

**České vysoké učení technické v Praze**

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

**Detekční techniky užívané při studiu  
vysokoenergetického kosmického záření**

rešeršní práce

Nyklíček Michal

Vedoucí práce: Prof. Ing. Peter Lichard, DrSc.

Konzultant: Ing. Karel Smolek

akademický rok 2005/2006

## **Obsah**

1. Úvod	4
2. Historie	5
3. Dělení kosmického záření	7
4. Primární kosmické záření	
4.1 Složení	8
4.2 Energetické spektrum	9
4.3 Stáří kosmického záření	10
4.4 Možné zdroje vysokoenergetického kosmického záření	10
4.5 Urychlovací mechanismy	11
4.5.1 Statistické urychlování	11
4.5.2 Přímé urychlování	12
4.5.3 Urychlovací modely pro energie nad 10 EeV	13
4.6 Šíření kosmického záření	13
4.7 Magnetické pole Země	14
4.8 GZK mez	15
5. Spršky sekundárního záření	
5.1 Úvod	16
5.2 Elektron-fotonová sprška	17
5.3 Hadronová sprška	17
5.4 Mionová sprška	18
5.5 Čerenkovovo záření	19
5.6 Experimentálně určované vlastnosti EAS	
5.6.1 Elektronová laterální distribuční funkce	20
5.6.2 Mionová laterální distribuční funkce	20
6. Způsoby detekce	
6.1 Základní dělení	22
6.2 Používaná technika	24
7. Experimenty na detekci kosmického záření	
7.1 Experimenty založené na pozemní detekci	
7.1.1 Haverah Park	25
7.1.2 Yakutsk	26
7.1.3 AGASA	27
7.1.4 SUGAR	28
7.1.5 AMANDA	28
7.1.6 IceCube	29
7.1.7 ANTARES	29
7.1.8 CZELTA	29
7.2 Experimenty založené na atmosférické detekci	
7.2.1 Fly's Eye	30
7.2.2 HIRes	31
7.2.3 HESS	33
7.3 Experimenty kombinující atmosférickou a pozemní detekci	
7.3.1 AUGER	34

8. Závěr	35
9. Reference	36

# 1. Úvod

Na zeměkouli dopadá z vesmíru neustále množství nejrůznějších částic z kosmu, jejichž energie jsou velmi vysoké. Některé energie jsou však příliš vysoké – dokonce vyšší než očekává teorie. Základní otázky týkající se studia kosmického záření se tedy točí kolem energií kosmického záření. Jsou to především otázky :

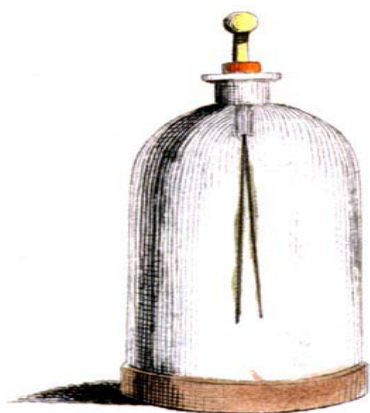
- jakými mechanismy jsou částice schopné získávat nejvyšší energie
- prahová energie – zda existuje maximální energie, kterou mohou částice přicházející z vesmíru získat
- jakou roli hraje energie kosmického záření v celkové energetické bilanci vesmíru

Další důležité poznatky, které se snažíme získat o kosmickém záření, se týkají energetického spektra, chemického složení, atd. Dále se snažíme poznávat, jak se kosmické záření šíří vesmírem (jeho cesta od zdroje na zemský povrch).

## 2. Historie

Začátek výzkumu kosmického záření (viz [4]) sahá do počátku 20. století, kdy vědci nebyli schopni vysvětlit, proč i silně stíněné ionizační komory stále zaznamenávají radiaci. Domnívali se proto, že jde o zbytkovou radiaci ze zemského povrchu. Všeobecně se předpokládalo, že pokud by se ionizační komora vynesla do dostatečné výše nad zemský povrch, tak by se radiace snížila, či by úplně vymizela.

V roce 1912 uskutečnil Viktor Hess (obr. 2) pokus, kdy vynesl elektroskop (viz. obr.1) v balonu do výšky zhruba 5 km nad zemský povrch. Podle všeobecného názoru, že by se radiace měla snížit, by mělo docházet k pomalejšímu vybíjení elektroskopu. Stal se ale opak – k vybití elektroskopu došlo dokonce 9x rychleji, než na zemském povrchu. Jediný možný závěr tedy byl, že zdroj radiace musí být mimo Zemi. Došlo tedy k objevu kosmického záření. Za tento objev obdržel v roce 1936 Viktor Hess Nobelovu cenu.



Obr. 1– *Elektroskop*



Obr. 2 – *Viktor Hess*

Tím začala historie výzkumu kosmického záření. V roce 1922 Dimitryj Skobelzyn za použití mlžné komory zaznamenal první stopu po kosmickém záření. Po objevu kosmického záření vyvstaly další otázky – co to vlastně kosmické záření je a jaké má charakteristiky. V roce 1928 Robert Andrews Millikan (nositel Nobelovy ceny za fyziku z roku 1923) navrhl, že kosmické záření je výsledkem formování složených jader z primárních protonů a elektronů. Ve 20. letech byly elektrony a ionizovaný vodík jediné známé částice, které mohly posloužit jako stavební kameny pro atomová jádra. Předpokládalo se, že tvoření atomových jader se odehrává všude ve vesmíru a vazebná energie uvolněná ve formě gama záření představuje kosmické záření. V důsledku této hypotézy bylo kosmické záření považováno za neutrální a tudíž neovlivněné zemským magnetickým polem.

V roce 1932 Carl David Anderson (nositel Nobelovy ceny za fyziku z roku 1936) studoval dráhy kosmického záření zachyceného mlžnou komorou a objevil novou částici, antičástici k elektronu, která byla později nazvána pozitron.

Důležitý poznatek o kosmickém záření objevil v roce 1933 Arthur Compton (nositel Nobelovy ceny za fyziku z roku 1927). Podařilo se mu jednoznačně prokázat, že intenzita kosmického záření závisí na zeměpisné šířce. Z tohoto poznatku vyplynulo, že kosmické záření je tvořeno převážně nabitými částicemi.

Další elementární částicí, která byla objevena v kosmickém záření, byl mion. Stalo se tak v roce 1937 a podařilo se to C.D. Andersonovi a Sethu Neddermeyerovi. Pozitron a mion byly první subatomární částice objevené z kosmického záření. Tyto objevy přispěly ke vzniku fyziky elementárních částic.



Obr. 3 – Pierre Auger

Velmi důležitým milníkem v historii kosmického záření se stal rok 1938, kdy Pierre Auger (obr. 3) a Ronald Maze ve své pařížské laboratoři zjistili, že částice z kosmického záření ve vzdálenosti 20 cm přicházejí v časové koincidenci. Později, při dalších experimentech v Alpách, byla koincidence částic kosmického záření pozorována i ve vzdálenostech 200 m. Tyto výsledky vedly Augera k závěru, že kosmické záření dopadá na zemský povrch ve sprškách – tzv. sekundárních sprškách kosmického záření. Na základě těchto měření Auger předpokládal, že pozoroval spršku s energií okolo  $10^{15}$  eV, což bylo deset milionkrát více než cokoliv známého předtím.

Na základě Augerova objevu spršek sekundárního záření byla vyvinuta snaha o konstrukci detektoru, který by detekoval právě takovéto spršky. V roce 1946 začaly dvě skupiny (v USA – vedoucí Bruno Rossi, v Rusku – vedoucí Georgi Zatsepin) provádět experimenty na detekci spršek sekundárního záření. Byl zkonstruován první plošný detektor na detekci kosmického záření.

V roce 1949 Enrico Fermi (nositel Nobelovy ceny za fyziku z roku 1938) přišel s teorií vysvětlující urychlovací mechanismy pro kosmické záření. Fermi předpokládal, že protony jsou ve vesmíru urychlovány pohybujícími se magnetickými mlhovinami. Předpokládal také, že výbuchy supernov mohou fungovat jako vesmírné urychlovače, ale samy nedokážou částice urychlit na nejvyšší energie.

Na začátku 60. let 20. století, Arno Penzias a Robert Wilson objevili mikrovlnné reliktní záření. Kenneth Greisen, Vadim Kuzmin a Georgi Zatsepin zjistili, že vysokoenergetické kosmické záření může interagovat s fotony reliktního záření. Tato interakce redukuje jejich energii. Např. proton, který urazí velkou intergalaktickou vzdálenost nemůže mít energii vyšší než  $5 \times 10^{19}$  eV.

První vysokoenergetická částice s energií větší než  $10^{20}$  eV byla pozorována v roce 1962 a podařilo se to Johnu Lidsleymu při experimentu Volcano Ranch Array v Novém Mexiku. 15.10. 1991 experiment Fly's Eye v USA detekoval částici s energií  $3,2 \times 10^{20}$  eV. Je to doposud nejvíce energetická částice zaznamenaná v historii. Další vysokoenergetická částice byla zaznamenaná v roce 1994, kdy experiment AGASA (Japonsko) a Yakutská skupina (Rusko) oznámili částici s energií  $2 \times 10^{20}$  eV.

### **3. Dělení kosmického záření**

Kosmické záření rozdělujeme do dvou základních skupin:

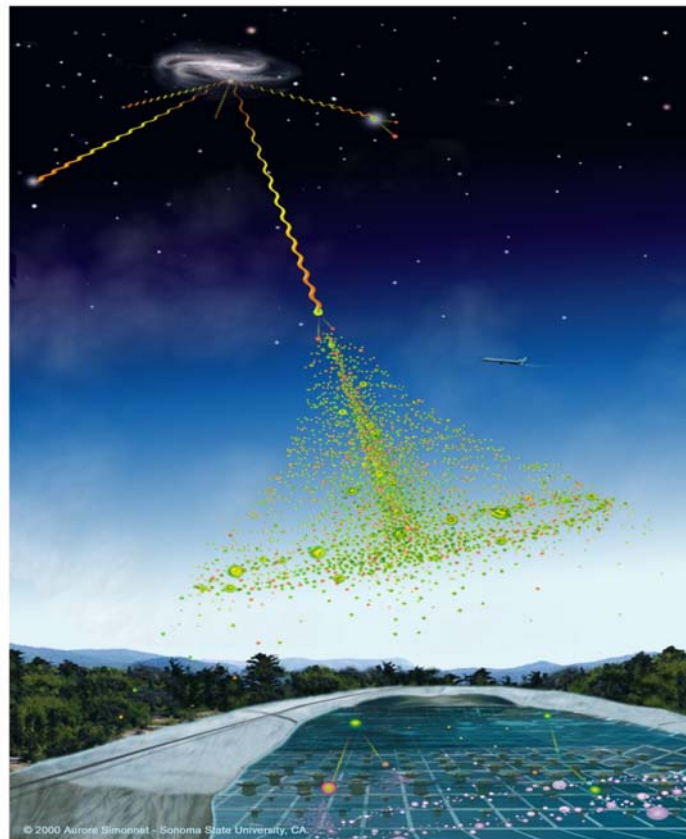
1. Primární kosmické záření
2. Sekundární kosmické záření

#### Primární kosmické záření:

Jedná se o částice přicházející k nám z vesmíru, dokud nezačnou interagovat s hmotou – konkrétně v zemské atmosféře.

#### Sekundární kosmické záření:

Vzniká interakcí primárního kosmického záření s hmotou. Na zemském povrchu detekujeme převážně částice sekundárního kosmického záření.



Obr. 4 – Schematické znázornění šíření kosmického záření od zdroje až po dopad na Zemský povrch.

## 4. Primární kosmické záření

Primárním kosmickým zářením (viz [1,3,4]) rozumíme částice urychlené někde ve vesmíru dokud neinteragují s hmotou a nevytvoří sekundární částice. Tyto částice zřídka dopadají na zemský povrch.

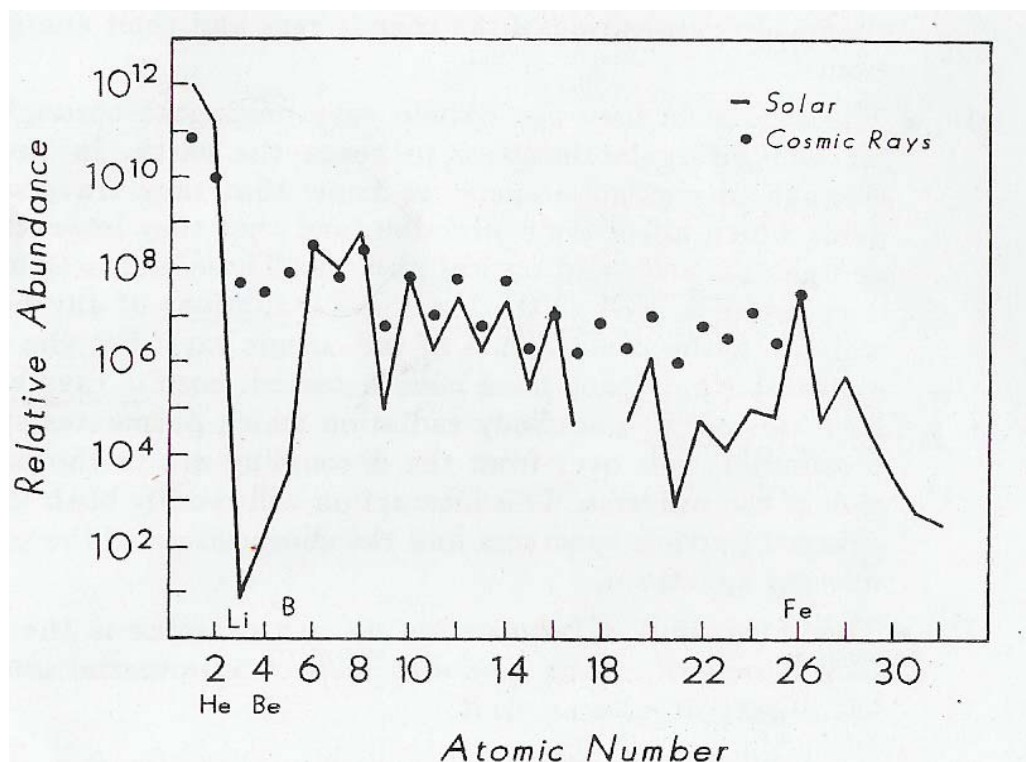
### 4.1 Složení

Primární kosmické záření je z převážné většiny tvořeno protony – 90%, dále je zde 7%  $\alpha$  částic, 1% těžších jader, 1% elektronů a pozitronů a malá část fotonů.

