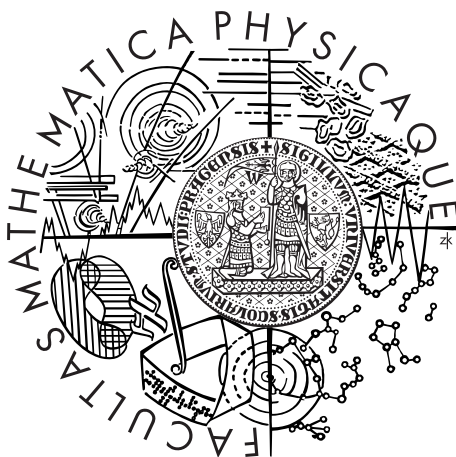


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Petr Cagaš

Variace obsahu helia ve slunečním větru

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Jana Šafránková, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2013

Děkuji profesorce Šafránkové a profesoru Němečkovi, bez jejichž vedení, cenných rad a komentářů by tato práce nevznikla. Dále bych chtěl poděkovat Kristýně Pokludové a Pavlu Cagašovi za podporu při psaní práce a pomoc s korekturami. A v neposlední řadě bych rád poděkoval Pavlu Cagašovi, ml. za tvorbu obrázků v první kapitole.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Název práce: Variace obsahu helia ve slunečním větru

Autor: Petr Cagaš

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Jana Šafránková, DrSc., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt: Práce představuje výsledky ročního měření variací obsahu iontů helia ve slunečním větru z přístroje BMSW na palubě družice SPEKTR-R. Přístroj BMSW byl vyvinut a postaven pro rychlé měření parametrů slunečního větru a dokáže získat kompletní integrální rozdělovací funkci částic slunečního větru každých 1,5 s. Statistická studie dat ukazuje, že na rozdíl od současného převládajícího názoru, nekorelují prudké změny relativního zastoupení helia se změnami ostatních parametrů slunečního větru a jsou tedy pravděpodobně způsobeny meziplanetárními turbulencemi, které přispívají k zahřívání plazmatu a vedou na růst teploty slunečního větru spolu s růstem obsahu helia.

Klíčová slova: Sluneční vítr; Ionty helia; Rychlá měření; Meziplanetární turbulence

Title: Solar wind helium abundance variations

Author: Petr Cagaš

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: prof. RNDr. Jana Šafránková, DrSc., Department of Surface and Plasma Science

Abstract: The thesis presents results of one-year measurements of solar wind helium ion abundance variations with the BMSW instrument on-board the SPEKTR-R spacecraft. The BMSW instrument was designed and built for fast measurements of the solar wind and can obtain a complete cumulative distribution function of solar wind particles every 1.5 s. A statistical study of the data shows that in spite of the current prevailing opinion, abrupt changes in the relative helium abundance do not correlate with the changes in other parameters of the solar wind and are therefore likely caused by in-transit turbulence that contributes to the solar wind heating and leads to rise of the solar wind temperature with the helium content.

Keywords: Solar wind; Helium ions; Fast measurements; In-transit turbulence

Obsah

Úvod	2
Cíle práce	4
1 Stručný přehled současného stavu poznání problému	5
1.1 Sluneční vítr a jeho parametry	5
1.2 Maxwell-Boltzmannovo rozdělení	6
1.3 Urychlování protonů ve sluneční koróně	8
1.4 Magnetické pole Slunce a magnetické tokové trubice	9
1.5 Další mechanismy urychlování iontů	16
1.6 Závislost obsahu helia na slunečním cyklu a heliografické šířce . .	16
2 Charakteristika přístroje	21
3 Analýza dat	24
3.1 Zpracování signálu	24
3.2 Použitá data	25
3.3 Statistické zpracování	27
3.4 Studie modelové události	28
3.5 Rychlé změny relativní koncentrace helia a jejich korelace s ostatními parametry slunečního větru	34
Závěr	41
Literatura	45
Seznam tabulek	46
Seznam obrázků	48
Seznam použitých zkratk	49
Příloha: Fotografie BMSW a SPEKTR-R	50

Úvod

Kosmická fyzika a výzkum vesmírného počasí se zabývají výzkumem slunečního větru a jeho interakcemi se Zemí.

Jeden z prvních objevů, které stály u zrodu tohoto relativně nového odvětví fyziky, uskutečnil 1. září 1859 Richard Carrington. Během zakreslování skupin slunečních skvrn uviděl na Slunci velký záblesk bílého světla. Paralelně s ním zpozorovali tento neobvyklý jev i astronomové v londýnské Kew Observatory, kde navíc zaznamenali změny magnetického pole Země. O osmnáct hodin později zasáhla Zemí zatím největší geomagnetická bouře, doprovázená polárními zářemi, které byly viditelné až na ostrově Puerto Rico v Karibiku.

Díky polárním expedicím v následujících letech počet zaznamenaných polárních září výrazně stoupl. Některé expedice, jako například expedice norského fyzika Kristiana Birkelanda, dokonce mířily do severních polárních šířek přímo za účelem jejich dokumentace. Nové poznatky získané při studiu elektrického proudu v plynech pak vědcům umožnily usoudit, že polární záře způsobují nabitě částice, které přicestovaly ze Slunce.

První matematický model proudění plazmatu ze Slunce nebo alespoň jeho náznaky se objevily v poznámce pod čarou v práci Arthura Eddingtona o pozorování komety Morehouse objevené v roce 1908. Eddington ve své práci předpokládal materiál složený čistě z iontů, v dalších pracích pak čistě z elektronů. Toto vysvětlení naráželo nutně na problém stability a tak se jeho myšlenky příliš neuchytily. Chování ohonů komet vysvětlil důkladně až německý fyzik Ludwig Biermann v roce 1951. V jeho práci se poprvé objevil sluneční vítr jako kontinuální proud částic obou polarit.

Samotný název „sluneční vítr“ ale pochází od Eugena Parkera, kterému kontinuální proud částic ze Slunce vyšel jako nutný důsledek rovnic popisujících stabilitu sluneční koróny.

První přímé ověření těchto teorií přineslo dobývání vesmíru a první měsíční sonda Luna 1, meziplanetární sonda Mariner 2 a série družic Explorer. S rozvojem techniky se ale objevily i negativní důsledky interakcí slunečního větru se Zemí a studium vesmírného počasí tak získalo i praktický význam. Lidé si uvědomili,

že sluneční bouře mohou ohrožovat zdraví posádek letadel na transatlantických linkách, ruší komunikaci na dlouhé vzdálenosti a způsobují škody na elektrických sítích a na jiné infrastruktuře.

Družicový výzkum potvrdil, že sluneční vítr je složený z nabitých částic, převážně z protonů, elektronů, jader atomů helia (tzv. α -částic) a dalších iontů. Jeho prostorová struktura je nicméně velmi komplikovaná – tvoří ji velké množství propletených magnetických tokových trubic. Jejich vzájemné interakce v meziplanetárním prostoru vytvářejí komprimované nebo naopak zředěné oblasti a mohou úplně změnit parametry jako je rychlost, hustota nebo teplota. To ale podle v současné době převládajících názorů neplatí pro relativní koncentraci α -částic, která se zafixuje ve vzdálenosti několika slunečních poloměrů od Slunce, a díky tomu přináší její studium informaci o místě vzniku pozorovaného slunečního větru.

Naprostá většina současných prací, zabývajících se zkoumáním poměru α -částic a protonů, se zaměřuje na analýzy založené na středních hodnotách počítaných na časových intervalech řádu minut až let. Tyto studie ale nechávají celou řadu nezodpovězených otázek, jako například: Jak mohou být tyto změny rychlé a časté? Mohou být způsobeny turbulencemi ve slunečním větru? Odpovědět na takovéto otázky je motivací předložené práce.

Studium rychlých změn parametrů slunečního větru je umožněno přístrojem BMSW (Bright Monitor of the Solar Wind), který byl pro tyto účely vyvinut a postaven na Katedře povrchů a plazmatu Matematicko-fyzikální fakulty Univerzity Karlovy. Tento přístroj byl v roce 2011 v rámci mezinárodní spolupráce vynesena na oběžnou dráhu na palubě ruské astrofyzikální družice SPEKTR-R a od té doby úspěšně pracuje.

Cíle práce

Využití rychlých měření parametrů plazmatu přístrojem BMSW pro studium He ve slunečním větru bylo hlavní náplní předložené práce. Jednotlivé kroky vedoucí k tomuto cíli můžeme konkretizovat takto:

- seznámení se s přístrojem BMSW
- analýza měření přístroje ve „sweep“ módu
- určení relativního zastoupení He^{2+}
- statistická analýza výsledků směřující k příčinám rychlých změn relativního zastoupení He^{2+}
- vyšetření korelace změn relativního zastoupení He^{2+} se změnami ostatních parametrů slunečního větru

1. Stručný přehled současného stavu poznání problému

1.1 Sluneční vítr a jeho parametry

Sluneční vítr je kontinuální proud ionizovaného plazmatu se zamrzlým magnetickým polem, který je uvolňován ze sluneční koróny. První domněnky o existenci slunečního větru vycházely ze souvislosti mezi změnami magnetického pole Země a pozorovanými jevy na Slunci a z teoretických modelů stability sluneční koróny. Za vůbec první zmínku o slunečním větru se považují úvahy britského astronoma Arthura Eddingtona v jeho matematické práci o pozorování komety Morehouse, která byla objevena v roce 1908 (Durham, 2006). Samotný název „sluneční vítr“ pochází od Eugena Parkera. Parker jako první přišel s řešením rovnic popisujících sluneční korónu, jejichž výsledkem je kontinuální proud plazmatu ze Slunce (Parker, 1958). První přímé měření slunečního větru provedla měsíční sonda Luna 1 v lednu roku 1959. Částice slunečního větru byly detekovány v iontových pastích umístěných na její palubě.

Přestože by název mohl naznačovat podobnost, ve srovnání s pozemským větrem je sluneční vítr velice horký, řídký a velmi rychlý. Skládá se převážně z ionizovaného vodíku (protony a elektrony jsou zastoupeny v téměř stejném poměru) s malou příměsí jader atomu helia (tzv. α -částic). Jejich relativní koncentrace vzhledem k protonům $A_{He} = (n_{He^{2+}}/n_{H^+}) \cdot 100$ se pohybuje okolo 5 % (Bame et al., 1977). Ve slunečním větru se také nacházejí těžší ionty, ale jejich zastoupení je ale ve srovnání se zastoupením protonů a α -částic velmi malé (Avanov et al., 1987).

Nejdůležitější parametry slunečního větru jsou hustoty protonů, elektronů a α -částic, unášivá rychlost plazmatu, protonová a elektronová teplota a magnetická indukce. Průměrné hodnoty těchto veličin ve vzdálenosti 1 AU¹ od Slunce jsou uvedeny v tabulce (1.1). Často je vhodné uvádět tyto parametry ve formě plošné

¹Zkratka z anglického Astronomical Unit – astronomická jednotka. Jedná se o střední vzdálenost Země-Slunce, tedy 149 597 870 700 m.

Protonová hustota	$6,6 \text{ cm}^{-3}$
Elektronová hustota	$7,1 \text{ cm}^{-3}$
Hustota He^{2+}	$0,25 \text{ cm}^{-3}$
Velikost unášivé rychlosti	450 km/s
Protonová teplota	$1,2 \cdot 10^5 \text{ K}$
Elektronová teplota	$1,4 \cdot 10^5 \text{ K}$
Magnetická indukce	7 nT

Tabulka 1.1: Průměrné parametry slunečního větru ve vzdálenosti 1 AU od Slunce. Hodnoty v tabulce jsou uvedeny v jednotkách používaných v literatuře zabývající se stejnou nebo obdobnou problematikou.

hustoty toku, respektive toku sférou o poloměru 1 AU, což může dávat lepší představu o situaci. Tyto hodnoty jsou shrnuty v tabulce (1.2). Hodnoty v tabulkách jsou převzaty z [Kivelson & Russell \(1995\)](#).

Je důležité zdůraznit, že se jedná pouze o průměrné hodnoty. Parametry slunečního větru velmi výrazně fluktuují v čase. Ve vzdálenosti 1 AU od Slunce se koncentrace částic ve slunečním větru pohybuje od $0,1 \text{ cm}^{-3}$ do 100 cm^{-3} , teplota iontů od 1 do 10 eV a unášivá rychlost od 250 do 700 km/s. Při této rychlosti trvá přibližně 2,5 až 6 dnů, než se sluneční vítr dostane ze sluneční koróny k Zemi.

	Plošný tok	Tok přes sféru
Protony	$3,0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$8,4 \cdot 10^{35} \text{ s}^{-1}$
Hmotnost	$5,8 \cdot 10^{-13} \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{12} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$
Kinetická energie	$6 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{20} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$
Termální energie	$0,2 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$0,05 \cdot 10^{20} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$
Magnetická energie	$0,1 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$0,025 \cdot 10^{20} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$

Tabulka 1.2: Plošné toky parametrů slunečního větru a toky přes sféru o poloměru 1 AU.

1.2 Maxwell-Boltzmannovo rozdělení

Parametry slunečního větru, popsané v minulé podkapitole, jsou makroskopické. Nabízí se otázka, jak tyto makroskopické parametry souvisejí s parametry jednotlivých částic, z nichž se plazma skládá. Tyto částice můžeme popsat jako body v šesti-rozměrném fázovém prostoru. Makroskopické vlastnosti takového souboru částic jsou dány počtem těchto částic v jednotkovém objemu fázového prostoru. V reálné situaci ale nikdy neznáme polohy a hybnosti všech částic. Dokážeme zjis-

tit pouze jejich statistické rozdělení. Ve výsledku tedy neurčujeme makroskopické vlastnosti plazmatu přímo z koncentrace částic ve fázovém prostoru, ale z hustoty pravděpodobnosti² $f(\mathbf{r}, v, t)$, jejíž argumenty jsou polohový vektor \mathbf{r} , velikost rychlosti částice v a čas t . Tato funkce je také někdy nazývána jednočásticová rozdělovací funkce. Poznamenejme, že v systémech složených z více druhů částic je třeba rozlišovat rozdělovací funkce f_s odpovídající různým druhům částic s .

V některých situacích je vhodné k popisu místo hustoty pravděpodobnosti používat integrální rozdělovací funkci³ $F(\mathbf{r}, v)$ definovanou vztahem

$$F(\mathbf{r}, v, t) = \int_0^v f(\mathbf{r}, \tilde{v}, t) d\tilde{v}. \quad (1.1)$$

Pokud známe rozdělovací funkci souboru částic, můžeme snadno integrací přes rychlost dopočítat jejich číselnou hustotu neboli koncentraci n_s

$$n_s(\mathbf{r}, t) = \int dv f_s(\mathbf{r}, v, t). \quad (1.2)$$

Unášivou rychlost plazmatu u_s získáme jako první moment rozdělovací funkce f_s

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{\int dv v f_s(\mathbf{r}, v, t)}{\int dv f_s(\mathbf{r}, v, t)}. \quad (1.3)$$

Ve většině případů můžeme plazma slunečního větru popsat jako ideální plyn v rovnováze, jehož částice se pohybují nerelativistickými rychlostmi a srážejí se pouze elasticky. V takovéto situaci je rozdělovací funkce dána Maxwell-Boltzmannovým rozdělením

$$f_s(\mathbf{r}, v) = n_s \left(\frac{m}{2\pi k_B T_s} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_s (v - u_s)^2}{k_B T_s} \right], \quad (1.4)$$

kde m_s a T_s jsou hmotnost a teplota odpovídající příslušnému druhu částic a k_B je Boltzmannova konstanta.

V plazmatu slunečního větru často nastává situace, kdy se výrazně liší rozdělení rychlostí ve směru paralelním s magnetickou indukcí a kolmém na magnetickou

²V anglické literatuře Probability Density Function – PDF

³V anglické literatuře Cumulative Distribution Function – CDF

indukci. V takovýchto situacích je vhodné použít tzv. bi-maxwellovské rozdělení

$$f_s(\mathbf{r}, v) = n_s \left(\frac{m}{2\pi k_B} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{T_{\perp s} T_{\parallel s}^{\frac{1}{2}}} \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_s (v_{\parallel} - u_{\parallel s})^2}{k_B T_{\parallel s}} \right] \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_s (v_{\perp} - u_{\perp s})^2}{k_B T_{\perp s}} \right]. \quad (1.5)$$

1.3 Urychlování protonů ve sluneční koróně

V této podkapitole se budeme zabývat základními principy urychlování plazmatu ve sluneční koróně. V následujících úvahách nebudeme počítat s plazmatem jako se souborem částic, ale použijeme druhý způsob a popíšeme plazma makroskopicky jako tekutinu. Podrobnější popis včetně detailního odvození rovnic je možno najít například v [Kivelson & Russell \(1995\)](#).

