v reakciách relatívne vysoko energetických častíc (protónov a neutrónov) s energiami nad 10 MeV. Vyššie hustoty tokov sú však dosahované pre neutróny s energiami pod 1 MeV, t.j. v oblasti tzv. epitermálnych neutrónov (energie 1-10 keV) a termálnych neutrónov (energie približne 0.025 MeV). Keďže niektoré vzácne zeminy majú relatívne veľký účinný prierez pre reakcie nízkoenergetických neutrónov, nimi vyvolané reakcie môžu viesť k experimentálne merateľným zmenám ich izotopických pomerov. Už desiatky rokov sa využívali takéto zmeny izotopických pomerov na štúdium expozičnej histórie a erózie mesačného povrchu (gardening effect) v dôsledku dopadu meteoritov, mikrometeoritov a kozmického prachu (Eugster et al. 1970a; Russ et al. 1971; Hidaka et al. 2000a; Sands et al. 2001; Hidaka and Yoneda 2007), aubritov a ich materských telies (Hidaka et al. 1999, 2006), meteoritov z Marsu (Hidaka et al. 2009), rôznych typov chondritov (Eugster et al. 1970b; Bogard et al. 1995; Hidaka et al. 2000b, 2011) mesosideritov a železných meteoritov (Hidaka and Yoneda 2011), a dokonca aj na štúdium efektov vyvolaných ranným aktívnym Slnkom (Hidaka and Yoneda 2009).

Navyše záchytové reakcie neutrónov niekedy vedú ku komplikáciám v interpretácii experimentálnych výsledkov pomerov koncentrácií niektorých izotopov. Typickým príkladom, aj vďaka svojej veľkosti, je efekt vyvolaný na Hf - W systéme, ktorý sa využíva ako chronometer (Kleine et al. 2005; Markowski et al. 2006; Schersten et al. 2006; Qin et al. 2008). V tomto prípade záchytové reakcie neutrónov vedú k zníženiu pomeru $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ a potom tieto príliš nízke hodnoty sú interpretované ako príliš staré časy pre formovanie jadier skúmaných objektov. Okrem toho záchytové procesy spôsobujú príliš veľký rozptyl meraných hodnôt izotopických pomerov pre danú skupinu železných meteoritov. Efekty vznikajúce v dôsledku záchytu termálnych a epitermálnych neutrónov boli už modelované pre niektoré systémy izotopov používaných na datovanie (Masarik 1997; Leya et al. 2000a, 2003). Avšak detailné preskúmanie efektov vyvolaných záchyтом neutrónov v rôznych typoch meteoritov ako aj konzistentné modelovanie záchytových procesov pre širokú triedu rádioaktívnych ale aj stabilných nuklidov je stále predmetom záujmu rôznych skupín.

Čiastočné vyplnenie tejto medzery je aj predmetom tejto dizertačnej práce. Modelovanie sme realizovali pre procesy záchytu neutrónov v uhľikátých chondritoch, obyčajných chondritoch a železných meteoritoch. Po prediskutovaní produkcie a spomaľovania neutrónov sa zameriame na ohodnotenie veľkosti záchytových efektov na rôznych stabilných ako napríklad Cd, Sm, Gd, Pd, Pt, Os, a rádioaktívnych, ako napríklad Hf-W, nuklidových systémoch.

3.1 PRODUKCIA, TRANSPORT A ZÁCHYT NEUTRÓNŮV

V tejto časti stručne zhrnieme základné fakty o produkcii a transporte neutrónov ako aj o účinných prierezoch pre ich záchyt.

3.1.1 Produkcia neutrónov

Keďže, ako bolo spomenuté v predchádzajúcej kapitole, galaktické kozmické žiarenie pozostáva hlavne z protónov a alfa častíc (ťažšie prvky tvoria len asi 1 %) takmer všetky neutróny, ktoré sú k dispozícii na jadrové reakcie v meteoritoch sú sekundárne, t.j. boli emitované v jadrových reakciách. V dôsledku nulového elektrického náboja sú neutróny emitované z jadier ľahšie ako protóny. Prekonávanie Coulombickej bariéry protónmi vedie k redukcii ich tokov hlavne pri nízkych energiách. Keďže emisia neutrónov nie je potláčaná Coulombickou bariérou, ich toky sú vyššie ako toky sekundárnych protónov a to najmä pri nízkych energiách. Hustoty tokov sekundárnych častíc v meteorite závisia od jeho polomeru, od hĺbky, z ktorej pochádza študovaná vzorka, ale aj od chemického zloženia ožarovaného objektu čo označujeme ako maticový efekt (Begemann a Schultz 1988; Masarik a Reedy 1994). Maticový efekt má niekoľko dôvodov. Po prvé, produkcia sekundárnych častíc v jadrových reakciách závisí od hmotnostného čísla terčového jadra. Pri danej energii projektilu je multiplicita sekundárnych častíc približne priamo úmerná hmotnostnému číslu jadra. V dôsledku tohto je produkcia sekundárnych častíc v železných meteoritoch asi dvakrát vyššia ako v chondritoch. Po druhé - diferenciálne energetické spektrum sekundárnych častíc emitovaných v jadrových reakciách je závislé na hmotnostnom číslu terčového jadra. Príčina je nasledovná: po absorbovaní projektilu, počet jeho reakcií s nukleónmi terčového jadra je približne úmerný $A^{1/3}$, kde A je hmotnostné číslo (Feshbach 1992). Pre porovnanie uvádzame, že v jadre železa ($A^{1/3}=3.48$) je v priemere o 50 % viacej interakcií ako v jadre kyslíka ($A^{1/3}= 2.36$). Pre fixovanú energiu projektilu, väčší počet

vnútrojadrových zrážok vedie k emisii väčšieho počtu nízko energetických častíc v porovnaní s vysoko energetickými. Vyššie opísané fakty sú príčinou toho, že v železných meteoritoch je emitované viac sekundárnych častíc, ale tieto majú v priemere nižšiu energiu ako menej častíc produkovaných v kamenných meteoritoch. Po tretie - maticový efekt ovplyvňuje efektívnosť brzdenia protónov a moderáciu neutrónov, ktoré opäť závisia od hmotnostného čísla objektu. V ďalšom sa budeme zaoberať hlavne neutrónmi.

3.1.2 Transport neutrónov

V tejto časti zhrnieme základné aspekty modelovania transportu neutrónov, čo je potrebné pre lepšie pochopenie závislosti rýchlosti záchytu neutrónov v závislosti na rozmere meteoritu, hĺbky vzorky a hlavne od chemického zloženia meteoritu. Podrobnejšie sú tieto veci diskutované v Morrison a Feld (1953) a Stacey (2007). S uvažovaním pružného rozptylu neutrónov vzťah medzi energiou E [eV] dopadajúceho a energiou E' [eV] rozptýleného neutrónu v laboratórnej sústave a uhlom rozptylu Θ_c v sústave hmotného stredu je

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2 \times A \cos \theta_c}{(A+1)^2} \quad (3.1)$$

kde A je hmotnostné číslo. K maximálnej strate energie dochádza pre $\Theta_c = \pi$ t.j. pre spätný rozptyl neutrónu. V tomto prípade

$$E' = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} \times E \quad (3.2)$$

Pre vodík, $A=1$, celú energiu neutrón môže stratiť v jednej zrážke. Pre ťažšie nuklidy sa v jednotlivých zrážkach stráca len malá časť energie ($4A(A+1)^2 \approx 1/A$). Pre ťažké nuklidy je táto frakcia stratenej energie veľmi malá. Namiesto uvažovania jednotlivých procesov rozptylu neutrónu sa pozrieme na jeho spomaľovanie v procesoch mnohonásobného rozptylu. Ak je energetická strata v jednotlivých zrážkach malá, potom sa spomaľovanie neutrónov deje vo viacerých krokoch a frakcia stratenej energie je nezávislá od počiatočnej energie neutrónu. Toto znamená, že ak by sme si graficky zobrazili energiu neutrónu postupne po jednotlivých rozptyloch v logaritmickej škále, vzdialenosti medzi jednotlivými bodmi by boli v priemere rovnaké. Preto je užitočné použiť logaritmus energie neutrónu, ako energetickú premennú pre spomaľovanie neutrónov prostredníctvom pružných rozptylov.

Skoro vo všetkých typoch meteoritov je preto potrebné veľa zrážok na zníženie počiatocnej energie neutrónu (obyčajne niekoľko MeV) na hodnotu typickú pre termálne a epitermálne neutróny. S týmto predpokladom je rozumným priblížením reálnym procesom tvrdenie, že v každej zrážke neutrón stráca hodnotu energie približne rovnú strednej strate energie na jednu zrážku. Ak použijeme logaritmickú energetickú škálu, môžeme definovať bezrozmernú veličinu logaritmický dekrement energie ξ :

$$\xi = \overline{\ln(E - E_0)} = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right) \quad (3.3)$$

kde A je hmotnostné číslo terča. Na základe predchádzajúcich výrazov možno spočítať, že na spomalenie neutrónu s energiou 1 MeV na termálne energie $E = 1/40 = 0.025$ eV rozptylom vo vodíku ($\xi = 1$) potrebujeme v priemere 17.5 zrážok, v uhlíku ($\xi = 0.1578$) potrebujeme $17.5/0.1578 = 111$ zrážok, pre obyčajný chondrit ($A \approx 23$, $\xi \approx 0.0845$) potrebujeme približne 200 zrážok a pre železný meteorit ($A \approx 56$, $\xi \approx 0.0353$) je potrebné okolo 500 zrážok. Už tento hrubý výpočet ukazuje, že je ťažké vyprodukovať vysoké toky termálnych neutrónov v železných meteoritoch. Celá predchádzajúca diskusia je platná len pre terče, v ktorých je potrebné veľa zrážok na spomaľovanie neutrónov. Táto aproximácie je preto použiteľná pre väčšinu kamenných meteoritov, pre kamenno - železné a pre železné meteority, no jej použitie môže viesť k chybným záverom napríklad v prípade uhlíkatých meteoritov, ktoré majú nezanedbateľnú koncentráciu vody a teda aj vodíka.

Vplyv vodíka na spomaľovanie neutrónov sa prejavuje dvojakou:

- a) v individuálnej zrážke sa stráca viac energie (zdôvodnené vyššie) takže potrebujeme menej zrážok pre rovnakú celkovú stratu energie,
- b) účinný prierez rozptylu neutrónu na vodíku klesá veľmi rýchlo s jeho narastajúcou energiou. Preto špeciálne pri veľmi vysokých energiách, vzdialenosť, ktorú neutrón prejde medzi dvomi nasledovnými zrážkami môže byť relatívne veľká.

Štúdiu týchto procesov bola hlavne z dôvodu jadrovej energetiky a jadrových zbraní venovaná značná pozornosť (Marshak 1947). Analytické prístupy Eberhardt a spol. (1963) a Lingenfelter a spol. (1972) sú založené na Fermiho difúznej teórii t.j. na predpoklade že sa spomaľovanie deje cez mnohonásobné rozptyly a preto nie sú striktne aplikovateľné na uhlíkaté meteority.

V skutočnosti opis spomaľovania neutrónov len takýmto jednoduchým viackrokovým procesom nie je dostatočne presný. Pre terče obsahujúce ťažšie prvky je potrebné zobrať

do úvahy aj procesy absorpcie neutrónov počas procesu spomaľovania. Zahnutie absorpcie sa zabezpečuje zavedením bezrozmernej veličiny pravdepodobnosti úniku z rezonancie

$$p(E_0, E) = e^{-(1/E) \int_{E_0}^E (\sigma_a/\sigma) dE/E} \quad (3.4)$$

kde E_0 je počiatočná energia neutrónu a E je konečná energia neutrónu (obe sú v eV). Pravdepodobnosť záchytu neutrónu v zrážke je σ/σ_a kde σ_a je účinný prierez absorpcie (v cm^2) a σ je celkový prierez (absorpcia + rozptyl).

Popri logaritmickej dekremente energie ξ a pravdepodobnosti úniku z rezonancie p je ďalšou dôležitou veličinou charakterizujúcou transport neutrónov stredná kvadratická vzdialenosť $\langle r \rangle$ ktorú neutrón prejde od miesta jeho produkcie až po miesto jeho záchytu ako termálneho neutrónu (v cm^2).

$$\langle r \rangle^2 = \frac{2 \ln(\frac{E}{E_0})}{\xi} \frac{\lambda_{sc}^2}{(1-2/3A)} \quad (3.5)$$

kde A je hmotnostné číslo terča, λ_{sc} je stredná voľná dráha pre rozptyl neutrónu (v cm), a E a E_0 sú energie neutrónu v označení ako vyššie. Rovnica tak udáva strednú vzdialenosť, ktorú neutrón s počiatočnou energiou E prejde pokiaľ dosiahne energiu E_0 . Keďže stredná voľná dráha pre rozptyl neutrónov v meteoritoch, alebo v mesačnom povrchu nie je dobre známa, tak sa dajú robiť len nejaké hrubé odhady. Ak uvažujeme objekt so stredným $A > 26$ menovateľ v druhom zlomku výrazu môže byť nahradený jednotkou. Ak ďalej zoberieme do úvahy, že λ_{sc} sa mení len slabso zmenou hmotnostného čísla prvku, na ktorom dochádza k rozptylu $\langle r \rangle^2$ je pre rovnaké energetické intervaly úmerný prevrátenej hodnote logaritmickej dekremente energie. Ak sa vrátíme k nášmu príklad, vidíme, že $\langle r \rangle^2$ v železnom meteorite je zhruba päť ráz väčší ako v uhlíkovej matici. Pre uhlík je tabuľková hodnota $\langle r \rangle^2$ približne $15\,000 \text{ cm}^2$ (Morrison and Feld 1953) čo vedie k vzdialenosti prejdenej v železnom meteorite približne 280 cm. Táto hodnota sa pravdepodobne líši od skutočnej hodnoty čo je dôsledkom aproximácií použitých vo výpočtoch, predovšetkým konštantnosti strednej voľnej dráhy pre rozptyl. Napriek tomu tieto aproximatívne výpočty potvrdzujú, že neutróny prejdú veľké vzdialenosti kým dosiahnu termálne energie. Keďže stredné kvadratické vzdialenosti sú zrovnateľné s typickými rozmermi železných meteoritov (alebo aj väčšie) je úplne jasné, že prinajmenšom v železných meteoritoch sú toky termálnych

neutrónov veľmi nízke a väčšina neutrónov z meteoritu unikne skôr ako dosiahne termálne energie.

