

**SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM**

**Természettudományi és Informatikai Kar**

**Kísérleti Fizikai Tanszék**

**SZAKDOLGOZAT**

**A kozmikus sugárzás**

**Készítette: Barna Barnabás**

**fizika BSc szakos hallgató**

**Témavezető: Dr. Szatmáry Károly**

**egyetemi docens**

**Szeged**

**2012**

## 1. Kivonat

Földünket folyamatosan bombázzák az űrből érkező nagyenergiájú részecskék. A 20. század elején felfedezett jelenséget kozmikus sugárzásnak (Cosmic Ray: CR) nevezték el és évtizedekig a fizika legjelentősebb kutatási területei közé tartozott. A legnagyobb energiák a  $3 \cdot 10^{20}$  eV-t is elérik [1], ami egy erősen megütött teniszlabda energiájával egyezik meg (összehasonlításképpen az LHC protonjai 7 TeV-osak [2]) – mindezt egyetlen részecske hordozza! Bár a gyorsítók elterjedésével részecskefizikai jelentősége csökkent az évek folyamán, számos asztrofizikai probléma megoldásának kulcsa lehet a kozmikus sugárzás által hordozott információ. A válaszokat kutató óriási detektorrendszerek miatt a kozmikus sugárzás továbbra is a fizika népszerű területe maradt külföldön. Elsősorban Jánossy Lajosnak köszönhetően a kozmikus részecskék kutatásának Magyarországon is vannak hagyományai, ám az utóbbi években csak kevesen foglalkoztak a témával hazánkban. Szakdolgozatomat ezért egyben hiánypótló összefoglalónak is szánom.

Kézenfekvő gondolat, hogy bolygórendszerünkben a részecskék elsődleges forrása központi csillagunk, a Nap. Az elektromágneses sugárzáson kívül folyamatos anyagkiáramlás is jelen van, a kidobódott anyagot pedig különböző hatások gyorsítják, így például a Nap mágneses tere. A témakörhöz szorosan kapcsolódik még a bolygó- ill. csillagközi térből érkező részecskék felgyorsulása és terjedése, valamint a napciklusokkal összefüggő modulációk vizsgálata is. Mindezekkel az **3. fejezetben** foglalkozom.

A kutatások során viszonylag hamar felfedezték, hogy a Föld mágneses tere gátat jelent bizonyos energiaszint alatti részecskéknek [3], így a Napból származó viszonylag kis energiájú (max 10 GeV/nukleon) [4] részecskék nem válthatják ki a felszínen tapasztalható ionizációt. A kozmikus sugárzás zöme így a helioszférán kívülről érkező, galaktikus, sőt, extragalaktikus komponens, melyek keletkezésével és felgyorsulásukkal kapcsolatban is sok kérdés vár tisztázásra, így ez a jelenlegi kutatások fő témája. A nagyenergiájú sugárzás jellemzőiről a **4. fejezetben** lesz szó.

Bolygónkat elérve a kozmikus sugárzás először eltérül a Föld mágneses tere által, majd kölcsönhatásba lép a légkör molekuláival, új részecskéket hozva létre, amelyek további ütközések során megfigyelhető légi záporokat keltenek [5]. Az itt lejátszódó folyamatokat, valamint a mágneses mező által okozott modulációkat a **5. fejezetben** részletezem.

A kozmikus sugárzás kutatása száz éve kezdődött el egyszerű elektroszkópokkal való mérésekkel, mára pedig a világ legnagyobb detektorrendszerének számító Auger-projekt több ezer négyzetkilométeren észleli a kozmikus sugárzás nyomait. A mérőeszközök generációit és a legnagyobb, CR-kutató kollaborációit a **6. fejezetben** mutatom be.

# Tartalomjegyzék

1. Kivonat .....	1
2. Történeti áttekintés .....	4
3. Részecskék a helioszférában .....	6
3.1. A helioszféra és a napszél .....	6
3.2. Gyorsítási mechanizmusok a helioszférában .....	11
3.3. Modulációk a helioszférában .....	14
4. Nagyenergiájú kozmikus sugárzás .....	15
4.1. Energiaspektrum .....	16
4.2. A térd alatt: a CR források nyomában.....	17
4.3. A térd és a boka között: nagy energiák elérése .....	19
4.4. A boka és azon túl: extragalaktikus átmenet és a GZK .....	22
4.5. Az alacsony energiájú kozmikus sugárzás összetétele .....	30
4.6. Összetétel a legnagyobb energiákon .....	33
4.7. A kozmikus sugárzás irányeloszlása .....	35
4.8. Saját korrelációs elemzések .....	37
5. Terjedés a Föld közelében és a légköri részecskezápörök .....	40
5.1. A Föld mágneses terének hatása .....	41
5.2. Légköri részecskezápörök .....	44
6. A kozmikus sugárzás mérése – detektorok akkor és most .....	46
6.1. A mérőeszközök fejlődése.....	46
6.2. Modern detektorrendszerek.....	51
7. A kozmikus sugárzás jelentőségéről .....	54
8. Összefoglalás.....	55
9. Köszönetnyilvánítás .....	56
10. Függelék .....	57
11. Nyilatkozat.....	58
12. Hivatkozáslista.....	59

## 2. Történeti áttekintés

A 19. század végén egy, a mindennapi életünkben is megnyilvánuló probléma foglalkoztatta a kutatókat: mi az oka a magára hagyott, elektromosan feltöltött tárgyak töltésvesztésének, vagyis a bennünket körülvevő levegőkörnyezet vezetőképességének. A levegő molekulái alapesetben semlegesek, így a közeget szigetelőnek tarthatjuk. A jelenség tehát egy külső hatásnak tudható be, ahogy azt C. T. R Wilson is belátta vizsgálataiban (1903) [6]. Kísérleti során többek között egy elektroszkópot ólomdobozban helyezett el – a töltésvesztés lassabb volt, vagyis a doboz szigetel a kívülről jövő hatás ellenében. Wilson nagyobb mértékű leárnýékolást keresve mérését vasúti alagutakban is elvégezte, azonban nem várt eredményként a levegő vezetőképessége növekedett. Kézenfekvőnek tűnt a válasz Becquerel felfedezése nyomán, a kutatók ugyanis valószínűsítették, hogy a föld alatti radon radioaktív sugárzása felelős az ionizációért [7].

Theodor Wulf német fizikus és jezsuita pap 1906-ban kifejlesztett egy precíz elektrométert [8], amellyel könnyen mérhetővé vált a közeg vezetőképességének mértéke. A műszerrel kívánta bizonyítani az elméletet, miszerint az észlelt ionizáló sugárzás földszugárzás, és így a magasság növekedésével csökken a jelenség hatása. Az Eiffel-toronyban végzett mérései azonban ellentmondtak ennek: a csökkenés csak ideiglenes volt, közel 200 méteres magasságban már a földfelszínihez hasonló értékeket mért [9]. Eredményeit, bár publikálta a *Physikalische Zeitschrift*-ben, nem fogadták el széles körben, találmánya, a Wulf-féle elektrométer viszont egész Európában elterjedt. Két évvel később Domenico Pacini ugyanezt a műszert használva újabb ellentmondást fedezett fel az uralkodó, csak a földszugárzást elismerő elméletben [10]. Tavakban és tengerekben, valamint azok felszínén végzett mérései továbbra is jelentős ionizáló hatást mutattak, ezen vizekben viszont elhanyagolhatóan kis mennyiségben vannak jelen az addig felelősnek tartott radioaktív anyagok. A magassági sugárzás elmélete egyre nagyobb népszerűsége telt szert, precíz mérésekkel való bizonyítása azonban nehézségekbe ütközött, a földszugárzás feletti domináns hatása ugyanis még az Alpok-hegycsúcsain sem volt tisztán kimutatható.

Az igazi áttörést egy fiatal osztrák diák, Victor Hess érte el 1912-ben, amikor a Wulf mintájára épített elektrométereivel együtt több, mint ötezer méteres magasságban hajtott végre ballonrepülést [11]. Eredményei azt mutatták, hogy a levegő vezetőképessége nagy magasságokban ugrásszerűen növekszik, tehát a keresett sugárzás nem lehetett földi eredetű! Méréseit rá egy évvel Wilhelm Kolhörster erősítette meg, további magasságokba emelkedve ballonjával. Az addigi magassági sugárzásról (*Höhestrahlung*) Milikan bizonyította be, hogy forrása a légkörön túl keresendő, elképzelése szerint a hatás kiváltói pedig nagy energiájú fotonok [7]. Így született meg a *kozmos sugárzás elnevezés*, melynek felfedezéséért 1936-ban Hessnek ítelték a fizikai Nobel-díjat [12].

Csak később bizonyosodott be, hogy a magaslégköri részecskékkel kölcsönható ún. *primer* kozmikus sugarak valójában maguk is részecskék. Compton mintegy tíz évig tartó kutatása során megállapította, hogy ezen primer sugarak pozitív részecskékből állnak, és kölcsönhatásaikból alakulnak ki a földközeli záporokhoz hasonlóan lejutó *szekunder* részecskék, melyek elektromos töltéssel bírnak [13]. A kaszkádokat vizsgálva 1932-ben Carl Anderson felfedezi előbb a pozitront, majd négy évvel később Seth Neddermeyerrel együtt a müont, előfutáraként a későbbiekben a nagyenergiás ütközések megfigyelése során felfedezett elemi részecskék tucatjainak [14]. A légi kaszkádokat Bruno Rossi figyelte meg először 1934-ben, amikor az olasz kutató egymástól távol felállított mérőműszerei gyakran jeleztek egyszerre [15]. A felfedezést Pierre Auger nevéhez kötik, aki – Rossi méréseitől függetlenül – az Alpokban felállított Geiger-detektoroknál több *koincidenciaeseményt* észlelt 1937-ben [7]. Ilyenkor több számláló is nagyobb ionizáló sugárzást áthaladását jelzi, ugyanabban a pillanatban, amiből következtetni lehet a részecskék közös származására. A zápor földfelszíni kiterjedéséből (ami több kilométer is lehet) következtetni lehet a kiváltó primer részecske energiájára; ezt Auger maximálisan  $10^{15}$  eV-ra becsülte [16]. Tiszteletére az ilyen extrém nagy energiájú kozmikus sugárzást és az azt kutató legnagyobb detektorrendszert a francia fizikusról nevezték el.

A következő évtizedben az új elemi részecskék felfedezése mellett a kozmikus sugárzás fő kutatási területe a záporok kiváltása és lefolyása volt. Homi J. Bhabha és Walter Heitler 1937-ben megjelent cikkében felvázolták, hogyan váltja ki az űrből érkező primer részecske a földközeli érzékelhető kaszkádjelenséget [7]. 1948-ban Gottlieb és van

Allen ballonokon végzett nukleáris emulziós mérésekkel véglegesen igazolták, hogy a kozmikus sugárzás primer részecskéi döntő többségben protonok, kevés alfa-részecskével és minimális nehezebb atommaggal kiegészülve [17]. Az ötvenes években fordult a kocka és a részecskefizikai kutatások többsége a kiszámítható, laboratóriumi körülmények közé került gyorsítókkal kezdett foglalkozni. Mindeközben az nagyobb energiájú részecskék által kiváltott záporok tanulmányozására egyre nagyobb detektorrendszerek épültek: az első ilyen 1946-ban a Rossi Cosmic Ray Group által használt detektorrendszer volt, amelyben 450 méter átmerőjű körben helyeztek el számlálócsöveket [7]. 1962-ben az új-mexikói Volcano Ranch-en felállított detektorokkal észlelt CR-t John Linsley és csapata  $10^{20}$  eV-ra becsülték, ezzel újabb nagyságrendet lépett a kozmikus sugárzás spektruma [16]. 1966-ban Greisen (USA) ill. Zatsepin és Kuzmin (SU) elméleti számításokra alapozva kimutatta, hogy a  $10^{20}$  eV fölötti protonokat viszonylag gyorsan (néhány-szor tízmillió fényéves úton) szétveri a CMB-sugárzás [18]; mivel pedig ezek feltételezett származási helyeik, az aktív galaxis magok (Active Galactic Nuclei: AGN) csak kis számban vannak a számított távolságon belül, az említett határenergia (*GZK-levágás*) felett nem, vagy csak alig érzékelhetünk kozmikus sugarakat. A téma a '90-es években vált újra izgalmassá, amikor AGASA program a vártnál több CR-t észlelt a GZK-határ felett, ezeket a méréseket azonban megkérdőjelezték a detektorrendszerek legújabb generációja, a utahi sivatagban található Telescope Array (TA), valamint Argentínában lévő Auger Observatórium (AO) [19].

### **3. Részecskék a helioszférában**

A kozmikus sugárzásnak nincs pontos definíciója. Tág értelemben ide sorolhatunk minden, a bolygónk közelébe érkező részecskét, származzon az a Naprendszerből, a Tejútrendszerből vagy akár más galaxisokból. Előbbi téma külön szekciót alkot a két évente megrendezésre kerülő Kozmikus Sugárzás Világkonferencián [20], kiegészülve a bolygórendszeren kívülről érkező részecskékre gyakorolt helioszférikus hatásokkal. Mivel a Földhöz a Nap a legközelebbi forrása a kozmikus sugárzásnak, így jelenlegi ismereteink ebben a témakörben a legbővebbek.

#### **3.1. A heliosféra és a napszél**

Ha kozmikus sugárzásról beszélünk, érdemes a Naprendszer helyett a helioszférát alapul venni. Ez központi csillagunknak azon környezete, amelyben a Napból kiáramló plazma

(napszél) hatása a domináns [4]. A helioszférát körülveszi az ionizált csillagközi gáz, amelytől a heliopauza választja el. Mivel a Nap (és így a helioszféra) mintegy 26 km/s-os sebességgel halad a gázfelhőhöz képest [21], ezért egy külső plazmahüvely jön létre a mozgásirányától eltérített gázból. Az üstökösszerűen mozgó helioszféra orr részénél egy hullámfront jelenik meg, mivel sebessége nagyobb az Alfvén-sebességnél [20] (hasonlóan a szuperszónikus repülőgépek hangrobbanásához); ezt nevezzük külső lökéshullámnak, amely mintegy 120 AU-ra van a Naptól [22]. A helioszférán belül kialakul egy ún. belső lökéshullám is, amely két, különböző sebességű sebességű napszélkomponensnek tudható be.

A napszél főleg protonokból és elektronokból álló plazma, tipikus sebessége 400 km/s feletti, míg sűrűsége 5 nukleon/cm<sup>3</sup> körüli (az aktuális értékek megtalálhatóak a [www.spaceweather.com-on](http://www.spaceweather.com-on)). A Nap atmoszférájából származik, ahol hidrosztatikai egyensúlyt feltételezhetünk, vagyis a nyomás és a gravitáció egyensúlyát. Ideális gázzal számolva és megoldva a nyomásra (p) vonatkozó differenciál-egyenletet, a következőre jutunk [23]:

$$p \cdot r = p_0 \cdot e^{-\left[ \frac{GMm}{2kT} \frac{1}{r} - \frac{1}{R_S} \right]} \quad (1)$$

ahol r a távolság, p<sub>0</sub> a felszínen mért nyomás, M naptömeg, m az elektron + proton tömege, R<sub>S</sub> pedig a Nap sugara. A csillagunkra vonatkozó jól ismert értékeket behelyettesítve azt kapjuk, hogy a napszél nyomása a nagy távolságban (végtelenben) 10<sup>-7</sup> Pa. Ezzel szemben más mérések azt mutatták, hogy a csillagközi gáz nyomása ennek a milliomod része – vagyis nem tudná fenntartani az egyensúlyt.

A rejtély megoldását E. N. Parker adta meg [24], aki az impulzusmegmaradási egyenletbe bevezette a plazma kiáramlási sebességét is (u).

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{d\rho}{dr} - \rho \frac{GM}{r^2} \quad (2)$$

Ez folyamatos tömegvesztést jelent a Nap felszínén keresztül, ami bár átlagosan kétmillió tonna másodpercenként, azonban az össztömeghez (M=2\*10<sup>30</sup> kg) képest [25] jócskán elhanyagolható. A felszínen keresztül az átáramló részecskék száma konstans, ezt



deriválva a távolság szerint egy részecskeszám-sebesség kapcsolathoz jutunk. Ha ezt visszaírjuk az impulzusmegmaradási egyenletbe (továbbra is ideális gázt feltételezve), kapjuk, hogy:

$$\left(u^2 - \frac{2kT}{m}\right) \frac{1}{u} \frac{du}{dr} = \frac{4kT}{m} \frac{1}{r} - GM \frac{1}{r^2} \quad (3)$$

Bevezetve az  $M_a$  Mach-számot és az  $R$  kritikus távolságot (nagyjából 10 napsugár), a differenciálegyenlet a következő megoldásra vezet:

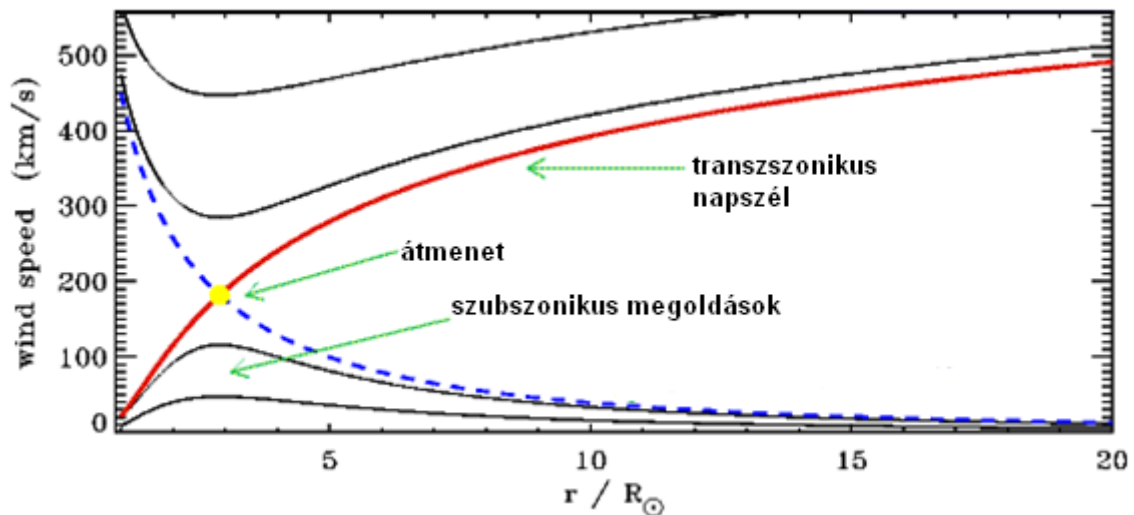
$$M_a = u \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$R = \frac{4rkT}{GmM} \quad (5)$$

$$\frac{1}{2} M_a^2 - \ln M_a = 2 \ln R + \frac{2}{R} + K, \quad (6)$$

ahol  $K$  meghatározható konstans. A vázolt megoldások (különböző  $K$  értékekre) két fajta megoldáshalmazt különítenek el, a szub- ( $M_a < 1$ ) és szuperszonikus ( $M_a = 1$ ) plazmasebességeket. Előbbi nagy távolságban problémás, mivel nem okoz kellő nyomást, amely ellen tudna állni a csillagközi gáznak; utóbbit pedig a Nap felszínét vizsgáló spektroszkópiai vizsgálatok cáfolták meg, a kimért Doppler-eltolódás ugyanis nem volt elégséges ilyen nagy sebességekhez [23].

Akad azonban (két) speciális megoldás is,  $M_a = 1$  esetén ugyanis a szubszonikus sebességek szuperszonikusba mennek át (és fordítva). A tapasztalatokkal egyező megoldás során a kifelé áramló napszél sebessége monoton növekszik, az  $R=1$  pontban éppen a közegbeli hangsebességet éri el, a végtelenben pedig konstans értéket vesz fel (a másik opció ezért nem megfelelő). Bár Parker számításai magyarázatot adtak a csillagközi gáznak ellenálló nyomásra és a Nap nyomán a Föld légkörében keletkezett zavarokra is, elméletét nem fogadták el széleskörben. A Hold felé küldött első szovjet űreszköz, a Luna-1 azonban 1959-ben rácsfolt a kétkedőkre [26].

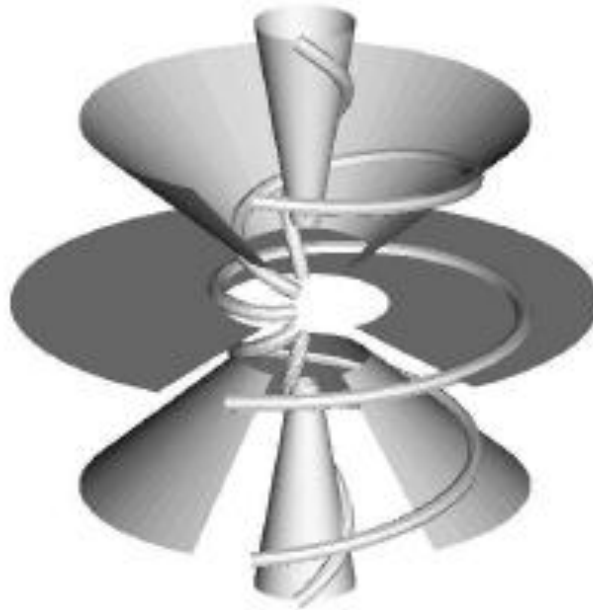


1. ábra A Napszél sebessége a távolság függvényében (<https://www.cfa.harvard.edu/~scranmer/News2004/>)

A szuperszonikus sebességű napszél tartomány végét jelzi a belső (avagy termikus) lökéshullám, melynek kiterjedése sokáig bizonytalan volt, általában 90 csillagászati egyre (AU) tették a szakértők [20]. Ezen túl a napszél újból szubszonikus sebességgel halad és a külső lökéshullámhoz hasonlóan, csóvaszerűen veszi körül a gömbszerűnek gondolt belső lökéshullámot. Időközben az 1977-ben indított Voyager-1 elérte és át is lépte a frontot, még 2004 decemberében [22]. Ekkor 94 AU-ra járt csillagunktól és a részecskék sebessége valóban drasztikusan esett, a várakozásoknak megfelelően a közegbeli hangsebesség (60 km/s) alá. Az űrszonda jelen pillanatban az átmeneti zóna külső részénél tart, ahol már keveredik a csillagközi térből és a helioszférából érkező részecskék. Bár a heliopauza ideiglenes fluktuációi miatt már többször is úgy tűnt, hogy a Voyager átlépte a külső határt, erre csak az elkövetkező 1-2 évben kerül sor [27].

