

**MATEMATICKO–FYZIKÁLNA FAKULTA
UNIVERZITY KOMENSKÉHO
BRATISLAVA**

Katedra jadrovej fyziky

**Štúdium interakcií kozmického žiarenia
s atmosférou**

Projekt dizertačnej práce

Mgr. Daniel Kollár

Jún 2000

Školiteľ: Doc. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.

Obsah

Úvod	3
1 Súčasný stav problematiky	5
1.1 Kozmické žiarenie	5
1.1.1 Galaktické kozmické žiarenie	6
1.1.2 Slnečné kozmické žiarenie	9
1.2 Interakcie kozmického žiarenia so zemskou atmosférou	11
1.2.1 Produkcia sekundárnych častíc v atmosfére	12
1.2.2 Produkcia kozmogénnych nuklidov v atmosfére	13
1.3 Transport a archívy kozmogénnych nuklidov	15
1.4 Modely používané na výpočet transportu častíc kozmického žiarenia a produkcie kozmogénnych nuklidov v atmosfére	18
2 Ciele dizertačnej práce	21
3 Doterajšie výsledky	22
3.1 Transport častíc kozmického žiarenia v atmosfére	22
3.1.1 Použitý model	22
3.1.2 Výsledky	23
3.2 Produkcia kozmogénnych nuklidov v atmosfére	25
3.2.1 Použitý model	25
3.2.2 Výsledky	26
Literatúra	29

Úvod

V prírode sa vyskytuje veľké množstvo rádioaktívnych látok. Veľa rádionuklidov je *prírodného* pôvodu, ako napr. primordiálne nuklidy a členovia prírodných rozpadových radov, ktorých pôvod na Zemi je spojený so samotným formovaním Zeme, alebo kozmickým žiarením produkované kozmogénne nuklidy. Špeciálne vlastnosti rádioaktívnych jadier upútali záujem človeka a v súčasnosti existuje množstvo rozmanitých *umelo* vytvorených rádioaktívnych jadier. Ich využitie je veľmi rôznorodé. Používajú sa v technike, priemysle, medicíne, ale vznikajú aj ako odpadové produkty napr. v jadrových reaktoroch.

Kvôli svojmu pôvodu sa stali prírodné rádionuklidy terčom výskumu vedcov z rôznych oblastí. Štúdium ich vlastností a výskytu v prírode totiž prináša mnoho informácií umožňujúcich posunúť sa ďalej v nekonečnej snahe človeka vysvetliť deje prebiehajúce v prírode, ako aj objasniť úryvky z histórie Zeme, Slnecnej sústavy, či celého vesmíru.

Pri interakciách častíc kozmického žiarenia so zemskou atmosférou sú produkované kaskády sekundárnych častíc a kozmogénnych (kozmickejšími časticami produkovaných) nuklidov. Množstvo sekundárnych častíc má dostatok energie na uskutočnenie ďalších kolízií a produkciu ďalších generácií sekundárnych častíc. Niektoré z častíc produkovaných v tejto kaskáde môžu dosiahnuť povrch Zeme a indukovať nukleárne reakcie, v ktorých sú produkované ďalšie kozmogénne nuklidy. Tieto nukleárne efekty kozmického žiarenia sú pozorovateľné do veľkých hĺbok, až do $\sim 10^6 \text{ g cm}^{-2}$, čo je zapríčinené rozpadom nabitých π -mezónov v zemskej atmosfére a z toho zvyšovaním toku prenikavých miónov. Koncentrácia kozmogénnych nuklidov vo vzorke na Zemi závisí od zloženia vzorky, nadmorskej výšky, geomagnetickej zemepisnej

šírky a od spôsobu, ako sa menila geometria ožarovania vzorky s časom.

Zemská atmosféra je pre kozmické žiarenie akýmsi štítom, preto sú produkcie kozmogénnych nuklidov v skalách na zemskom povrchu oveľa nižšie ako zodpovedajúce produkcie v meteoritoch vo vesmírnom priestore, v mesačnom povrchu, alebo vo vrchných vrstvách atmosféry. Urýchľovačová hmotnostná spektrometria (AMS) pre rádionuklidy však aj napriek tomu umožnila v posledných rokoch merať veľmi malé koncentrácie dlhožijúcich kozmogénnych rádionuklidov, ako napr. ^{14}C (5730 r), ^{36}Cl ($3.1 \cdot 10^5$ r), ^{10}Be ($1.5 \cdot 10^6$ r). Zdokonalenia v konvenčnej hmotnostnej spektrometrii pre stabilné vzácne plyny dovoľujú merať koncentrácie niekoľkých zriedkavých stabilných izotopov, ako napr. ^3He a ^{21}Ne , ktoré vznikajú v určitých povrchových materiáloch. Schopnosť uskutočňovať presné vysoko citlivé merania spomenutých izotopov v povrchových vzorkách v súčasnosti umožnila vypracovanie kvantitatívnych geochronologických a geomorfologických štúdií v časovej škále $\sim 10^3 - 10^7$ rokov.

Štúdium produkcie kozmogénnych nuklidov v atmosfére sa stalo veľmi dôležitým zdrojom poznatkov v množstve výskumov, ktoré s jadrovými premenami v atmosfére priamo nesúvisia. Sledovanie zmien produkcie pod vplyvom zmien intenzity geomagnetického poľa umožňuje rekonštrukciu jeho vývoja. Rovnako je to s vplyvom zmien slnečnej aktivity. Z ďalších aplikácií je dôležité najmä štúdium transportu vzduchu v atmosfére, datovanie, štúdium erózie, klimatických zmien.

Táto práca si kladie za cieľ prispiieť k ozrejmeniu niektorých procesov prebiehajúcich pri interakciách kozmického žiarenia so zemskou atmosférou a aplikovať získané poznatky pri rekonštrukcii histórie variácií magnetického poľa Zeme v dávnej minulosti.

1 Súčasný stav problematiky

Oblasť skúmania interakcií kozmického žiarenia so zemskou atmosférou, ktorou sa zaoberá táto práca, môžeme rozdeliť na časť venovanú kozmickému žiareniu, jeho pôvodu, zloženiu a procesom ovplyvňujúcim jeho zmeny a časť sledujúcu samotné interakcie kozmického žiarenia spôsobujúce jadrové premeny v terčových materiáloch atmosféry a zemského povrchu.

1.1 Kozmické žiarenie

Kozmické žiarenie v oblasti obežnej dráhy Zeme sa skladá hlavne z protónov a alfa častíc s malou prímесou ťažších atómových jadier, z elektrónov a z fotónov. Keďže je táto práca sústredená na izotopické zmeny, pod pojmom kozmické žiarenie (ďalej KŽ) budeme v ďalšom rozumieť len tie častice primárnych lúčov, ktoré sú atómovými jadrami a majú dostatočnú energiu na spôsobenie nukleárnych zmien pred stratou energie vo vrchnej časti atmosféry zrážkami s atómami. Z uvedeného vyplýva, že budeme uvažovať len primárne jadrá s energiou rádovo desiatok MeV nukleón⁻¹ a viac.

Z hľadiska pôvodu KŽ zohrávajú v Slnečnej sústave významnú úlohu len jeho slnečná a galaktická zložka, ktoré sa odlišujú v distribúcii energie, intenzite a v charaktere variácií intenzity s časom. Obe tieto zložky KŽ sa skladajú hlavne z protónov, $\sim 10\%$ alfa častíc a $\sim 1\%$ ťažších jadier (atómové číslo $Z = 3$ až ~ 90). Energie častíc galaktického KŽ (ďalej GKŽ) dosahujú v porovnaní s časticami slnečného KŽ (ďalej SKŽ) vysoké hodnoty, ale ich hustota toku v oblasti Zeme je podstatne nižšia. Prehľad rozsahu energií jednotlivých zložiek KŽ a ich stredné toky sa nachádzajú v Tabuľke 1.1. Častice SKŽ a ťažké jadrá ($Z \geq 20$) v GKŽ sú väčšinou zastavené

Tabuľka 1.1: Energie a stredné toky dvoch zložiek častíc KŽ

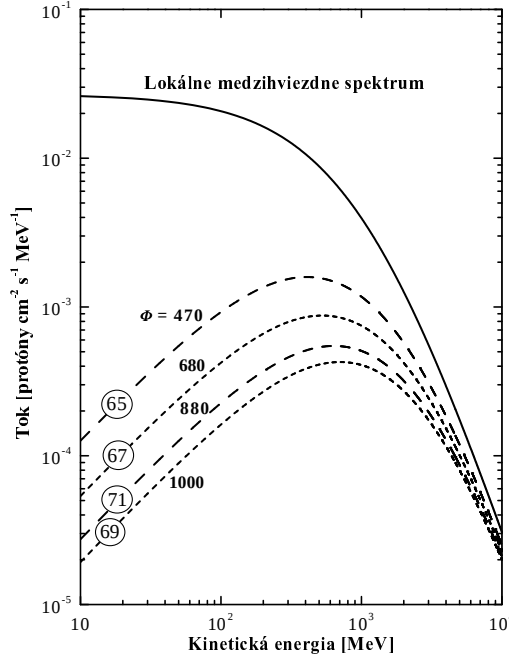
Typ žiarenia	Energie [MeV nukleón ⁻¹]	Stredný tok [častica cm ⁻² s ⁻¹]
SKŽ		
Protóny a alfa častice	5 – 10	~ 100
Ťažšie jadrá	1 – 50	~ 1
GKŽ		
Protóny a alfa častice	100 – 3000	3
Ťažšie jadrá	~ 100	0.03

v niekoľkých vrchných g cm⁻² atmosféry. Ľahšie častice v GKŽ sú omnoho prenikavejšie a spôsobujú jadrové reakcie.