3.1.3 Účinné prierezy pre záchyt neutrónov

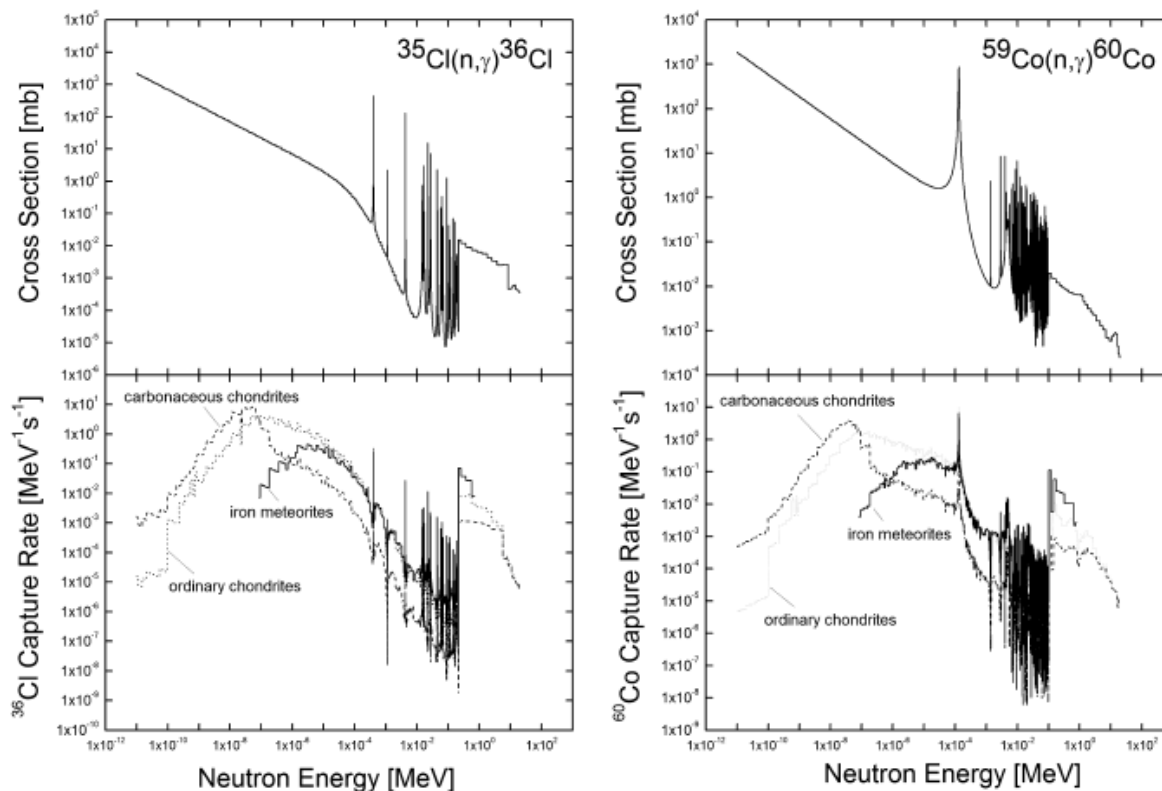
Pre nízkoenergetické neutróny je potrebné rozlíšiť aspoň dva energetické intervaly. Pre veľmi nízke energie vykazujú účinné prierezy závislosť $1/v$ pričom v je rýchlosť neutrónu. Pre vyššie energie a hlavne pre ťažšie prvky sú dôležité rezonancie, ktoré samozrejme závisia od štruktúry atómového jadra. V oblasti rezonancií účinný prierez pre záchyt môže vzrásť o niekoľko rádov. S narastajúcou energiou počet rezonancií na jednotku energie vzrastá, čo vedie k prekryvu rezonancií a ku vzniku kontinua. Toto vidieť na obrázku 3.1 (dva horné obrázky) pre ^{36}Cl a ^{59}Co .

Pre produkciu ^{36}Cl z ^{35}Cl účinné prierezy vykazujú závislosť $1/v$ pre energie pod 10 keV. Pri vyšších energiách pozorujeme úzke rezonancie, ktoré sa začínajú prekryvať pri energiách neutrónov približne 1 MeV. Pre produkciu ^{60}Co z ^{59}Co je situácia odlišná. Opäť pre nízke energie pozorujeme závislosť $1/v$ avšak pri 10 keV pozorujeme veľkú záchytovú rezonanciu, ktorá je vlastne dominantná pri záchyte neutrónov. Pre väčšinu prvkov prítomných v meteoritoch pozorujeme $1/v$ závislosť bez, alebo len s málo nevýraznými rezonanciami, pričom jednou významnou výnimkou je železo, ktoré má výraznú rezonanciu pre 1.16 keV. Tu je potrebné ešte raz zdôrazniť, že v meteoritoch má väčšina prvkov hrajúcich významnú úlohu pri spomaľovaní neutrónov, $1/v$ závislosť účinných prierezov od energie (s výnimkou Fe), ale väčšina ťažkých prvkov, ktoré nás zaujímajú majú aj výrazné rezonancie.

Ak predpokladáme efektívne spomaľovanie neutrónov a nízku pravdepodobnosť úniku z rezonancie, čo znamená že veľa neutrónov dosiahne naozaj nízke energie pred tým ako sú zachytené, potom spektrálne rozdelenie termálnych neutrónov je dané Maxwell - Boltzmanovým rozdelením (MB). Príklady pre izbovú teplotu (298 K), 373 a 673 Kelvinov sú na obrázku 3.2. Neutrónové účinné prierezy pre záchyt uvádzané v databázach prierezov sú prepočítané, pričom je urobené preváženie $1/v$ závislosti MB rozdelením pre teplotu 298 K. Z tohto dôvodu účinný prierez záchytu termálnych neutrónov je dobrým indikátorom efektov záchytu termálnych neutrónov len ak:

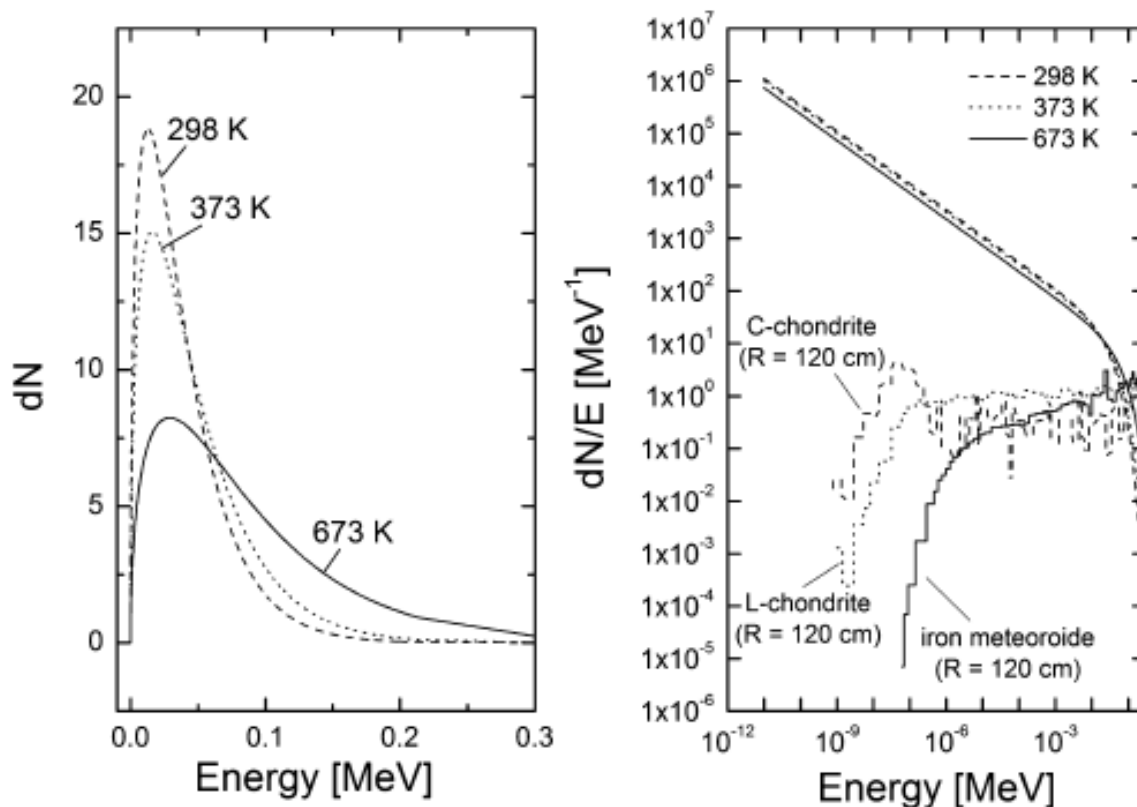
- 1) neutrónové spektrá naozaj majú tvar MB rozdelenia
- 2) účinné prierezy vykazujú $1/v$ závislosť, t.j. väčšina záchytu neutrónov sa realizuje v oblasti termálnych energií a nie rezonancií.

V prípade meteoritov prvý bod obyčajne nie je splnený. Pravá časť obrázku 3.2 zobrazuje neutrónové spektrá (v jednotkách neutrónov/MeV) ako funkciu energie neutrónov v strede železného meteoritu, L- a C- chondritu s polomerom 120 cm.



Obrázok 3.1 Účinné prierezy pre záchyt neutrónov na ^{35}Cl a ^{59}Co .

Takisto sú ukázané spektrá pre ideálne termalizované neutróny s teplotou 298, 373 a 673 K, ktoré boli napočítané predelením MB rozdelenia (na ľavej strane obrázku) energiou v každom bine. Z porovnania obrázkov vidieť, že žiadne zo spektier v meteorite nevyzerá ako (renormalizované) MB rozdelenie, t.j. neutróny v meteoritoch nie sú perfektne termalizované. Toto je obzvlášť výrazné v železných meteoritoch, kde termálne neutróny temer úplne chýbajú. Situácia je však trochu lepšia pre L- a C- chondrity, avšak aj pre ne je počet termálnych neutrónov nižší ako je očakávané z MB rozdelenia. Preto je potrebné vždy pre jednotlivé prípady ohodnotiť, dokonca aj v prípadoch keď nepozorujeme v účinných prierezoch veľkú rezonanciu, čo je vhodným indikátorom záchytových efektov.



Obrázok 3.2 Maxwell - Boltzmannovo rozdelenie pre neutróny pre tri rôzne teploty ($T = 298, 373$ a 673 K) - všetky krivky sú normalizované na jednu časticu (ľavá strana). Počet častíc na jednotku energie ako funkcia energie pre ideálne Maxwell-Boltzmannovo rozdelenie ($T = 298, 373$ a 673 K). a v centre železného meteoritu, L-chondritu a C-chondritu s polomerom 120 cm. Všetky krivky sú normalizované na jednu časticu (pravá strana).

Ako sme už vyššie spomenuli v prípade ťažkých prvkov dominujú v záchytech neutrónov rezonancie a preto v tomto prípade neutrónové účinné prierezy nie sú dobrým indikátorom záchytových procesov. V prípade spektra vykazujúceho $1/E$ závislosť je rezonančný integrál, ktorý berie do úvahy záchyt neutrónov rezonanciou pre $1/E$ spektrálny tvar oveľa lepšou aproximáciou a indikátorom záchytových procesov.

3.1.4 Integrál odozvy ako funkcia energie

Ako už bolo detailne opísané v prechádzajúcich publikáciách (Michel et al. 1991; Leya et al. 2000b; Ammon et al. 2009; Leya and Masarik 2009), produkčná rýchlosť P_j [atómov/(g \times s)] kozmického nuklidu j je

$$\begin{aligned}
P_j(R, d, M) &= \sum_{i=1}^N c_i \frac{N_A}{A_i} \sum_{k=1}^3 \int_0^{\infty} \sigma_{jik}(E) J_k(E, R, d, M) dE \\
&= \sum_{i=1}^N c_i \frac{N_A}{A_i} \sum_{k=1}^3 \int_0^{\infty} \text{Resp}_{jik}(E) dE
\end{aligned} \tag{3.6}$$

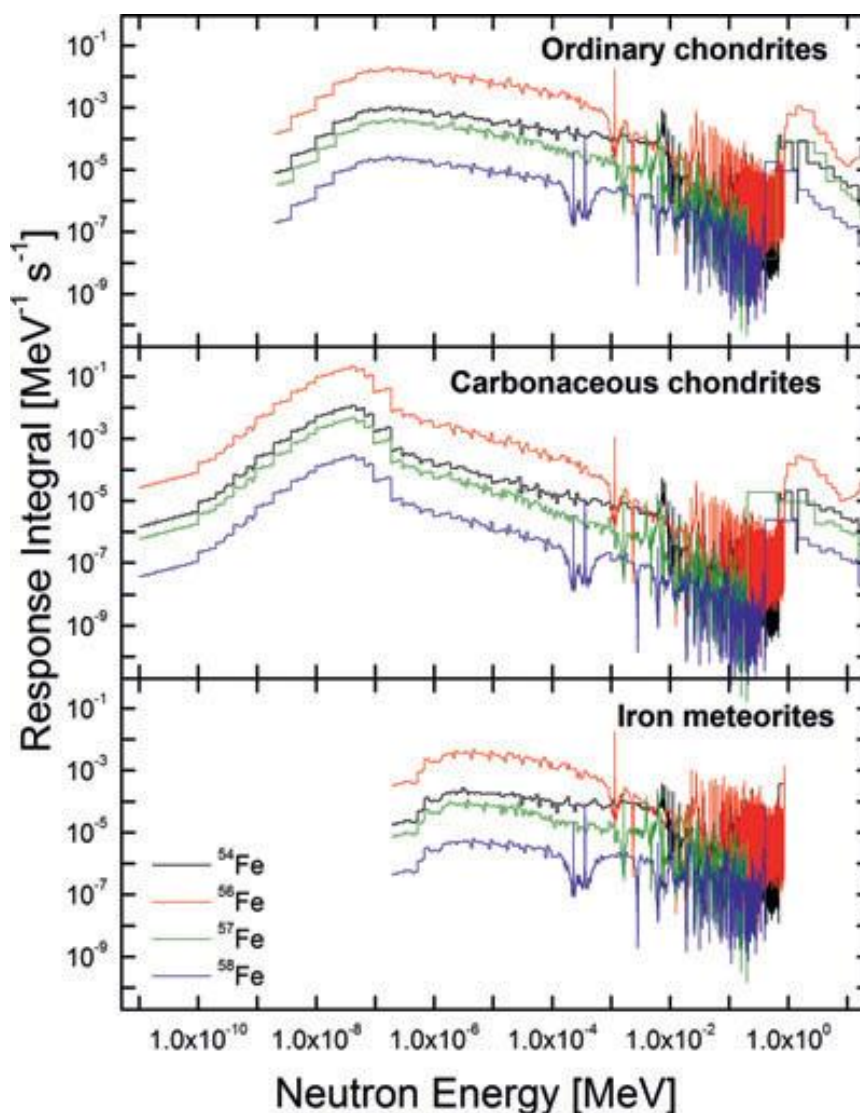
kde N_A je Avogadrovo číslo [1/mol], A je hmotnostné číslo terčového prvku [g mol^{-1}], c_i je abundancia terčového jadra i [$\text{g} \cdot \text{g}^{-1}$] a k je index označujúci typ reagujúcej častice (protón alebo neutrón). Excitačná funkcia pre produkciu nuklidu j z terčového jadra i časticou typu k je σ_{jik} [cm^2] a J_k [$1/(\text{cm}^2 \text{ s MeV})$] je hustota diferenciálneho toku častíc typu k . Polomer meteoroidu, o ktorom sa predpokladá, že je sférický je R a d je hĺbka v ktorej sa nachádza vzorka a E a M sú energia reagujúcej častice respektíve solárny modulačný parameter. Solárny modulačný parameter M [MeV] je energia stratená časticou GCR po jej vstupe do Slnčnej sústavy počas transportu na konkrétne dané miesto v jej vnútri.

