HEINZEL

Slovenské ústredie amatérskej astronómie Hurbanovo

ZBORNÍK REFERÁTOV

zo 7. celoštátneho slnečného seminára

TATRANSKÁ LOMNICA, máj 1984

SLOVENSKÉ ÚSTREDIE AMATÉRSKEJ ASTRONÓMIE HURBANOVO

ZBORNÍK REFERÁTOV

zo 7. celoštátneho slnečného seminára

TATRANSKÁ LOMNICA, máj 1984

(92.9/01)

ग.ट.279

ZOZNAM ÚČASTNÍKOV SEMINÁRA

1. AMBROŽ P.,AÚ ČSAV Ondřejov
2. ANTALOVÁ, A.,AÚ SAV T. Lomnica
3. AUGUSTÍN, P., SÚAA Hurbanovo
4. BAČOVÁ, M., OOS Levoča
5. BENDÍK, P., AÚ SAV T. Lomnica
6. BÉLIK, M., SÚAA Hurbanovo
7. BIELEKOVÁ, M.,GÚ SAV Bratislava
8. BLAŽEJOVÁ, J., OOS Prievidza
9. BOŠKA, J., GÚ ČSAV Praha
10. BOŽÍK, J., OH Michalovce
11. BUFKA, L., Ústav ekologie krajiny, ČSAV Praha
12. BREZINA, M., SÚAA Hurbanovo
13. CSERE, E., KH Hlohovec
14. ČALFA, V., SÚAA Hurbanovo
15. ČECH, J.,Vysoká škola banská,Ostrava
16. DIKASZOVÁ, Z., SÚAA Hurbanovo
17. DZIFČÁKOVÁ, E., AÚ SAV T. Lomnica
18. FABINI, T., SÚAA Hurbanovo
19. GALLOVÁ, M., KH Banská Bystrica
20. HALENKA, J., GÚ SAV Praha
21. HAMRAN, J., SÚAA Hurbanovo
22. HAVRIĽÁK,M., OH Humenné
23. HEINZEL, P., AÚ ČSAV Ondřejov
24. HEJNA, L., AÚ ČSAV Ondřejov
25. HLOŽEK, P., Hvězdárna Vsetín
26. HURTA, L., Hvězdána Vsetín
27. IVAN, P., KH Prešov
28. JENIŠTOVÁ,T.,PFU,J.E.Purkyně,Brno
29. JEŽOVÁ, I., SÚAA Hurbanovo
30. JIŘIČKA, K., AÚ SAV Ondřejov
31. CHRENKA, Ľ., AÚ SAV Tatr. Lomnica
32. JURÁŠEK, P., KH Prešov
33. KARLICKÝ, M., AÚ ČSAV Ondřejov
34. KARLOVSKÝ, V., KH Hlohovec
35. KASTL, P.,SÚAA Hurbanovo
36. KEREKEŠOVÁ, K.,OH Rim. Sobota
37. KLECZEK, J.,AÚ ČSAV Ondřejov
38. KLIMEŠ, J.,Hvězdárna Úpice
39. KNOŠKA, Š.,AÚ SAV Tatr. Lomnica
40. KOLOMANZNÍKOVÁ, V. Vývojová optická dielňa Turnov
41. KOPAL, I., OH Žilina
42. KOPECKÝ, M., AÚ ČSAV Ondřejov
43. KONEČNÝ, J. Hvězdárna Olomouc
44. KOTRČ, P., AÚ ČSAV Ondřejov
45. KRAJČOVIČ, S., GÚ SAV Bratislava
46. KRIŠŤÁKOVÁ, Z., SÚ AA Hurbanovo
47. KŘIVSKÝ, L., AÚ ČSAV Ondřejov
48. KUČERA, A., AÚ SAV Tatr. Lomnica
49. KULČÁR, L., AÚ SAV Tatr. Lomnica
50. LAŠTOVIČKA, J., GÚ ČSAV Praha
52. LENZOVÁ, Š., KH Prešov
53. LITAVSKÝ, M., VŠT Košice
54. LOCHMAN, J., Vývojová optická dielňa Turnov
55. LORENC, M., SÚAA Hurbanovo
56. LUKÁČ. B., SÚAA Hurbanovo
57. LUTTER,M.,Dom ZČSP Spiš.Nová Ves
58. MAĽAROVÁ, E., KH Prešov
59. MANÍK, K.,AÚ SAV Tatr. Lomnica
60. MARKOVÁ, E.,Hvězdárna Úpice
61. MAŘÍKOVÁ, J.,Hvězdárna Olomouc
62. MAŠTENOVÁ, K., PKO Bratislava
63. MATURKANIČ, M., OH Humenné
64. MEŠTER, V., AK Partizánske
65. MÉZEŠ, T., AK Nové Zámky
66. NEUBAUER, M.,Hvězdárna V.Meziříčí
67. OČENÁŠ, D., KH Banská Bystrica
68. PALUŠ, P.,MFF UK Bratislava
69. PASTOREK, L., SÚAA Hurbanovo
70. PÁRIČKOVÁ, I., OH Žilina
71. PINTÉR, T., SÚAA Hurbanovo
72. PRIGANCOVÁ, A.,GÚ SAV Bratislava
73. PRÍHODOVÁ, M., OH Žiar n/Hronom
74. PÍCHA, J., GÚ ČSAV Praha
75. RAPAVÁ, D., OH Rim. Sobota
76. RAPAVÝ, P., OH Rim.Sobota
77. RUŠIN, V., AÚ SAV Tatr. Lomnica
78. RUŽIČKOVÁ-TOPOLOVÁ, B., AÚ ČSAV Ondřejov
79. RYBANSKÝ, M., AÚ SAV Tatr. Lomnica
80. RYBÁR, J., MFF UK Bratislava
81. SCHEIRICH, L., AÚ SAV Tatr. Lomnica

82. SOBOTKA, M., AÚ ČSAV Ondřejov
83. SOUČEK, L., MFF KU Praha
84. STŘEŠTÍK, J., GÚ ČSAV Praha
85. SUDA, J., AÚ ČSAV Ondřejov
86. SZOBI, J., OH Levice
87. ŠEŠEVIČKOVÁ, Ľ., OH Žiar n/Hronom
88. ŠOLC, I., AÚ ČSAV Ondřejov - Turnov
89. TITKA, E., AK Nitra
90. TOMÁŠIK, M., HMÚ Hurbanovo
91. TOMSA, J., MFF KU Praha
92. TŘÍSKOVÁ, L., GÚ ČSAV Praha
93. VACULÍK, V., MFF UK Bratislava
94. VANYA, M., SÚAA Hurbanovo
95. VANYOVÁ, V., SÚAA Hurbanovo
96. VAŠKÚTY, A., AK Rim. Sobota
97. VAVREK, V., OÚNZ Košice-vidiek
98. VÁVROVÁ, B., OH Levice
99. ZBORIL, M., MFF KU Praha
100. ZEITHAMER, T., GÚ ČSAV Praha
101. ZLOCH, F., AÚ ČSAV Ondřejov
102. LATTA, J., OH Humenné

Stavba a vývoj Slunce z hlediska interakcí

J. KLECZEK, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

ABSTRAKT

V tomto přehledovém referátu je Slunce chápáno jako systém elementárních částic. Mezi elementárními částicemi působí čtyři síly - interakce: silná, elektromagnetická, slabá a gravitační. Pokusíme se ukázat, jak interakce elementárních částic určují celou stavbu Slunce a všechny yývojové procesy od zrodu až po zánik. Je to pokus o nejobecnější pohled na Slunce vůbec, který se promítá do všech odvětví sluneční fyziky. Protože interakce elementárních částic jsou základním "tmelem" nejen Slunce, ale všech těles ve vesmíru i všech věcí na Zemi - odpovídá systémový pohled na Slunce integračním snahám moderní vedy.

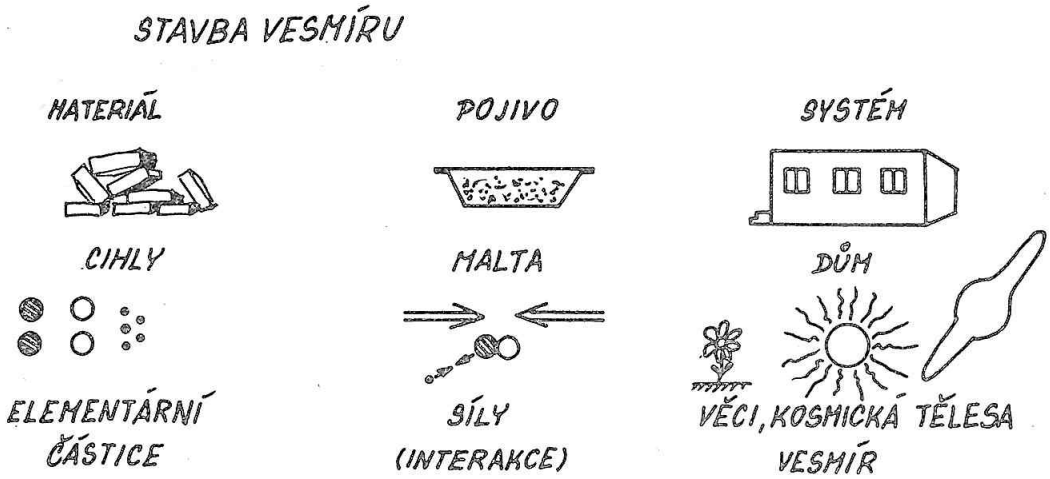
ÚVOD

Výrazným rysem moderní vědy je superspecializace. Nezůstala jí ušetřena ani naše věda - astronomie. Chceme znát jevy do nejmenších podrobností, což vede k jejich rozpitvávání a hlubšímu poznání. Tak nám snadno uniká celek: pro větvičky a listí nevidíme stromy ani les. Unikají nám základní vztahy a souvislosti, které teprv dávají podrobnostem /částem, složkám/ raison d´etre. Proto se v nejrůznějších oborech vědy objevuje snaha po syntéze poznatků, po chápání věcí v jejich celistvosti - to jest jako systémů. Je to snaha nejen uvnitř jednotlivých věd, ale často dochází k syntéze poznatků z různých věd.

1. SYSTÉM

Systém /česky soustava/ patří k pojmům bez nichž se dnes nemůže obejít žádná věda, žádny obor techniky ale ani běžný život: systém jednotek, kardiovaskulární systém, nervový systém, počítačový systém, ekonomický systém, ekologický systém, dopravní systém, filosofický systém, společenský systém, planetární systém, systém Jupiterových měsíců, systém Saturnových prstenců, hvězdný systém, atd., abychom uvedli několik příkladů.

Co je systém? Na tuto otázku nájdeme řadu odpovědí; Klir /1/ jich uvádí čtyřiadvacet. Jejich společný základ můžeme jednoduše vyjádřit takto: Systém je množina objektů a vztahů mezi těmito objekty. Místo objekt můžeme říci část, složka, díl. Podstatným rysem systému je uspořádání jeho částí /viz Obr. 1/. Toho si byli vědomí řečtí filosofové už v šestém století před n.l. Z té doby pochází slovo kosmos - uspořádaný vesmír. Od Demokrita z Abdery z té doby také pochází termín atomos - nedelitelný, dnes bychom řekli elementární částice.



Obr. 1.

Z nich jsou složeny všechny věci a náš referát je pouze variací Demokritovy myšlenky staré dva a půl tisíce roků. Na důležitost vztahů mezi částmi jasně upozorňuje Aristoteles ve čtvrtém století před n.l. větou: "Celek je více než součet částí". Parafráze pro naši téma by zněla: "Slunce je více než 10^{57} elementárních částic".

2. INTERAKCE

Základními jednotkami, z nichž je vybudován vesmír, jsou elementární částice; především nukleony /to je protony a neutrony/ a elektrony. Hmotnost Slunce $M_\odot$ je součet hmostností všech jeho nukleonů m_n. Tedy

$$\frac{M_\odot}{m_n} = \frac{10^{30}\ \mathrm{kg}}{10^{-27}\mathrm{kg}} = 10^{57}$$

je hrubý odhad počtu nukleonů Slunce. Protože na 100 000 protonů připadá 8000 alfa částic /ostatních jader je zanedbatelný počet/, je protonů sedmkrát více než neutronů, řádově 10^{57} protonů a 10^{56} neutronů. Elektronů je stejně jako protonů. To je tedy materiál, z nehož je vybudováno Slunce. /Přesné výpočty nechť čtenář provede láskavě sám/.

Mezi elementárními částicemi působí síly - interakce. To platí nejen o Slunci, ale o každém systému vůbec. Interakce jsou tmelem, pojivem, vytvářejícím z elementárních částic celek, systém. Pomocí interakcí působí každá částice na jiné částice systému. V našem případě: gravitace, síla jaderná, síla elektromagnetická a slabá interakce váží 10^{57} elementárních částic v systém zvaný Slunce, určují jeho stavbu a jednotlivé vývojové procesy. Jednotlivé interakce se navzájem liší co do síly a co do vzdálenosti, na kterou působí /viz Obr. 1/.

a/ G r a v i t a c e je 10^{38}-krát slabší než síla elektrická a 10^{40}-krát slabší než síla jaderná. Pro tělesa složená z většího počtu nukleonů než 10^{47} je gravitace silou rozhodující neboť je drží pohromade a dává jim kulový tvar. Má rozhodující roli pro systém měsíců, planet, hvězdokupy, galaxie, hnízda galaxií a celý vesmír vůbec. Určuje jejich stavbu a vývoj. Zbržďuje rozpínání vesmíru a rozhoduje o jeho konečném osudu /Kleczek 1976

a 1984/. Gravitační přitažlivost dvou částic je dána Newtonovým zákonem. V blízkosti těles velmi hmotných a s vysokou hustotou, je gravitace určována deseti složkami metrického tenzoru, jímž je určeno zakřivení prostoročasu.

b/ E l e k t r o m a g n e t i c k á síla má svůj zdroj v náboji elementárních částic. Má základní důležitost pro stavbu atomů, molekul, krystalů, skal, kosmických těles o menším počtu nukleonů než 10^{47}, ale i pro živé organizmy - zkrátka pro všechny objekty, jejichž rozměr je menší než 100 km a větší než 10^{-10}m /za normální hustoty/. Elektricky nabité částice /proton, elektron/ v pohybu jsou elektrický proud. Elektrický proud vytváří v okolním prostoru magnetické pole. Urychlená nebo zpomalená nabitá částice vysílá fotony. Naopak foton může být částicí pohlcen a předá ji svoji energii.

c/ J a d e r n á s í l a /čili silná interakce/ je ze všech čtyř interakcí zdaleka nejsilnější, avšak působí jen na velmi malé vzdálenosti /10^{-15}m/. Váže protony a neutrony v atomová jádra - nejmenší systémy elementárních částic. V nitru hvězd buduje z protonů jádra těžších prvků /nukleogeneze/. Uvolněná vazebná energie je zdrojem hvězdné zářivosti. Prakticky všechna energie na povrchu Země je slunečního původu a byla uvolněna jadernými silami ve středových oblastech Slunce.

d/ S l a b á i n t e r a k c e je dnes slučována s elektromagnetickou interakcí; hovoří se často o elektroslabé interakci. Za vysokých energií mohou některé elektromagnetické procesy /např. $e^- + e^+ \longrightarrow \mu^- + \mu^+$/ být zprostředkovány těžkým bozonem /v našem případě Z^0/ místo gama fotony. Protože v nitru Slunce, ani v koroně nad erupcemi, ba ani ve slunečním kosmickém záření /s maximální energií protonů 50 MeV/ nemají částice energii potřebnou k vytvoření těžkých bosonů, hovoříme ve sluneční fyzice zvlášť o interakcích slabých a elektromagnetických.

Všechny elementární částice jsou vybaveny slabou interakcí. Je slabší než interakce elektromagnetická a působí jen v samotném středu elementární částice, na vzdálenost asi 10^{-17} m. Mnohé slabé interakce jsou provázeny vznikem neutrin, např.

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e,$$

rozpad probíhající jen v atomovém jádře. Při jiných slabých interakcích je naopak neutrino pohlceno. Např. k detekci se používála reakce

$$Cl^{37} + \nu_e \longrightarrow Ar^{37} + e^-,$$

kdež ν_e je sluneční neutrino, Cl^{37} je atom chloru v perchloroetylénu /C_2Cl_4/ umístěném v nádrži v hlubokém dolu a Ar^{37} je radioaktivní argon, který je detektován.

Není našim účelem na tomto místě hovořit o významu slabých interakcí pro vývoj vesmíru. O tom se lze poučit jinde /např. Kleczek 1976/. Zaměříme se především na význam jednotlivých interakcí pro Slunce. Dříve si však připomeňme těsnou souvislost interakcí s energií částic.

3. INTERAKCE A ENERGIE

Základní energií elementárních částice je energie klidová. Částice, která je osamocená a v klidu, má klidovou energii

$$E_0 = m_0 c^2,$$

kdež m_0 je hmotnost částice a c je rychlost světla. Klidová hmotnost m_0 a tedy i klidová energie E_0 osamocené částice jsou jejími charakteristickými a neoddelitelnými vlastnostmi. Částice však může získat energii na úkor jiných částic. Např. rozpadající se proton v atomovém jádře nebo proton urychlený ve sluneční erupci získávají dodatečnou energii elektromagnetickou interakcí na úkor ostatních částic v jádře či v erupci. Proton přepadávající z B hvězdy na neutronovou hvězdu získává kinetickou energii gravitací.

Elementární částice však může svou klidpvou energii zmenšovat, část jí vydávat. Tak je tomu vždy, když částice vstupuje do nějakého systému /viz Obr.2/. Uvolněná energie se nazývá vazbová. Podle druhu interakce mluvíme o energii jaderné, elektromagnetické, gravitační či z radioaktivního rozpadu. Částice vázaná do systému některou z interakcí, má menší energii než klidovou:

$$m_0 c^2 - /\Delta m/c^2 = /m_0 - \Delta m/c^2$$

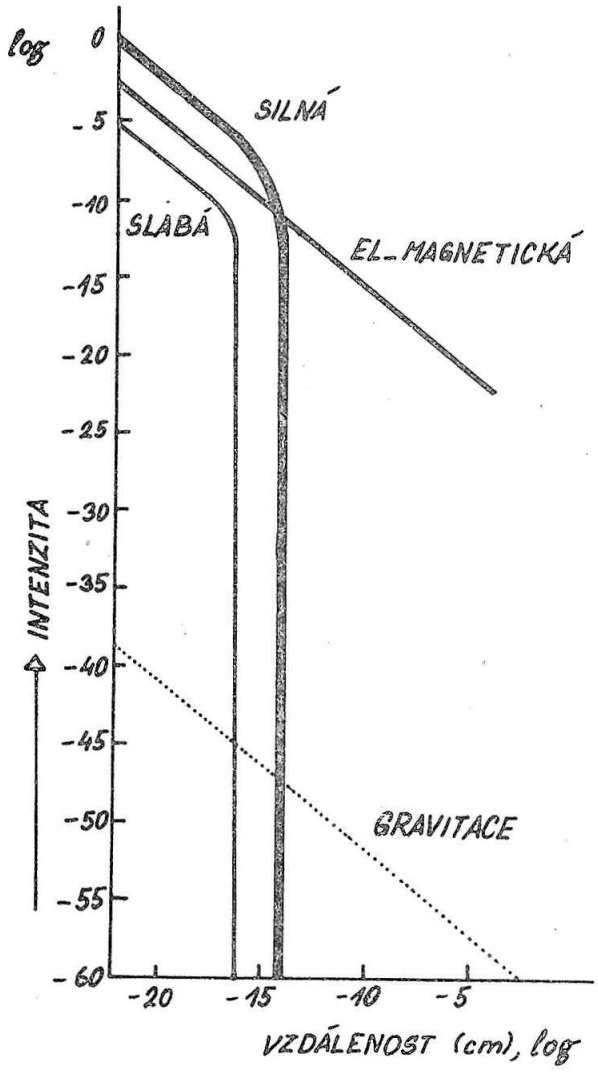
kdež Δm je hmotnostní úbytek a $/\Delta m/c^2$ je vazbová energie částice v systému. Gravitace uvolňovala vazbovou energii v Praslunci a byla zdrojem jeho zářivosti. Ve Slunci uvolňuje vazbovou energii z protonů silná interakce: zdrojem sluneční zářivosti je jaderná síla. Fotony bílého světla vyzařované fotosférou představují elektromagnetickou vazbovou energii elektronu v záporném iontu vodíku, neboť

$$H + e^- \longrightarrow H^- + h\nu,$$

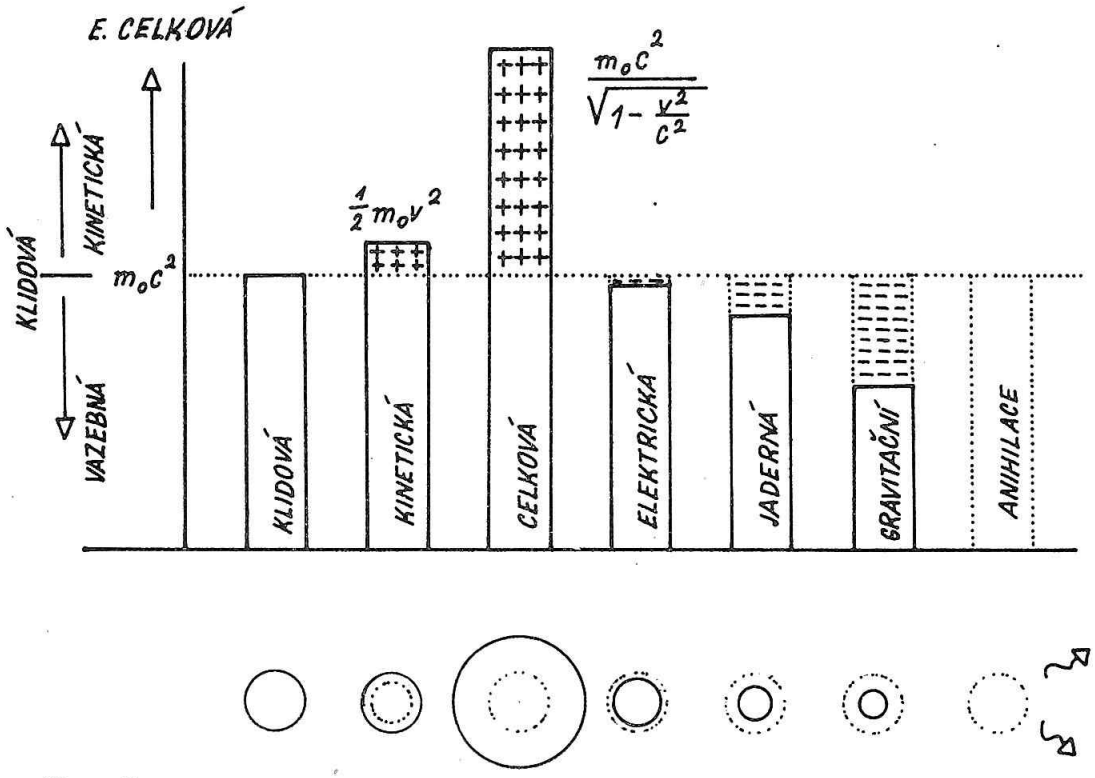
kdež $h\nu$ je vyzářený foton. Elektromagnetická vazbová energie je vyjadřována v elektrovoltech, zatímco vazbová energie jaderná jednoho protonu v jádře je o šest až sedm řádů větší.

Obrazně bychom mohli říci, že interakce "ždímají" klidovou energii z částic. Účinnost je znázorněna na Obr. 3 a lze ji vyjádřit pomocí poměru vazbové a klidové energie:

síla jaderná $10^{-3} < /\Delta m/c^2/m_0 c^2 < 10^{-2}$



Obr. 2.



Obr. 3.

Elektromagnetická $10^{-10} < (\Delta m)c^2/m_0c^2 < 10^{-6}$

gravitační $(\Delta m)c^2/m_0c^2 \leq 1$

anihilace $(\Delta m)c^2/m_0c^2 = 1$

I když gravitace a jaderná síla jsou zdaleka nejdůležitější pro život Slunce, bez slabé interakce, elektromagnetické interakce a bez anihilace by Slunce nemohlo být.

4. STAVBA SLUNCE JE DŮSLEDEK INTERAKCÍ

Základní vazbovou silou, která stmeluje 10^{57} nukleonů a elektronů, je kravitace. Každá částice Slunce je přitahována všemi ostatními gravitační silou a to podle Newtonova zákona. Mluvíme o vlastní gravitaci Slunce. Každá částice odevzdala /při vzniku Slunce/ přibližně tisícinu své klidové energie jako vazbovou gravitační energii. Jestliže částice chce opustit svůj systém - Slunce, musí opět získat zpět vazbovou gravitační energii. Buď ji vynese expandující magnetické pole /např. prudká koronální expanze - coronal event/ nebo získá dostatečnou energii kinetickou, takže se pohybuje rychleji než 620 km/sec /úniková rychlost/. Urychlená je částice např. magnetickým polem v erupcích nebo se srážkami v koróně přesune do Maxwellova chvostu tepelného rozložení.

Gravitace přitahuje navzájem všechny částice ve Slunci a snaží se zmenšit jejich vzdálenost. Proti této snaze /čili tíze hořejších vrstev/ působí tlak plazmy, jak to vyjadřuje podmínka hydrostatické rovnováhy vnitřní stavby Slunce:

$$dP_r = -\frac{G\,M_r}{r^2}\,\rho_r\,dr.$$

Kdykoliv je tato hydrostatická rovnováha narušená poklesem tlaku plazmy, dochází ke kontrakci, k zvyšování teploty, hustoty a tedy i tlaku plazmy - do té doby, pokud se nezapálí nová termonukleární reakce /viz další kapitolu/.

Na Slunci, ani na Zemi, není gravitace příliš účinná při uvolňování klidové energie z částic. Několik tisíkrát účinnější jsou jaderné reakce. Pro vysokou citlivost k teplotě

$$\varepsilon_{pp} \sim \varrho T^{5.3} \quad (\text{při } T = 10^7 \text{ K})$$
$$\varepsilon_{CN} \sim \varrho T^{15.6} \quad (\text{při } T = 10^{7.5} \text{ K})$$

je a zůstává uvolňování energie z protonu jadernou silou koncentrováno v blízkosti samotného slunečního středu, kde jsou teploty i hustoty nejvyšší.

Přeměna vodíku v hélium probíhá různými způsoby /znázorněné šipkou v následujícím vztahu/, avšak v podstatě jde vždy o stejnou přeměnu:

$$4\,p \longrightarrow {}^{4}_{2}\alpha + 2e^{+} + 2\nu_{e},$$

při níž se dva protony p rozpadly na neutrony:

$$p \longrightarrow n + e^{+} + \nu_{e}\,.$$

Zatímco spojení protonů je dílem silné interakce, je rozpad protonu v jádře způsoben interakcí slabou. Vzniklé positrony e^{+} okamžitě anihilují s některým elektronem, jejichž hustota ve středu Slunce je obrovská /$n_e = 10^{26}$ cm^{-3}/:

$$e^{+} + e^{-} \longrightarrow 2\gamma \;\; 1/2 \text{ MeV}\,.$$

Vzniklé fotony gama se rychle thermalizují na okolní teplotu 13.10^6 K a změní se na fotony X - jejichž maximum je ve středu Slunce kolem vlnové délky 2Å.

Energie uvolněná zmíněnou přeměnou z protonu je 7 Mev, což je přibližně 0,7% jeho klidové energie /938 MeV/. A právě z těchto drobunkých příspěvků 7 MeV je složena celková zářivost Slunce $L_{\odot} = 3{,}8 \,.\, 10^{26}$ watt. Za jednu sekundu se tedy přemění

$$\frac{L_{\odot}}{/\Delta\, m/c^2} = \frac{3{,}8.10^{26} J\ sec^{-1}}{7.1{,}6\ .\ 10^{-13} J} = 3{,}4\ .\ 10^{38}\ sec^{-1}$$

protonů v helium Procesy ve středové oblasti jsou ovládány silnou interakcí, které napomáhá slabá interakce. Důležitá je i elektromagnetická interakce, a to jako regulační činitel: Odpuzování protonů při srážkách dovolí jen velmi vzácně těm nejrychlejším přiblížit se na vzdálenost jednoho fermi, aby se mohla uplatnit jaderná interakce. Životní doba protonů ve středové oblasti Slunce je proto velmi dlouhá, asi deset miliard roků. Bez elektromagnetické interakce /odpuzování protonů/ by došlo k okamžité nesmírné explozi Slunce.

Několik procent uvolněné energie odnášejí neutrina. Pro slabou interakci s nukleony procházejí téměř bez překážky všemi vrstvami Slunce - přímo do mezihvězdného prostoru ze středu. Nejvíce je neutrin ze spojení dvou protonů /$p + p \rightarrow {}^{2}_{1}D + e^{+} + \nu_{e}$/ s maximální energií 0,420 MeV. V menší míře jsou zastoupena neutrina z jiných reakcí. Je zřejmé, že sluneční neutrinová zářivost je $1{,}7\ .\ 10^{38}$ neutrin za sekundu.

Velká část energie, uvolněné v jádru Slune, se však k povrchu dostává daleko strastiplněji než neutrina. Podle dnešních modelů nitra Slunce se přenos děje zářením až ke dnu konvektivní vrstvy: fotony jsou pohlcovány volnými elektrony a opět vyzářeny. Při tom však dochází k postupnému "drobení" energetických fotonů na fotony s delší vlnovou délkou. Z rentgenového záření v jádru Slunce se na konec ve fotosféře objevuje světlo. A tak v rozmezí od středu až /zhruba/ do hloubek 100 000 km pod fotosférou je za přenos energie zodpovědná elektromagneticá interakce.

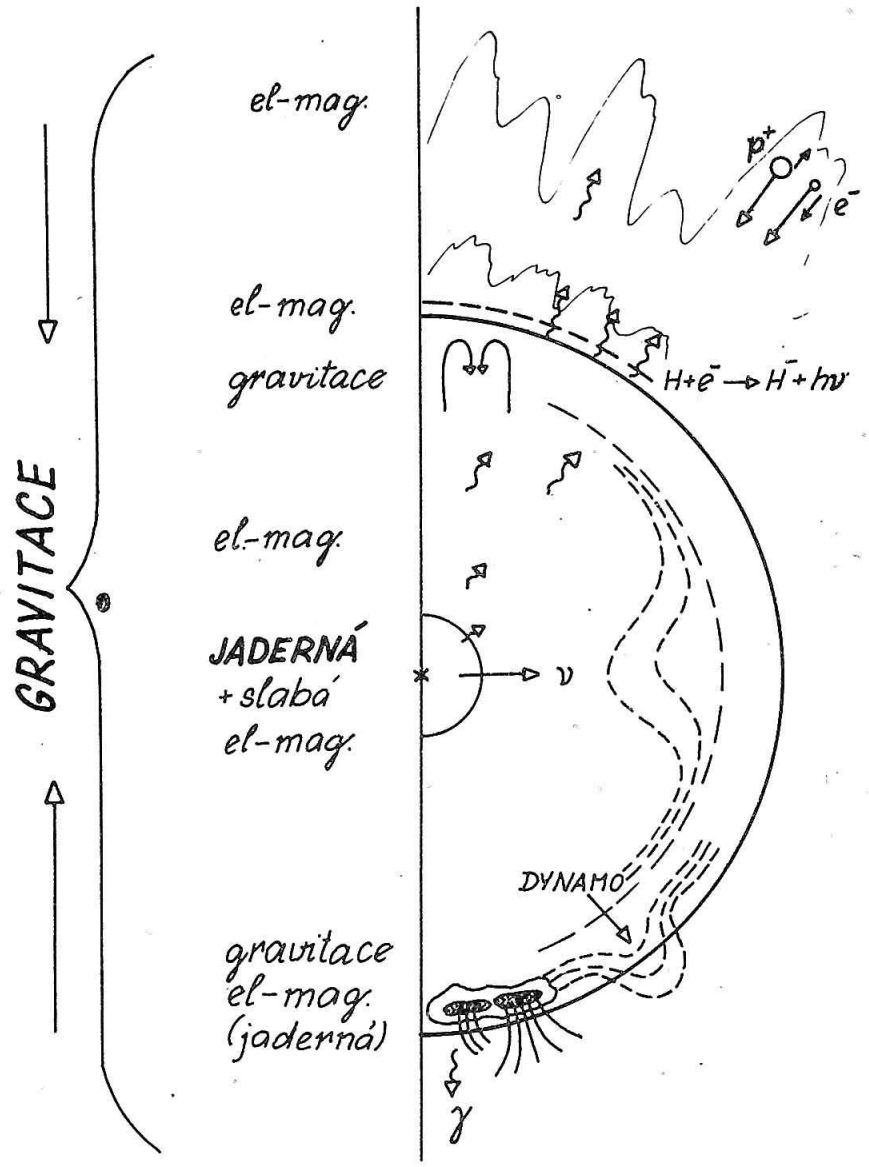
V hloubce /zhruba/ 100 000 km je teplota poměrně nízká, takže dochází významnou měrou k rekombinace helia /He^+, výše He/ a vodíku. Tím vzroste opacita a přenos zářením se stává neúčinným. Vysoký teplotní gradient vede ke konvekci /Schwarzschildovo kriterium/ v oblasti ionizace helia /supergranule/ a výše vodíku /granule/. Konvekce je důsledek vzltaku a vztlak je důsledek gravitace; můžeme tedy říci, že v podfotosférické vrstvě /jejíž tloušťka je předmětem diskuzí/ přenáší energii k povrchu gravitace. Ve fotosféře se s výškou uplatňuje stále více elektromagnetická interakce, která - jako rekombinace vodíku - je rozlučovacím aktem energie od Slunce.

Konvektivní proudy /stoupající i klesající/ mají v důsledku Coriolisovy síly heliokoidální složkou pohybu. Podobně jako tlaková výše a níže v zemské atmosféře má pohyb ve směru a proti směru /v případě níže/ hodinových ručiček. To platí pro severní polokouli, na nižní je tomu naopak. Na dně konvektivní zony jsou pohyby v opačném smyslu než ve fotosféře. Helikoidální složka konvekce patrně způsobuje diferenciální rotaci: otočka Slunce na rovníku trvá kratší dobu /25 dnů/ než ve vyšších šířkách /napr. 29 dnů v 60^0 šířky/. Tento výklad tedy implikuje, že diferenciální rotace je důsledkem gravitace /zprostředkovaným konvekcí/.

Mechanická energie konvekce a diferenciální rotace se zčásti mění v energii magnetických polí. Tento proces je analogií dynama a proto se nazývá s l u n e č n í d y n a m o.

Spojení mezi plazmou, která je nositelem kinetické energie, a magnetickým polem, které je nositelem elektromagnetické energie, obstarává zamrslost indukčních čar. Diferenciální rotace navijí indukční čáry /původně poloidální, ve směru meridiánu/ kolem Slunce a vytváří tak toroidální magnetické pole /viz. Obr.4/. Konvekcí a magnetickým vztlakem /magnetic buoyancy/ jsou totoidální indukční čáry vynášeny k povrchu Slunce. Helikoidální složka konvektivních proudů pootočí jejich směr do meridionálních směrů; tak se vytváří opět poloidální pole, ale opačně orientované než výchozí. Týmto způsobem vytváří konvekce a diferenciální rotace o s c i l a c i mezi p o l o i d á l n í m a t o r o i d á l n í m polem - jinak řečeno: střídání polarit celkového magnetického pole Slunce i ve skupinách skvrn /Haleův cykl sluneční činnosti/. Není ani třeba připomínat, že sluneční činnost je projevem magnetických polí ve sluneční atmosféře - a je tedy důsledek elektromagnetických interakcí.

Nepatrný zlomek kinetické energie z konvektivních proudů se přenáší vlnami /akustickými a magnetohydrodynamickými/ do chromosféry a korony. Obě nejvyšší atmosférické vrstvy jsou tedy důsledkem gravitace.



Obr. 4.

5. VÝVOJ SLUNCE JAKO PROJEV INTERAKCÍ

V rozboru nejrůznějších systémů se vyskytují dva pojmy: vstup a výstup. Nejsem odborník v systémové analýze a domnívám se, že v aplikaci na Slunce mají oba pojmy odlišný význam od běžně užívaného. Pomohou nám při výkladu, jejich význam vyplyne z následujícího textu, a jsme tedy oprávněni je použít i v oblastí vzdálené od systémové analýzy -jakou je fyzika Slunce.

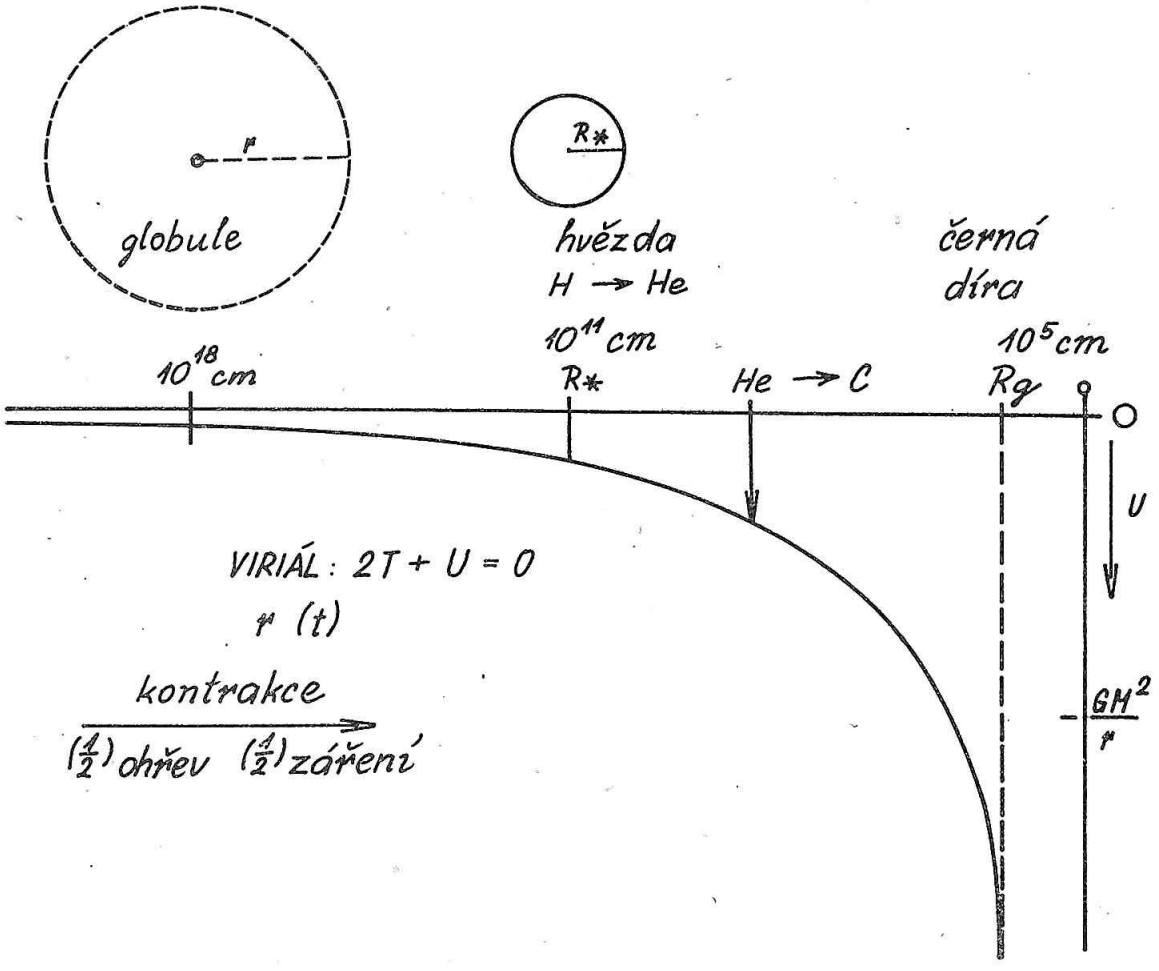
V s t u p je v našem případě 10^{57} nukleonů /především protonů/ a o málo menší počet elektronů. Z nich byla složena sluneční pramlhovina, rozprostřena do objemu asi 10^{48} m^3. Jejich vazbová energie /gravitační, ale i elektromagnetická/ byla zcela zanedbatelná. Nukleony byly tedy vybaveny plnou klidovou energií, každý 938 MeV. Celková klidová energie mlhoviny tedy byla

$$10^{57} \cdot 10^3 \text{ MeV} = 10^{60} \text{ MeV} = 10^{47} \text{ J}.$$

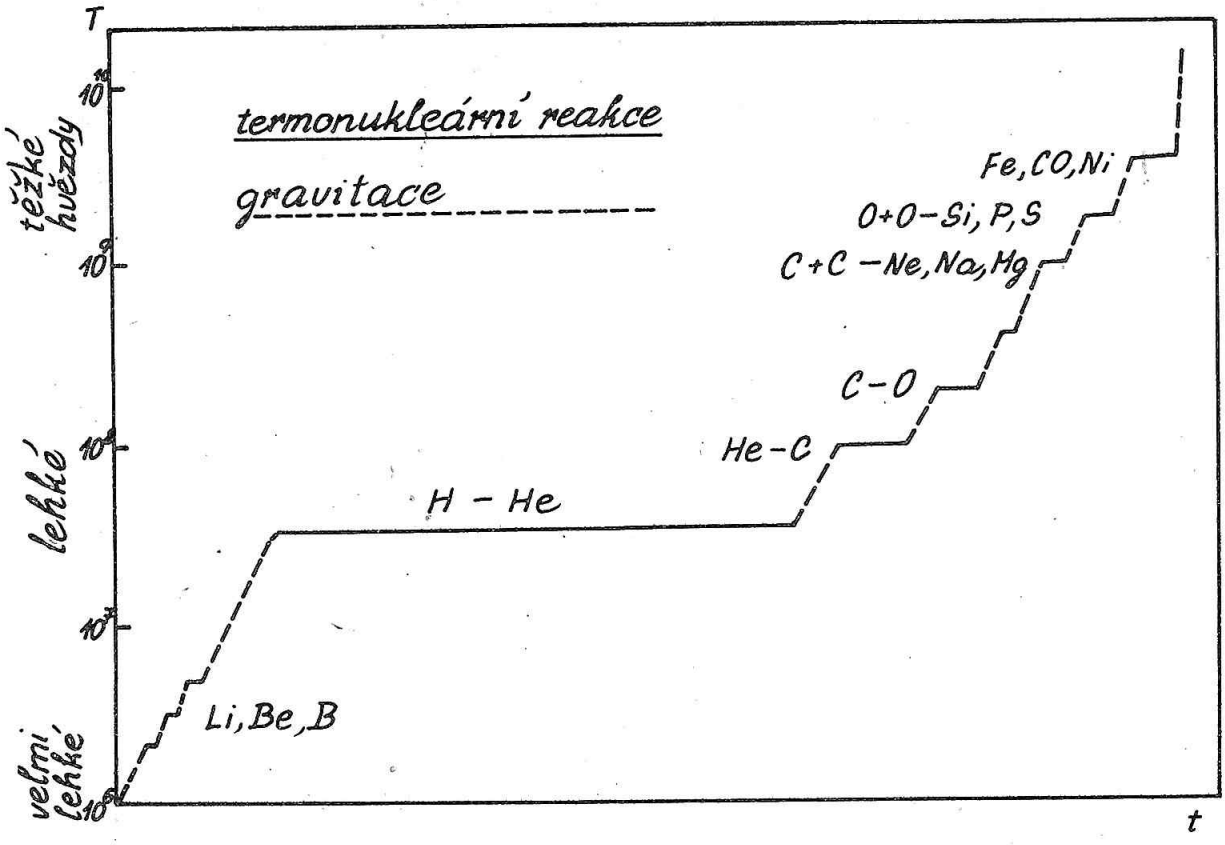
Prvou interakcí, která začala mlhovinu přetvářet ve hvězdu, byla gravitace /Obr. 5/. Stlačovala mlhovinu, zmenšovala její velikost /R/ a uvolňovala energii

$$G\frac{M^2}{R} \quad \text{/M hmotnost mlhoviny, G grav. konst./.}$$

Polovina uvolněné energie se vyzářila, druhá polovina zahřívala nitro mlhoviny - zvláště pak její středovou část. Kontrakce pokračovala do té doby, pokud se nezapálily jaderné reakce, aby nahradily gravitaci jako zdroj energie /viz Obr. 5/. Na Obr. 6 je znázorněna středová teplota mlhoviny /Praslunce/ a Slunce /H - He/. V tom Slunce sleduje vývoj hvězdy o hmotnosti 10^{30} kg. Bude ho sledovat až do teplot 800 milionů kelvinů - kdy už dospěje do stadia bílého trpaslíka obaleného rozsáhlým obalem /do stadia červeného obra/. Na další vývoj po naznačené dráze nebude mít dostatečně velkou gravitační sílu, která by dále zmáčkla degerovaného bílého trpaslíka. Tlakem žhavého bílého trpaslíka ve středu se obalové vrstvy rozepnou a přemění v planetární mlhovinu, která se po desetí tisících roků rozptýlí v mezihvězdném prostoru. Zbude tedy po Slunci bílý trpaslík, jehož jediným zdrojem energie bude teplo nahromadené v nitru, které je degenerované a tedy tepelně velmi dobrý vodič.



Obr. 5.



Obr. 6.

Z touto zásobou energie vydrží desítky miliard roků, neboť je dobře izolován plynným tenkým obalem. Energii ztrácí vyzařováním z horní části obalu - tedy elektromagnetickými interakcemi.

V ý s t u p e m Slunce bychom tedy mohli nazvat: a/ fotonové záření /10^{44} J/ uvolněné interakcí gravitační, ale hlavně jadernou a vyzářené interakcí intromagnetickou z atmosféry - hlavně z fotosféry Slunce; b/ elektronová neutrína různých energií, uvolněná rozpadem protonů v jádrech slabou interakcí /10^{74}/ a rozptýlená do dalekého kosmického prostoru /5 miliard světelných roků/; c/ korpuskulární záření /sluneční vítr, kosmické záření, koronální explose, eruptivní protuberance a planetární mlhovina v konečné fázi/ představuje asi 10^{54} nukleonů rozptýlených v heliosféře a v okolním mezihvězdném prostoru obklopujícím bílého trpaslíka; d/ zbytek - bílý trpaslík, z 10^{57} nukleonů a elektronů ochuzených o jedno procento své klidové energie.

6. ZÁVĚR

Slunce je systém 10^{57} nukleonů a elektronů. Jeho stavba i vývoj jsou důsledkem interakcí, jimiž jsou elementární částice vybaveny. Každá změna na Slunci je jejich odezvou.

LITERATURA

/1/ Klir, G. J.: 1969, An Approach to General System Theory, Van Nostrand, New York

/2/ Kleczek, J.: 1976,The Universe, Reidel, Dordrecht

/3/ Kleczek, J.: 1984, Budoucnost vesmíru, Říše hvězd 65, č. 3, str. 45

/4/ Stix, M.: 1979, Mitteilungen aus dem Kiepenheuer-Institut, Nr.179, str. 87.

Aktivita na Slunci a na hvězdách

V. BUMBA, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

ABSTRAKT

Na základě nedávných výsledků pozorování aktivity podobné sluneční na červených trpasličích hvězdách, zveřejněných na dvou mezinárodních setkáních hvězdných a slunečních astronomů v roce 1982 v Zurichu a katanii, jsou charakterizovány analogické procesy, které se díky působení magnetických polí odehrávají jak ve sluneční, tak hvězdných atmosférách. Na bázi vlastních, většinou morfologických pozorování rozložení, vývoje a interakcí slunečních magnetických polí je učiněn pokus ukázat, které z obecně přijímaných teoretických modelů a koncepcí je obtížné vysvětlit těmito pozorováními. Současně je zdůrazněna důležitost sluneční fyziky pro mnohé vědní disciplíny.

1. ÚVOD

Rostoucí význam sluneční fyziky pro stelární astronomii - ať už se jedná o pozorování nebo o teoretické výsledky - stále více vstupuje do povědomí většiny astrofyziků. Během několika málo minulých let velmi rychle vznikl obor astrofyziky, a to výzkum aktivity slunečního typu v atmosférách málo hmotných hvězd hlavní posloupnosti Hertzprung-Russelova diagramu. A toto nové astrofyzikální odvětví se rozvíjí nečekaně bouřlivě díky společným snahám i zájmům mnoha slunečních a hvězdných fyziků. Dokonce bych řekl, že pro mnohé sluneční fyziky se stalo módou co nejrychleji aplikovat všechny výsledky a znalosti ze studia slunečních aktivních jevů na vysvětlení pozorování zmíněných už hvězd, dokonce na úkor vlastního výzkumu Slunce. Je ovšem třeba se rovněž zmínit o mnoha pokusech pozorovat Slunce jako hvězdu, ať už jde o proměnnost jeho magnetického pole, monochromatické i integrální svítivosti a pod.

Dovolte mi proto srovnat některé aspekty sluneční a hvězdné aktivity a pokusit se ukázat jakým způsobem je možné interpretovat některá pozorování sluneční i hvězdná řešení dosud neuplně jasných problémů vzniku aktivity, zejména pak generace slunečních i hvězdných magnetických polí - hlavní příčiny této aktivity. To mi současně dovolí využít i některé vlastní výsledky nebo výsledky mých spolupracovníků z Astronomického ústavu ČSAV v Ondřejově.

2. AKTIVITA SLUNEČNÍHO TYPU NA HVĚZDÁCH

Nejnovější výsledky výzkumu společného fyzikálního základu sluneční a hvězdné aktivity jsou nejlépe presentovány ve sborníku Symposia Mezinárodní astronomické unie č. 102: "Sluneční a hvězdná magnetická pole, původ a koronální

efekty" a ve sborníku 71. kolokvia Mezinárodní astronomické unie: "Aktivita na červených trpaslíčích hvězdách". Obě akce se konaly v srpnu 1982, první ve Švýcarsku v Zurichu, druhá v Itálii v Katanii. Podle Rosnera /1982/ na zmíněném kolokviu bylo znovu ukázáno, že aktivní jevy pozorované na trpasličích hvězdách pozdních spektrálních typů mohou být skutečně považovány za variantu známých jevů slunečních. Červené trpasličí hvězdy z dolejší části hlavní posloupnosti Hertzprung-Rusellova diagramu - dominantní složka svítící hmoty v naši Galaxii - jsou velmi významné hvězdné objekty. Na příklad stáří některých těchto hvězd je srovnatelné se stářím Galaxie, jiné jsou staré pouze několik milionů let, všechny mají konvektivní zony atd. Proto je důležité studovat jak se hlavní charakteristické znaky jejich aktivity mění s jejich stářím, rychlosti a diferenciálností jejich rotace, hloubkou jejich konvekce, intensitou jejich magnetického pole, jejich chemickým složením a pod.

Rosner /1982/ shrnul výsledky pozorování podporující analogii mezi sluneční a hvězdnou činností takto:

Klasické indikátory činnosti ve sluneční atmosféře, takové jako je emise CaII, ultrafialové záření přechodné oblasti mezi chromosférou a koronou rentgenové záření jsou rovněž pozorovány na hvězdách, a to v dobré vzájemné korelaci.

Pomocí současných pozorování, na Zemi i v kosmickém prostoru, vlivu rotace na modulaci emise spojené s aktivitou bylo ukázáno, že zvýšené záření chromosfér i koron hvězd koreluje prostorově s fotosférickými oblastmi, ve kterých dominují intensivní magnetická pole tak, jako ve slunečních aktivních oblastech.

Používání stejných modelů smyček jako jsou koncipovány na Slunci pro modely emise chromosféry, přechodové vrstvy i korony na hvězdách dává uspokojivý souhlas s pozorováními.

Konečně, rozsahu proměnnosti hvězdné aktivity a s ní spojené emise, která kolísá od krátkodobých změn - majících podobný průběh jako sluneční erupce - ke změnám ovlivňovaným rotací - až k dlouhodobým změnám, podobným slunečnímu cyklu, je opět v dobrém souhlase s tím, co očekáváme podle analogie se slunečními pozorováními.

3. MAGNETICKÁ POLE JAKO HLAVNÍ PŘÍČINA AKTIVITY

Poslední výsledky slunečního výzkumu nám dovolují soudit nejen o tom, jak aktivita ve hvězdých atmosférách koreluje s vývojem a rozdělením magnetických polí na povrchu hvězdy, nýbrž i o tom jak fotosférická, chromosférická a koronální aktivita souvisí s objevením a postupným růstem magnetického toku ve hvězdné fotosféře. Poslední kosmická pozorování změn sluneční bolometrické svítivosti ukazují, že přítomnost magnetických polí ve vnější konvektivní zoně hvězd moduluje i celkovou svítivost hvězdy. Nejnovější výsledky studia slunečních oscilací, především výzkum rozložení frekvenčního spektra "pětiminutových oscilací" nám dávají i prostředky k průzkumu teplotního rozvrst-

vení a stavů rotace jednotlivých vrstev konvektivních zon, a to jak na Slunci, tak i ve hvězdách.

Výsledky jak slunečních, tak i hvězdných pozorování ukazují, že problematika interakce magnetického pole s turbulentně konvektivní plasmou rotující diferenciálně ve sluneční i hvězdných fotosférách je úzce spojena se vznikem aktivních jevů v jejich fotosférách, chromosférách, koronách i s emisi částic. A naopak z pozorování aktivních jevů je možné dostat cenné informace o generaci i dynamice magnetického pole.

V současné době se obecně přijímá /Goldberg, 1982/, že rotace a konvekce jsou hlavními zdroji magnetické aktivity na Slunci. Podle něho diferenciální rotace v konvektivní zoně zesiluje slabé poloidální pole díky působení dynama. Konvekce potom unáší pole k povrchu, kde se objevuje v podobě magnetických silových trubic, z nichž některé se združují a vytvářejí fakulová pole a sluneční skvrny. Turbulentní konvektivní pohyby uchovávají část své energie v magnetických polích tím, že ohýbají a zakrucují jejich siločáry. Mnoho možných mechanismů může pak rozdělovat nahromaděnou neteplotní energii a tím ohřívat chromosféru i koronu, vytlačovat protuberance a generovat sluneční erupce a sluneční vítr. Energie z magnetických oblastí s uzavřenými siločarami se ztrácí zářením, z oblastí s otevřenými silovými čarami pole, jako jsou koronální díry, pak přenosem hmoty.

Mladé hvězdy rotují rychle a proto jejich magnetická aktivita je velmi intensivní. Nedávno bylo ukázáno, že střední hodnota emise chromosférických čar CaII H a K je přímo uměrná rychlosti rotace hvězdy /Duncan a Vaughan, 1983/. Hvězdný vítr vyvolaný magnetickou aktivitou odnáší z hvězd rotační moment a zpomaluje jejich rotaci, která se zmenšuje souběžně s aktivitou postupně se stárnutím hvězdy. Současně ovšem velmi důležitou úlohu ve všech uvedených procesech hraje celý systém konvektivních elementů různých měřítek ve fotosféře hvězdy.

4. SKVRNY A KOMPLEXY AKTIVITY NA HVĚZDÁCH

Zdá se, že skvrny existují na každá hvězdě pozdního typu, která má patrnou konvektivní zonu a dostatečnou úhlovou rychlost, a to bez ohledu na vývojové stadium hvězdy /Voght, 1983/. Projevují se především jako rotační modulace světla hvězdy, a to s poměrně malou amplitudou / $<$ 0,04 hvězd. velikosti/ /Campbell a Cayrel, 1984/. Díky nové pozorovací technice, která se nazývá Dopplerovské zobrazování hvězdných skvrn, je možné studovat nejen periodu rotace, rozměry a tvary hvězdnych skvrn, ba dokonce je možné získat informace o jejich migraci po povrchu hvězdy a použijeme-li ještě další údaje, je možné změřit i jejich teplotu. Tato metoda, pracující s vysokými dispersemi a velmi citlivými měřeními profilů spektrálních čar, využívá korenspondenci mezi posicí skvrny na disku a ve vlnové délce na rotačně rozšířeném profilu spektrální čáry, a to prostřednictvím Dopplerových rychlostí, k získání syntetického obrazu hvězdy /Voght a Peurod, 1982/. Z těchto výsledků víme, že hvězdné skvrny nejsou většinou morfologicky příliš podobné skvrnám slunečním. Na některých hvězdách se vlastně mnohem více podobají slunečním koronálním

dírám nebo slunečním komplexům aktivity nežli slunečním skvrnám, a to rozměrem, tvarem, životní dobou i svými migračními pohyby. Mohou pokrývat až 20% hvězdného povrchu, svými teplotami připomínají někdy obrovské umbry s malými nebo žádnými penumbrami. Na příklad u jedné z nejjasnější hvězdy Hyád 1835 spktrálního typu G2V byly nalezeny molekulární čáry TiO a CaH, které svědčí o tom, že pocházejí z umber, pokrývyjících asi 3% povrchu této hvězdy. Penumbra hvězdných skvrn v tomto případě zaujímá asi 14% povrchu hvězdy /Campbell a Cayrel, 1984/. Hvězdné skvrny se zdají být spojeny s procesy globálního charakteru, odehrávajícími se hluboko uvnitř hvězdy. Je třeba se také zmínit o tom, že hvězdná fakulová pole mohou být mnohem jasnější nežli na Slunci. Díky Dopplerovské zobrazovací technice také víme, že nízkoširotní skvrny jsou převážně protažené ve hvězdné délce, zatím co skvrny ve vysokých šířkách jsou převážně kulaté nebo protažené v šířce /Vogt, 1982/. Migrace skvrn jak k pólu tak k rovníku probíhá pravděpodobně od určité střední šířky.

Máme nyní pozorovací podklady pro předpoklad, že velké tmavé hvězdné skvrny jsou prostorově doprovázeny oblastmi zesílené chromosférické emise a eruptivní činností /Vogt, 1983/.

Na závěr této kapitoly bych se chtěl ještě zmínit o zajímavé interpretaci existence dvou nepříliš se lišících časových škál změn na hvězde HD 149661. Jejich výsledkem je diferenční perioda nebo rázy s dobou okolo 100 dní. Možné vysvětlení tohoto efektu spočívá v přijetí předpokladu o současné existenci dvou dlouhožijících komplexů aktivity nebo aktivních délek na této hvězdě, a to v různých hvězdných šířkách. Díky působení diferenciální rotace se oba komplexy pohybují na povrchu hvězdy relativně vůči sobě: někdy jsou ve stejné hvězdné délce, někdy mohou být každá na opačné straně hvězdy. Je-li tento předpoklad správný, pak diferenciální rotace na uvedené hvězdě se podstatně více mění s šířkou nežli je tomu na Slunci /Vaughan a Duncan, 1983/.

5. CYKLIČNOST HVĚZDNÉ AKTIVITY

Jak ukázali v mnoha pracech především O. C. Wilson /na př. 1978/ a jeho pokračovatel A. H. Vaughan /na př. Vaughan et al., 1981/, pozorováními proměnnosti čáry K ionizovaného vápniku, mnohé trpasličí hvězdy spektrálních tříd F5 až M2 ukazují velmi dobře pozorovatelné cykly proměnnosti vápníkové chromosférické emise, a to s intervalem 7 až 14 let. Tato cykličnost se vyskytuje především na starších hvězdách s rotačními periodami, které nejsou kratší než 20 dní a kterí mají nižší intensitu emise v čáře CaII K, t. zn. leží pod t.zv. "Vaughan-Prestonovou" mezerou /Vaughan, 1983/.

Také na hvězdách typu RS CVn, t.j. podobrech a obrech velmi silnou skvrnovou aktivitou byly nalezeny aktivní cykly v rozsahu 5 až 30 let. Při tom další cykly se zdají být výraznější a dobře definované /Vogt , 1983/. Stejně tak hvězdy typu BY Dra - trpasličí hvězdy, které ještě nedosáhly hlavní posloupnosti ukazují v některých případech výrazné a dlouhé cykly ve skvrnotvorné aktivitě. Na příklad délka cyklu u samotné BY Dra a u CCEri obnáší asi 50-60 roků /Vogt, 1983/. Při tom nejzajímavější je, že změny aktivity u obou těch-

to typů hvězd mohou na určitou dobu vymezit a po několika i desítkách let se znovu objevit, a tak jako pokud jde o krátkodobé, tak i dlouhodobé změny. Mohou tedy mít obdobu minima Mauderové.

Při tom se zdá, že chromosférická aktivita jednoduchých hvězd hlavní posloupnosti pozdních spektrálních tříd je blíže aktivitě sluneční - tedy v integrovaném světle Slunce rovněž nepozorujeme změny vyvolávané přítomností skvrn, nýbrž jen změny chromosférické emise, doprovázející sluneční skvrny v aktivních oblastech - a že nezávisí na rotačné periodě, pokud je délka rotace vyšší než u uvedených 20 dní. Délka cyklu je prakticky konstantní, a to 10 ± 3 roky a je rovněž nezávislá na spektrálním typu /od G8 do M0/. V případě hvězd typů RS CVn a BY Dra jde jednak o velké skvrny, pokrývající značnou část povrchu hvězdy a modulující vlivem rotace jasnost hvězdy, tedy jde zřejmě o jiný typ skvrnotvorné aktivity - spíše o mohutné skupiny skvrn nebo komplexy aktivity, jednak tvorba těchto skvrn silně závisí na rychlosti rotace hvězdy, ovšem pouze do rotační doby 6 - 7 dnů, což znamená v případě trpasličí hvězdy typu K5 rovníkovou rychlost 5 km/sec. Hvězdy rotující pomalejí ukazují velmi nízkou skvrnovou aktivitu. Pro hvězdy rotující rychlejí nežli je uvedená rotační doba 6 - 7 dnů, roste délka cyklu lineárně s rostoucí úhlovou rychlostí. Je třeba ovšem říci, že všechny studované hvězdy ukazující lineární růst délky cyklu s úhlovou rotací byly složkami dvojhvězd.

Abychom lépe viděli analogii mezi hvězdnou a sluneční aktivitou, pohovoříme nyní o některých charakteristických aktivních jevech na Slunci.

6. OBECNÉ A POZAĎOVÉ MAGNETICKÉ POLE SLUNCE

Před mnoha této jsme použili termínu "sluneční pozaďová magnetická pole" /Bumba a Howard, 1965a/ pro systém všech slunečních magnetických polí, viditelných na synoptických mapách, zkonstruovaných z denních magnetických map, pravidelně získávaných na observatoři Mt. Wilson. Chtěli jsme tím vlastně dát prakticky použitelný ekvivalent pro více méně teoretický pojem "obecné pole Slunce", často představované dipolovým modelem slunečního magnetického pole. Pozaďová pole vyplňují větší část sluneční aktivní zony a během maximální a postmaximální fáze slunečního cyklu jsou tato pole více nahuštěna v pásu širokém přibližně ± 20° okolo slunečního rovníku. Dynamika těchto pozaďových polí je silně ovlivňována touto velkou hustotou lokálních magnetických polí či jejich zbytků, odrážející fázi cyklu /Bumba, 1983a,b/. Poměrně pravidelně rozložené unipolární sektory pozaďového pole se střídajícími se polaritami pole /Bumba et al., 1969; Bumba, 1976/ se vyvíjejí díky vzájemné interakci jednotlivých lokálních polí, jejichž nová i stará pole jsou ovlivňována jak velikosti magnetického toku a vzájemnou vzdáleností, tak i zvláštní dynamikou interakcí, závisející na souhlasu nebo nesouhlasu polarit a diferenciální rotací, která působí jinak uvnitř hlavní aktivní zony, jinak mimo ni /Bumba, 1976/. Pravidelné sektory charakterizují pozaďová pole jako globální systém magnetických polí a plasmy viditelných vrstev sluneční atmosféry, schopný vytvořit uvnitř aktivní zony buď jen v určitém intervalu heliografických délek nebo dokonce podél celého obvodu Slunce pravidelnou struktu-

ru střídajících se sektorů opačných polarit jako svůj rovnovážný stav /Bumba et al., 1969/. Proto je velmi důležité je-li aktivní oblast částí komplexnějšího vývojového procesu, na příklad komplexu aktivity /Bumba a Howard, 1965a; Howard a Švestka, 1977; Gaizauskas et al., 1983/, či nikoli. To se zdá záviset na existenci aktivních délek a šířek a jiných pravidelností v rozdělení slunečních magnetických polí, anýž bychom vylučovali současné působení celé hierarchie sítí konvektivních pohybů a jejich jednotlivých elementů nebo i jiných možných činitelů, dosud né plně známých /Ambrož et al., 1971; Bumba a Hejna, 1981; Bumba, 1982a/.

Poměrně dlouhá životní doba magnetických polí jednotlivých aktivních oblastí, viditelných po dobu pěti - šesti slunečních rotací a skutečnost, že objevení se nového magnetického toku závisí na přítomnosti zbytků starých polí /Bumba a Howard, 1965b/, jsou zřejmě důvodem pro mnohém lepší viditelnost "magnetických aktivních délek", heliografických délek s větší frekvencí vzniku nových magnetických toků a tedy i s větší hustotou lokálních polí nebo jejich zbytků, jestiže je srovnávame s malou zřetelností aktivních délek v rozdělení druhých indexů sluneční činnosti. Ale existence "hlavních aktivních délek" se nezdá záviset na úrovni sluneční činnosti, ačkoliv během jejího maxima jsou přirozeně tyto "hlavní aktivní délky" podstatně lépe vidět, a to díky větší hustotě jednotlivých elementů pozaďového pole. Vznik velkých komplexů aktivity stejně jako velkostrukturálních pravidelných magnetických útvarů je v těchto hlavních aktivních délkách podstatně častější /Bumba, 1982b/. Velmi důležitý a pro praktickou aplikaci užitečný je i velmi zřetelný odraz těchto "hlavních aktivních délek" v rozdělení meziplanetárných magnetických polí /Bumba, 1976/.

Díky magnetickým synoptickým mapám můžeme sledovat "aktivní délky" ve fotosféře po celou dobu cyklu, ačkoliv, nejlépe jsou vidět během jeho posledních čtyř - pěti let. V této sestupné fázi cyklu většinou existují dvě "magnetické aktivní délky", obě s dvacetisedmidenní synodickou rotací. Hlavní z nich, přetrvává prakticky z cyklu do cyklu, druhá, efemerní, je vzdálená od hlavní 160^0 nebo 200^0 a její aktivita je v protifázi s vývojem aktivity v hlavní délce, t. zn. převažuje-li v hlavní aktivní délce nová pole, v aktivní délce na téměř opačné polokouli Slunce převládají pole stará a naopak.

7. VELKOSTRUKTURÁLNÍ PRAVIDELNÉ MAGNETICKÉ ÚTVARY, KOMPLEXY AKTIVITY, JEDNOTLIVÉ AKTIVNÍ OBLASTI

Ve zmíněných už "hlavních aktivních délkách" nedochází jen k redistribuci magnetických polí prostřednítvím celé hierarchie konvektivních elementů. Vytvářejí se v nich postupně i velká, topologicky velmi kopmplexní maxima koncentrace slunečních magnetických polí, charakterizovaná velkými, pravidelnými, zhruba eliptickými strukturami, často až 180^0 dlouhými, s vysokošířkovým chvostem, vytaženým do délky zřejmě pomalejší diferenciální rotací v těchto šířkách. Tyto velkostrukturální pravidelné magnetické útvary nebo "supergigantické struktury" s úplnou životní dobou okolo nebo o něco větší než 1 rok /Ambrož et al., 1971; Bumba a Sýkora, 1974; Bumba, 1982b/, mají svojí vlastní

interní rozložení polí, ve kterém během období nejlepší viditelnosti celého útvaru je možné rozeznat "obří elementy" /30° - 35°/ a jejich zhluky /Bumba, 1970/. Byly pozorovány případy vytváření těchto struktur a koncentrace magnetických polí takovým způsobem, že každé ze dvou téměř opačných délkových maxím nebo každá ze dvou těchto pravidelných struktur byly tvořeny z převážné většiny polí navzájem opačné polarity. Slunce pak připomínalo obrovskou bipolární skupinu slunečních skvrn, s ohromnou skvrnou opačné polarity na každé polovině Slunce /Ambrož et al., 1971; Bumba a Sýkora, 1974; Bumba, 1976/. Podobná koncentrace polí jedné polarity do jedné aktivní délky může být pozorována poměrně často, i když jejich vzájemná délková vzdálenost může být menší než 160°.

Je třeba rovněž připomenout, že během maximální vývojové fáze těchto velikostrukturálních pravidelných magnetickýc útvarů se v nich, a to v oblastech kde se protínají "hlavní" a "druhotná" aktivní délka, která má delší, 28-29 dní dlouhou synodickou dobu rotace, a je lépe patrná ve vyšších heliografických šířkách, vytvářejí velké a složité, se vzájemně se pronikajícími složkami, skupiny slunečních skvrn, ve kterých vznikají protonové a někdy i bílé erupce /Ambrož et al., 1971; Bumba, 1982a/.

Jednotlivé aktivní oblasti nebo lokální magnetická pole se většinou vyvíjejí v "komplexech aktivity" /Bumba a Howard, 1965a; Howard a Švestka, 1977; Gaizauskas et al., 1983/, které jsou také částí "magnetických aktivních délek". Vývoj takového "komplexu aktivity" je representován postupným vytvářením dosti pravidelného shluku aktivních oblastí, kterým se projevuje určitý impuls sluneční činnosti v dané "aktivní délce". Proces začíná většinou objevením se velké aktivní oblasti a během následujících otoček Slunce vznikají další a další nové, ale většinou stále menší aktivní oblasti. Při tom se plocha zaujatá jejich magnetickými poli neustále zvětšuje v délce i v šířce, a to lineární rychlostí posunu hranice pole, mající okolo 100 m/sec. Pro šířky větší než 40° se rychlost posunu zmenší na asi 30 m/sec. Celková životní doba komplexu bývá o něco větší než půl roku.

Vznik a vývoj lokálních magnetických polí jednotlivých aktivních oblastí jako součásti pozaďových magnetických polí je opět globální vlastností celého systému slunečních magnetických polí /Bumba a Tomášek, 1980; Bumba, 1981; 1983a/. Můžeme totiž skutečně pozorovat tento vývoj jako vytváření charakteristických situací v globálním, celkovém rozdělení slunečních magnetických polí. Nejlépe je možno tento proces registrovat v době minima sluneční činnosti. Na některých starých magnetogramech z let slunečního minima 1953 a 1954 /Babcock a Babcock, 1955/, kdy celkové pole Slunce mělo dipolový charakter - kladná polarita pokrývala prakticky celou severní a negativní polarita celou jižní polokouli - se vývoj nové aktivní oblasti odehrával tak, že se okolo rovníku hranice polarit zvlnila a vytvořila vždy velký záliv opačné polarity pole na opačné sluneční polokouli. Díky tomuto procesu nová vedoucí polarita, přenesená do místa vzniku nové aktivní oblasti z opačné sluneční polokoule, měla opačné znaménko nežli většina jí obklopujících polí. Naopak znaménko chvostové polarity souhlasilo se znaménkem polarity většiny jí obklopujících polí. To znamená, že proces vzniku nového magnetického toku na Slunci je vázán na vývojovou dy-

namiku a na vytváření zálivů hranice magnetických polí, oddělující jednotlivé sektory pozaďového pole opačné polarity za účinného uplatnění vlivu diferenciální rotace.

8. DYNAMIKA SLUNEČNÍCH LOKÁLNÍCH MAGNETICKÝCH POLÍ

V této kapitole bych chtěl shrnout některé specifické vlastnosti lokálních magnetických polí i jejich koncentrací ve slunečních skvrnách, získané z pozorování, které mohou mít podle mého názoru značný význam pro interpretaci a porozumění fyziky jejich generace, vývoje a dynamiky, a to nejen na Slunci, nýbrž i na hvězdách.

Znovu je třeba podtrhnout neustálou vzájemnou interakci vyvíjejícího se pole s elementy hierarchie jednotlivých konvektivních sítí - viditelnou na jedné straně už v procesu vývoje jednotlivých konvektivních elementů ovlivněných polem, jejich postupného růstu a pomalé transformace jednoho elementů v druhý, na druhé straně ve faktu, že vývoj a šíření magnetických polí probíhá podstatně rychleji v tmavém prostoru mezi jednotlivými konvektivními elementy, kde jsou zřejmě lepší podmínky pro vedeni, zesilování a dokonce snad i pro regeneraci magnetického pole /Bumba a Howard, 1965b; Bumba, 1970; 1983a; atd/. Je ovšem třeba vzít v úvahu také kvantování magnetického pole, jeho toků, t.j. rozměru skvrn a jejich vzdáleností, vázání rovně na strukturu a rozložení konvektivních elementů /Bumba, 1965; Bumba et al., 1973/. Současně nelze zapomínat ani na fakt, že posun hranice oblasti okupovaného nebo ovlivňovaného magnetickým polem při vývoji pole má některé znaky šíření čela vlnové fronty /Bumba a Howard, 1965b; Bumba, 1983a/.

Pokud však jde o působení vlastních magnetických sil lokálních polí, jejich efektivita se zdá být velmi malá. Dále je třeba vysvětlit proč určitá kvanta magnetického toku jedné polarity se dočasně sdružují, aby vytvořila umbru skvrn, na druhé straně proč skvrny opačné polarity se často od sebe vzdalují. Ovšem v magneticky velmi komplikovaných polích s promíchanými polaritami byl nalezen konstantně působící trend, vedoucí k neustálému zjednodušování původně velmi složitých situací v rozložení pole do několika pouze bipolárních oblastí /Bumba, 1982c/.

Zdá se, že velká část magnetického toku ve skupinách slunečních skvrn curišského typu C nebo vyššího přichází do aktivních oblasti prostřednictvím t.zv. "centra magnetické aktivity", t.j. singularity magnetického pole se silnými gradienty pole, která se vyvíjí blízko geomagnetického středu skupiny na zvlněné vnitřní hranici pole, oddělující vedoucí a chvostovou polaritu. Tato hranice je přitom současně částí hranice mezi jednotlivými sektory pozaďového pole. Uprostřed skupiny, severně a jižně od této hranice - uvnitř do sebe vzájemně zasahujících zálivů obou polarit - se objevují v určitých kvantech malá jádra umbry, póry a kousky rudimentární penumbry obou polarit, putující z místa zrodu k vedoucí nebo chvostové skvrně se stejnou polaritou. V centru magnetické aktivity je možné pozorovat ve fotosférických čarách velké a silně proměnné radiální rychlosti. Tímto způsobem se vlastně uvnitř aktivní oblasti vytvoří sekundární systém magnetických siločar, spojujících oblasti nových

toků opačných polarit, který je kolmý ke starší hlavní silové trubici, spojující vedoucí a chvostovou skvrnu a leží níže. Zdá se, že tento magneticky ortogonální podsystém, který se vyvíjí pouze do okamžiku dosažení maxima vývoje pole, tedy dotud, dokud existuje "centr magnetické aktivity" a dokud produkuje nový magnetický tok, je výsledkem akce "místního lokálního dynama", které v tomto centru aktivní oblasti působí a zesiluje stávající, respektíve produkuje nová magnetická pole. Popsaný proces tvorby ortogonálního magnetického podsystému a jeho interakce s hlavním systémem siločar je ovšem provázen silnou erupční, protuberanční i koronální aktivitou. Ve skupinách skvrn typu A a B čistě bipolárních se "centr magnetické aktivity" netvoří, vnitřní hranice polarit je bez zálivů a gradienty magnetického pole jsou na ní brzy velmi malé.

Ve fotosféře kromě toho můžeme dobře pozorovat i působení hydrodynamických sil, modulujících například tvar, do kterého se rozprostírá lokální magnetické pole. Je totiž možné sledovat jednak vliv diferenciální rotace, která vytváří z vedoucího i chvostového pole útvar vzdáleně podobný hrotu šípu, jednak působení fotosféry obtékající lokální pole jako překážku a ovlivňující jinak chvostové pole, které je při tomto pohybu jakoby částečně chráněno polem vedoucím, v jehož "brázdě" nebo "stínu" se nachází /Bumba et al., 1973; Bumba a Suda, 1983/.

Fyzikálně významným se zdá být i působení hydrodynamických sil na tvar vlastních slunečních skvrn. Tvar malých tmavých jader pohybujících se rychle mezi fotosférickými granulemi, jak se zdá, závisí na rychlosti a směru jejich pohybu. Tato jádra mají často kapkovitý tvar a před čelem kapky pozorujeme výrazně ohraničenou frontu fotosférických granulí, zhuštěných pohybem kapky, jemuž překážejí. Dokonce můžeme někdy vidět náznaky existence turbulentních vírů v "brázdě" za pohybující se kapkou /Bumba a Suda, 1983/. Během vytváření hlavní umbry velkých vedoucích nebo chvostových skvrn z několika jader, majících vždy v průměru 3" až 5" tak, že se tato jádra na dobu někdy mnoha dní spojí, pozorujeme, že tyto budoucí dílčí elementy velké umbry rotují okolo nejtmavšího jádra s největší intensitou pole. Jakoby jejich nárazy, tím jak se připojují k hlavní umbře, přinášely s sebou pohybové impulsy, které odevzdávají už vytvořené složité umbře zárodku budoucího jádra skvrny a uvádějí i ji do rotačního pohybu /Bumba a Suda, 1984a,b/.

Podobně během srážek velkých systémů magnetických polí, tvořených z celých úseků velkých aktivních oblastí, včetně velkých koncentrací siločar v podobě velkých umber skvrn - tak jako je například pozorujeme při vývoji velkých protonových skupin slunečních skvrn, prakticky nezaznamenáváme žádné vzájemné působení jejich magnetických sil. Naopak dynamické nebo vlastně hydrodynamické efekty, působení jakoby magneticky prakticky neutrálními systémy plovoucími ve fotosféře, jsou velmi výrazné a nápadné. Jakoby srážející se skvrny měly určitý stupeň pružnosti a během pohybu i kinetické energie a setrvačnosti a jejich působení bylo mnohem větší nežli vliv magnetických sil /Bumba a Suda, 1983/.

9. ZÁVĚR

Domnívám se, že z toho co bylo řečeno je patrné, jak mnoho výsledků získaných z pozorování jevů na slunečním disku a jejich interpretace nám může pomoci porozumět i změnám a jejich časovým sekvencím, pozorovaným ve spektru velké části hvězd naši Galaxie. Pro vysvětlení těchto slunečních jevů máme vybudovanou řadu poměrně složitých teorií a tyto teorie jsou široce rozšířeny a akceptovány většinou astrofyziků. Jako pozorovatel jsem však zatím většinou nenašel z pozorování důkazy pro platnost těchto teorií. Sluneční fyzikové studují Slunce podstatně déle nežli se stelární astronomové zabývají hvězdami podobnými Slunci. Přesto ve sluneční fyzice máme stále málo systematických a komplexních pozorovacích materiálů ke studiu těch nejobecnějších a nejjednodušších procesů, probíhajících ve sluneční atmoaféře. Naše časové i prostorové rozlišení je doposud nedostatečné. Avšak nejvíce nám schází přesná měření charakterizující fyzikální stavy sluneční plasmy v aktivních oblastech i jejich silová pole, především pak pole magnetická a rychlostní. V tomto smyslu jaou snad hvězdní astronomové ve výhodě, protože zatím nezápasí často s náhodou a tedy zdánlivou záplavou morfologických detailů, viditelných na Slunci.

Z druhé strany ovšem tato bohatost pozorovacích údajů, pokud je systematická a komplexní, nám často odkrývá neočekávaná fakta, jako například je už zmíněná překvapivě malá efektivita magnetických sil ve skupinách slunečních skvrn a naopak velký účinek hydrodynamických sil v aktivních oblastech. Pozorování se rovněž zdají potvrzovat malou hloubku jednotlivých malých i velkých magnetických systémů, plovoucích pouze v nejhořejších vrstvách sluneční fotosféry. Ačkoliv je teoreticky velmi obtížné tomu porozumět, k podobným závěrům z úplně jiného druhu pozorování došli Gilman a Howard /1983/, a to ze studia rychlosti rotace slunečních skvrn, vyfotografovaných od roku 1959 v integrálním světle na observatoři Mt. Wilson. Podobně se domnívám, že některé z pozorovaných jevů bude možno vysvětlit zmíněným působením "lokálního magnetického dynama", generujícího zřejmě nová magnetická pole ve vrchních vrstvách fotosféry přímo uvnitř aktivních oblastí. Fyzikální důvod pro existenci aktivních délek, tím spíše pro vznik procesů, vyvolaných průnikem různých typů aktivních délek není zatím rovněž znám. Stejně tak dosud s jistotou nevíme, zdali pohyb hranice magnetického pole ve fotosféře stejně jako šíření různých impulsů aktivity je skutečně vlnovým procesem.

Pro sluneční fyziky proto mnohé z údajů, získaných z pozorování řady různých hvězd, mohou být velmi cenné pro interpretaci a porozumění slunečních pozorování. Současně úzká vzájemná spolupráce hvězdných a slunečních astronomů nám dává nejen množství nových informací dovolujících lépe poznat vývoj hmoty ve vesmíru. Je důležitá i pro praktické aplikace. Díky dosud nalezeným zákonitostem a pravidelnostem v rozložení slunečních magnetických polí, díky dlouhodobé existenci "magnetických aktivních délek" a jejich útvarů ve velkostrukturálním rozložení magnetických polí na Slunci i na hvězdách je možné tyto výsledky použít pro přípravu dlouhodobých předpovědí jak sluneční činnosti, tak i jejího působení na meziplanetární prostor a Zemi. A jak víme, vztahy

Slunce - Země jsou novou vědeckou oblastí, ve které spolupracují nejen astronomové mezi sebou, nýbrž i geofyziky, meteorology, kosmickými fyziky a dokonce s mnoha představiteli dalších vědních oborů, studujících na příklad životní prostředí, vlivy sluneční činnosti na některé biologické procesy apod.

Dovolte mi tedy ukončit své vystoupení konstatováním, že sluneční fyzika jako jeden z důležitých oborů astrofyziky může doložit svůj význam nejen pro základní výzkum, nýbrž, že se bude brzy stále více uplatňovat i v našem praktickém životě.

LITERATURA

Ambrož, P.; Bumba, V.; Howard, R.; and Sýkora, J.: 1971, Solar Magnetic Fields, Howard, R. /ed./, Dordrecht, 696

Babcock, H. W. and Babcock, H. D.: 1955, Astrophys. J. 121, 349

Bumba, V.: Stellar and Solar Magnetic Fields, Lüst, R. /ed./, Dordrecht, 192

Bumba, V.: 1967, Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica "E. Fermi", XXXIX Corso, 77

Bumba, V.: 1970, Solar Phys. 14, 80

Bumba, V.: 1976, Basic Mechanisms of Solar Activity, Bumba, V. and Kleczek, J. /eds./, Dordrecht, 47

Bumba, V.: 1981, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 32, 129

Bumba, V.: 1982a, Compendium in Astronomy, Mariopoulos, E. G., Theocaris, P.S. and Mavrididis, L. N. /eds./, Dordrecht, 81

Bumba, V.: 1982b, Space Science Reviews 32, 229

Bumba, V.: 1982c, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 33, 281

Bumba, V.: 1983a, Astron. Nacgr. 304, 7

Bumba, V.: 1983b, Phys. Solariterr., Potsdam Nr 19, 31

Bumba, V. and Hejna, L.: 1981, Bull Astron. Inst. Czechosl. 32, 349

Bumba, V. and Howard, R.: 1965a, Astrophys. J. 141, 1502

Bumba, V. and Howard, R.: 1965b, Astrophys. J. 141, 1492

Bumba, V. and Suda, J.: 1983, Bull Astron. Inst. Czechosl. 34, 29

Bumba, V. and Suda, J.: 1984a, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 35, in press

Bumba, V. and Suda, J.: 1984b, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 35, in press

Bumba, V. and Sýkora, J.: 1974, Coronal Disturbances, Newkirk, G. Jr. /ed./, Dordrecht, 73

Bumba, V. and Tomášek, P.: 1980, Phys. Solariterr., Potsdam, No. 13, 35

Bumba, V; Howard, R.; Kopecký, M. and Kulin, G. V.: 1969, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 20, 18

Bumba, V.; Ranzinger, P. and Suda, J.: 1973, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 24, 22

Campbell, B.; Cayrel, R.: 1984, Prepr. Dominian Astrophys. Obs., Herrberg Ins. of Astrophys., Nat. Research Council, Victoria, Canada

Duncan, D. K.; Vaughan, A. H.: 1983, Carnegie Inst. Year Book 82, 607

Gaizauskas, V.; Harvey, K. L.; Harvey, J. W. and Zwaan, C.: 1983, Astrophys. J. 265, 1056

Gilman, P. A. and Howard, R.: 1983, Astrophys. J. /Lett./, v tisku

Goldberg, L.: 1983, Activity in Red-Dwarf Stars, Byrne, P. B. and Rodono, M. /eds./, Dordrecht, 653

Howard, R. and Švestka, Z.: 1977, Solar Phys. 54, 65

Michalas, D.; Noyes, R. W.; Preston, G. W.: Astrophys. J. 250, 276

Rosner, R.: 1983, Activity in Red-Dwarf Stars, Byrne, P. B. and Rodono, M. /eds./, Dordrecht, 5

Vaughan, A. H.: 1983, Solar and Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects /J. O. Stenflo ed./, Reidel, Dordrecht, 113

Vaughan, A. H.; Baliunas, S. Z.; Middlekoop, F.; Hartman, L., Mihalas, D.; Noyes, R. W. and Preston, G. W.: Astrophys. J. 250, 276

Vogt, S. S.: Activity in Red-Dwarf Stars, Byrne, P. B. and Rodono, M. /eds./, Dordrecht, 137

Vogt, S. S. and Peurod, G. D.: 1983, Activity in Red-Dwarf Stars, Byrne, P.B. and Rodono, M. /eds./, Dordrecht, 379

Wilson, O. C.: 1978, Astrophys. J. 226, 379.

