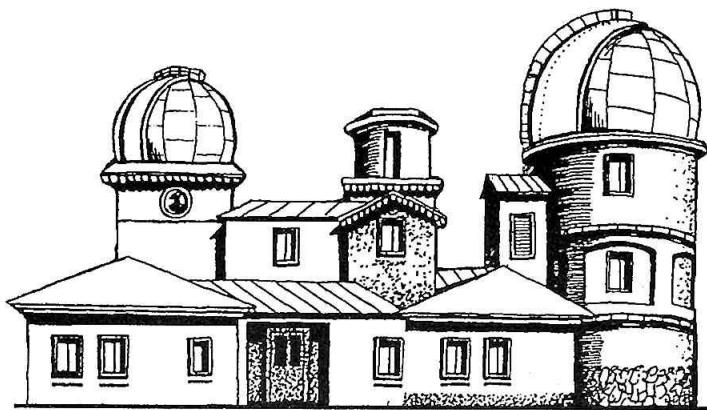
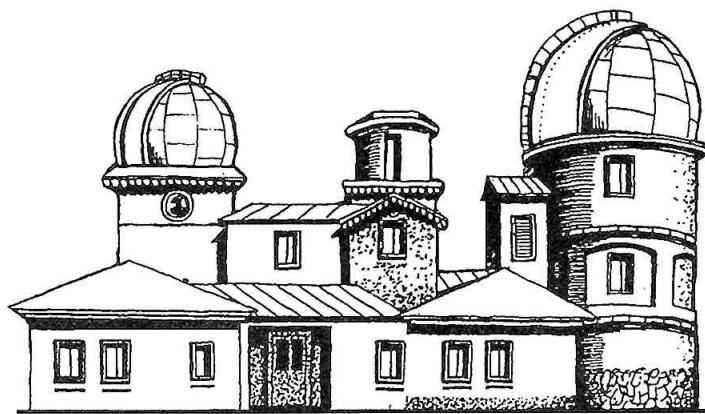


# **13. Celoštátny slnečný seminár, Upohľav 1996**



**Slovenská ústredná hvezdáreň Hurbanovo**

# **13. Celoštátny slnečný seminár, Upohlav 1996**



## ZBORNÍK REFERÁTOV Z 13. CELOŠTÁTNÉHO SLNEČNÉHO SEMINÁRA, UPOHLAV 1996

**Vydala:** Slovenská ústredná hvezdáreň Hurbanovo  
**Zostavil:** B. Lukáč

**Autori:** Ambrož P., Antalová A., Badalyan O. G., Balthasar H., Bělík M., Bieleková M., Bumba V., Dorotovič I., Dostál P., Dzifčáková E., Gerboš J., Gorškov A. B., Heinzel P., Hromadová M., Jakimiec M., Karlovský V., Klvaňa M., Knížek M., Kodyš P., Kodyš Z., Korcová T., Kotrč P., Krivcov A., Křívský L., Kučera A., Kudela K., Kulčár L., Lenža L., Livshits M. A., Lukáč B., Marková E., Minarovjech M., Mouradian Z., Nejedlý T., Parisi M., Pastorek L., Pintér T., Prigancová A., Rapavá D., Rapavý P., Rušin V., Rybanský M., Rybák J., Sobotka M., Staude J., Storini M., Střeštík J., Sykora T., Sýkora J., Šmelcer L., Šolc J., Šolc M., Varady M., Vaněk T., Václavová M., Venkatesan D., Vörös Z., Wöhl H., Zicha J., Zloch F.

**Zodpovedný za publikáciu:** Ing. T. Pintér  
**Redaktor:** M. Lackovič

**Náklad:** 200 ks  
**Počet AH:** 29,47  
**Rok vydania:** 1998  
**Tlač:** Nitrianske tlačiarne, a.s. Nitra

Za vecnú a jazykovú správnosť referátov zodpovedajú autori.

ISBN 80-85221-20-9

# Predstaviteľ

Slovenská ústredná hvezdáreň v spolupráci so slnečnou sekciou SAS pri SAV usporiadali 13. celostátny slnečný seminár, ktorý sa konal v dňoch 10.–14. 6. 1996 v hoteli Upohlav v Udiči pri Nosickej prie hrade. Seminár sa konal v roku, v ktorom si hvezdáreň v Hurbanove pripomenula 125. výročie svojho vzniku. Ako už je tradíciou, cieľom seminára bolo oboznámiť sa s najnovšími výsledkami a poznatkami vo fyzike Slnka, slnečnej aktivity, vzťahov Slnko–Zem a prístrojovým vybavením, ktoré sa získalo na slovenských a českých pracoviskách. Na seminári odznelo 48 pôvodných referátov, ktoré sú obsiahnuté v tomto Zborníku.

Sme veľmi radi, že sa seminára okrem pracovníkov hvezdárni na Slovensku zúčastnili aj vedeckí pracovníci z ústavov SAV, AV ČR, vysokých škôl a hvezdárni v Čechách. Je veľmi dobré, že o tento spoločný seminár je záujem medzi pracoviskami v Českej a Slovenskej republike a že pokračuje naša vzájomne dobrá spolupráca a výmena skúseností, čo potvrdili všetci účastníci seminára. Dúfame, že táto tradícia slnečných seminárov bude aj nadalej pokračovať v prospech oboch našich republík.

Slovenská ústredná hvezdáreň v Hurbanove aj touto cestou ďakuje všetkým autorom za dodané referáty, ako aj všetkým, ktorí sa akoukoľvek cestou podieľali na príprave tohto Zborníka. Veríme, že predložená publikácia poslúži odborníkom i širokej astronomickej verejnosti na získanie nových vedomostí.

Bohuslav Lukáč  
SÚH Hurbanovo

# **Obsah**

Predstov .....	3
L. Pastorek	
Pozorovanie Slnka na hvezdárni v Hurbanove od jej založenia až po súčasnosť .....	7
M. Sobotka	
Dynamický obraz slunečnej skvrny .....	10
V. Bumba, M. Klvaňa	
Zmény dopplerovských pohybów ve skvrnách v závislosti na poloze na disku .....	14
V. Bumba, M. Klvaňa	
Evershedův pohyb v pravidelné skvrně a jeho vztah k okolní fotosféře .....	17
M. Klvaňa, V. Bumba, P. Dostál, J. Staude	
Dopplerovské rychlosti ve skvrně získané na základě analýzy profilů spektrálních čar .....	21
H. Balthasar, A. Kučera, J. Rybák, H. Wöhl	
Diagnostika výšky vzniku spektrálnych čiar v slnečnej atmosfére .....	24
M. Klvaňa, V. Bumba, A. Krivcov	
Poměr horizontální a vertikální komponenty vektoru rychlosti v klidné fotosféře .....	27
P. Rapavý, L. Křívký, J. Gerboš, D. Rapavá	
Celkové charakteristiky vývoja aktívnej oblasti NOAA 5747 .....	30
V. Bumba, M. Klvaňa	
Singularity fotosférických magnetických a rychlosní polí a fotosférická i chromosférická aktivita .....	36
L. Kulčár	
Vývoj typov slnečných škvŕn v maxime 22. slnečného cyklu .....	40
P. Kotrč	
Určování fyzikálních parametrů v chladných výtryscích typu „surge“ .....	43
L. Lenža	
Pozorování dvojice eruptivních protuberancí dne 29. 6. 1994 .....	48
T. Nejezchleba	
Vliv rychlosních polí na NLTE model erupční atmosféry .....	52
E. Dzifčáková	
Rýchlosť elektrónovej excitácie iónov pre nemaxwellovské distribúcie elektrónov .....	58
M. Varady	
Chladnutí horkých poerupčních smyček .....	62
J. Sýkora, O. G. Badalyan, M. A. Livshits	
Meranie polarizácie svetla, silný prostriedok vo výskume slnečnej koróny .....	65
V. Rušin, E. Marková, M. Bělík	
Možné zmény ve sluneční koroně během zatmění 3. listopadu 1994 .....	75
M. Bělík, E. Marková, T. Sýkora, M. Šolc, J. Šolc, L. Šmelcer	
Struktura bílé korony 24. října 1995 .....	77
J. Sýkora, M. Minarovjech, J. Rybák, M. Rybanský, T. Pintér, P. Ambrož, M. Knížek, P. Kotrč	
Jasnosť a štruktúry slnečnej koróny v rokoch 1994 a 1995 .....	81
I. Dorotovič, B. Lukáč, M. Minarovjech, M. Rybanský	
Farba a stupeň ionizácie koróny .....	88
L. Pastorek, Z. Vörös	
Vedecké práce Ing. Štefana Pintéra, CSc. .....	92
M. Antalová, M. Jakimiec, M. Storini	
Východo-západné rozdelenie erupcií na Slnku a modulácia GKŽ (1969–1976 a 1988–1989) .....	97
M. Jakimiec, M. Storini, A. Antalová	
Analýza lineárnych trendov a reziduálnych sekvenčí GKŽ a XBG (1968–1972) .....	103
V. Karlovský	
Slnečná aktivita a nízkodimenzionálny chaos .....	108

J. Rybák	
Hranie sa s dátami a jeho dôsledky pre určenie rotácie zelenej koróny Slnka .....	114
M. Minarovjech, V. Rušin, M. Rybanský	
Röntgenové žiarenie Slnka a koronálny index .....	119
J. Střeštík	
Proměnná délka slunečních cyklů jako frekvenčně modulované oscilace .....	121
T. Korcová	
Dlhodobé variácie rádiových tokov v 20. slnečnom cykle .....	124
J. Sýkora, M. Storini, M. Parisi	
Stav a vývoj aktivity v zóne stredných héliografických šírok je pravdepodobne rozhodujúci pre vzťahy Slnko–Zem .....	129
I. Dorotovič	
Plocha polárnych koronálnych dier a predpoveď aktivity Slnka .....	135
M. Minarovjech, M. Rybanský, V. Rušin	
Protuberancie a zelená emisná koróna v priebehu cyklov slnečnej aktivity .....	138
T. Korcová	
Dlhodobé variácie slnečného vetra v rokoch 1964–1982 .....	140
I. Dorotovič, Z. Vörös	
Alternatívna metóda určenia periodicity slnečnej a geomagnetickej aktivity .....	144
A. Prigancová	
O vzťahu dynamiky magnetosférickej porušenosti s rôznymi prejavmi slnečnej aktivity .....	147
M. Bieleková, A. Prigancová	
Dynamika cyklickej variácie pre rôzne úrovne geomagnetickej aktivity .....	150
M. Váczová	
História geomagnetických meraní na území Slovenska .....	156
L. Křivský	
Zobrazení polárních září v minulých stoletích ve střední Evropě a zvláště na Slovensku .....	158
Z. Vörös	
Multifraktálové fázové prechody a samoorganizácia magnetosféry .....	162
A. B. Gorshkov, P. Heinzel	
Multidimensional Approach to non-LTE Modeling of Solar Isolated Atmospheric Structures: How and Why? .....	168
J. Zicha	
Poznámky k použití MacCormackova numerického schematu v malých heliocentrických vzdálenostech ..	171
A. Kučera, J. Rybák, P. Kodyš, Z. Kodyš, H. Wöhl	
O projekte merania rotácie plazmy v okolí slnečných škvŕn pomocou optických vláken .....	176
A. Kučera, J. Rybák, H. Wöhl	
Návrh spoločného pozorovacieho programu spektrografov VTT a SOHO pre sledovanie pohybov plazmy v rôznych vrstvách slnečnej atmosféry .....	180
P. Kotrč	
Spektrální a obrazová diagnostika ve slunečních erupcích .....	185
L. Lenža	
Možnosti slunečních pozorování s vysokým rozlišením (nejen) na Hvězdárně Valašské Meziříčí .....	188
M. Klvaňa, V. Bumba	
Vliv gradientu jasu na vstupní štěrbine spektrografu na deformaci profilu spektrální čáry .....	193
M. Knížek	
Pozorování Slunce televizními CCD kamerami .....	194
M. Klvaňa, V. Bumba, T. Vaněk, F. Zloch, M. Knížek	
Digitalizace a zpracování fotosférických a chromosférických videozáznamů aktivních oblastí Slunce .....	197
M. Klvaňa, V. Bumba	
Souřadnicový systém slunečního dalekohledu na principu CCD kamery .....	201

# **Zoznam účastníkov**

## **13. celoštátneho slniečného seminára**

1. Antalová Anna, AÚ SAV, Tatranská Lomnica
2. Bělák Marcel, Hvězdárna Úpice
3. Bieleková Melánia, GÚ SAV, Bratislava
4. Bumba Václav, AÚ AV ČR, Ondřejov
5. Dokoupilová Dana, Hvězdárna Valašské Meziříčí
6. Dorotovič Ivan, SÚH Hurbanovo
7. Dzifčáková Elena, MFF UK Bratislava
8. Gallová Mária, Hvezdáreň Banská Bystrica
9. Gerboš Jaroslav, Hvezdáreň Rimavská Sobota
10. Gindl Eugen, redakcia Kozmos, Bratislava
11. Gorshkov A. B., AÚ AV ČR, Ondřejov
12. Havriľák Michal, Hvezdáreň Humenné
13. Hodálová Eleonóra, SÚH Hurbanovo
14. Horňák Ján, Hvezdáreň Partizánske
15. Hromadová Miroslava, Hvězdárna Valašské Meziříčí
16. Karlovský Vladimír, Hvezdáreň a planetárium Hlohovec
17. Kasperová Jana, Hvezdáreň Rožňava
18. Kerekešová Katarína, Hvezdáreň Rimavská Sobota
19. Klimeš Ján st., Hvězdárna Úpice
20. Klimeš Ján ml., Hvězdárna Úpice
21. Klvaňa Miroslav, AÚ AV ČR, Ondřejov
22. Knížek Miroslav, AÚ AV ČR, Ondřejov
23. Korcová Tatiana, FPV VŠPg Nitra
24. Kotrč Pavel, AÚ AV ČR, Ondřejov
25. Křivský Ladislav, AÚ AV ČR, Ondřejov
26. Kučera Aleš, AÚ SAV, Tatranská Lomnica
27. Kulčár Ladislav, FPV UMB Banská Bystrica
28. Lenža Libor, Hvězdárna Valašské Meziříčí
29. Lukáč Bohuslav, SÚH Hurbanovo
30. Marková Eva, Hvězdárna Úpice
31. Mášiar Ján, Hvezdáreň Kysucké Nové Mesto
32. Mézeš Tibor, AK Nové Zámky
33. Minarovjech Milan, AÚ SAV, Tatranská Lomnica
34. Mitníková Zita, SÚH Hurbanovo
35. Nejezchleba Tomáš, AÚ AV ČR, Ondřejov
36. Očenáš Daniel, Hvezdáreň Banská Bystrica
37. Pastorek Ladislav, SÚH Hurbanovo
38. Pintér Teodor, SÚH Hurbanovo
39. Piffi Roman, redakcia Kozmos, Bratislava
40. Pisara Milan, GÚ SAV, Hurbanovo
41. Poliak Peter, AK Nitra
42. Prigancová Ala, GÚ SAV, Bratislava
43. Rapavá Daniela, Hvezdáreň Rimavská Sobota
44. Rapavý Pavol, Hvezdáreň Rimavská Sobota
45. Rybanský Milan, AÚ SAV, Tatranská Lomnica
46. Rybák Ján, AÚ SAV, Tatranská Lomnica
47. Sobotka Michal, AÚ AV ČR, Ondřejov
48. Střeštík Jaroslav, GÚ AV ČR, Praha
49. Sýkora Július, AÚ SAV, Tatranská Lomnica
50. Sýkora Tomáš, Hvězdárna Úpice
51. Valkovič Peter, GÚ SAV, Bratislava
52. Varady Michal, AÚ AV ČR, Ondřejov
53. Vanya Mikuláš, SÚH Hurbanovo
54. Vanyová Veronika, SÚH Hurbanovo
55. Vácziová Magdaléna, GÚ SAV, Hurbanovo
56. Vörös Zoltán, GÚ SAV, Hurbanovo
57. Zicha Ján, AÚ AV ČR, Ondřejov
58. Znášik Miroslav, Hvezdáreň Žilina

# **Pozorovanie Slnka na hvezdárni v Hurbanove od jej založenia až po súčasnosť**

*L. Pastorek, SÚH Hurbanovo*

## **Abstrakt**

V práci sú zhrnuté výsledky pozorovania Slnka na hurbanovskej hvezdárni počnúc prvými pozorovaniami fotosféry, ktoré vykonal r. 1872 zakladateľ hurbanovskej hvezdárne Dr. Mikuláš Konkoly Thege, až po súčasnosť.

Výskum fotosféry a chromosféry Slnka bol ľažiskom odborného programu Hurbanovskej hvezdárne už od jej založenia v roku 1871. Jej zakladateľ, Dr. Mikuláš Konkoly Thege bo nie len talentovaným hvezdárom a konštruktérom rôznych dômyselných astronomických prístrojov, ale mal tiež významné príspevky v pozorovaní slnečnej aktivity a bol aktívny organizátorom pozorovaní slnečných škvŕn a protuberancií vo vtedajšom Uhorsku. Od 16. mája 1872, kedy sa vo volákedajšej Ó Gyale začalo s pravidelným zakreslovaním slnečných škvŕn, pokračovali tieto pozorovania, tak na Konkolyho súkromnej hvezdárni, ako aj na Kráľovskom Astrofyzikálnom observatóriu (po darovaní hvezdárni štátu v r. 1899), nepretržite až do konca I. sv. vojny.

Vtedy bola činnosť hvezdárne v dôsledku politických zmien súvisiacich s rozpadom Rakúska-Uhorska na niekoľko mesiacov prerušená. Pozorovania sa obnovili v r. 1919, už v novej ČSR, na Štátom Astrofyzikálnom Observatóriu, správcom ktorého sa stal 13. 3. 1919 asistent pražskej hvezdárne Dr. Jiří Kaván. Naprieck tomu, že hvezdáreň ostala bez hlavného ďalekohľadu a jej kádrové obsadenie nebolo z hľadiska praktickej astronómie priaznivé, pokračovali pozorovania Slnka pomocou menších ďalekohľadov ďalej. Vedecký výskum, obdobný ako za čias Konkolyho, sa rozbehol až po príchode mladého českého astrofyzika Dr. Bohumila Šternberka v r. 1927. Politické udalosti jesene r. 1938 a následná druhá svetová vojna však znamenajú prerušenie slnečných pozorovaní už na dlhšiu dobu. Počas vojny sa vykonávali len meteorologicke, seismické a geomagnetické pozorovania.

Astronomické pozorovania sa obnovujú až v r. 1962, keď vnikla v Hurbanove Ľudová hezdáreň. Pravidelné pozorovania slnka sa obnovujú zásluhou Ing. Š. Knošku v r. 1966, už na Oblastnej Ľudovej hvezdárni. V r. 1969 sa inštitúcia stala Slovenskou Ústrednou Hvezdárňou, priamo riadenou Ministerstvom kultúry (v rokoch 1972–89 sa hvezdáreň volala Slovenské ústredie amatérskej astronó-

mie). Od tohto roku sa pravidelne vykonávajú aj pozorovania chromosféry pomocou spektrohelioskopu, ktorý začal stavať ešte Šternberk ale po arbitráži ostal v Ondrejove. Tento základný výskum sa v r. 1982 dopĺňa výskumom slnečného spektra pomocou Horizontálneho slnečného spektrografo (HSFA). Priamemu pozorovaniu ostala bokom už iba slnečná koróna. Za účelom jej šúdia sa od r. 1990 uskutočňujú hurbanovské expedície za úplným zatmením Slnka.

Dr. Mikulás Konkoly Thege začína s pravidelným pozorovaním Slnka v čase, keď po objavení cyklu slnečných škvŕn (Schwabe 1843) a vykázaní prejavu cyklickosti slnečnej činnosti (Wolf a Sabine v 50-tych rokoch) v rôznych pozemských úkazoch (polárna žiara, geomagnetické búrky a pod.) sa stalo pozorovanie Slnka celosvetovo dôležitou úlohou.

Jeho hvezdáreň bola popri Cataniu (Secchi – od r. 1869 pravidelne pozoruje slnečné protuberancie pomocou spektrohelioskopu), Greenwichi (Carrington určuje elementy rotácie Slnka), Postupine (Spörer zavádzal heliografické súradnice) a Zürichu (Wolf zavádzal relatívne číslo slnečných škvŕn) jedným z prvých observatórií, kde sa systematicky zaoberali pozorovaním Slnka.

Prvé pozorovania slnečných škvŕn a fakulových polí zaznamenáva Konkoly do dodnes zachovaného Denníka observatória vo forme mesačných tabuľiek. Od 16. mája 1872 pravidelne zaznamenáva počet škvŕn (veľké, stredné, malé a novovzniknuté škvŕny) a fakúl a zmeny, ktoré v skupine nastali medzi dvoma pozorovaniami (rozpad jadra opäťovne spájať sa a pod.). Plochy najväčších škvŕn udáva v geografických štvorcových mŕtach. Koncom roku začína aj s pozorovaním slnečných protuberancií. Meria ich polohu, veľkosť a popisuje ich tvar. Do denníka zaznamenáva Konkoly aj rôzne iné pozorovania ako napr. prechod Venuše cez slnečný disk 8./9. decembra 1874, pozorovanie slnečného spektra, určenie disperzie spektroskopu a udáva aj 15 tabuľiek na výpočet plochy slnečných škvŕn aj s návo-

dom na ich použitie. Svoje pozorovania začína publikovať v r. 1874 v Pojednávaniach z okruhu vied matematických, v časopise Maďarskej akadémie vied. V prvej sérii krátko popisuje svoju hvezdáreň a uverejňuje pozorovania z r. 1872–73, doplnené obrázkami rôznych slnečných škvŕn a protuberancií. Postupne tu uverejňuje pozorovania z r. 1874–75 a po zvolení za čestného člena Akadémie (8. 1. 1877) aj pozorovania z r. 1876. Tieto pozorovania sa robili pomocou 4-palcového (10 cm) refraktora až do r. 1877 keď Konkoly inštaluje nový 16,2 cm Steinheil-Cooke refraktor, špeciálne konštruovaný na zakreslovanie slnečných škvŕn. Tento prístroj bol dlhé roky najviac používaným ďalekohladom hvezdárne. Od r. 1979 vydávala hvezdáreň svoje vlastné ročenky, najprv v nemčine v Halle neskôr dvojjazyčne v Budapešti. Z týchto XXI zväzkov Beobachtungen, angestellt am Astrophysikalischen und Meteorologischen Observatorium in Ó Gyalla sa stala činnosť hvezdárne známou na celom svete. V častiach informujúcich o slnečných pozorovaniach tu nájdeme denný popis slnečného disku (fakule, škvŕny a ich vývoj), súradnice skupín slnečných škvŕn a ich deväť písmennú (z historického hľadiska možno prvú) klasifikáciu. Konkoly označuje škvŕny nasledovne: kl. – malá, g. – veľká, r. – symetrická, l. – oválna, b. – s polotieňom (penumbra), K. – umbra, 2k, 3k... – dve jadrá, tri jadrá, vk. – veľa jadier v. – rozmazaná. Späťatku používal Konkoly pri určovaní polohy škvŕn geocentrické súradnice, ako rozdiel v rektascenzii a deklinácii medzi stredom skupiny a stredom slnečného disku. Deklinácia sa pri tom počas každého pozorovania viac krát odčítovala a znova nastavovala. Dopisoval s viacerými vedúcimi astronómami tej doby, o slnečných pozorovaniach hlavne so Spörerom, ktorý v tom čase určuje z dlhodobých pozorovaní jednotlivých slnečných škvŕn elementy rotácie Slnka a zavádzajú heliocentrické súradnice. Konkoly pri publikácii svojich pozorovaní z roku 1880 v Pojednávaniach udáva polohu slnečných škvŕn už v nových heliocentrických súradničiach aj s prevodnými vzťahmi medzi geocentrickými a heliocentrickými súradnicami a udáva aj tabuľku difrákčných konštant slnečnej atmosféry pre škvŕny na okraji disku. Redukuje aj svoje predchádzajúce pozorovania na heliocentrické súradnice a s uspokojením konštatuje, že vo svete sa iba v Potsdame a v Ó Gyale pozorujú slnečné škvŕny takýmto spôsobom a iba na týchto dvoch observatóriách sa robia ich mikrometrické merania. V roku 1880 sa na hvezdárni urobilo 252 kresieb Slnka a mikrometrické meranie 1382 škvŕn.

V tom čase zavádzajú Wolf v Zürichu svoje, dodnes zaužívané, relatívne číslo slnečných škvŕn (Rz). Konkoly redukuje v r. 1884 svoje predošlé pozorovania na Wolfovú metódu a od r. 1885 pravidelne zasiela svoje pozorovania do Zürichu Wolfovi, ten s nimi dopĺňa zürišské pozorovanie pri určovaní ročného relatívneho čísla. Táto výpomoc bola veľmi dôležitá, pretože v tom čase bolo málo spoľahlivých pozorovaní. Napríklad v r. 1894 až 1/4 všetkých použitých údajov tvorili pozorovania z Konkolyho hvezdárne. Táto dlhá rada slnečných pozorovaní siaha júca až do r. 1918 má aj z medzinárodného hľadiska dodnes značnú hodnotu. Aj

preto bol na začiatku storočia zvolený Konkoly za člena Medzinárodného slnečného výboru (International Solar Committee).

Od r. 1896 sa na hvezdárni robilo aj pravidelné fotografovanie Slnka. V r. 1908 prechádza Konkoly na fotografický spôsob registrácie slnečných škvŕn pomocou 135 mm fotoheliografu vyrobeného vo vlastnej dielni hvezdárne. Nový prístroj podrobne popísal v 14. čísle tzv. Malých vydaní observatória, ktoré pravidelne informovali o odbornom programe hvezdárne a o konštrukčnom zdokonaľovaní a výrobe rôznych astronomických prístrojov. Prvé svoje prístroje zaobstarával Konkoly od zahraničných firem, ale už na nich vykonal veľa úprav a zdokonalení. Neškôr v zhraničí kupoval prakticky už iba optické časti, mechanické časti prístrojov projektovať a vyrábať vo vlastnej dielni. Tu bo zhodený aj neskorší hlavný prístroj hvezdárne 10 palcový (25,5 cm) Merz-Konkoly refraktor, na ktorý ešte nainštaloval aj 16 cm astrograf (do 1960-tych rokov ho používala budapeštianska hvezdáreň, 10 palcový refraktor ešte dodnes používa, po mnohých úpravách, Debrecínske slnečné observatórium). Najviac sa však zaobral Konkoly konštrukciou a výrobou rôznych spektroskopov a spoktrogramov, od širokouhlého „meteorspektroskopu“ a veľkodisperzného protuberančného spoktroskopu (dva typy) cez ultrafialový spektrograf a Konkoly-astrospektrograf až po najrôznejšie analyzátoru svetla. Jeho rady, týkajúce sa hlavne prístrojov vhodných na kvalitné slnečné pozorovania, zúžitkoval najmä Gy. Fényi (riaditeľ hvezdárne v Kalocsu), ktorý sa stal svetoznámym pozorovateľom slnečných protuberancií. Za dlhodobé pozorovania pomeňovala IAU poňom kráter na odvrátenej časti Mesiaca.

Jedenásť rokov po Konkolyho smrti prichádza do Staréj Ďale mladý ambiciozny astrofyzik dr. Bohumil Šternberk, ktorý jeho odkaz tvorivo rozvinul. Získal nových kvalifikovaných odborníkov, medzi nimi aj dr. Bohumila Novákovú, slnečnému fyzičku so skúsenosťami so spektroskopickým pozorovaním chromosféry (predtým pracovala v Taliansku u profesora Abetihó). Z jej iniciatívy sa začala stavba spektrohelioskopu, prvého prístroja tohto druhu u nás. Samotný prístroj sa zhotoval v dielni observatória, zrkadlová mriežka sa zakúpila v Mount Wilsone v USA. Prístroj sa dokončoval v Prahe a po udalostiach v r. 1938 ho premiestnili do Ondrejova, kde sa stal základom povojnového rozvoja slnečnej fyziky. B. Nováková sa venovala štúdiu zmeny výšky chromosféry, určovanej na základe zmien, čo do výšky vrstiev, rôznych čiar voči okolitým čiaram v spektre. Na základe každodenných spektroskopických pozorovaní chromosféry (Arcetri, Catania, Madrid a Praha – Štefánikova hvezdáreň) sa dalo predpokladať, že zmeny výšky chromosféry pozorované v rôznych vrstvách v flash spektrách z rôzneho obdobia sú spôsobené zmenami slnečnej činnosti. Spektroskopické pozorovania sa dopĺňovali pozorovaniami robenými počas úplného zatmenia Slnka, keď je chromosféra viditeľná vo veľkom počte spektrálnych čiar patriacich rôznym prvkom, do väčších výšok. B. Nováková bola členkou Československej expedície za úplným zatmením Slnka 19. júna r. 1936 v ZSSR (Orenburg –

Krasnyj Borek, Sara). Pomocou koronografu a spektrogra-fu expedície sa získali 1-, 2-, 5- a 10-sekundové expozície slnečnej koróny a bleskové spektrá chromosféry, pred aj po druhom a tretom kontakte, fotografované metódou pohyb-livej dosky (Nováková a Vlček ).

Povojnové pravidelné pozorovania Slnka sa začínajú na hvezdárni v Hurbanove v r. 1966. Prvá kresba Slnka novej, dnes už 30-ročnej, série denných pozorovaní fotosféry sa urobila 6. júna 1966 pomocou 120/180 mm refraktora. Od 5. augusta 1966 sa vykonáva aj fotografická registrácia slnečných škvŕní pomocou slnečnej komory na platne DU-3 9×12 cm, s priemerom disku 6,8 cm. Od októbra 1974 sa tieto pozorovania robia pomocou nového ďalekohľadu, 150/2250 mm refraktor Coudé, ktorý sa nachádza v južnej kupole hvezdárne. Pri fotografovaní pomocou slnečno-mesačnej komory sa zväčšil priemer disku na 7,5 cm. Okrem základného výskumu fotosféry sa začína aj výskum chromosféry (pozorovanie slnečných erupcií) pomocou spektrohelioskopu, ktorý bol v r. 1967–68 prevezený z Ondrejova a uvedený do prevádzky. Začína sa aj s publikáciou pozorovaní, prvý krát v účelovej publikácii Prehľad astronomických pozorovaní, vykonalých na Slovenskej ústrednej hvezdárni v Hurbanove v r. 1969. V tom roku sa na hvezdárni urobilo 229 kresieb Slnka, 466 snímkov fotosféry a bolo odpozorovaných 255 erupcií. Zatiaľ „rekordných“ 313 kresieb sa podarilo urobiť v r. 1994. Tieto pravidelné pozorovania fotosféry a chromosféry (dopĺňané rôznymi inými ako Delingerove efekty, fotografovanie detailov a pod.) sa po základnom spracovaní zasielajú do medzinárodných centier a sú uverejňované doma i v zahraničí (SGD, Sonne, rôzne bulletiny). Všetky doteraz urobené kresby Slnka a negatívy fotosféry sú uložené v archíve hvezdárne.

Bola už spomenutá Konkolom používaná klasifikácia slnečných škvŕní, tak trochu podobná teraz používanej McIntoshovej klasifikácii. Túto novú klasifikáciu používame popri zürišskej od r. 1990 aj my. Spolu s ňou sme zaviedli aj niektoré nové indexy slnečnej aktivity charakterizujúce škvŕnotvornú aktivitu Slnka. Sú to CV hodnota (CV – Clasification Value, zavedená K. I. Maldem r. 1985), Bec-

kovo číslo RB (jednotlivým typom zürišskej klasifikácie sú priradené číselné hodnoty) a Pettisov index SN = 10p + s (p – počet penumbier, s – počet škvŕní bez penumbry). Systém CV hodnôt priraduje všetkým 60-tim možným typom McIntoshovej klasifikácie číselnú hodnotu od 1 po 60.

Možnosti výskumu Slnka sa rozširujú dokončením výstavby Horizontálneho slnečného spektrografo (HSFA) v r. 1982. Štúdium slnečného spektra umožňuje určovať magnetické polia, doplerovské rýchlosť, doplerovské pohyby (oscilácie), zmeny profilov spektrálnych čiar, výšky chromosferických spikúl a robiť rôzne merania vo vybraných spektrálnych oblastiach. Zaujímavým experimentom je tiež simultánne pozorovanie slnečných erupcií pomocou HSFA a spektrohelioskopu.

V súčasnosti sa dáva do prevádzky koronograf vyrobený vo vlastnej dielni SÚH, cím bude priamemu pozorovaniu dostupná aj slnečná koróna, ktorá sa zatiaľ v Hurbanove nepozorovala. V doteraz publikovaných práca zameraných na štúdium koróny sa použili pozorovania z koronografom iných observatórií resp. výsledky získané počas úplných zatmení Slnka. Od r. 1990 sa uskutočnilo už päť hurbanovských expedícií za úplným zatmením Slnka (Fínsko 90, ZSSR 90, Mexiko 91, Brazília 94, Thajsko 95) zameraných na štúdium polarizácie a štruktúry bielej koróny, rýchlych zmien v koróne a farby koróny.

## LITERATÚRA

- Kálmán B., 1992, The Role of Miklós Konkoly Thege in the History of Astronomy in Hungary, eds. Varga M., Patkós L. and Tóth I., Konkoly Observatory Budapest, 26-29.  
Bartha L., 1991, In memoriam Miklós Konkoly Thege Csacs Reports No. 3., Budapest (v maďarčine).  
Dr. Konkoly T.M., 1912, A.M. Kir. Konkoly-alapítványú Astrophysikai Observatorium Kisebb kiadványai, Budapest , vlastné vydanie hvezdárne.  
Nováková B. et Vlček J., Eclipses Totalé de Soleil du 19 Juin 1936 Observee Dans La Steppe du Territoire D'Orenburg en U.R.S.S., Publikácie Štátneho astrofyzikálneho observatória v Starej Ďale, zv. 2. Č. 1.  
Nováková B., 1937, Změna výšky chromosféry, Státní Observatoř, Stará Ďala

# Dynamický obraz sluneční skvrny

M. Sobotka, Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov

## Abstrakt

V práci se stručně popisují metody analýzy časových sérií obrazů slunečních skvrn s vysokým prostorovým rozlišením (výběr snímků, jejich restaurace, stabilizace a destretching) a uvádějí se výsledky získané na základě dvou takovýchto sérií, pozorovaných na Švédském vakuovém slunečním refraktoru, La Palma (pohyby prvků jemné struktury v umbře, penumbře, světelných mostech a okolní fotosféry).

## 1. ÚVOD

Sluneční skvrny, pokud je pozorujeme dobrým přístrojem za velmi dobrých podmínek, nám ukazují bohatou vnitřní strukturu penumby (temná a jasná vlákna), umbrálních jader (temná jadérka, jasné umbrální body) a světelných mostů. Tyto útvary, viditelné v bílém světle na samé hranici rozlišení našich přístrojů (šířky penumbrálních vláken a průměry jasných umbrálních bodů jsou 200–400 km), jsou pravděpodobně spojeny s různými intenzitami a směry magnetického pole a s různými typy konvektivních pohybů, které mohou v magnetickém poli existovat. Statický obraz jemné struktury slunečních skvrn byl rozebírána na minulém 12. celostátním slunečním semináři (Sobotka 1995) spolu s fyzikálními představami, pokoušejícími se tento obraz vyvětlit.

Pozorovací zkušenost i teoretické úvahy nám říkají, že sluneční skvrny jsou útvary dynamické, vyvíjející se v čase. Tím spíš se prvky jemné struktury ve skvrnách budou po hybovat, měnit a vyvíjet. Poznávání těchto dříve dýlných dynamických procesů je velmi užitečné pro pochopení celkových mechanismů, které řídí vznik, vývoj a zánik slunečních skvrn.

## 2. ČASOVÉ SÉRIE OBRAZŮ

Ke sledování pohybů a vývoje prvků jemné struktury slunečních skvrn potřebujeme sekvence obrazů, které by měly splňovat následující kritéria:

1. Časový interval mezi jednotlivými snímkami musí být několikrát menší než typická životní doba nejrychleji se vyvíjejícího zkoumaného objektu. Protože taková životní doba bývá řádově několik minut, musíme snímat obrazy v intervalech menších než 1 minuta.
2. Kvalita obrazu (ostrost, rozlišení) musí být vyrovnaná, protože kvalita celé série je určena nejhoršími snímkami. Pokud pro snímání obrazů používáme rychlou digitální CCD kameru, která je schopna poskytnout několik snímků za sekundu nebo (což je finančně méně náročné) video CCD kamery pracující s frekvencí 25 snímků, je vel-

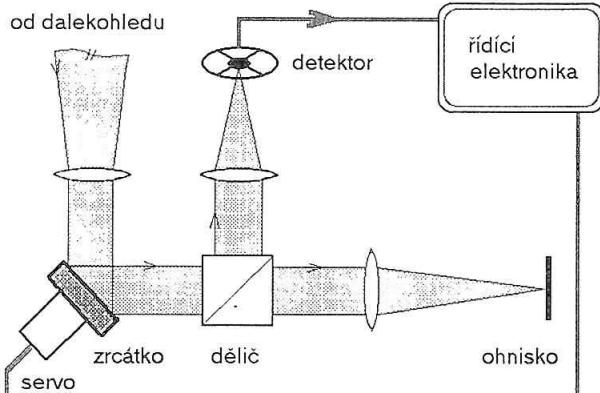
mi výhodné použít systém pro automatický výběr nejlepších obrazů v reálném čase (např. Scharmer 1987, Vystavěl 1995). Systém ze sekvence snímků pořízené během určitého časového intervalu vybere a uloží jeden nebo dva nejostřejší obrazy a tuto činnost cyklicky opakuje.

3. Pozorovaná skvrna musí být co nejpřesněji udržována na daném místě v zorném poli po dobu desítek minut až několika hodin. To může zajistit jen přesný a rychle pracující automatický pointační systém. V současné době se používá tzv. sunspot tracker (obr.1). Toto zařízení se skládá z detektoru, řídící elektroniky, servomechanismu a zrcátka pohyblivého ve dvou osách. Detektorem mohou být čtyři fotodiody tvořící sektory detekční plošky nebo malý a rychlý CCD čip, který integruje signál přes čtyři sektory, do kterých je předem rozdělen. Detektor je umístěn ve světelném svazku za pohyblivým (aktivním) zrcátkem, jehož pohyby jsou přes elektroniku a servomechanismus řízeny rozdílovými signály jednotlivých sektorů. Dojde-li k výchylce polohy skvrny na detektoru, snaží se zrcátko svým pohybem tuto výchylku vyrovnat. Tímto způsobem se můžeme zbavit posouvání obrazu způsobeného nepřesnostmi v montáži dalekohledu a kmitání jeho konstrukce. Je-li aktivní zrcátko schopno řízeně kmitat na frekvencích vyšších než 50 Hz, sunspot tracker kompenzuje i podstatnou část chvění obrazu způsobeného neklidem ovzduší.

## 3. ZPRACOVÁNÍ SÉRIÍ OBRAZŮ

Abychom získali sekvenci snímků vhodnou pro studium vývoje a pohybů sledovaných objektů, musíme odstranit co nejvíce rušivých vlivů přístroje a neklidu zemské atmosféry. Ve fázi zpracování je nevyhnutelné mít všechny obrazy v digitální formě, tj. v podobě dvourozměrné (jednotlivé snímky) nebo třírozměrné (celá série) maticy čísel.

Prvním krokem je kalibrace intenzit osvětlení jednotlivých obrazových elementů (pixelů) snímků, ať již v podobě klasického převodu propustnosti digitalizovaného fotografického obrazu na intenzity pomocí charakteristické křivky emulze nebo v případě CCD obrazu odečtení temného pro-



Obr.1 Sunspot tracker (schema). Zařízení udržující s velkou přesností sluneční skvrnu na určeném místě zorného pole. Další podrobnosti viz text.

udu a vyrovnaní odezvy na osvětlení pixelů pomocí tzv. „flatfield“ – kalibračního obrazu získaného rovnoměrným osvětlením CCD čipu za stejných podmínek jako při vlastním pozorování (stejná intenzita, sbíhavost, zaostření a vlnové pásma světelného svazku).

Chceme-li studovat objekty blížící se svojí velikostí rozlišovací mezi dalekohledu, je třeba opravit vliv instrumentální funkce dalekohledu (v nejjednodušším případě difrakčního profilu objektivu daného průměru). To se provádí pomocí matematické dekonvoluce obrazu s dvouzměrnou instrumentální funkcí. Při tom se zároveň matematickou filtrace zbavíme obrazového šumu, tedy falešných změn intenzity na velmi malých vzdálenostech. Tento postup se nazývá restaurací obrazu. Pro úspěšnou restauraci obrazu je nutné dostatečně jemné vzorkování: velikost pixelů musí být alespoň dvakrát menší než je teoretická mez rozlišení dalekohledu.

Předcházející kroky se týkaly jednotlivých snímků; při zpracování série obrazů je navíc třeba odstranit vlivy neklidu atmosféry, které způsobují jednak vzájemná posunutí celých snímků, jednak jejich deformaci. První problém řešíme stabilizací obrazu: zpracovávaný snímek posouváme vůči předem zvolenému referenčnímu obrazu (např. některému snímkmu ležícímu uprostřed série) a hledáme maximum celkové korelační funkce prostorových struktur, kterému odpovídá optimální „překrytí“ obou snímků. Tak odstraníme chyby a nepřesnosti pointace a docílíme toho, že dominantní struktura v zorném poli (skvrna) bude „sedět“ na jednom místě s přesností jednoho pixelu.

Deformace obrazů vyrovnanáme metodou zvanou „des-tretching“ (český termín by mohl být uklidnění obrazu). V případě uklidnění obrazu hledáme korelační maxima jednotlivých prostorových struktur zpracovávaného a referenčního obrazu. Tako získané relativní posuvy struktur (s přesností na zlomky pixelu) jsou východiskem pro vnitřní interpolaci zpracovávaného obrazu, která jej co nejlépe „vyrovná“ s obrazem referenčním. Protože struktury se mohou v čase vyvíjet, nemůže se volit jediný referenční obraz pro celou sérii, ale je třeba jej definovat například jako klouzavý průměr několika snímků v určitém časovém intervalu okolo zpracovávaného obrazu. Výsledkem zpracování je ki-

nematografická sekvence ukazující restaurovaný, ustálený a uklidněný obraz sluneční skvrny a okolní fotosféry.

#### 4. POHYBY PRVKŮ JEMNÉ STRUKTURY VE SLUNEČNÍCH SKVRNÁCH

Sledováním animovaných sekencí snímků zjišťujeme na první pohled, že sluneční skvrna je vysoce dynamickým objektem. Nejvyšší rychlosti vlastních pohybů pozorujeme ve vnější části penumbry. Jsou vázány na temná protáhlá „oblaka“, pohybující se ven z penumbry rychlostí kolem 3,5–4 km/s a zanikající až za její vnější hranici (Shine a kol. 1994). Granule přiléhající k vnější hranici penumbry se rovněž pohybují radiálně směrem od skvrny rychlostmi až 1,5 km/s (Wang a Zirin 1992). Výše popsané pohyby pravděpodobně souvisejí s Evershedovým jevem, tedy spektroskopicky pozorovanými rychlostmi v penumbře směrem ven ze skvrny.

Muller (1973) a Tönjes a Wöhl (1982) už před časem pozorovali, že jasná penumbrální vlákna jsou tvořena protáhlými, radiálně orientovanými útvary s maximem jasu na konci bližšímu umbře. Tyto útvary, penumbrální zrna, se pohybují směrem k hranici s umbrou rychlostmi vznášejícími se zmenšující se vzdáleností od umbr (max. rychlos 0,5–1 km/s, Muller 1992, Molowny-Horas 1994).

Podobný dostředivý pohyb vykazují i některé jasné body v umbře (Kitai 1986, Ewell 1992, Molowny-Horas 1994). Rychlos tohoto pohybu je menší než v penumbře (0,25–0,5 km/s). Většina pohybujících se jasných umbrálních bodů byla pozorována na periferii umbry, v blízkosti hranice s penumbrou. Navíc, některé jasné body vznikaly z penumbrálních zrn, které překročily tuto hranici. To vedlo výše uvedené autory k myšlence, že pohybující se periferní jasné body mají svůj původ v penumbře nebo s ní alespoň dynamicky souvisejí. Ewell (1992) navrhul, že hlavní vlastnosti, která odlišuje periferní jasné body od centrálních (soustředěných ve vnitřních částech umbry a méně jasných než periferní body) je právě vlastní pohyb. Centrální jasné body se totiž pohybují velmi málo (<0,2 km/s). Je nutno připomenout, že tyto výsledky byly založeny na pozorování velmi jasných bodů s životními dobami delšími než asi 20 minut. Naše nová data, zahrnující i slabší objekty, naznačují, že skutečná situace je mnohem méně přehledná.

#### 5. VÝSLEDKY ANALÝZY DVOU ČASOVÝCH SÉRIÍ Z ROKU 1993

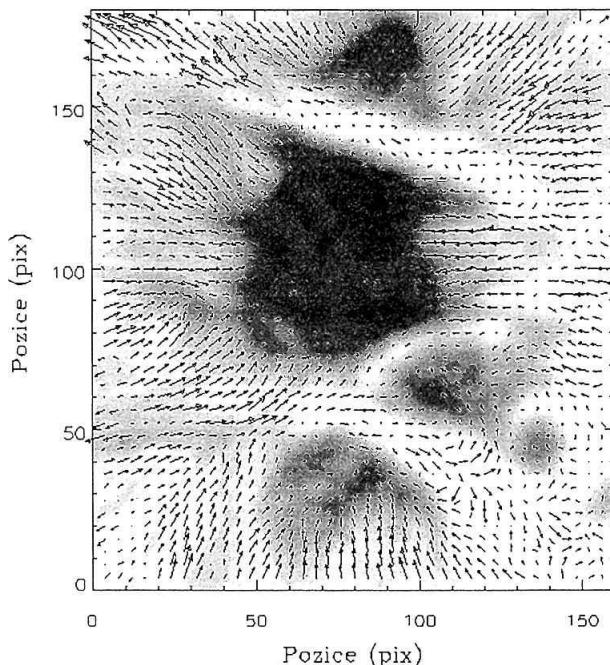
V červnu roku 1993 byly na Švédském vakuovém věžovém refraktoru (SVST), Observatorio Roque de los Muchachos, La Palma, získány dvě velmi kvalitní série snímků slunečních skvrn v trvání 51 minut (série 1) a 4 hodin 26 minut (série 2; Simon a kol. 1994). Snímkы byly získávány digitální CCD kamerou Kodak Megaplus 1.4 (1360×1036 pixelů) s využitím automatického výběru obrazů v reálném čase a sunspot trackeru. Prostorové rozlišení bylo v obou případech kolem 0,3"–0,4". Podrobnější údaje jsou uvedeny

v tabuľke 1. Série snímkov byly zpracovány tak, jak je po- psáno v časti 3 tohto článku. Jednotlivé obrazy byly resta- urovány vzhledem k teoretické difrakčné funkci objektívnu SVST ( $D = 50$  cm) a pak v rámci súrie stabilizované a ukli- dnén.

Tabuľka 1

Série	1	2
Datum	13.6.1993	5.6.1993
Čas počátku (UT)	16h 46m	9h 54m
Délka trvání	51m	4h 26m
Počet snímkov	97	360
Stř. interval mezi snímky	32s	44,5s
Vlnová délka (Å)	$5257 \pm 29$	$4680 \pm 50$
Velikost pixelu (")	$0,062 \times 0,062$	$0,125 \times 0,125$
Skvrna	NOAA 7522	NOAA 7519

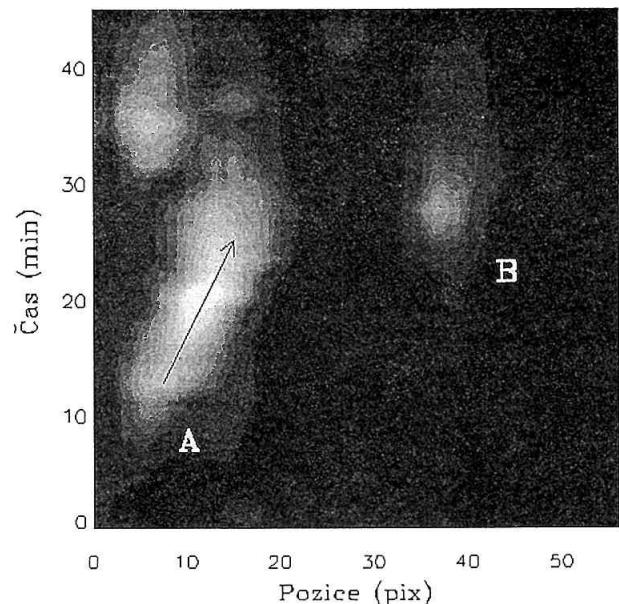
Zevrubná analýza súrií snímkov s vysokým prostorovým rozlišením je nesmírně pracnou záležitostí a v našom případě ještě zdaleka není dokončena. Uvedeme zde naše první výsledky, které již byly publikovány (Sobotka, Bonet, Vázquez a Hanslmeier 1995 – súrie 1, Sobotka, Brandt a Simon 1996 – súrie 2).



Obr. 2 Mapa průměrných rychlosťí vlastních pohybów ve vnitřní penumbre, světelnych mostech a umbrálnich jádreh skvrny NOAA 7519 během celé súrie 2 (4h 26m). Obrázek je aritmetickým průměrem všech snímkov súrie. Souřadnice jsou v pixelech (1 pixel = 0,125").

1. Mapa středních rychlosťí pohybów ve vnitřní penumbre, světelnych mostech a v umbre (súrie 2) je znázorněna na obr. 2 spolu s průměrným obrazem skvrny, získaným sečtením všech snímkov súrie. Z tohoto obrazu je dobře patrné rozmístění temných jádrek i celkové trendy v rozdělení velikostí a směru rychlostí.

2. Vnitřní struktura umbry je určována temnými jádérky a jejich rozmístěním. Velikost i poloha temných jádrek se mění poměrně pomalu (řádově hodiny). Temná jádérka obsahují velmi málo jasných umbrálních bodů a jsou to místa, kde předpokládáme silnější a méně nakloněné magnetické pole ve srovnání se zbytkem umbry.
3. Jasné umbrální body se většinou vyskytují blízko hranice umbry s penumbrou nebo se světelným mostem a také v oblastech mezi temnými jádérky. Ačkoli jasné body neustále vznikají a zanikají, jsou oblasti jejich výskytu stabilní i na časovém úseku čtyř hodin.
4. Pohyb jasných umbrálních bodů je silně ovlivňován temnými jádérky, do kterých jasné body pronikají jen výjimečně. Některé pohyblivé jasné body jsou přímým pokračováním jasných penumbrálních zrn, které při svém dostředivém pohybu překročily hranici penumbry s umbrou. Při tom se jejich rychlosť snižuje až na polovinu. Jasné umbrální body, které při svém pohybu dorazí k temnému jádru, zpomalují svůj pohyb a postupně slábnou, až zaniknou. Jasné body v oblastech mezi temnými jádérky vykazují menší pohyby nebo jsou téměř v klidu (rychlosť < 150 m/s).



5. V několika případech byla „kolize“ pohyblivého jasného bodu s okrajem temného jádru doprovázena podstatným zjasněním jiného, již existujícího, jasného bodu na protilehlé straně temného jádru. Příklad takové události ze súrie 1 je zobrazen na obr. 3, kde vodorovná osa představuje polohu, svislá osa čas a škála šedi vyjadřuje jas. Pohyblivý jasný bod A se přiblížil k temnému jádru (černá oblast) a poté došlo ke zjasnění bodu B. Jestli-

- že by toto zjasnění bylo vyvoláno šířením nějaké poruchy (např. magnetooakustických vln) od místa kolize, rychlosť šíření by byla rádu 10 km/s.
6. Granulární struktura světelných mostů oddělujících umbrální jádra se mění dosti rychle (charakteristická doba < 9 minut). Při tom jsou střední rychlosti jejich vlastních pohybů poměrně malé (viz obr. 2).

## 6. DISKUSE

Nejvýraznějšími rysy dynamického obrazu skvrny jsou pohyby přilehlých granulí a temných oblaků ve vnější penumbře směrem ven ze skvrny a naopak pohyb jasných penumbrálních zrn a některých umbrálních jasných bodů směrem ke středu skvrny.

Odstředivý pohyb granulí a temných oblaků má svůj protějšek v Evershedově jevu, kde je spektroskopicky, na úrovni fotosféry, rovněž pozorován tok hmoty ven ze skvrny. Tyto pohyby mohou souviset s konvektivním „límcem“, který obkružuje magnetickou silotrubici (nebo svazek silotrubic), díky níž skvrna vzniká (Meyer a kol 1974). Magnetická silotrubice (svazek silotrubic) se s rostoucí výškou v atmosféře rozšiřuje, protože tlak plynu s výškou klesá a rozšíření silotrubice (svazku) umožňuje zachování rovnováhy mezi tlakem plynu vně skvrny a magnetickým tlakem a tlakem plynu uvnitř. Původně vzestupné konvektivní proudy kolem silotrubice (svazku) jsou tak odkláněny až do téměř horizontálního směru a ve fotosféře pak pozorujeme Evershedovo proudění a pohyby granulí a temných oblaků radiálně ven ze skvrny.

Dostředivé pohyby penumbrálních zrn a jasných umbrálních bodů však nemají žádný protějšek ve spektroskopicky pozorovaných tocích hmoty. Dopplerovsky měřená rychlosť v těchto objektech se nelší od rychlosťi v jejich okolí. Proto se má za to, že tyto pohyby jsou zdánlivé. Thomas a Weiss (1992) navrhli následující možné vysvětlení. Jasné penumbrální zrno nebo umbrální bod vznikají díky lokálnímu zeslabení magnetického pole, které bychom si mohli představit jako tenkou trubici (táhnoucí se hluboko pod viditelný povrch), v níž je možný určitý druh konvekce modifikované magnetickým polem. Soustava těchto trubic vypadá jako trs, kde trubice v centrální části skvrny jsou téměř kolmé k povrchu a s rostoucí vzdáleností od středu se jejich odklon od kolmice zvětšuje, až k téměř horizontální poloze v penumbře. Sklon trubic se s časem mění: v dů-

sledku konvektivního ohřevu plynu (a Archimedova zákona) se nakloněné trubice vztyčují, dostávají se do větších výšek, kde v důsledku nižší opacity vyzařují svůj tepelný obsah, ochladí se a opět klesají. To, co pozorujeme, je dostředivý pohyb průsečíku horké trubice s viditelným povrchem ve fázi vztyčování.

Výsledky získané z časových sérií snímků skvrn s vysokým prostorovým rozlišením potvrzují závěry, že objekty jemné struktury slunečních skvrn vznikají díky interakci prostorově proměnného magnetického pole s konvektivními pohyby pod skvrnou. Dynamický obraz skvrny je však velmi složitý a bude vyžadovat ještě mnoho úsilí než budeme moci říci, že mu alespoň trochu rozumíme.

### Poděkování

Výsledky uvedené v tomto příspěvku vznikly na základě úzké spolupráce s J.A. Bonetem, M. Vázquezem a P. Brandtem, jimž autor vyslovuje svůj vřelý dík. Tato práce byla napsána v rámci klíčového projektu AV ČR K1-003-061 a díky finanční podpoře grantu GA AV ČR č. A3003601.

## LITERATURA

- Ewell M.W. 1992, Solar Phys. 137, 215  
 Kitai R. 1986, Solar Phys. 104, 287  
 Meyer F., Schmidt H.U., Weiss N.O., Wilson, P.R. 1974, MNRAS 169, 35.  
 Molowny-Horas R. 1994, Solar Phys. 154, 29.  
 Muller R. 1973, Solar Phys. 29, 55.  
 Muller R. 1992, in Sunspots: Theory and Observations (eds. J.H. Thomas and N.O. Weiss), Kluwer, p.175.  
 Scharmer G. 1987, in The Role of Fine-Scale Magnetic Fields on the Structure of the Solar Atmosphere (eds. E.-H. Schröter, M. Vázquez and A.A. Wyller), Cambridge Univ. Press, p.349.  
 Shine R.A., Title A.M., Tarbell T.D., Smith K., Frank Z.A., Scharmer G. 1994, Astrophys. J. 430, 413.  
 Simon G.W., Brandt P.N., November L.J., Scharmer G.B., Shine R.A. 1994, in Solar Surface Magnetism (eds. R.J. Rutten and C.J. Schrijver), Kluwer, p.261.  
 Sobotka M. 1995, in 12. celoštátny slnečný seminár Teplý Vrch 1994 (ed. B. Lukáč), SÚH Hurbanovo, p.7.  
 Sobotka M., Bonet J.A., Vázquez M., Hanslmeier A. 1995, Astrophys. J. 447, L133.  
 Sobotka M., Brandt P.N., Simon G.W. 1996, in JOSO Annual Report '95 (ed. M. Saniga), v tisku.  
 Thomas J.H., Weiss N.O., 1992, in Sunspots: Theory and Observations (eds. J.H. Thomas and N.O. Weiss), Kluwer, p.3.  
 Tönjes K., Wöhl H. 1982, Solar Phys. 75, 63.  
 Vystavěl R. 1995, in 12. celoštátny slnečný seminár Teplý Vrch 1994 (ed. B. Lukáč), SÚH Hurbanovo, p.154.  
 Wang H., Zirin H. 1992, Solar Phys. 140, 41.

# Změny dopplerovských pohybů ve skvrnách v závislosti na poloze na disku

V. Bumba, M. Klvaňa, Astronomický ústav Akademie věd České republiky,  
251 65 Ondřejov, Česká republika

## Abstrakt

Ukazujeme předběžné výsledky studia Evershedova efektu v deseti pravidelných, většinou vedoucích skvrnách. Analysovali jsme hodnoty středních velikostí složek podélného magnetického pole a především dopplerovských pohybů v těchto skvrnách a ukazujeme jak se mění v závislosti na poloze skvrny na slunečním disku. Snažíme se vysvětlit získané křivky zkusebním modelem rozložení siločar magnetického pole i chodem proudučar pohybů ve studovaných skvrnách. Demonstrujeme také vzájemnou interferenci Evershedových toků jednotlivých umbrálních jader i sousedních skvrn ve skupině.

## 1. ÚVOD

Evershedův efekt je dynamický jev, pozorovaný spektrálně ve slunečních skvrnách již téměř od začátku tohoto století. Jeho podstatu však dosud plně nechápeme. V poslední době se objevilo několik článků, zabývajících se detailně tímto jevem, a to na základě pozorování vysoce výkonými přístroji s velkým prostorovým rozlišením, získaných na Kanárských ostrovech (na př. Degengardt & Wiehr, 1994; Wiehr & Degengardt, 1994; Shine et al., 1994). Nicméně mnoho otázek, týkajících se Evershedova jevu, zůstává nezodpovězeno, díky množství typů a tvarů skvrn, a díky tomu, že rychlostní pole Evershedova toku se nemění jenom s polohou skvrny na disku, nýbrž i velmi pravděpodobně s velikostí a stářím skvrny, intenzitou jejího pole, konfigurací jader a pod.

Jak bylo řečeno Shinem et al. (1994), abychom našli fyzikální podstatu Evershedova jevu, je nutné studovat větší počet různých typů skvrn během celého jejich průchodu diskem.

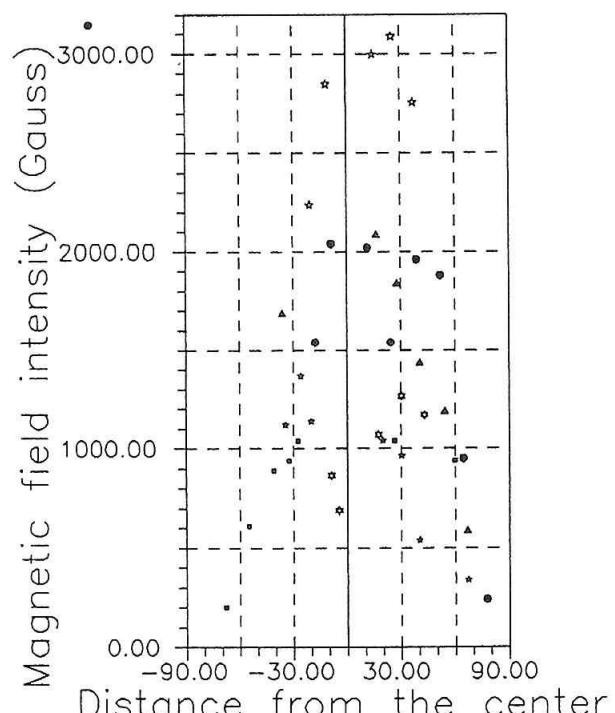
## 2. POZOROVÁNÍ

Novým fotoelektrickým magnetografem ondřejovské observatoře (Klvaňa & Bumba, 1994), majícím zvýšenou citlivost měření dopplerovských rychlosťí (Klvaňa & Bumba, 1993), měříme od roku 1990. Za tu dobu jsme získali rozsáhlý pozorovací materiál obsahující současná měření radiálních složek magnetického a rychlostního pole a intensitu světla v kontinuu, jádře i křídlech spektrální čáry (většinou FeI 5253.47). Je to více než 1440 sad ve více než 180 aktivních oblastech. Mnohé sledované aktívny oblasti obsahují dobře vyvinuté vedoucí skvrny s dobře viditelným Evershedovým efektem. Domníváme se, že systematickým studiem tohoto materiálu je možno získat zajímavé výsledky, i když rozlišení skanujícího magnetografu je o řád men-

ší, a fotoelektrická měření mohou být zatížena některými problémy. Naši hlavní předností je poměrně velký počet pozorovaných skvrn různých velikostí a typů, různých konfigurací jader, v měnících se pozicích na disku.

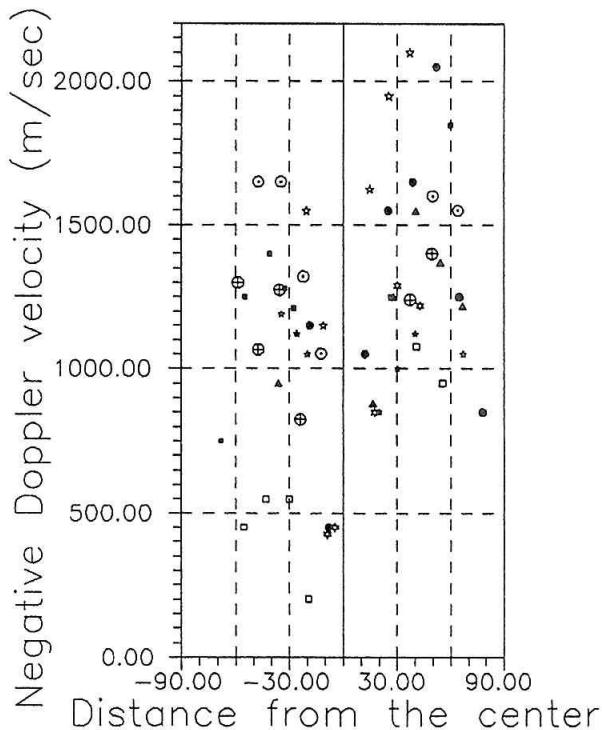
Pro tuto předběžnou zprávu jsme vyhodnotili Evershedův efekt pozorovaný dostatečně často v deseti skvrnách.

Vybrané skvrny, velké, většinou vedoucí skvrny, byly dobře odděleny od chvostových magnetických polí opačné polarity,

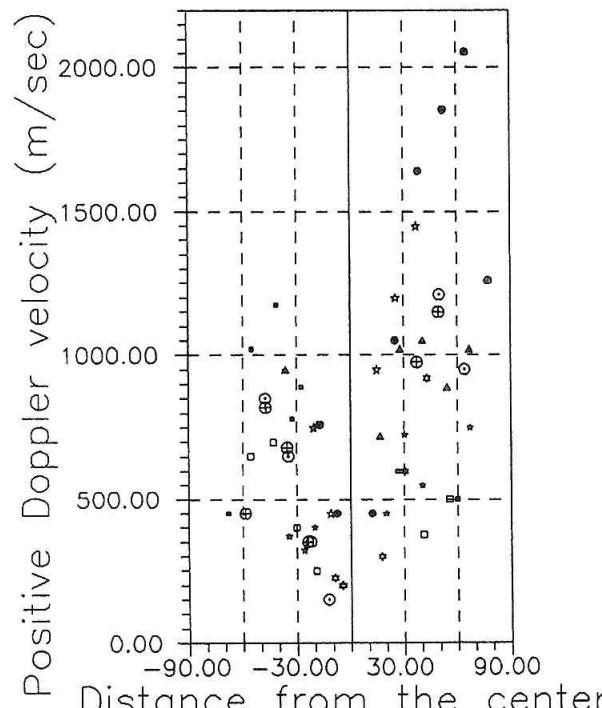


Obr. 1 Závislost intensity podélné složky magnetického pole v Gaussech na vzdálenosti skvrny od středu disku ve stupních. Různé skvrny mají různá značení.

v několika případech už bez chvostových skvrn, tedy dostačně vyzrálé. Pro tyto skvrny existovalo od jedné do osmi sad měření denně. V předkládané předběžné zprávě analyzujeme střední hodnoty, a to jak pozic na disku, tak i intenzity podélné složky magnetického, a především rychlostního pole.



Obr. 2. Závislost záporné složky radiální rychlosti v m/sec na vzdálenosti skvrny od středu disku ve stupních. Různé skvrny mají různá značení.



Obr. 3. Závislost kladné složky radiální rychlosti v m/sec na vzdálenosti skvrny od středu disku ve stupních. Značení skvrn stejné jako v obr. 2.

### 3. VÝSLEDKY

#### 3.1 Magnetická pole

Situace v měření podélné složky magnetického pole se zdá být poměrně jednoduchou. Sestrojíme-li graf závislosti jejích hodnot na vzdálenosti od středu slunecního disku (obr. 1), vidíme, že se mění souběžně s cosinem této vzdálenosti. Souhlasně s výsledky mnoha jiných autorů to musí znamenat, že siločáry magnetického pole ve středu skvrny jsou více méně radiální k povrchu Slunce. Asymetrii křivek můžeme vysvětlit jako odklon osy celého systému siločar od radiály. V několika případech křivky dosahují maxima po průchodu skvrny centrálním poledníkem, což může znamenat odklon osy systému k východu, t. j. dovnitř oblasti.

#### 3.2 Dopplerovské rychlosti

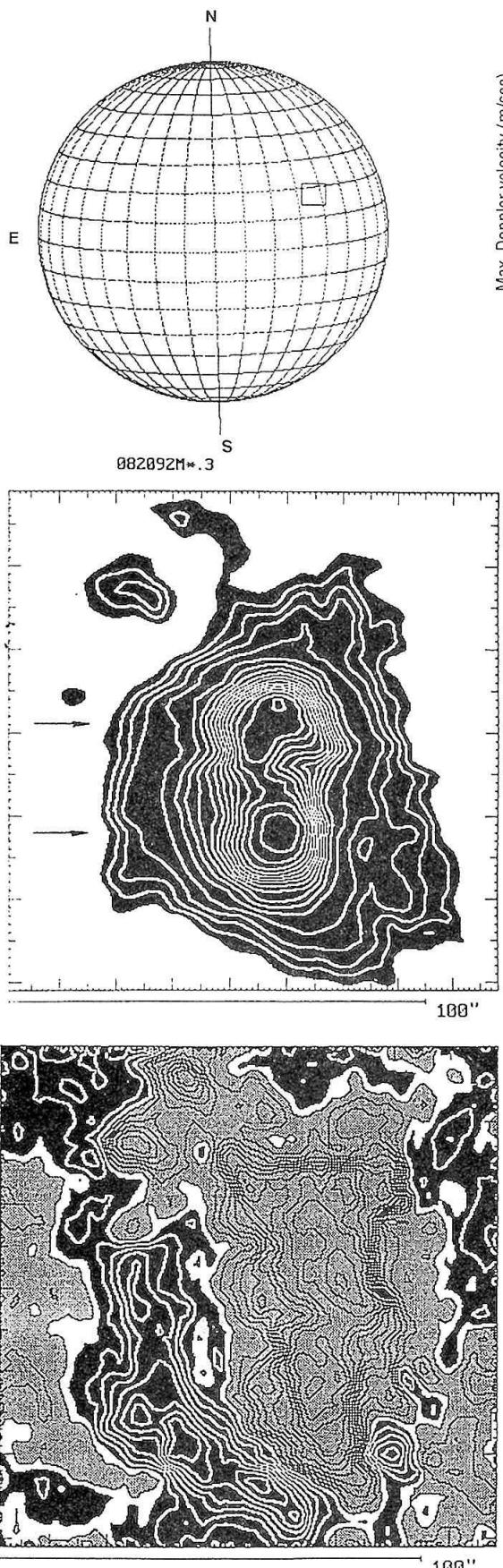
Situace se zdá být komplikovanější, sestrojíme-li křivky chodu dopplerovských rychlostí ve vybraných skvrnách odděleně pro záporné (ve směru od pozorovatele – obr. 2) a kladné (ke pozorovateli – obr. 3) směry. Při určitém stupni zjednodušení vidíme, že křivky obou složek rychlosti dosahují svého minima okolo centrálního poledníku (nelze zapomenout, že mezi měřenými skvrnami jsou i vysokošíkové skvrny). Na obou stranách minima se křivky zvedají téměř souběžně se sinem úhlu vzdálenosti skvrny od středu disku. Maxima však dosahují už ve vzdálenosti 50–60°, a pak jejich hodnoty opět klesají. Existují náznaky, že východní maximum může být nižší nežli západní. Velmi důležitý se zdá být rovněž rozdíl mezi absolutními hodnotami záporné a kladné složky rychlosti (měnící se se vzdáleností od středu disku). Záporná složka je většinou o několik set m/sec (500–600 m/sec) větší. Ovšem v několika případech právě opak je pravdou.

### 4. DISKUSE VÝSLEDKŮ

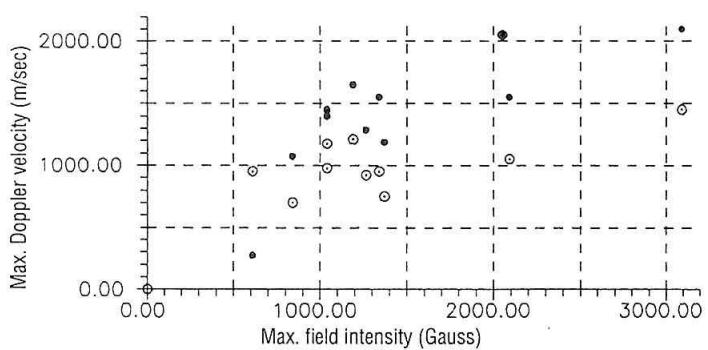
Předpokládáme, že získané křivky je možno vysvětlit geometrií Evershedových pohybů: Jak ukázala řada autorů už dříve, největší složkou pohybu v Evershedově toku je složka horizontální. Ale pozorovaná asymetrie křivek východ – západ, ubývání jejich hodnot k oběma krajům disku a různé hodnoty obou složek rychlosti je možné vysvětlit jako kombinaci dvou efektů: náklonem celého pohybového systému k západu (jeho osa je odkloněna od radiálního směru) a přítomností záporné vertikální komponenty v našich měřeních, díky které je vektor rychlosti odkloněn od horizontální o asi 10 až 15 pod sluneční povrch.

Toto vysvětlení ovšem narází na dva problémy: sklon pohybového systému má opačný směr nežli sklon systému magnetického pole; existence poměrně velké záporné vertikální složky se zdá odpovídat některým posledním výsledkům (Shine et al. 1994). Ovšem problém určení nulové rychlosti je velice složitý (na př. Bumba & Klvaňa 1995).

Je také třeba zdůraznit, že struktura Evershedova jevu je podstatně komplikovanější než se všeobecně přiznává, protože vlastní Evershedův efekt, tak jak je většinou uvažován, je pravidelně obklopen sekundárními oblastmi pohybů, s opačnými znaménky rychlosti (Bumba & Klvaňa 1996).



Obr. 4. Magnetické pole skvrny s dvěma jádry (uprostřed) a rychlostní pole téže skvrny (dole) ve vzdálenosti asi 40 od středu disku (nahoře). Vedoucí skvrna aktivní oblasti NOAA 7260 20. srpna 1992.



Obr. 5. Růst radiální rychlosti v m/sec s intensitou podélné složky magnetického pole v Gaussech. Plné kroužky - záporná složka, prázdné kroužky s tečkou - kladná složka rychlosti.

Konečně je možno na několika případech ukázat další těžkosti, se kterými se setkáme při studiu Evershedova jevu: každé jádro komplexní skvrny má svůj Evershedův efekt (obr. 4). Takže předpoklad o symetrii skvrny, který teoretici často používají, je velmi problematický. Velmi členěné velké komplexní skvrny jedné magnetické polarity mají rozsáhlý a komplexní Evershedův efekt, ve kterém každé jednotlivé jádro hraje svou vlastní roli (Bumba et al. 1993, 1994).

Evershedovy toky sousedních skvrn vzájemně interferují a hodnoty složek jejich rychlostí obou směrů jsou tím ovlivněny (Bumba et al. 1996).

Jak už bylo řečeno, stáří, rozměr a intensita magnetického pole (obr. 5) skvrny hrají důležitou úlohu ve vzhledu Evershedova jevu. Ale i náhlé vývojové změny v celé aktivní oblasti, jak se zdá, ovlivňují topologii Evershedova efektu. Existuje i řada dalších faktorů, které je třeba při studii Evershedova efektu vzít do úvahy. Ovšem to je možné až při podrobném studiu jednotlivých skvrn.

#### Poděkování

Chtěli bychom poděkovat grantové agentuře České republiky za grant č. 205-93-0892, a Akademii věd České republiky za klíčový projekt K1=003=601, díky kterým byla práce umožněna.

#### REFERENCE

- Bumba V., Klvaňa M. 1995, Solar Phys. 160, 245
- Bumba V., Klvaňa M. 1996, Astron. Astrophys. předáno k publikaci
- Bumba V., Klvaňa M., Kálmán B., Györi L. 1993, Astron. Astrophys. 276, 193
- Bumba V., Klvaňa M., Kálmán B. 1994, Astron. Astrophys. Suppl. Series 109, 355
- Bumba V., Klvaňa M., Kálmán B. 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Series 117, v tisku
- Degengardt D., Wiehr E. 1994, Astron. Astrophys. 287, 620
- Klvaňa M., Bumba V. 1993, JOSO Annual Report 1992, A. v. Alvensleben (ed.), 78
- Klvaňa M., Bumba V. 1994, Handling and Archiving Data from Ground-based Telescopes M. Albrecht, F. Pasian (eds.), ESO Conference and Workshop Proceedings No. 50 (ESO Garching), 172
- Shine R. A., Title A. M., Tarbell T. D., Smith K., Frank Z. A. 1994, Astrophys. J. 430, 413
- Wiehr E., Degengardt D. 1994, Astron. Astrophys. 287, 625

# Evershedův pohyb v pravidelné skvrně a jeho vztah k okolní fotosféře

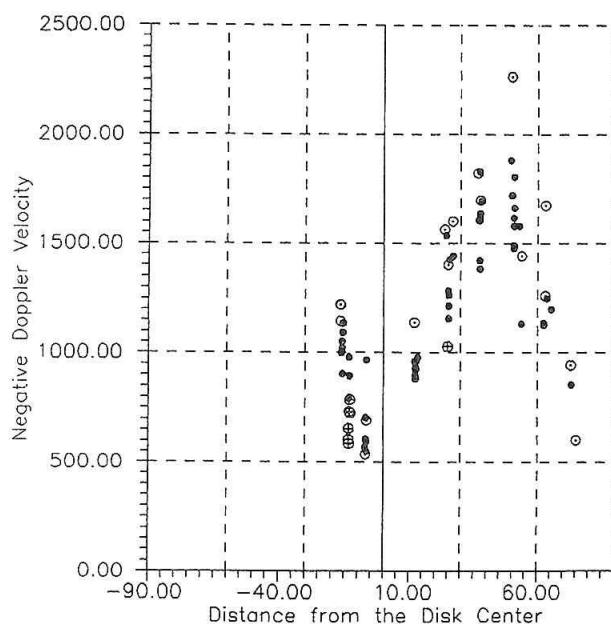
V. Bumba, M. Klvaňa, Astronomický ústav Akademie věd České republiky,  
251 65 Ondřejov, Česká republika

## Abstrakt

Určili jsme hlavní charakteristiky Evershedova efektu v pravidelné vedoucí skvrně aktivní oblasti NOAA 7757, kterou se nám podařilo měřit fotoelektrickým magnetografem během osmi dní. Získali jsme celkem 81 sad měření, mnohá z nich v nepřetržitých seriích tří i více měření za sebou (k odstranění pětiminutových oscilací). Získaná měření lze vysvětlit pohyby fotosférických plynů ve středu skvrny směřujícími vzhůru, pak ve velké části umbry i penumbry probíhajícími téměř rovnoběžně s povrchem Slunce a nakonec na periferii skvrny mírně skloněnými pod povrch fotosféry. Nelze vyloučit sklon celého pohybového systému k východu. Ukazujeme i některé časové změny Evershedova efektu. Demonstrujeme existenci sekundárního Evershedova efektu, který společně s primárním efektem (doposud uvažovaným za celý efekt), který obklopuje, tvoří nedílnou jednotu. Takto doplněný systém pohybů dobře koresponduje s pohybovým polem okolní fotosféry. Tento fakt bereme i jako jeden z důkazů o konvektivním původu Evershedova jevu, ovšem silně ovlivněném magnetickým polem.

## ÚVOD

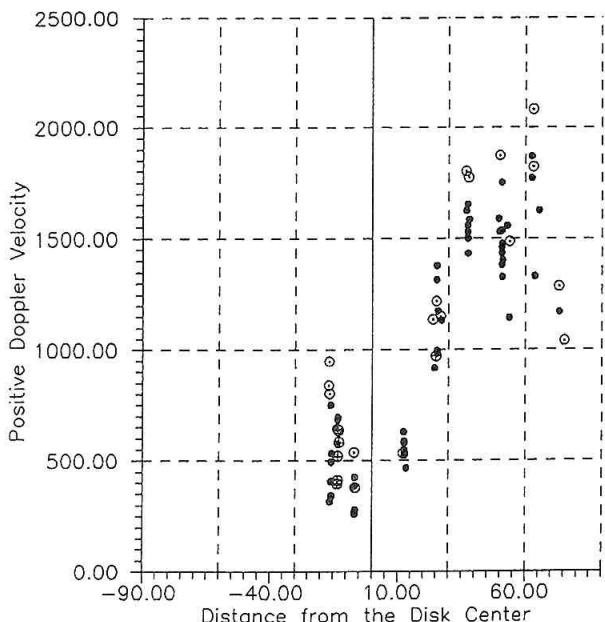
O složitosti problémů spojených se studiem Evershedova efektu jsme už hovořili (Bumba & Klvaňa, tento seminář).



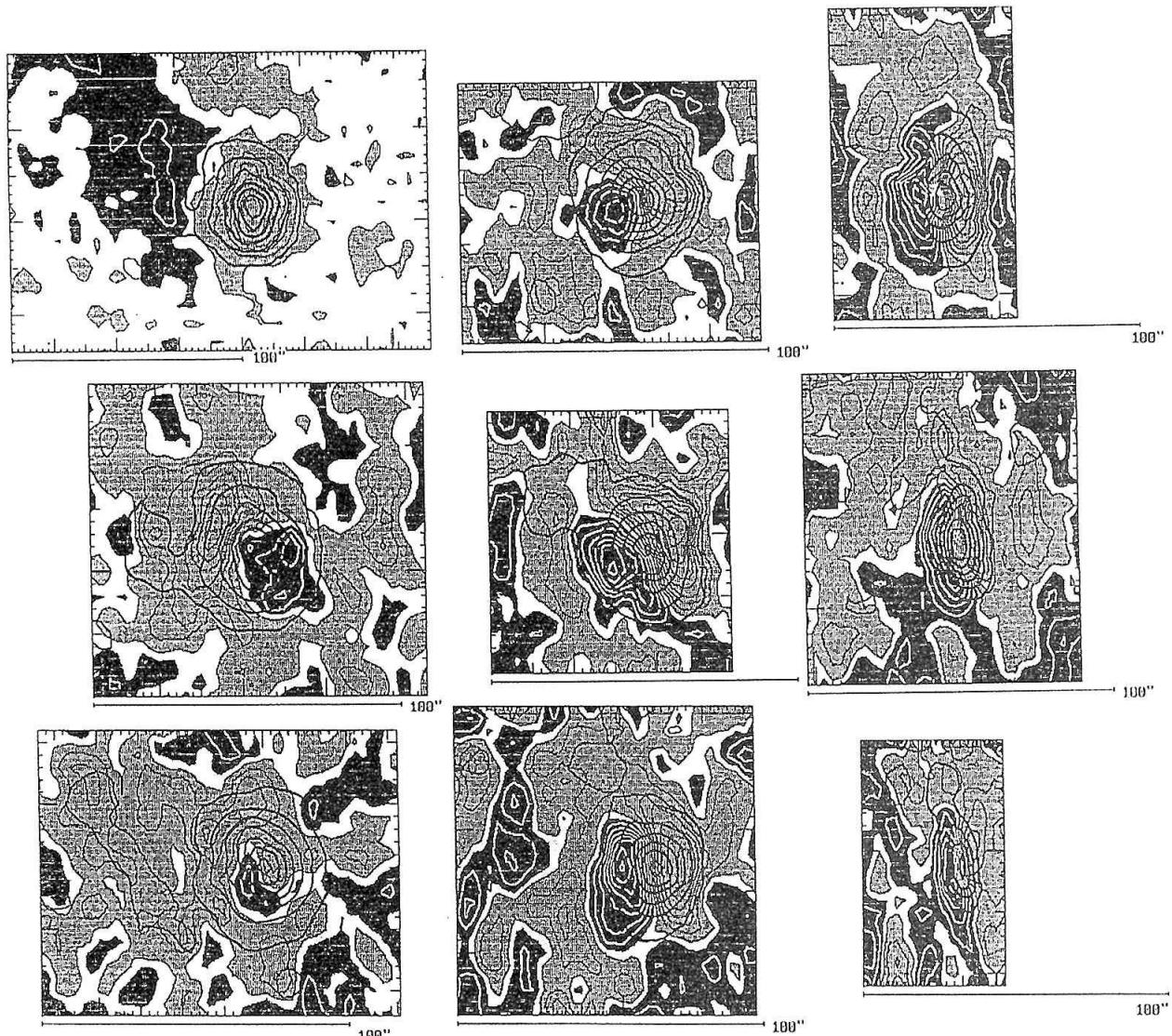
Obr. 1. Změna záporné složky radiální rychlosti v m/sec v závislosti na vzdálenosti od středu disku Slunce ve stupních. Prázdné kroužky s tečkou představují měření s větším rozlišením, prázdné kroužky s křížkem jsou měření v magneticky nerozštěpené čáře.

Řekli jsme také, že některé z položených otázek bude možné zodpovědět při podrobném studiu skvrny, pozorované mnohokrát v různých polohách na disku.

V červenci 1994 jsme taková mnohonásobná měření podélných složek magnetického a rychlostního pole (spolu s intensitou světla v kontinuu a čárách FeI 5253.47;  $g = 1.5$  a FeI 5123.73;  $g = 0$ ) provedli na vedoucí skvrně, která zůstala po maximu vývoje aktivní oblasti NOAA 7757. Proš-



Obr. 2. Tatáž závislost jako v Obr. 1., ale pro kladné složky rychlosti. Význam značení je stejný.



Obr. 3. Mapa podélné složky magnetického pole (levý horní roh) a mapy radiaálních rychlosťí pro vedoucí skvrnu skupiny NOAA 7757 v rôznych polohách na disku, prekryté izofotami skvrny. Poslední mapa v levém sloupci a první mapa v prostredním sloupci sú pro skvrnu blízko stredu disku. Oblasti kladných pohybów (k pozorovateľovi) sú tmavší.

la centrálním poledníkem 22. července 1994 a její střední poloha byla  $L = 332^\circ$ ,  $b = 11^\circ\text{N}$ . Byla téměř pravidelná, pouze mírně protažená v severo-jižním směru. Topologie i klesající intensita magnetického pole oblasti a její chromosférická velmi nízká aktivita demonstруjí, že oblast byla již na šestupné fázi svého vývoje. I intensita pole skvrny, která byla blízko středu disku okolo 2200 Gaussů, se zmenšovala; stejně tak jako plocha skvrny.

Měření jsme prováděli s jemným ( $1.6'' \times 2.4''$ ) nebo středním ( $3.2'' \times 4.8''$ ) prostorovým rozlišením. Získali jsme celkem 81 sad měření, z nichž mnohá byla opakována bezprostředně za sebou nejméně třikrát po 7.5 minutách, aby bylo možné odstranit pětiminutové oscilace.

## VÝSLEDKY MĚŘENÍ

Všimneme si nejdříve změn amplitudy maximálních radiaálních rychlosťí v Evershedově efektu zkoumané skvrny. Na první pohled je patrné, že maximální negativní (ve smě-

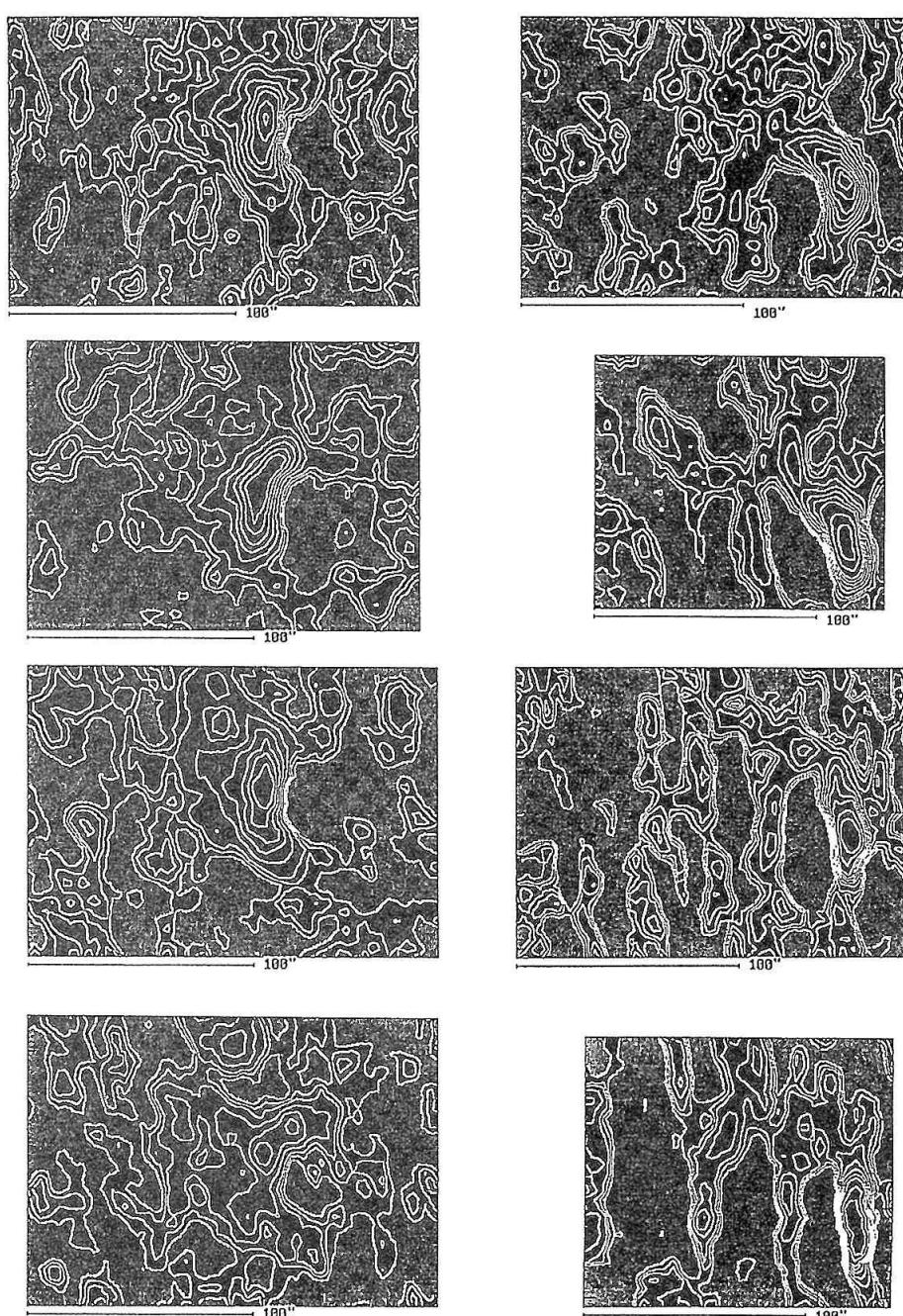
ru od pozorovatele) složka rychlosti je obecně o asi 200–300 m/sec větší nežli složka pozitivní obr. 1 a 2). Chod složek obou směrů je prakticky souběžný se sinem vzdálenosti středu skvrny od středu slunečního disku až asi do  $50^\circ$ – $60^\circ$ . Rovněž existuje nevelká asymetrie obou křivek mezi východní a západní polovinou disku. Všechny změny amplitud je možné vysvětlit stejně jako u už diskutovaných deseti skvrn, a to geometrií prouděče Evershedova proudu: rychlostní vektor má ve velké části skvrny téměř horizontální směr, tedy rovnoběžný s povrchem Slunce. Asymetrii a ubývání amplitud blízko limbu a převahu záporné komponenty nad kladnou je možné vysvětlit kombinací dvou efektů: náklonem celého systému a přítomností záporné složky rychlosti, t. zn. sklonem vektoru na okraji skvrny o malý úhel (asi  $10^\circ$  až  $15^\circ$ ) pod povrch fotosféry.

Normálně je za Evershedův efekt považováno rozdělení záporných a kladných rychlosťí v oblasti skvrny, ve kterém oblast kladných pohybů je vždy blíže středu slunečního disku. Jestliže přeložíme rychlostní mapy isočarami intenzity

ve skvrně (*obr. 3*), vidíme, že tento primární Evershedův efekt prakticky vyplňuje oblast celé skvrny, někdy lehce překraje její hranice. Hranice, která odděluje oblasti kladných a záporných pohybů, by měla být z definice vždy kolmá na spojnici středu skvrny se středem disku. Ve většině případů, alespoň pokud jde o její část protínající spojnice, tomu tak je. Ovšem při detailním studiu zjistíme, že prakticky vždy prochází hranice středem skvrny, a je místem velkého rychlostního gradientu (t. zn. prudké změny směru rychlostí). Kromě toho má tvar paraboly, otevřené ke středu disku. S rostoucí vzdáleností od středu disku se hranice narovnává a okolo  $50^{\circ}$  je prakticky přímkou, aby se stále rostoucí vzdáleností opět nabyla tvaru paraboly, avšak otevřené ve směru ke kraji disku. Kromě toho velmi blízko středu disku, v našem případě ve vzdálenosti okolo  $6^{\circ}\text{--}7^{\circ}$ , kladné

pohyby zabírají daleko menší oblast nežli pohyby záporné. Tato oblast má tvar malého ostrůvku, obklopeného zápornými pohyby, ovšem ležícího blíže středu disku (*obr. 3*). Prověřili jsme na několika skvrnách pozorovaných blízko středu disku, že tomu je ve většině případů stejně. Jsme přesvědčeni, že popsáne efekty je možné opět vysvětlit pohyby nejdříve jdoucími mírně nahoru ve směru radiusu, pak horizontálně, a nakonec opět mírně dolů.

Ovšem na našich rychlostních mapách, které pokrývají široké okolí skvrny, je vidět, že prakticky vždy je oblast kladných pohybů Evershedova efektu obklopena velkou oblastí pohybů záporných i na straně bližší středu disku, ovšem už mimo skvrnu samotnou (*obr. 4*). Amplituda záporné složky v této druhotné oblasti záporných rychlostí je dvakrát až čtyřikrát menší nežli v hlavní oblasti a gradient rychlostí okolo



*Obr. 4. Integrované mapy záporné složky radiálních pohybů ve stejné skvrně v různých položkách na disku*

hranice oddělující tuto druhou oblast od primárního efektu je velmi malý, často téměř nulový (velmi pomalá změna směru rychlosti). Stejně tak z druhé strany od středu disku, tedy blíže ke kraji je oblast záporných rychlostí primárního efektu obklopena druhou oblastí kladných pohybů, opět už mimo skvrnu, a ještě s podstatně menší amplitudou kladné složky nežli v případě druhých záporných pohybů. Často je tato druhotná oblast kladných pohybů pouze naznačena. Gradient rychlostí je zde opět velmi malý.

Rozsah sekundárních negativních pohybů se mění se vzdáleností skvrny od středu disku, její šířka však je téměř stejná jako průměr skvrny samotné (*obr. 4*). Totéž se týká i sekundárních kladných pohybů, které jsou lépe vidět blíže ke kraji disku. Oba sekundární pohyby se vzájemně doplňují a jsou zřejmě přirozenou součástí Evershedova jevu. Nazvali jsme je souhrnně sekundární Evershedův efekt. Primární i sekundární Evershedův efekt je vlastně dopplerovským průmětem rozložení pohybů ve sluneční skvrně a jejím okolí do zorných paprsků pozorovatele a dává celý obraz rozložení těchto pohybů ve vrstvě fotosféry, ve které vzniká měřená spektrální čára. Kromě toho svědčí také o tom, že Evershedovy pohyby ve skvrně jsou zřejmě konvektivní pohyby, transformované přítomností magnetického pole.

Jak bylo řečeno, skvrnu jsme mnohokrát pozorovali v seřířích po 7,5 minutách několikrát za sebou, aby bylo možné odstranit pětiminutové oscilace a stanovit opakovatelnost získaných měření. Opakovatelnost je výborná. Pětiminutové oscilace jsou více zřetelné v periferních oblastech skvrny a v sekundárním Evershedově efektu a dále od středu disku. Kromě těchto oscilací je možné pozorovat blízko středu disku poměrně rychlé změny v rozložení i amplitudách rychlostí. Pro nalezení oscilací v trvání 10–20 minut (Shine et al. 1994, Rimmele 1994) jsou však naše pozorovací řady nedostatečné.

## DISKUSE VÝSLEDKŮ POZOROVÁNÍ

Přesto, že studovaná měření byla získána skanujícím fototelektrickým magnetografem a mají tudíž prostorové rozlišení asi o řad nižší nežli nejlepší spektrografické studie z Kanárských ostrovů, jejich dobrá opakovatelnost a jejich množství vyrovňávají do určité míry tento nedostatek. Ovšem je třeba počítat se značnou integrací pozorovaných struktur díky užité metodě pozorování a současně je třeba brát do úvahy, že měříme v křídlech čáry, tedy dosti hluboko ve fotosféře. Při tom tloušťka vrstvy, ve které vzniká měřená čára se mění při přechodu z umbry do penumbry a fotosféry a ovšem i s polohou skvrny na disku. Při interpretaci dat je třeba také mít na paměti, že pozorovaná skvrna byla na sestupné větví svého vývoje.

Získaný obraz prouдоčar pohybujících se plynů fotosféry ve skvrně a jejím okolí souhlasí dobře s modelem rozložení prouдоčar, publikovaným jinými autory na základě měření spektrografy s vysokým rozlišením (Shine et al. 1994, Rimmele 1994, 1995a, b): ve středu penumbry pohyb vzhůru, pak prakticky rovnoběžně nebo mírným obloukem k okraji skvrny a pak opět dolů. Při tom pohyb se neodehráváply-

nulým tokem, nýbrž jde jakoby v obláčcích nebo určitých kvantech.

Náš nejdůležitější výsledek vidíme v tom, že Evershedův efekt má složitější strukturu nežli se všeobecně soudí, a že zaujmí podstatně větší prostor. Při tom primární i sekundární efekt tvoří jednotný obraz pohybů, který dobře zapadá do systému fotosférických pohybů, obklopujících skvrnu. Tuto jednotu obou efektů nejlépe ukazuje změna jejich morfologie s měnící se pozicí skvrny na disku a především rozložení pohybů velmi blízku středu slunečního disku.

Existují i rychlé změny amplitudy podélné složky pohybu v Evershedově efektu. Pětiminutové oscilace mohou dosahovat 10% až 20% celkové amplitudy této složky.

## ZÁVĚR

Z toho co bylo ukázáno vidíme, že celkový obraz pohybu fotosférické hmoty ve sluneční skvrně se od dob jejího objevení Evershedem v roce 1909 mnoho nezměnil. Díky posledním studiím byly především poznány souvislosti pohybujících se plynů nebo plazmatu s jednotlivými strukturami skvrny, jejich organizací, geometrií, magnetickým polem a pod. Naše měření do této řady dobře zapadají. Kromě toho umožňují, díky rychlosti skanování našeho magnetografu a především proto, že přístroj máme k disposici (na rozdíl od přidělených pozorovacích dnů u velkých přístrojů), získávat velmi početné serie měření kdykoliv to počasí dovolí.

Pokud jde o Evershedův efekt a výsledky našeho studia dané skvrny, vidíme, že právě měření magnetografem, t. j. měření poměrně velké oblasti fotosféry, dávají možnost poznat sounáležitost systému Evershedových pohybů s pohybovými systémy klidné fotosféry a ten fakt, že zřejmě i Evershedovy pohyby mají stejný, to je konvektivní původ, jako ostatní pohyby v okolní fotosféře, a jsou stejně modulovány pětiminutovými oscilacemi, i když s menším účinkem.

Teprve podobně detailní studium pohybů v ostatních skvrnách, jichž měření máme k disposici, dovolí snad říci více, zejména pak o změnách pohybů v souvislosti se stářím, typem, velikostí, intensitou magnetického pole a pod. skvrny. Ovšem zpracování všech měření je časově velice náročné.

## Poděkování

Chtěli bychom poděkovat grantové agentuře České republiky za grant č. 205-93-0892, a Akademii věd České republiky za klíčový projekt K1=003=601, díky kterým byla práce umožněna.

## REFERENCE

- Rimmele T. R. 1994, Astron. Astrophys. 290, 972
- Rimmele T. R. 1995a, Astron. Astrophys. 298, 260
- Rimmele T. R. 1995b, Astrophys. J. 445, 511
- Shine R. A., Title A. M., Tarbell T. D., Smith K., Frank Z. A. 1994, Astrophys. J. 430, 413

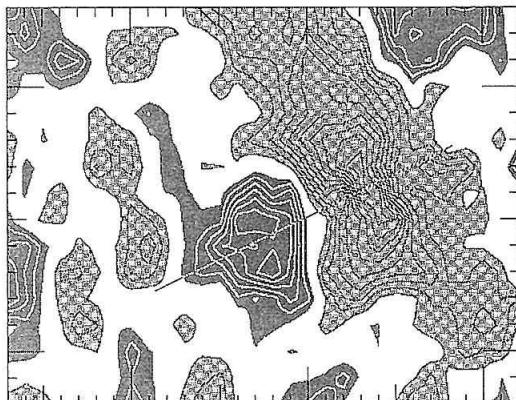
# Dopplerovské rychlosti ve skvrně získané na základě analýzy profilů spektrálních čar

M. Klvaňa, V. Bumba a P. Dostál, AsÚ AVČR, observatoř Ondřejov, Česká republika  
J. Staude, Astrofyzikální institut Potsdam, SRN

## Abstrakt

Rychlostní profily ve skvrně, získané magnetografickými měřeními dopplerovských rychlostí vyzkoušejí ve většině případů lineární chod rychlosti při průchodu středem skvrny ve směru na střed slunečního disku. Na základě analýzy profilu dopplerovské rychlosti získaného ze spektrálních čar, pořízených s vysokým prostorovým rozlišením usuzujeme na podíl integrace obrazu širokou vstupní štěrbinou magnetografu ve výsledném rychlostním profilu, který je výchozím bodem pro modelování vektorového rychlostního pole ve skvrně.

Při modelování vektorových rychlostních polí v symetrických skvrnách vycházíme z hodnot dopplerovských rychlostí v bodech úsečky, procházející středem skvrny ve směru na střed slunečního disku (obr. 1). Tyto hodnoty získáváme interpolací dat, měřených magnetografem.

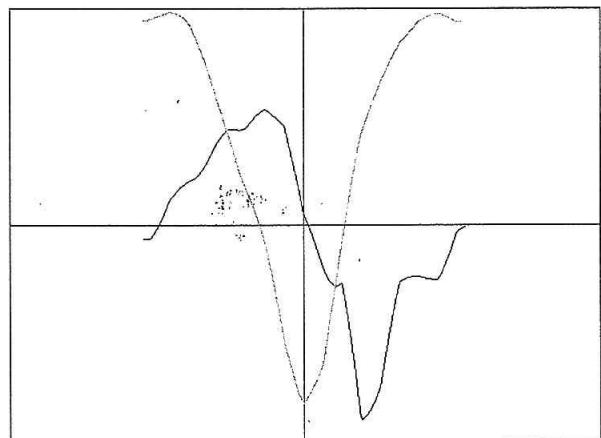


ONDŘEJOV OBSERVATORY DOPPLERGRAM(20) 5253.47  
Date: 073093-4 Time: 07:37:39 - 07:53:43 UT Region: 7552  
File: 07309308.4 X: 73 - 102 Y: 27 - 42 Magnification: 16  
Lin.Scale: 100 200 300 400 500 600 (m/s)

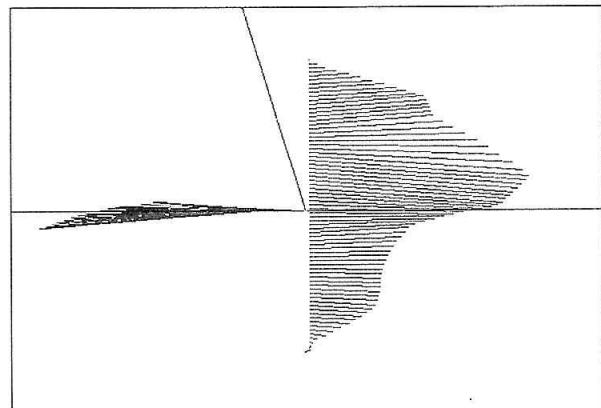
Obr. 1

Na obr. 2 je vykreslen profil intenzity záření ve skvrně a průběh dopplerovské rychlosti v těchž bodech.

Tak, jako na obr. 2, pozorujeme ve většině analyzovaných případů prakticky lineární průběh dopplerovské rychlosti v umbrální části skvrny a tomu odpovídající vzrůst velikosti vektoru v umbře.



Obr. 2



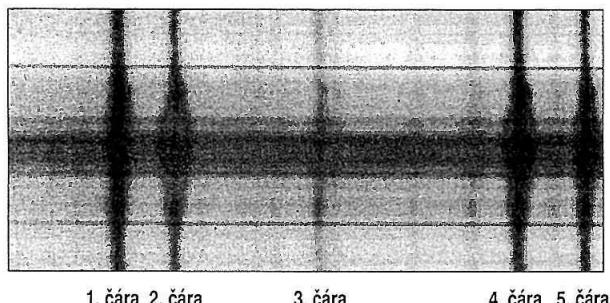
Obr. 3

Na obr.3 je ve stejném měřítku, jako v obr. 1 a obr. 2 vykresleno vektorové pole v rovině procházející úsečkou kolmo ke slunečnímu povrchu.

Levá část obrazu vykresluje reálnou polohu vektorů rychlostí v levé polovině skvrny. Protože se zde jednotlivé vektory překrývají, jsou pro lepší názornost v pravé části obrazu počátky vektorů pravé části skvrny pootočeny do vertikální roviny. Střed skvrny je zde nahore, okraj skvrny s přiléhající fotosférou je dole. Směr vektorů zde zůstává zachován a ukazuje na vytékání hmoty ve směru od středu skvrny ven, což odpovídá Evershedově efektu.

Zajímalo nás, do jaké míry je takovýto obraz rychlostního pole reálný. Provedli jsme proto výpočet dopplerovských rychlostí z dopplerovských posuvů spektrálních čar, získaných přístrojem s podstatně vyšším prostorovým rozlišením (VTT dalekohled na Kanárských ostrovech).

Na obr. 4 jsou zachyceny čtyři spektrální čáry se silným Zeemanovým rozštěpem v magnetickém poli: 5250,65 Å (FeI,  $g = 1.5$ ), 5250,22 Å (FeI,  $g = 3$ ), 5247,57 Å (CrI,  $gef = 2.5$ ) a 5247,06 Å (FeI,  $gef = 2$ ) a dále slabá čára 5249,11 Å.

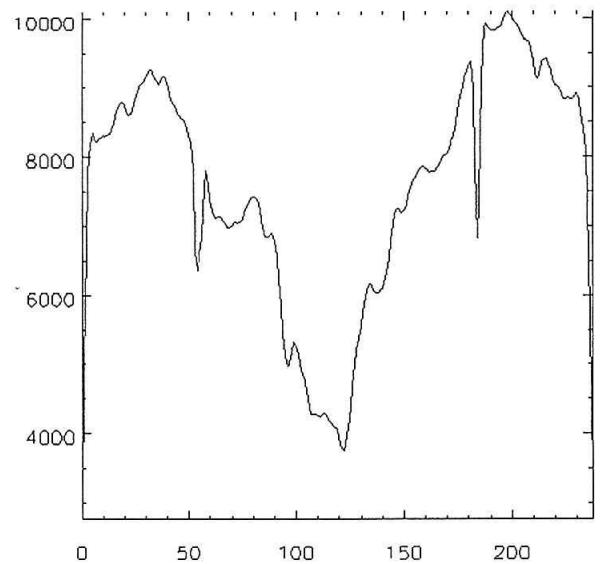


Obr. 4  
Spektrum SPE 1 (8. 9. 1994, 10:23 UT)

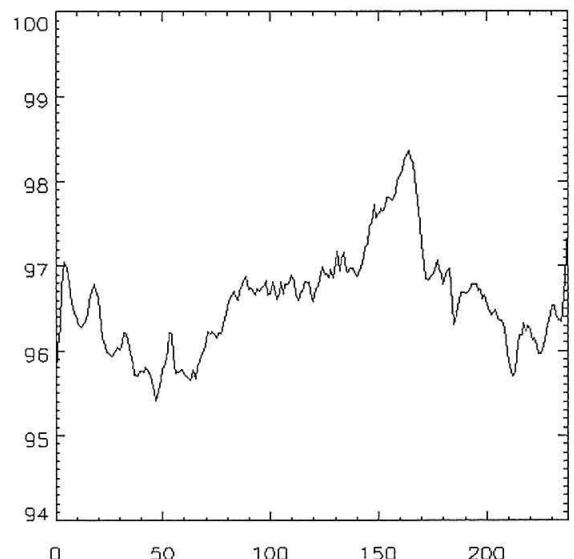
Štěrbina prochází přes skvrnu ve směru na střed disku. Na fotometrickém profilu skvrny (obr. 5) jsou vidět dvě značky, umístěné na okraji skvrny. Vidíme, že pokles jasu v umbrální části se nachází zhruba uprostřed obrazu. Této oblasti odpovídají úseky s malým gradientem rychlosti silně rozštěpených spektrálních čar na obr. 6, 7, 9 a 10. Výjimku zde tvoří slabá čára na obr. 8, která v oblasti umbry vykazuje značný rozptyl hodnot, způsobený pravděpodobně chybou vyhodnocovacího algoritmu v oblasti malých kontrastů.

Celkově můžeme říci, že chod dopplerovských rychlostí ve všech spektrálních čárách má podobný průběh a odpovídá Evershedově efektu s malými rychlostmi v oblasti umbry skvrny. Nepozorujeme zde rychlostní gradient tak, jako u výše uvedených magnetografických měření.

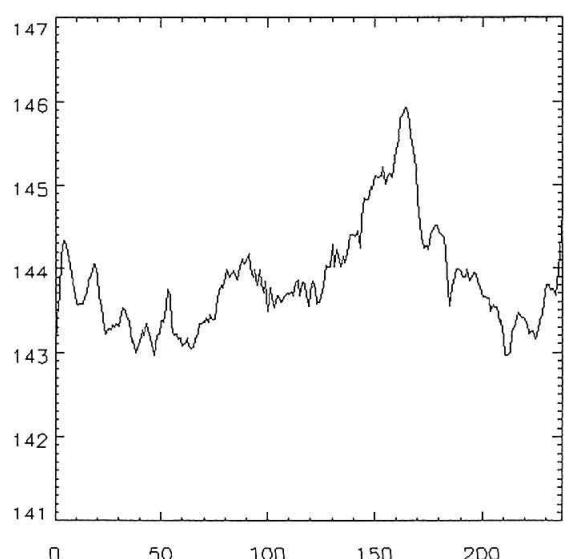
Předpokládáme, že tento gradient vzniká vlivem ustředění na široké vstupní štěrbině spektrografu. Každá z naměřených hodnot je výsledkem integrace obrazu Slunce poměrně širokou štěrbinou magnetografu ( $3'' \times 5''$ ). Efektivní velikost štěrbiny je navíc zvětšena pohybem oblasti při skanování, takže původní obrazová data jsou filtrována klouzavým průměrem s okénkem přibližně  $5'' \times 5''$ . Tato okolnost snižuje prostorové a funkční rozlišení přístroje a vede k tomu, že jeho praktická rozlišovací schopnost je zhruba  $5''$ .



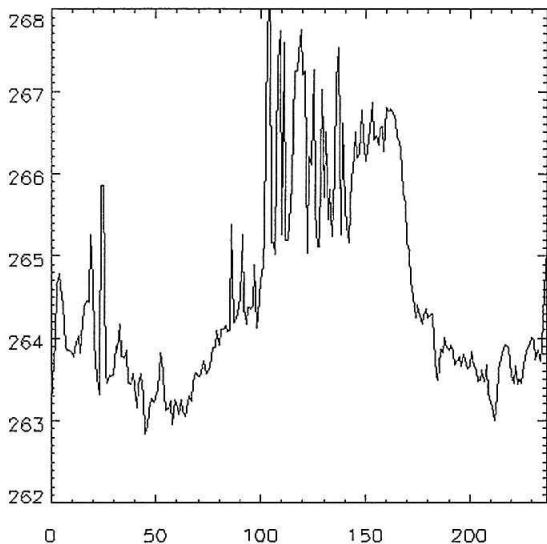
Obr. 5 Intenzita ve spojitém světle.



Obr. 6 Dopplerovská rychlosť v 1. čáře.



Obr. 7 Dopplerovská rychlosť ve 2. čáře.



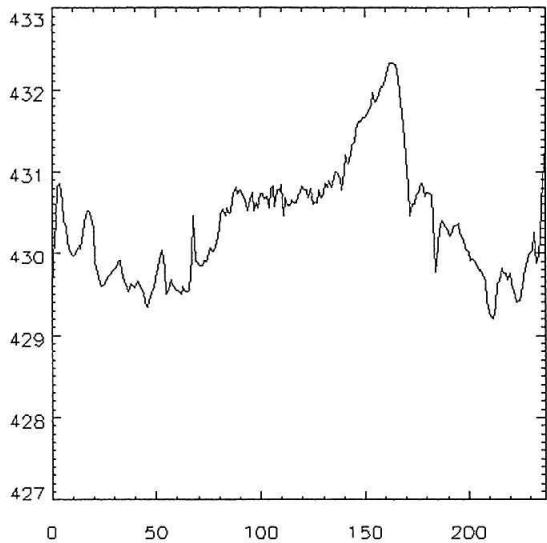
Obr. 8 Dopplerovská rychlosť ve 3. čáre.

Je jisté, že tento integrační efekt bude mít vliv na výsledný model vektorového pole ve skvrně. Proto se budeme snažit získat data z vysokým prostorovým rozlišením, která by nám dovolila modelovat vektorové rychlostní pole ve skvrně a porovnat vliv integrace na celkovou konfiguraci vektorů v obou případech.

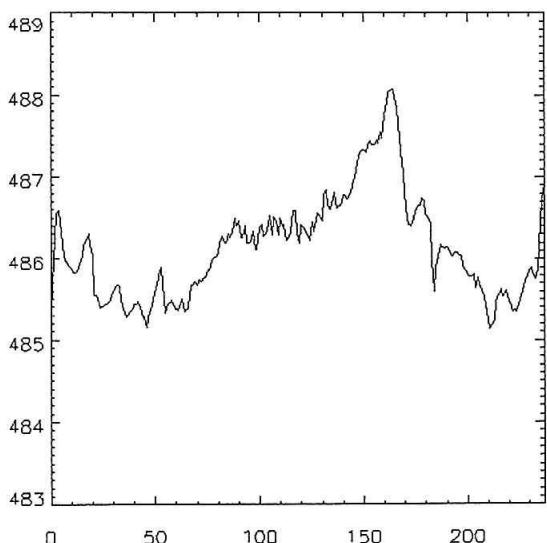
Podle předběžných výsledků, které jsme vyhodnocením uvedených spektrálních profilů s vysokým prostorovým rozlišením získali, se hlavní efekt projevuje přímo v oblasti umbry, kde se amplituda vektorového pole blíží k nule. V oblasti penumbry zůstává vektorové pole převážně v rovině slunečního povrchu, což souhlasí s výsledky, získanými na základě magnetografických měření.

#### *Poděkování:*

Tato práce byla realizována za účinné podpory GAČR v rámci projektu 205/93/0892 a Klíčového projektu K1-003-601 AVČR.



Obr. 9 Dopplerovská rychlosť ve 4. čáre.



Obr. 10 Dopplerovská rychlosť v 5. čáre.

# Diagnostika výšky vzniku spektrálnych čiar v slnečnej atmosfére

Balthasar H., Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Freiburg

Kučera A., Rybák J., AsÚ SAV, Tatranská Lomnica

Wöhl H., Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Freiburg

## Abstrakt

V práci je prezentovaná metóda vhodná na analýzu výškovej závislosti vzniku spektrálnych čiar vo fotosféri. Metóda je založená na predpoklade, že rýchlosťi v určitej výške vo fotosféri (resp. v určitom rozsahu výšok) sa budú prejavovať vo všetkých spektrálnych čiarach, ktorých aspoň časť ich profilu sa formuje v uvedenej výške. Ak určíme fluktuáciu doplerovských rýchlosťí (FDV) pozdĺž štrbiny spektrografu pre rôzne polohy  $\Delta\lambda$  vo vnútri viacerých spektrálnych čiar, a porovnáme ich, môžeme nájsť miesta v rôznych spektrálnych čiarach, ktoré sú formované v rovnakej výške v slnečnej atmosfére. Pre takéto miesta v spektrálnych čiarach bude korelácia FDV blízka hodnote 1. Nevyhnutným predpokladom pre použitie tejto metódy je, aby spektrá všetkých skúmaných čiar boli nasnímané v rovnakom okamihu – simultánne, aby sa vylúčili časovo závislé zmeny rýchlosťí v slnečnej atmosfére. V práci sú prezentované výsledky analýzy dvoch FeI čiar (557.61 nm a 543.45 nm), konfrontované s modelovými výpočtami príspevkových funkcií pre uvedené čiary.

## 1. ÚVOD

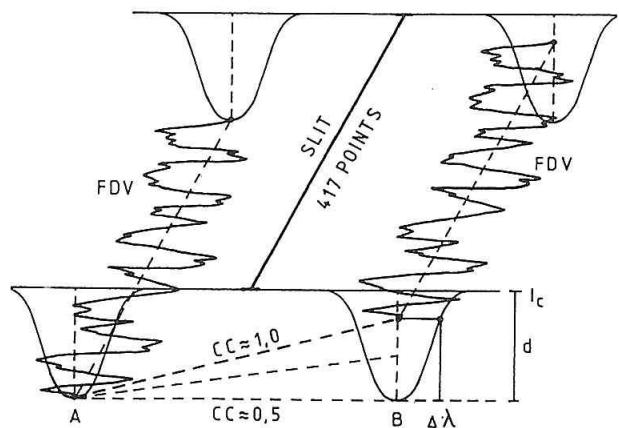
Jednou z hlavných metód adekvátneho popisu fyzikálnych podmienok v slnečnej atmosfére je spektrálna analýza. Pozorované spektrálne čiary, prípadne kontinuá sa snažíme interpretovať pomocou modelových výpočtov syntetického spektra, ktoré potom porovnávame s pozorovanými profilmami čiar. Cieľom tohto procesu je, aby vypočítané profile súhlasili s pozorovanými, aby sme boli oprávnení považovať vstupný model atmosféry za realistický. Pri výpočte syntetických spektier (profilov) sa stretávame s problémom ako určiť, ktorá časť slnečnej atmosféry je zodpovedná za formovanie určitej časti spektrálneho profilu. Zjednodušene sa dá povedať, že ku každému intenzitnému bodu v spektrálnom profile, prispievajú rôzne hĺbky slnečnej atmosféry odlišnou mierou. Túto mieru určuje tzv. príspevková funkcia, anglicky (Contribution function, CF). Problematicke CF bola v literatúre venovaná značná pozornosť, často s protichodnými výsledkami (viď napr. De Jager (1950), Mein (1971), Makita (1977)). Fundamentálnu prácu v tejto oblasti urobil Magain (1986). Na základe jeho práce, Grossmann-Doerth a ďalší (1988) a Grossmann-Doerth (1994) testovali vplyv rôznych spektrálnych a atómových parametrov na chovanie CF. Problémom zostáva, že so zmenou modelu atmosféry sa mení aj kalibračná škála geometrických hĺbek, závislá na optickej hĺbke.

Našou snahou bolo nájsť relatívne nezávislú experimentálnu metódu, ktorá by bola schopná určiť vo viacerých spektrálnych profiloč tie body, ktoré sú formované v rov-

nakej hĺbke slnečnej atmosféry. Pre takéto body (úseky) v profiloč čiar, by potom mal modelový výpočet dávať rovnaké CF, pretože logicky, k formovaniu týchto častí profiloč, by mala prispievať tá istá hĺbka slnečnej atmosféry.

## 2. METÓDA

Základnú ideu navrhnutej metódy ukazuje obr. 1. Predstavme si, že máme 2 spektrálne čiary, pričom centrum jednej z nich (A) sa formuje nižšie v slnečnej atmosfére než

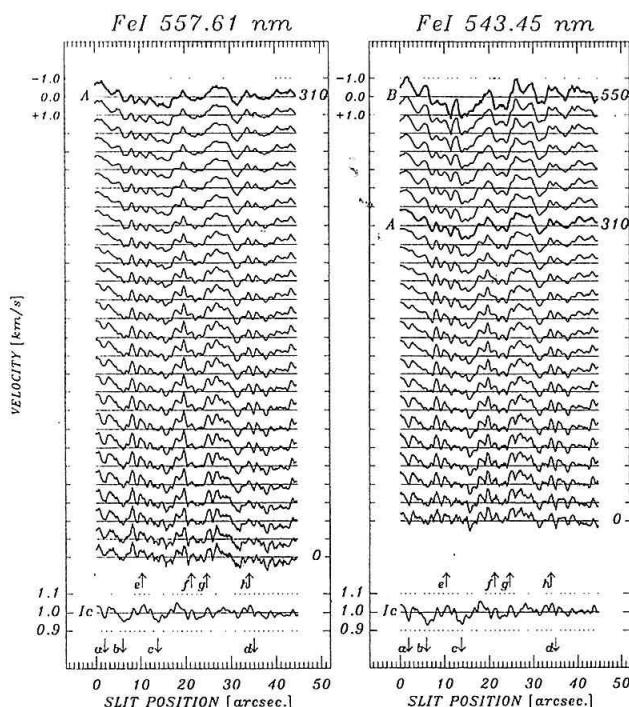


Obr.1: Znázormenie podstaty navrhovanej metódy.

FDV = Fluktuácie doplerovských rýchlosťí, A, B = spektrálne čiary, CC = korelačný koeficient, Ic = Intenzita kontinua d = hĺbka čiary. Podrobnejšie vid' text kapitola 2.

centrum druhej čiary (B). Ak budeme sledovať fluktuácie doplerovskej rýchlosťi (FDV) pozdĺž vstupnej štrbiny spektrografovi v centre čiary A, musí existovať niekde v profile čiary B taký bod (resp. úsek), v ktorom budú fluktuácie FDV „totožné“ s tými, ktoré pozorujeme v centre čiary A. Vyplýva to z toho, že centrum čiary B sa formuje vyššie než centrum čiary A a krídla čiary B sa formujú veľmi hlboko. Preto nutne niekde medzi týmito dvoma extrémami musí ležať tá hlbka atmosféry, ktorá formuje centrum čiary A. Podmienkou pre použitie tejto metódy je, aby obidve spektrálne čiary boli exponované striktne simultánne (t.j. rovnaký štart expozície a rovnaká dĺžka expozície), aby sa vylúčili časové zmeny rýchlosťi v slnečnej atmosfére. Ak určíme korelačný koeficient medzi FDV v centre čiary A a FDV v mnohých bodoch profilu čiary B, nájdeme hľadany bod (úsek) v profile B tam, kde bude korelačný koeficient maximálny, veľmi blízky hodnote 1. Tento proces môže byť aplikovaný nielen na centrum čiary A ale na všetky body profilu A. Takže FDV v každom bode profilu A môžeme porovnať (korelovať) s FDV vo všetkých bodoch profilu B. Dostaneme tak „mapu“ korelačných koeficientov. Ak máme viacero čiar, môžeme FDV v ich profiloch vzájomne korelovať, čím kladieme tvrdšie kritériá na celkový výsledok.

Každý bod profilu definujeme vzdialenosťou od centra čiary. FDV pre určitý bod profilu tvoria hodnoty bisektorov pre všetky rezby v spektre (v našom prípade FDV pozostáva z 264 bodov, čo je len určitá časť zo všetkých 417-tich bodov na štrbine, viď obr. 1) Bisektor definujeme rovnako ako Grossmann-Doerth (1994).



Obr. 2: Priebehy fluktuácií doplerovských rýchlosťí (FDV) pre rôzne miesta v dvoch spektrálnych čiarach 557.61 nm a 543.45 nm a priebeh kontinua v okolí uvedených čiar (spodná krivka). Podrobnejšie viď text, kapitola 4.

### 3. POZOROVANIE A REDUKCIA DÁT

Pozorovania boli uskutočnené dňa 21.6.1992 na VTT (Observatórium del Teide), Tenerife. K získaniu spektier bol použitý Echelle spektrograf. Popis ďalekohľadu a spektrografovi viď v práci Schröter a ďalší (1985). Sada dvoch spektier bola získaná simultánne t.j. v rovnakom čase a rovnakým expozičným časom 0.3 s. Použili sme CCD kamery s  $1024 \times 1024$  pixelov. Šírka vstupnej štrbiny bola 60 mikrónov. Disperzia spektrogramov bola v rozmedzí 0.088 – 0.107  $\text{Å}/\text{mm}$ . V tejto práci sú použité spektrá, ktoré boli získané v relatívne pokojnej oblasti blízko stredu slnečného disku. Podrobnejšie o pozorovaní viď Kučera a ďalší (1995).

Po štandardnej redukcii bol ďalej odstranený lineárny trend v intenzitách kontinua spôsobený neparalelnosťou hrán štrbiny. Pomocou IDL programov boli určené potrebné spektrálne charakteristiky: Intenzita kontinua Ic, Intenzita centra spektrálnej čiary Io, Doplerovská rýchlosť v centre čiary a bisektory vo vopred definovaných bodoch v profile. Tieto charakteristiky boli určené pre každý jednotlivý spektrálny rez. V každom spektre bolo urobených 264 individuálnych rezov po výške štrbiny. Pre každý rez bolo použité lokálne kontinuum ako referencia pre určenie intenzity.

### 4. EXPERIMENTÁLNE VÝSLEDKY

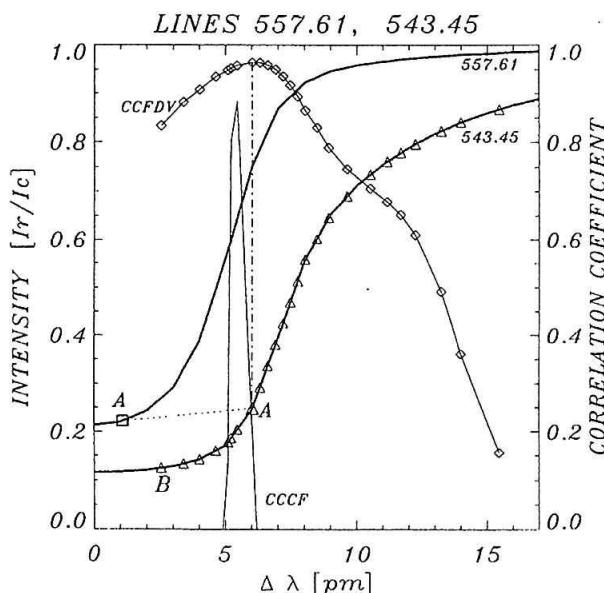
Priebehy FDV pre dve Fe I čiary sú ukázané na obr. 2. V každom paneli najvyššia krivka odpovedá FDV v centre čiary a smerom dole sú ukázané FDV pre body profilu s väčším delta lambda. Inými slovami, spodná krivka ukazuje FDV v najväčšej hlbke slnečnej atmosféry, (výška = 0). Pre FDV je vyznačená škala rýchlosťí  $\pm 1$  km. V paneli pre čiaru 543.45 nm je tučne vyznačená FDV najlepšie korelujúca s FDV v centre čiary 557.61 nm. Označená je písmenom A. Vpravo v paneloch je orientačne ukázaná odpovedajúca výška v atmosfére v „km“. Pre porovnanie sú tiež ukázané fluktuácie intenzity kontinua pozdĺž štrbiny normované na 1. Šípky a, b, c, d, odpovedajú tmavým miestam v kontinuu, t.j. intergranulárnemu priestoru, kde očakávame doplerovskú rýchlosť smerom od pozorovateľa (+) a šípky e, f, g, h odpovedajú centrálom granúl, kde smeruje plazma k pozorovateľovi a doplerovská rýchlosť nadobúda záporné hodnoty. Korelačné koeficienty pre FDV medzi A a B (tučne vyznačené FDV v obr. 2) udáva tabuľka I.

#### KORELAČNÉ KOEFICIENTY FDV MEDZI A A B

	543.45 nm (B)	543.45 nm (A)
557.61 nm (A)	0.833	0.965

Tabuľka I

Na obr. 3 sú ukázané profily dvoch skúmaných spektrálnych čiar s vyznačenými bodmi, medzi ktorými bola korelovaná FDV. Priebeh korelačného koeficientu CCFDV je znázornený kosoštvorcami aj s vyznačením maximálnej



Obr. 3: Profily dvoch skúmaných čiar 557.61 nm a 543.45 nm. a korelačné koeficienty CCFDV a CCCF.  
CCFDV = priebeh korelačného koeficientu fluktuácií doplerovskej rýchlosťi. CCCF = priebeh korelačného koeficientu príspevkových funkcií. Podrobnejšie vid' text kapitoly 4,5 a 6.

hodnoty a jej odpovedajúcemu miestu v profile druhej spektrálnej čiary (bodkočiarkovane). Priebeh CCFDV na obr. 3 (kosoštvrce) vykazuje dobre definované maximum. Pomocou tohto maxima môžeme nájsť bod (resp. úsek) v profile druhej čiary, ktorý sa formuje v rovnakej výške slnečnej atmosféry ako stred prvej čiary. Pre zachovanie rovnakej metodiky určenia bisektorov, nebol v prvej čiare určený priebeh FDV presne v strede čiary ale tesne vedľa centra – bod označený štvorčekom.

## 5. TEORETICKÉ VÝSLEDKY – PRÍSPEVKOVÉ FUNKCIE (CF)

Experimentálne nájdený bod odpovedajúci maximu CCFDV (obr. 3) umožňuje verifikovať adekvátnosť modelu slnečnej atmosféry. Vypočítaná príspevková funkcia CF pre bod (A-štvorček) v čiare 557.61. nm by mala byť totožná s príspevkovou funkciou CF vypočítanou pre bod (A-trojuholník) v čiare 543.45 nm, ktorý je od centra čiary vzdialenosť 6 pm.

Príspevkové funkcie boli počítané programom (Grossman-Doerth a ďalší, 1988) pre štandardnú atmosféru. Definícia a diskusia štandardnej atmosféry je uvedená v práci Grossmann-Doerth (1994). Pre čiaru 557.61 nm bola vypočítaná CF pre bod A (stred čiary) a pre čiaru 543.45 nm boli počítané CF pre všetky body profilu vyznačené v obr. 3. Ak korelujeme CF pre stred čiary 557.61 nm s celou sadou CF pre body profilu čiary 543.45 nm, dostaneme priebeh korelačného koeficientu CCCF v závislosti na delta lambda (vyznačený v obr. 3 plnou tenkou čiarou). Model slnečnej atmosféry je realistický vtedy, ak priebehy CCFDV (kosoštvrce) a CCCF v obr. 3 sú totožné.

## 6. DISKUSIA VÝSLEDKOV

V obr. 3 vidíme, že polohy maxím CCFDV a CCCF sú zhlasia, čo znamená, že výška tvorenia vybratých úsekov profilu čiar odpovedá experimentálne určenej výške. Avšak vidíme, že priebeh CCFDV je širší ako vypočítaný priebeh CCCF. K úplnej zhode by bolo potrebné „zúžiť“ CCFDV a „rozšíriť“ CCCF okolo maximálnej hodnoty.

1. „Zúžiť“ priebeh CCFDV môžeme zlepšením priestorového rozlíšenia pri pozorovaní. Je zrejmé, že čím lepšie priestorové rozlíšenie dosiahneme, tým budú fluktuácie rýchlosťi merané pozdĺž štrbiny väčšie (nebudú priemerované so susednými) a tým rýchlejšie bude klesať korelácia CCFDV po oboch stranách maxima. Naopak, ak zpriemerujeme veľa susedných rezov na štrbine (simulujeme slabé priestorové rozlíšenie), FDV budú malé a budú podobné pre všetky body spektrálneho profilu. To sa na krivke CCFDV prejaví širokým plochým maximum.

2. „Rozšíriť“ CCCF môžeme realistickejším prístupom k modelovým výpočtom. V tejto práci sme kvôli jednoduchosti zvolili taký model atmosféry, aby vypočítané syntetické profily súhlasili s atlasovými profilmami. Ďalší krok k reálnejšiemu popisu by vyžadoval porovnávať syntetické profily s priemerným profilom, získaným z nášho reálne pozorovaného spektra. Ešte korektnejší postup by bol, keby sme počítali model atmosféry pre granulu a pre intergranulárny priestor a CF odpovedajúce rovnakému delta lambda z takýchto dvoch modelov by sme zpriemerovali. Takto zpriemerované CF by mali byť širšie, čo by zlepšilo koreláciu medzi nimi a krivka CCCF v obr. 3 by sa v okolí maxima „rozšírila“. Najkorektnejší prístup by vyžadoval urobiť adekvátny 2D model slnečnej atmosféry pripadne 264 modelov pre každý rez na štrbine (264 profilov) a odpovedajúce CF s tohto modelovania zpriemerovať. Potom by sa efekt „rozšírenia“ CCCF okolo maxima ešte zväčšil. Jednotlivé kroky takejto náročnej práce sú plánované v budúcnosti. Cieľom tejto práce bolo hľavne naznačiť novú experimentálnu metódu na verifikovanie adekvátnych modelov slnečnej atmosféry.

### Podakovanie

Práca vznikla za podpory Grantu GA SAV 4154 a Projektu vedeckotechnickej spolupráce slovensko-nemeckej č. 43.

### LITERARÚRA

- Schröter E.H., Soltau D., Wiehr E., 1985, *Vistas in Astronomy*, Vol. 28, 519
- De Jager, C., 1952, *Rech.Astron.Obs.Utrecht* XIII, (1)
- Grossmann-Doerth, U., 1994, *Astron. Astrophys.* 285, 1012
- Grossmann-Doerth, U., Larsson, B., Solanki, S.K., 1988, *Astron. Astrophys.* 204, 266
- Kučera, A., Rybák, J., Wöhl, H., 1995, *Astron. Astrophys.* 298, 917
- Magain, P., 1986, *Astron. Astrophys.* 163, 135
- Makita, M., 1977, *Solar Phys.* 51, 43
- Mein, P., 1971, *Solar Phys.* 20, 3

# Poměr horizontální a vertikální komponenty vektoru rychlosti v klidné fotosféře

M. Klvaňa a V. Bumba, AsÚ AVČR observatoř Ondřejov, Česká republika  
A. Krivcov, Státní technická univerzita, Sankt-Petersburg, Rusko

## Abstrakt:

Při měření dopplerovských rychlostí klidných oblastí na slunečním disku jsme lokalizovali rozsáhlé struktury rychlostních polí v obou polaritách. Zajímalo nás, jaký charakter tato rychlostní pole mají. Vypracovali jsme proto metodiku statistického výpočtu poměru vertikální a horizontální komponenty rychlosti, založenou na zpracování dopplerovských rychlostních polí velkých oblastí v klidné fotosféře. Předkládáme popis metody a výsledky, kterých bylo dosaženo při jejím použití.

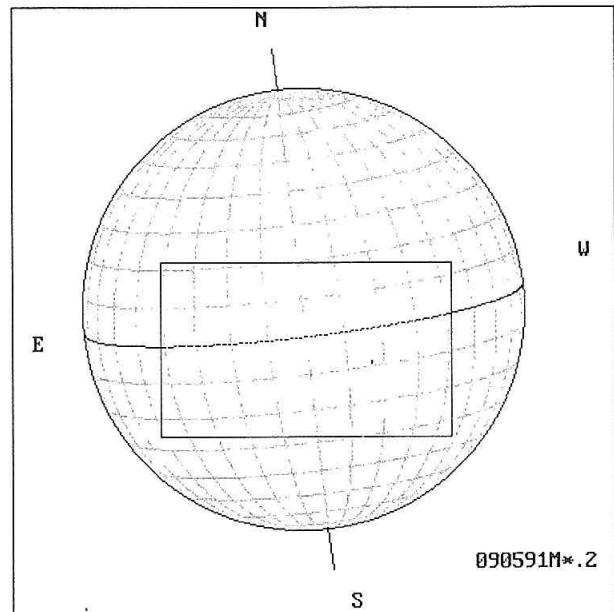
V rozsáhlých oblastech klidné fotosféry jsou po odstranění carringtonovské rotace zřetelně viditelné zvláštní struktury rychlostních polí. Tyto struktury zahrnují obě polarity a mají koncentrický charakter vůči středu slunečního disku (*obr. 1 a obr. 2*). Jejich charakteristický rozměr v azimutálním směru je několikrát větší než v radiálním a mění se v závislosti na vzdálenosti od středu disku. Předpokládáme, že podobně, jako je tomu u Evershedova efektu, je koncentrický charakter struktur způsoben konfigurací vektorových rychlostních polí.

Zajímalo nás, jaký charakter má vektorové rychlostní pole, které tento efekt vyvolává. Vypracovali jsme proto metodiku statistického výpočtu poměru vertikální a horizontální komponenty rychlosti, založenou na zpracování dopplerovských rychlostních polí velkých oblastí v klidné fotosféře.

Měřenou dopplerovskou rychlosť  $V_d$  v libovolném místě slunečního disku, jehož úhlová vzdálenost od středu disku bude  $\vartheta$ , můžeme rozložit do dvou základních směrů:  $V_r$  bude radiální složka, kolmá ke slunečnímu povrchu a  $V_\vartheta$  tangenciální složka, ležící v rovině slunečního povrchu.

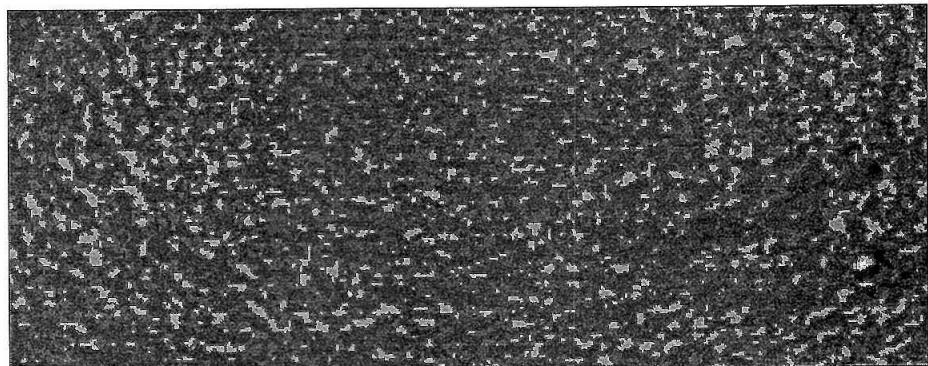
$$V_d = V_\vartheta \sin\vartheta + V_r \cos\vartheta \quad (1)$$

Vzhledem k principu dopplerovských měření bude tangenciální složka  $V_\vartheta$  směrovat vždy ke středu slunečního disku. Zbývající složka  $V_r$ , která leží v rovině slunečního povrchu a je kolmá ke složce  $V_\vartheta$ , je z hlediska dopplerovského principu neměřitelná, protože je kolmá k zornému paprsku.



Obr. 1

Obr. 2



Úpravou rovnice (1) získáme následující výrazy:

$$V_d^2 \sin^2 \vartheta = V_\theta^2 \sin^4 \vartheta + V_r^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta + 2V_\theta V_r \sin^3 \vartheta \cos \vartheta \quad (2)$$

$$V_d^2 \cos^2 \vartheta = V_\theta^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta + V_r^2 \cos^4 \vartheta + 2V_\theta V_r \sin \vartheta \cos^3 \vartheta \quad (3)$$

Nalezneme střední hodnoty výrazů (2) a (3) za předpokladu, že  $V_\theta$ ,  $V_r$  a  $\vartheta$  jsou statisticky nezávislé, tzn. že střední hodnota součinu se rovná součinu středních hodnot:  $\langle ab \rangle = \langle a \rangle \langle b \rangle$ . Závorkami  $\langle \dots \rangle$  označujeme střední hodnoty veličin v závorkách.

Poslední člen ve výrazech (2) a (3) bude po této úpravě roven nule, protože střední hodnoty  $\langle V_\theta \rangle = 0$ ,  $\langle V_r \rangle = 0$ , a tudíž  $\langle V_\theta V_r \rangle = \langle V_\theta \rangle \langle V_r \rangle = 0$ . Po uvedených úpravách nabudou rovnice (2) a (3) tvaru:

$$\langle V_d^2 \sin^2 \vartheta \rangle = \langle V_\theta^2 \rangle \langle \sin^4 \vartheta \rangle + \langle V_r^2 \rangle \langle \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \rangle \quad (5)$$

$$\langle V_d^2 \cos^2 \vartheta \rangle = \langle V_\theta^2 \rangle \langle \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \rangle + \langle V_r^2 \rangle \langle \cos^4 \vartheta \rangle \quad (6)$$

Řešením systému rovnic (5) a (6) nalezneme střední kvadratické hodnoty komponent radiální a tangenciální rychlosti:

$$\langle V_r^2 \rangle = \frac{\Delta_r}{\Delta} \quad (7)$$

$$\langle V_\theta^2 \rangle = \frac{\Delta_\theta}{\Delta} \quad (8)$$

kde

$$\Delta_r = \langle \sin^4 \vartheta \rangle \langle V_d^2 \cos^2 \vartheta \rangle - \langle \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \rangle \langle V_d^2 \sin^2 \vartheta \rangle \quad (9)$$

$$\Delta_\theta = \langle \cos^4 \vartheta \rangle \langle V_d^2 \sin^2 \vartheta \rangle - \langle \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \rangle \langle V_d^2 \cos^2 \vartheta \rangle \quad (10)$$

$$p_{hv} = \frac{\langle V_\theta^2 \rangle}{\langle V_r^2 \rangle} = \frac{\Delta_\theta}{\Delta_r} \quad (11)$$

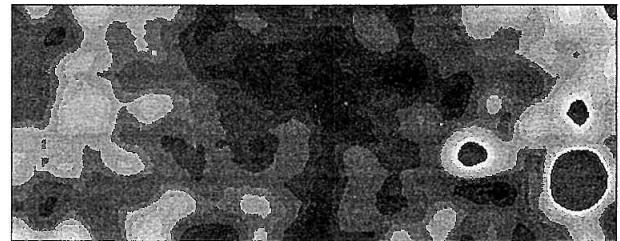
Poměr  $p_{hv}$  obou komponent, tzn. poměr měřené tangenciální a radiální komponenty můžeme nalézt přímo z výrazu:

$$p_{hv}^2 = \langle V_\theta^2 \rangle / \langle V_r^2 \rangle = \Delta_\theta / \Delta_r$$

U menších oblastí vykazuje poměr  $P_{HV}$  značný rozptyl a není zde možno nalézt jednoznačnou zákonitost. Během zpracování naměřených dat se ukázalo, že je nutno brát opravdu co největší oblasti slunečního disku.