Na ľavej strane rovnice 3.6 sme zaviedli tzv. odozvový integrál $\text{Resp}(E)$, ktorý reprezentuje súčin účinného prierezu a hustoty diferenciálneho toku častíc. Z tejto definície odozvového integrálu, že jeho integrál je priamoúmerný celkovej produkčnej rýchlosti. Zavedenie tohto integrálu je užitočné hlavne pre účely zistenia, akej energie častice dávajú najväčší vklad do produkcie daného nuklidu. Toto je explicitne ukázané na obrázku 3.1 (dva spodné panely) kde je integrál odozvy pre záchyt neutrónov na ^{35}Cl (ľavý panel) a na ^{59}Co (prvý panel). Uvažujme najskôr záchyt neutrónov na ^{35}Cl . Napriek tomu, že neutrónové spektrá v meteoritoch nie sú v skutočnosti termálne (viď diskusiu vyššie) väčšina záchytu neutrónov sa deje na energiách 0.01, 0,1 a 10 eV pre C-chondrity, L-chondrity a železné meteority. Z tohto vyplýva, že väčšina produkcie je v energetickej oblasti pod rezonanciou t.j. v oblasti $1/v$ závislosti účinných prierezov. Situácia je odlišná pre záchyt neutrónov na ^{59}Co . Zatiaľ čo v C-chondritoch je väčšina produkcie spôsobená termálnymi neutrónmi v oblasti okolo 0.02 eV, v železných meteoritoch ^{60}Co je dominantne produkovaný neutrónmi, energiami zodpovedajúcim rezonančným neutrónom s energiami približne 10 keV. V L-chondritoch je značné množstvo ^{60}Co produkované termálnymi aj rezonančnými neutrónmi, čo spôsobuje, že produkčná rýchlosť ^{60}Co v L-chondritoch je vyššia ako v C-chondritoch aj napriek tomu, že tok termálnych neutrónov v nich je vyšší. Odozvový integrál je mimoriadne zaujímavý hlavne pre štúdium záchytových efektov v železných meteoritoch. Keďže železo má veľkú rezonanciu pre záchyt neutrónov pri energii 1.15 keV, tvar neutrónového spektra a hlavne hustota toku neutrónov pre túto energiu môže byť týmto značne ovplyvnená. Práve z dôvodu tejto zmeny toku sa dá očakávať, že predpovede nášho

modelu pre izotopické pomery sú presnejšie ako záchyt neutrónov na týchto izotopoch sa realizuje pri energiách pod alebo nad energiou rezonančného záchytu neutrónov na železe. V tom prípade záchyt závisí predovšetkým od účinného prierezu a nie od presnosti nasimulovaných neutrónových spektier. Význam tohto tvrdenia zvyrazňuje ešte skutočnosť, že pre väčšinu študovaných nuklidov podstatná časť neutrónov je zachytená v oblasti nejakej rezonancie a teda z veľmi úzkeho energetického intervalu. Tvar energetického spektra by sa nemal výrazne meniť v tejto úzkej energetickej oblasti, výnimkou je len energetický interval v okolí veľkej rezonancie záchytu na železe. V dôsledku tohto všetkého, nezávisle od toho ako presne sú nasimulované neutrónové spektrá, náš model by mal dostatočne presne predpovedať pomery rýchlosti záchytu neutrónov v prípadoch, keď sa záchyt na oboch izotopoch deje mimo oblasti železnej rezonancie.

Obrázok 3.3 zobrazuje integrál odozvy v závislosti od energie neutrónu pre ^{54}Fe (čierna čiara), ^{56}Fe (červená čiara), ^{57}Fe (zelená čiara) a ^{58}Fe (modrá čiara) v strede obyčajného chondritu (vrchný panel), uhlíkatého chondritu (stredný panel) a železného meteoritu (dolný panel). Všetky simulácie boli vykonané pre meteorit s polomerom 80 cm. Integrály odozvy sú preškálované podľa koncentrácie príslušného izotopu, čo znamená, že celkový integrál odozvy na $^{\text{nat}}\text{Fe}$ je sumou týchto štyroch odozvočných integrálov. Všetky simulácie boli vykonané pre meteorit s polomerom 80 cm. Z výsledkov zobrazených na tomto obrázku vyplýva niekoľko závažných záverov. Po prvé, vidieť že pre všetky typy meteoritov je dominantný záchyt na ^{56}Fe , čo je zapríčinené hlavne tým, že ^{56}Fe je dominantne zastúpený v prírodnom Fe. Po druhé, pre všetky simulované typy meteoritov, zachytávané sú skoro výhradne len neutróny s energiami zodpovedajúcimi hlavnej rezonancii (1.16 keV), alebo s vyššími energiami. Po tretie, celková rýchlosť záchytu neutrónov v obyčajných chondritoch je 2 krát resp. 50 krát vyššia ako v uhlíkatých resp. v železných meteoritoch.

Pre modelové predpovede diskutované v ďalšom používame spektrá vypočítané podobným postupom a identickými kódmi ako Ammon et al. (2009), Leya and Masarik (2009), a Leya (2011). Účinné prierezy pochádzajú z knižnice JEFF-3.0A. Hustota toku primárnych nukleónov GCR bola $4.8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Okrem reakcií záchytu termálnych a epitermálnych neutrónov sme zahrnuli do výpočtov aj reakcie vyvolané protónmi a neutrónmi s energiami nad niekoľko MeV aby tak boli pokryté všetky možné procesy vedúce k zmene izotopických pomerov.



Obrázok 3.3 Integrál odozvy v závislosti od energie neutrónu pre ^{54}Fe (čierna čiara), ^{56}Fe (červená čiara), ^{57}Fe (zelená čiara) a ^{58}Fe (modrá čiara) v strede obyčajného chondritu (vrchný panel), uhlíkatého chondritu (stredný panel) a železného meteoritu (dolný panel). Všetky simulácie boli vykonané pre meteoroid s polomerom 80 cm.

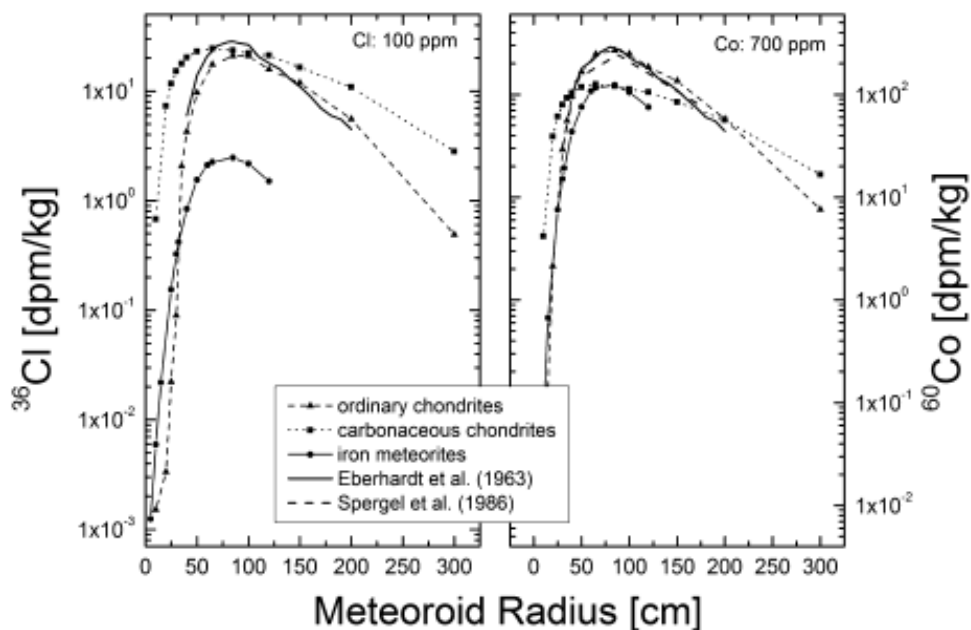
Keďže pre väčšinu dôležitých reakcií neexistujú experimentálne účinné prierezy, tieto boli vypočítané s použitím simulačného kódu TALYS (Koning et al. 2004). Tento kód je vhodný len pre energie projektilu do 240 MeV. Celý energetický interval sme pokryli extrapoláciou hodnôt vypočítaných pomocou kódu TALYS k vyšším energiám pričom boli zohľadnené špecifiká jednotlivých reakčných mechanizmov. Treba mať na pamäti, že

predpovede účinných prierezov získané pomocou kódu TALYS sú relatívne neurčité (faktor 2) a extrapoláčna metóda je veľmi približná. Keďže väčšina efektov vyvolaných záchyтом neutrónov je spôsobená záchyтом termálnych a epitermálnych neutrónov, nepresnosti vznikajúce v dôsledku nepresností pri výpočtoch účinných prierezov a ich extrapolácií k vyšším energiám majú len minimálny vplyv na celkové výsledky.

4 POROVNANIE VÝSLEDKOV MODELOVANIA S PREDCHÁDZAJÚCIMI MODELOVANIAMÍ A EXPERIMENTÁLNYMI ÚDAJMI

4.1 RÁDIOAKTÍVNE KOZMOGÉNE NUKLIDY

Výsledky našich simulácií pre ^{36}Cl a ^{60}Co v obyčajných chondritoch sú v dobrej zhode so staršími výsledkami Eberhardt et al. (1963) a Spergel et al. (1986). Obrázok 4.1 zobrazuje produkciu ^{36}Cl a ^{60}Co v strede obyčajného a uhlíkatého chondritu a železného meteoritu. Sú tam takisto zobrazené staršie, vyššie spomínané výsledky. Údaje pre ^{60}Co boli renormalizované na koncentráciu 700 ppm a polomer v jednotkách g cm^{-2} bol prepočítaný na cm pričom pri prepočte bola hustota L-chondritov 3.4 g cm^{-3} (Wilkison and Robinson 2000). Zhoda je lepšia ako 25 % a taktiež závislosť produkčnej rýchlosti od polomeru je veľmi podobná pre všetky tri prístupy.



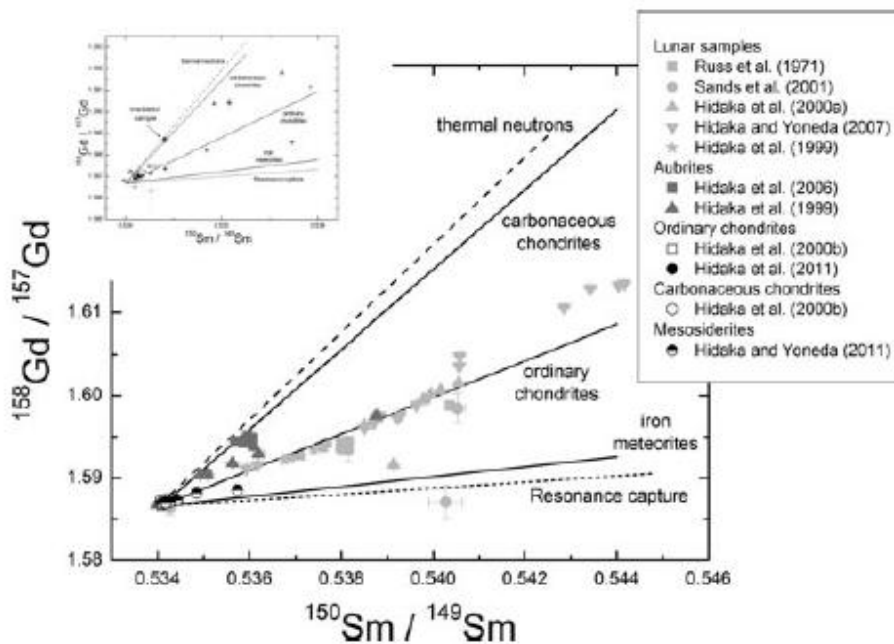
Obrázok 4.1 Produkcia ^{36}Cl (pravý panel) a ^{60}Co (pravý panel) v (n,γ) reakciách v strede sférického meteoroidu ako funkcia jeho polomeru. Zobrazené sú výsledky pre obyčajné chondrity, uhlíkaté chondrity a železné meteority. Taktiež sú ukázané výsledky Eberhardt et al. (1963) a Spergel et al. (1986). Pre výpočty boli použité nasledovné koncentrácie terčových jadier Cl: 100 ppm; Co: 700 ppm.

Produkčná rýchlosť ^{60}Co záchyтом tepelných neutrónov sa tiež veľmi dobre zhoduje s experimentálnymi údajmi. Napríklad aktivita ^{60}Co v H5 chondrite Jilin sa pohybuje v intervale 53 – 260 dpm.kg⁻¹ pričom koncentrácia terčového jadra ^{59}Co 750 ppm (Heusser a Ouyang 1981; Honda et al.1982; Spergel et al. 1986) t.j. presne vo vnútri intervalu nami simulovaných hodnôt. Pre meteoroid Allende je meraná aktivita ^{60}Co v rozmedzí 9-226 dpm kg⁻¹, pričom väčšina údajov je z intervalu 41 – 185 dpm.kg⁻¹ (Cressy 1972; Mabuchi et al. 1975; Bourot-Denise a Evans et al. 1982), čo je opäť v pomerne dobrej zhode s našimi výpočtami. Keďže Allende obsahuje relatívne málo vodíka, záchyt termálnych neutrónov je preň lepšie popísaný simuláciami pre obyčajné chondrity ako pre uhlíkaté.

4.2. SYSTEMATIKA SYSTÉMOV STABILNÝCH NUKLIDOV: Sm a Gd V KAMENNÝCH A KAMENNO ŽELEZNÝCH METEORITOCH

Obrázok 4.2 zobrazuje pomer $^{158}\text{Gd}/^{157}\text{Gd}$ ako funkciu pomeru $^{150}\text{Sm}/^{149}\text{Sm}$ pre mesačné vzorky (Russ et al. 1971; Hidaka et al. 1999, 2000a; Sands et al. 2001; Hidaka a Yoneda 2007), aubrity (Hidaka et al. 1999, 2006), obyčajné chondrity (Hidaka et al. 2000b, 2011), uhlíkaté chondrity (Hidaka et al. 2000b), a mesosiderity (Hidaka and Yoneda 2011). Na obrázku sú taktiež zobrazené korelačné funkcie pre uhlíkaté a obyčajné chondrity a železné meteority. Čiarkované čiary znázorňujú očakávané korelácie ak by izotopické posuny boli len v dôsledku záchytu termálnych neutrónov a bodkované čiary sú očakávané korelácie za predpokladu, keby ku zmenám v izotopických pomeroch dochádzalo len v dôsledku záchytu epitermálnych neutrónov, t.j. celý záchyt je len v oblasti rezonančných neutrónov. Skôr sme už ukázali, že neutróny vo väčšine meteoritov nie sú úplne termálne a preto je podstatný aj príspevok od rezonančných neutrónov. Preto očakávame, že veľa experimentálnych údajov padne medzi dve spomínané čiary, čo obrázok 4.2 aj potvrdzuje.