Předpověď abnormálně vysoké sluneční činnosti v příštím století a jejich možných negativních důsledků na Zemi

M. KOPECKÝ, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

ABSTRAKT

Ze zákonistosti časového průběhu relativních čísel skvrn vyplývá existence trí základních dlouhodobých variací sluneční činnosti: 11-leté priody, 80-leté periody, projevující se zmenou výšky maxim 11-letých period, a periody o délce několika set let, jejíž délka není presne známa. S touto periodou souvisí i t. zv. Maunderovské minimum, které nastalo v 17. století. Od tohoto Maunderovského minima má sluneční činnost prakticky vzrůstající tendenci.

Mezi těmito základními periodami sluneční činností není rozdíl pouze v délce jejich periody, ale i v jejich fyzikální podstatě. Relativní číslo skvrn, tak jak je z pozorování určováno, obsahuje v sobě různé fyzikálně primární parametry, především indexy četnosti a mohutnosti skupin skvrn, které mají různé periody, a jejichž složením vzniká pozorovaný časový průběh relativních čísel.

Takovými fyzikálně primárními statistickými parametry slunečních skvrn jsou: počet f_0 skupin skvrn vzniklých za jednotku času na celém Slunci, funkce F/T/ četnostního rozdělení skupin skvrn podle jejich životní doby T a touto funkci určována průměrná životní doba T_0 skupin skvrn vztahem

$$T_0 = \int_0^\infty TF\,/T/\,dT, \qquad /1/$$

a funkce n/t,T/, popisující časovou změnu počtu skvrn ve skupině skvrn s životní dobou T v průběhu jejího vývoje, t.j. v závislosti na čase t počítaném od okamžiku vzniku této skupiny skvrn. Tyto parametry, t.j. F/T/, T_0, f_0 a n/t,T/ jsou bezprostředně určovány fyzikálními procesy na Slunci a relativní číslo skvrn R je určováno těmito parametry na základě vztahu /Kopecký 1975/

$$R = f_0 \left[10\,T_0 + \int_0^\infty \int_0^T F/T/\; n\,/t,T/\; dt\,dT \right] \qquad /2/$$

Aproximativním teoretickým řešením vztahu /2/ obdržíme /Kopecký 1983/, že

$$R = f_0 T_0\,/10 + 2AT_0/ \qquad /3/$$

kde A je konstanta.

Vztah mezi R, f_0 a T_0 byl nalezen rovněž statisticky /Kopecký 1983/ ve tvaru

$$R \sim f_0 T_0^2 \qquad /4/$$

Ze vztahů /3/ a /4/ vyplývá, že časový průběh relativního čísla je závislý

na časovém průběhu f_0 a T_0, které mohou být a také skutečně jsou rozdílné. Teprvé jejich složením vzniká pozorovaný časový průběh relativních čísel skvrn.

Dosavadní výzkum časových změn f_0 a T_0 /Kopecký 1967, 1976/, provedený na základě Greenwichského pozorovacího materiálu, ukázal následující zákonitosti periodicity slunečních skvrn:

1. 11-letá perioda slunečních skvrn je 11-letou periodou četnosti vznikání, t.j. počtu vzniklých skupin skvrn f_0. Tuto 11-letou periodu prakticky nejeví ani průměrná životní doba T_0 skupin skvrn ani jiné indexy průměrné mohutnosti skupin skvrn.

2. 80-letá perioda slunečních skvrn je 80-letou periodou průměrné životní doby T_0 skupin skvrn a ostatních indexů jejich průměrné životní doby T_0 skupin skvrn a ostatních indexů jejich průměrné mohutnosti. Počet vzniklých skupin skvrn f_0 tuto 80-letou periodu nemá.

3. Ve studovaném období 1874-1976 jeví počet vzniklých skupin skvrn soustavný vzestup, který je pravděpodobně projevem několikasetletého kolísání sluneční činnosti a souvisí se soustavným vzrůstem sluneční čisnnosti po Maunderovském minimu v 17. století.

4. Výška maxim jednotlivých 11-letých cyklů počtu vzniklých skupin skvrn f_0 jeví pravidelné střídání vysokých a nízkých cyklů.

Techto zákonitostí časového průběhu počtu vzniklých skupin skvrn f_0 a jejich průměrné životní doby T_0 bylo využito s použitím vztahu /4/ k odhadnutí výšky maxim několika příštích 11-letých cyklů /Kopecký 1983/, přičemž byly uvažovány 2 možné varianky průběhu T_0 a 4 možné varianty průběhu f_0/Kopecký 1979, 1980/.

Z těchto 8 variant prognozy výšky maxim příštích pěti 11-letých cyklů 4 varianty dávají pro prvou polovinu příštího století abnormálně vysokou sluneční aktivitu s hodnotami maximálních ročních relativních čísel $R_M > 250$, z toho 2 varianty dokonce s hodnotami $R_M > 300$. Ale i další dvě varianty dávají relativně vysoké hodnoty $R_M > 200$. K obdobnému závěru a možnosti $R_M \geqq 300$ v polovině příštího století dospěl i Chistyakov /1981/. Naproti tomu, na konci tohoto století a na přelomu 20. a 21. století by v souvislosti s minimem 80tileté periody měla být relativně nízká sluneční aktivita s $R_M < 100$.

Jestliže by se tyto prognozy ukázaly správné, potom by sluneční aktivita v příštím století byla abnormálně vysoká, tak vysoká, jak za posledních 300-400 let ještě nebyla. Tuto abnormálně vysokou sluneční aktivitu v příštím století lze pravděpodobně chápat jako protipól Maunderovského minima, které vzniklo superpozicí minim několikasetleté a 80-leté periody /Vitinskij 1978/, zatím co abnormálně vysoká sluneční činnost v příštím století by byla důsledkem superpozice maxim těchto period.

To současně znamená, že by v tomto období bylo nejen velké množství aktivních center na Slunci, ale současně by tato aktivní centra byla relativně mohutná, s četnými velkými chromosferickými erupcemi, se zvýšenou intenzitou ultrafialového a rentgenova záření a se zvýšeným výronem korpuskulárního a kosmického záření.

Jaké důsledky by tato abnormálně vysoká sluneční aktivita mohla mít na Zemi?

Především by způsobila značný vzrůst hustoty nejvyšších vrstev zemské atmosféry a tím urychlila zánik nekontrolovatelných zbytků kosmických raket a ostatních umělých kosmických těles /třetích stupňů nosných raket, různých krytů a pod./ a tím přispěla k snížení znečištění nejbližšího kosmického prostoru a tím snížila nebezpečí neočekávaných srážek s těmito zbytky kosmické činnosti člověka /Sehnal a Pospíšilová 1981/.

S největší pravděpodobností by došlo k jakémusi nasycení ionosféry, ionizace by dosáhla určité mezní hodnoty a dále nevzrůstala. Ale jako celek by se ionosféra rozšířila a její spodní hranice by se více přiblížila k zemskému povrchu. V důsledku toho by se radiové vlny o frekvencích desítek MHz snáze šířily na větší vzdálenosti, takže televizní vysilače pracující na frekvenčních pásmech našeho prvního programu by se teritoriálně překrývaly a rušily a ve spodních vrstvách ionosféry by mohly vznikat některé anomální podmínky pro šíření radiových vln.

Jestliže vyjdeme ze vztahu 80-leté periody slunečních skvrn a dlouhodobého kolísání délky slunečního svitu /Kopecký a Reichrt 1982, 1984/ a "malé doby ledové" v období Maunderovského minima, potom docházíme k závěrům /Kopecký 1982/, že v období abnormálně vysoké sluneční činnosti v příštím století by ve střední Evropě mělo převládat značně teplé, sluneční a značně suché počasí.

V tomto období lze očekávat častější a silnější výrony slunečního korpuskulárního záření a jako jejich důsledek četnější a silnější magnetické bouře, které indukují v elektrických vodičích elektrické proudy mající řadu nepříjemných důsledků. Především je třeba uvážit, jaké následky by tyto indukované proudy mohly vyvolat na dálkových plynovodech a naftovodech.

Na základě prací Buchy /1981/, Zátopka /1970/ a Zátopka a Křivského /1974/ můžeme rovněž dojít k závěru, že v období abnormálně vysoké sluneční činnosti v příštím století by mohlo dojít ke zvýšení seismicity v Evropě a východní Asii. Na základě jejich prací lze vyvodit tento fyzikálně logický řetězec: V důsledku zvýšené sluneční činnosti dochází k vzrůstu slunečního korpuskulárního záření, které v oblasti zemského pólu proniká do hlubších vrstev zemské atmosféry a spolu s magnetickou bouří vyvolává i zvýšenou atmosférickou cirkulaci; jejím důsledkem je zvýšená intenzita mořského příboje vyvolávající záchvěvy kontinentálních bloků a tím mikroseismy, což může působit jako spouštěcí mechanizmus pro uvolnění seismické energie a tím vznik zemětřesení.

Do nástupu uvažované vysoké sluneční činnosti v příštím století by měly být alespoň částečně vyřešeny otázky vlivů sluneční činnosti na biologické procesy včetně zdravotního stavu člověka, kde je spíše více nejasného než jasného, aby případným negativním vlivům této vysoké sluneční činnosti bylo možno alespoň částečně čelit.

Lze předpokládat, že i v minulosti dosáhla sluneční činnost očekávané abnormální intenzity, avšak tehdy její negativní důsledky se nemusely projevit tak nepříznivě, jak by tomu bylo nyní, a to z důvodů celkové úrovně společnosti. Dnešní přetechnizovaná společnost je mnohém zranitelnější.

Úplné znění této práce je publikováno v souboru referátů ze semináře "Vztahy Slunce - Země", zorganizovaného Kolegiem astronomie a geofyziky ČSAV dne 19. října 1983 v Praze, vydaného Slovenským ústředím amatérské astronomie v Hurbanově, a v ruském znění jako preprint čís. 62 /473/ Instituta zemnogo magnetizma, ionosfery i rasprostraněnija radiovoln, Moskva 1983.

LITERATURA

Bucha, V.: Proceedings of the 2nd International Symposium on the Analysis of Seismicity and on Seismic Hazard. Liblice, Czechoslovakia, May 18-23, 1981; str. 351

Chistyakov, V. F.: 1981, Solnechnie Dannie No 9, str. 107

Kopecký, M.: 1967, Adv. Astron. Astrophys. 5, str. 189

Kopecký, M.: 1975, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 26, str. 351

Kopecký, M.: 1976, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso VI. str. 249

Kopecký, M.: 1979, Říše hvězd 60, str. 248

Kopecký, M.: 1980, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 31, str. 1

Kopecký, M.: 1982, Říše hvězd 63, str. 1

Kopecký, M.: 1983, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 34, str. 23

Kopecký, M., Reichrt, J.: 1982, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 33, str. 190

Kopecký, M., Reichrt, J.: 1984, Meteorologické zprávy 37, čís. 3 v tisku

Křivský, L.: 1953, Publ. Astron. Inst. Czechosl.Acad. Sci. No 23, str. 37

Sehnal, L., Pospíšilová, L.: 1981, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 32, str. 310

Vitinskij, Yu. I.: Solar Phys. 57, str. 475

Zátopek, A.: 1970, Bull. Int. Inst. of Seismology and Earthquake Eng. 7, str.79

Zátopek, A., Křivský, L.: 1974, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 25, str. 257

O problémech s pozorováním rozložení siločar magnetického pole, pohybu hmoty a geometrie vláken v pravidelných skvrnách

V. BUMBA, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
L. HEJNA, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
J. SUDA, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

1. ÚVOD

Ve fotosféře všude tam kde je dostatečně veliká intensita magnetického pole /H $\gtrsim$ 100 mT/ je struktura fotosféry, t.j. tvar a rozložení jejích jednotlivých elementů, natolik ovlivněna topologií pole, že je možné zpět z těchto detailů usuzovat na rozložení jednotlivých polarit pole a chod jeho siločar /Bumba, Suda 1984a/. Pro chromosféru, pozorovanou ve vodíkové čáře Hα tyto vztahy ukázal Zirin /1972/ a prakticky je využil ke konstrukci synoptických magnetických map McIntosh /1979/ a po něm řada dalších autorů. Ve fotosféře jsou to zejména její tmavé oblasti - mezigranulární prostor, tmavá vlákna penumbry a jádra skvrn - některé jsou dostatečně intensivním polem ovlivňovány. Jasné útvary, uzavřené mezi tmavé prostory, se zdají být ovlivňovány až druhotně. Tmavý prostor obklopuje více méně rovnoměrně pouze siločáry kolmé k povrchu Slunce jako je tomu na příklad u jasných umbrálních bodů.

Doposud všechna pozorování ukazovala, že tento tmavý prostor zejména ve skvrnách /v umbře i v penumbře/ má nižší teplotu než jasné útvary fotosféry a je současně nositelem magnetického pole - intensita pole je v něm podstatně větší, a v penumbře že je zároveň oblastí, ve které probíhá Evershedův pohyb.

Když jsme se však nedávno /Bumba, Suda 1983a/ pokusili srovnat známý vějířovitý model rozložení siločar magnetického pole ve skvrně s některými dalšími pozorováními, na příklad s geometrií světlých vláken penumbry, odvozenou z fotografických pozorování skvrn blízko slunečního kraje, nepodařilo se nám dosáhnout souhlasu obou modelů. Tento rozpor zvětšují nedávno publikované Moorovy /1981a, b/ závěry, odvozené z pozorování penumbry s vysokým rozlišením na sluneční observatoři Big Bear, kde penumbru definuje jako tmavé fibrilární oblouky nad nižší světlejší složkou, podobně jako vlákna chromosférické penumbry. Podle něho také k Eveshedovu pohybu dochází v těchto vyvýšených vláknech. Teoretické utvary o Moorově modelu /Thomas 1981, Cram et al.,1981/ vedou k závěru, že hloubka rovná jedné leží v penumbře ve větších geometrických výškách nežli ve fotosféře. Ovšem předpoklady, ze kterých tyto práce vycházejí nesouhlasí vždy plně s pozorováními a uvedený výsledek odporuje všem pracem.

K nesouhlasu rozložení vláken penumbry se vžitým modelem rozložení siločar v penumbře dochází i další autoři, a to Kandrashov /1979/ ve fotosféře a

Kandrashov s Teplickou /1980/ i v chromosféře. Pokusme se proto srovnat všechná dostupná, někdy dokonce zapomenutá i nejnovější pozorovací fakta, z nichž by bylo možné buď soudit na správny model rozložení siločar magnetického pole, pohybu hmoty a geomterie jednotlivých útvarů, jak ve fotosféře, tak i v chromosféře, zejména v penumbře skvrny, nebo alespoň přesněji určit mezery v našich pozorováních, které nám dovolují dělat solidnější závěry.

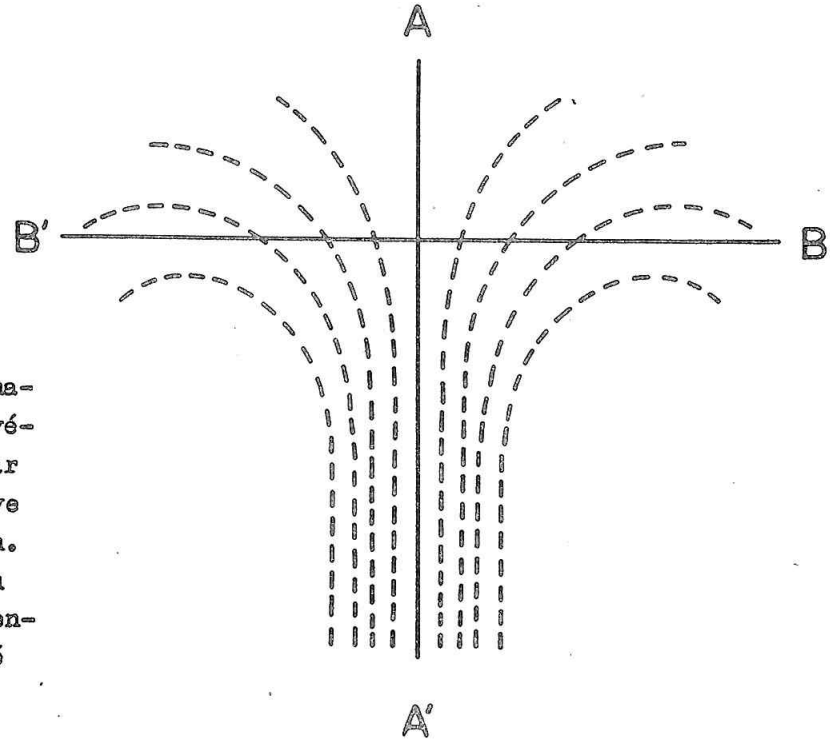
Při tom je třeba podtrhnout, že diskuse se bude týkat především pravidelných skvrn s penumbrou, které vyplňují jednu, často však i více supergranulí /Bumba 1965, Bumba et al. 1973/, t.j. skvrn, které vytvořením penumbry dosáhly maxima svého vývoje a jsou tedy už na jeho sestupné větvi, během které se po dobu mnoha dnů jejich plocha a intensita pole zmenšují lineárně s časem /Bumba 1963a, b/. Jsou to tedy magneticky i dynamicky stabilní útvary, unipolární, s radiálně rozloženými vlákny penumbry ve fotosféře i chromosféře, včetně superpenumbry.

2. FOTOGRAFICKÁ A FOTOELEKTRICKÁ URČENÍ ROZLOŽENÍ MAGNETICKÉHO POLE VE SKVRNĚ

2.1. Fotosféra

Především je třeba říci, že fotografická měření jsou podstatně přesnější, protože dovolují měřit intensitu pole absolutně a umožňují i přesně určit směr vektoru magnetického pole. Ve velké většině dosahují i většího prostorového rozlišení než fotoelektrické magnetografy /Bumba 1960a/.

Pokud jde o vlastní výsledky, většina autorů interpretuje měření Zeemanova rozštěpu spektrálních čar ve slunečních skvrnách známým velmi schematickým modelem, ve kterém jsou siločáry pole rozloženy vějířovitě a vycházejí z umbry, částečně i z penumbry /Cowling 1959/, viz obr. 1. Nesouhlas výsledků se



Obr. 1 - Cowlingův schematický model vějířového rozložení siločar magnetického pole ve slunečních skvrnách. AA' představuje osu skvrny, BB' reprezentuje úroveň klidové fotosféry.

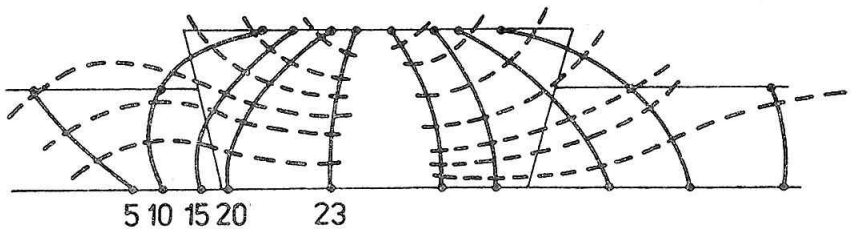
týká zejména rychlosti s jakou ubývá intensity pole se vzdáleností od středu skvrny, průběhu intensity pole v samotné umbře a vně skvrny, modelu rozložení siločar v umbře a úhlu sklonu siločar v penumbře.

Podstatné je, ve kterých optických hloubkách a geomagnetických výškách v umbře, penumbře a fotosféře vznikají spektrální čáry používané k měření. Tyto výšky se liší nejen mezi sebou, ale jejich diference závisí na modelu pro výpočet použitém. U nejjednodušších pravidelných skvrn s penumbrou, které mají poloměr kolem 1,5 . 10^4 km, se jendá o výškový interval vznuku čar v umbře, penumbře a fotosféře nejvýše v rozmezí 10^3 km. Podstatné změny do těchto úvah by ovšem bylo nutné vnést, kdyby se ukázalo, že už citované závěry Moora /1981a, b/ o tom, že tmavá vlákna penumbry leží o několik set kilometrů výše nežli její světlá vlákna, jsou správné. Pak by bylo třeba i vyjít ze závěrů, které pro podobnou situaci dávají modely zářivího přenosu /Cram et al., 1981/: taková vlákna by podle uvedených autorů byla teplejší, hustší a měla vyšší tlak plynu nežli fotosféra pod nimi a byla by neprůhledná pro záření pod nimi ležící fotosféry. Kromě toho by i magnetický tlak ve vláknech byl nižší. A to je v přímém rozporu s velkou většinou pozorování a dosavadních modelů, získaných za různých fyzikálních předpokladů, nejen penumbry, nýbrž i umbry, do které zejména ve své tmavé části penumbra postupně a spojitě přechází, a to bez ostré hranice, jaká odděluje penumbru od fotosféry.

2. 2. Chromosféra

Pro některé silné chromosférické čáry, zejména čáry H a K ionizovaného vápníku a vodíkové čáry H_α až H_ε je možné určit geometrickou výšku maximálního rozštěpu čáry v magnetickém poli nad skvrnou, je-li skvrna dostatečně blízko kraje Slunce a štěrbina spektrografu je rovnoběžná s poloměrem slunečního disku /Severný, Bumba, 1958; Bumba 1960b, c/. Z chování emisních čar H_2 a K_2, které jsou podstatně užší nad umbrou svrny leží nad okolní fotosférou, zejména z toho, že nejsou vůbec ovlivňovány radiálními pohyby, lze soudit, že prostor chromosféry nad skvrnou, který má o něco větší průměr nežli umbra ve fotosféře, se liší svými vlasthostmi od normální chromosféry nad většinou penumbry a okolí skvrny, kde už emisní čáry H_2 a K_2 jsou silně posunuty vlivem pohybů St. Johna, dosahujících řádově rychlosti 10 km/sec. Tento lehce konický prostor chromosféry nad umbrou, v němž užší emisní čáry H_2 a K_2 vznikají v geometrických výškách 2500 - 3000 km, což je výše nežli nad penumbrou a fotosférou, je tedy oddělen fyzikálně od chromosféry nad ostatní skvrnou a okolím. Určitou úlohu v tom může hrát i "magnetická inverse", t.j. vrstva maximální intensity pole a tedy i zhuštění siločar, od které na obě strany intensita pole klesá, kterou jsme nalezli na hranici fotosféry a chromosféry při určování magnetického gradientu s výškou /Bumba, 1960a/.

Z těchto měření je možné získat i schematickou představu o chodu siločar v chromosféře nad skvrnou /Bumba, 1960a/ pro případ, který se nám zdá být nejblíže skutečnosti /viz obr. 2/.



Obr. 2 - Schematický průběh siločar v chromosféře nad skvrnou je znázornen přerušovanými čarami. Plné čáry spojují stejné hodnoty intensity magnetického pole merení /ve stovkách gaussů/ v nízkých vrstvách atmosféry v čáře F_e, ve vysokých vrstvách v čáře H CaII. Přerušované čáry udávají pravděpodobný průběh siločar magnetického pole.

3. RADIÁLNÍ POHYBY VE SKVRNĚ

3.1. Klasický efekt Eversheda a St. Johna

Všichni dnes už klasičtí pozorovatele, kteří se zabývají studiem efektu Eversheda ve skvrnách, ať už sám Evershed /1909, 1910a,b/ nebo Abetti /1929/, či Kinman /1952, 1953/, došli k závěru, že Evershedův efekt je vyvoláván pohybem hmoty ve skvrně, protékající radiálně, téměř vodorovně se slunečním povrchem, a to ve spodních vrstvách skvrny směrem od středu skvrny, ve vyšších vrstvách směrem ke středu skvrny, se středními rychlostmi ve fotosféře okolo 1-2 km/s., ve vyšších vrstvách většími.

Je možné tu připomenout dvě okolnosti: pohyb ve vyšších vrstvách nad skvrnou /v chromosféře/ detailně studoval St. John /1913/, po němž je tento pohyb nazýván efektem St. Johna. St. John /1913/ ve svém - dříve velmi známém - schematu ukazoval, jak se zmenšující se intenzitou a tedy s rostoucí hloubkou vzniku spektrálních čar vzrůstá rychlost Evershedova efektu do několik km/sec a se zvětšující se intensitou čar a tedy se vzrůstající geometrickou výškou vzniku jader silných spektrálních čar, počínaje čarou vápniku 4227 A, přes vodíkovou čáru H_δ, sodíkové čáry D_1, D_2, hořčíkové čáry b_1, b_2 až k vodíkové čáře H_α a čarám ionizovaného vápníku H a K vzrůstá i rychlost pohybu v chromosféře nad skvrnou až do několika desítek km/sec. Při tom v jeho schématu odvozeném z pozorování se všechen pohyb odehrává mimo umbru, kromě vyjímky - čar H_3 a K_3 /absorpčího minima emisních čar ionizovaného vápníku/ - které ukazují proudění do umbry.

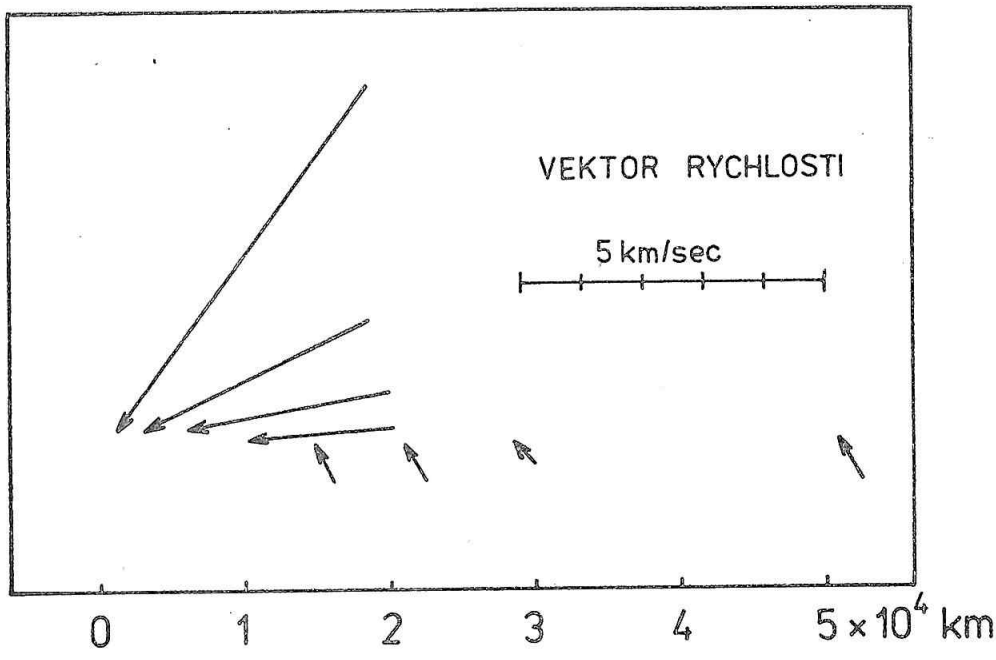
Druhá okolnost hodná připomenutí je Abettiho /1929/ výsledek, získaný z poměrně bohatého pozorovacího materiálu, podle kterého u některých skvrn vytekání hmoty probíhá - jak on říká - jako vytekání lávy ze sopky, t.j. pod určitým sklonem od horizontály, a to od umbry k hranicím skvrny.

Také další detaily ve tvaru spektrálních čar ovlivněných pohybem, které získal Bumba /1960b,c/, bylo možno vysvětlit vytékání hmoty podél vějíře siločar v hlubokých vrstvách penumbry a vtékání hmoty do skvrny blízko hranice penum-

bra - fotosféra v chromosférických čarách vodíku a ionizovaného vápníku. Při tom některé jemné detaily pohybem změněných spektrálních čar vznikají zřejmě prakticky ve stejné optické hloubce jako kontinuum, t.zn. podle použitého modelu v penumbře okolo 1000 km pod úrovní fotosféry. Rychlosti mohou dosahovat ve fotosféře ve velmi úzké vrstvě až 6 km/sec a v chromosféře /v čáře Hα / až několika desítek km/sec.

3.2. Chromosférická penumbra

Radiální pohyby v chromosféře nad penumbrou velmi podrobně studoval Haugen /1969/. Našel, že průměrné chromosférické rychlostní pole obklopující průměrnou skvrnu je valcově symetrické kolem středu skvrny a rychlost v něm s maximem rychlostí až 7 km/sec, a to právě na vnějším okraji skvrny. Při tom sklon i velikost vektoru rychlosti se mění se vzdáleností od skvrny, jak ukazuje obr. 3, převzatý z jeho práce.



Obr. 3 - Haugenův diagram směru a velikosti vektoru průměrné rychlosti v chromosféře nad penumbrou skvrny. Koncové body šipek indikují vzdálenost od okraje penumbry. Převzato ze Solar Physics, 9 /1969/, 95.

Odchylky jednotlivých rychlostí od střední hodnoty jsou velmi vysoké, od -35 km/sec do +50 km/sec. Autor s odvoláním na práci Mayera a Schmidta /1968/ předpokládá, že pozorovaný vodíkový plyn proudí v chromosféře podél siločar magnetického pole. Podle něho poměrně často absorpční elementy v chromosféře kolem skvrny přesahují do penumbry.

3.3. Superpenumbra

Maltby /1975/ studoval tvar vláken nebo kanálů, kterými se v superpenumbře pohybuje hmota chromosféry směrem ke skvrně a našel, že je podoben obloukům,

jejichž průřez se mění s výškou a vzdáleností od skvrny. největší výška oblouku je asi 5000 km, což je ve shodě s našími závěry. Životní dobu kanálů odhaduje asi na 70 minut. Rychlostní kanály končí náhle v penumbře. Pohyb v některých kanálech se odehrává ve šroubovici podél osy kanálu. Pohyb na vnějším okraji oblouku, t.j. dále od středu skvrny, je menší, pohybový kanál je zde širší, směrem ke skvrně se zužuje a rychlost se zvětšuje. Pozorování ukazují, že rychlost pohybu blíže ke skvrně je obyčejně nadzvuková. V řadě rychlostních kanálů se rychlost pohybu náhle zmenšuje, jakmile bylo dosaženo skvrny. Rychlostní kanály leží nejčastěji v části superpenumbry s tmavými vlákny. Několik kanálů přesně koncidovalo s tmavými vlákny, některé byly částečně světlé, částečně tmavé. Pohybové kanály obyčejně leží dále k umbře nežli tmavá vlákna. Z toho vyplývá, že ve vnitřní části superpenumbry jsou kanály většinou světlé. Na vnitřním konci kanálů vzrůstá i čárová emise, která nesouvisí s Dopplerovým posuvem čáry.

Předchozí informace o pohybech v superpenumbře, tedy v chromosféře nad a v okolí pravidelné skvrny možno doplnit pozorováními ve velmi krátkovlnné oblasti spektra, tedy v přechodové vrstvě a koroně, získanými na palubě družic a raket /Nicolas, 1981/. Ty dávají prakticky stejnou představu o pohybech v pohybových kanálech superpenumbry, jakou ukázal Maltby /1975/. Při tom existuje dobrá korelace mezi rychlostmi v neutrálních a vysoce ionizovaných čarách přechodné vrstvy.

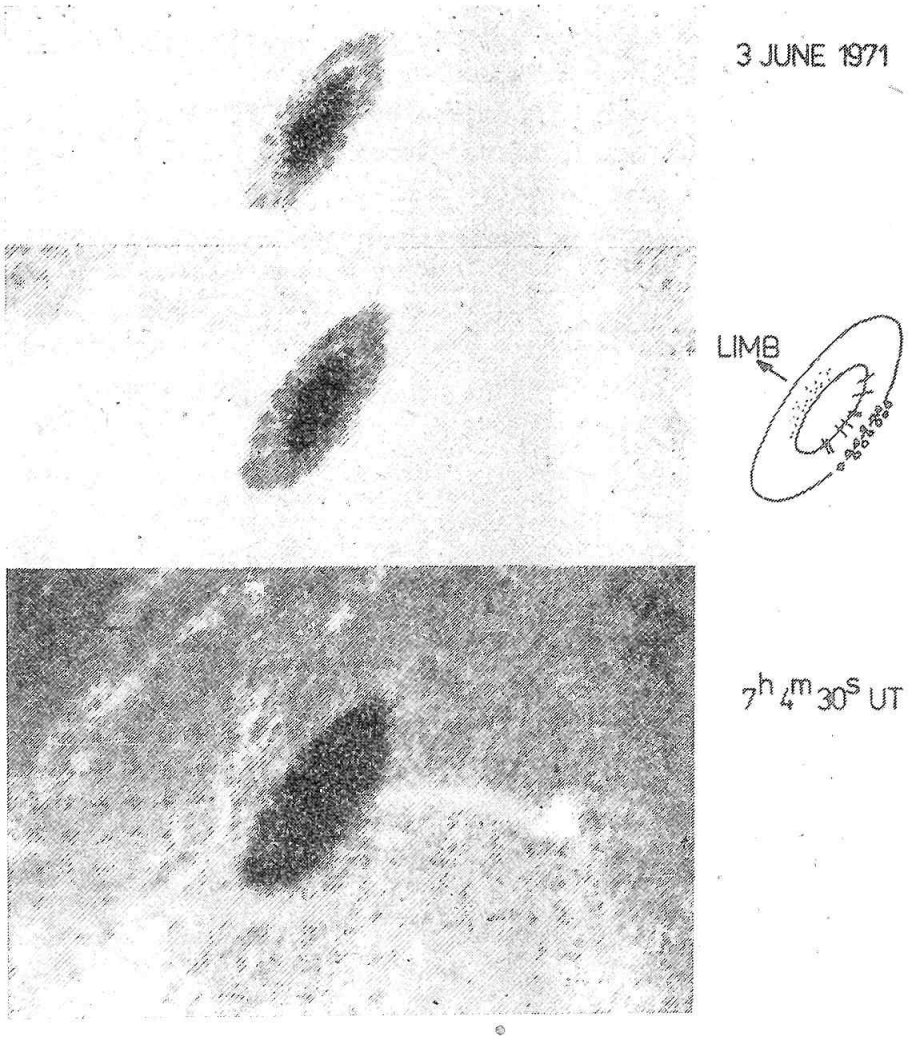
4. POZOROVÁNÍ PENUMBRY V BÍLÉM A MONOCHROMATICKÉM SVĚTLE

4.1. F o t o s f é r a

Stereoskopické prohlídky dobrých fotografií slunečních skvrn, na příklad už Chevalierových /1913/, dávají při prohlídce penumbry subjektivní pocit, že se díváme jakoby do kráteru sopky, jehož stěny se svažují k umbře a při tom z těchto stěn vystupují vzhůru jasná vlákna. Fotografie jemné struktury penumbry v blízkosti slunečního okraje potvrzují tento dojem /Bumba, Suda 1983a/ /viz rovněž obr. 4/: kromě známého Wilsonova jevu pozorujeme v části penumbry bližší ke slunečnímu okraji velmi krátká světlá vlákna, přecházející blíže k umbře v jasné body, zatím co v části penumbry bližší ke středu disku, jsou vlákna penumbry delší. Dokonce některá granulární zrna obklopující penumbru na této straně bližší pozorovateli jsou jakoby odkloněna od ostatní fotosféry směrem do skvrny. Nejprostší výklad geometrie jevu je, že světlá vlákna penumbry nejsou horizontální, nýbrž že jejich konce směřující k umbře se zvedají do výše asi 10^0 - 30^0. Nejlepší viditelnost efektu je ve vzdálenosti skvrny asi 80^0 - 50^0 od středu disku /Bumba, Suda, 1983a; Kandrashov, 1979/. Na některých našich negativech se dokonce zdá, že tyto konce jasných penumbrálních vláken přesahují úroveň fotosféry. Ovšem efekt je tak jemný, že ho není možné mimo negativ ukázat.

Podívejme se na viditelnost těchto světlých penumbrálních vláken ve fotosféře z několika aspektů. Pokud jde o jejich optickou i geometrickou hloubku, shodujeme se s řadou dalších autorů, že hloubka vzniku vláken musí být blíz-

ká úrovni vzniku kontinua, protože jsou pozorována v integrálním světle. Poněvadž však světlá vlákna jsou podle našeho názoru modifikované fotosférické granule - a s tímto názorem se stotožňuje i řada nedávno vyšlých prací /Moore, 1981b; Thomas, 1981/ - musí být jejich fyzikální podmínky velmi blízké podmínkám panujícím ve fotosférické granulaci. Jsou tedy podstatně méně průhledná nežli obklopující je tmavá vlákna, ve kterých vidíme zřejmě hlouběji do skvrny. Vždyť i citovaní už autoři Cram et al., /1981/, kteří vycházejí z Mooreova /1981a, b/ závěru o vyvýšenosti tmavých vláken, uvádějí, že při studiu podmínek zářivého přenosu ve vláknech penumbry je obyčejně obtížné obdržet dostatečně tmavé vlákno, které by splňovalo požadavky Mooreova modelu. Například při každém zmenšení teploty ve vlákně ve srovnání s klidnou fotosférou ve stejné výšce, při zachování stejných hodnot tlaku plynu nebo



Obr. 4 - Fotografie sluneční skvrny v blízkosti okraje Slunce, který je vlevo nahoře. Na třech různých expozicích je vidět odlišný charakter jemné struktury v penumbře ve směru k slunečnímu okraji a ve směru ke středu slunečního disku. Efekt je blíže popsán v textu článku.

hustoty, vlákno zjasní místo aby ztmavlo, protože se zmenší i jeho opacita - zmenšená optická tloušťka filamentu nám dovolí dohlédnout hlouběji do fotosféry pod vláknem a odtud zjasnení. Teprve v případě, kdy spodní okraj vlákna leží velmi hluboko ve fotosféře obdržíme tmavý filament. Ovšem tak je tomu u dosud používané většiny modelů penumbry i umbry skvrny ve fotosféře.

Dalším aspektem, kterým se musíme při této příležitosti zabývat je fakt, že naše pozorování jsou dělána s rozlišením asi 0,6", zatímco Moore /1981a,b/ měl rozlišení 0,2", byť má k dispozici pouze jedno pozorování, a to ještě jen části skvrny. Srovnejme tedy některé údaje o světlých penumbrálních vláknech, tak jak je získal Muller /1981/ na observatoři Pic du Midi s rozlišením blízkým k 0,3", s našimi závěry o vláknech. Při tomto dvojnásobně lepším rozlišení jasná vlákna penumbry jsou složena z jasných zrn seřazených tak, že tvoří vlákno. Jejich jasnost, stejně jako jasnost tmavého pozadí se poněkud zmenšuje ve směru k umbře. Jejich šířka je blízká k hranici teoretického rozlišení a vlákna pokrývají o něco málo méně nežli polovinu plochy penumbry. Tato jasná zrna se pohybují směrem k umbře. Na hranici s fotosférou je jejich rychlost nulová, ovšem na hranici s umbrou dosahuje 5,5 km/sec. Zrna nikdy nevznikají ve fotosféře, nikdy do ní nevstupují, ale mohou vstoupit do umbry, je-li jejich životní doba dostatečně dlouhá, aby nezanikla dříve, nežli se do umbry dostanou. Jejich životní doba je největší ve střední části penumbry, kde dosahuje 3 hodin i více, blízko fotosféry je asi 40 minut, blízko umbry asi 50 minut. Všechny tyto údaje tedy pouze zpřesňují námi při menším rozlišení nalezené vlastnosti. V rozporu s námi odvozeným sklonem vláken o 10^0 nahoru je ovšem Mullerovo /1981/ tvrzení, že pohyb jasných penumbrálních zrn je nakloněn od horizontály asi o 10^0 dolů.

Je zajímavé, že Muller na dalekohledu observatoře Pic du Midi o průměru 50 cm neuspěl v pokusu o studium tmavých vláken penumbry, protože je těžké je definovat a protože podléhají rychlým změnám díky dynamice světlých vláken.

4.2. C h r o m o s f é r a

Při prohlídce spektroheliogramu pravidelné skvrny pozorované blízko slunečního kraje ve vodíkové čáře H_α publikovaného Beckersem a Schröterem /1968,Fig.3/ vidíme v chromosféře pokud jde o penumbru úplně stejný efekt jako na našich fotosférických snímcích, to znamená místo vláken jednou čárky a podruhé téměř tečky, ale na opačných stranách skvrny nežli tomu bylo ve fotosféře. Tedy vlákna chromosférické penumbry míří dolů k umbře a jsou odkloněna od horizontály zhruba ve stejném úhlu. To znamená, že vlákna penumbry ve fotosféře svírají spolu ostrý úhel.

K podobnému závěru o světlých vláknech penumbry v chromosféře, pozorované v čárách z ionizovaného vápníku, dochází Kandrashev a Teplitskaya /1980/, a to na základě fotometrických studií spektrálních snímků skvrn v křídlech čáry H Ca II /H_1/ blízko kraje disku. Jde zejména o porovnávání gradientů intensity na hranicích umbry a penumbry na obou stranách skvrny při radiálním řezu štěrbiny skvrnou.

Ve stejném smyslu jako vlákna chromosférické penumbry jsou zřejmě orientována i vlákna superpenumbry okolo pravidelných skvrn, pozorovatelná dobře zejména na filtrogramech sňatých ve vodíkové čáře Hα /Loughhead, 1968/. Geometrická výška jednotlivých chromosférických útvarů pozorovatelných v této čáře byla určena De Jagerem /1957/ na 3000 - 5000 km nad fotosférou. Před deseti léty jsme se pokusili ukázat /Bumba, Ambrož, 1974/, že tvar superpenumbry a rozložení jejich vláken jsou ovlivněny topologií magnetického pole aktivní oblasti: pravidelné umbry a skvrny s pravidelným rozložením pole jedné polarity nemají v superpenumbře žádné nepravidelnosti a přecházejí na vnější straně přímo do klidné chromosféry, zatím co zdůrazněná vlákna a větší počet kontrastních filamentů a fibril označují silný gradient magnetického pole a hranici polarit. Přítomnost druhé polarity magnetického pole tedy ovlivňuje náklon vláken superpenumbry a při studiu konkrétní skvrny musíme proto brát do úvahy i topologii pole v jejím okolí.

Rovněž nesmíme zapomenout na některá pozorování aktivních filamentů a protuberancí, zejména surgeů, jejichž existence je velmi často vázána na penumbru. Je možné připomenout Waldmeierova /1955/ pozorování, podle kterých úpatí těchto surgeů leží na hranici penumbra - fotosféra nebo uvnitř penumbry, ale blíže k její vnější hranici. Při tom surge mohou být vypuzovány a opět ve stejném místě vtékat rychlostmi většinou několik desítek km/sec. Podobně Shaposhnikova /1958/ hovoří o tom, že tyto surge vycházejí a opět vcházejí zpět v periferních oblastech penumbry. Je možné uvést i naše vlastní pozorování /Bumba, Ambrož, 1974/, podle kterých část velmi tmavých vláken a filamentů pozorovaných ve vodíkové čáře Hα ve skupinách slunečních skvrn vchází do velkých skvrn v jejich penumbrách v místech, kde je tmavý prostor mezi jasnými vlákny rozšířen do podoby malého umbrálního jádra a nebo přímo do jader skvrn bez penumbry.

4.3. Korona a přechodná vrstva

Až na výjimky, kdy se nám na okraji slunečního disku podařilo pozorovat v chromosféře smyčkové protuberance, vyvolané velkou erupcí, které svými smyčkami spojovaly jádra skvrn poměrně složité skupiny /Bumba, Kleszek, 1961/ se nám v literatuře nepodařilo najít popsanou nebo vyfotografovánou situaci, ve které bychom pozorovali silovou trubici ve formě útvaru, viditelného v monochromatickom světle některé z chromosférických čar běžně pozorovaných, který by vycházel přímo z celé umbry skvrny. Poněkud jinak vypadá situace, pozorujeme-li prostor nad skvrnou v různých koronálních čarách na družici nebo raketě, i když díky většinou nižšímu rozlišení je přesné určení zakotvení viditelných koronálních útvarů velmi obtížné.

Jedny z posledních výsledků pozorování korony a přechodné vrstvy nad skvrnou jsou podány v prácech Foukala /1981/ a Nicolase et al. /1981/. Podle těchto autorů je korona nad skvrnou o 1-2 řády chladnější než nad ostatní aktivní oblastí. Má podobu otevřených paprsků nebo smyček, a se vzdáleností od osy těchto útvarů teplota prostředí koaxiálně roste. Zdá se také, že nejchladnější místa kolem os paprsků a smyček mají podstatně nižší tlak plynů nežli okol-

ní korona. Plasma pozorovaná v této rozsáhlé chladné atmosféře není v hydrostatické rovnováze - jsou pozorovány toky směřující dolů ke skvrně rychlostmi 10 - 100 km/sec. Korona nad skvrnou, ohraničená zřejmě magnetickým polem, ztrácí ohromná kvanta energie zářením, která nemohou být vyrovnána vedením tepla - teplotní gradienty podél siločar pole, které jsou osami uvedených útvarů, jsou velmi nízké. Ztráty jsou zřejmě vyrovnávány kondensujícím horkým materiálem, který pak padá dolů do umbry.

5. DALŠÍ POZOROVÁNÍ, KTERÉ JE TŘEBA VZÍT V ÚVAHU PŘI KONSTRUKCI MODELŮ PRAVIDELNÉ SKVRNY

5.1. Kvantování ploch a magnetických toků skvrn

Při konstrukci modelu rozložení siločar magnetického pole, pohybů i geometrie jednotlivých struktur v pravidelných skvrnách nutno vzít do úvahy ještě řadu dalších faktů. Na příklad to, že pravidelná skvrna právě vyplňuje konvektivní elementy - supergranule, kromě dalších vazeb k ostatním elementům konvektivní sítě /Bumba, 1965; Bumba et al., 1973/, že její plocha i magnetický tok jsou tedy kvantovány /Knoška, 1976/. Taková skvrna je po dobu mnoha dní stabilním útvarem, zatím co plochy jader, která nedosahují takových rozměrů, aby zaplnila celou plochu supergranule, se zmenšují exponenciálně s časem. Měly by se tedy fyzikální vlastnosti plasmy ve skvrně i jejích polích měnit na hranici skvrny skokem. Nesmí nás mýlit zejména fotoelektrická měření, která mohou díky vysoké integraci a malému rozlišení zaznamenávat pole stejné polarity ještě daleko od skvrny. Ovšem informací, kterou je třeba vzít v úvahu, je pozorovací fakt vyjevený především díky fotoelektrickým měřením, týkající se nehomogenního rozložení magnetického toku ve vlastní skvrně - jeho rozbití na jednotlivé trubice, související zřejmě s jednotlivými jádry skvrn a dynamikou jejich vzniku /Bumba, Suda, 1983b; 1984b/.

Kromě toho je třeba také uvážit, že před stabilizací skvrny, t.j. před vytvořením penumbry je nad jednotlivými budoucími jádry penumbry, v jádrech silných fotosférických čar vznikajících už v chromosféře, pozorováno pouze vtékání hmoty do těchto umber, a to poměrně velkými rychlostmi řádově 10 km/sec /Bumba, 1967/. Teprve po vytvoření penumbry se objeví klasický Evershedův efekt, i když dosud nikdo okamžik přeměny dynamického systému koloběhu hmoty, t.j. počátek jeho fotosférické větve ve skvrně přesněji neurčil. Je ovšem možné, že jde jen o jeho viditelnost.

5.2. Pohyb skvrn ve fotosféře

Ve stejném smyslu jako předchozí poznámky je třeba použít i nedávné naše výsledky, ve kterých jsme odvodili některé vlastnosti skvrn z jejich pohybů fotosférou a z jejich vzájemných srážek, které dosud prakticky rovněž při modelování skvrn nebyly brány do úvahy /Bumba, Suda, 1983b; Bumba, 1983/. Podařilo se nám ukázat, že je třeba u pohybujících se skvrn mnohém více počítat se silami hydrodynamickými nežli magnetickými. Jednotlivé skvrny během svého po-

hybu fotosférou jakoby byly magneticky neúčinné, poměrně mělké, na druhých skvrnách skupiny ne příliš závislé útvary, které při vzájemných srážkách bez prodlevy pružně mění svůj tvar i směr pohybu v závislosti na směr pohybu, kinetické energii i setrvačnosti srážejících se skvrn.

6. SROVNÁNÍ RŮZNÝCH DRUHŮ POZOROVÁNÍ

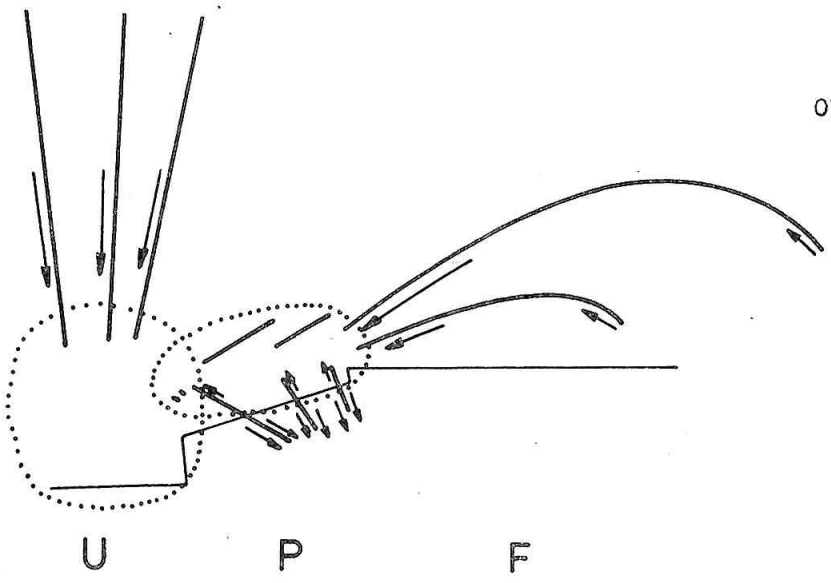
Pokusíme-li se závěrem postavit vedle sebe výše uvedené výsledky pozorování, setkáme se s řadou problémů. Především byla dosud brána velmi málo v úvahu naposled uvedená fakta, t.j. dlouhodobá stabilita pravidelné skvrny a způsob jejího pohybu fotosférou a z nich vyplývající její hydrodynamická a pravděpodobně i magnetohydrodynamická nezávislost na okolní fotosféře a současně složitá vazba jejího pole s ostatními útvary aktivní oblasti a okolím v chromosféře a zřejmě i koroně. Tento fakt by měl zejména ovlivnit model rozložení siločar v nejnižších viditelných vrstvách sluneční skvrny, t.j. v umbře a fotosférické penumbře.

Srovnáme-li rozložení radiálních pohybů ve skvrně i nad skvrnou s geometrií jejích jednotlivých morfologických útvarů ve fotosféře, chromosféře, přechodné vrstvě a koroně, dostaneme poměrně dobrý souhlas. Ve fotosféře je to vytékání hmoty v efektu Eversheda v nižších vrstvách penumbry v tmavém prostoru mezi jejími světlými vlákny, a to šikmo dolů směrem od umbry /Abetti, 1929; Bumba, 1960b/. Tomuto modelu vyhovuje i představa o vláknech penumbry jako nakloněných konvektivních elementech, ve kterých světlá, teplejší a méně průzračná hmota se pohybuje šikmo vzhůru, tedy k umbře, a chladná hmota s menší opacitou teče šikmo dolů, tedy do větších hloubek k hranici fotosféry. Jediný rozpor se týká Mullerových pozorování /1981/ pohybu světlých zrn penumbry těsně na hranici umbra - penumbra šikmo dolů do umbry, který však může mít úzce lokální charakter, na příklad vlivem pohybu konce světlého vlákna nebo pod. V chromosféře a vyšších vrstvách nad skvrnou dobře vyhovuje model vtekání hmoty do skvrny podél jednotlivých elementů struktury chromosférické penumbry i superpenumbry, světlých i tmavých, zviditelňujících zřejmě siločáry magnetického pole. Je třeba podtrhnout, že většina těchto pohybů se odehrává vně penumbry a končí na vnější hranici skvrny, maximálně ve vnějším okruhu fotosférické penumbry. I pohyby naznačují, že konický prostor nad umbrou, jehož hraniční plocha je vlastně prostorovým prodloužením vnější hranice umbry a jejíž obvod se s výškou mírně zvětšuje, je zřetelně oddělen fyzikálně i dynamicky od ostatní sluneční atmosféry nad periferií a okolím skvrny. Vtekání do skvrny je pozorováno pouze v čarách H_3 a K_3 jednou ionizovaného vápníku a vysoce ionizovaných koronálních čarách pozorovatelných pouze z družic a raket.

Další problém, který z těchto představ vyplývá je diskontinuita mezi oběma pohybovými systémy, t.j. fotosférickým /efektem Eversheda/ a chromosféricko-koronálním /efektem St. Johna a pozorováními z družic a raket/. Přesto se zdá, že uvedené představy se velmi přibližují realitě. Nebereme ovšem do úvahy už citované závěry Moora /1981a, b/, které se nám zdají být nerealistické a příliš subjektivní a nevysvětlujeme zatím zmíněnou nezávislost obou pohybových systémů. Domníváme se, že klíčem k pochopení této nezávislosti, ať už reálné nebo

spíše zdánlivé, může být jak správný model rozložení siločar magnetického pole ve skvrně, tak i přesné určení množství hmoty, proudící v obou systémech a její srovnání.

Dosavadní představy o chodu siločar magnetického pole ve skvrně jako o vějíři jsou příliš schematické, příliš hrubé. V této formě je není možné přiřadit k výše uvedeným morfologicko-pohybovým vztahům. Neberou v úvahu ani námi podtrženou stabilitu a nezávislost skvrn ve fotosféře, oddělenost konického prostoru nad umbrou od okolní chromosféry a korony a tedy propojenost umbry uvnitř prostoru s poměrně dalekými objekty prostřednictvím koronálních oblouků a vazbu chromosférické penumbry a superpenumbry na nejbližší okolí vně tohoto prostoru. Z toho všeho vyplývá, že je třeba zkonstruovat model rozložení siločar tak, aby vyhověl i těmto požadavkům. Model by tedy měl mít hlavní část magnetického toku soustředěnu do několika silových trubic, vycházejících z jednotlivých jader umbry do přechodové vrstvy a korony, dosti značná část toku v podobě oddělených trubic a vláken by měla procházet poměrně nízko okolní chromosférou a přechodnou vrstvou a měla by být uzavřena na skvrny a jádra v okolní fotosféře a pouze malá část toku v podobě nevelkého množství siločar a vláken by se měla uzavírat do vlastní penumbry, tedy na nejbližší okolí umbry. Přitom je třeba v modelu zabezpečit i oddělení prostoru nad umbrou od ostatní atmosféry nad skvrnou. Naše dřívější pozorování /Bumba, 1960a/ ukázala na možnost, že nad penumbrou existuje vrstva se zvýšenou intensitou magnetického pole a tedy i větší hustotou siločar zhruba ve výšce hranice fotosféra - chromosféra, ovšem aniž by se nám podařilo stanovit její tvar v prostoru nebo určit její další vlastnosti. Protože se domníváme, že otázku srovnání různých druhů pozorování magnetického pole, pohybů a morfologických struktur pravidelné skvrny ve fotosféře i nad ní není možné dosud uzavřít, předkládáme schéma /viz obr. 5/, ve kterém jsou výše řečené závěry graficky naznačeny a současně jsou vyznačeny i oblasti, ve kterých dosud není jasno zejména o chodu siločar magnetického pole a o pohybu hmoty vzhledem k těmto siločarám.



Obr.5 - Schematický model symetrické sluneční skvrny, jak se jeví z pozorování. Na obrázku znázornena pouze pravá polovina skvrny. Plná tenká čára udává úroveň T=1 ve fotosféře, penumbře a umbře. Plné silné čáry znázorňují chod siločar magnetického pole, šipky směr pohybu materiálu. Tečkovaně jsou vyznačeny oblasti skvrny, o kterých nemáme údaje buď žádné nebo nejisté nebo rozporné.

Z toho všeho co bylo řečeno vyplývá jediný závěr. Pozorovací materiály, týkající se pravidelných skvrn, které jsou nejčastěji předmětem výzkumu, jsou naprosto nedostatečné, zejména pak nekomplexní. Pozorování, především spektrální, se konají s malým prostorovým i časovým rozlišením a malou disperzí. Bylo by třeba pozorovat současně mnoha odlišnými způsoby, a to v bílém světle, monochromaticky, magnetická i rychlostní pole, ve fotosféře i vyšších vrstvách, t. zn. na Zemi, v kosmickém prostoru, opticky i radiově, velmi systematicky, aby byly zachyceny jednotlivé fáze vývoje a pod. Teprve potom bude možno vybudovat dobrý fyzikální model nejobyčejnějšího projevu sluneční aktivity - sluneční skvrny.

LITERATURA

Abetti, G.: 1929, Handbuch der Astrophysik 4, 117

Beckers, J; Schröter, E. H.: 1968, Solar Physics 4, 142

Bumba, V.: 1960a, Izv. Krym. Astroph. Obs. 23, 212

Bumba, V.: 1960b, Izv. Krym. Astroph. Obs. 23, 253

Bumba, V.: 1960c, Izv. Krym. Astroph. Obs. 23, 277

Bumba, V.: 1963a, Bull.Astron. Inst. Czech. 14, 91

Bumba, V.: 1963b, Bull. Astron. Inst. Czech. 14, 134

Bumba, V.: 1965, Stellar and Solar Magnetic Fields /Lüst, R., ed./, Amsterdam, 192

Bumba, V.: 1967, Bull. Astron. Inst. Czech. 18, 238

Bumba, V.: 1983, Publ. of the Debrecen Helioph. Obs. 5, 47

Bumba, V; Ambrož, P.: 1974, Chromospheric Fine Structure /R. G. Athay, ed./, Dordrecht, 183

Bumba, V; Suda, J.: 1983a, Bull. Astron. Inst. Czech. 34, 155

Bumba, V; Suda, J.: 1983b, Bull. Astron. Inst. Czech. 34, 349

Bumba, V; Suda, J.: 1983c, Bull. Astron. Inst. Czech. 34, 29

Bumba, V; Suda, J.: 1984a, v rukopise

Bumba, V.; Suda, J.: 1984b, Bull. Astron. Inst. Czech. 35, 28

Bumba, V.; Ranzinger, P.; Suda, J.: Bull. Astron, Inst. Czech. 24, 22

Cowling, T. G.: 1959, Magnitnaja gidrodinamika, Moskva, 33

Cram, L. E.; Nye, A. H.; Thomas, J. H.: 1981, The Physics of sunspots /Cram, L. E., Thomas, J. H., eds./, Sacramento Peak Obs. 384

De Jager, C.: 1957, Bull. Astron. Inst. Netherlands 13, 133

Evershed, J.: 1909, Monthly Not. of the R.A.S. 69, 454

Evershed, J.: 1910a, Monthly Not. of the R.A.S. 70, 3

Evershed, J.: 1910b, Monthly Not. of the R.A.S. 70, 217

Foukal, P.: The Physics of Sunspots /Cram, LE., Thomas, J.H., eds./, Sacramento Peak Obs., 191

Haugen, E.: 1969, Solar Phys. 9, 88

Chevalier, S.: 1913, Annales de L'Obs. Astronomique de Zo-Sé, 9, 14

Kandrashov, E. V.: 1979, Astr. Cirk. No 1072, 5

Kandrashov, E. V.; Teplickaja, R. B.: 1980 Issled. po geomag., aeronomii i fizike Solnca 52, 25

Kinman, T. D.: 1952, Monthly Not. of the R.A.S. 112, 425
Kinman, T. D.: 1953, Monthly Not. of the R.A.S. 113, 613
Knoška, Š.: 1976, Kandidátska dizertačná práca, AsÚ SAV, Skalnaté Pleso, 24
Loughhead, R. E.: 1968, Solar Phys. 5, 489
Maltby, P.: 1975, Solar Phys. 43, 91
McIntosh, P. S.: 1979, Report UAG-70, World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics
Meyer, F.; Schmidt, M. U.: 1968, Astron. J. 73, 72
Moore, R. L.: 1981a, Astrophys. J. 249, 390
Moore, R. L.: 1981b, The Physics of Sunspots /Cram, L.E., Thomas, J. H., eds./ Sacramento Peak Obs., 259
Muller, R.: The Physics of Sunspots /Cram, L.E., Thomas, J.H. eds./, Sacramento Peak Obs., 340
Nicolas, K. R.: 1981, The Physics of Sunspots /Cram, L.E., Thomas, J.H.,eds./, Sacramento Peak Obs., 336
Nicolas, K.R.; Kjeldseth-Moe, O.; Bartoe, J.-D.F.; Brueckner, E. G.: 1981, The Physics of Sunspots /Cram, L. E., Thomas, J.H. eds./, Sacramento Peak Obs., 167
Severny, A. B.; Bumba, V.: 1958, Observatory 78, 33
Shaposhnikova, E. F.: 1958, Izv. Krym. Astrof. Obs. 18, 151
St. John, Ch. A.: 1913, Astrophys. J. 37, 322
Thomas, J. H.: 1981, The Physics of Sunspots /Cram, L. E., Thomas, J. H., eds./ Sacramento Peak Obs., 345
Waldmeyer, M.: 1955, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Leipzig,274.

Zmeny magnetického poľa v slnečnej škvrne

M. LORENC, SÚAA Hurbanovo

Objav Haleho z roku 1908 poukázal na zásadný význam existencie silných magnetických polí pri vzniku a ďalšom vývoji slnečných škvŕn. Magnetické pole sa javí ako prvoradý faktor, ktorý nielen ovplyvňuje, ale aj riadi prebiehajúcu aktivitu v tej ktorej vrstve slnečnej atmosféry a preto zisťovaniu lokálnych magnetických polí a meraniu ich veľkosti sa prikladá dôležitý význam.

Merania magnetických polí, ktoré sa robili spočiatku hlavne na Mont Wilsone a neskôr v Potsdame metódou premeriavania veľkosti rozštepu magneticky citlivých spektrálnych čiar naexponovaných na fotografický materiál, sa neskôr po zavedení fotoelektrických matód /magnetograf/ v 50. rokoch rozšírili na všetky významné svetové observatóriá. Aj keď fotoelektrické metódy dosahujú vysokú presnosť, využíva sa pôvodná fotografická metóda ešte stále pri učrovaní lokálneho magnetického poľa. Pri týchto meraniach je potrebná polarizačná optika, ktorá umožňuje oddeliť od seba jednotlivé komponenty rozštiepenej spektrálnej čiary. Vzdialenosť jednotlivých zložiek od pôvodnej polohy sa mení s veľkosťou magnetického poľa, pričom je možné určiť aj jeho polaritu.

Horizontálny slnečný spektrograf v Hurbanove dovoľuje získavať spektrogramy objektov slnečnej atmosféry. Prístroj nie je vybavený polarizačnou optikou a preto bola vypracovaná metóda, ktorá umožňuje získať istú informáciu o veľkosti magnetického poľa.

Vychádza sa z predstavy, že ak magneticky citlivá čiara v oblasti bez magnetického poľa má šírku v polovici intenzitného profilu 2δ, táto čiara sa v magnetickom poli škvrny rozštiepi tak, že nová šírka je $2\delta'$. Jednotlivé komponenty rozštiepenej čiary sa prekrývajú natoľko, že sa nedajú rozlíšiť jadrá týchto zložiek a splývajú na jednu širšiu spektrálnu čiaru o uvedenej šírke $2\delta'$. Profil rozšírenej spektrálnej čiary sa aproximoval buď Gaussovým alebo útlmovým profilom. Z mikrofotometrických intenzivných záznamov sa určovalo δ a δ', z ktorých sa zisťovalo príslušné Zeemanovské rozštiepenie. Z veľkosti rozštiepenia sa určovala odpovedajúca veľkosť magnetického poľa /tab. 1 a tab. 2/.

Horeuvedená metóda sa aplikovala na určenie zmien magnetického poľa vedúcej slnečnej škvrny skupiny No. 255 /Solnečnyje dannye 1983, No. 9/, ktorá sa nachádzala blízko stredu slnečného disku. Exponovalo sa spektrum škvrny a jej blízkeho okolia na film NP 27 v okolí magneticky citlivej čiary 630,2508 nm /Landé - faktor g = 2,5/. Exponovať sa začalo o $10^h\ 20^{min}\ 50^s$ UT s frekven-

TABUĽKA 1

$\frac{\Delta\lambda}{\sigma}$	$\frac{\sigma'}{\sigma}$ Doppler - profil	$\frac{\sigma'}{\sigma}$ Útlm - profil
0	1,000	1,000
0,1	1,002	1,053
0,2	1,007	1,115
0,3	1,016	1,184
0,4	1,028	1,259
0,5	1,045	1,343
0,6	1,066	1,433
0,7	1,093	1,531
0,8	1,124	1,634
0,9	1,162	1,744
1,0	1,206	1,859
1,1	1,257	1,979
1,2	1,316	2,103
1,3	1,382	2,231
1,4	1,457	2,362
1,5	1,538	2,497
1,6	1,624	2,633
1,7	1,715	2,771
1,8	1,809	2,912
1,9	1,905	3,054
2,0	2,003	3,197
2,1	2,052	3,342
2,2	2,101	3,487
2,3	2,151	3,633
2,4	2,202	3,779
2,5	2,250	3,927

Pre ďalšie hodnoty je zreteľný rozštep čiary na jednotlivé komponenty.

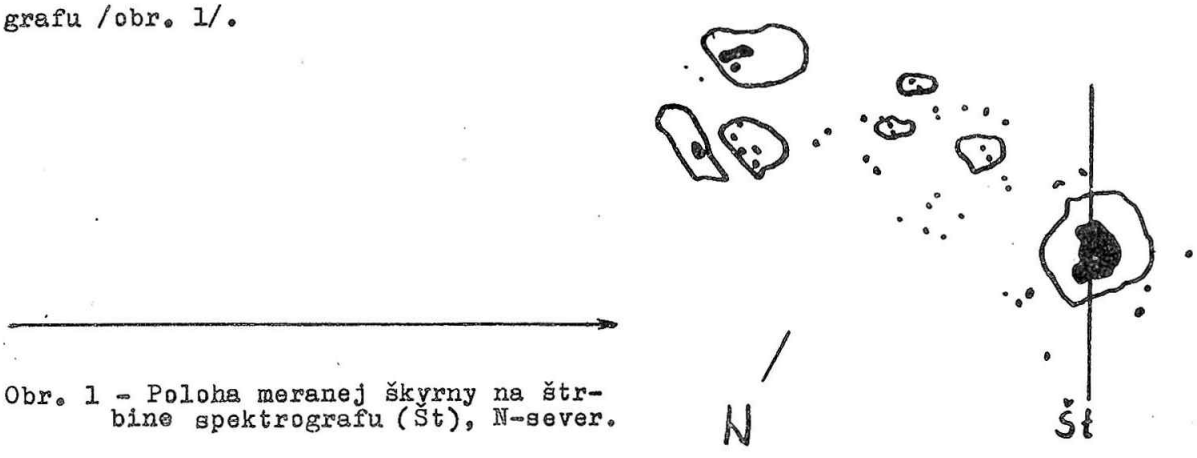
ciou snímkovania každých 20 s pri expozičnom čase 3 s cez filter OG 5. Získané výsledky sú uvedené v tab. 2.

TABUĽKA 2

Číslo snímky	B(T) Doppler-profil	B(T) Útlm-profil	B(T) Meranie komp.
2	-	0,199	0,381
3	0,297	0,162	0,322
4	-	0,199	0,350
6	0,306	0,159	0,312
7	0,244	0,129	-
8	0,278	0,159	-
9	0,274	0,149	-
10	0,333	0,173	0,322
11	0,312	0,169	0,324
12	0,331	0,172	0,345
14	-	0,186	0,362
15	0,304	0,166	-
16	0,247	0,143	-
25	0,308	0,161	-
31	-	0,189	0,312

Z tabuľky vidno veľký rozdiel v hodnotách magnetického poľa podľa typu aproximácie rozšírenej spektrálnej čiary.

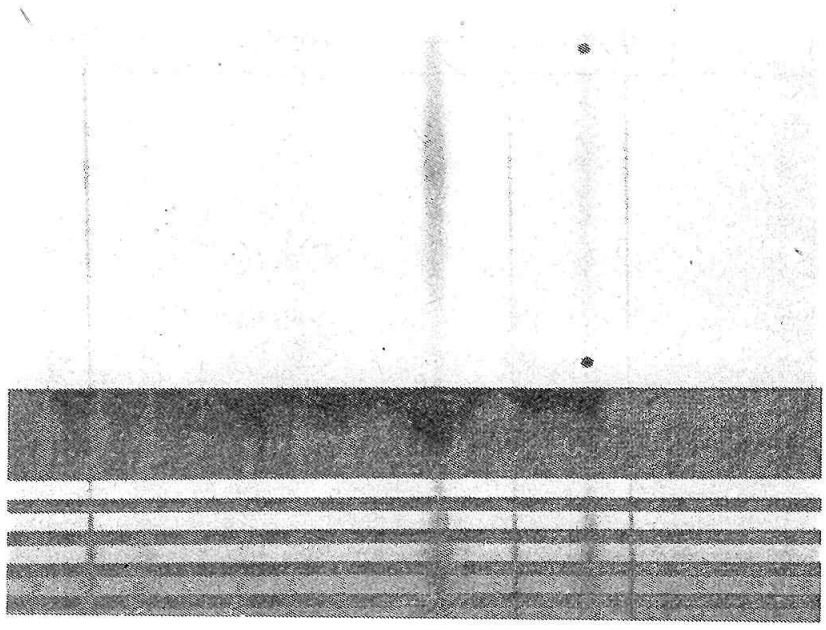
Metóda vyžaduje zrejme použiť na meranie menej magneticky citlivú spektrálnu čiaru (menší Landé - faktor). Expozície sa musia robiť pri kludnom stave zemskej atmosféry, aby bola dobrá pointácia škvrny na vystupnej štrbine spektrografu /obr. 1/.



Obr. 1 - Poloha meranej škvrny na štrbine spektrografu (Št), N-sever.

Metóda po dodržaní horeuvedených podmienok by mohla dať kvalitnejšie výsledky o čo sa pokúsime v ďalšom.

Autor ďakuje dr. M. Rybanskému, CSc. za pomoc pri vypracovaní metódy a L. Pastorekovi za spracovanie napozorovaného materiálu.



Obr. 2 - Snímka rozšírenej spektrálnej čiary 630,2508 nm /označená bodkou/ s naexponovaným fotometrickým klinom.

Výskyt nízkošírkových slnečných škvrn z hľadiska rotácie Slnka

A. ANTALOVÁ, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

Vysoká hodnota polročnej sumy plôch nízkošírkových slnečných škvrn, označovaná ako pulz aktivity, sa vyskytla počas vzostupnej fázy cyklu v 6 prípadoch, z celkového počtu 9 skúmaných 11-ročných cyklov. Nízkošírkové pulzy škvrnotvornej aktivity sú súčasťou zonálne rozsiahlejších pulzov /obr. 1a - 1c/. V priebehu 17. cyklu aktivity /roky 1936 - 1945/ bolo skúmané rozdelenie plôch nízkošírkových škvrn, v závislosti od heliografickej dĺžky /obr. 2/. Identifikované nízkošírkové komplexy aktivity majú diferenciálnu rotáciu. V intervale nízkošírkovej aktívnej dĺžky sa vyskytujú škvrny z obidvoch hemisfér. V článku je diskutovaná otázka príslušnosti komplexov aktivity k rozsiahlejším konvektívnym útvarom - k obrovským celám. Údaje o časovo-priestorovom výskyte slnečných škvrn a fakúl sú porovnané s modelom Gilmanových obrovských ciel.

1. ÚVOD

Zákon rotácie povrchu Slnka bol zistený pozičnými meraniami útvarov slnečnej atmosféry a neskôr spektroskopickými metódami. Pokojná fotosféra, ako aj jednotlivé štruktúry /škvrny, flokule a i./ sa vyznačujú d i f e r e n c i á l n o u r o t á c i o u, t.j. postupným spomalením rotácie od rovníka k pólom Slnka približne o 20%. Na druhej strane veľkorozmerové magnetické útvary v koróne rotujú ako p e v n é t e l e s o, nezávisle od heliografickej šírky. Komplexy aktivity, ktoré sú zložené z niekoľkých priestorovo blízkych aktívnych oblastí, napriek očakávaniu tiež rotujú ako pevné teleso.

Závislosť rotačnej rýchlosti od heliografickej šírky sa líši pre rôzne vrstvy slnečnej atmosféry. Výsledné merania sú uvedené v nasledovných prácach:

- slnečné škvrny: Newton a Nunn /1951/, Ward /1966/, Balthasar a Wöhl /1980/
- fotosférická plazma: Howard a Harvey /1970/, Howard /1976/, Foukal /1979/, Scherrer a i. /1980, Duvall /1982/
- fotosférické magnetické polia: Wilcox a Howard /1970/
- kalciové K štruktúry: Schröter a Wöhl /1976/
- chromosférická plazma: Livingston /1969/
- koronálna plazma: Simon a Noyes /1972/
- koronálne diery: Wagner /1975/, Timothy a i. /1975
- emisná zelená koróna: Sýkora /1971/, Antonucci a Svaldgaard /1974/, Antonucci a Dodero /1979/, Letfus a Sýkora/1982/.

Doteraz neexistuje všeobecne prijaté vysvetlenie vzniku diferenciálnej rotácie. Neoddeliteľnou súčasťou objasnenia vzniku tohto javu je určenie zákona rotácie k o n v e k t í v n e j /podfotosférickej/vrstvy.

Súčasné teórie rotácie konvektívnej vrstvy môžeme rozdeliť na dve základné skupiny:

1. T u r b u l e n t n o - k o n v e k t í v n e t e ó r i e . Základom teórií tohto druhu je turbulentná konvekcia, čiže turbulentný pohyb ovplyvňovaný konvekciou a rotáciou Slnka. Výpočty v modeloch sa uskutočňujú metódou z m i e š a n e j d í ž k y /mixing lenght/. Metóda využíva analógiu medzi procesmi molekulárnej fyziky a turbulentnou konvekciou. Veličine: stredná voľná dráha molekuly, odpovedá veličina: zmiešaná dĺžka. Základné práce sú: Durney a Spruit /1979/, Durney /1982/, Hathaway /1982/.

2. G l o b á l n o - k o n v e k t í v n e t e ó r i e. Základným mechanizmom týchto teórií je k o n v e k c i a vytvárajúca granuláciu, supergranuláciu a obrovské cely, ktoré sú, ako celok, ovplyvňované rotáciou. Detaily rotačného vplyvu na konvekciu sú zatiaľ neznáme. Základné práce: Durney /1968/, Busse /1979, Glatzmeier a i. /1981/, Gilman /1983/, Schmidt a i. /1983/. Táto metóda využíva numerické riešenie Bullarda a Gellmana /1954/ pre rotáciu kvapalinovú guľovú vrstvu.

Teórie rotácie Slnka sa líšia nielen v predpokladoch o určujúcich mechanizmoch, ktoré môžu viesť k vzniku diferenciálnej rotácie, ale sú odlišné aj vo vypočítanom šírkovo-hĺbkovom priebehu rotácie. Zo spektroskopických meraní plynie o 5% rýchlejšia rotácia slnečných škvŕn oproti okolitej fotosfére /Foukal, 1972, 1979/, čo by svedčilo o rýchlejšej rotácii v hĺbke 15-20 tisíc kilometrov. Naopak z hydrodynamických modelov plynie spomalenie rotácie s hĺbkou. Niektoré modely diferenciálnej rotácie /Gilman, 1974, Howard, 1971, Plaskett, 1966/ vyžadujú osovo symetrický meridiálny tok od pólu k rovníku. Z modelov rotácie interných častí Slnka je známy výsledok Yoshimuru /1975/ o nespojitej zmene rotačnej rýchlosti na spodnej hladine konvektívnej vrstvy.

Určenie zákona rotácie Slnka je o to dôležitejšie, že bezprostredne súvisí s produkciou a formovaním elektrických prúdov a z toho plynúcim nepretržitým vytváraním nových magnetických polí na Slnku. Mechanizmus periodického generovania nových magnetických polí na Slnku, presnejšie v jeho konvektívnej vrstve, sa stručne označuje pojmom s l n e č n é d y n a m o . Nutnou podmienkou pre činnosť dynama je rotácia a jej diferenciálny charakter. Z bohatých fenomenologických vlastností magnetických polí pozorovaných na Slnku v priebehu 11-ročného cyklu, môže súčasná teória slnečného dynama vysvetliť iba zásadné súvislosti.

Cieľom tohto príspevku je diskutovať výskyt nízkošírkových /$\pm$ 10° heliografickej šírky/ skupín slnečných škvŕn v k o m p l e x o c h a k t i v i t y , ktoré by mohli byť súčasťou rozsiahlejších konvektívnych útvarov - o b r o v s k ý c h c i e l .

2. PLOCHY NÍZKOŠÍRKOVÝCH ŠKVŔN V ROKOCH 1874 - 1976

Rzdelenie plôch slnečných škvŕn bolo vypočítané v práci Antalová, Gnevyshev, /1983/ pre 8 cyklov slnečnej aktivity /12 - 20/, na základe údajov publikovaných v Greenwich Photoheliographic Results. Jemná štruktúra motýľovitých dia-

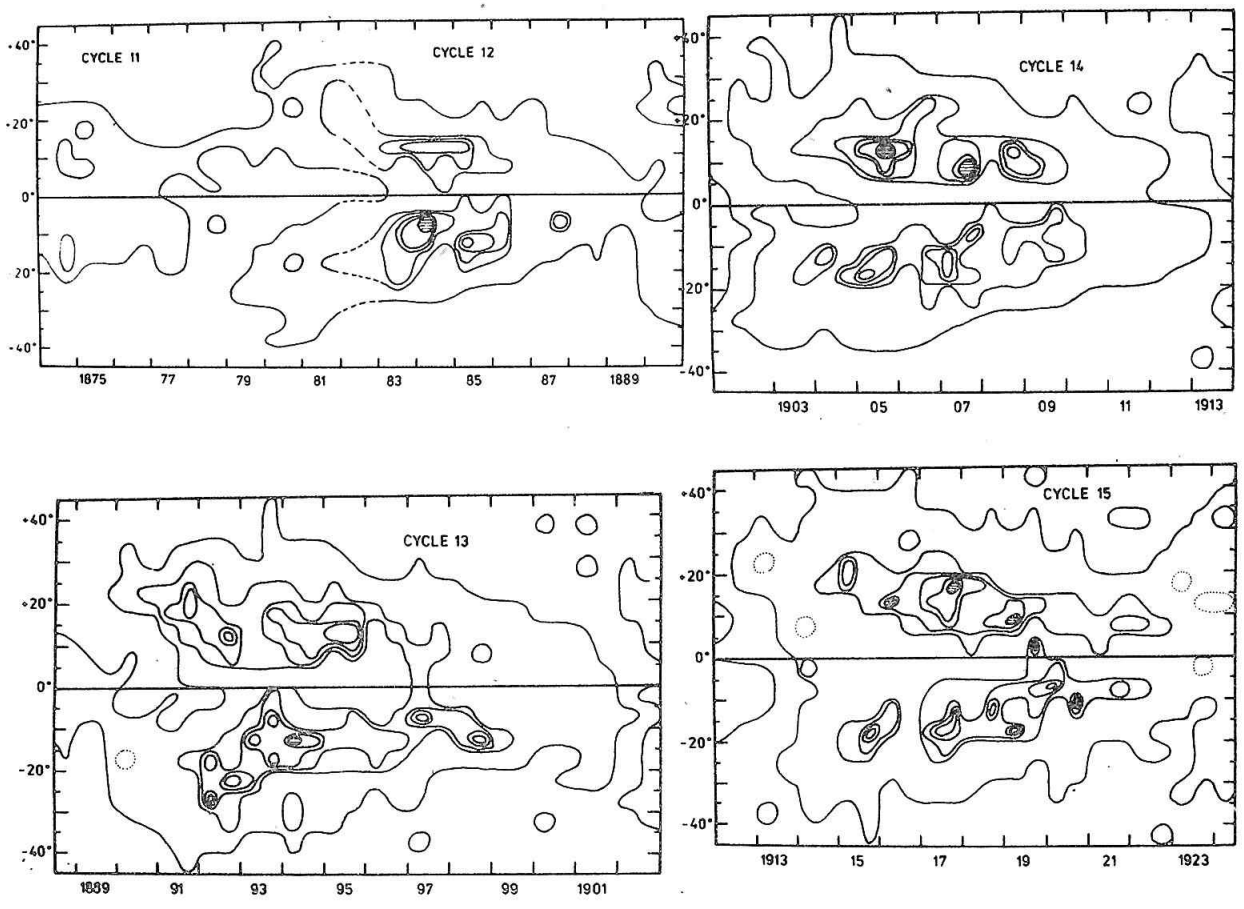
gramov je uvedená na obr. 1a až 1c. Zhrňme najdôležitejšie výsledky týkajúce sa nízkošírkových škvŕn:

1. V šírkovej zóne 0^0-5^0 vzniká v priemere iba 4,8% plochy škvŕn, z celkovej plochy škvŕn v danom cykle. Zóna 5^0 - 10^0 je už základnou z hľadiska tvorby škvŕn, lebo produkuje 22% plochy. Najproduktívnejšia je zóna 10^0 - 15^0, vzniká v nej 29% plochy škvŕn.

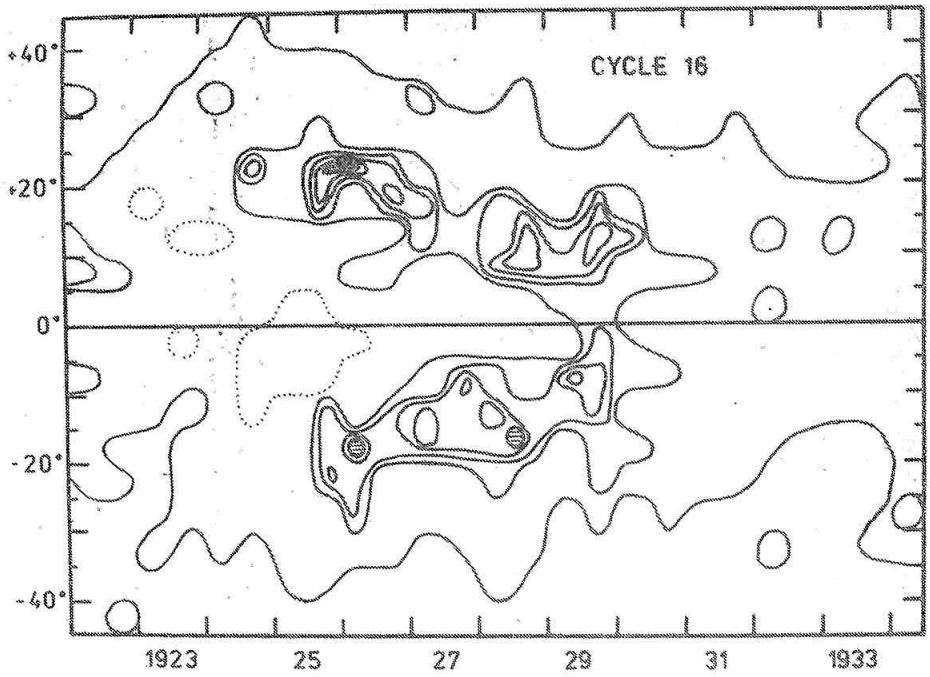
2. Plochy škvŕn nad 30^0 predstavujú iba 2% z celkovej plochy v určitom cykle. Výskyt škvŕn vo vysokých heliografických šírkach je významný iba v tých cykloch, ktoré dosiahli celkove vysoké hodnoty.

3. Jemná štruktúra motýľovitých diagramov svedčí o pulznej podstate škvrnotvornej aktivity. Pulz nízkošírkových škvŕn je spravidla časťou zonálne rozsiahlejšieho pulzu /obr. 1c, r. 1937/.

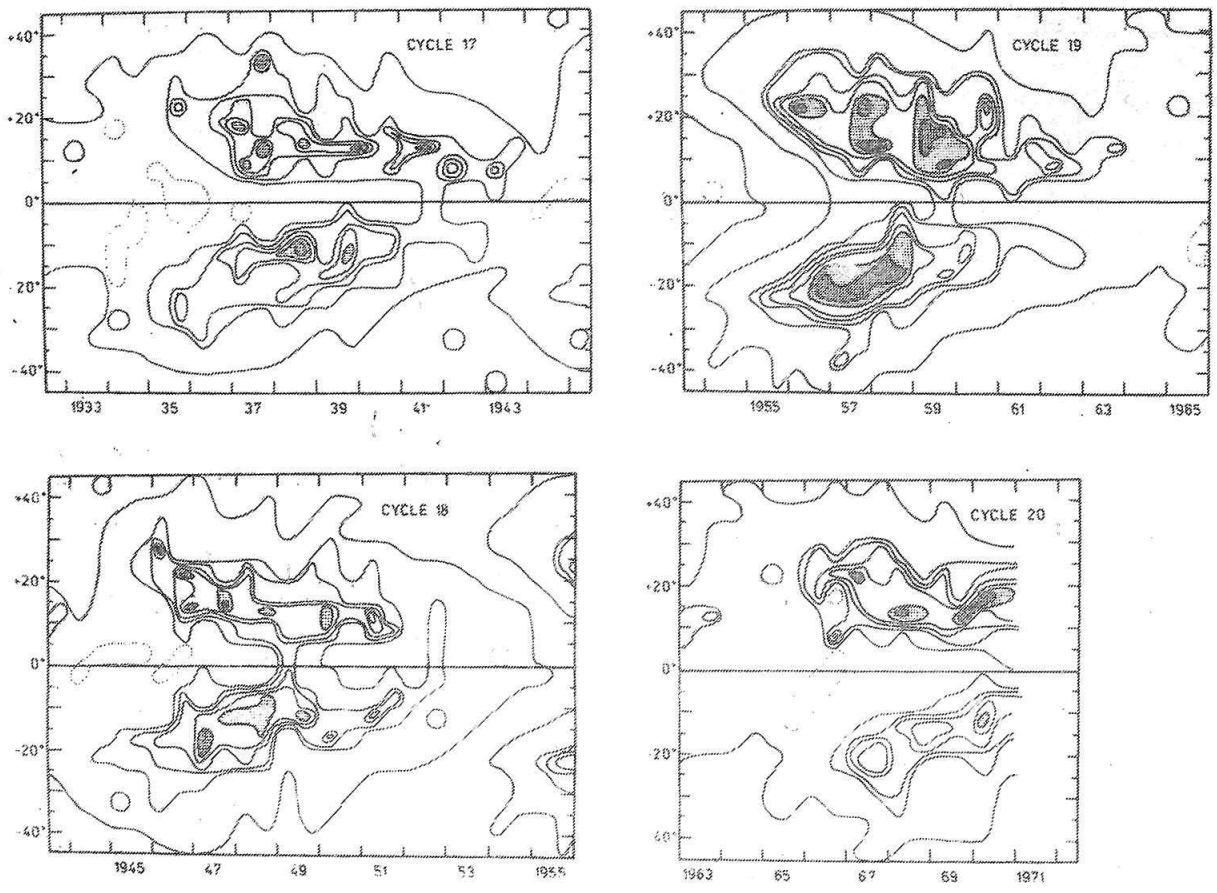
4. Spörerov štatistický zákon o poklese strednej heliografickej šírky škvŕn s fázou cyklu je nepopierateľný. Klasickým príkladom je 16. cyklus aktivity, ktorý je uvedený v detaile na obr. 1b. Napriek tomu v cykle 12 /r. 1884/, 13 /r. 1893/, 14 /r.1907/, 17 /r.1937/, 19 /r.1958/ a 20 /r.1966/ došlo k nízkošírkovému pulzu na v z o s t u p n e j f á z e cyklu.



