# Kecskeméty Károly

# Nagyenergiájú ionpopulációk a Helioszférában

Az MTA doktora cím megszerzéséért készített értekezés

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Budapest, 2012

# Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	5
2. A Nap és a Helioszféra	9
2.1 A Nap	9
2.2 A naptevékenység	10
2.2.1 Napfoltok és napfáklyák	11
2.2.2 Flerek	13
2.2.3 Koronakitörések	14
2.3 Mágneses terek a Napon	16
2.4 Nyugodt Nap, naptevékenységi minimum	16
2.5 A Nap elektromágneses spektruma	17
2.6 A napszél	17
2.7 Együttforgó kölcsönhatási tartományok	21
2.8 A Helioszféra	
2.9 A Helioszféra mágneses tere	23
3. Nagyenergiájú töltött részecskék a Helioszférában	
3.1 Részecskepopulációk	
3.2 Részecskeesemények, terjedési és gyorsítási mechanizmusok	
3.2.1 Szoláris energikus részecskeesemények (SEP események)	
3.2.2 Graduális SEP események	
3.2.3 Impulzív SEP események	
3.2.4 Interplanetáris lökéshullámok és fejhullámok	
3.2.5 CIR események	
3.2.6 További részecskegyorsítási mechanizmusok	
3.3 Energikus ionok energiaspektruma alacsony naptevékenység idején	
3.3.1 Nyugodt időszakok	
3.3.2 Nyugodt napi energiaspektrum 10 keV és 100 MeV között	
4. Töltött részecskék detektálása	
4.1 Félvezető detektorok	
4.1.1 Részecskeazonosítás két detektorral	
4.1.2 Két detektorrétegű teleszkópok hátterének meghatározása	
4.2 Új eljárás az alacsony fluxusú háttér meghatározására két detektor esetén	
4.3 A nyugodt időszakok kiválasztása	54
4.4 Alacsony részecskefluxusok mérése a földpálya közelében	56
4.4.1 A SOHO detektorai	56
4.4.2 Az IMP-8 műhold alacsony és közepes energiájú részecskedetektorai	62
4.5 A Helios–1 és –2 űrszondák mérései	67
4.6 Az Ulysses mérései	72
4.7 A Voyager–1 és –2 szondák mérései	78
4.8 A nyugodt idejű fluxusok összesített radiális profilja 0,3 és 85 Cs.E. között	
5. Az energikus részecskék energiaspektrumának alakja 1 és 30 MeV között	
5.1 Közelítés 3 paraméterrel	
5.2 Hosszú idejű változások: a minimumok összehasonlítása	
5.3 Alacsony fluxusok és az MgII index	
5.4 Homogén szektorok, árkok	91

6. A galaktikus kozmikus sugárzás energiaspektruma				
6.1 A galaktikus kozmikus sugárzás modulációja, erőtér közelítés				
6.2 A galaktikus energiaspektrum ~3 és 100 MeV között	96			
7. Nehezebb ionok az 1 MeV alatti energiatartományban				
8. Szoláris energikus részecskeesemények	111			
8.1 A SEP események lebomlási fázisa	111			
8.2 A részecsketerjedési paraméterek kísérleti meghatározása	114			
8.2.1 Diffúzió-domináns terjedés	114			
8.2.2 Konvekció-domináns terjedés	116			
8.3 A bomlási idő függése a napszélplazma paramétereitől				
8.4 A Forman-formula érvényessége				
8.5 A bomlási idő energiafüggése	124			
8.6 A bomlási idő változása a naptávolsággal	125			
8.7 Elektronok				
8.8 Numerikus szimuláció				
8.9 Eseménysorozatok	130			
9. Összefoglalás	134			
Köszönetnyilvánítás	141			
Rövidítések	142			
Angol szakkifejezések magyar megfelelői				
Irodalomjegyzék	144			

#### 1. Bevezetés

Földünk kozmikus környezetéből a Nap mellett sokáig csak a bolygókat, kisbolygókat, üstökösöket ismertük egészen addig, amíg ki nem derült, hogy a világűr nem üres: azt töltött és semleges részecskék töltik ki. A Föld légköre a számunkra veszélyes nagy energiájú elektromágneses sugárzás mellett a töltött részecskéket sem engedi át. Emiatt nem tudhattunk a kozmikus sugárzásról egészen száz évvel ezelőttig, amikor Victor Hessnek 1912-ben sikerült bebizonyítania egy, a világűrből állandóan érkező sugárzás létét. Az 1925-től máig használt kozmikus sugárzás elnevezés (*cosmic rays*) arra utal, hogy felfedezése után sokáig elektromágneses sugárzásnak gondolták.

A kozmikus sugárzást különböző mértékben ionizálódott atomok – 90%-ban protonok – és elektronok alkotják, de kis mennyiségben megtalálhatók benne antirészecskék, pozitronok és antiprotonok is. Energiájuk a napszél termikus plazmájától a földi gyorsítók által eddig elért értéket 7–8 nagyságrenddel felülmúló energiáig, több, mint 10<sup>20</sup> elektronvoltig terjed. Alacsonyabb, ~10 MeV alatti energiájú összetevőjük fő forrása a Nap, amely nagy napkitörések idején akár 10 GeV energiáig is képes ionokat felgyorsítani. Nyugodt naptevékenységi időszakokban mintegy 10 MeV/nukleon energia fölött a Nap plazmakörnyezetében, a Helioszférában található töltött részecske populáció fő forrását a galaktikus és extragalaktikus eredetű részecskék jelentik. Meg kell még említenünk a nemrég felfedezett nagy energiájú semleges atomokat és a nagy áthatolóképességű neutrinókat is.

A kozmikus sugárzás felfedezése igen hasznos információforrást nyitott meg a csillagászat számára, amely lehetőséget ad a töltött részecskék forrásainak felderítésére, gyorsítási, terjedési mechanizmusainak megértésére. A hagyományos csillagászat az extrém erős gravitációs terektől eltekintve egyenes vonalban terjedő és ezért képalkotásra alkalmas elektromágneses sugárzáson alapul. A töltött részecskék számára ehhez képest hátrányt jelent, hogy terjedésüket a forrás és az észlelő közötti elektromágneses terek befolyásolják, ezért az irányinformáció a nagyon nagy energiájú részecskéket leszámítva elvész, általában kicsi, nehezen mérhető anizotrópia marad csak belőle. Az ezek után megmaradó legfontosabb információhordozó az energiaspektrum, de a fotonokhoz képest előny a sokféleség, az elemi rész-, izotóp- és töltés összetétel. A nagy energiájú semleges részecskék detektálása izgalmas új területet nyitott meg, lévén, hogy távérzékelésre is alkalmasak, fluxusuk azonban nem nagy, és detektálásuk sem könnyű.

A kétféle, szoláris és külső forrásból származó ionok energiaspektruma eltérő: míg a Napból származóké az energia növekedésével hatványfüggvény szerint meredeken csökken, a galaktikus fluxus alacsony energián növekszik az 1 GeV alatt elért maximumig, afelett csökken. A kozmikus sugárzás leggyakoribb összetevőinek energiában 20, fluxusban 42 nagyságrendet átfogó energiaspektruma az 1. ábrán látható. Az ábra három részlete különböző mérésekből származik. A 100 MeV/n alatti rész a protonok, hélium, oxigén és vas ionoknak űrszondákon mért hosszú idejű átlagait mutatja, ahol a nagyobb részecskeesemények fluxusai dominálnak (*Mewaldt*, 2003). Az ábra középső része (*Meyer et al., 1974*) 1 TeV energiáig még szétválasztja az egyes ionokat, és a felső rész pedig a földi kiterjedt légizápor mérések eredményeit tünteti fel ~3×10<sup>20</sup> eV-ig (*Swordy*, 2001). A spektrum alacsony energiájú része,  $10^4$  eV/n alatt, és  $10^8$ – $10^9$  eV/n közötti tartomány csak a

11 éves napciklus időskáláján mutat aránylag csekély, 50–100%-os változásokat. Ezzel szemben a  $10^4$ – $10^8$  eV/n intervallumban a szoláris eredetű részecskék fluxusa rendkívül változékony, nagy napkitöréseknél a nyugalmi értékét akár 5–8 nagyságrenddel is meghaladja.





A Nap aktivitását fluktuáló folyamatok adják, ezek elektromágneses hullámok és töltött részecskék formájában jelennek meg. A változások nagysága az időskálától függően más és más. Amíg a teljes kisugárzott elektromágneses energia (*total irradiance*) a 11 éves

napciklus folyamán igen keveset, csak mintegy 1 ezreléknyit változik, addig a töltött részecskék fluxusa több nagyságrenddel is megnőhet flerek során néhány óra alatt. A szoláris nagyenergiájú töltött részecskék az emberi tevékenységet befolyásoló hatásai egy új tudományág születését is elősegítették, amely az űridőjárás nevet kapta.

A Napból eredő ionok fluxusa alacsony naptevékenység idején a spektrum minimumát jelentő néhány MeV energián olyan alacsony, hogy az űrszondákon működő, egyelőre miniatűr eszközeinkkel alig tudjuk mérni. A legutóbbi, 2006–2009 közötti szokatlanul mély minimum rávilágított arra, hogy az alacsony naptevékenység idején működő folyamatokat kevésbé értjük, mint a nagy eseményekhez kapcsolódókat. Erősebb aktivitásnál is vannak nyugodt periódusok, amelyeket azonban a sok egymás utáni esemény eltakar, a részecskefluxusok nem is térnek vissza ugyanarra a "háttérszintre". Maguknak a nyugodt időszakoknak ("quiet time") a definíciójával kapcsolatban sincs még végleges konszenzus.

Az energikus részecskéknek a nyugodt periódusokban észlelhető háttere valószínűleg több forrásból ered, nem tudjuk, hogy a Naptól távoli időbeli profilok alapján megkülönböztethetetlen mikro- és nano-részecskeesemények léteznek-e, vagy inkább korábbi nagy események populációit látjuk. Ezek lehetnek flerekkel, koronakitörésekkel vagy együttforgó tartományokkal kapcsolatos események, lehetnek interplanetáris lökéshullámokon vagy bolygók fejhullámán felgyorsult részecskék, a részecskék visszaáramolhatnak a külső Helioszférából, de a galaktikus eredetű, ill. anomális kozmikus sugárzás adiabatikusan lelassult részecskéinek energiaspektrumát sem ismerjük pontosan. E fluxusok stacionárius volta mindenesetre azt jelzi, hogy a források és veszteségek közelítőleg egyensúlyban vannak. A végső cél természetesen az egyes források relatív súlyának meghatározása, esetleg újak felfedezése és a folyamatok részleteinek megértése. A töltött részecskék terjedése hasznos információval szolgál arra a közegre, amelyen áthalad. A nyugodt fluxusok idején a napszélplazmában kimutatható egy alapállapot, amelynek jelenlétére az energikus részecskeesemények hasonló időbeli lefolyása utal. A Nappal együttforgó kölcsönhatási tartományok között pedig felismerhetők nyugalmi struktúrák is, amelyek a Nappal együtt forogni látszanak, valójában a zavart állapotok közötti stacionárius napszél állapotot jelentik.

A szoláris eredetű töltött részecskeeseményekkel 1979 óta foglalkozom, ezen belül a nyugodt naptevékenység idején észlelt ionok energiaspektrumával az 1990-es évek eleje óta. Az értekezés ezeknek a vizsgálatoknak az eredményeit mutatja be.

A dolgozat 2. fejezete összegezi a Nappal és a Helioszférával kapcsolatos fontosabb kísérleti és elméleti eredményeket: előbb a naptevékenységgel kapcsolatos jelenségeket, majd a napszelet és a bolygóközi teret.

A 3. fejezet a töltött részecskék a töltött részecskék szupratermális és nagyenergiájú populációival, terjedési és gyorsítási mechanizmusaival kapcsolatos fontosabb eddigi eredményeket sorolja fels, majd részletezi az alacsony naptevékenységi időszakban végzett korábbi méréseket.

A 4. fejezettől térek rá a saját eredményeimre. Ismertetem a töltött részecskék detektálási technikáit, majd a leggyakoribb kétdetektoros teleszkópokra az általam kidolgozott háttérmeghatározási eljárást. Ezek után az új módszer alkalmazását mutatom be a számomra elérhető adatokon. Ezek nyers, nem publikus adatsorozatok, amelyeket a

kísérletet végző kutatóktól kaptam meg az általam megjelölt nyugodt periódusokra a hozzájuk tartozó feldolgozási algoritmusokkal együtt. Így jutottam hozzá és elemeztem unikális, mások által eddig fel nem dolgozott adatsorozatokhoz a Helios, a SOHO, az Ulysses és a Voyager űrszondák méréseiből és tárhattam fels a közepes energiájú protonok energiaspektrumát a Helioszféra igen széles tartományaiban.

Az 5. fejezet az IMP–8 műhold publikusan csak részben hozzáférhető, háttérre csak részben redukált, de kivételesen hosszú és homogén, 27 évnyi adatsorozatának felhasználásával kapott spektrumokat elemzi, ilyen egységes feldolgozást sem végeztek korábban. Itt statisztikus módszert választottam három paraméter illesztésével, hogy kimutathassam a spektrumok időbeli változását is. A 6. fejezetben az előzőeknél nagyobb energiájú, galaktikus eredetű spektrum alsó részének profilját analizálom az előzőekben felhasznált adatbázist nagyobb energiájú proton mérésekkel kiegészítve. A 7. fejezetben az alacsonyabb, szupratermális energiájú ionok relatív gyakoriságának alapján foglalkozom ezek legvalószínűbb eredetével.

A 8. fejezetben a szoláris energikus részecskeesemények csökkenő, lebomlási fázisát vizsgálom előbb két eseményben részletesebben, majd statisztikus megközelítéssel, nagyszámú esemény alapján. Az előző eredményekhez ez úgy kapcsolódik, hogy a protonokat próbarészecskéknek tekintve a fluxusok időbeli profiljai az interplanetáris közeget jellemzik, ezek stabilitása alapján pedig a napszél stacionárius állapotát mutatom ki.

#### 2. A Nap és a Helioszféra

#### 2.1 A Nap

A Nap G2V színképtípusú közönséges törpecsillag, abszolút fényessége 4,8 magnitudó. A Nap a Föld környezetében az energia elsődleges forrása. Az egyetlen csillag, amelyet nemcsak távérzékeléssel, elektromágneses sugárzása révén tanulmányozhatunk, hanem az űreszközök megjelenése óta az általa kibocsátott töltött részecskéket is közvetlenül detektálni tudjuk. A Nap aktív, dinamikus csillag, a naptevékenység alakítja ki az űrkörnyezetünkben lezajló folyamatokat, forrása nagy energiakibocsátással járó jelenségeknek, flereknek, koronakitöréseknek, a Földön pedig a geomágneses viharoknak, melyeket összefoglaló névvel űridőjárásnak nevezünk. Napunk plazmaállapotban levő gömb, amely döntő többségben hidrogénből (92% részecskeszám szerint, 72% tömeg alapján) és héliumból (8 ill. 27%) áll, a többi elem – elsősorban C, N, és O – a Nap tömegének mintegy 0,1%-át adja. A Nap legfontosabb paramétereit az 1. táblázat sorolja fel.

Tömeg	$1,989 \times 10^{30} \text{kg}$
Sugár	$6,96 \times 10^8 \text{ m}$
Lapultság	$(8,01 \pm 0,14) \times 10^{-3}$ arcsec
Effektív felszíni fekete-test hőmérséklet	5,778 K°
Luminozitás	$3,85 \times 10^{26} \text{ W}$
Napállandó (elektromágneses fluxus 1 Cs.Enél)	$1,36 \times 10^3 \text{ W/m}^2$
Sziderikus forgási periódus az egyenlítőnél	24,47 nap
Szinodikus forgási periódus az egyenlítőnél	26,24 nap
A napegyenlítő és az Ekliptika hajlásszöge	7,17°
A Föld átlagos távolsága a Naptól (= 1 Cs.E.)	$1,496 \times 10^{11} \mathrm{m}$

1. táblázat. A Nap fontosabb paraméterei.

A Nap belseje négy tartományra osztható. A legbelső, mintegy 1/4 sugárig terjedő magot nagy sűrűségű és hőmérsékletű (a középpontban  $1,6\times10^5$  kg/m<sup>3</sup>, ill.  $1,5\times10^7$  K° értékeket elérő) plazma tölti ki, ez adja a termonukleáris fúzió révén az energiatermelés legnagyobb részét. A magban keletkező energia a mintegy 0,25-től 0,7 napsugárig terjedő sugárzási zónán keresztül a gamma–sugárzás fotonjainak diffúziójával jut el a zóna külső határáig, közben szóródik, elnyelődik és újra emittálódik. A fotonok kijutásához a sugárzási zónából átlagosan  $10^6$  évre van szükség, miközben a neutrinók gyakorlatilag akadálytalanul kiszabadulnak. A hőmérséklet kifelé haladva  $7\times10^6$  K°-ról  $2\times10^6$  K°-ra csökken. Ezután egy igen vékony átmeneti réteg, a tachoklína következik, amelyben a belső merev test mozgás differenciális rotációvá alakul át, és a nagy forgási sebességgradiens miatt valószínűleg ez a tartomány a Nap mágneses terét kialakító napdinamó forrása. A mag külső tartományában, a konvekciós zónában a plazma már nem teljesen ionizált, az energia sugárzás helyett konvektív módon terjed. A nagy sugárirányú hőmérsékleti gradiens miatt plazmainstabilitások lépnek fel. A tipikusan 1000 km-es méretű konvektív cellák felfelé

mozognak az egyensúlyi állapotból, ott hidegebb és sűrűbb plazmával találkoznak, a keletkező felhajtóerő tovább hajtja őket fölfelé. Így alakul ki a fotoszférában megfigyelhető granuláció, a granulák szélén áramlik vissza lefelé a hidegebb plazma.

Az atmoszféra 4 rétegből áll: a legalsó, mintegy 500 km vastag fotoszféra emittálja a napsugárzás 99%-át az optikai tartományban, a hőmérséklet kifelé haladva 6400 K°-ról 4500 K°-ra csökken, átlagsűrűsége ~10<sup>23</sup> részecske/m<sup>3</sup>. A felette elhelyezkedő, 2–3000 km vastagságú kromoszférában a hőmérséklet felfelé haladva 4500 K°-tól 20000 K°-ig emelkedik, a sűrűség  $10^{17}$  /m<sup>3</sup>-ről  $10^{10}$  /m<sup>3</sup>-re csökken. Színe az erős Balmer H<sub> $\alpha$ </sub> (656 nm hullámhosszú) kibocsátás miatt vöröses. A kromoszféra fölött az ultraibolya fényben látható, csak néhány száz km vastag, bonyolult szerkezetű átmeneti réteg, a Nap felső atmoszférája (solar upper atmosphere, SUA) található, amelyben a hőmérsékleti gradiens igen nagy, a felső határán a hőmérséklet már eléri a 10<sup>6</sup> K°-ot. Az efölött levő, napfogyatkozások idején láthatóvá váló, koronográfokkal még 30 napsugárig is megfigyelhető, éles külső határral nem rendelkező korona még ennél is melegebb,  $\sim 2 \times 10^6$ K° hőmérsékletű, igen ritka, sűrűsége 10<sup>9</sup> részecske/m<sup>3</sup>. A korona fűtésének problémája még ma is megoldásra vár, a kidolgozott nagyszámú elméletből ma legvalószínűbbnek az tűnik, hogy két mechanizmus, az MHD hullámok és a mágneses erővonal átkötődés valamilyen kombinációja felelős a magas hőmérsékletért. A korona instabil, folytonosan expandál a bolygóközi térbe, a kiáramló plazma a napszél. A koronában sötétebb, koronalyukaknak nevezett tartományok különböztethetők meg, hőmérsékletük alacsonyabb, 10° K° körüli, bennük a mágneses erővonalak nem zártak, kivezetnek a bolygóközi térbe.

A Nap egész tömege nem merev testként forog, ez csak a belső magra érvényes. A tachoklínán kívüli gömbhéjakon az egyenlítő közeli tartomány forgása a leggyorsabb (sziderikus periódusa 24,47  $\pm$  0,08 nap), a sarkok felé közeledve forgási sebesség csökken, a pólusnál a periódus 34,3 nap. A leggyakrabban használt 25,38 napos (a Földről 27,28 napos szinodikus periódusként észlelt) Carrington–rotáció ~26 fokos heliografikus szélességnek felel meg. Emellett egy kisebb sebességgradiensű mélységi differenciális rotáció is érvényesül, a legkülső rétegek kissé gyorsabban forognak. A SOHO mérések a forgáson kívül egy lassú globális meridionális – az egyenlítőre merőleges – cirkulációt is felfedeztek, amely a felszínen a sarkok felé irányul, ott lebukik és a mélyebb, sűrű rétegekben lelassulva tér vissza az egyenlítőhöz.

#### 2.2 A naptevékenység

A Nap felszínén lezajló jelenségek mind a mágneses térrel kapcsolatosak: a fotoszférában a napfoltok és napfáklyák, a kromoszférában a szpikulák, H $\alpha$  filamentek és plage-ok, itt és az átmeneti tartományban a protuberanciák, a koronahurkok, végül a kromoszférában és a koronában kialakuló flerek és koronakitörések. Ide tartoznak még a nagy flerek által keltett és a koronában terjedő 500–1500 km/s sebességű Moreton-hullámok (gyors magnetoakusztikus hullámok), a SOHO képein azonosított EIT hullámok. A Yohkoh űrszonda röntgenfényben készült képein felfedezett S alakú csavart mágneses terek, a szigmoidok valószínűleg a koronakitörések előfutárai.

#### 2.2.1 Napfoltok és napfáklyák

Az alacsony naptevékenységű, nyugodt időszakokban a Nap felszíne szinte teljesen sima, rajta alig vehetők észre struktúrák. A naptevékenység legkorábban felismert, szabad szemmel is észrevehető, már a Kr. e. IV. sz. óta biztosan ismert jelenségei a napfoltok. Az első, rajzban dokumentált eredmények Galilei távcsöves megfigyelései voltak. A napfoltok legtöbbször csoportokban jelennek meg, méretük a Földével összemérhető, a legkisebb ún. pórusok 1500 km-es átmérőjétől a nagy foltcsoportok akár 10<sup>5</sup> km-es méretéig terjed. Egy folton belül egy, a napfelszínnél mélyebben fekvő sötétebb belső terület (umbra) és egy világosabb, sugárirányú szálas szerkezetű zóna (penumbra) különíthető el. Hőmérsékletük a környezeténél alacsonyabb, átlagosan 4000 K°. A napfelszínen mozgó foltcsoportok két, jól elkülönülő részre oszlanak, egy vezető és egy követő részre. A két részcsoport ellentétes mágneses polaritással rendelkezik. Élettartamuk 1 nap és több hónap közötti, átlagosan 10 nap, így egyeseket több forgáson keresztül is meg lehet figyelni. A napfoltok erős mágneses terét már 1908-ban megfigyelték a Zeeman-felhasadás révén. Kialakulásuk a bennük kialakuló erős mágneses térrel (2500-3000 G) függ össze: a felszín közeli mágneses erővonalcsöveket a felfelé áramló plazma a felszínre hozza, és ott a mágneses tér akadályozza a felfelé történő konvekciót. Ez lehűti a plazmát, a lehűlt plazma pedig lesüllyed. A napfoltok száma és eloszlása időben változik nem teljesen szabályos, 11 éves (újabb kiértékelések szerint átlagosan 10,66 éves, 8 és 14 év határok közötti) Schwabeciklusok folyamán. A ciklus kezdetén, a majdnem vagy teljesen foltmentes időszak után 35 és 45 fok közötti heliografikus szélességeken jelennek meg az új napfoltok, melyek az előző ciklus foltcsoportjaihoz képest ellentétes polaritásúak. A napfoltok száma 2-4 évig növekszik, közben fokozatosan egyre közelebb kerülnek a napegyenlítőhöz, majd számuk csökken, és következik az újabb ciklus.



2.1 ábra. A napfoltok heliografikus szélesség szerinti eloszlását mutató Maunder diagram a legutóbbi 5 napfoltciklusban (http://www.uni.edu/morgans/astro/course/Notes/section2/new5.html).

A maximumot elérve a napfoltok száma csökken, majd újra eltűnnek. Ez szemléltethető a Maunder-féle pillangódiagramon (2.1 ábra). A ciklus a Nap mágneses pólusváltásával függ össze, 11 évenként a polaritás ellenkezőjére vált, ezért pontosabb a 22 éves Hale-ciklusról beszélni. A naptevékenység erősségét a napfoltok számával szokás jellemezni, ennek egyik standardizált változata az 1848-ban bevezetett zürichi vagy Wolf-féle napfoltrelatívszám. Egy továbbfejlesztett mérőszám az International Sunspot Number, amely a foltokat több obszervatórium észleléseiből súlyozással számítja ki. Ennek hosszú idejű regisztrátumaiban hosszabb ~80 és 210 éves periódusú változásokat azonosítottak (2.2 ábra). Másik, régi mérésekre talán jobban alkalmazható mérőszám a Hoyt and Schatten (1998) által javasolt Group Sunspot Number. Hosszabb időszakokra nézve közvetett adataink vannak, a fák évgyűrűiben talált radioaktív <sup>14</sup>C izotóp mennyiségéből az elmúlt 1000 évben 4 hosszú, igen alacsony naptevékenységű időszak is kimutatható. Ezek közül a legmélyebb volt az 1645 és 1715 közötti Maunder-minimum, amikor 70 év alatt mindössze 28 napfoltot jegyeztek fel. Ez egybeesett a kis jégkorszakkal, amikor Európában és Amerikában extrém hideg telek voltak. Az utolsó előtti, 23. napciklus 2009-ben ért véget egy szokatlanul hosszú és mély minimum után, a jelenlegi, 24. napciklus első foltjai 2010-ben jelentek meg.



2.2 ábra. A Wolf-féle napfoltrelatívszám változása 1750 óta. A zöld számok az egyes ciklusok sorszámát jelentik.

A fotoszférában a napfoltok mellett megfigyelhetők a környezetüknél ~300 K fokkal magasabb hőmérsékletű plazmafelhők, a napfáklyák is. Nagy számuk folytán a fáklyamezők összfényessége olyan nagy, hogy naptevékenységi maximumban a sötét napfoltok kisebb fényességét nemcsak kompenzálják, hanem a teljes irradiancia még nagyobb is, mint minimumban.

A kromoszféra dinamikus jelenségei az 5–10 perc élettartamú,  $10^3$  km átmérőjű, de jóval hosszabb, függőleges, tüskeszerű szpikulák. A H $\alpha$  filamentek oldalról nagy,  $10^4$ – $10^5$  km magasságú, lassan mozgó protuberanciákként figyelhetők meg, élettartamuk több hét is lehet. A mágneses teret kirajzoló, a fotoszféra aktív tartományaiból a koronába messze felnyúló, plazmával töltött mágneses fluxuscsövek, a koronahurkok általában néhány napig vagy hétig élnek, hőmérsékletük 1 millió K° fölött is lehet, átlagsűrűségük  $10^9$ - $10^{10}$  részecske cm<sup>3</sup>-enként. Bennük nagy, 15-60 km/s sebességű plazmaáramlásokat figyeltek meg.

#### 2.2.2 Flerek

A Nap felszínének legnagyobb energiakibocsátással járó jelenségei a flerek, néhány perctől kb. 1 óráig tartó, kis területre terjedő kifényesedések a fotoszférában. Elsősorban rövid hullámhosszon (röntgentartományban) figyelhetők meg, de a nagy fehér flerek látható fényben is, leggyakrabban a H<sub> $\alpha$ </sub>-vonalban látszanak, ezek a H<sub> $\alpha$ </sub>-flerek, illetve rádióhullámú zajok is kísérik őket. A legnagyobbak összenergiája 10<sup>25</sup> J fölött van, a 2003. október 28-i X17 méretű fleré  $(6 \pm 3) \times 10^{25}$  J volt, fényessége pedig 0,27 ezreléke a Nap teljes irradianciájának (Kopp et al., 2005). Az 1991. június 1-jei flerre ennél is nagyobb, 2×10<sup>26</sup> és 10<sup>27</sup> J közötti összenergiát becsültek (*Kane et al.*, 1995), amelynek nagy részét a 20 eVnél nagyobb energiájú elektronok hordozzák. Elektromágneses spektrumuk széles, a gamma-, a mikrohullámú- és a rádiófrekvenciás tartományban is észlelhetők. Az elektromágneses hullámok mellett nagyenergiájú töltött részecskéket bocsátanak ki, és gyakran együtt járnak hatalmas plazmafelhőkkel, a koronakitörésekkel. Megkülönböztetjük a rövidebb időtartamú, kisebb kiterjedésű és energiájú impulzív flereket a nagyobb, hosszabb ideig tartó graduális flerektől. A flerek méret, ill. összenergia szerinti eloszlása hatványfüggvény alakú, a hatványkitevő univerzális, független a naptevékenységtől. A flerek gyakoriságát *n*-nel, energiájukat *E*-vel jelölve  $dn/dE = AE^{-\alpha}$ , ahol  $A \approx 1.89 \times 10^{11}$ /Js,  $\alpha$  $\approx 1.8$  adódik az 5×10<sup>19</sup> és 3×10<sup>24</sup> J közötti tartományban (*Hudson*, 1991). *Krucker and Benz*. (1998) a mikroflerek tartományában ennél meredekebb spektrumot talált 2,3 és 2,6 közötti kitevővel. Nem tisztázott, hogy ez a meredekség tovább folytatódik-e a sokkal kisebb flereknél, vagy sem.

A flereket maximális az észlelt elektromágneses energiafluxusuk szerint osztályozzák. Az A osztályúaknál <  $10^{-7}$  W/m<sup>2</sup>, B:  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  W/m<sup>2</sup>, C:  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  W/m<sup>2</sup>, M:  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  W/m<sup>2</sup> és X: > $10^{-4}$  W/m<sup>2</sup>. Az űrkorszak legnagyobb flerje a 2003. november 4-én észlelt X45-ös méretű volt, a csúcsfluxus eszerint 4,5× $10^{-3}$  W/m<sup>2</sup>. Az eddig megfigyelt legnagyobb fler, az 1859-ben megfigyelt Carrington-fler ennél sokkal nagyobb lehetett, utólag közvetett adatok alapján X190-es méretűnek becsülik, a gyakorisági eloszlást jégmagok nitrátadatai alapján 500 éven belül a legnagyobb volt. Egy másik osztályozás a flerek teljes energiája alapján a kisebb eseményeknél megkülönböztet mikroflereket ( $10^{20}$  J), nano- ( $10^{17}$  J) és pikoflereket ( $10^{14}$  J), amelyek az aktív területeken kívül is megjelennek.

Bár a flerek keletkezési mechanizmusa nem minden részletében tisztázott, a fő mozzanatok a következők. A flerek előtt egy mágneses semleges vonal fölött egy filament/protuberancia alakul ki néhány nap alatt. A pre-fler fázisban a protuberancia és az alatta levő, mágneses hurkok sorozatából álló "árkád" lassan emelkedni kezd egy eruptív instabilitás következtében, a mágneses erővonalak megnyúlnak. A fler kezdetekor a megnyúlt erővonalak szétszakadnak, majd átkötődnek, a protuberancia mozgása felgyorsul (2.3 ábra). A fő fázisban folytatódik az átkötődés, forró, 10–40 millió K° hőmérsékletű röntgen hurkok és H<sub>α</sub> szalagok láthatók. A felhalmozódott mágneses energia egy része elektromágneses sugárzási energiává (rádió-, optikai-, ultraibolya-, röntgen- és gamma-sugárzás), a többi a töltött részecskék mozgási energiájává alakul át.



2.3 ábra. A mágneses erővonalak átkötődése flerekben (Mann et al., 2009).

#### 2.2.3 Koronakitörések

A koronakitöréseket, vagy más néven korona anyagkidobódásokat (*coronal mass ejection*, CME) 1973-ban, a Skylab űrállomás koronográfjának felvételein fedezték fel, mint néhány perctől néhány óráig tartó fényes struktúrákat a koronában (*Hudson et al.*, 2006). A korábbi, esetleges megfigyelések óta a SOHO, majd a STEREO űrszondák képeiből derült ki, hogy igen gyakori jelenségek, naptevékenységi maximumban naponta 3, egy év alatt majdnem 1000 CME-t figyeltek meg. A SOHO LASCO katalógusa már több, mint 14000 eseményt tartalmazott 2009-ben. Szerkezetük jellegzetes, leggyakrabban három rész ismerhető fel bennük: egy vezető él, vagy buborék (valószínűleg mágneses fluxuscső), mögötte egy sötét üreg, amelyet egy fényes filament követ (2.4 ábra). Sebességük 20 és ~3500 km/s közötti, tömegük  $10^{10}$ – $10^{13}$  kg, teljes mozgási energiájuk  $10^{21}$ – $10^{23}$  J, de elérheti a  $6 \times 10^{24}$  J–t, azaz nagyságrendileg megegyezik a flerek energiakibocsátásával. Tömeg- és kinetikus energia szerinti eloszlásukat a 2.5 ábra mutatja (*Vourlidas et al.*, 2010).

A CME-k szerkezete komplex, topológiájuk néha félgömb alakú, másszor spirális erővonalköteg látszik. Sebesség- és gyorsulási profiljuk szerint graduális (interplanetáris lökéshullámot keltő) és impulzív (flerekhez kapcsolódó) koronakitöréseket lehet megkülönböztetni. Jellegzetes kísérőjelenségük a koronaelhalványulás (*dimming*). Gyakran fotoszférikus flerekhez kapcsolhatók és kialakulásuk szintén mágneses átkötődéseknek köszönhető, de a koronából indulnak ki.



2.4 ábra. A 2000. február 27-i koronakitörés szerkezete a SOHO LASCO koronográfjának képén (Howard, 2011).

Az aktív tartomány fölötti mágneses fluxuscsövek elszakadnak az alattuk levőktől és egyre nagyobb sebességgel áramlanak fölfelé tágítva a mágneses hurkot addig, amíg az el nem szakad a Naptól. A flerek és koronakitörések közötti kapcsolat nem tisztázott, még az Mosztályú és ennél nagyobb flereknek 40%-ához sem kapcsolódik CME, de sok CME-hez nem kapcsolható fler, vagy éppen a fler kezdete előtt emelkednek fel. A fler és a CME feltehetőleg ugyanannak a nagyméretű mágneses energiafelszabadulásnak két különböző aspektusát képviseli, a két folyamatot ugyanaz a mágneses instabilitás triggerelheti.



2.5 ábra. A koronakitörések tömeg és kinetikus energia szerinti eloszlása (Vourlidas, 2010).

A CME-k tovább terjedve a bolygóközi térbe már csak *in situ* mérésekkel figyelhetők meg, ezek a mágneses felhők, vagy interplanetáris koronakitörések (ICME). A napszéllel való kölcsönhatás folytán a lassúbb CME-k felgyorsulnak, a gyorsak lelassulnak és lökéshullám alakul ki előttük. Ez a lökéshullám effektív részecskegyorsítóként működik és okozza a legintenzívebb szoláris részecskeeseményeket (3.4 fejezet).

#### 2.3 Mágneses terek a Napon

A Nap globális mágneses terét a Napban működő mágneses dinamó hozza létre. A dinamó működési mechanizmusára vonatkozóan több modellt dolgoztak ki, ezek azonban nem reprodukálják kielégítően az összes megfigyelt jelenséget. A dinamó alapja az, hogy a globális tér egy toroidális (szélességi körökkel párhuzamos) és egy poloidális (meridionális irányú) komponensre bontható, és a két összetevő a napciklus folyamán egymásba alakul át. Az átalakulásnál alapvetően fontos a differenciális rotáció, de közvetett módon valószínűleg a meridionális cirkuláció is szerepet játszik.



2.6. ábra. A napkorona (balra) és a fotoszféra (jobbra) mágneses tere.

Napfogyatkozások idején láthatóvá válik a korona, ebben szálas szerkezetű sugarak látszanak. A napkoronában a szálak fénylését az okozza, hogy a korona mágneses erővonalai mentén mozgó elektronokon a fotoszféra fotonjai Thomson-szórást szenvednek. Ezek erőssége az elektronsűrűséggel arányos, tehát az elektronok rajzolják ki a mágneses erővonalakat. A fényes ún. árkádok zárt erővonalhurkokra, a sugárszerű struktúrák pedig nyitott erővonalakra utalnak, ez utóbbiak a koronalyukakban láthatók (2.6 ábra). A korona rendezett mágneses terével szemben a fotoszférában a napfoltokhoz kapcsolódó aktív területek mágneses tere dominál. A mágneses térerősséget a színképvonalak (pl. Fe 5250A) Zeeman felhasadásával lehet megmérni, ezekből a vektor-magnetogramokból készülnek a fotoszféra mágneses térképei. A mágneses tér oszcillációit egy spektrumvonal polarizációjával mérik, ilyen műszer működik a SOHO és az SDO űrszondán.

#### 2.4 Nyugodt Nap, naptevékenységi minimum

A naptevékenységi minimum, vagy nyugodt Nap (*quiet Sun*) nem jelenti a naptevékenység leállását, sokkal inkább stacionárius folyamatokra utal. Pontos definíciója nincs, általában az egész Napon az aktív területek hiányát jelenti, de használják a naplégkör olyan tartományaira is, ahol nem figyelhető meg optikai aktivitás, és nem tartoznak koronalyukhoz sem. A legutóbbi, 23. napciklus minimumában 2008-ban a megfigyelési idő 73%-ában nem láttak napfoltot, míg más minimum években megjelentek X-osztályú flerek is. Emiatt csak relatív meghatározást lehet adni: a nyugodt Nap tartományokban is a kisléptékű hálózati fűtési (*network heating*) eseményektől, nanoflerektől, fényes pontoktól, lágy röntgen jetektől kezdve a nagy skálájú struktúrákig (transzekvatoriális hurkok, koronaárkádok) rengeteg aktív folyamat megy végbe. A nyugodt időszakban a korona hőmérséklete gyakorlatilag állandó. *Krucker and Benz* (1998) azt találta, hogy a flerek

gyakorisági spektruma hatványfüggvény és a meredeksége 2-nél nagyobb, ebből arra következtettek, hogy a műszerek érzékenységi határa alatt levő mikro- és nanoflerek adják a korona fűtéséhez a fő energiaforrást, a megfigyelt  $3 \times 10^{16}$  J energiához ~28000 mikroflerre van szükség másodpercenként.

#### 2.5 A Nap elektromágneses spektruma

A Nap a teljes elektromágneses spektrumban bocsát ki sugárzást a gamma-sugárzástól a rádióhullámokig (2.7 ábra). A sugárzás teljes energiája, az irradiancia a Földnél átlagosan 1361 kW/m<sup>2</sup>, a napciklus folyamán 1 ezreléknél kevesebbet változik és napaktivitási maximumban a legnagyobb, a napfáklyák nagyobb fényessége kompenzálja a sötétebb napfoltokat. A kisugárzás legnagyobb része a 100 nm és 100 µm közötti hullámhosszon történik, itt az eloszlás jó közelítéssel megfelel egy 5800 K°-os fekete test sugárzásának. A rövidebb hullámhosszú röntgen és gamma sugárzás a flerekben létrejövő magasabb plazmahőmérsékletnél jön létre. Ezeken a hullámhosszakon a Nap fényessége sokkal nagyobb, mint amekkora a termikus sugárzásból adódik, időbeli változékonysága nagy.

#### 2.6 A napszél

A Nap koronájában az optikai megfigyelésekben nem látszik felső határ, inkább egy diffúz struktúra, amely lassan beleolvad a háttérbe. A napkorona hőmérséklete sokkal magasabb, mint az alatta levő rétegeké, mintegy 2 millió fok, ennek az inverziónak még nincs általánosan elfogadott magyarázata, bár számos elméletet dolgoztak ki rá. A magas hőmérséklet miatt a termikus sebesség nagy (~200 km/s), a részecskék egy része eléri a Napon érvényes szökési sebességet (618 km/s), emiatt a korona nem stabil, hanem folyamatosan expandál és a Napból a plazma folyamatosan kifelé áramlik. Eddington már 1910-ben feltételezte, majd Birkeland 1913-ban a sarki fényből kiindulva kijelentette, hogy az űrt mindenütt elektronok és ionok töltik ki. Biermann az üstökösök plazmacsóvájának a radiális iránytól való eltérését magyarázta az áramló plazmával. A közvetlen, űrbeli megfigyelések a napszél létét végül 1959 januárjában igazolták a Luna-1 és -2 holdszondákon (Gringauz et al., 1960), később pedig a Venera és Mariner űrszondákon. A napszél létrejöttének elméleti magyarázatát Parker (1958) adta meg, megmutatta, hogy a kiáramló plazma sebességét leíró egyenlet az elszűkülő, majd kitáguló csőben (Lavalfúvóka) áramló gázhoz hasonló módon viselkedik, a Nap gravitációs tere a cső szűkületének felel meg. Az áramlás egy kritikus távolság elérése után szuperszonikussá válik. A Nap tömegvesztesége a napszél miatt évente  $6.8 \times 10^{19}$  g.



2.7 ábra. A Nap irradiancia spektruma 10<sup>-13</sup> m és 10 m hullámhossz között (Luhmann and Solomon, 2007). 1 mm hullámhossz fölött a spektrum 12 nagyságrenddel lejjebb van csúsztatva.

A napszél főként protonokból és elektronokból álló semleges, szuperszonikus plazmaáramlás, gyakorlatilag ütközésmentes, az ütközési szabad úthossz  $10^8$  km nagyságrendű. A plazmaparaméterek 1 Cs.E.-nél mért átlagos, ill. leggyakoribb (5, ill. 95%-os valószínűséggel észlelhető) értékeit a 2.1 táblázat tartalmazza.

paraméter		egység	átlag	5% – 95%
sűrűség	n	cm <sup>-3</sup>	8,7	3 - 20
sebesség	V	km/s	468	320 - 710
mágneses tér	В	nT	6,2	2,2 - 10
proton hőmérséklet	Tp	10 <sup>5</sup> K°	1,2	0,1 – 3,0
elektron hőmérséklet	T <sub>e</sub>	10 <sup>5</sup> K°	1,4	0,1-3,0
hangsebesség	$C_s$	km/s	63	41 - 91
Alfvén sebesség	$C_{\rm A}$	km/s	50	30 - 100

2.1 táblázat. A napszél statisztikus tulajdonságai (Gosling, 2007).



2.8 ábra. A napszélsebesség eloszlása (bal oldalon, Erdős and Balogh, 2005) és függése a heliografikus szélességtől (jobbra, http://solarprobe.gsfc.nasa.gov) az Ulysses mérései szerint, naptevékenységi minimumban, ill. maximumban.

A protonok mozgási energiája 1,5 és 10 keV között van. A plazma rendkívül ritka, az áramlás szuperszonikus és szuper-Alfvénikus, szonikus Mach száma 7, Alfvén-Mach száma 9 körül van. Az Alfvén-sebesség a hangsebességnél valamivel kisebb, ~50 km/s. Az Ekliptikától távol végzett Ulysses mérések alapján vált világossá, hogy a napszélben két jól elkülöníthető, lassú, ill. gyors komponens figyelhető meg, a 2.1 táblázat az Ekliptika környéki, dominánsan lassú napszél adatait tünteti fel. Ezekkel szemben a gyors napszél átlagsebessége 750 km/s, hőmérséklete  $8 \times 10^5$  K°. Az Ulysses által különböző heliografikus szélességeken mért sebességek eloszlása két jól elkülönülő csúcsot mutat (2.8 bal oldali ábra, *Erdős and Balogh*, 2005). A gyors napszélnyalábok forrásai egyértelműen a

koronalyukak, amelyekben a mágneses erővonalak nyíltak és a bolygóközi térbe nyúlnak ki. Napfoltminimumban a Nap poláris területein állandóan jelenlevő koronalyukak miatt ~20–30°-nál nagyobb heliografikus szélességeken csak gyors napszél figyelhető meg (2.8 jobb oldali ábra). A lassú napszél a napegyenlítőhöz közeli, ún. lassú napszél övben (*streamer belt*) jelenik meg, de a koronalyukak átívelnek az egyenlítőn, így gyors nyalábok itt is vannak. Maximumban a napszél átlagosan lassúbb és kaotikusabb. Parker megoldásával (2.9 ábra) egyezésben a mérések szerint a kétféle populációhoz köthető koronaterületek hőmérséklete is eltér, a gyors napszélé alacsonyabb, 1 MK°, a lassúé 2 MK°.





Parker hidrodinamikai napszél leírása lényegében helyes eredményeket ad, egy alapvető problémát azonban nyitva hagy, ez a napkorona fűtése. Az erre vonatkozó elméleti magyarázatok egyik osztályában a fűtést MHD hullámok szolgáltatják. A magnetakusztikus hullámok Landau-csillapítás révén fűtik a plazmát, a fotoszférából kiinduló nyílt mágneses fluxuscsövekben pedig Alfvén-hullámok terjednek fölfelé, majd reflektálódva visszajönnek a felszín felé, ezáltal turbulencia alakul ki, és ennek disszipációja fűti a plazmát (*Marsch*, 1994). Az impulzív energiafelszabadulást szolgáltató erővonal-átkötődési modellek alapja a fotoszféra hurkokból álló mágneses szőnyege (*Title and Schrijver*, 1998), a tömeg és energia forrását a zárt hurokszerű fluxusrendszerek adják, ezek kinyílnak és mágneses tölcsérek hálózata jön létre. *Cranmer and van Ballegooijen* (2010) azonban kimutatta, hogy nyugodt időszakban ez az energiafluxus nem elegendő sem a gyors, sem a lassú szél megmagyarázására.

A napszél ionjainak mintegy 95%-át alkotó protonok mellett benne nehezebb ionok is találhatók. A 10-nél nagyobb tömegszámú ionok gyakoriságának tömeg szerint eloszlását a SOHO fedélzetén működő CELIAS tömegspektrométer mérései szerint a 2.10 ábra mutatja. A 10 eV-nál nagyobb első ionizációs potenciállal (FIP) rendelkező elemek koncentrációja a koronában és a lassú napszélben sokkal kisebb, mint a fotoszférában, az alacsony FIP-pel (< 10 eV) rendelkező elemek viszont feldúsulnak. Ennek az eltérésnek az oka a koronában az, hogy az ion–semleges szétválási folyamatok következtében az ionok hatékonyabban jutnak át a fotoszférából a koronába. A lassú napszélben az alacsony FIP-pel rendelkező elemek relatív gyakorisága 3–5-szöröse a nagyokénak, a koronalyukakban és a gyors napszélben ez az arány 1,5 és 2 között van (*von Steiger*, 1995). A szoláris

részecskeeseményekben a FIP-frakcionálódás mértéke és változékonysága is hasonló, – ~2- es faktoron belül van – mint a napszélben.



2.10 ábra. Az elemek összegzett tömegspektruma a napszélben a SOHO CELIAS műszerének mérései szerint 10 és 62 amu között. (http://www.space.unibe.ch/soho/)

#### 2.7 Együttforgó kölcsönhatási tartományok

Az együttforgó vagy korotáló kölcsönhatási tartományok (*Corotating Interaction Regions, CIR*) amiatt jönnek létre, mert a gyors napszélnyalábok utolérik a lassúakat. Mivel a különböző nyalábok a napfelszín különböző részeiből erednek, más és más mágneses erővonalakhoz kapcsolódnak, ezért nem tudnak egymásba behatolni, és a lassú nyaláb mögött egy komprimált, a gyors előtt pedig egy megritkult tartomány jön létre (2.11 bal oldali ábra). Ezek aztán egy előre (*forward shock*) és egy visszafelé terjedő lökéshullámmá (*reverse shock*) fejlődnek.

A struktúra együtt forog a Nappal, és sokáig megőrződik a kifelé terjedés során. A CIR-ek már a Föld távolságánál létrejöhetnek, de jellemzően inkább ~3 Cs.E.-en túl alakulnak ki. Korábban feltételezték, hogy a lassú napszél övre korlátozódnak, de az Ulysses mérései szerint a hátrafelé irányuló lökéshullámok ezen jóval kívül, még 42° déli szélességnél is megjelentek (*Gosling and Pizzo*, 1999). Az is kiderült, hogy a struktúrák a Nap mágneses tengelyének ferdesége miatt észak–déli aszimmetriát mutatnak, az előre shock az egyenlítőhöz közelebb, a hátrafelé haladó lökéshullám attól távolabb alakul ki (2.11 jobb oldali ábra).



2.11 ábra. Az együttforgó kölcsönhatási tartományok szerkezete a Nap egyenlítői síkjában (bal oldalt) és arra merőlegesen (jobb oldalt, Gosling and Pizzo, 1999).

#### 2.8 A Helioszféra

A heliocentrikus világkép kialakulása után alakulhatott ki a Naprendszer fogalma, amely azt a Nap körüli térrészt jelenti, ahol a Nap gravitációs hatása dominál, a benne mozgó szilárd testek a Naphoz kötött pályán keringenek. A Naprendszer teljes tömegének 99,86%át a Nap, a maradék döntő részét pedig a nagybolygók adják. Kiterjedését a legkülső nagybolygók pályája alapján korábban mintegy 40 csillagászati egységnyire (Cs.E.) tették, az igen erősen elnyúlt pályájú visszatérő üstökösök alapján azonban nyilvánvalóvá vált, hogy még jóval távolabbi tartományok is a Naprendszer részét képezik. A Neptunuszon túli objektumok (TNO) közé a mintegy 20 éve felfedezett és már több, mint 1000 ismert kisbolygót tartalmazó Kuiper-öv, illetve az ennél is nagyobb méretű ún. szórt korong objektumai tartoznak, melyek pályája legalább 100 Cs.E.-ig terjed. A parabolikus és kissé hiperbolikus pályájú üstökösök forrásaként feltételezett gömbszimmetrikus Oort felhő külső határát pedig 50000 Cs.E. körülire becsülik. A Nap körüli ún. Hill-szféra (más néven Roche-szféra) határa, amelyen belül adott test vonzása dominál első közelítésben (ez nem jelent feltétlenül stabil pályákat), ennél is nagyobb, mintegy 2,3×10<sup>5</sup> Cs.E., azaz 1,1 parszek. Stabil pályák azonban valószínűleg csak az ún. gravitációs szférán belül lehetnek, amelynek sugara a Nap esetében 4500 Cs.E. (Chebotarev, 1964).

A napszél felfedezése óta a Nap befolyása alá tartozó térbeli tartományt azonban bolygóközi plazma kiterjedése alapján is megítélhetjük. Innen ered a Helioszféra fogalma, amely a tér kis részét elfoglaló szilárd testekre koncentráló Naprendszernél jobban fejezi ki a Nap által befolyásolt térrészt. A Helioszféra lényegében a napszél által kitöltött tartományt jelenti. A fogalom először a galaktikus kozmikus sugárzás terjedésével kapcsolatban merült fel. A napszél nyomása a Naptól távolodva csökken, üres környezetben aszimptotikusan zérushoz tartana. A csillagközi plazma azonban véges

nyomással rendelkezik, ezért várható, hogy ahol napszélplazma nyomása eléri a külső plazma nyomását, egyensúlyi felületnek kell kialakulnia, ahol a napszél expanziója megáll.



Az 1977-ben felbocsátott két Voyager űrszonda 2004-ben, ill. 2007-ben már el is érte a legbelső határfelületet, az ún. terminációs lökéshullámot (*termination shock, Stone et al.*, 2007), ahol a napszél áramlása szuperszonikusból szubszonikussá válik. A modellek még két határfelület létezését jósolják: a földi magnetopauza analogonját, a heliopauzát, ahol a csillagközi szél nyomása tart egyensúlyt a napszél nyomásával, és végül a fejhullámot (*bow-shock*), amin kívül már csak csillagközi anyag található. (Ez utóbbi létezése kérdéses, függ a csillagközi mágneses tér erősségétől, ma inkább azt feltételezik, hogy nem lökéshullám.) A terminációs lökéshullám és a heliopauza között helyezkedik el a Helioszféra mágneses burka (*heliosheath*, a földi mágneses burok, a magnetosheath analógiájára), ahol jelenleg a két Voyager szonda repül és végez méréseket. Itt a napszélionokon kívül intersztelláris semleges atomok is vannak. A Voyagerek legújabb mérési eredményei reményt adnak arra, hogy a szondák élettartama alatt még a heliopauzán való átmenetet is sikerül megfigyelni. A Helioszféra részben még csak feltételezett szerkezetét a 2.12 ábra mutatja.