Vyjdeme ze dvou rovnic magnetohydrodynamiky (MHD) popisujících rovnováhu ve sluneční koróně

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0, \quad (1.6)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g, \quad (1.7)$$

kde ρ je hustota plazmy, p je tlak, \mathbf{j} je hustota elektrického proudu, \mathbf{B} je magnetická indukce a \mathbf{F}_g je gravitační síla Slunce. Rovnice (1.6) představuje zákon zachování hmotnosti a rovnice (1.7) zákon zachování hybnosti.

Pokud budeme uvažovat isotermickou atmosféru, čistě radiální gravitační sílu a unášivou rychlost a zanedbáme magnetické pole, přejdou (1.6) a (1.7) na velmi jednoduchou soustavu lineárních diferenciálních rovnic

$$\frac{1}{r^2} \frac{du}{dr} \rho u r^2 = 0, \quad (1.8)$$

$$\rho \frac{du}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}, \quad (1.9)$$

kde G je gravitační konstanta a M_{\odot} je hmotnost Slunce.

První z rovnic je triviálně splněná pro $u = 0$ všude. Toto řešení vede ve druhé rovnici na tlak, který exponenciálně klesá se vzdáleností od nejnižší vrstvy sluneční koróny. Takovéto chování ale platí pouze pro atmosféry, jejichž tloušťka je velmi malá vzhledem k rozměrům tělesa, které obklopují. Odpovídá tedy například at-

mosféře Země. Předpoklad tenké atmosféry ale není pro sluneční korónu splněn a výsledky, které tento model dává, se výrazně liší od pozorovaných dat. Je tedy nutné hledat řešení (1.8) a (1.9) s nenulovou unášivou rychlostí. Takovýmto řešením, je řešení splňující

$$4\pi r^2 \cdot \rho u = konst. \quad (1.10)$$

Důsledkem rovnic popisující stabilitu koróny je tedy permanentní proud plazmatu ze Slunce (Parker, 1958). Tento tzv. Parkerův mechanismus hraje klíčovou roli v urychlování protonů ve slunečním větru. Stále ale není zřejmé, jakým mechanismem se urychlují těžší částice. Jak ukázala studie dat z družic Ulysses a Helios (Neugebauer et al., 1996), rychlosti protonů a α -částic se v průměru liší o méně než 30 km/s (ve vzdálenosti 1 AU od Slunce), rozdíl se navíc zmenšuje úměrně stáří slunečního větru.⁴ Pokud by byly těžší ionty urychlovány čistě pomocí Parkerova mechanismu, nebyly by vzhledem k jejich hmotnosti jejich unášivé rychlosti srovnatelné s unášivou rychlostí protonů. Ukázalo se, že na urychlování minoritních iontů se podílejí ještě další dva mechanismy – coulombovské srážky (Geiss et al., 1970) a interakce částic s vlnami v plazmatu (Cranmer et al., 1981). Důkladněji se jimi budeme zabývat v podkapitole 1.5.

1.4 Magnetické pole Slunce a magnetické tokové trubice

Interakci magnetického pole Slunce s expandujícím plazmatem popisuje kromě rovnice (1.7) ještě Ampérův zákon, který v MHD aproximaci (zanedbáme časové derivace elektrického pole) nabývá tvaru

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}, \quad (1.11)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua a hustota elektrického proudu je dána vztahem $\mathbf{j} = \sum_s q_s n_s \mathbf{u}_s$.

⁴Stářím slunečního větru se v tomto kontextu rozumí anglický termín collisional age, ve kterém je zahrnuta i srážková frekvence. Sluneční vítr s vyšší srážkovou frekvencí „stárne“ rychleji než vítr s nižší srážkovou frekvencí.

Dále pak rovnice $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ a Ohmův zákon

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (1.12)$$

Pokud navíc v plazmatu zanedbáme srážky, roste σ nade všechny meze a jediná situace, kdy může být proud \mathbf{j} v rovnici (1.12) konečný, nastává pokud platí

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0. \quad (1.13)$$

Tato rovnice je pro proudění MHD tekutiny velmi důležitá. V případě, kdy $\mathbf{u} \neq 0$, spojuje tato rovnice pohyb plazmatu s elektrickým polem. Pokud je navíc tato rovnice v platnosti, je magnetická indukce zamrzlá v plazmatu. To znamená, že magnetický tok $\Phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ je konstantní. Přesněji, pokud budeme sledovat tok plazmatu, který je na počátku popsán průřezem $S(t_1)$ a magnetickou indukcí $\mathbf{B}(t_1)$, bude se magnetický tok zachovávat a bude roven $\int \mathbf{B}(t_1) \cdot d\mathbf{S}(t_1)$. Plochy $S(t)$ vymezují prostorový objem, který nazýváme magnetickou tokovou trubicí.

Řešme nyní popsanou soustavu rovnic bez zanedbání vlivu magnetického pole. Díky členu $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ již není možné obejít jejich vektorovou podstatu. Můžeme ale problém zjednodušit zavedením vhodných souřadnic. Jak je vidět níže, vhodný souřadnicový systém je spojen se silokřivkami magnetického pole, jejichž směr je v každém bodě dán směrem magnetické indukce \mathbf{B} . Parametr r , který je definován jako radiální vzdálenost od Slunce, nahradíme parametrem \tilde{r} , který popisuje vzdálenost podél silokřivky. V takto zvolených souřadnicích má rovnice (1.6) následující tvar

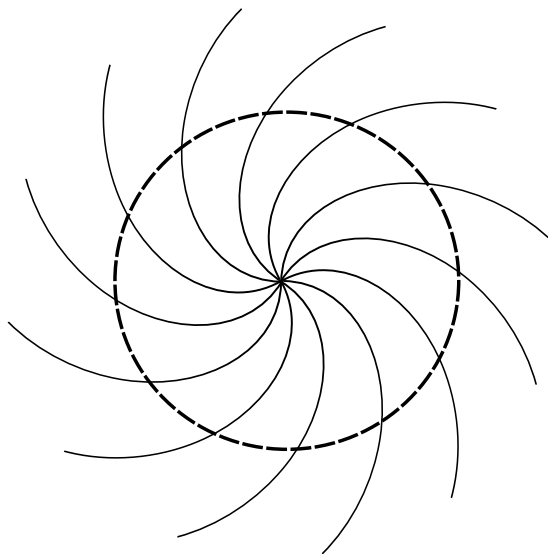
$$\frac{d}{d\tilde{r}} [\rho u S(\tilde{r})] = 0. \quad (1.14)$$

Její řešení musí splňovat

$$\rho(\tilde{r})u(\tilde{r})S(\tilde{r}) = konst. \quad (1.15)$$

Je vidět, že podmínka řešení je velmi podobná Parkerově podmínce (1.10), pouze není zadán konstantní tok celou sférou, ale obecněji zadanou plochou $S(\tilde{r})$. Jako důsledek této podmínky můžeme zavést proudové trubice, které se vztahují k unášivé rychlosti plazmatu. Tyto struktury budou analogií magnetických tokových trubic a budou vzájemně identické.

Struktura magnetických tokových trubic je v prvním přiblížení velmi jednoduchá — magnetické tokové trubice jsou radiálně symetrické a jejich průřez roste jako funkce vzdálenosti od Slunce $S = S(\tilde{r}^2)$. Vlivem rotace Slunce se ale zdroj/počátek každé magnetické tokové trubice pod danou trubicí pohybuje a trubice tak začnou tvořit spirálu (viz. obrázek 1.1), o které se často mluví jako o Parkerově spirále. Ve vzdálenosti 1 AU od Slunce budou siločivky magnetického pole svírat s radiálním směrem úhel zhruba 45° (Parker, 1958).



Obrázek 1.1: Parkerova spirála. Přerušovaná čára znázorňuje dráhu Země.

Ve skutečnosti je struktura trubic ještě složitější (Borovsky, 2008). Trubice se vzájemně proplétají a každá se pohybuje individuálně. Orientace siločivěk magnetického pole se může velmi výrazně lišit (viz. tabulka 1.3), v průměru je ale orientována podél Parkerovy spirály.

Uspořádání slunečního větru do tokových trubic má rozsáhlé důsledky pro jeho vlastnosti: (1) Tokové trubice mají jasné hranice a každá obsahuje plazma, jehož parametry se mohou od plazmatu v okolních trubicích výrazně lišit, (2) omezují promíchávání plazmatu v důsledku MHD turbulencí, (3) omezují posuny magnetických siločar způsobené turbulencemi, (4) objasňují lokální odchylky magnetického pole od Parkerovy spirály a (5) dávají základ jinak zdánlivě náhodnému chování magnetosférické aktivity. Dle současných hypotéz se jedná o „fosilní struktury“, které vznikají nad magnetickým kobercem⁵, a poté přetrvávají téměř beze změny minimálně 100 hodin až do vzdálenosti 1 AU, kde jsou pozorovány.

⁵Tento termín (původně anglicky magnetic carpet) poprvé zavedl Borovsky (2008).

V té vzdálenosti je jejich střední rozměr roven $1,13 \times 10^6$ km (178 poloměrů Země). Poznamenejme, že se nejedná o průměr, ale o vzdálenost od stěny tokové trubice ke stěně jak je zaznamenala družice při průletu. Pokud se tokové trubice vysledují zpětně až na povrch Slunce, jejich rozměr odpovídá granulím a supergranulím na Slunci (řádově 10^3 km). Některé parametry magnetických tokových trubic jsou shrnuty v tabulce 1.3. Parametr $\Delta\Theta$ udává úhlovou změnu směru vektoru magnetické indukce. Data jsou převzata z [Borovsky \(2008\)](#).

Mediánový rozměr trubice	$5,6 \cdot 10^5$ km
Průměrný rozměr trubice	$1,13 \cdot 10^6$ km
Stáří trubice	100 h
Medián $\Delta\Theta$ mezi trubicemi	65°
Střední rozdíl u mezi trubicemi	40,6 km/s

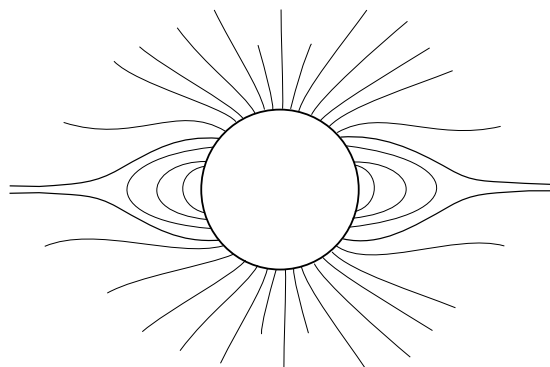
Tabulka 1.3: Parametry tokových trubic ve vzdálenosti 1 AU.

Studiem struktury magnetických tokových trubic na datech z družice ACE se zabývá [Borovsky \(2008\)](#). Pro studii použil plazmová data ([McComas, 1998](#)) a data o magnetickém poli ([Smith et al., 1998](#)) z let 1998-2004. Nejprve byla provedena analýza již zmíněného parametru $\Delta\Theta$, přesněji počtů naměřených událostí odpovídajících dané změně Θ . Závislost přirozeně vykazovala pokles se zvětšujícím se $\Delta\Theta$. Zajímavé je ale zjištění, že závislostí bylo možné proložit dvě exponenciály. První, strmější exponenciála odpovídala první části závislosti, tedy populaci s malými $\Delta\Theta$, a byla interpretována jako MHD nestability uvnitř tokové trubice. Populace s velkými změnami $\Delta\Theta$ pak byla interpretována jako přechody mezi tokovými trubicemi. Obdobné chování vykazovaly i další parametry jako A_{He} , unášivá rychlost, velikost magnetické indukce nebo teplota elektronů. Těchto poznatků pak autor využil pro detekci přechodů mezi trubicemi a následnou statistiku. Mimo jiné dospěl k závěru, že ve vzdálenosti 1 AU jsou magnetické tokové trubice v rychlém slunečním větru větší než v pomalém. Největší tokové trubice pak odpovídají anomálně studenému plazmatu.

Přechody mezi tokovými trubicemi na datech z ACE se zabýval také [Owens et al. \(2011\)](#). Analýzu provedli na škále ≈ 1 min (zhruba poloviční oproti [Borovsky \(2008\)](#)). Autoři uvádějí, že velké změny velikosti magnetické indukce byly v ≈ 85 % doprovázeny výraznou změnou v rychlosti a pouze v ≈ 25 % byly

doprovázeny změnou v A_{He} . Z těchto výsledků autoři usuzují, že výrazné skoky v A_{He} jsou způsobeny výlučně přechody mezi tokovými trubnicemi, zatímco změny v rychlosti jsou z velké části způsobeny turbulencemi uvnitř magnetické tokové trubice, ke kterým dochází v průběhu cesty.

Magnetické pole Slunce popíšeme pomocí multipólového rozvoje se zahrnutím efektu zamrzlého magnetického pole. Příspěvky k magnetické indukci od multipólů vyšších řádů ale velmi rychle klesají se vzdáleností, a tak můžeme pole Slunce, pozorované z velké vzdálenosti, popsat jako pole dipólu. Rovnice $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ vynucuje, aby se všechny magnetické silokřivky uzavíraly. Magnetická indukce pole Slunce je ale zamrzlá v proudu plazmatu, silokřivky jsou plazmatem vytaženy a už se nevracejí zpět ke Slunci. Jak je vidět na obrázku 1.2, tento efekt způsobuje, že silokřivky vycházející přibližně 45° od dipólového rovníku se ohýbají k rovníku a poté rovnoběžně s ním pokračují.



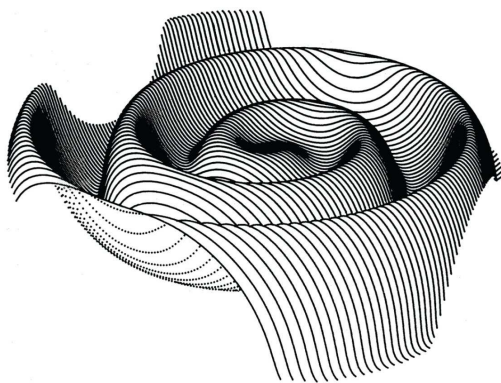
Obrázek 1.2: Silokřivky magnetického pole Slunce v období slunečního minima.

Je důležité si uvědomit, že plazma v této oblasti⁶ pochází z různých konců dipólu a tak zde vzniká velký gradient magnetické indukce. U Slunce, podobně jako u Země, navíc platí, že osy dipólového magnetického pole a osa rotace nesplývají. Vlivem rotace se pak na družicových datech z oblasti ekliptiky objevují periodické změny znaménka magnetické indukce a vytváří se tzv. sektorová struktura. Znázornění prostorového průběhu magnetické indukce je na obrázku 1.3.⁷ Obrázek byl převzat ze stránek NASA (<http://sunearthday.nasa.gov>).

Oblasti okolo pólů, z nichž vycházejí otevřené silokřivky, se nazývají koronální

⁶V anglické literatuře Heliospheric Current Sheet – HCS

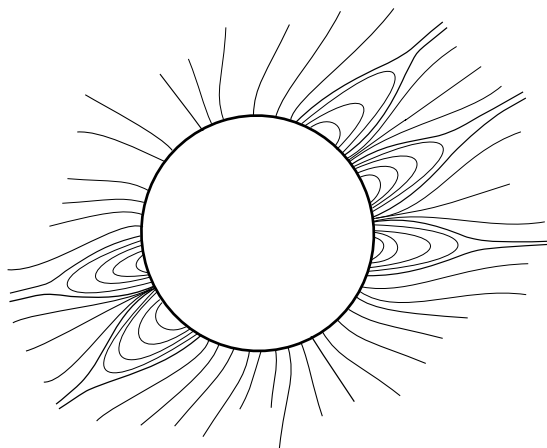
⁷V anglické literatuře ballerina skirt



Obrázek 1.3: Prostorový průběh magnetické indukce v okolí HCS způsobený rotací Slunce. *Autor: J. R. Jokipii, University of Arizona.*

díry.⁸ Vychází z nich sluneční vítr o rychlostech > 700 km/s, zatímco HCS poblíž rovníku je zdrojem relativně pomalého slunečního větru o rychlostech okolo 400 km/s (Gazis, 1996). Rozdíl v rychlostech je způsoben tím, že velká část kinetické energie pomalého slunečního větru je spotřebována na vytažení silokřivek a přemění se na energii magnetického pole.