Geomagnetické pole spôsobuje veľké rozdiely v primárnych tokoch a energiách častíc KŽ v rozdielnych zemepisných šírkach. Časové a priestorové distribúcie týchto častíc v slnečnej sústave sú silne ovplyvňované medziplanetárnymi magnetickými poliami, ktoré sú kontrolované Slnkom. Merania charakteristík KŽ vo vzdialenosti ~ 1 AU od Slnka sa v súčasnosti uskutočňujú prevažne pomocou detektorov umiestnených na družiciach obiehajúcich okolo Zeme, pomocou balónov, ale tiež sledovaním spršok sekundárnych častíc dopadajúcich na povrch Zeme. Boli uskutočnené aj merania vo vzdialenosti ďaleko za 1 AU a to na družiciach Pioneer a Voyager, aj tieto výskumy však prebiehali len v oblastiach blízko roviny ekliptiky.

1.1.1 Galaktické kozmické žiarenie

O pôvode a spôsobe urýchľovania častíc GKŽ toho vieme pomerne málo. Zdrojmi GKŽ sú pravdepodobne kvazary, supernovy a neutrónové hviezdy. Častice GKŽ dosahujú po urýchlení v medzihviezdnych magnetických poliach energie až ~ 10¹⁷ eV [1]. Pri vstupe do oblasti Slnečnej sústavy je energetické spektrum častíc GKŽ modulované medziplanetárnym magnetickým poľom, ktoré je dominantným zdrojom jeho variability. V blízkosti Zeme sú toky



Obrázok 1.1: Toky protónov GKŽ v blízkosti Zeme a v lokálnom medzihviezdnom priestore. Krivky pre hodnoty modulačného parametra 470, 680, 880 a 1000 MeV zodpovedajú modulácii v rokoch 1965, 1967, 1971, resp. 1969 [3].

častíc GKŽ s energiou $< 1 \text{ GeV}$ nukleón $^{-1}$ modulované v závislosti od slnečnej aktivity počas 11-ročného solárneho cyklu. Pri energiách častíc $> 5 - 10 \text{ GeV}$ nukleón $^{-1}$ je spektrum len málo modulované zmenami slnečnej aktivity a jeho tvar môže byť veľmi zhruba popísaný funkciou

$$\frac{dJ}{dE} = \text{const.} (1000 + E)^{-2.65}, \quad (1.1)$$

kde kinetická energia E je v MeV [2]. Pri energiách $\geq 10 \text{ GeV}$ dosahuje toto spektrum exponenciálnu závislosť $E^{-2.65}$.

Modulácia je spôsobená interakciami vchádzajúcich častíc GKŽ s medziplanetárnym magnetickým poľom, ktorého siločiaru sú vynášané od Slnka vysoko vodivou plazmou slnečného vetra. Tieto interakcie vedú k rozptylu, difúzii a energetickým stratám. Efektivita modulácie sa prejavuje vnútri heliosféry, ktorej hranica siaha do vzdialenosti $\sim 50 \text{ AU}$. Na Obrázku 1.1 sú toky protónov GKŽ v medzihviezdnom priestore a v okolí Zeme v rokoch

uvedených pri každej krivke. Parameter Φ zaznačený pri každej z kriviek vyjadruje veľkosť slnečnej modulácie a je udávaný v jednotkách MeV nukleón⁻¹, pričom modulácii v čase maxima slnečnej aktivity zodpovedá modulačný parameter $\Phi = 1000$ MeV nukleón⁻¹ (krivka vyjadruje tok v roku 1969) a parameter $\Phi = 0$ MeV nukleón⁻¹ zodpovedá stavu neprítomnosti slnečnej modulácie (krivka vyjadrujúca lokálne medzihviezdne spektrum).

Vplyv slnečnej modulácie na energetické spektrum protónov GKŽ je započítaný v poloempirickej formule Castagnoli a Lala [4]:

$$\frac{dJ}{dE} = A \frac{E (E + 2E_0) (E + \Phi + m)^{-2.65}}{(E + \Phi) (E + 2E_0 + \Phi)}, \quad (1.2)$$

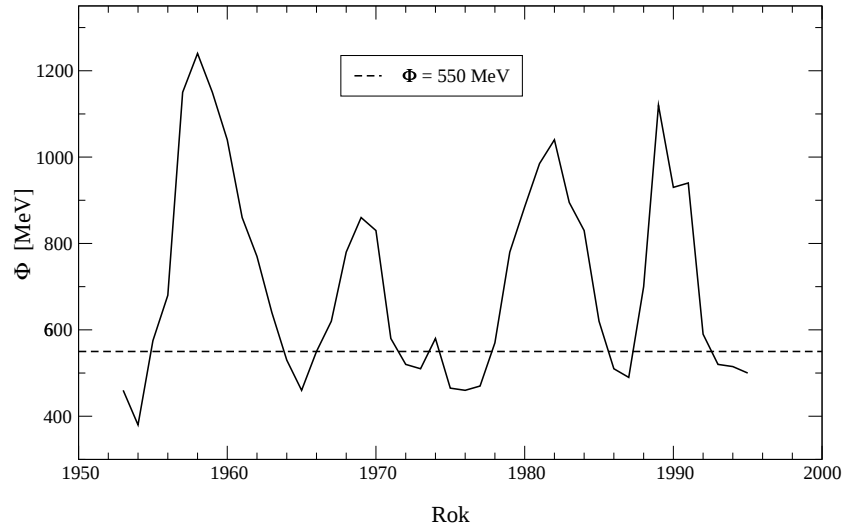
kde dJ/dE je diferenciálny tok protónov, E je kinetická energia protónov v MeV, E_0 je pokojová energia protónov v MeV, Φ je modulačný parameter v MeV, $A = 1.24 \cdot 10^6$ protónov cm⁻² s⁻¹ MeV⁻¹ a $m = 780 \cdot \exp\{-2.5 \cdot 10^{-4} \cdot E\}$ [MeV].

Dôležitou pre variácie tokov častíc GKŽ je najmä zmena slnečnej aktivity počas slnečných cyklov (11-ročného, 27-dňového). Na Obrázku 1.2 je znázornený časový vývoj modulačného parametra vplyvom 11-ročného slnečného cyklu v období 1953–1995. Priamkou je označená jeho priemerná hodnota za posledných niekoľko miliónov rokov, $\Phi = 550$ MeV [5]. Z Obrázku 1.2 je zrejmé, že sa aktivita Slnka v poslednom období voči tejto hodnote výrazne zosilnila.

Na Zemi môžeme pozorovať spektrá znázornené na Obrázku 1.1 len v stratosfére v polárnych oblastiach. V ostatných zemepisných šírkach spôsobuje geomagnetické pole odrezanie nízkoenergetickej časti spektra, ktoré závisí od geomagnetických súradníc, uhla dopadu a od magnetickej rigidity častíc. Magnetická rigidita R je definovaná ako pomer

$$R = \frac{pc}{ze}, \quad (1.3)$$

kde p je hybnosť častice, c rýchlosť svetla a z je elektrický náboj častice v jednotkách elementárneho elektrického náboja e . Pre každý uhol dopadu častice existuje prahová hodnota rigidity, tzv. *cutoff* rigidita, pričom častice s menšou rigiditou ako je cutoff nemôžu preniknúť do vnútra geomagnetického poľa a interagovať s atmosférou.