#### 2.9 A Helioszféra mágneses tere

A Helioszféra mágneses terét a radiálisan kifelé fújó napszél és a Nap tengely körüli 27 napos sziderikus periódusú forgása alakítja ki. A napszélben a gyakorlatilag végtelen nagy vezetőképesség miatt egy, a plazmával együtt mozgó tetszőleges zárt görbén belül vett mágneses fluxus időben nem változik, ez a fluxusbefagyás jelensége, tehát az áramló

plazma magával viszi a "befagyott" mágneses teret. Egy radiálisan kifelé mozgó plazmacsomagon átmenő erővonal talpát a Nap forgása nyugati irányba viszi magával, ezáltal egy arkhimédészi spirális alakú mágneses tér alakul ki. Ennek létezését a napszélből kiindulva Parker jósolta meg, ezért a Parker-spirál nevet kapta. Polárkoordinátákban a **B** mágneses térerősség radiális, azimutális és meridionális összetevője

$$B_r = B_0 (r_0 / r)^2 \qquad B_{\varphi} = -B_0 \frac{\omega r_0^2}{V r} \sin \vartheta \qquad B_{\vartheta} = 0$$
(2.1)

ahol r a radiális naptávolság,  $r_0$  a forrásfelület sugara (2,5 naprádiusz),  $B_0$  az forrásfelületen érvényes (radiális) mágneses térerősség,  $\omega$  a Nap forgásának szögsebessége, V pedig a napszélsebesség. Ez visszaadja a forgásra merőleges síkban az arkhimédészi spirálist, attól eltávolodva a spirál kúpfelületekre tekeredik rá. A külső Helioszférában tehát a mágneses tér radiálisból egyre inkább toroidálissá válik. A (2.1) kifejezések a mérések szerint jól egyeznek a mágneses tér hosszú időre vett átlagaival, a pillanatnyi mágneses tér azonban ettől erősen eltérhet a plazmában kifelé terjedő mágneses struktúrák miatt (2.13 bal oldali ábra). A napszél nem pontosan radiálisan tágul: ha mágneses fluxuscsövek radiális tágulását egy expanziós faktorral jellemezzük, ez a gyors napszélben kisebb, a lassú napszélben nagyobb (overexpansion), mint amekkora a Parker-modellből adódik. A Voyager mérésekben további eltérést találtak: a külső Helioszférában a mágneses erővonalak szélességben vándorolnak, ennek oka a Nap differenciális rotációja, ami a magasabb szélességeken lassúbb forgást jelent. A Parker tér Fisk (1996) által javasolt módosítása (2.13 ábra, jobb oldalon) és további Parker-Fisk hibrid modellek a mágneses erővonalak talppontjainak differenciális rotációját az erővonalak radiálistól eltérő expanziójával kombinálják. Emiatt a Parker-térhez képest egy meridionális komponens jelenik meg, és az erővonalak a pólusok közelében erősen elhajlanak. Bár a magas szélességeken észlelt visszatérő energikus részecskeeseményekre jó magyarázatot ad, a Fisk-tér létezésére vonatkozó közvetlen kísérleti bizonyítékok egyelőre vitatottak.

Naptevékenységi minimum idején a Nap globális mágneses tere jó közelítéssel dipólus tér. A Nap forgástengelye 7,5 fokkal tér el az Ekliptika síkjától, a globális dipólustér pedig a forgástengellyel sem esik egybe. Az Ekliptika síkjában régóta végzett mágneses tér mérések szerint egyes szektorokban a mágneses tér iránya befelé, másokban kifelé mutat; a szektorok száma 2 vagy 4 is lehet. A 4 szektor pedig azt jelzi, hogy a kétféle mágneses polaritást elválasztó felület sem sík, hanem hullámos, balerina szoknyához hasonlít. Naptevékenységi minimumban a kvadrupólmomentum és a hullám amplitudója kicsi, maximumban ezek megnőnek, és a felület is bonyolultabbá válik. *Schatten* (1971) mutatta meg, hogy ezen a felületen egy áramlás indul meg, ezért ezt a felület a helioszférikus áramlepel (*Heliospheric Current Sheet*, HCS) nevet kapta (2.14 ábra). Az Ulysses mérések mutatták meg, hogy áram a Helioszférában csak itt folyik. Az áramlepel igen vékony, vastagsága 10000 km körül van, a rajta folyó radiális irányú áram erőssége  $\sim 3 \times 10^9$  A. Az áramlepel az Ulysses mérései szerint kissé aszimmetrikus, dél felé lelapul, ennek mértéke még vitatott. A kérdést a 4.2.4 fejezet tárgyalja részletesebben.

dc\_356\_11



2.13 ábra. Bal oldalon: az interplanetáris mágneses tér a Parker modell szerint és a valóságban (http://www.thaispaceweather.com/IHY/Interplanetary\_space/ IP\_magnetic\_field.htm/), jobb oldalon: a Fisk-tér meridionális metszete ( $\Omega$  a forgástengelyt, M a mágneses tengelyt jelzi).



2.14 ábra. A helioszférikus áramlepel (Hundhausen, 2008).

#### 3. Nagyenergiájú töltött részecskék a Helioszférában

#### 3.1 Részecskepopulációk

A Helioszférában az 1.1 ábra szerint a napszélénél sokkal nagyobb energiájú töltött részecskék is megtalálhatók a szupratermálistól legalább  $10^{20}$  eV energiáig. A részecskék döntő többsége proton és elektron, de nehezebb magok is észlelhetők egészen a vasig. E töltött részecskék forrásai azonban, a flerek gamma-kitöréseit leszámítva, elektromágneses sugárzásban nem láthatók. Ennek oka az, hogy a részecskegyorsítás többnyire alacsony plazmasűrűségű tartományokban megy végbe, ahol nincs, vagy nagyon gyenge a fotonkibocsátás. Így a töltött részecskékre vonatkozóan gyakorlatilag az *in situ* mérésekre kell hagyatkoznunk. A legfontosabb populációkat a 3.1 ábra mutatja.



3.1 ábra. Energikus részecske populációk a Helioszférában (http://www.srl.caltech.edu/ACE/CRIS\_SIS/scitech.html).

A galaktikus kozmikus sugárzás (galactic cosmic rays, GCR) a Helioszférán kívülről gyakorlatilag izotróp eloszlással (anizotrópiája  $<10^{-3}$ ) lép be a Helioszférába, ahol a naptevékenység modulálja. Energiaspektrumuk néhány száz MeV/n-ig növekszik, 1 GeV fölött hatványfüggvényt követve csökken (6.1 ábra), a spektrális kitevő -2,5 a  $10^{16}$  eV-nél

levő "térd"-ig, ennél feljebb pedig -2,7 mintegy 10<sup>20</sup> eV-ig (részletesebben ld. a 6. fejezetben). Az **anomális kozmikus sugárzás** (ACR) eredetileg semleges részecskékként érkezik az intersztelláris térből, a Helioszférában ionizálódik, a napszél kisodorja őket az áramlás lelassulását jelentő terminációs lökéshullámig és azon túl, a helioburokba. Ott az ionok felgyorsulnak, majd visszatérnek a belső Helioszférába és modulálódnak. Energiaspektrumuk 100 MeV/n alatt a moduláció miatt a belső Helioszférában hasonló a galaktikus kozmikus sugárzáséhoz, de összetételük más, főként magas első ionizációs potenciálú ionok fordulnak elő köztük, amelyek semlegesként megtalálhatók a csillagközi anyagban. Így a héliumionok száma nagyobb a protonokénál, az oxigénionoké a szénnél. A másik különbség az, hogy az anomálisak nagyrészt csak egyszeresen, míg a galaktikus ionok teljesen ionizáltak.

A szoláris energikus részecskék (solar energetic particles, SEP) flerekből és koronakitörésekből származnak (részletesen a következő alfejezetben), akár 10 GeV energiáig is felgyorsulhatnak (neutron monitor észlelés >100 MeV esetén: Ground Level Events). A legtöbb fler azonban nem jár mérhető, a hátteret meghaladó részecskekibocsátással. Az energikus vihar részecskék (Energetic Storm Particles, ESP) a bolygóközi (leggyakrabban CME eredetű) lökéshullámon felgyorsult ionok. Erős lökéshullámoknál a protonok energiája elérheti a 100 MeV–et is. Az együttforgó kölcsönhatási tartományok (corotating interaction regions, CIR) ~10 MeV-ig képesek protonokat felgyorsítani. A bolygók fejhullámán (bow-shock) felgyorsult részecskék energiaspektruma a Földnél néhány száz keV-ig, a Jupiternél ~10 MeV-ig terjed. A felkapott ionok (pickup ions) eredetileg semleges atomokként kerülnek bele a napszélbe, ionizálódnak, majd az új ionokat a napszél elektromos tere felkapja és a plazmáénál akár 2-szer nagyobb sebességre gyorsítja. A pickup ionok helioszférikus forrásai az üstökösök, bolygók és holdjaik (pl. Io) atmoszférája, porrészecskék által semlegesítődött napszél ionok a Nap közelében, de jelentős részük a csillagközi térből, illetve a helioburokból érkezik.

*Mewaldt et al.* (2001) majdnem 3 évi mérésre összegezte a különböző energiájú fluxusokat az ACE 4 különböző műszerének méréseit felhasználva, ezzel a kumulált fluxus (*fluence*) energiaspektrumát kapta meg. A 3.2 ábra ezt az oxigénionokra mutatja, ezen belül megkülönböztetve a lassú és gyors napszelet, a szupratermális "uszályt" (*suprathermal tail*), külön két graduális és egy impulzív szoláris energikus részecskeeseményt, illetve egy CIR eseményt, valamint az anomális és a galaktikus kozmikus sugárzás járulékát. 10 keV/n és 10 MeV/n között a spektrális index közelítőleg -2, a hélium és vas ionokra a spektrum nagyon hasonló, alatta és fölötte kissé meredekebb.

Az ionokon kívül **energikus semleges atomok** (*energetic neutral atoms*, ENA) is terjednek a Helioszférában, amelyek az anomális nagyenergiájú ionok és semleges háttératomok ütközése útján jönnek létre. Leggyakoribbak a H, He, O és S atomok. Egyenes terjedésük révén leképezésre is használhatók. Először a Föld magnetoszférájából származó ENA-kat sikerült detektálni (1972), a Cassini szonda a Jupiter és a Szaturnusz közelében azonosította őket, a 2009-ben felbocsátott Interstellar Boundary Explorer-nek (IBEX) pedig a Helioszféra határához közeli tartományt sikerült "lefényképeznie".



3.2 ábra Oxigén ionok 2 és <sup>3</sup>/4 évre integrált fluxusa az ACE méréseiben, külön jelölve 3 nagy SEP és egy CIR eseményt (Mewaldt et al., 2001).

#### 3.2 Részecskeesemények, terjedési és gyorsítási mechanizmusok

A töltött részecskék gyorsításának és terjedésének leírására két különböző transzportegyenletet szokás használni az irányszögszóródás erősségének megfelelően. Ha a szóródás erős, akkor a plazmához rögzített koordinátarendszerben az eloszlás közel izotróppá válik. Ha emellett a részecskesebesség sokkal nagyobb a napszélsebességnél v >> V, akkor az f(p,r,t) fázistérbeli sűrűség időbeli változását a Parker-egyenlet írja le (p az impulzus, x a térkoordináta (*Parker*, 1965, *Lee*, 2000):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\kappa_{ij} \frac{\partial f}{\partial x_j}) - V_{Di} \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{1}{3} \frac{\partial V_i}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial \ln p} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 D_{pp} \frac{\partial f}{\partial p}) + \frac{f}{T} = Q(p, x, t),$$
(3.1)

ahol a bal oldalon a 2. tag a konvekciót ( $V_i$  a napszélsebesség), a 3. a diffúziót ( $\kappa_{ij}$  a térbeli diffúziós tenzor), a 4. a görbületi és gradiens driftet ( $V_{Di}$  a driftsebesség,  $V_{Di} = \frac{pcv}{3q} \varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{B_k}{B^2})$ ), v a részecskesebesség a plazma rendszerében, q a töltés, **B** a

mágneses térerősség), az 5. az impulzustérbeli diffúziót, a 6. a sztochasztikus gyorsítást, a 7. részecskeveszteséget írja le, Q pedig a forrástag. A (3.1) egyenlet alkalmas a legtöbb

populáció (galaktikus, anomális kozmikus sugárzás, SEP események lebomlási fázisa – ld. 8. fejezet) viselkedésének leírására, amelyek eloszlása közel izotróp.

#### 3.2.1 Szoláris energikus részecskeesemények (SEP események)

A flerek nyomán kialakuló részecskefluxus növekedést először 1942-ben vették észre neutron monitorok regisztrátumaiban. A SEP eseményekben főleg protonok, elektronok és alfa részecskék mellett kevés <sup>3</sup>He és nehezebb magok fordulnak elő (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe), maximális energiájuk 1 GeV fölött is lehet. Míg a fler csak néhány percig tart, az energikus részecskeesemény a Földnél több napig is elhúzódik. A SEP eseményekben két osztály különül el, az impulzív és graduális események, jellemző tulajdonságaikat a 3.1 táblázat tünteti fel, fluxusuk jellemző időbeli lefutása a 3.3 ábrán látható.

	impulzív	graduális
	elektron-gazdag	proton-gazdag
forrás	fler-anyag	napszél
időtartam	néhány óra	több nap
gyakoriság	~1000/év	~10/év
	nincs CME	CME
p/He	10	100
<sup>3</sup> He/ <sup>4</sup> He	~1	5×10 <sup>-4</sup>
Fe/O	1,2	0,1–0,2
Q(Fe)	20	14
hőmérséklet	10 MK°	2 MK°
szögkiterjedés	< 30°	< 180°

3.1 táblázat. Az impulzív és graduális események jellemző tulajdonságai.



3.3 ábra. A protonok intenzitásprofiljai egy impulzív és egy graduális SEP eseményben az ACE-EPAM (felső 2 energiasáv, Gold et al., 1998) és az IMP–8 mérései szerint (Sarris et al., 1976).

Az újabb megfigyelések szerint a graduális eseményekben is feldúsul a <sup>3</sup>He a napszélbeli értéke 5–50-szeresére, a vas ionok töltése pedig energiafüggő: 100 keV/n-nél 10 alatt marad és csak 10 MeV fölött éri el a 20-as értéket (*Klecker et al.*, 2005). Ez az mutatja, hogy a két osztályba sorolás leegyszerűsítés, ezek inkább szélső eseteket jelentenek, és a kettő közti átmeneti, hibrid tulajdonságú események folytonos spektrumot alkotnak.

A szoláris energikus részecskeeseményekben a kumulált fluxusok (*fluence*) eloszlása hatványspektrumot követ. *Miroshnichenko et al.* (2001) 320 esemény kiértékelése alapján 10 MeV-nél nagyobb energiájú protonokra kettős kitevőjű hatványfüggvényt talált. Eszerint az 1 és 10<sup>5</sup> pfu (proton/cm<sup>2</sup> s sr) közötti tartományban 10<sup>3</sup> pfu alatt a meredekség kisebb, -1 körüli, az ennél nagyobbaknál -1,53.

A szoláris energikus részecskeeseményekben a részecsketranszport leírására – legalábbis a belső Helioszférában – a (3.1) egyenlet nem alkalmas, mert a mágneses térrel párhuzamos szóródási szabad úthossz a turbulens plazmában nagy, összemérhető a Naptól mért távolsággal. Ráadásul az impulzív eseményekben és a graduálisak elején a megfigyelt anizotrópia nagy, az eloszlás girotróp, ezért a radiális mágneses térre specializált fókuszált transzport egyenletet kell alkalmazni (*Lee*, 2000):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (V + v\mu)\frac{\partial f}{\partial r} - \frac{1 - \mu^2}{r}Vv\frac{\partial f}{\partial v} + \frac{1 - \mu^2}{r}(v + \mu V)\frac{\partial f}{\partial \mu} - \frac{\partial}{\partial \mu}[(1 - \mu^2)D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu}] = Q, \quad (3.2)$$

ahol  $f(v,\mu,r,t)$  a girofázisra átlagolt eloszlásfüggvény,  $\mu = \cos \theta$ , ahol  $\theta$  a részecske irányszöge (**v** és **B** által bezárt szög) a plazma rendszerében,  $D_{\mu\mu}$  pedig az irányszög diffúziós együttható. A 2. tag a részecskék **B** menti mozgását, a 3. az adiabatikus lassulást, a 4. a mágneses fókuszálást írja le kisebb irányszögek felé (a Helioszférában a kifelé gyengülő mágneses tér miatt), az 5. pedig a diffúziót (irányszögszórást). Mivel a (3.1) egyenlet érvényességéhez szükséges a  $v \gg V$  feltétel, nem írja le az ionoknak a termikus plazmából való felgyorsulását. Ezeket a Q forrástag tartalmazza, mint injekciót a transzport- és további gyorsítási folyamatokhoz.

Ha a (3.1) egyenletben csak a diffúziós tagot tartjuk meg, akkor gömbszimmetrikus esetben az  $r_0$ -nál feltételezett forrással a

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \kappa_r \frac{\partial f}{\partial r}) = Q(r_0, t)$$
(3.3)

diffúziós egyenletet kapjuk, ahol  $\kappa$  a radiális diffúziós együttható. Legegyszerűbb esetben a Napon delta-függvény injekció feltételezésével  $r_0 = 0$ ,  $t_0 = 0$ -ban a ( $N_0$  az injektált részecskék száma) az

$$f(r,t) = N_0 (4\pi\kappa_r t)^{-3/2} \exp(-\frac{r^2}{4\kappa_r t})$$
(3.4)

időbeli változást adja, ez gyors emelkedéssel elért maximum után lassú  $t^{-3/2}$  alakú időbeli csökkenésre vezet. A SEP eseményekben a részecskék fluxusának időbeli változását a (3.4) függvény gyakran jó közelítéssel leírja, a fluxus időprofilja alapján így becslést lehet adni a  $\lambda$  szóródási szabad úthosszra. Ennek értéke graduális eseményekre 0,1, impulzívaknál 1 Cs.E. nagyságrendűre adódik.

A plazmában a diffúzió mögött álló fizikai mechanizmus az irányszög szóródás: a nagy sebességgel mozgó ionok irányszöge a mágneses tér inhomogenitásaival (elsősorban Alfvén-hullámokkal) való kölcsönhatás során kissé megváltozik. A folyamat analóg a térbeli diffúzióval: ott a térbeli gradiens hozza létre a diffúziót, a  $\mu$  térben ( $\mu = \cos \alpha$ , ahol  $\alpha$  a mágneses irányszög) pedig az irányszögbeli gradiens. A  $\kappa(\mu)$  irányszög diffúziós együttható és a mágneses térrel párhuzamos szabad úthossz között az összefüggés (*Jokipii*, 1966):

$$\lambda_{\rm H} = \frac{3}{8} v \int_{-1}^{1} \frac{(1-\mu^2)^2}{\kappa(\mu)}, \qquad (3.5)$$

 $\lambda_{\parallel}$  azt a távolságot adja meg, amely átlagosan az irányszög 90°-os megváltozásához szükséges.

A hullám–részecske kölcsönhatás alapvetően nemlineáris folyamat, legalacsonyabb rendű perturbációit a kvázi-lineáris elmélet tárgyalja. A plazmahullámokon történő részecskeszóródás véletlen bolyongás (*random walk*) folyamat, ha csak kisszögű szóródásra korlátozódunk, így a részecskesebesség megfordulásához nagyszámú szóródás szükséges. Effektív irányszögszóródás akkor történik, ha a részecske girorádiusza közel egyenlő a fluktuációk hullámhosszával, ez a rezonáns szóródás:  $k_{\parallel} = \omega/\mu v$ , ahol  $\omega$  a girofrekvencia. A szóródás nagysága tehát lényegében a hullámok  $f(k_{\parallel})$  teljesítményspektrumának a rezonancia frekvenciánál érvényes sűrűségétől függ. A kvázilineáris elmélet szerint a mágneses tér mért teljesítményspektrumaiból kiszámítható a részecskék szóródási szabad úthossza, de ez a SEP események időprofiljából számított értékeknél 1-2 nagyságrenddel kisebb értékeket ad. Az ellentmondást valószínűleg az okozza, hogy a fluktuációk nagyobb része nem okoz szóródást, de a probléma meoldása még várat magára.

#### 3.2.2 Graduális SEP események

A graduális SEP eseményekben a kilökődött plazmacsomag lökéshullámot hajt maga előtt. A lökéshullámok három különböző mechanizmus révén képesek részecskegyorsításra. A shock drift gyorsítás ütközésmentes esetben érvényesül (3.2.4 alfejezet), legeffektívebb a merőleges lökéshullámokon. A diffúziós shock gyorsítás (ld. alább) a közel párhuzamos lökéshullámoknál dominál, a sztochasztikus gyorsítás a lökéshullám mögötti turbulens tartományban.

A három mechanizmus közül a legjobban kidolgozott és leguniverzálisabbnak bizonyult diffúziós shock gyorsításban (elsőrendű Fermi-gyorsítás) a részecskék a plazmában terjedő lökéshullám előtt konvergáló plazmaáramlások között gyorsulnak fel (*Axford et al.*, 1977, *Drury*, 1983). A (3.1) egyenlet stacionárius megoldása végtelenül nagy rendszerre

$$f_{0}(p/p_{0})^{-\gamma} \exp\left[-V_{1} \mid x \mid \kappa(p)\right] \quad \text{ha } x < 0$$

$$f(x,p) = \{ \begin{array}{c} f_{0}(p/p_{0})^{-\gamma} & \text{ha } x \ge 0, \end{array}$$
(3.6)

ahol  $\gamma = 3V_1/(V_1 - V_2)$ , csak a kompressziós aránytól függ. A diffúziós lökéshullám gyorsítás időskálája, amennyi időre szükség van  $p_c$  impulzus eléréséhez:

$$\tau_a = 3 \frac{V_1 / V_2 + 1}{V_1 / V_2 - 1} \frac{\kappa(p_c)}{V_1^2}, \qquad (3.7)$$

itt  $\kappa(p_c) = \kappa_{\parallel}(p_c) \cos^2 \theta_{Bn} + \kappa_{\perp}(p_c) \sin^2 \theta_{Bn}$ ,  $\theta_{Bn}$  pedig a **B** mágneses tér és a lökéshullám normálisa által bezárt szög. Mivel általában  $\kappa_{\perp} \ll \kappa_{\parallel}$ , ezért a közel merőleges lökéshullámnál (ahol  $\theta_{Bn} \approx 90^\circ$ ) a részecskék gyorsítási ideje sokkal rövidebb, mint a párhuzamosnál. Ennek következtében a merőleges lökéshullám jobban képes részecskegyorsításra a termális populációból és injektálni a részecskéket további gyorsításhoz és terjedéshez. Egy 1 MeV energiájú proton esetében a mágneses térrel párhuzamos szóródási szabad úthossznak 0,02 Cs.E.-t véve ( $V_1 = 400$  km/s és  $V_1/V_2 = 4$ , azaz erős shock és  $\theta_{Bn} = 45^\circ$  esetén) a gyorsulási idő  $\tau_a \approx 2,5$  napnak, merőleges esetben ( $\theta_{Bn} = 90^\circ$ ) pedig 1 órának adódik.



3.4 ábra. SEP események fluxusprofiljai a megfigyelő és a lökéshullám relatív helyzetének függvényében 5, 15 és 30 MeV-es protonoknál (Cane and Lario, 2006). A szaggatott vonal a lökéshullám áthaladását jelzi.

A graduális események időprofilja erősen függ a CME és a megfigyelési pont relatív helyzetétől. A 3.4 ábra bal oldalán a megfigyelő és a lökésfront között kezdetben jó a mágneses összeköttetés, ezért az első részecskék gyorsan megérkeznek. Az idő előrehaladtával az összeköttetés romlik, mire megérkezik a lökéshullám (szaggatott vonal), a megfigyelő már a keleti oldalra kerül, a fluxus lecsökken. A jobb szélső panelen ezzel szemben nem látható az esemény kezdete, utána is a távoli nyugati oldalán lassan emelkedik az intenzitás. A lökéshullám megérkezésekor azonban a megfigyelő a shock

"orrához" kerülve nagy fluxust észlel. A zárt mágneses felhő (*interplanetary CME*, ICME) belsejében a részecskefluxus lecsökken.

A graduális események energiaspektrumát leggyakrabban kettős hatványfüggvénnyel lehet jellemezni, kisebb energiánál a spektrum laposabb, nagyobb energiánál meredekebbé válik. A letörési pont (*roll-off*) 1 és 10 MeV/n között van. *Mewaldt et al.* (2005) a gammakitöréseknél alkalmazott függvényhez hasonló közelítéssel (*Band et al.*, 1993) találta a legjobb egyezést (3.5 ábra):

$$dJ/dE = CE^{-\gamma a} \exp(-E/E_0), \qquad ha E < (\gamma_b - \gamma_a) E_0$$
  
$$dJ/dE = CE^{-\gamma b} \{ [(\gamma_b - \gamma_a)E_0](\gamma_b - \gamma_a) \exp(\gamma_b - \gamma_a) \}, \quad ha E \ge (\gamma_b - \gamma_a) E_0 \qquad (3.8)$$

A spektrális kitevő 5–10 MeV/n alatt sokkal kisebb, -1 és -1,5 között van, efölött a szokásos -3 és -5 közötti, a 2005. januári spektrum kivételesen kemény. A töréspont  $E_0$  energiája az ionok q/m értéke szerint rendeződik: a protonoknál a legnagyobb, vasnál a legkisebb (*Tylka et al.*, 2000).



3.5 ábra. Bal oldalon: a 2003-as SEP események kumulált fluxus spektrumai összehasonlítva a Band et al. (1993) spektrális alakkal. Az egyes spektrumok az E energiában el vannak tolva 2–2 nagyságrenddel. Jobbra: a 2005. jan. 20-i nagy SEP esemény spektrumai (Mewaldt et al., 2005).

#### 3.2.3 Impulzív SEP események

Az impulzív események rövid idejű részecskeinjekcióval járnak, magas töltésállapotuk szerint ~10 MK° hőmérsékletű plazmából erednek, ezek és gamma-sugárzásuk arra utal, hogy a flerekből származnak. A flerek röntgen-emissziója arra utal, hogy az energikus részecskék többsége nem tud kiszabadulni a koronából, csak kis részük éri el a nyitott

erővonalakat. A részecskegyorsítási mechanizmusok közül legvalószínűbb a rekonnekció. A <sup>3</sup>He-ben gazdag eseményekre javasolt folyamatban az átkötődés kompakt, zárt mágneses hurkokban történik (*Kocharov and Kocharov*, 1984). A bezárt részecskék elektromágneses sugárzást keltenek, a hullámok pedig, abszorbeálódva a plazmában, gyorsítják a részecskéket. Nagy impulzív flerekre további három mechanizmust javasoltak (*Kallenrode*, 2003): a fler hurkok fölötti mágneses átkötődést; a semleges atomok ionizációját az alsó koronában, ezek pickup folyamatban 10–100 MeV energiára gyorsulhatnak 10<sup>-3</sup> s alatt; ill. a sarki fény részecskegyorsításának analógiájára párhuzamos potenciálugrásokon való gyorsítás történhet a Nap atmoszférájában. A sokféle modell ellenére egyelőre még bizonytalan, melyik folyamat a lényeges.

Az impulzív SEP eseményekben a 3.1 táblázat szerint a <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He és Fe/O aránya sokkal nagyobb, mint a graduális eseményekben. Ezt *Tylka et al.* (2005) a flerből visszamaradó szupertermális ionok újra gyorsításával magyarázta, ezzel szemben *Cane et al.* (2006) a közvetlenül a fler által felgyorsított anyagot részesíti előnyben, ami csak jó mágneses összeköttetés esetén észlelhető. A kérdés eldöntésében a STEREO-nak az új napciklusban várt megfigyelései segíthetnek.

#### 3.2.4 Interplanetáris lökéshullámok és fejhullámok

A bolygóközi térben terjedő lökéshullámoknál a legegyszerűbb, szóródásmentes esetben a shock drift gyorsítás működik: a lökéshullámfrontnál kialakuló elektromos tér gyorsítja a részecskéket. A szóródást elhanyagoljuk, a lökéshullámmal együtt mozgó rendszerben az elektromos tér  $\mathbf{E} = -\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_1$ , ahol  $\mathbf{V}_1$  a lökéshullám előtti sebességet,  $\mathbf{B}_1$  a mágneses térerősséget jelöli, a 2-es indexek a mögötte érvényes mennyiségeket. Az  $\mathbf{E}$  elektromos tér a lökéshullám-front mentén mutat, a részecskék a fronttal párhuzamosan driftelnek és gyorsulnak. Egy részecske annál több energiát képes nyerni, minél tovább van kölcsönhatásban a lökéshullámmal, minél többször képes keresztezni azt. Ez a frontra merőleges sebességtől függ, vagyis a  $\theta_{Bn}$  ( $\mathbf{B}$  és a lökéshullám normálisa által bezárt) szögtől. A mágneses momentum megmaradása azt jelenti, hogy a frontra merőleges impulzusok aránya  $p_{2\perp}/p_{1\perp} = B_2/B_1$ , ez a kompressziós arány. Ha a lökéshullám nem merőleges, akkor az energianövekedés közelítőleg  $\Delta E \sim pV_1/\theta_{Bn}$ . Ezzel a mechanizmussal az elérhető energianyereség arány 1,5 és 5 között van, a Föld fejhullámán és interplanetáris lökéshullámokon a protonok a napszél energiájáról néhány 10 keV-ig képesek felgyorsulni.

#### 3.2.5 CIR események

Az interplanetáris energikus részecskék domináns, szinte állandóan jelenlevő populációja az együttforgó kölcsönhatási tartományokkal (CIR) kapcsolatos. A Nappal együtt forgó rendszerben stacionárius esetben egy adott mágneses fluxuscsőre érvényes egyenlet (*Fisk et al.*, 1973) :

$$\frac{1}{3r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2V)v\frac{\partial f}{\partial v} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\kappa\frac{\partial f}{\partial r}) - V\frac{\partial f}{\partial r} = 0$$
(3.9)

A 3. tagot elhanyagolva,  $\kappa = \kappa_0 v r$  esetén ( $\kappa_0$  és V konstans) közelítő megoldás adódik (*Fisk and Lee*, 1980):

$$f \propto (\frac{r}{r_{sh}})^{2\beta/(1-\beta)} \exp(-\frac{6\kappa_0}{V(1-\beta^2)}),$$
 (3.10)

ahol  $r_{sh}$  a lökéshullám helye,  $\beta$  a lökéshullám két oldalán érvényes V és B arányától függ. Ez a megoldás jó eredményt ad alacsonyabb energián és r > 1 Cs.E.-nél is. A 3.6 ábra mutatja a (3.10) kifejezésből adódó energiaspektrum illesztését a mérési eredményekhez, az egyezés feltűnően jó. Látható, hogy az esemény késői szakaszában az energiaspektrum egyre keményebbé válik, mivel a mágneses tér mentén a megfigyelőig mért út egyre hosszabb. Ez egyrészt a nagyenergiájú ionoknak kedvez, de a mágneses csatlakozás pontjában a lökéshullám is erősebb. A közvetlenül a napszél energiája fölötti (10–500 keV) energián egy szupratermális "uszály" volt észlelhető CIR eseményekben a WIND méréseiben (*Chotoo et al.*, 2000). *Reames et al.* (1997b) a CIR lökéshullámokon felgyorsult energikus ionok jelenlétét jóval több, mint fél naprotáción kívül mutatta ki, a szektor határa után még 5 napig egy magas fluxusú platót sikerült észlelni 40 keV és 6 MeV között.

A CIR eseményekben az elem-összetétel nagyjából megfelel a napszél összetételének, de a hélium és szén ionok mennyisége kb. kétszeresére feldúsul. A He valószínűleg intersztelláris pickup ionokból ered, míg a C inkább belső forrásból (*Lee*, 2000).





#### 3.2.6 További részecskegyorsítási mechanizmusok

Az említettek mellett más mechanizmusok is szerepet játszanak a töltött részecskék gyorsításában a Helioszférában. Ide tartozik a kettősrétegekben töltésszétválás következtében létrejövő állandó potenciálkülönbségen történő gyorsítás, ezek a Föld és a bolygók. A részecskék energiáját a potenciálkülönbség határozza meg. Erős kettősrétegek esetén gyorsított részecskenyalábok alakulnak ki.

A másodrendű Fermi-mechanizmusban (*Fermi*, 1949) a részecskék a plazmában random mozgást végző mágneses inhomogenitásokon, "tükrökön" gyorsulnak fel. A részecskék és a mágneses felhők szemben történő találkozása átlagosan gyakoribb, mint ellentétes sebességek esetén (Doppler-effektus), az effektus a tükrök sebességének négyzetével arányos. A létrejövő energiaspektrum hatványfüggvény alakú, de a kitevő függ a modell paramétereitől, emellett a mechanizmus lassú és nem hatékony.

#### 3.3 Energikus ionok energiaspektruma alacsony naptevékenység idején

#### 3.3.1 Nyugodt időszakok

A nyugodt aktivitású (*quiet-time*) időszakokban igen nehéz problémát jelent megmérni az ionok energiaspektrumát és interpretálni az eredményeket. Kritikus probléma a nyugodt időszak fogalmának definiálása. A naptevékenységi minimum környékén könnyű hosszú, akár egy naprotációnál hosszabb periódust is találni, ahol gyakorlatilag nem észlelhető szoláris részecskeesemény, és a fluxusok alig változnak. Erősebb napaktivitás idején viszont az egyes SEP események olyan sűrűn követik egymást, hogy hosszú időn keresztül nem esik vissza a fluxus a nyugalmi szintre; néha még egy egész naprotáció során sem található stacionárius részecskeintenzitás.

A nyugodt időszak definíciójára többféle próbálkozás történt. Szokás szerint a proton és elektron intenzitás megnövekedéssel együtt járó eseményeket kizárják, hozzávéve SEP esemény esetén annak kezdete előtti néhány órát a sebességdiszperzió miatti esetleges nagyobb energiájú részecskék kizárására. *Shields et al.* (1985) az 1,8–4,2 MeV/n energiájú alfa részecskék fluxusára adott felső korlátot:  $1,1\times10^{-4}$  ion/(cm<sup>2</sup> s sr MeV/n). *Richardson et al.* (1990), majd *Reames* (1999) az 1–4 ill. 2 MeV-es protonok fluxusára szabott ki 10<sup>-2</sup> p/(cm<sup>2</sup> s sr MeV) határt legalább 24 ill. 8 órás periódusban, de utóbbi ezt kombinálta a He ionokra megadott felső határral (3×10<sup>-5</sup> ion/(cm<sup>2</sup> s sr MeV/n)).

*Zeldovich et al.* (1995) általánosabban határozta meg a nyugodt időszakokat: a szoláris és interplanetáris események hiánya mellett a fluxusok napi átlagaiból 27 naponként a minimumértéket választotta ki. Ez természetesen nem zárja ki erős naptevékenység mellett is a diffúz háttér járulékát, de folytonos lefedést ad az egész napciklusra.

#### 3.3.2 Nyugodt napi energiaspektrum 10 keV és 100 MeV között

A nyugodt Nap idején uralkodó ion-energiaspektrum meghatározására az első próbálkozások *Fan et al.* (1968), *Krimigis et al.* (1973), *Zamow et al.* (1975) munkái voltak az IMP műhold-sorozat mérései alapján. A téma későbbiekben nem lett népszerű a mérési nehézségek miatt. A további fontos munkák még *Mewaldt et al.* (1976), *Mason et al.* (1979), *Shields et al.* (1985), *Richardson et al.* (1990), *Wenzel et al.* (1990), *Witcombe et al.* (1995), *del Peral et al.* (1998), *Reames* (1999), *Gómez-Herrero et al.* (2000).

A vizsgált energiaintervallum alsó részén, a napszél Maxwell-eloszlásának felső végén a felkapott (pickup) ionok dominálnak 1 Cs.E.-en túl, amelyek az intersztelláris semleges atomok ionizációjából származnak és 2-szeres napszélsebességig gyorsulhatnak.


3.7 ábra. A protonok fázistérbeli sűrűségének eloszlása a protonsebesség– napszélsebesség arány függvényében (Fisk and Gloeckler, 2006).

Régóta ismert, hogy az űrbeli plazmák fázistérbeli eloszlásfüggvénye az egyensúlyi Maxwell-eloszlástól nagy sebességek esetén eltér, az eloszlásnak van egv hatványfüggvénnyel leírható "uszálya" (power-law tail), amely sebességben több, mint egy nagyságrendet fog át (Treumann et al., 2004). Ez az eloszlás magyarázható nemlineáris hullám-részecske kölcsönhatással, melyben a plazmaturbulencia széles spektruma az eredeti eloszlás különböző részeivel rezonál. Fisk and Gloeckler (2006) az Ulysses és az ACE proton- és héliumionjainak vizsgálata alapján azt találta, hogy még a legnyugodtabb időszakokban, lökéshullámtól és interplanetáris zavaroktól mentes időszakokban is észlelhető egy, a v sebességben hatványfüggvény alakú  $v^{-5}$  szupratermális uszály 10 keV – 1 MeV energiák között (a v részecskesebességben ~3 és 30-szoros napszélsebesség között). Ez differenciális energiaspektrumra -1,5-ös kitevőnek felel meg (3.7 ábra). Ennek alapján arra következtettek, hogy interplanetáris gyorsítás működik: ha a plazmaturbulencia stacionárius és izotróp, akkor a részecskék egy kaszkád mechanizmussal (hasonlóan a Kolmogorov-kaszkádhoz) a kompressziós turbulencián sztochasztikus módon gyorsulnak fel. Az uszály ott ér véget és törik le az energiaspektrum, ahol a részecskék girorádiusza meghaladja a turbulencia méretét. Ez az eloszlás egy speciális esete az általánosított Lorentz-eloszlásnak, vagy kappa-eloszlásnak. Chotoo et al. (2000) azt találta, hogy CIR eseményekben az  $\alpha$ -részecskék eloszlásfüggvénye ~1,3–1,7-szeres napszélsebesség között sokkal jobban volt közelíthető kappa-eloszlással, mint Maxwell-eloszlással.

*Mewaldt et al.* (1976) összegezte a korábbi adatokat H, He, C, N és O ionokra 3 és 30 MeV/n között (3.8 ábra).



3.9 ábra. A protonok energiaspektruma egy hosszú nyugodt időszakban (balra), H, He, C és O spektrumok 2 évnyi nyugodt periódusban (3 detektor mérései, jobbra, Mason et al., 1975).

A későbbi, a naptevékenység 1976–77-es minimumában mért adatokban *Mason et al.* (1979) az IMP–8 műhold ULET teleszkópjának kisebb, 0,5–10 MeV/n energiájú proton és hélium fluxusait analizálta. Egy kivételesen nyugodt, 15 nap hosszúságú időszakban a 3.9 ábra bal oldalán feltüntetett spektrumot kapták. A nehezebb magokra a két évi megfigyelésben több nyugodt periódus fluxusait kellett összegezni, az eredmény a jobb oldalon látható, összehasonlítva *Garcia-Munoz et al.* (1975) IMP–8 CRNC detektorának nagyobb energiájú méréseivel.

Shields et al. (1985) az 1976–77-es minimum idején a p/He arányra 18-as értéket kapott a maximumbeli 91-el szemben, a He/CNO arány pedig 15, ill. 26 volt. Wenzel et al. (1990) az L1 librációs pont körül keringő ISEE-3/ICE alacsony energiájú (35–1600 keV/n) protonjait, He, C, O és Fe ionjait vizsgálta nyugodt időszakokban 1978 és 1981 között, majd ezt Richardson et al. (1990) kiterjesztette a minimumra 1987-ig. A 3.10 ábra az erős naptevékenységi periódusokban (1978-84) és a minimum környéki időszakban kapott energiaspektrumokat mutatja. A spektrális kitevők protonokra -2,5 (maximum), -3,1 (minimum) voltak, <sup>3</sup>He-re -3,1 és -2,3, <sup>4</sup>He-re -3,0 és -2,6. Oxigénionokra a spektrum sokkal laposabb az anomális O járuléka miatt. Minimumban a C és Fe ionok fluxusa a méréshatár alatt maradt, protonokra az energiaspektrum minimuma ~10 MeV-nél adódott, a fluxus igen alacsony,  $5 \times 10^{-5}$  p/(cm<sup>2</sup> s sr MeV). A nyugodt időbeli fluxusok pozitívan korreláltak a naptevékenységgel, ebből és az ionösszetételből arra következtettek, hogy nagy impulzív, vagy lökéshullámmal kapcsolatos SEP események maradványai, de kis fler események is szignifikáns járulékot adnak. A CIR események szintén nem elhanyagolhatók, de a magnetoszférikus eredetűek igen. Minimumban a C és Fe ionok a mérési határ alatt maradtak, a <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He arány is alacsonyabb, 0,03 és 0,1 közötti.



3.10 ábra. Nyugodt időszakok energiaspektruma erős és gyenge naptevékenységnél az ISEE-3 méréseiben (Richardson et al., 1990).

*Witcombe et al.* (1995) Ulysses/EPAC 1991 és 1995 között mért fluxusaiban a 0,5–1 MeV közötti protonokra a spektrális index értékét -2,85-nek, a 0,4–0,8 MeV/n-es He ionokét

pedig -2,88-nak találta, ebből a döntően szoláris eredetre következtettek (3.11 ábra). A 0,63–0,77 MeV-es energiájú protonok fluxusának erős csökkenését is kimutatták a Nap egyenlítői síkjától távolodva a déli félgömbön.



3.11 ábra. A 0,63–0,77 MeV-es protonok fluxusa a heliografikus szélesség függvényében nyugodt időszakokban az Ulysses EPAC mérései szerint (Witcombe et al., 1995).

*Reames* (1999) a WIND nagyméretű EPACT detektorának adatai alapán elemezte a 3–20 MeV/n energiatartományban a protonnál nehezebb, 2–36 tömegű ionok spektrumát nyugodt időszakokban. Nem talált járulékot sem SEP, sem CIR eseményekből. A He, N, O, Ne, Mg, Si, S és Ar elemekben anomális komponens jelenlétét mutatta ki. A Fe ionoknál nem látszott szoláris eredetű emelkedés alacsony energiánál, ez a vasban gazdag szoláris események hiányát igazolja, a C is kompatibilis volt a galaktikus eredettel. Az egyes ionok 5 évre átlagolt energiaspektrumait a 3.12 ábra mutatja.



3.12 ábra. Az anomális komponenssel rendelkező ionok energiaspektrumai nyugodt időszakokban 1994–98 között a 2– 20 MeV/n intervallumban a WIND mérései szerint (Reames, 1999).

*Gómez-Herrero et al.* (2000) a SOHO EPHIN adatait elemezte az 1996-os naptevékenységi minimum idején a 4–50 MeV/n energiaintervallumban (a saját eredményeimet erre a műszerre nézve a 4.3 fejezet tárgyalja). Egy hosszú, 152 napos nyugodt periódusban a CIR események járulékát 1%-nél kevesebbre becsülték.



3.13 ábra. Protonok és <sup>3</sup>He ionok energiaspektruma 1996-ban a SOHO mérései alapján (Gómez-Herrero et al., 2000). A szaggatott vonalak az egyes populációkra illesztett függvényeket, a kihúzott vonal ezek összegét jelzi.

Az energiaspektrumokat egy  $J = J_s E^{-\gamma} + J_{GCR} E$  függvénnyel közelítették, ahol a két tag a szoláris–interplanetáris, ill. a galaktikus járulékot jelöli. A nyugodt időszakra az illesztett paraméterek protonokra  $J_s = (2,1 \pm 0,8) \times 10^{-2}$  /(cm<sup>2</sup> s sr MeV),  $\gamma = (4,0 \pm 0,2)$ ,  $J_{GCR} = (1,28 \pm 0,04) \times 10^{-6}$  /(cm<sup>2</sup> s sr MeV). A protonok és a <sup>3</sup>He ionok energiaspektruma a 3.13 ábrán látható. A spektrális minimum 9 MeV-nél jelenik meg, ez alatt a protonok és <sup>3</sup>He ionok szoláris, ill. interplanetáris eredetűek.



3.14 ábra. A H, He, O és Fe ionok 8 éves kumulatív spektruma (Mewaldt et al., 2007).

A kumulatív fluxusok (*fluence*) ugyan nem csak a nyugodt időszakokat tartalmaznak, sőt, a bennük nagyobb járulékot az események adják, mégis hasznos összehasonlító információt nyújtanak. *Mewaldt et al.* (2007) az ACE szonda ULEIS, SIS és EPAM detektorai további méréseinek segítségével kiterjesztette a 3.2 ábrán feltüntetett fluence spektrumot 2005 decemberéig, ehhez még hozzávették a GOES EPS proton és hélium ion adatait is. A 3.14 ábra ezeket mutatja H, He, O és Fe ionokra. A több, mint 8 éves periódus alatt kevés változást észleltek: annak ellenére, hogy egyes részecskepopulációk intenzitása, energiaspektruma, elemi összetétele eltérő, a He, O és Fe spektrumok alakja nagyon hasonló. A spektrális alakok itt is jól közelíthetők kettős hatványfüggvénnyel (ld. 3.2.2 alfejezet), a töréspont energiája az egyes években igen erősen változik: protonokra 1 és 50 MeV között, Fe ionokra pedig 0,5 és 10 MeV/n között. A *Mewaldt et al.* (2007) által kapott spektrumok lágyabbak, mint amilyet *Fisk and Gloeckler* (2006) talált, ennek az oka a meredekebb spektrumú SEP események nagy járuléka.

#### 4. Töltött részecskék detektálása

A bolygóközi térben terjedő ionok és elektronok űrbeli körülmények (in situ) detektálására többféle módszert fejlesztettek ki. Alacsony energián (~100 keV/q alatt) elektrosztatikus és mágneses energiaanalizátorokat alkalmaznak. Az aránylag kis méretű elektrosztatikus analizátorok nagy feszültséget igényelnek, érzékenyek az ultraibolya fényre is. Ezek közül a fémrácsokkal működő késleltető potenciál analizátorok váltakozó nagyfeszültséggel lassítják le az ionokat, néhány eV/q és néhány keV/q között használhatók. A gömb vagy hengeres alakú analizátorban a töltött részecskéket a koncentrikus elektródák közötti elektromos tér téríti el, csak a megfelelő energiával és töltéssel rendelkezőket engedve át, mintegy 20 keV/q-ig működnek. A több nyílásos kollimátorral rendelkező kis-szögű eltérítő analizátorokat néhány MeV/q energiáig lehet használni. A repülési idő spektrométereket más detektorokkal kombinálva alkalmazzák, ezek egy fólia és a detektor közötti távolságon (~10 cm) mérik a repülési időt, a detektorban pedig a leadott az energiát, ebből a részecske tömeg-töltés aránya is meghatározható.

Mintegy 20 keV/n és 500 MeV/n energia között félvezető detektorokat alkalmaznak, amelyeket a nagyobb energiájú részecskék (kozmikus sugárzás) kizárására antikoincidencia védelemmel vesznek körül; ezeket alább részletesebben tárgyalom. Ezeken kívül többféle egyszerű detektort, gáztöltésű számlálókat (GM csöveket, ionizációs és proporcionális kamrákat - ezek energiamérésre nem alkalmasak), channeltronokat, microchannel plateket, nagyobb energián pedig szcintillációs számlálókat alkalmaznak, amelyekben az ionizáló sugárzás egy áttetsző kristályban fluoreszcenciát kelt, ezt fotoelektron-sokszorozó méri. Az 1 TeV/n-nél nagyobb energiájú primer részecskék fluxusa már annyira alacsony, hogy nagyon nagy méretű detektorokra van szükség az űrbeli, in situ mérésükhöz, a MeVes energián használatos félvezető detektorok pedig csak néhány cm<sup>2</sup> nagyságúak. A primer részecskék által a légkörben keltett szekunder részecskéket azonban a földön is lehet detektálni: a neutronokat neutron monitorokkal, a müonokat GM csövekkel, akárcsak a légkörben keltett, Pierre Auger által 1938-ban felfedezett kiterjedt légizáporokat. Az ezek mérésére szolgáló földi berendezések óriási méretűek, a 3000 km<sup>2</sup> területre kiterjedő, 2008 óta működő argentínai Auger-obszervatórium lehetővé teszi a 10<sup>18</sup> eV-nél is nagyobb, ultranagy energiájú kozmikus sugárzás spektrumának felderítését.

A töltött részecskék gyorsítását és terjedését leíró egyenletekben a részecskék f fázistérbeli sűrűsége szerepel, a mérések végső célja ennek meghatározása az idő függvényében

$$f(\mathbf{v},q,m) = f(\mathbf{v},\theta,\phi,q,m) = \mathrm{d}n(\mathbf{v},q,m)/\mathrm{d}^3\mathbf{x}\mathrm{d}^3\mathbf{v},\tag{4.1}$$

ahol v a részecske sebessége, q a töltése, m a tömege,  $\theta$  és  $\varphi$  a beesési irányt jellemző szögek, x a helykoordináta, n pedig a részecskesűrűség. f mértékegysége (s<sup>3</sup>/km<sup>6</sup>). A részecskeeloszlás energia szerinti spektrumát szokás ehelyett a dJ/dE differenciális intenzitással vagy fluxussal jellemezni:

$$\frac{dJ}{dE} = \frac{dn(E,q,m)}{dt dS d\Omega dE}$$
(4.2)

ahol *E* a részecske kinetikus energiája, *S* a felületelem,  $\Omega$  a térszög (ld. 4.1 ábra), ennek egysége részecske/(cm<sup>2</sup>s sr MeV/n). A fázistérbeli sűrűség a differenciális intenzitással kifejezhető:

$$f(v,\theta,\phi,q,m) = [dn(v,q,m)/dt]/[dSd\Omega v^{3}dv] = A^{2} (mpc^{2})^{2} [dJ/dE(E,\theta,\phi,q,m)]/[2c^{4}E]$$
(4.3)

ahol A az atomszám, c a fénysebesség. A gyakorlatban f-et vagy dJ/dE-t nem tudjuk közvetlenül megmérni, ehelyett megszámoljuk a detektoron 1 s alatt áthaladó, adott energiaintervallumokba eső részecskéket, ezt nevezzük másodpercenkénti beütésszámnak (*counting rate*, a továbbiakban beütésszám). Megmérjük ezen kívül a részecskék energiáját vagy sebességét, beérkezési irányát, különféle technikák segítségével szétválasztjuk a különböző tömegű, töltésű és energiájú részecskéket, ezzel megkapjuk az egyes kiválasztott m, q és v intervallumokba eső részecskék számát. Szükség van ezen kívül az adott detektorra jellemző geometriai faktor és hatásfok ismeretére is. A beütésszám és a differenciális intenzitás közötti összefüggés:



4.1 ábra. Két detektoros elrendezés geometriája.

$$dJ/dE = C / G\varepsilon, \tag{4.4}$$

ahol  $\varepsilon$  a detektor hatásfoka *E* energiájú részecskére. A G geometriai faktor két, körlemez alakú detektorból álló teleszkópra (4.1 ábra, jobb oldalon)

$$G = \iint_{S_2 \Omega} (rdS_2) d\Omega, \qquad (4.5)$$

ahol S<sub>2</sub> az alsó körlap területe, *l* a két detektor távolsága (*Sullivan*, 1971)

$$\mathbf{G} = (\pi^2/2)(R_1^2 + R_2^2 + \mathbf{\hat{l}} - [(R_1^2 + R_2^2 + \mathbf{\hat{l}})^2 - 4R_1^2 R_2^2]^{1/2})$$
(4.6)

Bonyolultabb, több detektorból álló elrendezéseknél a geometriai faktort Monte-Carlo szimulációval határozzák meg.