Obr. 1a - Časovo-šírkové rozdelenie polročných plôch slnečných škvŕn. Kontúry označujú hladiny 10, 20, 30, 40 tisíc miliontín plochy viditelnej pologule Slnka. Hodnoty od 60 do 80 tisíc miliontín sú horizontálne a väčšie ako 80 tisíc miliontín diagonálne šrafované. Nízkošírkové pulzy aktivity: cyklus 12, r. 1883,5, zóna S 5^0 - 10^0; cyklus 14, r. 1905,5, zóna N 5^0-10^0 a r. 1907,5 zóna N 5^0-10^0; cyklus 15, r.1919,0, zóna N 5^0-10^0.



Obr. 1b - Kontúry plôch podobne ako na obr. 1a. Podstatná časť škvrn sa vyskytovala v zonach od 5° do 25° heliografickej šírky.



Obr. 1c - Kontúry plôch podobne ako na obr. 1a. Nízkošírkové pulzy aktivity: cyklus 17, r.1937, zona N 5°-20°, r.1938,5, zona S 5°-15°, cyklus 18, r.1950, zona N 5°-15°, cyklus 19, r.1959, zona N 5°-20°, r.1958,5, zona S 5°-20°.

Uvedené prípady predstavujú 66% z celkového počtu 9 skúmaných 11-ročných cyklov. Pulzný charakter škvrnotvornej aktivity je nutné považovať za dôležitý pozorovací údaj.

3. SÚ KOMPLEXY AKTIVITY SÚČASŤOU OBROVSKÝCH CIEL ?

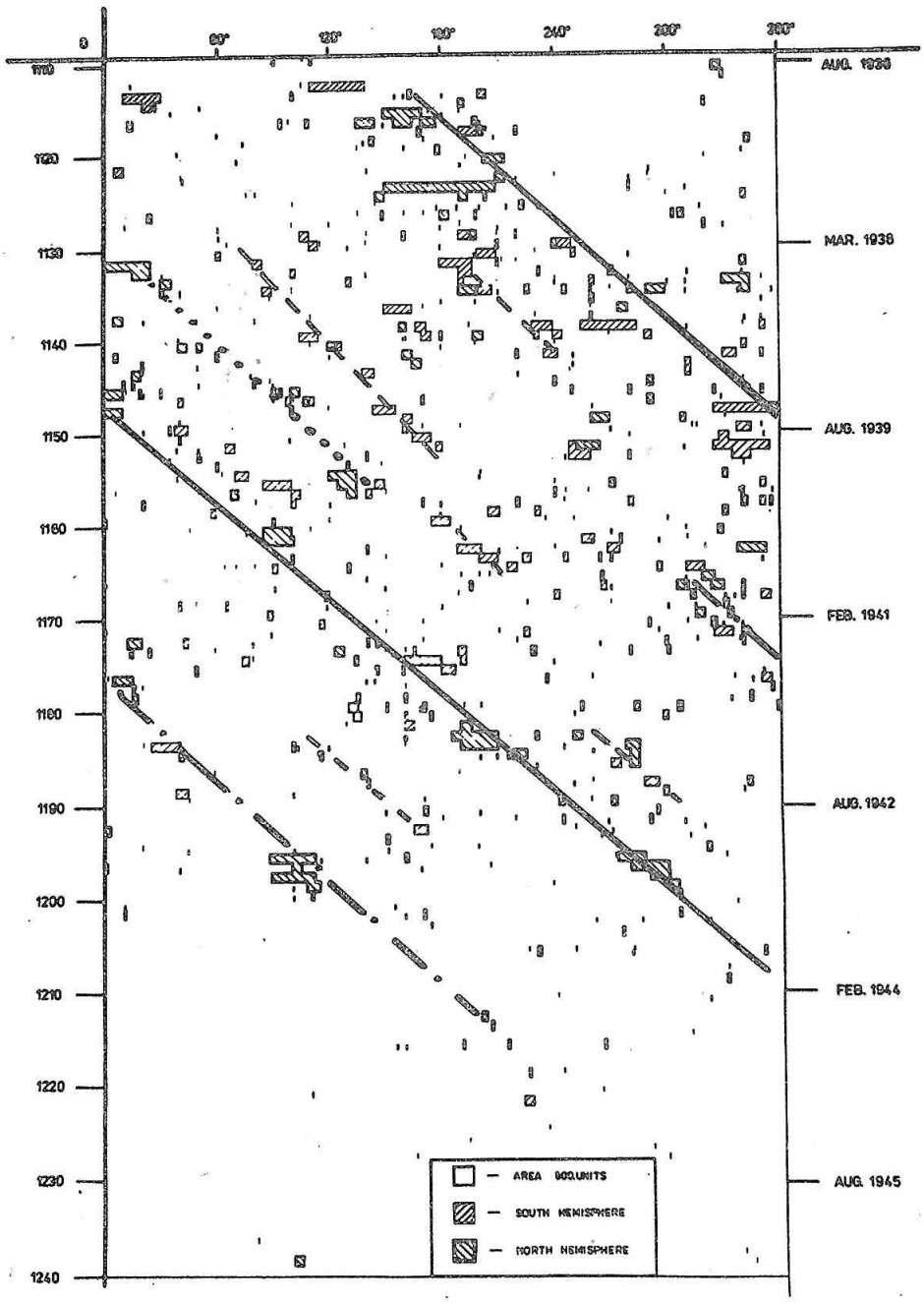
Časová koincidencia zonálne rozsiahleho pulzu aktivity nastoluje otázku spôsobu rozdelenia aktívnych oblastí v heliografickej dĺžke. Z makroštrukturálneho hľadiska môžeme slnečný cyklus rozdeliť na obdobie maximálnej činnosti, ktoré je charakterizované pomerne rovnomerným rozdelením aktívnych oblastí v dvoch pruhoch, lemujúcich rovník v priemernej vzdialenosti 15° /zonálna štruktúra/. Obdobie mimo maxima sa vyznačuje častými fluktuáciami v oblasti určitých intervalov heliografickej dĺžky - vznikajú aktívne dĺžky.

Termín komplex aktivity zaviedli Bumba a Howard /1965/ na označenie veľkoškálového usporiadania magnetických polí v heliografickej dĺžke. Nerovnomerné rozloženie aktívnych oblastí na slnečnom disku bolo zistené mnohými autormi /Bumba, Howard, 1965, 1969, Dodson, Hedeman, 1968, 1972, Ambrož a i., 1971/. Súčasný stav riešenia problému aktívnych dĺžok podal Bumba /1976/ a McIntosh /1981/. Komplex aktivity definujeme ako skupinu, alebo postupnosť aktívnych oblastí, ktoré sa buď nachádzajú blízko seba, alebo nepretržite vznikajú v tej istej lokalite. Doba trvania komplexu aktivity je v priemere pol roka.

Rozdelenie plôch nízkošírkových slnečných škvŕn v závislosti od heliografickej dĺžky je uvedené na obr. 2 pre 17. cyklus. Na základe údajov z Greenwich Photoheliographic Results sú spracované roky 1936 - 1945 /Carringtonove rotácie č. 1110 - 1240/. Z analýzy rozdelenia plynie:

1. Existencia komplexov aktivity. Na obr. 2 sú vyznačené spojením odpovedajúcich aktívnych oblastí.
2. Nízkošírkové komplexy aktivity obsahujú aktívne oblasti z obidvoch hemisfér a to buď súčasne, alebo postupne za sebou. Z tohto dôvodu nízkošírkové komplexy aktivity majú význačné postavenie pri observačnom hľadaní obrovských ciel.
3. Nízkošírkové komplexy aktivity identifikované na obr. 2 rotujú <u>diferenciálne</u>. Ako je známe, v dôsledku diferenciálnej rotácie rovníkové škvrny sa za jednu rotáciu posunú o 5° na západ, škvrny s 5° heliografickou šírkou o 4,5° na západ, v 10° heliografickej šírky o 3° na západ a v 15° šírke o 0,5° na západ. Ako sa dá ľahko určiť z dlhodobých komplexov aktivity identifikovaných na obr. 2 /napr. komplexy aktivity z februára 1941 - februára 1944/, rotácia komplexov dosahuje v priemere posun 5° na západ, takže je diferenciálna. Tento výsledok nesúhlasí s výsledkami iných autorov, ale môže ísť aj o zdánlivú nezhodu. Spomeniem prácu Gaizauskas a i. /1983/, kde bola zistená taktiež pevná rotácia komplexov aktivity, ale pre zóny nad 10° šírky, kde je diferenciálna rotácia malá.

Existenciu komplexov aktivity je možné veľmi prijateľne vysvetľovať na základe dosiaľ iba predpokladaných veľkorozmerových konvektívnych útvarov - obrovských ciel, tak ako bolo podrobne uvedené v úvode /Bumba a i., 1965; Gilman



Obr. 2 - Rozdelenie plôch nízkošírkových slnečných škvŕn v závislosti od heligrafickej dĺžky pre 17. cyklus. Veľkosť vyšráfovanej plochy je úmerná strednej hodnote plochy skupiny v danej rotácii. Komplexy aktivity sú vyznačené spojením odpovedajúcich aktívnych oblastí. Rotácia komplexov aktivity je diferenciálna.

1974, 1981; Simon a i., 1968/. Komplexy aktivity by mali tvoriť tú časť obrovskej cely, v ktorej je najviac skoncentrované magnetické pole. V súčasnosti sú tieto veľkorozmerové útvary hľadané najmä meraniami rýchlostných polí /Hill a i., 1982/.

Povrchový tvar Gilmanových obrovských ciel /1981/ nie je rýchlostne rovnorodý. Hoci má vypočítaná cela rozmer 60^0 v dĺžke i v šírke a je symetricky uložená voči rovníku, v dĺžkovom smere je zložená z 5-6 podsystémov vzostupných a zostupných radiálnych rýchlostných polí, zakrivených v severojužnom smere zhodne s diferenciálnou rotáciou. Cela obsahuje niekoľko ostrovov /4-6/ maximálnej radiálnej rýchlosti, ktoré majú rozmer $10^0 \times 10^0$ a ležia na obvode kružnice. Z hľadiska tvorby škvŕn je najdôležitejšia oblasť rovníkového styku dvoch susedných ciel, kde do šírky 30^0 nad rovníkom symetricky sa rozprestiera kruhový záliv vzostupného radiálneho rýchlostého poľa, s dĺžkovým rozmerom 60^0.

Na druhej strane vzniká otázka, či je možné z pozorovania doložiť prípady takých štruktúr, ktoré vznikajú približne v tom istom čase, sú symetrické voči rovníku, pretínajú rovník a trvajú niekoľko rotácií. V tomto príspevku /obr. 3a - 3g/ uvádzam príklad vzniku a vývoja štruktúry, indikovaný slnečnými škvrnami a fakulami tak, ako sú uvedené v zürišských heliografických mapách. Veľkorozmerová štruktúra kružnicového tvaru vznikala v priebehu 14 dní počas Carringtonovej rotácie č. 1605 /22.8.1973/. Južná časť štruktúry zotrvala do rotácie č. 1616 /16.7.1974/ a prejavila sa , mimo iného, zvýšenou emisiou koróny. Z hľadiska diferenciálnej rotácie je zaujímavé zakrivenie východnej rovníkovej časti kružnicovej štruktúry, lebo je orientované proti smeru diferenciálnej rotácie.

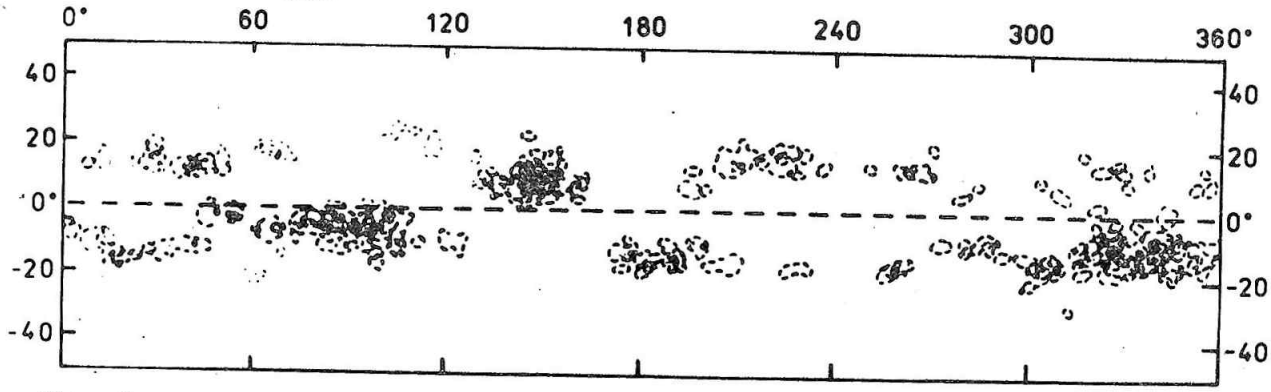
4. ZÁVER

Existencia komplexov aktivity na Slnku si vyžaduje trvalú teoretickú a observačnú pozornosť, lebo súvisí s globálnou cirkuláciou konvektívnej vrstvy. Nestacionárny charakter rýchlostného poľa, pozorovaného na slnečnom povrchu, indikuje mieru turbulencie konvektívnej vrstvy. Úloha rýchlostných polí pri vývoji aktivných oblastí nie je zatiaľ uspokojivo zistená, hoci aktívne oblasti sú relatívne observačne najprístupnejšie. Merania rýchlostných polí, ktoré súvisia s komplexami aktivity, možnými obrovskými celami a celkovou cirkuláciou konvektívnej vrstvy, sú veľmi náročné na presnosť merania a redukcie. Z týchto dôvodov sú zatiaľ známe iba predbežné a často protirečivé výsledky. Mechanizmus diferenciálnej rotácie, slnečného dynama, vzniku obrovských ciel, komplexov aktivity, ale aj dosiaľ nevyjasnenej podstaty slnečných škvŕn sú problémy fyziky Slnka, ktoré majú priamu súvislosť s prognózovaním úrovne aktivity Slnka a nadväznosť na sústavu Slnko - Zem.

POĎAKOVANIE

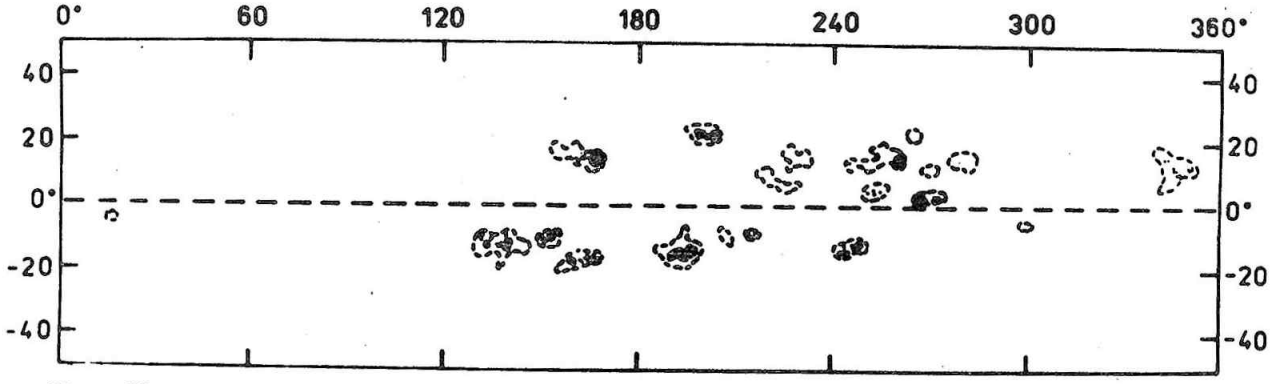
Ďakujem Pavlovi Bendíkovi a Rudolfovi Mačurovi za prípravu ilustrácií.

ROTÁCIA 1598-1602



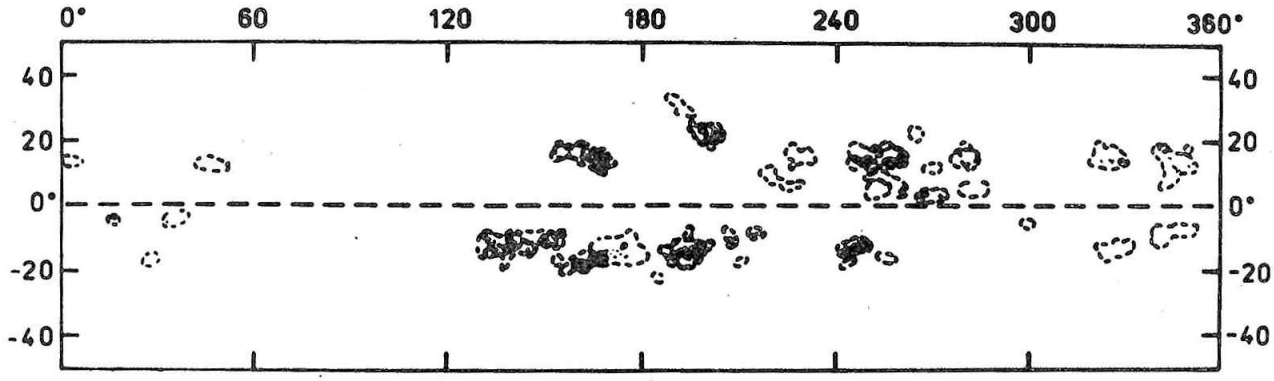
Obr. 3a

ROTÁCIA 1605



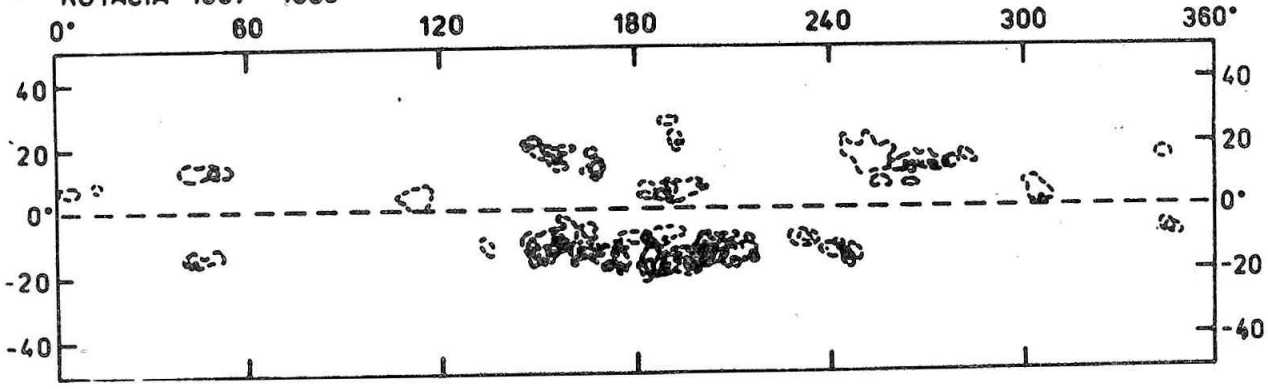
Obr. 3b

ROTÁCIA 1605 - 1606



Obr. 3e

ROTÁCIA 1607 - 1609



Obr. 3d

LITERATÚRA

Ambrož, P.; Bumba, V.; Howard, R.; Sýkora, J.: in IAU Symposium 43, Solar Magnetic Fields, ed. E. Howard, 696

Antalová, A.; Gnevyshev, M. N.: 1983, Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 11, 63

Antonucci, E.; Dodero, M. A.: 1979, Solar Phys. 1962, 107

Antonucci, E.; Svaldgaard, L.: 1974 Solar Phys, 34, 3

Balthasar, H.; Vöhl, H.: 198o, Astron. Astrophys. 92, 111

Bullard, E. C.; Gellman, H.: Philos. Trans. R. Soc., London Ser. A 247, 213

Bumba, V.: 1976, in IAU Symposium 71, Basic Mechanism of Solar activity, ed. V. Bumba and J. Kleczek, 47

Bumba, V.; Howard, R.: 1965, Astrophys. J. 141, 1502

Bumba, V.; Howard, R.: 1969, Solar Phys. 7, 28

Busse, F. H.: 1970, Astrophys. J. 159, 629

Cowling, T. G.: 1981, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 19, 115

Dodson, H. W.; Hedeman, E. R.: 1968, in IAU Syposium 35, Structure and Development of Solar Active Regions, ed. K. O. Kiepenheuer, 56

Dodson, H. W.; Hedeman, E. R.: 1972 in Solar Activity: Observations and Predictions, ed. P. S. McIntosh and M. Dryer, 19

Durney, B. R.: 1968, J. Atm. Sci. 25, 372

Durney, B. R.; Spruit, H. C.: 1979, Astrophys. J. 234, 1067

Durney, B. R.; Hathaway, D. H.: 1984, Solar Phys. in press.

Duvall, T. L.: 1982, Solar Phys. 76, 137

Foukal, P.: 1972. Astrophys. J. 173, 439

Foukal, P.: 1979, Astrophys. J. 234, 716

Gaizauskas, V.; Harvey, K. L.; Harvey, J. W.; Zwaan, C.: 1983, Astrophys. J. 265, 1056

Gilman, P. A.: 1974, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 12, 47

Gilman, P. A.: 1981, in The Sun as a Star, ed. S. Jordan, 231

Glatzmaier, G. A.; Gilman, P. A.: 1981, Astrophys. J. Suppl. 45, 351

Hathaway, D. H.: 1982, Astrophys. J.

Hill, H. A.; Goode, P.R.; Stebbins, R. T.: 1982 Astrophys. J. Lett. 256, L17

Howard, R.: 1971, Solar. Phys. 16, 21

Howard, R.§ 1976, Astrophys. J. Letters 210, L159

Howard, R.; Harvey, J. W.: 1970, Solar Phys. 12, 23

Letfus, V.; Sýkora, J.: 1982, Hvar Obs. Bull. 6, 117

Livingston, W. C.: 1969, Solar Phys, 9, 448

McIntosh, P. S.: 1981, in Physics of Sunspots, ed. L. Cram and J. Thomas, 7

Newton, H. W.; Nunn, M. L.: 1951, Mon. Not. Rey. Astron. Soc. 111, 414

Plaskett, H. H.: 1966, Mon. Not. Roy. Astron.Soc. 131, 407

Scherrer, P.H.; Wilcox, J.M.; Svaldgaard, L.: 1980 Astrophys. J. 241,811

Schmidt, W.; Stix, M.: 1983, Astron, Astrophys. 118, 1

Schröter, E.H.; Wohl, H.: 1976 Solar Phys. 49, 19

Simon, G.W.; Weiss, N.O.: 1968, Z. Astrophys. 69, 435

Sýkora, J.: 1971, Solar Phys. 18, 72

Timothy, A.E.; Krieger, A. S.; Vaiana, G.S.: 1975, Solar Phys. 42, 135

Wagner, W. F.: 1975, Astrophys, J. 198, L 141
Ward, F.: 1966, Astrophys. J. 145, 416
Wilcox, J. M.; Howard, R.: 1970, Solar Phys. 13, 251
Yoshimura, H.: 1975, Astrophys. J. Suppl. 29, 467

Poznámka k asymetrii Wilsonova efektu slunečních skvrn

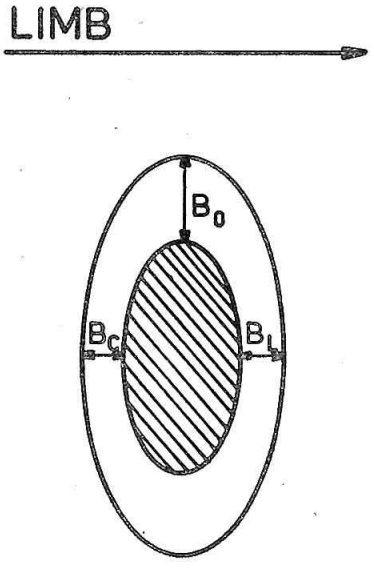
L. HEJNA, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov

ABSTRAKT

V práci je diskutována platnost interpretace asymetrického Wilsonova efektu pozorovaného a interpretovaného Obashevem a spol. Ukazuje se, že uvedená interpretace odporuje realitě a je předložen nový jednoduchý geometrický model skvrny s asymetrickým chodem Wilsonova efektu, jež velice dobře souhlasí s teoretickými požadavky i s pozorováním.

ÚVOD

Velmi známý a poměrně dobře pozorovatelný Wilsonův efekt /efekt projekcie/ ukazuje, že sluneční skvrny lze v jistém smyslu považovat za jakési "nálevkovité" prohloubeniny ve sluneční fotosféře o hloubce /uvažujeme hladinu odpovídající optické hloubce $\tau \approx 1$/ řádově několika stovek kilometrů. Samotný efekt pak pozorujeme jako zdánlivý růst rozdílu /resp. poměru/ šířky penumbry pravidelné skvrny ve směru ke slunečnímu okraji B_L /měřeno podél slunečního poloměru procházejícího středem skvrny/ a šířky penumbry ve směru ke středu slunečního disku B_c /viz obr. 1/. Jako míru viditelnosti Wilsonova efektu obvykle používáme veličinu



Obr. 1
Schematické znázornění veličin určovaných při studiu Wilsonova efektu.

$$\Delta(\varphi) = \frac{1}{2}\,\frac{B_L - B_c}{B_0}, \qquad /1/$$

závisející co do velikosti na heliocentrické vzdálenosti skvrny φ. Význam ostatních veličin je zřejmý z obr. 1.

Pro přísně pravidelnou kruhovou skvrnu o hloubce h /obr. 2a/ pak snadno dostaneme

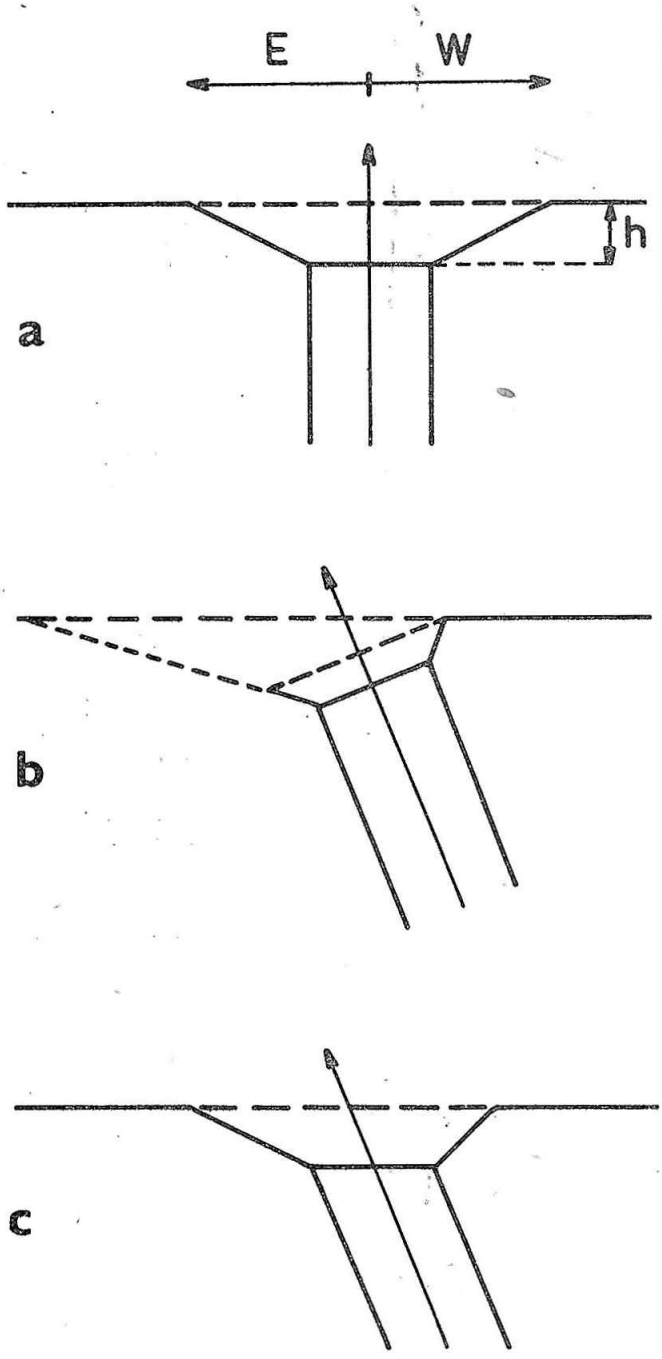
$$\Delta(\varphi) = \frac{h}{B_0}\,\sin\varphi \qquad /2/$$

/Obvykle bereme B_L jako jednotkovou vzdálenost, tj. uvažujeme kruhovou skvrnu, kde $B_0 \equiv 1$/.

Ze vztahu /2/ je zřejmé, že normální Wilsonův efekt je vždy pozitivní /resp. nulový pro $\varphi = 0^\circ$/ a že funkce $\Delta(\varphi)$ má sinusoidální charakter jak na východní, tak i na západní části slunečního disku.

ASYMETRIE WILSONOVA EFEKTU

Na rozdíl od"klasického" normálního efektu, odpovídajícího vztahu /2/ ukazují některá pozorování, že funkce $\Delta / \varphi /$ může být do značné míry nesymetrická a to i při velmi pečlivém výběru kruhových skvrn /máme zde na mysli kruhovost hranice penumbra - fotosféra/. Bývá přitom pravidlem, že hodnoty $\Delta / \varphi /$ pro východní polokouli bývají vyšší než hodnoty pro polokouli západní a někdy lze na západní polokouli pozorovat dokonce i nulové či záporné hodnoty.



Obr. 2 - Různé "Wilsonovské" modely slunečních skvrn. a/ symetrická skvrna se symetrickým Wilsonovým efektem; b/ model Obesheva a spol; c/ model s malou asymetrií.

Podobná asymetrie Wilsonova efektu byla zaznamenána např. Lougheadem a Brayem v roce 1958, Prokakisem v roce 1974 a naposled byla studována na základě velmi rozsáhlého pozorovacího materiálu také Obashevem a spol /1982/ viz obr. 4.

Tito autoři se rovněž pokusili vytvořit jednoduchý model, interpretující pozorovanou asymetrii, a to následujícím způsobem. Předpokládají i nadále kuželovitý povrch penumbry, mající tvar "nálevky" a asymetrického chování veličiny $\Delta / \varphi /$ dosahují sklonem osy symetrie uvažovaného kužele vůči normále ke slunečnímu povrchu směrem k východu o cca 35^{0} /obr. 2b/. Předpokládají tudíž šikmost /a dost výraznou/ roviny "dna" skvrny, určené hranici umbra - penumbra.

Uvedená interpretace je ale zřejmě nereálna. Tak především takováto konfigurace je v přímém rozporu s požadavkem magnetohydrodynamické rovnováhy, daným rovnicí

$$-\Delta p + \mathrm{rot}\,\vec{B} \times \vec{B} + \rho \vec{q} = 0, \qquad /3/$$

kde všechny užité veličiny mají svůj obvyklý význam. Tato rovnice by měla být, vzhledem k tomu, že uvažujeme pouze pravidelné, symetrické a klidné skvrny splněna. V čem tedy spočívá zmíněný rozpor? Umbra slunečních skvrn je oblastí vyplněnou značně silným a do značné míry homogenním magnetickým polem. Magnetické síly v této oblasti musí být dosti malé a gradient tlaku má vertikální složku pouze v souhlase s /2/. Hladina /plocha/ konstantního

tlaku v umbře /tj. hladina odpovídající viditelnému povrchu umbry/ musí být tedy prakticky horizontální a to i v případě, že bude magnetická osa skvrny skloněna, což je v přímém rozporu s výše zmíněným modelem.

Další námitkou proti výše zmíněnému modelu je skutečnost, že v případě, bude-li celá skvrna "ponořena" do fotosféry a skloněna pod již zmíněným úhlem cca 35^0, bude její zanořený okraj ponořen v hloubce $\ell = 2R \sin 35^0 \doteq R \approx 10^4$ km! /R - poloměr skvrny/. Takováto velká deprese je zřejmě nereálna, neboť takováto skvrna by zřejmě nebyla na východním okraji pro $\varphi \geq 55^0$ prakticky pozorovatelná, což by zcela automaticky vedlo k tomu, že $\Delta_E / \varphi \geq 55^0 / = 0$, což je v přímém rozporu i s pozorováním Obasheva a spol.

Co je tedy skutečnou příčinou pozorované asymetrie Wilsonova efektu? Tato otázka je doposud otevřená a její definitívní vyřešení si zřejmě vyžádá další specielně zaměřená pozorování. Zdá se být ale jasné, že sklon magnetické osy skvrny vůči normále zde může hrát určitou roli. Tento sklon lze přímo pozorovat /viz např. Bumba, 1960, Stepanov a Goapsjuk, 1962, Ishopa a Obridko,1965, Teplickaja a Efendieva, 1974 atp./.

Pokusme se nyní vytvořit jednoduchý model, který by dokázal vysvětlit pozorovaný chod veličiny $\Delta / \varphi /$ a jenž by současně neměl výše uvedené nedostatky.

MODEL S MALOU ASYMÉTRIÍ

Potřebujeme tedy vytvořit model, který by vykazoval asymetrický Wilsonův efekt, měl dno skvrny položeno vodorovně a jenž by respektoval požadavek na sklon magnetické osy skvrny. Mělo by se tedy jednat o model nesymetrické skvrny, přičemž příslušná asymetrie /skvrny, ne Wilsonova efektu/ by měla být tak malá, aby bylo možno skvrnu co do tvaru hranice penumbra - fotosféra a v podstatě i co do tvaru a polohy umbry ve skvrně považovat za symetrickou /alespoň při běžném rozlišení běžných patrolních snímků sluneční fotosféry/.

Pokusíme se nyní prověřit, zda výše uvedeným požadavkům vyhovuje představa schematicky /s přehnanou asymetrií/ znázorněná na obr. 2c. Vodorovnost umbry, sklon magnetické osy a asymetrie Wilsonova efektu jsou zde zřejmé. Zbývá tedy prověřit, zda tento model o dvou parametrech /asymetrie $\Delta B = B_{EO} - B_{WO}$ a hloubka h/ koresponduje s pozorovaným chodem $\Delta / \varphi /$ a zda velikost parametru ΔB odpovídá výše uvedenému požadavku zdánlivé symetričnosti.

Na základě obrázku č. 3 lze snadno na základě elementární geometrie, najít "modelový" výraz pro $\Delta / \varphi /$.
Platí

$$\Delta / \varphi / = \frac{\Delta B}{2} \cos \varphi - h \sin \varphi \qquad /4a/$$

pro východní polokouli a

$$\Delta / \varphi / = - \frac{\Delta B}{2} \cos \varphi + h \sin \varphi \qquad /4b/$$

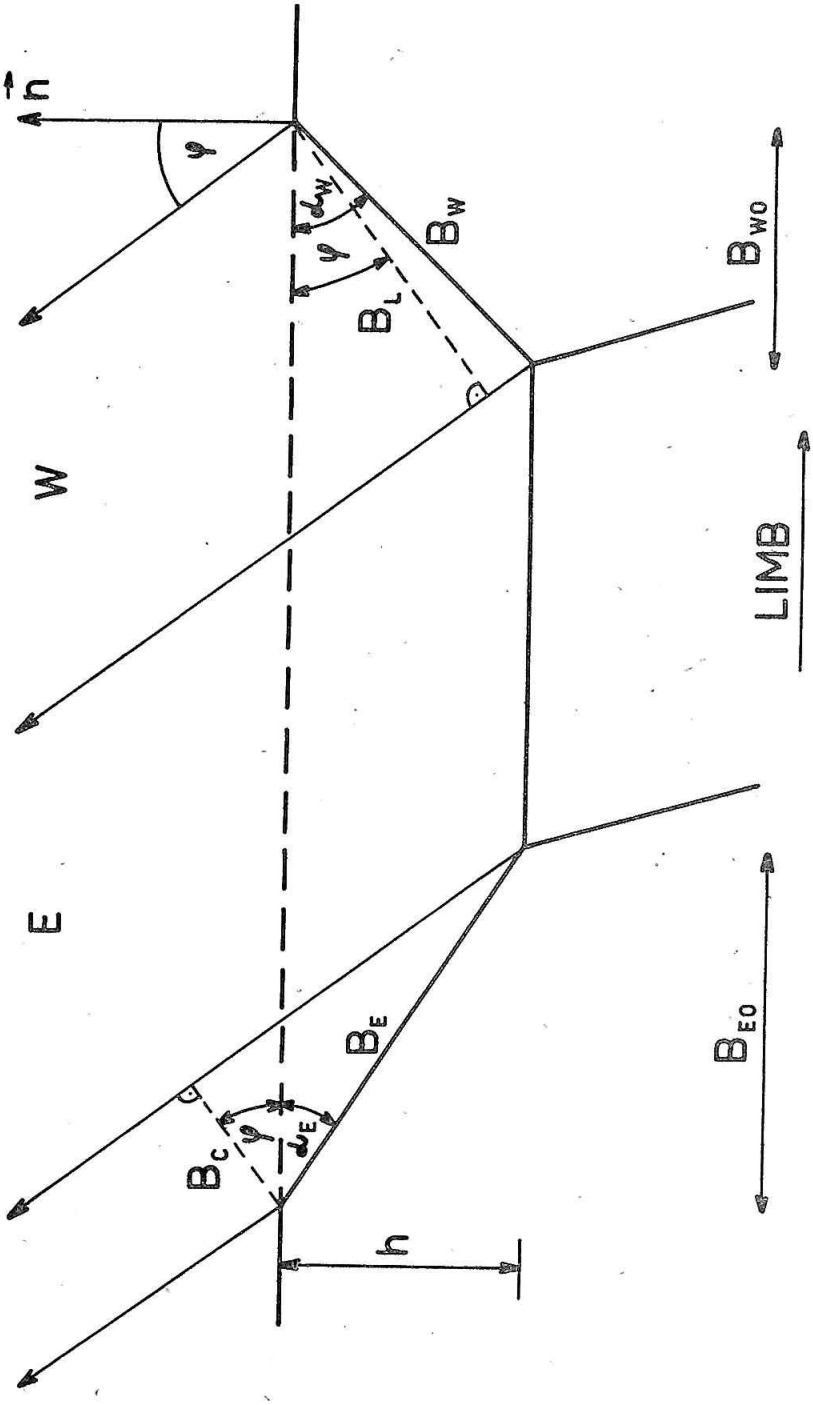
pro západní polokouli. Pro $\varphi = 0$ platí $\Delta / 0 / = \Delta B / 2$.
Vše vyjádřeno v jednotkách $B_0 = 1$.

Pro nalezení parametrů ΔB a h ve vztazích 4a,b použijeme hodnoty Δ /φ/ publikované Obashevem a spol. Ve výše citované práci a metodu nejmenších čtverců: Dostáváme

$$\Delta B = 0.0654$$
$$h = 0.0399 \qquad /5/$$

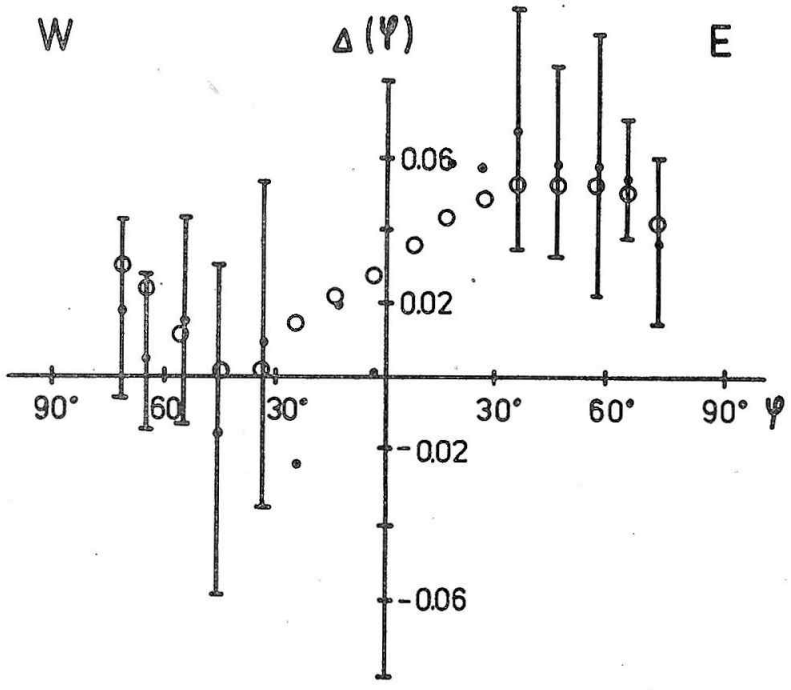
což pro střední skvrnu o průměru umbry 17500 km a průměru celé skvrny 37000 km /viz např. Martynov 1971/ vede k hodnotám /B_0 = 9750/

$$\Delta B = 638 \text{ km}$$
$$h = 389 \text{ km} \qquad /6/$$



Obr. 3 - Geometrie asymetrického Wilsonova efektu pro model sluneční skvrny s asymetrií. φ - heliocentrická vzdálenost skvrny.

Nalezená hodnota "hloubky" skvrny h tedy velice dobře odpovídá běžně přijímaným /viz např. Obridko a Teplickaja, 1978/ hodnotám Wilsonovské deprese a také nalezená hodnota ΔB, která je menší než střední rozměr elementů fotosférické granulace odpovídá námi výše zformulovanému požadavku zdánlivé symetrie. Srovnání chodu modelové veličiny $\Delta/\varphi/$ s pozorovanými hodnotami /obr. 4/ pak ukazují, že námi nalezená funkce 4a,b je velmi dobrým přiblížením.



Obr. 4 - Grafické znázornění chodu veličiny $\Delta/\varphi/$ pozorovaného Obashevem a spol. /malé plné kroužky s úsečkami, udávajícími chyby měřené tam, kde je bylo možno určit/ a nalezeného na základě modelu skvrny s malou asymetrií /prázdné kroužky/.

Při praktickém určování veličiny $\Delta/\varphi/$ na základě velkého počtu fotografií je pochopitelně chyba každého jednotlivého měření srovnatelná nebo dokonce větší než hodnota ΔB a asymetrie se projeví spíše jako trend k asymetrii, který vynikne teprve při konečném statistickém zpracování naměřených výsledků.

ZÁVĚR

Na základě výše uvedeného lze konstatovat, že výše skonstruovaný model poskytuj. zatím nejlepší a nejjednodušší objasnění asymetrie Wilsonova efektu pozorované Obashevem a spol. K rozhodnutí o tom, zda a do jaké míry odpovídá uvedený model realitě může přispět pouze a jedině pozorování a to především pozorování prováděné se značně lepším rozlišením než je rozlišení běžně užívaných patrolních snímků. Tak například horizontálnost hranice umbra - penumbra by bylo možno experimentálně prokázat na základě "plošného" Wilsonova efektu, tj. na základě detailního studia změn plochy umbry stabilních skvrn v závislosti na poloze těchto skvrn na Slunci atp.

LITERATURA

Bumba, V.: 1960, Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs. 23, 212
Ishopa, B. A.; Obridko, V. N.: 1965, Soln. Dann. No 3, p. 54
Loughhead, R. E.; Bray, R. C.: 1958, Australian J. Phys. 11, 177
Martynov, D. Ja.: 1971, "Kurs obščej astrofiziki", Nauka, Moskva, p. 84
Obashev, S. O.; Gainullina, R. Kh; Minasyants, T. M.; Minasyants, G. S.: 1982, Solar Phys. 78, 59
Obridko, V. N.; Teplickaja, R. B.: 1978, "Fizičeskie uslovija v solnečnych pjatnach", Itogi nauki i techniki - Astronomia, Tom 14, Moskva
Prokakis, Th.: 1974, Solar Phys. 35, 105
Stepanov, V. E.; Gopasjuk, S. I.: 1963, Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs. 28, 194
Teplickaja, R. B.; Efendieva, S. A.: 1974, Soln. Dann. No 11, p. 66.

Multispektrální struktura permanentního radiového zdroje a jeho evoluce

P. AMBROŽ, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov

ABSTRAKT

V práci je popsána metoda projektivní rekonstrukce struktury radiového zdroje permanentního charakteru. Jsou provedeny analýzy radioheliogramů pozorovaných na frekvencích 169, 160, 80 a 43 MHz v průběhu druhé poloviny května 1981. Evoluce struktury radiového zdroje je porovnávána se strukturou vypočteného extrapolovaného magnetického pole ve sluneční koroně a s jeho vývojovými tendencemi. Je předloženo schema magnetické konfigurace v níž permanentní radiový zdroj vznikl.

Šumové bouře se řadí mezi ty projevy sluneční aktivity, u nichž přes usilovnou snahu několika desetiletí výzkumu nelze jednoznačně stanovit, jaký je jejich skutečný mechanizmus. Přes řadu výsledků pozorování pro něž máme k dispozici několik alternativních modelů a mechanizmů, které jsou schopny celý pozorovaný proces vysvětlit, existuje určitá část pozorování, kde tyto mechanizmy nevyhoví a jsou tedy nedostatečné. Z těchto hledisek tedy můžeme považovat proces šumových bouří zatím za nedostatečně prozkoumany a vysvětleny. Celá záležitost je o to pozoruhodnější, že šumové bouře jsou zpravidla lokalizovány do těsného okolí aktivních oblastí resp. do komplexů aktivity, avšak je k dispozici řada argumentů které ukazují, že šumová bouře není procesem, který přímo souvisí s erupční aktivitou přilehlé aktivní oblasti.

Z morfologického hlediska jsou zdroje šumových bouří často dlouhodobě žijící útvary ve sluneční koroně v nichž mnohdy pozorujeme i několik dní trvající zvýšení jasu v kontinuu. Vlastní šumové bouře jsou krátkodobá, několik minut trvající vzplanutí, jež se skládají z řady velmi krátkých impulzních zvýšení radiového toku. Ta se zpravidla superponují na dlouhodobá zvýšení jasu v kontinuu.

Pro všechny dosud vypracované modely a mechanizmy je příznačné, že jako rozhodující parametr pro vznik šumových bouří zahrnují jednak hustotu koronální plazmy a dále potom intenzitu a strukturu koronálního magnetického pole. Vzhledem k tomu, že hustota plazmy v koroně a struktura a intenzita magnetického pole jsou patrně spolu opět příčinně svázány, při čemž magnetické pole zde hraje rozhodující roli, je studium struktury koronálního magnetického pole velmi důležitým klíčem k pochopení tohoto jevu.

Ideálním stavem při takovém výzkumu by bylo mít k dispozici pro analýzu všechny potřebné fyzikální veličiny z přímých pozorování. Z praxe ovšem víme, že právě takový soubor pozorovaných veličin nejsme schopní pozorováním zajistit ani tehdy, když organizujeme pozorovací kampaň na široké bázi mezinárodní spo-

lupráce s využitím veškeré dnes dostupné špičkové pozorovací techniky. Informace o koronálním magnetickém poli nejsou v tomto tvrzení vyjimkou, zde dokonce můžeme bez nadsázky konstatovat, že situace je téměř katastrofálně neuspokojivá.

Jisté náděje se pro nedalekou budoucnost vkládají do moderních pozorovacích metod, které by byly aplikovány ze speciálních zařázení pracujících v kosmickém prostoru. O jejich realizaci se ale neuvažuje dřív než v roce 1990. Do té doby jedinou cestou jak se orientovat ve struktuře a intenzitě koronálního magnetického pole jsou nepřímé informace, které můžeme za dosti zjednodušujících předpokladů získat modelovou numerickou extrapolací měřených fotosférických magnetických polí, kde jedině jsou dosavadní metody uspokojivě rozpracovány a technicky zvládnuty.

V předložené práci je využito některých pozorování, která byla pořízená v rámci mezinárodně organizované pozorovací kampaně s oficiálním názvem "Coordinated Observations of Type I Bursts Noise Storms" v období od 16. do 24. května 1981. Informace o rozložení radiových zdrojů pro toto období byly převzaty z pozorování které popsali Steward a Eason /1983/ a získali je na velkém radioheliografu CSIRO v Coolgora v Austrálii pro frekvence 160, 80 a 43 MHz. Druhým zdrojem informací o polohách radiových zdrojů na frekvenci 169 MHz jsou výsledky práce Merciera /1983/ a vycházejí z pozorování na radiointerferometru v Nancay ve Francii. Výchozí data pro aplikaci metodiky extrapolace magnetických polí do korony jsou fotosférická pozorování, prováděná pravidelně na observatoři Mt. Wilsonu v USA. Byla použitá měření ze 14., 17., 21., 22. a 23.5.1981.

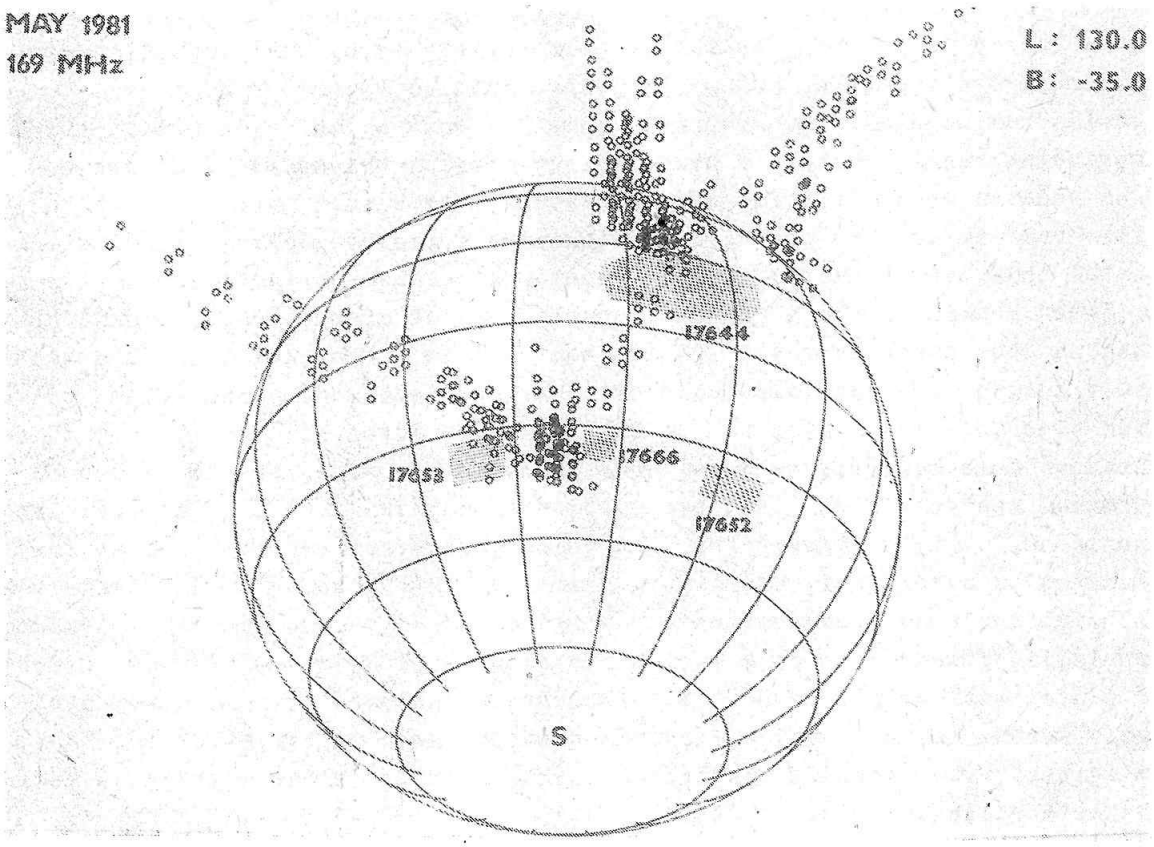
Jak již bylo zdůrazněno, radiové zdroje v koroně se pro různé frekvence nacházejí v různých výškách nad slunečným povrchem. Stanovení této výšky je dosti nesnadnou úlohou. Obvyklý postup je takový, že vycházíme z teoreticky zdůvodněné úvahy, že poloha zdroje je v těsném okolí nad hladinou, definovanou t.zv. kritickou plazmovou frekvencí. Tato hladina je daná určitou hodnotou elektronové hustoty, avšak závislost elektronové hustoty na výšce nad povrchem známe obecně pouze pro velmi zjednodušené osově symetrické a homogenní modely korony. Ve skutečnosti ale sluneční korona je prostředí značně nehomogenní a i předpoklad osové symetrie je velmi zjednodušující a dá se říci, že nereálný. Za těchto okolností potom stanovení závislosti elektronové hustoty na výšce nad povrchem pro konkretní radiový zdroj je pomocí těchto metod velmi neurčité a snad jediný použitelný postup je modelový přístup, jehož jeho jednu možnou koncepci popsali na př. Ambrož a Wolf /1983/.

Jinou cestou ke stanovení výšky radiového zdroje je postup využívající předpokladu, že poloha radiového zdroje v koroně se během několika málo dní příliš nemění. Je samozřejmé, že tento předpoklad má své slabiny, avšak dává nám možnost při dostatečně přesném stanovení souřadnic zdrojů vůči slunečnímu disku využít známé rychlosti rotace heliografické souřadné sítě vůči pozorovateli a použít pro lokalizaci zdrojů metod prostorové trigonometrie /viz příloha 1/.

Podstata metody je prostá. Jesliže chápeme radiový zdroj jako koronálny útvar, který nemění svojí polohu, potom již jednodenní časový odstup mezi dvěma pozorováními nám dovolí trigonometricky zaměřit tento objekt vůči určitě, pevně definované souřadné soustavě a tak spočítat všechny tři souřadnice zdroje. Hned na počátku se ale setkáme s velmi závažným problémem, který spočívá především v tom, že pro obě pozorování nedokážeme v radiovém zdroji identifikovat tutéž objemovou jednotku. Krátce řečeno, nedokážeme trigonometricky zaměřovat jeden konkretní bod a proto předpokládáme, že alespoň části zdrojů, které jsou na obou pozorováních přítomné jsou obrazem - projekcí jednoho a téhož útvaru v koroně. Poněvadž naše pozorování nejsou informaci pouze o tom, zda v určitém bodě obrazové roviny byl či nebyl radiový zdroj zjištěn, můžeme si celé obrazové pole rozdělit na dostatečně jemnou síť a z jejich uzlových bodů vést směrem k pozorovateli přímkové pozorovací paprsky. Pro jednoduchost lze předpokládat, že tyto paprsky jsou pro jeden pozorovací den rovnoběžné. Při kombinaci dvou pozorování, která jsou přiměřeně časově odlehlá, dostáváme tak k dispozici dva svazky pozorovacích paprsků u nichž vyšetřujeme zda se vzájemně pronikají. Pokud áno a děje se tak pro rozumné výšky nad slunečním povrchem, potom s určitostí můžeme hovořit o permanentním radiovém zdroji, který svoji polohu v koroně nemění. Pokud je průnik částečný nebo se svazky neprotínají, potom se nepochybně jedná o koronální objekt, který se s časem vyvíjí a mění svůj tvar a polohu.

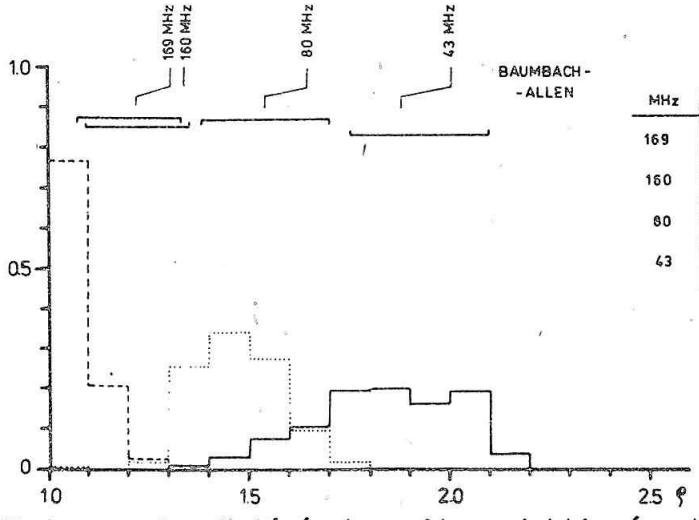
U permanentního zdroje vznikají obtíže se stanovením jeho výšky touto metodou zvláště tehdy, když časový odstup mezi oběma pozorováními je příliš krátky a úhel mezi oběma svazky je příliš ostrý jak je demonstrováno na obr. 1. Potom oblast průniku obou svazků velmi dobře definuje heliografické souřadnice L /délku/ a B /šířku/ zdroje v jejich projekci na sluneční povrch, avšak výškově je oblast průniku příliš protáhlá a tedy velmi neurčitě definovaná. Z těchto důvodů byly pro každou frekvenci provedeny analýzy výšky průniku svazků pro situace, kdy časová odlehlost dvou odpovídajících si pozorování je taková, že úhel mezi oběma svazky je $\approx 90^{\circ}$. Potom lze snadno stanovit histogram závislosti počtu průsečíků přímek z obou svazků na výšce nad povrchem. Výsledek pro všechny čtyři studované frekvence je znázorněn na obr. 2, kde na vodorovné ose je znázorněna výška nad povrchem a na svislé ose počet všech průsečíků pro jednotlivé frekvence, normovaný k jedničce. Tabulka v pravé části obrázku udává, jakou výškovou vrstvu budeme v další analýze pro jednotlivé frekvence sledovat. V horní části grafu je vyznačen vztah mezi výsledky této analýzy a výškami odvozenými z úvah o kritických frekvencích na základě Baumbach-Allenova modelu hustoty korony. Je zřejmé, že všechny výsledky zde provedené analýzy dávají výšky radiových zdrojů poněkud menší než plynou z hustotního modelu korony.

Na základě výše popsané metodiky protorové trigonometrie permanentních koronálních útvarů byl celý dostupný pozorovací materiál analyzován a byly zjištěny některé výsledky, které budou dále specifikovány. Radiové zdroje na všech studovaných frekvencích ve sledovaném období na jižní sluneční polokouli vykazovaly dlouhodobou přítomnost v okolí aktivní oblasti HR 17 653. Během celého období a na všech frekvencích byly zjištěny výrazné změny v rozložení zdrojů. Zdroje na jednotlivých frekvencích vytvářejí vzájemně spojité konfigurace, což



Obr. 1 - Grafický výstup vypočetního programu pro trigonometrickou identifikaci polohy radiových zdrojů v korone. Malé kroužky predstavují polohy průsečíků dvojic různobežek. V grafu jsou zahrnuty všechny průsečíky z pozorování na frekvenci 169 MHz v dnech od 16.do 23.5.1981.Dlouhé paprskovité útvary jsou nedostatkem metody a vznikají v důsledku malého časového odstupu mezi dvema pozorováními. Šrafovane jsou vyznačeny prítomné aktivní oblasti.

VÝŠKY RADIOVÝCH ZDROJŮ

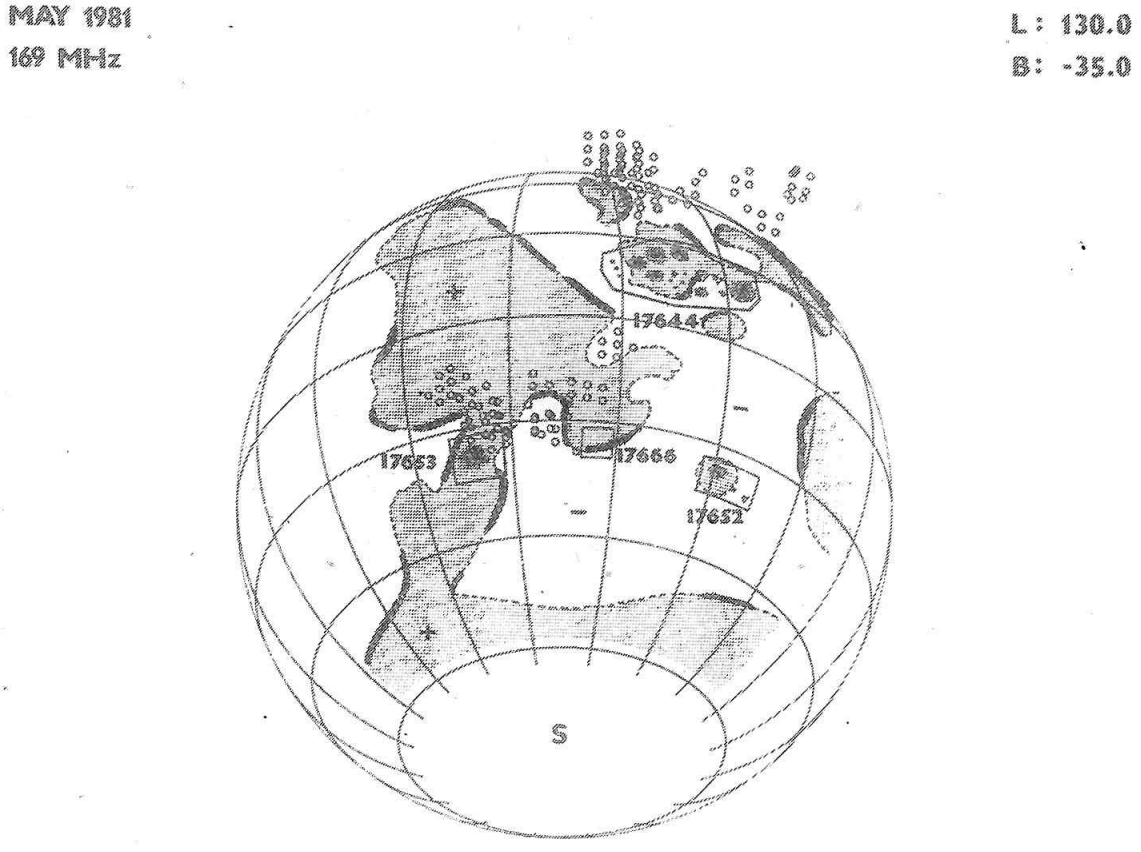


MHz	RDOL	RHOR
169	1.07	1.33
160	1.09	1.35
80	1.38	1.70
43	1.75	2.10

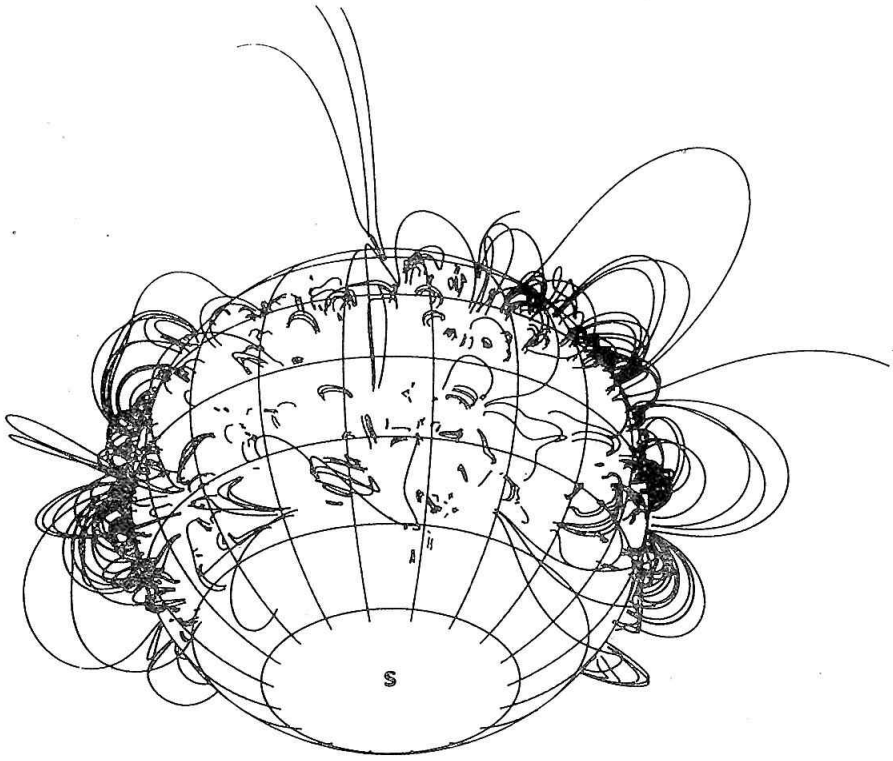
Obr. 2 - Histogram dovolující stanovit projektivní metodikou výšky radiových zdrojů. Tabulka a vodorovné úsečky v horní části obrázku udávají meze v nichž je lokalizace radiového zdroje nejvíce pravdepodobná. Výšky jsou porovnávány s hladinami pro kritické frekvence podle Baumbach-Allenova modelu hustoty korony. Výška je určována v desetinách polomeru Slunce, počínaje od jeho středu. Počty průsečíků pro každou frekvenci jsou normovány k jedničce, úhel mezi dvojicí projektovaných svazků je $\approx 90°$.

zřetelně ukazuje na jejich spjatost se strukturou magnetických polí v koronálním prostoru. Vzhledem k tomu, že největší spojitost ve vývoji byla nalezena u materiálu z Nancay pro frekvenci 169 MHz a největší změny resp. výrazné spojitosti se objevují u materiálu pro frekvenci 43 MHz lze usuzovat, že v podstatě evoluční změny ve struktuře koronálního magnetického pole jsou blízko při povrchu poměrně malé a s výškou výrazně narůstají. Patrně to souvisí s procesem propojování různých magnetických oblastí.

Vzhledem k rozsahu oblastí z nichž máme informace o radiovém záření lze usuzovat, že struktura těchto zdrojů přímo nesouvisí s vnitřní magnetickou konfigurací aktivních oblastí, poněvadž ta je velmi kompaktní a uzavřená a patrně svojí elektronovou hustotou se bude omezovat na záření v oboru vysokých frekvencí. Pozorované radiové zdroje nejspíše souvisí se strukturou magnetického pole, kde jsou propojeny oblasti aktivního centra s blízkými i poměrně vzdálenými oblastmi pozaďového magnetického pole. Je zřejmé, že i poměrně stabilní rozložení opačných polarit ve fotosféře může vyvolat velmi výrazné změny v propojení jednotlivých oblastí, jestliže se mění rozložení intenzit magnetického pole na úrovni fotosféry. Pro celou studovanou oblast je příznačné, že jak během vlastního pozorovacího intervalu tak i v průběhu několika přilehlých otoček se jednalo o oblast, v níž docházelo k velmi markantním



Obr. 3 - Průsečíky získané ze stejných vstupných dat jako na obr. 1, avšak zde bylo zavedeno do programu výškové omezení polohy zdroje v intervalu od 0.15 do 0.45 $R_\odot$ nad fotosférou. Šrafované jsou vyznačeny oblasti v nichž má pozaďové pole kladnou polaritu, čárkované je vyznačena neutrální čára podélné komponenty magnetického pole. Tluste jsou vyznačeny polohy filamentů a plnou čarou ohraničené oblasti s čísly jsou jednotlivé skupiny slunečních skvrn s číslováním podle Mt. Wilsonu.



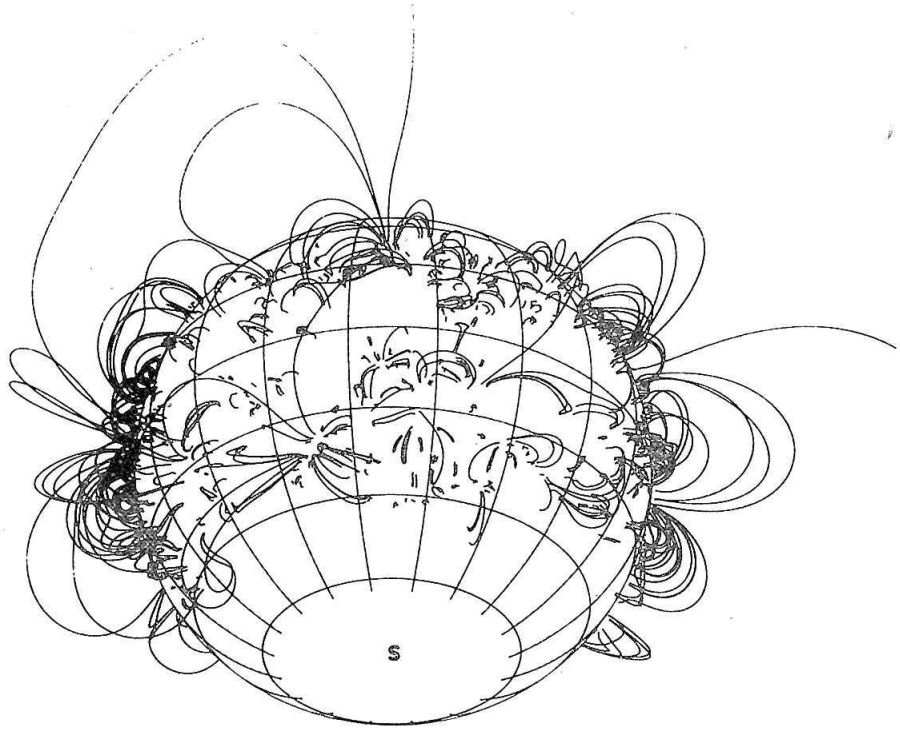
MAY 14,1981

L_0: 130.0

B_0: -35.0

Obr.4a

Vývoj struktury magnetického pole ve sluneční koroně jak se jeví na základě numerických extrapolací odvozených z pozorování fotosférických magnetických polí ve dnech 14., 17. a 21.5.1981. Všechny tři obrázky /a - c/ jsou ve stejné projekci pro porovnání změn i pro srovnání s obr. 1 a 3.



Obr. 4b

Viz text k obrázku 4a. Situace pro 17.5.1981.

MAY 17,1981

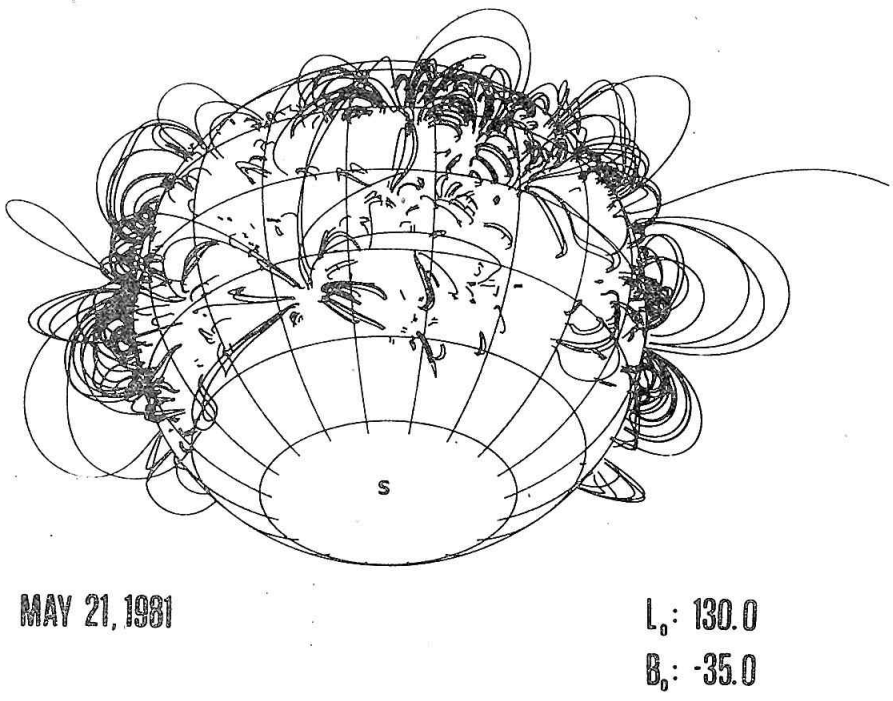
L_0: 130.0

B_0: -35.0

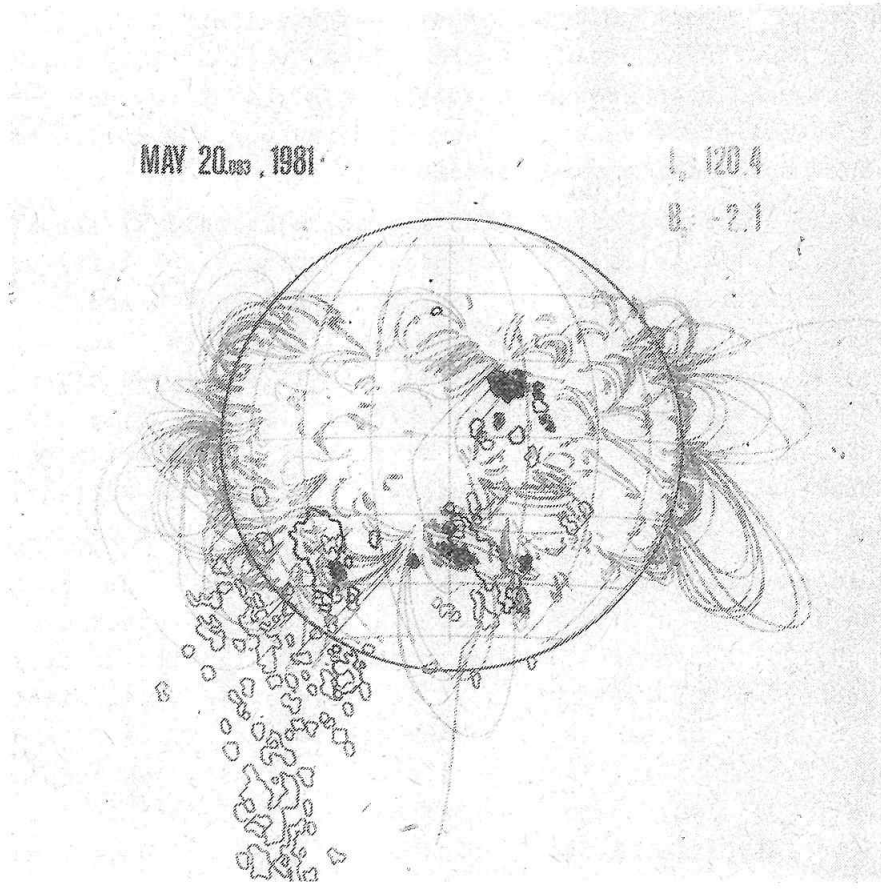
strukturálním změnám a poměrně bouřlivé evoluci sluneční činnosti. Odtud lze tedy uzavřít, že pozorovaná evoluce tvaru oblastí v nichž byly registrovány radiové zdroje na celé řadě frekvencí souvisí s globální evolucí rozložení magnetického pole ve fotosféře ve studovaném sektoru /obr. 3/ a s odrazem těchto změn ve struktuře koronálního magnetického pole.

Pro analýzu vztahu struktury koronálního magnetického pole ke struktuře koronálních radiových zdrojů byl proveden výpočet bezproudových konfigurací siločar koronálního magnetického pole pro dny, pro něž byly k dispozici originální měřená magnetická data /obr. 4/ s využitím metodiky prezentované v práci Ambrože /1980/. U vypočtených struktur musíme kalkulovat s určitou chybou výsledných siločar oproti reálným plazmovým strukturám v koroně. Tyto rozdíly vyplývají ze zjednodušení použitých v modelu. Na základě zkušeností z porovnání s pozorovanou strukturou korony lze ale zodpovědně tvrdit, že základní struktura v oblasti výšek od 0.1 do 0.7 $R_{\odot}$ nad fotosférou velmi dobře odpovídá realitě.

Porovnáním evoluce magnetických siločar v průběhu několika dní vidíme, že původní nevýrazná a poměrně uzavřená magnetická obloukovitá struktura se ve dnech 21. a 22.5.1981 rozvinula do velmi rozsáhlé vějířovité konfigurace. V souhlasu s předchozí prací Ambrože /1983/ se ukazuje, že vějíř siločar vychází z aktivního centra a až na vzácné výjimky radiálních siločar je na opačné straně ukotven v okolním magnetickém poli opačné polarity jak je názorně vidět na příkladu z 20.5.1981 demonstrovaném na obr. 5. Jednotlivé siločáry tedy představují ve fotosféře ukotvené obloukové útvary, při čemž výšky vrcholů oblouků budou pro různé siločáry různé. Schematicky lze magnetickou strukturu doprovázející radiové zdroje znázornit obrázkem 6, kde bude ale zapotřebí v další etapě této práce ověřit, zda struktura zdroje na frekvenci 43 MHz sku-



Obr. 4c - Viz text k obrázku 4a. Situace pro 21.5.1981

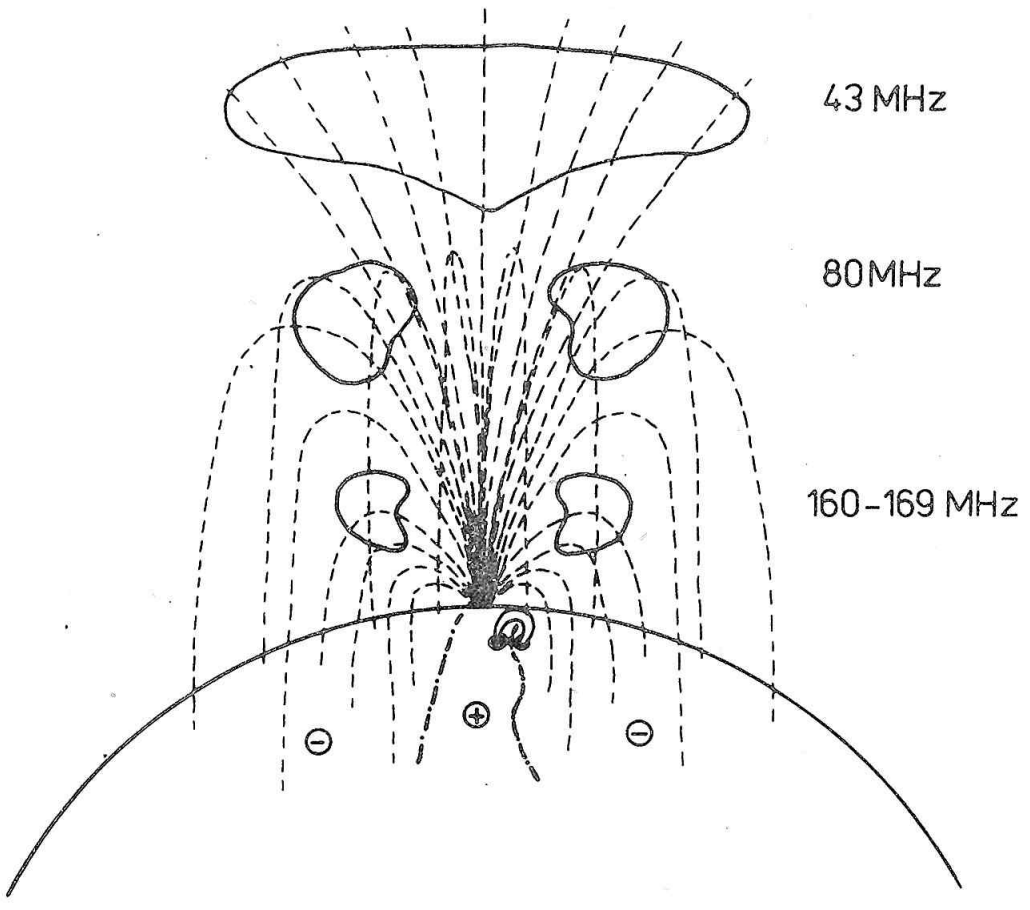


Obr. 5 - Porovnání struktury vypočtených magnetických siločar s pozorovaným rozložením radiových zdrojů na různých frekvencích pro 20.5.1981. Černe jsou vyznačeny polohy zdrojů na 160 MHz, tlustou čarou zdroje zaregistrované na frekvenci 80 MHz a tenkou čarou zdroje na frekvenci 43 MHz.

tečně završuje celou konfiguraci a nebo je podobně jako na vyšších frekvencích pouze efektem na vrcholech magnetických oblouků. Další doposud nejasnou záležitostí je celkové rozložení elektronové hustoty v takovém magnetickém systému. Zdá se pravděpodobné, že existence podobného typu konfigurace je nezbytná pro tento typ aktivních radiových efektů, avšak je třeba, aby bylo splněno určité rozložení elektronové hustoty a uplatnila se určitá návaznost na procesy ve fotosféře a chromosféře. Jde na př. o to, že některé nestabilní procesy na úrovni fotosféry vedou k urychlování a injektáži elektronů podél magnetických siločar do střední a horní korony. Zde potom záleží na rozložení elektronové hustoty a není patrně náhodné, že pozorované radiové zdroje nalézáme na těch částech vypočtených magnetických struktur, které vystupují z aktivního centra a dosahují vrcholu oblouků. Pozorované radiové zdroje vně tyto systémy spojené s aktivními oblastmi mají velmi malou perzistenci. Dá se předpokládat, že zde se jedná pouze o sporadické realizace výše popsaného scénaře. V aktivních oblastech se shluky impulzů koncentrují systematicky. V žádném případě ale tento scénář neodporuje základní koncepci, podle níž radiový zdroj šumové bouře je vlastně oblast, v níž po určitou dobu jsou s vysokou četností

generovány impulzy radiového toku. Tato generace je podstatnou měrou určována procesy na úrovni fotosféry a chromosféry, kde probíhají základné procesy. Nemusí být ale vázána na proces erupce, poněvadž konfigurace vedoucí ke vzniku erupce je kompaktní a uzavřená a nemá bezprostřední propojení do koronálního prostoru. Jsou dobré důvody předpokládat, že urychlování elektronů do vysoké korony může docela dobře probíhat v těch částech aktivní oblasti, která se přímo nepodílí na erupční činnosti, avšak pozorujeme zde v čáře H-alfa častá mnohdy bodová zjasnění.

Závěrem lze konstatovat, že globální výsledek celé studie vrhá poněkud jiné světlo na problematiku magnetické konfigurace než bylo v minulosti u jiných autorů předpokládáno. Je velmi pravděpodobné, že modelová konfigurace, kterou navrhli Stewart a Eason /1983/ je nesprávná a nejspíše celou problematiku zamlžuje, poněvadž představuje procesy, které nejsou ničím indikovány a ve skutečnosti s problémem nesouvisí.



Obr. 6 - Schema struktury magnetického pole a jeho vztah k poloze koronálních radiových zdrojů na různých frekvencích pro vyšetřovanou oblast HR 17 653 z května 1981.

LITERATURA

Ambrož, P.: 1980, Zborník referátov z 5. celoštátneho slnečného seminára, Pov. Bystrica, 11

Ambrož, P.: 1983, Publ. of Debrecen Heliophysical Observatory, vol. 5, 145

Ambrož, P. a Wolf, M.: Zborník referátov zo 6. celoštátneho slnečného seminára, Adamov, 167

Mercier, C.: 1983, Institute of Theoretical Astrophysics, Blindern - Oslo, Report, No. 57, 87

Stewadt, R. T. a Eason, H. M. C.: Institute of Theoretical Astrophysics, Blindern - Oslo, Report No. 57, 115.

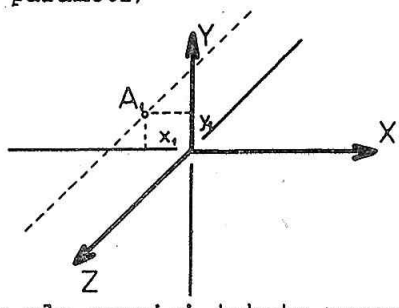
Příloha 1

NUMERICKÁ METODA ŘEŠENÍ TROJROZMĚRNÉHO URČENÍ POLOHY POZOROVANÉHO JEVU VE SLUNEČNÍ KORONĚ

Hlavní obtíž při řešení objektivní lokalizace radiového zdroje, koronálního útvaru nebo protuberance spočívá v tom, že zpravidla při dvou časově dilatovaných pozorovaních nemáme nejmenší jistotu, zda útvar je časově invariantní a dále v tom, že detail pozorovaný z jednoho úhlu bychom nalezli při jiném úhlu pohledu. Proto jsme zpravidla odkázáni na pozorování, která neobsahují jiný identifikační klíč než pozici vůči slunečnímu disku v pravoúhlých nebo polárních souřadnicích. Za těchto okolností je potom největší problém v tom jak programově zajistit, abychom mohli provést prostorovou trigonometrii studovaného objektu. V další části této přílohy bude zevrubně popsán algoritmus, na jehož základě byl sestaven v práci použitý výpočetní program.