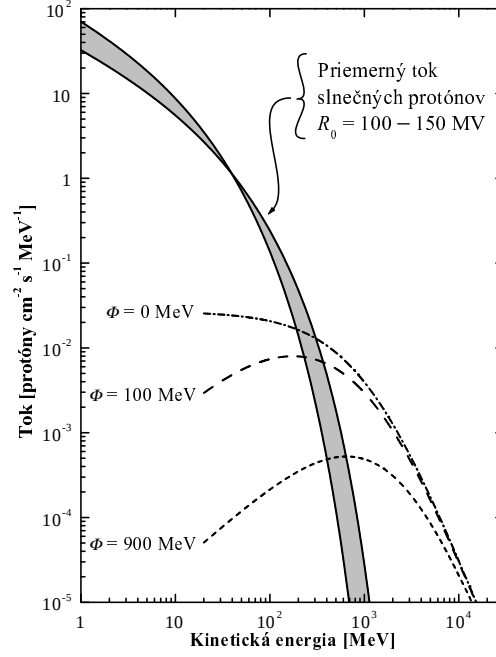


Obrázok 1.2: Časový vývoj slnečného modulačného parametra s vyznačenou priemernou hodnotou za posledných niekoľko miliónov rokov podľa [5], $\Phi = 550$ MeV.

1.1.2 Slnečné kozmické žiarenie

SKŽ, nazývané aj slnečný vietor, je emitované zo Slnka hlavne počas veľkých, niekoľko hodín až niekoľko dní trvajúcich slnečných explózií a je vo vzdialenosti 1 AU od Slnka dôležitým zdrojom jadier s energiou < 300 MeV. Zloženie SKŽ sa dramaticky mení nielen od explózie k explózii, ale aj v rámci jednej explózie. Pre pomer He/H jadier SKŽ boli namerané variácie v rozsahu hodnôt 0.001 až 0.04 [6, 7] so strednou hodnotou ≈ 0.02 . Priemerné toky protónov SKŽ s energiou > 10 MeV na jednu explóziu dosahovali v minulosti hodnoty od menej ako 10^5 až do 10^{11} protónov cm^{-2} [3], pričom priemerný tok z normálne aktívneho Slnka je ~ 100 protónov $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Tabuľka 1.1). Niekoľko veľkých slnečných explózií produkuje väčšinu častíc SKŽ emitovaných počas 11-ročného slnečného cyklu a len málo častíc je pozorovaných počas nízkej slnečnej aktivity. Totálne toky SKŽ počas veľkých slnečných explózií sú rádovo vyššie ako totálny tok častíc GKŽ. Na Obrázku 1.3 sú pre porovnanie toky protónov GKŽ pre rôzne modulačné parametre a priemerný tok slnečných protónov.

Distribúcia častíc SKŽ ako funkcie energie je taká, že tok rapídne klesá



Obrázok 1.3: Priemerné toky slnečných protónov určené z mesačných dát sú pri nižších energiách omnoho vyššie ako toky protónov GKŽ pre rôzne úrovne modulácie ($\Phi = 0$ MeV označuje spektrum bez modulácie; $\Phi = 900$ MeV je typické pre toky GKŽ počas obdobia maxima slnečnej aktivity) [3].

so stúpajúcou energiou. Relatívne málo častíc dosahuje energie ≥ 100 MeV nukleón⁻¹ [2]. Tok J častíc SKŽ sa pre relatívne úzke intervaly energií správa podľa funkcie

$$\frac{dJ}{dE} = \text{const.} \cdot E^{-\gamma}, \quad (1.4)$$

kde typická hodnota γ pre energie protónov medzi 20 a 80 MeV je medzi 2 a 4, s priemernou hodnotou 2.9 v čase maximálnej intenzity protónov [8]. Pre nižšie energie protónov je hodnota γ vo všeobecnosti nižšia ako hodnota pre $E = 20 - 80$ MeV, zatiaľ čo energetické spektrum pre energie nad ~ 100 MeV je zvyčajne strmšie.

Pre širšie intervaly energií je tok lepšie popísaný exponenciálnou závis-

losťou od rigidity. Diferenciálny tok na jednotku rigidity je

$$\frac{dJ}{dR} = \text{const.} \cdot \exp \left\{ -\frac{R}{R_0} \right\} . \quad (1.5)$$

Rigidita je zvyčajne udávaná v megavoltoch MV. Vzťah medzi rigiditou v MV a energiou v MeV je

$$R^2 = \frac{E^2 + 2EE_0}{z^2} , \quad (1.6)$$

kde z je náboj častice a E_0 jej pokojová energia v MeV (pre protón $z = 1$ a $E_0 = 938.256$ MeV). R_0 je spektrálny parameter a pre protóny z intervalu energií ~ 5 až 200 MeV má zvyčajne hodnoty z intervalu 20 až 150 MV. Exponenciálna funkcia rigidity pre $R_0 \approx 100$ MV sa po porovnaní s mnohými experimentálnymi dátami ukázala ako veľmi dobre popisujúca skutočné spektrá slnečných protónov v priemere cez interval $\sim 10^4$ až 10^7 rokov [2].

1.2 Interakcie kozmického žiarenia so zemskou atmosférou

Energetické častice KŽ interagujú s látkou prevažne formou ionizácie, pružným a nepružným rozptylom na jadrách a jadrovými reakciami. U všetkých nabitých jadier dochádza počas preletu látkovým prostredím k úbytku energie vo forme ionizačných strát. Jadrová reakcia medzi primárnou časticou a terčovým jadrom zahŕňa vznik nových sekundárnych častíc a zostatkového jadra, ktoré je väčšinou odlišné od terčového. Tieto zostatkové jadrá nazývame *kozmogénne nuklidy* (ďalej KN). Zatiaľ čo jadrá s nízkou energiou a vysokým Z sú prudko spomaľované ionizačnými stratami, častice s vysokou energiou a nízkym Z strácajú energiu pomalšie a zvyčajne indukujú pred zastavením ďalšie jadrové reakcie. Počty sekundárnych častíc a zostatkových jadier, ktoré môžu byť produkované v jadrových reakciách, pritom závisia od energie primárnych častíc a zloženia terčového prostredia.

1.2.1 Produkcia sekundárnych častíc v atmosfére

Atmosféra obklopujúca Zem vytvára prekážku KŽ. V jej rôznych hĺbkach sa v jadrových reakciách častíc KŽ s jadrami atómov vzduchu tvoria sekundárne častice. Sekundárne protóny strácajú energiu ionizáciou a väčšina z nich s energiou menšou ako 1 GeV sa zastaví vo vzduchu.

Sekundárne neutróny už v hĺbke niekoľko desiatok g cm^{-2} presahujú asi 10-krát svojim množstvom počet všetkých protónov, pričom sa tento rozdiel smerom k väčším hĺbkam ešte zvyšuje až na takmer 100-násobok na úrovni hladiny mora. Kvôli tomu ako aj kvôli svojmu nulovému náboju je ich príspevok k jadrovým reakciám v atmosfére a na zemskom povrchu najväčší.

Neutrálne pióny sa rýchlo ($\sim 10^{-16}$ s) rozpadávajú na dve γ -kvantá ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) a vyvolávajú tak elektromagnetické kaskády. Rovnako zaniká rozpadom aj mnoho nabitých piónov (stredná doba života $2.55 \cdot 10^{-8}$ s) reakciami

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu ,$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \nu_\mu .$$

Mióny v atmosfére takmer nevyvolávajú jadrové reakcie. Cestou na Zem sú spomaľované ionizáciou a rozpadajú sa reakciami

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu ,$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$$

so strednou dobou života $2.6 \cdot 10^{-6}$ s.

Mnoho miónov s veľmi vysokou energiou vzniká v najvyšších vrstvách atmosféry rozpadom vysokoenergetických piónov a keďže sú ionizačné straty miónov pri prelete atmosférou pomerne malé, dosahujú povrch Zeme a môžu preniknúť až hlboko pod zemský povrch, kde sa kvôli absencii ostatných častíc stávajú hlavným pôvodcom interakcií.

Medzi sekundárnymi časticami je aj malé množstvo iných – vzácnejších druhov častíc (napr. K -mezóny, hyperóny), ktoré podobne ako pióny prispievajú k rozvoju kaskády svojím rozpadom na ľahšie mezóny, leptóny a γ -kvantá.

Na úrovni mora je kozmické žiarenie zložené najmä z μ -mezónov (penikavá zložka), neutrónov (mäkká zložka), elektrónov, protónov a neutrín.