Výsledky simulácií potvrdzujú že stupeň termalizácie neutrónov narastá od železných meteoritov, v ktorých sú zachytávané neutróny hlavne s rezonančnými energiami, cez obyčajné meteority, ktoré zachytávajú neutróny s energiami medzi rezonančnými a termálnymi, až po uhlíkaté kde väčšina zachytených neutrónov sú termálne alebo blízko termálne.



Obrázok 4.2 Výsledky simulácií pre izotopové pomery $^{158}\text{Gd}/^{157}\text{Gd}$ ako funkciu $^{150}\text{Sm}/^{149}\text{Sm}$ pre uhlíkaté a obyčajné chondrity a pre železné meteority. Zobrazené sú tiež očakávané posuny v dôsledku záchytu len termálnych neutrónov alebo len neutrónov s energiami z rezonančnej oblasti, ako aj experimentálne údaje pre mesačné vzorky, obyčajné a uhlíkaté chondrity a mesosiderity.

Zaujímavé je, že väčšina mesačných vzoriek na obrázku sa nachádza blízko čiary namodelovanej pre obyčajné chondrity, čo znamená že záchyt neutrónov s rezonančnými energiami podstatne prispieva k celkovej produkcii. Význam epitermálnych neutrónov pre reprodukciu efektov v mesačných vzorkách bol diskutovaný už v Russ et al. (1971) a Sands et al. (2001). Tu je potrebné poznamenať že výsledky meraní vzoriek z vrtu realizovaného Apollom 15 Hidaka et al. (2000a) poukazujú na trend lepšej termalizácie s narastajúcou hĺbkou vrtu. Toto možno vidieť z obrázku 4.2, pretože výsledky meraní mesačných vzoriek sa s narastajúcou hĺbkou odkláňajú od čiary pre obyčajné chondrity a prikláňajú sa k uhlíkatým chondritom. Hidaka et al. (2000a) upozornili že neutróny sú lepšie termalizované v nižších vrstvách vrtu ako vo vyšších.

Väčšina meteoritických dát spadá medzi čiary pre obyčajné a uhlíkaté chondrity, výnimkou sú len údaje z aubritov, ktoré sú všetky na alebo veľmi blízko k čiare pre uhlíkaté chondrity. Toto potvrdzuje fakt, že v aubritoch sú neutróny termalizované efektívnejšie ako

v ostatných meteoritoch a lunárnych vzorkách. Tento fakt je dôsledkom nízkeho obsahu železa v aubritoch, čo vedie k minimalizácii záchytu epitermálnych neutrónov s energiami z oblasti hlavnej rezonancie a teda viac neutrónov je potom k dispozícii na termalizáciu. Druhou výnimkou sú mesosiderity a IAB železný meteorit Udei station (Hidaka and Yoneda 2011), ktorý je na obrázku, ako sa očakávalo, medzi čiarami pre obyčajné chondrity a železné meteority.

Okrem meteoritov sú na obrázku aj údaje pre $^{158}\text{Gd}/^{157}\text{Gd}$ pomer ako funkcia $^{150}\text{Sm}/^{149}\text{Sm}$ aj pre štandard Hidaka et al. (2006), ktorý bol ožarovaný neutrónmi s tokom $5.94 \times 10^{14} \text{ n cm}^{-2}$. Údaje pre štandard padli na krivku vypočítanú pre záchyt termálnych neutrónov čo svedčí o tom že:

a) naše výpočty sú správne

b) v žiadnej z vyšetrovaných vzoriek k posunu pomerov nedošlo v dôsledku záchytu len termálnych neutrónov, ale vždy časť zmeny pomeru spôsobil záchyt rezonančných neutrónov.

4.3 KADMIUM AKO MONITOR NEUTRÓNŮV

Izotopy kadmia sú často považované za dobré monitory neutrónov (neutron dose proxy), pretože ^{113}Cd má veľký účinný prierez (viac ako 20 000 barnov) pre záchyt termálnych neutrónov. Z tohto dôvodu sme modelovali posun izotopického pomeru $^{114}\text{Cd}/^{113}\text{Cd}$. Výsledok je prekvapivý, ale pochopiteľný, keď zoberieme do úvahy tvary neutrónových spektier v rôznych typoch meteoritov tak ako sme ich diskutovali vyššie. Izotopické posuny v obyčajných a uhlíkových meteoritoch sú veľké. Dosahujú hodnoty až 0.9ε (posun o 1ε znamená zmenu na úrovni 10^{-4}) na milión rokov ožarovania. Keďže neutróny sú efektívnejšie termalizované v uhlíkových meteoritoch ako v obyčajných chondritoch (viď diskusiu vyššie), maximálny efekt v uhlíkových meteoritoch sa dosahuje v menších hĺbkach (v strede meteoritu s polomerom 65 cm). V obyčajných chondritoch je to v strede objektu s polomerom 100 cm. Naopak, keď zvážime, že záchyt neutrónov na ^{113}Cd sa deje temer kompletne na termálnych neutrónoch (rezonančný záchyt je sotva pozorovateľný), ale toky termálnych neutrónov sú nízke v železných meteoritoch preto posun v pomere $^{114}\text{Cd}/^{113}\text{Cd}$ v železných meteoritoch je malý t.j. pod 0.01ε na milión rokov expozície. V dôsledku tohto sa izotopy Cd dajú použiť ako spoľahlivé monitory tokov neutrónov pre väčšinu kamenných meteoritov, avšak ich využitie je pre železné meteority značne limitované, nielen kvôli malým posunom v pomeroch, ale aj pre nízku koncentráciu Cd čo robí presné meranie tak malých posunov temer nemožným (Kruijer et al. 2011)

4.4 PALÁDIUM AKO MONITOR NEUTRÓNŮV

Humayun and Huang (2008) ako prvý navrhli izotopy paládia ako dobrý indikátor (proxy) pre efekty spôsobené záchyтом neutrónov v železných meteoritoch. Paládium považovali za vhodné lebo:

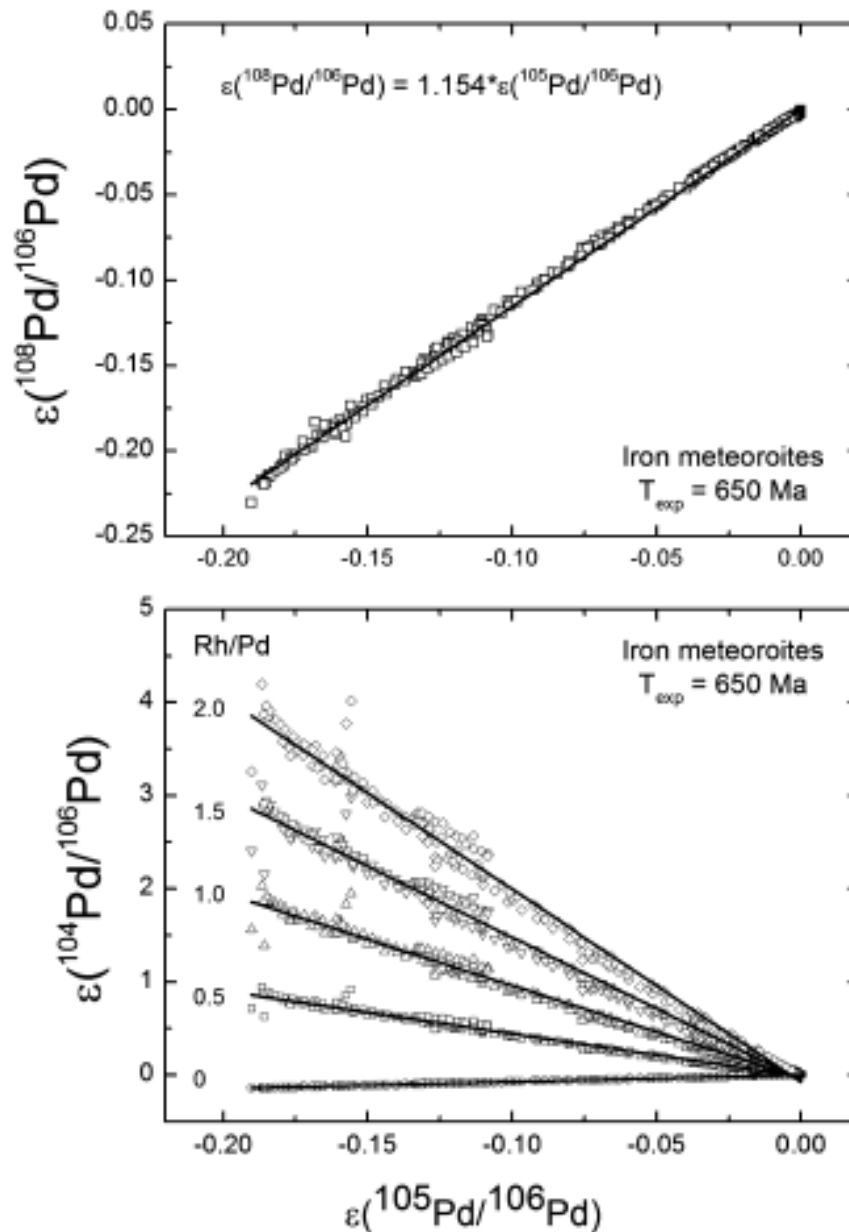
1) predchádzajúce štúdie Pd izotopov ukázali že paládium v železných meteoritoch nevykazuje endemické jadrové anomálie (Chen and Papanastassiou 2005)

2) Pd je multiizotopový prvok a preto umožňuje internú normalizáciu.

Na nešťastie väčšina Pd izotopov má relatívne malé účinné prierezy pre záchyt termálnych neutrónov a rezonančné integrály vedú len k malým posunom izotopických pomerov. Východiskom z tejto komplikovanej situácie je ^{103}Rh , ktoré sa po záchyте neutrónov mení na rádioaktívne ^{104}Rh , ktoré sa premieňa β premenou na stabilné ^{104}Rh . Rénium 103 má relatívne veľký účinný prierez pre záchyt termálnych neutrónov (150 barnov) a rezonančný integrál okolo 1000 barnov. Z toho vyplýva, že zmeny v dôsledku záchyту neutrónov vedú k nadprodukcii ^{104}Pd . Tu však treba mať na pamäti že nadbytok ^{104}Pd závisí nielen od toku neutrónov, ale aj od elementárneho pomeru Rh/Pd. Pri modelovaní zmien pomerov izotopov paládia v dôsledku záchyту neutrónov uvažujeme nielen produkciu a vyhorevanie izotopov Pd a Rh, ale uvažujeme aj záchyt neutrónov na ^{107}Ag a ^{108}Ag , ktoré po β premene produkujú ^{108}Pd respektíve ^{110}Pd . Pri modelovaní procesov na striebre vzniká jeden dodatočný problém, ktorým je existencia metastabilných stavov ^{108}Ag a ^{110}Ag . Napríklad, predpokladajme že záchyt neutrónu na ^{107}Ag produkuje základný stav ^{108}Ag . Tento sa v 2.85 % prípadov rozpadne na ^{108}Pd a v 97.15 % prípadov na ^{108}Cd . Ak však záchyt neutrónu na ^{107}Ag vedie k vzniku metastabilného stavu ^{108}Ag s energiou 109.5 keV, potom 91,3 % jeho rozpadov vedie k vzniku Pd a 9,7% prejde interným prechodom na základný stav, ktorý sa premieňa ako sme opísali vyššie. Z tabuliek jadrových údajov (Blachot 1997) vidieť, že väčšina deexcitácií ^{108}Ag končí v základnom stave a preto predpokladáme že záchyt neutrónov na ^{107}Ag produkuje predominantne základný stav ^{108}Ag . Na základe tých istých argumentov predpokladáme že 0,3 % záchyтов neutrónov na ^{109}Ag vedie k produkcii ^{110}Pd .

Na obrázku 4.3 zobrazuje horný panel namodelované $\epsilon(^{108}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$ ako funkciu $\epsilon(^{105}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$ a dolný panel zobrazuje $\epsilon(^{104}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$ v závislosti od $\epsilon(^{105}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$ pre železné meteority s polomerami medzi 10 a 120 cm ožarované po dobu 650 miliónov rokov. Všetky údaje sú normalizované na pomer $^{110}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$. Pre obe $^{108}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ a $^{105}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ (horný panel) sú posuny malé, pod 0.2 ϵ pre expozičnú dobu $T_{\text{exp}} = 650 \text{ My}$, čo je na spodnom okraji alebo pod limitom presnosti súčasných analytických metód (Chen a Papanastassiou 2005).

Naopak, v závislosti od pomeru Rh/Pd izotopický pomer $^{104}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ môže byť silne zmenený záchyтом neutrónov. Za predpokladu, že pomer Rh/Pd je približne 1 a expozičná doba je 650 My, posun v dôsledku záchyту sekundárnych neutrónov kozmického žiarenia v pomere $^{104}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ je $\approx 1\varepsilon$ čo je ľahko detekovateľné súčasnými analytickými metódami.



Obrázok 4.3 Horný panel zobrazuje namodelované izotopické posuny $^{108}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ ako funkciu $^{105}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ a dolný panel zobrazuje $^{104}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ v závislosti od posunu $^{105}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ pre železné meteority s polomerami medzi 10 a 120 cm ožarované po dobu 650 miliónov rokov. V dôsledku záchyту neutrónov na ^{103}Rh s následnou β premenou na ^{104}Pd pomer $^{104}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ závisí aj od elementálneho pomeru Rh/Pd.

Za povšimnutie stojí fakt, že Chen a Papanastassiou (2005) nenašli žiadne anomálie v Pd izotopoch v rôznych železných meteoritoch aj napriek tomu, že mnohé z nich majú dlhé expozičné doby až do 300 My ako napríklad meteorit Gbeon (Honda et al. 2009). Avšak nájdenie normálnych izotopických zložení paládiových izotopov aj napriek dlhým expozičným časom je dôsledkom nízkeho pomeru Rh/Pd. Napríklad v meteorite Gibeon je Rh/Pd pomer 0.27 (D'Orazio a Folco 2003). Pri predpokladanom expozičnom veku Gibeonu 300 My (Honda et al. 2009), maximálny posun v $^{108}\text{Pd}/^{104}\text{Pd}$ a $^{106}\text{Pd}/^{104}\text{Pd}$ (normalizované na pomer $^{110}\text{Pd}/^{104}\text{Pd}$) je ≈ 0.15 respektíve 0.24ϵ ., čo je len ťažko detekovateľné. V dôsledku tohto paládiové izotopy môžu byť použité ako monitory neutrónových tokov len pre objekty s relatívne vysokým, vyšším ako 0.5, pomerom Rh/Pd.

