

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Vlastnosti spršek kosmického záření s ohledem na typ primární částice

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Autor: Šimon Novák
Vedoucí práce: RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.
Rok: 2016

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

Šimon Novák

Poděkování

Chtěl bych poděkovat zejména svému školiteli, RNDr. Petru Trávníčkovi, Ph.D., za trpělivé a obětavé vedení mé bakalářské práce.

Dále bych chtěl poděkovat svému konzultantovi, Ing. Jakubovi Víchovi, Ph.D., a celému kolektivu oddělení astročásticové fyziky Fyzikálního ústavu Akademie věd za tvorbu přátelského a obohacujícího vědeckého prostředí.

Nemalý dík patří také mým rodičům za finanční a psychickou podporu v mém studiu.

Název práce:

Vlastnosti spršek kosmického záření s ohledem na typ primární částice

Autor: Šimon Novák

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.

Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i.

Konzultant: Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Observatoř Pierra Augera je největší experimentální zařízení zaměřené na detekci kosmického záření na světě. Na ploše 3000 kilometrů čtverečních se v Argentině pampě zaznamenávají částice o energiích, které možná nikdy nebude člověk na zemi schopen vyrobit. Přilétají k nám z neznámých zdrojů ve vesmíru. Úkolem observatoře je mimo jiné proměřit z jakých částic se ultra-energetické kosmické záření skládá. Dopadající jádro primárního kosmického záření interaguje s jádry atmosférických plynů a při srážce vznikají sekundární produkty, které dále interagují. Podobně jako v hadronovém kalorimetru se tak i v atmosféře postupně rozvíjí sprška kosmického záření. Práce se zaměřuje na pochopení vlastností spršek kosmického záření v souvislosti s typem primární částice a na využití odlišností vlastností spršek při zjišťování složení kosmického záření.

Klíčová slova: Observatoř Pierra Augera, ultra-energetické kosmické záření, spršky kosmického záření, X_{\max}

Title:

Characteristics of Cosmic Ray Showers with Respect to Type of Primary Particles

Author: Šimon Novák

Abstract: The Pierre Auger observatory is the world's largest experimental device focused on cosmic rays detection. High-energy particles, that may never be produced by man, are being registered there on area of 3000 square kilometres in Argentinian pampas. They come from unknown sources in the universe. Observatory's objective, besides others, is to measure particle composition of ultra high-energy cosmic rays. The impact nucleus of primary cosmic ray interacts with nuclei of atmospheric gases hence secondary products are created, further interacting with atmosphere. Thus cosmic ray shower is progressively expanded similarly to processes in hadronic calorimeter. The work aims for understanding the properties of cosmic ray showers in connection with type of primary particle and for application of distinctions of the properties when determining the cosmic ray composition.

Key words: Pierre Auger Observatory, ultra high-energy cosmic rays (UHECRs), extensive air showers (EAS), X_{\max}

Obsah

1	Úvod	7
2	Primární kosmické záření	9
2.1	Částicový charakter primárního kosmického záření	9
2.2	Složení primárního kosmického záření	9
2.3	Energetické spektrum primárního kosmického záření	10
2.3.1	Greisen-Zatsepin-Kuzminova mez, interakce s CMB	11
2.4	Anizotropie primárního kosmického záření	12
2.5	Zdroje primárního kosmického záření	13
3	Sekundární kosmické záření	15
3.1	Složení spršek kosmického záření	15
3.2	Veličiny popisující spršku kosmického záření	17
3.2.1	Atmosférická hloubka X	17
3.2.2	Zenitový úhel	17
3.2.3	Atmosférická hloubka maxima spršky X_{\max}	18
3.2.4	Míra prodloužení D	18
3.2.5	Směrodatná odchylka $\sigma(X_{\max})$	19
3.3	Modely vývoje spršky kosmického záření	19
3.3.1	Heitlerův model	19
3.3.2	Superpoziční model	21
4	Observatoř Pierra Augera a detekce spršek kosmického záření	22
4.1	Povrchový detektor	23
4.2	Fluorescenční detektor	24
4.3	Rekonstrukce spršky kosmického záření	25
4.3.1	Geometrická rekonstrukce	25

4.3.2	Energie spršky	25
5	Simulace a odlišnosti spršek kosmického záření s ohledem na typ primární částice	28
5.1	Maximum spršky v závislosti na typu primární částice	28
5.2	$\sigma(X_{\max})$ v závislosti na typu primární částice	30
5.3	Určení $\langle \ln(A) \rangle$ souboru spršek kosmického záření	30
5.4	Mionová komponenta v závislosti na typu primární částice	32
6	Závěr	34
	Přílohy	35
	Příloha A	35
	Příloha B	36
	Příloha C	37
	Příloha D	38
	Literatura	41

Kapitola 1

Úvod

Částicová astrofyzika je vědní obor relativně mladý, kombinující širokou oblast fyzikálních disciplín, mimo jiné fyziku elementárních částic, jadernou fyziku, fyziku plazmatu, elektrodynamiku, nebo také speciální a obecnou relativitu. Od objevu kosmického záření, zejména díky práci Victora Hesse¹ v letech 1911-1912, prošla částicová astrofyzika během 20. století pozvolným rozvojem, který byl podmíněn především pokrokem ve výzkumu nových detekčních přístrojů a metod. Po objevu atmosférických spršek kosmického záření na konci 30. let 20. století, pomocí koincidenční metody detekce částic na povrchu země, na které se podíleli zejména fyzici Pierre Auger², Bruno Rossi³ a Walter Bothe⁴, bylo jasné, že částice kosmického záření dosahují i energií převyšujících 10^{18} eV, tedy na zemské poměry dosud nevídaných hodnot.

Dnešní částicová astrofyzika poskytuje jedinečný nástroj ke zkoumání nejenergetičtějších srážkových procesů, které několikanásobně převyšují současné možnosti urychlovačů. Například nejvýkonnější postavený urychlovač částic LHC ve středisku CERN na pomezí Švýcarska a Francie je schopen po posledním upgradu urychlit svazky protonů na maximální energii 14 TeV srážky proton-proton v těžišťové soustavě. Naproti tomu nejenergetičtější částice kosmického záření dosahují energií 10^{20} eV, to odpovídá energii 800 TeV srážky proton-proton v těžišťové soustavě, tedy skoro 60 krát více. Avšak extrémně malá míra výskytu těchto částic klade na jejich studium velké nároky.

Mimo zkoumání oblasti vysokoenergetické fyziky si studium kosmického záření klade za cíl identifikovat objekty ve vesmíru a procesy v nich probíhající, které by teoreticky byly schopné produkovat částice uvedených energií. Přestože je popsáno několik procesů probíhajících v extragalaktických zdrojích, teoreticky schopných urychlovat nabitě částice na energie až okolo 10^{19} eV, otázka vzniku částic s rekordními hodnotami energií nebyla ještě uspokojivě zodpovězena a stále patří k základním nevyřešeným problémům částicové astrofyziky. Dalším úkolem je experimentální ověření nebo vyvrácení tzv. Greisen-Zatsepin-Kuziminovy (GZK) meze, podle které kosmické záření s energií nad 6×10^{19} eV interaguje v mezihvězdném prostoru s reliktním zářením, tudíž počet částic s větší než uvedenou energií dopadající na Zemi by měl být výrazně potlačen. Důkladná znalost parametrů kosmického záření jako je energie, směr příletu a hlavně

¹rakouský fyzik (1883-1964), Nobelova cena za fyziku 1936

²francouzský fyzik (1899-1993)

³italský fyzik (1905-1993)

⁴německý fyzik (1891-1957), Nobelova cena za fyziku 1954

chemické složení nám pomáhá na tyto otázky nalézt odpovědi.

Jak již bylo řečeno, studium kosmického záření ultra-vysokých energií je obtížné mimo jiné z důvodu jeho velmi malého toku při vysokých energiích. Přímá detekce takových částic ve vrchních částech atmosféry pomocí balónů nebo satelitů je tedy statisticky nemožná. Proto musíme tyto částice měřit nepřímou, pomocí sekundárního kosmického záření, tedy částic vzniklých po interakci primární částice s molekulami zemské atmosféry. Tyto sekundární částice v atmosféře opakovaně interagují a vytvářejí tzv. spršku kosmického záření, z jedné velmi energetické částice tedy vzniknou řádově miliony nových, které jsou detekovány. K získání dostatečného statistického souboru měření je třeba, aby detekce spršek probíhala na velké ploše. U největšího pozemského systému detektorů registrujícího kosmické záření, Observatoře Pierra Augera v Argentině, činí tato plocha více než 3000 km².

Tato práce se nejprve v kapitole 2 zaměří na základní problematikou primárního kosmického záření, tedy jeho vlastnosti, složení, energetické spektrum a jeho možné zdroje. V navazující kapitole 3 jsou probrány důležité parametry spršek kosmického záření, podle kterých lze dopočítat uvedené vlastnosti primárního kosmického záření a také mechanismus kaskádových reakcí v zemské atmosféře. Dále jsou v kapitole 4 popsány základní součásti detektorů Observatoře Pierra Augera a princip rekonstrukce spršek kosmického záření. V poslední kapitole 5 jsou s využitím simulací spršek kosmického záření popsány znaky, podle kterých lze posuzovat složení primárního kosmického záření. Důraz je kladen na chování parametrů $\langle X_{max} \rangle$, $\sigma(X_{max})$ a počtu mionů dopadajících na zem v závislosti na různém hmotnostním čísle a různé energii primární částice.

Tyto znaky a chování jsou nakonec aplikovány na data získaná Observatoří Pierra Augera a jejich vyhodnocením je získán základní pohled na chemické složení primárního kosmického záření s energií nad 10¹⁸ eV.

Kapitola 2

Primární kosmické záření

Primárním kosmickým zářením označujeme proud částic, převážně nabitých¹, urychlených různorodými procesy ve vesmíru, dopadající na svrchní vrstvy zemské atmosféry.

2.1 Částicový charakter primárního kosmického záření

To, že je primární kosmické záření částicového charakteru, poprvé naznačil tzv. *efekt geomagnetické šířky*, změřený Jacobem Clayem² v roce 1927. Clay prokázal, že intenzita kosmického záření závisí na geomagnetické šířce, nejvyšší je na pólech a směrem k rovníku klesá. Jelikož neutrální fotony s geomagnetickým polem neinteragují, kosmické záření musí obsahovat elektricky nabitě částice. Dalším indikátorem částicového charakteru primárního kosmického záření bylo předpovězení a následně v roce 1958 experimentální potvrzení *Van Allenových pásů*³, tedy oblastí geomagnetického pole, ve kterých dochází k uvěznění nabitých částic o určité dané hybnosti (viz obr.2.1). Tento efekt se nazývá *magnetické zrcadlení*. Finálním důkazem částicového charakteru byl tzv. *východo-západní efekt*, kdy při měření intenzity kosmického záření na severním pólu, docházelo ke zvýšení intenzity záření přicházejícího ze západu oproti tomu přicházejícího z východu. Tento efekt lze vysvětlit tím, že některé trajektorie částic směřující z východu jsou zastíněny Zemí (viz obr.2.1). Východo-západní efekt navíc ukazuje, že naprostá většina částic primárního kosmického záření je nabitá kladně.

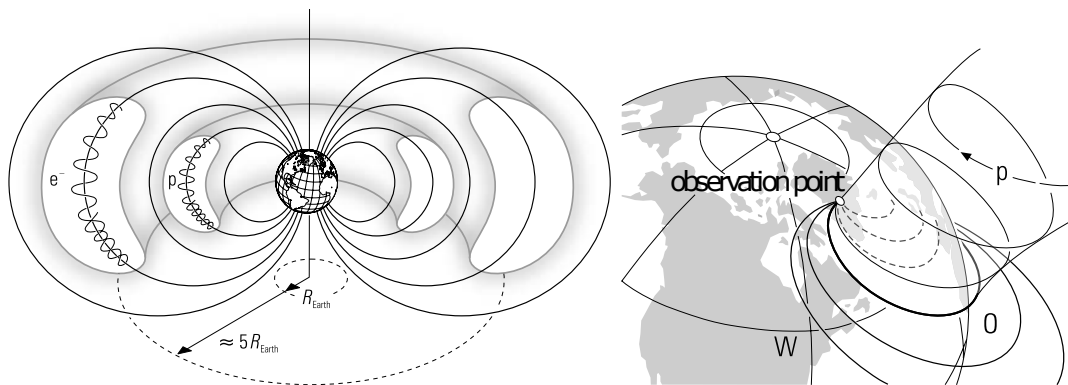
2.2 Složení primárního kosmického záření

Kosmické zdroje urychlují všechny částice s nábojem, ve složení primárního kosmického záření se tedy mohou objevit jádra všech chemických prvků. Jádro vodíku, proton, je obsažen ve složení primárního kosmického záření nejvíce a to přibližně z 86 %. Poměrné množství druhého nejpočetnějšího zástupce, jádra helia, tedy α částice, je přibližně 11 %. Na jádra všech těžších prvků až do uranu zbývá pouhé 1 %. Malé 2% zastoupení mají ve složení také elektrony a neutrina. Někdy se do primárního kosmického záření zahrnují také velmi energetické fotony.

¹mezi kosmické záření se někdy zahrnují i vysokoenergetické fotony a neutrina

²nizozemský fyzik (1882-1955)

³James Van Allen, americký fyzik (1914-2006)



Obr. 2.1: Van Allenovy pásy (vlevo) a ilustrace východo-západního efektu (vpravo). Převzato z [11].

Relativní zastoupení jader prvků ve složení primárního kosmického záření koreponduje s relativním zastoupením prvků ve Sluneční soustavě. Výjimkou je zastoupení prvků Li, Be a B, které je ve v kosmickém záření vyšší. To lze vysvětlit rozpadem těžších prvků C a O při spalačních reakcích cestou od zdroje k Zemi. Složení primárního kosmického záření obecně naplňuje trend většího počtu stabilnějších sudo-sudých jader oproti licho-lichým. Zvláštní zastoupení mají jádra s protonovým nebo hmotnostním číslem rovným některému z "magických" čísel 2, 8, 20, 50, 82, 126.