Jako první úlohu je třeba řešit rovnici přímky, reprezentující pro daný okamžik T_1 pozorovací paprsek a protínající obrazovou rovinu v bodě A_1 $/x_1, y_1/$. Parametrické rovnice této přímky budou

$$x = x_1$$
$$y = y_1$$
$$z = t \quad /t \text{ je parametr}/ \qquad /1/$$



Pro další účely potřebujeme ale rovnici tohoto pozorovacího paprsku přetransformovat do pravoúhlé souřadné soustavy, která bude nějakým pevným, ale vhodným způsobem vázaná na sferickou souřadnou soustavu heliografických souřadnic. Jako nejvhodnější považuji orientaci takovou, že nová os Y' bude totožná s rotační osou Slunce a rovina X'Z' bude totožná s rovinou rovníkovou. Toto je první etapa, v níž se jedná o otočení kolem osy X o úhel B_0. V druhé etapě se provede otočení kolem nové osy Y' o úhel L_d. Je to úhel, který dává polovinu rozdílu heliografické délky centrálního meridiánu v okamžiku T_1 a T_2. Tedy $L_d = (L_1 - L_2)/2$. Znamená to, že nová osa Z' protíná sluneční povrch na rovníku v době o heliografické délce $L_v = (L_1 + L_2)/2$. Po těchto dvou transformačních etapách budou souřadnice původního bodu A_1 dány následujícími výrazy

$$x' = x_1 \cos L_d + y_1 \sin B_0 \sin L_d$$
$$y' = y_1 \cos B_0$$
$$z' = y_1 \cos L_d \sin B_0 + x_1 \sin L_d \qquad /2/$$

Z porovnání víme, že týmto bodem A_1' (x', y', z') procházel pozorovací paprsek v okamžiku T_1. Zavedením otočené soustavy X', Y', Z' dostal původní určující vektor nové směrové kosíny R (k, m, n) pro něž také po dvou etapách platí

$$k \equiv \cos\alpha = -\cos B_0 \sin L_d$$
$$m \equiv \cos\beta = -\sin B_0$$
$$n \equiv \cos\gamma = \cos B_0 \cos L_d \qquad /3/$$

Bodem a směrovým vektorem je tedy i v této nové soustavě zadána přímka; fakticky je totožná s tou, která je popsána soustavou /1/. V nové soustavě bude tedy mít tyto parametrické rovnice

$$x = x_1 \cos L_d + y_1 \sin B_0 \sin L_d - (\cos B_0 \sin L_d)\, t$$
$$y = y_1 \cos B_0 - (\sin B_0)\, t$$
$$z = y_1 \cos L_d \sin B_0 + x_1 \sin L_d + (\cos B_0 \cos L_d)\, t \qquad /4/$$

Vyjděme z toho, že v okamžiku T_1 pozorujeme na slunečním disku nebo i nad okrajem nějaký koronální jev. Pokud se jedná o bodový útvar, potom je to ta jednodušší varianta. Pokud zabírá plochu, je vše komplikovanější, poněvadž tu musíme na př. pomocí pravoúhlé sítě rozdělit na elementární buňky. Dělení může být obecně libovolné a v každém přímadě individuelní. V uzlových bodech definujeme body o souřadnicích ${}^1x_i$, ${}^1y_i$. Tyto souřadnice odčítáme přímo z mapy, fotografie atp. v pravoúhlé soustavě. Každým takovým bodem vedeme přímku, odpovídající pozorovacímu paprsku a při strojním výpočtu budeme pracovat zpravidla z celým svazkem rovnoběžných přímek.

Po stanovení všech tří souřadnic jevu o němž si nemusíme myslet, že leží na úrovni fotosféry resp. chromosféry je nezbytné mít k dispozici alespoň dvě pozorování. Samozřejmě je zde podmínkou předpoklad, že tento útvar je ve studovaném časovém období prostorově stabilní. Nyní tedy vezmeme zcela stejným způsobem jako v případě T_1 pozorování z okamžiku T_2 a opět bez ohledu na nějaké striktní pravidlo provedeme rozdělení studované oblasti pomocí sítě na elementární buňky, z jejichž uzlových bodů protáhneme pozorovací přímky.

Systém otáčení souřadné soustavy o úhel L_d způsobuje, že obě okrajová pozorování jsou ve skutečnosti vztahována k jediné pravoúhlé souřadné soustavě a proto zde současně máme pozorovací paprsky a tedy zvazky přímek jak z okamžiku T_1 tak z okamžiku T_2. Obecně jsou přímky z obou zvazků vzájemně mimoběžné, avšak pokud se jedná o permanentní objekt, budou se svazky pronikat.

Jednotlivé přímky z obou svazků jsou obecně mimoběžné a máme je zadány analyticky. V principu je možné stanovit nejkratší vzdálenost dvou mimoběžek. To je důležité, poněvadž odtud je možné vzít určité kriterium zda přímky mají sklon k tomu se protínat, nebo zda je to zcela vyloučeno. Jestliže nejkratší vzdálenost dvou mimoběžek stanovíme jako d, potom lze definovat kritickou veličinu ε , která bude sloužit jako testovací normál zda nebudeme či budeme dve přímky podezřívat ze sklonu se protnout. Ve výpočtu potom při $d > \varepsilon$ přejdeme k vyšetřování jiné dvojice přímek, zatím co při $d \leq \varepsilon$ budeme hledat střed nejkratší úsečky, která mimoběžky spojuje.

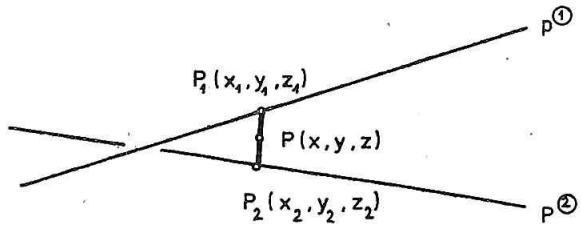
Pro vzdálenost dvou mimoběžek platí v analytické geometrii poměrně jednoduchý vztah

$$d = \frac{\pm \begin{vmatrix} x_1' - x_2' & y_1' - y_2' & z_1' - z_2' \\ k_1 & m_1 & n_1 \\ k_2 & m_2 & n_2 \end{vmatrix}}{\sqrt{\begin{vmatrix} k_1 & m_1 \\ k_2 & m_2 \end{vmatrix}^2 + \begin{vmatrix} m_1 & n_1 \\ m_2 & n_2 \end{vmatrix}^2 + \begin{vmatrix} n_1 & k_1 \\ n_2 & k_2 \end{vmatrix}^2}} \qquad /5/$$

Dosadí se sem výrazy resp. numerické hodnoty vypočtené ze soustav /2/ a /3/, při čemž index 1 odpovídá prvnímu měření v čase T_1 a index 2 měření v čase T_2.

U tohoto procesu byl při tvorbě programu zvolen postup, který bude dále popsán. Z měření v čase T_1 vyberu první bod a nyní vyšetřuji všechny body z okamžiku T_2 jeden po druhém. Vyšetřuje se pouze, zda vzdálenost d je větší než norma či zda je menší nebo rovná. Pouze v tomto druhém případě se postupuje dále. Po vyčerpání cyklu vztaženého k prvnímu bodu vyšetřuji druhý bod a postupně další až poslední z měření v T_1. Cílem dalšího postupu ve výpočtu je u těsných mimoběžek nalézt střed jejich nejkratší spojovací úsečky. Ten by potom měl být transformován do heliografických souřadnic.

Pro nalezení středu nejkratší úsečky spojující dvě mimoběžky vyjdeme z poměrně jednoduché geometrie:



Úsečka $\overline{P_1 P_2}$ má tu vlastnost, že bod P_1 leží na přímce $p^{①}$ a bod P_2 na přímce $p^{②}$. Zároveň další určující podmínkou je, že úsečka $\overline{P_1 P_2}$ je současně kolmá k oběma přímkám. Odtud lze vyvozovat další podmínky řešení. Je zapotřebí zformulovat podmínku kolmosti dvou přímek. Řekneme, že nejlepší je použít podmínku, podle níž směrový vektor přímky $p^{①}$ je kolmý ke směrovému vektoru přímky p a zároveň, že směrový vektor přímky $p^{②}$ je kolmý ke směrovému vektoru přímky p. Znamená to, že se zde v podmínkách kolmosti pracuje se směrovými kosíny typu /3/ pro přímky $p^{①}$, $p^{②}$ a p. Poněvadž jsou dvě přímky, musí být také dvě podmínky. Pro pochopení vztahů ale uvedeme, že přímka p je pro nás určena dvěma body $P_1(x_1, y_1, z_1)$ a $P_2(x_2, y_2, z_2)$. Směrové kosíny takové přímky mají tvar

$$\begin{aligned} a \equiv k &= x_2 - x_1 & & x_1 - x_2 \\ b \equiv m &= y_2 - y_1 & \text{nebo} \quad & y_1 - y_2 \\ c \equiv n &= z_2 - z_1 & & z_1 - z_2 \end{aligned} \qquad /6/$$

Bod P_1 (x_1, y_1, z_1) leží tedy na přímce $p^{①}$ a obecně vyhovuje rovnicím

$$x_1 = x_1' + a_1' t^{①}$$
$$y_1 = y_1' + b_1' t^{①} \qquad /7/$$
$$z_1 = z_1' + c_1' t^{①}$$

Podobně bod P_2 (x_2, y_2, z_2) leží na přímce $p^{②}$ a také má obecně dány rovnice

$$x_2 = x_2' + a_2' t^{②}$$
$$y_2 = y_2' + b_2' t^{②} \qquad /8/$$
$$z_2 = z_2' + c_2' t^{②}$$

tedy neznámé jsou pouze parametry $t^{①}$ a $t^{②}$. K jejich stanovení potřebujeme dvě nezávislé rovnice, které stanovíme ze dvou podmínek kolmosti. Vychází z toho, že skalární součin dvou kolmých vektorů je nulový. Tyto dvě podmínky kolmosti tedy symbolicky vapadají takto

$$a_1' (x_2 - x_1) + b_1' (y_2 - y_1) + c_1' (z_2 - z_1) = 0$$
$$a_2' (x_2 - x_1) + b_2' (y_2 - y_1) + c_2' (z_2 - z_1) = 0 \qquad /9/$$

Sem dosadíme nyní alespoň za výrazy v závorkách z rovnic /7/ a /8/. Po roznásobení dostaneme dvě rovnice následujícího typu

$$A + B\, t^{②} - C\, t^{①} = 0$$
$$A' + B' t^{②} - C' t^{①} = 0 \qquad /10/$$

Výrazy A, B, C a A', B', C' potřebujeme pro výpočet v roznásobeném tvaru

$$A = a_1' x_2' - a_1' x_1' + b_1' y_2' - b_1' y_1' + c_1' z_2' - c_1' z_1'$$
$$B = a_1' a_2' + b_1' b_2' + c_1' c_2'$$
$$C = a_1'^2 + b_1'^2 + c_1'^2 \qquad /11/$$
$$A' = a_2' x'_2 - a_2' x_1' + b_2' y_2' - b_2' y_1' + c_2' z_2' - c_2' z_1'$$
$$B' = a_2'^2 + b_2'^2 + c_2'^2$$
$$C' = a_1' a_2' + b_1' b_2' + c_1' c_2' = B$$

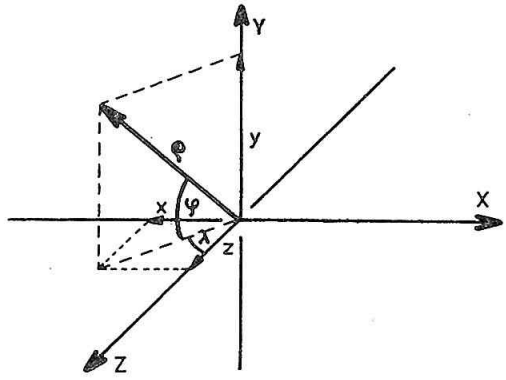
Spo$_1$ečným řešením rovnic /10/ jsme schopni odtud vypočíst naše potřebné dvě neznámé t^1 a t^2.

$$t^{①} = \frac{B'A - B\,A'}{B'C - BC'} \qquad t^{②} = \frac{C'A - CA'}{CB' - C'B} \qquad /12/$$

Dosazením těchto hodnot do parametrických rovnic /7/ a /8/ dokážeme určit souřadnice bodů P_1 (x_1, y_1, z_1) a P_2 (x_2, y_2, z_2). Souřadnice středu úsečky, která je spojuje jsou potom dány

$$x = (x_1 + x_2)/2$$
$$y = (y_1 + y_2)/2 \qquad /13/$$
$$z = (z_1 + z_2)/2$$

Tak je nalezen bod P(x, y, z), jehož souřadnice by ale měly být převedeny do obecně použitelných heliografických souřadnic a vzdálenosti od slunečního středu ρ.



Vyjděme z toho, že osa Z v našem uspořádání souhlasí s heliografickou délkou L_d a tedy heliografická délka průvodiče je podle situace na obrázku dána vztahem

$$L_x = L_d - \lambda \qquad /14/$$

Pro účely dalšího upřesnění všech tří souřadnic se použijí naprosto běžné transformační vztahy

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

$$\lambda = \text{arc tg} \frac{x}{z} \qquad /15/$$

$$\varphi = \text{arc tg} \frac{y}{\sqrt{x^2 + z^2}} = B_x$$

Toto je stav, kdy jsme schopni stanovit použitelné heliografické souřadnice L_x, B_x a ρ_x, které se již pro každý vhodný průsečík dají běžným způsobem graficky zpracovat.

Fyzikální aspekty slunečních erupcí

M. KARLICKÝ, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov

ABSTRAKT

Práce je pokusem o vytvoření pokud možno jednotné fyzikální koncepce slunečních erupcí. Zabývá se zdroji i uvolněním erupční energie. Analyzuje primární erupční proces i procesy odvozené /urychlování částic, ohrev a vyzarování erupčního plazmatu, formování rázové vlny i poerupčních smyček/.

1. ÚVOD

Sluneční erupci můžeme charakterizovat jako rychlý disipativní proces ve vysokoteplotním plazmatu, transformující energii elektrických proudů = magnetického pole na jiné druhy energií /energii tepelnou, energii pohybu makroskopických útvarů s případnými rázovými vlnami, energii urychlených částic i energii záření/.

Všechny erupce nejsou stejně mohutné; ne u všech erupcí je rozvinut celý komplex fyzikálních procesů. Při našich úvahách se budeme zabývat plně rozvinutými erupčními jevy, nazývanými někdy energetickými erupcemi.

Ke spuštění erupčního procesu dochází ve sluneční atmosféře, v prostoru horní chromosféry a nízké korony, kde kinetická teplota a elektronová hustota dosahuje hodnot $T_e = 10^4 - 10^6$K, resp. $n_e = 10^{17} - 10^{15}$ m^{-3}.

Sluneční erupce je vždy podmíněná koncentrací a gradienty magnetického pole /$B \sim 10^{-2}$T/. Náleží proto sluneční erupce k jevům v aktivních oblastech. Aktivní oblasti se neustále vyvíjejí; po fázích klidného vývoje dochází k náhlým energetickým projevům - ke slunečním erupcím.

Energie uvolněná v procesu erupce bývá v rozmezí nodnot $10^{23} - 10^{26}$J. Pro střední dobu trvání erupce /$\sim$1h/ tak dostáváme hodnotu pro celkový erupčný výkon $2{,}8 \cdot 10^{19} - 2{,}8 \cdot 10^{22}$ W. Energie se uvolňuje v různých formách a v různém množství /viz. Tabulka 1/. Má-li se tato energie uvolnit, musí být tato energie v prostoru erupce v době před erupcí nazhromažděna a nebo musí být po dobu erupce dodávána. Všeobecně přijímanou formou primární energie erupce je energie elektrických proudů, tekoucích v "singularitách" /proudových vláknech a proudových vrstvách/ aktivní oblasti. Zároveň je však možné označit za primární formu erupční energie energii nepotenciální složky magnetického pole. Je to dáno tím, že magnetické pole ve sluneční atmosféře lze rozdělit do dvou složek: potenciální složky magnetického pole, jehož zdrojem jsou podfotosférické elektrické proudy a nepotenciální složky, způsobené elektrickými proudy přítomnými

Tabulka 1

Odhad množství uvolněné energie, připadající na jednotlivé průvodní jevy v erupci

Jev	Minimum uvolněné energie (J)	Maximum uvolněné energie (J)
Hα	10^{19}	10^{24}
Celková čárová emise	--	8×10^{24}
EUV vzplanutí	10^{20}	10^{24}
měkké X záření	10^{22}	5×10^{24}
tvrdé X záření	10^{16}	4×10^{20}
radiová vzplanutí	10^{15}	10^{18}
urychlené elektrony	10^{18}	10^{20}
urychlené protony	--	2×10^{24}
kosmické záření	--	3×10^{24}
meziplanetární rázová vlna	10^{23}	10^{26}
Celková energie erupce	10^{23}	10^{26}

přímo ve sluneční atmosféře. Oba způsoby vyjádření primární energie jsou ekvivalentní, odpovídají dvěma možným způsobem popisu jevů v plasmatu /popis pomoci veličiny $\vec{B}$ nebo veličiny $\vec{J}$, přičemž převod je realizován vztahem rot $\vec{B}$ = = $\mu_0 \vec{J}$/. Známe-li tedy formu této energie, zabývejme se proto nyní zdroji této energie.

2. ZDROJE ERUPČNÍ ENERGIE

Pro tuto problematiku lze s výhodou užít vyjádření erupční energie pomocí elektrických proudů. Popsat zdroje erupční energie je pak ekvivalentní s popisem zdrojů elektrických proudů. Je zřejmé, že elektrické proudy v prostředí aktivní oblasti jsou úzce svázány s elektrickou vodivostí. Situace je v našem případě komplikovanější tím, že toto prostředí není z hlediska vodivosti homogenní. Je to dáno velkým rozsahem teplot /T_e = 4200 K v oblasti teplotního minima, $T_e = 10^6$K v koróně/, velkým rozsahem hustot /$n_e \sim 10^{22}$ m^{-3} ve fotosféře; $n_e = 10^{15}$ m^{-3} v nízké koróně/ a přítomností magnetického pole. Navíc, jak bude ukázáno v následujícím, elektrické proudy propojují oblasti rozdílných vodivostí. V takto složité situaci je nutné při popisu elektrického proudu a příslušných vodivostí vyjít ze zobecněného Ohmova zákona. Tento zákon byl odvozen pro tzv. třikomponentovou plazmou, obsahující elektrony, ionty a neutrální částice:

$$n_e e\left(\vec{E}_0+\frac{\nabla p_e}{n_e e}\right) = \frac{m_e}{e}\left\{\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \nabla\cdot(\vec{v}\vec{j} + \vec{j}\vec{v})\right\} + \left(\frac{1}{\Omega_e \tau_{ei}} + \frac{1}{\Omega_e \tau_{en}}\right) B\vec{j} + \\ + \vec{j}\times\vec{B} + \frac{f^2 \Omega_i \tau_{in}}{B}\left\{\nabla p_e \times \vec{B} - (j\times B)\times\vec{B}\right\} \qquad /1/$$

kde $\vec{E}_0 = \vec{E} + \vec{v}\times\vec{B}$ je totální elektrické pole, $\Omega_e = \frac{eB}{m_e}$, $\Omega_i = \frac{eB}{m_i}$ jsou gyrofrekvence, $f = n_a (n_a + n_e)^{-1}$ vyjádřuje zastoupení neutrálních částic n_a, $\vec{v}$ je rychlost pohybu plazmy, τ_{ei}, τ_{en}, τ_{in} jsou srážkové intervaly pro interakce elektronů s ionty a neutrály, resp. interakce iontů s neutrály. V mnoha aplikacích, členy s gradientem elektronového tlaku ∇p_e a elektronovou setrvačností lze zanedbat. Pak se zobecněný Ohmův zákon redukuje na

$$\sigma\vec{E}_0 = \vec{j} + \frac{\sigma}{n_e e}\vec{j}\times\vec{B} - \frac{\sigma}{n_e e}\frac{f^2\Omega_i \tau_{in}}{B}(\vec{j}\times\vec{B})\times\vec{B}, \qquad /2/$$

kde

$$\sigma = \frac{n_e e^2 m_e^{-1}}{\tau_{ei}^{-1} + \tau_{en}^{-1}}$$

je elektrická vodivost ve směru magnetického pole nebo pro $\vec{B} = 0$.

Když je proud paralelní s magnetickým polem $\vec{j} \parallel \vec{B}$, pak pro Ohmův zákon dostáváme velice jednoduchý vztah

$$\vec{j} = \sigma\,/\vec{E} + \vec{v}\times\vec{B}/. \qquad /3/$$

Na druhé straně, pro elektrický proud kolmý k magnetickému poli se Ohmův zákon zjednoduší na

$$\sigma_3\vec{E}_0 = \vec{j} + \frac{\sigma_3}{n_e e}\vec{j}\times\vec{B},$$

kde

$$\sigma_3 = \frac{\sigma}{1+f^2 B\sigma\Omega_i \tau_{in}/(n_e e)} \qquad /4/$$

je Cowlingová vodivost. Rovnice /4/ může být řešena vzhledem k $\vec{j}$; takže dostáváme

$$\vec{j} = \sigma_1\vec{E}_0 + \sigma_2\vec{B}\times\vec{E}_0/B,$$

kde

$$1 = \frac{\sigma_3}{1+(\sigma_3 B/(n_e e))^2} \qquad /5/$$

je Pedersenova vodivost a

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_3 B}{n_e e}\sigma_1$$

je Hallova vodivost.

Situace se také zjednoduší pro případ plně ionizovaného plazmatu /$n_a = 0$/, kde pro elektrické vodivosti dostáváme

$$\sigma_1 = \frac{\sigma}{1+\Omega_e^2\tau_{ei}^2},\quad \sigma_2 = \Omega_e\tau_{ei}\sigma_1,\quad \sigma_3 = \sigma = \frac{n_e e^2\sigma_{ei}}{n_e}$$

Navíc pro případ vysoce ionizovaného koronálního plazmatu lze ukázat, že hodnoty σ jsou velmi vysoké. Tato skutečnost vedla k zavedení pojmu ideálně vodivé plazmy $\sigma\to\infty$. V této velmi užívané aproximaci je za Ohmův zákon určován vztah

$$\vec{E} + \vec{v}\times\vec{B} = 0, \qquad /6/$$

vyjadřující skutečnost; má-li plazmatem se $\sigma = \infty$ téci konečný elektrický proud, musí být totální elektrické pole nulové.

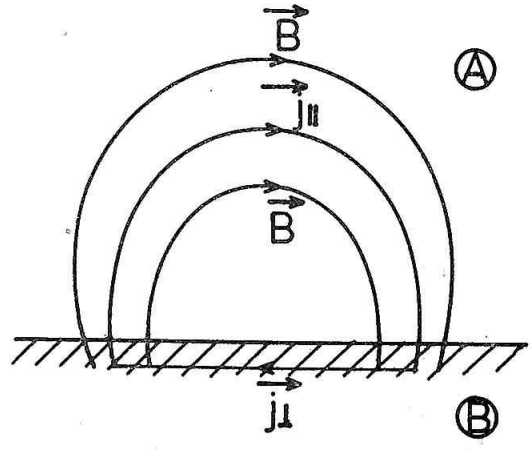
Tím jsme získali přehled o užívaných tvarech Ohmova zákona a příslušných vodivostí. Zatímco v koróně lze ve většině případů užít vztah /6/, ve vrstvě s nejnižší teplotou je nutné užívat nejobecnějších vztahů, které jsou však velice komplikované. Proto nejužívanější aproximací Ohmova zákona, se započtením konečné vodivosti plazmatu, je vztah /3/ $\vec{j} = \sigma /\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}/$. Pro názornost jsou v tabulce 2 uvedeny hodnoty izotropní vodivosti plazmatu v aktivní oblasti.

Tabulka 2

Vodivost plazmatu v aktivní oblasti

Oblast	S m^{-1}
Koróna	10^6
Chromosféra	10^3
Fotosféra	10
Podfotosférická vrstva /hloubka 24 000 km pod fotosférou/	10^6

Uvedená analýza Ohmova zákona je nejen úvodem do problematiky vodivosti v aktivní oblasti Slunce, ale ukazuje i na možné zdroje elektrických proudů. Elektrické proudy v aktivní oblasti tvoří elektrické obvody, pro které platí $\nabla \vec{j} = 0$. Rozdělíme-li elektrický proud do složky rovnoběžné a kolmé k magnetickému poli, můžeme rovnici $\nabla \vec{j} = 0$ psát ve tvaru $\nabla \vec{j}_{\parallel} = - \nabla \vec{j}_{\perp}$, tj. výraz $-\nabla \vec{j}_{\perp}$ můžeme chápat jako zdroj proudu rovnoběžného s magnetickým polem. Předpokládejme nyní v aktivní oblasti elektrický obvod podle obr. 1. Elektrický proud podle tohoto zjednodušujícího obrázku protéká oblastmi dvou vodivostí. V principu v obou těchto oblastech může existovat zdroj elektrického proudu. Vhodnější situace je však ve fotosféře. Zde se navíc musí počítat s uzavíráním obvodu příčnými elektrickými proudy. Naopak v koróně elektrický proud teče převážně podél magnetického pole /v tzv. bezsilových strukturách/. Pozorovatelsky je to dokumentováno stabilitou útvarů v aktivní oblasti /síla $\vec{j} \times \vec{B} = 0$/.



Obr.1 - Schematické znázornění průběhu elektrického proudu v erupční smyčce. A - oblast s $\sigma \to \infty$, B - fotosféra.

Znamená to tedy, že zdrojem koronálního elektrického proudu /tím i erupční energie/ je nerovnoměrnost /divergence/ příčného elektrického proudu ve fotosféře,

pro který platí vztah /5/

$$\vec{j}_{\perp} = \sigma_1 (\vec{E}_{\perp} + \vec{V} \times \vec{B}) + \sigma_2 \frac{\vec{B} \times (E_{\perp} + \vec{V} \times \vec{B})}{B} \qquad /7/$$

Z toho vztahu je zřejmé, že velikost $\vec{j}_{\perp}$ je dána výrazem $\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \times \vec{B}$, kde $\vec{v} \times \vec{B}$ je elektromotorická síla, $\vec{v}$ je rychlost pohybu fotosférického plazmatu, $\vec{E}_{\perp}$ je elektrické pole, dané globálními charakteristikami celého elektrického propojení.

V předchozím byl naznačen obecný přístup ke generaci elektrického proudu v aktivní oblasti. Vedle tohoto přístupu existuje přístup "geometrický" /platný i pro $\sigma \to \infty$ /, ve kterém definovaným způsobem deformujeme magnetické pole a pro každou deformaci magnetického pole, skrze vztah rot $\vec{B} = \mu_0 \vec{j}$, dostáváme hodnotu elektrického proudu. Tento přístup je umožněn předpokladem, že magnetická konfigurace je během svého vývoje stále v konfikuraci bezsílového magnetického pole /$\vec{j} \times \vec{B} = 0$/. Nevýhodou tohoto přístupu, z hlediska teorie erupcí, je skutečnost, že je apriorně vyloučena síla $\vec{j} \times \vec{B}$, která by mohla vysvětlit některé druhy pohybů, např. aktivaci filamentu.

Přes nespornou užitečnost popisu generace erupční energie skrze elektrické proudy, existují tradiční přístupy, využívající popis pomocí magnetického pole /např. akumulace erupční energie v proudové mezivrstvě, při interakci dvou protikladných magnetických systémů/. Tyto přístupy vynikají názorností, jsou však svázány s velice závažným fyzikálním problémem - problémem okrajových podmínek.

Erupční energie, ať již vyjádřená pomocí elektrických proudů a nebo pomocí magnetického pole musí být v době před erupcí naakumulována a nebo během erupce dodávána. Tento problém zůstává nevyřešen. Více pozorovatelských důkazů však hovoří ve prospěch procesu akumulace energie /horizonatálními pohyby fotosférického plazmatu/.

3. PRIMÁRNÍ PROCES - UVOLNĚNÍ ERUPČNÍ ENERGIE

V předchozí kapitole jsme se zabývali generací elektrických proudů, které jsou nositeli erupční energie. Generace elektrických proudů je samozřejmě záležitostí objemová, nemůže však být v celém objemu homogenní. Navíc elektrické proudy skrze svá magnetická pole interagují. Výsledkem této nehomogenity a složité evoluce interakcí proudu a polí dochází ke strukturalizaci proudového systému. Dochází k tomu, že elektrický proud neteče homogenně v celých objemech, ale teče koncentrovaně v proudových vláknech a v proudových vrstvách.

3.1. Uvolnění erupční energie v proudovém vláknu

Problém uvolnění energie v proudovém vlákně se provádí na problém uvolnění energie v elektrickém obvodě. Z tohoto důvodu je nutno přejít od lokální formulace Ohmova zákona /viz předchozí kapitola/ k formulaci Ohmova zákona, platné v elektrickém obvodě:

kde

$$U = IR + \frac{d}{dt}(IL),$$
$$U = \int_1^2 \vec{E}\, d\vec{l} \qquad /8/$$
$$IR = \int_1^2 (\eta \vec{j})\, d\vec{l}$$
$$\frac{d}{dt}(IL) = \int_1^2 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\, d\vec{l}$$

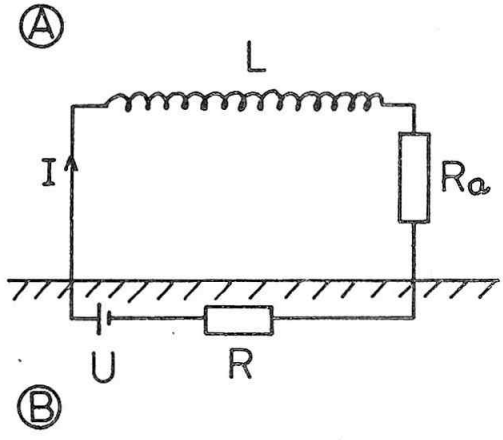
Uvažujme nyní případ nejjednoduššího elektrického obvodu, nahrazujícího erupční vlákno - smyčku /obr. 2/. Tento obvod se sestává ze zdroje napětí U, umístěného ve fotosféře, odporu R, způsobeného převážně odporem ve fotosféře a indukčnosti proudového vlákna L nad fotosférou. Chování tohoto elektrického obvodu, po zapojení zdroje, je velice dobře známo z elektrotechniky. Elektrický proud roste podle vztahu

$$I = \frac{U}{R}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \qquad /9/$$

kde $\tau = L/R$. Tato fáze chování elektrického obvodu odpovídá fázi akumulace erupční energie, pro kterou platí

$$E = 1/2\ LI^2. \qquad /10/$$

Se vzrůstem elektrického proudu dochází také ke vzrůstu rychlosti pohybu nositelů náboje $\vec{v}_D$. Z teorie plazmatu je známo, že určité hodnoty hustoty elektrického proudu $\vec{j}$ /i hodnoty $\vec{v}_D$/ jsou z hlediska stability proudu kritické /$\vec{j}_{krit} = -e\, n_e\, \vec{v}_{D,krit}$/. Tyto kritické hodnoty sehrávají důležitou roli v problému uvolnění erupční energie. V tomto bodě nyní existují dvě možnosti. Buď je kri-



Obr. 2 - Náhradní elektrický obvod erupční smyčky proudového vlákna. A - oblast akumulace energie $E = 1/2\ L\ I^2$, B - fotosféra = oblast zdroje a odporu, $R_a = 0$ pro $t < t_c$, R_a = konst pro $t \geqslant t_c$.

tická hodnota elektrického proudu dosažena procesem akumulace energie podle vztahu /9/ a nebo vedle vlastní akumulace působí ještě nějaký dodatečný proces zvyšující koncentraci elektrického proudu. Tento dodatečný proces, zpravidla nějaký druh makroskopické MHD nestability, je uvažován proto, poněvadž hodnoty kritických elektrických proudů jsou poměrně vysoké. Podstatné ovšem je, že existuje celá řada možností jak dosáhnout kritických hodnot elektric-

kého proudu. Tyto kritické hodnoty jsou závislé od podmínek v proudovém vlákně. Nejčastěji aplikované kritické rychlosti jsou: v případě $T_e = T_i$ $v_{D,krit} = v_{T_e} = (k\,T_e/m_e)^{1/2}$ a v případě $T_e \gg T_i$ $v_{D,krit} = v_s = (k\,T_e/m_i)^{1/2}$.

Po dosažení těchto kritických rychlostí /kritických elektrických proudů/ elektrický proud začíná být nestabilní, začínají být generovány vlny, které naopak brání pohybu nositelů náboje, tj. zvyšuje se elektrický odpor. Poněvadž v tomto případě není elektrický odpor způsoben srážkami částic /klasický odpor/, ale interakcí částic s vlnami, je tento elektrický odpor označován jako anomální. Problém anomálního odporu je velice složitý nelineární problém. Řada otázek zůstává nevyřešena. Podstatně ovšem je, že anomální odpor je podstatně vyšší než klasický /až o 6 řádů/.

Ve shodě s Alfvénem a Carlqvistem zjednodušme nyní problém generace a udržení anomálního odporu; zaraďme nyní v okamžiku splnění podmínky $\vec{j} \geqslant \vec{j}_{krit}$, tj. v čase t_c, náhle od našeho elektrického obvodu prvek R_a = konst. Elektrický proud se pak v tomto obvodě řídí známou závislostí z elektrotechniky

$$I = \left(I_0 - \frac{U}{R + R_a}\right) e^{-\frac{R + R_a}{L} t} + \frac{U}{R + R_a}, \qquad /11/$$

kde I_0 je proud v okamžiku zařazení odporu R_a. Naakumulovaná energie se pak v tomto obvodu uvolňuje v prostoru s anomálním odporem ohmickým ohřevem.

Třebaže se jedná o velké zjednodušení erupční problematiky, i problému s anomálním odporem, základní aspekty problému akumulace a uvolnění energie mohou být tímto způsobem znázorněny. Na druhé straně např. problém urychlení částic /v tzv. impulsové fázi erupce/ vyžaduje detailnější přístup.

V některých modelech sluneční erupce je místo elektrického prvku s anomálním odporem uvažována tzv. dvojvrstva /double layer/. Třebaže popis anomálního odporu a dvojvrstvy je odlišný, z globálího hlediska uvolnění erupční energie, se jedná o situaci podobnou.

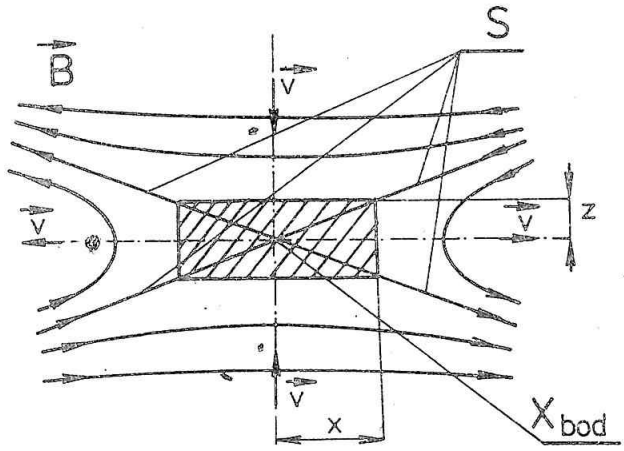
V jiných modelech je zase uvažován externí způsob generace anomálního odporu, např. externím svazkem elektronů; tj. nemusí být splněna podmínka $\vec{j} \geqslant \vec{j}_{krit}$.

3.2 Uvolnění energie v proudové vrstvě

Vše co bylo řečeno o uvolnění energie v proudovém vlákně, samozřejmě může nastat i v topologii proudové vrstvy. Problém uvolnění energie v proudové vrstvě je však bohatší. Jedná se o to, že v proudové vrstvě může dojít k dalším důležitým procesům: k rekonexi, k "tearing mode" a "coalescence" nestabilitě.

a/ Rekonexe /propojování/ magnetických siločar

Je to proces, ke kterému dochází na rozhraní dvou systémů s opačnou orientací magnetického pole /obr. 3/. Ze vztahu rot $\vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ vyplývá, že tímto rozhraním musí téci elektrický proud /kolmo k rovině obrázku/. Je proto toto rozhraní nazýváno proudovou vrstvou. Prvé modely uvolňování energie v proudové vrs-



Obr. 3 - Proces rekonexe /propojování/ magnetických siločar v proudové vrstvě. Šrafovaná oblast je difuzní oblastí. S - linie, na kterých se tvoří stacionární rázové vlny.

tvě převáděly problém rekonexe na problém difuze magnetického pole. Jak vyplývá z indukční rovnice

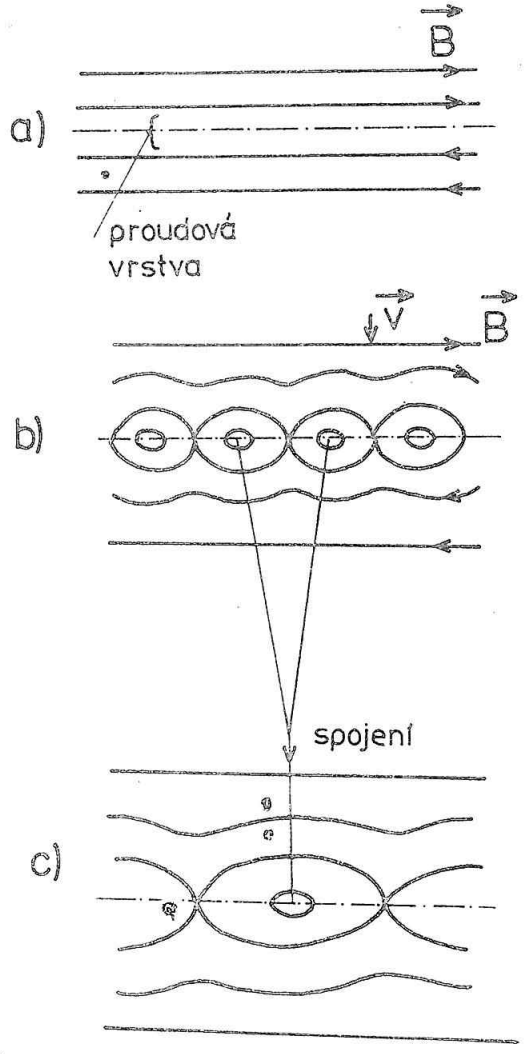
$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \mathrm{rot}\,(\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta \vec{B}, \qquad /12/$$

pro vysokou vodivost koronálního plazmatu /předpokládaný prostor primárního procesu erupce/ dostáváme velice malý výkon procesu uvolňování energie. Podstatné zrychlení procesu rekonexe, tj. zvýšení vstupní a výstupní rychlosti plazmatu $\vec{v}$ /obr. 3/ bylo dosaženo předpokladem Petscheka o existenci stacionárních rázových vln, vytvořených na hranicích vstupního a výstupního prostoru proudové vrstvy. Tyto rázové vlny na svém rozhraní silně redukují magnetické pole a mění rychlost pohybu plazmatu.

Je třeba zdůraznit, že redukce magnetického pole pomocí stacionárních rázových vln se uplatňuje vždy mimo centrální oblast kolem tzv. X bodu konfigurace, kde převládá mechanismus difuze magnetického pole podle rovnice /12/. Tato oblast o rozměrech 2x a 2z je nazývána difuzní oblastí /obr. 3/ - šrafovaná oblast/. Při stacionárním procesu rekonexe /$\vec{v}$ = konst/ je v ustálením proudění unášená magnetická energie $B^2/2\mu_0$ do prostoru proudové vrstvy. Ze zákonů zachování vyplýva, že plazma musí také z prostoru kolem bodu X odtékat. V odtékajícím plazmatu je značně redukováno magnetické pole, tj. magnetická energie je nižší, je uvolněna, převádí se na jiné druhy energií. Především na ohřev a zvýšení rychlosti odtékajícího plazmatu. Tento mechanismus je velice nadějným mechanismem, vysvětlujícím proces uvolňování energie v erupci. Jeho výhodou je skutečnost, že je řešen ve značně vypreparovaném stavu. Skutečná hodnota tohoto mechanismu bude známa, až budou vyřešeny otázky evoluční, otázky nestacionárnosti tohoto typu rekonexe a otázky nahodilejšího proudění plazmatu v okolí proudové vrstvy. Navíc laboratorní studium proudových vrstev ukazuje, že v proudových vrstvách dochází i k dalším důležitým procesům, kterými jsou tzv. "tearing mode" a "coalescence" nestabilita.

b/ "Tearing mode" a "coalescence" nestabilita

Je známo, že proudová vrstva /obr. 4a/ je nestabilní vzhledem k poruchám, které proudovou vrstvu trhají /tearing/ na proudová vlákna. Výsledkem této "tearing mode" nestability vznikne struktura podle obr. 4b, vznikne struktura magnetických ostrovů. Každý tento magnetický ostrov představuje proudové vlákno s proudem tekoucím kolmo k rovině obrázku. Tyto proudové vlákna mezi sebou interagují, přitahují se a spojují. Říkáme, že struktura proudových vláken je nestabilní vzhledem ke spojování /coalescence/ /obr. 4c/. Z naznačeného je zřejmé, že tyto procesy následují po sobě, svým způsobem soupeří. Každá tato nestabilita vede k charakteristickému proudění plazmatu v okolí proudové vrstvy a toto proudění se může periodicky opakovat. Periodicita je však omezena disipací v obou typech nestabilit. Avšak z hlediska erupce, právě disipativní procesy znamenají uvolňování energie. Třebaže existence těchto procesů v erupci je všeobecně přijímána, existují značné rozdíly v roli těchto procesů v jednotlivých modelech erupce.



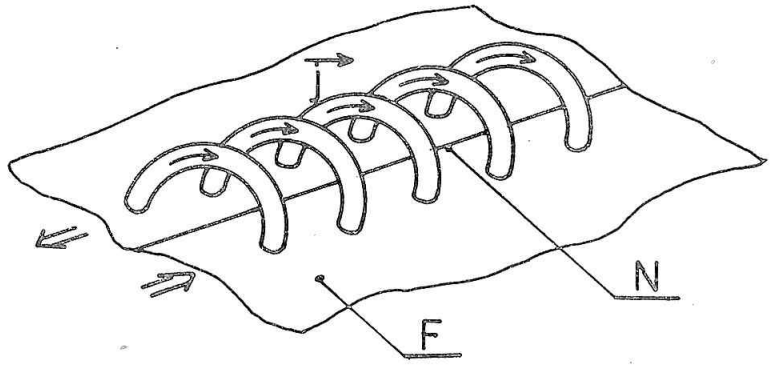
Obr. 4 - Nestability v proudové vrstvě.

4. PROCESY ODVOZENÉ Z PRIMÁRNÍHO PROCESU

Zatím jsme se zabývali erupcí jen jako problémem energie, tj. zabývali jsme se zdroji erupční energie a jejím uvolňováním. Sluneční erupce je však velice složitý komplex procesů. Dá se říci, že primární proces uvolňování energie je provázen celou řadou důležitých procesů: ohřevem a urychlováním částic, zářením, makroskopickými pohyby erupčního plazmatu spolu s formováním rázové vlny, topologickými změnami v erupční fázi.

4. 1. Ohřev a urychlování částic

Představme si situaci těsně před procesem erupce /obr. 5/. Uvažujeme systém proudových vláken, které zastřešují prostor nad nulovou linií ; roviny proudových vláken svírají malý úhel s inverznou linií. Tento komplex proudových smyček byl vytvořen horizontálními pohyby fotosférického plazmatu.



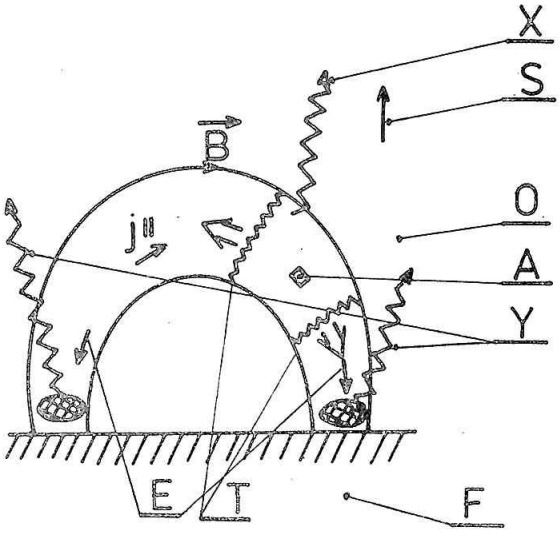
Obr. 5 - Struktura proudových smyček, generovaná horizontálním pohybem fotosférického plazmatu. Zesílené špičky ukazují smer střihového pohybu. F - fotosféra, N - inverzná linie vertikální komponenty magnetického pole.

Možností jak zažehnout erupci v takovém proudovém systému je několik:

a/ MHD nestabilitou, termální nestabilitou, interakcí s vynořujícím se novým magnetickým systémem /s vnější či vnitřní strany proudových smyček/, dosažením podmínky $\vec{j} \geqslant \vec{j}_{krit}$ klidnou evolucí - všechny tyto možnosti vedou ke splnění podmínky $\vec{j} \geqslant \vec{j}_{krit}$.

b/ externí generací anomálního odporu, např. externím elektronovým svazkem; zde nemusí být splněna podmínka $\vec{j} \geqslant \vec{j}_{krit}$.

V každém případě je v proudové smyčce generován anomální odpor /případně dvojvrstva/ /obr. 6/. Zóna anomálního odporu, kte-



Obr.6 - Procesy v erupční smyčce. X - měkké X-záření, S - svazek elektronů, generující vzplanutí typu III, O - otevřená magnetická struktura, A - prostor počátečního anomálního odporu, Y - H, mikrovlné a tvrdé X-záření, F - fotosféra, T - tepelná vlna, E - urychlené elektrony.

rá je zónou nejrozmanitějších plazmatických vln /včetně Langmuirových/ ve stavu silné turbulence, se během erupce zvětšuje. Na tomto anomálním odporu se energie /$E = 1/2\ LI^2$/ uvolňuje jednak Jouleovským ohřevem a také tím, že se v zóně s anomálním odporem indukuje velké elektrické pole, které urychluje částice /především elektrony/ podél magnetického pole proudových smyček směrem k jejich zakotvení v hustých vrstvách sluneční atmosféry. Ve stejných směrech, z místa primárního ohřevu, se také šíří tepelná vlna, která pak ohřívá husté vrstvy sluneční chromosféry. Ohřev těchto hustých vrstev vede k expanzí a k vypařování částic do vyšších vrstev proudových smyček; tj. dochází ke zvýšení hustoty v proudových smyčkách. Jednotlivé proudové smyčky mohou být induktivně vázány, což může vést k šíření eruptivního procesu do sousedných proudových smyček. Šíření erupčního procesu však může být svázáno i s šířením nejrozmanitějších vln. Poněvadž existuje induktivní vazba nejenom mezi proudovými smyčkami, ale i s otevřenými strukturami magnetického pole, může se vzájemnou indukčností v otevřené struktuře naindukovat elektrické pole, dostatečné k urychlení elektronových svazků, které jsou charakteristickým jevem tzv. impulsové fáze erupce, a které generují rádiové vzplanutí tapu III.

Celý proces erupce je svázán s generací nejrozmanitějších plazmatických vln. Proto z kinetického hlediska lze ohřev a urychlování částic chápat ve spojitosti s těmito vlnami. Koncepce anomálního odporu se pak převádí na problém interakcí vln a částic. Lze proto i problém urychlování částic na anomálním odporu převést na problém urychlování v poli plazmatických vln.

Urychlování protónů, pozorovaných v případě velkých erupcí, je svázáno s existenci rázové vlny /viz odst. 4.3/.

4. 2. Záření

Přímým důsledkem ohřevu a urychlení částic je zvýšený tok záření v celém oboru spektra. Ohřevu odpovídá zvýšená termální komponenta záření; urychlování zas netermální složka. Netermalní složka záření je typickým projevem sluneční erupce, zejména v rádiovém a v tvrdém X oboru. Netermální záření v tvrdém X oboru je generováno mechanismem brzdného záření. Elektrony urychlené v prostoru primárního procesu jsou brzděny v hustých vrstvách chromosféry, v prostoru zakotvení erupční smyčky /obr. 6/. V radiovém oboru se uplatňují pro netermální záření dva typy mechanismů generace: v mikrovlném oboru gyro-synchrotronový a v dm-oboru mechanismus kolektivních procesů /skrze plazmové vlny/. Zatímco zdroj mikrovlného záření je situován v prostoru zakotvení, záření v dm-oboru pochází z vyšších vrstev erupčního prostoru.

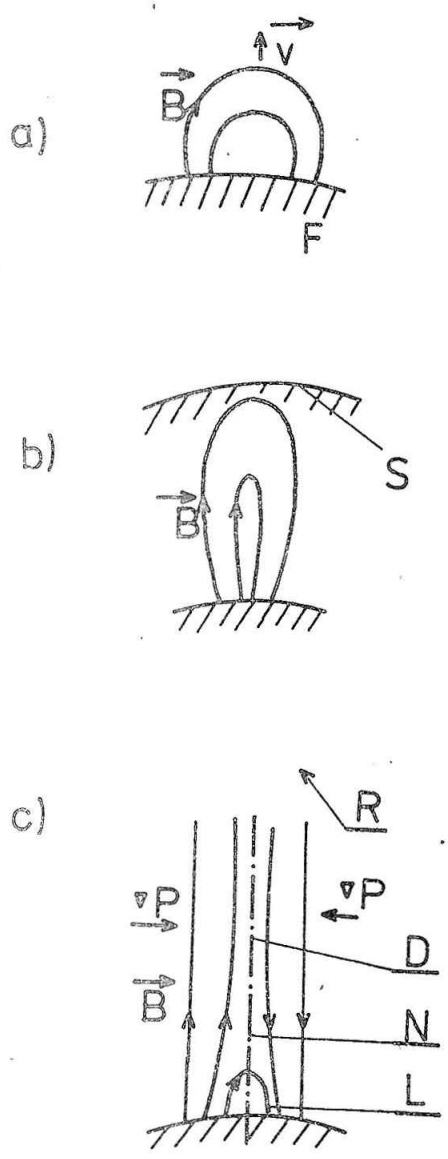
4. 3. Makroskopické pohyby erupčního plazmatu spolu s formováním rázové vlny

Ohřev erupčního plazmatu do teplot až $\sim 10^7$K a zvýšení její hustoty vypařováním chromosférických vrstev vede ke zvětšování kinetického tlaku. Navíc magnetický tlak klesá v důsledku transformace energie magnetického pole. Tím erupční smyčky expandují. V této fázi erupce, kdy dochází k rychlé disipaci

elektrických proudů a přeskupování magnetického pole pravděpodobně spolupůsobí i síla $\vec{j} \times \vec{B}$. Výsledkem expanze a působení síly $\vec{j} \times \vec{B}$ je zvedání celé struktury /obr. 7/. Rychlost zvedající se struktury vzrůstá, takže v určitém místě koróny je dosaženo rychlosti Alfvénovy v_A a na předním okraji této struktury se formuje MHD rázová vlna /obr. 7b/. Tato rázová vlna je pozorována jako radiové vzplanutí typu II, případně jako Moretonova vlna /viditelná při bočním šíření v chromosféře, v čáře H-alfa/. Rázová vlna zároveň urychluje protóny. Příčné pohyby, pozorované ve struktuře erupčních vláken, jsou dvojí: skutečné, dané expanzí a fiktivní, způsobené přesunem primárního procesu do jiných proudových vláken.

4.4. Topologické změny v poerupční fázi

Po vyvržení erupčních smyček, na jejichž čelní frontě je generována rázová vlna, erupční proces doznívá. V prostoru nad erupcí je vytvořena polootevřená struktura magnetického pole /obr. 7c/. Po vyvržení hmoty dochází v tomto prostoru ke zředění s výsledkem vzniku tlaku s vnějších stran a difuzi magnetického pole v prostoru neutrální línie. To je počátek poerupčního procesu rekonexe, který vede k formování tzv. poerupčních smyček. Je třeba zdůraznit, že tento proces je rovněž energeticky aktivní. Zdroj energie tohoto procesu lze nalézt v procesu vyvržení erupčních smyček.



Obr. 7 - Proces vyvržení plazmového oblaku a formování erupčních a poerupčních smyček.
a/ Pohyb erupčního vlákna vzhůru. F - fotosféra
b/ S - rázová vlna /zdroj radiového vzplanutí typu II/
c/ R - rázová vlna ve značné vzdálenosti od Slunce, D - difuse magnetického pole, N - inverzní linie magnetického pole, L - poerupční smyčky.

5. ZÁVĚR

Článek je především přehledovým článkem. Zároveň je i pokusem o vytvoření pokud možno jednotlivé fyzikální koncepce slunečních erupcí. Je však nutno říci, že existuje celá řada podstatných i méně podstatných modifikací této koncepce. Detailnější přehled o této problematice lze získat v monografiích, které jsou uvedeny.

Autor by chtěl poděkovat dr. L. Křivskému za podnětnou diskuzi, týkající se problematiky tohoto článku.

LITERATURA

Altyncev, A. T.; Banin, V. G.; Kuklin, G. V.; Tomozov, V. M.: 1982, Solnečnye vspyški, Nauka, Moskva

Křivský, L.: 1977, Solar proton flares and their prediction, Academia, Prague

Priest, E. R.: 1981, Solar flare magnetohydrodynamics, Gordon and Breach, London

Priest, E. R.: 1982, Solar Magnetohydrodynamics, D. Reidel, Dordrecht, Holland

Švestka, Z.: 1976, Solar flares, D. Reidel, Dordrecht, Holland.

Mimořádné poklesy výskytu velkých erupcí v X-emisi v posledních dvou cyklech po maximech

L. KŘIVSKÝ, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov

ABSTRAKT

U dvou posledních 11-letých cyklů sluneční aktivity /č.20 a č. 21/ bylo nalezeno, že vždy po letech maximální fáze činnosti došlo k významným poklesům výskytů erupcí třídy M a X. Podle klasifikace vzplanutí v X-emisi jsou to třídy nejvyšších toků. Tuto vlastnost měl i třetí cykl č. 19, jak bylo nalezeno podle velkých ionosférických efektů. Naznačuje se, že to může být obecnější vlastností cyklů, kterou je charakterisováno nasazení "druhého" režimu aktivity na sestupné fázi cyklu.

1. ÚVOD DO PROBLEMATIKY

V práci Knošky a Křivského /1978/ bylo nalezeno, že počet všech erupcí po jednotlivých rocích a zvláště pak erupcí velkých vykázal v cyklu č. 20 mimořádný pokles z roku 1970 na rok 1971. Touto příčinou jsme vysvětlovali i modulační efekt na kosmickém záření, kdy z roku 1970 na rok 1971 byl zaznamenám na všech stanicích mimořádný vzrůst hladin kosmického záření /Křivský, 1979/. Toto je v souladu se známým opačným modulačním účinkem sluneční činnosti na kosmické záření registrovaného na zemském povrchu /Zátopek a kol., 1976/ nebo na sondách /Van Allen, 1975/. Počítalo se s tím, že zmíněná anomálie v průběhu let přísluší pouze 20. cyklu /1965-1976/. Tehdy rok 1970 vykázal největší počet erupcí, též je to patrné u erupcí podle klasifikace X-emise, rok následující 1971 byl počet nebývale nízký /viz obr. 1/.

Erupce se klasifikují podle zavedeného systému v USA /Space Environment Service, Boulder/ od začátku r. 1969 podle maximálního dosaženého toku X-emise v oboru 1-8 Å monitorovaném na satelitech /kupř. sondami GOES 1 a 2/. Uvádíme tabulku této klasifikace a příklad vyhodnocené registrace ze dne s velkou erupční aktivitou /viz obr. 2/.

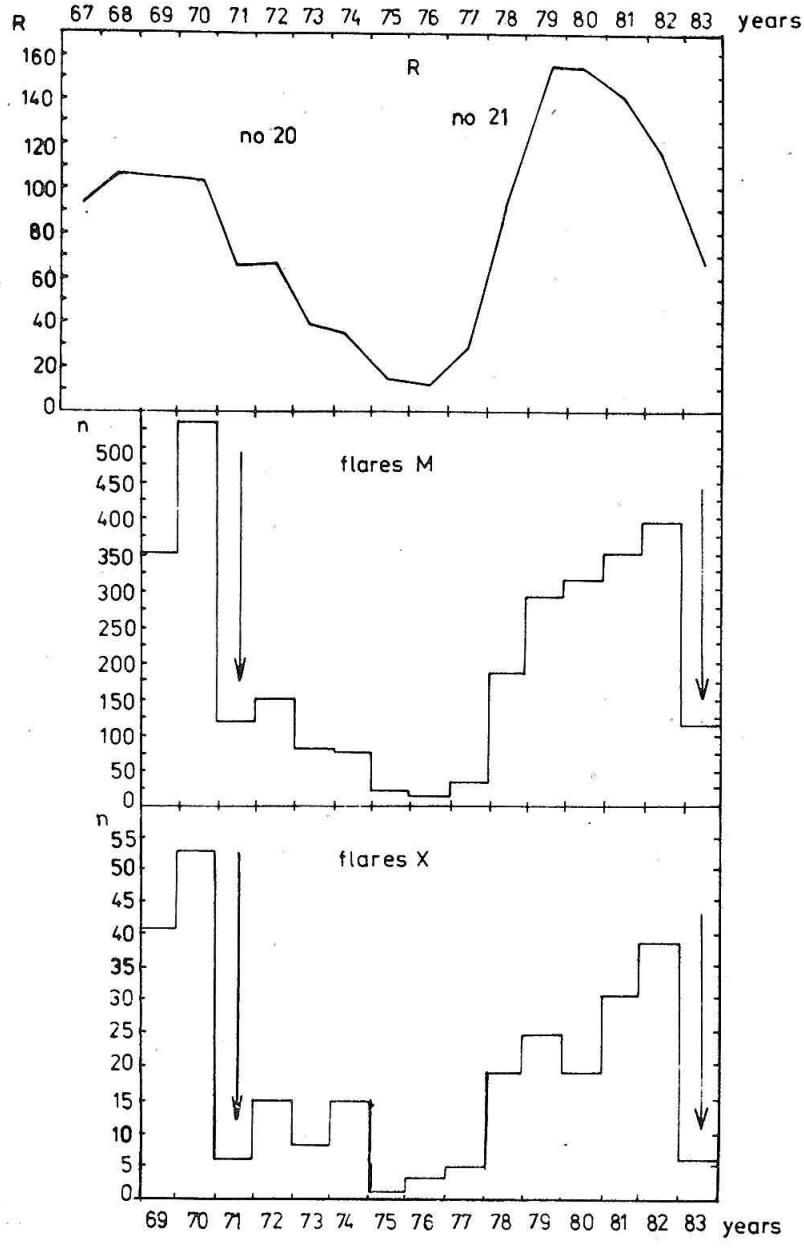
TABULKA 1

erupce a třída		tok v oboru 1-8 Å (= 0,1 - 0,8 nm)	
		$W\ m^{-2}$	$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$
nejslabší	B	$\phi < 10^{-6}$	$\phi < 10^{-3}$
slabé	C	$10^{-6} \leq \phi < 10^{-5}$	$10^{-3} \leq \phi < 10^{-2}$
střední	M	$10^{-5} \leq \phi < 10^{-4}$	$10^{-2} \leq \phi < 10^{-1}$
velké	X	$\phi \geq 10^{-4}$	$\phi \geq 10^{-1}$

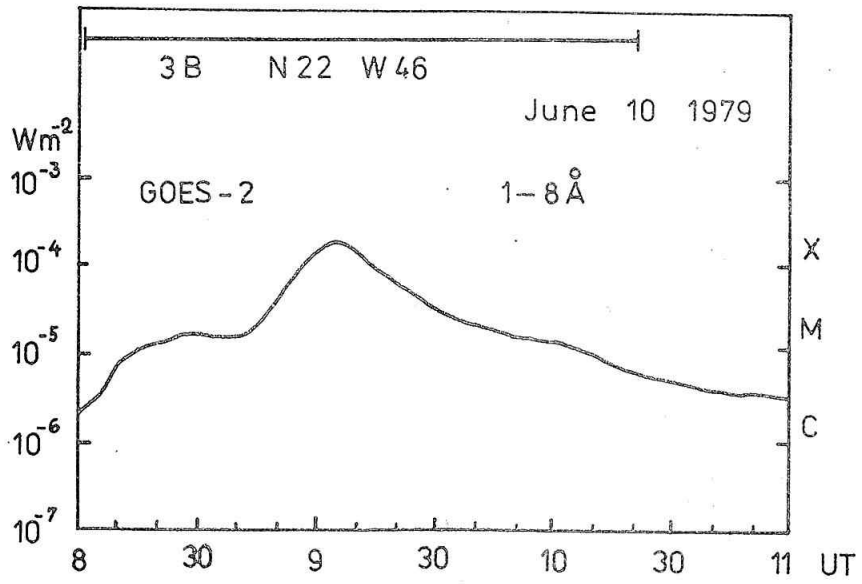
Počty výskytu erupcí tříd M a X v jednotlivých letech byly převzaty z registrací na sondách /Preliminary Rep. and Forecast of Solar Geophysical Data - Space Environment Services Center, Boulder/.

2. EFEKT V CYKLECH č. 20 a č. 21

V minulém cyklu č. 20 výskyty erupcí třídy M klesly z roku 1970 /= 100%/ v roce 1971 na hodnotu 22%, výskyty největších vzplanutí třídy X klesly v těchže letech na hodnotu 11%, když pro třídu X 100% bylo v r. 1970 /viz obr. 1/. Při následném probíhajícím cyklu byl zjištěn obdobný efekt, který demonstrujeme též na obr. 1. Opět je patrný mimořádný pokles počtu středních a velkých erupcí /podle klasifikace X-emise/ z roku 1982 na rok 1983. U erupcí třídy M



Obr. 1 - Průběh relativního čísla skvrn R, ročních počtů erupcí třídy M a X ve dvou cyklech. Na vodorovné ose jsou roky /years/.



Obr. 2 - Příklad X-emise od velké erupce 3B se stupnicí toku a klasifikací /vpravo/. Záznam je z oboru 1-8 Å, z družice GOES-2, 10.6.1979.

výskyt klesl z roku 1982 /= 100 %/ v roce 1983 na 29 %. U erupcí třídy X tento pokles dosahuje hodnotu dokonce na 16 %.

3. DISKUSE VÝSLEDKŮ A PŘEDPOVĚĎ MODULAČNÍHO EFEKTU PRO KOSMICKÉ ZÁŘENÍ PRO R. 1983

Je možné, že některé cykly sluneční aktivity budou vykazovat tuto zvláštnost a to že po dosaženém maximu relativního čísla R a po o něco zpožděném maximálním výskytu velkých erupcí /Gnevyšev a Křivský, 1966/ bude následovat na počátku poklesové fáze velký pokles v počtu mohutných erupcí. Do jaké míry tento efekt bude v cyklech vyjímečný nebo naopak častý, nelze zatím říci a je nutno počkat na příští cykly. Efekt velkého poklesu byl zjištěn i v cyklu č. 19 /zde podle velkých ionosférických erupčních efektů, viz referát Klimeše a Křivského na současném semináři/, je zde doklad o této vlastnosti již ze třech cyklů.

Pokud bude správny názor vyjádřený dříve /Křivský, 1979/, že modulační efekt na hladinách kosmického záření v průběhu cyklu bude v převážné míře určován velikosti výskytu erupcí /hlavně velkých erupcí/, které produkují výrony magnetoplasmových diskontinuit do meziplanetárního prostoru s modulačním účinkem, pak bude na hladinách kosmického záření po vyhodnoceních evidován v roce 1983 mimořádný vzestup hladin, tj. pokles účinnosti modulace v meziplanetárním prostoru. Z toho bude též vyplývat, že budou pro rovnici modulace platit vztahy počítající převážně s parametry slunečních erupcí /Křivský, 1979; a dále kupř. Xanthakis a kol., 1981/ a nikoliv s reversemi magnetického pole v heliomagnetosféře a násilným výkladem několikaletým zpožďováním projevu v modulačním efektu /kupř. Nagashima, 1977/.

LITERATURA

Gnevyšev, M. N., Křivský, L.: 1966, Svjaz protonnych vspyšek s koronoj v 11-letém cikle. Astr. Žurn. 43, 1966, 385

Klimeš, J., Křivský, L.: 1984, Velký pokles výskytu mohutných erupcí podle ionosférických efektů X-emise v cyklu č. 19, po fázi maxima. Sbor. ref., 7. celošt. slneč. sem. /Tatr. Lomnica

Konška, Š., Křivský, L.: 1978, Time-latitude occurrence of flares in solar cycle No 20 /1965-1976/. Bull. Astr. Inst. Czechoslov. 29, 352

Křivský, L.: 1979, Cosmic Rays Modulation and Flare Activity in the 1965-1975 Cycle. 16th Inter. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, Vol. 12, 187

Nagashima, K.: 1977, Long Term Modulation of Cosmis Rays in Helio-Magnetosphere. 15th Int. Conf. on Cosmic Rays, Plovdiv, Vol. 10, 380

Van Allen, J. A.: 1975, Interplanetary Particles and Fields. Sci. Am. 233, 161

Xanthakis, J.: 1981, Cosmic-Ray Intensity Related to Solar and Terrestrial Activity Indices in Solar Cycle No 20, Astrophys. and Space Sci. 74, 303

Zátopek, A., Křivský, L., Laštovička, J.: Correlations between Solar, Interplanetary, Geomagnetic, Ionospheric, Atmospheric Circulation and Microseismic Phenomena. J. Interdiscipl. Cycle Res. 7, 1976, 9.

Dlouhotrvající vzplanutí X-emise se superposicí erupčních efektů při východu vysoce aktívní oblasti (25.I.1981)

L. KŘIVSKÝ, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov
L. SCHEIRICH, Astronomický ústav SAV, Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

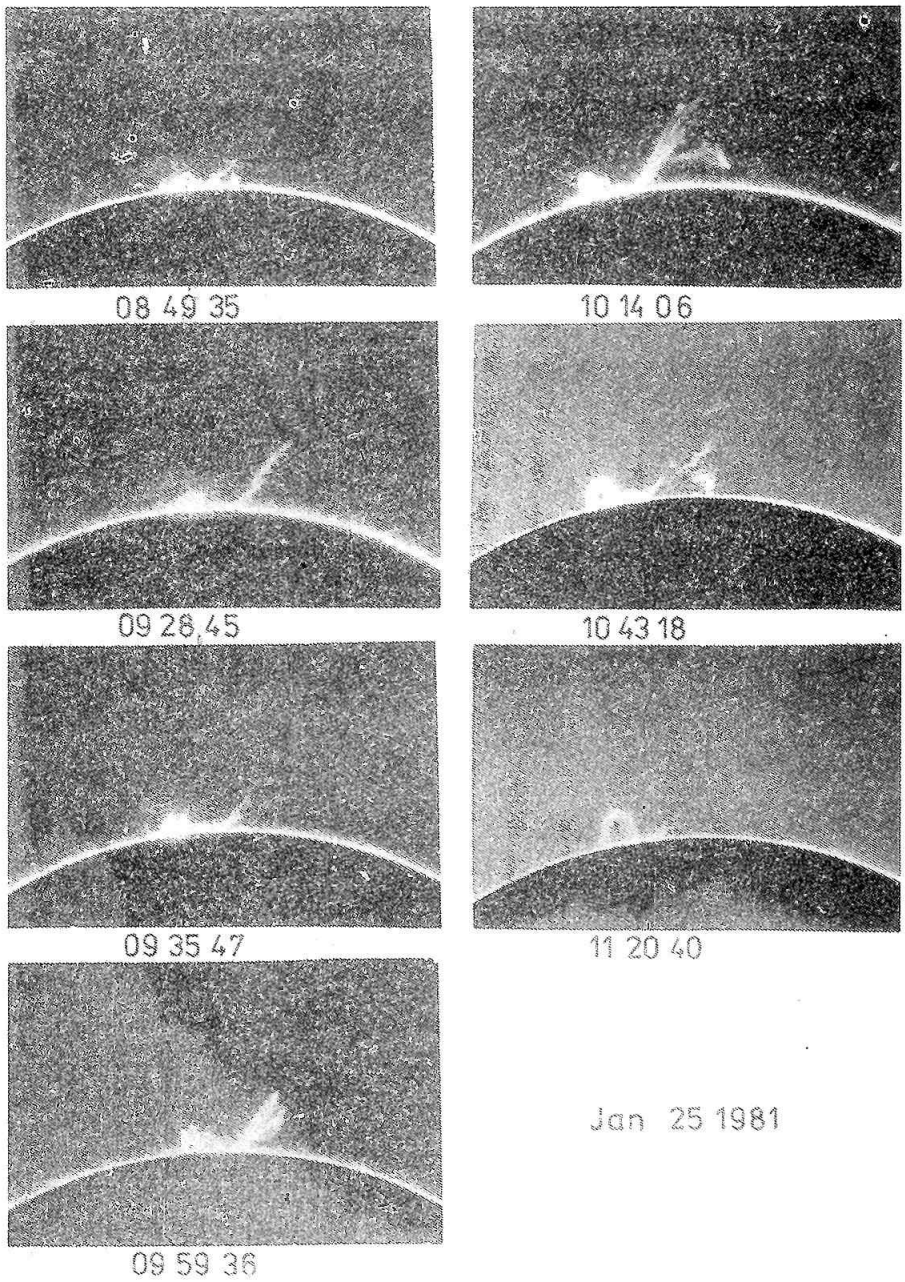
Upozorňujeme na dosud nepopsaný víceehodinový zdvih hladiny X-emise pocházející s velkou pravděpodobností od mimořádné aktivní oblasti s erupcemi na východním okraji disku. Jev je nazván "vzplanutí X-emise aktivní oblasti" /X-ray increase of active region/ a je dokumentován podle mereni nezávisle na dvou sondách. Jednotlivá vzplanutí od erupcí jsou na tomto velkém zdvihu superponována. Jev patrí do období mezinárodní akce Solar Maximum Year /zač. VIII.1979 - konec II.1981.

1. AKTIVITA OBLASTI S 14°, CMP 1.2.1981

Celosvětová síť stanic sledujících erupční aktivitu dokumentovala mimořádnou aktivitu oblasti Hale 17428, která 25.I.1981 byla se skvrnami těsně za okrajem /nebo na okraji/disku. V této oblasti byla identifikována 25.I. řada erupcí s eruptívními protuberancemi různých typů. Připojujeme upravený výpis význačnější erupční aktivity s popisem charakteru jevů, za základ se vycházelo z údajů publikovaných v Sol. Geophys. Data /470 II 1983/, Boulder.

erupce 25.I.1981	charakteristika
04 00 - 04 30 S 14°, E 90°	erupt.protuberance za okrajem, několik posic, několik maxim jasu, velké rozšíření plochy po maximu, aktivita po celý den
04 59 - 07 00 S 15°, E 90°	---- " ----
07 23 - 08 05 S 14°, E 90°	--- " --- s emisí He D3
08 20 - 10 53 S 14°, E 90°	--- " --- (viz obr.1)

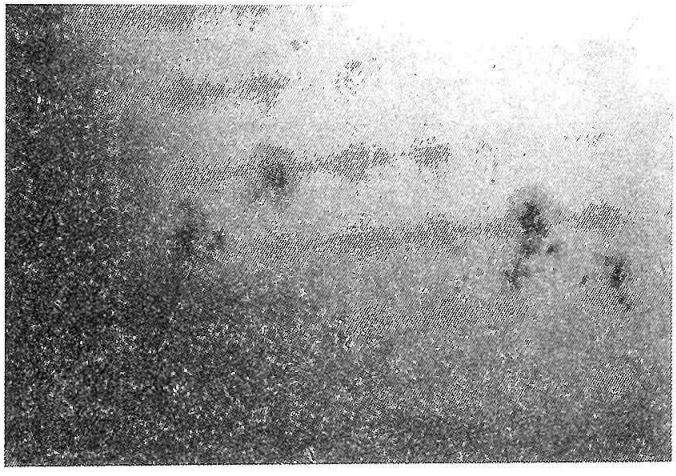
Radiová aktivita 25.I.1981 byla značná a častá, převážně byla typu III i V. Typ IV je uveden v tabulkách v době 08 48 - 09 25, typ II v době 08 56 - 09 16, oba tyto typy dokumentují vyvržení magnetoplasmového oblaku /IV/ s nárazovou vlnou /II/; /Solar Geophys. Data - Boulder, 1981/. Rychlé částice mohly být též vyvrženy, ale ve směru u Země nebyly detekovány. Nejintensivnější záblesky téhož dne v širokém oboru frekvencí /606 - 19600 MHz/ byly ve spojení se sledovaným erupčním komplexem: zač. 08 45, s trváním od 35 do 300 min., první maximum bylo kolem 09 12, druhé kolem 09 21. Největší tok 4800 10^{-22} W $m^{-2}Hz^{-1}$



Obr. 1 - Výběr ze serie snímků okrajové erupce z 25.I.1981 /Lomnický Štít, koronograf, pološířka H-alfa filtru I,2 nm, exp. 1/15 s/. Časy snímků jsou udány v UT.

byl na 8800 MHz. Podle registrace 19,6 GHz z Bernu lze usuzovat, že fáze urychlení částic u tohoto jevu by měla být zhruba v době 09 00 - 09 15 UT.

V následujících dnech po 25.I.1981 vyšel na disk ve sledované posici komplex skupin skvrn, které dokumentuje snímek fotosféry ze Skalnatého Plesa z 29.I. 1981, 07 50 46 UT, viz obr. 2. Okrajová erupce z 25.I. /obr. 1/ a další jevy byly zřejmé v západní /pravé/ části komplexu skvrn typu E.



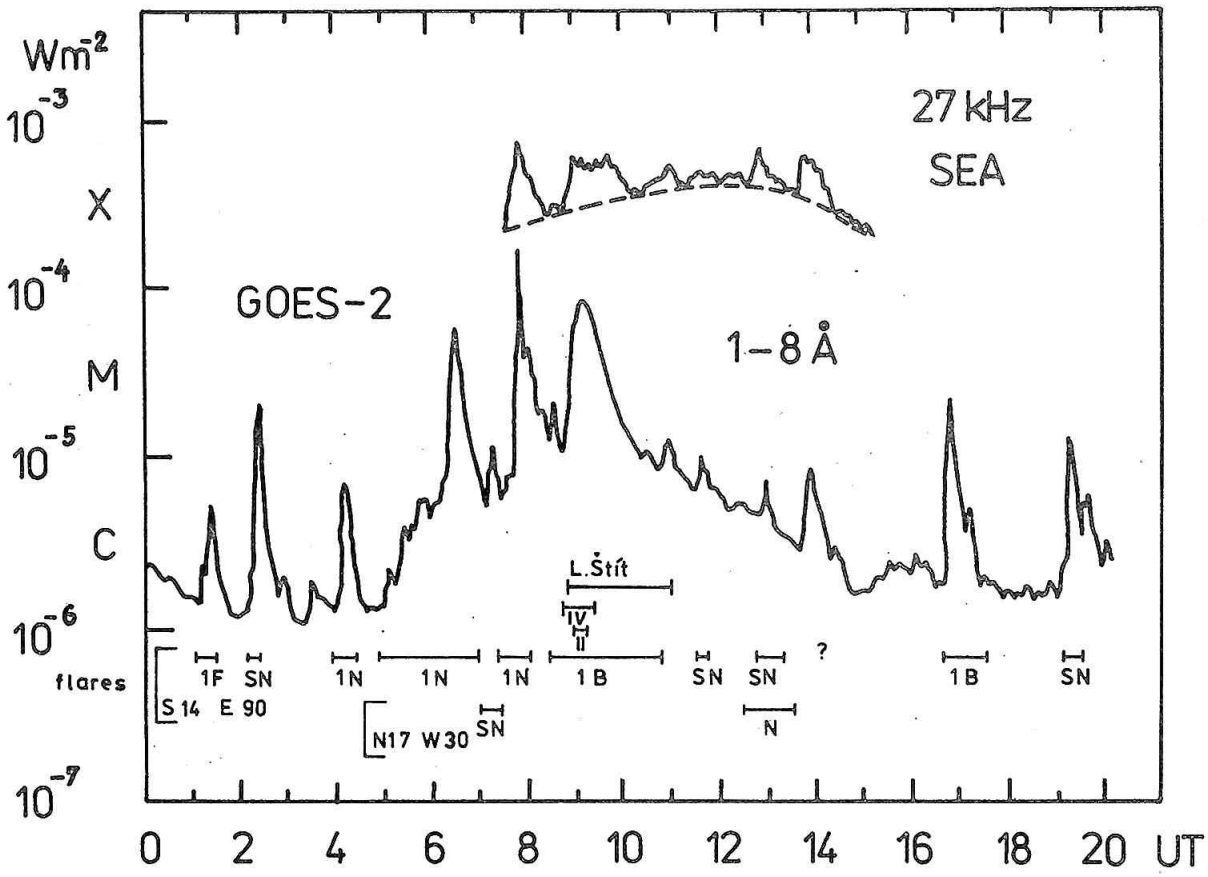
Obr.2 - Snímek fotosféry z 29.I.1981 /07 50 46 UT/, Skalnaté Pleso. N nahoře, E vlevo. Velká erupční aktivita z 25.I.1981 byla v pravé skupině.

Slabě erupčně aktivní byla 25.I. 1981 i jiná oblast na disku, a to N 17°, W 30°, zde byly jen ojedinelé slabé erupce /jsou uvedeny na grafu obr. 3/.

V průběhu denní doby /mezi východem a západem Slunce/ byly identifikovány v době všech význačnějších i slabších erupcí na registraci atmosferiků 27 KHz ionosférické efekty SEA /obr. 3 nahoře, základní hladina je naznačena čarkovaně, je dána denním chodem ionosférických podmínek a nikoliv průběhem anomální ionisující emise, velikost jednotlivých efektů SEA je dána velikostí převýšení nad touto hladinou/. Usuzovat na celkový dlouhodobější efekt od vzplanutí X-emise aktivní oblasti na registracích tohoto druhu není možné.

2. AKTIVITA A VZPLANUTÍ X-EMISE

Vzhledem k tomu, že při snímkování aktivních procesů na východním okraji disku v oblasti čáry H-alfa na Lomnickém Štítě /pološířka 1,2 nm, exp. 1/15 s/ uvedeného dne byla zachycena mimořádná aktivita zřejmě charakteru výstupu erupčního smyčkového kanálu /viz obr. 1/, byla této aktivitě věnována širší pozornost. Soustava vystupujících erupčních smyček /flare-loops/ byla doprovázena na bocích výtrysky, některé směřovaly volně do korony, některé byly stahovány obloukovitými magnetickými poli zpět k okraji disku. Při porovnávání této aktivity s průběhem X-emise 1-8 Å registrované na satelitu GOES-2, viz obr. 3 /Preliminary Rep. and Forecast Sol. - Geophys. Data, 1981/ bylo zjištěno v téže době nejen velké vzplanutí X-emise, jak bývá u erupcí obvyklé /též s ionosférickým efektem SEA/, ale byl patrny zde též dlouhodobý vzrůst X-emise již od 04 30 do 14 40 UT, trvající ~10 hodin. Je patrné, že tento vzrůst hladiny byl tvořen jednak nakupením za sebou následujících jednotlivých vzplanutí erupčního charakteru, ale byl důsledkem i trvalejšího zdvihu hladiny X-emise.



Obr. 3 - Záznam X-emise /1-8 Å = 0,1 - 0,8 nm/ z družice GOES-2. Stupnice na levo udává hodnotu toků a užívanou klasifikaci erupčních vzplanutí /C, M, X/ podle řádů stupnice. Horení křivka je kopie registrace atmoaferiků 27 kHz s erupčními efekty SEA /Ondrejov/ způsobených ve spodní ionosféře X-emisí. Vzhledem k dennímu chodu nulová hladina není vodorovná, ale je to křivka /čárkovaná/. Ve spodní části: Štít - udává dobu snímkování, IV a II typy radiové emise, výskyt erupcí v oblasti S 14°, E 90° s klasifikací podle mohutnosti, níže též výskyt erupcí v oblasti N 17°, W 30°.

3. ZÁVĚR A DISKUSE

Diskutovaný zdvih X-emise, dlouhodobé vzplanutí aktivní oblasti, přirazujeme ke komplexu aktivních jevů na E-okraji v témže časovém intervalu; lze to učinit na základě logického vztahu o vyjímečnosti a současnosti obou jevů. Na disku nebyla v době dlouhotrvající X-emise trvale žádná jiná větší aktivita, než právě tato na E-okraji. V uvedeném případě dosahoval vzrůst X-emise /bez erupcí/ 10^{-5} W m^{-2}, tj. zhruba o řád více, než byla základní hladina. Popsaný efekt nemohl být způsoben jiným neslunečním zdrojem nebo přístrojovou poruchou, neboť byl zaznamenán jak se dodatečně ukázalo též na sondě Prognoz 8 /Valníček, Fárník a kol., 1983/. Z tohoto záznamu X-emise /4-8 keV/ je patrné, že obdobný jev emise se po dobu defilování této aktivní oblasti na disku již neopakoval.

Je zde domněnka, že by emise tohoto druhu mohla mít prostorovou charakteristiku, tj. že by byla vyzařována tangenciálně od aktivní oblasti, a to zhruba ve směru osy kanálu erupčních smyček, tj. ve směru podél osy předělu magnetických polarit, který zhruba směroval ve výše uvedeném případě k Zemi.

Na zvýšenou X-emisi / $\geqslant$ 3,5 keV/ v aktivních oblastech neerupčního původu upozorňuje práce Schadee-ho a kol. /1983/; tento jev byl pozorován v oblasi bez erupcí.

LITERATURA

Preliminary Rep. and Forecast of Solar-Geophysical Data /Space Environment Services Center/, 282 - 27 Ja 1981, Boulder

Schadee, A., De Jager, C., Švestka, Z.: Enhanced X-ray emision above 3.5 keV in active regions in the absence of flares. Sol. Phys. 89, 287

Valníček, B., Fárník, F., Sudová, J., Komárek, B., Likin, O., Pisarenko, N.: 1983, Prognoz Data-III. Czechosl. Ac. Sci. Astronomical Inst. Publ. 55

Příčiny změn erupčních trendů ve skupinách typů F a při přechodech E – F a F – G

L. KŘIVSKÝ, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov
E. MARKOVÁ, Hvězdárna, Úpice

1. ÚVOD DO PROBLEMATIKY

Řada prací v minulosti se věnovala zkoumání erupční vydatnosti v jednotlivých typech skvrn a to z hlediska úhrnné representativní statistiky /Waldmeier, 1955; Knoška a křivksý, 1981/. Nebylo zatím provedeno z tohoto hlediska zkoumání jednotlivých vybraných vývojových typů skupin skvrn buď se stálým typem podle curyšské klasifikace /dále Z-klasifikace, nebo Z-typy/, nebo mezi vývojovými přechody. Takováto sledování jsou důležitá jednak z hlediska odhalení příčin nasazení různých trendů erupční aktivity, jednak jsou výsledky důležité pro aplikaci v prognoze.

Cílem tohoto zpracování bylo předně zkoumat erupční vydatnost pomocí trendů ve skupinách skvrn vybraných delších intervalů o stálém typu F v souvislosti s výskytem a proměnami určitých charakteristik aktivní oblasti nebo jejího okolí, s ohledem kupř. na tzv. řádkování skvrn, výskytu satelitů, změn magnetické konfigurace a pod. Erupční vydatnost a trendy se sledovaly pomocí sumačních křivek erupčního indexu F /Křivský, 1969/. Za druhé, zpracování bylo obdobným způsobem zaměřeno na přechody z typu E na F a z F na G. Opět se bral ohled při změnách erupčních trendů na výše vyjmenované faktory, podmiňující tyto změny. Pro tento účel byly vybrány takové vývojové případy, kdy uvedené typy skupin skvrn /kolem přechodů/ trvaly několik dnů.

Pro trvající typ F bylo zpracováno 7 případů, pro přechod z E na F 5 případů a pro přechod z F na G 4 případy. Neklademe si nárok na úplnou statistickou representativnost, očekáváme však, že při tomto výběru se již projeví některé obecnější vlastnosti vztahu "typ aktivní oblasti", "speciální faktory" a "erupční vydatnost".

Erupční vydatnost byla presentována pomocí jevů /I . t, mohutnost krát trvání erupce v minutách/ podle pozorování erupcí v mezinárodní síti. Za zdroj dat sloužily publikace Solar-Geopgysical Data, Boulder. Mohutnost byla charakterizována jedním číslem, nová užívaná klasifikace byla vlastně převáděna na klasifikaci starou /Křivský, 1975/. Jednotlivé trendy na sumačních křivkách byly charakterizovány tangentami, tj. erupční vydatností na jednotku časového intervalu, tj. na 24 hodin.

