

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Vliv modifikací modelů hadronických  
interakcí na vlastnosti spršek  
kosmického záření

Influence of modified hadronic  
interactions on properties of  
cosmic-ray showers

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval:      Nikolas Denner  
Vedoucí práce:  Ing. Jakub Vícha, Ph.D.  
Rok:                2020





*Katedra:* fyziky

*Akademický rok:* 2019/2020

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

*Student:* Nikolas Denner

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Název práce:* Vliv modifikací modelů hadronických interakcí na vlastnosti spršek kosmického záření  
(česky)

*Název práce:* Influence of modified hadronic interactions on properties of cosmic-ray showers  
(anglicky)

*Pokyny pro vypracování:*

- 1) Vlastnosti spršek kosmického záření a vysokoenergetické modely hadronických interakcí.
- 2) Produkce simulovaných spršek kosmického záření Monte Carlo generátorem CONEX pro nejnovější modely hadronických interakcí.
- 3) Produkce simulovaných spršek kosmického záření Monte Carlo generátorem CONEX s modifikovanými hadronickými interakcemi.
- 4) Určení změn vlastností spršek kosmického záření pro různé modifikace hadronických interakcí.

*Doporučená literatura:*

- [1] R. Ulrich, et al.: Hadronic multiparticle production at ultra-high energies and extensive air showers. Phys. Rev. D 83 (2011) 054026
- [2] J. Mathews: A Heitler model of extensive air showers. Astropart. Phys. 22 (2005) 387
- [3] K.-H. Kampert and M. Unger: Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments. Astropart. Phys. 35 (2012) 660
- [4] A. de Angelis and M. Pimenta: Introduction to Particle and Astroparticle Physics: Questions to the Universe, Springer, 1st ed. 2015
- [5] T. Bergmann, et al.: One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. Astropart. Phys. 26 (2007) 420

*Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:*

Ing. Jakub Vícha, Ph.D., Oddělení astročásticové fyziky, Fyzikální ústav Akademie věd České republiky, v. v. i.

Konzultant: RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.

Oddělení astročásticové fyziky, Fyzikální ústav Akademie věd České republiky, v. v. i.

*Datum zadání bakalářské práce:* 25.10.2019

*Termín odevzdání bakalářské práce:* 07.07.2020

*Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.*



.....  
garant oboru



.....  
vedoucí katedry



.....  
děkan

V Praze dne 25.10.2019

## **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 .....

.....

Nikolas Denner

## **Poděkování**

Děkuji vedoucímu své bakalářské práce Ing. Jakubovi Víchovi, Ph.D. za uvedení do problematiky, trpělivé a odborné vedení mé práce a ochotu. Zároveň děkuji Mgr. Jiřímu Blažkovi za pomoc při řešení problémů spojených s vypracováním této práce. V neposlední řadě děkuji své přítelkyni, přátelům a rodině za psychickou podporu a pomoc s korekcí práce.

Nikolas Denner

*Název práce:*

**Vliv modifikací modelů hadronických interakcí na vlastnosti spršek kosmického záření**

*Autor:* Nikolas Denner

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Ing. Jakub Vícha, Ph.D.

Oddělení astročásticové fyziky, Fyzikální ústav Akademie věd České republiky, v. v. i.

*Konzultant:* RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.

Oddělení astročásticové fyziky, Fyzikální ústav Akademie věd České republiky, v. v. i.

*Abstrakt:* Interpretace dat získaných z detektorů kosmického záření ultra-vysokých energií závisí na simulacích spršek kosmického záření. K těmto simulacím lze užít hybridní simulační program CONEX, který kombinuje Monte Carlo simulace s řešením kaskádních rovnic. Monte Carlo simulace jsou prováděny pomocí modelů hadronických interakcí. Tyto modely jsou vytvořeny na základě dat získaných z urychlovačů a jsou extrapolovány do energií relevantních pro vysokoenergetické kosmické záření. Tato práce se zabývá sledováním chování simulovaných vlastností spršek kosmického záření iniciovaných protony a železy při modifikacích několika parametrů implementovaných v modelech hadronických interakcí. Chování daných závislostí je rovněž porovnáno v rámci různých modelů hadronických interakcí.

*Klíčová slova:* spršky kosmického záření, simulační program CONEX, modely hadronických interakcí

*Title:*

**Influence of modified hadronic interactions on properties of cosmic-ray showers**

*Author:* Nikolas Denner

*Abstract:* Interpretation of data obtained from detectors of ultra-high energy cosmic rays depends on simulations of cosmic-ray air showers. To run these simulations, one can use a hybrid simulation program CONEX, which combines Monte Carlo simulations with solutions of cascade equations. Monte Carlo simulations are performed via hadronic interaction models. These models are based on accelerator data and extrapolated to energies relevant to high-energy cosmic rays. This work studies the dependence of properties of simulated air shower properties for showers initiated by protons and iron nuclei on modifications of several parameters implemented in hadronic interaction models. The behaviour of these dependences is also compared within different hadronic interaction models.

*Key words:* cosmic ray air showers, simulation program CONEX, hadronic interaction models





# Obsah

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Úvod</b>  | <b>11</b> |
| <b>1 Kosmické záření</b>                                     | <b>13</b> |
| 1.1 Historie . . . . .                                       | 13        |
| 1.2 Vlastnosti . . . . .                                     | 14        |
| 1.2.1 Primární částice . . . . .                             | 14        |
| 1.2.2 Sekundární částice . . . . .                           | 16        |
| 1.3 Detekce . . . . .  | 18        |
| 1.3.1 Experimenty . . . . .                                  | 19        |
| 1.3.2 Observatoř Pierra Augera . . . . .                     | 20        |
| <b>2 Rozvoj spršek kosmického záření</b>                     | <b>25</b> |
| 2.1 Heitlerův model . . . . .                                | 25        |
| 2.2 Heitler-Matthewsův model . . . . .                       | 26        |
| 2.2.1 Popis protonových spršek . . . . .                     | 26        |
| 2.2.2 Popis jaderných spršek . . . . .                       | 29        |
| 2.3 Modely hadronických interakcí . . . . .                  | 29        |
| 2.3.1 QGSJet-II 04 . . . . .                                 | 30        |
| 2.3.2 EPOS LHC . . . . .                                     | 31        |
| 2.3.3 Sibyll 2.3c . . . . .                                  | 31        |
| <b>3 Simulace spršek kosmického záření</b>                   | <b>33</b> |
| 3.1 Program CONEX . . . . .                                  | 33        |
| 3.1.1 Rozšíření programu CONEX . . . . .                     | 35        |
| <b>4 Modifikace interakcí</b>                                | <b>37</b> |
| 4.1 Modifikace pro spršky s energií $10^{19,5}$ eV . . . . . | 37        |
| 4.1.1 Protonové spršky . . . . .                             | 38        |
| 4.1.2 Železné spršky . . . . .                               | 42        |
| 4.2 Modifikace pro spršky s energií $10^{18,7}$ eV . . . . . | 46        |
| 4.2.1 Efekt jednoparametrických změn . . . . .               | 47        |
| 4.2.2 Efekt dvouparametrických změn . . . . .                | 50        |
| 4.3 Diskuze . . . . .  | 53        |
| 4.3.1 Modifikace s primární energií $10^{19,5}$ eV . . . . . | 53        |
| 4.3.2 Modifikace s primární energií $10^{18,7}$ eV . . . . . | 54        |
| <b>Závěr</b>   | <b>55</b> |

|                   |    |
|-------------------|----|
| Literatura        | 57 |
| Přílohy           | 60 |
| A Dodatečné grafy | 61 |

# Úvod

Studium kosmického záření v dnešní době není jen o experimentech a pozorováních, ale rovněž o Monte Carlo simulacích spršek kosmického záření používaných k interpretaci dat z detektorů. Tyto simulace s sebou nesou systematické nejistoty, které lze odhadnout díky znalosti nejistot modelů multičásticové produkce a toho, jak se tyto nejistoty projevují v předpovědích různých pozorovatelných ve sprškách kosmického záření. Tato práce se věnuje produkci simulovaných spršek kosmického záření Monte Carlo generátorem CONEX a následnému určení změn vlastností spršek kosmického záření v závislosti na některých modifikovaných parametrech modelů hadronických interakcí.

První kapitola seznamuje čtenáře obecně s kosmickým zářením. Pojednává o historii jeho pozorování a objevech, k nimž díky němu došlo, dále o jeho rozdělení na primární a sekundární částice, o vlastnostech těchto jednotlivých složek, způsobech detekce kosmického záření a s tím spojených experimentech. Rovněž je zde detailnější popis Observatoř Pierra Augera - největšího detektoru kosmického záření na světě.

Druhá kapitola pojednává o Heitlerově modelu elektromagnetických spršek a Heitler-Matthewsově modelu, který popisuje spršky kosmického záření iniciované protony a těžšími jádry. Navíc čtenáře povrchově seznamuje se složitějšími modely hadronických interakcí, na kterých jsou založené Monte Carlo simulace extenzivních spršek použité pro tuto práci.

Třetí kapitola nastiňuje problematiku simulací spršek kosmického záření pomocí programu CONEX a popisuje jeho rozšíření, které dovoluje modifikovat některé z parametrů modelů hadronických interakcí.

Ve čtvrté kapitole jsou vyobrazeny a popsány výsledky výzkumu dopadu zmíněných modifikací parametrů modelů hadronických interakcí na pozorovatelné ve sprškách kosmického záření. Nachází se zde porovnání nových modelů hadronických interakcí se starším modelem, který byl použit v původním výzkumu těchto závislostí, a zároveň čistě nový výzkum pro jiné primární energie a dále chování těchto závislostí pro pozměněnou hraniční energii pro modifikace. V práci je rovněž obsažen test aditivity modifikovaných parametrů. Na konci této kapitoly se nachází krátká diskuze ohledně možných vlivů na výsledky práce.



# Kapitola 1

## Kosmické záření

### 1.1 Historie

V této podkapitole se stručně pojednává o historii objevování kosmického záření, přičemž detailnější popis je uveden v [1].

Kosmické záření bylo objeveno rakouským fyzikem Victorem Hessem v roce 1912 při jeho letech balónem, během kterých měřil radiaci způsobující ionizaci atmosféry. Hess došel k názoru, že tato radiace pochází z mimozemského zdroje, a nazval ji "Höhenstrahlung" (vysoké záření). V roce 1926 provedl Robert Millikan měření absorpce záření v různých hloubkách jezer ve velkých nadmořských výškách a kvůli síle průniku tohoto záření dospěl k závěru, že se jedná převážně o vysokoenergetické gama paprsky, které putují vesmírem rovnoměrně ve všech směrech. Millikanem bylo navrženo pojmenování "cosmic rays" (kosmické záření), které bylo akceptováno a používá se dodnes.

V roce 1928 byla Millikanova domněnka o kosmickém záření tvořeném gama paprsky vyvrácena, protože bylo zjištěno, že záření je ovlivňováno geomagnetickým polem Země, a tak musí být elektricky nabité. O pět let později zjistily tři nezávislé experimenty vedené Johnsonem, Rossim a Alvarezem s Comptonem, že tento elektrický náboj je převážně pozitivní, a tak se s největší pravděpodobností jedná o protony.

Na přelomu 20. a 30. let vznikala kvantová mechanika, s kterou je spojena předpověď antičástic vyplývajících z Diracovy rovnice. Jako první pozoroval antičástici Anderson, který v mlžné komoře zaznamenal pozitivně nabitou částici s hmotností elektronu. Tato částice byla později nazvána pozitron. Anderson v roce 1936 sdílel Nobelovu cenu s Hessem, kterému byla udělena zásluha za objev kosmického záření. Pozitrony byly rovněž pozorovány v kosmickém záření při rozpadu fotonů na elektron-pozitronové páry, což korespondovalo s předpovědí Diracovy teorie.

V roce 1934 zaznamenal italský fyzik Bruno Rossi téměř současné impulzy na několika vzdálených Geiger-Müllerových čítačích. Fenomén si vysvětloval extenzivní sprškou částic. Stejného jevu si za tři roky všiml i Pierre Auger, který se rozhodl jej detailněji prozkoumat. Usoudil, že tato extenzivní sprška vzniká, když vysokoenergetická primární částice kosmického záření interaguje s jádry v atmosféře a odhadl

jejich energie přibližně na  $10^{15}$  eV.

V následujících letech bylo kosmické záření spojené s hledáním Yukawovy částice, jejíž existence vyplývala z teorie silné interakce. Z výzkumů v tomto směru vyplynul objev mionu a potvrzení existence pionu, který byl ztotožněn s Yukawovou částicí. Kladně a záporně nabitě piony byly objeveny v roce 1947 a roku 1950 dovršilo potvrzení Yukawovy teorie pozorování neutrálního pionu analýzou rozpadových produktů ve sprškách kosmického záření. Rovněž byly v této době v mlžných komorách pozorovány podivné topologie kosmických částic. Tyto částice byly později označeny jako podivné mezony.

S příchodem urychlovačů částic v 50. letech přestalo být kosmické záření primárním nástrojem pro studium částicové fyziky. Mnoho fyziků tak přešlo z lovu vysokoenergetických částic v kosmickém záření na jejich produkci na urychlovačích. Tyto dva způsoby studia struktury částic od sebe byly odděleny, což vedlo ke vzniku CERN. Následovalo období, kdy byly hlavním zdrojem pokroku ve fyzice urychlovače částic, ale od kosmického záření se definitivně neustoupilo. V dnešní době existuje několik experimentů pracujících například na zkoumání spektra a zdrojů vysokoenergetického kosmického záření. Největším experimentem zaměřeným na kosmické záření je Observatoř Pierra Augera, rozkládající se na oblasti o rozsahu  $3000 \text{ km}^2$  v Argentině [2].

## 1.2 Vlastnosti

Kosmické záření se skládá z primárních vysokoenergetických částic, které přilétají na Zemi z vesmíru, a ze sekundárních částic, které jsou produkovány při interakcích primární částice s jádry v atmosféře a při následných interakcích takto vyprodukovaných částic. Sekundární částice tak mohou dopadat až na povrch Země formou extenzivních spršek.

### 1.2.1 Primární částice

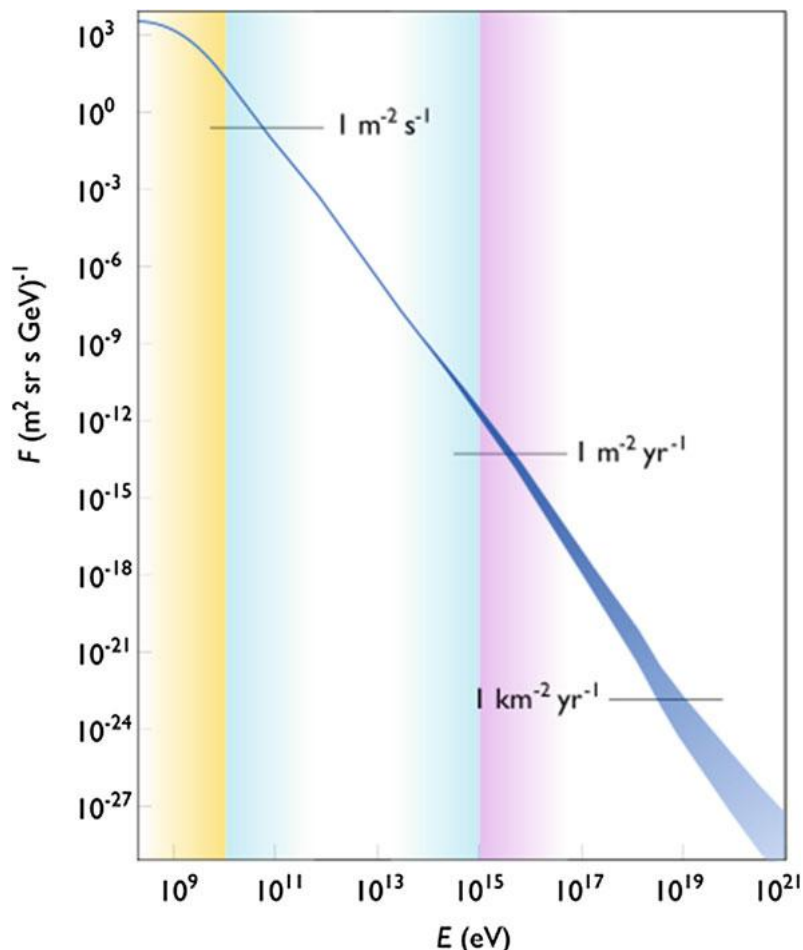
Nabitě primární částice se skládají z největší části z protonů (86%), potom z alfa částic (11%), z těžších jader až po uran (1%) a z elektronů (2%)<sup>1</sup> [3]. Rovněž mohou být pozorovány malé proporce antiprotonů a pozitronů, jejichž vznik je přisuzován interakcím primárních částic s mezihvězdným plynem. Neutrální primární částice se skládají z neutronů, gama záření, neutrin a antineutrin.

Množství primárních částic kosmického záření pochází přímo z naší Galaxie. Energie primárních částic dosahují řádu až  $10^{20}$  eV, což naznačuje i existenci extragalaktických zdrojů kosmického záření. Magnetické pole naší Galaxie by totiž nebylo schopné částice o takto vysokých energiích udržet uvnitř urychlovacích oblastí. Existence extragalaktického kosmického záření je naznačena i v jeho energetickém spektru (viz Obr. 1.1). Potvrzena byla zatím pouze pro energie nad 8 EeV [4].

---

<sup>1</sup>Uvedená procenta platí pro částice, které mají stejnou pravěpodobnost průniku do atmosféry skrze geomagnetické pole Země.

Distribuci energie kosmického záření  $E$  lze poměrně dobře popsat mocninnou funkcí  $E^{-p}$ , kde  $p$  je kladné číslo, jehož hodnota je průměrně rovna 2,7 [3]. Oblast s nízkými energiemi je dominována kosmickým zářením ze Slunce (sluneční vítr) [1]. Dále spektrum klesá strměji až po energii řádu  $\sim 10^3$  TeV, kde se nachází tzv. koleno. Tato oblast je převážně tvořena kosmickým zářením produkovaným astro-



Obrázek 1.1: Energetické spektrum kosmického záření, kde  $F$  značí tok energie. Různé vertikální oblasti značí rozsahy energií, ve kterých převažují jednotlivé zdroje kosmického záření. Vlevo převažuje záření ze Slunce, uprostřed z naší galaxie, a vpravo z mimogalaktických zdrojů. V místě, kde dopadá  $\sim 1$  částice na  $\text{m}^2$  za rok, se nachází koleno a v místě, kde za rok dopadne  $\sim 1$  částice na  $\text{km}^2$ , kotník. Autorem obrázku je Sven Lafebre (vlastní práce) [GFDL <http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html>], převzato z Wikimedia Commons. [cit. 6. 7. 2020]

fyzikálními zdroji v naší Galaxii. Pro vyšší energie se spektrum stává ještě strmějším. Kosmické záření o energiích vyšších než energie tzv. kotníku ( $\sim 4 \cdot 10^6$  TeV), kde dochází ke ztvrdnutí spektra, je produkované nejspíše extragalaktickými zdroji. Jedněmi z kandidátů na zdroj takto energetického záření jsou supermasivními černé díry v jádrech ostatních galaxií. O zdrojích kosmického záření o nejvyšších energiích se toho doposud moc neví. Částice o nejvyšších energiích jsou navíc drasticky potla-

čeny, protože během svých dlouhých cest vesmírem interagují s reliktním zářením<sup>2</sup>.

V roce 1966 byla spočítána teoretická limitní energie kosmického záření ze vzdálených zdrojů. Tato limita je nazývána Greisen-Zatsepin-Kuzminova mez (GZK cutoff) podle svých objevitelů [5][6]. Protony s energií nad hranicí okolo  $10^{20}$  eV interagují s fotony reliktního záření za vzniku pionů. Tyto interakce pokračují, dokud energie protonu nespadne pod hranici produkce pionů ( $\sim 5 \cdot 10^{19}$  eV). Kvůli interakční délce tohoto vzájemného působení tak kosmické záření ze vzdáleností větších než  $\sim 50$  Mpc od Země a s vyššími energiemi, než je daná hranice, bude na Zemi silně potlačeno. Podobný efekt zamezuje i propagaci těžších jader.

Možné bodové zdroje nabitých primárních částic pro energie do  $\sim 10^{19}$  eV se určují těžko, protože se částice zizotropizují v magnetickém poli naší Galaxie. Pouze pro částice s největšími energiemi nebude anizotropie ve směrech příletů zničena magnetickými poli galaxií [3]. Experiment Auger našel náznak anizotropie ( $\sim 3\sigma$  efekt) ve sprškách způsobených primárními částicemi o energiích větších než  $6 \cdot 10^{19}$  eV [7]. Všechny tyto částice navíc přišly z blízkého okolí našeho nejbližšího aktivního galaktického jádra - Centaurus A. Pravděpodobnost, že by se něco takového stalo náhodou, je řádu  $10^{-3}$ . Tato pozorování tedy naznačují, že vysokoenergetické kosmické záření by mohlo být urychlované mechanismy spojenými s masivními černými dírami.

Většina kosmického záření gama (keV - 100 TeV) vytváří časově nezávislé, náhodné pozadí, vytvořené například rozpadem neutrálních pionů vyprodukovaných srážkou primárního protonu s mezihvězdnou hmotou. Různé experimenty však pozorovaly i bodové zdroje tohoto záření. K takovým zdrojům patří mnoho známých pulsarů, mezi nimi třeba krabí pulsar. Existuje domněnka, že tyto gama paprsky jsou produkovány synchrotronním zářením elektronů v silném magnetickém poli pulsarů a inverzním Comptonovým rozptylem. Jiným zdrojem takových primárních částic jsou gama záblesky, které trvají od 10 ms až do 10 s, dochází k nim jednou až dvakrát denně a jejich zdroje jsou víceméně izotropicky rozmístěné po obloze [3].

