

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky



Bakalářská práce

Vlastnosti spršek kosmického záření
ultra-vysokých energií

Alena Bakalová

Školitel: Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Praha, 2016

CZECH TECHNICAL UNIVERSITY
IN PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical
Engineering

Department of Physics



Bachelor thesis

**Properties of cosmic ray showers of
ultra-high energies**

Alena Bakalová

Supervisor: Ing. Jakub Vicha, Ph.D.

Prague, 2016

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila 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

Alena Bakalová

Název bakalářské práce:

Vlastnosti spršek kosmického záření ultra-vysokých energií

Autor: Alena Bakalová

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Školitel: Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Abstrakt:

Interakcemi částic kosmického záření s atmosférickými jádery vznikají rozsáhlé spršky sekundárních částic. Studium těchto spršek je možné zjistit, o jakou primární částici se jednalo, jakou nesla energii a ze kterého směru přišla. Tyto poznatky mohou napomoci k vysvětlení původu nejenergetičtějších částic kosmického záření, které dosahují energií překračující i 10^{20} eV. Původ a principy urychlování nejenergetičtějších částic jsou prozatím největší nevysvětlenou záhadou ve fyzice kosmického záření. V této práci se zabýváme porovnáním platnosti předpovědí z modelových představ o rozvoji spršek s výsledky získanými z detailních Monte Carlo simulací. Hlavní důraz je kladen na energetický vývoj hloubky maxima spršky a energetický vývoj počtu mionů ve spršce. Obě tyto veličiny lze pozorovat a v dalším výzkumu je tedy možné zjištěné poznatky z této práce porovnat s pozorovanými daty.

Klíčová slova: kosmické záření, maximum spršky, počet mionů, mionové maximum spršky.

Title:

Properties of cosmic ray showers of ultra-high energies

Author: Alena Bakalová

Specialization: Experimental nuclear and particle physics

Supervisor: Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Abstract:

The interactions of cosmic ray particles with atmospheric nuclei produce showers of secondary particles. By identifying certain properties of these showers, the type, energy and the zenith angle of the primary particle can be determined. These findings can bring us closer to understanding of the origin of the most energetic cosmic ray particles detected so far. The origin and the acceleration mechanisms of the most energetic particles are still unknown. In this thesis the predictions of models of cosmic ray showers development are compared with detailed Monte Carlo simulations. The main focus is given to energy development of the depth of shower maximum and of the number of muons produced during the shower development. Both values can be further compared with observational data in the following research.

Key words: cosmic rays, shower maximum, number of muons, shower muon maximum.

Poděkování

Ráda bych poděkovala vedoucímu své bakalářské práce Ing. Jakubovi Víchovi, Ph.D. za odborné vedení, poskytnutí cenných informací, trpělivost a ochotu při vypracování mé bakalářské práce.

Obsah

1 Úvod	15
1.1 Kosmické záření	16
1.1.1 Sekundární kosmické záření	16
1.1.2 Energetické spektrum kosmického záření	18
1.2 Interakce nabitých částic s látkou	19
1.2.1 Ionizační ztráty	20
1.2.2 Radiační ztráty	20
1.2.3 Čerenkovovo záření	20
2 Modelové představy o rozvoji spršek kosmického záření	23
2.1 Heitlerův model	23
2.2 Heitler-Matthewsův model	25
2.3 Superpoziční model	27
3 Simulace spršek kosmického záření	29
3.1 Simulační program CONEX	29
3.2 Modely hadronických interakcí	29
3.3 Tvorba knihovny spršek	30
4 Srovnání modelových představ a detailních simulací spršek kosmického záření	31
4.1 Energetický vývoj hloubky maxima spršky	31
4.2 Energetický vývoj počtu mionů ve spršce	36
4.3 Rozdíl hloubky mionového maxima a hloubky maxima spršky	47
5 Závěr	55

Kapitola 1

Úvod

Původ a principy urychlování částic kosmického záření o nejvyšších energiích stále zůstávají nevysvětlenou záhadou astročásticové fyziky. Vysokoenergetické částice kosmického záření detekujeme pomocí rozlehlých observatoří, jakou je například Observatoř Pierra Augera v Argentině [1], a následnou zpětnou rekonstrukcí se snažíme zodpovědět na otázky, o jakou částici šlo, jakou nesla energii a ze kterého směru přišla. Pro studium spršek se také používají detailní Monte Carlo simulace, jejichž aplikací jsme schopni lépe porozumět rozvoji spršek. Byly vyvinuty také semi-empirické modely, které se snaží o zjednodušený, ale výstižný popis nejdůležitějších veličin spršky. V této práci se zaměříme především na energetický vývoj hloubky maxima spršky a počtu produkovaných mionů ve spršce.

V první kapitole této práce jsou popsány základní charakteristiky kosmického záření, přibližný rozvoj spršky a energetické spektrum kosmického záření. Dále jsou zde popisovány základní interakce nabitých částic s látkou, které probíhají během rozvoje spršky.

V druhé kapitole jsou shrnuty modelové představy o rozvoji spršek. Heitlerův model, který popisuje rozvoj elektromagnetické spršky, semi-empirický Heitler-Matthewsův model popisující rozvoj hadronové spršky a superpoziční model, který přidává jako důležitý parametr hodnotu nukleonového čísla primární částice.

Třetí kapitola je věnována simulačnímu programu CONEX [2, 3], ve kterém byly spršky používané v této práci vytvářeny. Dále je zde objasněno, jakým způsobem byla knihovna simulovaných spršek vytvářena a jaké počáteční parametry spršek byly použity.

Čtvrtá kapitola se již zabývá porovnáním modelových představ s nasimulovanými událostmi. Pozornost je věnována především energetickému vývoji hloubky maxima spršky pro elektromagnetické a hadronové spršky, který je charakterizován veličinou "elongation rate". Dále je zde porovnávána hod-

nota parametru β získaného ze simulací s hodnotou předpovězenou Heitler-Matthewsovým modelem. Parametr β udává energetický vývoj počtu mionů ve spršce. Posledním tématem je závislost rozdílu hloubky mionového maxima spršky a maxima spršky v závislosti na energii primární částice.

Finální pátá kapitola shrnuje závěry bakalářské práce.

1.1 Kosmické záření

Jako kosmické záření označujeme nabitě vysokoenergetické částice pocházející z vesmíru. Tyto částice nazýváme primárními částicemi kosmického záření. Jedná se převážně o protony (86%), alfa částice (11%), ale i jádra těžších prvků jako je dusík nebo železo a elektrony (2%) [4]. Mimo nabitě částice mohou do atmosféry přilétat také neutrální částice - neutrony, fotony a neutrina. Primární částice interagují s atomovými jádry v atmosféře a vytvářejí sekundární částice, které tvoří tzv. spršku kosmického záření.

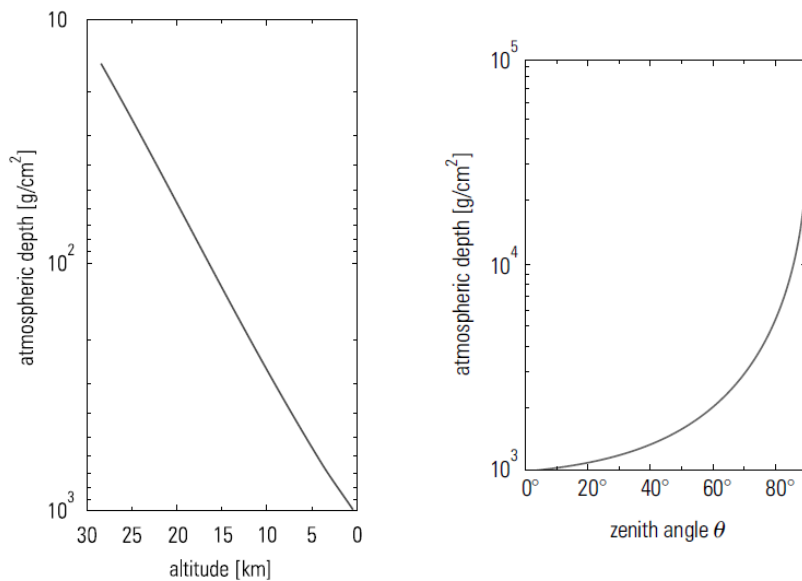
Energie primárních částic může dosahovat hodnot větších než 10^{20} eV, což jsou hodnoty prozatím nejen nedosažitelné v dnešních urychlovačích, ale zároveň zatím neexistuje astrofyzikální model vysvětlující původ takto energetických částic, který by byl v souladu s pozorovanými daty.

1.1.1 Sekundární kosmické záření

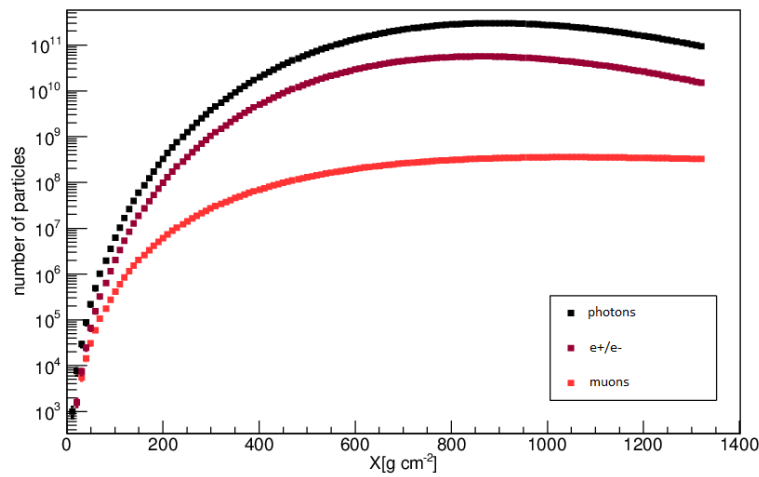
Pro popis průchodu primárních a sekundárních částic kosmického záření atmosférou je používána veličina atmosférická hloubka [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$]. Celková vertikální hloubka atmosféry při nadmořské výšce 0 m odpovídá přibližně $1000 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Celková atmosférická hloubka závisí na tlaku, roste tedy s klesající nadmořskou výškou a také se zvětšuje s rostoucím zenitovým úhlem dopadající částice. Tyto závislosti jsou zobrazeny na Obr. 1.1.

Pro elektrony ve vzduchu je radiační délka rovna $\lambda_r \approx 36.7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Radiační délka je plošná hmota, po které má elektron $1/e$ své původní energie. Vertikální atmosférická hloubka pro elektrony tak odpovídá asi 27 radiačním délkám na hladině moře. Pro hadrony je interakční délka ve vzduchu přibližně rovna $\lambda_I \approx 90 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Interakční délka je střední plošná hmota, kterou částice urazí mezi dvěma srážkami. Atmosférická hloubka je tedy pro hadrony přibližně rovna 11 interakčním délkám. Je patrné, že díky hodnotě atmosférické hloubky je velmi malá pravděpodobnost, že by primární částice kosmického záření prošla celou atmosférou bez interakce.

Dopadá-li primární proton do atmosféry, interaguje v průměru po první interakční délce a vytváří sekundární částice. Největší část sekundárních částic budou tvořit piony. Kaony vznikají s přibližně desetkrát menší



Obrázek 1.1: Závislost vertikální atmosférické hloubky $X[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$ na nadmořské výšce (vlevo). Závislost atmosférické hloubky $X[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$ na zenitovém úhlu θ dopadající částice (vpravo). Převzato z [5].



Obrázek 1.2: Závislost počtu fotonů (energetický práh $E_{th} = 1 \text{ MeV}$), elektronů ($E_{th} = 1 \text{ MeV}$) a mionů ($E_{th} = 1 \text{ GeV}$) na atmosférické hloubce pro spršku iniciovanou protonem o energii 10^{19} eV se zenitovým úhlem 40° . Sprška byla simulována v programu CONEX [2, 3].

pravděpodobností než piony. Neutrální piony se rozpadají téměř okamžitě na dva fotony ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$), které dále vytvářejí elektromagnetickou spršku. Fotony, elektrony a pozitrony tvoří tzv. měkkou (elektromagnetickou) komponentu sekundárního kosmického záření. Nabité piony i kaony mohou dále interagovat s atomovými jádry v atmosféře nebo se rozpadají. Tyto mezony se nakonec s největší pravděpodobností rozpadají na miony a neutrina. Jen malá část těchto mezonů dopadá až na zemský povrch. Miony mají oproti elektronům velkou pronikavost díky jejich větší klidové hmotnosti. Miony a neutrina tak tvoří tzv. tvrdou komponentu sekundárního kosmického záření. Miony mohou dopadnout na zem nebo se během průchodu atmosférou dále rozpadají na elektrony a neutrina. Na Obr. 1.2 je znázorněn počet mionů, elektronů a fotonů vzhledem k atmosférické hloubce X . Data pochází z nasimulované protonové spršky s energií 10^{19} eV a zenitovým úhlem 40° . Simulace byla provedena v programu CONEX [2, 3] se simulačním modelem EPOS-LHC [6, 7].