Na úrovni hladiny mora má KŽ celkovú energiu iba $\sim 3\%$ z pôvodnej energie primárneho KŽ.

Energetické zloženie SKŽ (Tabuľka 1.1) ako aj prítomnosť geomagnetického poľa spôsobujú, že k interakciám častíc SKŽ s atmosférou, ktoré indukujú vznik kaskád sekundárnych častíc, dochádza len počas silných slnečných explózií a aj vtedy len vo vysokých geomagnetických šírkach. Z tohto dôvodu môžeme väčšinu interakcií, pri ktorých dochádza k jadrovým premenám, pripísať galaktickej zložke KŽ.

1.2.2 Produkcia kozmogénnych nuklidov v atmosfére

Keďže je väčšina energie KŽ rozptýlená pri transporte častíc atmosférou, najvyšší počet jadrových transformácií prebieha práve tu. Pretože atmosféra obsahuje hlavne ľahké jadrá¹, sú v nej produkované prakticky len ľahké fragmenty. Najčastejšie študované kozmogénne rádionuklidy (ďalej KRN) vznikajúce interakciami v atmosfére majú polčasy rozpadu od menej ako 1 deň až po milióny rokov. V Tabuľke 1.2 [13] je zaznačených štrnásť rádioaktívnych izotopov produkovaných v interakciách KŽ s atómami prvkov v atmosfére s polčasmi rozpadu väčšími ako jeden deň. Nachádza sa tam aj jediný stabilný izotop ^3He , ktorého výskyt na Zemi môže byť definitívne pripísaný produkcii v interakciách KŽ s atmosférou. V Tabuľke 1.2 sú zaznačené aj terčové jadrá pre jednotlivé KN. Pretože koncentrácia argónu v atmosfére je malá, približne jedno objemové percento, izotopy s hmotnostným číslom menším ako 16 sú produkované väčšinou interakciami na jadrách N a O. Koncentrácia Ne, Kr a Xe v atmosfére je o niekoľko rádov nižšia ako koncentrácia Ar, preto sú merania koncentrácií z nich produkovaných izotopov komplikované.

Pri interakciách častíc KŽ s atmosférou prebiehajú dva typy jadrových reakcií dôležité pre vznik KRN. Sú to *spalačné* reakcie² a reakcie *neutrónového záchytu*. Pri spalačných reakciách je výsledné jadro buď emitované

¹75.5% atmosféry tvorí dusík ($Z = 7$) a 23.2% kyslík ($Z = 8$)

²Pod pojmom spalačné reakcie sa tu rozumejú všetky inelastické interakcie s energiou $E > 1$ MeV. Táto terminológia je zaužívaná vo fyzike KŽ.

Tabuľka 1.2: Izotopy ($t_{1/2} > 1$ deň) produkované kozmickým žiarením v atmosfére [3]

Izotop	Polčas rozpadu	Hlavný spôsob radiácie	Hlavné terčové jadrá
^3He	stabilný	—	N, O
^{10}Be	$1.6 \cdot 10^6$ r	$\beta^- - 550$ keV	N, O
^{26}Al	$7.4 \cdot 10^5$ r	$\beta^+ - 1.17$ MeV	N, O
^{36}Cl	$3.1 \cdot 10^5$ r	$\beta^- - 714$ keV	Ar
^{81}Kr	$2.1 \cdot 10^5$ r	K – žiarenie X	Ar
^{14}C	5 730 r	$\beta^- - 156$ keV	N, O
^{32}Si	500 r	$\beta^- - 100$ keV	Ar
^{39}Ar	270 r	$\beta^- - 565$ keV	Ar
^3H	12.3 r	$\beta^- - 18$ keV	N, O
^{22}Na	2.6 r	$\beta^+ - 540$ keV $\gamma - 1.3$ MeV	Ar
^{35}S	87 d	$\beta^- - 167$ keV	Ar
^7Be	53 d	$\gamma - 480$ keV	N, O
^{37}Ar	35 d	K – žiarenie X	Ar
^{33}P	25 d	$\beta^- - 250$ keV	Ar
^{32}P	14.3 d	$\beta^- - 1.7$ keV	Ar

terčovým, alebo, a to oveľa častejšie, ostáva na mieste terčového ako zvyškové jadro.

Prahové energie pre formovanie jednotlivých nuklidov z Tabuľky 1.2 sú dosť rozdielne. Najnižšia energia je potrebná v prípade ^{14}C a ^{81}Kr , t.j. izotopov, ktoré nie sú produktami spalačných reakcií, ale produktami exotermických reakcií záchytu tepelných neutrónov $^{14}\text{N}(n, p) ^{14}\text{C}$ a $^{80}\text{Kr}(n, \gamma) ^{81}\text{Kr}$. Všetky ostatné reakcie sú endotermické s prahmi až do ~ 200 MeV. Len zopár izotopov, napr. ^{22}Na , ^{26}Al a krátkožijúce ^{24}Na a ^{28}Mg , má prahy blízko horného limitu; pre ostatné má hodnotu okolo 50 MeV.

1.3 Transport a archívy kozmogénnych nuklidov

V porovnaní s radiačnými efektami na mimozemských vzorkách sú efekty na pozemských materiáloch slabé. Nie sú však úplne potlačené, pretože vonkajšie vrstvy Zeme sú v sústavnom pohybe; ich atómy sa podieľajú na rôznych geochemických, geofyzikálnych a biologických cykloch prebiehajúcich medzi atmosférou, biosférou, hydrosférou a litosférou a počas týchto procesov je ožiarená hmota silne riedená s neožiarenou. Toto riedenie znižuje pozorovateľnosť spomínaných efektov. Kvôli strácaniu sa množstva fragmentov z jadrových reakcií indukovaných KŽ v obyčajnom pozemskom materiáli ostávajú pozorovateľné len dva typy koncových produktov:

- *rádioaktívne jadrá*, ktoré ostávajú určitú dobu rozoznateľné od ostatnej hmoty a
- *atómy vzácnych plynov*, ktoré sa kvôli neschopnosti väzby na čiastočky prachu alebo vytvárania zlúčenín efektívne nezúčastňujú na zmiešavacích cykloch; väčšina ich celkového objemu na Zemi sa nachádza v atmosfére.

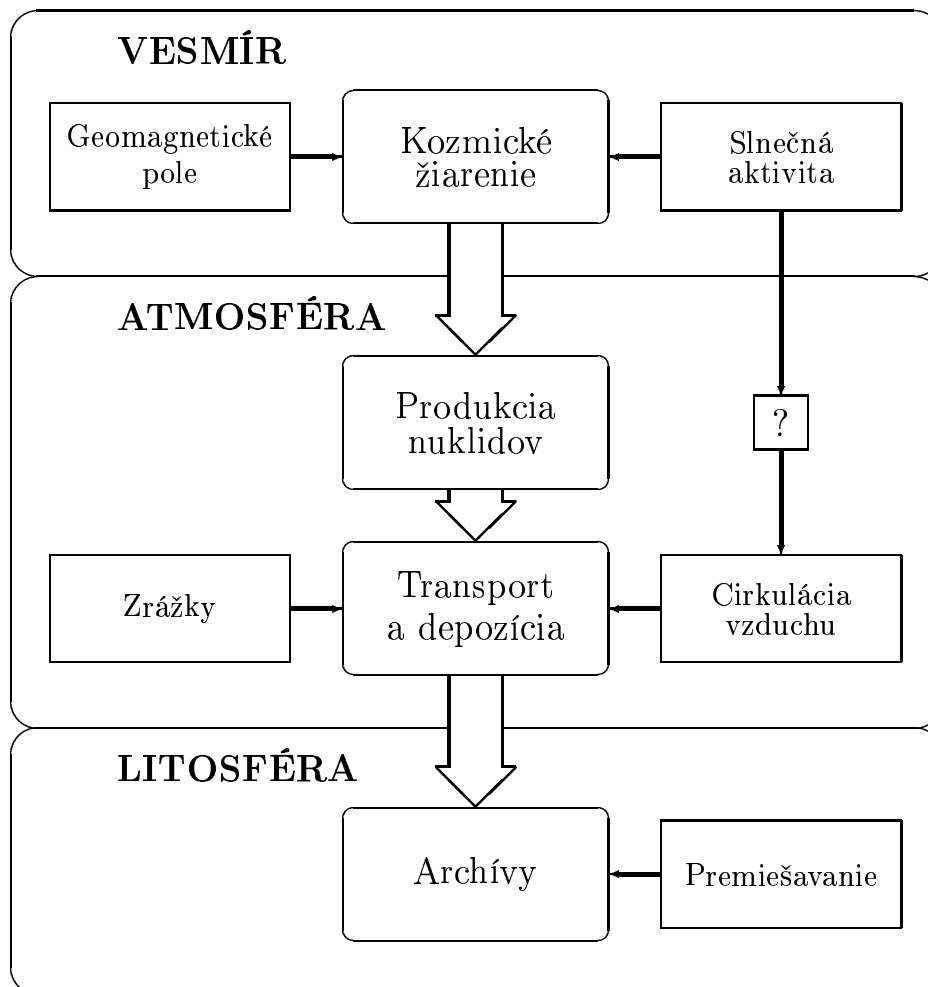
Produkcia kozmogénnych rádionuklidov v atmosfére je okrem geomagnetickej šírky výrazne závislá od nadmorskej výšky. Produkčné rýchlosti sú najvyššie vo veľkých nadmorských výškach a exponenciálne klesajú smerom k hladine mora. Kvôli rozdielnosti atmosferických procesov v troposfére a v stratosfére zohráva práve nadmorská výška dôležitú úlohu pri transporte kozmogénnych nuklidov v atmosfére. Mnoho KRN (napr. ^{10}Be , ^7Be , ^{26}Al) sa viaže na aerosoly. Tieto sa z troposféry dostávajú v priebehu niekoľkých dní na povrch Zeme zrážkami. V stratosfére je rezidencia aerosolov oveľa dlhšia, pričom môže dosiahnuť až niekoľko rokov. Kvôli atmosferickým prúdeniam tu počas tohto obdobia dochádza k úplnému premiešavaniu KN produkovaných v rozdielnych geomagnetických šírkach a keďže sa väčšina produkcie odohráva práve v stratosfére, koncentrácia KRN je po dopade na Zem prakticky nezávislá od geomagnetickej šírky.