Čo je zaujímavé Humayun and Huang (2008) našli izotopické anomálie pre $\epsilon(^{108}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$ a $\epsilon(^{105}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$. Všetky experimentálne údaje sú normalizované na pomer $^{110}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$. Ich údaje pre železný meteorit Warburton Range a Santa Clara sa odchyľujú od prístrojovej čiary hmotnostnej frakcionácie definovanej rôznymi štandardmi o viac ako 2 respektíve 4ϵ . Také veľké anomálie nemôžu spôsobiť kozmogéne efekty. Model predpovedá $^{108}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ deficit na úrovni 2ϵ len pre expozičné doby dlhšie ako 6 Gy, čo je zjavne nerealistické. Deficit $^{105}\text{Pd}/^{106}\text{Pd}$ na úrovni 4ϵ je možné podľa nášho modelu dosiahnuť len pri expozícii dlhšej ako 15 Gy, čo je čas dlhší ako vek Vesmíru. Navyše v diagrame závislosti $\epsilon(^{108}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$ od $\epsilon(^{110}\text{Pd}/^{106}\text{Pd})$ normálne meteoritické experimentálne údaje nekorigované na inštrumentálnu frakcionáciu sú uložené na priamke so sklonom približne 0.5. Údaje namerané Humayun and Huang (2008) pre Warburton Range sú na priamke so sklonom 0.75, pričom dáta pre Pd so zahrnutím efektov vyvolaných kozmickým žiarením sú na priamke so sklonom 2.9. Porovnaním týchto súborov dát možno vyvodiť záver, že pozorované efekty sú príliš veľké a že pozorovaná závislosť izotopických pomerov nemôže byť vysvetlená len kozmogénymi efektmi a preto anomálie nájdené v Humayun and Huang (2008) nemôžu byť vysvetlené len týmito efektmi. Doposiaľ existujúce experimentálne údaje z Warburton Range neumožňujú urobiť závery o tom či pozorované anomálie majú nejaký endemický pôvod.

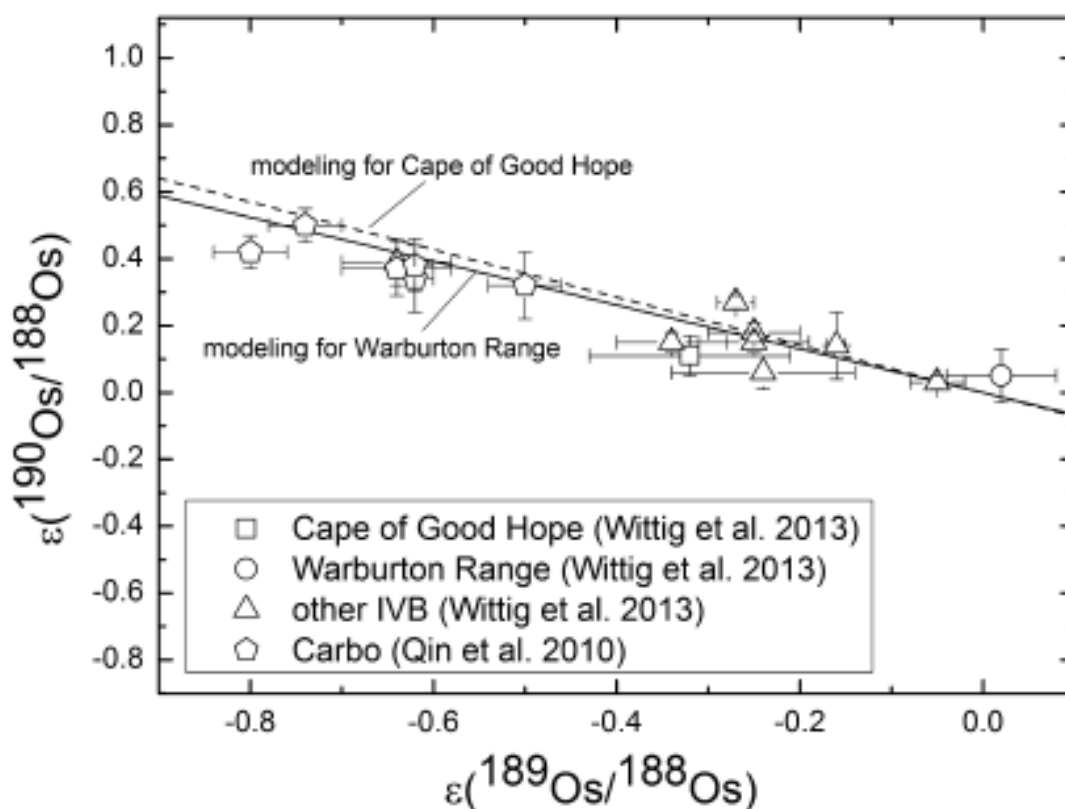
4.5 OSMIUM AKO MONITOR NEUTRÓNŮV

Huang and Humayun (2008) ako prví detegovali zmeny izotopických pomerov osmia v železných meteoritoch typu IVB vyvolané kozmickým žiarením. Neskôr Qin et al. (2010) našli v železnom meteorite Carbo korelované posuny pre pomery $^{190}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ a $^{189}\text{Os}/^{188}\text{Os}$,

ktoré sú konzistentné s efektmi vyvolanými kozmickým žiarením. Títo autori použili takisto ako prví izotopy osmia ako monitor toku neutrónov pre korekciu kozmogénnych efektov vo volfrámových izotopoch. Nedávno Wittig et al (2013) prezentovali posuny v pomeroch izotopov osmia indukované kozmickým žiarením v 12 z 13 známych IVB železných meteoritoch a využili tieto údaje spolu so zmenami izotopických pomerov izotopov platiny (bude nižšie) ako proxy na korigovanie ^{182}Hf - ^{182}W chronometra. Tu prezentujeme prvé modelové výpočty pre kozmogéne efekty na Os izotopoch s uvážením nielen záchytovej reakcií na nich samotných, ale aj s uvážením príspevku k produkcii ^{192}Os a ^{188}Os v dôsledku zachytu neutrónov na ^{191}Ir a ^{187}Ir . Ďalším prínosom týchto simulácií je aj využitie nových účinných prierezov pre procesy zachytu neutrónov na osmiu (Segawa et al.2007).

Na obrázku 4.4 sú namodelované predpovede pre $\epsilon(^{190}\text{Os}/^{188}\text{Os})$ v závislosti od $\epsilon(^{189}\text{Os}/^{188}\text{Os})$. Pre modelovanie Warburton Range sme použili $\text{Ir}/\text{Os} = 0.92$ a $\text{Re}/\text{Os} = 0.083$ a pre Cape of Good Hope sme použili $\text{Ir}/\text{Os} = 0.638$ a $\text{Re}/\text{Os} = 0.067$. Pri porovnávaní namodelovaných a experimentálnych údajov sme predpokladali, že príspevok zariadenia k frakcionácii je korigovaný použitím pomeru $^{192}\text{Os}/^{182}\text{Os}$. Z výsledkov možno urobiť dva podstatné závery. Po prvé, zmeny izotopických pomerov osmia závisia od pomeru Ir/Os a Re/Os , čo možno vidieť z malých rozdielov v korelačných priamkach zodpovedajúcich Cape of Good Hope a Warburton Range. Po druhé, predpovede modelu opisujú experimentálne údaje celkom dobre, čo kvantitatívne znamená, že zhoda je vždy v rámci 2σ , čo možno interpretovať, že model je vierohodný.

Ďalším výsledkom je skutočnosť, že zmeny pomerov izotopov v dôsledku zachytu neutrónov môžu byť zanedbané pre ^{187}Re - ^{187}Os systém využívaný na datovanie železných meteoritov. Toto obzvlášť platí pre efekty na osmiu. Na dôkaz toho môžeme uviesť extrémny prípad vysokého pomeru R/Os zhruba 0.2, ktoré boli dosiahnuté v niektorých štúdiách (Shen et al. 1996; Sedaghatpour a Sears 2007) a expozičnú dobu 950 My, čo vedie k posunu pre $\epsilon(^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os})$ menej ako 1.5ϵ , čo je veľmi malá hodnota v porovnaní so štandardnými hodnotami, ktoré sú na úrovni niekoľko stovák ϵ . Navyše efekty spôsobené zachytnom neutrónov na izotopoch osmia môžu byť zanedbané aj v prípade kamenných meteoritov. Ako príklad pre obyčajné chondrity možno uviesť pre typické Re/Os a Ir/Os pomery (Yokoyama et al. 2007) a expozičný vek 25 My izotopické posuny indukované zachytnom neutrónov menej ako 0.01, 0.03 a 0.002ϵ pre $^{186}\text{Os}/^{189}\text{Os}$, $^{188}\text{Os}/^{189}\text{Os}$ a $^{190}\text{Os}/^{189}\text{Os}$. Preto možno konštatovať, že náš model potvrdzuje staršie, menej sofistikované modelové výpočty (Brandon et al.2005).



Obrázok 4.4 Namodelované efekty vyvolané záchyтом neutrónov pre pomery $^{190}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ v závislosti od pomeru $^{189}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ pre Warburton Range (plná čiara Ir/Os=0.92, Re/Os=0.083) a Capoe of Good Hope (čiarkovaná čiara Ir/Os=0.638, Re/Os=0.067). V obrázku sú taktiež údaje z Wittig et al. (2013) pre 12 IVB železných meteoritov a Carbo (Qin at al. 2010).

4.6 PLATINA AKO MONITOR NEUTRÓNŮV

Nedávno Kruijer et al. (2013) a Wittig et al. (2013) demonštrovali že v železných meteoritoch Pt môže poslúžiť ako veľmi dobrý monitor neutrónových tokov. Platina 195 má účinný prierez pre záchyt termálnych neutrónov 27 barmov a rezonančný integrál viac ako 370 barmov, čo vedie k merateľným zmenám posunu izotopického pomeru $^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$. ^{196}Pt je produkované záchyтом neutrónov na ^{195}Pt . Ďalej ^{191}Ir má veľký účinný prierez pre záchyt termálnych neutrónov, ktorého hodnota je viac ako 900 barmov a taktiež veľký rezonančný integrál s hodnotou viac ako 3500 barmov. Po záchyте neutrónu ^{191}Ir vzniká ^{192}Ir , ktoré sa cez β premenu mení na ^{192}Pt . V dôsledku tohto záchyту neutrónov na ^{191}Ir môže viesť,

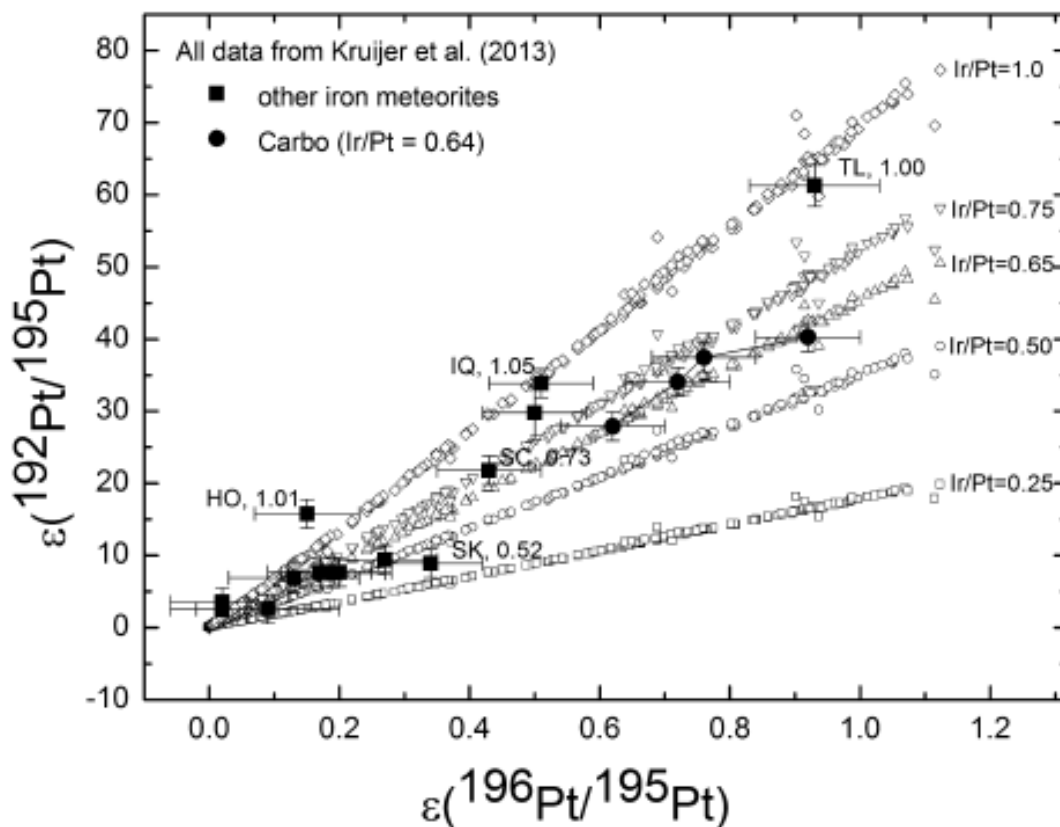
v závislosti od pomeru Ir/Pt, k veľkému nárastu ^{192}Pt . Množstvo ^{192}Pt závisí od hĺbky v ožarovanom objekte, expozičnej doby a elementálneho pomeru Ir/Pt. Z tohto dôvodu pre použitie Pt ako monitora toku neutrónov možno použiť pomery $^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ alebo $^{192}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ pričom v druhom prípade je potrebné merať aj pomer Ir/Pt v meranej vzorke.

Obrázok 4.5 zobrazuje namodelované zmeny pomeru $^{192}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ v závislosti od pomeru $^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ v železných meteoritoch s polomerami medzi 10 -120 cm a pomerom Ir/Pt v rozmedzí 0.25, 0.5, 0.65, 0.75 a 1.0 (prázdne symboly). Zobrazené sú experimentálne údaje pre rôzne železné meteority (Kruijer et al. 2013) (plné symboly). Z obrázku vidieť že (1) zmeny pomeru vyvolané kozmickým žiarením pre $^{192}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ závisia od pomeru Ir/Pt a (2) experimentálne údaje sú dostatočne presne reprezentované našim modelom. Napríklad experimentálne údaje pre Hoba (HO, Ir/Pt = 1.0), Iquique (IQ, Ir/Pt = 1.05), a Tlatopetec (TL, Ir/Pt = 1.0) sú v rámci neurčitostí závislosti $^{192}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ od $^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ všetky uložené na priamke, ktorú sme napočítali pre pomer Ir/Pt = 1.0. Experimentálne údaje pre Carbo (Ir/Pt = 0.64) ležia všetky na čiare namodelovanej pre pomer 0.65, čo tiež svedčí o vierohodnosti modelu. Z dobrej zhody experimentálne nameraných a vypočítaných dát je možné urobiť záver, že izotopy Pt sú dobrým monitorom toku neutrónov v železných meteoritoch a že zmeny v pomeroch jednotlivých izotopov spôsobené kozmickým žiarením môžu byť presne opísané našim modelom.