2.3 Energetické spektrum primárního kosmického záření

Důležitým parametrem primárního kosmického záření je jeho energetické spektrum, tedy závislost diferenciálního toku částic Φ na jejich energii E . Diferenciální tok je definován jako počet částic dN přicházejících pod prostorovým úhlem jeden steradián, prošlých jedním metrem čtverečním za jednu sekundu, podělený úzkým intervalem energií dE těchto částic.

$$\Phi = \frac{dN}{dE} \approx C.E^\alpha. \quad (2.1)$$

Shromážděná data z experimentů posledních 50ti let ukázala, že závislost diferenciálního toku na energii lze vyjádřit mocninným vztahem (2.1) [20], přičemž s rostoucí energií spektrum rychle klesá. Jak je vidět v grafu na obr.2.2, částice s energií 10^{16} eV dopadá na Zemi v průměru na metr čtvereční jednou za rok, při energii 10^{19} eV je to již pouze jedna částice na kilometr čtvereční za rok. Exponent α nabývá v různých oblastech spektra rozdílných hodnot a nazývá se *spektrální index*.

Při bližším pohledu lze ze spektra vyzorovat oblast okolo energie 10^{16} eV, tzv. "koleno"⁴, kde tvar spektra začíná více klesat. Spektrální index α se zde mění z hodnoty -2.7 na -3. Důvodem k tomuto poklesu je jednak fakt, že energie těchto částic dosahuje hodnot, při kterých jejich Larmorův poloměr (2.2) zakřivení dráhy v důsledku galaktického magnetického pole dosahuje hodnot přesahujících 5 pc a částice tak začínají unikat z Galaxie. Larmorův poloměr ρ lze lehce získat z rovnosti velikostí dostředivé a

⁴názvy "koleno", "kotník" a "palec" jsou voleny z důvodu podobnosti průběhu spektra s tvarem lidské nohy

Lorentzovy síly (pro $\vec{v} \perp \vec{B}$):

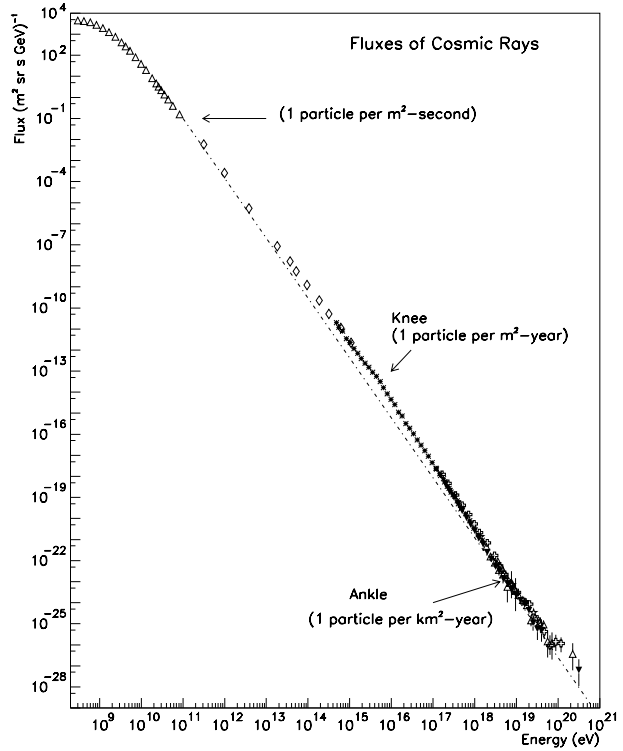
$$\frac{mv^2}{\rho} = ZevB \Leftrightarrow \rho = \frac{p}{ZeB}, \quad (2.2)$$

kde p je hybnost částice, Ze její el. náboj a B velikost mag. indukce.

Jelikož Larmorův poloměr závisí na el. náboji, poloha "kolena" pro více nabitě částice (např. železo) bude posunuta do vyšších energií oproti poloze zlomu pro protony. Dalším důvodem ke vzniku "kolena" je ten, že jeden ze zdrojů primárního kosmického záření, supernovy, při těchto energiích narážejí na své maximální teoretické urychlovací možnosti [13].

Při energii přibližně 4×10^{18} eV je zastaveno prudké klesání, spektrální index α se změní na hodnotu -2.69 . Tato oblast se nazývá "kotník". Tuto změnu lze vysvětlit nástupem zdrojů primárního kosmického záření mimo naši Galaxii.

Na konci spektra v oblasti tzv. "palce" při energiích převyšující 4×10^{19} eV dochází k prudkému poklesu toku částic. Spektrální index α se zde mění na hodnotu okolo -4.2 a menší. Oblast nejvyšších energií je stále víceméně záhadou. Existence již zmíněné GZK meze může vysvětlovat tento pokles toku částic.



Obr. 2.2: Energetické spektrum primárního kosmického záření s vyznačenými oblastmi "kolena" a "kotníku", kde dochází ke změně spektrálního indexu α . Spektrum je zakončeno oblastí "palce" s prudkým poklesem toku částic. Převzato z [20].

2.3.1 Greisen-Zatsepin-Kuzminova mez, interakce s CMB

V roce 1966 přišli na myšlenku interakce energetických protonů kosmického záření s reliktním zářením (Cosmic Microwave Background - CMB) nezávisle na sobě Kenneth Greisen⁵ [10] a Vadim Kuzmin⁶ s Georgij Zatsepinem⁷ [22].

Hustota hmoty v naší Galaxii a hlavně v mezigalaktickém prostoru je velmi malá, takže energetické ztráty ionizací při cestě protonů od zdroje k Zemi jsou zanedbatelné. Naopak fotony reliktního záření představují pro vysokoenergetické protony terč s vysokou hustotou ($\rho \approx 400 \text{ cm}^{-3}$). Teplota reliktního záření je $T \approx 2.7 \text{ K}$, z Wienova posunovacího zákona tedy vyplývá, že nejvíce zastoupené fotony mají energii $E_\gamma \approx 1 \text{ meV}$. Reakce probíhá přes Δ rezonanci rozpadem na neutrální nebo kladně

⁵americký fyzik (1918-2007)

⁶ruský fyzik, (1937-2015)

⁷ruský fyzik (1917-2010)

nabitý pion

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (2.3a)$$

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+. \quad (2.3b)$$

Prahovou energii reakce (2.3a) lze vypočítat ze zákona zachování čtyřhybnosti ($c = 1$):

$$(P_\gamma + P_p)^2 = (m_p + m_\pi)^2, \quad (2.4)$$

kde P_γ , P_p jsou čtyřhybnosti fotonu a protonu a m_p , m_π hmotnosti protonu a pionu. Úpravou vztahu (2.4), předpokládáme-li přímou srážku a $m_p \ll E_p$, získáváme pro prahovou energii protonu,

$$E_p = \frac{m_\pi^2 + 2m_p m_\pi}{4E_\gamma} \approx 6 \times 10^{19} \text{ eV}. \quad (2.5)$$

Při této reakci proton průměrně ztratí 15 % své energie. V oblasti prahové energie je střední volná dráha protonů cca 10 Mpc.

Protony mohou s CMB interagovat také tvorbou párů s prahovou energií reakce přibližně 5×10^{17} eV,

$$\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-. \quad (2.6)$$

Přestože je prahová energie této reakce nižší než reakce (2.3a), nemá tak zásadní význam při zpomalování protonů v kosmickém prostředí.

Existence GZK meze tedy výrazně omezuje střední volnou dráhu protonů s energií nad 6×10^{19} eV z důvodu interakce protonů s fotony reliktního záření. Vzdálenost zdrojů nejenergetičtějších protonů je tímto omezená na okolí řádově desítek Mpc od Země, neboť postupnými interakcemi s CMB by se jakkoliv energetický proton zpomalil na uvedenou prahovou energii. Zdroje nejenergetičtějších částic se tedy buď nacházejí do 50-100 Mpc od Země a zatím jsme je uspokojivě neidentifikovali, anebo je GZK vypočtena chybně.

S fotony CMB interagují také vysokoenergetické fotony primárního kosmického záření a to reakcí

$$\gamma + \gamma_{CMB} \rightarrow e^- + e^+. \quad (2.7)$$

Prahová energie této reakce je 4×10^{14} eV. Fotony kosmického záření mohou reagovat také s fotony tepelného a světelného záření, střední volná dráha je z toho důvodu pouze $\lambda \approx 10$ kpc. Vysokoenergetické fotony tedy netvoří nejenergetičtější kosmické záření.

Reakce těžších jader s kosmickým záření probíhá hlavně fotodesintegrací a tvorbou páru podle reakcí

$$A + \gamma \rightarrow (A - 1) + p \quad (2.8a)$$

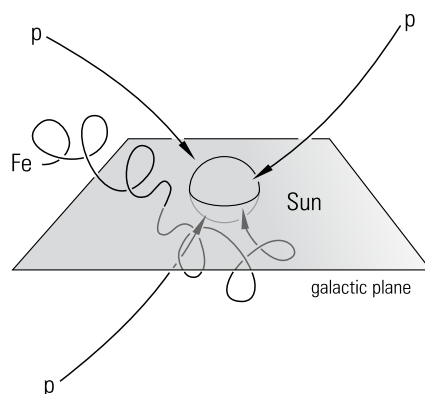
$$\rightarrow (A - 1) + n \quad (2.8b)$$

$$\rightarrow A + e^+ + e^-, \quad (2.8c)$$

kde A je nukleonové číslo, p je proton a n neutron.

2.4 Anizotropie primárního kosmického záření

Z důvodu interakce nabitých částic primárního kosmického záření s nehomogenními magnetickými poli ve vesmíru, jsou částice při letu k Zemi různě vychylovány a ztrácejí veškerou informaci o poloze jejich případného zdroje na obloze. Z toho důvodu je



Obr. 2.3: Ilustrace vychylování částic primárního kosmického záření interakcí s nehomogenním mag. polem. Převzato z [11].

kosmické záření do energií 10^{14} eV kompletně isotropní. Slabou výchylku lze naměřit v oblasti energií okolo 10^{11} eV, kde kosmické záření vychyluje proměnlivé magnetické pole Slunce. Šanci na zkoumání anizotropie máme u energií nad 10^{19} eV, kde Larmorovy poloměry (2.2) částic dosahují hodnot stovek parseků. Navíc protony jsou z přímého směru vychylovány značně méně než například jádra železa, jak lze vidět na obr. 2.3.

Zkoumání anizotropie na datech z Observatoře Pierra Augera z let 2004-2007 potvrdilo anizotropii nejenergetičtějšího kosmického záření. Podle výsledků práce [5] 12 z 15 registrovaných dopadů kosmického záření odpovídá příchodu z části oblohy s blízkým aktivním galaktickým jádrem (do 75 Mpc). Pokud by bylo vysokoenergetické záření isotropní, maximálně by takto mohlo náhodně korespondovat pouze 3,2 z 15 dopadů. Práce tak nepřímou indikuje platnost GZK meze. Zda tyto aktivní galaktické jádra představují zdroje primárního kosmického záření ale nelze s určitostí říci.

2.5 Zdroje primárního kosmického záření

Ve vesmíru lze nalézt mnoho objektů a procesů, které produkují primární kosmické záření různých energií. Mezi nejpravděpodobnější zdroje uvnitř naší Galaxie řadíme *supernovy, pulsary a magnetary*.

Výbuchy supernov mohou vyprodukovat částice o energiích maximálně 10^{15} eV. K urychlování zde dochází prostřednictvím *difuzních šoků*, kde se uplatňuje proces tzv. *Fermiho urychlování* [9].

Pulsary jsou rychle rotující neutronové hvězdy se silným magnetickým polem. Z jejich pólů je vyzařováno intenzivní rádiové záření. Pulsary mohou dodávat maximální energii srovnatelnou se supernovami.

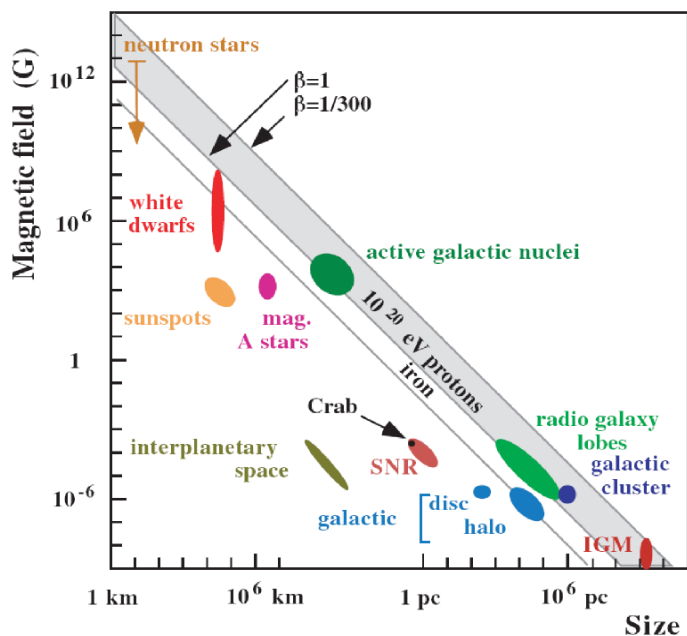
Magnetary jsou pulsary s velmi silným magnetickým polem dosahujícím až 10^{11} T. Díky tomuto mag. poli může dojít k porušení kůry magnetaru a dojde k uvolnění energie z jeho nitra. Tyto výrony energie jsou velmi intenzivní a krátkodobé a jejich maximální energie není spolehlivě známá.

Mezi extragalaktické zdroje se řadí například *srážky galaxií* a *aktivní galaktická jádra*, které jsou nejpravděpodobnějšími zdroji nejenergetičtějších částic.

Při srážce dvou galaxií dochází k uvolnění energie hlavně při procesu splynutí černých děr. Galaxie s aktivními jádry mají ve svém středu nejhmotnější známé černé veledíry ve vesmíru, které při procesu pohlcování hmoty taktéž vyzařují. Mezi aktivní galaktická

jádra patří také kvasary.

Maximální energii urychlení lze odhadnout součinem rozměru objektu s velikostí jeho magnetické indukce. Schopnost urychlování různých objektů v závislosti na těchto veličinách vyjadřuje Hillasův diagram⁸ na obr. 2.4. Z diagramu lze vidět, že pouze několik typů objektů může teoreticky urychlit protony na energii 10^{20} eV. Urychlování jader železa je díky jejich náboji výrazně efektivnější.