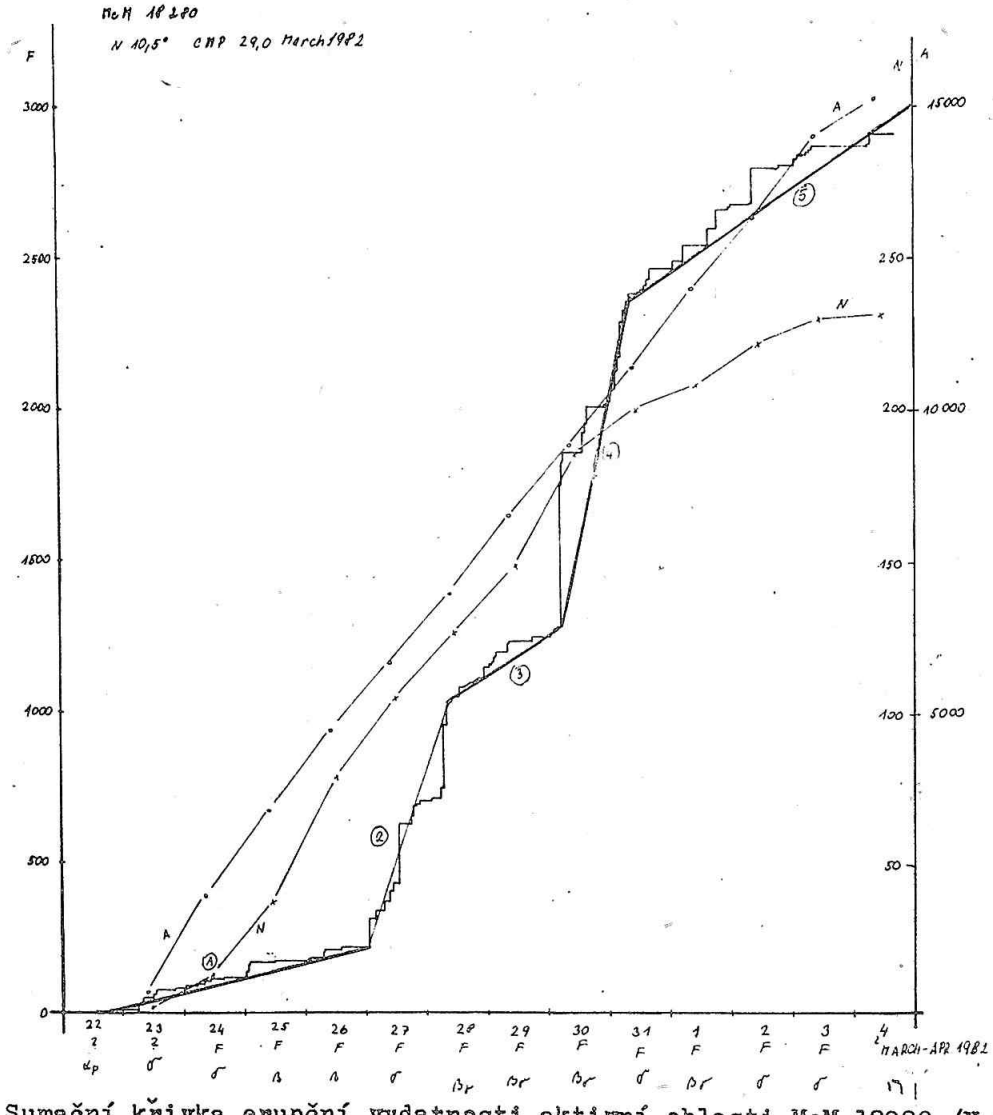
Pro porovnání s konvenčními parametry aktivní oblasti byly sestrojeny též sumační křivky počtu skvrn ve skupině a velikosti ploch skvrn /údaje byly čer-

pány z tabulek publikovaných v Solnečnyje dannyje, Leningrad/. Pro každý den byl zjišťován též magnetický typ skupiny skvrn, což bylo převzato ze Solar-Geophysical Data, Boulder.

Typy skupin skvrn v jednotlivých dnech a další vývojové charakteristiky byly určovány na základě kvalitních kreseb fotosféry řady stanic pracujících v rámci československé služby FOTOSFEREX, dále z kreseb publikovaných v Solnečnyje dannyje a v Solar-Geophysical Data. Velmi cenné bylo snímkování jednotlivých aktivních oblastí prováděné hvězdárnou ve Valašském Meziříčí v rámci téže služby.

2. ERUPČNÍ VYDATNOST VE SKUPINÁCH TYPU F

Ze sumačních křivek erupční vydatnosti je patrné, že i v rámci přetrvávání jednoho typu skupin skvrn dochází ke změnám vydatnosti erupční aktivity, neboť zde hrají roli různé faktory, které neovlivní přímo změnu Z-typu, ale dojde pouze ke změně erupční aktivity v rámci jednoho a téhož typu.



Obr. 1 - Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti MoM 18280 /N 10°,5, CMP 29,0 March 1982/; F je erupční index, A - plocha skvrn ve skupině, N - počet skvrn ve skupině, čísly jsou označeny trendy.

Na obr. 1 můžeme sledovat průběh sumační křivky aktivní oblasti McM 18280 /22.3. - 4.4.1982; N 10^{0},5; CMP 29,0 March 1982/. Vidíme, že v době od 22. - 26.3. je erupční vydatnost velmi malá, tangenta má hodnotu 43,6. 26.3 se skvrny ve skupině začínají řádkovat, přibývá drobných skvrnek. 27.3 /obr.2a/, kdy dojde k podstatnému vzrůstu erupční aktivity /tangenta má hodnotu 566,1/, se mění typ magnetické konfigurace $z\beta$ na δ . Mezi 28. a 29.3. dochází opět ke snížení erupční /tg má v té době hodnotu 133,6/,magnetické konfigurace se mění na $\beta\gamma$. 29.3. se skvrny opět začínají řádkovat a 30.3. /obr. 2b/, kdy

Obr. 2a - Snímek fotosféry aktivní oblasti McM 18280 z 27.3.1982 pořízený na hvezdárne ve Valašském Meziříčí.

Obr. 2b - Snímek fotosféry aktivní oblasti McM 18280 z 30.3.1982 pořízený na hvezdárne ve Valašském Meziříčí.

se opět mění magnetická konfigurace na δ dochází k výskytu větších erupcí. Tangenta se opět zvedá a to na hodnotu 482,0. Od 1.4. až do konce období,kdy je skupina na disku je trend sumační křivky pozvolný, tangenta má hodnotu 101,4. V blízkosti této aktivní oblasti se po celý sledovaný interval nacházela satelitní skupina, která však změnu trendů nijak podstatně neovlivnila.

Aktivní oblast McM 18405 /2.6. - 15.6.1982; S 10°; CMP 8 June 1982/ vykazuje v době od 2.6. do 11.6. vysokou erupční vydatnost, tangenta trendu sumační křivky má hodnotu 601,1. Skvrny ve skupině tvoří v té době řádky, 6.6. se tvarují do tvaru písmena V a magnetický typ je stále δ . Od 12.6. se tangenta snižuje na hodnotu 106,2, v tom období dochází ke zmenšení plochy a snížení počtu skvrn. 14. - 15.6. tangenta vzrůstá na 480,0, skupina je ale na W okraji disku, takže nelze oběktivně posoudit, co je příčinou vzestupu erupční vydatnosti.

Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 18176 /26.1. - 8.2.1982; S 13°; CMP 1 Febr. 1982/ má v době od 26.1. do 31.1. pozvolný trend, tangenta je 137,6. 1.2. se tangenta zvyšuje na 493,1, před tím, tj. 31.1. se zvětšuje počet skvrn a začíná být ve skupině náznak řádkování. Magnetická konfigurace se změnila z α na δ již 29.1. Zkoumaná skupina je doprovázena satelitní skupinou. Tá se 2.2. začíná zmenšovat, 3.2. se rozpadají řádky a 4.2. se mění magnetická konfigurace z δ na β , následkem čehož dochází ke snížení erupční vydatnosti, tangenta klesá na hodnotu 169,0.

Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 18201 /4. - 15.2.1982; S 10°,5; CMP 10,7 Febr. 1982/ má až do 6.2. pozvolný trend, tangenta má hodnotu 97,8, přestože magnetická konfigurace skupiny je δ a je doprovázená satelitní skupinou. 6.2. se objevuje jiná satelitní skupina a dochází ke vzrůstu erupční vydatnosti /tangenta je 367,7/. 9.2. se zvětšuje satelitní skupina, ale magnetická konfigurace se mění z δ na $\beta\gamma$, přesto se 10.2. trend zvyšuje, tangenta je 582,9. 11.2. se tangenta snižuje na 94,1,přestože se magnetická konfigurace opět změnila na typ δ , dochází ale k celkovému rozdrobení skupiny.

Aktivní oblast McM 17777 /4.8. - 14.8.1981; S 9°,5; CMP 9,9 Aug. 1981 je po celý sledovaný interval magnetické konfigurace δ . Tangenta je v první fázi 208,6. 11.8. se prudce mění na hodnotu 612,0, neboť skvrny ve skupině utvořily řádky. 13.8. se řádky rozpadly, tangenta je 70,0.

Aktivní oblast McM 17923 /13. - 24.10.1981; S 10°,5; CMP 19,0 Oct. 1981/ je po celý sledovaný interval doprovázená satelitní skupinou. Tangenta je do 17.10. 110,4. 17.10. dochází k řádkování, tangenta roste na 518,4. 19.10. se řádky rozpadají a tangenta klesá na 118,1.

Aktivní oblast McM 17790 /13. - 24.8.1981; S 16°; CMP 18,5 Aug. 1981/ je magnetická konfigurace $\beta\gamma$, tangenta má v první fázi hodnotu 13,4. 16.8. se tangenta mění na 152,8 čemuž předcházela 15.8. změna magnetické konfigurace na typ δ . 17.8. dochází k řádkování skvrn. 21.8. se mění magnetická konfigurace z δ na β , ale ještě lze pozorovat náznak řádků. Od 22.8. klesá tangenta na 40,0. V blízkosti skupiny se po celý zkoumaný interval nachází satelitní skupina, erupční vydatnost však podstatně neovlivňuje.

Na základě zpracovaných příkladů vyplývá, že na změny erupčního trendu z malého sklonu /tangenty/ na větší sklon mají vliv tyto faktory a souvislosti: v prvé řadě je to formování výskytu skvrnek v některé části skupiny do řádů, případné spojování řádků do tvaru písmena V /Avignon a kol., 1964/, dále k tomu může přispívat změna magnetického typu /konfigurace/ a to na typ delta /Künzel, 1960/ a výskyt satelistních skupin /Křivský a Obridko, 1969, Křivský a Klimeš, 1984/. Poslední dva faktory nejsou vždy nutnou specifickou podmínkou, zřejmě zde hraje roli vnitřní struktura uspořádání polí aktivní oblasti a jejich gradientů /např. viz Marková, 1978/.

Na snižování trendů na sumačních křivkách erupční aktivity mají vliv tato faktory: rozpad skvrnových řádů, zmizení satelitních skupin nebo jejich zmenšování, nebo doprovodná změna magnetického typu delta na beta, a nebo celkové omezení mohutnosti skupiny.

3. ERUPČNÍ VYDATNOST S PŘECHODY Z E NA F

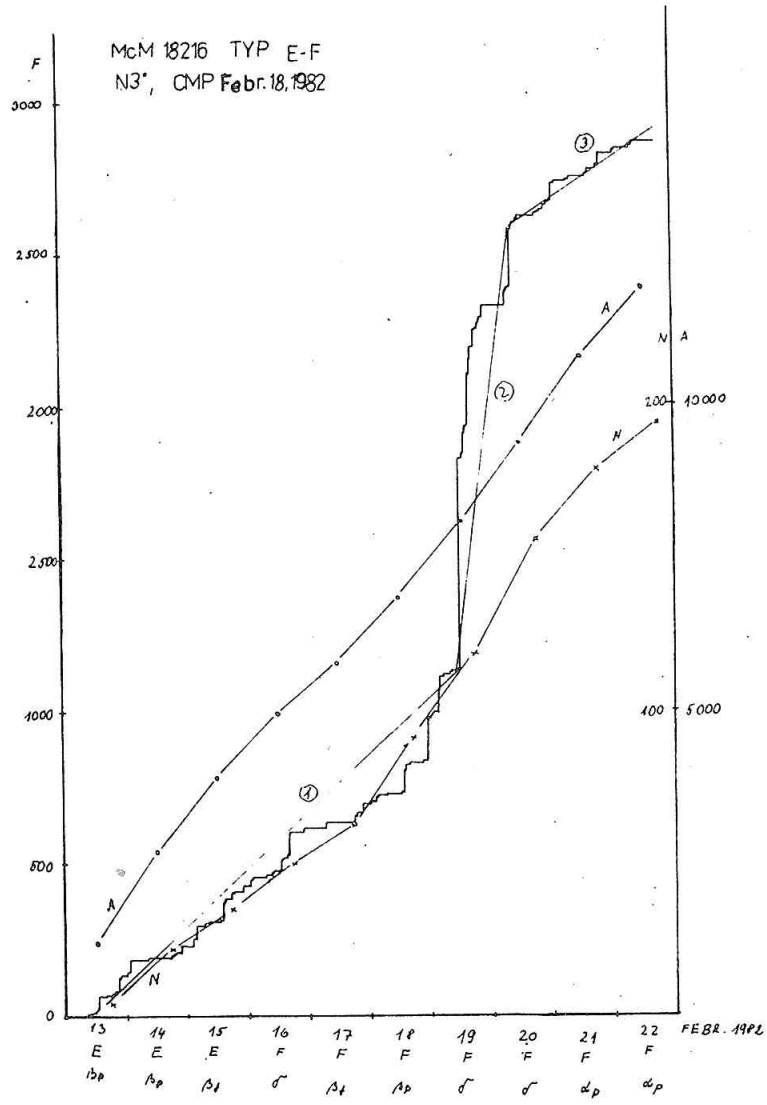
Na vybraných případech byla sledována erupční vydatnost při přechodu z typu E na nejvyšší rozvojový typ F, u kterého se předpokládá na základě dřívějších statistik největší vydatnost erupcí.

Na obr. 3 je sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 18216 /13. - 22.2.1982; N 3°; CMP18,1 Febr. 1982/. Vidíme, že v první části, kdy je skupina skvrn Z-klasifikace E /viz obr. 4a z 15.2./ je křivka pozvolná, tangenta má hodnotu 174,3. Skupina je magnetické konfigurace β . V době, kdy dojde ke změně Z-typu E na F, se trend ještě nemění, přesto že došlo ke zvětšení plochy a počtu skvrn ve skupině. Ke změně trendu dojde až 19.2., kdy se magnetický typ β mění na δ a skvrny se řádkují /viz obr. 4b - snímek fotosféry z 19.2.1982/. Tangenta vzrůstá na hodnotu 1499,5. 22.2. se řádky rozbijí, skvrny jsou rozloženy chaoticky a i když skupina zůstává Z-typu F, tangenta klesá na 110,2.

Sumační křivka další zkoumané aktivní oblasti /27.11. - 8.12.1982; S 15°; CMP 1 Dec. 1982/ vykazuje poměrně stálý trend téměř po celou dobu, tangenta má hodnotu 104,1. 5.12. dochází ke změně Z-klasifikace z typu E na F, magnetická konfigurace je po celou dobu β nebo $\beta\gamma$. 7.12., tj. dva dny po změně Z-typu nasazuje vysoká erupční aktivita.

Další zkoumanou aktivní oblast /13.11. - 26.11.1982; S 14°; CMP 19 Nov. 1982/ budeme analyzovat až od 17.11., neboť teprve zde je skupina skvrn Z-klasifikace E. Tangenta je od 20.11. 201,9. 19.11. dochází ke změně na Z-typ F, objevuje se satelitní skupina, 20.11. je ve skupině náznak řádkování. 21.11. se satelitní skupina zvětšuje a zároveň se zvyšuje erupční vydatnost, tangenta vzrůstá na hodnotu 1068,7. 22.11. dochází k rozpadu řádků. Trend se snižuje 23.11., tangenta je 106,4.

Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 11565 /15. - 28.10.1971; N 8°; CMP 21. - 22. Oct. 1971/ má v první fázi tangentu rovnou 196,9, skupina skvrn vykazuje bouřlivý vývoj. 21.10. se mění Z-typ z E na F, ale vzhledem k tomu, že v aktivní oblasti nedochází k žádným jiným změnám v ostatních parametrech, trend erupční vydatnosti se zmenšuje, tangenta klasá na hodnotu 76,7.



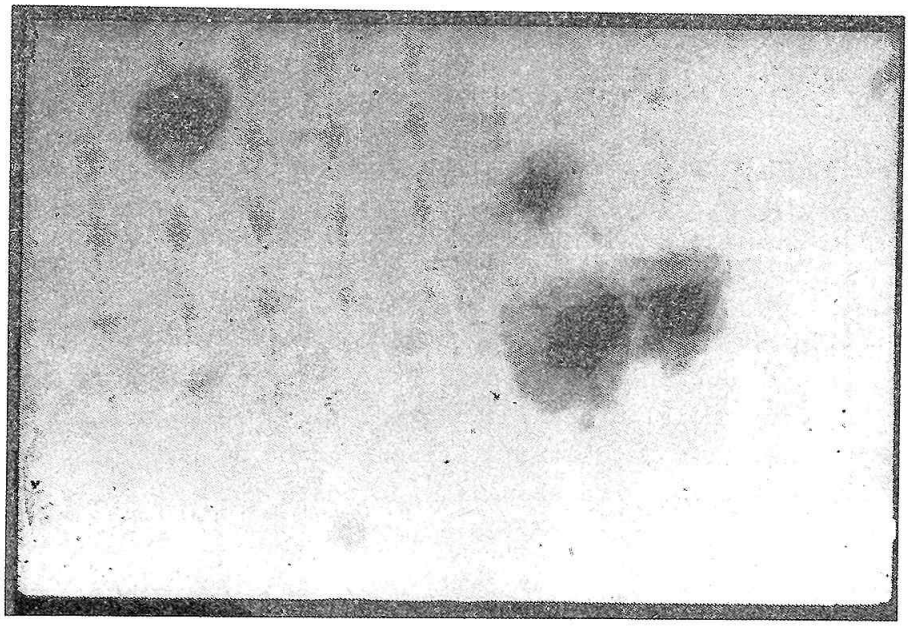
Obr 3 - Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 18216 /N 3°, CMP 18. Febr. 1982/; F - erupční index, N - počet skvrn ve skupině, A - plocha skvrn ve skupině, čísly jsou označeny jednotlivé trendy.

Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 11294 /2. - 13.5.1971; CMP 7 May/ má zpočátku pozvolný trend s tangentou 100,0; se v blízkosti skupiny objevuje satelitní skupina typu I, v důsledku čehož zřejmě dochází ke vzrůstu erupční vydatnosti, tangenta vzrůstá na hodnotu 204,4.

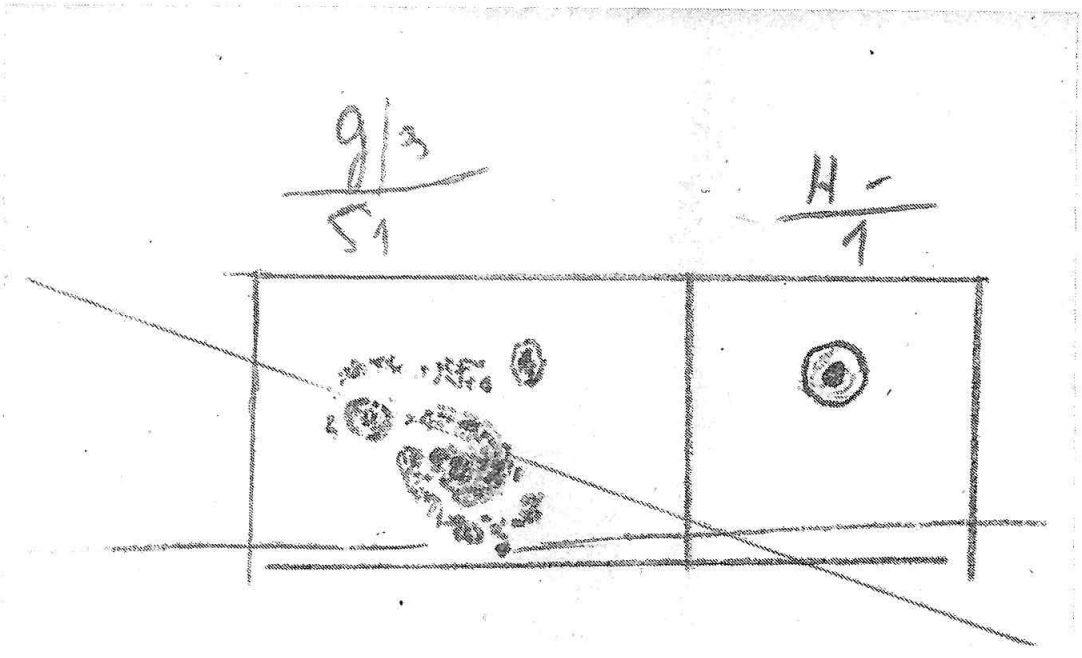
Z uvedených případů je patrné, že změna typu z E na F sama o sobě nepodmiňuje nasazení nového strmějšího trendu, ale nasazení většího trendu nastane až v rámci nového typu F po několika dnech, jak se to ukázalo na základě rozborů v práci Markové /1978/. Dochází k tomu za podmínek jako je např. řádkování skvrnek, výskyt satelitních skupin nebo změny magnetického typu na složitější typ a nebo jiných faktorů ve vnitřní stavbě skupiny, které nebývají vždy zachyceny v konvenčních pozorovacích údajích.

4. ERUPČNÍ VYDATNOST S PŘECHODY Z F NA G

Zde je sledována erupční vydatnost nejvyššího typu F při přechodu do ústupové fáze typu G, který se mnohdy vyznačuje v některých případech stále relativně



Obr. 4a - Snímek fotosféry aktivní oblasti McM 18216 z 15.2.1982 /typ E/ pořízený na hvězdárně ve Valašském Meziříčí.



Obr. 4b - Snímek fotosféry aktivní oblasti McM 18216 z 19.2.1982 /typ F/ pořízený ve Valašském Meziříčí.

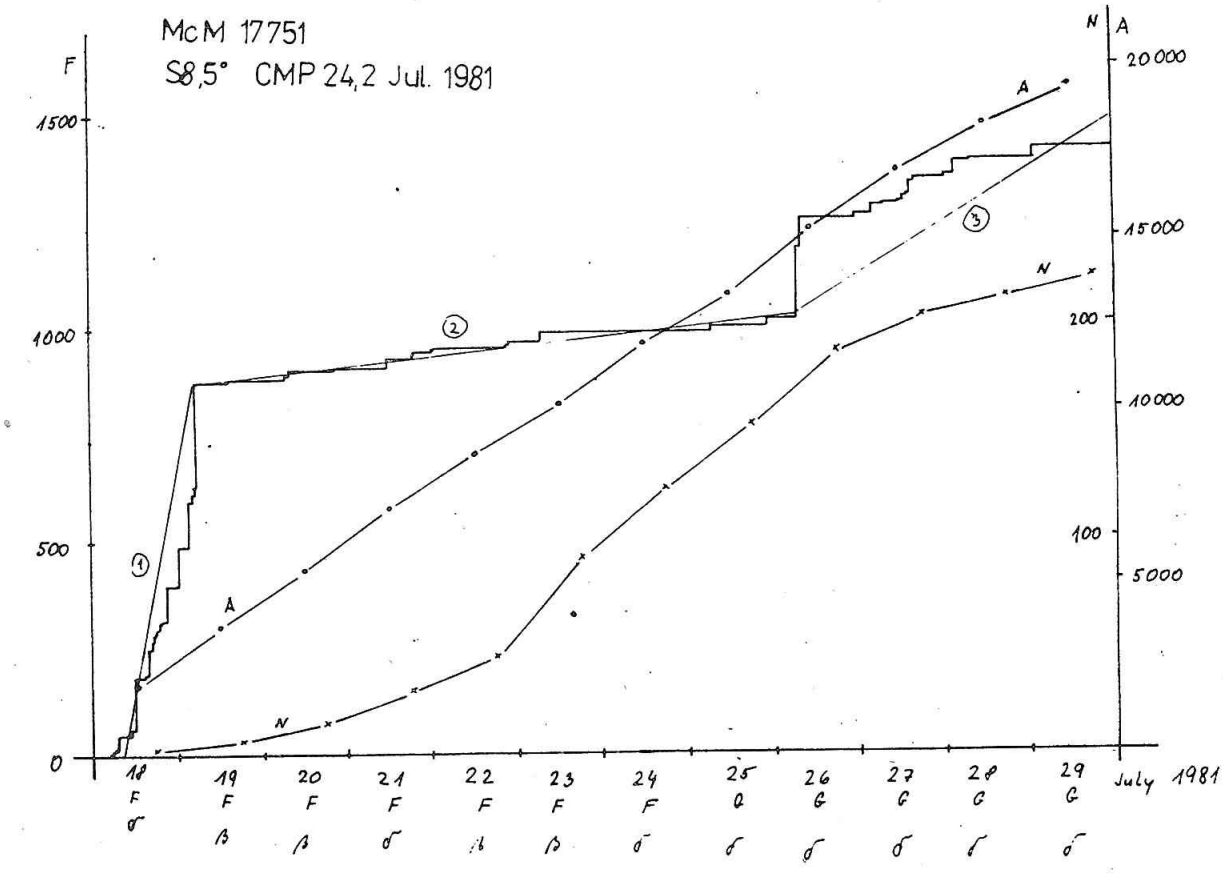
vyšší erupční vydatností.

Rozebereme si podrobně aktivní oblast McM 17751 /18. - 29.7.1981; S 8,5°; CMP 24,2 Jul. 1981/, Na obr. 5 vidíme, že sumační křivka erupční vydatnosti má nejvyšší trend v počáteční fázi, tangenta má hodnotu 700,0. Skupina je v té době magnetického typu δ. 19.7. se mění magnetický typ na β a přesto, že skupina zůstává v Z-klasifikaci stále typu F, erupční vydatnost se prudce snižuje na minimum /tangenta má hodnotu 19,3/. Na obr. 6a vidíme situaci ve fotosféře v době, kdy je ještě vysoká erupční aktivita. Obr. 6b ukazuje situaci ve foto-

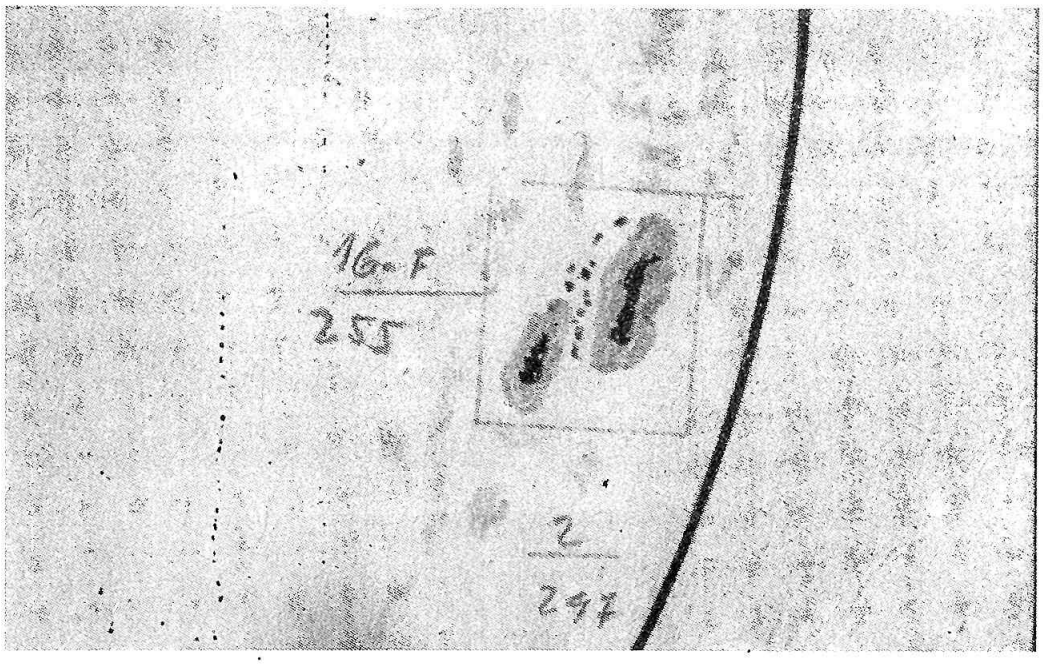
sféře těsně před změnou Z-typu F na G, kdy je ještě nízká erupční aktivita, magnetická konfigurace se zde mění zpět na typ δ. Během 25. - 26.7. se mění Z-typ z F na G, objevují se ale satelitní skupiny, magnetická konfigurace zůstává δ. Přesto, že ve skupině došlo k přechodu do ústupové fáze /typ G/, 26.7. dochází ještě ke zvýšení erupční vydatnosti /tangenta vzrůstá na hodnotu 107,0. Na obr. 6c vidíme situaci ve fotosféře z 27.7.1981.

Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 17644 /11. - 22.5.1981; N 13,5°; CMP 17,5 May 1981/ má do 13.5. pozvolný trend /tangenta je 169,4/, magnetická konfigurace je δ. 13.5. se objevuje satelitní skupina, křivka nasazuje prudký trend /tangenta roste na 763,9/, který se nemění, přestože se 14.5. mění magnetická konfigurace z δ na $\beta\gamma$. 15.5. se magnetická konfigurace mění zpět na δ, ale mizí satelitní skupina a trend se snižuje /tangenta klesá na 233,0/. K dalšímu snížení erupční vydatnosti dochází 20.5. s následnou změnou Z-typu z F na G /21.5. - tg. je 57,4.

U dalších dvou analyzovaných křivek /aktivní oblasti McM 17713 - 26.6. - 5.7. 1981; S 17,5°; CMP 1,4 Jul. 1981 a aktivní oblasti McM 17760 - 22.7. - 2.8. 1981; S 13,5°; CMP 28,3 Jul. 1981/ byly nalezeny některé společné znaky; křivky mají podobný průběh, u obou aktivných oblastí dochází těsně před změnou Z-typu F na G ke značnému zvýšení erupční aktivity.



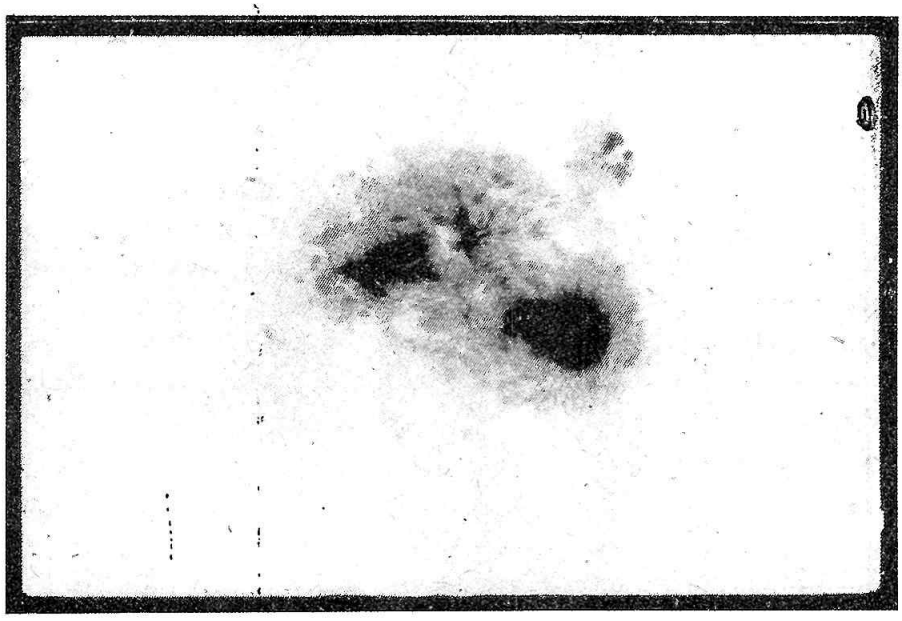
Obr. 5 - Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 17751 /S 8,5°, CMP 24,2 Jul. 1981/; F - erupční index, A - plocha skvrn ve skupině, N - počet skvrn ve skupině, čísly jsou označeny jednotlivé trendy.



Obr. 6a - Kresba fotosféry aktivní oblasti McM 17751 z 19.7.1981 /typ F/.

Sumační křivka erupční vydatnosti aktivní oblasti McM 17713 má nejprvé prudší trend /s tangentou 262,5/, ten se 27.6. snižuje, tangenta je 60,0. Magnetická konfigurace je typu β . 1.7. se mění magnetická konfigurace na typ δ , skupina se roztahuje do délky. 2.7. se začíná řádkovat, 3.7. jsou skvrny v řádcích. V důsledku toho se mění erupční vydatnost, tangenta roste na 457,3. 4.7. se mění Z-typ F na G, rozložení skvrnek je chaotické, erupční vydatnost se podstatně snižuje, tangenta klesá na hodnotu 19,3.

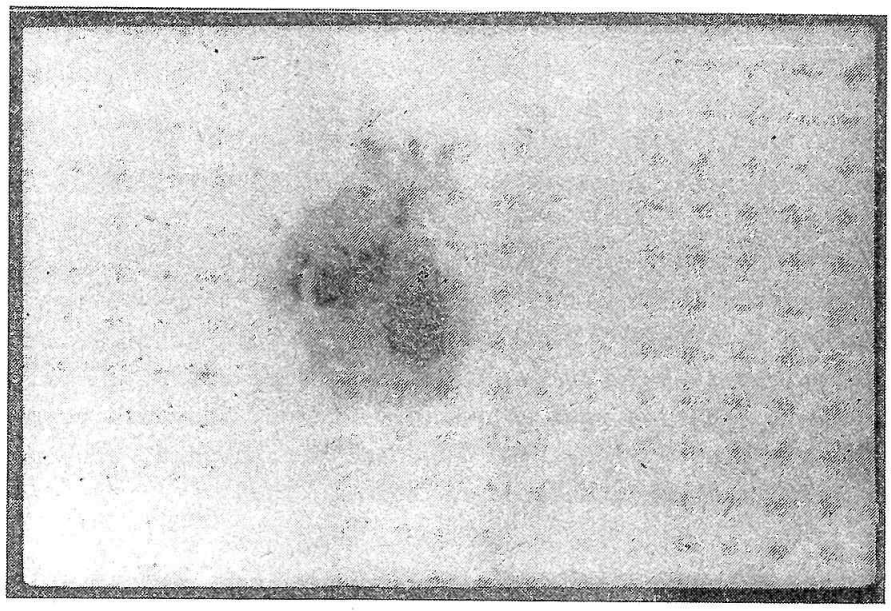
U aktivní oblasti McM 17760 má sumační křivka nejprve pozvolný trend, tangenta je 21,3. 26.7. nasazuje vyšší trend, který přetrvává až do změny Z-typu



Obr. 6b - Snímek fotosféry aktivní oblasti McM 17751 z 24.7.1981 /typ F/, pořízený ve Valašském Meziříčí.

F na G, tj. do 1.8. K nasazení vyššího trendu zřejmě došlo v důsledku objevení se satelitní skupiny a řádkování skvrnek ve skupině. Magnetická konfigurace je β , 29.7. se mění na δ, ale erupční vydatnost tato změna nijak zvlášť neovlivňuje. Tangenta měla až do 31.7. hodnotu 329,0. Ke změně dochází až 1.8., kdy se skupina rozpadá a Z-typ se mění z F na G; tangenta se mění na 29,2.

Z uvedených zpracovaných případů vysvitá, že změna erupčního trendu /zvětšování či zmenšování/ souvisí obvykle se současnou přeměnou sledovaných typů. Obvykle dojde k poklesu vydatnosti v rámci vývoje typu F a potom následuje zjevný přechod na typ G, může být však výjimka /viz skupiny McM 17713 a McM 17760/, tedy skupiny i před změnou na typ G vykázaly vzrůst trendu, což bylo podmíněno jinými činiteli /řádkováním, magnetickým typem/. K obecnějším závěrům pro přechod z typu F na G by bylo zapotřebí širšího statistického materiálu.



Obr. 6c - Snímek fotosféry aktivní oblasti McM 17751 z 27.7.1981 /typ G/, pořízený ve Valašském Meziříčí.

5. ZÁVĚRY

Předložené výsledky jsou částí obsáhlého zamýšleného zpracování, které mají ujasnit názory o příčinách různé erupční vydatnosti aktivních oblastí v souvislosti s některými konvenčními i nekonvenčními znaky aktivních oblastí. Zatím byly vybrány příklady oblastí typu F a přechody k typu F z E a následný přechod od typu F k G. Z dřívějších zpracování vyplynulo, že v průměru při zpracování obsáhlého materiálu je patrná závislost erupční vydatnosti na Z-typech a magnetických typech.

Při zkoumání konkrétních vývojů skupin lze očekávat, že vliv na erupční vydatnost má řada činitelů /samostatně působících nebo v komplexu/, které obvykle nejsou podchycovány v publikovaných základních datových zdrojích. Bylo předběžně nalezeno, že jsou to zvláště vzniky a zániky skvrnových řádů ve skupinách, změny rozsáhlosti a početnosti skvrn spolu s magnetickými typy a sate-

litními oblastmi, které kladně či záporně ovlivňují erupční vydatnost. Předběžně lze říci, že fenomenologický úkaz řádkování ve skupině ohlašuje zvýšený sklon k erupční aktivitě.

LITERATURA

Avignon, Y., Martres, M. J., Pick, M.: 1964, Ann. Astrophys. 27, 23
Knoška, Š., Křivský, L.: 1981,Bull. Astr. Inst. Czechosl. 32, 292
Křivský, L.: 1969, The Proton Flare Project, Annals IQSY 3, Mass. Inst. Techn. Cambridge, p. 135.
Křivský, L.: 1975, Bull. Astr. Inst. Czechosl. 26. 203
Křivský, L., Klimeš, J.: 1984, bude publikováno v BAC
Křivský, L., Obridko, V.: 1969, Sol. Phys. 6, 418
Künzel, H.: 1960, Astr. Nachr. 285, 271
Marková, E.: 1978, Bull. Astr. Inst. Czechosl. 29, 163
Waldmeier, M.: 1955, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforshung, Leipzig.

Velký pokles výskytu mohutných erupcí podle ionosférických efektů X-emise v cyklu č. 19, po fázi maxima

J. KLIMEŠ, Hvězdárna Úpice,
L. KŘIVSKÝ, Astronomický ústav ČSAV, Ondějov

ABSTRAKT

Velký pokles výskytu mohutných erupcí s X-emisí po fázi maxima lze demonstrovat u cyklu č. 19 podle ionosférických efektů SEA. Stalo se tak z roku 1960 na rok 1961. Je to již třetí cykl, v kterém lze tento efekt nalézt, bylo tomu tak u cyklů č. 20 a č. 21.

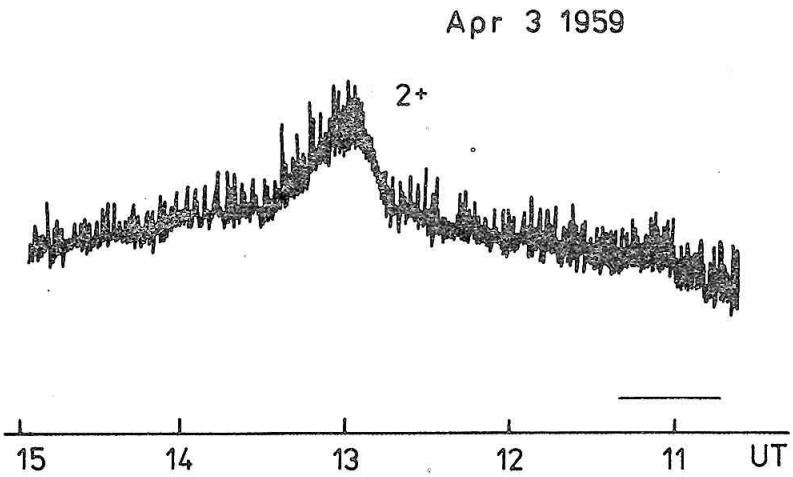
1. PROBLEMATIKA

Bylo již dříve zjištěno, že vlastností některých 11-letých cyklů je výskyt druhého maxima aktivity, které se spolu se zářením korony projevuje výskytem mohutnějších erupcí /Gnevyšev a Křivský, 1966/. Nedávno se začalo naznačovat, že záhy po tomto maximu dochází k mimořádnému poklesu erupcí, zvláště větších erupcí, nebo erupčních výraznějších ionosférických efektů /Knoška a Křivský, 1978; Křivský a Laštovička, 1979/. Vzhledem k tomu, že od r. 1969 byly shromážděny údaje v různých třídách toků vzplanutí erupcí v X-emisi, jsou tak k disposici objektivní údaje o mohutných erupcích. Při zpracování ročních hodnot výskytů vzplanutí tříd M a X /tj. vlastně velmi mohutných erupcí/ se u dvou slunečních cyklů ukázalo /Křivský, 1984/, že po maximu výskytu těchto erupcí došlo k mimořádnému pádu v následném roce /z 1970 na 1971, z 1982 na 1983/.

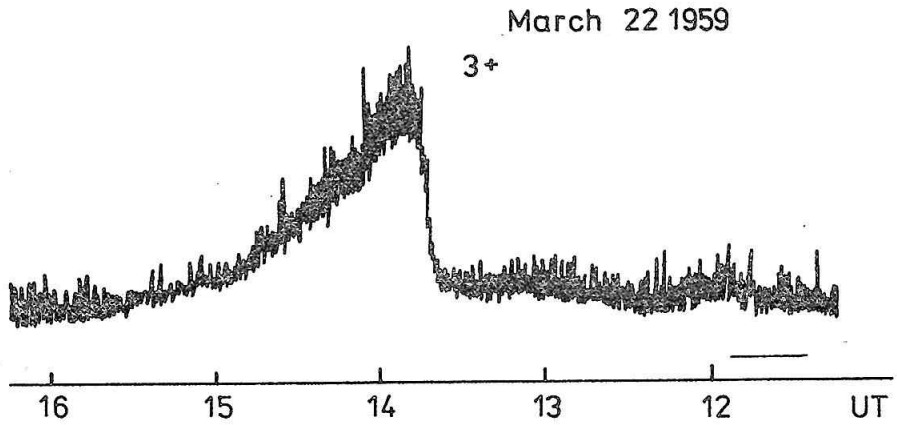
Naskytla se otázka /v souvislosti s možným obecným projevem tohoto jevu/, zdali v dalším třetím cyklu, který zmíněné dva předcházel, se chod aktivity velkých erupcí pokud jde o analogický pád též zachoval. Vzhledem k tomu, že v době cyklu č. 19 /1954 - 1964/ nebyla k disposici homogenní data o výskytu vzplanutí erupcí v X-emisi, bylo nutno přikročit ke zpracování náhradních dat, která byla získána z registrací erupčních efektů SEA na atmosferikách 27 kHz.

2. ZDROJE DAT

Efekty SEA /sudden enhancement of atmospherics/ jsou způsobovány jak je známo X-emisí /převážně oboru 1-8 Å/ a efekty importance 2+, 3 a 3+ odpovídají zhruba klasifikaci M a X. Pro tento účel byly zpětně vyhodnoceny registrace atmosferiků z ondřejovské observatoře od r. 1958, které byly mimořádně citlivé pro zachycení erupčních efektů. Jako příklady excerpovaných efektů SEA střední importance 2+ a největší 3+ uvádíme na kopiích registrací na obr. 1. Určitým ne-



Obr. 1a



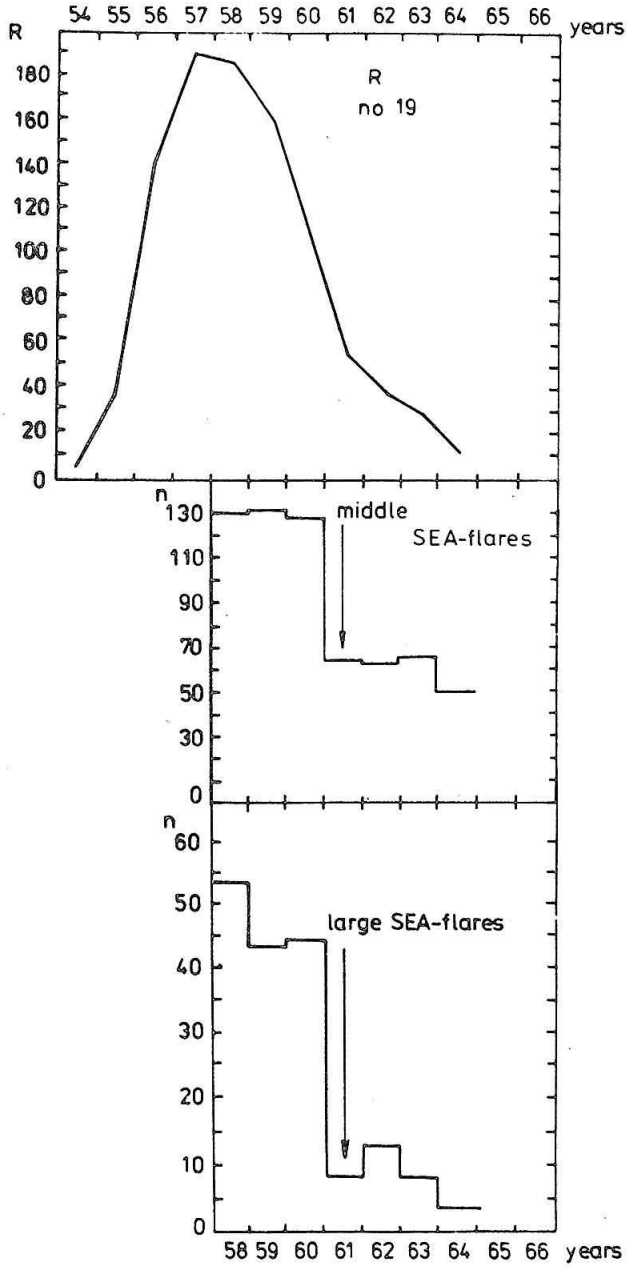
Obr. 1b

Obr. 1 - Kopie záznamu atmosferiků 27 kHz /Ondřejov/, a - příklad z 3.4.1959, 12 42 UT byl začátek efektu SEA mohutnosti 2+; b - příklad z 22.3.1959, 13 38 UT byl začátek efektu SEA mohutnosti 3+.

dostatkem tohoto zdroje údajů je to, že efekty SEA mohou být zachyceny takovýmito registracemi na jedné stanici od východu Slunce do jeho západu a tato denní doba je během roku proměnlivá. Z uvedeného důvodu výskyty efektů SEA neplatí pro 24 hodin, ale vzhledem k tomu, že každý rok budou zatíženy toutéž chybou, budou zcela výstižné z hlediska zachycení chodu po ročních hodnotách v průběhu cyklu. Můžeme to tvrdit i z toho důvodu, že sluneční erupční aktivita nijak nemohla preferovat noční či denní dobu z hlediska jedné registrující stanice, takže použité hodnoty o výskytech SEA budou representovat zcela spolehlivé chody a jejich změny.

3. VÝSLEDKY A JEJICH DISKUSE

Na obr. 2 je znázorněn chod získaných ročních výsledků efektů SEA /27 kHz, Ondřejov/ v průběhu let 1958 - 1964. Z technických důvodů nebyly k disposici pro vyhodnocení pásky ze třech krátkých intervalů /11. - 16. 9. 1958, 19. - 21.1. 1961, 13. - 20.8.1963/; vzhledem ke krátkosti výpadků nebyla provedena redukce, i když je možné, že by hodnoty byly o několik případů větší. První zpracovaný rok 1958 je již z průběhu cyklu, v roce 1957 registrace nepokrývala celý rok.



Obr. 2 - Roční výskyt erupčních ionosférických efektů SEA způsobovaných X-emisí zhruba oboru 1-8 Å v cyklu č. 19. Efekty byly vyhodnoceny z registrace atmosferiků 27 kHz /Ondřejov/. Je patrný po roce 1960 mimořádně hluboký pokles v roce 1961. Nahoře je pro porovnání uvedena křivka ročních relativních čísel skvrn R. Na vodorovné ose jsou roky /ozn. years/, middle SEA-flares = střední erupční efekty SEA, large SEA-flares = velké erupční efekty SEA.

Tento nedostatek nemá vliv ne předložený výsledek. Je patrné, že maximální výskyt středních efektů a velkých efektů byl v letech 1958 a 1959, rok 1960 vykazoval též vysoké hodnoty výskytu, v roce 1961 následoval mimořádný pád četnosti. U středních efektů SEA počet poklesl na 49%, když předcházející rok 1960 = 100%, u velkých efektů výskyt poklesl dokonce na 18%, když rok 1960 = 100%.

Tím se potvrdila existence velkého poklesu výskytu středních a velkých erupcí po fázi maxima podle vzplanutí X-emise již ve třetím 11-letém cyklu. Usuzovat ze třech cyklů na obecnost tohoto jevu u slunečních 11-letých cyklů sotva lze, i když podezření zde je, ukáží to výsledky v budoucích cyklech.

LITERATURA

Gnevyšev, M. N., Křivský, L.: 1966, Astron. Žurn. 43, 385
Knoška, Š., Křivksý, L.: 1978, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 29, 352
Křivský, L.: 1984, viz příspěvek na tomto semináři
Křivský, L., Laštovička, J.: 1979, Studia Geophys. Geodet. 23, 393.

Erupčný index v rokoch 1937 – 1976

Š. KNOŠKA, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

V práci je predložený priebeh erupčného indexu za obdobie 1937 - 1976. Jeho chod je porovnaný s chodom Wolfovho relatívneho čísla slnečných škvrn.

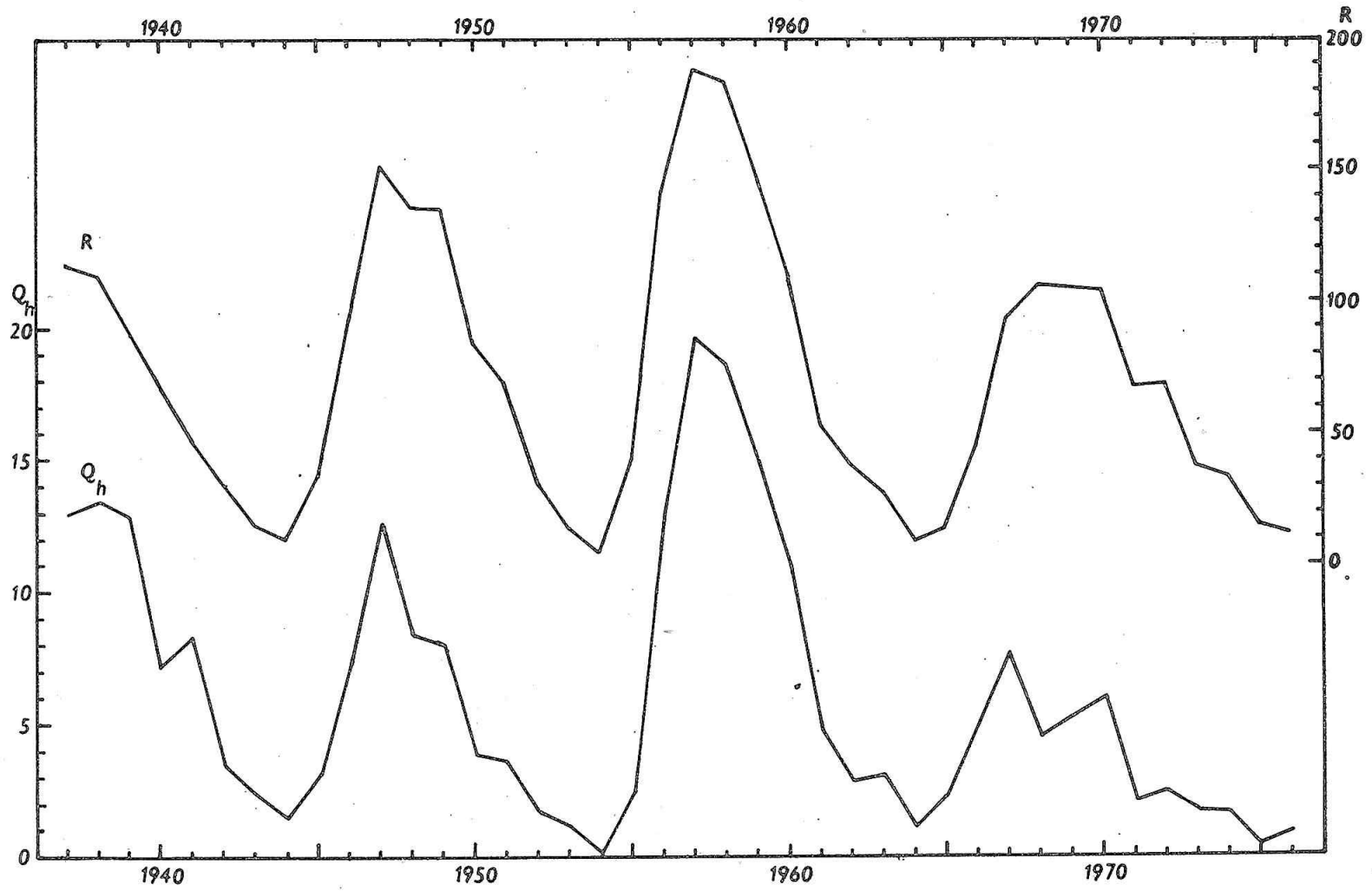
Rozvoj štúdia slnečno - zemských vzťahov v ostatných desaťročiach ukázal na potrebu systematického prehľadu erupčnej aktivity na Slnku. To viedlo k spracovaniu dostupného pozorovacieho materiálu o erupciách so zameraním na určenie celkovej energie vyžiarenej pri erupcii. Z toho hľadiska spracoval pozorovací materiál o erupciách J. Kleczek /1952/, a to od roku 1936 - od začiatku ich systematického pozorovania - až do roku 1949. Na vyjadrenie erupčnej aktivity zaviedol jednoduchý erupčný index /q/, ktorý pre každý deň zohľadňuje dobu trvania /t - v minutách/a mohutnosť /i/ všetkých erupcií, ako aj polohu na slnečnom disku. Jeho erupčný index určený vzťahom

$$q = i \cdot t$$

dáva v konečnom dôsledku veľmi dobrý obraz o celkovej energii vyžiarenej pri erupcii. Na tento katalóg ďalej naväzujú práce Knoška, Letfus /zatiaľ nepublikované/ a Knoška, Petrášek /1984/, v ktorých sú tým istým katalógovým spôsobom spracované erupcie za roky 1950 - 1965 a 1966 - 1976. Denný erupčný index v uvedených katalógoch bol určený na základe pozorovacích údajov publikovaných v Quartely Bulletin on Solar Activity. Z denných hodnôt erupčného indexu a celkových denných pozorovacích dôb sme určili ročnú hodnotu priemerného hodinového indexu Q_h tak, že celkovú sumu erupčného indexu za rok sme podelili celkovou pozorovacou dobou /t_p/ v hodinách za ten istý rok. Hodnoty sú uvedené v tabuľke 1.

TABUĽKA 1

Rok	q	t_p	Q_h	Rok	q	t_p	Q_h
1937	44825	3434,4	13,0	1957	140348	7129,7	19,7
1938	42872	3175,1	13,5	1958	150696	8342,3	18,1
1939	38518	2994,3	12,9	1959	124584	8273,7	15,1
1940	17699	2858,3	6,2	1960	92136	8309,3	11,1
1941	16883	2326,6	7,3	1961	40423	8266,0	4,9



Obr. 1 - Krivka chodu erupčného indexu Q_h - dolná a krivka chodu relatívneho čísla slnečnej činnosti R - horná krivka.

TABUĽKA 1 - pokračovanie

Rok	q	t_p	Q_h	Rok	q	t_p	Q_h
1942	10108	2813,0	3,6	1962	24205	8363,8	2,9
1943*	4945	2047,5	2,4	1963	23639	7663,3	3,1
1944	2072	1414,8	1,5	1964	8558	7865,9	1,1
1945	5726	1903,1	3,0	1965	18324	8078,1	2,3
1946	21085	2900,1	7,3	1966	43009	8666,6	5,0
1947	34088	2696,6	12,6	1967	66189	8600,1	7,7
1948	28636	3407,1	8,4	1968	38996	8744,6	4,5
1949	39861	4986,6	8,0	1969	46145	8703,5	5,3
1950	17975	4573,1	3,9	1970	51707	8617,8	6,0
1951	15915	4451,4	3,6	1971	18008	8662,3	2,1
1952	6238	3637,6	1,7	1972	21622	8598,0	2,5
1953	3679	3405,4	1,1	1973	14820	8445,4	1,8
1954	483	3484,2	0,1	1974	14212	8443,2	1,7
1955	11396	4685,5	2,4	1975	3669	8403,9	0,4
1956	75703	5923,1	12,8	1976	6923	8079,4	0,9

Na obr. 1 je vynesený graf erupčného indexu Q_h a nad ním pre porovnanie je graf priemerných ročných hodnôt Wolfovho relatívneho čísla slnečných škvŕn R. Pri porovnaní oboch kriviek vidíme, že v rokoch 1937 - 1965 je chod erupčného indexu /Q_h/ veľmi podobný na chod relatívneho čísla slnečných škvŕn /R/. V 20. cykle slnečnej aktivity, v rokoch 1966 - 1976, bola táto dobrá korelácia porušená. Erupčný index po počiatočnom vzostupe v rokoch 1965 - 1967, keď dosiahol primárne maximum /1967/, náhle poklesol v roku 1968 a opäť vzrástol do sekundárneho maxima v roku 1970. Potom už klesal do minima cyklu. Zatiaľ relatívne číslo slnečných škvŕn po náhlom vzostupe na začiatku cyklu vystúpilo do širokého maxima, ktoré malo v rokoch 1968 - 1970 a potom klesalo do minima. Z grafov vidíme, že erupčný index, resp. erupčná aktivita zaznamenala anomálny pokles v rokoch 1968 - 1970 v čase maxima relatívneho čísla slnečných škvŕn /20. cyklu/. Tento výnimočný pokles erupčnej aktivity v maxime 20. cyklu slnečnej aktivity bol zistený aj v prácach Knoška, Křivský /1978, 1981 a 1983/, čo ukazuje na výraznú odlišnosť 20. cyklu v erupčnej aktivite od predchádzajúcich cyklov /17, 18 a 19/.

LITERATÚRA

Kleczek, J.: 1952, Katalog činnosti chromosférických erupcií, časť prvá, Publikácia Ústredného ústavu astronomického č. 22, Praha 1952

Kleczek, J.: 1952 Katalog činnosti chromosférických erupcií, časť druhá, publikácia Astrofyzikálneho observatória ČSAV Ondřejov, č. 24, Praha 1953

Knoška, Š., Křivský, L.: 1978, Bull.Astron. Inst. Czechosl. 29, 352

Knoška, Š., Křivský, L.: 1981, Bull. Astron. Inst.Czechosl. 32, 292

Knoška, Š., Křivský, L.: 1983, Publications of Debrecen Heliophysical Observatory, 5, 557

Knoška, Š., Letfus, V.: Katalog činnosti chromosférických erupcií 1950 - 1965, /nepublikované/

Knoška, Š., Petrášek, J.: 1984, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, 12, 165.

Pozorování erupční rentgenovské emise metodou „příjmu atmosferiků"(SEA) v ČSSR

L. HURTA, Hvězdárna Vsetín

ABSTRAKT

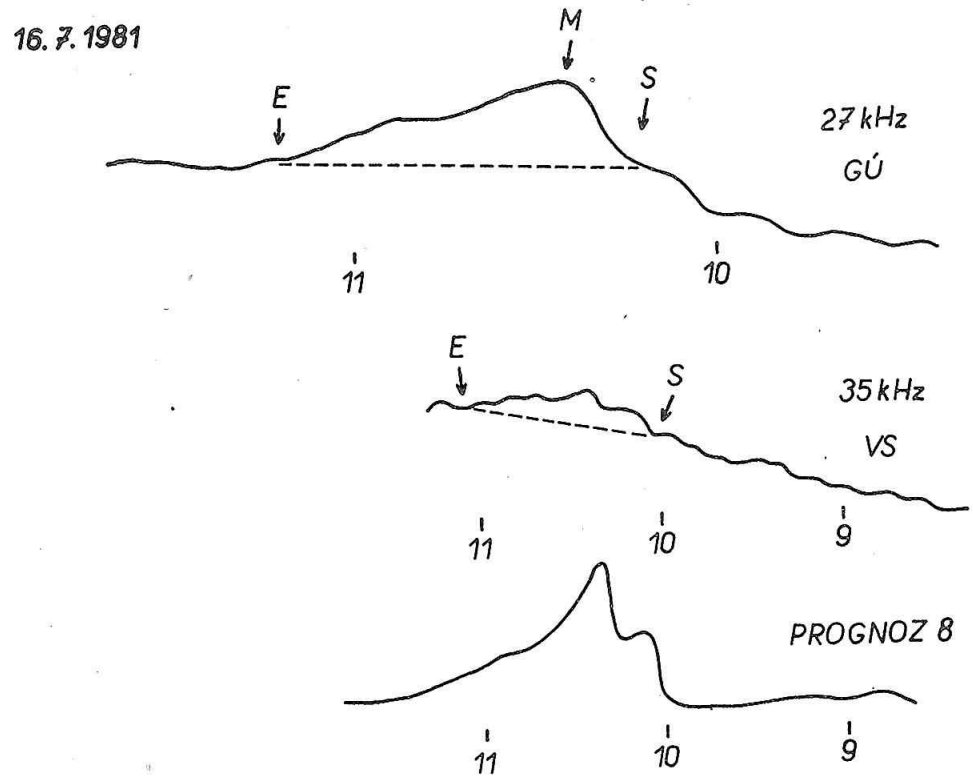
V článku je zhodnocena metodika ve vyhodnocování erupčních SEA-efektů pozorovaných na různých stanicích a hodnotí se zároveň objektivita tohoto vyhodnocování. Dále se uvádí některé případy efektů, jež se projevily na různých frekvencích různě. Poukazuje se na souvislost s rozložením spektra erupční rentgenovské emise.

Z hlediska vztahů Slunce - Země hraje významnou roli v spektru elektromagnetického záření erupční emise její rentgenovská složka. Tato emise se jeví důležitou jak z hlediska dopadu na ionosféru Země, kde svými účinky ovlivňuje přímo šíření rádiového signálu, tak se jeví důležitou i z hlediska jejího vlivu na biosféru.

Usuzovat na míru rentgenovské emise v oboru 0,1 - 0,8 nm je možno právě z pozorování atmosferiků /dále jen SEA - Sudden Enhancement of Atmospherics/. V době erupcí na Slunci, které jsou jejím hlavním zdrojem, dochází na úrovni spodní D-vrstvy ionosféry /ve výšce kolem 60 km/ ke zvýšení koncentrace volných elektronů /asi o řád-tj. 10 - 30 krát/ a ke zvětšení gradientů elektronové hustoty. Tyto změny fyzikálních podmínek mají za následek "náhlé zvýšení atmosferiků" /co do intenzity signálu a také množství přijímaných atmosferiků, čili bouřkových výbojů/ v pásmu velmi dlouhých vln. Na záznamu úrovně intenzity atmosferiků zaregistrujeme posléze typické efekty tohoto jevu. Při vyhodnocování takových erupčních SEA-efektů se vyhodnotí čas začátku, maxima a konce efektu, jeho importance /mohutnost/, definice trvání efektu a jeho typ /tvar/. U nejistých efektů se uvádí poznámka.

Vyhodnocováním tychto SEA-efektů se u nás zabývá 5 stanic. Jsou to: Geofyzikální ústav ČSAV Panská Ves /registruje na frekvenci 27 kHz/, Astronomický ústav ČSAV v Ondřejově /27 kHz/, Hvězdárna Úpice /27 kHz/, Hvězdárna Vsetín /35 kHz/ a Hvezdárna v Žilině /27,30 kHz/. Z dalších stanic se registruje touto metodou /bez vyhodnocování efektů/ na hvězdárně v Lošově a na Slovensku v Rimavské Sobotě a Žiaru na Hronom.

Koncepce a metodika ve vyhodnocování erupčních SEA-efektů se poněkud liší. Na Geofyzikálním ústavu v Panské Vsi jsou vyhodnocovány jen takové efekty, které jsou zřetelně na registraci viditelné a mohutné /čili importance 2,3 a vysoká definice - 3,4/. Je to dáno také charakterem záznamu, který není typicky "trávničkový", jak je tomu u našich registrací, ale je naopak velmi hladký /viz obrázky/. Z toho důvodů jsou na registraci "dobře" viditelné jakékoliv výchyl-



Obr. 1 - Efekt 16.7.1981

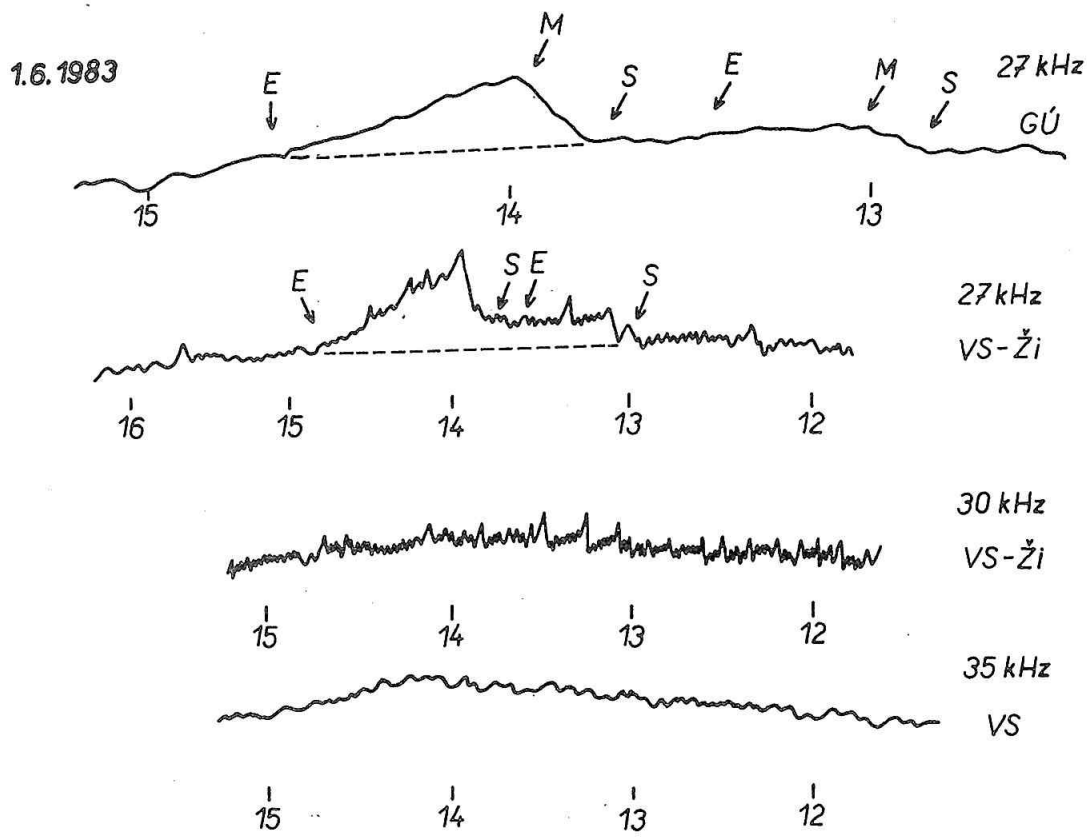
Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Def.	Type	Remarks
GÚ	27	10 18	11 24	10 26	2	4	5	výrazný
Úp	27	10 10	11 22	10 22	2	4	5	výrazný
VS	35	10 04	11 28	10 26	1	2	3	nevýrazný
	Hα	/není/						
Prog.8		10 16	11 32	10 22				výrazný

Efekt je výrazný na 27 kHz; na 35 kHz je nezřetelný a byl vyhodnocen jako nevýrazný typ 3. Registrace rentgenovské emise na Prognozu 8 vykazuje výraný "předefekt" /09 58 - 10 08 - 10 16/, který se na registracích SEA neprojevil!

ky od klidové "nulové" hladiny. Tedy zde se vyhodnocují jenom velké efekty, které většinou také souvisí s velkými erupcemi na Slunci. Avšak méně intenzivní složka rentgenovské emise erupčního původu v takovém vyhodnocení není obsažena. Navíc u některých efektů není evidentní jejich erupční původ. I když registrace SEA/které jsou zveřejňovány v bulletinu Jonospherics Data-observatories Průhonice and Panská Ves/ mají pro GÚ spíše účel kontroly pro jiné exponovanější metody pozorování sluneční aktivity, nejeví se přesto příliš objektivní z hlediska celkového pohledu na rentgenovskou erupční emisi slunečního původu.

Metodika vyhodnocování SEA-efektů ostatních stanic má nespornou výhodu tím, že při vyhodnocování efektů jsou k dispozici zároveň registrace ze všech 4 stanic, takže srovnáním chodů na jednotlivých registracích /po vyloučení po-

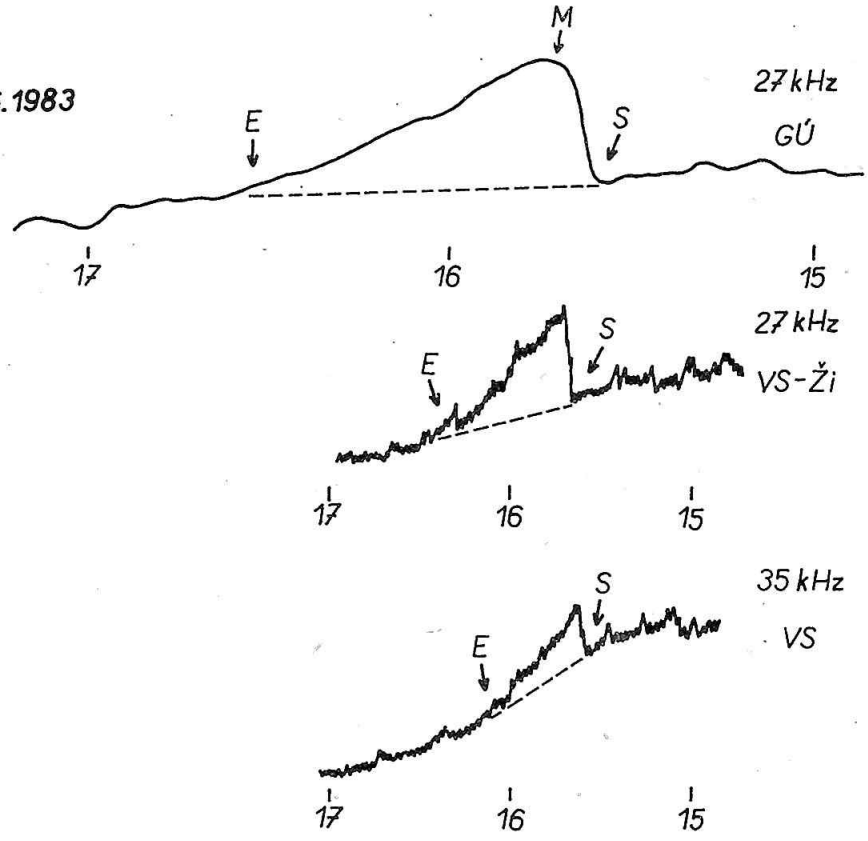
ruch místních bouřek, přechodů front aj./ je možno určit a poměrně s istotou klasifikovat i menší efekty /importance 1 a definice 0,1/. Tyto méně zřetelné efekty erupčního původu se nedají jen z jednoho záznamu bezpečně zjistit. Navíc pro kontrolu se mohou občas použít záznamy radiových emisí /30 kHz/ a záblesků /50 cm/. V případě výpadku jedné stanice se její chybějící registrace dá nahradit registracemi z jiných stanic /s přihlédnutím na rozdílnost frekvencí/. Z hlediska této koncepce se zdá takovéto vyhodnocení objektivnějším pohledem na erupční emisi. Vyhodnocování se provádí každý měsíc, pro každou stanici zvlášť a hvězdárnou v Úpici se tiskopisy rozesílají všem hvězdárnám a zájemcům u nás i v zahraničí /např. boulderské katalogy Solar Geophysical Data/.



Obr. 2 - Efekt 1.6.1983

Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Dif.	Type	Remarks
GÚ	27	12 53	13 19	12 57	1	3	5	
Ži	30	/není/						
VS	35	/není/						
	H α	12 51	13 37	12 52	Sb			
Efek je zřetelný na 27 kHz; na 30 a 35 kHz se neprojevil								
GÚ	27	13 45	14 48	13 57	2	4	5	výrazný
Ži	30	/není/						
VS	35	/není/						
Efekt výrazný na frekvenci 27 kHz; na 30 a 35 kHz se neprojevil!								

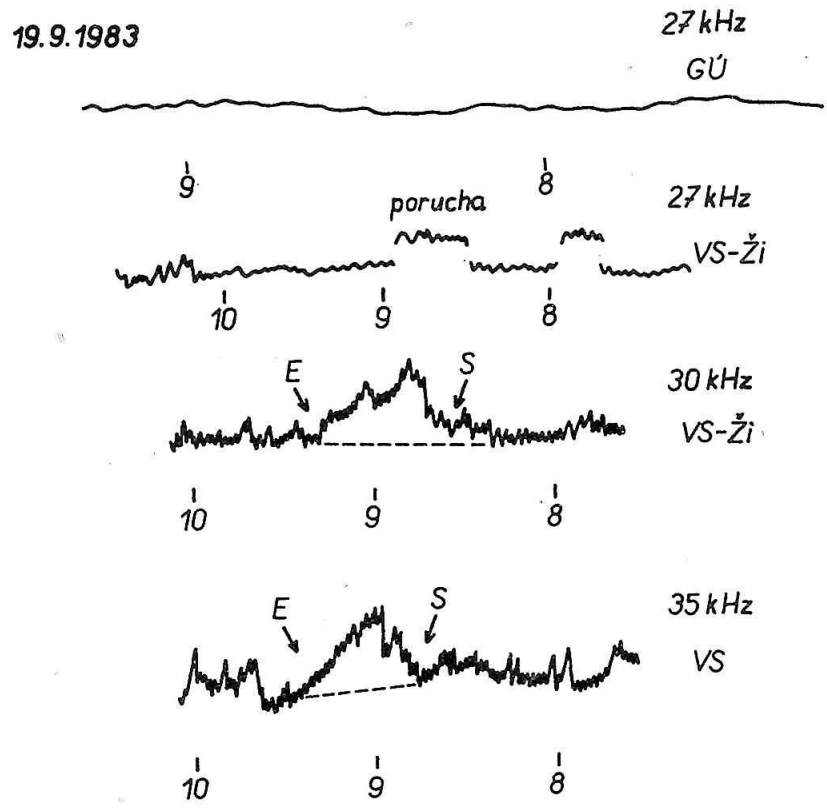
Pozorvání SEA-efektů se provádí na jednotlivých stanicích na různých frekvencích. Od 27 přes 30 až do 35 kHz. To odpovídá vlnovým délkám od 11,1 do 8,5 km /rozumí se v příjmu velmi dlouhých vln/. To má velký význam z hlediska spektra rentgenovské emise! Frekvence 27 kHz přísluší tvrdší složce této emise /0,05 - 0,8 nm/, kdežto frekvence 35 kHz přísluší již její měkčí složce /až do 2 nm/. Pro tyto rozdíly dochází občas k odlišnému záznamu SEA-efektu na jednotlivých frekvencích /viz obrázky/. Někdy se efekt objeví jenom na jedné frekvenci, či je oproti druhé časově nebo tvarově odlišný. Z toho hlediska je právě registrace těchto efektů erupčního původu na různých frekvencích důležité, protože nám může poskytovat zajímavé informace o spektru rentgenovské emise velkých erupcí.



Obr. 3 - Efekt 16.6.1983

Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Dif.	Type	Remarks
GÚ	27	15 35	16 34	15 43	3	4	1	mohutný
VS	27	15 37	16 25	15 45	2	4	1	mohutný
VS	35	15 36	16 08	15 38	1	3	1	
	Hα	15 13	17 33	X	Sb			

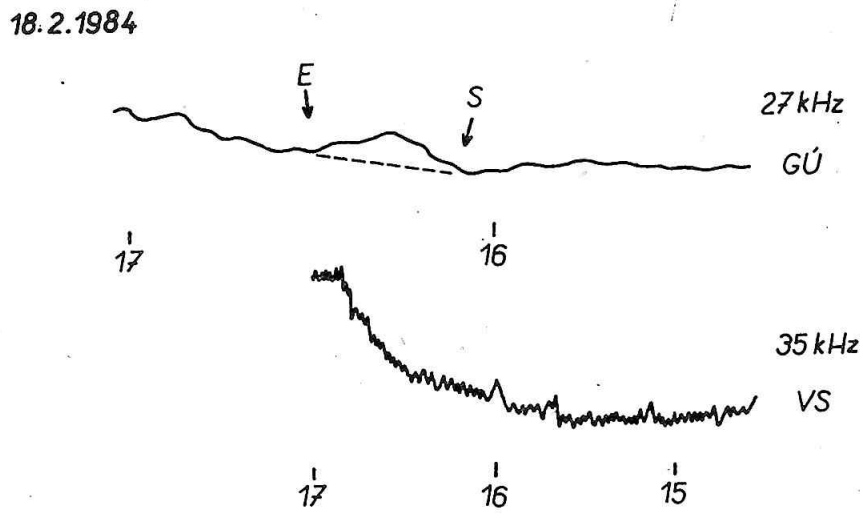
Efekt je na 35 kHz méně výrazný než na 27 kHz. Emise v měkkém rentgenu byla patrně méně výrazná.



Obr. 4 - Efekt 19.9.1983

Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Dif.	Type	Remarks
GÚ	27	/není						
VS	27	/není/						
Ži	30	08 34	09 20	08 48	2	3	5	zřetelný
VS	35	08 44	09 32	09 03	1	3	3	
	Hα	/není/						

Efekt je zřetelný na 30 kHz, na 35 kHz je nevýrazný díky porušené hladině; na 27 kHz chybí. Erupce v Hα nebyla ten den vyhodnocena /v SGD/.



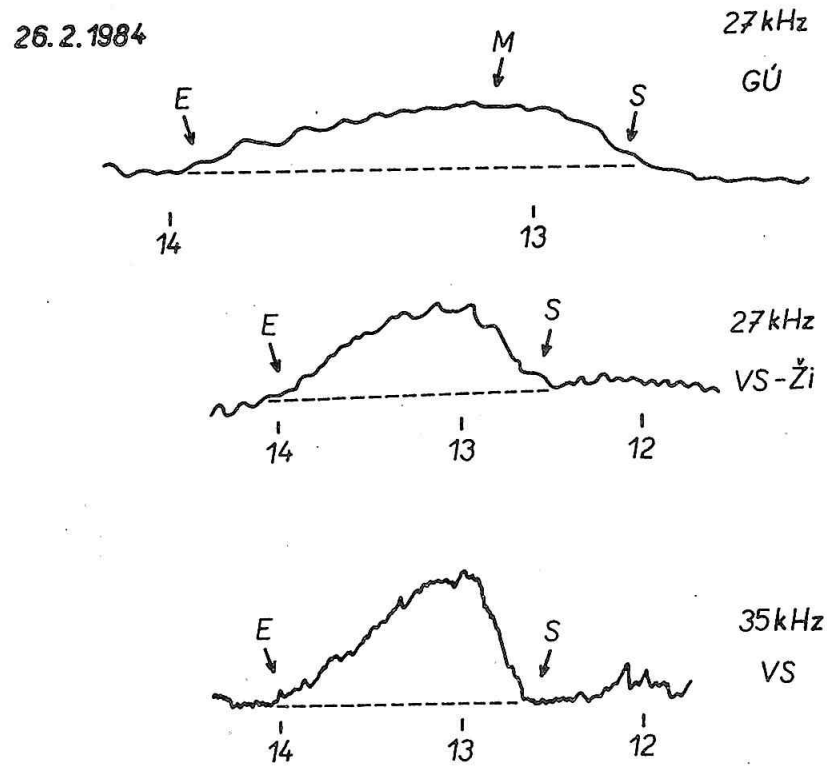
Obr. 5 - Efekt 18.2.1984

GÚ	27	16 09	16 28	16 12	1	3	5
Úp	27	16 09	16 34	16 19	2	4	5
VS	35	/není/					
	Hα	16 08	16 23	16 10	Sb		

Výrazný efekt na 27 kHz se na 35 kHz neprojevil.

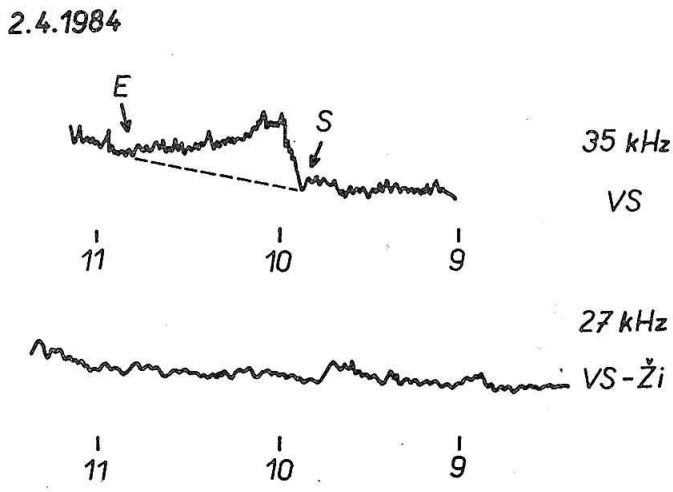
Frekvence 27 kHz se může brát pro jednotlivé stanice jako standart. Bylo by však výhodné zdvojit registrace na ostatních frekvencích /30 a 35 kHz/, eventuelně začít registrovat i na jiných frekvencích pro případ pokrytí celého spektra rentgenovské erupční emise, poznání a zpřesnění složitých procesů v ionosféře Země.

Pro tyto účely se pracuje na vytvoření jakéhosi "ionosférického spektrografu pro SEA-efekty", ale zároveň bylo třeba rozšířit síť pozorovacích stanic a zařídit společné vyhodnocování všech registrací.



Obr. 6 - Efekt 26.2.1984

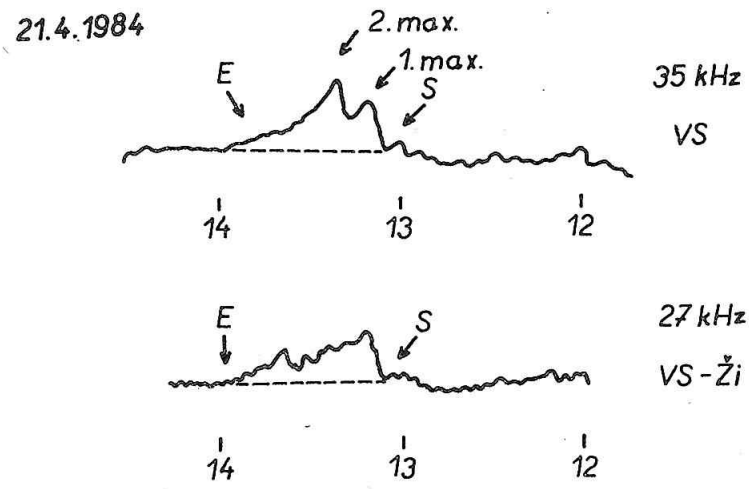
Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Def.	Type	Remarks
GÚ	27	12 43	13 56	13 12	2	3	5	
Úp	27	12 33	14 12	13 07	2	4	5	
VS	27	12 41	14 06	12 56	2	3	5	
VS	35	12 41	14 06	12 56	3	4	5	výrazný
Efekt je výraznější na 35 kHz.								



Obr. 7 - Efekt 2.4.1984

Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Def.	Type	Remarks
VS	27	/není/						
VS	35	09 54	10 20	10 00	2	4	1	výrazný

Efekt se neprojevil na 27 kHz. Příslušná erupce měla rentgenovskú emisi v "měkčím" oboru /předpoklad/.



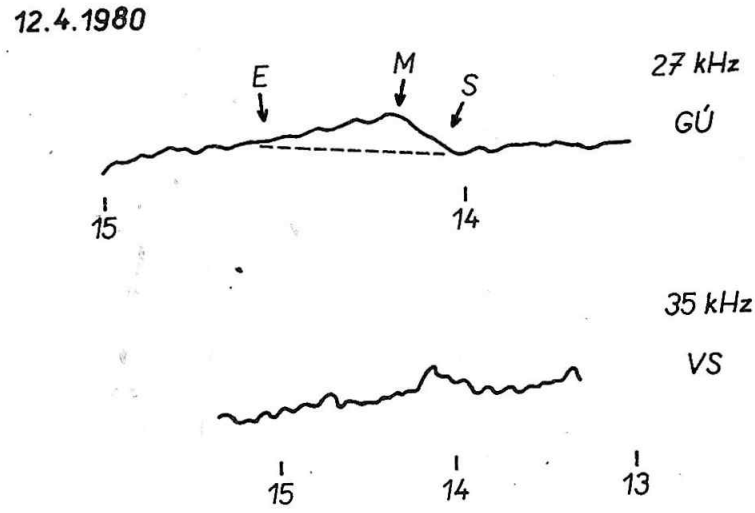
Obr. 8 - Efekt 21.4.1984

Tento efekt lze brát buď jako 2 efekty "za sebou", či jako jeden efekt s výrazným druhým maximem /na 35 kHz/. Oproti registraci na 27 kHz je jiný časový průběh a sekundární maximum je nevýrazné u 27 kHz.

VS	27	13 08	13 10	13 34			
		13 35	13 37	13 56	2	3	1
VS	35	13 07	13 10	13 20			
		13 21	13 23	13 58	1	3	1

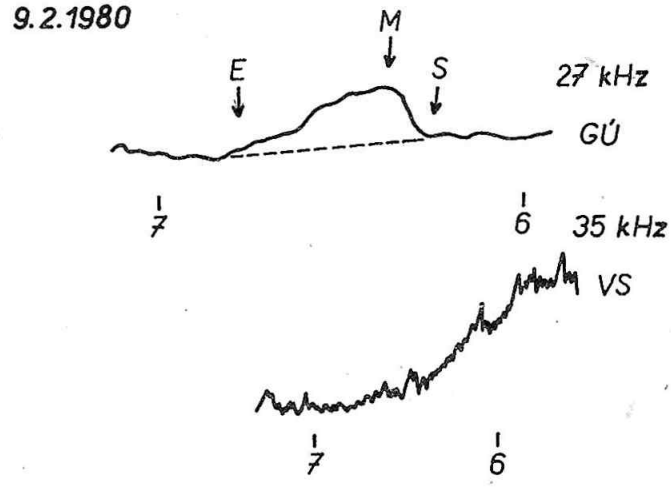
/Časové údaje v pořadí: start, max, end/.