Výše popsané uspořádání odpovídá situaci během minima sluneční aktivity. V období okolo maxima nelze situaci popsat tak jednoznačně. Jak je vidět na obrázku 1.4, struktura je mnohem chaotičtější. Oblasti vzniku slunečního větru jsou navíc menší, méně stabilní a více promíchané. Ve všech heliografických šířkách převažuje pomalý sluneční vítr (McComas et al., 2000).



Obrázek 1.4: Silokřivky magnetického pole Slunce v období slunečního maxima.

Plazma uvolňovaná ze Slunce je viditelná obrázku 1.5.

⁸V anglické literatuře coronal holes

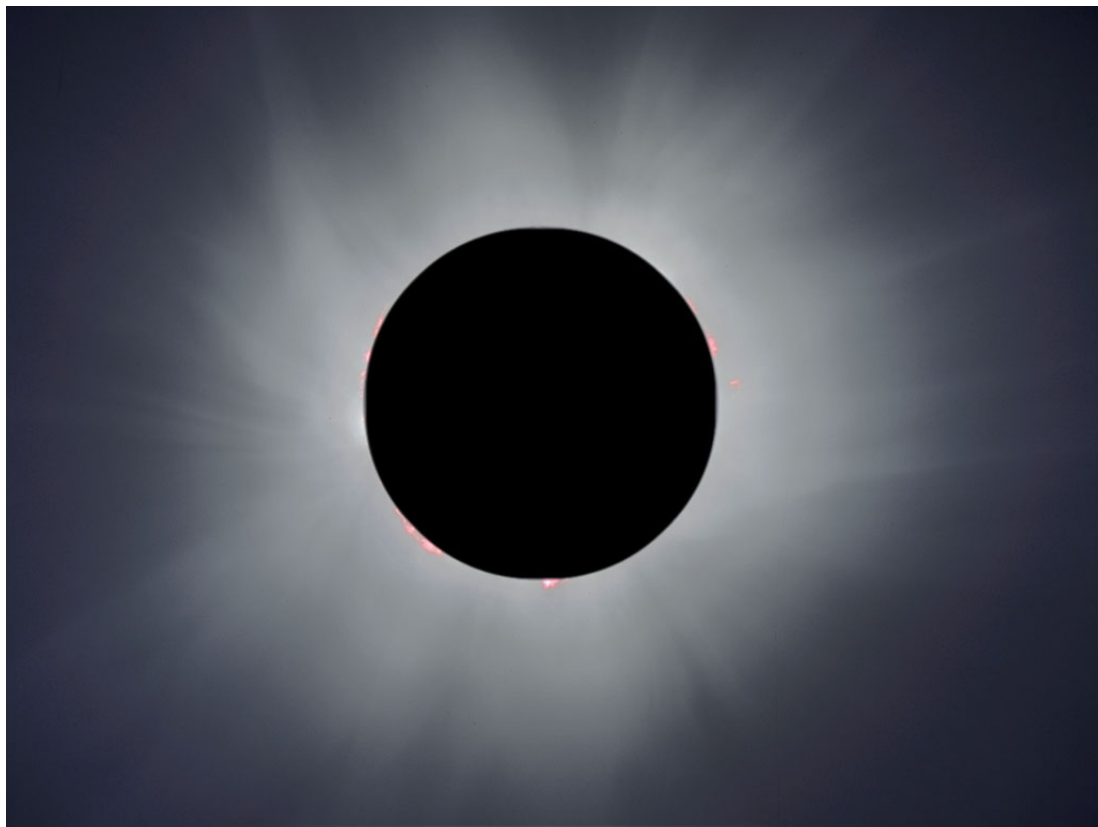
Na závěr se ještě podíváme jak vypadá rovnice (1.7) v souřadnicích rovnoběžných se siločivkami magnetického pole. Na rozdíl od rovnice (1.6) je nutné ji rozepsat do složek. Složka paralelní se směrem magnetické indukce má tvar

$$\rho u \frac{du}{d\tilde{r}} = -\frac{dp}{d\tilde{r}} - \rho \frac{GM}{r^2} \cos \xi, \quad (1.16)$$

kde ξ je úhel, který svírá siločivka magnetického pole s radiálním směrem. Magnetická síla je kolmá na siločivky, a proto se v této komponentě vůbec nevyskytuje. Komponentu ve směru magnetické síly zapíšeme ve tvaru

$$jB = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} \sin \xi - \frac{\rho u^2}{R_c}, \quad (1.17)$$

kde z je souřadnice měřená ve směru $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ a R_c je poloměr křivosti siločivky v daném bodě.



Obrázek 1.5: Fotografie sluneční koróny při zatmění Slunce v roce 1999, tři roky po slunečním minimu v roce 1996. Autor: Pavel Cagaš.

1.5 Další mechanismy urychlování iontů

Jak již bylo zmíněno v podkapitole 1.3, klíčovou roli v urychlování iontů ve slunečním větru hrají coulombovské srážky (dominantní převážně v menších výškách nad Sluncem) a interakce mezi ionty a Alfvénovými vlnami (dominantní ve vyšších výškách).

Alfvénovy vlny jsou oscilace iontů a magnetického pole v plazmatu. Vlna se šíří ve směru silokřivek magnetického pole, pohyb iontů a oscilace magnetického pole se dějí ve směru kolmém na magnetické silokřivky. Rychlost Alfvénovy vlny je dána vztahem

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{1}{B^2} c^2 \mu_0 \rho}}, \quad (1.18)$$

kde $\rho = n_s m_s$ je celková hustota všech nabitých částic v plazmě.

Cranmer et al. (1981) uvažuje při popisu urychlování iontů s bi-maxwellovskými rozloženími a zanedbává viskozitu a tepelnou vodivost. Vychází z rovnic zachování energie

$$\frac{1}{2} n_i u_i \frac{\partial T_{\parallel i}}{\partial r} + n_i k_B T_{\parallel i} \frac{\partial u_i}{\partial r} = Q_{\parallel i} + C_{\parallel ip} (T_{\parallel p} - T_{\parallel i}) + m_p J_{\parallel ip}, \quad (1.19)$$

$$n_i u_i k_B \frac{\partial T_{\perp i}}{\partial r} + \frac{n_i u_i k_B T_{\perp i}}{S} \frac{\partial S}{\partial r} = Q_{\perp i} + C_{\perp ip} (T_{\perp p} - T_{\perp i}) + m_p J_{\perp ip}, \quad (1.20)$$

kde n_i je číselná hustota iontů, u_i je unášivá rychlost iontů a S je průřez magnetické tokové trubice.

Členy $Q_{\parallel i}$ a $Q_{\perp i}$ vyjadřují cyklotronový ohřev, členy $C_{\parallel ip}$ a $C_{\perp ip}$ vyjadřují energii předanou coulombickými srážkami a členy $J_{\parallel ip}$ a $J_{\perp ip}$ vyjadřují Joulovské ohřívání. Jejich explicitní tvary je možné nalézt v Cranmer et al. (1981).

1.6 Závislost obsahu helia na slunečním cyklu a heliografické šířce

Historicky první studie A_{He} ve slunečním větru se zaměřily na popsání jeho závislosti na jedenáctiletém slunečním cyklu. Jako první závislost popsal Ogilvie & Hirshberg (1974). Pro studii byla použita data kombinovaná z několika dru-

žic. Samotnou existenci závislosti potvrdil [Feldman et al. \(1978\)](#) analýzou dat z IMP 6, 7 a 8. Jejich zjištěním nicméně bylo, že největší rozdíl v A_{He} mezi rychlým a pomalým slunečním větrem nastává v období slunečního minima, což bylo v rozporu s [Ogilvie & Hirshberg \(1974\)](#), kde byl publikován největší rozdíl v A_{He} období slunečního maxima. Celkově nebyla výsledná závislost mezi A_{He} , rychlostí a slunečním cyklem ani v jedné studii jasně určena, což zapříčinily především velmi limitované statistiky.

Závislost A_{He} přesvědčivě prokázal až [Aellig & Lazarus \(2001\)](#), který použil data z Faradayových válců přístroje SWE umístěného na družici Wind ([Ogilvie et al., 1995](#)). Pro statistiku byla použita všechna data od vypuštění družice v roce 1994 až do roku 2000, a to včetně CME, šoků a jiných událostí s cílem, aby získané závislosti byly co nejobecnější. Spolehlivě prokázali, že A_{He} je funkcí fáze slunečního cyklu (speciálně pro rychlosti slunečního větru pod 500 km/s) s minimem okolo slunečního minima v roce 1996, což souhlasilo s předešlými publikacemi ([Ogilvie & Hirshberg, 1974](#); [Feldman et al., 1978](#); [Neugebauer, 1981](#); [Ogilvie et al., 1989](#)). Závěry zkoumání závislosti A_{He} na rychlosti slunečního větru se shodovaly s [Feldman et al. \(1978\)](#) a byly v rozporu s [Ogilvie & Hirshberg \(1974\)](#); [Ogilvie et al. \(1989\)](#).

Fakt, že A_{He} roste s rychlostí slunečního větru v okolí minima sluneční aktivity podporuje klasickou představu o magnetickém poli Slunce popsanou v podkapitole [1.4](#), tedy že rychlý sluneční vítr vychází z koronálních děr a pomalý z HCS. Tato představa vychází ze známého mechanismu urychlování iontů (podkapitola [1.5](#)) a meziplanetárního měření A_{He} .

Měření A_{He} v oblasti okolo HCS přinesl [Borrini et al. \(1981\)](#) v práci, která se zabývala chováním slunečního větru pro malé hodnoty A_{He} . Pro studii byla použita data z družic IMP 6, 7 a 8 v časovém rozpětí od března roku 1971 do prosince 1978, což odpovídá zhruba 70 % jednoho slunečního cyklu. Analýza dat ukázala, že sluneční vítr s nízkým A_{He} se zároveň vyznačuje následujícími vlastnostmi: (1) Vysoké protonové a elektronové hustoty; (2) Změna polarity meziplanetárního magnetického pole; (3) Malá unášivá rychlost; (4) Nízké teploty He^{2+} a H^+ ; (5) Minimum v poměru teplot He^{2+} a H^+ ; (6) Téměř shodné unášivé

rychlosti He^{2+} a H^+ . Pro důkladnější analýzu byla data uspořádána vzhledem k dobře definovaným přechodům mezi sektory s opačnou polaritou magnetického pole (takovým, kterým předcházely nebo po nich následovaly alespoň čtyři dny s konstantní polaritou) a zprůměrována. Přechody byly na datech spojeny s vysokým maximem koncentrace protonů a minimem A_{He} . Celkově dospěli autoři k následujícím závěrům: (1) Existuje profil v koncentraci, který je dle autorů spojený s přechodem mezi sektory a který není ovlivněný procesy v meziplanetárním prostoru; (2) Pozorování koncentrace při přechodech mezi sektory ze vzdálenosti 1 AU jsou často ovlivněna kompresními efekty souvisejícími s proudy rychlého slunečního větru, které mohou přechod následovat, maxima koronálního a kompresního signálu jsou vzájemně rozlišitelná a mají srovnatelné velikosti.

Závěry autorů však narážejí na jeden problém. Silokřivky magnetického pole se nemohou křížit. Z obrázku 1.2 je zřejmé, že silokřivky ležící ve středu HCS by v poli ideálního dipólu odpovídaly silokřivkám blíže k povrchu Slunce. Pokud by tedy A_{He} nebylo ovlivněno procesy v meziplanetárním prostoru, znamenalo by to, že A_{He} je vyšší na vyšších silokřivkách, což je ale v rozporu s gravitační separací.

Jak již bylo zmíněno, α -částice nejsou ve slunečním větru efektivně urychlovány Parkerovým mechanismem a na místo toho hrají klíčovou roli coulombovské srážky s již urychlenými protony. Rychlost α -částic tedy závisí na jejich toku, který se mění s expanzí magnetického pole. Tu můžeme popsat pomocí expanzního faktoru A

$$A(r) = \left(\frac{R_{\odot}}{r} \right)^2 \frac{B(R_{\odot})}{B(r)}, \quad (1.21)$$

kde $B(r)$ je velikost magnetické indukce ve výšce r a R_{\odot} je poloměr Slunce na spodní hranici sluneční koróny. Unášivá rychlost slunečního větru je pak obecně nepřímou úměrná tomuto expanznímu faktoru.

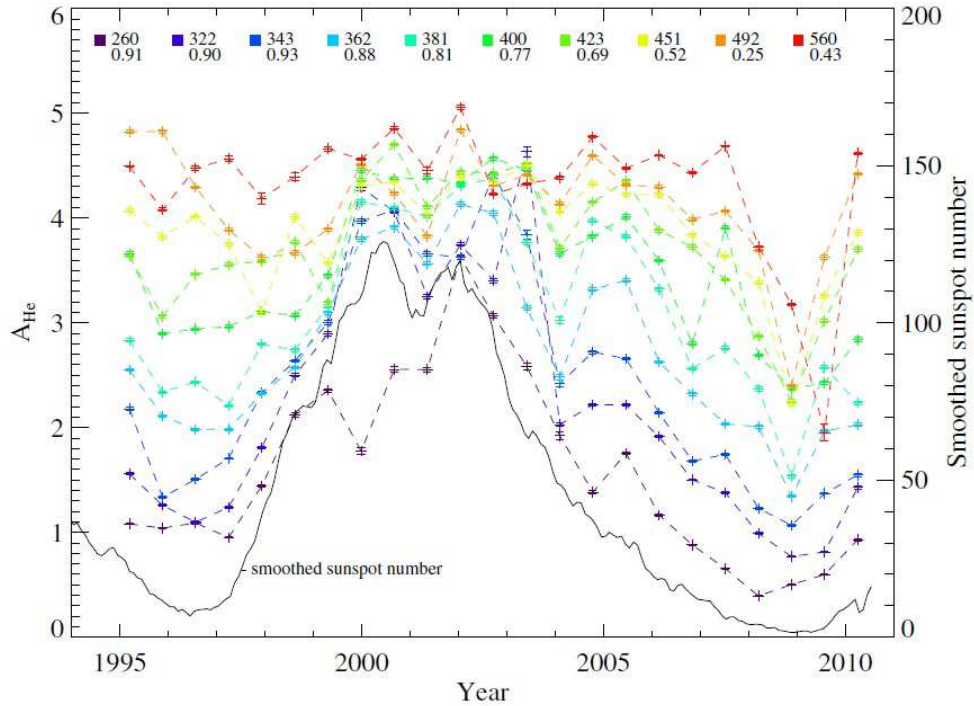
Přestože se tok protonů při pozorování ze vzdálenosti 1 AU jeví jako téměř konstantní, v oblastech zhruba do $2,5 R_{\odot}$, tedy oblastech, kde probíhá hlavní část urychlování, se může měnit až o řád. Aellig & Lazarus (2001) píší, že právě variace toku protonů v oblastech do $2,5 R_{\odot}$ plně definuje A_{He} pozorovaný ve vzdálenosti 1 AU. Malé hodnoty A_{He} v oblasti okolo HCS potom lze poté vysvětlit výrazným rozpínáním magnetických tokových trubic.

Přístroj Wind/SWE pro studium závislosti A_{He} na slunečním cyklu použili také [Kasper et al. \(2007\)](#); [Richardson & Kasper \(2007\)](#); [Kasper et al. \(2012\)](#).

[Kasper et al. \(2007\)](#) se kromě závislosti A_{He} na slunečním cyklu věnuje také vlivu heliografické šířky Země, a tedy i družice Wind, v době pozorování. Pro celou statistiku byla všechna data rozdělena do několika oken podle unášivé rychlosti slunečního větru. Po zprůměrování přes Carringtonovy rotace (zhruba 27 dní), začala data vykazovat významnou modulaci s periodou 6 měsíců. Právě šestiměsíční perioda odpovídá vlastním změnám heliografické šířky Země. Pro celý sledovaný časový úsek fitovala funkce kosinus spolehlivě pouze okna rychlostí od 360 do 430 km/s. Ostatní okna rychlostí bylo možné stejně dobře aproximovat konstantní hodnotou. Pro rychlosti slunečního větru menší než 360 km/s nebyly nalezeny žádné zdroje periodicity. Pokud se ale vzala v úvahu pouze data z dvouletého okolí minima v roce 1996, začala vykazovat jasný periodický trend s dobře definovanou periodou 6 měsíců všechna okna rychlostí. Po odstranění závislosti na heliografické šířce se A_{He} jeví jako lineární funkce rychlosti s nulou na 259 km/s. Závislost je velmi přesně lineární zhruba do 530 km/s a poté už s rychlostí roste pomaleji než lineárně.