1.1.2 Energetické spektrum kosmického záření

Spektrum kosmického záření je zobrazeno na Obr. 1.3. Vidíme, že počet přilétávajících částic rychle klesá s rostoucí energií. Částice s energií 10^{11} eV registrujeme s četností přibližně 1 částice na jeden m^2 za sekundu, zatímco jednu částici s energií 10^{19} eV registrujeme na ploše jednoho km^2 přibližně za rok.

Ve spektru kosmického záření si můžeme všimnout dvou význačných míst, kde se výrazně mění chování závislosti toku částic na jejich energii. V místě kolem $3 \cdot 10^{15}$ eV se nachází tzv. koleno (the "knee"), za kterým dochází k ještě prudšímu poklesu přilétávajících částic. Část spektra před tzv. kolenem se chová podle závislosti

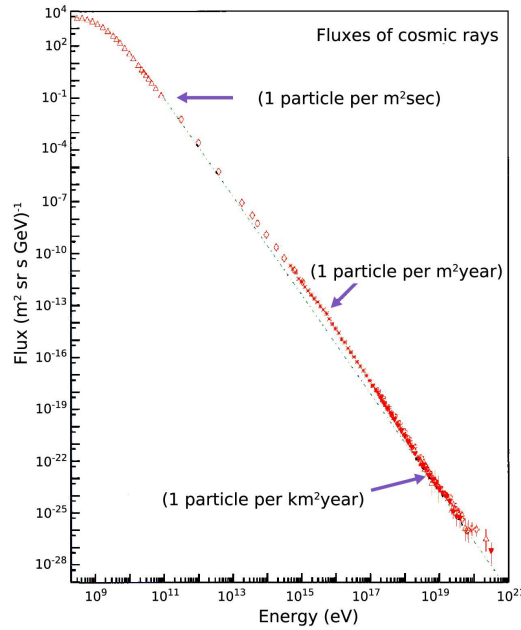
$$N(E)dE \approx K \cdot E^{-2.7}dE, \quad (1.1)$$

kde K je reálná konstanta. Naopak za energií $4 \cdot 10^{18}$ eV úbytek v toku částic začíná být opět pomalejší. Této části spektra se říká tzv. kotník (the "ankle"). Část spektra mezi kolenem a kotníkem se chová podle závislosti

$$N(E)dE \approx K \cdot E^{-3.0}dE. \quad (1.2)$$

Pro energie větší než $E_{ankle} \approx 4 \cdot 10^{18}$ eV platí

$$N(E)dE \approx K \cdot E^{-2.7}dE. \quad (1.3)$$



Obrázek 1.3: Závislost toku primárních částic kosmického záření na energii. Naměřená data jsou proložena závislostí $E^{-3.0}$. Převzato z [8].

1.2 Interakce nabitých částic s látkou

Při průchodu nabitých částic látkou dochází k interakci nabitě částice s okolními atomy. Charakter interakce závisí na energii a druhu interagujících částic. V následující části budou stručně shrnuty základní procesy, ke kterým dochází při průchodu nabitých částic látkou a jejich základní charakteristiky. K těmto mechanismům dochází také při průchodu sekundárních částic kosmického záření atmosférou a ovlivňují rozvoj spršky.

1.2.1 Ionizační ztráty

Nabitě částice ztrácejí při průchodu látkou část své energie v důsledku srážek s atomovými elektrony. Ionizační energetické ztráty popisuje Bethe-Blochova formule [9]

$$-\frac{dE}{dx_{ion}} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right], \quad (1.4)$$

kde N_A je Avogadrova konstanta, r_e je klasický poloměr elektronu, m_e je jeho hmotnost, ρ je hustota materiálu, Z a A jsou protonové a nukleonové číslo, z je náboj interagující částice v jednotkách elementárního náboje, v

je rychlost interagující částice, W_{max} je maximální energie předaná v jedné srážce a I je střední excitační potenciál. β a γ jsou relativistické faktory a c je rychlost světla ve vakuu. Pro nerelativistické částice převládá v (1.4) člen $1/\beta^2$ a ionizační ztráty se snižují se zvyšující se rychlostí. Minimum nastává kolem hodnoty $v \approx 0.96c$ [9]. Při vyšších rychlostech rostou ionizační ztráty logaritmičticky.

1.2.2 Radiační ztráty

Vysokoenergetické elektrony mohou při průchodu látkou vyzářit fotony. Tento proces, známý jako brzdné záření, je důležitou složkou ve vytváření EM komponent spršek kosmického záření. Radiační ztráty elektronu o energii E procházejícího vrstvou materiálu tloušťky dx jsou

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} = \frac{E}{\lambda_r}, \quad (1.5)$$

kde λ_r je radiační délka elektronu v daném prostředí [4]. Radiační délka je definována jako vzdálenost, po které energie elektronu klesne na $1/e$ své původní energie radiačními ztrátami. Pro miony jsou tyto ztráty zanedbatelné až do velmi vysokých energií, jelikož radiační délka λ_r je úměrná kvadrátu klidové hmotnosti dané částice. Energie, při níž se rovnají ionizační a radiační energetické ztráty, se nazývá kritická energie ξ_c . Elektrony, které mají větší než kritickou energii, ztrácejí energii především radiačními procesy, zatímco při nižších energiích než ξ_c převládají ionizační ztráty.

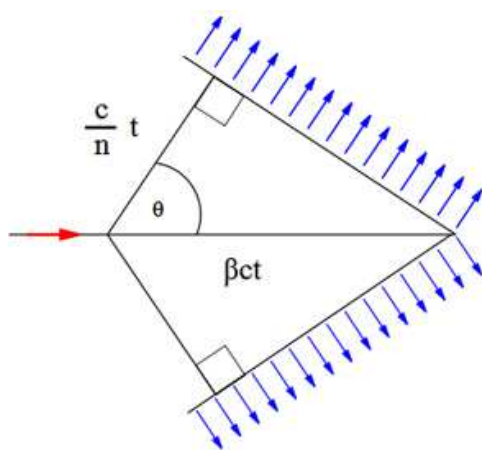
1.2.3 Čerenkovovo záření

Čerenkovovo záření vzniká při průchodu relativistických částic látkou v případě, že rychlost relativistické částice je vyšší než fázová rychlost světla v daném prostředí. Prostředí reaguje na průchod takové částice vytvořením elektromagnetické šokové vlny, která vytváří kuželové koherentní vlnoplochy. Efekt je analogií k procesu vytvoření supersonické rázové vlny v atmosféře při překročení rychlosti zvuku. Huygensova geometrická konstrukce je znázorněna na Obr. 1.4. Vlnoplocha je vzhledem k pohybu nabitě částice vyzářena pod úhlem

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n}, \quad (1.6)$$

kde n je index lomu prostředí.

Prahová energie ve vzduchu nutná ke tvorbě Čerenkovova záření je pro elektrony $E = 21$ MeV a pro miony $E = 4.3$ GeV [4].



Obrázek 1.4: Čerenkovovo záření vznikající při průchodu nabitě relativistické částice látkou. Převzato z [10].

Kapitola 2

Modelové představy o rozvoji spršek kosmického záření

Rozvoje spršek kosmického záření jsou velmi komplexním procesem a k jejich přibližnému popisu je nutno použít numerické simulace. Přesné výpočty rozvoje spršek nejsou možné, jelikož počet částic v jedné spršce může převyšovat desetitisíce částic. Dalším problémem pro přesný výpočet je nedostatečná znalost účinných průřezů reakcí při takto vysokých energiích. Pro popis nejdůležitějších parametrů spršek byly vyvinuty modely, které se snaží o zjednodušený, ale zároveň výstižný popis význačných veličin jako je hloubka maxima spršky X_{max} .

2.1 Heitlerův model

Heitlerův model popisuje elektromagnetické spršky, které obsahují pouze fotony, elektrony a pozitrony [11]. Při průchodu primárního fotonu o energii E_0 do atmosféry dochází po jisté vzdálenosti d k vytvoření elektron pozitronového páru v okolí atomového jádra. Elektronu i pozitronu je předána polovina energie primárního fotonu. Elektron i pozitron následně vyzáří foton opět po vzdálenosti d , tzv. splitting length, která je definována jako

$$d = \lambda_r \ln 2, \quad (2.1)$$

kde λ_r je radiační délka v daném prostředí. Po každé splitting length je počet částic zdvojnásoben a každá částice nese stejnou energii. Za n splitting lengths je tedy celkový počet částic

$$N = 2^n \quad (2.2)$$

a každá z nich nese energii

$$E = \frac{E_0}{2^n}. \quad (2.3)$$

Produkce částic přestává, když částice dosáhnou energie rovné kritické energii ξ_c^e , která je pro elektrony ve vzduchu $\xi_c^e \approx 85$ MeV. Schéma tohoto procesu je znázorněno na Obr. 2.1. Maximální počet kroků n_c , kdy dochází k produkci částic, je

$$n_c = \frac{\ln \frac{E_0}{\xi_c^e}}{\ln 2}. \quad (2.4)$$

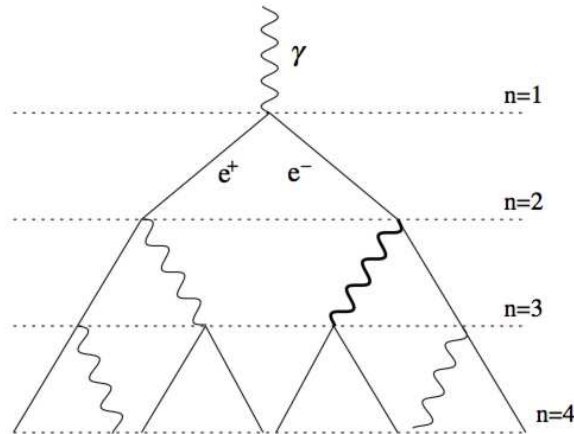
Definujeme veličinu maximum spršky X_{max}^γ , která udává hloubku v atmosféře, kdy sprška obsahuje maximální počet částic. Maximum spršky můžeme vyjádřit jako

$$X_{max}^\gamma = n_c \lambda_r \ln 2 = \lambda_r \ln \left[\frac{E_0}{\xi_c^e} \right]. \quad (2.5)$$

Další veličinou, které se v této práci budeme věnovat, je "elongation rate" Λ , která vyjadřuje změnu maxima spršky s energií primární částice, definovanou jako

$$\Lambda = \frac{dX_{max}^\gamma}{d \log_{10} E_0}. \quad (2.6)$$

Heitlerův model předpovídá hodnotu elongation rate pro EM spršky $\Lambda = 85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.



Obrázek 2.1: Schéma průběhu elektromagnetické spršky podle Heitlerova modelu. Převzato z [12].

2.2 Heitler-Matthewsův model

Heitler-Matthewsův model popisuje spršky iniciované hadrony [12]. Atmosféra je tvořena vrstvami o tloušťce $\lambda_I \ln 2$, kde λ_I je interakční délka silně interagujících částic. Matthews v [12] používá konstantní hodnotu interakční délky pro piony ve vzduchu $\lambda_I = 120 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Primární proton, případně jiný hadron, interaguje v atmosféře po jedné atmosférické vrstvě a vytváří N_{ch} nabitých pionů π^\pm a $\frac{1}{2}N_{ch}$ neutrálních pionů π^0 . Střední doba života π^0 je velmi krátká, řádově 10^{-17} s , rozpadá se tedy velmi rychle na dva fotony, což je jeho hlavní rozpadový kanál. Vzniklé fotony následně tvoří sekundární EM spršky. Nabité piony po jedné atmosférické vrstvě interagují a vytvářejí dalších N_{ch} π^\pm a $\frac{1}{2}N_{ch}$ π^0 . Obdobně jako u Heitlerova modelu se celý proces opakuje, dokud částice nedosáhnou kritické energie ξ_c^π . Toto opět odpovídá konečnému počtu interakcí n_c . Kritickou energií je v tomto případě myšlena energie pionů, kdy je rozpadová délka (decay length) nabitých pionů stejná jako interakční délka, tedy jako vzdálenost do místa další interakce. Matthews používá hodnotu kritické energie $\xi_c^\pi = 20 \text{ GeV}$. Po dosažení energie ξ_c^π se piony rozpadají na miony. Celková energie primární částice je tak rozdělena do dvou složek,

$$E_0 = \xi_c^e N_{max} + \xi_c^\pi N_\mu, \quad (2.7)$$

t.j. EM část spršky vytvořená neutrálními π^0 a hadronová část tvořená N_{ch} nabitými piony, které se následně rozpadají na $N_\mu = N_{ch}$ mionů.