## 1.2.2 Sekundární částice

Jak bylo řečeno, sekundární částice kosmického záření jsou produkovány při interakcích primárních částic s naší atmosférou [3]. Ta tedy plní stejnou roli jako terče v urychlovačích. Nejčastěji produkovány jsou piony, které se vyskytují ve dvou nabitých a jednom neutrálním stavu  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  a  $\pi^0$ . Jsou produkovány převážně ve stratosféře, protože jaderná interakční délka protonu ve vzduchu je  $\lambda_{int} \approx 100 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ , zatímco celková atmosférická hloubka je  $X \approx 1030 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Atmosférická hloubka je definována jako

$$X(h) = \int_h^\infty \rho(x) dx, \quad (1.1)$$

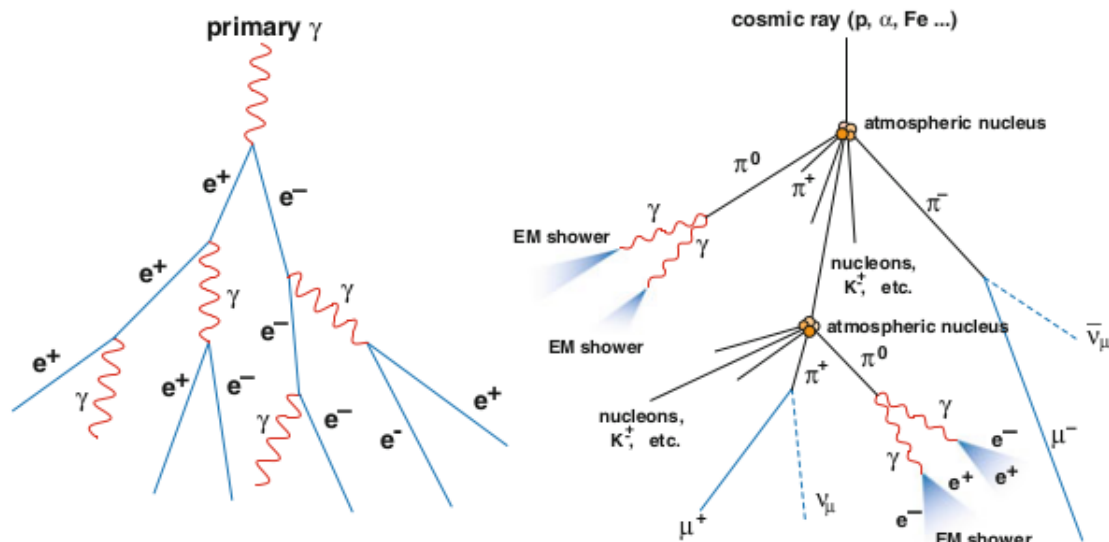
---

<sup>2</sup>Vesmír je naplněný reliktním zářením (kosmickým mikrovlnným pozadím), což je izotropní mikrovlnné elektromagnetické záření z dob, kdy protony a elektrony formovaly neutrální atomy. Fotony potom neměly s čím interagovat, a tak se volně vyvíjely v expandujícím vesmíru.



kde  $h$  je nadmořská výška a  $\rho(x)$  je hustota vzduchu podél dráhy  $x$  [8]. Spršky způsobené nabitým jádrem jakožto primární částicí jsou na Obr. 1.2 vpravo.

Nabitě piony mají střední dobu života  $\tau \approx 26$  ns a rozpadají se na miony a neutrina. Pokud energie nabitých pionů klesne pod  $\sim 10$  GeV, pak se téměř všechny z nich rozpadnou dříve, než budou vůbec interagovat s dalšími částicemi v atmosféře. Dceřinné miony jsou rovněž nestabilní. Mají střední dobu života  $\tau \approx 2,2 \mu\text{s}$  a rozpadají se na elektrony a neutrina. Miony s energií  $\leq 1$  GeV mají rozpadovou délku  $\leq 6,6$  km, a tak se většina z nich rozpadne ještě za letu. Pokud mají vyšší energii,



Obrázek 1.2: Schéma atmosférických spršek způsobených různými primárními částicemi. Fotonem indukovaná elektromagnetická sprška vlevo a jaderná (hadronická) sprška vpravo. Převzato z [9].

mohou proletět celou atmosférou od svého vzniku, aniž by se rozpadly nebo zastavily. Miony totiž mají nízké ionizační ztráty ( $\sim 2\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ ). Např. pro mion s energií 3 GeV je jeho střední rozpadová délka podobná délce dráhy z místa jeho produkce až k hladině moře. Takto energetický mion navíc ztratí během cesty atmosférou kvůli ionizaci energii rovnou 2 GeV, takže má dostatek energie k tomu, aby docestoval až na povrch Země. Miony, které mají ještě vyšší energii, jsou schopné dostat se i hluboko do podzemí. Z tohoto důvodu jsou součástí tzv. tvrdé komponenty kosmického záření.

Neutrální piony podstoupí elektromagnetický rozpad na dva fotony se střední dobou života  $\sim 8 \cdot 10^{-17}$  s. Vzniklé fotony potom způsobují elektromagnetické kaskády (Obr. 1.2 vlevo). Průběh těchto fotonem indukovaných elektromagnetických kaskád lze zjednodušeně popsat následujícím způsobem [3]. Mějme elektron o energii  $E_0$  pohybující se prostředím se zanedbáním ionizačních ztrát. Po uražení první radiační délky vyzáří tento elektron foton o energii  $\frac{E_0}{2}$ . Po uražení další radiační délky se tento foton přemění v elektron-pozitronový pár s tím, že každá částice odnese polovinu energie. Zároveň náš původní elektron vyzáří další foton, který bude mít energii  $\frac{E_0}{4}$ .

Po dvou radiačních délkách elektronu tedy máme čtyři částice (dva elektrony, pozitron, foton), každý s energií  $\frac{E_0}{4}$ . Po  $n$  radiačních délkách budeme mít téměř stejné množství elektronů, pozitronů a fotonů a každá částice bude mít energii  $E(n) = \frac{E_0}{2^n}$ . Takto se bude kaskáda rozvíjet dál, dokud energie částic neklesne na hodnotu kritické energie  $E_c$ , což je energie, pod kterou se stanou ionizační ztráty dominantními a přestane tak docházet k vyzařování fotonů a k tvorbě elektron-pozitronových párů. Kaskáda tedy z hlediska počtu částic dosáhne svého maxima a pak náhle vymizí.

Z tohoto modelu vyplývá, že svého maxima sprška dosáhne po  $n_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)/\ln 2$  radiačních délkách. To znamená, že hloubka maxima, označovaná jako  $X_{max}$ , logaritmicky roste s počáteční energií. Také z tohoto modelu plyne to, že počet částic v maximu je  $N_{max} = 2^{n_{max}} = \frac{E_0}{E_c}$ , tedy počet částic v maximu je přímo úměrný počáteční energii  $E_0$ . Dalším, velmi důležitým závěrem je to, že integrál nabitých částic s energií  $E > E_c$  podél celkové trasy v radiačních délkách je roven

$$L = \left(\frac{2}{3}\right) \int 2^n dt \sim \left(\frac{2}{3} \ln 2\right) \frac{E_0}{E_c} \sim \frac{E_0}{E_c}, \quad (1.2)$$

a tedy pomocí integrálu celkové trasy lze spočítat počáteční energii, čehož se využívá při měření fluorescenčního světla produkovaného sekundárními částicemi.

Skutečnost je samozřejmě složitější už jen proto, že k ionizačním ztrátám energie dochází už v rozvoji spršky po boku radiačních ztrát. Skutečná sprška se tedy skládá z počátečního mocinného růstu počtu částic, jeho širokého maxima a nakonec jeho postupného exponenciálního poklesu. Tento model navíc pracuje s jednodimenzionálním rozvojem spršek, zatímco opravdové spršky se rozvíjejí příčně. Elektrony a fotony z těchto kaskád patří k lehce absorbované měkké komponentě kosmického záření. Uvedený model lze použít i v případě, kdy je primární částicí pozitron nebo foton.

Při jaderných reakcích primárních částic s atmosférou mohou vznikat i radioaktivní izotopy. Mezi ně patří například izotopy  $^{14}\text{C}$ . Tyto izotopy se mohou kombinovat na molekuly  $\text{CO}_2$  a podílet se tak na cirkulaci tohoto plynu v zemské atmosféře, odkud se mohou dostat do oceánu pomocí deště a absorbovat se v organické hmotě. Obsahu těchto molekul v organismu využívá radio-uhlíková metoda určování stáří.

Zatímco v elektromagnetické kaskádě elektrony ztrácí mnoho své energie během jedné radiační délky, jádra v jaderných kaskádách ztratí při jedné interakční délce přibližně čtvrtinu. Jaderná interakční délka ve vzduchu je navíc asi 2,5krát větší než radiační délka. Dalším rozdílem mezi těmito dvěma typy kaskád je to, že příčný rozvoj jaderných spršek je určen hlavně příčnou hybností sekundárních částic v jaderných interakcích a je mnohem rozsáhlejší než příčný rozvoj elektromagnetických spršek způsobených stejnou primární částicí. Hadronická extenzivní sprška se bude postupně rozrůstat pomocí dříve popsaných procesů, až nakonec bude většina částic a téměř veškerá energie obsažena v elektromagnetických kaskádách. Integrál celkové trasy nám tedy opět dá počáteční energii. Interpretace získaných signálů v detektorech avšak do jisté míry závisí na modelování simulací jaderných kaskád.

## 1.3 Detekce

Detekci kosmického záření komplikují faktory jako je například klesající tok primárních částic s jejich rostoucí energií nebo obsah neutrin, která mají velmi malý účinný průřez interakce s detektorem [1]. Primární částice je možné detekovat přímo pomocí balónů a satelitů ve výšce nad  $\sim 15$  km n. m. Takové detektory však mají kvůli potřebě dostatečně vysokého toku přicházejících částic omezené rozmezí energií, které se pomocí nich měří. Toto rozmezí sahá do energie primární částice v řádu  $10^{14}$  eV. Primární částice s vyššími energiemi se pozorují nepřímo skrze detekci extenzivních spršek kosmického záření, při kterých vzniká měřitelný signál pomocí různých mechanismů.

Jedním z těchto mechanismů, díky kterým lze spršky kosmického záření detekovat, je fluorescence. Nabité částice v extenzivní spršce během svého průletu ionizují a excitují molekuly plynu v atmosféře. Při následné deexcitaci je emitováno záření ve viditelném a ultrafialovém spektru. Počet fotonů vyzářených při fluorescenci je malý. Jedná se o několik fotonů na elektron při jeho průletu jedním metrem v atmosféře. Na druhou stranu jsou tyto fotony izotropní.

Další způsob, jakým vytvářejí extenzivní spršky kosmického záření měřitelný signál, je Čerenkovova emise. Čerenkovovo záření vzniká, když se nabitá částice pohybuje daným prostředím větší rychlostí, než je rychlost světla v tomto prostředí. Celková vyzářená energie je v tomto případě malá oproti ionizačním ztrátám. Počet vyzářených fotonů ve viditelném spektru je přibližně 40 na metr ve vzduchu a 500 na centimetr ve vodě [1]. Například z primární částice o energii 1 TeV doletí do výšky 2000 m n. m. asi 150 Čerenkovových fotonů viditelného spektra na  $m^2$ . V této nadmořské výšce jsou typicky umístěny Čerenkovské teleskopy. Při průletu atmosférou jsou kvůli některým jevům v atmosféře potlačeny Čerenkovovy fotony v UV spektru, ale i přes to je tato složka dopadajícího záření oproti viditelnému spektru dominantní.

Částice ve sprškách kosmického záření jsou také schopny vyzařovat rádiové vlny o frekvencích od jednotek až po stovky MHz. V současnosti dochází k obrodě této detekční techniky.

K samotné detekci extenzivních spršek vytvořených vysokoenergetickou primární částicí se využívají zejména tři způsoby. Jedním je zaznamenávání částic spršky, které dopadnou na povrch Země, pomocí pole povrchových detektorů. Dalším je zaznamenávání fluorescenčního světla během bezměsíčních nocí pomocí ultrafialových fluorescenčních detektorů umístěných na povrchu Země nebo případně v satelitech. Třetím způsobem je měření Čerenkovova záření emitovaného sekundárními částicemi podél osy spršky příslušnými detektory.

Povrchové detektory měří hustotu času příletu částic do konkrétního místa. Nejčastěji se jako povrchové detektory využívají scintilační a vodní Čerenkovovy detektory. Místo dopadu osy spršky na Zemi se definuje jako místo s největší hustotou částic a je určeno pomocí hustot částic zaznamenaných na jednotlivých povrchových detektorech. Směr příletu spršky je v těchto detektorech určen časem příletu přední části spršky do jednotlivých detektorů.

Fluorescenční teleskopy zaznamenávají intenzitu a čas příletu světla vyzářeného v atmosféře pod specifickým úhlem. Jsou proto schopné zrekonstruovat longitudinální profil a osovou geometrii spršky. Pokud je jedna sprška zaznamenána dvěma nebo více fluorescenčními detektory, zpřesní se rekonstrukce geometrie spršky.

Ze vztahu mezi nasbíraným fluorescenčním světlem a počtem částic ve spršce je poté vypracován longitudinální profil spršky, jehož integrál nám dává kalorimetrickou energii spršky. Tento výpočet vyžaduje korekci intenzity detekovaného světla na efektivnost detektorů, pozadí, relativní příspěvek fluorescence a Čerenkovova záření apod. a zároveň musí brát v úvahu málo interagující sekundární částice, jako jsou miony a neutrina, které rovněž odnáší zlomek energie celé spršky.

K detekci neutrin se využívají detektory umístěné pod vodou nebo pod zemí. Malý účinný průřez neutrin jim totiž umožňuje proniknout do větších hlubin, než kam pronikne zbytek sekundárních částic. Takovým umístěním detektorů lze tedy od neutrin oddělit ostatní kosmické záření, které by sloužilo pouze jako nechtěné pozadí. Atmosférická neutrina, která jsou součástí sekundárních částic spršky kosmického záření, mají klasicky energie v řádu GeV. Detekce neutrin probíhá pomocí sledování produktů beta rozpadu a následného Čerenkovova záření - sledování produkovaných elektronů či pozitronů.

### 1.3.1 Experimenty

V posledních dekádách vznikalo mnoho experimentů zaměřených na studium kosmických částic. Tyto experimenty byly a jsou prováděny jak na povrchu Země, tak i pod ním, v zemské atmosféře a ve vesmíru [1].

K experimentům vykonávaným ve vesmíru nebo v atmosféře patří Advanced Composition Explorer (ACE), který zkoumá složení solárního a galaktického kosmického záření pomocí nástrojů, které jsou schopny určit náboj a hmotnost detekované částice. Dále například Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer (BESS), který měřil spektrum nízkoenergetických protonů a hledal antihmotu. Jeho součástí byl aerogelový Čerenkovský čítač. Třetím příkladem je Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02), který byl v roce 2011 nainstalován na mezinárodní vesmírnou stanici.

Rovněž existují na hranici atmosféry i za ní experimenty, které jsou zaměřeny hlavně na pozorování gama záření. Největším z takových satelitních experimentů je Fermi observatory, který se skládá ze dvou nástrojů - Large Area Telescope (LAT) a Fermi Gamma-ray Burst Monitor (GBM). Účelem LAT je například porozumění povahy neidentifikovaných zdrojů gama záření a mechanismů, které stojí za urychlováním částic v aktivních galaktických jádrech, pulsarech, pozůstatcích supernov a ve Slunci.

Největším pozemním detektorem zaměřeným na kosmické záření je Observatoř Pierra Augera nacházející se na jižní polokouli, viz podkapitola 1.3.2. K takovým experimentům dále patří Telescope Array, což je největší detektor na severní polokouli. Konkrétně leží v Utahu a k detekci využívá 507 scintilačních detektorů, vzdálených 1,2 km od sebe, a tří fluorescenčních stanic.

K pozemnímu pozorování spršek iniciovaných vysokoenergetickým gama zářením se využívají výhradně dva způsoby. Prvním je pole detektorů extenzivních spršek, což je velké seskupení detektorů pozorujících nabitě sekundární částice. Příkladem experimentu, který využívá tento způsob, je High Altitude Water Cherenkov detector (HAWC). Už z názvu plyne, že k detekci využívá Čerenkovovo záření. Konkrétně se skládá z 300 ocelových nádrží s čistou vodou, ve kterých po dopadu nabitě částice vzniká Čerenkovova emise zachycená fotonásobiči. Druhým hojně využívaným způsobem detekce gama záření jsou Čerenkovovy teleskopy. Ty detekují Čerenkovovo záření vzniklé v atmosféře. Stejně jako u detekce extenzivních spršek pomocí fluorescenčních detektorů jsou tato pozorování omezena jen na bezměsíčné noci, při kterých musí být jasná obloha. Jedním z experimentů, které využívají tento způsob detekce, je observatoř H.E.S.S., která se skládá ze čtyř teleskopů s průměrem 12 m, mezi nimiž stojí teleskop s plochou kolem 600 m<sup>2</sup>.

Jedním z nejvýznamnějších detektorů zaměřených na neutrina o energiích v rozmezí MeV až GeV je Super-Kamiokande Detector, který se nachází v Japonsku a je umístěn 1000 m pod zemí. Původně vznikl, aby prozkoumal rozpad protonu, předpovězený několika sjednocujícími teoriemi. Samotný detektor se skládá z válcovité nádrže, naplněné 50 000 tunami ultračisté vody. Prolétávající neutrina interagují s elektrony nebo jádry ve vodě a produkují tak nadsvětelné částice, které v daném prostředí vyzařují Čerenkovovo záření, které je dále zaznamenané fotonásobiči.

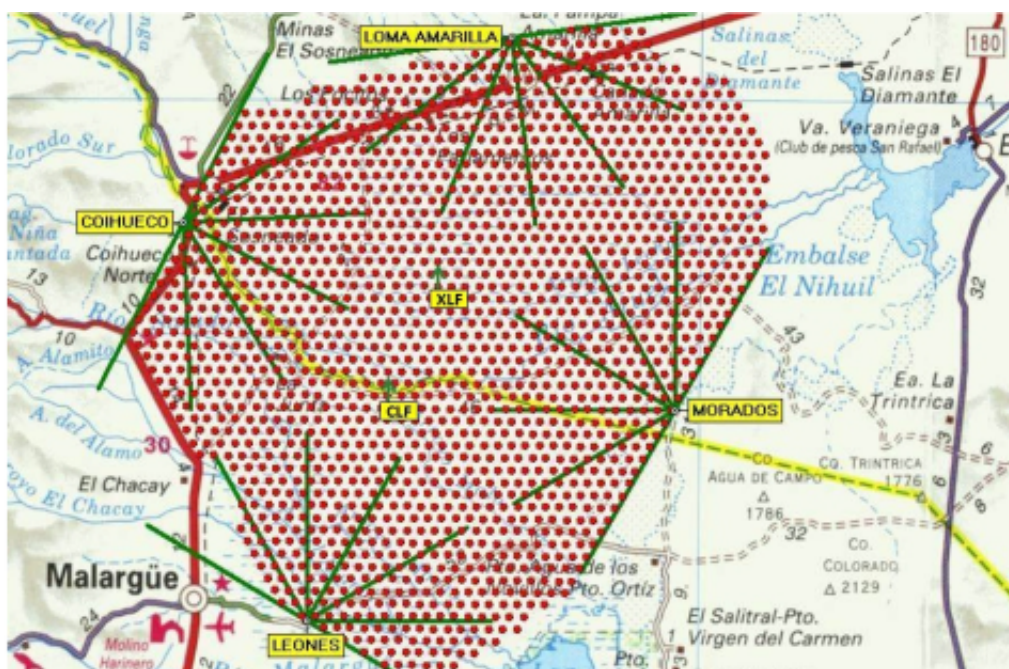
Vysokoenergetická neutrina mají velmi malý tok, a tak je potřeba stavět observatoře s velkým detekčním objemem, aby byly schopny vůbec nějakou událost zaznamenat. Používá se k tomu tedy velké množství vody nebo ledu. Jedním z největších detektorů zaměřených na taková neutrina je IceCube, nacházející se v Antarktidě. Tento detektor je vytvořený z 5160 optických senzorů, které sledují kus ledu v hloubce 1450 až 2450 m.

### 1.3.2 Observatoř Pierra Augera

Observatoř se nachází na pláni v západní Argentíně a se svou plochou přes 3000 km<sup>2</sup> je největším detektorem kosmického záření na světě [2]. Hlavním úkolem observatoře je zkoumat původ a vlastnosti kosmického záření o energiích nad 10<sup>17</sup> eV a studovat interakce, které tyto částice podstupují.

Pozorování kosmického záření je v observatoři prováděno kombinací velkého povrchového detektoru a fluorescenčního detektoru. Povrchový detektor je tvořený polem 1600 vodních Čerenkovových stanic, vzdálených od sebe 1500 m a menším, výplňovým polem, kde je 60 stanic vzdálených 750 m od sebe. Plocha, na které se rozkládá toto pole stanic zaznamenávajících kosmické záření, má zmíněných 3000 km<sup>2</sup> a jednotlivé stanice se nacházejí v nadmořských výškách od 1340 m do 1610 m. Fluorescenční detektor je tvořen 24 teleskopy, pozorujícími plochu nad povrchovým detektorem ze čtyř míst. Tento systém pozorování kosmického záření pomocí dvou navzájem se doplňujících detekčních technik se nazývá hybridní a jeho výhoda spočívá ve vzájemné kontrole pozorovaných dat a v jejich hojném množství. Rozložení Observatoře Pierra Augera je znázorněné na Obr. 1.3. Další 3 teleskopy jsou součástí

nízkoenergetického rozšíření HEAT.



Obrázek 1.3: Observatoř Pierra Augera, kde čáry odpovídají zorným polím fluorescenčních teleskopů a tečky vodním Čerenkovovým detektorům. Dále jsou zde vyobrazeny i stanice se speciálním vybavením. Převzato z [2].