#### 4.1 Félvezető detektorok

Az anyagon áthaladó töltött részecskék az anyag atomjait gerjesztik vagy ionizálják, és energiájukat sok lépésben veszítik el. A pozitív beeső ionok az anyag atomjainak kötött elektronjaival lépnek Coulomb kölcsönhatásba. Mivel az ionok tömege sokkal nagyobb az elektronokénál, az egyes ütközésekben a bejövő ionok kis eltérülést szenvednek és kevés energiát veszítenek, így igen sok ütközésre van szükség a teljes lefékeződéshez. Mivel a nagy-szögű szórás ritka, adott beeső ionra definiálható a hatótávolság vagy úthossz (*range*),

ez az anyagba való belépéstől a teljes lefékeződésig megtett út, amely az ion tömegének, töltésének és energiájának, valamint a közeg ionizációs energiájának a függvénye. A kölcsönhatás statisztikus jellegű, ezért a lefékeződéshez szükséges ütközések száma és ezáltal a hatótávolság ugyanolyan paraméterekkel rendelkező ionokra is statisztikusan kissé változik, ez a *straggling*-nak nevezett jelenség.

Az energiaveszteség a Bethe-Bloch formulával írható le (Bethe, 1930):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right]$$
(4.7)

ahol  $\beta = v/c$ , v a beeső ion sebessége, c a fénysebesség, E az ion energiája, x a megtett út, ze a töltése, e az elektron töltése,  $m_e$  az elektron nyugalmi tömege, n a közeg sűrűsége, I a közeg átlagos gerjesztési potenciálja és  $\varepsilon_0$  a vákuum permittivitása. Ebből a  $\Delta E$  leadott energiát és az S hatótávolságot (*range*) integrálással kapjuk meg:

$$\Delta E = \int_{0}^{s} \left(\frac{dE}{dx}\right) dx, \quad S = \int_{E_{res}}^{E_{0}} \frac{dE}{(dE / dx)}, \quad (4.8)$$

ahol  $E_0$  a teljes,  $E_{\rm res}$  pedig a maradék energia a második detektorban. A 4.2 ábra mutatja a legkönnyebb ionok hatótávolság–energia függését 50 keV és 500 MeV között szilíciumban és germániumban. Mintegy 3 MeV fölött a görbék hatványfüggvényt követnek. Egy 1 MeV energiájú proton hatótávolsága szilíciumban 0,004 g/cm<sup>2</sup>, ez 2 µm vastagságú detektornak felel meg.



4.2 ábra. Protonok, deuteronok és alfa részecskék hatótávolságának függése a kezdeti részecskeenergiától szilíciumban és germániumban.

A félvezető detektorokban általában szilícium vagy germánium félvezetőt alkalmaznak, amelyekben a sugárzás mérése a detektorban felszabaduló töltéshordozók száma alapján történik. A detektort szennyezés segítségével diódává alakítják és záróirányú feszültséget kapcsolnak rá. A detektoron áthaladó töltött részecskék ionizációs áramot keltenek, megnövelve a diódán áthaladó áramot. A diódán átfolyó áram függ a részecske által a

detektorban leadott energiától. A detektor aktív térfogata a pn átmenet kiürített rétege, amely általában eléggé vékony, ezt azzal lehet megnövelni, ha csökkentik a szennyező anyag (pl. lítium) koncentrációját, ilyenek az ún. felületi záróréteggel ellátott, ill. lítium driftelt detektorok.

A világűrben a 30-40 keV és néhány száz MeV közötti energiájú töltött részecskék regisztrálására leggyakrabban félvezető detektorokat használnak. Az egyes detektorokat egymás fölé illesztve egy detektortömböt kapnak, amely elé – a látószög jobb behatárolása céljából kissé távolabb - helyezik el a felső, vékonyabb front detektort és az egészet általában egy csésze formájú, aktív antikoincidenciába kapcsolt szcintillátorral veszik körül. Ez az elrendezés teleszkópra hasonlít, amely az antikoincidencia csésze behatárolása révén jól definiált belépő nyílással és geometriai faktorral rendelkezik (ld. pl. 4.9 ábra). A fotonok is megszólaltatják a félvezető detektorokat, emiatt közvetlen napfénynek nem szabad a felül levő detektort érnie. Ezt azzal érik el, hogy a Nap irányát kizárják a félvezető teleszkóp látószögéből, de a felső, front detektort kívülről még egy vékony fém (általában arany vagy titán) bevonattal és speciális műanyag (mylar) fóliával is ellátják. A felső detektor a legvékonyabb, vastagsága az újabb teleszkópokon már 100 µm-nél is kisebb (az Ulysses EPAC teleszkópjában mindössze 5 µm), ez korlátozza a méretét, bár újabban a ritkább izotópok detektálására már készültek igen nagy méretű front detektorok is (100 cm<sup>2</sup>, WIND EPACT) is. A bemenő nyílás félszélessége az elrendezéstől függően 30–50 fok körüli. Újabban a front detektort még további szegmensekre osztják, ezzel a bejövő részecskék iránya pontosabban meghatározható.

#### 4.1.1 Részecskeazonosítás két detektorral

A teleszkóp egyes detektorainak jelét (kivéve az antikoincidencia detektort) az impulzusok nagysága szerint analizálják (*pulse height analysis*, PHA), ez bizonyos korlátok között lehetővé teszi a különböző tömegű ionok, ill. elektronok szétválasztását. Két detektor esetén az ún.  $\Delta E/\Delta x - E_{res}$  módszert alkalmazzák (ld. pl. *Goulding*, 1979). Legyen E a bejövő részecske teljes energiája, a felső,  $\Delta x$  vastagságú detektorban leadott energia pedig  $\Delta E$ , és tegyük fel, hogy a részecske a második detektorban teljesen lefékeződik. Ekkor a második detektorban leadott maradék energia (elhanyagolva a belépő fóliában leadott energiát)  $E_{res} = E - \Delta E$ .

Ha az egyes eseményeket a  $\Delta E$ -E síkon ábrázoljuk (4.3 ábra), akkor az egyes ionoknak megfelelő görbült és véges szélességű nyomokat látunk. A detektor felépítésétől függően különböző, az egyes detektorjelek megléte, ill. nagysága alapján kirótt trigger feltételek teljesülését lehet megkövetelni, amellyel az elfogadható események előzetes szűrését állítják be. Ilyenekre lehet szükség, ha a fluxus nagy, és nemcsak a leggyakoribb ionokat akarjuk megszámolni, hanem a több nagyságrenddel ritkábbakat, vagy ezek egyes izotópjait is. A trigger feltételeket azonban nemcsak a detektálni kívánt események elégíthetik ki, hanem olyan jelkombinációk is, amelyek nem a kívánt energiájú, vagy más tömegű részecskéknek felelnek meg, sőt esetenként nem is felelnek meg valódi részecskének véletlen koincidencia folytán. Ezeket tekintjük háttérnek. A háttéresemények leggyakoribb forrásai a két vagy több részecske által okozott véletlen koincidenciák, az antikoincidencia védelem hibái, a mérni kívántnál jóval nagyobb energiájú kozmikus sugárzás által a detektort körülvevő anyagban (pl. űrszonda testében) létrejövő magreakciókban keletkezett



szekunder ionok, a teleszkópba hátulról bejövő nagyenergiájú részecskék, és az energikus semleges atomok.

4.3 ábra. Elektronok, protonok, deutérium-, <sup>3</sup>He és <sup>4</sup>He magok nyomai két detektorrétegben (ld. 4.9 ábra) vesztett energiát jelző diagramon (SOHO EPHIN teleszkópja, Sierks, 1997).

A részecskedetektorokkal leggyakrabban vizsgálni kívánt, legnagyobb érdeklődésre számot tartó jelenségek jelentős fluxusnövekedéssel járnak, ezekhez képest a gyenge nap- és interplanetáris tevékenység idején észlelt, időben alig változó alacsony fluxusok vizsgálata háttérbe szorult. Ehhez az is hozzájárult, hogy sokáig csak kis méretű félvezető detektorokat tudtak készíteni. Emiatt a háttér pontos meghatározása nem okozott jelentős problémát. Ha azonban igen kis fluxusokat kívánunk vizsgálni, ahol a detektor beütésszáma egyes energiaablakokban akár naponta 1-nél is kevesebb lehet, a háttér meghatározása sokkal nagyobb fontosságot kap.

A háttér meghatározására többféle eljárást dolgoztak ki, amelyek függenek a detektorrétegek számától. Minél több detektorban leadott energiát sikerül megmérnünk, annál megbízhatóbban tudjuk azonosítani a bejövő részecskét. Egyetlen detektorréteg esetén nincs lehetőség azonosításra, a részecskék többsége proton, de a héliumszennyezés jelentős lehet. (Az alacsony energiájú elektronokat a belépő nyílás elé helyezett mágnessel lehet eltéríteni.) A két rétegű detektoroknál (mintegy 10 MeV/n-nél alacsonyabb energia alatt szinte az összes mérés ilyen detektorokkal folyt a legutóbbi időkig), ezeket alább részletesen tárgyalom. Három vagy több detektorrétegből álló teleszkópoknál bonyolultabb módszerek és megbízhatóbb állnak rendelkezésre, amelyek a részecskék töltésmeghatározásának konzisztenciáján alapulnak (Seo et al., 1994, Webber et al., 1997). Hasonlóan megbízható részecskemeghatározás érhető el, ha a repülési idő spektrométerek segítségével a részecske sebességét is meg tudjuk mérni, ezek azonban csak alacsony energián alkalmazhatók. Itt az egyes rétegekben leadott és számított energiák közötti eltérések négyzetösszegét minimalizálják, ezzel igen pontosan elválaszthatóvá válnak a

háttér események a valódiaktól (*Chen et al.*, 1995). A tömeg meghatározásán alapuló módszereket részletesen tárgyalja *Stone et al.* (1998).

### 4.1.2 Két detektorrétegű teleszkópok hátterének meghatározása

A 1-100 MeV/n energiatartományban méréseket végző részecskedetektorok gyakorlatilag azonos felépítésűek (ld. a SOHO COSTEP műszeregyüttes EPHIN detektorát, 4.9 ábra). A két detektorelemből álló teleszkópok számára rendelkezésre álló módszerek kevésbé hatékonyak, mint a több elemeseké. A legegyszerűbb módszerben a  $\Delta E - E_{res}$  síkon kiválasztják azokat a tartományokat, amelyek egyes töltésszámoknak felelnek meg, és ezeket energia szerint felosztják parallelogramma alakú kisebb tartományokra (Mason et al., 1980). A módszer hátránya, hogy a kiválasztott tartományokban is maradnak háttéresemények. Ráadásul a valódi részecskék nyoma a síkon ferde és görbült, így nem lehet jól behatárolni parallelogrammákkal. Elvileg hasonló módszerrel, de valamivel jobb eredményt kaphatunk, ha meghatározzuk az egyes töltések átlagos pozícióját a Z-E síkon (Z a részecske töltése, E a teljes energiája) és az átlagtól való eltérésre felső korlátot adunk meg, amelyet még elfogadhatónak tekintünk (Cook, 1981). Hasonló eredményt szolgáltat, ha kiszámítjuk az egyes töltések elméleti helyét a  $\Delta E - E$  síkon a hatótávolság-energia táblázatokból az adott detektor anyagára, ezután az aktuális mérésből becslést adunk a pontok sűrűségeloszlásának szélességére az energia függvényében. Végül korlátokat állítunk fel, amelyek között az eseményeket valódinak fogadjuk el. Ezt a módszert alkalmazták a SOHO ERNE (Energetic and Relativistic Nuclei and Electrons) műszerének LED (Low Energy Detector) teleszkópjával kapott események feldolgozására (Valtonen et al., 1999, Valtonen et al., 2001).

### 4.2 Új eljárás az alacsony fluxusú háttér meghatározására két detektor esetén

Az eddig használt eljárások kielégítő eredményt adnak közepes és nagy fluxusoknál, ahol nagy fluxusváltozásokat vizsgálnak és inkább a fluxus időbeli lefutására és az energiaspektrumra koncentrálnak, emiatt a fluxus abszolút nagysága kevésbé fontos. Ha azonban különböző mérésekből, a Helioszféra más–más pontjaiban, más–más műszerekkel mért igen alacsony fluxusokat kívánunk összehasonlítani, a fluxusok abszolút nagyságának hibáját minél jobban csökkentenünk kell, ez pedig a háttér pontosabb meghatározását igényli. Láttuk, hogy 3, vagy több detektor esetén a feladat lényegében megoldott, a 1–20 MeV közötti energiájú részecskékre azonban, ahol nyugodt naptevékenység mellett az energiaspektrum minimuma is található, tehát a legalacsonyabbak a fluxusok, egyelőre csak 1 és 2 detektoros mérések állnak rendelkezésre. Ráadásul a régebbi mérések impulzusanalízis eredményei gyakran igen nehezen vagy egyáltalán nem hozzáférhetők. A 2 detektoros mérések feldolgozására az általában alkalmazott eljárások alacsony fluxus esetén nem adnak kielégítően pontos eredményt és erősen alábecsülik a hátteret, ezért egy új eljárást dolgoztam ki.

A cél az, hogy az egyes ionok fluxusát meghatározzuk az energia függvényében, ehhez véges méretű energiaintervallumokban megmérjük a fluxust, levonjuk belőle a hátteret, majd elosztva az energiatartomány szélességével megkapjuk a valódi differenciális energiaspektrumot.

Az eljárás két feltevésen alapszik:

1) a háttér események a PIN–E síkon (a PIN definícióját lásd alább) – legalábbis a valódi nyom közelében – egyenletesen oszlanak el. Pontosabban: a pontok sűrűsége lassan változik a részecskét jellemző paraméterek függvényében.

2) Az események eloszlása független a teljes beütésszámtól, vagyis egy nagy fluxusú SEP részecskeesemény során az eloszlás ugyanolyan, mint az alacsony fluxus esetén.

Kiindulópontunk a két detektorban leadott két energia:  $E_1$  és  $E_2$ . E két változót másik két változóval helyettesítjük, az események eloszlását a két ú változó koordináta-rendszerébe transzformáljuk. Az egyik új változó a részecske azonosító szám (particle identification number, PIN), amely megfeleltethető az eseményt keltő részecske tömegének, a másik a bejövő részecske teljes energiája. A transzformációval szemben azt a követelményt állítjuk fel, hogy egy adott fajta részecske (pl. proton vagy <sup>4</sup>He atommag) nyoma a PIN–E síkon minél közelebb álljon az egyeneshez. Ezáltal a részecskenyomoknak a PIN tengelyre vetülete a jó közelítéssel ugyanoda esik az E energiától függetlenül és így megadja egy-egy részecske PIN szerinti eloszlását. A PIN eloszlás szélességét csak a műszer (energiától függő) tömeg szerinti felbontóképessége határozza meg. A részecskenyomoknak az egyenestől való eltérése az alkalmazott részecske-azonosítási függvénytől függ. A hatótávolság-energia görbék leírására különböző közelítő formulákat dolgoztak ki, ezek felhasználásával különböző részecske-azonosítási számokat lehet kiszámítani (pl. Butler et al., 1970, Chulick et al., 1973, England, 1973, Ohkawa and Husimi, 1977, Seamster et al., 1977, Goulding, 1979). Természetesen a közelítő függvények helyett a hatótávolságenergia táblázatok is használhatók, ezekkel gyakran még jobb eredmények érhetők el (Lumme, 1995, Stone et al., 1998a), de nagyszámú eseménynél kevésbé praktikusak.

Az általam alkalmazott függvény

$$PIN = C(E^{\alpha} - E_{res}^{\alpha})/d, \qquad (4.9)$$

ahol *C* normálási faktor,  $\alpha$  empirikusan meghatározandó konstans, *d* pedig az alsó detektor vastagságát jelöli. A formula a hatótávolság–energia összefüggés hatványfüggvénnyel való közelítésén alapul (*Goulding*, 1979), feltéve, hogy az atommagok teljesen ionizáltak. Ez az általam túlnyomó részben vizsgált protonokra igaz, de a hélium magok is legnagyobbrészt kétszeresen ionizáltak.

Az  $\alpha$  kitevőre a különböző detektoroknál 1,7 és 1,8 közötti értékekkel próbálkoztam, a legjobb eredményt, amelynél a részecskenyom legjobban megközelíti a függőleges egyenest az PIN–E diagramon, általában az  $\alpha = 1,75$  értékkel kaptam. A továbbiakban a módszer alkalmazását a SOHO EPHIN detektorán mutatom be (*Valtonen et al.*, 2001). Itt két lehetőség adódik (ld. 4.9 ábra): a keskenyebb szögű szegmensek által meghatározott, kisebb geometriai faktorú, de alacsonyabb hátterű "párhuzamos", és a teljes, szélesebb látószögű geometria. Az alábbiakban a párhuzamos geometriával kapott eredményeket mutatom be.

A 4.4 bal oldali ábráján az észlelt eseményeket egy–egy pont reprezentálja a PIN–E síkon a proton nyom közelében az 1997. november 6-i nagy fluxusú SEP eseményt magában foglaló 3 napos időszakban. Az ábra jobb oldali panelje egy hosszú, 61 napos nyugodt időszakra összegzett eloszlást mutatja. Itt csak az első két, A és B detektorban jelet adó részecskéket vettem figyelembe, a párhuzamos geometriával, feltéve, hogy a többi detektor

nem adott jelet. A nagy szoláris részecskeesemények során a kisebb, 10 MeV alatti energiájú ionok fluxusa több nagyságrenddel megemelkedik, ehhez képest a nagvobb energiájú galaktikus kozmikus sugárzás által keltett másodlagos részecskék száma elhanyagolható. Ilyen módon a nagy fluxusú események sokkal tisztábbak a jobb jel/zaj viszony révén. A 4.4 ábra alsó részén azért nincsenek események, mert ezek alacsonyabb energiájú részecskéknek felelnek meg, amelyek elnyelődnek a front detektorban, és nem jutnak át második detektorba. Bár a nagyszámú esemény miatt az ideális, vagyis a legrövidebb útnak megfelelő proton nyom környezete nem vehető ki élesen, az események jól láthatóan a valódi proton események jó közelítéssel függőleges nyoma köré koncentrálódnak. Ez lehetőséget ad arra, hogy ~4,3 MeV-nél nagyobb protonenergia fölött vízszintes egyenesekkel elválasztott tartományokat jelöljünk ki, amelyek az adott energiaintervallumokba eső protonoknak felelnek meg. Egy-egy energiasávon belül összegezve az események számát, meghatározhatjuk a PIN szerinti eloszlásokat. Az energiasávok szélességének alsó határát a minimálisan szükséges statisztika szabja meg. Nyilvánvalóan fluxus, eseményszám nagy azaz nagy esetén keskenyebb energiaintervallumokat választhatunk, ezzel az energiaspektrumot részletesebben meg tudjuk határozni.



4.4 ábra. A SOHO EPHIN teleszkópjának A és B detektorát megszólaltató események eloszlása (a többi detektor antikoincidenciában). Bal oldalon (a): az 1997. november 7–9. közötti SEP esemény során, jobb oldalon (b): az 1996. február 19-től április 20-ig terjedő nyugodt időszakban.

Figyelembe véve, hogy a várt energiaspektrum hatványfüggvény alakú, logaritmikusan egyenletes beosztást vettem, a 4.4 ábrán a PIN–E síkot 4,3 és 22 MeV között 11 energiaintervallumra osztottam. Az energiasávok elég keskenyek ahhoz, hogy ezeken belül a pontok sűrűségének változását elhanyagolhassuk. Ezután az egyes sávokon belül kiszámítottam a PIN hisztogramokat. A PIN koordinátában az intervallumot ismét az elegendő statisztika és a jó felbontás szabja meg, hogy a csúcs alakját meghatározhassuk. Jelen esetben 0,25 szélességű binek elegendőnek bizonyultak. A 4.4 ábra a 9 és 10,5 MeV közötti energiasávban kapott logaritmikus PIN hisztogramot mutatja a proton nyom közelében. Látható, hogy a hisztogram 12,1-es PIN érték körüli maximuma igen jól leírható egy lognormális eloszlással a 10,5–14 PIN intervallumban, az intervallumon kívül pedig

egy lineáris függvénnyel 6 és 17 PIN szám között, azaz a PIN hisztogram jól közelíthető két eloszlás összegével vagy lineáris kombinációjával.

Ezek után a következő két feltételezést tettem:

(1) a mért PIN profil felírható két eloszlás összegeként (*c*-vel a beütésszám logaritmusát, a PIN számot pedig *n*-nel jelölve)

$$c(E,n) = c_g(E,n) + c_b(E,n),$$
 (4.10)

ahol  $c_g(E,n)$  a valódi (megfelelő energiaintervallumba eső) protonokat jelenti, amelyek rögzített E energián egy keskeny PIN tartományra korlátozódnak, és egy  $c_b(E,n)$  háttérre, amely szintén *E* és *n* függvénye, de a vizsgált tartományban lassan változik.

(2) rögzített  $E_0$  energia mellett a  $c_g(E_0, n)$  függvény alakja független a részecskefluxustól.



4.5 ábra. A 4.4 ábrák pontjaiból számított logaritmikus beütésszám-hisztogramok a nagy fluxusú eseményben (balra) és a nyugodt időszakban (jobbra) párhuzamos geometriánál. A kihúzott görbék az eloszlásokra illesztett legjobb közelítő függvényeket mutatják.

A két eloszlást 5 paraméterrel  $(a, b, n_0, g \text{ és } h)$  írjuk le:

$$c_b (E_0, n) = a + b(n - n_0)$$
  

$$c_g (E_0, n) = g \exp \left[-h(n - n_0)^2\right],$$
(4.11)

vagyis a (2) feltevés azt jelenti, hogy h és  $n_0$  független a fluxustól, így értéküknek azonosnak kell lennie nyugodt időszakokban és nagy intenzitások mellett. 5 paraméter egyidejű meghatározása általában igen bonyolult, itt azonban a és b, ill. g és h egymástól függetleneknek tekinthetők. Ezek után az 5 paraméter legvalószínűbb értékét iterációs módszerrel határoztam meg. A valódi protonnyom közelében – jelen esetben a 10,5 < n < 13,5 tartományra – a beütésszámmal súlyozott legkisebb négyzetek módszerével meghatároztam a  $g_1$  és  $h_1$ , valamint  $n_{01}$  legvalószínűbb értékeket, a tartományon kívül (pontosabban: kihagyva a normális eloszlás két szélét, 9,5–10,5 és 13,5–14,5 PIN értékek között) pedig az  $a_1$  és  $b_1$  értékeket. A következő lépésben a maximum körüli eloszlást levontam az eredeti eloszlásból, és ezzel a háttérre nézve kaptam egy első közelítést:

$$c_{b1}(E,n) = c(E,n) - g_1 \exp\left[-h_1 \left(n - n_{01}\right)^2\right].$$
(4.12)

Ezután a kapott  $c_{b1}(E, n)$  függvényt közelítettem a

$$c_{bl}(E_0, n) = a_2 + b_2 (n - n_0) \tag{4.13}$$

egyenessel, a legjobb becslésből meghatározva  $a_2$  és  $b_2$  értékét. A lineáris trendet levonva az észlelt eloszlásból újabb közelítést kaptam a valódi  $c_g(E_0, n)$ -re:

$$c_{g1}(E_0, n) = c_1(E_0, n) - [a_1 + b_1(n - n_{01})].$$
(4.14)

Az iterációs eljárás gyorsan konvergál, a következő lépésben a paraméter-értékek már alig változnak, a végső eloszlást jelöljük  $c_g^{high}(E_0,n)$ -el. Az így kapott h és  $n_0$  becsült paraméterértékek a (2) feltevés értelmében alacsony fluxus mellett is érvényesek, folytathatjuk az eljárást az alacsony fluxus háttér kiszámítására.

Egy hosszú, egybefüggő, nyugodt időintervallumban is meghatároztam az események eloszlását. A 4.5 ábra jobb oldalán mutatott eloszlásra nézve is ugyanazokat az energiahatárokat választva, első közelítésben egy adott intervallumban kaptam a *g* becsült értékét az alacsony fluxusú időszakra, ill. a  $c_g^{low}(E_0,n)$  eloszlást. Összehasonlítva a nagy fluxusnál kapott  $c_g^{high}(E_0,n)$  és a kis fluxusú  $c_g^{low}(E_0,n)$  eloszlást, ill. *g* kétféle értékét, egy R skálafaktort kapunk, amely a logaritmikus skálán annak felel meg, hogy a valódi beütésszámok eloszlása az alacsony fluxusoknál log R-rel lefelé tolódik. R-et pontosabban úgy határoztam meg, hogy a maximumok környezetében megkerestem az elcsúsztatott  $c_g^{high}(E_0,n)/R$  és  $c_g^{low}(E_0,n)$  eloszlások közötti eltérés minimumát. A 4.5 ábra mutatja az előző ábrán látott eloszlásokat egymásra vetítve.



4.6 ábra. A 4.5 ábra hisztogramjai egymáson ábrázolva: felül a nagy fluxusú eseményre (piros vonal), alul a nyugodt időszakra (kék vonal). A körök a lineáris trend levonása utáni eloszlásokat jelentik, a + jelek pedig a nagy fluxusú időszak pontjainak eltolásával adódtak (R faktorral való osztás), a maximumok legjobb illesztéséből.

A következő lépésben a logaritmikusan lefelé eltolt, nagy intenzitásnak megfelelő mért eloszlást (nem az illesztett függvényt) levontam a mért alacsony fluxusú hisztogramból, így új becslést kaptam a háttérre vonatkozóan a nyugodt időszakra

$$c_b(E_0, n) = c_g^{low}(E_0, n) - c_g^{high}(E_0, n)/R$$
(4.15)

A kapott eloszlást mutatja a 4.5 ábra (tele körök) a valódi  $c_g^{low}(E_0,n)$  eloszlással együtt (hisztogram). Látható, hogy a  $c_b(E_0,n)$  eloszlás már jól közelíthető egyenessel a PIN függvényében. A 4.7 ábra a párhuzamos geometriával kapott eloszlást (alsó hisztogram és görbe) hasonlítja össze az ugyanezzel az eljárással a teljes, széles geometriára kapott eloszlással. A két eloszlás maximuma azonos helyen van, a széles geometriánál azonban az eloszlás szélesebb, és PIN = 16 fölött magasabb háttér jelenik meg a megengedett ferdébb beesésű részecskék miatt.



4.7 ábra. A  $c_g^{low}(E_0,n)$  eloszlás (kihúzott vonal) és a  $c_b(E_0,n)$  háttér (balra). Jobb oldalt: a párhuzamos és teljes szögű eloszlások a nyugodt időszakban.

Utolsó lépésként a valódi részecskenyom körüli nem túl széles PIN tartományban, ahol az illesztett Gauss-eloszlás meghatározott részecske/bin értéket meghalad (a 4.7 ábrán 10 és 14,5 PIN számok között) integráljuk a háttér eloszlást és ezt kivonjuk a teljes eloszlásból. Ebben az esetben az intervallumon kívül eső valódi részecskék várható száma elhanyagolhatóan kicsi. Végignézve az eljárást, a háttér eloszlására már a második lépésben becslést kaptam, az ezt követő 4 lépés konzisztencia ellenőrzés, amely a paraméterezés jogosságát igazolja a kérdéses PIN tartományban.

A beütésszámok statisztikus hibáit a következőképpen határoztam meg. Feltesszük, hogy mind a mért teljes beütésszám, mind a háttér Poisson-eloszlást követ. A két eloszlást kivonva egymásból a valódi beütésszám Poisson hibája  $\sigma_{\rm P} = (c^2 + c_b^2)^{1/2}$ . Természetesen már szisztematikus hibák is fellépnek. Ezek közül a paraméterekre kapott közelítés háromféle hibát eredményez. A Gauss-eloszlás szélének megválasztásában fellépő önkényesség, amin kívül a Gauss járulékát elhanyagoljuk, tipikusan nem több, mint a Poisson-hiba 20%-a, és közelítőleg független a beeső részecske energiájától párhuzamos geometria esetén. Ugyanez a hiba széles-szögű teleszkópnál nagyobb, és az energiával növekszik mintegy

15%-ról 30%-ra amiatt, hogy az eloszlás szélesebb és kissé aszimmetrikus. További kétféle hibát okoz az R logaritmikus eltolás becslése és azoknak a PIN határoknak a megválasztása, amelyek között a hátteret lineáris függvénnyel közelítjük. Ezeknek nagyságát nehezebb megbecsülni, de valószínűleg a Poisson-hiba kb. 10%-át teszik ki, így a 3 forrásból származó együttes teljes hiba a Poisson-hiba 25–30%-ára tehető.

A továbbiakban sorra veszem az egyes űrszondákat és detektorokat, amelyeknek adatait feldolgoztam a nyugodt időszaki energiaspektrumok meghatározására. Az első kiválasztott detektorok, ahonnan sikerül mérési adatokat kapnom, a Föld körül keringő IMP–8 ill. a Földtől nem messze, az L1 Lagrange pont körüli pályán mozgó SOHO szondák voltak. A feldolgozást később kiterjesztettem a Helios szondákra, amelyek 1 Cs.E.-n belüli hosszabb mérési sorozata unikális, majd a Helioszféra külső tartományaira a Voyager és az Ulysses szondák méréseinek felhasználásával. Az adatfeldolgozásnál felhasznált detektorok adatait a 4.1 táblázat tartalmazza (a naptávolság a feldolgozott időszakokra vonatkozik). A legalacsonyabb energiát, ahol még két detektor koincidenciájával meg lehet határozni a hátteret, a front detektor szabja meg. Így az elérhető alsó energiahatár még a legvékonyabbaknál is 1 MeV fölött van protonokra.

űrszonda	távolság a	műszer	min. 2 det.	energia-	geom.	1 beütés/nap-
	Naptól		energia	sáv (MeV)	faktor	fluxus
	(Cs.E.)		(MeV)		$(cm^2 sr)$	$(cm^2 s sr)$
Helios	0,31–0,98	CRE Kiel	3,8	3,8–27	0,48	2,4×10 <sup>-5</sup>
IMP-8	1	CPME	2,0	0,3–15	1,51	7,7×10 <sup>-6</sup>
IMP-8	1	CRNC	11	11–95	2,05	5,6×10 <sup>-6</sup>
IMP-8	1	EIS	2,3	1,4–12,5	0,23	5,0×10 <sup>-5</sup>
SOHO	0,99	EPHIN	4,3	4,3–51	5,1/1,0*	2,3×10 <sup>-6</sup>
SOHO	0,99	ERNE	1,3	1,3–12	0,9	1,3×10 <sup>-5</sup>
Ulysses	1,34–5,4	LET	1,8	1,8–19	0,58	2,0×10 <sup>-5</sup>
Voyager	1–84,5	CRS	1,8	1,8–30	0,44	2,6×10 <sup>-5</sup>

4.1 táblázat. A feldolgozásnál felhasznált űrszondák és detektorok adatai (\*széles-szögű, ill. párhuzamos geometriára). A 4. oszlop a kétszeres koincidenciához szükséges minimális energiát mutatja.

#### 4.3 A nyugodt időszakok kiválasztása

Ahogy a 3.3.1 alfejezetben láttuk, a nyugodt periódusok kiválasztása nem triviális feladat. Más-más kritériumok szükségesek erős és gyenge aktivitási időszakokban és a részecskék energiájától is függő módon. A 4.8 ábra a protonok 5 energiasávban mért fluxusainak változását mutatja a napciklus különböző, 30-35 nap hosszúságú időszakaiban, amelyekben külön megjelöltem a nyugodt időszakokat. Alapvető kritériumként nem volt észlelhető részecskeesemény. Mindegyik esetben a fluxusok a jelölt időszakokon belül keveset változtak, bár a fluktuáció annál nagyobb, minél kisebb az intenzitás. Látszik, hogy 1 MeVnél nagyobb energiánál a kiválasztott időszakokban a fluxus alacsony, nagyjából állandó, a

fluktuációk kicsik, de ez 1 MeV alatt már nem igaz, itt az interplanetáris tér lokális zavarai miatt sokkal nehezebb elegendően hosszú, állandó és alacsony fluxusú időszakokat találni.

Kétféle feltételrendszert használtam: a naptevékenységi minimum időszakában hosszabb, legalább 5 napos intervallumokra nézve megköveteltem egy kiválasztott energiasávban (1-2 MeV-es protonokra) azt, hogy a fluxus ne haladja meg a 10<sup>-3</sup> p/(cm<sup>2</sup> s sr MeV) értéket. Az egész napciklusra pedig acélból, hogy rendelkezésre álljon egy közelítőleg egyenletesen sűrű adatsor, az ilyen energiájú protonok intenzitásának összehasonlítására a 27 napos intervallumokra kidolgozott minimumok módszerét használtam (*Zeldovich et al.,* 1995). Természetesen ezzel nem lehet teljesen kizárni korábbi események diffúz járulékát, de az egyes 27 napos minimumokra további felső korlátot megadva a kiugróan magasakat ki lehet zárni.



4.8 ábra. Nyugodt időszakok (sárga sávokkal jelölve) a napciklus különböző aktivitású periódusaiban (IMP–8 CPME proton mérések 5 energiasávban 0,3 és 15 MeV között).

#### 4.4 Alacsony részecskefluxusok mérése a földpálya közelében

#### 4.4.1 A SOHO detektorai

A SOlar and Heliospheric Observatory (SOHO) űrszondát 1995 decemberében bocsátották föl, 1996 áprilisa óta pedig a Földtől a Nap irányában ~1,5×10<sup>6</sup> km távolságban levő L1 Lagrange pont körüli, ~6×10<sup>5</sup> km átmérőjű halo pályán kering. A SOHO űrszonda fedélzetén működő részecskedetektorok közül a COSTEP (*Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyzer*) berendezés EPHIN (*Electron Proton Helium Instrument*) és az ERNE (*Energetic and Relativistic Nuclei and Electrons*) berendezés LED (*Low Energy Detector*) műszerének adatait dolgoztam fel.

#### **EPHIN**

Az EPHIN részecsketeleszkóp 5 szilíciumrétegből áll, amelyet szcintillátorból álló antikoincidencia csésze vesz körül (4.9 ábra, *Müller-Mellin et al.*, 1995). Az A-val jelölt front detektor és a legalsó F detektor mérete és távolsága szabja meg a teleszkóp látószögét, alacsonyabb energiánál pedig az A és B detektoré. Az A jelű frontdetektort 6 szegmensre osztották, ezáltal a teljes teleszkóp 6 rész-teleszkópra osztható, ami a részecskék beesési irányának pontosabb meghatározására ad lehetőséget. A keskenyebb látószög – bár kisebb statisztika mellett – kisebb úthossz szórást, ezáltal keskenyebb részecskenyomokat eredményez, csökkentve a hamis események számát. Az A detektor aránylag vastag, 150 μm, így a B detektor megszólaltatásához szükséges minimális energia protonokra 4,3 MeV.



4.9 ábra. A SOHO űrszondán működő EPHIN (balra) és ERNE (jobbra) teleszkópok.

A teleszkóp impulzusanalízisét az 1996. február 19-től április 19-ig terjedő 61 napos alacsony fluxusú nyugodt időszakra dolgoztam fel protonok kiválasztásával, itt szignifikáns részecskeesemény nem volt észlelhető (*Valtonen et al.*, 2001). Az elemzést elvégeztem mind a párhuzamos geometriára, ami azt jelenti, hogy csak az A és B detektorok azonos

szegmensei (0-tól 5-ig) közötti koincidenciákat vettem figyelembe, így a geometriai faktor csak 1,06 cm<sup>2</sup> sr, mind a teljes széles-szögű teleszkópra (G = 5,0 cm<sup>2</sup> sr, *Sierks*, 1997). A feldolgozás eredményeit a 4.2 táblázat tartalmazza a 4,3 és 22 MeV közötti 11, logaritmikusan beosztott energiaintervallumban. A felső határ abból adódott, hogy 22 MeV fölött a háttér a 4.3 ábrán láthatóan jelentősen megnövekszik.

A 4.2 táblázat és a 4.10 ábra azt mutatja, hogy a párhuzamos geometriával kapott háttér igen alacsony, 5 MeV környékén mindössze 5%-a a valódi fluxusnak, az energia növekedésével növekszik és 8 MeV körül~25%-ot ér el. Ennél nagyobb energián csökken a galaktikus protonok dominanciája miatt. A teljes geometriával a relatív háttér nagyobb, 20%-ról 40%-ra növekszik 8 MeV-ig, a fluxus Poisson-hibája azonban a nagyobb geometriai faktor folytán kevesebb, mint a fele annak, mint a párhuzamos elrendezésnél adódott. A kétféle módon kapott fluxusok a 20 hibahatáron belül megegyeznek, de a spektrumok kissé különböznek: a széles-szögű elrendezésnél laposabb, 5,8 és 9 MeV között a fluxusai nagyobbak, a többi energián kisebbek, mint a párhuzamos részteleszkópokra kapottak. Összehasonlítva a Gómez-Herrero et al. (2000) által, hosszabb, de kevésbé szigorú feltételekkel kiválasztott 152 napos nyugodt időszakra kapott spektrummal az általam kapott fluxusok 50%-kal alacsonyabbak. 10 MeV-nél 2×10 /(cm<sup>2</sup> s sr MeV) helyett 1,2×10 /(cm s sr MeV) az eredmény, az arány alacsonyabb energiák felé haladva tovább csökken, 7 MeV-nél kevesebb, mint felére, a legalacsonyabb energiánál, 5,5 MeV-nél már 1/6-od részére. Ez azt igazolja, hogy az általam használt módszer alacsonyabb energiánál hatékonyabban küszöböli ki a hátteret.

	párhuzamos geometria				széles-szögű geometria			
E (MeV)	beütés	háttér	fluxus	hiba	beütés	háttér	fluxus	hiba
4,3-5,0	37,5	3,5	10,0	1,70	142	29	7,7	$\begin{array}{c} 0,71\\ 0,69\\ 0,78\\ 0,69\\ 0,69\\ 0,61\\ 0,64\\ 0,63\\ \end{array}$
5,0-5,8	28,4	3,6	6,6	1,32	132	77	6,3	
5,8-6,7	34,8	7,3	7,2	1,34	245	96	10,3	
6,7-7,8	39,6	10,4	6,7	1,20	325	70	11,2	
7,8-9,0	57,5	14,5	8,9	1,32	329	147	10,4	
9,0-10,5	121	20,3	15,0	1,57	434	144	11,0	
10,5-12,2	138	17,3	15,1	1,36	630	204	14,1	
12,2-14,1	151	24,0	14,8	1,29	749	257	15,0	
14,1–16,4	279	19,8	22,6	1,40	1055	291	17,4	0,61
16,4–19,0	305	22,7	21,8	1,30	1511	474	22,1	0,65
19,0–22,0	453	24,1	28,1	1,35	2030	299	25,6	0,62

4.2 táblázat. Az EPHIN teleszkóp impulzusanalízissel kapott proton beütésszámai és fluxusai a Poisson hibákkal együtt az 1996. február 19. és április 19. közötti 61 napos időszakban párhuzamos és széles-szögű geometria esetén. A fluxusok egysége 10 /(cm<sup>2</sup> s sr MeV).



4.10 ábra. Az EPHIN alacsony fluxusai párhuzamos (piros körök) és széles geometriával (kék négyzetek). A vízszintes szakaszok az energiaintervallumokat, a függőlegesek a Poisson hibákat mutatják.

### ERNE

Az ERNE berendezés LED alacsony energiájú detektorának felépítését a 4.9 ábra jobb oldali panelje mutatja. Az impulzusanalízisnél elfogadott eseményeket a két felső, D1 (20 μm vastagságú D11 és D16, ill. 80 μm vastagságú D12–D15 és D17) és a D2 detektor koincidenciája adja, ha az alsó antikoincidencia detektor nem ad jelet (*Torsti et al.*, 1995). Az antikoincidencia csésze azonban itt a teleszkópot nem veszi körül teljesen, emiatt nincs védő árnyékolás az oldalról bejövő részecskékkel szemben. Ennek következtében, főként alacsony fluxusok esetén, a háttér is magasabb, mint az EPHIN detektoré. A 4.11 ábra a protonok és héliummagok valódi nyomai mellett aránylag nagyszámú háttéreseményt jelez,



4.11 ábra. Az ERNE detektor PIN–E szórásábrája protonokra és αrészecskékre 296 alacsony fluxusú napra összegezve 1996–97-ben. A vízszintes vonalak az egyes kiválasztott energiaintervallumok határait jelölik.

az ábra protonnyomának felső végén, 10 MeV energia környékén megjelenő eseményeket főként a D1 és D2-n keresztülhaladó, de az antikoincidencia detektort elkerülő oxigénionok adják. Az ERNE geometriai faktora a teljes teleszkópra 0,9 cm<sup>2</sup> sr.

Az ERNE által mért valódi és háttér beütésszámokat és ezekből számított fluxusokat protonokra és <sup>4</sup>He atommagokra két különböző időszakra (150 összegyűjtött alacsony fluxusú nap 1996-ban, 146 pedig 1997-ben) a 4.3 táblázat tartalmazza. A két alsó energiaintervallumban (1,5 és 3,4 MeV között) a fluxusokat a két vékony D1 detektor koincidenciái adják, 5 és 9 MeV között a vastag D1 detektorok szólalnak meg, 9 MeV pedig minden detektor. A statisztikus hibából és háttér-meghatározás fölött pontatlanságából adódó szisztematikus hibák sokkal nagyobbak, mint az EPHIN esetében: protonokra –10/+15%-tól –20/+75%-ig növekvő energiával, hélium magokra az energiával csökken, -20/+40%-ról -6/+12%-ra. A valódi protonnyom környékén a detektált protonoknak csak mintegy 20-45%-a valódi proton. A hélium ion adatok sokkal tisztábbak, a valódi részecskék a detektált eseményeknek 60-90%-át adják. A 4.12 ábra bal oldali része az ERNE protonspektrumokat mutatja, összehasonlítva az 1996 és az 1997-es időszakokat. A két időszak spektrumai igen közel esnek egymáshoz, jelentősebb eltérés csak a spektrális minimum alatt látható: az 1997 év nyugodt időszaki spektruma valamivel meredekebb.

	1996			1997			
E (MeV/n)	Р	<i>p</i> bg	<sup>4</sup> He	<sup>4</sup> He bg	P p bg	<sup>4</sup> He	<sup>4</sup> He bg
1,5–2,2	227	961	33	20	294 942	65	34
2,2–3,4	175	352	47	22	206 280	82	14
3,4–5,0	475	1183	312	146	410 896	313	150
5,0-6,7	261	338	453	67	252 418	498	46
6,7–9,0	340	718	675	112	279 571	700	71
9,0–12,0	147	533	1182	203	150 587	1126	226

	1	996	1997		
E (MeV/n)	J(p)	$J(^{4}\text{He})$	J(p)	$J(^{4}\text{He})$	
1,5–2,2	9,73	1,42	12,9	2,86	
2,2–3,4	4,37	1,18	5,28	2,11	
3,4–5,0	2,53	1,66	2,24	1,71	
5,0-6,7	1,83	2,27	1,81	2,56	
6,7–9,0	1,76	2,50	1,48	2,66	
9,0–12,0	2,17	3,36	2,27	3,28	

4.3 táblázat. Az ERNE detektor által két nyugodt időszakban még	t alacsony prot	on és
<i>He beütésszámok (fent) és fluxusok (lent)</i> 10 <sup>-5</sup> (cm <sup>2</sup> s sr MeV)	egységekben, 1	996-
ban (150 nap nyugodt időszak összege) és 1997-ben (146 nap).		

A 4.12 ábra jobb oldali része az EPHIN és ERNE által 1996-ban (bár nem teljesen azonos időintervallumban) mért protonfluxusokat hasonlítja össze. Az energiatartomány átfedő részén, 5 és 12 MeV között az EPHIN fluxusok szisztematikusan nagyobbak, az ERNE/EPHIN fluxusok aránya 2,2 és 1,7 között van. A két műszer között nem történt Monte Carlo szimulációs interkalibráció de a különböző, nagy fluxusú események összehasonlítása azt mutatja, hogy 5 MeV energia környékén a két műszer által mért fluxus aránya 0,8 és 2 közötti, értéke enyhén függ a spektrum meredekségétől. Az eltérés leginkább azzal magyarázható, hogy az ERNE hátterére kapott becslés túl alacsony. Ezt támasztja alá, hogy az ERNE jel/zaj aránya rosszabb a hiányos antikoincidencia védelem következtében. Bár a háttér becslésére alkalmazott eljárás ugyanaz, mint az EPHIN esetében, az ERNE PIN eloszlása jóval szélesebb, ez a széleken nagyobb bizonytalanságot eredményez. További különbséget jelent a geometriai faktor enyhe energiafüggése, illetve az ERNE teleszkópok bemeneti nyílásánál található passzív védelem, amely szóródás és nukleáris kölcsönhatások révén olyan energiájú szekunder protonokat kelt, amelyeket nem lehet megkülönböztetni a primer protonoktól. Összefoglalva, ezek a tényezők azt okozzák, hogy az ERNE effektív geometriai faktora nagyobb, mint a névleges, vagyis a számított fluxusok nagyobbak a valósaknál.



4.12 ábra. Az ERNE és az EPHIN protonfluxus méréseinek összehasonlítása az 1996–97-es naptevékenységi minimum során. Jobbra: az 1996-os spektrumok.

A SOHO mérései lehetőséget nyújtanak arra, hogy összehasonlítsuk az egymás után következő pozitív és negatív polaritású naptevékenységi minimumokat. A részecsketerjedés szempontjából a töltést is figyelembe kell vennünk, így pozitív a polaritás, ha qA > 0, ahol q a részecske töltése, és A > 0, ha a mágneses erővonalak a Nap felszínéről kifelé mutatnak. A 4.13 bal oldali ábrája három energiasávban tünteti fel a nyugodt időszakok protonfluxusait 1996 és 2009 között az EPHIN impulzus-analizált mérései alapján, a jobb oldalon pedig 4,5 és 6,1 MeV között a két minimum összehasonlítása látható 11 évnyi

eltolással. A negatív polaritású 2006-2009-es minimum (akárcsak az IMP-8 mérésekben az 1985-87-es minimum, ld. 4.4.2 fejezet) mélyebb, a fluxusok alacsonyabbak, mint az 1996-97-es pozitív minimumé. A 4.14 ábra az egész protonspektrumot mutatja 4,5 és 20 MeV között az EPHIN méréseiben, egye-egy kiválasztott minimum időintervallumban. Látható, hogy a korábban részletezett 1996. március-áprilisi spektrumnál a következő minimumban mért legalacsonyabb spektrum 1,5-2-es faktorral alacsonyabb.



4.13 ábra. Két naptevékenységi minimum nyugodt időszaki fluxusai három, ill. egy energiasávban. A vízszintes vonalak az időszakok hosszát, a függőlegesek a statisztikus hibákat jelzik.



4.14 ábra. Két igen nyugodt időszak energiaspektruma pozitív (kék) és negatív (piros) polaritásnál.

#### 4.4.2 Az IMP-8 műhold alacsony és közepes energiájú részecskedetektorai

Az IMP (*Interplanetary Monitoring Platform*) műholdsorozat tagjai közelítőleg körpályán 1963 óta keringenek a Föld körül. A sorozat legutolsó tagját, az IMP–8-at (korábbi nevén Explorer–50) 1973. október 26-án bocsátották fel és 2001-ig küldött használható adatokat. Az IMP–8 műhold keringési ideje 12,2 nap, a pálya excentricitása és pályahajlása az évek során lassan változott, átlagos perigeuma 31 R<sub>E</sub>, apogeuma 38,5 R<sub>E</sub>, inklinációja 0 és 55 fok közötti (*Paularena and King, 1999*). Ilyen módon pályája mintegy 60%-a (keringésenként 7-8 nap) kívül esik a magnetoszférán, itt az alacsonyabb energiájú magnetoszférikus eredetű ionok járuléka kicsi. Az IMP műholdak fedélzetén összesen 6 különböző detektor szolgált szupratermális töltött részecskék vizsgálatára, ezek közül 3 berendezés adatait használtam fel.

A CPME (*Charged Particle Measurement Experiment, Sarris et al.*, 1976) proton–elektron teleszkópja két, egyenként 39 (D1) ill. 900 µm vastag (D2) front detektort és egy 2700 µm vastag hátsó detektort (D3) tartalmaz, amelyet teljesen körülvesz egy antikoincidenciába kapcsolt szcintillátor csésze (4.15 bal oldali ábra). A 0,29 és 2 MeV közötti energiájú protonok megállnak az első D1 detektorban, kettős koincidenciára 2 MeV fölött van lehetőség. A felső energiahatár 500 MeV. A műszer adataiból a 11 különböző, 0,29 és 440 MeV közé eső energiaintervallumban csak a mért másodpercenkénti beütésszámok (*rate information*) állnak rendelkezésre, az egyes detektorok impulzusmagasságai nem, ezért a háttér meghatározása a 2 MeV fölötti energián is korlátozott. Itt a nagyenergiájú galaktikus háttérfluxussal végzett korreláció szolgáltatott hasznos információt (ld. a 4.18 ábrán).



4.15 ábra. Az IMP–8 műhold CPME (balra) és CRNC (jobbra) teleszkópjai.

Az EIS (*Electron Ion Spectroscope*, CalTech experiment, *Mewaldt and Stone*, 1976) a 2–40 MeV/n energiájú protonoktól oxigén ionokig mért, 11 réteg Si detektorból áll, amelyet jó hatásfokú antikoincidencia szcintillátor vesz körül. A felső két vékony detektor gyűrű alakú, a geometriai faktora aránylag kicsi, 0,23 cm<sup>2</sup>sr. A teleszkóp háttere jóval alacsonyabb a CPME műszerénél, az impulzusadatok azonban már nem hozzáférhetők. A beütésszámok 4 intervallumban, 1,43 és 12,5 MeV között álltak rendelkezésre. A műszer 1992 márciusában részlegesen meghibásodott, csak az 1984 és 1992 között adatokat sikerült megkapnom.

A CRNC műszer (*Cosmic Ray Nuclear Composition*, Univ. of Chicago, *Garcia-Munoz et al.*, 1977) két részből áll. A LET alacsony energiájú teleszkóp 0,54 és 1,8 MeV/n között mért, de az antikoincidencia hiánya miatt a háttér magas, ezért nem használtam. A fő teleszkópban (MT) 3 réteg lítiummal driftelt szilícium félvezetőt, egy kúp alakú CsI kristályt és zafír Cserenkov-számlálót vesz körül az antikoincidencia csésze (4.15 ábra, jobb oldalon). A D1 front detektor vastagsága 750 μm, a geometriai faktora aránylag nagy, 2,05 cm<sup>2</sup>sr. A beütésszámokat 11,24 MeV-től 94,8 MeV-ig 11 energiaintervallumban regisztrálta, a mért fluxusokból levonták az impulzusanalízis alapján meghatározott hátteret. A CRNC antikoincidencia védelme igen hatékony, a háttér igen alacsony és stabil, egészen 2000 októberéig működött.

Az IMP–8 mérések nyújtják a leghosszabb egybefüggő adatsorozatot, amelyen több, mint két napciklus fluxusait lehet vizsgálni a 1973 és 2001 közötti időszakban. Ez azt jelenti, hogy 3, egymást követő naptevékenységi minimumot tudtam összehasonlítani, és az 1996– 97-es minimumban lehetőség van a SOHO méréseivel történő összevetésre is. Az említett három detektor közül a legalacsonyabb háttérrel (impulzusanalízissel már megtisztított adatokkal) a CRNC teleszkópok rendelkeznek, de itt az alsó energiahatár 11 MeV, így csak a spektrális minimum fölötti energiatartományban használhatók. A fennmaradó CPME és EIS legalacsonyabb energiacsatornáiban (0,3–2,0 MeV a CPME, 1,4–2,3 MeV az EIS esetében) csak az első, frontdetektor ad jelet, a többi detektor antikoincidenciába van kapcsolva. Ez azt jelenti, hogy a protoncsatornák valójában az összes iont tartalmazzák, közülük a héliummagok a legjelentősebbek. Az ennél nagyobb energiájú részecskékre a két detektoros koincidencia már lehetővé teszi az ionok tömeg szerinti megkülönböztetését. A CPME esetében az impulzusmagasságokat külön nem regisztrálták, az EIS műszernél igen, de ott már csak a háttérre korrigált fluxusok hozzáférhetők, az eredeti impulzusmagasság adatok nem (R. Mewaldt, személyes közlés).