Dále jsme zjistili, že se při výpočtu  $p_{hv}$  velmi rušivě projevuje přítomnost aktivních oblastí. Proto jsme tyto oblasti, které mají odlišnou strukturu rychlostí, z výpočtu vyloučili.

Postupujeme tak, že pro danou oblast (obr. 2) vypočteme plochu, definovanou lokálními středními kvadratickými hodnotami. Lokální střední kvadratickou hodnotu v daném bodě oblasti vypočítáme jako odmocninu ze střední hodno-



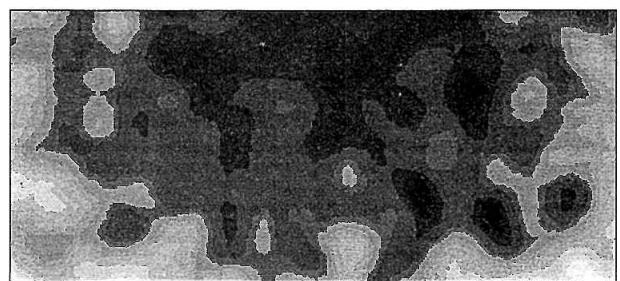
Obr. 4

ty druhých mocnin dopplerovské rychlosti v ploše  $3 \times 3$  body kolem daného bodu. Tuto filtraci provádíme dvakrát. Dále stanovíme pro tuto plochu mezní hodnotu  $V_{max}$ , jejíž překročení bude znamenat přechod z klidné fotosféry do aktivní oblasti a na základě tohoto kritéria vyloučíme z výpočtu  $p_{hv}$  všechny body aktivních oblastí (obr. 3).

Uvedený způsob filtrace reaguje na amplitudu pozorovaných dopplerovských struktur tak, že se zvětšující se amplitudu roste jas obrazu. Vidíme, že filtrovaná plocha na obr. 3 je ve středu disku tmavší a na okrajích světlejší. Ještě lépe tuto změnu jasu vidíme na obr. 4, kde byla použita silnější filtrace, lišící se od výše popisované rozměrem okna ( $11 \times 11$  místo  $3 \times 3$ ).

Je zajímavé, že podobné rozdělení tmavých ploch ve středu disku a světlejších ploch směrem ke kraji dostaneme pro zcela náhodné zadání radiální a tangenciální složky rychlosti v měřených bodech oblasti (radiální a tangenciální složka sledují povrch koule). Na obr. 5 je vykreslena plocha, získaná silnější filtrace náhodně generovaných hodnot, jejichž radiální složka byla statisticky  $1.4 \times$  menší než složka tangenciální. Znamená to, že při interpretaci nelze jednoznačně tvrdit, že nalezené radiální a tangenciální složky jednoznačně souvisejí se strukturami, pozorovanými na obr. 2.

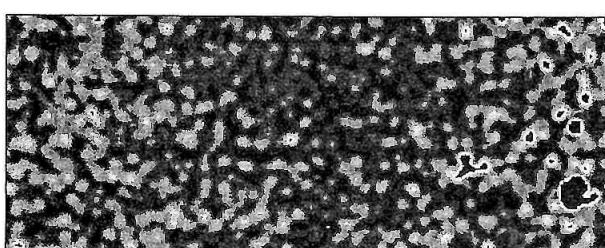
Posledním důležitým korekčním prvkem byla homogenizace jednotlivých měření, spočívající v odstranění vlivu různé kvality pozorovacích podmínek na statistické rozložení měřených dopplerovských rychlostí. Předpokládáme,



Obr. 5

že poměr horizontální a vertikální komponenty zůstává při měnících se pozorovacích podmínkách zachován a rovněž zůstává zachován poměr mezní hodnoty  $V_{max}$  a střední kvadratické hodnoty  $V_r$ .

Pro jedno z vyhodnocovaných měření jsme nalezli optimální hodnotu  $V_{max}$ , která odpovídá vyklíčování všech aktivních oblastí. Na základě zbývajících dat klidné fotosféry jsme vypočítali  $V_r$  a určili poměr  $V_r/V_{max} = 1.87$ . Pro



Obr. 3

Tab. 1

File	$V_{\max}$	$V_{\max}/V_r$	S %	$V_\vartheta$	$V_r$	$V_\vartheta/V_r$
101295a8.1	406	1.87	7.25	308	218	1.41
090591A8.2	270	1.87	1.63	193	145	1.34
091391A8.9	222	1.87	4.08	165	119	1.39
070795a8.9	398	1.87	3.75	289	212	1.36
070895a8.11	406	1.87	2.75	329	217	1.51

Tab. 2

$V_\vartheta$	257±65	25 %
$V_r$	182±42	23 %
$V_\vartheta/V_r$	1.40±0.06	4 %

Tab. 3

File	$V_{\max}$	$V_{\max}/V_r$	S %	$V_\vartheta$	$V_r$	$V_\vartheta/V_r$
90591A8.2	270	1.87	1.63	193	145	1.34
091391A8.9	270	2.27	2.25	173	119	1.45
070795a8.9	270	1.38	25.55	220	195	1.13
070895a8.11	270	1.34	26.31	236	202	1.17
01295a8.1	270	1.31	38.76	224	207	1.09

Tab. 4

$V_\vartheta$	209±23	11 %
$V_r$	174±35	20 %
$V_\vartheta/V_r$	1.24±0.14	11 %

zbývající měření jsme provedli optimalizaci  $V_{\max}$  tak, aby byl dodržen poměr  $V_r/V_{\max} = 1.87$ .

Vliv homogenizace můžeme posoudit podle výsledků, shrnutých v následujících tabulkách. V tabulce 1 jsou uvedeny zpracované soubory, vyklíčovaná plocha S % v procentech a střední kvadratické hodnoty obou složek rychlosti, vypočtené pro homogenizovaná data.

V tabulce 2 jsou uvedeny průměrné hodnoty obou složek a jejich poměru se střední kvadratickou odchylkou a chybou v procentech pro homogenizovaná data, v tab. 4 je uvedeno totéž pro data nehomogenizovaná.

V tabulce 3 jsou složky rychlosti, vypočtené na základě původních nehomogenizovaných dat. Vidíme, že ve srovnání s tab. 1 je zde rozptyl hodnot poměru tangenciální a radiální složky větší. Pro určení poměru obou složek je použití homogenizace vhodné. Naopak, při stanovení velikosti jednotlivých složek je výsledná chyba při použití nehomogenizovaných dat poněkud menší.

## ZÁVĚR

Na základě popisované metody jsme určili velikosti radiální a tangenciální složky vektoru rychlosti v klidné fotosféře a jejich vzájemný poměr. Z výpočtů nám vychází, že horizontální složka vektoru rychlosti je v klidné fotosféře v průměru asi 1,4 krát větší než vertikální, a střední hodnota amplitudy vertikální rychlosti se pohybuje přibližně v oblasti ±200 m/sec. Podobnou hodnotu mají pětiminutové oscilace, pokud byly pozorovány za průměrných atmosférických podmínek. Není vyloučeno, že námi zjištěná vertikální složka vektoru rychlosti v klidné fotosféře je způsobována právě jimi. Odpověď na tuto otázku získáme na základě měření dopplerovských rychlostí s možností vyloučení pětiminutových oscilací.

### Poděkování:

Tato práce byla realizována za účinné podpory GAČR v rámci projektu 205/93/0892 a Klíčového projektu K1-003-601 AVČR.

# **Celkové charakteristiky vývoja aktívnej oblasti NOAA 5747 (CMP OCT. 20, 1989)**

*P. Rapavý, Hvezdáreň Rimavská Sobota*

*L. Křivský, Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov*

*J. Gerboš, D. Rapavá, Hvezdáreň Rimavská Sobota*

## **Abstrakt**

V práci je popísaná fotosférická a erupčná aktivita oblasti NOAA 5747 s prechodom centrálnym meridiánom 20. októbra 1989. Podrobne je študovaná fotosférická situácia s poukázaním na charakteristiky vedúce k možnému vzniku protónových erupcií (rotačné usporiadanie umbier, rotácia skupiny, fragmentácia a pohyb dcérskej umbry, širkové rozdelenie skupiny v smere N–S a pod.). Podmienujúcim faktorom vzniku protónových erupcií bol vznik magnetickej d konfigurácie. Ukázalo sa, že v súvislosti s tým niekoľko desiatok hodín pred prvou protónovou erupciou došlo vo vývoji režimu produkcie energie vo forme menších erupcií k zlomu a tento trend trval až do západu študovanej oblasti.

## **1. ÚVOD**

Kompaktné skupiny s výrazným rozložením v heliografickej šírke a zložitou konfiguráciou magnetického poľa sú typickým príkladom fotosférických oblastí s produkciou energetických erupcií.

Významnými faktormi vedúcimi k vzniku protónových erupcií je rotačné usporiadanie umbier, výrazné pohyby jednotlivých umbier (Kovács, Dezső 1986) a fragmentácia skupiny s pohybom dcérskej umbry (Knoška 1984).

Dominantným (Künzel 1960), aj keď nie postačujúcim (Antalová 1986) javom vedúcim k vzniku protónových erupcií s výronom kozmického žiarenia je vznik magnetickej d konfigurácie v aktívnej oblasti.

## **2. POZOROVACÍ MATERIÁL A SPRACOVANIE**

K spracovaniu bol použitý nasledovný materiál: denné kresby fotosféry so štandardným priemerom 25 cm, snímky disku s priemerom 80 mm od pozorovacích staníc na Slovensku (Ivan 1990) s doplnením údajov zo služby Fotosferex, snímky detailov aktívnej oblasti v bielom svetle (Valašské Meziříčí, Rimavská Sobota, Tatranská Lomnica) a snímky protónovej erupcie v čiare  $H_{\alpha}$  z 19. 10. (Ondřejov). Pozorovací materiál o erupčnej aktivite bol doplnený údajmi z literatúry.

Materiál bol spracovaný pomocou grafického tabletu (Gerboš, Rapavá 1994) a jednotlivé trendy vývoja aktívnej oblasti boli nezávisle premeriavané zo všetkých dostup-

ných materiálov, aby sa vylúčili možné chyby pri spracovaní.

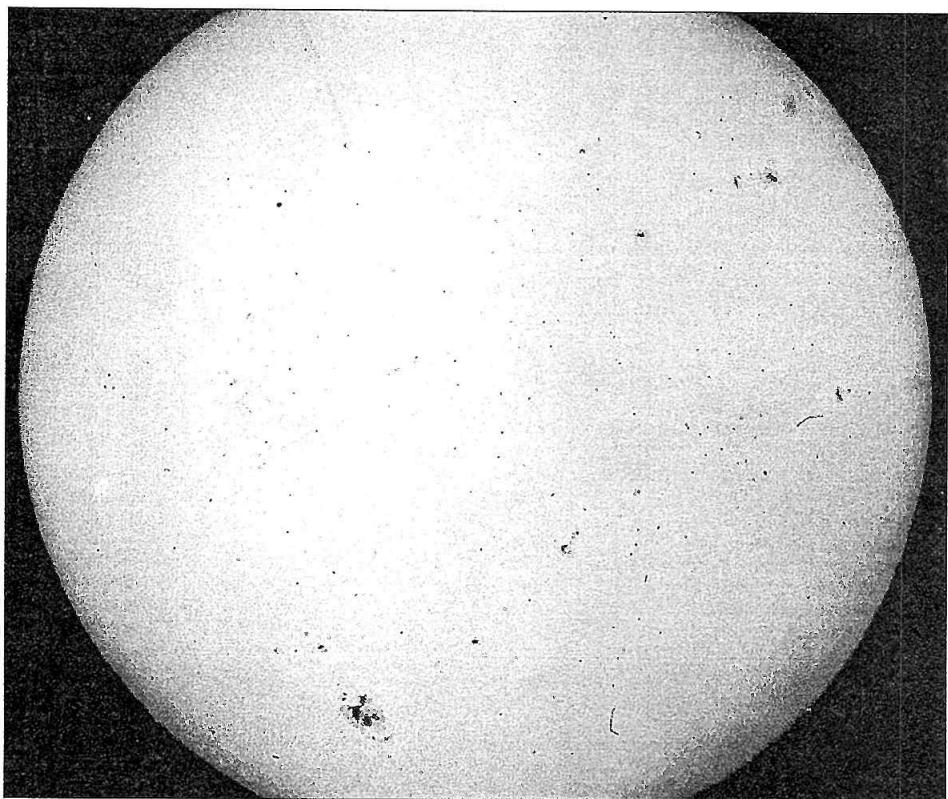
U aktívnej oblasti boli určované nasledovné charakteristiky:

- plocha skupiny
- plocha hlavnej škvry
- obálka a hranice aktívnej oblasti
- polohy jednotlivých umbier
- rotácia skupiny

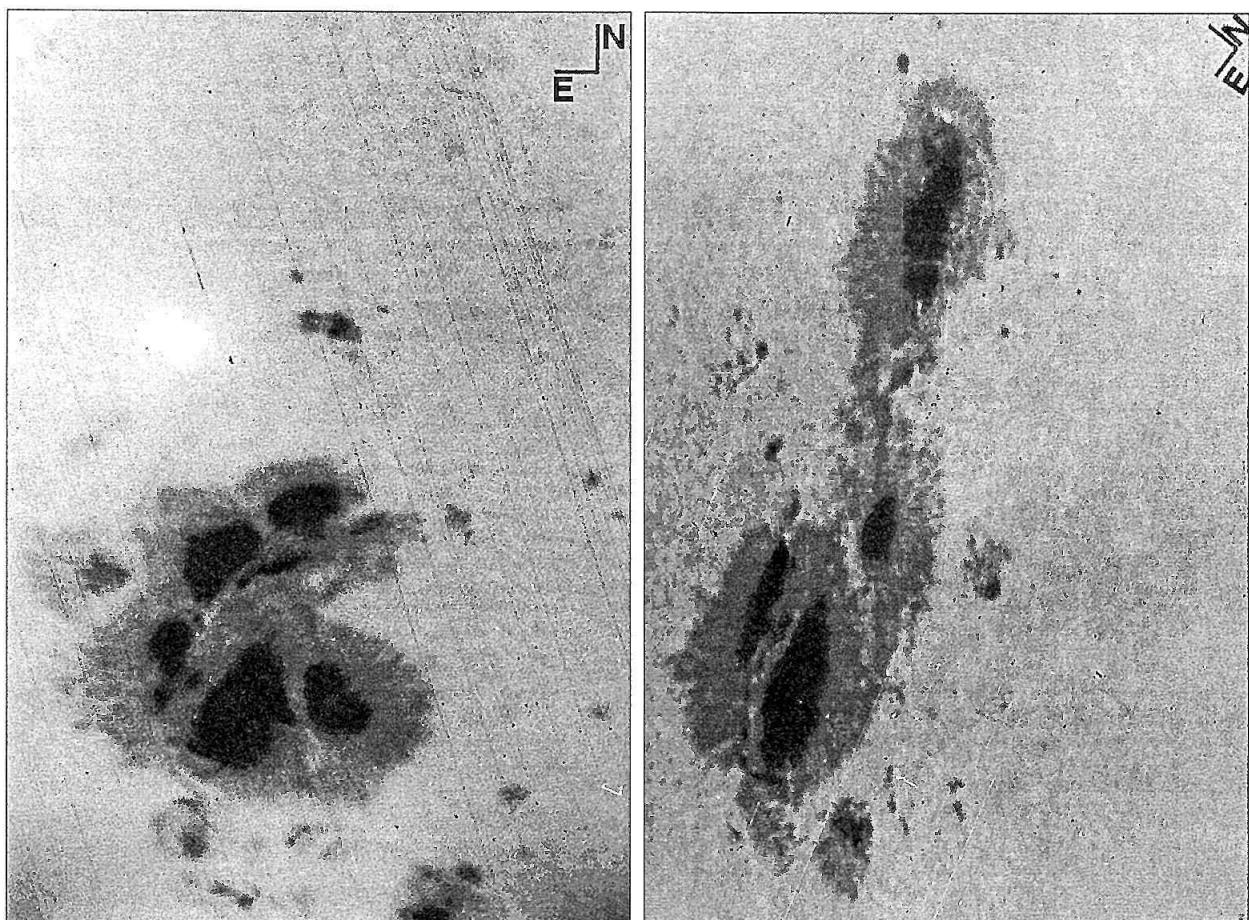
## **3. FOTOSFÉRICKÁ SITUÁCIA**

Študovaná aktívna oblasť (*obr. 1*) (viditeľná aj voľným okom) bola na disku pozorovaná od 14. do 26.10., so strednou heliografickou šírkou S 26. Vzhľadom k relatívne dobrým poveternostným podmienkam bol sústredený pozorovací materiál, ktorý umožnil meranie (okrem 15. 10.) jednotlivých charakteristík. Získané výsledky boli konfrontované s údajmi publikovanými v literatúre (SGD 1989, 1990), vlastný pozorovací materiál je však homogénnejší.

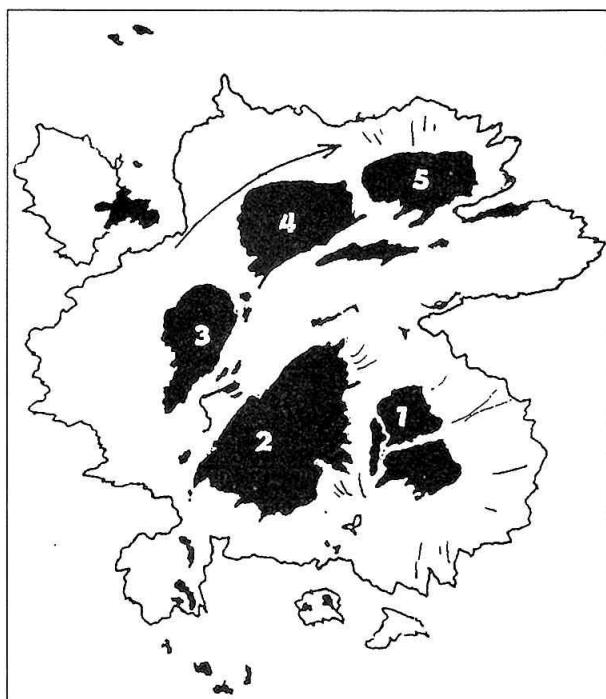
Oblasť bola charakterizovaná výraznou kompaktnosťou (typ podľa McIntoshovskej klasifikácie Ekc), značným šírkovým usporiadaním (maximálny rozdiel hraníc skupiny v heliografickej šírke bol 13 stupňov), a výraznými, dobre definovateľnými umbrami, čo umožnilo ich meranie s dosťatočnou presnosťou (*obr. 2*). Aktívna oblasť mala netypické riadkovité a rotačné usporiadanie umbier (*obr. 3*), čo je charakteristické pre oblasti s výraznou erupčnou aktivitou



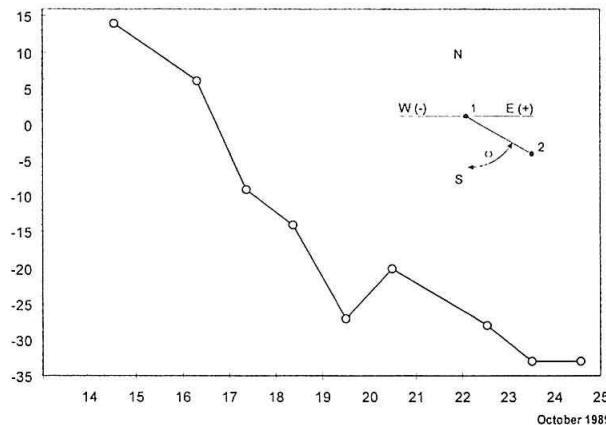
Obr. 1: Celková fotosférická situácia 17. 10. 1989 (foto P. Rapavý)



Obr. 2: Detaily aktívnej oblasti fotografovanej v projekcii za refraktorom Coudé 150/2250 s výraznou rotáciou skupiny a jej roztažovaním v heliografickej šírke 18.10. (12:44 UT-a) a 23. 10. (13:55 UT-b)  
(foto P. Rapavý)



Obr. 3: Kresba hlavnej škvŕny s očíslovaním jednotlivých umbier a vyznačením smeru pohybu dcérskej umbry (4)

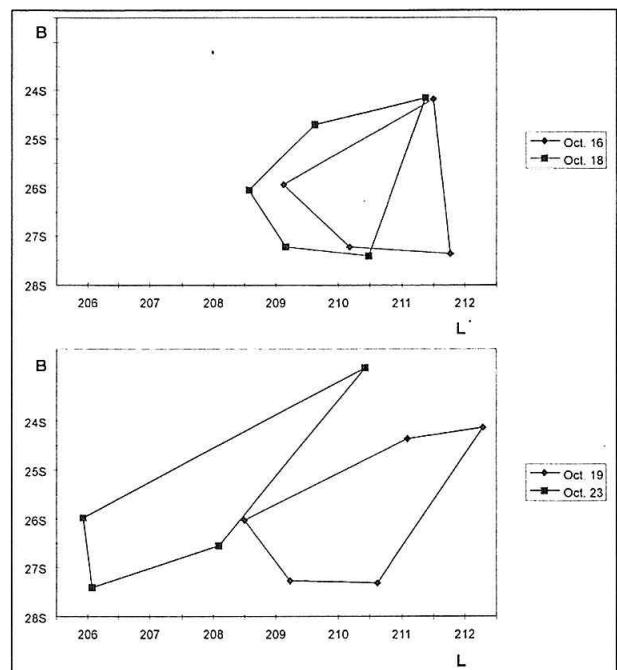


Obr. 4: Rotácia umbier č. 1 a 2 (označenie podľa obr. 3)

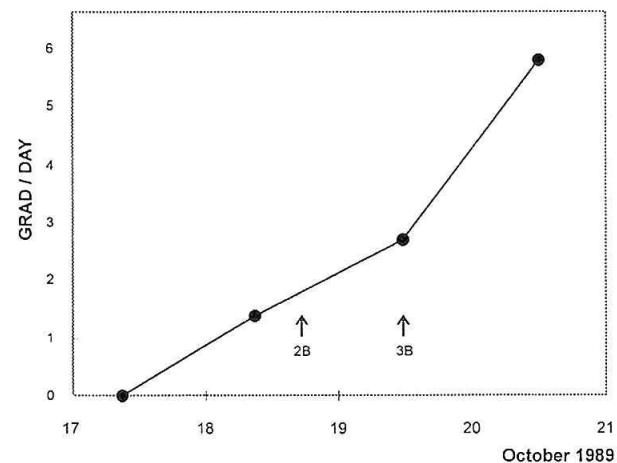
(obr. 4, 5). Vzhľadom na dobrú definovateľnosť umbier bolo možné merať fragmentáciu a pohyb dcérskej umbry v období pred prvou protónovou erupciou (obr. 6). Vývojové trendy plochy skupiny, obálky a hraníc sú takmer identické (obr. 7), čo je dôsledkom dominantného vplyvu plochy hlavnej škvŕny. Rozdrobenosť skupiny (Marková 1978) je počas celého vývoja konštantná, čo nasvedčuje na kompaktnosť skupiny.

### 3.1. CHARAKTERISTIKA AKTÍVNEJ OBLASTI V JEDNOTLIVÝCH DŇOCH

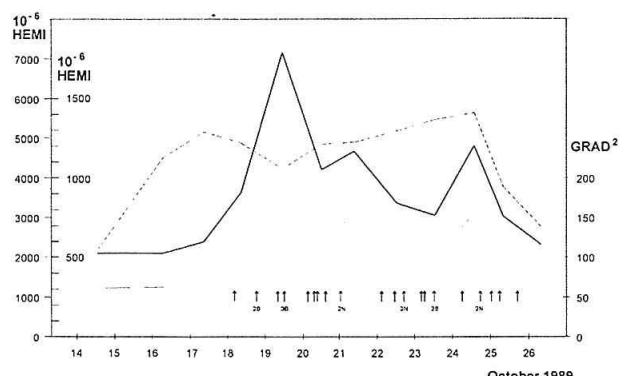
- 13. 10. východ satelitnej skupiny na disk západne od študovanej oblasti
- 14. 10. východ aktívnej oblasti s nevýraznou N sate-litou skupinou, hlavná škvrna kompaktná



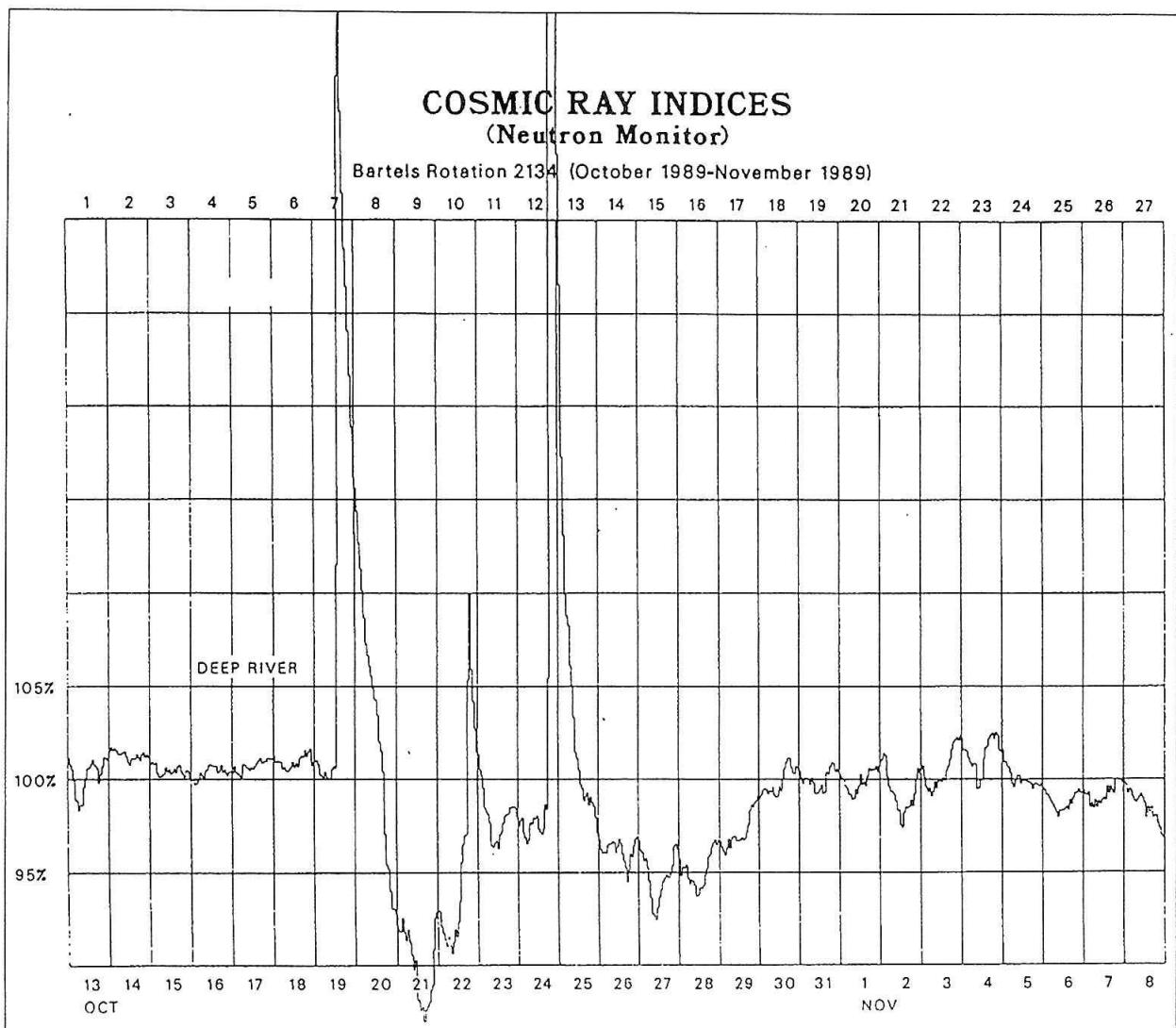
Obr. 5: Rotácia a zmena šírkového rozloženia jednotlivých umbier



Obr. 6: Vlastný pohyb dcérskej umbry (č. 4 na obr. 3) v helio-grafických stupňoch za deň. Šípkami sú označené erupcie.



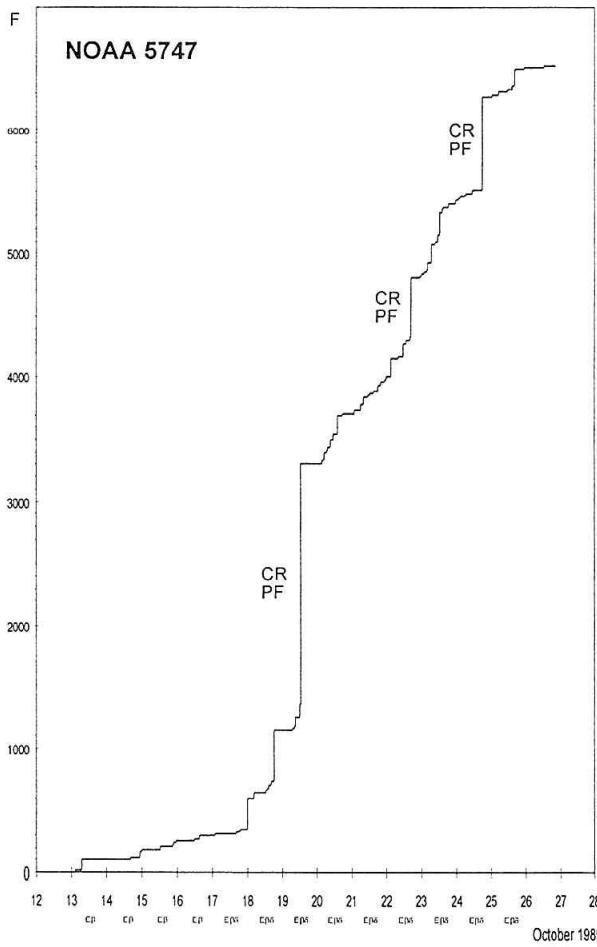
Obr. 7: Časové priebehy plôch skupiny (čiarkovane) a obálky (hrubá čiara) v milióntinkach slnečného disku a hraníc skupiny (tenká čiara) v štvorcových stupňoch. Šípkami bez označenia sú vyznačené erupcie klasifikované ako 1N.



Obr. 8: Graf kozmického žiarenia zo stanice Deep River. Prvý výrazný vzostup z 19. októbra, je charakterizovaný vzrastom z klúdovej hladiny v píku o 45 %, po ktorom nasledoval veľmi hlboký Forbushov pokles, superponovaný ďalším vzostupom 22. októbra (25 %). Extrémny vzrast kozmického žiarenia 24. októbra (90 %) bol nasledovaný Fosbushovým efektom s poklesom až do 30. októbra.

- s výraznými umbrami, magnetická klasifikácia  $\beta$ .
- 16. 10.** výrazné šírkové rozdelenie skupiny, kompaktnosť sa zachováva, oblúkovité usporiadanie umbier, rotácia skupiny, N a W satelitná skupina bez výraznejšej zmeny
- 17. 10.** prvé maximum plochy skupiny, rotácia skupiny, jednotlivé umbry kompaktné, šírka sa zväčšuje, radenie do oblúka, chvostová škvra satelitnej skupiny W sa rozpadá, vzrast plochy N satelitnej skupiny, vznik magnetickej konfigurácie d, ktorá trvá až do západu oblasti
- 18. 10.** šírka skupiny rastie, výrazné rotačné usporiadanie umbier, vytvorenie dcérskej umbry a jej pohyb v heliografickej šírke, W satelitná skupina sa rozpadá, N rastie, vznik novej, nevýraznej, satelitnej skupiny NW
- 19. 10.** oblúkovitosť usporiadania menej výrazná, dcérská umbra s pohybom v L, vytvorenie dvoch výraznejších umbier, maximálna dĺžka

- v L, sateliity prakticky nezmenené, prvá protónová erupcia s produkciu kozmického žiarenia (obr. 8), pozorovaná polárna žiara 21./22. októbra prechod skupiny centrálnym meridiánom, tendencia usporiadania do dvoch tažísk, stráca sa charakter rotačného usporiadania, dcérská umbra s pohybom v B a L, maximálne šírkové rozdelenie, sateliity bez výraznejšej zmeny relatívne malé zmeny oproti predchádzajúcemu dňu, šírkové rozdelenie klesá, náznak fragmentácie hlavnej škvry vytvorené dve hlavné penumbry, N satelitná skupina aktívnejšia (vzrast plochy, chvostová škvra s penumbrou), registrácia zvýšenia úrovne kozmického žiarenia (25 %)
- 20. 10.** členitosť trvá, náznak ďalšej fragmentácie skupiny, vzrast aktivity N satelitnej skupiny
- 21. 10.** šírkové a dĺžkové rozloženie skupiny sa zväčšuje, druhé maximum plochy skupiny, výrazná
- 22. 10.** šírkové rozdelenie klesá, náznak fragmentácie skupiny, vzrast aktivity N satelitnej skupiny
- 23. 10.** šírkové a dĺžkové rozloženie skupiny sa zväčšuje, druhé maximum plochy skupiny, výrazná
- 24. 10.** šírkové rozdelenie klesá, náznak fragmentácie skupiny, vzrast aktivity N satelitnej skupiny



Obr. 9: Sumačná krivka erupcií aktívnej oblasti s vyznačením erupcií s produkciou protónov, kozmického žiarenia, klasifikáciou skupiny a magnetickou konfiguráciou.

fragmentácia skupiny, satelit sa v rozlohe zväčšuje, protónová erupcia s mohutným výronom kozmického žiarenia (90 %) (obr. 8)

- 25. 10. pokračovanie fragmentácie skupiny do troch výrazných škvrn
- 26. 10. skupina pri okraji disku, západ skupiny
- 27.–29. 10. skupina za okrajom –protónové erupcie

#### 4. CHROMOSFÉRICKÁ SITUÁCIA

Na niekoľkých prípadoch vývoja aktívnych oblastí s výskytom protónových erupcií, prípadne s výronom kozmického žiarenia sa ukázalo, že pred prvými protónovými erupciami je zmenený režim produkcie energie oblastí, čo je možné charakterizovať sumačnými krivkami erupčnej aktivity (Křivský 1966). Tento fakt má spolu s ďalšími znakmi dôležitý význam pre predpoveď (Křivský 1977) výskytu protónových erupcií.

Ďalej sa ukázalo, že tento hlavný zlom v produkcií energie oblasti vo forme erupcie časovo súvisí zhruba s výskytom magnetického typu oblasti delta (d) (Künzel 1960), čo signalizuje výskyt veľkých gradientov (tab. 1) medzi protikladnými magnetickými zdrojmi (Soln. Danye 1989)

Tabuľka I

Maximálne hodnoty magnetického poľa vo škvrnách ( $x10^{-2} T$ ) v aktívnej oblasti NOAA 5747 (Soln. Danye, 1989, No.10)

Dátum	N	S	Dátum	N	S
16.10.	30	23	20.10.	33	30
17.10.	28	26	22.10.	26	26
18.10.	31	28	23.10.	19	22
19.10.	31	28	24.10.	17	26
20.10.	30	30	25.10.	20	26

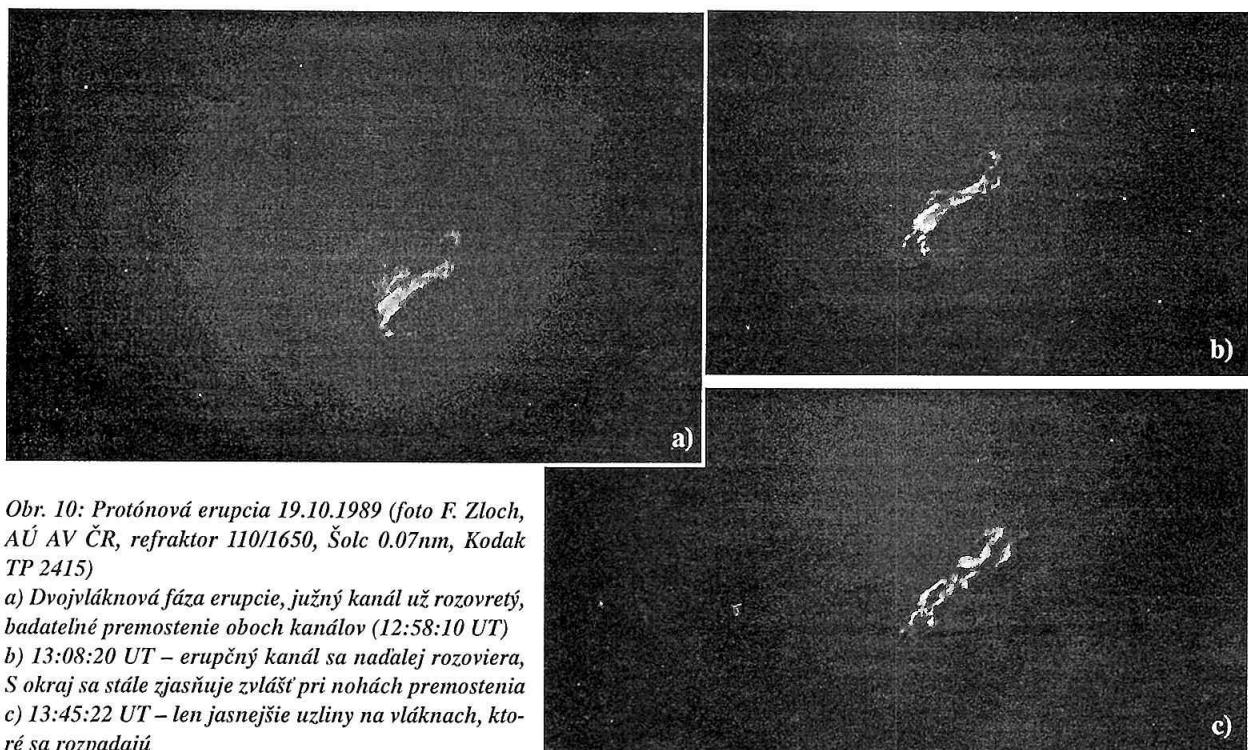
a teda nahromadením energie vo forme magnetických a elektrických polí na relatívne malom priestore. Tento sa nachádza prevažne v miestach hlavnej nulovej čiary magnetickej konfigurácie. Jednoduchá štruktúra tejto nulovej „čiary“ je prerušená vynesením nového protikladného poľa z fotosfery. Dochádza k interakcii týchto dvoch systémov, čo vyúsťuje k vzniku magnetoplazmových nestabilít typu X a O, t.j. k vývoju erupcie v tvare zdvihajúcich sa arkádových slučiek (erupčného kanálu) (Křivský 1977). Obe novy (zakotvenie) slučiek a ich vrcholy žaria intenzívne v tvrdej emisii X. Sú to miesta, kde sa urýchľujú častice, čo prezradzuje rádiová emisia v obore GHz (Symposium 1993).

Na sumačnej krivke erupcií aktívnej oblasti CMP 20. Oct. 1989 25°–30°S (obr. 9), je zrejmá zmena pozvoľnej smernice trendu 17. októbra na príkry vzostup, po ktorom nasledovala prvá protónová erupcia 19. októbra (obr. 10) s výronom protónov a kozmického žiarenia (Prelim. Report 1989) (obr. 10). Príkry trend bol aj nadáľ zachovaný až do západu oblasti s viacerými protónovými erupciami aj s produkciou kozmického žiarenia. Je zaujímavé, že práve v dobe zmeny trendu zo 17. na 18. októbra bola určená zmena magnetickej klasifikácie z  $\beta$  (dipól) na  $\beta\delta$  (s výskyтом protikladného poľa v tej istej penumbre) na vzdialenosť do 2° (Künzel 1960). Zrejme táto skutočnosť je rozhodujúca pre nasledujúci výskyt veľkých energetických erupcií, čo je využívané pre ich prognózu. Veľkú priestorovú šíru protónového výronu dokumentuje aj výskyt protónovej erupcie tretí deň po západe aktívnej oblasti (Prelim. Report 1989).

#### 4.1. PROTÓNOVÁ ERUPCIA 19. OKTÓBRA

Vývoj protónovej erupcie z 19. októbra v čiare H $\alpha$  je dokumentovaný snímkami získanými v Ondřejove (obr. 10), avšak až po impulznej časti explozívnej fázy erupcie. Prvé snímky, získané o 12:58:10 UT vykazujú vznikanie dlhého erupčného kanálu. Na južnej strane erupcie je patrné rozvieranie kanálu, bočné emisné vlákna sa rozchádzajú. Počiatočné štádium spojené s urýchľovaním tých najrýchlejších častíc, t.zv. fáza Y nebola zachytená. Dĺžka erupčných vláken bola vyše 300 tisíc km.

Z registrácie rádiovej emisie na vlnovej dĺžke 37 a 10 cm je možné určiť, že táto fáza T $_Y$  sa odohrala v intervale 12:47–12:50 UT. Prvé časticie kozmického žiarenia dorazili k Zemi v časovom intervale 13:30–13:35 UT, maximum



Obr. 10: Protónová erupcia 19.10.1989 (foto F. Zloch, AÚ AV ČR, refraktor 110/1650, Šolc 0.07nm, Kodak TP 2415)

a) Dvojvláknová fáza erupcie, južný kanál už rozovretý, badateľné premostenie oboch kanálov (12:58:10 UT)  
 b) 13:08:20 UT – erupčný kanál sa nadalej rozoviera, S okraj sa stále zjasňuje zvlášť pri nohách premostenia  
 c) 13:45:22 UT – len jasnejšie uzliny na vláknach, ktoré sa rozpadajú

nastalo medzi 14:30-14:35 UT (Kudela 1993), teda ich rýchlosť dosahovala 50 tisíc km/s.

## 5. ZÁVER

Boli sledované vývojové charakteristiky a znaky aktívnej oblasti NOAA 5747 v ktorej boli erupcie s významnými emisiami protónov a kozmického žiarenia.

Pre fotosférickú situáciu je charakteristické kompaktné usporiadanie aktívnej oblasti s výrazným šírkovým rozdením, riadkovité a rotačné usporiadanie umbier a fragmentácia umbry pred prvou protónovou erupciou.

V dobe vzniku magnetickej konfigurácie d sa zároveň zmenil režim produkcie energie vo forme zväčšeného výskytu obyčajných erupcií niekolko desiatok hodín pred prvou mohutnou protónovou erupciou 19. októbra 1989. Táto erupcia mala typický tvar rozchádzajúcich sa dvoch vláken premostených emisnými slučkami. Najrýchlejšie čästice generované na začiatku explozívnej fázy erupcie podľa záznamov na kozmickom žiarení mali rýchlosť takmer 50000 km/s.

## Podakovanie

Autori ďakujú nasledovným organizáciám a jednotlivcom za poskytnutie pozorovacieho materiálu, bez ktorého by celkové spracovanie nebolo možné, resp. bolo neúplné: Hvězdárna Valašské Meziříčí, AÚ SAV Tatranská Lomnická, KH Prešov, KH Hlohovec, KH Banská Bystrica, OH Michalovce, Ing. L. Kováč – Sered'.

Zvláštne podakovanie patrí F. Zlochovi (AÚ AV ČR) za poskytnutie pozorovacieho materiálu z programu Fotosferex a snímky chromosféry v čiare H<sub>α</sub> a Dr. Kopeckému (AÚ AV ČR) za cenné odkazy na literatúru týkajúcu sa vlastných pohybov škvŕn vo fotosfére a J. Slížovi za technickú pomoc.

## LITERATÚRA

- Antalová, A.: 1986, Flare activity of regions with magnetic delta configuration, Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, Vol. 15, Part I, pp.281–287
- Gerboš, J.; Rapavá, D.: 1994, Spracovanie kresieb fotosféry GT+PC AT, 12. celoštátny slnečný seminár Teplý vrch, SÚH Hurbanovo, 1995, 30–33
- Ivan, P. ed.: 1990, Bulletin o pozorovaní slnečnej fotosféry na Slovensku, KHaP Prešov
- Knoška, Š.: 1994, Fotosférické úkazy na Slnku a možnosti ich spracovania, Zborník referátov z celoslovenského sln. seminára, KH Prešov, s. 8
- Kovács, Á.; Dezsö, L.: 1986, Sunspot motion in Hale region No. 18430, Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, Vol. 15, Part I, pp.103–110
- Křížský, L.: 1966, Remarks on the Development and Activity of the Active Region during the Proton Flare Event of July 1966, Annals of the IQSY, Vol.3, The Proton Flare Project, MIT Press, 1969, pp.135–136.
- Křížský, L.: 1977, Solar Proton Flares and their Prediction, Czechosl. Acad. Sci., Astronomical Institute, No.52, Academia Prague
- Kudela, K., Shea, M.A., Smart, D., Dentile, C.: 1993, Relativistic Solar Proton Events Observed by Neutron Monitor Lomnický štít, 23 rd ICRC Proceedings, Calgary, Canada, vol.3, SH, p.79
- Künzel, H.: Die Flare – Häufigkeit in Fleckengruppen unterschiedlicher Klasse und magnetischer Struktur, Astr. Nachr., 1960, 285, 271.
- Marková, E.: Relation of flare activity to the approach separation of sun-spots in an active region and to its magnetic properties, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 29, 1978, pp.163–171
- Preliminary Report and Forecast of Solar Geophysical Data (SESC PRF 739), 1989, Boulder, U.S.A.
- Solar Geophysical Data, Nr.543, 544, 548, 1990, NOAA, Boulder, U.S.A
- Soln. Dannye, 1989, No.10
- Symposium on New Look at the Sun with Emphasis on Advanced Observations of Coronal Dynamics and Flares, Sep 6–10 1993, Kofu, Japan, Abstracts of Contributions

# **Singularity fotosférických magnetických a rychlostních polí a fotosférická i chromosférická aktivita**

V. Bumba, M. Klvaňa, Astronomický ústav Akademie věd České republiky,  
251 65 Ondřejov

## **Abstrakt**

Představujeme výsledek studia fotosférických magnetických a rychlostních polí, vlastních pohybů skvrn, skvrnotvorné a chromosférické aktivity, pozorované v čáře  $H_{\alpha}$  v několika velkých, komplikovaných skupinách slunečních skvrn. Ukazujeme, že skvrnotvorná a erupční činnost, stejně jako vznik a trvání aktivních filamentů jsou vázány na singularity obou polí, které jsou současně totožné s radianty, nebo alespoň zlomy druh vlastních pohybů skvrn a místy, ze kterých se vyvíjejí aktivní filamenty, které později jako klidné filamenty oddělují hranice polarit aktivních oblastí.

## **ÚVOD**

Ve spolupráci s Dr. B. Kálmánem z Heliofyzikální observatoře Maďarské akademie věd (Debrecen) jsme studovali mapy fotosférických podélných složek magnetického a rychlostního pole společně s vlastními pohyby skvrn u zatím pěti velkých skupin slunečních skvrn. Část výsledků už byla publikována (Bumba et al. 1993, 1995, 1996), část je připravována do tisku.

Nedávno jsme ve spolupráci s Prof. B. Rompoltem a Dr. P. Rudawym z Astronomického ústavu Wroclawské university (sluneční observatoř Bialkow) rozšířili tento výzkum i na studium chromosférické aktivity ve jmenovaných skvrnách. Tak jako jsou k disposici u maďarských kolegů pravidelné snímky fotosféry a metodika přesného určení pozic skvrn a jejich jader, využívají polští kolegové dvou přístrojů k fotografickému sledování chromosféry vodíkové čáry  $H_{\alpha}$ : horizontálního dalekohledu s nízkým rozlišením a velkého koronografu s vysokým rozlišením, lepším než 1''. Oba přístroje používají stejněho polarizačně-interferenčního filtru.

Abychom mohli přesně srovnávat chromosférické fotografie s fotoelektrickými mapami, jsou fotografie zdigitalizovány a pak osetřeny stejnými programy jako mapy získané v Ondřejově skanovacím fotoelektrickým magnetografelem, t. j. mapy podélných složek magnetického i rychlostního pole a mapy rozložení intenzity světla v kontinuu a měřené čáře, většinou FeI 5253.47 Å.

## **SINGULARITY MAGNETICKÝCH A RYCHLOSTNÍCH POLÍ A SKVRNOTVORNÁ AKTIVITA**

Zatím jsme studovali tyto aktivní oblasti a jejich skupiny slunečních skvrn:

NOAA 6659 (červen 1991) – velká, komplexní, rozpadávající se skupina i s bílými erupcemi;

NOAA 6850+6853 (říjen 1991) – rostoucí neaktivní delta konfigurace;

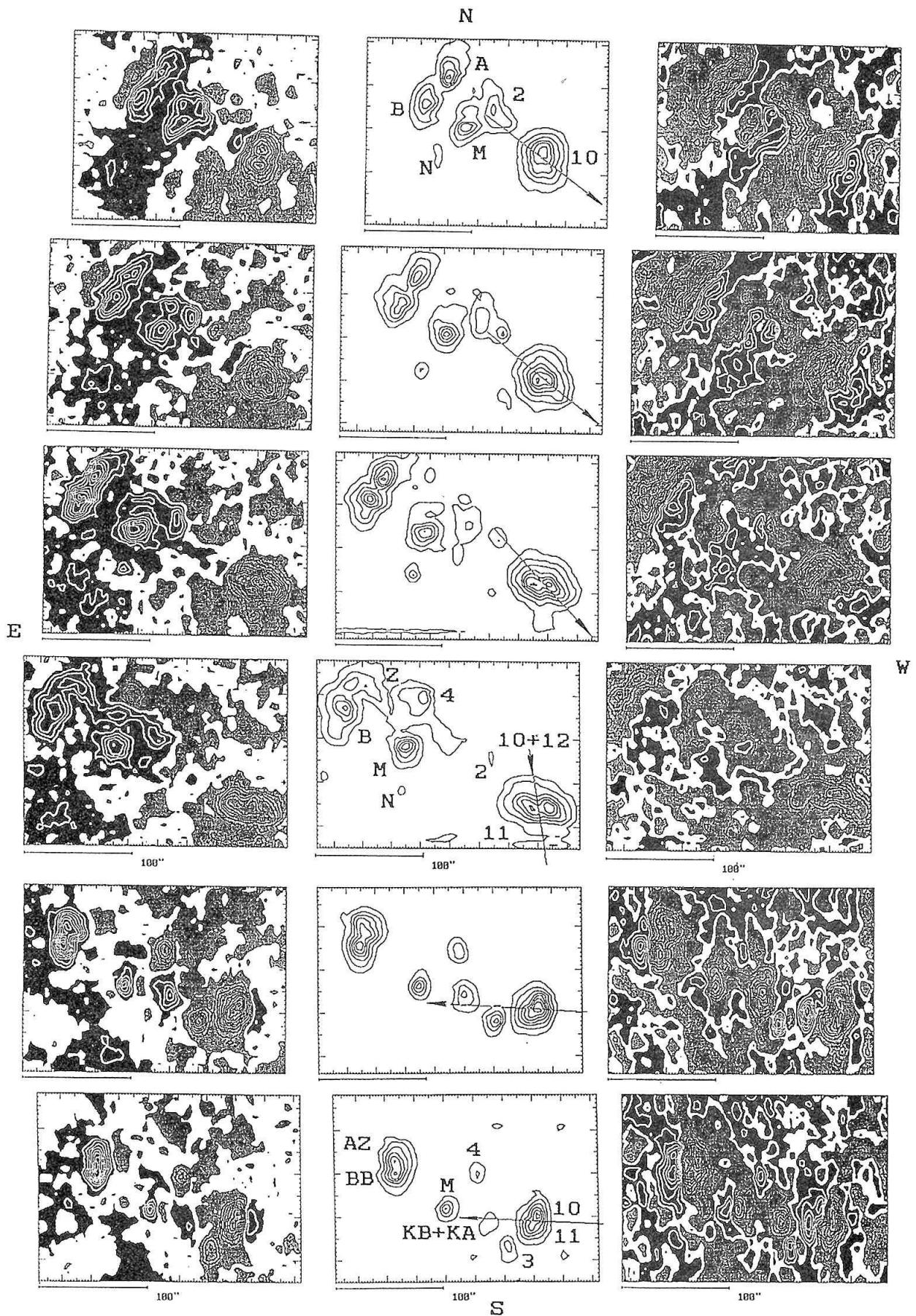
NOAA 7216 (červenec 1992) – plně vyvinutá skupina s novým dodatečným magnetickým tokem;

NOAA 7248+7451 (srpen 1992) – nový magnetický tok v chrostové části;

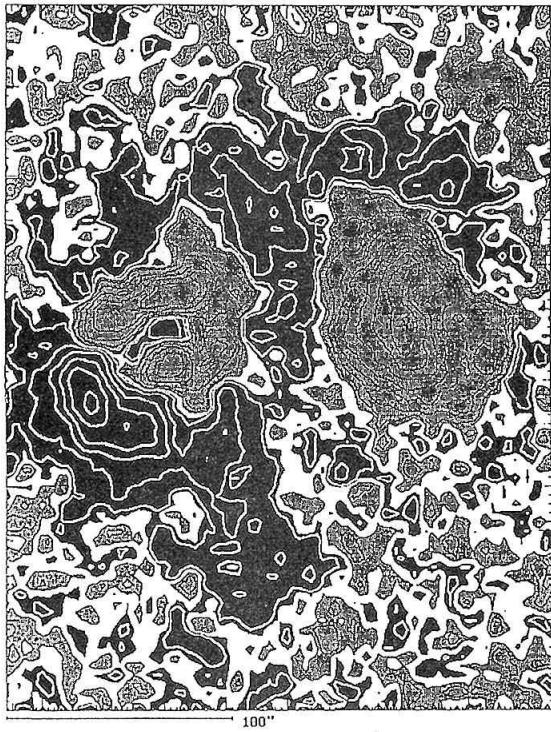
NOAA 7260 (srpen 1990) – v chrostové části staré skupiny se vyvíjí nová bipolární oblast.

Pokud jde o singularity magnetického pole, mají ve všech studovaných aktivních oblastech podobné znaky: jsou to buď jednoduché nebo složité hranice polarit, v druhém případě obklopující inkluze pole opačné polarity, spojené vždy s velkými gradienty pole. Místa ve skupinách slunečních skvrn, kde se takové hranice nebo inkluze opačné polarity vyskytují, jsou spojena se zvýšenou skvrnotvornou aktivitou (na př. obr. 1 až 3). To znamená, že v této oblasti se vyvíjejí nové sluneční skvrny nebo rudimentární penumbra, nebo – jako v případě NOAA 6659 – v těchto mísťech jádra skvrn a penumbra zanikají.

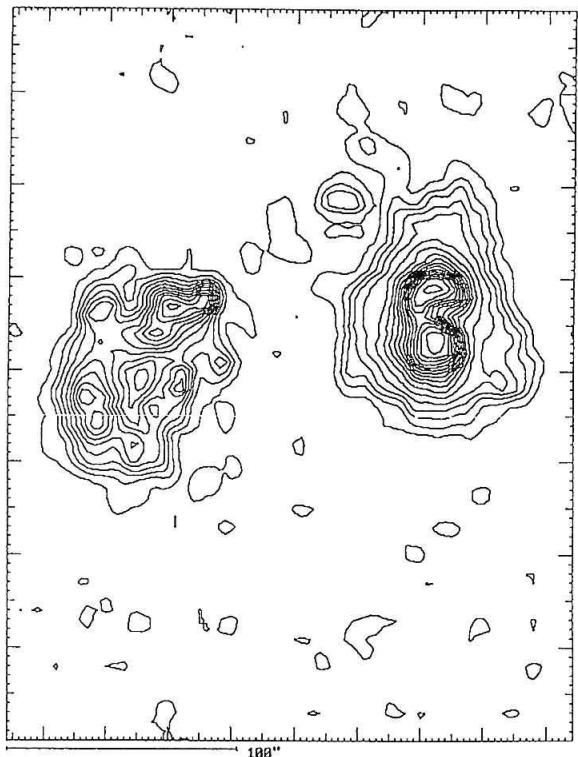
V rychlostních polích ve stejných mísťech, ve kterých existují magnetické singularity, se vyskytuje i singularity rychlostní. (Opět obr. 1 až 3). Mají tvar buď izolovaných maxim kladných rychlostí (ve směru k pozorovateli), ležící v rozsáhlé oblasti rychlostí záporných (často i se sousedním maximem záporné rychlosti), nebo, pokud v dané oblasti existuje Evershedův efekt, vytvoří se v daném místě "obracený Evershedův efekt", t. j. orientace rychlostí vůči středu disku je opačná nežli v normálním Evershedově jevu, a pod. Existence singularit obou polí se odraží i ve vlastních pohybech skvrn a jejich jader. Budě je možno ztotožnit místa singularit s radianty pohybu skvrn, nebo alespoň v těchto



Obr. 1. Serie map skupiny slunečních skvrn NOAA 7216 v různých polohách na disku. V levém sloupci podélná složka magnetického pole, uprostřed isofoty fotosféry, napravo radiální složka rychlosti. Kladná pole a rychlosti jsou tmavší. Je ukázán směr na střed disku.

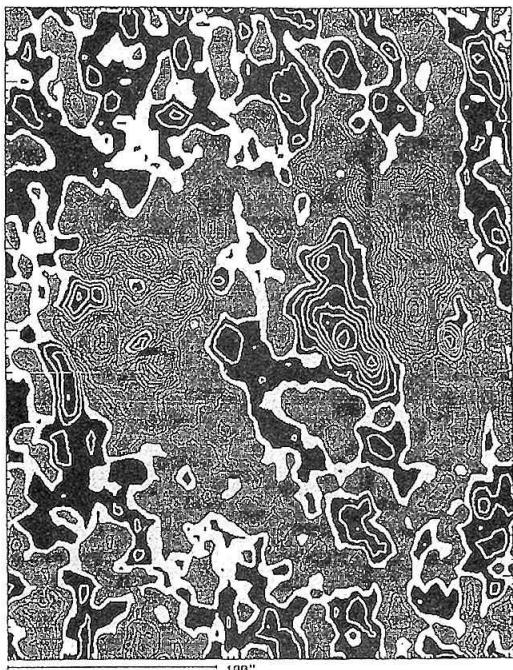


ONDREJOV OBSERVATORY MAGNETGRAM(R+B) S253.47  
Date: 082092-1 Time: 10:54:02 - 11:14:06 UT Region: NOAA 7260  
File: 082092PZ.1 X: 24 - 114 Y: 45 - 80 Magnification: 6  
Parabol.Scale: 2 6 18 38 66 102 146 198 258 (nT)  
Filter: CL( S253.4 ) ZC(S) 1 M( 4/L1-63 L2 75 )  
Computer Code: AREA96 /version FB2996 Calculations: 04-10

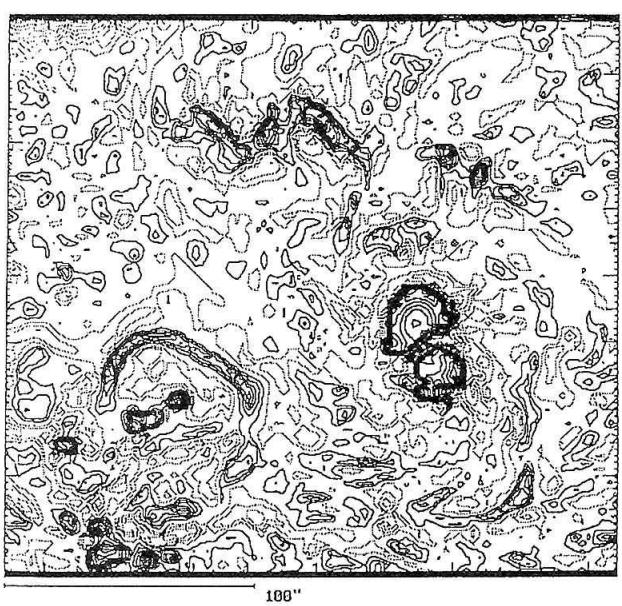


ONDREJOV OBSERVATORY PHOTOGRAF (CONT.)  
Date: 082092-1 Time: 10:54:02 - 11:14:06 UT Region: NOAA 7260  
File: 082092F5.1 X: 24 - 114 Y: 45 - 80 Magnification: 6  
Lin.Scale: 30 80 130 180 230 280 (%/10)

Obr. 2 Mapa isotof a podélné složky magnetického pole NOAA 7260.



ONDREJOV OBSERVATORY DOPPLERGRAM(ZD) S253.47  
Date: 082092-1 Time: 10:54:02 - 11:14:06 UT Region: NOAA 7260  
File: 082092D8.1 X: 24 - 114 Y: 45 - 80 Magnification: 6  
Lin.Scale: 50 250 450 650 850 1050 (m/s)  
Filter: CR MD( 927 ) 1 M( 47/L1-255 L2 345 )  
Computer Code: AREA96 /version FB2996 Calculations: 04-10



LC BIALKOW OBSERVATORY Chromosphere  
Date: 082092-49A Time: 112600 - UT Region: NOAA 7260  
File: 0820924L.49A X: 24 - 114 Y: 68 - 85 Magnification: 6  
Lin.Scale: 4 9 14 19 24 29

Obr. 3. Mapa radiální složky rychlosti (nalevo) NOAA 7260 a mapa struktur, zejména filamentů, v digitalizované fotografii chromosféry, sňaté velkým koronografem v čáře Ha.

místech dochází k náhlé změně směru pohybu. U NOAA 6659 dokonce se singularitami je možné ztotožnit i místa, odkud se v hlavní skvrně rozvíhají světelné mosty fotosférického typu (oddělují jádra o stejné magnetické polaritě). Světelné mosty penumbrálního typu se táhnou podél hranice polarit, mezi jádry opačné polarity, která oddělují.

## ERUPČNÍ AKTIVITA A SINGULARITY

Největší erupční aktivita byla pozorována v NOAA 6659. V ní vznikla řada velkých erupcí, z nichž několik bylo viditelných v bílém světle. Hlavní uzly erupcí byly ve většině případů spojeny s hlavní hranicí polarit, uzly vedlejší se sekundárními singularitami. U ostatních skupin, ve kterých magnetická i rychlostní singularita má podobu inkluze opačné polarity, se erupce vyskytují právě okolo těchto singularit.

## FILAMENTY A SINGULARITY

Kromě prvek velké NOAA 6659, máme k dispozici pro všechny studované oblasti fotografie chromosféry v čáře  $H_{\alpha}$ , pořízené v Bialkowě, některé s velkým rozlišením. Při srovnání magnetických map s těmito fotografiemi je už na první pohled vidět známé ovlivnění orientace chromosférických struktur magnetickým polem. Především se to týká filamentů a tmavých vláken. Ovšem srovnáním fotografie s velkým rozlišením s magnetickou mapou s dobrým rozlišením vidíme kromě známé posice filamentů na hranici polarit, že existují zřejmě i různé typy filamentů, a že o jejich zakotvení v magnetickém poli můžeme systematickým studiem získat i nové poznatky. Hlavní vliv na vlastnosti pozorovaných filamentů má pravděpodobně intensita polí na obou stranách hranice a gradient pole. Jinak vyhliží filament uzavřený nad hranicí velkým gradientem, jinak filament lemující magnetické pole oblasti (t. j. situace, kdy z jedné strany je pole intensivnější nežli ze strany druhé), a jinak velmi klidný filament na hranici velmi starých polí.

V našem případě jsme si zejména všímali mladých, právě vznikajících filamentů, které se zdají přímo geneticky souviset se zmíněnými singularitami obou polí. Domníváme se, že dokud singularita existuje, filament se zvětšuje, je aktivní a jeho tvar a intensita se neustále mění. Tentýž filament se s rostoucím stářím magnetického pole zklidní, aby posléze přešel do své nejdéle trvající fáze – klidného filamentu, oddělujícího stará, slabá pole.

Zajímavý je i vztah rychlostního pole k těmtu filamentům.

Klidné filamenty, které se rozprostírají nad částmi skupin s více-méně organizovaným magnetickým polem, pokud jde o rychlostní mapy, koincidují většinou s oblastmi, kde na našich mapách je minimální pohyb (rychlosti jsou < 50 m/sec), a tedy i hranice polarit pohybů, nebo nad minimem rychlostního pole, a to směřujícího od pozorovatele. Pokud

jde o hranice polarit, je přilehající oblast záporných pohybů většinou větší, přilehající kladné pohyby mají spíše tvar menších ostrůvků, ležících roztroušeně podél hranice. K podobným výsledkům došli i ruští autoři (Ioshpa & Kulikova 1995).

Aktivní filamenty v oblastech skupin s největší skvrnotvornou i chromosférickou činností svými nejvíce proměnnými konci souvisí se singularitami pohybového pole (inklusemi kladných pohybů), koincidujícími s magnetickou inkluší opačné polarity (*na př. obr. 2 a 3*). Jak se zdá z předběžné prohlídky dalšího pozorovacího materiálu a jak už bylo řečeno, i jeho vznik je zřejmě vázán na tyto singularity, a s jejich vývojem roste jeho délka i intensita. Pravděpodobně většina klidných filamentů ve starších aktivních oblastech vznikla v první vývojové fázi skupiny podobným způsobem.

## ZÁVĚR

Z toho co jsme se snažili ukázat vyplývá, že jak růst a zesilování lokálního magnetického pole koncentrovaného ve slunečních skvrnách, tak i jeho disipace jsou úzce spojeny s lokálními pohyby ionizovaných plynů ve sluneční atmosféře. My interpretujeme tento fakt předpokladem, že v určité fázi vývoje aktivní oblasti funguje t. zv. lokální dynamo, t. j. proces, ve kterém pozorované pohyby indukují růst nového magnetického toku, a to samozřejmě v těch místech, kde jsou největší pohyby i největší gradient magnetického pole.

Tato místa, jak jsme poprvé ukázali už téměř před čtyřiceti léty (Bumba 1957, 1958), jsou i oblastmi, ve kterých nahromaděná magnetická energie dává vznik erupčním i jiným aktivním procesům. Kromě toho ze souvislosti aktivních filamentů se singularitami vyplývá, že proces generace magnetického pole zasahuje celou tloušťku pozorovatelné sluneční atmosféry. Jak ukazují předběžná srovnání s materiálem z družice YOHKOH, týká se to zřejmě i sluneční korony.

## Poděkování

Chtěli bychom poděkovat grantové agentuře České republiky za grant č. 205-93-0892, a Akademii věd České republiky za klíčový projekt K1 = 003 = 601, díky kterým byla práce umožněna.

## REFERENCE

- Bumba V. 1957, Solneshnye Dannye No 3, 105  
Bumba V. 1958, Izv. Krym. astrofiz. obs. 19, 105  
Bumba V., Klvaňa M., Kálmán B., Györi L. 1993, Astron. Astrophys. 276, 193  
Bumba V., Klvaňa M., Kálmán B. 1995, Astron. Astrophys., Suppl. Ser. 109, 355  
Bumba V., Klvaňa M., Kálmán B. 1996, Astron. Astrophys., Suppl. Ser. 117, v tisku  
Ioshpa B. A., Kulikova E. Kh. 1995, Astronom. Zhurnal 72, 932

# Vývoj typov slnečných škvŕn v maxime 22. slnečného cyklu

Ladislav Kulčár, Katedra fyziky, Fakulta prírodných vied, Univerzita M. Bela,  
Banská Bystrica

## ÚVOD

Táto práca je pokračovaním práce Kulčára (1996). Vo vyššie uvedenej práci sa určovali pre roky poklesu slnečnej aktivity (1980–1986) 21. cyklu slnečnej aktivity pravdepodobnosti prechodov typov skupín slnečných škvŕn do iných typov klasifikovaných podľa klasifikácie McIntosha (1990) na časovom intervale jedného dňa. V tejto práci, na rozdiel od predchádzajúcej, je urobená analýza časových zmien typov skupín slnečných škvŕn pre maximum 22. slnečného cyklu (r. 1989–1992). Podobne ako v predchádzajúcej práci (Kulčár, 1996) a na rozdiel od prác, ktoré sa problematikou prechodov jednotlivých typov do typov iných tiež zaoberali (napr. Kulčár, 1993; Kulčár a Čvirík, 1995a), z analýzy boli vylúčené tie prechody, ktoré sa uskutočnili medzi tými istými typmi, teda s vylúčením tých prípadov, kedy z jedného na druhý deň nedošlo k zmene daného typu na iný typ. Ďalším cieľom tejto práce bolo určiť pravdepodobný scenár a postupnosť vývoja rôznych typov skupín slnečných škvŕn, porovnať ho s postupnosťou vývoja určenou pre obdobie poklesu slnečnej aktivity a pre klasickú zúrišskú klasifikáciu.

## POUŽITÝ POZOROVACÍ MATERIÁL A SPÔSOB JEHO SPRACOVANIA

Ako vstupný pozorovací materiál, ktorý sme štatisticky spracovali, sme použili denné pozorovania slnečnej fotosfery vykonané v rokoch 1989–1992 na Astronomickom observatóriu Yunnan v Číne (Cugnon, 1995). Takto sme mali k dispozícii súbor obsahujúci 5479 prechodov z jedného typu do iného. Na rozdiel od vyššie uvedených prác (Kulčár, 1993; Kulčár a Čvirík, 1995a) sme v tejto práci neanalyzovali prechody oddelené pre jednotlivé písmané trojpísmenovej McIntoshovej klasifikácie, ale daný typ vyjadrený trojpísmenovou charakteristikou sme pokladali za kompaktnú charakteristiku daného typu. Z dôvodu malého rozsahu štatistického materiálu sme upustili od pôvodného zámeru analyzovať každý rok v období maxima slnečného cyklu oddelené.

Pravdepodobnosť  $p(m,n)$  prechodu z typu  $m$  do typu  $n$  sme určili podľa vzťahu

$$p(m,n) = N(n)/N(m'), \quad (1)$$

kde  $m$  a  $n$  vyjadrujú trojpísmenový typ McIntoshovej klasifikácie, pričom  $m$  je rozdielne od  $n$ ,

$N(n)$  je počet tých prechodov do typu  $n$ , ktoré nastali z typu  $m$ ,

$N(m')$  je počet všetkých prípadov prechodov skupín škvŕn z typu  $m$  do všetkých iných možných typov, okrem do typu  $m$ .

Takto získané pravdepodobnosti prechodov tvorili matice prechodov o rozmeroch  $60 \times 60$ , v ktorej boli určené pravdepodobnosti  $p(m,n)$  vyjadrené percentuálne medzi všetkými kombináciami typov McIntoshovej klasifikácie navzájom okrem prípadu, kedy  $m=n$  (hlavná diagonála matice ostala teda neobsadená).

## VÝSLEDKY A ICH DISKUSIA

Zo všetkých typov McIntoshovej klasifikácie, ktorých je teoreticky 60 možných, sa v našom prípade uplatnilo 57 typov, z ktorých prechody nastali a 58 typov, do ktorých prechody nastali. V porovnaní s vettou poklesu 21. slnečného cyklu je to zvýšenie počtu aj tých typov, z ktorých prechody nastávali (oproti 49 prechodom na vette poklesu 21. cyklu) a aj tých typov, do ktorých prechody nastávali (oproti 51 prechodom). Najväčšie počty prechodov, ktoré sú uvedené v zátvorke za každým typom McIntoshovej klasifikácie, sa za celé uvedené obdobie maxima 22. slnečného cyklu uskutočnili z nasledovných typov: Bxi (676), Bxo (655) Axx (507). V prípade typov Fro, Fri a Fao neboli za celé skúmané obdobie zaznamenaný ani jeden prechod z nich do niektorého z iných možných typov. Podobne, najväčšie počty prechodov nastali do nasledovných typov: Axx (680), Bxo (661) a Bxi (604). Do typov Fro a Fri neboli zaznamenaný ani jeden prípad prechodu z niektorých iných možných typov.

Nakolko je veľká možnosť diverzifikácie jedného typu na ďalšie iné typy (teoreticky 59 možností prechodov, čo odpovedá asi 1,7 % pravdepodobnosti pripadajúcej na jeden typ za predpokladu rovnomenného rozloženia pravdepodobností), aj pri pomerne veľkom počte 5479 spracovaných prechodov sa ukázalo, že aj najčastejšie uskutočňované prechody sa v percentuálnom vyjadrení pohybovali maximálne do hodnoty 50 % (prechody Axx-Bxo a Bxo-Axx). Z toho dôvodu sme sa obmedzili a v tabuľke 1 uvádzame iba tie prípady prechodov, kedy pravdepodobnosť prechodu  $p(m,n)$  bola vyššia alebo rovná 10 %. Zároveň musela byť splnená podmienka, že pravdepodobnosť prechodu musela

býť štatisticky významná na hladine významnosti  $p=0,05$ , čo nadobudlo význam hlavne v prípadoch, ak celkový počet prechodov (posledný stĺpec tabuľky 1) z daného typu bol malý a rozdelenie počtu prechodov na iné typy bolo bez výraznej koncentrácie na určitý typ.

V tabuľke 1 sú v prvom stĺpci uvedené klasifikačné hodnoty (CV-hodnoty) pre jednotlivé typy McIntoshovej klasifikácie skupín slnečných škvŕn (Kulčár a Čvirik, 1995b), ktoré do nasledujúceho dňa zmenili svoj typ na niektorý iný z typov McIntoshovej klasifikácie. Tie typy, na ktoré sa daný typ z druhého stĺpca tabuľky 1 zmenil, sú uvedené v ďalších 6 stĺpcach. Typy skupín v druhom stĺpcu sú uvedené v poradí vzrástajúcej klasifikačnej hodnoty skupiny. Tie typy klasifikácie, ktoré sú uvedené vľavo od dvojitej zvislej čiary oddeľujúcej 6. od 7. stĺpca, sú typy s menšou CV hodnotou a vpravo od dvojitej čiary (stĺpce 7–8) sú typy s vyššou CV hodnotou ako je CV hodnota toho typu, z ktorého prechod nastal. Toto rozdelenie typov, na ktoré sa daný typ najčastejšie zmenil, sme urobili z dôvodu zvýraznenia vývoja skupín slnečných škvŕn od jednoduchších k zložitejším alebo naopak. CV hodnoty boli totiž pre jednotlivé typy McIntoshovej klasifikácie priradené tak, aby určitou miere zoohľadňovali okrem popisu veľkosti skupiny, tvaru pernumbry u najväčšej škvŕny a topologickej zložitosti magnetického pola aj určité vývojové tendencie v smere narastania CV hodnoty (Malde, 1985). V 3.–8. stĺpcu tabuľky je pri každom type uvedená v percentách pravdepodobnosť prechodu  $p(m,n)$  určená podľa vzťahu (1) na tento typ.

V poslednom stĺpci tabuľky je uvedený počet všetkých prechodov, ktoré nastali z typu uvedeného v prvom stĺpci daného riadku [počet  $N(m')$ ] vo vzťahu (1) do všetkých iných možných typov.

Pri zostavovaní tabuľky 1 sme postupovali tak, že sme určovali pravdepodobnosti prechodov z daného typu na obe strany v zmysle vzrástania alebo poklesu CV hodnoty od daného typu. Ak sme takýmto postupom dostali určitý nový typ, na ktorý sa daný typ zmenil, v ďalšom kroku sme robili rovnakým spôsobom takú istú analýzu pravdepodobnosti pre nový typ klasifikácie. Takto sme postupovali dovtedy, kým sme nemali zistené pravdepodobnosti zmien pre uzavretý cyklus zmien od najjednoduchšieho typu, za ktorý sme definitoricky pokladali typ Axx, až po typy zložité (napr. Fkc). V niekoľkých málo prípadoch nastala situácia, že zo zložitejšieho typu nebolo možné popísť a nájsť cestu až po najjednoduchší typ Axx. Takéto prípady nastali pri nasledovných prechodoch: Eki–Ehi, Dkc–Dac, Fkc–Fac a Fkc–Fki. Príčina takýchto neuzávretých cyklov (t.j. po typoch Ehi, Dac, Fac a Fki nie je možné hodnoverne určiť, akou cestou sa skupina bude ďalej využívať) bola hlavne v tom, že niekedy sme narazili na také malé počty prechodov z daného typu na typy iné, že z hľadiska štatistickej významnosti sme nemohli hodnoverne určiť pravdepodobnosť prechodov na iné typy. Z toho dôvodu je zrejmé, že z matice všetkých možných prechodov teoreticky prichádzajúcich do úvahy (59), sa dostali do tabuľky len niektoré.

*Tabuľka 1: Pravdepodobnosti štatisticky významných a najčastejšie sa vyskytujúcich vzájomných prechodov medzi typmi McIntoshovej klasifikácie skupín slnečných škvŕn pre obdobie maxima 22. slnečného cyklu (1989–1992) vyjadrené v percentách.*

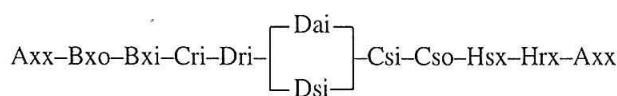
z typu	Typ prechodu						Počet $N(m')$
	na typ						
1 Axx				Bxo–49	Bxi–33		507
2 Bxo				Bxi–35			655
3 Bxi			Axx–26	Cri–13			676
4 Hrx				Axx–42	Cro–17	Hsx–13	145
5 Cro			Bxi–14	Axx–19	Bxo–26	Cri–11	201
6 Cri				Bxo–17	Bxi–28	Dri–10	351
9 Cai						Csi–34	128
10 Hsx					Hrx–17	Cso–27	303
11 Cso					Hsx–40	Csi–21	259
12 Csi			Cri–11	Hsx–18	Cso–24	Dsi–11	301
16 Dri			Cro–10	Bxi–17	Cri–17	Dai–14	199
22 Dai					Cai–13	Dsi–33	Eai–13
23 Eai					Dai–12	Esi–29	Eki–15
25 Dso					Cso–20	Dsi–27	
28 Dsi	Dso–10		Dri–11	Csi–18	Dai–18		301
29 Esi			Dsi–12	Csi–16	Eai–23		95
39 Cki				Cai–16	Dai–38		32
46 Dki				Cki–15	Dai–19	Eki–17	Dkc–10
47 Eki	Eai–13		Dki–18	Ehi–12	Ekc–12		78
55 Dkc				Dac–11	Dki–21	Ekc–29	82
56 Ekc					Eki–24	Fkc–29	
57 Fkc			Fac–10	Ekc–28	Fki–33		55
							39

Pretože vývojový scenár typov skupín slnečných škvŕn uvedený v tabuľke má pravdepodobnostný charakter, je zrejmé, že skupina škvŕn nemusí prejsť vo svojom vývoji od najjednoduchšieho typu Axx až po najzložitejší. Aby sme vedeli určiť aj časový rozmer takéhoto scenára, je potrebné pre dané typy McIntoshovej klasifikácie štatisticky určiť najpravdepodobnejšie doby, počas ktorých sa určité typy skupín nemenia na iné typy.

Waldmeier (1941) a Bray a Loughead (1964) uvádzajú pre klasickú zürišskú klasifikáciu najpravdepodobnejšie scenáre vývoja skupín škvŕn nasledovne:

ABCDEFGHJ	pre veľké škvŕny
ABCDCHJA	
alebo ABCBA	
alebo ABCDJAJ	pre stredné škvŕny
alebo ABCDEJA	
alebo ABCDEDCJA	
ABA alebo A	pre škvŕny malé

Z našej analýzy pre obdobie maxima 22. slnečného cyklu vyplýva nasledovný najpravdepodobnejší vývoj skupín:



V uvedenom vývojovom rade a súčasne v *tabuľke 1* môžeme vidieť nasledovné vlastnosti a pravdepodobnostné tendencie:

- Skupiny slnečných škvŕn dosiahnu s veľkou pravdepodobnosťou maximum svojho rozvoja u typu D. S menšou pravdepodobnosťou prebehne vývoj skupiny až do typov E a F, ktoré by sme očakávali, že sa v maxime slnečného cyklu budú často vyskytovať.
- V etape rozvoja aj zániku skupiny sa pomerne často stretávame s výskyтом penumbry typu r. Tento výsledok je zaujímavý hlavne z toho dôvodu, že sa jedná o obdobie maxima slnečnej činnosti a tiež v porovnaní s výsledkom, ktorý sme dostali pre obdobie poklesu slnečnej aktivity (Kulčár, 1996). Je zaujímavé, že v maxime slnečnej činnosti je menšia pravdepodobnosť výskytu penumbier zložitejších typov k a h.
- V etape rozvoja aj zániku skupiny sa rozloženie škvŕn v skupine v priestore medzi vedúcou a chvostovou škvŕnou mení nasledovne:  
x-o-i, resp. i-o-x. V tomto prípade sa neuplatňuje typ c, čo je tiež z pohľadu toho, že sa jedná o maximum slnečnej činnosti a tiež v porovnaní s vetvou poklesu slnečnej aktivity pozoruhodné.

- Ak posudzujeme vývoj všetkých troch písmen klasifikácie oddelené, vidíme určitú symetriu okolo štátia maximálneho rozvoja skupiny (Dai,Dsi) (až na rozdiel vo výskytu typu H na mieste výskytu typu B v etape zániku skupiny). K rovnakému výsledku, tiež s nahradením typu B typom H sme prišli aj pri štúdiu vývoja skupín na vetteve poklesu slnečnej aktivity. Na druhej strane, ak popisujeme skupinu kompaktné trojpísmenovou charakteristikou, symetria vo vývojovom scenári prítomná nie je. V období rozvoja skupiny prevládajú typy ri, v období zániku prevládajú typy zložitejšie (so,si).

- Na základe porovnania výsledkov, ku ktorým sme prišli my, s výsledkami Waldmeiera (1941) a Braya a Lougheada (1964), možno povedať, že v maxime slnečnej aktivity 22. slnečného cyklu sa najčastejšie vyskytovali skupiny slnečných škvŕn strednej veľkosti. Nás výsledok je v dobrej zhode s vyššie uvedenou postupnosťou vývoja stredne veľkých skupín slnečných škvŕn v tvare ABCDCHJA s tým, že typ J bol v McIntoshovej klasifikácii spojený s typom H. Uvedený výsledok zrejme svedčí o tom, že v maxime slnečnej činnosti sa vyskytuje väčší počet skupín (čo sa prejaví vo vzráste relatívneho čísla), avšak menšieho rozmeru.

Je zrejmé, že daná skupina slnečných škvŕn neprejde všetkými vyššie uvedenými typmi počas svojho vývoja. V konkrétnej vývojovej postupnosti danej skupiny môžu byť niektoré typy vyniechané alebo realizované aj tie typy, ktorých pravdepodobnosť objavenia sa je menšia ako bola uvažovaná v našej analýze. Naviac, analýza urobená v tejto práci nám neumožňuje určiť dobu zotrvenia skupiny v danom vývojovom type. Tento problém bude riešený v ďalších prácach zameraných na problematiku časového aspektu vývoja skupín slnečných škvŕn.

## LITERATÚRA

- Bray, R., Loughead, R.: 1964, Sunspots, Chapman and Hall, London.  
 Cugnon, P.: 1995, súkromná informácia.  
 Kulčár, L.: 1993, Zborník z 11. celoštátneho slnečného seminára, Donovaly 1992, SÚH Hurbanovo, 45.  
 Kulčár, L.: 1996, Zborník z 18. seminára "Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí", Hvězdárna Úpice, ČR, v tlači.  
 Kulčár, L., Čvirík, R.: 1995a, Zborník Fyzika I, Fakulta prírodných vied, Univerzita M. Bela, Banská Bystrica, 75.  
 Kulčár, L., Čvirík, R.: 1995b, Zborník z 12. celoštátneho slnečného seminára, Teplý Vrch 1994, SÚH Hurbanovo, 39.  
 Malde, K.-I.: 1985, Sonne 9 (36), 159.  
 McIntosh, P. S.: 1990, Solar Phys. 125, 251.  
 Waldmeier, M.: 1941, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Akad. Verlagsgesel., Leipzig.

# **Určování fyzikálních parametrů v chladných výtryscích typu „surge“**

Pavel Kotrč, Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov

## **Abstrakt**

Chladné výtrysky sluneční plazmy typu surge jsou specifickým projevem aktivity. Zpravidla se vyskytují v určitých podmínkách, které se vytvoří v aktivních oblastech. K pochopení fyzikálního mechanismu výtrysků typu surge je nutno shromáždit co nejvíce podkladů o hodnotách fyzikálních parametrů plazmy jakož i o dynamice vývoje jevu. V článku je uveden jednak stručný přehled používaných způsobů a jednak konkrétní výsledky pro výtrysk typu surge ze 7. 10. 1991.

## **ÚVOD**

Výtrysky chladné kondenzované chromosférické hmoty do korony, nazývané anglickým termínem „surge“ patří k velmi dynamickým projevům sluneční aktivity. Jsou pozorovány obvykle v čáře H-alfa a to zejména v těch aktivních oblastech, kde dochází k vynořování nového magnetického toku. Nesmí se zaměňovat s výtrysky horké hmoty typu „jets“, jež jsou pozorovány v „horkých“ spektrálních čárách ultrafialového a rentgenovského oboru. Většina surgů

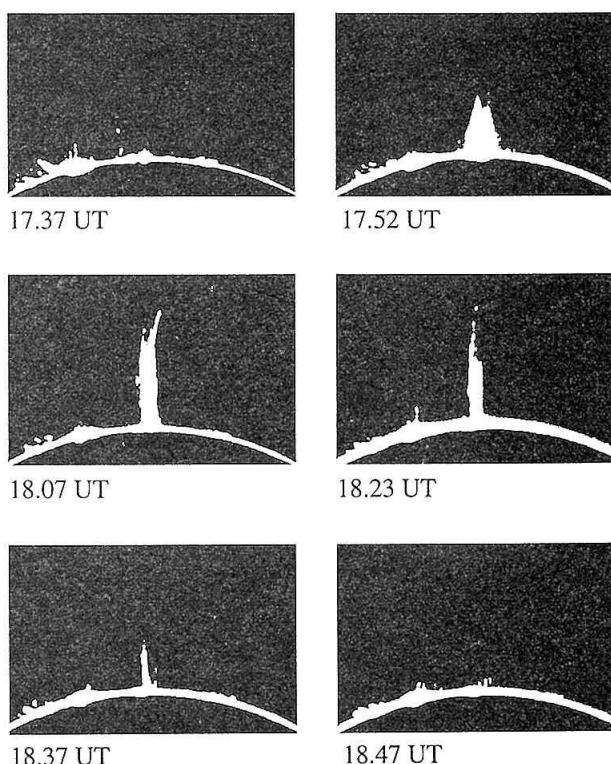
(pro stručnost budeme používat tento zkrácený termín) se vyskytuje v blízkosti míst, kde se s nevelkým časovým odstupem vyskytla, nebo vyskytne erupce. Tato časová i místní koincidence zřejmě souvisí se základní podmínkou pro výskyt surgů a erupcí. Považuje se za téměř jisté, že je to právě vynořování nového magnetického toku a následná rekonfigurace existujících magnetických struktur. Není však naprosto jasné, co je tou podmínkou, jež rozhoduje o vzniku bud surge nebo erupce v takové oblasti. Výběr na stálé alternativy pravděpodobně souvisí s topologií magnetického pole, s přítomností uzavřených a otevřených struktur a jejich způsobem interakce s vynořujícím se novým magnetickým tokem. Uvádí se, že intenzita magnetického pole v surgích je zhruba 0.005 Tesla a zmenšuje se s rostoucí výškou výtrysku. Pokud jde o umístění, surge zpravidla začínají na hranicích polostínu skvrn.

Typický obrázek surge nad slunečním limbem vidíme na obr. 1. Zde je třeba poznamenat, že surge je možné pozorovat na limbu v emisi a nad slunečním diskem převážně v absorpci, pouze u jasnějších surgů je nad diskem patrná i emise v čáře H-alfa.

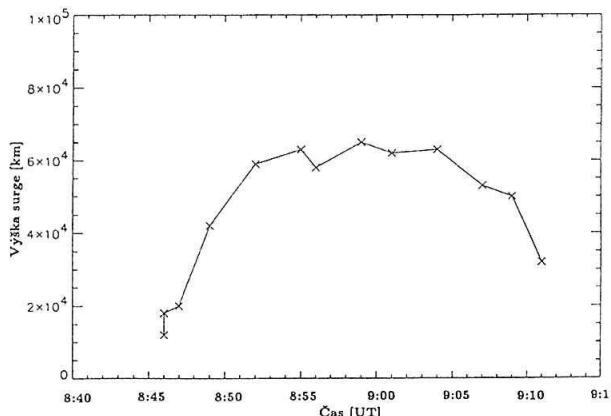
Jak ukázala např. Schmiederová et al. (1984), jednou z typických charakteristik surgů je doba trvání přibližně 20–30 minut a velmi častá opakovatelnost (rekurence s periodou 1 hodina a více) v dané aktivní oblasti. Vynořující se magnetický tok je pozorován v těsné blízkosti základny surge, případně je registrována ohraničená oblast parazitní polarity na mapách podélne složky magnetického pole (Kurokawa and Kawai, 1993). Vyvržený materiál se v surge pohybuje zpravidla podél přímky, nebo málo zakřivené čáry, orientované vertikálně ke slunečnímu povrchu a to poměrně vysoko do sluneční korony.

## **ZPŮSOBY URČOVÁNÍ FYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ**

Na příkladu jednoho z případů rekurentního surge ze 7. října 1991, zpracovaného Schmieder et al. (1995), Kotrč et



Obr. 1 Typická sekvence snímků surge nad slunečním limbem v čáře H-alfa. Snímky byly pořízeny koronografem na High Altitude Observatory v USA 12. června 1991.



Obr. 2 Z grafu radiální trajektorie vrcholu surge určíme okamžitou radiální rychlosť v jednotlivých časových intervaloch. Po zrychleném pohybu vzhľru následuje zpomalení a posléze volný pád vyvrženého materiálu.

al. (1996) môžeme demonstrovat, jak se v praxi určují fyzikálne parametry plazmy ve sledovaném výtrysku.

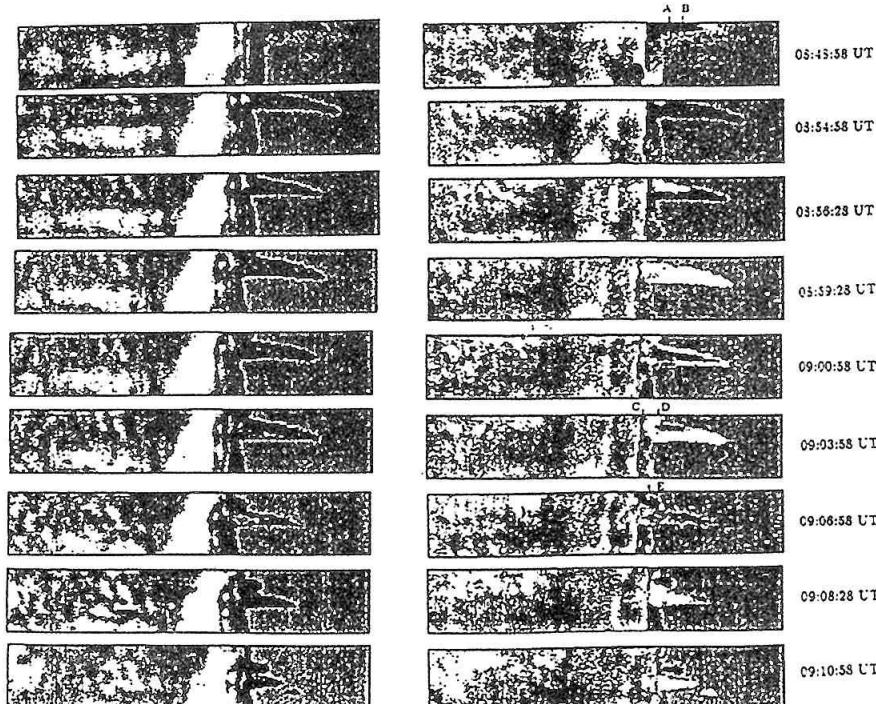
## VÝŠKA A RYCHLOST

Nejjednodušší je určení kinematických parametrov, ako je trajektorie maximální výšky surge v km v čase a z toho odvozená radiální složka rychlosti. Jako výchozí materiál môže posloužit sekvence filtrogramov, obdobných obr. 1. Ze sestrojeného grafu (obr. 2) pak určíme trajektorii i rychlosť výtrysku v závislosti na čase. Na našem případě je zřejmé, že v dynamice surge lze vysledovat tři fáze. První a druhá fáze souvisí s pohybem vzhůru, třetí fáze s pohybem materiálu zpět k povrchu Slunce. V první fázi se setkáváme s urychlováním stoupavého pohybu plazmy na rychlosť okolo 100 až 200 km/s. Ve fázi druhé dochází ke zpomalení stoupavé rychlosti z maxima až k nule. Surge dosahuje

maximální výšky, která je v našem případě přes 60 000 km, jsou však známé případy až 200 000 km. Ve fázi třetí se radiální rychlosť stává zápornou a vyvržený materiál se volným pádem vrací zpět.

Více informací než série filtrogramů nám poskytne měření dvoudimensionálního zobrazovacího spektrografa MSDP (Multichannel Subtractive Double Pass). Přístroj je svým autorem podrobně popsán (Mein, 1977) a čtyři existující exempláře fungují na sluneční věži v Meudonu, na Pic du Midi, Kanárských ostrovech a na Bialkowské observatoři University ve Wroclawi. Přístroj zhotovuje fotografie vybraného proužku slunečního obrazu v o rozdílu 1×8 úhlových minut v devíti přísně monochromatických kanálech rozložených podél profilu čáry H-alfa. Kromě obrázků v intenzitách, poskytuje též obrázky kalibrované v rychlostech, tedy analogii rychlostní mapy. Sérii snímků námi studovaného surge, pořízeného MSDP v Meudonu, vidíme na obr. 3. V levé části obrázku je proužek okraje slunečního disku s rozvíjejícím se surgem zobrazeným ve středu čáry H-alfa plus/minus 0.3 Angstromu, v pravé části je obrázek kalibrovaný v Dopplerovských rychlostech, kde bílá barva odpovídá pohybu směrem k pozorovateli (modrý posuv) a černá vyznačuje směr pohybu od pozorovatele (rudý posuv).

V každém pixelu obrázku je možné vytvořit odpovídající hrubý spektrální profil čáry H-alfa (k dispozici je maximálně 9 bodů na profilu) a z něho odvodit intenzitní a rychlostní charakteristiky. Sada takových profilů je vidět na obr. 4. Absorpční profil ukazuje polohu a tvar Fraunhoferovy čáry kalibrovanou ve procentech přilehlého kontinua u středu slunečního disku, ve spodní části každého obrázku je ve stejném měřítku znázorněn naměřený emisní profil surge. V případech velkých Dopplerovských rychlostí dochází k posunu profilu mimo nastavenou zobrazovanou oblast a měření ztrácí vypořádací hodnotu.

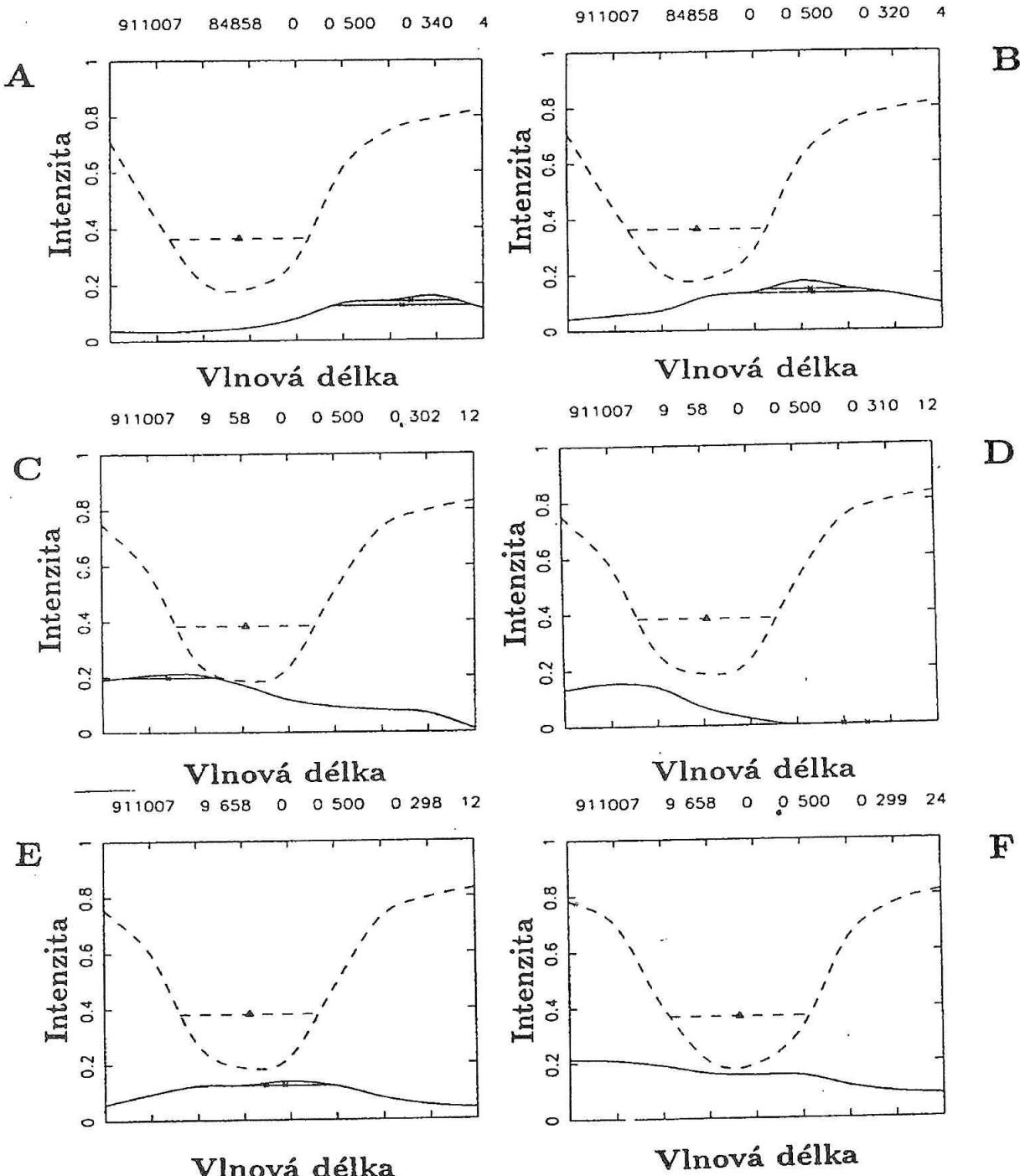


Obr. 3 Časový vývoj surge na snímcích z MSDP. V levé části jsou intenzity v H-alfa plus/minus 0,3 Angstromů, v pravé části rychlostní mapy. Černá/bílá barva odpovídá rudému/modrému posuvu Dopplerovské komponenty.

Naměřené hodnoty složek Dopplerovských rychlostí změřených pomocí MSDP v rozmezí od  $-30$  do  $+20$  km/s lze kombinovat s měřením radiálních složek rychlostí obozených z trajektorie surge nad limbem. Tak dospějeme k hodnotám celkové rychlosti surge, která je v rozmezí od  $60$  do  $200$  km/s v závislosti na místě a čase pozorování. Pokud se nám podaří odvodit hmotu surge (např. z míry emise), budeme též schopni provést výpočet celkové kinetické energie, kterou hmota surge měla.

### STŘEDNÍ HODNOTA TEPLITRY, MÍRY EMISE A ELEKTRONOVÉ HUSTOTY

Střední barevnou teplotu zářící plazmy surge nejspolehlivěji určujeme pomocí vyhodnocení snímků pořízených na družici Yohkoh v měkkém rentgenu (SXT) s použitím dvou filtrů. Nejčastěji se používá kombinace tenkého hliníkového filtru pro jeden obrázek a složeného hliníko-hořčíkového filtru pro druhý obrázek. Z poměru intenzit od-



Obr. 4 Intenzitní profily čáry H-alfa ve vybraných místech a časech surge. Čárkované je vyznačen kalibrační profil klidné čáry v jednotkách přilehlého kontinua ve středu slunečního disku. Jeden dílek na vodorovné ose odpovídá 0,3 Angstromu. Profily A, B a E ukazují rudý posuv, zatímco C, D a F modrý posuv.

povídajúcich pixelov v obou obrázcích se určuje barevná teplota. V prípadě našeho surge byla určena stredná hodnota teploty 3–6 miliónov K se systematickou chybou řádu 1–2 milióny K. Z obrázkov v mäkkém rentgenu se také priamo méri stredná objemová míra emise, ktorá je jinak také rovna integrálu čtverce elektronové hustoty  $n_e$  pries celý zářící objem surge. V našom prípadе stredná objemová míra emise činila  $(1-2) \times 10^{48} \text{ cm}^{-3}$ .

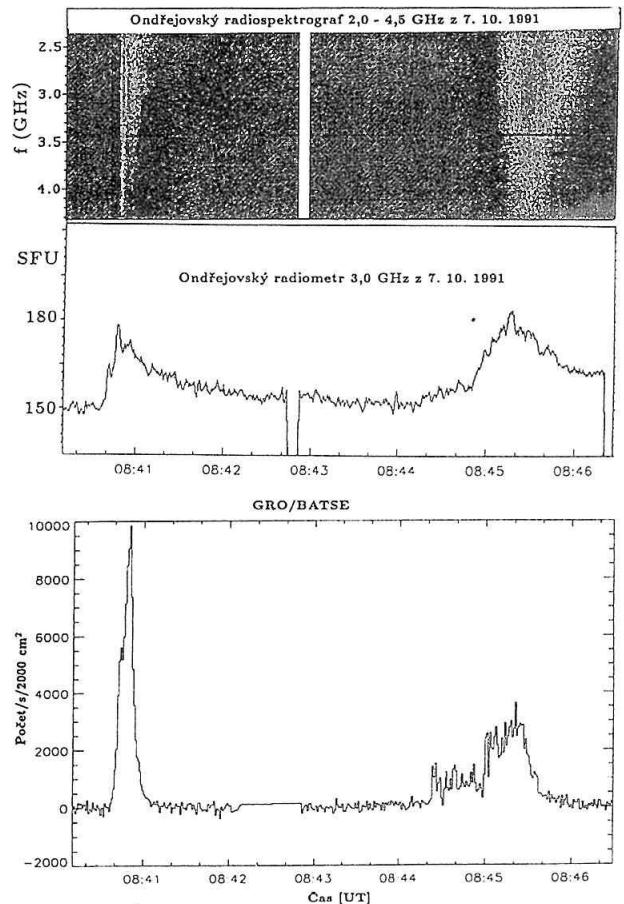
Z mērení geometrie surge je možno odhadnout průměr zářící smyčky na  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^2$  a výšku zářícího sloupce na  $10^9 \text{ cm}$ . Celkový objem surge tedy činí  $2 \times 10^{27} \text{ cm}^3$ . Vydelením hodnoty míry emise hodnotou zářícího objemu dostaneme kvadrát odhadu elektronové hustoty a poté i samotný odhad strední elektronové hustoty  $n_e = (2-3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Tyto hodnoty je nutno brát ako strední odhady platné pries velký objem či pries velkou plochu. Ve skutečnosti bývá jak plazma tak i hodnoty rôznych veličín ve formě polí sousťredený do ohraničených a velmi malých lokalít. Skutečné hodnoty se proto mohou lišiť rádově od stredních odhadov, jak uvidíme v ďalšej časti.

## POUŽITÍ RADIOVÝCH A OPTICKÝCH SPEKTRÁLNÍCH METOD

Mnohem presnejší hodnoty fyzikálních parametrov plazmy v chladných výtryscích typu surge dostaneme aplikací radiových a optických spektrálních metod. Při dostatečném úhlovém a spektrálním rozlišení (první podmínka bývá splňena především u optických spekter, u radiových pak jen u výjimečně velkých radioteleskopů) tak můžeme dostat podrobné mapy rozdělení určované veličiny v každém místě pozorovaného objektu, např. surge.

Pohyb vyvržené hmoty ve výtrysku surge vzhľru do korony bývá provázen přítomností radiových záblesků typu III B a III G, případně jemnými záblesky zvanými spiky. Podobný úkaz vidíme na obr. 5, kde v horní časti je záznam ondřejovského radiospektrografo na 2,3 až 4,2 GHz, pořízený v průběhu prvního případu zkoumaného rekurentního surge 7. října 1991 a pod ní pak záznam ondřejovského radiometru na frekvenci 3 GHz. V 8:40:36 UT a v 8:45:00 UT jsou patrné záblesky typu III s velmi rychlými posuvy frekvencí k nižším hodnotám. Na zcela spodní časti obr. 5 pak vidíme, jak tyto radiové efekty v koroně časově dobře koincidují se záblesky v tvrdém rentgenovském záření měřeném experimentem BATSE na kosmické stanici GRO (Gamma Ray Observatory). Z určení mezní frekvence unikajícího radiového záření vypočteme přesnou hodnotu elektronové hustoty v místech surge, v němž došlo k urychlení částic. V našem případě byla vypočtena hodnota elektronové hustoty  $n_e = 2,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Porovnáme-li tuto hodnotu s odhadem  $n_e$  provedeným z metod užívajících mäkké rentgenovské záření popsaných výše, vidíme, že radiová spektrální metoda dává hodnotu právě o jeden řad vyšší.

Na rozdíl od metod radiové spektroskopie, kde je úhlové rozlišení velmi malé, můžeme v optickém oboru zcela jasně lokalizovať detailní místo surge, v němž se spektrum

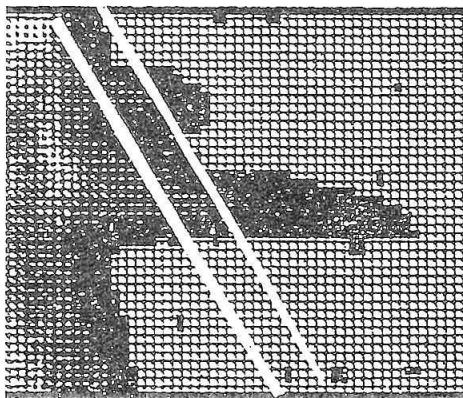


Obr. 5 Záznamy měření radiového spektrografo (nahore), radiometru (uprostřed) a tvrdého rentgenovského záření (dole) v průběhu surge ukazují časovou koincidenci vzplanutí ve všech oborech. Radiový záblesk typu III umožňuje výpočet kritických frekvencí a elektronové hustoty  $n_e$ .

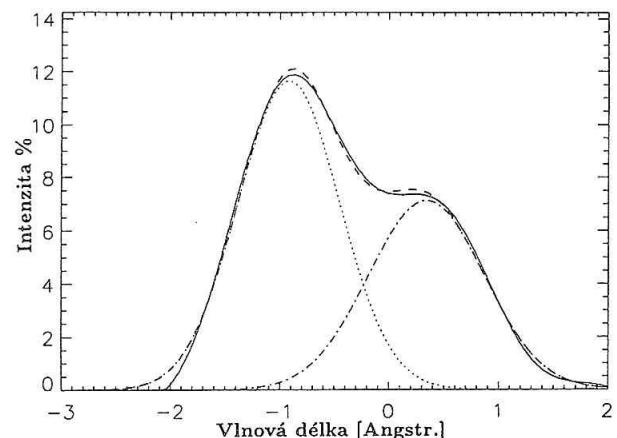
získává. Štěrbiny mnohokamerového spektrografo (Kotrč et al. 1993) umístíme na vybraný detail obrazu surge a dostaneme spektrum právě tohoto detailu. Situace je jasná z obr. 6, kde je znázorněn zkoumaný surge se zakreslením dvou poloh štěrbiny spektrografo. Štěrbina protíná nad protaženým útvarem surge přilehlý kruhový útvar, který byl zdrojem jasné emise a zřejmě vývojově souvisel s mechanismem surge. Na obr. 7 pak vidíme fotografické snímky spektra v čáre H-alfa v průběhu časového vývoje první fáze rekurentního surge.

Digitalizací a zpracováním spekter dospějeme ke spektrálním profilům jednotlivých zkoumaných čar. Obr. 8 ukazuje emisní profil surge v čáre H-alfa. Profil lze rozložit na dva gaussovské profily, odpovídající dvěma vláknům pohybujičím se odlišnou rychlosí. Z pozice středu obou emisních křivek vůči středu neporušené čáry (označena nulou), vypočteme Dopplerovské rychlosti obou komponent. Pro každou složku surge lze dále vypočít další důležité parametry. Patří mezi ně i integrovaná intenzita. Je vlastně rovna ploše pod příslušnou emisní křivkou. Tato integrovaná intenzita je důležitým parametrem pro určení elektronové hustoty  $n_e$ .

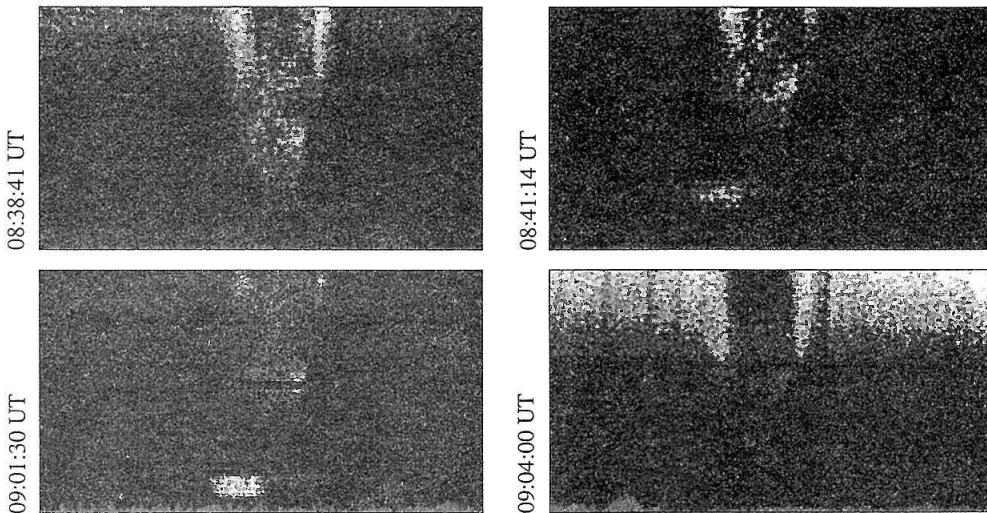
Je povzbuzující, že k rádově srovnatelné hodnotě elek-



Obr. 6 Snímek surge nad okrajem slunečního disku je protač dvěma polohami štěrbiny spektrografu. Světlo z jednotlivých míst štěrbiny je pak rozloženo spektrografem. Získáme spektrální informaci o konkrétním detailu surge, vymezeném štěbinou, jejž monochromatický obraz spektrograf vytvoří.



Obr. 8 Redukovaný spektrální profil detailu surge (plná čára) lze rozložit na dvě komponenty a následně určit jejich parametry (např. integrované intenzity a z nich elektronovou hustotu ne).



Obr. 7 Fotografické spektrum surge, pořízené mnohokamerovým slunečním spektrografem v čáře H-alfa.

tronové hustoty  $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  jsme dospěli použitím metod optické spektroskopie (Kotrč et al., 1996). Využili jsme při tom vztahů mezi poměrem integrovaných intenzit čar H-alfa/H-beta a logaritmu  $n_e$  odvozenému v práci Heinzel et al. (1994). Těchto vztahů je možné využít i pro nepřímé odvození rozměru emitujícího vlákna v surge. Z metod optické spektroskopie vychází tloušťka vlákna v surge cca 600 km. Metody radiové spektroskopie ukazují, že tloušťka útvaru, v němž došlo k urychlení častic byla ještě mnohem menší a to přibližně pouhých 30 km. Tento rozměr je daleko za možnostmi detekce současnými pozemskými přístroji. Dálekhledy na satelitních stanicích analogických SOHO však nepochybňně existenci těchto subtilních útvarů, z nichž se nejen surge skládají, v brzké budoucnosti potvrdí.

Použitím metod optické spektroskopie, především analýzou profilů spektrálních čar příslušejícím různým chemickým prvkům, můžeme odvodit další důležité parametry. Patří mezi ně např. kinetická teplota a turbulentní rychlosť, které se počítají z parametrů pološírek spektrálních čar. Ne vždy jsou však všechny metody citlivé a dávají spolehlivé výsledky.

#### Poděkování:

Článek popisuje aktivitu realizovanou v rámci grantu Grantové agentury České republiky č. 1199 a v rámci Klíčového projektu K1-003-601.

#### LITERATURA:

- Heinzel, P., Gouttebroze, P., and Vial J. C.: 1994, *Astron. Astrophys.* 292, 171
- Kotrč, P., Heinzel, P., and Knížek M.: 1993, Annual Report of JOSO, ed. A. v. Alvensleben, KIS Freiburg, p. 114
- Kotrč, P., Schmieder, B., Heinzel, P. and Karlický, M.: 1996, *Solar Phys.*, submitted
- Kurokawa, H. and Kawai, G.: 1993, The magnetic and Velocity Fields of Active Regions, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 46, 507
- Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* 54, 45
- Schmieder, B., Malherbe, J. M., Mein, P. and Tandberg-Hanssen E.: 1984, *Solar Phys.* 94, 133
- Schmieder, B., Shibata, K., Van Driel-Gesztelyi L. and Freeland, S.: 1995, *Solar Phys.* 156, 245

# Pozorování dvojice eruptivních protuberancí dne 29. 6. 1994

Libor Lenža – Hvězdárna Valašské Meziříčí

## Abstrakt

Referát se zabývá pozorováním zajímavé dvojice eruptivních protuberancí, které byly na Hvězdárně Valašské Meziříčí pozorovány dne 29. 6. 1994 protuberančním koronografem 150/1950 mm s H-alfa filtrem. Vývoj těchto protuberancí byl sledován již několik hodin před jejich aktivizací, nicméně, pozorování bylo přerušováno oblačností. Popisované protuberance dosáhly velkých výšek a fáze jejich aktivity probíhala ve stejném časovém období. Jejich pozice se v heliografické délce lišily přibližně o 180 stupňů. Vývoj a morfologie eruptivních protuberancí je sledovaná s ohledem na další projevy sluneční aktivity.

## ÚVOD

Protuberance chápané jako oblaka chladnější vodíkové (nejen) plazmy o teplotě řádově 10 000 K v horkém koronálním prostředí (teploty řádově milióny K) jsou co do svých vlastností velmi rozmanité. Jsou rozdílné nejen svým tvarem, velikostí, šírkovým rozdělením, hmotností, ale také délkou života a aktivitou. Protuberance nalezneme nejen v okolí aktivních oblastí, nebo přímo v nich, ale také v mísotech, kde žádná viditelná aktivní oblast není nebo tam, kde se vůbec aktivní oblasti nevyskytují (ve vysoké heliografické šířce). Základní rozdělení je možné udělat velmi snadno, dle aktivity – na aktivní a klidné. Je však známo mnoho „mezistupňů“, kdy klidné protuberance přecházejí do stavu aktivity. Právě do této skupiny řadíme tzv. eruptivní protuberance, kdy je klidná protuberance (filament) aktivizována a začíná se zvedat vzrůstající rychlosť a v průběhu několika hodin zmizí (náhlé zmizení filamentu). Často se stává, že se na místě zaniklé protuberance objevuje protuberance (filament) znova, mnohdy velmi podobného tvaru.

Je všeobecně známo a v literatuře uváděno, že eruptivní protuberance jsou často spojeny s tzv. ejekcemi koronální hmoty (CME's) a v mnoha případech reprezentují hlavní část hmotnosti celého jevu (Illing, Hundhausen, 1986; Athay, Illing, 1986). S rozvojem optických, ale i rentgenových pozorování mimo zemskou atmosféru vzrůstají naše znalosti o tomto jevu. Z pozorování pořízených pomocí Skylabu bylo zjištováno zastoupení prvků jako např. kyslík, neon, hořčík aj., které ukázalo, že materiál v eruptivních protuberancích se blíží svým složením více materiálu fotosférickému než koronálnímu, což je argument proti formování protuberancí díky kondenzaci koronálního materiálu (Widing, Feldman, Bhatia, 1986). Je možné říci, že eruptivní protuberance skrývají klíč k mnoha problémům a proto jsou vyvíjeny snahy o jejich co nejpodrobnější sledování.

Tato práce popisuje pozorování dvou eruptivních protuberancí, které se dostaly do fáze aktivity prakticky ve stejném čase. Lišily se však svou heliografickou pozicí.

## ZDROJ DAT

Zdrojem pozorování byla protuberanční patrola pracující na Hvězdárně ve Valašském Meziříčí. K snímkování aktivních protuberancí (ale i přehledových snímků) je používán protuberanční koronograf s objektivem Zeiss E 150/1950 mm s Šolcovým filtrem (pološířka 0,25 nm) na film KODAK 2415 Technical Pan (vývojka D-19 při teplotě 21°C).

V práci jsem využil také chromosférická pozorování pořízená pracovníky slunečního oddělení Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově pomocí refraktoru 210/3410 s H-alfa filtrem Daystar (0,06nm) a CCD kamery.

Další údaje jsem získal z INTERNETU (snímky koróny v rentgenové záření) a Solar Geophysical Data (další údaje).

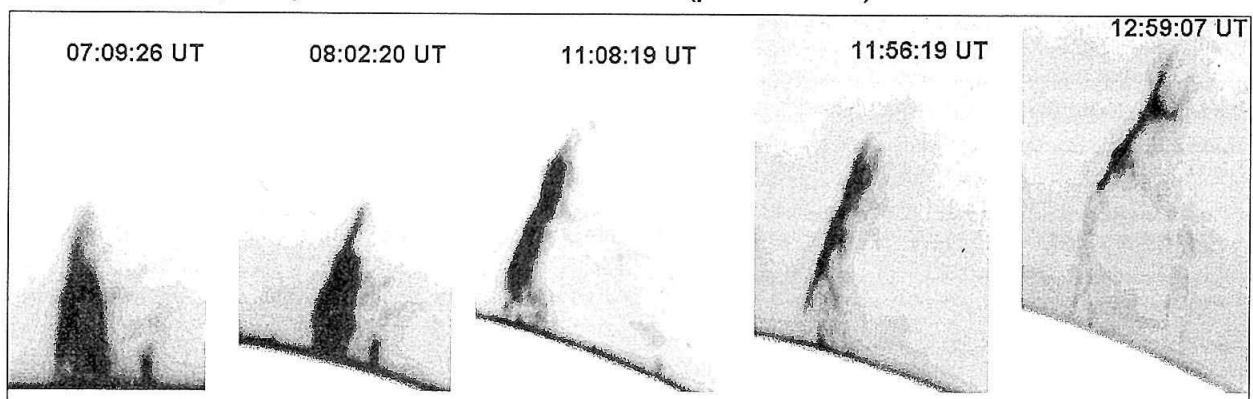
## POZOROVÁNÍ A VÝSLEDKY

Dne 29. 6. 1994 bylo zahájeno pozorování protuberancí těsně po 7:00 UT. Kromě několika malých protuberancí byly registrovány dvě větší, které byly klasifikovány jako protuberance klidné. První z nich se nacházela v pozici E N 11° a druhá v pozici W S 20°.

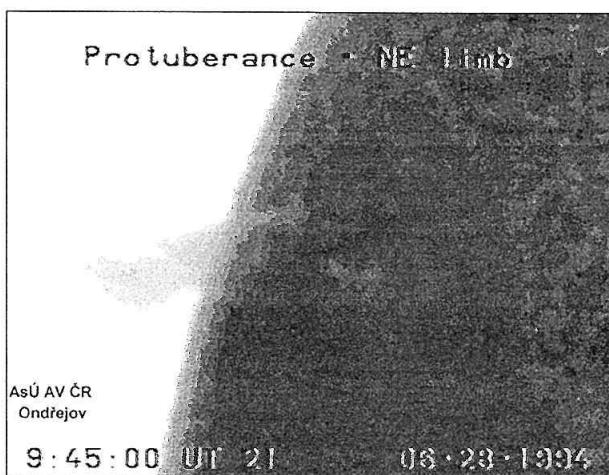
## ERUPTIVNÍ PROTUBERANCE – E N11°

Při prvním pozorování dne 29. 6. 1994 měla tato protuberance tvar nevýrazného konusu (*obr. č. 1*) a bylo možné se předběžně domnívat, že jde o klidnou protuberanci, na kterou se díváme z „boku“. Tato geometrická pozice vůči pozorovateli byla potvrzena z chromosférických pozorová-

**Série snímků eruptivní protuberance ze dne 29. 6. 1994 (pozice E N11°)**



Obr. 1 (Poznámka: Není dodrženo stejné měřítko pro všechny snímky.)



Obr. 2

ní ze slunečního oddělení Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově (obr. č. 2), kde byla registrována pomocí CCD a videotechniky o den dříve, tj. 28. 6. 1994. Její výška nad slunečním okrajem byla určena na 94 000 km (její skutečná výška byla větší). V průběhu přibližně jedné hodiny začala protuberance pomalu stoupat a nepodstatně měnit tvar, šlo o relativně krátký úzký paprsek na vrcholu (obr. č. 1). V čase 08:12:54 UT bylo u této protuberance pozorováno zjasnění několika bodů. Bohužel na pořízených snímcích není nic patrné a tak nemůžeme určit, o které konkrétní oblasti se jednalo. Informace o zjasnění pochází z vizuálního pozorování (ze zápisu do pozorovatelského deníku). Trend pokračoval i v následujících dvou hodinách, kdy protuberance dostala podobu vertikální „desk“ při pohledu z profilu. Popsaný tvar si zachovávala i nadále a stále stoupala v podobě „desk“ s viditelnými pohyby hmoty pod touto základní strukturou (srovnej s obr. č. 1). Výška protuberance nad slunečním okrajem v projekci na oblohu postupně rostla z počátečních 94 000 km na více jak 130 000 km respektive 155 000 km. Rychlosť zvedání protuberance se pohybovala v rázech kilometrů za sekundu.

Bohužel bylo pozorování často přerušováno oblačností, takže nemáme k dispozici snímky pro celé období vývoje. Zrychlení stoupavého pohybu začalo přibližně mezi 12:00

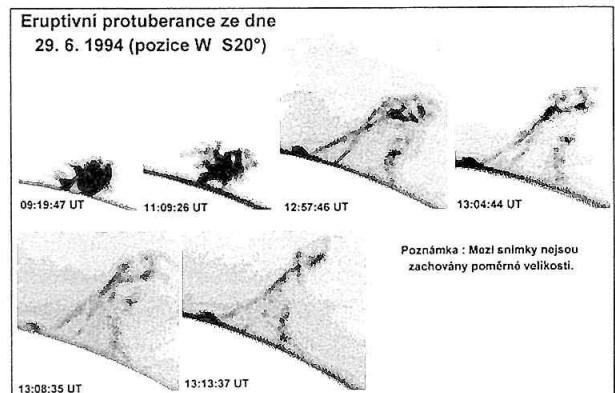
a 13:00 UT. Protuberance ztrácela svůj typický tvar „desk“ a přecházela v méně pravidelnou strukturu se zřetelným propojením s nižšími vrstvami sluneční atmosféry. Propojení mělo tvar částí oblouků, u kterých – jak můžeme předběžně usuzovat na základě morfologie – najdeme náznaky zakrucování (či rozkrucování) (twisting – detwisting) magnetických siločar. Díky nepravidelnosti snímkování nemůžeme k tomuto problému říci více.

Rychlosť výstupu zjištěná (v projekci na oblohu) po 13:00 UT dosahovala hodnot kolem  $50 \text{ km.s}^{-1}$  a má vzhledem k tendenci, což je v souhlasu s jinými pozorováními. Výška vrcholu protuberance stále rostla a na posledním snímku byla v projekci na oblohu naměřena výška téměř 220 000 km nad slunečním okrajem. Další pozorování bylo znemožněno oblačností.

**ERUPTIVNÍ PROTUBERANCE – W S20°**

Druhá pozorovaná protuberance, tentokrát nad západním okrajem, měla keršickovitý tvar a výšku nad okrajem slunečního disku necelých 59 000 km. Vzhledem k tomu, že nemáme k dispozici chromosférická pozorování této oblasti v daném čase, nemůžeme rozhodnout o jejím geometrickém postavení vůči pozorovateli.

Již v této fázi byl pozorován nevýrazný přetok hmoty směrem ven z protuberance do nedalekého okolí. Na jedenotlivých snímcích obrázku č. 3 můžeme sledovat vývoj



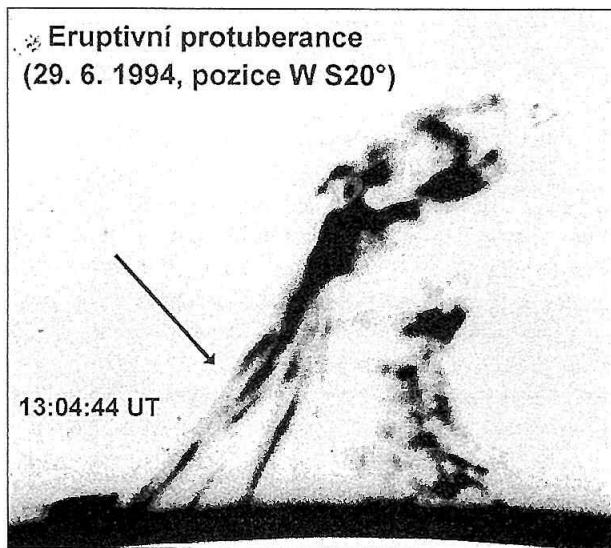
Obr. 3

popisované protuberance. Ze snímku je také patrné, že se do těsné blízkosti protuberance promítala další, avšak menší protuberance dosti podobného tvaru. I tento útvar měnil v průběhu aktivity popisované protuberance svůj tvar.

Přibližně po 4 hodinách (tj. po 11:00 UT) od prvního pozorování v tomto dni se začaly projevovat první výraznější morfologické změny. Nacházíme znaky fragmentace do menších obloukovitých útvarů, které si jako celek zachovávají původní tvar. Je však patrný vliv aktivizační energie. V tomto momentě činila výška nad slunečním okrajem v projekci téměř 80 000 km.

Za více než hodinu, kdy nebylo možné provádět pozorování díky oblačnosti, zvětšila svoji výšku na téměř 125 000 km. Na snímcích můžeme vidět (srovnej s obr. č. 3), že vrcholová část eruptivní protuberance je jakoby tvořena původní protuberancí destruovanou pohybem společně s kanály ukotvenými v nižších vrstvách sluneční atmosféry. Vzhledem k neznalosti geometrie tohoto jevu vůči pozorovateli nejsme schopni určit více.

Je však velmi dobře patrný rozdíl ve strukturách vlevo (obr. č. 4), které mají pravidelný tvar určovaný magnetickými siločarami a na pohled chaoticky rozloženou hmotou v levé části. V obou je pozorovatelný pohyb hmoty směrem dolů. Prostřednictvím již zmíněných pravidelných útvarů odtéká hmota z vrcholu protuberance dolů. Na snímku č. 4 vidíme opět náznaky „zakroucených“ siločar (označeno šipkou). Bohužel i zde máme pro potvrzení této skutečnosti málo pozorovacího materiálu.



Obr. 4

Na snímcích z posledního pozorovaného intervalu na obrázku č. 3 vidíme „napřimování“ vrcholku protuberance a další odtok hmoty směrem dolů. Výška protuberance v těchto fázích v projekci na oblohu činila téměř 165 000 km nad slunečním okrajem. Stejným způsobem měřené rychlosti výstupu dosáhly z počátečních hodnot kolem  $30 \text{ km.s}^{-1}$  více jak  $50 \text{ km.s}^{-1}$ .

## DISKUSE

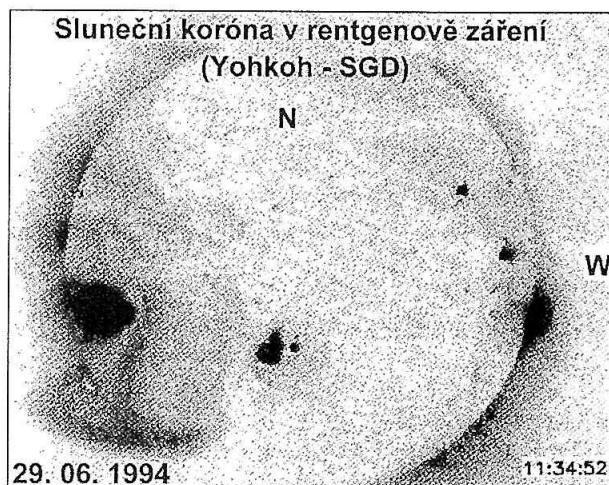
O zajímavé skutečnosti časové shody nejsme schopni nic objektivního říci, tzn. zdali mají oba jevy stejnou příčinu, nebo jsou průvodním jevem nějakého globálního děje či nikoliv. Ze zatím dostupných dat to nelze v žádném případě určit.

Obě protuberance se odehrály mimo aktivní oblasti, kterých v té době na Slunci mnoho nebylo (NOAA 7742, 7743, RAMY 129). Protuberance na západním okraji však byla blízko dvěma nevýrazným aktivním oblastem, které můžeme najít jak na snímcích chromosféry, tak na magnetogramech (SGD).

V seznamu pozorovaných aktivních protuberancí a filamentů uveřejňovaném v SGD, najdeme registraci popisovaných protuberancí nejen z naší stanice, ale také ze stanice Holloman a San Vito, které shodně pozorovaly východní okraj. Stanice Atény udávají aktivní protuberanci v pozici E90° N10° mezi 06:30 až 11:00 UT. Zřejmě se jedná o tutéž protuberanci, která se později aktivizovala. Tato stanice pozorovala přibližně v tomtéž místě aktivní protuberanci (dle klasifikace) také 27. 6. a 28. 6. v době od 7:00 do 9:00 UT respektive 5:00 až 11:15 UT. Máme k dispozici registraci pomocí CCD kamery z Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově ze dne 27. 6. v 09:09:37 UT, kde se protuberance jeví jako klidná s podobnou geometrickou orientací jako v době aktivizace. Na viditelné části disku nebyla v chromosféře pod touto protuberancí pozorována žádná chromosférická aktivita. Všechny registrované erupce se toho dne odehrály v aktivní oblasti NOAA 7742 na jihovýchodě disku. V době aktivizace protuberancí nejsou zaznamenány žádné náhlé vzestupy toku rentgenového záření pocházejícího z erupcí. Není zde tudíž ani časová, ani prostorová shoda mezi erupcemi a aktivními protuberancemi. Je proto možné předpokládat, že impulsem pro aktivizaci protuberancí nebyly ani v jednom případě erupce, ale spíše nově se vynořující magnetické toky. Avšak podíl možné zálimbové erupční aktivity není zcela vyloučen. V okolí protuberance na západním okraji se nacházely staré, již zaniklé aktivní oblasti (NOAA 7736, 7737, 7740). U protuberance na východním okraji by případala do úvahy aktivní oblast NOAA 7746, která na disk vyšla 2. 7. 1994 (heliografická šířka N10°).

Na rádiových frekvencích nebyl v dostupných materiálech nalezen žádný signifikantní jev, který by mohl mít jednoznačnou příčinu v eruptivních protuberancích.

Na snímcích koróny pořízených japonskou družicí Yohkoh v rentgenově záření vidíme, že v oblastech výskytu obou protuberancí nejsou patrný žádné jasné koronální struktury (rentgenovský snímek byl pořízen v době pozorovacího intervalu protuberancí). Na západním okraji však září v rentgenu oblast staré aktivity, která postupně zapadala a 29. 6. již byla za okrajem, i když struktury ve větších výškách nad povrchem Slunce ještě byly dobře patrné. Na východě zářila koróna především nad aktivními oblastmi (NOAA 7742, 7743) a začala být patrná rentgenovská emise nad aktivní oblastí NOAA 7746, která později vyšla na disk (obr. č. 5). Je však nutno říci, že máme k dispozici



Obr. 5

pouze celkové snímky s malým úhlovým rozlišením a proto nelze nic bližšího o eventuálních projevech těchto aktivních jevů na rentgenovské záření koróny zjistit.

Registrace koróny v čarách vysoce ionizovaných prvků není ze dne 29. 6. 1994 k dispozici.

## ZÁVĚR

Pozorování dvojice eruptivních protuberancí ze dne 29. 6. 1994, jejichž fáze aktivizace probíhala ve stejném časovém intervalu, bylo přerušováno oblačností. To je jeden z důvodů, proč nemůžeme objektivně říci více o celkovém morfologickém vývoji těchto jevů. Z napozorovaných dat vyplývá, že počáteční fáze aktivizace obou protuberancí probíhala prakticky současně, avšak nevíme, jestli je příčinná událost aktivizace u obou protuberancí totožná (je to však málo pravděpodobné). Podle zjištěných skutečností neleží příčina v erupční aktivitě na viditelném disku (není

však zcela vyloučena zálimbová erupční aktivita). Příčina aktivizace bude nejpravděpodobnější ve vynoření nových magnetických toků v oblasti protuberancí. Na dostupných snímcích rentgenovské koróny nebyly nalezeny žádné velkoškálové změny způsobené těmito jevy. Rovněž registrace rádiových vln, pocházejících ze Slunce, nenařazuje existenci rádiových efektů doprovázejících tyto jevy.

Protuberance na východním okraji byla v pozici téměř rovnoběžné s pohledem pozorovatele, na což usuzujeme nejen z pozorované morfologie, ale také z chromosférických záznamů. Geometrické postavení jevu na západním okraji nejsme schopni jednoznačně určit (není k dispozici chromosférická registrace).

U obou jevů jsou náznaky „twistingu“, tj. zakroucení magnetických silotrubic.

Byla by žádoucí doplnit nesourodou řadu fotografických pozorování dalšími pozorováními (z jiných observatoří), dále pak získat (jestliže existují) měření zelené čáry koróny (nejlépe několik takovýchto pozorování v průběhu dne) a také detailní snímky oblasti v rentgenově záření. Velmi zajímavé by také byly snímky bílé koróny, které by mohly dát odpověď, zda vlivem těchto jevů došlo ke změnám v bílé koróně.

## Poděkování

Závěrem děkuji Ladislavu Šmelcerovi a Petru Zelenému za pomoc při digitalizaci dat.

## LITERATURA

- Illing, R. M. E. a Athay, R. G.: 1986, Solar Physics 105, 173.  
Illing, R. M. E. a Hundhausen, A. J.: 1986, J. Geophys. Res. 91, 10951  
Widing, K. G., Feldman, U. a Bhatia, A. K.: 1986, Astrophys. Jour. 219, 324  
Solar-Geophysical Data 600:1994, NGDC, Boulder  
Solar-Geophysical Data 601:1994, NGDC, Boulder  
Solar-Geophysical Data 604:1994, NGDC, Boulder

# Vliv rychlostních polí na NLTE model erupční atmosféry

Tomáš Nejezchleba, AsÚ AV ČR Ondřejov

## Abstrakt

Pomocí numerických výpočtů byl studován vliv makroskopických rychlostí plazmatu na jednorozměrné NLTE modely erupční atmosféry. Pro síť rychlostních polí popisujících dvě různé závislosti rychlosti na výšce byly spočteny NLTE modely atmosféry pro pěti-hladinový model atomu vodíku s kontinuem. Srovnáním se statickými modely jsou diskutovány rozdíly v obsazení energetických hladin a v poli záření. Závěry této práce by měly vést k lepší interpretaci spektrálních pozorování slunečních erupcí, především pak k objasnění asymetrie čar.

## ÚVOD

Spektroskopická pozorování slunečních erupcí ukazují, že téměř všechny spektrální čáry vykazují asymetrie (Švestka et al. 1962, Wulser 1987, Ichimoto a Kurokawa 1984). Tato skutečnost je už od prvního zjištění spojována s pohybem hmoty v oblasti chromosféry (Švestka 1976). Až dosud se však nepodařilo zcela uspokojivě odhalit, jakou strukturu má rychlostní pole vytvářející určitý typ asymetrie.

Některé numerické simulace (Somov et al. 1982, Fisher et al. 1985, Karlický a Hénoux 1992) předpovídají, že v průběhu erupce dojde k pohybům vzhůru tzv. jemné a explozivní vypařování, případně k vytvoření chromosférické kondenzace - tenké chladné a husté vrstvy pohybující se směrem dolů. Pozorování erupcí v různých čarách a jejich interpretace založená na metodě bisektorů (Zarro et al. 1988, Zarro a Canfield 1989, Wulser a Martí 1989, anfield et al. 1990) podle jejich autorů potvrzují výsledky zmíněných numerických simulací. Stále však chybí přesnější způsob určení rychlostí z pozorování, případně ověření za jakých okolností je metoda bisektorů použitelná.

V tomto příspěvku bychom chtěli ukázat pomocí jednorozměrných NLTE modelů erupční atmosféry s předem určeným průběhem teplotní struktury a rychlostního pole vliv rychlostí na erupční model atmosféry.

## MODELY

Abychom zjistili vliv makroskopických rychlostí na erupční atmosféru postupovali jsme následujícím způsobem. Pro teplotní strukturu chromosférické erupce F1 a F2 (Machado et al. 1980) jsme nejprve spočetli pěti-hladinový model atomu vodíku s kontinuem bez makroskopických rychlostí. Tyto statické modely nám pak sloužily jako srovnávací. Optickou hloubku  $\tau_0^{H_\alpha}$  pro frekvenci ve středu čá-

ry  $H_\alpha$  jsme použili pro zadání rychlostí. Zvolili jsme dva různé typy závislosti na hloubce.

1. Vrstvu pohybující se směrem dolů konstantní rychlostí. Tyto modely jsou popsány třemi parametry: rychlosť vrstvy  $V_0$ , výškou horního a dolního okraje vrstvy  $\tau_L$ ,  $\tau_U$ .
2. Modely s gradientem rychlostí. Pro zadání rychlosti jsme použili vztah

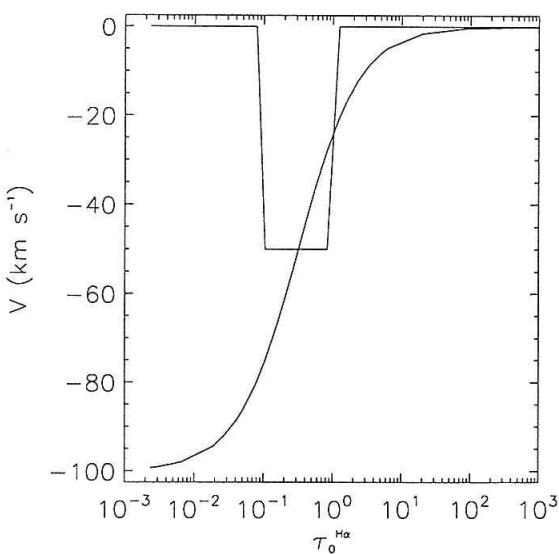
$$V(\tau_0^{H_\alpha}) = \frac{2V_0}{1 + \tau_0^{H_\alpha} / \tau_g}$$

Pro  $\tau_0^{H_\alpha} \gg \tau_g$  se rychlosť blíží k nule, pro  $\tau_0^{H_\alpha} \ll \tau_g$  a je rovna  $\tau_0^{H_\alpha} = \tau_g$ . Tento vztah použil Mihalas (1976) pro popis expandující atmosféry. Dosazením záporných hodnot za  $V_0$  tento vztah popisuje rychlosť směrem dolů rostoucí s geometrickou výškou.

Dále jsme zvolili pro modely s pohybující se vrstvou tři různé oblasti pomocí parametrů  $\tau_L$  a  $\tau_U$ . Horní část chromosféry, kde  $\tau_0^{H_\alpha} \in (0.01, 0.1)$ , střední část  $\tau_0^{H_\alpha} \in (0.1, 1.0)$  a spodní část  $\tau_0^{H_\alpha} \in (1.0, 10.0)$ . Parametr  $\tau_g$  pro modely s gradientem rychlostí byl určen tak, aby ležel uprostřed vrstev v logaritmické škále pro všechny tři oblasti. Jeho hodnota tedy byla 0.032, 0.32 a 3.2. Tím jsme dosáhli toho, že ve výšce odpovídající  $\tau_g$  byla pro oba typy modelů stejná rychlosť. Parametr  $V_0$  byl pro všechny modely zvolen 50 km s<sup>-1</sup>. Vzájemný vztah mezi oběma typy modelů je zobrazen na obr. 1.