Vodní Čerenkovovy stanice, které tvoří povrchový detektor, se skládají z nádrže o průměru 3,6 m a výšce 1,2 m, obsahující 12 000 l ultračisté vody, ze tří fotonásobičů umístěných symetricky 1,2 m daleko od středu nádrže a sledujících Čerenkovovo záření vyprodukované ve vodě a z elektronických součástek. Těmito součástkami jsou procesor, přijímač GPS, rádiový vysílač a regulátor výkonu. Fotonásobičům i elektronice dodává energii včetně baterie solární systém, což dělá stanice soběstačnými. Možnou poruchu některé ze součástek vodní Čerenkovovy stanice lze řešit podle typu poruchy buď restartem softwaru, anebo výměnou za náhradní díl, jejichž sklad se nachází v nedalekém městě Malargüe, kde se rovněž nachází centrální sběrna dat a centrum pro návštěvníky observatoře. Chod detektorů je monitorován online a o údržbu se starají místní technici, a tak není třeba, aby byli v blízkosti detektorů stále příslušní i vědci ze vzdálenějších laboratoří.

Jak bylo řečeno, fluorescenční detektor tvoří 24 teleskopů, které jsou rozprostřeny na čtyřech místech. Na každém místě je 6 teleskopů umístěných v čisté budově s řízenými klimatickými podmínkami. Každý z teleskopů má zorné pole  $30^\circ$  azimutu a  $30^\circ$  elevačního úhlu. Fluorescenční světlo přichází do teleskopu přes kruhovou clonu, která má průměr 1,1 m, překrytou UV filtrem, který odstiňuje světelný tok pozadí. Za clonou s filtrem se nachází prstencová čočka, která redukuje sférickou aberaci a eliminuje koma. Dále je světlo soustředováno sférickým zrcadlem o ploše  $\sim 13 \text{ m}^2$  do kulové ohniskové plochy. Zaostrující zrcadlo je kvůli ceně a hmotnosti optického systému segmentováno. Tato zrcadla jsou sledována kamerou, ve které

se nachází 440 hexagonálních fotonásobičů a sběrače světla. Elektronika a nosná struktura jsou uspořádány tak, aby co nejméně zatemňovaly cestu paprsků.

Kromě detektoru jsou důležité i takové součásti experimentu, jako je systém datové komunikace. Nad celým detektorem je proto rozmístěna obousměrná radiofrekvenční telekomunikační síť, zodpovídající za posílání příkazů a přijímání dat z jednotlivých fluorescenčních teleskopů a povrchových detekčních stanic. Další nedílnou součástí experimentu je centrální systém sběru dat. Tento systém zodpovídá za shromažďování triggerů z povrchových stanic, kontrolu těchto detektorů a organizaci ukládání dat. Data z fluorescenčních teleskopů jsou zaznamenávána samostatně v lokálních stanicích a každodenně posílána do počítačového centra v Malargüe. Naměřená data z detektorů i status detekčních stanic musí být monitorován, aby bylo dosaženo optimálního vědeckého výstupu. Za normálních operačních podmínek je toto monitorování prováděno směnovým personálem.

Pro správnou rekonstrukci spršek z naměřených dat je třeba sledovat atmosférické podmínky. Veličiny jako teplota, tlak nebo vlhkost jsou potřeba k odhadnutí longitudinálního rozvoje extenzivní spršky i k určení počtu izotropně vyzářeného fluorescenčního světla indukovaného sprškou. Proto je součástí experimentu i extenzivní systém zařízení monitorujících atmosféru, který slouží například k měření proměnlivého atmosférického stavu, měření množství aerosolů nebo k detekci mraků.

Samotná hybridní rekonstrukce spršky probíhá skrze porovnávání dat z fluorescenčního detektoru a signálu z povrchového detektoru. Spočívá v sestavení geometrie spršky a v převedení nasbíraného světla v závislosti na čase na energii uvolněnou sprškou v závislosti na hloubce v atmosféře. Celkový longitudinální profil uvolněné energie a její maximum v hloubce  $X = X_{max}$  jsou potom dány nafitováním Gaisser-Hillasovy funkce

$$f_{GH}(X) = \left( \frac{dE}{dX} \right)_{max} \left( \frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}}. \quad (1.3)$$

Celková energie spršky je poté získána integrací rovnice (1.3) společně s korekcí na neviditelnou energii, což je ta energie, která je odnesena neutrinami a vysokoenergetickými miony.

Kromě hybridních rekonstrukcí spršek za využití povrchového a fluorescenčního detektoru se observatoř snaží rozšiřovat a vylepšovat oblasti svého výzkumu. K rozšíření nad rámec základních dvou detektorů patří High Elevation Auger Telescopes (HEAT), což jsou tři fluorescenční teleskopy, které pracují nezávisle na jednotlivých stanicích fluorescenčního detektoru, a jejich hlavním cílem je snížit prahovou energii hybridních dat. V kombinaci s blízkými povrchovými stanicemi se podařilo rozšířit energetický rozsah měření vysokoenergetických hybridních spršek kosmického záření až ke spodní hranici  $10^{17}$  eV. Dalším rozšířením observatoře je Auger Muon and Infill Ground Array (AMIGA), což je detektor měřící množství mionů ve sprškách kosmického záření. Jedná se o spojený systém vodních Čerenkovových stanic rozmístěných 750 m od sebe a scintilačních detektorů zakopaných pod  $\approx 540$  g/cm<sup>2</sup> vertikální hmoty, což v daném prostředí odpovídá hloubce 2,3 m pod zemí.

V současnosti rovněž probíhá vylepšení nazvané AugerPrime, které mimo jiné spo-

čívá v umístění scintilačních detektorů na všechny vodní Čerenkovovy stanice [10]. Tyto scintilátory umožní oddělení elektromagnetické a mionové komponenty spršky. Hlavním úkolem AugerPrime je vylepšení studia hmotnostního složení ultravysokoenergetického kosmického záření. Observatoř by tak měla v následujících letech sbírat doplňující informace k důležitým tématům jako je třeba lepší porozumění interakcí kosmického záření s atmosférou.



# Kapitola 2

## Rozvoj spršek kosmického záření

### 2.1 Heitlerův model

Model elektromagnetických kaskád naznačený v podkapitole 1.2.2 je velmi podobný v praxi užívanému Heitlerovu modelu [11]. Rozdílem je to, že Heitlerův model předpokládá zdvojnásobení počtu částic ve spršce po jedné rozdělovací délce, pro kterou platí  $d = \lambda_r \ln 2$ , kde  $\lambda_r$  je radiační délka elektronu v daném prostředí ( $\lambda_r = 37 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$  ve vzduchu [12]). Jedna rozdělovací délka je tedy vzdálenost, za jakou ztratí elektron polovinu svojí energie formou radiace. Sprška se potom rozrůstá stejně jako ve zmíněném modelu, tedy pomocí radiace fotonů, které podléhají párové produkci elektronů a pozitronů. Po  $n$  rozdělovacích délkách, což je rovno hloubce  $X = n\lambda_r \ln 2$ , bude tedy počet částic  $N = 2^n = e^{X/\lambda_r}$  [13].

Energie částic postupně klesne na hodnotu  $E_c^e$ , při které již neprobíhá párová produkce ani radiace brzděného záření a začne docházet ke zmenšování počtu částic ve spršce. Tato energie se nazývá kritická a částice o této a nižší energii ztrácí víc energie ionizací než radiací. Pro elektron a pozitron ve vzduchu platí  $E_c^e = 85 \text{ MeV}$ . Maximálního počtu částic  $N_{max}$  tedy fotonem o energii  $E_0$  iniciovaná sprška dosáhne, když platí  $E_0 = N_{max} \cdot E_c^e$ .

Dále můžeme z tohoto jednoduchého modelu odvodit hloubku průniku, při které sprška dosáhne svého maxima. Nazývá se hloubka maxima spršky a značí se  $X_{max}$ . Hloubka maxima elektromagnetické spršky  $X_{max}^\gamma$ <sup>1</sup> je dána počtem rozdělovacích délek, kterými částice projdou, než jejich energie klesne na  $E_c^e$ . Pro takový počet rozdělovacích délek  $n_c$  platí  $N_{max} = 2^{n_c}$ . Využitím rovnosti pro  $N_{max}$  z předchozího odstavce získáme vztah

$$X_{max}^\gamma = n_c \cdot d = \frac{\ln N_{max}}{\ln 2} \lambda_r \ln 2 = \ln N_{max} \cdot \lambda_r = \lambda_r \ln \frac{E_0}{E_c^e}. \quad (2.1)$$

Pomocí hloubky maxima můžeme zavést tzv. míru prodloužení  $\Lambda$ , což je míra změny  $X_{max}$  při změně počáteční energie o jeden řád. Definuje se jako

$$\Lambda = \frac{dX_{max}}{d \log_{10} E_0}. \quad (2.2)$$

---

<sup>1</sup>Označení  $\gamma$  znamená, že daná veličina platí pro čistě elektromagnetickou spršku.

Dosažení  $X_{max}^\gamma$  z rovnice (2.1) nám dá

$$\begin{aligned} \Lambda^\gamma &= \frac{d}{d \log_{10} E_0} \left( \lambda_r \ln \frac{E_0}{E_c^e} \right) = \lambda_r \frac{d \ln E_0}{d \log_{10} E_0} = \left| \frac{x = \log_{10} E_0}{E_0 = 10^x} \right| \\ &= \lambda_r \frac{dx \ln 10}{dx} = \lambda_r \ln 10 \approx 2,3 \lambda_r. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dostaneme tedy výsledek pro elektromagnetickou spršku  $\Lambda^\gamma \approx 2,3 \lambda_r \approx 85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  na jeden řád primární energie.

Tímto modelem předpovězená velikost elektromagnetické spršky v maximu  $N_{max}$  se může výrazně lišit od skutečné hodnoty. Heitlerův model totiž nepočítá s utlumením nenulového počtu částic před dosažením  $X_{max}^\gamma$ . Model navíc přeceňuje skutečný podíl elektronů a pozitronů vůči fotonům. Odhaduje, že po několika rozdělovacích délkách se bude počet elektronů a pozitronů blížit  $N_e \approx \frac{2}{3} N_{max}$  ( $N_e = N_{e^+} + N_{e^-}$ ), což je příliš vysoké například kvůli k tomu, že skrze brzdné záření může být vyzářen více než jeden foton.

Heitlerův model je velmi zjednodušený, což vede ke spoustě nedostatkům, ale i tak dává dvě předpovědi, které poměrně dobře souhlasí s detailními simulacemi spršek kosmického záření i s experimenty. Těmito předpověďmi jsou závislost maximálního počtu částic ve spršce na primární energii a logaritmické zvýšení hloubky maxima o  $85 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  za jeden řád primární energie.

## 2.2 Heitler-Matthewsův model

Na základě Heitlerova modelu elektromagnetických kaskád vyvinul J. Matthews model hadronických kaskád [13]. V tomto modelu atmosféru rozdělíme na vrstvy o tloušťce  $\lambda_I \ln 2$ , kde  $\lambda_I$  je interakční délka silně interagujících částic. Pro piony ve vzduchu přibližně platí  $\lambda_I \approx 120 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Po překročení jedné vrstvy atmosféry vyprodukují hadrony  $N_{ch}$  nabitých a  $\frac{1}{2} N_{ch}$  neutrálních pionů. Nabité piony po překročení další vrstvy interagují za vzniku dalších pionů. Tento proces probíhá, dokud energie nabitých pionů neklesne pod kritickou hladinu  $E_c^\pi$  ( $\sim 20 \text{ GeV}$ ), kdy všechny piony zanikají za vzniku mionů.

### 2.2.1 Popis protonových spršek

Uvažujme proton o energii  $E_0$  vstupující do atmosféry podle [13]. Po  $n$  vrstvách bude tímto protonem iniciovaná sprška obsahovat celkem  $N_\pi = (N_{ch})^n$  nabitých pionů. Za předpokladu, že se energie během jedné interakce rozdělí rovnoměrně mezi všechny částice, budou nést nabitý pion v  $n$ -té vrstvě celkovou energii  $(2/3)^n E_0$ . Zbytek energie odnese elektromagnetická sprška z rozpadu neutrálního pionu. Energie na jeden nabitý pion v  $n$ -té vrstvě je tedy

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{3}{2} N_{ch}\right)^n}. \quad (2.4)$$

Po  $n_c$  projitých vrstvách klesne  $E_\pi$  pod hodnotu  $E_c^\pi$ . Počet těchto vrstev lze vyjádřit ze vzorce (2.4) jako

$$n_c = \frac{\ln \frac{E_0}{E_c^\pi}}{\ln \frac{3}{2} N_{ch}}. \quad (2.5)$$

V dalším textu budeme některé z parametrů považovat za konstantní a přisoudíme jim následující hodnoty:  $N_{ch} = 10$ ,  $E_c^e = 85$  MeV,  $E_c^\pi = 20$  GeV,  $\lambda_I = 120$  g · cm<sup>-2</sup> a  $\lambda_r = 37$  g · cm<sup>-2</sup>.

Primární (a tedy celková) energie spršky  $E_0$  je rozdělena mezi  $N_\pi$  pionů a  $N_{max}$  elektromagnetických částic. Platí pro ni vztah

$$E_0 = E_c^e N_{max} + E_c^\pi N_\pi. \quad (2.6)$$

Využitím škálování počtu elektronů a pozitronů  $N_e = \frac{N_{max}}{g}$ , kde  $g = 10$ , a rovnosti  $N_\pi = N_\mu$  získáme

$$E_0 = g E_c^e \left( N_e + \frac{E_c^\pi}{g E_c^e} N_\mu \right) \approx 0,85 \text{ GeV} (N_e + 24 N_\mu). \quad (2.7)$$

Tato rovnice reprezentuje zákon zachování energie. Její důležitost spočívá v tom, že můžeme díky ní jednoduše spočítat primární energii pouze ze znalosti  $N_e$  a  $N_\mu$ . Rovnice je navíc lineární a nepříliš citlivá na fluktuace<sup>2</sup> a typ primární částice. Její praktické využití však vyžaduje přizpůsobení se detailům experimentu. Počet částic se totiž většinou měří až po dosažení maxima a relativní citlivost experimentu na elektrony, pozitrony a fotony ovlivňuje interpretaci naměřeného počtu elektronů a pozitronů.

Počet mionů ve spršce spočítáme z rovnosti  $N_\mu = N_\pi = (N_{ch})^{n_c}$ . Ze vztahu (2.5) získáme energetickou závislost této veličiny

$$\ln N_\mu = \ln N_\pi = n_c \ln N_{ch} = \beta \ln \left( \frac{E_0}{E_c^\pi} \right), \quad (2.8)$$

kde

$$\beta = \frac{\ln N_{ch}}{\ln \left( \frac{3}{2} N_{ch} \right)} = 0,85. \quad (2.9)$$

Celkový počet mionů je potom

$$N_\mu = \left( \frac{E_0}{E_c^\pi} \right) \approx 10^4 \left( \frac{E_0}{1 \text{ PeV}} \right)^{0,85}. \quad (2.10)$$

Celkový počet elektronů v hadronické spršce získáme pomocí podílu energie, kterou odnáší elektromagnetické spršky. Bereme-li  $E_0 = E_{em} + E_h$ , kde pro hadronickou energii platí  $E_h = N_\mu E_c^\pi$ , dostáváme

$$\frac{E_{em}}{E_0} = \frac{E_0 - N_\mu E_c^\pi}{E_0} = 1 - \left( \frac{E_0}{E_c^\pi} \right)^{\beta-1}, \quad (2.11)$$

<sup>2</sup>Různé primární částice přidělují různé energie do elektromagnetické a hadronické části spršky. To samé zapříčiňují i statistické fluktuace spršek.

kde  $\beta$  je z rovnice (2.9). Pro  $E_0 = 10^{14}$  eV je podíl elektromagnetické složky ( $E_{em}$ ) 72% a pro  $E_0 = 10^{17}$  eV dokonce 90%. Rovnice (2.11) může být v námi uvažovaném rozsahu energií ( $10^{14}$  eV až  $10^{17}$  eV) aproximována mocninnou závislostí  $E_{em} \sim E_0^\alpha$ . Po porovnání s rozvojem do řady v okolí  $E_0 = 10^5 E_c^\tau$  získáme pro počet elektronů v maximu spršky

$$N_e = \frac{1}{g} \frac{E_{em}}{E_c^e} \approx 10^6 \left( \frac{E_0}{1 \text{ PeV}} \right)^\alpha, \quad (2.12)$$

kde

$$\alpha = 1 + \frac{1 - \beta}{10^{5(1-\beta)} - 1} \approx 1,03. \quad (2.13)$$

Inverze rovnice (2.12) nám dá vztah

$$E_0 = (1,5 \text{ GeV}) N_e^{0,97}. \quad (2.14)$$

Celková hloubka maxima se pro jednoduchost odvodí pomocí hloubky maxima elektromagnetické spršky, která vznikne v první generaci. Z této aproximace vzejde hloubka maxima menší než ve skutečnosti, ale míra prodloužení bude odpovídat simulacím. V tomto přiblížení se musí dbát na energetickou závislost na účinném průřezu primární částice a na multiplicitě produkovaných částic<sup>3</sup>. Účinný průřez interakce roste s energií, což způsobuje vznik spršky ve větší výšce. Multiplicita rovněž roste s energií, ale velmi pomalu ( $\sim E_0^{0,2}$ ).

První interakce probíhá v atmosférické hloubce  $X_0 = \lambda_I \ln 2$ . Z  $\frac{1}{2} N_{ch}$  neutrálních pionů se vyprodukuje  $N_{ch}$  fotonů, přičemž každý z nich dá vzniknout elektromagnetické kaskádě o energii  $\frac{E_0}{3N_{ch}}$ . Hloubka maxima spršky se poté získá jako v rovnici (2.1) s tím, že energie spršky je  $\frac{E_0}{3N_{ch}}$  a první interakce proběhla v hloubce  $X_0$

$$X_{max}^p = X_0 + \lambda_r \ln \left( \frac{E_0}{3N_{ch} E_c^e} \right). \quad (2.15)$$

Z důvodu zanedbání následujících generací vývoje spršky skutečně vychází hloubka maxima spočítaná tímto vzorcem menší než v detailních simulacích. Na druhou stranu míra prodloužení odpovídá nasimulovaným datům.

Rovnici (2.15) můžeme přepsat pomocí hloubky maxima elektromagnetické kaskády  $X_{max}^\gamma$  jako

$$X_{max}^p = X_{max}^\gamma + X_0 - \lambda_r \ln(3N_{ch}). \quad (2.16)$$

Fotonové spršky tedy pronikají hlouběji než protonové o  $\sim 40 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Míra prodloužení pro protonovou spršku je potom

$$\Lambda^p = \Lambda^\gamma + \frac{d}{d \log_{10} E_0} (X_0 - \lambda_r \ln(3N_{ch})). \quad (2.17)$$

Z tohoto vztahu můžeme vidět, že míra prodloužení protonové spršky bude oproti elektromagnetické zredukována dvěma způsoby. Prvním je zvýšení multiplicity  $N_{ch}$  nabitých částic vyprodukovaných při hadronické interakci a druhým zvýšení účinného průřezu, který snižuje  $X_0$ . Tento výsledek odpovídá tzv. Linsleyovu teorému o míře prodloužení [15], který tvrdí, že  $\Lambda^\gamma$  představuje horní limitu pro  $\Lambda^p$ .

<sup>3</sup>Multiplicita je definována jako celkový počet částic vyprodukovaných při jedné kolizi [14].

## 2.2.2 Popis jaderných spršek

Interakci jaderného kosmického záření s atmosférou zjednodušeně popisuje tzv. superpoziční model [13]. Jádro s atomovým číslem  $A$  a celkovou energií  $E_0$  je chápáno jako  $A$  individuálních nukleonů, každý s energií  $E_0/A$ . Výsledná sprška kosmického záření se potom bude chovat jako součet  $A$  nezávislých protonových spršek, které začínají ve stejném bodě.

Vlastnosti spršek iniciovaných jádrem o atomovém čísle  $A$  se tedy mohou zapsat s využitím vzorců odvozených pro proton s počáteční energií  $E_0$  s tím rozdílem, že v některých místech je třeba sečíst  $A$  spršek. Počet elektronů a pozitronů se potom zachovává, tedy

$$N_e^A = N_e. \quad (2.18)$$

Pro počet mionů platí vztah

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{0,15}, \quad (2.19)$$

pro hloubku maxima spršky platí

$$X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_r \ln A, \quad (2.20)$$

a pro počáteční energii

$$E_0 = 0,85 \text{ GeV} (N_e^A + 25N_\mu^A). \quad (2.21)$$

Podle superpozičního modelu mají spršky iniciované jádrem více mionů než protonové spršky se stejnou počáteční energií. Zároveň je hloubka maxima u jaderných spršek menší než u protonových. Proto tyto spršky nepronikají tak hluboko. Počáteční energie závisí na  $A$  pouze skrze počet mionů.

Nedostatkem tohoto modelu je, že se skutečné nukleony nechovají jako nezávislé částice [16]. První interakce se tak ve skutečnosti stane ve větší nadmořské výšce, protože platí  $\lambda_A < \lambda_p$  a počet interagujících nukleonů bude fluktuovat. Dá se však ukázat, že inkluzivní distribuce první interakce pro počet interagujících nukleonů se chová přesně podle předpovědi modelu superpozice, tedy že průměrná hloubka první interakce  $A$  nukleonů je úměrná  $\lambda_p$ . To je tzv. semi-superpoziční teorém, který obhajuje model superpozice s realističtějšími předpoklady.

Pro zpřesnění Heitler-Matthewsova modelu lze přidat do popisu hadronických interakcí tzv. nepružnost interakce  $\kappa_{inel}$  [13]. Ta se definuje jako podíl celkové energie, kterou odnese produkce nabitých i neutrálních pionů. V předchozím popisu platilo pro nepružnost  $\kappa_{inel} = 1$ . Menší nepružnost například ovlivní hloubku maxima, na druhou stranu nemá žádný dopad na míru prodloužení.