A radiálisan kifelé áramló, szimmetrikus felépítés természetesen a valóságban nem állja meg a helyét, mivel azt a Nap mágneses tere lerontja. A mágneses tér a dinamó elve alapján keletkezik az alsóbb rétegekben és a konvekciók juttatják a felszín közelébe. Földi megfigyelésekkel csak a fotoszféra mágneses terét lehetséges mérni, a naplégkörre (koronára) vonatkozólag csak elméleti számításokkal végzett extrapolációt tudunk készíteni. Ezek alapján a mágneses tér 2,5 napsugár távolságra radiálissá válik, ezt a távolságot a napszél forrásterének nevezik [23]. Mivel a napszél részecskéi plazma állapotúak, a befagyás tételének megfelelően ezt a mágneses teret fogják magukkal vinni nagy távolságokra.

Miközben a plazma kifelé mozog a koronában, a forrás talppontja elmozdul, amely egy archimedesi-spirált eredményez (Parker-spirál). Menetemelkedése a forgási és kiáramlási sebesség függvénye, de a Föld közelében jellemzően 50 fokot zár be a radiális iránnyal, a növekvő távolsággal pedig gyorsan közeledik a derékszöghöz [20]. Nagyobb heliografikus szélességeken a spirál ugyanúgy megtalálható, azonban a szélességeknek megfelelő kúppalástra tekerednek fel.



2. ábra A Nap mágneses terének vázlatos alakja (Erdős Géza 2010 [16])

A fenti számításban az izotermikusnak feltételezett naplégkörből a kifelé áramlás közel sem egyenletes. 1973-ban a Skylab űrállomás először fotózott le sötétebb foltokat, a koronalyukakat, amelyek jóval nagyobb (akár 1000 km/s-os) sebességű anyagkibocsátást okoznak [28]. Ugyan a koronalyukak általában csak nagyobb heliografikus szélességeken jelennek meg, azonban a napaktivitás csökkenésével (foltminimum idején) az egyenlítő közelébe is kerülhetnek. A két eltérő sebességű és mágneses teret szállító napszélkomponens egyszerre is jelen lehet ugyanazon heliografikus szélességnél. Ha egy adott hosszúságnál figyeljük meg a plazma sebességét, úgy a Nap forgása miatt felváltva érzékelhetjük a gyors és lassú napszelet; ez a váltakozás pedig több forgási perióduson át (27 nap) is fennmaradhat [23]. Ezt a jelenséget együttforgó kölcsönhatási tartománynak (Corotating Interaction Region: CIR) nevezzük és ahogy látni fogjuk, fontos szerepe van a Naprendszer gyorsítási mechanizmusában. Ha most a napszél kibocsátásának heliografikus hosszúságát is lerögzítjük gondolatbeli megfigyelésünk során, akkor azt

tapasztalhatjuk, hogy a lassú plazmát utoléri a megfigyelő számára ugyanarról a helyről (mivel a forgás miatt egy koronalyuk került abba a pozícióba) kiinduló gyors plazma. A befagyott két különböző mágneses tér nem keresztezheti egymást, ezért a gyors napszél feltorlódik és gyorsítja az előtte haladó lassabb részecskéket – kialakítva ezzel a belső lökeshullámot [22].

### 3.2. Gyorsítási mechanizmusok a helioszférában

Általánosságban elmondható, hogy a napszél fluxus jelentős részét protonok adják, kisebb részben pedig nehezebb ionok és elektronok vannak jelen, tükrözve ezzel származási helyük, a Nap légkörének összetételét is. Energiájukat tekintve jócskán elmaradnak a Naprendszeren kívülről érkező kozmikus sugarakkal szemben. A helioszféra nyomása miatt, amely a kívülről érkező kozmikus sugarakat több száz MeV-tal is gyengítheti [20], a Földön észlelt CR-spektrum GeV alatti részét döntő többségében a Napunk szolgáltatja; azonban ahogy azt látni fogjuk, a maximális energiák nem is terjednek sokkal tovább.

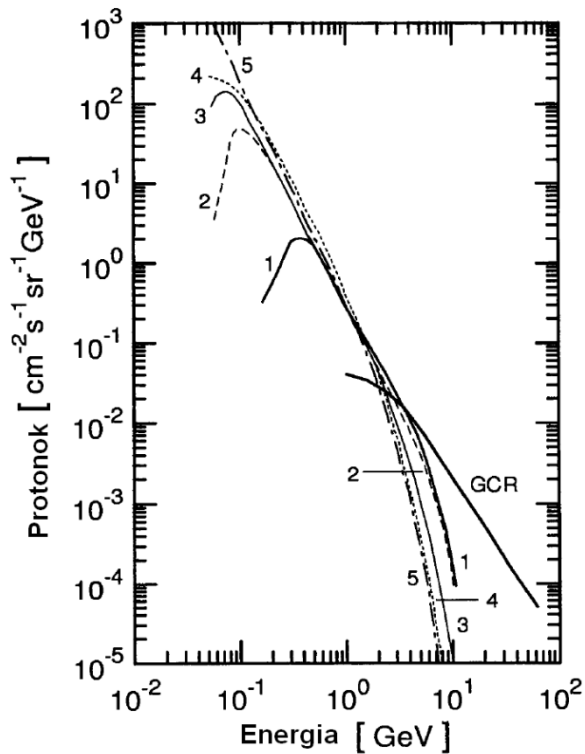
A napszél állandóan jelenlévő komponensét napfoltminimum idején lehet jól vizsgálni, mivel ilyenkor a flarek nem zavarják meg a méréseket és így akár hosszabb időszakokig is változatlan maradhat a fluxus. Az ionok energiája a napszélben általában néhány keV körül mozog, ez az ún. szupratermális tartomány kezdete, mivel energiájuk nem termikus mozgásból, hanem a napszél mozgásából ered [20]. Az ilyen nyugodt periódusokban egy másik állandó komponens is jelen van, mégpedig a CIR-ből származó részecskék. Az együttforgó tartományok gyors és lassú nyalábai között lökeshullám keletkezik, amelyek a Naptól változó távolságokban és nagyobb heliografikus szélességeken is részecskegyorsítóként funkcionálnak. Az ilyen sokkshullámok eredményeként (ahogy azt a későbbi fejezetben részletezem) a gyorsított részecskék spektruma az energia hatványfüggvénye, negatív kitevővel [29]. Vagyis a nagyobb energiákkal az intenzitás meredeken csökken; a CIR-ből származó fluxus esetében akár -3-as kitevővel is, egészen néhány MeV-ig, ahol is eléri minimumát [20]. Ebből következően napfoltminimum idején a 10 MeV-nél nagyobb energiájú részecskék biztosan Naprendszeren kívüli eredetűek.

A napszélnek van még egy különleges komponense, melynek forrását a helioszférán túl kell keresni. A csillagközi gázfelőben ugyanis a semleges atomok és molekulák többségben vannak, és mivel nem hat rájuk a Naprendszer mágneses tere, így be tudnak lépni a

bolygóközi térbe. Ha viszont ezen részecskék elég közel (néhány AU) kerülnek a Naphoz, a töltött részecskeáram hatására jó eséllyel ionizálódnak [22] – ekkor pedig a napszéllel hozott mágneses fluxus fogja rájuk a legnagyobb hatást gyakorolni. Mondhatni a kívülről jött semleges atomok megforulnak és a kifelé áramló napszéllel tartanak, ezért is hívjuk őket felszedett részecskéknek (angol szakirodalomban pick-up). Az ilyen „külsős” ionok sebessége általában nagyobb, mint az átlagos napszélé, amikor pedig elérik a termikus lökéshullámot, tovább gyorsulnak. Energiáik a több száz MeV-t is elérik, jelentős részük pedig újra irányt változtatva visszatér a belső Naprendszerbe [22].

A naptevékenység nem csak a koronalyukak útján szól bele a helioszféra részecskefluxusába; az anyagkibocsátás miatt szólnunk kell még a flerekről és a hozzájuk kapcsoló koronaanyag-kidobódásokról (Coronal Mass Ejection: CME). Előbbiek viszonylag rövid idejű felfényesedésként (főleg a röntgen-tartományban) figyelhetőek meg, melyek magyarázata a mágneses fluxus helyi átrendeződésében rejlik [30]. A mágneses térből jelentős energia szabadul fel, amely töltött részecskék (elsősorban protonok) gyorsítására fordítódik. A részecskefelhő illetve az azt kísérő erős rádió- és röntgen-sugárzás elérheti a Földet is, amelyek veszélyt jelentenek a műholdakra és a zavarhatják a rádiós kommunikációt [31].

A fler megjelenését követően a részecske-intenzitás több nagyságrenddel is megemelkedik a maximális energia pedig kitolódik. A mágneses átkötődés során felszabaduló energia először főleg elektronokat gyorsít, amelyek ionciklotron hullámok útján gyorsítják a pozitív töltésű ionokat, amelyek akár a néhány GeV-t is elérhetik. A szondák által kimért flerek energiaspektruma az időben folytonosan változik. Nyilvánvalóan először a keményebb intenzitás tűnik föl, amikor a gyorsabb ionok elérik a mérőműszert, majd a következő órákban a spektrum folyamatosan puhul. Az alábbi grafikon egy tipikus fler részecskéinek intenzitását mutatja be, ahol a görbék (1-5) a negyedóránként felvett spektrumokat mutatják. Összehasonlításképpen a CR galaktikus komponense (GCR) is fel van tüntetve.



3. ábra Differenciális protonintenziás flerkitörés után (Debrunner et al.; 1983; PICRC, 4, 144. oldal)

A másik, a napszélben rövid idejű, de nagymértékű változást okozó effektus a CME, amely az ún. eruptív flereknél lép fel. Ilyenkor a fluxuscsovek nem csak átkötődnek, hanem fel is szakadnak, így az óriási, akár  $10^{13}$  kilogramm tömegű anyagfelhő akadálytalanul dobódik ki a koronába. Sebesség tekintetében jócskán felülmúlja az egyéb napszél típusokat, a 2-1000 km/s-t is elérhet [32]. A CME-k ezzel a helioszféra „csúcstartói”, így a Napból származó részecskék közül egyedül ezek az ionok képesek GeV fölötti energiák elérésére és (leküzdvé bolygónk mágneses tere által alkotott akadályt) a Föld felszínén kiváltott hatásokra. Az ilyen eseményeket a nevezi a szakirodalom GLE-nek (ground level enhancement). Számuk meglepően alacsony: átlagosan mindössze tucatnyi akad egy-egy napciklusban, így az eddig összegyűjtött adathalmaz is mindössze 70 eseményt számlál. Ennek fényében nem meglepő, hogy mindezidáig nem tisztázott, pontosan hol zajlik a gyorsítási folyamat. A legkézenfekvőbb megoldás a CME-k által kiváltott koronális sokk (lökéshullám), de a jelöltek között van a flerek visszacsatolási oldala is. Az újabb kutatások azt mutatják, hogy a vizsgált események mintegy felénél a gyorsítás a fler kitörése folyamán történik, míg a többi esetben szignifikánsan később [33] – ez alapján pedig akár a két fenti komponens egyszerre is hozzájárulhat a gyorsításhoz.

Ha bolygónk is útjába esik az átlagosan  $10^{12}$  kg tömegű anyagfelhőnek, úgy a flereknél jóval komolyabb hatást vált ki. A felgyorsított részecskék az űreszközök mellett akár az űrhajós legénységeket is veszélyeztethetik, míg a Föld magnetoszférájában mágneses viharokat eredményeznek [34]. A káros hatásokon túl azonban nagyszerű látványban is részesülhetünk: a sarki fény jelensége ilyenkor jócskán felerősödik, és akár az is előfordulhat, hogy hazánkból is megfigyelethők a színes fényjátékok.



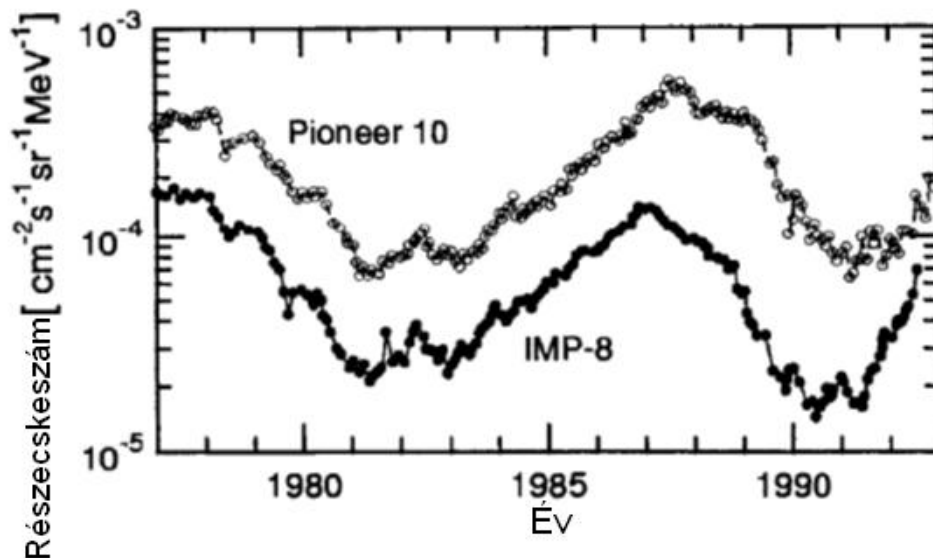
4. ábra Sarki fény Tatabánya környékén (Berlinger Pál, 2003)

### 3.3. Modulációk a helioszférában

Helioszférikus moduláció alatt értjük a központi csillagunk által kifejtett minden hatást, amellyel az átlagos CR intenzitást befolyásolja. Szűkebb értelemben csak a napszél által kifejtett nyomásban történő változásokat vizsgáljuk ezen cím alatt. Ahogy azt fentebb említettem, a Naprendszerből kifelé tartó napszél nyomása ellent tart a csillagközi gáznak – ugyanekkor a belépő nagyenergiájú galaktikus kozmikus részecskéket lassítja. Legegyszerűbben egy potenciál-térrel lehet közelíteni a hatást, amelynek áthaladása egy galaktikus proton számára 100 MeV-s nagyságrendű energiavesztéssel jár bolygónkig [20]. Ez a kép azonban nem tartalmazza mindazon időbeli, gyakran periodikus változásokat illetve a töltésfüggő modulációkat.

A legfontosabb ilyen moduláció a 11 éves napfoltciklussal áll összefüggésben, amely antikorrelál a CR intenzitással. Ez azt jelenti, hogy napfolt maximum idején nagyobb, minimumok idején pedig kisebb a Naprendszeren kívülről érkező kozmikus sugárzás intenzitása, mivel változik az aktivitással együtt változik a napszél erőssége is. Ez a hatás a kozmikus sugárzás energiáinak növekedésével csökken. A fentebb említett pick-up

részecskék a legérzékenyebbek a napszél változásaira, mivel annak mágneses tere sodorja magával a frissen ionizált részecskéket [22]. Ezek energiája rendszerint  $10^7$ - $10^8$  eV/nukleon nagyságrendű, így ebben az energiatartományban lehet a legélesebben tetten érni a Nap aktivitásának modulációját (5. ábra).



5. ábra A két űrszonda által mért protonfluxus a 130 és 225 MeV közötti tartományban (Potgieter et al.; 1993; PICRC, 5, 213. oldal)

A fentebb említett koronalyukak nagyobb heliografikus szélességekre jellemzőek, ezáltal ott a napszél erőssége és összetétele eltérő a bolygók környezetéhez képest – ez az ún. szélességi effektus, amelyet az ekliptikából kilépő Ulysses szonda tanulmányozott.[23] A koronalyukak az aktivitás növekedésével a Nap egyenlítőjének közelében is feltűnnek, ami szintén erősödést hoz a Föld közelébe jutó napszélben és gyengíti a kozmikus részecskék fluxusát.

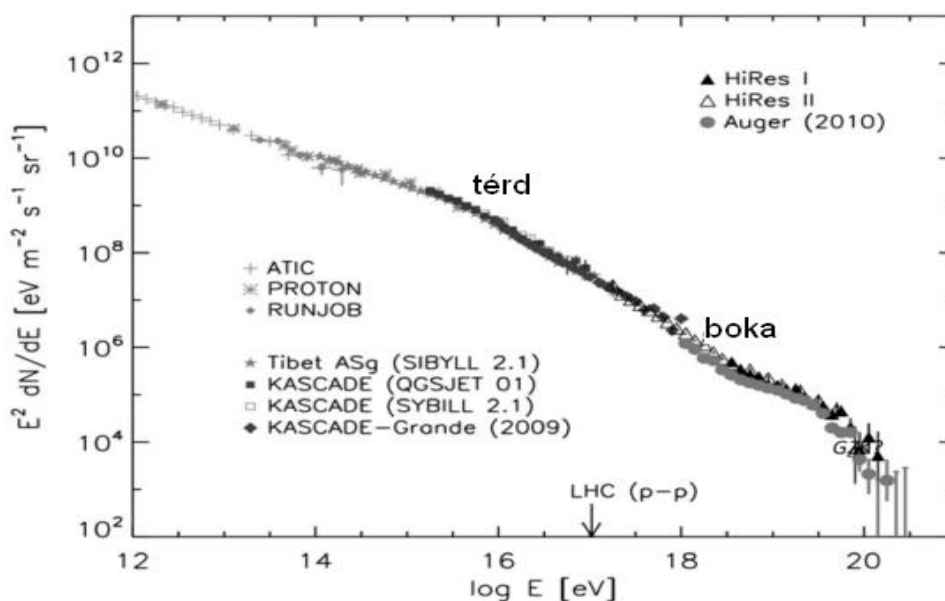
#### 4. Nagyenergiájú kozmikus sugárzás

Ahogy az előző fejezetből kiderült, a Földet elérő nagyenergiájú részecskék nem a Napból származnak, az ottani gyorsítás által biztosított energiáktól még több, mint 10 nagyságrenden keresztül terjed a klasszikus kozmikus részecskék energiaspektruma. Az energia szerinti eloszlás mellett a bejövő sugárzás összetétele és iránya hordoz olyan információkat, amelyek választ adhatnak a legkritikusabb kérdésekre.



## 4.1. Energiaspektrum

A bolygónk légkörébe lépő részecskék, többségében könnyű atommagok (javarészt protonok) differenciális energispektrumát a négyzetméterenként, egységnyi idő alatt, egységnyi térszögben beeső intenzitásszámmal adják meg a részecske energiájának függvényében, praktikusán logaritmikus skálán. Itt jegyezném meg, hogy a dolgozatban (akár csak a legtöbb szakcikkből) az említett energiaértékek mindig nukleononként értendők (pl.  $5 \cdot 10^{18}$  eV/n). Mivel a spektrum jelentős részében bizonyosan protonfluxus dominál, ezért a /nukleon gyakorta elhagyható. Továbbá fontos, hogy a nagyobb energiákkal az intenzitás gyors ütemben gyengül, ezért a meredekséget szokás gyengíteni az energia valamilyen hatványával, a 6. ábra esetében pl.  $E^2$ -tel. A 11 nemzetközi kutatócsoport méréseiből készült grafikonon jól látható, hogy a spektrum mintegy  $3 \cdot 10^{18}$  eV-ig két egyenessel illeszthető. Az első szakaszon  $E^{-2.7}$  mértékben csökken a részecskeszám az energiával, egészen néhány PeV-ig, ahol az első töréspont, az ún. térd található. Ezt követően az intenzitás meredekebben csökken, közelítőleg -3-as hatványkitevővel, egészen a bokának nevezett újabb törésig, amely  $3 \cdot 10^{18}$  eV-nál található [35]. A folytatásban a spektrum ellaposodik, a csökkenés megáll – ellentétben a vártakkal – és csak  $5 \cdot 10^{19}$  eV fölött jelentkezik a már említett (és az alábbikban tárgyalt) GZK levágás [18]. A bokán túli spektrum részecskéit Ultra High Energy Cosmic Rays-nek (UHECRs) nevezzük és többségében extragalaktikus eredetűek, nem tisztázott azonban az átmenet ez utóbbiak és a Tejútrendszerből származó részecskék között.



6. ábra A teljes kozmikus sugárzás intenzitása (Olinto, Kotera; 2011; Annu. Rev. Astron. Astrophys., 49, 119. o.)

## 4.2. A térd alatt – a CR források nyomában

A kozmikus sugárzás fluxusának döntő többségét a térd alatti energiájú részecskék adják, a néhány tíz GeV-tól a több száz TeV-ig. Detektálásuk mostanra jól kidolgozott témakör, legyen szó akár közvetlen (ballonos, műholdas) vagy közvetett (lásd 4. fejezet) mérésekről. Probléma viszont, hogy a forrásaikat és gyorsító közegeiket elhagyva a CR-ek az intersztelláris közegbe kerülnek, ahol jelentős mértékben kölcsönhatnak az ott található anyaggal. Ezen túl hat rájuk a Galaxis kis mértékű, de mindenütt jelen levő mágneses tere, melynek eltérítését az alacsonyabb energiájú részecskék jobban szenvedik el. Ezek eredményeül a térd alatti energiatartomány kozmikus sugarai sokkal inkább az útjuk során fellépő befolyásoló tényezőkről hordoznak információt, mint sem szülőobjektumukról és a nagy energiák eléréséről [36].

Keletkezésükre így csak elméleti modelleket alkothatunk. Az elsőszámú jelöltek 1934 óta (Baade és Zwicky) a szupernóvák [37], jelentős számuk, nagy energia- és anyagkibocsájtásuk miatt. A Tejútrendszerben jelenlévő CR luminozitást mintegy  $10^{34}$  J/s-ra becsülik, ez fedezi ugyanis az észlelt  $1 \text{ eV/cm}^3$ -es energiasűrűséget. Egy átlagos szupernóvarobbanás során  $10^{44}$  J szabadul fel, galaxisunkban erre 30-40 évente kerül sor. Mindezek alapján könnyedén kiszámítható, hogy a csillagkollapszus során felszabaduló energiának a 10 %-a elégséges a CR fluxus fenntartásához. A gyorsításhoz lökéshullám szükséges, így szóba jöhetnek más, szupernóvához hasonló jelöltek is, pl. gammafelvillanások (Gamma-Ray Burst: GRB) és aktív galaxis magok (Active Galactic Nuclei: AGN) [38]. A következő alfejezetben részletezem a gyorsítási mechanizmust.