Histogram A_{He} pro pomalý sluneční vítr vykazuje dvě výrazná maxima. Maximum pro vysoké hodnoty A_{He} je spojené se sluneční aktivitou a v období okolo minima úplně mizí. Maximum pro malé hodnoty A_{He} je v histogramu viditelné stále, pouze se v období maxima výrazně zmenší. Takovéto chování ukazuje na dva zdroje pomalého slunečního větru. [Kasper et al. \(2007\)](#) předpokládá, že zdroj slunečního větru s malou koncentrací helia je spojen s oblastí okolo HCS. Jeho pokles je pak možné vysvětlit tím, že během slunečního maxima není HCS srovnán s rovníkem Slunce a sluneční vítr, který zde vzniká, tak v důsledku není pozorovatelný v rovině ekliptiky. Toto vysvětlení také souhlasí s pozorovaným poklesem modulace A_{He} v závislosti na heliografické šířce, která byla popsána výše. Sluneční vítr bohatý na helium pak [Kasper et al. \(2007\)](#) spojuje s aktivními regiony, které se v průběhu slunečního maxima objevují v blízkosti pólů a poté migrují k rovníku.

[Kasper et al. \(2012\)](#) navazuje na předchozí studie a rozšiřuje původní po-



Obrázek 1.6: Závislost A_{He} na fázi slunečního cyklu. A_{He} je vyneseno barevně pro deset oken rychlostí. U každého okna je vypsána střední rychlost slunečního větru a koeficient korelace s počtem slunečních skvrn, který je v grafu vyneseno černou čarou. Obrázek je převzat z [Kasper et al. \(2012\)](#).

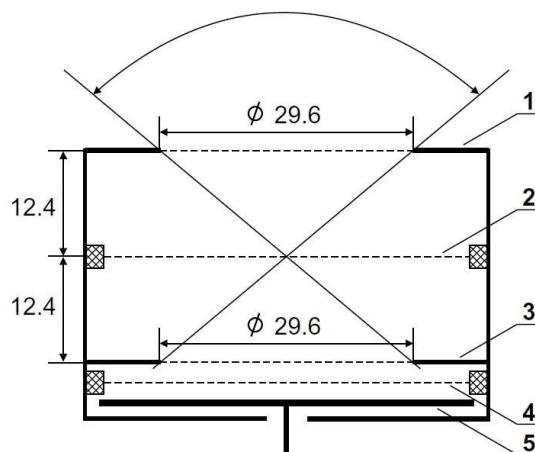
zorování z let 1994–2004 ([Kasper et al., 2007](#)) až do roku 2010. Zahrnuje tedy také poslední velmi dlouhé sluneční minimum a kompletuje statistiku přes celý 23. sluneční cyklus. Na rozdíl od [Aellig & Lazarus \(2001\)](#) jsou z analýzy vyjmuty meziplanetární šoky a CME. Pomalý sluneční vítr vykazuje výraznou korelaci s počtem slunečních skvrn, který pravidelně publikuje Solar Influences Data Center. Korelační koeficienty se pohybují okolo 0,9 a A_{He} se pohybuje mezi 0 a 4 %. Rychlý sluneční vítr se jeví jako nezávislý na sluneční aktivitě, jeho A_{He} se pohybuje mezi 4 a 5 %. Pro studii byly použity hodnoty zprůměrované po 250 dnech.

Spojností A_{He} s magnetickým polem se zabývá [Wang \(2008\)](#). Pro analýzu byla použita kombinovaná data z družic IMP 6, 7 a 8, Wind a ACE. Autor našel nejvýraznější korelaci mezi A_{He} a velikostí magnetického pole B ve zdroji slunečního větru (tedy v oblasti do $2,5 R_{\odot}$). Velikost magnetické indukce byla naměřena vysoká pro zdroje rychlého slunečního větru a pro zdroje pomalého slunečního větru v období maxima sluneční aktivity. Byla také pozorována korelace mezi A_{He} a tokem protonů (ovšem výrazně slabší než korelace v prvním případě).

2. Charakteristika přístroje

Pro studii byla použita data z přístroje BMSW (Bright Monitor of the Solar Wind) (Safrankova et al., 2008, 2013), který byl vypuštěn na oběžnou dráhu na palubě ruské astrofyzikální družice SPEKTR-R 18. července 2011. Orbitální perioda této družice je $\approx 8,2$ dne, apogeum 333 570 km a perigeum 576 km. Ve slunečním větru se tedy nachází 7–8 dnů z každé periody.

Samotný přístroj byl vyvinut a postaven na Katedře povrchů a plazmatu Matematicko-fyzikální fakulty Univerzity Karlovy. Skládá se z celkem šesti Faradayových válců¹. Schéma jednoho Faradayova válce použitého pro BMSW je na obrázku 2.1. Vnější uzeměné mřížky slouží k odstínění pole vznikajícího uvnitř Faradayova válce mimo přístroj. Kladně nabitá řídicí mřížka je připojená na zdroj vysokého napětí a vytváří potenciál, kterým projdou pouze ionty s dostatečnou rychlostí. Tlumící mřížka je připojená na pevný potenciál ~ -300 V a vrací zpět elektrony ze slunečního větru a fotoelektrony emitované z kolektoru vlivem slunečního UV záření. Tři Faradayovy válce mají osy rovnoběžné s přímým smě-

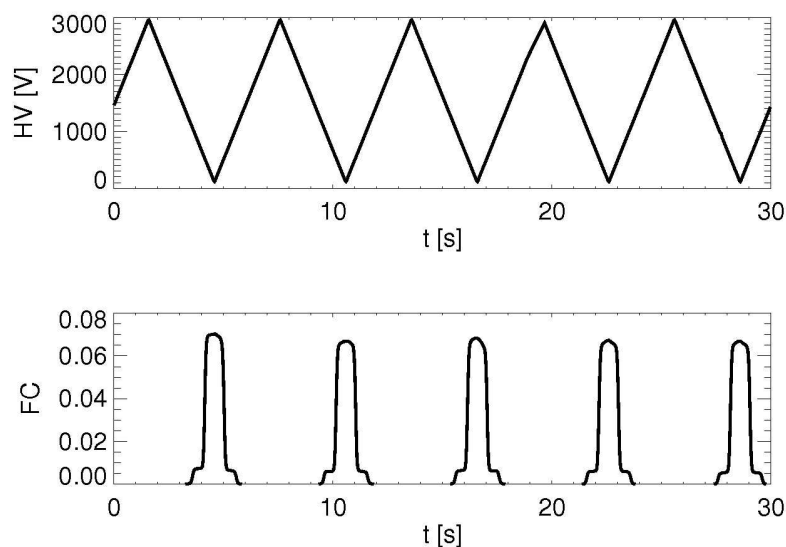


Obrázek 2.1: Schéma Faradayova válce. (1) a (3) jsou vnější uzeměné mřížky, (2) je kladná řídicí mřížka, (4) je tlumící mřížka a (5) je kolektor. Obrázek byl převzat z Safrankova et al. (2008).

rem ke Slunci a určují velikost unášivé rychlosti, tepelnou rychlost a koncentraci slunečního větru, tři další jsou odkloněny o 20° a určují směr přicházejícího slunečního větru.

¹V anglické literatuře Fraday Cup

Měření může probíhat ve dvou různých módech. První mód se nazývá adaptivní. Na každém ze tří rovnoběžných Faradayových válců je nastaveno jiné pevné napětí a odečítají se proudy. Třemi body se pak proloží integrální distribuční funkce (CDF) Maxwell-Boltzmanova rozdělení a z ní se poté určí parametry slunečního větru. Díky tomuto uspořádání je přístroj schopen získat sadu parametrů každých 32 ms. Takto se ale naměří pouze CDF odpovídající protonům a nezíská se žádná informace o α -částicích. Pro měření A_{He} je nutné použít skenovací mód, tzv. „sweep“. V tomto módu se periodicky a po částech lineárně mění napětí na kontrolní mřížce od 0 V do 3 kV a získá se tak kompletní CDF částic slunečního větru, která obsahuje i část odpovídající α -částicím. Každý Faradayův válec měří samostatně s periodou 3 nebo 6 s. Kompletní sadu parametrů tedy dostaneme každých 1,5 nebo každé 3 s. Standardně pracují ve „sweep“ módu dva Faradayovy válce, na třetím je napětí na kontrolní mřížce vypnuté. Dostaneme se tedy na teoretické časové rozlišení 0,75 s. Této hodnoty je ale dosaženo pouze, pokud jsou napěťové signály posunuty o čtvrtinu periody, což není vždy splněno. Ukázka průběhu napětí HV a proudu FC na prvním Faradayově válci přístroje je na obrázku 2.2. Ve všech uvažovaných případech není důležitá přímo velikost proudu, ale poměr dvou proudů. Z tohoto důvodu můžeme proud udávat v neurčitých zástupných jednotkách.



Obrázek 2.2: Ukázka průběhu napětí HV a proudu FC na prvním Faradayově válci přístroje BMSW. Proud je udáván v neurčitých zástupných jednotkách.

Tento signál se na Zemi přenáší buď v plném rozlišení nebo komprimovaný. Komprimační algoritmus je optimalizován pro následné zpracování protonové části CDF. Komprimovaná data tedy pokrývají převážně oblast napětí, pro která dochází k největšímu brzdění protonů, a proto se nehodí na vyhodnocování A_{He} .

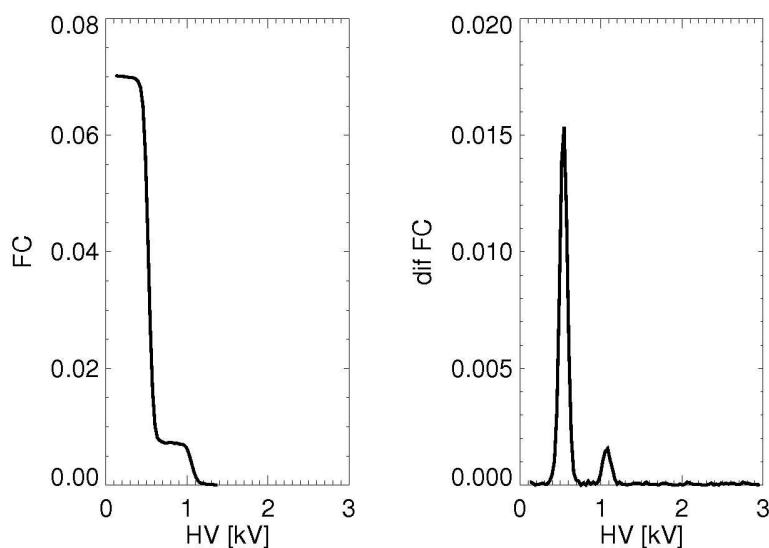
Na závěr je nutné zmínit tři základní omezení experimentu: (1) Maximální napětí na kontrolní mřížce umožňuje spolehlivé naměření celé CDF pro α -částice pouze v pomalém nebo středně rychlém slunečním větru (v rychlém slunečním větru nestačí napětí na zabrzdění všech α -částic); (2) Datová průchodnost telemetrického kanálu není dostatečná, a tak je na Zemi přenesena pouze část naměřených dat; (3) Magnetometr na družici není funkční.

3. Analýza dat

3.1 Zpracování signálu

Ukázka signálu z přístroje BNSW je na obrázku 2.2. Tento signál je nejprve nutné rozdělit na části s rostoucím nebo klesajícím napětím. Protože pro určování A_{He} jsou používána pouze nekomprimovaná data, obsahuje signál kompletní průběh napětí a je tak možné pro rozdělení použít vyhledávání lokálních extrémů. Husté pokrytí měřenými body (perioda měření je 32 ms) navíc umožňuje jako extrém jednoduše označit bod s extrémální hodnotou, což vede ke zrychlení a zjednodušení zpracování.

Průběh elektrického proudu jako funkce napětí na rozdělených datech pak odpovídá souhrnné CDF částic slunečního větru (levý panel obrázku 3.1). Větší pokles odpovídá protonům a menší α -částicím. Derivací této závislosti, realizované jako absolutní hodnota rozdílu dvou sousedních bodů, dostaneme funkci odpovídající souhrnné PDF částic (pravý panel obrázku 3.1). Analogicky s předchozím odpovídá levé, větší maximum protonům a pravé, menší α -částicím. Je nutné zdůraznit, že se nejedná přímo o CDF a PDF (viz. následující odstavec).



Obrázek 3.1: Ukázka průběhu proudu a absolutní hodnoty změny proudu ve Faradayově válci jako funkce napětí na řídicí mřížce.

Pro samotné určování A_{He} jsme používali dvě metody. První metoda počítá A_{He} jako poměr elektrických proudů odpovídajících protonům a α -částicím. Je dobré poznamenat, že proud naměřený pro nulové brzdné napětí (levý panel obrázku 2.2) je součet obou proudů a nejedná se pouze o protonový proud. Jak již bylo zmíněno, naměřená závislost proudu není CDF částic slunečního větru. Podíl proudů lze ztotožnit s podílem koncentrací pouze za předpokladu stejných unášivých rychlostí částic (stejný směr i velikost), což v reálné situaci přesně neplatí. Rozdíl jejich velikostí, měřený ve vzdálenosti 1 AU, ale nepřesahuje 30 km/s (Neugebauer et al., 1996), což ve výsledku dává nejistotu menší než 10 %. Vzhledem k tomu, že α -částice mají ve srovnání s protony dvojnásobný náboj, je třeba ve výpočtu dělit proud odpovídající α -částicím dvěma.

Druhou možností je určovat A_{He} jako poměr velikostí maxim absolutních hodnot změn proudu, tedy maxim závislosti odpovídající PDF. Aby takto určený poměr odpovídal A_{He} , je nutné jej upravit o poměr relativních tepelných rychlostí a α -částic. Vzhledem k tomu, že tyto poměry v současné době ještě nemáme určeny a nedokážeme tedy dostatečně dobře určit nejistotu měření, zvolili jsme pro zpracování dat první metodu.

Relativními parametry protonů a α -částic, jako jsou výše zmíněné unášivé a tepelné rychlosti, se budeme intenzivněji zabývat v budoucí práci.

Všechny další parametry slunečního větru použité v práci jsou převzaty z databáze skupiny. Jejich určováním se detailněji zabývá (Safrankova et al., 2013).

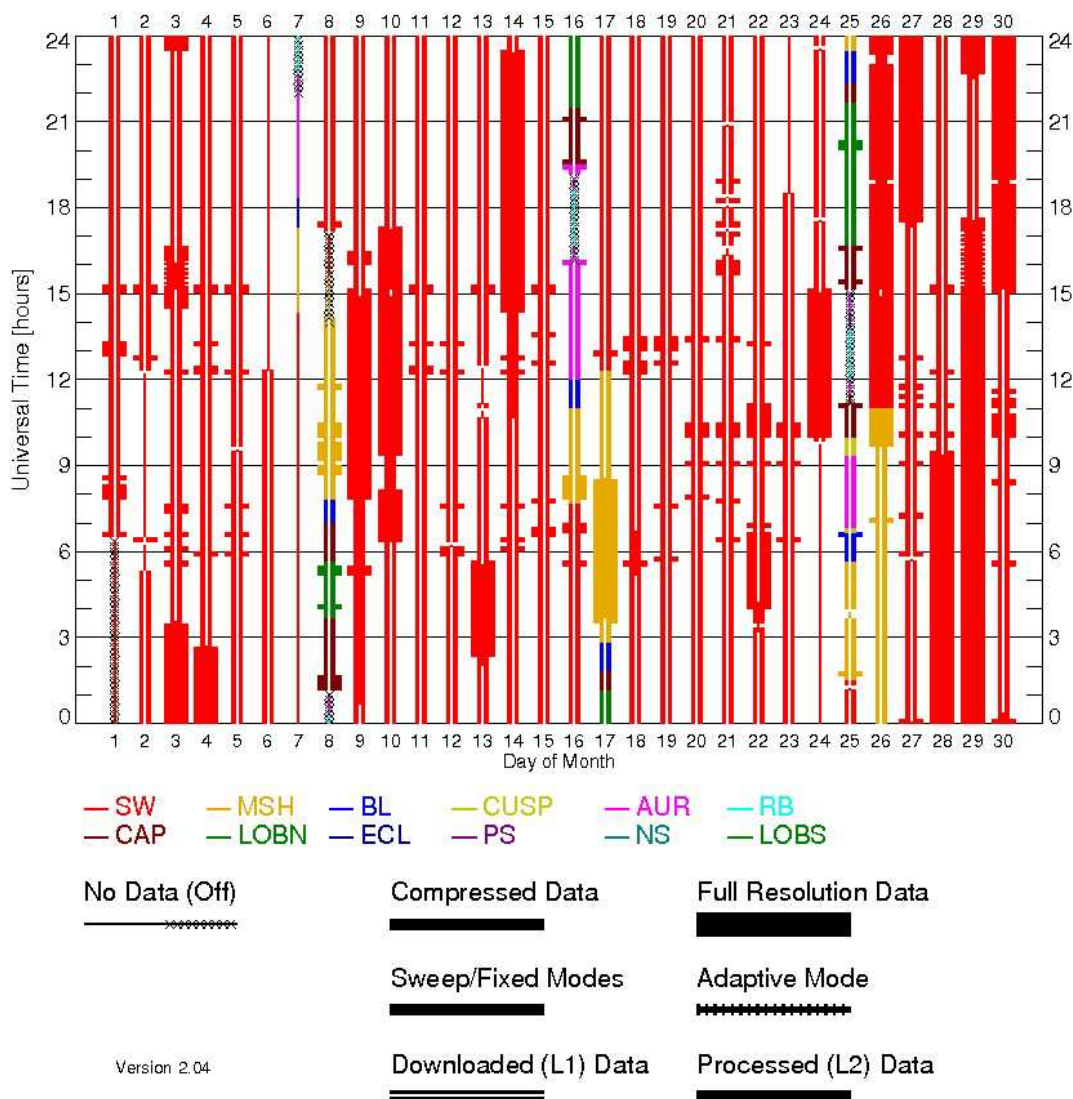
3.2 Použitá data

Jak již bylo zmíněno v kapitole 2, vlivem omezené datové průchodnosti telemetrického kanálu je na Zemi přenesená poměrně malá část dat v plném rozlišení. Představu může poskytnout obrázek 3.2, který popisuje dostupnost dat za září 2011. Dostupnosti dat v ostatních měsících je možné nalézt na webových stránkách experimentu <http://aurora.troja.mff.cuni.cz/spektr-r/project>. Námi zpracovávaná data, tedy stažená v plném rozlišení, jsou na obrázku vyznačena tlustou čarou. Již letmý pohled naznačuje, že analyzované úseky mají různou délku a jsou nerovnoměrně rozložené. Analýza tedy nepředstavuje systematické měření.