## 2.3 Modely hadronických interakcí

Předešlé modely pouze kvalitativně nastiňují chování extenzivních spršek kosmického záření a odvozují jejich základní závislosti. K detailním simulacím spršek a analýze

experimentálních dat je ale zapotřebí využít složitější modely jednotlivých hadronických interakcí, které ve spršce probíhají. V dnešní době jsou k takovým simulacím využívány generátory hadronických interakcí na základě metody Monte Carlo (MC) [17]. MC simulace propojují teoretický přístup s experimentálním poznáním, což napomáhá porovnávat nové nápady s pozorováním.

Rozvoj kaskády, hlavně interakce jader v atmosféře, musí být popsán pro energie ve vyšších řádech, než jsou energie dosažitelné na urychlovačích. Vlastnosti extenzivních spršek navíc silně závisejí na předpovědích různých hadronických modelů. Modely interakcí kosmického záření jsou tak vyvinuté v rámci tzv. Reggeho teorie pole [18], která v interakčních mechanismech zahrnuje příspěvky měkké a tvrdé partonové dynamiky. Takové modely potom zacházejí s obecně nepružnými hadronickými srážkami [17].

Existuje několik modelů hadronických interakcí a mnoho jejich verzí. Tyto modely jsou buď založeny na různých principech simulace spršek, anebo mají své vylepšené verze. Zde se budeme věnovat pouze modelům a jejich verzím, které byly použity pro tuto práci. Těmi jsou QGSJet-II 04 [17], EPOS LHC [19] a Sibyll 2.3c [20].

### 2.3.1 QGSJet-II 04

QGSJet-II 04 je vylepšená verze MC generátoru QGSJet, který simuluje hadronické interakce na základě modelu kvark-gluonových strun (anglicky Quark-Gluon String model, zkráceně QGS) [21]. Model kvark-gluonových strun používá Gribov-Reggeho schéma, což je teoretická extrapolace dat z urychlovačů pro vyšší energie, která s hadron-hadronovými srážkami zachází jako s několika rozptylovými procesy. Elementární opětovné rozptyly jsou chápány jako mikroskopické partonové kaskády. Ke Gribov-Reggeho schématu přidává QGS model takovou vlastnost, že každému procesu produkce elementárních částic je přiřazen vznik a fragmentace dvou strun. Odpovídající vlastnosti každé z těchto dvou strun jsou vyjádřeny skrze sekundární Reggeho trajektorie.

V jednoduchém QGSJet modelu je každý z opětovných rozptylů chápán jako nezávislý na ostatních. Takový přístup zanedbává nelineární efekty, které mají vliv v limitě velmi vysokých energií a malých srážkových parametrů interakce. V takové limitě se setkáváme s efekty vysoké hustoty partonů, které mají za následek interakce mezi jednotlivými partonovými kaskádami. Kvůli těmto efektům není v modelu QGSJet možné použít realistické distribuční funkce partonové hybnosti, které by byly v souladu například s pozorovanou energetickou závislostí celkového účinného průřezu proton-protonových srážek [22].

Pro dosažení spolehlivého popisu vysokoenergetických hadronických interakcí je tedy třeba započítat nelineární efekty, které jsou ve vysokých hustotách partonů velmi důležité [21]. Právě toho využívá model QGSJet-II 04, který díky korekcím na nelinearitu dokáže propojit zmíněné distribuční funkce s hadronickým účinným průřezem a multiplicitou sekundárních částic. Vliv nelineárních efektů u hadron-jaderných a jádro-jaderných srážek je mnohem silnější než u hadron-hadronových srážek. Model například dobře popisuje multiplicitu sekundárních hadronů produ-

kovaných v jádro-jaderných srážkách z urychlovače RHIC [23].

Model QGSJet-II 04 má velký problém vysvětlit pozorované první dva momenty  $X_{max}$  pomocí Observatoře Pierra Augera [24].

### 2.3.2 EPOS LHC

EPOS LHC je vylepšením staršího MC generátoru EPOS. Ten přistupuje ke kolizím jako ke kvantově-mechanickému multičásticovému rozptylu založeném na partonech a strunách, kde je při výpočtech účinného průřezu a produkce částic vzato v potaz zachování energie [25]. V modelu EPOS je hadron-hadronová interakce chápána jako výměna tzv. partonového žebříku mezi dvěma hadrony. Model v sobě rovněž zahrnuje efekty vysoké hustoty. EPOS má oproti jiným modelům vysokoenergetických interakcí unikátní přístup k centrální části spršky, protože ostatní modely neberou v potaz větší hustotu částí strun právě v tomto bodě. Oproti jiným modelům předpovídá větší počet mionů.

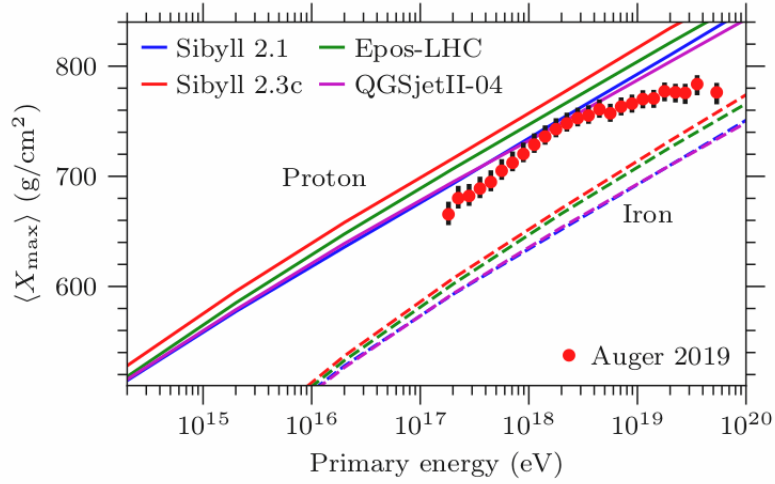
EPOS LHC byl vyvinutý tak, aby dokázal detailně popsat tehdejší nová data z LHC [19]. Starší verze měly problém při popisu lehkých srážek (proton-proton), protože v nich nebyl pozorovaný jistý efekt, který se pozoroval u těžších srážek. Tímto efektem byla potřeba velké multiplicity na počátku spršky k tomu, aby na konci po dlouhém vývoji centrální části spršky vyšla korektní celková multiplicita. Oproti starším verzím je proto v modelu EPOS LHC implementovaný jiný typ radiálního toku v případě velmi hustého systému v malém objemu. Intenzita tohoto typu radiálního toku závisí na celkové hmotnosti velmi hustého středu spršky, který je vytvořený překrytím částí strun vlivem partonových interakcí (proton-protonové srážky), nebo vlivem jádro-jaderných interakcí (srážky jader s  $A > 1$ ).

EPOS LHC má problém popsat hloubky maximální produkce mionů, které byly změřené na Observatoři Pierra Augera [26].

### 2.3.3 Sibyll 2.3c

Stejně jako předchozí dva zmíněné modely, i Sibyll 2.3c je vylepšenou verzí staršího modelu. Sibyll byl jedním z prvních modelů hadronických interakcí, navržených primárně pro interpretaci dat z kosmického záření [27]. První verze kódu se datuje až do roku 1987. Tento model v sobě kombinuje simulaci hadronické produkce popsanou neporuchově s výpočty poruchové kvantové chromodynamiky. Interakce kosmického záření s jádry ve vzduchu jsou simulovány podle Glauberova modelu jaderných interakcí [28].

Předpovědi modelu Sibyll souhlasily s experimenty na LHC i přes to, že je oproti modelům QGSJET a EPOS méně sofistikovaný [27]. Nová data z urychlovače LHC navíc vedla ke zlepšení modelu. Verze Sibyll 2.3 byla zveřejněna v roce 2016. Oproti předešlým typům byla například pozměněna distribuce partonů v příčném prostoru. Tato změna dopomohla k lepšímu popisu a tedy i lepší extrapolaci urychlovačových dat.



Obrázek 2.1: Průměrná hodnota hloubky maxima v závislosti na primární energii pro různé modely hadronických interakcí v porovnání s daty z fluorescenčních detektorů z Observatoře Pierra Augera. Plná čára odpovídá protonem iniciované spršce, přerušovaná spršce iniciované jádrem železa. Převzato z [20].

Verze 2.3c novým způsobem přistupuje k produkci baryonových párů a zároveň počítá i s produkcí půvabných hadronů [20]. Rovněž správně popisuje například takový efekt, že protonové spektrum je znatelně ovlivňováno počtem zasažených partonů při kolizi, zatímco u mesonů je tento vliv mnohonásobně menší. Model je zaměřen primárně na tzv. vedoucí částice extenzivní spršky kosmického záření. Tyto částice mají dopad například na rozdělení energie mezi hadronickou a elektromagnetickou částí spršky.

Na obrázku 2.1 můžeme vidět srovnání střední hodnoty hloubky maxima naměřené na Observatoři Pierra Augera a nasimulované modely QGSJet-II 04, EPOS LHC, Sibyll 2.3c a Sibyll 2.1 pro protonovou a železnou primární částici. Z obrázku je vidět, že novější verze Sibyllu předpovídá maximum spršky ve větší hloubce oproti starší verzi i jiným modelům. Jedním z důvodů tohoto rozdílu je nižší nepružnost (ekvivalentně vyšší pružnost) při srážkách, která je implementována právě v modelu Sibyll 2.3c.



# Kapitola 3

## Simulace spršek kosmického záření

Jak vyplynulo ze zmíněných modelů hadronických interakcí z předchozí kapitoly, k simulacím extenzivních spršek kosmického záření se velmi rozsáhle používá programátorská metoda Monte Carlo (MC). Ta je schopná vypočítat detailní teoretické předpovědi, které pomáhají interpretovat experimentální data posbíraná z povrchových a fluorescenčních detektorů [29]. U spršek o vysokých primárních energiích se ale tato metoda přímo nepoužívá, protože by potřebovala velmi mnoho výpočetního času.

Problém s výpočetním časem lze vyřešit takzvanou metodou zúžení, při níž se explicitně vypočítá pouze malý počet částic a každé z těchto částic se přiřadí příslušný váhový faktor. Ačkoliv tato metoda opravdu sníží čas potřebný pro nasimulování extenzivních spršek, sumace částic s velmi vysokými váhovými faktory vytváří znaitelné fluktuace v pozorovatelných. Problém nevyřeší ani horní limit váhy přidružené jedné částici, protože taková úprava by kontraproduktivně zamezila zjednodušení simulací a tím by opět zvýšila potřebný výpočetní čas. Alternativou je využít k popisu spršek kosmického záření řešení příslušných kaskádních rovnic. Když se tento přístup spojí s explicitní MC simulací nejenergetičtější části spršky, dostaneme přesné výsledky jak pro vlastnosti spršek, tak i pro jejich fluktuace. Takového hybridního způsobu simulací extenzivních spršek kosmického záření využívá program CONEX, který byl použitý pro účely této práce (verze v6.40).

### 3.1 Program CONEX

Jak bylo řečeno, nejenergetičtější část spršky popisuje CONEX MC simulacemi. K numerickému popisu zbylých spršek s nižšími energiemi využívá algoritmy k řešení hadronických a elektromagnetických kaskádních rovnic. V programu je rovněž zaimplementována produkce neutrin, což mu umožňuje výpočet profilů deponované ionizační energie.

MC generátor simuluje částice<sup>1</sup>, jejichž energie je větší než nastavitelná prahová energie  $E_{thr}$  pro přechod ke kaskádním rovnicím. Interakce uvnitř hadronických kaskád

---

<sup>1</sup>V této práci byly použity energie pro EM > 1 MeV a hadrony a miony > 1 GeV.

jsou v MC generátoru popsány pomocí modelů hadronických interakcí (viz podkapitola 2.3). Tyto modely jsou rovněž využity pro výpočet spekter sekundárních částic pro účely numerického řešení příslušných kaskádních rovnic.

K simulacím elektromagnetických kaskád využívá MC generátor kód EGS4 [30] rozšířený o Landau-Pomeranchuk-Migdalův (LPM) efekt [31] pro vysokoenergetické elektrony, pozitrony a fotony [29]. Při numerickém řešení elektromagnetických kaskádních rovnic se používají stejné interakční procesy jako v MC simulacích. Narozdíl od simulací ale nezapočítávají LPM efekt, protože je v daném rozsahu energií zanedbatelný. Ztráta energie elektronů a pozitronů ionizací podél dráhy je v numerickém řešení popsána Bethe-Blochovou formulí s korekcí na efekty hustoty

$$-\frac{dE}{dx} \approx \rho D \left( \frac{Z}{A} \right) \frac{z_p^2}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta, \rho)}{2} \right], \quad (3.1)$$

kde  $\rho$  je hustota daného materiálu [ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ],  $Z$  je protonové číslo,  $A$  je nukleonové číslo,  $z_p$  je náboj přilétající částice (v jednotkách daných nábojem elektronu),  $D \approx 0,307 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ,  $m_e c^2$  je klidová energie elektronu ( $\sim 511 \text{ keV}$ ),  $I$  je střední excitační energie daného materiálu,  $\delta$  je korekční faktor pro efekty hustoty,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  a  $\beta = \frac{v}{c}$ , kde  $v$  je rychlost nalétávající částice a  $c$  je rychlost světla [1].

Při spouštění simulací v programu CONEX je možné nastavit několik parametrů. Těmi zásadními pro tuto práci jsou dekadické logaritmy minimální a maximální energie ( $\log_{10}(E_{min}/\text{eV})$  a  $\log_{10}(E_{max}/\text{eV})$ ), model vysokoenergetických hadronických interakcí, počet simulovaných spršek a typ primární částice. Dále lze nastavit například azimutální a zenitový úhel. Výstupními daty jsou pak pozorovatelné spršky kosmického záření, z nichž nejdůležitějšími pro tuto práci jsou hloubka maxima spršky, profil počtu elektronů a pozitronů a profil počtu mionů.

Samotný proces simulace spršek je následující [29]. Na začátku je primární částice s nastavenou energií a směrem, který přesně určuje trajektorii osy spršky. Spršky sekundárních částic jsou simulovány explicitně pomocí metody MC, kdy se bere několik přednastavených úrovní hloubky nebo intervalů energie, dokud energie všech částic neklesne pod prahovou hodnotu  $E_{thr}$ . Všechny částice s energií menší než  $E_{thr}$  pak vyplní energeticko-hloubkové tabulky, které se využijí jako počáteční podmínky pro kaskádní rovnice.

V dalším kroku probíhá numerický výpočet hadronických kaskádních rovnic pro první úroveň hloubky s příslušnými počátečními podmínkami. Výsledkem výpočtu jsou diskrétní energetická spektra různých typů hadronů a počáteční podmínky elektromagnetické spršky v následující úrovni hloubky. Poté se spočítají i elektromagnetické kaskádní rovnice s danými počátečními podmínkami v první úrovni hloubky. Následuje výpočet hadronických kaskádních rovnic pro druhou úroveň hloubky, využívající jednak výpočtu první hloubky, ale i hadronů vzniklých v elektromagnetické kaskádě formou fotonukleárních interakcí. Dále probíhá řešení elektromagnetických kaskádních rovnic pro druhou úroveň s využitím počátečních podmínek z předchozí úrovně. Takto simulace pokračují nadále, dokud sprška nezanikne.

U ultravysokoenergetických elektromagnetických částic se bere v potaz možnost

interakce s geomagnetickým polem Země ještě než částice (v tomto případě foton) vstoupí do atmosféry. K této simulaci se využívá PRESHOWER kód [32]. Sekundární částice jsou pak simulovány popsáním způsobem [29].

### 3.1.1 Rozšíření programu CONEX

V roce 2010 byla v programu CONEX implementována možnost rozšíření vstupních parametrů [14]. Toto rozšíření dovoluje uživateli při spouštění simulací spršek upravit vlastnosti hadronických interakcí jako je účinný průřez hadronické produkce částic  $\sigma$ , sekundární multiplicita  $n_{mult}$ , pružnost  $\kappa_{el}$  a poměr náboje pionů  $c_\pi$ .

Účinný průřez ovlivňuje interakční délku částic a tím i hloubku první interakce primární částice v atmosféře a rychlost vývoje centrální části spršky. Sekundární multiplicita, stejně jako dříve zmíněná multiplicita, je definována jako celkový počet sekundárních částic vyprodukovaných při jedné hadronické kolizi. Pro pružnost platí  $\kappa_{el} = 1 - \kappa_{inel}$ , kde  $\kappa_{inel}$  je nepružnost srážek definovaná v kapitole 2.2. Poměr náboje pionů je definován jako  $c_\pi = \frac{n_{\pi^0}}{n_{\pi^0} + n_{\pi^+} + n_{\pi^-}}$ , kde jednotlivá  $n$  udávají počet příslušných pionů. Tato veličina nám tedy říká jaký podíl částic po každé interakci půjde do vývoje elektromagnetických kaskád za předpokladu, že se všechny neutrální piony téměř okamžitě rozpadnou na 2 fotony.

Základem rozšíření programu CONEX je model vytvořený přímo pro účely prozkoumání toho, jaký efekt mají různé extrapolace modelů hadronických interakcí. Tento ad hoc model byl vypracován na základě modifikace výstupu standardních generátorů hadronických interakcí během simulací spršek kosmického záření a není založen na žádné fundamentální teorii nebo fenomenologii. Rozšíření bylo tedy do programu CONEX přidáno za konkrétním účelem, kterým je studium vlivu možných extrapolací dat z urychlovačů na předpovědi chování spršek kosmického záření.

Extrapolace známých dat probíhá tak, že se jednotlivé vlastnosti hadronických interakcí z těch, které lze v rozšíření nastavit, vynásobí funkcí závislou na energii

$$f(E, f_{19}) = 1 + (f_{19} - 1)F(E), \quad (3.2)$$

kde

$$F(E) = \begin{cases} 0 & E \leq E_{th}^{mod}, \\ \frac{\log_{10}(E/E_{th}^{mod})}{\log_{10}(10E/E_{th}^{mod})} & E > E_{th}^{mod}. \end{cases} \quad (3.3)$$

Extrapolace tedy závisí nejen na energii, ale také na parametrech  $f_{19}$  a  $E_{th}^{mod}$ , což jsou veličiny, které lze nastavit při spouštění simulací s rozšířeným programem CONEX. Veličina  $E_{th}^{mod}$  se nazývá prahová energie pro modifikace. Výsledky takové extrapolace sice mohou být velmi nespolehlivé, ale dávají uživateli představu o tom, jak silně závisí pozorovatelné veličiny spršek kosmického záření na různých vlastnostech hadronických interakcí.

Do programu je extrapolace zaimplementována tak, aby co nejméně ovlivňovala zásadní veličiny jako jsou třeba celková energie nebo frakce energie rozdělené mezi jednotlivé druhy částic. Simulace extrapolací všech parametrů kromě účinného průřezu probíhá přes tzv. resampling algoritmus. Tento algoritmus funguje tak, že po každé

hadronické interakci přepočítává funkci (3.2) a mění tak vlastnosti koncového stavu interakčních částic, aniž by působil na cokoli jiného než na parametr, který má modifikovat.

Pro primární částice s  $A > 1$  využívá rozšíření programu CONEX resampling algoritmus ve shodě se semi-superpozičním modelem [33] implementovaným v generátoru hadronických interakcí Sibyll. To znamená, že interakce jader s  $A > 1$  jsou počítány jako individuální protony s redukovanou energií  $\frac{E_0}{A}$ .

# Kapitola 4

## Modifikace interakcí

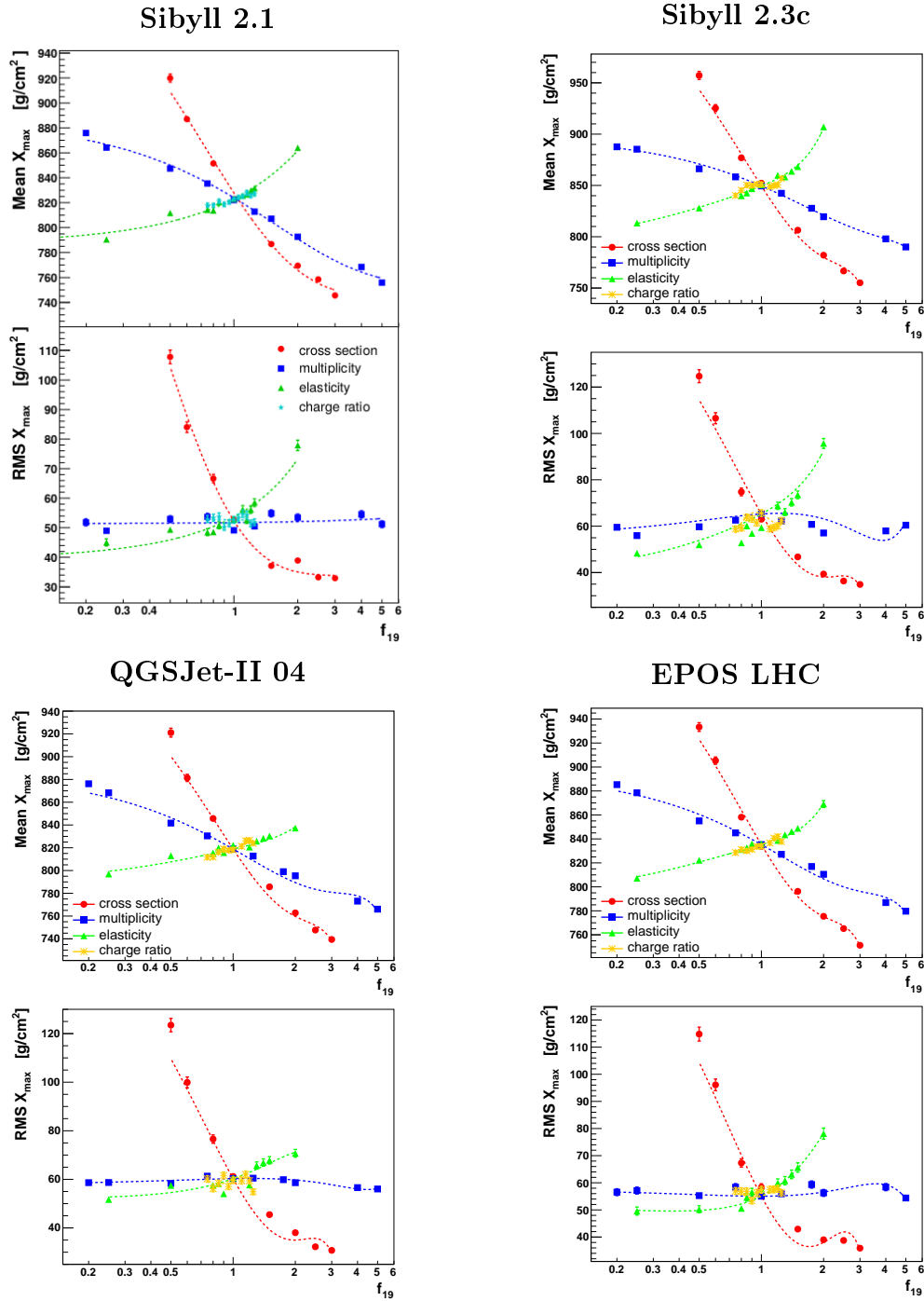
### 4.1 Modifikace pro spršky s energií $10^{19,5}$ eV

Jedním ze závěrů této práce je porovnání nových simulací spršek kosmického záření s modifikovanými parametry s výsledky R. Ulricha, R. Engela a M. Ungera [14]. Ve svém výzkumu simulovali spršky kosmického záření iniciované protonem a železem v programu CONEX s rozšířenými vstupními parametry s počáteční energií  $E_0 = 10^{19,5}$  eV. Používali výhradně model hadronických interakcí Sibyll, konkrétně jeho verzi 2.1.