4.7 IZOTOPY VOLFRÁMU V ŽELEZNÝCH METEORITOCH

Je všeobecne známe že interpretáciu experimentálnych údajov o obsahu izotopov volfrámu v železných meteoritoch a mesačných vzorkách komplikujú zmeny ich pomerov vyvolané v dôsledku efektoch záchytu sekundárnych neutrónov kozmického žiarenia. (Masarik 1997; Kleine et al. 2005; Markowski et al. 2006; Schersten et al. 2006; Qin et al. 2008; Leya et al. 2000a, 2003). Niektoré z predchádzajúcich štúdií s využitím kozmogénnych nuklidov používali ako monitor efektov záchytu neutrónov na izotopoch volfrámu ^3He (Markowski et al. 2006; Qin et al. 2008). Problém s použitím ^3He je však v tom, že ono je produkované neutrónmi so strednými a vysokými energiami, pričom procesy na volfráme sú vyvolané prevažne termálnymi a epitermálnymi neutrónmi. Z tohto dôvodu nedostatok alebo úplná absencia ^3He neznamená automaticky aj absenciu alebo slabý efekt aj na izotopoch volfrámu a naopak. Vykonali sme preto sériu simulácií s cieľom lepšie kvantifikovať efekty záchytu neutrónov v železných meteoritoch.

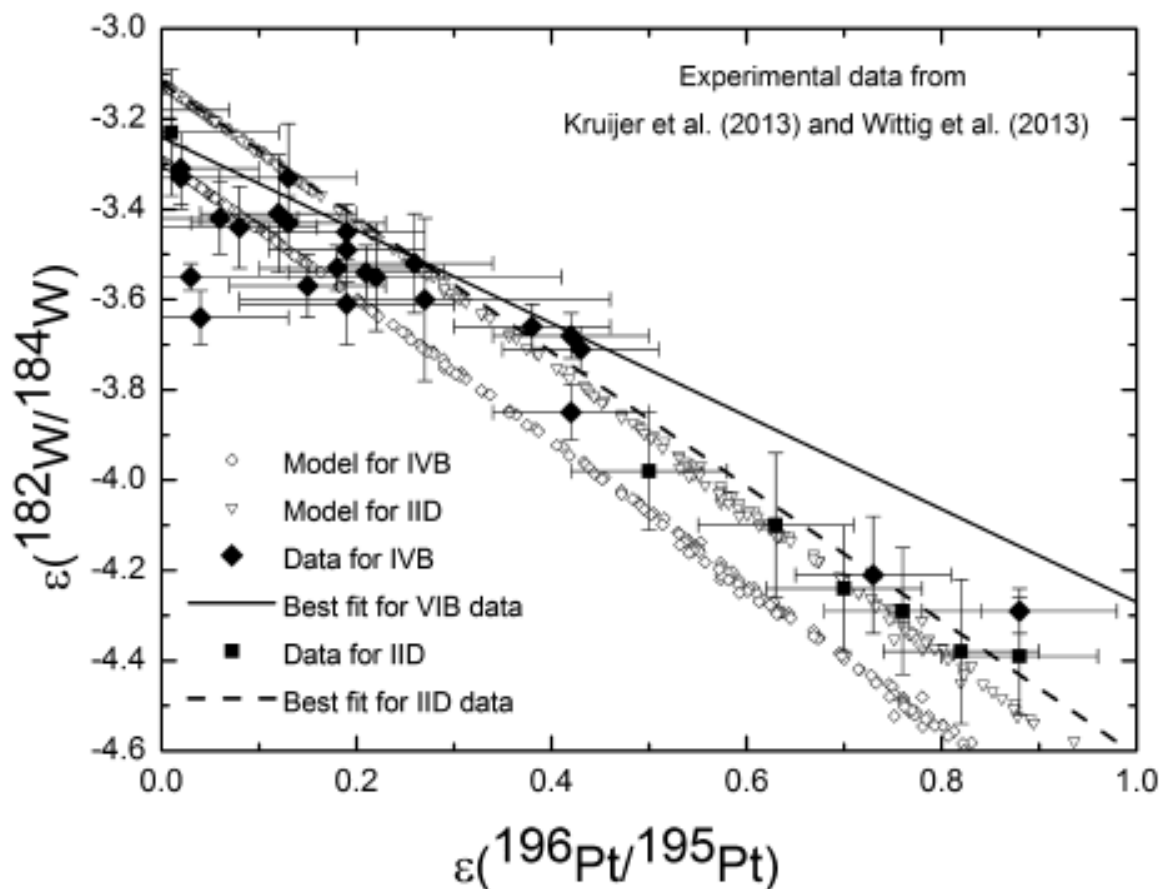
V železných meteoritoch a mesačných vzorkách, izotopické pomery volfrámu sú dominantne ovplyvnené reakciami záchytu neutrónov $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}(\beta^-)^{182}\text{W}$ čo vedie k zvýšeniu pomeru $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ (Leya et al. 2000a, 2003). Táto reakcia je zodpovedná za veľký nadbytok ^{182}W v niektorých mesačných vzorkách (Lee et al. 2002; Kleine et al. 2005b). Keďže v železných meteoritoch nie je temer žiadny tantal, pomery volfrámových izotopov sú ovplyvnené len záchytom neutrónov na nich a následných rádioaktívnych premenách (Masarik 1997; Leya et al. 2000a, 2003). Výsledkom toho je, že neutrónový záchyt v železných meteoritoch vedie k negatívnym posunom v pomeroch $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ a $^{186}\text{W}/^{184}\text{W}$ a kladným posunom v pomere $^{183}\text{W}/^{184}\text{W}$. Korekcia na prístrojovú frakcionáciu (obvyčajne s využitím pomeru $^{186}\text{W}/^{184}\text{W}$) vedie k tomu, že efekt na pomer $^{183}\text{W}/^{184}\text{W}$ sa anuluje na druhej strane efekt na pomer $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ sa zosilní. Keďže potrebujeme jeden pomer na kalibráciu hmotnostného rozlíšenia meracieho zariadenia ($^{186}\text{W}/^{184}\text{W}$), ďalej máme jeden izotopický pomer s veľmi malou zmenou ($^{183}\text{W}/^{184}\text{W}$) na monitorovanie toku neutrónov môžeme tým pádom využiť len pomer $^{180}\text{W}/^{184}\text{W}$. Avšak, pomer, v ktorom vystupuje ^{180}W nemôže byť meraný dostatočne presne a preto nie je možné korigovať pomer $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ s využitím len izotopov volfrámu a preto musíme využiť externý monitor toku neutrónov.



Obrázok 4.5 Namodelované zmeny pomeru $^{192}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ v závislosti od pomeru $^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$ v železných meteoritoch s pomerom Ir/Pt v rozmedzí 0.25-1.0. Zobrazené sú experimentálne

údaje pre rôzne meteority (Kruijer et al. 2013). HO: Hoba, SK: Skookum, SC: Santa Clara, IQ: Iquique, TL: Tlatopetec.

Obrázok 4.6 zobrazuje závislosť namodelovaných (prázdne symboly) a nameraných (plné symboly) zmeny pomerov $\epsilon(^{182}\text{W}/^{184}\text{W})$ normalizovaných na pomer $^{186}\text{W}/^{184}\text{W}$ v závislosti od zmeny pomeru $\epsilon(^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt})$ normalizovaného na $^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$. Experimentálne údaje pre železné meteority triedy IVB a IID sú z Kruijer et al. (2013) a Wittig et al. (2013). Pre simulácie sme predpokladali, že preexpozičný pomer $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ v železných meteoritoch triedy IVB a IID sú -3.31 ± 0.05 respektíve -3.12 ± 0.12 . Hodnota pre IVB železné meteority je strednou hodnotou z Kruijer et al. (2013) a Wittig et al. (2013) a hodnota pre IID železné meteority je z Kruijer et al. (2013). Plná a čiarkovaná čiara sú z Kruijer et al. (2013) prebrané fity pre IVB respektíve IID železné meteority. Z obrázku vidieť, že fit pre IID železné meteority sa veľmi dobre zhoduje s výsledkami našich simulácií, pričom hlavne sklon je temer identický. Pre IVB dáta je situácia iná, sklon fitu experimentálnych dát je podstatne nižší ako dáva výsledok našich simulácií. Podobný trend zaznamenali už Kruijer et al. (2013), ktorí ho interpretovali ako dôsledok variácií v chemickom zložení meteoritov vo vnútri triedy IVB ako aj vo vnútri samotných meteoritov (nehomogenity v zložení), čo vedie k určitým zmenám v početnosti, ale aj spektrálnom rozdelení sekundárnych neutrónov kozmického žiarenia. Vzhľadom na detailnosť výsledkov o rozdelení neutrónov vo vnútri objektov, ktoré nám poskytujú naše kódy a s ohľadom na obsah a variabilitu stopových prvkov ako aj veľkosti ich rezonančných integrálov v porovnaní s rezonančnými integrálmi izotopov železa sa nám predchádzajúca interpretácia zdá veľmi málo pravdepodobná.



Obrázok 4.6 $\epsilon(182\text{W}/184\text{W})$ ako funkcia $\epsilon(196\text{Pt}/195\text{Pt})$ v železných meteoritoch triedy IVB a IID. Experimentálne údaje z Kruijer et al. (2013) a Wittig et al. (2013) sú zobrazené plnými symbolmi. Plná a čiarkovaná čiara sú fity, fity ich experimentálnych dát z Kruijer et al. (2012). Výsledky našich simulácií pre železní meteority s polomeri 5 až 120 cm sú zobrazené prázdny symbolmi.

Moderácia neutrónov v železných meteoritoch je celkom jasne spôsobená hlavne ich moderáciou a absorpciou železom tvoriacom podstatnú časť chemickej matice železných meteoritov a nie stopovými prvkami. V dôsledku toho maticové efekty nemôžu vysvetliť zjavný rozpor medzi experimentálnymi a nasimulovanými výsledkami.

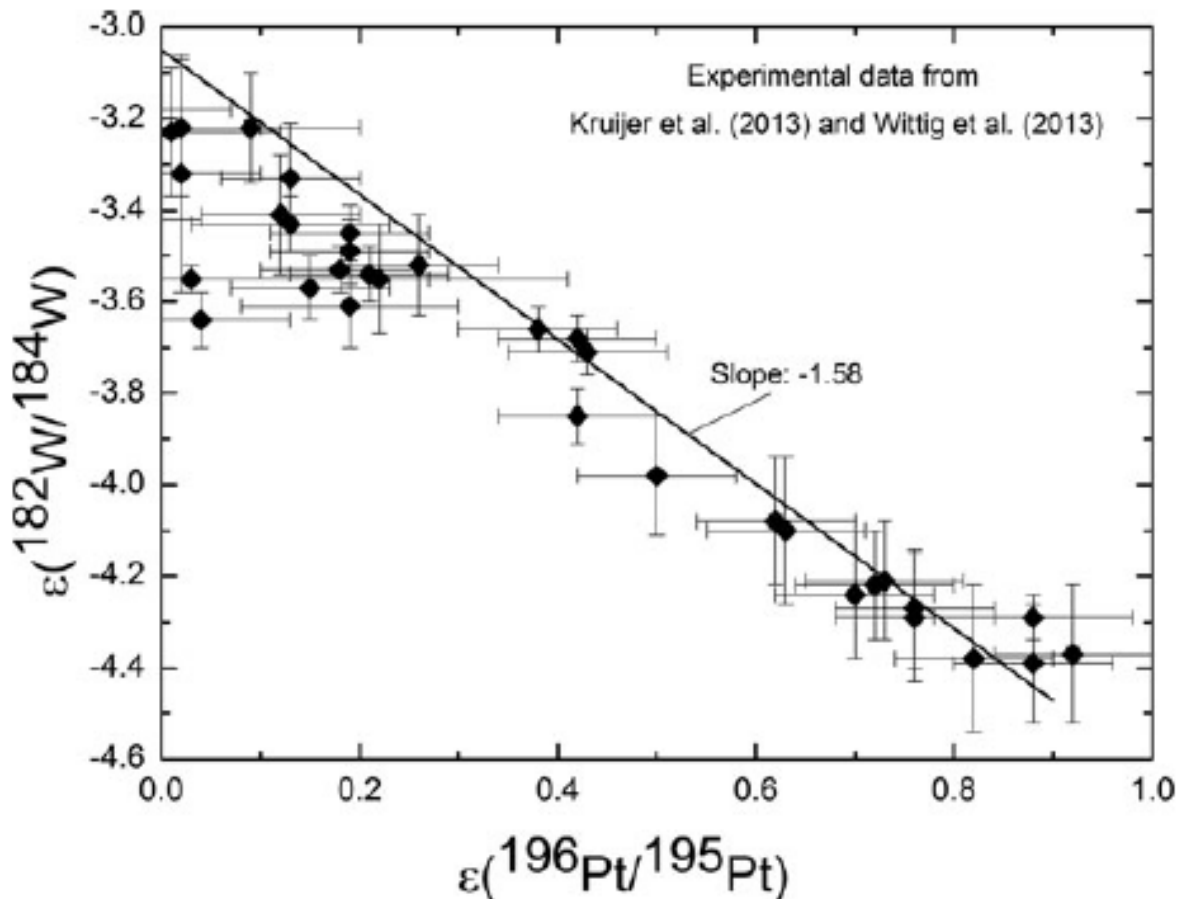
Qin et al. (2008) argumentovali, že príčinou rozdielov je pravdepodobne podhodnotenie modelového obsahu ^{182}W vznikajúceho v dôsledku s-procesov. Lepší fit experimentálnych údajov pre produkcie ^{182}W s- a r- procesmi by sa dal dosiahnuť znížením účinných prierezov pre záchyt termálnych neutrónov izotopom ^{182}W zhruba o 20 %. Ak by sme zmenšili záchytové rýchlosti neutrónov na ^{182}W o 20 %, čo by znamenalo zníženie účinných prierezov

pre záchyt termálnych neutrónov a takisto rezonančných integrálov o 20 % dosiahli by sme zmenu sklonu $\epsilon(^{182}\text{W}/^{184}\text{W})$ ako funkcie $\epsilon(^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt})$ na hodnotu -1.59 až -1.39, t.j. bližšie k hodnote -1.05 z Kruijer et al. (2013) pre IVB železné meteority. Problém vzniká ak zoberieme do úvahy iné merania, v iných typoch meteoritov. Experimentálne údaje pre izotopy volfrámu z meraní SiC zŕn kozmického prachu Ávila et al. (2012) nevyžadujú vyššie uvedenú redukciu účinných prierezov. Navyše Burkhardt et al. tiež (2012) zistil, že volfrámové ich dáta pre CAI sú v lepšej zhode s modelmi, ak sú použité štandardné, nie redukované účinné prierezy pre ^{182}W .

V štúdií SiC zŕn kozmického prachu Ávila et al. (2012) zistili, že lepšia zhoda medzi ich experimentálnymi údajmi a modelovými predpoveďami pre s-procesy možno dosiahnuť ak účinné prierezy pre záchyt neutrónov na izotope ^{183}W zvýšime približne o 30 %. Zvýšením rýchlosti záchytu na ^{183}W zhruba o 30 % vedie k zmene sklonu diskutovaného pomeru z -1.58 na -1.65 t.j. progresívne ho zhoršuje. V štúdií venovanej meraniu účinných prierezov záchytu neutrónov na ^{184}W a ^{186}W , Marganec et al. (2009) navrhli ich zvýšenie o 12 respektíve 25 percent v porovnaní z hodnotami akceptovanými v knižnici JEFF, ktorú používame my v našich výpočtoch. Avšak premietnutie takejto zmeny účinných prierezov do rýchlosti záchytu neutrónov na ^{184}W a ^{186}W by viedlo k zmene diskutovaného sklonu na hodnotu 1.74, čo je podstatne viac ako dávajú experimentálne údaje. Takisto sme urobili kontrolné výpočty ako sa zmení sklon $\epsilon(^{182}\text{W}/^{184}\text{W})$ ako funkcia $\epsilon(^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt})$ v prípade použitia iných databáz účinných prierezov. Použitie databáz JEFF3.12, JENDL, ENDFB-VII a RUSSFOND viedlo len k zanedbateľným zmenám (v rámci štatistiky výpočtov).