## VÝSLEDKY

Rozdíly mezi statickým modelem a modely s rychlostmi jsou především ve vystupujícím záření. Zahrnutí rychlostí do výpočtu NLTE model má ale také vliv na obsazení energetických hladin. Ve vztahu pro výpočet pravděpodobnosti zářivého přechodu v čáře vystupuje rychlosť v čárovém absorpčním profilu



Obr.1: Vzájemný vztah mezi rychlosťou obou typů modelů ve stejné oblasti.

$$R_{ij} = \oint d\Omega \int \frac{dv}{4\pi} B_{ij} \varphi_j(\mu, v) I(\mu, v) \quad (1)$$

přičemž

$$\varphi_j(\mu, v) = \varphi_j(v - \frac{\mu v}{c} v_0) \quad (2)$$

kde  $\mu = \cos \varphi$  ( $\varphi$  je úhel mezi směrem šíření záření a směrem vertikálním),  $v$  je rychlosť plazmatu a  $v_0$  frekvence ve středu čáry. Rovnice (2) tedy vyjadřuje Doplerův zákon.

Jsou-li tedy v atmosféře přítomny rychlosti, liší se obecně koeficienty  $R_{ij}$ , vystupující v rovnících statistické rovnováhy od statické atmosféry a tím také je odlišné i obsazení energetických hladin.

Na obrázcích 2 a 3 jsou zakresleny podíly populací hladin pro modely s rychlostmi a odpovídajícími statickými modely  $N_{velocity} / N_{static}$  pro první tři hladiny a protony. K odchylkám od statických populací dochází ve dvou oblastech. Ta první odpovídá výškám, kde jsou přítomny rychlosti a liší se tedy pro různé modely. Druhá oblast se nachází v hloubkách bez rychlostí  $\tau_0^{H\alpha} \sim (1,10)$  pro všechny modely. Společným rysem je, že v pohybujícím se materiálu dochází ke zvýšení obsazení základní hladiny a ve druhé oblasti ke snížení.

Příčinu této rozdílu mezi populacemi statickými a pro modely s rychlostmi je třeba hledat ve změně zářivého pole v důsledku posunu čárového absorpčního koeficientu (vztah (2)) v pohybujícím se plazmatu. Abychom našly tyto změny vybrali jsme model s pohybující se vrstvou v horní části chromosféry a teplotní strukturu F1, pro který jsou zmíněny dvě oblasti zřetelně vidět. Pro tento model jsme spočetli specifickou intenzitu v čárách  $H_\alpha$ ,  $L_\alpha$  a  $L_\beta$  ve všech hloubkách pro záření směrem ven ( $\varphi = 1$ ) a směrem dovnitř ( $\varphi = -1$ ). Intenzity vstupujícího záření jsme vydělili odpovídajícími intenzitami pro statický model a získali jsme odchylky (obr. 4), které ukazují, že vstupující záření má zásadní vliv na poměry v atmosféře s rychlostmi. V pohybující se vrstvě  $T^{OH\alpha}$  (0.01, 0.1) je záření v křídle  $H_\alpha$  10<sup>4</sup> krát vyšší, zatímco v Ly-

manových čarách pouze 10<sup>3</sup> krát. Tím dochází k přechodu elektronů ze druhé na třetí hladinu a první ostřednictvím čáry  $L_\beta$  na hladinu základní. Ve druhé oblasti  $\tau_0^{H\alpha} \sim (1.0, 10.0)$  je největší nárůst intenzity v křídle čáry  $L_\beta$ , 200 krát, pak v čáře H alfa, 100 krát, a nejméně v čáře  $L_\alpha$ , 10 krát. To nutí elektrony k přechodu ze základní hladiny do třetí.

Obecně lze tedy říci, že změny v obsazení hladin souvisí přímo na poměru zvýšení (případně snížení) intenzit v křídlech jednotlivých čar. Dojde-li k největšímu zvýšení v rezonanční čáře, sníží se obsazení základní hladiny. Pro největší zvýšení v subordinantní čáře přecházejí elektrony na základní hladinu.

Asymetrie čar vzniká posunem optických hloubek pro různé frekvence v čáře v důsledku posunu čárového absorpčního koeficientu. Intenzita vystupujícího záření je přibližně rovna zdrojové funkci pro  $\tau_v \approx 1$ . Posun čárového absorpčního koeficientu způsobí vzrůst opacity v křídle čáry, přičemž výška odpovídající  $\tau_v \approx 1$  se v porovnání se statickým modelem posune směrem vzhůru, kde má zdrojová funkce obecně jinou velikost. Její hodnota pak určuje bude-li vystupující intenzita větší nebo menší než pro statický případ.

Na obrázcích 5 a 6 jsou zobrazeny průběhy záření H alpha směrem ven z atmosféry v závislosti na hloubce pro modely s rychlostmi ve střední části chromosféry. Asymetrie čar vzniká ve výškách, kde makroskopická rychlosť je srovnatelná s tepelnou rychlosťí plazmatu. Pro modely s pohybující se vrstvou dochází ke vzniku asymetrie na spodní straně vrstvy a maxima dosahuje na její horní straně. Pro modely s gradientem rychlostí asymetrie roste s výškou a dosahuje maxima na povrchu atmosféry.

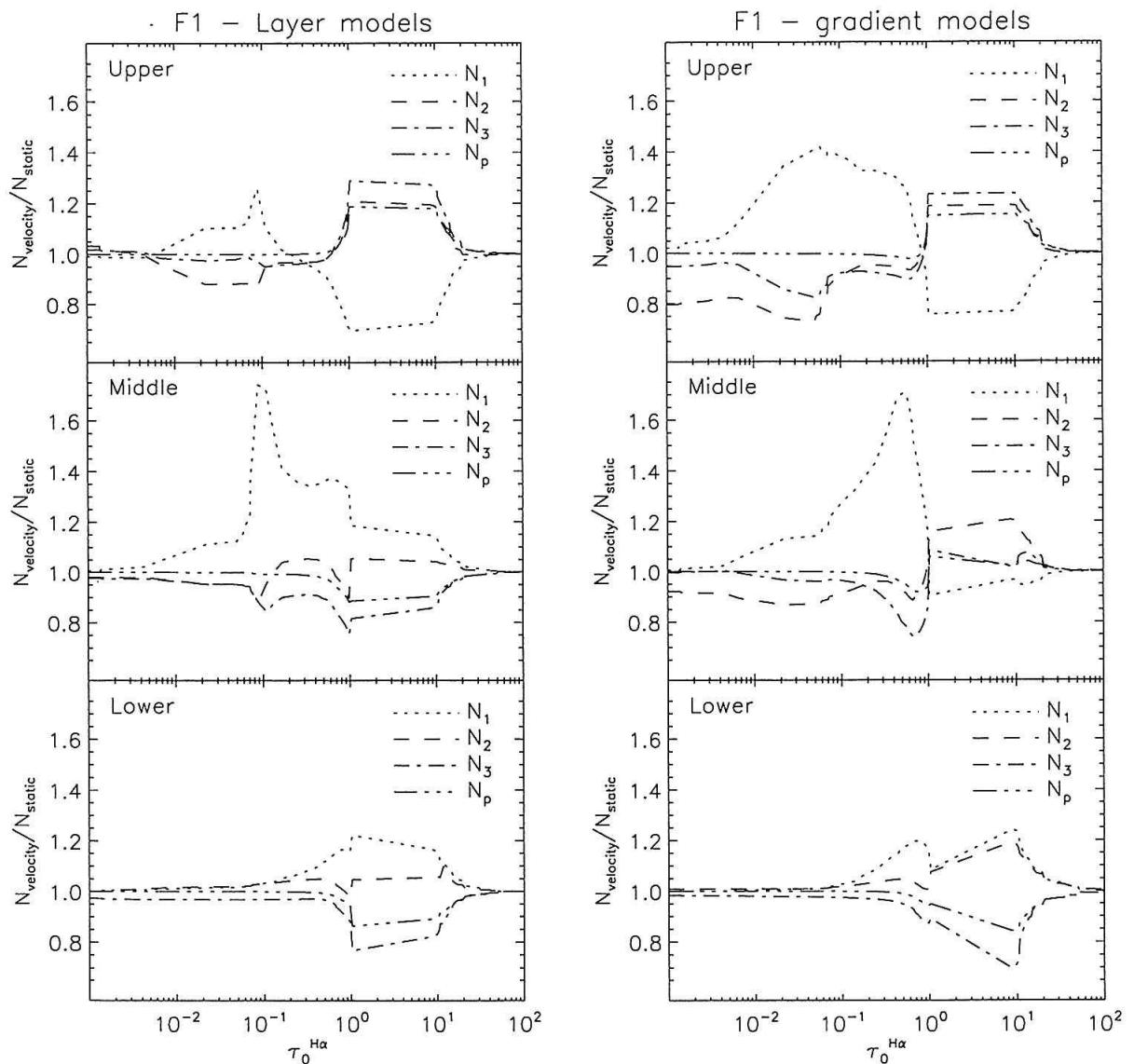
NLTE modely atmosféry s rychlostním polem jako vstupním parametrem umožňují zjistit, jaký vliv mají rychlosti na model atmosféry, především na populace hladin. Dávají nám také nahlédnout, ve kterých výškách dochází ke vzniku asymetrie čar, což nám může usnadnit jejich interpretaci.

### Poděkování

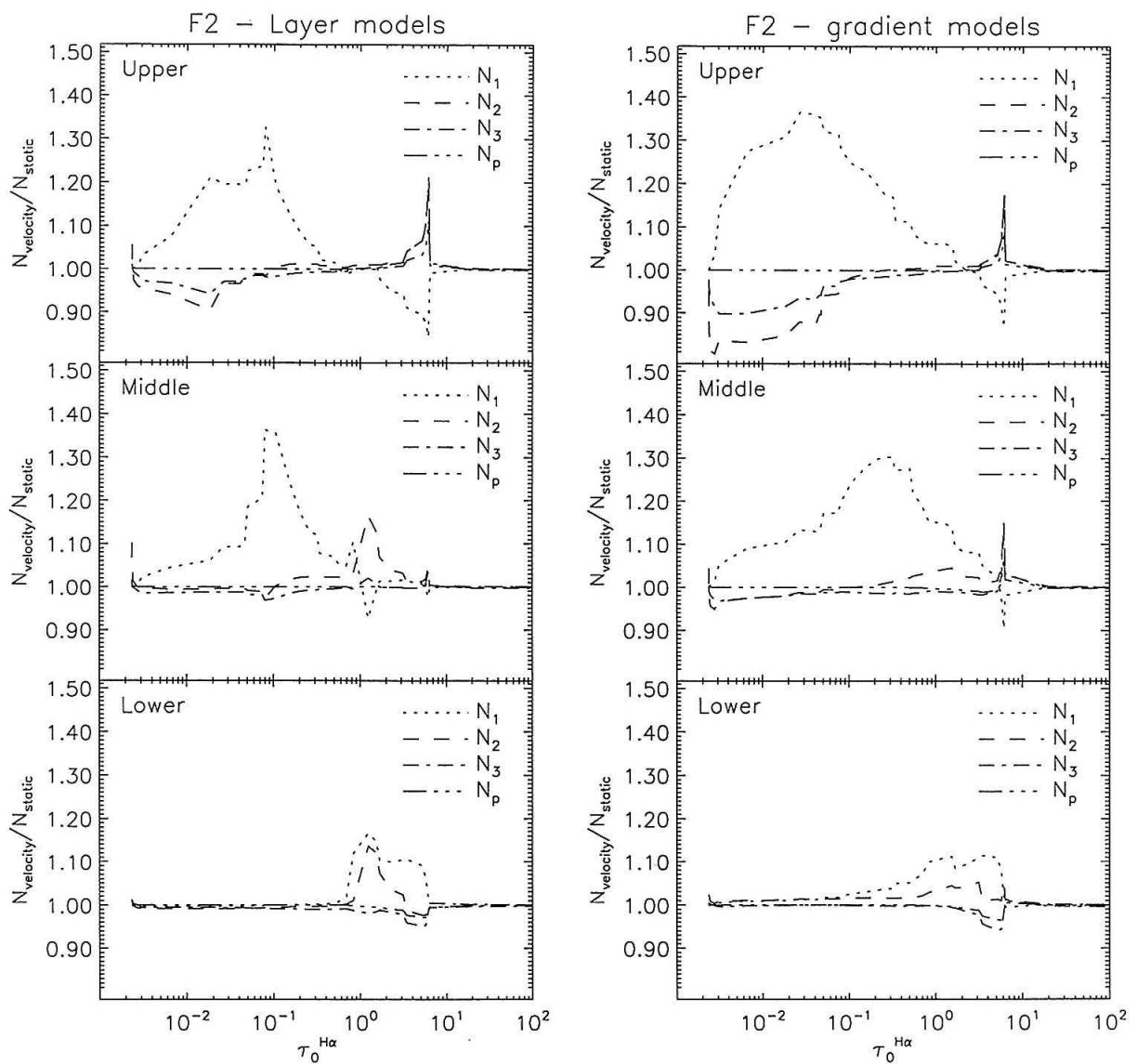
Tato práce vznikla za podpory grantového projektu GA ČR č.205/94/1577 a klíčového projektu AV ČR č. K1-003-601.

### LITERATURA

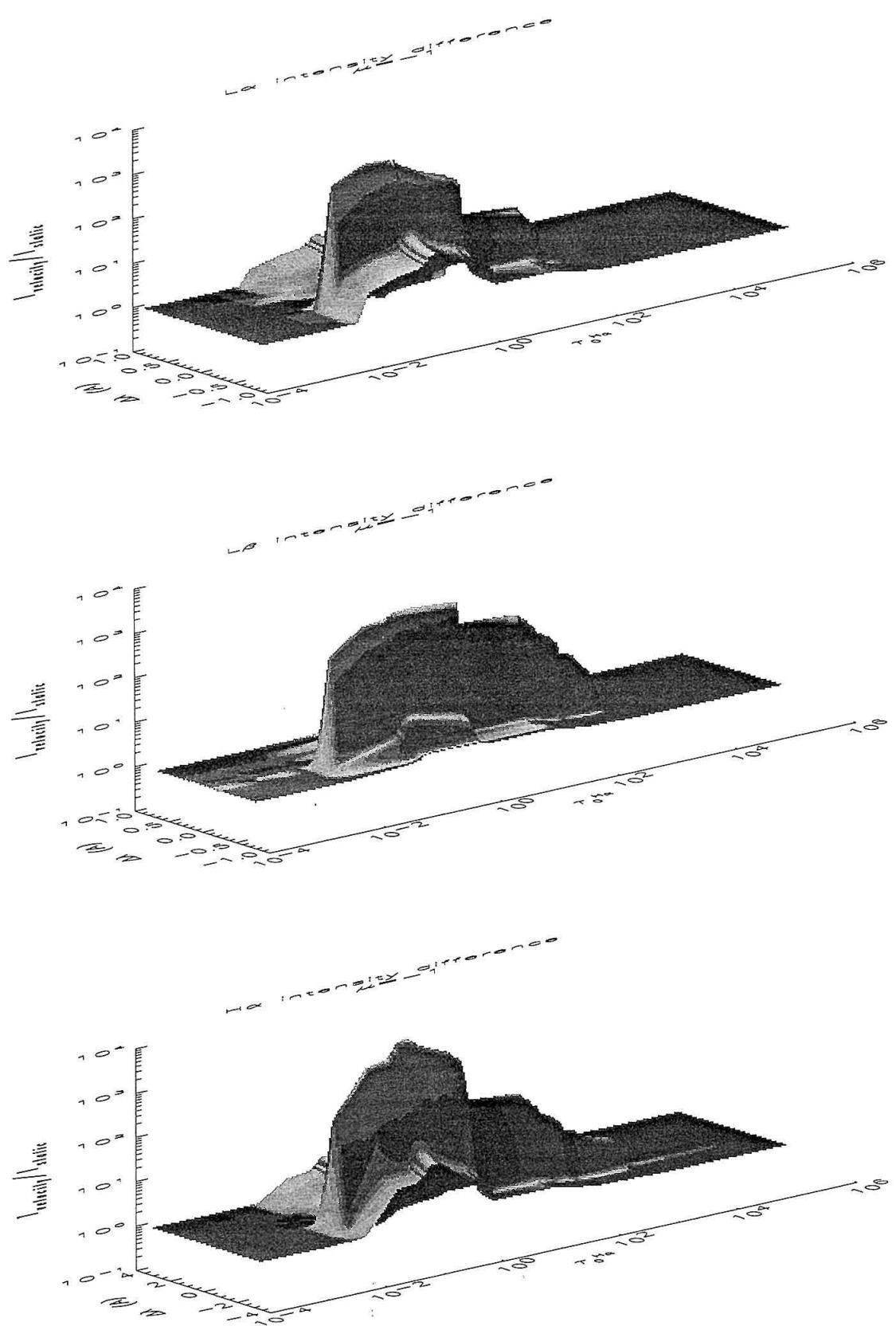
- Fisher G. H., Canfield R. C., McClymont A. N.: 1985, Ap.J. 289, 414-425-434  
 Ichimoto, K., Kurokawa, H.: 1984, Solar Phys. 93, 105  
 Karlický, M., Hénoux, J. C.: A&A 264, 679  
 Machado, M. E., Avrett, E. H., Vernazza, J. E., Noyes, R. W.: 1980, Ap.J. 242, 336  
 Somov, B. V., Sermutina, B. J., and Spector, A. R.: 1982, Solar Phys. 81, 281  
 Švestka, Z., Kopecký, M., Bláha, M.: 1962, Bull. Astron. Inst. Czech 13, 37  
 Švestka, Z.: 1976, Solar Flares  
 Wulser J.-P.: 1987, Sol. Phys. 114, 11  
 Wulser, J.-P., Marti, H.: 1989, Ap.J. 341, 1088  
 Zarro, D. M., Canfield, R. C.: 1989, Ap.J. 338: L33  
 Zarro, D. M., Canfield, R. C., Strong, K. T., and Metcalf, T. R.: 1988, Ap.J. 324, 582



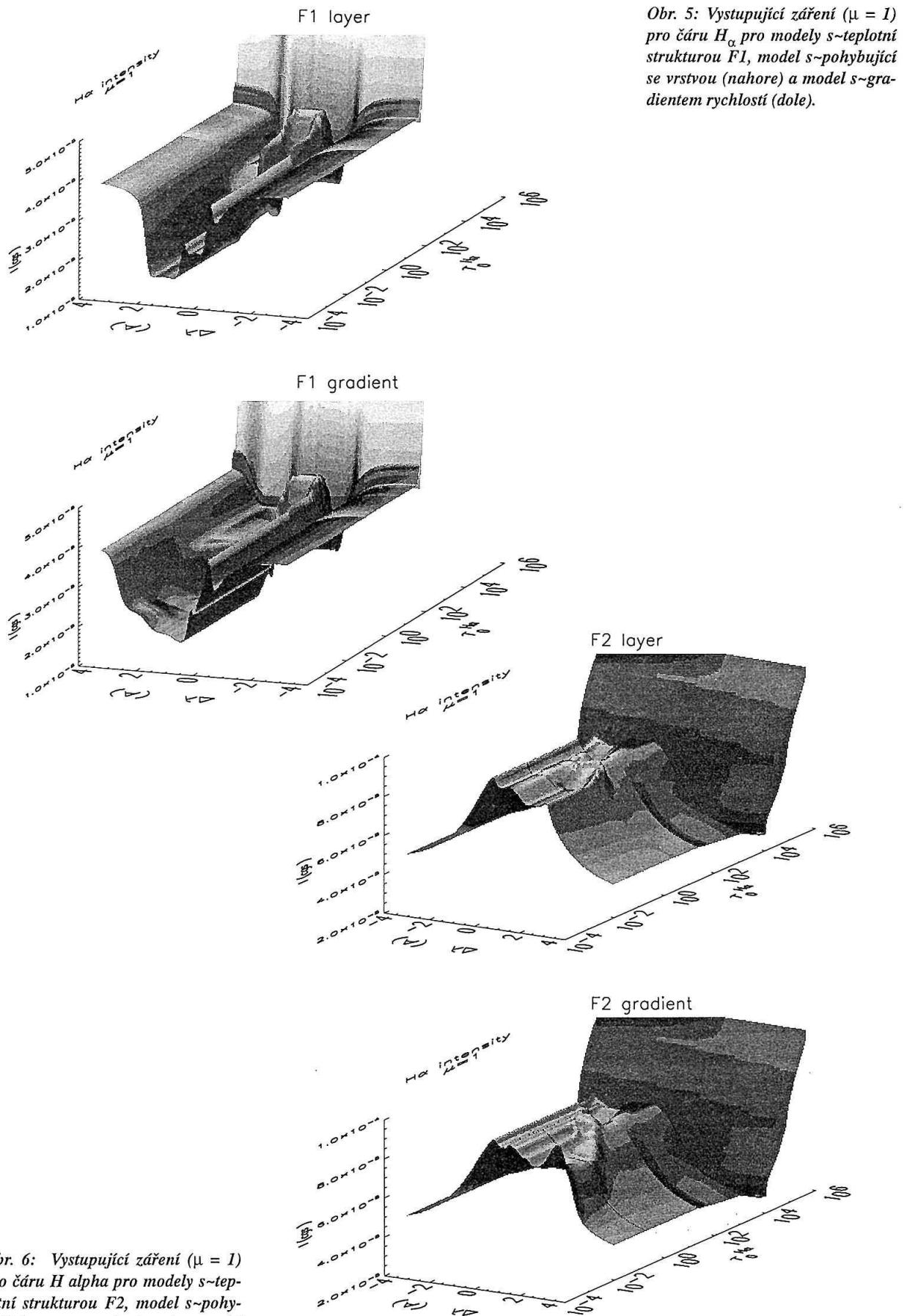
Obr. 2: Odchylky obsazení hladin od statického modelu pro modely s teplotní strukturou F1.



Obr.3: Odchylyky obsazení hladin od statického modelu pro modely s teplotní strukturou F2.



Obr. 4: Odchylky vstupujúciho záření ( $\mu = -1$ ) pro čáry  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  a  $H_\alpha$  pro model s pohybujúcí se vrstvou v horní časti chromosféry a teplovní struktúru F1.



Obr. 6: Vystupující záření ( $\mu = 1$ ) pro čáru  $H_{\alpha}$  pro modely s-teplotní strukturou F2, model s-pohybující se vrstvou (nahore) a model s-gradientem rychlostí (dole).

# Rýchlosť elektrónovej excitácie iónov pre nemaxwellovske distribúcie elektrónov

Elena Dzifčáková, Katedra Astronómie a astrofyziky, MFF UK Bratislava

## 1. ÚVOD

Netepelné distribúcie častic sa môžu vyskytovať všade tam, kde je dodávaná energia do časti distribúcie, pričom rýchlosť tohto procesu je vyššia ako rýchlosť, ktorou je možné dosiahnuť rovnovážny stav. Typicky sa takéto distribúcie vyskytujú v plazmách s nízkou hustotou častic (napr. plazma slnečnej koróny), kde relaxácia prostredníctvom zrážok je pomalá a zároveň magnetické pole obmedzuje disipačné procesy, respektívne v oblastiach, kde je veľký gradient koncentrácie alebo teploty.

Pretože rýchlosť elektrónovej excitácie zrážkami pre veľa čiar v X-oblasti rastie s energiou elektrónov, relatívne malý počet elektrónov s vysokou energiou môže mať veľký vplyv na intenzitu spektrálnych čiar. A ak dve spektrálne čiary sú excitované v rozdielnych oblastiach distribúcie elektrónov, ich pomer je citlivý na tvar distribučnej funkcie a je možné ich použiť na diagnostiku tvaru distribučnej funkcie.

V podstate je možné použiť na diagnostiku tvaru distribúcie spektrálne čiary vznikajúce buď pri žiarivej deexcitácii vzbudeného iónu alebo satelitné čiary, ktoré vznikajú pri dielektrónovej rekombinácii. Intenzita satelitných čiar je, okrem atómových konštánt, úmerná počtu elektrónov, ktoré majú energiu rovnú energii dvojnásobne excitovaného stavu, takže pomer intenzít dvoch satelitných čiar udáva pomer počtu elektrónov s dvoma diskrétnymi hodnotami energie, po prihľadnutí k atómovým konštantám. Ich nevhodou je, že ich je relatívne málo a vznikajú iba u iónov s vysokým stupňom ionizácie.

Úplne iná situácia je v prípade čiar vznikajúcich pri žiarivej deexcitácii vzbudeného iónu. Intenzita takýchto čiar je úmerná počtu iónov, ktoré majú excitovanú príslušnú hladinu, a samozrejme tiež závisí na atómových konštantách. Pritom excitačná rovnováha iónu závisí na rýchlosťi excitácie energetických hladín a tá je funkciou distribúcie elektrónov s energiou vyššou ako je excitačná energia. Teda pri použití takýchto čiar na diagnostické účely (tvar distribúcie, teplota, koncentrácia elektrónov) je potrebné poznáť vplyv zmien tvaru distribučnej funkcie na rýchlosť excitácie.

Už Gabriel a Phillips (1979) naznačili možnosti zistenia netepelných rozdeľovacích funkcií v plazme slnečných erupcií z dvoch satelitných čiar Fe XXIV a rezonančnej čiary Fe XXV. Ich techniku použili Seely, Feldman a Doschek (1987) na určenie tvaru distribúcie a teploty počas troch erupcií v rokoch 1979–1981. Ich výsledky ukazujú, že počas impulznej fázy slnečnej erupcie môžu byť odchýlky roz-

deľovacej funkcie elektrónov od Maxwellovej značné. Pri výpočte intenzity rezonančnej čiary však neuvažovali vplyv ostatných hladín.

Predovšetkým nás bude najprv zaujímať vplyv tvaru rozdeľovacej funkcie na rýchlosť excitácie pri zrážke iónu s elektrónom.

## 2. NETEPELNÉ DISTRIBÚCIE

Aby bolo možné dobre demonštrovať vplyv tvaru distribučnej funkcie na rýchlosť elektrónovej excitácie, boli použité parametrické tvary distribučných funkcií dvoch typov. Prvá, tzv. kappa distribúcia, má zvýšený počet elektrónov vo vysoko energetickej časti a vzniká v tých oblastiach koróny, kde je vysoký gradient koncentrácie alebo teploty (obr. 1a, 1c). Stredná hodnota energie častic E v tejto distribúcii je

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} * kT \quad (1)$$

(k je Boltzmanova konšanta T teplota) a zodpovedá strednej energii Maxwellovej distribúcie. Pre  $\kappa = \infty$  prechádza na Maxwellovo rozdelenie. Najpravdepodobnejšia energia častic E je

$$E_\kappa = \frac{\kappa - 1.5}{\kappa} * kT \quad (2)$$

Druhá, tzv. power distribúcia, je funkciou parametra n a používa sa na modelovanie tvaru distribúcie v tokamakoch a použil ju aj Seely, Feldman a Doschek (1987) na popis plazmy v slnečných erupciách (obr. 1a, 1b). Stredná hodnota energie častic E<sub>n</sub> v tejto distribúcii je

$$\langle E_n \rangle = \frac{n+1}{2} * kT \quad (3)$$

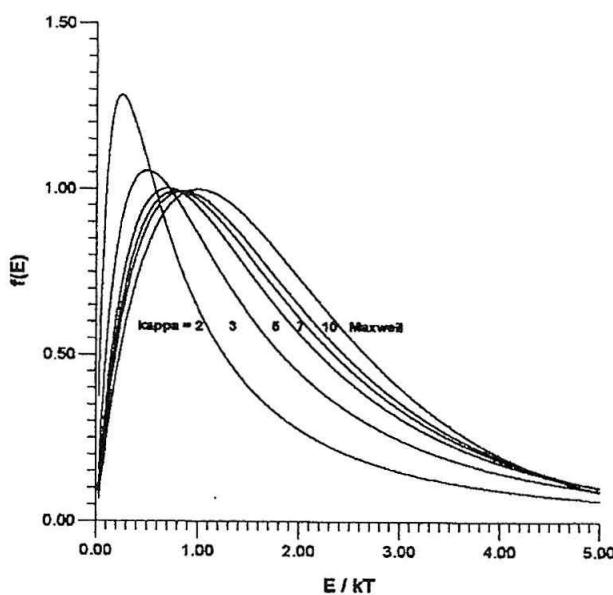
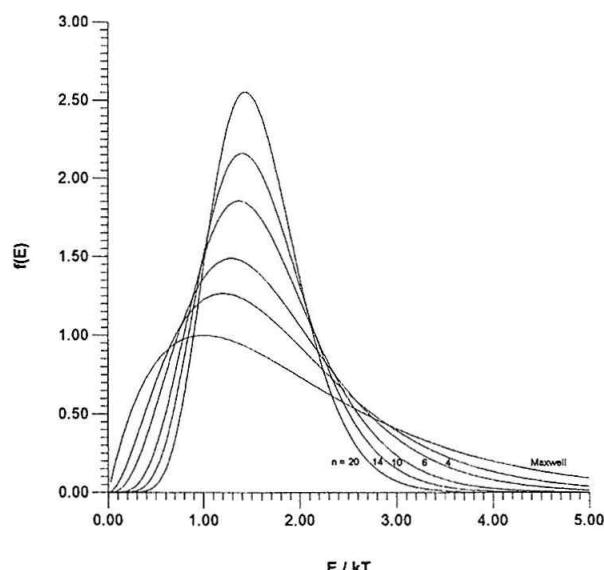
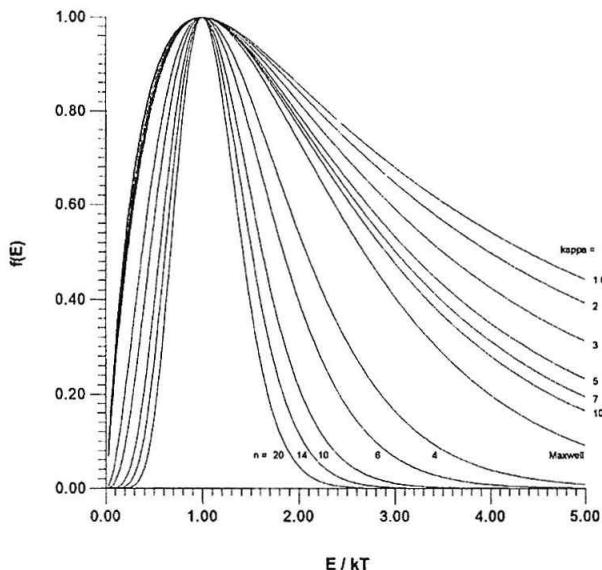
a pre n = 2 prechádza na Maxwellovu distribúciu. Najpravdepodobnejšia energia častic E<sub>n</sub> je

$$E_n = \frac{n}{2} * kT \quad (4)$$

## 3. RÝCHLOSŤ EXCITÁCIE ZRÁŽKOU S ELEKTRÓNOM

Na aproximáciu závislosti zrážkového prierezu od energie bol použitý approximačný vzťah podľa Mewe (1972) a Mewe a Shrijver (1978)

$$Q = 4\pi a^2 \left( \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \right) * \left( \frac{I}{E_{ij}} \right)^2 * \frac{fg}{U} \quad (5)$$



kde  $a$  je prvý Bohrov polomer,  $I$  ionizačná energia vodíka,  $E_{ij}$  excitačná energia,  $f$  sila oscilátora,  $U = E_{ij}$ , pričom  $E$  je energia voľného elektrónu pred zrážkou a efektívny Gauntov faktor  $g = g(U)$  je

$$g(U) = A + \frac{B}{U} + \frac{C}{U^2} + \frac{2D}{U^3} + E * \ln(U) \quad (6)$$

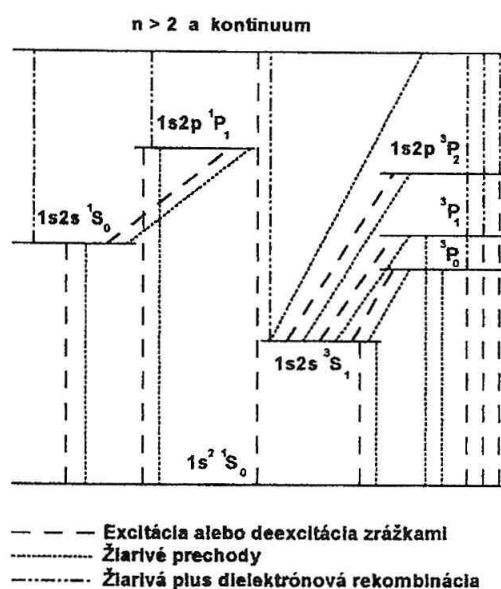
Rýchlosť elektrónovej excitácie je potom

$$R = K * \left( \frac{f}{E_{ij} T^{1/2}} \right) * \exp\left(\frac{-E_{ij}}{kT}\right) * G(U) \quad (7)$$

kde  $K$  je konštanta ( $K = 0.0017$  ak  $R$  je v cm/s) a  $G(U)$  je integrálny Gauntov faktor

$$G(U) = y * \exp(yU) * \int_1^\infty F(U) \frac{g(U)}{U} dU$$

pričom  $F(U)$  je distribučná funkcia a  $y = E_{ij} / kT$ .



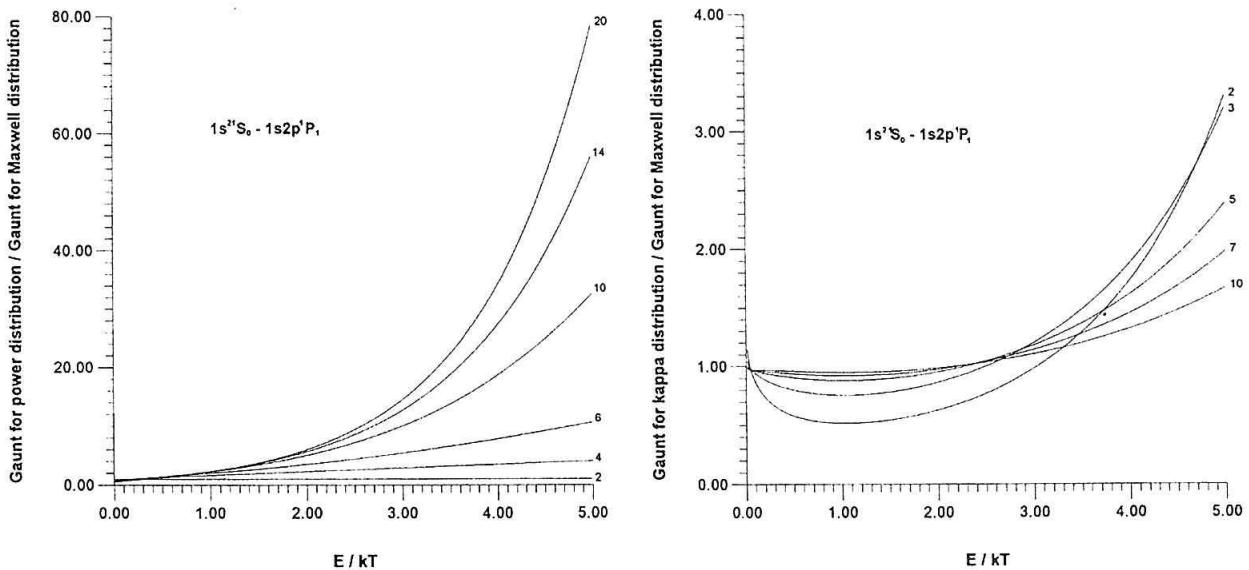
Obr. 2. Schéma energetických hladín Fe XXV.

#### 4. RÝCHLOSŤ EXCITÁCIE FE XXV.

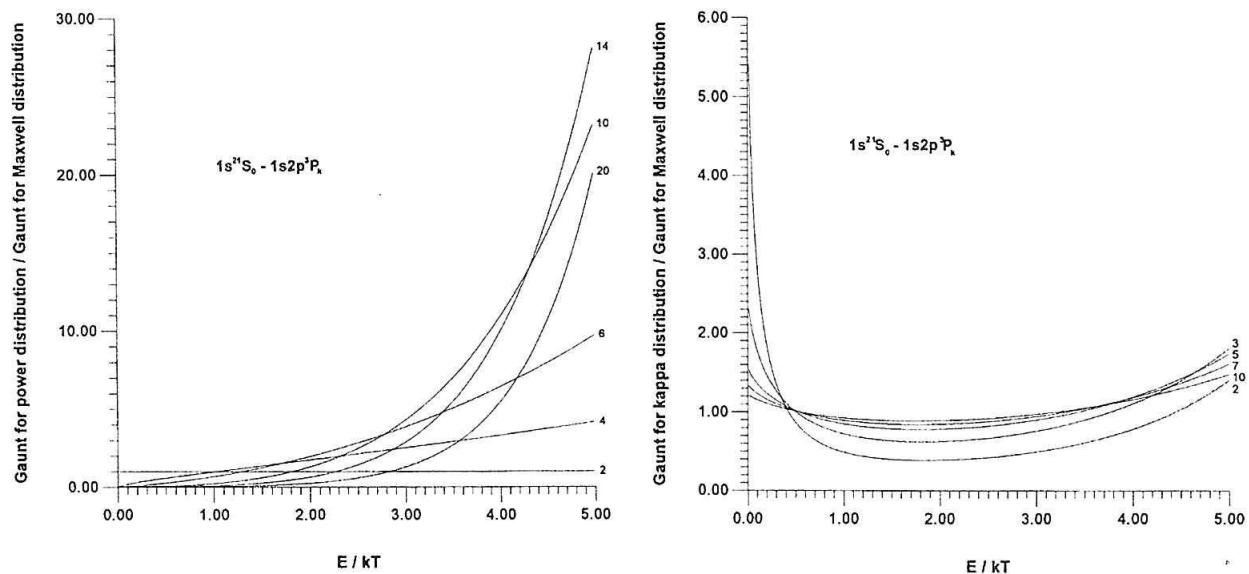
Schému energetických hladín Fe XXV je možné prevziať napr. z práce Mewe and Schrijver (1978), obr. 2, podobne ako aj excitačné energie energetických hladín.

Hodnoty konštánt A, B, C, D, E pre aproximáciu Gauntovho faktora boli prevzaté z Mewe, Schrijver a Sylwester (1980). Na obr. 3–5 je závislosť pomeru integrálneho Gauntovho faktora pre netepelnú distribúciu ku integrálnemu Gauntovmu faktoru pre Maxwellovo rozdelenie a teda aj pomeru rýchlosťi excitácie hladín pre netepelné distribúcie ku rýchlosťi excitácie pre Maxwellovu distribúciu.

Závislosti rýchlosťi excitácie pre prechody medzi ostatnými hlininami sú podobné a pre každý typ distribúcie ty-



Obr. 3. Relatívna rýchlosť excitácie zo základnej hladiny na hladinu  $1s\ 2p\ ^1P_1$  (rezonančná čiara) pre power distribúcie (a) a pre kappa distribúcie (b).

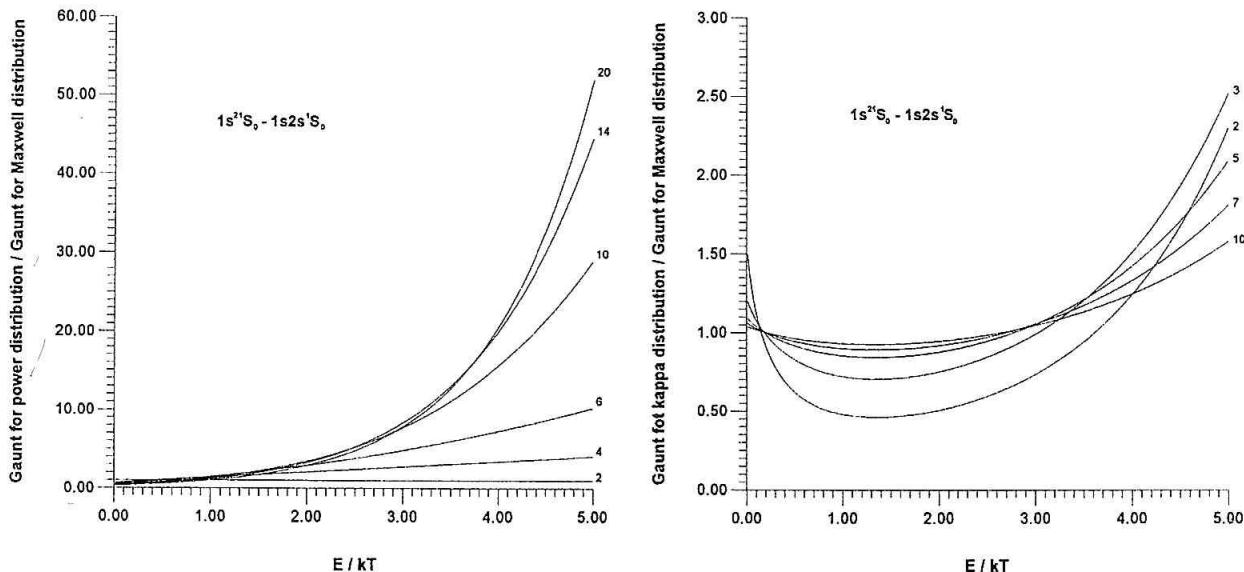


Obr. 4. Relatívna rýchlosť excitácie zo základnej hladiny na hladinu  $1s2p\ 3P_k$ , pre power distribúcie (a) a pre kappa distribúcie (b).

pické. Power distribúcie pre majú pre malé hodnoty  $E_{ij}/kT$  rýchlosť excitácie oveľa nižšie ako Maxwellove, ale pre veľké hodnoty tohto pomeru je rýchlosť excitácie viac ako  $10\times$  vyššia (v prípade erupcií je  $E_{ij}/kT$  asi 5 a parameter  $n=18!$ ). Pritom je hodnota pomeru veľmi citlivá na hodnotu  $E_{ij}/kT$ , takže čiary vznikajúce pri žiarivej deexcitácii vzbudených hladín sú dobrým indikátorom tvaru distribučnej funkcie, pokiaľ ich máme k dispozícii dostatok v rozdielnych oblastiach rozdeľovacej funkcie.

Kappa distribúcie majú pre veľmi nízke hodnoty  $E_{ij}/kT$  rýchlosť excitácie vyššiu ako Maxwellova, s rastom pomeru

však tieto rýchlosť rýchlo klesajú na hodnoty pod Maxwellovu distribúciu a pre vysoké hodnoty pomeru znova prevýšia Maxwellova. Je samozrejme, že odchýlky rastú s rastom odchýlky tvaru netepelnej distribúcie od tepelnej. Konkrétna hodnota rýchlosť excitácie je pre každý prechod iná, je funkciou parametrov A, B, C, D, E a treba ju vždy zvlášť počítať. Samotná rýchlosť excitácie v tomto prípade nie je príliš citlivá na tvar distribúcie, takže pre takýto typ distribúcií čiary vznikajúce pri žiarivej deexcitácii vzbudených hladín nie sú veľmi vhodné na určenie jej tvaru.



Obr. 5. Relatívna rýchlosť excitácie zo základnej hladiny na hladinu  $1s2s\ 1S0$ , pre power distribúcie (a) a pre kappa distribúcie (b).

## 5. ZÁVER

Výpočty ukazujú, že hlavne u tzv. power distribúcii sú rýchlosťi excitácie silne závislé na tvaru distribúcie a je ich preto potrebné ich pri výpočte excitáčnej rovnováhy uvažovať. Kedže vplyv je pre každý prechod medzi hladinami iný, závisí na atómových konštantách, je potrebné počítať excitáčnu rovnováhu pre každý parameter distribúcie zvlášť. Pre ióny typu Fe XXV je potrebné zohľadniť ešte ďalšie procesy – dielektrónovú rekombináciu a ionizáciu (obr. 2), takže treba určiť aj vplyv netepelných distribúcií na tieto procesy. Potom je možné použiť aj spektrálne čiary vznikajúce pri žiarivej deexcitácii nielen na diagnostiku tvaru distribúcie ale aj na určovanie teploty a koncentrácie elektrónov počas erupcií aj mimo nich.

## LITERATÚRA:

- Gabriel, A. H., and Phillips, K. J. H.: 1979, M. N. R. A. S., 189, 319  
 Mewe, R.: 1972, Astron. Astrophys., 20, 215  
 Mewe, R., and Schrijver, J.: 1978, Astron. Astrophys., 65, 99  
 Mewe, R., Schrijver, J., and Sylwester, J.: 1980, Astron. Astrophys., 87, 55  
 Seely, J. F., Feldman, U. and Doschek, G. A.: 1987, Ap. J., 319, 541

# Chladnutí horkých erupčních smyček

Michal Varady, Astronomický ústav AV ČR Ondřejov

## Abstrakt

Je diskutována možnost použití dat z družice YOHKOH (z „měkkého“ rentgenového dalekohledu – SXT) ke studiu rozpadových fází erupcí. V práci jsou popsány dva přibližné modely chladnutí horkých erupčních smyček (Švestka 1987), (Cargill a kol. 1995). Z pozorování SXT je určen průběh teploty a doba chladnutí pro jednu erupční smyčku. Experimentální čas chladnutí je porovnán s teoretickými časy získanými oběma metodami. Všechny uvedené vztahy jsou v jednotkách SI.

## ÚVOD

Pokud by existoval spolehlivý způsob určení teoretické doby chladnutí horkých erupčních smyček, například za předpokladu neexistence energetických zdrojů ve smyčkách během rozpadové fáze erupce, bylo by možné jejich srovnáním s experimentálně získanými hodnotami určit, zda proces ukládání energie ve smyčkách probíhá jen na počátku erupce nebo pokračuje, byť v menší míře i během její rozpadové fáze. Zodpovězení této otázky by mohlo být nápomocno při upřesňování mechanismů ohřevu erupčních smyček.

## FYZIKÁLNÍ POPIS HORKÝCH ERUPČNÍCH SMYČEK

Z pozorování vyplývá, že horké erupční smyčky jsou tvořeny magnetickou trubicí v níž je uzavřeno žhavé plazma s teplotou  $\sim 10^5 - 10^7$  K a elektronovou hustotou  $\sim 10^{16} - 10^{17}$  m<sup>-3</sup>. V jeho úniku mimo trubici mu brání působení magnetického tlaku. Plazma uzavřené ve smyčce se tedy může pohybovat pouze podél její podélné osy. K určení rychlosti proudění plazmatu ve smyčce tedy stačí určit jen podélnou složku vektoru rychlosti.

Modely horkých erupčních smyček rovněž předpokládají, že tlak plazmatu v trubici (daný stavovou rovnici ideálního plynu) je mnohem menší než tlak magnetický. V tomto případě nedochází k deformacím příčného průřezu smyček.

Magnetické pole ve smyčkách silně omezuje vedení tepla ve směru kolmém k magnetickým siločárám. Poměr velikostí koeficientů vedení tepla podél ( $\kappa_{rov}$ ) a napříč ( $\kappa_\perp$ ) magnetického pole ospravedlňuje zanedbání tepelných ztrát způsobených vedením tepla přes její plášť ( $(\kappa_\perp / \kappa_{rov}) < 10^{-10}$ ).

Nejjednodušší modely horkých smyček rovněž předpokládají, že plazma ve smyčkách je plně ionizované, což je dobrým přiblížením alespoň pro jejich koronální část.

Důsledkem uvedených skutečností je, že k popisu chování plazmatu v tomto případě postačuje jednodimenzi-

nální soustava hydrodynamických rovnic: rovnice kontinuity, Eulerova dynamická rovnice, energetická rovnice; doplněná o stavovou rovnici ideálního plynu a vztah mezi hustotou a částicovou hustotou plazmatu.

Protože v dalším textu bude často připomínána energetická rovnice uvedeme alespoň pro ilustraci její tvar:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_{rov} \frac{\partial p}{\partial s} = -\gamma p \frac{\partial v_{rov}}{\partial s} + (\gamma - 1) \left[ \frac{\partial}{\partial s} \left( \kappa_{rov} T^{3/2} \frac{\partial T}{\partial s} \right) - P_{rad} + Q_H \right]$$

Zde  $p$  je tlak plazmatu ve smyčce,  $t$  čas,  $s$  souřadnice počítaná od základny smyčky k jejímu vrcholu,  $T$  teplota,  $v_{\parallel}$  rychlosť plazmatu podél osy smyčky a  $\gamma = c_p / c_V = 5/3$ .

Energetickou rovnici je dáno prostorové rozložení tlaku (teploty) ve smyčkách a jeho časový vývoj. Pro účely této práce jsou klíčové členy v hranaté závorce na levé straně, které vyjadřují energetické ztráty (zdroje). Podrobněji je diskutujeme v následující části. K získání přesného řešení je nutné řešit tuto rovnici současně se zbylými dvěma rovnicemi soustavy, což bohužel není analyticky zvládnutelné. Existují však více či méně hrubá přiblížení řešení samotné energetické rovnice bez ohledu na zbylé dvě. S jejich pomocí byly získány teoretické vztahy pro odhad času chladnutí horkých erupčních smyček (Švestka 1987), (Cargill a kol. 1995).

## MECHANISMY CHLADNUTÍ HORKÝCH SMYČEK

Modely chladnutí horkých erupčních smyček předpokládají dva dominantní mechanismy energetických ztrát. Jsou to ztráty zářením a vedením tepla podél magnetických siločár z horké koronální části smyčky do chladnější, hustší chromosféry.

Záření produkované plazmatem s teplotami a hustotami panujícími v horkých smyčkách je dáno třemi složkami: brzdným, rekombinačním a čárovým zářením. Při výpočtu zářivých ztrát se považují smyčky za opticky tenké, tedy záření emitované plazmatem opustí smyčku aniž by zpětně ovlivnilo jeho stav. Ke všem excitacím nebo ionizacím tedy dochází pouze působením srážek částic plazmatu. Protože

zářivé deexcitační časy jsou mnohem kratší než srážkové, je zřejmě, že veškerá kinetická energie částic spotřebovaná na excitace (ionizaci) se při následných deexcitacích (rekombinacích) ze smyčky vyzáří. Celková kinetická energie částic ve smyčce a tedy také její teplota s časem klesá. Celkový vyzářený výkon z jednotkového objemu plně ionizovaného plazmatu s elektronovou hustotou  $n_e$  a teplotou  $T$  je v intervalu teplot  $3 \times 10^5$ – $3 \times 10^7$  K dán vztahem (Bray a kol. 1991)

$$P_{rad} \approx 1.2 \times 10^{-21} \frac{n_e^2}{\sqrt{T}}$$

Za povšimnutí stojí, že význam zářivých ztrát roste s elektronovou hustotou a klesá s teplotou.

Vedení tepla transportuje energii z horké koronální části smyčky do chladnější chromosférické. Zde tato energie ohřeje chromosférnu a následně se vyzáří, nebo způsobí vy-  
pařování ohřátého chromosférického plazmatu do koróny odkud se nakonec opět vyzáří. Vedení tepla v plně ionizovaném plazmatu ve směru rovnoběžném s magnetickými siločarami je dánou Spitzerovým vzorcem (Priest 1984)

$$F_C = -\kappa_{rov} T^{-5/2} \frac{\partial T}{\partial s}$$

kde  $F_C$  je tok tepla a  $s$  souřadnice měřená podél podélné osy smyčky. Velikost koeficientu  $\kappa_{rov}$  je pro případ horkých smyček  $10^{-11}$  J m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> K<sup>-7/2</sup>. Za povšimnutí stojí silný růst významu vedení tepla s teplotou.

Měřítkem relativního významu uvedených mechanismů chladnutí při dané teplotě, elektronové hustotě a délce smyčky  $2L$  jsou konduktivní charakteristický čas

$$\tau_c = \frac{3n_e k_B L^2}{\kappa_{rov} T^{5/2}} \approx 4 \times 10^{-12} \frac{n_e L^2}{T^{5/2}}$$

a zářivý charakteristický čas

$$\tau_r = \frac{3k_B T^{3/2}}{1.2 \times 10^{-32} n_e} \approx 3.45 \times 10^9 \frac{T^{3/2}}{n_e}$$

který obsahuje výše uvedený vzorec pro zářivé ztráty ( $k_B$  je Boltzmannova konstanta). Menší z obou časů indikuje významnější mechanismus chladnutí v daném okamžiku (pro danou teplotu).

Poslední člen v hranaté závorce energetické rovnice ( $Q_H$ ) symbolizuje všechny zdroje energie ve smyčce. V obou dále uvedených modelech je roven nule.

## TEORETIČKÉ ODHADY ČASŮ CHLADNUTÍ

Švestkův odhad doby chladnutí uvažuje horkou erupční smyčku délky  $2L$ , která byla ohřáta na teplotu  $T_0$  a následně, po „vypnutí“ energetického zdroje, chladne zářivým a současně konduktivním mechanismem. Model předpokládá statickou smyčku ( $v_{||}=0$ ). Se započtením statičnosti, rozepsáním tlaku pomocí stavové rovnice a nahrazením derivací ve Spitzerově vzorci faktorem  $1/L^2$  získává jednoduchou diferenciální rovnici prvního řádu

$$3n_e k_B \frac{dT}{dt} = \kappa_{rov} \frac{T^{7/2}}{n_e L^2} + 1.2 \times 10^{-32} \frac{n_e^2}{T^{1/2}}$$

kterou lze snadno upravit na integrál

$$\tau_{cool}^{\text{Švestka}} = \int_{T_0}^{T_{min}} \frac{\sqrt{T}}{2.9 \times 10^{-10} + \frac{2.4 \times 10^{11}}{n_e L^2} T^4} dT$$

Tento integrál tedy odhaduje čas potřebný k ochlazení smyčky z teploty  $T_0$  na teplotu  $T_{min}$ . Jeho výpočet byl proveden numericky. Slabým místem tohoto odhadu je zřejmě předpoklad konstanťho  $n_e$  ve smyčce, tedy zanedbání nárůstu elektronové hustoty v koronální části smyčky. Lze tedy předpokládat, že podhodnocuje proti skutečnosti zářivé ztráty.

Autoři druhého modelu Cargill, Mariska, Antiochos předpokládají, že chladnutí probíhá ve dvou oddělených fázích. V první fázi, kdy má plazma vysokou teplotu, předpokládají s ohledem na teplotní závislost vedení tepla, dominanci konduktivních ztrát, zatímco ve druhé fázi, po snížení teploty smyčky, dominanci ztrát zářivých. Teplotu, při níž předpokládají změnu mechanismu chladnutí  $T_*$ , definují jako teplotu, při níž se rovnají charakteristické časy pro danou smyčku,  $\tau_r = \tau_c$ . Je-li  $\tau_r \leq \tau_c$  už od začátku chladnutí, potom vzhledem k teplotní závislosti funkcí  $\tau_r = \tau_c(T)$  a  $\tau_r = \tau_c(T_*)$  je zřejmé, že zářivé energetické ztráty budou dominovat po celou dobu chladnutí. Stejně tak je jasné, že pokud na počátku chladnutí dominují ztráty dané kondukcí, pak existuje teplota  $T_*$  a čas  $t_*$ , kdy jsou oba mechanismy stejně významné. Tento model rozděluje chladnutí smyčky do tří fází: nejprve dominuje konduktivní chladnutí, potom zářivé chladnutí a nakonec následuje stekání studeného plazmatu dolů do chromosféry při teplotách srovnatelných, nebo menších než  $10^5$  K. Autoři modelu volí tento přístup proto, protože analytická řešení energetické rovnice existují jen v případě, kdy vezmeme v úvahu buď konduktivní, nebo zářivé ztráty, ale neexistují se započtením obou najednou. Zanedbáme-li v energetické rovnici zářivé ztráty, existují její analytická řešení pro statický případ ( $v_{||}=0$ ,  $n_e = \text{konst}$ , veškerá energie odvedená do nižší atmosféry se vyzáří) a dynamický případ ( $v_{||}$  je subsonická, tlak ve smyčce je konstantní, veškerá energie odvedená do nižší atmosféry se spotřebuje na vypařování plazmatu do koronální části smyčky). Protože pravděpodobnost, že chladnutí bude probíhat staticky je velmi malá uvedeme pouze výsledky plynoucí z dynamického modelu. Pro celkovou dobu chladnutí horké erupční smyčky  $\tau_{cool}^{\text{Cargill}}$  platí

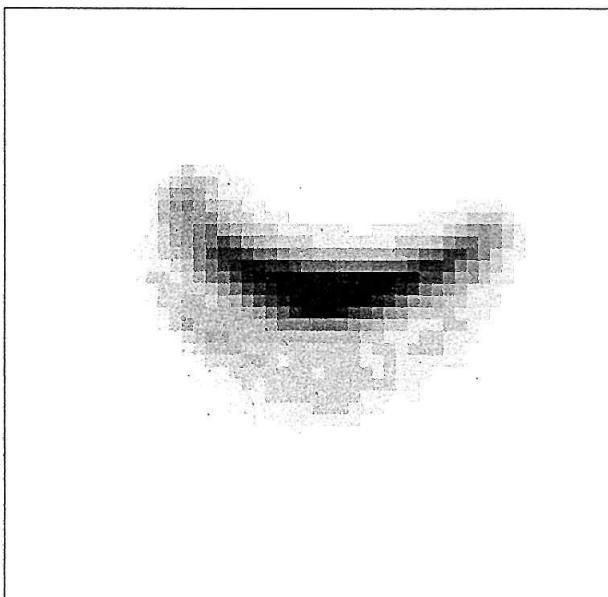
$$\tau_{cool}^{\text{Cargill}} = \tau_{c0} \left[ \left( \frac{\tau_{r0}}{\tau_{c0}} \right)^{7/12} - 1 \right] + \frac{2}{3} \tau_{r0} \left( \frac{\tau_{c0}}{\tau_{r0}} \right)^{5/12} \left[ 1 - \frac{T_{min}}{T_0} \left( \frac{\tau_{r0}}{\tau_{c0}} \right)^{1/6} \right]$$

kde  $\tau_{r0}$  a  $\tau_{c0}$  jsou charakteristické časy pro teplotu  $T_0$  na počátku chladnutí,  $T_{min}$  je konečná teplota.

## POZOROVÁNÍ

K určení skutečných dob chladnutí horkých erupčních smyček byla použita pozorování pořízená SXT družice YOHKOH s prostorovým rozlišením  $\approx 2,5''$  a časovým až 2 s. Teploty byly určeny pomocí poměru intenzit ve filtroch Be(119μm) a Al12(12μm) (Gerassimenko a kol., 1978).

Byl měřen časový průběh teploty ve vrcholu horké poerupční smyčky viz obr. 1 vzniklé z erupce třídy C5.3, která nastala dne 11. 7. 1992 s maximem v 15:28 UT uvnitř aktivní oblasti NOAA 7222. Box v němž byla určována teplota měl tvar obdélníku  $4 \times 5$  pixelů lokalizovaného ve vrcholu smyčky. Ze změřeného průběhu teploty viz obr. 2 byla



Obr. č. 1: Analyzovaná poerupční smyčka. Z obrázku je patrné, že ve skutečnosti se jedná o smyčky dvě ležící nad sebou, přičemž teploty byly určovány pro vrchol jasnější smyčky.

stanovena doba chladnutí vrcholu smyčky z teploty  $\approx 11,7$  MK na  $7$  MK na  $\approx 20$  minut.

Z pozičního měření míst ukotvení smyčky v chromosféře, za předpokladu jejího půlkruhového tvaru, byla určena její délka na  $\approx 80750$  km.

Největším problémem je zjistit elektronovou hustotu ve smyčce. Tu lze jen velmi hrubě odhadnout z celkové míry emise a rozměrů smyčky. Pro tento případ byla odhadnuta na  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ .

## ZÁVĚRY

Dosadíme-li z měření získané hodnoty  $T_0$ ,  $T_{min}$ ,  $L$  a  $n_e$  do Švestkova a Cargillova vzorce pro dobu chladnutí horkých erupčních smyček dostaneme hodnoty  $\tau_{cool}^{Švestka} \approx 57$  min,  $\tau_{cool}^{Cargill} \approx 32$  min. Chladnutí této smyčky tedy lépe vystihuje Cargillův model. Problémem je, že doba chladnutí vypočtená z obou uvedených vztahů je delší doba zjištěná experimentálně, přestože oba modely jsou počítány za předpokladu neexistence ohřevu smyčky během této fáze.

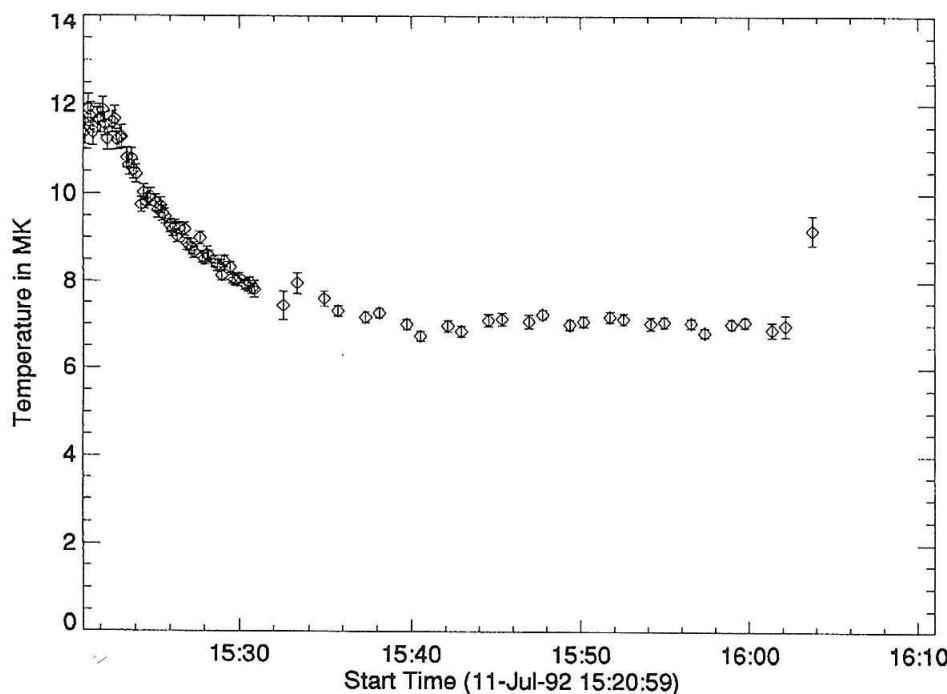
Ukazuje se tedy, že uvedené modely zřejmě dostatečně přesně nepopisují chladnutí horkých smyček. Jistou perspektivu snad skýtá přesný hydrodynamický numerický model erupční smyčky, pomocí něhož zjištěné průběhy teplot v modelových smyčkách by mohly být srovnávány hodnotami získanými z dat družice YOHKOH. Tímto směrem bude práce na tomto problému pokračovat.

## Poděkování:

Tato práce vznikla v rámci klíčového projektu K1-003-601.

## LITERATURA

- Bray R. J., Cram L. E., Durrant C. J., Loughhead R. E.: 1991, Plasma loops in the solar corona (Cambridge University Press).
- Cargill P. J., Mariska J. T., Antiochos S. K.: 1995, Ap.J., 439, 1034.
- Gerassimenko M., Nolte J. T.: 1978, Solar Phys., 60, 299.
- Morrison M.: 1994, YOHKOH Analysis Guide (Lockheed Palo Alto Research Laboratory).
- Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A. Vetterling W. T.: 1990, Numerical Recipes (Cambridge University Press)
- Priest E. R.: 1984, Solar Magnetohydrodynamics (D.Reidel Publishing Company).
- Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G. S.: 1978, Ap.J., 220}, 643.
- Schmieder B., Heinzel P., Wiik J. E., Lemen J., Anwar B., Kotrč P., Hiei E.: 1995, Solar Phys., 156, 337.
- Švestka Z.: 1987, Solar Phys., 108, 411.



Obr. č. 2: Časový průběh teploty ve vrcholu smyčky (poslední měření se týká chybnných dat).

# **Meranie polarizácie svetla, silný prostriedok vo výskume slnečnej koróny**

*J. Sýkora, Astronomický ústav SAV, Tatranská Lomnica*

*O. G. Badalyan a M. A. Livshits,*

*Ústav zemskeho magnetizmu, ionosféry a šírenia rádiových vln AV, Moskva*

## **Abstrakt**

Prezentujeme výsledky polarizačných meraní bielej koróny pre tri úplné zatmenia Slnka, ktoré nastali v rokoch 1973, 1980 a 1991. Získané observačné materiály sme spracovali jednou a tou istou metodikou. Rozloženie polarizácie a intenzity koróny pre tieto zatmenia sme tak mohli odvodiť v unifikovanej forme. Porovnanie našich výsledkov pre jednotlivé zatmenia medzi sebou, ako aj porovnanie s výsledkami iných autorov, dovolilo oceniť reálnu presnosť súčasných polarizačných meraní bielej slnečnej koróny. Presnosť nie je horšia ako  $\pm 5\%$ . Na polarizačných mapách bielej koróny sa zretelne vyzdobiajú štrukturálne útvary rôzneho rozmeru. V tejto práci sa sústredíme na štúdium priebehu polarizácie v závislosti od heliocentrickej vzdialenosť vo veľkých štruktúrach slnečnej koróny, akými sú tzv. koronálne stríbery a koronálne diery. Ukazuje sa, že súbežná interpretácia nameraných hodnôt stupňa polarizácie a intenzity bielej koróny v strímeroch je možná len za predpokladu značnej koncentrácie hmoty strímeru k obrazovej rovine. Na druhej strane, hodnoty namerané v koronálnych dierach možno vyložiť v rámci modelu sféricky symetrickej atmosféry nízkej hustoty. Identifikovali sme rast stupňa polarizácie v koronálnych dierach v súvislosti so zmenšovaním ich rozmeru a tiež s prechodom od minima k maximu slnečného cyklu. Stručne sa zmienujeme o zvláštnostiach velkorozmernej štruktúry koróny v závislosti od orientácie globálneho (dipólového) magnetického poľa Slnka a od zvlnenosť „tokovej“ koronálnej vrstvy v rôznych fázach slnečného cyklu.

Okrem polarizovaných snímok bielej koróny sme počas zatmenia 11. júla 1991 získali aj vysokokvalitné polarizované snímky v zelenej koronálnej čiare FeXIV 530.3 nm, a to pri použití úzkopásmového interferenčného filtra (pološírka prieplustnosti 0.17 nm). Spracovanie obrazov nám umožnilo odvodiť polarizáciu v tejto spektrálnej čiare pre oblasť 1.04–1.40 R<sub>S</sub>. Príslušný stupeň polarizácie mení od 0% do asi 30% v rôznych oblastiach koróny. Na rovníkových šírkach sa p mení od 0% do 15%, pričom v najjasnejších koronálnych štruktúrach polarizácia nepresahuje 5%. V zónach pozičných uhlov, kde boli pri zatmení 1991 pozorované vysoko-šírkové koronálne stríbery v bielom svetle, polarizácia v zelenej čiare postupne narastá so vzdialenosťou od Slnka z 10% do asi 30%. Keď sme analyzovali celú matricu údajov, našli sme zrejmú antikoreláciu medzi stupňom polarizácie a intenzitou zelenej koróny. Zdá sa, že práve tento poznatok môže obsahovať cennú informáciu o úlohe elektrónových zrážok pre excitáciu zelenej čiary, a informáciu o určitých fyzikálnych vlastnostach koronálneho magnetického poľa.

## **1. ÚVOD**

Zatmeňové pozorovania poskytujú aj v súčasnosti mnoho nových informácií o stavbe slnečnej koróny. Nahromadil sa rozsiahly observačný materiál, ktorý umožňuje kvantitatívne skúmať ako spojité, tak aj čiarové žiarenie koróny Slnka. V podstatnej časti tohto článku študujeme polarizáciu bielej koróny (spojujte spektrum jej žiarenia) na základe unifikovaných pozorovaní a ich identického spracova-

vania. Aplikáciou moderných metód fotometrie a počítačového spracovania obrazov, získaných s vysokým priestorovým rozlíšením (image processing), sme z polarizačných snímok koróny získali maximum možnej informácie. Mohli sme tiež urobiť určité exaktnejšie závery o presnosti súčasných polarizačných meraní.

Samozrejme, v súčasnosti existujú aj iné metódy štúdia slnečnej koróny, menovite monitorovanie koróny v mäkkej röntgenovej oblasti na družici YOHKOH a práve realizo-

vané experimenty na palube družice SOHO. Röntgenovské merania sa však v podstate týkajú len vnútorej koróny. V minulosti získané snímky vonkajšej koróny pomocou Skylab-u a iných družíc s mimoatmósferovými korónografiemi na palube sa ukázali byť veľmi užitočnými pre odhalenie takých dynamických procesov ako sú, napríklad, ejekcie koronálnej hmoty (CMEs – coronal mass ejections), ale málo sa hodili na štúdium fyzikálnych podmienok v príslušných štruktúrach.

Maximálny stupeň polarizácie bielej koróny nastáva vyššie než je oblasť intenzívneho röntgenového žiarenia a nižšie než je oblasť dostupná mimoatmósferovým korónografovom. Vo vyšších vrstvách koróny zatial iba údaje z pozemských prístrojov dovoľujú registrovať intenzitu a polarizáciu bielej koróny a študovať rozloženie hustoty v diskrétnych koronálnych štruktúrach ako pozdĺž rádiusu, tak aj v smere kolmom k nemu (v súčasnosti sa však podobné pozorovania začínajú realizovať aj na satelite SOHO v oblasti  $2 - 32 R_{\odot}$ ). Jednoznačne však treba zdôrazniť, že zatmeňové snímky obsahujú informáciu v širokom intervale héliocentrických vzdialenosí a podstatne doplňujú ako pozorovania z kozmického priestoru, tak aj údaje pozemských mimoatmósferových korónografov. Je preto zarážajúce, že pri analýzach pozorovaní z kozmického priestoru sa veľmi často nie v dostatočnej miere zohľadňujú výsledky už dobre známe práve z pozemských optických pozorovaní. V tejto práci sa sústredíme aj na otázku, aké obmedzenia na fyzikálne charakteristiky štruktúr slnečnej koróny vyplývajú z výsledkov polarizačných meraní v bielom svetle. Predpokladáme, že naše závery budú prínosom pri analýze mimoatmosférických meraní (ako röntgenovských, tak aj optických), a aj rádiových pozorovaní zo Zeme.

Budeme vychádzať z výsledkov spracovania vlastných polarizačných meraní, prevedených počas úplných zatmení Slnka v rokoch 1973, 1980 a 1991, a vzťahujúcich sa súčasne k rôznym fázam slnečného cyklu. V tomto článku sa obmedzíme len na velkorozmerné štruktúry koróny. Menovite, prezentujeme typické krivky rozloženia intenzity a polarizácie pre koronálne strímersy a koronálne diery a popíšeme spôsob určenia fyzikálnych podmienok v týchto veľkoškálových útvarech slnečnej koróny. Poznamenávame, že priestorové rozlíšenie našich snímok je vysoké (5–10 oblúkových sekúnd), čo nám v princípe umožní študovať aj koronálne útvary oveľa menšieho rozmeru (toto je však predmetom inej našej práce).

Otázka polarizácie žiarenia zelenej koronálnej čiary FeXIV 530.3 nm zostáva stále ešte nedostatočne riešenou, bez ohľadu na značné množstvo experimentálnych a teoretických výskumov venovaných tomuto problému. Elektrónové zrážky a foto-excitácia (proces absorbcie fotosférickej žiarenia) predstavujú základné mechanizmy budeňa tejto zakázanej čiary. Relatívny vklad oboch mechanizmov závisí od radu parametrov, zvlášť od héliocentrickej vzdialnosti.

Foto-ionizácia a následná emisia fotónu, t.j. rezonančný rozpätý, vedú k vzniku lineárnej polarizácie v dôsledku anizotropie fotosférickej žiarenia. Teoretický limit stupňa

polarizácie v zelenej čiare, odvodený za predpokladu absencie elektrónových zrážok a absencie magnetického poľa a neuvažujúci integráciu svetelného signálu pozdĺž zorného lúča je 0.43 (viď napr. House, 1974). Avšak, je zrejmé, že tento veľmi teoretický 43%-ný stupeň polarizácie je redukovaný rôznymi faktormi. Predovšetkým, žiarenie prichádzajúce k pozorovateľovi predstavuje integrál pozdĺž zorného lúča. To sa prejaví určitým znížením výslednej polarizácie. Okrem toho, elektrónové zrážky, budiace hornú podhľadinu základnej konfigurácie a tiež vyššie hladiny iónu FeXIV, neprispievajú k polarizácii žiarenia zelenej čiary. A nakoniec, s ohľadom na reálnu prítomnosť magnetického poľa, depolarizačné zrážky (prechody medzi magnetickými podhľadinami, vedúce k ich rovnovážnemu obsadeniu) a efekt van Vleck-a, doplňujú vyššie zmienené depolarizačné faktory.

A tak, v závislosti od príspevku foto-excitácie v pomere k elektrónovým zrážkam a v závislosti od intenzity a konfigurácie koronálneho magnetického poľa, maximálna lineárna polarizácia v zelenej čiare musí byť podstatne nižšia než 0.43. Napríklad, pre House-om (House, Querfeld a Rees, 1982) prijatý model dipólového slnečného magnetického poľa by polarizácia v zelenej čiare vo vzdialenosí  $2 R_{\odot}$  mala teoreticky dosiahnuť najviac hodnotu 0.20 v blízkosti rovníka, 0.05 – 0.15 v stredných héliografických šírkach a na póloch Slnka a mala by byť prakticky 0.00 vo vzdialenosíach  $70.5^{\circ}$  od oboch slnečných pôlov v dôsledku efektu van Vleck-a. Treba ešte poznamenať, že vplyv magnetického poľa sa prejaví aj v zmene orientácie polarizačnej roviny výsledného žiarenia. Preto polarizácia, spolu s intenzitou zelenej čiary, obsahujú veľmi cennú informáciu aj o smere siločiar magnetického poľa v koróne.

V minulosti bolo vykonaných hodne veľmi kontraverznych meraní polarizácie žiarenia v zelenej koronálnej čiare, a to ako pomocou mimoatmósferových pozemských korónografov, tak aj v priebehu slnečných zatmení a tiež z družíc. Korónografy obyčajne dávali veľmi malú polarizáciu – väčšinou od jedného do niekolkých percent (Arnaud, 1982; Qurfeld and Smartt, 1984), zatial čo zo zatmeňových pozorovaní bola zaznamenaná veľká disperzia merných hodnôt polarizácie: napríklad, 0% (Beckers and Wagner, 1971; od 5% do 20% (Picat, Felenbok a Fort, 1979); asi 30% (Mogilevskij, Ioshpa a Obridko, 1973). Družicové pozorovania sú značne citlivé a svojim spôsobom menej spoľahlivé v dôsledku kalibračných problémov.

Použitie vysoko-kvalitných úzkopásmových filtrov umožňuje v súčasnosti prevádzkať simultánne pozorovanie polarizácie celej slnečnej koróny (na rozdiel, napríklad, od minulých spektrálnych pozorovaní, kedy sa meranie obyčajne previedlo len v jednom reze, podľa polohy štrbiny spektrografu). Počnúc zatmením 30. júna 1973 sme postupne zdokonalili takúto metódu pozorovania. Obzvlášť posledné pozorovanie, ktoré sme predvedli počas zatmenia v r. 1991, sa ukázalo byť veľmi kvalitné, sľubujúce poskytnúť pravdepodobne najspoľahlivejšie výsledky aké kedy boli získané.

## 2. POZOROVANIA A ICH SPRACOVANIE

Slnečnú korónu sme pozorovali počas zatmení 30. júna 1973 (El Mekki, Republika Niger), 16. februára 1980 (Jawalagera, India) a 11. júla 1991 (La Paz, Mexiko). Pri prvých dvoch z týchto zatmení bol použitý ďalekohľad f/10 a 10 cm priemer objektívū, snímky koróny boli urobené v troch polohách polarizátora s pootáčaním o  $60^\circ$  (Sýkora, 1974; Sýkora, 1980; Rušin and Sýkora, 1981). Posledné zatmenie sme fotografovali ďalekohľadom f/15,  $d = 13$  cm a polarizátor bol postupne nastavený do štyroch polôh, líšiacich sa o  $45^\circ$  (Sýkora and Badalyan, 1992).

V prípade zatmenia 30. júna 1973 sme spracovali triplety nasledovných expozícií: 1/60 s, 1/30 s, 1/15 s, 1/4 s a 1 s. Dodatkom k analýze snímok s expozíciami 1/60 s, 1/15 s a 1 s zo zatmenia 16. februára 1980 (Badalyan, Livshits a Sýkora, 1993), sme teraz spracovali aj sériu s najkratšou expozíciou – 1/125 s. Pokial ide o zatmenie 1991, použili sme štvorice polarizačných snímok s expozíciami 1/125 s a 1/15 s, zatiaľ, čo v prípade 1-sekundovej expozície len tri obrázky (štvrtú snímku sme kvôli koncu zatmenia nestihli urobiť), čo však nijako neobmedzuje možnosť počítania aj v tomto prípade plnohodnotné údaje o polarizácii a intenzite koróny.

Snímky z uvedených zatmení boli spracované jedným a tým istým postupom. Predovšetkým bola prevedená fotometria s vysokým priestorovým rozlíšením: rozmer jedného pixela bol  $15''$  v prípade zatmení 1973 a 1980 a  $5''$  v prípade zatmenia 1991. Pre ďalšie výpočty bolo potom potrebné stotožniť navzájom obrazy danej série s presnosťou do jedného pixela. V prípade prvých dvoch zatmení sa výpočty intenzity a polarizácie (K+F)-koróny previedli s použitím určitého vyhľadenia meraní, takže výsledné rozloženia uvedených veličín sme obdržali s rozlíšením okolo  $30''$ . Pozorovací materiál zo zatmenia 1991 dovolil previesť výpočty bez vyhľadzovania (t.j., pre každý pixel oddelené). Výpočty boli vykonané pre každú zo sérií expozícií zvlášť, a potom pri použití všetkých sérií expozícií daného zatmenia, boli vytvorené sumárne obrazy rozloženia intenzity a polarizácie.

Veľmi vydarené pozorovanie zelenej koróny sme vykonali 11. júla 1991 o 18:48 – 18:54 hod. UT v La Paz, Baja California, Mexiko ( $\lambda = -110^\circ 15' 27''$ ;  $\phi = +24^\circ 09' 24''$ ;  $h = 10$  m) za výborného počasia. Na realizáciu experimentu sme použili achromatický Zeiss-ov refraktor s priemerom objektívū 130 mm a ohniskovou dĺžkou 1950 mm. Ultra-úzkopásmový laditeľný interferenčný termostatovaný filter 002FC10-50 (výrobok Andover Corp., USA), ktorého pološírka pripustnosti bola len 0.17 nm, bol umiestnený v okulárovom konci ďalekohľadu. Filtrom sme pohodlne izolovali žiarenie spektrálnej čiary FeXIV 530.3 nm (tzv. zelená koróna). Otočný polarizátor (fixovaný postupe do štyroch polôh, líšiacich sa o  $45^\circ$  v smerovaní jeho polarizačnej roviny) bol umiestnený tesne pred interferenčný filter. V takomto optickom usporiadani, bez reálne odražajúcich plôch v ďalekohľade, bola rozhodujúcim spôsobom potlačená možná prístrojová polarizácia – prakticky

bola nemerateľná. Na záznam fotografických obrazov sme použili 60-milimetrový zvitkový Kodak Tri-X Pan film. Nasnímali sme jednu sériu štyroch obrázkov s expozíciou 30 sekúnd v priebehu prvej polovice úplného zatmenia. Celé zatmenie v La Paz trvalo 6.5 minúty. V jeho druhej polovici sme vykonali vyššie spomenutý experiment s polarizáciou koróny v bielom svetle.

Na všetky originálne negatívy sme aplikovali mikroden-sitometrickú digitalizáciu obrazov (Zicha et al., 1992). Pre záznam fotografických hustôt sme zvolili 50-mikrometrový rozmer pixela. Takéto priestorové rozlíšenie (asi  $5''$ ) sme potom zachovali aj v priebehu ďalšej analýzy dát. Aj v tomto prípade, skôr ako sme mohli počítať intenzitu koróny, stupeň a smer jej polarizácie, bolo potrebné splniť jednu z rozhodujúcich požiadaviek. Bolo treba čo najperfektniešie stotožniť 4 obrázky danej série, nasnímanej v rôznych polohách polarizátora. Jednoducho, potrebujeme si byť istí, že pre ďalšie výpočty extraktujeme fyzikálne ten istý bod koróny z príslušných štyroch polarizovaných obrázkov. Tento obťažný proces bol zvládnutý a vykonaný pre nás v Institute Problem Peredači Informacij AN v Moskve. V tomto ústave, ktorý bol a je hlavným pracoviskom pre image processing všetkých sovietskych (a teraz ruských) kozmických experimentov sa bez ťažkostí podarilo dosiahnuť presnosť zlomku pixela v procese stotožnenia obrazov.

V našom prípade, keď polarizátor bol postupne nastavený do polôh líšiacich sa o  $45$  stupňov, výpočet intenzity zelenej koróny a jej stupňa polarizácie bol prevedený podľa nasledovných rovníc (Saito a Yamashita, 1962):

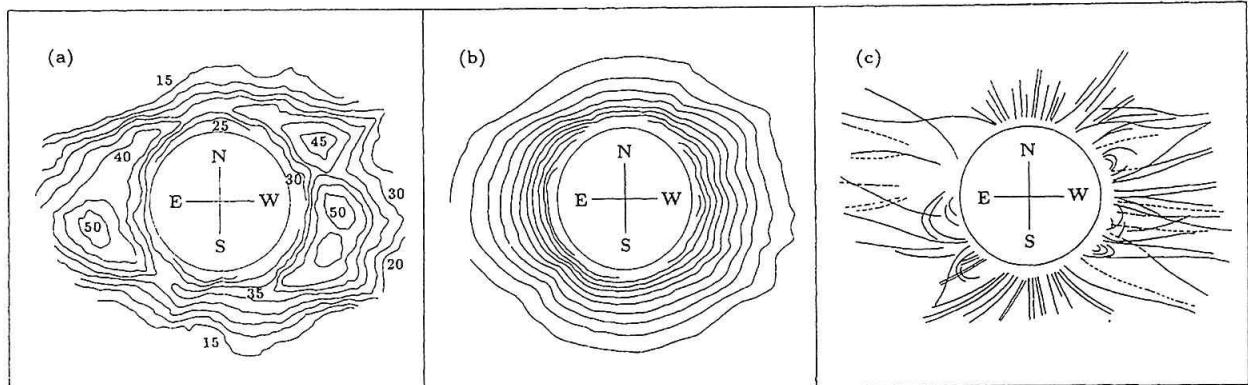
$$P = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} = \sqrt{\left(\frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3}\right)^2 + \left(\frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4}\right)^2} \quad (1)$$

$$I = a^2 + b^2 = I_1 + I_3 = I_2 + I_4 \quad (2)$$

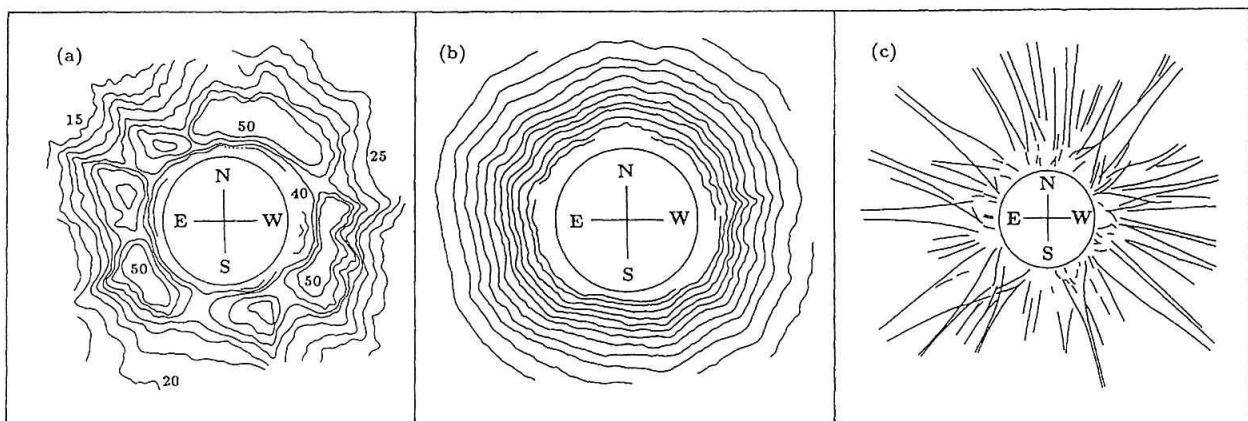
$$\tan 2\alpha = \frac{I_2 - I_4}{I_1 - I_3} \quad (3)$$

V uvedených rovniciach  $a^2$  a  $b^2$  predstavujú intenzity polarizovaných zložiek žiarenia,  $I_k$  znamená intenzitu vo fyzikálne tom istom bode obrazu pri  $k$  polohe polarizátora. Hodnoty alpha sú definované podľa znamienok  $\sin 2\alpha$  a  $\cos 2\alpha$  v rovnici (3). Veľmi podobný charakter majú aj rovnice pre výpočet intenzity, stupňa a smeru polarizácie bielej koróny, nepokladáme preto za potrebné ich tu uvádzať.

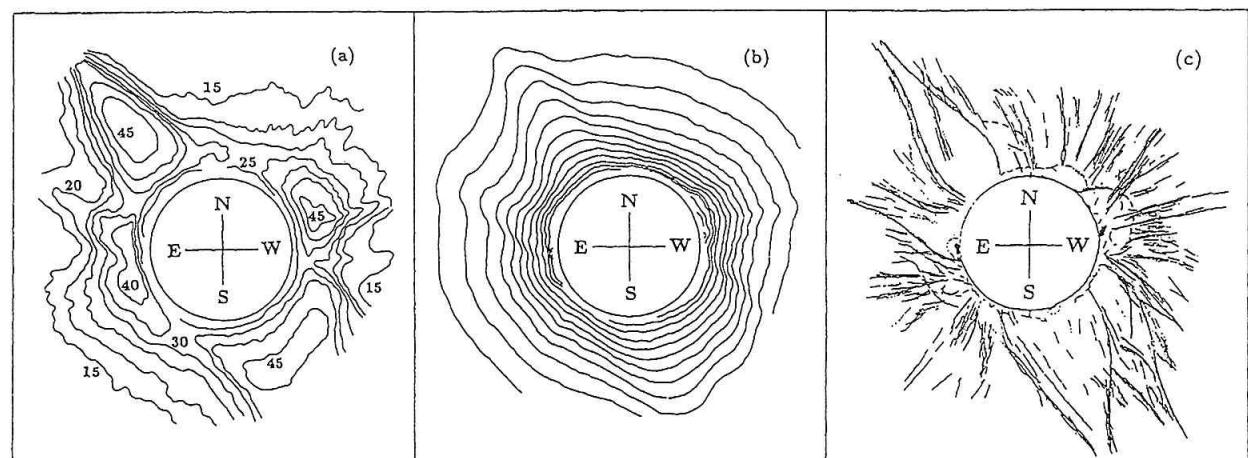
Na druhej strane, treba výrazne podčiarknuť, že v snímkach zelenej koróny zaznamenaných počas zatmenia je obsiahnuté aj určité množstvo žiarenia bielej koróny, a menovite to, ktoré prešlo cez úzkopásmový filter použitý v našom experimente. Vplyv tohto žiarenia na stupeň a smer polarizácie bol pri analýze „zelených“ snímok stastostlivu eliminovaný. Náročný proces tejto redukcie je podrobne písaný v inej našej práci (Badalyan a Sýkora, 1996).



Obr. 1: Izočiary stupňa polarizácie (a), intenzity ( $K+F$ )-koróny (b) a schématické zobrazenie koronálnych štruktúr (c) zatmenia 30. júna 1973. Izočiary intenzity (izofoty) sú znázornené s krokom delta  $\Delta \log B = 0,2$ .



Obr. 2: To isté ako na obr. 1, ale pre zatmenie 16. februára 1980.



Obr. 3: To isté ako na obr. 1, ale pre zatmenie 11. júla 1991.

### 3. POLARIZÁCIA SLNEČNEJ KORÓNY AKO CELKU

Na obr. 1–3 ukazujeme rozloženie polarizácie a jasnosti koróny, spolu so schématickým náčrtom koronálnych štruktúr pre všetky tri zatmenia. Zatmenie 1973 sa vzťahuje ku klesajúcej fáze slnečného cyklu a je charakteristické nízko šírkovými strímerami, menovite na západnom limbe, a rozsiahlymi neaktívnymi polárnymi oblasťami s veľkou severnou koronálnou dierou. Korónu tzv. „maximálneho“ typu (vyskytujúcu sa v období maxím 11-ročných cyklov

slnečnej aktivity) sme pozorovali počas zatmenia 16. februára 1980. Koróna bola charakteristická vysokou jasnosťou a kruhovým tvarom s veľkým počtom strímerov stredného rozmeru. Koróna 1991 sa vzťahuje k začiatku klesajúcej fázy slnečného cyklu. V deň tohto zatmenia bol pozorovaný mohutný vysokošírkový strímer na severovýchode a skupina pomerne veľkých strímerov na juhozápade, tiež v oblasti vysokých šírok. Hoci koróna 1991 mala pre obdobie pomerne vysokej aktivity netypicky sploštený a pretiahnutý tvar, možno ju, podobne ako korónu 1980, považovať za korónu „maximálneho“ typu. Rozdiel spočíva

v tom, že héliosférická prúdová vrstva, vytváraná spravidla sériou koronálnych strímerov nad héliomagnetickým rovníkom, sa počas zatmenia 1991 premietala na vysoké héliografické šírky severnej a južnej pologule a súčasne bola pomerne náhodne „videná akoby z hrany“. Publikovali sme výpočty koronálneho magnetického poľa ukazujúce, že ak by toto zatmenie bolo nastalo len 3–4 dni pred alebo po 11. júli 1991, tvar tejto koróny by bol takmer perfektne kruhový, analogický tvaru koróny z roku 1980 (Ambrož a Sýkora, 1994; Sýkora a Ambrož, 1995).

Z obr. 1–3 je tiež vidieť, že základné štrukturálne detaily rozloženia intenzity a polarizácie sú do značnej miery podobné, pokiaľ ide o jednotlivé zatmenia. Všetky veľkorozmerné útvary koróny sú však v polarizácii viditeľne podstatne lepšie než v intenzite. Najmarkantnejšie sa to prejavuje v prípade zatmenia 1980, kde strímersy sú slabo viditeľné v rozložení jasnosti a veľmi dobre ich vidieť v polarizácii. Osobitosťou polarizačných častí obrazov je to, že sa na nich zreteľne vyrysovávajú aj štruktúry bielej koróny menších rozmerov. Ako príklad uvádzame izoplety (čiary spájajúce miesta rovnakého stupňa polarizácie), získané z najdlhšej expozície zatmenia 1991 (obr. 4). Poznamenáme, že v intenzite také detaily možno „vytiahnuť“ iba apli-

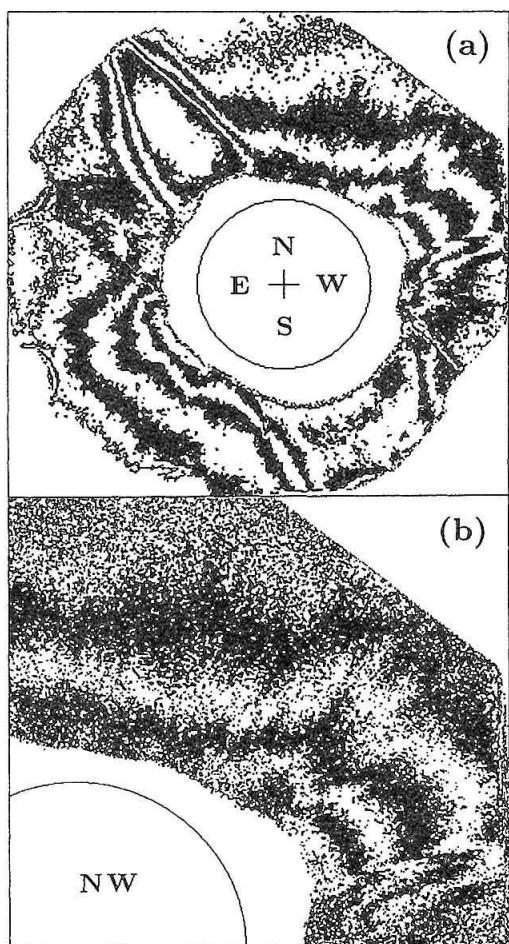
kovaním zkontrastnenia snímkov (obyčajne sa jedná o pozorovanie cez radiálny filter v kombinácii s vhodným „image processing“ získaného snímku).

Porovnanie rozloženia polarizácie pre všetky tri zatmenia so schématickými obrázkami štruktúr bielej koróny svedčí, prirodzene, o súhlase najcharakteristickejších detailov. Nakreslenie akéhokoľvek schématického obrázka koróny je ale poznámenané určitou subjektivitou videnia toho výsledku, ktorý získame zo snímok bielej koróny aplikáciou zkontrastňujúcich metód (napríklad metodou naloženia pozitív a negatív obrazu koróny a ich vzájomným pootočením o veľmi malý uhol). Z tohto pohľadu je informácia o štruktúrach koróny, obsiahnutá v mapách rozloženia polarizácie (ako na obr. 4), podstatne objektívnejšia.

#### 4. KORONÁLNE STRÍMERY

V slnečnej koróne pozorujeme niekoľko typov koronálnych strímerov (lúčov, prúdov): veľké prilbicovité strímersy (helmet-streamers), tenké koronálne lúče, polárne lúče, a pod. V tomto článku sa zaobráme len helmet-strímerami, ktoré sú najvýraznejšími veľkorozmernými útvarami na snímkach koróny v bielom svetle a v rozložení jej polarizácie. Stupeň polarizácie v nich dosahuje maximálne 47–55% vo vzdialosti  $1.6 - 1.8 R_{\odot}$ . Najvyšší stupeň polarizácie v mohutných koronálnych strímeroch nastáva však až vo vzdialosti viac ako  $2 R_{\odot}$ . Vplyv F-koróny na merané hodnoty polarizácie  $p(K+F)$  sa v strímeroch reálne prejaví až v ešte väčších héliocentrických vzdialostiach. Vyplýva to zo zvýšenej jasnosti týchto útvarov a z vysokého stupňa polarizácie K-koróny v nich. Vysoký stupeň polarizácie strímerov, ako uvedieme ďalej, môže byť dôsledkom istej koncentrácie ich hmoty do obrazovej roviny oblohy (Badalyan, Livshits a Sýkora, 1993).

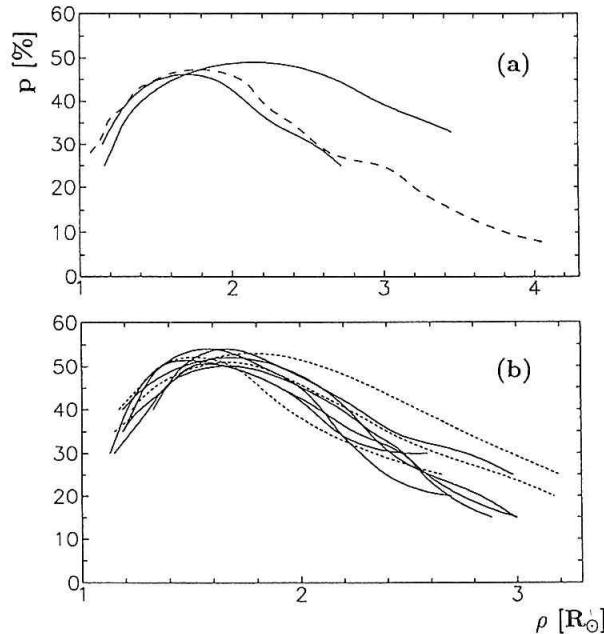
Závislosť chodu stupňa polarizácie na héliocentrickej vzdialosti je pre niekoľko strímerov ukázaná na obr. 5. Pritom, na obr. 5 a sú prezentované údaje pre klasický prilbicovitý strímer, pozorovaný v koróne 30. júna 1973 na západnom limbe (pozičný uhol  $P = 295^\circ$ ). Konkrétnie pre tento útvor naše merania veľmi dobre súhlasia s výsledkami Koutchmy, Picat a Dantel (1977), avšak podobný ideálny súhlas nie je charakterický pre všetky štruktúry tejto koróny. Na tom istom obrázku znázorňujeme aj odpovedajúci chod polarizácie pre mohutný NE-strímer zatmenia 1991 podľa našich meraní. Porovnanie rozdelení polarizácie pre oba tieto strímersy ukazuje, že v mohutných strímeroch maximum stupňa polarizácie nastáva vyššie, než v ostatnej koróne a vysoké hodnoty  $p$  sa zachovávajú do podstatne väčších héliocentrických vzdialenosí. Poznamenávame, že mohutný NE-strímer zatmenia 1991 bol situovaný v neobyčajne vysokých héliografických šírkach. Porovnajúc jeho polarizáciu s polarizáciou známeho mohutného strímera zatmenia 1952 (Dürst, 1973) sa možno presvedčiť, že v prípade strímera 1991 maximálny stupeň polarizácie neprevyšoval 50%, zatiaľ čo pre strímer 1952 táto hodnota bola vyššia ako 55%. Zdá sa, že tento rozdiel je reálny



Obr. 4: Rozloženie stupňa polarizácie koróny 11. júla 1991 (a) a jej severo-západnej oblasti (b) s veľkým priestorovým rozlišením (vid text), odvodene z 1-sekundovej série obrázkov. Čierno-biela gradácia odpovedá zmene polarizácie o 5%

a pravdepodobne súvisí s osobitnou orientáciou strímera na Slnku, alebo aj so šírkovým efektom – poklesom hustoty v spodnej koróne s prechodom od nízkych šírok k vysokým. K posúdeniu tejto otázky sa vrátíme nižšie.

Výsledky merania polarizácie v strímeroch viditeľných počas zatmenia 1980 sú zhrnuté na obr. 5b, a to podľa Dürsta (1982) a našich meraní. Porovnanie týchto výsledkov sme už previedli aj skôr (Badalyan, Livshits a Sýkora,



Obr. 5: Radiálny chod stupňa polarizácie v strímeroch: (a) – Zatmenie 30. júna 1973,  $P = 295^\circ$  podľa našich meraní (kratšia plná čiara), údajov Koutchmy et al., 1977 (čiarkovaná čiara) a naše meranie 11. júla 1991 na  $P = 35^\circ$  (dlhšia plná čiara); (b) – Zatmenie 16. februára 1980 podľa našich meraní (plné čiary) pre pozíčné uhly  $P$  = (približne)  $50^\circ, 70^\circ, 130^\circ, 203^\circ, 235^\circ$  a  $315^\circ$ , a podľa Dürsta, 1982 (čiarkované čiary) pre  $P = 70^\circ, 203^\circ, 315^\circ$  (viď tiež Badalyan et al., 1993).

1993). Zahrnutie najkratšej expozície do tejto novej analýzy iba málo mení výsledky pre vzdialenosť nízko nad povrchom Slnka. Celkove možno zhrnúť: (a) Dürstove merania dávajú o niečo vyššie hodnoty  $p$ , hlavne vo veľkých výškach, no rozdiely sa stále nachádzajú v hraniciach 5–10%; (b) Hoci strímery „maximálnej“ koróny 1980 boli pomerne neveľké, jednako, rozloženie polarizácie pre niektoré z nich sa nie veľmi odlišuje od rozloženia ukázaného na obr. 5a pre NW-strímer zatmenia 1973.

Hodnoty maximálnej polarizácie v strímeroch môžu byť, v princípe, objasnené v rámci modelu sféricky symetrickej koróny. Pri takomto výklade treba ale urobiť predpoklad o tak veľkých hustotách koronálnej hmoty, že to protirečí reálne pozorovaným intenzitám žiarenia týchto útvarov. Okrem toho, hodnoty  $p$  podstatne klesajú k  $\rho = 3 R_\odot$ , kde  $\rho$  je vzdialosť od slnečného stredu k danému bodu v koróne. Toto protirečí chodu  $p(\rho)$  v modely sféricky symetrickej atmosféry. Uvedené skutočnosti nedovolujú teda akceptovať sféricky symetrický model pre objasnenie cho-

du polarizovaného žiarenia v strímeroch. Diskutovali sme preto (Badalyan, Livshits a Sýkora, 1993), ako alternatívu, predpoklad o pomerne značnej koncentrácií hmoty koróny k obrazovej rovine. Podarilo sa nám ukázať, že maximálny stupeň polarizácie (K+F)-koróny v strímeroch môže naozaj súvisieť s takýmto efektom (ktorý sa nepochybne realizuje ak sa „husty“ strímer nachádza presne na okraji Slnka a je súčasne kolmo postavený na jeho povrch).

V prípade maximálnej koncentrácie hmoty do obrazovej roviny je stupeň polarizácie K-koróny  $p_k$  daný výrazom (bez zohľadnenia okrajového stemnenia Slnka):

$$p_k = \frac{3\beta^2 \sqrt{1-\beta^2}}{8 - (8 + \beta^2)\sqrt{1-\beta^2}} \quad (4)$$

kde  $\beta = R_\odot/\rho$ . Vo veľkých vzdialenosťach  $p_k = 1 - \beta^2$ . Napríklad, vo vzdialosti  $2 R_\odot$  je pre koronálnu štruktúru, nachádzajúcu sa priamo v obrazovej rovine  $p_k = 0.76$ . V prípade sféricky symetrickej modelu je v tej istej vzdialosti  $p_k = 0.58$ . Práve tento rozdiel hodnôt  $p_k$  v koronálnej štruktúre a vo sféricky symetrickej pozadovej koróne vysvetluje rast stupňa polarizácie v strímere v oblasti jej maximálnych hodnôt. Pokles stupňa polarizácie v typických strímeroch pri  $\rho = 2-3 R_\odot$  súvisí, ako sa zdá, s reálnym, možno necylindrickým tvarom štruktúry. Tu by už bolo treba prejsť k modelovým výpočtom.

Rozdiely v chode  $p(\rho)$  sú spôsobené hlavne fyzikálnymi rozdielmi v jednotlivých útvarech a tiež tým, že strímer sa môže nachádzať v obrazovej rovine, alebo môže byť pod rôznymi uhlami od nej odklonený. Samozrejme, chyby v určovaní stupňa polarizácie ešte zväčšujú rozptyl výsledkov. Napriek tomu je možné vytvoriť určitý model strímera zo závislosti chodu polarizácie a intenzity v ňom na vzdialosť od jeho osi. Spriemerovanie niekolkých takých modelov by v princípe mohlo poskytnúť predstavu o stavbe „typického“ strímeru. Zvolili sme inú cestu (Badalyan and Livshits, 1994). Pre všetky rozdelenia, ukázané na obr. 5b pre zatmenie z roku 1980 sme odvodili strednú závislosť  $p(\rho)$ . Použijúc túto závislosť, odvodili sme sériu modelov strímerov. Pritom sme prijali niekoľko predpokladov: tomsonovský rozptyl, izotermickosť koróny, zákon zmeny hustoty v strímeru a v okolitej koróne a model F-koróny. Chod jasnosti a polarizácie so vzdialenosťou v strímeru bol počítaný v každom z modelov za predpokladu pretiahnutosti ( $L$ ) strímera pozdĺž zorného lúča, ako parametra na každej heliocentrickej vzdialosti  $\rho$ . Najlepší súhlas medzi pozorovanými a teoretickými krvíkami jasnosti a polarizácie strímera nám dovolil určiť závislosť  $L(p)$ . Ako výsledok sme dostali, že pretiahnutosť typického strímera pozdĺž zorného lúča je približne rovnaká ako je jeho priemer v obrazovej rovine v heliocentrických vzdialenosťach 1.7 až  $5.0 R_\odot$ . Inak povedané, hodnota  $L$  klesá pri  $\rho = 2-3 R_\odot$  (horná časť prilbice strímera) a potom, vo väčších vzdialenosťach, začína pomaly narastať. Pretože sa stredný chod polarizácie podľa údajov obr. 5b ukázať byť blízkym ku skôr zvolenému (Badalyan and Livshits, 1994), tak sa aj konečný výsledok len málo líši od typického strímera, skúmaného v citovanej práci.

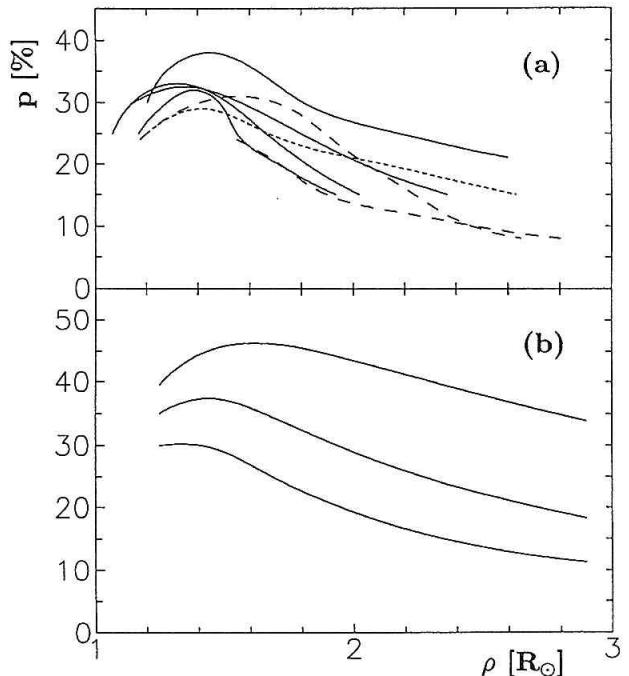
Sú teda dôvody predpokladať, že v prípade mohutných strímerov homogénny model s valcovou symetriou nemôže súčasne popísat rozloženie jasnosti a polarizácie v nich (Badalyan and Livshits, 1994). Východisko z týchto ľažkostí pravdepodobne spočíva v tom, že mohutné, preovšetkým, rovníkové strímersy toho typu, ako sa pozoroval v r. 1952, pozostávajú z niekoľkých individuálnych štruktúr, premietajúcich sa jedna na druhú pozdĺž zorného lúča. Prítomnosť dodatočnej hmoty mimo obrazovej roviny zvyšuje intenzitu spojitého žiarenia, avšak len málo vplýva na meraný stupeň lineárnej polarizácie. Taká situácia odpovedá mohutnému strímeru zo zatmenia 1952. Vzájomné naloženie štruktúr je tiež zreteľne badateľné aj v NE-strímre koróny z 11. júla 1991.

Možno vysloviať určitú úvahu o fyzikálnych procesoch, vedúcich k formovaniu spoločených strímerov. Podstatným sa zdá byť kvazistacionárny proces vzájomného pôsobenia magnetického poľa stredného rozmeru s tokom plazmy slnečného vetra z koróny. Ak magnetické pole stredného rozmeru approximujeme horizontálnym dipólom nachádzajúcim sa na úrovni fotosféry v meridionálnej rovine, tak na vytiekajúcu plazmu na severnej a južnej časti strímerovej prilbice pôsobí Lorentzova sila, ktorej jedna zo zložiek smeruje k osi symetrie strímersa. V dôsledku toho sa formuje pretiahnutá toková vrstva a takýto kvazistacionárny režim sa zachováva v priebehu pomerne dlhého času. Možno tiež poznamenať, že v mnohých smeroch sú procesy prebiehajúce v koronálnych strímeroch analogické tým, ktoré prebiehajú v magnetosféri Zeme a v plazmatických chvostoch komét. Takéto aspekty diskutovali, napríklad, Koutchmy a Livshits (1992).

## 5. KORONÁLNE DIERY

Iným výrazným prvkom veľkorozmernej štrukturality slnečnej koróny sú koronálne diery. V bielom svetle sú to oblasti zníženej jasnosti, charakteristické malou polarizáciou (K+F)-koróny, pričom maximum ich polarizácie sa nachádza pomerne nízko nad limbom. Obtiažnosť merania polarizácie v koronálnych dierach je ešte výraznejšia v porovnaní s inými oblastami a útvarmi koróny. Z materiálov uvedených z troch zatmení sme pre analýzu vybrali: veľkú severnú polárnu koronálnu dielu (CH) a menšiu CH pri  $P = 145^\circ$  v r. 1973, a ďalej niekoľko neveľkých dier v období vysokej slnečnej aktivity v rokoch 1980 a 1991. Na obr. 6 sú zhrnuté naše merania pre štyri diery: N-1973, SE-1973, S-1980, SE-1991, a pridané sú niektoré merania iných autorov, vzťahujúce sa k tým istým dieram. Porovnanie našich výsledkov s výsledkami iných autorov ukazuje, že najmä pre severnú polárnu dielu 1973 je súhlas dobrý – naše merania a výsledky Koutchmy, Picat a Dantel (1977) hladko na seba nadväzujú. Menší nesúlad výsledkov je identifikovaný v prípade diery SE-1973. Pokiaľ sa jedná o malú dielu z r. 1980 ( $P = 165^\circ$ ), sú krivky podľa našich meraní a meraní Dürsta podobné, ale naše hodnoty sú asi o 5–7% vyššie.

A tak, z obr. 6a, a tiež z analýzy SW-1970 diery



Obr. 6: Radiálny chod stupňa polarizácie v koronálnych dierach: (a) – Naše merania (plné čiary) v štyroch koronálnych dierach (zhora): N-1973, SE-1973, S-1980, merania Koutchmy, Picat a Dantel, 1977 (čiarkované čiary zhora): N-1973, SE-1973 a, údaje Dürsta, 1982 (bodkovaná čiara) pre S-1980. (b) – Teoretické výpočty pre sféricky symetrickú hydrostatickú atmosféru s  $T = 1.4 \times 10^6$  K, okrajové stemnenie  $q = 0.6$ , a  $n = 1, 2, 6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  (zdola).

( $P = 225^\circ$ ) prevedenej Dürstrom (1976), vyplýva, že maximálny stupeň polarizácie v dieri je blízky k 30% vo vzdialosti  $\rho = 1.3\text{--}1.5 R_\odot$ . Vo veľkých vzdialenosťach od Slnka polarizácia v koronálnych dierach rýchlo klesá, pričom merania nad  $3 R_\odot$  sú už nespôsoblivé v dôsledku dominujúceho vplyvu žiarenia nepolarizovanej F-koróny.

Model sféricky symetrickej atmosféry umožňuje, na rozdiel od strímerov, objasniť priebeh jasnosti a polarizácie v koronálnej dieri súčasne. Na obr. 6b uvádzame vypočítané závislosti  $p(\rho)$  pre sféricky symetrickú atmosféru za predpokladu rôznej hustoty spodnej koróny. Väčšina z pozorovacích údajov uvedených na obr. 6a odpovedá hustote v dolnej časti diery  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Žiada sa upozorniť, že z obr. 6a možno usudzovať na istú tendenciu rastu stupňa polarizácie so zmenšovaním rozmeru diery a tiež s prechodom od minima k maximu slnečného cyklu. Fyzikálne možno rast maximálneho stupňa polarizácie v dieri objasniť zvýšenou hustotou v dieri (to znamená, že príspevok F-koróny je na fóne jasnejšej diery menší). Rýchlejší pokles stupňa polarizácie so vzdialenosťou v N-1973 dieri môže súvisieť s menšou teplotou v nej (nie  $1.4 \times 10^6$  K, ako vo výpočtoch na obr. 6b, ale  $1.0 \times 10^6$  K, (Badalyan, 1995)).

Záverom tejto časti možno povedať, že polarizačiu bielej koróny možno dostatočne dobre opísat v rámci modelu sféricky symetrickej atmosféry s hustotou v jej spodných vrstvách  $n = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Polarizačné merania koronálnych dier v rôznych fázach cyklu nasvedčujú, že neveľké diery

z obdobia veľkej slnečnej aktivity sú charakterizované zvýšenou hustotou a možno aj vyššou teplotou. Je celkom pravdepodobné, že v tomto prípade sa prejavuje vplyv aktívnych oblastí, nachádzajúcich sa veľmi blízko k hraniciam dier. Na druhej strane, často sa formujú rozsiahle polárne koronálne diery, ktoré sa javia ako najredšie, a ako sa zdá, aj najchladnejšie útvary slnečnej koróny.

## 6. POLARIZÁCIA ZELENEJ KORÓNY

Z finálnej mapy rozloženia stupňa polarizácie zelenej koróny (obr. 7), odvodenej pre zatmenie 11. 7. 1991 vypĺýva, že:

(a) Polarizácia v zelenej koronálnej čiare nepresahuje 30%.

(b) V nižších šírkach je stupeň polarizácie v rozmedzí 0% až 15%. V oblastiach, kde boli v bielej koróne pozorované mohutné strímersy (počas uvedeného zatmenia sa nachádzali v neobyčajne vysokých héliografických šírkach NE- a SW-kvadrantov), bola zmeraná značne vyššia polarizácia.

(c) Stupeň polarizácie v zelenej čiare rastie so vzdialovaním sa od slnečného okraja. Tento nároast je zreteľnejší v oblastiach vysoko-šírkových bielych strímersov.

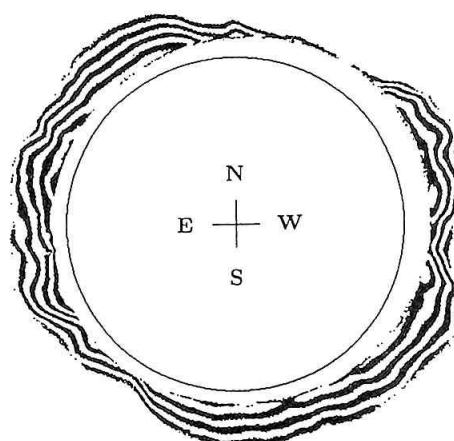
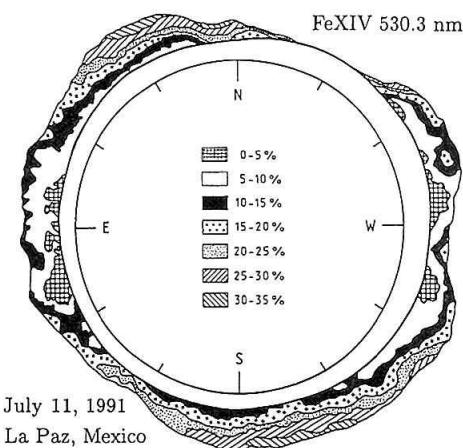
(d) Pri porovnávaní stupňa polarizácie zelenej koróny (obr. 7) s jej intenzitou (obr. 8) je vidieť, že v najjasnejších oblastiach zelenej koróny v blízkosti rovníka, stupeň pola-

rizácie nepresahuje 5% v skúmaných héliocentrických vzdialenosťach. Pretože, kvôli veľkosti zatmenia 1991 (rozdiel zdanlivých rozmerov Mesiaca a Slnka dosiahol počas neho takmer maximálnu možnú hodnotu) sú na našich koronálnych snímkach najnižšie a najhustejšie vrstvy koróny zakryté Mesiacom, je celkom možné, že v tomto prípade vidíme a analyzujeme len horné časti jasných koronálnych kondenzácií. Z objektívnych príčin nemožno preto fyzikálne podmienky v najnižších vrstvách koróny v našej práci diskutovať.

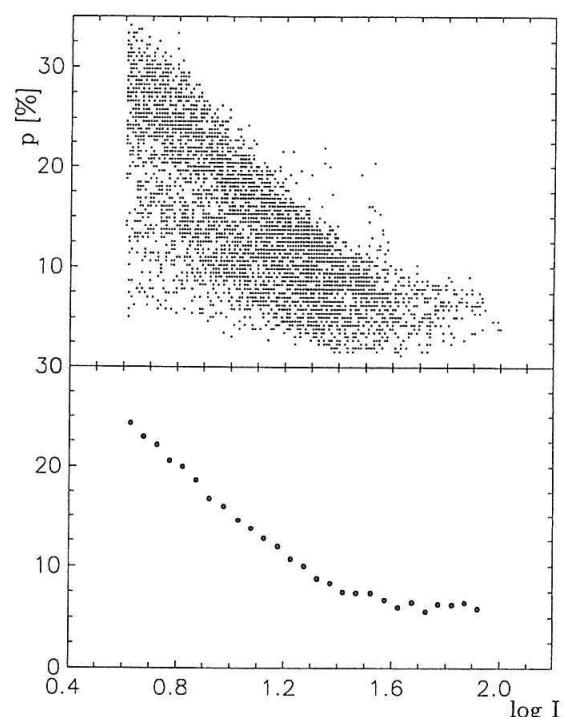
Podľa nášho názoru, najzaujímavejšia na obr. 7 je skutočnosť, že stupeň polarizácie v zelenej čiare narastá nielen so vzdialenosťou od slnečného okraja, ale aj pri prechode od jasnejších k menej jasným oblastiam svietenia koróny v zelenej čiare. Dost vysoký stupeň polarizácie sme našli v oblastiach odpovedajúcich nižším vrstvám NE-strímera a v systéme juhozápadných strímersov. V uvedených oblastiach je biela koróna jasná, zatiaľ čo zelená koróna svieti tam menej, v porovnaní, napríklad, so systémom oblúkov (koronálnych slučiek) v blízkosti rovníka. Obr. 7 teda indikuje určitú antikoreláciu medzi stupňom polarizácie a intenzitou zelenej koróny.

Takú závislosť sme zostrojili pre celú matricu meraní s rozlíšením asi 15 oblúkových sekúnd, t.j. pre asi 4300 bodov. V diagrame p versus log I body vyplňujú pomerne širokú zónu s rozptyлом p od asi  $\pm 7\%$  (v oblastiach nízkej intenzity) do asi  $\pm 5\%$  – vid' hornú časť obr. 9. Rozptyl bo-

Obr. 7: Celkový obraz rozloženia stupňa polarizácie zelenej koróny okolo Slnka (11. 7. 1991).



Obr. 8:  
Izofoty intenzity  
zelenej koróny  
v relatívnych jed-  
notkách s krokom  
 $\Delta \log B = 0.15$ .



Obr. 9: Na hornom paneli je znázornená antikorelácia stupňa polarizácie a intenzity zelenej koróny (intenzity nižšie ako  $\log I = 0.6$  sme neuvažovali). Na dolnom paneli prezentujeme priemerné hodnoty antikorelácie v intervaloch  $\Delta \log I = 0.15$ .

dov v tejto časti obrázka odráža ako závislosť stupňa polarizácie na vzdialenosť od slnečného okraja, tak aj závislosť na pozičnom uhle (t.j., na jasnosti koróny v danom smere). Práve v dôsledku nelineárneho skladania sa týchto dvoch vplyvov sa charakter antikorelácie medzi  $p$  a  $I$  javí trochu komplikovaným. Na druhej strane, priemerná antikorelácia  $p$  a  $\log I$ , znázornená v dolnej časti obr. 9 je oveľa lepšie vyjadrená a pomerne hladká.

## 7. O PRESNOSTI POLARIZAČNÝCH MERANÍ KORÓNY

V tejto práci sme jednou a tou istou metódou získali rozloženie stupňa lineárnej polarizácie pre tri zatmenia, vzťahujúce sa k rôznym fázam cyklu. Merania, vzťahujúce sa k takým veľkorozmerným štruktúram ako sú výrazné striometry a koronálne diery, popísané v kapitolách 4 a 5, umožňujú posúdiť nakolko je rad našich určení stupňa polarizácie homogénny, a dovolujú porovnať naše výsledky s rozloženiami polarizácie, získanými inými autormi počas tých istých zatmení.

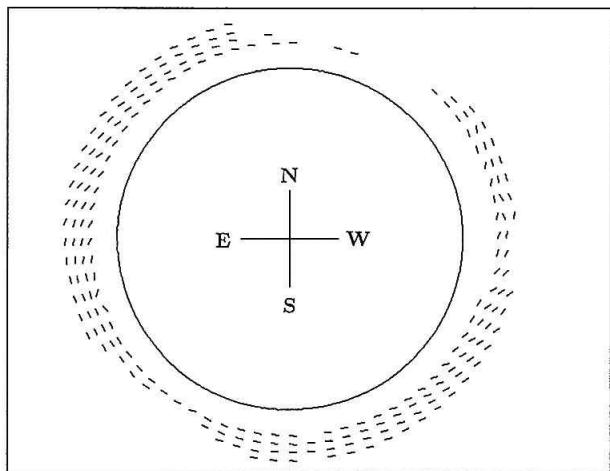
Urobili sme určité množstvo rezov  $p(\rho)$  cez rozloženia polarizácie rôznych autorov pre tie isté zatmenia (Koutchmy, Picat a Dantel, 1977; Dürst, 1982; Clette, Cugnon a Koeckelenberg, 1985; Kulidzhanishvili, 1995). Niektoré údaje vybraných radov meraní dobre súhlasia v určitom intervale pozičných uhlov, inokedy rozdiel výrazne narastá pri prechode k inej časti limbu. Napriek tomu sa všetky analyzované merania (ak odhliadneme od najvnútorejších a najvzdialenejších oblastí koróny) len výnimočne rozchádzajú o viac ako 10%. Najlepší je súhlas našich meraní s rozloženiami, ktoré našli Koutchmy, Picat a Dantel pre zatmenie 1973 a Dürst pre zatmenie 1980. Z prevedenej analýzy vyplýva, že presnosť dosahovaná v súčasnosti pri najlepších polarizačných meraniach koróny je zrejmie nie horšia ako  $\pm 5\%$  a pri zvlášť starostlivom prístupe možno dosiahnuť  $\pm 3\%$ .

Technická nedokonalosť pozorovaní a ich fotometrického spracovania môže viesť k značným rozdielom vo výsledkoch pri analyzovaní sérií snímok získaných s rôznoj expozičiou. Preto v praxi jednoduché zosumarizovanie individuálnych rozložení polarizácie (odvodených z rôzne exponovaných sérií snímok) do sumárneho obrazu je zdromom najväčšej chyby. Žiaľ, aj iné, v súčasnosti používané metódy určenia stupňa slnečnej koróny sú charakterizované dokonca ešte väčšími chybami.

S presnosťou polarizačných meraní priamo súvisí aj určenie smeru polarizácie koróny (určenie orientácie jej polarizačnej roviny v ľubovolnom bode). Takáto úloha je na presnosť meraní dokonca ešte citlivejšie než je určenie stupňa polarizácie. Naše výsledky hovoria, že v prípade našich skúmaných vzdialenosťí od Slnka sme nenašli žiadne významné odchýlky smeru elektrického vektora elektromagnetického žiarenia od tangenciálneho smeru. Tento výsledok je v súhlase s početnými určeniami smeru roviny polarizácie inými autormi. Prišli sme k záveru, že v nami študovaných oblastiach bielej koróny sa smer polarizácie

javí relatívne „necitlivým“ k tam existujúcim slabým magnetickým poliam.

Pokiaľ sa jedná o zelenú korónu, je určenie smeru jej polarizácie, ako sme v úvode povedali, fyzikálne závažnejšie – priamo indikuje smer siločiar magnetického poľa. Nami vypočítané rozloženie smerov polarizácie tejto emisnej koróny (jej elektrického vektora) okolo Slnka prezentujeme na obr. 10 pre štyri diskrétné vzdialenosť. Ukazuje sa, že



Obr. 10: Smery polarizačnej roviny zelenej koróny vo vzdialostiach  $1.15$ ,  $1.20$ ,  $1.25$  and  $1.30 R_\odot$ .

smer polarizácie zelenej koróny je v oblastiach vysokošírovkových strímerov prevažne tangenciálny, podobne, ako sme to publikovali aj pre bielu korónu (Badalyan, Livshits a Sýkora, 1996). V rovníkových oblastiach existujú, naočak, zreteľné odchýlky od tangenciálneho smeru, ktoré nepochybne indikujú vplyv magnetického poľa.

## 8. DISKUSIA

Biela koróna odráža veľkorozmerné štruktúry, vznik ktorých súvisí s prítomnosťou magnetických polí veľkých rozmerov a ich vzájomnej interakcie so slnečným vetrom. V práci sme si postavili za cieľ moderným, jedným a tým istým spôsobom, spracovať polarizačné pozorovania bielej koróny v obdobiah rôznych úrovni celkovej aktivity Slnka. Podarilo sa nám odvodiť rozloženie polarizácie v určitom unifikovanom tvare pre tri slnečné zatmenia. Porovnanie týchto výsledkov navzájom medzi sebou a s výsledkami iných autorov, dovolilo oceniť reálnu presnosť súčasných polarizačných meraní bielej koróny, ktorá nie je horšia ako  $\pm 5\%$ . Naša práca sa opiera o fakt, že základné osobitosti polarizačných máp sú spojené s prítomnosťou strímerov a koronálnych dier. Ukazuje sa, že polarizácia je veľmi citlivá k akýmkoľvek štruktúrnym útvaram bielej koróny, viditeľným v obrazovej rovine. Osobitosť a určitou prednosťou našej práce sa javí to, že dáva istý návod ako na základe meraní polarizácie skúmať rozloženie koronálnej plazmy aj v smere kolmom na obrazovú rovinu a stupeň koncentrácie hmoty k tejto rovine. Menovite je takáto analýza možná v prípade dobre vyvinutých prilbicovitých strímerov.

V súčasnosti sa pokladá za dokázané, že nízkošírkové strímersy sa rozkladajú nad neutrálou čiarou globálneho magnetického poľa. Toto je charakteristická vlastnosť obrazov bielej koróny, výrazne sa prejavujúca hlavne na klesajúcej vetve cyklu slnečnej aktivity (napr. zatmenie v roku 1973). Unikátnym sa javí prípad, kedy neutrálna čiara globálneho magnetického poľa prechádzala počas zatmenia 11. júla 1991 pod uhlom okolo  $60^\circ$  k rovníku a os magnetického dipólu bola súčasne takmer kolmá k osi rotácie Slnka. Kritické úvahy o Ludendorffovej definícii koronálneho sploštenia (inicované práve unikátnosťou tvaru koróny v r. 1991), vzťah tohto sploštenia k formám koróny (ovplyvnených reálnou priestorovou orientáciou neutrálnej magnetickej vrstvy a rozložením strímerov nad ňou) a vzťah k fázam slnečného cyklu sme študovali inde (Sýkora and Badalyan, 1992; Ambrož a Sýkora, 1994; Sýkora, Pintér a Ambrož, 1995). Napriek uvedenému špeciálnemu prípadu zatmenia 1991, časté značné zvlnenie neutrálnej roviny magnetického poľa a značný odsklon magnetického dipólu od osi rotácie Slnka, vedú obvyčajne k tomu, že najtypickejšou pre obdobie maxima slnečnej aktivity je koróna s početnými, ale pomerne nevelkými strímerami dookola celého limbu, t.j. realizuje sa kruhový tvar koróny a jej izofót, ako tomu bolo 16. februára 1980.

Predstavy o súvislosti magnetického poľa s veľkošírkálovou štruktúrou koróny svedčia v prospech modelu strímera ako určitého plochého listu. V takomto modeli dostávame cylindrickú symetriu strímera len pre pomerne malé výšky. Vo väčších vzdialenosťach od Slnka možno „list“ skúmať ako súbor jednotlivých lúčov, približne radiálne sa rozbiehajúcich od Slnka. V tomto modeli prierez listu s obrazovou rovinou bude odpovedať pozorovaniu jasného koronálneho strímera do veľkých vzdialenosťí. Na overenie a rozvinutie tejto koncepcie by bolo želateľné vykonať polarizačné merania koronálnych lúčov v héliocentrických vzdialosťach  $5 - 20 R_\odot$ . Ešte raz chceme podčiarknuť, že výsledky polarizačných meraní, a hlavne z nich vyplývajúce závery o fyzikálnych podmienkach vo veľkošírkálových štruktúrach, je treba brať do úvahy pri interpretácii rôznych koronálnych pozorovaní ako v optickom, tak aj v röntgenovom a rádiovom odbore žiarenia.

Pokiaľ je nám známe, v tejto našej práci je stupeň polarizácie zelenej koronálnej čiary zo zatmeňového pozorovania s vysokým priestorovým rozlíšením odvodený po prvýkrát. Určili sme ho pre zónu  $1.08$  až  $1.40 R_\odot$ . Našli sme, že stupeň polarizácie zelenej koróny je výrazne nižší ako je jeho teoreticky odvodený horný limit (43%) a pohybuje sa od 0% do 30% v jednotlivých oblastiach slnečnej koróny. Najvyšší stupeň polarizácie sme namerali v oblastiach, kde sa počas zatmenia 1991 nachádzali dolné časti NE-strímera a skupina SW-strímerov. V rovníkových oblastiach sa stupeň polarizácie mení od 0% do 15%, zatiaľ čo v miestach najjasnejšie svietiacej zelenej koróny p. ne-presahuje 5%.

Nájdená antikorelácia medzi stupňom polarizácie a intenzitou zelenej koróny môže nasvedčovať tomu, že elektrónové zrážky vnášajú značný vklad do budenia zelenej

koronálnej čiary. Ak je tomu tak, potom sme našli novú metódu ako študovať rozdelenie žiarenia v zelenej čiare na dve zložky – jednu, ktorá je budená elektrónovými zrážkami a druhú, ktorá vzniká ako dôsledok rezonančného rozptylu fotosférického žiarenia. Je celkom možné, že predmetný rozptyl nastáva len mimo jasných sľučiek, v pozadovej zložke slnečnej koróny (Badalyan, Livshits a Sýkora, 1996).

Veľmi dôležitou sa javí otázka vplyvu magnetického poľa na meraný stupeň polarizácie zelenej koróny. Ako je známe, teoretické úvahy boli vykonané len pre určité idealizované modely. Situácia v reálnej koróne je oveľa komplikovanejšia a vyžaduje špeciálny prístup (týmto problémom sa chceme zaoberať v blízkej budúcnosti).

#### *Podakovania:*

Autori vyjadrujú vďakу Dr. I.M. Bocksteinovi za veľmi cennú pomoc pri digitálnom spracovaní obrazov. Práca bola podporená VEGA grantmi č. 2/5017/98 a 2/5007/98 Slovenskej akadémie vied a Ruským Fondom Základného Výskumu (Grant č. 94-02-03381).

#### LITERATÚRA

- Ambrož, P. and Sýkora, J.: 1994, in V. Rušin, P. Heinzel and J.-C. Vial (eds.), Solar Coronal Structures, Veda, Bratislava, p. 559.
- Arnaud J.: 1982, Astron. Astrophys. 112, 350. Badalyan, O.G.: 1995, Transactions Astron. Astrophys. 9.
- Badalyan, O. G. and Livshits, M. A.: 1994, in V. Rušin, P. Heinzel and J.-C. Vial (eds.), Solar Coronal Structures, Veda, Bratislava, p. 77.
- Badalyan, O. G., Livshits, M. A., and Sýkora, J.: 1993, Solar Phys. 145, 279. Badalyan, O. G. and Sýkora, J.: 1996, Astron. Astrophys., (in press)
- Badalyan O. G., Livshits M. A. and Sýkora J.: 1996, Solar Phys. (v tlači).
- Beckers J. M., Wagner W.J.: 1971, Solar Phys. 21, 439.
- Clette, F., Cugnon, P. and Koeckelenberg, A.: 1985, Solar Phys. 98, 163.
- Dürst, J.: 1973, Astron. Mitt. Zürich, No. 320.
- Dürst, J.: 1976, Solar Phys. 50, 457.
- Dürst, J.: 1982, Astron. Astrophys. 112, 241.
- House L. L.: 1974, Publ. Astron. Soc. Pacific 86, 490.
- House L. L., Querfeld Ch.W. and Rees D.E.: 1982, Astrophys. J. 255, 753.
- Koutchmy, S. and Livshits, M.A.: 1992, Space Sci. Rev. 61, 393.
- Koutchmy, S., Picat, J.P. and Dantel, M.: 1977, Astron. Astrophys. 59, 349.
- Kulidzhanyanvili, V.: 1995, private communication.
- Mogilevskij E., Ioshpa B. and Obřídko V.: 1973, Solar Phys. 33, 169.
- Picat J. P., Felenbok P. and For B.: 1979, Astron. Astrophys. 75, 176.
- Querfeld Ch.W. and Smartt R.N.: 1984, Solar Phys. 91, 299.
- Rušin, V. and Sýkora, J.: 1981, Bull. Astron. Inst. Czechoslov. 32, 59.
- Saito K. and Yamashita Y.: 1962, Ann. Tokyo Astron. Obs 7, 163.
- Sýkora, J.: 1974, in R.R. La Count (ed.), Solar Eclipse 1973 Bulletin, Final Report, National Science Foundation, Washington, 58.
- Sýkora, J.: 1980, Bull. Astron. Soc. India 8, 73.
- Sýkora, J. and Ambrož, P.: 1995, Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. 4, 509.
- Sýkora, J. and Badalyan, O.G.: 1992, in C. Mattok (ed.), Proc. of the First SOHO Workshop}, ESA SP-348, 137.
- Sýkora, J., Pintér, T. and Ambrož, P.: 1995, Revista de la Academia de Ciencias de Bolivia 69, 23.
- Zicha, J., Kotrč, P., Klvaňa, M. and Knížek, M.: 1992, in H.T. MacGillivray (ed.), IAU Working Group on Wide Field Imaging, Newsletter No. 2, 72.

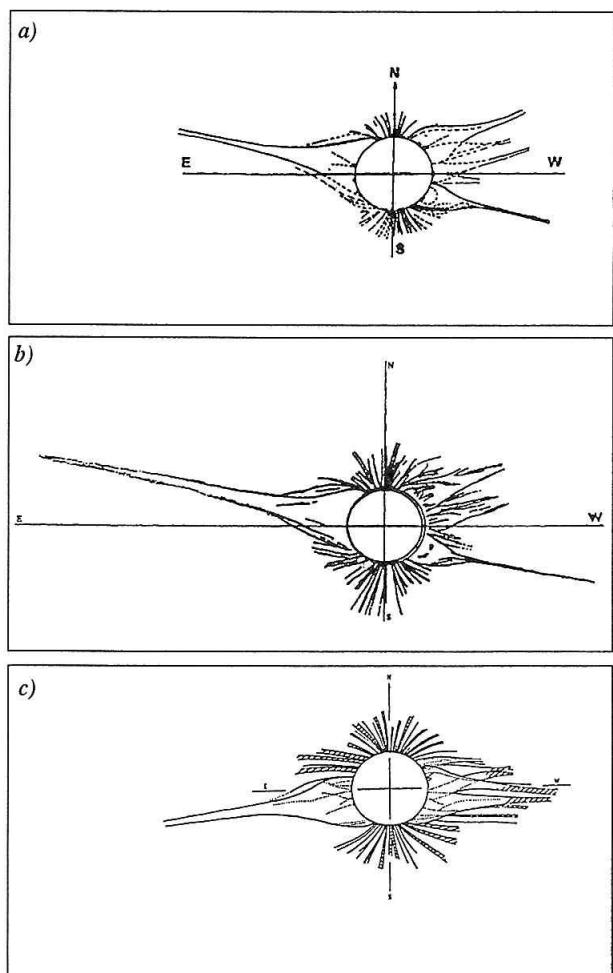
# Možné změny ve sluneční koroně během zatmění 3. listopadu 1994

V. Rušin, Astronomický Ústav, SAV

E. Marková a M. Bělák, Hvězdárna Úpice, Česká Republika

## 1. ÚVOD

Optimální podmínky během úplného zatmění Slunce umožňují pozorovat strukturální změny v bílé sluneční koroně (Zirker et al, 1992). Jak je uvedeno v citované práci, tyto velko i maloškálové změny, s pomalým či rychlým průběhem, jsou projevem magnetických polí Slunce, která mají vliv na stav heliosféry. Pokusili jsme se nalézt nějaké změny (pokud takové jsou) během zatmění 3. listopadu 1994. Na obr. 1 je také ukázána korona, která byla pozorována během úplného slunečního zatmění 24. října 1995 v Indii (Rušin et al, 1996).



Obr 1: Velkoškálová struktura bílé korony:  
a) Chile 1994, b) Chapeco 1994, c) Indie 1995

(P.A. 29–129 stupňů v Putre, respektive 28–125 stupňů v Chapeco). Tento paprsek dosahoval extrémní délky a byl pozorovatelný až do vzdálenosti 10 Ro. Nad západní polokoulí bylo pozorováno několik paprsků. Jejich délka byla ve srovnání s východním obzorem podstatně menší. V oblastech obou pólů byly pozorovány koronální díry, v nichž se nacházelo velké množství polárních paprsků. Srovnání individuálních struktur, jak byly pozorovány v Chile (Rušin and Klocok, 1995) a v Chapeco (Marková et al, 1995) (obr. 1a, b), neukazuje žádné výrazné změny. Je možné, že tento výsledek je způsoben krátkým časovým intervalom

## 2. POZOROVACÍ MÍSTA A PŘÍSTROJE

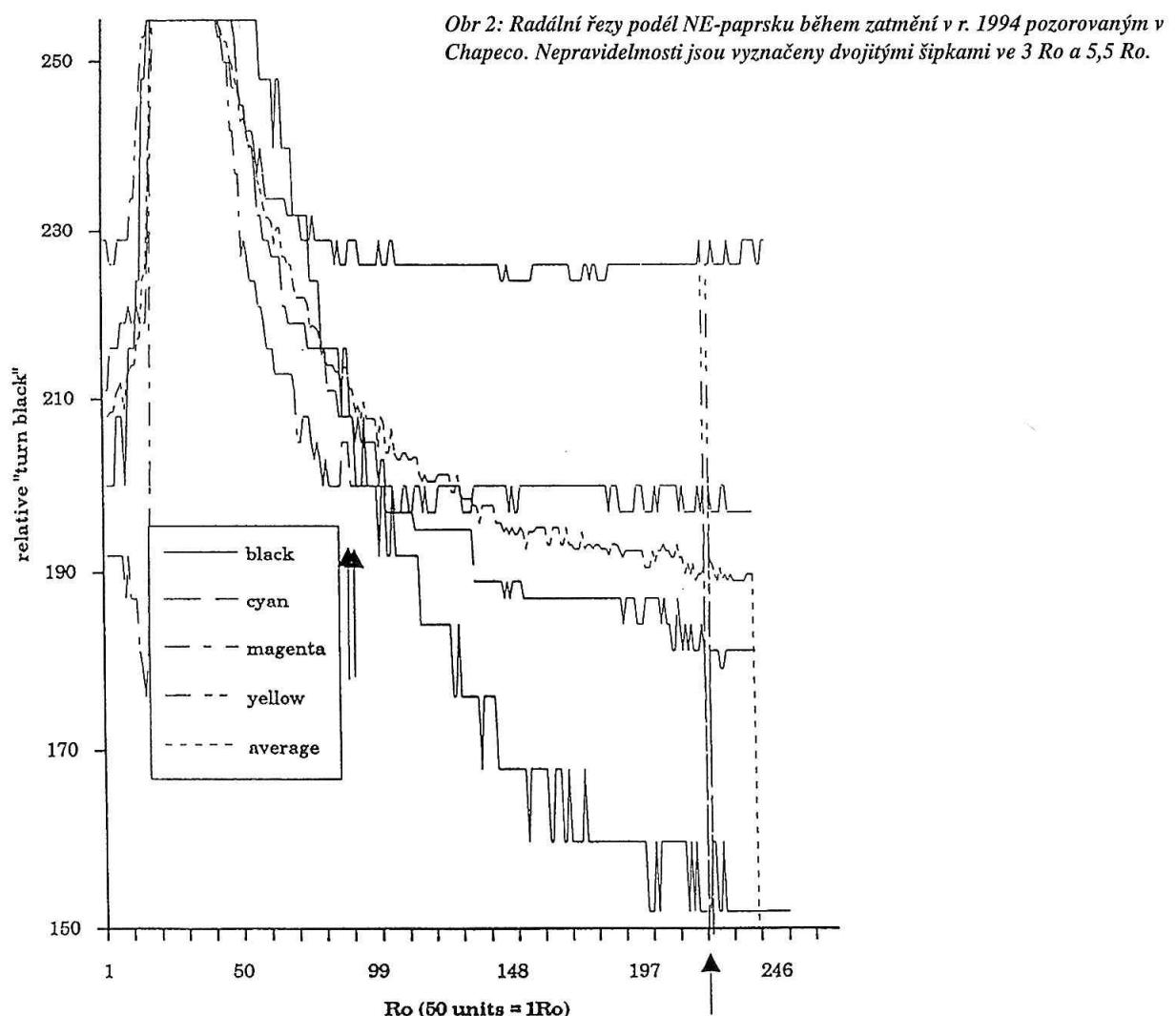
Úplné zatmění Slunce v Putre (longitude: 69°33'55", latitude: -18°11'37", výška 3479 m.n.m.) bylo pozorováno expedicí AsÚ Tatranská Lomnica a proběhlo v 13:18:17–13:21:19 UT. Bílá korona zde byla snímána objektivy o průměru zrcadla f/10 MTO s ohniskovou délkou 1100 mm a o průměru zrcadla f/5,6 s ohniskovou délkou 300 mm. Byla získána série snímků s expozičními dobami od 1/150 s do 2 s.