Ulrich a další zkoumali vliv modifikovaných parametrů hlavně na hloubku maxima spršky  $X_{max}$ , dekadický logaritmus počtu mionů  $\log_{10}(N_\mu)$  a dekadický logaritmus počtu elektronů  $\log_{10}(N_e)$ . U těchto vlastností sledovali střední hodnoty (mean) a kvadratický průměr (RMS), který charakterizuje fluktuace. Pro každý zkoumaný parametr extrapolace  $f_{19}$  z rovnice (3.2) nasimulovali 1000 spršek. Pro parametr prahové energie pro modifikace  $E_{th}^{mod}$  použili energii  $10^{15}$  eV, která odpovídá těžišťové energii srážek na Tevatronu.

Pro účely porovnání nových modelů se starými byly v této práci použity stejné parametry jako v práci Ulricha et al. Logaritmus počtu mionů a elektronů je uvažován pro spršky o zenitovém úhlu  $60^\circ$  v hloubce  $X = 1000 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Počáteční parametry, které Ulrich et al. nespecifikují, byly použity výchozí. Nasimulované body v grafech z této práce jsou fitované polynomem třetího řádu, který má pro všechny uvažované modifikované parametry stejnou hodnotu v bodě  $f_{19} = 1$ . Použití tohoto fitu je pouze ilustrativní, skutečné chování vyobrazených závislostí není známo. V celé této sekci bude pod pojmem počet elektronů chápán počet nabitých složek elektromagnetické části spršky (celkový počet elektronů a pozitronů).

Značení používané v grafech je následující, červená barva odpovídá účinnému průřezu (cross section), modrá multiplicitě (multiplicity), zelená pružnosti (elasticity) a tyrkysová u Ulricha et al. a oranžová u grafů z této práce odpovídají poměru náboje pionů (charge ratio). Volba jiné barvy oproti Ulrichovi a dalším u poměru náboje pionů je čistě z hlediska větší přehlednosti.



Obrázek 4.1: Závislost střední hodnoty **hloubky maxima spršky** a jejího kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů v různých modelech hadronických interakcí pro **protonové spršky** o energii  $10^{19,5}$  eV. Graf pro model Sibyll 2.1 je převzat z [14].

#### 4.1.1 Protonové spršky

Ulrich et al. [14] prováděli modifikované simulace pouze v jednom modelu, protože prozkoumali rozdíly mezi jednotlivými modely (Sibyll 2.1, QGSJet01c, QGSJetII.3

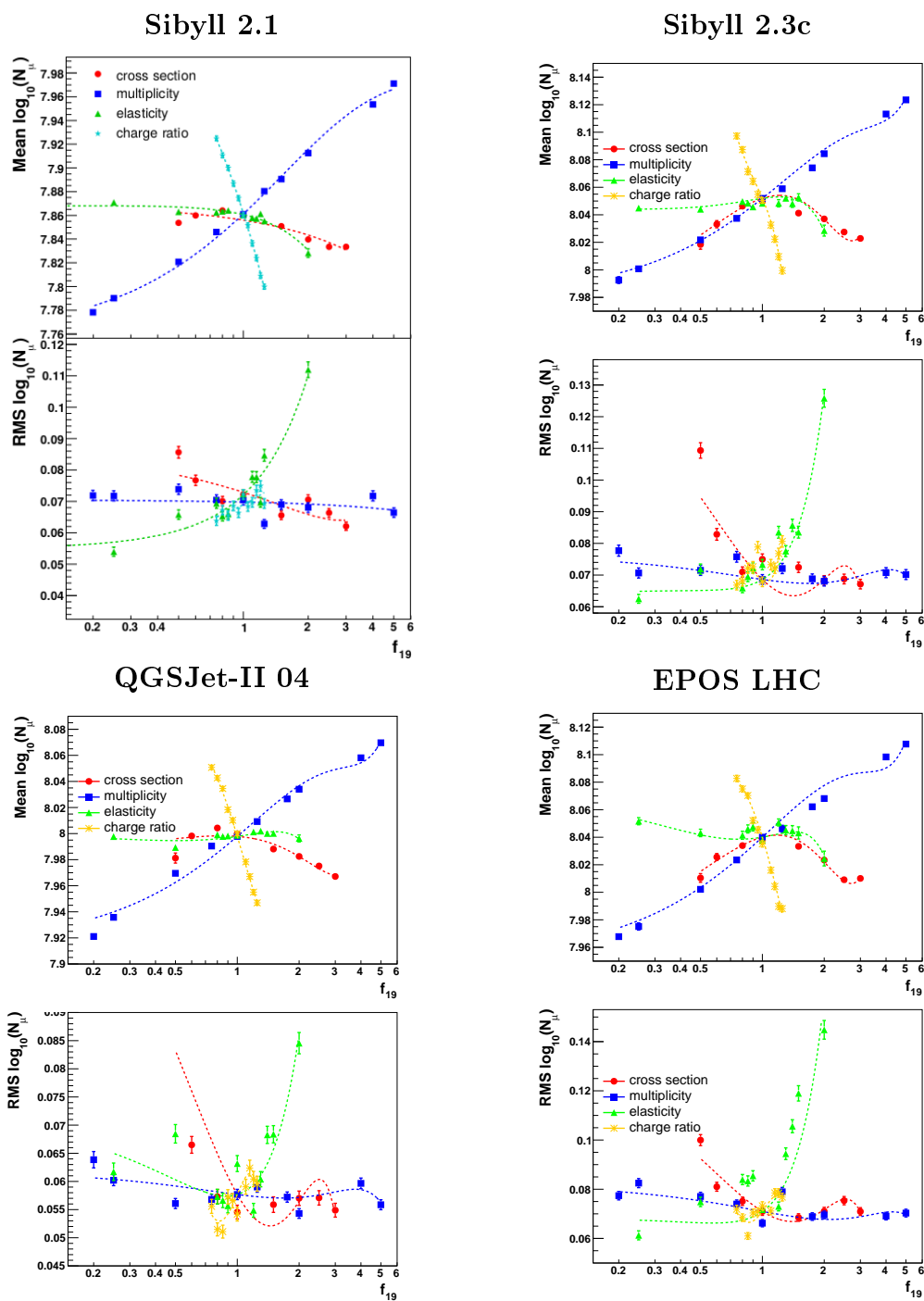
a EPOS 1.61) a dospěli k tomu, že pro všechny modely se modifikace pro protonovou primární částici chovají velmi podobně. Nejvýraznější rozdíly pozorovali na modelu EPOS. Trendu podobného chování závislostí na modifikacích mezi jednotlivými modely si lze povšimnout i v této práci i přes to, že zde byly použity novější modely vyladěné na data LHC.

Podobné chování závislostí mezi různými modely je velmi dobře vidět na grafech znázorňujících hloubku maxima spršky nasimulovanou pro různé modely hadronických interakcí (Obr. 4.1). Jednotlivé modely se liší velikostí hloubky maxima spršky, ale závislost této veličiny na modifikovaných parametrech hadronických interakcí se zdá být velmi podobná mezi všemi modely. Novější modely, stejně jako Sibyll 2.1, naznačují korelaci mezi střední hodnotou a fluktuací pozorované veličiny. Největším rozdílem je fluktuace a střední hodnota v závislosti na změně pružnosti u modelu QGSJet-II 04. U tohoto modelu tato modifikace ovlivňuje oba momenty méně než je tomu u ostatních modelů.

V grafech s logaritmem počtu mionů (Obr. 4.2) je nezávislost modifikace na modelu mírně narušena. U účinného průřezu je to vidět na grafech s daty z modelů Sibyll 2.3c a EPOS LHC, kde zmenšující se účinný průřez snižuje počet mionů více než u modelu Sibyll 2.1. Ještě výraznější rozdíl je u pružnosti vyplývající z modelu QGSJet-II 04, zde je logaritmus počtu mionů ovlivněn přibližně o 0,01 ( $\sim 2\%$ ), zatímco u modelu Sibyll 2.1 je jeho změna v rozsahu  $\sim 0,06$  (15%). Multiplicita rovněž ovlivňuje tuto vlastnost v novějších modelech do jiné míry než u modelu Sibyll 2.1. Zatímco u staršího modelu multiplicita ovlivňuje pozorovatelnou přibližně o 0,2 (60%), novější modely ji ovlivňují o  $\sim 0,15$  (40%). U fluktuací logaritmu počtu mionů je vidět, že v novějších modelech je větší vliv nejmenších a největších parametrů  $f_{19}$  pro účinný průřez a pružnost. Nezávislost modifikace na modelu je ale vidět z poměru náboje pionů, které se od modelu Sibyll 2.1 liší pouze do malé míry.

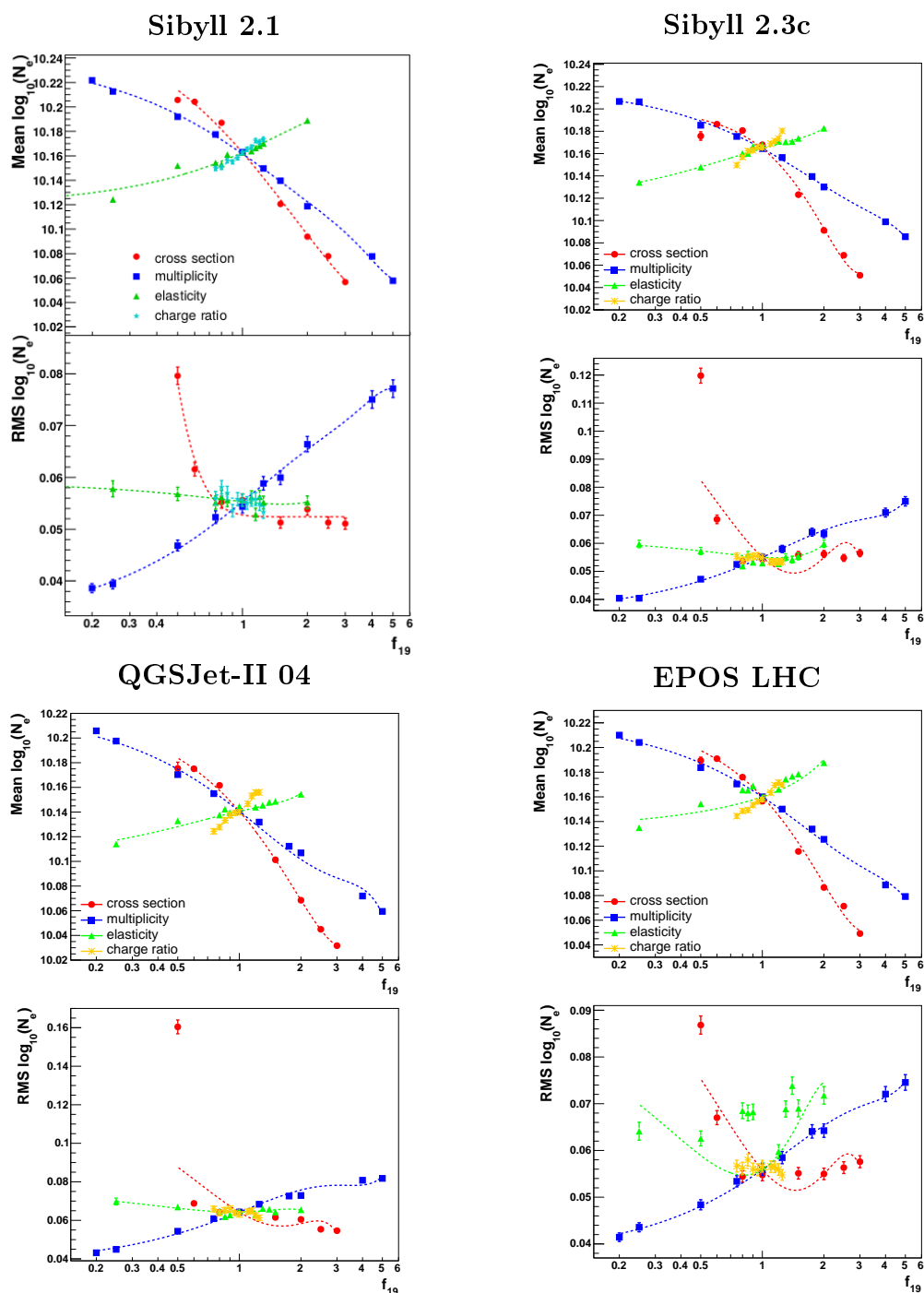
U grafů střední hodnoty logaritmu počtu elektronů (Obr. 4.3) je největším rozdílem vliv snižování účinného průřezu u modelu Sibyll 2.3c. Kvadratický průměr pro Sibyll 2.3c se liší od modelu Sibyll 2.1 pro nejmenší  $f_{19}$  u účinného průřezu, podobně jako u logaritmu počtu mionů. Stejný trend pozorujeme i u modelu QGSJet-II 04. Kvadratický průměr pro pružnost v případě modelu EPOS LHC vykazuje systematicky vyšší hodnoty o  $\sim 0,015$ .

Celkově jsou největší rozdíly u protonových spršek s energií  $10^{19,5}$  eV mezi jednotlivými modely vidět hlavně při modifikaci účinného průřezu pro  $f_{19} = 0,5$ . Na druhou stranu nejmenší rozdíly jsou viditelné u poměru náboje pionů, který se chová stejně jako ve starším modelu a ovlivňuje pozorovatelné v rámci projevených rozsahů veličin.



Obrázek 4.2: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu mionů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů v různých modelech hadronických interakcí pro **protonové** spršky o energii  $10^{19,5}$  eV. Graf pro model Sibyll 2.1 převzat z [14].





Obrázek 4.3: Závislost střední **logaritmu počtu elektronů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů v různých modelech hadronických interakcí pro **protonové** spršky o energii  $10^{19,5}$  eV. Graf pro model Sibyll 2.1 převzat z [14].

## 4.1.2 Železné spršky

Pro tuto sekci nebylo použito porovnávání s modelem EPOS LHC, protože modifikace parametrů v železných sprškách probíhá v souladu s Glauberovým modelem [28], který není v modelu EPOS vůbec implementován. Data z tohoto modelu by tak neměla žádný význam. V modelu QGSJet je zmíněný Glauberův model implementován jiným způsobem než v modelu Sibyll, resampling algoritmus pro něj tedy taktéž nefunguje správně. Tento model je však zajímavý pro pozorování chování modifikace v generátoru hadronických interakcí, pro který nebyla přímo napsána.

U středních hodnot hloubky maxima spršky (Obr. 4.4) vidíme malé rozdíly mezi modely Sibyll 2.1 a Sibyll 2.3c. Nejmarkantnějším rozdílem je to, že v novém modelu se rozsah středních hodnot hloubky maxima spršky pro studované modifikace účinného průřezu a pružnosti liší o  $\sim 10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . V případě účinného průřezu je tento rozsah menší a v případě pružnosti naopak větší. U modelu QGSJet-II 04 si můžeme povšimnout rozdílu ve vlivu modifikace multiplicity a účinného průřezu. Modifikace multiplicity má větší dopad na  $X_{max}$  než u modelu Sibyll, zatímco modifikace účinného průřezu má naopak vliv menší než v případě modelu Sibyll 2.1. Co se týče kvadratického průměru  $X_{max}$ , zde se uvažované modely chovají velmi odlišně. U modelu Sibyll 2.3c je největší rozdíl oproti starší verzi v dopadu modifikace účinného průřezu. Tato modifikace ovlivňuje pozorovatelnou na mnohem menším rozmezí než u modelu Sibyll 2.1. Na grafu pro model QGSJet-II 04 je vidět největší vliv na kvadratický průměr při modifikacích pružnosti. Ta ovlivňuje pozorovatelnou o  $\sim 20 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ , zatímco u ostatních modelů zůstává v rozmezí 1 až  $2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

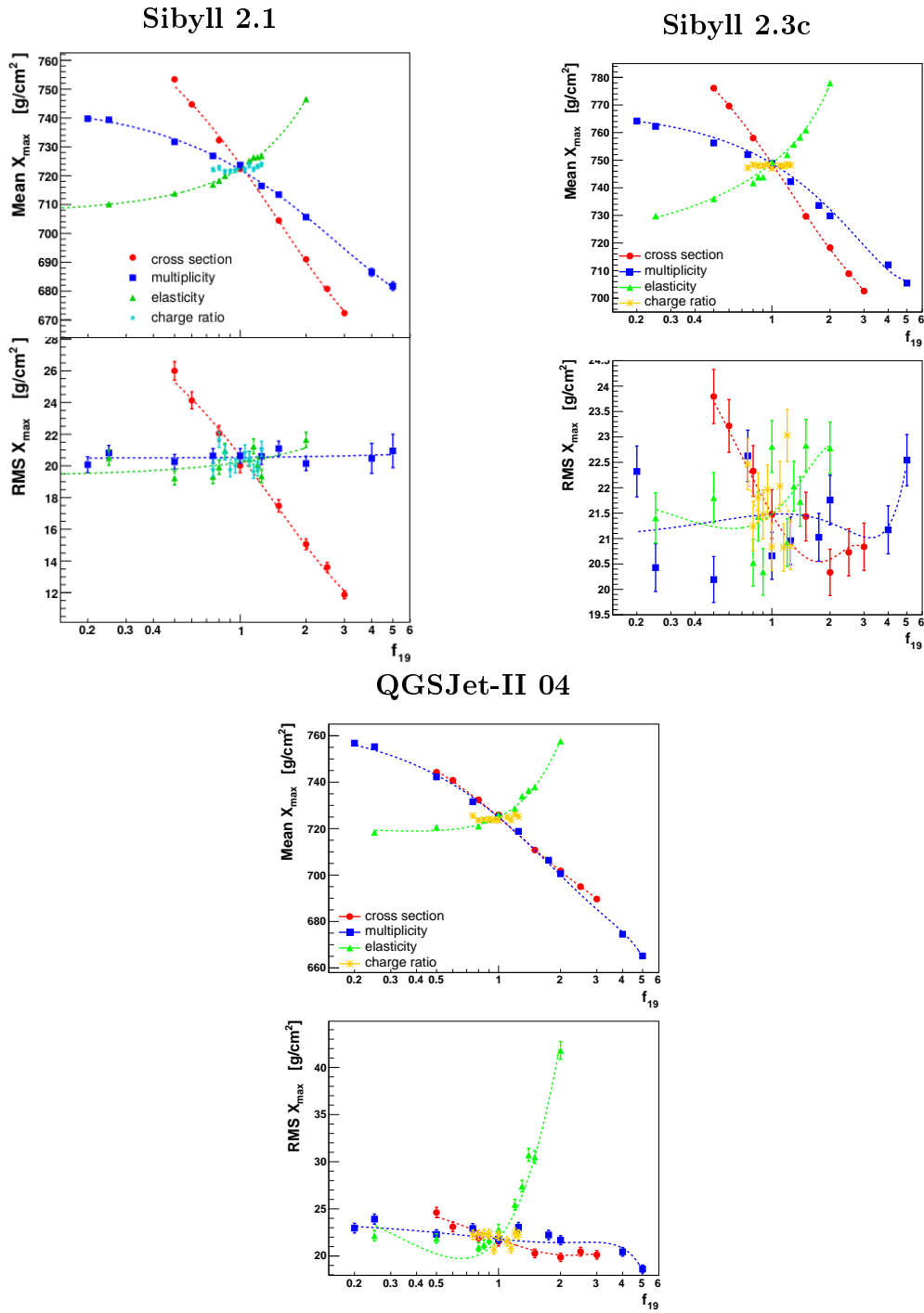
Závislost střední hodnoty logaritmu počtu mionů na modifikacích (Obr. 4.5) pro model Sibyll 2.3c nevykazuje příliš výrazné změny oproti starší verzi. Lze si povšimnout většího poklesu pro modifikaci pružnosti a účinného průřezu u hodnot parametru  $f_{19}$  menších než 1. Model QGSJet-II 04, stejně jako u  $X_{max}$ , vykazuje o něco větší dopad modifikace multiplicity a menší dopad modifikace účinného průřezu vzhledem k modelu Sibyll 2.1. Vliv modifikací na kvadratický průměr je opět mezi modely rozdílný. Zde dochází k tomu, že pro zvyšující se parametr  $f_{19}$  pro účinný průřez u modelu Sibyll 2.3c roste i RMS, což je velký rozdíl oproti staršímu modelu, kde s rostoucím účinným průřezem hodnota  $\text{RMS} \log_{10}(N_{\mu})$  klesá. Rovněž je zde výrazný rozdíl při snižování parametru  $f_{19}$  pod 1 pro pružnost, kde u modelu Sibyll 2.1 tato závislost pozvolna roste, zatímco u modelu Sibyll 2.3c klesá. V modelu QGSJet-II 04 se závislosti RMS na modifikacích účinného průřezu a pružnosti chovají podobně jako u modelu Sibyll 2.3c s tím rozdílem, že distribuci počtu mionů ovlivňují v případě pružnosti více a v případě účinného průřezu méně.