U energií v oblasti TeV ( $10^{12}$  eV) – PeV ( $10^{15}$  eV) je složení odlišné. Kosmické záření se v této energetické oblasti skládá přibližně z 50% z protonů, 25% z  $\alpha$  částic, 13% z jader CNO (uhlík, dusík, kyslík) a 13% železa. Elektronů tvoří  $\sim 10^{-2}$  % a fotony  $10^{-3}$  % kosmického záření.

Na Zemský povrch dopadají částice kosmického záření vzniklé mimo naši sluneční soustavu (dále označované pouze jako "kosmické záření") a částice pocházející z naší sluneční soustavy (jedná se tedy o tzv. sluneční záření). Celkové složení záření (viz. obr.5), pocházejícího mimo a z naší sluneční soustavy, je téměř podobné, ale najdeme zde však několik rozdílů. U kosmického záření je větší výskyt jader  ${}^3\text{Li}$ ,  ${}^4\text{Be}$ ,  ${}^5\text{B}$  než u slunečního záření. Výskyt jader  ${}^{26}\text{Fe}$  je shodný u obou záření. Jádra  ${}^1\text{H}$  a  ${}^2\text{He}$  se naopak o něco více vyskytují ve slunečním záření.

Lze předpokládat, že při vzniku měla obě záření stejná chemická složení. Při šíření mezihvězdným prostorem dochází k interakcím s různými částicemi a těžší jádra se rozpadají na lehčí. Díky delší dráze, kterou musí kosmické záření urazit než dosáhne Země, se v kosmickém záření vyskytuje více lehčích jader než v záření slunečním.



Obr. 5 – Poměr zastoupení prvků v kosmickém a ve slunečním záření. Na x-ové ose je vyneseno atomové číslo, na y-ové relativní zastoupení.



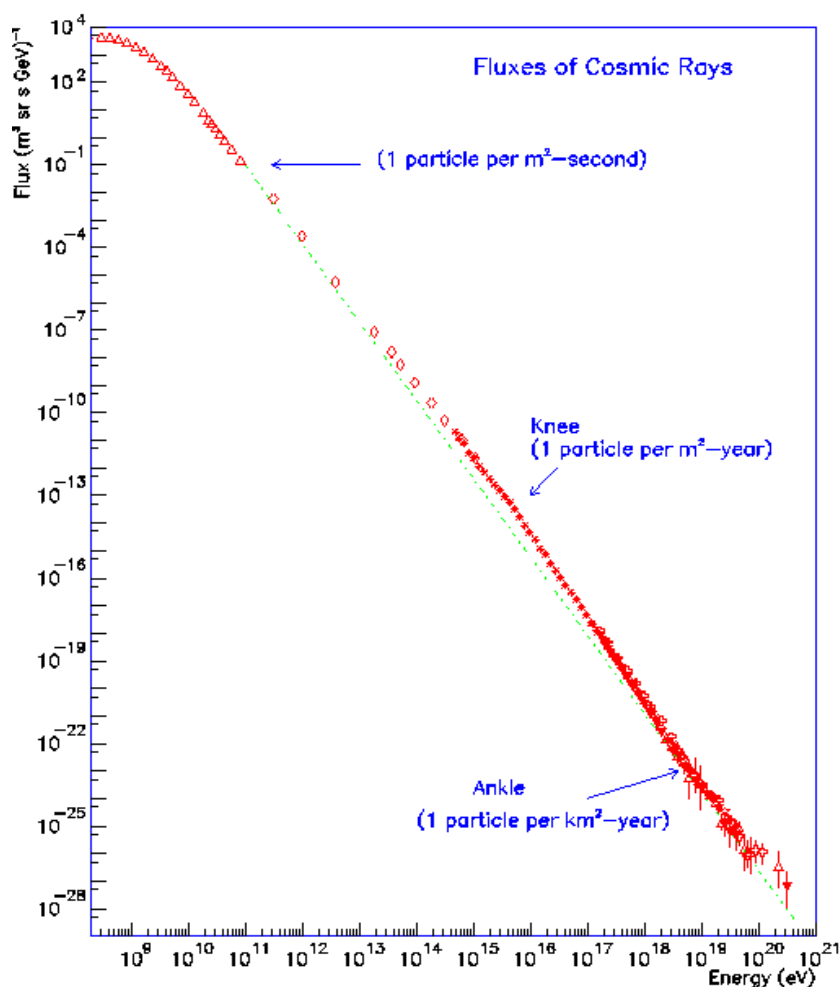
## 4.2 Energetické spektrum

Energie částic primárního kosmického záření se pohybuje od  $10^9$  eV do cca  $10^{20}$  eV. (Pro porovnání: nejenergetičtější částice připravené člověkem v urychlovačích dosahují energií řádově  $10^{12}$  eV.). Dolní energetická mez je dána existencí slunečního větru. Ten je tvořen pohybujícími se nabitými částicemi, které vytvářejí magnetické pole. Toto pole zabraňuje naprosté většině kosmického záření - nabitým částicím, aby vůbec pronikly do sluneční soustavy.

Diferenciální energetické spektrum částic dopadajících na Zemi (obr. 6) se řídí přibližně vztahem:

$$\frac{dN}{dE} \approx E^{-\alpha}, \quad (4.1)$$

kde  $N$  je počet dopadajících částic a  $E$  je jejich energie.  $\alpha$  je konstanta, která odpovídá širokému rozsahu energií. Od energií, kdy se částice stávají přibližně relativistické do oblastí energií PeV je  $\alpha \sim 2,6$ . Od 1 PeV do 10 EeV ( $10^{18}$  eV) je  $\alpha \sim 3$ . Mezi 10 EeV až do oblastí přibližně 40-50 EeV je  $\alpha \sim 2,6$ . U částic s energií větší než 50 EeV už dochází k rozporům, neboť z výsledků některých experimentů vyplývá, že zde je energetická mez, která není překročena. Naopak jiné experimenty ukazují, že energetické spektrum pokračuje dále.



Obr.6 – Diferenciální energetické spektrum kosmického záření.

Počet částic dopadajících do zemské atmosféry je u částic s nejnižšími energiemi ( $\sim 10^9$  eV) poměrně vysoký –  $10\,000\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ . Tento tok pomalu klesá s rostoucí energií (u energií  $10^{12}$  eV je to přibližně 1 částice  $\text{m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ ) až do energií kolem  $10^{16}$  eV. Tato oblast spektra se nazývá "koleno" (angl. knee). V této oblasti dopadá přibližně 1 částice  $\text{m}^{-2}\text{ sec}^{-1}$ . Dále začíná být pokles počtu částic strmější. Tato oblast spektra ("koleno") může souviset se změnami ve složení primárního kosmického záření. Některé experimenty ukazují na vzrůstající podíl železa a jiných těžších jader v této oblasti. V současné době se věří, že vysvětlení toho efektu je dáno tzv. "laky box" modelem galaxie. V tomto modelu se mohou částice volně pohybovat difúzním pohybem uvnitř galaktického objemu. Když dosáhnou hranice galaxie, některé z nich mohou uniknout energeticky závislou cestou. Tímto může být vytvořena změna ve sklonu spektra.

S většími problémy se ovšem setkáváme v oblasti energií vyšších než  $10^{19}$  eV. Tok částic s těmito energiemi je zhruba 1 částice  $\text{km}^{-2}\text{ rok}^{-1}$ . Tato oblast spektra se nazývá "kotník" (angl. ankle). Úbytek částic v této části spektra začíná být opět o něco pomalejší. Velkým problémem v této oblasti spektra je, že zde není v důsledku malého toku k dispozici dostatečně dobrá statistika. Tento jev opět není (tak jako "koleno") uspokojivě vysvětlen. Dokonce podle stávajících teorií by se nemělo kosmické záření s takovými energiemi (přesněji pro protony s energiemi nad  $5 \times 10^{19}$  eV) vyskytovat vůbec. Přesto bylo zaznamenáno několik případů, kdy energie tuto teoretickou mez překračovaly.

### **4.3 Stáří kosmického záření**

Z faktu, že střední volná dráha (pokud nebude řečeno jinak, bude v následujícím textu používána obvyklá konvence uvádět střední volnou dráhu  $\lambda$  částice v prostředí s hustotou  $\rho$  jako  $\rho * \lambda$  v jednotkách  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) pro štěpení těžkých jader je řádově  $10\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ , můžeme předpokládat, že průměrná vzdálenost uražená kosmickým zářením mezihvězdným prostorem nemůže být větší než  $5\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Za předpokladu, že průměrná koncentrace kosmického plynu v galaxii je 1 jádro na  $\text{cm}^3$ , dostaneme průměrné stáří primárního kosmického záření okolo  $3 \times 10^6$  let. Kdyby byla koncentrace 0,01 jader na  $\text{cm}^3$ , tak by průměrné stáří primárního kosmického záření bylo  $3 \times 10^8$  let.

Vzhledem k tomu, že koncentrace kosmického plynu v galaktické rovině je mnohem větší než koncentrace v jiných oblastech galaxie, tak horní limit pro průměrné stáří primárního kosmického záření je řádově  $10^8$  let.

Kdyby byla částice vyprodukována v centru galaxie a unikala by po přímce k hranici galaxie, její stáří by bylo okolo  $3 \times 10^4$  let. Tento fakt jednoduše ukazuje na důležitost difúze. Také je patrné, že stáří primárního kosmického záření je závislé na energii.

### **4.4 Možné zdroje vysokoenergetického kosmického záření**

V současné době se předpokládá, že vysokoenergetické kosmické záření vzniká a je urychlováno v aktivních kosmických objektech jako jsou např. supernovy, pulsary, galaktická jádra obsahující černé díry, kvasary (obr. 8), radio galaxie. V podstatě lze tyto zdroje rozdělit do tří kategorií:

Do první kategorie patří velké rozlehlé objekty, například celé galaxie či velká oblaka mezigalaktického plynu, v nichž dochází k postupnému urychlování částic. Základní mechanismus tohoto urychlování navrhl již v roce 1949 Enrico Fermi.

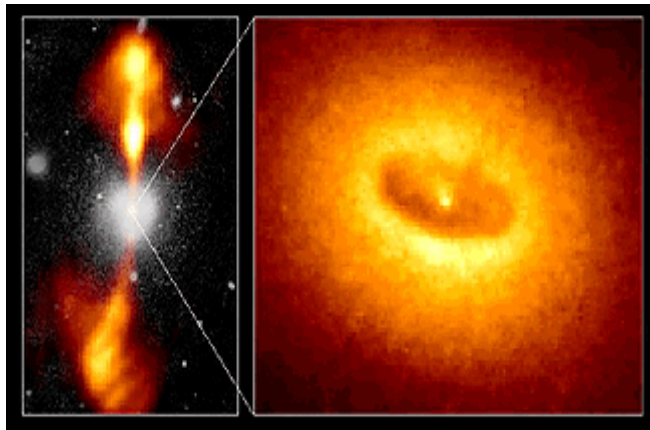
Do druhé kategorie lze zařadit zdroje, v nichž probíhají více či méně katastrofické procesy. Jedná se většinou o poměrně kompaktní objekty a částice jsou v nich urychlovány jen v jediném kroku. Lze sem zařadit supernovy, aktivní galaktická jádra, akreční disky u neutronových hvězd a v neposlední řadě i procesy probíhající v souvislosti se záblesky záření

gama. Ať již je fyzikální podstata zdrojů záblesků gama jakákoli, dochází k produkci gama fotonů právě interakcí ultrarelativisticky urychlených částic s okolním prostředím (a částice kosmického záření nejsou nic jiného než ultrarelativisticky urychlené částice). Dle stávajících teorií může ve všech těchto zdrojích při ideálním nastavení parametrů docházet k urychlení částic na energie větší než  $10^{20}$  eV.

Do třetí kategorie patří tzv. exotické urychlovače. Sem patří například dosud nenalezené topologické defekty z raných fází vesmíru jako jsou kosmické struny, doménové stěny, magnetické monopóly a podobně. Při jejich srážkách či anihilaci mohou vzniknout supertěžké částice, jejichž existenci předpovídá supersymetrická teorie SUSY. Tyto částice by měly mít energie až  $10^{24}$  eV a jejich rozpadem by měly vznikat typicky desetitisíce baryonů a mezonů s potřebnými energiemi (tedy nad  $10^{20}$  eV), které mohou dopadnout až na Zemi. Při těchto procesech mohou vznikat i fotony a neutrino s podobně velkými energiemi. Extrémně energetická neutrino se mohou srážet s pomalými reliktními neutriny a vytvářet částice Z (intermediální bosony slabé interakce), jejichž rozpadem pak vzniká několik desítek částic včetně protonů a elektronů s energiemi až do  $10^{21}$  eV. Tato reakce je perspektivní zejména kvůli tomu, že pomalých neutrino je všude dostatek, a tak může docházet k rozpadu Z částic a následnému vzniku spršek i v "kosmologicky malých" vzdálenostech (řádově Mpc) od Země.



Obr. 7 – Výbuch supernovy SN 1987A v roce 1987.



Obr. 8 – Kvasar.

## **4.5 Urychlovací mechanismy**

Urychlovací mechanismy pro kosmické záření lze rozdělit do dvou základních skupin:

- statistické urychlování
- přímé urychlování

### **4.5.1 Statistické urychlování**

V případě statistického urychlování částic je finální energie částice dosaženo postupně. Proces, při němž částice získává finální energii zabere spoustu času, mnohdy 10 000 let. Základní mechanismus tohoto urychlovacího modelu navrhl v roce 1949 Enrico Fermi. Fermi předpokládal, že částice jsou urychlovány kolizemi s magnetickými mlhovinami v galaxii. Energie takovýchto magnetických mlhovin je mnohem větší než energie částice kosmického záření, která s nimi přichází do styku při urychlovacím procesu.

Proveďme analýzu 1-dimenzionální srážky mezi částicí o hmotnosti  $m$ , pohybující se rychlostí  $v$  narážející do magnetické mlhoviny pohybující se rychlostí  $V$ . Předpokládejme, že

mlhovina má nekonečnou hmotnost a rychlost hmotného středu systému částice-mlhovina je proto rovna  $V$ . Mohou nastat dva případy srážky částice s magnetickou mlhovinou:

- "head-on" kolize
- "catch-up" kolize

V případě "head-on" kolize je maximální změna energie částice rovna:

$$\Delta E = 2\gamma^2 \frac{EV}{c} \left( \frac{V}{c} + \frac{v}{c} \right), \quad (4.2)$$

$$\text{kde } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + v^2/c^2}}. \quad (4.3)$$

V tomto případě je  $\Delta E > 0$  a částice tudíž získává energii.