A tejútrendszerbeli CR források ill. gyorsított részecskék megfigyelése nem egyszerű feladat, csak közvetett úton oldható meg. A széleskörben elfogadott, lökéshullámok általi gyorsítóra alapuló elmélet szerint elsősorban protonok relativisztikus sebességekre tesznek szert. A folyamat velejárója, hogy akár még a CR forrásban egy másik protonnal ütközve semleges pion keletkezhet, amelynek bomlása  $\gamma$ -sugárzást eredményez (hadronikus folyamat) [37]. Ezen nagy energiájú (GeV és a feletti) fotonok megfigyelése kijelölheti a galaktikus CR forrásokat, azonban több probléma is felmerülhet. A más forrásokból származó  $\gamma$ -sugárzás elfedheti ugyanis a kozmikus részecskék által kiváltott mennyiséget. Emellett a legtöbb forrásban az elektronok együtt gyorsulhatnak a

protonokkal, amelyek más mechanizmus révén (inverz Compton-szórás, fékezési sugárzás), de ugyanúgy magyarázhatják az észlelt TeV-s energiájú  $\gamma$ -fotonokat (leptonikus folyamat) [36].

Ez utóbbi kizárására még nem találtak szilárd bizonyítékot, azonban több jel is utal arra, hogy a hadronikus folyamat a domináns [39]. A közelmúltban a szupernóvamaradványok körül vékony röntgen-filamentumokat fedeztek fel, amelyek legvalószínűbb okozója egy viszonylag erős mágneses tér. A nagyjából 100  $\mu\text{G}$  erősségű mágneses térben az elektronok rövid idő alatt erős röntgen-sugarakat bocsátanak ki, még mielőtt messzire juthatnának lökéshullámtól. 10  $\mu\text{G}$  felett pedig a CMB fotonokon való inverz Compton szóródás nem elég hatékony, hogy fenntarthassa a TeV-os  $\gamma$ -sugárzást [37].

A másik fontos érvet a hadronikus folyamat mellett a csillagközi anyag szolgáltatja. A kozmikus sugarak átlagosan mintegy 10 millió évet töltenek a galaxisunkban, ez alatt a csillagközi gázfelhő protonjaival rugalmatlanul ütközhetnek és szintén létrejöhetnek az ezúttal már diffúz  $\gamma$ -fotonok. Becslések szerint a tejútrendszerbeli diffúz  $\gamma$ -sugárzás 80 %-át a CR-ek kölcsönhatása szolgáltatja az interplanetáris közeggel, a galaxisunk korongjának sűrűségeloszlása pedig jó egyezést mutat a GeV-s fotonsugárzással [40]. A sűrűbb molekuláris felhők akár több száz TeV-s emissziót is mutathatnak - ezen felhők ideális célpontot nyújtanak a hadronikus folyamatban felgyorsult protonoknak a TeV-s sugárzás előállításához, ami újabb érv a leptonikus mechanizmus ellen.

Bár mindezen megfigyelések jobbra a hadronikus folyamat mellett szólnak, döntő bizonyítékot még nem sikerült találni. A közeljövőben viszont több ígéretes program is pontot tehet a vita végére, elsősorban a 2008-ban felbocsájtott Gamma-ray Large Area Space Telescope-hoz - melyet azóta FERMI névre kereszteltek - fűznek nagy reményeket a kutatók. A FERMI mintegy öt éven át vizsgálja a gázfelhők fotonemisszióját a néhány MeV-től kezdve a 300 GeV-ig terjedő tartományban [41]. Lehetséges azonban, hogy az eddigi tendenciától eltérően a neutrínócsillagászat hozza el a megoldást. Ha ugyanis a hadronikus folyamatnak megfelelően pionképződés felelős az észlelt  $\gamma$ -sugárzásért, úgy a töltött pionok bomlása során neutrínóknak is keletkezniük kell [42]. Ezek detektálása és a neutrínó-háttérsugárzásból való kiszűrése a következő év(tized)ek jelentős technikai kihívása.

### 4.3. A térd és a boka között – a nagy energiák elérése

A nagy energiákra való gyorsítás elméletét Enrico Fermi dolgozta ki 1949-ben. Az eredeti elképzelése szerint a részecskék az intersztelláris közegben vagy szupernóva maradványokban a jelen levő mágneses felületen (ún. tükrön) szóródnak, miközben energianövekedésre tesznek szert. Amennyiben a részecskék egy bizonyos ideig a gyorsítási zónában maradnak, úgy a növekedés a mágneses tükör  $V$  sebességének négyzetével lesz arányos – ezért a szakirodalom ezt a mechanizmust hívja *másodrendű Fermi-gyorsításnak* [43]. Könnyen megmutatható, hogy egy ilyen gyorsítási mechanizmus a tapasztalt  $E^{-x}$ -es formulát fogja eredményezni az energiaspektrumban [29].

Egy adott részecske többször ( $k$  alkalommal) is szóródhat a lökeshullámok között (akárcsak egy pingpong labda pattog két ütő között); egy átmenet során a kezdeti átlagos  $E_0$  energia  $\beta$ -szorosára növekszik:

$$E = E_0 \times \beta^k \quad (7)$$

Minden szóródás után egy bizonyos  $P$  eséllyel a részecske elhagyhatja a gyorsítási területet, vagyis a teljes  $N(>E)$  részecskeszám:

$$N = N_0 \times P^k \quad (8)$$

Mivel mindkét képletben szerepel a  $k$  hatványkitevőként, átírhatóak egyetlen egyenletbe:

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta}} \quad (9)$$

Amely  $E$  szerinti deriválásával:

$$N(E) dE = C \times E^{-1 + \frac{\ln P}{\ln \beta}} dE \quad (10)$$

törvényt kapjuk, ahol  $C$  konstans.

A későbbiek folyamán problémák merültek fel Fermi elméletével kapcsolatban. Becslése a részecskék kezdeti sebességére túlzónak bizonyult, a kívánt ütközések pedig túl ritkának. Nem számolt továbbá az alacsony energiákon nagymértékű ionizációs veszteségekkel,

amelyek elkerülése gyors energianövekedést igényelne [44]. Mindezek fényében a csillagközi felhők helyett a fiatal szupernóvaradványok kerültek a figyelem középpontjába, ahol adottak voltak a feltételek egy Fermiéhez hasonló gyorsítási folyamathoz. A *diffúz lökéshullám gyorsítást* vagy másik nevén az *elsőrendő Fermi-gyorsítást* a '70-es évek második felében egymástól függetlenül többen is kutatták. Ebben a folyamatban a pingpongütők szerepét ugyanaz a gyorsan haladó mágneses tér tölti be, amelyen a részecske először előre, majd a szóródás után hátrafelé halad keresztül, mindkétszer  $v/c$ -vel arányos energiát nyerve, így a gyorsítás jóval hatékonyabb [45]. Az alábbiakban a folyamat egy egyszerű levezetését mutatom most be [44].

A szupernóvaradvány tágulása által keltett lökéshullám  $U$  ( $\sim 10^4$  km/s) sebességgel halad az intersztelláris közegben, amelyben előtte és utána is jelen vannak a jóval gyorsabb - fénysebességgel összemérhető - részecskék. A lökéshullámfronthoz rögzített viszonyítási rendszerben a gáz  $v_1$  sebességgel áramlik a fronthoz (elülső oldal), és  $v_2$  sebességgel hagyja el azt (hátsó oldal). Természetesen érvényes a kontinuitás elve:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 U = \rho_2 v_2 \quad (11)$$

A sűrűségek aránya kiszámítható a  $\gamma$  fajhőhányados segítségével, amely ionizált gáz esetében  $5/3$ .

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (12)$$

Ebből következik, hogy a hullámfront mögötti sebesség csak negyede az előtte lévőnek. Vegyük ezúttal a front előtti gázfelhőt viszonyítási alapnak. Ha most egy olyan, kezdetben  $E$  energiával rendelkező, relativisztikus részecskét ( $E=p*c$ ) tekintünk, amely az első oldalról érkeve áthalad a lökéshullámfronton, a hátsó oldalon  $V=3/4U$  sebességű gázzal találja szembe magát. A szóródás folyamán energiája növekszik, a nem-relativisztikus Lorentz transzformáció alapján:

$$E' = E + p_x V \quad (13)$$

Az  $x$  tengelyt jelen esetben a frontra merőlegesen definiáljuk, ezért az impulzus ilyen irányú komponense:

$$p_x = \frac{E}{c} \cos \Theta \quad (14)$$

ahol  $\Theta$  a beesés szöge. Ily módon a szóródás során keletkezett relatív energia-növekmény:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c} \cos \Theta \quad (15)$$

A  $\Theta$  szögre való átlagolás egy  $2/3$ -os szorzót hoz be az egyenletünkbe. Visszafelé (hátsó oldaltól az elülső felé) ugyanez a folyamat játszódik le, a szóródások folyamán a részecske energiája egyszer sem csökken. Mindezek alapján egy teljes (oda-vissza) gyorsítási kör folyamán nyert energia:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{V}{c} \quad (16)$$

Térjünk most vissza az exponenciális törvényhez szükséges  $\beta$  és  $P$  értékekhez. Előbbit immáron ismerjük ( $\beta=1+4/3*V/c$ ), míg utóbbit az alábbi gondolatmenettel számíthatjuk ki. Azon részecskék száma, amely adott idő alatt átlépik a hullámfrontot (bármelyik irányba)  $\frac{1}{2}*N*c$ . Ha a frontot választjuk viszonyítási alapnak, akkor a hátsó oldalon  $N*V=\frac{1}{4}*N*U$  részecske hagyja el a lökéshullámot; vagyis az egységnyi idő alatt a két mennyiség hányadosa fog kilépni a gyorsítási zónából:  $U/c$ .  $P$  értéke ezzel  $1-U/c$  lesz. Kiszámolva  $\beta$  és  $P$  logaritmusát:

$$\ln P = \ln\left(1 - \frac{U}{c}\right) = -\frac{U}{c} \quad (17)$$

$$\ln \beta = \ln\left(1 + \frac{4}{3} \frac{V}{c}\right) = \frac{4}{3} \frac{V}{c} = \frac{U}{c} \quad (18)$$

Behelyettesítve a kapott értékeket a hatványképletbe, kapjuk, hogy:

$$N(E)dE \propto E^{-2}dE \quad (19)$$

Ezzel megmutattuk, hogy a CR spektrum miért veszi fel az energiától való exponenciális függést. A fenti arányosságot forrásspektrumnak nevezzük, utalva arra, hogy ez az energiaeloszlás még csak a gyorsítási zóna közelében lenne tapasztalható. A gyorsított részecskék élettartama megközelítőleg  $-0,5$ -ös kitevővel csökken [20], ami összességében így már alig marad el a mérések útján nyert  $-2,7$ -es értéktől. A különbség a számítások

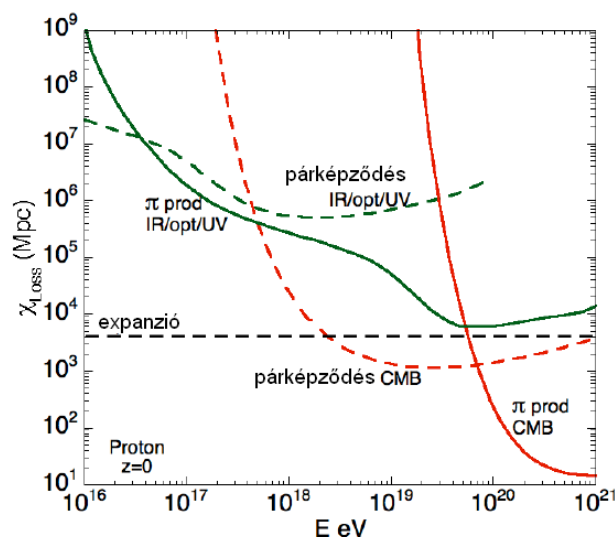
során alkalmazott egyszerűsítéseknek tudható be [44]. A fenti számítás elégséges bizonyíték arra, hogy az erős lökeshullámok a nagy energiájú részecskék elsősorú forrásai – galaxisunkat tekintve ezek elsősorban szupernóva maradványok – azonban továbbra is kérdéses, hogy pontosan milyen nagy energiákig befolyásolják a CR spektrumot. Egyes vélemények szerint a térdnél található törés és az azt követő meredekebb intenzitáscsökkenés annak a jelei, hogy a tejútrendszerbeli források elérik maximális energiáikat, vagyis a szupernóva lökeshullámok többsége nem képes  $10^{15}$  eV fölé gyorsítani a protonokat [46]. Más számítások szerint ez az érték  $10^{17}$  eV-ig is felcsúszhat, egészen a boka közelébe. Ez utóbbi elmélet kiegészülve alternatív forrásokkal, mint például a galaxis közepén található szupernehéz fekete lyuk által kibocsátott relativisztikus jettel [47], megmagyarázhatja az újabb törés jelenlétét, mint a galaktikus és extragalaktikus származású CR-ek közti átmenetet. Ahogy azonban a következő alfejezetből kiderül, a boka szerepe közel sem egyértelmű még.

#### **4.4. A boka és azon túl – extragalaktikus átmenet és a GZK**

A  $6 \cdot 10^{18}$  eV-on túli részecskéket ultra nagy energiájú kozmikus sugárzásnak (UHECR) nevezzük. Az itt található bokán túl az energiaspektrum meredeksége enyhül, és egészen a GZK-levágásig ellaposodik, az energiaspektrum meredekségének hatványkitevője visszatér a -2,6-os érték környékére. Megjegyzendő, hogy bár egyes grafikonokon úgy tűnik, hogy az észlelt kozmikus sugárzás intenzitása még emelkedik is, ez a valóságban nem így van. Pusztán arról van szó, hogy a durva meredekségek enyhítése végett az intenzitást az energia hatványával szokták megszorozni; így ha ez a szorzó  $E^{2,6}$ -nál nagyobb, úgy a grafikon meredeksége emelkedést mutat.

A differenciális spektrum keményedésének legkézenfekvőbb magyarázata, hogy a galaktikus komponens eléri maximumát és az e fölötti részecskék már mind egy másik galaxisból származnak [48]. Erre jó bizonyíték az  $5 \cdot 10^{18}$  eV fölötti részecskék girorádusza: egy ilyen protonnál a Tejútrendszer mágneses terében (0,3 nT) ez az érték körülbelül 1000 kpc, ami már összemérhető a galaxisunk vastagságával [49]. Ezért ha keletkeznének is ilyen nagy energiájú részecskék a galaxisban, azokat nem börtönöznék be a Tejútrendszer. Ahogy viszont arról fentebb szó volt, ettől még nem tudjuk biztosan, hol is ér véget a galaktikus komponens, történhet ez akár egy tízes szorzóval alacsonyabb energiákon is.

Ebben az esetben a bokánál lévő törést párképződési gödörnek nevezik és létrejött a foton-háttérsugárzással való kölcsönhatásnak és energiaveszteségnek tudható be [50]. Minden, a világűrben hosszú utat megtevő nagyenergiájú részecskére többféle hatást gyakorol a fotontenger, amelyeket összefoglaló néven fotodisszintegrációnak nevezünk. Ilyen mechanizmus a korábbiakban már beharangozott (és az alábbiakban tárgyalt) GZK-levágás is, amelyet a mikrohullámú háttérsugárzás (Cosmic Microwave Background: CMB) okoz [18], de az infravörös tartománytól rövidebb hullámhosszok (optikai, ultraibolya) is fotodisszintegrációt váltanak ki az atommagokból [51]. Ugyan az eddig alkotott modellek hiányosságokat mutatnak a kozmogenikus neutrínókkal kapcsolatban – tehát van még mit finomítani rajtuk –, az atommagok észlelt spektrumát jól írják le, így esetünkben támaszkodhatunk rájuk [52]. A legfontosabb fotodisszintegrációs mechanizmusok a párképződés és a pion-keltés, amelyeket egyaránt generálhatnak a CMB- illetve a rövidebb hullámhosszú fotonok. A nagy energiájú részecskékre gyakorolt hatásukat a szakirodalom az  $\chi_{\text{loss}}$ , veszteségi úthosszal jellemzi, amely azt a tipikus úthosszat mutatja meg, amelyen az adott energiájú részecske elveszti az energiáját. Az alábbi ábrán a négy különböző esetet ábrázoltak, a hullámhosszoknak (mikrohullámú, valamint infra/optikai/ultra) és mechanizmusoknak (pion- illetve párképződés) megfelelően, tisztán protonok esetében. Összehasonlításképpen szaggatott vonallal van jelölve az ún. adiabatikus veszteség is, amelyet az Univerzum tágulása okoz és minden részecskére egyformán hat.



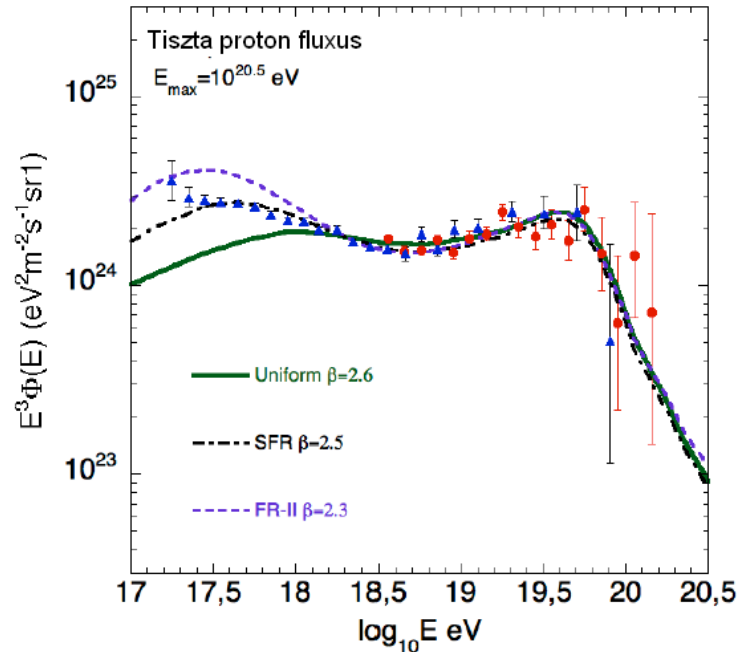
7. ábra Protonok energiaveszteségi úthossza a különböző folyamatok eredményeként (Denis Allard; 2011; [52])



Az  $X_{\text{loss}}$  távolságok Mpc-ben vannak megadva, amely kozmikus viszonylatban is nagy távolságnak számít. Összehasonlításképpen, a hozzánk legközelebb lévő Androméda-galaxis 0,69 Mpc-re található [53]. Mindezek alapján a mikrohullámú sugárzásnál rövidebb hullámhosszú fotonok hozzájárulása az energiaveszteségekhez elhanyagolható a teljes spektrumon. Látható, hogy a párképződési mechanizmus  $3 \cdot 10^{18}$  eV-től kezdődően dominál (ami egybeesik a differenciális energiaspektrum bokájával), ez előtt pedig az adiabatikus tágulással kapcsolatos veszteség a legnagyobb, ami egyenesen csökkenést okoz az intenzitásban – ami a valóságban is így van. A tisztán protonokból álló CR azonban más, apróbb részletek feltűnését is előrevetíti a spektrumban, ott, ahol a CMB által kiváltott párképződés dominánsá válik. Az  $E^3$ -nal megszorított intenzitásnak így először emelkednie kell, ami a spektrum keményedését jelzi, majd egy rövid, gödörszerű puhulás következik. A fotodisszintegráció tehát egy hepe-hupát hoz létre a boka környékén, a két spektrumrészt pedig párképződési dudornak és horpadásnak nevezik [52].

Azonban nem ez az egyetlen hatás, ami módosítja az UHECR differenciális intenzitását. Az elméleti modellekhez úgy kell megválasztani az alábbi tényezőket, hogy jól egyezzenek az észlelt intenzitásokkal:

- Nagyenergiás részecskék luminozitásának kozmológiai evolúciója: szerepe a nagytávolságú forrásokból származó fluxusnál van, ezeket súlyozza. Ha például a távoli források nagyobb súllyal esnek latba, úgy az adiabatikus és párképződési veszteségek közti átmenet már alacsonyabb energiákon is bekövetkezik, magyarul a kozmológiai evolúció a párképződési horpadás helyét változtatja az  $x$  tengely mentén, valamint az amplitúdója is növekszik.
- Vöröseltolódás: szintén a nagy távolságokkal áll összefüggésben. A  $z$ -vel jelölt vöröseltolódás a Hubble-törvényből származik és a kozmológiai léptékben is nagy távolságokat jelöl.  $z$  növekedésével a különböző hullámhosszú fotonok háttérsugárzása nő, ami befolyásolja  $X_{\text{loss}}$  értékét.
- CR források injekciós spektruma: ahogy az előző fejezetből kiderült, a lökéshullámokkal gyorsító CR források spektruma  $E^{-\beta}$  alakú, ahol a legegyszerűbb modell alapján  $\beta=2$ . Ez a kitévő a terjedés folyamán fellépő hatások miatt nyilván nem egyenlő az általunk észlelt differenciális intenzitás kitévőjével.

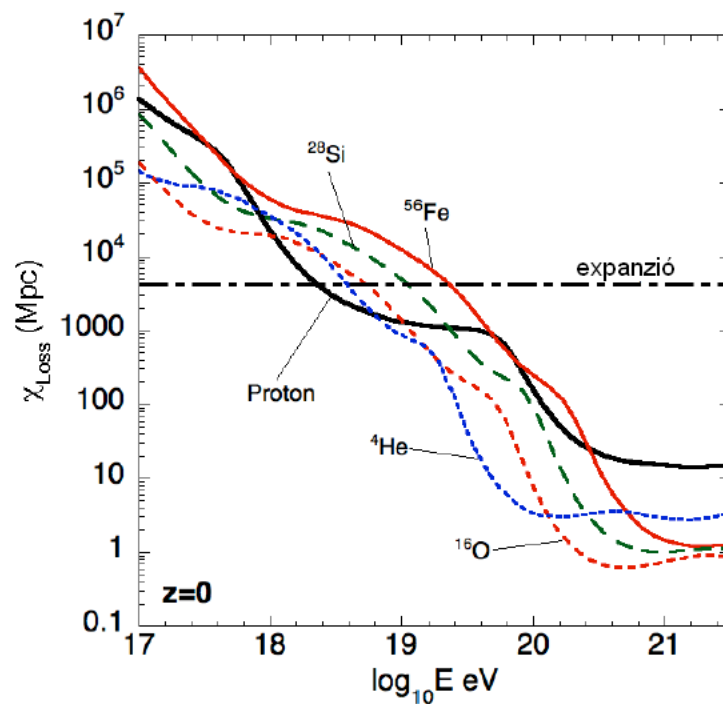


8. ábra Az észlelt UHECR spektrum és három, tiszta protonfluxust feltételező, eltérő injekciós kitevőjű ( $\beta$ ) modelszámítás eredménye (Denis Allard; 2011; [52])

A grafikonon a mért differenciális intenzitás mellett a közel tiszta protonfluxusra vonatkozó, három kozmológiai fejlődési hipotézis szerinti elméleti modell jóslatai láthatóak. A párkeltés és a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás tehát jó magyarázatot adhat a differenciális energiaspektrum második fontos elemére, a bokára és környékére, valamint további következtetéseket is levonhatunk. Így ugyanis a boka környékét már az extragalaktikus CR-ek uralják, és a galaxisunkból származó részecskékből való átmenetnek korábban kell bekövetkeznie – akár  $10^{17}$  eV alatt. Ez pedig a tejútrendszerbeli gyorsítókra ad újabb feltételt, amellyel jobban meghatározhatjuk többek között a táguló szupernóvamaradványok mágneses terét. Kérdéses azonban, hogy a párképződési gödör és horpadás valóban létező spektrumrészlet-e - ahogy azt látni fogjuk (és ahogy részben az előző ábrán is megfigyelhető), az eddig összegyűjtött adatok alapján ez nem mondható biztosra. Számítások szerint pedig a párkeltési horpadás megjelenéséhez legalább 80-90%-os proton többség szükséges a források közelében, amit szintén nem vehetünk garanciának a nehezebb atommagok miatt [52].