Závislosti logaritmu počtu elektronů na  $f_{19}$  (Obr. 4.6) pro modely Sibyll 2.1 a Sibyll 2.3c se opět chovají velmi podobně. Zde je největší rozdíl vidět u rozmezí, o které posunuje pozorovatelnou veličinu modifikace účinného průřezu. Toto rozmezí je u modelu Sibyll 2.1 větší o  $\sim 0,03$  (7%). Model QGSJet-II 04 vykazuje stejné trendy jako doposud, tedy modifikace multiplicity má na střední hodnotu pozorovatelné větší dopad a modifikace účinného průřezu menší dopad než v ostatních modelech. U kvadratického průměru logaritmu počtu elektronů se obě verze modelu Sibyll liší opět v účinném průřezu, kde pro Sibyll 2.1 rostoucí parametr  $f_{19}$  pro účinný průřez

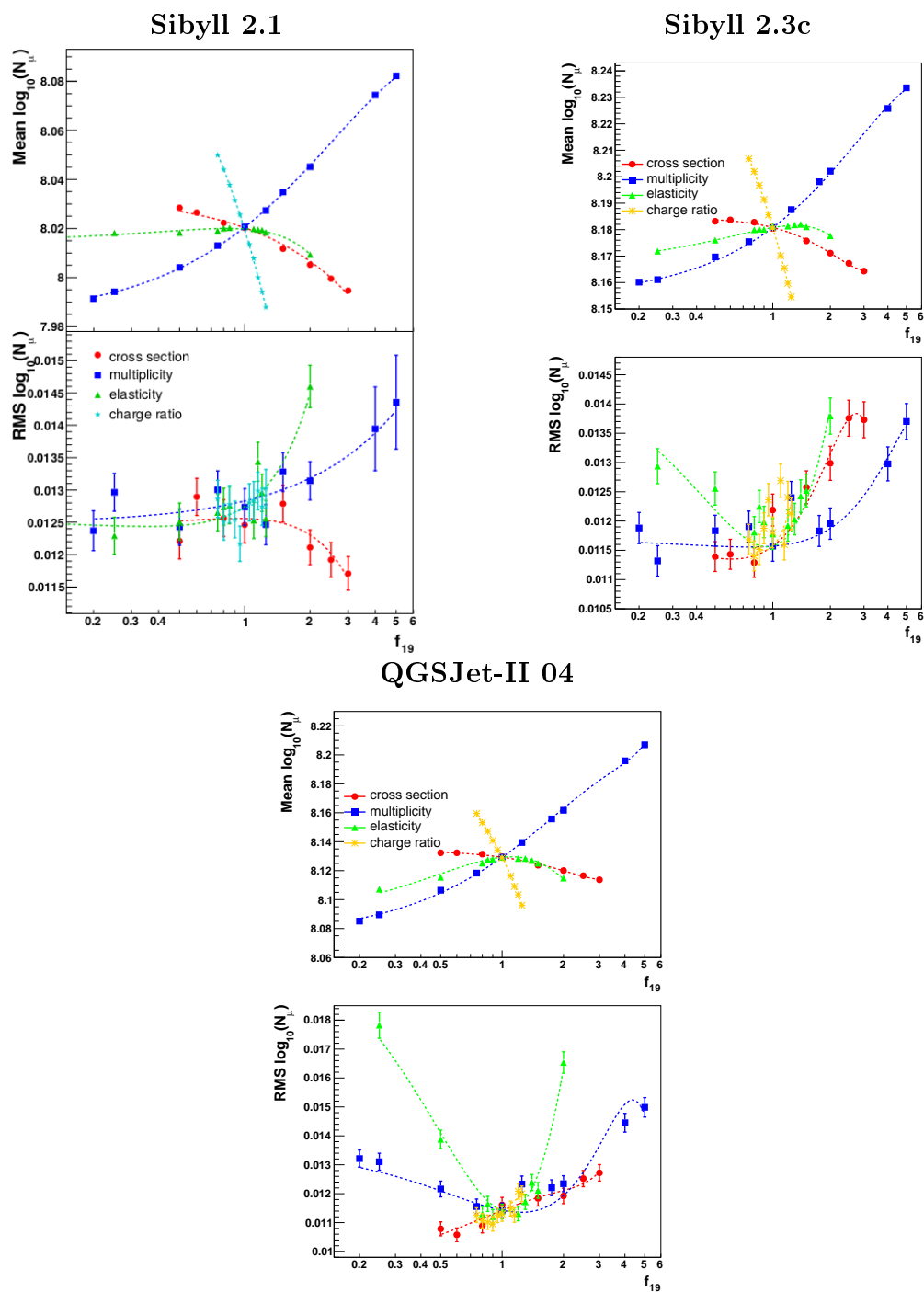
hodnotu RMS snižuje a pro model Sibyll 2.3c ji zvyšuje. Také jsou rozdílné v závislosti na modifikaci pružnosti, která u modelu Sibyll 2.1 s rostoucím parametrem  $f_{19}$  klesá mírněji než u modelu Sibyll 2.3c a ovlivňuje tedy pozorovatelnou v menším rozsahu než u novějšího modelu. QGSJet-II 04 se od ostatních modelů velmi výrazně liší v závislosti RMS na modifikacích pružnosti, která u něj není monotónní. Zvyšování parametru  $f_{19}$  pro elasticitu u tohoto modelu prudce zvyšuje kvadratický průměr a ovlivňuje ho o  $\sim 0,02$  (5%), zatímco u modelu Sibyll 2.3c je tento rozsah  $\sim 0,01$  (2%) a u modelu Sibyll 2.1 dokonce  $\sim 0,005$  (1%).

Obecně se obě verze modelu Sibyll u středních hodnot liší hlavně velikostí rozsahu, o který dokážou modifikovaný účinný průřez a multiplicita posunout danou veličinu. U RMS je chování podstatně odlišné hlavně v závislosti na modifikacích účinného průřezu a pružnosti.

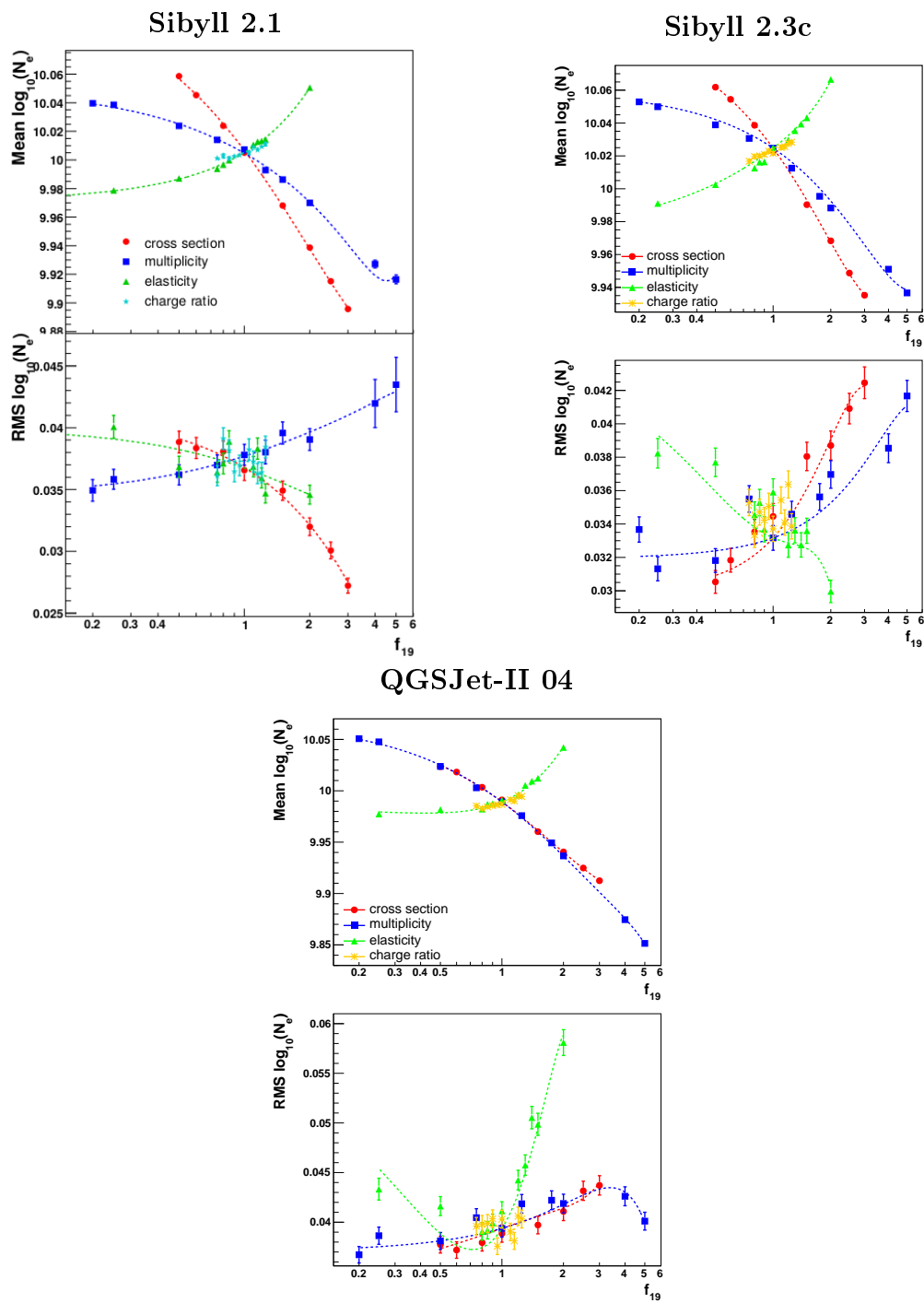
Modifikace železných spršek u modelu QGSJet-II 04 sice nemá příliš význam porovnávat s ostatními dvěma modely, ale i tak si lze všimnout podobných trendů. U středních hodnot jsou pozorovatelné stejně závislé na modifikovaných parametrech jako u modelu Sibyll. Liší se tedy pouze tím, jak moc daný parametr ovlivňuje. U RMS je třeba podotknout, že se všechny závislosti chovají podobně až na pružnost jako u Sibyllu 2.3c, jen mají opět jiný dopad na uvažované vlastnosti spršek kosmického záření.



Obrázek 4.4: Závislost střední hodnoty **hloubky maxima spršky** a jejího kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů v různých modelech hadronických interakcí pro **železné** spršky o energii  $10^{19,5}$  eV. Graf pro model Sibyll 2.1 převzat z [14].



Obrázek 4.5: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu mionů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů v různých modelech hadronických interakcí pro **železné** spršky o energii  $10^{19,5}$  eV. Graf pro model Sibyll 2.1 převzat z [14].



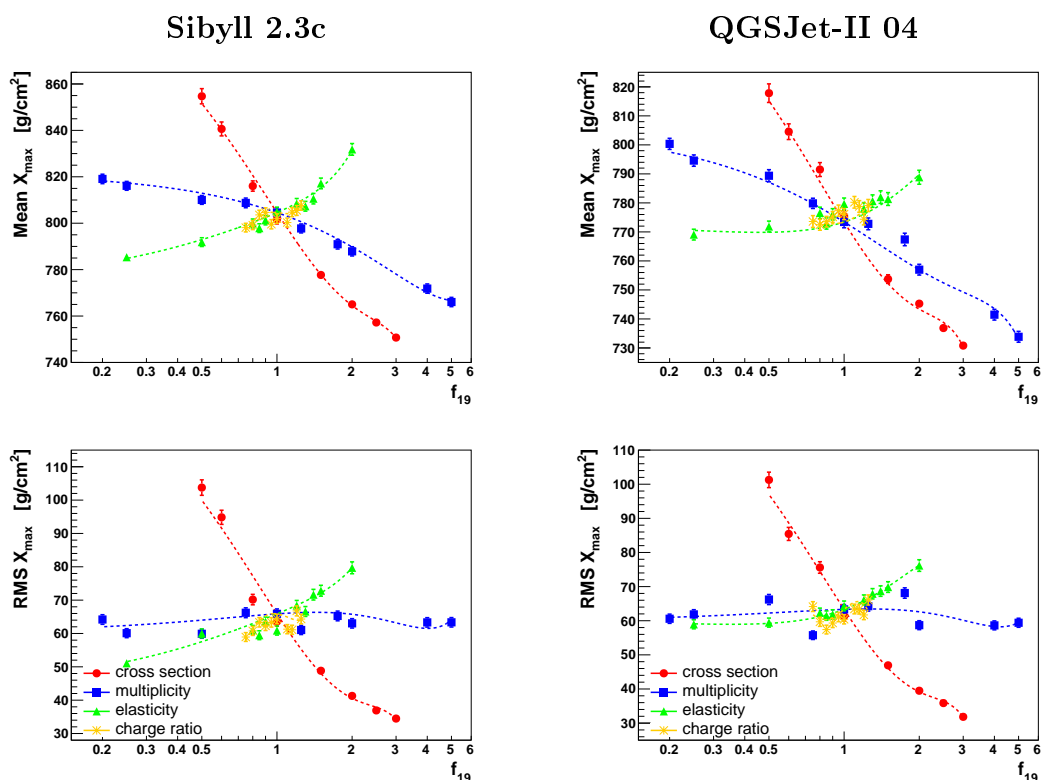
Obrázek 4.6: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu elektronů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů v různých modelech hadronických interakcí pro **železné** spršky o energii  $10^{19,5}$  eV. Graf pro model Sibyll 2.1 převzat z [14].

## 4.2 Modifikace pro spršky s energií $10^{18,7}$ eV

Druhým závěrem práce je vliv modifikací parametrů modelů hadronických interakcí na vlastnosti simulovaných spršek kosmického záření s primární energií  $10^{18,7}$  eV. V okolí této energie se ve spektru kosmického záření nachází kotník a Observatoř Pierra Augera má pro tyto energie dostatečný počet naměřených dat k tomu, aby bylo možné učinit dostatečně přesná měření hloubky maxima spršky i kombinovaného počtu mionů a elektronů [34].

Pro modifikované simulace v této sekci byla použita prahová energie pro modifikace  $E_{th}^{mod} = 10^{17}$  eV. Důvodem použití této hodnoty je to, že na urychlovači LHC proběhlo zkoumání proton-protonových i těžších srážek odpovídajících kosmickému záření o těchto energiích [35].

Fitování a značení používané v grafech z této sekce se shoduje s předchozí sekci. Rovněž zde bude platit, že pod pojmem počet elektronů je myšlen počet elektronů i pozitronů a rovněž byly nasimulované profily elektronů a mionů uvažovány v hloubce  $X = 1000 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Počáteční parametry simulací v programu CONEX, které nebyly v předchozí sekci specifikovány, byly opět použity výchozí.



Obrázek 4.7: Závislost střední hodnoty **hloubky maxima spršky** a jejího kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů pro dva různé modely hadronických interakcí. Simulace pro **protonové spršky** o energii  $10^{18,7}$  eV.

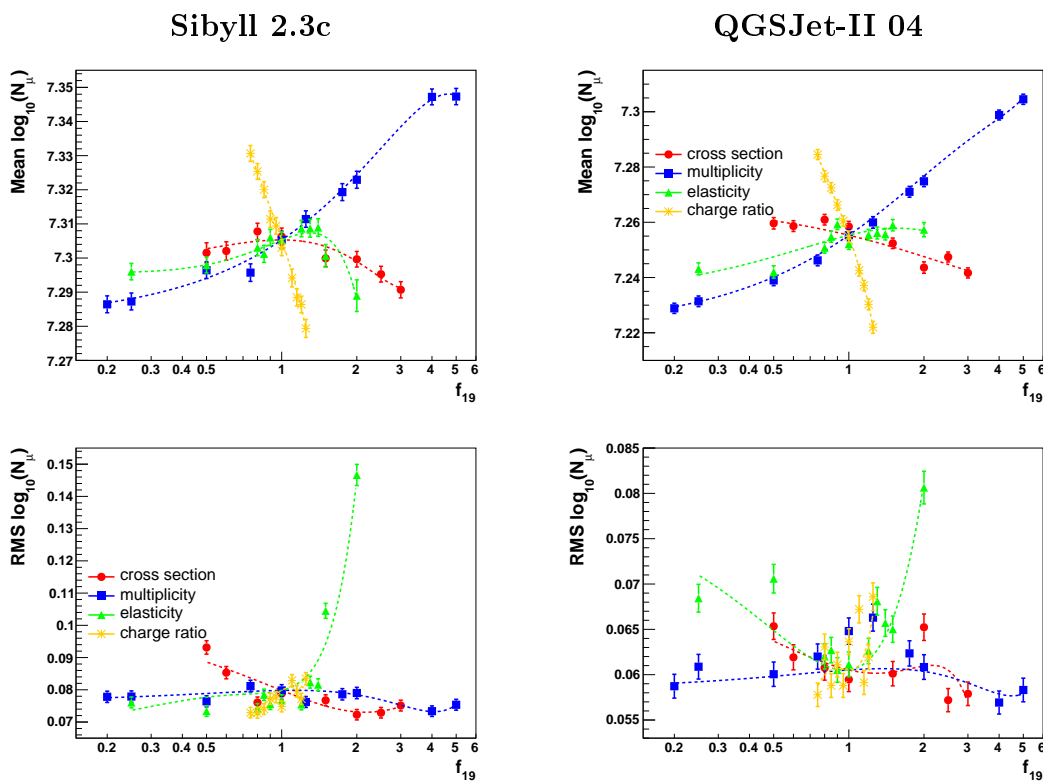
## 4.2.1 Efekt jednoparametrických změn

Pro vypracování grafů v této kapitole byly použity modely hadronických interakcí Sibyll 2.3c a QGSJet-II 04, přičemž model QGSJet-II 04 je použitý pouze pro protonové spršky.

### Protonové spršky

V této podkapitole jsou shrnuty největší rozdíly v chování modifikovaných protonových spršek mezi uvažovanými modely hadronických interakcí.

Závislosti  $X_{max}$  na různých modifikovaných parametrech (Obr. 4.7) se mezi oběma modely liší v rozsahu, o který je střední hodnota hloubky maxima spršky ovlivňována. V modelu Sibyll 2.3c mají modifikace účinného průřezu a pružnosti větší dopad na pozorovatelnou. Modifikace multiplicity a poměru náboje pionů mají u obou modelů takřka stejný vliv. U kvadratického průměru je chování obou modelů ještě podobnější, zde je rozdílný jen dopad snižování pružnosti.



Obrázek 4.8: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu mionů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů pro dva různé modely hadronických interakcí. Simulace pro **protonové spršky** o energii  $10^{18,7}$  eV.

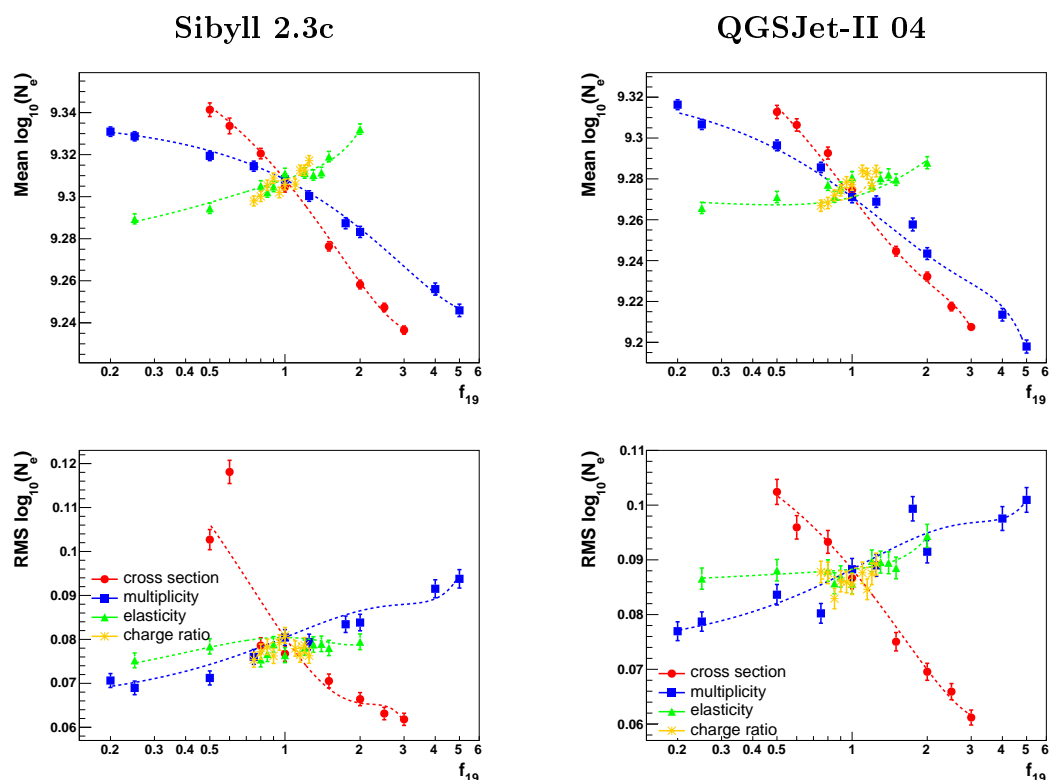
Na grafech závislosti logaritmu počtu mionů na modifikovaných parametrech (Obr. 4.8) je rovněž vidět podobnost mezi oběma modely, i když v menší míře než u  $X_{max}$ . Zvyšující se pružnost zvětšuje střední hodnotu u obou modifikací až na koncové



body. U modelu Sibyll 2.3c pro největší  $f_{19}$  začíná logaritmus počtu mionů znatelně klesat. U modelu QGSJet-II 04 dochází také k poklesu, ale až u největšího  $f_{19}$  a tento pokles je mnohem mírnější. U RMS mají větší vliv na  $\log_{10}(N_\mu)$  modifikace u modelu Sibyll 2.3c. Nejmarkantnějším rozdílem je v tomto případě opět vliv pružnosti. U modelu Sibyll 2.3c mění danou veličinu až o 0,08, zatímco v modelu QGSJet-II 04 má dopad pouze o 0,02.