Z hľadiska transportu má medzi kozmogénnymi izotopmi osobité postavenie izotop ^{14}C , ktorý je jedným z najvýznamnejších KRN. V atmosfére sa vyskytuje hlavne vo forme $^{14}\text{CO}_2$ a jeho výskyt je na rozdiel od ostatných KN do značnej miery podmienený biologickými procesmi, pri ktorých dochádza k jeho výmene medzi jednotlivými časťami geosféry a distribúcií do všetkých živých organizmov. Práve táto skutočnosť ho predurčila na použitie pri určovaní veku materiálov biologického pôvodu. Hlavným rezervoárom ^{14}C na Zemi sú oceány.

Hlavnými archívmi izotopov kozmického pôvodu na Zemi sú ľadovce v polárnych oblastiach, morské sedimenty a spraše. Procesy depozície a deje, ktoré tieto procesy ovplyvňujú, sú pre jednotlivé archívy rôzne. Aj napriek tomu, že koncentrácie izotopov v jednotlivých archívoch veľmi malé, vysoko-citlivá detekčná technika, urýchľovačová hmotnostná spektrometria, umožňuje tieto hodnoty merať. Analýza získaných údajov umožňuje sledovať časový vývoj faktorov priamo alebo nepriamo ovplyvňujúcich produkciu, transport a depozíciu KN v minulosti. Je to napr. štúdium variácií slnečnej aktivity, intenzity geomagnetického poľa a vývoja klímy v časovej škále $\sim 10^3 - 10^7$ rokov [9, 10, 11, 12].

Pôsobenie hlavných procesov ovplyvňujúcich produkciu, transport a depozíciu KN je schématicky znázornené na Obrázku 1.4.

Množstvo medziplanetárnej hmoty vlietajúcej do zemskej atmosféry, resp. dopadajúcej na zem, bolo vystavené bombardovaniu KŽ pred vstupom do atmosféry, čím v nej dochádzalo k nukleárnym zmenám a to je ďalší faktor ovplyvňujúci zmeny koncentrácií KN na Zemi. Rovnako je to aj so samotným GKŽ, ktorého pôvodné zloženie sa modifikovalo nukleárnymi kolíziami v oblastiach, kde bolo urýchľované a rovnako aj pri interakciách s medzi-hviezdnym plynom počas tranzitu. Prítomnosť pomerne vysokého percenta nízkopočetných elementov, takých ako lítium, berýlium a bór, a zriedkavých izotopov ako ^3He , v primárnom žiarení je prisudzovaná takémuto druhu transformácií. Zem zbiera aj atómy pochádzajúce zo Slnka. Tieto vstupujú do zemskej atmosféry ako nízkoenergetické častice. Pravdepodobne môže slnečný materiál vstupovať aj pri nárazoch oblakov slnečnej plazmy.



Obrázok 1.4: Schématické znázornenie hlavných procesov priamo alebo nepriamo ovplyvňujúcich produkciu kozmogénnych nuklidov v atmosfére, ich transport a depozíciu do prirodzených archívov. Otáznik označuje neobjasnený vplyv Slnka na atmosferické procesy.

Významný prísun kozmogénnych produktov pochádza tiež od meteoritov, alebo menších objektov ako meteoroidy alebo medziplanetárny prach. Medziplanetárny prach prispieva ~ 100 tonami denne. Meteoroidy, ktoré sa po vstupe do atmosféry vyparia a meteority, ktoré dopadnú na zemský povrch prispievajú rádovo stovkami ton denne [13].

1.4 Modely používané na výpočet transportu častíc kozmického žiarenia a produkcie kozmogénnych nuklidov v atmosfére

V klasickej epoche štúdia stôp zanechaných KŽ v látke počínajúc rokom 1950 a končiac prvými štúdiami mesačných vzoriek boli uskutočnené dve veci. Boli vyvinuté metódy na detekciu širokého spektra žiarením indukovaných zmien a ďalej boli pomocou dát nameraných týmito metódami vyvinuté modely, ktoré demonštrovali, že tieto efekty prebiehali aj v dávnej minulosti a že stredné intenzity GKŽ a SKŽ boli podľa stôp v materiáloch približne konštantné.

V súčasnosti sú vyvíjané nové modely, ktoré sa pokúšajú presnejšie simulovať procesy prebiehajúce pri interakciách KŽ s látkou, predovšetkým s objektami Slna a Slna ako celku. Presné modely umožňujú po použití experimentálnych dát rekonštrukciu histórie jednotlivých objektov Slna ako aj Slna ako celku. Ďalej umožňujú ozrejmienie vzťahov medzi jej jednotlivými objektami, konkrétne napríklad vzťahov dvojice Slnko – Zem.

Simuláciou procesov prebiehajúcich v atmosfére je možné okrem už spomenutého využitia tiež objasniť vplyvy variácií slnovej aktivity alebo intenzity geomagnetického poľa na zemskú klímu, alebo pochopiť cirkulácie vzduchu medzi jednotlivými vrstvami atmosféry. Oblasť využitia modelov, resp. simulácií je veľmi široká.

Boli vyvinuté rôzne modely založené na experimentálnej reprodukcii interakcií v laboratóriách alebo čisto teoretické modely vychádzajúce z rôznych fyzikálnych teórií. Väčšina modelov bola ich kombináciou, t.j. niektoré parametre využité v teoretických výpočtoch boli experimentálne určené (napr. účinné prierezy). V týchto modeloch sa môžeme stretnúť so stochastickým alebo nestochastickým prístupom.

Model, ktorý bol použitý Lalom a Petersom [13], využíva experimentálne údaje o počte vysokoenergetických kolízií (hviezd) vo vzduchu určenom meraniami v emulziách a plynových komorách umiestnených v rôznych zemepisných šírkach a v rôznych nadmorských výškach (využitie výškových

balónov). Kvôli odlišnosti terčových materiálov od zloženia atmosféry bolo potrebné uskutočniť určité korekcie dát. Ďalej boli v laboratóriách pomocou urýchľovačov určené výťažky jednotlivých nuklidov na jednu hviezdicu pre energie do ~ 30 GeV a extrapolované až po energie niekoľko TeV. Určené závislosti produkcie hviezdíc od nadmorskej výšky a zemepisnej šírky boli zovšeobecnené a spolu s určenými hodnotami výťažkov jednotlivých nuklidov na jednu hviezdicu použité na výsledné určenie produkcií jednotlivých KN v atmosfére v závislosti od nadmorskej výšky a zemepisnej šírky. V tomto modeli je tiež braná do úvahy aj výmena materiálu medzi jednotlivými časťami geosféry.