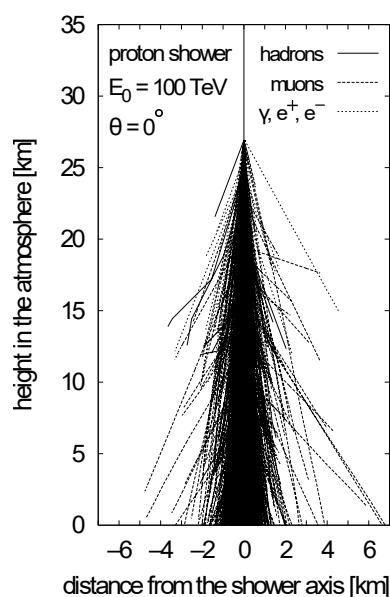
Obr. 2.4: Hillasův diagram - závislost velikosti mag. indukce objektu na jeho rozměrech. Barevně jsou odlišeny různé vesmírné zdroje kosmického záření. Zobrazena je hranice urychlení protonu a jádra železa na 10^{20} eV. Převzato z [12].

⁸jednotka 1 Gauss [G] = 10^{-4} T

Kapitola 3

Sekundární kosmické záření

Jakmile částice primárního kosmického záření dorazí ke svrchní části zemské atmosféry a začne pronikat skrz, v okamžiku kdy hustota molekul vzduchu dosáhne dostatečné hodnoty¹, spustí se první reakce *hadronické* a později *elektromagnetické kaskády*, produkující sekundární částice kosmického záření. Sekundární částice vznikají stále s obrovskou kinetickou energií a znovu interagují s molekulami atmosféry, za vzniku terciární a dalších generací částic, přičemž v každé generaci vznikne několik nových částic na každou počáteční. Tato kaskáda pokračuje, dokud energie vzniklých částic nepoklesne pod mez potřebnou ke vzniku nových částic. Jediná částice primárního kosmického záření tedy vyprodukuje, úměrně její energii, řádově až 10^{10} nových částic², tato *sprška kosmického záření* poté dopadá na zem s čelním průměrem až několika kilometrů (viz obr. 3.1). Zemská atmosféra pro primární kosmické záření de facto představuje obrovský kalorimetr, ve kterém se deponuje energie primární částice.



Obr. 3.1: Ilustrace spršky kosmického záření iniciované protonem o energii 10^{14} eV. Převzato z [11].

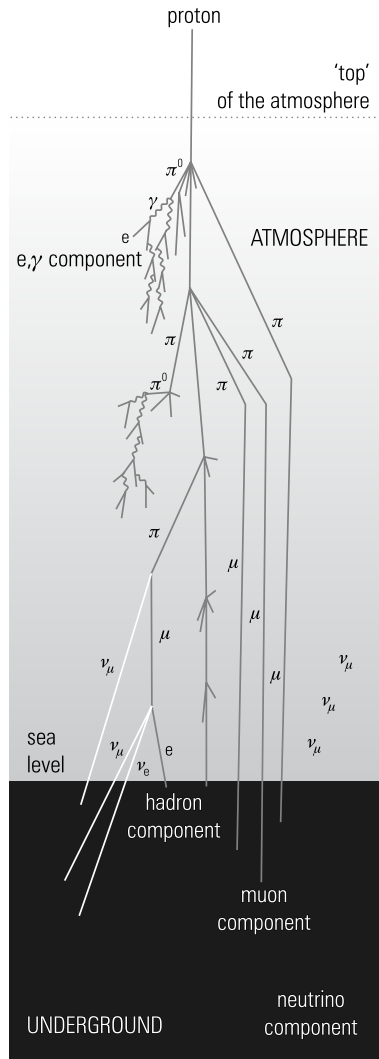
3.1 Složení spršek kosmického záření

Ve sprškách kosmického záření lze vyzorovat čtyři hlavní složky a to *hadronovou*, *elektromagnetickou*, *mionovou* a *neutrinovou* komponentu (viz obr. 3.2). Interakcí primární částice s molekulami atmosféry vznikají z 90 % neutrální nebo nabité piony (π^0, π^\pm), v menší míře vznikají nabité kaony (K^\pm). Přímo mohou také vznikat protony a neutrony a menší jádra při tříštění jader atomů vzduchu, které tvoří *hadronovou* komponentu spršky. Tato komponenta může být v dedikovaných detektorech zachycena na

¹vrstva atmosféry s tlakem ≈ 100 mbar, tomu odpovídá výška $\approx 25 - 30$ km

²pro celkový počet vzniklých částic v závislosti na energii primární částice E_0 platí přibližný vztah $N \approx E_0[\text{eV}] \cdot 10^{-10}$

zemském povrchu.



Obr. 3.2: Schéma spršky kosmického záření se zobrazením čtyř hlavních komponent. Převzato z [11].

Pion π^0 je neutrální lehký mezon se střední dobou života $\tau = 8.52 \times 10^{-17}$ s. Okamžitě po vzniku se tedy rozpadá dvěma nejpravděpodobnějšími kanály

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad 98.8 \% \quad (3.1a)$$

$$\rightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad 1.2 \% \quad (3.1b)$$

Produkty reakce (3.1a) a (3.1b) spouští *elektromagnetickou kaskádu*, ve které fotony párovou produkcí zanikají na elektrony a pozitrony, které interakcí s atomy vzduchu vyzáří fotony brzdného záření, které znovu zanikají párovou produkcí. Tyto fotony, elektrony a pozitrony tvoří *elektromagnetickou* komponentu spršek kosmického záření. Jelikož se tato komponenta v atmosféře rychle tlumí a na zemský povrch dopadá zeslabena, říká se jí také *měkká* komponenta.

Piony π^\pm jsou nabitě mezony s delší střední dobou života $\tau = 2.6 \times 10^{-8}$ s, před rozpadem tedy mohou urazit v závislosti na jejich energii až stovky metrů a interagovat s molekulami atmosféry. Se skoro stoprocentní pravděpodobností se rozpadají za vzniku mionu a mionového neutrina

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.2a)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.2b)$$

Dalším z produktů reakce primární částice s atmosférou, kaony K^\pm , jsou mezony obsahující podivný kvark s . Se střední dobou života $\tau = 1.2 \times 10^{-8}$ se rozpadají 4 hlavními kanály s uvedenou pravděpodobností

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad 63.5 \% \quad (3.3a)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad 20.6 \% \quad (3.3b)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad 5.6 \% \quad (3.3c)$$

$$\rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad 5.0 \% \quad (3.3d)$$

(K^- se rozpadá na nábojově sdružené produkty uvedených reakcí).

Reakce (3.3b), (3.3c) a (3.3d) zásobují měkkou komponentu, zatímco (3.3a) společně s (3.2a) a (3.2b) vytvářejí *mionovou* komponentu.

Miony μ^\pm jsou leptony druhé generace. Byly objeveny právě při studiu sekundárního kosmického záření³. Se střední dobou života (v klidové soustavě mionu) $\tau = 2.2 \times 10^{-6}$ se rozpadají reakcí

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.4a)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.4b)$$

³Carl D. Anderson, 1936

Klasicky by miony letící rychlostí blízkou rychlosti světla urazily maximálně stovky metrů. Započítáním efektů speciální teorie relativity se v závislosti γ faktoru střední dráha mionů zvýší na jednotky kilometrů a vzniklé miony dosahují zemského povrchu, kde tvoří podstatnou část detekovaných částic kosmického záření. Díky svému malému účinnému průřezu pro interakce s molekulami vzduchu a schopnosti dosáhnout povrchu země je mionová komponenta jinak nazývána *tvrdou*.

Poslední z komponent - *neutrinovou* - tvoří mionová a elektronová neutrina a anti-neutrina, vzniklá v předchozích reakcích. Jsou to stabilní velmi obtížně detekovatelné leptony, schopné proniknout bez interakce skrze celou Zeměkouli. I přes svou nepatrnou klidovou hmotnost odnášejí ze spršky nezanedbatelné množství energie.

3.2 Veličiny popisující spršku kosmického záření

3.2.1 Atmosférická hloubka X

Při průchodu kosmického záření atmosférou se s rozdílnou hustotou a tlakem v závislosti na výšce mění také pravděpodobnost ionizačních reakcí. Je proto výhodné zavést novou veličinu "délky", se kterou se vlastnosti prostředí pro ionizační reakce nemění. Jelikož počet interakcí je vždy úměrný součinu okamžité hustoty $\rho(x)$ a délky dráhy dx , definuje se atmosférická hloubka ve výšce h jako nevlastní integrál

$$X(h) = \int_h^{\infty} \rho(x) dx, \quad (3.5)$$

ve kterém integrace probíhá přes část atmosféry od daného místa až do nekonečné vzdálenosti⁴. Takto definovaná veličina X má jednotku kg/m^2 , využívána je pak spíše jednotka g/cm^2 . Tloušťce celé atmosféry odpovídá $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$. V tab. 3.1 vidíme ekvivalentní délku v různých prostředích při stejné atmosférické hloubce $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$. Z tabulky lze vidět, že pro částice je např. průchod desetimetrovou vrstvou vody stejný jako průchod celou atmosférou.

Tab. 3.1: Srovnání materiálů při stejné atmosférické hloubce $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$.

prostředí	hustota ρ [g/cm^3]	tloušťka l [m]
mezihv. prostor	10^{-23}	10^{24}
vzduch 0 m n.m.	0.0013	8000
voda	1	10
ocel	8	1.3
olovo	11	0.9

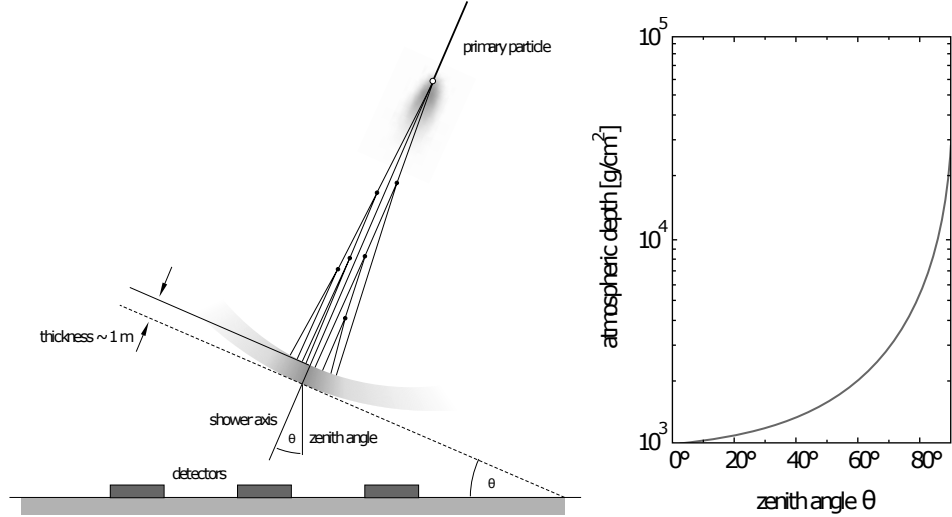
3.2.2 Zenitový úhel

Primární kosmické záření může přicházet pod různými úhly vůči svislému směru - zenitu. Tyto úhly potom nazýváme zenitovými (viz obr 3.3). Pokud kosmické záření

⁴tlak s narůstající výškou klesá exponenciálně, hranice atmosféry není přesně definovaná, prakticky se uznává Kármánova hranice atmosféry ve výšce 100 km

přichází pod zenitovým úhlem θ bude efektivně procházet větší atmosférickou hloubku podle přibližného vztahu

$$X(\theta) = \frac{X_0}{\cos \theta}. \quad (3.6)$$



Obr. 3.3: Ilustrace dopadu spršky kosmického záření pod zenitovým úhlem θ (vlevo) a závislost atmosférické hloubky na zenitovém úhlu θ (vpravo). Převzato z [11].

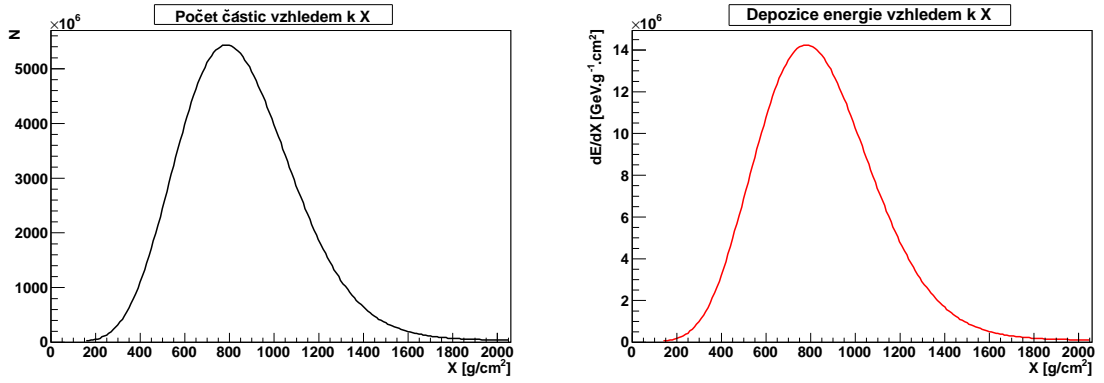
3.2.3 Atmosférická hloubka maxima spršky X_{\max}

Při rozvoji spršky kosmického záření v atmosféře počet částic roste geometrickou řadou, a tudíž roste i okamžité množství energie deponované v atmosféře. Největší deponice energie do atmosféry je z důvodu ionizačních reakcí elektromagnetické komponenty s molekulami vzduchu. Počet částic a množství deponované energie dosahují v určitém místě atmosféry svého maxima, poté dochází k postupnému utlumování spršky (viz obr. 3.4). Toto místo se nazývá *atmosférická hloubka maxima spršky* nebo také *maximum spršky* a označuje se X_{\max} . Ukazuje se (viz kapitola 5), že X_{\max} silně závisí na energii a hmotnosti primární částice (hmotnostním čísle A), tudíž je důležitým ukazatelem složení primárních částic. Navíc je tento parametr spršky relativně snadno měřitelný, neboť množství deponované energie v daném místě spršky je úměrné následné fluorescenci excitovaných molekul vzduchu, kterou lze detekovat (viz kapitola 4).