V případě "catch-up" kolize je změna energie částice rovna:

$$\Delta E = -2\gamma^2 \frac{EV}{c} \left( \frac{v}{c} - \frac{V}{c} \right). \quad (4.4)$$

V tomto případě je  $\Delta E < 0$  a částice tedy energii ztratila.

Je jednoduché ukázat, že pravděpodobnost "head-on" kolize je větší než pravděpodobnost "catch-up" kolize. Pravděpodobnost "head-on" kolize je úměrná  $(v+V)/V$ , pravděpodobnost "catch-up" kolize je úměrná  $(v-V)/V$ . Lze také ukázat, že průměrná energie získaná při jedné kolizi je rovna  $4\gamma^2(V/c)^2$ . Jestliže  $R$  je počet kolizí za sekundu, má rychlost změny energie v čase exponenciální vzrůst:

$$E(t) = E_0 e^{t/\tau}, \text{ kde } \tau = [4R(V/c)^2]^{-1}. \quad (4.5)$$

Maximální energie, kterou může částice získat, je tedy limitovaná časem  $T$ , který částice stráví v urychlovací oblasti. Lze také ukázat, že počet částic s energií  $E$  je roven

$$N(E) \approx E^{-(1+\tau/T)}. \quad (4.6)$$

Problém tohoto modelu je, že  $V$  je daleko menší než rychlost světla  $c$  a že střední volná dráha pro kolize s magnetickými mlhovinami je řádově 1 pc.

Jestliže označíme  $t_a$  průměrný čas pro urychlování a  $t_b$  průměrný čas pro únik částice z urychlovací oblasti, bude mít diferenciální energetické spektrum tvar  $J(E) \sim E^{-\gamma}$ , kde  $\gamma = 1 + t_a/t_b$ . Z experimentů víme, že  $\gamma \sim 2$ , tudíž akcelerační čas  $t_a$  musí být přibližně roven únikovému času  $t_b$ .

Pro urychlení protonů na energie řádově 100 EeV nacházíme ve vesmíru velmi málo kandidátů.

#### **4.5.2 Přímé urychlování**

Přímé urychlování je jednorázové. Velmi dobrými kandidáty pro přímé urychlování jsou rotující objekty s intenzivními magnetickými poli, jako např. neutronové hvězdy. Ty mají typické pole na povrchu  $10^8$  T, poloměr řádově několik kilometrů a rychlost rotace  $\sim 30$  otáček za sekundu. Indukují elektrický potenciál řádově  $10^{18}$  V. V takovém poli může být částice urychlena na vysokou energii. Např. neutronová hvězda v Krabí mlhovině může urychlit jádra železa na energie přibližně 1 EeV a protony na energie přibližně 50 PeV. V případě, že se magnetické pole nachází v těsné blízkosti neutronové hvězdy, jsou dosažitelné energie částic malé, což je důsledkem energetických ztrát.

Jiný možný zdroj přímého urychlování jsou akreční disky okolo černých děr. Předpokládá se, že mohou vygenerovat elektrický potenciál řádově  $10^{19}$  V. Hlavní otázkou je, jak daleko od černé díry se elektrický potenciál vyskytuje. Jestliže je elektrický potenciál velmi blízko, přímá akcelerace dosáhne energií okolo 10 PeV.

### 4.5.3 Urychlovací modely pro energie nad 10 EeV

V posledních letech se objevují modely vysvětlující spektra kosmického záření v oblasti nad 10 EeV. Tyto modely mají specifické předpovědi o složení kosmického záření.

Tyto modely vysvětlují kosmické záření s energiemi nad 10 EeV jako výsledek rozpadů supertěžkých fundamentálních objektů. V důsledku vysokých kinetických energií uvolněných tímto rozpadem není nutné žádné další urychlování. Tyto supertěžké objekty jsou typicky exotické nestabilní objekty pocházející z raného stádia vesmíru. Příkladem takového objektu je monopolium, které je, podobně jako atom vodíku, složeno z monopole-antimonopolového páru, nebo supravodivá kosmická struna.

Dalším možným zdrojem urychlení jsou šokové vlny (shock waves) pocházející ze supernov. Maximální dosažitelná energie závisí na čase, po který je částice urychlována, a na gyromagnetickém poloměru částice. Ze známých parametrů pro supernovy je max. energie dosažitelná tímto urychlovacím procesem okolo 1 PeV. Šoková vlna může urychlit částice na větší energie, pokud se prodlouží čas urychlování, nebo se zvýší dosah této vlny. Jokipii a Morfill poukázali na to, že může existovat šoková vlna s galaktickými rozměry a galaktickým stářím. Ukázali, že pokud by takováto vlna existovala, dokázala by urychlit částice na energie vyšší než 100 EeV.

### 4.6 Šíření kosmického záření

I když má částice kosmického záření dostatečnou energii na to, aby se dostala z oblasti, v níž byla urychlena, nemusí se dostat až k Zemi. Po urychlení uvnitř naší galaxie musí částice cestovat skrze mezihvězdný prostor, aby dosáhla zemské atmosféry. Pokud částice pochází z jiné galaxie, musí nejprve proletět skrze galaxii, v níž byla urychlena, dále skrze mezigalaktický prostor a nakonec mezihvězdným prostorem naší galaxie.

Mezihvězdný prostor obsahuje mlhoviny neutrálního a ionizovaného plynu – hlavně vodíku. Tento plyn je ionizován hvězdným zářením. Na průchod částic kosmického záření mezihvězdným prostorem mají vliv i chaotická a regulární magnetická pole a reliktní záření (složené z fotonů zbylých po velkém třesku).

Regulární i chaotická magnetická pole mají stejnou magnetickou indukci –  $(1 \div 3) \times 10^{-10}$  T. Regulární magnetická pole leží v rovině galaxie a směřují ke galaktické šířce  $90^\circ$ . Chaotická magnetická pole jsou produkována v magnetických mlhovinách díky toku ionizovaného plynu.

Trajektorie částic kosmického záření jsou zakřivovány a rozptylovány regulárními a chaotickými magnetickými poli a díky tomu je pohyb kosmického záření v galaxii difúzní. Charakteristická délka pro magnetickou odchylku je dána Larmorovým poloměrem:

$$R_L = \frac{E}{e} \frac{1}{cBZ}, \quad (4.7)$$

kde  $R_L$  je v m, energie  $E/e$  v eV, magnetická indukce  $B$  je v T, protonové číslo částice je označeno  $Z$  a  $c$  je rychlost světla ve vakuu. Částice procházející skrz magnetickou mlhovinu délky  $l$  bude mít úhlovou odchylku  $l/R_L$ . Částice s energií nižší než PeV se může "zamotat" v magnetickém poli a značně tak změnit svůj směr letu. Takovéto částice se tedy pohybují difúzním pohybem se střední volnou dráhou rovnu střední vzdálenosti mezi magnetickými mlhovinami. U vyšších energií je úhlová odchylka malá. Pokud  $N$  je počet nezávislých kolizí, tak:

$$N = (R_L / l)^2. \quad (4.8)$$

Vzhledem k tomu, že  $R_L$  je závislé na  $E$ , tak počet kolízi potřebných k velké úhlové odchylce je úměrný  $E^2$  a střední volná dráha je také úměrná  $E^2$ . Efekt magnetických polí je tedy malý pro částice s energiemi  $E \geq I E eV$ .

Kromě zakřivení trajektorií částic kosmického záření dochází při pohybu skrze mezihvězdný prostor i ke ztrátám energie. Příčinou jsou převážně srážky částic s reliktním zářením, popř. srážky se zářením radiovým a infračerveným. Částice kosmického záření (nejčastěji protony) se pohybují relativistickými rychlostmi a zákonitě se na nich projevují efekty speciální teorie relativity. Ve svém klidovém systému částice "vidí", že foton reliktního záření má veliký modrý dopplerovský posuv a stává se tak pro ni gama fotonem, na kterém se potom částice účinně rozptyluje a ztrácí energii - obvykle vyprodukováním pionu. Obdobně interagují i těžší jádra, která se na fotonech nejprve roztříští. Také vysokoenergetické gama fotony mohou srážkami produkovat elektron -pozitronové páry.

## 4.7 Magnetické pole Země

Trajektorie částic kosmického záření jsou ovlivňovány nejen magnetickými poli při průchodu mezihvězdným prostorem, ale i magnetickým polem Země (obr. 8). Velikost magnetického pole Země je na zemském povrchu od  $3 \times 10^{-3}$  T v oblasti Jižní Ameriky a Jižní Afriky až do  $6 \times 10^{-3}$  T okolo magnetických pólů v severní Kanadě a jižní Austrálii. Magnetickým polem Země jsou ovlivněny převážně nízkoenergetické nabitě částice kosmického záření.

Šířkový efekt:

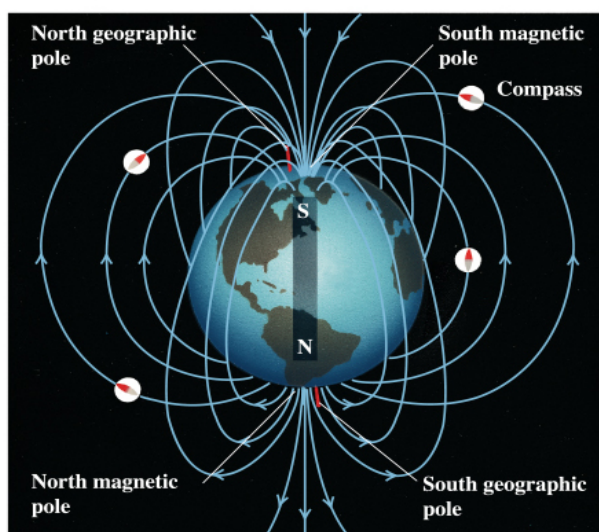
$$\frac{I(90^\circ) - I(0^\circ)}{I(90^\circ)} \approx 0,36, \quad (4.9)$$

kde  $I(90^\circ)$  a  $I(0^\circ)$  jsou toky kosmického záření ve výšce 10 km na pólu a na rovníku. Na geomagnetickém rovníku je tok částic kosmického záření minimální, se vzrůstající mag. šířkou roste, až na  $40^\circ$  geomagnetické šířky dosahuje maxima, dále je konstantní.

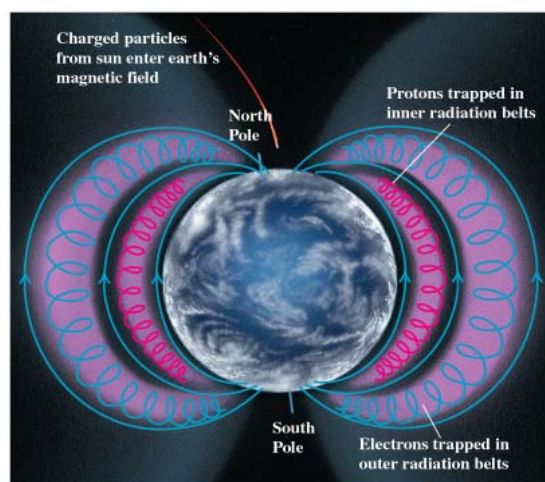
Východo-západní asymetrie:

$$\frac{I_Z - I_V}{I_Z + I_V} \approx 0,25, \quad (4.10)$$

kde  $I_Z$  a  $I_V$  jsou toky kosmického záření jdoucí ze západu a z východu. Ze západu je detekováno více částic než z východu.



Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.



(a)

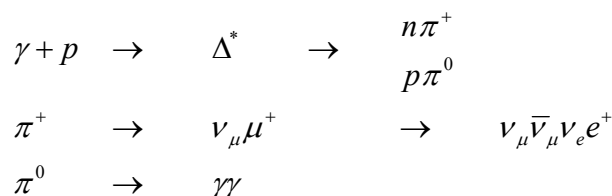
Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.

Obr. 8 – Magnetické pole Země.

## 4.8 GZK mez

Jak už bylo uvedeno, u částic kosmického záření dochází při srážkách s reliktními fotony k energetickým ztrátám. V roce 1966 K. Greisen, G. T. Zacepin a V. A. Kuzmin zjistili, že lze díky energetickým ztrátám stanovit maximální energii, kterou může mít částice přicházející z velké vzdálenosti. Na jejich počest byla tato mez nazvaná GZK cutoff. Existence či neexistence GZK meze je jedna z fundamentálních otázek dnešního studia kosmického záření.

Bylo vypočítáno, že pro přilétající protony ze vzdáleností větších než 100 Mpc je maximální možná energie  $5 \times 10^{19}$  eV (viz. obr. 10). Tato hodnota GZK meze je způsobena postupnými srážkami protonů s reliktními fotony. Ty jsou pak příčinou snížení energie protonů až pod mez GZK.

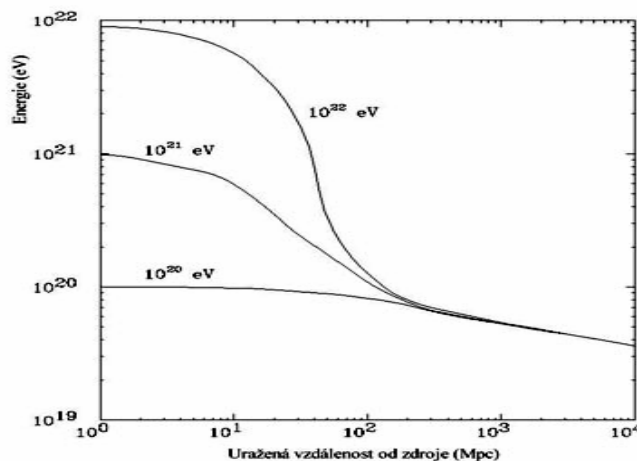


Obr.9 – Hlavní procesy vedoucí k energetickým ztrátám částic kosmického záření při interakcích s reliktními fotony

Detekujeme-li tedy kosmické záření s energiemi většími než je mez GZK (což skutečně, byť zřídka, detekujeme), jsou možné jen dva typy vysvětlení.