Počet nabitých pionů po n interakcích je $N_\pi = (N_{ch})^n$. Jelikož předpokládáme, že každá částice nese stejnou energii, je celková energie nesená nabitými piony $E = \frac{2}{3}E_0$. Energie jednoho pionu je poté

$$E_\pi = \frac{E_0}{\frac{3}{2}(N_{ch})^n}. \quad (2.8)$$

Heitler-Matthewsův model předpovídá energetický vývoj počtu mionů jako

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi}\right)^\beta, \quad (2.9)$$

kde β je definována jako

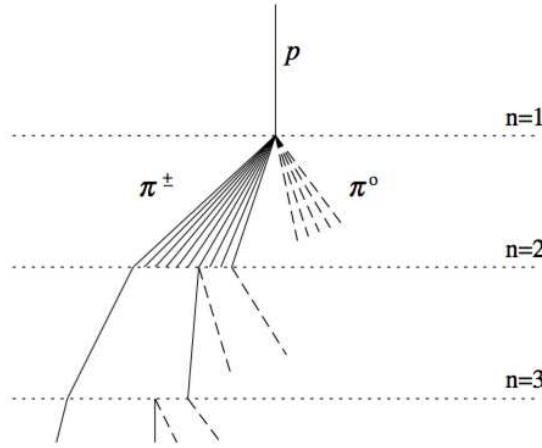
$$\beta = \frac{\ln[N_{ch}]}{\ln[\frac{3}{2}N_{ch}]}. \quad (2.10)$$

Heitler-Matthews předpovídá hodnotu parametru $\beta = 0.85$ pro $N_{ch} = 10$.

Při zahrnutí inelasticity srážky κ se vztah pro parametr β upravuje na závislost

$$\beta = \frac{\ln[1 + N_{ch}]}{\ln[(1 + N_{ch})/(1 - \frac{1}{3}\kappa)]}. \quad (2.11)$$

Parametr β je tedy podle Heitler-Matthewsova modelu určen multiplicitou a inelasticitou srážky κ . Při hodnotě inelasticity $\kappa = 0.5$, Matthews uvádí hodnotu $\beta = 0.93$ [12]. Jak již bylo zmíněno v předchozí podkapitole, veličina



Obrázek 2.2: Schéma průběhu hadronové spršky iniciované protonem podle Heitler-Matthewsova modelu. Přerušované čáry značí neutrální piony. Sekundární EM spršky zde nejsou znázorněny. Převzato z [12].

X_{max} udává hloubku v atmosféře, kde je dosažen maximální počet fotonů, elektronů a pozitronů. V hadronových sprškách jsou tyto EM spršky iniciovány neutrálními piony π_0 . Heitler-Matthews pro zjednodušení výpočtu X_{max} započítává pouze první generaci γ spršek, což sice podceňuje hodnotu hloubky maxima, ale udává poměrně přesný výsledek pro elongation rate Λ^p pro protony. První interakce nastává v hloubce $X_1 = \lambda_I \ln 2$, kde λ_I je interakční délka protonu ve vakuu. Zde se vytvoří $\frac{1}{2}N_{ch}$ neutrálních pionů a každý nese energii $E = \frac{E_0}{3N_{ch}}$. Neutrální piony se následně rozpadají na celkový počet N_{ch} fotonů, které vytváří sekundární EM spršky. Maximum spršky iniciované protonem je pak dáno vztahem

$$X_{max}^p = X_1 + \lambda_r \ln\left[\frac{E_0}{3N_{ch}\xi_e^c}\right]. \quad (2.12)$$

Hodnotu elongation rate pro protonové spršky pak Heitler-Matthewsův model předpovídá

$$\Lambda^p = \Lambda^\gamma + \frac{d}{d \log_{10} E_0} X_1 - \lambda_r \ln[3N_{ch}] = 58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}. \quad (2.13)$$

Obdobně jako hloubku maxima spršky X_{max} zavádíme veličinu hloubky mionového maxima spršky X_{max}^μ , která udává hloubku v atmosféře, kde sprška obsahuje největší počet mionů.

2.3 Superpoziční model

Pro popis spršek iniciovaných jádru s nukleonovým číslem A se používá tzv. superpoziční model. Pod superpozičním modelem rozumíme zjednodušenou představu, že pokud do atmosféry dopadá jádro s nukleonovým číslem A a energií E_0 , chová se sprška jako A nezávislých protonových spršek s energiemi E_0/A [12]. Heitler-Matthewsov model používá k popisu hadronových spršek s primární částicí s nukleonovým číslem A právě superpoziční model. Počet mionů a maximum spršky jsou pro tyto procesy dány vztahy

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{0.15}, \quad (2.14)$$

$$X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_r \ln A. \quad (2.15)$$

Z posledního vzorce plyne, že podle Heitler-Matthewsova modelu veličina elongation rate nezávisí u hadronových spršek na nukleonovém čísle, neboť jak λ_r , tak $\ln A$ jsou pro dané jádro neměnné s energií primární částice.

Jak lze vidět ze vztahu (2.15), podle superpozičního modelu je střední hodnota maxima spršky $\langle X_{max} \rangle$ lineárně závislá na $\ln A$. To znamená, že $\langle X_{max} \rangle$ přímo závisí na druhu primární částice. Byl navržen popis $\langle X_{max} \rangle$ iniciované jádrem s nukleonovým číslem A [13, 14]. Tento popis vychází z Heitler-Matthewsova modelu [12], podle kterého lze vyjádřit $\langle X_{max} \rangle$ jako funkci lineárně závislou na energii na nukleon

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 + \Lambda \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 A} \right), \quad (2.16)$$

kde X_0 je střední hodnota hloubky protonové spršky o energii E_0 a Λ je elongation rate.

V [13, 14] použili ke zpřesnění závislosti (2.16) simulace z vysokoenergetických interakčních modelů EPOS-LHC [6, 7], Sibyll 2.1 [15] a QGSJet II-04 [16] pro čtyři primární částice - H, He, N a Fe. Energetický rozsah simulovaných spršek byl v rozmezí $10^{17} - 10^{20}$ eV. Porovnáním výsledků simulací a vztahu (2.16) se pokusili zpřesnit vztah pro $\langle X_{max} \rangle$ jako

	Sibyll 2.1	EPOS-LHC	QGSJet II-04
X_0	795.1 ± 0.3	806.1 ± 0.3	790.4 ± 0.3
Λ	57.9 ± 0.3	56.3 ± 0.3	54.4 ± 0.3
ξ	0.06 ± 0.12	0.47 ± 0.12	-0.33 ± 0.12
δ	0.08 ± 0.11	1.15 ± 0.11	0.69 ± 0.11

Tabulka 2.1: Hodnoty jednotlivých parametrů vztahu (2.17) pro 3 různé hadronické interakční modely. Převzato z [14].

$$\langle X_{max} \rangle = X_0 + \Lambda \log_{10}\left(\frac{E}{E_0 A}\right) + \xi \ln A + \delta \ln A \log_{10}\left(\frac{E}{E_0}\right), \quad (2.17)$$

kde parametry ξ , δ , Λ a X_0 jsou uvedeny v Tab. 2.1 pro jednotlivé vysokoenergetické interakční modely. V příštích kapitolách se budeme zabývat také tímto vztahem a porovnáním jeho platnosti pro simulace s energetickým rozsahem primární částice $E_0 = 10^{14} - 10^{20}$ eV a $E_0 = 10^{17} - 10^{20}$ eV.

Kapitola 3

Simulace spršek kosmického záření

3.1 Simulační program CONEX

CONEX [2, 3] je program určený k simulaci spršek kosmického záření. CONEX používá pro popis hadronických interakcí jeden z vysokoenergetických hadronických modelů (QGSJET01 [17], QGSJETII-04 [16], EPOS-LHC [6, 7] nebo Sibyll 2.1 [15]) a pro popis elektromagnetické části spršky je používán kód EGS4, který je doplněn o Landau-Pomeranchuk-Migdal efekt a foto-produkci [18]. Částice s energiemi nižšími než vybraná prahová energie jsou používány jako počáteční podmínky do integro-diferenciálních kaskádních rovnic. Každá z částic s energií vyšší než prahová energie je zpracovávána individuálně pomocí vysokoenergetických interakčních modelů. Výhodou programu CONEX oproti jiným simulačním programům pro rozvoj spršek kosmického záření, jako je například CORSIKA [19], je kratší výpočetní čas.

Při spouštění simulace má uživatel možnost nastavit mnoho parametrů spršky, jako je typ primární částice, počet simulovaných událostí, energetický rozptyl simulací, rozptyl zenitového a azimutálního úhlu nebo model vysokoenergetických interakcí. Data ze simulací jsou ukládána do souborů typu .root.

3.2 Modely hadronických interakcí

Ve fyzice kosmického záření jsou používány Monte Carlo (MC) metody k popisu rozvoje rozsáhlých spršek kosmického záření iniciovaných primární částic v atmosféře. Studium vlastností naměřených spršek kosmického záření je pak možné zjistit některé základní údaje o primární částici srovnáním s MC

předpověďmi. Z pozice maxima spršky X_{max} a počtu e^\pm (N_e) a μ^\pm (N_μ) na povrchu země lze odhadnout energii a typ primární částice. MC generátory musí mimo jiné zahrnovat hadronické interakce ve spršce nebo předpovědi pro účinný průřez v inelastických hadron-jádro srážkách. Jelikož se pohybujeme v energiích až do řádu 10^{20} eV v laboratorní soustavě (v těžiškové soustavě ~ 800 TeV), je nutné v těchto simulačních programech používat předpoklady pro účinné průřezy a další charakteristiky srážek založené na extrapolaci známých dat z urychlovačových experimentů.

3.3 Tvorba knihovny spršek

Pro cíle této bakalářské práce bylo nutno vytvořit knihovnu spršek kosmického záření. K tomuto účelu byl použit program CONEX, ve kterém je implementováno několik vysokoenergetických interakčních modelů. Simulace byly vytvářeny na základě dvou z nich, EPOS-LHC a QGSJet II-04. Tyto modely jsou vyladěny na data z LHC (run I).

Pro oba modely byly vytvořeny knihovny o třech zenitových úhlech - 0° , 40° a 60° . Pro každý z úhlů byly nasimulovány spršky pro čtyři primární částice - proton, jádro helia, jádro dusíku a jádro železa. Tyto prvky jsou častým výběrem při simulacích kosmického záření, jakožto stabilní a astrofyzikálně reprezentativní prvky vyskytující se ve vesmíru. Pro každý z prvků byly nasimulovány spršky s počáteční energií 10^{14} , 10^{15} , 10^{16} , 10^{17} , 10^{18} , 10^{19} a 10^{20} eV, kde pro každou energii bylo nasimulováno 100 událostí. Energetický práh pro jednotlivé částice byl nastaven jako 1 GeV pro miony a hadrony a 1 MeV pro fotony a elektrony. Pro model EPOS-LHC byly nasimulovány také spršky s energetickým prahem 0,4 GeV pro miony.

Stejným způsobem byly nasimulovány spršky iniciované fotonem, s jediným rozdílem, že energetické spektrum končí na 10^{19} eV.

Pro simulace bylo použito prostředí OS Linux, distribuce Ubuntu, běžící na osmijádrovém procesoru Intel Core i7 2.2GHz s operační pamětí 8GB. Simulace byly prováděny zvlášť pro jednotlivé prvky. Výpočetní čas pro simulaci 100 událostí se lišil v závislosti na primární energii i druhu částice a pohyboval se na škále od ~ 5 minut do ~ 3 hodin. Výpočetní čas narůstal spolu s rostoucí energií a rostoucím nukleonovým číslem.

Kapitola 4

Srovnání modelových představ a detailních simulací spršek kosmického záření

Tato kapitola je věnována porovnání výsledků ze simulací spršek kosmického záření vytvořených v programu CONEX s modelovými představami o jejich rozvoji, které jsou popsány v kapitole 2 této práce.

4.1 Energetický vývoj hloubky maxima spršky

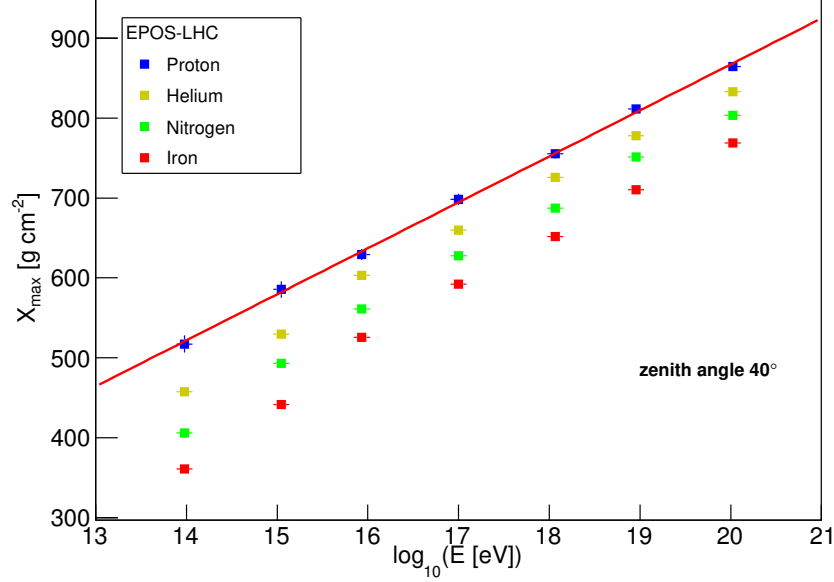
Jak bylo zmíněno v části 2.1, Heitlerův model předpovídá hodnotu elongation rate pro spršky iniciované fotony $\Lambda = 85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pro hadronové spršky předpovídá Heitler-Matthewsův model hodnotu elongation rate $\Lambda = 58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ (viz kapitola 2.2).