3.2.4 Míra prodloužení D

Míra prodloužení (anglicky "elongation rate"), někdy označovaná taky jako λ , Λ , také patří mezi měřitelné veličiny spršek kosmického záření. Je to parametr popisující chování střední hodnoty $\langle X_{\max} \rangle$ souboru spršek při změně energie primární částice. Definuje se jako změna $\langle X_{\max} \rangle$ při změně řádu energie primární částice

$$D = \frac{d\langle X_{\max} \rangle}{d \log_{10} E} \quad (3.7)$$



Obr. 3.4: Průběh celkového počtu částic N a depozice energie v atmosféře $\frac{dE}{dX}$ v závislosti na uražené atmosférické hloubce X pro spršku iniciovanou protonem o $E = 10^{19}$ eV. Maximum je přibližně v $X_{max} = 790$ g/cm².

3.2.5 Směrodatná odchylka $\sigma(X_{max})$

Směrodatná odchylka $\sigma(X_{max})$ (někdy též střední kvadratická odchylka RMS) souboru spršek je taktéž dobrý ukazatel související se složením primárního kosmického záření. Ukazuje se (viz kapitola 5), že při větší hmotnosti primární částice bude mít měřený soubor X_{max} spršek kosmického záření menší směrodatnou odchylku. Toto chování lze očekávat, pokud spršku vyvolanou částicí o hmotnostním čísle A , uvažujeme jako A nezávislých spršek vyvolaných protony (viz kapitola 3.3.2 Superpoziční model).

3.3 Modely vývoje spršky kosmického záření

Detailní numerická simulace elektromagnetických a hadronických kaskád při vývoji spršky v atmosféře je velice obtížná, neboť počty částic mohou dosahovat hodnot přesahujících 10^{10} . Navíc znalosti účinných průřezů a vlastností částicové produkce jsou při těchto vysokých energiích omezené. Některé základní znaky spršek však můžeme získat užitím semi-empirických zjednodušených modelů.

3.3.1 Heitlerův model

Heitlerův⁵ model elektromagnetické kaskády předpokládá, že se částice v průměru rozpadají po uražení charakteristické *rozpadové délky*, kdy ztratí právě polovinu své energie,

$$d = \lambda_r \ln 2, \quad (3.8)$$

kde λ_r je radiační délka v prostředí (pro vzduch $\lambda_r = 36.66$ g/cm²). Po n rozpadech je uražena atmosférická hloubka $X = n\lambda_r \ln 2$ a vznikne

$$N = 2^n = e^{\frac{X}{\lambda_r}} \quad (3.9)$$

částic. Vznik nových částic ustane při poklesu energie na hodnotu *kritické energie* E_c , při které pro elektrony a pozitrony začíná převládat ztráta energie ionizací nad

⁵Walter Heitler, německý fyzik (1904-1981)

vyzářením brzděného záření (pro vzduch $E_c = 85$ MeV). Maximální počet částic při počáteční energii E_0 je tedy

$$N_{max} = 2^{n_c} = \frac{E_0}{E_c}, \quad (3.10)$$

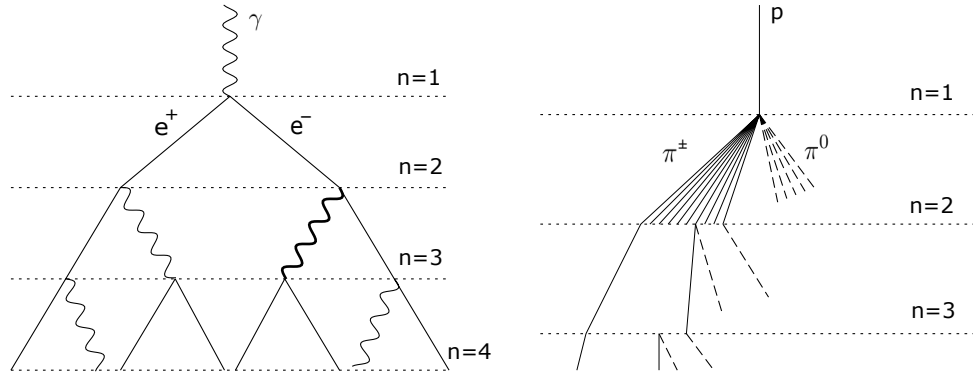
kde n_c je počet rozpadů potřebných k poklesu na kritickou energii. Z (3.10) získáme

$$n_c = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (3.11)$$

a pro X_{max} dostáváme

$$X_{max} = n_c \lambda_r \ln 2 = \ln \frac{E_0}{E_c}. \quad (3.12)$$

Jednoduchými úvahami tedy zjišťujeme, že X_{max} i N_{max} jsou úměrné logaritmu počáteční energie. Heitlerův model zanedbává částice, které mohou opustit elektromagnetickou kaskádu a nadhodnocuje počet elektronů a pozitronů vůči počtu fotonů. Je možno uvažovat některé korekce na počet elektronů a pozitronů [15]. Experimentální výsledky se tedy s modelem rozcházejí, avšak základní vlastnosti elmag. části spršek tento model popisuje dobře.



Obr. 3.5: Schéma elektromagnetické (vlevo) a hadronické kaskády (vpravo), nabitě piony v hadronické kaskádě jsou značeny plnou čarou, neutrální přerušovanou. Ne všechny vzniklé částice jsou zaznamenány po druhém rozpadu. Převzato z [15].

Heitlerův model můžeme omezeně použít také na popis hadronických kaskád. Přitom budeme uvažovat, že interakční délka částic interagujících silnou interakcí v atmosféře nezávisí silně na energii a lze ji brát jako konstantu $\lambda_I \approx 90$ g/cm². Po uražení této délky se hadron rozpadne za vzniku N_{ch} nabitých a $\frac{1}{2}N_{ch}$ neutrálních pionů. Hodnota N_{ch} roste s energií vstupujících částic do interakce. Za rozumný odhad se bere hodnota $N_{ch} = 10$. Vzniklé neutrální piony π^0 se okamžitě rozpadají a vstupují do elmag. kaskády. Hadronická kaskáda pokračuje do okamžiku, kdy vzniklé nabitě piony π^\pm dosáhnou kritické energie E_c^π , při které je střední volná dráha menší, než interakční délka a nabitě piony se rozpadnou na miony dříve, než mohou znovu interagovat.

Po n rozpadech získáme N_{ch}^n nabitých pionů a pokud uvažujeme rovnoměrné dělení energie při vzniku pionů, ponese tato část spršky energii $(\frac{2}{3})^n E_0$. Zbytek energie odnesou elektromagnetické kaskády z rozpadů π^0 . Energie na jeden nabitý pion bude

$$E_\pi = \frac{E_0}{(\frac{3}{2}N_{ch})^n} \quad (3.13)$$

a počet interakcí nutných k poklesu na kritickou energii E_c^π bude

$$n_c = \frac{\ln(E_0/E_c^\pi)}{\ln(\frac{3}{2}N_{ch})} = 0,85 \log_{10} \frac{E_0}{E_c^\pi}. \quad (3.14)$$

Kombinací výsledků elmag. a hadronických kaskád, se započítáním pouze prvních generací elmag. spršek a s využitím experimentálních dat pro účinné průřezy reakce proton-vzduch [15] lze odvodit vztah pro X_{max} spršky

$$X_{max} = X_I + \lambda_r \ln \frac{E_0}{3N_{ch}E_c}, \quad (3.15)$$

kde $X_I = \lambda_I \ln 2$ je hloubka při první interakci protonu se vzduchem. Uvedený vztah výrazně podceňuje reálné hodnoty X_{max} , zejména z důvodů zanedbání dalších generací elmag. kaskád, ale dává dobrý odhad pro míru prodloužení D . Dosazením (3.15) do (3.7) získáme odhad

$$D = \frac{d}{d \log_{10} E_0} (X_I + \lambda_r \ln \frac{E_0}{3N_{ch}E_c}) \approx 58 \text{ g/cm}^2 \text{ per decade.} \quad (3.16)$$

3.3.2 Superpoziční model

Superpoziční model je aplikací Heitlerova modelu na případy, kdy jsou spršky iniciovány těžšími jádry o hmotnostním čísle A a energii E . Potom předpokládáme, že se těžší jádro chová jako soubor A protonů o energiích $\frac{E}{A}$ a produkuje A nezávislých spršek. Z toho vyplývá, že v prvním přiblížení X_{max} závisí na A vztahem

$$X_{max} = D \log_{10} \left(\frac{E}{A} \right). \quad (3.17)$$

Pro další účely práce je vhodné přeškálovat vztah (3.17) pro vhodně zvolenou referenční energii E_0 a jí odpovídající atmosférickou hloubku maxima X_0 spršky vyvolané protonem. Navíc přesnost vztahu (3.17) silně závisí na interakčním modelu hadronických reakcí při simulaci spršek, což vyjadřují parametry ξ a δ v následujícím vztahu

$$X_{max} = X_0 + D \log_{10} \left(\frac{E}{AE_0} \right) + \xi \ln A + \delta \ln A \log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right). \quad (3.18)$$

Parametry ξ a δ jsou rovny nule, pokud výsledky použitého interakčního modelu jsou kompatibilní s výsledkem superpozičního modelu (3.17) (viz [7]).

Kapitola 4

Observatoř Pierra Augera a detekce spršek kosmického záření

První detekce spršky kosmického záření iniciované primární částicí o energii 10^{20} eV Johnem Linsleyem¹ v roce 1962 [14] a následné další úspěchy četných týmů při detekci spršek srovnatelných energií odstartovaly intenzivní snahu o detekci a vyhodnocení těch nejenergetičtějších spršek kosmického záření [16]. V letech 1997-2006 byla v provozu observatoř HiRes Fly's Eye v americkém Utahu, poskytující data z detekovaných spršek až do energie 10^{20} eV. Observatoř se skládala z dvojice fluorescenčních detektorů vzdálených 12,6 km od sebe. Její data poprvé experimentálně potvrdila platnost GZK meze a poukazovala na dominanci protonů jako primárních částic při energiích nad 10^{18} eV [4], [19]. Další důležitou observatoří byla japonská AGASA (Akeno Giant Air Shower Array), která naopak mez GZK svým měřením vyvracela [18]. Obě observatoře byly proto později nahrazeny Observatoří Pierra Augera v Argentině, nerozsáhlejším systémem detektorů na světě.

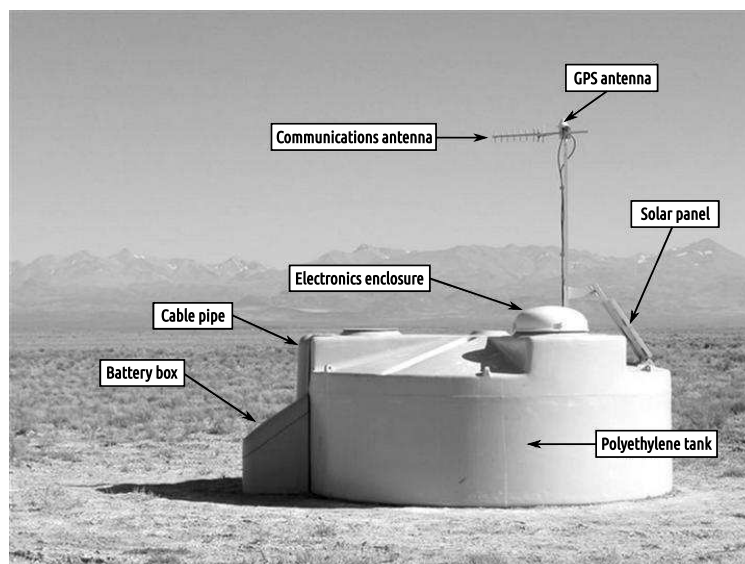
Plány na vznik nové observatoře, zaměřené zejména na detekci spršek z konce energetického spektra kosmického záření, byly položeny v roce 1991 díky spolupráci Jamese Cronina² a Alana Watsona³. Výstavba započala roku 2002, první data byla získána roku 2004 a observatoř byla plně dokončena roku 2008. Dnes projekt sdružuje 18 zemí a od roku 2016 dochází k upgradu observatoře - AugerPrime - s předpokládaným dokončením v roce 2018.

Observatoř je koncipována jako *hybridní detektor*, kombinující rozsáhlý *povrchový detektor* a *fluorescenční detektor*, přičemž oba pracují pokud možno současně. Díky tomu lze získat výsledky dvěma nezávislými metodami s rozdílnými systematickými chybami. Povrchový detektor se skládá z trojúhelníkové sítě více než 1660 *vodních Čerenkovových detektorů*, vzdálených od sebe 1,5 km, pokrývajících celkovou plochu přibližně 3000 km^2 . Fluorescenční detektor je tvořen čtyřmi stanicemi, každá s šesti *fluorescenčními teleskopy*, dohlížejícími na oblast nad povrchovým detektorem (viz obr. 4.1). Střední nadmořská výška detektorů observatoře je 1400 m, to odpovídá ураžené atmosférické hloubce přibližně 875 g/cm^2 . Až 6000 hybridních událostí (zaznamenaných povrchovým i fluorescenčním detektorem) o energiích nad 10^{18} eV je ročně zaznamenáno. Při energiích nad 10^{19} eV se jedná o cca 300 událostí ročně. Navíc 90 % spršek

¹americký fyzik (1925-2002)

²americký fyzik (1931), Nobelova cena za fyziku 1980

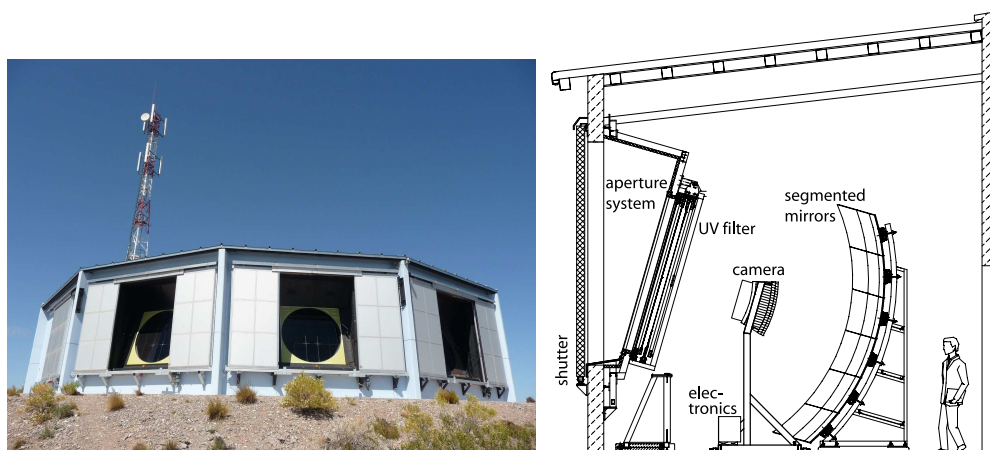
³skotský fyzik (1938)



Obr. 4.2: Fotografie s popisem základních součástí jedné ze stanic povrchového detektoru. Převezato z [2].