Ugyan a tiszta proton-fluxus jelentette egyszerűsítést gyakorta megengedhetjük magunknak, nyilvánvaló, hogy a kozmikus sugárzás jelentős mennyiségű nehezebb részecskét is tartalmaz. Ennek jelentősége abban rejlik, hogy a nagyobb rendszámú

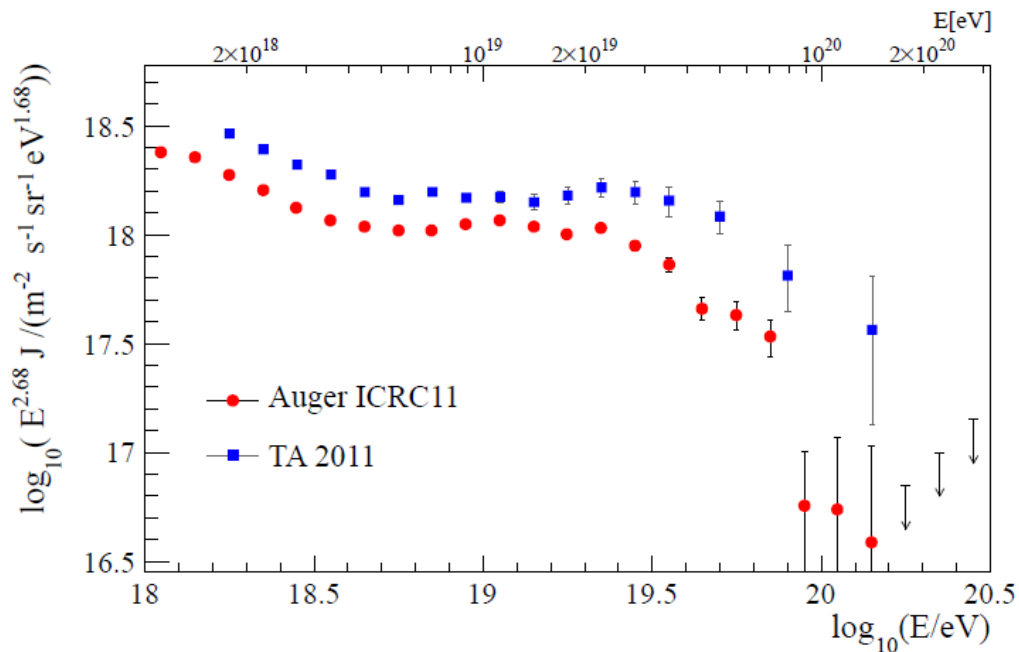
atommagokra másképp hat a fotodisszintegráció és folyamatok is szerepet játszanak, mint pl. az óriás dipól-rezonancia (GDR) [54]. Az alábbi grafikonon több nehezebb atommag teljes, tehát GDR-t, fotodisszintegrációs- és párképződési folyamatokat is összegző, energiaveszteségi úthosszai láthatóak az energiájuk függvényében. Kiemelt fontosságú számunka a vas (piros vonal), mivel ahogy azt hamarosan látni fogjuk, a nem-protondominált fluxus elméleti modeljeiben többnyire ez képviseli a nehezebb atommagokat, ettől nehezebb nukleidek pedig minimális mértékben vannak jelen a CR-ben. Összehasonlításképpen szerepel a protonokra vonatkozó görbe is (a fenti ábra burkolója).



9. ábra Különböző atommagok teljes energiaveszteségi úthosszai (Denis Allard; 2011; [52])

Ahogy az látható, a két görbe más utat fut be, ezzel együtt pedig más várható az általuk befolyásolt spektrumban. Egy vegyes vagy egy nehéz atommagok által uralt fluxus esetén a párkeltési horpadás nem lép fel, a bokánál fellépő meredekség-változás pedig a tejúrendszerbeli források kimerülésének tudható be. Ezen túl a meredekségváltozások nem élesen, hanem görbülve mennek végbe, mivel a több fajta atommag különböző lefutású  $X_{\text{loss}}$  görbéi elsimítják a fordulópontokat [52]. Látható, hogy a származási kérdések és a spektrum rejtélyének megoldása a gyorsított CR összetételén áll vagy bukik. Ennek megállapítása viszont jelen pillanatban közvetlenül nem lehetséges, pusztán az

észlelt intenzitás eloszlás minél pontosabb kimérése alapján következtethetünk. A világ legnagyobb detektorrendszerei közül kettő, az Auger Observatórium és a Telescopic Array (melyekről még lesz szó) épp ezért került megépítésre, az általuk detektált differenciális UHECR spektrum alább látható.



10. ábra A két nagy kollaboráció által detektált UHECR spektrum (Miguel Mostafa; 2011; [58])

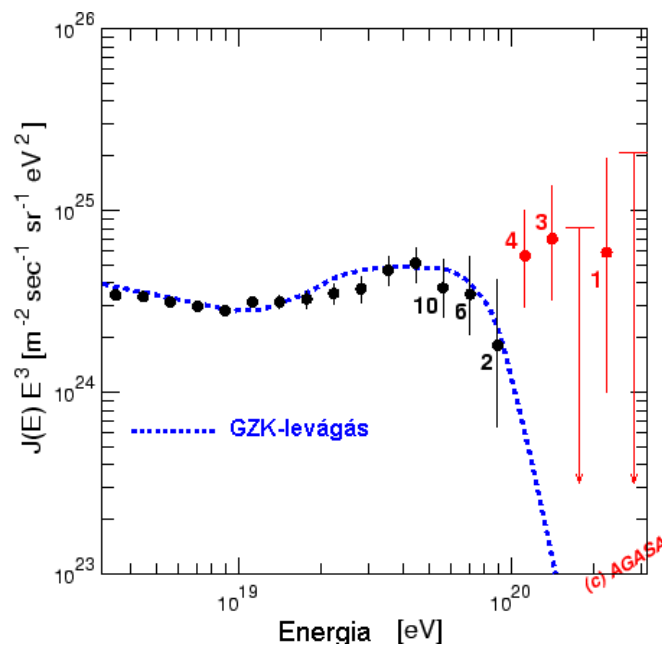
Az első feltűnő dolog a két adatsor között a mintegy 20%-os eltérés, amelynek pontos oka egyelőre ismeretlen. Valószínűleg az eltérő kiértékelésből adódik a különbség, amely azonban a 22%-os szisztematikus hibán belül van [35] és mivel a nagyobb léptékű spektrumjellemezők mindkét esetben megtalálhatóak, így ez nem jelent problémát. A dolog a boka környéki részletek vizsgálatakor válik érdekessé: míg a TA mérési eredményei jó egyezést mutatnak a Berezhinsky által kidolgozott, protonok által dominált modellel, addig az Auger adatai megengedik a vegyes összetételt is. Egészen pontosan három különböző opció passzol a spektrumhoz [1]. Első esetben a TA eredményéhez hasonlóan teljes egészében protonokról beszélhetünk, a gyorsítási spektrum azonban keményebb ( $E^{-2,55}$ -ös értékű); a második lehetőség még mindig a proton-fluxus, de a gyorsítási kitevő  $-2,3$ -ra módul és nagymértékű kozmológiai evolúcióra is szükség van; végül a vegyes kompozíció, amelynél a forrás spektruma megegyezik az észlelttel. Döntő bizonyítékot tehát mindeközéig nem találtak a boka magyarázatára, ahogy az pedig a következő fejezetből kiderül, a kompozíció kérdése még több rejtélyt tartogat.

Egy jellemzőben azonban megegyeznek egymással a mért spektrumok, ez pedig a mikrohullámú háttérsugárzás felfedezése után röviddel felvetett GZK-levágás. A proton dominált fluxus esetén nagyjából  $6 \cdot 10^{19}$  eV után, míg a vegyes összetételnél kicsit később,  $10^{20}$  eV-nál jelentkezik az intenzitás csökkenése, ugyanakkor a veszteségi úthossz jóval alacsonyabb értékre esik vissza. Az egész jelenség úgy magyarázható, mintha az ilyen nagy energiájú atommagok (protonok is) néhány millió fényévenként ütköznének a mindent kitöltő mikrohullámú fotonokkal, melyek energiája ugyan roppant kicsi ( $10^{-4}$  eV), azonban lejátszódhat a pion-keltés folyamata. A gyors nukleid tovább folytatja útját, energiája azonban lecsökken, néhány ütközés után a határenergia alá kerül. A konklúzió tehát az, hogy mivel a legnagyobb energiákra gyorsító feltételezett források, az aktív galaxis magok (AGN: Active Galactic Nuclei), általában több száz millió fényévre vannak, ezért a spektrumban nagyon meredeken kell zuhannia a legnagyobb energiájú részecskék számának.

Ahogy arról fentebb szó esett, a vegyes kompozíció egyfajta simítást végez az éles meredekség-váltásoknál, ez nagyjából  $A \cdot 10^{18}$  eV-nál is megfigyelhető, ahol  $A$  a tömegszám. A nagymértékű esés körülbelül  $A \cdot 5 \cdot 10^{18}$  eV-nál következik be, amikor a pion keltés dominánsá válik [52]. E fölött a könnyebb atommagok (He, O stb.) sorra tűnnek el, leszámítva a protonokat. Mivel a legközelebb, Cen A jelzésű AGN távolsága mintegy 12,5 millió fényév (4 Mpc) tőlünk [55], ezért  $3 \cdot 10^{20}$  eV fölött (elvieken) nem észlelhetünk nehéz nukleideket. Ami a protonokat illeti, ez a határ kitolódik, egészen 150-180 millió fényévre (50-60 Mpc), viszont még ezen távolságon belül sincs elegendő a feltételezett forrásokból, hogy fenntarthassák az észlelt fluxust.

Ez utóbbi megállapítás egyezést mutat a kísérleti eredményekkel (habár a mérési eredmények hibahatárai itt már elég nagyok), azonban ez nem mindig volt így. Az 1991-ben elkészült és munkába állt japán AGASA detektorrendszer, amely  $100 \text{ km}^2$ -en vizsgálta a kozmikus sugárzás által kiváltott légizapókat, azzal hívta fel magára a figyelmet, hogy az általa észlelt spektrum nem vágott le élesen a protonok GZK-határa ( $7 \cdot 10^{19}$  eV) után, hanem csak lassú csökkenést mutatott (a grafikonon látható emelkedés az  $E^3$ -nal való szorzásnak tudható be). Ez után sokan, sokféle képpen próbálták magyarázni az eredményeket. Általában fotonok és/vagy neutrínók által kiváltott légizapókat sejtettek a jelenség mögött, ezekre ugyanis a mikrohullámú háttérsugárzás jóval kisebb mértékű

hatást fejt ki – viszont a kaszkádok karakterisztikája hadronikus eredetre utal [56]. Mások újfajta gyorsítási mechanizmusokat feltételeztek vagy esetleg a fizika bizonyos részeit szerették volna megreformálni [57] ún. egzotikus elméleteikkel. Végül a 2000-es évek közepén az Auger-kollaboráció is munkához látott, az általuk mért spektrum viszont nem erősítette meg az AGASA-eredményeket. A GZK-levágást tehát az elmélet által tett jóslatnak megfelelő helyen találta, véget vetve ezzel a „kozmosz konspiráció”-nak is nevezett vitának.

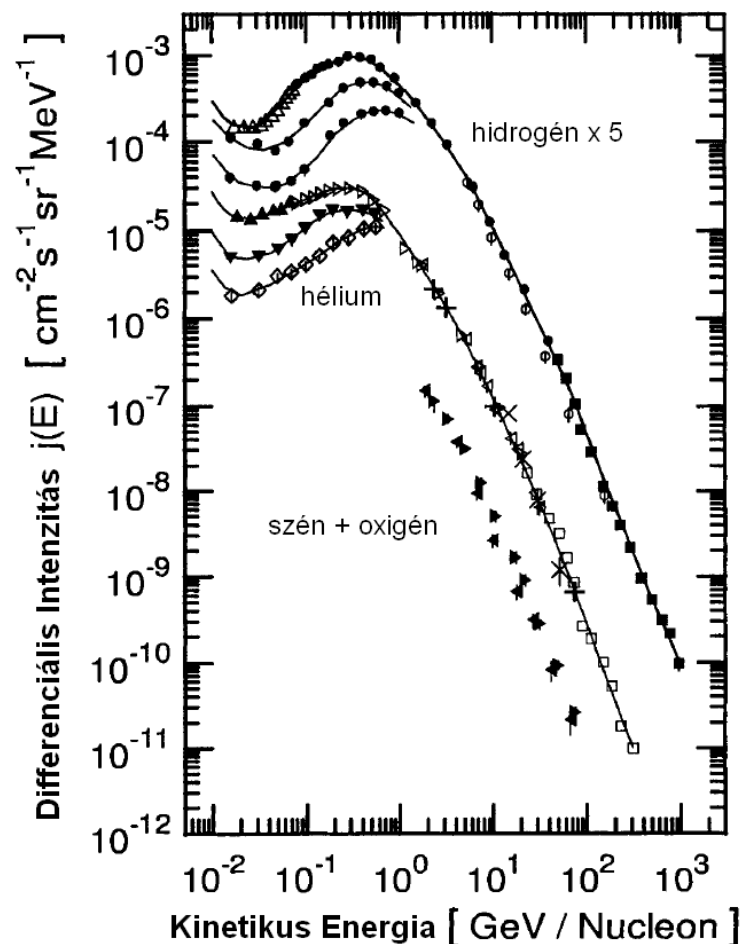


11. ábra Az AGASA kollaboráció által kimért UHECR spektrum és a meg nem erősített GZK-n túli események (<http://myweb.lmu.edu/gvarieschi/uheall.html>)

Ahogy az látható, a CR összetételének ismerete kritikus fontosságú ahhoz, hogy a megértsük az észlelt spektrumot, valamint az általunk csak közvetetten megfigyelhető folyamatokat. Ez az alacsonyabb energiákon ( $<10^{14}$  eV) nem jelent problémát, az intenzitás ugyanis elég nagy ahhoz, hogy közvetlenül műholdakkal vagy ballonokon elhelyezett mérőműszerekkel vizsgáljuk a légkörünket elérő részecskék kompozícióját. E felett viszont a fluxus nagymértékben esik, és egyre nagyobb területre (és/vagy időre) van szükségünk, hogy mérhetővé tegyük az intenzitást, tehát csak földfelszíni megoldás jöhet szóba. Ezek pedig már – ahogy korábban szó volt róla – mind közvetett megoldások, melyek a primer részecskék által a légkörben kiváltott részecskekaskád vagy kibocsátott fluoresszcencia fény hatásait vizsgálják [58].

## 4.5. Az alacsony energiájú kozmikus sugárzás összetétele

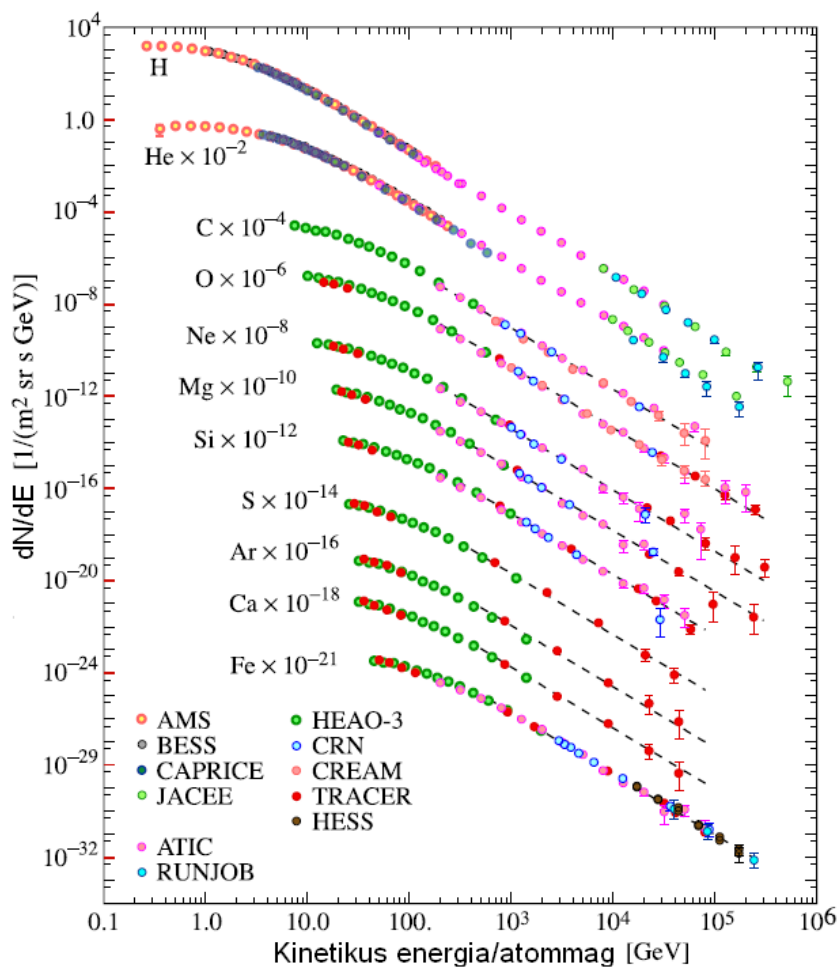
Ahogy arról már korábban is szó volt, a csillagunkból kiáramló napszél jól visszaadja a Nap légkörének kémiai összetételét, a helioszférán túlról érkező CR-ekre ez már nem igaz. A MeV/n-től néhány tucat GeV/n-ig terjedő energiatarományban több hatás is alakítja a részecskék kémiai összetételét, mint pl. a spalláció, a diffúzió konvekció [41]. Ráadásul a szoláris moduláció miatt az kompozíció folyamatosan változik, a 11 és 22 (a töltések miatt) éves ciklusoknak megfelelően. Ez a hatás a sugárzás keményedésével gyengül, és néhány GeV fölött el is tűnik. Az alábbi grafikonon a '60-as évek második, és a '70-es évek első felében felvett differenciális intenzitások vannak feltüntetve hidrogén-, hélium- illetve szén- és oxigén-atommagok esetében. Az eltérő években felvett spektrumok miatt a GeV alatti tartományban megfigyelhető a moduláció hatása.



12. ábra Differenciális intenzitások 1965 és 1973 között (Webber és Lezniak; 1974; *Astrophys. Space Sci.*; 30, 361. o.)

Bár a CR összetétele nem tükrözi pontosan a csillagok vagy a csillagközi gáz kémiai összetételét, természetesen az egyre növekvő rendszámmal csökken a részecskék száma

[59]. Ez a tendencia megmarad a magasabb energiaszintekig (<UHECR) is, mert a különböző elemek spektrumának alakja teljesen hasonló. Ez abból következik, hogy a nukleideknél ugyanazok a hatások dominálnak, mind a gyorsítási fázisban, mind az útjuk folyamán történő energiaveszteségnél. Utóbbi, ahogy azt fentebb is láthattuk, szinte csak az adiabatikus energiaveszteségre korlátozódik, ezáltal nem is várhatunk eltéréseket a spektrumok lefutásában egészen a bokáig. Mindezt megerősítik a közvetlen, főleg ballonos méréseket végző programok által kimért differenciális intenzitások a következő ábrán (az elemek intenzitásai a jobb áttekinthetőség végett el vannak csúsztatva, a különbség azonban így is nyilvánvaló).



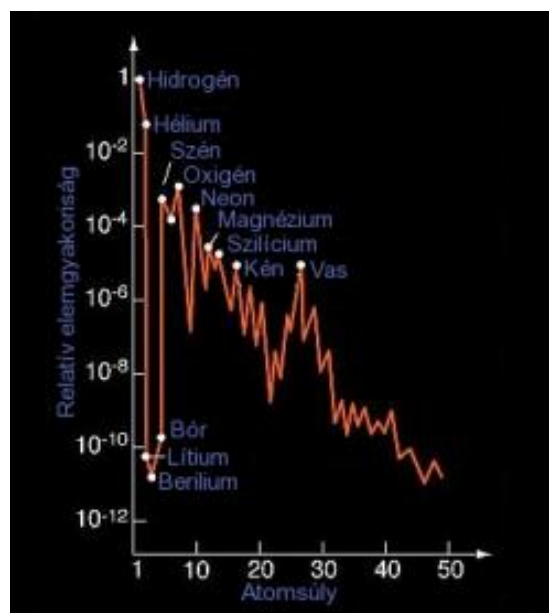
13. ábra A közepes energiájú kozmikus sugárzás főbb összetevőinek spektruma (Boyle, Muller; 2009; [59])

Megjegyzendő, hogy mivel a tömegszám növekedésével a fluxus általában gyorsan esik, ezért a hidrogént és a héliumot leszámítva az atommagok gyakoriságát csoportokba osztva adják meg. Ilyen besorolás pl. könnyű ( $2 < Z < 6$ ), közepes ( $5 < Z < 11$ ), nehéz ( $10 < Z < 31$ ) ultranehez ( $30 < Z$ ) atommagok, vagy a 2-3 elemet magukba foglaló kisebb csoportok (pl.:



Li-B; C-O, Fe-Ni stb.) [60]. Ez utóbbi módszert használva tekintsük át az atommagok relatív gyakoriságát a 10 GeV körüli kozmikus sugarakban és vessük össze a kozmikus elemgyakorisággal (következő ábra). A tömegszám-gyakoriság diagramok lefutása mindkét esetben hasonló, azonban néhány esetben jelentős mennyiségi különbség van.