V nasimulovaných sprškách je hloubka maxima spršky X_{max} přímo fitována programem CONEX Geisser-Hillasovou funkcí. Proložíme-li fitovací funkcí

$$X = a \log_{10} E + b, \quad (4.1)$$

kde a a b jsou fitované parametry, závislost X_{max} na logaritmu energie E , snadno zjistíme hodnotu elongation rate Λ . Veličina elongation rate Λ je definovaná vztahem (2.6), tudíž odpovídá přímo parametru a ve fitovací funkci. Na Obr. 4.1 je znázorněn graf závislosti maxima spršky X_{max} na logaritmu energie pro spršky simulované pomocí modelu EPOS-LHC se zenitovým úhlem 40° pro čtyři typy primární částice. Graf je proložen funkcí

(4.1), ze které byla zjištěna hodnota elongation rate $\Lambda = (57,7 \pm 1,4) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.



Obrázek 4.1: Závislost maxima spršky X_{max} na logaritmu energie primární částice. Pro protonové spršky je závislost nafitována funkcí $X = a \log_{10} E_0 + b$ s hodnotami parametrů $a = (57,7 \pm 1,4) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ a $b = (-280 \pm 30) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Stejným způsobem byly zjištěny hodnoty elongation rate Λ pro ostatní prvky a zenitové úhly. Získané hodnoty jsou uvedeny v Tab. 4.1. Hodnoty Λ pro spršky iniciované fotony jsou uvedeny v Tab. 4.2. Vidíme, že pro fotony i protony se předpovědi z modelových představ v rámci chyby přibližně shodují s daty ze simulací pro oba modely, EPOS-LHC a QGSJet II-04. Pro jádra s vyšším nukleonovým číslem má ale hodnota elongation rate Λ rostoucí tendenci, což Heitler-Matthewsův model nepředpovídá. Z tabulky dále můžeme vidět, že Λ nezávisí na zenitovém úhlu. To odpovídá skutečnosti, že maximum spršky závisí na celkové prošlé atmosférické hmotě.

Rostoucí tendenci elongation rate Λ s nukleonovým číslem A předpokládá model popsany v části 2.3 této práce. Zderivujeme-li rovnici (2.17) podle logaritmu energie, dostaneme pro předpovídanou hodnotu elongation rate Λ^A vztah

$$\Lambda^A = \Lambda + \delta \ln A, \quad (4.2)$$

kde A je nukleonové číslo primární částice, Λ je elongation rate spršky iniciované protonem a δ je jedním z parametrů rovnice (2.17). Hodnoty Λ i δ jsou

uvedeny v Tab. 2.1. Z tohoto vztahu dostaneme hodnoty Λ^A pro primární částice helium, dusík a železo uvedené v Tab. 4.3. Tyto hodnoty již vykazují rostoucí tendenci s vyšším nukleonovým číslem, ale stále jsou menší oproti hodnotám získaným ze simulací pro rozsah energií $10^{14} - 10^{20}$ eV uvedených v Tab. 4.1. Vztah (2.17) byl ovšem získán pro energetický rozsah $10^{17} - 10^{20}$ eV. Proto byly nasimulované spršky nafitovány lineární funkcí (4.1) ve stejném rozsahu energií, tedy $10^{17} - 10^{20}$ eV. Získané hodnoty elongation rate pro tento případ jsou uvedeny v Tab. 4.4. Jak bylo možné očekávat, tyto hodnoty elongation rate Λ už v rámci chyb odpovídají hodnotám Λ^A , předpovězeným ze vztahu (4.2) z Tab. 4.3.

Na Obr. 4.4 je znázorněn graf závislosti maxima spršky X_{max} a mionového maxima spršky X_{max}^μ na logaritmu energie. Graf je proložen závislostí (2.17). Data jsou ze spršek pro model EPOS-LHC se zenitovým úhlem 40° .

	$\Lambda^p[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{He}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^N[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\Lambda^{Fe}[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$
HM model	58,0	58,0	58,0	58,0
EPOS 0°	$58,0 \pm 2,0$	$60,1 \pm 0,9$	$62,1 \pm 0,5$	$65,5 \pm 0,4$
EPOS 40°	$57,7 \pm 1,4$	$60,9 \pm 0,8$	$64,0 \pm 0,6$	$65,7 \pm 0,4$
EPOS 60°	$58,0 \pm 1,4$	$60,4 \pm 0,9$	$62,5 \pm 0,6$	$67,8 \pm 0,4$
QGSJet 0°	$54,2 \pm 1,4$	$58,1 \pm 0,9$	$60,0 \pm 0,7$	$63,9 \pm 0,5$
QGSJet 40°	$58,0 \pm 1,3$	$57,0 \pm 0,9$	$59,6 \pm 0,7$	$64,0 \pm 0,5$
QGSJet 60°	$54,8 \pm 1,4$	$59,7 \pm 0,9$	$60,5 \pm 0,7$	$63,4 \pm 0,5$

Tabulka 4.1: Předpovězené hodnoty elongation rate Λ pro hadronové spršky (Heitler-Matthewsov model). Hodnoty Λ získané ze simulací pro jednotlivé prvky, interakční modely a zenitové úhly. Hodnoty byly získány fitováním v rozsahu energií $10^{14} - 10^{20}$ eV.

Na Obr. 4.2 a Obr. 4.3 jsou vyneseny hodnoty Λ získané z fitu pro rozsah energií $10^{14} - 10^{20}$ eV z Tab. 4.1 a pro rozsah energií $10^{17} - 10^{20}$ eV z Tab. 4.4 v závislosti na logaritmu nukleonového čísla pro jednotlivé prvky a oba interakční modely. Hodnoty Λ jsou zde zprůměrované pro všechny zenitové úhly. Dále jsou v obou grafech znázorněny referenční křivky předpovídané vztahem (4.2) a hodnota $\Lambda = 58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ předpovídaná Heitler-Matthewsovým modelem. Můžeme vidět, že hodnoty Λ získané z fitů pro energie $10^{14} - 10^{20}$ (Obr. 4.2) jsou vyšší než předpokládaná závislost (4.2). Elongation rate Λ z fitů v rozsahu energií $10^{17} - 10^{20}$ eV (Obr. 4.3) se již v rámci chyb shodují s předpokládanou závislostí (4.2).

Důvod, proč se při zahrnutí i nižších energií získaná hodnota veličiny Λ liší, je pravděpodobně dán tím, že získaná závislost maxima spršky X_{max} na logaritmu energie není čistě lineární. Jak si lze povšimnout z

	Λ^γ [g · cm ⁻²]
Heitler	85,0
EPOS 0°	87,1 ± 1,5
EPOS 40°	86,9 ± 1,6
EPOS 60°	87,6 ± 1,4
QGSJet 0°	86,7 ± 1,6
QGSJet 40°	87,2 ± 1,4
QGSJet 60°	87,8 ± 1,5

Tabulka 4.2: Předpovězená hodnota elongation rate Λ pro fotonové spršky (Heitlerův model). Hodnoty Λ získané ze simulací fotonových spršek pro dva interakční modely a tři zenitové úhly. Hodnoty byly získány fitováním v rozsahu energií $10^{14} - 10^{19}$ eV.

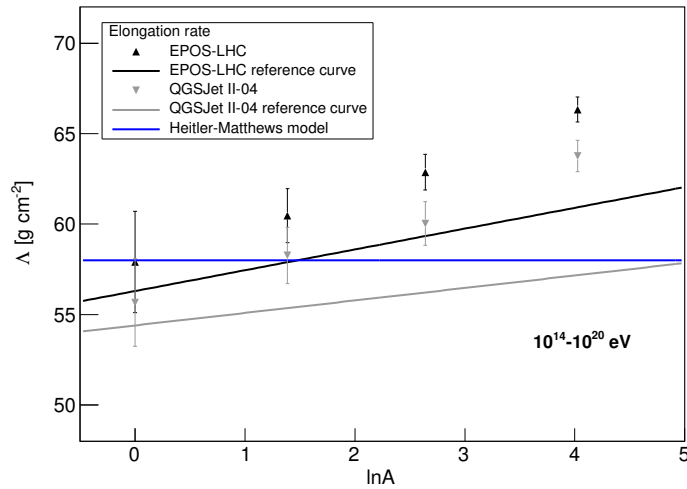
	Λ^p [g · cm ⁻²]	Λ^{He} [g · cm ⁻²]	Λ^N [g · cm ⁻²]	Λ^{Fe} [g · cm ⁻²]
EPOS	56,3 ± 0,3	57,9 ± 0,3	59,3 ± 0,3	60,9 ± 0,3
QGSJet	54,4 ± 0,3	55,4 ± 0,3	56,2 ± 0,3	57,2 ± 0,3

Tabulka 4.3: Hodnoty elongation rate Λ pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 získané ze vztahu (4.2).

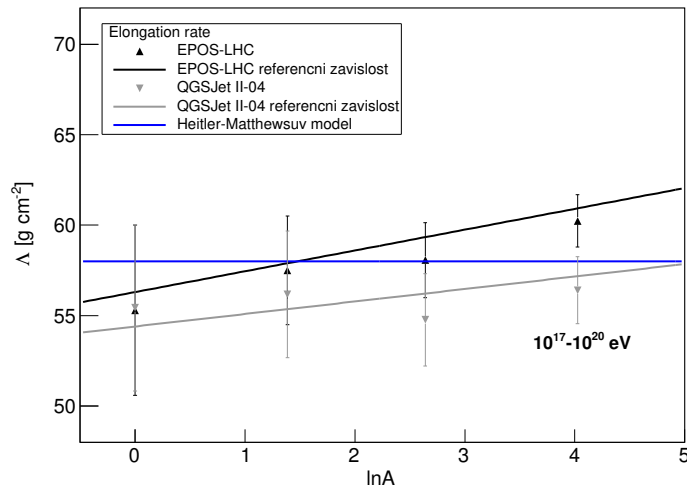
	Λ^p [g · cm ⁻²]	Λ^{He} [g · cm ⁻²]	Λ^N [g · cm ⁻²]	Λ^{Fe} [g · cm ⁻²]
EPOS 0°	55,0 ± 3,0	57,0 ± 2,0	57,0 ± 1,0	58,8 ± 0,8
EPOS 40°	57,0 ± 3,0	57,0 ± 2,0	59,0 ± 1,0	59,2 ± 0,8
EPOS 60°	55,0 ± 3,0	59,0 ± 2,0	58,0 ± 1,0	62,7 ± 0,9
QGSJet 0°	54,0 ± 2,0	58,0 ± 2,0	54,0 ± 2,0	56,0 ± 1,0
QGSJet 40°	56,0 ± 3,0	55,0 ± 2,0	55,0 ± 2,0	57,0 ± 1,0
QGSJet 60°	56,0 ± 3,0	55,0 ± 2,0	56,0 ± 1,0	56,0 ± 1,0

Tabulka 4.4: Hodnoty elongation rate Λ pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 získané ze simulací pro jednotlivé prvky, interakční modely a zenitové úhly. Hodnoty byly získány fitováním v rozsahu energií $10^{17} - 10^{20}$ eV.

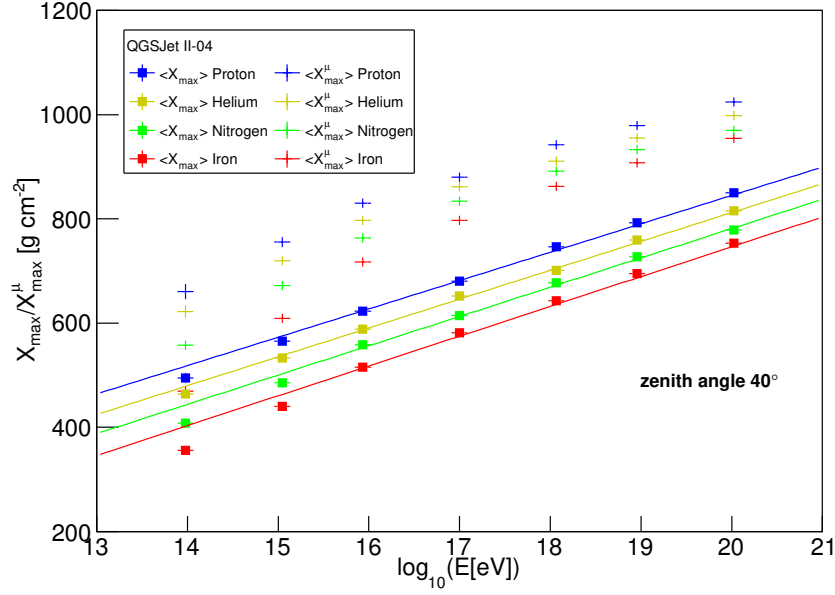
Obr. 4.4, závislost X_{max} na logaritmu energie vykazuje známky polynomiálního chování. Původ této závislosti ovšem nemusí odpovídat žádnému fyzikálnímu jevu. Efekt je pravděpodobně způsoben tím, že pro nižší energie je maximum spršky X_{max} nejednoznačně definovatelné a může být zatíženo velkou systematickou chybou. Dále si můžeme všimnout, že model QGSJet II-04 předpovídá nižší hodnoty Λ než model EPOS-LHC.