Az CPME és az EIS műszerek legalacsonyabb energiájú protonokra vonatkozó, egy detektorral kapott alacsony fluxusainak összehasonlítására 27 napos intervallumokra kidolgozott minimumok módszerét használtam (*Zeldovich et al.*, 1995). A 4.16 ábra mutatja az összehasonlítást két közel azonos (az EIS esetén a legalacsonyabb) energiaintervallumban (*Logachev et al.*, 2002). Minden egyes 27 napos periódusban kiválasztottam a napi átlagokból a legalacsonyabb értékeket. Míg a napi átlagok minimumai nem csökkennek 10<sup>-4</sup>/(cm<sup>2</sup> s sr MeV) alá, ez az EIS esetében kb. 2 naponta egy részecskét jelent. Az EIS fluxusai szignifikánsan alacsonyabbak a CPME-jénél, a legkisebb értékek esetében mintegy 3–4-es faktorral. Ezt első látásra az EIS valamivel magasabb alsó küszöbenergiájának tulajdoníthatjuk (1,4 MeV 1,0 MeV helyett), de a logaritmikus skálán az elcsúszás magasabb fluxusértékek felé haladva csökken, ami inkább azt jelzi, hogy a CPME háttere magasabb, mint az EIS detektoré. Az azonos időpontban mért fluxusok pontosabb összehasonlítására alkalmasabb a szórásdiagram (4.17 ábra bal oldali).



4.17 ábra. Bal oldalon: a CPME és az EIS napi átlagaiból készült szórásdiagram (1984–1992, összes adat), jobb oldalon: az EIS/CPME fluxusarányok. A vízszintes egyenesek a  $\gamma$ spektrális index különböző értékeinek felelnek meg (J ~  $E^{\gamma}$ ).

Az ábrán nagy fluxusoknál a két különböző detektorral mért fluxusok többsége majdnem megegyezik, ezek egy 45°-os egyenes mentén helyezkednek el. Kisebb intenzitásoknál a nyom kissé lefelé hajlik, ez alacsonyabb EIS értékeket jelent, emellett az eloszlás ki is szélesedik. A kiszélesedés aszimmetrikus, autokorrelációnál vagy két azonos eszközzel időben eltolt méréseknél szimmetrikus lenne. A jobb oldali ábra ezt világosan mutatja: a legsűrűbb tartomány felett jóval több pontot látunk, mint alatta a ~0,1 p/(cm<sup>2</sup> s sr MeV)–et meghaladó fluxusok esetén. Feltételezve, hogy a két műszer ugyanabból a részecskepopulációból vett mintát és amelynek differenciális energiaspektruma hatványfüggvényt követ – $\gamma$  kitevővel, a két, kissé különböző energiaintervallumban a fluxusok aránya függ  $\gamma$  értékétől. A 4.17 jobb oldali ábrán ezt 3 egyenes szemlélteti  $\gamma$  különböző értékeire. Nagy fluxusoknál (>10 proton/(cm<sup>2</sup> s sr MeV)) a feltételezés jogosságát támasztja alá, hogy a pontok  $\gamma \approx 3$  körül a legsűrűbbek, ez megegyezik a szoláris

energikus részecskeeseményekben (SEP) talált leggyakoribb meredekséggel. Kisebb fluxusoknál azonban az eloszlás maximumának helye egyre kisebb EIS/CPME arányok felé tolódik el, az arány 0,1 p/(cm<sup>2</sup> s sr MeV) fluxus alatt már 4-nél is nagyobb spektrális kitevőnek felel meg. Ennek oka elvben lehet egy valóban meredekebb energiaspektrum, de sokkal valószínűbb, hogy a CPME magasabb instrumentális hátterének a következménye. Ennek oka lehet CPME antikoincidencia árnyékolásával kapcsolatos probléma (*Krimigis et al.*, 1997), a védelem 1989 után már egyáltalán nem működött. Az ábra bal szélén, a legkisebb fluxusoknál viszont az arány ismét kisebb, 2 és 3 közötti  $\gamma$  kitevőnek felel meg. Ez közel áll a *Witcombe et al.* (1995) által az Ulyssesen az Ekliptika közelében 0,52–0,99 MeV közötti protonokra talált értékhez.

A CPME magasabb hátterének egyik oka tehát az antikoincidencia elégtelensége, ami a nagyobb energiájú, galaktikus kozmikus sugárzásnak a detektorokat körülvevő anyaggal történő kölcsönhatása miatt szekunder részecskéket kelt. A szimulációk szerint az antikoincidencia védelem hatásfoka általában általában nem jobb, mint 99,5%. Az IMP–8 fedélzetén működő, nagyobb energiájú részecskéket is mérő CRNC berendezés adataival való összehasonlítás azonban arra is lehetőséget nyújt, hogy háttérnek erre a komponensére becslést adhassunk. A CRNC legnagyobb energiájú csatornája integrális, az összes, 106 MeV-nél nagyobb energiájú, döntően galaktikus eredetű részecskét érzékeli.

A 4.18 ábra a CPME 2–4.6 MeV intervallumban mért protonfluxusait hasonlítja össze a CRNC egyidejűleg mért 106 MeV-nél nagyobb energiájú protonjaival három, egymást követő naptevékenységi minimum során. Az ábra felső részén látható sűrű pontcsoport az 1996–97-es minimumból származik, amikor a CPME antikoincidencia védelmének hiánya folytán a nagyenergiájú galaktikus protonok keltette szekunder részecskék domináltak, így a legalacsonyabb fluxus sem csökkent ~1,2×10<sup>-2</sup>/(cm<sup>2</sup> sr s MeV) alá. Az ezt megelőző két minimum fluxusai viszont ennél kb. 70-szer alacsonyabbak, ami azt jelenti, hogy a szekundereket a korábban még jól működő antikoincidencia legalább 98,6%-os hatásfokkal zárta ki.



4.18 ábra. A CPME 2–4,6 MeV-es napi átlagfluxusainak (proton/(cm<sup>2</sup> s sr MeV)) korrelációja a 106 MeV-nél nagyobb energiájú galaktikus kozmikus sugárzás beütésszámaival (CRNC). Kis fekete pontok: 1975–77, nagy piros pontok: 1985–87, kék + jelek: 1996–97. A szórásábra alsó részén jól meghatározott burkoló jelenik meg, ami alatt elvétve találunk csak eseményeket. A burkoló jó közelítéssel egyenes a logaritmikus skálán, és emelkedik a növekvő CRNC fluxussal. Tegyük fel, hogy ha galaktikus fluxus 0-hoz tart, akkor a CPME fluxus egy határozott értékhez tart. Bontsuk fel az alacsony energiájú CPME fluxust két összetevőre

$$\mathbf{J}^{\text{low}}(\mathbf{E}_1) = \mathbf{J}_0^{\text{low}}(\mathbf{E}_1) + \varepsilon \, \mathbf{J}^{\text{high}}(\mathbf{E}_2),$$

ahol  $J_0^{low}$  a galaktikus szekunderektől mentes alacsony energiájú fluxust jelöli (átlagos energia  $E_1$ ), az  $E_2$  átlagos energiával rendelkező nagyenergiájú fluxus  $J^{high}(E_2)$ ,  $\varepsilon$  pedig egy konverziós faktor. Hacsak az alacsony energiás energiaintervallum nem túl széles, korrelációt várhatunk J<sup>low</sup>(E1) és J<sup>high</sup>(E2) között. Az eloszlás alsó burkolójából becslést adhatunk ɛ nagyságára, ez annak valószínűségével függ össze, hogy egy áthatoló nagyenergiájú részecske olyan jelet ad, amit az alacsony energiájú detektor észlel. Ez lehet maga a nagyenergiájú részecske, vagy az általa keltett szekunder. Úgy jártam el, hogy különböző  $\varepsilon$  értékeket választva, levontam a J<sup>high</sup>(E<sub>2</sub>) fluxussal arányos részt a teljes J<sup>low</sup>(E<sub>1</sub>) fluxusból, az így kapott eloszlásokat kirajzoltam egészen addig, amíg az alsó burkoló vízszintes nem lett, ennél az  $\varepsilon$  értéknél  $J^{low}(E_1)$  és  $J^{high}(E_2)$  korrelációja megszűnik. Ezt az  $\varepsilon$ értéket választva kapunk egy jobb becslést  $J_0^{low}(E_1)$  nagyságára és egy felső határt a galaktikus szekunderek járulékára. Természetesen a valódi nagyenergiájú protonok is megszólaltatják a detektort, ezeket nem tudjuk szétválasztani a szekunderektől, így ha az egészet levonjuk, akkor a spektrumból csak a szoláris/helioszférikus rész marad (5.1 fejezet). A szekunder részecskék járulékából a legnagyobb relatív háttér a naptevékenységi minimumban várható.

A 4.4 táblázat az 1975–77-es és az 1985–87-es években észlelt eloszlásokból az átlagos teljes fluxust a fenti eljárással kapott  $J_0^{low}(E_1)$  szoláris és helioszférikus járulékot (SH) tünteti fel 1 és 15 MeV közötti protonokra. Az 1–2 MeV-es protonokra az SH jelentősebb részét – 60–80%-át – teszi ki a teljes fluxusnak, az 1 MeV alatti CPME adatokból pedig nem is sikerült az alsó burkolóból mérhető galaktikus járulékot kimutatni.

	197	5–77	1985–87		
energia (MeV)	SH	teljes	SH	teljes	
0,96–2,0	5×10 <sup>-4</sup>	$6 \times 10^{-4}$	$2 \times 10^{-4}$	3,5×10 <sup>-4</sup>	
2,0–4,6	$2 \times 10^{-5}$	$1,9 \times 10^{-4}$	3×10 <sup>-5</sup>	$1,7 \times 10^{-4}$	
4,6–15	2×10 <sup>-6</sup>	$4 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-6}$	3×10 <sup>-5</sup>	

4.4 táblázat. A CPME legalacsonyabb mért fluxusainak (proton/(cm<sup>2</sup> sr s MeV) egységekben) szétválasztása és összehasonlítása két minimumban (SH – becsült szoláris és helioszférikus járulék).

Az 5. fejezetben látni fogjuk, hogy a valódi galaktikus részecskék fluxusa mintegy 2-3 MeV fölött kezd észlelhetővé válni, tehát a két magasabb energiaintervallumban nem elhanyagolható. Ennél fontosabb eredmény az, hogy a két egymást követő naptevékenységi minimum összevetése egészen különböző eredményre vezet. 1–2 MeV-es protonokra az 1985–87-es minimum (negatív Nap polaritás) alacsonyabb mind a teljes fluxusra, mind az SH járulékra. A következő energiacsatornában ugyanakkor az 1975–77-es minimum

(pozitív Nap polaritás) bizonyult mélyebbnek. A szélesebb 4,6–15 MeV intervallumban nincs szignifikáns különbség, az alsó burkoló ugyan kevésbé határozott, de a számított SH járulékból arra következtethetünk, hogy az tovább csökken az energia növekedésével. Mindenesetre úgy tűnik, hogy 2 és 15 MeV között a fluxus nagy részét, 80–90%-át a háttér adja, a valódi SH fluxusok igen alacsonyak. A SOHO mérésekben láttuk, hogy a 10<sup>-5</sup> proton/(cm<sup>2</sup> sr s MeV)-nél kisebb fluxus is reális.

Az eljárást az EIS fluxusaival is megismételtem, ott azonban – feltehetően a sokkal kisebb geometriai faktor miatt – nem sikerült jól definiált alsó burkolót kimutatni. A kisebb háttér azt sejteti, hogy az antikoincidencia védelem itt jobb hatásfokkal működik, mint a CPME teleszkópban és így a galaktikus eredetű háttér kisebb. *Mewaldt* (1976) az 1,4–12,5 MeV intervallumban az EIS instrumentális hátterét 10<sup>-5</sup> proton/(cm<sup>2</sup> sr s MeV)-re becsülte.

#### 4.5 A Helios-1 és -2 űrszondák mérései

A két Helios űrszondát 1974-ben ill. 1976-ban bocsátották fel, elnyúlt ellipszis pályán keringenek, melynek perihéliuma 0,29 Cs.E., aphéliuma 0,98 Cs.E., keringési idejük 180 nap (4.19 ábra, bal oldalon). A szondák 1980 márciusáig (Helios–2) ill. 1986-ig (Helios–1) szolgáltattak használható adatokat. A két Helios űrszondán két–két részecsketeleszkóp működött, ezek közül a E6 (*Kiel experiment*) adataival dolgoztam. Az 5 szilíciumrétegből, egy Cserenkov-detektorból és annak jelét észlelő fotoelektron-sokszorozóból, valamint egy antikoincidenciába kapcsolt szcintillátor hengerből álló detektorok mérési tartománya protonokra 1,7 MeV-től 51 MeV-ig terjed (ebből kétszeres koincidenciával 4 MeV fölött), geometriai faktoruk 0,48 cm<sup>2</sup>sr (4.19 ábra, jobb oldalon, *Kunow et al.*, 1975). A detektorok impulzusmagasságait alacsony fluxusoknál gyakorlatilag az összes ionnál regisztrálták (~95%).



4.19 ábra. A Helios–1 és –2 űrszondák pályája és az E6 energikus részecske teleszkóp.

A két Helios szonda unikális lehetőséget adott a belső Helioszféra vizsgálatára, ez az energikus töltött részecskéknél érvényes mind a dinamikus, mind a hosszú idejű effektusokra. A nyugodt időszaki alacsony Helios fluxusokat korábban mindössze egyetlen publikációban vizsgálták egy fél éves időszakra nézve (*Kunow et al.*, 1977), szisztematikus vizsgálatok pedig eddig egyáltalán nem történtek. Az említett munkában egy 14 napos perihélium közeli időszakot hasonlítottak össze egy 23 napos aphélium periódussal; a cél elsősorban az anomális hélium kimutatása volt 0,3–0,4 Cs.E. környékén. A protonokra azt találták, hogy nem volt szignifikáns különbség az 1 Cs.E. és a 0,4 Cs.E.-n belül mért fluxusok között 10 MeV-nél nagyobb energiánál, az alacsonyabb energiájú protonok fluxusa perihéliumban kissé nagyobb volt, de az eltérés nem volt szignifikáns.

Az 1975 és 1977 közötti minimumidőszakban az energiaspektrumnak mind az időbeli változásait, mind a heliocentrikus radiális távolsággal való változását nyomon lehet követni egészen 0,29 Cs.E.-ig, azaz 62 naprádiuszig. Természetesen a perihélium közelében a szondák mozgása sokkal gyorsabb, keringési idejüknek csak kis részét töltik a Naphoz közel. Ezen belül még nyugodt időszakokat is kellett keresnünk, emiatt a statisztika nem nagy. Első lépésben kiválasztottam a nyugodt időszakokat, ehhez a Helios–1 három évi (1975–77) és a Helios–2 két évi (1976–77) mérései álltak rendelkezésre.

Az E6 teleszkóp beütésszám adatait az impulzusmagasságok fedélzeti analízise szolgáltatta, a  $\Delta$ E–E módszer alapján, az egyes ionok nyoma körüli tartományok kivágásával. A háttér kizárásának hatásfoka nagy fluxusoknál kisebb jelentőségű, a nyugodt időszakoknál azonban kiderült, hogy a protonfluxus minimumértéke túl magas, a 4–13 MeV-es energiasávban 3×10<sup>-4</sup> p/(cm<sup>2</sup> sr s MeV). A megfelelő impulzusmagasságok analízise azt mutatta, hogy a valódinak tekintett események mintegy 90%-a hamis: más részecskék okozták, vagy a kérdéses energiasávon kívül eső protonok. A minél jobb statisztika elérése céljából csak a fél napnál rövidebb egybefüggő időszakokat hagytam el. Ezek után a Helios–1-re összesen 408,7, a Helios–2-re 216, összesen 624,7 napnyi nyugodt időszakot kaptam (*Kecskeméty et al.*, 2001). A következő lépésben a Naptól való radiális távolság szerinti változás kiderítése céljából az adatokat a távolság szerint csoportosítottam, 0,1 Cs.E. szélességű binekre osztva. A statisztika az elliptikus pálya miatt nem egyenletes, aphéliumban a legjobb, ahol a szondák sebessége kisebb. Az egyes távolságszakaszokban regisztrált nyugodt periódusok hosszát a 4.5 táblázat mutatja a két Helios szondára összegezve:

távolság (Cs.E.)	0,3–0,4	0,4–0,5	0,5–0,6	0,6–0,7	0,7–0,8	0,8–0,9	0,9–1,0
napok száma	113,4	60,8	52,1	57,7	65,5	82,7	192,5
H–1 1975	20,9	14,7	9,9	17,6	13,7	13,9	29,3
H–1 1976	15,6	14,9	14,2	14,3	10,9	24,3	45,8
H–1 1977	18,7	17,6	12,7	15,5	14,0	21,2	49,2
H–2 1976	29,1	5,2	5,3	6,0	18,1	13,7	28,0
H–2 1977	29,1	8,5	10,0	4,3	8,8	9,6	40,3

4.5 táblázat. A nyugodt időszakok évenkénti eloszlása a Naptól mért radiális távolság szerint a két Helios szonda méréseiben.

A protonok fluxusát az EPHIN-re kidolgozott módszerrel határoztam meg a PIN–E eloszlások alapján, előbb egy 15 napos nagy intenzitású eseményre, majd a nyugodt időszakokra. A PIN meghatározásánál az  $\alpha = 1,75$  érték bizonyult a legjobbnak. A használható energiaintervallumot logaritmikusan egyenlő módon osztottam 7 sávra, így az egyes energiasávok határai 3,77–5,12–6,95–9,44–12,81–16,38–20,95–26,80 MeV lettek. A Poisson-hibákat, akárcsak az EPHIN esetében, a  $\sigma_{\rm P} = (c^2 + c_b^2)^{1/2}$  összefüggésből számítottam ki, ahol *c* az adott energia- és időintervallumban kapott beütésszám,  $c_b$  pedig ennek háttere. A kapott fluxusokat a statisztikus hibákkal együtt az 4.6 táblázat mutatja.

energiasáv	0,3–0,4	0,4–0,5	0,5–0,6	0,6–0,7	0,7–0,8	0,8–0,9	0,9–1
3,77–5,12	5,01±0,9	4,52±0,8	2,28±0,7	3,94±0,8	3,71±1,0	6,37±0,8	5,77±0,7
5,12-6,95	1,80±0,7	1,98±0,6	1,12±0,6	1,97±0,5	1,85±0,7	2,31±0,7	1,90±0,7
6,95–9,44	1,48±0,4	1,46±0,4	1,38±0,5	1,39±0,4	1,85±0,4	1,66±0,4	1,57±0,5
9,44–12,81	1,54±0,3	1,25±0,4	1,01±0,3	1,37±0,3	1,31±0,3	1,35±0,3	1,28±0,3
12,81–16,38	1,09±0,2	0,88±0,2	0,74±0,2	0,59±0,3	0,91±0,3	0,90±0,2	0,65±0,1
16,38–20,95	1,46±0,2	1,16±0,1	1,08±0,2	0,98±0,1	1,16±0,3	0,90±0,2	0,89±0,1
20,95-26,80	1,52±0,2	0,91±0,1	1,08±0,1	0,80±0,1	1,03±0,2	0,76±0,1	0,62±0,1

4.6 táblázat. A két Helios űrszondán mért alacsony fluxusok átlagai és ezek hibái energiasávok (MeV-ben) és radiális intervallumok (Cs.E.-ben) szerint  $10^{-5}$  /(cm<sup>2</sup> sr s MeV) egységekben.



4.20 ábra. A két Helios szonda logaritmikus fluxusainak energia szerinti és térbeli eloszlása, a kék szín az alacsony, a piros a magas értékeket jelzi.

A 4.20 ábra a két Helios szonda egyesített fluxusainak szín-kódolt eloszlását mutatja a fenti energiasávokban a teljes mérési időszakra. Látható, hogy a legnagyobb fluxusok a Naphoz legközelebbi, legalacsonyabb energiájú intervallumban, a legkisebbek pedig a földpályához közel, 20 MeV fölött jelentek meg. Az egyes évekre a Naphoz legközelebbi távolságokban, 0,3 és 0,4 Cs.E. között kapott energiaspektrumokat a 4.21 ábrán látjuk különböző színekkel jelölve. A fluxusok statisztikus hibáit függőleges egyenesszakaszok jelzik.



4.21 ábra. Bal oldalon: a két Helios szondán az 1975–77-es években mért energiaspektrumok évenkénti átlaga 0,3 és 0,4 Cs.E. között. Jobb oldali ábra: a teljes adatbázis kiátlagolt spektrumai szétválogatva a radiális naptávolság szerint. Összehasonlításul a SOHO 1996-ban mért fluxusai (zöld négyzetek).

Az egyes években mért spektrumok egy kivétellel kevéssé térnek el egymástól, a statisztikus hibán belül gyakorlatilag megegyeznek. A Helios–1 1976-ban mért energiaeloszlása 8 MeV környékén egy energiasávban magasabb, 12 MeV fölött 3 sávban viszont alacsonyabb a többinél. A statisztika a 0,3–0,4 Cs.E. távolságintervallumban a Helios–1 1976-os méréseiben a legkisebb, ez részben indokolhatja az eltérést. A többi, itt nem mutatott távolságban a kép hasonló, ez arra mutat, hogy egyrészt a két szonda detektorainak mérési tulajdonságai közel megegyeztek, és a mérés ideje alatt nem változtak jelentősen, másrészt a nyugodt periódusok kiválasztása sem befolyásolta lényegesen az eredményeket.

A 4.21 jobb oldali ábrája az egyes távolsági binekben a teljes, a két szondán együttesen 5 év alatt észlelt energiaspektrumok átlagát hasonlítja össze, kiegészítve az IMP–8 CRNC detektorával kapott 5 mérési ponttal, valamint a SOHO EPHIN legalacsonyabb, 1996-ban mért spektrumával (a teljes, széles-szögű geometriára). A két Helios energiaspektrumai alig változnak a távolsággal, gyakorlatilag a statisztikus hibán belül nem térnek el egymástól. A görbék a Naphoz közelebb 10 MeV fölött kilaposodnak, a távolság növekedésével egyre meredekebbek. Két kivétel akad: a 8 MeV körüli 0,5–0,6 Cs.E. közötti intervallumban a fluxus alacsonyabb, illetve legközelebbi 0,3–0,4 Cs.E. szakaszon magasabb 10 MeV fölötti energiánál és csak itt nő monoton módon az energiával. 5 és 15 MeV között a spektrális index -1 körül van, a minimumok mind 15 MeV-nél adódnak. Szokatlan, hogy a legmagasabb energiájú bin fluxusa alacsonyabb, itt növekedést várnánk az 1 Cs.E.-nél mért spektrumok alapján. Az összehasonlításként mutatott, 1996-ban mért EPHIN fluxusok ~8 MeV fölött ugyan 2-es faktoron belül megegyeznek a Heliosokéval, energiaspektrumuk azonban egészen más alakú. Minimuma sokkal alacsonyabb energián, 5 MeV körül van, 10 MeV alatt az EPHIN fluxusai mintegy 50%-kal kisebbek, fölötte, 15 MeV körül viszont

1,5–2-szer nagyobbak, mint a Heliosoknak a földpályához legközelebb, a 0,9–1 Cs.E. közötti sávban mért fluxusai. Itt azt is figyelembe kell vennünk, hogy a SOHO mérései is ugyanolyan pozitív Nap polaritás idején történtek, mint a Helios észlelései.



4.22 ábra. A Helios–1 (1976) ill. a két szonda egyesített (összesen 5 éves) radiális profiljai. Az egyes pontok a távolság-binek közepén vannak.

A 4.20 ábrán mutatott három paraméteres eloszlás másik vetülete a fluxuseloszlás Naptól mért radiális távolság függvényében (4.22 ábra). Itt a 7 különböző energiasávot jelenítik meg különböző színek. A bal oldali ábrán külön látható a Helios–1 egy év alatt, 1976-ban mért profilja. A jobb oldali, 2, ill. 3 évre összegzett spektrumokban egyértelműen látszik, hogy a legbelső, 0,3-0,4 Cs.E. közötti tartományban az intenzitások kis mértékben magasabbak, mint a 0,4-0,7 Cs.E. közötti átmeneti tartományban. Mindegyik profilban megfigyelhető egy enyhe minimum 0,5-0,6 Cs.E. közelében, 13 MeV alatt kissé közelebb, afelett távolabb a Naptól. Nagyjából 0,75 Cs.E. távolságon kívül a 9–21 MeV energiájú profilok kilapulnak, az alacsonyabb energiájúak radiális gradiense pozitív, a legmagasabb, 21 MeV fölötti sávban negatív. A radiális gradiensek értéke 0,3 és 0,5 Cs.E. tartományban - 30 és -15%/0,1 CsE közé esik, 0,7 és a földpálya között pedig 20 és -20%/0,1 CsE között van. Az utolsó 2 binben észlelt magasabb fluxusok nem egyeznek meg a Földhöz közeli mérésekkel, az eltérés azonban kicsi, és eredhet abból is, hogy az IMP–8 alacsony fluxusai a negatív polaritású 1985-ből, a SOHO-é 1996-ból (pozitív) származnak.

A talált szignifikáns változás a Naptól mért radiális távolsággal arra utal, hogy a legnyugodtabb időszakokban megfigyelt legalacsonyabb fluxusok szoláris eredetűek, a Nap a MeV feletti energiájú protonok állandó forrása még észlelhető aktivitás hiánya esetén is. A napközeli negatív gradiens sejteti egy olyan populáció létezését, amelynek sűrűsége csökken a Naptól való távolsággal, valamint egy másikét – a 0,6 Cs.E. távolságon kívül – amely valószínűleg interplanetáris eredetű, az együttforgó kölcsönhatási tartományokban felgyorsult, a külső Helioszférából befelé áramló részecskék alkothatják.

#### 4.6 Az Ulysses mérései

Az Ulysses űrszondát 1990-ben bocsátották fel, a Jupiter által 1992-ben módosított pályájának hajlása az Ekliptikához 80 fok, perihéliuma 1,4 Cs.E., aphéliuma 5,4 Cs.E. A szonda 2009-ig működött, ezzel 2 naptevékenységi minimumban nyílt lehetőség az alacsony fluxusok vizsgálatára. A szonda harmadik, 2004 és 2010 között bejárt pályáját a 4.23 ábra mutatja. Az Ulysses eddig az egyetlen űrszonda, amely 35°-nál nagyobb heliografikus szélességen végzett méréseket, 2 Cs.E. környékén pedig 70° felett is (a Voyager szondák csak a külső naprendszerben távolodtak el jelentősen az Ekliptikától), ezzel egyedi lehetőséget adnak e térség vizsgálatára.



4.23 ábra. Az Ulysses űrszonda pályája és a COSPIN LET teleszkópja.

Az Ulysses fedélzetén 5 különböző energikus részecske teleszkópot helyeztek el, a COSPIN (*COsmic Ray and Solar Particle Investigation*) komplexum detektorai különböző energiatartományokat fednek le (*Simpson et al.*, 1992). Ezek közül a LET (*Low Energy Telescope*) teleszkóp adatait használtam, amely az 1–75 MeV/n közötti energiájú ionok detektálására szolgált és igen alacsony háttérrel rendelkezik annak ellenére, hogy a szonda energiaforrása egy <sup>238</sup>Pu radioaktív izotóppal működő termoelektromos generátor, amely bomlása során 5,6 MeV energiájú  $\alpha$ -részecskéket bocsát ki, ezekből szekundérek bejuthatnak a teleszkópokba. A 32 µm vastagságú, 6 cm<sup>2</sup> területű front detektor alatt még egy vékony, 96 µm vastag 6 cm<sup>2</sup>-es, és két, egyenként 2000 µm vastag, 10 ill. 12 cm<sup>2</sup> nagyságú detektorréteg alkotja a teleszkópot, amelynek geometriai faktora a front detektorra nézve 9,1 cm<sup>2</sup> sr, a teljes teleszkópra pedig 0,58 cm<sup>2</sup> sr. A második detektor megszólaltatásához szükséges minimális energia protonokra 1,8 MeV.

Az Ulysses szondán mért alacsony fluxusokat eddig csak *Witcombe et al.* (1995) elemezte az Ulysses/EPAC mérései alapján (3.3 fejezet) igen alacsony, 1 MeV alatti energián. Azt mutatták ki, hogy a 1994 második felében a déli pólus közelében a fluxus majdnem 2 nagyságrenddel kisebb, mint 30 fokosnál kisebb szélességen.

Először a nyugodt időszakokat választottam ki a 2–4 MeV-es protonok intenzitásgörbéi alapján (*Kecskeméty et al.*, 2005). Az 1993–98 közötti időszakban, amely magába foglalja a
22. napciklus minimumát, 25, átlagosan 15–50 nap hosszúságú időintervallumot jelent, az összes nyugodt napok száma 495 volt. A következő, 23. ciklus alacsony aktivitása idején, 2006 és 2007 között kiválasztott 21 periódusban pedig 295, összesen 790 napot találtam. Az Ulysses LET detektorának méréseiből is megkaptam az impulzusmagasság adatokat. A hátteret az SOHO-nál és a Heliosnál alkalmazott módszerrel határoztam meg és vontam le, az 1,84–8,2 MeV közötti energiaintervallumot 5, logaritmikusan egyenlő részre osztva az energiasávok rendre 1,84–2,48–3,35–4,51–6,08–8,20 MeV lettek.



4.24 ábra. A háttérlevonással kapott fluxusok az Ulysses pályája mentén az 1994–97-es és a 2006–2007-es minimumban. A szín-kódolás a fluxus nagyságát jelzi.

A mért fluxusoknak az Ulysses pályája menti eloszlásáról nyújt áttekintést a 4.24 ábra, színkóddal mutatva a pálya mentén mért fluxusokat. A bal oldali ábrán látható, hogy a 22. ciklus minimumának időszakában a szonda a Nap felé haladt, 1994 augusztusában érte el legdélibb szélességét -80°-nál, ezt követően pedig 1995 márciusában haladt át a perihéliumon, amikor a pálya keresztezte az Ekliptikát. 1995 júliusára jutott el a pálya legészakibb pontjára 2 Cs.E.-nél, a vizsgált időszak végére érve pedig nem messze volt az aphéliumtól, így a mérések gyakorlatilag lefedik a pálya több, mint 70%-át. A következő 2004–2007-es minimum időszakban hasonló, kicsit kisebb, 60%-os a pálya lefedettsége a 2004. júniusi aphéliumtól a 2007 nyári gyors szélességi pásztázásig (*fast latitude scan*). A 2,5–3,4 MeV-es energiasávban a legalacsonyabb fluxust jelző kék körök az Ekliptikától távol helyezkednek el, a legmagasabbak pedig a lassú napszél övben (*streamer belt*).

A Naptól mért radiális távolság függvényében ábrázolva a kapott protonfluxusokat, ezek az 1994–1997 közötti minimumidőszakra a 4.25 ábrát rajzolják ki (itt az 5 energiacsatornából csak hármat tüntettem fel). A háttér levonása után kapott értékek még az EPHIN spektrumával összehasonlítva is igen alacsonyak: a 3 Cs.E.-n belüli térrészben az egész 1,8–8,2 MeV-es sávban a  $10^{-5}$  /(cm<sup>2</sup> sr s MeV) határ alatt maradnak. A Heliosokkal összehasonlítva az Ulyssesen mért fluxusok kb. 4-szer alacsonyabbak. A 4.25 ábra az 5 vizsgált energiaintervallum közül a legalsó, a középső és a legmagasabb sávban mutatja a Naptól mért távolság szerinti függést. A két naptevékenységi minimum időszak igen hasonló képet mutat: minden energiasávban enyhe, de egyértelmű negatív radiális gradiens

látható 1,4 Cs.E. távolságon kívül a 2–2,2 Cs.E. közötti minimumig. A lefedettség a két időszakban nem egyforma: a 2006–2007-es minimumban sokkal több nyugodt periódusban végzett méréseket a szonda. A radiális profil minimuma a negatív mágneses polaritás idején, 2006–2007-ben jóval alacsonyabb, mint a pozitív polaritású minimumban.

Tovább kifelé haladva a fluxusok emelkednek, egy nagyjából állandó pozitív gradiens látható 2 és 4,5 Cs.E. között. Értéke a 1,8–2,5 MeV energiasávban mintegy 2 és  $4\times10^{-6}$  p/(cm<sup>2</sup> s sr MeV)/Cs.E., a legnagyobb, 6,1–8,2 MeV energiájú protonoknál pedig ~ $10^{-6}$  /(cm<sup>2</sup> s sr MeV)/Cs.E. Lejjebb azonban látni fogjuk, hogy óvatosnak kell lennünk a radiális profil értelmezésével a szélességi effektus miatt. A két minimum megegyező tendenciái ellenére a 23. ciklus minimuma egyértelműen mélyebb, a fluxusok a legalacsonyabb 1,8–2,5 MeV-es protonok kivételével jóval alacsonyabbak.



4.25 ábra. Az Ulysses LET nyugodt idejű fluxusainak függése a radiális távolságtól három energiaintervallumban az 1994–97–es (bal oldalon) és a 2006-2007-es minimum során.

A heliografikus szélességtől való függés a belső Helioszférában egyedi, más űrszonda méréseivel sokáig nem ellenőrizhető eredmény. Bár természetesen a naptávolsággal és a szélességgel való változást nem tudjuk szeparálni, a gyors perihélium átmenet során elég keskeny távolságszakaszon volt gyors szélességváltozás. Az átmenet aráylag rövid ideje (kb. 7 hónap) alatt is csak a nyugodt tevékenységi szakaszokat lehet használni, ez az összegyűjthető statisztikát erősen korlátozza. A 4.26 ábra két része ismét az 1994–97, ill. a 2006–2007-es évekre mutatja a fenti három energiacsatornában mért protonfluxusok változását az Ekliptikától való szögtávolsággal. Szembeötlő mindkét meridionális profilban a középső, Ekliptika körüli "talapzat" jellegű sáv, amely lényegében a lassú napszél övnek felel meg, és amelyben az intenzitások mintegy egy nagyságrenddel nagyobbak, mint azon kívül. Az Ekliptikához közeli és a magas szélességi fluxusok aránya a legalacsonyabb energiánál a legszembetűnőbb, 10-nél nagyobb, az energiával csökken, 6–8 MeV között már csak 3 körül van. A két naptevékenységi minimum ebből a szempontból hasonló képet mutat, a 2006–7-es időszakban az energiaspektrumok meredekebbek, a nagy szélességeken mért fluxusok alacsonyabbak, a talapzat inkább csak 4,5 MeV alatt emelkedik ki. Ettől

északra és délre a fluxusok majdnem megegyeznek, a déliek valamivel alacsonyabbak. A szélességi gradiens az Ekliptikától távoli tartományokban gyakorlatilag elhanyagolható.



4.26 ábra. Az Ulysses LET alacsony fluxusainak szélesség szerinti eloszlása három energiaintervallumban a két naptevékenységi minimum során.

A 4.27 ábra külön is mutatja a legalacsonyabb 1,8–2,5 MeV-es energiasávban a két időszakban mért profilokat egyesítve, a statisztikus hibákkal együtt. A kiemelt sávban a fluxusok 10–20-szor nagyobbak. A magas és alacsony szélességek közötti átmenet éles, mintegy 10–15 fokon belül megtörténik. A magasabb intenzitású sáv szélessége alig függ a protonok energiájától, értéke mintegy 65°. Az északi és déli félgömb között azonban szignifikáns eltérést vehetünk észre: a nagyobb fluxusok határa délen kb. –45°, északon viszont csak 25–30°, a szimmetriasík –7 és –10° között van. A határátmenet jellege is különbözik a két féltekén, a déli élesebb, kb. 5 fokon belül megtörténik az átmenet, míg az északi oldalon ez legalább 15 fokra tehető. A talapzat észak–déli aszimmetriája alacsonyabb energián erősebb, a 2006–2007-es minimumban pedig az északi oldalon alig vehető ki az átmenet.

A fluxusok radiális függése azonban összekeveredik a szélességi függéssel. A 4.23 ábra szerint az űrszonda pályájának a 2 és 4 Cs.E. közötti szakaszán végig 45 fokosnál nagyobb szélességen tartózkodott, itt nem voltak Ekliptika-közeli mérések. Ha különválasztjuk az Ekliptika-közeli talapzat adatait a sarki tartományoktól, akkor a radiális profil minimuma sokkal kevésbé látszik. A 4.27 jobb oldali ábráján az üres körök által jellemzett talapzat szélességi sávja csak az 1,8 Cs.E.-n belüli és a 3,6 Cs.E.-n kívüli régióra terjed ki. Ha csak ezeket vesszük figyelembe, akkor a perihélium környéki nagy szórás miatt a statisztika összefér azzal, hogy az 1,8–2,5 MeV energiájú protonok fluxusa 1,4 és 5,4 Cs.E. között állandó. Vagyis a teljes adatokra a 4.25 ábrán látott profil minimuma a magasabb szélességek kisebb fluxusainak köszönhető, azon belül, 1,8 és 3,6 Cs.E. között pedig elhanyagolható pozitív gradiense van. A radiális profil pontosabb értelmezéséhez azonban az Ulyssesét a többi űrszonda adataival kell összevetnünk, ezt a 4.7 fejezetben mutatom be.



4.27 ábra. Bal oldalon: szélességi profil, sárgával kiemelve a lassú napszél öv. Jobb oldalon: radiális távolságfüggés a két minimumban – üres körök: –45 és 30° szélesség között, tele körök: sarki tartományok.

Az Ulyssesen a nagyobb, 35-70 MeV energiájú galaktikus protonok fluxusának eloszlásában ugyancsak találtak szélességi gradienst, amely a 10° déli szélességre jó közelítéssel szimmetrikus (McKibben, 2001a). Ezt Simpson et al. (1996) azzal magyarázta, hogy a déli oldalon a sark-közeli mágneses tér sűrűbben van feltekeredve, mint az északi. Simpson et al. (1996) és Crooker et al. (1997) azt figyelte meg, hogy amikor a WIND és az Ulysses űrszondák keresztezték a helioszférikus áramlepelt (HCS), illetve az Ekliptikában a szektorhatárokat, hogy a HCS déli irányban átmenetileg el volt tolódva, vagy pedig kúp alakú volt. Mursula and Hiltula (2003) ezt az eltolódást 37 évnyi földi adatsorozat alapján az utóbbi 4 napaktivitási minimumra megerősítette: a geometriai északi félgömb mágneses tere dominál a polaritástól függetlenül. Erdős and Balogh (2010) az Ulysses mágneses tér méréseiből jóval kisebb, 2-3 fokos, dél felé való eltolódást vezetett le az utóbbi két napaktivitási minimum idején. Szerintük a HCS eltolódása nem befolyásolja közvetlenül a nagyenergiájú ionok fluxusát, de okozhatja azt, hogy a mágneses tér radiális komponense a két félgömbön eltér, emiatt az ionok szórási szabad úthossza is különböző lehet. Zieger and Mursula (1998) szerint a lassú napszél öv szintén aszimmetrikus, de szisztematikusan mindig a pozitív polaritású félgömb irányában tolódik el. Vagyis negatív szoláris minimumban a HCS és a lassú napszél öv egyaránt a heliografikus déli félteke felé tolódik el, pozitív minimumokban viszont szétválnak. Az Ulysses alacsony energiájú részecskéiben látott aszimmetria a HCS viselkedésének felel meg, mindkét polaritású minimumban dél felé tolódik.

Az Ulysses LET-en mért energiaspektrumok nehezen ábrázolhatók egyszerre a távolság és szélesség függvényében. Egyik lehetőségként két szomszédos energiaintervallumban, 3,3–4,5 és 6,1–8,2 MeV között mért fluxusokat hasonlítottam össze, ezek aránya a spektrum meredekségét jellemzi. A 4.28 ábra mutatja a két csatornában mért intenzitások arányát a szélesség függvényében mind a két minimum időszakában. Itt is észrevehető az Ekliptika

közeli talapzatnak megfelelő öv eltérése a magasabb szélességű tartományoktól: a lassú napszél övben az energiaspektrumok meredekebbek. Itt az észak–déli aszimmetria még markánsabb, a legmeredekebb spektrumok a 15 és 45 fok déli szélességek között jelennek meg. Szélességi gradiensként értelmezve a függést a déli oldali gradiens sokkal nagyobb, mint az északi, de 60 fok szélesség fölött az északi és déli spektrális index gyakorlatilag megegyezik. Eltérést vehetünk észre a negatív és pozitív polaritású minimumok között is, az 1994–97-es minimumban a spektrumok jóval laposabbak, és a meredekségük is kevésbé változik a szélességgel.







Az energiaspektrumokat 1,8 és 8,1 MeV között a 4.29 ábra hasonlítja össze, külön átlagolva a lassú napszél övben és a poláris tartományokban. A sarkokhoz közel a fluxusok nemcsak rendkívül alacsonyak, de a statisztikus hibán belül értékük konstans, nem látható bennük minimum, és ez mindkét napciklusra érvényes. A lassú napszél övben viszont a 2006-07-es spektrum meredekebb, a 4 és 8 MeV közötti fluxusai 3-4-szer alacsonyabbak, mint az előző ciklus minimumában. Összefoglalva, a szélességi effektusból arra következtethetünk, hogy a lassú napszél övben a megfigyelt ionok az állandóan jelenlevő együttforgó kölcsönhatási tartományokból származnak, magasabb szélességeken ezek eltűnnek. A sarki tartományokban észlelt rendkívül alacsony fluxusok egyenletesek, bennük sem lényeges aszimmetria, sem gradiens nem látszik, spektrumuk rendkívül lapos, a minimumot nem is lehet megállapítani. Ennek alapján egy csaknem gömbszimmetrikus, szoláris-interplanetáris eredetű, igen alacsony háttér létezésére lehet következtetni. Természetesen azt sem lehet kizárni, hogy ennyire alacsony fluxusokal már kevésbé hatékony a háttér levonása.

#### 4.7 A Voyager–1 és –2 szondák mérései

A két Voyager űrszondát 1977-ben bocsátották fel, mindkettő most is működik. Pályájuk mentén a Naptól mért távolság és a heliografikus szélesség változása a 4.30 ábrán látható. Jelenleg (2012-ben) mindkét szonda már a heliosheath-ben tartózkodik, a V–1 119, a V–2 pedig 97 Cs.E. távolságban a Naptól. A Voyagerek fedélzetén több energikus részecske detektort helyeztek el, ezek közül a CRS műszerről sikerült impulzusmagasság adatokat kapnom. A CRS (*Cosmic Ray Subsystem*) 7 teleszkópból áll, ezek közül 4 tartozik a LET (*Low Energy Telescope*) műszerhez. Ezek egyenként 4–4 (2x35  $\mu$ m, ill. 2x450  $\mu$ m vastagságú) detektorréteget tartalmaznak. A teleszkópok geometriai faktora 0,74 és 1,7 cm<sup>2</sup> sr között van aszerint, hogy hány detektor szólal meg, a lefedett energiatartomány pedig 1,8–8,1 MeV (*Stone et al.*, 1977).



4.30 ábra. A két Voyager űrszonda Naptól mért távolságának és heliografikus szélességének változása a fellövéstől 2016-ig.

A CRS LET nyugodt idejű méréseit korábban csak a belső Helioszférában vizsgálták, 1 és 3 Cs.E. között, ott is elsősorban az anomális ionokat, a ~6 MeV/n energiájú oxigén ionok fluxusában enyhe maximumot találtak 1,5 Cs.E.-nél (*Webber et al.*, 1979). A protonokat leszámítva leggyakoribb ionok energiaspektrumát a 2,3 Cs.E.-nél a 4.31 ábra mutatja.

A Voyager–1 méréseihez is a SOHO–EPHIN, Helios, és Ulysses–LET részecsketeleszkópok hátterét redukáló módszert használtam, ehhez az 1977 és 2002 közötti időszakban 31 nyugodt időszakot választottam ki (*Kecskeméty et al.*, 2005, *Zeldovich et al.* 2005), ezek az 1,04 és 84,5 Cs.E. közötti heliocentrikus távolságot fogják át. A Voyager–2 adatokban 29 intervallumot találtam 1977 és 2004 között (1,25 és 75 Cs.E. között). Az impulzusmagasság-adatokból az Ulyssesével megegyező, 1,8–8,1 MeV közötti energiatartományban választottam el a valódi protonokat a háttértől, itt is 5, logaritmikusan egyenlő sávra osztva. Az Ulyssesnél használt szín-kódolt intenzitáseloszlásokat a Voyager– 1 méréseire a 4.32 ábra mutatja.



4.31 ábra. A He, C, N és O ionok energiaspektruma a Voyager–1 és –2 mérései szerint nyugodt időszakokban 1977-78-ban ~2,3 Cs.E. naptávolságban (Webber et al., 1979). A szaggatott vonalak a modellekből várt galaktikus modulált spektrumot jelzik.



4.32 ábra. A Voyager–1 CRS logaritmikus fluxusainak energia szerinti és térbeli együttes eloszlása, a kék szín az alacsony, a lila a magas értékeket jelzi.

Az 10 és 80 Cs.E. között mért energiaspektrumokat a 4.33 ábra hasonlítja össze a naptávolság függvényében. Mintegy 30 Nap–Föld távolságig a fluxusok az energiával végig csökkennek ~8 MeV alatt, és a meredekség is alig változik. 30 Cs.E.-en kívül a spektrum lágyabbá válik, 50 Cs.E. után pedig gyakorlatilag konstanssá, bár a spektrum alsó fele 2–4 MeV között emelkedik. A mérési intervallum legtávolabbi részén, 80 Cs.E. környékén a meredekség ismét negatív, de a spektrumok igen laposak.



4.34 ábra. A Voyager–1 és –2 CRS teleszkópjának nyugodt időszaki proton méréseiből levezetett fluxusok változása a heliocentrikus távolsággal. Az egyes időszakok a távolságskálához képest rövidek, ezért az egyes pontokat összekötöttem. A V-1 ábra a fluxusok hibáit is mutatja függőleges szakaszokkal a nyugodt időszakokban.

A két Voyager radiális naptávolság szerint rendezett protonfluxusai a 4.34 ábra szerint ~20 Cs.E. távolságig egyaránt negatív gradienst jeleznek (a V-2-nél a gradiens kicsivel nagyobb), a Naphoz közeli mérések azonban naptevékenységi maximum közelében történtek, ezért a részecskeesemények járulékát nem sikerült teljesen kiküszöbölni. Tovább távolodva a Naptól egy hosszú lapos szakasz után enyhe emelkedés látszik. A külső Helioszférában a Naptól távolodva a csillagközi semleges részecskék ionizációjából és pickupjából származó nagyenergiájú ionok egyre növekvő szerepet játszhatnak, a

terminációs lökéshullám közelében pedig a Voyager mérései szerint már túlnyomóvá válnak.

A nagyobb energiájú részecskéknél szokásos módszer (ld. pl. *Webber and Lockwood*, 2004) szerint meghatározva a radiális gradienst  $R_1$  és  $R_2$  távolság között

$$G_r = \ln(J_2 / J_1) / (R_2 - R_1), \tag{4.16}$$

ahol  $J_i$  az  $R_i$  naptávolságnál mért fluxus. Ennél jobb eredményt kapunk, ha figyelembe vesszük a szélességbeli különbséget is, azaz többszörös regressziót alkalmazunk:

$$\ln(J_2/J_1) = G_r(R_2 - R_1) + G_{\theta}(\theta_2 - \theta_1)$$
(4.17)

A Voyager szondák alacsonyenergiájú LECP műszerének a 0,5–2 MeV energiasávban 1985 és 1998 és az Ulysses 1995–1997 közt mért, de háttérre nem redukált adatai alapján meghatároztam a radiális és szélességi gradiens értékeit, ezt a 4.7 táblázat tartalmazza (*Kecskeméty et al.*, 2008). A gradiensek jól összeférnek a CRS adatokból számított profilokkal.

A Helioszféra déli féltekéjén haladó Voyager–2 fluxusai 5 MeV alatt valamivel magasabbak, mint az északi Voyager–1-éi, nagyobb energián az aszimmetria eltűnik. Az Ulyssesen és a belső Helioszférában mért fluxusokkal történő összehasonlítást a következő pontban részletezem.

	időszak	E (MeV)	G <sub>r</sub> (%/Cs.E.)	$G_{\theta}$ (%/fok)
Voyager	1985–1987	1	$-13,3 \pm 1,5$	$3,7 \pm 1,5$
		6,5	$-8,0 \pm 1,5$	$-0,9 \pm 1,8$
1-2		10	$-0,04 \pm 4,3$	$-6,5 \pm 2,6$
Voyager	1996_1998	1	$14,9 \pm 3,4$	$-2,5 \pm 1,2$
voyagei	1770 1770	2,3	$10,4 \pm 6,6$	$-2,9 \pm 2,3$
1–2		6,5	$15,1 \pm 3,7$	$2,1 \pm 1,2$
		10	$11 \pm 3,8$	$3,5 \pm 1,9$
		25	$7,2 \pm 4,1$	$1,8 \pm 1,3$
		30	$6 \pm 2,3$	
Ulysses	1995–1997	3		$-2,4 \pm 1,5$

4.7 táblázat. A Voyager szondák LECP detektoraival mért 0,5–2 MeV energiájú protonok fluxusaiból számított radiális és szélességi gradiens értékek a protonok kinetikus energiájának függvényében.

#### 4.8 A nyugodt idejű fluxusok összesített radiális profilja 0,3 és 85 Cs.E. között

A Helios, IMP–8, SOHO, Ulysses és Voyager űrszondák nyugodt időszakban végzett mérései együttesen lefedik a 0,3 – 85 Cs.E. heliocentrikus távolság intervallumot. A 4.35 ábrához kiválasztottam az egymáshoz közel eső energiasávokat, így egy 2 és fél nagyságrendet átfogó radiális távolság függést találtam, amit érdemesebb logaritmikus

skálán ábrázolni. A 4.35 ábra felső paneljén az alacsonyabb energiaintervallumban mért fluxusok láthatók: 3,8–5,1 MeV (Helios E6), 3,0–5,3 (IMP-8 EIS 1985), 3,4–4,5 MeV (SOHO-ERNE), 4,3–5 MeV (SOHO-EPHIN), 3,3–4,5 MeV (Ulysses LET és Voyager CRS). Az alsó ábrán a megfelelő sávok 7–9,4 MeV (Helios), 6,7–9 MeV (ERNE), 6,7–7,8 MeV (EPHIN), 6,1–8,2 MeV (Ulysses) és 6–8,1 MeV (Voyager). Mindkét ábrán az Ulysses fluxusokból csak azokat vettem figyelembe, amelyeket a "talapzat" szűkebben vett, (-30°, +20°) szélességi sávján belül mértek.



4.35 ábra. A 3,5–5 és 6–8 MeV energiájú protonok fluxusának összesített naptávolság függése. A függőleges szakaszok a statisztikus hibákat jelzik.

A 3,5-5 MeV energiasávban a Heliosok és a Földhöz közel végzett mérésekből negatív gradiens látszik 1 Cs.E.-ig, ebbe beleférnek még az Ulysses fluxusok is 1,5 és 5 Cs.E. között, bár nagyon hiányoznak a 2–4 Cs.E. közötti adatok. A magasabb energiájú, 6–8 MeV-es protonok ezt a képet úgy árnyalják, hogy 1,5 Cs.E-nél még a lassú napszél övben is

jóval alacsonyabbak a fluxusaik, mint a Földnél. A Helioszféra külső tartományai felé haladva – eltekintve a Voyagereknek a 8 és 17 Cs.E. (1980 és 1983) között észlelt, az erősebb naptevékenység miatt nem teljesen nyugodt fluxusaitól – a szint csaknem állandó,  $2 \times 10^{-5}$ , ill.  $10^{-5}$  /(cm<sup>2</sup> sr s MeV)-re tehető. 50 Cs.E.-en túl enyhe emelkedés látszik a Voyager–2-nél, míg a V-1 fluxus az alacsonyabb energián stagnál, a 6–8 MeV-es profilban ~70 Cs.E.-nél látható kisebb maximum.