1) Zdroje extrémně energetického záření jsou "blízko" Země (tedy do 100 Mpc), v takovém případě však zatím nevíme, o jaké zdroje se jedná. Výše diskutované zdroje totiž buď nejsou dost blízko (rádiové galaxie) anebo jejich parametry nejsou ideální (neutronové hvězdy). V blízkosti kompaktních objektů navíc dochází k poklesu energie částic kosmického záření vyzařováním synchrotronového záření. Ve hře tedy zatím zůstávají jen exotické zdroje záření, jako již zmiňované topologické defekty či zatím neznámé typy částic.

2) Zdroje jsou v kosmologických vzdálenostech a GZK limit je vypočten špatně. To může mít však jen velmi fundamentální příčiny - spekulativní teorie, které byly zatím předloženy, se pokoušejí mez GZK zvýšit kvantově-gravitačními korekcemi vycházejícími ze superstrunové teorie, anebo tvrzením, že lorentzovská transformace není "zcela přesně invariantní", a tedy speciální teorie relativity je "trochu" špatně.



Obr. 10 – Závislost energie na uražené vzdálenosti od zdroje.

## 5. Spršky sekundárního záření

### 5.1 Úvod

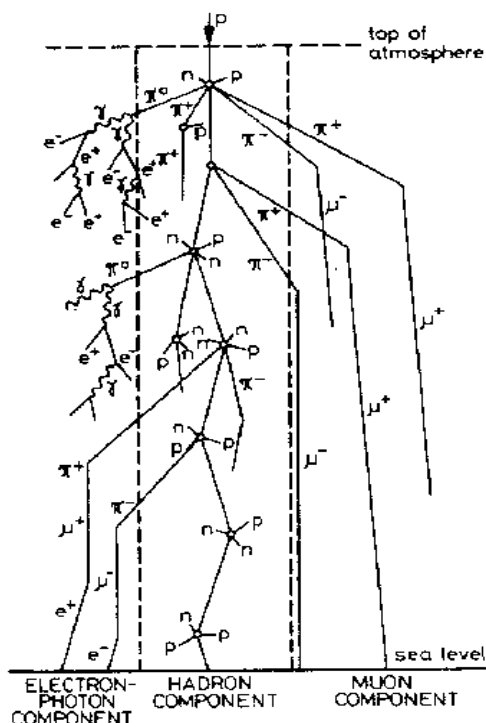
Po vstupu částice primárního kosmického záření do zemské atmosféry je velká pravděpodobnost, že tato částice zainteraguje. Jakmile se tak stane, vznikne sprška sekundárního záření (EAS – extensive air shower). (viz [1,4]) První interakce se uskuteční přibližně ve výšce 30 km nad zemským povrchem. EAS je tvořena velkým množstvím částic (milióny až miliardy). Počet těchto částic závisí na energii primární částice, na nadmořské výšce a na fluktuacích ve vývoji EAS. Počet částic v EAS roste, dokud průměrná energie připadající na částici neklesne pod 80 MeV. V tomto bodě interakce nevedou k tvorbě nových částic, ale k absorpci a EAS začíná "vymírat". Tento bod je znám také pod názvem maximum EAS. EAS vypadá jako "lívánek" relativistických částic pronikajících atmosférou rychlostí světla. Po dopadu na zemský povrch může mít sprška průměr až stovek metrů, v závislosti na energii primární částice. EAS může při dopadu na zemský povrch zasáhnout až desítky km<sup>2</sup>.

Na zemském povrchu detekujeme převážně sekundární částice. Pomocí sekundárních částic se pokoušíme zjistit vlastnosti primární částice – směr příletu, energii a chemické složení (atomové číslo).

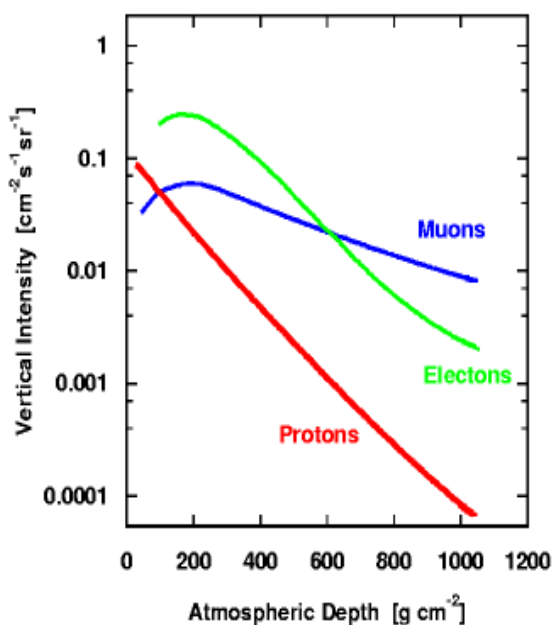
Složení EAS závisí na primární částici kosmického záření. Pokud byl primární částicí foton, tak bude EAS obsahovat  $e^-$ ,  $e^+$  a  $\gamma$ . Pokud primární částicí bylo nějaké jádro, tak EAS bude navíc obsahovat i miony, neutrina a hadrony (protony, neutrony a piony).

EAS tak můžeme rozdělit na 3 důležité komponenty (obr. 11 +12). Jsou to:

- hadronová sprška
- elektron-fotonová sprška
- mionová sprška



Obr. 11 – Vývoj EAS a rozdělení na jednotlivé komponenty.



Obr. 12 – Zastoupení jednotlivých komponent EAS v závislosti na atmosférické hloubce.



## 5.2 Elektron-fotonová sprška

Zdrojem fotonů pro elektron-fotonové spršky jsou rozpady  $\pi^0$ :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (5.1)$$

Vysokoenergetické fotony produkují elektron-pozitronové páry, které v důsledku brzděného záření vyzařují brzděné fotony. Ty produkují další elektron-pozitronové páry. Počet elektron-pozitronových párů a brzděných fotonů poroste do té doby, dokud se ionizační ztráty  $e^+ + e^-$  nestanou srovnatelné s radiačními ztrátami, tj. do té doby, dokud energie  $e^+ + e^-$  nedosáhne kritické hodnoty  $E_c$  (pro vzduch asi 80 MeV).

Předpokládejme iniciační foton o energii  $E_0$ , který urazí vzdálenost  $R$  než vytvoří elektron-pozitronový pár. Každý lepton z elektron-pozitronového páru bude mít v průměru energii rovnou  $E_0/2$ . Po další vzdálenosti  $R$   $e^+$  (či  $e^-$ ) emituje brzděný foton s průměrnou energií  $E_0/4$ . Tento proces se dále opakuje. Po uražení vzdálenosti  $nR$  vznikne  $2^n$  částic s průměrnou energií  $E_0/2^n$ . Tento proces vzniku částic pokračuje do té doby, dokud energie částice neklesne pod prahovou energii  $E_c$ .

Prahová energie  $E_c$  je definovaná jako energie, pod níž převažují ztráty ionizací nad ztrátami vzniklými brzděným zářením. Pro fotony je to energie, kde začíná převažovat Comptonův rozptyl nad tvorbou párů. Pod touto energií už nevznikají další částice, kromě nízkoenergetických elektron-iontových párů.

EAS tedy dosáhne svého maxima, když průměrná energie částic ve spršce je rovna prahové energii. Celkový počet fotonů a elektronů v EAS je tedy dán poměrem  $E_0/E_c$ . Lze ukázat, že počet vzdáleností  $R$  potřebných k dosažení maxima spršky  $N_{max}$  je dán výrazem:

$$\frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}. \quad (5.2)$$

Hloubka maxima spršky má tedy logaritmickou závislost na energii iniciační částice a počet částic v maximu spršky má lineární závislost na energii iniciační částice. Počet částic  $N_{max}$  v maximu spršky lze také přibližně určit ze vztahu:

$$N_{max} = (1.1 \div 1.6) E_0 [GeV]. \quad (5.3)$$

Z tohoto vztahu je vidět, že částice s energií řádově EeV vytvoří spršku tvořenou řádově  $10^9$  částic.

## 5.3 Hadronová sprška

Hadronová sprška obsahuje převážně nukleony a piony. Tato složka EAS se vyskytuje až do okamžiku, dokud energie nukleonů neklesne na hodnotu několik stovek MeV. Protony spotřebují svoji energii na ionizační procesy. Neutrony vyvolávají jaderné procesy, dokud se nestanou pomalými. Ty jsou pak zachycovány, nejvíce jádru  $^{14}\text{N}$ .

Než hadronová sprška dosáhne svého maxima, chová se podobně jako sprška elektron-fotonová. Maximum spršky závisí na detailech hadronové interakce a povaze primární částice. Po dosažení maxima spršky začne velikost spršky exponenciálně klesat.

Hloubka první interakce závisí na hadronové interakční délce (hadronic interaction length), která je  $70 \text{ g/cm}^2$  pro protony a přibližně  $15 \text{ g/cm}^2$  pro jádra Fe (s energií řádově PeV). Pro protony platí, že zhruba polovina jejich iniciační energie je ztracena při první interakci. Následná pozice maxima spršky  $X_{max}$  je silně ovlivněna fluktuací pozice první interakce a energetickými ztrátami, které zde vznikly. Pozice hloubky maxima spršky,  $X_{max}$ , závisí na produktech neelastického účinného průřezu  $\sigma_{p-air}^{inel}$  a „inelasticity“  $K$ , definované jako:

$$K = \frac{E_0 - E'}{E_0 + M_N}, \quad (5.4)$$

kde  $E_0$  je iniciační energie,  $E'$  je energie nukleonu po srážce a  $M_N$  je hmotnost terčíku (v jednotkách  $c = 1$ ).  $\sigma_{p-air}^{inel}$  a  $K$  mají pomalou energetickou závislost.  $\sigma_{p-air}^{inel}$  roste s energií, právě když  $K$  klesá. Proto sprška bude mít stejný podélný vývoj, jako kdyby  $\sigma_{p-air}^{inel}$  a  $K$  byly konstanty. (Hodnota  $K$  pro proton s energií řádově PeV je přibližně 0.4).

Protony mají mnohem větší střední volnou dráhu (interaction length) než těžká jádra, proto je u nich větší fluktuace pozice první interakce.

Hadronové EAS jsou modelovány za pomoci rovnic, které popisují jak nukleonové tak i elektromagnetické komponenty spršky a také popisují mionovou a neutrinovou produkci způsobenou rozpadem pionů.

Přibližné analytické vyjádření pro podélný vývoj spršky iniciované protonem, založený na metodách Monte Carlo, je vyjádřeno touto rovnicí:

$$N(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp\left( -\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right), \quad (5.5)$$

kde  $X_0$  je bod první (iniciační) interakce a  $\lambda = 70 \text{g/cm}^2$ . Tento vzorec je ve velmi dobrém souhlasu s experimentem Fly's Eye – tedy s daty z reálných spršek.

## **5.4 Mionová sprška**

Miony produkované v EAS jsou velmi důležité při studiu chemického složení primárního kosmického záření, protože jejich počet závisí na atomovém čísle primární částice.

Zdrojem mionů v EAS jsou rozpady pionů:



Pravděpodobnost, že se pion bude rozpadat, závisí na:

- jeho energii
- na rozpadové délce, než částice zasáhne zemský povrch
- hustotě atmosféry

Ve výšce 5 km nad zemským povrchem se  $\pi$  o energii menší než 30 GeV pravděpodobněji rozpadne než zainteraguje. Ve vyšších nadmořských výškách, díky menší hustotě atmosféry, se energetické piony pravděpodobněji rozpadají, než v nižších nadmořských výškách. Nejenergičtější miony v EAS jsou tedy výsledkem rozpadů nejenergičtějších pionů a dávají tedy informace o raném vývoji spršky. Takovéto miony se nacházejí velmi blízko osy EAS a jsou produkovány ve výšce 8 – 16 km nad zemským povrchem.

Počet nízkoenergetických (řádově GeV) a vysokoenergetických (řádově TeV) mionů v EAS závisí na atomovém čísle primární částice. Uvažujme pro názornost dvě různé spršky – první iniciovanou primární částicí  $^{56}\text{Fe}$  a druhou iniciovanou protonem. Při interakci jádra  $^{56}\text{Fe}$  je vytvořeno 56 individuálních EAS, každá generovaná nukleonem o průměrné energii  $E_0/56$ . Výsledné piony v každé EAS budou mít menší průměrnou energii než v EAS iniciované protonem o stejné energii. Mnoho z takovýchto nízkoenergetických pionů se rozpadne na miony. Těžší jádra vytvoří více pionů. V oblasti PeV energií interakce Fe vytvoří 2krát více nízkoenergetických mionů, které dopadnou na zemský povrch, než proton.

Následující formule ukazující počet vysokoenergetických mionů v EAS vytvořené částicí s atomovým číslem  $A$ :

$$N_{\mu}(> E_{\min}) = \frac{KA \sec \theta}{E_{\min}} \left( \frac{E_{\min}}{E_0 / A} \right)^{\alpha} \left( 1 - \frac{E_{\min}}{E_0 / A} \right)^{\beta}, \quad (5.7)$$

kde  $E_{\min}$  je v GeV,  $\alpha = -0,757$ ,  $\beta = 5,25$ ,  $K = 14,5$  a  $\theta$  je obzorový úhel (zenith angle). Tento vzorec je založen na simulacích Monte Carlo a předpokládá  $\theta < 60^\circ$ .

## 5.5 Čerenkovovo záření

Elektrony v EAS generují Čerenkovovo záření (obr. 13), pokud je jejich energie vyšší, než určitá prahová energie ( $E > E_{\min}$ ).  $E_{\min}$  je 21 MeV na úrovni mořské hladiny a roste až do 35 MeV ve výšce 7,5 km nad mořskou hladinou.

Čerenkovovo záření vzniká, pokud se nabitá částice pohybuje daným prostředím rychleji, než je rychlost světla v daném prostředí, tedy rychlost:

$$v = \frac{c}{n(h)}, \quad (5.8)$$

kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $n(h)$  je index lomu v závislosti na nadmořské výšce. Prahovou energii  $E_{\min}$  (pro elektrony) lze určit ze vztahu:

$$E_{\min} = \frac{0,511}{\sqrt{2\delta}} (MeV) \quad \delta = 1 - n. \quad (5.9)$$

Počet elektronů s energií větší než  $E_{\min}$  v maximu spršky lze získat ze vztahu:

$$N(> E_{\min}) = N_e / (1 + E_{\min} / 30), \quad (5.10)$$

kde  $N_e$  je celkový počet elektronů v maximu spršky a  $E_{\min}$  je v MeV.