Střední hodnota logaritmu počtu elektronů z Obr. 4.9 opět dodržuje trend podobného chování závislosti na modifikovaných parametrech mezi oběma modely. Stejně jako v předchozích případech jsou rozdíly způsobeny rozsahem vlivu modifikací. U modelu Sibyll 2.3c ovlivňuje modifikace pružnosti logaritmus počtu elektronů výrazněji ( $\sim 0,04$ ) než u modelu QGSJet-II 04 ( $\sim 0,02$ ). Naopak změna multiplicity má větší dopad na střední hodnotu logaritmu počtu elektronů u modelu QGSJet-II 04. Kvadratický průměr se mění v rámci obou modelů poměrně stejně. Zde je největší rozdíl vidět v modifikaci účinného průřezu.

Stejně jako u protonových spršek z předchozí sekce můžeme pozorovat trend podobného chování modifikovaných spršek mezi různými modely hadronických interakcí. Odlišností je, že zde pozorujeme největší rozdíly při modifikacích pružnosti. Stále však zůstává pravdivé to, že nejméně znatelný rozdíl pozorujeme u modifikace poměru náboje pionů.

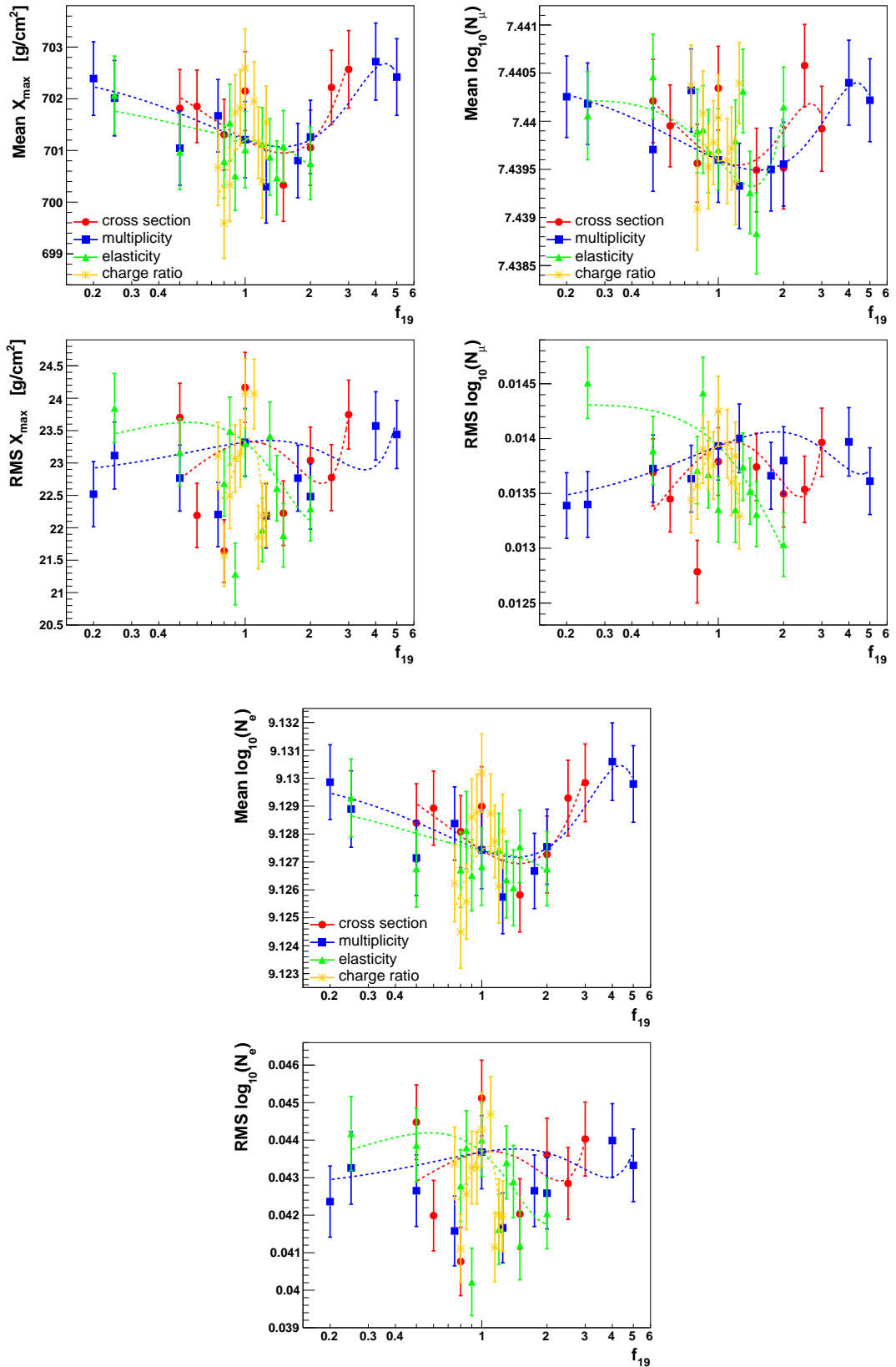


Obrázek 4.9: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu elektronů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu, pružnost a poměr náboje pionů pro dva různé modely hadronických interakcí. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

## Železné spršky

Pro grafy použité v této sekci platí, že primární energie používaná pro simulace, která je rovna  $\frac{E_0}{A} = \frac{10^{18,7}}{56} \text{ eV} \approx 9 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ , je menší než prahová energie pro modifikace  $E_{th}^{mod} = 10^{17} \text{ eV}$ . To znamená, že funkce (3.2) je rovna jedné a k modifikacím parametrů tak vůbec nedochází. Závislosti všech pozorovatelných na parametru  $f_{19}$  na Obr. 4.10 tedy odpovídají pouze statistickým fluktuacím daných veličin.

Z těchto grafů lze vidět, že i když mají spršky stejné počáteční parametry, nasimulované vlastnosti se mohou do jistého řádu lišit. U hloubky maxima spršky jsou tyto rozdíly do velikosti  $\sim 4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ , u logaritmu počtu mionů do  $\sim 0,0025$  ( $\approx 0,6\%$ ) a u logaritmu počtu elektronů do  $\sim 0,008$  ( $\approx 1,8\%$ ).



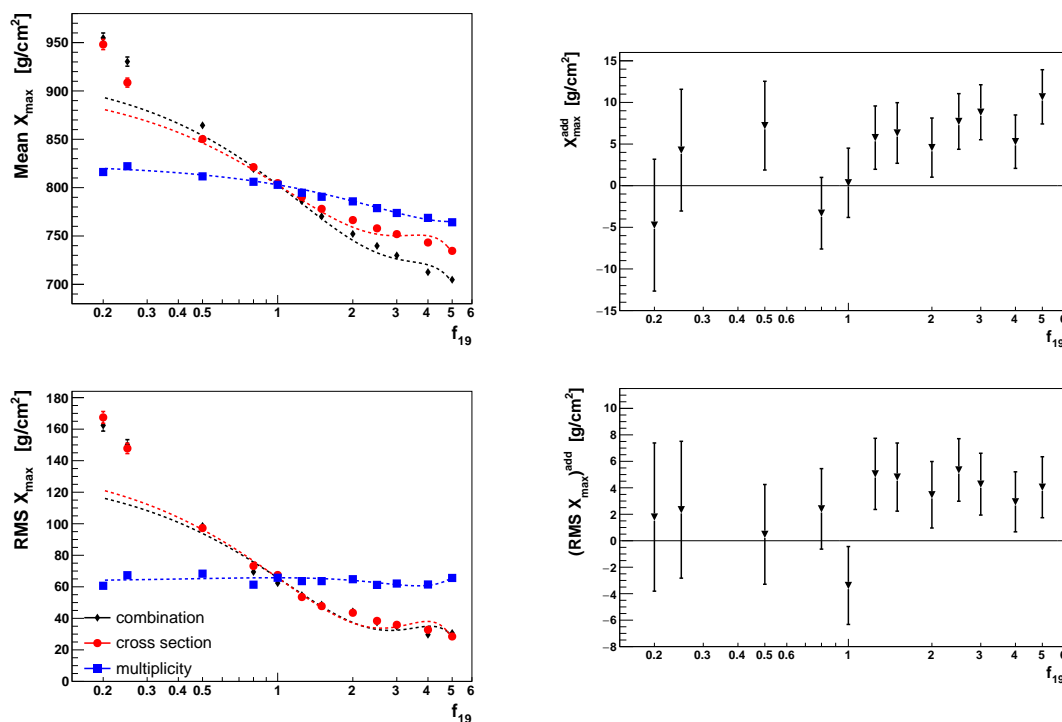
Obrázek 4.10: Střední hodnoty hloubky maxima spršky, logaritmu počtu mionů a logaritmu počtu elektronů a jejich kvadratické průměry bez extrapolace pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro železné spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

## 4.2.2 Efekt dvouparametrických změn

V této sekci je studován vliv současné modifikace dvou parametrů modelů hadronic-  
kých interakcí na vlastnosti spršek kosmického záření včetně aditivity těchto para-  
metrů.

Pro simulaci spršek se současnou modifikací dvou parametrů modelů hadronic-  
kých interakcí byly nastaveny počáteční parametry programu CONEX jako pro simulaci  
jednouparametrických modifikací pro spršky s energií  $10^{18,7}$  eV (sekce 4.2.1). Všechny  
tyto spršky jsou simulovány v modelu Sibyll 2.3c a pro všechny spršky byl primární  
částicí proton.

V grafech v této sekci jsou vyneseny závislosti na samostatných modifikacích účin-  
ného průřezu (cross section) a multiplicity (multiplicity) a na jejich kombinaci (com-  
bination). V příloze jsou dodatečné grafy pro kombinaci účinného průřezu s pruž-  
ností (elasticity) a s poměrem náboje pionů (charge ratio). Pozorovány jsou střední  
hodnota (mean) uvažovaných vlastností spršek kosmického záření, jejich kvadratický  
průměr (RMS) a aditivita změn účinného průřezu a multiplicity u střední hodnoty  
i kvadratického průměru.



Obrázek 4.11: Závislost střední hodnoty **hloubky maxima spršky** a jejího kva-  
dratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu  
a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro  
model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

Pro aditivitu u  $A$  byla použita rovnice

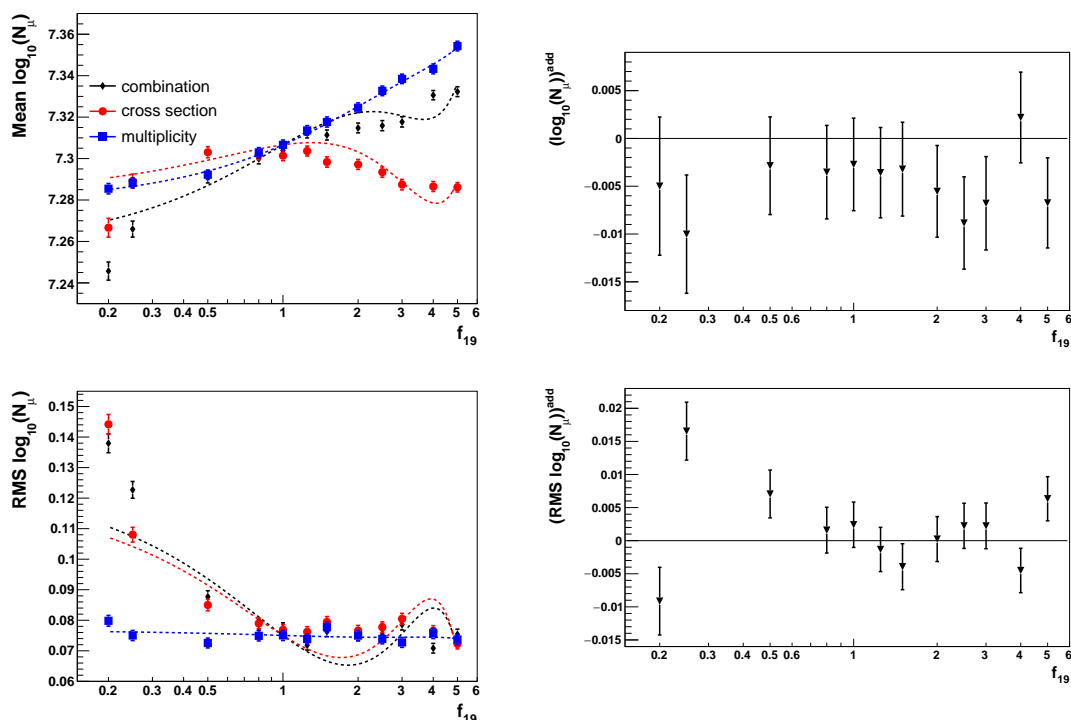
$$A(f_{19}) = Y^{\text{comb}}(f_{19}) - Y^{\text{cs}}(f_{19}) - Y^i(f_{19}) + Y(f_{19} = 1), \quad (4.1)$$

kde  $Y^{\text{comb}}(f_{19})$  odpovídá kombinované modifikaci pro daný parametr  $f_{19}$ ,  $Y^{\text{cs}}(f_{19})$  modifikaci účinného průřezu pro daný parametr  $f_{19}$ ,  $Y^i(f_{19})$  modifikaci  $i$  = multiplicita, pružnost, poměr náboje pionů pro daný parametr  $f_{19}$  a  $Y(f_{19} = 1)$  nemodifikované hodnotě.

Chyba aditivity byla počítána jako

$$err_{A(f_{19})}^2 = \sqrt{err_{Y^{\text{comb}}(f_{19})}^2 + err_{Y^{\text{cs}}(f_{19})}^2 + err_{Y^i(f_{19})}^2 + err_{Y(f_{19}=1)}^2}, \quad (4.2)$$

kde funkce  $err$  jsou statistické chyby příslušných hodnot.

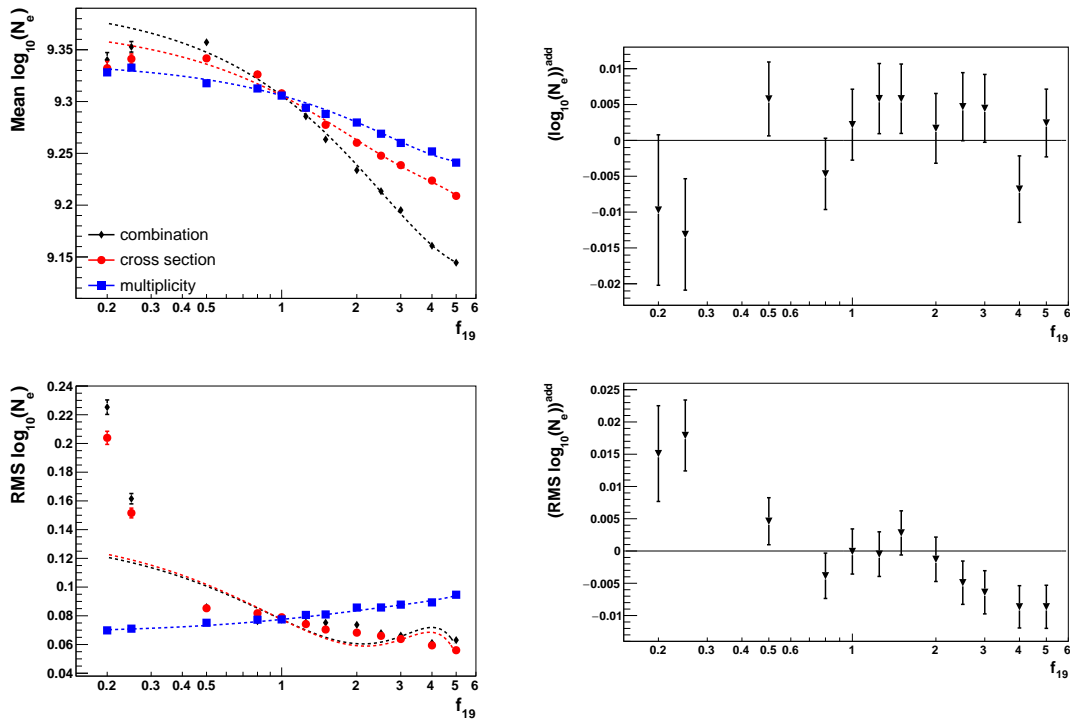


Obrázek 4.12: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu mionů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

Všechna data z této sekce, která byla simulována pro nezkombinované modifikace se chovají totožně s daty z minulé sekce. Oproti předchozí sekci mají některé parametry rozšířené intervaly pro  $f_{19}$ , takže lze vidět i dodatečné chování v bodech vzdálenějších od středu ( $f_{19} = 1$ ). Důležitou věcí této sekce je ale zkoumání kombinací jednotlivých parametrů. Resampling algoritmus pro jednu modifikaci (multiplicita, pružnost, poměr náboje pionů) použitý v rozšíření lze kombinovat pouze s účinným průřezem.

Aditivita u grafů s vlivem kombinace účinného průřezu s multiplicitou na hloubku maxima spršky (Obr. 4.11) je zachována do  $\sim 5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Stejně je tomu i u vlivu kombinace na logaritmus počtu mionů (Obr. 4.12). Zde je při snížení parametru  $f_{19}$  narušena aditivita u RMS až o  $\sim 3,5\%$ . Stejných procent dosahuje i aditivita této kombinace při malém parametru  $f_{19}$  u logaritmu počtu elektronů (Obr. 4.13).

Při srovnání Obr. A.1 s kombinací účinného průřezu s multiplicitou 4.11 vidíme, že neaditivita účinného průřezu a pružnosti je větší a zvětšuje se pro výraznější modifikace. Vliv kombinované modifikace účinného průřezu a pružnosti na počet mionů (Obr. A.2) vykazuje rovněž větší neaditivitu ve srovnání s Obr. 4.12. V tomto případě jsou modifikace parametrů neaditivní až do  $\sim 8,4\%$ , což je více než dvakrát větší než v předchozím případě. U vlivu na logaritmus počtu elektronů (Obr. A.3) vzniká neaditivita do  $\sim 7,2\%$ .



Obrázek 4.13: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu elektronů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, multiplicitu a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

U grafů s kombinací účinného průřezu a poměru náboje pionů pozorujeme neaditivitu takřka ve stejné míře jako u kombinace účinného průřezu s multiplicitou. U  $X_{max}$  (Obr. A.4) platí aditivita do  $\sim 12 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  a body v grafu aditivity u RMS mají tendenci být systematicky větší (až o  $\sim 10 \text{ g} \cdot \text{cs}^{-2}$ ) než hodnota  $(\text{RMS } X_{max})^{\text{add}}=0$ , čehož si lze povšimnout i právě na Obr. 4.11 (o  $\sim 5 \text{ g} \cdot \text{cs}^{-2}$ ). U logaritmu počtu mionů (Obr. A.5) a logaritmu počtu elektronů (Obr. A.6) pozorujeme neaditivitu do  $\sim 3,5\%$ , jak tomu bylo i u kombinované modifikace účinného průřezu a multiplicity.

## 4.3 Diskuze

### 4.3.1 Modifikace s primární energií $10^{19,5}$ eV

Viditelné rozdíly mezi jednotlivými modely mohou být způsobeny samotnou implementací modifikační funkce (3.2) do programu CONEX. Tato modifikace byla totiž napsána přímo pro účely práce Ulricha et al. [14], kteří používaly model Sibyll 2.1. Rovněž mohou vyplynout nepřesnosti z neznalosti všech použitých počátečních parametrů.

U protonů může být rozdílné chování vlastností v závislosti na modifikacích mezi modelem Sibyll 2.1 a Sibyll 2.3c způsobeno tím, že je v novějším modelu oproti starému pozměněné výsledné spektrum mionů. U ostatních modelů platí s největší pravděpodobností hypotéza ohledně implementace samotného rozšíření programu CONEX. Zajímavé je, že i když nebyly modifikace napsány přímo pro tyto modely, způsobují velmi podobné změny.

U železných spršek je jasně viditelné jiné chování modelu QGSJet-II 04 oproti oběma verzím modelu Sibyll, které plyne z odlišné implementace Glauberova modelu a použití semi-superpozičního modelu. I tak je ale vidět, že závislost pozorovatelných na modifikacích parametrů má podobné trendy v rámci všech tří modelů.

Obecně mohou nastat znatelné statistické nepřesnosti i přes to, že na každý bod pro daný parametr  $f_{19}$  bylo nasimulováno 1000 spršek. Při kontrole dvou sérií tisíce spršek, které mají stejné počáteční parametry, byl v rámci průzkumu korektnosti naměřených dat pro tuto práci nalezen například rozdíl  $\sim 3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  v jejich nasimulované hloubce maxima spršky.

### 4.3.2 Modifikace s primární energií $10^{18,7}$ eV

V této sekci se zabýváme chybou, která mohla být způsobena odlišnými počátečními podmínkami, jelikož pro všechny grafy, které se mezi sebou srovnávají, byly použity totožné počáteční parametry.

Při porovnání různých modelů vyvstávají největší rozdíly ze samostatného způsobu, jakým jsou modely napsány. Stejně jako u protonových spršek s počáteční energií  $E_0 = 10^{19,5}$  eV však platí, že všechny modifikace mají v obou uvažovaných modelech velmi podobný vliv na pozorované vlastnosti. Jednparametrické železné spršky z této sekce nelze srovnávat se sprškami s počáteční energií  $E_0 = 10^{19,5}$  eV, protože u nich vůbec nedochází k modifikacím ze zmíněného důvodu. Alespoň je na těchto grafech vidět statistická fluktuace pozorovatelných, která může mít malý dopad na nepřesnosti.