PLASMA-F BMSW Data Availability

2011/09

Orbit prediction: Oct 10 17:55:46 2011
 BMSW index: May 16 12:07:20 2013

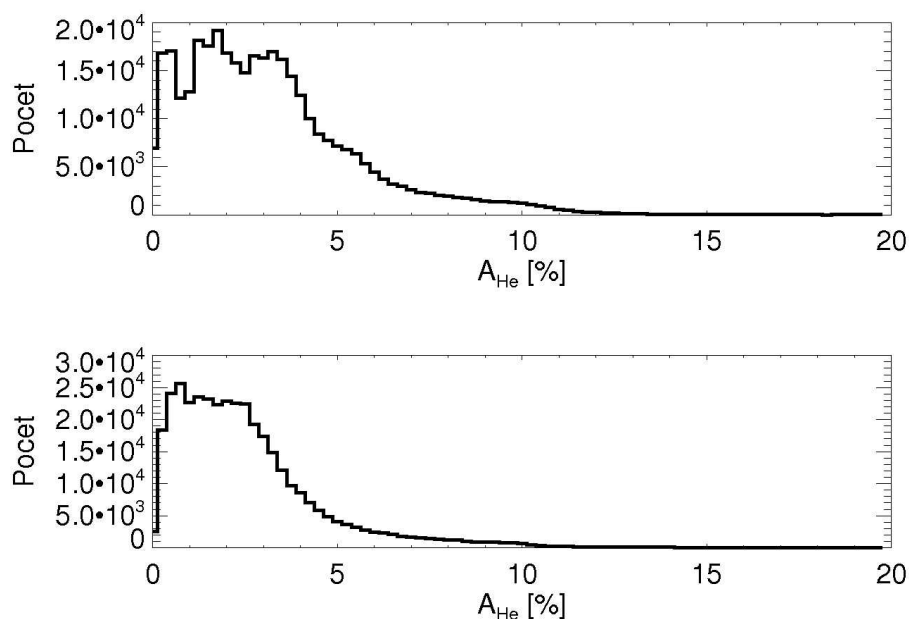


Obrázek 3.2: Ukázka dostupnosti dat pro září 2011. Barva znázorňuje oblast, ve které se družice zrovna nacházela (červená odpovídá slunečnímu větru). Tloušťka čáry značí dostupnost dat. Tlustá čára představuje stažená data v plném rozlišení, střední označuje stažená komprimovaná data a tenká čára je v oblastech, kde nejsou stažená žádná data. Plná čára představuje zpracovaná data, prázdná ještě nezpracovaná data.

Vlivem omezení detekce α -částic na pomalý a středně rychlý sluneční vítr se počet použitelných časových intervalů zmenší na 39, dohromady se jedná zhruba o 170 hodinách (viz. tabulka 3.1). Jednotlivých bodů s určeným A_{He} bylo naměřeno 373 537.

3.3 Statistické zpracování

Na obrázku 3.3 jsou vidět histogramy A_{He} vypočtené ze všech dostupných dat. Na horním panelu je A_{He} vypočtený první metodou (jako podíl elektrických proudů), na spodním je A_{He} vypočtený druhou metodou (jako podíl maximálních změn elektrických proudů). Všechny následující hodnoty jsou spočítány už pouze s využitím první metody, jak jsme předeslali v minulé kapitole.



Obrázek 3.3: Histogramy A_{He} . Na horním panelu je A_{He} vypočtený z poměrů elektrických proudů, na spodním panelu je A_{He} vypočtený z poměrů maximálních změn elektrických proudů.

Pro další analýzu jsme rozdělili hodnoty A_{He} do tří intervalů a spočítali histogramy rychlostí v těchto intervalech. Výsledek je na obrázku 3.4. Vzhledem k tomu, že četnost detekovaných rychlostí u_p není rovnoměrně rozdělená, jsou čisté histogramy mírně zavádějící. Proto jsou histogramy normovány na histogram všech dat (počty hodnot pro daný interval A_{He} a okno rychlostí jsou vyděleny cel-

kovým počtem hodnot pro dané okno rychlostí). Velikost oken v histogramech je určována automaticky pomocí Sturgesovy formule $k = \lceil \log_2 N + 1 \rceil$, kde k je šířka okna a N je celkový počet naměřených hodnot, která platí dobře pro normálně rozdělené veličiny.

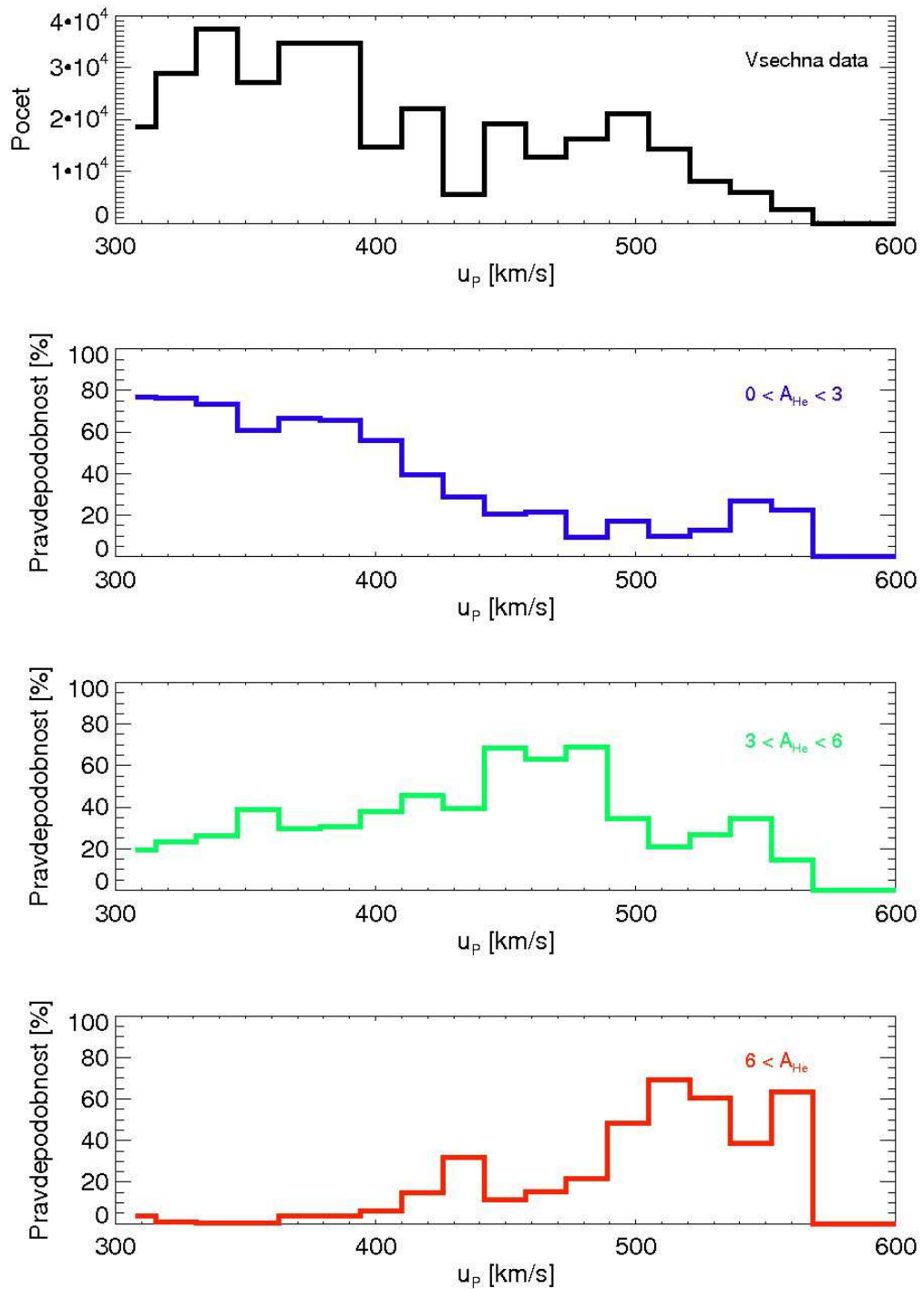
Na histogramech je patrná závislost mezi rychlostí a A_{He} . Ze statistického hlediska je vidět, že sluneční vítr s vyšším obsahem helia má pravděpodobně vyšší unášivou rychlost.

Pro přesnější analýzu jsme spočítali 2D-pravděpodobnostní histogramy 3.5, 3.6 a 3.7. Jedná se o histogramy A_{He} jako funkce koncentrace protonů n (3.5), unášivé protonové rychlosti u_p (3.6) a termální protonové rychlosti v_{th} (3.7). Políčka jsou obdobně jako v předchozím případě normována na celkový počet měření pro dané okno odpovídajícího parametru a barvy políček vyjadřují pravděpodobnost výskytu určitého A_{He} v daném okně. Díky tomu dojde ke zvýraznění oblastí s vyšší unášivou rychlostí slunečního větru, které nejsou tak dobře pokryty daty. Pro určení optimální velikosti políčka je opět použita Sturgesova formule.

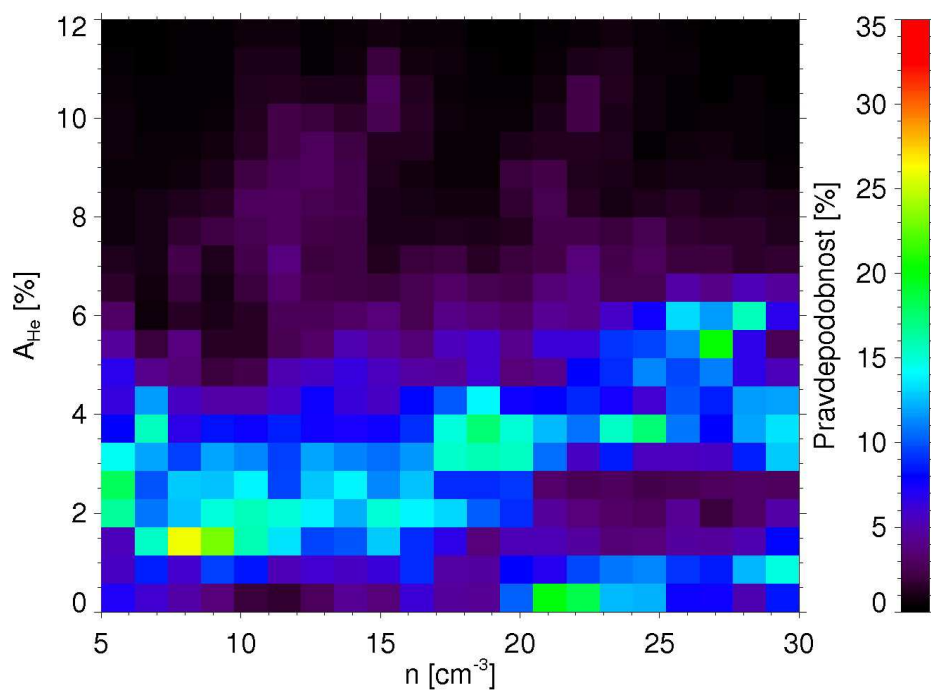
Obrázek 3.6 už přesvědčivě ukazuje, že A_{He} je rostoucí lineární funkcí rychlosti slunečního větru, což je v souladu se zjištěními Kasper et al. (2007). Na obrázku 3.5 je vidět zvýšený A_{He} v hustším slunečním větru ($n > 20 \text{ cm}^{-3}$), což může být způsobeno již zmíněnou závislostí A_{He} na hustotě toku protonů v oblasti vzniku (Wang, 2008). Obrázek 3.7 ukazuje, že A_{He} roste s termální rychlostí protonů.

3.4 Studie modelové události

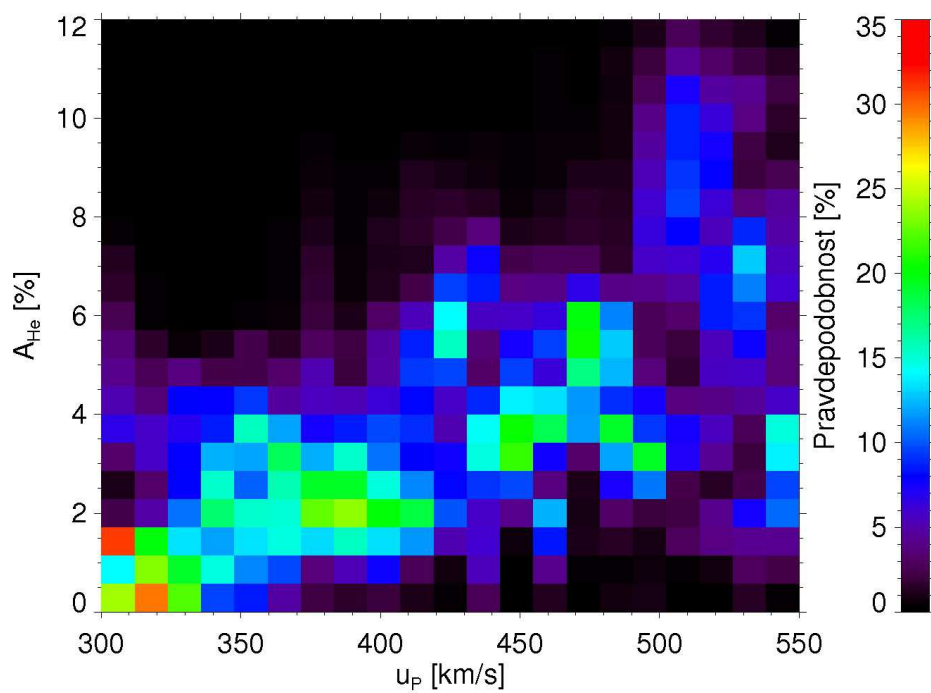
Velké změny A_{He} jsou často skokové. Modelová událost, pozorovaná přístrojem 11. dubna 2012, je zachycena na obrázku 3.8. Horní panel představuje iontový spektrogram. V něm je na ose y je zaznamenáno napětí na řídicí mřížce Faradayova válce a na ose x jsou vedle sebe naskládány naměřené PDF. Barva odpovídá hustotě pravděpodobnosti. Na spektrogramu jsou jasně viditelné dvě vodorovné čáry. Spodní čára (na napětí okolo 500 V) odpovídá protonům a horní čára α -částicím. Poznamenejme, že v energetickém spektrogramu by α -částice byly v dvojnásobné vzdálenosti, protože mají oproti elektronům dvojnásobný náboj. První výrazná změna A_{He} nastala v ≈ 0751 UT, kdy se A_{He} zvýšil z ≈ 1 %



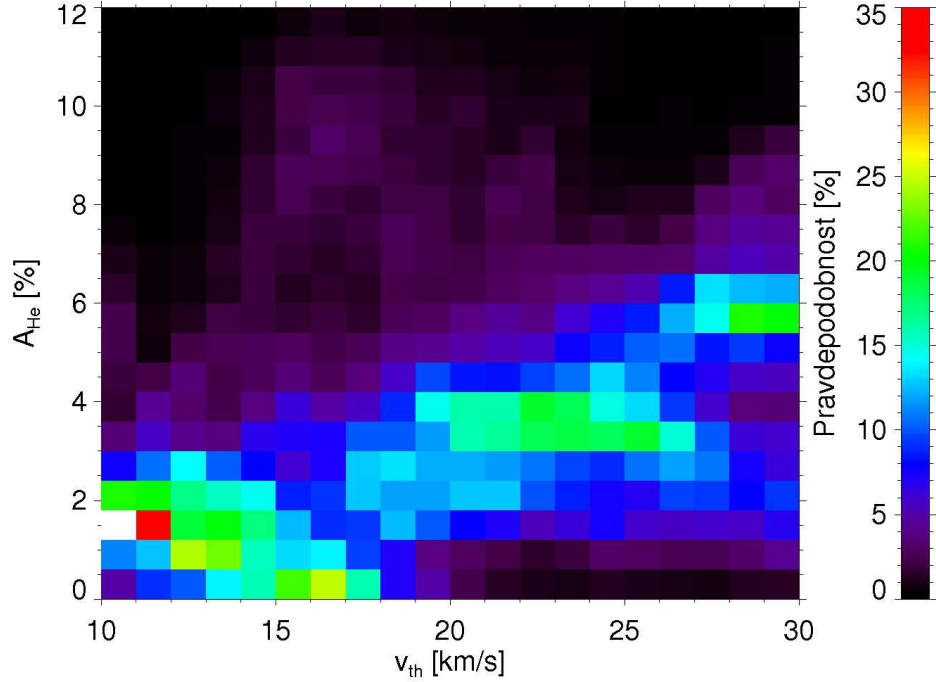
Obrázek 3.4: Histogramy u_p . Na horním panelu je histogram u_p ze všech dat. Na spodních panelech jsou histogramy u_p vždy pro určitý interval hodnot A_{He} . Spodní histogramy jsou v každém okně rychlostí normovány na celkový počet měření v daném rychlostním okně (horní histogram).