A radiális távolság szerinti változás alapján a három populáció jelenlétét valószínűsíthetjük a lassú napszél övben. A belső Helioszférában, a 0,3 és 1,5 Cs.E. (esetleg 5 Cs.E.) közötti távolságban a kismértékű negatív gradiens egy állandó szoláris, talán mikro-, vagy nanoflerekből származó komponensre utal. Ennek egy része lehet a sarki tartományokban állandóan jelenlevő, a szélességtől gyakorlatilag független háttér. 5 és 18 Cs.E. között nincs igazi nyugodt idejű megfigyelés, de 20 Cs.E.-nél a fluxusok némileg magasabbak, mint 5 Cs.E.-nél, az utána látható konstans intenzitás legvalószínűbben az együttforgó tartományok miatt alakul ki, amelyek a külső Helioszférában összetorlódva globális összeolvadt kölcsönhatási tartományokat (*global merged interaction regions*, GMIR) hozzák létre. A GMIR-ek állandó kölcsönhatásban vannak a korábbi szoláris eseményekből származó és az adiabatikusan lelassult galaktikus részecskék populációival, gyorsítják őket. A harmadik populáció a ~50 Cs.E.-en túl feltehetően egyrészt az anomális protonokat jelenti, amelyeket ~10 MeV fölötti energián már ~60 Cs.E.-nél felfedeztek a Pioneer–10 és a Voyager–1 észleléseiben (*McDonald et al.*, 1995), valamint az ionizált semleges és felkapott (pickup) ionokat.

#### 5. Az energikus részecskék energiaspektrumának alakja 1 és 30 MeV között

A kozmikus sugárzás néhány MeV energiájú részecskéi több forrásból származnak. A spektrum alacsonyabb energiájú része időben erősen fluktuál, az energia növekedésével a változások egyre kisebbek. Gyenge napaktivitás idején az 1 és 30 MeV közötti átmeneti tartományban az energiaspektrumban jellegzetes minimum alakul ki. A minimum alatt a fluxus az energia növekedésével meredeken csökken, nagyjából –2 és –4 közötti kitevőjű hatványfüggvény szerint, fölötte az energiával közel lineárisan nő. Protonokra a vázlatos spektrumot az 5.1 ábra mutatja. Látszik, hogy erősebb naptevékenység idején a minimum értéke magasabb energiák felé tolódik el, a nagy szoláris részecskeeseményekben pedig a leszálló ág annyira megemelkedik, hogy a minimum el is tűnhet. A nyugodt időszakok kiválasztására a 27 napos minimumok 4.3 pontban említett módszerét használtam.



5.1 ábra. Balra: a protonpopulációk vázlatos energiaspektruma (SH – szoláris-helioszférikus protonok), jobbra: mérések egy minimum és egy maximum körüli nyugodt időszakban az IMP-8 észleléseiben.

#### 5.1 Közelítés 3 paraméterrel

Erős naptevékenység idején az alacsony energiájú részecskék forrásai az időbeli változások alapján azonosíthatók. A részecskék részben a Nap atmoszférájából származnak (flerek, koronakitörések), részben a bolygóközi térben gyorsulnak fel (lökéshullámok, ICME-k, együttforgó kölcsönhatási tartományok). Gyenge naptevékenységnél ~30 MeV fölött a galaktikus eredetű ionok dominálnak, kisebb járulékot képvisel az anomális kozmikus sugárzás. A ~1 és 30 MeV közötti tartományban mind az alacsonyabb energiájú, szoláris/helioszférikus (SH), mind a galaktikus forrás ad járulékot. Abból a célból, hogy a két forrásnak az energiaspektrumhoz való járulékát az átmeneti tartományban

megbecsülhessük, ill. egy esetleges további komponenst azonosíthassunk, a teljes spektrumot a

$$J(E) = AE^{-\gamma} + CE \tag{5.1}$$

alakú függvénnyel közelítettem, ahol *E* a protonok energiája, *A* az SH, *C* a galaktikus komponens intenzitását jelöli,  $-\gamma$  az SH ág meredeksége (*Kecskeméty et al.*, 1999a, *Zeldovich et al.*, 2001). Egyelőre a galaktikus ág meredekségét 1-nek tekintjük, az ettől való eltéréssel – amely azonban a paraméterbecslésnél a többi paraméter értékét nem befolyásolja jelentősen – a 6. fejezetben foglalkozom. A továbbiakban az IMP–8 protonfluxus méréseinek alapján vizsgálom az egyes paraméterek becsült értékét és változásukat a naptevékenység erősségével.

Első lépésben 66 nyugodt időszakot választottam ki 1984 és 1992 között, majd ezekben az alacsony hátterű EIS és CRNC által mért logaritmikus spektrumokhoz (5.1) függvényeket illesztettem a beütésszámmal súlyozott legkisebb négyzetek módszerével. Meghatároztam az A, C és  $\gamma$  legjobb becsült értékeit és a spektrális minimum  $E_{min}$  energiáját. A paraméterek átlagos statisztikus hibája A és C esetében mintegy 10%,  $\gamma$ -é 0,2,  $E_{min}$ -re 20% alatt van. Az 5.2 ábra mutatja a vizsgált 1984 és 1992 közötti időszakban  $\gamma$  és  $E_{min}$  időbeli változását, a naptevékenység erősségét jellemző  $R_z$  Wolf napfoltrelatívszámmal együtt. Az  $R_z$  és  $E_{min}$  közötti szoros pozitív korreláció abból ered, hogy az aktivitás növekedésével az SH ág megemelkedik, ezzel egyidejűleg a moduláció a galaktikus ág süllyedéséhez vezet, mindkét effektus  $E_{min}$  növekedését okozza. Ez általában a spektrum alakjának megváltozását is okozza, de egyes esetekben a spektrum alakja és a minimumfluxus értéke változatlan marad. Ekkor egyszerűen A ~  $E_{min}^{\gamma}$  és C ~  $E_{min}^{-1}$ .



5.2 ábra. Bal oldalon: a havonkénti Wolf napfoltszám, a  $\gamma$  és  $E_{min}$ spektrális paraméterek változása 1984 és 1992 között.



5.3 ábra. A  $\gamma$  értékek eloszlása a két napciklusban: felső kék vonal – napok száma szerint súlyozva, alsó piros vonal – a periódusok száma.

A  $\gamma$  meredekség értékei 2 és 4,5 között erősen szóródnak, de az 1986 körüli nagyobb értékek után látható módon csökkenő tendenciát mutat, magasabb aktivitásnál a spektrum laposabb. Korábbi IMP–7 (1 Cs.E.) és Pioneer–10 (3,8 Cs.E.) mérésekben *Simpson és Tuzzolino* (1973) igen hasonló,  $\gamma = 3,0 \pm 0,2$  értéket kapott. A paraméterek illesztését elvégeztem az előző napciklusra is a CPME méréseit felhasználva, és ezekből is meghatároztam a  $\gamma$  eloszlásokat. A  $\gamma$  hisztogramokban (5.3 ábra) a periódusok száma szerint (piros vonal), de ezek számát a periódushosszakkal súlyozott összes napok  $\gamma$  eloszlásában még világosabban (kék hisztogram) különül el két csoport mindkét napciklusban: egy  $\gamma = 3$  alatti (a naptevékenységi maximum átlagának megfelelő), és egy 3 és 4 közötti (gyenge napaktivitásra jellemző). Ezenkívül még egy kisebb, nem szignifikáns csoport is megjelenik, 4-nél meredekebb spektrumokkal.



5.4 ábra. Az A (balra) és C (jobbra) spektrális paraméterek és az  $E_{min}$ minimumenergia összefüggése a  $\gamma$  hisztogramok szerinti egyes csoportokban. Az egyenesek a legjobb illesztett  $\alpha$ , ill.  $\beta$  értékeket képviselik.

Az A és C paraméterek és  $E_{min}$  közötti korrelációt az 5.4 ábra mutatja. Itt is látjuk, hogy a különböző  $\gamma$  indexű időszakok szétválnak és különböző,  $\alpha$  ( $A \sim E_{min}^{\alpha}$ ) ill.  $\beta$  meredekségű ( $C \sim E_{min}^{\beta}$ ) egyenesek mentén csoportosulnak.  $\alpha$  és  $\gamma$  között egy közelítő összefüggés fedezhető fel:  $\gamma = 3$  ( $\alpha + 1$ )/4. Az A paraméter sokkal szélesebb határok között változik, mint C, ez jól mutatja az alacsony energiájú részecskék gyorsítási és terjedési folyamatainak a galaktikus modulációval összehasonlítva sokkal nagyobb dinamikáját.

#### 5.2 Hosszú idejű változások: a minimumok összehasonlítása

Az IMP-8 CPME és CRNC berendezések csaknem három napciklust átfogó mérései egyedi lehetőséget nyújtanak a 20., 21. és 22. napciklus minimumában észlelt energiaspektrumok összehasonlítására. A harmadik, 1995–97-es minimumban ezekhez társulnak a SOHO mérései, itt azonban az összehasonlítás az eltérő műszerek miatt nem triviális. A minimumok összehasonlításával egyrészt ellenőrizni lehet az egyes műszerek stabil működését hosszú időtartamon keresztül, másrészt azt is, hogy van-e eltérés a negatív és pozitív polaritású minimumok között.

Az 5.5 ábra a CRNC 3 energiasávjában (11,24–12,62, 20–29,75 és 40,1–50,9 MeV) mutatja a protonok 27 napos átlagfluxusának időbeli változását. Míg a legnagyobb energiájú sávban a három minimum fluxusai gyakorlatilag megegyeznek, a 25 MeV, de még inkább a 12 MeV energiájú protonok intenzitása az 1985–87-es minimumban jóval alacsonyabb, mint az előző 20. és az utána következő 22. napciklus minimumáé. Hasonló eredményt kapunk, ha a CPME 1 MeV körüli fluxusait vetjük össze, ill. a CRNC alacsony energiájú, 0,5–1,8 MeV közötti protonjaira (ezek 1 detektoros mérésből származnak, *Zeldovich et al.*, 1998). Az eredmények arra utalnak, hogy a 22 éves Hale ciklus két eltérő polaritású részében az alacsony, 1–20 MeV energiájú protonok minimumfluxusa különbözik, a negatív polaritású (qA < 0) ciklusokban alacsonyabb. A galaktikus részecskék modulációja ellentétes irányú, ott az intenzitás a pozitív polaritásnál nagyobb.



5.5 ábra. Az IMP–8 CRNC detektor 27 napos fluxusátlagai 3 energiaintervallumban (11,24–12,62, 20–29,75 és 40,1–50,9 MeV) a 3 egymást követő minimum idején.

Az IMP–8 említett három műszerének adataiból egy–egy, 7 és 24 nap közötti hosszúságú időintervallumot választottam ki mindhárom minimum időszakban. Ezek a CPME esetében 1977: 57–63 nap; 1985: 240–255, az EIS detektornál 1975: 86–96; 1986: 28–52 nap, a CRNC-nél pedig 1975: 86–96 nap és 1985: 240–255 nap. A fluxusokat az impulzusanalízis nélkül kapott beütésszámokból számítottam ki, egyedül az CRNC hozzáférhető adataiban volt ilyen előzetes szűrés. Az 5.5 ábra mutatja az egyes minimumidőszakokra kiátlagolt fluxusokat 12 energiaablakban. Összehasonlításul a CPME minimumfluxusaiból számított SH járulékot is ábrázoltam (ld. 4.4 táblázat).

A három műszer hasonló eredményt ad: az 1985–87-es minimumfluxusok 2–3-szor alacsonyabbak az 1976–77-es fluxusoknál gyakorlatilag az egész vizsgált energiatartományban, 1 és 40 MeV között. A 5.6 ábra jobb oldali paneljén a következő, 22. ciklus minimumával való összevetés egyrészt azt mutatja, hogy a különböző műszerek különböző űrszondákon végzett mérései elkerülhetetlenül heterogén adatbázist alkotnak. Az 1996-os és a korábbi két minimum összehasonlítása különösen problematikus, hiszen a 10 MeV alatti energiatartományban sem a CPME, sem az EIS nem adott használható adatokat. Másrészt az 5 és 10 MeV közötti tartományban, ahol a legalacsonyabbak a fluxusok, és ahol az (5.1) függvényillesztés a minimumot adja, még kivehető egy instrumentális háttér. Itt a SOHO EPHIN 1996-ban végzett mérései 10<sup>-5</sup> proton/(cm<sup>2</sup> sr s MeV) alatti fluxust szolgáltattak, egybehangzóan a CPME mindkét minimumban talált, a galaktikus kozmikus sugárzással való korreláció alapján becsült, még ennél is alacsonyabb SH értékeivel. A 4.4.1 fejezetben a SOHO fluxusok hasonló eltérést jeleznek: a legutóbbi, 2006-09-es (negatív polaritású) minimum fluxusai alacsonyabbak (szintén ~2-es faktorral), mint a pozitív polaritású 1996-97-esé.



5.6 ábra. Bal oldalon: az IMP–8 műszereivel mért legalacsonyabb fluxusok a 21. és a 22. napciklus minimumában. A lila körök a számított SH járulékot mutatják (4.4 táblázat). A

jobb oldalon ugyanezek az adatok láthatók a SOHO fedélzetén 1996-ban mért adatokkal összehasonlítva (a 4.12 ábrából).

Az 1986–87-es minimum során kapott legalacsonyabb fluxusokból kapott energiaspektrumot  $J(E) = AE^{-\gamma} + CE$  alakú függvénnyel közelítve (*E*-t MeV-ben mérve) a spektrális paraméterek közelítő értékére  $A \approx 8 \times 10^{-4}$  /(cm<sup>2</sup> sr s MeV),  $C \approx 10^{-6}$  /(cm<sup>2</sup> sr s MeV),  $\gamma$  meredekségre pedig 3 adódik. Ez azt jelenti, hogy 1 MeV energiánál a becsült protonfluxus értéke  $8 \times 10^{-4}$  /(cm<sup>2</sup> sr s MeV), a galaktikus járulék ennek csak mintegy 800ad részét teszi ki.

#### 5.3 Alacsony fluxusok és az MgII index

Az alacsony naptevékenységű időszakokat alapvetően a kis napfoltrelatívszám alapján, és az észlelési határt elérő flerek kizárásával választottam ki (4.3 fejezet), azokon belül pedig az adott határ alatt maradó részecskefluxus szerint. A kromoszféra aktivitását, pontosabban ennek a kis flerek okozta részét azonban jobban jellemzi az ún. MgII index. Az MgII ionok 280 nm hullámhossznál kettős emissziós csúcsot formálnak, amelyek intenzitása változik a kromoszféra aktivitásának függvényében. *Heath and Schlesinger* (1986) mutatta meg, hogy a vonalpár és a vonalszárny intenzitásának arányaként definiált MgII index jól korrelál az UV sugárzás intenzitásával. Az indexet 1978 óta műholdakon folyamatosan mérik.

Az MgII index hosszú idejű változása Bartels-rotációkra kiátlagolva látható az 5.7 ábra bal oldalán 21.-23. napaktivitási minimumokban (*Ishkov et al.*, 2009). Az MgII index adatokat a NOAA katalógusból vettem, amelyek az UARS műhold adatait tartalmazzák. A jobb oldali ábra ugyanezekre az időszakokra az IMP-8 CPME 0,3–0,5 MeV-es protonfluxusainak 3 havi simított átlagait tünteti fel. Mindkét ábra 22 éves periódusra utal, az 1985-97-es negatív polaritású ciklusban talált értékek alacsonyabbak a pozitív ciklusokénál.



5.7 ábra. Balra: az MgII index 26 napos átlagai három egymást követő minimum nyugodt időszakaiban, jobbra: az IMP–8 CPME 0,3–0,5 MeV-es protonfluxusai ugyanezekben az időszakokban.

Az 5.8 ábra a bal oldalon 1996 és 2009 között mutatja az MgII index és a SOHO 4,3–7,8 MeV-es protonjainak átlagfluxusait a nyugodt időszakokban, a jobb oldali panel pedig az 1-

2 MeV-es protonok éves átlagfluxusait az MgII index függvényében. Figyelembe véve, hogy Az MgII index és az alacsony energiájú protonok fluxusának szoros korrelációban vannak és ez a korreláció a legkisebb energiájú protonoknál a legerősebb (*Zeldovich et al.*, 2009).



5.8 ábra. Balra: a 4,3-7,8 MeV-es protonok fluxusa (SOHO EPHIN) és az MgII index nyugodt időszakokban. Jobbra: 1–2 MeV-es protonfluxusok éves, nyugodt idejű átlagai az MgII index függvényében.

Az 5.9 ábrán a 4,3 és 7,8 MeV/n közötti energiájú protonok és héliummagok fluxusainak arányát látjuk a protonfluxus függvényében a SOHO EPHIN mérései szerint a naptevékenységi minimumok időszakában (1996–98 és 2006–09 között, tele körök), összehasonlítva az 1999 és 2005 közötti erősebb aktivitású intervallumban, végig a nyugodt időszakokat kiválasztva. A nagyon alacsony protonfluxusok esetén a p/He arány igen alacsony, 1 és 2 között van, míg nagyobb protonfluxusoknál általában 3-nál nagyobb, erősebb naptevékenységnél pedig átlagosan 10-nél is nagyobb. *Cane et al.* (2008) 120 SEP eseményben 15 MeV/n energiánál azt találta, hogy a p/He arány 1,7 és 2500 között volt, kisebb flereknél kisebb értékekkel, vagyis a gyenge impulzív flerekben a hélium feldúsul. Az MgII intenzitással való korreláció és az alacsony p/He arány egyaránt azt jelzi, hogy a nyugodt időszakok alacsony fluxusai szoláris eredetűek, és legvalószínűbben optikailag egyelőre nem látható mikro-nanoflerekből származhatnak.



5.9 ábra. A p/He arány (4,3 és 7,8 MeV/n) a protonfluxus függvényében.

#### 5.4 Homogén szektorok, árkok

A gyorsabb és lassúbb napszélnyalábok közötti kölcsönhatás alakítja ki az együttforgó kölcsönhatási tartományokat (2.7 fejezet), amelyekben a plazma összenyomódik, sűrűsége és hőmérséklete megnövekszik, és egy határfelület alakul ki, amelynek vastagsága 4 és 8×10<sup>4</sup> km közötti (*Forsyth and Marsch*, 1999). Ezek a struktúrák együtt forognak a Nappal, miközben a plazma kifelé áramlik, kifelé terjedésük során tovább fejlődnek. A CIR-ekben effektív részecskegyorsítás megy végbe, bennük az 1 MeV körüli energiájú részecskék fluxusa megemelkedik. A hosszú idejű mérések szerint a MeV-es energiájú részecskék megemelkedett fluxusai térbeli struktúrákba rendeződnek, amelyek rendkívül sokáig fennmaradhatnak. A megnövekedett fluxusok egy kivételes esetben 26 naprotáción keresztül visszatértek (1983 májusa és 1985 áprilisa között, Logachev et al., 1990). Az 1996–97-es aktivitási minimum során az Ulysses szonda is talált még 60°-os szélességnél is ~26 napos periódussal visszatérő fluxusnövekedéseket, amelyek a korotáló struktúrákkal függtek össze (Sanderson, 1995). A megfigyelések azonban azt mutatják, hogy nemcsak a nagy fluxusok ismétlődnek, hanem az alacsonyak is. Az 5.10 ábra a Helios-1 alacsony energiájú (~2-4 MeV) protonfluxusait mutatja összehasonlítva a Nap másik oldalán tartózkodó IMP-8-on 14 nappal korábban, ill. 14 nappal később mért profiljaival (Kunow et al., 1977, Logachev et al., 1999).



5.10 ábra. A Helios–1 szonda 1,7–4 MeV és az IMP–8 2–4,6 MeV energiájú protonfluxusai 1975 júniusában. A piros profil a 14 nappal korábbi, a kék a 14 nappal későbbi intenzitásokat mutatja.

Jól azonosíthatók a visszatérő alacsony fluxusok mind a Földnél, mind a Helios–1-nél, ugyanannak a struktúrának a visszatérését látjuk. A mély "árok" szélessége azt mutatja, hogy a heliografikus hosszúság szerinti kiterjedése meghaladja a 90 fokot. Ilyen visszatérő alacsony fluxusú profilokat főleg naptevékenységi minimumokban lehet észlelni, erősebb aktivitásnál sokkal ritkábban, mivel a gyakori nagy fluxusú események ezeket általában elfedik. Ennek ellenére 1978–81-ben, 1983-ban és 1989–90-ben is sikerült ilyeneket megfigyelni mind a Földnél, mind a Naptól egészen 10 Cs.E. távolságig.



5.11 ábra. Alsó ábra: az IMP–8, a Voyager–1, 2 (1-2 MeV), és a Pioneer–11 (11–20 MeV, a fluxusok logaritmikusan eltolva) protonok időprofiljai. Fent: kinagyítva az 1978. aug. 15–25. közötti időszak az IMP–8 protonokra és a B mágneses térerősség (kékkel).

Az IMP-8 CPME detektor 0,5-1,85 MeV energiájú proton- és hélium fluxusait a Voyager-1 és -2 LECP (Low Energy Charged Particle) kísérletének 0,57-1,78 MeV-es és a Pioneer-11 CPI (Charged Particle Instrument) 11-20 MeV-es protonjaival kiegészítve kerestem ilyen eseményeket (Logachev et al., 2001, Zeldovich et al., 2003). Az 5.11 ábra az 1978 július – december közti fél év során mért fluxusokat mutatja, egy 10 napos részletet külön kinagyítva. Ezekben a naptevékenységi maximum körüli időszakokban a fluxusok alacsonyak voltak, de még így is jóval magasabbak, mint az aktivitási minimumban. Itt is, akárcsak a többi, 1979-83 folyamán talált "árkokban" a mágneses tér aránylag gyenge volt, 4 és 6 nT közötti, főként az intervallumokon kívül észlelt erős 10–30 nT értékekhez képest. Az 5.12 ábrán látható az űrszondák relatív helyzete az Ekliptika síkjára vetítve az 1978. augusztus-szeptemberi időszakban és 3 további hasonló eseménnyel együtt (a mágneses tér erővonalait a mért napszélsebességből számítva). Az 5.12a részábra szerint 1978. aug. 22. és 24. között a Voyager–1 és –2 közel volt a Földön átmenő arkhimédészi spirálishoz, ekkor az IMP-8 on mért napszélsebesség ~420 km/s volt. 4 nappal később a sebesség 500 km/s-ra nőtt, és a kialakult CIR az alacsony fluxusú struktúrát két részre vágta, az elsőt az IMP-8, a másodikat a Voyagerek észlelték. Az időbeli hosszúságból megbecsülve az árok térbeli hosszúsági kiterjedését, 1 Cs.E.-nél ~40° adódik. A d) részábrán mutatott periódusban a mágneses térerősség alacsony, ~5 nT volt, a napszélsebesség 415 km/s-ról 370 km/s-ra csökkent az IMP–8-nál. A Voyager–1 és –2 ugyanezt a minimum struktúrát kissé kiszélesedve észlelte 10, ill. 12 nappal később, itt a térbeli hosszúság a 60 fokot is eléri. Az árkok időbeli eltolódását összevetve az űrszondák helyzetével és a mért

napszélsebességgel, összeférnek azzal a feltételezéssel, hogy egyazon, a Nappal együtt forgó struktúrákról van szó, amelyekből az alacsony energiájú protonok "kiürültek". A Naptól távolodva, 10 Cs.E. távolságon túl a mágneses tér gyakorlatilag azimutálissá válik, ennek megfelelően az árkok is gyűrűszerű alakzatot vesznek fel.



5.12 ábra. A Nappal együtt forgó struktúrák helyzete az Ekliptika síkjára vetítve az IMP–8, a Pioneer–11 és a Voyagerek mérései szerint. A távolságegység 1 Cs.E. a) 1978/08/22–09/24, b) 1979 10/29–11/09, c) 1979/12/6–12/23, d) 1981/1/5–1/23.

Hogyan alakulhatnak ki ilyen "minimum" profilok? A 4. fejezet eredményeivel megegyezésben feltehetjük, hogy létezik egy igen alacsony, stacionárius háttér a néhány MeV-es proton fluxusaiban, amelyre a Nappal együttforgó struktúrák (CIR) által gyorsított részecskék szuperponálódnak, ami azt az illúziót kelti, mintha maguk a minimumok forognának együtt a Nappal. Az árkokban a p/He arány aránylag alacsony, 5 és 25 között van (azonos energia/töltésű részecskék esetén), kisebb, mint az impulzív flerekben, inkább a napszélben mért értékhez áll közel. Így feltehető, hogy az árkokban a SEP részecskék maradékának járuléka kicsi, emellett a mágneses tér is kicsi és kevéssé zavart, vagyis a mért alacsony fluxusok valószínűleg a valódi interplanetáris hátteret jelentik.

Ezek a minimumok összehasonlíthatók a nagyobb energiájú (150–250 MeV) galaktikus kozmikus sugárzásban a Voyagerek által 1978–80 között (8–9 Cs.E.-nél) észlelt három lépcsőszerű modulációs ugrás (*Burlaga et al.*, 1984) időpontjával. Ez utóbbiakat 3 tranziens struktúra és négy együttforgó nyaláb okozta. *Zeldovich and Logachev* (1996) azt vették észre, hogy az árkok közvetlenül a modulációs lépcsők után jelennek meg. Míg a galaktikus lépcsőket a Helioszféra globális mágneses terének változásai okozzák, az árkok inkább a napaktivitás csökkenésével függenek össze.

#### 6. A galaktikus kozmikus sugárzás energiaspektruma

Mint láttuk, alacsony naptevékenység idején a szoláris eredetű ionok fluxusa néhány 10 MeV fölött elhanyagolhatóvá válik, 100 MeV-nél nagyobb energiájúakat pedig csak a nagy részecskeesemények képesek produkálni. A galaktikus eredetű ionok fluxusa azonban még az energiával emelkedik egészen ~300-400 MeV/n-ig, csak afölött csökken (6.1 ábra).



6.1 ábra. A galaktikus kozmikus sugárzás energiaspektruma 10 MeV és 1 TeV között (Meyer et al., 1974).

### 6.1 A galaktikus kozmikus sugárzás modulációja, erőtér közelítés

A Helioszférába kívülről bejutó, galaktikus eredetű kozmikus sugárzás kölcsönhatásba lép a radiálisan kifelé áramló napszéllel. A napszél egyrészt a nagyenergiájú részecskéket kifelé sodorja, másrészt ezek a mágneses irregularitásain szóródnak. A napszél expanziója a kozmikus sugárzási részecskék adiabatikus energiaveszteségét okozza, a plazmában kialakuló kompressziós tartományok és lökéshullámok viszont gyorsítják őket. Kvázistacionárius esetben a részecskék globális térbeli és energiaeloszlását e folyamatok egyensúlya szabja meg. A modulációnak nevezett jelenséget a (3.1) Parker-egyenlet egyszerűsített változata (*Gleeson és Axford*, 1967) írja le:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\kappa_{ij} \frac{\partial f}{\partial x_i}) - (V_i + V_{Di}) \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{1}{3} \frac{\partial V_i}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial \ln p} + Q, \qquad (6.1)$$

ahol  $f(x_i, p, t)$  a részecskék eloszlásfüggvényének izotróp része,  $x_i$  a részecske helye, p az impulzusa, t pedig az időt jelöli. Az 1-100 MeV energiájú kozmikus sugárzási részecskék sebessége a napszélsebességnél sokkal nagyobb, a Helioszférát kívülről érő sugárzás pedig már maga is közel izotróp, ezért csak az izotróp részt használjuk. Az egyenlet igen általános érvényű, leírja a szuperszonikus és szubszonikus tartományokat és a közöttük kialakuló

lökéshullámot is. A driftsebesség közel izotróp eloszlás esetén  $V_{drift,i} = \frac{pcv}{3q} \varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{B_k}{B^2})$ ,

ennek a divergenciája 0, vagyis a drift önmagában nem okoz modulációt. A diffúzió és a driftek szerepét vázlatosan mutatja a 6.2 ábra.

A modulációs egyenletet általában analitikusan nem lehet megoldani, de gömbszimmetrikus esetben *Gleeson és Axford* (1968) egyszerű közelítő megoldást találtak. Az erőtér közelítés (*force-field approximation*) érvényességének az a feltételei, hogy ne legyen forrás (Q = 0), stacionaritás legyen érvényben ( $\partial f/\partial t = 0$ ), és az adiabatikus energiaveszteség elhanyagolható legyen a konvekcióhoz és diffúzióhoz képest. Ekkor a konvektív és diffúziós áramlás kiegyenlítik egymást. Gömbszimmetria esetén

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VP}{3\kappa} \frac{\partial f}{\partial P} = 0, \qquad (6.2)$$

ahol *P* a merevség, *V* a napszélsebesség, a diffúziós tenzorból a  $\kappa$  diffúziós együttható marad. Ez akkor integrálható, ha  $\kappa$  még szeparálható is:  $\kappa(r,P) \sim \kappa_1(r) \kappa_2(P)$ , ekkor a megoldás a *r* távolságban

$$\Phi(r) = \int_{r}^{R} \frac{V(r')}{3\kappa_{1}(r')} dr' , \qquad (6.3)$$

ahol *R* a modulációs tartomány sugara. Ha  $\kappa_2 = P/Ze$ , ahol *Ze* a részecske töltése, akkor a moduláció a részecskeeloszlást úgy változtatja meg, mintha egy  $\Phi(\mathbf{r})$  nagyságú potenciál gátolná a galaktikus részecskéknek a Naprendszerbe való behatolását, egyaránt kifelé taszítva a pozitív és negatív töltésű részecskéket. Ennek hatására r naptávolságnál az egész csillagközi eloszlás energiában  $|Ze\Phi(\mathbf{r})|$  értékkel lefelé tolódik, az ennél kisebb csillagközi energiájú részecskék nem hatolnak el idáig. A megoldásnak azonban csak az eloszlásra nézve van értelme, nem szabad úgy értelmezni, mintha az egyes részecskék az energiájuktól függetlenül ugyanakkora nagyságú energiát veszítenének. Ebben az egy dimenziós, gömbszimmetrikus közelítésben a modulált protonok energiaspektruma lineáris, ha E tart 0-hoz. *Urch és Gleeson* (1972) numerikus megoldása ugyanilyen J  $\propto$  E energiafüggést eredményez, ha a kiinduló galaktikus spektrum monoenergetikus.

A Föld környezetében és távolabb végzett 30–250 MeV energiájú mérések (Pioneer–10, *Burger and Hattingh*, 1998, 6.3 ábra, és Voyager–1, *Reinecke et al.*, 1993) azt mutatták, hogy a spektrum változik a heliocentrikus távolság függvényében. Bonyolultabb két- és háromdimenziós modellek ezeket többségében sikeresen magyarázták, de az alacsony energián érvényes adiabatikus határesetben az energiaspektrum kitevője továbbra is 1-nek

adódott. A külső Helioszférában más a helyzet, a megoldások szerint a spektrum 1 MeV környékén konvex, meredeksége 1-nél nagyobb ("*bulging spectrum*", *Moraal*, 1993). Fejlettebb, de 1 dimenziós numerikus modellekben azonban, ahol figyelembe vették a  $\kappa_{rr}$  radiális naptávolságtól való függését, a spektrum már 1 Cs.E.-nél is meredekebbnek adódott a lineárisnál (*Caballero-Lopez & Moraal*, 2004).



6.2 ábra. A galaktikus nagyenergiájú részecskék mozgása a Helioszférában (Jokipii, 2011) pozitív Nap polaritásnál.

6.3 ábra. A kozmikus sugárzás energiaspektruma a Földnél és a Naptól távolabb pozitív és negatív polaritásnál (LIS: lokális intersztelláris spektrum).

A galaktikus spektrum meredekségét 20 MeV alatt már igen nehéz pontosan meghatározni a szoláris eredetű ionok és az alacsony fluxusnak köszönhető relatíve jelentős háttér miatt. Lényegében egyetlen próbálkozás történt, *Rygg et al.* (1974) az 1971–72-es időszakban 1,4  $\pm$  0,1-es kitevőt talált az IMP–5 méréseiben. Ezt azonban *Moraal* (1976) nem fizikainak minősítette azzal az indoklással, hogy negatív Compton-Getting együtthatót feltételez (ld. a 6.5 kifejezést). *Mewaldt et al.*, (1995) eredményei is kis eltérést mutatnak a lineáris függéstől, a 2. ábrájukra illesztett egyenesből az energiafüggést J  $\propto E^{v}$  alakban írva az 1975-ös adatokra v  $\approx$  1,1, az 1976–78-as spektrumok átlagára pedig v  $\approx$  1,0 adódik.

### 6.2 A galaktikus energiaspektrum ~3 és 100 MeV között

Mint az 5. fejezetben láttuk, mintegy 10 MeV energia fölött a szoláris eredetű protonok járuléka nyugodt naptevékenység idején igen alacsony, a populáció döntő részben nem szoláris eredetű. A spektrum emelkedő ágát nagy részben a galaktikus eredetű protonok

adják. Az anomális protonok részaránya a külső Helioszférában megnövekszik, 1 Cs.E. környékén azonban gyakorlatilag nem különíthetők el a galaktikus protonoktól, az erre irányuló próbálkozások egyelőre nem adtak egyértelmű eredményt (*Mewaldt et al.*, 1995).

Az 5. fejezetben alkalmazott 3 paraméteres illesztés kiterjesztésével a galaktikus ágnak a lineáristól eltérő meredeksége is figyelembe vehető, ha bevezetjük v-t negyedik paraméterként:

$$J(E) = AE^{\gamma} + BE^{\nu}, \tag{6.4}$$

A paraméterek számának növekedése nem okoz problémát a paraméter-illesztésnél, hiszen ha a spektrális minimum környezetét kihagyjuk, alatta a jobb oldali ág járuléka elhanyagolható, a magasabb energiasávban viszont  $AE^{\gamma}$ járuléka kicsi, tehát lényegében két 2 paraméteres illesztést kell végeznünk. Azt kívánjuk eldönteni, hogy a v értéke valóban 1, vagy annál szignifikánsan nagyobb. A korábbi megfigyelések azt mutatták, hogy 20–30 MeV fölött a meredekség 1 alá csökken, ezért kritikus, hogy a SH kis energiájú ág elegendően alacsony legyen és a galaktikus ágat minél alacsonyabb energiáig lehessen követni. Ismét a már többször felhasznált IMP–8 mérésekhez fordultam, ahol ugyan a CPME háttere viszonylag magas, az EIS már jobb, a v meghatározásban sokkal fontosabb 10 MeV fölötti energiatartományban pedig az alacsony hátterű, impulzusmagasságanalizált CRNC mérések állnak rendelkezésre 27 éves időszakra.

A nyugodt időszakokat a 4.3 fejezetben részletezett módon választottam ki, egy–egy naprotáció során a minimális fluxusú időszakokat, a további feltétel az volt, hogy az 1 MeV (1974–1991 között) ill. a 0,3 MeV (1992–2001) energiájú protonok intenzitása 50%-on belül változatlan legyen egy nap alatt, és ne legyen észlelhető SEP aktivitás (*Kecskeméty et al.*, 2011). Az így kiválasztott nyugodt periódusok hossza naptevékenység minimum idején 3–5 nap, erős aktivitás esetén rövidebb, de legalább 1 nap volt. Ezek a feltételek elég szigorúak, lévén, hogy a 10 MeV-nél nagyobb energiájú ionok sokkal kevésbé érzékenyek az interplanetáris mágneses struktúrákra, általában csak nagyobb SEP eseményekben tudnak ekkora energiáig felgyorsulni. A SOHO EPHIN igen alacsony hátterű mérései sajnos csak 50 MeV-ig terjednek, ezért a galaktikus ág paramétereinek becslésére csak korlátozottan lehetett őket felhasználni. A 4.4 fejezet 4.12 ábráján mutatott spektrum minimuma ráadásul olyan alacsony, hogy rá csak a B és v paramétereket lehet illeszteni, ebből v  $\approx$  1,4 ± 0,05-os kitevőt kapunk (6.4 ábra). A külső Helioszférában történt, a 4. fejezetben kapott energiaspektrumokhoz az illető űrszondákon, részben más műszerrel (Ulysses: COSPIN HET) mért, de nem impulzusanalízissel nyert fluxusokat felhasználtam.

Az említett kiválasztási kritériumokkal 1974 és 2001 között 138 nyugodt, illetve kvázistacionárius időszakot választottam ki és meghatároztam a (6.3) közelítő függvény becsült paramétereit. Az illesztésnél figyelembe vettem a mérések egyes energiasávjainak véges szélességét, tehát nem az irodalomban szokásos módon, az energiaintervallumok közepére téve az egyes pontokat, hanem kiintegrálva a hatványfüggvényt, iterációval kaptam meg a paraméter értékeket. Amint feljebb láttuk, a mindkét ág elég meredek, ezért elég szűk az az energiasáv, ahol mind az SH, mind a galaktikus fluxus jelentős. Az alkalmazott eljárás ezek után a következő volt: előbb az 5.1 fejezetben tárgyalt 3 paraméteres illesztésből meghatároztam A és  $\gamma$  első becsült értékét, majd az ezekkel adódó járulékot levontam a teljes mért spektrumból. A különbség spektrum az esetek többségében a logaritmikus

skálán jó közelítéssel lineárisnak adódott, ezért a kapott pontokhoz, illetve intervallumokhoz egyenest illesztettem.



6.4 ábra. A 4.12 ábrán látható spektrum (kiegészítve az IMP-8 CRNC egyidejű méréseivel) legjobb illesztése (6.4) alakú függvénnyel. A szaggatott vonal a lineáris energiafüggést jelöli.

Ezután az így meghatározott a *B* és  $\gamma$  paraméterekkel jellemzett eloszlást vontam ki a teljes mérésből és kaptam a bal oldali SH ágra újabb becslést, majd egyenest illesztve *A* és  $\gamma$ második becsült értékét, és így tovább. Az eljárás általában már második lépésben konvergált, kivéve ott, ahol a mért spektrum nagyon eltért a feltétezéstől, ezeket kihagytam. A spektrális minimum (E<sub>min</sub>) értékét a mért fluxusokhoz illesztett (6.3) alakú függvény minimuma adja. A 6.5 ábra az SH ág két paraméterének és az E<sub>min</sub> energiának az időprofilját mutatja a két és fél napciklus folyamán, a Wolf-féle napfoltrelatívszámoknak a havi átlagait.

Amint várható, A és R<sub>z</sub> között szoros a korreláció, ami az SH ág szoláris eredetét mutatja. Az SH ág növekedése viszont együtt jár a galaktikus eredetű populáció modulációjának erősödésével, vagyis B csökkenésével. Ez a teljes spektrum alakját alig változtatja meg, de mindkét faktor abba az irányba hat, hogy a  $E_{min}$  nagyobb energia felé mozduljon el. A teljes mérési időszak folyamán  $E_{min}$  értéke kb. 6 és 40 MeV között változik, minimumban a legalacsonyabb, a maximum környékén a legmagasabb. Kicsiny, de szignifikáns különbség mutatkozik a pozitív és negatív polaritású ciklusok között: 1986–87-ben lecsökken ~6 MeV-ig, az előtte és utána jövő minimumokban azonban egymással egyezően csak ~15 MeV. A szoláris ág  $\gamma$ meredeksége 3 és 4 között van, gyengén korrelál a napaktivitással.

dc\_356\_11



6.6 ábra. a) A galaktikus ág v meredekségének változása (bal oldalt, piros körök) és a napfoltrelatívszám (zöld körök); b) v és  $R_z$  korrelációja (jobb oldalt).

A galaktikus ág v meredeksége is változik kismértékben a naptevékenységgel: a 6.6 ábra szerint 0,98 és 1,55 között, a napaktivitás idején kissé magasabb. A legnagyobb, 1,5 körüli v értékek a minimumok idején láthatók. Az  $R_z$  napfoltrelatívszám és v szórásábrája nem mutat szoros összefüggést, a 150 fölötti napfoltszámoknál levő két ponttól eltekintve 80-as napfoltszámtól csökkenő tendenciát vehetünk észre. A v meredekség sem A-tól, sem  $\gamma$ -tól nem függ, az  $E_{min}$  értékével viszont negatív korreláció látszik. Ezt úgy magyarázhatjuk, hogy gyengülő naptevékenység időszakában az SH ág lefelé csúszik,  $E_{min}$  csökken, ezzel a galaktikus (emelkedő) ág egyre alacsonyabb része válik láthatóvá, ahol az egyre meredekebb. *Caballero-Lopez and Moraal* (2004) szimulációi szerint v az aszimptotikus értékét csak ~1 MeV alatt éri el, ezt a tartományt azonban az SH még a legmélyebb minimum idején is elfedi, így nincs remény a megfigyelésére.

A teljes időtartamra vonatkozó átlagot kétféleképpen is meghatároztam. Az egyes időszakok hosszával súlyozott átlag értéke  $v = 1,31 \pm 0,13$ , súlyozás nélkül pedig 1,32  $\pm$  0,12. Mindkettő csaknem háromszoros statisztikus hibát elérő mértékben szignifikánsan nagyobb, mint 1. Az egyes időszakok túlnyomó többségére nézve (138-ból 131) v > 1 adódik, ha pedig az egyes nyugodt időszakok hosszát is figyelembe vesszük, akkor 603 napból 578-ra. A statisztikus hiba az intervallumok hosszával súlyozott legkisebb négyzetek módszerével kiszámítva a 138 időszakok, ahol  $v - 1 < 2\sigma$ , főként erős aktivitás idején találhatók, amikor a magasabb SH ág miatt a galaktikus ágból kevesebb kísérleti pont marad, amire egyenest lehet illeszteni, emiatt viszont a statisztikus hiba is nagyobb. Itt nem vettem figyelembe az esetleges instrumentális hátteret, amely elsősorban a spektrum minimumát emelheti meg. Ennek következménye az, hogy a galaktikus ágnak csak a kissé magasabb részét látjuk, ahol a spektrum már laposodik, vagyis a v értékét valószínűleg kissé alulbecsüljük.



6.7 ábra. A v spektrális index eloszlása 0,1 szélességű binekben a teljes mérési sorozatra (balra) és különválasztva az aktivitási maximum éveit (1978–85, 1988–92) a minimum éveitől (1974–78, 1985–88, 1993–98).

Érdemes megnézni a paraméterek eloszlását is: a v meredekség eloszlása a teljes 27 éves időszakra 138 spektruma alapján közelítőleg Gauss-eloszlásnak adódik (6.7 ábra). Tüzetesebb vizsgálat enyhe aszimmetriát mutat, az eloszlás bal oldala szélesebb, a magasabb értékeknél valamelyest gyorsabban levág. Az aszimmetria eredetét az ábra jobb oldali része fedi fel: az erős és gyenge naptevékenység szerint szétválogatott v eloszlások erősen különböznek. Bár a maximum környéki statisztika sokkal gyengébb, ott egy igen széles eloszlás jelenik meg, amely  $v \cong 1,2$ -nél tetőzik, ez okozza a teljes eloszlás bal oldali kiszélesedését. A minimumok már sokkal közelebb állnak a Gauss-eloszláshoz,  $v \approx 1,35$ körüli maximummal. Az említett instrumentális háttér miatt azonban ezeket az értékeket inkább alsó korlátnak tekinthetjük. A 1-hez közeli meredekség gyengébb, az erőtérmegoldáshoz közeli modulációt jelent, míg a meredekebb spektrum erős modulációt, amelynek oka lehet pl. az, hogy olyan méretű mágneses irregularitások vannak a napszélben, amelyeken a 10–50 MeV-es protonok rezonáns módon tudnak szóródni.

A v spektrális index időprofilja (6.6 a) már jelezte, hogy a polaritás szerint is van eltérés: a 6.8 ábra a két pozitív (1974–78 és 1993–98) ciklust a negatív (1985–88) ciklussal hasonlítja össze minimumok idején. A statisztika nem nagy, de a tendencia nyilvánvaló: a pozitív, qA>0 ciklusok mindkét eloszlása keskenyebb, v értékei 1,35 körül koncentrálódnak, míg a qA > 0 években az eloszlás valamivel szélesebb. A kétféle polaritás minimumok idején az  $E_{min}$  spektrális minimum helye is különbözik: pozitív ciklusban 15–20 MeV, negatívban 10 MeV körüli. Ez azonban inkább az 1985–88-as évek gyenge napaktivitásának (alacsony A paraméter) köszönhető, mint a nagyobb v meredekségnek.



6.8 ábra. A v meredekség eloszlása három egymást követő minimumban.

A nagy-léptékű helioszférikus mágneses tér által létrehozott modulációban kulcsszerepe van a transzportegyenlet drift komponensének. Elképzelhető, hogy a drift befolyásolja és különböző mértékben emeli meg a v meredekséget az ellentétes polaritású időszakokban. Pozitív polaritású napciklusban a drift a napegyenlítő felé mutat (ld. 6.2 ábra) közepes szélességnél és kifelé az egyenlítő közelében. Emiatt intuitíve azt feltételezhetjük, hogy ilyenkor a Föld közelében észlelt ionok több időt tölthettek el a belső Helioszférában (1 Cs.E.-en belül) és így tovább voltak kitéve az adiabatikus fékeződésnek, ami nagyobb meredekséget eredményez.



6.9 ábra. Az Ulysses és a Voyager–1–2 űrszondákon mért energiaspektrumok meredeksége 30 és 240 MeV között a naptávolság függvényében.

A v = 1 adiabatikus határesettől való eltérést ellenőrizhetjük a külső Helioszférában repülő űrszondák mérései alapján. Az Ulyssesnek és a két Voyager szondának a 4.2 fejezetben részletezett impulzus-analizált méréseit nem lehet közvetlenül összehasonlítani a nagyobb energiájú protonok beütésszám adataival, ezért hamis eredményre vezetne. Emiatt csak az egyes széles intervallumokban mért fluxusokat használhattam, és így kevés pont állt rendelkezésre a galaktikus ág spektrumának illesztéséhez. Az Ulysses COSPIN HET műszere 39 és 200 MeV között 3, a Voyager CRS pedig 30 és 242 MeV között 2 széles energiatartományban mért. Emiatt, bár a v paraméter becslésének a hibája aránylag kicsinek adódott, a kapott eredményeket (6.9 ábra) inkább csak alsó határnak tekinthetjük. Ezért nem meglepő, hogy a v értékek majdnem mind kisebbek, mint a földközeli méréseknél és a 2 Cs.E.-en túl adódó adiabatikus limit sem vehető komolyan, a megbízhatóbb becsléshez alacsonyabb hátterű kísérleti adatokra van szükség.

Az 1 Cs.E.-nél kapott v > 1 spektrális kitevő megszorítást ad a  $\kappa_{rr}$  radiális diffúziós együttható térbeli változására és energiától való függésére. *Caballero-Lopez & Moraal* (2004) szimulációi azt mutatták, hogy a szimulációs paraméterek elég széles tartományára érvényes marad az adiabatikus közelítés. Az erőtér közelítésben v mindig 1 alatt marad, azt csak az  $E \rightarrow 0$  határesetben éri el, feltéve, hogy az ionok intersztelláris modulálatlan fázissűrűsége az energiával csökken. Az energiaspektrum inverziója, vagyis v > 1, akkor jöhet csak létre, ha a  $\kappa_{rr}$  radiális diffúziós együtthatóra teljesül, hogy  $3\kappa_{rr} < rV$  (*r* a naptávol-

ság, V pedig a napszélsebesség), vagy pontosabban, ha  $\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \kappa) < V$ . Ebben az esetben

az 1 Cs.E. távolságra bejutott alacsony energiájú ionok többsége olyan, amelyek az 1 Cs.E.en belüli térrészben hűltek le, majd a napszél sodorta ki őket. Ez a feltétel természetesen könnyen teljesül a külső Helioszférában, mivel a Parker-spirális mágneses erővonalak feltekerednek, majdnem azimutálissá válnak, és az erővonal menti diffúzió már alig viszi kijjebb a részecskéket. Ha  $\kappa$  térben konstans, akkor nagy távolságokban ez könnyen, a belső Helioszférában azonban csak akkor teljesül, ha az ionok szabad úthossza nagyon rövid.

A gömbszimmetrikus esetre kapott numerikus szimuláció (Kóta József, Univ. of Arizona munkája) által a 6.10 ábrán mutatott képet adja a spektrális kitevő energiától való függésére 1 és 20 Cs.E.-re a Naptól (*Kecskeméty et al.*, 2011). Itt a részecskék szabad úthosszának a *p* impulzustól való függésére a feltételezések:  $\lambda = 0,15 \ rp/q$  a 90 Cs.E.-nél elhelyezett terminációs lökéshullámon belül, míg a helioburokban a lökéshullám erőssége s = 3, a lökéshullámnál pedig a  $\kappa$  diffúziós együttható a 9-ed részére csökken. A helioburok 135 Cs.E.-nél feltételezett határán kívül a *Caballero-Lopez & Moraal* (2004) által használt

 $J = \frac{21,1T^{-2,8}}{1+5,85T^{-1,22}+1,18T^{-2,54}}$  alakú modulálatlan intersztelláris spektrumból érvényes (T a

kinetikus energia GeV-ben). Az energiaspektrum alakja 1 és 20 Cs.E.-nél hasonló, jól látszik a moduláció hatása a külső, intersztelláris görbéhez képest. A jobb oldalon látszik, hogy v mintegy 30 MeV energia alatt végig 1-nél nagyobb mindkét helyen, a különbség elhanyagolható. Ha a  $\lambda$  szabad úthossz nem lineárisan nő az r naptávolsággal, mint feltételeztük, hanem a  $\lambda = r^{\beta}$  hatványfüggvény szerint, akkor v feljebb tolódik el  $\beta > 1$  esetén, ill. lejjebb, ha  $\beta < 1$ . Az előbbi esetben a részecskék több időt töltenek el közel a

Naphoz, ahol az adiabatikus fékeződés gyorsabb. Ugyancsak nagyobb v adódik, hogyha  $\lambda$  a lineárisnál lassabban növekszik a P = p/q merevséggel.



6.10 ábra. Numerikus szimulációval kapott fluxus spektrum és a v kitevő változása az energiával. A szaggatott vonalak a lineáris spektrumot mutatják.

A részecskével együtt mozgó koordináta-rendszerben a transzportot a Compton-Getting faktor segítségével lehet leírni:

$$C_{CG} = 1 - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial E} (\alpha E N(E)), \qquad (6.5)$$

ahol  $\alpha = (E+2mc^2)/(E+mc^2)$ , nem relativisztikus részecskékre  $\alpha \approx 2$ ,  $N(E) = 4\pi J(E)/v$ , v a részecskesebesség. Ha a differenciális energiaspektrum hatványfüggvény alakú,  $J \sim E^v$ , akkor  $C_{CG} = (2-2v)/3$  adódik, tehát v > 1 esetén  $C_{CG}$  negatívvá válik. Ezt *Moraal* (1993) nem fizikai megoldásnak minősítette, holott csak befelé irányuló konvekciót jelent. A belső Helioszférába bejutó galaktikus kozmikus sugárzás ionjai energiát vesztenek az expandáló napszélben, ez az adiabatikus lassulás vagy hűlés. Az energia-egyensúly úgy alakul ki, hogy amennyi energiát a napszél veszít a kölcsönhatásban, annyit nyernek nagy energiájú galaktikus ionok (*Gleeson and Webb*, 1980). Ennek következménye magas energián kis mértékű kifelé áramlás lesz, amelyet alacsonyabb energián a befelé áramlás ellensúlyoz, tehát a befelé konvekció nem természetellenes.

A lineárisnál meredekebb galaktikus energiaspektrum alternatív magyarázata lehet egy további populáció, protonok esetében az anomális protonok. Ezek jelenléte a külső Helioszférában bizonyos, de a belső Naprendszerben nem sikerült őket kimutatni.

A kísérleti eredmény azt mutatja, hogy a Helioszférában lezajló részecsketerjedést és a modulációt nem érjük minden részletében. Az említett  $3\kappa_{rr} < rV$  feltétel könnyebb teljesülése a külső Helioszférában megegyezik azokkal az elképzelésekkel, melyek szerint a galaktikus kozmikus sugárzás modulációjának döntő része a Helioszféra legtávolabbi tartományaiban, a terminációs lökéshullám és az intersztelláris fejhullám közötti helioburokban megy végbe. A Voyagerek újabb mérései megerősítették ezt az elképzelést (*Webber and Lockwood*, 2004).