A bizonyosan Naprendszerünkön kívülről érkező protonokból több mint hússzor annyi van, mint héliumból; ez az arány nagyobb, mint a becsült általános kozmikus elemgyakoriság, vagyis héliumhiány mutatkozik. Ezt leszámítva azonban a tendencia az, hogy a nehezebb atommagok a kozmikus sugarakban rendre nagyobb számban képviseltetik magukat, mint a kozmikus elemgyakoriságban. A lítium, berillium, bór triónál a várakozásoknak megfelelően visszaesés történik, de ez csak két nagyságrend körüli [59] - pedig a csillagfejlődési modellek alapján ezeknek kellene a legritkébbnek lenniük egészen a radioaktív elemekig. Ennek oka a spalláció jelensége, amikor a nehezebb atommagokat nukleonok gerjesztik, melyek könnyebb atommagokra esnek szét [45]. Ugyanekkor számos egzotikus részecske is keletkezik, mint pl. antiprotonok, pionok és kaonok, valamint fotonok és leptonok [41].



14. ábra Általános kozmikus elemgyakoriság  
[http://astro.elte.hu/icsip/csill\\_elete/allapothatarozok/kemiai\\_osszetetel.html](http://astro.elte.hu/icsip/csill_elete/allapothatarozok/kemiai_osszetetel.html)

Utóbbi csoport külön figyelmet érdemel, mivel az atommagok után a legnagyobb részét alkotják a kozmikus sugarakban. 1-10 GeV között az elektronok intenzitása század része a protonokénak, azonban a spektrum meredeksége ugyanúgy változik, amiből az azonos

mágneses hatásokra lehet következtetni. 10 GeV fölött azonban az elektronok spektrumában egy törés áll be, és egy meredekebb csökkenés kezdődik, ami a Tejútrendszer saját mágneses mezeje által okozott szinkrotron sugárzás általi energiaveszteségnek tudható be. A kozmikus sugárzásban jelentős mennyiségű antirészecske is található, elsősorban pozitronok, amelyek az interstelláris anyaggal való kölcsönhatás során alakulnak ki (ugyan a pozitron felfedezése kapcsolatban áll a CR-rel, azt Anderson a légköri részecskezáporkból mutatta ki). A pozitron/elektron arány több érdekességet is tartogat: 10 GeV alatt alacsonyabb, fölötté pedig magasabb a vártnál [59]. Előbbi könnyen magyarázható a mérés idején (2001) aktuális napciklussal és a mágneses polaritással, itt érhető tetten a Nap mágneses polaritása által keltett 22 éves moduláció. Utóbbi jelenség, vagyis hogy a pozitronok aránya a nagyobb energiákon még növekszik is, viszonylag közeli források, elsősorban pulzárak jelenlétét feltételezheti.

#### 4.6. Összetétel a legnagyobb energiákon

Ahogy az már az előző fejezetből is kiderült, az UHECR-ek eredetét, gyorsítási mechanizmusát és energiaveszteségeit érintő kérdések mind visszavezethetőek egy még meg nem válaszolt kérdésre, a részecskék összetételére. Ezért a legnagyobb, kozmikus sugárzással foglalkozó kollaborációk (Auger, TA) egyik fő célja lett a könnyű és nehéz atommagok által dominált modellek összevetése, az energiaspektrum minél pontosabb kimérése és a kozmikus sugarak beérkezési irányának kimérése mellett. Ilyen ritka intenzitások esetében már csak a részecskék által keltett záporokat lehet vizsgálni. A kaszkádok mérete alakja, lefolyása a kiváltó primer részecske tulajdonságainak a függvénye, mint pl. a beesés iránya, a tömeg és az energia – előbbiről a következő fejezetben szólok, míg utóbbi kettővel az atmoszferikus mélység áll legszorosabb kapcsolatban.

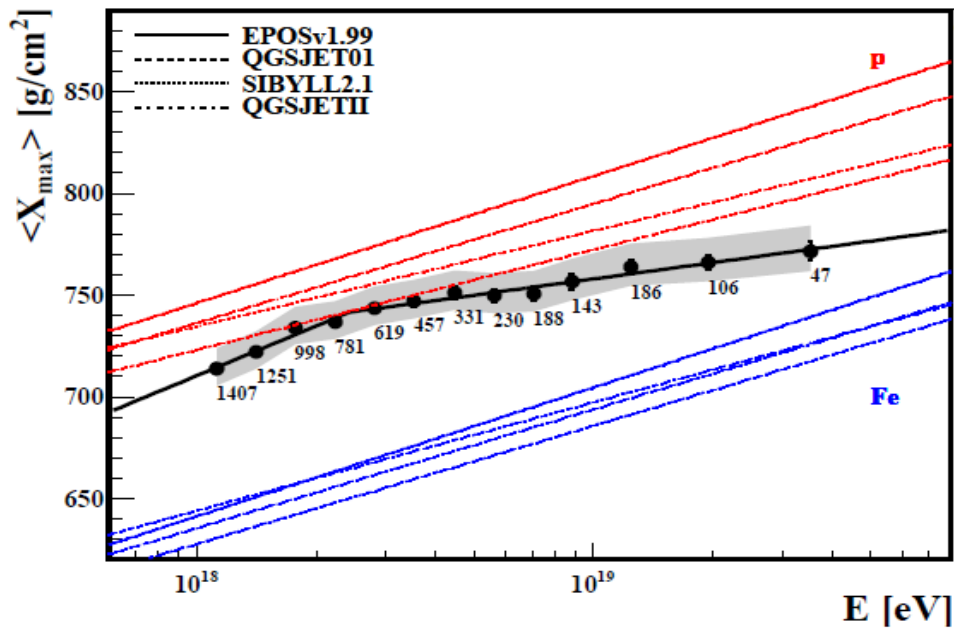
Az atmoszferikus mélységgel ( $X_{\text{depth}}$  vagy  $X_{\text{max}}$ ) a zápor méretét jellemezzük; ez a légkörben megtett táv, mely során a zápor eléri maximális méretét és a kiváltott szekunder részecskék a maximális számukat. Megjegyzendő, hogy mivel a légkör nem egyenletesen vastag és sűrű, ezért az  $X_{\text{depth}}$  mértékegysége nem egyszerűen hosszúság dimenziójú:

$$X = \int \rho dr \quad (20)$$

vagyis a mértékegység  $\text{kg/m}^2$ , praktikusabban  $\text{g/cm}^2$ . Összehasonlításként, ez az érték a 4000 méteres Mauna Kea vulkán tetején  $630 \text{ g/cm}^2$ , míg a tengerszinten körülbelül  $1000 \text{ g/cm}^2$  [61]. Minél nagyobb energiával esik be a primer részecske, annál nagyobb lesz a kaszkád, mely fenyőfaszerűen növekszik. Ezzel párhuzamosan a nehezebb atommagok hamarabb kölcsönhatásba kerülnek az atmoszféra molekuláival és a kaszkád is gyorsabban kifejlődik. Az atmoszferikus mélység mindkettőtől logaritmikusan függ, így a képlete [58]:

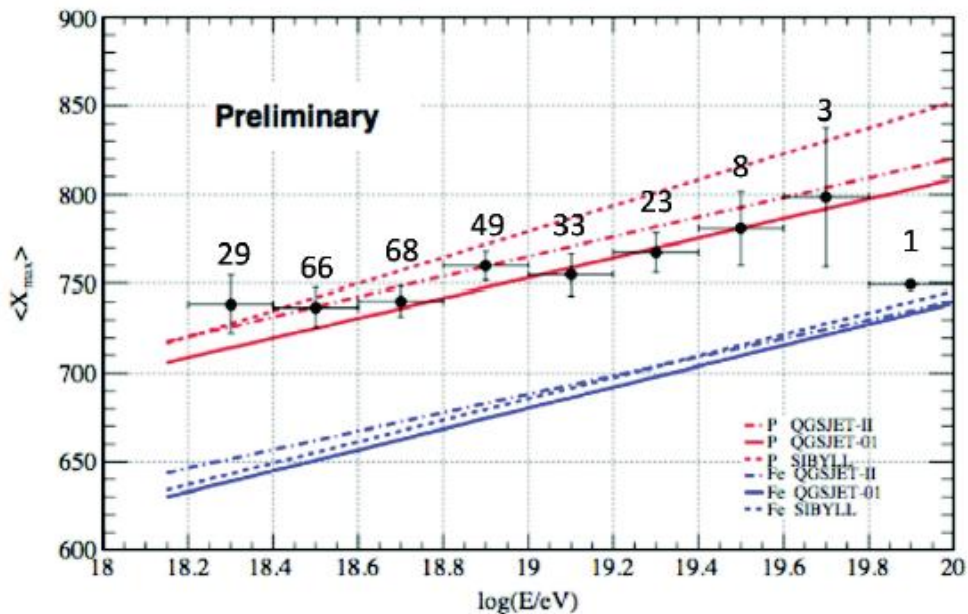
$$\langle X_{max} \rangle \propto D_{10} \log\left(\frac{E}{A}\right) \quad (21)$$

Ahol  $E$  az energia,  $A$  a nukleid tömege,  $D_{10}$  pedig az ún. elongációs szám. Ha tehát a mért  $X_{max}$  értékeket a szintén jól mérhető energia függvényében ábrázoljuk, úgy a különböző atommagsúlyokra karakteres görbéket kaphatunk. Az alábbi grafikonon az atmoszferikus mélység Auger kollaboráció által kimért értékei láthatóak, proton (pirossal jelölve) illetve vas-atommag (kézzel) által kiváltott légizápor szimulációk mellett,  $20 \text{ g/cm}^2$ -es felbontással [62]. Megjegyzendő, hogy a könnyebb nukleidek kaszkádjai között jóval nagyobb a fluktuáció (ez látható a szimulációknál is), ezért a felpontozott értékek átlagoltak.



15. ábra Az Auger Observatórium által detektált események atmoszferikus mélysége az energia függvényében (fekete vonal); valamint a szimulációk jóslatai primer proton és vas-atommag esetében. A pontok melletti számok az események számát jelenti (P. Facal; 2011; 32nd ICRC, Peking, Kína; astro-ph: 1107.4805)

A grafikon egy törtvonallal írható le, vagyis két különböző meredekséggel, a töréspont pedig épp a bokánál található. Még érdekesebb, hogy a tendencia alapján egyre nagyobb a vas (vagy más nehezebb) atommagok aránya a magasabb energiákon. Ez teljesen konzisztens az Auger UHECR spektrummal, ahol megengedett a vegyes összetétel. Érdekes azonban a Telescopic Array méréseit is szemügyre venni, amiket hasonló pontossággal, de kisebb eseményszámmal tudtak végrehajtani.



16. ábra A Telescope Array által kimért atmoszferikus mélységek és a szimulációk eredményei (Y. Tameda; 2011; 32nd ICRC, Peking, Kína; lsd.: [58])

Sem a törésvonal, sem a nehezebb atommagok felé mutató tendencia nem jelenik meg a TA méréseiben. Az  $X_{\max}$  átlagértékek végig a proton indukált szimulációk környezetében vannak, vagyis proton dominált fluxus mutatkozik az UHECR tartományban. Ez jó egyezést mutat a TA intenzitás spektrummal és a Berezhinsky-féle modellel, de teljesen ellentmond a Auger-féle eredményeknek – vagyis a kérdésben továbbra sem látunk tisztán.

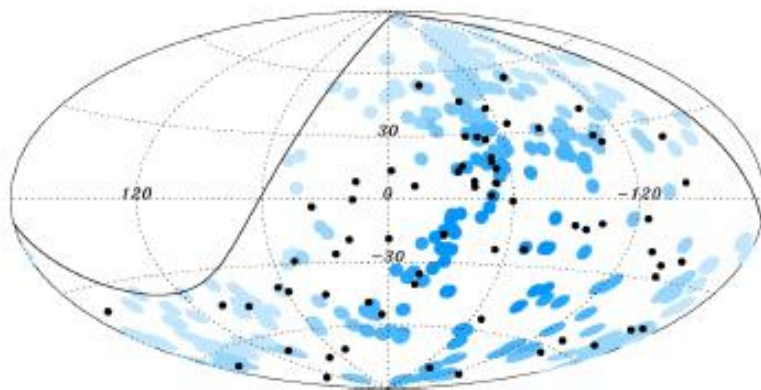
#### 4.7. A kozmikus sugárzás irányeloszlása

Ahogy arról már korábban szó volt, Galaxisunk mágneses tere (2-4 nT) eltéríti a kozmikus sugárzás fő részét adó atommagokat, az eltérítés mértéke viszont az energia növekedésével csökken. A CR giroráduszára a következő közelítő képlet alkalmazható [63]:

$$R [AU] = 10^{-10} \times E [eV] \quad (22)$$

Egy  $10^{19}$  eV-os részecske esetében ez több, mint 4800 pc-et, jelent, ami többszöröse a Tejútrendszer átlagos vastagságának. Vagyis ilyen nagyságrendő energiáknál már elhanyagolhatjuk az mágneses tér szerepét és arra számíthatunk, hogy az UHECR-ek beesési iránya kijelöli közeli forrásaikat.

Az utóbbi években az Auger és a TA kollaborációk is elkészítették a maguk korrelációs vizsgálatát, amelyekben a feltételezett CR források a Veron-Catty & Veron (VCV) katalógus aktív galaxismagjai (AGN) voltak. A vizsgálat során az 55 EeV feletti eseményeket és a 75 Mpc-nél közelebbi objektumokat vették figyelembe - a GZK-határon belüli források alacsony száma miatt az UHECR-ek erős anizotrópiára lehetett számítani [58]. Egy részecskét az AGN-ből származónak vették, ha annak pozíciójától a részecske iránya legfeljebb 3,1 fokban tért el, mivel a mérések szögfelbontása 1-2°-os, az (extra)galaktikus mágneses tér pedig kb. további 1°-kal torzítja el az irányt. A 2011-ben kiadott statisztika alapján az Auger 33%-os korrelációt talált (84 eseményből 28); míg ugyanez az arány a TA esetében 40% (20-ból 8) [58]. A korreláció tehát jelentős és a legközelebbi (4 Mpc-re lévő) aktív galaxis mag, a Centaurus A közelében valóban sűrűsödnek az UHECR események [7]. Ugyanakkor a sugárzás túlzottan izotróp, így a VCV katalógus AGN-jei nem lehetnek az egyedüli forrásai a legnagyobb energiájú kozmikus sugaraknak. A gammafelvillanások (gamma-ray burst: GRB) kitörési rátájából és a mágneses diszperzióból közelítőleg számított fluxus-hozzájárulásuk alapján szintén ideális jelöltek az extragalaktikus gyorsítók másik csoportjának [64]. A detektált eseményekkel való hasonló megfeleltetés azonban – ahogy azt hamarosan látni fogjuk - problémákba ütközik.



17. ábra Az Auger Observatórium által detektált 55 EeV feletti CR-ek érkezési iránya (fekete pontok) és az AGN-ek 3,1°-os környezete (kék ellipszisek) (P. Abreu et al.; 2010; Astropart. Phys., 34)

## 4.8. Saját korrelációs elemzések

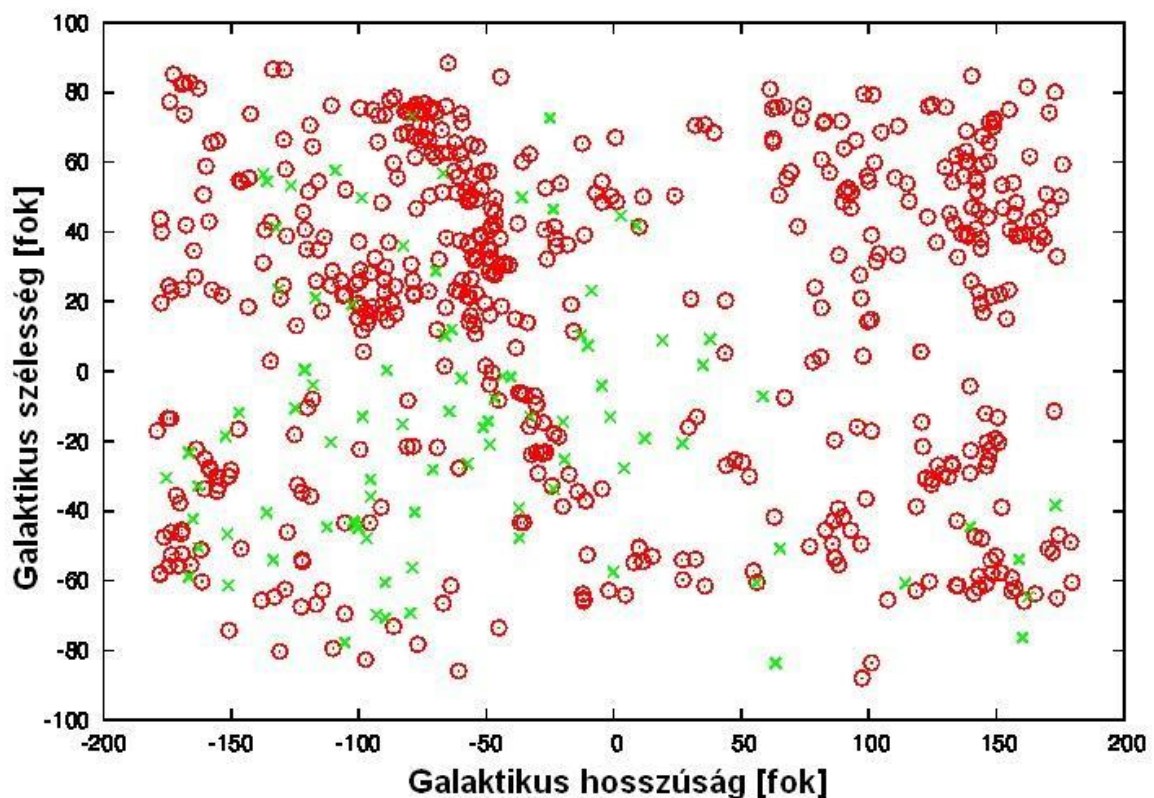
A fent részletezett összevetést az aktív galaxis magok és a kozmikus sugárzás irányának koordinátái között egy általam írt programmal magam is elvégeztem (a Python nyelven írt program a Függelék-ben megtalálható). A források adatait a strassbourgi obszervatórium online adatbázisának [65] Veron+ katalógusából töltöttem le, amely csaknem 17000 kvazárt és AGN-et tartalmaz. Ezek közül csak az 543 db, 0,01775-nél kisebb vöröseltolódású, vagyis 75 Mpc-nél közelebbi objektumot vettem figyelembe (lásd: Függelék) és kiválogattam egy listába a galaktikus koordinátáikat. A kozmikus sugarak adathalmazát az Auger Obszervatórium honlapjáról töltöttem le, ugyanis itt található az egyetlen nyilvános UHECR eseménytár – azonban ez is csak az összes megfigyelt CR 1%-át tartalmazza. A dokumentumban 25306 esemény legfontosabb információi találhatóak (egy részlete szintén megtalálható a Függelékben), a becsült energia és az időpont mellett az érkezési irányok galaktikus koordinátái is, amelyeket egy másik listába írtam ki. A program bekéri a két listát, majd a CR-ek koordinátáit sorra összeveti az aktív galaxis magokéval. Két pont (A és B)  $\nu$  szögtávolsága egy gömbi koordinátarendszerben az alábbi módon számolható ki:

$$\cos \nu_{AB} = \sin \varphi_A \sin \varphi_B + \cos \varphi_A \cos \varphi_B \cos(\lambda_B - \lambda_A) \quad (23)$$

ahol  $\varphi$  az adott pont gömbi koordinátarendszerbeli (esetünkben galaktikus) szélessége,  $\lambda$  pedig a hosszúsága. Amennyiben az éppen vizsgált két pont  $3,6^\circ$ -nál közelebb helyezkedik el egymáshoz, úgy a program összetartozónak veszi azokat és a következő CR-re lép. Megjegyzendő, hogy az Auger kollaboráció 86 részecskére végezte el a vizsgálatot, ám mivel én csak a teljes eseménylista 1%-ával dolgozhattam, ezért statisztikailag kevés a korrelációhoz ideális energiájú részecskék száma. A vizsgálatot ezért 9, 12, 15 illetve 18 EeV feletti CR-ekre végeztem el és az alacsonyabb energiák miatt nagyobb AGN-környezetet adtam meg (lásd fent: 55 EeV feletti részecskéknél  $3,1^\circ$ -os sugarat használtak), mivel mágneses terek eltérítése is nagyobb lehet. A kiértékelés eredményei az alábbi táblázatban olvashatóak.

	>9 EeV	>12 EeV	>15 EeV	>18 EeV
Részecskék (db)	91	53	33	21
Egyezés (db)	27	14	10	8
Korreláció	29,7%	26,4%	30%	38%

Világosan látszik, hogy létezik egy jelentős, ~30% körüli korreláció. Ez nagyon jó egyezést mutat a vártakkal, a pontos érték meghatározása viszont (a fentebb említett okok miatt) nem lehetséges. Az alábbi, 18. ábrán galaktikus koordinátáik szerint fel vannak tüntetve a felhasznált AGN-ek és 3,6°-os sugaruk (pont és kör) illetve a kozmikus sugarak beesési iránya (keresztrel). Utóbbiak jól láthatóan kirajzolják az Auger Observatórium által észlelhető égboltrészt, akárcsak a 17. ábrán.



18. ábra A vizsgálathoz használt AGN-ek és CR-ek koordinátái

Mindezek után megvizsgáltam egy hasonló korreláció lehetőségét a másik feltételezett gyorsítócsoporthoz tagjaival, a GRB-kel is. A GRB-k rövid idejű, tipikusan néhánytizedtől néhány tíz másodpercig tartó gamma-felvillanások, melyek a legnagyobb luminozitással bíró ismert események. Széles körben elfogadott modell szerint a felvillanások

progenítora egy szupermasszív csillag, amely szupernóva-robbanással fekete lyukká omlik össze [66] vagy egy kompakt kettős összeolvadása. Óriási luminozitásuk miatt a GRB-k, egészen pontosan a 090423 kóddal ellátott felvillanás a valaha észlelt legrégebbi jelenség, mindössze 630 millió évvel keletkezett az Ősrobbanás után [67]. A többi megfigyelt GRB távolságát is rendre több millió fényévre becsülik. Ez azért probléma, mert a felvillanáskor csak a fénysebességgel közeledő elektromágneses komponenst érzékeljük, míg a CR-ek, csak közel fénysebességgel haladnak. Számítások szerint a GRB-k által gyorsított részecskék Lorentz-faktora a 300-t is elérheti, ez azonban már néhány millió fényéves úton is több éves késést jelenthet. Ha azonban évekkel (évtizedekkel) korábban regisztrált GRB-kkel végezzük el a korrelációvizsgálatot, van esély arra, hogy szignifikáns egyezést találjunk.