4.2 Fluorescenční detektor

Celkem 24 fluorescenčních teleskopů zaměřuje oblohu nad sítí stanic povrchového detektoru ze 4 fluorescenčních stanic - Loma Amarilla, Morandos, Leones a Coihueco. Jedna ze stanic je zobrazena na obr. 4.3. Každou stanicí tvoří 6 nezávislých fluorescenčních teleskopů se zorným polem 30° v azimutu a 30° na výšku. Každá stanice má tedy celkový azimutální záběr 180° . Schéma jednoho fluorescenčního teleskopu je na obr. 4.3.



Obr. 4.3: Fotografie fluorescenční stanice Leones (vlevo) a schéma jednoho z šesti teleskopů tvořící stanici (vpravo). Převezato z [6].

Záření vzniklé fluorescencí atomů dusíku v atmosféře vniká do zařízení přes kruhový otvor o průměru 1,1 m se skleněným filtrem propouštějícím v UV oblasti 310-390 nm. V případě potřeby (sluneční světlo, nadměrný vítr, déšť) je vstupní otvor zakryt clonou. Záření je pomocí segmentovaného zrcadla koncentrováno na snímač tvořený soustavou 440 pixelů (hexagonálních fotonásobičů). Signál je zesílen a zpracován staniční elektronikou.

Kalibrace fluorescenčních detektorů probíhá pomocí speciálního zařízení - tzv. bubnu, který je přiložen na vstupní otvor. Buben obsahuje UV LED, vysílající UV pulzy daných parametrů z nichž je následně možné zjistit důležité parametry teleskopu (účinnost fotonásobičů, průchodnosti filtrů, odrazivost zrcadel aj.). Pomocí dvou laserových stanic CLF a XLF je možno deponovat do atmosféry přesné množství energie a detekovat následnou fluorescenci. Pro přesné měření fluorescenčními detektory je důležitá okamžitá znalost fyzikálních parametrů atmosféry, jako je obsah aerosolů, vlhkost, teplota či tlak. K tomu slouží jednak zmiňované laserové stanice a také robotický teleskop FRAM (Photometric Robotic Atmospheric Monitor), který monitoruje noční oblohu a vyhodnocuje změny v kvalitě obrazu [21].

Nevýhodou fluorescenčního detektoru jsou omezené podmínky pro jeho provoz - bezměsíčná noc s minimální oblačností a klidným počasím. To omezuje využití detektoru na pouhých 15 % z celkového času.

4.3 Rekonstrukce spršky kosmického záření

Kombinací dat z povrchového a fluorescenčního detektoru lze získat rekonstruovanou spršku se znalostí její osy, podélného profilu, zenitového úhlu a také polohy X_{max} .

4.3.1 Geometrická rekonstrukce

Díky znalosti časové posloupnosti aktivovaných pixelů na snímači fluorescenčního teleskopu lze fitováním funkce

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan[(\chi_0 - \chi_i)/2] \quad (4.1)$$

získat polohu osy spršky v rámci roviny *roviny sprška-detektor* (Shower-Detector Plane SDP), která je zobrazena na obr. 4.4. Předpokládejme úhel v SDP mezi osou spršky a vodorovným směrem χ_0 , potom pokud čelo spršky prošlo v čase t_0 bodem roviny s nejbližší vzdáleností k detektoru R_p , dorazí signál čela spršky v poloze S_i , kterou detektor vidí pod úhlem χ_i vůči zemi, do detektoru v čase t_i , pro který platí (4.1).

Určité zpřesnění při určení osy spršky lze získat pomocí povrchového detektoru. Aproximací spršky jako sféry šířící se rychlostí světla c a ze znalosti časů t_i při dopadu čela spršky na i -tou stanici s polohou \vec{x}_i lze fitováním čtyř parametrů (\vec{x}_{sh}, t_0) ve vztahu

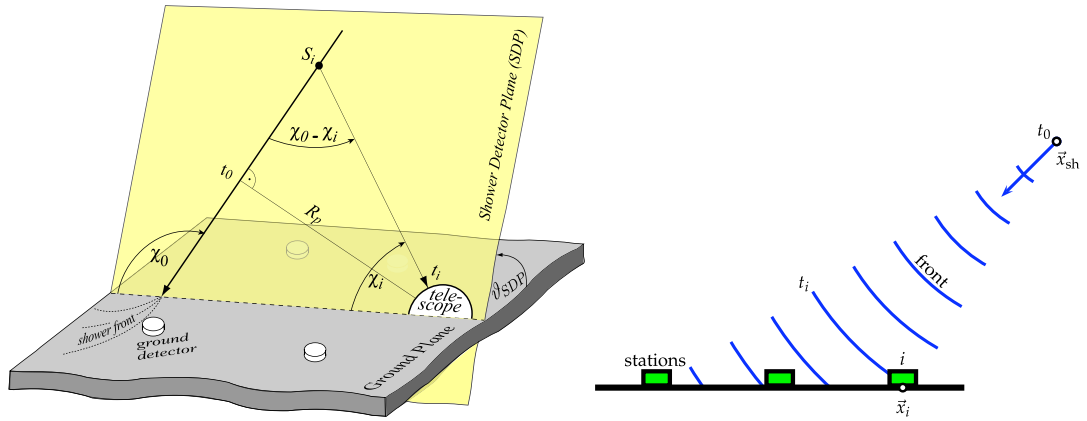
$$c(t_i - t_0) = |\vec{x}_{sh} - \vec{x}_i| \quad (4.2)$$

získat vektor osy spršky \vec{x}_{sh} (viz obr. 4.4).

4.3.2 Energie spršky

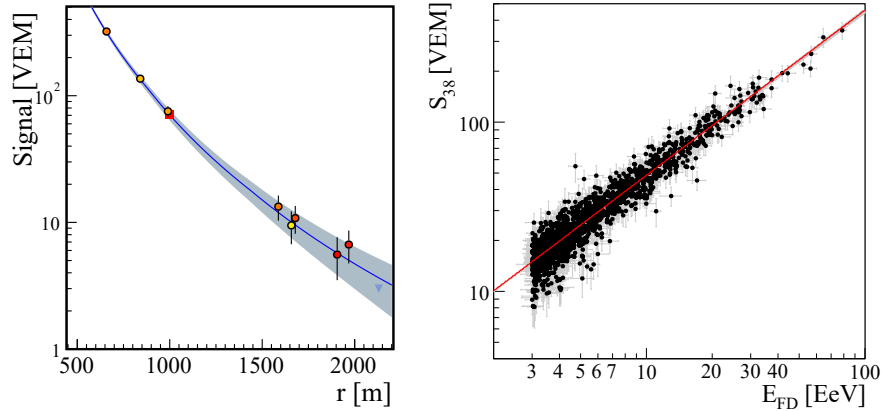
Při znalosti geometrie spršky lze převést intenzitu fluorescence v závislosti na čase na depozici energie v atmosféře v závislosti na atmosférické hloubce (viz obr. 3.4). Tato závislost se fituje tzv. *Gaisser-Hillasovou funkcí*

$$f_{GH}(X) = \left(\frac{dE}{dX} \right)_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}}. \quad (4.3)$$



Obr. 4.4: Vlevo popis rekonstrukce pomocí dat fluorescenčního detektoru - žlutě je zobrazena rovina sprška-detektor, dále kolmá vzdálenost R_p mezi osou spršky a detektorem, úhel χ_0 v SDP mezi osou spršky a vodorovným směrem, úhel χ_i mezi nasměrováním směrem i -tého pixelu a vodorovným směrem, úhel ϑ_{SDP} mezi SDP a rovinou země. Převzato z [6]. Vpravo rekonstrukce osy spršky pomocí povrchového detektoru. Čas aktivace i -té stanice t_i s polohou \vec{x}_i a čas virtuálního počátku spršky t_0 s osou \vec{x}_{sh} . Převzato z [3].

Jedná se o 2 nebo 4 parametrový fit podle toho, zda jsou parametry X_0 a λ fixovány na svých průměrných hodnotách. Fitováním získáme polohu X_{max} s nejvyšší depozicí energie $(\frac{dE}{dX})_{max}$. Integrací vztahu (4.3) lze získat kalorimetrickou energii deponovanou v atmosféře. Pokud připočteme i energii odnesenou neutriny a vysokoenergetickými miony⁴, získáme celkovou energii spršky, a tudíž i energii primární částice, která ji vyvolala.



Obr. 4.5: Laterální distribuční funkce - závislost signálu povrchového detektoru v jednotkách VEM na vzdálenosti od osy spršky r (vlevo) a vztah mezi signálem S_{38} a energií spršky změřené fluorescenčním detektorem E_{FD} . Převzato z [2].

Pro určení energie spršky z dat povrchového detektoru je zapotřebí nalézt vztah mezi signálem z povrchového detektoru a energií změřenou fluorescenčním detektorem. Pro tyto účely se jako nespolehlivější bere hodnota signálu ve vzdálenosti 1000 m od centra dopadu spršky - $S(1000)$. Tuto hodnotu lze získat z *laterální distribuční funkce* popisující velikost signálu v závislosti na vzdálenosti od centra dopadu (viz obr. 4.5). Hodnota $S(1000)$ závisí na zenitovém úhlu θ . Fitováním této závislosti polynomem třetího stupně $f(x)$ v proměnné $x = \cos^2\theta - \cos^2\bar{\theta}$, kde $\bar{\theta} = 38^\circ$, lze přejít k proměnné

⁴poměr této "neviditelné" energie ku celkové lze získat ze simulací

nezávislé na θ vztahem

$$S_{38} = \frac{S(1000)}{f(x)}. \quad (4.4)$$

S_{38} je tedy signál spršky s velikostí $S(1000)$, pokud by tato sprška dopadla pod úhlem $\theta = 38^\circ$.

Díky hybridním událostem lze najít převodní vztah mezi S_{38} a energií změřenou fluorescenčním detektorem E_{FD} . Pouze nejkvalitněji zaznamenané události vyhovující několika kritériím byly vybrány; dohromady celkem 1475 vysokoenergetických spršek zaznamenaných současně povrchovým a fluorescenčním detektorem. Výsledný vztah na obr. 4.5 lze popsat mocninným vztahem

$$E_{FD} = A(S_{38}/\text{VEM})^B, \quad (4.5)$$

kde $A = (1.9 \pm 0.05) \cdot 10^{17}$ eV a $B = 1.025 \pm 0.007$. Hodnoty převzaty z [2].

Kapitola 5

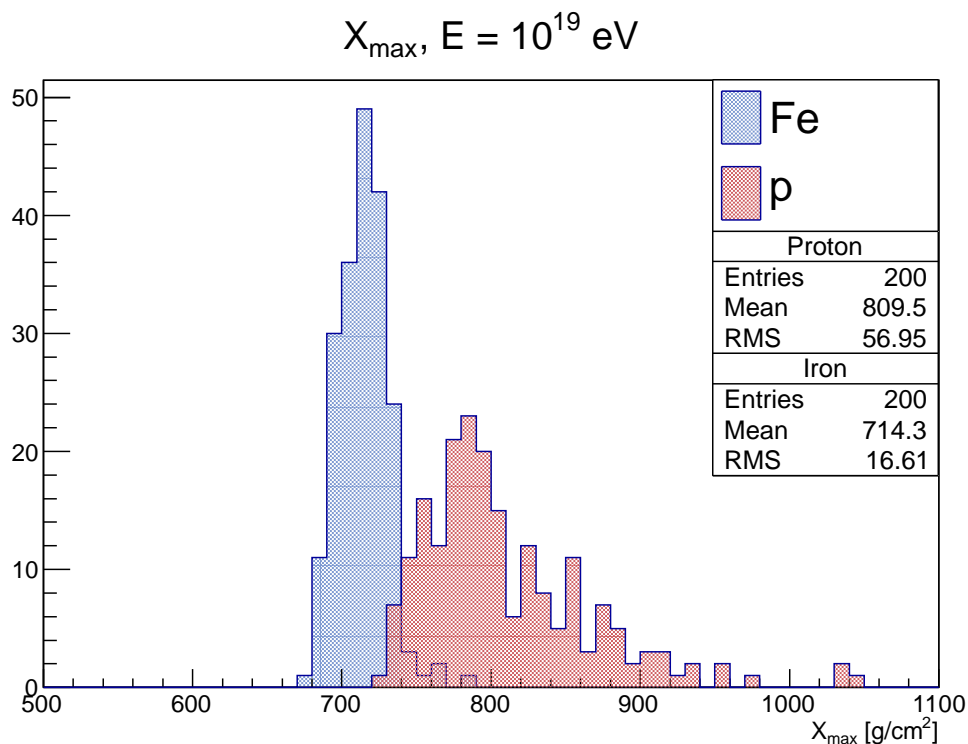
Simulace a odlišnosti spršek kosmického záření s ohledem na typ primární částice

K simulaci spršek kosmického záření byl použit program CONEX [8] s interakčním hadronickým modelem EPOS-LHC. Program CONEX využívá hybridní výpočetní kód kombinující Monte Carlo simulace s numerickým řešením kaskádních rovnic pro rychlou jednodimenzionální simulaci spršek kosmického záření. Celkem bylo nasimulováno 2000 spršek. Nejprve bylo simulováno dvakrát 5 souborů po 200 sprškách pro energie primárních částic v jednotlivých souborech po řadě 10^{18} , $10^{18.5}$, 10^{19} , $10^{19.5}$ a 10^{20} eV, všechny pod zenitovým úhlem 60° . Z toho jedna pětice souborů obsahuje spršky iniciované protony, druhá pětice spršky iniciované jádry železa. Volba úhlu 60° odpovídá maximálnímu úhlu tzv. *standardní rekonstrukce* na Observatoři Pierra Augera. Pomocí *útlumové křivky* počtu mionů je možné měření při jiných zenitových úhlech převést na měření při 60° . Výsledky simulací byly zpracovány ve frameworku ROOT, který využívá programovacího jazyka C++.