### 7. Nehezebb ionok az 1 MeV alatti energiatartományban

Az eddig vizsgált néhány MeV-es energiatartományban az ionfluxus sokkal alacsonyabb, mint egy nagyságrenddel kisebb energiánál, de az energia csökkenésével egyre nagyobb járulékot adnak a bolygóközi térben terjedő struktúrákban felgyorsult részecskék, és időbeli fluktuációik is egyre nagyobbak. Emiatt itt a nyugodt periódusok nehezebben értelmezhetők. A 100 keV/n körüli nagyobb fluxus előnye, hogy nemcsak a protonok, hanem a nehezebb magok fluxusára is könnyebb elegendő statisztikát összegyűjteni, és az egyes ionok sűrűségének összehasonlítása lehetőséget ad eredetük megbízhatóbb kinyomozására. A 100 keV/n–1 MeV/n energiájú az ionok nyilvánvalóan túlnyomóan a Napból származnak és annak közelében, vagy az interplanetáris térben gyorsultak fel.

Újabb vizsgálatok szerint a különböző első ionizációs potenciállal (*first ionization potential*, FIP) rendelkező ionok fluxusaránya az ionok eredetének igen jó indikátorául szolgál. Ha összehasonlítjuk a C (FIP = 11,3 eV) és O (13,6 eV), ill. Fe ionok (7,9 eV) fluxusát, ezek aránya más és más a napkoronában (*Feldman és Widing*, 2007), a gyors és lassú napszélben (*Mewaldt et al.*, 2007), szoláris részecskeeseményekben (*Reames*, 1999, *Kahler et al.*, 2009), az együttforgó kölcsönhatási tartományokban (*Mason et al.*, 2008) és a bolygóközi térben terjedő lökéshullámokban (*Cane et al.*, 2007). Még a graduális és impulzív SEP események között is jelentős az eltérés: a Fe/O arány értéke (0,38 MeV/n energiánál) graduális eseményekre 0,4 (*Desai et al.*, 2006), az impulzív eseményekre 1 körül van (*Mason et al.*, 2004).

A szupratermális, 50 keV/n – néhány MeV/n energiájú ionok elemi összetétele változik a naptevékenység erősségével (*Desai et al.*, 2006, *Dayeh et al.*, 2009). Míg napaktivitási maximumban a C/O és Fe/O arányok megegyeznek az SEP értékekkel, a minimum idején sokkal nagyobbak, inkább a napszélben és a CIR eseményekben talált arányoknak felelnek meg. Az Fe/O arány minimumban mintegy 10-szeresére, a C/O pedig 2–3 szorosára nő a maximumhoz képest. Az ionok eredetének eldöntésére itt is a nyugodt időszakokból érdemes kiindulni, a kiválasztási kritériumok azonban szigorúbbak, lévén, hogy igen alacsony és stacionárius fluxusokat nem lehet megkövetelni. Ezért a következő 4 kritériummal definiáltam a nyugodt időszakokat (*Ishkov et al.*, 2012):

(1) nem figyelhető meg az ionfluxusokban semmilyen, a naptevékenységgel, ill. interplanetáris struktúrákkal kapcsolatos (fler, CME, CIR esemény) szignifikáns intenzitásnövekedés;

(2) a 40–80 keV energiájú Fe ionok fluxusa nem haladja meg az  $5 \times 10^{-2}$ /(cm<sup>2</sup> sr s MeV/n) értéket;

(3) a 4–8 MeV-es protonfluxus  $10^{-4}/(\text{cm}^2 \text{ sr s MeV})$  alatt marad, és legfeljebb 20%-on belül változik az időszak alatt;

(4) a p/He arány (4–8 MeV/n) kisebb 10-nél.

A (4) feltétel garantálja, hogy erősebb napaktivitás mellett a korábbi SEP események maradványait (ezekben tipikusan p/He > 30) el lehet hanyagolni. A minimum környékén a megemelkedett anomális He intenzitás miatt p/He < 10.

Három űrszonda 1998–2011 között végzett méréseit használtam fel. Az ACE (*Advanced Composition Explorer*) ULEIS detektora az L1 Lagrange pont közelében méri a 20 keV/n és 10 MeV/n közötti energiájú, He és Ni közötti tömegű ionokat. A WIND űrszonda

bonyolult pályát írt le az L1 és L2 Lagrange pontok között, a fedélzetén az EPACT (*Energetic Particle Acceleration, Composition, and Transport*) STEP (*Supra Thermal Energetic Particle Telescope*) berendezése a He–Fe tömegtartományban 40 keV/n – 8 MeV/n (He) ill. 20 keV/n – 1,2 MeV/n (Fe) energiájú ionokat mért. A (3) feltételt a SOHO EPHIN teleszkópjának proton és hélium adatai segítségével lehetett ellenőrizni. A fenti kritériumoknak összesen 51 periódus felelt meg, többségében a 2004–2009 közötti gyenge naptevékenység idején.



7.1 ábra. Bal oldali ábra: 40–80 keV/n energiájú Fe és O ionok aránya (ACE/ULEIS) és az átlagos fler–SEP, korona, ill. lassú és gyors napszél értékek. Jobb oldalon: a 40–90 keV/n C/O arányok, a jelek az Fe/O arányok szerint besorolt csoportoknak felelnek meg.

Összehasonlításra egy alacsony (Fe) és két magasabb (O, C) első ionizációs potenciállal rendelkező elem arányát választottam ki. A 7.1 ábrán látható egy alacsony energiasávban, 40 és 80 keV/n között az ACE űrszondán az ULEIS detektorral mért Fe/O és C/O arány időbeli változása 1998 és 2011 között kiválasztott 51 nyugodt időszakban. Összehasonlításképpen az ábrán berajzoltam a flerekhez kapcsolódó impulzív SEP eseményekben, a koronában és a napszélben (gyors és lassú nyalábokban) mért átlagos Fe/O arányokat. Látható, hogy az arány jelentősen változott a napciklus folyamán, a maximum környékén magasabb, a minimum idején alacsonyabb. A Fe/O arány naptevékenységgel való változását már korábban felismerték (*Dayeh et al.*, 2009) is a WIND és ACE 1995 és 2007 közötti általam is felhasznált adataiban, de az egyes (kevésbé szigorú feltételek mellett kiválasztott) nyugodt időszakokat évente kiátlagolták, és az átlagolás elmosta az eloszlás egyenetlenségét.

Ha az egyes nyugodt időszakokat nem átlagoljuk ki hosszabb időre, a Fe/O arányokban 3 jól elkülönülő csoportot lehet felfedezni, amit az évekre való átlagolás összemos. A legmagasabb Fe/O arányok 0,5 és 3 között vannak, amely megfeleltethető az átlagosan az impulzív, flerekhez társuló szoláris részecskeeseményekben észlelt aránynak (kék háromszögek, ~0,38, *Desai et al.*, 2006, *Kahler et al.*, 2009). A következő csoport (piros négyzetek, 0,12<Fe/O<0,25) közel áll a napkorona összetételéhez (Fe/O ~ 0,15, *Feldman és Widing*, 2007), a harmadik pedig (zöld körök, 0,05 < Fe/O <0,12) a napszélben mért Fe/O aránynak felelnek meg. A gyors napszélnyalábokban Fe/O kisebb, mintegy 0,06, míg a lassú napszélben tipikusan 0,12 körüli érték (*von Steiger et al.*, 2000; *Gloeckler and Geiss*,

2007). A 2009–2010 években az extrém alacsony naptevékenység alatt az Fe/O arány még ezeknél is kisebb, 0,02 és 0,05 közötti, ilyen alacsony értékeket másutt eddig nem találtak.

Egészen más képet ad, ha az oxigént egy másik, aránylag szintén magas FIP-pel rendelkező elemmel, a szénnel hasonlítjuk össze. A 7.1 ábra jobb oldali felén a C/O arány sokkal gyengébb és nem szisztematikus változását látjuk csak a naptevékenységi ciklus folyamán. Az értékek 2004 és 2008 között valamelyest alacsonyabbak, de nem látszanak kiugróan kis értékek a 2009–2010-es években sem. Ha az egyes időpontokhoz az Fe/O arány szerinti színeket és szimbólumokat rendelünk (tehát a kék háromszögek a jobb oldali ábrán is a Fe/O arány alapján tartoznak a fler-csoporthoz), akkor szinte semmilyen tendenciát nem látunk egyes csoportok kialakulására.

A teljes, 1998 és 2011 közötti 14 éves időszakra számított Fe/O eloszlásban az említett három csúcs élesen kirajzolódik (7.2 ábra). Ez mutatja, hogy mennyire szignifikánsan bomlik három csoportra az eloszlás, a bal oldalon még valamennyire egy negyedik csoport is elkülönül az extrém alacsony aktivitási időszakból. A C/O arány (nem logaritmikus) értékei ezzel szemben igen jó közelítéssel normál-eloszlást követnek a 0,65–ös átlagérték körül.



7.2 ábra. A Fe/O arány logaritmikus értékeinek, illetve a C/O aránynak az eloszlása 1998–2011 között. A függőleges tengelyen a megfelelő intervallumokba eső időszakok száma szerepel.

Ellenőrzésül egyrészt a WIND méréseiben az előzőleg kiválasztott nyugodt időszakokban (kissé magasabb energián, 80 és 160 keV/n között) talált Fe és a C+N+O arányt mutatja az 7.3 ábra. (A WIND STEP műszere nem tudja szétválasztani a C, N és O ionokat.). Az egyes csoportokba való besorolást az ACE mérések alapján végeztem. A fler csoport itt is jól elkülönül (ld. az eloszlást a 7.2 ábrán), a korona és napszél Fe/CNO arányok azonban kevésbé választhatók szét, inkább csak az időbeli változás alapján: a kissé alacsonyabb Fe/CNO értékek a 2006–2009-es intervallumra korlátozódnak. Az oxigénénél még magasabb első ionizációs potenciállal rendelkező Ne (21,6 eV) – együtt a kisebb gyakoriságú S(10,4 eV) ionokkal (amelyektől a műszer nem tudja megkülönböztetni) – és az oxigén arányát ugyancsak az ACE méréseiből lehetett meghatározni. A 7.3 ábrán itt is a három csoport határozott elkülönülése látszik, akárcsak a Fe/C eloszlásában (ezt a 7.4b ábra mutatja).

dc\_356\_11



7.3 ábra. Bal oldalon: a WIND/STEP által mért Fe/CNO arányok, az egyes jelek az ACE Fe/O csoportbesorolásainak felelnek meg. Jobb oldalon: a (Ne és S együtt) /O arányok.



7.4 ábra. A log (Fe/CNO) eloszlás a WIND és a log(Fe/C) eloszlás az ACE mérései szerint.

A vizsgálatot elvégezve nagyobb energiájú ionokra is, megrajzolhatjuk az összetétel energiától való függését. A 7.5 ábrán az egyes pontok, ill. szakaszok a megfelelő csoportokban észlelt fluxusarányoknak az időszakok hosszával súlyozott átlagait képviselik. Az ábra bal oldalán már nemcsak a három spektrum éles elválása mutatkozik, hanem az energiafüggés kis mértékű eltérése is: míg a SEP és korona összetételnek megfelelő csoportokban a Fe/O arány az energiával 60 keV/n és 1 MeV/n között valamelyest növekszik, a napszélre jellemző csoportban az arány közel konstans. A C/O arány szempontjából a három csoportban az értékek majdnem megegyeznek és a statisztikus hibákon belül az energiától függetlenek. Az Ne–S/O arányokban ugyanezen az energiasávon belül a három csoport végig elkülönül, de ott az energiafüggés ugyanolyan jellegű.

dc\_356\_11



7.5 ábra. Az Fe/O és a C/O ionarányok energiával való változása 40 keV/n és 1 MeV/n között. A vízszintes szakaszok az egyes energiaintervallumokat, a függőlegesek a statisztikus hibákat jelzik.

Összefoglalásul azt mondhatjuk, hogy a naptevékenységi ciklus minimumában (2006 és 2009 között) a vas és oxigén ionok aránya leggyakrabban a napszélre jellemző érték közelében van, a legmélyebb minimumban még annál is alacsonyabb. Erősebb napaktivitásnál mind a koronában, mind a fler-eredetű impulzív SEP eseményekben észlelt értékek előfordulnak, közelítőleg 50–50%-os gyakorisággal, a napszélre jellemzők azonban nem. A vas magas aránya a "fler" csoportban annak tulajdonítható, hogy ezeknek az ionoknak a jelentős része olyan mechanizmusok folytán gyorsult fel, amelyek a vasban gazdag impulzív SEP eseményekben működnek, vagyis olyan mikro-nanoméretű impulzív SEP eseményekben, amelyeket nem lehet elválasztani a háttértől. Feldman és Widing (2007) eredményei szerint a 10 eV-nál kisebb első ionizációs potenciállal rendelkező elemek (alacsony FIP elemek) a koronában 4-5-szörösre dúsulnak fel a fotoszférában megfigyelt értékhez képest, míg a 11 eV-nál nagyobb FIP értékű elemek nem gyakoribbak. Ezt a FIP "módosulásnak" (FIP bias) nevezett effektust a közvetlenül a korona alatti szoláris felső atmoszférában (SUA) és a fotoszférában mért érték aránya definiálja. Ennek értéke időben változik és aktív régiókban 15 is lehet. A fotoszférában az átlagos Fe/O arány 0,061 ± 0,006 (Lodders, 2003), míg 40–80 keV/n energián az ACE mérései szerint a fler csoportban  $0.9 \pm 0.05$ . Ebből a fler-csoport FIP módosulására  $14.8 \pm 2.3$  adódik, nagyon jó egyezésben a SUA régi aktív tartományaiban észlelt, említett 15-ös értékkel. Ez az egyezés arra utal, hogy legalábbis a fler-csoportba tartozó ionok magpopulációja a szoláris felső atmoszférából ered. Ezeket az ionokat, felgyorsulva szupratermális energiára figyeljük meg a fler csoportban. Nem kizárt, hogy ezek az ionok alkotják az impulzív SEP események magpopulációját.

Az ionok eredetének megtalálására hasznos információt nyújthat a töltésállapot vizsgálata, a forróbb tartományokból származó ionok töltése nagyobb. Az ACE SEPICA műszerének méréseiben kiválasztottam 6 nyugodt időszakot, amelyekben az Fe/O arányokat össze
lehetett vetni a SEPICA Fe ionok átlagos töltésállapotával. A SEPICA adatokat (B. Klecker, MPE jóvoltából) és az egyidejűleg mért Fe/O arányokat a 7.1 táblázat mutatja nyugodt időszakokban.

év	napok	<q> (Fe)</q>	0,041-0,16	0,16-0,64	0,64-1,28
			MeV/n	MeV/n	MeV/n
2000	34-36	$15,9 \pm 1,03$			
2000	37-39	$10,8 \pm 0,66$	0,21	0,07	0,03
2000	72-75	$15,0 \pm 1,06$	1,36	0,92	2,09
2000	104-107	$16,3 \pm 0,94$			
2000	110-113	$16,8 \pm 0,79$	1,08	1,29	3,8
2000	234-244	$16,6 \pm 0,61$	0,68	0,7	2,22

7.1 táblázat. A vas ionok nyugodt időszakokban mért átlagos töltése az ACE SEPICA mérései alapján az egyidejűleg mért Fe/O arányokkal különböző energiáknál.

A táblázat azt mutatja, hogy a 6 nyugodt időszak közül 5-ben kimutatható a fler-anyag jelenléte, mivel a vas legalább 15-szörösen ionizált. Egyetlen, 3 napos időszak marad, amelyre vas ionok átlagos töltése szignifikánsan kisebb. Sajnos az ACE SEPICA műszere 2000-ben meghibásodott, így több mérésre nem volt lehetőség.



7.6 ábra. A Fe, C és O ionok energiaspektruma (1998–2011, ACE mérések).

Az egyes elemek energiaspektrumát is érdemes összehasonlítani. A 7.6 ábra a vas, a szén és az oxigén ionok spektrumát mutatja szélesebb intervallumban, 40 keV/n-től 3, ill. 10 MeV/n-ig. Az egyes pontok itt is a 40–80 keV/n-en talált Fe/O arányok alapján megkülönböztetett csoportoknak felelnek meg. A spektrumok kb. 1–2 MeV/n energia alatt jól közelítéssel hatványfüggvényt követnek. A C és O spektrumokban a három csoport alig válik el egymástól, a vasnál viszont végig határozottan látszanak. Az C és O energiafüggése

2 és 3 közötti meredekséget ad mindhárom csoportban, 1 és 3 MeV/n közötti minimummal. A Fe csoportban éles letörés (*roll-off*) látható 1 MeV/n-nél, gyakorlatilag ugyanott, mint az oxigénspektrumban. *Cohen et al.* (2007) megfigyelése szerint SEP eseményekben a letörési pont energiája Fe és O ionokra más, ez azt jelzi, hogy a megfigyelt populáció nem tartalmazza lényeges mértékben a korábbi SEP események maradékát. Az Fe korona csoportja egyetlen spektrális kitevővel jól közelíthető egészen 3 MeV/n-ig, a napszélnek megfelelő csoport a legmeredekebb és 1 MeV körül minimummal rendelkezik. Tehát a három csoport a spektrum alakja szerint is szétválik, megerősítve azt, hogy a három populáció kialakulásáért különböző részecskegyorsítási mechanizmusok felelősek.

#### 8. Szoláris energikus részecskeesemények

#### 8.1 A SEP események lebomlási fázisa

A szoláris energikus részecskeesemények intenzitásprofilja jellegzetes képet mutat: gyors felfutás után elért maximum után néhány nap alatt a fluxus az eseményt megelőző szintre csökken. Míg a növekvő fázis inkább a forrásra és gyorsításra ad információt, addig a csökkenő fázis időprofiljában a részecsketerjedést a környező interplanetáris plazma állapota határozza meg. A lebomlási fázis gyakran időben sima, közelítőleg exponenciális vagy hatványfüggvény alakú (8.1 ábra). A töltött részecskéket próbarészecskéknek tekinthetjük, ennek alapján a fluxusok időbeli profiljai magára az interplanetáris közegre adnak hasznos információt. A lebomlási fázis sima függvénnyel való jellemezhetősége, időbeli stabilitása a napszél stacionárius állapotát jelzi a lebomlási fázis idején.



8.1 ábra. Protonok fluxusának időbeli változása SEP eseményekben az IMP–8 CPME méréseiben. Balra: hatványkitevő alakú profil, jobbra: exponenciális csökkenés. A különböző színek az egyes részecskeenergiáknak felelnek meg, a felső görbe 0,5–1, a legalsó 25–48 MeV. Az abszcisszán az adott év napjai láthatók.

A (3.2) terjedési egyenletet egyszerűsítő feltevésekkel analitikusan meg lehet oldani. Ha impulzív (időben közel deltafüggvény alakú) részecskeinjektálást tételezünk fel a Napon, a terjedésre pedig csak diffúziót és szférikus szimmetriát, és a diffúziós együttható térbeli függése  $\kappa = \kappa_0 (r/r_0)^{\beta}$  alakba írható, ahol  $\beta < 2$ , akkor a diffúziós egyenlet megoldása hatványfüggvény:

$$J(t) \propto t^{-3/(2-\beta)} \exp[-r^2/(2-\beta)^2 \kappa t], \qquad (8.1)$$

a  $\beta = 2$  speciális esetben pedig

$$J(t) \propto t^{-1/2} \exp[-(r^2/4\kappa t)(\ln(r/r_0) + 3\kappa t/r^2)$$
(8.2)

(Fisk and Axford, 1968).

Hatványfüggvény szerinti időbeli csökkenés valóban gyakran megfigyelhető elektronoknál és nagy (50–100 MeV feletti energiájú) protonoknál, alacsonyabb energián inkább csak közvetlenül a maximumot követő rövid szakaszban (J  $\propto$  t<sup>-3/2</sup>, *Meyer et al.*, 1956), később a csökkenés exponenciálissá válik. A Nap keleti oldalán megjelenő flerekkel kapcsolatos SEP eseményeknél viszont gyakran az egész profil exponenciális (*Burlaga*, 1967, *McCracken*, 1971). Több űrszonda, egymástól távol eső heliografikus hosszúságnál végzett egyidejű méréseiben *McKibben* (1972) az exponenciális csökkenés ( $J \propto \exp(-t/\tau)$ ) két fázisát figyelte meg: egy meredekebb csökkenést (10–20 órás  $\tau$  időállandóval) laposabb (~40 órás időállandójú) exponenciális követett. Ugyanakkor a második fázisban a fluxusok (2–3-as faktoron belül voltak) és az időbeli fejlődés is igen hasonló volt, ebből nagyméretű helioszférikus részecske-tároló (rezervoár) létezésére következtettek (*Lario*, 2010).

A fluxus-idő profilok ritkán sima lefutásúak, általában kisebb-nagyobb szakaszokon irregulárisak, emiatt az exponenciális függvény nem ad a teljes lebomlási fázisra jó közelítést. Az újabb részecskeinjekciók és a gyorsítás eltorzíthatja a profilt, a CME-t kísérő lökéshullám-frontnál a részecskék csapdába eshetnek. Ráadásul egy megfigyelő időről-időre újabb mágneses fluxuscsövekből vesz mintát, amelyek más terjedési feltételekkel rendelkeznek. Szerencsére az egymás melletti fluxuscsövek tulajdonságai nem nagyon térnek el egymástól, így várható, hogy bennük a bomlási idő is közel azonos. *Dalla et al.* (2002) a bomlási fázis négy különböző modelljét hasonlította össze 1 és 5 Cs.E. között észlelt graduális eseményekben: folytonos gyorsítást a lökéshullámfront mentén, a mágneses palackot (rezervoárt), interplanetáris diffúziót, valamint a napkoronából történő lassú és kiterjedt szivárgást, de egyik interpretáció sem adott önmagában kielégítő eredményt.

Ha a drifttől eltekintünk, a töltött részecskék terjedését meghatározó három folyamat a diffúzió, konvekció és az adiabatikus lassulás. *Chandrasekhar* (1943) az adiabatikus lassulás elhanyagolásával izotróp diffúziót ( $\kappa$  diffúziós tenzor radiális komponense) és konstans *V* konvekciósebességet feltételezve a részecskesűrűségre az

$$U(x, y, z, t) = \frac{A}{(4\pi\kappa t)^{-3/2}} \exp{-\frac{(x - V_x t)^2 + (y - V_y t)^2 + (z - V_y t)^2}{4\kappa t}}$$
(8.3)

egzakt megoldást kapta, ahol *A* az injektált részecskék száma az r = 0 pontban (r a Naptól mért távolság), t = 0 időpontban. Ezt *Owens* (1979) úgy általánosította, hogy a kitevőben szereplő *V*-t egy  $V^* = 2(2 + \alpha \gamma)V/3$  effektív konvekciós sebességgel helyettesítette (itt  $\alpha = (E+2mc^2)/(E+mc^2)$ ,  $\gamma$  pedig az energiaspektrum meredeksége). Ezzel egy olyan megoldást kapott, ami jó közelítés akkor, ha a diffúzió dominál a konvekcióval szemben, azaz *Vr/* $\kappa$  kicsiny. A *V*\* sebességben az anizotrópia (2 +  $\alpha \gamma$ )/3 Compton-Getting faktorát ismerhetjük fel. A megoldás:

$$J(t) \propto t^{-3/2} \exp[-(r - V^* t)^2 / 4\kappa t], \qquad (8.4)$$

ebből a lebomlási időre  $\tau = \frac{9\kappa}{V^2(2+\alpha\gamma)^2}$  adódik, ami azt jelenti, hogy  $\tau$  a  $\kappa$ -val lineárisan növekszik, ellentétben azzal, amit fizikailag várunk, hiszen a nagyobb diffúziós együttható

növekszik, ellentétben azzal, amit fizikailag várunk, hiszen a nagyobb diffúziós együttható esetén a részecskék gyorsabban elhagyják a kérdéses tartományt.

Általánosságban megállapíthatjuk, hogy növekvő konvekciós sebességnek rövidebb  $\tau$ -ra kell vezetnie, másrészt  $\tau$ -nak a  $\gamma$ -tól való kvalitatív függésére abból következtethetünk, hogy az adiabatikus lassulásnak az energiával csökkenő fluxus miatt  $\tau$  csökkenését kell okoznia, annál erősebben, minél meredekebb a spektrum. *Ruffolo* (1995) megmutatta, hogy az adiabatikus lassulás önmagában is exponenciális alakú csökkenésre vezet:  $\tau = 3r/2V(\gamma - 1)$ , tehát függ az energiaspektrum meredekségétől. Feltételezve, hogy a konvekció és adiabatikus lassulás dominál a transzportegyenletben a diffúzióval, drifttel és gradiensekkel szemben, *Forman* (1970) és *Jokipii* (1972) azt találta, hogy a bomlási idő a

$$\tau = \frac{3r}{2V(2+\alpha\gamma)} \tag{8.5}$$

alakba írható. A megoldás levezetése azonban azt a problémát veti fel, hogy kis gradienst feltételez, holott  $\tau$  térbeli változása miatt térbeli gradiens jön létre. A levezetés egyébként sem önkonzisztens, ugyanis sem konvekció, sem adiabatikus lassulás nem jöhet létre diffúzió, azaz elegendő szóródás hiányában. A kérdés az, hogy a diffúzió elhanyagolható-e. Ez két határesetben lehetséges. Ha  $\kappa \to \infty$ , akkor egyáltalán nincs szóródás, a részecskék szabadon mozognak, akkor viszont sem konvekció, sem adiabatikus lassulás nem jöhet létre. A  $\kappa \to 0$  határesetben a részecskék az expandáló napszéllel együtt mozognak, amely mind a konvekciót, mind a lassulást garantálja. *Lee* (2000) levezetésében csak adiabatikus lassulást vett figyelembe konvekció, diffúzió és gradiensek nélkül, ami  $\kappa \to \infty$ -t jelent, hiszen a gradiens kioltásához végtelenül gyors diffúzióra van szükség. Ezzel a (8.5) kifejezéshez hasonló időállandót kapott, a megoldása  $f(p,t_0) = f_0 p^{-\Gamma}$  kezdeti feltétel esetén tehát hatványspektrumból kiindulva

$$f = f_0 p^{-\Gamma} \exp[-\frac{2V}{3r} \Gamma(t - t_0)],$$
(8.6)

ahol  $\Gamma$  az impulzustérbeli spektrális kitevő, vagyis  $\tau = 3r/2V\Gamma$ . Ez megegyezik a (8.5) eredménnyel, mivel  $\Gamma = 2 + \alpha \gamma$ . Elvben ez a megoldás nem vezet ellentmondásra, ha a részecskék egy kitáguló térrészt foglalnak el a napszél nélkül, a napszél jelenlétében azonban adiabatikus lassulás nem jöhet létre konvekció nélkül, hiszen mindkettőhöz szükséges, hogy a napszél csapdába ejtse a részecskéket. Összefoglalva, a diffúzió szerepe a részecsketerjedésben semmiképp sem elhanyagolható.

*Burlaga* (1967) és *Lupton and Stone* (1973) szférikus szimmetriát és csak diffúziót feltételezve egy véges térfogatú gömbben, amelynek abszorbeáló határán szabad kiáramlás van, exponenciális megoldásra jutott, az időállandó pedig  $\tau = R^2_{abs} / \pi^2 \kappa$  ( $R_{abs}$  a határfelület sugara). *Ng and Gleeson* (1976) közelítőleg exponenciális megoldásában a mágneses térrel párhuzamos diffúziós együttható a Naptól kifelé haladva gyorsan növekszik  $\kappa_{\parallel} = \kappa_0(1 + r^3)$ , azaz itt a szabad kiáramlás fokozatosan megy végbe. *Reames et al.* (1996) modelljükben exponenciális alakot kaptak akkor is, ha a részecskék a Nap közeli konvergáló mágneses erővonalak és a kifelé mozgó lökéshullám mögött kialakuló, a részecskéket erősen szóró héj között csapdába esnek. Nagy szabad úthosszat feltételezve, eltekintve a gradiensektől, a mágneses térre merőleges terjedéstől az exponenciális "időállandó" a *t* idő függvénye:  $\tau = t/(2+2\alpha\gamma)$ , ez a fler időpontjától számítva 100 óra múlva  $\tau = 14$  h, 150 óra múlva  $\tau = 21$  óra átlagos időket ad, elég jó egyezésben a megfigyelésekkel.

A bolygóközi mágneses tér erővonalainak talppontjaira a részecskeinjekció azonban véges idő alatt történik, ez az egész időbeli lefutást befolyásolja. Ha feltesszük, hogy az injekció időprofilja a *Reid* (1964) által bevezetett, eredetileg koronális diffúziónak megfelelő

$$I(\Phi, t) = \frac{N}{4\pi r_c^2} \frac{t_c}{At} \exp[-\frac{\Phi^2 t}{4t} - \frac{t}{A}],$$
(8.7)

függvény alakú, ahol *N* a teljes injektált részecskeszám,  $t_c = r_c / \kappa_c$  a koronális diffúziós idő ( $\kappa_c$  a koronában érvényes diffúziós együttható, az injekció  $r_c$ -nél történik),  $\phi$  a szögtávolság az injekció helye és a mágneses erővonal talppontja között, *A* pedig a kiszabadulás időállandója, akkor a részecskesűrűség időbeli változását az

$$U(r,t) = 4\pi r_c^2 \int_0^t I(\Phi, t-t') f(r,t') dt'$$
(8.8)

konvolúció adja meg (*Wibberenz et al.*, 1989). Itt f(r,t) lehet akár a (8.1) alakú diffúziós megoldás, akár a (8.6) exponenciális függvény.

#### 8.2 A részecsketerjedési paraméterek kísérleti meghatározása

#### 8.2.1 Diffúzió-domináns terjedés

Az SEP események során a fluxus időbeli változásának mért profilját az elméletileg várt (8.8) kifejezéssel összehasonlítva a terjedési paramétereket meg lehet határozni. Az 1977. december 27-i (nyugati fler W79) és az 1978. január 1-ji (keleti fler E06) események lebomlási fázisa jó közelítéssel hatványfüggvény alakú. E két eseményre végeztem el a fluxusprofilok illesztését a Helios–1 és –2 és a Prognoz–6 egyidejű méréseit felhasználva 13-27 MeV energiájú protonokra és ~0,5 MeV energiájú elektronokra. Az űrszondák és a részecskekibocsátások relatív helyzetét a 8.2 ábra, a protonok és elektronok intenzitásprofilját pedig a 8.3 ábra mutatja. Az elméleti görbe a (8.1) diffúziós megoldás és a Reid-profil konvolúciója. A csökkenő fázisban a t<sup>-3/(2-β)</sup> tag dominál,  $\lambda = \lambda_0 (r/r_0)^{\beta}$  alakú naptávolság-függést feltételezve az illesztésből meg lehetett határozni a bolygóközi terjedés szórási szabad úthossza két paraméterének becsült értékét a Reid-modell két időparaméterével együtt (Wibberenz et al., 1989). Az összesen 4 paraméter legjobb becsült értékeit a fluxusokkal súlyozott legkisebb négyzetek módszerével kaptam meg. A mérések térbeli szeparációja alapján az 1977. december 27-i és az 1978. január 1-ji eseményből a protonok  $\lambda$  szabad úthosszára 0,14 és 0,18 Cs.E. közötti érték adódott, elektronokra pedig 0,063 Cs.E., jó egyezésben a más módszerrel levezetett értékkel.  $\lambda$  a radiális távolsággal növekszik, a növekedés hatványkitevője pedig  $\beta = 0.7$ , ill. 0,4. A protonok és elektronok összehasonlításával az erősen eltérő P merevség révén (ld. 8.7 fejezet) meghatározható merevségfüggése is,  $\lambda(\mathbf{r}) \propto P^n$  feltételezéssel n értéke a 0,85- 300 MV tartományban 0,17 és 0.25 közöttinek adódott.

dc\_356\_11



8.2 ábra. A Helios–1, –2 és a Prognoz–6 űrszondák helyzete egy nyugati és keleti SEP esemény idején az Ekliptika síkjában. A nyilak a SEP részecskeinjekció helyét jelzik, a vastag görbe vonalak pedig a napszélsebesség-mérésből kapott Parker-spirál helyzetét. A jobb oldali ábrán a Helios–1-hez húzott szaggatott erővonal a fler után 4 órával mért megnövekedett napszélsebességnek felel meg.



8.3 ábra A mért és a legjobb becslés alapján kapott paraméterekből számított fluxusprofilok a két eseményben protonokra és elektronokra.

### 8.2.2 Konvekció-domináns terjedés

Az IMP-8 CPME detektorának többször felhasznált, mintegy 27 évre kiterjedő, homogén részecskefluxus adatai módot nyújtottak az SEP események csökkenő fázisának részletes elemzésére is (Daibog et al., 2003a, Kecskeméty et al., 2003, Daibog et al., 2005, összefoglaló munka: Kecskeméty et al., 2009). Itt, hasonlóan az előzőekben végzett teljes fluxus-időfüggés illesztéshez, de a különböző energiájú protonok fluxusának csak a bomlási fázis során észlelt időprofilját összehasonlítva a feltételezett (2 paramlteres) elméleti függvénnyel kaptam meg a terjedési paraméterek legjobb becsült értékét. A mérésekből két eseménysorozatot választottam ki. Az első az integrális, >4 MeV ill. >10 MeV energiájú protonfluxusokat tartalmazza az összes megfigyelt SEP eseményre két szűrési feltétellel. Az egyik kritérium az volt, hogy a 4 MeV-nél nagyobb energiájú protonok integrális fluxusa elérje a 2 részecske/(cm<sup>2</sup>s sr) értéket, a másik pedig, hogy a csökkenő fázisnak csak azt a részét választottam ki, amely megközelítőleg exponenciális vagy hatványfüggvény alakú. A második adatsorozatban 6 differenciális (véges szélességű) energiasávban mért fluxusok szerepelnek, itt nagyobb minimális fluxus volt a kritérium, valamint az, hogy a maximum elérése után az SEP fluxusok időprofilja – legalábbis 2 MeV protonenergia fölött - elegendően sima legyen, újabb részecskeinjekció és interplanetáris zavarok nélkül, legalább 20 órás időtartamon keresztül. A két adatsorozatot ugyanazzal a módszerrel értékeltem ki, ez lehetőséget adott a kapott paraméterek ellenőrzésére. Nem választottam szét az eseményeket az impulzív-graduális séma szerint, bár természetesen az események döntő többsége impulzív, lévén ezek sokkal gyakoribbak.

Az események időbeli lefutásának elemzésénél problémát okoz a térbeli és időbeli változások szétválasztása a Nap forgása miatt. Egy olyan hipotetikus megfigyelő, aki állandóan ugyanabban a mágneses fluxuscsőben ül, tisztán időbeli változásokat látna. A valóságban a Nap forgása és az észlelő keringése miatt a megfigyelési pont vándorol a mágneses fluxuscsövek között, amelyekben a sebesség és a mágneses tér általában más és más. Gyakran előfordul azonban - és ez számunkra jelenleg elsőrendűen fontos -, hogy a részecsketerjedés feltételei széles térbeli tartományon belül alig változnak. Ezt támasztják alá az egymástól távoli hosszúságokon a megfigyelt, egymással gyakorlatilag megegyező ún. invariáns fluxusok SEP események maximumát követően (Reames et al., 1997, Daibog et al., 2001). Az időprofilok egybeesése arra utal, hogy a bolygóközi térben a terjedési feltételek igen hasonlóak lehetnek egymástól akár 100°-nyi szögtávolságon (heliocentrikus hosszúság) is, míg máskor akár csak 10° szögeltéréssel is erősen különböző fluxusokat lehet mérni. Az exponenciális jellegű lebomló profil az események nem mindig ugyanabban a fázisában jelenik meg: néha közvetlenül a maximum után kezdődik és addig tart, amíg a fluxus a hátteret el nem éri, máskor csak rövidebb szakaszon figyelhető meg, majd nagyobb fluktuációk után tér vissza ugyanolyan, esetleg más időállandóval.

Az 1973 és 2001 közti időszakban a fenti kritériumoknak 641, különböző időtartamú esemény bomlási szakasza felelt meg 1-15 MeV energiájú protonokra. Ezek közül egy 225 nagyobb eseményt tartalmazó részhalmazt különválasztottam, ahol még a 15–25 MeV energiájú protonok fluxusa is annyival meghaladta a hátteret, hogy exponenciális függvényt lehessen hozzá illeszteni. Főleg protonokat vizsgáltam, a nehezebb ionok időprofiljai nagyon hasonlók a protonokéhoz, fluxusuk azonban sokkal kisebb, a statisztika rosszabb. A protonokéval azonos energiájú elektronok sebessége sokkal nagyobb, a hatványfüggvény

alakú bomlási profil sokkal gyakoribb (*Kecskeméty et al.*, 2007), ezeket röviden a 8.7 fejezetben tárgyalom.

Az egyes, sima függvénnyel közelíthető bomlási időszakaszok hosszának eloszlását a 8.4 ábra mutatja külön a teljes adatsorozatra és a nagy eseményekre. Az ábrára nem fért rá még 4, extra hosszúságú (240 és 310 óra, azaz 10 napnál is hosszabb) sima lefutású esemény. Az időtartamok eloszlásában két alcsoport ismerhető fel, egy 30 óra és egy 55 óra körüli, a 36 és 48 óra közötti minimum szignifikáns. A bimodalitás tulajdonítható a CME lökéshullámok jelenlétének, illetve az egy eseményen gyakran megfigyelhető két fázisnak: a maximum utáni gyors bomlási periódust egy lassúbb csökkenés követ, sokszor élesen elválasztva. *McKibben* (1972) ezeket tipikusnak találta.





A protonfluxusokat 6 energiaintervallumban vizsgáltam, ezek határai: 0,5–1–2–4,6–15–25– 48 MeV. Minden egyes energiasávban levontam a hátteret, amely általában a hosszú idejű instrumentális háttér volt, ha pedig az esemény nyilvánvalóan egy magasabb fluxusra szuperponálódott, akkor az eseményt megelőző, ill. követő emelkedett átlagos szintet. Amint várható volt, a profilok többsége a logaritmikus fluxusskálán közel egyenes, azaz exponenciális jellegű, míg egy kisebb részhalmaz inkább hatványfüggvényt követ. Ezek a magasabb energiájú sávokban (~15 MeV fölött) gyakoribbak, de az összes sima profilnak így is csak kevesebb, mint 10%-át adják. Az exponenciálissal közelíthető események kiválasztott időszakaszainak profiljára a  $J = J_0 \exp(-t/\tau)$  függvényt illesztettem, a  $J_0$  és  $\tau$ paramétereket és ezek hibáit pedig a beütésszámok értékével súlyozott legkisebb négyzetek módszerével határoztam meg.  $\tau$  meghatározásának hibája általában 5–10% között van.



8.5 ábra. A lebomlási idő változása az IMP–8 CPME 1–2 és 2–4,6 MeV energiájú protonfluxusaiban SEP eseményekben (balra, logaritmikus skálán) és a 4,6–15 MeV energiasávban (jobbra, csak 25–48 órás periódusokra, lineáris skálán).

A 8.5 ábra  $\tau$  becsült értékeit mutatja logaritmikus és lineáris skálán a teljes, 1973 és 2001 közötti időszakra három energiasávban 1 és 15 MeV között. A három egymást követő napciklus során  $\tau$  aránylag kevéssé változik az energiával és nem mutat nyilvánvaló korrelációt a napaktivitással. A  $\tau$  értékek eloszlásában már felfedezhető különbség: a naptevékenységi minimumokban az eloszlás jobban koncentrálódik, ebből az interplanetáris közeg közelítőleg stacionárius állapotára következtethetünk, amelybe gyorsabban vissza tud állni a ritkábban megjelenő zavarok után. Erős napaktivitás idején viszont a napszélplazma szinte állandóan zavart, turbulens állapotban van. (A csökkenő fázis elején vett energiaspektrumokat hatványfüggvénnyel közelítve általában ~5 MeV alatt és fölött két különböző γ meredekség mutatkozik, ezek változásában sem fedezhető fel nyilványaló tendencia, bár az egyes y meredekségek erősen fluktuálnak.)

A 8.5 ábra jobb oldali paneljén az 1 és 2 nap közötti hosszúságú csökkenő periódusok részhalmaza látható: a 3 napaktivitási minimumban alig volt ilyen esemény, a többi időszakokra  $\tau$  átlagértéke 13 óra, de az egyes időállandók szórása nagy. Korrelációt lehet észrevenni a csökkenő periódusok hossza és  $\tau$  között: a hosszabb periódusokban  $\tau$  nagyobb, de ez annak is köszönhető, hogy rövid  $\tau$  esetén a fluxus hamarabb lecsökken a háttér szintjére.  $\tau$  értékeinek erős szóródása az interplanetáris közeg jellemző tulajdonságainak fluktuációit tükrözi. Néha hosszú időn keresztül megfigyelhetők olyan eseménysorozatok, amelyekben a  $\tau$  gyakorlatilag változatlan (8.9 fejezet) a Nap forgása és a fő napszélparaméterek (sebesség, mágneses térerősség) ellenére. Ez azt mutatja, hogy a bomlási időt meghatározó mennyiségek kombinációja hosszabb időn (10–20 naprotáción) keresztül is változatlan lehet.

A bomlási idők eloszlását a protonok energiájának függvényében 4 energiaintervallumban a 8.6 ábra mutatja logaritmikus skálán. Az értékek jó közelítéssel lognormális eloszlást követnek, azaz log  $\tau$  Gauss-eloszlás. Az összes, 6 energiasávot tekintve a hosszú idejű átlagértékek az energia növekedésével kissé csökkennek: 0,5 és 4,6 MeV között  $\langle \tau \rangle = 21,0 \pm 1,0$  óra, 15 és 25 MeV között 19 óra, 25 és 48 MeV között 16,6 óra. A

statisztika az energia növekedésével romlik, az 1–2 MeV sáv 625 eseményével szemben a 25–48 MeV energiára már csak 125 esemény marad. Az eloszlások szélessége alig változik az energiával, lognormálist illesztve a 4,6 MeV-nél kisebb energiájú protonokra az események 68%-a esik 12 és 36 óra közé. Ez azt jelzi, hogy az események több mint felében az interplanetáris közeg jól definiált állapota érvényesül, amelyet akár egy teljes naprotáción keresztül is megőriz.



8.6 ábra. A lebomlási idők logaritmusának eloszlása a teljes mérési időszakban 4 energiasávban.

### 8.3 A bomlási idő függése a napszélplazma paramétereitől

A bomlási idők megfigyelt erős szóródása az elméleti jóslatokkal egyezésben azt sugallja, hogy  $\tau$ -nak függenie kell a *V* napszélsebességtől és változnia kell az *r* naptávolsággal, de többek közt érdemes megvizsgálni, függ-e az SEP esemény forrásának helyétől (heliografikus hosszúságától), és változik-e az energiával.

A (8.5) formula alapján legkézenfekvőbb ellenőrizni a napszélsebességgel való összefüggést (*Daibog et al.*, 2003), *V* azonban általában változik magán a lebomlási időszakon belül is. Az összes eseményből kihagytam azokat, ahol az interplanetáris lökéshullám által gyorsított részecskék (*energetic storm particles*) szignifikáns járulékot adtak. Csak olyan eseményeket vettem tekintetbe, ahol napszélsebesség regulárisan változott: monoton csökkent (dV/dt < 0), állandó volt 5%-on belül, vagy monoton nőtt (dV/dt > 0). Sokszor ezek kiterjedtek a teljes, exponenciális függvénnyel közelíthető intervallumra, máskor csak egy részére, de ha két különböző időállandójú szakasz volt egy eseményen belül, azt két eseménynek tekintettem. Ez a szűrés jelentősen csökkentette a statisztikába bevonható események számát, a három kritériumnak megfelelők száma rendre 77, 49, ill. 20 volt.

dc\_356\_11



8.7 ábra. Három SEP esemény időprofilja három energiasávban és V változása az IMP–8 méréseiben monoton csökkenő, állandó és monoton növő napszélsebességnél. A sárga sávok a reguláris szakaszokat jelzik, ahol az időprofil exponenciális.

A 8.7 ábra e három csoportnak megfelelő eseményeket ábrázol, jelezve a reguláris napszélviselkedés időszakait. A napszélsebesség átlagos értéke 490, 417 és 498 km/s volt. A 8.8  $\tau(V)$  szórásábrákon gyenge negatív korreláció látszik, az erős diszperziót egyrészt az energiaspektrum  $\gamma$  meredekségének erős szórása, másrészt a hosszúsági effektus (*McCracken et al.*, 1971) okozza, de a lökéshullám átmenetkor figyelembe nem vett, az időprofilra szuperponálódó kisebb ESP megnövekedések is hozzájárulhatnak. Ezek miatt csak annyit lehet biztonsággal megállapítani, hogy *V* nagy értékei rövid  $\tau$  mellett, a hosszú  $\tau$  időállandók pedig lassú napszélnél fordulnak elő leggyakrabban.

dc\_356\_11



8.8 ábra. A három csoport  $\tau(V)$  szórásábrái.

A  $\tau$  értékek eloszlását a három csoportra elkülönítve a 8.9 ábrán mutatom. Annak ellenére, hogy a napszélsebesség átlagban nem sokat különbözik a három halmazban, a  $\tau$ átlagértékek eltérnek egymástól: a dV/dt > 0 csoportban  $\langle \tau \rangle = 16,5$  óra a dV/dt < 0 esetekben talált 19,1 és a V = konst. 19,6 órás átlaggal szemben.



8.9 ábra. A lebomlási idők eloszlása a három csoportban.

A SEP események maximum előtti fázisában jól ismert az intenzitásprofil erős változása a heliografikus hosszúsággal (*Reames*, 1999), ezt azonban a lebomlási időszakban még nem vizsgálták szisztematikusan. A hosszúsági effektust az okozza, hogy a megfigyelési pont a mágneses térhez képest folyamatosan eltolódik, így egyre újabb mágneses fluxuscsövekből vesz mintát. Ennélfogva várható, hogy a  $\tau$  időállandó függ a mágneses fluxuscsövek talppontjában levő részecskefluxustól. Átlagos 400 km/s napszélsebesség esetén a földi észlelőn átmenő erővonal talppontja 60° nyugati hosszúságnál (W60) csatlakozik a Napra. Ha itt történik az injektálás, akkor a legrövidebb a részecskék útja a megfigyelőig. Minél távolabb esik a fler, annál több utat kell megtenniük, ez befolyásolja nemcsak a felfutó profilt, de a lebomló fázis meredekségét is. *McCracken et al.* (1971) 5 eseményben azt

találta, hogy az időállandó valóban függ a megfigyelő és a forrás relatív helyzetétől. A (8.5) Forman-formulából kiindulva azt kapta, hogy az időállandó a  $\tau_F = 3r/2V(2+\alpha\gamma)$  értékhez képest  $\tau$ -ra változik:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\psi_0} \frac{d\psi}{dt} + \frac{1}{\tau_F},\tag{8.9}$$

ahol  $\psi$  az észlelési ponton átmenő mágneses erővonal talppontjának,  $\psi_0$  pedig a forrás helyének a heliografikus hosszúsága. A Nap forgásából d $\psi$ /dt  $\approx 0,54^{\circ}$ /h adódik. A (8.9) összefüggésből az következik, hogy ha  $\tau_F$  konstans, akkor  $\tau$ -nak ugrása lesz a nyugati hosszúságról keletire való váltásnál 1/ $\psi_0 \cdot d\psi$ /dt előjelváltása miatt. Ilyen "ugrást" lehet látni a 8.10 ábrán, amely egy W35 hosszúságon megjelenő flert követő SEP eseményt ábrázol. A Helios–1 110 fokkal, a Helios–2 145 fokkal keletre helyezkedett el a fler helyén keresztülmenő erővonaltól a fler időpontjában, az IMP–8 pedig nagyon közel volt hozzá. Bár a két Helios szondát egymástól ~35° hosszúság választotta el, az időbeli lefutás a maximum után gyakorlatilag azonos, az exponenciális időállandó ~30 óra. Az IMP–8, amely a lebomló fázis elejére már több, mint 20 fokra keletre került az optimális erővonaltól, sokkal meredekebb esést észlelt:  $\tau \sim 12$  óra.



8.10 ábra. A Helios–1 és –2 (4–13 MeV) ill. az IMP–8 (4,6–15 MeV) által mért protonfluxusok az 1978. szeptember 23-i SEP eseményben.

*McCracken et al.* (1971) azt is észlelték, hogy az energiaspektrum  $\gamma$  meredeksége változik a  $\Delta \psi = \psi - \psi_0$  relatív hosszúsággal, 5 eseményben 4.5 >  $\gamma$  > 2 volt 0 és 180° közötti  $\Delta \psi$ esetén. Ezt azzal magyarázták, hogy a Nap közelében a nagyobb energiájú ionok effektívebben jutnak el nagyobb távolságra, mint az alacsonyabb energiájúak, ez a Nap közelében történő diffúziónak felel meg. Ez, a koronális diffúziónak nevezett modell jól magyarázza az első részecskék érkezési idejét, adja vissza az SEP esemény maximumát (*Reinhard and Wibberenz*, 1974) és a használt két paraméter jól leírja injekciós profilt (*Wibberenz et al.*, 1989), de fizikailag a CME lökéshullám gyorsítás adja a megfelelő mechanizmust (*Reames*, 1999).

A SEP esemény forrásául szolgáló flerek optikai megfigyelései alapján (*Bazilevskaya et al.*, 1990, *Sladkova et al.*, 1998) 238 olyan eseményt választottam ki, ahol sikerült megbízhatóan meghatározni a részecskék injektálásának helyét a Napon (*Kecskeméty et al.*,

2003). A  $\tau - \psi$  korreláció ellenőrzését ezen a mintán végeztem el, az eredményt a 8.11 ábra mutatja. Az optimális W60 hosszúságtól keletre eső flereknél  $\tau$  statisztikailag függetlennek mutatkozik a heliohosszúságtól annak ellenére, hogy keletebbre menve a részecskéknek egyre több utat kell megtenniük a mágneses térre merőleges irányban, a SEP esemény maximuma egyre későbbre tolódik (*Daibog et al.*, 2006). A W60°-hoz közel és attól nyugatra eső forrásoknál  $\tau$  egyre kisebb, ahogy távolodunk az ideális összeköttetés helyétől. A felhasznált adatbázis nem teszi lehetővé a  $\tau(\psi)$  függés pontosabb meghatározását; a  $\tau$  és  $\gamma$  értékek szórásának csökkentéséhez olyan adatsorozatra lenne szükség, amelyben mindazok a paraméterek, amelyek befolyásolják e kettőt (*V*, mágneses térerősség, fluktuációk erőssége, valamint  $\tau$  esetén  $\gamma$  és fordítva), alig változnak.





#### 8.4 A Forman-formula érvényessége

A (8.5) Forman-képlet átlagos V napszélsebességgel és  $\gamma$  spektrális meredekséggel számolva jó közelítést ad az események mintegy 50%-ában (*Kecskeméty et al.*, 2003), azaz az exponenciális illesztésből adódó becsült  $\tau_e$  érték és a formulából adódó  $\tau_F$  egymástól való eltérése 25%-nál kisebb. A precízebb összehasonlítás kedvéért az 528 exponenciális eseményből azokat válogattam ki, amelyekben a napszélsebesség 5%-on belül változatlan volt legalább 24 órán keresztül. Ez a kritérium 49 eseményben teljesült (*Daibog et al.*, 2003), ezeknek mintegy felében tért el a várt és kísérleti érték egymástól 25%-nál kisebb mértékben.



8.12 ábra. Az illesztett időállandók összehasonlítása a Forman formulával keleti (piros háromszögek) és nyugati flerekre (kék körök). A zöld sáv 25%on belüli egyezést jelent.