Úplné sluneční zatmění v Chapeco (longitude: 52°39'37", latitude: -27°05'39", výška. 725 m.n.m.) pozorované expedicí Hvězdárny v Úpici proběhlo ve 12:50:58–12:54:50 UT. Bílá korona zde byla snímána refraktorem o průměru 90 mm s ohniskovou délkou 1800 mm a objektivem MTO 1000, expoziční doba byly popstupně od 1/1000 s do 1 s. Bílá korona s blízkým okolím byla snímána objektivem s ohniskovou délkou 105 mm s expozičními dobami 1 s a 0,5 s.

Interval mezi maximem totality v Putre a Chapeco byl 28 minut. Doba trvání na obou místech byla okolo 4 minut.

## 3. VÝSLEDKY

V současné době byla provedena visuální prohlídka kreseb, získaných ze snímků objektivy 1800 mm a 105 mm pořízených na pozorovacím místě v Chapecó v Brazílii a objektivy 1100 mm a 300 mm pořízených v Putre v Chile (obr. 1a, b). Nad východním a západním limbem byly pozorovány dva systémy přílbicových paprsků. Nad východním obzorem byl pozorovatelný pouze jeden paprsek



mezi oběma pozorovacími místy, nebo je to důsledek velmi nízké sluneční aktivity v čase zatmění. Na druhé straně Parker (Parker, 1988) předpokládá, že korona je ohřívána nanoerupcemi. Můžeme předpokládat, že jejich odezvy mohou být pozorovány jako zjasnění v koronálních strukturách, zejména v tenkém dlouhém paprsku nad východním limbem. Na obrázku 2. je ukázán radiální řez v jednotkách relativního zčernání pro jednotlivé barvy podél přilbicového paprsku nad východním limbem. Vidíme, že větší nepravidlosti v jasu (jsou označeny šipkami na obr. 2.) byly v paprsku pozorovány ve vzdálenostech 3 a 5,5 Ro. Budeme se dále snažit potvrdit tyto „paprskové nepravidlosti“ digitalizací dalších diapozitivů (nebo černo-bílých obrázků) s vyšším rozlišením.

Srovnání mezi zatměními v roce 1994 a 1995 (obr. 1 a, b, c) ukazuje, že západní části sluneční korony jsou velmi podobné (Slunce nám ukazuje téměř tutéž stranu). Nicméně, přilbicový paprsek nad východním limbem má úplně opačnou orientaci. Můžeme předpokládat, že (1) během obou zatmění byla vyšší fotosferická aktivita nad západním limbem a (2) magnetická konfigurace nad východním limbem byla uzavřena do svého jednoduchého stavu (nejlépe pozorovatelné během minima slunečních skvrn).

#### LITERATURA:

- Marková, E., Bělk, M.: 1995, Structure of the White-Light Corona on the November 3rd, 1994 Eclipse, Proceedings of the International Symposium on the Total Solar Eclipse of November 3, 1994, Revista de la Academia Nacional de Ciencias de Bolivia No. 69.  
 Rušin, V., Klocok, L., Minarovjech, M. and Rybanský, M.: 1996, The solar corona during total solar eclipse of October 24, 1995, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 26,37.  
 Rušin, V. and Klocok, L.: 1995, Structure of the White-Light Corona on the November 3rd, 1994 Eclipse, Proceedings of the International Symposium on the Total Solar Eclipse of November 3, 1994, Revista de la Academia Nacional de Ciencias de Bolivia No. 69.  
 Parker, E. N.: 1988, Nonflares and the solar X-ray corona, *Astrophys.*, J., 330, 474.  
 Zirker, J. B., Koutchmy, S., Nitschelm, C., Stellmacher, G., Zimmermann, J. P., Martinez, P., Kim, I., Dzubenko, N., Kurochka, L., Makarov, V., Fatianov, M., Rušin, V.,  
 Klocok, L. and Matsuura, O. T.: 1992, Structural changes in the solar corona during the July 1991 eclipse, *Astron. Astrophys.*, 258, L1.

# **Struktura bílé korony 24. října 1995**

Bělík, M., Marková, E., Sýkora, T., Hvězdárna Úpice, Česká Republika

Šolc, M., Šolc, J., Astronomický ústav UK Praha, Česká Republika

Šmelcer, L., Hvězdárna Valašské Meziříčí, Česká Republika

## **Abstrakt:**

Struktura bílé korony byla pozorována skupinou astronomů z Hvězdárny v Úpici v Fatehpur Sikri nedaleko Agry v Indii, skupinou z Astronomického ústavu UK Praha a další skupinou, jejímž členem byl pracovník Hvězdárny ve Valašském Meziříčí v Thajsku v Wat Kao Din Tai a v Wat Mongkolrattnalarm. Pozorování bylo prováděno dalekohledy s ohniskovou délkou 105, 500 a 1100 mm. Všechny experimenty byly zaměřeny na pozorování bílé korony - struktury, fyzikálních vlastností a pod. Bílá korona byla minimálního typu. Byly pozorovány koronální díry a řada polárních paprsků. Nad východním limbem v oblasti rovníku se nacházel mohutný přilbicový paprsek, složitý systém přilbicových rovníkových paprsků se vyskytoval nad západním limbem. Je diskutována souvislost těchto útvarů s fotosférou a chromosférou.

## **1. ÚVOD**

Úplné zatmění Slunce 24. října 1995 bylo pozorovatelné v některých částech Asie. Astronomové z České republiky uskutečnili pozorování na několika místech pásu totality. Dvoučlenná skupina z Hvězdárny v Úpici pozorovala zatmění v Indii, skupiny z Astronomického ústavu UK Praha a pracovník Hvězdárny ve Valašském Meziříčí v Thajsku.

Vzhledem ke krátkému trvání tohoto zatmění (1–1,5 min. dle místa pozorování) byly realizovány pouze experimenty zaměřené na pozorování bílé korony. První výsledky získané z těchto pozorování jsou prezentovány v tomto referátu.

## **2. POZOROVÁNÍ**

Pozorování úplného zatmění Slunce se uskutečnilo na třech místech:

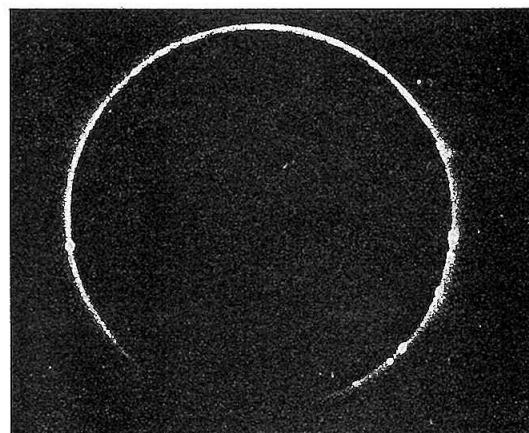
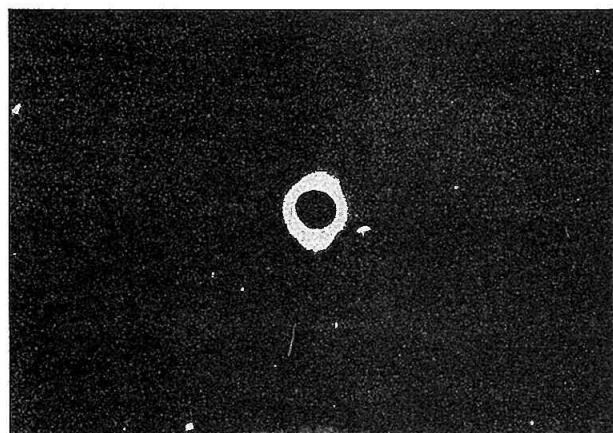
1. V Indii v městečku Fatehpur Sikri, jehož souřadnice jsou:

$$\lambda = 77^{\circ}38.0 \text{ E}$$

$$\varphi = 27^{\circ}06.7 \text{ N}$$

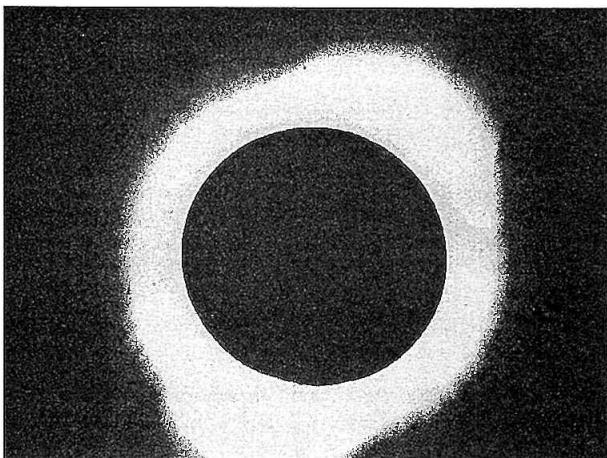
Úplné zatmění zde probíhalo v 8:34:09–8:34:59 místního času (3:04:09 – 3:04:59 UT). Snímání bílé korony bylo prováděno zrcadlovým objektivem s ohniskem 1100 mm a světllostí 1:10 s expozičními dobami postupně od 1/1000 s do 1/8 s a čočkovým objektivem Nikkor o ohnisku 105 mm a světlosti 1:2,4 s expozičními dobami od 1/90 s do 2 s. V obou případech byl používán film Fuji Sensia o citlivosti 200 ASA. Na obr. 1 je snímek bílé korony pořízený objektivem 105 mm expoziční dobou 1/90 s, na obr. 2 vnitřní bílá korona pořízená zrcadlovým objektivem s expoziční dobou 1/1000 s.

2. V Thajsku v Wat Kao Din Tai, souřadnice pozorovacího místa jsou:



Obr. 1

Obr. 2



Obr. 3

$$\lambda = 100^{\circ}04.5 \text{ E}$$

$$\varphi = 15^{\circ}48.1 \text{ N}$$

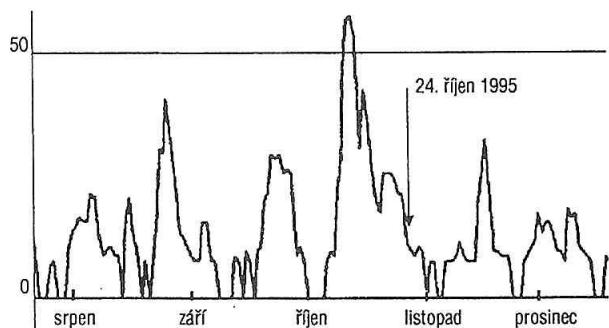
kde totalita proběhla v 10:46:54 - 10:48:42 místního času (3:46:54–3:48:42 UT). Snímky bílé korony byly získány objektivem s ohniskovou vzdáleností 500 mm s expozičními dobami 4s a 2s na film Ektar 25SX a objektivem Zeiss (1000/5,6) s expozicí 1s. Byl použit film Fuji Provia 100.

3. V Thajsku v Wat Mongkolrattnalarm, jehož souřadnice jsou:

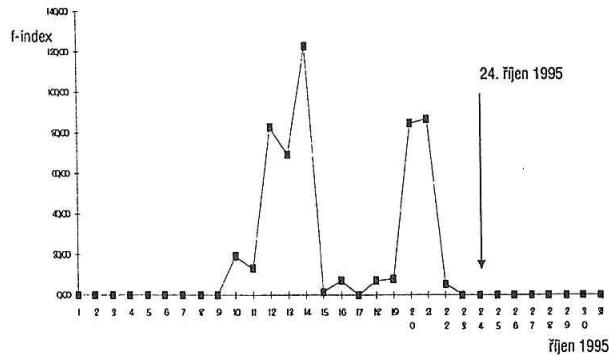
$$\lambda = 99^{\circ}54,9 \text{ E}$$

$$\varphi = 15^{\circ}53,1 \text{ N}$$

kde totalita proběhla v 10:46:35 - 10:48:23 místního času (3:46:35 - 3:48:23 UT). Snímky bílé korony byly pořízeny objektivem MTO 1100/10,5 s expozičními dobami od 1/1000 s do 1 s na film Fujichrome 200 ASA. Na obr. 3 je snímek bílé korony pořízený tímto objektivem s expoziční dobou 1 s.



Obr. 4



Obr. 5

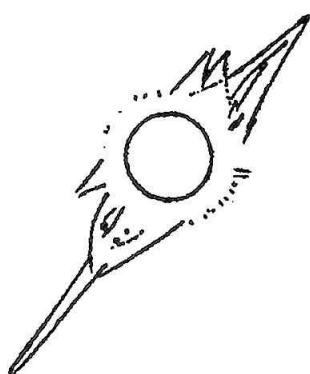
### 3. VÝSLEDKY

Úplné sluneční zatmění 24. října 1995 probíhalo téměř v době minima 22. cyklu sluneční aktivity, čemuž nasvědčují i fotosférické a chromosférické projevy sluneční aktivity. Relativní číslo slunečních skvrn bylo v září 12,3, v říjnu 21,7, v listopadu 9,4. V den zatmění, tj. 24. října, mělo relativní číslo hodnotu 25 (SGD, 1995). Z obr. 4 je patrné, že hodnoty relativního čísla byly v té době celkově poměrně nízké. Erupční aktivita v den zatmění nebyla pozorována žádná, což znamená, že erupční (flare) index určovaný podle Křivského (1975) měl v den zatmění nulovou hodnotu, denní hodnoty pro všechny dny v říjnu jsou na obr. 5.

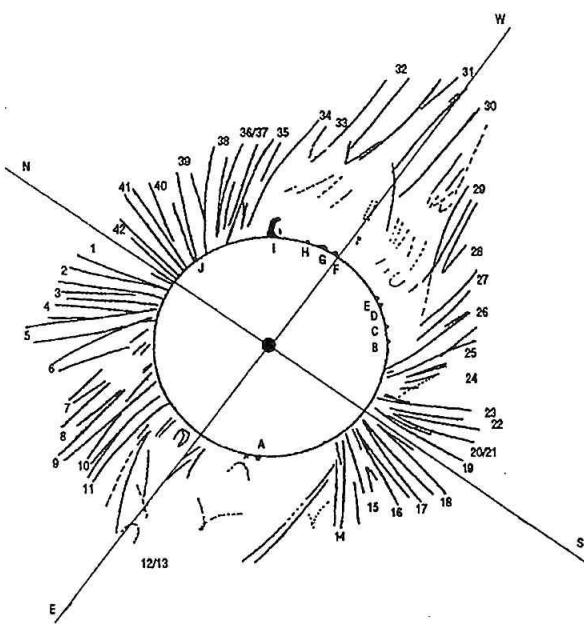
Na obr. 7 je struktura bílé korony, získaná ze snímků pořízených v Thajsku (exp. doba 1/1000s – 1s). Přímo při zatmění byla pozorována řada protuberancí, které až na jednu nad západním limbem byly poměrně malé. Nad východním limbem byl pozorovatelný dlouhý osamocený přílbicový paprsek (č.12), sahající do vzdálenosti 5–6  $R_{\odot}$  (obr. 6). Přímo nad limbem je patrná vnitřní struktura tohoto paprsku. Za ním je náznak ještě jednoho paprsku (č. 13), který je ale obtížně identifikovatelný, neboť paprsek č. 12 jej překrývá. Nad západním limbem se vyskytovala složitá struktura přílbicových paprsků, jejichž ukotvení není vždy dostatečně zřetelné, neboť se vzájemně v některých částech překrývají a jejich vrcholky dosahují do vzdálenosti 4  $R_{\odot}$ . Pod tímto složitým systémem se nachází také největší koncentrace pozorovaných protuberancí. Nad severním a jižním pólem se v P.A. 320°–70° a 157°–210° vyskytují rozsáhlé polární díry s tenkými polárními paprsky. Nad severní koronální dírou v P.A. 320°–70° jsou patrné méně jasné silnější paprsky, což by mohly být vrcholky přílbicových paprsků ukotvených za limbem. Přehled všech pozorovaných struktur s uvedením pozicičních úhlů je v tabulce I. Celkově je možno říci, že struktura korony při tomto zatmění byla velmi podobná struktuře pozorované při úplném zatmění v Brazílii v roce 1994 (Marková a Bělák, 1995, 1996).

Z obr. 8, na kterém jsou vyznačeny osy jednotlivých paprsků vidíme, že odklon paprsků od radiálního směru je prakticky ve všech případech směrem k rovníku. Z tabulky II je patrné, že tento odklon je dosti značný, což je typické pro minimum slunečního cyklu (Makarov, 1994).

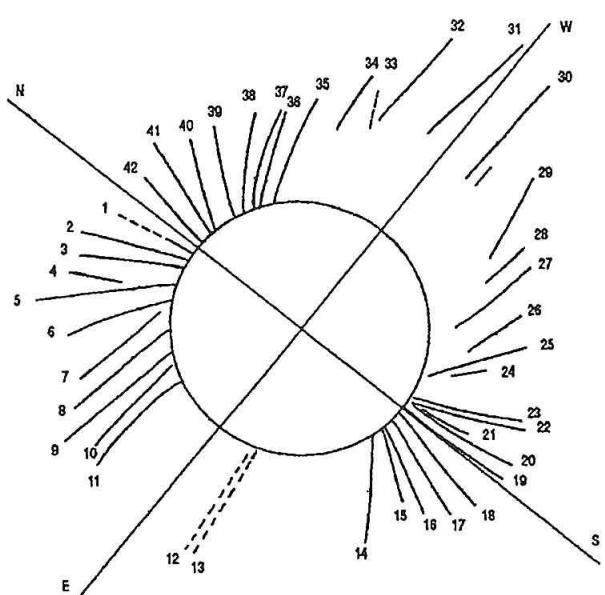
Z digitalizovaných snímků z Thajska a Indie byly získá-



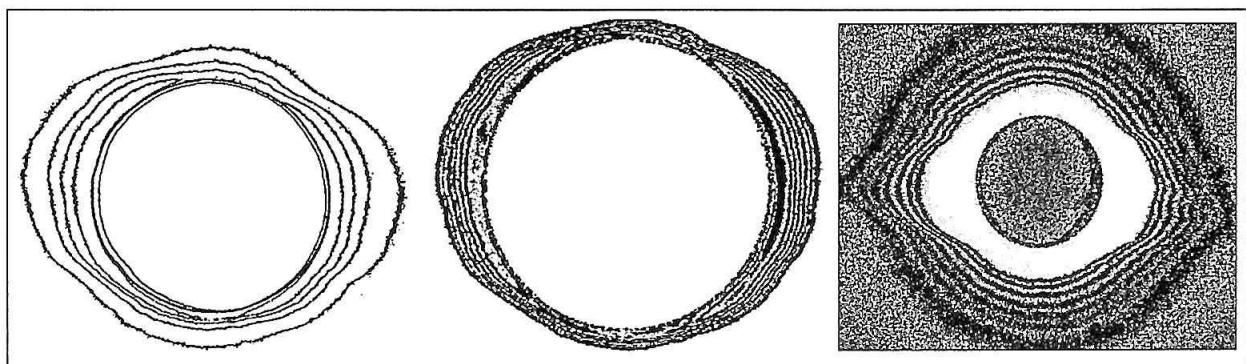
Obr. 6



Obr. 7



Obr. 8

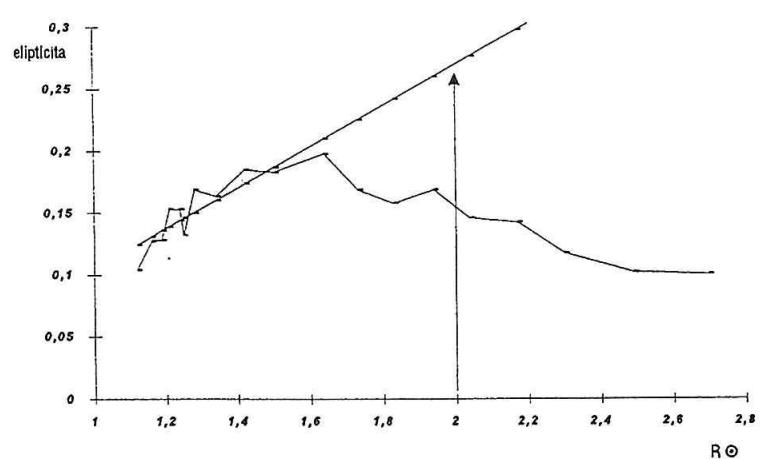


Obr. 9

ny izofoty (obr. 9) a určena elipticita. Hodnota elipticity pro vzdáenosť  $2R$  je  $a+b=0,27$  (obr. 10), což odpovídá tvaru korony minimálního typu. Stejná hodnota elipticity byla i pro zatmění v r. 1994 v Brazílii (Marková a Bělák, 1995, 1996) a Chile (Rušin, 1996, Rušin a Klocok, 1995, Klocok a Rušin, 1995). Maximální zploštění bylo pozorováno ve vzdáenosťi  $1,65 R$ . Od této vzdáenosťi začíná převládat F-korona nad K-koronou a zploštění se začíná zmenšovat.

#### 4. ZÁVĚR

Z uvedeného je patrné, že korona v době zatmění byla minimálního typu. Její struktura byla velmi podobná struktuře korony při zatmění v r. 1994. Souvislost těchto struktur s projevy magnetického pole a dalších fyzikálních jevů v koroně bude předmětem dalšího studia.



Obr. 10

útvart	poziční úhel (o)					poznámka
	1 Ro	1,5 Ro	2 Ro	2,5 Ro	3 Ro	
A	119					protuberance
B	220					protuberance
C	226					protuberance
D	237					protuberance
E	243					protuberance
F	272					protuberance
G	276-272					protuberance
H	289					protuberance
I	302 - 306					protuberance
J	346					protuberance
CH N	320 - 70					koronální díra
CH S	157 - 210					koronální díra
12	70 - (170)	74 - 136	80 - 119			přílbicový paprsek
13	70 - (170)	75 - 138	84 - 122			přílbicový paprsek
28	(215 - 228)	227 - (236)	237 - 244			přílbicový paprsek
29	(215 - 230)	(235) - 240	247 - 250			přílbicový paprsek
30	(195 -	(235 - 268)	252 - 263	258 - 264	(262 - 265)	přílbicový paprsek
31			272 - 279	271 - 276	270 - 273	přílbicový paprsek
32			283 - 289	280 - 283		přílbicový paprsek
33			286 - 296			přílbicový paprsek
34	- 320)		293 - 296			přílbicový paprsek

Tabuľka 1

č. paprsku	Ro / poziční úhel (o)									
	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2	2,2	2,4	2,6	2,8
1	3	4,5	6	6,5						
2	7	10	12	13	14					
3	11	14	17	19	21					
4			24	24,5	25					
5	19	23,5	26,5	29	31	32				
6	27	30	34,5	38	40					
7		37	44	50	52					
8	39	46	51	55	57					
9	49	54	58	60,5	62,5	64,5				
10	54	59	63	66	68,5					
11	63	64	67	70	72					
12	105	104,5	103	102,5	102	101				
13	108,5	107	106	105	104	103				
14	162	155	151	147	144,5					
15	167	163	160	158,5						
16	168,5	166	164	163						
17	173	170	169	168	167					
18	178	176	174,5	174	173,5					
19	180	180	180,5	181	182					
20	183,5	183	183	183,5	184					
21		184	185	186						
22	184	187	189	191	192					
23	186	189	191	193	194					
24		200	204							
25	196	203,5	208	211	214					
26			213	219,5						
27		218	224	229	232					
28				234,5	238					
29				241	243,5	248	251,5			
30					261	261,5	262	263	264	
31					276	274,5	273	272	271	270,5
32					288	285	283,5	282	281	
33					290	291				
34				298	296	293,5				
35	320,5	315,5	311,5	308	305					
36	322	321,5	317	304						
37	330	325,5	320,5	316,5						
38	334	330	326	302						
39	339	336	334,5	332						
40	349	345	342	339						
41	351,5	350	348,5	345,5						
42	357,5	356	355	354						

Tabuľka 2

## CITACE

Křivský, L.: 1975, Bull.Astron.Inst.Czechosl. 26, 203

Klocok, L. a Rušin, V.: 1994, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 22, 117-122

Makarov, V.I.: 1994, Sol. Phys., 150, 359

Marková, E. and Bělk, M.: 1995, Proc. of the Intern. Symp. on the Total Solar Eclipse of November 3, 1994, Revista de la Academia Nacional de Ciencias de Bolivia No. 69, La Paz - Bolivia, 37

Marková, E. a Bělk, M.: 1996, Sborník referátů ze semináře "Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí", Úpice, duben 1995, Hvězdárna v Úpici, 44

Rušin, V.: 1996, Sborník referátů ze semináře "Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí", Úpice, duben 1995, Hvězdárna v Úpici, 34

Rušin, V. and Klocok, L.: 1995, Proc. of the Intern. Symp. on the Total Solar Eclipse of November 3, 1994, Revista de la Academia Nacional de Ciencias de Bolivia No. 69, La Paz - Bolivia, 102

Solar Geophysical Data: 1995, No. 615, 616, 617 part 1

Rybanský, M.: Soukromé sdelení.

# **Jasnosť a štruktúry slnečnej koróny v rokoch 1994 a 1995**

*J. Sýkora, M. Minarovjech, J. Rybák a M. Rybanský, AÚ SAV, Tatranská Lomnica*

*T. Pintér, Slovenská ústredná hvezdáreň, Hurbanovo*

*P. Ambrož, M. Knížek, P. Kotrč, Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov*

## **Abstrakt**

Uvádzame čiastkové výsledky štúdia globálnych vlastností slnečnej koróny (štruktúra, tvar, jasnosť, magnetické pole) podľa pozorovaní úplných zatmení Slnka 3. 11. 1994 a 24. 10. 1995. Po-sudzujeme vzťah uvedených vlastností koróny k aktuálnej slnečnej aktivite a k fáze slnečného cyklu. Prezentujeme aj pokus o aplikáciu „počítačového neutrálneho filtra“ na originálne snímky koróny 1995.

## **1. ÚVOD**

Napriek novým a dômyselným technikám pozorovania slnečnej koróny z pozemských observatórií a z kozmu, predstavuje pozorovanie koróny počas úplných zatmení Slnka stále veľmi cennú a nenahraditeľnú príležitosť študovať túto najvyššiu vrstvu slnečnej atmosféry. Najmä pokiaľ ide o zorné pole a rozlišovaciu schopnosť, zatmeňové snímky slnečnej koróny zostávajú stále neprekonané inými mi-mozatmeňovými technikami. Detailné štúdium koróny v bielom svetle (spojité spektrum) poskytuje predovšetkým výbornú možnosť identifikovať rôzne koronálne štruktúry od limbu Slnka až do vzdialenosť niekolkých slnečných polomerov. Okrem toho, rozloženie koronálnych štruktúr okolo slnečného disku a znalosť ich morfológie, patria k základným prameňom pochopenia topológie veľkoškálového magnetického poľa koróny. Je tomu tak preto, že práve priestorovým rozložením tohto poľa je predurčené celkové rozloženie ionizovanej hmoty v koróne a teda aj existencia príslušných koronálnych štruktúr. A nakoniec koronálne polia a štruktúry majú evidentné pokračovanie (odozvu) v stave a vývoji medziplanetárneho magnetického poľa v rozsahu celej héliosféry (napríklad, Koutchmy a Livshits, 1992; Hoeksema, 1993). Naše úvahy o závislosti polohy neutrálnej magnetickej roviny na fáze cyklu slnečnej aktivity (Sýkora a Ambrož, 1995; 1997) nás viedli k pochybnostiam o reálnosti skorších modelov sféricky- a osovo-symetrickej slnečnej koróny.

Štvorčlenná expedícia SÚH Hurbanovo pozorovala posledné dve zatmenia Slnka v Criciúma (Santa Catarina Estado), asi 25 km od východného pobrežia Brazílie (3. novembra 1994) a v Nakhon Sawan, asi 240 km na sever od thajského hlavného mesta Bangkoku (24. októbra 1995). 246 sekúnd totality v Brazílii a 104 sekúnd úplného zatmenia Slnka v Thajsku bohatu postačovalo na získanie niekolkých sérií snímok slnečnej koróny v bielom svetle s rôz-

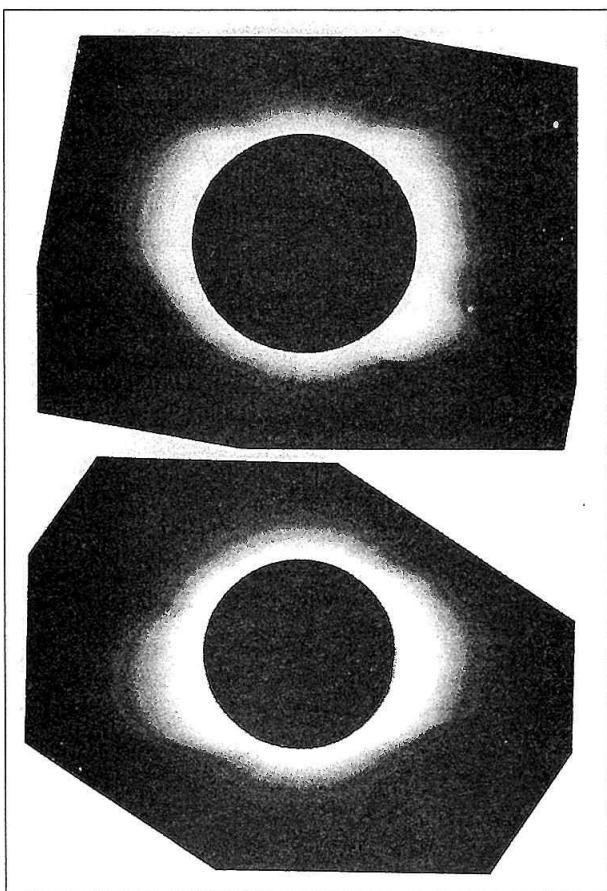
nymi expozíciami, aby sa fotograficky preklenul strmý gradient jasnosti koróny so vzdialovaním sa od Slnka, t.j., aby čo najväčší rozsah koróny bol nasnímaný bez nežiadúcich podexpozícií a preexpozícií. Základným prístrojom bol achromatický refraktor 130/1950 mm v Brazílii, zatiaľ čo v Thajsku bol na fotografovanie použitý teleobjektív 100/1000 mm. Prvotné spracovanie všetkých obrázkov spočívalo v prevedení mikrodenzitometrickej fotometrie s digitálnym záznamom. Rozmer pixela bol 50 mikrometrov, čo pri snímkach z Brazílie predstavuje rozlíšenie asi 5 oblúkových sekúnd.

## **2. ŠTRUKTÚRA, INTENZITA A SPLOŠTENIE KORÓNY**

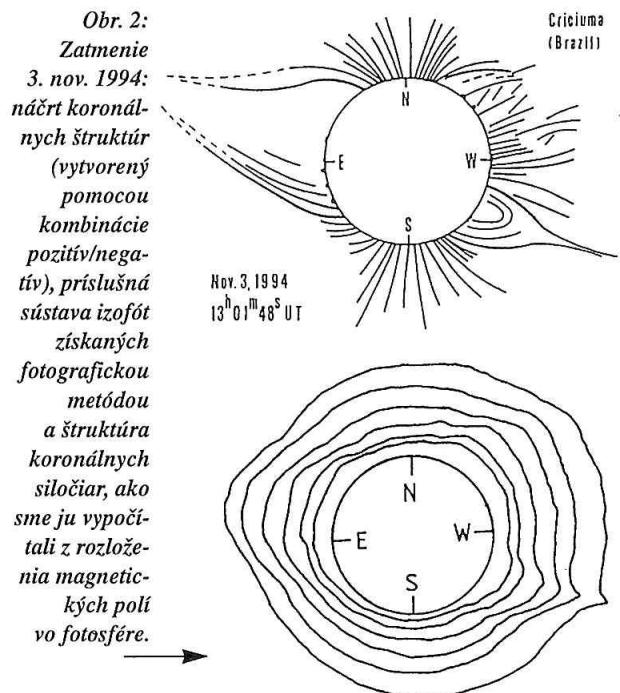
Náčrt koronálnych štruktúr, určenie globálneho tvaru koróny a výpočet koronálneho sploštenia sa zdajú byť jednoduchými úlohami pre pozorovateľov. Napriek tomu práve tieto vlastnosti a kvantity súvisia s veľkoškálovým rozložením slnečných magnetických polí a súčasne indikuju topológiu magnetického poľa v héliosfére (viď nasledujúcu kapitolu tohto článku).

Zdalo by sa, že najvernejšie možno štruktúry a tvar príslušnej koróny vidieť na reprodukciách jednoduchých kópií originálnych obrázkov koróny. Nie je to väčšinou pravda. Hodne, napríklad, záleží aj na kvalite tlače príslušného časopisu alebo zborníka, v ktorom sa takéto kópie publikujú. A tak, v podstate len pre ilustráciu ponúkame obr. 1, na ktorom sú ukážky snímok, získaných počas oboch zatmení.

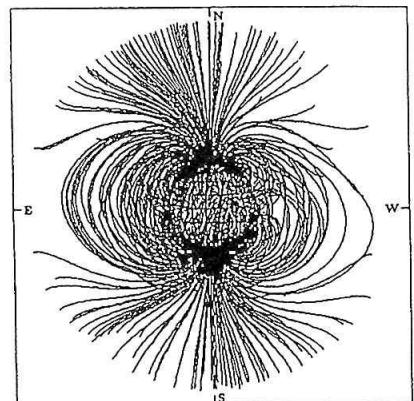
Oveľa zreteľnejšie je vidno štrukturalitu oboch korón na obr. 2 a obr. 3. Náčrt sme získali kombináciou negatívu a pozitívu toho istého originálneho obrázka a ich vzájomným pootočením o veľmi malý uhol (1–2 stupne). Výsledkom je oveľa zreteľnejšie „vyjavenie sa“ kontúr koronálnych štruktúr, ktoré potom možno jednoducho prekresliť.



Obr. 1: Hore: Snímok zatmenia Slnka, získaný v bielom svetle (spojité spektrum) dňa 3. nov. 1994 o 13:00:48 U.T. expozíciou 1/4 sekundy na film ILFORD PAN 400 v Criciúma (Brazília). Dole: Podobný snímok, exponovaný počas zatmenia 3. okt. 1995 o 03:47:20 U.T. v Nakhon Sawan (Thajsko). Vyznačená je orientácia slnečných osí.



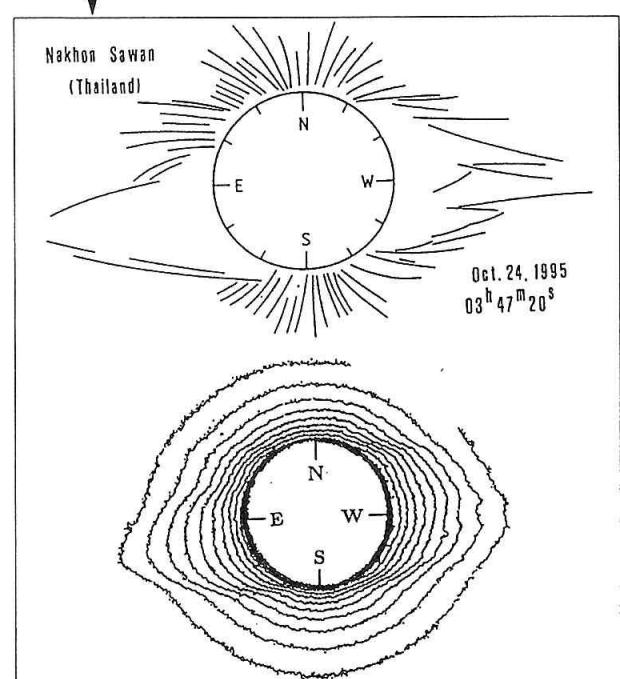
Obr. 3: Zatmenie  
24. okt. 1995:  
náčrt koronál-  
nych štruktúr  
(vytvorený pomo-  
cou kombinácie  
pozitív/nega-  
tív), príslušná sústa-  
va izofót získaných  
mikrofotome-  
trickou metó-  
dou.

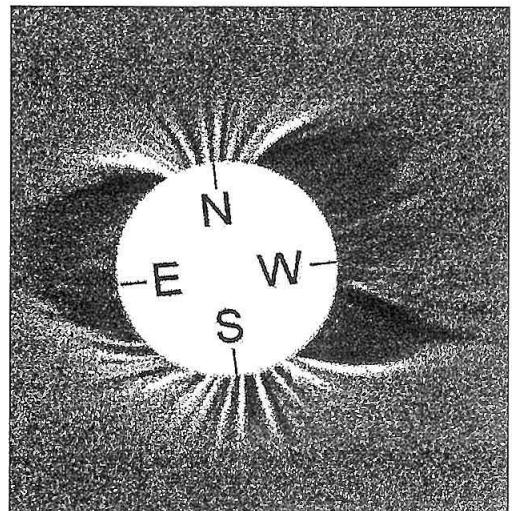
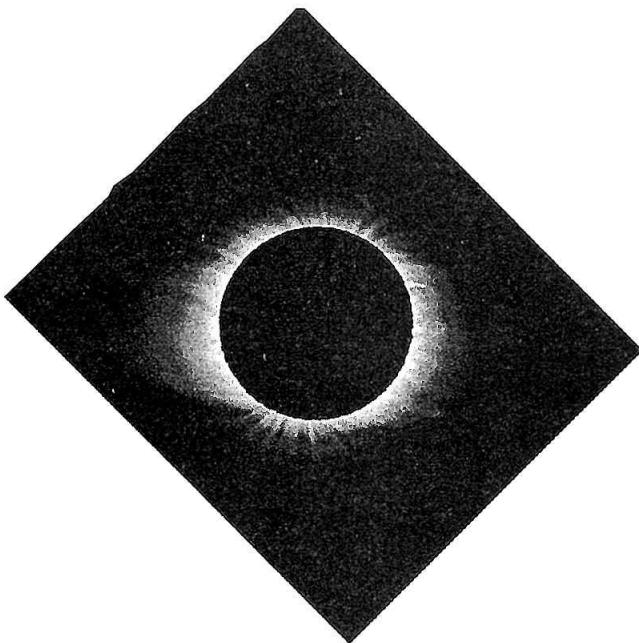


Je isté, že hlavne posledný krok skrýva v sebe značnú dávku subjektivity. (V prípade, že sa v tomto zborníku nachádzajú podobné kresby predmetných zatmeňových korón (1994, 1995), možno „objektivitu“ takých kresieb ľahko posúdiť). Napriek uvedenej výhrade je metóda negatív-pozičív oveľa účinnejšia pri štúdiu štrukturality slnečnej koróny než, napríklad, metóda izofót získaných na ozaj objektívnym meraním obrazov koróny mikrofotometrom (príslušné izofoty sú tiež prezentované na obr. 2 a obr. 3).

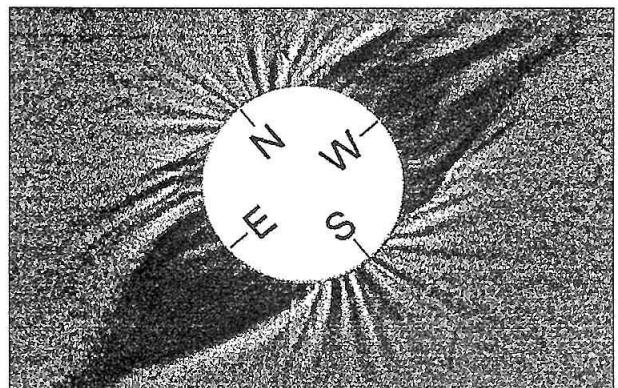
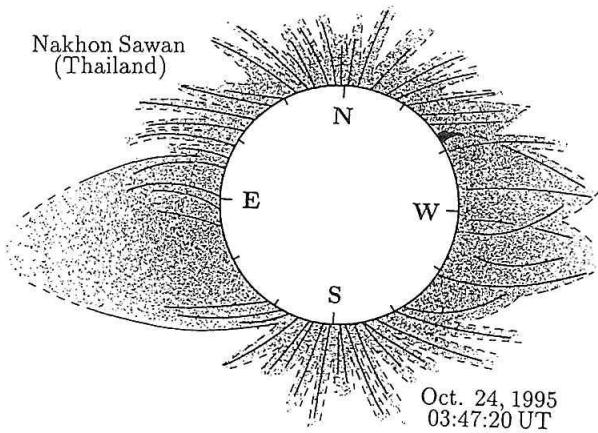
Aby sme podali prehľad o ďalších možnostiach zvýrazniť koronálne štruktúry, publikujeme ešte obrázok koróny 1995 (obr. 4), ktorý pre nás z našich snímok urobil Prof. E. Hiei (Japonsko) metódou tzv. neostrého maskovania vo zväčšováku tmavej komory (unsharp masking method). Žiaľ, v prípade ním pripraveného originálu, opäť vyvstáva otázka kvality reprodukcie v tlači tohto Zborníka referátov. Na tom istom obr. 4 publikujeme aj kresbu, ktorú sme z predmetnej Hiei-ho snímky „subjektívne“ načrtli.

V inom postupe sme sa pokúsili na originálne negatívy korón 1994 a 1995 aplikovať „umelý radiálny neutrálny filter“, vytvorený v počítači. V tomto prípade našou snahu bolo najmä zvýrazniť polárne koronálne lúče (príklad také-





Nov. 3. 1994



Oct. 24. 1995

Obr. 4: Obrázok koróny zatmenia 1995, ktorý z našich originálov vytvoril Prof. E. Hiei (Tokyo) metódou tzv. neostrého maskovania. Dolu náčrt koronálnych štruktúr, vytvorený nami na základe horného obrázka.

hoto „image processing“ vidieť na obr. 5). Značne sa tiež vylepšil kontrast jednotlivých koronálnych strímerov, vrátane ich „cibuľovitého“ tvaru a náznaku očakávanej existencie „dómu“ v dolnej časti aspoň niektorého zo strímerov.

Je evidentné, že obe koróny (1994 aj 1995) sú dobrým príkladom tzv. „minimového“ tvaru, typického pre obdobie blízko minima slnečného cyklu. Menovite v blízkosti miňa 11-ročných slnečných cyklov má slnečné magnetické pole jasne bipolárny charakter, pričom héliografická os a slnečná magnetická os sú prakticky identické. Na obr. 2 je k izofotám a štruktúre koróny 1994 pridaný aj nami vypočítaný obrázok konfigurácie koronálneho magnetického pola. Vyššie zmienená identita a súhlas pozorovaných a vypočítaných štruktúr (vypočítaných z rozloženia fotosférických magnetických polí za predpokladu ich bezsilovosti) je priamo excelentná.

S ohľadom na pomerne nízku slnečnú aktivitu pred miňom 22. slnečného cyklu (mesiacné relatívne číslo slnečných škvŕn bolo len 18,0 v novembri 1994 a 21,7 v októbri 1995) je popis aktuálnych koronálnych štruktúr pomerne jednoduchý. To isté platí aj o kontexte koronálnych štruktúr so synoptickou aktivitou na slnečnom disku. Oblasti

Obr. 5: Aplikáciou počítačového „radiálneho neutrálneho filtra“ sme získali tieto obrázky koróny zo zatmení 1994 (hora) a 1995 (dole).

oboch slnečných pólov sú charakterizované radiálne otvorenými magnetickými štruktúrami, indikujúcimi prítomnosť polárnych koronálnych dier. Poznamenávame, že takéto diery sú naozaj dobre identifikovateľné na regulárnych obrázkoch v mäkkom röntgene z družice YOHKOH v dňoch blízkych k dňom oboch predmetných zatmení Slnka (Solar Geophysical Data, No.605, Part I a No.616, Part I). Súčasne sú v prípadoch oboch zatmení na oboch póloch viditeľné veľmi dobre vyvinuté sústavy polárnych koronálnych lúčov. Lúče sú perfektne radiálne priamo na póloch a sú stále viac sklonené smerom k rovníku ak postupujeme k nižším héliografickým šírkam. Predpokladáme, že podrobnejšie štúdium snímok z družice YOHKOH by nám mohlo pomôcť odpovedať na otázku, či jednotlivé polárne lúče fyzikálne súvisia s diskrétnymi jasnými bodmi, viditeľnými na disku v oblastiach polárnych koronálnych dier.

V prípade zatmenia 1994 (obr. 1 a 2) dominuje na celom východnom limbe jeden veľký koronálny strímer (rozumej: prúd, lúče, a pod.). Zaberá neobyčajne veľký rozsah héliografických šírok – od pozičného uhla  $30^\circ$  do asi  $130^\circ$  (pozičné uhly sa merajú od héliografického severu cez vý-

chod, juh a západ späť k severu Slnka). Strímer je slabo nákloný k severu a typicky kvapkovitým spôsobom sa zužuje so vzdialovaním sa od Slnka. Jeho jasnosť a hranice nie sú celkom uniformné a ostré. Nedá sa vylúčiť, že tento strímer predstavuje projekciu dvoch, alebo viac menších strímerov, nachádzajúcich sa za sebou na nízkych šírkach východného limbu. Posúdenie aktivity na slnečnom disku a prehliadka snímok z YOHKOH-u indikujú, že „telo strímera“ je najpravdepodobnejšie ukotvené k slnečnému povrchu hodne za východným limbom, na neviditeľnej pologuli Slnka. Najmenej päť drobných protuberancí bolo „zastrešených“ týmto strímerom počas zatmenia.

Na západnom limbe je koróna 1994 podstatne viac štrukturovaná. Predovšetkým v juhozápadnom kvadrante existuje takmer klasický, dobre vyvinutý strímer (jeho základňa sa nachádza na pozičných uhloch  $210^\circ - 250^\circ$ ) s typickým dómom v jeho spodnej časti. Dve malé protuberančie sú viditeľné excentricky, bližšie k južnému okraju dómu. Mimochodom, prítomnosť protuberancí v dome je typická a bola často pozorovaná aj v minulosti, pokiaľ sa strímer nenachádzal príliš ďaleko pred alebo za slnečným limbom. „Nohy“ nášho strímera sa nepochybne nachádzajú blízko limbu a približne  $20^\circ$ -vý sklon osi symetrie strímera k slnečnému rovníku je bežný.

Ak pokračujeme od uvedeného strímera k severu, nachádzame čiastočný pokles koronálnej jasnosti v okolí slnečného rovníka a potom zvýšenú aktivitu v strednej časti severo-západného kvadrantu. Aj táto časť koróny javí pri najmenej náznaky strímerovosti. Zdanlivo nevyvinutá štruktúra je pravdepodobne dôsledkom ukotvenia strímera na viditeľnej pologuli Slnka, avšak značne pred jeho priblížením sa k západnému limbu. Preto priemet takého strímera do obrazovej roviny nemôže byť veľmi výrazný.

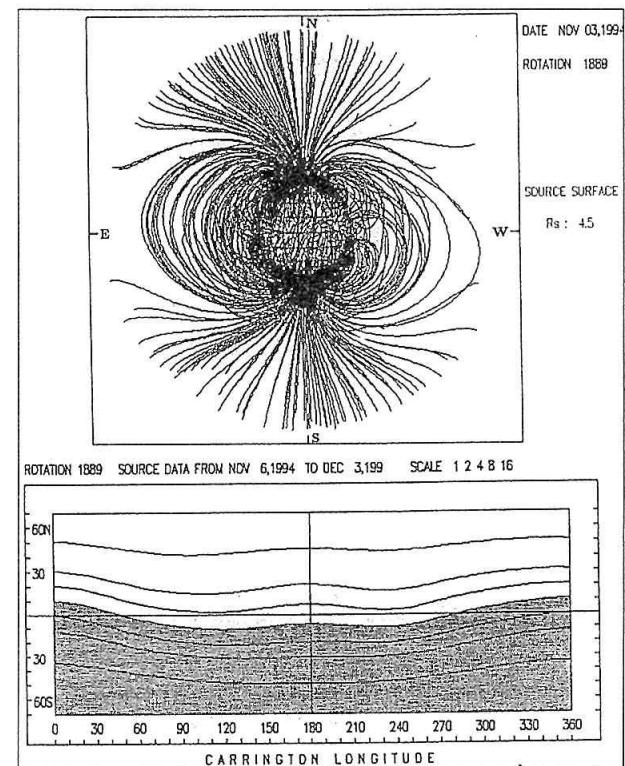
Pokiaľ ide o korónu 1995 (obr. 1 a 3), jej celkový tvar je do značnej miery podobný koróne z roku 1994. Evidentne to vyplýva zo skutočnosti, že obe zatmenia nastali krátko pred minimom slnečného cyklu (minimum 22. cyklu bolo začiatkom druhej polovice roku 1996), kedy koróna máva zretelne spoštený tvar, so strímerami v blízkosti rovníka. Aj v roku 1995 dominoval na východnom limbe mohutný strímer, zaberajúci vo svojej základni pozičné uhly od  $70^\circ$  asi do  $165^\circ$ . Aj tento strímer je charakteristický výrazným zužovaním s výškou. Aktivita na slnečnom disku a YOHKOH obrázky v mäkkom röntgene indikujú ukotvenie strímera na viditeľnej pologuli Slnka, relatívne ďaleko od jej východného okraja.

Podobne ako pri zatmení 1994, je aj v roku 1995 koróna na západnom limbe Slnka trochu členitejšia. V okolí slnečného rovníka (v pozičných uhloch od  $220^\circ$  do  $350^\circ$ ) sa nachádzajú pravdepodobne najmenej tri strímy, dobre viditeľné na počítačom spracovanom snímku (obr. 5). Na pozičnom uhle  $240^\circ$  je vidieť pomerne vysokú protuberanciu (asi 164 000 km, teda takmer 13 priemerov Zeme). Treba však pripomenúť, že všetky nami prezentované obrázky predstavujú slnečnú korónu ako sa premieta do obrazovej roviny (roviny oblohy) a skutočné rozloženie strímerov v priestore sa môže aj drasticky lísiť od toho, čo takto zdanlivo pozorujeme.

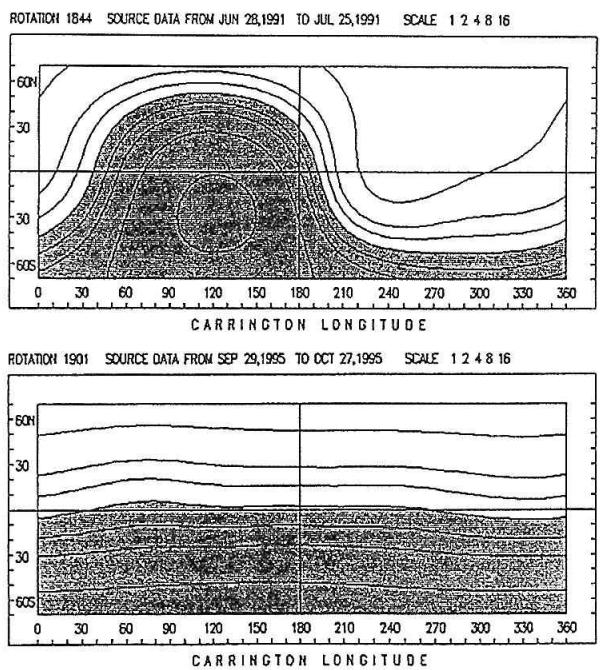
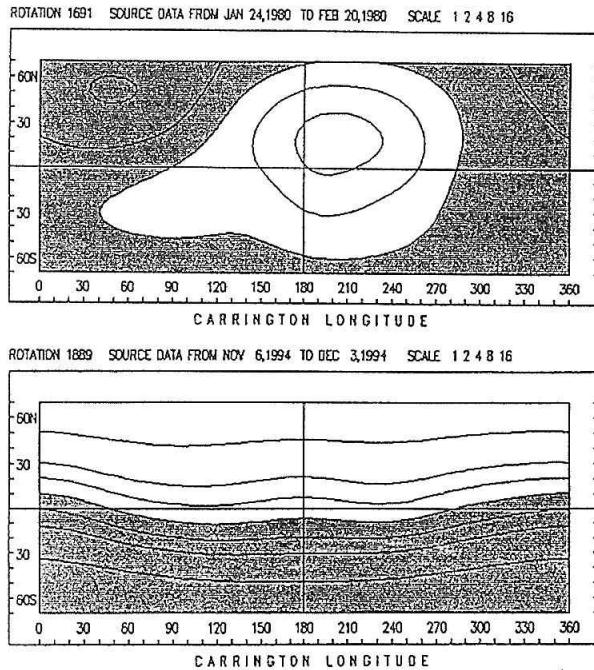
Je zrejmé, že akýkoľvek náčrt koronálnych štruktúr (ako sú, napríklad, tie na obr. 2) je do značnej miery subjektívny. Nemôže presne vyjadrovať skutočné rozloženie jasnosti koróny a preto ani nemusí verne odrážať reálny tvar koróny. K tomu, aby sa dalo kvantifikovať, napríklad, spoštenie konkrétnej koróny, sú potrebné aspoň izofoty koróny daného zatmenia. Definíciu, ako vypočítať spoštenie koróny zaviedol už dávnejšie Ludendorff (1928). Nech  $d_1$  je priemer z troch hodnôt rozmeru tej istej izofoty na rovníku a vo vzdialostiach  $22.5^\circ$  na obe strany od rovníka; nech  $d_2$  je podobný priemer z troch hodnôt rozmeru stále tej istej izofoty v smere slnečných pólov a v smeroch o  $22.5^\circ$  na obe strany od polárnej osi, potom Ludendorff definuje spoštenie koróny ako parameter

$$\epsilon = \frac{d_1}{d_2} - 1 \quad (1)$$

Použijúc naše merania oboch zatmení, dostali sme nasledovné spoštenia:  $\epsilon$  (1994) = +0.125 a  $\epsilon$  (1995) = +0.133 vo vzdialostiach asi 2 slnečných polomerov, pre ktorú sa spoštenie obyčajne určuje. Treba povedať, že so zmenšovaním vzdialenosťi od Slnka spoštenie výrazne klesá, a naopak, vo väčších vzdialostiach zretelne narastá. Zo súboru koronálnych tvarov, pozorovaných počas celej história fotografických záznamov slnečných zatmení (prakticky od r. 1851) bola odvodená evidentná závislosť spoštenia koróny na fáze slnečného cyklu. Bežne bola takáto závislosť publikovaná ako dobre definovaná sinusoida (vid., napríklad, obr. 5 v Koutchmy a kol., 1991). Z nej vyplývajúca predstava hovorí, že koróna je silne spoštená (ellipticita



Obr. 6: Vypočítaná konfigurácia siločiar (hora) a odpovedajúci tvar neutrálnej vrstvy koronálneho magnetického pola na zdrojovej ploche.



Obr. 7: Rozloženie globálneho magnetického poľa na zdrojovej ploche  $3,5 R_{\odot}$  ako sme ho vypočítali pre slnečné rotácie, v ktorých nastali zatmenia Slnka 1980, 1991 (maximá 21. a 22. cyklu) a 1994, 1995 (minimum 22. cyklu). Škály sú v mikro-Tesla a zašrafované plochy odpovedajú zápornej polarite magnetického poľa.

môže dosiahnuť až hodnotu asi 0,3 vo vzdialosti  $2 R_{\odot}$  v obdobiach miním slnečných cyklov, je zdánlivо kruhová blízko maxím cyklov a v ostatných obdobiach nadobúda rôzne prechodné tvary. V ďalšej kapitole značne spochybňíme túto zjednodušenú predstavu, napriek tomu, že obe zatmenia (1994 aj 1995) do nej výborne zapadajú.

V súvislosti s uvedenou závislosťou sploštenia koróny na fáze cyklu, ako aj v súvislosti s nasledovným odhadom jasnosti koróny, je vhodné uviesť ako je definovaná fáza slnečného cyklu. Jednu z najpoužívanejších definícií zaviedol Mitchell (1929). Podľa neho fázu cyklu kvantifikujeme tak, že lineárne interpolujeme obdobie medzi prijatou epochou najbližšieho maxima (fáza = 1) a minima cyklu (fáza = 0). Znamienko + používame pre vzostupnú vetvu cyklu a znamienko - pre jeho zostupnú časť. Vychádzajúc zo skutočnosti, že maximum posledného cyklu nastalo v júli 1989 a že minimum 22. cyklu bolo predbežne stanovené na september 1996, sme určili fázy našich zatmení nasledovne:  $\Phi(1994) = -0,30$  a  $\Phi(1995) = -0,15$ . Ak akceptujeme tieto fázy a použijeme štatistickú závislosť medzi jasnosťou koróny a fázou cyklu, ako ju kompilovali Rušin a Rybanský (1985), dostávame pre korónu 3. 11. 1994 jasnosť  $0,8 \times 10^{-6}$  integrálnej jasnosti stredu slnečného disku a pre korónu 24. 10. 1995 jasnosť  $0,7 \times 10^{-6}$  tejto hodnoty. Určenie koronálnej jasnosti je všeobecne veľmi citlivé na presnosť fotometrie, ako možno dedukovať z mnohých mnohých meraní, kedy boli rôznymi autormi publikované veľmi rôzne hodnoty pre to isté zatmenie Slnka. Vo svetle takejto skutočnosti má naše štatistické určenie koronálnej jasnosti svoj význam.

### 3. ANALÝZA GLOBÁLNYCH TVAROV A POČÍTANÉHO MAGNETICKÉHO POĽA KORÓNY

Úspešne sme pozorovali slnečnú korónu počas siedmich zatmení Slnka v rokoch 1973, 1980, 1981, 1983, 1991, 1994 a 1995, t.j., naše pozorovania svojim spôsobom pokrývajú prakticky celý 22-ročný Hale-ho magnetický cyklus. Stanfordské denné merania fotosférických magnetických polí (v súčasnosti známe ako merania Wilcox Solar Observatory), ktoré nám za predpokladu bezsilového magnetického poľa umožňujú výpočtom extrapolovať fotosférické pole do slnečnej koróny, sú k dispozícii od roku 1976. Popis koronálnych štruktúr a tvarov, metóda výpočtu koronálnych magnetických polí, určenie sploštení jednotlivých korón a ich konfrontácia s reálne pozorovanými formami koróny Slnka, boli postupne publikované v Sýkora a Badalyan (1992), Ambrož a Sýkora (1994a,b), Sýkora a Ambrož (1995), Sýkora a kol. (1995). Hlavné výsledky sú nasledovné:

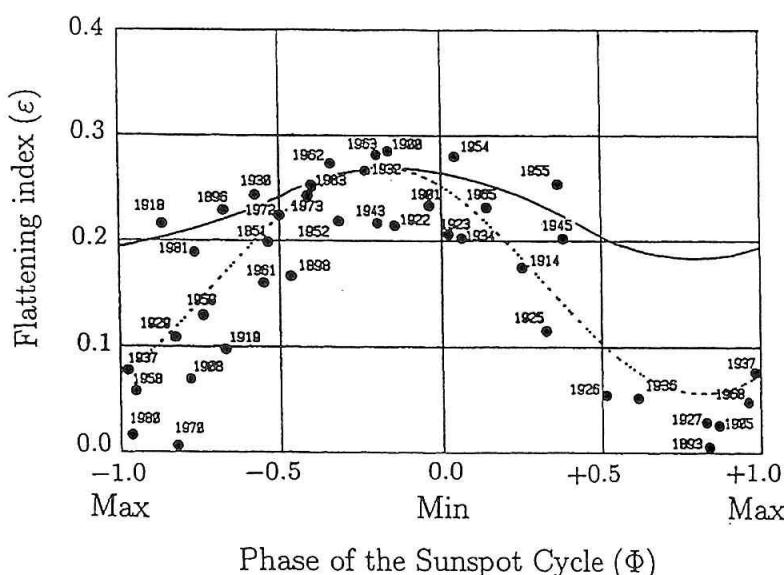
- Ukázal sa prekvapujúco dobrý súhlas medzi pozorovanými štruktúrami a tvarom (morphologiou) koróny na jednej strane a vypočítanou konfiguráciou koronálnych magnetických polí na strane druhej. Takýto súhlas svedčí o tom, že koronálne strímersy sú výsostne magnetickými štruktúrami (Ambrož a Sýkora, 1994b; Sýkora a kol., 1995). Príkladom takého súhlasu môže byť obr. 6, prezentujúci vypočítaný tvar siločiar magnetického poľa a polohu a tvar neutrálnej vrstvy magnetického poľa na zdrojovej ploche pre zatmenie 1994.

- Presvedčili sme sa, že Ludendorffova definícia koronálneho spoštenia dáva veľmi protirečivé výsledky v niektorých, zo štatistického hľadiska zriedkavých prípadoch. Tak je tomu napríklad v obdobiach blízko maxima slnečnej činnosti a pri súčasnej polohe magnetického rovníka blízkej k polohe a smerovaniu centrálneho meridiánu Slnka. Skoro učebnicový príklad takejto situácie nastal počas zatmenia Slnka 11. júla 1991 (viď panel v pravom hornom rohu obr. 7 a niekoľko iných obrázkov vo vyššie citovaných článkoch). Slnečná koróna bola výrazne spoštená (avšak k veľmi sklonenému magnetickému rovníku Slnka), zatiaľ čo výpočet koronálneho spoštenia podľa Ludendorffovej definícii indikuje perfektne kruhový tvar koróny (Sýkora a Ambrož, 1995; Sýkora a kol., 1995).
- Ukázali sme, že v priebehu jedinej slnečnej otočky musí dochádzať k podstatným zmenám tvaru koróny. Napríklad, keby zatmenie Slnka v r. 1991 bolo nastalo iba 3–4 dni mimo 11. júla 1991, veľmi pravdepodobne by sme boli pozorovali kruhovo symetrickú korónu. Takéto „správanie sa“ koróny je samozrejme dôsledkom zo dňa na deň meniaceho sa priemetu koronálnych strímerov do obrazovej roviny – roviny oblohy (Sýkora a Ambrož, 1995). Opačný prípad k 11. 7. 1991 nastal počas zatmenia 16. februára 1980 (Obr. 7, vľavo hore), kedy slnečný magnetický rovník bol pozorovaný nie od boku (ako v r. 1991), ale viac spredu. Preto sa koróna v priebehu javila takmer kruhovou. S ohľadom na to, že obe zatmenia nastali v intervale skoro presne jedného 11-ročného slnečného cyklu, tvar oboch korón by (podľa Ludendorffa) mal byť veľmi podobný.
- V obdobiach miním slnečných cyklov (viď napríklad obr. 2 a 3 a dva dolné panely obr. 7, vzťahujúce sa k zatmeniam 3. 11. 1994 a 24. 10. 1995) je slnečná koróna vždy výrazne spoštená, pričom má jasne bipolárny charakter. (Sýkora a kol. 1995). To je v súhlase s vývojom topológie slnečného magnetického poľa v priebehu 22-ročného magnetického Hale-ho cyklu (Hoeksema, 1993), lebo blízko k minimu 11-ročného cyklu slnečnej

aktivity je héliografická os vždy takmer identická s héliomagnetickou osou (nezávisle na tom, že v susedných 11-ročných cykloch sú magnetické polarity na oboch pologuliach Slnka vymenené).

#### 4. ZÁVERY

- (a) Na príklade zatmení 1994 a 1995 prezentujeme mieru subjektivity záznamu koronálnych štruktúr a celkového tvaru koróny pri použití rôznych metód spracovania originálnych snímok.
- (b) Objektívny tvar danej koróny a jej štruktúr je najviac deformovaný dvojrozmerným priemetom predmetných štruktúr do roviny obrazu. Žiaľ, v minulosti len málo autorov pri analýze koronálnych obrazov diskutovalo a vzalo do úvahy túto podstatnú deformáciu.
- (c) Zdôvodňujeme, že Ludendorffova definícia spoštenia slnečnej koróny nie je fyzikálne opodstatnená. Index spoštenia je rozhodujúcim spôsobom ovplyvnený projekciou skutočného rozloženia strímerov do roviny oblohy.
- (d) V skutočnosti je koróna pravdepodobne vždy značne spoštená, nie však k héliografickému rovníku, ale k héliomagnetickému rovníku.
- (e) A tak, vývoj reálneho tvaru slnečnej koróny kopíruje veľmi dobre dlhodobý vývoj topológie slnečného magnetického poľa na zdrojovej ploche (tá sa podľa stavu slnečnej aktivity a podľa teoretického prístupu jednotlivých autorov nachádza vo vzdialosti 2,0–4,5 R<sub>Ø</sub> od stredu Slnka).
- (f) Periodické zmeny indexu koronálneho spoštenia so slnečným cyklom, počítané vzhľadom k héliomagnetickému rovníku, by tak mali byť vyjadrené značne plytkejšou sínusoidou okolo pomerne vysokých hodnôt spoštenia (hodnoty +0,2 až +0,3 pri vzdialosti 2 R<sub>Ø</sub>), než bolo doteraz akceptované (viď našu hypotetickú závislosť v kreslenú na obr. 8 do obrázka prevzatého z Koutchmy a kol., 1991).



Obr. 8: Závislosť indexu koronálneho spoštenia na fáze slnečného cyklu (odvodená z historicky dostupných údajov o pozorovaní Slnka, Koutchmy a kol., 1991). Plnou čiarou je do obrázku v kreslená nami diskutovaná hypotetická závislosť „očistená“ o vplyvy geometrického priemetu koronálnych strímerov do obrazovej roviny (roviny oblohy).

(g) Sme toho názoru, že jedna etapa nášho chápania kornoálnych tvarov a ich zmien je jednoducho za nami a že je teraz potrebné podívať sa na tento fenomén z iného zorného uhla. Sme presvedčení, že pozorovania, ktoré sú v súčasnosti prevádzané koronografom LASCO C3 na držici SOHO zohrajú rozhodujúcu úlohu v tomto novom prístupe k starému problému.

#### *Podakovania*

Táto práca bola sponzorovaná VEGA grantami č. 2/5017/98 a 2/5007/98 Slovenskej akadémie vied a GA grantom Českej akadémie vied. Ministerstvo kultúry SR sa rozhodujúcemu mierou podieľalo na vyslaní expedícií SUH Hurbanovo za zatmeniami Slnka do Brazílie a Thajska.

#### LITERATÚRA

- Ambrož, P. and Sýkora, J.: 1994a, Poster Papers, Special Publication, Catania Astrophys. Obs., Catania, p. 121
- Ambrož, P. and Sýkora, J.: 1994b, in V. Rušin, P. Heinzel and J.-C. Vial (eds.), „Solar Coronal Structures, Veda, Bratislava, p. 559.
- Hoeksema, J.T.: 1993, in „Solar-Terrestrial Prediction – IV“ (eds.: J. Hruska, M.A. Shea, D.F. Smart and G. Heckman), NOAA/ERL, Boulder, 2, 3.
- Koutchmy, S. and Livshits, M.A.: 1992, Space Sci. Rev. 61, 393.
- Koutchmy, S., Zirker, J.B., Steinolfson, R.S. and Zhughzhda, J.D.: 1991, in „Solar Interior and Atmosphere“, A.N. Cox, W.C. Livingston and M.S. Mathews (eds.), The University of Arizona Press, Tucson, p. 1044.
- Ludendorff, H.: 1928, Sitzber. Preuss. Akad. Wiss., 16, 185.
- Mitchell, S.A.: 1929, Handb. Aph.4, 231.
- Rušin, V. and Rybanský, M.: 1985, Bull. Astron. Inst. Czechoslov. 36, 77.
- Sýkora, J. and Badalyan, O.G.: 1992, in C. Mattok (ed.), Proc. of the First SOHO Workshop, ESA SP-348, 137
- Sýkora, J. and Ambrož, P.: 1995, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. (Roma) 4, 509.||
- Sýkora, J. and Ambrož, P.: 1997, Proc. of the NATO ARW „Theoretical and Observational Problems Related to Solar Eclipses“, Z. Mouradian (ed.), (in press).
- Sýkora, J., Pintér, T. and Ambrož, P.: 1995, in „Proc. of the Int. Symp. on the Total Solar Eclipse of November 3, 1994“, M.S. Raljevic, F. Zaratti and J.M. Pasachoff (eds.), Revista de la Academia Nacional de Ciencias de Bolivia 69, 23.

# **Farba a stupeň ionizácie koróny**

*I. Dorotovič, B. Lukáč, SÚH Hurbanovo*

*M. Minarovjech, M. Rybanský, Astronomický ústav SAV, Tatranská Lomnica*

## **Abstrakt**

Táto práca popisuje experiment na určenie farby slnečnej koróny, ktorý bol vykonaný počas úplného zatmenia v roku 1994 v Brazílii. Rozdiel vo farbe koróny a farbe fotosféry môže naznačiť prítomnosť neutrálnej hmoty. Práca obsahuje výsledky merania farby slnečnej koróny tesne nad limbom a teoreticky naznačuje farbu podľa súčasného modelu koróny. Na základe výsledkov sa zdá, že slnečná koróna by mala byť všade červenšia ako stred slnečného disku a to aj tesne nad limbom. Experiment ukazuje, že koróna je tesne pri limbe modrejšia, ako stred slnečného disku a tento efekt klesá s výškou v koróne. Porovnali sme výsledky experimentu s výsledkami teoretického výpočtu farby. Z porovnania vyplýva, že experimentálne výsledky sú vo výškach nad 3° v súlade s teoretickými.

## **1. ÚVOD**

Každá teória obyčajne vychádza z parametrov, ktoré vznikli interpretáciou predchádzajúcich pozorovaní a meraní. Je však možné, že sa zle alebo nedostatočne interpretujú výsledky pozorovaní, na základe ktorých sa určujú parametre koronálnej hmoty. Súčasné hypotézy mechanizmu ohrevu vychádzajú z magnetohydrodynamického prístupu, ktorý predpokladá úplnú ionizáciu hmoty v koróne ako aj vysokú vodivosť. Ak by však ionizácia nebola úplná, t.j. v hmote by bol zastúpený aj neutrálny vodík, vodivosť by sa rapične zmenšila. Tento fakt by mohol viesť k revízii MHD riešenia pre slnečnú korónu a nový prístup by mohol viesť k pochopeniu ohrevu koróny a prenosu hmoty v koróne. Prítomnosť neutrálnej hmoty môže byť indikovaná zmenou farby koróny, lebo v tom prípade by išlo o Rayleighov rozptyl a nie o Thomsonov, ako pri úplnej ionizácii.

Minulé pokusy určiť farbu koróny viedli k záveru (Šklovskij, 1962), že v rámci možnej presnosti merania je rovnaká, ako farba fotosféry, pokiaľ ide o vnútornú korónu a so vzdialenosťou pribúda podiel červenej farby následkom väčšieho príspevku F-koróny. Z tohto predpokladu vychádzajú aj práce založené na určení farby z farebného snímku získaného pri zatmení (Nikolskij a Nesmjanovič 1983, Alexejeva a spol. 1994). V tejto práci sa, na rozdiel od iných, zaoberáme tak teoreticky ako aj prakticky tým, či je predložený predpoklad správny alebo nie. V súčasnosti je presnosť merania farby koróny pomocou CCD kamier minimálne o rád lepšia ako pri meraní pomocou fotografickej fotometrie. Sme toho názoru, že problém farby koróny môže byť v súčasnosti vyriešený pomocou CCD kamier.

Táto práca opisuje experiment na určenie farby koróny počas zatmenia a porovnáva jeho výsledky s výsledkami teoretického modelu. Úplné zatmenie Slnka sa pozorovalo

3. novembra 1994 nedaleko mesta Criciúma v Brazílii ( $\lambda = 49^\circ 22' 02''$ ,  $\varphi = -28^\circ 43' 11''$ ). Miesto pozorovania sa nachádzalo presne na stredovej čiare pásu zatmenia, trvanie úplného zatmenia bolo v tejto oblasti 4 minuty a 6 sekúnd. Okamih 2. kontaktu nastal o  $12^{\text{h}}58^{\text{m}}43^{\text{s}}$  UT pri pozíčnom uhle  $89.6^\circ$ . Uprostred úplného zatmenia bola slnečná koróna zakrytá Mesiacom až do výšky  $53^\circ$ .

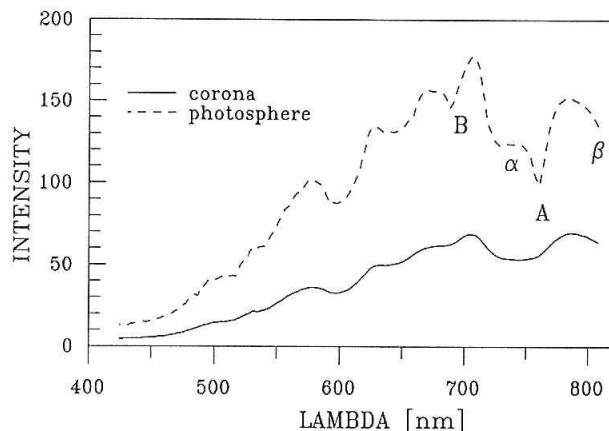
Druhá časť sa zaobera experimentom vykonaným počas zatmenia Slnka a popisom pozorovaní. V tretej časti je opísaná metóda redukcie údajov a získané výsledky. V štvrtej časti sú prezentované výsledky teoretického výpočtu farby slnečnej koróny. V piatej časti diskutujeme získané výsledky a pokúšame sa interpretovať rozdiel medzi teoretickými a experimentálnymi výsledkami.

## **2. EXPERIMENTY, PRÍSTROJE A POZOROVANIE**

Spektrálna oblasť od 420 nm do 820 nm bola zobrazovaná hranolovým spektrografom na CCD kameru ST-4 s rozmermi  $2,64 \times 2,64$  mm ( $192 \times 165$  pixlov). Šírka vstupnej štrbin bola 0,015 mm a spektrálna rozlišovacia schopnosť pri 600 nm bola okolo 1000, t.j. omnoho lepšia ako rozlišovacia schopnosť CCD kamery. Boli naplánované expozičné doby v rozmedzí 0,1 s a 3,4 s, aby sme si boli istí, že zvolíme správnu expozíciu spektra v rôznych častiach slnečnej koróny smerom od slnečného limbu.

Obraz koróny bol na vstupnej štrbinе spektrografovi vytvorený astrokamerou Zeiss (D = 60 mm a f = 270 mm). Spektrum bolo zaznamenané pomocou PC 486. Porovnávanie spektrum fotosféry bolo získané tým istým prístrojom tesne pred zatmením. Intenzita svetla bola zoslabená na požadovanú úroveň redukciou vstupnej apertúry (aby sme sa vyhli použitiu neutrálneho filtra).

Štrbină spektrografovi bola orientovaná radiálne k slnečnému povrchu pri pozíčnom uhle  $24^\circ$ . Počas zatmenia bolo



Obr. 1. Priebeh spektrálnej intenzity stredu slnečného disku (prerušovaná čiara) cez redukovanú apertúru objektívu a slnečnej koróny (spojitá čiara) vo výške 3' nad limbom na záznam č. 4.

získaných 6 snímkov. Údaje o pozorovaní sú v tab. I. Pred i po zatmení bol nasnímaný temný prúd ako aj spektrum fotosféry cez redukovanú vstupnú apertúru.. Okrem toho bolo pred zatmením nasnímané spektrum neónovej lampy pre kalibráciu škály vlnových dĺžok. Po analýze tejto škály sme našli vzťah medzi polohou jednotlivých pixlov a vlnovou dĺžkou.

#### ÚDAJE O POZOROVANÍ FARBY SLNEČNEJ KORÓNY

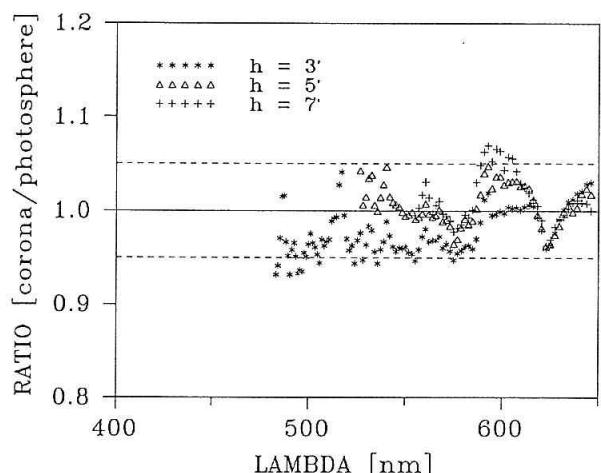
Pora- dové číslo	Čas začiatku expozičie (UT)	Doba expozičie	Čas po 2. kontakte	Výška zákrytá Mesiacom
1.	12 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup>	0.1s	0 s	0"
2.	12 <sup>h</sup> 59 <sup>m</sup> 16 <sup>s</sup>	0,2s	33 s	14"
3.	12 <sup>h</sup> 59 <sup>m</sup> 47 <sup>s</sup>	0,4s	64 s	27"
4.	13 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 20 <sup>s</sup>	0,7s	97 s	40"
5.	13 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> 36 <sup>s</sup>	1,5s	173 s	72"
6.	13 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> 29 <sup>s</sup>	3,4s	226 s	94"

Tabuľka č. I

Na prvom snímku (č. 1 v tab. I) sú zaznamenané väčšinou chromosférické spektrálne čiary a ostatné záznamy ukazujú čisté spektrum koróny.

#### 3. METÓDA REDUKCIE A VÝSLEDKY

Farbu slnečnej koróny definujeme ako pomer spektrálnej intenzity medzi modrou a červenou časťou spektra. Tento pomer vo fotosférickom spektri, urobený pre porovnanie, definujeme ako jednotku (biela farba). Test kamery vo „flat field“ ukázal, že merania fotosférického spektra v rôznych riadkoch sú v medziach presnosti ako to vyplýva z teoretickej presnosti meraní. Potom je možné vytvoriť iba jeden priemerný záznam z fotosférického spektra. Tento priemernovaný záznam (získaný zo 70 riadkov) je na obr. 1. (prerušovaná čiara). Spojitá čiara na tom istom obrázku ukazuje



Obr. 2. Pomer spektrálnych intenzít  $I_{\text{koróna}}/I_{\text{otosféra}}$  pre medziľahlé výšky v koróne (detaily - vid' v teste).

priebeh koronálneho spektra získaný zo záznamu č. 4 (priemer z riadkov č. 119–128, t.j. z výšok 2°30' – 4°30').

Koronálne spektrá zo všetkých záznamov, a rovnako aj porovnávanie spektrum, boli redukované takým spôsobom, že ich priemernú úroveň sme považovali rovnú 1,0 v spektrálnej oblasti 610–646 nm. Údaje z oblasti nad 650 nm neboli brané do úvahy. Dôvody: 1.) Spektrálne pásy A (760 nm) a B (690 nm), ktoré prislúchajú atmosférickému O<sub>2</sub>, vykazujú veľké rozdiely medzi fotosférickým a koronálnym spektrom. 2.) Absorpčné pásy H<sub>2</sub>O α (700–740 nm) a β (790–840 nm) sa môžu meniť vo veľkých medziach v dôsledku zmien teploty a vlhkosti počas zatmenia.

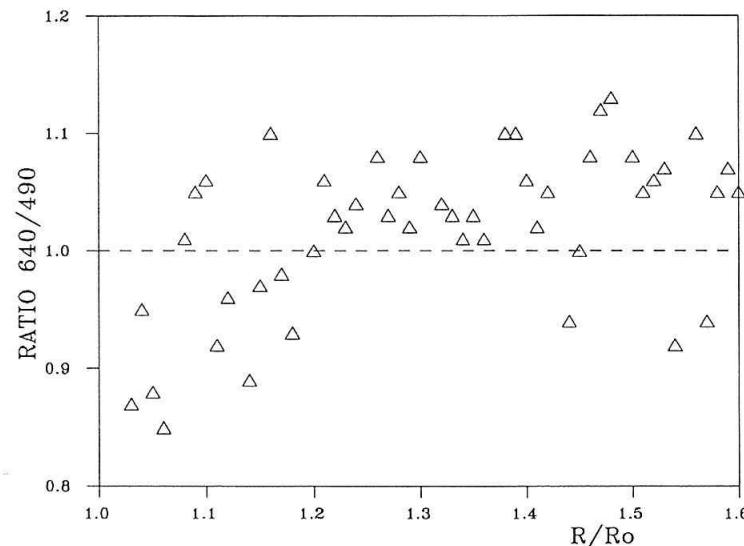
Okrem toho, pre naše účely nemôžeme použiť hodnoty, ktoré sú menšie ako 10 (najvyššia úroveň je 256), aby chyba v pomere intenzity neprekročila 5%. Údaje zo záznamov č. 3–5, ktoré splňajú obe kritériá, boli zahrnuté do troch súborov podľa výšky v slnečnej koróne (3, 5 a 7 oblúk. min.) a výsledný pomer koróna/fotosféra je ukázaný na obr. 2. Podľa tohto obrázku sa zdá, že slnečná koróna sa stáva červenou idúc smerom k slnečnému povrchu (v spomenutých výškach).

Vyššie opísaná metóda nemôže byť použitá pre meranie vo vnútornej koróne približne do 3'. Na to, aby sme urobili analýzu tejto časti nášho merania, potrebujeme určiť rozptylovú funkciu, ktorá bude závislá v našom prípade nielen od výšky v slnečnej koróne ale aj od vlnovej dĺžky. Ak budeme poznáť rozptylovú funkciu, dekonvolúcia nám umožní použiť údaje z vnútornej koróny.

Na elimináciu rozptylu blízko limbu je teda potrebné určiť funkciu rozptylu. Podľa Zwaan (1965) takto označujeme všetko svetlo, ktoré je na obraze a nie je objektom vysielané.

Na určenie tejto funkcie využijeme kalibračný záznam spektra slnečného disku. Priebeh spektrálnej intenzity na tomto zázname v závislosti na vzdialenosť od stredu slnečného disku pre určitú vlnovú dĺžku označíme  $h(r)$ . Neskreslený ten istý priebeh okrajového stemenia podľa Pierce a Slaughter (1977), označíme  $f(r)$ . Potom platí

$$f(r) \cdot g(r) = h(r) \quad (1)$$



Obr. 3. Pomer spektrálnej intenzity  $I_{640}/I_{490}$  (v strede slnečného disku  $I_{640}/I_{490} = 1$ ) ako funkcia vzdialosti od slnečného stredu.

kde hviezdičkou je označená konvolúcia a  $g(r)$  je hľadaná funkcia rozptylu. Integrálnu rovnici (1) sme riešili metódou Fourierovej transformácie a získali sme takto funkciu rozptylu pre rôzne vlnové dĺžky. Jej aplikáciou na záznam spektra koróny sme získali neskreslený prebeh spektrálnej intenzity v riadkoch tesne nad okrajom Mesiaca.

Na obr. 3 je ukázaný výsledný pomer spektrálnej intenzity v červenej a modrej oblasti korónalného spektra. Aj napriek pomerne veľkej nepresnosti, ktorú odhadujeme na 2–3%, z obrázku možno usudzovať, že farba koróny je modrejšia, ako farba stredu slnečného disku. Ak by sme chceli rozdiel pripísaný na vrub rozptylu na neutrálnych atónoch vodíka, muselo by ich byť okolo 7 na každý voľný elektrón. Teda stupeň ionizácie vo vnútornej koróne by bol pomerne nízky.

#### 4. TEORETICKÝ MODEL PRE FARBU SLNEČNEJ KORÓNY

Farba koróny závisí od podmienok rozptylu žiarenia prichádzajúceho z fotosféry a dáva informáciu o mechanizmoch žiarenia v koróne. Predpokladáme, že celková spektrálna intenzita koróny je zapríčinená príspevkom rozptylu fotosférickejho žiarenia na voľných elektrónoch v K-koróne (Thomsonov rozptyl) a príspevkom rozptylu fotosférickejho žiarenia na pevných časticach v F-koróne. Ak by bol v koróne prítomný neutrálny vodík, vnútorná koróna by sa stala modrejšou v dôsledku Rayleighovho rozptylu. Úplný výpočet rozptylu v bielej koróne je opísany v práci Dorotovič a Rybanský (1996). Výsledky tohto výpočtu sú uvedené v tab. II. Farba je v tejto práci definovaná ako pomer spektrálnej intenzity pri 640 a 490 nm.

#### FARBA SLNEČNEJ KORÓNY V ZÁVISLOSTI OD R PRE ODOBIE MINIMA (MIN.) A MAXIMA (MAX.) SLNEČNEJ AKTIVITY

Vzdialenosť od stredu Slnka $r$	Rovníková oblasť v max.	Rovníková oblasť v min.	Polárna oblasť v min.
1,00	1,0665	1,0679	1,0722
1,01	1,0639	1,0654	1,0698
1,03	1,0618	1,0635	1,0684
1,06	1,0602	1,0623	1,0681
1,10	1,0592	1,0616	1,0692
1,20	1,0586	1,0619	1,0747
1,30	1,0590	1,0633	1,0827
1,40	1,0599	1,0650	1,0881
1,50	1,0611	1,0671	1,0937
1,60	1,0625	1,0693	1,0980
1,70	1,0640	1,0714	1,1013
1,80	1,0655	1,0735	1,1037
1,90	1,0670	1,0755	1,1055
2,00	1,0685	1,0773	1,1068
2,10	1,0699	1,0790	1,1079
2,20	1,0712	1,0805	1,1086
2,30	1,0725	1,0819	1,1093
2,40	1,0737	1,0832	1,1097
2,50	1,0748	1,0844	1,1101

Tabuľka č. II

Na základe týchto výsledkov sa zdá, že slnečná koróna by mala byť všade červenšia ako stred slnečného disku, a to aj blízko limbu. S rastúcou výškou táto červenosť najprv klesá a potom rastie pod vlyvom F-koróny.

#### 5. DISKUSIA A ZÁVERY

Merania ukazujú, že farba slnečnej koróny je v súlade s výpočtom vo výškach vyše 3' nad limbom. V nižších výš-

kach je slnečná koróna modrejšia, čo môže byť zapríčinené prítomnosťou neutrálneho vodíka. Táto interpretácia je však problematická pretože redukcia meraní blízko slnečného limbu pomocou získania rozpotylovej funkcie Fourierovou metódou transformácie nie je jednoznačná.

Ak je pomer vodíkových atómov a voľných elektrónov rovný 1, potom sa pomer spektrálnej intenzity zmení o 0,12% (Unsöld, 1968). To znamená, že aspoň na takej úrovni by mala byť presnosť meraní. Súčasné CCD kamery so 16-bitovým prevodníkom takúto presnosť umožňujú.

V tomto období začíname vyšetrovať výsledky podobného experimentu vykonaného na dvoch pozorovacích staniciach (India, Neem Ka Thana a Thajsko, Nakhon Sawan) počas zatmenia 24. októbra 1995. V týchto experimentoch boli už použité CCD kamery ST-7 so 16-bitovým prevodníkom.

Myšlienka využiť CCD kameru na meranie farebného rozdielu koróny a fotosféry sa ukázala veľmi dobrá. Napriek zložitosti experimentu si myslíme, že pri úrovni dnešnej pozorovacej techniky by mohli prispiť k riešeniu tejto problematiky aj iné expedície pri ďalších úplných zatmeniach. Prípadným záujemcom môžu svoje skúsenosti odovzdať pracovníci SÚH.

### ***Podakovanie***

Táto expedícia bola možná len vďaka rozhodujúcej finančnej a organizačnej podpore Ministerstva kultúry Slovenskej republiky. Táto práca bola podporovaná grantom Slovenskej akadémie vied GAV 2004/95.

### **LITERATÚRA**

- Alexeyeva,I.V., Kroussanova,N.L. and Streltsova,M.V.: 1994, in it IAU Coll. 144, Solar Coronal Structures,ed. V.Rušin, P.Heinzel and J.-C.Vial, VEDA, Bratislava, 597.  
Dorotovič,I. and Rybanský,M.: 1997, Solar Phys., 172, 207.  
Nikolsky,G.M. and Nesmyanovich,I.A.: 1983, Astron. Zh., 60, 1179.  
Pierce,A.K. a Slaughter,Ch., 1977, Solar Phys., 51, 25.  
Šklovskij,I.S.: 1962, Fizika Solnecnoj Korony, GIFML, Moscow.  
Unsöld,A.: 1968, Physik der Sternatmosphaeren, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.  
Zwaan,C.: 1965, Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht, XVII(4).

# Vedecké práce Ing. Štefana Pintéra, CSc.

L.Pastorek, SÚH Hurbanovo

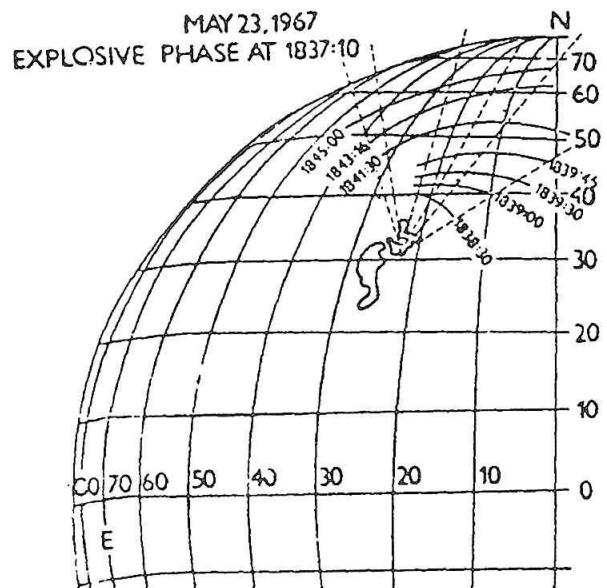
Z. Vörös, Geofyzikálny ústav SAV, Hurbanovo

## Abstrakt:

Pri príležitosti 10. výročia úmrtia Ing. Štefana Pintéra je podaný súhrn jeho celoživotného diela s dôrazom na jeho práce v oblasti slnečnej fyziky.

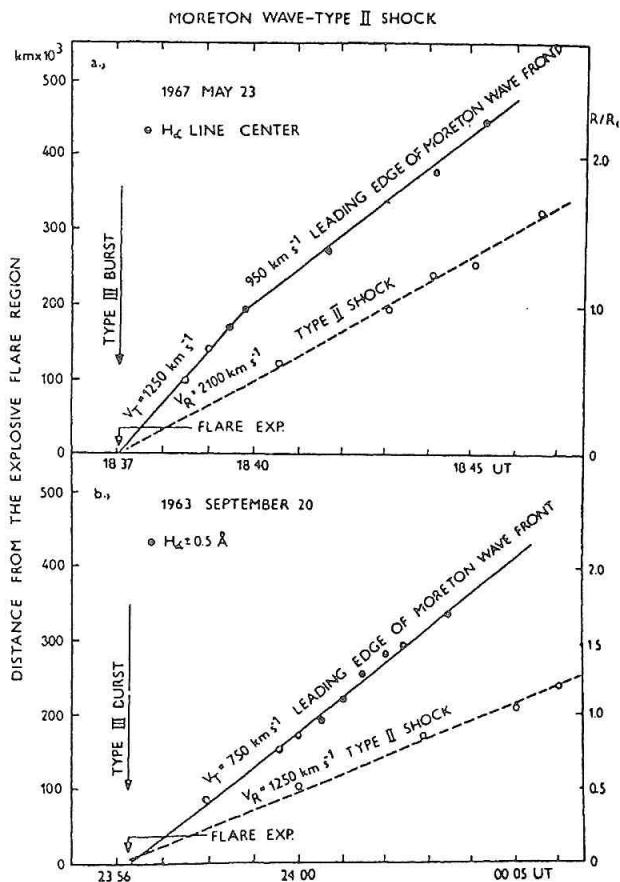
Ing. Štefan Pintér, CSc. vedúci Geomagnetického observatória SAV v Hurbanove zomrel 22. júla 1986 vo veku 47 rokov. Jeho vedecké dielo vzniklo na rozhraní interpretačných snáh experimentálnych výskumov a fenomenologickej modelovania slnečných, medziplanetárnych a geomagnetických úkazov, systémovo spojených s makroskopickým tokom slnečnej energie a hmoty. Š. Pintér svoju pozornosť sústredoval predovšetkým na krátkodobú erupčnú aktivitu Slnka a v súvislosti s tým zvláštnu pozornosť venoval určeniu základných parametrov šírenia sa veľkoškálových medziplanetárnych porúch iniciovaných slnečnými erupciami. Hľadanie vzájomných vzťahov medzi makroskopickými, chromosférickými, koronálnymi, medziplanetárnymi a geomagnetickými prejavmi slnečnej aktivity mu umožnilo vytvoriť neobyčajne pestrý, ale aj komplexný obraz prenosu energie a slnečnej plazmy v systéme Slnko-Zem. Počas 23 rokov svojej aktívnej vedeckej činnosti Ing. Š. Pintér opublikoval viac než 80 vedeckých prác v domácich aj zahraničných časopisoch a svoje výsledky prezentoval na rôznych sympóziách a konferenciách. Nemôže byť preto našim cieľom podať podrobný a vyčerpávajúci prehľad výsledkov viac než 20 ročnej vedeckej činnosti. Pokúsime sa však poukázať na niektoré výsledky jeho práce, pri tvorbe ktorých sa podľa nášho chápania najviac prejavila vedecká intuícia a erudícia zanieteného človeka. Spomeňme jeho schopnosť pre syntézu pri tvorbe a upresnení globálnych modelov a pri jednočlennom interpretovaní experimentálnych údajov získaných z rozdielnych zdrojov a z rôznych oblastí slnečnej atmosféry.

Na základe dôkladnej analýzy Š. Pintér zistil, že tzv. Moretonove vlny, koronálne nárazové vlny a medziplanetárne nárazové vlny majú spoločný prameň (erupčná explózia) ako aj spoločný mechanizmus generovania (Š. Pintér 1977 a). Moretonova vlna sa šíri naprieč slnečným chromosférickým povrchom a je viditeľná v čiare alebo v krídlach čiary  $H_\alpha$  ako vlnový front, oscilácia alebo turbulencia filamentu a niekedy ako chromosférické zjasnenie. Vlnový front sa šíri cez povrch Slnka pričom zapríčinuje depresiu a relaxáciu jemnej štruktúry chromosféry. Šíri sa na vzdialenosť rádove 10<sup>6</sup> km rýchlosťou 300–1500 km/s (obrázok 1). Front Moretonovej vlny a koronálnej nárazovej vlny (identifikovanej podľa rádiového žiarenia typu



Obr 1: Šírenie Moretonovej vlny v slnečnej atmosfére. Jasný difúzny vlnový front, ktorý bol pozorovaný 23. 5. 1967 v spojitosti s mohutnou protónovou erupciou, sa vzdialoval počas erupčnej explózie do vzdialenosť 45×104 k

II) sú v precíznej časovej koincidencii. Zatiaľ čo front Moretonovej vlny prechádza pozdĺž povrchu chromosféry, koronálna nárazová vlna sa pohybuje radiálne smerom horúce do koróny. V čase začiatku expozívnej fázy erupcie bolo na rádiovom spektrografe zaznamenané rádiové vzplanutie typu III, takže generovanie Moretonovej vlny a koronálnej nárazovej vlny pripadá na expozívnu fázu erupcie. Z obrázku č. 2 vidieť, že počiatočná stopa extrapolovaných rýchlosť Moretonových ako aj koronálnych nárazových vln spadá do okamihu erupčnej explózie. Na základe toho môžeme usudzovať, že v dobe expozívnej fázy erupcie je generovaná nárazová vlna, ktorá sa neskôr prejaví ako Moretonova vlna, šíriaca sa anizotropne (efekt silných magnetických polí) pozdĺž slnečného povrchu a tiež ako koronálna nárazová vlna generujúca rádiové žiarenie typu II. Prameň rádiového vzplanutia typu II pri dostatočnej kinetickej energii a za vhodných podmienok sa šíri do medziplanetárneho priestoru. Š. Pintér na základe družicových meraní zistil (Š. Pintér 1973, 1975), že medziplanetárne ná-



Obr 2: Porovnanie rýchlosť Moretonových vln a rýchlosť zdrojov rádiového žiarenia typu II súvisiacich s mohutnými erupciami 23. 5. 1967 a 20. 9. 1963.

razové vlny sa spomaľujú a spomaľovanie (d) je úmerné druhej mocnine počiatočnej rýchlosť medziplanetárnej nárazovej vlny ( $v_0$ ), t.j.

$$d \sim v_0^2 \quad (1)$$

K štúdiu boli vo väčšine prípadov vybrané úkazy, ktoré boli v spojitosti s rádiovými vzplanutiami typu II, aby sa mohli porovnať koronálne rýchlosť ( $v_{II}$ ), vypočítané z driftu frekvencie týchto vzplanutí s počiatočnými rýchlosťami  $v_0$  odvodnenými na základe šírenia medziplanetárnych nárazových vln na 0,75–1,35 AU (pomocou páru kozmických sond). Závislosť medzi nimi je lineárna, väčším rýchlosťiam  $v_{II}$  patrí väčšia počiatočná rýchlosť  $v_0$ . Uvedené skutočnosti dokazujú, že expandujúca koronálna nárazová vlna môže putovať do medziplanetárneho priestoru, pričom je vystavená značnej decelerácii. V tejto fáze výskumu sa predpokladalo, že nárazový front má kvázifréckú geometriu. Numerické počítacové modely svedčia o tom, že erupciu generovaná nárazová vlna je v začiatconej fáze svojho vývoja poháňaná (driven wave) a v ďalšej fáze sa premení na erupčnú vlnu (blast wave). Rýchlosť poháňanej nárazovej vlny ( $v_{II} = \text{konšt.}$ ) sa dá určiť opäť z frekvenčného driftu rádiového žiarenia typu II a erupčná vlna sa spomaľuje podľa vzťahu

$$v_B \sim R^{-0.5} \quad (2)$$

Doba kym je nárazová vlna poháňaná zrejme súvisí s časovým intervalom, počas ktorého je erupcia schopná dodávať energiu nárazovej vlny. Dobrými indikátormi poháňanej fázy (ktorej trvanie označíme ako TD) sú dlhotrvajúce stacionárne metrové vzplanutia typu IV, alebo mäkké X – žiarenie. Priebeh obidvoch týchto vzplanutí je veľmi podobný. Š. Pintér spolu s M. Dryerom predpokladali, že TD je práve „aktívna fáza“ erupcie, počas ktorej je nárazová vlna poháňaná. Túto myšlienku podporuje pozorovanie celkovej energie, vyžiarennej v frekvenčnej oblasti vzplanutia typu IV (200 MHz) podľa vzťahu

$$\Delta E = \Pi R^2 \cdot (\text{úplný tok}) \cdot \Delta F \quad (3)$$

(kde  $\Delta F$  je šírka medzifrekvenčného pásma  $\Delta F = 20$  MHz) a energie nárazovej vlny, ktorú môžeme odhadnúť podľa vzťahu

$$W_{nv} = A \int \left( \frac{1}{2} \zeta v^3 - \frac{1}{2} \zeta_A v^3 \right) dt \quad (4)$$

kde  $A \sim 0,25 R^2$  ( $R \sim 1$  AU),  $\zeta$  je hustota,  $v$  je rýchlosť plazmy,  $\zeta$  a  $v$  sú hodnoty zodpovedajúce nárazovej vlny,  $\zeta_A$ ,  $v_A$  charakterizujú neporušený slnečný vietor (Š. Pintér 1972 a). Na základe analýzy konkrétnych prípadov možno vyhlásiť, že existuje lineárny vzťah medzi  $E$  a  $W_{nv}$ . Pintér a Dryer podobným experimentálnym spôsobom tiež zistili (Š. Pintér, Dryer 1985), že medzi energiou vyžiarenou v frekvenčnej oblasti mäkkého X žiarenia ( $W_{1-8 A, X-ray}$ ) a tranzitnou dobou  $\Delta T$  ( $R, v_{s,w} = 0$ ) nárazovej vlny do vzdialenosťi  $R$  od Slnka, platí lineárny vzťah

$$\Delta T (R, v_{s,w} = 0) = k_1 W_{1-8 A, X-ray} \quad (5)$$

Podobný vzťah platí medzi priemernou rýchlosťou nárazovej vlny  $\bar{v} (R, v_{s,w} = 0)$  a energiou  $W_{1-8 A, X}$

$$\bar{v} (R, v_{s,w} = 0) = k_2 \cdot W^{1/3} \quad (6)$$

Teda skutočne energia, tranzitná doba a priemerná rýchlosť medziplanetárnej nárazovej vlny súvisia so základnými charakteristikami vybraného druhu EM žiarenia, a preto očakávanie, že poháňanú fázu možno charakterizovať práve na základe tohto žiarenia, je opodstatnené. Keď poznáme  $T_D$  ( $\sim T_{IV}$  alebo  $\sim T_{1-8 A, X}$ ), vzdialenosť  $D$ , kde sa poháňaná vlna premení na erupčnú, môžeme vypočítať podľa vzťahu

$$D = v_I T_D \quad (7)$$

a rýchlosť erupčnej vlny podľa vzťahu

$$v_B (R) \approx v_H \left( \frac{D}{R} \right)^{0.5} \quad (8)$$

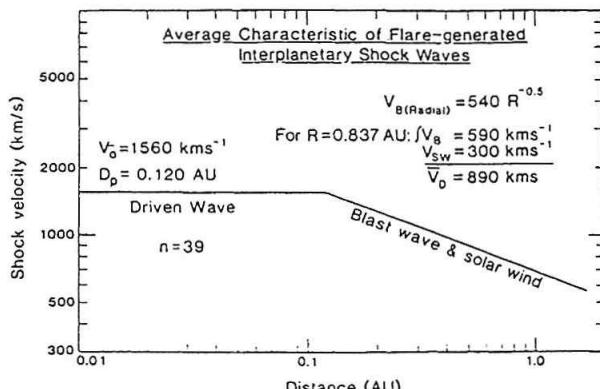
Na základe horeuvedených faktov možno predpovedať aj tranzitnú dobu nárazovej vlny potrebnú na prekonanie vzdialenosťi  $R$  od Slnka.

$$T_{transit} = T_D + \frac{R - D}{\bar{v}_d} \cdot g \quad (9)$$

kde  $\bar{v}_d$  je priemerná rýchlosť poruchy ( $\bar{v}_d = \bar{v}_B + \bar{v}_{sw}$ ) na úseku ( $R - D$ ),  $g$  je geometrický faktor závislý od tvaru predného frontu nárazovej vlny.

Š. Pintér a Dryer vyšetrili 39 dobre dokumentovaných prípadov a zistili (Š. Pintér, Dryer 1986), že priemerné hod-

noty charakterizujúce poháňanú fázu šírenia sú  $\bar{v}_{II} = 1560 \text{ km/s}$ ,  $D = 0,12 \text{ AU}$ , pre erupčnú fázu  $\bar{v}_B = 590 \text{ km/s}$ , a vzhľadom na to, že  $\bar{v}_{SW} \approx 300 \text{ km/h}$ , potom  $\bar{v}_d = \bar{v}_B + \bar{v}_{SW} \approx 890 \text{ km/s}$  (obr. č. 3).



Obr 3: Vypočítané priemerné charakteristiky erupciou generovaných medziplanetárnych nárazových vln.

Pri kvázisférickej geometrii šírenia geometrický faktor  $g$  vo vzľahu (9) má tvar

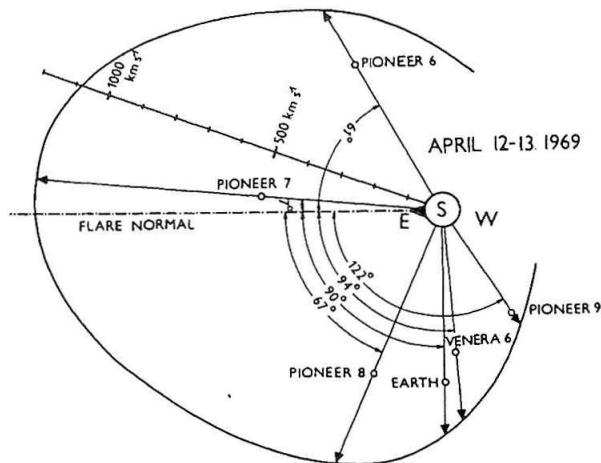
$$g(\vartheta) = \frac{\cos \vartheta + 1}{2} \quad (10)$$

kde  $\vartheta$  je uhol medzi erupčnou normálou a smerom k pozorovateľovi.

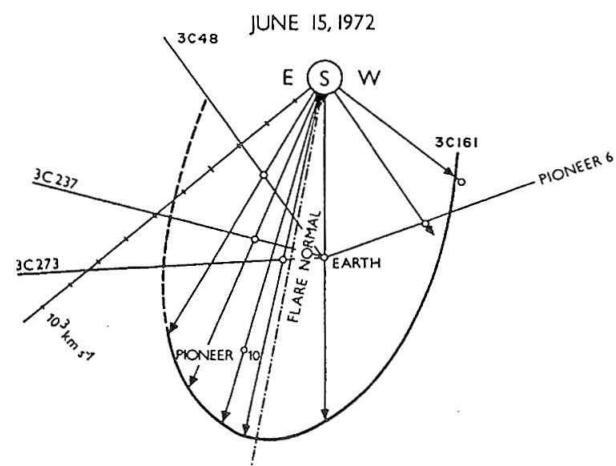
Geometria predného frontu nárazovej vlny ale pravdepodobne nesplní rovnicu (10). Konkrétny tvar nárazových vln sa dá najľahšie zistiť na základe experimentov. Študovať smerové vlastnosti šírenia nárazových vln v medziplanetárnom priestore sa dá na základe pozorovaní na kozmických sondách, interplanetárnej scintilácii rádiových prameňov a Forbushových poklesov kozmického žiarenia.

Pre určenie uhlového rozloženia rýchlosťi šírenia nárazových vln boli väčšinou využité merania héliocentrických kozmických sond série Pionier. Je zistené, že nárazové vlny sa v prevažnej miere nešíria izotropicky v medziplanetárnom prostredí, tzn., že front vlny sa pohybuje rozdielnou rýchlosťou v rôznych smeroch. Najväčšia stredná rýchlosť šírenia nárazovej vlny je pozorovaná v smere blízkom k rovine meridiánu, ktorý pretína erupciu a so zväčšovaním sa uhlovej vzdialenosťi (heliocentricky) od erupcie stredná rýchlosť nárazovej vlny klesá (Š. Pintér 1977 b, c). Najreprezentatívnejší príklad anizotropného uhlového rozloženia rýchlosťi šírenia MNV generovanej erupciou predstavuje obrázok 4. Ako vidieť na obrázku, v rozpäti viac ako  $180^\circ$  bolo možné sledovať uhlové rozloženie rýchlosťi šírenia MNV pomocou až šiestich kozmických sond nachádzajúcich sa v rôznych héliocentrických dĺžkach (Pintér 1977 Tel Aviv)

Určovať základné charakteristiky šírenia MNV v rôznych héliocentrických dĺžkach aj šírkach, t.j. aj mimo ekliptikálnej roviny sa dá na základe interplanetárnej scintilácie (IPS) rádiových zdrojov. Vedomosti o trojrozmernom tvare MNV sú veľmi dôležité pre určenie toku energie z erupčnej oblasti do medziplanetárneho priestoru a pre po-

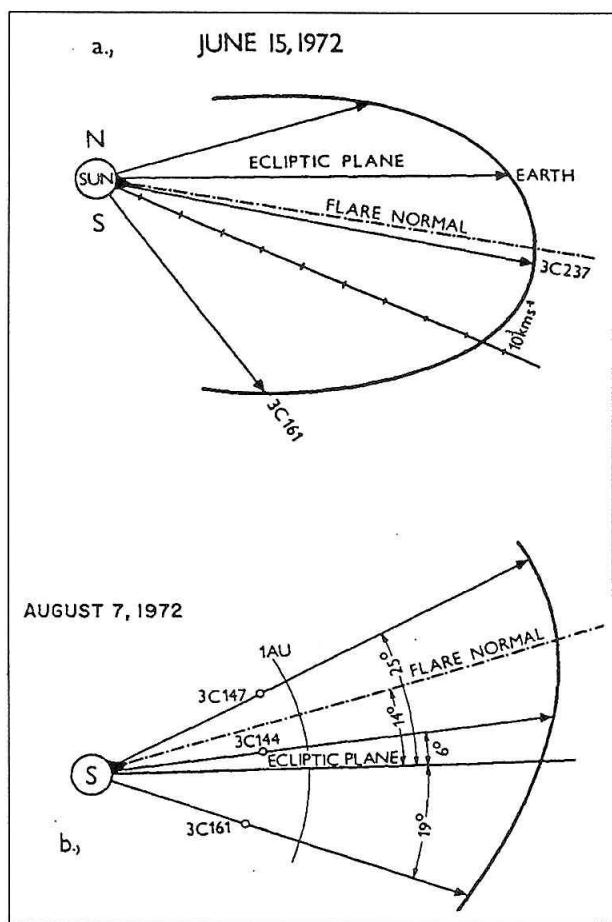


Obr 4: Príklad anizotropného uhlového rozloženia rýchlosťi šírenia MNV. Spojité krivky reprezentujú frontu nárazovej vlny určený velkosťami strednej rýchlosťi šírenia vlny od Slnka po 1 AU.



Obr 5: Uhlové rozloženie rýchlosťi šírenia nárazovej vlny v rovine ekliptiky určené pomocou kozmických sond a IPS pozorovania.

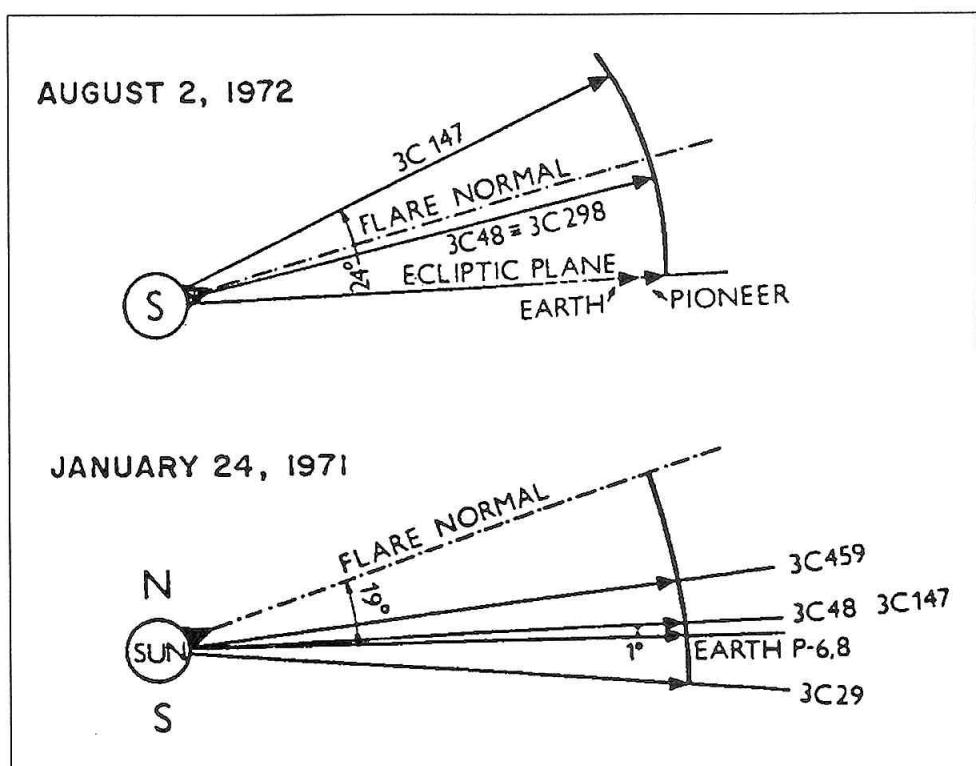
chopenie dynamiky a procesov, ktorými je ejektovaná erupčná plazma. Š. Pintér, V. I. Vlasov a T. Watanabe boli prví vo svete, ktorí použili IPS pozorovania diskrétnych rádiových zdrojov k štúdiu geometrie erupciou generovaných MNV. Na základe denných IPS pozorovaní a ich kombinovaním s observáciami kozmických sond sa zistilo, že stredná rýchlosť šírenia nárazovej vlny od Slnka po 1 AU je väčšia v smere erupčnej normály ako v iných smeroch, čiže so zväčšovaním sa uhlovej vzdialenosťi od erupčnej normály rýchlosť klesá v ekliptikálnej aj v mimoekliptikálnej rovine (Š. Pintér 1982). Gradient poklesu strednej rýchlosťi MNV od erupčnej normály je v rozmedzí 8–15 km/s na 1° tak v héliocentrickej šírke ako aj v dĺžke. Na obrázku 5 je znázornené rozloženie normalizovaných rýchlosťí na 1 AU pre MNV generovanú erupciou z 15. júna 1972. Stredná rýchlosť šírenia MNV od Slnka v smere erupčnej normály je 1 300 km/s a v héliocentrickej dĺžke  $60^\circ$  západne od erupčnej normály rýchlosť klesá na 450 km/s. Z IPS pozorovaní určené uhlové rozloženie strednej rýchlosťi šírenia



Obr 6: Z IPS pozorovaní určené uhlové rozloženie rýchlosťi mimo ekliptikálnej roviny pre nárazové vlny generované erupciami 15. 6. 1972 (a) a 7. 8. 1972 (b).

MNV mimo ekliptikálnej roviny je ukázané na obrázku č. 6a. Obrázok 6b ukazuje uhlové rozloženie rýchlosťi šírenia MNV v kolmom reze na ekliptiku v meridiáne erupcie. Anizotropné rozloženie rýchlosťi je evidentné v obidvoch prípadoch, pričom gradient strednej rýchlosťi šírenia nárazovej vlny nie je symetrický ani voči normále. Možnosť sférického šírenia erupciou generovanej MNV potvrdzujú dva prípady znázornené na obrázku 7. Pri erupcii z 2. augusta 1972 je rýchlosť šírenia MNV kvázi – izotropická v oblasti od  $0^\circ$  do  $24^\circ$  severne od ekliptiky, čiže  $12^\circ$  od erupčnej normály, v druhom prípade zas mala vlna sférický charakter blízko ekliptikálnej roviny v rozmedzí heliocentrických šírok  $6^\circ$ . Š. Pintér sa domnieval, že vlastnosť sférického šírenia MNV je pravdepodobne daná už v počatočných podmienkach generovania nárazovej vlny na Slnku. Š. Pintér ukázal, že IPS pozorovania umožňujú nielen lokalizovať, mapovať a sledovať medziplanetárne útvary, ako nárazové vlny, plazmoidy a turbulentné plazmové štruktúry, ale aj krátkodobo predpovedať počiatky náhlych geomagnetických búrok. Pozorovanie náhlej zmeny v scintilácii rádiového prameňa 3C161 svedčí o skutočnom zaregistrovaní prechodu frontu nárazovej vlny cez stopu rádiového lúča a bolo možné určiť šírku turbulentnej oblasti na čele nárazu ( $2,01 \cdot 10^5$  vo vzdialenosťi  $0,5$  AU). Okrem problematiky určenia šírky frontu nárazovej vlny (Š. Pintér, Kecskeméthy 1981, Š. Pintér a spol. 1982) rozoberal Š. Pintér aj vzájomný vzťah erupciou generovaných MNV a Forbushových poklesov kozmického žiarenia (Š. Pintér 1984).

Zaoberal sa tiež problematikou vzniku plazmoidov po výbuchu erupcie (Š. Pintér 1986 a) a popísal kvalitatívny model ich šírenia v slnečnom vetre. Vysvetlil pulzácie rádiových vzplanutí typu IV (Š. Pintér 1986 b) a navrhol



Obr 7: Stredné rýchlosťi šírenia erupciou generovanej MNV ako funkcia heliocentrickej šírky, pre prípady ked sa vlna šírila symetricky.

plazmový model na výpočet periodicity ich pulzácie. Študoval zintenzívnenie galaktického kozmického žiarenia v blízkosti oblastí, kde dochádza k anihilácii magnetických siločiar (Š. Pintér a spol. 1986) a odvodil tiež intenzitu tvrdého X žiarenia zo slnečných erupcií v závislosti od intenzity magnetického poľa v okolí aktívnej oblasti (Š. Pintér 1986 c)). Na záver spomenieme jeho počiatocné práce zhrnuté v publikácii obsahujúcej 14 titulov uverejnených v BAC (Š. Pintér 1972 b), zaobrajúce sa rôznymi geoaktívnymi prejavmi slnečných erupcií. Hodno spomenúť jeho myšlienku o dvojkomponentnom Sfe ako možného indikátora slnečného gama žiarenia, ktorú s konečnou platnosťou potvrdia až merania pomocou kozmických sond s gama-lúčovými ďalekohľadmi.

### ZOZNAM VYBRANÝCH VEDECKÝCH PRÁC ING. ŠTEFANA PINTÉRA:

- Pintér Š., 1972 a, Flare – associated Solar Wind Disturbances and type II and IVm Radio burst. BAC, Vol. 23, No. 1, pp. 69.  
 Pintér Š., 1972 b, Some Relations Between Geomagnetic Solar Flare Effects, Solar X-Ray, Flare, and Radio Bursts. Vydal Geofyzikálny ústav SAV Hurbanovo.  
 Pintér Š., 1973, Clos Connexion between Flare – generated Coronal and Interplanetary Shock Waves, Nature Phys. Science 243, pp. 96.  
 Pintér Š., 1975, Deceleration of Flare – generated Interplanetary Shock Waves. BAC, Vol. 26, No. 3, pp. 169.  
 Pintér Š., 1977 a, Relation between Moreton Waves type II Shock and Interplanetary Shock Waves Proceedings of COSPAR symposium, Tel Aviv Izrael, pp. 35.  
 Pintér Š., 1977 b, Directional Properties of Propagation of Solar Flare – generated Shock Waves in the Interplanetary Space. Proc. of COSPAR Symposium, Tel Aviv Izrael, pp. 161.

- Pintér Š., 1977 c, Propagation pattern of Flare – generated IP Shock Waves deduced from multiple Spacecraft Observation. Proc. of 15th International Cosmic Ray Conference, Vol. 5, Plovdiv Bulgaria, pp. 191.  
 Pintér Š., Kecskeméty K., 1981, The Earth's Bow Shock Thickness Related to the Upstream Plasma Parameters. Adv. Space Res. Vol. 1, COSPAR Pintér in Great Britain, pp. 89.  
 Pintér Š., Kecskeméty, Grigorieva, Kudela, 1982, Observation of Solar Radio Burst of Type II and III at kilometer Wavelengths from Prognoz – 8 during stip interval VII, Hungarian Academy of Sciences, Budapest.  
 Pintér Š., 1982, Experimental Studi of Flare – Generated Collisionless Interplanetary Shock Wave Propagation. Space Science Reviews 32, pp. 145.  
 Pintér Š., 1984, Tracking of Flare – Generated Interplanetary Shock Waves, Responsible for Forbush Decreases, by Observing Type – II Radio Bursts. Il Nuovo Cimento, Vol. 7 C, No. 2, pp. 223.  
 Pintér Š., Dryer M., 1985, The influence of the energy emitted by Solar Flare soft X-ray bursts on the propagation of their Associated Interplanetary Shock Waves. Astrophysics and Space Science 116, pp. 51.  
 Pintér Š., 1986 a, Magnetic – Cloud Chamber Effects Behind Flare – Generated Shocks Waves. Astrophysics and Space Science 000, First Proop.  
 Pintér Š., 1986 b, Transient Magnetic Disturbances From Solar Flare Explosions and Associated Pulsations of Type IV Radio Brusts. Astrophysics and Space Science 123, pp. 209.  
 Pintér Š., 1986 c, The Dependence of Solar Hard X – Ray Burst Intensity on Magnetic Field Strength. Solar Physics 106, pp. 411.  
 Pintér Š., Dryer M., 1986, Empirical technique for predicting times – of – arrival of Shock from powerful. Proceedings of Stip Symposium on Retrospective Intervals. Switzerland 1985.  
 Pintér Š., Kecskeméty K., and Varga A., 1986, Unusual Enhancement of Galactic Cosmic – Ray Intensity Near an Interplanetary Magnetic Field Annihilation Region. Solar Physics 106, pp. 201.

# **Východo-západné rozdelenie erupcií na Slnku a modulácia GKŽ (1969–1976 a 1988–1989)**

*M. Jakimiec, Astronomical Institute, Wroclaw, Poland*

*M. Storini, Istituto di Fisica dello Spazio Interplanetario, CNR, I-00185 Roma – Frascati*

*A. Antalová, Ústav experimentálnej fyziky SAV, Košice*

## **Abstrakt**

Cielom tejto práce je uviesť základné údaje potvrdzujúce skutočnosť, že rázové vlny v medziplanetárnom priestore, ktoré súvisia s koronálnymi ejekciami hmoty (Coronal Mass Ejections - CMEs) majú zhodné vlastnosti ako tie medziplanetárne rázové vlny (MRV), ktoré vznikajú v priebehu erupcií. Pochybnosti o medziplanetárnom význame erupcií sú úhrnnne označované v literatúre termínom erupčný mýtus. Výsledky našej interkorelačnej analýzy (galaktické kozmické žiarenie versus erupčný index) hovoria v prospech vzniku medziplanetárnych štruktúr aj počas erupcií. Pravdepodobne to svedčí o užšom vymedzení platnosti erupčného mýtu. Bud sa erupčný mýtus nevzťahuje na sprievodné erupčné procesy, ale iba na samotné erupcie, alebo dokonca sa erupčný mýtus nevzťahuje na niektoré typy erupcií. Naša analýza bola uskutočnená pre 9 sekvencií (každá s trvaním 1 rok) denných hodnôt galaktického kozmického žiarenia a erupčných indexov FI(E), FI(C) a FI(W) zostavených podľa héliografických súradníc „mater-ských“ erupcií (E – východné, C – centrálné a W – západné pásmo slnečného disku). Bolo zistené, že erupčné medziplanetárne štruktúry majú podobnú východo-západnú asymetriu, ako bola zistená priamym meraním v kozme od CME. Pre roky 1969–1976 sme jednoznačne indikovali východo-západnú asymetriu v modulácii galaktického žiarenia a to tak v hodnote amplitúdy ako aj v rozdielnom oneskorení modulácie GKŽ.

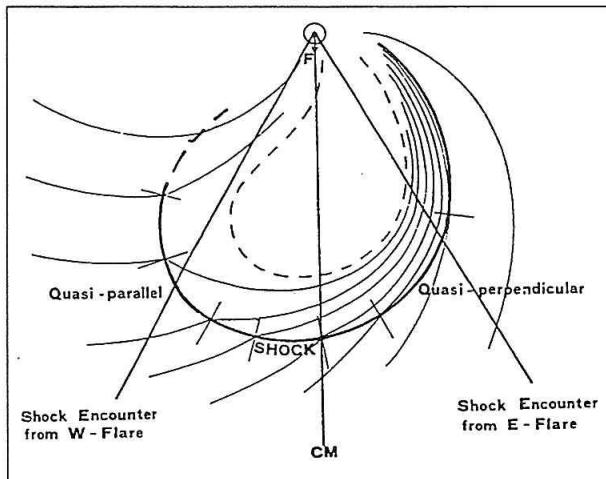
## **1. ÚVOD**

Zložitosť vzájomného priradovania slnečných procesov k medziplanetárnym štruktúram je všeobecne známa a je spôsobená predovšetkým observačnými ľažkosťami. Základné charakteristiky MRV boli v minulosti určované analýzou jednotlivých, obzvlášť výrazných prípadov Forbushových poklesov (FD) intenzity galaktického kozmickejho žiarenia (GKŽ), alebo skúmaním protónových javov. Vo všeobecnosti, v čase keď kozmický výskum medziplanetárneho priestoru ešte neexistoval, za hlavnú príčinu slnečno-zemských vťahov boli pokladané erupcie, a to najmä vďaka dobrej synchronizácii erupcií s následnými medziplanetárnymi javmi. Rozmery medziplanetárnych štruktúr (určené z multisatelitných meraní) viedli k novému pohľadu na problém. Modelovanie rozsiahlych (od 60 do 180) medziplanetárnych štruktúr z rozmerovo malých erupcií viedlo k tomu, že v héliosfére boli hľadané primerane rozsiahle útvary. Koronálne tranzienty (objavené v tom čase na družicových korónografoch) sa stali základným, vhodnejším a preferovanejším útvarom v héliosfére. Pre koronálne tranzienty bol neskôr

zavedený termín Coronal Mass Ejection (CME), t.j. výtrysky hmoty z koróny. Vzťah CME k aktivite Slnka (prebiehajúcej v slnečnej chromosféri a v koróne) je v súčasnosti často analyzovaný tak v teoretickej ako aj v observačnej rovine. V tomto článku hľadáme odpoveď na nasledovné otázky:

1. Majú rázové vlny vyvolané erupciami podobné vlastnosti ako CME?
2. Je východo-západná asymetria medziplanetárnych štruktur natol'ko výrazná, že sa prejaví nielen na štúdiu vybraných prípadov CME, ale aj pri interkorelačnej analýze jednorocných homogénnych radov denných hodnôt erupčného indexu (FI)?

V druhom odseku tohto článku uvádzame prehľad východo-západnej asymetrie medziplanetárnych rázových vín. V odseku 3 sú prezentované pozorovacie údaje a metóda ich spracovania. Výsledky interkorelačnej analýzy medzi GKŽ a erupčnými indexami ako aj zhrnutie výsledkov našej analýzy sa nachádzajú v odsekoch 4. a 5.



Obr. 1: Schématické znázornenie východo-západnej asymetrie MRV (šoku). CM znamená centrálny meridián, F je erupcia (Flare). Pravý lúč znázorňuje pozorovanie zo Zeme v prípade, že MRV vznikla od E-lokalizovanej erupcie. Pri E-šoku je optimálne ku Zemi natočená dominantná západná hrana šoku, čo sa prejaví na markantnom poklese intenzity GKŽ. V prípade W-lokalizovanej erupcie W-šok natáča k Zemi nedominantnú E-hranu, preto priebeh intenzity GKŽ sa príliš nemení. E-W asymetria časového oneskorenia protónov vyplýva z rozdielnosti časov potrebných na to, aby „šok“ došiel k tej vetve Parkerovej špirály, ktorá prechádza Zemou. E-šok potrebuje na dosiahnutie sektorovej hranice prechádzajúcej Zemou 5–7 dní, zatiaľ čo W-šok iba 1–2 dni. Obrázok je prevzatý z práce Sarris (1983).

## 2. PREHLAD VLASTNOSTÍ MEDZIPLANETÁRNYCH RÁZOVÝCH VLN

### 2.1 Podstata východo-západnej asymetrie v héliosfére

Východo-západná asymetria MRV je spôsobená tým, že západná hrana MRV má výraznú modulačnú a energetickú dominanciu v porovnaní s hranou východnou. Vedúca (západná) hrana MRV sa výrazne podieľa na sekundárnom urýchľovaní medziplanetárnych protónov a preto je pri modulácii GKŽ najefektívnejšou časťou MRV. Pri pozorovaní zo Zeme najväčšie poklesy intenzity GKŽ vznikajú od medziplanetárnych štruktúr lokalizovaných blízko centrálnego meridiána a na východnej hemisféri Slnka, lebo západná hrana MRV je optimálne natočená k Zemi. Oveľa menší (az o 50 %) pokles GKŽ je od MRV lokalizovaných na západnej hemisféri Slnečnej, lebo difúzia GKŽ nastáva iba na výhodne natočenej východnej hrane MRV. Východo-západná asymetria MRV je schématicky znázornená na obr. 1 (ktorý je prevzatý z práce Sarris 1983).

### 2.2 Východo-západná asymetria Forbushovho poklesu GKŽ

Ako je známe, podstata východo-západnej asymetrie MRV bola objavená štúdiom Forbushovho poklesu GKŽ od erupcií. Bolo zistené, že amplitúda, trvanie a priebeh

priemerného Forbushovho poklesu GKŽ sú závislé od héliografickej dĺžky „materskej“ erupcie (napr. Iucci a i. 1979, Burlaga a i. 1981, Bavassano a i. 1994).

### 2.2.1 Amplitúda Forbushovho poklesu GKŽ

V súlade s touto schématickou predstavou o vlastnosťach MRV bolo zistené (napr. Rana a i. 1996), že priemerná amplitúda poklesu GKŽ je najväčšia pre východné erupcie (tzv. kváziperpendikulárna časť rázovej vlny) a najmenšia pre erupcie západné (tzv. kvaziparalelná časť rázovej vlny).

### 2.2.2 Oneskorenie (časový sklz) Forbushovho poklesu GKŽ

Medziplanetárne rázové vlny svojou východo-západnou asymetriou spôsobujú existenciu aj ďalšieho fenoménu a to rozdielneho času príchodu medziplanetárnych protónov k Zemi od východných a západných zdrojov. Príchod medziplanetárnych protónov od východných zdrojov je viac oneskorený v porovnaní so západnými zdrojmi. To spôsobuje, že Forbushov pokles kozmického žiarenia na Zemi pre západné erupcie nastáva 1–2 dni, zatiaľ čo pre východné erupcie za 5–7 dní. Podobné vlastnosti oneskorenia boli zistené aj z multisatelitných meraní medziplanetárnych protónov (Reames 1994, Reames a i. 1996).

### 2.3 Hypotéza o súvise CME a dlhotrvajúcimi röntgenovými erupciami

Úvodom je potrebné povedať, že v rade prác sa súvislosť medzi erupciami a CME zamieta (viď prehľad o erupčnom mýte napr. Harrison 1996). V iných prácach za bezprostrednú príčinu vzniku MRV nie je považovaná samotná erupcia, ale s ňou súvisiace iné, bližšie nešpecifikované veľkoškálové zmeny v koróne. Hypotézu o vzájomnom súvise CME s dlhotrvajúcimi röntgenovými erupciami preverovali rôzni autori. Pozitívny súvis obidvoch javov bol získaný z priameho pozorovania CME s dlhotrvajúcimi röntgenovými erupciami pre rok 1986 (Burkepile a i. 1994).

### 2.4 Rozdiely medzi CME a erupciami

1. Ako vyplýva z názvu, CME reperzentujú najmä štruktúry so zvýšenou hustotou látky v medziplanetárnom priestore, zatiaľ čo základným rysom erupcie je urýchľovanie častic a ich interakcia s okolitou atmosférou Slnečnej (chromosférou a korónou). Komplexnosť erupcií je nesporaná. Počas erupcií dochádza aj k rôznym veľkoškálovým dynamickým eruptívnym dejom (spreje, aktivita filamentov a iné), ktorých únik do héliosféry bol mnohokrát pozorovaný.

rok	sklz	GKŽ-E	sklz	GKŽ-C	sklz	GKŽ-W	sklz	GKŽ-LDE	sklz	GKŽ-T
1969	-7	-0.08	-3	-0.09	-1	-0.08	-5	-0.04	-4	+0.05
1970	-7	-0.28	-3	-0.28	-2	-0.18	-6	-0.33	-6	-0.34
1971	-4	-0.11	-4	-0.11	-1	-0.08	-4	-0.17	-4	-0.16
1972	-8	-0.30	-3	-0.33	-2	-0.11	-4	-0.40	-3	-0.41
1973	-8	-0.15	-3	-0.38	-3	-0.08	-3	-0.33	-3	-0.38
1974	-7	-0.23	-3	-0.29	-1	-0.01	-4	-0.28	-5	-0.30
1975	-7	-0.24	-4	-0.20	-1	-0.02	-5	-0.17	-5	-0.16
1976	-6	-0.51	-4	-0.33	x	-0.0x	-6	-0.44	-6	-0.44
priemer	-6.8	-0.24	-3.4	-0.25	-1.6	-0.08	-4.5	-0.27	-4.5	-0.27

Tab. 1. Extrémne hodnoty interkorelačných funkcií GKŽ versus FI pre roky 1969–1976. Písmená E, C, W označujú príslušný index erupcií z východného, centrálného a západného pásma slnečného disku. Výsledky interkorelácie sú uvedené aj pre súhrnný index všetkých pozorovaných erupcií typu LDE (E + C + W). Súhrnný index vypočítaný pre impulzné a LDE erupcie je označený T (total). Pred hodnotami koeficientov interkorelácie je uvedený príslušný časový sklz (oneskorenie v dňoch).

- Nie všetky veľkoškálové zmeny v koróne vedú k vzniku CME, ale ani nesúvisia s erupciami. Tri nasledovné podsúbory sa navzájom neprekryvajú: 1) veľkoškálové magnetické zmeny v koróne, 2) CME, 3) dynamické erupcie. Každý podsúbor samostatne prispieva k vzniku MRV.
- Na rozdiel od veľkoškálových zmien v koróne, pozorovanie erupcií je oveľa ľahšie a preto úplnejšie a skytá možnosť vytvoriť homogénny rad výskytu erupcií ako proxy údaje CME a s nimi súvisiacich héliosférických štruktúr. Ako je známe, pozorovanie CME je obmedzené iba na oblasti blízko okraja slnečného disku, preto vytvorenie homogénneho radu CME z celého slnečného disku zatiaľ neexistuje.
- Útvary nachádzajúce sa blízko slnečného okraja (napr. CME, alebo eruptívne protuberancie) sú pre slnečnozemské vzťahy nevhodne umiestnené, nesmerujú totiž k Zemi. Východný CME a jeho MRV vzniká približne už 7 dní predtým, ako oblasť bude prechádzať cez centrálny meridián. Podobne západný CME vznikol 7 dní po prechode cez centrálny meridián.

- Erupcie typu LDE ( $\Rightarrow 2$  hodiny), sú totožné s kategóriou známou tiež ako erupcie s pomalým poklesom SXR, alebo erupcie graduálneho typu (Kahler 1977). LDE erupcie úzko súvisia s definíciou dynamických erupcií (Švestka, 1995) a ich charakteristickým rysom sú dlhotrvajúce arkády koronálnych slučiek, ktoré sú považované za presvedčivý príznak magnetickej rekonexie.
- Erupcie impulzného typu (trvajú v SXR menej ako 2 hodiny) a ich rozmery sú menšie v porovnaní s typom LDE.

### 3.2 Definícia erupčného indexu

Základom nášho výpočtu SXR erupčného indexu je existencia nepretržitých meraní Slnka v oblasti 1–8 Å na geostacionárnych družiciach (GOES). SXR merania Slnka pre roky 1969 sú publikované prevažne v Solar Geophysical Data a chýbajúce obdobia sú doplnené z Donnellyho (1981). Nepretržité SXR merania Slnka nám poskytujú jednak globálnu informáciu o hodnote žiarenia z neerupčnej koróne v daný deň (tzv. XBG, z anglického X background) ako aj SXR žiarenie prislúchajúce erupciám v tvaru maxim nad hladinou XBG.

Erupčný index (FI) je vypočítaný z GOES tried erupcií, kde intenzita I je udávaná v jednotkách  $\text{W/m}^2$ . Ako zvyčajne trieda C:  $10^{-6} \leq I < 10^{-5}$ ; trieda M:  $10^{-5} \leq I < 10^{-4}$  a trieda X:  $I \geq 10^{-4}$ . Číslice 1.0 až 9.9 nasledujúce vyššie uvedené písmená tried C, M, X sú slúžia ako násobky. Napríklad erupcie tried C9.3 (M7.1,X3.6) majú erupčný index rovný 9 (71, 360). Podrobnosti o erupčnom indexe ako aj denné hodnoty pre roky 1969–1972 je možné nájsť v práci Antalová (1996).

## 2.5 Východo-západná asymetria MRV zistená z protónových javov

Asymetrické vlastnosti MRV boli zistené nielen z Forbushovho poklesu GKŽ, ale aj z časových profилov protónových javov (Sarris 1983, Sarris a i. 1984, Sarris a i. 1989) ako aj zo stereoskopických multisatelitných meraní medziplanetárnych protónov, (Reames 1994, Reames a i. 1996).

## 3. POZOROVACIE ÚDAJE

### 3.1 Klasifikácia SXR erupcií

Pallavicini a i. (1977) a Kahler (1977) zaviedli klasifikáciu SXR (1–8 Å) erupcií, v ktorej boli výrazne odlišené dve kategórie: dlhotrvajúce koronálne erupcie (typ LDE, čo je skratkové označenie z anglického Long Duration Event) a krátko impulzné (I) erupcie.

### 3.3 Popis časových radov

Denné hodnoty všetkých erupčných indexov sú uvedené v logaritmickej škále. V práci sú použité nasledovné označenia:

CR – denná hodnota GKŽ (korigovaná na atmosférický tlak) nameraná neutrónovým monitorom v Calgary (Venkatesan a i. 1989);

**E** – denná hodnota indexu dlhotrvajúcich röntgenových erupcií (tzv. typ LDE, viď definíciu v odstavci 3.1) lokalizovaných od E90° do E45° na slnečnom disku;

**C** – denná hodnota indexu dlhotrvajúcich röntgenových erupcií (typ LDE) lokalizovaných od E44° do W44° na slnečnom disku;

**W** – podobne ako vyššie, ale pre erupcie typu LDE lokalizované od W45° do W90° na slnečnom disku;

**LDE** – denná hodnota indexu všetkých (t.j. E+C+W) dlhotrvajúcich röntgenových erupcií (tzv. typ LDE);

**I** – denná hodnota indexu impulzných röntgenových erupcií;

**T** – denná hodnota indexu obidvoch röntgenových typov erupcií (total, T = LDE + I).

#### 4. VÝSLEDKY A ICH DISKUSIA

V tejto práci analyzujeme vzťah modulácie GKŽ k východo-centrálno-západnému rozdeleniu erupcií na slnečnom disku. Denné hodnoty GKŽ nameraného neutrónovým monitorom v Calgary sú korelované s výskytom dlhotrvajúcich röntgenových erupcií (typ LDE) na slnečnom disku. Výsledky boli získané pre roky 1969–1976 a to metodou interkorelačnej analýzy. V sekvencii od 1. júla 1988 do 30. júna 1989 boli erupcie triedené iba do dvoch hemisfér: východnej a západnej. E-W triedenie nerozlišovalo prípady erupcií nachádzajúcich sa blízko, respektíve ďaleko od centrálneho meridiána, čo sa prejavilo na strate rozdielu amplitúd (vid' obr. 3). Porovnanie E-W metódy s E-C-W metódou bude prezentované v diskusii (odstavec 4.2).

##### 4.1 Výsledky pre erupcie typu LDE

V dôsledku kvalitatívnych zmien héliosféry v priebehu 11-ročného cykla vo všeobecnosti je možné očakávať, že antikorelačné funkcie GKŽ-FI budú mať v jednotlivých rokoch odlišný priebeh. Dosiaľ boli spracované dva slnečné cykly a rozdielnosť ročných antikorelačných funkcií bola viackrát prezentovaná (Storini, Antalová a Jakimiec, 1995; Jakimiec, Storini a Antalová, 1995).

###### 4.1.1 Výsledky interkorelácie na dennej báze

Základné výsledky sú prezentované v tab. 1 a na obr. 2 a obr. 3.

- Počas skúmaných období bola zistená nízka GKŽ-FI antikorelácia (najviac -0.45) na báze denných hodnôt, čo je predovšetkým spôsobené šumom, ktorý je nemalý pre denné hodnoty, ale aj rôznou úrovňou erupčnej aktivity v jednotlivých rokoch ako aj globálnymi magnetickými zmenami Slnka a héliosféry počas 11-ročného cykla;
- Časový posun modulácie GKŽ vzhľadom na výskyt erupcií typu LDE je záporný (obr. 2 a 3). Znamená to, že modulácia GKŽ je oneskorená za výskytom erupcií typu LDE a to v priemere o 4 až 6 dní;
- Napriek tomu, že výskyt LDE erupcií bol v rokoch 1969

a 1970 maximálny a navzájom porovnatelný, interkorelačné funkcie majú v rokoch 1969 a 1970 odlišný priebeh (v roku 1969  $r(T) = +0.05$ ). Tento negatívny výsledok sa dá vysvetliť tým, že Slnko i héliosféra počas magnetického prepôlovania Slnka v roku 1969 nadobudla iné vlastnosti v porovnaní so susednými rokmi (Storini a Pase 1995). Magnetické prepôlovanie nemá bezprostredný vplyv na výskyt erupcií, ale v héliosfére spôsobuje zmeny v smere driftu GKŽ. Prepôlovanie trvá určité obdobie, počas ktorého sa zvyšuje turbulentnosť héliosféry, čo viedie k atypickým hodnotám GKŽ-FI. Héliosférické zmeny počas roku 1969 sú predmetom podrobnejšieho skúmania v práci Jakimiec, Storini a Antalová publikované v tomto zborníku.