Výpočty Lala a Petersa sú ešte aj v súčasnosti považované za kvalitný popis jadrových procesov v atmosfére a vykazujú veľmi dobrú zhodu s experimentálnymi údajmi produkcií jednotlivých kozmogénnych izotopov v atmosfére.

Model použitý O'Brienom [14, 15] využíva rovnako ako predchádzajúci model experimentálne určené výťažky jednotlivých kozmogénnych izotopov na jednu hviezdicu. Počet hviezdíc je však určovaný analytickým riešením Boltzmannovej rovnice, ktorá popisuje atmosferickú propagáciu KŽ. Kód použitý O'Brienom transportuje protóny, neutróny a pióny a počíta početnosť hviezdíc normovanú na jednotku objemu. Pomocou tejto metódy boli určené hodnoty produkcie jednotlivých KN a ich závislosti od slnečnej modulácie a intenzity geomagnetického poľa, ktoré sú pre ^{14}C , ^{10}Be a ^7Be v dobrej zhode so súčasnými hodnotami.

Model použitý Blinovom [16] využíva podobnosť Boltzmannovej rovnice pre stredné energie ($100 \text{ MeV} < E < 30 \text{ GeV}$) so Schrödingerovou rovnicou. Ako riešenie dostáva výťažok produktov kaskádnej interakcie. Vo výslednom výpočte využíva účinné prierezy určené teoretickou aproximáciou. Pomocou tejto metódy Blinov určil produkcie niektorých kozmogénnych izotopov v atmosfére a ich závislosti od slnečnej modulácie a veľkosti intenzity geomagnetického poľa. Pre určené závislosti boli skonštruované jednoduché aproximačné formuly popisujúce tieto závislosti v určitých medziach platnosti empirickými funkciami. Výsledné hodnoty produkcií jednotlivých KN vypočítané týmto modelom sú závislé od presnosti zvolených aproximácií

určujúcich excitačné funkcie spalačných jadrových reakcií.

Za modely najlepšie popisujúce transport častíc v atmosfére, ale aj v látkach všeobecne, sú v súčasnosti považované Monte Carlo modely, ktoré simulujú vývoj kaskády v látke na základe rozdelenia pravdepodobnosti pre jednotlivé interakcie. Najvýznamnejšími spomedzi týchto modelov sú modely použité Masarikom a Reedym [17] a Masarikom a Beerom [18] založené na počítačových kódach LAHET a MCNP, resp. GEANT a MCNP. V týchto kódach sú zahrnuté špeciálne parametre vyvinuté pre všetky nukleóny a tiež účinné prierezy vyvinuté pre jednotlivé jadrové reakcie, v ktorých sú produkováné KN. Z kozmogénnych nuklidov bola priamo vypočítaná len produkcia ^{14}C v [17]. V ostatných prípadoch boli energetické spektrá pre jednotlivé častice vypočítané týmito kódmi použité spolu s účinnými prierezmi použité na priamu integráciu produkčných rýchlostí. Tu použité účinné prierezy sú buď experimentálne zistené hodnoty, alebo sú to hodnoty, ktoré sa pri testovaní v predchádzajúcich výpočtoch prevažne pre extraterrestrálne vzorky (meteority, mesačné vzorky) preukázali ako vhodné. V prípade oboch modelov sa pre uvažované izotopy ukázala dobrá zhoda vypočítaných produkčných rýchlostí s nameranými hodnotami.

2 Ciele dizertačnej práce

Cieľom dizertačnej práce je vo všeobecnosti štúdium produkcie kozmogénnych nuklidov v zemskej atmosfére a čiastočne i na zemskom povrchu. Keďže produkcia kozmogénnych nuklidov v zemskej atmosfére je značne komplexný jav, v dizertačnej práci sa sústredíme na riešenie nasledovných čiastkových problémov:

- Simulácia priestorového rozdelenia tokov neutrónov, protónov a miónov v atmosfére.
- Výpočet produkčných rýchlostí kozmogénnych nuklidov v atmosfére v závislosti od zemepisnej šírky a nadmorskej výšky.
- Štúdium závislosti produkčnej rýchlosti kozmogénnych nuklidov od intenzity geomagnetického poľa.
- Štúdium závislosti produkčnej rýchlosti kozmogénnych nuklidov od slnečnej aktivity.
- Rekonštrukcia paleomagnetickej intenzity v období posledných niekoľko stotisíc rokov s použitím napočítaných produkčných rýchlostí a experimentálne získaných koncentrácií nuklidov zo vzoriek starého ľadu.
- Štúdium príspevku slnečného kozmického žiarenia k celkovej produkcii kozmogénnych nuklidov v zemskej atmosfére.
- Ohodnotenie príspevku miónov k produkcii nuklidov na a pod zemským povrchom.
- Štúdium korekčných faktorov pre *in situ* produkciu kozmogénnych nuklidov

3 Doterajšie výsledky

3.1 Transport častíc KŽ v atmosfére

3.1.1 Použitý model

Transport častíc KŽ v atmosfére sme počítali podobne ako v [14] a [15] pomocou programu založeného na analytickom riešení Boltzmannovej transportnej rovnice. Toto riešenie vychádza z Passowovej aproximácie [19], ktorá spočíva v nasledovných priblíženiach:

- i)* pri transporte sú zanedbané členy zodpovedajúce elastickejmu rozptylu, mnohonásobnému Coulombovskému rozptylu, kontinuálnemu spomaľovaniu a rozpadu častíc;
- ii)* inelastický účinný prierez sa považuje za nezávislý od energie a typu častice;
- iii)* používa sa aproximácia priamo vpred (straight-ahead), t.j. pre pravdepodobnosť reakcie, v ktorej vznikajú častice typu i s energiou E letiace v smere $\vec{\omega}$ pri kolíziách alebo rozpadom častíc typu j s energiou E' letiacich v smere $\vec{\omega}'$, platí vzťah

$$P_{ij}(E, E', \vec{\omega}, \vec{\omega}') = P_{ij}(E, E') \cdot \delta(\vec{\omega} - \vec{\omega}') . \quad (3.1)$$

Aplikácia Passowovej aproximácie vedie k značnému zjednodušeniu transportných rovníc, ktorých riešenie je možné vyjadriť pomocou niekoľkých parametrov. Hodnoty týchto parametrov sa určujú z porovnania inelasticít a multiplicít sekundárnych častíc vypočítaných pomocou aproximácie s experimentálne získanými hodnotami týchto veličín.

Predpoklady Passowovej aproximácie sú pomerne dobre splnené, ak sa obmedzíme na energie prevyšujúce 100 MeV. Zo zloženia KŽ v oblasti obežnej dráhy Zeme (Tabuľka 1.1) vyplýva, že je táto aproximácia vhodná na popis transportu častíc galaktickej zložky KŽ. V tejto práci sa preto obmedzíme práve na jej transport a interakcie.

V našom modeli sme primárne spektrum GKŽ popisovali vzťahom (1.2), čím sme do modelu zahrnuli aj závislosť od slnečnej modulácie. Hodnotu modulačného parametra Φ sme pri jednotlivých výpočtoch menili v rozmedzí 0 – 1000 MeV.

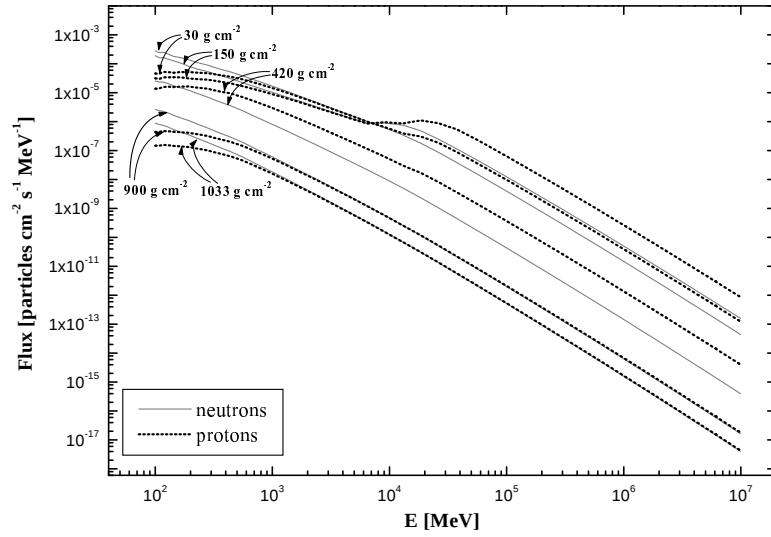
Geomagnetické pole je v modeli realizované zahrnutím vertikálnych cut-off rigidít, ktorých hodnoty siahajú od 0 GV v blízkosti geomagnetických pólov po 14.5 GV na rovníku. Zmeny intenzity magnetického poľa Zeme sme uskutočňovali zahrnutím multiplikačného faktora M , ktorý vyjadruje relatívnu intenzitu vzhľadom k jej súčasnej hodnote. Hodnotu tohoto faktora sme vo výpočtoch menili v rozmedzí 0.0 – 2.0 .