A 8.12 ábra összehasonlítja  $\tau_e$  és  $\tau_F$  értékeit 2–4,6 MeV energiájú protonokra 39 eseményben (a többi 10 eseményben a fler helye nem volt egyértelmű, ill.  $\tau_e$  40 óránál nagyobb volt). Ha (8.5) érvényes, csak akkor kaphatunk exponenciális időbeli lefutást, ha a részecskeinjekció hosszúsági profilja is exponenciális. Ekkor definiálhatjuk a  $\tau_{\psi} = \tau_e \tau_F / (\tau_e - \tau_F)$  mennyiséget, amely a megfigyelőhöz képest nyugati flereknél negatív, keletieknél pozitív. A 8.12 ábra szerint a mért és számított időállandók az események több, mint a felében (39-ből 23) 25%-nál közelebb vannak egymáshoz (zöld sáv). Különválasztva a keleti (piros háromszögek) és nyugati eseményeket (kék körök), a keleti flereknél  $\tau_F$  alulbecsüli a mért értéket, a nyugatiaknál fordított a helyzet. A  $\tau_e > \tau_F$  esetekben  $\tau_{\psi}$  értéke 6,5 és 57 óra közé esik (hosszúságban keskeny injekciós profil), míg ha  $\tau_e < \tau_F$ , akkor  $\tau_{\psi}$  26 és 86 óra között van. Ha csak a 25%-os eltérésen belüli eseményeket nézzük, akkor  $\tau_{\psi}$  értékei sokkal nagyobbak, legtöbbször 100 és 200 óra közöttiek, 8 eseményben még 200 óránál is hosszabb. Ez azt jelenti, hogy ezekben az eseményekben  $\tau_{\psi}$  lényegében független a heliohosszúságtól, ami arra utal, hogy a részecskék a koronában nagy térrészt egyenletesen töltenek ki.

#### 8.5 A bomlási idő energiafüggése

A (8.5) ill. (8.6) megoldás nem tartalmaz energiától függést, a mérésekben az egyes energiasávokban a profilok logaritmikus skálán valóban gyakran közel párhuzamosak (ld. 8.1 ábra). Az energiafüggés tanulmányozásához olyan eseményeket kellett kiválasztani, ahol elegendő spektrális pont áll rendelkezésre, vagyis amelyekben elég nagy a fluxus ahhoz, hogy még a 15–25 (még inkább a 25–48) MeV-es sávban is elég hosszú sima bomlási szakasz legyen megfigyelhető. A 27 év alatt 147 eseményt sikerült kiválogatni, ezeket a CPME összes energiasávjában exponenciális függvénnyel közelíteni (*Daibog et al.*, 2010). Az így kapott  $\tau$  időállandók energiával való változására  $\tau = \tau_0 E^{-n}$  alakú hatványfüggvényt illesztettem. Az energiaintervallumok elég szélesek és sok esetben közülük csak három volt jól használható, az *n* meghatározásának hibája 0,05 körülire tehető. A 8.13 ábra az *n* kitevők eloszlását tünteti fel.



8.13 ábra. A τ időállandó energiafüggése hatványkitevőjének eloszlása 147 eseményben.

Az eloszlás Gauss-jellegű, maximuma 0,1 körül van, kissé aszimmetrikus, az n értékek többsége pozitív. Ha kissé önkényesen 3 csoportra osztjuk, akkor a középső rész (–0,15 < n < 0,15) 83 eseményében  $\tau$  gyakorlatilag az energiától független. n > 0,15 érték 54 eseményben fordul elő, ezeknél tehát a bomlási idő energiával csökken, a nagyobb energiájú profilok egyre meredekebbek. Végül n < -0,15 esetén (10 esemény) a nagyobb energiájú részecskék lefutása laposabb. Ez utóbbiak között olyan események is vannak, ahol – főként a felső energiasávban – a háttér meghatározása bizonytalan, ha nagyobb hátteret vonunk le, az illesztett időállandó kisebb lesz. Összefoglalva mondhatjuk, hogy  $\tau$  az energiától független, vagy kissé csökken az energia növekedésével. Mivel a lökéshullám körül az ESP részecskék jelenlétét nehéz kizárni, külön vizsgáltam azokat, ahol a plazmamérések nem jeleztek lökéshullám átmenetet. Abból a 21 eseményből, ahol n < -0,1 értéket kaptam, 11-ben nem volt lökéshullám átmenet, ezekre  $\langle n \rangle = -0,17$  volt, a többire pedig  $\langle n \rangle = -0,20$ , vagyis nem utal jel arra, hogy az ESP járuléka miatt kapunk negatív n kitevőt.

### 8.6 A bomlási idő változása a naptávolsággal

A szoláris részecskeesemények időbeli lefutása erősen megváltozik, ahogy az észlelési pont távolodik a Naptól. Ez elsősorban abban jelentkezik, hogy az egymást követő események gyakran összemosódnak, de a maximális fluxus is csökken az r radiális naptávolsággal  $r^{-2,7}$  és  $r^{-1,9}$  közötti mértékben (*Lario et al.*, 2006). A földközeli (IMP és ACE) 10 MeV-nél nagyobb energiájú proton méréseket az Ulysses egyidejű profiljaival összehasonlítva *McKibben et al.* (2001b) azt találta, hogy a csökkenő fázis gyakran meglepően változatlan marad 2–3 Cs.E.-ig is. *Dalla et al.* (2002) két eseményt hasonlított össze, amelyek 1 Cs.E.-nél hasonló lefutást mutattak 2–12 MeV energiájú protonoknál. Ugyanezeknek az eseményeknek az Ulysses 5 Cs.E.-nél mért profiljai viszont egymástól teljesen eltérőnek bizonyultak.

Az 1 Cs.E.-nél mért eseményeket összehasonlítottam más naptávolságban történt egyidejű megfigyelésekkel. Ehhez a Helios–1 és –2 szondák 4–27 MeV-es és az Ulysses 2–19 MeV-es protonfluxusait vetettem össze. Az összehasonlítás nem triviális, a Naphoz közeli intenzitásprofilok sokkal erősebben függenek a forrás és a megfigyelő relatív helyzetétől, emellett – főként 0,5 Cs.E.-en belül – sok kisebb esemény élesen különválik, amelyek 1 Cs.E.-nél már összemosódnak. A Heliosoknál a maximum utáni csökkenés általában gyorsabb: két–két ilyen eseményt mutat a 8.14 ábra. Az 1978. március 31-i (az ábrán az első), ill. április 7-i (második) eseményben a fler helye E26 és W11, a Helios–1-en átmenő mágneses erővonal talppontja ezekhez igen közel van (W02 és E07), a Helios–2-é pedig W25, mindkét Helios igen gyors csökkenést mutat. Az IMP–8 W65-nál csatlakozott a Napra, itt a lebomlás lassúbb. Ellenkező tendencia is előfordul, amit a 8.12 jobb oldalán látunk: az első, 1981. november 20-i fler helye W50, a Helios–1 naptávolsága 0,62 Cs.E., hosszúsága W108, a második, november 22-i eseményben pedig W125. Az látjuk tehát, hogy a hosszúságbeli effektus dominál a radiális távolságfüggéssel szemben.



8.14 ábra. Bal oldalon: az 1978-as eseményben az IMP–8 és a Helios-1/2 profiljai egymáshoz közel (0,63 és 0,55 Cs.E. között). Jobb oldalon: Helios-1 0,62 Cs.E.-nél.

A két Helios szondán (r < 0,7 Cs.E.) és az IMP–8-on egyidejűleg megfigyelt használható események száma mindössze 15 volt (*Daibog et al.*, 2001, *Kecskeméty et al.*, 2009), a többiekben vagy nem volt eléggé reguláris a profilok alakja, vagy adathézagok miatt nehézségbe ütközött a lebomlási idő megbízható meghatározása. Ezek statisztikája:  $\tau$  (1 Cs.E.) >  $\tau$  (Helios) 7 eseményben,  $\tau$  (1 Cs.E.) <  $\tau$  (Helios) 3 esetben és közel egyenlők 5 eseményben. Itt is meg kell említeni, hogy a Heliosok gyorsabb keringése miatt egy eseményen belül is gyorsan változott a fler helyétől mért szögtávolság, ami nagyban befolyásolta a profilokat.

A Naptól távolabb, az Ulysses űrszondán az 1990–2002 közt végzett mérésekben 49, 1,3 Cs.E.-nél távolabb észlelt eseményben sikerült megbízható egyeztetést találni az IMP–8 eseményeivel. A 8.15 ábrán látható, 1999. április–júniusi eseményekben egy kivétellel az Ulysses profilok laposabbak. Az események összeolvadása is jól látszik, az Ulyssesen csak 4, a Földnél viszont legalább 9 friss részecskeinjekciót lehet elkülöníteni.



8.15 ábra. Az Ulysses (4,9 Cs.E., -27° heliografikus szélesség) és az IMP–8 protonfluxusai 1999. április– júniusban.

Ahogy várható a Helios–IMP–8 összehasonlítás alapján, az Ulyssesen még kisebb jelentősége van a hosszúsági effektusnak, ahogy azt *McKibben et al.* (2001b) is kimutatta. A Naptól mért távolságra nézve a 30 MeV feletti protonok lefutásának összevetéséből 38 eseményből 34-ben volt hosszabb az időállandó az Ulysses profiljaiban, mint az IMP–8-on, 4-ben megegyeztek, de egyben sem volt rövidebb. A ~4 MeV-es protonoknál is hasonló a helyzet, 32 eseményből 26-ban volt hosszabb és csak 3-ban rövidebb a  $\tau$  értéke az Ulyssesen. Ha az esetleges heliografikus szélességi effektus kizárása céljából az Ulyssesből csak a (-10°,+10°) sávban észlelt eseményeket nézzük, és a fennmaradó 12 esetre vesszük a  $\tau$ (Ulysses) /  $\tau$ (IMP–8) arányt, akkor – elég nagy szórás mellett – alig találunk változást a naptávolsággal, bár az 5 Cs.E. környékén kapott arányok valamivel magasabbak, mint 2 Cs.E.-nél (ld. 8.16 ábra). Ha a pontokhoz egy  $\tau \propto r^{\alpha}$  alakú függvényt illesztünk, a 12 Ekliptika–közeli eseményre a Forman-formulából következő  $\alpha = 1$  értékénél sokkal lassúbb növekedés,  $\alpha \approx 0,4$  adódik. A  $\tau$  kis növekedését a naptávolsággal azonban az események



8.16 ábra. Az időállandók aránya az Ulysses és az IMP–8 méréseiben a naptávolság függvényében két energiasávban.

Összefoglalva az eredményeket, az SEP események bomlási fázisát kialakító fizikai folyamatok a következők:

(1) Diffúzió: ekkor a fluxus időbeli változása hatványfüggvény alakú:  $J \propto (4\kappa pt)^{-3/2}$ , de a  $\kappa(r)$  diffúziós együttható  $\kappa(r)$  függése olyan is lehet, ami végső soron exponenciálisra vezet (csökken az r távolsággal), vagy például ha a részecskék egy adott R határnál szabadon kiáramolhatnak (*Burlaga*, 1967).

(2) A mágneses csapda időben egyre laposodó exponenciális alakra vezet:  $\tau = t/(2+2\alpha\gamma)$ .

(3) A konvekció és adiabatikus lassulás a naptávolsággal gyorsan növekedő időállandót ad:  $\tau = 3r/2V(2+2\alpha\gamma)$ .

A heliocentrikus távolsággal való megfigyelt növekedés sem tisztán a diffúzióval, sem a Nap és a lökéshullám közötti csapda elképzelésével nem egyeztethető össze, de kvalitatíve összefér a konvekció és adiabatikus lassulás dominanciájával. A feltételezett egyenletes részecske rezervoár (*McKibben*, 1972, *Lario*, 2010) a belső Helioszférában hosszúságtól, szélességtől és radiális távolságtól független fluxusokat jósol, de ez a tároló a diffúzió, konvekció és hűlés folytán lassan disszipálódik. A ~30 MeV-nél nagyobb energiájú

protonok ezekben a folyamatokban kevésbé vesznek részt, ezt mutatja, hogy az időállandó radiális függése nagyobb energián gyengébb.

#### 8.7 Elektronok

A protonokéval azonos energiájú elektronok sebessége sokkal kisebb tömegük miatt nagyobb, emiatt elvileg inkább a  $P = cp_{\perp}/q$ -val definiált ( $p_{\perp}$  a részecske mágneses erőtérre merőleges impulzusa, q a töltése, c a fénysebesség) mágneses merevség azonos értékei mellett lenne érdemes őket összehasonlítani. Más terjedési paraméterek, így a diffúziós együttható is a merevség függvényei. A problémát az okozza, hogy pl. egy 0,35 MeV-es proton merevsége egy ~25 MeV-es elektronéval egyenlő. Az előbbi olyan alacsony energia, ahol már a fluktuációk miatt sima profil ritkán található, az utóbbi meg már olyan nagy, ahol ritkán lehet megfigyelni elég hosszú bomlási fázist, vagyis az elektronok és protonok mérhető merevségtartománya alig fedi át egymást.

Ehelyett az IMP–8 1974–2001-es adatsorozatából a jól kiértékelhető 4,6–15 MeV (protonok) és 0,5–0,8 MeV (elektronok) energiasávokat hasonlítottam össze. Az összesen 330, egyidejűleg protonoknál és elektronoknál is megfigyelt esemény közül 67-ben haladta meg a fluxus a hátteret legalább egy nagyságrenddel (*Daibog et al.*, 2009). Ezeket az 1998–2005 közötti SOHO EPHIN mérésekben újabb 88 eseménnyel sikerült kiegészíteni (4–25 MeV-es protonok, 0,25–0,7 MeV-es elektronok, *Daibog et al.*, 2010). A szórásdiagram (8.15 ábra, bal oldalon) szerint az IMP–8-on mért SEP események mintegy felében a  $\tau_e$  és  $\tau_p$  elektron és proton időállandók 25%-on belül megegyeztek. Az ezen a határon kívül eső pontok többsége, 30-ból 21 esetében a proton időállandó kisebb. A SOHO mérésekből 22 nagyméretű eseményt választottam ki, amelyekben a 4–8 MeV-es protonfluxus meghaladta a 10 részecske /(cm<sup>2</sup> s sr MeV) határt. A 8.17 ábra jobb oldali panelja hasonló képet mutat, itt is enyhe többségben vannak a  $\tau_e > \tau_p$  események.



8.17 ábra. A lebomlási állandók összehasonlítása az IMP–8 (balra, 4,6–15 MeV energiájú protonok és 0,5–0,8 MeV-es elektronok) és a SOHO méréseiben (jobbra).

Általában kijelenthetjük, hogy ha egy eseményen belül hasonlítjuk össze az elektronok  $\tau_e$ és a protonok  $\tau_p$  időállandóját azonos részecskeenergiánál, akkor találunk mind  $\tau_e > \tau_p$ , mind pedig fordított relációt, a hosszú eseménysorozatokban azonban az elektronok időállandója mindig nagyobb. A  $\tau_e = \tau_p$  eset arra utal, hogy a mágneses irregularitások méret szerinti eloszlásában (teljesítményspektrumában) a protonok és elektronok rezonáns hullámszáma ugyanolyan súllyal szerepel. A lassúbb elektron bomlás, azaz  $\tau_e > \tau_p$  az elektronoknak a bolygóközi térben történt további gyorsulását, vagy effektívebb visszatartását jelzi. Figyelembe kell vennünk az is, hogy a 0,5 MeV energiájú elektronok már csaknem relativisztikusak, tehát a Forman-formulában szereplő  $\alpha$  értéke ~2, míg 5 MeV-es protonoknál csak ~1,5, ebből azonban ( $\gamma = 3$  esetén)  $\tau_p$ -nek kellene nagyobbnak lennie 25%-kal.

### 8.8 Numerikus szimuláció

A (6.1) Parker-egyenlet a  $\kappa$  diffúziós együttható r függésének speciális eseteire analitikusan megoldható. Ha az egyenletben csak a diffúziós tagot tartjuk meg és  $\kappa \propto r^2$ , vagyis  $\beta \rightarrow 2$ , akkor exponenciális csökkenés adódik:  $\tau = 4r^2/9\kappa$ . A Naptól kifelé haladva azonban az erővonalak egyre inkább azimutálissá válnak, ez a radiális diffúziót gyengíti, sőt,  $\kappa_{rr}$  még kifelé haladva csökkenhet is annak ellenére, hogy a  $\kappa_{\parallel}$  párhuzamos komponens növekszik. Az időfüggő, anizotróp diffúziót, konvekciót, adiabatikus lassulást és lökéshullám gyorsítást figyelembe véve gömbszimmetrikus esetre az Ekliptika közelében az egyenlet numerikusan aránylag egyszerűen megoldható (Kecskeméty et al., 2009, a szimulációs számításokat Kóta József végezte). Impulzív részecskekibocsátást feltételezve a forrástag  $Q = p^{-G} \delta(t) \delta(r-r_0)$ , ahol p a részecske impulzusa és  $r_0$  a Nap sugara (G = 8, azaz  $\gamma = 3$ feltételezéssel), a radiális diffúziós együtthatót  $\kappa_{rr} = \kappa_{\parallel} \cos^2 \phi + \kappa_{\parallel} \sin^2 \phi$  alakba írva (ahol  $\phi$ a mágneses térnek a radiális iránnyal bezárt szöge,  $\kappa_{\parallel}$  a mágneses térrel párhuzamos komponens) és feltéve, hogy  $\kappa_{\parallel}$  független *p*-től,  $\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp} = 0,01$  esetén ( $\kappa_{\perp}$  a mágneses térre merőleges diffúziós együttható) a 8.18 ábrán látható a  $\tau$  változása időben. Itt a  $\kappa_{\parallel}$  állandó eset szerepel (a közepes párhuzamos szabad úthosszat  $\lambda_{\parallel} = 0.25$  Cs.E.-nek választva), de a  $\kappa_{\parallel} \propto r$  eset is nagyon hasonló eredményt ad.

Az időprofilok alacsony energián állnak legközelebb az exponenciálishoz, a  $\tau$  értéke a lökéshullám előtt közelítőleg állandó, mögötte az energiával növekszik. Ennek oka az, hogy a spirális mágneses tér felcsavarodása miatt a részecskék sokáig bezárva maradnak véges távolságban a Naptól. A megfigyelések azonban általában nem mutatják  $\tau$ -nak az energiával való növekedését a lökéshullám mögött. Ha figyelembe vesszük a magasabb szélességek felé történő áramlást, ez – főként nagyobb energiánál – csökkenti  $\tau$  értékét. A Naptól távolabb a szimuláció az exponenciálishoz közelebb álló profilokat eredményez,  $\tau$  értéke pedig. közelebb esik a Forman-formuláéhoz. Az energiától való függés és a radiális változás is gyengébb,  $\tau \propto r^{\alpha}$  alakban írva  $\alpha \approx 0,2$ -t eredményez.

dc\_356\_11



8.18 ábra. A numerikus szimulációval kapott időprofilok 1 Cs.E.-nél három különböző energiánál  $\lambda_{\parallel} = 0,25$  Cs.E. és  $\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp} = 0,01$  esetén. A fluxusok a lökéshullám érkezésének időpontjához (60 óra) vannak normálva.

#### 8.9 Eseménysorozatok

Az egymást követő szoláris energikus részecskeesemények megjelenési ideje, forrásuk helye és az intenzitás időbeli profiljai általában egymástól függetlenek. A SEP események bomlási fázisa azonban néha hosszabb egymást követő események során is meglepően hasonló marad. Egy kivételesen hosszú homogén eseménysorozatot detektált a Föld körül keringő Prognoz-1 műhold 1972-ben (8.19 ábra, *Vernov et al.*, 1973, *Daibog et al.*, 2003b).



8.19 ábra. A Prognoz–1 műholdon mért alacsony energiájú proton és elektronfluxusok 1972. április–júniusban.

A 3 és fél hónap alatt megfigyelt 9 esemény során a lebomlási idők alig változtak, az átlagos érték 16,5 óra volt. Ezt azt jelenti, hogy ebben a hosszú időszakban, ami az 1972. augusztus 4-i és 7-i nagy flereket megelőzte, nem voltak erős zavarok az interplanetáris közegben és az az egyes kisebb események után gyakorlatilag ugyanabba a kvázistacionárius állapotába tért vissza.

Az 1971–2001 közötti időszakban a Prognoz 1 és 2, az IMP–5 és 8, a Helios–1 és –2, a VEGA, GRANAT és a SOHO méréseiben 40 hosszú eseménysorozatot sikerült azonosítani (8.1 táblázat, *Daibog et al.*, 2003b). A Heliosok 0,3 és 1, a VEGA 0,7 és 1 Cs.E. között végzett méréseket, a többi űrszonda a földpálya közelében. A kiválasztási kritérium az volt, hogy az egyes események között az időállandó eltérése ne legyen 20%-nál több. Az egyes kiválasztott időszakok hossza 5 és 108 nap, a bennük észlelt a SEP események száma 2 és 9 között volt, a időállandó pedig 5 és 50 óra között 1–15 MeV-es protonokra. A 8.2 táblázat megadja az eseménysorozatok főbb adatait.

Időszak	űrszonda,	Ν	$\Delta T$	τ (óra)	naptávolság	helio-
kezdete	energia (MeV)		(nap)		(Cs.E.)	hosszúság
1971.04.02	IMP-5 0,9-1,5	9	108	$11,2 \div 24,0$		
1972.04.20	P-1,-2 1,0-5,0	9	101	$14,6 \div 24,2$		
1974.12.22	H-1 4 – 13	3	16	$11,0 \div 14,0$	0,95	$-7^{\circ}$
1976.03.16	IMP-8 4-12,5	3	15	$40,0 \div 42,0$		
1978.04.01	H-1 4 – 13	5	23	$7,0 \div 10,0$	0,6	$-60^{\circ}$
1978.06.11	IMP-8 4-12,5	2	10	$22,0 \div 23,0$		
1978.07.14	IMP-8 4-12,5	2	14	$23,0 \div 24,0$		
1979.02.27	H-1 4 – 13	2	6	$13,7 \div 14,5$	1,0	$-60^{\circ}$
1979.02.18	H-2 4 – 13	4	25	$12,5 \div 19,0$	1,0	-15°
1979.06.04	IMP-8 4-12,5	6	61	$15,0 \div 18,0$		
1979.07.07	IMP-8 >4	3	46	$17,5 \div 22,0$		
1979.08.05	H-1,-2 4 – 13	2	18	$16,5 \div 19,0$	H1 0,9	H1 120°
					H2 0,9	H2 170°
1979.11.06	IMP-8 4,6-15	5	19	$12,0 \div 17,0$		
1980.05.27	H-1 4–13	7	14	4,0 ÷ 8,5	0,4	-30°
1980.07.19	IMP-8 4-12,5	2	12	$22,0 \div 22,5$		
1980.08.02	IMP-8 4,5-15	6	45	$33,5 \div 38,0$		
1980.12.01	IMP-8 2-4,6	5	26	$17,0 \div 18,0$		
1981.05.12	H-1 4–13	3	8	$11,5 \div 13,0$	0,7	$-100^{\circ}$
1981.07.02	IMP-8 4,5-15,0	3	33	$31,0 \div 37,5$		
1981.08.28	IMP-8 4,5-15,0	3	32	$48,0 \div 53,0$		
1981.11.16	IMP-8 4,5-15,0	2	11	7,3 ÷ 7,6		
1981.11.24	H-1 4–13	3	24	13,5 ÷ 16,0	0,7	80°
1981.12.09	IMP-8 4,5-15,0	2	4	9,0 ÷ 12,0		
1982.01.03	IMP-8 4,5-15,0	2	14	18,0 ÷ 19,3		
1982.06.03	H-1 4–13	3	9	$7,0 \div 10,8 \pm 1$	0,6	-120°
1982.07.10	H-1 4–13	3	20	15,0 ÷ 19,0	0,5	-105°
1983.05.12	IMP-8, > 4	4	5	9,0 ÷ 13,0		
1984.02.16	IMP-8, > 4	2	8	17,7 ÷ 17,7		

1986.01.19	VEGA 4,5–13	3	25	13,2÷15,6
1990.03.31	GRANAT 1-20*	5	60	20,0÷24,5
1990.08.06	GRANAT 1-20*	2	15	20,0 ÷ 23,0
1991.03.25	GRANAT 1-20*	2	15	36,5 ÷ 38,0
1991.05.13	GRANAT 1-20*	6	37	10,0 ÷ 12,0
1992.11.24	GRANAT 1-20*	3	15	11,8 ÷ 12,5
1997.10.07	SOHO 0,7-6	4	27	10,5 ÷ 15
1997.11.05	IMP-8 4,6-15,0	2	4	$15,0 \div 18,0$
1998.01.19	SOHO 0,7-6	3	18	$12,5 \div 14,5$
1998.10.21	SOHO 0,7-6	4	32	11 ÷ 15,5
1999.05.27	SOHO 0,7-6	2	12	18 ÷ 20
2001.04.12	IMP-8 4,6-15,0	3	7	11,7 ÷ 14,5

8.1 táblázat. Az eseménysorozatok adatai. N az események száma egy sorozaton belül.

Definiálhatjuk a szektorok homogenitásának feltételét szigorúbban olyan módon, hogy az exponenciális bomlási fázis  $\tau$  karakterisztikus időállandója az egymás után következő eseményekben adott energiájú részecskékre 5%-on belül változatlan legyen. Megkövetelhetjük az exponenciálist jól megközelítő profilt is. Az IMP–8 CPME detektorának 4,6–15 MeV-es proton és 0,5–0,8 MeV-es elektron (1974–2001) és a SOHO EPHIN 4,3–7,8 MeV-es proton, ill. 0,25–0,7 MeV-es elektron adatait (1996–2009) felhasználva 32 eseménysorozatot sikerült azonosítani, amelyek ennek a feltételnek megfeleltek. A bomlási fázis napokban mért  $\Delta$ t hossza megfeleltethető a megfigyelő által a heliografikus hosszúságban végigpásztázott szektor szélességének:  $\Delta \phi = \Delta t \cdot 13.3^{\circ}$ .



8.20 ábra. Hosszú exponenciális bomlási fázisú SEP események elektron- és proton profiljai.

A 8.20 ábra a bal oldalon egy rendkívül hosszú exponenciális eseményt mutat, ahol a protonok és elektronok időállandója megegyezik ( $\approx 60$  óra). A jobb oldalon két egymást követő elektron eseményben az időállandók viszont erősen eltérnek: 52 és 25 óra. Az invariáns időállandójú eseménysorozatok eloszlása (8.21 ábra) azt mutatja, hogy a

homogén szektorok leggyakoribb hosszúsági szögkiterjedése 45–90° (az egyes eseményeknél ~15°). Egyes esetekben a szektor közel 180°-ra, sőt egy teljes naprotációra is kiterjedhet. Ez a megfigyelés azt jelzi, hogy a belső Helioszféra 1 Cs.E. körüli tartományának jelentős részében a mágneses tér fluktuációi hosszú időn át kvázistacionárius jellegűek lehetnek és/vagy eleget tesznek annak a feltételnek, hogy több, egymástól független mechanizmus, mint a konvekció, diffúzió és adiabatikus lassulás megfelelő kombinációja stabil legyen és invariáns időállandót eredményezzen (*Daibog et al.*, 2004). Ezek a körülmények a SEP eseményekben történt részecskekibocsátások után néhány nappal jönnek létre, tehát feltételezhetjük, hogy itt az interplanetáris közeg valamilyen értelemben vett "alapállapotába" áll vissza.



8.21 ábra. A homogén eseménysorozatok számának eloszlása a lefedett szektorok szélessége szerint.

### 9. Összefoglalás

A naptevékenység átlagosan 11 éves ciklusa nem annyira két szélső állapot közötti váltakozásban nyilvánul meg, inkább egy egyenletes energiatermelésre szuperponálódnak rövid idejű jelenségek, amelyek az aktivitás maximumában sokkal gyakoribbak. A plazma mozgása által keltett erős mágneses terek visszahatnak a töltött részecskék mozgására, ez a kölcsönhatás látványos és hatalmas energiákat felszabadító jelenségeket eredményez. A Nap aktivitása erősen fluktuáló folyamatokból áll nagy csúcsokkal és mély lyukakkal. Ezekben a folyamatokban a töltött részecskék a napszél termikus egyensúlyban levő plazmájáénál sokkal nagyobb energiára képesek felgyorsulni. A szoláris eredetű, illetve a bolygóközi térben végbemenő további gyorsítási folyamatok során energiát nyerő helioszférikus töltött részecskék fluxusai ugyancsak igen nagy fluktuációkat mutatnak. Ezek a fluktuációk az energiaspektrum 1–10 MeV/n körüli minimuma körül a legnagyobbak, a nyugodt időszakok fluxusát nagy szoláris energikus részecskesemények során akár 8 nagyságrenddel is meghaladhatják.

A belső Helioszférában töltött részecskék igen alacsony és igen nagy fluxusai is fontos információt hordoznak. Az igen gyorsan végbemenő, nagy fluxusnövekedésekből, amelyek flerekhez, koronakitörésekhez, vagy a bolygóközi térben terjedő lökéshullámokhoz kapcsolódnak – jó mágneses összeköttetés esetén – optikai megfigyelésekkel egyeztetve következtetni lehet a forrásokra. Az átlagosan 400–600 km/s sebességű napszélben a protonok átlagos energiája 1 keV körül van, itt a fluxus változékonysága kicsi. A termikus energia fölötti, ~10 keV–1 MeV energiájú szupratermális ionok fluxusa már sokkal változékonyabb, 1 MeV/n-nél alacsonyabb energián a mágneses tér turbulenciái, ill. a Föld közelében a magnetoszféra is jelentős járulékot ad. A legnagyobb fluktuációkat a még nagyobb energiájú, 1–100 MeV-es energikus részecskék (az angol nyelvű irodalomban *energetic particles*) fluxusai mutatják. Mintegy 10 MeV/n energia fölött a galaktikus eredetű és anomális kozmikus sugárzás állandóan jelen van, alacsony naptevékenység esetén dominálnak, fluxusuk alig változik.

A galaktikus kozmikus sugárzásnál kisebb energiájú részecskék esetében még nyugodt Nap idején sem egyértelmű, hogy létezik-e egy állandó háttér-populáció. Némileg önkényesen definiálható egy alsó határfluxus, amely azonban lehet, hogy csak az állandó szoláris és helioszférikus aktivitás alsó határát jelenti. A magnetoszférán túl működő űrszondák segítségével nemcsak az elektromágneses sugárzás, hanem a töltött részecskék széles energiaspektrumának megfigyelésére van lehetőség. A szoláris–helioszférikus és a galaktikus populációk közötti átmeneti energiatartományban nyugodt naptevékenységi időszakban még a leggyakoribb protonok fluxusa is igen alacsony.

Az űrszondák fedélzetén töltött részecskék detektálására szolgáló berendezések mérete igen kicsiny, érzékeny felületük legfeljebb néhány cm<sup>2</sup>. Nagy szoláris részecskeeseményeknél, vagy a földi sugárzási övekben, ahol a fluxusok 5–6 nagyságrenddel is megemelkednek, ez még előnyös is, mivel ha minden egyes bejövő részecskét analizálunk, a berendezésnek nagy információmennyiséget kell feldolgoznia a fedélzeten és továbbítania a Földre. Az információval kapcsolatos nehézségek jelentősége ma már kisebb, a fluxusok hatalmas dinamikája azonban most is korlátot jelent. Nagy fluxusoknál ezen úgy segítenek, hogy nem mindegyik részecske összes adatát tárolják, hanem csak a beütésszámokat

meghatározott energiaintervallumokban. A detektorok kis mérete miatt azonban naptevékenységi minimumban alig van mit detektálni: az energiaspektrum minimuma közelében naponta akár 1, vagy annál is kevesebb protont lehet észlelni egy–egy energiasávban. A statisztika igen alacsony, a néhány napnál rövidebb időbeli változások mérése eleve reménytelen. Ezen az segíthetne, ha sokkal nagyobb méretű és nagyon stabil hátterű detektorokat lehetne a Helioszféra minél több pontján elhelyezni. Ez a feladat egyelőre a távoli jövőbe csúszik.

Célom elsősorban a Helioszférában terjedő nagyenergiájú töltött részecskék – főleg 10 keV –100 MeV energiájú ionok – forrásainak felderítése, gyorsítási és terjedési mechanizmusainak megértése volt a naptevékenység nyugodt időszakaiban. Ebből a célból az ionok energiaspektrumát, a Helioszférában történt észlelés helyétől (a Naptól és az ekliptikától mért távolságtól) való függését, alacsony energián a tömeg szerinti összetételt vizsgáltam. A téma a kutatások fősodrától kissé távol esik egyrészt azért, mert az aktív folyamatok során történő részecskekibocsátás, terjedés a nagy fluxusok révén pontosabban mérhető, a forrásai könnyebben azonosíthatók, optikai és mágneses mérésekkel könnyebb korrelációt találni. Ezzel szemben a nyugodt időszakok alacsony fluxusainál problematikus az instrumentális és más fizikai eredetű háttér leválasztása a "valódi" részecskékről, a kis eseményszám pedig statisztikai nehézségeket okoz még a protonoknál is, a ritkább elemekről, izotópokról nem beszélve. Ez a lehetőségeket erősen behatárolja, de a nyugodt időszakok megértésének fontossága indokolja, hogy minél több információt próbáljunk szerezni a meglevő mérések minél teljesebb feldolgozásával.

A Nap sohasem teljesen nyugodt és sohasem teljesen aktív, de elkülöníthetők nyugodt időszakok, amikor a Napon nem, vagy alig észlelhetők aktív jelenségek és nagyenergiájú töltött részecske kibocsátás. Ezért szükség van a nyugodt időszakoknak az eddiginél pontosabb definíciójára. A korábban használt "nyugodt napi időszakok" koncepciója egyes publikációkban alacsony fluxusszintet, másokban emellett alacsony fluktuációszintet, vagy alig változó szoláris és helioszférikus paramétereket is jelentett. Egy elfogadott általános feltétel szerint a nyugodt időszakokban a flerekből, koronakitörésekből, együttforgó kölcsönhatási tartományokból, interplanetáris lökéshullámokból és bolygók fejhullámából származó részecskék nem figyelhetők meg. Alacsonyabb energiáján azonban ezeket nem mindig lehet megkövetelni, ezért a fluxusokra pontosabb kritériumokat érdemes kiszabni. Abból a célból, hogy a maximális naptevékenység időszakát össze lehessen hasonlítani a ciklus minimumával, ezt a definíciót továbbfejlesztettem úgy, hogy egy 27 napos szoláris szinodikus perióduson belül a legkisebb átlagos fluxust választottam ki, amelynek hossza legalább 1 nap, amely során a fluktuációk nem haladják meg az 50%-ot. Az 1 MeV/n-nél kisebb energiájú ionoknál ehhez még megköveteltem azt is, hogy a fluxus meghatározott értéket ne lépjen túl, illetve a szoláris részecskeesemények maradványainak kizárására proton és hélium arány meghatározott érték alatt legyen.

Az eddigi, nagyjából az 1960-as évek második fele óta a Föld körül és a bolygóközi térben űrszondák segítségével folyó, energikus töltött részecske mérések során igen nagy adathalmaz gyűlt fel. Ezek döntő része olyan, félvezetőket tartalmazó részecsketeleszkópok méréseiből származik, amelyek csak 1 vagy 2 detektorból állnak, kis méretűek, és instrumentális hátterük jelentős. Ha tehát az alacsony fluxusokat akarjuk megbízhatóan meghatározni, akkor kritikus probléma a háttér és a valódi fluxusok szétválasztása. Ehhez nem elég a beütésszám (*rate*) információ, hanem szükség van az észlelt részecskék által az

egyes detektorokban keltett impulzusok magasságainak értékére is, amelyet általában regisztrálnak, de nem mindig küldenek le a Földre. Meglepő, de sajnos még a leküldött adatokhoz való hozzáférés sem triviális. Az újabb méréseknél az archiválás ugyan már megoldott, a 20-30 évvel ezelőtti, vagy annál régebbi adatok egy része azonban elveszett, vagy csak a nyers adatokat lehet megtalálni (esetenként már csak mágnesszalagokon), a feldolgozási algoritmusokat nem. A Helios, az Ulysses és a Voyager megfelelő időszakokban mért adatait és feldolgozási programjait az egyes műszerekért felelős kutatóktól így is külön kérésre kaptam meg. Ezek felhasználásával a két detektoros teleszkópok hátterének leválasztására és az alacsony valódi fluxus meghatározására az impulzusmagasságok mérésén alapuló új, iterációs módszert dolgoztam ki. Ez az algoritmus az eddigieknél megbízhatóbb, és általában alacsonyabb értékeket ad. A módszert a SOHO szondán működő COSTEP EPHIN és ERNE berendezések adatfeldolgozására fejlesztettem és próbáltam ki, majd a Helios-1 és 2, az Ulysses és a Voyager szondák hasonló méréseire is alkalmaztam. Egy csaknem azonos időszakban EPHIN méréseket feldolgozó korábbi munkával való összehasonlítás azt mutatta, hogy az alkalmazott módszer hatékonyabban küszöböli ki a 10 MeV alatti hátteret.

Meghatároztam a Föld és a Nap között keringő SOHO űrszonda EPHIN és ERNE műszerének az 1996–97-es naptevékenységi minimum során mért igen alacsony protonfluxusait a 4,3–22, ill. az 1,5–12 MeV közötti energiasávokban. A kapott, valódi (instrumentális háttértől mentes) fluxusok az eddigi, Föld körüli méréseknél (IMP–8) alacsonyabb értékeket adtak, az energiaspektrum alakja hasonló. Az EPHIN esetében összehasonlítottam a teljes teleszkópokra és a kisebb geometriai tényezőjű és így gyengébb statisztikájú, de kisebb hátterű párhuzamos detektorszegmensekre kapott fluxusokat is, ezek a statisztikus hibahatáron belül megegyeztek, de a spektrum a széles-szögű elrendezésnél kissé laposabb. Az EPHIN és ERNE eredmények közötti eltérést az ERNE teleszkóp nem tökéletes antikoincidencia védelme okozza. Összehasonlítottam az EPHIN 1996-97-es és a következő minimum idején, 2006-2009-ben mért legalacsonyabb spektrumait, az utóbbi, negatív mágneses polaritás idején mért spektrumok 2-3-szor alacsonyabbnak bizonyultak.

Az ugyancsak a Föld körül keringő IMP–8 CPME detektora esetében nem álltak rendelkezésre impulzusmagasság adatok. Itt egy általam kidolgozott új módszerrel, a 100 MeV fölötti energián végzett egyidejű mérésekkel kapott korreláció alapján sikerült becslést adnom az áthatoló sugárzás által keltett szekunder részecskék járulékára, és ezzel igen alacsony szoláris–helioszférikus eredetű fluxusokat kapnom. Ilyen módon sikerült összehasonlítanom két, egymást követő naptevékenységi minimumot, az 1985–87-es negatív Nap polaritás során észlelt fluxusok alacsonyabbnak bizonyultak, mint az előző, pozitív ciklus fluxusai.

Az 1974-ben és 1976-ban felbocsátott Helios űrszondák első alkalommal végeztek hosszú idejű méréseket a bolygóközi térben a Naphoz 1 Cs.E.-nél közelebb, a Vénusz pályáján belül pedig gyakorlatilag azóta sem történt ilyen mérés. Az energikus részecskéket detektáló E6 Kiel kísérlet műszere is igen stabil volt, az általa szolgáltatott adatsorozat unikális. A két űrszonda alacsony protonfluxusainak szisztematikus kiértékelését első alkalommal végeztem el a 4–27 MeV energiatartományban. Korábban csak egy fél éves időszakra határozták meg a fluxusokat impulzusanalízis alapján, de sokkal egyszerűbb módszerrel, ami nem tette lehetővé a teljes háttér levonását. A feldolgozást a Heliosok teljes, az 1975–77-es minimum során gyűjtött használható méréseire elvégeztem. A két

Helios egy időben különböző térbeli pontokban kapott energiaspektrumai jól egyeznek, a Naphoz közelebb 10 MeV fölött kilaposodnak, a távolság növekedésével egyre meredekebbek, de 15 MeV körül minimummal rendelkeznek. Meghatároztam az egyes energiasávokban mért fluxusoknak a naptávolságtól való függését. Ez unikális információ, amelyet eddig nem vizsgáltak és az ellenőrzésére a Solar Orbiter 2018-ra várt felbocsátása előtt nem is lesz lehetőség. A radiális profilok szerint a fluxusok a Naphoz legközelebbi szakaszon, 0,3 és 0,4 Cs.E. között a legmagasabbak, kifelé haladva mintegy 0,6 Cs.E.-ig csökkennek, majd újra emelkednek. A talált szignifikáns változás a Naptól mért radiális távolsággal arra utal, hogy a legnyugodtabb időszakokban megfigyelt legalacsonyabb fluxusok szoláris eredetűek, a Nap a MeV feletti energiájú protonok állandó forrása még észlelhető aktivitás hiánya esetén is. A napközeli negatív gradiens sejteti egy olyan populáció létezését, amelynek sűrűsége csökken a Naptól való távolsággal, valamint egy másik interplanetáris eredetűét, amelyet az együttforgó kölcsönhatási tartományok által gyorsított, a külső Helioszférából befelé áramló részecskék alkotnak.

Az 1990 és 2009 között működött Ulysses szonda egy másik unikális méréssorozatot produkált, amely a belső Helioszféra 1,4 és 5,4 Cs.E. közötti magasabb szélességű tartományait derítette fel. A szonda 20 éves élettartama alatt két napaktivitási minimumban is sikerült elvégeznem az alacsony energiájú alacsony fluxusok analízisét, ilyen módszeres vizsgálat korábban nem történt. A talált nyugodt időszakok 1994–97-ben a pálya <sup>3</sup>/<sub>4</sub>-ét, 2006–07-ben is több, mint a felét lefedik, szélességben pedig a teljes (-80°, +80°)-os intervallumot. Ennek köszönhetően sikerült az energiaspektrumnak nemcsak a radiális, de szélességfüggését is kimutatnom. A radiális profilban minimumot találtam 2 és 4,5 Cs.E. között, de a 2 Cs.E. körüli rendkívül alacsony fluxusokat részben a szélességi effektus okozza. Ha csak az ekliptika-közeli tartományt vettem figyelembe, akkor a radiális profil minimuma sokkal kevésbé látszik.

Ennél is érdekesebb a szélességfüggésben felfedezett profil: -45 fok déli és 30 fok északi heliocentrikus (az Ekliptikára vonatkoztatott) szélesség között a fluxusokban egy kb. 1 nagyságrenddel magasabb "talapzat" mutatkozik. Ez nagyjából megfelel a lassú napszél övnek, de a helioszférikus áramlepelnek is. A talált, mintegy 7-8 foknyi eltolódás a déli félgömb felé mindkettőben kimutatható, azonban jóval nagyobb, mint amit az áramlepelnél a mágneses térből látható. Másrészt a lassú napszél öv mindig a pozitív polaritású félgömb irányában tolódik el, szemben az alacsony fluxusokban észlelt, mindkét polaritásnál déli irányú eltolódással. A szélességi effektus arra utal, hogy a lassú napszél övben az állandóan jelenlevő együttforgó kölcsönhatási tartományok a fő forrásai a megfigyelt ionoknak, magasabb szélességeken ezek eltűnnek. A pólusok közelében a fennmaradó, rendkívül alacsony fluxusokban radiális gradienst nem lehet kimutatni.

A két Voyager szonda egyedisége abban áll, hogy eddig – a Pioneer szondák mellett, de tovább működve – a legmesszebb jutottak a Naptól. Itt is elsőként elemeztem az alacsony aktivitáshoz kapcsolódó ionfluxusokat. Megmutattam, hogy az energiaspektrumok kifelé haladva 2 és 80 Cs.E. között egyenletesen változnak, 2 és 10 MeV közötti szakaszuk kb. 50 Cs.E.-től ellaposodik, sőt, 2 MeV fölött emelkedővé válik. Megmutattam, hogy, egyesítve az Ulyssesnek alacsony szélességeken mért adataival, a protonfluxusok a radiális távolsággal 1 és 5 Cs.E. között kissé csökkennek, ezt ~20–30 Cs.E.-ig egy nagyobb negatív gradiens követi. Ezután kifelé haladva mintegy 60 Cs.E.-ig egy lapos szakaszt találtam, ezután a Voyager–1 fluxusa 3 MeV fölött kissé emelkedik (valószínűleg az anomális

protonok megjelenése miatt), de ezt a Voyager–2 fluxusaiban nagy fluktuációk miatt nem lehet látni. Összehasonlításként egy másik műszer adataiból meghatároztam az alacsonyabb, 0,5–2 MeV-s protonok fluxusaiból a radiális gradiens értékét, a két adatsor jól összefér.

A Helios, IMP–8, SOHO, Ulysses és a Voyager szondák együttes adatai alapján első ízben sikerült meghatároznom az alacsony fluxusok 0,3 és 85 Cs.E. közötti radiális profilját. A radiális távolság szerinti változás alapján a három populáció jelenlétét valószínűsítettem. A belső Helioszférában, 1,5, esetleg 5 Cs.E. távolságon belül a kismértékű negatív gradiens egy szoláris komponensre utal, ami eredhet mikroflerekből. A 20 Cs.E.-nél kívül kimutatott konstans intenzitás feltehetően az együttforgó tartományok miatt alakul ki, amelyek a külső Helioszférában összetorlódva globális összeolvadt kölcsönhatási tartományokat (*global merged interaction regions*, GMIR) hoznak létre. Ezek állandóan kölcsönhatnak a korábbi szoláris események és adiabatikusan lelassult galaktikus részecskék populációival és gyorsítják őket. A harmadik populáció a ~50 Cs.E.-en túl feltehetően a már 10 MeV fölött korábban kimutatott anomális protonokat jelenti.

Az aktív területekről származó ionok energiaspektruma néhány MeV alatti energián jól közelíthető hatványfüggvénnyel, melynek spektrális kitevője szoláris energikus részecskeesemények idején átlagosan -3. A spektrum 20-30 MeV fölötti, döntően galaktikus eredetű ága ugyanakkor lineárisan nő az energiával. Az IMP-8 rendkívül hosszú, 1973 és 2001 közötti homogén mérési sorozatát felhasználva sikerült bizonyítanom, hogy a naptevékenység nyugodt időszakaiban a protonok energiaspektruma ~1 és 100 MeV között jól leírható a  $J(E) = AE^{\gamma} + CE$  három paraméteres függvénnyel, egy szoláris– helioszférikus és egy galaktikus komponens összegeként. Korrelációt találtam a 100 MeV feletti energiájú protonfluxus és az alacsony energiájú protonok fluxusának alsó burkológörbéje között, ez azt valószínűsíti, hogy a 10 MeV körüli fluxus valódi része kisebb, mint az instrumentális háttér. Meghatároztam az A,  $\gamma$  és C paraméter, valamint az energiaspektrum minimumhelyének változását a naptevékenységi ciklusok folyamán. Kimutattam, hogy a γ spektrális meredekség napaktivitási minimumban valamivel nagyobb, mint a többi időszakban, a teljes ciklusra vett eloszlás pedig két, a maximumra, ill. a minimumra jellemző érték körül csoportosul. Az Emin spektrális minimum energia alacsony naptevékenységnél 10 MeV alatt van, ez maximumban 50 MeV fölé emelkedik. Az IMP-8 mindhárom, általam analizált műszere egybehangzóan azt mutatta, hogy az 1985-87-es aktivitási minimumban a protonok fluxusai 1 és 40 MeV közötti széles energiasávban 2-3szor alacsonyabbak voltak, mint az előző minimumban.

Az IMP–8, a Helios és a Voyager űrszondák adatainak felhasználásával megmutattam, hogy az energikus részecskék fluxusaiban nemcsak az együttforgó kölcsönhatási tartományok (CIR) nagyobb fluxusai rendeződnek hosszú élettartamú struktúrákba, hanem az alacsony fluxusok is, ezeket árkoknak neveztem el. Bennük a mágneses tér a környezetükhöz képest gyengébb, a proton–hélium arány alacsony. A főként gyenge naptevékenységnél felismerhető visszatérő igen alacsony fluxusú árkoknak az ekliptika síkjában mért szélessége elérheti a 60–90 fokot, egészen 10 Cs.E.-ig követhetők. Az árkok létét azzal magyaráztam, hogy CIR-ek által gyorsított részecskék egy igen alacsony, stacionárius háttérre szuperponálódnak.

A korábban említett paraméteres felbontást egy 4. paraméterrel kiterjesztve vizsgáltam a magasabb energiájú, galaktikus eredetű protonok energiaspektrumának alsó részét. A

modulációval foglalkozó publikációkban szokásos feltevés, amely szerint a 10 MeV alatti energiatartományban, pontosabban az  $E \rightarrow 0$  adiabatikus határesetben a függés lineáris, vagyis a spektrum meredeksége 1. Ez a modulációs egyenletek egyszerű feltevések mellett érvényes erőtér (force field) megoldásán alapul. Az IMP-8 1974 és 2001 közötti mérései alapján 138 spektrumot értékeltem ki iterációs eljárással és megmutattam, hogy a spektrumokhoz legjobban illeszkedő függvény szerint a valódi kitevő ennél szignifikánsan nagyobb, értéke  $v = 1.31 \pm 0.13$ . Az összes 603 nyugodt napból 578 napon haladta meg a meredekség értéke a lineárist. Kimutattam a kitevő időben történő, a naptevékenységgel összefüggő változását. A v spektrális index becsült értékeinek eloszlását összehasonlítva a naptevékenységi maximum és minimum időszaka között erős eltérést találtam: amíg a napciklusok maximuma közelében az eloszlás ~1,2-nél tetőzik, a minimális aktivitású időszakokban ez az érték v ≈ 1,35. Kicsi, de szignifikáns eltérést találtam a helioszférikus mágneses tér polaritása szerint is, bár az átlagértékek közelítőleg megegyeznek, a negatív polaritású ciklusokban v eloszlása szélesebb. Megmutattam, hogy a külső Helioszférában jellemző v > 1 spektrális kitevő 1 Cs.E. környékén is létrejöhet, ha az ionok radiális diffúziós együtthatója elég kicsi. Ezt korábban nem fizikainak tekintették, de csak befelé irányuló konvekciót jelent, amelyet a nagyobb energiájú ionok kifelé áramlása kompenzál.

Az 1 MeV fölötti energikus protonok vizsgálatát kiterjesztettem az alacsonyabb energiájú, szupratermális (40 keV/nukleon és 1 MeV/nukleon közötti) szén-, oxigén- és vas ionokra. A nagyobb, ill. kisebb első ionizációs potenciállal rendelkező ionok aránya (pl. Fe/O) a forrás helve szerint erősen különbözik. Korábbi vizsgálatok szerint a nagyobb és kisebb első ionizációs potenciállal rendelkező ionok aránya változik a napciklus folyamán. Ezt az analízist továbbfejlesztettem a korábbi fejezetekben alkalmazott nyugodt időszakok fogalmát az alacsonyabb energiájú ionokra adaptálva, a nagyobb fluxusok miatt lehetővé vált szigorúbb kritériumokkal. Három földközeli űrszonda méréseiből meghatároztam a Fe/O és C/O arányokat. Míg két magas első ionizáció potenciálú elem, a szén és oxigén aránya nem mutatott szisztematikus változást a napciklus folyamán, a Fe/O erősen változott és eloszlásukban sikerült három, jól elkülönülő populációt kimutatnom, míg a C/O értékek Gauss-eloszlásúak. A három csoport rendre megfelel a napszélben, a napkoronában, ill. a flerekben észlelt Fe/O arányoknak. Azt találtam, hogy erős napaktivitásnál mind a koronában, mind a fler-eredetű impulzív SEP eseményekben észlelt értékek előfordulnak, a napszélre jellemzők azonban nem. Minimális aktivitásnál ezzel szemben csak a napszélnek megfelelő értékek fordulnak elő. Ebből arra következtettem, hogy alacsony napaktivitásnál a vizsgált ionok magpopulációja a napszél, erős tevékenységnél pedig a koronában, illetve flerekben gyorsultak fel. Ez utóbbiak esetében a fotoszférában mért értékhez képest mért feldúsulás aránya azt mutatja, hogy a szoláris felső atmoszférából (*solar upper atmosphere*) erednek. Meghatároztam a vas-, a szén- és az oxigén ionok spektrumát 1 MeV/n energiáig, 3 csoport a spektrum alakja szerint is szétválik, megerősítve azt, hogy a 3 populáció kialakulását különböző részecskegyorsítási mechanizmusok okozzák.