- Najmenšie hodnoty antikorelácie GKŽ-FI boli nájdené v rokoch 1969 ( $r(T) = +0.05$ ), 1971 ( $r(T) = -0.16$ ) a 1975 ( $r(T) = -0.16$ ). V rokoch 1971 a 1975 tento výsledok môže reprezentovať extrémne nízku hladinu výskytu erupcií. Diskusia roku 1969 bola uvedená vyššie.
- Antikorelačná funkcia GKŽ-FI dosiahla najlepšie hodnoty (na dennej báze) v roku 1972 ( $r(T) = -0.41$  s časovým sklom 4 dní) a v roku 1973 ( $r(T) = -0.38$  s oneskorením 3 dní).

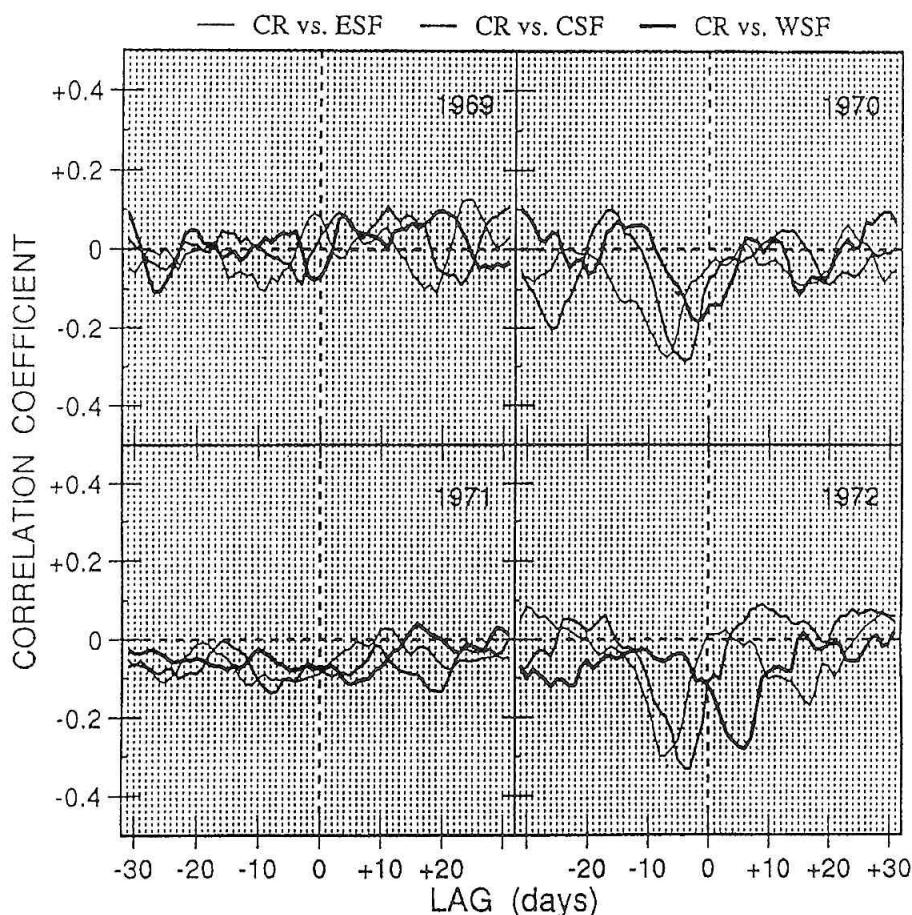
###### 4.1.2 Interkorelačný test E-C-W asymetrie erupcií typu LDE

Náš test vnútornej konzistencie medzi výskytom erupcií a následným vznikom MRV je založený na tom, že od východných MRV očakávame väčšie amplitúdy FD. Ak je náš predpoklad správny, potom v našich interkorelačných funkciách očakávame od východných erupcií väčšie extrémy ako od západných erupcií.

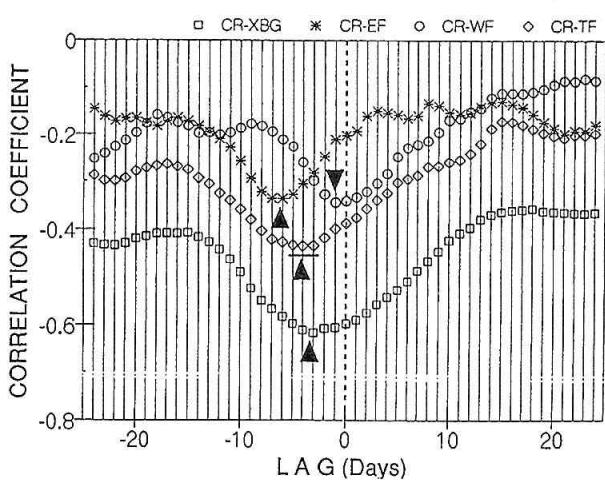
- V rokoch 1970 a 1972 amplitúda antikorelácie s centrálnymi a východnými erupciami je zreteľne vyššia ako so západnými, čo potvrzuje existenciu E-C-W asymetrických medziplanetárnych štruktúr, ktoré boli indukované erupciami typu LDE. Časový sklz má klesajúcu hodnotu od východných ku západným interkorelačným funkciám.
- Modulácia GKŽ je oneskorená v priemere o 5–7 dní za výskytom východných erupcií. Pre centrálné lokalizované erupcie sú poklesy GKŽ oneskorené o 3–5 dní, zatiaľ čo pre západné LDE erupcie pokles GKŽ je oneskorený o 1 až 3 dni.
- Tabuľka 1 uvádza ročné priemery extrémnych hodnôt interkorelačných funkcií pre roky 1969–1976. Okrem amplitúdy je uvedená aj príslušná hodnota oneskorenia (časový sklz). E-C-W asymetria tak amplitúdová ako aj v časovom skle je zrejmá tak pre jednotlivé roky ako aj v priemerných hodnotách.

#### 4.2 Diskusia

Pre záporné krivky (obr. 2, CR versus WSF) môže vzniknúť falosoňový predstihový extrém vtedy, keď erupčná



Obr. 2: E–C–W interkorelačné funkcie (pre roky 1969–1972). Na osi x je uvedený časový sklz medzi porovnávanými časovými radmi t.j. krátkodobou moduláciou GKŽ a výskytom erupcií v príslušných E–C–W pásmach. Časový sklz je označený slovom LAG a je vyjadrený v dňoch. Pre každý rok sú uvedené interkorelácie medzi GKŽ (na obrázku označeným skratkou CR) a príslušnými erupčnými indexami: východným-ESF, centrálnym-CSF a západným-WSF. Obidve E–C–W asymetrie (amplitúdová v časový sklz) sú v rokoch 1970 a 1972 výrazné. V roku 1972 sa vyskytuje pre západné pásma falošné predstihové minimum (predstih je +6 dní). Reálna hodnota koeficienta interkorelácie pre W-erupcie je iba na zápornej polose LAG-u t.j. pri oneskorení modulácie GKŽ. V roku 1972 pre W-erupcie je reálna hodnota  $r = -0.10$ , zatiaľ čo pre E-erupcie  $r = -0.30$ .



Obr. 3: Priebeh interkorelačných funkcií (pre rok od 1. júla 1988 do 30. júna 1989). Ako základný rad boli zvolené hodnoty GKŽ meraného v Calgary (označenie CR). Erupcie typu LDE boli rozdelené iba do východnej (EF) a západnej hemisféry (WF), preto sa amplitúdová asymetria neprevádzala. Časový rad zostavenej zo všetkých erupcií typu LDE je označený skratkou TF. Zaujímavé je, že asymetria časového sklu sa aj pri E–W distribúcii erupcií zachovala. Šípkami sú vyznačené dni extrémov. Modulácia GKŽ v danom roku najlepšie antikoreluje s hodnotou neerupčnej SXR koróny (XBG).

aktivita prebieha počas celého E–C–W tranzitu cez slnečný disk. Modulácia GKŽ, za ktorú zodpovedajú východné erupcie sa javí zdanlivo tak, ako keby pokles GKŽ predstihoval výskyt západných erupcií. V roku 1972 falošný predstihový extrém má hodnotu  $r = -0.28$  s predstihom +6 dní, zatiaľ čo skutočné minimum pre erupcie zo západného pásma má  $r = -0.14$  pre sklz = 0. V roku 1970 falošné minimum má hodnotu  $r = -0.14$  a predstih = +2 dni, reálne minimum má  $r = -0.18$  a oneskorenie = -2 dni.

## 5. ZHRNUTIE

Výsledky kroskorelačnej analýzy rozdelenia erupcií typu LDE do pásem E–C–W preukazujú v rokoch 1969–1976 typickú východo-západnú asymetriu tak v amplitúde ako aj v časovom skle krátkodobej modulácie GKŽ. Tieto výsledky poskytujú dôkaz, že existujú MRV, ktoré časove koincidujú s výskytom erupcií typu LDE. Pri E–W distribúcii LDE erupcií (roky 1988–1989), v dôsledku toho, že do jedného pásma sú zmiešané tak erupcie blízke ako aj vzdialé od centrálneho meridiána sa stráca amplitúdová východo-západná asymetria krátkodobej modulácie galaktického ziarenia. Časový sklz sa i pri E–W distribúcii erupcií typu LDE zachováva v plnom rozsahu.

### Podakovanie

Práca bola uskutočnená v rámci KBN Grantu (1007/S/IA/96) Wroclawskej University ako aj projektu IF-SI/CNR/96 (Cosmic Rays in the Heliosphere) v rámci medziakademickej spolupráce medzi Consiglio Nazionale delle Ricerche a Slovenskou akadémiou vied (pre roky 1995–1997) a VEGA grantu č. 2/1353/96 SAV.

### LITERATÚRA

- Antalová, A.: 1996, Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 26, 98
- Bavassano, B., Iucci, N., Lepping, R., P., Signorini, E. J. a Villoresi, G.: 1994, J. Geophys. Res. 99, 4227
- Burkepile, J. T., Hundhausen, A. J. a Seiden, J. A.: 1994, in Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, Proc. of the third SOHO Workshop, (ed. V. Domingo), ESA SP-373, ESTEC Noordwijk, p.57.
- Burlaga, L. F., Sittler, E. C.Jr., Mariani, F. a Schwenn, R.: 1981, J. Geophys. Res. 86, 6673.
- Donnelly, R. F.: 1981, NOAA Technical Memorandum ERL SEL-56.
- Harrison, R. A.: 1996, Solar Phys. 166, 441.
- Iucci, N., Parisi, M., Storini, M. a Villoresi, G.: 1979, Il Nuovo Cimento 2C, 1.
- Jakimiec, M., Storini, M. a Antalová, A.: 1995, in 24ICRC, Vol.4, (ed. N. Iucci), Intern. Union of Pure and Applied Physics, Roma, 852.
- Kahler, S. W.: 1977, Astrophys. J. 344, 1026.
- Pallavicini, R., Serio, S. a Vaiana, G.S.: 1977, Astrophys. J. 216, 108.
- Rana, D. S., Sharma, N.K. a Yadav, R.S.: 1996, Solar Phys. 167, 371.
- Reames, D. V.: 1994, The third SOHO Workshop, (ed. V. Domingo), ESA SP-373, ESTEC Noordwijk, p.107.
- Reames, D. V., Barbier, L.M. a Ng, C.K.: 1996, Astrphys. J. 466, 473.
- Sarris, E. T.: 1983, in Invited Talks of The 8-th European Cosmoc Ray Symposium, (eds. N. Iucci, M. Storini, S. Cecchini a F. Massaro), University Roma, 17.
- Sarris, E. T., Anagnostopoulos, G.C. a Trochoutsos, P.C.: 1984, Solar Phys. 93, 195
- Sarris, E. T., Dodopoulos C.A. a Venkatesan, D.: 1989, Solar Phys. 120, 153.
- Solar Geophysical Data: 1969-1976, Parts I a II.
- Storini, M., Antalová, A. a Jakimiec, M.: 1995, J. Geomagn. Geoelectr. 47, 1085.
- Storini, M. a Pase, S.: 1995, in Proc. of the Second SOLTIP Symposium, (ed. T. Watanabe), Nakaminato, Japan, GBRSC 5, 255
- Švestka, Z.: 1995, Solar Phys. 160, 53.
- Venkatesan,D., Msthews, T., Graumann, E. a Sharman, P.: 1989, in Calgary Cosmic Ray Intensity Records (Super Neutron Monitor), p. 3.

# **Analýza lineárnych trendov a reziduálnych sekvenčí GKŽ a XBG (1968–1972)**

Maria Jakimiec, Actronomical Institute, University of Wrocław, Poland

Marisa Storini,

IFSI/CNR, Area di Ricerca Roma – Tor Vergata Via de Fosso del Cavaliere, Italy

Anna Antalová,

Astronomický ústav SAV, Tatranská Lomnica, Ústav exp. fyziky SAV Košice

## **Abstrakt**

Vzťah intenzity Galaktického Kozmického Žiarenia (GKŽ) a röntgenového, neerupčného žiarenia Slnka (XBG) umožňuje identifikovať krátkodobé zmeny v štruktúre héliosféry. Neerupčné SXR žiarenie z celého Slnka (merané v rozsahu od 1 do 8 Å, na držici SOLRAD) je označované skratkou XBG (z anglického X-background). Nie je dôvod pochybovať o tom, že priemerné ročné hodnoty GKŽ antikorelujú s XBG, ale je otázne, či antikorelácia platí aj pre denné hodnoty, čo by potvrdzovalo fyzikálny súvis obidvoch veličín. V našej práci prezentujeme výsledky kroskorelačnej analýzy GKŽ versus XBG pre sekvencie zostrojené z denných, ale aj krátke – a stredne – dobých kĺzavých priemerov ( $n = 3, 7, 15, 27$  dní) obidvoch veličín. Príslušné reziduálne sekvencie sú definované ako rozdiel sekvenčí zostrojených z kĺzavého priemeru a denných hodnôt. Aby sme mohli porovnávať rôzne intervale 11-ročného cyklu všetky sekvencie boli opravené o ročný trend. Počas rokov 70/71 a 71/72 hodnota antikorelácie GKŽ versus XBG sa zväčšuje s rastom intervalu, z ktorého je vytvorený kĺzavý priemer. Z toho plynie, že vo vzťahu GKŽ/XBG počas rokov 70/71 a 71/72 sa najefektívnejšie prejavujú fluktuácie s trvaním viac ako 7 dní a antikorelácia GKŽ/XBG dosahuje hodnotu  $-0.8$ , pri priemernom časovom sklze 3 dni. Očakávaná antikorelácia kĺzavých priemerov neexistuje pre roky maxima cykla (ročné segmenty 68/69, 69/70). Hodnoty kroskorelačných funkcií pre segmenty 68/69, 69/70 zostávajú blízko 0 bez ohľadu na to, či sú analyzované denné alebo kĺzavé priemery. Novým výsledkom pre segmenty 68/69 a 69/70 je fakt, že 7-, 15- a 27-dňové reziduálne sekvencie vykazujú signifikantnú antikoreláciu s 3-dňovým časovým sklzom. Z tohto výsledku plynie, že antikorelácia vo vzťahu GKŽ/XBG platí aj počas maxima 11-ročného cykla, ale je spôsobovaná krátkodobými fluktuáciami (kratšími ako 7 dní).

## **1. ÚVOD**

Aktivita Slnka a jej vplyv na častice galaktického kozmického žiarenia, ktoré s pohybujú v interplanetárnom prostredí je veľmi dobre známy (viď napr. Venkatesan and Badruddin, 1990). Javy súvisiace s Coronal Mass Ejections (CME) sústredili pozornosť na určenie parametrov aktivity Slnka, ktoré môžu fyzikálne súvisieť s krátkodobými, ale aj cyklickými zmenami heliosféry (viď napr. Gosling and Hundhausen, 1995; Antalova, Jakimiec and Storini, 1994).

V tomto článku sú uvedené výsledky kroskorelačnej analýzy denných hodnôt intenzity galaktického kozmického žiarenia [I] a denných hodnôt röntgenového žiarenia vyžarovaného neerupčnou korónou Slnka [XBG] a ich porovnanie s výsledkami z analýzy kĺzavých priemerov obidvoch veličín.

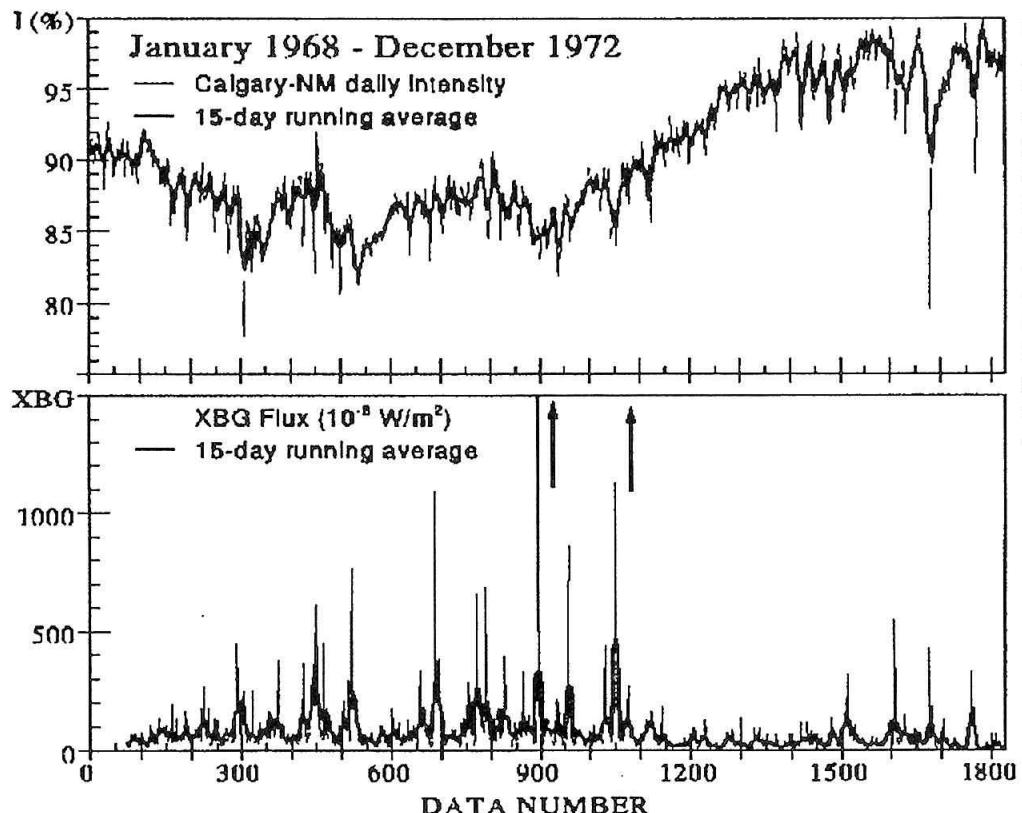
## **2. POZOROVACIE ÚDAJE A ANALÝZA**

V práci analyzujeme nasledovné dve premenné:

**x1** – [I], denná hodnota intenzity galaktického kozmického žiarenia (opravená o atmosferický tlak), meraná neutronovým monitorom v Calgary (N 51.1 W114.1, 1128 m nad morom, Venkatesam et al. 1989). Hodnoty sú normalizované na 100% hladinu v máji 1965 (t.j. približne 285554 counts/h).

**x2** – [XBG], denná hodnota röntgenového, neerupčného žiarenia Slnka (XBG), ako je publikovaná in Solar Geophysical Data No.602, part II (26–39).

Podrobnejší popis dát a výsledkov je možné nájsť v prácach uvedených v zozname literatúry. V tejto práci uvádzame výsledky z obdobia rokov 1968–1972. Začiatok a ko-



Obr. 1:  
Horný panel: Priebeh denných hodnôt a 15-dňových kĺzavých priemerov galaktického kozmického žiarenia (I), meraného v Calgary, v rokoch 1968–1972.  
Dolný panel: Priebeh denných hodnôt a 15-dňových kĺzavých priemerov neerupčného SXR žiarenia Slnka XBG.

niec segmentov je uvedený v tab. 1, spolu s priemernými hodnotami obidvoch analyzovaných veličín (I a XBG). Dáta sú rozdelené na 4 ročné segmenty. Obdobie je rozdeľené na dve odlišné časti a to maximum (segmenty 68/69, 69/70) a klesajúcu vetvu 20. cykla (70/71, 71/72). Na obr. 1 uvádzame priebeh denných hodnôt ako aj 15-dňové kĺzavé priemery obidvoch veličín. Z obr. 1 vyplýva, že KŽ je navzájom veľmi dobre antikorelované s XBG.

### 3. KROSKORELAČNÉ FUNKCIE I/XBG V ROKOCH 1968–1972

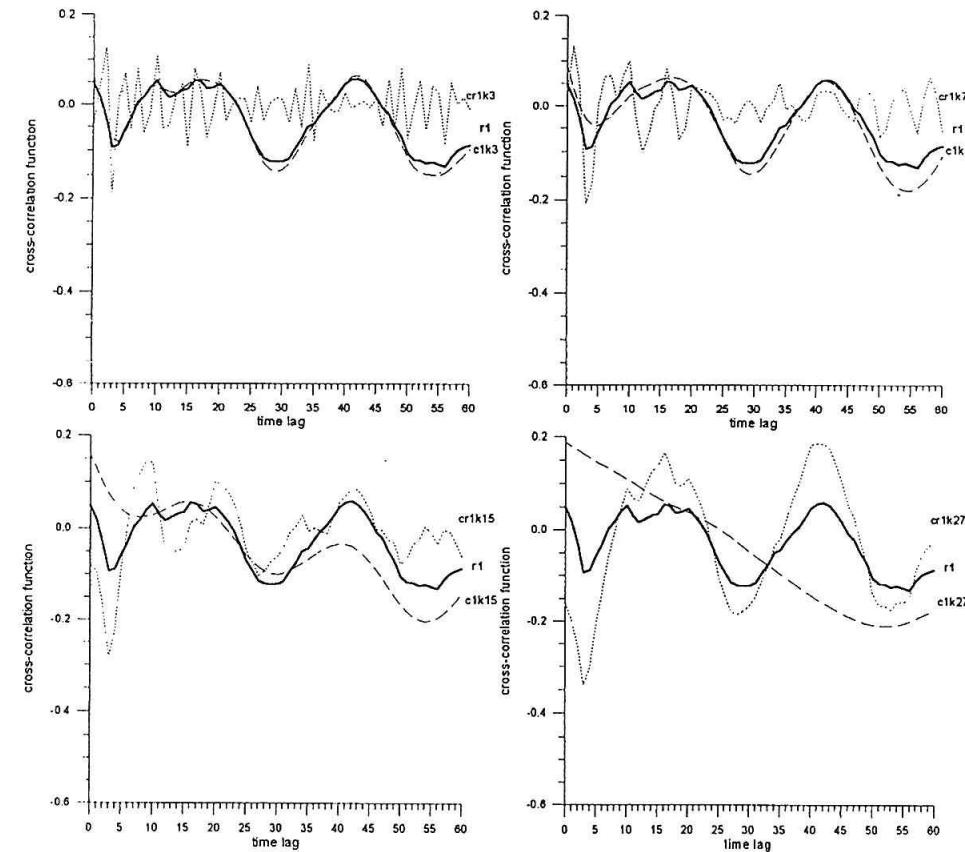
Obrázky 2–5 uvádzajú výsledky výpočtov kroskorelačných funkcií pre denné hodnoty KŽ a neerupčnej SXR formami. Kladné hodnoty posunu (lag) na osi x, znamenajú oneskorenie extrémov KŽ za príslušným extrémom XBG. V priemer GKŽ je oneskorené o 3–5 dní za XBG, čo svedčí o časovom sklze spôsobenom priemernou rýchlosťou slnečného vetra. Celkom neočakávaný je výsledok, že najhoršie hodnoty antikorelácie z denných ako aj kĺzavých priemerov ( $n = 3, 7, 15, 27$  dní) padajú na segmenty rokov 68/69 a 69/70. Napriek tomu, v segmentoch 68/69 a 69/70 existuje signifikantný I/XBG vzťah a to pre reziduálne funkcie (kde sú väčšmi odfiltrované chyby meraenia).

Tab. 1:  
Začiatok a koniec segmentov  
a štatistika pre premenné I a XBG

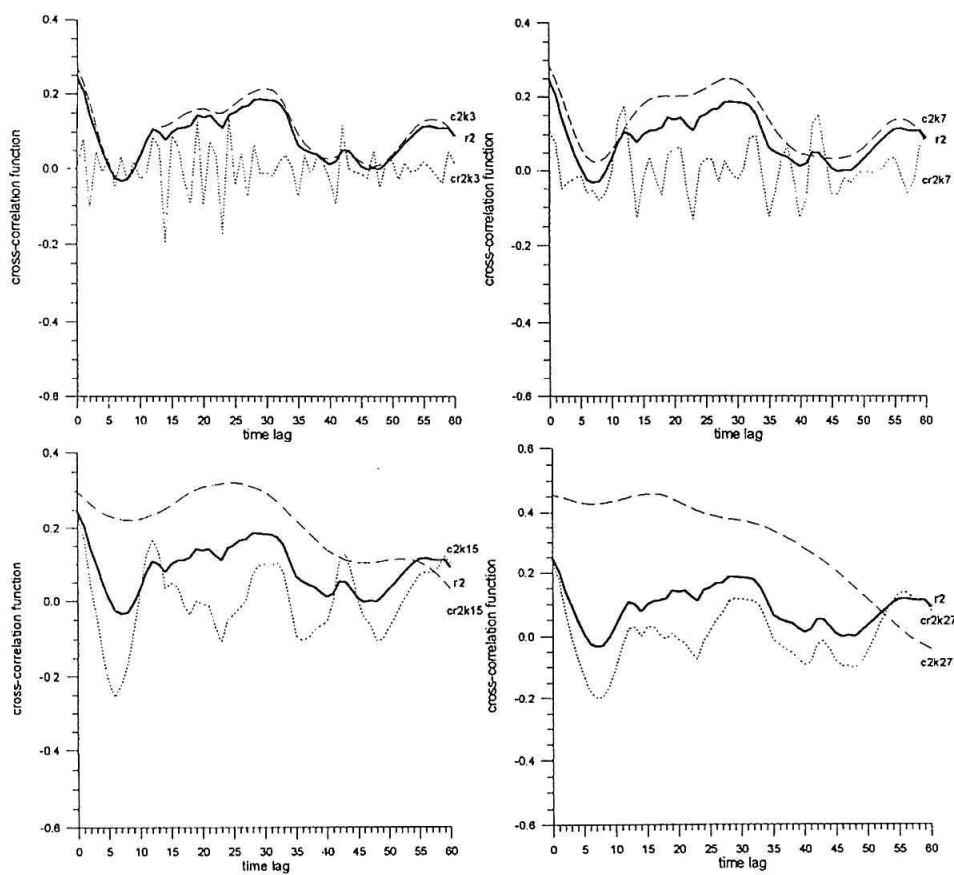
Segment	Štatistika	CR	XBG
68/69	Priemer	86.24	105.08
July 01.1968–	Standard error	0.118	5.242
June 30.1969	Stand. skewness	-5.29	26.90
69/70	Priemer	86.59	111.47
July 01.1969–	Standard error	0.078	8.642
June 30.1970	Stand. skewness	-0.86	69.38
70/71	Priemer	89.36	86.70
July 01.1970–	Standard error	0.157	8.349
June 30.1971	Stand. skewness	-0.50	55.88
71/72	Priemer	96.14	48.60
July 01.1971–	Standard error	0.085	2.409
June 30.1972	Stand. skewness	-1.44	40.84

### 4. ZÁVER

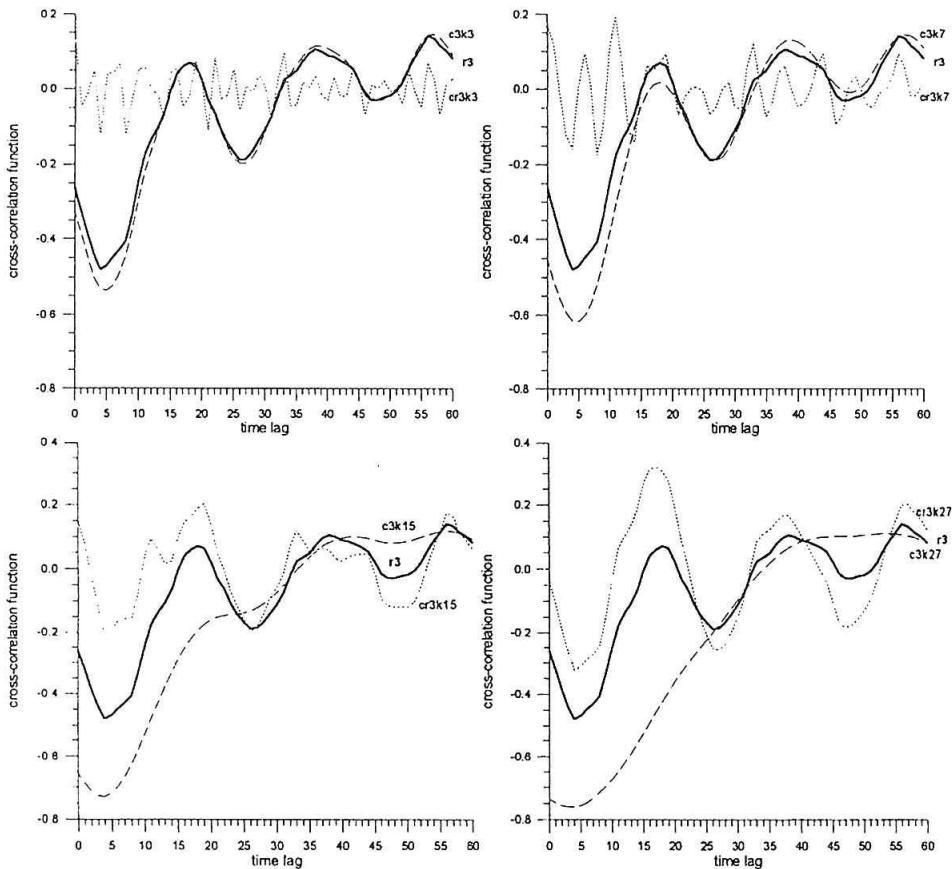
V práci bolo zistené, že I/XBG antikorelacia platí pre denné hodnoty ako aj 3-, 7-, 15- a 27-dňové kĺzavé priemery, a to tam, kde hodnota antikorelácie presahuje hodnotu – 0.15 (čo je chyba našej kroskorelačnej analýzy). Výsledok potvrdzuje fyzikálny súvis obidvoch veličín. Héliosférické zmeny prípadajúce na obdobie maxima 11-ročného cykla sa prejavujú na rozdielnych charakteristikách



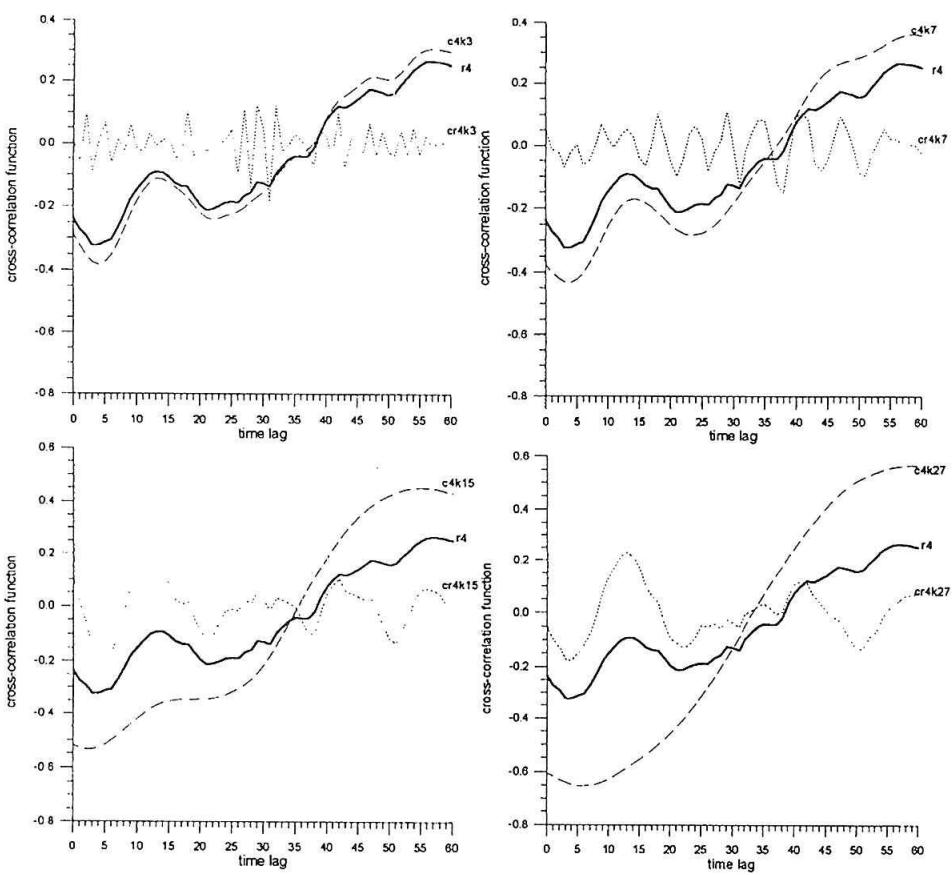
Obr. 2:  
 68/69 kroskorelačné funkcie medzi dennými hodnotami kozmického žiarenia (I) a neerupčou korónou (XBG) sú na všetkých štyroch paneloch ilustrovane silnou čiarou. Reziduálne kroskorelačné funkcie sú na všetkých štyroch paneloch ilustrované bodkované. 3-dňová reziduálna kroskorelačná funkcia predstavuje tzv. „biely šum“, ktorého hodnota 0.15 je mierou signifikancie kroskorelačných funkcií. V segmente 68/69 „I versus XBG“ ostávajú neskorelované ani pre 3-, 7-, 15- a 27-dňové klzavé priemery. Reziduálne kroskorelačné funkcie vykazujú signifikantnú antikoreláciu; pre 27-dňový klzavý priemer minimum reziduálnej kroskorelačnej funkcie má hodnotu -0.34 (pre 3-dňový časový sklz).



Obr. 3:  
 Porovnanie 69/70 kroskorelačných funkcií denných hodnôt kozmického žiarenia (I) a neerupčnej koróny (XBG) s kroskorelačnými funkciami pre 3-, 7-, 15- a 27-dňové klzavé priemery (vľavo hore 3-, vpravo hore 7-, vľavo dole 15- a vpravo dole 27-dňové klzavé priemery).



Obr. 4:  
I/XBG kroskorelačné funkcie pre segment 70/71.  
Označenie je podobné ako na obrázku 2.



Obr. 5:  
I/XBG kroskorelačné funkcie pre segment 71/72.  
Označenie je podobné ako na obrázku 2.

vzťahu intenzity galaktického kozmického žiarenia a röntgenového, neerupčného žiarenia Slnka, v porovnaní so segmentami 70/71 a 71/72. Vzhľadom na väčšiu početnosť aktívnych oblastí erupcií, polárných filamentov i rozsiahlych koronálnych dier, očakávali by sme v rokoch 1968–69 najlepšie hodnoty antikorelácie s KŽ. Opak je pravdou. To svedčí o tom, že v rokoch 1968–69 má proces modulácie KŽ odlišný priebeh. Pravdepodobne rozdielny priebeh vzťahu I/XBG v segmentoch 68/69 a 69/70 je dôsledkom nielen magnetického prepólovania Slnka (rovníkový drift KŽ sa mení na polárny), ale aj existencie vonkajšej heliosférickej štruktúry (GMIR).

### *Podakovanie*

Táto práca bola uskutočnená v rámci spolupráce CNR/PAN (1997–1999) a CNR/SAV (1995–1997) ako aj KBN Grantu University vo Wroclawi (1007/S/IA/97) a VEGA grantov 2/5137/98, 2/4154/98 and 2/5007/98.

### **LITERATÚRA**

- Antalová, A., Jakimiec, M. and Storini, M.: 1994, in The 8-th International Symposium on Solar Terrestrial Physics, dedicated to STEP, part I, SCOSTEP, Sendai, 53  
Gosling, J.T. and Hundhausen, A.J.: 1995, Solar Phys. 160, 57  
Kudela, K., Antalová, A., Venkatesan, D. and Rybák, J.: 1994 Solar Phys 154, 371  
Venkatesan, D. and Badruddin.: 1990, Space Sci. Rev. 52, 121  
Venkatesan, D., Mathews, T., Graumann, H. and Sharman, P.: 1989, in Calgary Cosmic Ray Intensity Records (Super neutron Monitor), 3

# **Slniečná aktívita a nízkodimenzionálny chaos**

Vladimír Karlovský, Hvezdáreň a planetárium Hlohovec,  
e-mail:[astrohlo@mtf.stuba.sk](mailto:astrohlo@mtf.stuba.sk)

## **Abstrakt**

Detailná analýza časových radov koronálneho indexu, relatívneho čísla slnečných škvŕn a erupčného indexu ukazuje, že slnečná aktivita je deterministický nízkodimenzionálny chaos. Predpovedateľnosť koronálneho indexu je 4,8 roka a relatívneho čísla slnečných škvŕn 3,0 roka .

## **1. ÚVOD**

Existuje viacero prác, ktoré sa zaoberejú slnečnou aktivitou ako deterministickým chaosom. Medzi ne patria práce autorov: Karlovský 1992, Kremliovsky 1994, Kurths a Herzel 1987. Karlovský 1992 ukázal aplikovateľnosť chaotických atraktorov na slnečnú aktivitu a upozornil na fraktálnu štruktúru aktivity charakterizovanej časovým radom relatívneho čísla. Kremliovsky 1994 na časovom rade relatívneho čísla ukázal, že slnečná aktivita je deterministický nízkodimenzionálny proces. Vzhľadom na to, že okrem relatívneho čísla sú k dispozícii aj časové rady koronálneho indexu a erupčného indexu, urobili sme analýzu aj týchto radov. Tým je možné si urobiť komplexnejší obraz o slnečnej aktivite.

## **2. ČASOVÉ RADY SLNEČNEJ AKTIVITY**

Na analýzu boli použité časové rady:

- a) relatívneho čísla slnečných škvŕn
  - vyrovnané mesačné priemery, Waldmeier 1955, Neubauer 1970
- b) koronálneho indexu
  - priemerné denné hodnoty, Rybanský a Rušin 1983
  - Rybanský, Rušin, Dzifčáková 1988
  - Rybanský 1995
- c) erupčného indexu LDE erupcií
  - mesačné hodnoty, Antalová 1990, Kučera 1995

## **3. ANALÝZA DÁT**

Všetky dátá prešli najprv fourierovskou analýzou, aby sa zistilo, či v dátach existujú periodické, kváziperiodické alebo aperiodické členy. Charakter fourierovského spektra je indikátorom procesov a môže naznačovať aj fraktálnu štruktúru, Osborne a Provenzale 1989.

## **4. NELINEÁRNE METÓDY**

### **4.1. Rekonštrukcia fázového priestoru**

Časové rady slnečnej aktivity sú vlastne jednorozmerným signálom. Avšak i takýto časový rad obsahuje v sebe informácie o celom systéme, Vörös 1994. Pomocou procedúry vytvorenej Packardom 1980 a Takensom 1981, môžeme rekonštruovať n-rozmernú dynamiku systému z jednorozmerného signálu (časového radu). Vytvorime nový dynamický systém dimenzie m tak, že zo skalárnej časovej série  $X_i = X(t_i)$   $i = 1, \dots, N$  pomocou časového posunu  $\tau$  dostaneme stavový vektor  $X_i = (X(t_i), X(t_i + \tau), \dots, X(t_i + (m-1)\tau))$ . Takensova veta hovorí, že pri ľubovoľných hodnotách realizácie radu  $X_i$  a časového posunu atraktor rekonštruovaného dynamického systému dimenzie m bude mať tie isté vlastnosti ako pôvodný ak  $m \geq 2d_H + 1$  kde  $d_H$  je Hausdorffova dimenzia pôvodného atraktoru. Celková stratégia zisťovania fraktálnej dimenzie bola rozpracovaná Grassbergerom a Procaccia 1984. Na základe zistenia dynamických invariantov, ako sú fraktálna dimenzia, Kolmogorovská entropia ( $K_2$ ), Ljapunovské exponenty, možno rozhodnúť, či sa za signálom skrýva podivný atraktor a či sa jedná o deterministický chaos alebo nie.

#### **4.1.1. Metóda autokorelačnej funkcie (ACF)**

Ked' použijeme autokorelačnú funkciu (ACF), môžeme nájsť časový posun tam, kde autokorelačná funkcia dosahuje hodnotu  $1/e$  alebo kde je prvý nulový bod tejto funkcie. Presnejšie je časový posun z intervalu  $\langle ACF(1/e), ACF(0) \rangle$ . Táto metóda nie je vhodná pre systémy s vyššou korelačnou dimensiou  $D_2$ .

#### **4.1.2. Metóda pseudocyklu**

Ďalším kritériom pre nájdenie môže byť hodnota 25 % pseudocyklu (charakteristického času  $T_{CH}$ ), Buzug a Pfister 1992. Vo všeobecnosti korelačná dimenzia by nemala byť na  $\tau$  závislá. Pre nízkodimenzionálne systémy dáva metóda pseudocyklu približne tie isté hodnoty  $\tau$  ako metóda ACF.

## 4.2. Redukcia šumu

V prípade zašumených dát je možné použiť redukciu šumu, Schreiber 1993. V našom prípade nebolo potrebné urobiť redukciu šumu, pretože boli použité v relatívnom číslu vyrovnané mesačné priemery, v koronálnom indexe prie-merné denné hodnoty, a pri erupčnom indexe mesačné súčty. V týchto prípadoch sú hodnoty šumu bezvýznamné.

## 4.3. Korelačná dimenzia

Jedným z dynamických invariantov je aj fraktálna dimenzia systému (kapacita)  $D_0$ . Dôležitá je korelačná dimenzia  $D_2$ , pretože bezprostredný výpočet fraktálnej dimenzie, alebo Hausdorffovej dimenzie je veľmi zložitý. Platí:

$$D_0 \geq D_1 \geq D_2 \\ D = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{I_q(\epsilon)}{\epsilon \ln(\epsilon^{-1})} \quad (1)$$

kde  $I_q(\epsilon)$  je entropia Renyi rádu  $q$ , Renyi 1970

$D_0$  je fraktálna dimenzia,  $D_1$  je informačná dimenzia

$D_2$  je korelačná dimenzia,  $\epsilon$  je rozmer n-rozmernej gule v n-rozmernom priestore, pričom týmito guľami pokrývame skúmanú množinu.

Korelačná dimenzia  $D_2$  sa určuje pomocou korelačného integrálu:

$$C_m(\epsilon) = \kappa * \sum_{j=W}^N \sum_{i=1}^{N-j} \Theta(\epsilon - |x_i^m - x_j^m|) \approx \epsilon^{D_2(m)} \quad (2)$$

a  $\kappa = 2/((N-W)*(N-W+1))$ , Vörös 1994

$$D_2 = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\ln C_m(\epsilon)}{\ln \epsilon} \quad (3)$$

N je počet dát,  $\Theta$  je stupňová funkcia Heavisida, m je vno-reňa dimenzia, W je počet vylúčených dát pre ktoré platí, že

$|i - j|\delta t$

( $\delta t = t_{i+1} - t_i$ ) je menší ako autokorelačný čas, je to korekcia na nepravé korelácie, Theiler 1986.

Vlastné výpočty korelačnej dimenzie, Kolmogorovskej entropie a najväčších Ljapunovských exponentov boli pre-vedené pomocou algoritmov uvedených Wolfom a ďalšími 1985 a pomocou programov ENTROPIA, Karlovský 1995a, a TAU, Karlovský 1995b. Niektoré podrobnosti možno nájsť aj v knihe Neymarka a Landu 1987.

### 4.3.1. Test náhradných dát

Teraz náhodne rozložíme fázy fourierovskej transformácie originálneho časového radu a vytvoríme niekoľko reali-zácií invertovaných náhradných dát, pričom použijeme tú istú autokorelačnú metódu. Keď opäť vypočítame  $D_2$  a vý-sledky nie sú signifikantne rozdielne od originálneho časo-vého radu, určenie dimenzie nemožno dôverovať, Roberts 1991.

### 4.3.2. Fraktálny test

Signál (časový rad) je sebepodobný, ak  $\langle X(t_i + \Omega \delta t) - X(t_i) \rangle = \Omega^H \langle X(t_i + \delta t) - X(t_i) \rangle$  pozri Osborne a Provenzale 1989, symbol  $\langle \rangle$  indikuje časový priemer, H je škálovací exponent,  $\Omega$  je škálovací faktor.

Vytvoríme graf  $\log(\langle |X(t_i + \Omega \delta t) - X(t_i)| \rangle)$  versus  $\log \Omega$ . Ak v tomto grafe nájdeme vodorovnú časť krivky, sú dátá všetky sebepodobné a jedná sa na danej časti o šum a v tomto prípade majú dátá charakter farebného šumu a tiež konečnú dimenziu, ale určenie korelačnej dimenzie nemožno dôverovať.

## 4.4. Najväčší Ljapunovský exponent

Všetky trajektórie vytvárajúce chaotický, alebo stochas-tický atraktor, sú nestabilné podľa Ljapunova vtedy, ak majú apsoň jeden kladný Ljapunovský exponent. Existencia kladného Ljapunovského exponentu je základným kri-tériom chaotičnosti pohybu. Maximálny Ljapunovský exponen-t pre trajektóriu na intervale  $t_0 \leq t_M \leq T$  je

$$\zeta_{\max} = \left( \frac{1}{t_M - t_0} \right) * \sum_{i=1}^M \log_2 \left( \frac{L(t_i)}{L(t_i - 1)} \right) \text{ bitov/sek.} \quad (4)$$

Pozri Wolf a ďalší 1985.  $L(t_i)$  označuje vzdialenosť dvoch oddelených blízkych trajektorií v rekonštruovanom fázovom priestore,  $L(t_0)$  je vzdialosť medzi dvoma počiatocnými bodmi. Pociatočná dĺžka sa môže vyvinúť na  $L^*(t_1)$  atď. Počet krokov je M a náhradné vektory sú reorto-gonalizované Gramm-Schmidtovu procedúrou. Predpo-vedateľnosť môže byť určená ako:

$$T_P = \frac{\log_2 2}{\zeta_{\max}} = \frac{1}{\zeta_{\max}}$$

## 5. ANALÝZA KONKRÉTNYCH ČASOVÝCH RADOV

### 5.1. Analýza časového radu relatívneho čísla slnečných škvŕn

Časový rad relatívneho čísla, mesačné vyrovnané priemery od roku 1750 po 1968, bol podrobnený autokore-lačnej analýze. Autokorelačnú funkciu (ACF) vidíme na obr. 1.

Odtiaľ  $\tau$  (škvŕny)  $\approx (ACF(1/e) - ACF(0))_{\text{skvŕny}} \approx 25-35$  mesiacov.

Metóda pseudocyklu dáva  $T_{\text{CH}} = 134/4 \approx 33$  mesiacov.

Fourierovské spektrum vidíme na obr. 2.

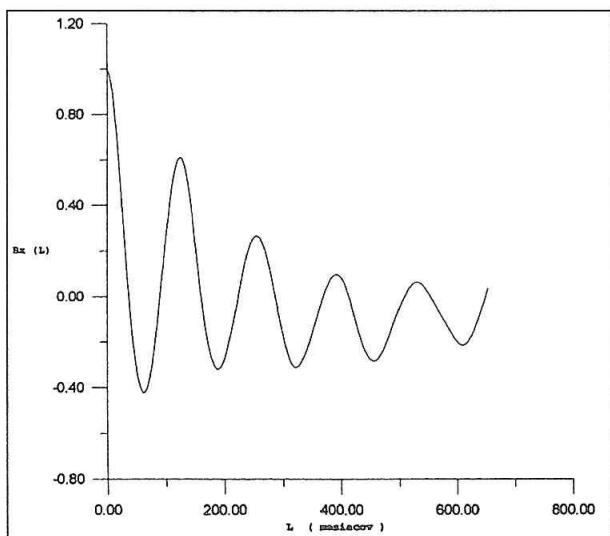
Výsledná korelačná dimenzia pre tento rad je  $D_2 = 3.62 \pm 0.05$

Graf závislosti  $D_2$  na  $\ln \epsilon$  vidíme na obr. 3

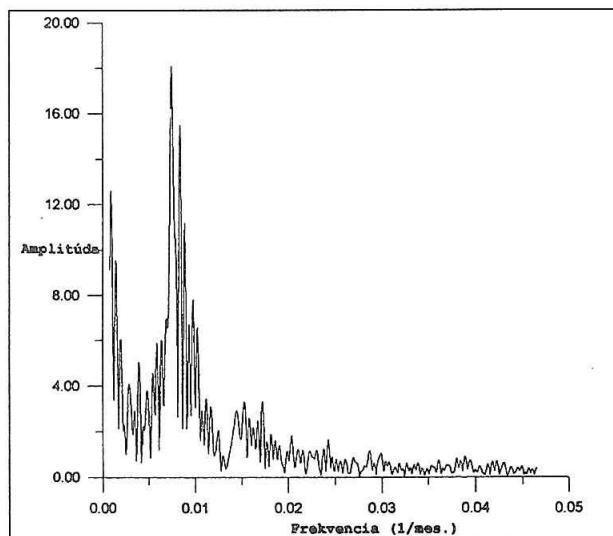
Závislosť  $D_2$  na časovom posune  $\tau$  vidíme na obr. 4, kde sa ukazuje, že dátá sú dostatočne robustné na určenie kore-lačnej dimenzie. Kontrolný test náhradných dát udáva di-menzie  $D_2$  až o 1.5 odlišné od originálnych dát. Fraktálny test, obr. 5, ukazuje, že dátá nepredstavujú šum a určenie  $D_2$  je viero-hodné. Okrem toho vidíme, že vrcholy jednotlivých máxim sú približne rovnako vysoké, čo svedčí o tom, že škvŕnová aktivita má určitú fraktálnu štruktúru.

Fázový diagram pre tento prípad je na obr. 6 s  $\tau = 35$  me-siacov.

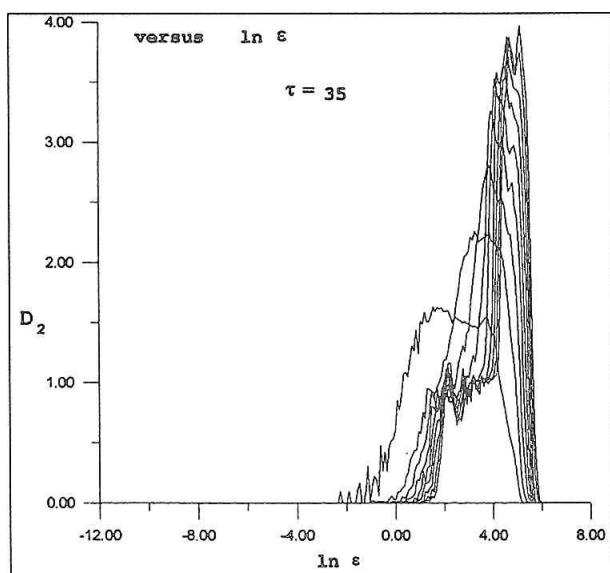
Najväčší Ljapunovský exponent ako funkcia času a evo-lučného času vidíme na obr. 7.



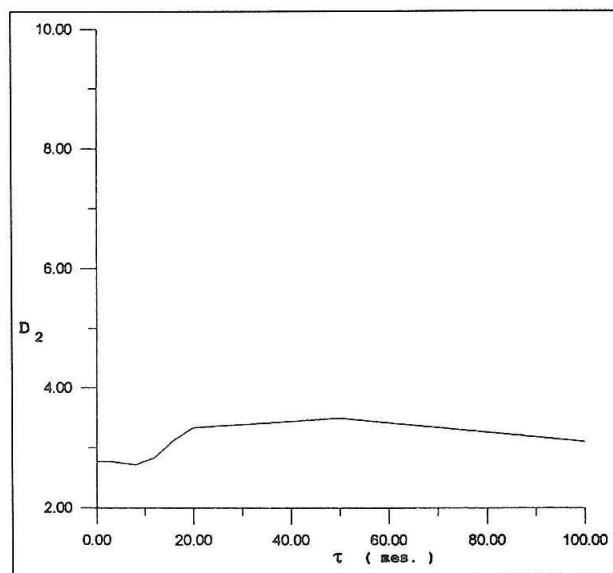
Obr. 1



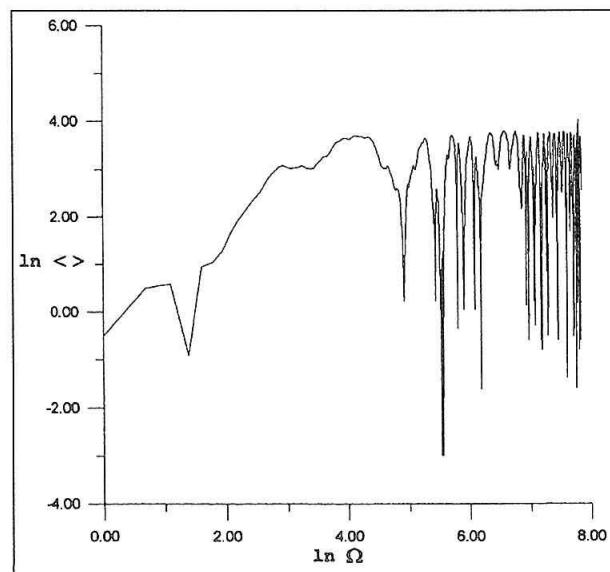
Obr. 2



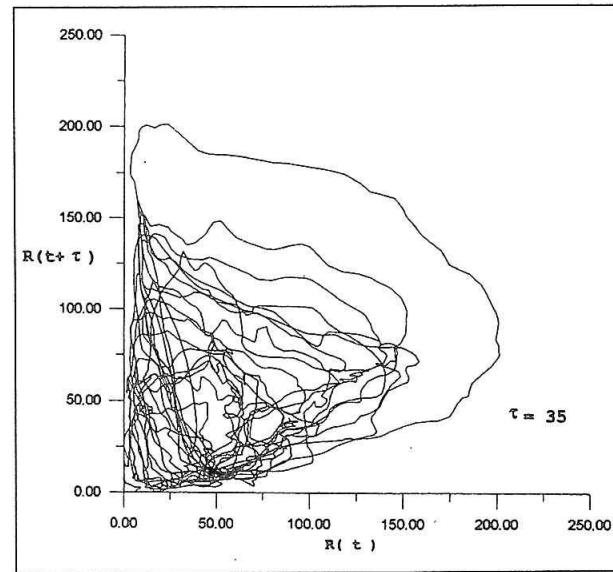
Obr. 3



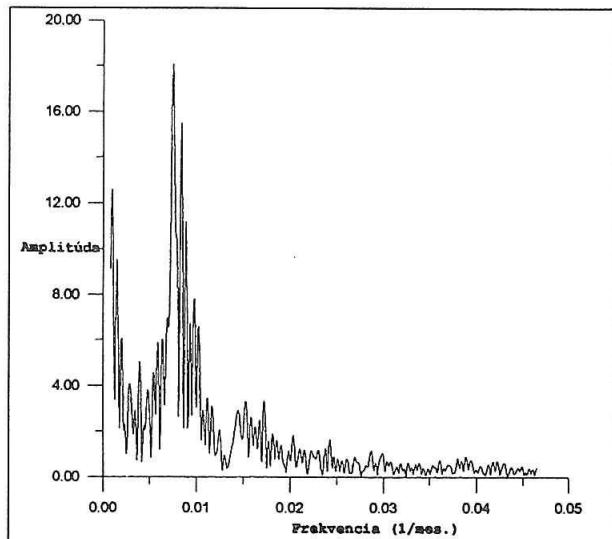
Obr. 4



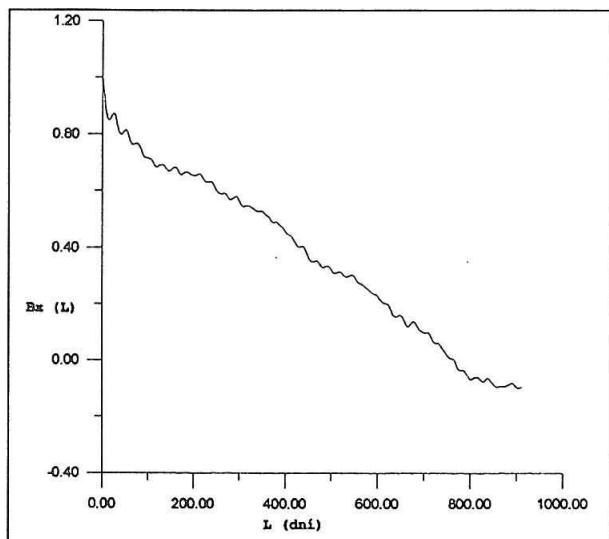
Obr. 5



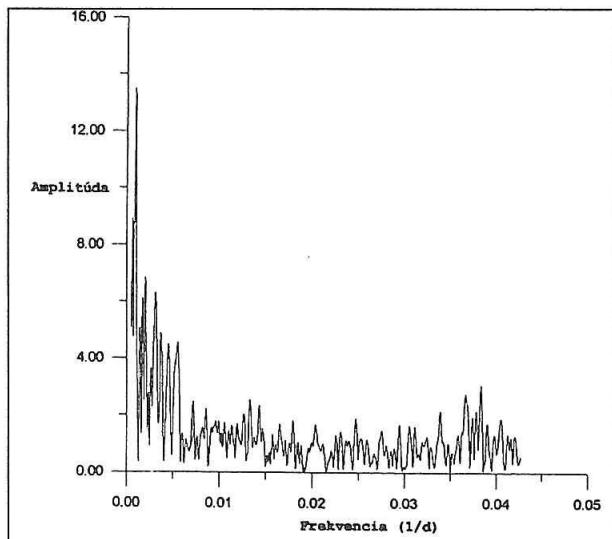
Obr. 6



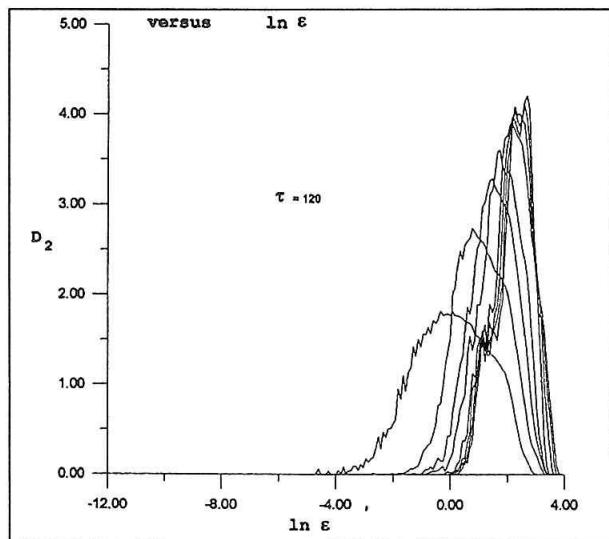
Obr. 7



Obr. 8



Obr. 9



Obr. 10

Najväčší Ljapunovský exponent vychádza:

$$\xi_{\max} = 0.028 \pm 0.003 \text{ bitov/mesiac}$$

Predpovedateľnosť:

$$T_p \approx (1/\xi_{\max}) \approx 35.71 \text{ mesiacov} \approx 3 \text{ roky}$$

## 5.2. Analýza časového radu koronálneho indexu

Časový rad koronálneho indexu od roku 1947–1993 obsahuje denné priemery koronálneho indexu. Celkovo je to 17167 údajov. Bol podrobnený autokorelačnej analýze. Autokorelačnú funkciu (ACF) vidíme na obr. 8.

$\tau$  (koróna) ( $ACF(1/e) - ACF(0)$ )  $\approx 450 - 760$  dní  $\approx 37 - 63$  mesiacov

Metoda pseudocyklu dáva:  $T_{CH} \approx 30$  mesiacov.

Fourierovské spektrum vidíme na obr. 9

Výsledná korelačná dimenzia je  $D_2 = 3.96 \pm 0.05$

Graf závislosti  $D_2$  na  $\ln \epsilon$  ako príklad pre  $\tau = 120$  dní je na

obrázku 10. Závislosť  $D_2$  na časovom posune  $\tau$  vidíme na obr. 11, kde sa ukazuje, že dátá sú dostatočne robustné na určenie korelačnej dimenzie. Kontrolný test náhradných dát udáva dimenzie  $D_2$  až o 1.4 odlišné od originálnych dát. Fraktálny test, obr. 12, ukazuje, že dátá nepredstavujú šum a určenie  $D_2$  je vierochnodné. Okrem toho vidíme, že vrcholy niektorých maxím sú približne rovnako vysoké, čo svedčí o tom, že koronálna aktivita má tiež určitú fraktálnu štruktúru v čase, avšak nie takú výraznú, ako škvornová aktivita.

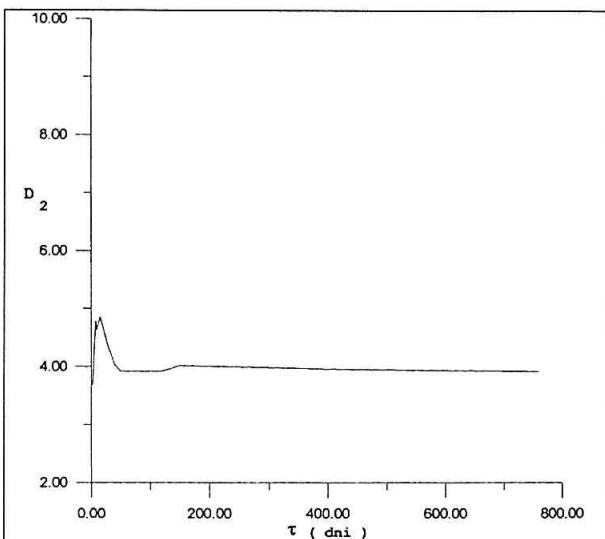
Fázový diagram pre koronálny index je an obr. 13 s  $\tau = 760$  dní.

Najväčší Ljapunovský exponent ako funkcia času a evo- lučného času vidíme na obr. 14. Najväčší Ljapunovský expo- nent vychádza:

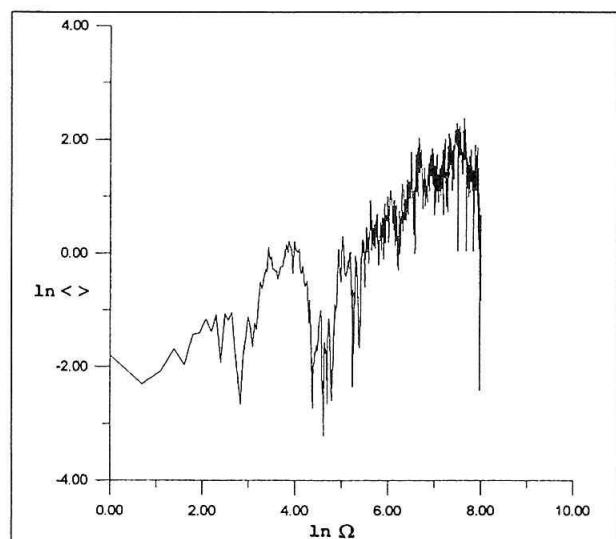
$$\begin{aligned} \xi_{\max} &= 0.00058 \pm 0.00006 \text{ bitov/deň} \\ &= 0.0174 \pm 0.0018 \text{ bitov/mesiac} \end{aligned}$$

Predpovedateľnosť vychádza:

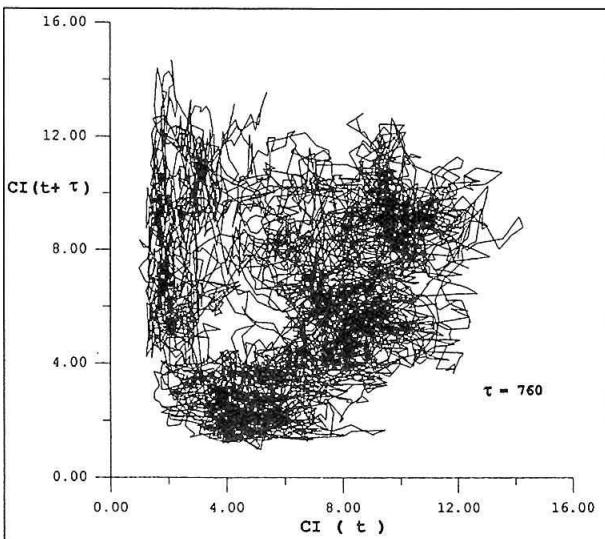
$$T_p (1/\xi_{\max}) = 57.47 \text{ mesiaca} = 4.8 \text{ roka}$$



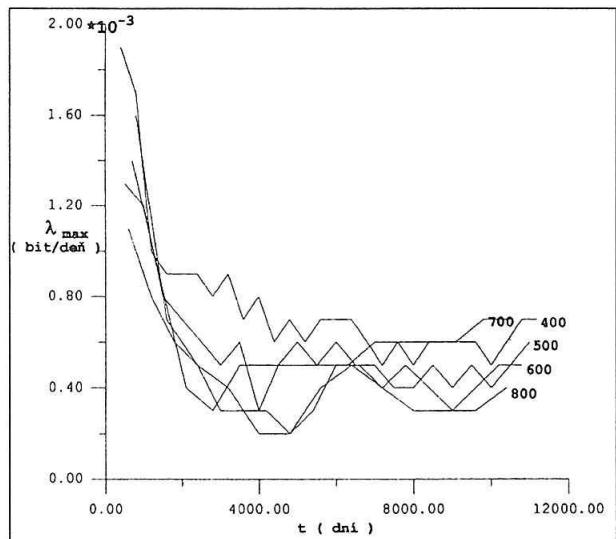
Obr. 11



Obr. 12



Obr. 13



Obr. 14

### 5.3. Analýza časového radu erupčného indexu

#### 5.3.1. Analýza časového radu erupčného indexu LDE erupcií

Dáta boli publikované: Antalová 1990  
Korelačná dimenzia  $D_2$  sa pohybuje v intervale:

$$D_2 \approx 2.9 \text{ až } 4.0$$

Údaje nie sú dostatočne robustné, je ich iba 255. Potrebnych by bolo aspoň  $10^3$  až  $10^4$  údajov. Kolmogorovská entropia  $K_2$  je:

$$K_2 = 0.02 \pm 0.02 \text{ bitov/mesiac}$$

## 6. SÚHRN A DISKUSIA

Kolmogorovská entropia  $K_2$  má (Vörös 1994) tieto vlastnosti:

- a)  $K_2 \geq 0$
- b)  $K_2 \leq \xi_{\max}$
- c)  $K_2 <> 0$  pre chaotické systémy

Ak  $K_2$  je z intervalu  $0 < K_2 \ll \infty$  potom signalizuje deterministický chaos. Keď zhrieme výsledky do tabuľky máme:

Index	$K_2$ (bit/mesiac)	$\xi_{\max}$ (bit/mesiac)	$D_2$
R	$0.028 \pm 0.003$	$0.028 \pm 0.003$	$3.62 \pm 0.05$
CI	$0.016 \pm 0.002$	$0.018 \pm 0.002$	$3.96 \pm 0.05$
LDE	$0.02 \pm 0.02$		$2.7 \text{ až } 4.0$

R – Wolfovo relatívne číslo slnečných škvŕn

CI – Koronálny index

LDE – erupčný index LDE erupcií

Hodnoty  $K_2$  a  $\xi_{\max}$  ukazujú, že pri slnečnej aktivite máme do činenia s deterministickým chaosom, pričom na charakterizovanie potrebujeme v prípade slnečných škvŕn a koronálneho indexu 7 až 9 parametrov. Kremliovsky 1994, tvrdí, že sa jedná o nízkodimenzionálny proces s pri-

bližne periodickým členom, ktorý bežne nazývame slnečný cyklus. Kremliovsky 1994 sa zaoberal však iba relatívnym číslom. Pretože slnečná aktívita charakterizovaná relatívnym číslom, koronálnym indexom alebo erupčným indekdom má takmer to isté chovanie, je naozaj prejavom nízkodimenzionálneho chaosu. Predpovedateľnosť aktívity nie je príliš veľká, pri škvrnovej aktívite 3.0 roka a pri koronálnom indexe 4.8 roka. Dlhodobé predpovede aktívity preto môžu byť iba kvalitatívne a majú len hodnotu odhadu.

### *Podakovanie*

Na záver by som chcel podakovať RNDr. Milanovi Rybanskému Dr.Sc. a RNDr. Anne Antalovej Dr.Sc. za poskytnutie dát pre analýzy, ktoré boli získané na Astronomickom ústave SAV v Tatranskej Lomnici a tiež RNDr. Zoltánovi Vörösovi za cenné diskusie na tému deterministického chaosu.

### **LITERATÚRA:**

- Antalová A., 1990 Contrib.Astron.Obs.Skalnaté Pleso 19,145–182  
 Buzug Th., Pfister G., 1992 Optimal delay time and embedding dimension for delay time coordinates by analysis of the global static and local dynamical behavior of strange attractors  
*Phys.Rev.A* 45,7073–7084  
 Grassberger P., Procaccia I., 1984 Dimensions and entropies of strange attractors from a fluctuating dynamics approach.*Physica D*,13,285–317  
 Karlovský V., 1992 Slniečná aktívita a chaotické atraktory  
 Zborník referátov z 10 .celoštátneho slnečného seminára, SÚH Hurbanovo,63–70  
 Karlovský V., 1995a Program ENTROPIA pre výpočet entropie Renyi 2. rádu  
 Karlovský V., 1995b Program TAU pre výpočet korelačnej dimenzie chaotického atraktora  
 Kremliovsky M. N., 1994 Solar Physics,151,351–370  
 Kučera A., 1995 Personal Communication  
 Kurths J., Herzel H., 1987 An attractor in a solar time series *Physica D*,25,165–172 North-Holland, Amsterdam  
 Neubauer M., 1970 Bulletin pro pozorování Slunce hvězdárny ve Valašském Meziříčí 9,7–22  
 Neymark J. I., Landa D. S., 1987 Stochasticheskije i chaoticheskije kolebaniija, Moskva, vyd. Nauka  
 Osborne A.R.,Provenzale A.,1989 Finite correlation dimension for stochastic systems with power-law spectra *Physica D*,35,357-381  
 Packard N. H., Crutchfield J. P., Farmer J. D., Shaw R. S., 1980 Geometry from a Time series *Phys. Rev. Lett.*, Vol.45,9,712–716  
 Renyi A., 1970 Probability Theory, Amsterdam, North-Holland  
 Roberts D. A., 1991 Is there a strange attractor in the magnetosphere?  
*J. Geophys. Res.*, 96, 16031–16046  
 Rybanský M., Rušin V.,1983 Bull. Astron. Inst. Czechosl. 34,79–92  
 Rybanský M., Rušin V., Dzifčáková E., 1988 Bull. Astron. Inst. Czechosl. ,39,106–119  
 Rybanský M., 1995 Personal Communication  
 Schreiber T., 1993 Extremely simple nonlinear noise reduction method,  
*Phys. Rev. E*, 47, 2401–2404  
 Takens F., 1981 Detecting Strange Attractors in Turbulence Lect.Notes in Math.No. 898 Berlin-Heidelberg, N. Y., Springer, 366-381  
 Theiler J., 1986 Spurious dimension from correlation algorithms applied to limited time series data *Phys. Rev. A*, 34, 2427  
 Vörös Z., 1994 The magnetosphere as a nonlinear system *Studia geoph.et geod.* 38, 168–186  
 Vörös Z., Verö J., Kristek J., 1994 Nonlinear time series analysis of geomagnetic pulsations *Nonlinear Processes Geophysics* 1, 145–155  
 Vörös Z. 1995 Personal Communication  
 Waldmeier M.,1955 Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig, 141–150  
 Wolf A., Swift J. B., Swinney H. L., Vastano J. A., 1985 Determining Lyapunov exponents from a time series, *Physica D* , 16, 285–317

# Hranie sa s dátami a jeho dôsledky pre určenie rotácie zelenej koróny Slnka

Ján Rybák, Astronomický ústav SAV, 059 60 Tatranská Lomnica

## Abstrakt

Príspevok ukazuje, že v prípade dát pozorovaní, ktoré sú ovplynené mnohými nežiadúcimi vplyvmi, a kde nie je mnohokrát dodržaná ani podmienka pre aplikovanie optimálnych metód pre výpočet hľadaných fyzikálnych charakteristík, je nanajvýš nevyhnutné podrobne zhodnotiť kvalitu vstupných dát. Veľmi výhodnou je v tomto prípade možnosť uplatniť nezávislé kritérium pre odhad nepresnosti. Na skúmanom materiáli je dokumentované, že len takéto podrobne a zdanivo „zbytočné“ spracovanie údajov pozorovaní može viest k neskresleným výsledkom hoci i len z obmedzenej časti skúmaných dát. Efekty takého spracovania dát „Homogénneho radu dát zelenej emisnej čiary slnečnej koróny“ na určenie rotácie slnečnej koróny pomocou „metódy značkovačov“ ako i niektoré všeobecné charakteristiky rotácie zelenej koróny sú v práci stanovené pre časové obdobie rokov 1947–1991 a rozsah héliografických šírok –80° až 80°. Na záver je diskutované možné vysvetlenie získanej závislosti rotačnej doby zelenej koróny na fáze slnečného cyklu a héliografickej šírke.

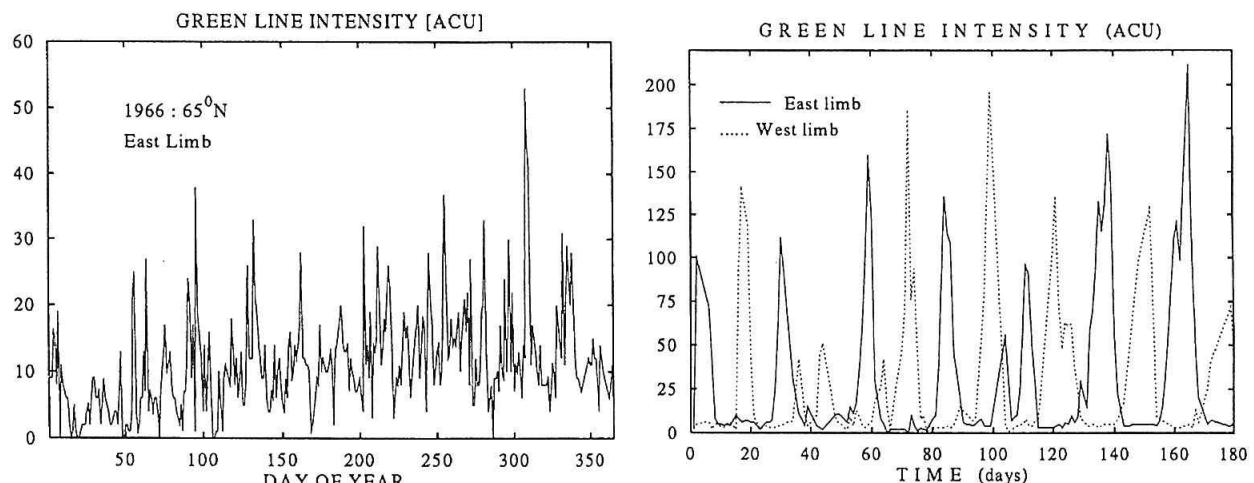
## ÚVOD

Rotácia slnečnej koróny už bola doposiaľ určovaná viacerými spôsobmi použitím pozorovaní bielej či emisnej koróny viacerými autormi. Táto charakteristika koróny bola už i vypočítavaná z pozorovaní fotosférických magnetických polí. Výsledky jednotlivých prác si však čiastočne odporujú a zároveň sú tieto výsledky relatívne nepresné. Nečudo, že i interpretácia takýchto zistení je prinajmenšom nejednoznačná.

Tieto dôvody nás viedli k snahe, preveriť a prehodnotiť doterajšie výsledky rotácie emisnej slnečnej koróny pomocou dát uvedených v novom, doteraz najrozšiahlejšom a najpod-

robnejšom, rade pozorovaní zelenej koronálnej čiary Fe XIV 530.3 nm, pripravenom pracovníkmi Astronomického ústavu SAV zo všetkých dostupných pozorovaní zelenej emisnej čiary v období rokov 1939 až 1991. Prvotné výsledky nepriňiesli ani z tohto zdroja dát upresnenie všeobecných charakteristík rotácie zelenej slnečnej koróny (Rybák, 1994).

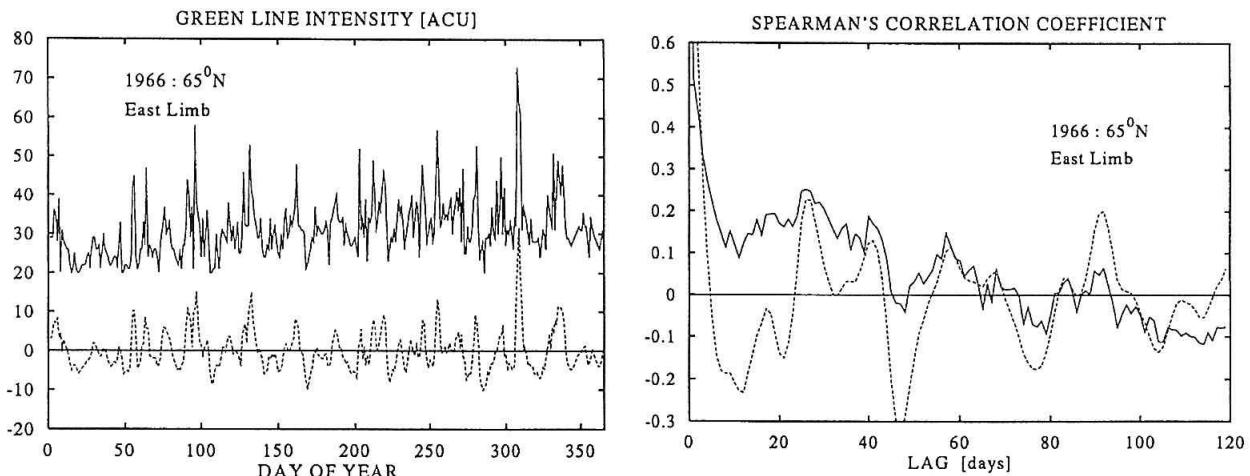
Podrobnejšie štúdium dát nás priviedlo k presvedčeniu, že nedostatočná „kvalita dát“ ovplyvňuje v podstatnej miere výsledky výpočtov pri použití metódy autokorelačnej funkcie pre určenie rotačnej periody slnečnej koróny (Rybák a kol., 1994). Táto práca prezentuje výsledky, ktoré sa nám podarilo získať podrobným štúdiom vplyvu nepresnosti dát



Obr.1: Príklady časového priebehu emisie zelenej čiary pre obdobia rôznej aktivity.

a) príklad nevýraznejšej emisie

b) príklad výraznejšej a pravidelnejšej emisie z obdobia pred minimom slnečnej aktivity, vytvorennej ojedinelou aktívnu oblasťou.  
Dáta z oboch limbov sú uvedené jednotlivo rôznym typom čiar.



Obr. 2: Príklad predbežnej úpravy dát a vypočítanej poradovej Spearmanovej autokorelačnej funkcie pre dátu roku 1966 a heliografickú šírku  $65^{\circ}$  z východného limbu.

- a) pôvodné dátu (plná čiara) a upravené dátu so smíženým šumom a odčítaným dlhodobým trendom (čiarkovaná čiara)
- b) autokorelačné funkcie pre pôvodné dátu (plná čiara) a upravené dátu (čiarkovaná čiara)

a nedodržania nevyhnutných podmienok pre určenie rotačnej periódy koróny na výsledné všeobecné i jednotlivé charakteristiky rotácie zelenej koróny.

## DÁTA

Rôznosť fotometrických škál ako i viacero iných dôvodov vyžaduje pri príprave dlhodobého radu pozorovaní zelenej emisnej čiary koróny previesť podrobnejšiu analýzu pozorovaní jednotlivých staníc a následnú homogenizáciu pozorovacích dát. Takýmto postupom bol vytvorený „Homogénny rad dát intenzít zelenej čiary“ Rybanského a Rušina (1992, 1994) pre obdobie rokov 1939 až 1991. Udáva pre každý deň uvedeného obdobia integrálnu intenzitu emisie tejto čiary okolo celého slnečného limbu s krokom  $5^{\circ}$ . Hodnoty sú kalibrované a sú vyjadrené v absolútnych koronálnych jednotkách.

Dáta dní bez pozorovaní sú lineárne interpolované. Príklad priebehu týchto dát pre rôzne výrazné emisiu čiary (obr. 1) ilustruje, že podmienka existencie dostatočne výrazného „značkovača“ – periodicky sa objavujúcej zvýšenej emisie nad limbom Slnka, nie je splnená vždy a nie stále rovnako kvalitne v rôznych miestach skúmanej časovo-šírkovej oblasti. Tento fakt je podstatný pre optimálne určenie rotácie koróny z týchto dát.

## METODIKA

Motodika určenia synodickej rotačnej periódy zelenej koróny je založená na predpoklade pravidelného opakovania zvýšenej emisie (značkovača) v časovom rade dát nameraných v danej heliografickej šírke na východnom, či západnom slnečnom limbe. Keďže táto podmienka nie je splnená vždy rovnako, podrobne sme testovali viaceré výpočtové metódy ako i ich vplyv na určenie rotačnej periódy pri daných dátach. Najvyššia odolnosť a presnosť výsledkov bola získaná pomocou Spearmanovej autokorelačnej funkcie, ktorej výsledky sú porovnatelné navzájom bez pred-

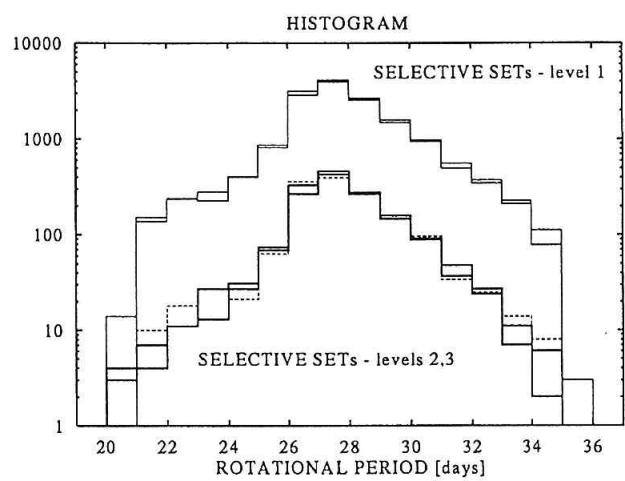
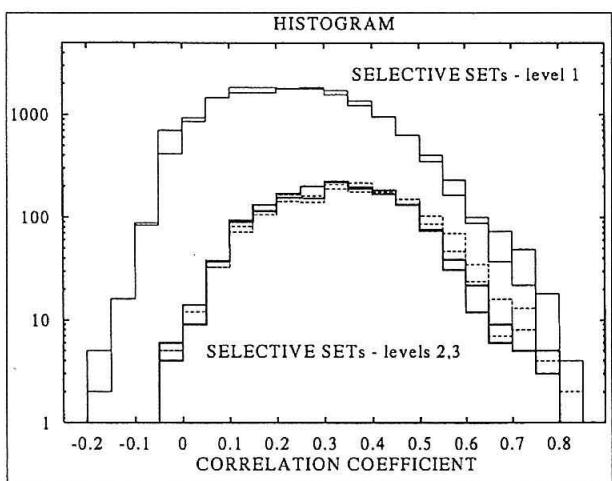
chádzajúcich predpokladov o ich štatistickom rozdelení (Press et al., 1986).

Pred výpočtom tejto funkcie bol odstránený dlhodobý trend dát a ich šum bol znížený kľavým priemerom z 3 po sebe idúcich dát, čo podstatne zpresnilo dosahované výsledky. Z autokorelačnej funkcie boli vypočítané optimalizovanou procedúrou poloha a výška prvého autokorelačného rotačného maxima, ktoré boli priradené hodnote rotačnej periódy a „kvalite“ sledovaného značkovača (obr. 2).

Výskyt značkovačov je v skúmanej oblasti náhodný a tak sme použili pre vyberacie okno s dĺžkou 1 roka a šírkou  $5^{\circ}$  posun len o 0.1 roka, čo umožnilo dostatočne podrobne hľadanie značkovačov. Tento postup už bol použitý na tento účel v práci Letfusa a Sýkoru (1982), no výsledky z takýchto navzájom čiastočne závislých údajov boli nami ďalej vytriedené tak, že pre každý kalendárny rok sme vybrali pre ďalšiu analýzu len údaje s najvyšším korelačným koeficientom – kvalitou značkovača. Z numerických dôvodov sme tieto výsledky ortogonalizovali pre stredy kalendárnych rokov interpolačným algoritmom. Takto získané rady výsledkov z každého limbu osobitne pre roky 1947–91 v rozsahu  $-80^{\circ}$  až  $80^{\circ}$  s krokom 1 roka a  $5^{\circ}$  sme podrobili ešte ďalšej analýze. Zlepšenie kvality výsledkov je dokumentované na obr. 3, kde uvedený postup podstatne upravil kvalitu značkovačov a odstránil výsledky s extrémnymi periódami. Napriek tomu je relatívne veľká časť výsledkov len s korelačným koeficientom veľmi malým, čo znamená, že tieto výsledky nie sú použiteľné, pretože pre ich segmenty dát nie je prevdepodobne splnená nevyhnutná podmienka existencie značkovača. Tieto výsledky sa vyskytujú hlavne v polárnych oblastiach a ich šírka klesá výnimočne i do kráľovského pásu.

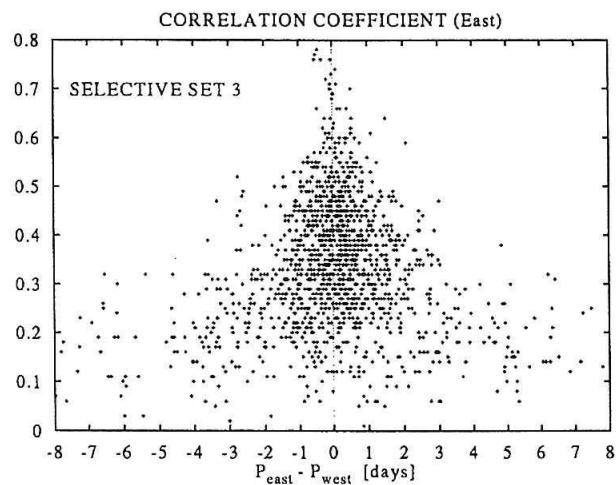
## TEST SPOĽAHLIVOSTI

Rozdelenie dát pozorovaní na východný a západný limb a ich samostatné spracovanie umožňuje porovnanie výsled-



Obr. 3: Výber výsledkov rotačnej periody podľa kvality.

- a) Histogram kvality značkovačov (korelačného koeficientu) s posunom tažiska rozdelenia z 0.2 na 0.35 od všetkých výsledkov (tenká plná čiara) k vybraným výsledkom (hrubá plná čiara)
- b) histogram rotačnej periody bez posunu tažiska a s poklesom úrovne ďalekých krídel s veľmi nepravdepodobnými výsledkami

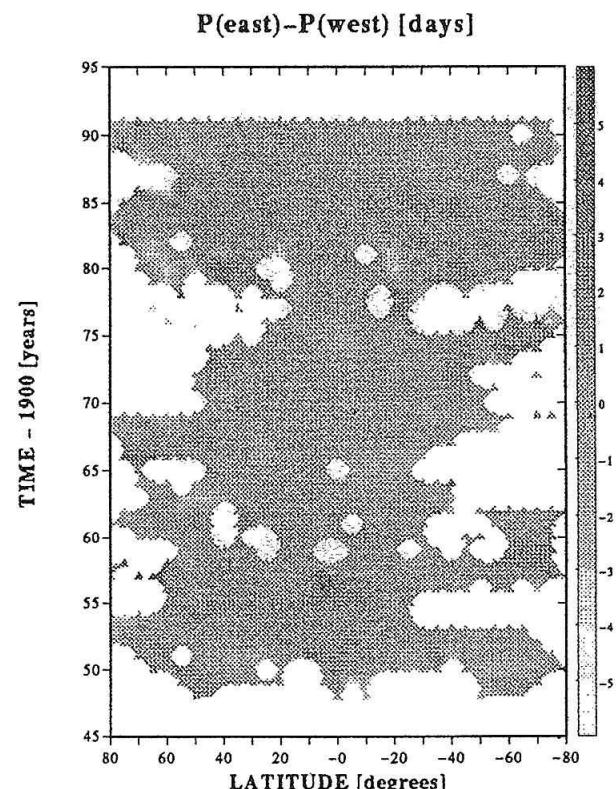


Obr. 4: Test spoľahlivosti. Závislosť hodnoty korelačného koeficientu značkovačov na rozdielie Peast-Pwest. Značkovače s dosťatočne vysokým koeficientom (väčším ako 0.3) už dosahujú hodnotu rozdielu menšiu ako 3 dni a táto sa so zvyšovaním koeficientu ešte znižuje.

kov rotácie koróny určené z oboch limbov nezávisle. Ak je použitá metóda aplikovateľná vo všetkých miestach skúmanej oblasti, mali by sme dostať skoro rovnaké výsledky, t.j. minimálny rozdiel dP=Peast-Pwest medzi nimi. Medzi rozdielom dP a úrovňou korelačného koeficientu však existuje závislosť, znázornená na obr. 4. Napriek uvedenej úprave dát ešte existuje nezanedbateľné množstvo výsledkov s nepriateľne vysokým rozdielom dP, čo svedčí o neexistencii dosťatočne výrazného značkovača a tým o nemožnosti určiť dosťatočne presne rotáciu koróny v tomto mieste.

Ako kompromis medzi dosťatočným pokrytím skúmanej plochy a dosťatočne presnými výsledkami sme zvolili limitnú úroveň korelačného koeficientu 0.2 a ďalej sme pracovali len s týmito výsledkami, hoci sme takto vylúčili až 17.5% skúmanej plochy. V intervale rozdielu dP do 1 dňa je potom 64.9 %, 2 dní 84.5 %, 3 dní 92.0 %, 4 dní 96.3 % a 5 dní 97.6 % ponechané oblasti skúmanej časovo-šírkovej

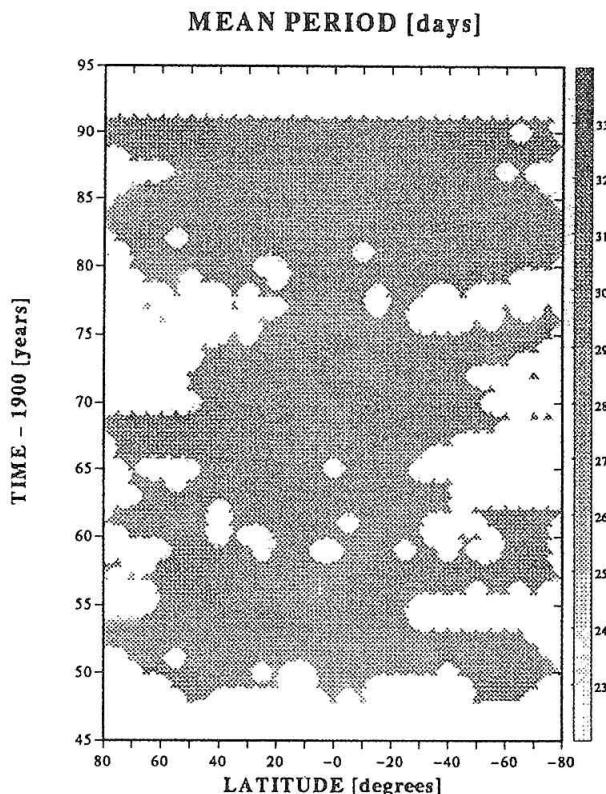
plochy. Rozdelenie rozdielu dP po ploche sú znázornené na obr. 5, kde miesta s korelačným koeficientom menším ako 0.2 nie sú uvedené.



Obr. 5: Test spoľahlivosti. Časovo-šírkové rozdelenie rozdielu dP=Peast-Pwest. Jeho maximálne hodnoty sú väčšinou na hraniciach vyznačenej plochy, kde hodnota korelačného koeficientu klesá k limitnej hodnote 0.2.

## VÝSLEDKY

Definitívne výsledky synodickej rotačnej periody Pmean=(Peast+Pwest)/2 sme vypočítali pre každý kalendárny rok v období 1947–91 pre rozsah –80° až 80° s krokom 5°.

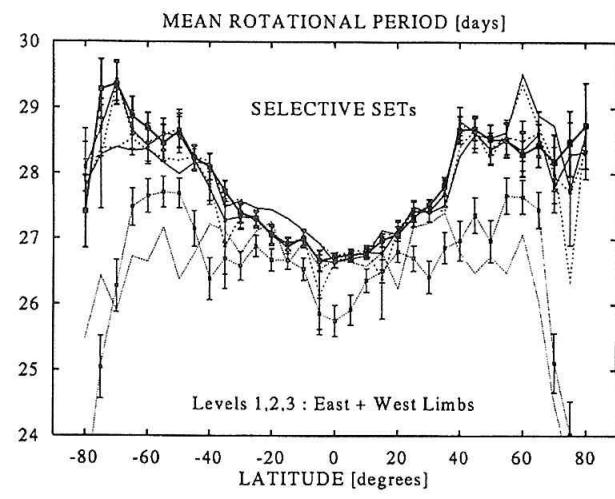


Obr. 6 : Priemerná rotačná períoda. Závislosť períody na fáze slnečného cyklu je viditeľná i na obmedzenej ploche dostatočne presných výsledkov s korelačným koeficientom lepším ako 0.2.

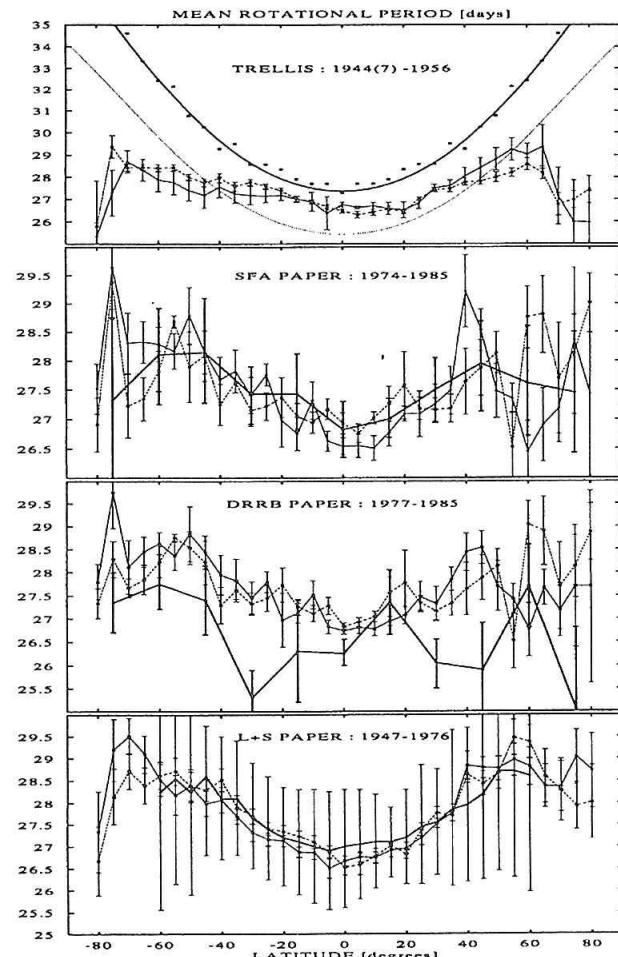
Z dôvodu značnej nepresnosti niektorých výsledkov však pripomíname, že je potrebné sledovať súčasne i hodnoty rozdielu  $dP = P_{east} - P_{west}$  a korelačných koeficientov  $CC_{east}$  a  $CC_{west}$ . Časovo-šírkové rozdelenie priemernej rotačnej períody je uvedené na obr. 6 len pre miesta, kde korelačný koeficient oboch limbov je väčší ako 0.2. Napriek tomu je jasne viditeľná závislosť períody na slnečnom cykle, keď v ich minimánoch je rotácia skoro rigidná a počas maxim veľmi diferenciálna s podstatným nárastom jej hodnoty až na viac ako 32 dní vo vyšších héliografických šírkach.

### NAOZAJ SA TO VŠETKO OPLATILO?

Odpovedať na túto otázku sa dá okrem štatistiky výsledkov i na viacerých príkladoch všeobecných charakteristik rotacie zelenej koróny. Z priestorových dôvodov tu uvedieme len tú najfrekventovanejšie prezentovanú závislosť – časovo priemerovanú závislosť rotačnej períody na héliografickej šírke. Túto sme vypočítali samostatne pre oba limby z pôvodných dát bez vyberania v kalendárnych rokoch, s dát s vyberaním maximálne kvalitných značkovačov v rokoch, z ortogonalizovaných dát pre stredy kalendárnych roksov a okrem toho i z týchto dát ale len pre výsledky s korelačným koeficientom väčším ako 0.2 (obr. 7). Výsledné priebehy jasne ukazujú, že výberom dát sa dosiahla podstatné zlepšenie, ktoré výrazne upravuje výslednú závislosť, znižuje jej nepresnosť a upravuje pokles períody vo väčších šírkach ako približne 50°. Zároveň je ukázaná nepresnosť spô-



Obr. 7: Šírková závislosť rotačnej períody. Graf udáva výslednú závislosť pre všetky výsledky bez vyberania (tenká súvislá čiara), vybrané výsledky v každom kalendárnom roku podľa maximálneho korelačného koeficientu (čiarkovaná čiara), ortogonalizované vybrané výsledky (bodkovaná čiara) a pre vybrané ortogonalizované výsledky s korelačným koeficientom lepším ako 0.2 (hrubá súvislá čiara). Dáta z východného limbu sú znázornené so strednými kvadratickými odchylkami.



Obr. 8: Šírková závislosť rotačnej períody podľa viacerých autorov. Obrázok ukazuje porovnanie výsledkov iných prác (hrubé čiary) s našimi výsledkami pre dané epochy (východný limb – tenká čiara, západný limb – čiarkovaná čiara). Uvedené chyby sú stredné kvadratické odchylky od priemerných hodnôt.

sobená ortogonalizáciou výsledkov. Úprava dát sa teda naozaj „oplatila“, pretože výber výraznejších značkovačov podstatne zmenil a upresnil výslednú šírkovú závislosť rotačnej periódy zelenej koróny.

## DISKUSIA

Pre porovnanie uvedenej šírkovej závislosti rotácie s prácamami iných autorov o rotácii zelenej koróny uvádzame obr. 8, v ktorom sú porovnané výsledky našich výpočtov pre epochy, skúmané inými autormi s ich závislosťami. Je zrejmé, že uvedená šírková závislosť podlieha okrem vplyvu nekvalitných značkovačov i výberovému efektu, ktorý zavádzame, keď sa snažíme eliminovať práve takéto značkovače. Preto i porovnanie týchto závisostí je ovplyvnené týmto výberovým efektom. Práca Trellisa (1957) však dáva podstatne iné výsledky, čo môže byť spôsobené nielen trochu inými epochami dát ale i inou metodikou, ktorá bola v tejto práci použitá. Práca Simea a kol. (1989) už poskytuje veľmi podobné výsledky do širok  $50^\circ$ . Naopak práca Dermendjieva a kol. (1990) dáva veľmi nepravidelné výsledky, čo by mohlo byť vysvetlené tým, že v ich epoche je veľmi častý výskyt nepravidelných značkovačov i podľa našich výpočtov. Najlepšiu zhodu s našimi výsledkami ale ukazuje práca Letfusa a Sýkora (1982), ktorý previedli aspoň delenie skúmanej oblasti na podintervaly a tak našli i kvalitnejšie značkovače, hoci zo súboru výsledkov nevylúčili následne tie nepresnejšie.

## INTERPRETÁCIA

Určená časovo-šírková závislosť priemernej rotačnej periódy so slnečným cyklom (obr. 6) viedie k hľadaniu súvislosti medzi výraznými zmenami rotačnej periódy vo väčších šírkach a fázou slnečného cyklu. Prirozeným vysvetlením by bol vplyv magnetického poľa na rotáciu koronálnej plazmy, žiariacej v zelenej čiare, pretože v skúmanej výške nad slnečným povrchom by mal byť pohyb plazmy ovládaný skoro výlučne len týmto poľom.

Preto sme oblasti s predĺženou rotáciou porovnali s výskytom protuberancií v polárnych oblastiach v epoche 1947–91 ako i s fotosférickým magnetickým polom v epoche 1975–91.

Polárna vetva výskytu protuberancií ako i presun polárity fotosférického magnetického poľa pri prepôlovaní slneč-

ného telesa ukazujú hrubú časovú zhodu s predĺžením rotácie zelenej koróny v týchto oblastiach. To potvrdzuje vysvetlenie, že zistená rotácia zelenej koróny je v obdobiah okolo minima cyklov vlastne rotáciou relatívne voľnej koronálnej plazmy a naopak v čase zvýšenej aktivity je zistená rotácia prejavom rotačného pohybu plazmy, ktorá je silnejšie viazaná povrchovým magnetickým poľom k fotosfére, rotujúcej o poznanie diferenciálnejšie.

## ZÁVER

Podrobne spracovanie Homogénneho radu dát intenzít zelenej koronálnej čiary ukazuje, že metóda značkovačov nie je aplikovateľná v celej skúmanej časovo-šírkovej oblasti, pretože jej nevyhnutná podmienka – existencia relatívne stabilných a dostatočne dlhožijúcich koronálnych štruktúr v zelenej čiare – nie je splnená v celej oblasti.

Výber dostatočne spoľahlivých výsledkov podľa kvality značkovačov rotácie bol navyše podrobený nezávislému testu spoľahlivosti výsledkov, ktorý umožnil odhadnúť nepresnosť získaných rotačných periód. Len takto preverené výsledky boli použité pre určenie časovo-šírkovej závislosti rotácie zelenej koróny na slnečnom cykle, ktorá má výraznú súvislosť periódy s mierou aktivity cyklu pre vyššie héliografické šírky.

Šírková závislosť rotačnej periódy priemerovaná v čase ukazuje len omnoho menší pokles v polárnych oblastiach ako bol doteraz prezentovaný, no i tento môže byť len výsledkom výberového efektu rozdelenia dostatočne dobrých značkovačov v skúmanej oblasti.

## LITERATÚRA

- Dermenjiev,V.N., Rušin,V., Rybanský,M. a Buyukliev,G.T., 1990, Publ.Debrecen.Obs.,7,54  
 Letfus,V. a Sýkora,J., 1982, Hvar Obs.Bull.,6,117  
 Press,W.H., Flannery,B.P., Teukolsky,S.A. and Vetterling,W.T., 1986,  
 „Numerical Recepies : The Art of Scientific Computing“, Cambridge University Press, Cambridge  
 Rybák,J., 1994, Solar Physics,152,161  
 Rybák,J., Rušin,V. a Rybanský,M., 1994, v „Solar Coronal Structures“, ed.V.Rušin,P.Heinzel a J.-C.Vial, Veda, Bratislava,139  
 Rybanský,M. a Rušin,V.,1992, Contrib.Astron.Obs.Skalnaté Pleso,22, 229  
 Rybanský,M. a Rušin,V.,1994, Contrib.Astron.Obs.Skalnaté Pleso,24, 139  
 Sime,D.G.,Fisher,R.R. a Altrock,R.C., 1989, Astrophys.J.,336,454  
 Trellis,M., 1957, Suppl.Ann.Astrophys.,5

# Röntgenové žiarenie Slnka a koronálny index

M. Minarovjech, V. Rušin a M. Rybanský, AÚ SAV, Tatranská Lomnica

## Abstrakt:

Príspevok sa zaoberá súvislostou medzi röntgenovým žiareniom Slnka, meraným v dvoch kanáloch (0,05–0,4 a 0,1–0,8 nm) na družiciach GOES a žiareniom koróny v čiare 530,3 nm, z ktorého je odvodený koronálny index. V prvej časti sa hovorí o koronálnom indexe, ktorý je doplnený až do apríla 1996, v druhej sa hovorí o súvislosti jeho priebehu s meraním X-žiarenia. Z rozdielneho charakteru priebehu sa dá usudzovať, že použitie teórie ionizačnej rovnováhy na určenie fyzikálnych podmienok v koróne môže viesť k úplne nesprávnym interpretáciám pozorovaní.

Na minulom seminári sme predstavili koronálny index do roku 1992. Dnes ho máme vypočítaný až do apríla 1996. Je to vďaka Internetu a ochote Dr. Altracka zo Sac. Peak-u, ktorý nám poskytol ich najčerstvnejšie merania. V súčasnosti už Kislovodsk koronálnu službu nevykonáva, ani Norikura (NO), takže máme k dispozícii merania iba od nás (LS) a zo Sacramento Peak (SP).

Pri výpočte za 1995 sme použili 150 poz. dní SP, 15 NO a 38 LS. Za 4 mesiace 1996 sme mohli použiť iba SP (41 dní) a LS (47 dní). Výsledky sú na obr. 1 od r. 1992. Pripojené sú aj ob rázky s priebehom indexov za obdobie od r. 1939 a za 22 cyklus, obr. 3 a obr. 2.

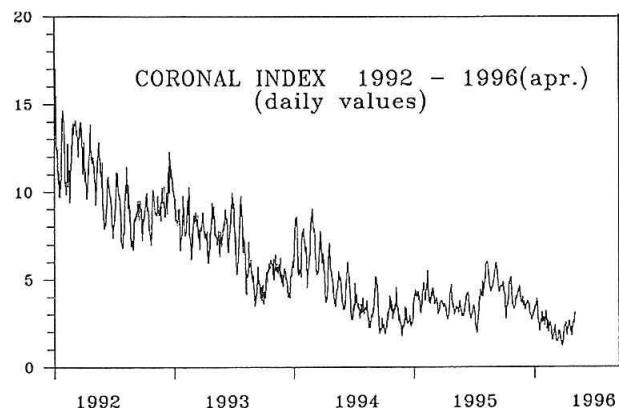
Vo viacerých prácach o CI (napr. Rybanský a kol. (1994)) sme ukázali, že s použitím určitých predpokladov sa dá skonštruovať obrázok koróny pred diskom, ktorý je, odhliadnuc od menšieho rozlíšenia, ekvivalentný s podobnými obrázkami, ktoré získava X-teleskop na družici Yoh-Koh v mäkkom X-žiareni.

Aby sme fundovanejšie poznali z čoho vyplýva táto zhoda, rozhodli sme sa preskúmať koreláciu medzi CI a X-žiareniom podrobnejšie.

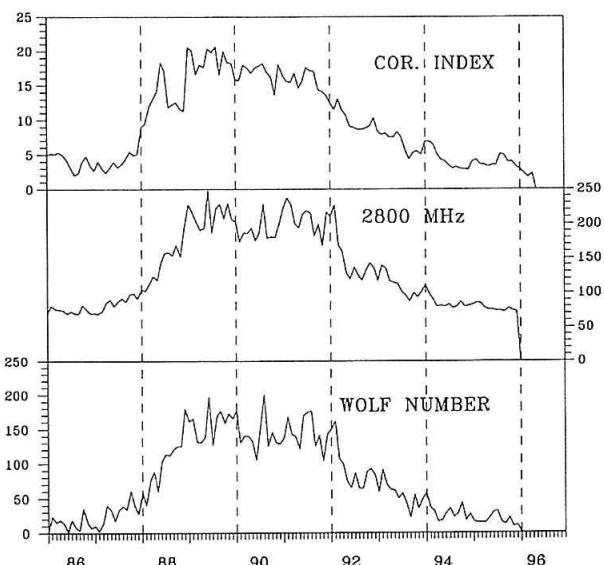
K dispozícii sme mali CD s údajmi X-fotometrov na družiciach GEOS 5,6 a 7 za obdobie od januára 1986 do apríla 1994. Časové rozlíšenie dát je 1 min. a 5 min. v dvoch kanáloch 0,05–0,4 nm ( $X_s$ ) a 0,1–0,8 nm ( $X_L$ ).

Pre naše účely sme vybrali dátá s 5 min. rozlíšením a určili sme z nich denné priemerné hodnoty. Predtým sme všetky dátá previedli na úroveň GEOS 6, lebo z nej máme k dispozícii dátá za celé študované obdobie. Zaplnili sme medzery v meraniach a vylúčili zjavne chybné merania.

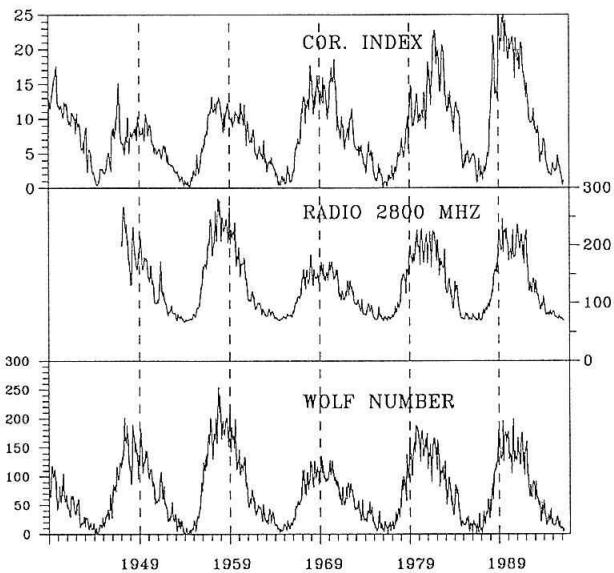
Pre každý deň sme preložili cez lokálne minima obálku pomocou splinových funkcií, pričom sme do úvahy brali iba minima s hodnotou menšou, ako je dvojnásobok denného priemeru. Tak sme určili hodnoty pozadového žiarenia a denný priemer z nich je označený  $X_{LB}$   $X_{SB}$ . Rozdiel  $X_L - X_{LB}$ , resp.  $X_S - X_{SB}$  označuje impulznú zložku  $X_{LI}$ .



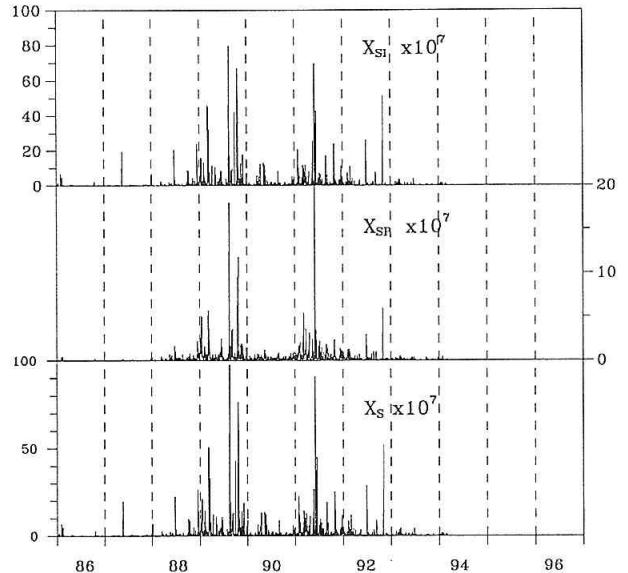
Obr. 1: Denné hodnoty koronálneho indexu slnečnej aktivity. Jednotkou je 1016 W/ster.



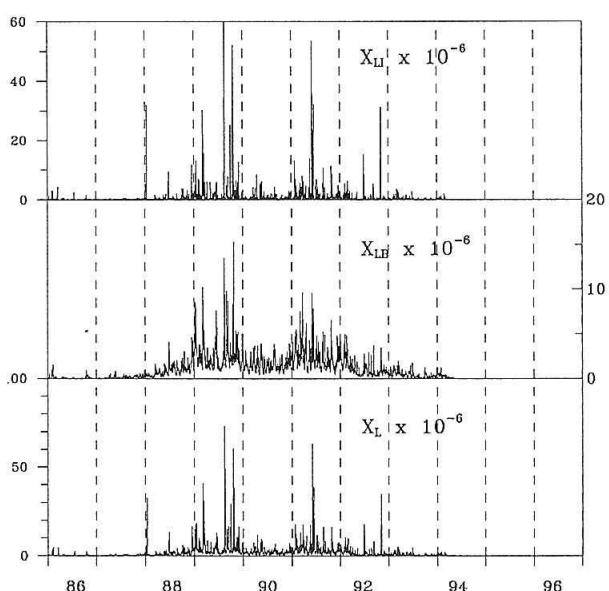
Obr. 2: Koronálny index slnečnej aktivity, rádiove žiarenie Slnka na frekvencii 2800 MHz a Wolfove číslo za 22. cyklus (mesačné priemery).



Obr. 3: Mesačné priemerné hodnoty koronálneho indexu slnečnej aktivity, rádiového žiarenia Slnka a Wolfovo čísla za celé obdobie merania zelenej koróny.



Obr. 5: Priebehy rôznych zložiek X-žiarenia v pásme 0,05–0,4 nm (podrobnosti v texte).



Obr. 4: Priebehy rôznych zložiek X-žiarenia v pásme 0,1–0,8 nm.

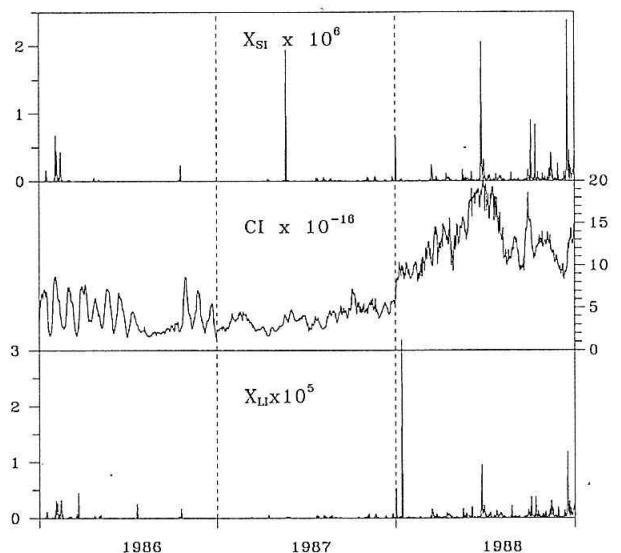
a  $X_{Si}$ . Priebehy denných hodnôt sú uvedené na obr. 4 a obr. 5.

Použitie metód matematickej štatistiky na zistenie vzájomnej súvislosti by bolo v tomto prípade samoučelné. Priebeh CI a X má veľmi rozdielny charakter. Vyplýva to aj z toho, že v X žiareni je zložka, ktorá pochádza z čiar iónov s vyšším stupňom ionizácie (nad 2000 eV, oproti 390 eV u FeXIV), avšak hlavnou zložkou v X žiareni je brzdne žiarenie (bremsstrahlung), ako zhodne uvádzajú Tucker a Koren (1971) a Gaetz a Salpeter (1983).

Z porovnania priebehov môžeme úsudzovať:

1. Impulz X-žiarenia pochádza z veľmi malého objemu, lebo doba trvania impulzu je krátka.

2. Nemožno pochybovať, že zvýšenie CI nasleduje po impulze v X-žiareni. Odozva v CI je pomerne dlhá, príklad je na obrázku z detailnejších priebehov v rokoch 1986–88,



Obr. 6: Porovnanie časového priebehu denných hodnôt koronálneho indexu a impulzného X-žiarenia v rôznych pásmach za obdobie 1986–1988.

(obr. 6). Doba odozvy röntgénového pulzu v zelenej koróne závisí pravdepodobne od konfigurácie magnetického pola. Môžeme tiež vidieť, že niektoré pulzy v tvrdšom röntgene nemajú odozvu v zelenej koróne.

3. Procesy ionizácie a rekombinácie neprebiehajú v tom istom objeme. Preto nie je korektné používať pri interpretácii koronálnych pozorovaní teóriu ionizačnej rovnováhy. Pre formuláciu hypotézy o ohreve koróny bude nutné vziať túto skutočnosť do úvahy.

## LITERATÚRA

- Gaetz T. J. and Salpeter E. E.: (1983), *Astrophys J. Suppl. Ser.* 52, 155.  
 Rybanský M., Rušin V., Gašpar P. a Altrock R. C.: 1994, *Solar Phys.* 152, 487.  
 Tucker W. H. and Koren M.: (1971), *Astrophys. J.* 168, 283.

# Proměnná délka slunečních cyklů jako frekvenčně modulované oscilace

Jaroslav Střeštík, Geofyzikální ústav AV ČR, Praha

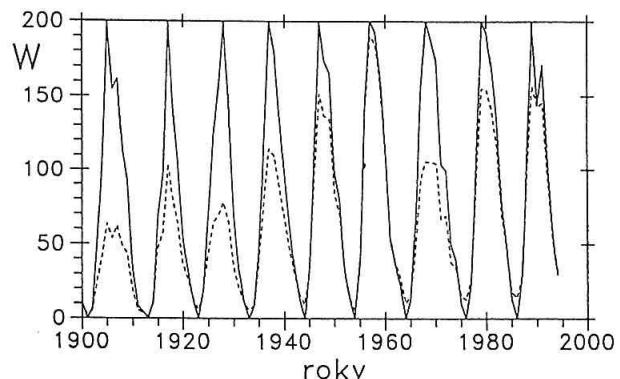
Je známá skutečnost, že každý sluneční cyklus je jiný. Cykly se liší velikostí svého maxima a také délkou. Obvykle uváděná délka 11 let je pouze průměr z dosavadních pozorování. U jednotlivých cyklů se obvykle pohybuje mezi 10 a 12 lety, výjimečně až v rozmezí 7–17 let. Někdy se mluví o tzv. bimodalitě slunečních cyklů, tj. že délky se soustředují kolem dvou hodnot, kolem 10 a 12 let (tak tomu i napovídá četnostní rozdělení), přičemž v určitém období převládají cykly kratší a v jiném zase delší. Před časem jsme našli 180-letou periodu v délce slunečních cyklů, která souvisí s oběhem Slunce kolem barycentra, společného těžiště celé sluneční soustavy (Charvátová, Střeštík, 1991a,b). Přitom platí, že cykly kratší mají maxima obecně vyšší než cykly delší. Např. v minulém století převládaly cykly delší s nízkými maximy (Daltonovo dlouhodobé minimum sluneční aktivity), zatímco ve 20. století byly cykly kratší a vysoké. Podle této zákonitosti v současné době období krátkých cyklů končí a další cyklus by měl být opět delší a nižší.

Měsíční hodnoty Wolfových čísel slunečních skvrn jsou k dispozici od r. 1749. Roční hodnoty byly postupně dopočítávány na základě nepřímých dat dále do minulosti, po etapách s klesající přesností: do r. 1700, 1610 a 1500. Pro další postup zvolíme kompromis a omezíme se na řadu ročních hodnot Wolfových čísel od r. 1610 do současnosti. Použijeme původní řadu bez jakéhokoli vyhlazení, které by pochopitelně změnilo polohy maxim a minim jednotlivých cyklů.

Ve spektru celé této řady (obr. 1) ovšem uvádíme velké hlavní maximum odpovídající periodě kolem 11 let (to je

onen uváděný průměr), doprovázené menšími maximy v periodách kolem 10 let. Naproti tomu v okolí periody 12 let jsou hodnoty nízké. Nejde zde o bimodalitu (10 a 11 let). Musíme si uvědomit, že 12-leté cykly jsou celkově nižší (do tohoto období spadá též Maunderovo minimum) a proto i jejich odraz ve spektru bude nízký.

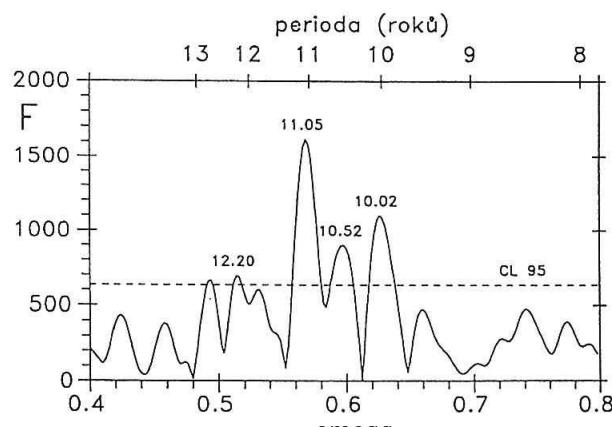
Nabízí se možnost jistého „narovnání“ slunečních cyklů tak, aby hodnoty v maximu byly u všech cyklů stejné. Stanovíme tedy u každého cyklu vlastní měřítko (u každého cyklu jiné) tak, aby hodnota v minimu byla rovna nule a v maximu dosahovala 200. Jednoduchý algoritmus pak spočívá v tom, že se každá roční hodnota násobí určitým koeficientem. Ten se v roce minima rovná nule, v roce maxima je volen tak, aby výsledná hodnota byla 200, a pro ostatní roky je jeho hodnota lineárně interpolována mezi touto maximální hodnotou a nulou. Průběh takto upravených Wolfových čísel pro vybrané kratší období je uveden na obr. 2 spolu s původními hodnotami.



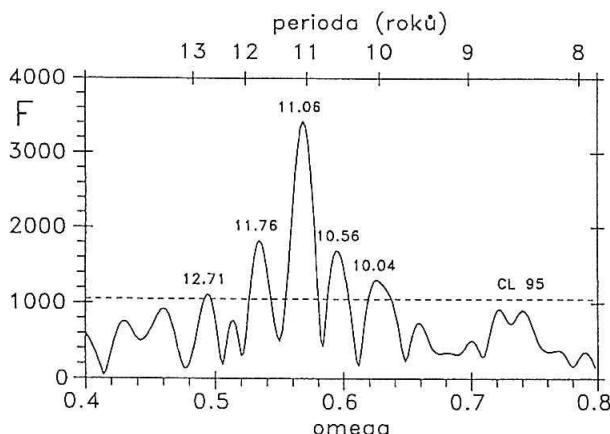
Obr. 2. Průběh Wolfových čísel ve 20. století (čárkováně) a tatáž řada po narovnání (plně).

Ve spektru takto upravené řady (obr. 3) pozorujeme v porovnání s předchozím spektrem zvýšení podružných maxim kolem periody 12 let, takže jsou srovnatelná s maximy kolem 10 let. To bylo ostatně účelem provedené transformace, aby se příspěvek nízkých dlouhých cyklů vyrovnal s příspěvkom vysokých krátkých cyklů. Spektrum je symetrické vzhledem k hlavnímu maximu, jednotlivé vrcholy leží v pravidelných odstupech. Svým vzhledem připomíná spektrum frekvenčně modulovaných kmitů.

Frekvenčně modulované kmity obecně jsou dány vztahem  $y = A \sin(x t + z)$ , kde frekvence  $x$  je proměnná  $x = x_0 + D x \cos(X t + U)$ .



Obr. 1. Spektrum ročních hodnot Wolfových čísel 1611–1994.



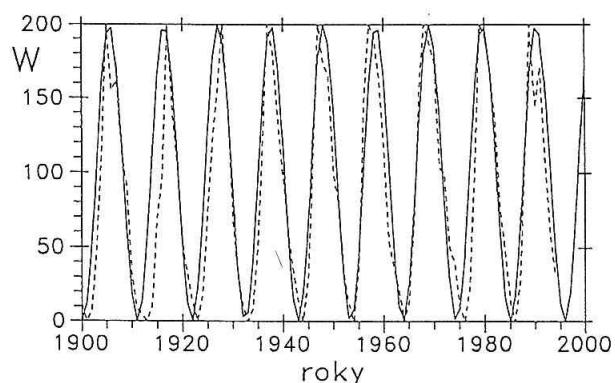
Obr. 3. Spektrum narovnané řady ročních Wolfových čísel 1611–1994.

V těchto rovnicích  $x_0$  je nosná frekvence,  $X$  je frekvence modulující funkce,  $D_x$  je frekvenční zdvih, poměr  $b = D_x/X$  se nazývá index modulace.

Protože se frekvence plynule mění od  $x_0 - D_x$  do  $x_0 + D_x$ , zdálo by se na první pohled, že ve spektru frekvenčně modulovaných kmitů bude jeden široký a plochý vrchol zabírající celé toto pásmo. Ale tak tomu není. Ve spektru se nachází hlavní vrchol ve frekvenci  $x_0$  a dále menší vrcholy po dvojicích se stejnou výškou (amplitudou) ve frekvencích  $x_0 + X$  a  $x_0 - X$ ,  $x_0 + 2X$  a  $x_0 - 2X$  atd. Výška těchto vrcholů klesá se vzdáleností od  $x_0$ . Spektrum lze spočítat analyticky, je to však dosti komplikované a je třeba znalost speciálních funkcí. Výšky podružných maxim jsou dány Besselovými funkcemi a s rostoucí vzdáleností od hlavního maxima klesají, tak jak roste řad Besselovy funkce  $J_0(b)$ ,  $J_1(b)$ ,  $J_2(b)$  atd. Také fáze příslušející jednotlivým vrcholům musí splňovat určité podmínky, dané vstupními hodnotami  $z$  a  $U$ . Součty a rozdíly fází pro dvojice  $x_0 + X$  a  $x_0 - X$ ,  $x_0 + 2X$  a  $x_0 - 2X$  atd. závisejí pouze na  $U$  (podrobněji Střeštík, 1985; Charkevič, 1971).

Vraťme se ke spektru na obr. 3. Je zřejmé, že vystačíme s pěti vrcholy, tedy do druhého řádu Besselových funkcí. Přes poměrně značný podíl šumu vychází odstup mezi jednotlivými vrcholy poměrně pravidelný. Protože hlavní vrchol vysoce převyšuje všechny ostatní, můžeme jemu příslušející hodnoty považovat za minimálně zkreslené. Tak dojdeme k hodnotě  $x_0 = 0,5682$  rad/rok, což odpovídá periodě  $T = 11,06$  let, a fázi  $z = -2,8$ . Tyto hodnoty jsme ještě ověřili pomocí korelací. Sestavili jsme sinusové funkce s parametry, které v malých mezích kolísají kolem  $x_0$  a  $z$  a pro každou takovou kombinaci jsme spočítali korelační koeficient mezi takto vytvořenou funkcí a narovnanou řadou Wolfových čísel. Nejvyšší dosažená hodnota byla 0,640 pro frekvenci 0,5682 rad/rok a fázi -2,75. To je výsledek velmi dobrý, uvážíme-li, že průběh Wolfových čísel není zcela sinusový (obvykle je vzestupná část kratší než sestupná), dále jsme dosud neuvažovali proměnnou periodu, v níž jsou navíc četné nepravidelnosti.

Hodnota  $X$  spočtená jako prostý průměr odstupů mezi jednotlivými maximy ve spektru vychází 0,0332 rad/rok,



Obr. 4. Narovnaná řada Wolfových čísel ve 20. století (čárkováně) a frekvenčně modulovaný sinusový kmit, který s ní vykazuje nejtěsnější korelací (plně).

což odpovídá  $T_m = 189,2$  let. Vezmeme-li odstupy bližší hlavnímu maximu s dvojnásobnou váhou (protože poloha nižších maxim může být dána s menší přesností), vychází  $X = 0,0321$  rad/rok, což odpovídá  $T_m = 195,8$  let. V obou případech jsou to hodnoty poměrně přesně se shodující s hodnotami uváděnými dříve (např. Charvátová, Střeštík, 1991a,b), kdy také vycházely periody o něco delší než předpokládaných 180 let (až ke 200 let). Z fází příslušejících podružným maximům a s využitím vztahů mezi nimi (Střeštík, 1985) určíme přibližně  $U = 0,8$ , což je asi 24 let. To je ovšem hodnota jen velmi přibližná, protože fáze jsou velmi citlivé na malou (třeba i zanedbatelnou) změnu ve frekvenci a tato může snadno nastat vlivem šumu. Rozptyl mezi hodnotami získanými z různých vrcholů ve spektru je až několik desetin radiánu. Spolu s již známou hodnotou periody  $T_m$  nalezneme maxima dlouhoperiodické vlny, tj. nejkratší cykly okolo let 1584, 1777 a 1970. Konečně porovnáním velikosti jednotlivých maxim pak s pomocí tabulek Besselových funkcí určíme index modulace  $b = 0,10$ .

Také tyto výsledky si můžeme ověřit pomocí korelací. Sestavili jsme množinu modulovaných sinusových funkcí, jejichž parametry mírně kolísaly kolem hodnot uvedených výše, a pro každou kombinaci zvolených parametrů jsme spočítali korelační koeficient mezi takto vytvořenou funkcí a narovnanou řadou Wolfových čísel. Největší korelace dosáhla hodnoty 0,727 pro  $x_0 = 0,5682$  rad/rok,  $z = -2,7$ ,  $X = 0,0320$  rad/rok ( $T_m = 196,3$  let),  $U = 0,3$  (9 let) a  $b = 0,10$ . To jsou hodnoty velmi blízké hodnotám odvozeným ze spektra. Korelace je v tomto případě významně vyšší než pro samotnou sinusovou funkci. A to jsme i tentokrát zanebdali nesymetrický tvar slunečního cyklu s rychlejším vzhůrem a pomalejším poklesem. Použitá approximace proto vykazuje minima o něco málo dříve a maxima o něco málo později než skutečný průběh sluneční aktivity. Porovnání je nakresleno pro kratší časové období na obr. 4.

Obě křivky na obr. 4 by si byly ještě bližší, a korelace mezi nimi vyšší, kdybychom vhodným způsobem matematicky podchytili rychlejší vzhůr a pomalejší pokles Wolfových čísel v průběhu cyklu, např. neekvidistantní digitalizací. Také dlouhodobá variace nemusí mít přesně sinusový

průběh, jenž je zde popsán jako  $\cos(X t + U)$ , může mít třeba tvar blížící se obdélníkovým kmitům (to by spíše odpovídalo bimodalitě), a to by pak značně ovlivnilo tvar spektra na obr. 3, zvláště velikosti a fáze podružných maxim. K rozhodnutí o tvaru dlouhodobé variace by však bylo třeba mít k dispozici mnohem delší časovou řadu Wolfových čísel. Samotné narovnání řady Wolfových čísel by bylo možné ještě zlepšit tím, že mezní hodnoty v minimu a maximu každého cyklu (tj. zde 0 a 200) by se přiřadily příslušnému měsíci a ne roku, protože použití pouze ročních hodnot může být přece jen málo přesné. Ale pak by bylo nutné stanovit polohy minim a maxim podle jiných pramenů, např. Vitinskij, Kopecký, Kuklin, 1986. Konečně v žádné variantě asi nebude možné podchytit zřejmé anomálie v pravidelné změně délky cyklů, jako např. velmi krátké cykly druhý a třetí (1766–1775, 1775–1784) následované velmi dlouhým cyklem (1784–1798) apod.

Jak je vidět z průběhu dlouhoperiodické funkce  $\cos(X t + U)$ , dosáhly již délky slunečních cyklů svého minima a nyní se postupně prodlužují, což by mělo trvat přibližně do poloviny příštího století. Prodloužme-li nejlépe vyhovující modulovanou vlnu (plná čára na obr. 4) dále do budounosti, dostaneme minima slunečních cyklů spolu s několika posledními v letech 1943, 1953, 1964, 1974, 1985, 1996,

2007, 2018, 2030, 2042 a 2054 (pozorováno 1944.2, 1954.7, 1965.4, 1976.5, 1986.9), a maxima pak v letech 1948, 1959, 1969, 1979, 1990, 2001, 2013, 2024, 2036, 2048 a 2060 (pozorováno 1947.9, 1958.2, 1969.2, 1979.8, 1990.6 – tyto údaje jsou převzaty z Vitinskij, Kopecký, Kuklin, 1986, a doplněny do současnosti). Vzhledem k nesymetrickému průběhu slunečního cyklu mohou (ale nemusí) nastat skutečná minima až o rok později a maxima až o rok dříve, než uvádí modulovaná sinusová vlna, což pro polohy posledních pěti cyklů (tj. prvních pět letopočtů uvedených výše v řadě) vcelku dobře souhlasí.

## LITERATURA

- Charkevič, 1971: Spektry i analiz. Moskva (rusky).
- Charvátová I., Střeštík J., 1991a: Long-term variations in duration of solar cycles. Bull. Astr. Inst. Czechosl. 42, p. 90-97.
- Charvátová I., Střeštík J., 1991b: Solar variability as a manifestation of the Sun's motion. Journal Atm. Terr. Physics 53, p. 1019-1025.
- Střeštík J., 1985: Interpretation of spectra of geomagnetic pulsations as a spectrum of modulated oscillations. Studia geophys. et geod., 29, p. 362-373.
- Vitinskij Ju. I., Kopecký M. Kuklin G. V., 1986: Statistika pjetno-obrazovatělnoj dějatelnosti Solnca. Izd. Nauka, Moskva.

# Dlhodobé variácie rádiových tokov v 20. slnečnom cykle

T. Korcová, Vysoká škola pedagogická Nitra

## Abstrakt

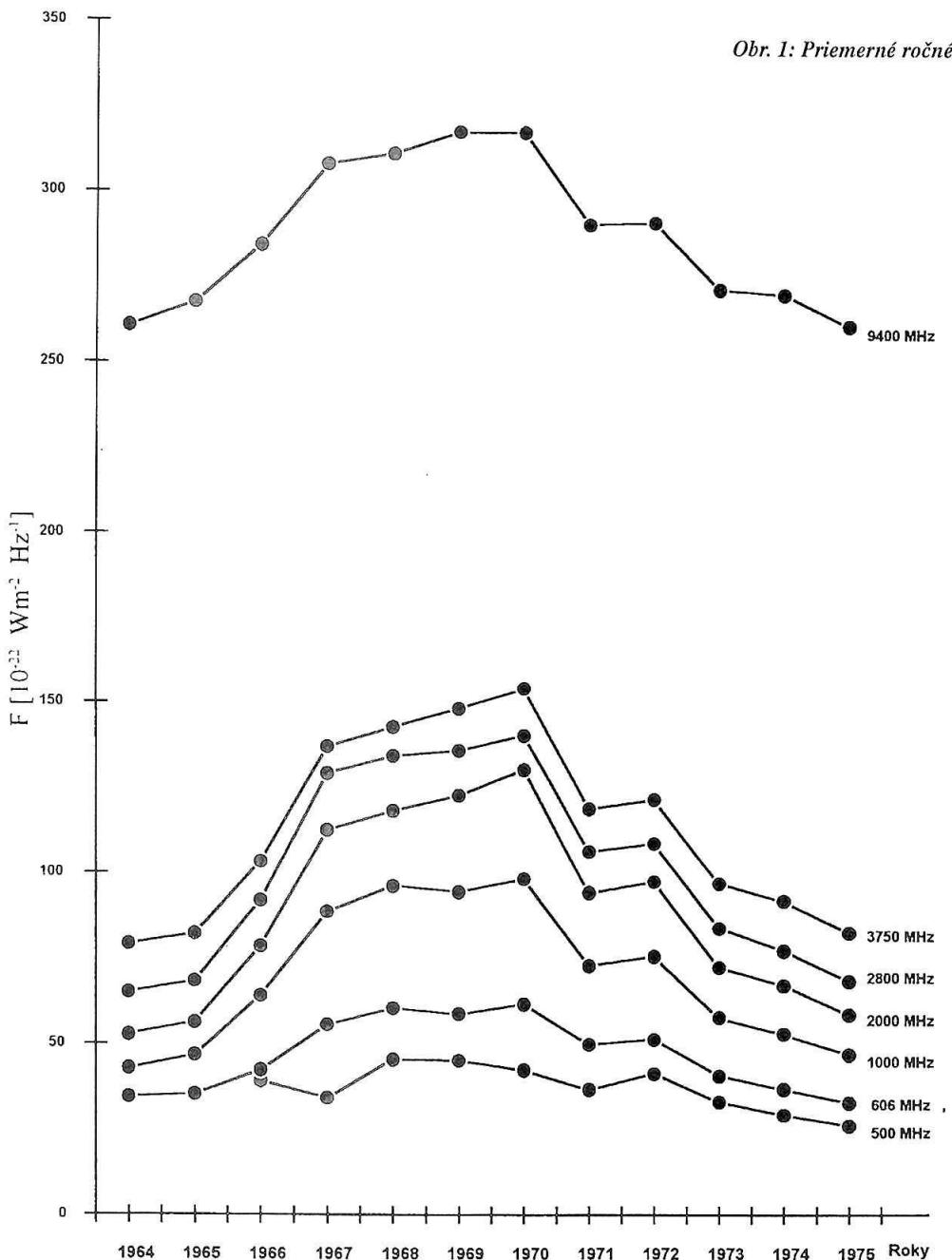
V práci sú uvedené niektoré výsledky štatistického vyhodnocovania dlhodobých variácií rádiových tokov v 20. slnečnom cykle (hodnotenom podľa relatívneho čísla R slnečných škvŕn), a to na 7 frekvenciach od 500 MHz do 9400 MHz. Súčasne je venovaná pozornosť metodike spracovania podkladových materiálov.