Obrázek 4.2: Závislost získaných hodnot elongation rate ze simulací pro rozsah energií 10^{14} – 10^{20} na logaritmu nukleonového čísla. Referenční křivky jsou předpokládána závislost (4.2) z [13, 14] a hodnota předpovídaná Heitler-Matthewsovým modelem.



Obrázek 4.3: Závislost získaných hodnot elongation rate ze simulací pro rozsah energií 10^{17} – 10^{20} na logaritmu nukleonového čísla. Referenční křivky jsou předpokládána závislost (4.2) z [13, 14]. Dále je v grafu zobrazena hodnota předpovídaná Heitler-Matthewsovým modelem.



Obrázek 4.4: Závislost X_{max} a X_{max}^{μ} na logaritmu energie pro spršky simulované modelem QGSJet II-04 ve zenitovém úhlem 40° . Referenční křivky odpovídají závislosti (2.17) z článku [13, 14].

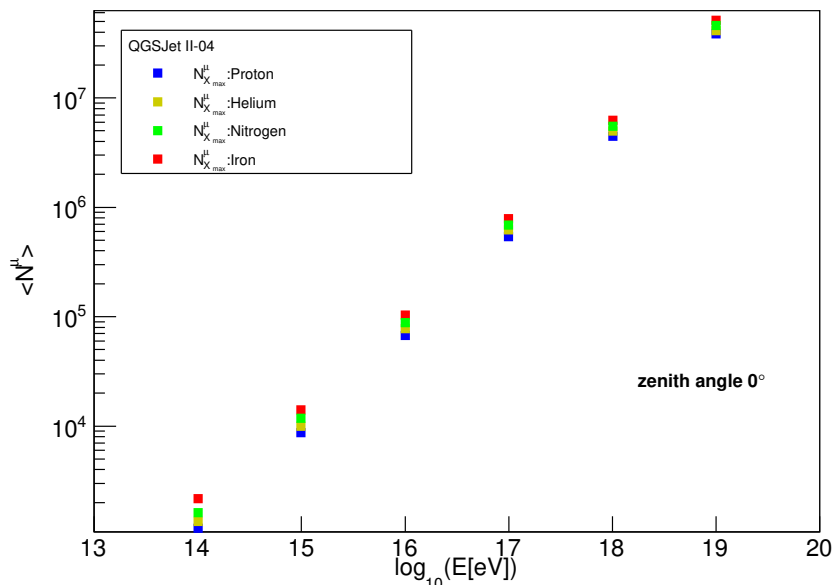
4.2 Energetický vývoj počtu mionů ve spršce

Parametr β byl v části 2.2 definován vztahem (2.10) pro zcela inelastické srážky a vztahem (2.11) při zahrnutí inelastivity interakcí. Heitler-Matthewsův model předpovídá hodnotu parametru $\beta = 0,85$ pro zcela inelastické srážky. Při zahrnutí inelastivity ($\kappa < 1$) parametr β roste s inelastivitou. Počet mionů ve spršce souvisí s β jako (2.9). Počet mionů je měřitelnou veličinou a lze jej detekovat pomocí povrchových detektorů s odstíněnou elektromagnetickou složkou spršky [20].

Z nasimulovaných spršek lze zjistit β nafilováním lineární závislosti logaritmu počtu mionů na logaritmu energie. Závislost (2.9) nepředpokládá různé chování pro rozdílné atmosférické hloubky. Pro zjištění parametru β tak byly vybrány tři specifické atmosférické hloubky, ve kterých byl určován počet mionů a následně i β . První z nich je maximum spršky X_{max} , kde sprška obsahuje největší počet elektromagnetických částic. Dalším místem je mionové maximum X_{max}^{μ} , kde sprška obsahuje největší počet mionů. Posledním místem byla zvolena nadmořská výška $h = 1400$ m, což přibližně odpovídá průměrné nadmořské výšce Observatoře Pierra Augera.

Na Obr. 4.5 je zobrazena závislost počtu mionů v maximum spršky $N_{X_{max}}^{\mu}$

na logaritmu energie primární částice pro spršky simulované pomocí QGSJet II-04 pro zenitový úhel 0° .



Obrázek 4.5: Závislost počtu mionů v maximu spršky $N_{X_{max}}^\mu$ na logaritmu energie primární částice pro spršky simulované modelem QGSJet II-04 pro zenitový úhel 0° .

Podle definice parametru β zjistíme jeho hodnotu fitováním závislosti z Obr. 4.5 funkcí

$$N^\mu = \left(\frac{E_0}{a}\right)^\beta. \quad (4.3)$$

Zjištěné hodnoty parametru β pro jednotlivé primární částice a tři zenitové úhly ve třech atmosférických hloubkách pro model EPOS-LHC jsou uvedeny v Tab. 4.5. Hodnoty β získané z nasimulovaných spršek modelem QGSJet II-04 pro jednotlivé zenitové úhly jsou uvedeny v Tab. 4.6.

Obr. 4.7, 4.8, 4.9 ilustrují závislost hodnoty β na logaritmu nukleonového čísla primární částice A (ve výšce $h = 1400\text{m n.m.}$, maximu spršky a mionovém maximu). Vykreslené hodnoty jsou uvedeny v Tab. 4.5 pro EPOS-LHC a Tab. 4.6 pro QGSJet II-04. Graf ukazuje pro všechny zenitové úhly signifikantní klesající závislost β na $\ln A$. Pro lehčí jádra tak stoupá počet mionů ve spršce s energií rychleji než pro jádra těžší. Zároveň pro menší zenitové úhly je hodnota β nižší. Model QGSJet II-04 predikuje u všech použitých zenitových úhlů nižší hodnotu β než model EPOS-LHC.

EPOS 0°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,19 \pm 0,02$	$9,15 \pm 0,01$	$9,080 \pm 0,007$	$9,037 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,14 \pm 0,02$	$9,12 \pm 0,01$	$9,068 \pm 0,007$	$9,023 \pm 0,004$
$h = 1400\text{m}$	$9,13 \pm 0,02$	$9,12 \pm 0,01$	$9,095 \pm 0,006$	$9,075 \pm 0,004$
EPOS 40°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,18 \pm 0,02$	$9,135 \pm 0,009$	$9,136 \pm 0,006$	$9,074 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,15 \pm 0,02$	$9,108 \pm 0,008$	$9,111 \pm 0,006$	$9,060 \pm 0,004$
$h = 1400\text{m}$	$9,30 \pm 0,02$	$9,270 \pm 0,009$	$9,277 \pm 0,006$	$9,240 \pm 0,004$
EPOS 60°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,22 \pm 0,02$	$9,196 \pm 0,009$	$9,169 \pm 0,006$	$9,143 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,20 \pm 0,02$	$9,172 \pm 0,009$	$9,148 \pm 0,006$	$9,130 \pm 0,004$
$h = 1400\text{m}$	$9,33 \pm 0,02$	$9,31 \pm 0,01$	$9,283 \pm 0,006$	$9,264 \pm 0,004$

Tabulka 4.5: Hodnoty parametru β pro jednotlivé zenitové úhly a primární částice pro model EPOS-LHC ve třech hloubkách v atmosféře - v maximu spršky X_{max} , mionovém maximu X_{max}^μ a v nadmořské výšce $h = 1400\text{m}$

QGSJet 0°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,15 \pm 0,02$	$9,105 \pm 0,009$	$9,049 \pm 0,006$	$8,997 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,11 \pm 0,02$	$9,068 \pm 0,009$	$9,026 \pm 0,006$	$8,978 \pm 0,003$
$h = 1400\text{m}$	$9,11 \pm 0,01$	$9,079 \pm 0,008$	$9,056 \pm 0,005$	$9,028 \pm 0,004$
QGSJet 40°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,16 \pm 0,01$	$9,104 \pm 0,009$	$9,136 \pm 0,006$	$9,074 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,12 \pm 0,01$	$9,075 \pm 0,008$	$9,067 \pm 0,006$	$9,022 \pm 0,004$
$h = 1400\text{m}$	$9,25 \pm 0,01$	$9,213 \pm 0,008$	$9,202 \pm 0,006$	$9,159 \pm 0,004$
QGSJet 60°	$\beta(\text{p}) \cdot 10$	$\beta(\text{He}) \cdot 10$	$\beta(\text{N}) \cdot 10$	$\beta(\text{Fe}) \cdot 10$
$h = X_{max}$	$9,22 \pm 0,01$	$9,179 \pm 0,009$	$9,144 \pm 0,006$	$9,094 \pm 0,004$
$h = X_{max}^\mu$	$9,19 \pm 0,02$	$9,146 \pm 0,009$	$9,113 \pm 0,006$	$9,066 \pm 0,004$
$h = 1400\text{m}$	$9,29 \pm 0,02$	$9,253 \pm 0,009$	$9,210 \pm 0,006$	$9,152 \pm 0,004$

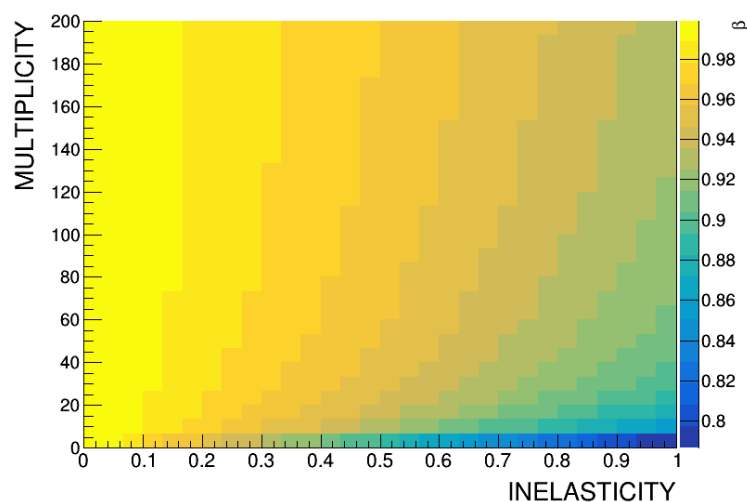
Tabulka 4.6: Hodnoty parametru β pro jednotlivé zenitové úhly a primární částice pro model QGSJet II-04 ve třech hloubkách v atmosféře - v maximu spršky X_{max} , mionovém maximu X_{max}^μ a v nadmořské výšce $h = 1400\text{m}$

Na Obr. 4.10, 4.11, 4.12 jsou znázorněny závislosti parametru β (ve výšce $h = 1400\text{m.n.m.}$, maximu spršky a mionovém maximu) na zenitovém úhlu θ pro jednotlivé primární částice a dva používané modely. Model QGSJet II-04 predikuje nižší hodnoty β než EPOS-LHC. Obdobně jako na Obr. 4.7, i zde lze pozorovat trend růstu hodnoty parametru β se zvětšujícím se ze-

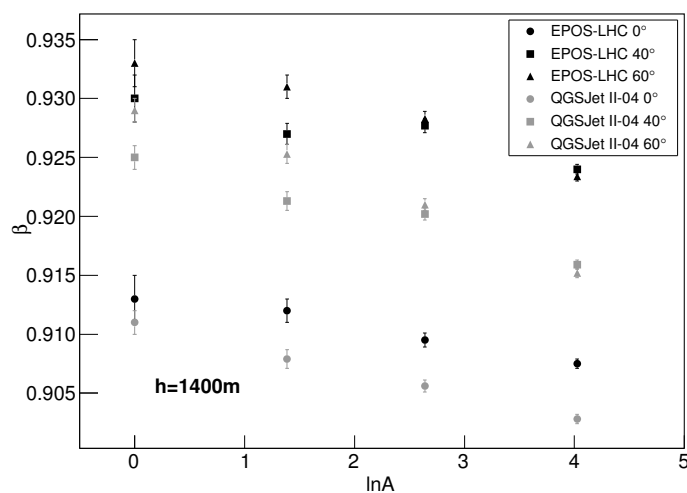
nitovým úhlem. Nejsignifikantnější rozdíl v hodnotách parametru β je viditelný u spršek se zenitovým úhlem 0° v nadmořské výšce 1400m na Obr. 4.10. Zatímco rozdíl β u úhlů 40° a 60° je v řádu několika tisícín, což může být způsobeno chybami fitů, β pro zenitový úhel 0° se liší až o téměř tři setiny. Tento rozdíl je způsoben skutečností, že pro zenitový úhel 0° a nejvyšší energie (10^{19}eV a 10^{20}eV) spršky zpravidla v nadmořské výšce 1400m ještě nedosáhnou mionového maxima, zatímco spršky s nižšími energiemi ano. Při vynesení závislosti střední hodnoty počtu mionů na energii primární částice tak hodnoty počtu mionů pro nejvyšší energie jsou systematicky nižší než pro spršky se zenitovým úhlem 40° a 60° a parametr β je potlačen k nižším hodnotám. Stejný efekt lze vidět také z Obr. 4.7.