Obrázek 3.5: Pravděpodobnostní histogram A_{He} jako funkce koncentrace protonů n .



Obrázek 3.6: Pravděpodobnostní histogram A_{He} jako funkce unášivé protonové rychlosti u_p .



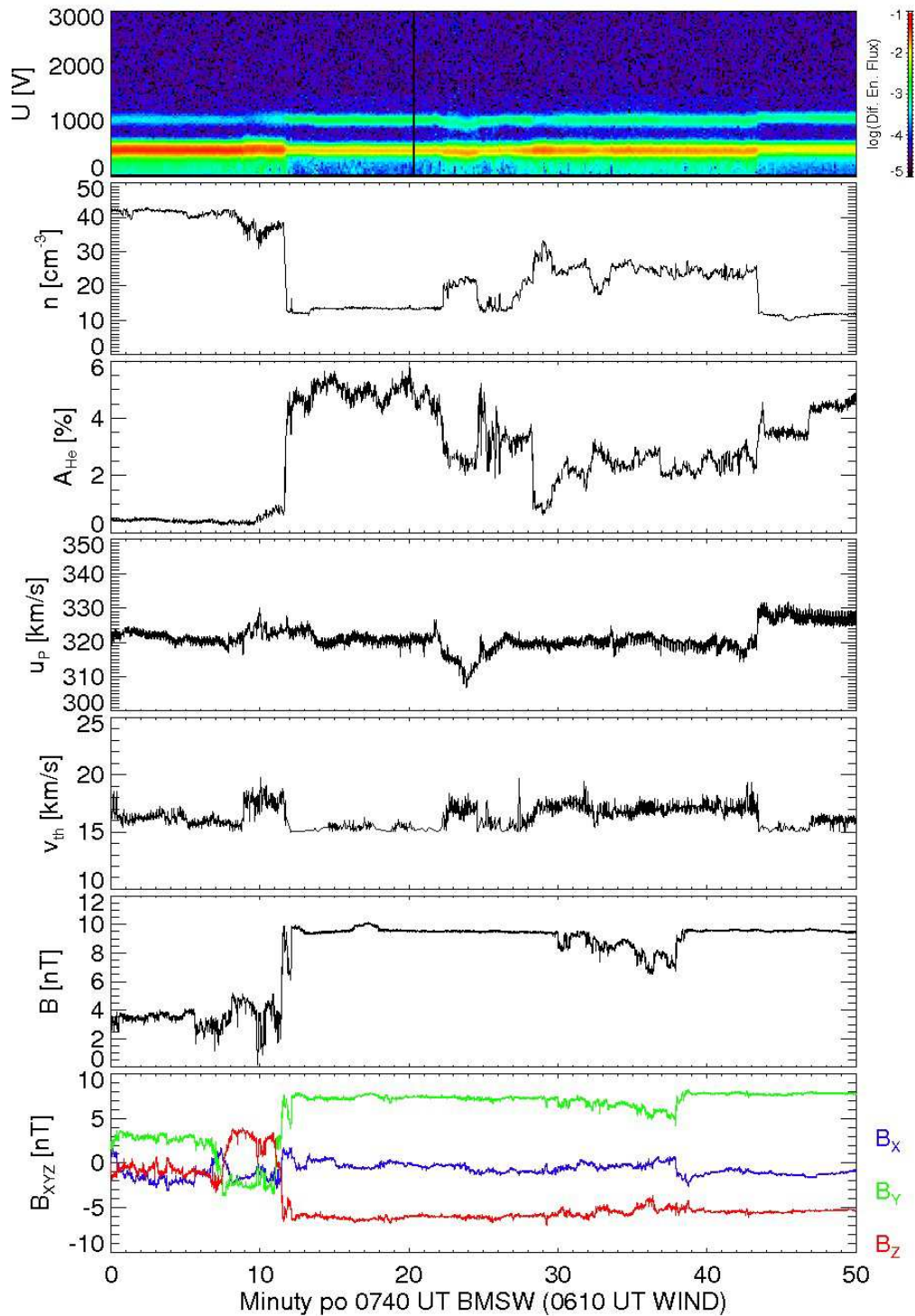
Obrázek 3.7: Pravděpodobnostní histogram A_{He} jako funkce termální protonové rychlosti v_{th} .

zhruba pětkrát. Tento nárůst byl doprovázen poklesem hustoty 3,5krát a mírným poklesem termální rychlosti. Družice SPEKTR-R se v době události nacházela na souřadnicích¹ $x_{GSM} \approx 4,5 R_E$, $y_{GSM} \approx 41,6 R_E$ a $z_{GSM} \approx 16,9 R_E$, kde R_E je poloměr Země. Data z družice Wind² ukazují, že současně došlo také k otočení polarity magnetické indukce. Je zajímavé, že během celého měření byla protonová unášivá rychlost relativně malá a až na skok v ≈ 0824 UT, kdy došlo ke změně všech parametrů, se neměnila.

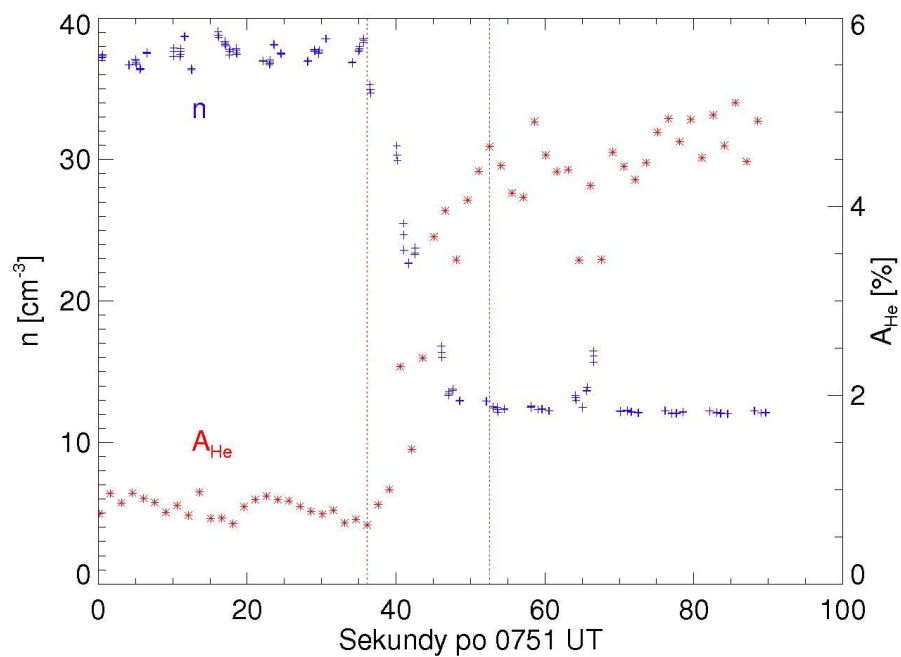
Detaily změny v ≈ 0751 UT jsou na obrázcích 3.9 a 3.10. Na obrázcích je mimo jiné dobře vidět časové rozlišení přístroje BMSW. V obrázcích jsou analyzovány současné změny A_{He} a n (3.9) a A_{He} a v_{th} (3.10) Celá změna proběhla během ≈ 9 s. Při dané rychlosti slunečního větru došlo ke změně A_{He} na ≈ 3000 km, což odpovídá pouze několik gyropoloměrům α -částic. I přestože tento skok nebyl doprovázen změnou velikosti unášivé rychlosti, myslíme si, že jej způsobil přechod mezi tokovými trubnicemi.

¹GSE souřadnice mají počátek ve středu Země, osa x míří ke Slunci a osa y je v rovině ekliptiky.

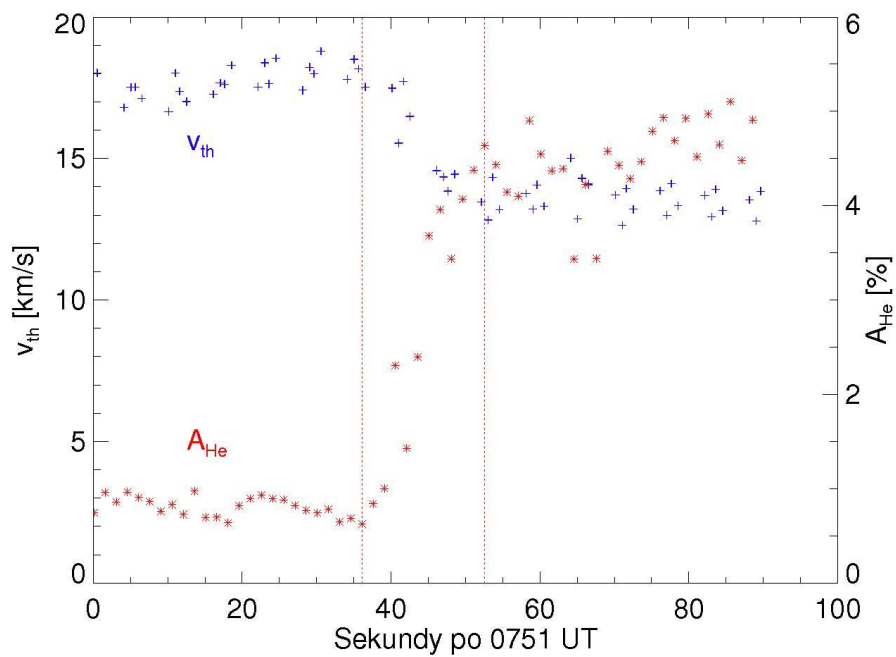
²Z důvodu nefunkčního magnetometru na družici SPEKTR-R jsme pro analýzu převzali data z družice Wind a posunuli jsme je o vzdálenost mezi družicemi. Družice Wind se nacházela na souřadnicích $x_{GSM} \approx 249,6 R_E$, $y_{GSM} \approx 58,5 R_E$ a $z_{GSM} \approx 33,0 R_E$.



Obrázek 3.8: Přehled události zachycené 11. dubna 2012. Panely jsou uspořádány od shora dolů následovně: iontové spektrum, koncentrace protonů, A_{He} , unášivá protonová rychlost, termální protonová rychlost, velikost magnetické indukce a její tři komponenty B_{xyz} . Poslední dva panely představují data převzatá z družice Wind.



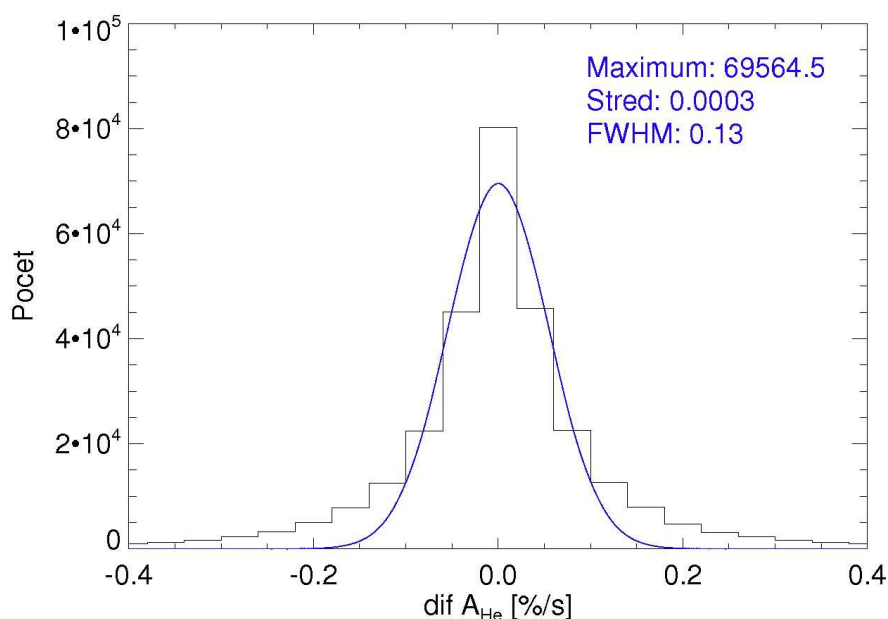
Obrázek 3.9: Současná změna A_{He} a n v ≈ 0751 UT 11. dubna 2012.



Obrázek 3.10: Současná změna A_{He} a v_{th} v ≈ 0751 UT 11. dubna 2012.

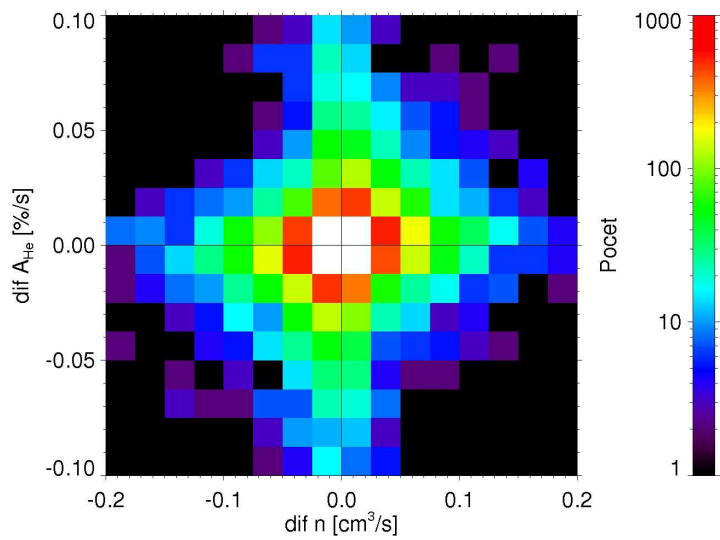
3.5 Rychlé změny relativní koncentrace helia a jejich korelace s ostatními parametry slunečního větru

S úmyslem nalézt obdobné velké změny v A_{He} jsme spočítali rozložení $dif A_{He} = dA_{He}/dt$, jako rozdíl dvou nejbližších měření z jednoho Faradayova válce, podělený časem, který mezi nimi uběhl. Dělení časem je potřebné z toho důvodu, že sousední měření nemusejí být ekvidistantně vzdálená (některá měření mohou například chybět). Měření vzdálená o více než dvojnásobek „sweepovací“ periody byla ze statistiky vyloučena. Výsledný histogram včetně proložené Gaussovy křivky a jejích parametrů je na obrázku 3.11. Z histogramu je patrné, že velké změny A_{He} jsou pravděpodobnější, než by odpovídalo náhodným fluktuacím. Tento výsledek se shoduje s obdobnou analýzou v Owens et al. (2011).