## ÚVOD A METODIKA RIEŠENIA

Pri štúdiu variácií slnečnej aktivity v atmosfére Slnka sa používajú rôzne indexy ako napríklad Wolfovo relatívne číslo R, slnečných škvŕn, celková plocha slnečných škvŕn na viditeľnej časti disku, atď. Pri štatistickom vyhľadávaní súvislostí medzi rôznymi javmi meniaci sa slnečnej aktivity je potrebné zvážiť, ktorý index pri študovaných javoch používame. Pomerne jednoduchou charakteristikou pri štúdiu variácií slnečnej aktivity sú merania rádiového žiarenia Slnka. Zemská atmosféra ho prepúšťa, takže i prostredníctvom pozemských pozorovaní môžeme získať vhodné údaje k výskumu. Vzniká v ionizovaných vrstvách atmosféry Slnka a tvorí milimetrovú až metrovú oblasť elektromagnetických vĺn. Pri slnečnej rádiovnej emisii rozlišujeme 3 zložky, a to: zložku kľudného Slnka, pomaly premennú zložku (S-komponent) a rýchlo premenné zložky [1–3]. Rádiové tokov merané pozemskými observatóriami sú integrálnymi tokmi, ktorých denné hodnoty podľa teoretických predstáv tvoria: zložku rádiového žiarenia kľudného Slnka a pomaly premennú zložku [2]. Predstavujú vlastne spektrálne hustoty tokov F [10–22W m<sup>-2</sup> Hz<sup>-1</sup>]. Značným prínosom pre vyhodnocovanie rádiových tokov bola práca Tanaku a kol. [4], ktorá súvisí s kalibráciou meraných hodnôt rádiových tokov na rôznych frekvenciach. Zložka rádiového žiarenia kľudného Slnka sa mení v intervale od niekoľko mesiacov do niekoľko rokov (súvislosť s 11-ročným cyklom slnečnej aktivity). Je pozorovaná na metrových, decimetrových vlnových dĺžkach. Zdrojom podľa vlnových dĺžok je hlavne koróna a chromosféra. Pomaly premenná zložka rádiového žiarenia sa mení v intervale od niekoľko dní až niekoľkých týždňov (súvislosť s 27-dennou rotáciou Slnka). Je pozorovaná najmä v centimetrovej oblasti a vzniká tepelnou emisiou pri teplotách  $2 \cdot 10^6 K$ – $3 \cdot 10^6 K$ . V oblasti metrových vĺn je pravdepodobne netepelného pôvodu. Nazýva sa tiež S-komponentom – zložkou spojenou so slnečnými škvŕnami preto, lebo silne koreluje s počtom škvŕn, ktoré existujú na slnečnom disku. Predpokladá sa, že zdroje pomaly premennej zložky rádiového žiarenia Slnka sa nachádzajú nad

oblasťami škvŕn, t.j. v oblastiach koróny s veľkou elektrónovou hustotou (koronálne kondenzácie). Ich hustota sa môže zvýšiť 10-krát, teplota 5-krát a rádiové žiarenie o niekoľko rádov. Pomerne málo publikácií sa zameriava na štúdium dlhodobých variácií rádiových tokov v širšom frekvenčnom intervale. Napríklad Zieba a Gula [5] skúmali frekvenčný interval od 200 MHz do 9400 MHz za roky 1957–1967. Periody v časových radoch rádiových tokov počas 20. slnečného cyklu študoval Karlický [6], a to na frekvenciach od 600 MHz do 9400 MHz. Vo výskume popísanom v práci sme venovali pozornosť štatistickému vyhodnocovaniu rádiových tokov vo frekvenčnom intervale 500 MHz–9400 MHz počas 20. slnečného cyklu (hodnoteného podľa relatívneho čísla R slnečných škvŕn). Pri spracovávaní údajov rádiových tokov sme použili údaje z observatórií: 500 MHz (Hiraiso Rádio Wave Observatory, Japan), 600 MHz za roky 1964 a 1965 (Observatoire Royal de Belgique Uclle, Belgium), 606 MHz od r. 1966 do r. 1975, pre väčší počet meraní než na frekvencii 600 MHz (Sagamore Hill Radio Observatory Bedford, USA) 2800 MHz, (National Research Council Ottawa, Canada), 1000 MHz, 2000 MHz, 3 750 MHz, 9 400 MHz (Nagoya University Toyokawa, Japan). Podkladové materiály sme získali z Quarterly Bulletin on Solar Activity, roky 1964–1975 [7]. Nevyhnutnou podmienkou k štúdiu bola úprava podkladových materiálov. Rádiové tokov, merané pozemskými observatóriami sú zväčša publikované ako denné hodnoty kľudových tokov s vylúčením rádiových vzplanutí. Normalizáciu rádiových tokov bolo potrebné urobiť z nasledovných dôvodov. Pri priamych meraniach rádiových tokov existuje nezanedbateľný sezónny chod, daný premenlivou vzdialenosťou Zeme od Slnka. Preto údaje rádiových tokov sme prepočítali na vzdialenosť 1AU (astronomickej jednotky). Ďalej sme tokov od 500 MHz do 9400 MHz kalibrovali podľa návodu, vypracovaného Tanakom a kol. [4] čím sme zohľadnili stabilitu príjmu rádiového signálu. Rádiový tok, meraný na frekvenciu 500 MHz, má kalibráciu urobenú až od roku 1966, preto jeho základné štatistické charakteristiky pre roky 1964 a 1965 sú orientačné-

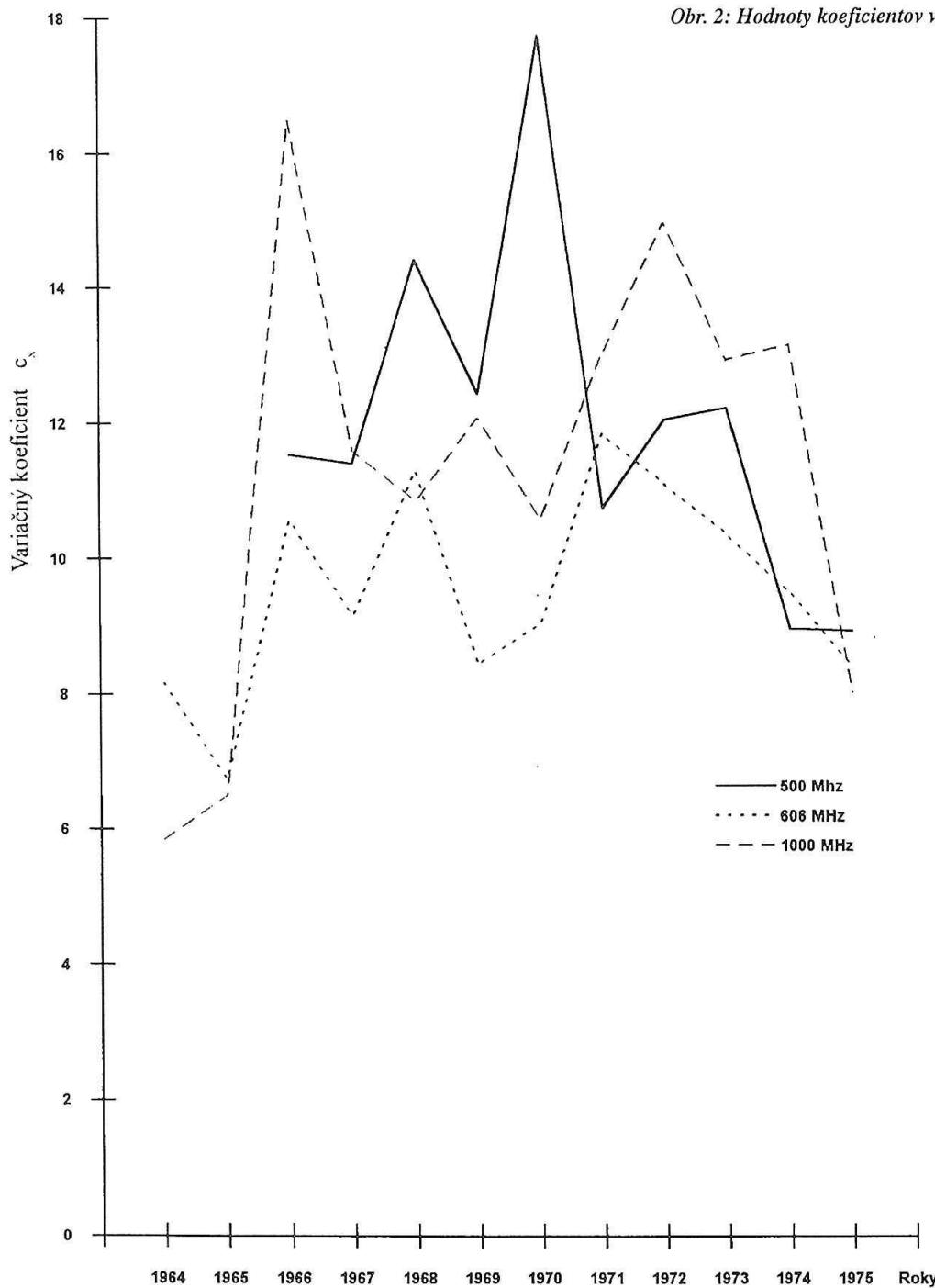
Obr. 1: Priemerné ročné hodnoty rádiových tokov



ho charakteru. V niektorých odborných publikáciách bývajú uvedené mesačné a ročné hodnoty rádiových tokov (najmä na frekvencii 2 800 MHz (vlnovej dĺžke 10,7 cm – namerané údaje observatória v Ottave (OTTA)) prepočítané iba na vzdialenosť 1AU. Nie je uvedené, či publikované hodnoty sú kalibrované podľa Tanaku a kol. [4]. Uvádzia sa pritom, že pri porovnávaní časových variácií rádiových tokov a časových variácií relatívneho čísla R slnečných škvŕň sa chody ročných priemerných hodnôt navzájom príliš nedlišujú. Upozorňuje sa iba na skutočnosť, že odlišnosti sa prejavujú iba v kratších intervaloch, a to v dňoch a týždňoch. Bez kalibrácie rádiových tokov vzhľadom na stabilitu rádiového signálu pri vzájomnom porovnávaní časových variácií rádiových tokov v širšom frekvenčom intervale počas ktoréhokoľvek slnečného cyklu (hodnoteného podľa R), by sme mohli dospieť ku chybnej interpretácii prebieha-

júcich chodov časových variácií tokov. Podobne pri skúmaní rôznych prejavov meniaci sa aktivity nielen na Slnku, ale i v medziplanetárnom priestore, v blízkosti Zeme i na zemskom povrchu. Pri štatistickej analýze študovaných dlhodobých variácií rádiových tokov v slnečných cykloch (hodnotených podľa R) sa môžu zo základných štatistických charakteristik uvádzať vyčlenené maximálne a minimálne hodnoty za zvolený časový interval, variačné rozpätie, suma kvadrátov, stredná hodnota, chyba strednej hodnoty, rozptyl, smerodajná odchýlka a variačný koeficient. Akú rozdielnosť v interpretácii výsledkov študovaných dlhodobých variácií rádiových tokov širšieho frekvenčného intervalu počas 20. slnečného cyklu (hodnoteného podľa R) môžeme získať, si ukážne na porovnaní skúmaných chodov ročných priemerných hodnôt jednotlivých tokov a skúmaných chodov variačných koeficientov týchto tokov.

Obr. 2: Hodnoty koeficientov variácie rádiových tokov

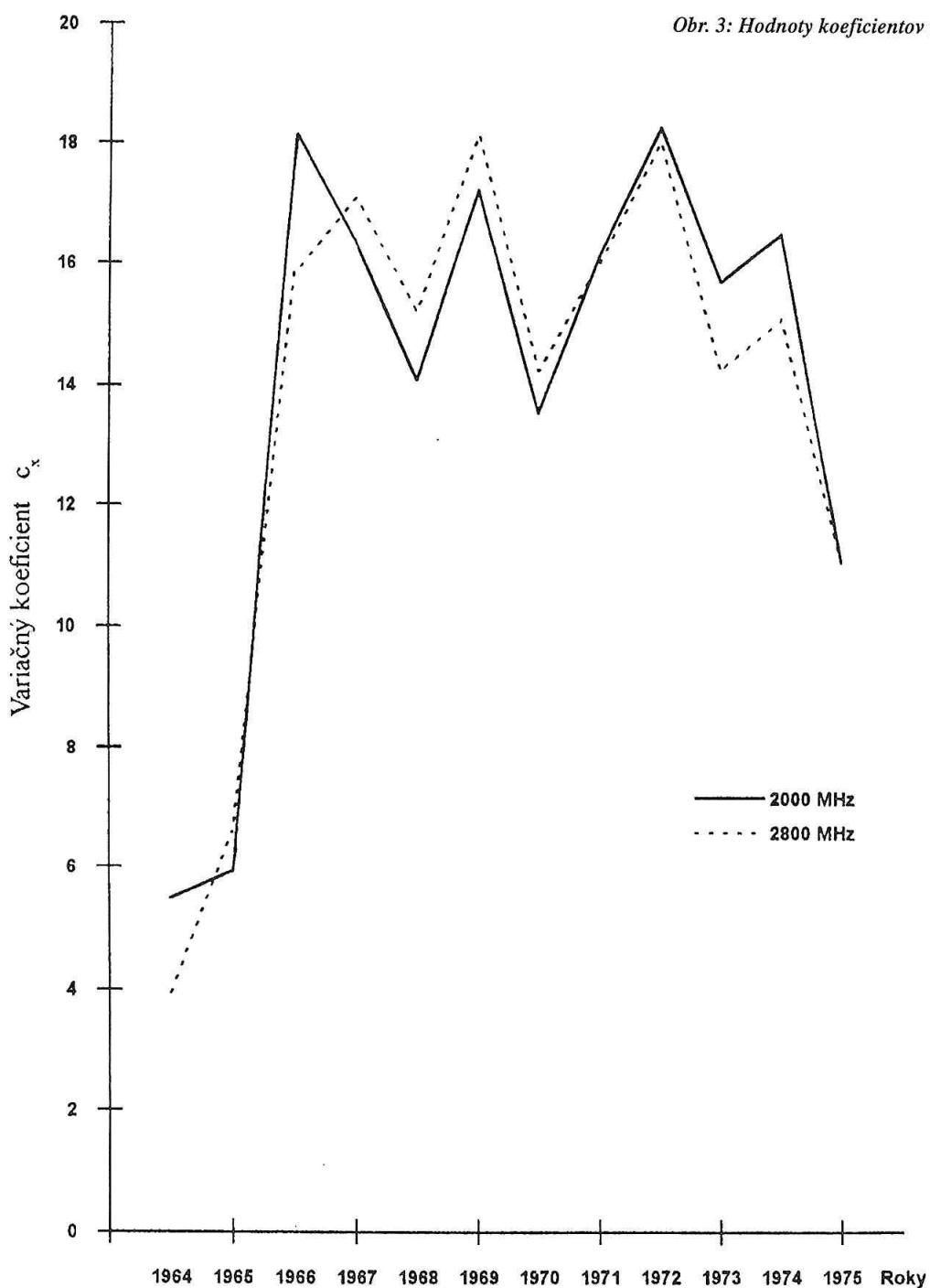


## ZÍSKANÉ VÝSLEDKY

Na obr. 1 sú pre jednotlivé skúmané frekvencie rádiových tokov vykreslené chody ich ročných priemerných hodnôt počas celého 20. slnečného cyklu (hodnoteného podľa R). Na základe získaných výsledkov by sme mohli konštatovať, že pri frekvenciach od 606 MHz do 9400 MHz sa postupne priemerné ročné hodnoty rádiových tokov od r. 1965 zvyšovali a najvýraznejšie maximum na uvedených frekvenciách vzniklo v roku 1970, podružne výraznejšie maximum v roku 1972. V ďalších rokoch cyklu sa postupne priemerné ročné hodnoty rádiových tokov zmenšovali. Čiže, ak by sme pri interpretácii výsledkov študovaných dlho-

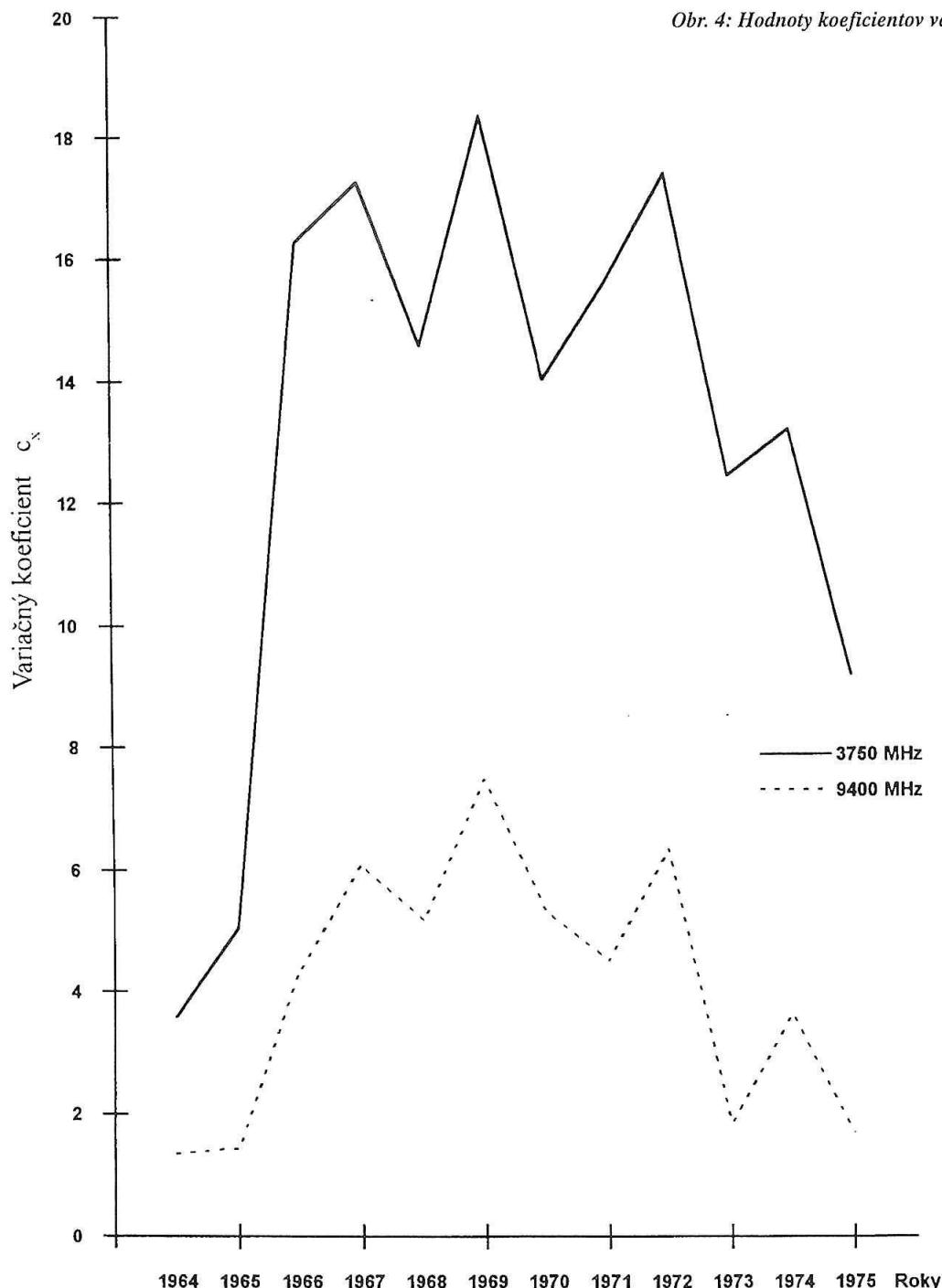
dobých variácií rádiových tokov použili grafy vykreslené na obr. 1, mohli by sme konštatovať, že v skúmanom frekvenčnom intervale sa dlhodobé variácie rádiových tokov počas 20. slnečného cyklu súčasne rovnako menili. Treba si uvedomiť, že ak máme k dispozícii súbory s väčším počtom údajov na pozorovanie variability súborov je najvhodnejšie použiť variačný koeficient (daný podielom smerodajnej odchýlky a priemernej hodnoty krát 100 %). Ak by sme za mieru variability, teda i najväčšej porušenosť ročných hodnôt tokov brali variačné rozpätie, zanedbali by sme variabilitu všetkých hodnôt nachádzajúcich sa medzi dvoma extrémnymi hodnotami. Na obr. 2–4 sú vykreslené ročné zmeny variačných koeficientov skúmaných rádiových to-

Obr. 3: Hodnoty koeficientov variácie rádiových tokov



kov, podľa ktorých sa dá tiež usudzovať ako sa menili dlhodobé variácie rádiových tokov a podmienky pre vyžarovanie jednotlivých tokov. Z vykreslených výsledkov zmien variačných koeficientov na obr. 2 zistíme, že zmeny prebiehajúce pri jednotlivých frekvenciach nenastávali v rokoch 20. slnečného cyklu súčasne, ale sa menili vzhľadom na existujúce fyzikálne prostredie, ktoré ich vyžarovalo. Je to možné zistiť vzájomným porovnávaním s grafmi na obr. 2–4. Na obr. 2 výrazná zmena variability pre frekvenciu 500 MHz nastala v roku 1970 o niečo nižšia v roku 1968. Pre frekvenciu 606 MHz je možné zistiť 3 výraznejšie pulzy zmien variability, a to v rokoch 1968, 1971–1972. Pre frekvenciu 1000 MHz vyšiel zaujímavo najvýraznejší pulz

zmeny variability v roku 1966, menšie pulzy v rokoch 1972, 1974 a 1971. Pre frekvenciu 2000 MHz na obr. 3 najvýraznejšie pulzy vznikli v rokoch 1966, 1972 a 1969. Na proti tomu pre frekvenciu 2800 MHz výrazné pulzy zmien variability sa prejavili v rokoch 1969 a 1972 (skoro rovnaké), 1967. Pre frekvenciu 3750 MHz a 9400 MHz najväčšia zmena variability hodnôt pripadá na rok 1969, menšie v rokoch 1972 a 1967. Ak porovnávame grafy zmien variačných koeficientov pre frekvencie 2800 MHz, 3750 MHz a 9400 MHz môžeme usúdiť, že maximum prejavujúcej sa slnečnej aktivity nastalo v r. 1969. Všetky 3 frekvencie sú vyžarované chromosférou s približne rovnakým prostredím so skoro zhodnými fyzikálnymi podmienkami. Záve-



Obr. 4: Hodnoty koeficientov variácie rádiových tokov

rom možno uviesť, že rozdielnosti v dosahovaní zmien variability pre frekvencie vyžarované rôznymi prostrediami slnečnej atmosféry (hlavne koróny a chromosféry) sú z fyzikálneho hľadiska reálne.

## LITERATÚRA

- [1] Budejický, J., Plavcová, Z., Plavec, M.: Rádioastronomie ČSAV Praha. 1962 s. 13–15, s. 156, s. 192, s. 211–232
- [2] Kundu, M.R. : Solar Radio Astronomy – Radio Astronomy Observatory The University of Michigan Ann Arbor, Michigan, 1964 s. 148–263
- [3] Takakura, T.: Solar Phys. 1, 1967 s. 304
- [4] Tanaka, H.J., Kastelli, J.P., Covington, A.E., Kröger, A., Landecker, T. L., Tlamicha, A.: 29 Solar Phys. 1973, No 1 s. 243
- [5] Zieba, S., Gula, R.: 26 Acta Astronomica , 1976, No 1, s. 55
- [6] Karlický, M.: 28 Bull. Astron. Inst. Czechoslov., 1977, No 4 s. 200
- [7] Quarterly Bulletin on Solar Activity, roky 1964–1975

# ***Stav a vývoj aktivity v zóne stredných héliografických šírok je pravdepodobne rozhodujúci pre vzťahy Slnko-Zem***

J. Sýkora, Astronomický ústav SAV, Tatranská Lomnica

M. Storini, Instituto di Fisica dello Spazio Interplanetario, Roma-Frascati, Taliansko

M. Parisi, Dipartimento di Fisica, Terza Universitá, Roma, Taliansko

## **Abstrakt**

Je nepochybne dôležité skúmať časovo-priestorové rozloženie aktivity na slnečnom povrchu ak chceme dobre pochopíť kvalitu a kvantitu vplyvov slnečnej činnosti na deje v medziplanetárnom priestore a geosfére. Na fenoméne jasnosti (t.j. aktivity) zelenej emisnej koróny ukazujeme, že zóna stredných héliografických šírok je pravdepodobne rozhodujúcou pre intenzitu vzťahov Slnko-Zem. Táto zóna sa javí najdynamickejšou a javy v nej prebiehajúce najlepšie korelujú s fyzikálnymi prejavmi (odozvami) v héliosfére (slnečný vietor, geoaktivita, a pod.).

## **1. ÚVOD**

Je známe, že slnečná aktivita priamo, alebo nepriamo, vplyva na mnohé javy v zemskej atmosfére a zrejme aj v biosfére Zeme. V dôsledku slnečnej činnosti sa aj v nedávnej minulosti vyskytli izolované drastické narušenia chodu technických a technologických zariadení v kozmickom priestore a na Zemi. Bez zachádzania do podrobností možno preto tvrdiť, že vplyvy slnečnej aktivity na Zem sú dnes zaujímavé nielen z vedeckých, ale aj z národochospodárskych hľadísk. Prirodzene, práve z týchto dôvodov existuje záujem a snaha prognózovať vplyvy slnečnej činnosti na deje v medziplanetárnom priestore a na Zemi. K tomu je treba, v prvom rade, študovať slnečnú aktivitu, jej variabilitu a periodicitu. K štúdiu zvláštností slnečnej cyklickosti je nutné nielen poznanie celého komplexu javov na Slnku, tvoriacich slnečnú aktivitu, ale je treba tiež definovať také číselné charakteristiky (alebo indexy), ktoré by umožňovali kvantitatívne hodnotiť stav celého Slnka podľa niektorého z existujúcich prejavov slnečnej aktivity (jedná sa napríklad o slnečné škvarky, erupcie, rádiový tok, svietivosť koróny v emisných čiarach, a niekoľko iných).

Vžilo sa presvedčenie, že vplyvy 150 miliónov kilometrov vzdialeného Slnka na Zem, s jeho polstupňovým priemerom na oblohe, môžu byť len globálne, že sú to vplyvy Slnka ako hviezdy (ako hmotného bodu), a že tak treba tiež vplyvy aj študovať. K štatistickým analýzam slnečnej činnosti a jej premennosti s časom sa postupne vytvárali rôzne globálne číselné indexy, odrážajúce vlastnosti a časový priebeh tohto-ktoreho fenoménu slnečnej aktivity. Okrem bežnej absencie priestorového rozlíšenia (treba povedať, že aktivita pre účely tvorby indexov sa globalizovala)

la zámerne, aj keď bolo a je reálne študovať jej prejavy na Slnku často s výborným priestorovým rozlíšením), existuje aj ohrianičené časové rozlíšenie v pozorovaniach fenoménov slnečnej aktivity. Napríklad, slnečné škvarky, rádiový tok, žiarivosť koróny, a pod., sa pre patrolné potreby (stanovenie indexov) pozorujú na danom observatóriu iba raz za deň. Často sa vyskytujú medzery v pozorovaniach (aj niekoľko dní), indexy sa priemerujú a stanovujú pre obdobie jednej slnečnej rotácie (27,275 dňa), mesiaca, roka, slnečného cyklu, a pod. V záujme eliminácie chýb a vplyvu kvality pozorovacích podmienok sú indexy často rôznym spôsobom matematicky vyhľadzujú. Všetky podobné hľadiská a postupy vedú ako k pozitívnym výsledkom (v intenciách procesu poznávania od jednoduchšieho k zložitejšiemu), tak aj k negatívnym dôsledkom – k určitému „zahmlievaniu“ reálnych fyzikálnych väzieb pri štúdiu slnečno-zemských vzťahov.

V posledných 1–2 desaťročiach sa pri štúdiu vplyvov slnečnej činnosti na medziplanetárny priestor a Zem stále nástočivejšie presadzuje potreba „odglobalizovať“ Slnko a indexy jeho aktivity. Ukazuje sa, že rozhodujúca väčšina prejavov slnečnej aktivity a následné šírenie porúch z nich héliosférou, nie je guľovo symetrické. Naopak, slnečný vietor, ejekcie koronálnej plazmy a pod., sú priestorovo smerované hlavne v dôsledku toho, že héliosférické magnetické pole je nerovnorodé, štruktúrované a nesymetrické. Smer šírenia porúchy medziplanetárnym priestorom najviac závisí od aktuálneho rozloženia magnetických polí na Slnku a od miesta, kde porucha na slnečnom povrchu vznikla (na východe, v okolí centrálneho meridiánu, alebo na západnom limbe, pokiaľ ide o héliografickú dížku, respektívne na póloch, v stredných šírkach, či na rovníku, po-

kial sa jedná o héliografickú šírku). Aj z dlhodobejšieho hľadiska hovoríme potom o diskrétnom rozložení aktivity na povrchu Slnka (napríklad, o aktívnych oblastiach, „aktívnych dĺžkach“, o presúvaní aktivity od vyšších k nižším šírkam v priebehu slnečného cyklu, o severo-južnej asymetrii slnečnej aktivity, a pod.). Niekoľko, s ohľadom na rôzne dôsledky pre héliosféru, sa potom už v názve fenoménu aktivity odráža jeho lokalizácia na povrchu Slnka (napríklad, polárna koronálna diera, rovníková koronálna diera, vysokošírková aktívna oblasť, „kráľovské“ pásmo slnečných škvŕn, polárny pás protuberancií, a pod.).

Náš článok chce byť príspevkom zdôrazňujúcim práve priestorovú analýzu rozloženia aktivity na Slnku pre lepšie pochopenie jej dôsledkov v héliosfére. Z denných meraní intenzity slnečnej koróny v emisnej čiare FeXIV 530,3 nm (tzv. zelená koróna), prevádzaných malou celosvetovou sietou koronálnych staníc, sme vytvorili databázu, obsahujúcu za obdobie 1943–1993 pre každý deň 72 hodnôt intenzity uvedenej koronálnej čiary vo výške 40 oblúkových sekúnd, po  $5^{\circ}$  dookola slnečného disku (Sýkora, 1971, 1992; Sýkora a Parisi, 1996). Po transformácii takých meraní na systém héliografických dĺžok (centrálny meridián) a héliografických šírok ( $\pm 90^{\circ}$ ), sa jedná o matricu  $18628 \times 37$  bodov s rozlíšením  $13,2^{\circ}$  v dĺžke a  $5^{\circ}$  v šírke na povrchu Slnka. Z takejto databázy sme potom mohli počítať kvázi-index slnečnej koronálnej aktivity pre ľubovoľný zvyšie uvedených časových intervalov (deň, rotácia, mesiac, rok, slnečný cyklus, a pod.) a aj pre ľubovoľný šírkový interval (individuálne šírky, rovníkové, stredne-šírkové, vysoko-šírkové a polárne zóny rôznej šírky, severnú a južnú pologuľu Slnka oddelene a samozrejme, stanoviť aj globálny index pre celé Slnko).

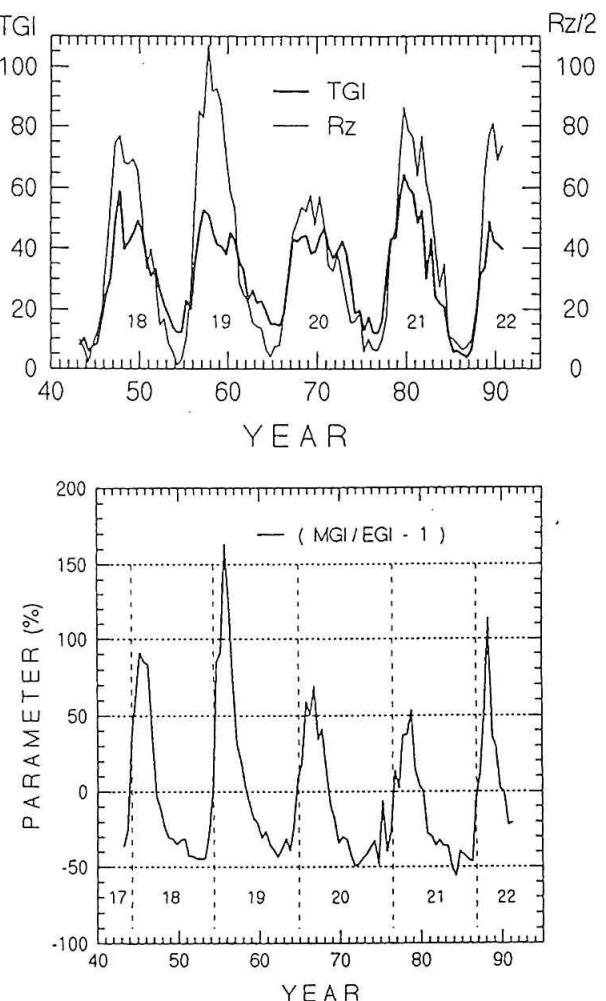
Aby sme dokumentovali istú komplikovanosť a potrebu opatrnosti pri štúdiu vplyvov slnečnej činnosti na medziplanetárny priestor a Zem aj za pomocí nášho indexu intenzity zelenej koronálnej čiary, uvedieme nasledovné. Nestačí obmedziť sa na jednoduchú koreláciu ľubovoľného indexu slnečnej aktivity s indexami medziplanetárnej a geofyzikálnej aktivity a analyzovať takúto koreláciu. Vôbec neobstojí, napríklad, zjednodušený predpoklad a nasledovný myšlienkový postup: intenzita zelenej koróny je priamo úmerná hustote a teplote prostredia, v ktorom táto čiara vzniká – čím vyššia intenzita zelenej čiary, tým väčšia aktivita v danej lokalite Slnka – čím väčšia aktivita na Slnku, tým väčší očakávaný vplyv na medziplanetárne prostredie. Takýto scenár sa často nerealizuje jednoducho preto, že na Slnku existuje fenomén tzv. koronálnych diier. Koronálne diery sú pomerne veľkorozmerné oblasti koróny, charakteristické nízkou hustotou a teplotou plazmy. Zelená čiara 530,3 nm je v nich preto „budená“ len slabo a má malú intenzitu. Napriek tomu, s ohľadom na zvláštnu topológiu magnetického pola, sú koronálne diery veľmi významným zdrojom vysokorýchlosťných prúdov slnečného vetra a významne ovplyvňujú procesy v héliosfére. Na druhej strane, pre medziplanetárne prostredie rovnako významné oblaky (nie prúdy) koronálnej plazmy – coronal mass ejections – sú v dôsledku erupčívnych procesov emitované

z aktívnych oblastí, charakteristických vysokou intenzitou zelenej koróny (koronálne kondenzácie) a ich vplyv na medziplanetárne prostredie je takisto veľmi významný.

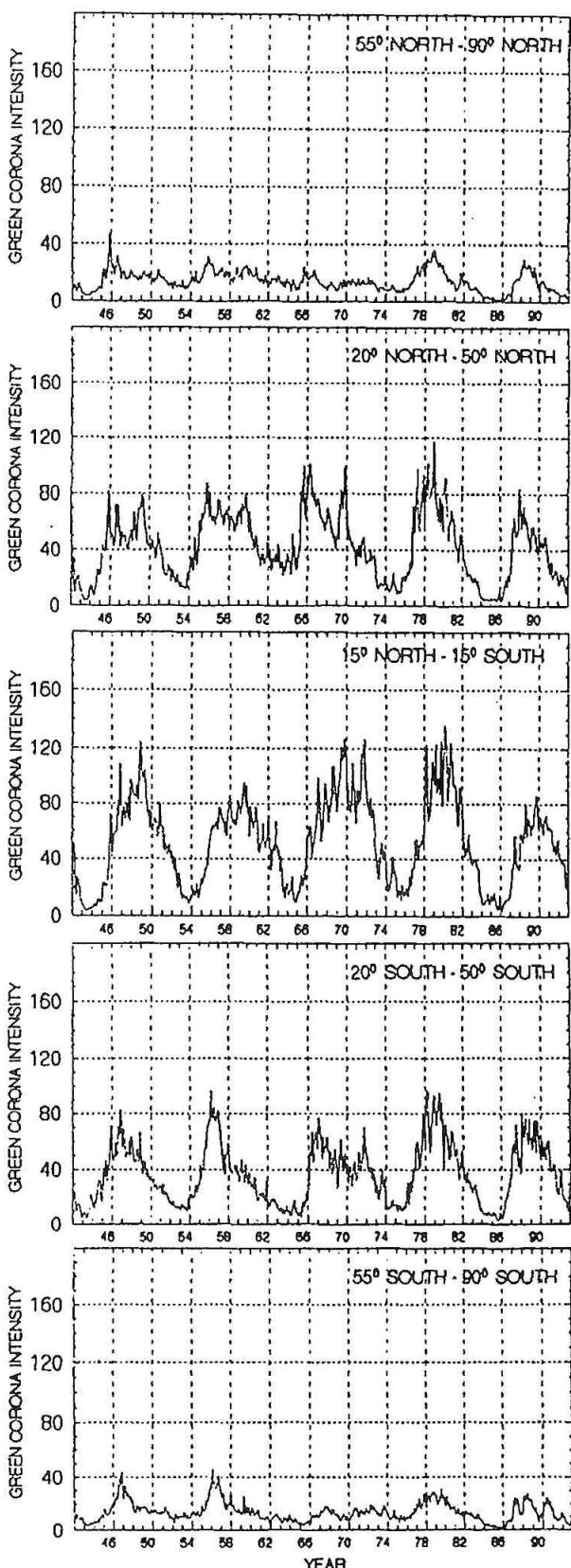
Cieľom tohto článku je stručne sumarizovať a obrazovo dokumentovať skutočnosť, že aktivita v héliografických zónach stredných šírok (približne  $20^{\circ}$ – $50^{\circ}$  na oboch pologuliach) sa podľa našich výsledkov prejavuje najdynamickejšie a je pravdepodobne najvýznamnejšou pre intenzitu a kvalitu vplyvov slnečnej činnosti na héliosféru.

## 2. VÝSLEDKY

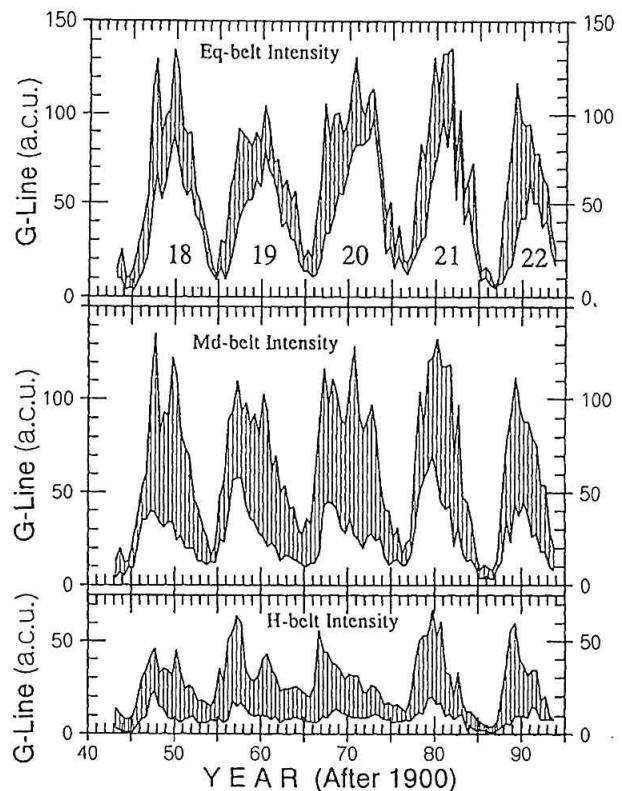
Na obr. 1 (hore) možno porovnať priebeh celkovej intenzity zelenej koróny (TGI pre  $l = \pm 90^{\circ}$ , t.j. Slnko ako hviezdu) s priebehom tzv. relatívneho čísla slnečných škvŕn (Rz). Je vidieť, že výška maxímu svietivosti zelenej koróny je v jednotlivých slnečných cykloch pomerne vyrovnaná. Rozdiel je prekvapujúci najmä pre slnečný cyklus č. 19, keď hodnoty Rz dosahovali dramaticky vysoké hodnoty (bol to najvyšší cyklus počas takmer 300-ročnej histórie



Obr. 1: Priebeh celkovej intenzity zelenej koróny TGI v porovnaní s priebehom relatívneho čísla slnečných škvŕn Rz (horný panel obrázka) a priebehu pomery koronálnej intenzity nameranej v zóne stredných šírok MGI k intenzite v rovníkovej zóne EGI (dolu).



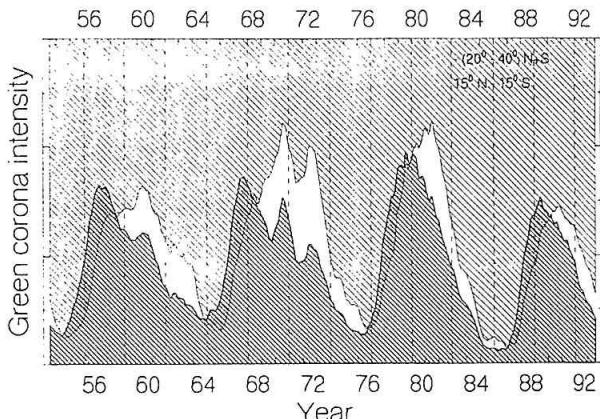
Obr. 2: Priebeh intenzity zelenej koróny, priemerovanej za jednotlivé mesiace v období 1943–1993 je vykreslený pre vybrané zóny héliografických šírok.



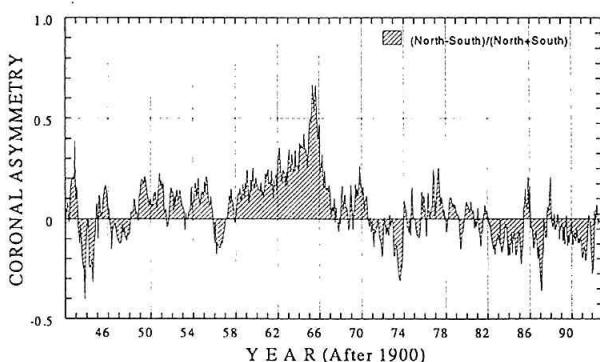
Obr. 3: Priebeh priemerných polročných maximálnych (horné krivky) a minimálnych (dolné krivky) intenzít zelenej koróny v rovníkovej (Eq-belt), strednošírkovej (Md-belt) a polárnej (H-belt) zóne koróny. Intenzity sú vyjadrené v absolútnych koronálnych jednotkách (a.c.u.). Prevzaté zo Storini a Sýkora (1995).

spoloahlivých pozorovaní slnečných škvŕn). Ak však vezmeme do úvahy, že výskyt slnečných škvŕn sa koncentruje do zóny  $\pm 40^\circ$ , pričom v priamej blízkosti rovníka sa škvŕny vyskytujú dosť zriedkavo a ak analogicky tomu znázorníme časovú variáciu pomeru intenzít zelenej koróny (GI – green line) v stredných (middle) šírkach (MGI: aritmetický priemer intenzít v zónach  $40^\circ$  –  $20^\circ$  na oboch pologuliach k intenzite v rovníkovej zóne (EGI:  $\pm 15^\circ$  okolo rovníka), dostaneme aj pre koronálny cyklus č. 19 výrazne vyšie maximum než pre ostatné cykly (obr. 1, dolu). Záver je evidentný: k intenzite a výške koronálneho cyklu najviac prispieva aktivita v stredných héliografických šírkach a globalizácia koróny pre celé Slnko (vrátane polárnych oblastí) len zakrýva skutočnú podstatu javu.

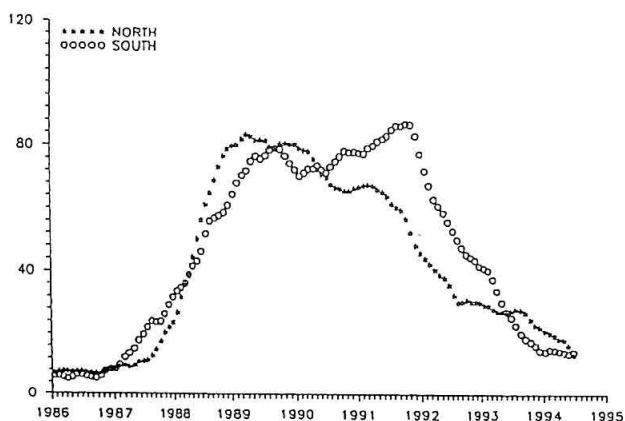
Relatívne zanedbateľný príspevok obrovskej časti slnečného povrchu (oboch polárnych oblastí  $55^\circ$  –  $90^\circ$ ) k celkovej svietivosti slnečnej koróny a jej cykličnosti možno dedukovať aj z obr. 2. (Zanedbateľný príspevok sa pravda nevzťahuje na úlohu polárnych koronálnych dier ako zdroja slnečného vetra – viď predposledný odstavec úvodnej časti tohto článku). Variabilitu svietivosti koróny v jednotlivých šírkových zónach možno dobre oceniť, ak znázorníme priebeh maximálnych a minimálnych hodnôt intenzity koróny v nich. Na obr. 3 je vidno, že premenlivosť koróny je najväčšia v strednesírkových zónach (MGI:  $\pm 20^\circ$  –  $40^\circ$ ), začiatok čo rovníková zóna (EGI:  $\pm 15^\circ$ ) a vysokošírkové zóny



Obr. 4: Časový priebeh posledných štyroch koronálnych slnečných cyklov pre zónu stredných šírok (zašrafovany profil, sumarizovaný z N a S pologule) a rovníkovú zónu 15N – 15S. Vertikálna škála intenzity je v prípade strednošírkovej zóny polovičná v porovnaní s rovníkovou zónou.



Obr. 5: Severo-južná asymetria intenzity zelenej koróny.

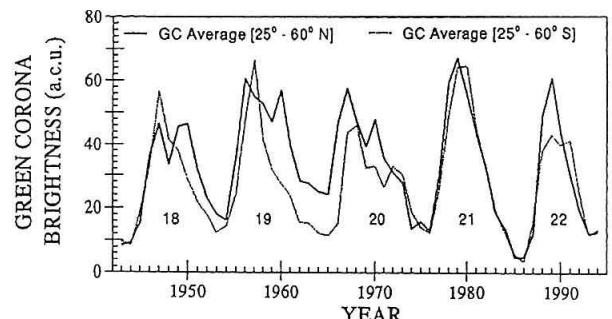


Obr. 6: Priebeh relatívnych čísel slnečných škvŕn, nakreslený osobitne pre severnú a južnú pologulu v 22. cykle slnečnej aktivity. Asymetria je výrazná, maximá nastávajú vo veľmi odlišnom čase a odpovedajú zhruba fiktívному primárному a sekundárному maximu slnečných cyklov, ako ich zaviedol Gnevyshev (1967).

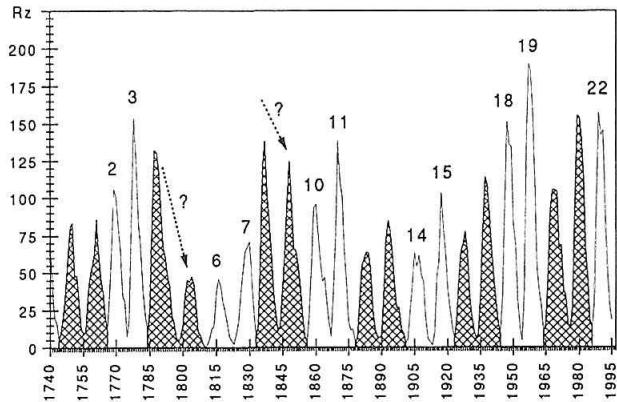
(HGI:  $\pm 45^\circ$ – $90^\circ$ ) vykazujú značne menší stupeň variability. Pre menlosť koronálnej svietivosti (aktivity), a svojim spôsobom aj jej dôsledky v héliosfére, sú viac-menej kvantifikované veľkosťou zašrafovanej plochy v jednotlivých zónach znázornených na obr. 3. Je skutočnosťou, že časový priebeh koronálneho cyklu je významne odlišný, ak skúmame priebeh cyklicity v jednotlivých zónach (obr. 4). Rozdiel v čase maxima cyklu je, napríklad, dva a viac rokov v prípade strednej a rovníkovej šírkovej zóny. Takúto skutočnosť nemožno nebrať do úvahy pri štúdiu vplyvu slnečnej činnosti na héliosféru.

Celkom evidentný je aj rozdiel v priebehu cyklu slnečnej aktivity, keď skúmame oddelené jednotlivé pologule Slnka. Dobrým kvantitatívnym indexom takého rozdielu môže byť tzv. severo-južná asymetria  $A = N - S / N + S$  akéhokoľvek prejavu slnečnej aktivity. Na obr. 5 je napríklad znázornený priebeh asymetrie intenzity zelenej koróny. Vysoká kladná asymetria v priebehu druhej polovice 19. cyklu a najmä v minime medzi 19. a 20. cyklom slnečnej aktivity (rok 1966) boli spôsobené dlhodobým prevládaním aktivity na severnej pologuli a „nekoordinovaným“ nástupom 20. cyklu – ten na severnej pologuli začal asi o 1,5 roka skôr ako na južnej pologuli. Podobná príkra asymetria sa vyskytla aj v práve skončenom 22. cykle aktivity (obr. 6). P. Cugnon a kol. (1996) publikovali tento priebeh relatívneho čísla slnečných škvŕn oddelené pre severnú a južnú pologulu Slnka (na prekvapenie kreslenie škvŕnovej aktivity relatívne k pologuliam Slnka, hoci veľmi jednoduché, je zároveň veľmi málo používané v literatúre) a zistili, že maximum 22. cyklu nastalo na severnej pologuli o celé tri roky skôr ako na pologuli južnej. Takúto skutočnosť naznačujú aj naše priebehy koronálnych intenzít (obr. 7), nakreslené oddelené práve pre zóny stredných šírok ( $25^\circ$ – $60^\circ$ ) severnej a južnej pologule, čo sa prejavilo aj na obr. 6 ako negatívna N/S asymetria v období 1988–1993. A tak, aj v tomto odstavci komentované rozdiely medzi severnou a južnou pologulou Slnka musia byť samozrejme významné pre diferencované odozvy v héliosfére.

Existujú aj ďalšie dôvody „odglobalizovať“ slnečné indexy a skúmať ďalšie aspekty cyklickosti slnečnej aktivity. Ak vyhľadené relatívne čísla slnečných škvŕn usporiadame do dvojíc páry-nepáry cyklov (podľa züríšského číslovania 11-ročných slnečných cyklov, keď v súčasnosti sme



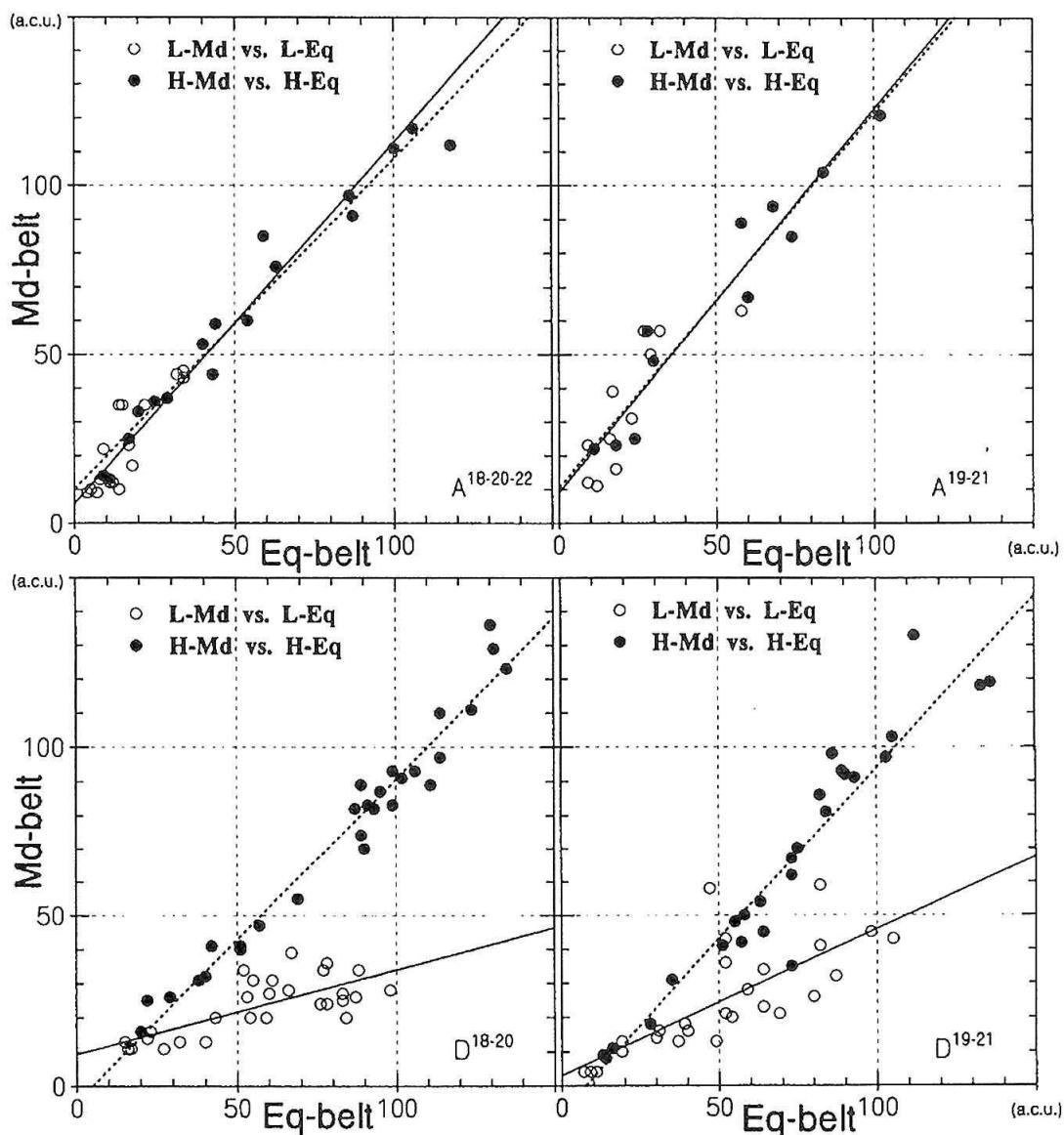
Obr. 7: Priemerné ročné intenzity zelenej koróny, ako sme ich určili pre zóny  $25^\circ$ – $60^\circ$ . Nesúlad priebehu tohto indexu na oboch pologuliach je skôr bežný ako výnimocný. Tak tomu bolo aj v práve skončenom 22. cykle aktivity.



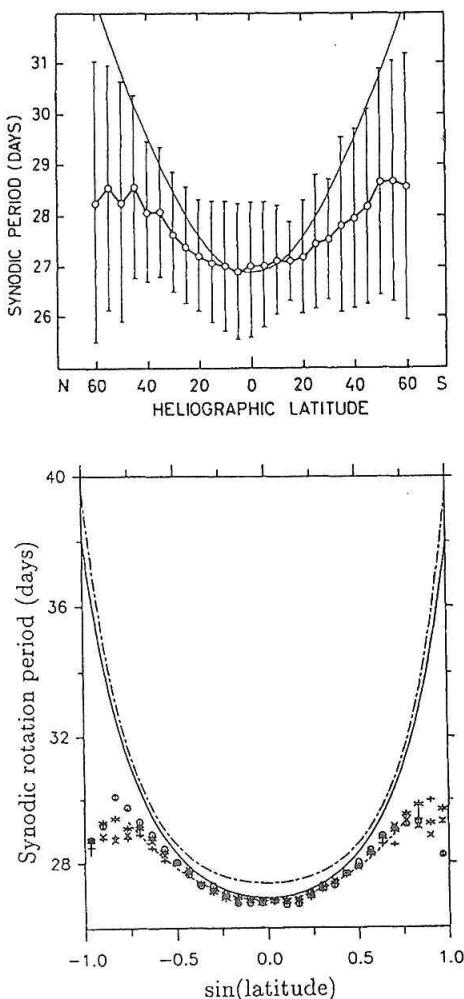
Obr. 8: Absolútne ročné maximá, odvodene z vyhľadených relatívnych čísel slnečných škvŕň, pre párne a nepárne cykly. Šípky označujú jeden výraznejší prípad (4-5) a jeden mälo výrazný prípad (8-9), kedy pravidlo Gnevysheva-Ohla bolo porušené.

práve na začiatku 23. cyklu slnečnej aktivity), dostaneme zaujímavú zákonitosť (obr. 8), kedy s výnimkou dvojice 4-5 a čiastočne dvojice 8-9 vo všetkých ostatných prípadoch je nepárny cyklus vyšší ako párný cyklus. Pritom, uvedené dve dvojice sú výnimcočné tým, že sa nachádzajú na hraniciach rozsiahlejšieho, tzv. Daltonovho minima slnečnej aktivity. Nájdená zákonitosť (Gnevyshev a Ohl, 1947; Storini a Sýkora, 1997) svedčí o existencii a významnosti 22-ročného, tzv. magnetického cyklu slnečnej aktivity, kedy polarita a rozloženie globálneho magnetického poľa na Slnku vykonajú svoj uzavretý cyklus práve za 22 rokov (Hoeksema, 1993). Pritom susedné 11-ročné cykly sú charakterizované opačnými polaritami pozadového magnetického poľa na tých istých pologuliach. Pre posledných päť cyklov koronálnej aktivity sme podobnú paritu cyklov v zónach stredných héliografických širok potvrdili v nedávnej práci Storini a Sýkora (1997).

Na významné rozdiely medzi priebehom intenzít koróny na stúpajúcich a klesajúcich častiach 11-ročných slnečných cyklov a aj na rozdielne správanie sa korelácie medzi



Obr. 9: Korelácia medzi maximálnymi (H) a minimálnymi (L) hodnotami intenzity zelenej koróny v strednošírkových (Md) zónach v porovnaní s rovníkovou (Eq) zónou v priebehu stúpajúcich (A) a klesajúcich (D) fáz slnečných cyklov. Podrobnosti vid' v texte.



Obr. 10: Hore: Závislosť rotácie Slnka na heliografickej šírke podľa Letfus a Sýkora (1982a,b). Tenká hladká krivka predstavuje diferenciálnu rotáciu slnečných škvŕň. Dole: Sinodická periódna rotačie versus sinus heliografickej šírky podľa Stenflo (1989), určená z pozorovaní tracerov magnetického pola Slnka počas 26 rokov. Zlomy na  $\sin \beta = \pm 0.75$  odpovedajú heliografickým šírkam  $40^\circ - 45^\circ$ , podobne ako ukazuje nás výsledok v hornej časti obrázka. Pre ostatné detaily dolnej časti obrázka pozri Stenflo (1989).

jasnosťou koróny v strednešírkových a rovníkovej zóne Slnka v párnich a nepárnich cykloch sme poukázali už v skôrzej práci (Storini a Sýkora, 1995). Z obr. 9 vyplýva, že:

– V priebehu stúpajúcich (A) fáz je závislosť medzi minimami (L) a maximami (H) zelenej koróny v oboch zónach (L-Md versus L-Eq alebo H-Md versus H-Eq) prakticky rovnaká v párnich aj nepárnich cykloch.

– V priebehu fáz poklesu (D) aktivity existuje podobný vzťah pre maximá koróny v oboch zónach, ale pomer minimálnych intenzít je v párnich cykloch odlišný od podobného pomeru v nepárnich cykloch, čo naznačuje, že v nepárnich cykloch je v strednešírkových zónach vyššia aktívita v porovnaní s rovníkovou zónou.

– V priebehu stúpajúcich fáz koronálnych cyklov je pomer medzi opačnými extrémnymi hodnotami bližší k H-Md versus L-Eq pomeru než k L-Md versus H-Eq po-

meru, ak vzájomne porovnávame párne a nepárne cykly.

V súvislosti so špecifickým správaním sa zóny stredných heliografických šírok hodno ešte pripomennúť aj nás starší výsledok (Letfus a Sýkora, 1982), kedy na šírkach  $45^\circ - 50^\circ$  dochádza k výraznej nespojitosti (zlomu) v chode diferenciálnej rotácie Slnka, navodzujúcej myšlienku o dvoch módoch rotácie slnečnej atmosféry – prvom, prejavujúcim sa výrazne diferenciálou rotáciou a platnom pre šírky nižšie ako  $\pm 50^\circ$  a druhom, charakteristickom kvázi-rigidnou rotáciou vo vysokých heliografických šírkach. Takýto výsledok bol neskôr potvrdený aj inými autormi (obr. 10).

### 3. ZÁVERY

- Pokúsili sme sa zosumarizovať niekoľko našich výsledkov, hlavne z nedávnej minulosti, ktoré nás oprávňujú poukázať na skutočnosť, že globálne indexy slnečnej aktivity sú pri súčasnom stave poznania nenáležité pre moderné štúdium vplyvov slnečnej činnosti na medziplanetárne prostredie a geoféru.
- V týchto súvislostiach nachádzame niekoľko špecifických vlastností zóny stredných heliografických šírok a anticipujeme odraz aktivít predovšetkým na týchto častiach slnečného povrchu vo fyzikálnom stave héliosféry.
- Napriek uvedenému, pokladáme za potrebné zdôrazniť faktickú zložitosť naznačenej problematiky a vzťahov a poukázať aj na nespochybniatelnú úlohu „neaktívnych“ koronálnych útvarov (koronálnych strednešírkových dier, ale aj dier v blízkosti pólov Slnka) ako pre rýchlosť a trvanie vysokorýchlosných prúdov slnečného vetra, tak aj pre intenzitu geomagnetických porúch a búrok (Sýkora, 1992).

### Podávanie:

Táto práca bola sponzorovaná VEGA grantom č. 2/5007/98e Slovenskej akadémie vied a bola čiastočne realizovaná v rámci medziakademickej spolupráce medzi Consiglio Nazionale delle Ricerche a Slovenskou akadémiou vied na Projekte č.1: „Štúdium odoziev variability a periodicity slnečnej koróny vo fyzike heliosféry“.

### LITERATÚRA

- Gnevyshev, M.N. and Ohl, A. I.: 1948, Astron. Zh 25, 18.  
 Gnevyshev, M.N.: 1967, Solar. Phys. 1, 107. Hoeksema, J. T.: 1993, in „Solar-Terrestrial Prediction – IV“ (eds.: J. Hruska, M. A. Shea, D.F. Smart and G. Heckman), NOAA/ERL, Boulder, 2, 3.  
 Letfus, V. and Sýkora, J.: 1982a, „Atlas of the Green Corona Synoptic Charts for the Period 1947–1976“, Veda, Bratislava.  
 Letfus, V. and Sýkora, J.: 1982b, Hvar Obs. Bull. 6, 117.  
 Stenflo, J.O.: 1989, Astron. Astrophys. 210, 403. Storini, M. and Sýkora, J.: 1995, Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 25, 90.  
 Storini, M. and Sýkora, J.: 1997, Solar Phys., (in press).  
 Sýkora, J.: 1971, Bull. Astron. Inst. Czechoslov. 22, 12.  
 Sýkora, J.: 1992, Solar Phys. 140, 379.  
 Sýkora, J. and Parisi, M.: 1997, Transactions Astron. Astrophys. (in press).

# Plocha polárnych koronálnych dier a predpoved aktivity Slnka

I. Dorotovič, SÚH Hurbanovo

## Abstrakt

V práci bola skúmaná korelácia medzi plochou polárnych koronálnych dier (PKD) a Wolfovým číslom slnečných škvŕn (W) počas cyklov slnečnej aktivity č. 18.–22. Plocha PKD bola získaná z pozemských pozorovaní zelenej koronálnej čiary 530,3 nm (Fe XIV). Diskutovaná je presnosť, resp. vierošnosť predpovede maxima slnečnej aktivity v čase jej minima.

## 1. ÚVOD

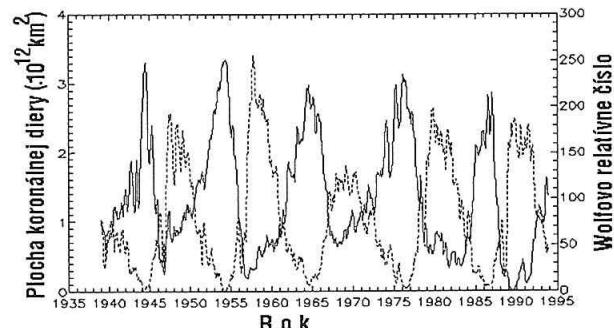
Veľkosť PKD, väčšia počas slnečného minima, silne koreluje s číslom slnečných škrín, väčším počas maxima. V prácach Bravo a Otaola (1989), Bravo (1992), Bravo a Stewart (1994) bola porovnávaná veľkosť PKD určená z obrázkov zhotovených pomocou K-koronometra s číslom slnečných škvŕn. V tejto práci skúmame koreláciu medzi plochou PKD určenou pomocou tzv. homogénneho súboru údajov (HSÚ) o intenzite zelenej koronálnej čiary (Rybanský, 1975; Rybanský a Rušin, 1992; Rybanský a spol., 1994a), vytvoreného na základe meraní v celosvetovej koronografickej sieti a Wolfovým číslom W počas cyklov slnečnej aktivity č. 18.–22.

Existenciu koronálnych dier predpokladal už Waldmeier (1950), keď sa pomocou tzv. M-oblástí na Slnku, resp. dier snažil vysvetliť opakujúce sa poruchy geomagnetického poľa s periódou 27 dní. Podľa röntgenových slnečných obrázkov je koronálna diera definovaná ako oblasť nízkej intenzity. V röntgenovej koronálnej dieri je pozorovaná nižšia hustota a teplota v porovnaní s kľudnou korónou. Podobne intenzita zelenej koronálnej čiary závisí hlavne od hustoty a menej od teplote a preto predpokladáme, že plochu PKD možno vypočítať pomocou meraní intenzity koronálnej čiary. Podobná metóda pre určenie polohy a plochy rovníkových koronálnych dier bola použitá v práci (Letfus a spol., 1980).

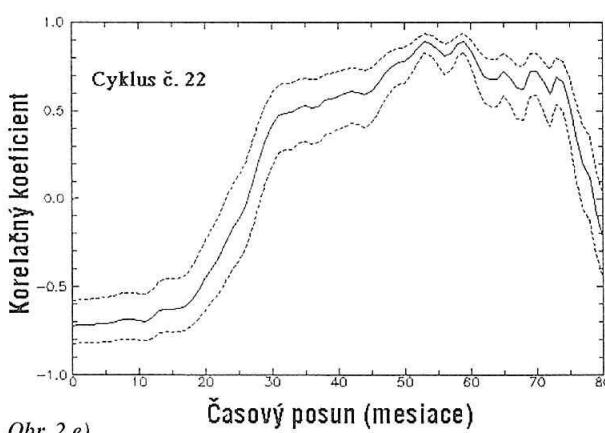
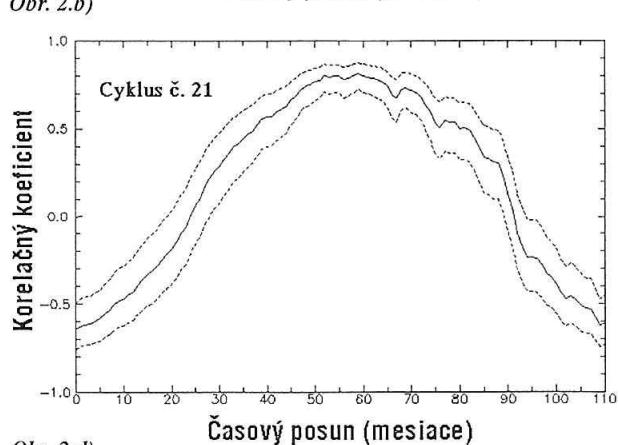
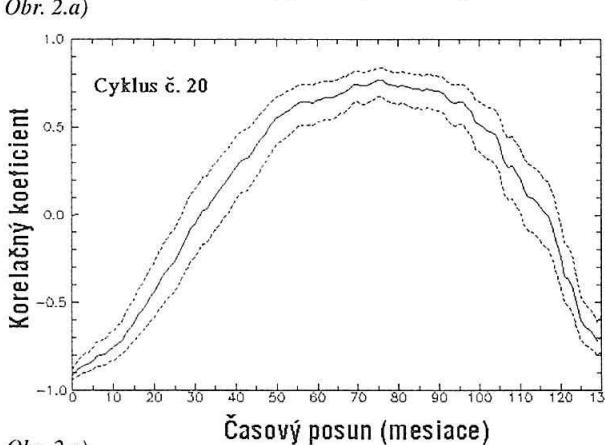
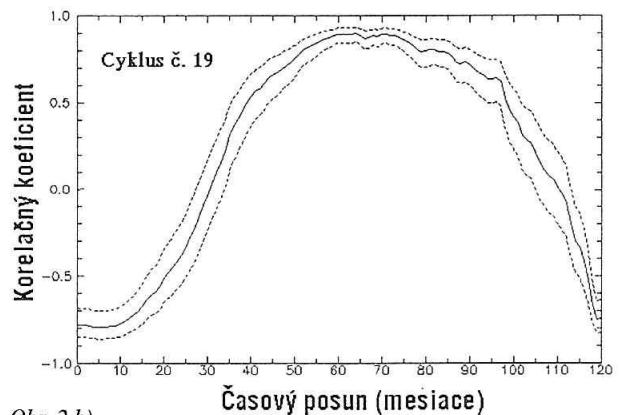
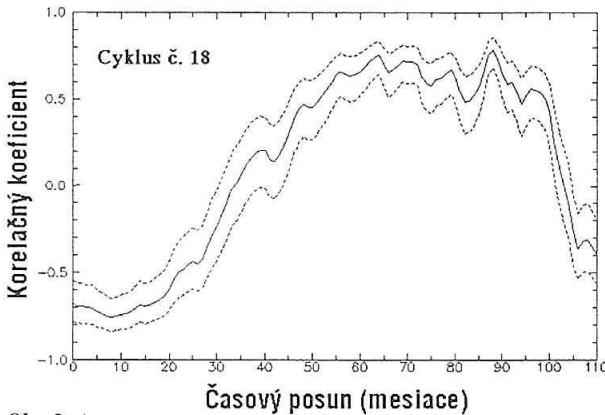
## 2. VÝPOČET PLOCHY POLÁRNEJ KORONÁLNEJ DIERY

Podľa vyššie uvedeného predpokladu bol pre výpočet plochy PKD použitý HSÚ. Intenzita zelenej koróny (čiara Fe XIV pri 530,3 nm) je v koronálnej stanici na Lomnickom Štíte meraná vo výške 40" nad slnečným limbom (fotoférou) okolo celého Slnka s krokom 5°, počnúc pri severnom slnečnom póle. Kedže koronálne diery sa vyvíjajú pomaly, predpokladáme, že obraz slnečnej koróny pred

diskom môže byť modelovaný podľa údajov z 15 dní (to znamená z údajov daného dňa a údajov zo 7 dní pred týmto dňom a 7 dní po ňom). Intenzity daného dňa ukazujú obraz okolo limbu. Obraz pozdĺž meridiánov (každý vo vzdialosti 13,2° od predošlého) nachádzajúcich sa východne od centrálneho meridiánu (CM) je rekonštruovaný pomocou údajov zo 6 dní pred daným dňom. Intenzity pozdĺž CM sú určené ako priemery intenzít z dvoch okrajových dní (-7. deň a +7. deň). Obraz pozdĺž meridiánov nachádzajúcich sa západne od CM je rekonštruovaný pomocou údajov 6 dní po danom dni. Dva susedné meridiány pri CM sú vo vzdialosti 10,8° od CM. Definujeme, že koronálna diera vo svetle zelenej koronálnej čiary je prítomná, ak intenzita čiary nepresahuje 15 koronálnych jednotiek (KJ). Týmto spôsobom sme určili hranicu koronálnej diery (s presnosťou 5°) a počítali jej veľkosť ako súčet plôch sférických trojuholníkov ohraničených meridiánmi a hranicou kde intenzita už prekračuje 15 KJ. Do algoritmu pre určenie plochy PKD sme zaviedli podmienku, že intenzita musí prekročiť túto hodnotu aspoň v troch bodoch po sebe, aby sme vylúčili možnosť mylne určenej hranice v oblasti nejakého lokálneho zjasnenia v zelenej koróne. Je dôležité poznamenať, že nie každá oblasť s nízkou jasnosťou zelenej koróny je zreteľná ako röntgenová alebo



Obr. 1: Mesačné priemery plochy polárnych koronálnych dier z HSÚ o intenzite zelenej koronálnej čiary (spojitá krivka, škala naľavo) a mesačné priemery Wolfovho relatívneho čísla (prerušovaná čiara, škala napravo) za obdobie 1939–1993.



EUV koronálna diera. Preto veľkosť diery určená z intenzity zelenej koronálnej čiary a z X-lúčov alebo EUV obrázkov môže byť rozdielna. Týmto postupom boli teda získané denné hodnoty veľkosti PKD (ako ju vidíme pred viditeľnou položkou Slnka). Potom boli počítané mesačné priemery veľkosti a boli porovnané s mesačnými priemermi Wolfsových čísel W, ktoré sme prevzali zo Solar Geophysical Data. Obr. 1 ukazuje priebeh mesačných priemerov veľkosti polárnych koronálnych dier spolu s priebehom mesačných priemerov W čísel.

Priebeh krivky veľkosti dier vykazuje výraznú antikoreláciu voči priebehu krivky Wolfsových relatívnych čísel. Je viditeľný postupný nárast veľkosti do maxima a po maxime strmý pokles veľkosti po minimum. Vyššia intenzita zelenej čiary v koróne je meraná nad slnečnými škvunami a aktív-

nymi oblasťami. Keď počet slnečných škvín klesá, veľkosť koronálnych dier narastá. Ďalšie informácie o vzťahu medzi týmito dvoma indexami by sme mohli získať pomocou skúmania korelácie denných údajov. To bude téma ďalšej výskumnej práce.

### 3. KORELAČNÁ ANALÝZA MEDZI KORONÁLNYMI DIERAMI A SLNEČNÝMI ŠKVRNAMI V CYKLOCH 18.–22.

Mesačné priemery PKD a Wolfsových čísel slnečných škvín boli korelované pre posledných päť cyklov (jednotlivo v každom cykle). Obrázky 2.a)–2.e) ukazujú korelačné koeficienty a medze spoľahlivosti pre cykly 18.–22. ako funkciu posunu krivky veľkosti polárnych koronálnych

*Tabuľka 1: Výsledky korelačnej analýzy pre jednotlivé cykly slnečnej aktivity (CSA). Porovnanie výsledkov Bravo a Stewart (1994) (BS) a Dorotovič (1996) (D) pre cykly č. 21 a 22.*

CSA	PMP (BS)	PVMP (BS)	PMP (D)	KK (D)	IS (D)	PVMP (D)
18	–	–	76	0,77	60 – 89	38
19	–	–	67	0,90	56 – 75	41
20	–	–	75	0,70	67 – 91	55
21	76	54	59	0,81	48 – 60	43
22	65	54	59	0,90	52 – 60	33

dier voči krivke čísel slnečných škvŕn. Medze 99 % spoľahlivosti boli určené pomocou štandardnej Fischerovej transformácie r na z. Pre najlepšiu koreláciu medzi slnečnými škvŕnami a dierami boli nájdené posuny v mesiacoch (PMP) a im zodpovedajúce korelačné koeficienty (KK). Určili sme tiež interval spoľahlivosti (IS) (*tabuľka 1*).

Zistili sme, že sa vôbec neprekryvajú intervale spoľahlivosti v 20. a v 21. cykle, v 20. a v 22. cykle. V ostatných cykloch sa intervale prekrývajú.

Ďalej boli vyhľadené krivky veľkosti dier a čísel slnečných škvŕn výpočtom pätnásťčinných kĺzavých priemerov pre každý mesiac. Na základe toho sme zistili posuny v maxime oboch indexov (PVMP) pre všetky skúmané cykly (*tabuľka 1*). Ďalej sme určili časy vrcholu veľkosti polárnych koronálnych dier v zelenej čiare nasledovne: maximum veľkosti predchádzajúce 18. cyklu slnečných škvŕn nastalo v júni 1944, predchádzajúce 19. cyklu v máji 1954, predchádzajúce 20. cyklu v auguste 1964, predchádzajúce 21. cyklu v marci 1976 a predchádzajúce 22. cyklu vo februári 1987.

ne použitá ako nástroj pre predpovedanie maxima nasledujúceho slnečného cyklu, ako aj to, že presnosť predpovede maxima slnečnej aktivity už v čase minima zodpovedá týmto medziám.

Porovnaním našich časov vrcholu s časmi vrcholu určenými z pozorovaní pomocou K-koronometra (Bravo a Stewart, 1994) pre cykly č. 21 a 22. sme našli, že časy vrcholu z obrázkov z K-koronometra nastali skôr v oboch cykloch a posun je 10 mesiacov pre cyklus 21 a 21 mesiacov pre cyklus 22. Tieto rozdiely by mali byť spôsobené rozdielnou definíciou plochy koronálnej diery, teda rozdielnou metodikou výpočtu.

Je dôležité poznamenať, že kvôli nízkemu počtu pozorovacích dní v sieti koronálnych staníc počas rokov 1939–1946 bola nutná vysoká miera interpolácie údajov v procese homogenizácie údajov o intenzite koróny (Rybanský a spol., 1994b). Preto nie je HSÚ pred rokom 1947 natoľko spoľahlivý, aby sme mohli robiť korelačnú analýzu medzi spomenutými indexami v cykle 17.

#### *Podakovanie*

Som veľmi vďačný Dr. Rybanskému pre poskytnutie HSÚ (Rybanský a Rušin, 1992), za hodnotné diskusie a poznámky, ako aj za povzbudenie k napísaní článku a čítanie rukopisu. Ďakujem Dr. Lukáčovi a Dr. Sýkorovi za osozne poznámky.

#### LITERATÚRA

- Bravo, S. and Otaola, J.A.: 1989, Solar Phys., 122, 335.  
 Bravo, S.: 1992, Ann. Geophys., 10, 449.  
 Bravo, S. and Stewart, G.: 1994, Solar Phys., 154, 377.  
 Letfus, V., Kulčár, L. and Sýkora, J.: 1980, in Solar and Interplanetary Dynamics, ed.: M. Dryer and Tandberg-Hanssen, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 49.  
 Rybanský, M.: 1975, Bull. Astron. Inst. Czech., 26, 367.  
 Rybanský, M., Rušin, V.: 1992, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 22, 229.  
 Rybanský, M., Rušin, V., Gašpar, P. and Altrock, R.: 1994a, Solar Phys., 152, 487.  
 Rybanský, M., Rušin, V., Minarovjech, M. and Gašpar, P.: 1994b, Solar Phys., 152, 153.  
 Waldmeier, M.: 1950, Die Nature der M-Regionen, Z. f. Astrophys., 27, 42.

# Protuberancie a zelená emisná koróna v priebehu cyklov slnečnej aktivity

M. Minarovjech, M. Rybanský, V. Rušin, AÚ SAV, Tatranská Lomnica

## Abstrakt

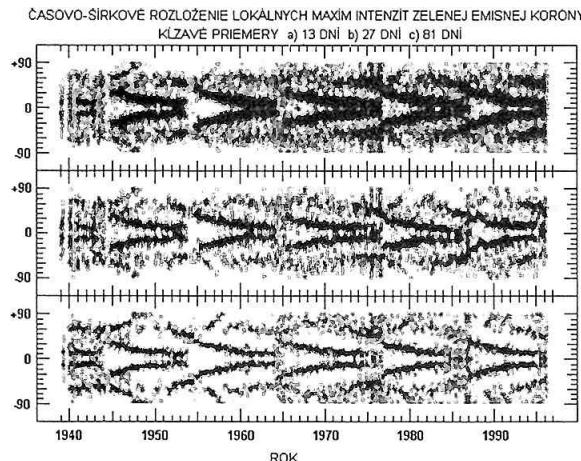
V práci sa zaobrábame časovo-šírkovým rozložením výskytu zelenej emisnej koróny (Fe XIV, 530.3 nm) a protuberancií. Protuberancie ako forma prejavu slnečnej aktivity sa vyskytujú vo všetkých héliografických šírkach a počas celého cyklu slnečnej aktivity. Polohy zón výskytu protuberancií sú závislé na fáze cyklu slnečnej aktivity. Analyzuje sa časovo-šírkové rozloženie výskytu protuberancií v rokoch 1967 až máj 1996, pričom poukazujeme na zmeny ich šírkového rozloženia v priebehu cyklu slnečnej aktivity a ich spojitost s inými prejavmi slnečnej aktivity. Diskutovaný je vzťah medzi rozložením maximálnych intenzít zelenej koróny a protuberanciami a ich časovým vývojom.

## 1. ÚVOD

V súčasnosti pôvod slnečnej aktivity zostáva neznámy. Pojem slnečnej aktivity je založený na pozorovaniach premenných javov v slnečnej atmosfére ako škvarky, protuberancie, erupcie, koróna, atď. V poslednej dobe boli detektované variácie slnečného žiarenia prakticky v celej oblasti elektromagnetického spektra.

## 2. OBSERVAČNÉ DÁTA A METÓDA ANALÝZY

Časovo-priestorové rozloženie maxím intenzít žiarenia emisnej koróny 530.3 nm je zobrazené na obrázkoch 1a) až 1c) a 2a)až 2c).

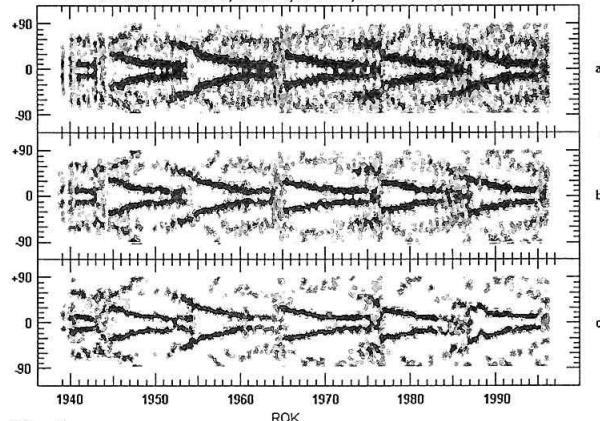


Obr. 1

Pre konštrukciu obrázkov sa použili údaje z homogéneho radu intenzít zelenej koróny z rokov 1939 až máj 1996. Bol vytvorený kľavý priemer pre a) 13 dní, b) 27 dní a c) 81 dní zo skutočne pozorovaných (bez interpolo-

vaných) dát v každom pozičnom uhle s krokom 5 stupňov. Pre každý deň v takto vzniknutom rade kľavých priemerov sú vypočítané pozičné uhly maxím intenzít. Vypočítané polohy sú znázornené na obr. 1a až 1c bez priemerovania v pozičných uhloch a na obr. 2a až 2c s použitím kľavého priemerovania cez tri pozičné uhly ( $15^\circ$ ), spoločne pre východný a západný okraj a obe hemisféry.

ČASOVО-ŠÍRKOVЕ ROZLOŽENIE LOKÁLNÝCH MAXÍM INTENZÍT ZELENEJ EMISNEJ KORÓNY  
KLZAVÉ PRIEMERY a) 13 DNÍ b) 27 DNÍ c) 81 DNÍ A 15 DEG V ŠÍRKE

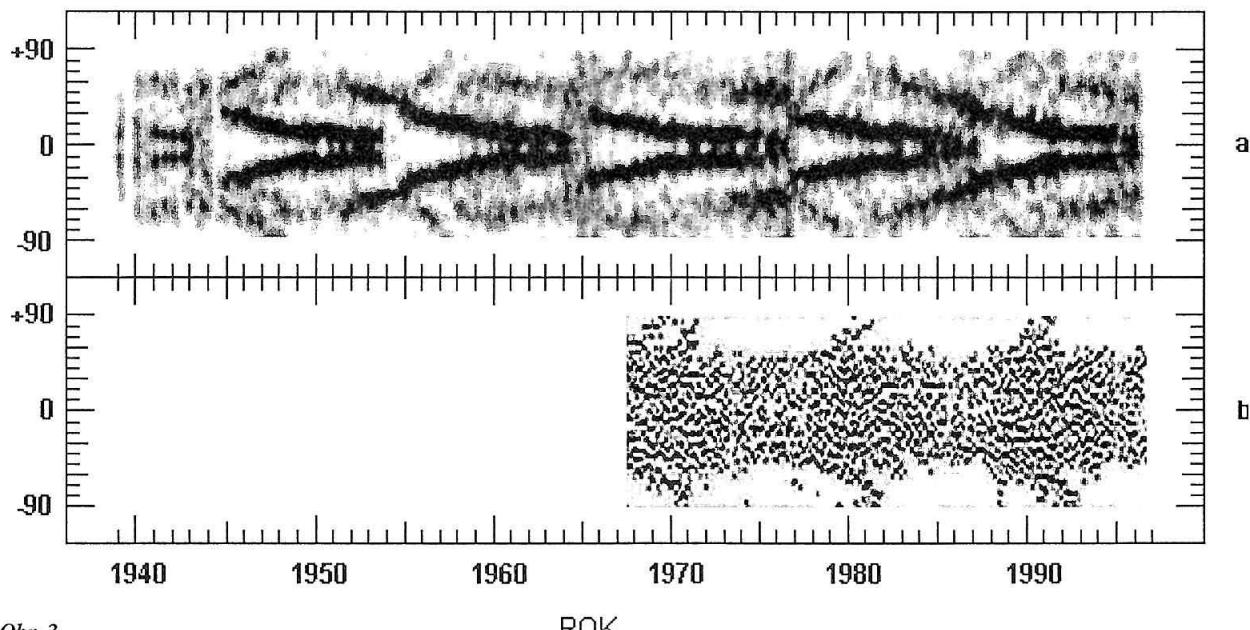


Obr. 2

Ako je vidieť na obrázku 1b., polárne vetvy na každej hemisféri pozorujeme obyčajne dve. Jedna smeruje k pólu a začína asi jeden rok v šírke okolo  $45^\circ$  po tom, keď hlavné vetvy z predchádzajúceho cyklu zanikajú v blízkosti rovníka. Druhá vetva začína v šírke okolo  $40^\circ$  asi dva roky po vzniku prvej polárnej vetvy. Táto sa presúva až do šírok  $70^\circ$ - $80^\circ$  a tvorí začiatok hlavnej vetvy nasledujúceho cyklu.

Vo výskute polárnych vetví zvýšenej intenzity zelenej koróny sa pozoruje zarážajúca pravidelnosť. Od oddelenia prvej polárnej vetvy zo šírok okolo  $45^\circ$  po dosiahnutie maximálnej šírky druhej vetvy uplynie 5 rokov (v každom

- a) ČASOVО-ŠÍRKOVÉ ROZLOŽENIE LOKÁLNYCH MAXÍM INTENZÍT ZELENEJ EMISNEJ KORÓNY  
 b) ČASOVО-ŠÍRKOVÉ ROZLOŽENIE LOKÁLNYCH MAXÍM "PROTUBERANČNÉHO INDEXU"



Obr. 3

z pozorovaných 5 cyklov) a 17 rokov trvá pohyb hlavnej vetvy k rovníku. Môžeme tak hovoriť o 22-ročnom cykle v koróne.

Ak sú naše predpoklady správne, v týchto mesiacoch, od júna 1996, sa v šírkach okolo  $45^\circ$  začne oddelovať prvá polárna vetva. Tieto závery vyplývajú z obrázkov, ktoré sú zložené (ako bolo uvedené vyššie) z priemerovaných dát na oboch okrajoch Slnka (E a W) a oboch hemisférach (N a S). Situácia pri zobrazovaní dát bez skladania je v samotnej severnej a južnej polárnej oblasti rozličná.

Pozorovací rad protuberancí bol spracovaný tým spôsobom, že každej protuberancii bol priradený bod, položený v pozičnom uhle, zodpovedajúcemu stredu protuberancie s hodnotou rovnou jej šírke násobenej jasom. Z takéhoto radu bol rovnakým postupom ako v prípade zelenej koróny, vypočítaný 81-dňový kľavý priemer, ktorého maximálne hodnoty sú zobrazené na obr. 3b a pre porovnanie aj polohy maxím intenzít zelenej emisnej koróny na obr. 3a.

Jasne vidíme polárne vetvy protuberancí. V nižších šírkach môžeme sledovať „retiazky“, ktoré väčšinou majú tendenciu presúvať sa do vyšších šírok, kde okolo  $60^\circ$  zanikajú (s výnimkou polárnych vetiev). Životnosť „retiazok“ je rôzna, ale dá sa pozorovať aj dlhšiu dobu než 11 rokov. Polárna vetva protuberancí sa v cykle 21 pozoruje medzi dvomi polárnymi vtvami zelenej koróny.

Napr. v 20. cykle pozorujeme na severnej pologuli dve polárne vetvy protuberancí a vtedy sa nedajú dobre odlišiť dve polárne vetvy zelenej koróny.

Domnievame sa, že na konci obr. 3b porovnajeme „retiazky“, ktoré budú tvoriť polárne vetvy nasledujúceho cyklu.

### 3. ZÁVER

Z uvedeného vyplýva potreba utvorenia dlhodobých radov údajov od najstarších pozorovaní až do súčasnosti a tieto rady pravidelne dopĺňať o súčasné pozorovania (tak ako homogénny rad zelenej emisnej koróny (HR) a koro-nálneho indexu (CI) aj pre protuberancie a červenú emisnú korónu. Tejto úlohy by sme sa mohli podujať ak nám budú dodané údaje z iných observatórií.

Na základe predpokladaného priebehu cyklu sa pokúsiť o predpoveď šírkového výskytu rozloženia emisnej koróny a protuberancií.

#### Podakovanie

Táto práca bola čiastočne financovaná grantovou agen-túrou VEGA (Grant č. 5017/1998).

#### LITERATÚRA:

- Altrock, R. C.: 1988, in Solar and Stellar Coronal Structure and Dynamics, Ed. R. C. Altrock, NSO/Sacramento Peak, str. 414.  
 Bumba, V., Rušin, V., Rybanský, M.: 1990, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 41, 253.  
 Harvey, K.: 1992, in Solar Cycle, Ed. K. Harvey, Astron. Soc. of the Pacif. Conf. Series 27, 335.  
 Makarov, V. I., Mikhailutsa, V. I.: 1992, in Solar Cycle, Ed. K. Harvey, Astron. Soc. of the Pacif. Conf. Series 27, 335.  
 Rybanský, M.: 1975, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 26, 374.  
 Waldmeier, M.: 1973, Solar Phys. 28, 389.

# Dlhodobé variácie slnečného vetra v rokoch 1964–1982

T. Körková, Vysoká škola pedagogická Nitra

## Abstrakt

V práci sú uvedené niektoré známe i menej známe výsledky štatistickej analýzy dlhodobých variácií zvolených parametrov slnečného vetra za roky 1964 – 1982, t.j. počas 20. a neúplného 21. slnečného cyklu (hodnotených podľa relatívneho čísla R slnečných škvŕn).

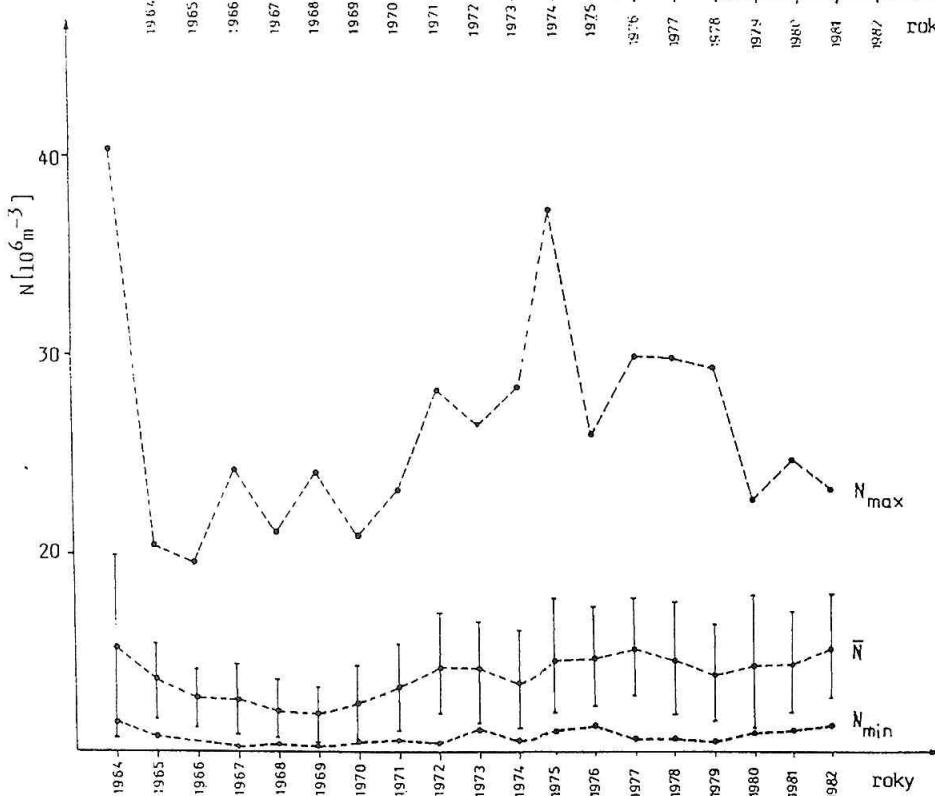
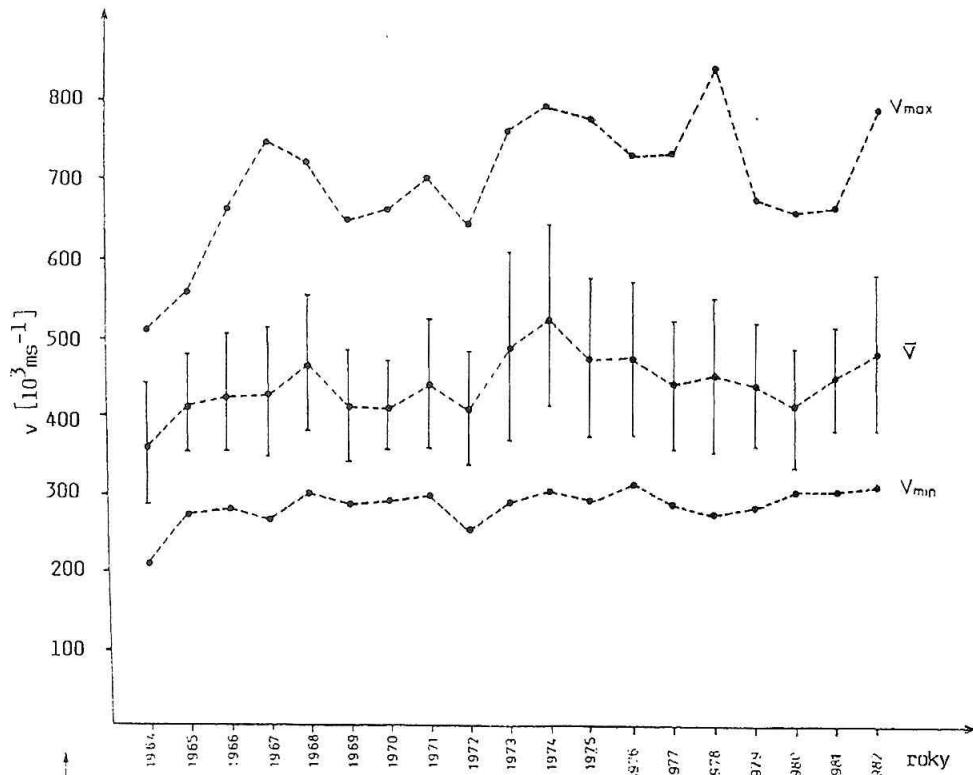
## ÚVOD A METODIKA RIEŠENIA

Štúdium problémov súvisiacich s celkovým výskumom slnečného vetra možno zaradiť do vedného odboru vzťahy Slnko-Zem z toho dôvodu, že slnečný vektor je jedným z hlavných prenosových činiteľov pri procesoch vplyvov slnečnej činnosti na našu Zem. Zloženie a štruktúra hmoty v medziplanetárnom priestore však nie je ovplyvnená iba slnečným vetrom. Problematika výskumu je značne rozsiahla. Cieľom štatistickej analýzy, ako jednej z možných metód riešenia čiastkových problémov výskumu bolo získať z prístupného materiálu čo najviac informácií, poukázať na potrebu ďalšieho spresňovania experimentálneho výskumu a pokúsiť sa nájsť pre získané výsledky aspoň pravdepodobnú fyzikálnu interpretáciu. Počas dlhoročného výskumu sa ukázalo, že doteraz najvhodnejším materiálom vzhľadom na počet, nadväznosť a normalizáciu získaných údajov o nameraných charakteristikách slnečného vetra sú katalógy Kinga [1–4]. Je potrebné si uvedomiť, že sú to údaje získané výskumom prostredníctvom umelých druzíc a sond (pohybujúcich sa mimo zemskú magnetosféru), ktoré sú obmedzené na oblasť blízku k rovine ekliptiky. V katalógoch Kinga sú údaje druzíc korigované na rozdiely v kalibrácií prístrojov a rôzne ďalšie efekty s použitím regresných vzťahov. Touto normalizáciou sa dosiahla vzájomná porovnatelnosť údajov z jednotlivých umelých objektov. Publikované údaje v katalógoch sú 3-hodinové a hodinové. Výskumom sme zistili, že pri štúdiu dlhodobých variácií zvolených parametrov slnečného vetra je možné miesto 3-hodinových a hodinových údajov použiť denné hodnoty [5]. Vypočítané spriemernené denné hodnoty uvedených parametrov slnečného vetra sme mohli využiť v ďalšom výskume, napríklad pri skúmaní vzájomných vzťahov dlhodobých variácií slnečného vetra s ďlhodobými variáciami rádiových tokov, atď. Z denných hodnôt rýchlosť V a hustoty N sme vypočítali tok protónov F, hustotu kinetickej energie Ek a hustotu toku kinetickej energie Fk (V práci podobne ako napríklad v literatúre [6] sa pod pojmom protónová hustota Np chápe koncentrácia protónov N [cm<sup>-3</sup>], pričom sa predpokladá, že Np je úmerné koncentrácií elektrónov

Ne). Dlhodobé variácie zvolených parametrov slnečného vetra sme študovali z chodu ich maximálnych, priemerných a minimálnych ročných hodnôt a výsledkov ročných zmien variačného koeficientu. Nutnosť preverovania získaných výsledkov výskumu bola potrebná z toho dôvodu, že ročné hodnoty neboli homogénnymi, líšili sa počtom údajov. V prípadoch neúplných ročných údajov sme brali do úvahy približne rovnaké časové obdobie s malým rozdielom denných hodnôt porovnávaných parametrov slnečného vetra, preto výsledky týkajúce sa dlhodobých zmien možno považovať za dostatočne reprezentatívne. Pre rok 1964 majú iba informatívny charakter, lebo boli získané z 50 denných hodnôt a nemusia byť typickými pre celý rok. Pre potvrdenie správnosti výsledkov študovaných dlhodobých variácií sledovaných parametrov slnečného vetra z ročných hodnôt, sme za skúmané obdobie súčasne sledovali dlhodobé variácie ich mesačných hodnôt a variácie denných hodnôt parametrov v niektorých Bartelsovych rotáciách. Ročné, mesačné i denné hodnoty skúmaných parametrov sú vlastne filtrovými údajmi, kde vo väčšej alebo menšej miere sú potlačené vplyvy extrémnych hodnôt, súvisiacich s poruchovými javmi v slnečnom vetro. Maximálne ročné hodnoty parametrov predstavujú najväčšiu priemernú dennú hodnotu v danom roku a súvisia s poruchovými javmi, vznikajúcimi počas zmien slnečnej aktivity v slnečnom cykle (hodnotenom podľa relatívneho čísla R slnečných škvŕn). Minimálne ročné hodnoty predstavujú najmenšie priemerné denné hodnoty v danom roku a poskytujú obraz o tom, ako sa menia v porovnaní s hodnotami publikovanými pre slnečný vektor v kľudnom období. Vzhľadom na to, že neboli publikované výsledky štúdia dlhodobých variácií denných hodnôt skúmaných parametrov slnečného vetra, vybrali sme z výsledkov štatistickej analýzy iba niektoré, ktoré však môžu prispieť k ďalšiemu výskumu čiastkových problémov.

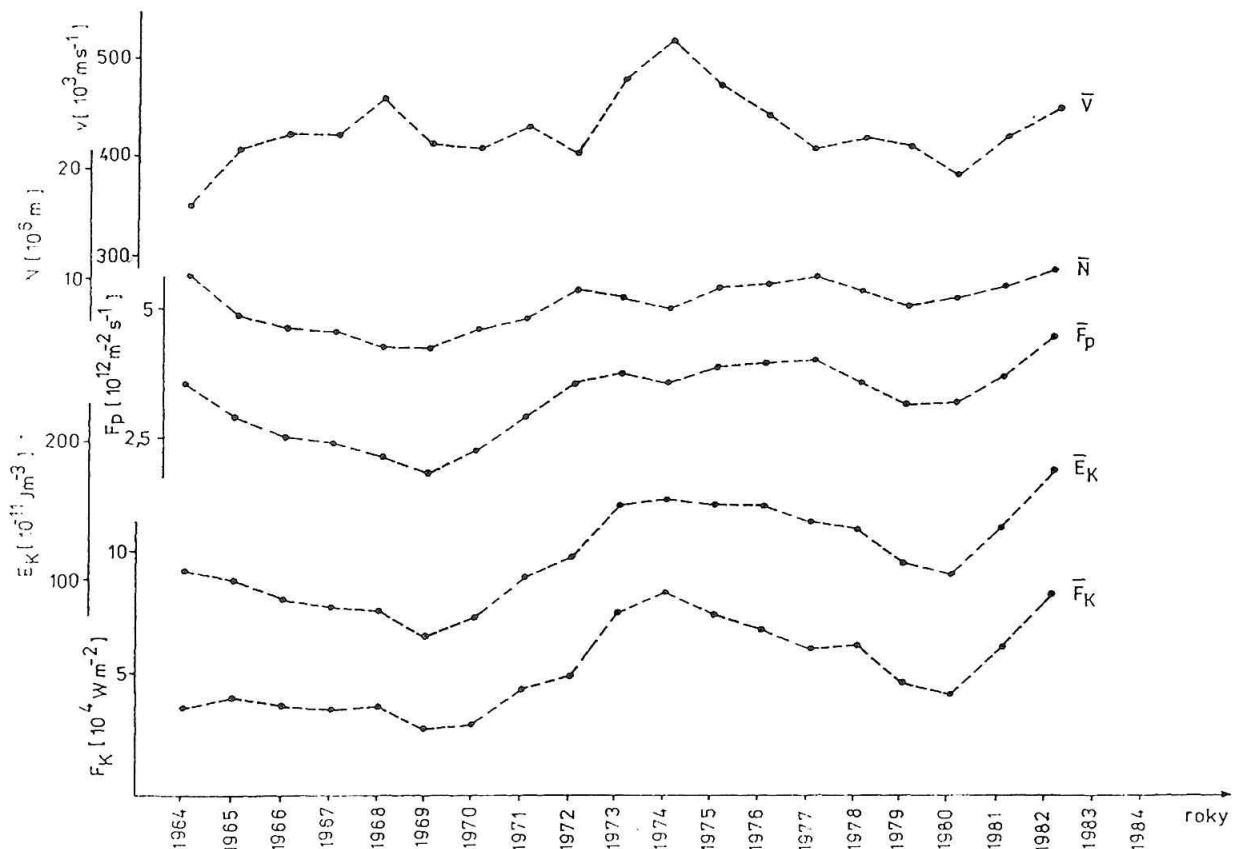
## ZÍSKANÉ VÝSLEDKY

Porovnajme v prvom rade výsledky dlhodobých variácií skúmaných parametrov slnečného vetra, získané štúdiom



variácií ich ročných hodnôt a ktoré sú najmä pre priemerné ročné hodnoty zrovnatelné s už publikovanými hodnotami. Maximálne, priemerné a minimálne ročné hodnoty súčasne meraných parametrov slnečného vetra sú znázornené pre rýchlosť  $V$  na obr. 1) a na obr. 2 pre hustotu  $N$ . Pri priemerných ročných hodnotách, získaných z denných hodnôt oboch parametrov, sú vykreslené smerodajné odchylinky. Chody maximálnych ročných hodnôt  $V_{\text{max}}$  a  $N_{\text{max}}$  sú orientačného charakteru, pretože súvisia s poruchovými javmi slnečného vetra. Pri štúdiu poruchových javov sa po-

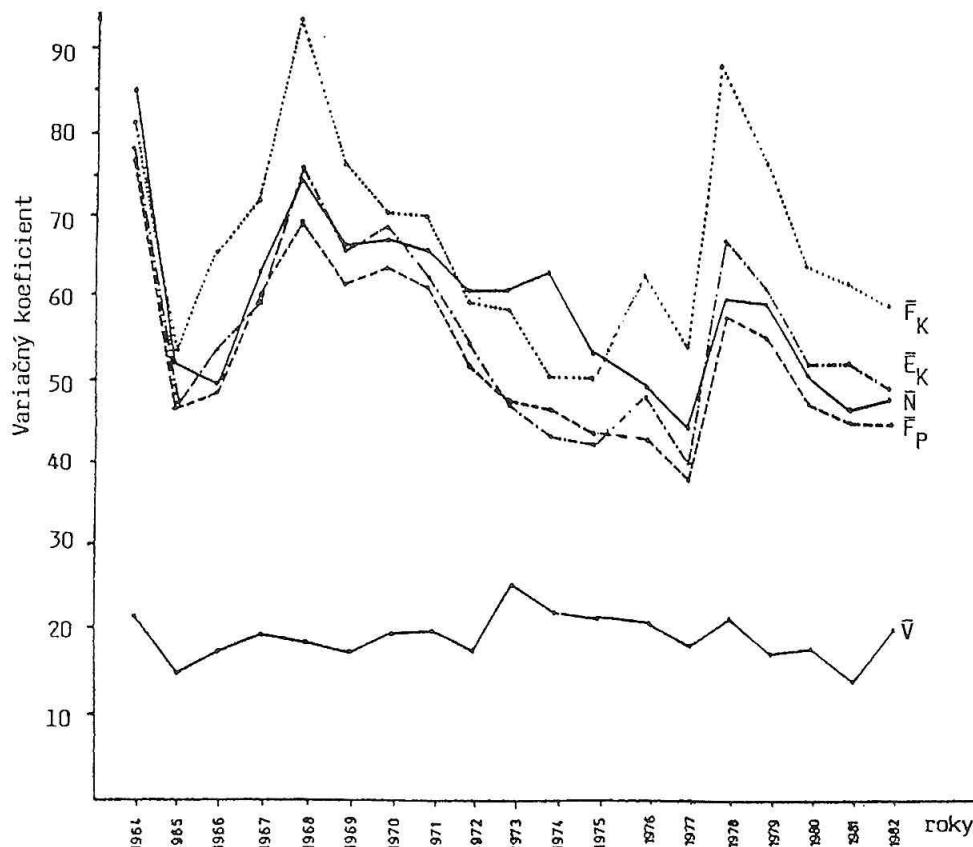
užívajú priame namerané hodinové (3-hodinové) údaje rýchlosť a hustota. Minimálne ročné hodnoty  $V_{\text{min}}$  prejávujú za skúmané obdobie pomerne nízku variáciu. Chod minimálnych ročných hodnôt  $N_{\text{min}}$  sleduje chod priemerných ročných hodnôt hustoty, ale s veľmi malou variáciou. Chody priemerných ročných hodnôt  $V$  a  $N$  sú znázoriené i na obr. 3 spolu s chodmi priemerných ročných hodnôt toku protónov  $F_p$ , hustoty kinetickej energie  $E_k$  i hustoty toku kinetickej energie  $F_k$  (pre lepšiu prehľadnosť obrázku bez smerodajných odchyliek). Chod priemerných ročných hod-



Obr. 3: Ročné priemerné hodnoty parametrov slnečného vetra

nôť rýchlosť V nejaví výraznú podobnosť s chodom ročných hodnôt relatívneho čísla R slnečných škvŕn. Za skúmané obdobie má najvýraznejšie maximum v r. 1974, podružné maximá v r. 1968, 1971, 1978. V odbornej literatúre prevláda názor, že zvyšovanie hodnôt rýchlosť ku koncu 20. slnečného cyklu súviselo so vznikajúcimi vysokorýchlosťnými prúdmi, unikajúcimi koronálnymi dierami do medziplanetárneho priestoru. Chod krivky v 21. slnečnom cykle súvisí s podrobnejším výskumom rôznych prejavov slnečnej aktivity. Chod kriviek priemerných ročných hodnôt N, F<sub>p</sub>, E<sub>k</sub> a F<sub>k</sub> pripomína obrátený tvar krivky spájajúcej ročné hodnoty relatívneho čísla R slnečných škvŕn, pričom v 20. slnečnom cykle (1969–1970) je pokles výraznejší, než pre 21. slnečný cyklus – pokles N v r. 1979, pre F<sub>p</sub>, E<sub>k</sub>, F<sub>k</sub> v r. 1979–1980. Pokles priemerných hodnôt N, F<sub>p</sub>, F<sub>k</sub>, ktorý sme získali výskumom za 20. slnečný cyklus je v súlade s výsledkami, ktoré uvádzajú napríklad Kovalenko [6]. Práve zo štúdia chodov kriviek priemerných ročných hodnôt skúmaných parametrov slnečného vetra môžeme potvrdiť hypotézu Kovalenka a Malyshkina [7], že pri zníženej slnečnej činnosti na začiatku 20. slnečného cyklu a v rokoch prelínania sa 20. a 21. slnečného cyklu prevládali v slnečnej koróne otvorené magnetické štruktúry, ktoré usnadnili únik slnečného vetra do medziplanetárneho priestoru. So vzrástajúcou slnečnou aktivitou sa zväčšoval počet uzavorených magnetických štruktúr a tie zabralovali úniku slnečného vetra do medziplanetárneho priestoru. Zo základných štatistických charakteristik je pre porovnanie variability

údajov sledovaných parametrov slnečného vetra najvhodnejšie voliť variačný koeficient (daný podielom smerodajnej odchýlky a strednej hodnoty krát 100 %). Na obr. 4 sú vykreslené hodnoty variačných koeficientov skúmaných parametrov slnečného vetra za roky 1964–1982 a sú vypočítané z normalizovaných denných hodnôt skúmaných parametrov (ako bolo uvedené, hodnoty pre rok 1964 sú iba informačného charakteru). Počas skúmaného obdobia v oboch cykloch (hodnotených podľa relatívneho čísla R slnečných škvŕn) variabilita V postupne od r. 1965 vzrástala a dosiahla najvýraznejšie maximum r. 1973. Potom postupne klesala i na vzostupnej vetve 21. slnečného cyklu po rok 1981. Podružné maximá sa prejavili v rokoch 1967, 1970–1971, 1978. Možno preto predpokladať, že dlhodobé variácie rýchlosťi V slnečného vetra sa menia vzhľadom na 22 ročný magnetický cyklus prejavujúcej sa slnečnej aktivity. Čo je novým zaujímavým výsledkom – že krivky spájajúce hodnoty variačných koeficientov hustoty N, toku protónov F<sub>p</sub>, hustoty kinetickej energie E<sub>k</sub> a hustoty toku kinetickej energie F<sub>k</sub> prejavujú určitú podobnosť s chodom ročných hodnôt relatívneho čísla R. Znamená to, že pre všetky 4 parametre sa v oboch cykloch prejavuje jedno výrazné maximum. Výrazné pulzy vznikli v rokoch 1968, 1978 čiže pred začínajúcim maximum oboch cyklov, hodnotených podľa relatívneho čísla R slnečných škvŕn. Mohli by sme to interpretovať tak, že variabilita dosahovaných hodnôt odvodnených parametrov slnečného vetra bola v oboch cykloch viac ovplyvňovaná variabilitou hustoty N než rýchlosťou V.



Obr. 3: Ročné hodnoty variačných koeficientov

V oboch cykloch variabilita dosahovaných hodnôt N, Fp, Ek a Fk súvisela s cyklami slnečnej aktivity. Pri sledovaní chodov krviek variačných koeficientov môžeme u týchto 4 parametrov zistíť i podružné maximá, ale vykazujú určité rozdielnosti v dosahovaných trendoch i v podružných maximách. Tieto rozdielnosti pravdepodobne súviseli s prejavujúcimi sa poruchovými javmi slnečného vetra. Reálnosť získaných výsledkov štúdiom chodov variačných koeficientov skúmaných parametrov sa potvrdila i pri overovaní vzájomných vzťahov parametrov pomocou polynomickej regresie, ktorá umožňuje vyjadriť prípadnú nelinearitu vzťahov medzi skúmanými parametrami. Záverom možno konštatovať, že na základe výsledkov štatistických vyhodnotení a výsledkov skúmania vzájomných vzťahov medzi parametrami slnečného vetra vyplynula potreba súčasného merania rýchlosťi a hustoty slnečného vetra umelými objektami vzhľadom na to, že obidva parametre sú rovnomerné,

majú rozličné variácie vplyvom meniacej sa slnečnej aktivity v cykloch.

#### LITERATÚRA:

- [1] King, H. J.: Interplanetary Medium Data Book, Appendix I, NASA 1977
- [2] King, H. J.: Interplanetary Medium Data Book, Appendix II, NASA 1979
- [3] King, H. J.: Interplanetary Medium Data Book, Appendix III, NASA 1987
- [4] King, H. J.: Interplanetary Medium Data Book, Appendix IV, NASA 1989
- [5] Korcová, T.: Štúdium variácií niektorých parametrov slnečného vetra za roky 1966–1967, Zborník PF Nitra 27, s. 249
- [6] Kovalenko, V. A.: Solnečnyj veter. Isd. Nauka Moskva 1983, s. 41–78, 153–170, 176–252
- [7] Kovalenko, V. A., Malyshkin, V.N.: The solar wind parameters and solar activity. Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. Veda Bratislava, vol. VI., s. 353

# **Alternatívna metóda určenia periodicity slnečnej a geomagnetickej aktivity**

I. Dorotovič, SÚH Hurbanovo

Z. Vörös, Geofyzikálny ústav SAV, Hurbanovo

## **Abstrakt**

Dynamiku otvorených, nelineárnych a komplexných systémov možno popísať aj z hľadiska samoorganizácie, ktorá speje ku kritickému stavu (Self Organizing Criticality – SOC). Formalizmus teórie SOC nám umožňuje určiť bázu dlhodobých variácií tak slnečnej ako aj geomagnetickej aktivity. Na základe toho riešime v príspevku staronovú problematiku určenia periodicit v aktivite Slnka a magnetosféry Zeme.

## **1. ÚVOD**

Veľké dynamické systémy sa prirodzene vyvíjajú (samoorganizujú) do kritického stavu, keď malá porucha môže viesť k lavínovitej nestabilite. V takýchto systémoch sa obdobia relatívneho kludu striedajú s odbobiemi zvýšenej aktivity, resp. instability (punctuated equilibrium behaviour). Dynamiku ich vývoja možno popísať z hľadiska formalizmu teórie samoorganizácie spejúcej ku kritickému stavu (Self Organized Criticality – SOC), ktorú vypracovali Bak a spol. (1987, 1988). Pre vysvetlenie tejto teórie vypracovali jednoduché modely: kopa piesku (sand-pile model) a bunkový automat (cellular automata model). Pri sypaní zrniek piesku na nejakú podložku sa pri istej kritickej výške kopy zrnká lavínovite zosunú. Systém, ktorý mal pred lavinou prakticky nekonečný počet stupňov voľnosti, sa zmenil na systém s nízkym počtom stupňov voľnosti. To isté platí pri šírení poruchy v bunkovom automate. Prejavom SOC v blízkosti kritického stavu je i to, že veľkorozmerové systémy s veľkým počtom subsystémov s malými rozmermi sa usporiadajú do systému, ktorý má menej subsystémov so všetkými možnými rozmermi (aj s rozmermi porovnatelným s celkovým rozmerom systému). Charakteristickou črtou systémov s SOC je negaussovské rozdelenie pravdepodobnosti prejavov ich aktivity a škálovanie funkcie spektrálnej hustoty. Rozdelenia funkcia spĺňa tzv. „power law“, t.j. škálovanie rozdelenia pravdepodobnosti je lineárne v log-log škále a väčšinou to stačí na identifikovanie kritického stavu. Výnimka, aké je napr. škálovanie rozdelenacej funkcie v dôsledku tzv. „sweeping of an instability“ je diskutovaná v práci Sornette (1994).

Môžeme nájsť aj magnetohydrodynamické systémy, ktoré sa správajú podobne. Kozmická plazma sa vyvíja tak, že energia sa nazhromažduje v nejakých rezervoároch (magnetické konfigurácie prederupčných štadií, konvektívna zóna Slnka, chvost magnetosféry Zeme, a pod.) a potom sa v dôsledku instability plazmy uvoľňuje (erupcie, magne-

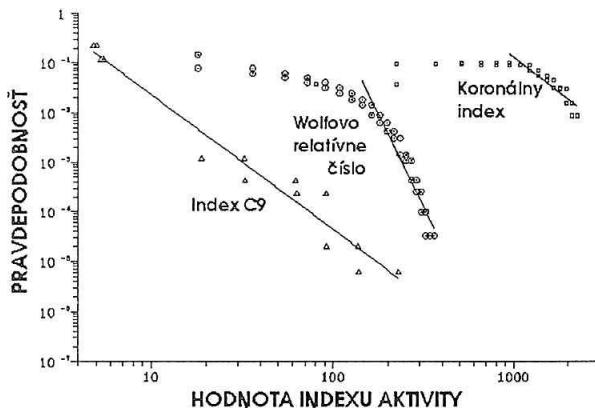
tické búrky). Ak skúmame merateľné veličiny takéhoto javov (tok energie, tok častíc, Wolfovo relativne číslo slnečných škvŕn, plocha slnečných škvŕn, fluktuácie magnetického pola, a pod.), môžeme očakávať, že pravdepodobnostné rozdelenie zodpovedajúcej aktivity nebude gaussovské. Formalizmus SOC pripúšťa aj extrémne javy (napr. v aktívite Slnka maximá a minimá, extémne minimá ako Maunderovo, Spörerovo).

Túto teóriu aplikovali na slnečnú aktivity (SA) Vlahos a spol. (1995) a Georgoulis a spol. (1996); na geomagnetickú aktivity (GA) Vörös a spol. (1991).

V tejto práci navrhujeme alternatívnu metódou určenia periodicity SA a GA, pričom sme sa zamerali na dlhodobú aktivity (nie 11-ročné cykly).

## **2. METÓDA URČENIA PERIODICITY Z DENNÝCH HODNÔT INDEXOV SA A GA A VÝSLEDKY**

Predpokladáme, že Wolfovo relativne číslo slnečných škvŕn, plochu škvŕn a index GA C9 možno považovať za SOC charakteristiku. Ak filtrejeme (vyhľadzujeme) hodnoty indexov aktivity vo veľkom okne (napr. mesačné priemery), stráčame časť fyzikálnej informácie o systéme (o extrémne veľkej aktívite). Ak zanedbáme (ynecháme) intenzívne prejavy SA a GA, (napr. použijeme údaje z krátkeho obdobia), tak rozdelenie pravdepodobnosti môže byť napr. gaussovské. Preto z fyzikálneho hľadiska nemôžno priemerovať indexy aktivity a tým vylúčiť aktívitu s vysokou intenzitou, lebo také priemerovanie nemusí odrážať skutočný stav systému. Niekoľko dní v mesiaci môže byť vysoká škvŕnová aktívita na Slnku a väčšinu mesiaca nízka.. Podobne celková energia niekoľkých veľkých geomagnetických búrok môže prevýšiť celkovú ročnú disipovanú energiu zodpovedajúcu kľudným stavom magnetosféry. Preto sa v tejto práci snažíme určiť periodicitu SA a GA z denných hodnôt indexov a nie z vy-



Obr. 1. Rozdelenie pravdepodobnosti s „power law“ charakteristikou pre index C9, Wolfovo relatívne číslo R a koronálny index CI.

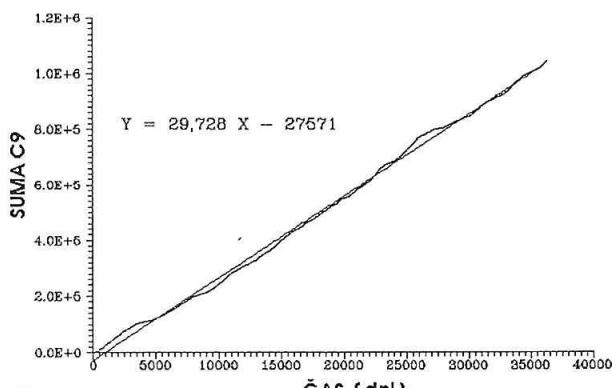
hladených hodnôt, ako je to zaužívané pri doterajších metodach.

V prvom kroku sme skúmali rozdelenie pravdepodobnosti Wolfovho relatívneho čísla škvŕň R za obdobie 1849 – 1989 a indexu GA C9 za obdobie 1890–1990 (obr. 1). Na tomto obrázku je pre porovnanie tiež rozdelenie pravdepodobnosti koronálneho indexu (Rybanský a spol. (1994) za obdobie 1939–1993. Keďže škálovanie tohto rozdelenia je lineárne v log-log škále (aspoň pre väčšie

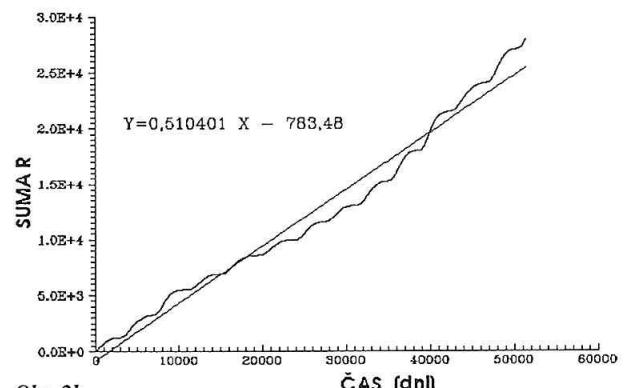
hodnoty indexov), možno tieto indexy považovať za SOC charakteristiku. Pre SOC systémy môžeme zostrojiť potom tzv. krivku akumulovanej aktivity, resp. sumačnú krivku („punctuated equilibrium behaviour“), pričom hodnota 1. bodu na krivke sa rovná hodnote indexu v 1. deň skúmaného obdobia a hodnota nasledujúcich bodov je vždy súčet hodnôt z daného dňa a všetkých predchádzajúcich dní. Sumačná krivka pre index SA R je na obr. 2a a sumačná krivka pre index GA C9 na obr. 2b. Ak predpokladáme, že „aktivita“ systému sa dlhodobo nemení, môžeme v sumačnej krivke nájsť lineárny (prípadne iný) trend. Potom počítame odchýlky aktivity od akejsi priemernej aktivity (preloženie priamky cez jednotlivé body). V týchto krivkách odchýlok (obr. 3a pre SA a obr. 3b pre GA) sa okrem krátkoperiodických dejov (28-denná perióda, 11-ročný cyklus) prejavuje aj dlhodobá perióda. Na základe tejto analýzy sme pre oba indexy dostali takmer rovnakú hodnotu poslednej dlhodobej períody a to približne 65 rokov (presnejšie z indexu R je to 65,2 rokov a z indexu C9 je to 65,7 rokov).

### 3. DISKUSIA A ZÁVERY

Použitá metóda je univerzálna pre systémy, ktoré sa samoorganizáciou vyvíjajú ku kritickému stavu (SOC). Zistená periodicita preto viac zodpovedá fyzikálnym po-

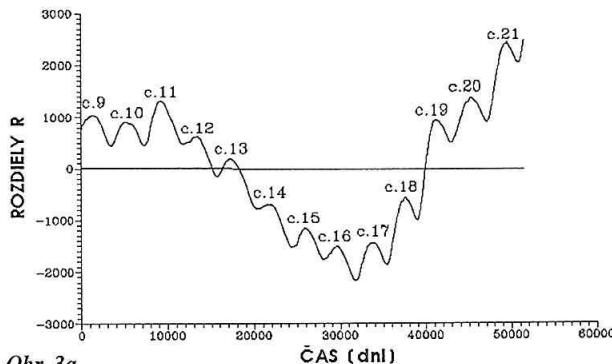


Obr. 2a

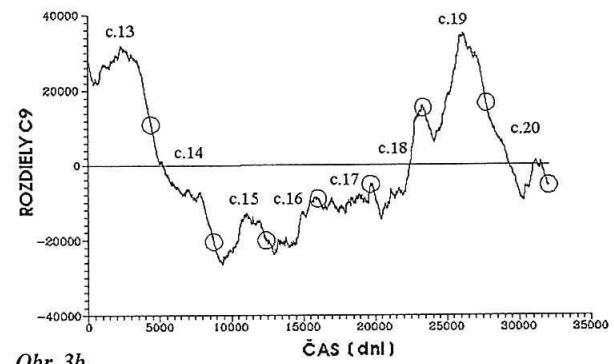


Obr. 2b

Obr. 2. Krivky akumulovanej aktivity (sumované indexy) pre Wolfovo relatívne číslo R za obdobie (a) a pre geomagnetický index C9 (b).



Obr. 3a



Obr. 3b

Obr. 3. Krivky rozdielov krvky akumulovanej aktivity od lineárnej aproximácie dlhodobého trendu aktivity pre Wolfovo relatívne číslo R (a) a pre index C9 (b).

znatkom a reálnym makroskopickým fyzikálnym procesom v systéme Slnko–Zem. Pri krvke akumulovanej aktivity sme sice uvažovali lineárny dlhodobý trend aktivity systému, čo je do istej miery tiež priemerovanie hodnôt, ale možno konštatovať, že vplyv toho na výslednú períodu je podstatne menší ako je to pri filtrovaní vo veľkom okne (mesačné priemery). Kedže pomocou tejto metódy sme zistili veľmi podobné výsledky pre obidva indexy, možno ju použiť na skúmanie periodicity SA a GA.

Podľa obr. 1 sa ukazuje, že koronálny index by bol lepšou SOC charakteristikou pre slnečnú aktivitu, pretože škálovacia funkcia pre tento index a pre index C9 má približne rovnaký sklon. Podobnú analýzu prevedieme v budúnosti i pre plochu slnečných škvŕn.

## LITERATÚRA

- Bak, P., Tang, C. a Wiesenfeld, K.: 1987, Phys. Rev. Lett., 59, 381.  
Bak, P., Tang, C. a Wiesenfeld, K.: 1988, Phys. Rev. A, 38, 364.  
Georgoulis, M. a Vlahos L., 1996, Astroph. J. Letters., odovzdané do tlače.  
Rybanský, M., Rušin, V., Gašpar, P. a Altrock, R.C., 1994, Solar Phys., 152, 487.  
Sornette, D., 1994, J. Phys. I France, 4, 209.  
Vlahos, L., Georgoulis, M., Kluiving, R. a Paschos, P., 1995, Astron. Astroph., 299, 897.  
Vörös, Z., Kovács, P., Körmendi, A., Hegymegi, L. a Prigancová, A., 1995, Nonlinear Proc. Geophys., odovzdané do tlače.

# O vzťahu dynamiky magnetosférickej porušenosti s rôznymi prejavmi slnečnej aktivity

A. Prigancová, Geofyzikálny ústav SAV, Bratislava

## Abstrakt

Predkladajú sa výsledky analýzy vzťahu dynamiky magnetosférickej porušenosti s rôznymi prejavmi slnečnej aktivity. Podrobnejšia porovnávacia analýza sa vzťahuje na 22. slnečný cyklus. Zvláštna pozornosť sa venuje náhlej zmene celkovej hladiny slnečnej aktivity v r. 1988 (CR 1807), ktorá sa názorne prejavuje v priebehu viacerých ukazovateľov porušenosti na intervale CR 1794–1821.

## ÚVOD

V súčasnosti disponujeme rozsiahloou databankou experimentálnych (pozorovacích) údajov o variabilite slnečnej činnosti a jej prejavoch v medziplanetárnom a okolozemskom priestore. Ich detailná analýza je základom pre hlbšie pochopenie dynamiky magnetosférickej porušenosti vo vzťahu k viacerým parametrom slnečnej irradiancie. Historicky ustálenú predstavu cyklickej variácie v skúmanom vzťahu potvrdzujú aj charakteristiky slnečnej činnosti postupne zavádzané na základe novších metód monitoringu variability Slnka. Vzájomné porovnanie dlhodobých trendov vybraných parametrov viedlo k zisteniu viacerých zvláštností, ktoré sa prejavujú aj na kratších časových škálach. V predkladanej práci sú zhrnuté niektoré výsledky porovnávacej analýzy v rámci najmä 22. cyklu a pre kratší časový interval Carringtonových rotácií (CR) 1794–1821 spadajúcich do obdobia od októbra 1987 do novembra 1989.

## ÚDAJE

Pre porovnávaciu analýzu dynamiky magnetosférickej porušenosti sa uvažovali rôzne prejavy slnečnej aktivity. Na ilustráciu dlhodobých trendov sa použili ročné priemerné hodnoty frekvencie výskytu viacerých aktívnych ukazov na Slnku, v medziplanetárnom a okolozemskom priestore.

Výsledky ich monitoringu sa tradične publikujú v Solar Geophysical Data (SGD). Na základe tejto informácie boli vygenerované časové rady frekvencie výskytu

- erupcií sprevádzaných röntgenovým (XR) žiarením o importancii C (FLXR)
- aktívnych protuberancí APR (active prominence)
- eruptívnych protuberancí na okraji EPL (eruptive prominences on limb)

- koronálnych slučiek LPS (loops)
- náhle miznúcich filamentov SDF (sudden disappearing filaments)
- jasných výtryskov na disku/okraji BSD/BSL (bright surge on disk/limb)
- vzplanutí typu II v pásmi metrových a dekametrových vĺn ako zložky slnečnej rádiovej emisie.

Okrem uvedených úkazov slnečnej variability sa v SGD tiež pravidelne publikujú analógové záznamy pozorovaní slnečného XR žiarenia v pásmi 1–8 Å pomocou družíc GOES. Z týchto záznamov sa identifikovali dlhotrvajúce (viac ako 4 hod.) prípady (LDE4) zábleskov XR, pre ktoré je charakteristický náhly nárast intenzity XR a následný jej pomalý útlm trvajúci najmenej 4 hodiny. Získaný časový rad LDE4 nie je identický s Katalógom LDE [napr. Antalová, 1991], v ktorom sa pre LDE použilo menej prísne kritérium ich trvania. Na základe výskytu LDE4, klasifikovaných podľa ich importancie do tried C, M a X, bol tiež vypočítaný index tranzientnej aktivity EI4 (podobne ako erupčný index LDE [Antalová, 1991, 1994]). Pri jeho výpočte sa zohľadnili nielen triedy C, M a X, ale tiež zodpovedajúce maximálne amplitúdy uvažovaných porúch, a to podľa vzorca:

$$EI4 = \sum n LDE4 (C)_{ia} (C)_i + 10 \sum n LDE4 (M)_{ia} (M)_i + 100 \sum n LDE4 (X)_{ia} (X)_i$$

Dynamika magnetosférickej porušenosti sa kvantifikovala frekvenciou výskytu – náhlych začiatkov SC charakterizujúcich tranzientnú odozvu magnetosféry na sporadický vonkajší impulz

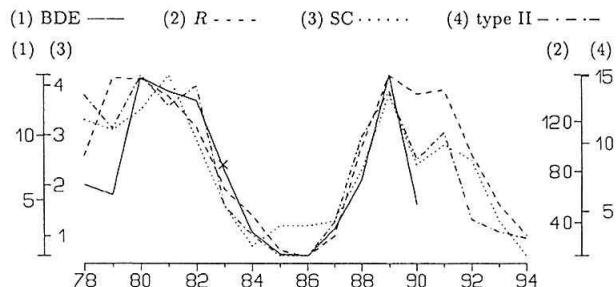
- náhlych ionosférických porúch sprevádzaných (SID) a ne-sprevádzaných (SID\*) erupciami
- porušených podmienok v magnetosfére (použitím lokálneho  $\Sigma K$  indexu geomagnetickej aktivity).

Výskyt protuberancí (APR, EPL), koronálnych slučiek a náhle miznúcich filamentov SDF ako sprievodných javov CME (coronal mass ejections) poskytuje celkový obraz dlhodobých zmien tranzientnej aktivity.

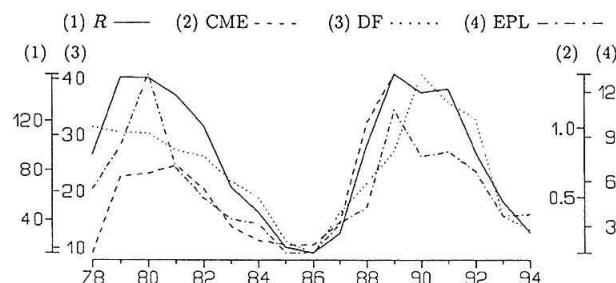
Získané kvantitatívne charakteristiky pre väčšinu z uvedených úkazov sa uvažovali na základe priemerných hodnôt pre ročné intervale a na kratšej časovej škále pre jednotlivé CR. Vygenerované časové rady sa vzťahujú na 22. slnečný cyklus so začiatkom v r. 1986. Pre porovnanie sa využili analogické údaje uvádzané inými autormi pre skúmané intervale a tiež pre prípad širších časových súvislostí [napr. Webb a Howard, 1994; Cliver et al., 1994].

## ANALÝZA A DISKUSIA

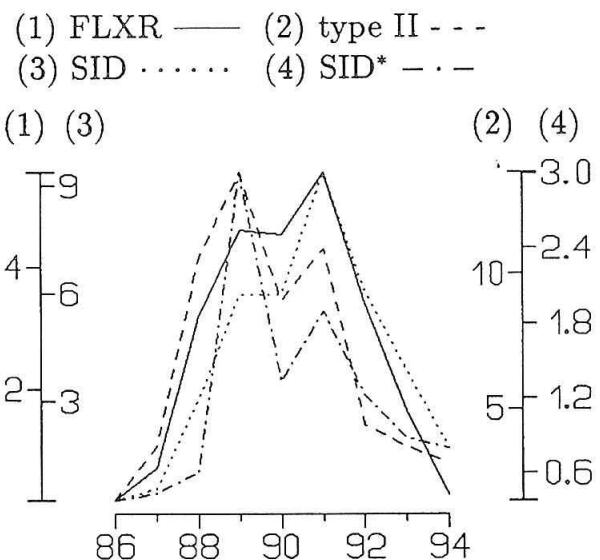
Na obr. 1 sú zdokumentované cyklické zmeny v rámci cyklov 21 a 22, menovite za obdobie 1978-1994. Použité kvantitatívne charakteristiky zohľadňujú v ostatnom čase rozlišované zdroje sporadickej aktivity, a to aktívne oblasti (AO) a oblasti tranzientných výronov koronálnej plazmy (CME). Relatívne číslo slnečných škvŕň odzrkadluje AO aktivitu. Ako nepríame ukazovatele CME aktivity sa použili údaje o dvojsmerových tokoch elektrónov BDE (bidirectional electrons) [Gosling, 1993] a o rádiových vzplanutiach typu II [Webb a Howard, 1994]. Je vidieť, že výskyt týchto úkazov v priebehu cyklu si navzájom v dostatočnej miere korešponduje.



Obr. 1. Dlhodobý priebeh (1978–1994) slnečnej aktivity na základe relatívneho čísla slnečných škvŕň R a nepriamych ukazovateľov CME aktivity (výskyt BDE tokov a rádiových vzplanutí typu II) v porovnaní s priebehom výskytu náhlych začiatkov (SC) búrkových porúch v magnetosférе. Krížik na súvisej krvke označuje chýbajúci údaj.

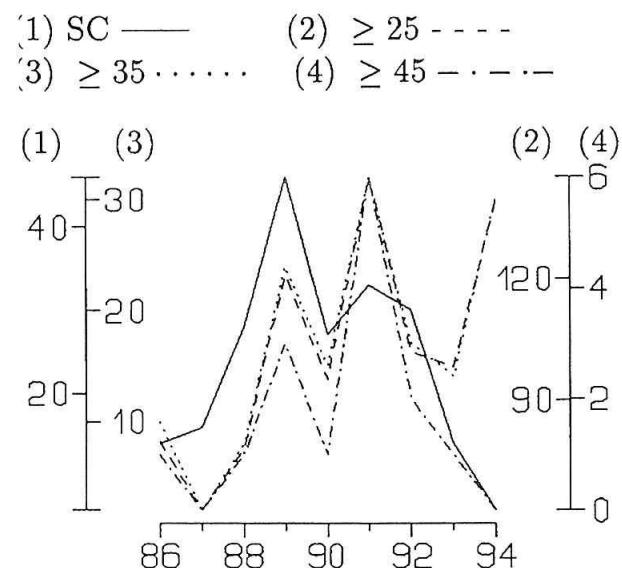


Obr. 2. Ako obr. 1, ale profil R sa porovnáva s priebehom pozorovaného denného výskytu CME a mesačného výskytu DF a EPL. Hodnoty pre jednotlivé roky boli prevzaté z (Webb and Howard, 1994) a doplnili sa pre 22. cyklus na základe údajov zo SGD.



Obr. 3. Výskyt náhlych ionosférických porúch nadväzujúcich na prítomnosť (SID) a neprítomnosť (SID\*) slnečných erupcií vo vzťahu k energeticky výdatnej sporadickej aktivity Slnka kvantifikovanej výskytom FLXR, a k vzplanutiam typu II, dokumentujúcim (proxy data) CME aktivity. Použili sa priemerné denné a mesačné (type II) hodnoty pre jednotlivé roky 22. cyklu.

Pre porovnanie dlhodobého priebehu sporadickej aktivity rôznych zdrojov sa použili údaje pre denný výskyt CME (len 1978–1989), získané v rámci viacerých kozmických experimentov (Helios, Solwind, SMM), ako aj mesačný výskyt DF a EPL [Webb a Howard, 1994]. Z obr. 2 sú zrejmé zvláštnosti dlhodobých zmien aktivity uvažovaných zdrojov, najmä čo sa týka fázy maxima cyklu. Všimnime si dlhodobý priebeh dynamiky magnetosférickej porušenosti v ostatnom slnečnom cykle. Ak porovnáme efekty odozvy magnetosférę podľa výskytu SID a SID\* vo vzťahu k energeticky výdatnej eruptívnej aktivity (FLXR) a CME aktivity,



Obr. 4. Frekvencia výskytu náhlych začiatkov búrkových porúch SC v porovnaní s celkovou porušenosťou magnetosférę na hlinách lokálneho indexu  $\Sigma K$  (observatórium Hurbanovo) 25, 35, 45 v priebehu 22. slnečného cyklu.

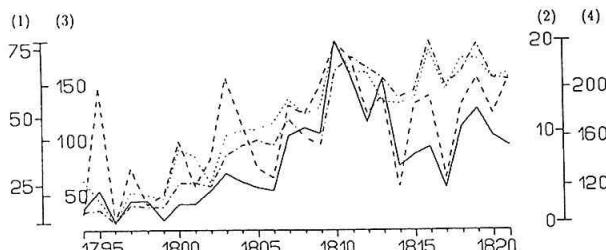
te (použitím údajov o vzplanutiach typu II dokumentujúcich vznik koronálnych ejekcií), vidíme ich relatívny príspevok na tvorbe uvažovaných porúch (*obr. 3*). Aj výskyt náhlych začiatkov búrkových porúch v magnetosfére sa dobre zhoduje s dlhodobou dynamikou celkovej tranzientnej aktivity Slnka, a to najmä v 22. cykle.

Dvojité maximum krivky SC je v súlade s celkovou hladinou magnetosférickej aktivity, kvantifikovanej na *obr. 4* indexom  $\Sigma K$  z observatória v Hurbanove. Zvýšená aktivity (bez SC) v blízkosti minima nadvázuje na slnečné rekurentné zdroje porúch, pre ktoré mimoriadne intenzívna porušenosť magnetosféry ( $\Sigma K 45$ ) je zriedkavá, čo je názorne vidieť na *obr. 4*. Analýza priebehu koronálnej aktivity na časovej škále CR vykazuje náhly nárast celkovej hladiny v 2. polovici 1988. Poukázali na to Cliver et al. [1994] pri štúdiu dynamiky výskytu CME aktivity na základe údajov o šírkovo rozložení denných výskytov CME.

Je pozoruhodné, že tesná súvislosť výskytu CME a rádiových vzplanutí typu II je názorná v priebehu týchto parametrov aj na časovej škále CR (*obr. 5*). Zároveň môžeme si všimnúť, že nárast R a rádiového toku F 10.7 prebieha v uvažovanom intervale bez náhlej zmeny hladiny a vyznačuje sa postupným prechodom na zvýšenú hladinu.

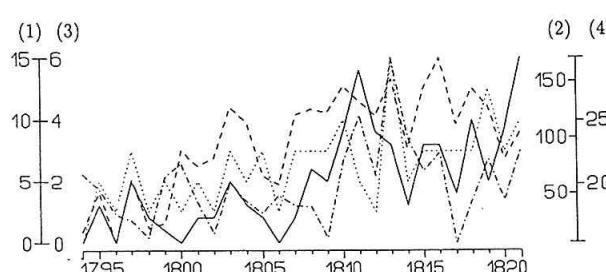
Pre porovnanie uvádzame tiež priebeh frekvencie výskytu n LDE4, variability energeticky výdatnej erupčnej aktivity

(1) CME ——— (2) type II - - - - (3) R ····· (4)  $F_{10.7}$  - - - -



*Obr. 5. Náhľa zmena celkovej hladiny výskytu CME aktivity Slnka v októbri 1988 (CR 1807) v porovnaní s výskytom vzplanutí typu II (úhrnný počet pre CR) a s priebehom štandardných indexov slnečnej aktivity R a F 10.7 (denné priemery pre jednotlivé rotácie).*

(1)  $n_{LDE4}$  ——— (2)  $n_{FLXR}$  - - - - (3) SC ····· (4)  $\Sigma K$  - - - -



*Obr. 6. Priebeh sporadickej aktivity v období október 1987 – november 1989 (CR 1794–1821) podľa výskytu FLXR a LDE4 úkazov v porovnaní s priebehom lokálnej geomagnetickej aktivity Sigma  $\Sigma$  index ako denný priemer pre jednotlivé rotácie) a výskytom SC.*

tivity n FLXR a dvoch parametrov odozvy magnetosféry – výskyt SC a stupeň porušenosti podľa  $\Sigma K$  (Hurbanovo). Na *obr. 6* je identifikovateľná zmena hladiny fluktuácií pre časové intervale pred a po CR 1807.

Charakteristická kvazi-diskontinuita celkovej hladiny priebehu aktivity a sprievodných efektov odozvy je zrejmá aj z *tab. 1*.

*Tab. 1.*

*Kvazi-diskontinuita priebehu tranzientnej aktivity Slnka a sprievodných efektov odozvy*

Hladina	Parameter pred skokom	Parameter po skoku	Pomer
CME (>45°)	1.6	12.5	7.8
EI4	2.4	24.5	10.2
type II	6.5	12.9	2.0
SC	1.7	3.2	1.9
SID*	0.4	2.8	7.0

Vzhľadom na to, že náhle zmeny tranzientnej aktivity nie sú ojediné a obvykle sa vyskytujú v blízkosti extrémnych fáz cyklu (napr. r. 1982, r. 1991), zaslúži si pozornosť ich interpretácia ako zmeny celkového režimu činnosti zdrojov slnečnej aktivity [White et al., 1994].