Poznámka: Všechny časové údaje jsou v UT. Erupce v Hα byly vybrány z "Solár Geophysical Data". Stanice: GÚ - Geofyzikální ústav ČSAV Panská Ves; Úp - Hvezdárna Úpice; Ži - Hvezdárna Žilina; VS - Hvezdárna Vsetín.



Obr. 9 Efekt 12.4.1980

Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Def.	Type	Remarks
GÚ	27	14 03	14 45	14 14	1	3	5	výrazný
VS	35	/není/						



Obr. 10 - Efekt 9.2.1980

Obs.	Frek.	Start	End	Max.	Imp.	Def.	Type	Remarks
GÚ	27	06 17	06 47	06 23	2	3	1	výrazný
VS	35	/není/						

Severo – južná asymetria erupčnej aktivity v 20. cykle

Š. KNOŠKA, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

V práci je sledovaná severo-južná asymetria erupčnej aktivity na slnečnom disku v 20. cykle, roky 1965 - 1976, na základe erupčného indexu.

Dlhodobé pozorovania jednotlivých prejavov slnečnej aktivity ukazujú, že ich výskyt na severnej a južnej časti slnečného disku nie je rovnomerný, ale v určitých časových obdobiach je týchto aktívnych javov viac na severnej, alebo južnej časti. Tomuto javu hovoríme severo-južná asymetria slnečnej aktivity. Problém asymetrie bol známy už na prelome storočia /19 - 20/. Spočiatku sa výskum zameriaval na výskyt škvŕn a neskoršie sa rozšíril prakticky na všetky prejavy slnečnej aktivity.

S problémom asymetrie sa stretávame v prácach mnohých autorov. Napr. Maunder /1890, 1904/, Newton a Milson /1955/, Bell /1962/, Pajdušáková /1966/, Waldmeier /1966/, Dodson a Hedeman /1972/, Roy /1977/. Vo väčine uvedených prác sa hlavná pozornosť venovala závislosti, resp. súvislosti medzi výskytom škvŕn /počet, skupiny, plocha, .../ na severnej a južnej časti slnečného disku a fázou 11-ročného cyklu slnečnej aktivity. Obecne však môžeme konštatovať, že priama súvislosť severo-južnej asymetrie s fázou 11- ročného cyklu nebola jednoznačne potvrdená pre všetky známe cykly.

Ďalší autori skúmali severo-južnú asymetriu iných prejavov slnečnej aktivity, napr. Howard /1974/ - výskyt lokálnych magnetických polí, Waldmeier /1971/ - fakule, monochromatickú a K-korónu, Rušín /1980/ - korónu, Hansen /1975/ - protuberancie.

Predložená práca sa zaoberá severo-južnou asymetriou erupčnej aktivity v 20. cykle slnečnej aktivity, v rokoch 1965 - 1976. Asymetria bola skúmaná pomocou Kleczekovho erupčného indexu, ktorý je publikovaný v práci Knoška, Petrášek /1984/. Erupčný index bol určený pre každý deň podľa vzťahu q = i . t, kde i vlastne vyjadruje mohutnosť erupcie podľa tab. 1 a t je doba trvania erupcie v minútach.

TABUĽKA 1

Mohutnosť	i	Mohutnosť	i
SF, SN, SB	0,5	2B	2,5
1F, 1N	1,0	3N, 3F, 4F	3,0
1B	1,5	3B, 4N	3,5
2F, 2N	2,0	4B	4,0

Uvedené hodnoty i pre jednotlivé mohutnosti novej klasifikácie erupcií určili Křivský, Olmr /1972/.

Severo-južnú asymetriu erupčnej aktivity /A/ sme určili z ročných sumárnych hdnôt erupčného indexu pre severnú /Q_N/ a južnú /Q_S/ časť slnečného disku podľa vzťahu

$$A = \frac{Q_N - Q_S}{Q_N + Q_S}$$

a uvádzame ju v tabuľke 2.

TABUĽKA 2

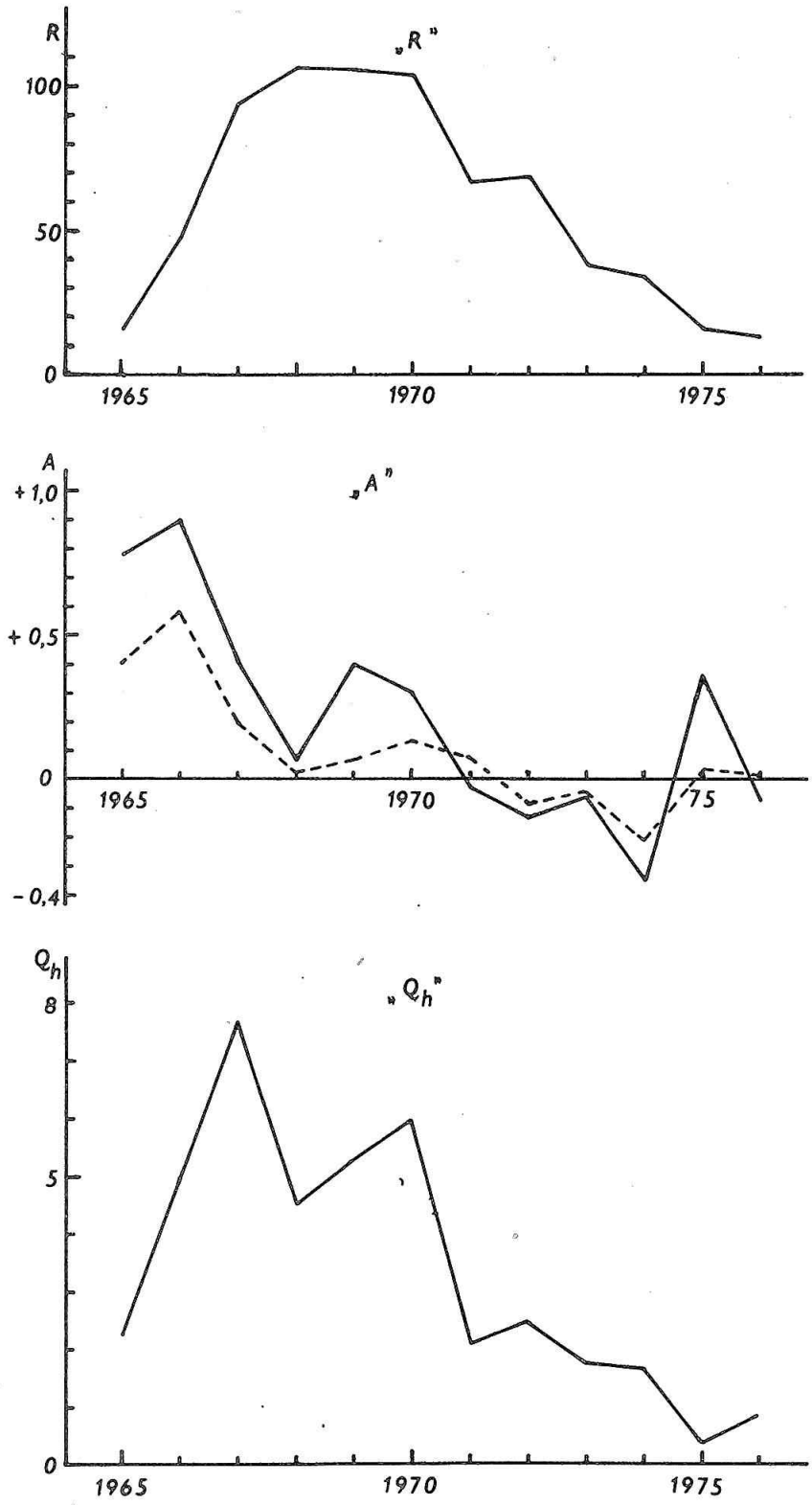
Rok	Q_N	Q_S	A	Rok	Q_N	Q_S	A
1965	16300	2024	+0,78	1971	8648	9360	-0,04
1966	40725	2204	+0,90	1972	9421	12125	-0,13
1967	46642	19520	+0,41	1973	6971	7849	-0,06
1968	20903	18047	+0,07	1974	4609	9603	-0,35
1969	32331	13831	+0,40	1975	2494	1175	+0,36
1970	33554	18153	+0,30	1976	2830	4093	-0,18

Grafické znázornenie priebehu hodnôt severo-južnej asymetrie erupčnej aktivity v 20. cykle je na obr. 1, graf v strede obrázka - plná čiara. Čiarkovanou čiarou je znázornený, pre porovnanie, priebeh severo-južnej asymetrie meraní intenzity koronálnej čiary 530,3 nm ako ju určil Rušín /1980/. Pre orientáciu je na obrázku ešte znázornený priebeh Wolfovho realtívneho čísla slnečných škvŕn /R/ a priebeh ročných priemerných hodinových hodnôt erupčného indexu /Q_h/.

Z obr. 1 vidíme, že na začiatku 20. cyklu je hodnota asymetrie veľká, značne prevláda erupčná aktivita na severnej časti slnečného disku a je vlastne pokračovaním mohutnej severnej asymetrie, ktorá trvala už od maxima predchádzajúceho 19. cyklu /1959/. Táto prevládajúca erupčná aktivita na severnej časti disku pokračovala ďalej aj počas maxima 20. cyklu /R/ aj keď už nebola taká výrazná, až do roku 1970. V ďalších rokoch /1971 - 1974/ na vzostupnej vetve 20. cyklu, prevládala erupčná aktivita južnej časti disku. V minime cyklu dochádza ku kolísaniu hodnôt asymetrie /1975, 1976/ čo je pochopiteľne vzhľadom na sporadický výskyt erupcií.

Chod asymetrie erupčného indexu prejavuje s asymetriou meraní intenzity koronálnej čiary 530,3 nm veľmi dobrú koreláciu, čo tiež potvrdzuje súvislosť intenzity zelenej korony s erupčnou aktivitou.

Keď porovnáme chod severo-južnej asymetrie erupčnej aktivity v 20. cykle s chodom relatívneho čísla slnečných škvŕn môžeme konštatovať, že na vzostupnej vetve a v maxime cyklu prevláda erupčná aktivita na severnej pologuli Slnka



Obr. 1 - Hore: relatívne číslo slnečnej aktivity R, v strede severo-južná asymetria erupčnej aktivity - plná čiara, a intenzity koronálnej čiary 530,3 nm - čiarkovaná čiara, dolu: priemerné hodinové hodnoty erupčného indexu Q_h.

a po maxime na zostupnej vetve cyklu prevláda erupčná aktivita južnej pologuli Slnka. Táto závislosť však nebola dodržaná v predchádzajúcom 19. cykle slnečnej aktivity, čo podporuje názor, že jednotlivé 11-ročné cykly sa prejavujú celkom individuálne a samostatne navzájom nezávisle, ako na to poukázal Kopecký /1981/.

LITERATÚRA

Bell, B.: 1962, Smithsonian Contr. Astrophys. 5, 187
Dodson, H. W., Hedeman, E. R.: 1972, v The Solar-Terrestrial Physics 1970 /Ed. E. R. Deyer, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht - Holand/, s.151
Hansen, R. T., Hansen, S. F.: 1975, Solar Phys. 44, 225
Howard, R.: 1974, Solar Phys. 38, 59
Knoška, Š., Petrášek, J.: 1984 Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, 12, 165
Kopecký, M.: 1981, Phys. Solariter. 16, 33
Křivský, L., Olmr, J.: 1972, Říše hvězd 9, 170
Maunder, E. W.: 1980, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 50, 251
Maunder, E. W.: 1904, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 64, 747
Newton, H. W., Milson, A. S.: 1955, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 115,398
Pajdušáková, L.: 1966, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso 3, 6
Roy, J. R.: 1977, Solar Phys. 52, 53
Rušín, V.: 1980, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 31, 9
Waldmeier, M.: 1966, v The Proccedings of the Meeting on Sunspots /Ed. G. Righini, G. Barbera, Firenze/, s. 41
Waldmeier, M.: 1971 Solar Phys. 20, 332.

Severo – jižní asymetrie sluneční rádiové emise na λ 9.1 cm a 21 cm

J. KLECZEK, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
B. RŮŽIČKOVÁ-TOPOLOVÁ, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

ÚVOD

V připravované obsáhlejší práci se zabýváme luminositou aktivních oblastí na λ 9.1 a 21 cm. Dílčí otázkou v této práci, o které zde budeme referovat, je severo-jižní /N-S/ asymetrie emise rádiového záření oblasti na Slunci. V minulosti byla asymetrie zkoumána převažně pokud jde o skvrny, erupce a také magnetický tok. Naši snahou bylo určit, zda asymetrie rádiové luminosity je obdobná jako v jiných indexech sluneční činnosti a zda se mění během slunečního cyklu.

DATA A JEJICH ZPRACOVÁNÍ

Základním zdrojem dat pro naši práci byly publikace ESSA "Solar-Geophysical data" /SGD/, kde jsou pro každý den uvedeny rádiové mapy slunečního disku /pokud byly toho dne vyhotoveny/ a to na vlnových délkách 9.1 cm /stanice Stanford, USA/ a 21 cm /stanice Fleurs, Austrálie/.

Pro zpracování jsme vybrali data od ledna 1970 do srpna 1973, kdy končí obě řady měření. Rádiové mapy na uvedených vlnových délkách jsou sice publikovány už od r. 1965, avšak v těchto počátečních obdobích plně nevyhovují požadovanému stupni homogenity. Také data ze začátku epochy slunečního maxima 20. cyklu nebylo možno použít; v této době jsou rádiové oblasti na mapách velmi rozsáhlé a často "slité", takže je nelze od sebe ani oddělit, ani identifikovat odpovídající oblasti na mapách obou vlnových délek.

Výběr byl omezen jen na takové oblasti, které byly izočárou zvoleného prahového toku /intenzity/ uzavřeny. Pokud se vyskytovaly případy propojení oblastí, tedy jen takové jsme brali v úvahu, kdy je bylo možno relativně spolehlivě od sebe rozdělit. Ze zpracování jsme vyloučili rádiové oblasti, jejichž přibližné středy ležely v heliografických délkách $> 50^{\circ}$ od centrálního meridiánu. Samozřejmě ke každé vybrané oblasti na λ 9.1 cm musela existovat oblast na 21 cm příslušná k téže kalciové oblasti /podle map z observatoře MacMath Hulbert, v SGD/, splňující výše uvedené podmínky ohraničení a polohy na slunečním disku. Pokud jedna a táž rádiová oblast vyhovovala daným omezením více dní, byla každý den uvažována při zpracování jako samostatná oblast.

Pro každou rádiovou oblast byly určeny tyto parametry: celková luminosita L_9, L_{21}, plocha /rozloha/ oblasti A_9, A_{21} a maximální jasová teplota $Tmax_9$, $Tmax_{21}$.

L u m i n o s i t a a k t i v n í o b l a s t i na λ 9.1 cm - L_9. Údaje y_{ij} v i-tém sloupci a j-tém řádku na rádiových mapách odpovídají jasové teplotě T_9. Vztah mezi T_9 v místě ij slunečního disku je dán

/1/ $$T_9 = C_9\, y_{ij}$$

kde C_9 je jednotkou jasové teploty. Její hodnota ve stanfordských rádiových mapách je 5000 K /SGD č. 318, s. 20/. Hodnota y_{ij} odpovídá elementu prostorového úhlu $\Delta S = 2.5 \times 10^{-7}$ steradiánu. Pro celkový tok /luminositu/ L_9 z aktívní oblasti na λ 9.1 cm pak platí

/2/ $$L_9 = 4.25 \times 10^{-2} \sum y_{ij} \text{ jednotek toku.}$$

Odvození vztahu je obsaženo v připravovaném článku Kleczka a Růžičková-Topolové v Bull. Astron. Inst. Czechol.

L u m i n o s i t a a k t i v n í o b l a s t i na λ 21 cm - L_{21} je odvozena obdobně:

/3/ $$L_{21} = 6.8 \times 10^{-3} \sum Y_{ij} \text{ jednotek toku,}$$

kde Y_{ij} jsou čtení na rádiových heliogramech λ 21 cm pořízených ve Fleurs. Hodnota konstanty C_{21} je v tomto případě 1700 K.

Pro r o z l o h u r á d i o v ý c h o b l a s t í - A_9 a A_{21} pak platí

/4/ $$A_9 = 3\, n_9 \text{ milimetry čtvereční a}$$

/5/ $$A_{21} = 6.8\, n_{21} \text{ milimetry čtvereční,}$$

kde n_9 a n_{21} jsou počty hodnot y_{ij}, respektíve Y_{ij} ve vymezené oblasti. Pro hranici určující plochu rádiových oblastí byla stanovená podmínka, aby $y_{ij} \geqslant 10$ a $Y_{ij} \geqslant 50$. Tato izofota definuje naši rádiovou oblast.

Jako třetí charakteristiku rádiové oblasti jsme použili její m a x i m á l n í j a s o v é t e p l o t y - $Tmax_9$ a $Tmax_{21}$

/6/ $$Tmax_9 = C_9\, y_{ij\,max} \text{ a}$$

/7/ $$Tmax_{21} = C_{21}\, Y_{ij\,max},$$

kde $y_{ij\,max}$ a $Y_{ij\,max}$ jsou maximální udané hodnoty v oblasti.

VÝSLEDKY

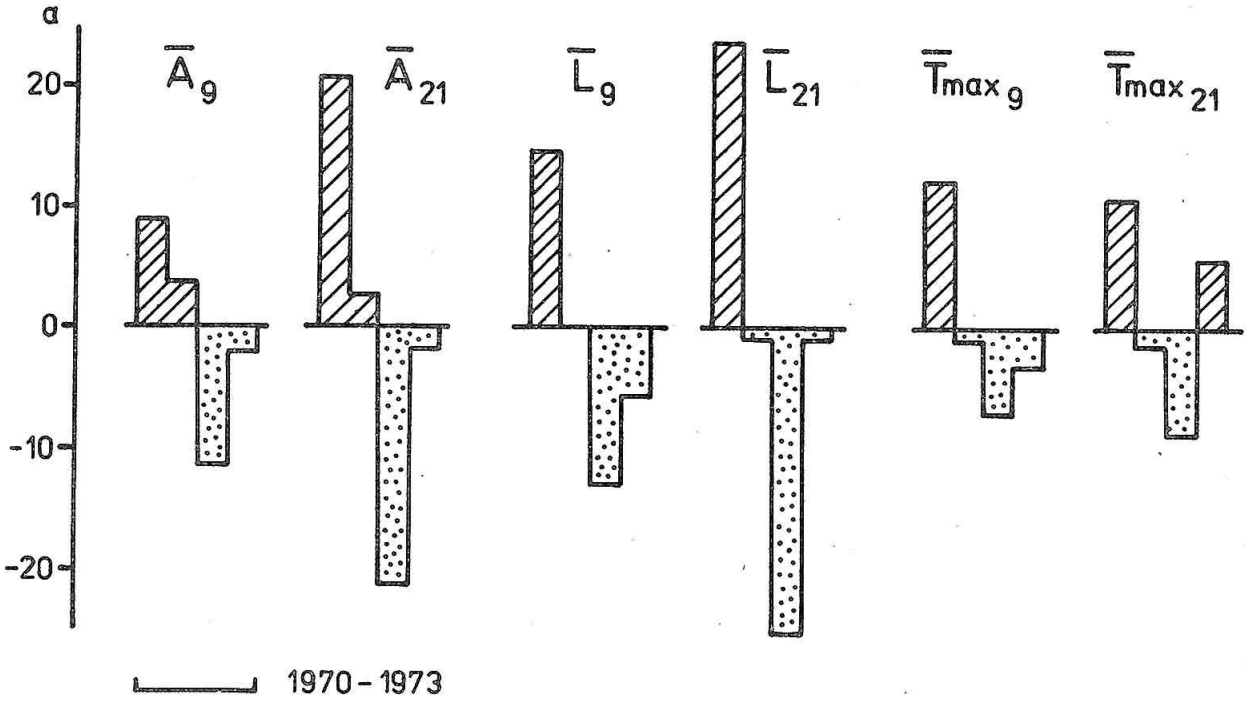
Způsobem uvedeným v odstavci 2 jsme pro určení severo-jižní /N-S/ asymetrie vabrali 607 rádiových oblastí. Asymetrie ploch, luminosit a maximálních jasových teplot rádiových oblastí můžeme porovnat jen v jejich průměrných hodnotách vypočtených vždy zvlášť pro severní /N/ a jižní /S/ polovinu disku, protože počet vybraných oblastí nerepresentuje skutečnou četnost všech oblastí.

Asymetrie parametrů rádiových oblastí je dána indexem

/8/ $$a = \frac{N - S}{N + S} \times 100,$$

kde N a S jsou průměrné hodnoty daného parametru oblastí na N a S polovině disku.

Výsledky zpracování našeho materiálu ukazuje obr. 1, kde jsou uvedeny asymetrie ročních parametrů těchto charakteristik rádiových oblastí: $\bar{A}_9$, $\bar{A}_{21}$, $\bar{L}_9$,



Obr. 1 - Severo-jižní asymetrie a průměrných ročních indexů rádiové emise oblastí na λ 9.1 cm a 21 cm: A - plochy, L - luminosity, Tmax - maximální jasové teploty /období 1970 - 1973/.

$\bar{L}_{21}$, $\overline{Tmax}_9$, $\overline{Tmax}_{21}$ vyjádřených hodnotou indexu a. Asymetrie ve prospěch severní polokoule je vyznačena šrafováním, asymetrie ve prospěch jižní polokoule je záporná a je označena tečkami.

Pro porovnání obr. 2 ukazuje N-S asymetrii výskytu erupcí v ročních hodnotách za stejné období v těchto kategoriích: sF - malé erupce o importanci Sf a Sn, F - ostatní erupce, tj. Sb až 4b, a asymetrie všech erupcí jako celku sF + F. K určení asymetrie erupcí nám sloužila práce Knošky a Křivského /1978/.

V pravém horním rohu obr. 2 je dále uvedena asymetrie v počtu skupin skvrn G za stejné období jako parametry rádiové luminosity, tj. leden 1970 - srpen 1973, vypočtené na základě údajú katalogu Klimeše a Křivského. Na obr. 2 pro orientaci ukazujeme roční relativní čísla R za celý cyklus č. 20; období odpovídající námi zpracovanému intervalu je vyšrafováno. Hodnoty R jsou převzaty od Vitinského /1973.

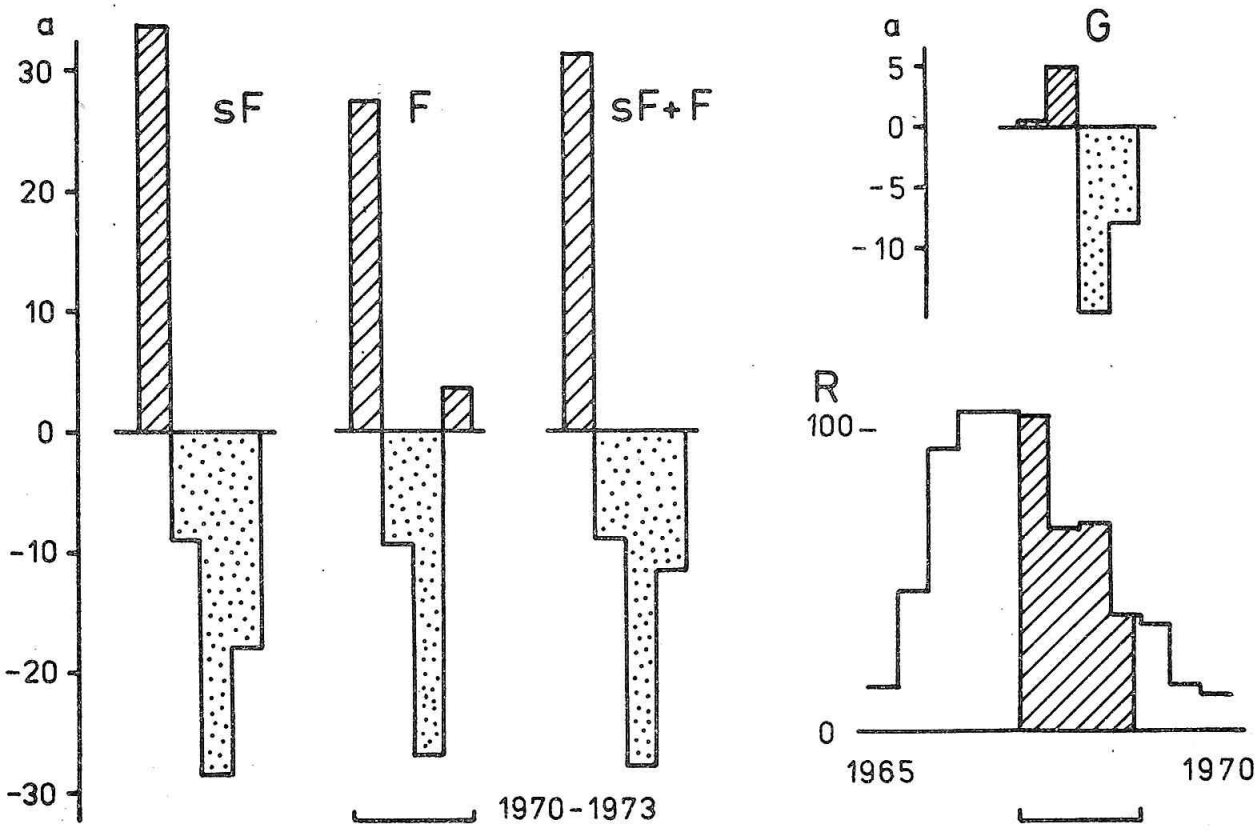
DISKUSE VÝSLEDKŮ

Období, z něhož jsme zpracovali rádiové luminosity aktivních oblastí, je příliš krátké na to, abychom z výsledků mohli dělat obecné závěry o chování rádiové emise během slunečního cyklu. V časovém průběhu asymetrie je nápadná je-

jí náhlá změna z kladných hodnot do záporných, tedy prudký přesun aktivity v rádiových vlnách z polokoule severní na polokouli jižní. Nastává v roce 1971, těsně po maximu slunečního cyklu. K obdobné změně asymetrie dochází i v eruptivní činnosti a také v celkovém počtu skupin skvrn.

Práce jiných autorů, který se v minulosti zabývali severo-jižní asymetrií slunečních indexů, ukazují, že i v předcházejících cyklech docházelo ke změnám smyslu asymetrie během cyklů. Asymetrii celkových ploch skvrn za dlouhou řadu cyklů zkoumali např. Chvojková /1959/, a to za cykly č. 12 - 17, nebo Wolbach /1960/ cykly č. 8 - 19. Asymetrií ve výskytu erupcí se zabývali např. Behr a Siedentopf /1952/ v cyklech č. 17 - 18 nebo Knoška a Křivský /1978/ v cyklu č. 20, jejichž výsledky jsme použili pro obr. 2. Pro oba zmíněné indexy /tj. celkovou plochu skvrn a erupce/ je charakteristické kolísání hodnot a smyslu asymetrie během cyklu. Výsledky naznačují převahu aktivity severní polokoule v období maxima a její přesun na jižní polokouli na sestupné větvi cyklu.

Tang a kol. /1983/ studovali N-S asymetrii magnetických oblastí měřených na Mt. Wilsonu za období 1967 - 1981. Zjistili, že magnetické oblasti na N jsou v průměru o 10% větší než na S. Platí to i pro části tohoto období rozdělené podle příslušnosti k cyklům č. 20 a 21, tj. období 1967 - 1975 a 1976 - 1981. Navíc zjistili, že průměrná plocha oblastí je v době maxima větší než v době minima. Také celkový a průměrný denní magnetický tok pro období 1967 - 1975 /Howard, 1974/ převažuje na severní polokouli. Z toho vyplývá, že v době maxi-



Obr. 2 - Severo-jižní asymetrie a erupcí /období 1970 - 1973/, a to: malých /sF/, ostatních F a jejich celkového výskytu /sF+F/. Vpravo nahore asymetrie počtu skupin skvrn /G/, vpravo dole roční relativní čísla ve 20. cyklu /námi zpracované období je vyšrafováno/.

ma sluneční činnosti jsou na N v průměru větší oblasti nežli na S. Proto také u jiných indexů sluneční činnosti vázaných na velikost aktivní oblasti můžeme v období maxima očekávat asymetrii ve prospěch severní polokoule.

V roce 1971 při náhlé změně asymetrie je sice preferována jižní polokoule, avšak výskyt těch nejmohutnějších oblastí po maximu je již potlačen, takže dochází ke značnému snížení hodnot jiných indexů.

Naše výsledky získané pro plochu rádiových oblastí, jejich luminositu a maximální jasovou teplotu souhlasí co do N-S asymetrie s dřívějšími pracemi týkajícími se jiných indexů sluneční činnosti. Na závěr můžeme říci, že obecnost těchto výsledků lze rozšířit i na rádiové záření aktivní oblasti.

LITERATURA

Behr, A.; Siedentopf, H.: 1952, Zeitschr. Astrophys. 30, 177

Howard, R.: 1974, Solar Phys. 38, 59

Chvojková, E.: 1959, Sterne 35, 112

Klimeš, J.; Křivský, L.: ? , Graphic Catalogue of Spot Groups, Carrington Longitude-Time-Latitude, for Cycle, No 20. Publ. Hvězdárny Úpice č. 1

Knoška, Š.; Křivský, L.: 1978, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 29, 352

Tang, F.; Howard, R.; Adkins, J. M.: 1983, Big Bear Solar Observatory, preprint č. 0227

Vitinskij, Yu. I.: 1973, Cikličnost i prognozy solnečnoj aktivnosti, Nauka, Leningrad

Wolbach, J. G.: 1960, Smithonian Contr. Astrophys. 5, 195.

Sluneční činnost a postavení vnitřních planet

J. ČECH, Vysoká škola báňská v Ostravě
L. BUFKA, Ústav geologie krajiný ČSAV, Praha
L. KŘIVSKÝ, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

Variace ve výskytu slunečních skvrn i eruptivní činnosti zůstávají nadále předmětem zájmu mnoha pracovišť. Kromě jedenáctiletého cyklu byly objeveny výrazné změny s periodami 90, 240, 360 i více dnů, což jsou hodnoty blízké oběžným dobám planet Merkura, Venuše, Země a dalších. Zkouman byl též vliv centra galaxie a pohybu tíhového bodu sluneční soustavy. I zde byly nalezeny určité vztahy.

Původní domněnka, že tyto vztahy mohou být pouze gravitační byla zpochybněna podrobnými výpočty. Teprve objev negravitačních vlivů, např. mezi Jupiterem a jeho satelitem JO, oživil celou problematiku a zařadil ji na novou cestu zkoumání.

Změnu názorů způsobily především výzmkumy družic a meziplanetárních sond,např. zjištění magnetického pole Merkura či variace v izotropickém toku slunečního větru, způsobené planetami atd. Problematiku extremních vlivů, eventuelně periodicit ve sluneční činnosti se i u nás před více než 20 až 25 lety zabývala řada vědeckých pracovníků, jako např. Švestka, Link, Kopecký a další.

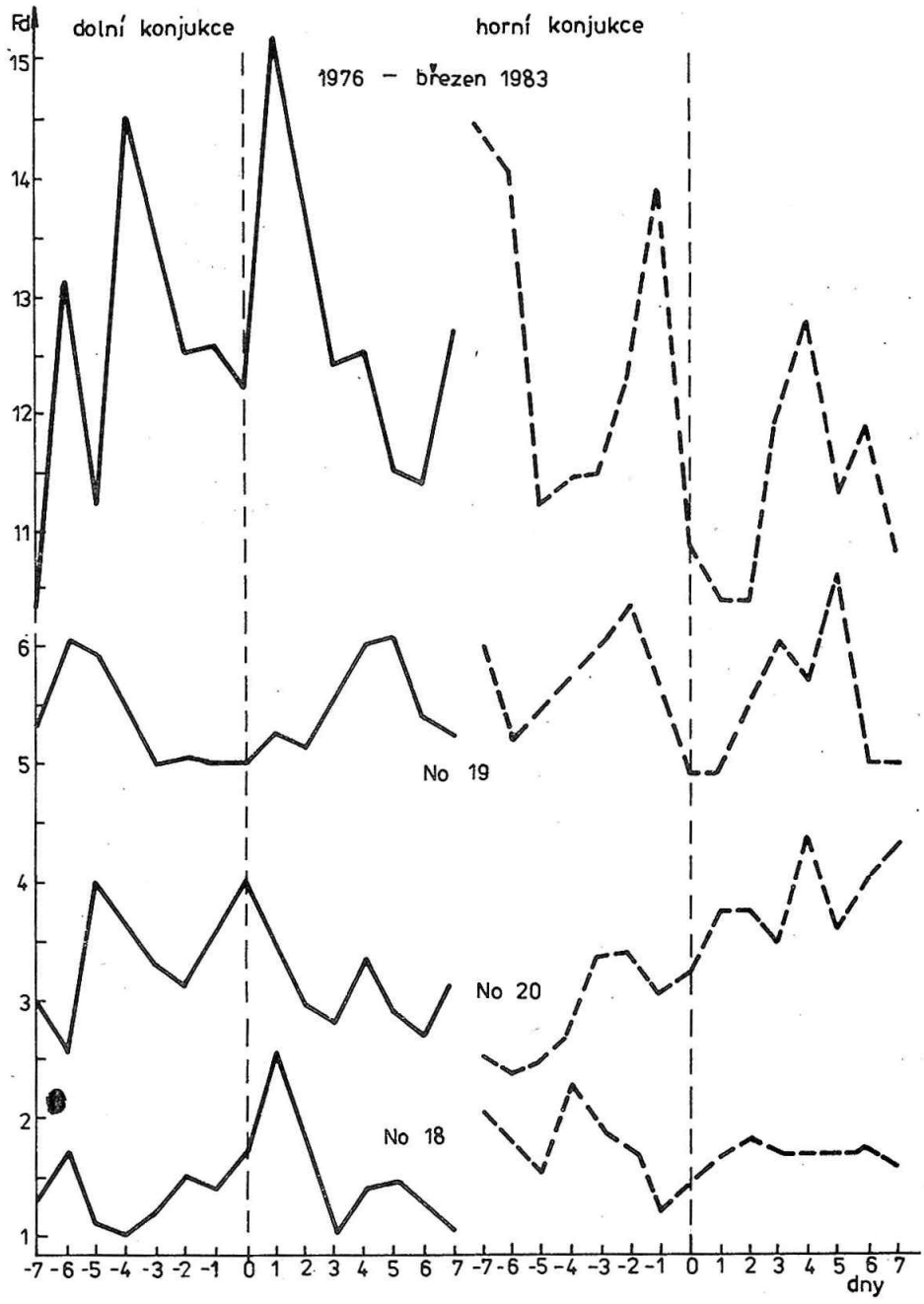
Na základě těchto a největších prací /např. Bigg, Špitalnaja/ jsme se začali zybývat myšlenkou zvýšení pravděpodobnosti krátkodobých předpovědí sluneční činnosti se zřetelem k postavení vnitřních planet sluneční soustavy.

Jako míru sluneční aktivity jsme zvolili skvrnovou aktivitu, vyjádřenou Wolfovým relativním číslem skvrn R pro cykly No 14 až No 20 a aktivitu erupční v denních počtech erupcí Fd pro cykly No 18 až No 20 a roky 1976 až 1983.

V úvahu byly brány konjunkce a Venuše se Zemí v intervalu $\pm$ 7 dnů kolem konjunkce, v této době lze předpokládat pozorovatelnost případného vlivu na slunečním disku. Bylo použito metody překládání epochy s důkladnou analýzou jednotlivých případů jak pro dolní konjunkci, tak pro horní konjunkci/dále jen DK a HK/ zkoumaných planet.

Výsledky pro průměrné denní počty erupcí Fd a konjunkce Merkura ukazuje tabulka 1 a obr. 1.

Zatímco u DK Merkura se počet erupcí zvyšuje, u HK se snižuje, to potvrzuje i tabulka 2, která srovnává počty erupcí Fd v sedmidenních itervalech před a po konjunkci.



Obr. 1 - Průměrné denní počty erupcí Fd v ± 7 dnech kolem konjunkcí Merkura.

TABULKA 1

Cyklus	Průměrný denní počet erupcí Fd v ± 7 dnech	
	Kolem DK	Kolem HK
No 18	1,43	1,42
No 19	5,42	5,31
No 20	3,24	3,05
1976-1983	12,62	11,95

TABULKA 2

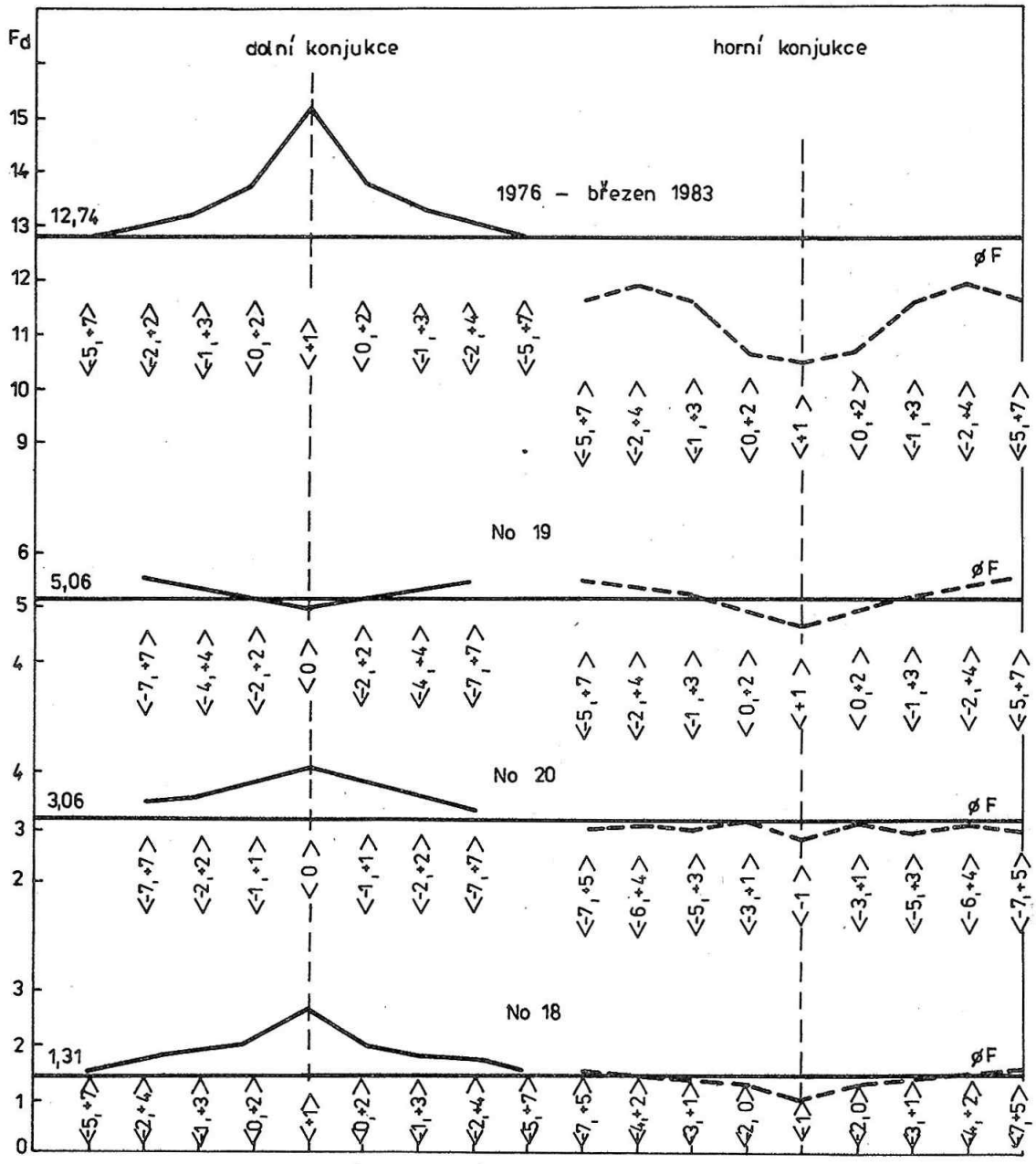
Cyklus	Průměrný denní počet erupcí Fd			
	DK		HK	
	<-7, - 1>	<1,7>	<-7, -1>	<1,7>
No 18	1,32	1,51	1,50	1,39
No 19	5,41	5,51	5,46	5,25
No 20	3,32	3,06	2,53	3,59
1976 až březen 1983	12,54	12,76	12,69	11,27

S výjimkou DK cyklu No 20 se vždy počet erupcí Fd po DK zvětšuje a po HK zmenšuje.

TABULKA 3

Cyklus	DK		HK	
	zvýšení Fd	snížení Fd	zvýšení Fd	snížení Fd
	%	%	%	%
No 18	72	28	27	73
No 19	68	32	28	72
No 20	70	30	31	69
1976 až březen 83	70	30	35	65

Rozdílnost chodu Fd v období kolem konjunkcí Merkura ukazuje obr. 2, získaný zužováním sledovaného intervalu. Je zřetelné zvyšování Fd u DK a snižování u HK.



Obr. 2 - Závislost Fd na časovém intervalu v okolí konjunkcí Merkura.

Jak se podílí procentuálně jednotlivé konjunkce Merkura na výše uvedeném statistickém výsledku ukazuje tabulka č. 3.

Podobný postup je pak zachován i při hodnocení aktivity skvrnové. Pro nedostatek místa uvádíme jen tabulku 4.

TABULKA 4

Číslo cyklu	Průměrné denní R v <- 7,7> dnů kolem období Ø R		Rozdíl Ø R DK - HK
	DK	HK	
14	28,2	30,6	- 2,4
15	49,4	41,7	+ 7,7
16	41,6	44,2	- 2,6
17	53,7	53,2	+ 0,5
18	74,1	75,3	- 1,2
19	98,3	93,5	+ 4,8
20	59,0	59,6	- 0,6

Stejný rozdíl co do znaménka platí i pro interval <- 4,4>. Je zřejmé, že v sudých cyklech je $Ø\ R_{HK} > Ø\ R_{DK}$ a v lichých cyklech

$$Ø\ R_{HK} < Ø\ R_{DK}$$

Při vzájemném srovnání chodů křivek čísla R slunečních skvrn se ukazuje, že v sudé cykly se po DK R zvyšuje po HK snižuje, v liché cykly je to opačně - - po DK se R snižuje a po HK se R zvyšuje.

Jak se podílí procentuálně jednotlivé konjunkce na výše uvedeném statistickém výsledku ukazuje tabulka 5.

TABULKA 5

Cyklus	DK		HK	
	zvýšení R	snížení R	zvýšení R	snížení R
	%	%	%	%
No 14	66	34	34	66
No 16	68	32	29	71
No 18	67	33	37	63
No 20	65	35	38	62
No 15	33	67	66	34
No 17	32	68	74	26
No 19	34	66	65	35

Na základě výše uvedených zjištění považujeme za možnou vzájemnou interakci Merkura a Slunce /analogicky provedené výpočty pro planetu Venuši nic podobného neukázaly/.

Konkrétní model zatím nevytváříme. Jsme si vědomí, že takto řešená problematika je zatížená šumem a názory na výsledky se mohou ze statistického hlediska různit /Křivský, Ambrož/.

Přesto se domníváme /a v praxi tak již přes 2 roky činíme/, že získané výsledky lze využít pro krátkodobou prognózu sluneční činnosti, neboť náš hypotetický pracovní model potvrzují.

Mezi Merkurem a Sluncem existuje vzájemná interakce polí elektrických, magnetických a částicových. Zatím nedokážeme určit roli postavení Země. Tento příspěvek považujeme za nadějnou základní součást celého komplexu zkoumání, který naši hypotézu vyvrátí nebo potvrdí.

K problému formování vodíkových čar Lyman α, Lyman β a H α ve sluneční chromosféře

P. HEINZEL, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
I. HUBENÝ, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

ABSTRAKT

Vzhledem k tomu, že teoretické představy o formování vodíkových čar Lyman α, Lyman β a H α ve sluneční chromosféře nejsou zcela v souladu s nejnovějšími družicovými i pozemními pozorováními /včetně polarizačních/, byla v této práci provedena detailní analýza různých procesů, které mohou vést ke vzniku uvedených čar v podmínkách sluneční chromosféry. V referátu jsou diskutovány výsledky této analýzy s ohledem na možné zdokonalení teoretické interpretace daných pozorování.

ÚVOD

Při interpretaci družicových pozorování chromosférických čar vodíku Lyman α /L α / a Lyman β /L β / /OSO-8, NRL High Resolution Telescope and Spectrograph/ vyvstaly některé problémy, které jak se zdá bude třeba řešit užitím kvalitativně nového přístupu k vypočtům syntetických spekter. Určité nejasnosti také vznikly v souvislosti s interpretací nejnovějších polarizačních měření v čáře H α /Stenflo a kol., 1983/, kde je třeba vyjasnit, jakým způsobem je tato vodíková čára formována. Vzhledem k tomu, že všechny uvedené čáry vznikají v důsledku kvantových přechodů mezi prvními třemi hladinami atomu vodíku, je nutno řešit selfkonzistentně problém formování L α -L β -H α v tomto systému /ovšem se zahrnutím i ostatních hladin/, a to v podmínkách konkrétního modelu atmosféry, v našem případě tedy sluneční chromosféry reprezentované semiempirickým modelem Vernazzy a kol. /1981/, Model-C /o modelech sluneční atmosféry viz také Heinzel /1983//.

Semi-klasický přístup k teorii formování spektrálních čar ve vicehladinovém atomu se zahrnutím víceprotonových procesů byl nedávno zformulován v pracech Hubeného a kol. /1983a, 1983b/. Užitím tohoto formalismu lze v první fázi /i/ určit relativní příspěvky jednotlivých procesů, které populují druhou a třetí hladinu vodíku /z těchto hladin potom dochází k emisi v čarách L α, L β a H α / a /ii/ určit korektní tvar emisního koeficientu, tj. jednotlivým procesům vystupujícím v /i/ přiřadit odpovídající emisní profily /normované/, zahrnující vzájemnou korelaci mezi pohlcenými a vyzářenými fotony v uvažovaných čarách. Celá tato úloha je ovšem nelineární a je třeba ji řešit iterativně - - k určení relativních příspěvků /i/ k populaci hladin je nutné znát pole záření v čarách. Tato pole záření však můžeme přesně určit jedině na základě znalosti celkového emisního koeficientu v příslušné čáře /ii/, ten ale závisí zpětně na velikosti příspěvků k populaci hladin /i/ atd.

NUMERICKÉ VÝSLEDKY

V této práci je učiněn pokus o zjednodušené řešení problému /i/, kde pro určení relativních příspěvků k populaci hladin 2 a 3 budeme předpokládat, že celkový emisní profil je totožný se známým profilem absorpčním /tzv. kompletní redistribuce/. Na základě takovéto aproximace lze v prvním přiblížení určit jednotlivé příspěvky k populaci druhé a třetí hladiny vodíku, tj. zhruba stanovit jakým způsobem se formuje systém čar $L\alpha$ -$L\beta$ -$H\alpha$. Užitím non-LTE programu TLUSTY /viz Hubený, 1983/ jsme spočetli pro Model-C Vernazzy a kol. /1981/ pole záření v čarách vodíku a v kontinuích /pro osmihladinový model atomu/. Na základě znalosti pole záření jsme dále určili účinné průřezy pro excitaci a deexcitaci /zářivou i srážkovou/ vodíku. Získané účinné průřezy potom přímo určují relativní příspěvky všech uvažovaných procesů excitace a deexcitace k populaci námi uvažované druhé a třetí hladiny. Takto získané relativní příspěvky /pravděpodobnosti realizace daných procesů/ jsme označili jako P2, P12 pro druhou hladinu a P3, P13, P23, P123 pro třetí hladinu. Jejich fyzikální význam je následující:

P2 - srážková excitace $1 \rightarrow 2$ /čísla označují hladiny/ + srážková a zářivá deexcitace $n \rightarrow 2$, kde $n > 2$ /včetně kontinua/ - tzv. pravděpodobnost přirozené populace 2. hladiny /viz Hubený a kol., 1983a, b/.

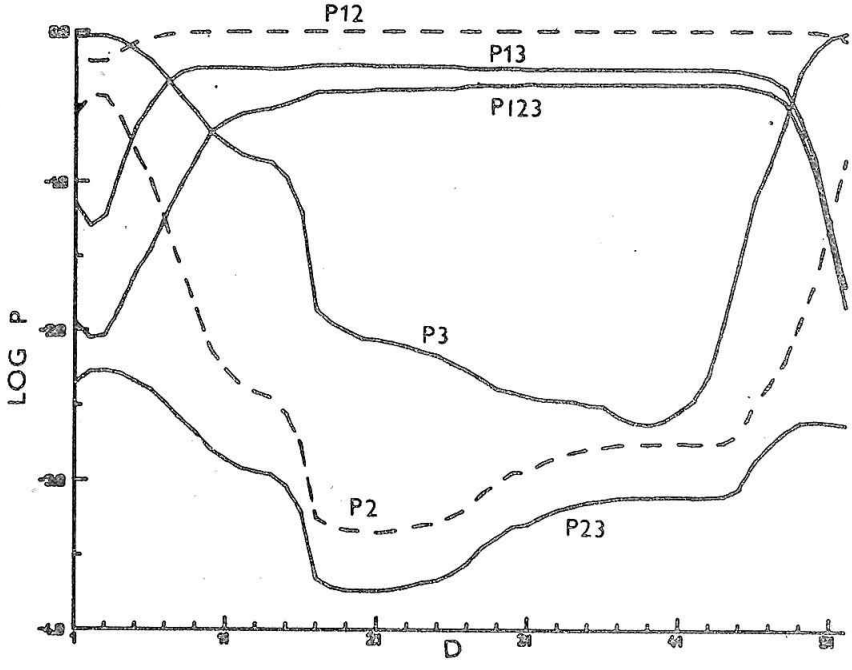
P12 - zářivá excitace $1 \rightarrow 2$

P3 - srážková excitace $1 \rightarrow 3$ a $2 \rightarrow 3$ + srážková a zářivá deexcitace $n \rightarrow 3$, kde $n > 3$ /včetně kontinua - obdobně jako u P2 se jedná o přirozenou populaci, v tomto případě třetí hladiny

P13 - zářivá excitace $1 \rightarrow 3$

P23 - zářivá excitace $2 \rightarrow 3$ z přirozeně populované 2. hladiny

P123- zářivá excitace $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$-tzv.dvoufotonová absorpce.Všechny tyto příspěvky /pravděpodobnosti/jsou normované,tj.platí vztahyP2+P12=1 a dále P3+P23+P123=1. Numerické výsledky, získané na základě výše popsaného postupu, jsou znázorněny na obr. 1, kde na ose x je vynesená hloubka v atmosféře /přiřazení hloub-



Obr. 1 - Závislost pravděpodobností P2-P123 na hloubce ve sluneční atmosféře. Na ose X jsou vyneseny hloubkové body /viz text/, na ose y jsou logaritmy pravděpodobností P.

kových bodů 1 - 52 skutečné geometrické výšce v atmosféře lze nalézt přímo v práci Vernazzy a kol./, na ose y jsou potom vyneseny pravděpodobnosti P2 - - P123 v logaritmické škále.

Hlavním této předběžné studie bylo určení pravděpodobností P2 - P123 v těch oblastech klidné chromosféry, kde vynikají křídla čar Lα a Lβ a kde se současně formuje jádro čáry Hα . Podle Modelu-C jde o geometrické výšky v atmosféře v rozsahu asi 800 - 1800 km /viz také Heinzel, 1983, obr. 1/, což odpovídá hloubkovým bodům na obr. 1 v rozsahu zhruba 37 - 27. Z obr. 1 je na první pohled vidět, že P12 je v této oblasti prakticky rovno jedné, tj. dominantní mechanismus formování Lα je zde rezonanční rozptyl záření /rezonanční fluorescence/, charakterizovaný procesem 1 $\rightarrow$ 2 $\rightarrow$ 1 /absorpce fotonu Lα při přechodu 1 - 2 a následná spontánní reemise nového fotonu Lα při deexcitaci 2 $\rightarrow$ 1/. Ostatní procesy populující druhou hladinu přispívají s pravděpodobností P2 $\ll$ P12 a jsou tedy prakticky zanedbatelné. V případě třetí hladiny je však situace poněkud komplikovanější. Z obr. 1 je vidět, že dominují procesy P13 a P123 a to tak, že příspěvky těchto procesů k populaci třetí hladiny jsou přibližně stejné. To tedy znamená, že křídla Lβ vznikají částečně rozptylem 1 $\rightarrow$ 3 $\rightarrow$ 1 /asi 55%/ a částečně třífotonovým procesem 1 $\rightarrow$ 2 $\rightarrow$ 3 $\rightarrow$ 1 /asi 45%/, tj. dvoufotonová absorpce 1 $\rightarrow$ 2 $\rightarrow$ 3 fotonů Lα a Hα a následná reemise 3 $\rightarrow$ 1 fotonu Lβ . Obdobně potom vzniká i čára Hα , a to částečně tzv. Ramanovým rozptylem 1 $\rightarrow$ 3 $\rightarrow$ 2 /asi 55%/ a částečně obdobným třífotonovým procesem 1 $\rightarrow$ 2 $\rightarrow$ 3 $\rightarrow$ 2 /asi 45%/. Ostatní procesy přispívající k P3 a proces P23 lze rovněž zanedbat.

V případě kompletní redistribuce jsou hodnoty P2 - P123 z praktického hlediska /tj. pro vlastní výpočet syntetického spektra/ celkem nezajímavé, neboť vzhledem k jejich normalizaci je výsledný emisní profil /rovněž normovaný/ opět stejný jako profil absorpční. Jestliže však budeme uvažovat vzájemnou korelaci fotonů při rozptylu záření /tj. rozptyl jako nemarkovský proces/ ve vícehladinovém atomu /tzv. parciální redistribuce záření, dnes celkem běžně užívaná pro dvouhladinový rozptyl např. v čáře Lα - viz Mihalas, 1978/, musíme pravděpodobnosti P2 - P123 explicitně určit a jim potom přiřadit různé emisní profily, které se budou zásadně lišit od profilů absorpčních. Rovněž tak absorpční profil 2 $\rightarrow$ 3 bude mít složitější tvar. S takto určeným emisním profilem lze potom řešit problém přenosu záření v uvažované čáře s cílem získat syntetický profil porovnatelný s pozorováním.

DISKUSE

V práci jsou explicitně určeny pravděpodobnosti populace druhé a třetí hladiny vodíku, odpovídající různým procesům excitace a deexcitace vodíku v podmínkách klidné sluneční chromosféry. Z uvedených výsledků plyne, že zatímco čára Lα se formuje jako typická rezonanční čára, Lβ a Hα vznikají částečně rezonančním a částečně Ramanovým rozptylem, takže v případě Lβ již nelze nadále použít formalismus pro dvouhladinový rozptyl. Výsledné emisní profily čar Lα, Lβ a Hα budou obecně zahrnovat koherentní efekty příslušných redistribučních funkcí, což bude mít v konečném důsledku značný vliv na tvar křídel těchto čar. Např. u čáry Lβ se zdá, že transfuze fotonů Hα do křídel Lβ /tj. proces

$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$/ by mohla vést - v důsledku zmíněných koherenčních efektů - ke zvýšení intenzity v křídlech $L\beta$, což je skutečně pozorováno a dosud nebylo teoreticky uspokojivě vysvětleno. Pro přesný výpočet syntetických spekter je tedy nutné znát pravděpodobnosti P2 - P123 a současně tvar emisního profilu pro jednotlivé procesy. Pravděpodobnosti P2 - P123 však lze celkem dobře /alespoň v prvém přiblížení/ spočítat za předpokladu kompletní redistribuce, neboť tyto jsou určeny především polem záření v jádře čáry, zatímco odchýlky od kompletní redistribuce nastávají hlavně v křídlech čar.

Na závěr poznamenejme, že detalilní znalost jednotlivých procesů má rovněž velký význam pro studium polarizace v čarách - je jistě podstatný rozdíl jestliže např. $H\alpha$ vzniká rozptylem $2 \rightarrow 3 \rightarrow 2$ nebo $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2$, neboť v obou případech bude výsledná polarizace rozdílná s ohledem na anizotropii pole záření /viz také Stenflo a kol., 1983/. Ještě významnější efekty mohou nastat při studiu polarizace v $H\alpha$ ve slunečních protuberancích /např. v souvislosti s měřením magnetického pole protuberancí na základě Hanleho jevu/, kde s rostoucí výškou protuberance nad povrchem Slunce roste i míra anizotropie dopadajícího pole záření, a to tak, že její charakter je zcela odlišný pro dopadající záření $H\alpha$ /Ztemnění k okraji/ a $L\beta$ /zjasnění k okraji v ultrafialových čárach !/.

Studium přenosu záření v čarách $L\alpha$, $L\beta$ a $H\alpha$ se zahrnutím výše diskutovaného emisního profilu bude předmětem dalších prací.

LITERATURA

Heinzel, P.: 1983, Zborník ref. zo 6. celošt. slun. semin., Adamov 1982, 152

Hubený, I., Oxenius, J., Simonneau, E.: 1983, J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer 29, 477 /a/ a 495 /b/

Hubený, I.: 1983, Stellar Spectra and their Interpretation; Publikace Astronomického ústavu ČSAV No. 57 /editoři I. Hubený a B. Onderlička/, 32

Mihalas, D.: 1978, Stellar Atmospheres; W. H. Freeman, San Francisco /druhé vydání/

Stenflo, J. O., Twerenbold, D., Harvey, J. W., Brault, J. W.: 1983, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 54, 505

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., Loeser, R.: 1981, Astrophys. J. Suppl. 45, 635.

Základní redukce fotografických slunečních spekter

P. KOTRČ, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

ABSTRAKT

V článku je popsána redukce slunečních spektrogramů vycházející z koncepce počítačového zpracování vysokodisperzních spekter, předložené Pokorným. Je ukázán příklad redukce infračerveného spektra sluční protuberance pozorované novým ondřejovským spektrografem.

ÚVOD

V posledních letech jsme ve sluneční fyzice svědky i bezprostředními účastníky úsilí vysvětlit fyzikálnu podstatu jevů ve sluneční atmosféře interpretací kvalitního pozorovacího materiálu. Základní kvantitativní i kvalitativní informace o fyzikálních podmínkách v atmosféře Slunce poskytuje sluneční spektroskopie. Obnovení mnohokamerového erupčního spektrografu v Ondřejově a uvedení nových horizontálních slunečních spektrografů do provozu si vyžádalo řešit praktické otázky redukce fotografických záznamů slunečních spekter.

Při řešení praktické redukce spekter jsme vycházeli z přístrojového a programového vybavení, které je pro nás snadno dosažitelné. Přidržovali jsme se koncepce vícekrokového počítačového zpracování vysokodisperzních spekter, předložené Pokorným /1981/. Jde o důsleně stavebnicové řešení, které má následující zásadní praktické výhody:

- možnost individuálních zásahů do všech kroků redukčního řetězce podle charakteru konkrétního vyhodnocovaného spektrogarmu,
- široká možnost uplatnění všech stávajících i budoucích technických prvků a programových postupů ve variabilním řetězci redukce fotografických spektrogramů.

ZÁKLADNÍ REDUKČNÍ ŘETĚZEC

Následující schéma znázorňuje jednotlivé kroky klasické práce se spektrogramem.

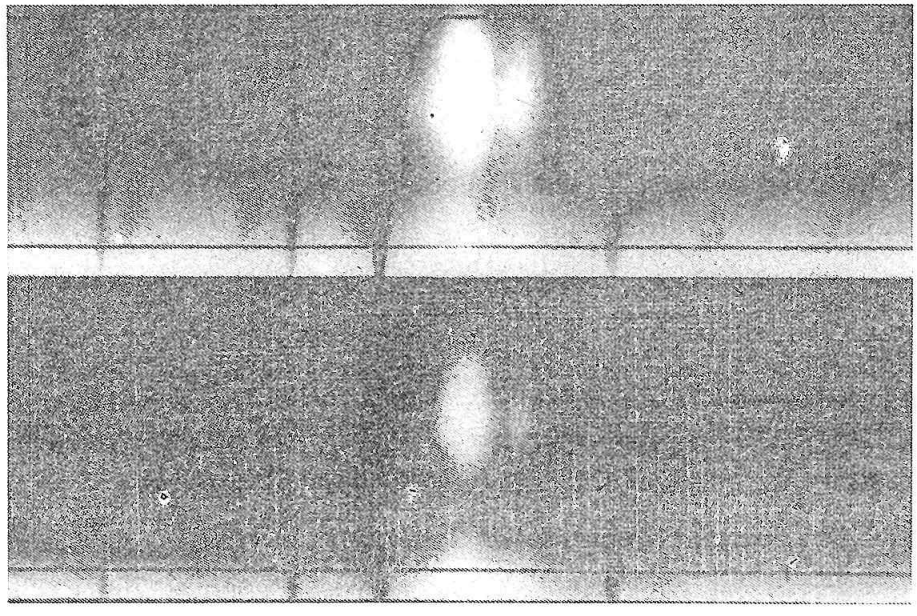
1. Exponování spektrogramu
2. Fotografické zpracování
3. Mikrofotometrické proměření
4. Kalibrace, převod na intenzitu
5. Redukce na šum, instrumentální profil atd.
6. Interpretace redukovaného spektra.

Části našeho redukčního řetězce jsou obsaženy v krocích s pořadovými čísly 3 až 5 a ve vazbách mezi všemi kroky schématu. V dalším uvedeme podrobnější informace o základních částech řetězce, včetně popisu funkce jednotlivých vypočetních programů.

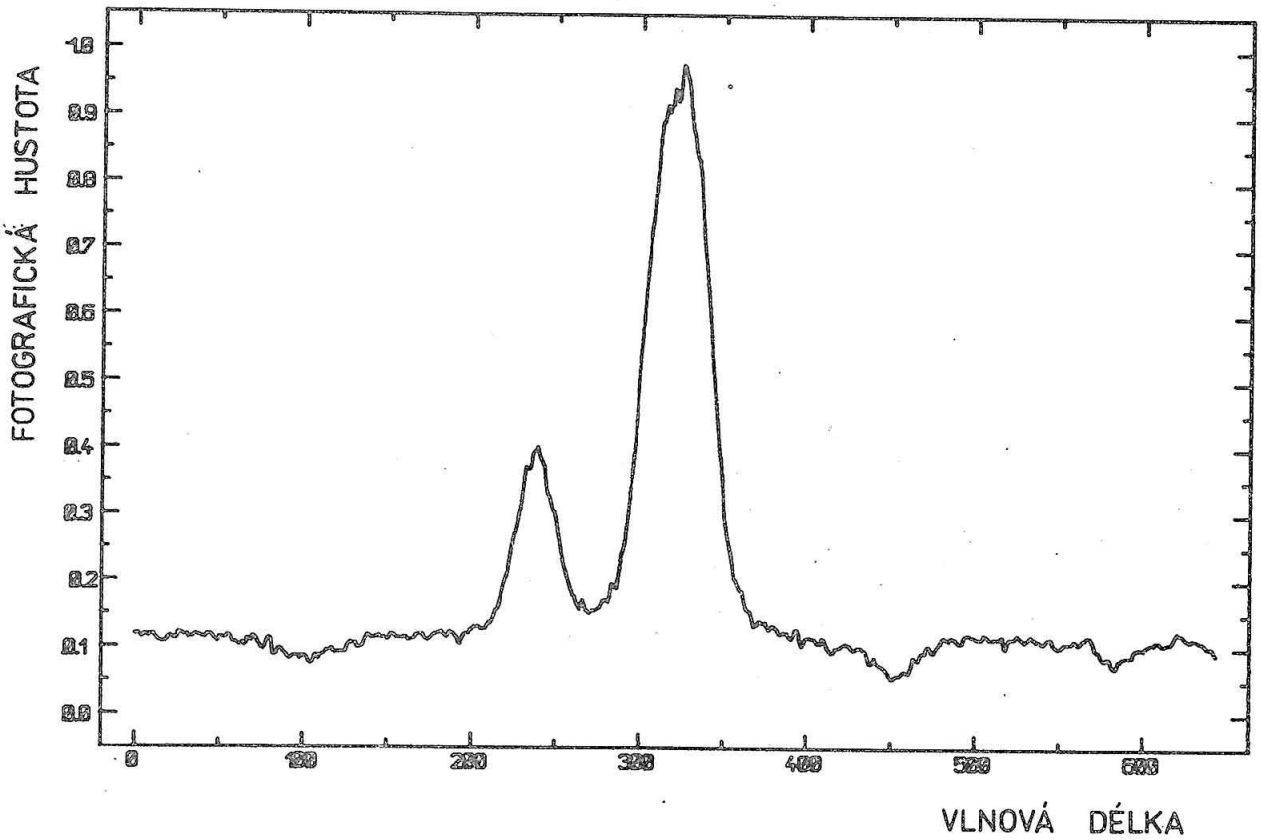
Proměření fotografického spektrogramu a příslušné kalibrační škály provádíme buď na "Schnellfotometru" AsÚ ČSAV, nebo mikrodensitometru Joyce Loebl GFÚ ČSAV. Změřený signál zaznamenáme na děrnou pásku v ASCII kódu a programem KONVERZE jej pomocí počítače EC 1040 zaznamenáme na magneticklu pásku. O měření a prvním zpracování signálu dostaneme podrobný protokol, včetně grafického znázornění hodnot signálu na tiskárně počítače. Tento protokol slouží k první prohlídce měření a k identifikaci poloh měřených spektrálních čar.

Kalibraci provádíme programem KALIBRAC, který nejdříve zpracuje měření kalibrační škály, převede naměřený signál zčernání emulze, resp. fotografickou hustotu na Bakerovou hustotu. Pak je hodnotami logaritmu procentuální propustnosti jednotlivých stupňů kalibrační škály a jim odpovídajícími Bakerovými hustotami proložena charakteristická křivka. Zcela vyhovující je závislost odpovídající kubické parabole. Tím je zjištěna a provede se kalibrace signálu měřeného spektrálního řezu do oboru intenzit záření. Průběh kalibrace je zaznamenán v protokolu.

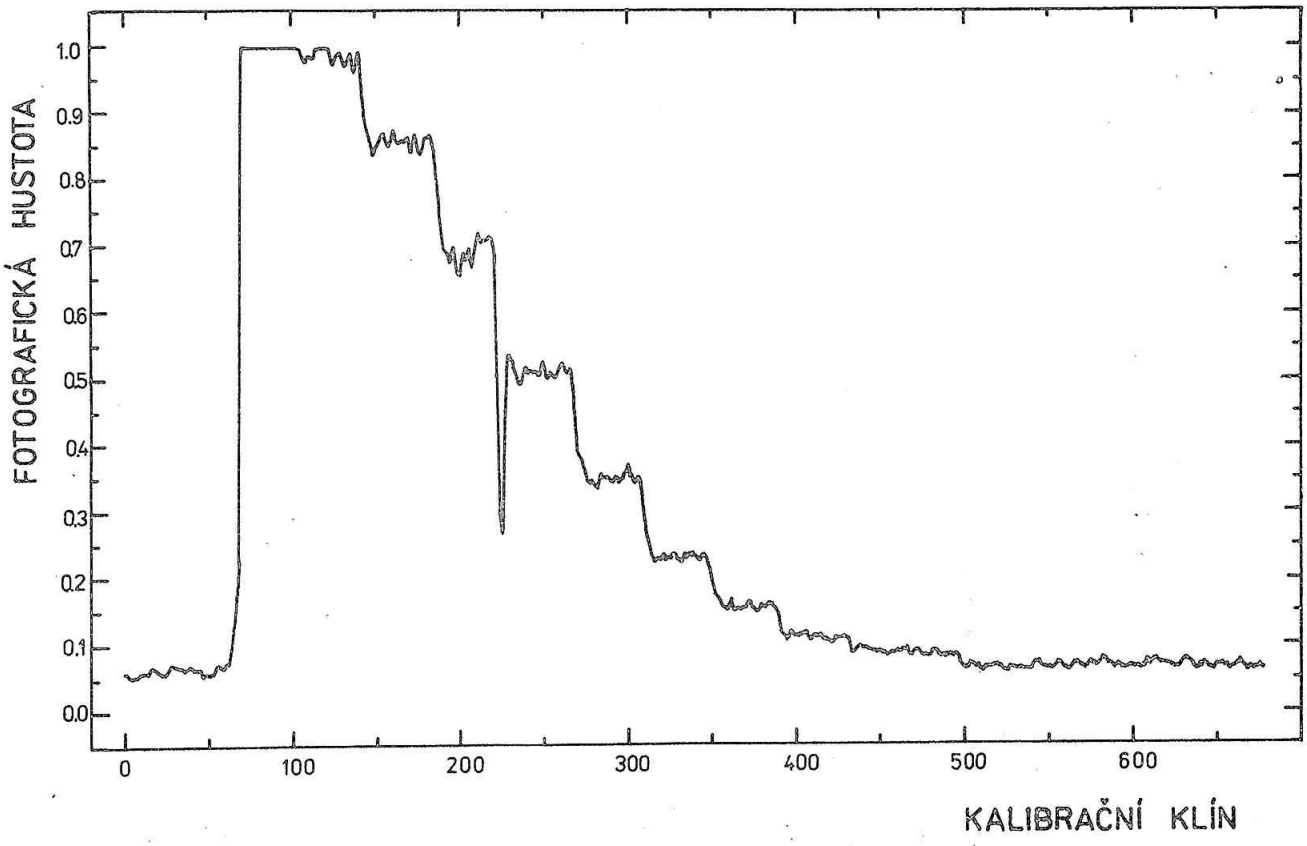
Redukci vypočtených intenzit na šum, instrumentální profil spektrografu a fotografické emulze provádíme numerickým způsobem, rychlou Fourierovskou transformací, programem Pokorného LABYRINT. Pomocí poloh spektrálních čar identifikovaných v protokolu programu KONVERZE nahradíme škálu relativních vlnových délek škálou délek absolutních. Tím je základní redukce spektrogramu skončena. Další pozoronost je nutno věnovat odstranění vlivu rozptyleného světla, redukci ke kontinuu atd. K dispozici jsou též algoritmy pro aproximaci profilu spektrální čáry Gaussovými profily užité dříve Kotrčem /1982/, nebo aproximace Voigtovým profilem /Heinzel, 1978/. S výhodou je možno používat vykreslování redukovaných profilů na kreslícím zařízení Digigraf.



Obr. 1 - Spektrogram protuberance v okolí heliového tripletu He I 10830 A.



Obr. 2 - Hustotní řez spektrogramem protuberance.



Obr. 3 - Hustotní řez kalibrační škálou spektrogramu.

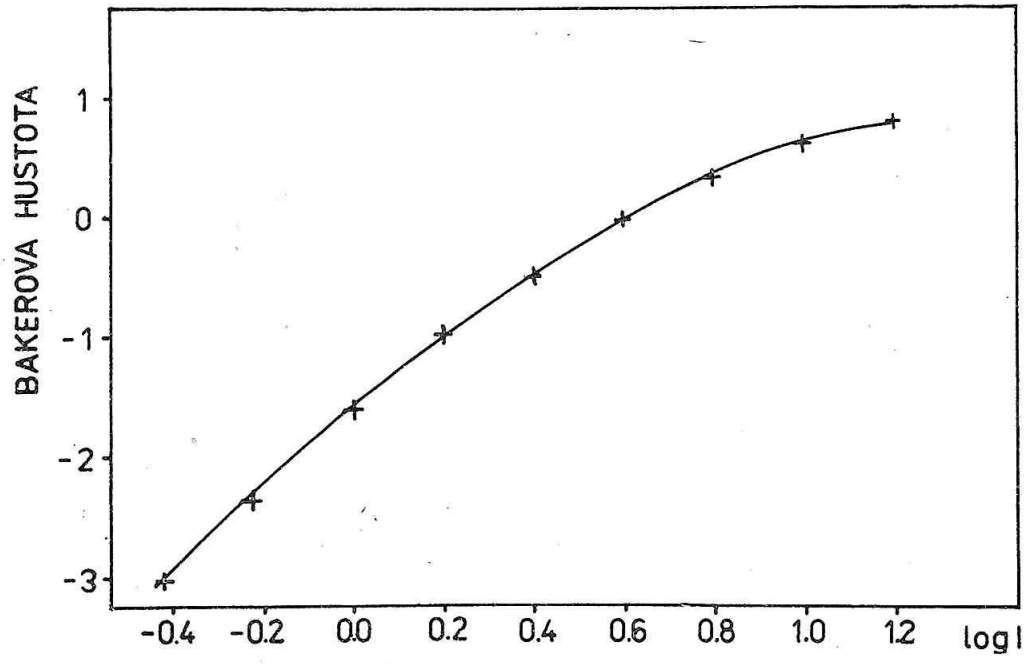
UŽITÍ REDUKČNÍHO ŘETĚZCE

V dalším uvádíme ukázku některých částí redukce řetězu spektrogramu klidné sluneční protuberance v infračervené oblasti. Spektrogram byl exponován 18.7. 1983 na novém horizontálním spektrografu v Ondřejově Dr. Heinzlem.

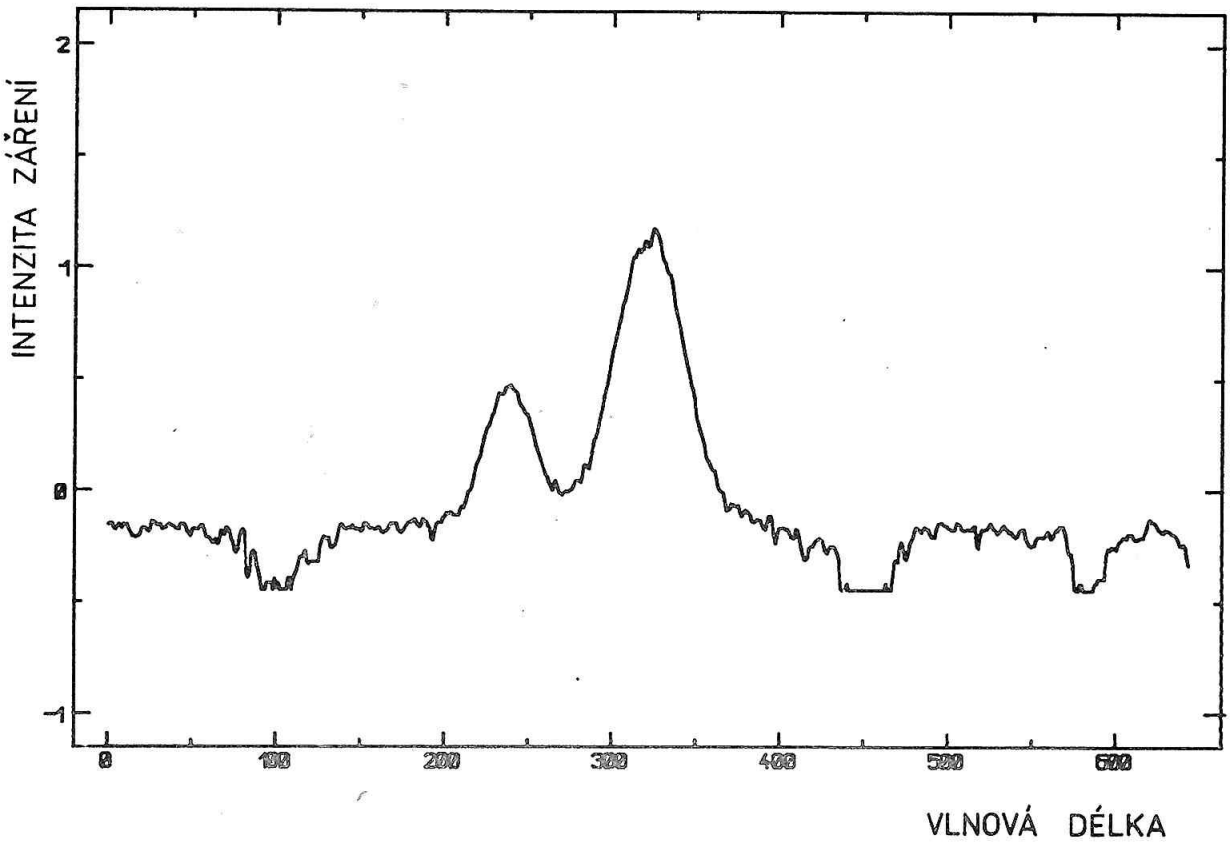
Na obr. 1 je znázorněn spektrogram protuberance v okolí heliového tripletu He I 10830 A /v emisi/ s nejbližšími atmosférickými čarami /v absorpci/, exponovaný na sovětskou emulzi I 1060-V. Graf řezu spektrogramu měřeného na mikrodensitometru Joyce Loebl je na obr. 2. Měření kalibrační škály, prováděno kolmo ke směru disperze je na obr. 3. Nízká úroveň density na počátku a na konci grafu odpovídá úrovni závoje emulze. Nejvíce propustné části škály jsou přeexponované /ploché maximum grafu/, protože při expozici nebyl užit vhodný filtr. Obr. 4 ukazuje charakteristickou křivku ve veličinách logaritmus intenzity záření a Bakerova hustota. Velmi dobrou aproximací je kubická parabola, položená metodou nejmenších štverců. S užitím charakteristické křivky je pak zkalibrováno hustotní měření spektrálního řezu z obr. 2. Zakalibrovaný záznam v logaritmech intenzity záření je přeložen na obr. 5. Poslední část redukčního řetězce, zahrnující filtraci dat v uvedeném případě aplikována není. Popsaný redukčí řetězec bude podle programových i technikých možností dále zdokonalován.

PODĚKOVÁNÍ

Závěrem děkuji Dr. Pokornému a spolupracovníkům Dr. Heinzlovi, Dr. Sobotkovi, s. Zlochovi, s. Vaňkovi a pracovníkům výpočetního střediska v Ondřejově za výdatnou pomoc při řešení jednotlivých problémů spojených se sestavením a funkcí redukčního řetězce.



Obr. 4 - Charakteristická křivka spektrogramu.



Obr. 5 - Zkalibrovaný řez spektrogramem protuberance.

LITERATURA

Heinzel, P.: 1978, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 29, 159

Kotrč, P.: 1982, Zborník referátov zo 6. celoštátneho slnečného seminára, SÚAA Hurbanovo, 43

Pokorný, Z.: 1981, Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of sciences, No 57, 39

Studium infračervené emise slunečních protuberancí v čáře HeI λ 1083.0 nm

P. HEINZEL, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
P. KOTRČ, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
M. SOBOTKA, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
F. ZLOCH, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov
Z. A. ŠČERBAKOVA, Krymská astrofyzikální observatoř AV SSSR, Naučnyj, SSSR

ABSTRAKT

V práci je provedena analýza infračervených spekter slunečních protuberancí v čáře HeI λ 1083.0 nm. Tato spektra byla získána jednak na KAO AV SSSR pomocí malého vežového teleskopu /BST-2/, a dále potom na AsÚ ČSAV v Ondřejově pomocí horizonatálního spektrografu HSFA-2. Pro detekci spekter byl použit sovetský IR film typu I 1060-V.

ÚVOD

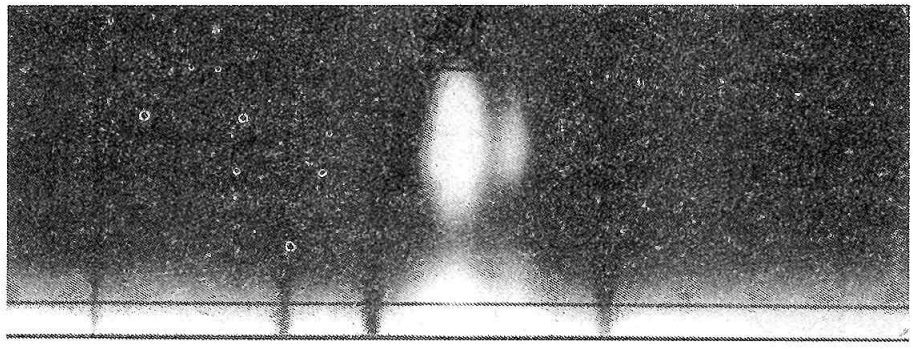
V nedávno publikované sérii prací se věnoval D. A. Landman a jeho spolupracovníci /Institute for Astronomy, Univerzity of Hawai, USA/ detailní analýze fotoelektrických měření emisních čar v klidních protuberancích. Měření byla prováděna na Mees Solar Observatory na Havaji v čarách HI Hα a Hβ , HeI D_3 a λ 1083.0 nm, CaII a dalších, Nejzajímavějším výsledkem získaným pro uvedené čáry je to, že jejich emisní profily nelze v křídlech aproximovat konstantní zdrojovou funkcí, tj. neodpovídají izotermálnímu modelu protuberance. Tato často užívaná aproximace /viz např. Tandberg-Hanssen, 1974/ je zřejmě dobrá v jádru čáry, které je emitováno "chladnějšími" oblastmi klidných protuberancí /T_{kin} = 7000 - 9000 K/. Citlivá fotoelektrická měření prováděná na Havaji však ukázala, že křídla výše uvedených čar jsou intenzívnější než by odpovídalo izotermální atmosféře s průměrnou teplotou okolo 8000 K. Jako celkem logické vysvětlení se nabízí přijmout model protuberance s určitou teplotní strukturou, tj. s růstem teploty v tzv. přechodové zóně protuberance-korona /vzrůst teploty v této oblasti lze také odvodit na základě družicových ultrafialových měření/. Landman a kol. /1977, 1979/ testovali schematicky dvou-komponentní teplotní model /Chladnější jádro protuberance + okrajové partie se zvýšenou teplotou/. Teoretické emisní profily, spočtené na základě takovéhoto jednoduchého modelu vedly nakonec k velmi dobrému souhlasu s pozorováními.

Ze všech pozorovaných čar se zvýšená emise v křídlech nejvíce projevuje patrně u čáry Hα Balmerovy série vodíku /viz Landman a Mongillo, 1979/. Příslušné odchylky od profilu "chladné" komponenty /tj. jádra čáry/ nastávají až pod úrovní zhruba 5% maximální intenzity v centru čáry, což lze detekovat pouze fotoelektricky. Pro případná fotografická měření zvýšené emise v křídlech se nao-

pak jeví jako nejvhodnější kandidát infračervená čára neutrálního hélia λ 1083.0 nm /dále jen čára 1083 nm/, kde příslušné rozdíly v profilech lze nejlépe detekovat v oblasti minima mezi dvěma komponentami emisní čáry /viz obr. 2 a 3/. V další části tohoto článku jsou popsaná takováto fotografická měření v čáře 1083 nm, která byla započata autory práce v roce 1982, je popsána metodika jejich zpracování a nakonec jsou stručně diskutovány některé aspekty teoretické interpretace.

POZOROVÁNÍ A REDUKCE DAT

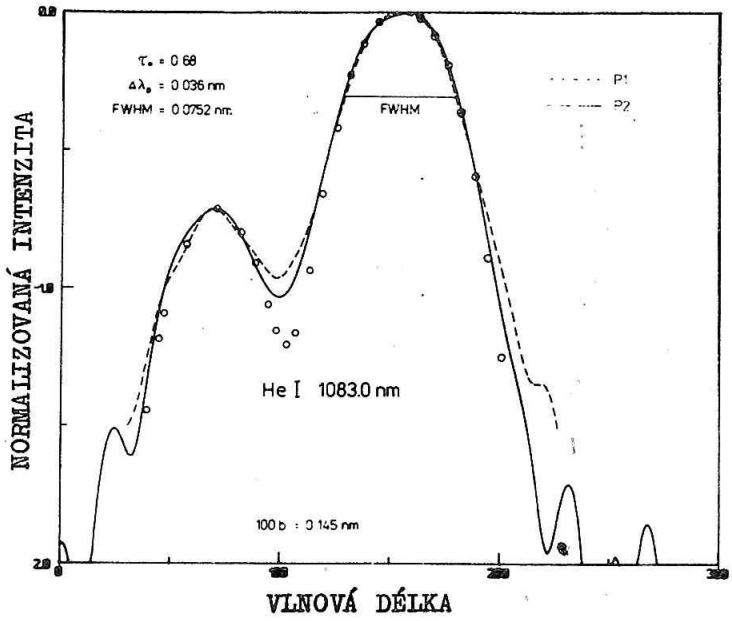
Spektroskopická pozorování klidných protuberancí na slunečním okraji v čáře 1083 nm byla prováděna v období 1982 - 1983 na Krymské astrofyzikální observatoři AV SSSR /KAO/ a dále potom v roce 1983 na Ondřejovské observatoři Astronomického ústavu ČSAV /viz ukázka spektra na obr. 1/, kde byly současně



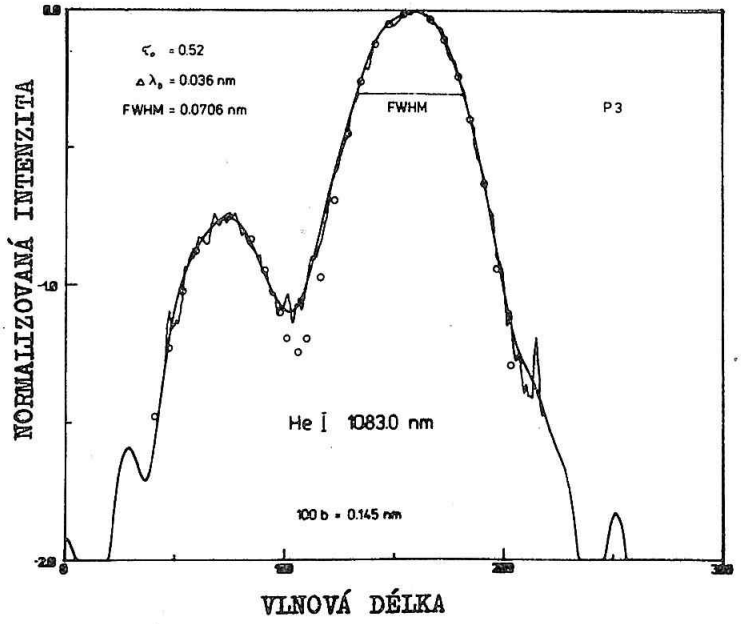
Obr. 1 - Spektrum klidné protuberance v čáře HeI λ 1083.0 nm získané na HSFA-2 Astronomického ústavu ČSAV v Ondřejově.

detekovány také čáry D_3 a Hβ. Na AsÚ ČSAV jsme použili sluneční horizontální dalekohled se spektrografem HSFA-2 fy. Zeiss-Jena s průměrem Slunce asi 32 cm a lineární disperzí ve 2. řádu rovnou 0.058 nm/mm - podrobný popis tohoto přístroje lze nalézt v práci Ambrože a kol. /1981/. Pro detekci čáry 1083 nm byl použit sovětský infračervený film typu I - 1060 V /spektroskopická pozorování sluneční atmosféry pomocí tohoto nového filmu jsou podrobně popsána v práci Ščerbakové a kol., 1983/.