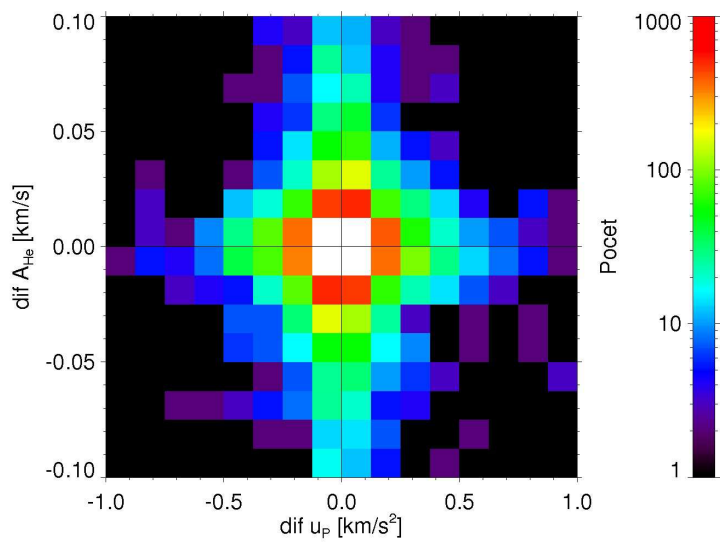


Obrázek 3.11: Histogram $dif A_{He}$ s proloženou Gaussovou křivkou.

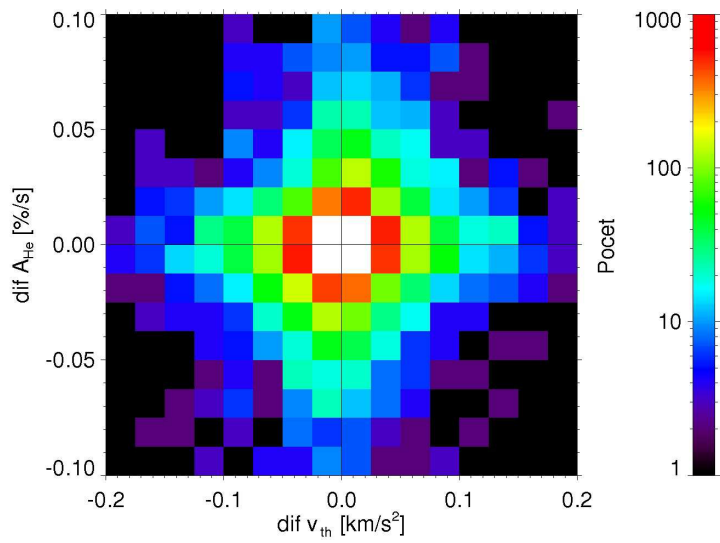
Obrázky 3.12 až 3.17 ukazují 2D-histogramy znázorňující pravděpodobnost změny v A_{He} současně s dalšími parametry. Na obrázcích 3.12 až 3.14 jsou rozdíly mezi daty způměrovanými po 30 s, zatímco obrázky 3.15 až 3.17 ukazují rozdíly mezi nejbližšími hodnotami tak, jak jsou popsány výše (tedy s 3s rozestupy).



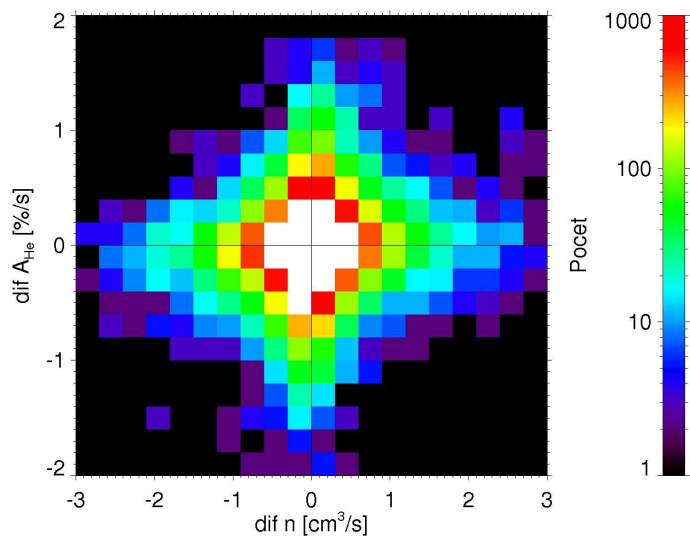
Obrázek 3.12: 2D-histogram současných změn v A_{He} a n mezi daty vystředovanými po 30 s.



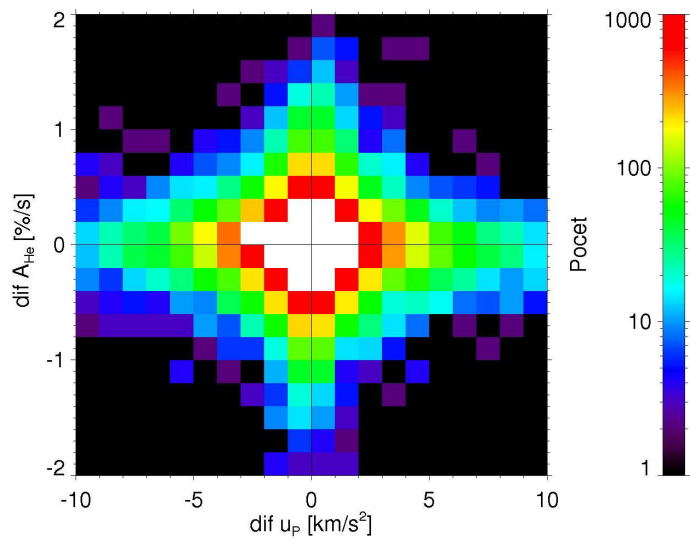
Obrázek 3.13: 2D-histogram současných změn v A_{He} a u_p v datech vystředovaných po 30 s.



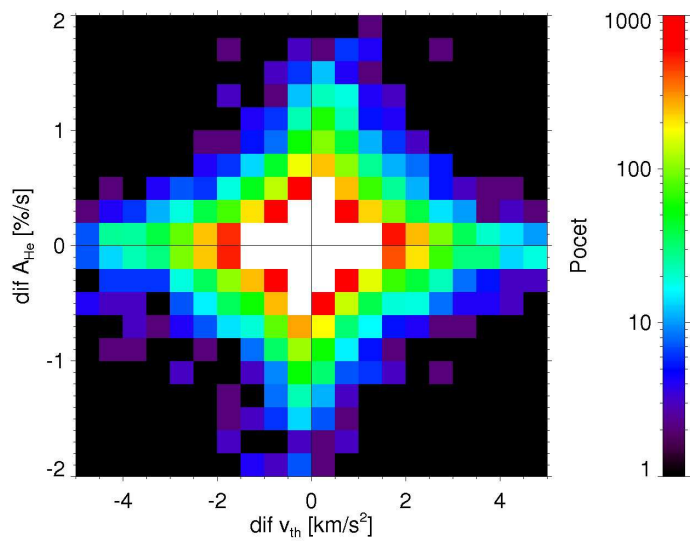
Obrázek 3.14: 2D-histogram současných změn v A_{He} a v_{th} v datech vystředovaných po 30 s.



Obrázek 3.15: 2D-histogram současných změn v A_{He} a n mezi sousedními hodnotami (rozestupy 3 s).



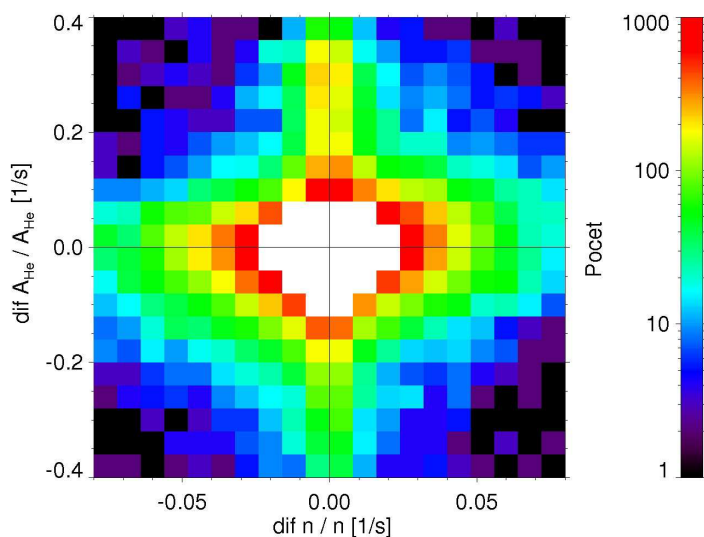
Obrázek 3.16: 2D-histogram současných změn v A_{He} a u_p mezi sousedními hodnotami (rozestupy 3 s).



Obrázek 3.17: 2D-histogram současných změn v A_{He} a v_{th} mezi sousedními hodnotami (rozestupy 3 s).

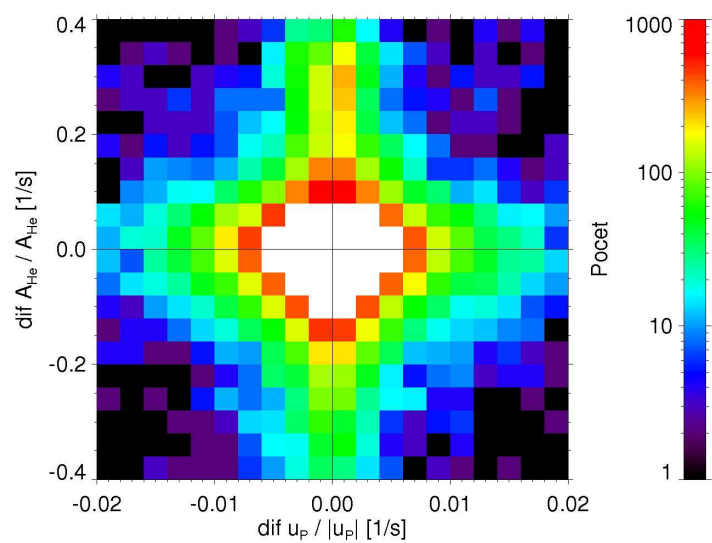
Změny parametrů na zprůměrovaných datech jsou o řád menší než na nezprůměrovaných datech (viz. škály obrázků). Ukazuje se tedy, že průměrováním se rychlé změny parametrů vyhladí. Všechny obrázky také ukazují, že změny v A_{He} nejsou ve většině případů doprovázeny změnou v ostatních parametrech. Překvapivý je výsledek, že přestože změny A_{He} slabě korelují se změnami v n a v_{th} , s u_p nekorelují vůbec. Právě unášivá rychlost je totiž považována za jeden z charakteristických parametrů plazmatu uvnitř tokové trubice. Při přechodech mezi tokovými trubicemi by tedy měly být velké změny v A_{He} a u_p korelovány.

Poslední částí zpracování bylo studium rychlých relativních změn koncentrace, unášivé rychlosti a tepelné rychlosti spolu s relativními změnami A_{He} . Na rozdíl od předchozího, je rozdíl sousedních hodnot daného parametru kromě času dělený ještě původní hodnotou. Tento přístup je pravděpodobně ještě více vypovídající než předchozí. Výsledky jsou na obrázcích 3.18, 3.19 a 3.20.

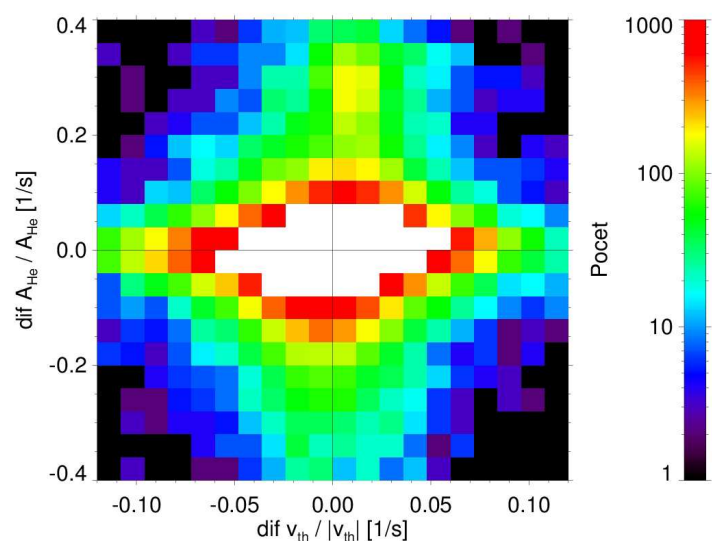


Obrázek 3.18: 2D-histogram současných relativních změn v A_{He} a n .

Také tyto obrázky potvrzují předchozí závěr o slabé vazbě rychlých změn A_{He} s variacemi unášivé rychlosti a koncentrace. Naopak pozitivní korelace mezi zvýšením A_{He} a změnami v_{th} je více patrná.



Obrázek 3.19: 2D-histogram současných relativních změn v A_{He} a u_p .



Obrázek 3.20: 2D-histogram současných relativních změn v A_{He} a v_{th} .

Datum	Čas (UT)	u_p [km/s]
17.11.2012	1000—1200	NA
30.09.2012	1000—1430	~300
08.08.2012	0000—0130	~400
07.08.2012	2100—2400	~400
02.08.2012	1630—2000	~450
09.07.2012	1730—2200	400—450
17.06.2012	0200—1400	450—550
09.06.2012	1100—1300	~500
02.06.2012	0900—1800	350—400
23.04.2012	1600—1700	300—400
23.04.2012	0400—0530	~400
20.04.2012	0130—0630	~350
12.04.2012	0300—0500	~300
11.04.2012	0500—0900	~350
09.04.2012	1000—1130	~350
05.04.2012	0830—1200	350—400
27.03.2012	2100—2200	~400
27.03.2012	1300—1700	~350
23.03.2012	0000—0200	350—400
22.03.2012	1930—1900	~400
25.10.2011	0200—0300	~500
25.10.2011	0000—0130	~500
11.10.2011	1800—2030	350—400
11.10.2011	0430—1500	~350
09.10.2011	0930—2300	~350
09.10.2011	0000—0900	~350
07.10.2011	0300—2200	350—400
01.10.2011	0000—0400	~450
30.09.2011	1900—2400	~500
29.09.2011	0330—0430	~550
29.09.2011	0200—0300	~550
28.09.2011	0000—0930	500—550
27.09.2011	1900—2400	~600
17.09.2011	0600—0830	300—500
10.09.2011	0930—1500	~500
10.09.2011	0600—0800	~500
09.09.2011	0800—1500	350—500
03.09.2011	0000—0300	300—350

Tabulka 3.1: Seznam použitých časových intervalů.

Závěr

Předložená práce je věnována předběžnému studiu rychlých variací relativního zastoupení helia ve slunečním větru.

Nejistota měření způsobená předpokladem stejných unášivých rychlostí protonů a α -částic je menší než 10 % a neovlivní kvalitativní výsledky práce. Studium relativních rychlostí a teplot protonů a α -částic bude předmětem naší následující práce. Získané výsledky budou použity pro upřesnění algoritmů určujících A_{He} .

Představené výsledky pokrývají jeden rok měření během vzestupné fáze slunečního cyklu. Podle Kasper et al. (2007) by A_{He} měl být rostoucí funkcí unášivé rychlosti slunečního větru po celou dobu slunečního cyklu a nabývat hodnot od 1 do 5 %. Tento výsledek byl získán statistickou analýzou hodnot A_{He} vystředovaných po 250 dnech za dobu přesahující délku slunečního cyklu. Naše práce je oproti tomu založena na statistickém zpracování měření s rozlišením 3 s. Přesto zde prezentované výsledky vykazují statisticky obdobný trend (viz. obrázky 3.4 a 3.6). Naše měření ale ukazují statisticky významné zastoupení dat s vyšším A_{He} . Na několika intervalech jsme zaznamenali i $A_{He} > 10$ %. Ukázalo se tedy, že středování dat, použité v předchozích publikacích, plně neodkrývá celý rozsah hodnot A_{He} .

Analýzou obrázku 3.6 je možno zjistit, že nejvyšší obsah He pozorujeme při nejvyšších rychlostech slunečního větru (nad 500 km/s). Fakt, že tyto hodnoty byly naměřeny v chladném slunečním větru, je v rozporu s obecným trendem zvyšování A_{He} lineárně s teplotou (viz. obrázek 3.7). Tyto závislosti bude třeba dále prozkoumat.