## ZÁVER

Predkladané výsledky analýzy poukazujú na zvláštnosti dlhodobého priebehu rôznych prejavov slnečnej aktivity. Pre ich variabilitu na časovej škále CR sa významne prejavuje náhly skok viacerých parametrov na zvýšenú hladinu v blízkosti maxima 22. slnečného cyklu. Táto kvazi-diskontinuita je preukazateľná aj v kvantitatívnych charakteristikách dynamiky magnetosférickej porušenosti.

## Podakovanie

Táto práca sa realizovala v rámci grantu SAV 2/2015/96.

## LITERATÚRA

- Antalová, A.: 1991, Catalogue of LDE flares (1989-1990), Contrib. Astr. Obs. Skalnaté Pleso, 21, 205.
- Antalová, A.: 1994, The LDE-type flare occurrence (1969-1993). In: Solar Coronal Structures (Eds. V. Rušin, P. Heinzel & J.-C. Vial), VEDA, Bratislava, p. 279.
- Cliver, E. W. et al.: 1994, Rotation-averaged rates of coronal mass ejections and dynamics of polar crown filaments. In: Solar Coronal Structures (Eds. V. Rušin, P. Heinzel & J.-C. Vial), VEDA, Bratislava, p. 83.
- Gosling, J. T.: 1993, The solar flare myth. J. Geophys. Res., 98, 18937.
- Webb, D. F., Howard, R. A.: 1994, The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux. J. Geophys. Res., 99, 4201.
- White, O. R. et al.: 1994, Change in the radiative output of the Sun in 1992 and its effect in the thermosphere, J. Geophys. Res., 99, 369.

# Dynamika cyklickej variácie pre rôzne úrovne geomagnetickej aktivity

M. Bieleková, A. Prigancová, Geofyzikálny ústav SAV, Bratislava

## Abstrakt

Pri aproximácii frekvencií výskytu geomagnetický pokojných Q, miernych I a porušených D dní v slnečných cykloch 9 až 20 (obdobie 1843–1976) kosínusoidou sa zistili rozdiely pre úhrnný korelačný koeficient vypočítaný na základe jednako sezónnych, jednak ročných vstupných údajov. Tieto rozdiely sú najmenej výrazné pre D dni, a to v nepárnych slnečných cykloch. Predložená práca nadvázuje na predchádzajúce práce z problematiky dlhodobých trendov heliogeomagnetických údajov. V jednej z nich (Bieleková, 1990) je popísaná metodika analýzy cyklického priebehu C9 indexu a Wolfovko čísla W, ktorá v predloženej práci je použitá pre vyhodnotenie cyklickej variácie frekvencií výskytu geomagnetický pokojných Q, miernych I a porušených D dní definovaných podľa C9 indexu (Zosimovič, 1981). V ďalších prácach (Bieleková a Prigancová, 1994; Bieleková, 1995) sú skúmané morfologické zvláštnosti ročnej variácie uvedených kvantitatívnych parametrov vzhľadom na slnečné epochy.

Dynamika cyklickej variácie sa skúma tiež podľa výskytu dní s odlišnou úrovňou geomagnetickej aktivity (GA). V súlade s terminológiou zavedenou v (Zosimovič, 1981) a výsledkami vyššie spomínaných prác je stanovený súhrnný počet jednotlivých Q, I, D dní pre roky a sezóny (w – zima: január, február, november, december; e – jar/jeseň: marec, apríl/september, október; s – leto: máj, jún, júl, august) rokov slnečných cyklov 9 až 20 v období 1843–1976.

Chýbajú denné údaje C9, Q, I, D čiastočne v 3 rokoch (1861 – 17 dní, 1864 – 2 dni, 1925 – 27 dní) a úplne v 8 rokoch (1865–1872).

Ročné a sezónne hodnoty frekvencií výskytu Q, I, D dní sú vyrovnané za predpokladu kosínusoidálneho priebehu v čase t

$$Q(t)=\Delta Q \cos(2\pi t T - 1 - \Phi_Q) + Q_0, \quad (1)$$

analogicky I(t), D(t)

použitím metódy lineárnej dvojpremennej regresnej analýzy;  $\Delta Q$  predstavuje amplitúdu (analogicky  $\Delta I$ ,  $\Delta D$ ),  $Q_0$ ,  $I_0$ ,  $D_0$  – stredné hodnoty,  $\Phi_Q$ ,  $\Phi_I$ ,  $\Phi_D$  – fázy,  $T$  – períodu skúmaných harmonických periodických závislostí  $Q(t)$ ,  $I(t)$ ,  $D(t)$  v jednotlivých 11-ročných slnečných cykloch.

Z dôvodu sezónnych zmien v ročnom chode skúmaných frekvencií (Bieleková a Prigancová, 1994; Bieleková, 1995) vyrovnávajú sa, ako už bolo vyššie uvedené, okrem ročných hodnôt aj sezónne hodnoty. Sezónne zmeny týchto frekvencií sú preukázateľné aj v cyklických variáciách, napr. pre 19. slnečný cyklus (obr. 1).

Výskyt Q, I, D dní v období zimnou (vyznačený plnou čiarou), ekvinokciálnom (prerušovaná čiara) a letnou (bodkovaná čiara) sa v priebehu uvedeného cyklu líši: najviac pre Q dni (obr. 1, 1. panel) v r. 1954 (s rozptylom 60 dní), pričom v rámci cyklu jednotlivé hodnoty Q, I, D sú do istej

mieri vzájomne ekvivalentné; najmenej pre D dni (obr. 1, 3. panel) v r. 1961 (rozptyl 7 dní) a v rámci cyklu uvažované hodnoty sú značne ekvivalentné.

Sezónne zmeny frekvencie výskytu I dní (obr. 1, 2. panel) v priebehu cyklu sú pozoruhodné pre ekvinokciálne a letné obdobie tým, že sú protichodné (minimum pre e hodnoty v r. 1958 až 1959, maximum pre s hodnoty v r. 1958) a pre zimné obdobie tým, že v rámci cyklu sú menej výrazné (v priebehu 1954–1964 maximálny rozptyl 20 dní).

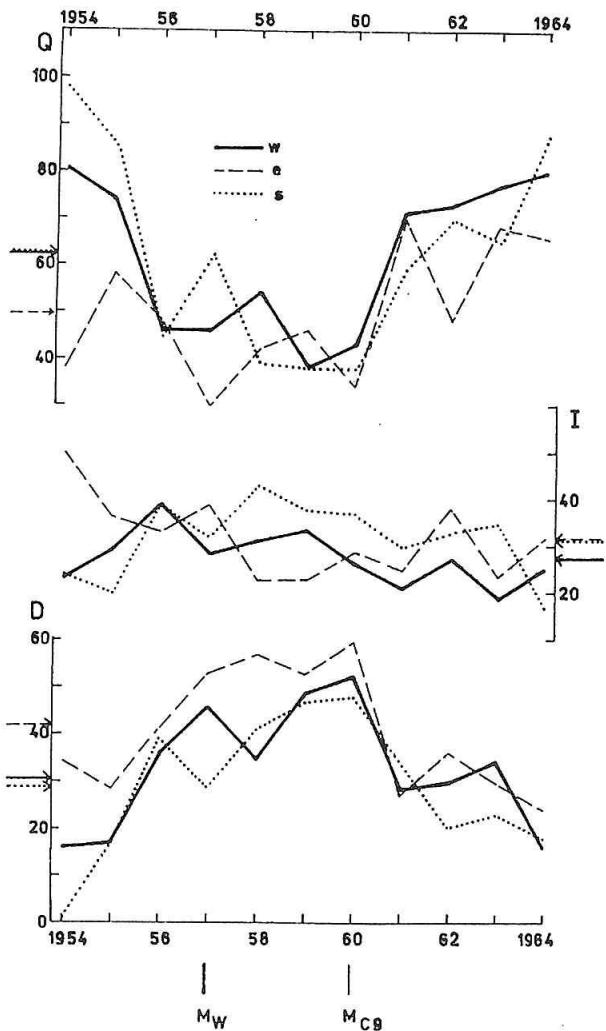
Z porovnania celkovej hladiny výskytu Q, I, D dní označených šípkami k OY osi pre jednotlivé ročné obdobia vyplýva, že pokojné podmienky v geomagnetickom poli (GMP) sa vyskytujú častejšie v období letnom a zimnom, porušené podmienky – v období ekvinokciálnom a výskyt miernych podmienok v GMP vykazuje nepatrné rozdiely pre jednotlivé sezóny.

Uvedené výsledky o celkových hladinách výskytu Q, I, D dní v ročných obdobiach 19. cyklu platia aj pre celé obdobie 9. až 20. cyklu a sú v súlade s (Brown G. M., 1984; Bieleková a Prigancová, 1994; Bieleková, 1995).

Analyzujú sa veličiny charakterizujúce časové závislosť frekvencií výskytu Q, I, D dní podľa vzťahov (1) a ich štatistické parametre – úhrnný korelačný koeficient R v konfidenčnom intervale  $\sigma_R$ , štandardná odchýlka  $\sigma$  pre ročné (yr) a sezónne (w, e, s) údaje frekvencií výskytu Q, I, D dní v 9. až 20. slnečnom cykle (tab. 1–3) a porovnávajú sa s odpovedajúcimi parametrami W a C9.

## Z uvedenej analýzy vyplýva:

Pre aproximáciu časových závisostí skúmaných frekvencií podľa ročných údajov je vhodná kosínusoida ( $R = 0,48–0,96$ ) vo všetkých uvedených cykloch okrem cyklu 4. 17 a pre aproximáciu I(t) aj okrem cyklov 4. 15,



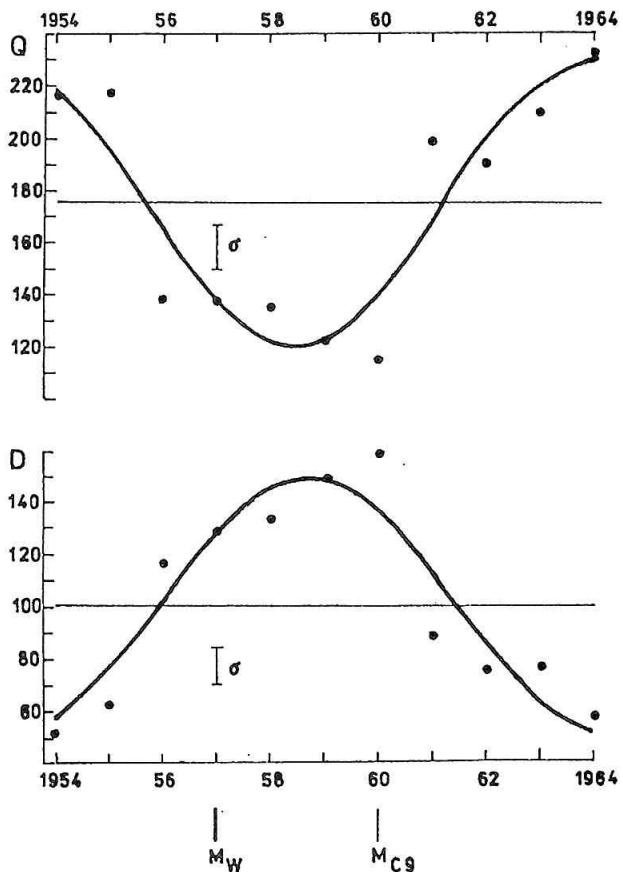
Obr. 1. Zmeny frekvencií výskytu Q, I, D dní v zimnom (plná čiara), ekvinokciálnom (prerušovaná čiara) a letnom (bodkovaná čiara) období 19. slnečného cyklu.

20. Podľa sezónnych údajov hodnoty úhrnného korelačného koeficientu sú nižšie aj v ďalších cykloch. Čiže cyklické variácie pre rôzne úrovne GA sú menej zreteľné ako cyklické variácie Wolfsovo čísla a C9 indexu. Fázový posuv závislostí Q(t), I(t), D(t) vzhľadom na W(t) je nepravidelný, ale vzhľadom na C9(t) sa ukazuje značná fázová zhoda, pochopiteľne Q(t) je v protifáze. Je zistené, že variabilita časových profilov frekvencií výskytu Q, I, D dní od cyklu k cyklu ako aj v rámci sezón je väčšia ako v prípade W, C9.

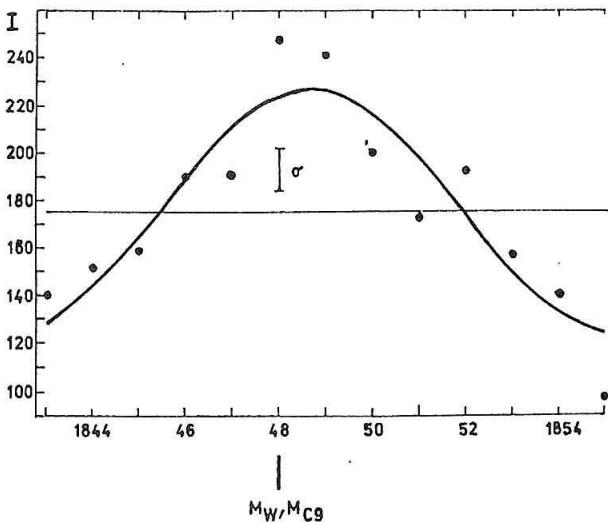
Analýza umožňuje stanoviť vyrovnané hodnoty frekvencií výskytu Q, I, D dní pre tie roky, kedy neexistujú údaje C9 pre určenie týchto frekvencií (neuvádzajú sa tu).

Je urobený výber cyklu zo skúmaných cyklov 9 až 20, v ktorom hodnota R pre ročné hodnoty Q, I, D dní je najvyššia. Ukázalo sa, že takému výberu odpovedajú hodnoty  $0.92 \pm 0.05$  pre Q(t),  $0.93 \pm 0.04$  pre D(t) v 19. cykle a  $0.91 \pm 0.05$  pre I(t) v 9. cykle.

Priemerné ročné hodnoty frekvencií výskytu Q, D a I dní a ich vyrovnané krivky podľa vzťahov (1) sú znázornené na obr. 2 a 3. Je vyznačená stredná hodnota kosínusoidy, štandardná odchýlka ako aj rok maxima M Wolfsovo čísla a C9 indexu v príslušnom cykle. (V 19. cykle maximum C9 sa



Obr. 2. Priemerné ročné hodnoty frekvencii výskytu Q, D dní a ich vyrovnané krivky podľa vzťahov (1) v 19. slnečnom cykle.



Obr. 3. Priemerné ročné hodnoty frekvencie výskytu I dní a ich vyrovnaná krivka v 9. slnečnom cykle.

vyskytuje 3 roky po maxime W a v 9. cykle výskyt maxím oboch charakteristík pripadá na ten istý rok.) Vidieť, že časový priebeh D(t) (obr. 2, dolný panel) kulminuje po maxime slnečnej aktivity, časový profil I(t) (obr. 3) – v maxime slnečnej aktivity, časový profil Q(t) (obr. 2, horný panel) má opačný priebeh, t.j. minimum Q(t) sa vyskytuje približne rok po maxime slnečnej aktivity.

Tabuľka 1

SC	$Q(t)$	$\Delta Q$	$Q_0$	$\Phi_Q (\circ)$	$R \pm \sigma_R$	$\sigma$
9	yr	57.9	174.2	9.	$0.88 \pm 0.06$	22.6
	w	14.7	82.2	15.	$0.74 \pm 0.13$	9.9
	e	23.6	50.3	7.	$0.90 \pm 0.05$	8.5
	s	19.8	41.6	6.	$0.78 \pm 0.11$	11.5
10	yr	113.9	233.7	333.	$0.89 \pm 0.07$	37.4
	w	17.1	93.0	339.	$0.85 \pm 0.09$	6.7
	e	47.1	73.9	329.	$0.88 \pm 0.08$	16.6
	s	49.9	66.8	334.	$0.89 \pm 0.07$	16.5
11	yr	103.6	151.3	348.	$0.95 \pm 0.04$	24.2
	w	20.7	52.6	0.	$0.79 \pm 0.15$	12.2
	e	37.7	49.5	352.	$0.99 \pm 0.01$	3.2
	s	46.2	49.1	340.	$0.95 \pm 0.04$	9.7
12	yr	63.8	163.0	9.	$0.79 \pm 0.11$	36.6
	w	15.3	53.8	12.	$0.59 \pm 0.20$	15.4
	e	24.1	52.7	5.	$0.84 \pm 0.09$	11.7
	s	24.5	56.5	12.	$0.83 \pm 0.10$	12.4
13	yr	54.9	163.0	340.	$0.82 \pm 0.09$	28.3
	w	17.1	55.1	351.	$0.81 \pm 0.10$	9.1
	e	19.5	49.2	336.	$0.79 \pm 0.11$	11.3
	s	18.8	58.8	334.	$0.78 \pm 0.12$	11.3
14	yr	38.9	189.6	31.	$0.76 \pm 0.12$	24.4
	w	11.6	63.3	30.	$0.73 \pm 0.14$	8.1
	e	12.0	60.7	38.	$0.69 \pm 0.15$	9.4
	s	15.4	65.6	26.	$0.77 \pm 0.12$	9.3
15	yr	26.6	172.1	1.	$0.75 \pm 0.14$	17.5
	w	9.0	58.5	351.	$0.91 \pm 0.05$	3.0
	e	12.3	52.2	18.	$0.79 \pm 0.12$	7.1
	s	6.3	61.4	343.	$0.43 \pm 0.26$	9.8
16	yr	23.7	173.4	75.	$0.76 \pm 0.13$	15.0
	w	7.2	60.4	86.	$0.68 \pm 0.17$	5.8
	e	10.2	50.7	79.	$0.69 \pm 0.16$	8.0
	s	6.7	62.3	56.	$0.44 \pm 0.25$	10.2
17	yr	4.9	180.2	187.	$0.21 \pm 0.30$	17.3
	w	3.0	59.9	291.	$0.21 \pm 0.30$	10.3
	e	7.5	54.4	149.	$0.69 \pm 0.17$	5.9
	s	1.7	65.9	287.	$0.11 \pm 0.31$	11.5
18	yr	43.6	165.2	79.	$0.68 \pm 0.17$	35.3
	w	15.4	58.9	79.	$0.75 \pm 0.14$	10.0
	e	11.9	45.3	86.	$0.55 \pm 0.22$	13.5
	s	16.4	61.0	74.	$0.61 \pm 0.20$	15.8
19	yr	55.1	174.5	358.	$0.92 \pm 0.05$	17.9
	w	20.3	62.1	352.	$0.91 \pm 0.05$	7.1
	e	11.8	49.8	329.	$0.63 \pm 0.18$	10.8
	s	25.6	62.5	15.	$0.88 \pm 0.07$	10.0
20	yr	30.1	202.3	107.	$0.51 \pm 0.22$	38.0
	w	11.9	67.7	130.	$0.56 \pm 0.20$	12.9
	e	12.2	61.3	89.	$0.55 \pm 0.20$	13.7
	s	7.6	73.3	99.	$0.34 \pm 0.25$	15.5
All cycles (mean values)	yr	51.4	178.5	156.	$0.74 \pm 0.13$	26.2
	w	13.6	64.0	170.	$0.71 \pm 0.14$	9.2
	e	19.2	54.2	152.	$0.75 \pm 0.13$	10.0
	s	19.9	60.4	160.	$0.65 \pm 0.16$	12.0
Odd cycles (mean values)	yr	50.5	169.2	207.	$0.75 \pm 0.11$	21.3
	w	14.1	61.7	227.	$0.73 \pm 0.13$	8.6
	e	18.7	50.9	199.	$0.80 \pm 0.11$	7.8
	s	19.7	56.5	221.	$0.66 \pm 0.15$	10.6
Even cycles (mean values)	yr	52.3	187.9	106.	$0.73 \pm 0.14$	31.1
	w	13.1	66.2	113.	$0.69 \pm 0.15$	9.8
	e	19.6	57.4	104.	$0.70 \pm 0.15$	12.2
	s	20.1	64.2	100.	$0.65 \pm 0.16$	13.3

Tabuľka 2

SC	$I(t)$	$\Delta I$	$I_0$	$\Phi_I(^{\circ})$	$R \pm \sigma_R$	$\sigma$
9	yr	51.3	175.4	185.	$0.91 \pm 0.05$	17.1
	w	12.1	34.4	192.	$0.74 \pm 0.13$	8.1
	e	23.0	66.4	183.	$0.93 \pm 0.04$	6.7
	s	16.3	74.6	181.	$0.81 \pm 0.10$	8.8
10	yr	96.8	118.4	151.	$0.88 \pm 0.07$	33.1
	w	15.7	25.2	158.	$0.85 \pm 0.09$	6.2
	e	37.8	42.6	144.	$0.86 \pm 0.09$	14.8
	s	43.8	50.6	154.	$0.88 \pm 0.08$	15.2
11	yr	54.4	148.2	195.	$0.91 \pm 0.07$	19.6
	w	12.7	46.7	243.	$0.57 \pm 0.27$	10.3
	e	20.5	51.9	186.	$0.98 \pm 0.02$	3.4
	s	26.5	49.6	181.	$0.92 \pm 0.06$	8.3
12	yr	42.3	163.9	192.	$0.76 \pm 0.13$	27.2
	w	9.1	54.4	197.	$0.52 \pm 0.22$	11.2
	e	17.2	56.1	183.	$0.79 \pm 0.11$	9.8
	s	16.2	53.5	197.	$0.80 \pm 0.11$	8.9
13	yr	18.1	126.7	164.	$0.65 \pm 0.17$	15.8
	w	3.6	39.2	166.	$0.34 \pm 0.26$	7.5
	e	5.3	43.4	183.	$0.51 \pm 0.21$	6.6
	s	9.6	44.1	153.	$0.71 \pm 0.14$	7.1
14	yr	12.6	103.9	176.	$0.55 \pm 0.20$	14.1
	w	5.2	33.8	198.	$0.69 \pm 0.15$	4.1
	e	4.2	34.1	107.	$0.44 \pm 0.23$	6.3
	s	6.6	36.1	193.	$0.62 \pm 0.18$	6.1
15	yr	3.7	100.0	326.	$0.26 \pm 0.29$	10.1
	w	1.3	33.1	335.	$0.18 \pm 0.31$	5.3
	e	2.3	33.0	274.	$0.31 \pm 0.29$	5.2
	s	1.9	33.9	24.	$0.20 \pm 0.30$	6.8
16	yr	7.2	90.0	202.	$0.48 \pm 0.24$	9.8
	w	2.1	30.2	184.	$0.32 \pm 0.28$	4.7
	e	3.1	32.5	243.	$0.38 \pm 0.27$	5.6
	s	3.2	27.3	176.	$0.57 \pm 0.21$	3.5
17	yr	5.3	90.4	118.	$0.26 \pm 0.30$	14.9
	w	3.3	33.1	139.	$0.35 \pm 0.28$	6.6
	e	1.4	27.8	326.	$0.16 \pm 0.31$	6.6
	s	3.5	29.5	109.	$0.43 \pm 0.26$	5.5
18	yr	15.6	92.2	207.	$0.79 \pm 0.12$	8.9
	w	8.4	31.3	202.	$0.81 \pm 0.11$	4.5
	e	1.8	30.5	153.	$0.29 \pm 0.29$	4.4
	s	6.6	30.4	227.	$0.74 \pm 0.14$	4.4
19	yr	9.9	91.0	134.	$0.64 \pm 0.18$	8.8
	w	5.7	27.4	134.	$0.75 \pm 0.13$	3.8
	e	7.2	32.0	45.	$0.63 \pm 0.18$	6.5
	s	8.3	31.6	194.	$0.75 \pm 0.13$	5.5
20	yr	4.8	86.8	114.	$0.27 \pm 0.27$	12.4
	w	2.9	29.8	351.	$0.36 \pm 0.25$	5.5
	e	3.7	28.6	148.	$0.46 \pm 0.23$	5.3
	s	3.3	28.3	121.	$0.31 \pm 0.26$	7.5
<hr/>						
All cycles (mean values)	yr	26.8	115.6	180.	$0.61 \pm 0.17$	16.0
	w	6.8	34.9	208.	$0.54 \pm 0.21$	6.5
	e	10.6	39.9	181.	$0.56 \pm 0.19$	6.8
	s	12.1	40.8	159.	$0.65 \pm 0.16$	7.3
Odd cycles (mean values)	yr	23.8	121.9	187.	$0.60 \pm 0.18$	14.4
	w	6.5	35.6	202.	$0.49 \pm 0.23$	6.9
	e	10.0	42.4	199.	$0.59 \pm 0.17$	5.8
	s	11.0	43.9	141.	$0.64 \pm 0.17$	7.0
Even cycles (mean values)	yr	29.9	109.2	174.	$0.62 \pm 0.17$	17.6
	w	7.2	34.1	215.	$0.59 \pm 0.19$	6.0
	e	11.3	37.4	163.	$0.54 \pm 0.20$	7.7
	s	13.3	37.7	178.	$0.66 \pm 0.16$	7.6

Tabuľka 3

SC		$D(t)$	$\Delta D$	$D_0$	$\Phi_D(^{\circ})$	$R \pm \sigma_R$	$\sigma$
9	yr	7.8	15.7	217.	0.53±0.20	9.1	
	w	2.7	3.6	209.	0.47±0.22	3.8	
	e	1.7	5.3	254.	0.33±0.25	3.6	
	s	3.8	6.8	208.	0.53±0.20	4.4	
10	yr	14.5	11.7	154.	0.86±0.09	5.5	
	w	1.7	1.9	160.	0.54±0.24	1.7	
	e	6.7	4.3	153.	0.81±0.11	3.1	
	s	6.1	5.6	153.	0.65±0.19	4.6	
11	yr	59.5	65.3	145.	0.96±0.03	9.8	
	w	18.2	20.4	144.	0.93±0.06	4.0	
	e	18.4	20.5	157.	0.96±0.03	3.3	
	s	23.6	24.3	136.	0.94±0.04	4.0	
12	yr	21.6	38.4	184.	0.73±0.14	14.8	
	w	6.2	12.1	184.	0.64±0.18	5.5	
	e	6.9	13.2	189.	0.73±0.14	4.8	
	s	8.5	13.1	181.	0.77±0.12	5.2	
13	yr	37.1	75.5	158.	0.86±0.07	16.1	
	w	13.6	25.9	172.	0.93±0.04	4.0	
	e	15.0	29.4	147.	0.79±0.11	8.5	
	s	9.2	20.2	154.	0.73±0.14	6.4	
14	yr	29.6	71.8	225.	0.84±0.08	13.8	
	w	6.7	23.2	220.	0.73±0.13	4.6	
	e	14.1	27.3	234.	0.82±0.10	7.3	
	s	9.1	21.3	215.	0.80±0.11	5.1	
15	yr	29.8	93.1	177.	0.81±0.11	16.2	
	w	10.3	28.6	170.	0.81±0.11	5.6	
	e	12.0	36.8	187.	0.74±0.14	8.2	
	s	7.8	27.7	172.	0.77±0.13	4.9	
16	yr	25.3	99.2	268.	0.72±0.15	18.0	
	w	7.3	29.7	284.	0.69±0.17	5.7	
	e	7.3	38.8	266.	0.48±0.24	10.1	
	s	11.2	30.7	259.	0.71±0.16	8.2	
17	yr	8.3	94.6	330.	0.33±0.28	17.6	
	w	1.4	27.2	26.	0.13±0.31	8.1	
	e	6.1	39.8	330.	0.48±0.24	8.3	
	s	1.9	27.6	291.	0.12±0.31	11.1	
18	yr	36.1	107.9	279.	0.68±0.17	28.7	
	w	12.8	30.1	292.	0.83±0.10	6.5	
	e	12.7	46.2	273.	0.63±0.19	11.6	
	s	11.0	31.6	270.	0.54±0.22	12.9	
19	yr	48.4	99.8	186.	0.93±0.04	14.0	
	w	16.2	30.8	185.	0.88±0.07	6.4	
	e	15.3	40.2	176.	0.87±0.07	6.5	
	s	17.3	28.8	196.	0.88±0.07	6.9	
20	yr	34.8	76.3	288.	0.65±0.17	29.8	
	w	9.9	22.8	299.	0.66±0.16	8.3	
	e	14.5	32.1	282.	0.65±0.17	12.5	
	s	10.8	21.4	285.	0.58±0.19	11.2	
All cycles (mean values)		yr	29.4	70.8	218.	0.74±0.13	16.1
		w	8.9	21.4	195.	0.69±0.15	5.3
		e	10.9	27.8	221.	0.69±0.15	7.3
		s	10.0	21.6	210.	0.67±0.16	7.1
Odd cycles (mean values)		yr	31.8	74.0	202.	0.74±0.12	13.8
		w	10.4	22.8	151.	0.69±0.13	5.3
		e	11.4	28.7	209.	0.70±0.14	6.4
		s	10.6	22.6	193.	0.66±0.15	6.3
Even cycles (mean values)		yr	27.0	67.5	233.	0.75±0.13	18.4
		w	7.4	19.9	240.	0.68±0.16	5.4
		e	10.4	27.0	233.	0.69±0.16	8.2
		s	9.4	20.6	227.	0.67±0.17	7.8

Rozdiely parametrov kosínusoidy podľa vzťahov (1) spriemernených pre 6 nepárných a 6 párných cyklov skúmaného obdobia sú analogické vzhľadom na parametre kosínusoidy C9 indexu (Bieleková, 1990) najviac vo výskytne D dní.

## ZÁVEROM

Cyklická variácia pre 3 úrovne GA, charakterizovanej výskytom Q, I, D dní, skúmaná v súvislosti so slnečnou a GA preukazuje tieto zvláštnosti:

Vhodným priblížením uvažovanej variácie je kosínusoidálna závislosť vo väčšine skúmaných 11-ročných slnečných cyklov.

Cyklická variácia frekvencie výskytu Q dní má opačnú fázu ako cyklická variácia frekvencií výskytu I, D dní, resp. ako cyklická variácia W, C9.

Sezónne zmeny cyklickej variácie sú význačné pre frekvenciu výskytu I dní tým, že v letnom období majú značne charakter cyklickej variácie frekvencie výskytu D dní

a v ekvinokciálnom období charakter cyklickej variácie frekvencie výskytu Q dní.

## Podakovanie

Práca bola uskutočnená v rámci grantu SAV 2/2015/96.

## LITERATÚRA

- Bieleková M.: Long-term cycles of geomagnetic activity and their heliophysical aspects. Contr. Geophys. Inst. SAS, 20, 26, 1990.  
Bieleková M., Prigancová A.: Ročná variácia a jej cyklické zmeny pre rôzne úrovne geomagnetickej aktivity. Zb. 12. celoštátny slnečný seminár, Teplý Vrch 1994, SÚH, Hurbanovo, s. 123.  
Bieleková M.: Morphology of annual variation in geomagnetic activity during the course of solar activity cycle. Proceedings of the 1st Slovak Geophysical Conference, Bratislava 1995, Geophys. Inst. SAS, Bratislava, p. 110.  
Brown G. M.: Abnormal quiet days: their nature, cause, and use in solar activity predictions. Proc. Workshop on Solar-Terrestrial Predictions, Meudon 1984, Eds P. A. Simon, G. Heckman, M. A. Shea, NOAA, Boulder, p. 41, 1986.  
Zosimovič I. D.: Geomagnitnaja aktivnost i ustojčivost korpuskuljarnogo polja Solnca. Nauka, Moskva, 1981.

# **História geomagnetických meraní na území Slovenska**

*Magdaléna Váczová, Geomagnetické observatórium Hurbanovo*

Na povrchu Zeme a v priestore okolo nej existuje magnetické pole. Prvým vedeckým dielom o zemskom magnetizme je kniha Williama Gilberta, ktorá vyšla v roku 1600 v Londýne. Autor v tomto diele prišiel k záveru, že Zem je magnetom.

S vývojom náuky o zemskom magnetizme sa spájajú mená najväčších vedcov. Zemské magnetické pole podlieha neustálym časovým zmenám, ktoré majú práve taký význam, ako samotné pole. Magnetické pole na povrchu Zeme je polom veľmi slabým (asi 50  $\mu\text{T}$ ) v porovnaní s magnetickými poľami, ktoré sa používajú v priemysle. Preto na určenie geomagnetického poľa boli vyvinuté špeciálne prístroje a vypracované špeciálne metódy. Prístroje rozdeľujeme podľa účelu na prístroje na absolútne alebo na relatívne merania a na prístroje, ktoré sa zaznamenávajú časové zmeny poľa. Absolútne merania sa uskutočňujú v geomagnetických observatóriach, relatívne v teréne.

Materiál na štúdium zemského magnetizmu sa získava najmä v geomagnetických observatóriach. Prvé geomagnetické observatória boli vybudované v roku 1838. V súčasnosti existuje vo svete asi 200 trvalo pracujúcich geomagnetických observatórií. Základnou úlohou observatória je, aby bolo schopné pre každý okamih udať hodnotu ľubočinného geomagnetického elementu. Na tento účel je vybavené variačnými prístrojmi a prístrojmi na absolútne merania, ktoré sú inštalované v špeciálne vybudovaných pavilónoch.

Geomagnetické observatórium je základnou stanicou, o ktorú sa opierajú všetky magnetické merania uskutočnované mimo observátoria. Na území Slovenska je geomagnetické observatórium v Hurbanove. Observatórium bolo oficiálne otvorené 30. 9. 1900, keď bola daná do prevádzky novostavba hlavnej budovy, vybudovaná Štátnym ústavom pre meteorológiu a zemský magnetizmus v Budapešti. No už predtým pracovalo v Hurbanove súkromné observatórium, ktoré založil Dr. M. Konkoly-Thege na svojom majetku.

Začiatky observátoria spadajú do konca minulého storočia. Sú spojené s menom M. Konkolyho, ktorý sa stal v r. 1900 riaditeľom Štátneho meteorologického a geomagnetického ústavu v Budapešti. V tom čase rast veľkomesta natol'ko rušil geomagnetické pozorovania v Budíne, že M. Konkoly ho dal preložiť v roku 1890 na svoju hvezdárňu v Starej Ďale (dnes Hurbanovo).

V roku 1894 získalo observatórium nové magnetické variačné prístroje Mascartovho typu, vyrobené firmou Car-

pentia. V 1898 bola dokončená stavba nového variačného pavilónu. V tomto pavilóne boli inštalované Carpentierove magnetografy, a to jedna súprava na fotografickú registráciu a jedna na vizuálne čítanie. Absolútne merania sa robili malým Lamontovým teodolitom a absolútnym teodolitom Mayersteinovým v malom drevenom pavilóne.

V r. 1903 dostalo observatórium Wildov teodolit, ktorého konštanty určil Büky v Mnichove. Súčasťou teodolitu bol aj zemský induktor, takže prístroj bol vybavený na určenie troch magnetických elementov D, H, I. Merania H a I sa mohli merať súčasne. Takto sa merala do roku 1911, keď záznamy vertikálneho variometra sa stali nespoľahlivými a meranie inklinácie sa stratilo význam. Meranie a registrácia deklinácie a horizontálnej intenzity pokračovalo do konca prvej svetovej vojny. Výsledky magnetických meraní v tomto období sa publikovali v mesačných alebo v ročných správach. Na magnetických meraniach sa zúčastnili L. Steiner, G. Marczel A. Büky, M. Konkoly-Thege ml.

Po roku 1918 sa Hurbanovo nachádza na území Československa. Observatórium prevzalo do svojej starostlivosti Ministerstvo školstva a národnej osvety v Prahe. Geomagnetickými prácam po prvej svetovej vojne bol poverený A. Dittrich. V roku 1924 boli obnovené merania deklinácie. V roku 1938 prevzal magnetické práce J. Bouška. Štátny geofyzikálny ústav v Prahe zapožičal nový poľný magnetický teodolit Askania, ktorým sa merala deklinácia a začalo sa meraním horizontálnej intenzity. Výsledky pozorovaní publikoval Štátny ústav geofyzikálny v Prahe ako periodickú publikáciu „Bulletin magnetic“.

Po viedenskej arbitráži v novembri 1938 Hurbanovo pripadlo na územie Maďarskej republiky. Observatórium prešlo pod správu Štátneho meteorologického a geomagnetického ústavu v Budapešti. V roku 1939 navštívil observatórium dánsky geomagnetik La Cour, ktorý sa význačne podieval na úprave a rekonštrukcií magnetických prístrojov. Kokónové vlákna na Carpentierových magnetometroch boli vymenené kremennými, veľké magnety malými a bola prispôsobená optika. Stará Lloydova váha bola nahradená La Courouvou váhou. Bol zakúpený zemský induktor Askania s mikrogalvanometrom, torzná skriňka Askania na meranie deklinácie a tri prístroje QHM. V roku 1942 bol postavený nový variačny pavilón. Magnetickým prácam sa venovali G. Bartha a J. Bucsy. Pred koncom druhej svetovej vojny všetky prístroje boli odvezené do Budapešti, ostali len variačne prístroje. Po oslobodení v ro-

ku 1945 boli odtrhnuté územia vrátené Československej republike, medzi nimi aj Hurbanovo.

V roku 1947 prevzalo starostlivosť o observatórium Po-verenictvo školstva, vied a umení v Bratislave, ktoré vyvinulo všetko úsilie, aby geomagnetické observatórium mohlo čo najlepšie plniť svoje úlohy. Vedením bol poverený Š. Ochaba, ktorý do r. 1960 zastával túto funkciu. V priebehu roku 1948 bola zrekonštruovaná a inštalovaná vo variačnom pavilóne súprava na registráciu geomagnetických elementov D, H, Z. Pre absolútne merania získalo observatórium v roku 1948 zemský induktor a astatický galvanometer, výroby Mating-Wiesenberga a Štátne ústav geofyzikálneho v Prahe zapožičiavalo poľný teodolit Askania č. 116. Zo sústavnými a kompletnými geomagnetickými meraniami sa začalo 1. januára 1949. V roku 1950 podľa návrhov Ochabu bol postavený nový absolútny pavilón. 18. júna 1953 bola založená SAV, ktorá prevzala aj Geomagnetické observatórium v Hurbanove. V ďalšom roku sa stalo toto observatórium súčasťou novootvoreného Geofyzikálneho ústavu SAV.

V roku 1955 dostalo observatórium normálny magnetický teodolit Matting-Wiesenberga, ktorý sa dodnes používa ako observatórny štandard na meranie magnetickej deklinácie. V roku 1958 bola zakúpená nová variačná súprava Matting-Wiesenberga, ktorá bola inštalovaná v roku 1959 do novej magnetiky. Na meranie vertikálnej zložky geomagnetického poľa od roku 1960 sa používal prístroj BMZ (balance magnetometrique zero).

Od roku 1960 do roku 1965 vedúcim observatória bol E. Csitneki. V roku 1964 bola inštalovaná ďalšia variačná stanica na rýchloregistráciu typu La Cour.

V roku 1965 povereným vedúcim sa stal S. Krajčovič, geomagnetickými prácam sa zaobral M. Németh.

V rokoch 1966, 1967 observatórium získalo ďalšie prístroje na meranie vertikálnej a horizontálnej zložky geomagnetického poľa – BMZ č.273,282, QHM 640,641,642. V roku 1969 Carpentierovu variačnú sústavu nahradila prenosná variačná stanica Bobrov, vyrobená v dielňach IZMIRAN (SSSR).

V septembri 1970 došlo k zmene v štruktúri GFÚ, bolo vytvorené oddelenie elektromagnetického poľa Zeme, súčasťou ktorého sa stalo Geomagnetické observatórium v Hurbanove. Prvou vedúcou bola P. Ochabová, ktorá od roku 1949 do 1959 mala na starost zostavovať výsledky geomagnetických pozorovaní v Hurbanove, ktoré sa vydávajú odvtedy v nezmenenej forme. Vedúcim observatória bol v tom čase do roku 1986 Š. Pintér. Geomagnetickými meraniami od roku 1972 do roku 1991 sa zaobral J. Podsklan. Od roku 1986 do roku 1988 vedúcim observatória bol J. Podsklan, potom do roku 1990 J. Kiss a od 1991 Z. Vörös.

Podľa návrhov M. Hvoždaru v roku 1970 bol postavený geomagnetický variačný pavilón 10 km od Hurbanova, v Šrobárovej, kde sa od roku 1971 do 1990 zaznamenávali geomagnetické elementy D,H,a Z pomocou variačnej stanice Bobrov.

V roku 1973 dostalo observatórium protónový magnetometer typu ELSEC 520/480, ktorým sa dá okrem totálnej intenzity geomagnetického poľa merať aj vertikálnu a horizontálnu zložku. Do roku 1993 sa používal tento prístroj ako observatórny štandard pre zložky H a Z. V roku 1986 bol zakúpený digitálny protónový magnetometer ELSEC 820 M2, ktorý je dnes observatórnym štandardom pre zložky H a Z, ďalej bol zakúpený na meranie deklinácie kremenný deklinometer QD č.20 a č.21 a na meranie horizontálnej intenzity QHM č.1049, 1050 a 1051. V máji tohto roku sme dostali poľskú digitálnu variačnú stanicu, ktorá je teraz v skúšobnej prevádzke.

Rad po sebe idúcich priemerných ročných hodnôt magnetického poľa nameraných na tom istom mieste ukazuje, že geomagnetické pole sa pomaly mení v jednom smere, a to nie stále rovnakou rýchlosťou. Tieto zmeny sa nazývajú sekulárne variácie geomagnetického poľa. V dôsledku sekulárnej variácie majú geomagnetické mapy platnosť len pre určitú epochu. Z toho vyplýva, že nevyhnutne treba obnovovať geomagnetické mapy a uskutočňovať geomagnetické merania.

Prvé geomagnetické mapovanie na území Slovenska uskutočnil Károly Kreil v rokoch 1843–1851. V rokoch 1864–1880 dr. Guidó Schenzl, riaditeľ Meteorologického a geomagnetického ústavu uskutočnil ďalšie merania. Ďalšie merania, už s lepšími prístrojmi, ktoré boli porovnávané v Nemecku, sa uskutočnili v rokoch 1892–1895 pod vedením Ignáčza Kurländera. Na územie Slovenska pripadalo 7 bodov: Hurbanovo, Lučenec, Banská Štiavnica, Trenčín, Liptovský Mikuláš, Kežmarok a Košice. Základným bodom už vtedy bolo Hurbanovo.

Prvé kompletné geomagnetické mapovanie sa uskutočnilo až po 2. svetovej vojne v rokoch 1951–53 a bolo redukované pre epochu 1952.5. Merania boli urobené v 93 bodoch. Na jeden bod pripadalo  $520 \text{ km}^2$ , priemerná vzdialenosť medzi bodmi bolo 23 km. Ďalšie mapovanie sa uskutočnilo v rokoch 1967–1968 a bolo redukované na epochu 1967.5. Vtedy bolo 132 bodov, na jeden bod pripadalo  $400 \text{ km}^2$ . Doteraz posledné mapovanie bolo v roku 1984–86, redukované na epochu 1985.5.

Okrem týchto geomagnetických meraní od roku 1958 boli zaznamenané v Hurbanove aj zemské prúdy, ale veľké umelé poruchy od roku 1964 neumožnia registráciu.

# Zobrazení polárních září v minulých stoletích ve střední Evropě a zvláště na Slovensku

L. Křivský, Astronomický ústav Akademie věd České republiky, Ondřejov

Obrazové zachycení polárních září v době před 19. stoletím i v evropském měřítku bylo velmi vzácné. Obvykle větší polární záře byla zachycena nerealistickým popisem ve velkých kronikách nebo písmáky v místních kronikách, později po objevení knihtisku často v novinových letácích a později i v kalendářích a novinách. Anomálním přírodním úkazům se v informační sféře věnovala větší pozornost relativně k ostatním událostem, než je tomu dnes. Je to pochopitelné, protože převážná část společnosti byla spjata životně s přírodou daleko více, bylo tomu tak ještě v první čtvrtině 20. století, kdy ve městech i na venkově byly po-

nocní a mnohde na věžích byly služby hlásící výskyt požáru.

Za první obrazové a tištěné zachycení polární záře se počítá s rokem 11. X. 1527 (obr. 1). V legendě je uvedena zpráva o kometě, ale byla to ve skutečnosti polární záře popsaná na jiném místě. Autor Peter Creutzer byl žákem věhlasného astrologa Johanna Lichtenberga, autora spisu Prognosticatio in Latina (1488). Jev byl interpretován astrologicky, usuzovalo se na přicházející zkázu na hříšné lidstvo.

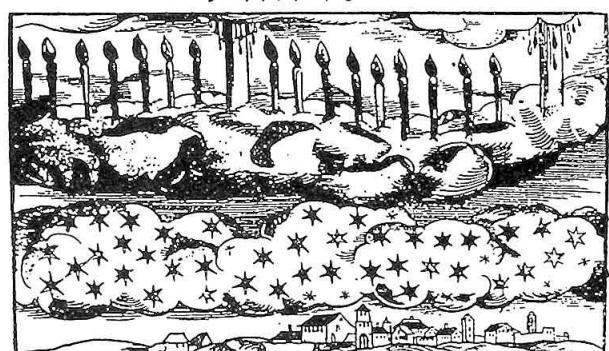
Tehdejší obrazy a slovní popisy polárních září obsahovaly fantastické prvky, málokdy umělec zachytíl jeve realisticky, obraz polární záře byl představován hrůznými výjevy z tehdejšího života, tvářemi lidí, velmi často bojujícími vojsky s kopími a meči, málokdy byla připojena krajina.

První zachované zobrazení polární záře v našich krajinách pochází z 12. I. 1570 a to z Kutné Hory (obr. 2). Polární záře byla pozorována zřejmě mezi oblaky, sama záře je znázorněna svícemi, hvězdicemi a krvavými sloupy. Legenda je v německém jazyku švabachem a v překladu zní: „Neslychané zázračné znamení, které bylo spatřeno na Horách Kutných v království Českém, jakož i v dalších okolních městech a místech 12. ledna, ve čtvrté noční hodině a trvající do osmé. Stalo na nebi mezi oblaky, v roce 1570.“ Je to zároveň první zobrazení v němž realita převažuje nad fantasií. Nejsou zde bojující vojska, ani draci, ani požáry hradů.



Obr. 1 Zobrazení polární záře z 11. X. 1527 od P. Creutzera /L.  
V popisu je jev mylně nazýván kometou.

*Ein unerhörtes Wunderzeichen/welches ist geschenen worden  
auf Rattenberg/in der Kron Böhmen/auch sonst in andern Städten und Flecken herumb/  
den 11. Januari/wo stand in die Nacht; und gewichtet bis nacht 1. Im der Wolken  
des Himmel stehen/ als in drittem Jar. 1527.*



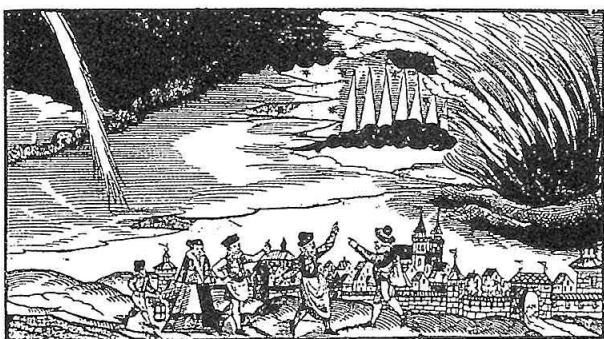
Obr. 2 Tisk dřevořezu s polární září 12.I. 1570 nad Kutnou Horou (Čechy).



Obr. 3a Tisk dřevořezu fantastického znázornění polární záře z 13. na 14. III. 1562 střetnutím vojsk.



3b Realistické zachycení téže polární záře tvaru draperí z 13. na 14. III. 1562. Oba tisky jsou na letáku vydaném Melantrichem z Aventýna pod názvem *Welmi diwnaa y hrozná widienij a zázzracy /2/*.



Obr. 4 Obraz polární záře 5.X. 1591 nad Norinberkem (Německo).

Další zobrazení polární záře pochází v našich krajinách z 13.–14. III. 1562 (Jul. kalendáře) publikované v letáku „Welmi divnaa y hrozná widienij a zázzracy“, zárodku to novin Melantricha z Aventina v Praze 1562 (obr. 3a, b). V tomto letáku je zachycena polární záře z dřevořezů jednak ztvárněním zcela realistickým ve formě draperie s městskou krajinou (obr. 3b). Toto zachycení je pravděpodobně první dochované v realistickém vyjádření vůbec.

Toto dvojí obrazové znázornění dokumentuje, jak rozdílné může být vnímání a popsaný mimořádného přírodního jevu. Dnešní vjem obdobné polární záře u některých lidí vyvolává fantastické představy o přistávání mimozemských bytostí z vesmíru. Bojující křesťanská a turecká vojska již nejsou dnes moderní.

V roce 1591 5. X. byla ztvárněna umělcem polární záře nad městem Nürnbergem (obr. 4). Existuje realistický slovní popis vývoje jevu v průběhu noci, ale s náboženským a astrologickým výkladem. Očekávaly se pohromy z vůle boží.

Následuje první obrazové zachycení polární záře z území dnešního Slovenska a to z Bratislav (Pressburg), obr. 5. Obraz je s legendou psanou německy švabachem s latinským datem 10. února podle nového kalendáře. Záře byla v r. 1681. Text zní (přeloženo): „Zpráva o jednom paměti-hodném zázračném hrůzném výjevu v ovzduší. Tak se ukázal a jevil v Uhrách 10. února nového kalendáře večer kolmo západu slunce. Jev na obloze pozoroval pan Paul Urbanus Pronotario, vznešený obyvatel téhož místa, což oznámil a věrohodně vypověděl celý jeho dům.“

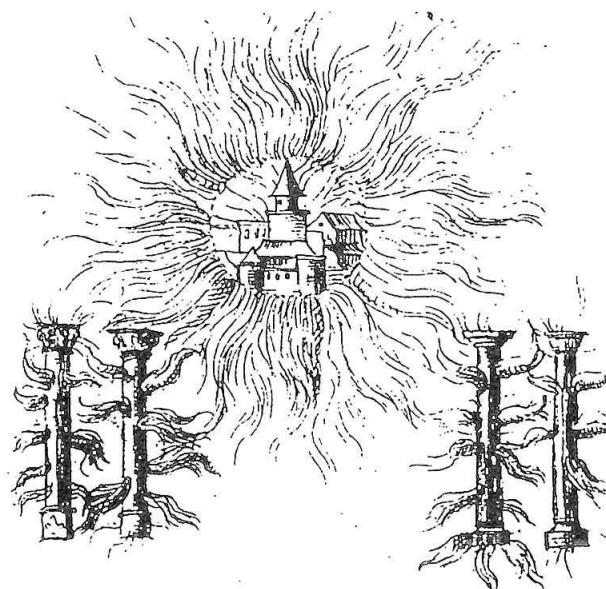
Z roku 1604 24. X. existuje fantastické zobrazení polární záře z Uher (Szepesváralja, něm Kirchdorf) s hořícími sloupy a plameny kolem hradu (obr. 6).

Významný astronom té doby Maximilian Hell (též Miksa, 1720–1792) se zabýval polárními zářemi na podkladě vlastního pozorování při příležitosti expedice pro pozorování přechodu Venuše přes sluneční disk v r. 1769 v Norsku (Vardö). Hella pozval dánský král Christian VII. v r. 1770 měl Hell v Akademii věd v Kodani 5 přednášek o polárních zářích. Vydal práci „Theoria nova lucis borealis“ v r. 1777

*„So ist zu Pressburg in Ungarn den 10. Febr. Styl. Nov. Abend um der Sonnen Untergang anden Himmel daschlich erheben und seien lafen auch von Hn. Paul Urbanus Pronotario einem vornehmen Einwohner selbigem Orte, fann seinc gangen Haus glaubwürdig erfundet und ausgesagt worden.“*



Obr. 5 Rozsáhlé zobrazení polární záře z 10.II. 1681 nad Bratislavou (Pressburg). Zachycení tehdejší Bratislavu se zámkem od jihu je velmi reálné, pouze řeka Dunaj byla tvůrcem umístěna chybě za Bratislavu před Karpaty.



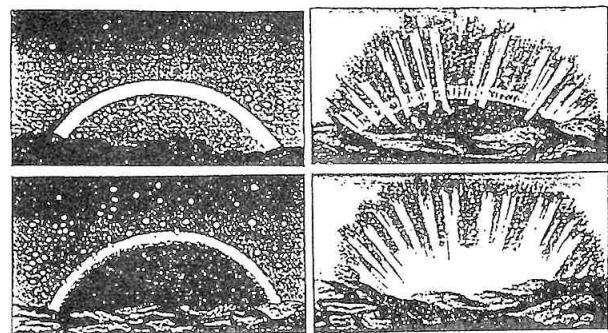
Obr. 6 Perokresba polárnej zárie z 24. X. 1604 polofantastickým stylem od C. Fejérváryho z Uher.

v Ephemerides, Appendix Vindobona, kde je ako první obrazová typisace září, obloukovité struktury a paprskovité struktury (obr. 7).

Hell i francouz J. D. de Mairan byl přivrženec výkladu elektrické podstaty polárních září, později se přiklonil na základě pozorování v Laponsku k optickému výkladu. Mylně se domníval (z výskytu cirrů po polárních zářích), že záře je odraz slunečního záření na ledových krystalech. Zdůrazňoval jako první vztah výskytu polárních září k následnému počasí, což bylo vážněji diskutováno až v r. 1843. Byl původem z rodiny přistěhovalců z Bavorska do Uher, kde se narodil 15.V. 1720 a kde pracoval též úspěšně v oboru báňské techniky v Banské Štiavnici. Zemřel ve Vídni 14. IV. 1792, kde byl od r. 1755 universitním astronomem jako Astronomus Caesario Regius jmenovaný císařovnou Marií Theresií ve funkci ředitele c.k. hvězdárny ve Vídni. Publikoval pozorování polární záře 25. II. 1778 v Pressburger Zeitung Nr 18, 4. III. 1778.

Na obr. 8 je kopie titulní strany „vyprávění“ o ohnivém jevu vznášejícím se v ovzduší (...meteorum igneorum...), který byl pozorován v Helmstädtu 17. III. 1716 a připodobňován k blýskání od vzdálené bouřky. Jev měl mít podle autora Rudolpha Christiana Wagnera přirozenou podstavu. Popis je v němčině psán švabachem s latinským hlavním názvem. Wagner byl profesorem na universitě, což dokumentuje asi historicky první zájem universitní vědy o tento jev.

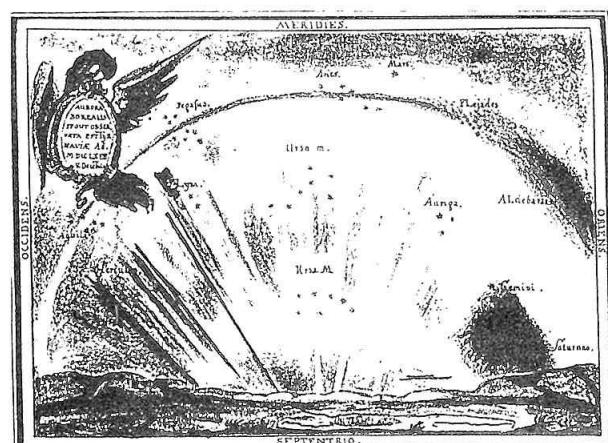
V časové posloupnosti následují barevné realistické akvarely polárních září prováděné na universitě v Trnavě (1768, 1769, 1710, 1778), obr. 9. Popis u zobrazených jevů v kartuších je latinsky, jsou uvedeny orientace obrazu s krajinou a souhvězdími. Je použita rudá, modrá, hnědavá a fialová barva pro útvary polární záře, zelená a modrá pro krajinu. U některých obrazů jsou popisy v němčině, autorem byl Joh. Nep. Fierer S. J., některé pocházejí od Pál-a Makó



Obr. 7 Tvary Polárních září publikované M. Hellom v r. 1777 v práci *Theoria nova lucis borealis*. Nalevo záře obloukovité, napravo s převládajícími paprskovitými tvary.



Obr. 8 Titulní list popisu polárnej záře z 17.III. 1716. Tehdejší vědecký přístup k vysvětlení jevu pochází od profesora university, filosofa, lékaře, matematika a přírodotvůrce R.Ch. Wagnera z Helmstädtu (Německo).



Obr. 9 Akvarel polárnej záře z Trnavy (Slovensko) s latinským nápisem *Aurora borealis prout observatae Tyrnaviae An. MDCLXVIII V. Decembbris (5.XII. 1768)*, provedený Joh. Nep. Fierer-em S. J.

von Kerekgede, který byl autorem německy alatinsky psaných spisů (1781), kde byly uvedeny asi první pokusy o určení výšky polárních září (800 km). Titulní strana německy psaného spisu je na obr. 10.

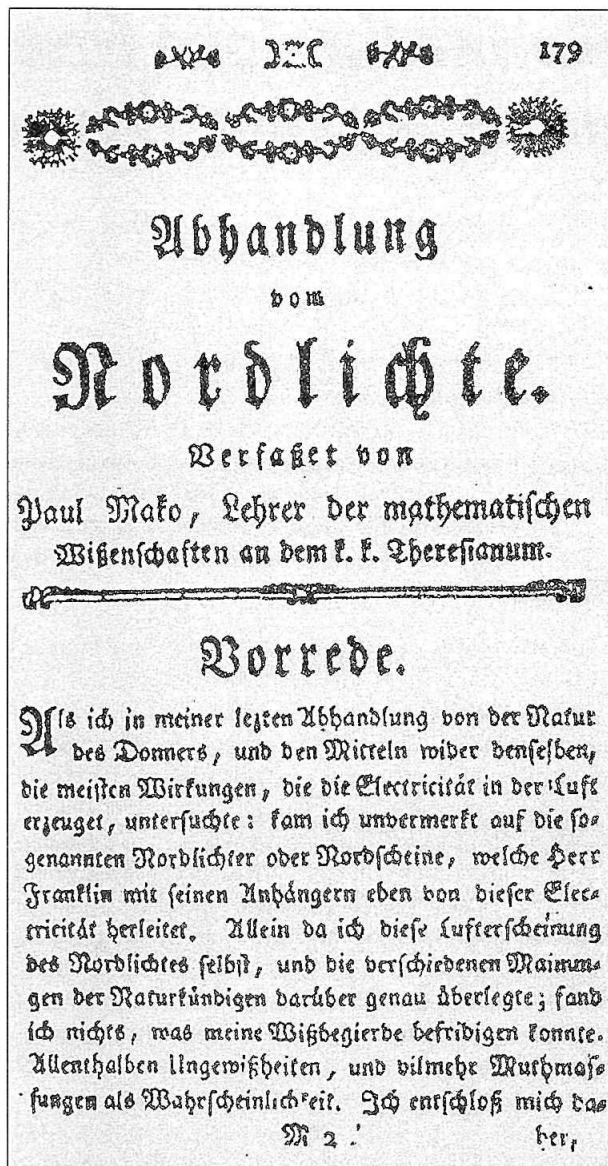
Kopie barevných obrazů polárních září z Trnavy uveřejněné v barvě v monografii Réthlyho a Berkese /3/ jsou pravděpodobně prvními obrazy polárních září v barvě vůbec, jsou mimořádně zdařilé, provedené i s uměleckým vkusem. Námi uvedený příklad polární záře z 25. XII. 1768 na obr. 9 je bohužel jen černo-bílou xeroxovou kopíí.

Málo je známo, že též Miklós Konkoly-Thege se zasloužil o výzkum polárních září, zpracoval jejich spektra získaná na observatoři Ógyalla (Hurbanovo) 2, 3, 5, XI. 1871 a 11. II. 1872.

Lze soudit, že sledování polárních září v minulých staletích na území Slovenska v rámci Uher bylo při porovnání s jinými okolními zeměmi na mimořádné výši a v některých ohledech přineslo prioritní poznatky, o čemž svědčí i obrazové realistické zachycení polárních září v barvách.

## LITERATURA

- /1/ Schröder W.: Das Phänomen des Polarlichts. Wissenschaft. Buchgesellsch. Darmstadt, 1984.
- /2/ Křivský L., Pejml K.: Solar Activity, Aurorae and Climate in Central Europe in the Last 1000 Years. Travaux Géophys. XXXIII, No 606, Acad. Tchecoslov. Sci., 1985.
- /3/ Réthly A., Berkes Z.: Nordlichtbeobachtungen in Ungarn (1523–1960), Akadémiai Kiadó Budapest, 1963.



Obr. 10 Úvodní strana spisu o polárních zářích od P. Maka-a, uveřejněného ve Vídni v r. 1772.

# Multifraktálové fázové prechody a samoorganizácia magnetosféry

Z. Vörös, Geofyzikálny ústav SAV, 947 01 Hurbanovo

## Abstrakt

Predstava o škálovej invariancii nelineárnych magnetosférických plazmových procesov viedla k postupnému prechodu od lokálno-analytického ku globálno-synergetickému pohľadu. Pri použíti multifraktálového formalizmu v príspevku sú prezentované experimentálne výsledky, ktoré svedčia o samoorganizácii magnetosféry ako makroskopického systému súvisiacej s multifraktálovým fázovým prechodom prvého druhu.

## 1. ÚVOD

V roku 1872 matematik K. Weierstrass šokoval nemeckú akademickú verejnosť, keď vo svojej prednáške uviedol spojitu funkciu, ktorá nemala v žiadnom bode deriváciu. Neskôr bol objavený celý rad takýchto matematických monstrov, ale až Mandelbrot ukázal [1], že sú to vlastne limity postupnosti množín, ktoré sa vyznačujú opakováním istého vzoru v stále menšom merítku. Postupne sa ukázalo, že mnohé tzv. fraktálne útvary prírody sú viac menej invariantné voči zmene merítka. Mapy rôznych pobreží zobrazených v určitom merítku vykazujú štatistickú podobnosť so zobrazeniami v inom merítku [2]. To isté možno povedať o Brownovom pohybe častíc, hydrodynamickej a MHD turbulencii, o distribúcii galaxií vo vesmíre, atď.

Mandelbrotov prístup k matematickým monstrom, ktoré akoby sa prebúdzali k životu v okolitej prírode, bol skutočne revolučný, pretože umožnil jednoduchý geometrický popis zložitých fraktálnych objektov (ale aj fyzikálnych polí) pomocou neceločíselných (fraktálnych) dimenzií  $D_f$ . Vo všeobecnosti dimenzia, pre množinu A, je definovaná pomocou Hausdorffovej D-dimenziónej vonkajšej miery ako [3]

$$\mu^D(A) = \liminf_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ \sum_i (\text{diam}A_i)^D \right\} \quad (1)$$

kde  $A_i$  je  $\epsilon$  pokrytie množiny A ( $\forall i$  je  $\text{diam}A_i \pm \epsilon$ ). Keď chceme napr. pokryť štvorcovú plochu  $5\text{cm} \times 5\text{cm} = 25\text{ cm}^2$  štvorčekmi  $1\text{ cm}^2$  ( $\text{diam}A_i = 1\text{cm}$  a  $(\text{diam}A_i)^2 = 1\text{ cm}^2$ ) potrebujeme  $i = 25$  štvorčekov ( $25 \times 1\text{ cm}^2 = 25\text{ cm}^2$ ). To isté platí aj o meraní napr. dĺžky úsečky, objemu valca, atď. V týchto prípadoch vystačíme s celočíselnými dimenziami, t.j.  $D = 1, 2, 3$ .

V prípade fraktálnych objektov zmysluplnú Hausdorffovu mieru dostaneme len pre neceločíselnú dimenziu, pretože

$$D_f(A) = \sup \{D : \mu^D(A) = \infty\} = \inf \{D : \mu^D(A) = 0\} \quad (2)$$

Pojem fraktálnej dimenzie najlepšie pochopíme keď si uvedomíme, že napr. plocha ( $D=2$ ) úsečky ( $D=1$ ) sa rovná nule, ale dĺžka ( $D=1$ ) štvorčeka ( $D=2$ ) je nekonečná, atď. Takisto, zmysluplnú mieru pre fraktálne objekty dostaneme iba vtedy, keď uvažujeme fraktálnu dimenziu  $D_f$ . Spomenutú invarianciu voči zmene merítka ( $A \rightarrow \lambda^{-1} A$ ) možno pomocou Hausdorffovej miery zapísat takto

$$\mu^{D_f}(\lambda^{-1}A) = \lambda^{-D_f} \mu^{D_f}(A) \quad (3)$$

t.j.  $\lambda^{D_f} \lambda \mu^{D_f}(\lambda^{-1}A)$  veličiny sú invariátne voči transformácii (3).

V tejto práci nás zaujíma škálovacia invariancia geomagnetických fluktuácií. Našim cieľom je získať podrobnejšiu a presnejšiu informáciu o makroskopických magnetosférických procesoch na základe lokálnych meraní s využitím koncepcie invariancie voči zmene škály. Táto problematika je veľmi rozsiahla a z matematického hľadiska náročná, preto sa v článku budeme zaoberať len parciálne otázkou multifraktálnych fázových prechodov. Použitý matematický aparát slúži skôr demonštračným cieľom ako dôkazovým snahám.

## 2. MULTIFRAKTÁLOVÉ ŠKÁLOVANIE, FÁZOVÉ PRECHODY A SAMOORGANIZÁCIA

Základnú ideu o škálovej invariancii bolo možné ľahko vysvetliť na základe vzťahu (3). Ako sa ukázalo, škálovanie reálnych geofyzikálnych polí sa líši od (3) hlavne v tom, že je potrebné uvažovať všeobecnejšiu transformáciu. Namiesto operátora  $\hat{T}_\lambda = \lambda^{-1}$  (vo vzťahu (3)  $\hat{T}_\lambda A$ ) operátor,  $\hat{T} = \lambda^{-G}$  kde G je teraz nešpecifikovaná matica [4]. Okrem toho, zvyčajne nevystačíme s jednou diskrétnou hodnotou dimenzie  $D_f$ , ale je nevyhnutné uvažovať celé spektrum dimenzií D(q) (multifraktálové pole) [5].

V tejto práci nie je našim cieľom určiť spektrum dimenzií pre geomagnetické fluktuácie. Vychádzajúc zo škálovej invariancie preskúmame vlastnosti empirickej distribu-

nej funkcie pravdepodobnosti a divergenciu vyšších štatistických momentov. Predpokladáme pritom, že analyzované časové rady sú reprezentáciami stochastického procesu. Vlastnosti stochastickej premennej  $x$  je vo všeobecnosti možné rovnako dobre charakterizovať zodpovedajúcou distribučnou funkciou pravdepodobnosti  $P(x)$ , ako aj štatistickými momentmi  $\langle x^q \rangle$ . Platia transformačné vzťahy [6]

$$\langle x^{q-1} \rangle = \int x^{q-1} P(x) dx \quad (4)$$

a

$$P(x) = \frac{1}{2i\pi} \int \langle x^{q-1} \rangle x^{-q} dq \quad (5)$$

Bez dôkazov uvedieme, že pri zohľadnení spomenutých zovšeobecnení, kombinácia vzťahov (3,5) vedie k škálovaniu  $P(x)$  a  $\langle x^q \rangle$  [6,7]. Predtým ale ako sa k tomu dostaneme zavedieme vhodné označenie. Chceme využiť multifraktálový formalizmus aj v prípade turbulentných geofyzikálnych polí, príkladom čoho sú geomagnetické fluktuácie, atmosférická turbulencia a pod. V našich úvahách vychádzame z tzv. „kaskádneho“ modelu turbulencie [8,9].

V tomto modeli sa energia zavedená do nejakého komplexného systému na makroskopickej úrovni kaskádovite rozptýli a tok energie  $\varepsilon_n$  na priestorovej škále  $l_n = L/\lambda^n$  (kde  $L$  je makroskopický charakteristický rozmer a  $\lambda > 1$ ) je možné vyjadriť ako [6]

$$\varepsilon_n = \mu \varepsilon \cdot \varepsilon_{n-1} \quad (6)$$

kde  $\mu \varepsilon$  je od škály nezávislá premenná. Uvažujeme tzv. kanonický súbor, t.j. systém, ktorý si môže vymieňať so svojím okolím energiu i častice, ale počet častíc zostáva konštantný. Vtedy platí, že

$$\langle \mu \varepsilon \rangle = 1 \quad (7)$$

Ked' je napr.  $\mu \varepsilon = \lambda^{\gamma_+}$  a  $\gamma_+ > 0$ , tak pravdepodobnostná funkcia škáluje podľa vzťahu (tzv. alfa model) [6,9]

$$P(\mu \varepsilon = \lambda^{\gamma_+}) = \lambda^{-c} \quad (8)$$

a ked'  $\mu \varepsilon = \lambda^{\gamma_-}$  a  $\gamma_- < 0$  platí vzťah

$$P(\mu \varepsilon = \lambda^{\gamma_-}) = 1 - \lambda^{-c} \quad (9)$$

kde  $c$  je tzv. kodimensia,  $\lambda_+$  a  $\lambda_-$  sú rády singularity. Z uvedeného vyplýva, že v limite  $l_n \rightarrow 0$ ,  $\varepsilon_n \rightarrow \infty$  v priestorových oblastiach kde platí vzťah (8) a  $\varepsilon_n \rightarrow 0$  kde platí vzťah (9). Z fyzikálneho hľadiska to znamená, že v uvažovanom priestore disipácia energie nie je homogénna, ale sú ostrovčeky, kde tok energie je nenulový ( $\lambda_+$ ) a na iných miestach je zanedbateľný ( $\lambda_-$ ). Vzťahy (6,9) zabezpečujú, že na všetkých priestorových škáloch  $l_n$ , kde platia uvedené vzťahy, ostrovčeky tvoria sebapodobné (od škály nezávislé) geometrické štruktúry so zmiešanými rádmi singularity ako napr.  $\lambda_+ + \lambda_- - \lambda_+ + \lambda_- + \lambda_+ - \dots$  a pod.

Multifraktálovému poľu zodpovedá škálovací vzťah [6]

$$P(\varepsilon_\lambda \geq \lambda^\gamma) \sim \lambda^{-c(\gamma)} \quad (10)$$

t.j. pravdepodobnostná miera definovaná v časti pravdepo-

dobnosného priestoru so singularitou rovnou alebo väčšou než  $\lambda$  je daná vzťahom (10). Multifraktálovému škálovaniu zodpovedá spektrum kodimensí  $c(\lambda)$ .

Samotná fraktálna kodimensia bola zavedená, pretože je vhodná aj na popis stochastických procesov v nekonečnorozmernom pravdepodobnostnom priestore, kým fraktálna dimenzia nie. Kodimensia je definovaná vzťahom (8), ale kvôli názornosti uvediem aj geometrickú definíciu fraktálnej kodimensie  $C_F$ .

Nech množina  $A$  fraktálnou (Hausdorffovou) dimensiou  $\dim(A) \equiv D_F(A)$  je vnorená do priestoru  $E$ . Nech  $A \subset E$  a  $\dim(E) \equiv D$ . Fraktálna kodimensia

$C_F(A)$  je potom definovaná ako [6]

$$C_F(A) = D - D_F(A) \quad (11)$$

(ked' je napr.  $E = E_1 + E_2 \Rightarrow \text{codim}(E_1) = \dim(E_2)$ ).

Ked'je vzťahy (4,5) dávajú do súvislosti pravdepodobnostnú rozdeľovaciu funkciu a vyššie štatistické momenty, zo vzťahov (4,5,10) je možné odvodiť ďalší škálovací vzťah [6,7,10]

$$\langle \varepsilon_\lambda^q \rangle = \lambda^{K(q)} \quad (12)$$

kde exponent  $K(q)$  je definovaný ako

$$K(q) = \max_\gamma \{q\gamma - c(\gamma)\} \quad (13)$$

Kaskádovitý proces disipácie a prenosu energie môže v zásade prebiehať od makroskopickej škály ( $\sim L$ ) do mikroskopických rozmerov ( $l_n \rightarrow 0$ ,  $n \rightarrow \infty$ ).

V skutočnosti však vždy existuje aj dolná hranica pre  $l_n$ , kde už neplatí vzťah (6). Takže v hraniciach  $l_n^{\max} \equiv L \geq l_n \geq l_n^{\min}$  môžeme uvažovať o energetickej kaskáde pre ktorú platia horeuvedené vzťahy (oboznámili sme sa s tzv. alfa modelom; existujú aj iné modely ktoré napr. zovšeobecňujú koncepciu energetickej kaskády pre vektorové a tenzorové procesy – Lie cascades [6]). Pre načrtnutý modelový prípad sa zaviedlo označenie tzv. „bare cascade“ („holá“ kaskáda). Vzhľadom na konečné časové a priestorové rozlíšenie sa však vo fyzikálnej praxi vždy zaobráme priemernými hodnotami fyzikálnych veličín. Spriemerneným hodnotám fyzikálnych veličín zodpovedá tzv. „dressed cascade“ („zahalená“ kaskáda). Zodpovedajúce fyzikálne veličiny označíme ako  $C_d$ ,  $K_d$ ,  $\gamma_d$ ,  $\varepsilon_d$ , atď.

Uvažujme napr. strednú hodnotu vyšších momentov toku energie na množine  $A$  dimenzie  $D$

$$\langle \varepsilon_\lambda^q(A) \rangle = \left\langle \left[ \int_A d^D \vec{x} \rho_{\varepsilon_\lambda} \right]^q \right\rangle \quad (14)$$

Ukázalo sa, že v limitnom prípade  $\gamma \rightarrow \infty$  (v diskrétnom prípade  $l_n = L/\gamma^n \rightarrow 0$ ), ak rozdeľovacia funkcia od istej hodnoty s vykazuje mocninové škálovanie („power law“), t.j.

$$P(\varepsilon_{\lambda,d} > S) \sim S^{-q_d} \quad (15)$$

tak [7,10]

$$\langle \varepsilon_{\lambda,d}^q \rangle = \begin{cases} -\lambda^{K(q)} & q < q_d \\ \infty & q \geq q_d \end{cases} \quad (16a)$$

t.j. na základe vzťahu (12)

$$K_d(q) = \begin{cases} K(q) & q < q_d \\ \infty & q \geq q_d \end{cases} \quad (17a)$$

$$(17b)$$

alebo na základe transformácie (13)

$$C_d(\gamma_d) = \begin{cases} c(r) & \gamma \leq \gamma_D \\ q_d(\gamma_d - \gamma_D) + c(r_D) & \gamma_D \leq \gamma_d \end{cases} \quad (18a)$$

$$(18b)$$

kde  $\gamma_D = \frac{dK}{dq_d}$  je hodnota kritickej singularity,

pri ktorej momenty  $\langle \varepsilon_{\lambda,d}^q \rangle$  začnú divergovať (16b). Keď  $\gamma \leq \gamma_D$ , potom

$$\langle \varepsilon_{\lambda,d}^q \rangle = \langle \varepsilon_{\lambda}^q \rangle \quad (19)$$

V praxi máme k dispozícii vždy konečný počet realizácií sledovaného stochastického procesu  $N_S$  a preto zmapovaním stále väčšej časti pravdepodobnostného priestoru ( $N_S \rightarrow \infty$ ) maximálna hodnota singularity  $\gamma_{N_S,d}$  narastá (diverguje). Namiesto (17b) pre  $K_d(q \geq q_d) \rightarrow \infty$  preto navrhli lineárny vzťah [10]

$$K_d(q \geq q_d) = \gamma_{N_S,d} q - \Delta S \quad (20)$$

kde

$$\Delta S \equiv D + \frac{\log N_S}{\log \lambda}$$

Preto derivácia  $K_d(q)$  v bode  $q=q_d$  nie je spojitá (17a,b, 20). V analógii s termodynamikou (kde derivácie termodynamických potenciálov sú nespojité) nespojitosť prvej derivácie  $K_d(q)$  v bode  $q=q_d$  nazývame multifraktálovým fázovým prechodom prvého druhu.

Je nutné poznamenať, že nezávisle od multifraktálového prístupu Bak a kol. [11,12] navrhli model bunkového automatu, t.j. nelineárny, komplexný modelový systém, v ktorom, rozdeľovacie funkcie pravdepodobnosti meraťelných fyzikálnych veličín (ako napr. charakteristické rozmerы líniovitých porúch šíriacich sa pozdĺž mriežkovej štruktúry bunkového automatu, alebo časové intervale medzi začiatkami lavín, a pod.) v dôsledku samoorganizácie spejúcej ku kritickému stavu (Self Organized Criticality – SOC) vykazujú mocninové škálovanie (15). Funkcia spektrálnej hustoty škáluje podobne. V blízkosti kritického stavu je „stredné pole“ (mean field) udržiavané extrémne veľkou aktivitou (energetickými výbuchmi, lavinami) všetkých možných rozmerov, dosahujúcich až rozmer uvažovaného systému.

Pri použití multifraktálového formalizmu škálovania (konceptia SOC je rovnocenná [13]) chceme ukázať, že magnetosféra Zeme sa neustále nachádza v blízkosti kritického stavu (podľa terminológie SOC „punctuated equilibrium“), preto „stredné pole“ alebo „stredný tvar“ magnetosféry je výsledkom procesu samoorganizácie stochastického systému.

### 3. SAMOORGANIZÁCIA MAGNETOSFÉRY

Elementárnym prejavom samoorganizácie magnetosféry ako stochastického systému v blízkosti kritického stavu je koherencnosť fluktuácií meraťelných fyzikálnych veličín vo vzdialených oblastiach magnetosféry počas geomagnetických búrok [14,15].

V tejto práci vychádzame práve z tejto fyzikálnej predstavy. V prvom priblížení predpokladáme, že ľubovoľný proces súvisiaci s disipáciou energie a pohybom hmoty v magnetoférno-ionsférnej sústave v konečnom dôsledku vedie k zmene celkovej energie systému. Na strane druhej, keď celková energia dosahuje určitú prahovú hodnotu, kaskádovitý prenos energie a hmoty bude charakteristický pre všetky podsystémy. Nie sme schopní presne určiť hodnotu celkovej energie obsiahnutú v magnetoférnom systéme, nepoznáme ani hodnotu prahovej energie, ale podľa princípu samoorganizácie (SOC) očakávame škálovanie empirickej rozdeľovacej funkcie pravdepodobnosti (ERFP) meraťelných fyzikálnych veličín s viac-menej totožným škálovacím exponentom  $q_D$  (15). Neporovnávame teda štatisticky očakávané stredné hodnoty rôznych meraťelných fyzikálnych veličín (tie sú ľahko porovnateľné), ale chceme identifikovať nelineárnu systémovú odozvu podľa predpokladu prítomnú aj v lokálnych procesoch na prvý počas fyzikálne nesúvisiacich. V rôznych podsystémoch magnetoféry nemusí byť prahová hodnota energie alebo inej fyzikálnej veličiny rovnaká. Vychádzajúc zo škálovania ERFP a na základe vzťahov (16, 20) potom dokážeme, že štatistické momenty vyššieho rádu ako  $q_D$  divergujú.

### 3.1 EMPIRICKÁ ROZDEĽOVACIA FUNKCIA PRAVDEPODOBNOSTI (ERFP)

Fyzikálne veličiny, pomocou ktorých otestujeme predpoklad o systémovej samoorganizácii, môžeme rozdeliť do dvoch skupín:

a) časové rady geomagnetických indexov C9 a Kp (výhodou je dĺžka týchto časových radov);

b) fyzikálne veličiny súvisiace so zdanlivo rozdielnymi javmi:

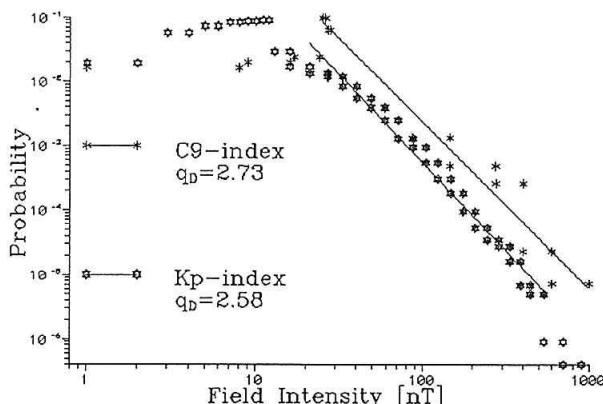
(AO): Jemná štrukturalizácia aurorálnych oblúkov (auroral arcs). (Žiariace plošné štruktúry v aurorálnej ionosfére s charakteristickým rozmerom 100 m. Jav všobec nevyšetlený.

Bolo navrhnutých niekoľko generujúcich mechanizmov, ktoré sa väčšinou opierajú o známe fyzikálne procesy v chvoste magnetoféry [16]. K dispozícii sú pozorovania Maggsa a Davisa (1968) [17] o hrúbke AO);

(MULTI): Multiplicita výskytu periodických aurorálnych štruktúr „surges“. (Súvisia s aktivitou v oblasti „Harrang discontinuity“ počas subbúrok. K dispozícii sú pozorovania Kidda a Rostokera (1991) [18] o celkovom počte súčasne sa vyskytujúcich prípadov);

(AUR): Aurorálne útvary pohybujúce sa k geomagnetickým pólom na dennej strane magnetoféry (dayside poleward moving auroral forms). (Pravdepodobne súvisia s rekonieciami na dennej strane magnetopauzy. K dispozícii sú dátia Fasela a kol. (1995) [19] o nameraných časových intervaloch [min] medzi následnými AUR);

(SUB): Opakovany výskyt magnetoférnych subbúrok (Substorm recurrence time). (K dispozícii sú dátia Borovského a kol. [20] o nameraných časových intervaloch medzi subbúrkami pomocou troch geosynchronnych družíc).



Obr. 1 Empirická rozdelovacia funkcia pravdepodobnosti získaná z časového radu C9 a Kp indexov.

Na obr. 1 vidíme ERFP získanú z časového radu C9 a Kp indexov. Nami analyzovaný časový rad 10-stupňového kódu C9 indexov predstavuje 100-ročný časový rad denných priemerov (1890–1990). Vzhľadom na to, že Bar-telsom (1951) [21,22] zavedená škála C9 indexov nie je lineárna ani homogénna (vid. tab. 1), ERFP sme počítali podľa vzťahu

$$P(\Delta x_i = x_2 - x_1) = \frac{NC9_i}{NC9 \cdot \Delta x_i} \quad (21)$$

kde  $NC9_i$  je početnosť hodnôt  $C9_i$  a  $NC9$  je celková početnosť hodnôt  $\left( \sum_{i=0}^9 C9_i \right)$  v priebehu 100-ročného obdobia.

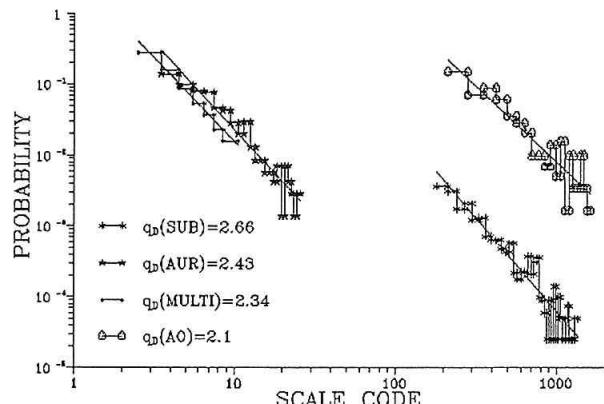
Planetárny trojhodinový Kp index predstavuje 28 stupňovú škálu od 0<sub>o</sub> do 9<sub>o</sub> (k číslam od 0 do 9 sa pridajú indexy –, 0, + [23]). Z 13-ročného časového radu Kp indexov (1968–1980) sme určili ERFP obdobným spôsobom ako v prípade C9 indexov. Škálovanie podľa mocninového zákona (15) v obidvoch prípadoch je veľmi podobné. Hodnoty exponentov sú  $q_D(C9)=2.73$  a  $q_D(Kp)=2.58$ .

ERFP pre fyzikálne veličiny z b.) skupiny sme znázornili na obr. 2. Kvôli prehľadnosti sme znázornili len hodnoty pre ktoré platí vzťah (15). Zistené hodnoty mocninových exponentov sú nasledovné:  $q_D(SUB)=2.66$ ;  $q_D(AUR)=2.43$ ;  $q_D(MULTI)=2.34$ ;  $q_D(AO)=2.1$ .

Vidíme, že podľa očakávania hodnoty exponentov sú si blízke, a dávajú priemernú hodnotu  $q_D = 2.5 \pm 0.2$ . Pravdepodobnú chybu  $\pm 0.2$  [24] je možné znížiť zvýšením počtu reprezentácií. Z obr. 2 je jasné, že pre extrémne veľké eventy rozptyl okolo strednej hodnoty je väčší, čo možno eliminovať dlhším pozorovacím radom danej reprezentácie.

### 3.2 DIVERGENCIA ŠTATISTICKÝCH MOMENTOV

Podľa vzťahu (16b) pre hodnoty  $q \geq q_D$  štatistické momenty  $\langle \epsilon_\lambda^q \rangle$ ,  $d>$  divergujú. To znamená, že škálovanie vyšších štatistických momentov merateľných fyzikálnych veličín s charakteristickým exponentom  $K_d(q>q_D)$  opisuje lineárny vzťah (20) a pre  $q < q_D$   $K_d(q<q_D) = K(q)$  funkčná závislosť (13). Ako sme už spomenuli multifraktálovému



Obr. 2 Empirická rozdelovacia funkcia pravdepodobnosti pre javy: (AO) – jemná strukturalizácia aurorálnych oblúkov; (MULTI) – multiplicita výskytu periodických aurorálnych štruktur "surges"; (AUR) – aurorálne útvary pohybujúce sa k geomagnetickým pólom; (SUB) – opakovany výskyt magnetosférických subbúrok.

poľu zodpovedá spektrum kodimenzii  $c(\lambda)$  a podľa vzťahu (13) je  $K(q < q_D)$  nelineárnu funkciu  $q$ .

Dokážeme, že pre hodnoty  $q < q_D = 2.5 \pm 0.2$  platí ne-triviálny vzťah (13) a pre hodnoty  $q > q_D = 2.5 \pm 0.2$  lineárny vzťah (20), t.j., že v bode  $q = q_D$

$K(q)$  nemá spojitú deriváciu (multifraktálový fázový prechod prvého druhu).

Uvažujme škálovanie momentov vytvorených z časového radu minútových priemerov fluktuácií zložky X geomagnetického poľa (tzv. štruktúrne funkcie) [5]

$$\langle |x(t+\tau) - x(t)|^q \rangle \sim \tau^{K'(q)} \quad (22)$$

kde  $\tau$  je tzv. časový posun. Predpokladáme platnosť Taylerovej hypotézy [5,6], podľa ktorej  $\lambda \sim \tau$ . Tiež predpokladáme  $K'(q) \sim K(q)$ .

Časový rad minútových priemerov  $X(t)$  z Tihanského observatória (Maďarsko) je znázornený na obr. 3. Dĺžka časového radu je 55752 minút, t.j. 39 dní (začiatok roku 1991).

Na obr. 4 vidíme škálovanie momentov v závislosti od  $\tau$  a  $q$ . Pri  $\tau = 300[\text{min}] = 5[\text{h}]$  je v štruktúrnych funkciách zlom, ktorý súvisí s rozdielnym škálovaním vysokofrekvenčnej ( $<5[\text{h}]$ ) a nízkofrekvenčnej ( $>5[\text{h}]$ ) časti spektra. V našich úvahách sa obmedzíme na vysokofrekvenčnú časť spektra.

Na základe vzťahu (22) sme vypočítali  $K(q)$  v závislosti od  $q$ . Na obr. 5 vidíme, že v rámci chýb  $K(q < q_D = 2.5 \pm 0.2)$  je nelineárna funkcia  $q$  (multifraktál) a  $K(q > q_D = 2.5 \pm 0.2)$  je lineárna. Podľa vzťahu (20) to signalizuje, že momenty rádu vyššieho ako  $q_D$  divergujú.

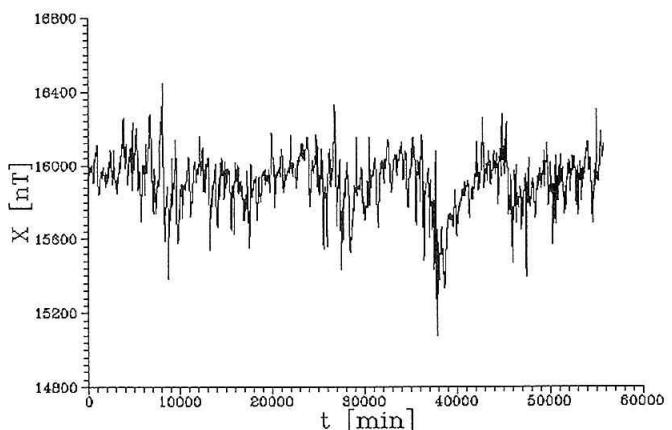
### 4. ZÁVER

Zhoda medzi výsledkami odvodenými pomocou ERFP niekoľkých merateľných fyzikálnych veličín a pomocou štatistických momentov vyššieho rádu naznačuje opodstatnenosť predstavy o samoorganizácii magnetosféry ako

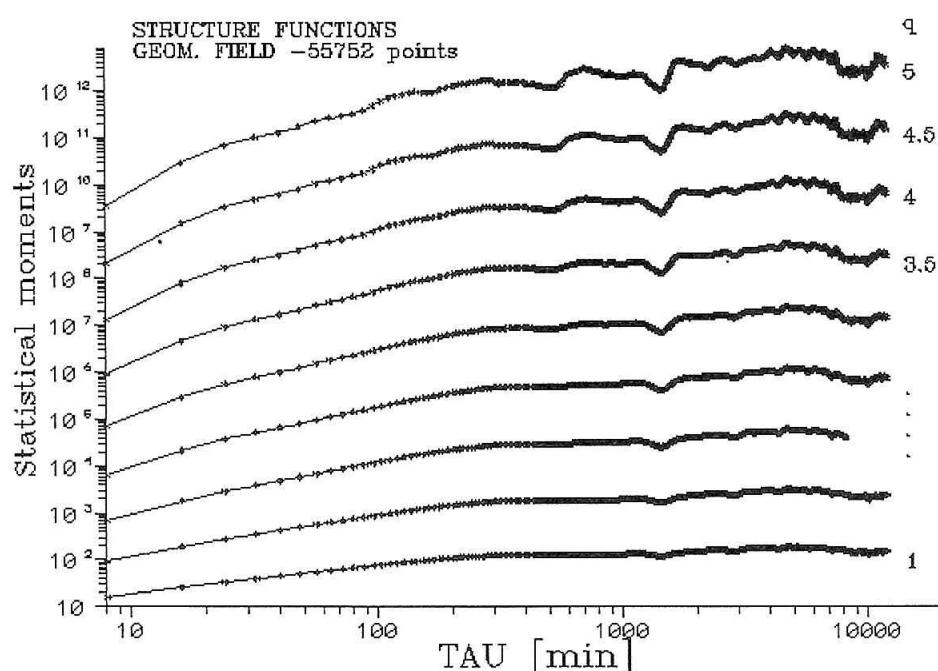
$C9_i$	$X_1$ [nT]	$X_2$ [nT]
0		
1	0	24
2		
3	25	26
4	27	28
5	86	145
6	146	200
7	201	400
8	401	600
9	>600	

Tab. 1

Bartelsovi zavedená škála  $C9$  indexov ( $X_1$  je dolná  $X_2$  je horná hranica intervalu v [nT]).



Obr. 3 Časový rad minútových priemerov zložky  $X$  geomagnetického pola.



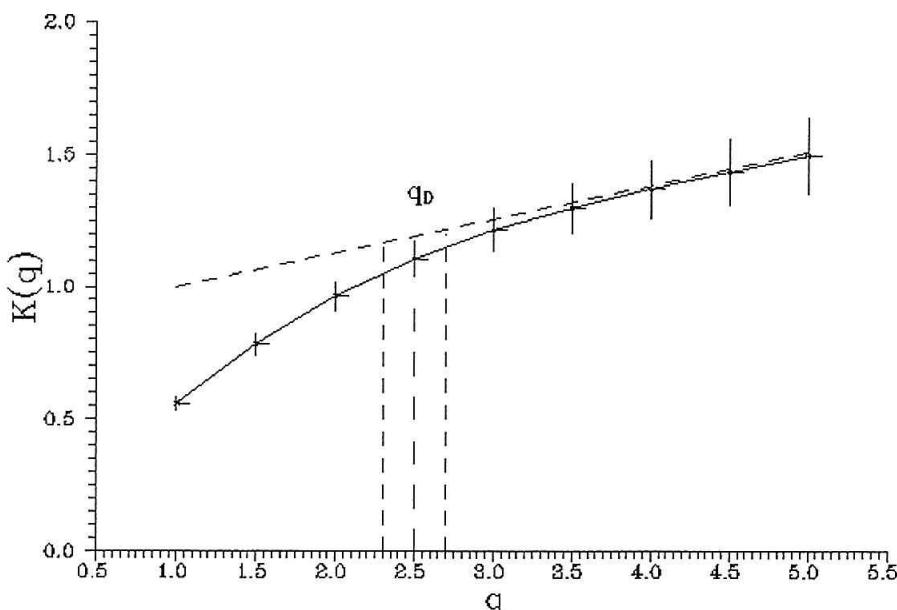
Obr. 4 Škálovanie štruktúrnej funkcie.

nelineárneho stochastického systému. Termín „samoorganizácia“ je používaný aj v inom kontexte a zvyčajne sa vzťahuje na deterministické procesy [25, 26, 27]. Komplexnosť interakcií v systémovom refazci „... – slnečný vektor – magnetosféra – ionosféra – ...“ však nevylučuje ani jeden prístup k problematike samoorganizácie. Práve naopak, známe sú komplementárne fyzikálne mechanizmy pre systémy nachádzajúce sa v blízkosti kritického stavu a je vypracovaný aj zodpovedajúci matematický formalizmus umožňujúci transformovať stochastický prístup na deterministický a naopak (samozrejme len v závislosti od fyzikálnej situácie)

[26,28]. Tento poznatok nie je vo fyzike vzťahov Slnko-Zem v dostatočnej miere rozpracovaný a rovinutý.

Podľa výsledkov tejto práce zmenou zorného uhlia je možné docieliť v tomto smere postup. Centrálnou otázkou je interpretácia a metodológia spracovania nameraných dát. Kým škálovanie ERFP je odzrkadlením systémových vzťahov, štatisticky očakávané (stredné) hodnoty fyzikálnych veličín charakterizujú sledovaný proces skôr lokálne.

Multifraktálsový fázový prechod prvého druhu (divergencia štatistických momentov) vysvetluje škálovanie ERFP a samoorganizáciu magnetosféry (SOC).



Obr. 5 Divergencia štatistických momentov.

## LITERATÚRA

- [1] Mandelbrot, B.B., *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman, 1983;
- [2] Mandelbrot, B.B., *Science*, 1967, 155, 636;
- [3] Halsey, T.C., et al., *Phys.Rev.A*, 1986, 33, 1141;
- [4] Schertzer, D., and S. Lovejoy, *Pageoph.*, 1989, 130, 57;
- [5] Paladin, G., and A. Vulpiani, *Phys.Rep.*, 1987, 156, 148;
- [6] Schertzer, D., and S. Lovejoy, *Nonlinear variability in geophysics* 3, Cargese, 1993;
- [7] Mandelbrot, B.B., *Proc.R.Soc.London A*, 1991, 434, 79;
- [8] Mandelbrot, B.B., *J.Fluid Mech.*, 1974, 62, 331;
- [9] Schertzer, D., and S. Lovejoy, In: *Symp.on turbulent shear flows*, Karlshule, 1983, 11.1;
- [10] Schertzer, D., and S. Lovejoy, *J.Geophys.Res.*, 1987, 92, 9693;
- [11] Bak, P., et al., *Phys.Rev.Lett.*, 1987, 59, 381;
- [12] Bak, P., et al., *Phys.Rev.A*, 1988, 59, 364;
- [13] Schertzer, D., and S. Lovejoy, In: *Fractals in the Natural and Applied Sciences*, Elsevier, 1994, 325;
- [14] Vörös, Z. a A. Prigancová, 12. celoštátny seminár, 1994, 126;
- [15] Vassiliadis, D., et al., *J.Geophys.Res.*, 1995, 100, 3495;
- [16] Borovsky, J.E., *AGU Monograph*, 1995, 86, 255;
- [17] Maggs, J.E., and T.N. Davis, *Planet.Space Sci.*, 1968, 16, 205;
- [18] Kidd, S.R., and G. Rostoker, *J.Geophys.Res.*, 1991, 96, 5697;
- [19] Fasel, G.J., et al., *AGU Monograph*, 1995, 90, 439;
- [20] Borovsky, J.E., et al., *J.Geophys.Res.*, 1993, 98, 3897;
- [21] Bartels, J., *Abh.Akad.Wiss. Göttingen Math.Phys.*, 1951, 7, 28;
- [22] Zosimovich, I.D., *Geomagnitnaja aktivnosť i ustojčivosť korpuskul-jarnogo polja solnca*, Moskva, 1981;
- [23] Mayaud, P.N., *Derivation, Meaning and Use of Geomagnetic Indices*, AGU Monograph, 1980, 22;
- [24] Brož, J. a kol., *Základy fyzikálních měření*, Praha, 1967;
- [25] Vörös, Z., *AGU Monograph*, 1991, 64, 461;
- [26] Haken, H., *Advanced Synergetics*, Springer, 1987;
- [27] Prigogine, I., *From Being to Becoming*, Freeman, 1980;
- [28] Chang, T., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1992, 20, 691.

# **Multidimesional approach to non-LTE modeling of solar isolated atmospheric structures: How and why?**

*A.B. Gorshkov, Sternberg Astronomical Institute, Moscow  
P Heinzel, Astronomical Observatory, Ondřejov*

## **Abstract**

Necessity of multidimensional non-LTE modeling of solar atmospheric structures (such as prominences, post-flare loops, spicules etc.) and basic methods for its realisation are considered. Some results of two-dimensional (2D) calculations are presented in comparison with 1D approach and further applications are discussed.

## **1. EXAMPLES OF ATMOSPHERIC STRUCTURES**

In the figures presented here we can see some solar atmospheric structures which are essentially modelled as multidimensional. These structures are:

1. Surges);
  2. Prominences (filament) of all types;
  3. Post-flare loops;
- as well as mottles, spicule, Coronal Mass Ejections (CME) etc. which are not shown here.

These structures have some common properties, namely

1. A finite size (at least in one or two directions);
2. They are externally irradiated by the Sun;
3. Because of their density and temperature conditions, they can be observed in Halpha filtergramms in non-LTE state.

## **2. WHY WE NEED IN 2D AND 3D MODELS?**

The 1D approach to non-LTE modeling of solar isolated structures was thoroughly examined during the last decade (see, for example, Gouttebroze et.al., 1993). But one-dimensional approach has several drawbacks which follow from the above mentioned properties.

On these figures we show 1D and 2D treatment of the same isolated structure. In a former case the structure is represented by a 1D vertical or horizontal slab located above the solar surface (chromosphere).

a) Plasma properties are constant along every plane, parallel to the slab surface.

b) Incident radiation is assumed to be independent on the azimuth angle  $\phi$ , so we have to perform some averaging procedure for the real solar irradiation to obtain boundary conditions for our models.

Transition to 2D representation allows an important improvement in our treatment of plasma properties and the incident radiation. Namely, in 2D case

- a) Plasma properties are identical for different crosssections of the model;
- b) We can define the incident radiation in each point at the boundary as a function of  $\mu$  and  $\phi$ , so we can precisely take into account the anisotropy of solar radiation and limb-darkening effects; and
- c) It is very important to note that now photons have an ability to income and to escape through the upper and low boundaries. Since we have a strong chromospheric irradiation below the structure, the plasma properties can be highly affected.

Transition from 2D to 3D representation is not so much dramatic, but doing it we obtain following improvements:

- a) definition of plasma properties in every point of the structure;
  - b) the photon transport through all structure boundaries.
- Hereafter we will be concerned only with 2D modeling, since its 3D modification is rather straightforward.

## **3. HOW WE CAN PERFORM EFFICIENT MULTIDIMENSIONAL NON-LTE CALCULATIONS?**

### **3.1 Introduction to ALI technique**

The usual (restricted) non-LTE problem implies a simultaneous solution of Equations of Statistical Equilibrium (ESE) and the Equation of Radiative Transfer (RTE):

$$\begin{cases} n_i \sum_{j=1}^N (R_{ij} + C_{ij}) = \sum_{j=1}^N n_j (R_{ji} + C_{ji}) \\ \sum_{j=1}^N n_j = N_{\text{tot}} \\ (\mathbf{n} \nabla) I_{\mathbf{n}} = k_{\mathbf{n}} (S_{\mathbf{n}} - I_{\mathbf{n}}) \end{cases}$$

where  $n_i$  – an atomic level  $i$  population,  $R_{ij}$  and  $C_{ij}$  are, respectively, the radiative and collisional probabilities for  $i-j$  transition,  $I_n$  – specific radiation intensity in direction  $\mathbf{n}$ ,  $k_n$  – absorption coefficient and  $S_n$  – source function.

The main difficulties here are

a) non-linearity (since  $n_i$  through  $R_{ij}$  depends on  $I_n$  which depends on  $n_i$  through  $k_n$  and  $S_n$ )

b) non-locality -because the intensity of radiation in a given space point depends on level populations in all points of the model. A detailed discussion on this question can be found in Mihalas (1978).

We can rewrite the RTE in an operator form:

$$I = \Lambda [S]$$

or in a matrix representation

$$I_k = \sum_l \Lambda_{kl} S_l$$

where  $\Lambda$  is the so-called Lambda-operator. Each term  $\Lambda_{kl} S_l$  represents a contribution from point  $l$  to the radiation intensity at point  $k$ .

Since the problem is non-linear, we can try to find the solution by iterations like:

$$I^m = \Lambda [S^{m-1}]$$

where  $m$  is the number of current iteration. It means that for radiation field calculation we use source functions, obtained from the previous iteration step, assuming some initial guess of  $S$  for  $m=1$  – in many interesting cases the LTE initial populations are satisfactory. But this iteration scheme converges very slowly so the number of iterations we have to perform is approximately equal to the optical depth in the centre of an optically thickest transition. For Lyman lines in prominences this optical thickness can achieve the value of  $10^6$ .

To improve the convergency, Cannon (1973 a,b) has introduced so-called Approximative Lambda Operator (ALO) technique:

$$I^m = \Lambda^* [S^m] + (\Lambda - \Lambda^*) [S^{m-1}]$$

where  $\Lambda^*$  is an ALO. The properties of ALO are

- a) it should be easy to inverse and
- b) it should be a good approximation of true operator.

In multidimensional case we have no another choice then to use as  $\Lambda^*$  the diagonal of  $\Lambda$ . Indeed, this choice is the optimal one (for review of  $\Lambda^*$  operators see Puls and Herrero, 1988). Introducing a current (unknown) source function in to the iteration scheme greatly improves convergency. It may become more clear if we note that for optically thin transitions Lambda operator is practically diagonal one.

### 3.2. MALI approach

Rybicki and Hummer (1991,1992) applied the ALI technique to a multilevel atom problem by means of preconditioning of ESE. The main idea of their Multilevel ALI method (MALI) is a direct incorporation of expression for  $I_n$  in ESE. So we obtain a set of preconditioned ESE. For line transition  $i-j$ , with assuming a Complete Frequency Redis-

tribution of photons (CRD), the terms in original ESE are looking as follows ( $i < j$ ):

$$n_i (C_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij}) = n_j (C_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij} + A_{ji})$$

where

$$\bar{J}_{ij} = \int d\omega \int_0^\infty dv \varphi_v I_{\bar{n}v}$$

Substituting here the expression for  $I_{\bar{n}v}^m$  and taking into account that

$$S^{CDR} = \frac{A_{ij} n_j}{B_{ij} n_i - B_{ji} n_j}$$

we obtain a set of preconditioned ESE:

$$n_i (C_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij}^{eff}) = n_j (C_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij}^{eff} + A_{ji} [1 - \bar{\Lambda}])$$

where

$$\bar{\Lambda} = \int d\omega \int_0^\infty dv \varphi_v \Lambda_{\bar{n}v}^*$$

and

$$\bar{J}_{ij}^{eff} = \int d\omega \int_0^\infty dv \varphi_v (I_{\bar{n}v} - \Lambda_{\bar{n}v}^* S_{\bar{n}v})$$

It is important to note that the preconditioned ESE look very similar to the original ESE system, so the MALI calculation scheme is nearly the same as that for ordinary  $\Lambda$  – iterations. On each iteration step we 1) perform a formal solution of RTE using an estimation of atomic level populations from the previous iteration, calculating simultaneously radiative integrals, appearing in MALI equations, and 2) solve a linear system of preconditioned ESE. These steps are repeated until the overall convergency is achieved. Previous work using MALI technique, undertaken in last years for 1D geometry, confirmed its good convergency properties. It means that this method should be suitable also for 2D and 3D calculations, where we have a dramatic problem of saving the computer time.

Finally, we can note that the effects of Partial Frequency Redistribution (PRD) can be easily incorporated in MALI equations.

### 4. EXISTING 1D AND 2D CODES AND COMPARISON OF RESULTS FOR 1D AND 2D CALCULATIONS

1D MALI – PRD codes for isolated solar structures was created by Heinzel (1995) and Gorshkov (unpublished). Paletou (1995) developed a 2D MALI code. This code takes into account PRD effects and it is suitable for performing 2D multilevel calculations for hydrogen in prominence – like structures. Here we show some of his results in comparison with 1D calculations. A similar 2D code was created by Gorshkov (in preparation). A review of multidimensional codes for other problems can be found in Auer et.al.(1994).

## 5. FUTURE PROSPECTS

With developing of 2D modelling of solar isolated structures it is become possible to model some interesting phenomena in solar atmosphere. For examples it may be:

- a) A non-rectangular treatment of structure's crosssection.
- b) Effects of X-ray irradiation of prominences and post-flare loops.
- c) 2D modeling of 3D structures (e.g. spicules).
- d) Radiative magnetohydrodynamical approach to modelling of solar structures.

## REFERENCES

- Auer L., Bendicho P.F., Bueno J.T.: 1994, *Astrom. Astrophys.* 292, 599.
- Cannon C.: 1973a, *JQSRT* 13, 627.
- Cannon C.: 1973b, *Astrophys. J.* 185, 621.
- Gouttebroze P., Heinzel P., Vial J.-C.: 1993, *Astron. Asophys. Suppl.* 99, 512.
- Heinzel P.: 1995, *Astron. Astrophys.* 299, 563.
- Mihalas D.: 1978, *Stellar Atmospheres*, 2nd ed. W.H.Freeman.
- Paletou F.: 1995, *Astron. Astrophys.* 302, 587.
- Puls J., Herrero A.: 1988, *Astron. Astrophys.* 204, 219.
- Rybicki G.B., Hummer D.G.: 1991, *Astron. Astrophys.* 245, 171.
- Rybicki G.B., Hummer D.G.: 1992, *Astron. Astrophys.* 262, 209.

# Poznámky k použití MacCormackova numerického schematu v malých heliocentrických vzdálenostech

Jan Zicha

## Abstrakt

Při numerickém modelování časového vývoje fyzikálních procesů probíhajících v blízkosti slunečního povrchu je třeba eliminovat nepřesnosti, popř. nestability, které bývají v této oblasti vyvolány velkými gradienty jednotlivých fyzikálních veličin a přítomností kritického bodu. Následující práce se zabývá některými výhodami, které v této souvislosti přináší použití zobecněného MacCormackova numerického schematu. V práci je řešena úloha numerického modelování sféricky symetrického jednorozměrného hydrodynamického slunečního větru, ale některé poznatky lze snadno aplikovat i na další obecnější výpočty.

Všechny výpočty a výsledky uváděné v následujícím textu se vztahují k modelování relaxace k ustálenému stavu jednorozměrného hydrodynamického slunečního větru, který je popsán známou soustavou tří parciálních diferenciálních rovnic:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial (\rho v r^2)}{\partial r} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{GM_s}{r^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -v \frac{\partial p}{\partial r} - \gamma p \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2\gamma p v}{r} \quad (3)$$

Ve všech modelech podkritického slunečního větru je přirozeně věnována velká pozornost ošetření okrajových podmínek na vnitřní hranici. Nejedná se přitom pouze o základní skutečnost, že hraniční hodnotu (v našem případě) jedné z veličin  $\rho$ ,  $v$ , a  $p$  (hustota, rychlosť a tlak) je nutno doložitávat podle hodnot získaných výpočtem v sousedních bodech prostorové sítě a realizovat tak přenos informace z proudového pole zpět na hranici (Nakagawa, Steinolfson 1975). Nepřesnosti v blízkosti vnitřní hranice mohou být způsobeny také velkými gradienty jednotlivých veličin v této oblasti, pro jejichž dostatečně přesné zachycení je třeba pracovat s poměrně hustou prostorovou sítí.

Z běžně používaných numerických schemat Lax-Wendroffova typu, která se pro tyto výpočty používají, je přirozené zvolit v malých heliocentrických vzdálenostech schema MacCormackovo (viz obr. 5), které má tu výhodu, že v jednotlivých časových krocích není třeba extrapolovat nebo interpolovat žádnou z hodnot v těsné blízkosti vnitřního okraje uvažované oblasti, ale pouze hodnoty pomocného kroku<sup>1</sup> v bodě na vnější hranici.

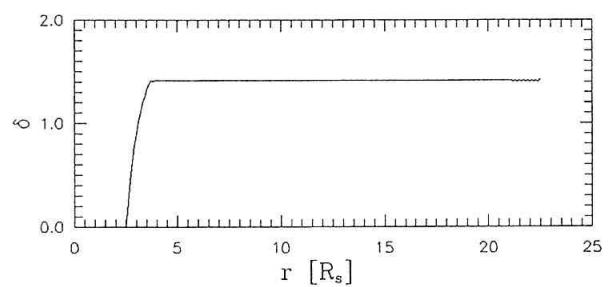
Mírou nepřesnosti konkrétního numerického modelu mů-

že být např. přesnost, se kterou je v jednotlivých bodech prostorové sítě splňena rovnice kontinuity. Tok hmoty krouží heliocentrickou kulovou plochou by měl být po ukončení relaxace k ustálenému stavu konstantní. Na obr. 1 je znázorněna závislost relativní odchylky vypočtené ze vztahu

$$\delta_i = \frac{\rho_i v_i r_i^2 - \rho_1 v_1 r_1^2}{\rho_1 v_1 r_1^2} \quad (4)$$

na heliocentrické vzdálenosti. Dolní index označuje krok v prostoru. Počáteční okrajové podmínky jednotlivých fyzikálních veličin byly následující:

$$\rho_{b_1} = 3.76 * 10^{-13} \text{ kg.m}^{-3}, \quad T_{b_1} = 1.4 * 10^6 \text{ K}, \quad v_{b_1} = 8 \text{ km.s}^{-1}.$$



Obr. 1: Relativní odchylka při použití MacCormackova schematu s ekvidistantní prostorovou sítí o 200 bodech.

Okrajová hodnota rychlosti v dalších časových krocích byla doložitávána lineární extrapolací z hodnot v sousedních dvou bodech prostorové sítě  $r_2$  a  $r_3$ . Uvažovaná oblast

<sup>1</sup> V textu je třeba rozlišovat termín „pomocný krok“ označující první krok dvoukrokového numerického schematu a termíny „krok v čase“ a „krok v prostoru“ používané při popisu řešení v jednotlivých bodech časoprostorové sítě.

$2.5 R_s - 22.5 R_s$  bola rozdelená prostorovou sítí o 200 bodech, hodnoty uvedené v grafu odpovídají situaci po ukončení relaxace k ustálenému stavu po 8000 časových kročích. Velikosť kroku v čase byla volena 50 s.

Z grafu je patrné, že pri dané hustotě ekvidistantnej prostorovej sítě dojde v blízkosti vnitrnej hranice vlivom umelé difuze zavádzene kvôli potlačeniu oscilacii řešenia v kritickom bodi, ke vzniku veľkej relativnej chyby, ktorá bude mať vliv na řešenie v celé závislosti oblasti.

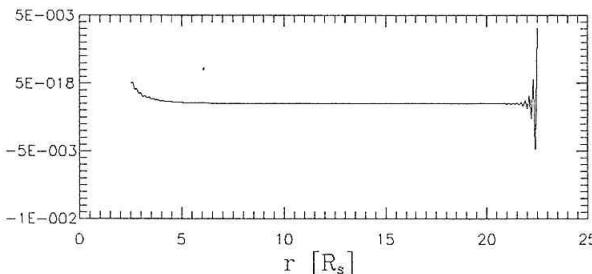
Zmínaná umelá difuze bola zavedena podmienkym príkazom

$$|u_{i-1}| + |u_{i+1} - u_i| \geq k * u_{\max} \Rightarrow u_i = \frac{d}{2}(u_{i-1} + u_{i+1}) + (1-d)u_i, \quad (5)$$

kde  $u$  je některá z veličin  $\rho$ ,  $v$  a  $p$ ,  $u_{\max}$  je maximálna hodnota  $u$  v danom časovom kroku a koeficienty  $k$  a  $d$  sú voliteľné parametre výpočtu splňujúci základnú podmínku

$$k > 0, d \in \langle 0, 1 \rangle. \quad (6)$$

V praxi to znamená, že v prípade, že hodnoty gradientu některé veličiny v  $i$ -tém bodi prostorovej sítě prekročí  $k$ -násobek maximálnej hodnoty této veličiny v uvažované oblasti, nahradí sa pôvodná hodnota  $u_i$  váženým průměrom hodnot v nejbližších třech bodech prostorovej sítě.



Obr. 2: Relativná odchylka po zavedení umelé difuze v závislosti na oscilacích řešení.

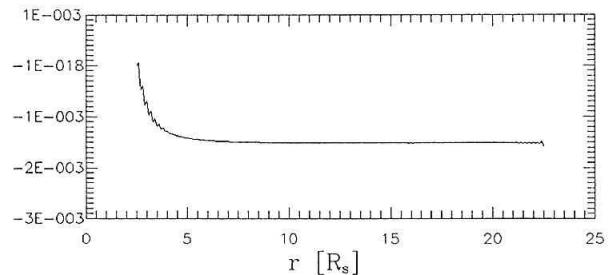
Z obr. 1 je patrné, že tento prístup se neosvědčuje v malých heliocentrických vzdálenostach, kde sú veľké gradienty všetkých tri uvažovaných veličín žádoucí a odpovídají správnemu řešeniu. Přirozeným ošetrením tohto problému je změna podmínky pro zavádzanie umelé difuze tak, aby toto opatření bylo použito v prípade, že se v řešení vyskytnou oscilace, t.j.

$$|u_i - u_{i-1}| + |u_{i+1} - u_i| \geq |u_{i+1} - u_{i-1}| \Rightarrow u_i = \frac{d}{2}(u_{i-1} + u_{i+1}) + (1-d)u_i, \quad (7)$$

Z obr. 2 je vidieť, že tato jednoduchá změna pri zavádzaní umelé difuze má zásadný vliv na chovanie relativnej chyby v prubehu celého výpočtu. Presto však v blízkosti vnitrnej hranice oblasti dochází ke vzniku systematickej chyby, ktorá súvisí s málo hustou prostorovou sítou použitou pri výpočtu.

Další výrazná chyba sa objevuje na vnější hranici uvažovanej oblasti, kde je prubeh jednotlivých veličín zkreslen dopocítávaním hodnot v poslednom bodi prostorovej sítě extrapolací z bodu predposledného. Tato chyba môže byť snadno eliminovaná, jestliže okrajovou podmínku

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r_{b2}} = 0. \quad (8)$$



Obr. 3: Relativná odchylka pri extrapolaci hodnot na vnější hranici podle vztahu (II).

vyjadrenou numericky vztahem

$$u_m^n = u_{m-1}^n, \quad (9)$$

kde horni index označuje krok v čase, dolni index krok v prostoru,  $m$  je celkový počet uzlů prostorovej sítě a  $r_{b2}$  v rovnici (8) označuje vnější okraj uvažovanej oblasti, nahradíme presnejšou podminkou

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r_{b2}} = \text{const}. \quad (10)$$

s numerickou interpretací

$$u_m^n = 2u_{m-1}^n - u_{m-2}^n. \quad (11)$$

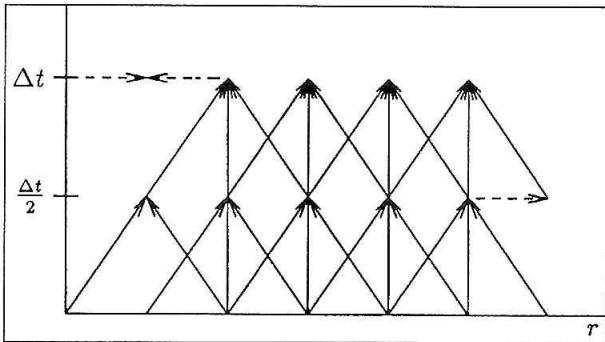
Výsledok výpočtu po zavedení této úpravy je uveden na obr. 3.

Venujme nyní pozornost zmínenej systematickej chybe vznikající pri vnější hranici v dôsledku příliš velkého kroku v prostoru. Pokud bychom chteli tu chybu snížit pouhým zhuštěním prostorovej sítě, bylo by treba volit takové hodnoty kroku v prostoru, ktoré by znamenaly několikanásobné zpomalenie výpočtu a zvýšení nároku na operační paměť počítače.

Ideálnim řešením by přirozeně bylo vzdá se požadavku na ekvidistantní prostorovou síť a použít malý krok v prostoru pouze v blízkosti vnitrnej hranice uvažovanej oblasti. Před zavedením takového opatření pro numerická schémata Lax-Wendroffova typu, která jsou založena na dvoukrokovém výpočtu hodnot pro  $n+1$  první krok v čase na základě hodnot v sousedních bodech prostorovej sítě v  $n$ -tém časovém kroku, by však bylo nutné zvážit, jak se změna velikosti kroku v prostoru projeví v jednotlivých časových kročích v bodi prostorovej sítě, ve kterém hustší síť přejde v řidší. Celý problém je dobře patrný z následujicího schematického znázornění příslušných diferenčních rovnic.

$$U_i^{n+1} = \frac{1}{2}(U_{i+1}^n + U_{i-1}^n) - G(U_i^n) \frac{\Delta t}{2\Delta r} [F(U_{i+1}^n) - F(U_{i-1}^n)] \quad (12)$$

$$U_i^{n+2} = U_i^n - G(U_i^{n+1}) \frac{\Delta t}{\Delta r} [F(U_{i+1}^{n+1}) - F(U_{i-1}^{n+1})]. \quad (13)$$



Obr. 4: Jeden krok v čase při použití Richtmyerova numerického schématu.

Výjimku z tohoto pravidla však představuje právě MacCormackovo schéma znázorněné na obr. 5, které v každém časovém kroku v bodě  $r_i$  prostorové sítě používá v diferenčních rovnicích

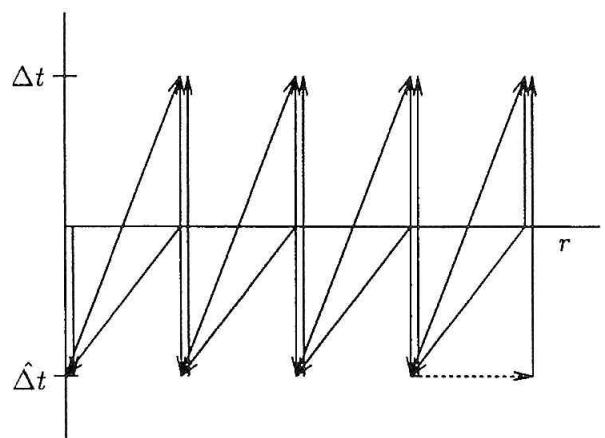
$$\hat{U}_i^{n+1} = U_i^n - G(U_i^n) \frac{\Delta t}{\Delta r} [F(U_{i+1}^n) - F(U_i^n)] \quad (14)$$

$$U_{i+1}^{n+1} = \frac{1}{2} \left[ U_{i+1}^n + \hat{U}_{i+1}^{n+1} - G(\hat{U}_{i+1}^{n+1}) \frac{\Delta t}{\Delta r} [F(\hat{U}_{i+1}^{n+1}) - F(\hat{U}_{i+1}^n)] \right] \quad (15)$$

vždy pouze jednu hodnotu kroku v prostoru, totiž  $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$ . Použijeme-li tedy pro toto schéma obecně neekvidistantní síť, můžeme na ni pohlížet jako na několik nezávislých na sebe navazujících modelů, pouze s tím omezením, že základní podmínku pro stabilitu schémat tohoto typu

$$\Delta r \geq V_{\max} \Delta t , \quad (16)$$

kde  $V_{\max}$  je maximální rychlosť šíření informace v daném, je třeba vztahovat k nejmenšímu použitému prostorovému kroku. Vzhledem k tomu, že hustší síť je třeba použít v blízkosti vnitřní hranice, kde jsou v hydrodynamickém případě hodnoty rychlosti  $V_{\max}$  zpravidla, je i tato podmínka splněna lépe, než kdyby byl minimální prostorový krok použit ekvidistantně v celé oblasti.



Obr. 5: Jeden krok v čase při použití Mac Cormackova schématu.

Z podrobné analýzy podložené řadou výpočtů s různými prostorovými sítěmi plyne, že velikost průměru absolutních hodnot  $\delta_i$

$$\Delta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\delta_i| \quad (17)$$

je rostoucí funkci počtu změn hustoty prostorové sítě a velikosti těchto změn. Pro danou úlohu tedy např. není příliš zajímavá síť generovaná podle exponenciálního vztahu. (Neuvažujeme možnost zavedení logaritmické transformace heliocentrické vzdálenosti do původních rovnic (1–3), viz Usmanov, 1993.)

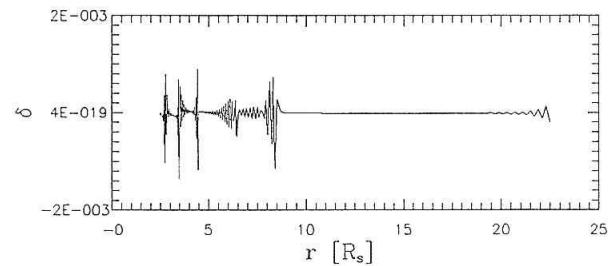
$$r_{i+1} = qr_i \quad (18)$$

Ke zmenšení chyby výpočtu nepřispěje v daném případě ani zavedení adaptivní sítě, která se mění při každém časovém kroku v závislosti na průběhu relativní odchyly  $\delta_i$ ,  $i=1,\dots,m$ , kde  $m$  je počet bodů prostorové sítě. Další optimalizace prostorové sítě tedy spočívá v hledání vhodného kompromisu mezi použitím různě husté sítě v různých heliocentrických vzdálenostech, minimálním počtem změn velikosti prostorového kroku a minimálním celkovým počtem uzlů sítě.

Velmi dobrých výsledků (viz obr. 6) bylo dosaženo při použití sítě s šesti různě velkými kroky v prostoru s parametry uvedenými v následující tabulce.

Tab. 1: Parametry neekvidistantní prostorové sítě

interval [R <sub>s</sub> ]	2.5 - 2.75	2.75 - 3.5	3.5 - 4.5	4.5 - 6.5	6.5 - 8.5	8.5 - 22.5
Δ[R <sub>s</sub> ]	1/48	1/40	1/28	1/18	1/11	1/5



Obr. 6: Relativní odchylka při vhodném rozdělení prostorové sítě na 6 intervalů s různým krokem v prostoru.

Chyba  $\Delta$  definovaná vztahem (17) klesne v tomto případě po 8000 časových krocích na hodnotu

$$\Delta \approx 2.49 * 10^{-4} . \quad (19)$$

Pozoruhodné je, že absolutní hodnota aritmetického průměru relativních odchylek v jednotlivých bodech

$$\bar{\delta} = \left| \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i \right| \quad (20)$$

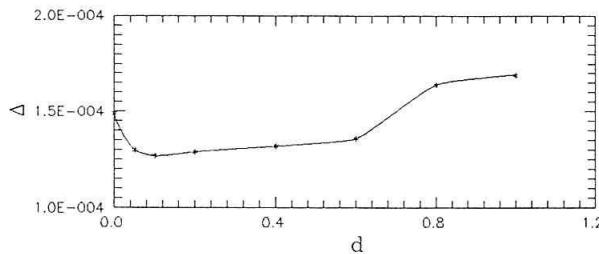
je při této volbě sítě na rozdíl od jiných propočítávaných případů více než 10× nižší než součet absolutních hodnot použity při výpočtu  $\Delta$ ,

$$\bar{\delta} = 1.2 * 10^{-5} . \quad (21)$$

Znamená to, že chyba  $\Delta$  vzniká převážně v důsledku oscilací v okolí bodů, ve kterých se mění hustota sítě, zatímco systematická chyba způsobená nepřesnostmi v těsně blízkosti vnitřní hranice oblasti, je téměř eliminována.

Pokusme se ještě vyjádřit závislost chyby  $\Delta$  na paramet-

ru umělé difuze d použitém ve vztahu (7) a na velikosti časového kroku.

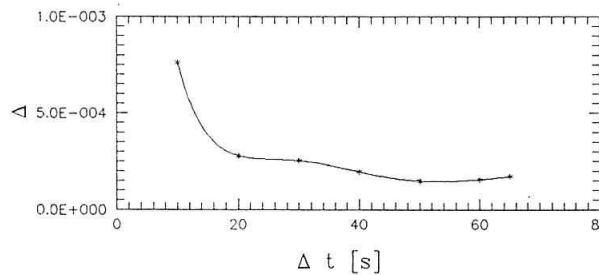


Obr. 7: Závislost relativnej chyby  $\Delta$  na parametru umělé difuze  $d$ .

Je-li  $d=0$ , znamená to, že se žádná umělá difuze nezavádí. Z grafu 7 je patrné, že v tomto případě dochází k poměrně prudkému, nicméně nepříliš významnému zvýšení relativnej chyby výpočtu. Při konstatování této skutečnosti je však třeba mít na paměti, že v případě náročnějších více-rozměrných úloh nebo při výpočtech s méně hustou prostorovou sítí může opomenutí tohoto opatření ohrozit stabilitu numerického výpočtu.

Hodnota  $d=1$  naopak znamená, že vážený průměr, kterým je nahrazena vypočtená hodnota  $u_i$  veličiny  $u$  v i-tém bodě prostorové sítě, je pouhým aritmetickým průměrem hodnot v sousedních dvou bodech. Za optimální hodnotu parametru  $d$  volíme pro další výpočty  $d=0.2$ .

Na obr. 8 je znázorněna závislost chyby  $\Delta$  na velikosti časového kroku.  $\Delta$  je zřejmě klesající funkcí  $\Delta t$ , a to až do hodnoty  $\Delta t = 50$  s, u které se začíná projevovat omezení velikosti časového kroku shora podmínkou (16) a výpočet se rychle stává nestabilním.



Obr. 8: Závislost relativnej chyby  $\Delta$  na velikosti časového kroku.

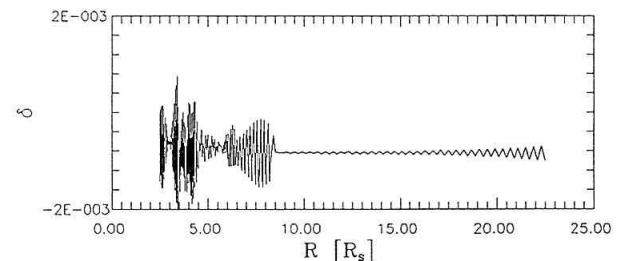
Velikost časového kroku, při kterém již výpočet neproběhl, je uvedena v tab. 2. Ukazuje se, že časový krok  $\Delta t = 50$  s používaný v předchozích výpočtech přibližně odpovídá optimální hodnotě tohoto parametru.

Tab. 2: Závislost chyby na velikosti časového kroku.

$\Delta t$ [s]	10	20	25	30	40	50	60	65	70
$\Delta \times 10^{-4}$	7.62	2.79	2.71	2.53	1.96	1.49	1.67	1.74	Error

Zvětšování relativnej chyby výpočtu s klesajícím časovým krokem je způsobeno sčítáním zaokrouhlovacích chyb v každém kroku použité numerické metody. Obr. 9 znázorňuje průběh  $\delta_i$  po uplynutí relaxačního času  $40\,000 \times 10$  s. Z grafu je patrné, že zvýšení chyby  $\Delta$  je způsobeno přede-

vším větším „rozkmitáním“ v okolí bodů, ve kterých se mění hustota sítě. Objevuje se také určitá systematická chyba, ale v podstatě náhodně rozložené hodnoty průměrné relativnej odchylky  $\delta$  (viz tab. 3) při různě velkých časových krocích nepotvrzují závislost tohoto druhu chyby na velikosti kroku v čase.



Obr. 9: Relativná odchylka pri časovém kroku  $\Delta t = 10$  s

Tab. 3: Závislost průměrné relativnej odchylky na velikosti časového kroku.

$\Delta t$ [s]	10	20	25	30	40	50	60	65	70
$\delta \times 10^{-5}$	-71.7	3.98	9.37	10.0	4.91	-1.20	-7.78	10.9	Error

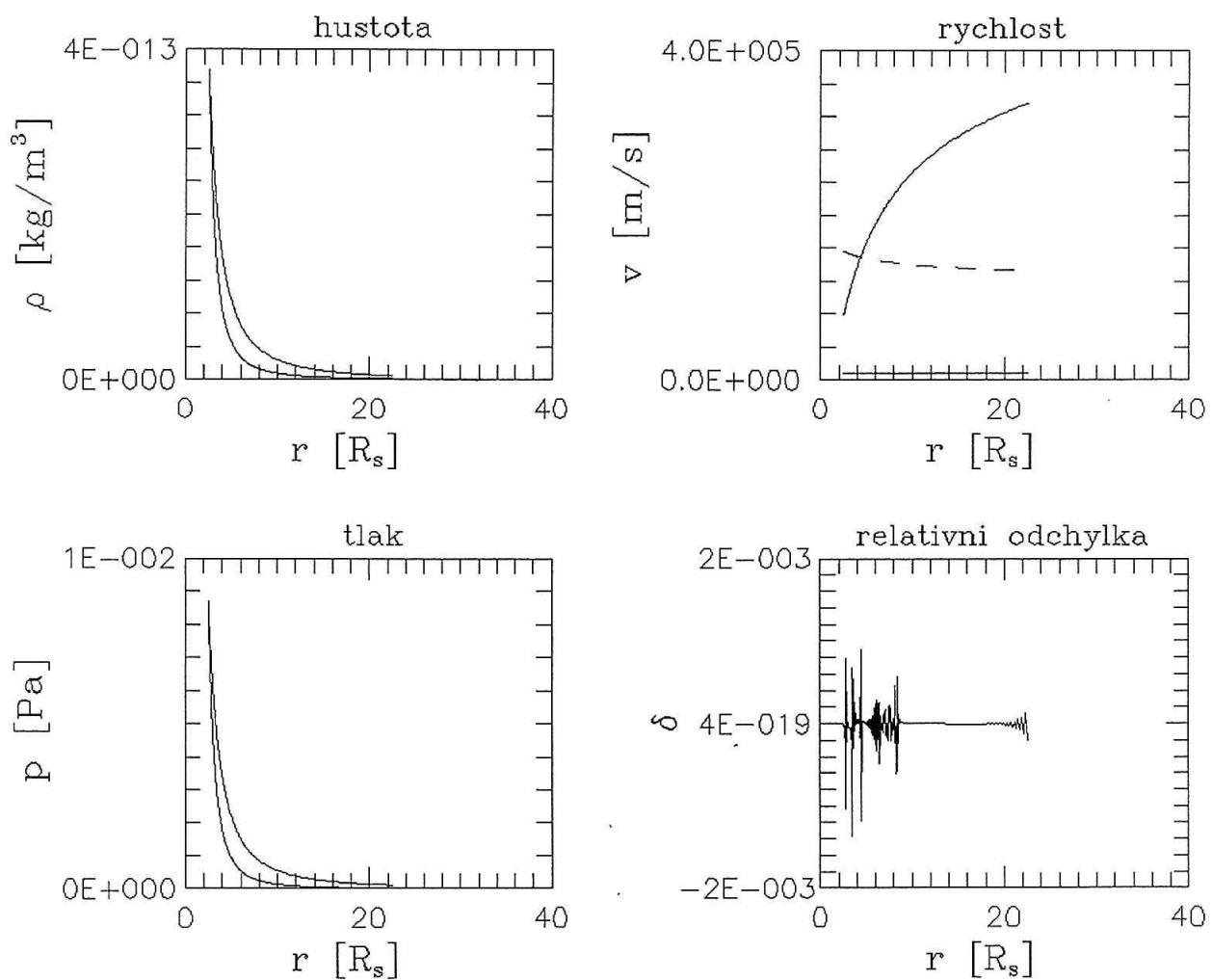
Za zmínku stojí, že na průběh řešení mají vliv ještě další parametry, jejichž analýza není v této práci uváděna buď proto, že se jedná o parametry, jejichž hodnota je standartně používána a z různých důvodů není obvyklé ji měnit (např. heliocentrická vzdálenost vnitřního okraje uvažované oblasti), nebo proto, že jejich nastavení je považováno za samozřejmé (např. extrapolace rychlosti na vnitřní hranici způsobem analogickým ke vztahu (10). Extrapolace podle vztahu analogického k (8) by vedla ke zvýšení systematické chyby o několik rádů.)

Výsledky analýzy závislosti průběhu numerického řešení na jednotlivých parametrech mohou být užitečné zejména při porovnávání vypočtených hodnot s analytickým řešením, popř. s experimentálně zjištěnými daty, kdy je důležité rozlišit vliv použité numerické metody od dalších faktorů.

Na závěr ještě uvedeme grafy jednotlivých fyzikálních veličin získané při výpočtu s parametry nastavenými optimálně ve smyslu výše uvedené analýzy, t.j. s prostorovou sítí danou tabulkou Tab. 1, parametrem umělé difuze  $d=0.2$  a relaxačním časem  $8000 \times 50$  s.

## LITERATURA

- 1) Nakagawa, Y., Steinolfson, R. S.: 1976, *Astrophysical Journal* 207, 296.
- 2) Zicha, J.: Okrajové podmínky pro numerické řešení slunečního větru, Diplomová práce, FJFI ČVUT Praha, 1994.
- 3) Usmanov, A. V.: 1993, *Solar Phys.* 143, 345.



Obr. 10: Numerický model slunečního větru. V grafu „rychlost“ je čárkovaně znázorněna rychlosť zvuku.

# **O projekte merania rotácie plazmy v okolí slnečných škvŕn pomocou optických vláken**

*Aleš Kučera, Ján Rybák, Astronomický ústav SAV, Tatranská Lomnica  
Peter a Zdeno Kodyšovci, Magurská 15 a Krivánska 30, Banská Bystrica  
Hubertus Wöhl, Kiepenheuerov ústav pre slnečnú fyziku, Freiburg, SRN*

## **Abstrakt:**

Príspevok popisuje základnú myšlienku, návrh technickej realizácie, výsledky doteraz prevedených testov a súčasný stav projektu merania rotácie slnečnej plazmy v okolí slnečných škvŕn na Horizontálnych slnečných ďalekohľadoch so spektrografom (HSĽS) AsÚ SAV na observatóriu v Starej Lesnej i Slovenskej ústrednej hvezdárne v Hurbanove. Predpokladaným výsledkom tohto projektu pravidelného pozorovania škvŕn počas podstatnej časti budúceho slnečného cyklu by mali byť poznatky o rotačnom pohybe plazmy v blízkom okolí slnečných škvŕn, ktoré rotujú okolo slnečnej osi, ako je známe, o poznanie rýchlejšie ako pokojná slnečná fotosféra. Projekt je v štádiu výroby potrebných zariadení a po testovacej fáze by pravidelné pozorovania mali začať na jar 1997.

## **ÚVOD**

Snaha o optimálne využitie HSĽS na AsÚ SAV a v SÚH, opierajúca sa o naše poznatky o ich kladných i negatívnych vlastnostiach, nás priviedla k návrhu projektu merania rotácie plazmy v blízkom okolí slnečných škvŕn. Do úvahy sme brali i predošlé zameranie týchto prístrojov (Dorotovič a Lorenc, 1995), naše skúsenosti s využitím optických vláken pre spektroskopické pozorovania (Kodyš a kol., 1995), možnosti spolupráce uvedených prístrojov a spomínaných inštitúcií, ako i množstvo otvorených otázok o evolúcii magnetického pola, vynárajúceho sa z konvektívnych vrstiev vo forme škvŕn na slnečnom povrchu (napr. Stix, 1991).

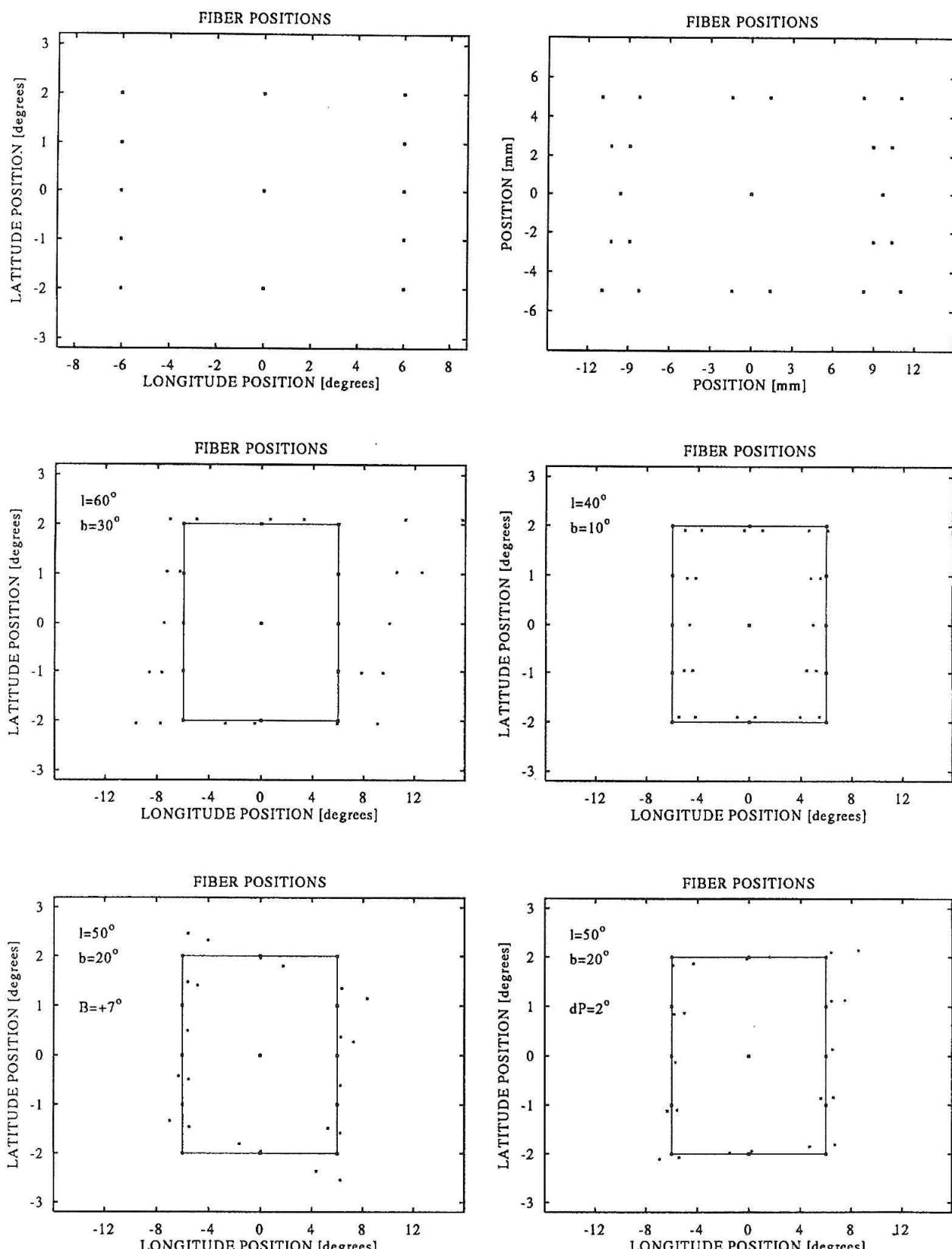
Slnečné škvŕny rotujú okolo osi slnečného telesa o poznanie rýchlejšie ako okolitá fotosférická plazma. Hoci je rozptyl rotačných rýchlosťí škvŕn značný, predsa len štatisticky platí, že škvrna sa vlastne prediera dopredu pri svojom pohybe voči relatívne „stojacej“ plazme s rozdielom ich rotačných rýchlosťí. Navyše je tento efekt komplikovaný vlastnými pohybmi škvŕny v smere, či proti smeru jej rotácie ako i v meridionálnom smere. Úplne neznáme je zatial rotačné správanie sa plazmy vo veľmi blízkom okolí škvŕny, kde by jej rýchlosť mala byť (turbulentne?) ovplyvnená rýchlejšou rotáciou škvŕny. Predpokladaný rozptyl rýchlosťí vyžaduje dostatočne veľký štatistický súbor meraní na to, aby bolo možné študovať očakávané závislosti rotácie blízkej plazmy na type škvŕn, polohe škvŕn, ich magnetických vlastnostiach, atď. Podobné merania už boli prevádzané na malej vzorke škvŕn (Lustig a Wöhl, 1993).