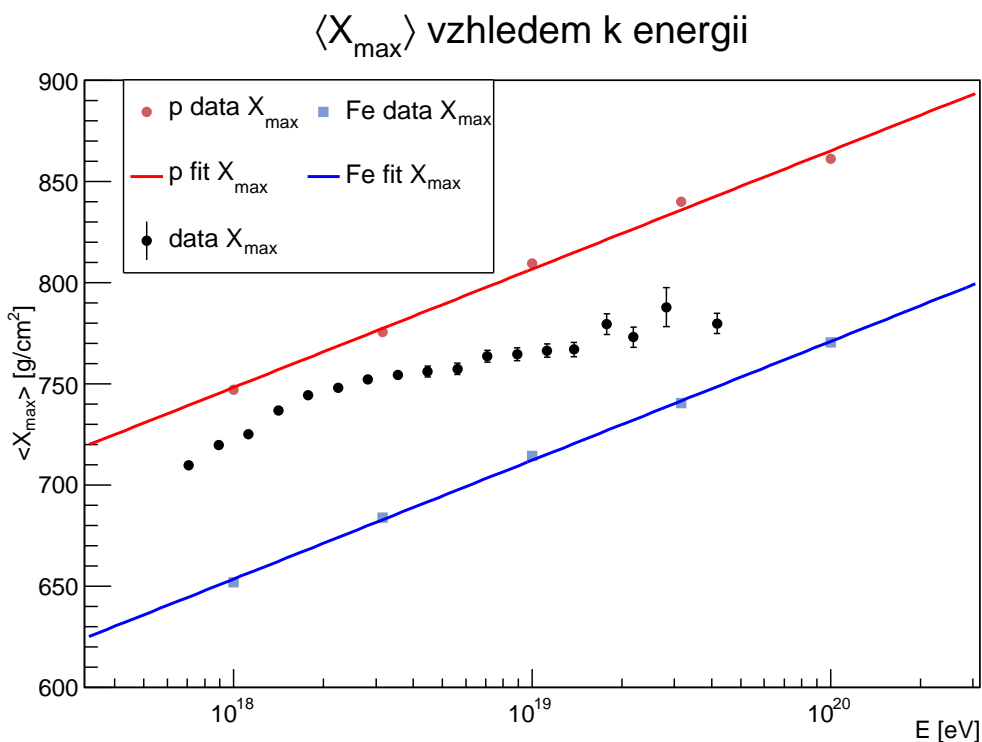
5.1 Maximum spršky v závislosti na typu primární částice

Na obr. 5.1 je zobrazen histogram srovnávající hodnoty X_{max} pro 200 spršek iniciovaných protony a 200 spršek iniciovaných jádry železa, kde všechny primární částice mají energii 10^{19} eV. Z histogramu lze ihned vidět, že střední hodnota X_{max} pro spršky iniciované jádry železa je výrazně menší než pro spršky iniciované protonem, jak předpovídá superpoziční model ve vztahu (3.17). Navíc rozdělení X_{max} spršek iniciovaných jádry železa má oproti sprškám iniciovaných protony výrazně menší směrodatnou odchylku $\sigma(X_{max})$.

Pokud vyneseme do grafu závislost středních hodnot X_{max} (viz histogramy Příloha B) souborů vzhledem k energii primárních částic, které spršky iniciovaly, uvidíme přímo úměru mezi hodnotou $\langle X_{max} \rangle$ a dekadickým logaritmem energie primární částice, jak je vidět v grafu na obr. 5.2. Graf byl dvakrát proložen vztahem (3.18), přičemž referenční energie byla volena $E_0 = 10^{19}$ eV. Pro protony ($A = 1$) se vztah redukuje



Obr. 5.1: Histogram s hodnotami X_{max} v intervalech po 10 g/cm^2 pro 200 nasimulovaných spršek iniciovaných protony (červená) a 200 nasimulovaných spršek iniciovaných jádry železa (modrá), všechny s energií primární částice 10^{19} eV . V legendě je uveden počet vstupů "Entries", střední hodnota $\langle X_{max} \rangle$ "Mean", a směrodatná odchylka $\sigma(X_{max})$ "RMS".



Obr. 5.2: Graf závislosti $\langle X_{max} \rangle$ na logaritmu energie primární částice pro protony (červená) a jádra železa (modrá). Graf je dvakrát fitován funkcí (3.18). Černé body představují hodnoty $\langle X_{max} \rangle$ naměřené Observatoří Pierra Augera pro spršky iniciované různými těžkými jádry.

na první dva členy a fitováním byly získány hodnoty pro X_0 a míru prodloužení D

$$X_0 = (806.0 \pm 0.2) \text{ g/cm}^2, \quad (5.1a)$$

$$D = (58.5 \pm 2.5) \text{ g/cm}^2 \text{ per decade.} \quad (5.1b)$$

Pro jádra železa ($A = 56$) byly parametry X_0 a D drženy na hodnotách (5.1a) a (5.1b) a fitováním byly získány hodnoty parametrů ξ a δ vyjadřující, jak moc se výsledky použitého hadronického interakčního modelu EPOS-LHC odlišují od výsledků superpozičního modelu,

$$\xi = 2.1 \pm 0.2, \quad (5.2a)$$

$$\delta = 0.06 \pm 0.27. \quad (5.2b)$$

Do grafu na obr. 5.2 jsou také vloženy $\langle X_{max} \rangle$ z dat naměřených Observatoří Pierra Augera (viz Příloha A). Lze vypořadovat, že s rostoucí energií primárních částic střední hloubka maxima spršky nejprve směřuje k "protonové" přímce, posléze se v oblasti energie $10^{18.25}$ eV láme a dále pozvolna směřuje k "železné" přímce. To implikuje větší podíl těžších částic iniciujících spršky s rostoucí energií primární částice. Toto "těžknutí" lze vysvětlit jednak existencí GZK meze pro protony a jednak také faktem, že urychlování těžších jader ve vesmíru je díky jejich vyššímu náboji snadnější, tudíž vesmírné urychlovače dosahují nejprve své hranice u urychlování protonů, posléze až u těžších jader.

5.2 $\sigma(X_{max})$ v závislosti na typu primární částice

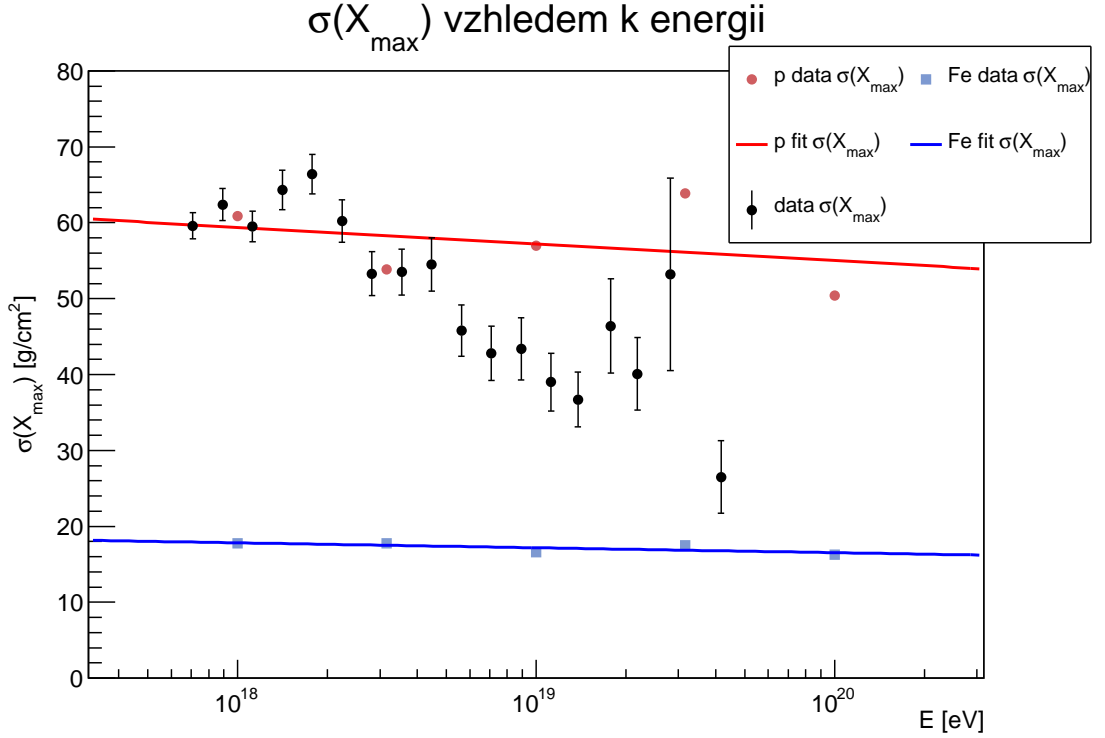
Směrodatná odchylka souboru X_{max} nabývá menších hodnot s rostoucím hmotnostním číslem. Pokud totiž na primární částici - jádro o hmotnostním čísle A - nahlédneme podle superpozičního modelu jako na A nezávislých nukleonů, pak každý z nich iniciuje spršku kosmického záření se statisticky proměnlivou hodnotou X_{max} . Ze statistiky lze dokázat, že směrodatná odchylka tohoto souboru bude \sqrt{A} -krát menší, než odchylka souboru vyvolaného pouze jedním nukleonem.

V grafu na obr. 5.3 jsou uvedeny hodnoty $\sigma(X_{max})$ nasimulovaných souborů spršek vyvolaných protony a jádry železa pro pětici vybraných energií. Tyto data byla proložena přímkami pro vyniknutí trendu $\sigma(X_{max})$ s rostoucí energií. V grafu byly zaneseny naměřené hodnoty $\sigma(X_{max})$ z dat Observatoře Pierra Augera (viz Příloha A). Lze vypořadovat nepravidelné klesání hodnot $\sigma(X_{max})$ s rostoucí energií směrem k hodnotám typickým pro jádra železa. Tento jev taktéž implikuje těžknutí primárních částic s energií nad $10^{18.5}$ eV.

5.3 Určení $\langle \ln(A) \rangle$ souboru spršek kosmického záření

Snad nejprůkaznější je pro určení složení primárních částic znalost střední hodnoty přirozeného logaritmu hmotnostního čísla primárních částic $\langle \ln(A) \rangle$. K jeho určení byla nejprve použita metoda uvedená v [7]. Vyjdeme-li ze vztahu pro $\langle X_{max} \rangle$ souboru spršek vyvolaných primárními částicemi se střední hmotností $\langle \ln(A) \rangle$,

$$\langle X_{max} \rangle = \langle X_{max} \rangle_p + f_E \langle \ln(A) \rangle, \quad (5.3)$$



Obr. 5.3: Graf závislosti hodnot $\sigma(X_{max})$ simulovaných souborů spršek na energii primárních částic pro protony (červená) a jádra železa (modrá). Data jsou proložena dvěma přímkami. Černé body představují hodnoty $\sigma(X_{max})$ naměřené Observatoří Pierra Augera.

kde $\langle X_{max} \rangle_p$ je střední hodnota maxima pro protonové spršky dané energie E a f_E je koeficient závislý na energii vztahem

$$f_E = \xi - \frac{D}{\ln 10} + \delta \log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right), \quad (5.4)$$

kde ξ , δ , D a E_0 jsou faktory vystupující v (3.18) ($E_0 = 10^{19}$ eV a ostatní parametry byly použity z výsledků (5.2a), (5.2b) a (5.1b) pro hadronický interakční model EPOS LHC), pak vyjádřením $\langle \ln(A) \rangle$ z (5.3) získáme výsledný vztah

$$\langle \ln(A) \rangle = \frac{\langle X_{max} \rangle - \langle X_{max} \rangle_p}{f_E}. \quad (5.5)$$

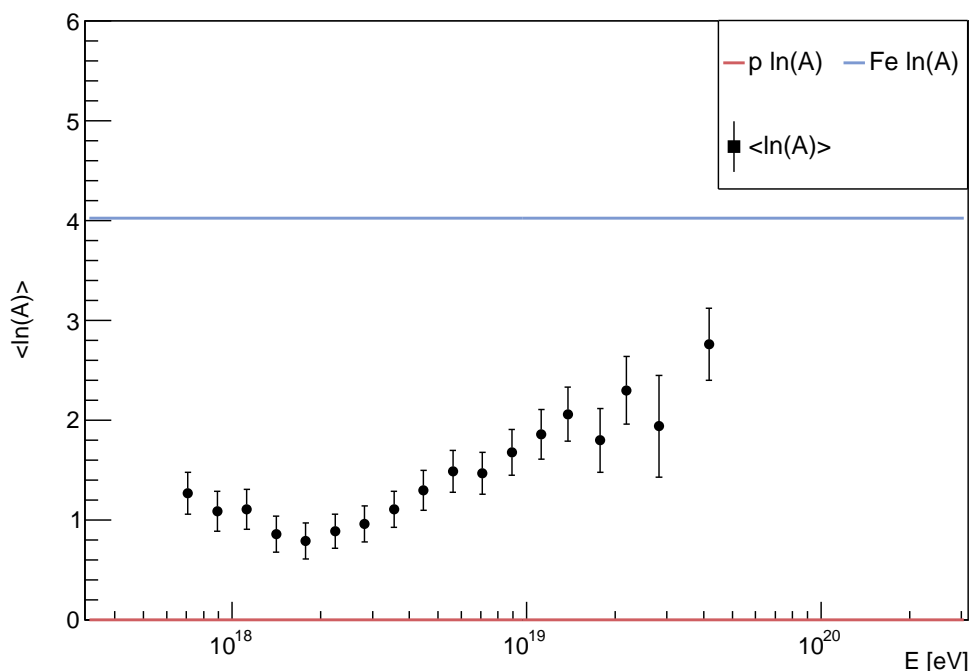
Parametry ξ , δ a D pro různé modely jsou uvedeny v tab. Přílohy B, kde poslední sloupec představuje hodnoty získané v rámci bakalářské práce pro model EPOS-LHC. Hodnoty $\langle X_{max} \rangle_p$ pro energie E , pro které byly změřeny hodnoty $\langle X_{max} \rangle$, byly vypočteny podle vztahu (3.18). Vypočtené hodnoty $\langle \ln(A) \rangle$ s chybou jsou uvedeny v tab. Přílohy C a zobrazeny v grafu na obr. 5.4. Pro srovnání byly v grafu vykresleny dvě přímký představující hodnoty $\ln(A)$ pro proton a jádro železa. Z grafu lze vidět jednoznačný nárůst střední hmotnosti primárních částic s rostoucí energií primárního kosmického záření.