Získané hodnoty parametru β pro hadronové spršky se tedy pohybují přibližně od hodnot 0,905 do 0,935. Předpovídaná hodnota tohoto parametru Heitler-Matthewsovým modelem je $\beta = 0,85$ se zanedbáním elasticity srážek. Matthews v [12] uvádí, že užitím několika detailních MC simulací byly zjištěny hodnoty tohoto parametru $\beta = 0,85 \rightarrow 0,92$ [15, 21]. S těmito výsledky jsou získané hodnoty v poměrně dobré shodě. Rozdíl mezi hodnotou předpovídanou Heitler-Matthewsovým modelem a hodnotami získanými ze simulací je způsoben zanedbáním elasticity v předpovědi pro $\beta = 0,85$, kterou ovšem není možno přesně určit, a pravděpodobně také tím, že Heitler-Matthewsovův model používá k výpočtu tohoto parametru konstantní hodnotu multiplicity nabitých částic produkovaných v hadronových interakcích $N_{ch} = 10$. Tento faktor ovšem roste s energií částice. V případě proton-proton srážek roste N_{ch} s $E^{1/2}$ [12]. Tento efekt je ale v Heitler-Matthewsově modelu zanedbáván. Závislost β na multiplicitě a inelasticitě podle vztahu (2.11) je zobrazena na Obr. 4.6. Pro předpovídanou hodnotu $\beta = 0,93$ při zahrnutí inelasticity $\kappa = 0,5$ jsou získané výsledky v poměrně dobré shodě. Při použití simulací s nižším energetickým prahem pro miony se výsledné hodnoty β liší o maximálně 0,5%.

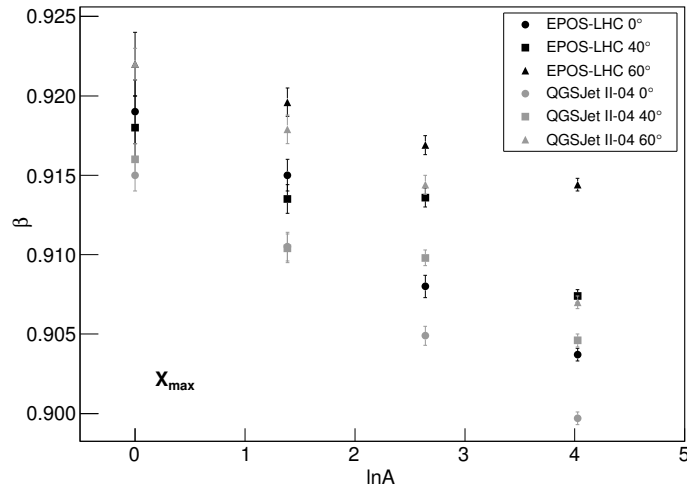
V Tab. 4.7 jsou uvedeny hodnoty β pro fotonové spršky. β pro fotonové spršky je rovno přibližně jedné. Miony ve fotonových sprškách jsou produkovány převážně fotodisintegracemi jader, ale mohou také vznikat jako produkce μ^+ , μ^- páru v okolí atomových jader.



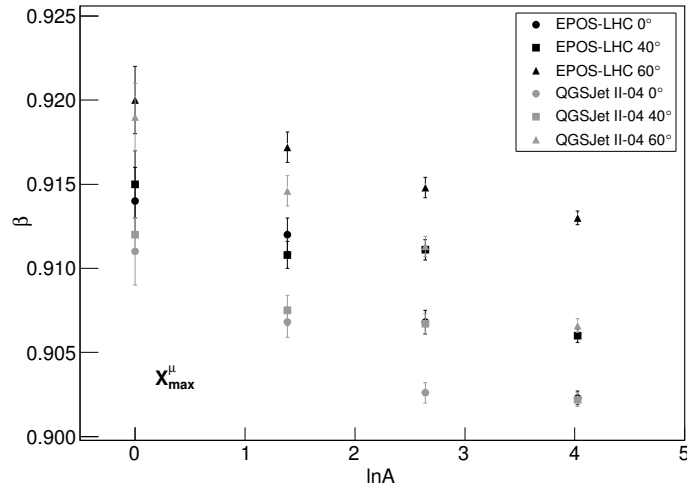
Obrázek 4.6: Závislost parametru β na multiplicitě a inelasticitě srážek podle vztahu (2.11) předpovídaným Heilter-Matthewsovým modelem.



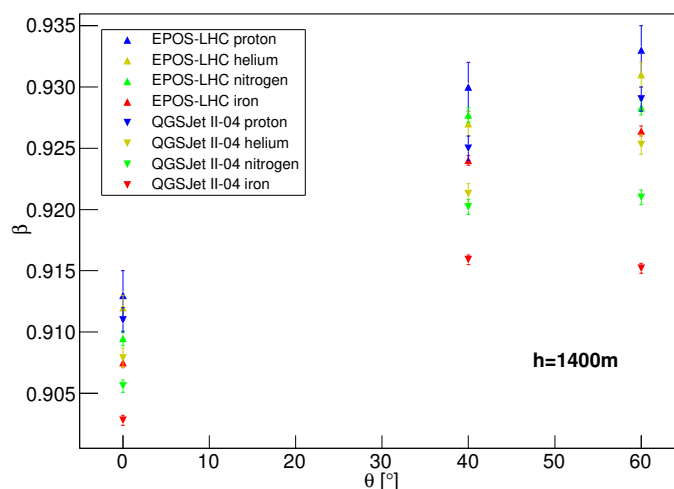
Obrázek 4.7: Graf závislosti parametru β zjištěného v nadmořské výšce 1400m na přirozeném logaritmu nukleonového čísla A . Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 a třem zenitovým úhlům - 0°, 40° a 60°.



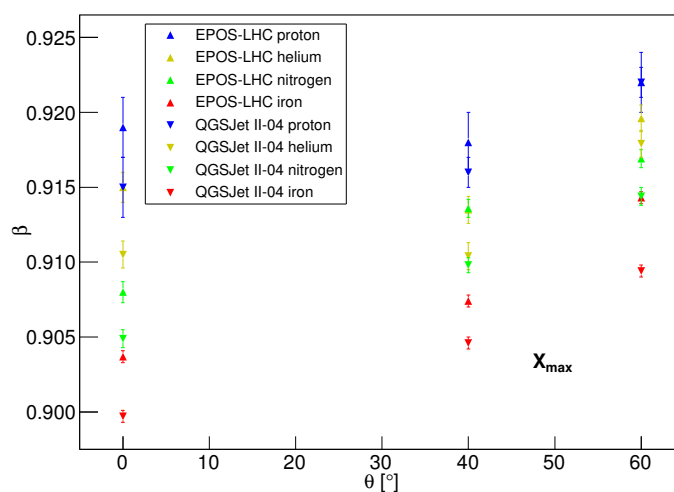
Obrázek 4.8: Graf závislosti parametru β zjištěného v maximu spršky na přirozeném logaritmu nukleonového čísla A . Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 a třem zenitovým úhlům - 0° , 40° a 60° .



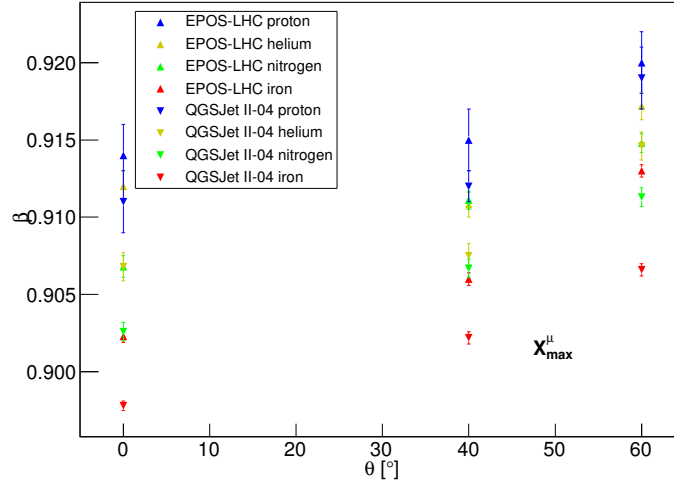
Obrázek 4.9: Graf závislosti parametru β zjištěného v mionovém maximu spršky na přirozeném logaritmu nukleonového čísla A . Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 a třem zenitovým úhlům - 0° , 40° a 60° .



Obrázek 4.10: Graf závislosti parametru β zjištěného v nadmořské výšce 1400m na zenitovém úhlu. Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 pro primární částice proton, jádro helia, dusíku a železa.



Obrázek 4.11: Graf závislosti parametru β zjištěného v maximu spršky na zenitovém úhlu. Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 pro primární částice proton, jádro helia, dusíku a železa.



Obrázek 4.12: Graf závislosti parametru β zjištěného v mionovém maximu spršky na zenitovém úhlu. Hodnoty β odpovídají sprškám simulovaným pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 pro primární částice proton, jádro helia, dusíku a železa.

EPOS 0°	$\beta(\text{foton})$	QGSJet 0°	$\beta(\text{foton})$
$h = X_{max}$	$1,031 \pm 0,008$	$h = X_{max}$	$1,03 \pm 0,01$
$h = X_{max}^\mu$	$1,021 \pm 0,008$	$h = X_{max}^\mu$	$1,03 \pm 0,01$
$h = 1400$	$1,010 \pm 0,009$	$h = 1400$	$1,02 \pm 0,01$
EPOS 40°	$\beta(\text{foton})$	QGSJet 40°	$\beta(\text{foton})$
$h = X_{max}$	$1,038 \pm 0,007$	$h = X_{max}$	$1,022 \pm 0,007$
$h = X_{max}^\mu$	$1,046 \pm 0,007$	$h = X_{max}^\mu$	$1,026 \pm 0,006$
$h = 1400$	$1,092 \pm 0,008$	$h = 1400$	$1,060 \pm 0,007$
EPOS 60°	$\beta(\text{foton})$	QGSJet 60°	$\beta(\text{foton})$
$h = X_{max}$	$1,045 \pm 0,007$	$h = X_{max}$	$1,038 \pm 0,008$
$h = X_{max}^\mu$	$1,049 \pm 0,007$	$h = X_{max}^\mu$	$1,044 \pm 0,008$
$h = 1400$	$1,102 \pm 0,008$	$h = 1400$	$1,09 \pm 0,01$

Tabulka 4.7: Hodnoty parametru β pro jednotlivé zenitové úhly a primární částice pro modely EPOS-LHC a QGSJet II-04 ve třech hloubkách v atmosféře - v maximu spršky X_{max} , mionovém maximu X_{max}^μ a v nadmořské výšce $h = 1400\text{m.n.m.}$

4.3 Rozdíl hloubky mionového maxima a hloubky maxima spršky

Další zkoumanou veličinou byl rozdíl mezi hloubkou mionového maxima spršky X_{max}^μ a hloubkou maxima spršky X_{max} . Hodnotu X_{max} lze zjistit již z výsledků simulací z programu CONEX. Pro účely vykreslení této závislosti byly ovšem použity vlastní hodnoty X_{max} i X_{max}^μ , které byly zjištěny dvěma způsoby.

Prvním z nich bylo procházení pole počtu nabitých částic, resp. mionů v řezech atmosférické hloubky po $10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Nalezenému maximu nabitých částic, resp. mionů náleží index pole, podle kterého je poté možné přiřadit příslušnou hloubku v atmosféře, a tím určit hloubku maxima X_{max1} , resp. mionového maxima spršky X_{max1}^μ .