A napszélplazma stacionárius állapotára a szoláris részecskeesemények lebomló fázisa szolgáltat hasznos információt: a protonokat próbarészecskéknek tekintve a fluxusok időbeli profiljai magát az interplanetáris közeget jellemzik, ezek stabilitása a napszél stacionárius állapotára világít rá. A SEP események fluxusának mért időprofiljait összehasonlítva meghatároztam a terjedési paramétereket. Egy nyugati és egy keleti flerhez kapcsolódó eseményben, amelyeknél a lebomlási fázis hatványfüggvény alakú volt, ezt a

Reid-modell szerinti injekciós profillal konvolválva becslést adtam a bolygóközi terjedés szórási szabad úthossza két paraméterének értékére. Az IMP–8 27 éves homogén mérési sorozatában 641 olyan SEP eseményt azonosítottam, amelyekben a protonok fluxusában a csökkenő fázist jól lehetett exponenciális függvénnyel közelíteni legalább 1 napon keresztül. Mindegyiknél illesztéssel meghatároztam a  $\tau$  lebomlási időállandót a háttér nagyságától függően 3–6 különböző energiasávban 1 és 48 MeV között. Megmutattam, hogy a  $\tau$  időállandó lognormális eloszlást követ. Összehasonlítottam a csak konvekciót és adiabatikus lassulást (de ehhez hallgatólagosan végtelen gyors diffúziót) feltételező egyszerű modell által adott  $\tau = 3r /2V(2+2\gamma)$  összefüggéssel az esetek több, mint felében ±25%-on belüli egyezést találtam. Ezekből kiválogatva a stacionárius (5%-nál kisebb változás) napszélsebességű eseményeket, az eredmény ugyanaz lett, , és az elektronokra is hasonló eredmény adódott Ez azt jelenti, hogy a sima lebomlási szakaszban a napszélnek a bomlási időt meghatározó paraméterei stacionáriusak.

Az eloszlás maximuma 20 óra körül van, kevéssé függ az energiától. Az időkonstans függ a napszélsebességtől, a napszélsebességnek a bomlási időintervallum alatti változásától azonban kevéssé. A heliografikus hosszúságtól való függést szignifikánsan nem sikerült kimutatnom a többi meghatározó paraméter erős szórása miatt. A formulából nem következik energiafüggés, de az események jelentős részében ez megfigyelhető, τ többnyire kissé növekszik az energiával. A Helios és Ulysses azonos eseményeknél végzett méréseivel összehasonlítva az időállandó növekedése látszik a Naptól mért távolsággal, de ennek mértéke jóval gyengébb, mint a formula alapján jósolt lineáris függés. Összefoglalva megmutattam, hogy az exponenciális bomlási fázist elsősorban a konvekció és adiabatikus lassulás alakítja ki, de a diffúzió sem elhanyagolható.

Az egymást követő SEP eseményekben hosszú, egymáshoz nagyon hasonló, gyakorlatilag invariáns lebomlási idővel rendelkező eseménysorozatokat azonosítottam. A leghosszabb sorozatban 9 esemény történt 3 és fél hónap alatt. Ezekből arra következtettem, hogy a napszélplazmában hosszú időn át igen széles homogén szektorok maradnak fenn, amelyek szélessége kivételes esetekben egy teljes naprotációra is kiterjedhet. Ez azt jelzi, hogy a belső Helioszférában a mágneses tér fluktuációi hosszú időn át kvázi-stacionárius jellegűek lehetnek vagy pedig a konvekció, diffúzió és adiabatikus lassulás megfelelő kombinációja nem változik. Miután ezek a körülmények a részecskekibocsátások után rövid idő után jönnek létre, ez arra utal, hogy az interplanetáris közeg valamilyen értelemben vett "alapállapotába" áll vissza.

### Köszönetnyilvánítás

Munkámban nagyon sokan segítettek. Közülük elsősorban a pályafutásomat elindító néhai Somogyi Antalnak, a fizikai tudományok doktorának tartozom hálával, aki megismertetett a kozmikus sugárzás fizikájával, megtanított a kitartó és precíz munka fontosságára és végig segített a pályámon. Doktori ösztöndíjasként Kóta József volt a témavezetőm, akitől szintén igen sokat tanultam, vele azóta is rendszeresen dolgozunk együtt, és a dolgozatban szereplő témákban is jelentős segítséget nyújtott. Köszönettel tartozom későbbi munkahelyi vezetőimnek, Varga Andrásnak, Szegő Károlynak, Erdős Gézának és Szőkefalvi Nagy Zoltánnak a kutatásaimhoz biztosított állandó támogatásért.

A doktori munkám alapját képező kutatásokat a moszkvai Lomonoszov Egyetem Szkobelcin Magfizikai Intézetében működő kutatócsoporttal közösen folytattam. Eredményeimet a csoport vezetőjével, Jurij Logacsov professzorral és munkatársaival, Jelena Daiboggal és Marija Zeldoviccsal folytatott két évtizedes szoros együttműködés nélkül nem érhettem volna el.

Sokat köszönhetek Király Péternek a rendszeres konzultációkért, a kézirat gondos átolvasásáért és hasznos megjegyzéseiért. Az általa 1997-ben a berni International Space Science Institute-ban vezetett nemzetközi munkacsoport segített abban, hogy gyakorlatilag az összes, e témában dolgozó, kutatóval konzultálhattam és megszerezhettem az egyébként hozzáférhetetlen mérési adatokat. A szervezésért az ISSI-nek, az adatokért pedig E. Valtonennek, R. Mewaldtnak, R. Müller-Mellinnek, R. Marsdennek és C. Lopatenak tartozom köszönettel.

Munkatársaimnak a MTA Wigner Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézet (korábban KFKI RMKI) Űrfizikai és Űrtechnikai Osztályán (korábban Kozmikus Fizikai Főosztály) köszönöm az inspiráló szakmai és baráti légkört, amely jelentősen hozzásegített az eredmények eléréséhez. Hasznos szakmai beszélgetéseket folytattam Erdős Gézával és Tátrallyay Mariellával, Földy Lajos pedig a számítástechnikai problémák megoldásában nyújtott nélkülözhetetlen segítséget.

Kutatásaim anyagi hátterét a Magyar Tudományos Akadémián kívül számos szervezet és alapítvány, köztük OTKA szerződések és a Magyar Űrkutatási Iroda témapályázatai biztosították.

#### Rövidítések

ACE Advanced Composition Explorer ACR anomalous cosmic rays CIR corotating interaction region CME coronal mass ejection **COSPIN COsmic Ray and Solar Particle INvestigation** COSTEP Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyzer Cs.E. csillagászati egység  $(1.5 \times 10^8 \text{ km})$ EIT Extreme ultraviolet Imaging Telescope ENA energetic neutral atom **EPAC Energetic PArticles Composition** EPACT Energetic Particles: Acceleration, Composition and Transport EPAM Electron, Proton, and Alpha Monitor **EPHIN Electron Proton Helium INstrument** ERNE Energetic and Relativistic Nuclei and Electrons FIP first ionization potential GCR galactic cosmic rays GOES Geostationary Operational Environmental Satellite HCS Heliospheric Current Sheet HET High Energy Telescope **IBEX** Interstellar Boundary Explorer ICME interplanetary coronal mass ejection IMP Interplanetary Monitoring Platform LASCO Large Angle and Spectrometric Coronagraph LED Low Energy Detector pfu particle flux unit PHA pulse height analysis PIN particle identification number SDO Solar Dynamics Observatory SEP solar energetic particle SEPICA Solar Energetic Particle Charge Analyser SIS Solar Isotope Spectrometer SOHO Solar Heliospheric Observatory SUA solar upper atmosphere STEREO Solar TErrestrial RElations Observatory **ULEIS Ultra Low Energy Isotope Spectrometer** 

#### Angol szakkifejezések magyar megfelelői

bow shock – fejhullám coronal mass ejection - koronakitörés counting rate – beütésszám energetic particle – energikus v. nagyenergiájú részecske flux rope – fluxuscső fluence - időben integrált fluxus forward shock - előre terjedő lökéshullám heliosheath – helioburok Heliospheric Current Sheet – helioszférikus áramlepel magnetic cloud - mágneses felhő magnetic field line reconnection - mágneses erővonal átkötődés pickup ion – felkapott ion pitch angle scattering – irányszögszórás post-flare loop – posztfler hurok power spectrum – teljesítményspektrum prominence – protuberancia quiet-time – nyugodt Nap, nyugodt időszak range – hatótávolság reverse shock - hátrafelé terjedő lökéshullám roll-off – letörési pont shock – lökéshullám Solar Upper Atmosphere – a Nap felső atmoszférája streamer belt – lassú napszél öv suprathermal tail - szupratermális uszály termination shock – terminációs lökéshullám, a napszél szuperszonikusból szubszonikusba való átmenetekor kialakuló lökéshullám

#### Irodalomjegyzék

- Aschwanden, M., The Sun, in: *Encyclopedia of the Solar System*, McFadden, L.-A., Weissman, P.R., T.V. Johnson eds., Boston: Academic, 71 (2007)
- Axford, W. I., Leer, E., Skadron, G., The acceleration of cosmic rays by shock waves, *Proc. of 15<sup>th</sup> Int. Cosmic ray Conf.*, **11**, 132-137 (1977)
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., Schaefer, B., Palmer, D., Teegarden, B., Cline, T., Briggs, M., Paciesas, W., Pendleton, G., BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I -Spectral diversity, Astrophys. J., 413, 281 (1993)
- Bazilevskaya G.A., E.V. Vashenyuk, V.N.Ishkov et al., *Solar proton events. Catalogue*, 1980-1986, ed. by Yu.I.Logachev, Published by Soviet Geophysical Committee, Academy of Sciences of the USSR, World data center, Moscow (1990)
- Bethe, H.A., Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, *Ann. d. Physik* **5**, 325 (1930)
- Burlaga, L. F., Anisotropic Diffusion of Solar Cosmic Rays, J. Geophys. Res., 72, 4449 (1967)
- Burlaga L.F., McDonald, F. B.; Ness, N. F., Schwenn, R., Lazarus, A. J., Mariani, F., Interplanetary flow systems associated with cosmic ray modulation in 1977-1980, J. Geophys. Res. 89, 6579 (1984)
- Caballero-Lopez, R. A., & Moraal, H., Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation, *J. Geophys. Res.*, **109**, A01101 (2004)
- Cane, H.V., and Lario, D., An Introduction to CMEs and Energetic Particles, *Space Sci. Rev.* **123**, 45-56 (2006)
- Cane, H.V., Mewaldt, R.A., Cohen, C.M.S., von Rosenvinge, T.T., Role of flares and shocks in determining solar energetic particle abundances, *J. Geophys. Res.*, **111**, CiteID A06S90 (2006)
- Cane, H.V., Richardson, I.G., von Rosenvinge, T.T., Fe/O ratios in interplanetary shock accelerated particles, *Space Sci. Rev.* **130**, 301–307 (2007)
- Cane, H. V.; Richardson, I. G.; von Rosenvinge, T. T., Comparing Small and Large SEP Events and the Role of Flares and Shocks, *Proc. of 30th Int. Cosmic Ray Conf.*, Mexico, 2007, 1, 67-70 (2008)
- Chandrasekhar, S., Stochastic problems in physics and astronomy, *Rev. Mod. Phys.*, **15**, 1–89 (1943)
- Chebotarev, G.A., Gravitational spheres of the major Planets, Moon and Sun, *Soviet Astronomy*, 7, 618 (1964)
- Chotoo, K., Schwadron, N.A., Mason, G.M. Zurbuchen, T.H., Gloeckler, G., Posner, A., Fisk, L.A., Galvin, A.B., Hamilton, D.C., Collier, M.R., The suprathermal seed population for corotating interaction region ions at 1 AU deduced from composition and spectra of H<sup>+</sup>, He<sup>++</sup>, and He<sup>+</sup> observed on Wind, *J. Geophys. Res*, **105**, 23107-23122 (2000)
- Cohen, C.M.S., Mewaldt, R.A., Leske, R.A., Cummings, A. C., Stone, E. C., Wiedenbeck, M. E., von Rosenvinge, T.T., Mason, G. M., Solar elemental composition based on studies of solar energetic particles. *Space Sci. Rev.* 130, 183–194 (2007)
- Cranmer, S.R. and van Ballegooijen, A.A., Can the solar wind be driven by magnetic reconnection in the sun's magnetic carpet?, *Astrophys. J.* **720**, 824 (2010)
- Crooker, N. U., Lazarus, A. J., Phillips, J. L., Steinberg, J. T., Szabo, A., Lepping, R. P., Smith, E. J., Coronal streamer belt asymmetries and seasonal solar wind variations deduced from Wind and Ulysses data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 4673-4680 (1997)
- Daibog, E., V. Stolpovskii, G. Erdős, S. Kahler, K. Kecskeméty, and H. Kunow, Study of decay phases in gradual and impulsive solar energetic particle events, *Proc. of 27th Int. Cosmic Ray Conf.*, Hamburg, 2001, 3631–3634 (2001)
- Daibog, E. I., Y. I. Logachev, S. Kahler, and K. Kecskeméty, Statistical properties of SEP event flux declines, *Adv. Space Res.*, **32**, 2655–2660 (2003a)
- Daibog, E.I., Logachev, Yu.I., Kahler, S.W., Kecskeméty, K., and S. McKenna-Lawlor, Periods of quasi-stationary conditions in interplanetary space according to sequences of SEP events, *Adv. Space Res.* **32**, 2661-2666 (2003b)
- Daibog, E.I., Logachev, Yu.I., Kahler, S.W., Kecskeméty, K., Sequences of solar events with identical decays as a tool for isolating quasistationary states in the interplanetary space, *Cosmic Res.* **42**, 4, 362-369 (2004)
- Daibog E.I., S. Kahler, K. Kecskeméty, and Yu.I. Logachev: Relation of SEP event decline characteristics to solar wind parameters, *Adv. Space Res.* **35** (10) 1882-1886 (2005)
- Daibog, E. I., Logachev, Yu. I., Kecskeméty, K., Characteristics of the decay phase of proton fluxes in solar events as a function of observer's heliolongitude, *Cosmic Res.*, 44, 500-505 (2006)
- Daibog, E.I., Logachev, Yu.I., and Kecskeméty, K., Rate of proton intensity decay in solar cosmic ray events as a generalized characteristic of the interplanetary space, *Int. J. Geomagn. Aeronomy*, **7**, CiteID GI3003 (2007)
- Daibog, E.I., K. Kecskeméty, and Yu.I. Logachev: Decay phase of energetic electrons and protons in solar cosmic ray events, *Bull. Russian Acad. of Sci.: Physics* **73**, 3, 319-321 (2009)
- Daibog, E.I., Kecskeméty, K., Logachev, Yu.I., Surova, G.M., The rigidity dependence of characteristic decay time and mean free path in SCR events, *Cosmic Res.* **48**, 501-508, doi: 10.1134/S001095251006002X (2010)
- Daibog, E. I., Kecskeméty, K., Logachev, Yu. I., Series of events with similar decay times and the homogeneity of the inner heliosphere, *Bull. Russian Acad. Sci.: Physics*, **75**, 764 doi: 10.3103/S1062873811060116 (2011)
- Dalla, S. J., A. Balogh, B. Heber, C. Lopate, and R. B. McKibben, Observation of decay phases of solar energetic particle events at 1 and 5 AU from the Sun, *J. Geophys. Res.*, **107**, 1370 (2002)
- Dayeh, M. A., Desai, M. I., Dwyer, J. R., Rassoul, H. K., Mason, G. M., Mazur, J. E., Composition and spectral properties of the 1AU quiet-time suprathermal ion population during solar cycle 23, *Astrophys. J.*, 693, 1588 (2009)
- del Peral, L., R. Gómez-Herrero, J. Sequeiros, M.D. Rodríguez-Frías, J. Medina, H. Kunow, R. Müller-Mellin, and H. Sierks, Observations with EPHIN of quiet time periods during 1996, in *Rayos Cósmicos 98, Proc. of 16th European Cosmic Ray Symposium*, Alcalá de Henares, 1998, (ed. J. Medina), p.185, Dept. de Física, Univ. de Alcala, Spain (1998)
- Desai, M.I., Mason, G.M., Gold, R.E., Krimigis, S.M., Cohen, C.M.S., Mewaldt, R.A., Mazur, J.E., Dwyer, J.R., Heavy-ion elemental abundances in large solar energetic particle events and their implications for the seed population, *Astrophys. J.* **649**, 470–489 (2006)

- Drury, L. O'C., An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas, *Rep. Prog. Phys.* **46**, 973 (1983)
- England, J.B.A., A fast analogue particle identification system, *Nucl. Instrum. Methods*, 106, 45 (1973)
- Erdős, G., and Balogh, A., In situ observations of magnetic field fluctuations, *Adv. Space Res.* **35**, 625–635 (2005)
- Fan, C. Y., Gloeckler, G., McKibben, B., Pyle, K. R., Simpson, J. A., Differential energy spectra and intensity variation of 1-20 MeV/nucleon protons and helium nuclei in interplanetary space (1964-66), *Canad. J. Physics*, **46**, S498-S502 (1968)
- Feldman, U., Widing, K.G., Spectroscopic measurement of coronal compositions, *Space Sci. Rev.* **130**, 115–126 (2007)
- Fermi, E., On the Origin of the Cosmic Radiation, Phys. Rev., 75, 1169 (1949)
- Fisk, L.A., and Axford, W.I., Effect of Energy Changes on Solar Cosmic Rays, J. Geophys. Res., 73, 4396-4399 (1968)
- Fisk, L.A., Forman, M.A., Axford, W.I., Solar modulation of galactic cosmic rays. 3. Implication of the Compton-Getting coefficient. J. Geophys. Res. 78, 995 (1973)
- Fisk, L.A. and Lee, M.A., Shock acceleration of energetic particles in corotating interaction regions in the sola wind, *Astrophys. J.*, **237**, 620-626 (1980)
- Fisk, L.A., Motion of the footpoints of heliospheric magnetic field lines at the Sun: Implications for recurrent energetic particle events at high heliographic latitudes, J. Geophys. Res., 101, 15547-15554 (1996)
- Fisk, L. A. and Gloeckler, G., The common spectrum for accelerated ions in the quiet-time solar wind, *Astrophys. J.*, **640**, L79-L82 (2006)
- Forman, M. A., The equilibrium anisotropy in the flux of 10-MeV solar flare particles and their convection in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3147–3153, doi:10.1029/JA075i016p03147 (1970)
- Forsyth, R. J. and Marsch, E., Solar Origin and Interplanetary Evolution of Stream Interfaces, *Space Sci. Rev.*, **89**, 7-20 (1999)
- Garcia-Munoz, M., Mason, G.M., Simpson, J.A., The low energy cosmic ray H-2 and He-3 spectra and the anomalous He-4 component, *Proc. of 15th Int. Cosmic Ray Conf.*, München 1975, **1**, 319-324 (1975)
- Garcia-Munoz, M., Mason, G. M., and Simpson, J. A., The age of the galactic cosmic rays derived from the abundance of Be-10, *Astrophys. J.*, **217**, 859 (1977)
- Gleeson, L. J. & Axford, W.I., Cosmic Rays in the Interplanetary Medium, *Astrophys. J.*, **149**, L115 (1967)
- Gleeson, L. J. & Axford, W.I., Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays, *Astrophys. J.*, **154**, 1011 (1968)
- Gleeson, L. J. Webb, G. M., The propagation of cosmic-rays in the interplanetary region /The theory/, *Fundam. Cosm. Phys.*, **6**, 187 (1980)
- Gloeckler, G., Fisk, L.A., Zurbuchen, T.H., Schwadron, N.A., Sources, injection and acceleration of heliospheric ion populations, in: *Acceleration and Transport of Energetic Particles Observed in the Heliosphere: ACE 2000 Symposium, AIP Conference Proc.*, **528**, 221-228 (2000)
- Gloeckler, G., Geiss, J., The composition of the solar wind in polar coronal holes, *Space Sci. Rev.* 130, 139–152 (2007)

- Gold, R. E., Krimigis, S. M., Hawkins, III, S. E., Haggerty, D. K., Lohr, D. A., Fiore, E., Armstrong, T. P., Holland, G., Lanzerotti, L. J., Electron, Proton, and Alpha Monitor on the Advanced Composition Explorer spacecraft, *Space Sci. Rev.*, 86, 541 (1998)
- Gómez-Herrero, R., Rodríguez-Frías, M.D., del Peral, L., Sequeiros, J., Müller-Mellin, R., Horst Kunow, H., and Sierks, H., Quiet-time periods observed by EPHIN/SOHO during the minimum of the 22nd solar cycle, *Solar Phys.* **194**, 405-413 (2000)
- Gosling, J. T.; Pizzo, V. J., Formation and Evolution of Corotating Interaction Regions and their Three Dimensional Structure, *Space Sci. Rev.* **89**, 21-52 (1999)
- Gosling, J.T., The solar wind, in: *Encyclopedia of the Solar system*, McFadden, L.-A., Weissman, P.R., T.V. Johnson eds., Boston: Academic, 99 (2007)
- Goulding, F.S., Ion identification with detector telescopes, *Nucl. Instrum. & Methods*, **162**, 609 (1979)
- Gringauz, K. I., Bezrukikh, V. V., Ozerov, V. D., Rybchinskii, R. E., A study of the interplanetary ionized gas, high-energy electrons and corpuscular radiation from the Sun by means of the three-electrode trap for charged particles on the second Soviet cosmic rocket, *Soviet Physics Doklady*, **5**, 361 (1960)
- Heath, D. F.; Schlesinger, B. M., The Mg 280-nm doublet as a monitor of changes in solar ultraviolet irradiance, *J. Geophys. Res.* **91**, 8672-8682 (1986)
- Howard, T., Coronal Mass Ejections: An introduction, *Astrophysics and Space Science Library* **376**, Springer Science+Business Media, LLC (2011)
- Hoyt, D.V. and Schatten, K.H., Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction, *Solar Phys.* **179**, 189 (1998)
- Hudson, H. S., Solar flares, microflares, nanoflare, and coronal heating, *Sol. Phys.*, **133**, 357 (1991)
- Hudson, H.S., Bougeret, J.-L., Burkepile, J., Coronal Mass Ejections: Overview of Observations, *Space Sci. Rev.*, **123**, 13-30 (2006)
- Hundhausen, A. J., "Solar wind," in: AccessScience, ©McGraw-Hill Companies, 2008, http://www.accessscience.com
- Ishkov, V.N., K. Kecskeméty, Yu.I. Logachev and M.A. Zeldovich: Relation between quiet-time low energy particle fluxes and chromospheric activity, *Proc. of 31<sup>st</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Lódz, Poland, paper 0351 (2009)
- Ishkov, V.N., Zeldovich, M.A., Kecskeméty, K., Logachev, Yu.I., Relative ion Fe, C and O abundances in quiet time particle fluxes in the 23 SC, *Adv. Space Res.* doi:10.1016/j.asr.2011.06.034 (in press, 2012)
- Jokipii, J. R., Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field, *Astrophys. J.*, **146**, 480 (1966)
- Jokipii, J. R., Propagation of solar cosmic rays in the solar wind, in: *Solar Activity Observations and Predictions, Prog. Astronaut. Aeronaut. Ser.*, **30**, ed. by P. S. McIntosh and M. Dryer, pp. 247–261, MIT Press, Cambridge, Mass. (1972)
- Kahler, S.W., Tylka, A.J., Reames, D.V., A comparison of elemental abundance ratios in SEP events in fast and slow solar wind regions, *Astrophys. J.* **701**, 561–570 (2009)
- Kallenrode, M.-B., Current views on impulsive and gradual solar energetic particle events, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **29**, 965–981 (2003)
- Kane, S. R., Hurley, K., McTiernan, J.M., Sommer, M., Boer, M., and Niel, M., Energy release and dissipation during giant solar flares, *Astrophys. J.*, L47, 446 (1995)

- Kecskeméty K., Logachev, Yu.I., and Zeldovich, M.A., Variation of quiet-time and quasistationary proton energy spectra between 1984 and 1991, *Proc. of 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Salt Lake City 1999, **6**, 159-162 (1999a)
- Kecskeméty K., H. Kunow, E. Valtonen, P. Király, R. Müller-Mellin, J. Torsti, and V. Bothmer: Energy spectra of protons, deuterons, and helium nuclei during quiet solar activity periods in 1996-97, *Proc. of 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Salt Lake City 1999, 6, 167-170 (1999b)
- Kecskeméty, K., R. Müller-Mellin, and H. Kunow: Radial variation of the energy spectra of low-flux MeV protons aboard Helios in 1975-77, Proc. of 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg 2001, 8, 3108-3111 (2001a)
- Kecskeméty, K., Logachev, Yu.I., Zeldovich, M.A. and Kóta, J., The slope of the energy spectra of 10-100 MeV protons, *Proc. of 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf.*, Hamburg 2001, **10**, 3988-3991 (2001b)
- Kecskeméty, K., Zeldovich, M.A. Logachev, Yu.I., Heber, B., Király, P., Mewaldt, R.A., Posner, A., and Rodriguez-Pacheco, J., Quiet time fluxes and radial gradients of lowenergy protons in the inner and outer heliosphere, *Proc. of 29th Int. Cosmic ray Conf.*, Pune 2005, 2, 57-60 (2005)
- Kecskeméty, K., Logachev, Yu.I. and Zeldovich, M.A.: Radial diffusion coefficients of 1-30 MeV protons in the outer heliosphere, *Proc. of 30th Int. Cosmic Ray Conf.* (eds. R. Caballero, J.C. Carlos D'Olivo, G. Medina-Tanco, L. Nellen, F.A. Sánchez, J.F. Valdés-Galicia), Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, 1, 803-806 (2008)
- Kecskeméty, K., Daibog, E. I., Logachev, Y. I., Kóta, J., The decay phase of solar energetic particle events, J. Geophys. Res., 114, CiteID A06102 (2009)
- Kecskeméty K., Logachev, Yu.I., Zeldovich, M.A., and Kóta, J., Modulation of the galactic low-energy proton spectrum in the inner heliosphere, *Astrophys. J.*, **738**, art. id. 173, doi: 10.1088/0004-637X/738/2/173 (2011)
- Király P., V. Bothmer, K. Kecskeméty, E. Keppler, K. Kudela, H. Kunow, Yu.I. Logachev, R. Müller-Mellin, J. Rodriguez-Pacheco, R. von Steiger, J. Torsti, E. Valtonen, and M.A. Zeldovich: Search for the origin of quiet-time particle fluxes in the inner heliosphere, *Proc. of 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban 1997, 2, 477-480 (1997)
- Király P., K. Kecskeméty, M.A. Zeldovich, and Yu.I. Logachev: Proton and alpha particles during quiet conditions, *Proc. of 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban 1997, 2, 481-484 (1997)
- Király, P., W.I. Axford, E.I. Daibog, B. Heber, R. Kallenbach, K. Kecskeméty, G.M. Mason, Yu.I. Logachev, R.A. Mewaldt, A. Posner, J. Rodriguez-Pacheco, R. Treumann, and M.A. Zeldovich: Solar and heliospheric sources of suprathermal and energetic particle populations, *Proc. of 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, Pune 2005, 1, 67-70 (2005)
- Klecker, B., Möbius, E., Popecki, M.A., Kistler, L.M., Kucharek, H., Hilchenbach, M., Observation of energy-dependent ionic charge states in impulsive solar energetic particle events, *Adv. Space Res.*, **38**, (3) 493-497 (2006)
- Kocharov, L.G. and Kocharov, G.E., He-3-rich solar flares, Space Sci. Rev. 38, 89 (1984)
- Kopp, G., Lawrence, G., Rottman, G., The Total Irradiance Monitor (TIM): Science results, *Solar Phys.* **230**, 129–139 (2005)
- Krimigis, S.M., Armstrong, T.P., Kohl, J.W., Measurements of the Quiet-Time Low Energy Proton, Alpha, and M-Nuclei Component in Cosmic Rays, *Proc. of 13th Int. Cosmic Ray Conf.*, Denver 1973, 2, 1656 (1973)

- Krimigis, S. M., Decker, R. B., Hamilton, D. C., and Hill, E., Energetic Ions in the Outer Heliosphere, 1992-1997, *Proc. of 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban 1997, **1**, 393 (1997)
- Krucker, S. and Benz, A.O., Energy Distribution of Heating Processes in the Quiet Solar Corona, *Astrophys. J. Lett.* **501**, L213 (1998)
- Kunow, H., Wibberenz, G., Green, G., Müller-Mellin, R., Witte, M., Hempe, H., *Raumfahrtforschung*, **19**, 253-258 (1975)
- Kunow, H., Witte, M., Wibberenz, G., Hempe, H., Mueller-Mellin, R., Green, G., Iwers, B., Fuckner, Cosmic ray measurements on board HELIOS 1 from December 1974 to September 1975, Quiet time spectra, radial gradients, and solar events, *J. Geophys.* 42, 615 (1977)
- Kunow, H., Wibberenz, G., Green, G., Müller-Mellin, R., Kallenrode, M.-B., Energetic Particles in the Inner Solar System, Physics of the Inner Heliosphere II. Particles, Waves and Turbulence, XI, 352 pp. 152 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Physics and Chemistry in Space, volume **21**, 2, 243-342 (1991)
- Lario, D., Kallenrode, M.-B., Decker, R. B., Roelof, E. C., Krimigis, S. M., Aran, A., Sanahuja, B., Radial and Longitudinal Dependence of Solar 4-13 MeV and 27-37 MeV Proton Peak Intensities and Fluences: Helios and IMP 8 Observations, *Astrophys. J.*, 653, 1531-1544 (2006)
- Lario, D., Statistical study on the decay phase of solar near-relativistic electron events, *Astrophys. J. Suppl. Series* **189**, 181-203 (2010)
- Lee, M. A., Acceleration of energetic particles on the Sun, in the heliosphere, and in the galaxy, in: Acceleration and Transport of Energetic Particles Observed in the Heliosphere: ACE 2000 Symposium, AIP Conference Proc., **528**, 3-18 (2000)
- Lodders, K., Solar system abundances and condensation temperatures of the elements, *Astrophys. J.*, **591**, 1220 (2003)
- Logachev, Yu.I., Stolpovskii, V.G., Zeldovich, M.A., Somogyi, A.J., Kecskeméty, K., Tátrallyay, M., Varga, A., Gringauz, K.I., Verigin, M.I., Klimenko, I.N., Recurrent enhancements of energetic particle intensity during the decreasing phase of 21st solar activity cycle, *Proc. of 21st Int. Cosmic Ray Conf.* **5**, Adelaide 1990, 320 (1990)
- Logachev, Yu.I., Stolpovskii, V.G., Zeldovich, M.A., Kecskeméty, K., Király, P., Somogyi, A.J., Tátrallyay, M., Varga, A., Background fluxes of low-energy particles in interplanetary space, *Proc. of 23rd Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin 1991, **3**, 339 (1991)
- Logachev, Yu., Zeldovich, M., Kecskeméty, K., and Király, P., Energy spectra of 1-100 MeV protons under quiet conditions near 1 AU, in: Rayos Cósmicos 98, *Proc. of 16th European Cosmic Ray Symp.*, Alcala 1998, 181 (1998)
- Logachev, Yu.I., Kecskeméty, K., Zeldovich, M. A., and Király, P., Minimum spectra of non-galactic protons in interplanetary space near 1 AU, *Proc. of 26th Int. Cosmic Ray Conf.* **6**, Salt Lake City 1999, 208 (1999)
- Logachev, Yu.I., Zeldovich, M. A., and Kecskeméty, K., Low-flux spatial structures of MeV protons at 1-10 AU during quiet-time periods, *Proc. of 27th Int. Cosmic Ray Conf.*, Hamburg 2001, 8, 3201 (2001)
- Logachev, Yu.I., Zeldovich, M. A. and Kecskeméty, K., Energy spectra of low-flux protons in the inner heliosphere under quiet solar conditions, *Solar Phys.*, **208**, 141-166 (2002)

- Luhmann, J.G. and Solomon, S.C., The Sun-Earth connection, in: *Encyclopedia of the Solar system*, McFadden, L.-A., Weissman, P.R., T.V. Johnson eds., Boston: Academic, 213 (2007)
- Lumme, M., Data analysis of the energetic particle experiment on-board the SOHO satellite, *Ph.D. thesis*, Univ. of Turku, Finland (1995)
- Lupton, J. E., Stone, E. C., Solar flare particle propagation: Comparison of a new analytic solution with spacecraft measurements, *J. Geophys. Res.*, **78**, 1007 (1973)
- Mann, G., Warmuth, A. and Aurass, H., Generation of highly energetic electrons at reconnection outflow shocks during solar flares, *Astron. & Astophys.*, **494**, 669-675 (2009)
- Marsch, E., Theoretical models of the solar wind, Adv. Space Res. 14 (4), 103 (1994)
- Mason, G. M., Gloeckler, G., and Hovestadt, D., Search for Characteristic Features of Low-Energy Quiet-Time H, he and Heavy Nuclei Fluxes, 1973-1977, *Proc. of 16th Int. Cosmic Ray Conf.*, Kyoto 1979, **1**, 259 (1979)
- Mason, G.M., Mazur, J.E., Dwyer, J.R., Jokipii, J. R., Gold, R. E., Krimigis, S. M., Abundances of heavy and ultraheavy ions in <sup>3</sup>He-rich solar flares, *Astrophys. J.* **606**, 555–564 (2004)
- McCracken, K. G., U. R. Rao, R. P. Bukata, and E. P. Keath, The decay phase of solar flare events, *Sol. Phys.*, **18**, 100-132 (1971)
- McDonald, F.B., Lukasiak, A., Webber, W.R., Pioneer 10 and Voyager 1 Observations of Anomalous Cosmic-Ray Hydrogen in the Outer Heliosphere, *Astrophys. J. Lett.*, **446**, L101 (1995)
- McKibben, R. B., Azimuthal propagation of low-energy solar-flare protons as observed from spacecraft very widely separated in solar azimuth, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3957 (1972)
- McKibben, R. (2001), Cosmic rays at all latitudes in the inner heliosphere, in: *The Heliosphere Near Solar Minimum: The Ulysses Perspective*, ed. by A. Balogh, R. G. Marsden, and E. J. Smith, pp. 327 371, Praxis, Chichester, U. K. (2001a)
- McKibben, R. B., C. Lopate, and M. Zhang, Simultaneous observations of solar energetic particle events by IMP 8 and the Ulysses COSPIN high energy telescope at high solar latitudes, *Space Sci. Rev.*, **97**, 257–262, doi:10.1023/A:1011816715390 (2001b)
- Mewaldt, R. A., Stone, E. C., Vidor, S. B., and Vogt, R. E., The quiet time spectra of low energy hydrogen and helium nuclei, *Proc. of 14th Int. Cosmic Ray Conf.*, München 1975, **2**, 774 (1975)
- Mewaldt, R. A., Stone, E. C., Vidor, S. B., and Vogt, R. E., Isotopic and elemental composition of the anomalous low-energy cosmic-ray fluxes, *Astrophys. J.*, **205**, 931 (1976)
- Mewaldt, R.A., Evidence for Anomalous Cosmic Ray Hydrogen During the 1976-1977 Solar Minimum, *Proc. of 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rome 1995, **4**, 808 (1995)
- Mewaldt, R.A., Mason, G.M., Gloeckler, G., Christian, E.R., Cohen, C.M.S., Cummings, A.C., Davis, A.J., Dwyer, J.R., Gold, R.E., Krimigis, S.M., Leske, R.A. Mazur, J.E., Stone, E.C., von Rosenvinge, T.T., Wiedenbeck, M.E., Zurbuchen, T.H., Long-term fluences of energetic particles in the heliosphere, *Solar and Galactic Composition: A Joint SOHO/ACE Workshop, AIP Conference Proceedings*, **598**, 165-170 (2001)
- Mewaldt, R.A., Looper, M.D., Cohen, C.M.S., Mason, G.M., Haggerty, D.K., Desai, M.I., Labrador, A.W., Leske, R.A, Mazur J.E., Solar-Particle Energy Spectra during the Large

Events of October-November 2003 and January 2005, Proc. of 29<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Pune 2005, **1**, 111-114 (2005)

- Mewaldt, R.A., Cohen, C.M.S., Mason, G.M., Cummings, A. C., Desai, M. I., Leske, R. A., Raines, J., Stone, E. C., Wiedenbeck, M. E., von Rosenvinge, T. T., Zurbuchen, T. H., On the differences in composition between solar energetic particles and solar wind, *Space Sci. Rev.* **130**, 207–219 (2007a)
- Mewaldt, R.A., Cohen, C.M.S., Mason, G.M., Haggerty, D.K., Desai, M.I., Long-Term Fluences of Solar Energetic Particles from H to Fe, *Space Sci. Rev.* **130**, 323–328 (2007b)
- Meyer, P., Parker, E. N., & Simpson, J. A., Solar Cosmic Rays of February, 1956 and Their Propagation through Interplanetary Space, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 768 (1956)
- Meyer, P., Ramaty, R., Webber, W.R., Cosmic rays astronomy with energetic particles, *Phys. Today* **27**, 10 (1974)
- Miroshnichenko, L. I., Mendoza, B., Pérez Enríquez, R., Size Distributions of the >10 MeV Solar Proton Events, *Solar Phys.*, **202**, 151-171 (2001)
- Moraal, H., Observations of the eleven-year cosmic-ray modulation cycle, *Space Sci. Rev.*, **19**, 845 (1976)
- Moraal, H., Cosmic ray modulation studies in the outer heliosphere, *Nucl. Phys. B*, **33**, 161 (1993)
- Müller-Mellin, R., Kunow, H., Fleißner, V., Pehlke, E., Rode, E., Röschmann, N., Scharmberg, C., Sierks, H., Rusznyák, P., McKenna-Lawlor, S., Elendt, I., Sequeiros, J., Meziat, D., Sanchez, S., Medina, J., Del Peral, L., Witte, M., Marsden, R., Henrion, J., COSTEP - Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyser, *Solar Phys.*, 152, 483-504 (1995)
- Ng, C. K.; Gleeson, L. J., A complete model of the propagation of solar-flare cosmic rays, *Solar Physics*, **46**, 347-375 (1976)
- Owens, A. J., Interplanetary diffusion of solar cosmic rays—A new approximate analytic solution, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4451-4456 (1979)
- Parker, E.N., Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields, *Astrophys. J.*, **128**, 664 (1958)
- Parker, E.N., Interplanetary dynamical processes, New York, Interscience Publ. (1963)
- Parker, E.N., The passage of energetic charged particles through interplanetary space, *Planet. Space Sci.*, **13**, 9 (1965)
- Paularena, K.I. and King, J.H., NASA's IMP 8 spacecraft, in: Interball in the ISTP Program: studies of the solar wind-magnetosphere-ionosphere interaction (ed. by D.G. Sibeck and K. Kudela), Dordrecht, Boston, Kluwer, NATO science series, Series C, Math. & Physical Sci., 537, p.145 (1999)
- Reames, D. V., L. M. Barbier, and C. K. Ng, The spatial distribution of particles accelerated by coronal mass ejection-driven shocks, *Astrophys. J.*, **466**, 473 (1996)
- Reames, D. V., S. W. Kahler, and C. K. Ng, Spatial and temporal invariance in the spectra of energetic particles in gradual solar events, *Astrophys. J.*, **491**, 414-420 (1997a)
- Reames, D.V., Ng, C.K., Mason, G.M., Dwyer, J.R., Mazur, J.E., von Rosenvinge, T.T., Late-phase acceleration of energetic ions in corotating interaction regions, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2917-2920 (1997b)
- Reames, D. V., Quiet-time spectra and abundances of energetic particles during the 1996 solar minimum, *Astrophys. J.*, **518**, 473 (1999)

- Reid, G.C., A diffusive model for the initial phase of a solar proton event, *J. Geophys. Res.* **69**, 2659-2667 (1964)
- Reinecke, J. P. L., Moraal, H., & McDonald, F. B., The cosmic radiation in the heliosphere at successive solar minima - Steady state no-drift solutions of the transport equation, J. *Geophys. Res.*, 93, 9417 (1993)
- Reinhard, R., and G. Wibberenz, Propagation of flare protons in the solar atmosphere, *Sol. Phys.*, **36**, 473–494, doi:10.1007/BF00151216 (1974)
- Richardson, I. G., Reames, D. V., Wenzel, K.-P., and Rodríguez-Pacheco, J., Quiet-time properties of low-energy (<10 MeV per nucleon) interplanetary ions during solar maximum and solar minimum, *Astrophys. J.* 363, L9 (1990)
- Ruffolo, D., Effect of adiabatic deceleration on the focused transport of cosmic rays, *Astrophys. J.*, **442**, 861-874 (1995)
- Rygg, T. A., O'Gallagher, J. J., & Earl, J. A., Modulation of cosmic ray protons and helium nuclei near solar maximum, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4127 (1974)
- Sanderson, T. R., ULYSSES energetic ion observations during the declining phase of solar cycle 22, *Adv. Space Res.*, **16** (9) 267-276 (1995)
- Sarris, T.M., Krimigis, S.M., and Armstrong, T. P., Observations of magnetospheric bursts of high energy protons and electrons at ~35 R<sub>E</sub> with Imp7, *J. Geophys. Res.* **81**, 2341 (1976)
- Schatten, K.H., Current Sheet Magnetic Model for the Solar Corona, *Cosmic Electrodynamics*, **2**, 232-245 (1971)
- Seo, E.S., F.B. McDonald, N. Lal, and W.R. Webber, Study of cosmic-ray H and He isotopes at 23 AU, *Astrophys. J.*, **432**, 656 (1994)
- Shields, J. C., Armstrong, T. P., Eckes, S. P., and Briggs, P. R., Solar and interplanetary ions at 2-4 MeV/nucleon during solar cycle 21 Systematic variations of H/He and He/CNO ratios and intensities, *J. Geophys. Res.* **90**, 9439 (1985)
- Simpson, J. A. and A. J. Tuzzolino, The Interplanetary Quiet-Time Spectra of Protons and Helium Below 2 MeV Per Nucleon Between 1 and 3.8 Astronomical Units, *Astrophys. J.* 185, L149 (1973)
- Simpson, J. A., Anglin, J. D., Balogh, A., Bercovitch, M., Bouman, J. M., Budzinski, E. E., Burrows, J. R., Carvell, R., Connell, J. J., Ducros, R., Ferrando, P., Firth, J., Garcia-Munoz, M., Henrion, J., Hynds, R. J., Iwers, B., Jacquet, R., Kunow, H., Lentz, G., Marsden, R. G.,McKibben, R. B.,Mueller-Mellin, R.,Page, D. E.,Perkins, M., Raviart, A., Sanderson, T. R., Sierks, H., Treguer, L., Tuzzolino, A. J., Wenzel, K. P., Wibberenz, G., The ULYSSES Cosmic Ray and Solar Particle Investigation, *Astron. & Astrophys.*, 92, 365-399 (1992)
- Simpson, J. A., M. Zhang, and S. Bame, A solar polar north-south asymmetry for cosmicray propagation in the heliosphere: The Ulysses pole-to-pole rapid transit, *Astrophys. J.*, **465**, L69 (1996)
- Sladkova A.I., Bazilevskaya, G.A., Ishkov, V.N. et al., Catalogue of Solar Proton Events 1987–1996 (in Russian), ed. Yu. I. Logachev, Moscow Univ. Press, Moscow (1998)
- Stone, E.C., Cohen, C.M.S., Cook, W.R., Cummings, A.C., Gauld, B., Kecman, B., Leske, R.A., Mewaldt, R.A., Thayer, M.R., Dougherty, B.L., Grumm, R., Milliken, B.D., Radocinski, R.G., Wiedenbeck, M.E., Christian, E.R., Shuman, S., Trexel, H., von Rosenvinge, T.T., Binns, W.R., Crary, D.J., Dowkontt, P., Epstein, J., Hink, P.L. Klarmann, J.,

Lijowski, M., Olevitch, M.A., Cosmic-Ray Isotope Spectrometer for the Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, **86**, 285 (1998)

- Stone, E.C., Vogt, R.E., McDonald, F.B., Teegarden, B.J., Trainor, J.H., Jokipii, J.R. and Webber, W.R., Cosmic Ray Investigation for the Voyager Missions: Energetic Particle Studies in the Outer heliosphere - and Beyond", *Space Sci. Rev.*, 21, 355-376, (1977)
- Sullivan, J.D., Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes, *Nucl. Instrum. & Methods* 95, 5 (1971)
- Swordy, S.P., The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays, *Space Sci. Rev.*, **99**, 85-94 (2001)
- Title, A. M. & Schrijver, C. J., 10th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun (ASP Conf. Proc. 154), ed. R. Donahue & J. Bookbinder (San Francisco, CA: ASP), 345 (1998)
- Torsti, J., Valtonen, E., Lumme, M., Peltonen, P., Eronen, T., Louhola, M., Riihonen, E., Schultz, G., Teittinen, M., Ahola, K., Holmlund, C., Kelhä, V., Leppälä, K., Ruuska, P., Strömmer, E., Energetic particle experiment ERNE, *Solar Phys.* 162, 505 (1995)
- Treumann, R.A., Jaroschek, C.H., Scholer, M., Stationary plasma states far from equilibrium, *Phys. Plasmas*, **11**, 1317-1325 (2004)
- Tylka, A. J., P. R. Boberg, R. E. McGuire, C. K. Ng & D. V. Reames, Temporal evolution in the spectra of gradual solar energetic particle events, in: *Acceleration and Transport of Energetic Particles Observed in the Heliosphere*, AIP Conf. Proc. 528, 147-152 (2000)
- Tylka, A.J., Cohen, C.M.S., Dietrich, W.F., Lee, M.A., Maclennan, C.G., Mewaldt, R.A., Ng, C.K., Reames, D.V., Shock geometry, seed populations, and the origin of variable elemental composition at high energies in large gradual solar particle events, *Astrophys. J.*, **625**, 474 (2005)
- Urch, I. H., & Gleeson, L.J., Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970, *Astrophys. Space Sci.*, **17**, 426 (1972)
- Valtonen, E., J. Peltonen, P. Peltonen, T. Eronen, E. Hoisko, M. Louhola, M. Lumme, A. Nieminen, E. Riihonen, M. Teittinen, J. Torsti, K. Ahola, C. Holmlund, V. Kelhä, K. Leppälä, P. Ruuska, E. Strömmer, R. Verkasalo, E. Koivula, M. Moilanen, Energetic and relativistic nuclei and electron experiment of the SOHO mission, *Nucl. Instrum. & Methods, Phys. Res. Sect. A*, **391**, 249 (1997)
- Valtonen E., K. Kecskeméty, H. Kunow, P. Király, R. Müller-Mellin, A. Posner, and J. Torsti: A method for background reduction of solid state detectors during low-flux periods, *Proc. of 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Salt Lake City 1999, 6, 220-223 (1999)
- Valtonen, E., Kecskeméty, K., Kunow, H., Király, P., Müller-Mellin, P., and Torsti, J.: Background reduction for quiet time particle fluxes aboard the Solar and Heliospheric Observatory, J. Geophys. Res. 106, 10705 (2001)
- Vernov, S.N., Grigorov, N.L, Likin, O.B., Logachev, Yu.I., Pisarenko, N.F., Savenko, I.A., Volodichev, N.N., Suslov, A.A., Investigation of cosmic rays with the Prognoz satellites *Izv. AN SSSR, ser. Phys.* 37, 1138 (1973)
- Von Steiger, R., Wimmer Schweingruber, R.F., Geiss, J., Gloeckler, G., Abundance variations in the solar wind, *Adv. Space Res.* **15** (7), 3-12 (1995)
- Von Steiger, R., Schwadron, N.A., Fisk, L.A., Geiss, J., Gloeckler, G., Hefti, S., Wilken, B., Wimmer-Schweingruber, R. F., Zurbuchen, T. H., Composition of quasistationary solar wind flows from Ulysses/Solar Wind Ion Composition Spectrometer, J. Geophys. Res. 105, 27217–27238 (2000)

- Vourlidas, A., Howard, R.A., Esfandiari, E., Patsourakos, S. Yashiro, S. and G. Michalek, G., Comprehensive analysis of coronal mass ejection mass and energy properties over a full solar cycle, *Astrophys. J.*, **722**, 1522 (2010)
- Webber, W.R., Stone, E.C., Vogt, R.E., The elemental composition of quiet time low energy cosmic rays measured on the Voyager spacecraft, *Proc. of 16th Int. Cosmic Ray Conf.*, Kyoto 1979, **5**, 357 (1979)
- Webber, W.R., Lukasiak, A. and McDonald, F.B., Voyager measurements of the mass composition of cosmic-ray Ne, Mg, Si, and S nuclei, *Astrophys. J.*, **476**, 766 (1997)
- Webber, W.R. and Lockwood, J.A., Heliocentric radial intensity profiles of galactic cosmic rays measured by the IMP, Voyager, and Pioneer spacecraft in solar 11-year modulation cycles of opposite magnetic polarity, *J. Geophys. Res.*, **109**, A11101, doi:10.129/2004JA010642 (2004).
- Wenzel, K.-P., Rodríguez-Pacheco, J., Sanderson, T. P., and Beeck, J., Observation of Low-Energy (>35 KeV) Interplanetary Protons During Quiet Times, *Proc. of 21st Int. Cosmic Ray Conf.*, Adelaide 1990, 5, 328 (1990)
- Wibberenz G., Kecskeméty, K., Kunow, H., Somogyi, A., Iwers, B., Logachev, Yu.I., Stolpovskii, V.G., Coronal and interplanetary transport of solar energetic protons and electrons, *Solar Phys.* 124, 353-392 (1989)
- Witcombe, A., Drolias, B., Quenby, J. J., Blake, J. B., Fränz, M., Mazuk, S., Keppler, E., Quiet-time ~1 MeV/Nucleon Fluxes as Observed by the EPAC Instrument on Board Ulysses, *Proc. of 24th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rome 1995, **4**, 439 (1995)
- Zamow, R., The 1964-1972 quiet-time spectra of protons and helium at 2-20 MeV per nucleon, *Astrophys. J.*, **197**, 767-780 (1975)
- Zeldovich M.A., Yu.I. Logachev, V.G. Stolpovskii, G. Erdős, K. Kecskeméty, P. Király, and A. Varga: Low energy cosmic ray fluxes in the inner Heliosphere. *Proc. of 23rd Int. Cosmic Ray Conf.*, Calgary 1993, **3**, 366-369 (1993)
- Zeldovich M.A., Yu.I. Logachev, K. Kecskeméty, P. Király, A. Varga: Quiet-time proton fluxes in the inner heliosphere; *Proc. of 24th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rome 1995, **4**, 405 (1995)
- Zeldovich, M.A. and Logachev, Yu.I., Variations in flux of 1 MeV protons at 1 AU during quiet time periods in the recovery phase of the 21st cycle of solar activity in 1978-1981, *Cosmic Research* **34**, 464 (1996)
- Zeldovich, M.A., Kecskeméty, K., Logachev, Y.I., Surova, G.M., Dynamics of the 0.3-100 MeV proton energy spectra in the inner heliosphere in quiet periods of 1974-1991, *Cosmic Res.* **39**, 1-9 (2001)
- Zeldovich, M.A., Logachev, Yu.I., Surova, G.M., Kecskeméty, K., time variations of lowenergy protons and helium nuclei (0.3-10 MeV/nucleon) during the quiescent time of solar activity in the inner Heliosphere, *Cosmic Research*, **41**, 235-244 (2003)
- Zeldovich, M.A. Logachev, Yu.I., Veselovskii, I.S., Kecskeméty, K., Radial gradients of the low-energy protons in the outer Heliosphere, *Int. J. Modern Phys. A* **20**, 6727-6730 (2005)
- Zeldovich, M.A., Logachev, Yu.I., Kecskeméty, K., Surova, G.M., Fluxes of low-energy particles in quiet periods of solar activity and the MgII index, *Cosmic Res.*, **47**, 378 (2009)

- Zeldovich, M.A., Logachev, Yu.I., K. Kecskeméty, K., Surova, G.M.: Fluxes of low-energy particles in quiet periods of solar activity and the MgII index, *Cosmic Res.* **47**, 35, 378-383, doi: 10.1134/S0010952509050062 (2009)
- Zieger, B., and Mursula, K., Annual variation in near-Earth solar wind speed: Evidence for persistent north-south asymmetry related to solar magnetic polarity, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 841, (1998)