## **ZÁKLADNÁ MYŠLIENKA**

Pre meranie rotačnej rýchlosťi plazmy sme navrhli pozorovanie Dopplerovského posunu slnečnej spektrálnej čiary Fe I 557.6nm, necitlivej na magnetické pole, v takých poločinných škvŕnach na zdanlivom slnečnom disku pri limbe, keď sa do vzájomnej rýchlosťi pozorovateľa a plazmy premieta podstatná časť rotačného pohybu. Zároveň sme s použitím optických vláken (OV) navrhli súčasné merania vo viacerých miestach v okolí škvŕny, čo by malo spresniť a zrýchliť proces merania. Laboratórny zdroj referenčného spektra bol navrhnutý pre dosiahnutie dostatočnej presnosti merania posunov slnečnej spektrálnej čiary.

## **NÁVRH TECHNICKEJ REALIZÁCIE**

Projekt predpokladá výrobu špecializovaného optovláknového prídavného zariadenia pre HSĽS, ktoré by umožnilo: umiestnenie vstupov viacerých OV v ohniskovej rovine ďalekohľadu v okolí slnečnej škvŕny, sledovanie obrazu slnečnej škvŕny a jej okolia spolu s polohami vstupov OV počas pozorovaní, optimálne nasmerovanie výstupných koncov OV do vstupnej štrbiny spektrografovi, justovanie vláken paralelne s optickými osami ďalekohľadu a spektrografovi, otáčanie vstupnej konfiguráciou OV okolo osi ďalekohľadu, vytvorenie dodatočného absorbčného spektra párov jodu a jeho simultanný prechod spektrografom so svetlom iných vláken po skoro totožnej dráhe, ale mimo „meracích“ vláken.



Obr.1 : Optimálne usporiadanie vstupov OV. Pre pozorovanie bola vybraná relatívna poloha 15 miest voči stredu škvŕny (graf vľavo hore). Kvôli meraniu vo všetkých kvadrantoch disku bola konfigurácia linearizovaná z 23 vláken, optimálne pre polohu  $l = 50^\circ$ ,  $b = 20^\circ$  (graf vpravo hore). Nepresnosti takéhoto usporiadania vláken v polohách  $l = 60^\circ$ ,  $b = 30^\circ$  a  $l = 40^\circ$ ,  $b = 10^\circ$  sú ukázane v strednom rade grafov. Príklady vplyvu parametra  $B$  a nepresnosti nastavenia parametra  $P$  sú znázormené v spodnom rade grafov pre optimálnu polohu škvŕny a pre  $B = +7^\circ$  a  $dP = 2^\circ$ .

Detekčná časť zariadenia by mala zabezpečiť sledovanie spektrálnej čiary železa s vlnovou dĺžkou 557.6 nm z jednotlivých „meracích“ vláken súčasne s „kalibračnými“ vláknami. Záznam obrazu okolia škvŕny s polohou OV a obrazu spektier svetla, preneseného jednotlivými vlákna mi by mal byť prevádzaný v reálnom čase pomocou TV CCD kamier a prídavného zariadenia personálneho počítača pre digitalizáciu TV obrazu do pamäte počítača a na magnetické záznamové médium.

## VÝSLEDKY PREVEDENÝCH TESTOV

Nájdenie optimálnych OV bolo prevedené z 18 dostupných testovacích vzoriek vláken, ktoré boli upravené do testovacieho prípravku, umiestneného do sústavy teleskop-spektrograf. Najvhodnejšími vláknami potrebných rozmerov a najmenšej rozbiehavosti výstupného svetelného zväzku boli nájdené vlákna firmy Polymicro Technology radu CMS s parametrami 202/242/269 mikrometrov pre priemery jadra, obalu a ochrany vlákna.

Pre testovacie účely boli použité TV CCD kamery ETS 1000 firmy Elvia (ČR) s týmito základnými parametrami : 604×588 citlivých prvkov, rozmery 6.5×4.0 mm, prekladanej obraz s normou CCIR-B s pomerom signálu k šumu lepším ako 46dB.

Pre optimálne zobrazenie oboma TV kamerami bola použitá rôzna doplnková optika pre zmenšenie/zväčšenie obrazu tak, aby dosiahnuté priestorové a spektrálne rozlíšenie zodpovedalo našim požiadavkám.

Najvhodnejšia konfigurácia spektrografovi pre pozorovanie čiary 557.6 nm bola nájdená vo 4. ráde spektra (uhol = = 315°00'15") s lineárnu disperziou 2.9 nm/mm. Odseparovanie prekrývajúcich sa rádov spektra bolo dosiahnuté použitím farebného filtra GA48 (Carl Zeiss, Jena, SRN) pre krátkovlnné rády a interferenčného filtra Ealing, Nr.25-5453 (Ealing, VB) pre dlhovlnné rády.

Počas testov boli obrazy okolia škvŕny a spektrier svetla, preneseného vláknami, zaznamenané komerčnými VHS videorekordérmi.

Presnosť merania Dopplerovského posunu meranej čiary bola testovaná následne po pozorovaní zo spektier s laboratórnym vlnovým normálom jódových čiar na Kiepenheuerovom ústave. Videozáznam bol digitalizovaný 8-bitovým prevodníkom. Z viacerých riadkov získaného obrazu bola určená kalibračná krivka vlnových dĺžok z 8 absorbčných čiar jódu. Hoci bol negatívny vplyv analógového videozáznamu výrazný a na 1 pixel obrazu pripadá spektrálne rozlíšenie až 590 m/s, sčítaním 10 obrazov bol šum záznamu potlačený natolko, že presnosť kalibračnej krivky a z nej odvodenej polohy jadra čiary 557.6 nm bola už 20 m/s pri aplikovaní štandardnej procedúry pre výpočet polohy spektrálnej čiary. Žiadna oprava o temný tok či maticu citlivosti detektora/prenosového média nebola pritom prevádzaná.

Výsledky testov ukázali, že je možné s podobnou aparáturou prevádzkať merania z viacerých miest slnečného disku s priemerom asi 1" súčasne s presnosťou merania rýchlosťi 20 m/s s časovým rozlíšením 1/2 sekundy.

## NÁVRH VSTUPNEJ KONFIGURÁCIE OPTICKÝCH VLÁKEN

Pre interpretáciu by bolo optimálnym poznáť Dopplerovskú rýchlosť v presne stanovených miestach v okolí škvŕny – napr. v 15 miestach daných relatívnym posunom voči stredu škvŕny v héliografických súradničiach  $dl=0^\circ, 6^\circ$  a  $db=0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$  (pozri ľavý horný graf obr. 1). Pri meraní v okolí škvŕny, nachádzajúcej sa v rôznych miestach na slnečnom disku to ale vyžaduje rôzne umiestnenie vláken v ohniskovej rovine ďalekohľadu. Z finančných dôvodov bola pre tento projekt navrhnutá minimálna varianta s pevnými polohami vstupov vláken, optimalizovaná pre vybranú typickú polohu škvŕny na disku  $l = 50^\circ$ ,  $b = 20^\circ$ , najvhodnejšiu pre meranie rotačnej rýchlosťi pomocou jej projekcie do Dopplerovskej rýchlosťi. Keďže predpokladáme merania vo všetkých kvadrantoch disku, minimálna varianta pre meranie v 15 bodech musela byť navrhnutá so zvýšeným počtom vláken na 23 a s linearizovanými polohami (graf vravo hore na obr. 1).

Takáto konfigurácia vstupov vláken však pochopiteľne viedie pri meraniach v iných miestach slnečného disku k určovaniu rýchlosťí v iných ako navrhnutých héliografických polohách voči centru škvŕny. Chyby polôh pre merania s polohou škvŕny v miestach  $l = 60^\circ$ ,  $b = 30^\circ$  a  $l = 40^\circ$ ,  $b = 10^\circ$  sú znázornené na grafoch v strednom rade obr. 1.

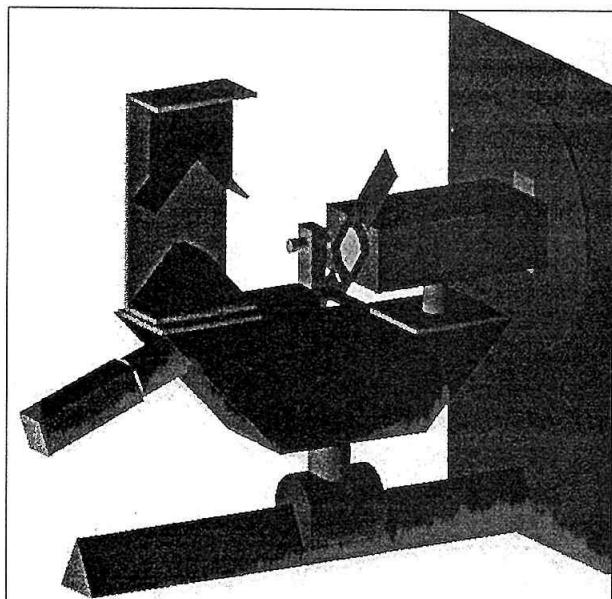
Vplyv sklonu roviny héliografického rovníka voči rovine ekliptiky (parameter B) má tiež vplyv na polohu vstupov vláken na disku ( $B=+7^\circ$ , graf vľavo dole na obr. 1). Takisto nepresné natočenie vstupnej konfigurácie vláken voči priemetu rotačnej osi Slnka (parameter P), dokumentované pre  $dP=2^\circ$  na grafe vpravo dole na obr. 1, spôsobuje podobný efekt.

## TECHNICKÝ NÁVRH OPTOVLÁKNOVÉHO ZARIADENIA

Navrhnuté, a v súčasnosti realizované, OV zariadenie (obr. 2) vyžaduje presun ohniskovej roviny ďalekohľadu asi o 25cm pred jej súčasnú polohu, čo bude dosiahnuté sústavou 4 rovinných zrkadiel. Časť obrazu z ohniskovej roviny o rozmeroch  $2\times 3$  bude takto premietnutá do roviny, ktorá bude obsahovať vstupné konce 23 vláken, ktoré bude možné natáčať okolo osi ďalekohľadu. Obraz škvŕny s jej okolím a polohou vstupov OV bude zaznamenaný TV kamerou. Výstupné konce OV budú umiestnené tesne pred vstupnou štrbinou spektrografovi. Vymedzujúce filtre budú hned za štrbinou spektrografovi. TV detektor spektier svetla OV, bude umiestnený vo vedľajšom ohnisku kamerového zrkadla spektrografovi.

Pre natočenie vstupných koncov OV do smeru priemetu zemského rovníka bude slúžiť projekčná plocha pre sledovanie pohybov škvŕny v rektascenzii. Dodatočné natočenie do smeru priemetu héliografického rovníka bude robené pomocou pootočenia o daný uhol P.

Snímanie obrazov bude zabezpečené TV CCD kamerami ETS 1000 v manuálnom režime nastavenia citlivosti.



Obr.2: 3D model optovláknového zariadenia pre HSĽS. Na optickej lavici pred vstupnou štrbinou spektrografu je umiestnené zariadenie pre posun ohniškovej roviny dalekohľadu (4 zrkadlá), TV CCD kamera pre snímanie obrazu škvŕny v ohniškovej rovine, vstupná konfigurácia OV, natáčaci mechanizmus OV, pevné umiestnenie výstupov OV pred štrbinou spektrografo, banka s parami jódú pre vytvorenie kalibračného spektra.

Pre záznam televízneho signálu bola vybraná cesta digitalizácie priamo do operačnej pamäte personálneho počítača. Zvolený digitizér TV obrazu firmy Matrox – Meteor mono – umožňuje prevod signálu do 8bitovej informácie v reálnom čase, t. j. 25 snímkov za sekundu, spolu s prenosom tejto informácie do pamäte počítača. Pre simultánne sledovanie obrazu škvŕny s polohou vláken s obrazom spektier bude zvolené striedavý záznam po jednom snímku z každej kamery. Zaznamenané obrazy polôh vláken budú použité pre možný výber obrazov podľa kvality obrazu tak, aby skladané obrazy spektier si navzájom zodpovedali.

Spracovanie dát sa bude uskutočňovať po skončení pozorovania. Obrazy škvŕny a polôh OV budú vyhodnotené tak, že budú vybrané len snímky potrebnej kvality a z nich bude odčítaná poloha jednotlivých OV voči škvŕne. Pre tieto oka-

mihy budú fotometricky redukované obrazy spektier o temný tok, nerovnomernú citlosť prvkov kamery a sklenutie obrazu. Jednotlivé obrazy spektier budú z viacerých riadkov spektra rekonštruované do 1-rozmerného radu dát. V „kalibračných“ spektrach budú určené pre daný snímok vlnové kalibračné krvinky aproximačným algoritmom z polôh centier jódových čiar. Pomocou týchto krviek budú určené i posuny skúmanej slnečnej čiary vo vlnovej dĺžke. Výsledkom spracovania by mala byť tabuľka dát pre danú škvŕnu v danom čase: relatívna poloha meraní voči stredu škvŕny a Dopplerovské rýchlosť v týchto miestach. Pre nevyhnutné odstránenie vplyvu 5-minútových oscilácií predpokladáme minimálny čas pozorovania jednej škvŕny aspoň 1/2 hodiny.

## SÚČASNÝ STAV PROJEKTU

Projekt je dnes za štádiom návrhu a technických testov prototypu, ktorých podstatná časť je v tomto príspevku zhrnutá. Technická dokumentácia optovláknového zariadenia je pripravená a predpokladáme, že jeho výroba, zjustovanie a odovzdanie do prevádzky by mali byť prevedené do zimy roku 1996. Simultánne by mal byť pripravený špecifický softvér pre vedenie pozorovania a automatický záznam dát. V priebehu jesene predpokladáme úplne odladiť postup pozorovania do patrolnej podoby, ktorá by mohla byť prevádzaná pozorovateľmi. Do jari 1997 by mala byť dokončená celá procedúra zpracovania obrazov tak, aby redukcia pozorovaní mohla takisto prebiehať rutinne.

Od mája 1997 očakávame, že bude možné začať na oboch prístrojoch, umiestnených na observatóriách AsÚ SAV v Starej Lesnej a SÚH v Hurbanove, pravidelné pozorovania.

## LITERATÚRA

- Dorotovič, I. a Lorenc, M., 1995, Zborník referátov z 12. celoštátneho slnečného seminára, Teply Vrch 1994, 28  
Kodyš, P., Kodyš, Z., Kučera, A., Rybák, J. a Wöhl, H., 1995, Zborník referátov 12. celoštátneho slnečného seminára, Teply Vrch 1994, 149  
Lustig, G. a Wöhl, H., 1993, Astronomy and Astrophysics, 278, 637  
Stix, M., 1991, The Sun, Springer, Berlín

# Návrh spoločného pozorovacieho programu spektrografov VTT a SOHO pre sledovanie pohybov plazmy v rôznych vrstvách slnečnej atmosféry

Aleš Kučera, Ján Rybák, Astronomický ústav SAV, Tatranská Lomnica  
Hubertus Wöhl, Kiepenheuerov ústav pre slnečnú fyziku, Freiburg, SRN

## Abstrakt:

Na základe technických parametrov vybraných pozorovacích prístrojov – Vákuového Vežového Teleskopu (Observatorio del Teide, Tenerife, Španielsko) s jeho echelle spektrografom a spektrometra SUMER družice SOHO (Lagrangeov bod L1 sústavy Slnko-Zem) sú diskutované pozorovacie možnosti týchto prístrojov z pohľadu simultánneho koordinovaného pozorovania profilov spektrálnych čiar, tvorených v rôznych vrstvách slnečnej atmosféry. Navrhovaný pozorovací program – kompromis medzi viacerými obmedzeniami, snažiaci sa využiť maximum možností prístrojov – umožní zistiť súvislosti rýchlosťi plazmy v rôznych vrstvách atmosféry pokojného Slnka od fotosféry po korónu.

## ÚVOD

Slnečný seminár nás zastihol práve v čase, keď sa z množstva diskusií konečne začal črtať definitívny návrh spoločného pozorovacieho programu pre pozemský i kozmický prístroj, zameraný na určenie rýchlosťných pomerov pohybov plazmy vo velkom rozsahu slnečnej atmosféry od fotosféry po vnútornú korónu.

Program je logickým pokračovaním našich predošlých pozorovaní a práce o dynamike slnečnej fotosféry (Kučera a kol., 1995a, b, 1996). Ich rozšírenie i na vyššie vrstvy atmosféry je zas prirozeným pohybom do oblasti ešte neznámejšej a neprebádanejšej, s množstvom otvorených základných otázok, všeobecne nazývaných problémami ohrevu a dynamiky slnečnej koróny (Narain a Ulmschneider, 1990, Hammer, 1994). Toto rozšírenie je dnes technicky možné – od apríla 1996 sú vedeckej komunité k dispozícii pozorovacie prístroje sondy SOHO (Domingo a kol., 1995, Rybanský, 1996) s viacerými prístrojmi na diagnostiku slnečnej plazmy, vrátane nami vybraného spektrometra SUMER (Wilhelm, 1995).

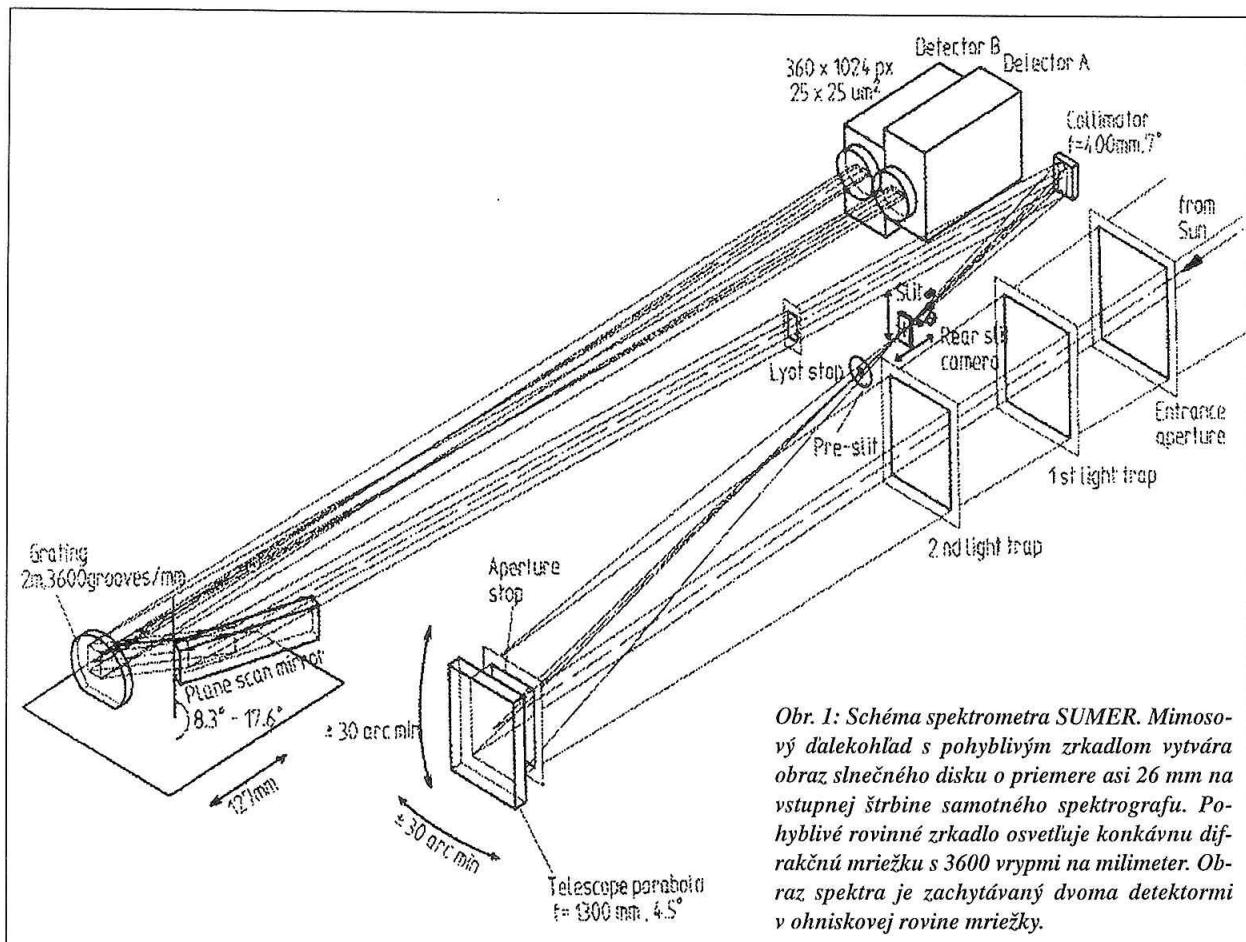
## NÁŠ ZÁMER

Po zväžení doteraz prevedeného výskumu inými autormi a poznatkov, ktoré dnes máme, sme sa rozhodli zameriť naše pozorovania na simultánne a koordinované merania v tých miestach slnečnej atmosféry, ktoré sa nachádzajú nad

sebou od fotosféry cez chromosféru, prechodovú oblasť až po vnútornú korónu. Snažíme sa vyhnúť zavádzaniu teoretických predpokladov pri interpretovaní pozorovacích dát (ako je napríklad často používaný predpoklad lokálnej termodynamickej rovnováhy) a preto je návrh zameraný na meranie Dopplerovského posunu spektrálnych čiar z meraania celých profilov absorpčných/emisných čiar. Pozorovania by mali byť uskutočňované v pokojnej slnečnej fotosfére v okolí stredu slnečného disku. Našim cieľom je pokúsiť sa dosiahnuť najlepšie možné priestorové a časové rozlíšenie meraní na dostatočne veľkej časti slnečného disku. Zároveň sme sa snažili rôznymi variantami meraní „pokryť“ rôzne predpokladané prejavy rýchlosťných pomerov v atmosfére pokojného Slnka ako i mať možnosť skúmať plazmu pomocou iných integrálnych charakteristik spektrálnych čiar.

## ČO DOKÁŽE VTT ?

Pre pozorovania sme vybrali jeden z najlepších pozemských prístrojov pre spektroskopický výskum slnečnej plazmy vo fotosfére a chromosfére s vysokým priestorovým i časovým rozlíšením – Vákuový Vežový Teleskop na Observatorio del Teide (Soltau, 1989). S týmto prístrojom sme už pracovali, no teraz už plánujeme využiť i jeho podstatné vylepšenie – prístroj pre stabilizáciu obrazu (Balsteros, 1996). VTT poskytuje v zornom poli obraz časti slnečného disku so zväčšením  $4.6'' \cdot mm^{-1}$  a rozlíšením  $0.2''$ .



Obr. 1: Schéma spektrometra SUMER. Mimosvetelný dalekohľad s pohyblivým zrkadlom vytvára obraz slnečného disku o priemere asi 26 mm na vstupnej štrbině samotného spektrografu. Pohyblivé rovinaté zrkadlo osvetluje konkávnú difrakčnú mriežku s 3600 výpravami na milimetr. Obraz spektra je zachytávaný dvoma detektormi v ohniskovej rovine mriežky.

Inštalovaný prístroj pre stabilizáciu obrazu dnes umožňuje s frekvenciou 65 Hz podstatné eliminovanie seeingu ako i chvenia konštrukcie teleskopu a navyše umožňuje efektívne skanovanie zvolenej oblasti disku.

Echelle spektrograf VTT umožňuje získať súčasne obrazy spektrálnych čiar vo viacerých rádoch spektra s lineárnu disperziou okolo  $0.7 \text{ nm} \cdot \text{m}^{-1}$  a rozlíšením 105–106. Pre záznam spektra je k dispozícii viacero chladených CCD kamier s  $1024 \times 1024$  prvkami a s 16-bitovým výstupom. Takto je možné zaznamenať spektrá s rozmermi asi  $0.15 \text{ nm}$  a  $80''$  s rozlíšením  $0.0002 \text{ nm}$  a  $0.1''$  na prvok kamery. Obraz Slnka v okolí štrbiny spektrografova je možné zachytiť analógovo (S-VHS video) alebo digitálne pomocou CCD kamier v bielom svetle a čiarach Ca II K a H alfa.

## VTT – ČO CHCEME

Pre zosúladenie meraní VTT a SUMERu sme navrhli pre VTT pravidelné skanovanie 2 rozmernej plochy v okolí stredu slnečného disku pomocou posunu 1 rozmernej štrbiny. Plocha o rozmeroch  $8 \times 35''$  so skanovacím krokom  $0.4''$  by mala byť meraná sekvenčnými expozíciami v 4 intervaloch spektra s výsledným rozlíšením  $0.2''$  a  $0.0005 \text{ nm}$ .

Pre pozorovanie boli vybrané 2 kombinácie spektrálnych čiar (tab. 1). Prvá obsahuje spektrálne čiary, tvoriace sa vo fotosfére i chromosfére a druhá výlučne čiary fotosféry až po oblasť teplotného minima. Čiary boli vybrané

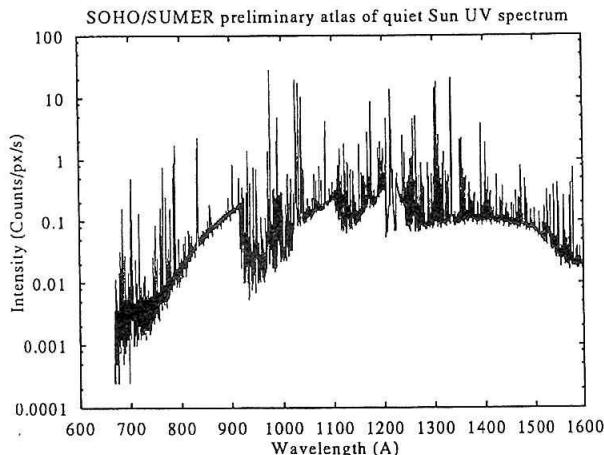
tak, aby viac úrovní výšok v atmosfére bolo pokrytých Dopplerovskou a Zeemanovskou čiarou. Dĺžka jedného skanu by mala byť 40, resp. 24 sekúnd. Meranie by malo byť prevedzane v čase najlepších pozorovacích podmienok s najkvalitnejším obrazom v dopoludňajších hodinách.

Tab. 1 : Parametre vybraných setov čiar pre pozorovanie s echelle spektrografom VTT

Set	Prvok	Vlnová dĺžka (nm)	Landé faktor	Výška tvorenia (km))
1	Fe I	557.6	0.0	300
	Fe I	522.5	2.25	350
	Ca II K	393.3	1.33	2000
	Ca kont.	392.3	–	0
2	Fe I	557.6	0.0	300
	Fe I	543.4	0.0	550
	Fe I	630.1, 630.2	1.667, 2.5	300, 250
	Fe I	649.4	1.025	500

## ČO DOKÁŽE SUMER ?

Súčasťou družice SOHO je i spektrometer SUMER, špeciálne navrhnutý pre pozorovanie UV oblasti spektra od 60 do 160 nm (obr. 1). Jeho teleskop umožňuje pozorovanie s rozlíšením  $1''$  a skanovacím krokom  $0.38''$  po celom slnečnom disku. Spektrograf vytvára spektrum s lineárnu disperziou približne  $0.1 \text{ nm} \cdot \text{mm}^{-1}$  a rozlíšením až 30000 pre



Obr. 2: Atlas UV slnečného spektra 68–160 nm. Predbežný atlas UV spektra pokojného stredu slnečného disku, získaný spektrometrom SUMER v januári 1996 dr. P. Brekkem. Spektrum je superpozíciou dvoch difrakčných rádov a čiara Lyman alfa je zaznamenaná cez zosilovač žiarenia.

Štrbiny do dĺžky 300 oblúkových sekúnd. Použitý detektor so zosilovačom obrazu (Wilhelm, 1995) umožňuje doteraz najcitlivejšiu detekciu UV slnečného spektra, pričom prvý a druhý rám spektra sa navzájom prekrývajú (obr. 2).

Najväčším obmedzením prístroja je rýchlosť prenosu jeho dát na Zem telemetriou –  $10 \text{ kbitov.s}^{-1}$ . Táto nútia každého pozorovateľa k zmenšeniu objemu zaznamenaných dát: výberom len malých intervalov spektra, kompresiou dát, approximáciou profilov čiar, znížením frekvencie meraní. Zároveň je nevyhnutné zladiť doby exponovania spektra, výčítania dát z detektora, ich kompresie a telemetrie.

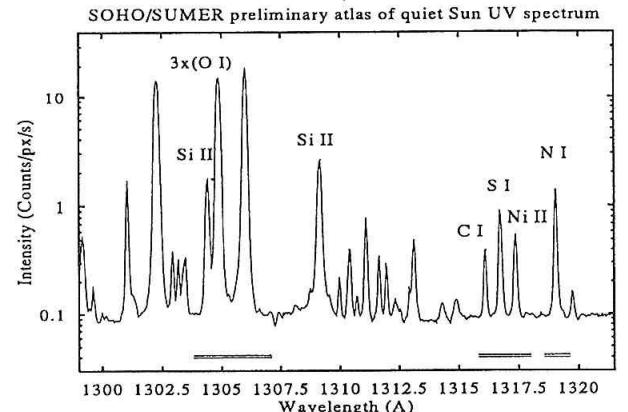
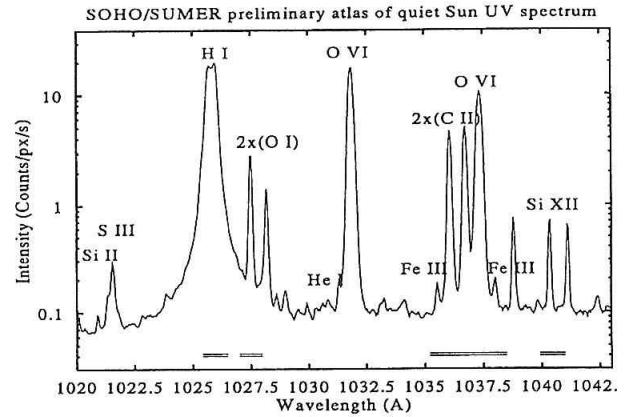
## SUMER – ČO CHCEME

Pre naše pozorovanie sme vybrali konfiguráciu spektrometra so štrbinou  $1 \times 120''$  a chceli by sme pozorovať postupne 2 intervale spektra hlavne v prvom ráde na najcitli-

Tab. 2: Vybrané spektrálne čiary UV oblasti slnečného spektra, vybrané pre pozorovanie spektrometrom SUMER. Uvedený parameter teploty, pri ktorej by sa za modelových predpokladov mali uvedené čiary tvoriť najvýraznejšie je prebratý z práce Wilhelm (1995).

Set Prvok	Vlnová dĺžka (nm)	Teplota (K)
1 H I	102.54	$2 \times 104$
O I	102.74	$< 104$
O VI	103.76	$3 \times 105$
C II	103.63,	103.70
3x104		
Si XII	52.66	$2 \times 106$
2 Si II	130.43	$2 \times 104$
O I	130.48, 130.60	$< 104$
C I	131.59	$< 104$
S I	131.65	$< 104$
Ni II	131.72	$2 \times 104$
N I	131.89	$< 104$

vejšej časti detektora (tab. 2). Prvý set čiar pokrýva najväčšie možné rozpätie vrstiev slnečnej atmosféry, zatiaľ čo druhý set obsahuje len čiary tvoriace sa v chromosféri a prechodovej vrstve. Boli sme nútieni kvôli telemetrii obmedziť sa len na 6 intervalov spektra so šírkou 25 spektrálnych prvkov detektora – asi  $0.1 \text{ nm}$  – a výškou 24, resp. 120 prvkov (obr. 3). Spektrá s expozíciami od 5 do 15 sekúnd budú komprimované a dopravované na Zem.

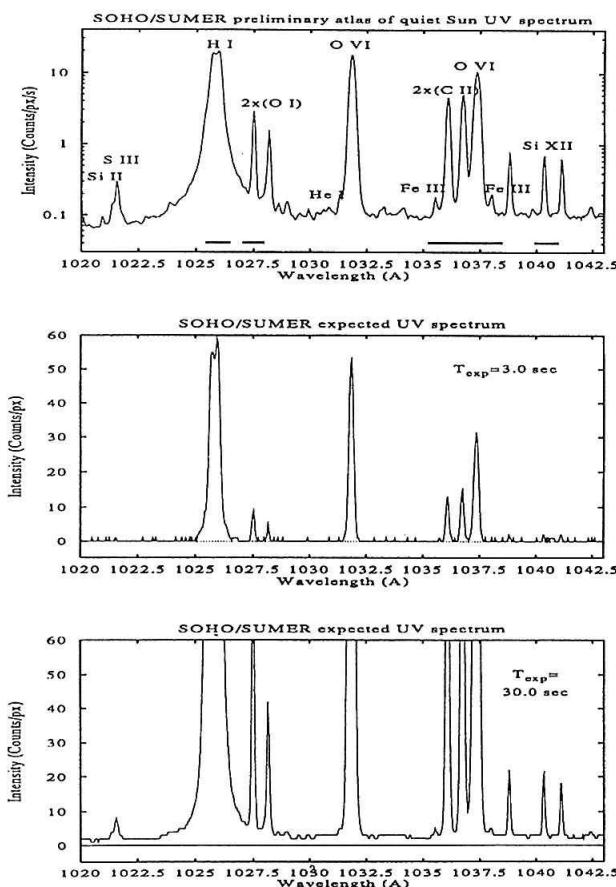


Obr. 3: Sety vybraných UV spektrálnych čiar. Ukážky intervalov UV spektra s vybranými spektrálnymi čiarami a označením ich identifikácie. Priebeh spektra je prevzatý z atlasu z obr. 2. Vodorovné čiary v spodnej časti grafov znázorňujú vybrané intervale spektra, ktorých dátá budú dopravované na Zem.

- a) set čiar SUMER1 (H I, O I, O VI, C II, Si XII)
- b) set čiar SUMER2 (Si II, O I, C I, S I, Ni II, N I)

Všetka fotometrická redukcia bude uskutočňovaná po pozorovaniach na Zemi. To umožní i skladanie postupných expozícií a tým i sledovanie slabších spektrálnych čiar s podstatne horším pomerom signálu k šumu, hoci aj za cenu horšieho časového rozlíšenia (obr. 4).

Našou snahou je pozorovať čo najpodrobnejšie priestorové a časové vlastnosti rýchlosťných polí v slnečnej atmosfére. Preto sme špecifikovali predbežne 5 rôznych režimov meraní, líšiacich sa pevnou či pohyblivou polohou štrbinu, veľkosťou pozorovanej plochy na disku, hustotou skanovania, počtom skanov, dĺžkami expozícií. Tieto plánujeme radiť v potrebnom poradí tak, aby vytvárali ucelené sekvencie meraní. Pre zladenie pozorovaní s VTT



Obr. 4: Efekt expozičnej doby meraní UV spektra. Set čiar SUMERI a vplyv expozičnej doby na zaznamenané dátá, dokumentované na:

- atlasovej 300 sekundovej expozičii s logaritmickou škálou impulsov na 1 prvok detektora ( $0.004 \text{ nm} \times 1''$ ) za 1 sekundu
- upravenej „expozičii“ s časom 3 sekúnd v lineárnej škále
- upravenej „expozičii“ s časom 30 sekúnd.

Skutočné expozičie budú navyše zatažené vplyvom šumu signálu.

predpokladáme v čase koordinovaných pozorovaní umiestnenie štrbin SUMERu v strede oblasti, kde bude VTT skanovať.

Kedže dnes nemáme presnú predstavu o dátach, získačných takýmito pozorovaniami, predpokladáme najprv uskutočnenie testovacích meraní so skráteným priebehom. Po ich vyhodnotení by mali byť určené definitívne všetky parametre pre pozorovanie SUMERu.

## VTT + SUMER – ČO OČAKÁVAME

Ako produkt týchto pozorovaní predpokladáme dátá plných spektrálnych profílov čiar, tvorených v rôznych výškach v slnečnej atmosféri, ale v presne určenom mieste ( $X, Y$ ) a čase ( $t$ ). Plánujeme sa v prvom rade zamerať na štúdium Dopplerovských posunov čiar. Ako by tieto dátá mali vyzerať v hornej chromosfére, prechodovej vrstve a vnútornej koróne je dnes nemožné odhadnúť, kedže ani predošlé merania v prechodovej vrstve (Cheng, 1991) ani teoretické modely, neposkytujú dostatočné vodítko.

## VTT + SUMER – ZOSÚLADENIE POZOROVANÍ

Prekvapivým problémom sa ukázalo zosúladenie pozorovaní prístrojov s presnosťou aspoň  $1''$ , keďže musíme reálne predpokladať neparalelnosť polôh štrbin spektrografov a nepresnosť umiestnenia štrbin SUMERu v skanovanej oblasti VTT.

Prvou možnosťou je na zosúladenie dát využiť prídavné zariadenie SUMERu – RSC kamery, ktorá poskytuje s rozlíšením  $1.5\text{--}2''$  v bielom svetle fotometrický rez po výške 120 oblúkových sekúnd dlhej vstupnej štrbin SUMERu s fotometrickou presnosťou 8 bitov. Túto informáciu je možné dopraviť na Zem, no získať ju nie je možné súčasne s pozorovaním UV spektra. Navyše priestorové rozlíšenie neposkytuje detaľy menšie ako  $1''$ .

Druhá možnosť je daná tým, že niektoré časti UV kontinua, pozorovateľné SUMERom, sú tvorené v relatívne hlbokých vrstvách slnečnej atmosféry. Brekke a kol. (1994) prišli k záveru, že kontinuum spektra okolo autoionizačného zlomu kremíka (Si I) v 152.1 nm sa vytvára po oboch stranách teplotného minima v atmosfére (okolo 500 km). Pozorovanie dostatočne širokého úseku tohto kontinua by malo umožniť získať dostatočne rýchlo 2D obraz, ktorý by mal zodpovedať 2D obrazu, vytvorenému zo zbytkovej intenzity čiary, tvoriacej sa vo výške okolo 500 km, ktorý môžeme vytvoriť z pozorovaní VTT.

Tretiu možnosťou je spoľahnúť sa iba na údaje pointačných mechanizmov VTT a SUMERu o polohe štrbin počas pozorovaní. SUMER však dokáže nastaviť vybranú polohu na disku Slnka len s presnosťou asi  $5''$ , čo nie je dostačujúce a môže spôsobiť vážne problémy pri použití matematických metód pre hľadanie zosúladenia pozorovaní.

Dnes sa prikláňame k použitiu prvej metódy. Bola by ale vykonaná s opakováním aspoň 10 meraní na jednom mieste pre zlepšenie intenzitného rozlíšenia a na relatívne veľkej ploche  $38 \times 120''$  s minimálnym možným skanovacím krokom  $0.38''$ , čo by malo trvať asi 3 minúty. Tieto merania by mali byť prevedené viackrát počas jedného pozorovania. Druhý spôsob nepredpokladáme použiť, pretože toto meranie vyžaduje úplné prestavenie spektrometra SUMERu počas pozorovaní.

## VTT + SUMER – SPÔSOB SPOLUPRÁCE

Zvážiac súčasnú kvalitu a prieplustnosť spojení medzi riadiacim strediskom SOHO (USA) a Observatóriom del Teide sme sa rozhodli minimalizovať naše požiadavky na vzájomný prenos dát a tým i možnosť interaktívneho riadenia SUMERu priamo z VTT, resp VTT z riadiaceho strediska SOHO. Nakoniec sme navrhli pozorovania tak, aby prístroje počas vlastného pozorovania pracovali nezávisle a všetky potrebné parametre pozorovaní budú určené už deň vopred a do riadiaceho strediska SOHO budú pracovníkovi tímu SUMERu doručené do 16 hodiny SLEČ. Tento ich včlenenie do vopred pripraveného súboru povelov pre vykonanie pozorovaní a počas priameho kontaktu so sondou večer pred dňom našich pozorovaní ich dopraví do pamäte palubného

počítača, ktorý bude uskutočňovať pozorovania podľa tohto programu úplne nezávisle. Pred pozorovaniami však bude návrh pozorovacieho programu testovaný na počítačom simulátore SUMERu asi mesiac pred vlastným pozorovaním a tak bude predmetom upresnení vlastne len poloha meraní na disku a integračné časy detektorov.

Kolektív autorov pozorovacieho programu v tomto čase bude nazávisle od sondy riadiť pozorovanie VTT podľa určenej polohy štrbin SUMERu v čase pozorovaní, berúc do úvahy kompenzáciu rotácie pozorovaného miesta ako bude prevádzkaná SUMERom.

## ČO EŠTE ?

Prirodzenou snahou by samozrejme malo byť rozšíriť predpokladaný pozorovací program i o pozorovanie pomocou ďalšieho spektrometra CDS na družici SOHO, ktorý umožňuje diagnostiku typicky koronálnych čiar ďalekého UV spektra (Harrison, 1995). Toto rozšírenie pozorovaní, ktoré je mimochodom robené mnohými autormi, plánujeme doplniť len v prípade opakovanej pozorovania, a tentoraz sa zamerať na dostatočné presné zosúladenie pozorovaní VTT a SUMERu.

Našim záujmom je však získať dodatočné pozorovania magnetogramov z pozorovanej oblasti. Tu prichádza do úvahy buď priame požiadanie o simultánny pozorovací čas na ďalšom prístroji na SOHO – MDI (Scherrer, 1995) alebo o simultánne pozorovanie na Zemi. Pre toto pozorovanie sme sa rozhodli nežiadať o merania MDI, ale radi využijeme ponuku na podporu pozorovaniami ondřejovského magnetografa, ktorá vzišla priamo v priebehu diskusie na seminári, od dr.Bumbu a Ing.Klvaňu.

## ZÁVEROM

Náš návrh pozorovacieho programu získal 10 dní pozorovacieho času na VTT v septembri 1996 a v čase písania tohto príspevku pripravujeme podklady pre simulačné testy meraní na SUMERi. Po ich úspešnom absolvovaní by mal byť náš návrh definitívne zaradený Riadiacim vedeckým tímom SUMERu do programu pozorovanií.

## LITERATÚRA :

- Ballesteros, E. a kol., 1996, *Astrom.Astrophys.Supp.Ser.*, 115, 353  
Brekke, P. a Kjeldseth-Moe, O., 1994, *Solar Physics*, 150, 19  
Domingo, V., Fleck, B. a Poland,A. I., 1995, *Solar Physics*, 162, 1  
Cheng, Ch.-Ch., 1991, v „Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating“, ed. P.Ulmschneider, E. R. Priest a R. Rosner, Springer, Berlín, 77  
Kučera, A., Rybák, J. a Wöhl, H., 1995a, *Astron.Astrophys.*, 298, 917  
Kučera, A., Rybák, J. a Wöhl, H., 1995b, v „Zborník referátov z 12. celostátného slnečného seminára, Teplý Vrch 1994“, SÚH Hurbanovo, 26  
Kučera, A., Rybák, J. a Wöhl, H., 1996, tento zborník  
Narain, U. a Ulmschneider, P., 1990, *Space Sci. Rev.*, 54, 377  
Hammer, R., 1994, v „Solar Magnetic Fields“, ed. M.Schüssler a W. Schmidt, Cambridge Univ. Press, 347  
Harrison, R. A. a CDS kolektív, 1995, *Solar Physics*, 162, 233  
Rybanský, M., 1996, *Kozmos*, 1, 13  
Scherrer, P. H. a MDI kolektív, 1995, *Solar Physics*, 162, 129  
Soltau, D., 1989, v „High Resolution Solar Observations“, ed. O.von der Lühe, National Solar Observatory, Sunspot, 3  
Wilhelm, K. a SUMER kolektív, 1995, *Solar Physics*, 162, 189  
Wilhelm, K., 1995, *SUMER Red Book*

# **Spektrální a obrazová diagnostika ve slunečních erupcích**

*Pavel Kotrč, Astronomický ústav AV ČR, 251 65 Ondřejov*

## **Abstrakt:**

Jsou presentovány prostředky a cíle projektu navrženého k pozorování, detekci a interpretaci rychlých změn ve spektrech a na snímcích slunečních erupcí. Obsah zamýšleného výzkumu těsně souvisí s probíhajícím teoretickým projektem numerické simulace ohřevu plazmy ve slunečních erupcích. Naším záměrem je pokusit se detektovat předpovězené subsekundové rychlé změny v pozorovacích datech pořizovaných mnohokamerovým erupčním spektrografem v Ondřejově. Detekce rychlých změn je nezbytná k ověření modelů slunečních erupcí a vymezení role superrychlých elektronů ve sluneční plazmě.

## **SHRNUTÍ PROBLEMATIKY**

Studium mechanismu slunečních erupcí umožňuje zkoumat plazma v extrémním stavu, který je v laboratorních podmínkách obtížně realizovatelný. Vysoké teploty, vysoký stupeň ionizace chemických prvků, nízké hustoty plazmatu, ohromné množství uvolňované energie, geometrické rozměry a délka trvání procesu na škále desítek minut až hodin tvoří základní rámcem fyzikálních podmínek, při nichž dochází k nejmhutnějším energetickým procesům v atmosféře naší nejbližší hvězdy. Sluneční erupce jsou v centru pozornosti i proto, že jejich přímé důsledky hrají jednu z primárních rolí ve fyzice slunečně-zemských vztahů. V poslední době je studiu erupcí věnována pozornost i z důvodu detekce podobných energetických procesů na vzdálených hvězdách.

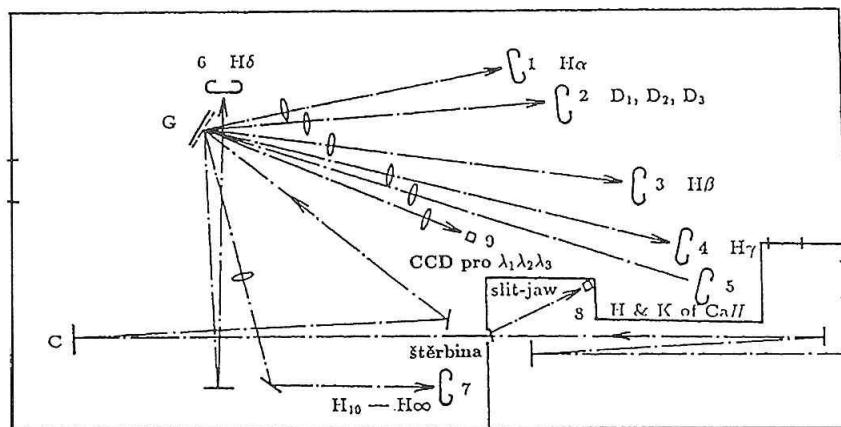
Z literatury (např. Dennis et al., 1986) je známo, že jednotlivé mechanismy ohřevu plazmatu v erupcích, stejně jako jiné erupční procesy, nelze považovat za stacionární děje. Řada nových pozorování v oboru tvrdého rentgenovského záření a v na radiových frekvencích identifikuje celé série krátkodobých, nezřídka subsekundových záblesků. Tyto rychlé variace záření jsou interpretovány jako přímý důsledek impulsivního ohřevu slunečního plazmatu nadteplými nabitymi částicemi. Jde o svazky elektronů, případně protonů, které se pohybují směrem z korony do chromosféry. Při zabrzdění svazků nadteplých částic v níže položeném hustějším prostředí dochází k ohřevu spodních vrstev sluneční atmosféry a k emisi v tvrdém rentgenu. To vede k intenzivnímu ohřevu chromosféry. Důsledkem je zvýšení hustoty a teploty v těchto vrstvách atmosféry a následné silné záření v optickém a ultrafialovém (UV) oboru spektra, především ve spektrálních čárách. Před několika léty byly k popisu těchto jevů vytvářeny pouze stacionární modely, nebo dokonce statické modely

erupčních smyček. Dynamika plazmatu, pokud se vůbec brala v úvahu, se omezovala pouze na delší časové škály, až o několik rádů delší než charakteristické časy pulzního ohřevu plazmatu pomocí svazků nadteplých elektronů. Ze závěrů teoretických prací, publikovaných v poslední době např. Heinzelem a Karlickým (1992) vyplývá, že pulzní svazky nadteplých elektronů, které jsou pravděpodobnou příčinou ohřevu plazmatu při erupci, způsobují subsekundové variace optického záření, detekovatelného v čáře H-alfa a v jiných čárách optického oboru.

## **METODICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ZÁZEMÍ PROJEKTU**

Kvalitativní pokrok v možnostech studia fyzikálních podmínek v plazmatu slunečních erupcí byl dosažen pomocí pozorování na ondřejovském mnohokamerovém erupčním spektrografu (MFS), popsaném v práci Valníčka et al., (1959). MFS je dosud světově unikátní tím, že umožňuje simultánní detekci spekter v takových diagnosticky významných čárách, jako jsou čáry Balmerovské série vodíku (včetně vysokých členů až do Balmerovského kontinua), a dále např. čáry sodíku, hélia a vápníku. Důležité je, že MFS má vysokou světelnost při velké spektrální rozlišitelnosti (ve druhém rádu 120 000!).

V posledních letech byl MFS modernizován (Kotrč et al. 1993) a o jeho data je zvýšený zájem při koordinovaných pozorovacích kampaních s kosmickými i s jinými pozemskými špičkovými přístroji. Při spolupráci při mezinárodně koordinovaných kampaních FLARES'22, MAX'91 jsme přímo na MFS v Ondřejově získali unikátní spektra erupcí. Jejich analýzou a interpretací jsme dospěli k novým poznatkům týkajícím se např. modré asymetrie profilů spektrálních čar Balmerovské série. Modrou asymetrii čar naměřenou po začátku erupce dne 4. října 1991 se nám poda-



Obr. 1 Optické schéma modernizovaného mnohokamerového spektrografova. Kromě základních sedmi fotografických kamer označených 1 až 7 jsou též symbolicky označeny polohy CCD kamer pro snímání obrazu ze štěrbiny (8) a pro vybrané tři vlnové délky v prvním spektrálním řádu.

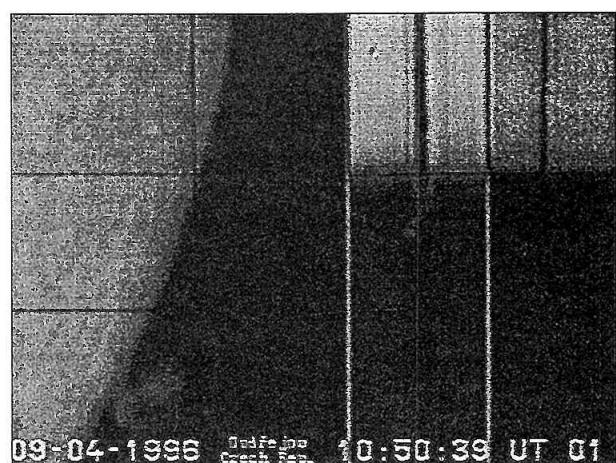
řilo vysvětlit s použitím výsledků numerických simulací hydrodynamických procesů v erupčním plazmatu se zpětným proudem (Heinzel et al., 1994). Na rozdíl od dosavadních interpretací je možné modrou asymetrii vysvětlit opacitními efekty při pohybu plazmatu, který se po nahřátí superrychlými částicemi pohybuje směrem dolů. Toto nové vysvětlení je v souladu s konzistentními erupčními modely a nepotřebuje nereálný předpoklad krátkotrvajícího pohybu erupčního plazmatu směrem vzhůru.

V současné době jsou spektra v mnohokamerovém erupčním spektrografova registrována na filmový pás. To sice umožnilo zrychlit frekvenci snímků oproti původnímu snímání na fotografické desky o více než řád a dostat se na časové rozlišení ve škále sekund a jejich zlomků. Detektovat předpovězené subsekundové záblesky ve spektru slunečních erupcí, jak zamýšíme v našem projektu, vyžaduje nutně vybavit registraci spekter moderními CCD chipy. Rychlé snímání spekter videokamerami pracujícími s frekvencí do 25 snímků za sekundu je schopno detektovat profile čar při předpovězených krátkotrvajících záblescích. Kromě CCD chipů v současné době neexistuje jiná rychlá detekční technika, která by byla schopna snímat tak rychlé změny ve spektru.

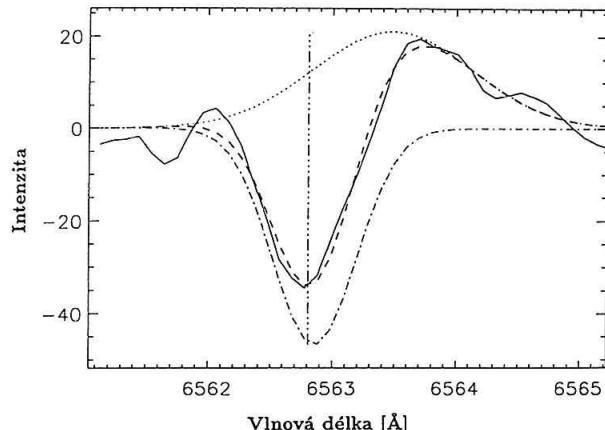
Nezanedbatelnou okolností pro zavedení snímání a záznamu videosignálu přitom je, že počáteční značná investice do zakoupení kamer s CCD chipy se vrátí již během dvou sezón na úspoře drahého materiálu. Ten bude nahrazen obnovitelným médiem k opětovnému nahrávání analogových, resp. později digitálních dat. Pro srovnání: krabice filmu běžně užívaného filmu Kodak Technical Pan stojí cca 4000 Kč. V závislosti na výběru čar je teoreticky možno pořídit na tento fotomateriál kolem 500 spekter. Hrubé výdaje na jedno spektrum činí 8 Kč. Exponováním na CCD kamery pořídíme cca 300 000 spekter na materiál za cca 200 Kč. Výdaj na jedno spektrum je menší než desetina haléře, tedy klesne o cca 4 řády. Dále, z našich dosavadních zkušeností se seeingem vyplývá, že snímání s vysokou frekvencí umožní vybrat ke zpracování snímky s nejlepší kvalitou. Další úsporu oproti stávající praxi bude omezení nákladného a pracného fotografického mokrého procesu na minimum.

Pokud jde o umístění videokamer v rámci schématu mnohokamerového spektrografova, počítáme s využitím prve-

ního řádu, kde je v důsledku použití mřížky spektrografova především výhodná koncentrace světla v delších vlnových délkách. To umožní zachovat využití převážné většiny kamer v druhém spektrálním řádu pro fotografické snímání spektra společně s videokamerami registrujícími na CCD chipy. Optické schéma mnohokamerového spektrografova, s uvedením umístění všech kamer, je znázorněno na obr. 1. Videosignál ze dvou (později tří) CCD kamer z jednotlivých vybraných spektrálních čar a z kamery ukazující situaci pozorované oblasti na vstupní štěrbině (tzv. slit-jaw snímek) bude slučován v elektronickém slučovači a poté zapisován na videorekordér pro pozdější zpracování včetně digitalizace a analýzy jednotlivých spektrálních profilů. Snímek okraje slunečního disku se dvěma protuberancemi a s odpovídajícím záznamem čáry H-alfa a čáry CaII 8542 Angstromů vidíme na obrázku 2. Ve střední sekci obrázku, kde je H-alfa čára protuberance, je patrný značný Dopplerův posun emise. V pravé sekci obrázku je vidět pouze absorpční spektrum vápníkové čáry 8542 Angstromů nad slunečním diskem. Emise v protuberanci vidět není jednak v důsledku snížené citlivosti použité konkrétní videokamery a jednak proto, že v době pozorování hrála velkou roli



Obr. 2 Snímek západního okraje slunečního disku (levá polovina obrázku) se dvěma protuberancemi a s částí spektra v čárách H-alfa (uprostřed) a CaII 8542 Angstromů (vpravo). Svislá čára na slit-jaw snímku označuje polohu štěrbiny o šířce 22 mikronů. Ve spektru čáry H-alfa jsou patrné výrazné Dopplerovské rychlosti.



Obr. 3 Zpracovaný profil čáry H-alfa v chromosférickém zjasnění provázejícím vynoření nového magnetického toku v aktivní oblasti (tzw. arch filament system). Plná čára znázorňuje naměřený diferenciální profil čáry. Čárkované je vyznačen approximující profil vytvářený dvěma gaussovskými křivkami. Jedna představuje příspěvek emise a druhá absorpce, jež je Dopplerovský posunuta vlnových délkách o hodnotu rudého posuvu odpovídající rychlosti 31 km/s.

zvýšená přítomnost vodních par v zemské atmosféře, která zvyšuje její opacitu již v blízké infračervené oblasti spektra.

Zaznamenaný videosignál spektra i obrazu bude analyzován z hlediska přítomnosti očekávaných subsekundových zjasnění. Při tom bude nutné uplatnit vysoce individuální přístup k datům při pozorování a záznamu a na druhé straně využívat i přednosti automatického režimu při zpracování dat. Ze získaných spektrálních profilů jednotlivých čar a jejich charakteristik, pak bude možné upřesnit fyzikální podmínky vyskytující se v plazmě v tak extrémních podmírkách, jaké nastávají v prvních okamžicích erupcí. Důležitým nástrojem pro zpracování dat bude programové prostředí jazyka IDL, umožňující interaktivní práci s datovými soubory. Ukázku zpracovaného profilu čáry H-alfa v chromosférickém zjasnění předcházejícím erupci, přináší obr. 3. Je patrná přítomnost emise s výrazným Dopplerovským posunem dosahujícím hodnoty 31 km/s.

## HLAVNÍ CÍLE PROJEKTU A ZÁVĚR

Hlavní cíle projektu, který byl schválen GA ČR, jsou: – detekce předpovězených krátkodobých záblesků ve spektru erupcí v čárách Balmerovy série a v dalších diagnosticky zajímavých čárách, – detekce předpovězených záblesků

a jejich odezvy v H-alfa filtrogramech pořízených ze systému snímání obrazu ze štěrbiny mnohokamerového erupčního spektrografo, – odvození fyzikálních parametrů v erupční plazmě pomocí analýzy získaných spektrálních profilů, – studium časových a prostorových koincidencí rychlých změn fyzikálních podmínek ve erupcích z H-alfa filtrogramů a ze spekter registrovaných v jednotlivých spektrálních čárách, – srovnání výsledků odvozených z pozorování s výsledky numerického modelování hydrodynamických procesů v erupcích a s výpočty přenosu záření za podmínky non-LTE a – upřesnění existujících teoretických modelů slunečních erupcí a odvození pozorovačích kritérií pro další vývoj teoretických přístupů.

Závěrem je možné shrnout, že nás projekt využívá základní přednost unikátního ondřejovského spektrografo (simultánní pozorování ve více diagnosticky významných čárách s velkým spektrálním rozlišením) a zajišťuje i vysoké rozlišení časové až do frekvence 25 snímků/s. Detekcí předpokládaných rychlých změn v profilech spektrálních čar ověříme a vymezíme modely slunečních erupcí a současně upřesníme roli nadteplých elektronů ve slunečním plazmatu.

Detekce rychlých změn v optickém spektru erupcí umožní stanovit fyzikální podmínky plazmatu v extrémních podmírkách. Kromě rozvoje základních poznatků o erupcích, může též přinést nové znalosti a podněty využitelné v oblastech technického zvládnutí využití jaderné energie při jaderné syntéze v tokamacích, studium slunečnozemských vztahů, životního prostředí a pod.

## Poděkování:

Projekt je realizován v rámci grantu Grantové agentury České republiky č. 1199 a v rámci Klíčového projektu K1-003-601.

## LITERATURA:

- Dennis B. R., Orwig L. E. and Kiplinger A. L. (Eds.): 1986, Rapid Fluctuations in Solar Flares, NASA Conf. Publ. 2449
- Heinzel P. and Karlický M.: 1992, in Eruptive Solar Flares, Proc. of the IAU Coll. 133, eds.
- B. V. Jackson, M. Machado and Z. Švestka, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, 359.
- Heinzel P., Karlický M., Kotrč P. and Švestka Z.: 1994, Solar Phys. 152, 393
- Kotrč P., Heinzel P. and Knížek M.: 1993, JOSO Annual Report, ed. A. v. Alvensleben, 114
- Valněček B., Letfus V., Blaha M., Švestka Z. and Seidl Z.: 1959, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 10, 149
- Švestka, Z.: 1976, Solar Flares, D. Reidel Publ. Co. Dordrecht, Holland

# **Možnosti slunečních pozorování s vysokým rozlišením (nejen) na Hvězdárně Valašské Meziříčí**

*Libor Lenža – Hvězdárna Valašské Meziříčí*

## **Abstrakt**

S ohledem na interpretaci pozorování je otázka rozlišení velmi malých struktur (kolem 1'') ve sluneční atmosféře je velmi problematická a důležitá. Práce se zabývá rozborem několika případů pozorování sluneční fotosféry a protuberancí. Diskutuje problematiku reálného rozlišení struktur ve sluneční atmosféře v těchto konkrétních případech a možnosti využití dnů s velmi dobrými pozorovacími podmínkami pro pravidelná pozorování s vysokým úhlovým rozlišením.

## **ÚVOD**

Každý pozorovatel by velmi rád pozoroval nebeské objekty s co největším úhlovým rozlišením, v čemž mu brání celá řada faktorů. Dnešní obří teleskopy, které jsou budovány na různých místech na Zemi, nejsou konstruovány za účelem většího úhlového rozlišení, ale za účelem větší sběrné plochy „shromažďující“ fotony (a tudíž registrace méně jasných objektů). Chceme-li dosáhnout většího úhlového rozlišení, musíme volit pozorovací místo nad zemskou atmosférou, nebo použít metod interferometrie.

Dnes víme, že mnohé pozorované jevy na Slunci (včetně koróny) jsou ve skutečnosti tvořeny menšími prostorovými útvary, než jaké jsme schopni rozlišit pozemskými teleskopy. Při pozorování slunečních skvrn máme pochopitelně zájem, abychom na „snímk“ zachytili co nejmenší detaily. Totéž platí pro protuberance či chromosféru.

Omezující faktory atmosférického původu jsou tím nejpodstatnějším, co naše pozorování limituje. Je to jednak tzv. seeing, který vzniká neklidem a turbulencí v atmosféře naší Země (ve velkých výškách od pozorovacího místa). Tento faktor nemůžeme nikterak ovlivnit a musíme s ním prostě počítat. Jedinou možností, jak jeho vliv alespoň částečně omezit je zvolit velmi krátké expozice (1/500 s a méně). Musíme mít ovšem na paměti, že takto pořízení snímky se dají jen velmi stěží použít pro astrometrická měření vlastních pohybů jemných struktur (vůči pevnému, ideálnímu bodu) v atmosféře Slunce. Seeing může silně ovlivnit a deformovat obraz a ve skutečnosti abychom měřili deformace obrazu způsobené seeingem a nikoliv vlastní pohyby. V případě, že přesto takovéto snímky pro měření vlastních pohybů použijeme, musíme si být vědomi, jaké přesnosti jsme schopni reálně dosáhnout.

Dalším nebezpečím pro kvalitní obraz je bezprostřední okolí pozorovacího stanoviště. Zde vzniká mnohdy velmi

silná turbulence a nežádoucí proudění díky nestejnemu ohřevu vzduchových mas. Vhodná volba pozorovacího stanoviště a jeho okolní úprava však může výrazně snížit nežádoucí účinky tohoto efektu. Navíc i zde můžeme vhodně volenou expoziční dobou vliv ještě omezit (ovšem se stejným omezením jako u seeingu).

Další výraznější vlivy jsou přístrojového charakteru a souvisí s technickým zařízením (průměr objektivu, expoziční doba, typ a kvalita detektoru – CCD nebo fotografického materiálu, turbulence a rozptyl uvnitř samotného dalekohledu apod.). Pokud s těmito skutečnostmi počítáme při konstrukci dalekohledu a přídavných zařízení, je možné celý systém vyladit tak, aby se co nejvíce přiblížil k ideálnímu případu.

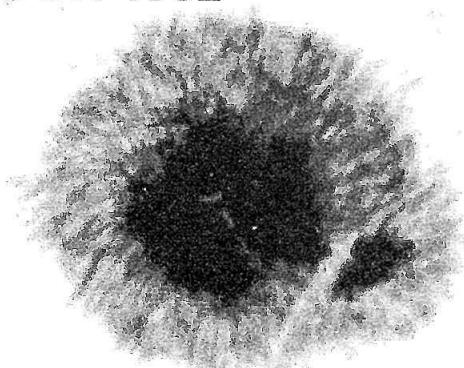
## **ZDROJ POUŽIVANÝCH DAT**

V této práci se dále zabývám rozborem konkrétních pozorování slunečních skvrn či protuberancí s ohledem na reálné úhlové rozlišení respektive na reálné rozlišení prostorových struktur v atmosféře Slunce.

Je také diskutována možnost pravidelných pozorování s velkým úhlovým rozlišením a reálnost interpretace napořovaných struktur a jejich vývoje v čase.

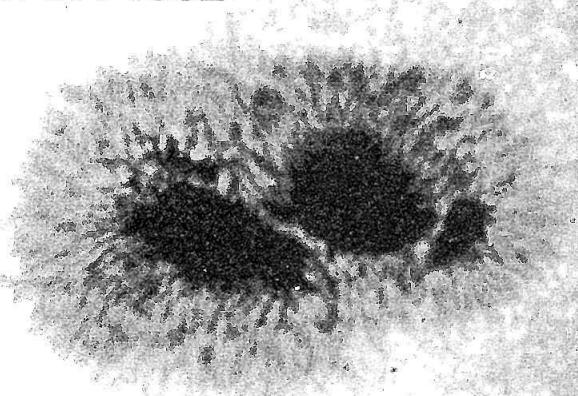
Všechna pozorování byla v uplynulých letech získána na Hvězdárně Valašské Meziříčí. Snímky protuberancí byly získány pomocí protuberančního koronografu s objektivem Zeiss E 150/1950 mm vybaveného filtrem H-alfa s pološírkou 0,25 nm na negativní materiál KODAK 2415 (zpracovaný ve vývojce KODAK D-19 po dobu 8 minut při 21°C). Snímky skupin slunečních skvrn byly pořízeny dalekohledem Zeiss AS 200/3000 pomocí fotografické koncovky vybavené orthoskopickým okulárem ( $f = 25$  mm) a velikostí promítaného obrazu Slunce 250 mm. Je používán negativní materiál ORWO MA 8 (vývojka VN-O 5, 4 minuty při 21°C).

02. 07. 1992

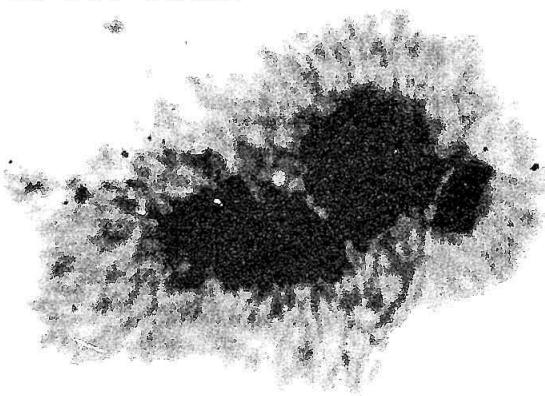


## Vývoj vedoucí skvrny skupiny slunečních skvrn

04. 07. 1992



05. 07. 1992



Obr. I

### POZOROVANÉ JEMNÉ STRUKTURY NA SNÍMCÍCH

Pro detailní výzkum morfologického vývoje dané aktivní oblasti, respektive skupiny slunečních skvrn je žádoucí rozlišit na snímcích následující jemné struktury fotosféry: granulaci, umbrální granulaci, světelné mosty a penumbrální filamenty. Na druhé straně je nutné mít základní představu, jaké změny ve struktuře výše vyjmenovaných útvarů jsou reálné a které jsou vytvořeny jen zdánlivě, a to destrukčními vlivy, které degradují kvalitu obrazu (např. rozdílnou velikost granulí).

Navíc je třeba znát možnosti reálného rozlišení struktur v atmosféře Slunce při daných pozorovacích podmínkách a kvalitách přístrojového vybavení (mohu vidět 10 cm dalekohledem při velkém seeingu tvar granulí?).

Teoretické rozlišení používaného dalekohledu Zeiss AS 200/3000 je odvozeno z následujících předpokladů. Pro orientační výpočet rozlišovací schopnosti optické soustavy je použito publikovaného (J. a V. Erhartové, 1962) vztahu:

$$d = 206265 * (l/D)$$

Kde  $d$  je rozlišovací schopnost v obloukových vteřinách,  $l$  je vlnová délka pozorovaného světla a  $D$  je průměr objektivu v metrech. Vezmeme-li vlnovou délku 650 nm jako střed pozorovaného intervalu (používáme červený filtr R2) vychází nám při průměru objektivu 200 mm teoretická rozlišovací schopnost 0,67" (což odpovídá na povrchu

Slunce přibližně 490 km). Při udávané velikosti slunečních granulí 1"-2" by měl tento dalekohled bez problémů rozlišit sluneční granulaci. Teoretické rozlišovací meze však při skutečném pozorování dosáhneme jen velmi zřídka jestliže vůbec někdy.

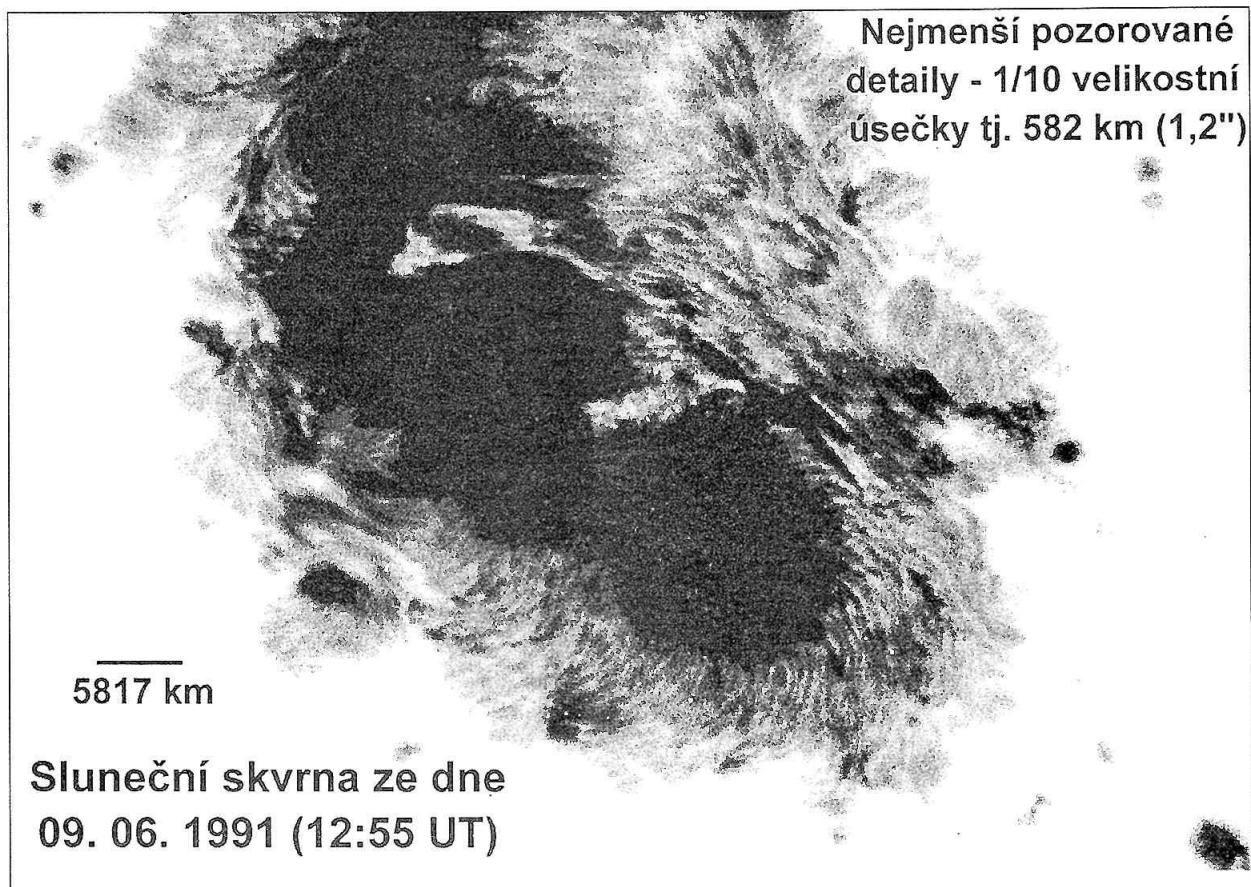
### STRUKTURY FOTOSFÉRY – AKTIVNÍ OBLASTI

#### 1) Globální morfologie skupin slunečních skvrn

Tato oblast pozorování nevyžaduje striktně velmi dobré úhlové rozlišení, i když je vítané. Tento typ pozorování má za úkol zaregistrovat základní rozložení skvrn ve skupině (event. v jejím sousedství – satelitní skupiny apod.) a jejich tvar, včetně přítomnosti větších pórů. Na základě těchto snímků můžeme studovat celkovou morfologii dané aktivní oblasti a sledovat výskyt anomálních morfologických projevů spojených se zvýšením či snížením erupční aktivity (Lenža, 1993) celé oblasti. Za předpokladu přesné poinate dalekohledu je možné také zjistit přítomnost rotačních pohybů celé aktivní oblasti nebo jejich částí, či vlastní pohyb jednotlivých skvrn ve skupině.

#### 2) Detailní morfologie slunečních skvrn

Pro studium detailní morfologie slunečních skvrn jsou již zapotřebí velmi kvalitní snímky s rozlišovací schopností pod 2". Při tomto rozlišení můžeme studovat jednotlivé struktury samotné skvrny. Tzn. penumbrální vlákna, svě-



Obr. 2

telné mosty, umbrální body (granulaci) apod., včetně jejich vývoje v čase.

Na obrázku č. 1 vidíme příklad pozorování vedoucí skvrny ve skupině, která v průběhu svého vývoje podstatně měnila svůj tvar. Originální snímky jsou v podstatně lepším úhlovém rozlišení (kolem 1"). Zde můžeme sledovat vývoj jednotlivých struktur v samotné skvrně. Například vývoj světelného mostu přibližně ve středu skvrny, vývoj a tvar struktury v západní části skvrny (vpravo), ale také směr penumbrálních vláken.

Na obrázku č. 2 vidíme část obří sluneční skvrny z června 1991, která vynikala nejen svou velkou erupční aktivitou, ale také velmi zajímavou fotosférickou morfologií (Lenža, 1992). Na takovýchto snímcích můžeme velmi detailně studovat tvar penumbrálních filamentů (který je dán konfigurací magnetického pole ve skvrně). V tomto konkrétním případě vidíme spirálovitě zahnuté penumbrální vlákna v jižní části skvrny (dole) a můžeme sledovat struktury rozsáhlé penumbry na západě (vpravo). Jestliže se aktivní oblast přesune na okraj slunečního disku, je možné lépe sledovat světelné mosty a okolní fakulová pole.

Ve velmi vyjímečných případech lze získat velmi dobré snímky tzv. bílých erupcí, jejichž registrace by byla velmi žádoucí.

### 3) Detailní pozorování granulace

Tento typ pozorování vyžaduje velmi kvalitní pozorovací podmínky, jelikož je zapotřebí dostat se na rozlišení ko-

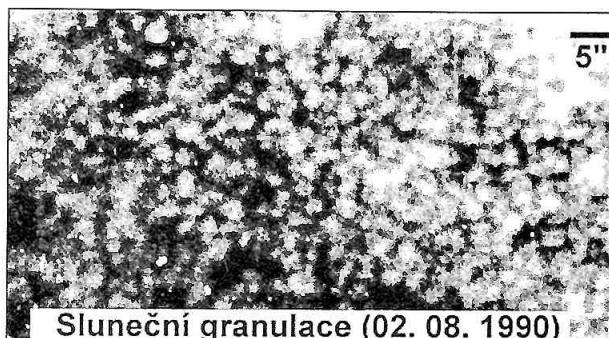
lem 1". Na obrázku č. 3 vidíme příklad fotosféry nasnímané mimo aktivní oblast. Bez problémů rozlišíme jednotlivé granule, ale zároveň musíme mít na paměti, že jejich obraz je částečně deformován nepříznivým vlivem atmosféry. Vzhledem k nutnosti velmi kvalitních pozorovacích podmínek (co nejmenší seeing, bluring a co nejlepší transparentnost atmosféry) a kvalitních pozorovacích přístrojů není studium sluneční granulace ideálním programem pro běžnou hvězdárnu. Výzkum však může probíhat na specializovaných, špičkově vybavených observatořích (La Palma aj.)

Do této kategorie pozorování patří také pozorování umbrálních bodů, či umbrální granulace. Na snímku č. 4 vidíme „fotometrický“ řez umbrou jedné ze skvrn. Na čtyřech obrázcích jsou velmi dobře patrné relativně malé struktury nacházející se ve zdánlivě tmavé umbře. Můžeme si také povšimnout, že struktury podobné světelným mostům jsou tvořeny jednotlivými jasnými uzly.

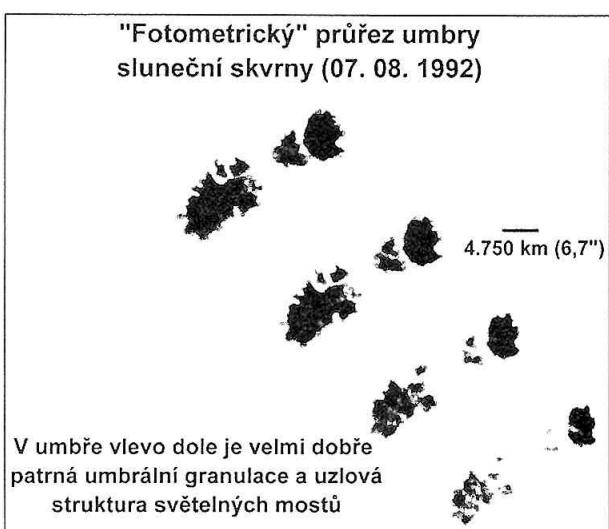
### STRUKTURY V PROTUBERANCÍCH

Pro studium chování protuberancí čili chladnějšího plazmatu v prostředí velmi horké koróny jsou rovněž potřebné kvalitní snímky s co největším úhlovým rozlišením, abychom mohli pozorovat, co nejmenší fragmenty oblaků vodíkového plazmatu (event. měřit jejich fyzikální parametry).

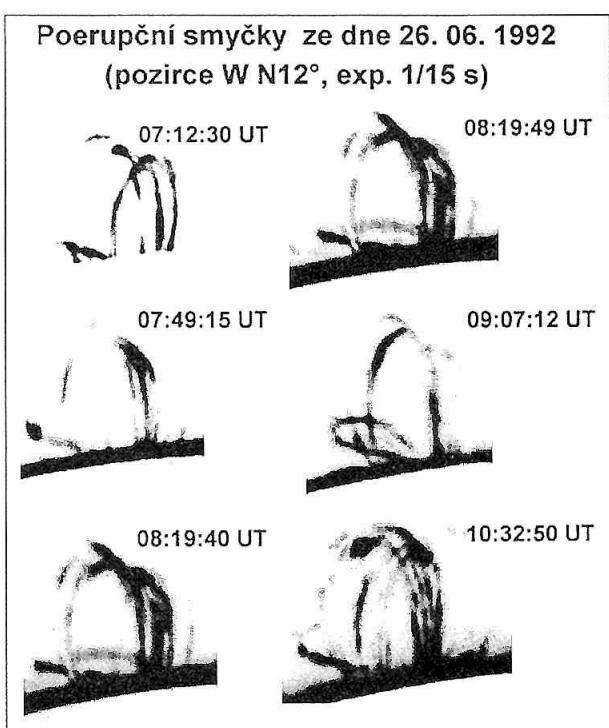
Při pozorování vystupuje – na rozdíl od pozorování fotosféry – ještě více do popředí míra transparentnosti atmo-



Obr. 3



Obr. 4



Obr. 5

sféry (již velmi řídká vysoká oblačnost prakticky znemožňuje pozorování), ale také turbulence uvnitř samotného protuberančního koronografu.

Vezmeme-li při teoretických úvahách o rozlišovací schopnosti do úvahy parametry námi používaného protuberančního koronografu (tzn. průměr objektivu 150 mm), dostaneme při vlnové délce 656 nm rozlišovací schopnost 0,90", což představuje asi 660 km na povrchu Slunce. Jak jsou však velké „základní jednotky“ – např. vlákna poerupčních smyček? Jak jsem již uvedl pozorování protuberancí na teoretické mezi rozlišení je jen velmi zřídkavé, díky větší náročnosti na kvalitu podmínek.

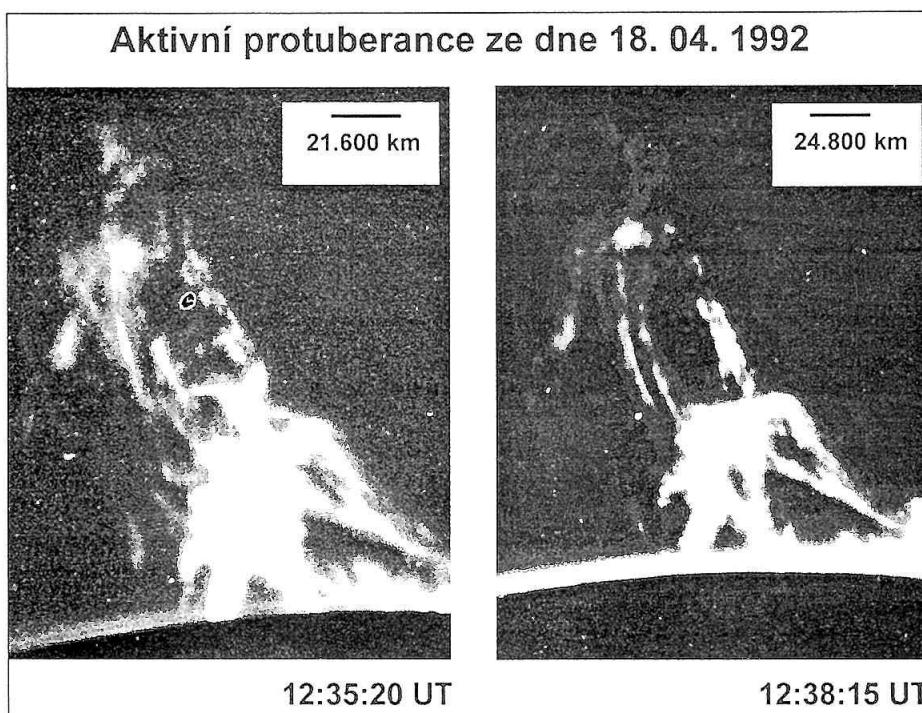
Vysoká rozlišovací schopnost koronografu se velmi dobře uplatní při fotografickém (či CCD) pozorování smyčkových protuberancí, kdy je žádoucí rozlišit od sebe základní smyčkové struktury a sledovat pohyb hmoty v nich (při úhlovém rozlišení pod 2" resp 1,5"). Na obrázku č. 5 vidíme sérii snímků, která ukazuje evoluci jedné soustavy poerupčních smyček, které byly podrobeny detailnějšímu výzkumu (Schmieder, Heinzel, et al., 1996). Na snímcích můžeme velmi dobře rozeznat rozdíly v rozmístění jednotlivých smyček a rozložení hmoty. V případě, že můžeme pořizovat takovéto snímky v kadenci minimálně 1x za minutu, lze velmi dobře studovat pohyb hmoty jednotlivých smyčkách. Tím můžeme přibližně určit množství hmoty tekoucí směrem dolů, včetně rychlostí toků.

Při fotografickém (či CCD) pozorování protuberancí můžeme sledovat celkový morfologický vývoj v záření H-alfa v závislosti na čase a srovnávat jej s časovými okamžíky registrace některých průvodních jevů (CME, rádiová vzplanutí apod.). Zde postačí úhlové rozlišení kolem 3" nebo o něco horší. Chceme-li však studovat detailněji pohyb hmoty v protuberancích (jinými slovy pohyby ionizované hmoty v magnetickém poli), musíme dosáhnout lepšího rozlišení. Na obrázku č. 6 vidíme dvojici snímků téže eruptivní protuberance v různých stádiích svého vývoje, na kterých lze studovat již zmíněné skutečnosti.

To, co bylo výše uvedeno na dvou příkladech, platí obecně pro všechny typy protuberancí.

## DISKUSE

Na několika konkrétních příkladech jsme si ukázali jaké informace ještě lze ze snímků získat. Každá observatoř, která má jen trochu dobré pozorovací podmínky a je vybavena potřebnými dalekohledy a detekčními přístroji (CCD kamera či fotografický aparát s odpovídajícím filmem) tedy může pořizovat velmi kvalitní snímky sluneční fotosféry či protuberancí. Je však limitována pozorovacími podmínkami, které nemůže v plné míře ovlivnit. Účelná je úprava okolí observatoře aby se vliv bluringu snížil pokud možno na minimum (výsadba keřů nebo alespoň výsev trávy), vhodné barevné nátery v okolí apod. Jinými slovy minimalizovat příčiny vzniku tohoto nepřijemného jevu. Dále pak volit pozorovací dobu tak, aby se vliv seeingu i bluringu opět minimalizoval. Pro naši observatoř to zhruba představuje dobu mezi 7–9 hodinou a 17 (18) a západem.



Obr. 6

V letním a ranněpodzimním období dosahuje celkový počet dnů s velmi dobrými pozorovacími podmínkami hodnoty kolem 20 až 25. Přičemž dnů, kdy se vyskytují velmi dobré pozorovací podmínky alespoň v některé denní době bývá ročně kolem dalších 20–30. Tato čísla jsou sice odvozena z přibližně jen 5 let trvající pozorovatelské zkušenosť, nicméně si myslím, že jsou pro naši observační obecně platná.

Také volba expoziční doby a kvalitní zaostření (ale také čistota optiky a procesy zpracování negativů) mají bezprostřední vliv na kvalitu snímků.

Které ze struktur tedy lze z těchto snímků studovat?

1. Celkovou morfologii aktivní oblasti – tuto práci je možné vzhledem k menším nárokům na kvalitu obrazu provádět po většinu roku
2. Morfologické detaily v jednotlivých skvrnách – tzn. penumbrální vlákna, světlé mosty, změny jejich tvaru a orientace apod. – lze provádět také studium jejich evoluce v čase na časových škálách hodin a v několika případech i dnů. V období velké erupční aktivity lze provádět „patrolní“ pozorování aktivních oblastí za účelem registrace bílých erupcí (včetně jejich pozic a morfologie).
3. Detaily granulace – při sledování fotosférické granulace (eventuálně umbrální granulace) musíme mít na paměti, že se pohybujeme na limitní hranici reálného rozlišení a studium evoluce těchto struktur je již velmi problematiké, nicméně, dá se v několika málo případech provádět na časových škálách minut, desítek minut až hodin. Nelze ji však jako hlavní náplň práce hvězdárny doporučit.

Pro pozorování protuberancí můžeme učinit obdobné závěry. Kvalitní snímky nám umožňují sledovat pohyb protuberanční hmoty v koronálním prostředí a přibližně určovat rychlosti jednotlivých uzlů hmoty v protuberancích nebo odvozovat některé dynamické parametry (hmotnost,

objemy, rychlosti) (Lenža, 1994). Při kvalitně orientovaných snímcích můžeme také zjišťovat morfologickou návaznost na fotosférické aktivní oblasti apod.

## ZÁVĚR

Hvězdárny, dříve zvané „lidové“, se mohou za předpokladu přístrojového vybavení a především chutí do práce zabývat pořizováním snímků za účelem studia globální morfologie aktivních oblastí a také studiem některých struktur samotných slunečních skvrn.

Pozorování jsou užitečná zejména při porovnávání rozložení magnetických polí, rychlostních polí, ale také projektů erupční aktivity.

Obrazová příloha dokumentuje konkrétní případy, včetně potřebných údajů (datum, čas, měřítko apod.) a udělat si vlastní představu o možnostech takovéto práce třeba i na vašem pracovišti.

## Poděkování

Chtěl bych poděkovat mým spolupracovníkům – jmenovitě Daně Dokoupilové, Ladislavu Šmelcerovi a Petru Zelenému – za pomoc při digitalizaci dat.

## LITERATURA

- Erhart J. a V.: 1989, „Amatérské astronomické dalekohledy“, Praha, 2. vydání, 14  
 Lenža, L.: 1994, „Solar Coronal Structures“, in V. Rušin, P. Heinzel and J. C. Vial (eds), IAU Colloq. 144, 373  
 Lenža, L.: 1992, Ríše hvězd, 73, 80  
 Lenža, L.: 1993, Sborník referátů ze semináře „Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí“, Úpice, 24  
 Schmieder, B., Heinzel, P., Van Driel-Gesztelyi, L., Lemen, J. R.: 1996, Solar Physics 165, 303–328

# Vliv gradientu jasu na vstupní štěrbině spektrografu na deformaci profilu spektrální čáry

M. Klvaňa a V. Bumba, AsÚ AVČR, observatoř Ondřejov, Česká republika

Fotoelektrický magnetograf ondřejovské observatoře má šířku vstupní štěrbiny 3 obl. sec. Tato šířka je dostatečně velká, aby se zde mohla projevit integrace obrazu, jehož prostorové rozlišení je lepší než 1 obl.sec. Analyzovali jsme proto gradient jasu obrazu na štěrině ve směru disperze a jeho vliv na deformaci profilu spektrální čáry.

Pro získání profilu spektrální čáry jsme použili metodu superposice spekter od  $N$  úzkých štěrbin, vyplňujících rovnoměrně širokou vstupní štěrinu spektrografo.

Při modelování profilu spektrální čáry jsme použili reálnou spektrální čáru. Čára byla získána fotograficky naexponováním řezu přes sluneční skvrnu. Velikost vstupní štěrbiny byla 0,1 mm.

Výsledný profil spektrální čáry je dán součtem  $N$  vzájemně posunutých dlouhých profilů. Pokud je gradient jasu nulový, budou se jednotlivé profily lišit pouze svým posuvem.

V případě jiného gradientu budou měřítka jednotlivých profilů úměrné jasům na fiktivních, vzájemně posunutých vstupních štěrbinách, vyplňujících modelovanou širokou štěrinu magnetografu. Vzhledem k malé šířce štěrbiny budeme předpokládat lineární změnu jasu na štěrině.

Jsou-li  $J_1$  a  $J_2$  jasy na levém a pravém okraji štěrbiny, bude platit:

$$\frac{[J(s) - J_1]}{(J_2 - J_1)} = \frac{(s+1)}{(N+1)} \quad (1)$$

Odsud bude měřítko  $s$ -tého sumovaného profilu úměrné jasu  $s$ -té fiktivní štěrbiny:

$$J(s) = \frac{(s+1)(J_2 - J_1)}{(N+1)} + J_1 \quad (2)$$

$$\text{Zavedením} \quad J_1 = J_0 + \Delta J \quad (3)$$

$$J_2 = J_0 - \Delta J \quad (4)$$

upravíme výraz (2) do tvaru:

$$J_{sp}(i) = \sum_{s=1}^{s=N} C_{kal} * J(s) * P(i-s) \quad (5)$$

Intensita záření v  $i$ -tém bodě výsledného profilu spektrální čáry  $J_{sp}(i)$  bude úměrná součtu všech  $N$  posunutých spektrálních profilů  $P_{(i+s)}$  v  $i$ -tém bodě, s amplitudou, proporcionální jasu  $J(s)$  na segmentu s vstupní štěrbiny:

$$J_{sp}(i) = \sum_{s=1}^{s=N} C_{kal} * J(s) * P(i-s) \quad (6)$$

$C_{kal}$  je zde koeficient úměrnosti, nezávislý na  $s$ . Abychom mohli sledovat změny profilu v závislosti na gradientu jasu, je vhodné  $J_{sp}(i)$  normovat. Normování provedeme na oblast kontinua:

$$J_{sp}(\text{cont}) = \sum_{s=1}^{s=N} C_{kal} * J(s) * P(\text{cont}-s) \quad (7)$$

oblasti kontinua můžeme považovat  $P(\text{cont}-s)$  za konstantu, nezávislou na  $s$ , t.zn.:

$$\sum_{s=1}^{s=N} J(s) = \frac{J_{sp}(\text{cont})}{P(\text{cont}) * C_{kal}} \quad (8)$$

Po dosazení výrazu (5) do rovnice (8) dostaneme po úpravě výraz pro určení kalibrační konstanty:

$$C_{kal} = \frac{J_{sp}(\text{cont})}{P(\text{cont}) * N * J_0} \quad (9)$$

Dosazením  $J(s)$  a  $C_{kal}$  do výrazu (6) zapíšeme výsledný vzorec pro výpočet normovaného profilu rozšířené spektrální čáry v závislosti na gradientu jasu na vstupní štěrině spektrografo:

$$J_{sp}(i) = \frac{J_{sp}(\text{cont})}{N * P(\text{cont})} \sum_{s=1}^{s=N} \left\{ \left[ \frac{2(s-1)}{N-1} - 1 \right] * G_j + 1 \right\} * P(i-s) \quad (10)$$

$G_j$  je zde normovaný gradient jasu, popisující nerovnoměrné osvětlení vstupní štěrbiny spektrografove ve směru disperze:

$$G_j = \frac{(J_2 - J_1)}{(J_2 + J_1)} \quad (11)$$

## ZÁVĚR:

Směr posunu spektrální čáry vlivem gradientu jasu směřuje vždy k vyšším hodnotám jasu, t.zn. od středu skvrny k jejímu okraji, nezávisle na orientaci spektra ve spektrografo. To znamená, že pro kladné úhly nastavení spektrální mřížky se bude posuv čáry na levém okraji skvrny (vzhledem ke štěrbině) projevovat jako doplňková záporná dopplerovská rychlos a na pravém okraji skvrny jako doplňková kladná rychlos. Po otočení mřížky do záporných úhlů se uvedené směry rychlosti změní na opačné.

# Pozorování Slunce televizními CCD kamerami

Ing. Miloslav Knížek, Astronomický ústav AVČR Ondřejov, Česká republika

## Abstrakt

**Od roku 1991 se k pozorování Slunce na Ondřejovské hvězdárně využívají televizní CCD kamery. Referát zahrnuje získané zkušenosti s touto novou technikou při pozorování sluneční fotosféry, chromosféry, spekter a oblohy v okolí Slunce.**

## ÚVOD

Kamery využívající CCD prvek se stali běžnými. Na rozdíl od přímého vyčítání hodnot z jednotlivých elementárních světlocitlivých plošek (tzv. pixelů) u digitálních kamer, se u televizních CCD kamer převádí obrazová informace do televizního signálu. Výsledkem je televizní obraz obdélníkového tvaru s poměrem stran 4:3. Ve všech evropských televizních systémech je tento obraz přenášen s frekvencí 25 snímků za sekundu. Každý snímek je tvořen 625 vodorovnými řádky. Při hodnocení rozlišovacích schopností se většinou uvádí počet rozlišitelných detailů ve vodorovném směru.

Televizní CCD kamery požívají pro vytvoření obrazu CCD prvek, jehož citlivá plocha má vždy obdélníkový tvar opět s poměrem stran 4:3. Vlasní rozměry mohou být různé, ale nejběžnější jsou dnes CCD prvky s citlivou plochou  $6.4 \times 4.8$  mm (tzv. 1/2" čipy), nebo s plochou  $4.8 \times 3.6$  mm (tzv. 1/3" čipy). Počet pixelů bývá také různý. Pro kvalitu výsledného obrazu je však rozhodující elektronické zpracování, t.j. převod na akumulovaného náboje v jednotlivých pixelech do televizního signálu. Např. kamera se CCD prvkem obsahující  $752 \times 582$  pixelů může mít rozlišení např.  $600 \times 470$  řádků.

Elektronickou závěrkou se řídí doba akumulace náboje na CCD prvku. Nejdélší expozice je 1/50 sekundy a nejkratší bývá podle typu a vybavení kamery běžně 1/10 000 sekundy, ale může výt i kratší. Citlivost kamer se udává buď jako minimální osvětlení snímané scény při uvedeném clonovém čísle objektivu, nebo jako minimální osvětlení na CCD prvku. U méně citlivých kamer postačuje již osvětlení několik desetin luxu na čipu.

Černobílé CCD kamery se vyznačují spektrální citlivostí přesahující viditelnou oblast, zejména v infračervené části. U speciálních kamer se proto používají pro vymězení citlivé oblasti omezovací filtry.

Z uživatelského hlediska jsou důležité i další parametry, např. ovládání elektronické závěrky (ručně, automaticky, pomocí PC), přepínání gama korekce (t.j. převodu jasů na elektrickou veličinu), možnost vnější synchroni-

zace kamery, nízké napájecí napětí (většinou 12 V), provozní teplota ( $-10^{\circ}\text{C}$  až  $+60^{\circ}\text{C}$ ), malé vnější rozměry (např.  $40 \times 50 \times 90$  mm), životnost okolo 100 000 hodin. Velice výhodná je možnost vést obrazový signál z kamery kabelem do vzdálenosti několika desítek metrů bez použití dalších pomocných přístrojů a přitom mít zachovanou možnost sledování reálného obrazu. Stačí pouze připojit videosignál ze CCD kamery k televiznímu monitoru.

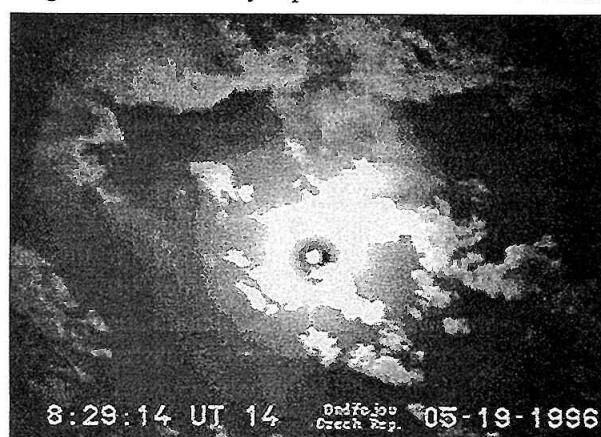
Pro záznam obrazu je možné použít různé záznamové zařízení, od nejobyčejšího videorekorderu VHS až po špičkové profesionální studiové zařízení. Při použití dobrého videorekorderu VHS a kazety s kvalitním páskem se dosahuje u černobílého obrazu rozlišení ve vodorovném směru 320 line. Kvalita záznamu je značně omezená, neboť se jedná o analogový záznam analogového signálu. Navíc je výsledná nahrávka značně ovlivněna elektronickým zpracováním signálu při průchodu poměrně složitou záznamovou a reprodukční cestou videorekorderu. Nejlepších výsledků lze při použití televizních CCD kamer dosáhnout digitalizací snímků přímo z kamery. Většinou se tomuto účelu používají digitalizační desky do počítačů PC. Běžně bývají 8 bitové, t.j. rozlišují 256 jasových úrovní. Minimální rozlišení bývá  $256 \times 256$  bodů na celý televizní snímek, lepší potom např.  $512 \times 512$  bodů a více.

Na ondřejovské observatoři se televizní CCD kamery k pozorování Slunce využívají od roku 1991. V současné době se CCD kamery používají k pozorování sluneční fotosféry, chromosféry a spekter. Dále pomocí CCD kamer digitalizujeme filmové materiály a jednu CCD kameru používáme ke snímání oblohy v okolí Slunce.

## FOTOSFÉRA

Pro pozorování detailu fotosféry využíváme dalekohled ve sluneční kopuli s čočkovým objektivem o průměru 205 mm a ohniskem 2830 mm (A. Clark). Použitá CCD kamera je typu Oscar OS-458 s rozlišením 600 řádek a expozicí řízenou počítačem PC v rozsahu 1/50 s až 1/10 000 s. Obraz v primárním ohnisku je promítán vý-

měnným objektivej na CCD prvek. Kamera je orientována tak, že dennímu chodu Slunce odpovídá vodorovný směr ve snímaném obrazu. Při standardním zvětšení odpovídá průměru Slunce 7 delších stran obrazu na monitoru. Při kvalitním obrazu Slunce je možné výměnou promítacího objektivu toto zvětšení ještě 3 krát zvýšit. Pro optimální využití jasového rozsahu a pro zvýšení kontrastu je signál upravován tzv. videokorektorem. Zařízení se používá k vizuálnímu pozorování fotosféry, pro záznam vybraných oblastí na videorekorderu VHS a pro přímou digitalizaci snímků. K tomu se používá 8 bitový tzv. frame grabber P360F firmy Dipix s rozlišením 620×570 bodů.



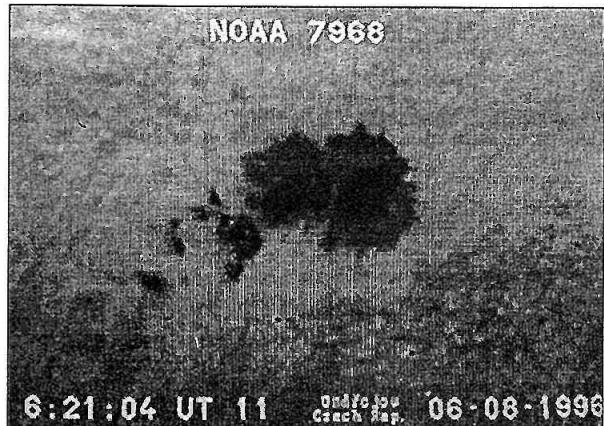
Obrázek oblohy v okolí Slunce získaný CCD kamerou.

## CHROMOSFÉRA

K pozorování detailu chromosféry používáme druhý čočkový dalekohled v kopuli, který má objektiv o průměru 210 mm a ohnisko 3 410 mm. H-alfa filtr s propustností 0.5 Å je od firmy DayStar. Obraz v primárním ohnisku se snímá CCD kamerou od pražské firmy ETS. V podstatě se jedná o 1/2" kameru firmy Phillips s rozlišením 450 řádek. Kamera je opět orientována tak, že dennímu chodu Slunce odpovídá vodorovný směr v obrazu. Při tomto uspořádání vychází zvětšení, kdy průměru Slunce odpovídá 5.75 delších stran obrazu na monitoru. Pro úpravu signálu se opět využívá videokorektor. I toto zařízení se používá pro vizuální sledování chromosféry, pro záznam vybraných oblastí videorekorderem VHS a pro přímou digitalizaci snímků stejným grabberem Dipix. Obě zařízení k pozorování fotosféry a chromosféry se využívají celoročně dennímu sledování sluneční aktivity.

## SPEKTROGRAF

Sluneční mnohokamerový spektrograf má zrcadlový dalekohled s objektivem o průměru 280 mm a ohniskem 12 500 mm. Spektra se v 5 kamerách exponují na kinofilm. Vstupní štěrbina spektrografu je konstruována jako zrcátko napařené na křemenném skle se štěrbinou širokou 52 mikrometrov. Odrazu od této plochy se využívá ke sledování obrazu na štěrbině. Promítacím objektivej se



Obrázek fotosféry získaný CCD kamerou pri větším zvětšení.

přes H alfa filtr s propustností 0.5 Å firmy DayStar vytváří obraz na 1/2" CCD prvku kamery. Při používaném zvětšení odpovídá průměru Slunce 3.7 delších stran obrazu na monitoru. Druhá CCD kamera je umístěna v 1. řádu spektra a je na ni promítána oblast čáry H-alfa. Obraz z obou kamer je sloučen pomocí svislého rozhraní do jednoho obrazu. Při stejném zvětšení tak bodům na vstupní štěrbině spektrografovi odpovídá spektrum ve shodném rádku. Obě CCD kamery jsou od firmy ETS a mají rozlišení 450 řádků. Uvedené zařízení se používá k vizuálnímu sledování chromosféry a pořizování záznamů na videorekorderu VHS, zejména při exponování spekter pro identifikaci pozorovaného místa na Slunci. V současné době je záměrem využít poměrně široké spektrální citlivosti CCD kamer a do stávajícího obrazu sloučit signál z dalších kamer s důležitými spektrálními čarami. Pro získání kvalitnějších snímků ze CCD kamer je záměr vybrané snímky přímo digitalizovat.

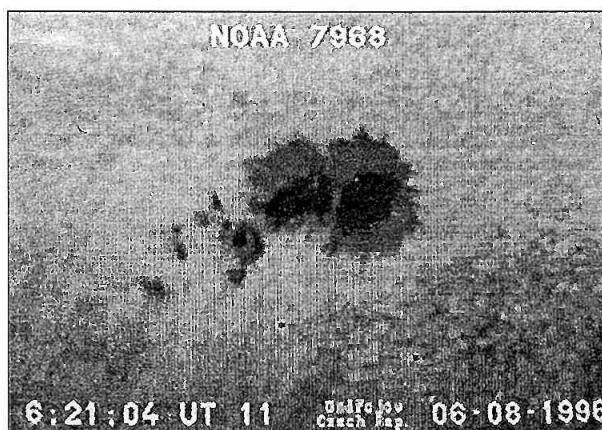
Ve všech třech uvedených aplikacích jsou videosnímky doplnovány textovou informací o datu a čase. Dle potřeby lze psát další text. Na celou obrazovku je možné napsat celkem 12 řádek po 32 znacích. K tomu používáme tzv. videotitulkovač, což je v našem případě deska do počítače PC.

## DIGITALIZACE SE CCD KAMEROU

Pro méně náročné účely používáme televizní CCD kamery pro digitalizaci fotografických materiálů, ale zdigitalizovat lze samozřejmě libovolný obraz získaný CCD kamerou. Po přepočtu do čtvercového rastrovi lze v našem případě získat obrázky o maximálním rozsahu 620×465 bodů při 256 úrovních jasu. Výhodou je libovolné zvětšení obrazu promítaného přímo na CCD prvek a zejména velká rychlosť digitalizace, kdy získání jednoho snímku i se zápisem dat trvá je několik sekund.

## OBLOHA

Pro usnadnění pozorování je dvojitý dalekohled v naší kopuli doplněn 3. CCD kamerou se širokoúhlým objekti-



Videosnímek s obrazy ze tří CCD kamer sloučenými pomocí dvou svislých rozhraní (škála, obraz chromosféry na svislé vstupní štěrbině spektrografova se dvěma poziciemi vodorovnými vlákny a odpovídající část spektra s čárou H $\alpha$ ).

vej pro snímání oblohy v okolí Slunce. Použitá kamera je typu Oscar OS-25II s rozlišením 300 řádek. Použitý objektiv má ohniskovou vzdálenost 6.25 mm a ve vodorovném směru zobrazuje úhel 55°. Dále jsou zde použity speciální filtry a terč pro zastínění Slunce. Toto pomocné zařízení poskytuje pozorovateli v místnosti 2 patra pod kopulí celodenně obraz oblohy v okolí Slunce. Tato kamera je také výhodná při dálkovém ručním otáčení kopule.

## VZORKOVACÍ SNÍMÁNÍ

Na tomto místě stojí za zmíňku možnost zaznamenávat jednotlivé snímky v intervalu delším než 1/25 s. Lze k tomu použít speciální vedeorekorder, tzv. time laps, který umožnuje zaznamenávat jednotlivé snímky v intervalu až 6.4 s. Na kazetu s kapacitou 3 hodiny běžného záznamu lze tak zaznamenat 960 hodin. Zařízení tohoto typu na ondřejovské observatoři k pozorování Slunce zatím nepoužíváme.

## ZÁVĚR

Používání televizních CCD kamer pro pozorování Slunce má své výhody. Získaný obraz je reálný a pro jeho zpracování lze použít běžná zařízení. Největší nedostatek této metody je v analogovém záznamu. Výraznějšího pokroku lze očekávat se zavedením zdokonaleného televizního systému HDTV s lepší rozlišovací schopností. Stále však platí, že nejlepší snímky poskytuje digitalizace signálu přímo z televizní CCD kamery.

### Poděkování

Příspěvek vznikl v rámci grantové podpory GA ČR 1577, GA AVČR 303404 a GA ČR 1199.

# **Digitalizace a zpracování fotosférických a chromosférických videozáznamů aktivních oblastí Slunce**

*M. Klvaňa, V. Bumba, T. Vaněk, F. Zloch a M. Knížek  
AsÚ AVČR, observatoř Ondřejov, Česká republika*

## **Abstrakt:**

Popisujeme zařízení, které jsme sestavili pro účely digitalizace a zpracování videozáznamů fotosféry a chromosféry Slunce, jeho vlastnosti a nároky, které daný digitální systém pro zpracování dat klade na parametry dalekohledu a celý záznamový řetězec z hlediska prostorového a funkčního rozlišení. Dále analyzujeme otázku reprodukovatelnosti videosignálu z videokamery a z videomagnetofonu a uvádíme metodu zpracování obrazových dat, odstraňující okrajové ztumění a případnou vinětaci obrazu, doplněnou rozborem vlastností použité filtrace.

## **ÚVOD:**

Při pozorování sluneční aktivity používáme v posledních několika letech CCD kamery s přímou digitalizací videosignálu nebo jeho záznamem na videomagnetofon.

Přechod od filmu k videoteknici byl způsoben markantrním růstem cen fotografického materiálu. I když je v současné době kvalita obrazu, zapsaného na videomagnetofon stále horší, než klasický fotografický záznam, je jeho podstatně (1000×) nižší cena silným argumentem pro využití CCD kamer a videozápisu.

Zpracování signálu, zaznamenaného na videomagnetofon, má své specifiky a proto se právě tomuto problému budeme zde věnovat.

## **ÚSKALÍ VIDEOTECHNIKY:**

Základním problémem, spojeným se změnou záznamového media, je nižší prostorová a funkční rozlišovací schopnost. Oba problémy jsou řešitelné, je-li k disposici dostatek finančních prostředků, bohužel to však není náš případ. Můžeme využívat pouze běžně dostupnou komerční techniku včetně jejích kladů (cena) i záporů (kvalita). Přesto však situace není zcela beznadějná, musíme však již na počátku zvolit optický systém dalekohledu, vhodný pro snímání obrazu CCD kamerou.

Malou prostorovou rozlišovací schopnost můžeme kompenzovat větším zvětšením dalekohledu a funkční rozlišovací schopnost zvýšime použitím videokorektoru.

## **PROSTOROVÉ ROZLIŠENÍ:**

Pokud chceme zaznamenat veškerou informaci, kterou

nám může dalekohled poskytnout, měla by být vzorkovací frekvence v obrazu alespoň dvojnásobná ve srovnání s teoretickou rozlišovací schopností dalekohledu.

Dalekohled o průměru 140 mm (rozlišení 1"), CCD kamera s čipem 8x6 mm a digitalizační kartou 256×256 bodů dovoluje beze ztrát zpracovat snímek aktivní oblasti o rozměrech 128"×96". Průměr slunečního disku v takovém systému bude 119 mm. Pokud chceme na jeden snímek zaznamenávat větší část aktivní oblasti, je třeba volit kompromis, t.zn. menší zvětšení a ztrátu informace.

Volba zvětšení dalekohledu je při záznamu obrazu na videomagnetofon kritická, protože na rozdíl od záznamu na filmovou emulzi digitalizujeme vždy celý obraz a proto nemůžeme změnou měřítka při sekundárním zpracování zvýšit rozlišovací schopnost v obrazu.

## **FUNKČNÍ ROZLIŠENÍ:**

Zlepšení funkčního rozlišení dosahujeme úpravou videosignálu videokorektorem, umožňujícím maximální využití rozsahu A/D převodníku v oblasti užitečné informace videosignálu.

Videokorektor by měl při zachování linearity umožňovat posuv nuly a změnu zesílení obrazové části videosignálu s indikací dosažení minimální, maximální a dvou prahových hodnot videosignálu upravovaného obrazu. V případě našeho osmibitového A/D převodníku jsou to hodnoty: 0, 255, 12 a 243.

Fotosferické a chromosferické obrazy aktivní oblasti mají minima jasů větší než nula a maxima jasů mohou být jak větší, tak i menší ve srovnání s maximální hodnotou signálu pro A/D převodník. Pomocí ovládacích a indikačních prvků videokorektoru je možno upravit jeho výstupní signál

tak, aby se užitečná informace nacházela v rozsahu 0–255 osmibitového A/D převodníku.

Sekundárním, ale z hlediska pozorovatelů velmi praktickým důsledkem použití videokorektoru je vizuální zvýšení kontrastu sledované oblasti na videomonitoru.

## NÁM DOSTUPNÉ METODY ELEKTRONICKÉHO ZÁZNAMU OBRAZU:

### a) analogový záznam obrazu s následující digitalizací:

Videosignál je zapsán na komerční videomagnetofon a digitalizace vybraného snímku je prováděna později. Vyhodou je snadné, levné a rychlé uložení velkého množství obrazové informace, kvalita je však ze všech tří uvedených metod nejhorší. U těchto magnetofonů nemá smysl používat lepší, než osmibitové převodníky.

### b) přímá digitalizace obrazu:

Pomocí frame grabberu je signál CCD čipu přímo, bez transformace na videosignál digitalizován a uložen do počítače. Je zde možnost získání vysoké citlivosti, protože náboj na CCD čipu je možno kumulovat po delší dobu. Tuto metodu můžeme považovat za nejpřesnější. U levnějších typů musíme počítat s dobou několika sekund, potřebnou pro přenos digitálních dat do operační paměti počítače. Kromě osmibitových jsou v dražších variantách k dispozici i dvanácti až šestnáctibitové grabbery.

### c) digitalizace videosignálu:

Videosignál z výstupu CCD videokamery je v digitalizační desce počítače přímo digitalizován a výsledný soubor je uložen do paměti počítače. Videosnímky se digitalizují v reálném čase, u levnějších typů musíme počítat s dobou několika sekund, potřebnou pro přenos digitálních dat do operační paměti počítače. Metoda je velmi přesná, její citlivost je však ve srovnání s přímou digitalizací nižší. Na trhu jsou i více, než osmibitové systémy. Tímto zařízením je možno digitalizovat i videosignál z videomagnetofonu.

Kromě uvedených metod existuje řada dalších způsobů, jak snadno a rychle zaplnit obrazovými daty libovolně velkou paměť počítače. V oblasti profesionální videotekniky existuje celá řada zařízení fantastických možností a bohužel i cen.

## KONFIGURACE NAŠEHO ZÁZNAMOVÉHO A DIGITALIZAČNÍHO ZAŘÍZENÍ:

Videosignály ze dvou CCD kamer, umístěných na fotoférickém a chromoférickém dalekohledu, upravené videokorektorem, jsou spolu s časovou a datovou informací zapisovány na videomagnetofon Sony SLV-363EE. Digitalizace obrazu byla prováděna u vybraného zastaveného snímku v počítačové kartě firmy Elvia.

Popisovaná digitalizace videozáznamu je pouze jednou z funkcí videosystému (Klvaňa, Bumba, 1996), kterým je možno digitalizovat i filmový pozorovací materiál.

## DIGITALIZACE OBRAZU:

Videosignál zvoleného půlsnímku, vstupující do počítačové karty, je zde digitalizován v rozsahu hodnot 0–255 a uložen po sloupcích do souboru jednobajtových dat v matici  $256 \times 256$  údajů. Tato matice popisuje snímaný obdélníkový obraz o poměru stran 3:2. Při vykreslování obrazu je proto nutno provést geometrickou korekci. Přenos digitalizovaných dat z karty do operační paměti počítače trvá přibližně 5 vteřin. Při opakování činnostech je nutno tuto prodlevu brát v úvahu.

## ŘÍDÍCÍ SOFTWARE:

Námi sestavený program ELVAR zprostředkovává ovládání digitalizační karty, přenos dat do operační paměti počítače a manipulaci s daty.

Program dovoluje rychle opakovatelnou digitalizaci videosignálu s okamžitým zobrazením digitálních dat na videomonitoru, flat field operace, vícenásobnou integraci dat, vykreslení původního obrazu v 16 pseudobarvách s použitím šedivé škály a několika barevných škál, volbu zobrazení (pozitiv nebo negativ), Zoom, převzorkování obrazu pod libovolným úhlem, uložení dat do souboru na disku a další funkce.

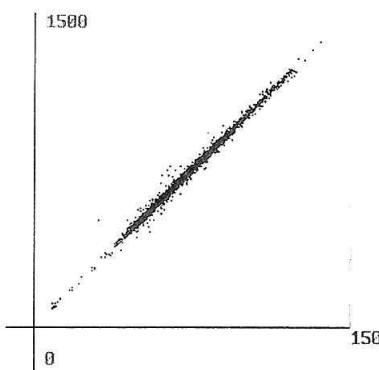
Pro dosažení kompatibility s již vybudovaným programovým vybavením je možno ukládat data do matice  $124 \times 85$  dvoubajtových hodnot. Nová matice vznikne převzorkováním původní matice tak, že nová hodnota je tvořena součtem šesti vzorků z dvou sloupců a tří řádků původní matice. Každá hodnota z původní matice  $256 \times 256$  vzorků je přitom použita právě jednou (kromě posledních osmi sloupců, které nenesou obrazovou informaci).

## REPRODUKATELNOST DIGITALIZACE VIDEOSIGNÁLU Z CCD KAMERY:

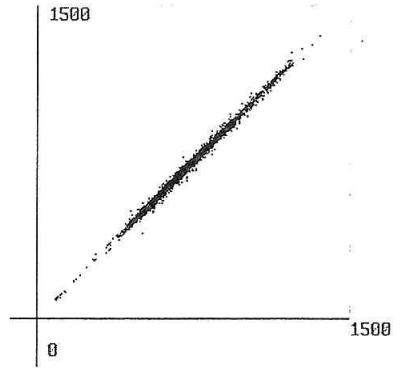
Obraz téhož negativu byl snímán CCD kamerou a třikrát za sebou digitalizován a byly sestrojeny grafy vzájemné korelace v převzorkovaných datech mezi 1. 2. a 3. digitalizací. Bylo zjištěno, že data, získaná digitalizací sudého a lichého půlsnímku se liší a naopak data téhož půlsnímku se téměř shodují. Proto byla provedena úprava synchronizace digitalizační desky tak, aby byl digitalizován vždy tentýž půlsnímek.

## REPRODUKATELNOST DIGITALIZACE VIDEOSIGNÁLU Z VIDEOMAGNETOFONU:

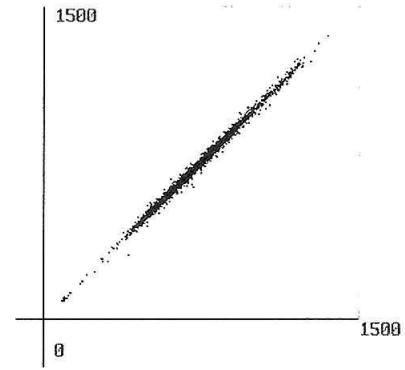
Tentýž zastavený snímek byl třikrát za sebou digitalizován a byly sestrojeny grafy vzájemné korelace jasů identických bodů dvou porovnávaných obrazů v převzorkovaných datech mezi 1. 2. a 3. digitalizací (obr. 1–3). Vidíme, že korelační grafy nejsou přímky, ale shluhy bodů kolem nich, což znamená, že reprodukovatelnost snímání téhož obrazu není úplná a magnetofon vnáší do obrazové informace náhodný chybový signál.



Obr. 1



Obr. 2



Obr. 3

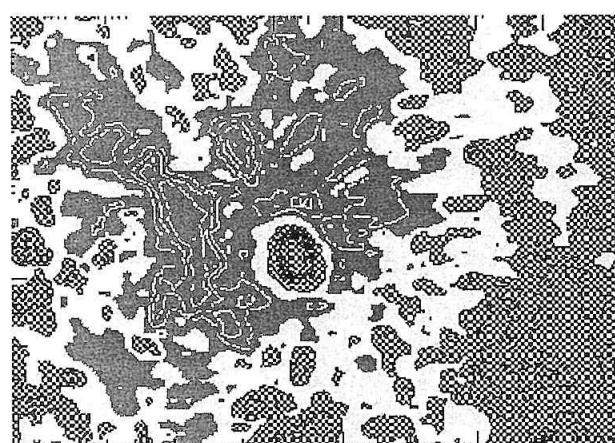
### ZPRACOVÁNÍ OBRAZOVÝCH DAT:

Vzhledem ke specifickým vlastnostem obrazu chromosféry, kde se kromě poklesu jasu, běžného ve filamentech, může vyskytnout i vzrůst jasu, daný emisí, bylo třeba použít algoritmus prostorové filtrace obrazu, zdůrazňující chromosferickou strukturu a odstraňující okrajové ztemnění slunečního disku a případnou vinětaci optického systému.

Pro tyto účely jsme použili metodu, spočívající v odečtení hodnot pozadí od původních dat. Hodnoty pozadí jsme získali N krát opakovanou filtrací původních dat symetrickým okénkem  $3 \times 3$  vzorky, s binomickým rozdělením váhovacích koeficientů. Vlastní filtrace byla provedena metodou klouzavého průměru. Váhovací koeficienty filtru okénka byly: 1 2 1 – 2 4 2 – 1 2 1.

### VLASTNOSTI POUŽITÉ FILTRACE:

Na obr. 4 vidíme původní obraz chromosféry, na obr. 5, 6 a 7 je tentýž obraz po opakování filtrace s  $N=2$ ,  $N=10$  a  $N=50$ . Ve všech třech případech byl rozsah hodnot v obraze po filtrace normován na stejnou velikost. Vhodnou volbou koeficientu  $N$  je možno dosáhnout zdůraznění určité prostorové frekvence, tzn. vykreslení struktur určité velikosti a odstranit velkoplošné prvky



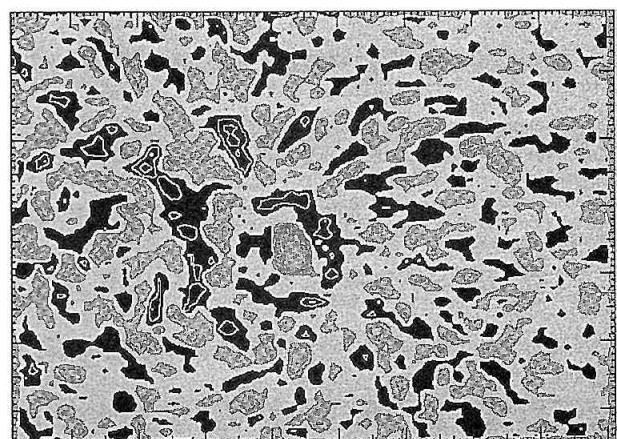
ONDREJOV OBSERVATORY Chromosphere  
Date: 072294-20 Time: 054700 - UT

Obr. 4



ONDREJOV OBSERVATORY Chromosphere  
Date: 072294-20 Time: 054700 - UT Region: NOAA 7757

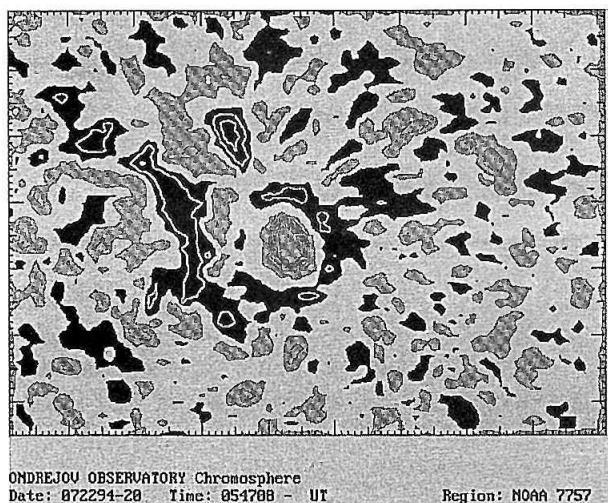
Obr. 5



ONDREJOV OBSERVATORY Chromosphere  
Date: 072294-20 Time: 054700 - UT Region: NOAA 7757

Obr. 6

Průvodním jevem při filtrace tohoto typu může být vznik falešných morfologických útvarů jako parazitní filamenty, doprovázející reálný filament nebo sekundární, nereálné zjasnění ve fotosféře kolem skvrny na obr. 9. Reálný vzhled skvrny, která byla i na chromosferických snímcích, vidíme na obr. 8. Při interpretaci je nutno s tímto jevem počítat.



Obr. 7

## ZÁVĚR:

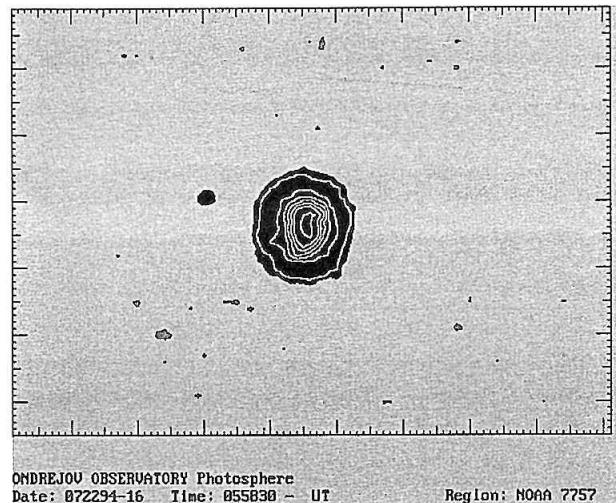
Jak je vidět z popisované problematiky, použití nám dostupné videotekniky přináší značné komplikace. Přesto je možno tvrdit, že pokud tuto techniku správně použijeme, můžeme s ní dosáhnout dobrých výsledků.

### Poděkování:

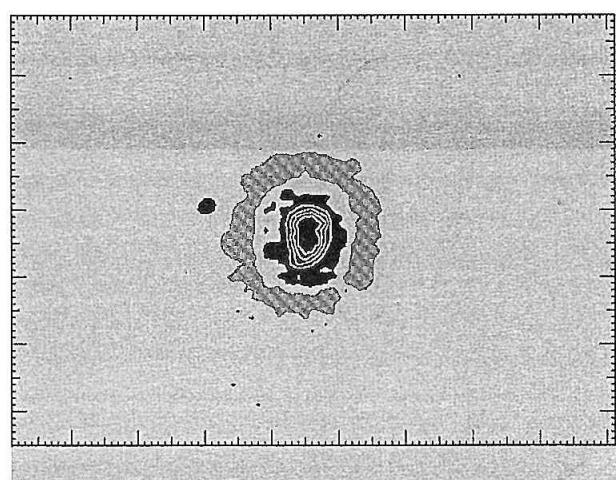
Tato práce byla realizována za účinné podpory GAČR v rámci projektu 205/93/0892 a Klíčového projektu K1-003-601 AVČR.

## LITERATURA:

Klvaňa M., Bumba V., 1996: Digitalizace a zpracování obrazu sluneční chromosféry, Sborník z 18. semináře „Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí“, Úpice, v tisku.



Obr. 8



Obr. 9

# **Souřadnicový systém slunečního dalekohledu na principu CCD kamery**

*M. Klvaňa a V. Bumba, AsU AVČR Ondřejov, Česká republika*

## **Abstrakt:**

Popisujeme námi konstruované zařízení pro odečítání heliografických souřadnic na slunečním disku, využívající CCD čipu videokamery. Zařízení neobsahuje žádné pohyblivé mechanické prvky. Uvádíme rozsah možných pohybů dalekohledu, algoritmus vyhodnocení polohy slunečního disku a metody detekce mraku na slunečním disku ve spojitosti s vlivem nehomogenit atmosféry na přesnost určení souřadnic.

## **SOUČASNÝ STAV:**

K určování souřadnic slunečních dalekohledů se převážně používá snímání části okraje slunečního disku čtyřmi fotodiody nebo segmentovaným fotoelektrickým prvkem, pracujícím na stejném principu. Jestliže obraz Slunce neleží uprostřed čidla, vzniká na každém páru protilehlých diod chybový signál, kterým pointační systém dalekohledu proporcionálně řídí jeho pohyb v obou osách tak, aby se obraz Slunce nacházel stále uprostřed čidla.

V případě, že budeme čidlem v obrazové rovině pohybovat, bude se (při zapnuté pointaci) měnit poloha osy dalekohledu vůči Slunci. Z velikosti posuvu čidla v obou osách je možno určit heliografické souřadnice konkrétního objektu na Slunci.

Pokud fotodiody integrují značnou část slunečního okraje, pracuje takový systém dobře a při správné konstrukci je schopen pokrýt i efekty, spojené se změnou slunečního průměru během roku. Vliv na jeho přesnost má nehomogenita atmosféry (např. cirry), která může způsobit obtížně definovatelné odchylky od správné polohy. Nevýhodou systému je značná mechanická náročnost.

Zkušenosti, získané se CCD kamerami nás vedly k provedení studie o možnosti jejich využití v této oblasti.

## **TESTOVANÝ SYSTÉM:**

Ve zkoumaném systému byla použita černobílá CCD kamera OSCAR typ OS 25-II, jejíž videosignál byl digitalizován digitalizační kartou firmy ELVIA, zasunutou do počítače PC-386.

Kamera pracovala v režimu automatické regulace osvitu (EE: ON), gamma = 0.45 a vypnutou zvýšenou citlivost (AGC: OFF). Při zkouškách jsme použili objektiv TAIR 11 (ohnisko 135 mm), jehož světlonoš musela být snížena speciálními filtry Hg Mon 436 a interferenčním filtrem Na 59J 455762.

Digitalizační karta převádí v reálném čase obraz jednoho

celého půlsnímku do pole 256x256 jednobajtových dat. Vlastní digitalizace s možností zobrazení digitalizovaných dat v pracovní paměti karty na monitoru proběhne okamžitě, přenos dat z karty do počítače je však pomalý a trvá několik sekund. Pro testování systému to však není na závadu, komplikace by vznikly, pokud bychom tímto systémem chtěli řídit dalekohled.

Při snímání obrazu Slunce byla kamera pevně namontována na paralaktické montáži fotosferického a chromosferického dalekohledu, takže vzájemná poloha optických os dalekohledů a kamery byla nemenná.

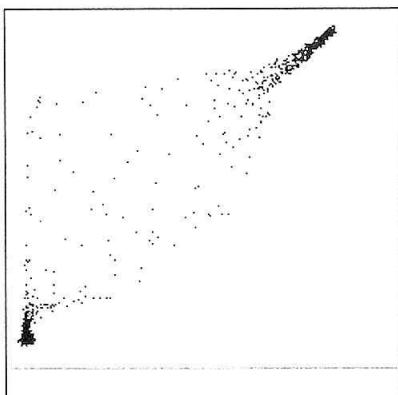
## **ROZSAH MOŽNÝCH POHYBŮ DALEKOHLEDU:**

Vzhledem k různým hustotám vzorkování v obou osách se Slunce v digitálním poli zobrazí jako elipsa jejíž vedlejší osa v rovině TV rádků (osa x) je 50 pixlů a osa kolmá (osa y) má 75 pixlů. Pro odstranění zkreslení je v případě této digitalizační karty třeba použít poměru 2:3 (nesouhlasí s poměrem stran TV obrazu).

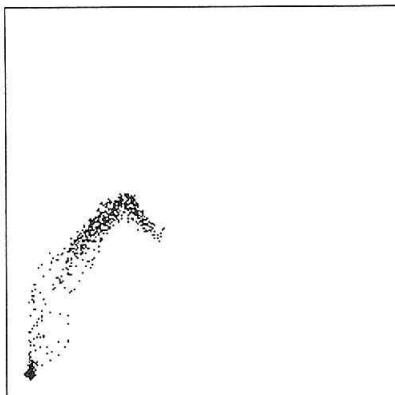
Protože rozměr matice dat je 256x256, můžeme v deklinaci pohybovat dalekohledem v rozsahu tří a v rektascenzi pěti průměrů Slunce, t.zn. vyhodnotit pozici objektu ve vzdálenosti minimálně jednoho poloměru Slunce nad okrajem slunečního disku v deklinaci a tří poloměru Slunce nad okrajem slunečního disku v rektascenzi.

## **ALGORITMUS VYHODNOCENÍ POLOHY OBRAZU SLUNCE:**

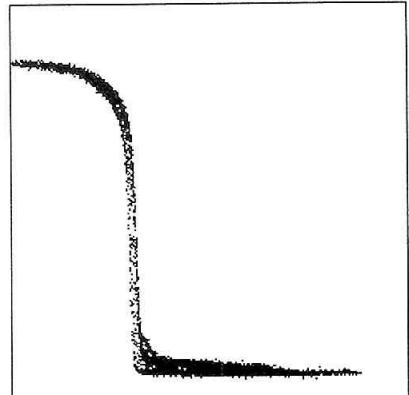
- 1) Vyhledání maximální a minimální hodnoty jasu Smax a Smin ve všech pixlech matice.
- 2) Stanovení hodnoty jasu okraje slunečního disku Sn:  
$$Sn = Smin + N * (Smax - Smin) / 100$$
kde Smax, Smin jsou maximální a minimální hodnota jasu matice dat a N volitelný parametr jasu v procentech rozsahu Smax-Smin.



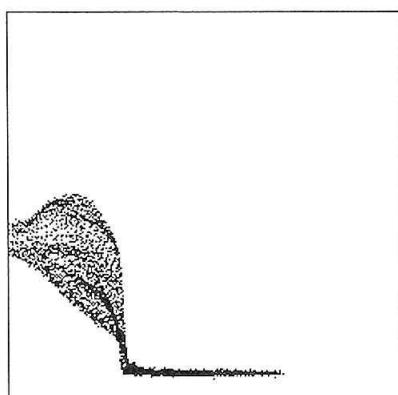
Obr. 1



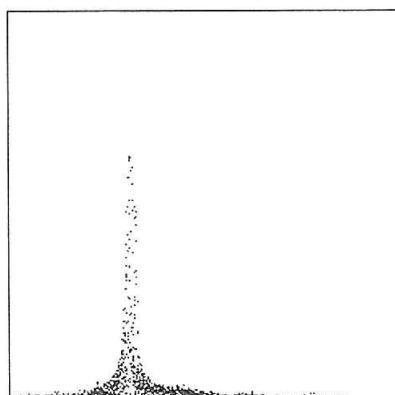
Obr. 2



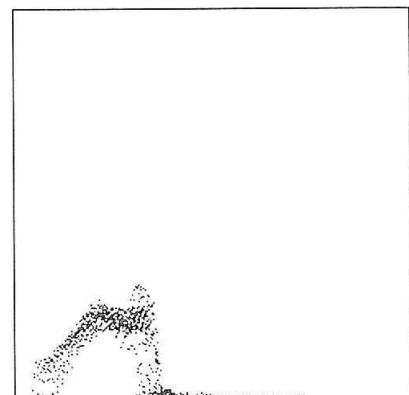
Obr. 3



Obr. 4



Obr. 5



Obr. 6

### 3) Přibližné určení středu Slunce:

Použili jsme metodu nalezení souřadnic těžiště  $x_g$  a  $y_g$  plochy, tvořené daty vybraných bodů, jejichž hodnota  $S > So$ :

$$X_g = (\text{Součet souřadnic } x \text{ vybraných bodů}) / (\text{počet vybr. bodů})$$

$$Y_g = (\text{Součet souřadnic } y \text{ vybraných bodů}) / (\text{počet vybr. bodů})$$

Tato metoda bere v úvahu všechny body slunečního disku. Při špatných pozorovacích podmínkách budou body horního a dolního okraje slunečního disku vnášet chybu při určování souřadnice  $X_g$  a rovněž pravý a levý okraj při výpočtu  $Y_g$ .

Metodu určení těžiště obrazu slunečního disku, beroucí v úvahu jeho jas, jsme nepoužili vzhledem k tomu, že tato metoda snižuje vliv okraje disku ve srovnání s body na disku a mohla by tak vést k větším chybám.

### 4) Přesnější určení středu Slunce:

Pro každý z obou směrů jsme použili pouze část disku a vyloučili body z okrajových partií, zmírněně v bodě 3). Zmenšíl se tak počet vybraných bodů, další postup je stejný, jako v bodě 3). Okraj disku byl tak rozdělen na čtyři stejné, dotýkající se segmenty. Pro souřadnici  $X_g$  jsme použili všechny body řádků, ležící mezi pravým a levým segmentem a pro souřadnici  $Y_g$  všechny body ve sloupcích matice mezi horním a dolním segmentem.

### VLIV POUŽITÉ METODY NA PŘESNOST URČENÍ POLOHY STŘEDU DISKU:

V případě průměrné kvality obrazu byly obě metody dobře použitelné, protože rozdíly v souřadnicích středu Slunce, vypočtených oběma metodami z dat téhož datového souboru jsou menší než 0.5 obl.sec.

Podstatně větší vliv na přesnost polohy má nehomogenita atmosféry. Hledali jsme proto kritérium, podle něhož bychom mohli tuto nehomogenitu testovat.

### TEST JASŮ:

Vypočteme velikosti radiusvektorů ze středu disku ( $X_g, Y_g$ ) ke každému z pixlů digitalizované matice a sestojíme graf závislosti hodnoty jasu v daném pixlu na velikosti radiusvektoru. Na obr. 1 je zobrazen případ homogenní atmosféry, na obr. 2 vidíme situaci, kdy sluneční disk byl překryt průhledným mrakem. Tento test ukazuje, jak se vlivem nehomogenitě změní ostrý okraj slunečního disku na chaotický chomáč bodů.

### TEST DIFERENCÍ JASŮ:

Jestliže vezmeme libovolný pixel matice a nalezneme k němu bod, symetrický podle námi určeného středu disku ( $X_g, Y_g$ ), měl by být jas v obou bodech stejný. Pokud tomu tak není, projevuje se zde nehomogenita atmosféry a z toho vyplývající nepřesné určení polohy středu disku.

**a) Přímé porovnání jasů:**

V grafech na *obr. 3* a *obr. 4* jsme vynesli jas původního pixlu Hp na osu x a jas pixlu symetrického Hs na osu y. Pokud bude differenční obou jasů nulová, dostaneme přímku, procházející počátkem pod úhlem 45 stupňů. V případě rozdílných jasů dostaneme v grafu rozptýlené body, jejichž kolmá vzdálenost Hkv od této přímky v jednotkách jasu bude

$$Hkv = \text{Konst}^*(Hs - Hp)$$

kde Konst je bezrozměrná konstanta, rovná jedné polovině druhé odmocniny ze dvou.

Tato metoda je velmi citlivá hlavně v oblasti slunečního okraje, t.zn. může být velmi dobře využita pro určení chyb, vzniklých nehomogenitou atmosféry. Graf na *obr. 3* zobrazuje data, získaná v případě homogenní atmosféry, na *obr. 4* byl sluneční disk zastíněn mrakem.

**b) Diference jasů jako funkce radiusvektoru:**

V grafech na *obr. 5* a *obr. 6* jsme vynesli differenci (Hs – Hp) v závislosti na radiusvektor, spojujícím střed slunečního disku (Xg, Yg) s testovaným bodem. Podle velikosti maxima a ostrosti zobrazené křivky je možno určit kvalitu zaostření obrazu Slunce, a kvalitu atmosférických podmínek. Na *obr. 5* je zachycen stav v případě homogenní atmosféry, na *obr. 6* stav, kdy byl sluneční disk zastíněn mrakem.

Všechny tyto testy budou prověřeny za různých atmosférických podmínek a podle nevhodnějšího z nich bude vypracována metoda kvantitativního zhodnocení kvality obrazu a dosažené přesnosti v určení polohy obrazu slunečního disku. Domníváme se, že popisovaná metoda bude po jejím propracování vhodná pro piontační a souřadnicové systémy slunečních dalekohledů.

**Poděkování:**

Tato práce byla realizována za účinné podpory GAČR v rámci projektu 205/93/0892 a Klíčového projektu K1-003-601 AVČR.