Pro analýzu provedenou v této práci bylo vybráno spektrum klidné protuberance ze dne 28.6.1982, získané na KAO /viz tab. 1/. Pomocí mikrofotometru KAO byly provedeny celkem tři řezy spektrem v těsné blízkosti vedle sebe /na obr. 2 a 3 označeny jako P1, P2 a P3/ a tyto posléze redukovány na intenzity použitím stolního počítače ISKRA 1256, přímo spojeného s mikrofotometrem. Další zpracování potom probíhalo v Ondřejově, kde jsme na počítači EC 1040 provedli numerickou filtraci dat za účelem odstranění šumu /především zrno emulze/ a získané profily jsme nakonec opravili o rozptýlené světlo. Výsledné profily jsou znázorněny na obr. 2 a 3 jakožto log $(I - I_r) / (I_m - I_r)$, kde I je relativní intenzita profilu, I_m jeho maximální intenzita a I_r reprezentuje úroveň rozptýleného světla. Na obr. 3 je také názorně vidět vliv filtrace na profil čáry.



Obr. 2 - Pozorovaný a teoretický profil čáry λ 1083.0 nm /klidná protuberance ze dne 28.6.1982 pozorovaná na KAO/. P1 a P2 jsou pozorované (filtrované) profily, kroužky je vyznačen teoretický profil odpovídající izotermální atmosféře o teplotě 8530 K a s mikroturbulentní rychlostí 8 km/sec. Na svislé ose je normalizovaná intenzita v logaritmech /viz text/, na vodorovné ose je vyznačena škála vlnových délek s disperzí 0.145 nm/100 bodů.



Obr. 3 - Totéž jako na obr. 2, ale pro řez P3. Pro ilustraci je navíc vyznačen tvar nefiltrovaného profilu.

DISKUSE VÝSLEDKŮ

Hlavním cílem této práce bylo zjistit, zda fotografická měření v čáře 1083 nm skutečně vykazují zvýšenou emisi v křídlech čáry, poprve pozorovanou fotoelektricky Landmanem v roce 1975. Za tímto účelem jsme spočetli teoretické emisní profily za předpokladu konstantní zdrojové funkce v izotermální atmosféře /viz Landman, 1976/, a to tak, aby /i/ teoretická pološířka čáry /FWHM/ souhlasila s pozorovanou /tím je určena dopplerovská pološířka jádra čáry/, a aby /ii/ intenzita komponenty $2^3P_0 - 2^3S_1$ souhlasila s pozorovanou intenzitou /tím je naopak fixována optická tloušťka v centru hlavní komponenty $2^3P_2 - 2^3S_1$. Takto získané teoretické profily jsou znázorněny na obr. 2 a 3 kroužky /řezům P1 a P2 odpovídá stejný teoretický profil/. Na základě srovnání s pozorovanými profily lze učinit následující závěry:

1. Kinetická teplota určená z dopplerovské pološířky $\Delta\lambda_D = 0.036$ nm je $T_{kin} = 8530$ K, a to za předpokladu průměrné mikroturbulentní rychlosti $\xi_{mt} = 8$ km/sec /Landman a kol., 1977/. Tato teplota je v dobré shodě s hodnotami uvedenými v úvodu.
2. Optická tloušťka chladné komponenty protuberance v centru přechodu $2^3P_2 - 2^3S_1$ je $\tau_0 = 0.68$ /P1, P2/ a $\tau_0 = 0.52$ /P3/, což je opět v kvalitativním souhlasu s výsledky Landmana a kol., 1977.
3. V oblasti minima mezi oběma komponentami profilu skutečně existuje zvýšená emise, která je částečně patrná i v křídlech čáry. Z jednotlivých řezů P1, P2 a P3 lze dále usuzovat na prostorovou strukturu této emise, která nemohla být studována Landmanem v důsledku velmi omezeného prostorového rozlišení v čáře 1083 nm /viz srovnání v tab. 1/. Ve srovnání s Landmanem,

TABULKA 1

Srovnání fotoelektrických měření Landmana /1976,1977/ s pozorováními na KAO

KAO AV SSSR, Krym	Mees Solar Observatory, Havaj
teleskop: BST-2 věžový teleskop+spektrograf	25 cm - koronograf/coudé spektrograf
průměr Slunce: 19.6 cm	7.5 cm
lin. disperze: 0.083 nm/mm	0.1 nm/mm
detektor: IR film I-1060 V (max. citl. 1060 nm)	Si-vidikonový detektor OMA (500 kanálů)
expozice: 2 - 4 min	< 1 min
filtrace dat: numerický filtr	50-200 krát středovaný signál OMA (1 expozice = 0.33 sec)
Prostorové rozlišení: 2 - 4" (seeing)	asi 23" (z důvodů citlivosti OMA)
Rozptýlené světlo: odečteno při redukci	odečteno přímo od měř. signálu OMA je lineární fotoel. detektor
Instrumentální profil: zřejmě zanedbatelný	velký vliv instr. profilu OMA v IR oblasti

1977, 1979 se jeví naše rozdíly mezi teoretickými a pozorovanými profily větší, což může být způsobeno - kromě reálních efektů v jednotlivých protuberancích - také vlivem instrumentálního profilu, který je v případě detektorů OMA značný. Řezy P1 a P2 byly vedeny těsně vedle sebe, takže vliv rozptýleného světla a instrumentálního profilu je u obou stejný. Přesto se tyto dva profily od sebe v křídlech liší, což potvrzuje reálnost zvýšené emise.

V zásadě existuje několik možných interpretací zvýšené emise v křídlech čáry 1083 nm jakož i čar zmíněných v úvodu /viz Landman a kol., 1977/. Například pro čáru 1083 nm navrhoval původně Landman /1976/ vysvětlení pomocí koherentního rozptylu v rezonanční čáře, avšak jak ukázal Heinzel /1983/, efekty koherence jsou pro tuto čáru prakticky nulové a pro ostatní čáry /např. Hα / jsou pod hladinou detekovatelnosti. Zdá se tedy, že emisní profily klidných a zřejmě i aktivních protuberancí se skládají z více komponent, které odpovídají jednotlivým vrstvám protuberance s rozdílnými teplotami. Přitom nemusí jít pouze o přechodovou zónu mezi protuberancí a korónou, ale i o oblast mezi "chladnými" vlákny protuberance, která běžně pozorujeme v čáře Hα . Otázka teploty v oblasti mezi vlákny je zatím zcela nejasná /např. Low, 1982/. Další pozorování tohoto druhu, prováděna v různých čarách vodíku, hélia atd., by tedy mohla přispět k objasnění teplotní struktury slunečních protuberancí, což má prvořadý význam pro modelování těchto aktivních útvarů. Současně je však třeba věnovat pozornost detailní non-LTE syntéze příslušných emisních profilů. Perspektivní se jeví i vzájemná konfrontace mezi zde popsanými optickými pozorováními a měřeními z družice v /opticky tlustých/ ultrafialových čárách. V současné době je prováděna analýza spekter získaných během roku 1983 na HSFA-2 v Ondřejově a její výsledky budou předmětem další publikace.

Redukce spekter byla provedena na KAO během pobytu jednoho z autorů /P.H./, další numerické zpracování včetně filtrace probíhalo na počítači EC 1040 Astronomického ústavu ČSAV. Autoři děkují na tomto místě M. Pračkovi z AsÚ ČSAV za poskytnutí vhodných numerických filtrů a dále A. G. Ščerbakovi z KAO za pomoc při redukci spekter a za cenné připomínky k této práci.

LITERATURA

Ambrož, P., Bumba, V., Klvaňa, M., Macák, P.: 1981, Zborník ref. z 5. celošt. sln. seminára v Pov. Bystrici 1980, 262

Heinzel, P.: 1983, Astron. Inst. Czechlosl. 34, 1

Landman, D. A.: 1976, Solar Phys. 50, 383

Landman, D. A.; Edberg, S. J.; Laney, C. D.: 1977, Astrophys. J. 218, 888

Landman, D. A.; Mongillo, M.: 1979, Astrophys. J. 230, 581

Low, B. C.: 1982, Solar Phys. 75, 119

Ščerbakova, Z. A.; Ščerbakov, A. G.; Šapiro, B. I.; Chejman, A. C.: 1983, Izv. KAO 66, 119

Tandberg-Hanssen, E.: 1974, Solar Prominences; D. Reidel, p. 13.

Programy pro semiempirické modelování spodních vrstev sluneční atmosféry

M. SOBOTKA, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

ABSTRAKT

K výpočtu semiempirického modelu sluneční fotosféry, skvrn a dalších objektů v LTE slouží dva nově vyvinuté výpočetní programy GRAHAM a EVA v jazyce Fortran. První z nich počítá úplný model planparalelní LTE atmosféry ze zadaného průběhu teploty v závislosti na geometrické výšce. Z tohoto modelu konstruuje druhý program teoretické profily absorpčních čar. Srovnáním sady teoretických profilů, příslušejících různým modelům, s profily pozorovanými, lze vybrat model nejlépe odpovídající pozorování.

Jednou z metod interpretace spektroskopických pozorování hvězdných atmosfér je sestrojení semiempirického modelu. Na rozdíl od empirických modelů, které vycházejí z průběhu intenzity spojitého spektra v širokých mezích vlnových délek a ze změny intenzity se vzdáleností od středu slunečního disku, se semiempirické modely opírají o pozorované profily vybraných spektrálních čar. Tato metoda je zvláště vhodná tehdy, máme-li k dispozici snímky čar získané spektrografem s vysokou disperzí, např. slunečním spektrografem typu HSFA.

Protože každá část profilu čáry vzniká v jiné hloubce, nese v sobě chod intenzity v čaře informaci o průběhu fyzikálních podmínek, tj. teploty, hustoty, tlaku, elektronové hustoty, pole záření a rychlosti turbulence, a to v takovém rozmezí hloubek, v jakém je čára tvořená. Při semiempirickém modelování se tato informace dešifruje od konce: nejprve se vytvoří soubor pravděpodobných modelů, tj. předpokládaných chodů fyzikálních parametrů s hloubkou, z nich se vypočtou teoretické profily čar a srovnáním se pak vybere takový model, jehož profily se nejlépe shodují s pozorovanými.

V této práci jsou popisovány dva nové početní programy GRAHAM a EVA v jazyce Fortran, které slouží k sestrojení modelu atmosféry a k výpočtu teoretických profilů spektrálních čar. Jejich výhodou je jednoduchost, rychlost a nenáročnost na paměť /75 K/, avšak tyto výhody jsou vykoupeny omezením na takové vrstvy atmosféry, v nichž můžeme předpokládat lokální termodynamickou rovnováhu /LTE/, tj. na fotosféru a odpovídající vrstvy slunečních skvrn a dalších aktivních jevů.

GRAHAM

Program slouží k výpočtu optické hloubky ve spojitém spektru při $\lambda = 500$ nm /TAU5/, číselné hustoty vodíkových atomů /HN/, číselné hustoty elektronů /EN/, a protonů /PN/, tlaku plynu /PG/, elektronového tlaku /PE/ a spojitého absorpčního koeficientu /SA/. Zadává se chod teploty /T/ s geometrickou výškou /H/,

počet kroků ve výšce /NK/ a jejich délka /DH/, okrajová podmínka pro hustotu vodíkových atomů na nejnižší úrovni H = 0 /HNO/, okrajová podmínka pro optickou hloubku nejvyšší úrovně H = /NK - 1/ DH /TAU5/ a koeficient přídavné absorpce /AOC/. Program je vhodný pro rozmezí optických hloubek 2.10^{-4} až 10, což ve fotosféře zhruba odpovídá rozsahu -50 až 550 km /H = 0 u TAU5 = 1/ a v umbře -50 až 400 km /opět H = 0 pro TAU5 = 1/.

POPIS PROGRAMU

1. Řešení rovnice hydrostatické rovnováhy

Rovnici hydrostatické rovnováhy můžeme s využitím statové rovnice ideálního plynu napsat ve tvaru

$$d(HN)/dH = -(HN/T)(g\mu m_{at}/k + dT/dH) \quad /1/$$

kde g je gravitační zrychlení na povrchu Slunce, μ ustřední částicová hmotnost, m_{at} jednotka atomové hmotnosti a k Boltzmannova konstanta /číselné hodnoty převzaty z Allenovy monografie, 1973/. Rovnice /1/ se řeší vzhledem k HN Runge-Kuttovou metodou, s okrajovou podmínkou HNO pro H = 0

2. Výpočet elektronové hustoty a tlaku /podprogram NELLY/

Předpokládáme, že hlavními zdroji volných elektronů v podmínkách fotosféry jsou atomy H, C, Na, Mg, Si, Ca, Fe /Baranovskij, Stěpanjan, 1980/, které jsou jednak dostatečně zastoupeny, jednak mají přiměřeně nízkou energii. Pro číselnou hustotu volných elektronů od sedmi uvedených přispěvatelů platí:

$$EN = HN \cdot \sum_{S=1}^{7} A_s F_s(T)/(EN + F_s(T)) \quad /2/$$

kde $F_s/T/$ je pravá strana Sahovy rovnice pro daný prvek. Relativní číselná zastoupení A_s prvků vzhledem k vodíku jsou převzata z práce Hauge a Engvolda /1977/. Transcendentní rovnici /2/ řeší procedura ZEROIN metodou půlení intervalů /Forshyth a dr. 1980/. Elektronový tlak se počítá ze stavové rovnice PE= = EN·kT.

3. Výpočet spojitého absorpčního koeficientu /podprogram SALLY/

V rozsahu vlnových délek 387 - 800 nm určují spojitou absorpci na úrovni fotosféry následující mechanismy: vázaně volné přechody elektronů v atomech Si, Mg, H, v záporném iontu vodíku H^- a v molekule H_2^+, volně volné přechody v H^- a H_2^+ a Thomsonův rozptyl na volných elektronech. Převažující podíl na spojitém absorpčním koeficientu mají vázaně volné přechody v záporném iontu vodíku.

Metody výpočtu koeficientů spojité absorpce pro Si, Mg, H, H^- a rozptyl na volných elektronech byly podrobně popsány v práci Vernazzy a dr. /1976/ a jsou, s výjimkou Si, pro který je v našem případě předpokládána LTE, užity v proceduře SALLY. Absorpce molekuly H_2^+ je počítaná podle Kurucze /1970/. Jako vedlejší výsledek určuje SALLY číselnou hustotu protonů PN.

Hodnota celkového spojitého absorpčního koeficientu /SA/ může být zvětšena vynásobením koeficientem přídavné absorpce AOC v rozsahu od 1 do 2, stejným pro všechny výškové úrovně. Koeficient přídavné absorpce zavedl Zwaan /1974/ pro svůj model umbry.

4. Výpočet optických hloubek a výstupní blok

Optická hloubka TAU5 dané hladiny je počítaná ze známých veličin SA a DH směrem od nejvyšší hladiny dolů. Pro nejvyšší hladinu je TAU5 určeno okrajovou podmínkou TAUP5.

Na tiskárně jsou tištěna výstupní data AOC, H, TAU5, T, HN, EN, PN, PG, PE, SA. Kromě toho se AOC, DH, NK /prokaždý model/ a TAU5, T, HN, EN, SA /pro každou hladinu/ zapisují do výstupního souboru, který slouží jako zdroj dat pro program EVA.

Výsledky programu GRAHAM byly srovnány s modely fotosféry VAL II /Vernazza a dr., 1976/, Holwegera /1967/a s modely skvrn Stellmachera a Wiehra /1975/ a Zwaana /1974, 1975/. Relativní odchylky vůči modelu VAL II, s nímž má GRAHAM společný výpočet spojitého absorpčního koeficientu, jsou řádu 10^{-2} pro HN a 8.10^{-2} pro EN a TAU5. Vzhledem k Holwegerovu modelu dává GRAHAM při stejném teplotním průběhu vyšší koeficient spojité absorpce: hodnoty optické hloubky jsou v průměru 1,55 krát větší, což odpovídá posunutí geomagnetických výškových škál o 25 km. Větší spojitou absorpci vykazuje GRAHAM také vůči modelům umbry: oproti modelu Stellmachera a Wiehra jsou optické hloubky průměrně 1,42 krát větší /posunutí výškových škál o 15 km/ a ve srovnání se Zwaanovým modelem /s AOC = 1/ 1,89 krát větší /posunutí o 25 km/. Příčina je v tom, že GRAHAM zahrnuje více mechanismů spojité absorpce. Zwaan /1974,1975/ uvažoval pouze absorpci H^- a výsledek upravoval pomocí AOC = 1,55. Zdá se tedy, že v programu GRAHAM nebude nutné užívat AOC větší než 1.

E V A

Program slouží k výpočtu teoretických profilů absorpčních čar, normalizovaných k jednotlivé úrovni intenzity spojitého spektra. Požadované vstupní údaje: datový soubor vytvořený programem GRAHAM, dále vlnová délka středu čáry /VLN/, střední rychlost mikroturbulence /VT/, kosínus úhlu sevřeného zorným paprskem a normálou k povrchu Slunce /MU/, krok ve vlnové délce /DLA/ a jejich počet /NP/. Předpokládá se rovinná geometrie atmosféry a lokální termodynamická rovnováha /tj. obsazení atomových hladin je dáno Boltzmannovou a Sahovou rovnicí a zdrojová funkce se rovná Planckově funkci/.

POPIS PROGRAMU

1. Atomové parametry pro jednotlivé čáry /podprogram LINE/

Po načtení vstupních údajů vybere podprogram LINE podle vlnové délky soubor atomových parametrů pro zvolenou čáru. Nyní podprogram LINE zahrnuje parametry čar Mg I b_1, b_2 /518,362 a 517,270 nm/. Fe I 543.453 nm a Na I D_1,D_2

/589,593 a 588,997 nm/. Číselné hodnoty byly čerpány z následující literatury: excitační energie /Štriganov, Odincova, 1982/, síly oscilátorů a pravděpodobnosti přechodů /Wiese a dr., 1969, Blackwell a dr., 1979a/, konstanty tlumení /Hénoux, 1969, Blackwell a dr., 1972, 1979b/.

2. Výpočet spojitého absorpčního koeficientu

Spojitý absorpčný koeficient /SAL/ pro λ = VLN a odpovídající optická hloubka v kontinuu /TAUC/ jsou počítány stejně jako v programu GRAHAM pomocí procedury SALLY.

3. Absorpční koeficient v centru čáry /ALC/

$$ALC = (\sqrt{\pi}\, e^2 f_{ik} n_i)/(m_e c \Delta\nu_D) \qquad /3/$$

/Viz např. Sobolev, 1975/. m_e, e jsou hmotnost a náboj elektronu, f_{ik} síla oscilátoru příslušná danému přechodu a $\Delta\nu_D$ je dopplerovská pološířka. Obsazení n_i spodní hladiny přechodu se počítá procedurou BOB ze známého relativního zastoupení prvku, teploty, hustoty vodíkových atomů, elektronové hustoty, exscitační energie a statistické váhy, za předpokladu LTE.

4. Konstanta tlumení

Rozšíření čar srážkami charakterizuje konstanta tlumení Γ, která se ve tvaru $AD = \Gamma / (4\pi\Delta\nu_D)$ užívá při výpočtu Voigtova profilu. V případě čar kovů převažuje působení van der Waalsových sil při střetnutích s atomy vodíku. Konstanta tlumení je pak daná výrazem závislým na teplote T a hustotě vodíkových atomů HN:

$$\Gamma = A + CW \cdot T^{ET} \cdot HN, \qquad /4/$$

kde pravděpodobnost spontánního přechodu A a parametry CW a ET jsou obsaženy v datech procedury LINE.

5. Čárový absorpční koeficient /ACP/

Absorpční koeficient v čáře se počítá pro NP kroků o délce DLA, počínaje centrem čáry. Je popsan Voigtovou funkcí φ, jejíž hodnoty pro jednotlivé kroky jsou generovány v racionálním přiblížení s relativní přesností 10^{-5}. Hodnota čárového absorpčního koeficientu pro vzdálenost $\Delta\lambda$ od středu čáry je pak $ACP_{\Delta\lambda} = \varphi\Delta\lambda \cdot ALC$. Ze známého čárového absorpčního koeficientu se určí optická hloubka v čáře TAUL.

6. Integrace vystupující intenzity v čáře a ve spojitém spektru

Formální řešení rovnice přenosu v čáře můžeme zapsat ve tvaru

$$I_\lambda = \int_0^\infty (1+\eta_\lambda)\, B_\lambda \cdot \exp(-(1+\eta_\lambda)TAUC/MU)\, d(TAUC)/MU\ . \qquad /5/$$

TAUC je optická hloubka v kontinuu, η_λ = ACP_λ/SAL a B_λ je zdrojová funkce rovná Planckově funkci. Úpravou /5/ získáme:

$$I_\lambda = \int_0^\infty B_\lambda \cdot \exp(-(TAUL_\lambda + TAUC)/MU)\, d(TAUC)/MU + \int_0^\infty B_\lambda \cdot \exp(-(TAUL_\lambda + TAUC)/MU)\, d(TAUL_\lambda)/MU \qquad /6/$$

Vystupující intenzita ve spojitém spektru se počítá analogický, pouze $TAUL_\lambda$ = =0. Integrály jsou řešeny numericky lichoběžníkovou metodou. Aby integrace byla přesnější, podprogram IPOL doplňuje v polích B, TAUC, TAUL mezi každé dvě původní hodnoty vždy 9 hodnot interpolovaných metodou kubických splinů /Forsyth a dr., 1980/.

8. Normalizace a výstupní blok

Výsledný teoretický profil čáry TP_λ je normován na jednotkovou intenzitu spojitého spektra, tj. $TP_\lambda = I_\lambda / I_c$, kde I_c je vystupující intenzita ve spojitém spektru.

Výstup hodnot TP obstarává podprogram OUT podle konkrétních požadavků uživatele.

Vzhledem k tomu, že jádra silných čar /Na I D, Mg I b/ vznikají už nad hranicí fotosféry za podmínek odlišných od LTE, dává program EVA spolehlivé výsledky pouze v křídlech těchto čar.

Programy popsané v této práci, byly sestaveny jako součást disertační práce externí aspirantury na Leningradské státní universitě pod vedením V.V. Soboleva. Chtěl bych poděkovat E. A. Baranovskému, A. K. Kolesovovi, J. Staudemu a A. B. Šnejvaisovi za cenné rady a pomoc při teoretické přípravě práce i při řešení některých početních problémů.

LITERATURA

Allen, C. W.: 1973, Astrophysical Quantities, 3rd ed., London
Baranovskij, E. A., Stepanjan, N. N.: 1980, Izv. Krym. A. O. 62, 125
Blackwell, D. E., Kirby, J. H., Smith, G.: 1972, MNRAS 160, 189
Blackwell, D. E., Petfors, A.D., Shallis, M. J.: 1979a, MNRAS 186, 657
Blackwell, D. E., Shallis, M. J.: 1979b, MNRAS 186, 673
Forsyth, J., Malcolm, M., Moller, K.: 1980, ruský překlad: Mašinnye metody matematičeskich včislenij, Mir, Moskva
Hauge, O., Engvold, O.: 1977, Inst. Theor. Astrophys. Blindern, Rept. No. 49
Hénoux, J. C.: 1969, Astronomy Astrophys. 2, 288
Holweger, H.: 1967, Z. f. Astrophysik 65, 365
Kurucz, R. L.: 1970, SAO Spec. Rept. No. 309
Sobolev, V. V.: 1975, Kurs těoretičeskoj astrofiziki, Nauka, Moskva
Stellmacher, G., Wiehr, E.: 1975, Astronomy Astrophys. 45, 69
Striganov, A. R., Odincova, G. A.: 1982, Tablicy spektralnych linij atomov i ionov - spravočnik, Energoizdat, Moskva
Vernazza, J. E., Avrett, E. H., Loeser, R.: 1976, Ap. J. Suppl. Ser. 30, 1

Wiese, W. L., Smith, M. W., Miles, B. M.: 1969, Atomic transition probabilities, National Stand, reference Data Ser. No. 22

Zwaan, C.: 1974, Solar Physics 37, 99

Zwaan, C.: 1975, Solar Physics 45, 115.

Slnečná koróna

M. RYBANSKÝ, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

V prehľadovom referáte sú zhrnuté naše súčasné poznatky o slnečnej korone. Podkladom pre vyhotovenie referátu slúžila "Hvezdárská ročenka" 1984, Academia, Praha, kde je opublikovaný obsiahlý prehľad pod názvom "Slnečná korona". Čitateľa, ktorý má hlbší záujem o predmet, odkazuje na tento prehľad.

Slnečná koróna je vytvorená plazmou o teplote 1 - 2.10^6 K a hustote okolo 10^9-cm^{-3} elektrónov tesne nad povrchom fotosféry. Táto hustota s výškou veľmi rýchle klesá, ako budeme vidieť ďalej. Pod pojmom k o r ó n a budeme teda v našej prednáške rozumieť hmotu uvedených vlastností. V tom istom priestore sa nachádzajú napríklad aj protuberancie, ktoré majú teplotu zhruba o dva rády nižšiu a hustotu o dva rády vyššiu. Nimi sa však zaoberať nebudeme, hoci pri dynamike koróny ich nemôžeme prehliadnuť. /Obrázky zo zatmení pôsobia dojmom, že protuberancie predstavujú prekážku, ktorú obteká rozpínajúca sa koróna/. Hneď na začiatku narážame na problém, ktorý je typický pre slnečnú korónu vôbec: veľmi ťažko môžeme izolovať nejaký úkaz, aby sme mohli skúmať v zjednodušených podmienkach; obyčajne ho musíme študovať v najobecnejších súvislostiach.

Vznik modernej vedy o koróne môžeme datovať rokom 1842, keď boli po prvý raz pri pozorovaní zatmenia použité moderné astrofyzikálne metódy pozorovania, hlavne fotometria a spektroskopia.

Postupne sa zistilo, že:
- farba slnečnej koróny je blízka farbe slnečného svetla
- v spektre vnútornej koróny chýbajú tmavé, absorpčné čiary
- žiarenie koróny je čiastočne lineárne polarizované, pričom rovina polarizácie je kolmá na radiálny smer
- v roku 1869 objavili Young a Harkness v spektre koróny zelenú emisnú čiaru, ktorá neodpovedala žiadnému známemu prvku a preto ju pripísali hypotetickému prvku "koróniu"./Neskoršie,až v roku 1942 sa zistilo, že ide o 13-krát ionizovaný atóm železa; o tomto probléme budeme ašte hovoriť/.

Použitie fotografie v astrofyzike umožnilo ďalšie prehĺbenie poznania aj v oblasti slnečnej koróny. Roku 1905 Schwarzschild objasnil pôvod žiarenia koróny rozptylom svetla fotosféry na voľných elektrónoch. Ak by rozptyľujúce častice mali rozmer atómov, išlo by o selektívny rozptyl a koróna by mala modrú farbu podobne, ako pozemská obloha.

Míľnikmi v rozvoji fyziky slnečnej koróny bolo: skonštruovanie koronografu v roku 1930, objav rádiového žiarenia koróny /1945/, rozvoj kozmickej techniky a s tým spojená možnosť pozorovať korónu v röntgenovom žiarení pred slnečným diskom /1960/ a skonštruovanie koronografu s vonkajšou clonou /1963/.

Vysvetlenie pozorovaní rôznych úkazov v sleněnej koróne priťahuje astrofyzikov svojou zložitosťou a zaujímavosťou. Ak ich chceme aspoň približne kvalitatívne vysvetliť, musíme abyčajne použiť všetky znalosti z fyziky a plazmy.

Ďalej sa budeme zaoberať prehľadom našich znalostí v tejto oblasti. Predmet si rozdelíme na niekoľko oblastí:

1. Optická koróna. Z tejto oblasti máme najviac poznatkov, preto bude tvoriť jadro prehľadu.
2. Rádiová koróna.
3. UV, XUV a X-koróna.
4. K-koróna z družíc, koronálne tranzienty.
5. Slnečný vietor, koronálne diery.
6. Teórie slnečnej koróny

1. OPTICKÁ KORÓNA

Pod názvom optická koróna rozumieme jej žiarenie v oblasti vlnových dĺžok 400 až 760 nm. Plošný jas koróny, dosahujúci vo vnútornej koróne okolo 10^{-6} jasu stredu slnečného disku, rýchlo klesá so vzdialenosťou od okraja Slnka a vo vzdialenosti jedného polomeru Slnka je už 1000-krát menší. Optickú korónu môžeme sledovať do vzdialenosti niekoľkých desiatok slnečných polomerov, kde prechádza do Zvieratníkového svelta. Môžeme ju rozdeliť na tri komponentky:

a/ <u>Komponent K</u> má spojité spektrum. Žiarenie je čiastočne polarizované a predstavuje svetlo fotosféry, rozptýlené na voľných elektrónoch v blízkosti Slnka. Tieto elektróny majú veľké rýchlosti pre vysokú teplotu koróny a preto sú fotosférické Fraunhoferove čiary úplne zamyté. Aspoň doteraz sa experimentálne nepodarilo predpokladané depresie určiť.

b/ <u>Komponent F</u> má spojité spektrum s absorpčnými čiarami. Žiarenie nie je polarizované, alebo lepšie povedané, na pozadí polarizovaného žiarenia komponentu K sa nepodarilo namerať polarizáciu komponentu F. Zdrojom žiarenia je rozptyl na prachových časticiach v medziplanetárnom priestore.

c/ <u>Komponent L</u> má čiarové emisné spektrum zložené z čiar vysokoionizovaných plynov, napr. Fe IX - Fe XI, Ni XII - Ni XVI, Ca XIII - Ca XV a pod. /Neutrálny atóm sa označuje Fe I, t.j. Fe X znamená, že od atómu je odtrhnutých 9 elektrónov/. Takýto stupeň ionizácie je možný iba v prípade, že teploty dosahujú rádove hodnôt 10^6 K. Vysvetliť pôvod takejto vysokej teploty je ešte stále problémom.

Komponenty K a F tvoria tzv. "bielu korónu". Ich žiarenie má skoro takú farbu ako žiarenie Slnka.

K - k o r ó n a

Na to, aby sme mohli žiarenie K a F analyzovať, musíme najprv jednotlivé komponenty izolovať. Rozdelenie sa robí na základe odlišných rozptylujúcich vlast-

nosti K a F-koróny. Poznáme dve metódy na oddelenie ich žiarenia, spektroskopickú a polarizačnú. Spetroskopická využíva už spomínané odlišnosti v spektre jednotlivých komponent. Vyžaduje však použitie štrbinového spektrografu, ktorý vyrezáva iba úzky pásik z obrazu koróny a preto pomocou tejto metódy môžeme počas úplného zatmenia preskúmať iba úzky pásik obrazu koróny. Polarizačná metóda je založená na predpoklade, že komponent K je jediným zdrojom polarizácie K + F-koróny a teda zo známej intenzity K + F-koróny, teoretického stupňa polaritácie K-koróny a z meranej celkovej polarizácie môžeme určiť komponent K.

Intenzita komponentu K je v jednoduchom vzťahu k rozloženiu voľných elektrónov v koróne, je funkciou počtu elektrónov pozdĺž zorného lúča, výšky nad fotosférou a vlnovej dĺžky svetla. Z priebehu intenzity komponentu K v závislosti od výšky môžeme určiť priebeh hustoty voľných elektrónov a z neho sa dajú odvodiť rôzne fyzikálne parametre koronálnej plazmy ako teplota, rýchlosť prúdenia a pod.

K-koróna vykazuje značnú premenlivosť tvarov od zatmenia k zatmeniu, čo súvisí s premenlivosťou slnečnej aktivity v rôznych periódach. V súvislosti s tým sa mení aj celkový tvar slnečnej koróny. V minime sú vejárovité lúče vytiahnuté pozdĺž slnečného rovníka a polárne lúče zaberajú veľké oblasti, sú dobre rozvinuté. V maxime slnečnej aktivity polárne lúče prakticky miznú, pretože vejáre sa rozširujú do polárnych oblastí a ich smer sa málo líši od radiálneho. Všetky tieto zmeny formy slnečnej koróny sú odrazom zmien štruktúry sumárneho magnetického poľa Slnka /alebo celkového poľa Slnka/ počas cyklu slnečnej aktivity.

F - k o r ó n a

Tento komponent optickej koróny je najťažšie pozorovateľný, preto je v literatúre spomínaný iba okrajovo. Častice F-koróny nepatria organicky k slnečnej atmosfére, iba sa do nej pri pozorovaní premietajú.

Absorpčné čiary F-koróny objavila S. Moorová na spektrograme zo zatmenia v roku 1922. Boli viditeľné v spektre počnúc vzdialenosťou 0,5 slnečného polomeru nad okrajom. Po dvanástich rokoch publikoval Grotrián prácu, v ktorej oddelil K a F-korónu. Ukázalo sa, že takéto čisto empirické delenie spektra na dva komponenty má hlbší fyzikálny zmysel. Allen a van de Hulst v rokoch 1946 - 1947 ukázali /nezávisle jeden na druhom/, že F-komponent vzniká následkom rozptylu slnečného svetla na medziplanetárnom prachu. O rozmeroch prachových častíc môžeme usudzovať podľa odlišnosti farby svetla F-koróny od farby slnečného svetla. Ak sú častice väčšie ako 0,01 mm, bude koróna červenšia, v opačnom prípade bude koróna modrejšia. Výpočty ukazujú, že pre pozorovaný jas F-koróny stačí, aby sa v 1 km^3 medziplanetárneho priestoru nachádzalo niekoľko desiatok prachových častíc.

L - k o r ó n a

Žiarenie L-koróny sa skladá z emisných čiar ionizovaných prvkov. Od roku 1869 kedy bola objavená zelená koronálna čiara, objavovali sa nové koronálne čiary skoro pri každom zatmení. Identifikovať sa ich nepodarilo, preto ich pripísali

hypotetickému prvku - koróniu.Problém však bol v tom, že v Mendelejevovej tabuľke /bola zostavená tiež v roku 1869/ neostalo miesto pre nové prvky. Až v roku 1939 ukázal nemecký astrofyzik Grotrián, že červená a infračervená čiara korónia /637,4 nm a 789,2 nm/ môžu byť vyžarované 9 a 10-krát ionizovaným železom. Edlén, ktorý sa oboznámil s Grotriánovou prácou, začal sa zaoberať identifikáciou ostatných koronálnych čiar. Ak usporiadame prvky podľa atómových čísiel /veľkosť náboja jadra/ a budeme študovať ióny, stupeň ionizácie ktorých rastie s atómovým číslom, dostaneme tzv. izoelektrónový rad, v ktorom sa zachováva elektrónová konfigurácia. Napr. $3s^2$ 3p znamená, že hlavné kvantové číslo je 3, dva elektróny majú vedľajšie kvantové číslo rovné 0 a jeden 1. Táto konfigurácia sa zachováva v izoelektrónovom rade Al I, Si II, P III, ... Mn XIII, F XIV, Co XV,... Extrapoláciou určil Edlén energiu úrovni pozdĺž izoelektrónových radov a tak sa mu podarilo identifikovať 19 z 24 pozorovaných emisných čiar koróny. Ukázalo sa tak, že v koróne existujú ióny železa, niklu, kalcia a argónu vo veľmi vysokých stupňoch ionizácie. Rozdielny priebeh intenzity týchto čiar okolo slnečného disku ukazuje, že teplota môže byť rôzna v rôznych miestach koróny; v rozsahu 0,6 - 5,0 . 10^6 K.

Teplotu môžeme určiť aj z rozšírenia spektrálnych čiar ak predpokladáme, že je spôsobené tepelným pohybom iónov.

Systematické pozorovanie koronálnych čiar po skonštruovaní koronografu poskytlo množstvo údajov o časových zmenách vlastností koronálnej plazmy za kratšie aj dlhšie časové obdobia. Tieto pozorovania ukázali hlavne, že koróna je veľmi nehomogénny útvar pokiaľ ide o hustotu aj teplotu, čo sa dá zo spektrálnych pozorovaní určiť hlavne tým, že čiary rôznych typov majú maxima žiarenia položené v rôznych miestach. Už prvé pozorovania určili, že koróna pozorovaná v čiare 530,3 nm rotuje pri rovníku ako fotosféra. Pokiaľ ide o otázku, či sa diferenciálna rotácia fotosféry prenáša do koróny vyskytujú sa aj protichodné názory a nemôžeme ju pokladať za definitívne vyriešenú.

Zmeny žiarenia koróny počas cyklu slnečnej aktivity sa prejavujú rozlične pre každú skupinu emisných čiar. Najúplnejšie údaje máme pre zelenú čiaru koróny 530,3 nm. Celková intenzita koróny v tejto čiare dobre koreluje s ostatnými prejavmi slnečnej aktivity počas jej cyklu. Skupina čiar iónov s nižším ionizačným potenciálom, predstaviteľom ktorých je červená čiara koróny 637,4 nm, sa mení počas cyklu iba veľmi málo a zmeny čiar iónov s vysokým ionizačným potenciálom majú pulzný charakter; možno ich pozorovať iba sporadicky. Postupne sa vytvoril názor, že zmeny v žiarení emisných čiar koróny sú tým väčšie, čím je vyšší ionizačný potenciál. Na potvrdenie tohto názoru nám chýbajú experimentálne údaje systematického charakteru.

Po druhej svetovej veojne sa sľubne rozvinuli medzinárodne organizované pozorovania v tejto oblasti. Avšak po dvadsiatich rokoch sa záujem o tieto otázky zmenšil v súvislosti s rozvojom kozmonautiky a nádejí, že táto bude schopná tieto otázky vyriešiť rýchlejšie. Dnes, po ďalších dvadsiatich rokoch znova vzrastá záujem o systematické pozorovania. Súvisí to s tým, že sa stala veľmi naliehavou otázka predpovede slnečnej aktivity a pritom môžu veľmi pomôcť údaje o prejavoch aktivity v slnečnej koróne.

2. RÁDIOVÁ KORÓNA

Pod rádiovým žiarením rozumieme elektromagnetické žiarenie s vlnovou dĺžkou väčšou ako 1 mm. Žiarenie s vlnovou dĺžkou väčšou ako 30 m neprepustí ionosféra Zeme, preto sa obmedzíme na vlnové dĺžky medzi 1 mm a 30 m.

Pozorovacími prístrojmi sú rôzne antény alebo sústavy antén spojené s prijímačmi a registračnými prístrojmi. Tieto zariadenia musia byť veľmi citlivé, lebo na oblasť rádiových vĺn pripadá iba veľmi malá časť z celkovej energie, ktorú Slnko vyžaruje. Prístroje s veľkým rozlíšením sú veľmi nákladné, avšak zariadenie, ktorým môžeme merať celkové rádiové žiarenie koróny je pri dnešnej úrovni rádiotechniky dostupné aj pre astronomické krúžky.

Poznáme veľké množstvo typov rádiových vzplanutí, čo súvisí s charakterom vzniku a šírenia rádiových vĺn v slnečnej koróne. Základným mechanizmom vzniku rádiového žiarenia koróny je tepelné brzdné žiarenie. Koróna je nepriehľadná pre väčšinu rádiových vĺn, ktoré postupujú od slnečného povrchu. Pre každú hladinu v koróne existuje určitá kritická frekvencia /plazmová frekvencia/, ktorá závisí od elektrónovej hustoty a žiarenie s nižšou frekvenciou cez túto hladinu nemôže prejsť. Vlnová dĺžka 1 mm prichádza k nám z chromosféry a vyšších vrstiev; vlnová dĺžka 30 m môže prichádzať z výšok väčších ako 0,5 - 1 slnečného polomeru v závislosti od elektrónovej hustoty.

Rádiové žiarenie koróny je cenným indikátorom slnečnej aktivity, lebo ho môžeme prijímať aj vtedy, keď oblačnosť znemožňuje optické pozorovania. Známym indexom je úroveň rádiového žiarenia na frekvencii 2800 MHz. Jeho hodnoty sa merajú od roku 1947.

Rádiové pozorovania slnečnej koróny sa neohraničujú na registráciu vlastného žiarenia. Pozorovania zákrytov zdrojov rádiového žiarenia /prirodzených alebo umelých/ slnečnou korónou umožnili určiť nehomogennosť jej štruktúry do veľkých vzdialeností /až do 120 slnečných polomerov/.

3. UV, XUV a X - K O R Ó N A

Pod tento názov zahŕňame žiarenie krony v ultrafialovej a röntgenovej oblasti spektra. Hraničná oblasť medzi týmito oblasťami bola nazvaná XUV alebo EUV, čo by sme mohli preložiť, ako veľmi ďaleká ultrafialová oblasť. Oblasť UV zaberá rozsah vlnových dĺžok od 90 do 305 nm, t.j. od hrany Lymanovej série, po dlhovlnovú hranicu ozónového pásu. Oblasť XUV od 10 do 90 nm a oblasť X od $5 \cdot 10^{-3}$ nm po 10 nm. Pod $5 \cdot 10^{-3}$ nm sa nachádza oblasť gama žiarenia.

Teoretici predpovedali existenciu X-žiarenia už pred jeho objavením. Na jeho existenciu nepriamo ukazovali aj zmeny v ionosfére po silných erupciách s oneskorením o 8 minút. Výsledky prvých prieskumov pomocou výškových rakiet po druhej svetovej vojne ukázali, že jas spojitého spektra Slnka s absorpčnými čiarami začína v oblasti 200 - 150 nm prudko klesať a objavujú sa v ňom emisné čiary. Najjasnejšou z nich je čiara L-alfa /121,6 nm/, rezonančná čiara, ktorá vzniká pri prechode atómu vodíka z prvej hladiny na základnú. Pod 100 nm sa spektrum takmer výlučne skladá z emisných čiar a ich sumárny jas prevyšuje

úroveň žiarenia absolútne čierneho telesa pri teplote 6000 K. Tento prebytok je v oblasti 70 nm tisícnásobný a rýchlo rastie smerom ku kratším vlnovým dĺžkam.

V päťdesiatych rokoch bola vypracovaná teória žiarenia koróny v týchto oblastiach spektra. Základné predpoklady tejto teórie potvrdili ďalšie raketové spektrálne merania. Bolo zaregistrovaných a identifikovaných viac ako 1000 emisných čiar, vyžarovaných iónmi v rôznych stupňoch ionizácie. Získanie simultanných monochromatických obrazov koróny a prechodovej vrstvy v týchto čiarach môžeme pokladať za zatiaľ najväčší úspech prieskumu koróny v tejto oblasti spektra.

Nato, aby bolo možné v tejto oblasti spektra pozorovať a pozorovania zaznamenať, musela byť vyvinutá úplne nová pozorovacia technika. Ako detektory slúžia zariadenia, založené na registrácii ionizácie plynu, alebo fotografické emulzie, alebo scintilačné počítače. Pred detektorom musí byť umiestnená fólia, nepriepustná pre viditeľné a UV žiarenie. Používajú sa fólie z berýlia, uhlíka, medi a pod.

Obraz Slnka v X-žiarení bol prvý raz získaný v roku 1960 dierkovou komorou, umiestnenou na výškovej rakete. Obraz Slnka mal priemer 1,5 mm, rozlíšenie asi 3'. V nasledujúcich rokoch bol vyvinutý X-teleskop. Stretávame sa tu s nezvyklým problémom: nemáme materiál, ktorým by sme mohli pokryť zobrazovacie zrkadlo, aby odrážalo X-lúče. Zistilo sa však, že ak X-lúče dopadajú pod veľmi malými uhlami, dochádza k totálnemu odrazu. Využitím tohto poznatku bol zostrojený X-teleskop v tvare kombinácie rotačného paraboloidu a hyperboloidu. Pomocou takéhoto teleskopu bolo na orbitálnej stanici Skylab získaných 32 000 snímok X-koróny s rozlíšením 2".

Koróna, pozorovaná v X-žiarení, je v mnohom analogická rádiovej koróne. Základný mechanizmus rádiového žiarenia, tepelné brzdné žiarenie je aj hlavným zdrojom röntgenového žiarenia, tepelné brzdné žiarenie, je aj hlavným zdrojom röntgenového žiarenia. Toto žiarenie vzniká následkom urýchlenia voľných elektrónov pri priblížení k iónom, alebo iným elektrónom. Pri každom priblížení sa malá časť kinetickej energie elektrónu mení na žiarenie. Tento mechnizmus žiarenia sa nazýva aj voľno-voľným prechodom. Druhá spoločná vlastnosť spočíva v tom, že tak ako v rádiovom žiarení, aj v röntgenovom žiarení môžeme korónu pozorovať pred slnečným diskom, lebo ani fotosféra, ani chromosféra nežiari v týchto oblastiach spektra. A nakoniec, výška emitujúcej vrstvy rastie v rádiovom žiarení s vlnovou dĺžkou a v röntgenovom žiarení platí: čím vyššia vrstva, tým kratšia vlnová dĺžka.

V X-oblasti spektra bola zistená veľká premennosť úrovne intenzity žiarenia; obecne, čím tvrdšie žiarenie, tým väčšia premenlivosť. Premenlivosť je spojená jednak so zmenou úrovne slnečnej aktivity a jednak so slnečnými erupciami. Napríklad, pri vzniku erupcie 2^+, nasleduje až 10 000-násobné zvýšenie intenzity žiarenia pri vlnovej dĺžke 1,0 nm. Okrem iného, pri erupciách sa dajú pozorovať emisné čiary vznikajúce pri teplote 10^8 K, napr. Fe XXVI, ión železa, ktorý má iba jeden elektrón. Predstavu o zmenách v rôznych rozsahoch vlnových dí-

žok, nám poskytuje celý rad X-fotometrov, ktoré pracujú na obežnej dráhe. Medzi nimi je aj fotometer, vyvinutý v Astronomickom ústave ČSAV, ktorý úspešne pracuje na družiciach typu Prognoz.

4. K-KORÓNA Z DRUŽÍC, KORONÁLNE TRANZIENTY

14. mája 1973 sa uskutočnil štart orbitálnej stanice Skylab, na palube ktorého bolo niekoľko veľmi kvalitných prístrojov na pozorovanie Slnka, medzi nimi tzv. koronograf v bielom svetle /White-light coronograph/, ktorý nazývajú aj koronograf s vonkajšou clonou, alebo družicový koronograf. Týmto prístrojom bolo možné pozorovať a fotografovať K-korónu od 1,5 do 6,0 slnečných polomerov. Pomocou tohto prístroja sa hneď prvý meciac podarilo nafotografovať zvláštny úkaz podobný svojim priebehom eruptívnej protuberancii, avšak s tým rozdielom, že išlo o hmotu žiariacu v spojitom spektre, na rozdiel od čiarového spektra, ktoré vyžarujú protuberancie.

Pri ďalšom systematickom pozorovaní sa ukázalo, že tento úkaz nie je žiadnou zvláštnosťou. Počas 227 pozorovacích dní v roku 1973 a 1974 bolo napozorovaných 77 erupcií hmoty, ktoré boli neskôr nazvané koronálnymi tranzientmi. Sú to časti koróny, ktoré sa pod vplyvom neznámeho mechanizmu dajú do pohybu a uniknú do medziplanetárneho priestoru. Je pravdepodobné, že určujúcimi silami tohto javu sú sily elektromagnetické. Svedčí o tom aj slučkovitý tvar koronálnych tranzientov, aspoň v ich počiatku.

Početnosť výskytu je úmerná úrovni slnečnej aktivity a vyskytujú sa prevažne v miestach blízkych k slnečnému rovníku. Ich hmota je rádove 10^{13} kg, rýchlosť dosahuje až 2000 km s^{-1}, ale priemerná rýchlosť je okolo 500 km s^{-1}.

Prvýkrát bol tranzient pozorovaný na družici OSO-7 v roku 1973. Správa o pozorovaní bola však prijatá opatrne a až po získaní snímok zo Skylabu bol tento úkaz "uznaný" v odborných kruhoch. Dokonca sa našli najmenej tri zmienky o pozorovaní koronálnych tranzientov počas úplných zatmení Slnka medzi rokmi 1860 a 1941.

Ďalší družicový koronograf, podobný ako na Skylabe, ale s rozšíreným programom, bol umiestnený na družici SMM /Solar Maximum Mission/ vypustenej na obežnú dráhu počas Medzinárodného roku slnečného maxima vo februári 1980. Koronograf bol vybavený polarimetrom na meranie polarizácie v čiare 530,3 nm a H-α filtrom. Prenos obrazu na Zem sa uskutočňoval televíznym spôsobom. Ak sa zvýšila rozlišovacia schopnosť, bolo zorné pole opticky rozdelené na štyri sektory a obraz každého sa prenášal oddelene. Obraz bol rozložený do 896 riadkov, takže bola dosiahnutá rozlišovacia schopnosť 6,5". Tento koronograf používa achromatický objektív. Pokusne sa totiž zistilo, že pri tomto type koronografu, kde nie je objektív osvetlený Slnkom, nemá rozptyl na nehomogenitách objektívu rozhodujúci vplyv na úroveň rozptýleného svetla.

Žiaľ, tento koronograf po polroku prestal pracovať pre poruchu v systéme orientácie družice. Poruchu sa /asi/ podarilo odstrániť až pri poslednom /apríl 1984/ lete raketoplánu Space Shuttle.
Za zmienku stojí ešte to, že týmito koronografmi možno pozorovať kométy v tesnej blízkosti Slnka. Tak bola pozorovaná napr. kométa Kohoutek 1973. Kuriózny

prípad bol pozovaný na koronografe umiestenom na družici P 78-1, SOLWIND. Je to podobný koronograf ako na OSO-7. Dňa 30. augusta 1979 bola týmto prístrojom pozorovaná zrážka kométy so Slnkom. Je to prvý prípad priameho pozorovania kolízie dvoch nebeských telies.

5. SLNEČNÝ VIETOR, KORONÁLNE DIERY

Slnečný vietor je vlastne rozpínajúca sa slnečná koróna, pozorovaná na obežnej dráhe okolo Zeme /alebo aj z kozmických sond/ metódou priamej detekcie.

V roku 1957 americký geofyzik S. Chapman publikoval teóriu slnečnej koróny, podľa ktorej táto nie je ohraničená. Základným predpokladom tejto teórie je predstava, že prenos energie vo vonkajšej koróne sa deje vedením tepla. Zdroje energie sa nachádzajú vo vnútorných oblastiach koróny, takže tok tepla vo vonkajšej koróne, prechádzajúci cez ľubovolne veľkú sférickú plochu opísanú okolo Slnka, je konštantný. Koróna je sféricky symetrická a tlak v nej je rozdelený podľa barometrického zákona $\exp(-h/h_0)$. Tento model bol nazvaný statickým modelom koróny. Podľa tejto teórie teplota koróny klesá veľmi pomaly so vzdialenosťou od Slnka; od 10^6 K pri Slnku do 10^5 K vo vzdialenosti Zeme /215 slnečných polomerov/ a elektrónová hustota z 10^9 cm^{-3}, na 300 až 3000 cm^{-3}, tiež vo vzdialenosti Zeme. Táto hodnota je o 2 až 3 rády vyššia ako v skutočnosti.

Myšlienka o tom, že koróna je v skutočnosti dynamickým, rozpínajúcim sa útvarom, vyskytovala sa už dávnejšie. Vyslovil ju napr. S. K. Vsechsvjatskij v roku 1946 na základe analýzy snímok zo zatmenia v roku 1936. Základnou námietkou proti tejto koncepcii bola skutočnosť, že pohyb nebol pozorovaný a potrebné rýchlosti toku dosahovali stovky km s^{-1}. Pre zistenie pohybu pozorovaním je potrebné, aby mal makroskopický charakter, t.j., aby sa pohybovali jednotlivé uzlíky hmoty, detaily. Pri pozorovaní koróny sa však nezistili väčšie rýchlosti ako 10 km s^{-1}. Možno si však predstaviť, že pohyb v lúčoch má mikroskopický charakter, t.j. nevedie k zmenám celkového tvaru lúčov a podobne ako pohyb tepelný, nebude pozorovateľný. Avšak na rozdiel od tepelného pohybu, ktorý je chaotický, tento smeruje pozdĺž lúčov, podobne ako tok v trubici. Musí byť pritom splnená rovnica kontinuity a pokles hustoty pozdĺž lúča musí byť monotónny. Následkom toho sa hmota pri vzďalovaní od Slnka urýchluje, lebo hustota klesá a prierez lúča sa mení iba málo.

Parker rozdelil korónu na dve oblasti: vnútornú a vonkajšiu, pričom hranica je vo vzdialenosti 0,5 slnečného polomeru. Vo vnútornej oblasti sa teplota nemení, čo je spôsobené prítomnosťou zdrojov energie, vo vonkajšej časti je tok plazmy spôsobený jej adiabatickým rozpínaním. Rozpínanie sa deje nadzvukovou rýchlosťou, t.j. väčšou ako je stredná rýchlosť tepelného pohybu častíc. Toto rozpínanie nazval slnečným vetrom; jeho stredná rýchlosť v okolí Zeme je 400 km s^{-1}. Pre jednoduchosť predpokladal, že slnečný vietor je sférický vzhľadom na stred Slnka. V súčasnosti však má nehomogénnu štruktúru, príčinou ktorej je zložitá forma koróny, ktorá je zase určovaná zmenami konfigurácie magnetických polí.

Slnečný vietor je tvorený vodíkovou plazmou s pomerne vysokou energetickou vodivosťou a z toho dôvodu sa siločiary magnetického poľa pohybujú spolu s ňou, sú do nej vmrazené. Preto slnečný vietor vyťahuje siločiary zo Slnka a unáša ich so sebou. Ďalej, pretože Slnko rotuje, radiálna rýchlosť slnečného vetra sa skladá s uhlovou rýchlosťou rotácie a takto tvorí špirálovú štruktúru magnetického poľa a plazmy v blízkosti Slnka. Túto štruktúru občas porušujú prechodné javy po erupciách, takže z pôvodne jednoduchého obrazu vznikne veľmi zložitý útvar, v ktorom je už ťažko zistiť priame súvislosti už aj s ohľadom na to, že meranie parametrov slnečného vetra môžeme získať iba v pomerne malom počte bodov v blízkosti dráhy Zeme.

Koncom päťdesiatych rokov sa začal intenzívny kozmický výskum a postupne sa objavovali novšie a novšie údaje o slnečnom vetre aj ich interpretácie. Rekurentné magnetické búrky sa stotožňovali s koronálnymi lúčmi /takých pozorovaní bolo málo/, so zmenou znamienka medziplanetárneho magnetického poľa v blízkosti Zeme /tzv. prechod sektoru/, s pomerne úzkymi vysokorýchlostnými prúdmi slnečného vetra, s koronálnimi tranzientmi a inými úkazmi. Najpresvedčivejšie spojenie sa zistilo medzi vysokorýchlostnými prúdmi slnečného vetra a koronálnymi dierami. Takto boli nazvané tmavé miesta, pozorované v mäkkom X-žiarení na snímkach, získaných X-teleskopom. Porovnaním s magnetickými mapami Slnka sa zistilo, že tieto miesta majú tzv. otvorenú magnetickú štruktúru /siločiary vychádzajúce z týchto miest sa nevracajú na slnečný povrch/. Počas letu orbitálnej stanice Skylab, nad každou /!/ koronálnou dierou bol pozorovaný vysokorýchlostný prúd slnečného vetra.

Celkove však otázka vzájomnej väzby nie je dodnes vyriešená. Zdá sa, že riešenie bude možné až po vybudovaní teórie nehomogénnej plazmy v nehomogénnych magnetických poliach rôznych konfigurácií a s rôznymi poruchami. Súčasné teórie totiž veľmi zjednodušujú reálny obraz a takto "mizne" aj reálnosť skúmaného javu. Iba nová, zložitá teória môže zjednotiť všetky pozorované úkazy a z pozorovaní slnečného povrchu predpovedať formy koróny a fyzikálne podmienky v priestore, ďaleko od neho. Pritom však súčasne musí byť známy mechanizmus prenosu energie cez korónu, ktorý je však tiež, ako uvidíme ďalej, veľkou neznámou.

6. TEÓRIE SLNEČNEJ KORÓNY

Základnou otázkou je: ako sa môže stať, že Slnko s povrchovou teplotou okolo 6000 K má vonkajšiu atmosféru, stredná teplota ktorej je okolo 10^6K a v aktívnych oblastiach aj viac?

Druhá skupina otázok súvisí so štruktúrou slnečnej koróny. Čo určuje štruktúru koróny a jej zmeny v rôznych časových merítkach?

Hneď je potrebné podotknúť, že odpovede zatiaľ nepoznáme. Budeme iba sledovať myšlienkové prúdy v tejto oblasti výskumu slnečnej koróny, ktorú bádatelia pokladajú za jeden z najzložitejších astrofyzikálnych problémov.

Všetky teórie vychádzajú z toho, že zdroj energie ohrievajúci korónu, musí byť v činnosti spojite a takto vyrovnávať straty, ktoré vznikajú: a/ žiarením,

b/ tokom korpuskulárnych častíc, c/ vedením tepla. Prvým krokom je teda odhad týchto strát, ktoré sa veľkosťou musia rovnať výdatnosti zdroja energie.

Straty žiarením môžeme priamo merať /XUV a X-oblasť z družíc/. Ich veľkosť je závislá na úrovni slnečnej aktivity a kolíše od 10^2 do 10^3 Wm^{-2}. Častice slnečného vetra unášajú so sebou energiu asi o rád menšiu. Najťažšie je odhadnúť straty vedením tepla. Pre množstvo prenášanej energie máme výraz:

$$E = K \frac{dT}{dx}.$$

Koeficient K závisí na vlastnostiach hmoty a vieme ho pomerne presne určiť. Horšie je to s druhým členom, ktorý nazývame tepelný gradient. Tento v koróne skoro nepoznáme. Vieme, že teplota rapídne rastie od chromosféry ku koróne, dosahuje maxima niekde vo vnútornej koróne a potom pomaly klesá. V každom prípade tok tepla z koróny do priestoru bude aspoň o rád menší ako z koróny späť do chromosféry. Z neznalosti tepelného gradientu vyplýva aj neistota v určení toku tepla. Teplota sa mení od 10^4 K do 10^6 K od chromosféry ku koróne. Ako vidieť z rovnice pre vedenie tepla, množstvo prenášanej energie podstatne závisí od toho, na akej dĺžke dochádza k tejto zmene teploty. Údaje sú dosť protichodné: ak však vezmeme hodnotu 10^3km, ako vyplýva z meraní na orbitálnej stanici Skylab, dostaneme hodnotu energie okolo 10^4 Wm^{-2}.

Pôvod energie môžeme hľadať mimo Slnka, alebo v samom Slnku. Väčšina teórií spája ohrev koróny s celkovým mechanizmom prenosu energie z jadra Slnka do priestoru, je však jedna výnimka, tzv. akrečná teória. Podľa tejto teórie sa koróna ohrieva na účet kynetickej energie medzihviezdnej hmoty, ktorá dopadá na Slnko pri jeho pohybe v Galaxii. Tvrdí sa, že táto teória má iba historickú hodnotu, je však niekoľko skutočností, ktoré iba ťažko môžeme považovať za náhody:

1. Potenciálna energia nekonečne vzdialeného protónu je porovnateľná s jeho kynetickou energiou pri tepelnom pohybe v koronálnych podmienkach.
2. Je pozorovaná E - W asymetria žiarenia koróny, ktorá sa dá vysvetliť pohybom Slnka k apexu.
3. Chemické zloženie koróny je bližšie k zloženiu medzihviezdnej hmoty ako ku zloženiu fotosféry.

Proti tejto teórii hovoria skoro priame merania hustoty a rýchlosti toku medzihviezdnej hmoty, ktorý nazývajú tiež hviezdnym vetrom. "Skoro" preto, lebo tieto parametre sú určené na základe merania priestorového rozloženia intenzity žiarenia v čiare L-alfa z častíc. Predpokladá sa, že toto žiarenie vzniká v priestore, kde dochádza k zrážkam slnečného a hviezdneho vetra /vo vzdialenosti okolo 50 a.j./. Pre vysvetlenie ohrevu koróny by sme potrebovali, aby energia hviezdneho vetra bola o 3 až 4 rády väčšia ako je takto zistená.

Asi by bolo vhodné sa vrátiť k prepracovaniu tejto teórie, s novými poznatkami o hviezdnom vetre, kozmickom žiarení, zrážkových parametrov častíc a celkového magnetického poľa Slnka.

Ostatné teórie hľadajú zdroje energie na ohrev koróny v samom Slnku. Všetky sa zhodujú v tom, že sa nachádza v konvektívnej zóne. Líšia sa iba typom netepelného pohybu, ktorý prenáša energiu do koróny a spôsobom ako sa disipuje. Možné netepelné mechanizmy transportu energie sú: akustické vlny, magnetohydrodynamické vlny, alebo ich kombinácia /t.j. časť dráhy zvukovými a časť magnetohydrodynamickými vlnami/. Tieto vlny musia mať tú vlastnosť, že sa bez strát šíria cez fotosféru a chromosféru a disipujú v koróne.

Teória štruktúry koróny a jej zmien úzko súvisí s teóriou cyklu slnečnej aktivity a s evolúciou celkového magnetického poľa Slnka. Teda zase narážame na problém, o ktorom sme už hovorili na začiatku. Hneď ako sa pokúsime izolovať najdôležitejšie problémy, aby sme ich takto ľahšie vyriešili zistíme, že niet izolovaných problémov. Skoro všetky aspekty slnečnej aktivity zreteľne spolu súvisia, pravdepodobne ako výsledok pôsobenia magnetického poľa, zúčastňujúceho sa takmer na všetkých prejavoch slnečnej aktivity. Rovnako problém štruktúry koróny bude potrebné riešiť spolu s celým problémom cyklu slnečnej aktivity.

Interpretácia snímok koróny získaných pri zatmení Slnka

E. DZIFČÁKOVÁ, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

V práci je ukázaný spôsob, akým na základe fyzikálnych zákonov možno určiť koncentráciu elektrónov, teplotu a rýchlosti v korone.

Z fotografií bielej koróny získaných pri zatmení Slnka okrem určenia jej celkového charakteru, štruktúry, intenzity a ďalších údajov, možno na základe určitých predpokladov určiť aj niektoré fyzikálne podmienky v slnečnej korone. K určeniu týchto parametrov pre úplné zatmenie Slnka vo februári 1980 boli použité absolútne hodnoty intenzity slnečnej koróny podľa Rušina, Rybanského /1983/. Ide o typickú koronu z obdobia maxima slnečnej činnosti.

Biela koróna, tak ako ju vidíme pri zatmeniach, je tvorená dvoma komponentmi. K-koróna predstavuje svetlo fotosféry, rozptýlené na vysokoteplotných voľných elektrónoch v blízkosti Slnka. Zdrojom komponenty F je rozptýl svetla na prachových časticiach zvieratníkového svetla, ktoré sa nachádzajú ďaleko od Slnka. K tomu, aby sme mohli určiť fyzikálne podmienky v koróne je nutné predovšetkým obe zložky odseparovať. Separácia sa robí na základe rozličných rozptyľujúcich vlastností K a F-koróny. Problém podrobne riešil van de Hulst /1950/, ktorý udáva aj analytický výraz pre intenzitu sféricky symetrickej F-komponenty koróny. Na obr. 1 vidíme priebeh intenzity K + F a F-koróny v maxime slnečnej činnosti podľa van de Hulsta /1950/ spolu s intenzitami K + F a K-koróny pri zatmení vo februári 1980. F-koróna bola odčítaná na základe van de Hulstovho modelu. Priebeh oboch K + F intenzít koróny je podobný, nami študovaná koróna má však silnejší pokles intenzity v oblasti vzdialeností $1{,}1\ R_\odot - 1{,}3\ R_\odot$.

Intenzita K-koróny v danom bode predstavuje integrál objemovej svietivosti plazmy J /r/ pozdĺž celého zorného lúča. Za predpokladu cylindrickej symetrie rozdelenia elektrónov a izotropného rozptylu pozorovaná jasnosť K-koróny vo vzdialenosti x je

$$K(x) = 2 \int_x^\infty J(r) \frac{r\,dr}{(r^2 - x^2)^{1/2}}$$

Riešením tejto integrálnej rovnice je výraz

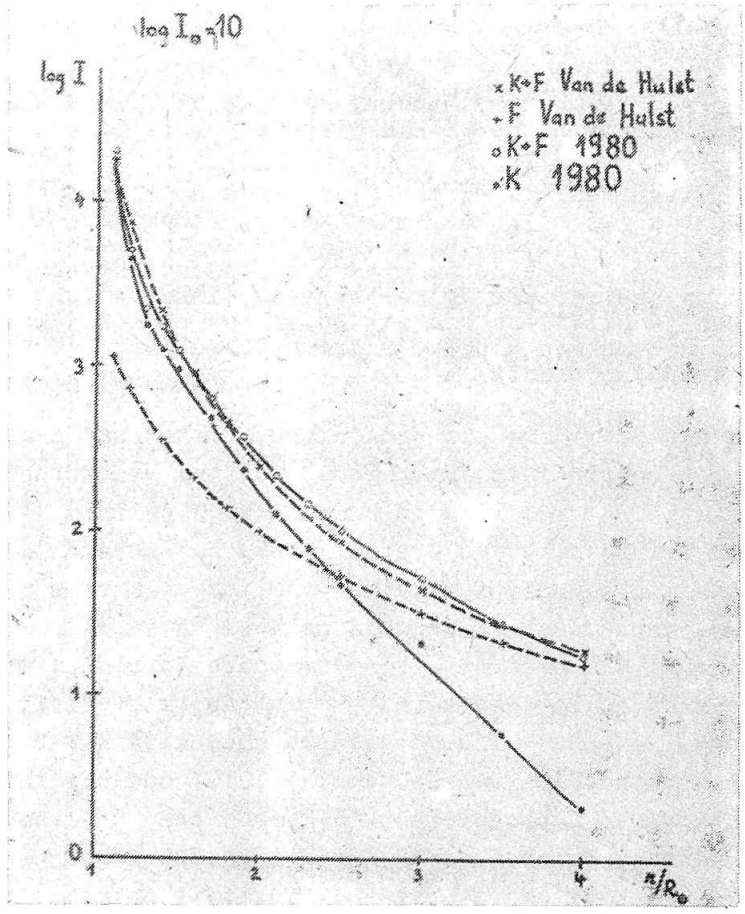
$$J(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^\infty - \frac{d\,K(x)}{dx} \frac{dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}}.$$

Objemová svietivosť viaže s koncentráciou elektrónov n_e v danom bode jednoduchý vzťah

$$J(r) = \frac{2}{3} \sigma n_e I(\Omega)$$

kde σ je Thomsonov zrážkový prierez a $I(\Omega)$ koeficient dilatácie.

V skutočnosti pri rozptyle svetla na voľných elektrónoch v koróne dochádza k polarizácii svetla a rozptyl teda nie je izotropný. Chyba však nepresahuje 10% /Billings, 1966/. Samotný predpoklad cylindrickej symetrie zavádza približne rovnakú chybu /Billings, 1966/.



Obr. 1 - Intenzita K + F a F-korony podľa van de Hulsta a intenzita K + F a K-korony pri zatmení vo februári 1980.

Na obr. 2 vidíme priebeh intenzity K-korony pre pozičné uhly 180° a 270°. Krížikmi sú označené pozorované jasnosti, plnou čiarou je vyznačená krivka, ktorá bola danými bodmi preložená metódou najmenších štvorcov. Na základe jej priebehu bola pomocou predchádzajúcich vzťahov určená koncentrácia elektrónov. Z obrázka zreteľne vidno, že v polárnych oblastiach je gradient intenzity elektrónov menší ako v oblasti rovníka.

Obvykle sa uvažuje, že koróna je v hydrodynamickej rovnováhe, t.j. platí rovnica

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \vec{v} \right) = - \nabla P + \rho \vec{g} + \vec{j} \times \vec{B}$$

kde ρ je hustota, v makroskopická rýchlosť, p tlak, $\vec{g}$ gravitačné zrýchlenie, $\vec{j}$ prúdová hustota, $\vec{B}$ magnetické pole. Z tejto rovnice je možné určiť teplotu koróny na základe troch nedokázaných predpokladov.

1. K-koróna je izotermálna
2. $\vec{j} \times \vec{B} = 0$ alebo je zanedbateľne malé, čo však v blízkosti aktívnych oblastí nemusí byť splnené
3. $\vec{v} = 0$, resp. $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0$ a $\nabla \vec{v} = 0$

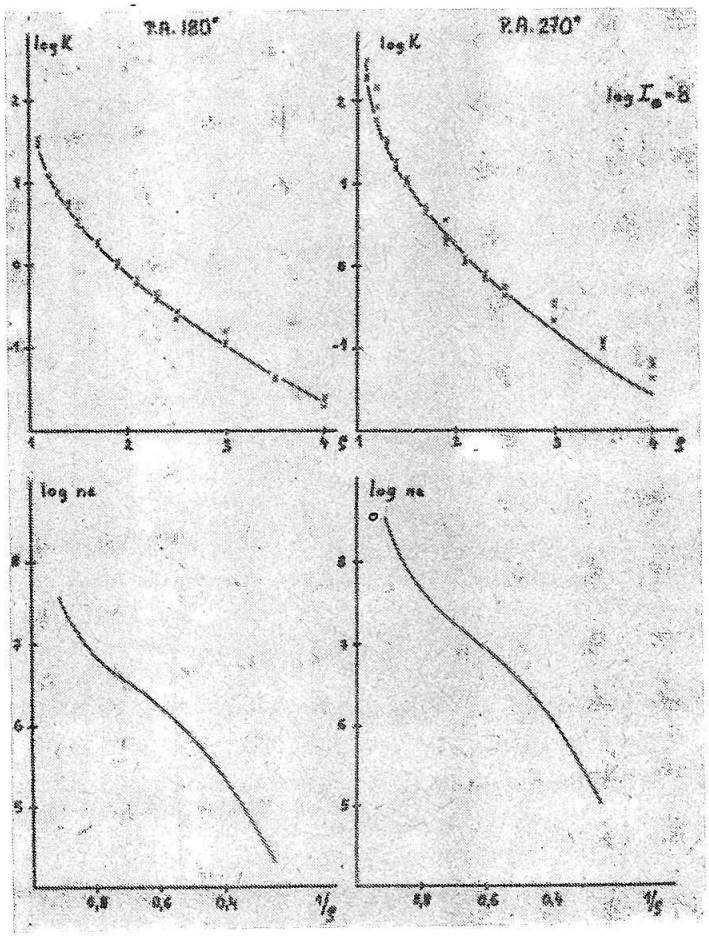
Z toho vyplýva, že teplota takto určená tvorí dolnú hranicu pri danom rozdelení elektrónov, čo jasne vidno, ak predchádzajúcu rovnicu rozpíšeme do tvaru

$$\rho \left(g + v \frac{dv}{dr} \right) = - \frac{dP}{dr} = -Tk \frac{dn}{dr} \qquad /1/$$

Pri splnení týchto troch predpokladov pre teplotu koróny T platí

$$T = 6{,}20 \cdot 10^6 \left[\frac{d \log n_e}{d\left(\frac{R_\odot}{r}\right)} \right]^{-1} [K]$$

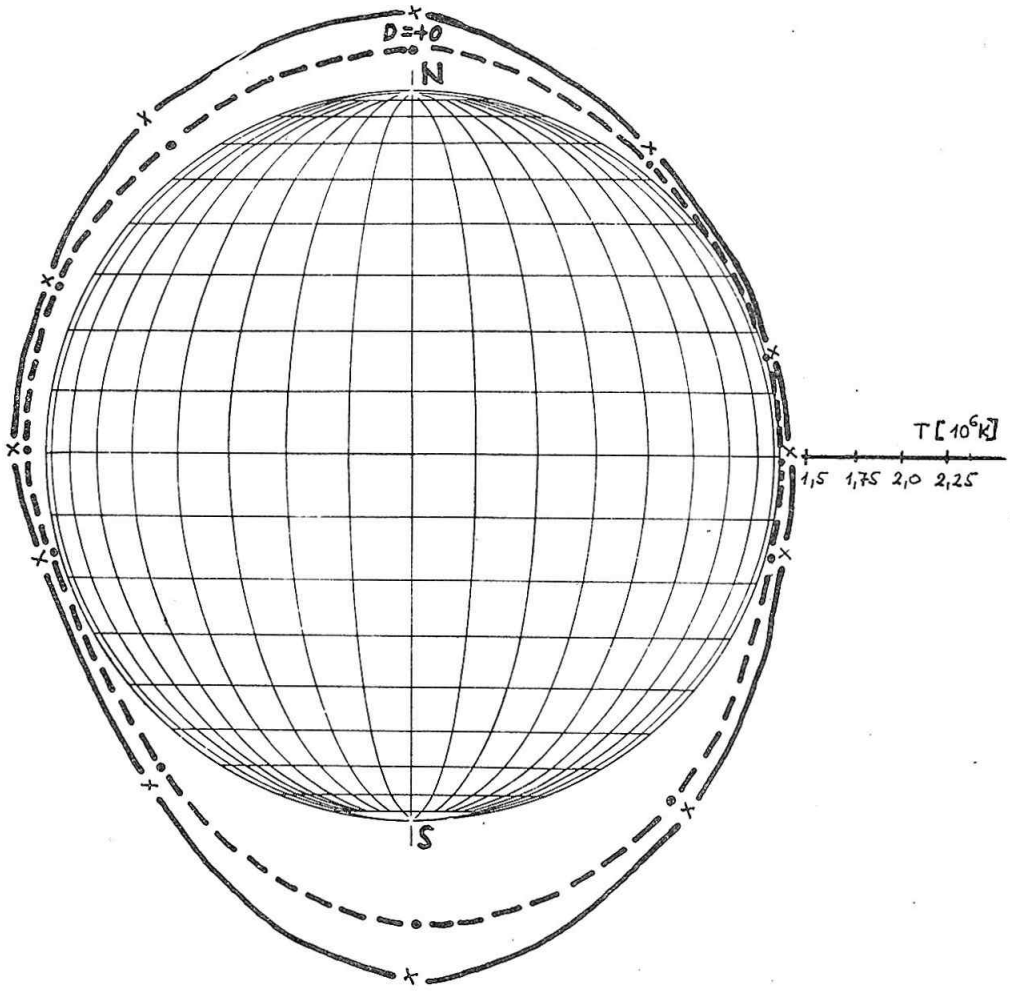
Ak je koróna skutočne izotermálna, tak funkcia $\log n_e = f\left(\frac{R_\odot}{r}\right)$ musí byť lineárna. Podľa Billingsa /1966/ je tomu tak v rozmedzí $1R_\odot - 2\,R_\odot$. V našom prí-



Obr. 2 - log K-koróny a log n_e $[cm^{-3}]$ pre pozičné uhly 180° a 270°.

pade tomu tak nie je. V počiatku sa od priamky dosť odchyľuje a približne lineárna je v intervale vzdialenosti 1,2 $R_\odot$ - 2,1 $R_\odot$.

Na základe priemernej intenzity K-koróny v okolí jednotlivých pozičných uhlov /pozičný uhol $\pm$ 15° až 20°/ bola z približne lineárnej časti priebehu koncentrácie elektrónov určená teplota v závislosti na pozičnom uhle /obr. 3, plná čiara/. Sú tu značné rozdiely medzi polárnymi a rovníkovými oblasťami. Ak be-



Obr. 3 - Teplota koróny vypočítaná na základe hydrostatického modelu v závislosti na pozičnom uhle. Plnou čiarou je znázornená teplota získaná na základe meraní gradienta koncentrácie elektrónov v intervale 1,2 $R_\odot$ - 2,1 $R_\odot$, čiarkovanou v intervale 1,11 $R_\odot$ _ 2,5 $R_\odot$.

rieme do úvahy aj bod pri r = 1,1 $R_\odot$, potom teplotné rozdiely klesajú /čiarkovaná čiara/, ale aj tak teplota v polárnych oblastiach je vyššia ako na rovníku. Tento výsledok je vo všeobecnosti v rozpore s údajmi iných autorov /Billings, 1966, Hepburn, 1955, van de Hulst, 1953 a iní/, je však pochopiteľný ak si uvedomíme, že na rozdiel od iných pozorovaní zatmenia Slnka pri tomto zatmení v intervale vzdialenosti 1,2 - 2,1 $R_\odot$ je väčší gradient intenzity koróny v oblasti rovníka ako v oblasti pólov, čo sa dá vysvetliť dynamickými efektmi. Určitú úlohu hrá zrejme aj fakt, že údaje boli brané z priemerov intenzít koróny v dosť veľkom uhle.

Koróna nie je homogénny útvar ale má bohatú štruktúru. V prvom priblížení môžeme predpokladať, že sa skladá zo sféricky symetrickej zložky prestúpenej jasnejšími koronálnymi útvarmi. K tomu, aby sme určili intenzitu I_k takéhoto útvaru, je od celkovej intenzity potrebné odpočítať intenzitu pozadia. Pozadie určíme v miestach, kde sa nenachádzajú žiadne koronálne útvary. Ak opäť predpokladáme izotropný rozptyl a že rozmer koronálneho útvaru $l \ll R_\odot$, potom pre celkový počet elektrónov pozdĺž zorného lúča Ne platí /Rybanský, 1971/

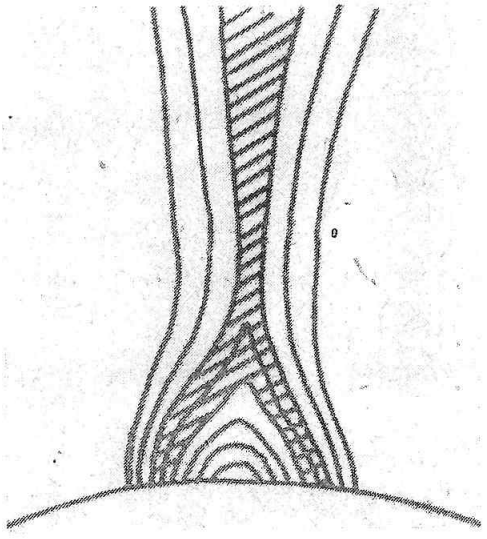
$$Ne = \frac{1}{W_o} \frac{I_k}{I_o}$$

pričom I_o je intenzita žiarenia slnečného disku a W je geometrický faktor závisiaci na vlnovej dĺžke svetla a vzdialenosti od Slnka. Ak potom predpokladáme určité rozdelenie hustoty elektrónov naprieč útvaru s charakteristickým rozmerom l, môžeme určiť koncentráciu elektrónov v strede lúča.

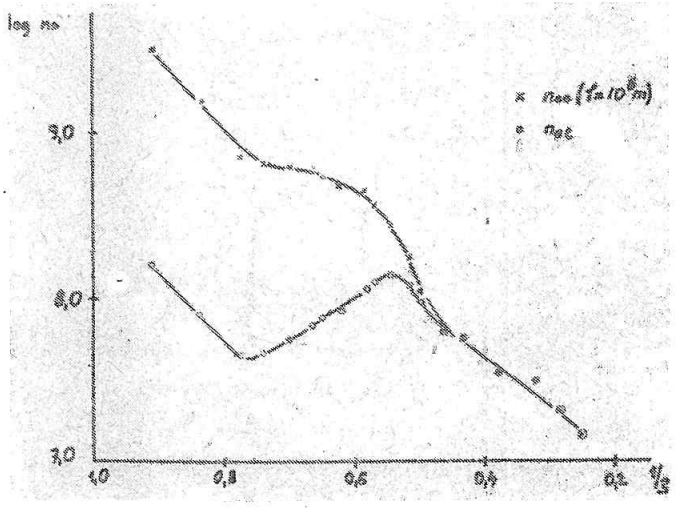
Za predpokladu gausovského rozdelenia elektrónov bola určená koncentrácia elektrónov n_{el} v lúči s pozičným uhlom 205° /obr. 4/. Priebeh

$$n_{el} = f\left(\frac{R_\odot}{r}\right)$$

odporuje našim súčasným predstavám o slnečnej koróne. Mechanická aplikácia hydrostatického modelu by viedla k záporným hodnotám teploty. Preto sme predpokladali, že lúč má štruktúru podobnú ako na obr. 5 /Pneuman, Kopp, 1970/, pričom vyšrafovaná oblasť predstavuje oblasť zvýšenej koncentrácie elektrónov. Potom efektívny rozmer lúča sa takmer nemení. Aj tento priebeh koncentrácie elektrónov n_{eo} je na obr. 4. Aplikácia hydrostatickej rovnice vedie však opäť v oblasti 1,3 $R_\odot$ - 2,1 $R_\odot$ k teplotám rádovo 10^7 K. Preto je nutné uvažovať dynamický model. Za predpokladu konštantnej teploty je možné rovnicu /1/ integrovať a pre makroskopickú rýchlosť platí:



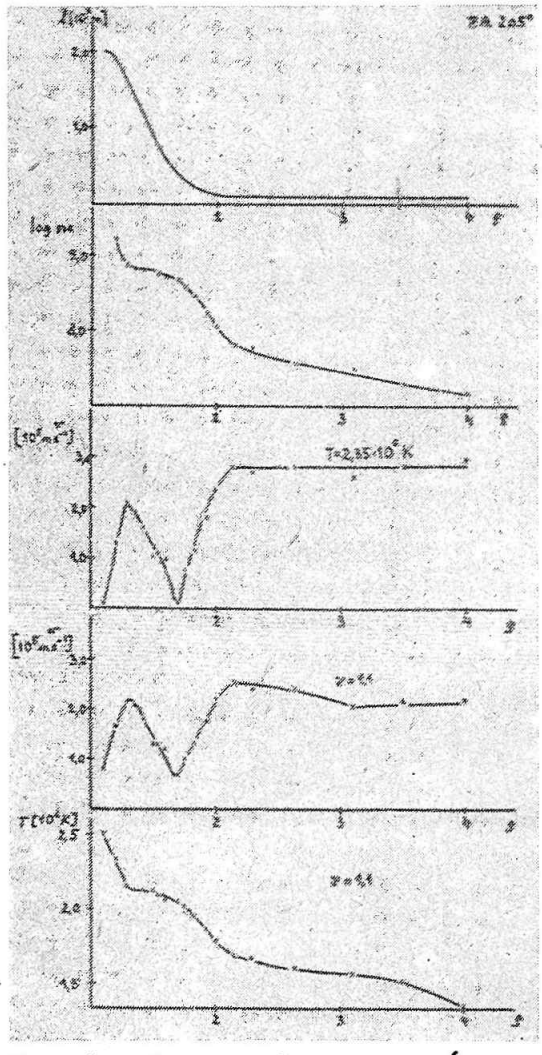
Obr. 5 - Predpokladané rozdelenie elektrónov v koronálnom lúči. Vyšrafovaná oblasť predstavuje zvýšenú koncentráciu elektrónov /Pneuman, Kopp, 1970/.



Obr. 4 - Koncentrácia elektrónov v lúči s pozičným uhlom 205°. /o/ - označujú priebeh n_{el}, x - priebeh n_{eo} /za predpokladu konštantného rozmeru/.

$$v^2 = \frac{2kT}{\mu}\left(\ln n_{eo} - \ln n_e\right) - 2g_{\odot} R_{\odot}^2\left(\frac{1}{r_o} - \frac{1}{r}\right),$$

kde μ je stredná hodnota hmotnosti častice, $g_{\odot}$ je gravitačné zrýchlenie na povrchu Slnka a n_{eo}, resp. v_o je koncentrácia elektrónov, resp. rýchlosť vo vzdialenosti r_o. Hodnoty rýchlosti v lúči sú pre $T = 2{,}35 \cdot 10^6$ K na obr. 6.



Obr. 6 - Koncentrácia elektrónov, $v_{izotropu}$, $v_{politropu}$ a $T_{politropu}$ pre lúč s P. A. 205.

Veľa autorov predpokladá polytropické rozpínanie koróny, pričom pre koeficient polytropov $\varkappa$ sa obvykle berie hodnota $\varkappa = 1{,}1$ /Hundbausen, 1972/. Za tohto predpokladu integráciou rovnice /1/ dostávame

$$v^2 = \left[\frac{2\varkappa}{\varkappa-1}\frac{kT_o}{\mu}\left(1-\frac{n_e}{n_{eo}}\right)^{\varkappa-1} - 2g_{\odot} R_{\odot}^2\left(\frac{1}{r_o}-\frac{1}{r}\right)\right] \times \left[1-\left(\frac{n_e}{n_{eo}}\right)^2\right]^{-1},$$

pričom T_o je teplota vo vzdialenosti r_o. Pre teplotu potom platí vzťah:

$$\frac{T}{T_o} = \left(\frac{n_e}{n_o}\right)^{\varkappa-1}$$

Rýchlosť a teplota pre $T_o = 2{,}5 \cdot 10^6$ K v lúči je opäť na obr. 5. Priebeh rýchlosti v izotermálnom aj polytropickom modeli je takmer rovnaký napriek rozdielným teplotám. Priebeh teploty v polytropickom modeli v podstate sleduje priebeh elektrónovej koncentrácie v lúči.