Ak zhrnieme situáciu opísanú v predchádzajúcom odstavci, tak vlastne musíme konštatovať, že nemáme k dispozícii spoľahlivú informáciu či je možné reškálovať niektoré záchytové rýchlosti. Aby sme zachovali konzistenciu modelu a jeho vierohodnosť rozhodli sme sa nemeniť rýchlosť záchytu na žiadnom izotope a považujeme naše simulácie za relatívne presné, k čomu nás vedie dobrá zhoda simulácií s experimentálnymi údajmi pre izotopy platiny a osmia. Po tomto konštatovaní teda je náš výsledok pre sklon priamky v diagrame pre závislosť $\epsilon(^{182}\text{W}/^{184}\text{W})$ (normalizovaný na pomer $^{186}\text{W}/^{184}\text{W}$) od $\epsilon(^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt})$ (normalizovaný na $^{198}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$) 1.58. Na obrázku 4.7 sú experimentálne údaje z Kruijer et al. (2013) a Wittig et al. (2013) bez rozlíšenie triedy železných meteoritov. Plná čiara je fit všetkých týchto údajov, pričom jej sklon bol fixovaný na hodnote 1.58, t.j. predpokladali sme, že náš model dáva správny výsledok. Vidieť, že aj keď náš model ako sme diskutovali vyššie nie je perfektný, fituje experimentálne údaje celkom dobre, čo kvantitatívne značí, že zhoda

je v rámci experimentálnych neistôt. Z tohto fitu takisto môžeme určiť priesečník fitu s osou y, ktorý udáva pomer $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ pred začiatkom expozície kozmickým žiarením. Získaná hodnota -3.06 ± 0.12 (2σ) t.j. hodnota trochu vyššia, ale v dobrej zhode s preexpozíčnou hodnotou z Kruijer et al. (2013) and Wittig et al. (2013).



Obrázok 4.7 $\epsilon(^{182}\text{W}/^{184}\text{W})$ ako funkcia $\epsilon(^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt})$ v železných meteoritoch triedy IVB a IID. Experimentálne údaje z Kruijer et al. (2013) a Wittig et al. (2013) Plná čiara je fit experimentálnych údajov s fixovaným sklonom 1.58, ktorý sme dostali z našich simulácií.

5 ZHRNUTIE A ZÁVERY

S použitím spektier primárnych a sekundárnych protónov a sekundárnych neutrónov spolu s vypočítanými alebo evaluovanými účinnými prierezmi sme študovali efekty vyvolané záchyтом neutrónov v železných meteoritoch, obyčajných chondritoch a uhlíkových meteoritoch. Spektrá častíc boli vypočítané pomocou Monte Carlo kódov a účinné prierezy boli získané s použitím jadrovofyzikálneho kódu TALYS (Koning et al. 2004), alebo boli zobraňované z databázy JEFF-30A. V dizertačnej práci sme sa sústredili hlavne na železné meteority. Simulácie neutrónových spektier v železných meteoritoch ukázali, že v nich sú toky termálnych neutrónov veľmi malé. Väčšina neutrónov z nich, alebo unikne, alebo sú zachytené obrovskou rezonanciou ^{56}Fe pred spomalením na termálne energie. V dôsledku toho väčšina reakcií záchytu neutrónov v železných meteoritoch, je v dôsledku záchytu epitermálnych, nie termálnych neutrónov. Podobné výsledky vykazujú aj chondrity, pre ktoré záchyt epitermálnych neutrónov predstavuje podstatnú časť ich celkového záchytu.

Po tom ako sme demonštrovali vierohodnosť nášho modelu na porovnaní experimentálnych a nasimulovaných výsledkov pre produkciu ^{36}Cl a ^{60}Co (Eberhardt et al. 1963; Spergel et al. 1986), sme modelovali rýchlosti záchytu na Sm a Gd a porovnali sme naše výsledky s hodnotami z publikovaných článkoch (Russ et al. 1971; Hidaka et al. 1999, 2000, 2006, 2011; Sands et al. 2001; Hidaka and Yoneda 2007, 2011). Zhoda je vo všetkých prípadoch dobrá, čo ďalej potvrdzuje kvalitu nášho modelu. Aj tieto dáta jasne ukazujú na fakt, že záchyt neutrónov v kamenných meteoritoch a v mesačnom regolite sa nedeje len cez záchyt termálnych neutrónov, ale podstatný vklad pochádza aj od epitermálnych neutrónov.

Nasimulovali sme efekty záchytu neutrónov pre stabilné nuklidy Cd, Pd, Os a Pt, ktoré môžu slúžiť ako monitory neutrónových tokov. Výsledky simulácií pre OS a Pt sú v dobrej zhode s ich nedávnymi meraniami v železných meteoritoch (Kruijer et al. 2013; Wittig et al. 2013). Ako sme predpokladali v dôsledku nízkych tokov termálnych neutrónov v železných meteoritoch, namodelované izotopické posuny pomerov Cd izotopov sú veľmi malé, čo značne limituje ich použitie pre monitorovanie tokov neutrónov vo vnútri týchto meteoritov. Modelované zmeny v pomeroch Os, Pt a Pd sú merateľné súčasnými meracími prístrojmi a analytickými prístupmi, čo umožňuje ich použitie na monitorovanie neutrónových tokov v exponovaných objektoch.

V ďalšom kroku sme modelovali vplyv efektov záchytu neutrónov na izotopoch volfrámu v závislosti od zmien izotopických pomerov platiny a osmia. Zdá sa, že model nadhodnocuje produkciu ^{182}W v dôsledku záchytu neutrónov o faktor zhruba 2 v železných meteoritoch typu IVB, avšak reprodukuje experimentálne údaje v rámci ich neurčitosti v železných meteoritoch triedy IID. Kruijer et al. (2013), rozdiely vo výsledkoch interpretovali ako dôsledok variácií v chemickom zložení meteoritov vo vnútri triedy IVB, ako aj vo vnútri samotných meteoritov (nehomogenity v zložení), čo vedie k určitým zmenám v početnosti, ale aj spektrálnom rozdelení sekundárnych neutrónov kozmického žiarenia. Wittig et al. (2013) argumentovali, že rozdiely sú dôsledkom nadhodnotených účinných prierezov pre záchyt neutrónov. Na základe našich výsledkov sme detailne zdôvodnili prečo vylučujeme ako príčinu pozorovaných rozdielov na úrovni faktoru 2 variácie v koncentrácii stopových prvkov vo vnútri meteoritu a medzi meteoritmi v rámci jednej triedy železných meteoritov. Na základe vyhodnotenia skôr publikovaných výsledkov (Qin et al. 2008; Marganec et al. 2009; Ávila et al. 2012; Burkhardt et al. 2012), sme dospeli k záveru, že neexistujú ani argumenty pre tvrdenie, že účinné prierezy pre relevantné procesy sú chybné a majú byť preškáľované faktorom 2. Aby sme zachovali konzistenciu modelu a jeho vierohodnosť rozhodli sme sa nemeniť rýchlosť záchytu na žiadnom izotope a považujeme naše simulácie za relatívne presné, k čomu nás vedie dobrá zhoda simulácií s experimentálnymi údajmi pre ostatné študované izotopy. Po tomto konštatovaní je teda náš výsledok pre sklon priamky v diagrame pre závislosť $\epsilon(^{182}\text{W}/^{184}\text{W})$ (normalizovaného na pomer $^{186}\text{W}/^{184}\text{W}$) od $\epsilon(^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt})$ (normalizované na $^{198}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}$) 1.58. Ak fitujeme sklon experimentálnych údajov (Kruijer et al. 2013; Wittig et al. 2013) bez rozlíšenia triedy železných meteoritov priamkou s nami získaným sklonom dostaneme uspokojivý opis experimentálnych údajov, t.j. fit sa zhoduje s experimentálnymi údajmi v rámci neistôt meraní. Pre pomer $\epsilon(^{196}\text{Pt}/^{195}\text{Pt}) = 0$ dostávame na základe našich simulácií hodnotu $\epsilon(^{182}\text{W}/^{184}\text{W}) = -3.06 \pm 0.12$ (2σ), ktorá udáva preexpozičný pomer $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ a je v dobrej zhode s hodnotou získanou v Kruijer et al. (2013) a Wittig et al. (2013).

ZOZNAM POUŽITEJ LITERATÚRY

- Ammon K., Masarik J., and Leya I. 2009. New model calculations for the production rates of cosmogenic nuclides in iron meteorites. *Meteoritics & Planetary Science* 44:485–503.
- Ávila J. N., Lugaro M., Ireland T. R., Gyngard F., Zinner E., Cristallo S., Holden P., Buntain J., Amari S., and Karakas A. 2012. Tungsten isotopic compositions in stardust SiC grains from the Murchison meteorite: Constraints on the s-process in the Hf-Ta-W-Re-Os region. *The Astrophysical Journal* 744:49.
- Begemann F. and Schultz L. 1988. The influence of bulk chemical composition on the production rate of cosmogenic nuclides in meteorites. *Proceedings, 19th Lunar and Planetary Science Conference*. pp. 51–52.
- Blachot J. 1997. Nuclear data sheet for $A = 108$. *Nuclear Data Sheets* 81:599–752.
- Bogard D. D., Nyquist L. E., Bansal B. M., Garrison D. H., Wiesmann H., Herzog G. F., Albrecht A. A., Vogt S., and Klein J. 1995. Neutron capture ^{36}Cl , ^{41}Ca , ^{36}Ar , and ^{150}Sm in large chondrites: Evidence for high fluences of thermalized neutrons. *Journal Geophysical Research* 100:9401–9416.
- Bourot-Denise M. and Pellas P. 1982. Cosmic track densities and ^{60}Co activities as depth monitors in Allende meteoroid. *Meteoritics* 17:186.
- Brandon A. D., Humayun M., Puchtel I. S., Leya I., and Zolensky M. 2005. Osmium isotope evidence for an s-process carrier in primitive chondrites. *Science* 309:1233–1236.
- Briesmeister J.F. 1993. MCMP – A general Monte Carlo N-particle transport code, version 4a. Rep. LA-12625-M, 693 pp., LANL, Los Alamos, N.M.
- Brun R. 1987. GEANT3 User's guide, Rep. DD/EE/84-1, 584 pp., CERN, Geneva.
- Burkhardt C., Kleine T., Dauphas N., and Wieler R. 2012. Nucleosynthetic tungsten isotope anomalies in acid leachates of the Murchison chondrite: Implications for hafnium-tungsten chronometry. *The Astrophysical Journal Letters* 753:L6.
- Castagnoli G. C. and Lal D. 1980. Solar modulation effects in terrestrial production of carbon 14. *Radiocarbon*, 22, 133 – 139.
- Chen J. H. and Papanastassiou D. A. 2005. The palladium isotopic composition in iron meteorites (abstract #1495). 26th Lunar and Planetary Science Conference. CD-ROM.
- Chen J. H. and Wasserburg G. J. 1983. The isotopic composition of Ag in meteorites and the presence of ^{107}Pd in protoplanets. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 47:1725–1737.

- Cloth P., Filges D., Neef R. D., Sterzenbach G., Reul C., Armstrong T. W., Colborn B. L., Anders B., and Brueckmann H., 1988 HERMES – High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System, Juel-2203.
- Cressy P. J., Jr. 1972. Cosmogenic radionuclides in the Allende and Murchison carbonaceous chondrites. *Journal Geophysical Research* 77:4905–4911.
- D’Orazio M. and Folco L. 2003. Chemical analysis of iron meteorites by inductively coupled plasma mass spectrometry. *Geostandard Newsletter* 27:215–225.
- Dityuk A. I., Konobeyev A. Y., Lunev V. P., and Shubin Y. N, 1998 New advanced version of computer code ALICE-IPPE, IAEA report INDC(CCP)-410.
- Dubinský J. a Kudela K., 1984 *Kozmické žiarenie Veda*, Bratislava 312 pp.
- Eberhardt P., Geiss J., and Lutz H. 1963. Neutrons in meteorites. In *Earth science and meteoritics*, edited by Geiss J. and Goldberg E. D. Amsterdam: North-Holland. pp. 143–168.
- Eddy K. A. 1976. The Maunder minimum, *Science*, 192, 1115 – 1142.
- Eugster O., Tera F., Burnett D. S., and Wasserburg G. J. 1970a. The isotopic composition of Gd and the neutron capture effects in samples from Apollo 11. *Earth and Planetary Science Letters* 8:20–30.
- Eugster O., Tera F., Burnett D. S., and Wasserburg G. J. 1970b. Neutron capture effects in Gd from the Norton County meteorite. *Earth and Planetary Science Letters* 7:436–440.
- Evans J. C., Reeves J. H., Rancitelli L. A., and Bogard D. D. 1982. Cosmogenic nuclides in recently fallen meteorites: Evidence for galactic cosmic ray variations during the period 1967–1978. *Journal Geophysical Research* 87:5577–5591.
- Feshbach H. 1992. *Theoretical nuclear physics: Nuclear reactions*. New York: John Wiley & Sons Inc. 960 p.
- Garcia-Munoz, M.; Mason, G.M.; Simpson, J.A. 1975. The anomalous ^4He component in the cosmic ray spectrum at < 50 MeV per nucleon during 1972-1974, *Astrophysical Journal*. 202.265-275.
- Gleeson L. J. and Axford W. I. 1967. Cosmic ray in the interplanetary medium. *Astrophys. J.*, 147, L116 – 127, 1967
- Hess V. F., 1912 Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift* 13: 1084–1091.
- Heusser G. and Ouyang Z. 1981. Kirin, its irradiation ages and the reconstruction of its preatmospheric size. *Meteoritics* 16:326–327.
- Hidaka H. and Yoneda S. 2007. Sm and Gd isotopic shifts of Apollo 16 and 17 drill stem samples and their implications for regolith history. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 71:1074–1086.