3.1.2 Výsledky

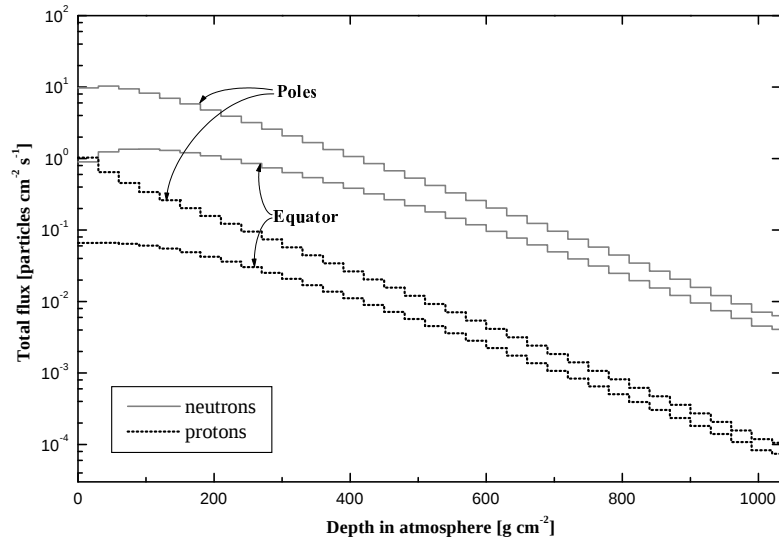
Z hľadiska jadrových transformácií sú v atmosfére najvýznamnejšími časticami neutróny a protóny (Kapitola 1.2.1). Preto sme sa zaoberali práve ich transportom v atmosfére. Počítali sme ich energetické spektrá v hĺbkach 30 – 1033 g cm⁻² v atmosfére s krokom 30 g cm⁻² pre geomagnetické šírky 0° – 90° s krokom 10°.

Na Obrázku 3.1 sú znázornené napočítané spektrá protónov a neutrónov v hĺbkach 30, 150, 420, 900 a 1033 g cm⁻² v atmosfére na rovníku pre modulačný parameter $\Phi = 550$ MeV a súčasnú intenzitu geomagnetického poľa. Ich tvar pre jednotlivé hĺbky zodpovedá nameraným spektrám.

Na Obrázku 3.2 sú znázornené hĺbkové závislosti totálnych tokov protónov a neutrónov v atmosfére na rovníku a na póloch.



Obrázok 3.1: Spektrá protónov a neutrónov v hĺbkach 30, 150, 420, 900 a 1033 g cm^{-2} v atmosfére na rovníku ($\Phi = 550 \text{ MeV}$, $M = 1.0$).



Obrázok 3.2: Hĺbkové závislosti totálnych tokov protónov a neutrónov v atmosfére na rovníku a na póloch ($\Phi = 550 \text{ MeV}$, $M = 1.0$).

3.2 Produkcia KN v atmosfére

V našich doterajších výpočtoch sme sa venovali určovaniu produkčných rýchlostí len niektorých KN z Tabuľky 1.2. Konkrétne sú to nuklidy ^{10}Be , ^7Be , ^{36}Cl a ^3H , pričom sme uvažovali len ich produkciu protónmi a neutrónmi pochádzajúcimi z galaktickej zložky KŽ. Alfa častice boli po vstupe do atmosféry brané ako štyri neviazané nukleóny (dva protóny a dva neutróny), pričom bol výsledný efekt aproximovaný superpozíciou. Výťažok KN v reakciách indukovaných piónmi a miónmi sme zanedbali.

Všetky uvažované KN vznikajú v atmosfére predovšetkým v spalačných jadrových reakciách:

$$\begin{array}{ll} ^{14}\text{N}(N, ^5X)^{10}\text{Be}, & ^{16}\text{O}(N, ^7X)^{10}\text{Be}, \\ ^{14}\text{N}(N, ^8X)^7\text{Be}, & ^{16}\text{O}(N, ^{10}X)^7\text{Be}, \\ ^{14}\text{N}(N, ^{12}X)^3\text{H}, & ^{16}\text{O}(N, ^{14}X)^3\text{H}, \\ ^{40}\text{Ar}(N, ^5X)^{36}\text{Cl}, & \end{array}$$

kde N je nukleón, 5X , 7X , 8X , ^{10}X , ^{12}X a ^{14}X sú ľubovoľné možné kombinácie častíc s celkovou atómovou hmotnosťou rovnou 5, 7, 8, 10, 12, resp. 14.

3.2.1 Použitý model

Produkčné rýchlosti nuklidov v hĺbke D v atmosfére sme počítali podľa vzťahu

$$P(D) = \sum_i N_i \sum_j \int_0^\infty \sigma_{ij}(E_j) J_j(E_j, D) dE_j, \quad (3.2)$$

kde N_i je počet atómov terčového elementu i v jednom grame materiálu vzorky, $\sigma_{ij}(E_j)$ je účinný prierez pre produkciu daného KN z terčového elementu i časticou typu j s energiou E_j a $J_j(E_j, D)$ je totálny tok častíc typu j s energiou E_j v hĺbke D v atmosfére. Toky častíc sme určili riešením Boltzmannovej rovnice (Kapitola 3.1.1). Použité účinné prierezy boli okrem malých zmien rovnaké ako v [17].

3.2.2 Výsledky

Pre jednotlivé nuklidy sme počítali hĺbkové profily produkčných rýchlostí vo všetkých geomagnetických šírkach. Na Obrázku 3.3 je znázornená vypočítaná produkčná rýchlosť izotopu ^{10}Be na jeden gram vzduchu ako funkcia hĺbky v atmosfére a geomagnetickej šírky.

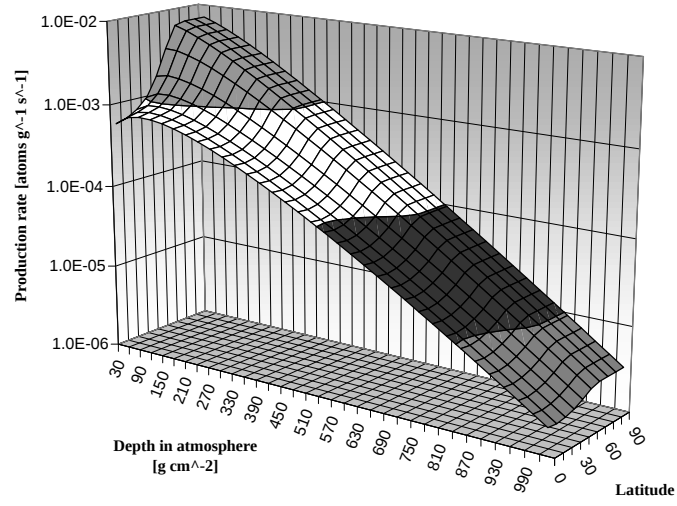
Integráciou hĺbkových profilov produkčných rýchlostí cez celú hrúbku atmosféry sme určili totálne produkčné rýchlosti jednotlivých KN. Ich vypočítané závislosti od geomagnetickej šírky pre izotopy ^{10}Be , ^7Be , ^3H a ^{36}Cl sú znázornené na Obrázku 3.4.

Ustrednením integrálnych produkčných rýchlostí cez celý interval geomagnetických širok sme dostali strednú globálnu produkčnú rýchlosť jednotlivých uvažovaných rádionuklidov v zemskej atmosfére. Kvôli premiešaniu vzduchu v atmosfére sa predpokladá, že hodnoty koncentrácií KRN merané v pozemských archívoch zodpovedajú práve stredným globálnym produkčným rýchlostiam týchto nuklidov (Kapitola 1.3). V Tabuľke 3.1 sú označené nami napočítané hodnoty spolu s hodnotami uvádzanými v prácach iných autorov ([15], [17], [18]).