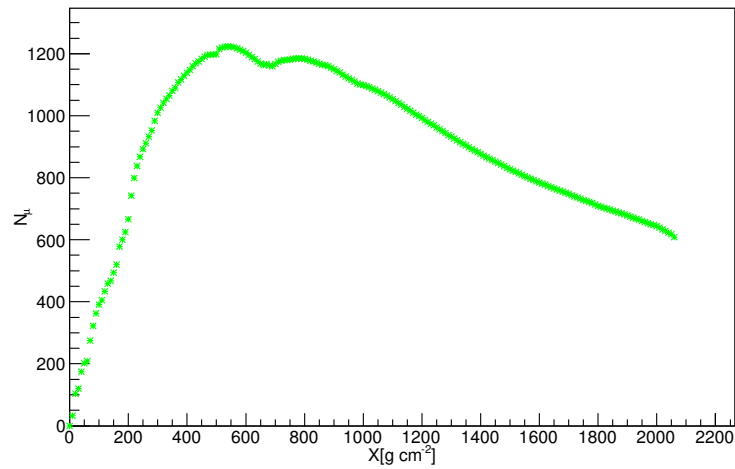
Při nižších energiích se poměrně často vyskytují spršky jejichž mionové profily, tj. závislost počtu mionů na atmosférické hloubce, vykazují dvě lokální maxima. Příklady takových spršek jsou zobrazeny na Obr. 4.13 a Obr. 4.14. Tyto spršky jsme se pokusili vyřadit a přistoupili jsme ke druhému způsobu hledání hloubky maxima, resp. mionového maxima, kterým bylo fitování profilů nabitých částic, resp. mionů Geisser-Hillasovou funkcí [22]

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp\left(-\frac{X_{max} - X}{\lambda}\right), \quad (4.4)$$

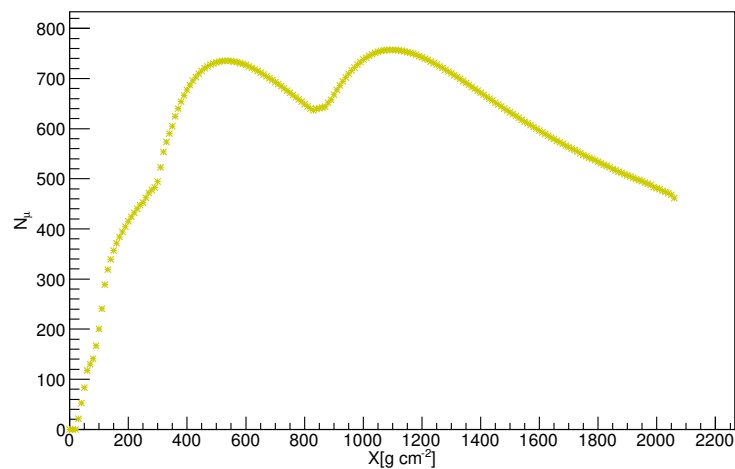
kde $N(X)$ je počet částic v atmosférické hloubce X , N_{max} je maximální počet částic, X_0 a λ jsou parametry závislé na typu a energii primární částice a X_{max} je maximum spršky. Fitováním touto funkcí zjistíme hodnotu hloubky maxima spršky X_{max2} . Mionové profily byly fitovány Geisser-Hillasovou funkcí modifikovanou o konstantu ve vybraném rozsahu, kde takto modifikovaná funkce popisuje mionový profil spolehlivě.

Na zjištěné hodnoty hloubky maxima a mionového maxima byly aplikovány dodatečné cuty. Prvním cutem byla podmínka, že nafitované maximum musí ležet v intervalu $(X_{max1} - 10, X_{max1} + 10) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, resp. $(X_{max1}^\mu - 10, X_{max1}^\mu + 10) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Již tímto cutem byla vyřazena velká část spršek, převážně pro nižší energie. Další cut byl aplikován kvůli vhodné statistice. Bylo zvoleno, že pro danou energii a primární částici musí být střední hodnota rozdílu hloubky mionového maxima spršky X_{max2}^μ a maxima spršky X_{max2} vypočtena alespoň z 50 událostí.

Na Obr. 4.15 - Obr. 4.19 jsou zobrazeny závislosti hloubky mionového maxima na hloubce maxima spršky pro spršky, které prošly zmíněnými cuty. Jedná se o spršky simulované modelem EPOS-LHC se zenitovým úhlem 40° a energie primární částice $10^{16} - 10^{20} \text{ eV}$. Spršky s energií primární částice



Obrázek 4.13: Profil počtu mionů v závislosti na atmosférické hloubce pro vybranou spršku s primární částicí jádra dusíku a energii primární částice 10^{14} eV s dvěma maximy.

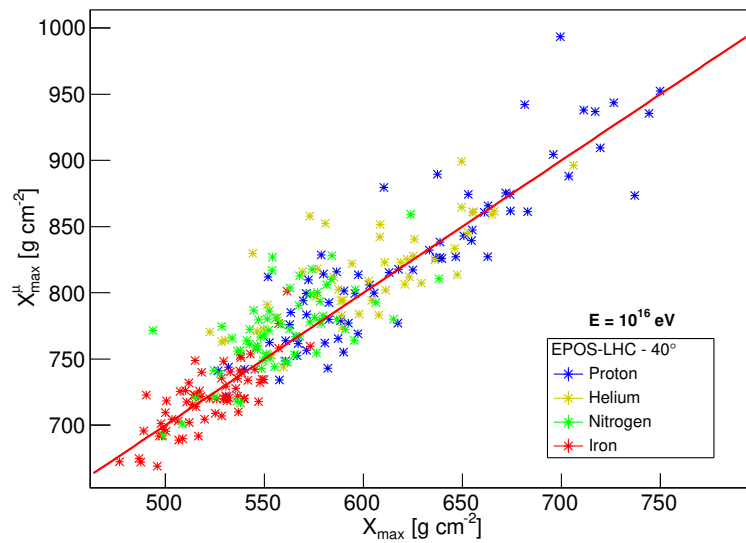


Obrázek 4.14: Profil počtu mionů v závislosti na atmosférické hloubce pro vybranou spršku s primární částicí jádra helia a energii primární částice 10^{14} eV s dvěma maximy.

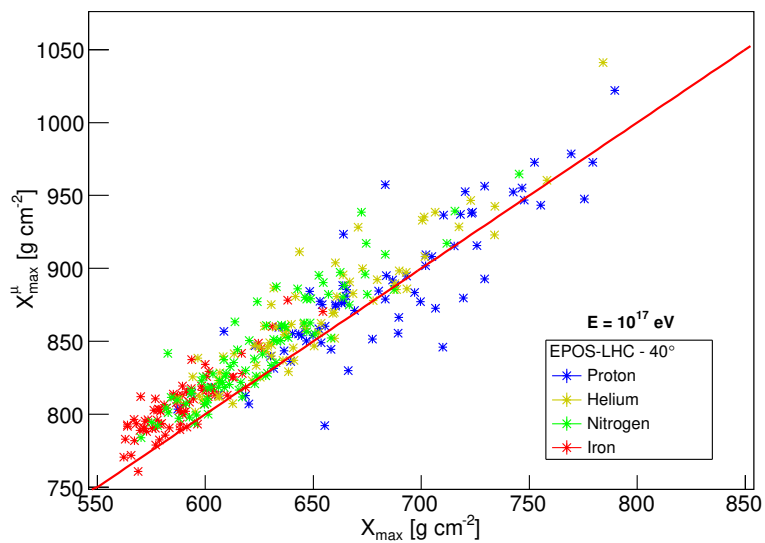
10^{14} eV a 10^{15} eV neprošly cuty a byly tak všechny vyřazeny. Na grafech je dále znázorněna lineární závislost odpovídající přímce $X_{max} + 200 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ pro lepší orientaci.

Zjištěné závislosti $\langle X_{max}^\mu - X_{max} \rangle$ na logaritmu energie primární částice pro jednotlivé zenitové úhly a modely QGSJet II-04 a EPOS-LHC jsou zobrazeny na Obr. 4.20, Obr. 4.21, Obr. 4.22 a Obr. 4.23. Spršky se zenitovým úhlem 0° byly vyřazeny z důvodu řečeného již v předchozí podkapitole. Spršky se zenitovým úhlem 0° o nejvyšších energiích neprojdou mionovým maximem nejen v nadmořské výšce 1400m, ale ani na úrovni moře. Proto není možné dobře určit hloubku mionového maxima, zjištěná hodnota by byla založena na extrapolaci a byla by zatížena velkou chybou.

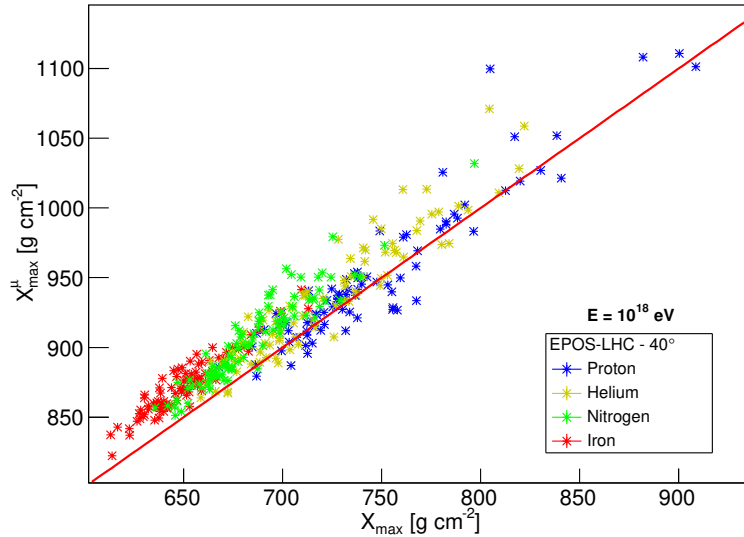
Ze všech grafů 4.20, 4.21, 4.22 a 4.23 je patrné, že pro nejvyšší energie je rozdíl $\langle X_{max}^\mu - X_{max} \rangle$ citlivý na složení primární částice. Nejzajímavější vlastností ovšem je modelová nezávislost. Obě hodnoty elongation rate Λ i parametr β , kterým byly věnovány první dvě podkapitoly, jsou modelově závislé. Přesněji model QGSJet II-04 udává menší hodnoty než model EPOS-LHC. U této závislosti ovšem oba modely dávají přibližně stejné výsledky. To platí jak pro zenitový úhel 40° tak 60° . Pokud by bylo možné tuto veličinu měřit, díky modelové nezávislosti by bylo možné ze zjištěných hodnot odhadovat složení primární částice s malou systematickou chybou kvůli modelových předpovědí.



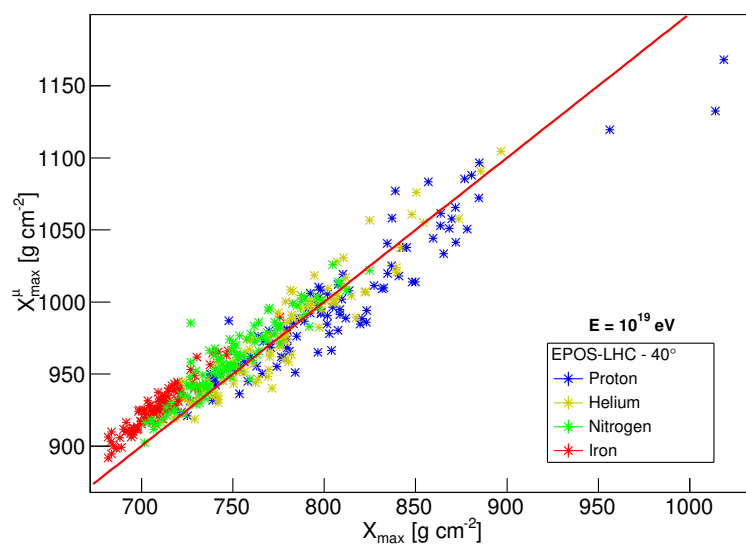
Obrázek 4.15: Graf závislosti hloubky mionového maxima spršky na hloubce maxima spršky pro model EPOS-LHC, zenitový úhel 40° a energii primární částice $10^{16}eV$.



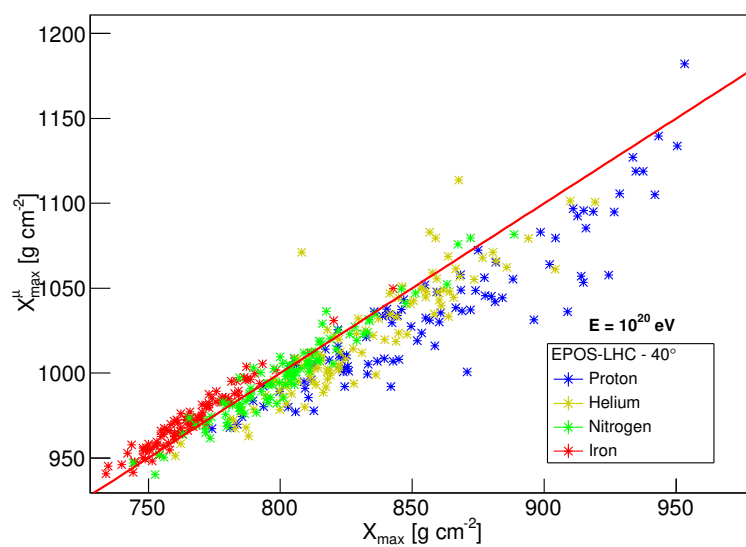
Obrázek 4.16: Graf závislosti hloubky mionového maxima spršky na hloubce maxima spršky pro model EPOS-LHC, zenitový úhel 40° a energii primární částice 10^{17} eV.