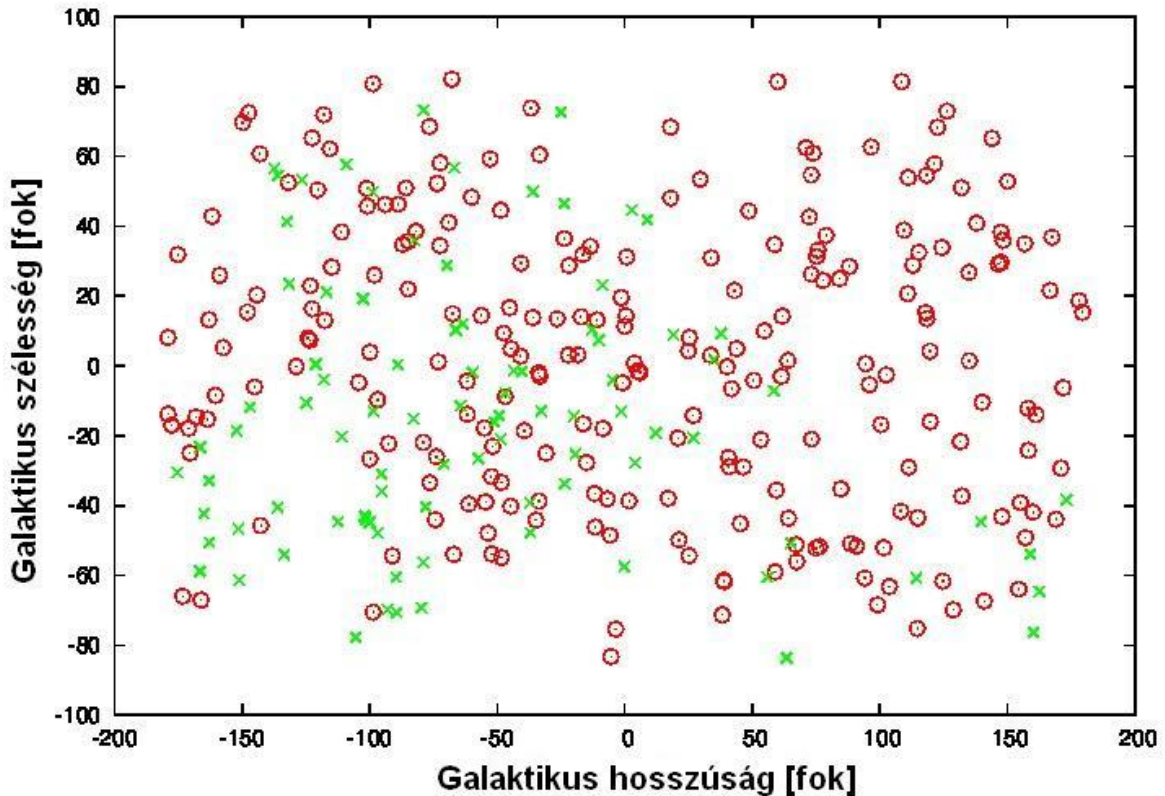
A GRB-k a szupernóvákhoz hasonlóan nem előrejelezhetőek és megfigyelhetőségük csak rövid ideig tart, ezért viszonylag kevés gamma-felvillanásról van pontos távolság-információnk. Az általam felhasznált GOROSABEL+ 2004-es adatbázisának 239 db GRB-je közül csak mintegy 45 rendelkezett kimért vöröseltolódással, melyek közül a legnagyobb  $z=4,5$  volt, ez körülbelül 3850 Mpc-nek felel meg. A  $10^{19}$  eV körüli protonok becsült energiaveszteségi úthossza ezer Mpc felett van (lásd 7. ábra), ezért úgy döntöttem hogy az listán szereplő összes GRB-t felhasználom az összehasonlításhoz (ez nyilvánvalóan csak növelheti az eredményül kapott korrelációt). Az összehasonlítás a következő eredményeket hozta.

	>9 EeV	>12 EeV	>15 EeV	>18 EeV
<b>Részecskék (db)</b>	91	53	33	21
<b>Egyezés (db)</b>	17	12	7	4
<b>Korreláció</b>	18,7%	22,6%	21%	19%

A 20 % körüli egybeesés nem nevezhető szignifikánsnak, inkább véletlenszerű. Ahogy az a 19. ábrán is látszik, a 239 GRB egyenletesen helyezkedik el az égbolton. A gömbi koordinátarendszer  $\sim 42100$  négyzetfokos, az objektumok pedig  $3,6^\circ$ -os sugarakkal ebből  $\sim 9700$  négyzetfokot foglalnak el, ami a teljes égbolt 23%-a. Következtetésem tehát az, hogy az aktív galaxis magokéhoz hasonló korrelációvizsgálat a GRB-kkel nem mutat szignifikáns egybeesést, valószínűsíthetően a hozzánk tartó kozmikus részecskék



fotonokhoz viszonyított késése miatt. Ez a jövőben esetleg a majdnem fénysebességgel haladó GRB-neutrínókkal tehető meg, melyek detektálása és a háttérzajból való kiszűrése egyelőre még nem megoldott.



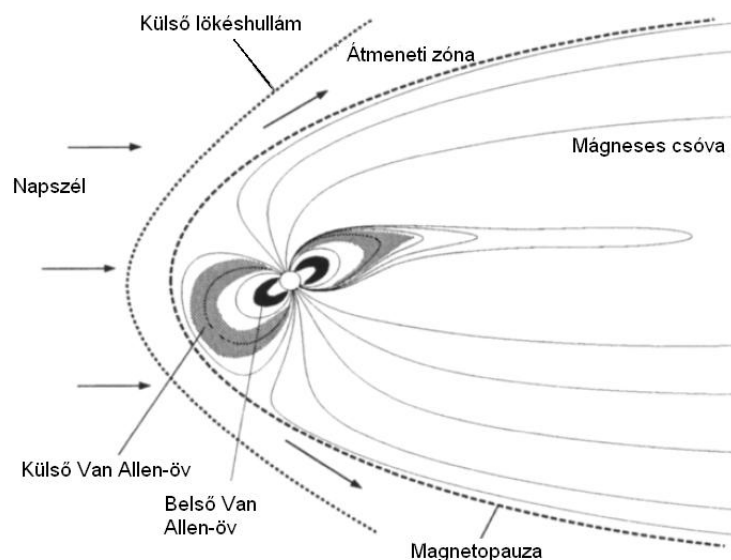
19. ábra A CR-ek és GRB-ek galaktikus pozíciói

## 5. Terjedés a Föld közelében és a légköri részecskezápörök

Földünk környezetébe érve a nagyenergiájú töltött részecskék először a bolygó mágneses terével, majd légkörével találkoznak, melyek bár csak rövid ideig befolyásolják terjedésüket, mégis alapjaiban változtatják meg az általunk észlelt hatásukat. Utóbbi esetben ráadásul a távolról érkező CR helyett az általa kiváltott részecske-tengert tudjuk csak érzékelni, mely azon túl, hogy számos dologra enged következtetni a primer részecskéről, önmagában is számos felfedezést tartogatott az elmúlt évtizedekben. Ebben a fejezetben először a geomágneses hatásokat, majd a légköri kölcsönhatások révén létrejövő kaszkádjelenségeket, és az azokban részt vevő részecskék mutatom be.

## 5.1. A Föld mágneses terének hatása

A bolygónk által generált mágneses mező sok szempontból hasonló felépítésű, mint az interstelláris gáz által határolt helioszféra, jelen esetben viszont a napszél veszi körbe és torzítja el az egyébként közel szimmetrikus tórusz alakot. Itt is fellelhető az üstökös forma fejét adó, a napszél a fluxus külső határán fellépő lökéshullám, a belső határt jelentő magnetopauza és a kettő között található átmeneti zóna, ahol keveredik a napszélbe befagyott és a Föld által generált mágneses tér [68]. A magnetopauzán belüli tér elég erős ahhoz, hogy a főleg Napból származó, néhány tíz MeV-os töltött részecskéket csapdába ejtse, kialakítva ezzel a Van Allen-sugárzási öveket [69]. Két tóruszszerű sugárzási övet különböztetünk meg, a protonok alkotta belsőt (az ábrán fekete színnel jelölve), és az elektronokat tartalmazó külsőt (szürke sáv az ábrán). Bennük a részecskék az erővonalakat követve spirálpályán mozognak az egyik mágneses pólus felé, majd megközelítve azt visszaverődnek, és az ellentétes irányba indulnak meg. A pólusok környékén az erővonalak nyitottak, ezért a viszonylag nagyobb energiájú részecskék (Isd. fler, CME) időnként lejuthatnak légkör felsőbb rétegeibe, ahol ionizálják a levegő molekuláit, létrehozva ezzel a sarki fény, vagy másik nevén aurora jelenségét [68].

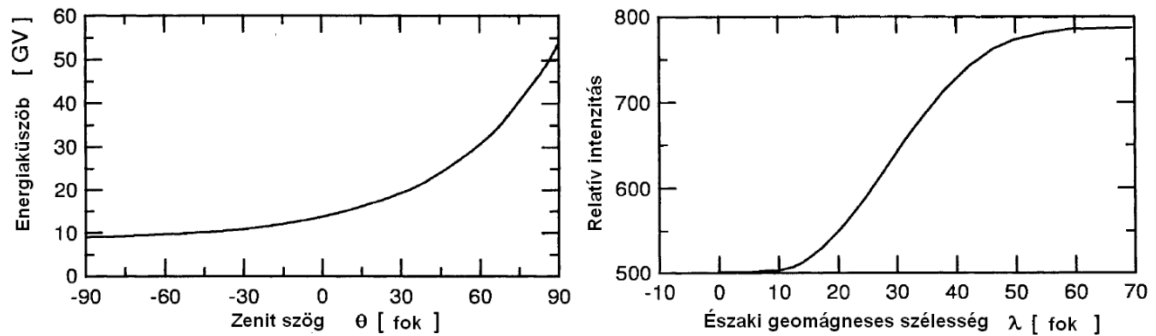


20. ábra A Föld mágneses terének felépítése és a Van Allen-övek (L. Desorgher alapján, [68])

A mágneses mező jelentősége abban rejlik, hogy a Van Allen-övekben történő becsapdázással és a Lorentz-erő jelentette eltérítéssel kiszűri az alacsonyabb energiájú, de a fluxus legnagyobb részét adó töltött részecskéket és ionokat, melyek mennyiségüknél

fogva komoly veszélyt jelentenek. Mágneses mező hiányában a napszél a légkör jelentős részét egyszerűen elfújná, míg a maradék erősen ionizálna a folyamatosan bombázó töltéshordozók által. A geomágneses levágásnak nevezett jelenség miatt viszont a 2-3 GeV alatti atommagok és elektronok nem juthatnak a Föld közelébe, hanem a mágneses térben eltérítődnek [42]. A levágás pontos értéke viszont e fölött földrajzi helytől és iránytól függően változik, főleg a szélességi effektus, valamint a kelet-nyugat aszimmetria szerint.

A mágneses mező formája és mérete miatt fellépő szélességi effektust úgy jellemezhetjük, hogy az egyre nagyobb földrajzi szélességekkel csökken a küszöb-energia, tehát az Egyenlítőt éri el a legkevesebb részecske – csak azok amelyek legalább  $10^{10}$  eV feletti energiával bírnak. Nagyjából az ötvenedik szélességi körig csökken ez a határérték, ahol felveszi a fentebb említett, 2 GeV körüli értéket, tovább viszont a sarkpontokig már nincs változás [70]. Minderre rakódik rá a kelet-nyugat aszimmetria, amelyben a mágneses tér polaritása is szerepet kap. A pozitív töltések ugyanis keleti irányból nehezebben jutnak el a megfigyelőig – az egészet úgy képzelhetjük el, mint egy adott helyhez és adott energiaértékhez tartozó kúpot, amelyen belülről nem lehet pozitív részecskék beesésére számítani, ez tartalmazza a tiltott irányokat. Csökkenő energiánál a kúp kitér és átbukik a nyugati oldalra is, egészen addig, amíg minden irány tiltott nem lesz, az ehhez tartozó energia pedig már a szélességi effektus küszöbenergiája. Tehát a geomágneses levágás határértéke nem csak a földrajzi pozíciótól, de a megfigyelés irányától is függ, így minden szélességhez kétféle küszöbenergiát definiálhatunk: a tiltott keleti irányok megjelenéséhez tartozót és a levágás jelentette minimális energiát (ezek az Egyenlítő esetében  $6 \cdot 10^{10}$  és  $10^{10}$  eV, lásd ábra) [3]. Megjegyzendő, hogy negatív töltésekre egy éppen ellentétes irányú, de azonos hatású, nyugat-kelet aszimmetria lép fel.



21. ábra A légkör felső részében kimért kelet-nyugat aszimmetria levégás-energiája illetve a szélességi effektus intenzitás változása (Neher; 1952; Progr. in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, 1, 243. o.)

Két további modulációról is szót kell még ejteni, melyek a mágneses tér alakjából erednek. Az egyik a hosszúsági effektus, mely abból következik, hogy a Föld mágneses tengelye mintegy 11 fokos szöget zár be a forgástengellyel, így pl. az Egyenlítőt körbejárva 20-25 %-os intenzitásváltozásokat mérhetünk. Még kisebb hatású, csak 1-2 %-os amplitúdójú az ún. azimutális effektus, mely a dipólus jelleg következménye és a kialakuló részecskezápork térbeli kiterjedését befolyásolja észak-déli irányban [68]. A mágneses mezőben fellépő egyenetlenségek tovább bonyolítják az összképet; ilyenek többek között az Indiai-óceán déli részénél található anomália, vagy a Brazília partjainál lévő Dél-Atlanti anomália [71], ahol a mágneses fluxus értéke jóval alacsonyabb, és így a töltött részecskéktől való védelem is gyengébb.

Láthatóan a magnetoszférába jutó primer részecskékre a mágneses tér révén bonyolult erőhatások hatnak, viszont általában praktikus egyszerűsítések engedhetők meg. Egy igen nagy energiájú részecskének a girorádusza is nagy lesz, vagyis csökken az eltérítés mértéke és ezért lehetséges, hogy az UHECR-ek érkezési irányában a forrásaikat keressük. Ha egy Föld közelébe jutó részecskét, illetve az általa kiváltott részecskezáporkot vizsgáljuk, további egyszerűsítést tehetünk, ugyanis a 60 foknál kisebb zenitszögnél beeső részecskékre általában elhanyagolható az eltérítés mértéke [72]. Ilyenkor a kaszkád szélessége közel szimmetrikus a részecskezápor tengelyére, miközben folyamatosan növekszik az  $X_{\max}$  mélységig.

## 5.2. Léggöri részecskezápork

A mágneses térhez hasonlóan a léggör is védelmez minket a töltött részecskék bombázásától. A primer kozmikus sugárzás egy kis maradványa ugyan eljuthat a felszínig, ám mivel az első kölcsönhatásig megtett úthossz fordítottan arányos a kezdeti energiával, ezért itt már csak GeV körüli nukleonokat detektálhatunk közvetlenül. A CR-ek többsége már nagy magasságban ütközik a levegő molekuláival, és hasonló folyamatok játszódnak le, mint az interstelláris közegekben, az létrejövő részecskék pedig újabbakat hoznak létre – kialakítva ezzel a kaszkádot.

Az első kölcsönhatásig megtett utat és a záporok pontos lefolyását tekintve igen nagy a fluktuáció a kaszkádok között, néhány jellemzőben azonban mind megegyezik. A primer nukleonnak a molekulákkal való ütközéseikor pionok keletkeznek, kialakítva ezzel a hadronikus komponenst vagy másik nevén a zápormagot [73]. Ha a pion töltéssel rendelkezik, úgy rövid időn belül egy müonra illetve egy neutrínóra vagy antineutrínóra bomlik, míg ha semleges, általában két foton keletkezik:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (24)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (25)$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (26)$$

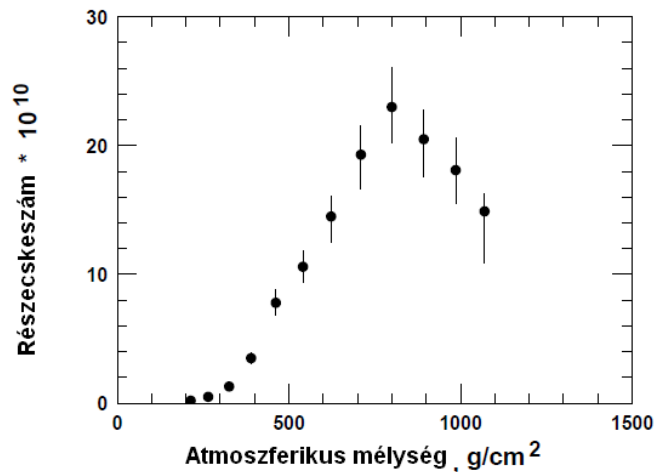
Fotonok önmagukban is lehetnek primer részecskék, melyek kaszkádot váltanak ki, hatásuk megegyezik a pionok által kiváltott fotonokéval. A nagy energiájú foton a léggörben párképződés útján elektronná és pozitronná esik szét, miközben az energiája feleződik a két részecske között. Az anyag-antianyag kölcsönhatásnál viszont megint csak fotonok keletkeznek, természetesen egyre csökkenő energiával. A folyamat eredményeként létrejön a részecskezápor elektromágneses komponense, melyet csak fotonok, elektronok és pozitronok alkotnak. A számuk gyors ütemben növekszik, azonban a szekunder részecskék mind a kezdeti foton energiájából táplálkoznak, így végül leáll a kaszkád részecskéinek gyarapodása. A térbeli kiterjedés az annihilációval és a Coulomb-szóródással növekszik. A párképződésen kívül még jelentős mennyiségű, ám alacsonyabb energiájú elektron keletkezik a müonok bomlásából illetve a léggöri molekuláktól való kiütés során is.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (27)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (28)$$

Mindezzel párhuzamosan a töltött pionokból 99,8%-ban müonok keletkeznek, melyek a legnagyobb számban képviseltetik magukat a tengerszinten a részecskezáporként alkotói közül (leszámítva a müon-neutrínókat). Keletkezésük jellemzően 15 km magasságban zajlik le ( $X=175 \text{ g/cm}^2$ ). Élettartama ( $2 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ ) ugyan nem tenné lehetővé a földfelszíni detektálását, mivel ekkora út megtétele közben elbomlana, az idődilatáció miatt azonban eljuthatnak idáig, sőt, tovább is [59]. Még több száz méter szikla- vagy kőrétegen keresztül is jól mérhető a müon-fluxus, ezt a tulajdonságát barlangkutatásoknál és a régészetben is hasznosítják. Nagy áthatolóképessége a kis hatáskeresztmetszetéből ered, a levegőben nagy szabad úthossza miatt pedig kilométerekre is kerülhet a zápor tengelyétől [62]. A töltése miatt viszont nem kerülheti el az ionizációs veszteségeket, amelyek a sűrűség és energia függvényei, de jellemzően  $2 \text{ MeV/g/cm}^2$ . Egy átlagos müon kezdeti energiája  $6 \text{ GeV}$ , tehát a tengerszintig ( $1000 \text{ g/cm}^2$ ) ennek a harmadát teszi ki az ionizációs veszteség [74].

A részecskezáporként tehát úgy kell elképzelni, mint egy hadronikus magból kiinduló, leptonokból és fotonokból álló réteget, amely a felszín felé folyamatosan tágul, amíg a részecskék energiája lehetővé teszi a fenti bomlásokat. A zápor kiterjedésének növekedése nem gyors folyamat, a bomlások és ütközések termékei ugyanis a szülő-részecske irányával legfeljebb egy  $1^\circ$ -ot zárnak be. Amikor az energia már nem elégséges újabb részecskék keltéséhez, a kaszkád eléri maximális méretét és a légrétegben addig megtett utat atmoszferikus mélységnek nevezzük (ld. 2. fejezet). A részecskeszám is itt eléri maximumát, amely rendszerint milliós nagyságrendű, de a rekordméretű kaszkádoknál a  $2 \cdot 10^{11}$ -t is meghaladhatja [1] (egy ilyen szemléltet az alábbi ábra is). Az  $X_{\text{max}}$  után a részecskeszám csökkenni kezd, és csak a  $10^{14} \text{ eV}$  feletti kezdeti energiával bíró záporok érik el a felszínt [73], így ezeket lehet mérni a detektorrendszerekkel. A hadronikus mag nagy magasságban való kialakulása és a záporprofil haranggörbéje alapján adódik, hogy nagyobb magasságokban több töltött részecskével találkozhatunk (a levegő vezetőképességének maximuma  $16 \text{ km}$  környékén van) [75] – annak idején épp ezt állapította meg Theodor Wulf, Victor Hess és Robert Kolhörster.



22. ábra Egy HiRes által detektált  $3 \cdot 10^{20}$  eV-os légizápor profilja (Todor Stanev; 2010; [1])

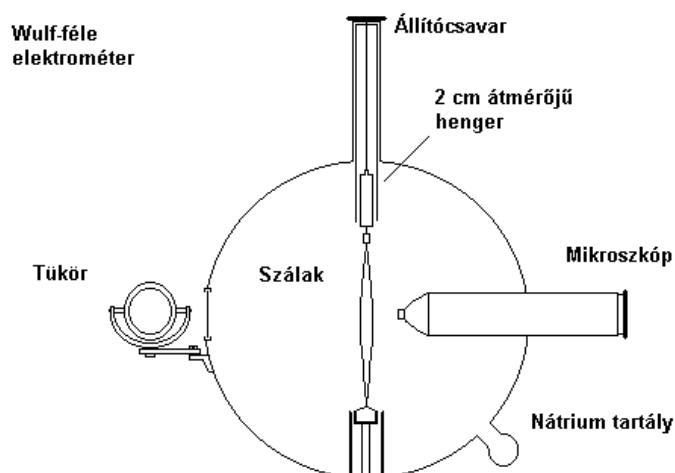
## 6. A kozmikus sugárzás mérése – detektorok akkor és most

Már a 20. század első éveiben is voltak olyan mérések, melyek közvetetten az akkor még fel nem fedezett kozmikus sugárzást kutatták. Az egyszerű felépítésű műszerekkel kezdetben még csak a levegő ionizációját mérték, hogy közelebb kerülhessenek az ionizáció forrásához. A műszerek fejlődésével mára a világról érkező részecskék minden fizikai paraméterére következtetni tudunk, ehhez azonban a CR-ek által kiváltott részecskezárport vizsgáló, óriási kiterjedésű detektorrendszerekre van szükség. Az alábbiakban a mérőműszerek főbb generációit mutatom be egészen napjaink gigantikus méretű detektorendszeréig.