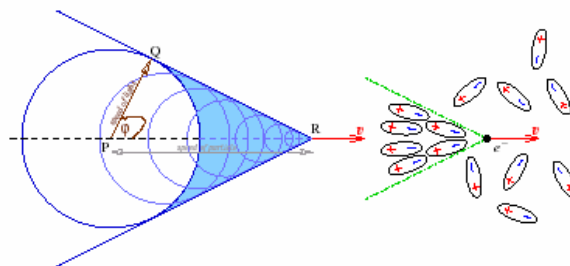
Pro úhel, pod kterým je emitováno čerenkovovo záření, platí vztah:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad \text{kde } \beta = \frac{v}{c}. \quad (5.11)$$

Počet fotonů na metr vygenerovaných částicí o energii  $E$  lze zjistit za pomoci vztahu:

$$\frac{dN_p}{dl} = 4\pi\alpha \left( 1 - \left( \frac{E_{\min}}{E} \right)^2 \right) \int \frac{\delta}{\lambda^2} d\lambda, \quad (5.12)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka světla,  $\alpha = 1/137$  je konstanta jemné struktury.



Obr. 13 – Princip vzniku čerenkovova záření.

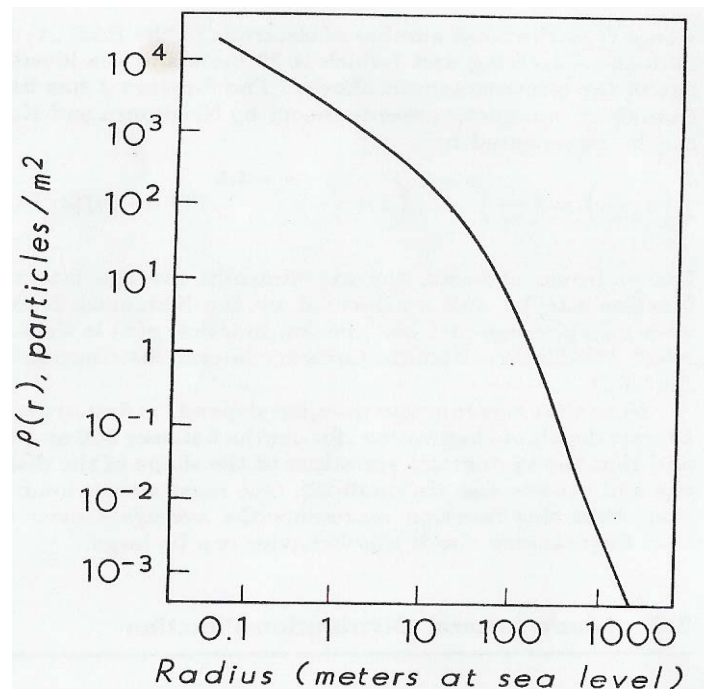
## 5.6 Experimentálně určované vlastnosti EAS

### 5.6.1 Elektronová laterální distribuční funkce

Jedná se o určení hustoty nabitých částic v EAS jako funkce vzdálenosti od osy spršky. Tato funkce, pozorovaná v rovině kolmé k ose spršky v určité hloubce v atmosféře, je úměrná rozptylům elektronů v atmosféře, které jsou dominantní v EAS. Hadronové interakce lze zanedbat, protože příčný moment hadronové interakce je přibližně konstantní ( $\langle p_{\perp} \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ ). Když zanedbáme i miony, laterální distribuční funkce je velmi podobná elektromagnetické kaskádě. Je nutné si uvědomit, že tato funkce reprezentuje chování průměrné spršky a fluktuace proto mohou být velké.

$$\rho(r) = \frac{N}{(r_1)^2} f\left(s, \frac{r}{r_1}\right), \quad (5.13)$$

kde  $N$  je celkový počet elektronů v EAS,  $r_1$  je Molierova rozptylová jednotka a funkce  $f$  je počítána pomocí elektromagnetické kaskádní teorie. Více viz [1] str. 29.

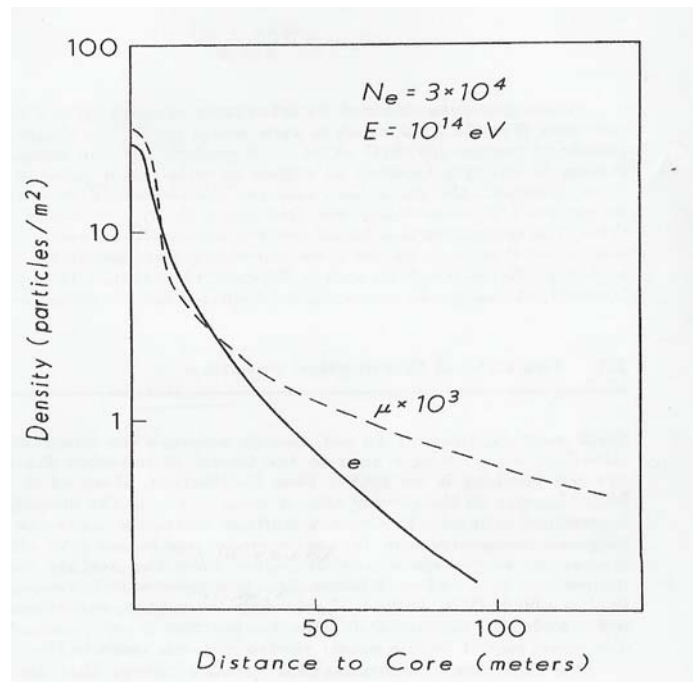


Obr. 14 – Tvar laterální distribuční funkce, který určili Nishimura, Kamata a Griesen.

### 5.6.2 Mionová laterální distribuční funkce

Počet mionů ve spršce iniciované hadronem závisí na pravděpodobnosti, že se pion rozpadne dříve, než stihne zainteragovat, na energii pionu a na lokální hustotě v atmosféře. Ve vyšších výškách, díky řidčí atmosféře, se energetičtější piony spíše rozpadají. Výsledná mionová laterální distribuční funkce je o něco plošší, než pro elektrony. Mionová laterální distribuční funkce je dána vztahem:

$$\rho(r) = 18r^{-0,75} \left(1 + \frac{r}{320}\right)^{-2,5} \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0,75} \text{ mionů} / \text{m}^2. \quad (5.14)$$



Obr. 15 – Porovnání laterální distribuční funkce pro elektrony a miony.

Poblíž osy spršky je počet mionů přibližně 50-100 krát menší než počet elektronů ( $\rho_\mu / \rho_e = 0,1$  ve vzdálenosti 200 m osy spršky), ale stává se dominantní komponentou ve vzdálenosti 1 km. I když je průměrná energie mionu vyšší než průměrná energie elektronu, tak hustota mionů zůstává nízká. Toto je důležité pro konstrukci detektorů.

## **6. Způsoby detekce**

### **6.1 Základní dělení**

Způsoby detekce kosmického záření (viz [1,2,3]) lze rozdělit podle toho, zda detekujeme primární či sekundární kosmické záření nebo podle toho, kde detekci provádíme. Tudiž způsoby detekce lze rozdělit na:

- přímá detekce
- nepřímá detekce
- pozemní detekce
- atmosférická detekce

#### **Přímá detekce**

Pro energie menší než 0,1 PeV je tok kosmického záření dostatečně veliký, aby umožnil přímou detekci primárních částic. Techniky detekce jsou stejné jako se používají u experimentů, které detekují nepřímo vysokoenergetické kosmické záření. Kalorimetry či emulsní komory jsou umístěny v balonech či v satelitních stanicích. Přímou detekcí dostáváme velmi jasné informace o složení primárního kosmického záření. Jako příklady experimentů toho typu lze uvést experiment "Egg" na universitě v Chicagu a japonsko-americký experiment JACEE.

#### **Nepřímá detekce**

V oblasti energií větších než 0,1 EeV nelze kvůli nízkému toku detekovat kosmické záření jinak než na zemském povrchu a to nepřímo – detekcí částic z EAS. Z naměřených vlastností EAS lze určit parametry dopadající částice. Na základě analogií s dobře proměřenými experimenty na urychlovačích a na základě analýzy mnohačasticových (Monte Carlo) simulací lze určit energii primárního kosmického záření s přesností na několik procent a navíc lze i odlišit, zda se jedná o extrémně energetický foton, proton či třeba o těžší jádro.

#### **Pozemní detekce**

Jedná se o rozlehlé pole detektorů, převážně scintilačních a čerenkovových. Velkou výhodou tohoto způsobu detekce je, že tyto detektory jsou schopny pracovat ve dne i v noci a za jakéhokoliv počasí. Tato velká pole mohou určit směr příchozích částic z EAS a lze odhadnout primární částice. Při energiích nad  $10^{18}$  eV je hustota částic v určité vzdálenosti od osy spršky (500-1000 m) úměrná primární energii. Konstantu úměrnosti je možné určit ze simulací spršek.

Několik experimentů, zaměřených na detekci extrémně energetického kosmického záření, již proběhlo či stále běží - konkrétně je v současné době v provozu sít' scintilačních a vodních čerenkovských detektorů v ruském Jakutsku. Měření již skončila na scintilačních detektorech ve Volcano Ranch v USA, AGASA v Akeno v Japonsku, ukončen je rovněž i experiment s vodními čerenkovskými detektory v Haverah Park ve Velké Británii i australský experiment univerzity v Sydney nazvaný SUGAR, který byl před AUGERem jediným fungujícím detektorem na jižní polokouli a využíval opět sít' scintilačních detektorů.

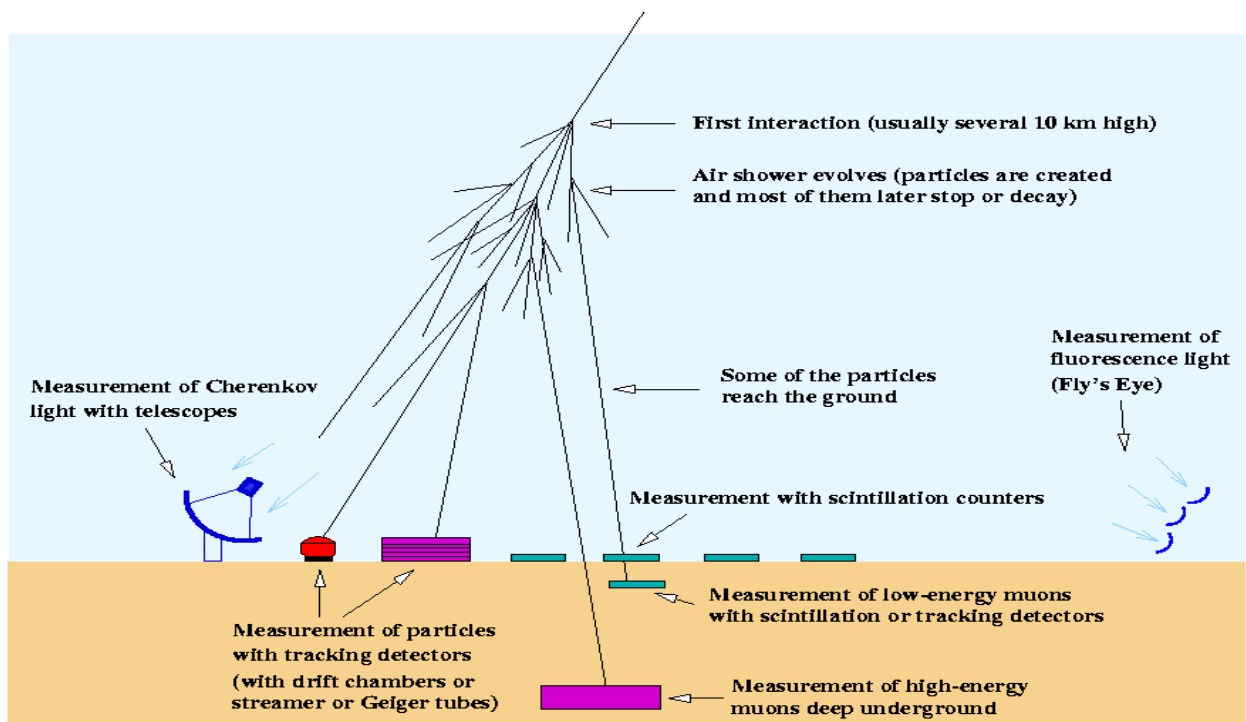
## Atmosférická detekce

Tento způsob detekce je založen na atmosférické světelné emisi. Ionizující částice v EAS procházející skrze atmosféru mohou produkovat viditelné světlo dvěma způsoby – Čerenkovovou radiací a dusíkovou scintilací. V případě scintilace světla jsou molekuly dusíku excitovány částicemi z EAS a při deexcitaci mohou vyzářit energii ve formě fotonů (o vlnových délkách 300-400 nm) – viditelné světlo, které můžeme zaznamenat pomocí teleskopů vybavených rychlými fotonásobiči (fluorescence trvá řádově mikrosekundy). Emitované světlo je izotropní a přibližně čtyři fluorescenční fotony jsou produkovány z každého metru dráhy každou nabitou částicí. Polem fotonásobičů, z nichž každý je namířen na určitou část nebe, je možné přímo měřit podélný rozvoj spršky a odvodit primární energii z celkového množství fluorescenčního světla.

Nevýhodou toho způsobu detekce je, že fluorescenční detektory mohou pracovat jen za jasných bezměsíčních nocí, a tak je jejich pozorovací čas jen asi desetinový ve srovnání s pozemními detektory scintilačními či čerenkovskými. Pozitivním aspektem naopak je, že přímo měří energii, kterou sprška zanechala v atmosféře, což ve většině případů představuje podstatnou část primární energie. Je ovšem nutné znát velmi dobře fluorescenční účinnost dusíku, absorpci atmosféry a kvantovou účinnost a zesílení fotonásobičů.

První fungující fluorescenční detektor nesl jméno Fly's Eye (Muší oko) a byl umístěn v Utahu v USA. Jeho název dobře ilustruje strukturu takových detektorů - celá obloha je rozdělena na mnoho plošek o velikosti několika málo čtverečních stupňů a každou z nich "má na starosti" jeden z fotonásobičů, resp. systém sestávající z jednoho zrcadla a příslušného fotonásobiče. Na stejném místě, kde stál detektor Fly's Eye, dnes funguje jeho následovník - vylepšený detektor s vyšším rozlišením, který byl překřtěn na HiRes.

### Measuring cosmic-ray and gamma-ray air showers



Obr.16 – Schéma možných způsobů detekce EAS.