Pečlivá studie rychlých variací A_{He} (viz. obrázky 3.12 až 3.17) ukázala, že nejsou korelovány s rychlými změnami unášivé protonové rychlosti. Tento závěr se zdá být v rozporu se současným převládajícím názorem že hodnota A_{He} je určena zdrojovou oblastí slunečního větru a mění se pouze při přechodu mezi tokovými trubicemi společně s dalšími parametry. Přirozeným vysvětlením by bylo, že většina variací A_{He} je generována turbulencemi v meziplanetárním prostoru.

Histogramy relativních změn parametrů slunečního větru také přinesly zajímavé výsledky. Zvláště histogram současných relativních změn A_{He} a v_{th} ukázal

nezanedbatelnou spojitost mezi zvýšením A_{He} a zvýšením v_{th} . Možným vysvětlením je, že rozdíly unášivých rychlostí složek slunečního větru budí v plazmatu vlny, které poté způsobují jeho ohřev. Tyto procesy budeme nadále zkoumat.

Literatura

- AELIG, M. R. a LAZARUS, A. J. The solar wind helium abundance: Variation with wind speed and the solar cycle. *Geophys. Res. Lett.*, 28:2767–2770, 2001.
- AVANOV, L., BORODKOVA, N., NEMECEK, Z., OMELTCHENKO, A., SKALSKI, J. SAFRANKOVA A., YEARMOLAEV, Y. a ZANGSTER, G. Some features of solar-wind protons, alpha-particles and heavy-ions behavior – the Prognoz-7 and Prognoz-8 experimental results. *Czech. J. Phys.*, 37(6):759–774, 1987.
- BAME, S. J., ABRIDGE, J. R., FELDMAN, W. C. a GOSLING, J. T. Evidence for a structure-free state at high solar-wind speeds. *J. Geophys. Res.*, 82:1487, 1977.
- BOROVSKY, J. E. Flux tube texture of the solar wind: Strands of the magnetic carpet at 1 AU? *J. Geophys. Res.*, 113:8110, 2008.
- BORRINI, G., GOSLING, J. T., BAME, S. J., FELDMAN, W. C. a WILCOX, J. M. Solar wind helium and hydrogen structure near the heliospheric current sheet: A signal of coronal streamers at 1 AU. *J. Geophys. Res.*, 86:4565–4573, 1981.
- CRANMER, S. R., FIELD, G. B. a KOHL, J. L. Spectroscopic constraints on models of ion cyclotron resonance heating in the polar solar corona and high-speed wind. *Astrophys. J.*, 518:937–947, 1981.
- DURHAM. Rethinking the history of solar wind studies: Eddington’s analysis of comet Morehouse. *Notes and Records of the Royal Society*, 60:261–270, 2006.
- FELDMAN, W. C., ASBRIDGE, J. R., BAME, S. J. a GOSLING, J. T. Long-term variations of selected solar wind properties: IMP 6, 7, and 8 results. *J. Geophys. Res.*, 83:2177–2189, 1978.
- GAZIS, P. R. Solar cycle variations in the heliosphere. *J. Geophys. Res.*, 34:379–402, 1996.

- GEISS, J., HIRT, P. a LEUTWYLER, H. On acceleration and motion of ions in corona and solar wind. *Sol. Phys.*, 12:458–483, 1970.
- KASPER, J. C., STEVENS, M. L., KORRECK, K. E., MARUCA, B. A., KIEFER, K. K., SCHWADRON, N. A. a LEPRI, S. T. Evolution of the relationship between helium abundance, minor ion charge state and solar wind speed over the solar cycle. *Astrophys. J.*, 745:162–165, 2012.
- KASPER, J. C., STEVENS, M. L., LAZARUS, A. J., STEINBERG, J. T. a OGILVIE, K. W. Solar wind helium abundance as a function of speed and heliographic latitude: Variation through a solar cycle. *Astrophys. J.*, 660:901–910, 2007.
- KIVELSON, MARGARET G. a RUSSELL, CHRISTOPHER T., editors. *Introduction to Space Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1995. ISBN 0-521-45714-9.
- MCCOMAS, J. D. An unusual coronal mass ejection: First Solar Wind Electron, Proton, Alpha Monitor (SWEPAM) results from the Advanced Composition Explorer. *Geophys. Res. Lett.*, 25:4289, 1998.
- MCCOMAS, J. D., GOSLING, J. T. a SKOUG, R. M. Ulysses observations of the irregularly structured mid-latitude solar wind during the approach to solar maximum. *Geophys. Res. Lett.*, page 2487, 2000.
- NEUGEBAUER, M. Observation of solar wind helium. *Fundamentals of Cosmic Physics*, 7:131–191, 1981.
- NEUGEBAUER, M., GOLDSTEIN, B. E., SMITH, E. J. a FELDMAN, W. C. Ulysses observations of differential alpha-proton streaming in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 101:17047–17055, 1996.
- OGILVIE, K. W., CHORNAY, D. J., FRITZENREITER, R. J, HUNSAKER, F., KELLER, J., LOBELL, J., MILLER, G., SCUDDER, J. D., SITTLER, E. C., TORBERT, R. B., BODET, D., NEEDELL, G, LAZARUS, A. J., STEINBERG, J. T., TAPPAN, J. H., MAVRETIC, A. a GERGIN, E. SWE,

- a comprehensive plasma instrument for the Wind spacecraft. *Space Science Reviews*, 71:55–77, 1995.
- OGILVIE, K. W. a HIRSHBERG, J. Solar-cycle variation of solar-wind helium abundance. *J. Geophys. Res.*, 79:4595–4602, 1974.
- OGILVIE, K. W., COPLAN, M. A., BOCHSLER, P. a GEISS, J. Solar wind observations with the Ion Composition Instrument aboard the ISEE-3/ICE spacecraft. *Sol. Phys.*, 124:167–183, 1989.
- OWENS, M. J., WICKS, R. T. a HORBURY, T. S. Magnetic discontinuities in the near-Earth solar wind: Evidence of in-transit turbulence or remnants of coronal structure? *Sol. Phys.*, 269:411–420, 2011.
- PARKER, E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.*, 128:664–676, 1958.
- RICHARDSON, J. D. a KASPER, J. C. Solar cycle variations of solar wind dynamics and structures. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 70:219–225, 2007.
- SAFRANKOVA, J., NEMECEK, Z., PRECH, L., KOMAREK, A., VAVERKA, J., BERANEK, M., PAVLU, J., ZASTENKER, G. N., CHESALIN, L., GAVRILOVA, E., KARIMOV, B., LEIBOV, A. a CERMAK, I. Fast solar wind monitor (BMSW): Description and first results. *Space Sci. Rev.*, V tisku, 2013.
- SAFRANKOVA, J., NEMECEK, Z., PRECH, L., KOVAL, A., CERMAK, I., BERANEK, M., ZASTENKER, G., SHEVYREV, N. a CHESALIN, L. A new approach to solar wind monitoring. *Advances in Space Research*, 41:153–159, 2008.
- SMITH, C. W., ACUNA, M. H., BURLAGA, L. F., L'HEUREUX, J., NESS, N. F. a SCHEIFELE, J. The ACE magnetic fields experiment. *Space Sci. Rev.*, 86: 611, 1998.
- WANG, Y.-M. Relating the solar wind helium abundance to the coronal magnetic field. *Astrophys. J.*, 683:499–509, 2008.

Seznam tabulek

1.1	Průměrné parametry slunečního větru ve vzdálenosti 1 AU od Slunce.	6
1.2	Plošné toky parametrů slunečního větru a toky přes sféru o poloměru 1 AU.	6
1.3	Parametry tokových trubíc ve vzdálenosti 1 AU.	12
3.1	Seznam použitých časových intervalů.	40

Seznam obrázků

1.1	Parkerova spirála.	11
1.2	Silokřivky magnetického pole Slunce v období slunečního minima.	13
1.3	Prostorový průběh magnetické indukce v okolí HCS způsobený rotací Slunce.	14
1.4	Silokřivky magnetického pole Slunce v období slunečního maxima.	14
1.5	Fotografie sluneční koróny při zatmění Slunce.	15
1.6	Závislost A_{He} na fázi slunečního cyklu.	20
2.1	Schéma Faradayova válce.	21
2.2	Ukázka průběhu napětí HV a proudu FC na prvním Faradayově válci přístroje BMSW	22
3.1	Ukázka průběhu proudu a absolutní hodnoty změny proudu ve Faradayově válci.	24
3.2	Ukázka dostupnosti dat pro září 2011.	26
3.3	Histogramy A_{He}	27
3.4	Histogramy u_p	29
3.5	Pravděpodobnostní histogram A_{He} jako funkce koncentrace protonů n	30
3.6	Pravděpodobnostní histogram A_{He} jako funkce unášivé protonové rychlosti u_p	30
3.7	Pravděpodobnostní histogram A_{He} jako funkce termální protonové rychlosti v_{th}	31
3.8	Přehled události zachycené 11. dubna 2012.	32
3.9	Současná změna A_{He} a n v ≈ 0751 UT 11. dubna 2012.	33
3.10	Současná změna A_{He} a v_{th} v ≈ 0751 UT 11. dubna 2012.	33
3.11	Histogram $diff A_{He}$ s proloženou Gaussovou křivkou.	34
3.12	2D-histogram současných změn v A_{He} a n	35
3.13	2D-histogram současných změn v A_{He} a u_p	35
3.14	2D-histogram současných změn v A_{He} a v_{th}	36
3.15	2D-histogram současných změn v A_{He} a n	36

3.16	2D-histogram současných změn v A_{He} a u_p	37
3.17	2D-histogram současných změn v A_{He} a v_{th}	37
3.18	2D-histogram současných relativních změn v A_{He} a n	38
3.19	2D-histogram současných relativních změn v A_{He} a u_p	39
3.20	2D-histogram současných relativních změn v A_{He} a v_{th}	39
P.1	BMSW ve zkušební vakuové komoře na MFF UK.	50
P.2	BMSW před odesláním do Ruského institutu výzkumu vesmíru (IKI).	51
P.3	BMSW uchycený na rameni slunečního panelu.	52
P.4	Anténa družice SPEKTR-R.	52
P.5	Družice SPEKTR-R se složenou anténou.	53
P.6	Přeprava SPEKTR-R na odpalovací rampu v Bajkonuru.	54
P.7	SPEKTR-R před startem.	54
P.8	Start družice SPEKTR-R.	55

Seznam použitých zkratek

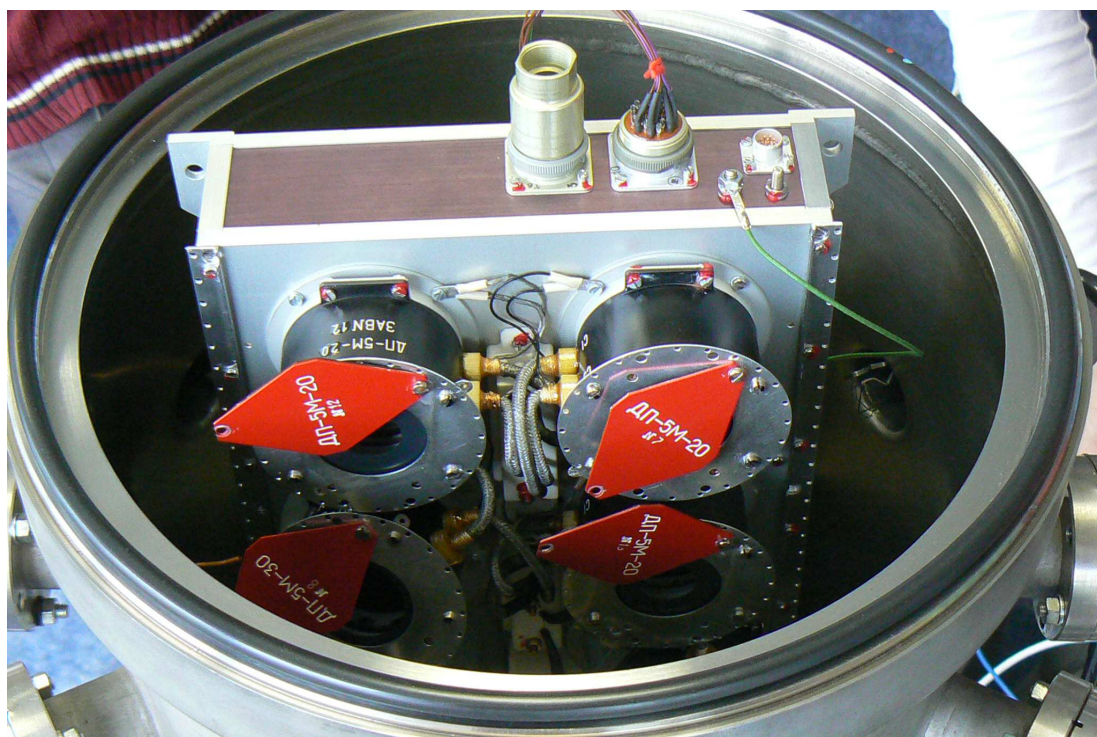
ACE	Advanced Composition Explorer
AU	Astronomical Unit
BMSW	Bright Monitor of the Solar Wind
CDF	Cumulative Distribution Function
CME	Coronal Mass Ejection
FC	Faraday Cup
HCS	Heliospheric Current Sheet
MHD	Magnetohydrodynamics
PDF	Probability Distribution Function

Příloha: Fotografie BMSW a SPEKTR-R

Autory fotografií přístroje BMSW jsou L. Přech, J. Pavlů a G. N. Zastenker.

Fotografie družice SPEKTR-R jsou převzaty z ruských webových stránek stránek projektu

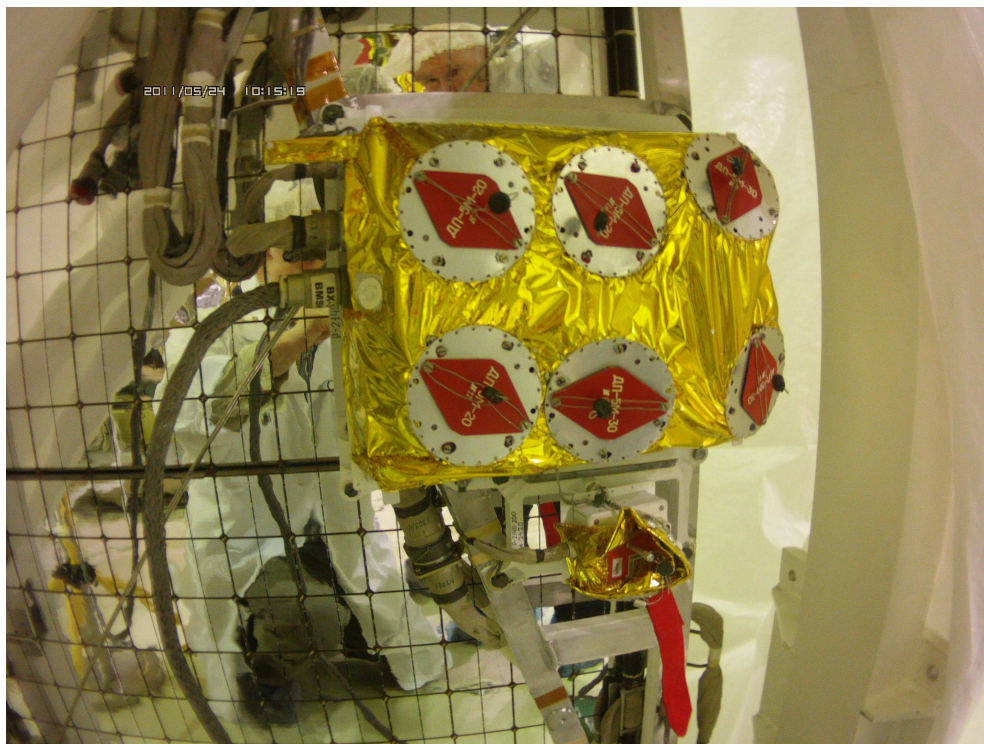
- <http://www.asc.rssi.ru/radioastron>
- <http://www.roskosmos.ru>
- <http://www.russianspaceweb.com>



Obrázek P.1: BMSW ve zkušební vakuové komoře na MFF UK.



Obrázek P.2: BMSW před odesláním do Ruského institutu výzkumu vesmíru (IKI).



Obrázek P.3: BMSW uchycený na rameni slunečního panelu.



Obrázek P.4: Anténa družice SPEKTR-R.



Obrázek P.5: Družice SPEKTR-R se složenou anténou.



Obrázek P.6: Přeprava SPEKTR-R na odpalovací rampu v Bajkonuru.



Obrázek P.7: SPEKTR-R před startem.



Obrázek P.8: Start družice SPEKTR-R.