Výpočet byl také proveden pomocí metody uvedené v [17] podle vzorce

$$\langle \ln(A) \rangle = \frac{\langle X_{max} \rangle_p - \langle X_{max} \rangle}{\langle X_{max} \rangle_p - \langle X_{max} \rangle_{Fe}} \ln(56), \quad (5.6)$$

kde hodnoty $\langle X_{max} \rangle_{Fe}$ pro různé energie byly vypočteny pomocí vztahu (3.18). Výsledky získané z (5.6) se oproti těm z (5.5) odlišovaly maximálně o 0,75 %.

$\langle \ln(A) \rangle$ vzhledem k energii



Obr. 5.4: Vypočtené hodnoty $\langle \ln(A) \rangle$ z dat Observatoře Pierra Augera. Pro ilustraci jsou zobrazeny hodnoty $\ln(A)$ pro protony (červená) a pro jádra železa (modrá).

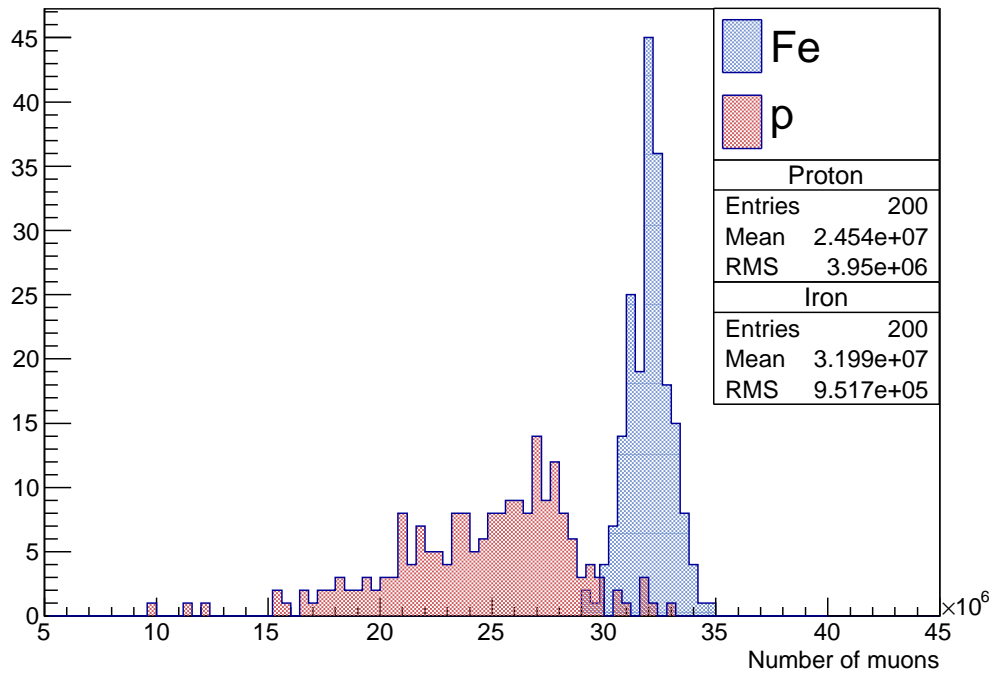
5.4 Mionová komponenta v závislosti na typu primární částice

Počet mionů v určitém místě spršky je další důležitý indikátor chemického složení primárních částic. Jak lze vidět v histogramu počtu mionů pro protonové a železné spršky s energií primární částice $E = 10^{19}$ eV na obr. 5.5, střední počet mionů dopadajících na zem¹ pro spršky iniciované jádry železa je výrazně větší než pro ty iniciované protony. Navíc pokud vyneseme závislost počtu mionů dopadajících na zem na hodnotě X_{max} spršky (viz obr. 5.6), lze jednoznačně rozeznat body spršek iniciovaných jádry železa oproti těm iniciovaných protony. Body železných spršek mají výrazně nižší rozptyl a hodnoty X_{max} jsou zpravidla menší na rozdíl od vysoce rozptýlených bodů protonových spršek.

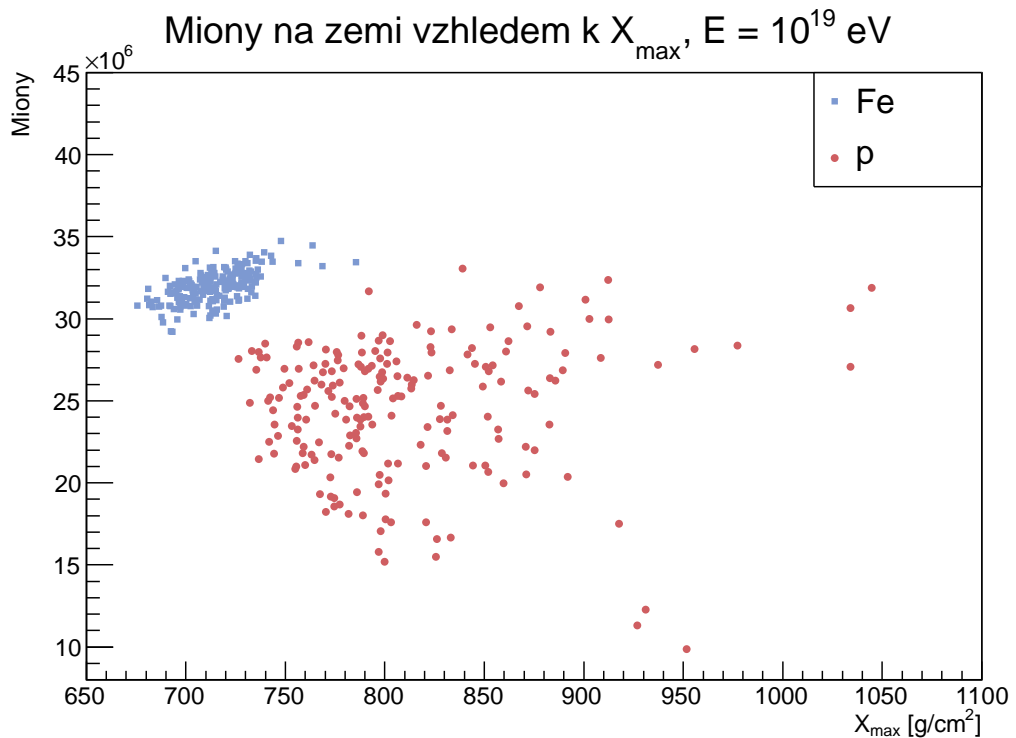
Použití těchto znaků pro efektivní rozlišení chemického složení primárních částic na data je zatím omezené, jelikož detekce veškerých mionů povrchovým detektorem Observatoře Pierra Augera je obtížná. Velké naděje jsou vkládány do probíhajícího upgradu observatoře - AugerPrime. Vylepšením stanic povrchových detektorů by se kvalita informace o počtu mionů dopadajících na zem výrazně zlepšila.

¹v tomto případě, kdy je zenitový uhel roven $\theta = 60^\circ$ je $X_{gr} = \frac{875 \text{ g/cm}^2}{\cos(60^\circ)} = 1750 \text{ g/cm}^2$

Miony na zemi, $E = 10^{18}$ eV



Obr. 5.5: Histogram s počty mionů dopadajících na zem v intervalech po 4×10^5 částic pro 200 nasimulovaných spršek iniciovaných protony (červená) a 200 nasimulovaných spršek iniciovaných jádrem železa (modrá), všechny s energií primární částice 10^{19} eV.



Obr. 5.6: Graf závislosti počtu mionů dopadajících na zem na hodnotě X_{max} dané spršky iniciované protonem (červená) nebo jádrem železa (modrá).

Kapitola 6

Závěr

V této bakalářské práci byly probrány důležité vlastnosti primárního a sekundárního kosmického záření, složení a modely rozvoje spršky kosmického záření v zemské atmosféře včetně základních technik detekce a rekonstrukce spršek kosmického záření. Dále byly pomocí simulací spršek kosmického záření pro rozdílné energie a chemické složení primárních částic získány důležité charakteristiky parametrů spršky zejména $\langle X_{max} \rangle$, $\sigma(X_{max})$ a počtu mionů dopadajících na zem.

Simulace byly prováděny pomocí programu CONEX s použitím hadronického interakčního modelu EPOS-LHC. Zpracováním dat ze simulací byly nalezeny hlavní rozdíly mezi hodnotami $\langle X_{max} \rangle$ a $\sigma(X_{max})$ pro spršky iniciované protony oproti sprškám iniciovaným jádrem železa (viz grafy 5.2 a 5.3). Fitováním těchto dat vztahem pro X_{max} jako funkci energie E a hmotnostního čísla A , který předpovídá superpoziční model, byly získány důležité hodnoty - hloubka maxima spršky vyvolané protonem o energii $E_0 = 10^{19}$ eV, $X_0 = (806.0 \pm 0.2)$ g/cm², míra prodloužení $D = (58.5 \pm 2.5)$ g/cm² per decade a parametry $\xi = 2.1 \pm 0.2$ a $\delta = 0.06 \pm 0.27$. Tyto hodnoty jsou rozdílné pro různé hadronické interakční modely a v našem případě byly získány pro použitý model EPOS-LHC. Získané parametry ξ , δ , D a X_0 pro model EPOS-LHC doplňují výsledky práce [7] (viz tab. Přílohy B).

Dále byly pomocí dat získaných ze simulací a reálných dat Observatoře Pierra Augera vypočteny hodnoty $\langle \ln(A) \rangle$ (viz graf 5.4 a tab. Přílohy C). Tyto hodnoty nejvýrazněji popisují chemické složení primárního kosmického záření s energií nad 10^{18} eV a poukazují na tendenci zvyšování podílu těžších jader s růstem energie primárních částic.

Nakonec byla v nasimulovaných datech nalezena závislost počtu mionů ve spršce na typu primární částice kosmického záření. V grafu zobrazujícím závislost počtu mionů dopadajících na zem na hodnotě X_{max} spršky lze rozeznat, které spršky byly iniciovány jádrem železa oproti sprškám iniciovaným protony (viz graf 5.6).

Všechny tyto popsané metody se intenzivně využívají při studiu složení primárního kosmického záření z dat získaných Observatoří Pierra Augera v Argentině. Přestože je observatoř již více než 11 let v provozu a její výsledky pomohly zlepšit naše znalosti ohledně složení a vlastností kosmického záření, stále není jasné zda útlum toku částic kosmického záření v oblastech energií nad 10^{19} eV je způsoben primárně dosažením maximálních možností vesmírných urychlovačů, nebo působením GZK meze. Velké naděje na zodpovězení této otázky se vkládají do probíhajícího upgradu observatoře - Auger-Prime. Navíc se po jeho dokončenílepší detekce mionové a elektromagnetické komponenty a observatoř tak získá další možnosti v testování hadronických interakčních modelů v oblastech nejvyšších energií.

Přílohy

Příloha A

Tab. 1: Data naměřená Observatoří Pierra Augera. Uveden je interval měřené energie $\log E$ v eV, střední hodnota energie intervalu $\langle \log E \rangle$ v eV, počet zaznamenaných událostí N , naměřená střední hodnota maxima spršky $\langle X_{max} \rangle$ v g/cm^2 uvedená se statistickou chybou a naměřená směrodatná odchylka $\sigma(X_{max})$ v g/cm^2 uvedená se statistickou chybou. Data převzata z [1].

$\log E$ [eV]	$\langle \log E \rangle$ [eV]	N	$\langle X_{max} \rangle$ [g/cm^2]	$\sigma(X_{max})$ [g/cm^2]
[17.8,17.9)	17.85	3768	709.9 ± 1.2	59.6 ± 1.7
[17.9,18.0)	17.95	3383	719.9 ± 1.4	62.4 ± 2.1
[18.0,18.1)	18.05	2818	725.2 ± 1.5	59.5 ± 2.0
[18.1,18.2)	18.15	2425	736.9 ± 1.8	64.3 ± 2.6
[18.2,18.3)	18.25	1952	744.5 ± 2.0	66.4 ± 2.6
[18.3,18.4)	18.35	1439	748.0 ± 2.0	60.2 ± 2.8
[18.4,18.5)	18.45	1139	752.2 ± 2.1	53.3 ± 2.9
[18.5,18.6)	18.55	814	754.5 ± 2.2	53.5 ± 3.0
[18.6,18.7)	18.65	575	756.1 ± 2.7	54.5 ± 3.5
[18.7,18.8)	18.75	413	757.4 ± 2.8	45.8 ± 3.4
[18.8,18.9)	18.85	297	763.6 ± 2.9	42.8 ± 3.6
[18.9,19.0)	18.95	230	764.6 ± 3.2	43.4 ± 4.1
[19.0,19.1)	19.05	165	766.4 ± 3.3	39.0 ± 3.8
[19.1,19.2)	19.14	114	767.0 ± 3.6	36.7 ± 3.6
[19.2,19.3)	19.25	87	779.5 ± 5.1	46.4 ± 6.2
[19.3,19.4)	19.34	63	773.1 ± 5.0	40.1 ± 4.8
[19.4,19.5)	19.45	40	787.9 ± 9.6	53.2 ± 12.7
[19.5, ∞)	19.62	37	779.8 ± 5.0	26.5 ± 4.8

Příloha B

Tab. 2: Hodnoty parametrů X_0 , D , ξ a δ pro různé hadronické interakční modely. Hodnoty pro model EPOS-LHC v posledním sloupci jsou výsledky této práce, ostatní hodnoty jsou převzaty z [7].