- Hidaka H. and Yoneda S. 2009. Isotopic evidence of nonthermalized neutron irradiation in solar-gas-rich meteorites: Possibility of the interaction with solar neutrons and activity from the early sun. *Earth and Planetary Science Letters* 285:173–178.
- Hidaka H. and Yoneda S. 2011. Neutron capture records of mesosiderites and an iron meteorite. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 75:5706–5715.
- Hidaka H., Ebihara M., and Yoneda S. 1999. High fluences of neutrons determined from Sm and Gd isotopic compositions in aubrites. *Earth and Planetary Science Letters* 173:41–51.
- Hidaka H., Ebihara M., and Yoneda S. 2000a. Neutron capture effects on samarium, europium, and gadolinium in Apollo 15 deep drill-core samples. *Meteoritics & Planetary Science* 35:581–589.
- Hidaka H., Ebihara M., and Yoneda S. 2000b. Isotopic study of neutron capture effects on Sm and Gd in chondrites. *Earth and Planetary Science Letters* 180:29–37.
- Hidaka H., Yoneda S., and Marti K. 2006. Regolith history of the aubritic meteorite parent body revealed by neutron capture effects on Sm and Gd isotopes. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 70:3449–3456.
- Hidaka H., Yoneda S., and Nishiizumi K. 2009. Cosmic-ray exposure histories of Martian meteorites studied from neutron capture reactions on Sm and Gd isotopes. *Earth and Planetary Science Letters* 288:564–571.
- Hidaka H., Yoneda S., and Nishiizumi K. 2011. A neutron capture study of the Jilin chondrite. *Meteoritics & Planetary Science* 45:1973–1981.
- Honda M., Nishiizumi K., Imamura M., Takaoka N., Nitoh O., Horie K., and Komura K. 1982. Cosmogenic nuclides in the Kirin chondrite. *Earth and Planetary Science Letters* 57:101–109.
- Honda A., Nagai H., Nagao K., Bajo K., Takaoka N., Oura Y., and Nishiizumi K. 2009. Irradiation histories of iron meteorites. *Proceedings of the International Workshop Advances in Cosmic Ray Science* 78:12–17.
- Huang S. and Humayun M. 2008. Osmium isotope anomalies in group IVB iron: Cosmogenic or nucleosynthetic contributions (abstract #1168). 39th Lunar and Planetary Science Conference. CD-ROM.
- Humayun M. and Huang S. 2008. Palladium isotope composition of group IVB irons: Initial results (abstract #1831). 39th Lunar and Planetary Science Conference. CD-ROM.
- Kleine T., Mezger K., Palme F., Scherer E., and Münker C. 2005a. Early core formation in asteroids and late accretion of chondrite parent bodies: Evidence from ^{182}Hf - ^{182}W in CAIs, metal-rich chondrites, and iron meteorites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 69:5805–5818.

- Kleine T., Palme H., Mezger K., and Halliday A. N. 2005b. Hf-W chronometry of lunar metals and the age and early differentiation of the Moon. *Science* 310:1671–1674.
- Koning A. J., Hilaire S., and Duijvestijn M. C. 2004. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. *Proceeding of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*. AIP, Santa Fe, USA.
- Kruijer T., Zbinden M., Sprung P., Kleine T., and Wieler R. 2011. Volatile element depletion and neutron capture effects in iron meteorites: New constraints from Cd (abstract #5294). *Meteoritics & Planetary Science* 46: A131.
- Kruijer T. S., Fischer-Gödde M., Kleine T., Sprung P., Leya I., and Wieler R. 2013. Neutron capture on Pt isotopes in iron meteorites and the Hf-W chronology of core formation in planetesimals. *Earth and Planetary Science Letters* 361:162–172.
- Kruijer T. S., Sprung P., Klein T., Leya I., Burkhardt C., and Wieler R. 2012. Core formation in the earliest planetesimals inferred from Hf-W chronometry on samples with minimal cosmic-ray effects. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 99:287–304, doi:10.1016/j.gca.2012.09.015.
- Lee D. C., Halliday A. N., Leya I., Wieler R., and Wiechert U. 2002. Cosmogenic tungsten and the origin and earliest differentiation of the moon. *Earth and Planetary Science Letters* 198:167–175.
- Leya I. 2011. Cosmogenic effects on $^7\text{Li}/^6\text{Li}$, $^{10}\text{B}/^{11}\text{B}$, and $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ in CAIs from carbonaceous chondrites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 75:1507–1518.
- Leya I. and Masarik J. 2009. Cosmogenic nuclides in stony meteorites revisited. *Meteoritics & Planetary Science* 44:1061–1086.
- Leya I., Wieler R., and Halliday A. N. 2000a. Cosmic-ray production of tungsten isotopes in lunar samples and meteorites and its implication for Hf-W cosmochemistry. *Earth and Planetary Science Letters* 175:1–12.
- Leya I., Lange H.-J., Neumann S., Wieler R., and Michel R. 2000b. The production of cosmogenic nuclides in stony meteoroids by galactic cosmic-ray particles. *Meteoritics & Planetary Science* 35:259–286.
- Leya I., Wieler R., and Halliday A. N. 2003. The influence of cosmic-ray production on extinct nuclide systems. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 67:529–541.
- Leya I., Lange H.-J., Luepke M., Neupert U., Daunke R., Fanenbruck O., Michel R., Roesel R., Meltzow B., Schiek T., Sudbrock F., Herpers U., Filges D., Bonani G., Dittrich-Hannen B., Suter M., Kubik P. V., and Synal H.-A., 2000. Simulation of the interaction of GCR protons with meteoroids: On the production of radionuclides in thick gabbro and iron targets irradiated isotropically with 1.6 GeV protons, *Meteorit. Planet. Sci.* 35, 287–318.

- Lingenfelter R. E. 1979. About the origin of galactic cosmic rays. Proc. 16th Int. Conf. Cosmic Ray Phys., vol. 14, IUPAP, Kyoto, 135 – 145.
- Lingenfelter R. E., Canfield E. H., and Hampel V. E. 1972. The lunar neutron flux revisited. *Earth and Planetary Science Letters* 16:355–369.
- Mabuchi H., Nakamura Y., Takahashi H., Imamura M., Yokoyama Y., and Reyss J. L. 1975. Cosmogenic radionuclides in the Allende meteorite. *Meteoritics* 10:449.
- Marganiec J., Dillmann I., Domingo Pardo C., and Käppeler F. 2009. Neutron capture cross sections on ¹⁸⁴W and ¹⁸⁶W. *Physical Review C* 80:025804.
- Markowski A., Quitt_e G., Halliday A. N., and Kleine T. 2006. Tungsten isotopic compositions of iron meteorites: Chronological constraints versus cosmogenic effects. *Earth and Planetary Science Letters* 242:1–15.
- Marshak R. E. 1947. Theory of slowing down of neutron by elastic collisions with atomic nuclei. *Review of Modern Physics* 19:185–238.
- Masarik J. 1997. Contribution of neutron-capture reactions to observed tungsten isotopic ratios. *Earth and Planetary Science Letters* 152:181–185.
- Masarik J. and Reedy R. C. 1994. Effects of bulk composition on nuclide production processes in meteorites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 58:5307–5317.
- Masarik J and Reedy R. C., 1995 Terrestrial cosmogenic-nuclide production systematics calculated from numerical simulations, *Earth Planet. Sci. Lett.* 136, 381–395.
- McKibben R. B., Pyle K. R. and Simpson J. A. 1982. The galactic cosmic ray radial intensity gradient and large scale modulation in the heliosphere. *Astrophys. J.*, 254, 123 – 127.
- McLane V and members of the cross section evaluation working group, 1991 ENDF-201 ENDF/B-VI summary documentation supplement, NNDC BNL report, BNL-NCS-17541. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/endl/>.
- McLane V.2000. EXFOR basics - A short guide to the nuclear reaction data exchange format, IAEA report IAEA-NDS-206. <http://www-nds.iaea.or.at/exfor/>.
- Michel R., Dragovitsch P., Cloth P., Dagge G., and Filges D. 1991. On the production of cosmogenic nuclides in meteoroids by galactic protons. *Meteoritics* 26:221–242.
- Michel R. and Nagel, P. 1997. International codes and model intercomparison for intermediate energy activation yields, NEA/OECD Paris, NSC/DOC(97).
- Morrison P. and Feld B. T. 1953. The interactions of neutrons with bulk. In *Experimental nuclear physics*, edited by Segr_e E. New York: Wiley. pp. 460–507.
- Moraal H., Jokipii J. R. and Mewaldt R. 1991. Heliospheric effects on cosmic ray electrons, *Atrophys. J.*, 367, 191 – 199.

- Nakamura T., Sugita H., Imamura M., Uwamino Y., Nagai H., and Kobayashi K. 1991. Measurement of the long-lived ^{26}Al production cross section in the $^{27}\text{Al}(n,2n)$ reaction. *Phys. Rev. C* 43, 1831–1837.
- Nakamura T., Sugita H., Imamura M., Uwamino Y., Shibata S., Nagai H., Takabatake M., and Kobayashi K. 1991a Measurement of long-lived ^{10}Be , ^{14}C and ^{26}Al production cross section for 10–40 MeV neutrons by accelerator mass spectrometry, in *Nucl. Data for Sci. and Technology Conf. Proc.*, pages 714–716, Springer Verlag, Berlin.
- O'Brien K., de La Zerda Lerner A., Shea M. A. and Smart D. F. 1991 The production of cosmogenic isotopes in the Earth's atmosphere and their inventories, in *The Sun in Time*, edited by C. P. Sonett and M. S. Giampapa, M. S. Matthews, pages 317–342, University of Arizona Press, 1991.
- Passow C. 1962. Phenomenologische Theorie zur Berechnung einer Kaskade aus schweren Teilchen (Nukleonenkaskade) in der Materie, DESY Notiz A 285.
- Pearlstein S. 1987. Systematics of neutron emission spectra from high-energy proton bombardement. *Nuclear Science and Engineering* 95:116–127.
- Prael R.E. and Lichtenstein H. 1989. LAHET user's guide, LA-UR-89-3014, 76 pp., LANL, Los Alamos, N.M.
- Qin L. P., Dauphas N., Wadhwa M., Masarik J., and Janney P. E. 2008. Rapid accretion and differentiation of iron meteorite parent bodies inferred from ^{182}Hf - ^{182}W chronometry and thermal modeling. *Earth and Planetary Science Letters* 273:94–104.
- Qin L., Dauphas N., Horan M. F., Carlson R. W., Alexander C. M. O'D., Leya I., and Masarik J. 2010. Cosmogenic stable isotope effects on tungsten, osmium and chromium in the Carbo iron meteorite (abstract #1533). 41st Lunar and Planetary Science Conference. CD-ROM.
- Reedy R. C. Arnold J. R. 1972 Interaction of galactic and solar cosmic-ray particles with the Moon, *J. Geophys. Res.*, 77, 537-555, 1972
- Reedy R.C., Arnold J. R. and Lal D. 1983. Cosmic ray record in solar system matter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 33, 505-537.
- Rowlands J. 2000 The JEF-2.2 nuclear data library, OECD/NEA Data Bank, JEFF report 17. <http://t2.lanl.gov/cgi-bin/nuclides/jefind>.
- Russ G. P. III, Burnett D. S., Lingenfelter R. E., and Wasserburg G. J. 1971. Neutron capture on ^{149}Sm in lunar samples. *Earth and Planetary Science Letters* 13:53–60.
- Sands D. G., De Laeter J. R., and Rosman K. J. R. 2001. Measurements of neutron capture effects on Cd, Sm, and Gd in lunar samples with implications for neutron energy spectrum. *Earth and Planetary Science Letters* 186:335–346.

- Simpson J. A. 1983. Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 33, 323-381.
- Shea M. A. and Smart D. F. 1992. Recent and historical solar proton events, *Radiocarbon*, 34, 255 – 262.
- Sisterson J. M., Jones D. T. L., Brooks F. D., Buffler A., Allie M. S., Herbert m. S., Nchodu M. R., Makupula S., Ullmann J., and Reedy R. C. 2002 Revised calculations of the production rates for Co isotopes in meteorites using new cross sections for neutroninduced reactions, in *Lunar Planet. Sci. Conf. Abstracts*, volume 33, pages 1541+.
- Schersten A., Elliott T., Hawkesworth C., Russel S., and Masarik J. 2006. Hf-W evidence for rapid differentiation of iron meteorite parent bodies. *Earth and Planetary Science Letters* 241:530–542.
- Sedaghatpour F. and Sears D. 2007. Re-Os dating of meteorites and early solar system chronology: A review Workshop on the chronology of meteorites and the early solar system. LPI Contribution No. 1374. Houston, Texas: Lunar and Planetary Institute. pp. 153–154.
- Segawa M., Masaki T., Nagai Y., Temma Y., Shima T., Mishima K., Igashira M., Goriely S., Koning A., and Hilaire S. 2007. Neutron capture cross section of ¹⁸⁶Os, ¹⁸⁷Os, and ¹⁸⁹Os for the Re-Os chronology. *Physical Review C* 76:02280(R).
- Shen J. J., Papanastassiou D. A., and Wasserburg G. J. 1996. Precise Re-Os determinations and systematics of iron meteorites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 60:2887–2900.
- Shibata K., Nakagawa T., Asami T., Fukahori T., Narita T., Chiba S., Mizumoto M., Hasegawa A., Kikuchi Y., Nakajima Y., and Igarasi S., 1990. JENDL-3, JAERI report 1319. <http://wwwwnc.tokai.jaeri.go.jp/jendl/jendl.html>.
- Spergel M. S., Reedy R. C., Lazareth O. W., Levy P. W., and Slatest L. A. 1986. Cosmogenic neutron-capture-produced nuclides in stony meteorites. *Journal Geophysical Research* 91:D483–D494.
- Stacey W. M. 2007. Nuclear reactor physics. Weinheim, Germany: Wiley-VCH. 706 p.
- Voshage H., Feldmann H., and Braun O. 1983. Investigations of cosmic-ray-produced nuclides in iron meteorites: 5. More data on the nuclides of potassium and noble gases on exposure ages and meteoroid sizes. *Zeitschrift für Naturforschung* 38a:273–280.
- Wasson J. T., 1974. *Meteorites: Classification and properties*, New York, Springer-Verlag New York, Inc. (Minerals and Rocks. Volume 10).
- Weber W. R. and Higbie P. R. 2003 Production of cosmogenic Be nuclei in the Earth's atmosphere by cosmic rays: Its dependence on solar modulation and interstellar cosmic ray spectrum, *J. Geophys. Res.*, 108(A9), 1355, doi: 10.1029/2003JA009863

- Wells J. C., Raman S., and Slaughter G. G. 1978. Resonance capture in ^{58}Fe , ^{56}Fe , and ^{54}Fe . *Physical Review C* 18:707–713.
- Wieler R. 2002. Cosmic-ray produced noble gases in meteorites. In *Noble gases in geochemistry and cosmochemistry*, edited by Porcelli D., Ballentine C. J., and Wieler R. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, vol. 47. Washington, D.C.: Mineralogical Society of America. pp. 125–170.
- Wilkison S. L. and Robinson M. S. 2000. Bulk density of ordinary chondrite meteorites and implications for asteroidal internal structure. *Meteoritics & Planetary Science* 35:1203–1213.
- Wittig N., Humayun H., Brandon A. D., Huang S., and Leya I. 2013. Coupled W-Os-Pt isotope systematics in IVB iron meteorites: In-situ dosimetry for W isotope chronology. *Earth and Planetary Science Letters* 391:152–161.
- Yokoyama T., Rai V. K., Alexander C. M. O. D., Lewis R. S., Carlson R. W., Shirey S. B., Thiemens M. H., and Walker R. J. 2007. Osmium isotope evidence for uniform distribution for s- and r-process components in the early solar system. *Earth and Planetary Science Letters* 259:567–580.