### 6.1. A mérőeszközök fejlődése

A levegő vezetőképessége már régóta nyilvánvaló volt, amikor felmerült az igény az ionizáció mértékének a megállapítására is. Az első ionizációs kamrákat már a 19. században megalkották, melyek fő eleme a lezárt tartályban elhelyezett kondenzátor volt. Ha egy sugárzás töltéseket kelt a kamrában, azok a fegyverzetek felé kezdenek mozogni és lassan kisütik a kondenzátort, ha pedig az ionkeltés folyamatos, a fegyverzetek töltésvesztését mérhetjük egy elektroszkóppal. Széles körben a Theodor Wulf által 1906-ban tökéletesített változat terjedt el [76]. Alapja egy nátriumot tartalmazó, gömb alakú tartály volt, amelyben két vezetőszálat feszített ki lazán szigetelők között és gyenge rugóval kötötte össze őket. A tartály fala és a vezetőszálok jelentették a fegyverzeteket, utóbbiakat pedig egy bizonyos feszültségre kapcsolta [77]. Kezdetben a szálokon jelen lévő töltések miatt eltávolodnak egymástól, ez azonban a sugárzás keltette ionok hatására

folyamatosan csökken, ami a beépített mikroszkóppal precízen leolvasható. Ismert feszültségekkel az elektrométer kalibrálható volt, és meg lehetett állapítani a kamrában keletkezett ionok számát. Wulf ezzel végezte el úttörő (ám csak később elismert) mérését az Eiffel-torony tetején, valamint ilyen eszközöket használt Hess és Kolhörster is ballonos repüléseinél.

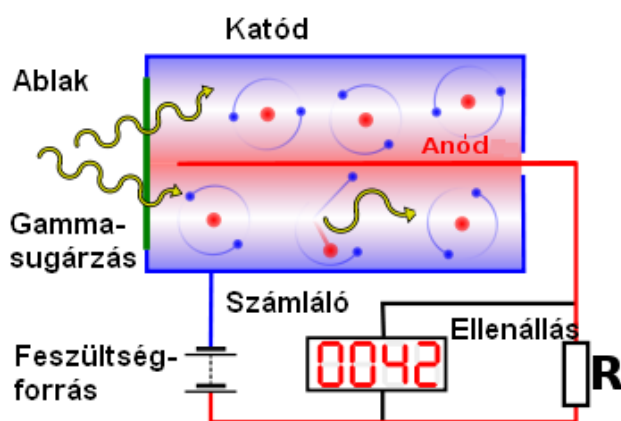


23. ábra A Wulf-féle elektrométer ([http://www.federmann.co.at/vfhess/Kapitel/3\\_3\\_2\\_2.html](http://www.federmann.co.at/vfhess/Kapitel/3_3_2_2.html))

Ennek az eszköznek a továbbfejlesztése az 1928-ban H. Geiger és E.W. Müller által feltalált (Geiger már húsz évvel korábban letette az alapokat) számlálócső, röviden GM-cső. A tartály ezúttal egy hosszúkás cső, melyben ritkított nemesgáz és egy szigetelők közé kifeszített fémszál van, amelyre 1000 V körüli feszültséget kapcsolnak. Az ionizáló sugárzás által kiváltott töltések közül az elektronok az anódnak számító szál felé mozognak, miközben felgyorsulnak, és elektronlavinát váltanak ki. A szálra így sok töltés kerül egyszerre, amelyek lökészerű ionizációs áramot eredményeznek, ezt pedig jelfogó-számláló berendezéssel mérhetjük [78]. A GM-cső segítségével tehát a csövön áthaladó töltött részecskéket egyesével megszámlálhatjuk, feltéve, hogy a fluxus nem túl nagy. Egy lavina kifejlődéséhez és megszűnéséhez ugyan minimális idő kell, azonban egy-egy kisülés után mintegy 0,001 másodpercig a számlálócső 'sükketté' válik, ezt holtidőnek nevezzük [79]. A GM-cső nagy előnye a koincidencia módszer lehetősége, ami több számlálócső egyszerre történő jelzését jelenti. Ha például a csöveket egymás fölé helyezzük el, úgy egy áthaladó ionizáló részecskét több számláló is jelezhet egyszerre. A rendszer geometriájából a töltéshordozó irányára lehet következtetni, így mérték ki többek között a kelet-nyugat aszimmetriát. 1930-ban Bruno Rossi a mérőeszközöket egy vízszintes



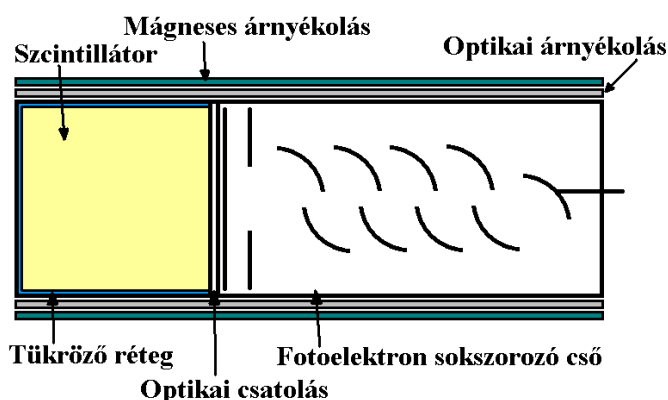
háromszög csúcsaira helyezte el, a koincidencia-események azonban így is rendre felbukkantak [80]. Magyarozatként felvetette, hogy bár több részecske váltotta ki a jelenséget, azok valószínűleg azonos eredetűek, megalkotva ezzel a léggöri részecskekaszkádok elgondolását. A későbbiekben kimutattak nagy távolságú (néhány száz méter) koincidenciákat is számlálócsöveken, amikből a zápor méretére és a kiváltó primer részecske energiájára próbáltak következtetni – ami minden addig ismertnél nagyobb volt.



24. ábra A számlálócső sematikus ábrája ([http://en.wikipedia.org/wiki/Geiger\\_counter](http://en.wikipedia.org/wiki/Geiger_counter))

A CR kutatás hőskorának másik fontos berendezését, a ködkamrát Charles T. R. Wilson találta fel 1911-ben. Lényege, hogy egy tartályba a kondenzáció határáig túlhűtött és túltelített (alkohol- vagy víz-) gőzt zárt, amelyet útja mentén könnyen ionizálhat egy töltött részecske. Az ionokra - a repülő kondenzcsíkjához hasonlóan – kicsapódik a folyadék, így a részecske útját egy fehér csík jelzi a ködkamrában [81]. Az ionizáció mértéke, és ezzel párhuzamosan a csíkok szélessége a töltéssel négyzetesen, a sebességgel pedig fordítottan arányos, valamint a fénysebességhez közel kis mértékben az energiától is függ [82]. A kamrát kezdetben a radioaktív sugárzás ( $\alpha$ - és  $\beta$ -részecskék) megjelenítésére használták, később aztán a mágneses térrel való kombinálásával új lehetőségek adódtak. A Lorentz-erőnek megfelelően eltérülő töltéshordozók útjából a mágneses fluxus ismeretében kiszámítható volt azok impulzusa, az elfordulás iránya pedig a töltés előjelét mutatta meg. A Wilson-kamrában a kozmikus sugárzást is ilyen módon sikerült kimutatni, ugyanis még erős mágneses térben is tömegesen akadtak egyenes ködcsíkok, amik nagyon nagy energiára és közös forrásra utaltak. A pozitron felfedezése szintén a ködkamrához köthető [14].

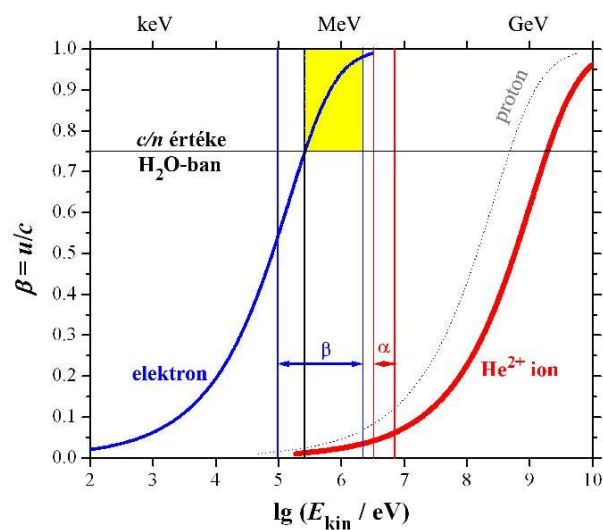
A kozmikus sugárzás tanulmányozásához egyre inkább a részecskezápörök vizsgálata vált fontossá, amihez nagy mennyiségű és nagy energiájú töltött részecskét kell egyszerre detektálni. Az egyik elterjedt módszer, melynek feltalálása szintén a radioaktív sugárzások tanulmányozásához köthető, a szcintillációs detektor. Lényege, hogy bizonyos anyagok ionizáló sugárzás elnyelése után, az ionpárok rekombinálódásakor fényt bocsátanak ki, ahogy azt már egészen korán (1903: Crookes, Elster és Geitel) megfigyelték cink-szulfid és  $\alpha$ -részecskék esetében [83]. Detektorként való felhasználása több nehézségbe ütközött: a szcintillátor által kibocsátott fény erősségének arányosnak kellett lennie az elnyelt energiával, a felvillanás lecsengési ideje pedig minnél rövidebb kellett hogy legyen. A pontos mérési módszert így csak a '40-es évek második felében dolgozták ki, szcintillátorként nátrium-jodid kristályt használva [84], a gyenge fényimpulzusokat pedig fotoelektron-sokszorozó erősítette mérhetővé (Bay Zoltán, 1947). Sok más szcintillátort is alkalmaznak (pl. egykristályokat és bizonyos oldatokat), melyek eltérő sugárzásokra érzékenyek; egy speciális sugárzás mérésekor viszont a zavaró tényezők megfelelő leárnyékolásáról is gondoskodni kell (lsd. ábra). A szcintillációs detektorok nagy előnye, hogy a fényimpulzusok vizsgálatából az ionizáló részecskék energiája és impulzusa is megállapítható, valamint igen jó a működési gyorsasága. Hátránya a rossz energiafelbontás, mely az 500 eV-t is meghaladhatja, ez azonban a kozmikus sugárzás mérésénél elhanyagolható [84].



25. ábra Egy gamma-sugárzásra érzékeny szcintillációs detektor sematikus rajza (<http://itirex.wordpress.com/2011/07/18/szcintillacios-detektor-1/>)

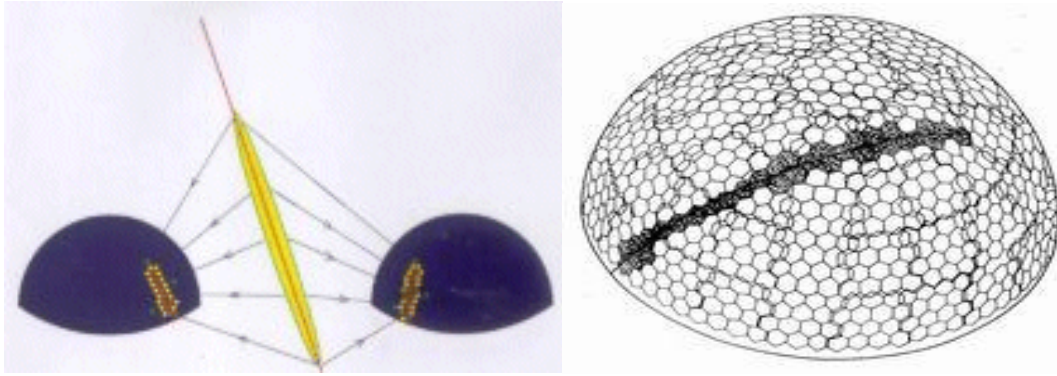
A másik lehetőség a nagy kiterjedésű detektorrendszerek számára a Cserenkov-detektorok használata. Lényege, hogy bár a vákuumbeli fénysebességet semmi sem lépheti át, más közegekben a részecskék meghaladhatják az aktuális fénysebességet,

ilyenkor pedig energiájukat elektromágneses sugárzással adják le, mely kúp alakban tágul [85]. Szergej Vavilov és Pavel Cserenkov szovjet tudósok 1934-ben észlelték a később utóbbiról elnevezett jelenséget, miközben gamma-fotonokkal besugárzott uranilsó-oldatokat vizsgáltak [86]. Később ugyanezt a jelenséget észlelték az atomerőművek hűtővizében is, ott a közel fénysebességgel kilépő  $\beta$ -részecskék váltják ki a kékes színű fényt. A kozmikus sugárzást észlelő Cserenkov-detektor épp ezen az elven működik, egy nagyméretű tartályba tiszta vizet zárnak (ez a detektálni kívánt részecskétől függően változhat), a kiváltott fotonokat pedig tükrökkel gyűjtik össze és juttatják a fotoelektron-sokszorozókhoz.



26. ábra A Cserenkov-sugárzás kiváltásához szükséges energiák tiszta vízben  
[http://nasa.web.elte.hu/NewClearGlossy/Flash/Refraction\\_Don\\_hu/index.html](http://nasa.web.elte.hu/NewClearGlossy/Flash/Refraction_Don_hu/index.html)

Az eddigiektől eltérő módon működik az először a HiRes-programban használt fluoreszcens-teleszkóp (Fluorescence Detector: FD), melyet a két nagy detektorrendszer is átvett felszíni méréseik kiegészítéséhez. A légkörön áthaladó részecskezépor gerjeszti a nitrogén-molekulákat, melyek gyenge ultraibolya-fotonokat bocsátanak ki [87]. A teleszkóp légszem-szerűen elhelyezett tükrei a fotoelektron-sokszorozókra (Photo Multiplier Tube: PMT) fókuszálják a fényt. Az elrendezés nagy előnye, hogy „térben lát”, vagyis a részecskezéport végig tudja követni fejlődése során, amelyből meg lehet állapítani a primer részecske tömegét és energiáját [73]. Nagy hátránya viszont, hogy csak tiszta, felhő- és holdmentes éjszakákon tud mérni, ez pedig sivatagos környezetben is csak a 10%-a folyamatosan detektáló felszíni mérőeszközöknek (Surface Detector: SD).



27. ábra Így képezi le a Légyszem-detektor a légizáport (<http://www.telescopearray.org/outreach/utah7.php>, Domokos Gábor, Kövesi Domokos Zsuzsa, 2000 [73])

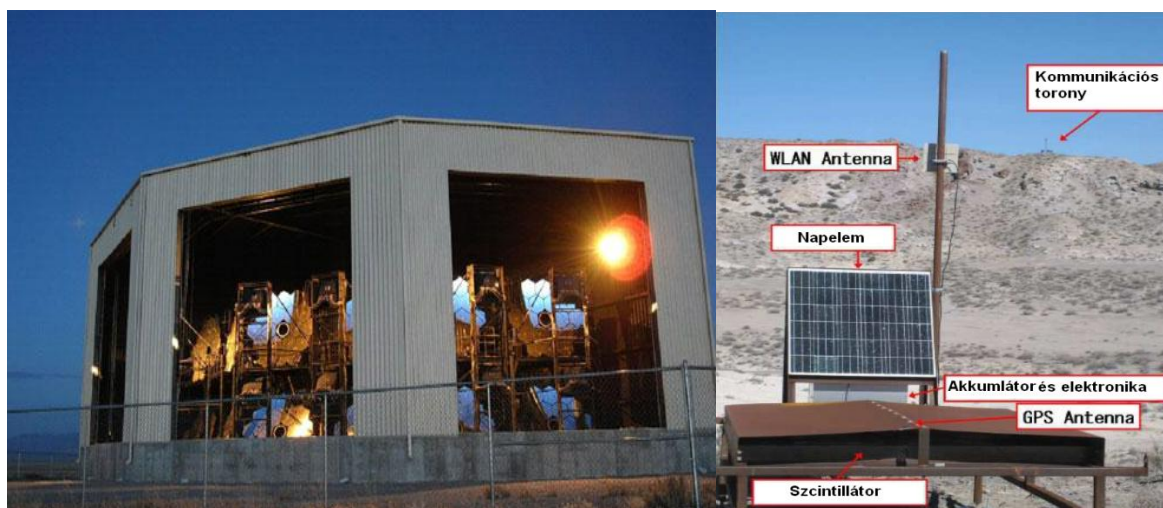
## 6.2. Modern detektorrendszerek

Ahogy az a fentiekből kiderült, a kiterjedt légizáporok vizsgálatához sok mérőeszközből álló, nagy területet lefogó rendszer szükséges, amelynek alapja a Bruno Rossi által először alkalmazott koincidencia-módszerre alapul. 1954-ben a róla elnevezett Rossi Cosmic Ray Group már majdnem fél kilométer átmérőjű körben helyezte el mérőeszközöket, a detektorrendszerek száma pedig azóta is növekszik. A detektorok száma és a lefedett terület nagysága nem feltétlenül egyenesen arányos: a németországi KASCADE-Grande programban  $0,5 \text{ km}^2$ -en 289 szcintillátort használnak, aminek eredményeképpen csak EeV alatti eseményeket tudnak mérni, viszont pontosabban meghatározható például a részecskezár tengelye és a beesés szöge [88]. Az UHECR-eket kutató detektorrendszerek esetében viszont praktikusabb a mérőeszközöket nagyobb területen, szellősebben elhelyezni.

Így volt ez az 1990-ben munkához látó AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) program esetében is. Japán Honshu-szigetén található detektorrendszer kiterjedése meghaladta a  $100 \text{ km}^2$ -t, melyen csak 111 detektorállomás kapott helyett, továbbá 27 földalatti müondetektor szolgáltatott információt az elektromágneses komponensről [89]. A felszíni mérőeszközök  $2,2 \text{ m}^2$ -es átmérőjű szcintillációs detektorok voltak, melyek maguk is elsősorban a kaskád müon-komponensére voltak érzékenyek. Az AGASA kollaboráció azzal hívta fel magára a figyelmet, hogy a 2003-ig tartó megfigyelések során 11 db  $10^{20} \text{ eV}$  feletti, ún. GZK-eseményt találtak. Ilyen primer részecskék detektálását semmi sem zárja ki, a GZK-levágás miatt azonban ettől sokkal ritkábbnak kell lenniük – számítások szerint ennyi idő és ilyen lefedettség mellett egy, legfeljebb kettő GZK-eseményt regisztrálhattak volna [90]. Mivel a véletlen szerencse kizárható, számos elmélet látott napvilágot,

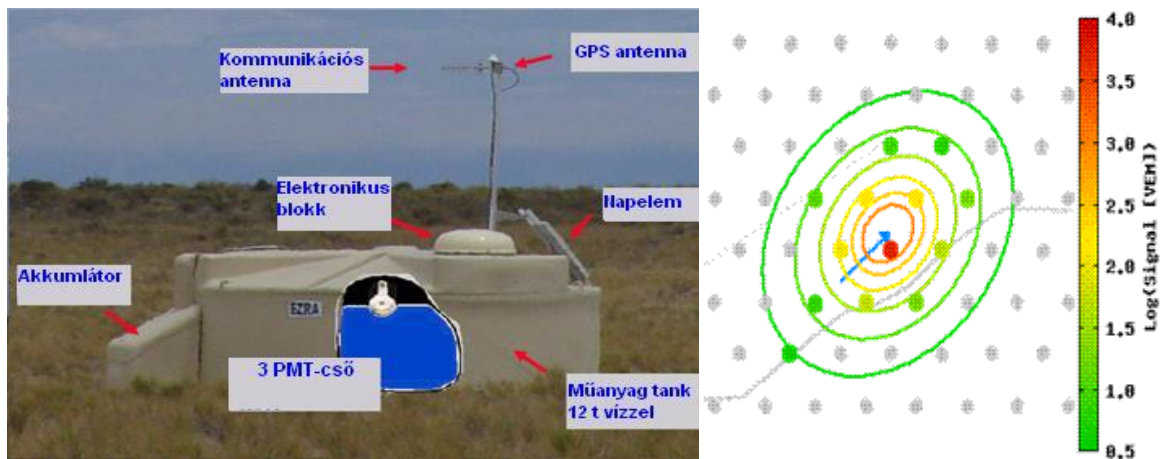
mígnem az újabb generációs detektorrendszerek meg nem erősítették a spektrum gyors visszaesését.

A Telescope Array hat nemzet egyetemének gondozásában működik, a utahi sivatagban terül el  $730 \text{ km}^2$ -en és  $1400$  méterrel a tengerszint felett [91]. 2008 májusában kezdte meg működését, de némely tekintetben a fentebb említett HiRes program utódjának tekinthető, olyannyira, hogy a három fluoreszcencia-detektorállomásból az egyiket a Fly's Eye (Légyszem) programból maradt meg (HiRes-1, 14 FD-vel) [92]. A másik kettő, újonnan gyártott és nagyobb állomással, melyekben 12 FD található, háromszög alakban fogják közre a négyzetesen elrendezett, 507 db felszíni detektorállomást. Az SD-k mindegyike egy  $3 \text{ m}^2$ -es, dupla rétegű plastik szcintillátort tartalmaz, amelyek által keltett fotonokat optikai szálakon keresztül jutnak el a PMT-khez. Minden állomáshoz tartozik egy akkumulátor és egy napelem az energiaellátás biztosításához, valamint egy vezeték nélküli LAN-antenna, amely az adatokat a megfelelő kommunikációs toronyhoz juttatja [92]. Jellegéből adódón a TA szcintillátorai az összes töltött részecskére érzékenyek, ezáltal azonban a kapott energiaértékeket kevésbé befolyásolja a primer kozmikus sugárzás tömegeloszlása. A kétfajta mérési lehetőség (SD és FD) nagyszerűen egészíti ki egymást. Míg a légizápor-detektorok a kaszkád szélességi kiterjedését, az elektromágneses 'lábnyomot' állapítják meg a felszínen, addig a teleszkópokkal a zápor longitudinális fejlődését lehet vizsgálni [93]. Ezáltal jobb energiamérés válik lehetővé, nagyjából 20%-os felbontással, valamint a primer részecske beesési szöge is  $1,1$ - $1,5^\circ$ -os pontossággal meghatározható [58]. Megjegyzendő, hogy a TA detektorrendszer feladata csak a  $10^{19}$  eV feletti kozmikus sugarak mérésére korlátozódik – az ez alatti energiákra ( $10^{16}$  eV<) a TALE (Telescope Array Low Energy) elnevezésű rész szakosodott, mely a Telescope Array „kicsinyített” mása két fluoreszcencia teleszkóppal és egy kisebb SD-rendszerrel [94].