## 6.2 Používaná technika

Pro detekci kosmického záření se nejčastěji používají scintilační detektory a čerenkovské detektory.

### Scintilační detektory

Mnoho experimentů používá scintilační detektory jako hlavní detektory. Typicky je používán plastický scintilátor s fotonásobičem na konci.

Pro určení úhlu, pod kterým přichází EAS, je důležité velmi dobré časové rozlišení, hlavně v oblasti energií PeV a nižší. Toho lze dosáhnout používáním detektorů s dostatečně velkou plochou. Protože je těžké udržovat dobré časové rozlišení pro spojitou velkou plochu, je detektor obvykle rozdělen na množství malých scintilátorů. Protože čas šíření je 0,8 ns na stopu (1 stopa = 0,3048 m) v plastickém scintilátoru, je nutné provést korekce na zpoždění.

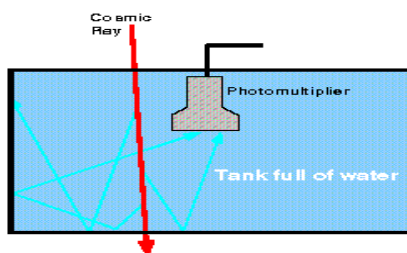
Scintilační detektory převádějí absorbovanou energii ionizujícího záření na energii fotonů náležejících zpravidla do viditelné krátkovlnné nebo blízké ultrafialové oblasti spektra. Činnost jakéhokoliv scintilačního detektoru je v zásadě možno rozdělit na několik po sobě jdoucích procesů:

- a) absorpce měřeného záření scintilátorem,
- b) vlastní scintilační proces, tj. konverze absorbované energie záření na energii emitovaných scintilačních fotonů,
- c) přenos fotonů emitovaných scintilátorem na fotocitlivý prvek – fotokatodu fotonásobiče (obr. 18) nebo fotocitlivou diodu,
- d) absorpce těchto fotonů fotokatodou fotonásobiče či fotodiodou vedoucí fotoelektrickým jevem k emisi fotoelektronů nebo ke generování elektron-děrových párů přechodu fotodiody.

Druh scintilátoru zásadně ovlivňuje charakter scintilačního procesu. Z tohoto hlediska rozeznáváme organické a anorganické scintilátory.

### Čerenkovské detektory

Tyto detektory částic (obr. 17) využívají kužel Čerenkovova záření za nabitou částicí pohybující se v daném prostředí nadsvětelnou rychlostí. Často se využívají k detekci elektronů nebo mionů nádrže naplněné vodou. Stěny nádrže jsou pokryty fotonásobiči detekujícími světelný kužel. Jinou variantou jsou aerogelové Čerenkovovy detektory umístované na sondách. Čerenkovovo záření vznikající v atmosféře ze sekundárních spršek kosmického záření může být sledováno speciálními pozemskými dalekohledy.



Obr.17 – Princip čerenkovského detektoru.



Obr.18 – Fotonásobič.



## 7. Experimenty na detekci kosmického záření

### 7.1 Experimenty založené na pozemní detekci

#### 7.1.1 Haverah Park

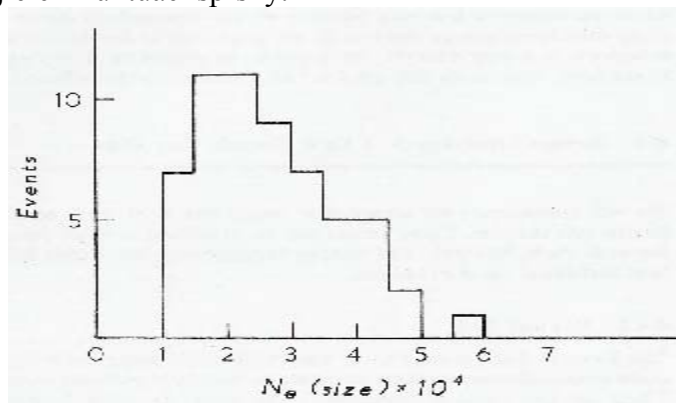
Projekt Haverah Park (viz [1,5]) běžel v letech 1968 až 1987 ve Velké Británii pod záštitou katedry fyziky univerzity v Leedsu. Pole detektorů bylo složeno převážně z vodních čerenkovských detektorů umístěných v dřevěných boudách na ploše 12 km<sup>2</sup> a bylo doplněno detektory scintilační. Byly zde použity dva druhy detektorů – detektory trigrovací a detektory "sub-array". Trigrovací detektory byly scintilační detektory o ploše 34 m<sup>2</sup> a 1,2 m hluboké, kdežto "sub-array" detektory byly čerenkovské detektory o ploše 13,5m<sup>2</sup> a o stejné hloubce jako detektory trigrovací.

Pole zaznamenávalo informace, pokud centrální trigrovací detektor plus další dva krajní trigrovací detektory zaznamenaly pulsy odpovídající energetické ztrátě vyšší než 2,5 GeV. To odpovídá hustotě 0,3 relativistických mionů na m<sup>2</sup>. Trigrovací detektory byly tedy používány pro spuštění čerenkovských detektorů. Výhodou čerenkovských detektorů oproti scintilačním detektorům je, že elektromagnetické komponenty EAS jsou kompletně absorbovány ve vodní nádrži. V takovémto procesu jsou generovány čerenkovské fotony. Tyto fotony jsou detekovány fotonásobiči a informace o výšce pulsu a času je digitalizována a uložena. Výška pulsu z čerenkovského detektoru je úměrná energetickým ztrátám EAS v detektoru. Např. mion ztratí v průměru 220 MeV při průchodu takovýmto detektorem.

V experimentu Haverah Park byla EAS rekonstruována v následujících krocích:

- odhad lokace jádra EAS určen podle modelu zasáhnutí čítače a výšky pulsu,
- obzorový úhel (zenith angle) EAS je určen z analýzy časových rozdílů mezi čítači (určováno za předpokladu, že čelo spršky je rovinné),
- amplitudy výšky pulsů v různých detektorech mohou být použity k nalezení laterální distribuční funkce  $\rho(r)$  – hustota částic v závislosti na vzdálenosti od osy spršky

Pokud získáme osu (či lokaci jádra) EAS, obzorový úhel (zenith angle) a laterální distribuční funkci, lze určit energii primární částice. Základní problém je, že laterální distribuční funkce není měřena ve stejné hloubce vývoje pro každou spršku. Pokud budeme mít dvě stejné primární částice kosmického záření a jedna z nich zainteraguje hlouběji v atmosféře, dostaneme dvě různé laterální distribuční funkce. Je tedy nutné znát hloubku první interakce nebo pozici maxima EAS. Pokud tyto informace nemáme, dochází k velkým fluktuacím v určování laterální distribuční funkce (velikosti EAS) pro fixní primární energii částice. Simulace EAS ukazují, že hustota částic na úrovni mořské hladiny ve vzdálenosti 450 ~ 900 m od osy spršky je téměř nezávislá na fluktuacích v místě původní interakce v atmosféře a následujících fluktuací spršky.



Obr.19 – Fluktuace velikosti EAS s energií 0,1 PeV v pozorované hloubce 850 gm/cm<sup>2</sup>.

Simulace tedy ukazují, že fluktuace jsou důležité jen blízko osy EAS. Částice v regionu jádra (poblíž osy) odpovídají částicím produkovaným za maximem spršky, zatímco částice detekované ve vzdálenosti 450 ~ 900 m odpovídají těm v maximu spršky – proto jsou fluktuace minimalizovány pro tyto částice. Simulace dále ukázaly, že optimální vzdálenosti od osy spršky pro minimalizování fluktuací vzrůstají od 500 m pro 0,5 EeV do 700 m pro 5 EeV. Jako kompromis, mnoho experimentů užívá částicovou hustotu ve vzdálenosti 600 m od osy spršky (známou jako  $\rho(600)$ ).

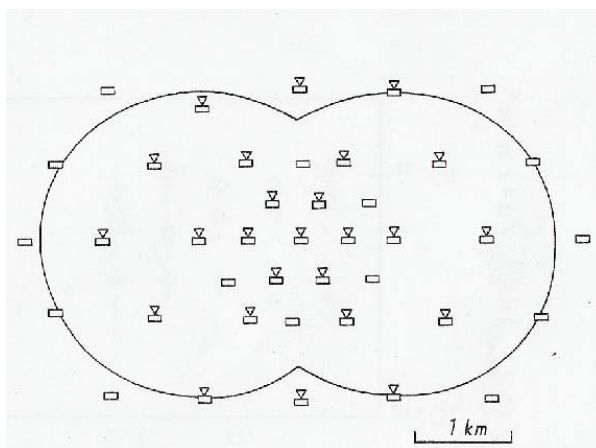
Skupina vědců v experimentu Haverah Park používala k výpočtu energie primární částice kosmického záření následující vztah:

$$E_0 = K[\rho(600)]^\alpha, \quad (7.1)$$

kde  $K = 7,04 \times 10^{17}$  eV ( $\pm 20\%$ ) a  $\alpha = 1,018$  ( $\pm 3\%$ ) a  $\rho(600)$  je laterální distribuční funkce ve vzdálenosti 600 m od osy spršky.

### 7.1.2 Yakutsk

Experiment v ruském Yakutsku (viz [1]) se rozběhl v roce 1970 a je stále v činnosti. Yakutské pole detektorů (viz. obr. 20) je podobné poli, které bylo v Haverah Parku. Má však několik unikátních rysů. Experiment využívá scintilačních detektorů, čerenkovských světelných detektorů a mionových detektorů k simultánnímu měření tří laterálních distribučních funkcí. Pole detektorů zabírá plochu přibližně 20 km<sup>2</sup> a má menší vzdálenost mezi jednotlivými detektory než mělo pole v Haverah Parku.



Obr. 20 – Pole detektorů v Yakutsku – trojúhelníčky označují čerenkovské detektory; obdélníčky označují scintilační detektory; spojitá čára vyznačuje oblast efektivitu 90%.

Pro určování energie primární částice kosmického záření využívá Yakutská skupina pouze částic EAS, které dopadnou do oblasti 90-ti % efektivitu. Dále jsou určeny laterální distribuční funkce  $\rho(600)$  pro různé obzorové úhly (zenith angle) a dále jednotlivé laterální distribuční funkce jsou přepočítány pro nulový obzorový úhel. Z těchto laterálních distribučních funkcí určuje Yakutská skupina energii primární částice kosmického záření za pomoci vztahu:

$$E_0 = (5,0 \pm 1,4) \times 10^{17} \rho(600)^{0,96 \pm 0,04}, \quad (7.2)$$

kde  $\rho(600)$  odpovídá nulovému obzorovému úhlu. Fluktuace v určení  $E_0$  jsou zde celkem malé, přibližně 20 %.

Vypočtená spektra Haverah Parku a Yakutsku spolu souhlasí až do energií 50 EeV. Pro energie nad 50 EeV Haverah Park naměřil pokračující spektrum Yakutsk však nezaznamenal žádné události.

### 7.1.3 AGASA

Experiment AGASA (Akeno Giant Air Shower Array – viz [6]) probíhal v letech 1990 – 2004 pod záštitou Institutu pro výzkum kosmického záření, University of Tokyo.

Bylo zkonstruováno velké pozemní pole detektorů pro studium původu vysokoenergetických částic kosmického záření. Pole pokrývalo plochu okolo 100 km<sup>2</sup> a skládalo se ze 111 scintilačních detektorů a 27 mionových detektorů. Vzdálenost mezi jednotlivými detektory byla okolo 1 km a detektory byly propojeny optickými kabely. Všechny detektory byly kontrolovány a řízeny centrálním počítačem.

Experiment AGASA zaznamenal v průběhu své činnosti 11 událostí s energiemi většími než 10<sup>20</sup> eV (viz. obr. 22). Největší zaznamenanou událostí byla 3.12. 1993 částice s energií 2×10<sup>20</sup> eV (viz. obr. 21). Jedná se o druhou nejenergetičtější částici, která kdy byla zaznamenána. Částice s takovou energií by dle stávajících teorií nemohla pocházet ze vzdálenosti větší než 30 Mpc.

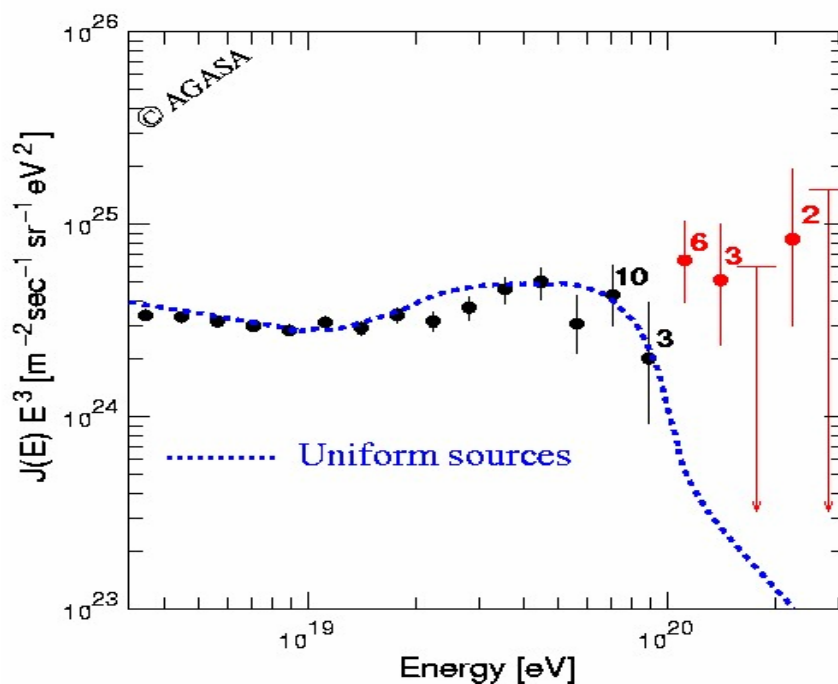
TABLE I. Details of the most energetic event.

Event number	#akn25400-0296
Date	3 December 1993
Incident time	12:32:47 UT
Zenith angle	22.9 deg
Error circle in arrival direction determination	1.0° radius
Determined S <sub>23</sub> (600)	892 m <sup>-2</sup>
Error in S <sub>23</sub> (600) determination	+21 and -6.6%
S <sub>0</sub> (600)	892–1065 m <sup>-2</sup>
Primary energy	(1.7–2.6) × 10 <sup>20</sup> eV
Right ascension	18.9 deg
Declination	21.1 deg
Galactic longitude	131 deg
Galactic latitude	-41 deg
Exposure for the event	5.0 × 10 <sup>15</sup> m <sup>2</sup> sec sr

Obr. 21 – Tabulka údajů ze zprávy vydané o události 3.12. 1993 – AGASA.