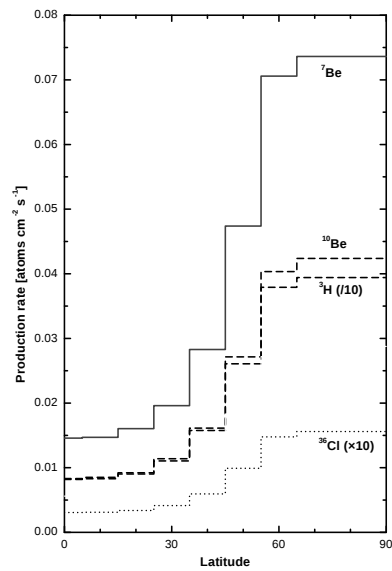
Na Obrázku 3.5 je znázornená vypočítaná stredná globálna produkčná rýchlosť izotopu ^{10}Be ako funkcia slnečnej modulácie (Φ) a intenzity geomagnetického poľa (M).

Tabuľka 3.1: Nami napočítané hodnoty strednej globálnej produkčnej rýchlosti kozmogénnych nuklidov v porovnaní s hodnotami uvádzanými v iných prácach.

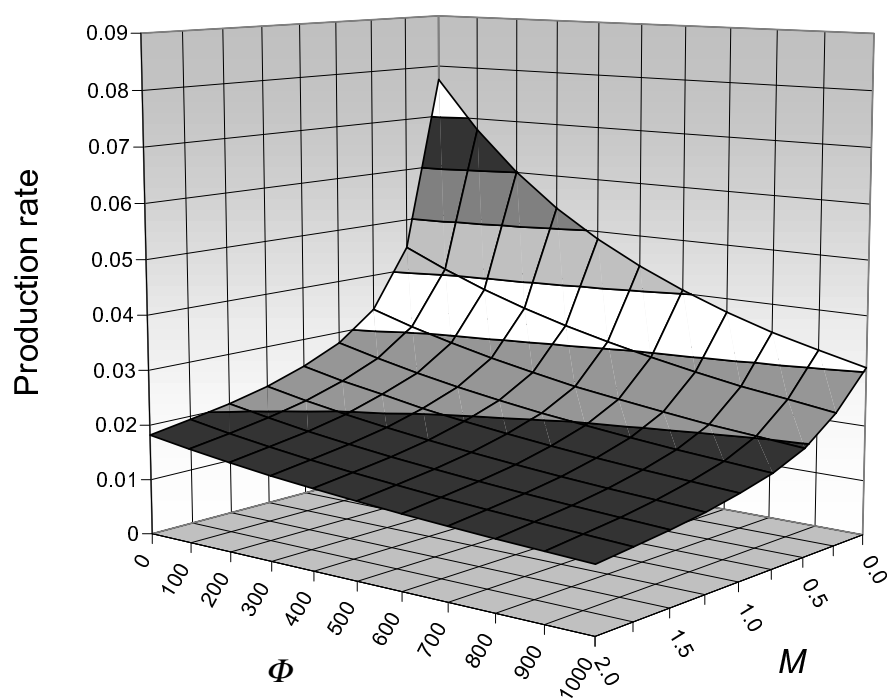
Kozmogénny nuklid	Stredná globálna produkcia [atoms cm ⁻² s ⁻¹]			
	Náš model	[15]	[17]	[18]
^{10}Be	0.0181	0.0201	0.0285	0.0184
^7Be	0.0315	0.0613	0.0129	0.0354
^3H	0.173	0.285	0.26	0.281
^{36}Cl	$9.83 \cdot 10^{-4}$	$1.18 \cdot 10^{-3}$	$1.88 \cdot 10^{-3}$	$6.63 \cdot 10^{-4}$



Obrázok 3.3: Produkcia ^{10}Be na gram vzduchu ako funkcia atmosférickej hĺbky a geomagnetickej šírky ($\Phi = 550 \text{ MeV}$, $M = 1.0$).



Obrázok 3.4: Integrované produkčné rýchlosti ^{10}Be , ^7Be , ^3H (vydelená desiatimi) a ^{36}Cl (vynásobená desiatimi) pre jednotlivé pásma geomagnetickej šírky ($\Phi = 550 \text{ MeV}$, $M = 1.0$).



Obrázok 3.5: Stredná globálna produkčná rýchlosť ^{10}Be v atmosfére [atómy $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] ako funkcia slnečnej modulácie (Φ [MeV]) a intenzity geomagnetického poľa (M).

Literatúra

- [1] J. Dubinský, K. Kudela: Kozmické žiarenie, VEDA, Bratislava 1984
- [2] R.C. Reedy, K. Marti: Solar-Cosmic-Ray fluxes during the last ten million years, in: *The Sun in Time*, C.P. Sonett, M.S. Giampapa, M.S. Matthews, eds., 260–287, Univ. Arizona Press, Tucson, 1991
- [3] R.C. Reedy, J.R. Arnold, D. Lal: Cosmic-ray record in solar system matter, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **33**: 505–537, 1983
- [4] G.C. Castagnoli, D. Lal: Solar modulation effects in terrestrial production of carbon 14, *Radiocarbon* **22**, 133–158, 1980
- [5] R.C. Reedy: Nuclide production by primary cosmic-ray protons, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 17th, in: *J. Geophys. Res* **92**, E697–E702, 1987
- [6] J.N. Goswami, R.E. McGuire, R.C. Reedy, D. Lal, R. Jha: Solar flare protons and alpha particles during the last three solar cycles, *J. Geophys. Res.* **A93**, 7195–7205, 1988
- [7] K.C. Hsieh, J.A. Simpson, *J. Astrophys.* **162**, L191, 1970
- [8] M.A.I. Van Hollebeke, L.S. Ma Sung, F.B. McDonald, *Solar Phys.* **41**, 189–223, 1975
- [9] J. Beer, S.J. Johnsen, G. Bonani, R.C. Finkel, C.C. Langway, H. Oeschger, B. Stauffer, M. Suter, W. Woelfli: ^{10}Be peaks as time markers in polar ice cores, in: *The Last Deglaciation: Absolute and Radiocarbon Chronologies*, NATO ASI Series **Vol. I 2**, E. Brad, W.S. Broecker, eds., 141–153, Springer, Berlin, Heidelberg, 1992

- [10] Z.Y. Gu, D. Lal, T.S. Liu, J. Southon, M.W. Caffee, Z.T. Guo, M.Y. Chen: Five million year ^{10}Be record in Chinese loess and red-clay: climate and weathering relationships, *Earth Planet. Sci. Lett.* **144**, 273–287, 1996
- [11] M. Frank, B. Schwarz, S. Baumann, P.W. Kubik, M. Suter, A. Mangini: A 200 kyr record of cosmogenic radionuclide production rate and geomagnetic field intensity from ^{10}Be in globally stacked deep-sea sediments, *Earth Planet. Sci. Lett.* **149**, 121–129
- [12] St. Baumgartner, J. Beer, J. Masarik, G. Wagner, H.-A. Synal: Geomagnetic Modulation of The ^{36}Cl Flux in The Summit GRIP Ice Core, *Science* **279**, 1330–1332, 1998
- [13] D. Lal, B. Peters: Cosmic ray produced radioactivity on the Earth, *Handbuch der Physik*, XLVI/2, Springer, Berlin, 551–612, 1967
- [14] K. O'Brian: Secular variations in the production of cosmogenic isotopes in the Earth's atmosphere, *J. Geophys. Res.* **84**, 423–431, 1979
- [15] K. O'Brian, A. de la Zerda Lerner, M.A. Shea, D.F. Smart: The production of cosmogenic isotopes in the Earth's atmosphere and their inventories, in: *The Sun in Time*, C.P. Sonett, M.S. Giampapa, M.S. Matthews, eds., 260–287, Univ. Arizona Press, Tucson, 1991
- [16] A. Blinov: The dependence of cosmogenic isotope production on solar activity and geomagnetic field radiation, in *Secular Solar and Geomagnetic Variations in the Last 10 000 Years*, F.R. Stephenson, A.W. Wolfendale, eds., 329–340, Kulwer Academic Publishers, 1988
- [17] J. Masarik, R.C. Reedy: Terrestrial cosmogenic-nuclide production systematics calculated from numerical simulations, *Earth. Planet Sci. Lett.* **136**, 381–395, 1995
- [18] J. Masarik, J. Beer: Simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the Earth's atmosphere, *J. Geophys. Res.* **D104**, 12099–13012, 1999

- [19] C. Passow: Phenomenologische Theorie zur Berechnung einer Kaskade aus schweren Teilchen (Nukleonenkaskade) in der Materie, *Notiz A* **285**, Deut. Electron. Synchrotron, Hamburg, 1962