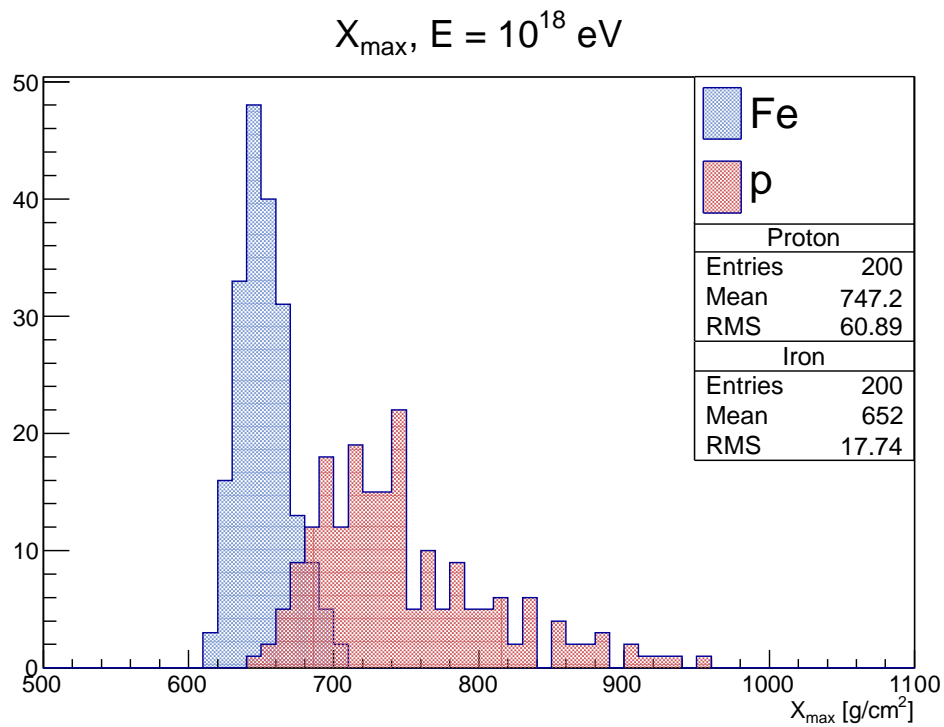
parametr	EPOS 1.99	Sibyll 2.1	QGSJet 01	QGSJet II	EPOS-LHC
X_0	809.7 ± 0.3	795.1 ± 0.3	774.2 ± 0.3	781.8 ± 0.3	806.0 ± 0.2
D	62.2 ± 0.5	57.7 ± 0.5	49.7 ± 0.5	45.8 ± 0.5	58.5 ± 2.5
ξ	0.78 ± 0.24	-0.04 ± 0.24	-0.30 ± 0.24	-1.13 ± 0.24	2.1 ± 0.2
δ	0.08 ± 0.21	-0.04 ± 0.21	1.92 ± 0.21	1.71 ± 0.21	0.06 ± 0.27

Příloha C

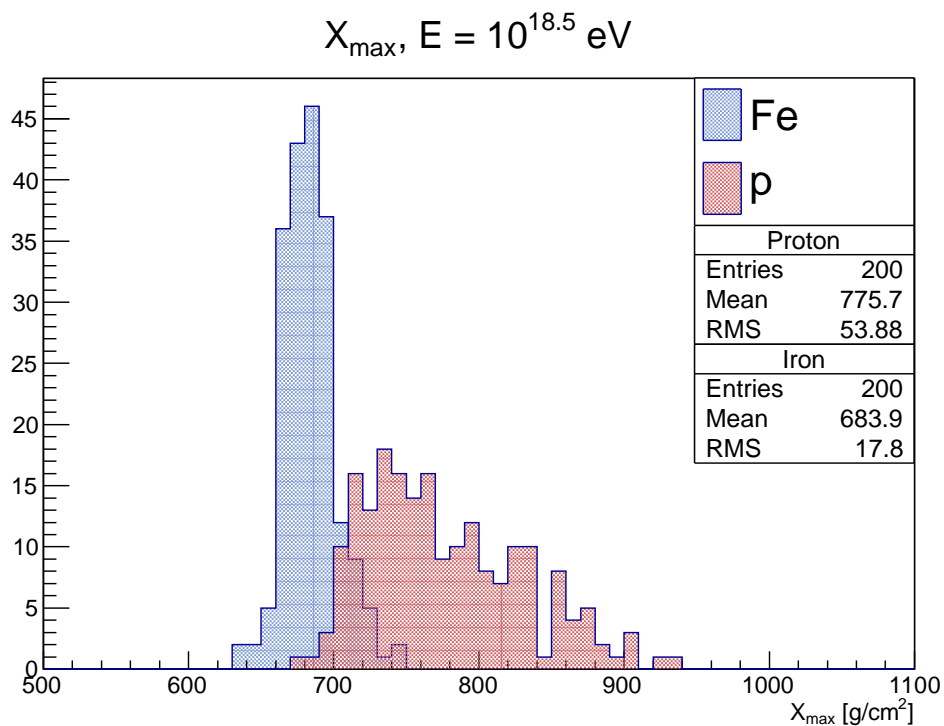
Tab. 3: Vypočtené hodnoty $\langle X_{max} \rangle_p$ protonových spršek v g/cm^2 pomocí vztahu (3.18) a výsledné hodnoty $\langle \ln(A) \rangle$ vypočtené pomocí vztahu (5.5) pro střední hodnoty energetických intervalů $\langle \log E \rangle$ v eV měřených spršek Observatoří Pierra Augera.

$\langle \log E \rangle$ [eV]	$\langle X_{max} \rangle_p$ [g/cm^2]	$\langle \ln(A) \rangle$
17.85	739.5 ± 3.3	1.27 ± 0.21
17.95	745.3 ± 3.1	1.09 ± 0.20
18.05	751.2 ± 2.9	1.11 ± 0.19
18.15	757.0 ± 2.7	0.86 ± 0.18
18.25	762.9 ± 2.5	0.79 ± 0.18
18.35	768.7 ± 2.4	0.89 ± 0.18
18.45	774.5 ± 2.2	0.96 ± 0.18
18.55	780.4 ± 2.1	1.11 ± 0.18
18.65	786.2 ± 1.9	1.29 ± 0.20
18.75	792.1 ± 1.8	1.49 ± 0.21
18.85	797.9 ± 1.8	1.47 ± 0.21
18.95	803.8 ± 1.7	1.68 ± 0.23
19.04	809.6 ± 1.7	1.86 ± 0.25
19.15	814.9 ± 1.8	2.05 ± 0.27
19.25	821.3 ± 1.8	1.80 ± 0.32
19.34	826.6 ± 2.0	2.30 ± 0.34
19.45	833.0 ± 2.0	1.94 ± 0.51
19.62	842.9 ± 2.3	2.72 ± 0.36

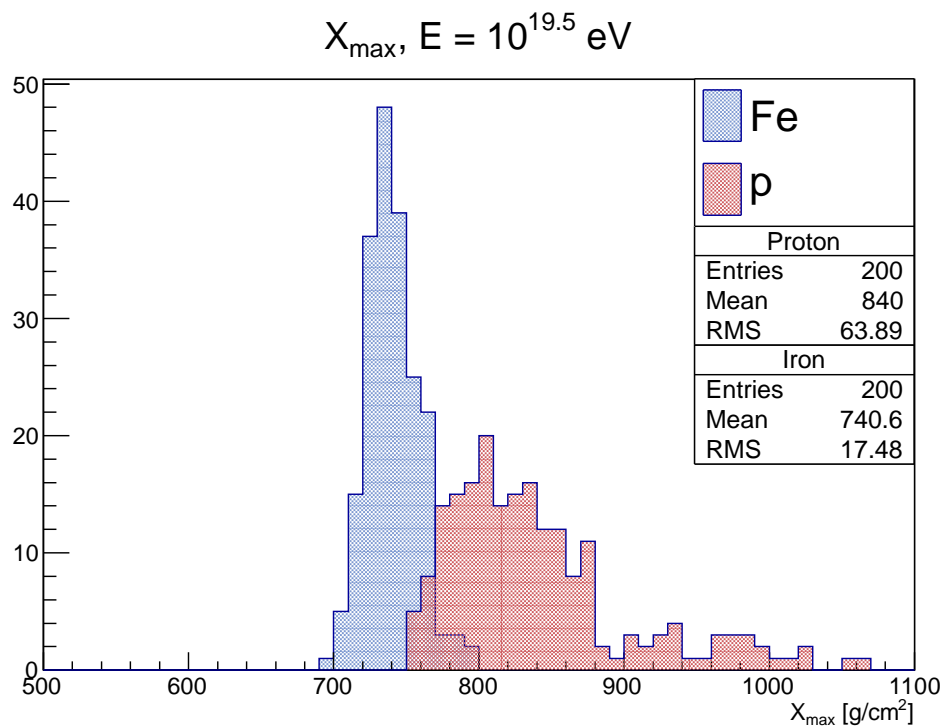
Příloha D



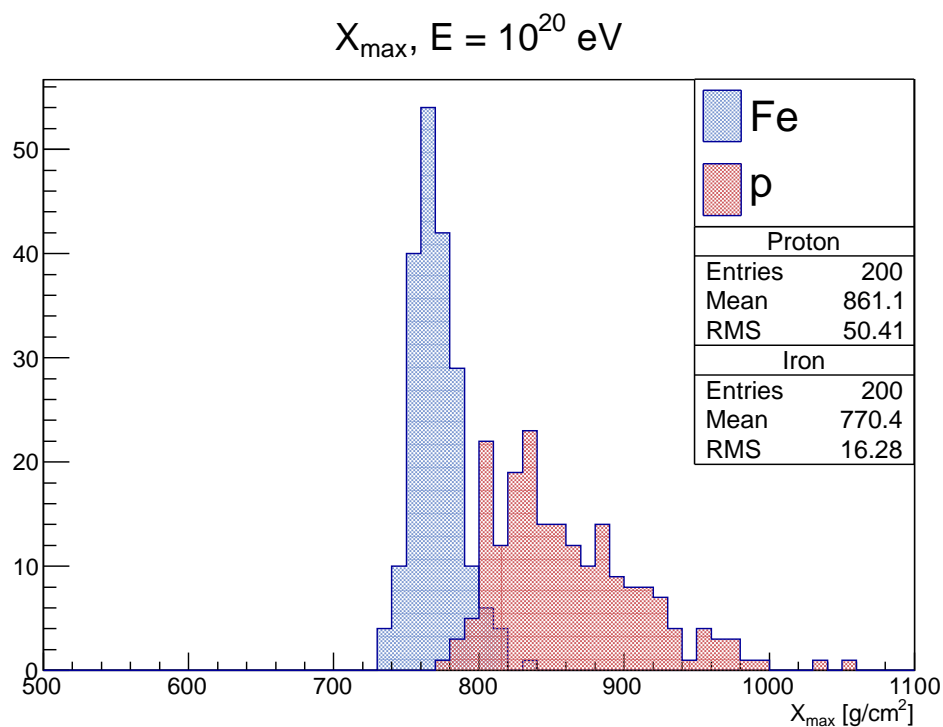
Obr. 1: Histogram s hodnotami X_{max} v intervalech po 10 g/cm^2 pro 200 nasimulovaných spršek iniciovaných protony (červená) a 200 nasimulovaných spršek iniciovaných jádry železa (modrá), všechny s energií primární částice 10^{18} eV .



Obr. 2: Histogram s hodnotami X_{max} v intervalech po 10 g/cm^2 pro 200 nasimulovaných spršek iniciovaných protony (červená) a 200 nasimulovaných spršek iniciovaných jádry železa (modrá), všechny s energií primární částice $10^{18.5} \text{ eV}$.



Obr. 3: Histogram s hodnotami X_{max} v intervalech po 10 g/cm^2 pro 200 nasimulovaných spršek iniciovaných protony (červená) a 200 nasimulovaných spršek iniciovaných jádry železa (modrá), všechny s energií primární částice $10^{19.5} \text{ eV}$.



Obr. 4: Histogram s hodnotami X_{max} v intervalech po 10 g/cm^2 pro 200 nasimulovaných spršek iniciovaných protony (červená) a 200 nasimulovaných spršek iniciovaných jádry železa (modrá), všechny s energií primární částice 10^{20} eV .

Literatura

- [1] A. AAB ET AL., *Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory. I. Measurements at energies above $10^{17.8}$ eV*, Phys. Rev., D90 (2014), p. 122005.
- [2] A. AAB ET AL., *The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory*, Nucl. Instrum. Meth., A798 (2015), pp. 172–213.
- [3] A. AAB ET AL., *The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report*, (2016).
- [4] R. U. ABBASI ET AL., *Indications of Proton-Dominated Cosmic Ray Composition above 1.6 EeV*, Phys. Rev. Lett., 104 (2010), p. 161101.
- [5] J. ABRAHAM ET AL., *Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects*, Science, 318 (2007), pp. 938–943.
- [6] J. ABRAHAM ET AL., *The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Meth., A620 (2010), pp. 227–251.
- [7] P. ABREU ET AL., *Interpretation of the Depths of Maximum of Extensive Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory*, JCAP, 1302 (2013), p. 026.
- [8] T. BERGMANN ET AL., *One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation*, Astropart. Phys., 26 (2007), pp. 420–432.
- [9] R. BLANDFORD AND J. OSTRIKER, *Particle acceleration by astrophysical shocks*, Astrophys. J., 221 (1978), pp. 29–32.
- [10] K. GREISEN, *End to the cosmic-ray spectrum?*, Phys. Rev. Lett., 16 (1966), pp. 748–750.
- [11] C. GRUPEN, *Astroparticle physics*, Springer Science & Business Media, 2005.
- [12] A. HILLAS, *Cosmic rays in an evolving universe*, Can. J. Phys., 46 (1968), pp. 623–626.
- [13] P. LAGAGE AND C. CESARSKY, *The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks*, Astron. Astrophys., 125 (1983), pp. 249–257.
- [14] J. LINSLEY, *Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} -eV*, Phys. Rev. Lett., 10 (1963), pp. 146–148.
- [15] J. MATTHEWS, *A Heitler model of extensive air showers*, Astropart. Phys., 22 (2005), pp. 387–397.

- [16] M. NAGANO AND A. A. WATSON, *Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays*, Rev. Mod. Phys., 72 (2000), pp. 689–732.
- [17] M. NYKLÍČEK, J. ŘÍDKÝ, AND P. TRÁVNÍČEK, *Influence of hadronic interaction models on determination of chemical composition and size of the missing energy*, GAP-2008_174, Internal Auger Note, (2008).
- [18] K. SHINOZAKI, *AGASA results*, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 151 (2006), pp. 3–10.
- [19] P. SOKOLSKY, *Final results from the HIREES experiment*, in Proceedings, 44th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, 2009, pp. 441–448.
- [20] S. SWORDY, *The energy spectra and anisotropies of cosmic rays*, in The Astrophysics of Galactic Cosmic Rays, Springer, 2001, pp. 85–94.
- [21] P. TRÁVNÍČEK ET AL., *New method for atmospheric calibration at the Pierre Auger Observatory using FRAM, a robotic astronomical telescope*, in Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), vol. 4, 2007, pp. 347–350.
- [22] G. T. ZATSEPIN AND V. A. KUZMIN, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, JETP Lett., 4 (1966), pp. 78–80.