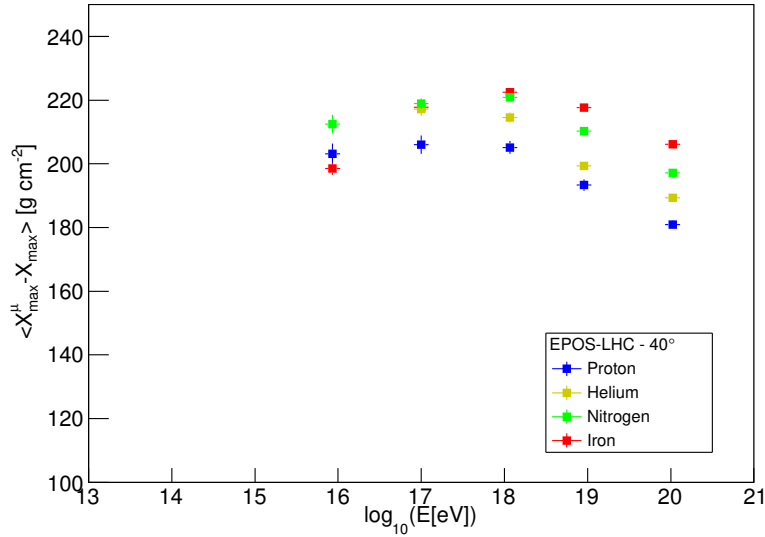
Obrázek 4.17: Graf závislosti hloubky mionového maxima spršky na hloubce maxima spršky pro model EPOS-LHC, zenitový úhel 40° a energii primární částice 10^{18} eV.



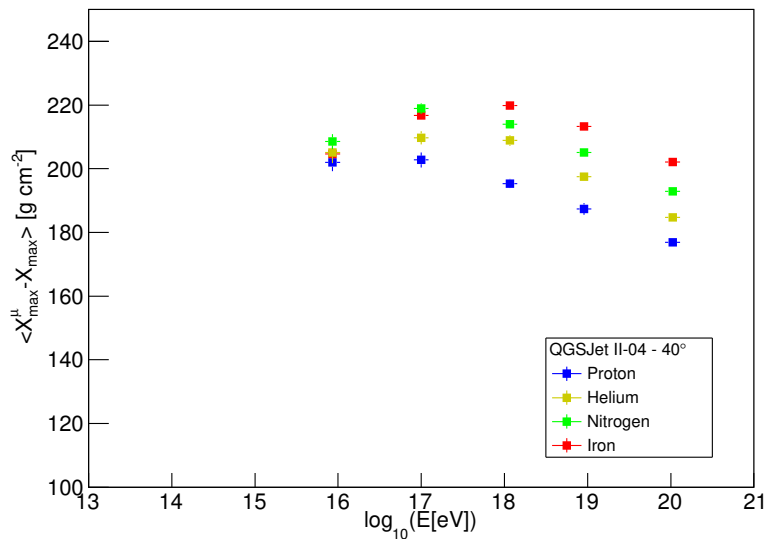
Obrázek 4.18: Graf závislosti hloubky mionového maxima spršky na hloubce maxima spršky pro model EPOS-LHC, zenitový úhel 40° a energii primární částice 10¹⁹eV.



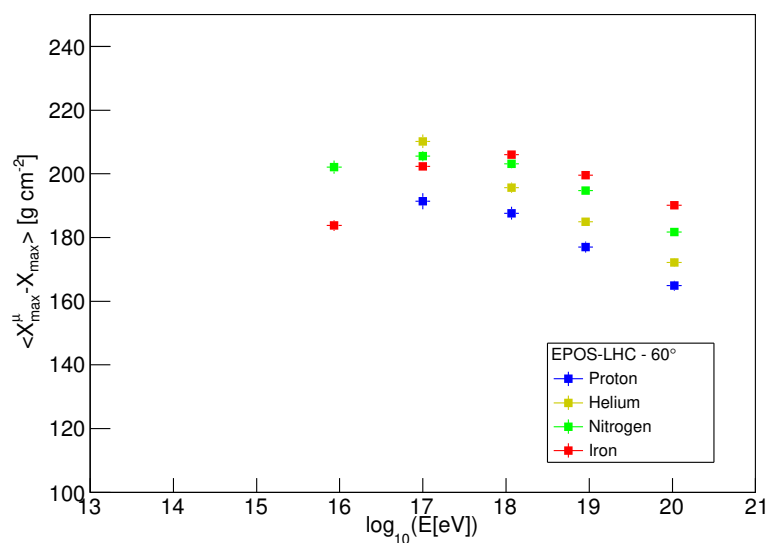
Obrázek 4.19: Graf závislosti hloubky mionového maxima spršky na hloubce maxima spršky pro model EPOS-LHC, zenitový úhel 40° a energii primární částice 10²⁰eV.



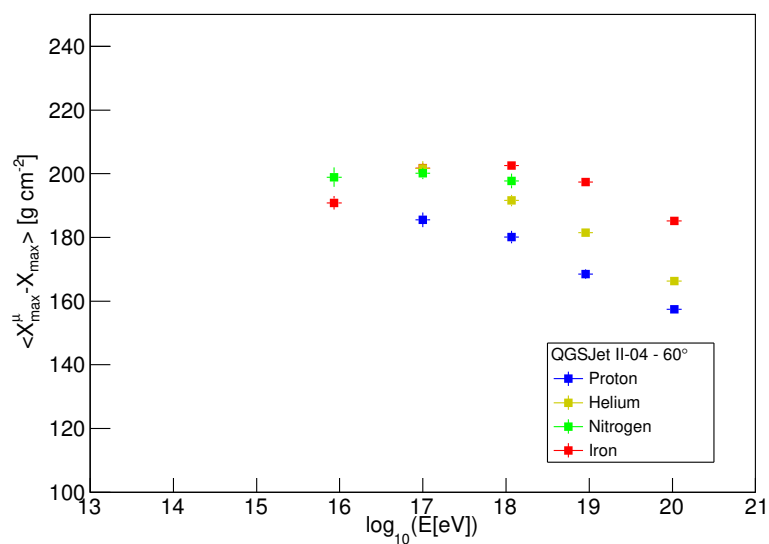
Obrázek 4.20: Graf závislosti středního rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $\langle X_{max}^{\mu} - X_{max} \rangle$ na logaritmu energie primární částice pro model EPOS-LHC a zenitový úhel 40° .



Obrázek 4.21: Graf závislosti středního rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $\langle X_{max}^{\mu} - X_{max} \rangle$ na logaritmu energie primární částice pro model QGSJet II-04 a zenitový úhel 40° .



Obrázek 4.22: Graf závislosti středního rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $\langle X_{max}^{\mu} - X_{max} \rangle$ na logaritmu energie primární částice pro model EPOS-LHC a zenitový úhel 60° .



Obrázek 4.23: Graf závislosti středního rozdílu hloubky mionového maxima spršky a hloubky maxima spršky $\langle X_{max}^{\mu} - X_{max} \rangle$ na logaritmu energie primární částice pro model QGSJet II-04 a zenitový úhel 60° .

Kapitola 5

Závěr

Bakalářská práce je věnována simulacím kosmického záření a jejich porovnáním s předpověďmi z modelových představ o rozvoji spršek. Vytvořili jsme knihovnu spršek kosmického záření v programu CONEX pro dva simulační modely, EPOS-LHC a QGSJet II-04, různé energie a zenitové úhly pěti odlišných primárních částic .

Nejprve byla ověřována předpověď Heitlerova modelu energetického vývoje hloubky maxima fotonových spršek, tedy veličiny elongation rate Λ definovanou jako 2.6. Pro oba použité modely a všechny zenitové úhly odpovídají získané výsledky z nasimulovaných spršek přibližně předpovědi Heitlerova modelu - $\Lambda = 85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Hodnotu Λ pro hadronové spršky předpovídá Heitler-Matthewsův model jako $\Lambda = 58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Elongation rate Λ pro hadronové spršky jsme zjišťovali pro čtyři typy primární částice - proton, jádro helia, jádro dusíku a jádro železa. Z analýzy simulovaných spršek jsme zjistili rostoucí tendenci Λ s nukleonovým číslem primární částice, což Heitler-Matthewsův model nepředpokládá. Výsledky jsou ale konzistentní s předpověďmi z [13, 14].

Další zkoumanou oblastí byl energetický vývoj počtu mionů ve spršce charakterizován parametrem β ze vztahu 2.9. Hodnota β byla zjišťována ve třech specifických hloubkách v atmosféře - hloubka maxima spršky X_{max} , hloubka mionového maxima spršky X_{max}^{μ} a nadmořská výška 1400m odpovídající průměrné nadmořské výšce Observatoře Pierra Augera. Heitler-Matthewsův model předpovídá hodnotu tohoto parametru jako $\beta = 0,85$ pro $\kappa = 1$ (zcela inelastické srážky). Při zahrnutí elasticity srážek ($\kappa < 1$) se hodnota β zvyšuje, pro inelasticitu $\kappa = 0,5$ je $\beta = 0,93$. Hodnoty zjištěné ze simulací se pohybují přibližně v rozmezí $0,905 - 0,935$. Model EPOS-LHC predikuje vyšší hodnoty β než model QGSJet II-04. Ve výsledcích byla patrná klesající závislost β s nukleonovým číslem primární částice.

Posledním tématem této práce byla závislost střední hodnoty rozdílu

hloubky mionového maxima a hloubky maxima spršky na logaritmu energie primární částice. Pro vyšší energie je patrná citlivost střední hodnoty rozdílů hloubky mionového maxima na složení primární částice, přičemž největší rozdíl je pro nejtěžší částici. Zajímavým efektem je modelová nezávislost výsledků. Model EPOS-LHC i QGSJet II-04 dávají přibližně stejné výsledky. V předchozích situacích při určování hodnoty elongation rate Λ nebo parametru β totiž model QGSJet II-04 predikuje nižší hodnoty než model EPOS-LHC.

Náš další výzkum bude věnován aplikaci dosažených výsledků na pozorovaná data z Observatoře Pierre Auger a na data z experimentu KASCADE [23]. Dále se zaměříme na vysvětlení fyzikální podstaty nevysvětlených efektů, jako je závislost hodnoty β na složení primární částice.

Literatura

- [1] The Pierre Auger Collaboration, The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory, NIM A 798, 172 (2015).
- [2] T. Bergmann, et al., One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation, Astropart. Phys. 26, 420 (2007).
- [3] T. Pierog, et al., First Results of fast One-dimensional Hybrid Simulation of EAS Using CONEX, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 151, 159 (2006).
- [4] D.H. Perkins, Particle Astrophysics, Second Edition, Oxford Master Series in Physics (2009).
- [5] C. Grupen, Astroparticle Physics, Springer (2005).
- [6] S.A. Bass, et al., Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions, Prog. Part. Nucl. Phys. 41, 225 (1998).
- [7] M. Bleicher, et al., Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model, J.Phys. G25, 1859 (1999).
- [8] S.P. Swordy, Scientific American 40, (1997).
- [9] R.W. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag (1987).
- [10] S. Lemley, The Physics behind Cherenkov Radiation, [url:ffden-2.phys.uaf.edu](http://ffden-2.phys.uaf.edu), accessed (May 2016).
- [11] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Third Edition, Oxford university press (1954).
- [12] J. Matthews, A Heitler model of extensive air showers, Astropart. Phys. 22, 387 (2005).

- [13] Pierre Auger Collaboration, Interpretation of the Depths of Maximum of Extensive Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2, 026 (2013).
- [14] S. Petrera, Update of the parameterisations given in "Interpretation of the Depths of Maximum..." in the energy range $10^{17} - 10^{20}$ eV, GAP 083 (2014).
- [15] R. Engel, et al., in. Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, 1, 415 (1999).
- [16] S. Ostapchenko, Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model, *Phys. Rev. D* 83, 014018 (2011).
- [17] N.N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, A. I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B, 17 (1997).
- [18] M. Alekseeva, T. Bergmann, V. Chernatkin, et al., International Cosmic Ray Conference, 7, 139 (2005).
- [19] D. Heck, et al., CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, FZKA 6019 (1998).
- [20] J. Vicha, P. Travnicek D. Nosek, On the Combined Analysis of Muon Shower Size and Depth of Shower Maximum, arXiv:1509.06320 (2015).
- [21] J. Alvarez-Muniz, et al., Hybrid simulations of extensive air showers, *Phys. Rev. D* 66, 033011 (2002).
- [22] T. K. Gaisser, A. M. Hillas, Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers, Proc. of the 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria (1977).
- [23] Karlsruhe Shower Core and Array DEtector - Grande, <https://web.iup.uni-leipzig.de/KASCADE/>, accessed (June 2016).