28. ábra A Telescope Array egy-egy FD és SD állomása (Abu-Zayyad et al., 2012, [92]; [http://fyi.utah.edu/archives/2011\\_09\\_21/story\\_12325.html](http://fyi.utah.edu/archives/2011_09_21/story_12325.html))

A Pierre Auger Observatory jelenleg a világ legnagyobb mérőeszköze, több mint 3000 km<sup>2</sup>-et foglal el a nyugat-argentín pampán, ezzel területe nagyobb, mint Luxemburgé. Megépítésére először James Cronin (Nobel-díj, 1980) és Alan Watson tett javaslatot 1992-ben, a munkálatok azonban csak 2004-ben kezdődtek meg, a 2008-as befejezésig pedig 50 millió dollárba került a projekt [95]. Azóta 15 ország 55 intézetének több, mint 500 kutatója dolgozik a PAO-nál [96]. 1600 db SD-állomás fekszik háromszöges elrendezésben, egymástól 1,5 km-es távolságra, a detektorberendezés pedig mindegyiknél Cserenkov-tankok, 3,7 m<sup>2</sup>-es felülettel és 12000 liter tiszta vízzel. A tartályok fala diffúzan szórja a Cserenkov-fényt, amelyeket három PMT-cső érzékel [58]. A TA-hoz hasonlóan Argentínában is hibrid-technológiát alkalmaznak, a öt FD állomáson összesen 27 fluoreszcencia-teleszkóp található [97]. Az együttes mérések (melyek a kedvező klíma miatt a teljes időtartam 14%-ban valósulnak meg) pontossága némiképp jobb a TA-kollaborációénál, az energiamérés bizonytalansága csak 15% [58].



29. ábra Egy SD-állomás felépítése és egy  $5 \cdot 10^{19}$  eV-os zápor 'lábnyoma' az Auger Observatórium SD-detektorain ([www.auger.org](http://www.auger.org))

## 8. A kozmikus sugárzás jelentőségéről

A fentiekből jól látszik, hogy a kozmikus sugárzás kutatása jelenleg is a fizika élvonalába tartozik. A kisebb (KASCADE-Grande, Milagro) és nagyobb (TA, AO) detektorrendszerek több száz kutatója, valamint a velük dolgozó asztro- és részecskefizikusok keresik a választ a kérdésekre, melyek közül a legfontosabb a CR-ek származási helye, gyorsítási mechanizmusa és összetétele. Az eddigi mérések alapján mindezekre már vannak modelleink, azonban egyik sem minden kétséget kizáró. További kutatásuk azonban elengedhetetlen, hiszen a kozmikus részecskék által a forrásaikról hordozott információ nélkülözhetetlen azok megértéséhez.

Fontos azonban látni azt is, hogy a kozmikus sugárzás nem csak az elméleti tudomány számára bír nagy jelentőséggel, hanem mindennapi életünkben is jelenlévő és befolyásoló tényező. A minket folyamatosan érő természetes háttérsugárzás 13%-a (átlagosan 0,4 mSv évente) a CR-ek által a levegőben kiváltott ionizáló részecskékből származik [7]. Ugyanezek a részecskék okozzák az elektronikai eszközök pillanatnyi rendellenességeit, pl. a processzorok számítási hibáit is [98], nagyobb fluxus esetén pedig teljes berendezések is veszélybe kerülhetnek (tipikusan műholdak). Egyes elméletek azt is felvetették, hogy a kozmikus sugarak a felhőmagok képződésének fő okozói [99], bár erre egyelőre nem találtak bizonyítékot.

Magyarországon jelenleg nem folynak mérések a kozmikus sugárzást illetően, közvetve vagy közvetlenül kapcsolódó kutatások azonban igen. Ilyen az ELTE Csillagászati

Tanszékének Szoláris és asztrofizikai magnetohidrodinamika csoportja [100], melynek kutatási területe érinti a CR-ek gyorsítási és terjedési mechanizmusait is. Az KFKI-RMKI Kozmikus Fizikai Főosztálya [101] (újabbán Wigner Jenő Fizikai Kutatóközpont RMI) űrmissziók részecske-detektorainak kifejlesztésében vesz részt, valamint szerepet vállal a kimért adatok elemzésében. Továbbá ugyanitt, az RMKI-ban diákok bevonásával műondetektorok fejlesztése is zajlik [102], melyeket gyakorlati célokra (pl. barlangkutatás) szánnak. Remélhetőleg idehaza is tovább gyarapodik a kozmikus sugárzással foglalkozók száma.

## 9. Összefoglalás

Dolgozatomban először a kozmikus sugárzás kutatásának 100 éves történetét foglaltam össze, különös tekintettel az első évtizedek felfedezéseire. A következőkben a helioszférát és az abban folyó nagyenergiájú részecskegyorsítást és –terjedést tekintettem át. Bár szigorúan véve ezek a részecskék nem tartoznak a kozmikus sugarak közé, azonban a téma hasonlósága, valamint a modulációk és az általuk hordozott mágneses tér szerepe miatt véleményem szerint érdemes együtt tárgyalni a Napból származó részecskéket és a CR-eket. A továbbiakban már csak ez utóbbival foglalkoztam, elsősorban az UHECR komponensre fókuszálva. Sorra vettem a kozmikus sugárzás legfontosabb jellemzőit (energia, összetétel, irány) illetve a legfontosabb kérdéseket (források, gyorsítás, terjedés), majd bemutattam az ezekre adott legvalószínűbb válaszokat és modelleket. A feltételezett forrásokkal való korrelációs vizsgálatokat magam is elvégeztem. Azt találtam, hogy az AGN-ekkel való egybeesés a várt eredményt hozta, míg a gamma-felvillanásokkal hasonló korreláció nem mutatható ki.

A Föld mágneses terével együtt annak kozmikus sugárzásra gyakorolt hatásait is részleteztem, majd a légizáporok felépítését és az azokban lezajló folyamatokat vettem górcső alá. A következőkben a detektorok legfontosabb generációit, a manapság is használt mérőeszközöket illetve az ezeket alkalmazó kollaborációkat mutattam be. Végül igyekeztem kihangsúlyozni a kutatási terület fontosságát és a kozmikus sugárzás mindennapi életünkben is tettenérhető jelenségeit.



## **10. Köszönetnyilvánítás**

Köszönöm témavezetőmnek, Dr. Szatmáry Károlynak a szakmai segítséget és kritikákat, amelyet munkám során kaptam.

## 10. Függelék

A kiértékeléshez írt program:

```
# -*- coding:Utf-8 -*-
from math import *
sajat=open('GRB-Gal.txt','r') #A források galaktikus koordinátáit
teszi be két listába.
i=0
agnlo=[' ']
agnla=[' ']
agnlo[0:(x-1)]=[] #Az objektumok számát (x) esetleg módosítani kell.
agnla[0:(x-1)]=[]
while i != x:
    a=sajat.readline()
    b=a.index(" ")
    c=b+1
    d=a[0:b]
    d=float(d)
    e=a[c:]
    e=float(e)
    agnlo[i:i]=[d]
    agnla[i:i]=[e]
    i=i+1
sajat.close()
sajat=open('UCR-Gal.txt','r') #A CR-ek galaktikus koordinátáit teszi
bele két listába.
i=0
crlo=[' ']
crla=[' ']
crlo[0:(y-1)]=[] #Az események számát (y) olykor módosítani kell.
crla[0:(y-1)]=[]
while i != y:
    a=sajat.readline()
    b=a.index(" ")
    c=b+1
    d=a[0:b]
    d=float(d)
    e=a[c:]
    e=float(e)
    crlo[i:i]=[d]
    crla[i:i]=[e]
    i=i+1
sajat.close()
i=0 j=0 q=0
while i != y: #Sorba vesszük az összes eseményt.
    j=0
    while j != x: #És sorba vesszük az összes objektumot is.
        z=sin(crla[i]) * sin(agnla[j]) + cos(crla[i]) * cos(agnla[j])
        * cos(crlo[i] - agnlo[j])
        if z>0.99802673: #3,6° coszínusza.
            q=q+1
            break
        j=j+1
    i=i+1
print "Összesen",q,"egyezést találtam"
```

## 11. Nyilatkozat

Alulírott Barna Barnabás, Fizika BSc szakos hallgató, kijelentem, hogy a szakdolgozatban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat (szakirodalom, eszközök, stb.) használtam fel.

Tudomásul veszem azt, hogy szakdolgozatomat a Szegedi Tudományegyetem könyvtárában, a kölcsönözhető könyvek között helyezik el.

---

Szeged, 2012. május

## 12. Hivatkozáslista

- [1]: Stanev T. (2010): Ultra high energy cosmic rays: A review; astro-ph: arXiv: 1011.1872
- [2]: <http://lhc.web.cern.ch/lhc>
- [3]: Jánossy Lajos (1963): Kozmikus sugárzás; Gondolat Kiadó; Budapest; 200-202. oldal;
- [4]: Grieder Peter K. F. (2001): Cosmic Rays At Earth; Elsevier; Amsterdam; 893. o.;
- [5]: [hirek.csillagaszat.hu](http://hirek.csillagaszat.hu) : Honnan jönnek a kozmikus sugarak?
- [6]: Jánossy Lajos (1963): Kozmikus sugárzás; Gondolat Kiadó; Budapest; 16. oldal;
- [7]: [http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic\\_ray](http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray)
- [8]: <http://www.rudolf-fricke.de/Wulf.htm>
- [9]: [http://en.wikipedia.org/wiki/Theodor\\_Wulf](http://en.wikipedia.org/wiki/Theodor_Wulf)
- [10]: Pacini D. (1912): "La radiazione penetrante alla superficie ed in seno alle acque"; Il Nuovo Cimento, Series VI 3;
- [11]: <http://www.ung.si/public/pao/history.php>
- [12]: [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1936/#](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/#)
- [13]: Compton A. H. (1936): Cosmic Rays as Electrical Particles; Phys. Rev. 50;
- [14]: Kiss D. (1990): Bevezetés a kísérleti részecskefizikába; Akadémia Kiadó; Budapest; 31. o.;
- [15]: Rossi B. (1934); Ric. Sci. 5(1);
- [16]: [http://www.auger.org/cosmic\\_rays/timeline.html](http://www.auger.org/cosmic_rays/timeline.html)
- [17]: Van Allen J. A., Tatel H. E. (1948): The Cosmic-Ray Counting Rate of a Single Geiger Counter from Ground Level to 161 Kilometers Altitude; Phys. Rev., 73;
- [18]: Zatsepin G. T., Kuzmin V. A. (1966); Sov. Phys. JETP Lett. 4 78.;
- [19]: Olinto A. V. (2012): Cosmic rays at the highest energies; astro-ph: arXiv: 1201.4519v2;
- [20]: Király P. (2002): Nagy energiájú helioszférikus részecskék és a kozmikus sugárzás; Meteor Csillagászati évkönyv 2003;
- [21]: Király P. (2006): A Voyager űrszonda kilépett a szuperszonikus napszélbuborékból; Fizikai Szemle, 2006/3.;

- [22]: Treumann R. A., Janoschek C. A. (2008): The Heliospheric Termination Shock; astro-ph: arXiv: 0807.4170
- [23]: Erdős Géza (2010): Mágneses tér mérések a helioszférában; MTA doktori értekezés;
- [24]: Parker E. N. (1963): Interplanetary Dynamical Processes; Wiley Interscience; New York;
- [25]: <http://www.newton.dep.anl.gov/askasci/ast99/ast99441.htm>
- [26]: Brian Harvey (2007): Russian planetary exploration: history, development, legacy, prospects; Springer;
- [27]: [hirek.csillagaszat.hu](http://hirek.csillagaszat.hu): Voyager-1 a Naprendszer határán
- [28]: Nolte J. T. et al. (1976): Coronal holes as sources of solar wind; Solar Physics, vol. 46.;
- [29]: Fermi E. (1949): On the Origin of the Cosmic Radiation; Physical Reviews 75.;
- [30]: Aschwanden M. (2004): Physics of the Solar Corona; Springer; Berlin; 17. fejezet;
- [31]: <http://science.howstuffworks.com/solar-flare-electronics1.htm>
- [32]: <http://helios.gsfc.nasa.gov/cme.html>
- [33]: Aschwanden M. (2011): GeV Particle Acceleration in Solar Flares and Ground Level Enhancement (GLE) Events; Space Science Reviews;
- [34]: Baker D. N., et al. (2008): Severe Space Weather Events – Understanding Societal and Economic Impacts: A Workshop Report; National Academies Press;
- [35]: Olinto Angela V. (2011): AstroParticle Physics at the Highest Energies; 32nd International Cosmic Ray Conference; Peking;
- [36]: Neronov A., Semikov D. (2012): Origin of TeV Galactic Cosmic Rays; astro-ph: arXiv: 1201.1660
- [37]: Gabici S. (2008): Gamma Ray Astronomy and the Origin of Galactic Cosmic Rays; XXI European Cosmic Ray Symposium;
- [38]: Hajime T. et al. (2012): Propagation of Ultra-High-Energy Cosmic Ray Nuclei in Cosmic Magnetic Fields and Implications for Anisotropy Measurements; astro-ph: arXiv: 1202.2874
- [39]: Stanev T., Gaisser T. K. (2012): Neutrinos and cosmic rays; astro-ph: arXiv: 1202.0310;

- [40]: Moskalenko I. V., Strong A. V., Reimer O. (2004): Diffuse Gamma Rays: Galactic and Extragalactic Diffuse Emission; fejezet a Cosmic Gamma-Ray Sources c. könyvből; Kluwer ASSL Series; Dordrecht;
- [41]: Moskalenko I. V. (2007): Origin and Propagation of Cosmic Rays (Some Highlights); Proc. 5th Workshop on Science with the New Generation of High Energy Experiments; Frascati Physics Series 45.;
- [42]: Gaisser T. K. (2012): High Energy Neutrinos from Space; astro-ph: arXiv: 1201.6651;
- [43]: Sigl G. (2011): High Energy Neutrinos and Cosmic Rays; ISAPP School "Neutrino Physics and Astrophysics"; Olaszország;
- [44]: Longair Malcolm S. (2011): High Energy Astrophysics; Cambridge University Press; Cambridge; 569., 572. o.
- [45]: Mészáros P. (2012): A kozmikus sugárzás 100 év után; Természet Világa, 143. évfolyam 1. szám;
- [46]: Cheng K. S. (2011): Fermi Bubble as a Source of Cosmic Rays in the Energy Range  $> 10^{15}$  eV; The Astrophysical Journal, vol.: 746, issue 2;
- [47]: Istomin Ya. N. (2011): On the origin of galactic cosmic rays; astro-ph: arXiv: 1110.5436;
- [48]: Olinto Angela V.(2012): Cosmic rays at the highest energies; astro-ph: arXiv: 1201.4519v2;
- [49]: Drury Luke O'C. (2012): Origin of Cosmic Rays; astro-ph: arXiv: 1203.3681v1;
- [50]: Mészáros P. (2005): A nagyenergiájú neutrínók és a kozmikus sugárzás fizikája és asztrofizikája; Fizika szemle; 2005/9;
- [51]: Kneiske T. M., Bretz T., Mannheim K., Hartmann D. H. (2004): Implications of Cosmological Gamma-Ray Absorption; A&A, 413, 807;
- [52]: Allard D. (2011): Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays; astro-ph: arXiv: 1111.3290;
- [53]: Ribas, I.; et al. (2005): First Determination of the Distance and Fundamental Properties of an Eclipsing Binary in the Andromeda Galaxy; Astrophysical Journal Letters, 635;
- [54]: Greisen K. (1966); Phys. Rev. Letters 16 748.;
- [55]: Karachentsev I. D. (2005): The Local Group and Other Neighboring Galaxy Groups; Astronomical Journal 129;

- [56]: Risse M. et al. (2005); 29th ICRC Procs.; Pune, India;
- [57]: Gonzalez-Mestres L. (2011): Testing fundamental principles with high energy cosmic rays; XX1st International Europhysics Conference on High Energy Physics, Grenoble, Franciaország; astro-ph: arXiv: 1202.1277;
- [58]: Mostafa M. (2011): Ultra High Energy Cosmic Rays; XXXI Physics In Collision, Vancouver, Kanada; astro-ph: arXiv: 1111.2661;
- [59]: Gaisser T. K., Stanev T. (2009): Cosmic Rays; Particle Data Group kollaboráció összefoglalója: <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-cosmic-rays.pdf>;
- [60]: Grieder Peter K. F. (2001): Cosmic Rays At Earth; Elsevier; Amsterdam; 686. o.;
- [61]: [http://cosmic.lbl.gov/SKliewer/Cosmic\\_Rays/Interaction.htm](http://cosmic.lbl.gov/SKliewer/Cosmic_Rays/Interaction.htm)
- [62]: Cazon L. (2011): Studying the nuclear mass composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays with the Pierre Auger Observatory; 12th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, München, Németország; astro-ph: arXiv: 1201.6265;
- [63]: Di Sciascio G. (2011): Measurements of cosmic ray spectrum and anisotropy with ARGO-YBJ; 3rd Galileo - Xu Guangqi meeting, Peking, Kína; astro-ph: arXiv: 1202.3379;
- [64]: Stanev T. (2004): Ultra High Energy Cosmic Rays; SLAC Summer Institute on Particle Physics;
- [65]: <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat>
- [66]: MacFadyen, A.I. , Woosley, S. (1999): Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in "Failed Supernovae". ; Astrophysical Journal, 524;
- [67]: [http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2009/28apr\\_grbsmash/](http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2009/28apr_grbsmash/)
- [68]: Grieder Peter K. F. (2001): Cosmic Rays At Earth; Elsevier; Amsterdam; 899-904. o.;
- [69]: [http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/ask\\_astro/answers/970228a.html](http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/ask_astro/answers/970228a.html)
- [70]: <http://hpamsmi2.mi.infn.it/~wwwams/rigidity.html>
- [71]: [http://hu.wikipedia.org/wiki/F%C3%B6ldi\\_m%C3%A1gneses\\_mez%C5%91](http://hu.wikipedia.org/wiki/F%C3%B6ldi_m%C3%A1gneses_mez%C5%91)
- [72]: Abreu P. et al. (2011): The effect of the geomagnetic field on cosmic ray energy estimates and large scale anisotropy searches on data from the Pierre Auger Observatory; Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (2011) 022;
- [73]: Domokos G., Kövesi-Domokos Zs. (2000): Részecskebombák a világűrben; Természet világa, Mikrovilág különszám;

- [74]: [http://cosmic.lbl.gov/SKliewer/Cosmic\\_Rays/Muons.htm](http://cosmic.lbl.gov/SKliewer/Cosmic_Rays/Muons.htm)
- [75]: Jánossy L. (1963): Kozmikus sugárzás; Gondolat Kiadó; Budapest; 92. oldal;
- [76]: <http://www.rudolf-fricke.de/Wulf.htm>
- [77]: [http://www.federmann.co.at/vfhess/Kapitel/3\\_3\\_2\\_2.html](http://www.federmann.co.at/vfhess/Kapitel/3_3_2_2.html)
- [78]: <http://www.elektroncso.hu/cikkek/gmcsso.php>
- [79]: Jánossy L. (1963): Kozmikus sugárzás; Gondolat Kiadó; Budapest; 110. oldal;
- [80]: Jánossy L. (1963): Kozmikus sugárzás; Gondolat Kiadó; Budapest; 124. oldal;
- [81]:  
<http://www.physics.brown.edu/physics/demopages/Demo/modern/demo/7d3050.htm>
- [82]: Das Gupta N. N.; Ghosh S. K. (1946): A Report on the Wilson Cloud Chamber and its Applications in Physics; Reviews of Modern Physics, vol. 18.;
- [83]: Nagy G.; Kovács T. (2005): A szcintillációs detektorok jelene és jövője; Hadtudomány, XV. évf. 3. szám;
- [84]: <http://itirex.wordpress.com/2011/07/18/szcintillacios-detektor-1/>
- [85]: Cherenkov, Pavel A. (1934): Visible emission of clean liquids by action of  $\gamma$  radiation]; Doklady Akademii Nauk SSSR 2;
- [86]: <http://www.kfki.hu/physics/historia/v/a/vavilov/vavilov.htm>
- [87]: <http://www.telescopearray.org/outreach/history.php>
- [88]: Haunts A. et al. (2011): Cosmic Ray Measurements with KASCADE-Grande; 32th International Cosmic Ray Conference; Peking, Kína; astro-ph: arXiv: 1111.5436v1;
- [89]: <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>
- [90]: Kenji Sh.: AGASA Results; 2004; XIII International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions; Nuclear Physics B, 2006, vol.: 151;
- [91]: <http://www.telescopearray.org/research.html>
- [92]: Abu-Zayyad T. (2012): The surface detector array of the Telescope Array experiment; astro-ph: arXiv: 1201.4964;
- [93]: <http://www.cosmic-ray.org/reading/flyseye.html#SEC7>
- [94]: <http://www.telescopearray.org/research.html>
- [95]: <http://www.auger.org/observatory/>



- [96]: [http://www.auger.org/admin/Collaborators/authors\\_by\\_institution.html](http://www.auger.org/admin/Collaborators/authors_by_institution.html)
- [97]: Salamida F. (2011): Update on the measurement of the CR energy spectrum above  $10^{18}$  eV made using the Pierre Auger Observatory; 32th International Cosmic Ray Conference; Peking, Kína;
- [98]: IBM experiments in soft fails in computer electronics (1978-1994) from Terrestrial cosmic rays and soft errors; IBM Journal of Research and Development, Vol. 40;
- [99]: Kiss P., Csabai I., Lichtenberger J., Jánosi I.(2009): Kozmikus sugárzás, időjárás, éghajlat: hol a hiányzó láncszem?; Fizikai Szemle 2009/7-8.;
- [100]: <http://astro.elte.hu/astro/hun/kutatas/index.html>
- [101]: <http://www.rmki.kfki.hu/space/rolunk>
- [102]: Barnaföldi G. G. et al.(2011): Kincskeresés kozmikus müonokkal; Fizika Szemle 2011/12;