Date	Time (JST)	Energy (x 10 <sup>20</sup> eV)	Right Ascension	Declination
1993 01 21	02:41	1.01	08 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup>	16.8°
1993 12 03	21:32	2.13	01 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup>	21.1°
1994 07 06	20:34	1.34	18 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup>	48.3°
1996 01 11	09:01	1.44	16 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup>	23.0°
1996 10 22	15:24	1.05	19 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup>	18.7°
1997 03 30	07:58	1.50	19 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	-5.8°
1998 06 12	06:43	1.20	23 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup>	12.3°
1999 09 22	01:43	1.04	23 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup>	33.9°
2001 04 30	19:00	1.22	11 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup>	36.3°
2001 05 10	11:05	2.46	23 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup>	22.3°
2002 04 09	17:53	1.21	05 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup>	29.0°

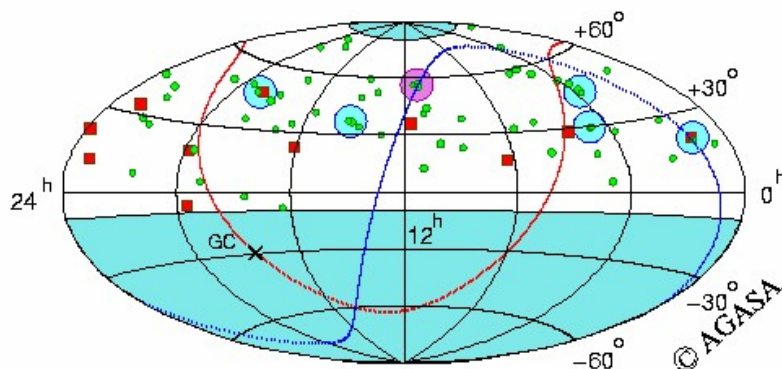
Obr. 22 – Přehled všech událostí s energiemi většími než 10<sup>20</sup> eV zaznamenaných experimentem AGASA.



Obr.23 – Konec energetického spektra dle experimentu AGASA; modrá tečkovaná čára znázorňuje očekávaný průběh energetického spektra pro extragalaktické zdroje.

Primární energie  $E_0$  byla určována dle vztahu:

$$E_0 = 2,0 \times 10^{17} \rho(600)^{1,0} . \quad (7.3)$$



Obr.24 – Obrázek ukazující směr přiletu částic kosmického záření pro energie  $4 \times 10^{19} \text{ eV}$ ; červené čtverečky znázorňují částice s energií větší než  $10^{20} \text{ eV}$ , zelená kolečka znázorňují částice s energií  $(4-10) \times 10^{19} \text{ eV}$ .

### 7.1.4 SUGAR

Experiment SUGAR (The Sydney University Giant Air Shower Recorder – viz [7]) běžel v letech 1968-1979 pod záštitou University of Sydney. Pole 54 detektorů pokrývalo plochu o velikosti přibližně  $100 \text{ km}^2$ .

Používané byly tekuté scintilační detektory, zabírající plochu  $6 \text{ m}^2$  a napojené na jeden fotonásobič. Boxy se scintilátorem byly směřované, takže výška pulsu mionu byla nezávislá na obzorovém úhlu. Prahová energie mionů pro zaznamenání událostí byla  $1 \text{ GeV}$ . Byl měřen celkový počet mionů  $N_\mu$  v EAS. Energie primární částice kosmického záření  $E_0$  byla počítána pomocí vztahu:

$$E_0 = 1,6 \times 10^{11} N_\mu^{1,075} \quad (\theta = 0) . \quad (7.4)$$

Diferenciální energetické spektrum naměřené experimentem SUGAR ukazuje typickou závislost (dle vztahu 4.1) s poklesem  $\alpha = 3,19 \pm 0,1$  mezi energiemi  $10^{17} - 10^{19} \text{ eV}$  a plošší pokles  $\alpha = 2,99 \pm 0,13$  pro energie větší než  $10^{19} \text{ eV}$ . Tuto změnu sklonu mohou způsobovat změny v původu kosmického záření (galaktické nebo extragalaktické) nebo jeho složení.

Dalším zajímavým zjištěním bylo spektrum nad  $10^{19} \text{ eV}$ . Experiment nezjistil přítomnost GZK meze. Bylo zaznamenáno 80 případů s energiemi nad  $4 \times 10^{19} \text{ eV}$  a 8 případů s energiemi většími než  $10^{20} \text{ eV}$  (nejvíce energetická událost odpovídala energii primární částice  $2 \times 10^{20} \text{ eV}$ ).

### 7.1.5 AMANDA

Experiment AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array – viz [1]) je vybudován na jižním pólu. Projekt byl koncipován na konci 80-tých let minulého století a vybudován během posledních pěti let.

Neutrinové teleskop, který využívá experiment AMANDA, je velký, transparentní a pod povrchem, kvůli odstínění zbylého kosmického záření (1500 m pod povrchem je led kompletně tmavý). Mezinárodní skupina AMANDA využívá Antarktický led, který je téměř ideální médium pro detekci neutrin, je velmi čistý a téměř kompletně bez radioaktivity. Světlo z prostupujících mionů může pronikat stovky metrů ledem.

### **7.1.6 IceCube**

Experiment IceCube (viz [7]) je mezinárodní experiment pro detekci vysokoenergetických neutrin, je budován v Antarktidě v čistém hlubokém ledu a bude monitorovat led o objemu 1 km<sup>3</sup>. Experiment IceCube je stále ve výstavbě a dokončení je plánováno na rok 2010. Detektory experimentu IceCube budou obklopotvat detektory experimentu AMANDA.

### **7.1.7 ANTARES**

Experiment ANTARES (viz [8]) je tvořen velkou plochou vodních čerenkovských detektorů umístěných ve Středozemním moři (viz. obr. 25). Optimalizován je pro detekci mionů z vysokoenergetických astrofyzikálních neutrin.

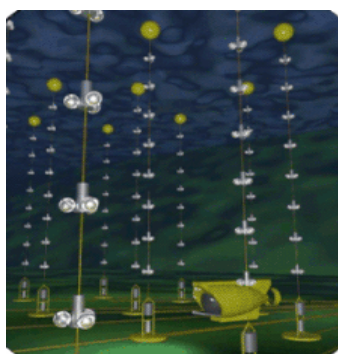
Studium vysokoenergetických neutrin může dát nový pohled na vesmír. Primárním úkolem experimentu je využít neutrin ke studiu urychlovacích mechanismů pro částice vzniklé v energetických astrofyzikálních objektech jako jsou aktivní galaktická jádra a gama záblesky.

### **7.1.8 CZELTA**

Projekt CZELTA (CZEch Large-area Time coincidence Array) je prvním projektem na detekci kosmického záření v ČR. Cílem toho projektu, je vybudovat relativně řídkou síť detekčních stanic, které budou umístěny převážně na střeších vybraných středních škol v ČR. Tento projekt je realizován v kooperaci s University of Alberta, která postavila síť detekčních stanic v Kanadě (projekt ALTA).

Jednu detekční stanicí tvoří tři scintilační detektory (viz. obr. 26) o rozměru 60 cm x 60 cm umístěné v trojúhelníku se stranou 10 m. Ke každému ze scintilátorů je připojen fotonásobič, který registruje fotony vzniklé při průchodu částic spršky scintilátorem. Všechny tři detektory pracují v koincidenčním módu – zaznamenávají jsou pouze události, kdy sprška sekundárních částic zasáhne najednou všechny tři detektory. To odpovídá energii primární částice větší než 10<sup>14</sup> eV. Z rozdílu časů detekce spršky mezi jednotlivými dvojicemi detektorů lze určit směr příchodu spršky a tím i směr příletu primární částice. Pro určení času detekce (s přesností ~ 10 ns) se používá družicový GPS systém. To umožňuje, aby data získaná ze stanice mohla být zpracována z hlediska koincidence i s dalšími stanicemi v síti.

První detekční stanice byla instalována v roce 2004 na střeše ÚTEF (Ústav Technické a Experimentální Fyziky – ČVUT Praha).



Obr.25 – Detektory pod mořskou hladinou.



Obr.26 – Jeden ze scintilačních detektorů umístěných uvnitř venkovního krytu.

## 7.2 Experimenty založené na atmosférické detekci

Experimenty Fly's Eye a HIRes (viz [1,9]) jsou popisovány každý v jiné podkapitole, ale jedná se ve skutečnosti o jeden společný experiment, který začal jako Fly's Eye a později byl rozšířen na HIRes (viz. obr. 28).

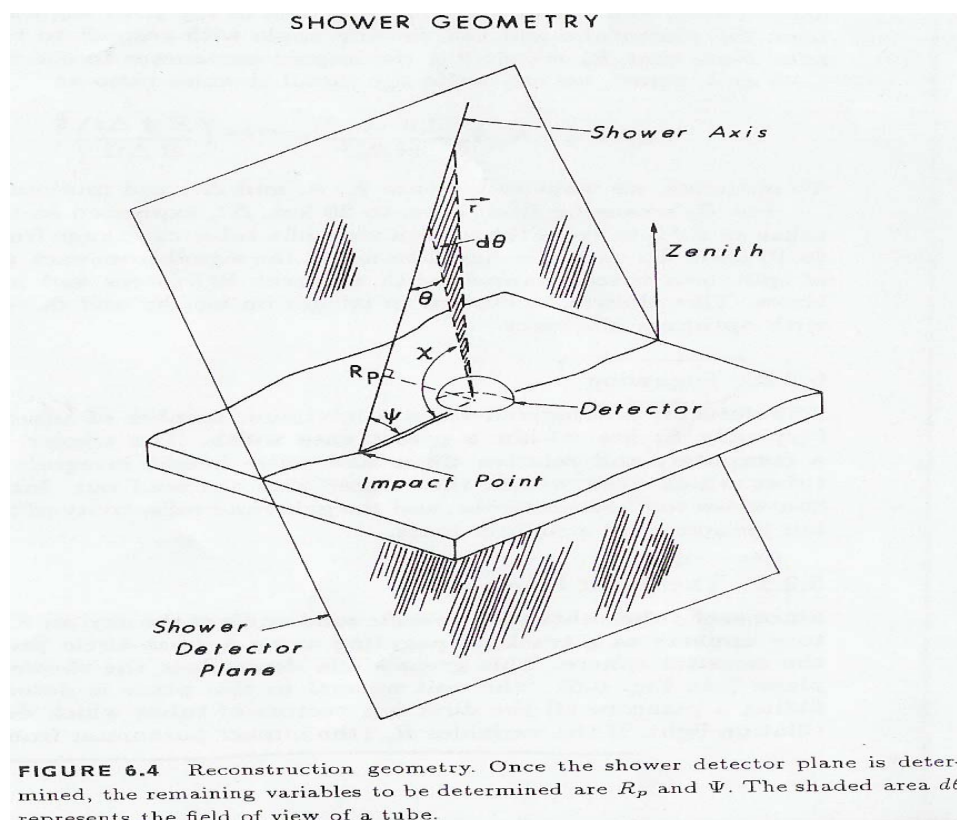
### 7.2.1 Fly's Eye

Experiment Fly's Eye běžel v USA v letech 1982 – 1992 pod záštitou University of Utah. Základní ideou tohoto experimentu je, že ionizovaná částice může excitovat molekuly  $N_2$  v atmosféře a ty mohou emitovat fluorescenční fotony (10-50 ns po excitaci).

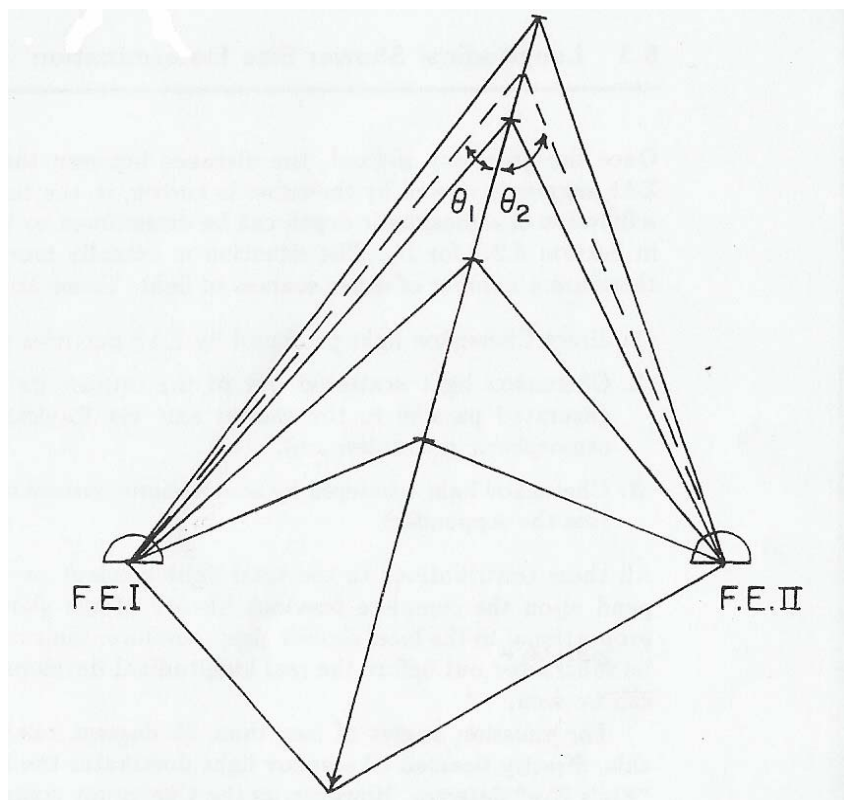
Detektory v experimentu Fly's Eye se skládaly z 880 fotonásobičů a 67 zrcadel, která měla v průměru 1,5 m. Každý fotonásobič byl zaměřen na jiný bod oblohy. Detektory byly zaznamenávány události, kdy alespoň 5 sousedních fotonásobičů zaznamenalo signál. Byly zaznamenávány časové rozdíly a integrální výška pulsů.

Jak bylo zmíněno, nevýhodou atmosférické detekce je, že oproti pozemní detekci je možné měřit jen za jasných bezměsíčních nocí. To je způsobeno hlavně tím, že je problém rozlišit u používaných detektorů poměr signál – šum. Problém není tak velký, pokud je velký signál (typický fotonásobič detekuje  $\approx 500-1000$  fotoelektronů z EAS).