U dvouparametrických modifikací by měly jednotlivé modifikace souhlasit s daty z jednparametrických modifikací z této sekce. Jejich možné rozdíly by tedy měly být způsobeny pouze statistickými fluktuacemi, které lze vidět na Obr. 4.10. Chování jednotlivých kombinací parametrů je takové, že největší neaditivita nastává hlavně v krajních bodech  $f_{19}$ .





# Závěr

V práci byly shrnuty základní informace týkající se kosmického záření. K pokrytým tématům patří stručná historie od jeho objevení po současnost, nejdůležitější vlastnosti, popis spršek kosmického záření, způsoby detekce, různé experimenty zabývající se kosmickým zářením a způsob simulací spršek kosmického záření.

Simulace spršek kosmického záření byly pro tuto práci stěžejními. Byl k tomu využit hybridní prigram CONEX, ve kterém lze nastavit model hadronických interakcí, který byl ke generování spršek použit. V programu byla k simulacím využita možnost rozšířených počátečních parametrů, které slouží k modifikaci vybraných vlastností modelů hadronických interakcí. Výsledkem práce bylo zkoumání vlivu těchto modifikací na některé vlastnosti spršek kosmického záření.

K prvnímu závěru patří porovnání modifikovaných simulací spršek kosmického záření v různých modelech hadronických interakcí se studiem, pro který bylo zmíněné rozšíření přímo napsáno. Toto studium využívalo starší model hadronických interakcí s názvem Sibyll 2.1. V této práci byly využity simulované spršky kosmického záření se stejnou primární energií  $E_0 = 10^{19,5}$  eV, ale s modely vyladěnými na data LHC - Sibyll 2.3c, QGSJet-II 04 a EPOS LHC. Z tohoto pozorování vyplynulo, že i když jsou modely novější, stále jsou v závislostech pozorovaných vlastností protonových spršek na modifikovaných parametrech vidět velmi podobné trendy jako v modelu Sibyll 2.1. Stejně je tomu i v případě železných spršek simulovaných v novější verzi modelu Sibyll až na závislost RMS na modifikaci účinného průřezu. Zde byl pro zajímavost použit i model, pro který není modifikace parametrů v železných sprškách adekvátní. I tak jsou v tomto modelu náznaky podobného chování vlastností v závislosti na modifikacích.

Druhým závěrem je pozorování vlivu modifikací na vlastnosti spršek s počáteční energií  $E_0 = 10^{18,7}$  eV a hraniční energií pro modifikace  $E_{th}^{mod} = 10^{17}$  eV. Z tohoto pozorování vyplynuly podobné trendy v chování různých modelů jako pro protonové spršky s primární energií  $E_0 = 10^{19,5}$  eV. Na železných sprškách z této sekce jsou vidět pouze statistické fluktuace vlastností simulovaných spršek kosmického záření, jelikož při tomto nastavení je energie na nukleon nižší než  $E_{th}^{mod}$ .

Třetím závěrem je pozorování vlivu dvou současných modifikací na vlastnosti spršek kosmického záření s počáteční energií  $E_0 = 10^{18,7}$  eV a hraniční energií pro modifikace  $E_{th}^{mod} = 10^{17}$  eV. Kombinovaná modifikace účinného průřezu a multiplicity, stejně jako účinný průřez a nábojový poměr pionů, se jeví aditivní do  $\sim 5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  pro oba momenty  $X_{max}$  a do  $\sim 3,5\%$  pro oba momenty počtu mionů a elektronů. V případě kombinovaných modifikací účinného průřezu a pružnosti dochází k výraz-

nějším neaditivnostem pro velké modifikace.

# Literatura

- [1] A. De Angelis and M. J. M: Pimenta. *Introduction to Particle and Astroparticle Physics: Questions to the Universe*. Undergraduate lecture notes in physics. Springer, Milan, Jul 2015.
- [2] The Collaboration. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 798, 02 2015.
- [3] D. H. Perkins. *Particle Astrophysics, Second Edition*. Oxford Master Series in Physics. OUP Oxford, 2009.
- [4] A. Aab et al. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above  $8 \times 10^{18}$  ev. *Science*, 357(6357):1266–1270, Sep 2017.
- [5] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16:748–750, Apr 1966.
- [6] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4:78–80, 1966.
- [7] A. Aab et al. An indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources. *The Astrophysical Journal*, 853(2):L29, Feb 2018.
- [8] J. Moreno and S. Sciutto. Characterization of the Atmospheric Depth Profile using the ground-level temperature: The case of Malargüe, Argentina. *European Physical Journal Plus*, 128:104–, 09 2013.
- [9] R. M. Wagner. *Measurement of Very High Energy Gamma-Ray Emission from Four Blazars Using the MAGIC Telescope and a Comparative Blazar Study*. PhD thesis, Munich, Tech. U., 2006.
- [10] A. Parra, M. Oscar, and H. Salazar. Auger Prime the new stage of the Pierre Auger Observatory, using Universality. *Journal of Physics: Conference Series*, 761:012026, 10 2016.
- [11] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation; 3rd ed.* International series of monographs on physics. Oxford University Press, Oxford, 1954.
- [12] A. Letessier-Selvon and T. Stanev. Ultrahigh energy cosmic rays. *Reviews of Modern Physics*, 83(3):907–942, Sep 2011.

- [13] J. Matthews. A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22(5):387 – 397, 2005.
- [14] R. Ulrich, R. Engel, and M. Unger. Hadronic Multiparticle Production at Ultra-High Energies and Extensive Air Showers. *Phys. Rev. D*, 83:054026, 2011.
- [15] J. Linsley and A. A. Watson. Review of Data on Cosmic Ray Anisotropy, 1951-65, Energy  $10^{14}$  to  $3.10^{17}$ eV. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 12 of *International Cosmic Ray Conference*, page 203, January 1977.
- [16] K.-H. Kampert and M. Unger. Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments. *Astroparticle Physics*, 35(10):660–678, May 2012.
- [17] S. Ostapchenko. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model. *Physical Review D*, 83(1), Jan 2011.
- [18] V. N. Gribov. A Reggeon Diagram Technique. *Sov. Phys. JETP*, 26:414–422, 1968.
- [19] T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider. *Physical Review C*, 92(3), Sep 2015.
- [20] R. Engel, A. Fedynitch, T. K. Gaisser, F. Riehn, and T. Stanev. The hadronic interaction model Sibyll 2.3c and extensive air showers. Dec 2019.
- [21] S. Ostapchenko. Hadronic Interactions in QGSJET-II: Physics and Results. Aug 2005.
- [22] S. Chekanov et al. Study of deep inelastic inclusive and diffractive scattering with the zeus forward plug calorimeter. *Nuclear Physics B*, 713(1-3):3–80, May 2005.
- [23] I. G. Bearden et al. Charged particle densities from Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV. *Phys. Lett. B*, 523:227–233, 2001.
- [24] 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. D*, 90:122005, Dec 2014.
- [25] T. Pierog and K. Werner. EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 196:102–105, Dec 2009.
- [26] A. Aab et al. Erratum: Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Measurement of atmospheric production depth [Phys. Rev. D 90, 012012 (2014)]. *Phys. Rev. D*, 92:019903, Jul 2015.
- [27] R. Engel, F. Riehn, A. Fedynitch, T. Gaisser, and T. Stanev. The hadronic interaction model sibyll – past, present and future. *EPJ Web of Conferences*, 145:08001, 01 2017.

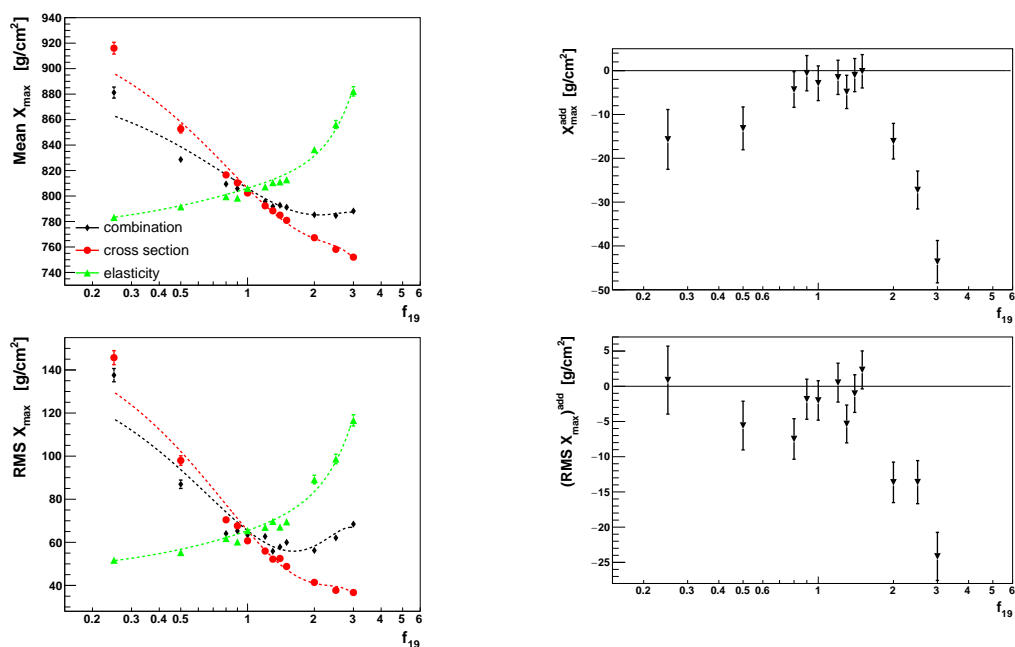
- [28] R. J. Glauber and G. Matthiae. High-energy scattering of protons by nuclei. *Nucl. Phys. B*, 21:135–157, 1970.
- [29] T. Bergmann et al. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astropart. Phys.*, 26:420–432, 2007.
- [30] W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers. EGS4 code system. Dec 1985.
- [31] P. Aurenche, F. Gelis, and H. Zaraket. Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in thermal field theory. *Phys. Rev. D*, 62:096012, Oct 2000.
- [32] P. Homola, D. Góra, D. Heck, H. Klages, J. Pekala, M. Risse, B. Wilczyńska, and H. Wilczyński. Simulation of ultra-high energy photon propagation in the geomagnetic field. *Computer Physics Communications*, 173(1-2):71–90, Dec 2005.
- [33] J. Engel, T. K. Gaisser, Paolo Lipari, and Todor Stanev. Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic-ray cascades. *Phys. Rev. D*, 46:5013–5025, Dec 1992.
- [34] A. Aab et al. Evidence for a mixed mass composition at the “ankle” in the cosmic-ray spectrum. *Physics Letters B*, 762:288–295, Nov 2016.
- [35] K. Eggert. The TOTEM/CMS forward experiment at the LHC. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 122:447 – 450, 2003. Proceedings of the 12th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions.



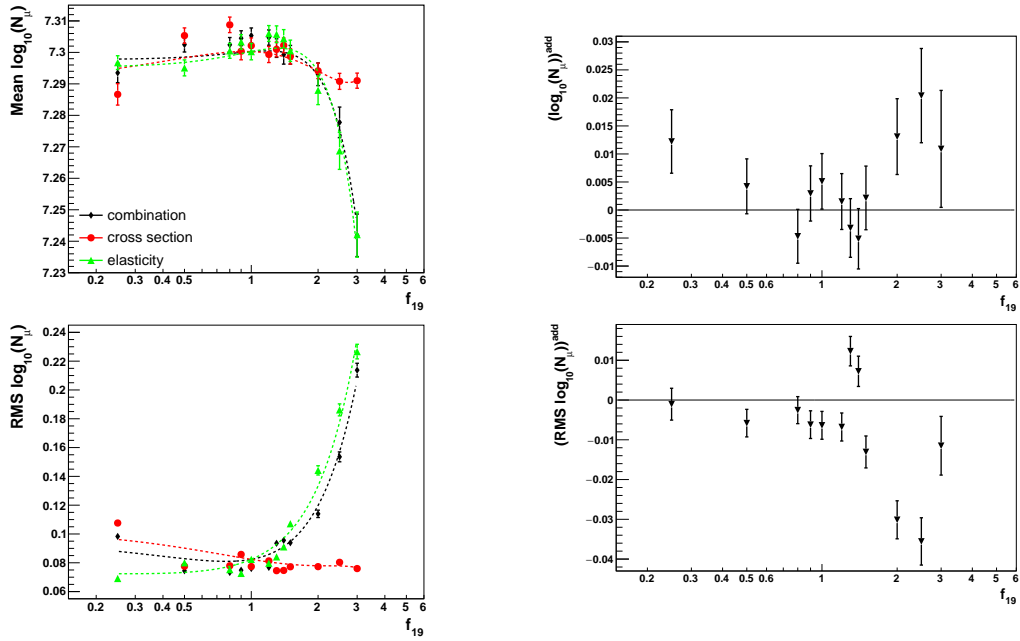
# Příloha A

## Dodatečné grafy

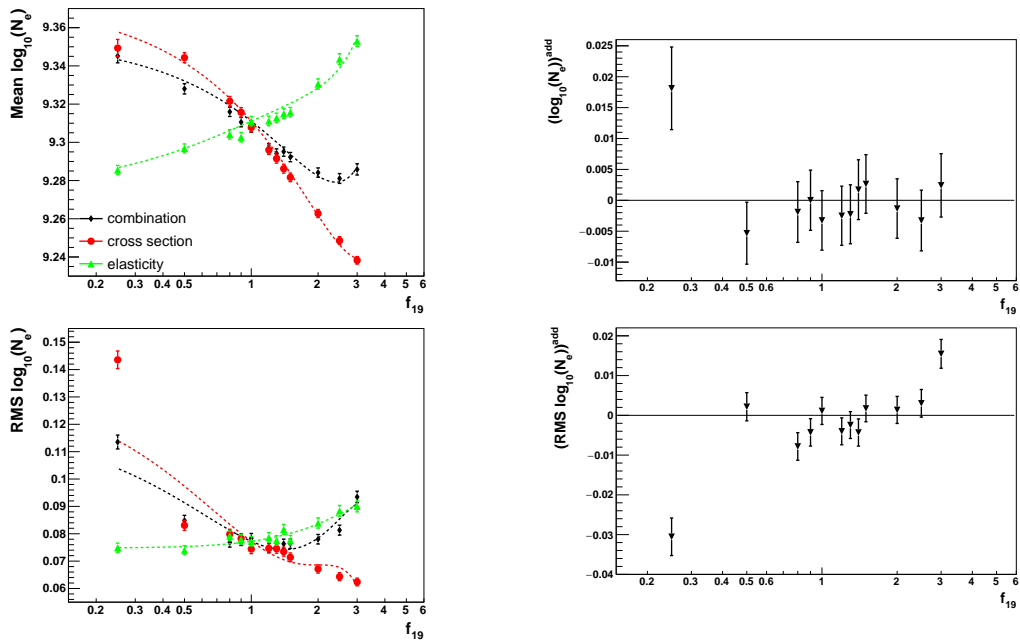
V této příloze jsou uvedeny dodatečné grafy příslušné k podkapitole 4.2.2.



Obrázek A.1: Závislost střední hodnoty **hloubky maxima spršky** a jejího kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, pružnost a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

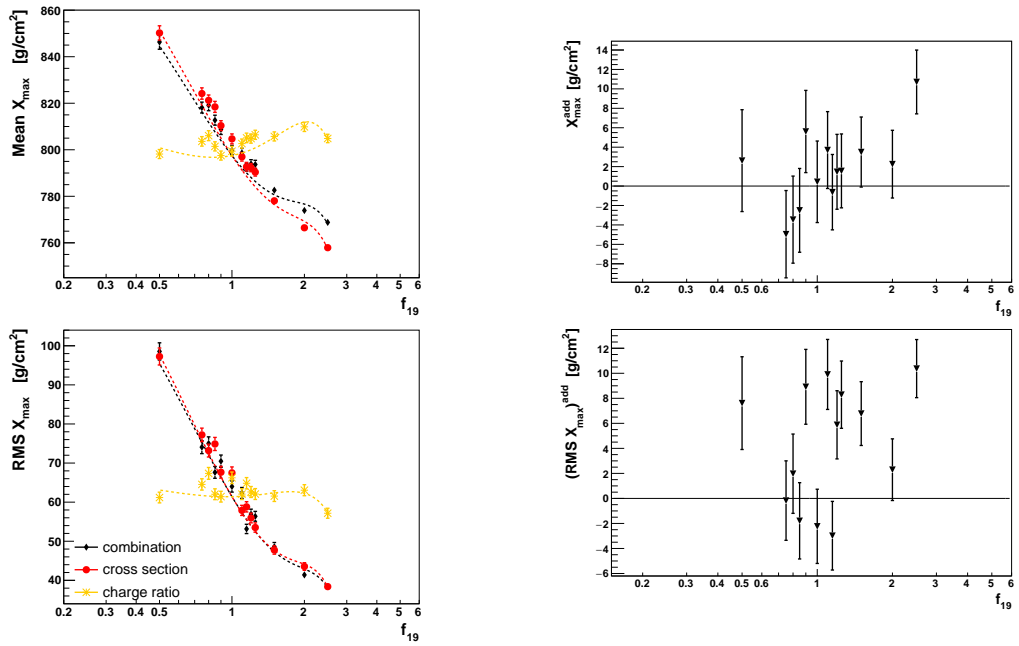


Obrázek A.2: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu mionů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, pružnost a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

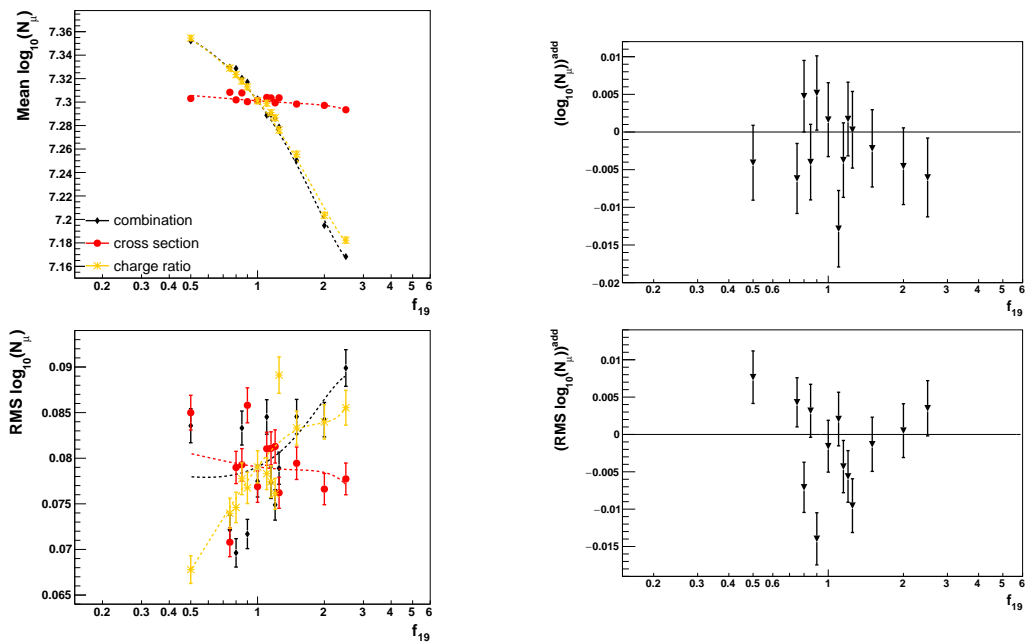


Obrázek A.3: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu elektronů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, pružnost a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.

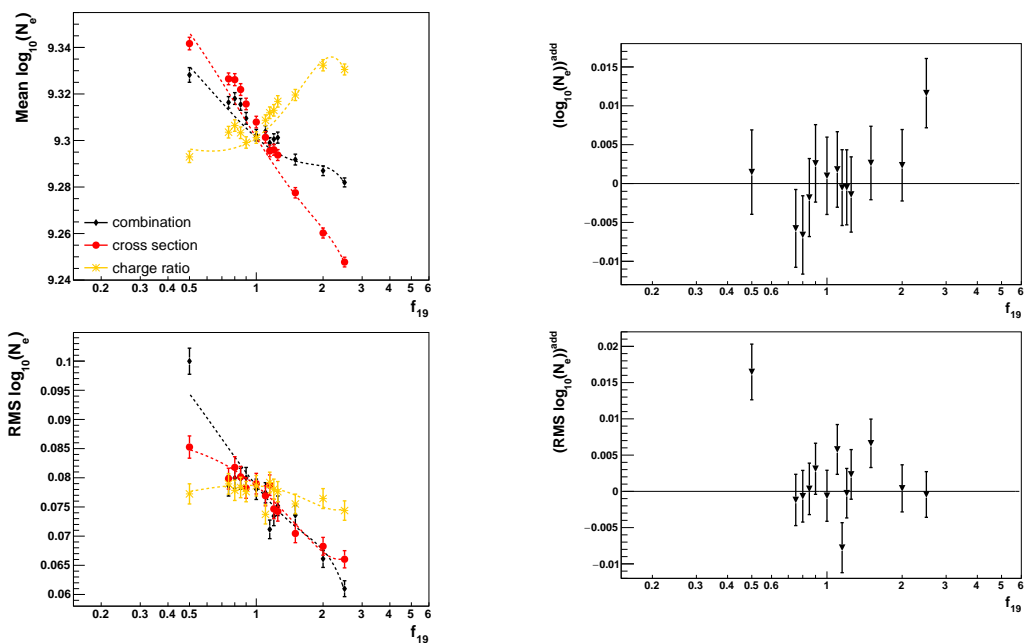




Obrázek A.4: Závislost střední hodnoty **hloubky maxima spršky** a jejího kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, poměr náboje pionů a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.



Obrázek A.5: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu mionů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, poměr náboje pionů a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.



Obrázek A.6: Závislost střední hodnoty **logaritmu počtu elektronů** a jeho kvadratického průměru na parametru extrapolace  $f_{19}$  pro účinný průřez, poměr náboje pionů a jejich kombinaci (vlevo) a odpovídající aditivita těchto parametrů (vpravo) pro model Sibyll 2.3c. Simulace pro **protonové** spršky o energii  $10^{18,7}$  eV.