Pozadí (šum) způsobuje především odražené hvězdné světlo, difúzní radiace z galaxie, sluneční světlo odražené meziplanetární hmotou, fotochemické atmosférické světlo a člověkem způsobené světelné znečištění. Jiné pozadí je způsobeno nízkoenergetickým kosmickým zářením, které generuje čerenkovské světelné pulsy způsobující spršku velmi rychlých, ostrých pulsů. Celkové pozadí odpovídá  $\approx 5 \times 10^5$  fotonů /  $m^2 \cdot sr \cdot \mu s$  pro vlnové délky v intervalu mezi 3000 a 4000 Å.



Obr.27 – Geometrie spršky používaná u projektu Fly's Eye.



Obr.28 – Rekonstrukce spršky; F.E.I – Fly's Eye; F.E.II – HIRes.

## 7.2.2 HIRes

Projekt HIRes (High Resolution Fly's Eye) je následovník projektu Fly's Eye. Experiment běží v USA pod záštitou University of Utah. Byl vybudován 3,5 km od prvního (Fly's Eye), rozběhl se v roce 1998 a běží dosud.

Experiment HIRes používá 36 zrcadel. Detekce EAS je použitím obou projektů jednodušší, protože světlo z EAS musí zasáhnout oba detektory (F.E. I i F.E. II – viz. obr. 28). Tato stereoskopická metoda je daleko přesnější.

Určení signálu (počtu fotoelektronů) je o něco složitější, než bylo popsána v kapitole 7.2.1, protože zde jsou ještě další zdroje světla (pozadí).

Jsou to:

- přímé čerenkovské světlo produkované částicemi EAS mířících k fotonásobičům
- čerenkovské světlo rozptýlené na atmosférickém aerosolu

Počet fotonů detekovaných  $i$ -tým fotonásobičem v detektoru je dán následující formulí:

$$N_i = \varepsilon_i S_i + \alpha_i S_i + \gamma_i B_i \quad (7.8)$$

kde:

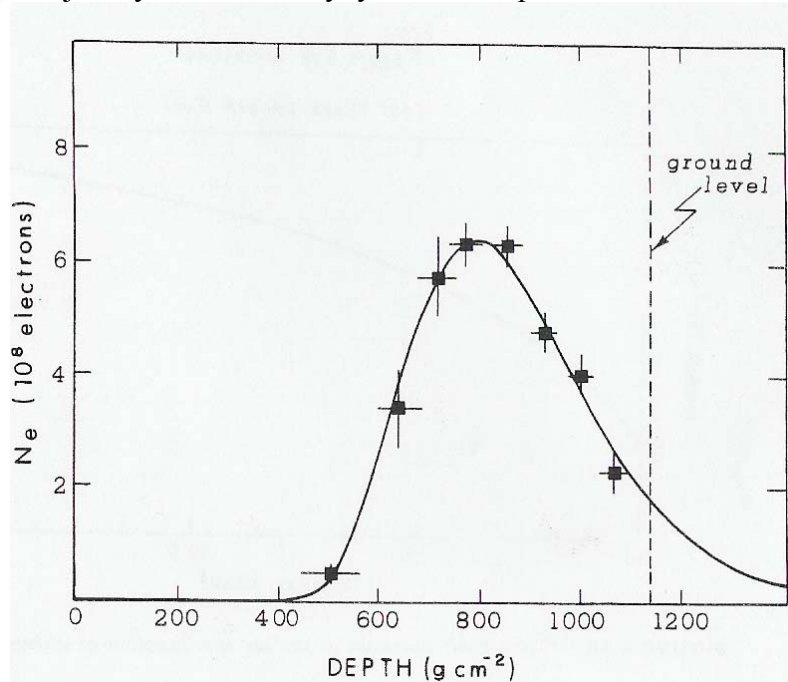
- $\varepsilon$  – scintilační účinnost
- $\alpha$  – čerenkovova účinnost na ionizující částici
- $\gamma$  – účinnost detekce odraženého čerenkovova světla
- $S_i$  – velikost spršky v zorném poli  $i$ -tého fotonásobiče
- $B_i$  – intenzita čerenkovského svazku postupujícího podél osy spršky v zorném poli  $i$ -tého fotonásobiče

Jestliže známe velikost spršky jako funkci atmosférické hloubky, můžeme určit energii spršky pomocí následující formule:

$$E = \left( \frac{\varepsilon_0}{X_0} \right) \int N_e(X) dX \quad (7.9)$$

kde  $\varepsilon_0$  je kritická energie;  $X_0$  je radiační délka.

Konstanta před integrálem je popsána pomocí standardní elektromagnetické kaskádní teorie. To implikuje průměrnou energetickou ztrátu 2,18 MeV/gm/cm<sup>2</sup> na částici. Toto číslo bylo zkontrolováno integrací energetických ztrát přes energetické rozdělení elektronů v EAS. Tyto výpočty vedly k průměrné energetické ztrátě 2,24 MeV/gm/cm<sup>2</sup> na částici. Rozdíl je mnohem menší, než jiné systematické chyby v tomto experimentu.



Obr. 29 –Rekonstruovaná velikost typické spršky jako funkce atmosférické hloubky.

Celková energie určená výše popsaným způsobem, koresponduje elektromagnetické energii, kterou částice ztratí v atmosféře. Je nutné provést korekce na nedetekovanou energii. Nedetekovaná energie může pocházet ze tří zdrojů:

- neutrální částice, které se nerozpadají na nabitě částice předtím, než dosáhnou zemského povrchu (např. neutrina)
- vysokoenergetické miony, které ztratí většinu své energie na zemi
- excitace dusíku hadrony (tato energie není převedena na scintilační světlo)

Odhady nedetekované energie, jako funkci primární energie kosmického záření, byly provedeny mnoha autory. Zmíníme odhady, které provedl Linsley, který odhadl korekce přibližně 13 % u energií 10<sup>17</sup> eV a okolo 5 % pro energie 10<sup>19</sup> eV. Statistická chyba určení energie kosmického záření je přibližně ± 15 %, zatímco systematická chyba odhadů je ± 20 %. Odhadované korekce pro nedetekovanou energii jsou tedy menší než odhadovaná statistická chyba.

Dalším úkolem je nalézt diferenciální energetické spektrum kosmického záření. Experiment Fly's Eye (následně HIRes) používá k určení diferenciálního energetického spektra následující formuli:

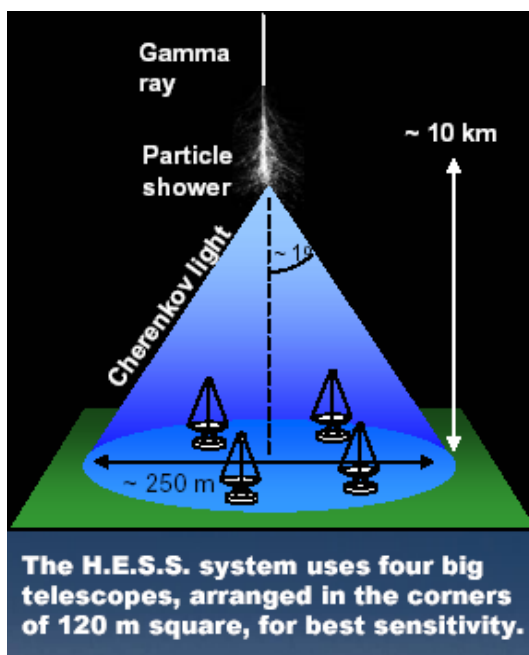
$$J(E) = \frac{dN/dE}{tA\Omega(E)}, \quad (7.10)$$



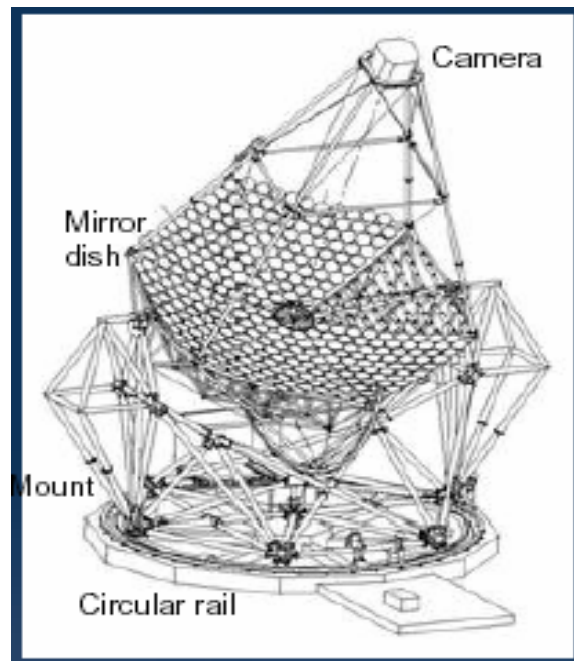
kde  $A\Omega(E)$  je v jednotkách  $\text{km}^2 \text{sr}$  v soulasu s událostmi s energiemi mezi  $E$  a  $E + dE$  a je vypočtena pomocí metody Monte Carlo,  $t$  je expoziční čas,  $dN/dE$  je distribuce kosmického záření na jednotkový interval.

### 7.2.3 HESS

Projekt HESS (High Energy Stereoscopic System – viz [10]) je systém atmosférických čerenkovských teleskopů pro detekci kosmického gama záření v oblasti vysokých energií (řádově 100 GeV). Experiment je umístěn v Namibii poblíž Gamsbergu v oblasti známé pro svou excelentní optickou kvalitu. První ze čtyř teleskopů byl uveden do chodu na jaře 2002. Všechny čtyři teleskopy potom začaly pracovat v prosinci 2003 a oficiálně byly uvedeny do provozu 28. 9. 2004.



Obr.30 – Schéma rozmístění teleskopů HESS.



Obr.31 – Teleskop používaný v experimentu HESS.

Vysokoenergetické  $\gamma$  záření je většinou sekundárním produktem kosmických akceleratorů.  $\gamma$  záření je produkováno např. tehdy, když proton urychlený výbuchem supernovy interaguje s okolními jádry a při kolizích vznikají nové částice společně s  $\pi^0$  – mezony, které se rozpadají na  $2\gamma$ . Jestliže primární akcelerator vygeneruje svazek vysokoenergetických elektronů, tyto elektrony mohou ztrácet energii brzdovým zářením, synchrotronovým vyzařováním v lokálních magnetických polích a přeměnit tak část své energie na fotony.

V porovnání s nabitými částicemi, které jsou primárními produkty kosmických akceleratorů, má  $\gamma$  záření tu výhodu, že se vesmírem šíří v přímých drahách.  $\gamma$  záření detekované na zemi proto může být přímo použito na lokaci a studium zdrojů těchto vysokoenergetických fotonů.

## 7.3 Experimenty kombinující atmosférickou a pozemní detekci

### 7.3.1 AUGER

Projekt AUGER (viz [4]) je umístěn v Argentině a jedná se o mezinárodní projekt. Mezinárodní spolupráce na projektu započala v listopadu 1995. Jedná se o největší experiment běžící v současnosti, který se zabývá vysokoenergetickým kosmickým zářením (tedy zářením s energiemi většími než  $10^{18}$  eV). U tohoto experimentu je použito 1600 detektorů (barelů naplněných vodou a opatřených fotonásobiči k detekci čerenkovských fotonů), které jsou od sebe vzdáleny 1,5 km a celkově zabírají plochu o rozloze 3 000 km<sup>2</sup>. Nezávislá soustava optických teleskopů je vybavena citlivými detektory záblesků fluorescenčního záření, jež vzniká průletem částic sekundárního kosmického záření zemskou atmosférou. V centrální části zařízení bude umístěno celkem 12 teleskopů se zorným úhlem 360° a ve vrcholech trojúhelníku na vnějších okrajích observatoře pak další tři soustavy, každá s 6 teleskopy o zorném úhlu 180°; celkem by mělo být postupně vybudováno 30 teleskopů, přičemž každý bude mít sběrnou plochu 3,6 x 3,6 m<sup>2</sup>. Srdcem každého teleskopu je zrcadlová plocha tvořená 64 pětiúhelníkovými zrcadly čtyř typů v případě českého detektoru, respektive 36 čtvercovými zrcadly v případě detektoru německého.



Obr. 32 – Schéma rozmístění detektorů na projektu AUGER.



Obr. 33 – Teleskop + čerenkovský detektor.

## **8. Závěr**

V této práci nelze nalézt všechny doposud známé informace o kosmickém záření, pouze podává základní přehled. Dala by se tematicky rozdělit na dvě hlavní části.

V první části jsou shrnuty hlavní poznatky o kosmickém záření – jeho možné zdroje, urychlovací mechanismy, složení a jeho šíření od zdroje až na zemský povrch. V druhé části jsou popsány způsoby detekce a jsou vybrány a popsány některé důležité experimenty, které se zabývají studiem kosmického záření.

Ve znalostech o kosmickém záření se nachází stále dosti nezodpovězených otázek, které jsou předmětem neustálého bádání. Studium kosmického záření patří mezi velmi zajímavé oblasti moderní fyziky, čehož důkazem je i budování nových či rozšiřování stávajících experimentů.

## 9. Reference

- [1] Pierre Sokolsky "Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics", Westview Press 2004
- [2] Josef Gerndt "Detektory ionizujícího záření", Vydavatelství ČVUT 1994
- [3] Zdeněk Janout, Jiří Kubašta, Stanislav Pospíšil "Úlohy z jaderné a subjaderné fyziky", Vydavatelství ČVUT 1997
- [4] AUGER – <http://www.auger.org/>
- [5] Haverah Park – <http://www.ast.leeds.ac.uk/haverah/havpark.shtml>
- [6] AGASA – <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>
- [7] SUGAR – <http://www.physics.usyd.edu.au/hienergy/sugar.html>
- [7] IceCube – <http://www.icecube.wisc.edu/>
- [8] ANTARES – <http://antares.in2p3.fr/>
- [9] HIRes – <http://hires.physics.utah.edu/>
- [10] HESS – <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html>
- [11] [http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/know\\_12/supernovae.html](http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/know_12/supernovae.html)
- [12] [http://starchild.gsfc.nasa.gov/docs/StarChild/universe\\_level2/quasars.html](http://starchild.gsfc.nasa.gov/docs/StarChild/universe_level2/quasars.html)
- [13] <http://www.lanl.gov/milagro/cosmicrays.shtml>