LITERATÚRA

Billings, D. E.: 1953, A. Guide to the Solar Corona, Acad.Press,New York,Lond.

Hepburn, N.: 1955, Astrophys. J. 122, 445

Hulst, H. C., van de, 1950, B. A. N., 11, 135

Hundhausen, A. J.: 1972, Solar Wind and Coronal Expansion, Springer - Verlag Berlin Heideberg, New York

Pneuman, G. W., Kopp, R. A.: 1970, Solar Phys., 13, 176

Rušin, V., Rybanský, M.: 1983, Bull.Astron.Czechoslov. 34, 265

Rybanský, M.: 1971, Bull. Astron. Czechosl. 5, 321.

Biela koróna zo zatmenia Slnka 11. júna 1983

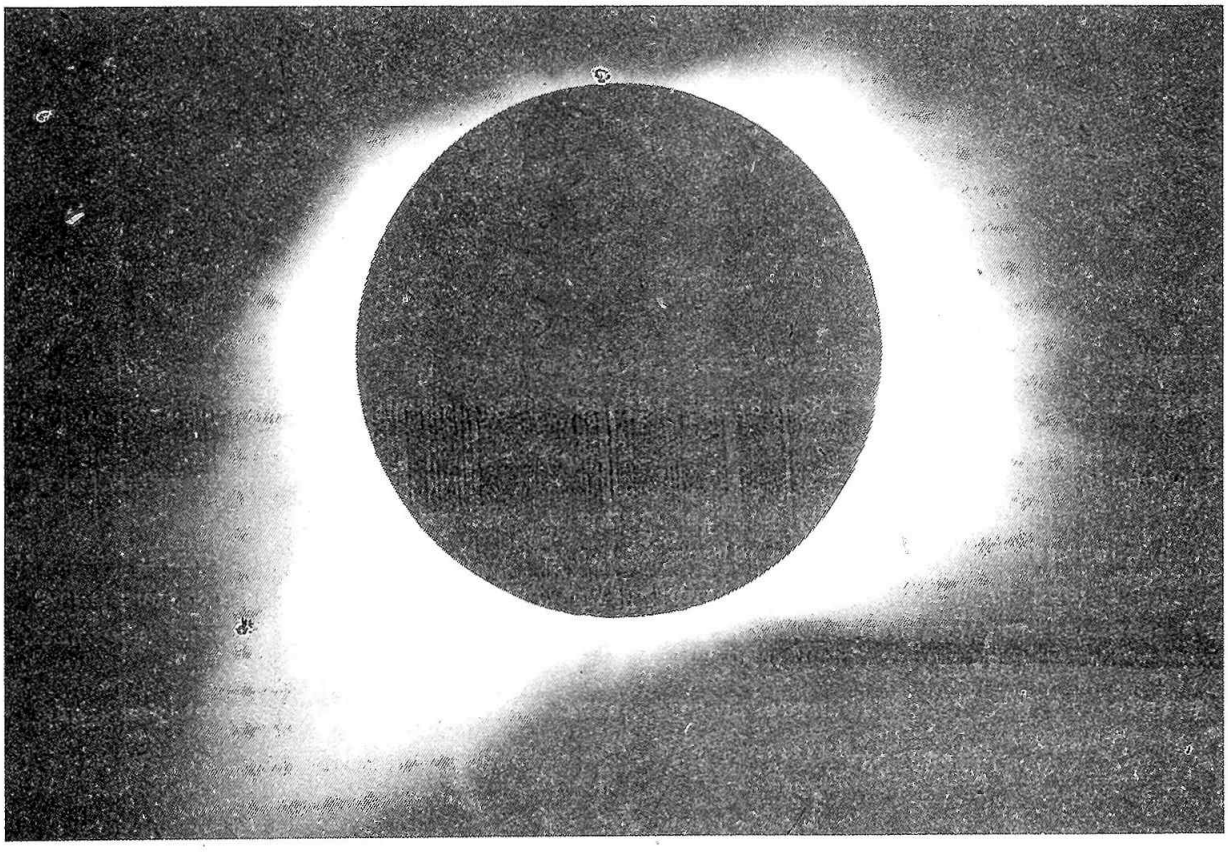
V. RUŠIN, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

V práci sa uvádzajú predbežné výsledky pozorovania bielej koróny /štruktura a relatívna fotometria/ počas úplného zatmenia Slnka 11. júna 1983. Zemepisné súradnice stanovišťa sú dané.

1. ÚVOD

Slnečná koróna /obr. 1/ patrí k tým astrofyzikálnym objektom, ktoré pútajú pozornosť a veľký záujem výskumu aj v súčasnosti. Táto skutočnosť je podmienená jednak tým, že mnohé problémy slnečnej koróny nie sú zďaleka vyriešené, napr. jej ohrev, štruktúra a jasnosť vo vzťahu k fotosférickej a chromosférickej aktivite, veľkosť a orientácia koronálneho magnetického poľa a pod. Druhým dôvodom je skutočnosť, že pokračovaním slnečnej koróny je slnečný vietor, v ktorom



Obr. 1 - Biela koróna z 11. júna 1983 /ORWO NP 22; 5 sekúnd, filter GG 14/.

sa svojím spôsobom nachádza aj naša Zem a všetky poruchy vzniklé na Slnku sa šíria k nám cez slnečnú korónu. Štúdium slnečnej koróny pomáha riešiť problematiku vzťahov Slnko - Zem /Sollar-Terrestrial Influence on Weather and Climate, 1979/. V neposlednom rade sa študuje slnečná koróna z hľadiska poznania Slnka ako hviezdy /Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems, 1981/.

Jednou z možností ako skúmať slnečnú korónu, sú úplné zatmenia Slnka. Takáto možnosť nastala 11. júna 1983 na Jáve /Indonézia/, kde Astronomický ústav SAV vyslal 5-člennú expedíciu.

2. EXPERIMENTY A POLOHA STANOVIŠŤA

Expedícia AsÚ SAV za zatmením Slnka do Indonézie bola v poradí už štvrtou expedíciou v poslednom desaťročí. Vedecký program expedície s ohľadom na možnosti leteckej prepravy, prístrojovú techniku, ŠPZV - Slnko, jeho činnosť a vplyvy na slnečnú sústavu - a kontinuitu pozorovaní pri predchádzajúcich pozorovaniach, bol nasledovný /zmenené atmosférické podmienky - slabá vrstva mrakov - si vynútili modifikáciu pozorovaní, preto uvádzame plánovaný aj modifikovaný program; v zátvorke je uvedené meno pozorovateľa/:

1. Polarizácia emisnej koróny v čiare 530,3 nm /Sýkora/. Použil sa 13 cm,f/15 ďalekohľad. V jeho okulárovom konci sa nachádzal polarizátor, termostatovaný úzkopásmový filter Baird-Atomic, typ B-13 s pološírkou priepustnosti 0,2 nm; film KODAK TRI - X PAN, 400 ASA. Z plánovaných dvoch postupností expozícií /60 sekúnd a 15 sekúnd/ sa po vybratí polarizačného filtra urobili tri snímky s expozičnými časmi: 3,5 minúty, 1 minúta a 20 sekúnd.

2. Polarizácia emisnej koróny v čiare 637,4 nm /Rušin/. Použil sa 12 cm,f/15 ďalekohľad /objektív Gajdúšek/. V jeho okulárovom konci sa nachádzal polarizátor, termostatovaný úzkopásmový filter Baird-Atomic, typ B-13 s pološírkou priepustnosti 0,3 nm a film KODAK TRI - X PAN, 400 ASA. Z pôvodne plánovanej postupnosti troch expozícií s časom 50 sekúnd v troch rôznych polohách polaroidu sa po vybratí polarizačného filtra urobil len jeden záber s expozičným časom 2 minúty.

3. Fotometria bielej koróny /Rušin/. Pre tieto účely sa použil rovnaký ďalekohľad ako v bode 2, len v okulárovom konci sa tentoraz nachádzal žltý filter GG-14 a film ORWO NP 22 /125 ASA/. V ďalšej časti zatmenia sa potom získalo 10 expozícií s nasledovnými časmi: 5, 1, 1/8, 1/60, 1/120, 1/60, 1/8, 1, 5 a 10 sekúnd.

4. Polarizácia bielej koróny /Minaroviech/. Pomocou statického 10 cm, f/10 ďalekohľadu, polarizátora a filtra GG-14 sa na KODAK TRI - X PAN /400 ASA/ získali 4 série expozícií v troch polohách polaroidu, líšiacich sa navzájom o 60°. Ich expozičné časy boli: 1/1000, 1/125, 1/8 a 1 s.

5. Koróna /farebná/ do veľkých vzdialeností od Slnka /Zimmermann/. Pre tieto účely sa použili dva 4,0/300 mm teleobjektívy umiestnené na malej paralaktickej montáži. V okulárovom konci jedného z nich sa nachádzal diapozitívny film AGFACHROME PROFESSIONAL 50 S, pomocou ktorého sa získalo celkom 5 záberov s expozičnými časmi: 2, 1, 1/4, 1/30, 1/125 sekundy /4-krát/.

V okulárovom konci druhého teleobjektívu sa nachádzal film ORWO NP 22, 125 ASA, na ktorý sa robili trojice záberov s nasledovnými expozičnými časmi a farebnými filtrami, ktoré sa nachádzali pred objektívom:

filter červený - exp. čas 1/60, 1/15, 1/2, 4 s.
filter zelený - exp. čas 2, 1/4, 1/30, 1/125 s.
filter modrý - exp. čas 1/125, 1/30, 1/4 s.

Pre všetky vyššie uvedené experimenty sa použili fotografické aparáty Pentacon Six TL.

6. Spektrum koróny /Rybanský/. Spektrum koróny v okolí λ = 530,3 nm do vzdialenosti 4 $R_\odot$ sa robilo pomocou 5,6/500 mm teleobjektívu a spektrografu s disperziou 6 Å mm^{-1}, ktoré boli napájané svetlom z 10 cm coelostatu /teleobjektív a coelostat boli zapožičané od SÚAA v Hurbanove/. V priebehu zatmenia sa na fotografické dosky ORWO NP 27 /400 ASA/ 6 x 9 cm urobili tri expozície s časmi 2 a 1 minúta a 30 sekúnd.

V popoludňajších hodinách, pri rovnakej výške Slnka nad obzorom ako v čase zatmenia, sme na čistej, modrej oblohe fotografovali fotometrické škály stredu slnečného disku. Zemepisná poloha stanovišťa bola:

λ = 111° 35′
φ = - 7° 09′

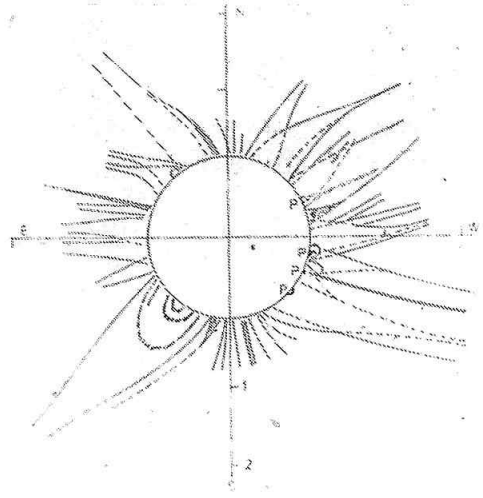
nadmorská výška: 42 metrov.

Začiatok zatmenia nastal o 04:31:05 UT, koniec o 04:36:13 UT. Zatmenie trvalo 5 minút 08 sekúnd so stredom o 04:33:39 UT.

3. PREDBEŽNÉ VÝSLEDKY A DISKUSIA

Úplné zatmenie Slnka 11. júna 1983 nastalo na zostupnej fáze 21. cyklu slnečnej aktivity. Fotosférická a chromosférická aktivita podľa pozorovaní uvedených v SGD /Solar Geophysical Data, 1983/ nebola v daný deň vysoká. Jedna zo skupín slnečných škvŕn, NOAA Region 4201, sa pozorovala v blízkosti západného okraja v heliografickej šírke B = -09°; zostávajúce dve skupiny NOAA 4204 a 4205 temer v centre slnečného disku.

Štruktúra koróny, ktorú prinášame na obr. 2, je bohatá a vykazuje 4 odlišné typy štruktúr: koronálne diery nad severným a južným pólom, pričom nad južným pólom jasne dominujú dobre vyvinuté polárne lúče, viditeľné asi do 1,5 $R_\odot$. To potvrdzuje rozdielny vývoj celkového magnetického poľa Slnka v cykle 21, ktorý sa prejavoval v koróne už počas zatmenia Slnka 16.2.1980 /Rušin, Rybanský, 1983/. V blízkosti rovníka nad oboma pologuľami sa nepozorujú nijaké výrazné koronálne lúče ani vysoká intenzita koróny, čo by



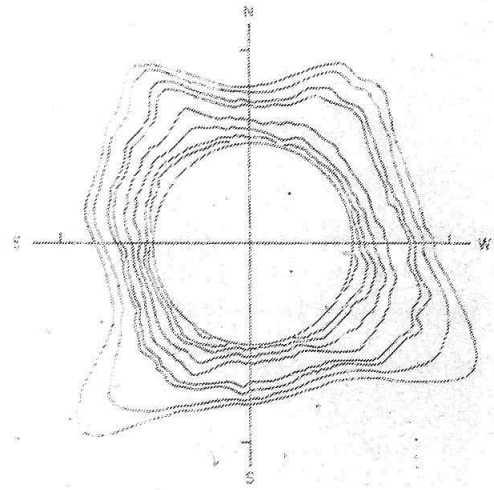
Obr. 2 - Štruktúra bielej koróny z 11. júna 1983.

mohlo svedčiť o prítomnosti rovníkových koronálnych dier. Niektoré protuberancie nad západným limbom sú obklopené systémom oblúkov. V jednom lúči v juhozápadnom kvadrante sa pozoruje tenký lúč, ktorý by mohol predstavovať neutrálnu vrstvu /neutral sheet/, ktorá by mala oddeľovať opačné polarity magnetického poľa v koróne.

Najvýraznejším objektom skúmanej koróny je jasný lúč nad juhovýchodným okrajom, ktorý sa pozoroval asi do 5 $R_{\odot}$. V jeho centrálnej časti sa pozoruje systém oblúkov, protuberancia nie.

Výsledok relatívnej fotometrie bielej koróny je uvedený na obr. 3.

Z uvedenej analýzy môžeme usúdiť, že biela koróna počas tohto zatmenia bola prechodného typu s bohatou štruktúrou okolo celého slnečného disku. Jej vzťah k fotosférickej aktivite v protiklade k štruktúram korón z iných zatmení, napr. Rušin, Rybanský, 1983, nie je jednoznačne určený.



Obr. 3 - Izodenzity /nekalibrované/ bielej koróny zo zatmenia Slnka 11.6.1983.

P o ď a k o v a n i e

Expedíciu AsÚ SAV za úplným zatmením Slnka do Indonézie financovala Slovenská akadémia vied z mimoriadneho prídelu finančných prostriedkov MF SSR, ktorím patrí naša srdečná vďaka. Taktiež by som chcel poďakovať RNDr. K. Maštenovej z Astronomického úseku PKO v Bratislave za zapožičanie 12 cm ďalekohľadu s montážou, ktorým sa experiment "Fotometria bielej koróny" robil.

LITERATÚRA

Billings, D. E.: 1966, A guide to the Solar Corona, Academic Press, New York and London

Solar-Terrestrial Influence on Weather and Climate, 1979, /Eds. B. M. McCormac and T. A. Seliga/ D. Reidel Publ. Company, Dordrecht /Holland/.

Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems, 1981, /Eds. R. M. Bonnet, A. K. Dupree/, D. Reidel Publis. Company, Dordrecht /Holland/

Solar Geophysical Data, 1983, Part I, Nos. 467, 468 /Boulder, U.S. Departmen and Commerce/.

Rušin, V., Rybanský, M.: 1983 Bull. Astron. Inst. Czechosl., 34, 257

Rušin, V.: 1979, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 30, 59.

Protuberancia z 20. 4. 1984

V. KARLOVSKÝ, Krajská hvezdáreň Hlohovec

ABSTRAKT

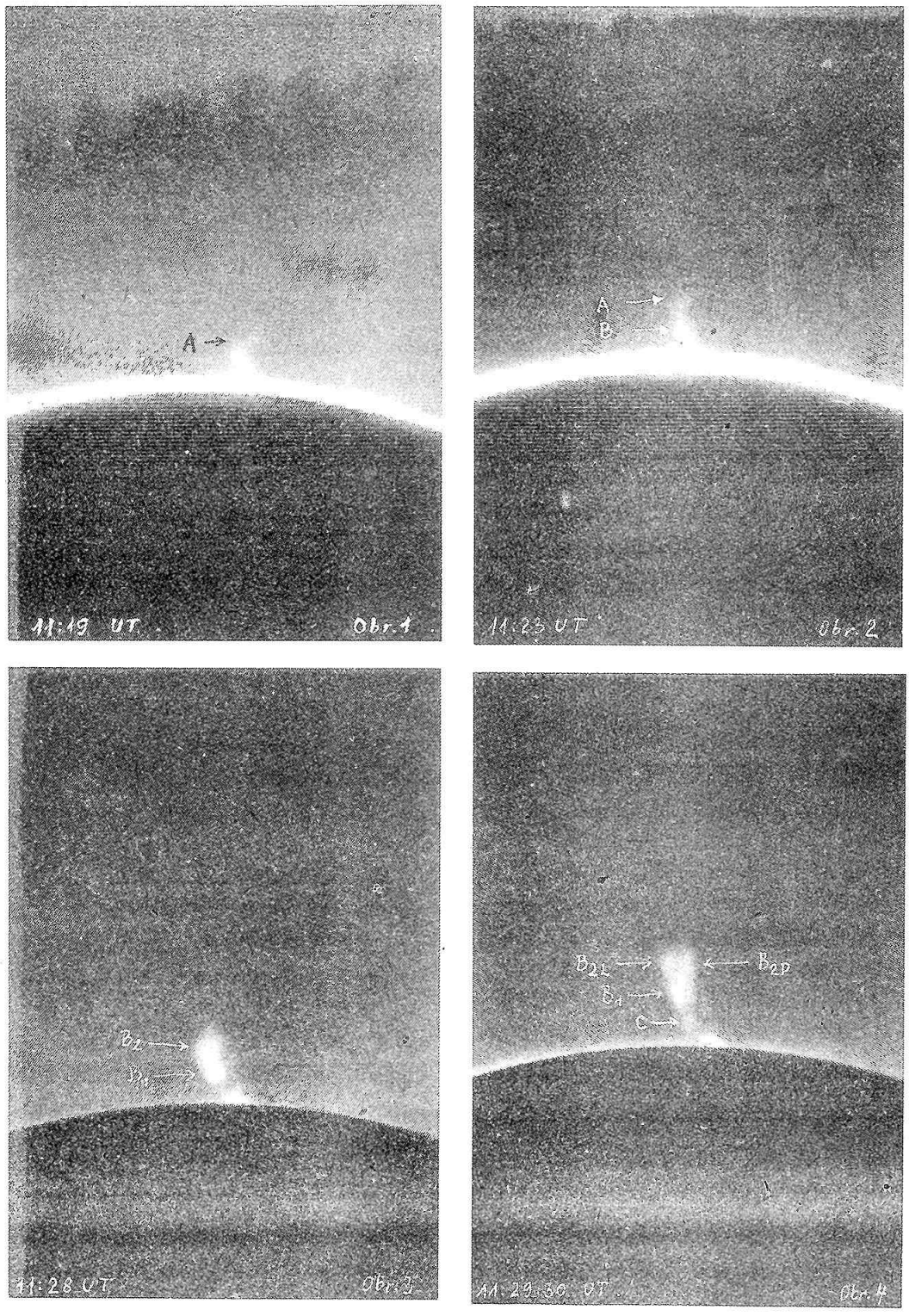
V práci sú skúmané pohyby protuberancie typu spray z 20.4.1984 a vypočítaná energia potrebná na vznik tejto protuberancie.

Dňa 20.4.1984 sme pozorovali na Krajskej hvezdárni v Hlohovci protuberanciu typu spray. Pozorovalo sa protuberančným ďalekohľadom o priemere objektívu 107 mm s H-alfa filtrom o pološírke priepustnosti 0,77 nm /7,7 Å/ vizuálne a fotograficky na film Fomapan F 27 od 10 hod. 48 min. UT po 11 hod. 54,5 min. UT. Celkove sa podarilo získať 42 snímok danej oblasti od 11:01 po 11:40 UT v 1 až 3 minútových intervaloch. Oblasť sa nachádzala na východnom okraji disku Slnka a 12° S šírky. Najpravdepodobnejšie súvisí jej vznik s aktivitou v skupine slnečných škvŕn s lokalizáciou 12° S, CMP 28,5.4.1984 /typ F dňa 24. 4.1984/. Pozri obr. 12. Vlastný priebeh javu v čase môžeme sledovať na obr. 1 až 7. Na začiatku pozorovania /10:48 UT/ sa protuberancia javila ako výstupok kopcovitého tvaru. O 11:01 UT je výška výstupku okolo 6960 km nad okrajom disku Slnka, o 11:06 UT už 12 849 km a o 11:07 UT 17 668 km. Pritom o 11:08 UT je výstupok veľmi jasný, omnoho jasnejší než na začiatku pozorovania. Vlastný proces uvolnenia energie, ktorý mal za následok zväčšovanie výšky protuberancie začal medzi 11:01 až 11:06 UT s maximom o 11:08 UT. Pravdepodobne sa jedná o erupciu, ktorá vznikla čiastočne za okrajom disku. Ako pokračovanie procesu uvolnenia energie nasleduje protuberancia typu spray od 11:18 po 11:40 UT. Uvedené potvrdzujú záznamy SEA na 27 kHz z Ondřejova a Rimavskej Soboty a SEA na 35 kHz zo Vsetína. /Obr. 10 a 11/. Výšky protuberancie typu spray a rýchlosti zhustení sú znázornené graficky na obr. 8 a 9. Počiatočné zrýchlenie je veľké - 2,97 km s^{-2} /10,85 $g_{\odot}$/. Maximálna zmeraná rýchlosť v obrazovej rovine bola 330 km s^{-1}. Ak hustota látky v protuberancii je 10^{11} častíc v cm^3 a ak aproximujeme spray kužeľom, dostávame pre hmotnosť M = 6,36 . 10^{13} kg. Zrýchlenia vypočítané z pohybu zhustení B do 11:32 UT sú v priemere a = +258,6 m s^{-2}. Priemerné zrýchlenie pre všetky zhustenia počas trvania pohybu je a = = +140,8 m s^{-2}. Pretože látka musí prekonávať gravitáciu Slnka, energia potrebná na vymrštenie daného množstva látky uvedenými zrýchleniami je v intervale 2,635 až 3,384 . 10^{24} Joule /10^{31} erg/. Táto energia zodpovedá silnej slnečnej erupcii, s ktorou protuberancia veľmi pravdepodobne súvisí. Protuberancia bola prechodným typom medzi výtryskom /surge/ a spray. Rýchlosti pohybu napovedali skôr na typ výtrysku, ovšem charakter pohybu a vznik zhustení na typ spray. Oba typy súvisia /1/. Keďže rýchlosti neprevýšili únikovú rýchlosť v jednotlivých výškach, látka v tomto prípade sa z vačšej časti vrátila späť na Slnko.

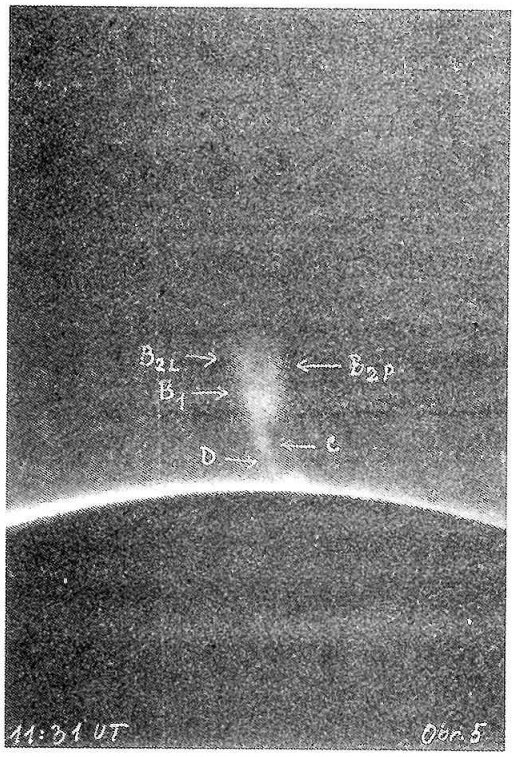
Na záver ďakujem kolegom za pomoc pri získaní záznamov SEA. RNDr. Ladislavovi Křivskému, CSc. z Ondřejova, Ladislavovi Hurtovi zo Vsetína a Ottovi Pósovi z Rimavskej Soboty.

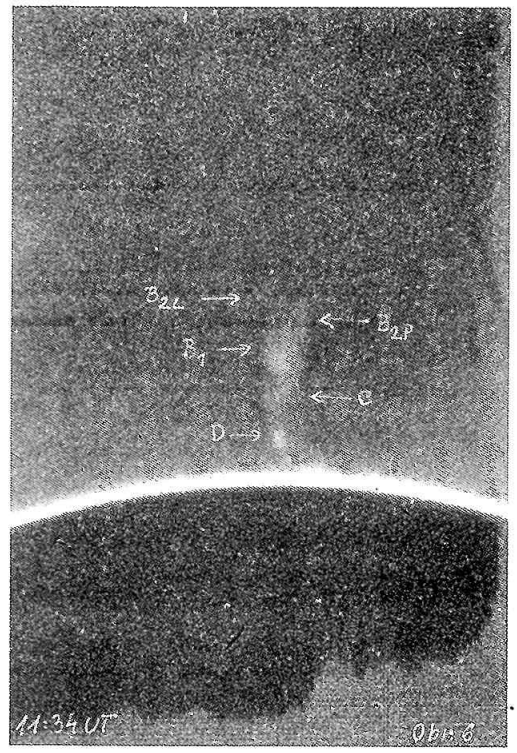
LITERATÚRA

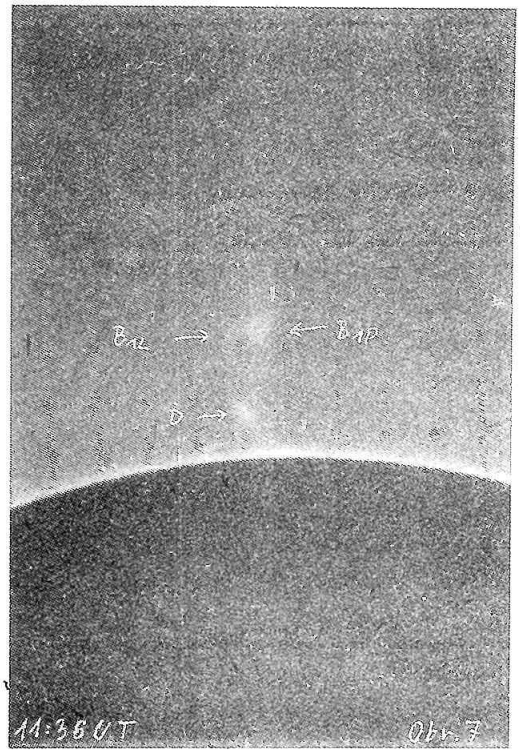
Lyu Van Lyong: Astronomičeskij žurnal 51, /1974/, 148 - 159.



Obr. 1 - 4 - Vývoj protuberancie s označením jednotlivých zhustení.

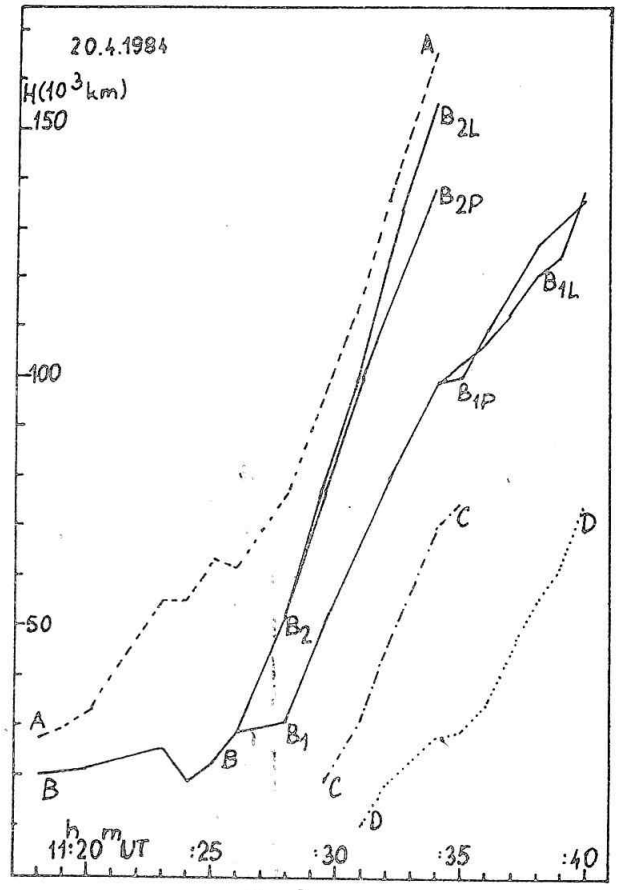




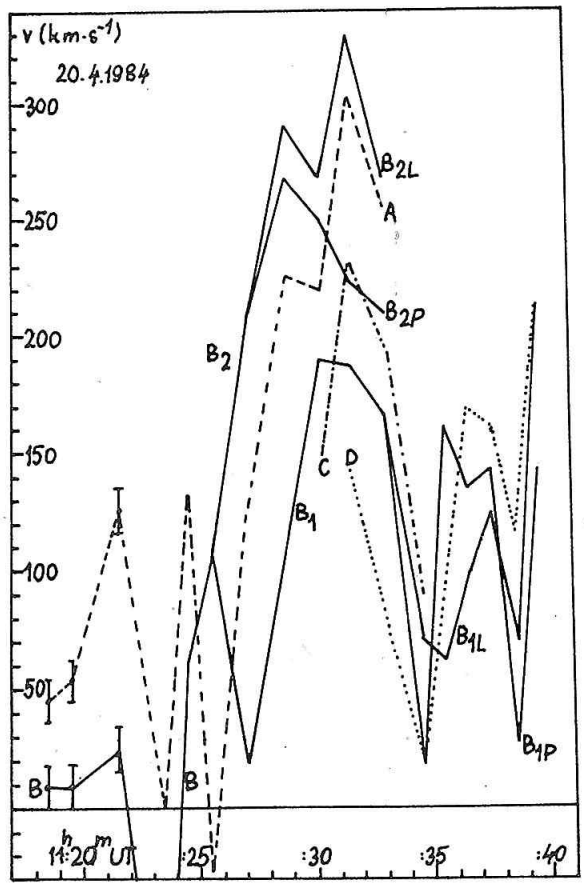


Obr. 5 až 7 - Vývoj protuberancie s označením jednotlivých zhustení.

Obr. 1 až 7 - Foto: V. Karlovský



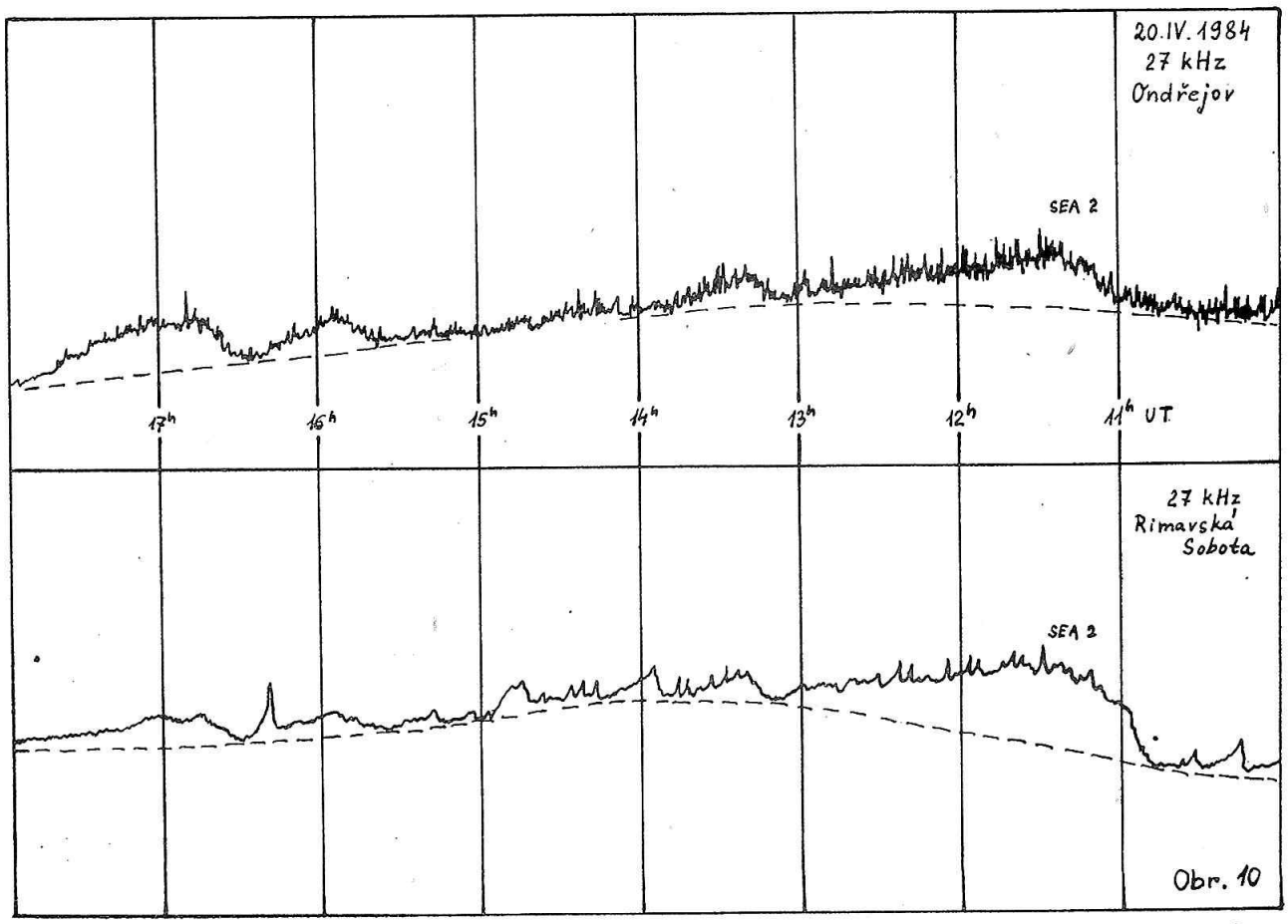
Obr. 8 - Výšky zhustení nad okrajom disku Slnka.



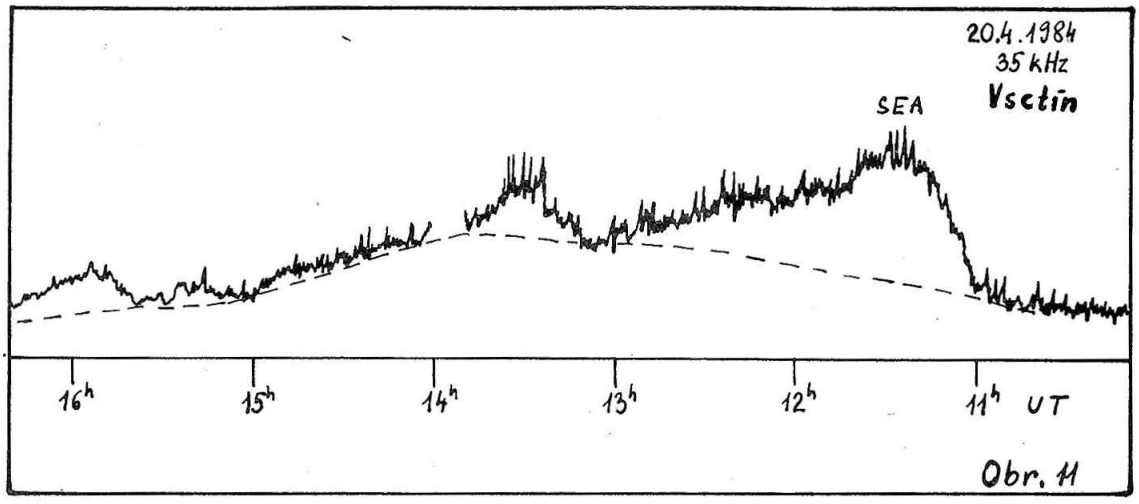
Obr. 9

Obr. 9 - Rýchlosti zhustení v protuberancii.

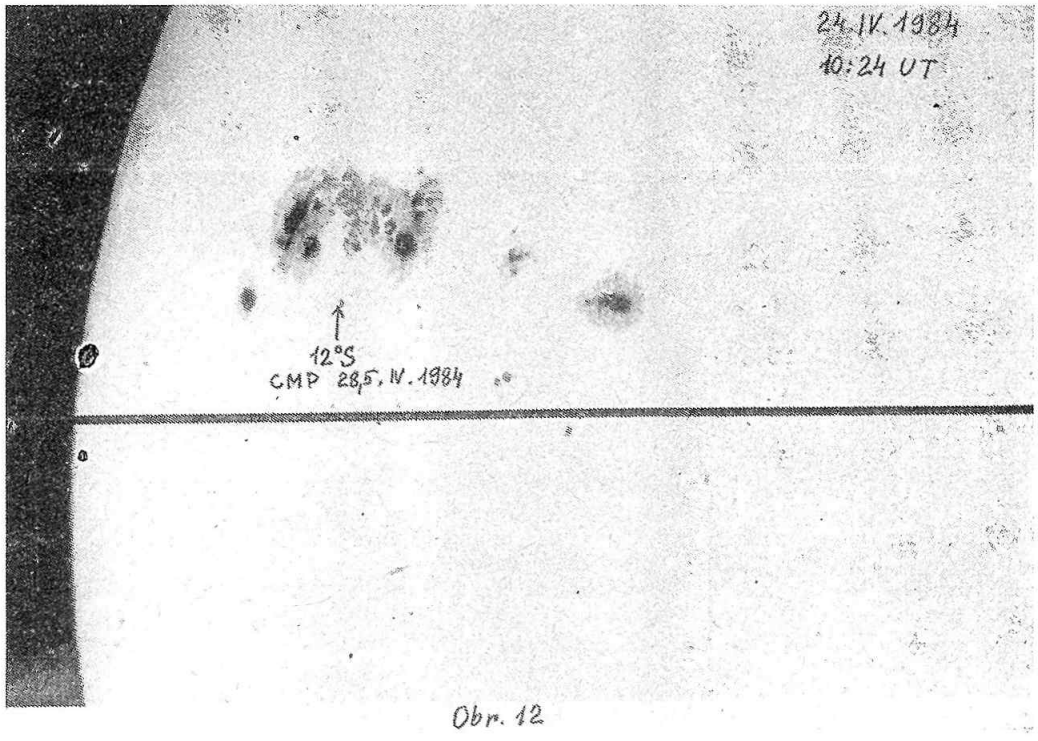
Obr. 10 - Záznamy SEA na 27 kHz z Ondřejova a Rimavskej Soboty.



Obr. 10



Obr. 11 - Záznam SEA na 35 kHz zo Vsetína



Obr. 12 - Skupina slnečných škvŕn s aktivitou ktorej pravdepodobne súvisí vznik protuberancie. Foto: V. Karlovský

Morfologické klasifikácie protuberancií

V. RUŠIN, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica
L. SCHEIRICH, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

V článku popisujeme morfologické klasifikácie slnečných protuberancií, založených na viacerých spôsoboch pozorovaní.

Protuberancie sú, relatívne k okolitému koronálenomu prostrediu, husté mraky prevažne vodíkovej plazmy, a hoci prvá zmienka o ich pozorovaní je z roku 1232 /1/, keď Muratori oznámil, že počas pozorovania slnečnej koróny pri zatmení Slnka, pozoroval v nej "horiace diery, jamy", doposiaľ mnohé otázky ich existencie nie sú v slnečnej fyzike vyriešené: pôvod, vzťah k iným prejavom slnečnej aktivity a slnečnej koróne, chemické zloženie a pod. Dalo by sa povedať, že s objavom koronálnych tranzientov protuberancie "stúpli na cene". Nemalú úlohu zohráva aj skutočnosť, že ich existenciu v slnečnej koróne, okrem gravitácie, určujú najmä elektromagnetické sily.

Pozorovania protuberancií ukazujú, že ich vzhľad, životnosť, dynamická aktivita a spektrálne zloženie, menia sa vo veľmi širokej škále a tiež od prípadu k prípadu. Je preto logické očakávať, že niektoré z týchto vlastností sa použili na ich klasifikáciu.

A - A. Secchi v roku 1875 rozdelil protuberancie do dvoch skupín: na pokojné a aktívne /neskôr ich pomenoval eruptívne/, pričom v oboch skupinách zaviedol podtriedy /mraky, filamenty, stopky, papršleky, rohy, cyklóny, plamene, trysky snopy a špičky/, /2/. Táto klasifikácia je neprehľadná, pravda, rozdelenie protuberancií na pokojné a aktívne je základom všetkých ďalších klasifikácií.

B - V rokoch 1925 - 1950 Pettit /3/ zaviedol klasifikáciu protuberancií do 5 skupín, ktoré sú uvedené v tab. 1.

TABUĽKA 1

Typ	Názov	Popis
1	Aktívna	Materiál zdá sa byť sústredený do blízkeho aktívneho centra / podobne slnečným škvrnám /.

TABUĽKA 1 - pokračovanie

2	Eruptívna	Protuberancia ako celok stúpa hore rovnakou rýchlosťou / často niekoľko 100 km s^{-1}/. Niekedy sa rýchlosť môže náhle zvýšiť.
3	Slnečná škvrna	Pozorujú sa v blízkosti slnečných škvŕn a môžu mať tvar " vodnej fontány " alebo slučiek.
4	Tornádo	Vertikálna špirálovitá štruktúra protuberancie pripomína lano alebo vírivý stĺpec / pozorujú sa zriedkavo /.
5	Pokojná	Obrovské hmoty protuberancie sú bez zmeny alebo sa málo menia v priebehu dní / alebo mesiacov /.

C - Newton /4/ svoju klasifikáciu založil na pozorovaniach protuberancií v priemete na slnečný disk. Mohli by sme ju považovať za klasifikáciu filamentov. Uvádzame ju v tab. 2.

TABUĽKA 2

Typ	Popis	
I	Protuberancie, ktoré nie sú v blízkosti slnečných škvŕn / ale ani mimo oblasti slnečných škvŕn /. Veľmi dlhé filamenty trvajúce niekoľko dní.	
II	Protuberancie spojené so slnečnými škvrnami alebo s fakulovými poľami. Všeobecne menšie ako typ I, so životnosťou niekoľko minút alebo hodín.	
	/ a /	/ b /
	Protuberancie, ktoré majú veľké radiálne rýchlosti a vyskytujú sa po objavení lokalizovanej emisie / tzv. zjasnené flokule /.	Protuberancie pôvodne typu I, ktoré sa stali aktivovanými náhlym výskytom emisného objektu. Emisia zostáva viac alebo menej stacionárnou, ale filament zväčšuje rýchlosť.

D - Menzel a Evans /5/ zaviedli plošnú klasifíkáciu založenú na tom, či protuberancia vznikla v koróne alebo nie, alebo či je v blízkosti škvŕn alebo nie. Ich prehľad je uvedený v tab. 3.

TABUĽKA 3

Vťah ku slnečným škvrnám	Miesto vzniku	
	Zhora A	Zdola B
Spojené so škvrnami / S /	Dážď, a Lievik, s Slučka, l	Výtrysk, s Bublina, p / puffs /
Bez škvŕn / N /	Koronálny dážď, a Kmeň stromu, b Strom, c Živý plot, d Zavesený mrak, f Val, m	Spikule, s

E - Severný /6/ a Severný a Chochlova /7/ svoju klasifikáciu založili najmä na pohyboch v protuberanciách. Uvádzame ju v tab. 4.

TABUĽKA 4

Typ	Názov	Popis
1	Eruptívne	Pokojné protuberancie sa stávajú eruptívnymi. Sú vzácne, 5% - 10% zo všetkých prípadov. Rýchlosti sú stovky km s^{-1}, často aj viac ako únikové.
2	Elektromagnetické	Elektromagnetické protuberancie. Uzly alebo hustejšie kondenzačné jadrá, ktoré protuberanciu tvoria, vykazujú pohyby po dobre definovaných, zakrivených dráhach. Rýchlosti sú v medziach 10 - 100 km s^{-1}. Sem patrí asi 50% protuberancií.
3	Nepravidelné	Protuberancie s nepravidelnými pohybmi individuálnych uzlov.

F - De Jager /8/ svoju klasifikáciu založil na dôležitosti pohybov a jemnejšom delení pohybujúcich sa protuberancií. Jeho klasifikáciu uvádzame v tab.5.

TABUĽKA 5

Typ	Popis	Objekt
I	Pokojné protuberancie	a - Normálne / nízkych a stredných šírok / b - Polárne / vysokých šírok /
II	Pohybujúce sa protuberancie	a - Aktívne b - Eruptívne c - Slnečných škvŕn d - Výtrysky e - Spikule

G - Zirin /9/ zaviedol klasifikáciu, kde striktne rozdeľuje protuberancie do skupín podľa ich vzťahu k fotosférickej aktivite - najmä vo vzťahu k erupciám. Jeho výsledok uvádzame v tab. 6.

TABUĽKA 6

Typ	Popis	Objekt
I	Krátkožijúce, spojené s erupciami a aktívnymi slnečnými škvrnami	1 - Spreje, explózie, bubliny 2 - Výtrysky 3 - Slučky, koronálny dážď
II	Dlhožijúce, pokojné	1 - Filamenty polárnej zóny 2 - Filamenty zóny sl. škvŕn
III	Prechodné	1 - Stúpajúce protuberancie 2 - Filamenty slneč. škvŕn

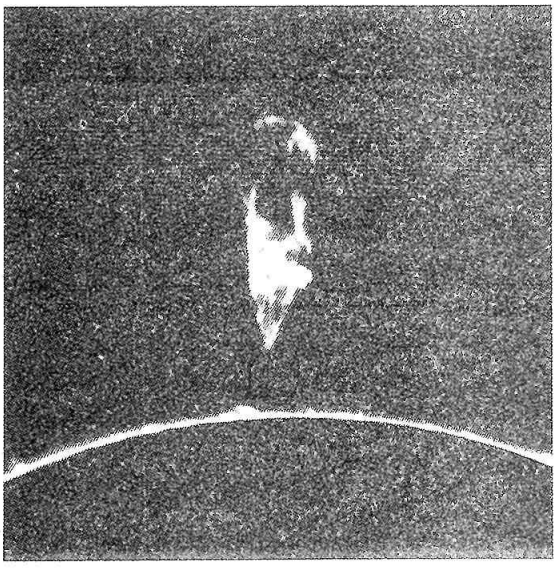
Ako vidíme, klasifikácií protuberancií podľa morfológie je niekoľko a často sa jednotlivé typy medzi sebou dosť zhodujú. Niektoré z nich, ktoré boli pozorované na Lomníckom štíte uvádzame na obr. 1 - 9.

Nechceme zavádzať novú klasifikáciu protuberancií, ale odporúčame rozdeľovať protuberancie na pokojné a aktívne s doplňujúcim krátkym slovom prevzatým z predchádzajúcich klasifikácií, ktoré najlepšie charakterizuje skúmaný objekt, napr. pokojná - živý plot, aktívna - výtrisk, slučka a pod. Ak sa nám nepoda-

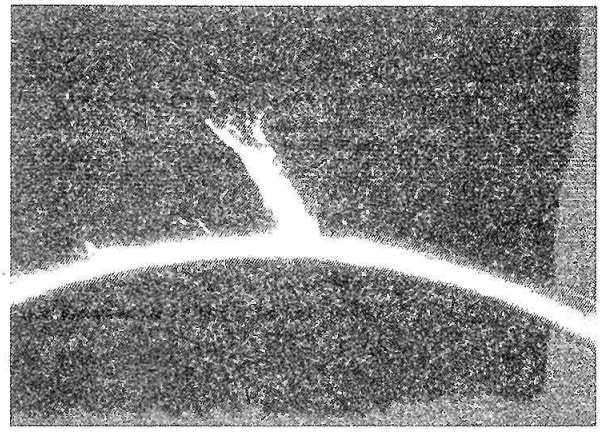
rí vždy správne zaradiť pozorovanú protuberanciu k niektorému typu, nie je to tragédia, pretože to sa môže urobiť neskôr, ak sa skúma vo vzťahu k iným prejavom slnečnej aktivity: škvrnám, rádiovému žiareniu, koronálnym tranzientom a pod. A tu, každé pozorovanie je cenné, pretože jednoznačných výsledkov niet.

LITERATÚRA

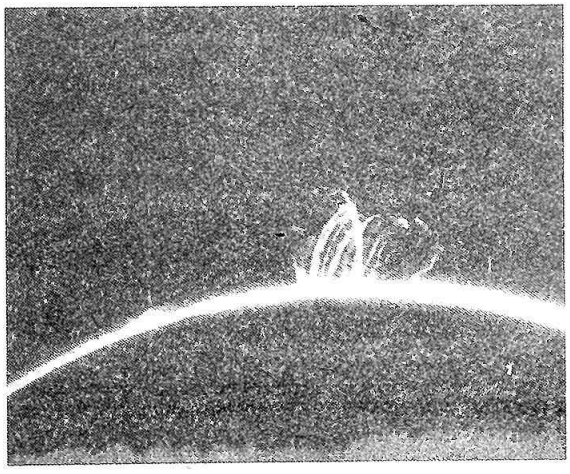
/1/ Secchi, A.: 1875, Le Soleil /Ganthier - Villars, Paris/ Vol. 2
/2/ Tandberg-Hanssen, E.: 1974, Solar Prominences /D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland/.
/3/ Pettit, E.: 1950, Publ. Astron. Soc. Pacific 62, 144
/4/ Vewton, H, W.: 1935, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 95, 650
/5/ Menzel, D. H., Evans, J. W.: 1953, Acad. Naz. Lincei, Convegno Volta 11, 119
/7/ Severný, A. B., Chochlova, V. L.: 1953, Izv. Krymsk. Astr. Obs., 10, 9
/8/ De Jager, C.: 1959, Handbuch der Physik, 52, 80
/9/ Zirin, H.: 1966, The Solar Atmosphere, /Blaisdell - Ginn, Waltham, Mass., USA/.



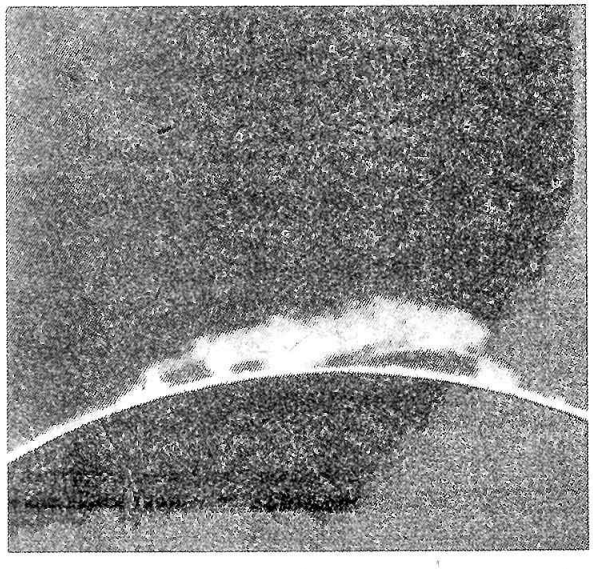
Obr. 1: I - 1 - Bublina.



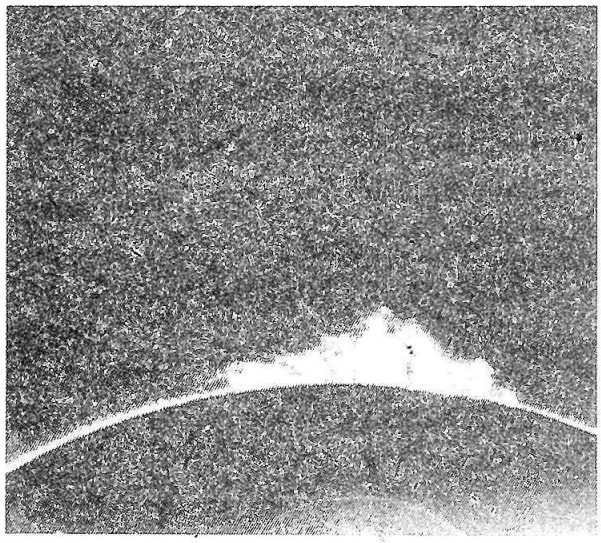
Obr. 2: I - 2 - Výtrysk.



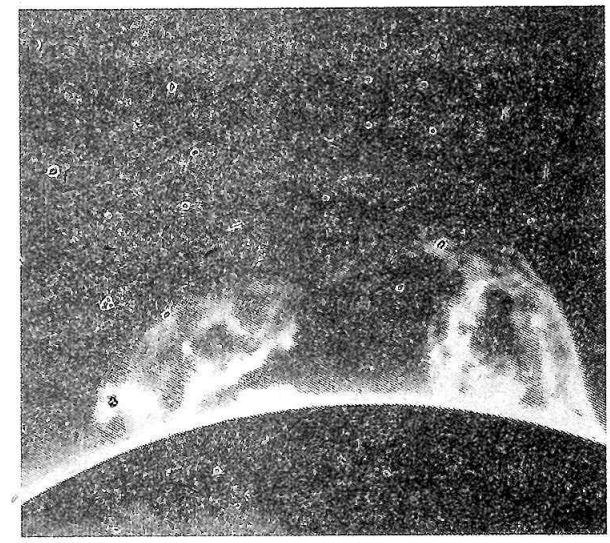
Obr. 3: I - 3 - Slučky



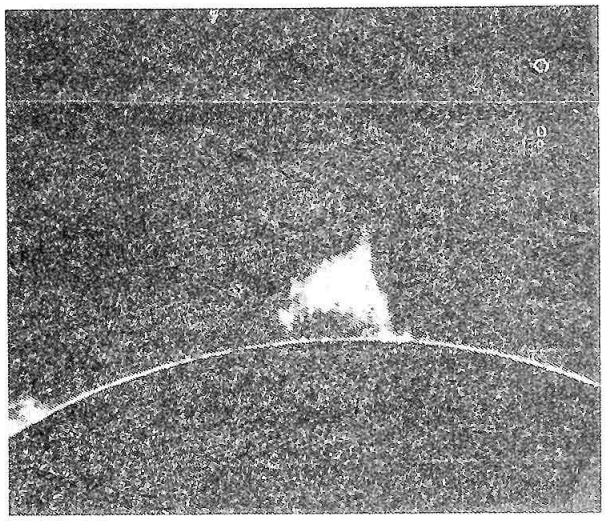
Obr.4: II - 1 - Filament polárnej zóny



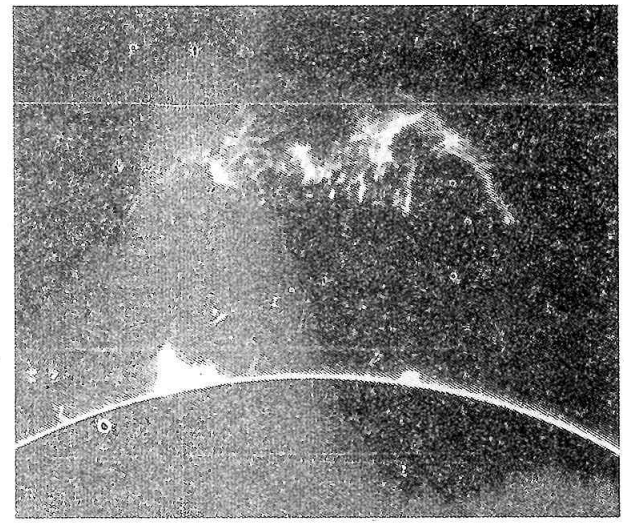
Obr. 5: II - 2 - Pokojný filament zóny škvŕn



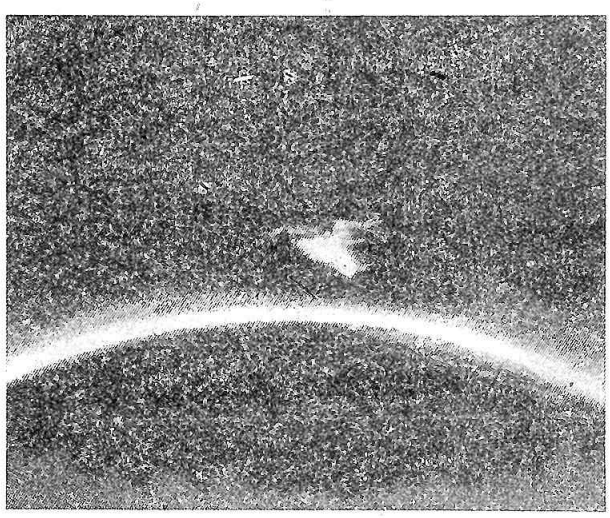
Obr. 6: III - 1 - Stúpajúca protuberancia



Obr. 7: III - 2 - Filament slnečných škvŕn



Obr. 8: I - 3 - Koronálny dážď



Obr. 9: I - 0 - Koronálna

Informace o semináři KAPG „Poruchy vnězemského původu v dolní ionosféře"

J. LAŠTOVIČKA, Geofizikální ústav ČSAV Praha

ABSTRAKT

19. až 23.3.1984 proběhl v Praze vědecký seminář KAPG "Poruchy vnezemského původu v dolní ionosféře", zaměřený na 5 tématických okruhů: efekty geomagnetických bouří a vysypávání částic, efekty slunečních erupcí, efekty variability kosmických paprsků, efekty variability meziplanetárního magnetického pole, aeronomie porušené dolní ionosféry. Podávají se informace o vědeckých výsledcích semináře se zaměřením na efekty slunečních erupcí v dolní ionosféře.

1. ÚVOD

V rámci vědecké spolupráce socialistických zemí v programu KAPG se ve dnech 19. až 23.3.1984 konal v Praze vědecký seminář KAPG "Poruchy vnězemského původu v dolní ionosféře" za účasti 64 odborníků /z toho 34 ze SSSR, NDR, BLR a MLR/. Na semináři bylo předneseno celkem 12 přehledových referátů a 22 původních sdělení. Seminář byl rozdělen na 5 tematických okruhů: Efekty geomagnetických bouří a vysypávání částic v dolní ionosféře, efekty slunečních erupcí, efekty variability intenzity kosmických paprsků, efekty variability meziplanetárního magnetického pole /MMP/, aeronomie porušené dolní ionosféry. Všechny poruchy "vnězemského" původu, zahrnuté do tématiky semináře, jsou tedy buď přímo nebo nepřímo slunečního původu. Dva z přehledových referátů pak popisovaly chování klidné ionosféry /t.j. pozadí, na kterém probíhají studované poruchy/. Bude vydán sborník tézí referátů, přednesených na semináři, jenž bude distribuován mezi zájemce autorem tohoto článku /předseda organizačního výboru semináře/.

2. EFEKTY SLUNEČNÍCH ERUPCÍ

Z 34 přednesených referátů se 8 zabývalo efekty slunečních erupcí v dolní ionosféře, tzv. náhlými ionosférickými poruchami /SID/. Přehled různých typů SID je uveden m.j. v /1/.

Letfus ve svém referátě, založeném na výsledcích československo - bulharské spolupráce ukazuje, že efektivnost SFA-trasy Allouis - Sofia /f = 164 kHz/ pro detekci erupcí, resp. SID je vysoká a srovnatelná s efektivností metod SPA a SWF. To, že SFA v létě je zpravidla pozitivního typu, kdežto v zimě negativního typu, je způsobeno sezónní variací charakteru dolní části D-vrstvy ionosféry. Efektivnost SFA má výraznou sezónní variaci a klesá s růstem

zenitního úhlu Slunce. Pro jasné erupce /B/ je efekt silnější než pro stejně velké, ale méně jasné erupce /SFA popisuje chování rentgenu ~ 0,1 - 0,3 nm/. Dolní mez citlivosti ionosféry na sluneční erupce se během slunečního cyklu mění.

Laštovička /založeno na výsledcích spolupráce ČSSR-SSSR-NDR/ na základě rozboru ionosférických efektů velmi silných erupcí / včetně protonových/ z dubna - května 1981 ukázal, že průběh tvrdého /0,05 - 0,3 nm/ a měkčího /0,3-1 nm/ rentgenová záření Slunce se může při dlouhých a silných erupcích výrazně lišit /např. při erupci z 26.4.1981 bylo hlavní maximum měkčího rentgenu téměř o hodinu později než hlavní maximum tvrdého rentgenu/ a že časový chod měkčího rentgenu nelze určovat z SID-dat /ty popisují tvrdší rentgen, nýbrž z ionosondového parametru f_{min}. Rovněž ukázal na možnosti registrace ionosférických efektů tzv. "rentgenových předchůdců" erupcí a na jejich praktický význam.

Otázkou "rentgenových předchůdců" erupcí se zabýval i Křivský. Ukázal na čs. prioritu v objevení tzv. "přederupcí" /2/ a demonstroval jejich klasifikaci podle optických pozorování v H-alfa čáře a podle ionosférických měření typu SEA. Poukázal rovněž na spektrální odlišnost "předchůdce" a hlavní erupce.

Morozova se zabývala otázkou předpovídání výskytu SWF efektů /jeden z typů SID/ statistickým přístupem pomocí radiového záření Slunce na vlnové délce 3,2 cm /$F_{3,2}$/. Hledala optimální prahovou úroveň $F_{3,2}$, při které by byl co nejmenší počet nepředpovězených SWF a naopak i nepotvrzených /chybných/ předpovědí SWF. Jako optimální parametr pro predikci byla nalezena hodnota rozdílu $F_{3,2}$ /resp. tzv. anténní teploty/ v daný den a o 4 dny dříve, normovaná na úroveň sluneční aktivity. Prahová hodnota tohoto parametru se mění se sluneční aktivitou a tato prognóza podle ověření s daty za období 1978-1981 umožňuje s 90% pravděpodobností předvídat, bude-li v nejbližších 4 dnech SWF nebo ne.

Širmammedov se zabýval odhadem ionosférické absorpce radiových vln při erupcích ze změn parametru f_{min} a našel až 6-násobný vzrůst absorpce /dále již nastupuje totální absorpce signálu/.

Leščenko popisoval výsledky měření ionosférických efektů protonové 2B erupce z 11.4.1978 na lodi "Akademik Kurčatov". Erupce způsobila extrémně silné SID /imp = 3+/ a výsledky ionosondových měření ukazují, že v trvání 7 hodin byla v pásmu 1 - 18 MHz plná absorpce /bylo znemožněno ionosférické šíření signálu/. Ionizace byla způsobena tvrdým rentgenem a později i průnikem vysokoenergetických protonů.

Perejaslova studovala možnosti předpovídání PCA /efekt v dolní ionosféře v polární oblasti, způsobený průnikem slunečních kosmických paprsků/ na základě korelace amplitudy PCA a integrálního toku slunečních kosmických paprsků /r = = 0,78/. Charakteristiky PCA se značně liší v závislosti na heliošířce a typu slunečního jevu. Její metodika umožňuje okamžitou prognozu PCA z pozorování protonové erupce na Slunci.

Laštovička a Morozova odhadovali pomocí srovnávání naměřeného a modelově vypočteného zvýšení absorpce radiových vln při mírných erupcích koncentraci NO /složka neutrální atmosféry, rozhodující o klidové ionizaci/ v mezosféře a obdrželi hodnoty, které jsou blízké koncentraci NO podle /3,4/.

3. NĚKTERÉ DALŠÍ VÝSLEDKY

Širočkov ukázal, že intenzita PCA ve vysokošířkové dolní ionosféře je ve dne asi 4 krát větší než v noci a že při tom v dolní části D-vrstvy ionosféry roste ionizace o 3-4 řády. Byl předložen následující řetězec synchronních jevů: $-B_z$ polarita, pokles v D_{st}, poloha kaspu, polární i rovníkové hranice aurorálního oválu se posunuje k rovníku - tak probíhají silné geomagnetické poruchy. Rapoport navrhl mechanizmus vzniku zimní anomálie společným působením geomagnetických bouří a větru - vysypávání energetických částic vede ke značnému vzrůstu koncentrace NO v aurorálním oválu /potvrzeno družicovými měřeními/ a toto NO je pak vhodným zimním systémem větrů přenášeného do středních šířek a vytváří tam zimní anomálii. Märcz prokázal existenci zajímavé korelace mezi absorpcí radiových vln a geomagnetickými pulzacemi typu Pc-1 při geomagnetických bouřích.

Laštoviča předložil výškový a šířkový model morfologie efektu přechodu sektorové hranice MMP v ionosféře pro geomagnetický typ efektu, pozorovaný /se silně šířkově proměnnou amplitudou/ v noci v ionosféře na všech šířkách, i pro troposférický typ efektu, pozorovaný pouze v zimní denní ionosféře středních a nízkých šířek /mimo oblast geomagnetického rovníku/. Bremer ukázal, že efekt polarity MMP je v dolní ionosféře ve středních šířkách jasně slabší než ve vysokých šířkách.

Velinov názorně demonstroval podstatný vliv rozdílu mezi rolí kosmických paprsků v tvorbě dolní ionosféry při izotropním a reálném úhlovém rozdělení intenzity kosmických paprsků. Sátori prokázala podstatně větší citlivost 5 kHz než 27 kHz atmosferiků ke geomagnetickým bouřím a Forbush poklesům intenzity kosmických paprsků /u efektů slunečních erupcí - SID - je tomu obráceně /5//.

Žovtyj ukázal, že převládající vítr na výškách $\sim$ 90-95 km poněkud závisí na sluneční aktivitě /$F_{10,7}$/, přičemž tato závislost je nejsilnější v obdobích okolo slunovratů.

Danilov prokázal, že efektivní koeficient rekombinace v dolní ionosféře při všech typech poruch /snad s výjimkou Forbush poklesu intenzity kosmických paprsků/ klesá, což vede k změnám v aeronomii /v systému kosmických a ionizačních procesů/ v dolní ionosféře během poruch.

4. ZÁVĚR

Vědecký seminář KAPG "Poruchy vnězemského původu v dolní ionosféře" podal značně ucelený přehled o stavu poznání v problematice poruch v dolní ionosféře, způsobených přímo či nepřímo sluneční činnosti, a ukázal významné místo vědy socialistických zemí v tomto oboru. Řada přednesených referátů byla založena na výsledcích získaných ve spolupráci mezinárodních kolektivů ze zemí,

podílejících se na spolupráci KAPG, řada dalších referátů zahrnovala též výsledky získané v takovéto spolupráci. To dokumentuje reálnost a efektivnost spolupráce KAPG v problematice poruch vnězemského /slunečního / původu v dolní ionosféře a obecně ve střední atmosféře. Objevily se i pokusy hledat možnosti předpovídání některých typů poruch v dolní ionosféře, což by mělo vést k přímé aplikaci výsledků do praxe /předpovědi šíření radiových vln pro různá telekomunikační pracoviště atd./. Poruchy slunečního původu v dolní ionosféře tvoří i jeden z článků /dosud ne dostatečně poznaný/ řetězec jevů ve vztazích sluneční aktivita - klima a počasí.

LITERATURA

/1/ Laštovička, J.: Zborník referátov z 5. celoštátneho slnečného seminára, 149, SÚAA, Hurbanovo 1981

/2/ Bumba, V., Křivský, L.: Bull. Astron. Inst. Czechosl., 10 /1959/, 221

/3/ Meira, L. G.: J. Geophys. Res., /1971/, 202

/4/ Laštovička, J., Boška, J.: Referát na 18. Valném shromaždění IUGG, Hamburg 1983

/5/ Laštovička, J.: Studia geoph. et geod., 23 /1979/, 359.

Medziplanetárne magnetické pole, indexy zavírenosti atmosféry a počasie

S. KRAJČOVIČ, Geofyzikálny ústav SAV Bratislava

ABSTRAKT

V práci sa kriticky prehodnocujú najvýznamnejšie príspevky svetových autorov k problematike indexov zavírenosti atmosféry /VAI/ vo vzťahu k prechodom sektorových rozhraní medziplanetárneho magnetického poľa oblasťou Zeme a uvádzajú sa niektoré možné mechanizmy, ktoré by mohli slúžiť ako väzba slnečnej aktivity a počasia.

ÚVOD

Už viac desaťročí astrofyzici, meteorológovia a geofyzici hľadajú kľúč na vysvetlenie vzťahu medzi variabilitou slnečnej aktivity a zmenami počasia, resp. klímy na zemskom povrchu. V tomto príspevku sa chcem zaoberať len zmenami počasia, viazanými so slnečnou /teda aj geomagnetickou/ aktivitou a nie dlhodobými zmenami klimatického charakteru, aj keď je známe, že krátkodobé zmeny počasia vplývajú na klimatické zmeny /1/.

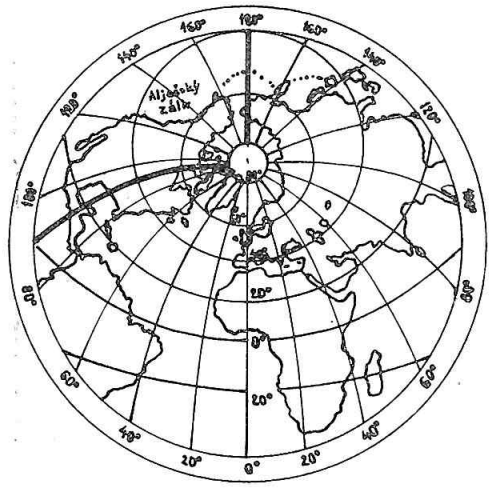
Seriózny základ pre výskum spomínanej problematiky treba hľadať na sympóziu IUGG, usporiadanom v r. 1971 v Moskve, na ktorom boli - zásluhou E. Mustela - zhrnuté výsledky o efektoch korpuskulárneho žiarenia na stratosféru a troposféru. Bola zistená súvislosť medzi premenným korpuskulárnym žiarením a cirkuláciou v dolnej stratosfére a v hornej troposfére - najmä v zimnom období /november - marec/, /2/. Treba hneď na začiatku zdôrazniť, že doteraz nejestvuje nijaká fyzikálna teória, ktorá by vyhovujúcim spôsobom vysvetlila horespomínané súvislosti, /3/.

Po moskovskom sympóziu sa nahromadili údaje o tom, že jestvujú krátkodobé efekty slnečnej aktivity na počasie. Napr. R. S h a p i r o a H. S t o l o v, /4/ venovali pozornosť preskúmaniu materiálov z obdobia r. 1947-1970 a objavili, že po odstránení sezónnych trendov existujú silné vzostupy západných vetrov na hladine 700 mb. /tab. 1/ v zemepisných šírkach od 90° W do 180° E,

TABUĽKA 1

tlak v mb+	geopotenciálna výška	tlak v mb+	geopotenciálna výška	poznámka
1000	0 km	6	35 km	+10 mb = 1 kPa
650	5 km	3	40 km	
280	10 km	2	45 km	US standart
130	15 km	0,8	50 km	atmosphere
55	20 km	0,4	55 km	
25	25 km	0,2	60 km	
13	30 km	0,1	65 km	

/obr. 1/, asi 3-4 dni po silných geomagnetických búrkach /5/. Tento efekt je najsílnejší v zimnom období a preukazuje sa hlavne poklesom tlaku vzduchu vo veľkých zemepisných šírkach /$\sim 70^0$N/ a jeho vzostupom v malých zemepisných šírkach /$\sim 20^0$/.



Obr. 1 - Časť severnej pologule $\lambda = 90^0$ W a $\lambda = 180^0$ W, pre výskum cyklón na hladine 700 mb.

PRVÉ VÝSKUMY VZŤAHU MEDZI MAGNETICKÝMI BÚRKAMI A TLAKOVÝMI NÍŽAMI

Oberts a Olson začali s výskumom vzťahu medzi magnetickými búrkami a vývojom tlakových níží na hladine 300 mb, v oblasti severného Tichého oceánu a Severnej Ameriky, /obr. 1/. MacDonald a Roberts /6/, publikovali výsledky výskumu pre r. 1956 - 1959, ktoré ukazujú, že oblasti cyklón na hladine 300 mb, ktoré vstúpili do oblasti severeného Tichého oceánu od 2 do 4 dni po veľkom vzraste geomagnetických indexov, sa častejšie viac prehĺbili ako cyklóny, ktoré vstúpili do oblasti neskôr. Neskôr získané výsledky, pre obdobie r. 1964 - 1971, len potvrdili prv získané výsledky.

Ďalšie štúdie použili lepšie metódy merania vývoja cyklón, pomocou indexu VAI /vorticity area index = index zavírenosti/ určený pre danú cyklónu počítačom. Je to plocha v km^2, pre ktorú <u>absolútna zavírenosť</u> > ako 20.10^{-5} s^{-1}, plus plocha o absolútnej zavírenosti > ako 24.10^{-5} s^{-1}. Prvý člen zavírenosti je:

$$l = 2\omega \cdot \sin\varphi \qquad /1/$$

kde $\mu = 7{,}2621.10^{-5}$ s^{-1} je uhlová rýchlosť zemskej rotácie, φ je zemepisná šírka. Pre prax dôležité hodnoty zavírenosti sú vypočítané v tab.2. Pre druhý člen zavírenosti máme:

$$\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \qquad /2/$$

kde u a v sú rýchlosti vetra v smere osí x a y. Podľa tohto vzorca boli počítačom určované hodnoty <u>relatívnej zavírenosti</u>.

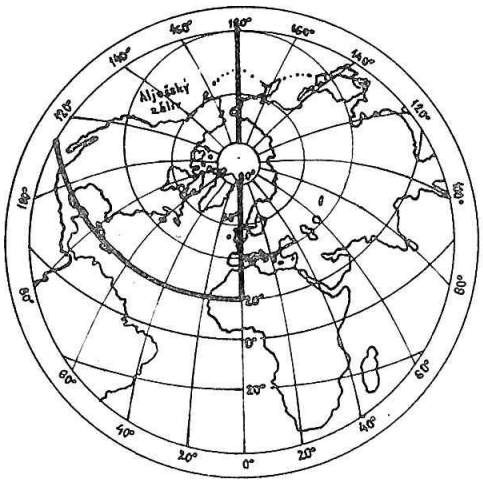
TABUĽKA 2

φ	2ω	$\sin\varphi$	$\ell=2\omega\sin\varphi$	φ	2ω	$\sin\varphi$	$\ell=2\omega\sin\varphi$	poznámka
20°	14,5842+	0,3420	4,99+	55°	14,5842+	0,8192	11,94+	+ $\approx 10^{-5}\ s^{-1}$
25°		0,4226	6,11	60°		0,8660	12,62	
30°		0,5000	7,29	65°		0,9063	13,22	
35°		0,5736	8,36	70°		0,9397	13,70	
40°		0,6428	9,37	75°		0,9659	14,08	
45°		0,7071	10,31	80°		0,9877	14,41	
50°		0,7660	11,17	85°		0,9962	14,52	

Cyklóny v /6/, ktoré vstupujú do severného Pacifiku a pretínajú 180. poludník zo západu, alebo sa formujú v tej oblasti o 2-4 dni po prudkom vzraste geomagnetickej aktivity sa nazývajú k ľ ú č o v é c y k l ó n y a deň prvého pozorovania cyklóna v uvedenej oblasti sa nazýva n u l t ý d e ň existencie cyklóny, východne od 180. poludníka.

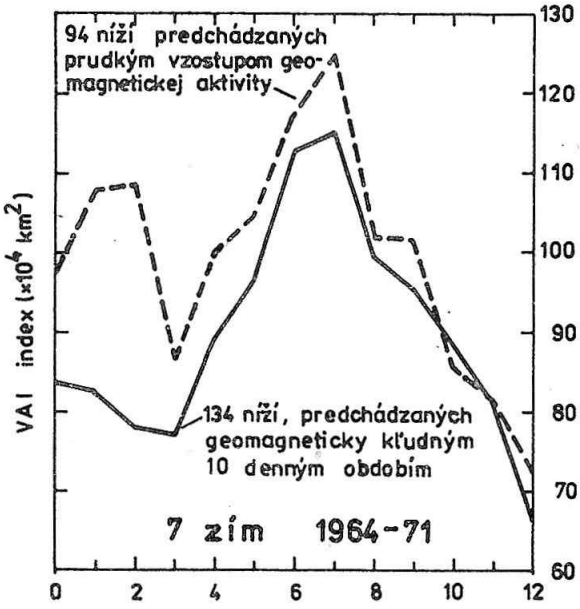
Cyklónu je obyčajne možné sledovať na postupne vyhotovených mapách, počas jedného - dvoch týždňov. Za toto obdobie sa cyklóna rozplynie alebo sa postupným pohybom dostane až do západnej Európy a je už pre západnú hemisféru nezaujímavá. Počas spomínaného pohybu cyklón naprieč pologuľou existujú dve periódy, počas ktorých vykazujú význačný vzostup zavírenosti a ich priemerný index zavírenosti prekročí hodnoty pre cyklóny, ktorých nulové dni boli predchádzané geomagneticky pokojným obdobím.

Prvý vzostup zavírenosti sa pozoruje v prvých troch dňoch existencie kľučovej cyklóny východne od 180. geografickej dĺžky, čo býva v priemere na 3. až 5. deň po silnom magnetickom vzostupe. Počas tohto intervalu cyklóna sa ešte nachádza nad severným Pacifikom. Veľký kontrast medzi chovaním sa kľúčovej cyklóny a chovaním sa cyklón, predchádzaných geomagneticky pokojnými periódami, je zrejmý z obr. 3, hlavne počas prvých troch dní ich existencie. Dosiahnutý výsledok ukazuje, že slnečné korpuskulárne žiarenie, ktoré považujeme za zodpovedné za geomagnetické vzostupy, je tiež viazané na systematicky väčšie rozmery kľúčových cyklón v prvých dňoch ich existencie v oblasti Aljašského zálivu, obr. 2.



Obr. 2 - Časť severnej pologule $\lambda = 20^{0}$ N; $\lambda = 0^{0}$ a $\lambda = 180^{0}$ W pre výskum cyklónov na hladine 300 mb.

Druhá perióda, počas ktorej zavírenosť kľúčovej cyklóny vzrastá, obr. 3, je asi 9-10 dní po geomagnetickej búrke, keď sa cyklóna posúvala do oblasti atlantického pobrežia. Z obrázka vidno, že cyklóny predchádzané geomagneticky pokojnou periódou, tiež vykazujú značný vzostup, hoci nie takej veľkosti. Bola vyslovená domnienka, že vzostupy zavírenosti cyklón obidvoch typov počas 6. a 7. dňa, sú dynamickým dôsledkom ich histórie a nie efektom medzi slnečnou aktivitou a počasím. Môže odpovedať efektu, ktorý spomínajú A s a k u r a a K a t a y a m a /7/, keď zistili významný pokles tlaku nad východným pobrežím Severnej Ameriky asi o 10 dní po geomagnetickej búrke. Ak polopermanentná atlantická pobrežná cyklóna sa intenzifikoval asi 10 dní po magnetickej búrke - kľúčové cyklóny, prichádzajúce ako pohybujúce sa vlny do tejto oblasti od západu, mohli by byť príčinou vzrástajúcej cyklogenézy v tom časovom období. Môžeme teda túto druhú periódu nazvať nepriamym alebo druhostážovým efektom slnečnej aktivity na počasie.

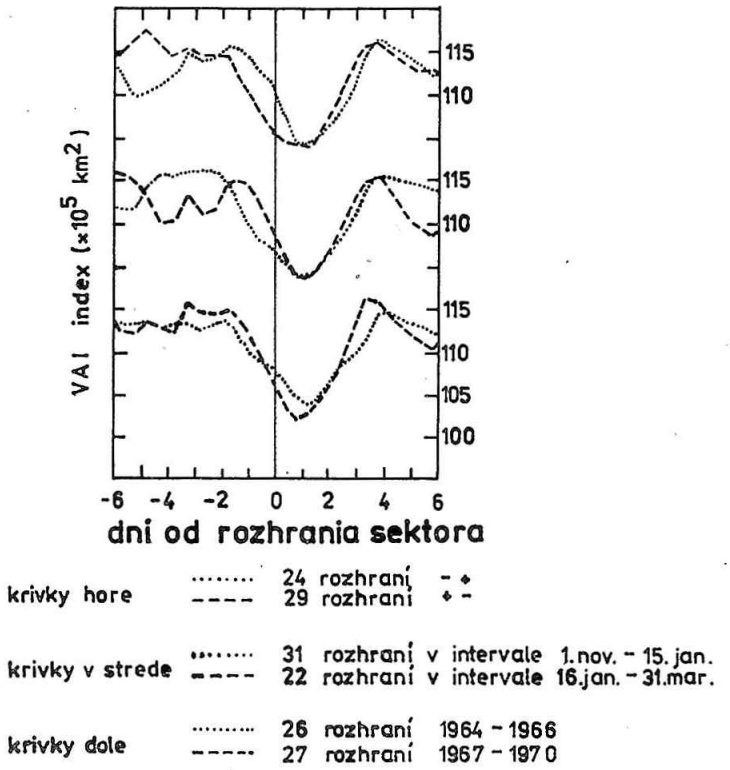


Obr. 3 - VAI indexy pre cyklóny predchádzené vzostupom geomagnetickej aktivity a pre cyklóny predchádzané pokojným geomagnetickým obdobím.

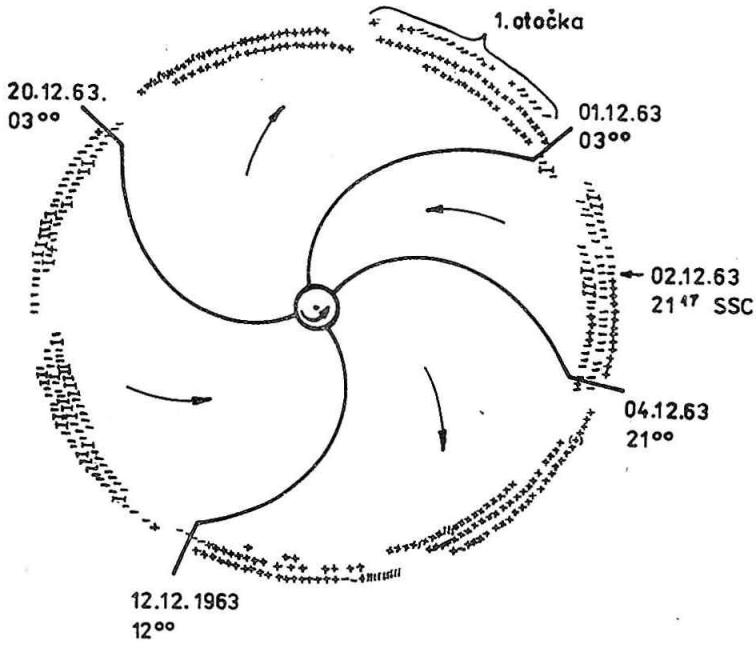
Hovorí sa o dodatočnom novom objave, ktorý vznikol na základe diskusie s J. M. W i l c o x o m. Tento autor vypracoval /v spolupráci s viacerými kolegami/ štúdiu o sektoroch MMP, ktoré míňajú oblasť Zeme niekoľkokrát za mesiac - v súlade so slnečnou rotáciou a so skutočnosťou, že sektory sú zamrznuté do slnečného vetra a zakotvené v konfigurácii magnetického poľa na slnečnom povrchu.

Každá sektorová hranica označuje polohu, kde magnetické pole v medziplanetárnom priestore mení znamienko, keď sa sektor orientovaný od Slnka mení na sektor orientovaný k Slnku alebo naopak, obr. 5. Tieto rozhrania sú niekedy definované veľmi ostro. Wilcox a iní katalogizovali 53 zreteľných prípadov takých prechodov sektorov oblasťou Zeme, od r. 1964 do r. 1971, vždy pre zimné obdobie.

Je dôležité pripomenúť, že hoci sektorová hranica predstavuje určitý referenčný bod, je to pravdepodobne okolie vo vnútri sektorov, ktoré obsahuje prúdy častíc dôležité z fyzikálneho hľadiska. Ukázalo sa veľmi dôležité porovnať



Obr. 4 - Priebeh kriviek VAI indexov pre rozličné typy rozhraní sektorov MMP v rokoch uvedených na obrázku.



Obr. 5 - Znázornenie polarity sektorov MMP od 1.12.1963 do 20.12.1963 /+ MMP orientované od Slnka -MMP orientované k Slnku/.

VAI na hladine 300 mb s prechodmi sektorov oblasťou Zeme. Wilcoxovi boli poskytnuté hodnoty VAI pre celú severnú pologuľu, počínajúc od 20. rovnobežky a to pre každú polovicu dňa analyzovanej periódy. Tento určený index zavírenosti je celkom objektívny, pretože je pre každú mapu vypočítaný počítačom.

Hoci zavírenosti boli sumované cez väčšiu časť severnej pologule, čo eliminovalo akýkoľvek lokalizovaný efekt, zistilo sa, že existuje jasne vyhranený pokles v priemernom indexe zavírenosti, okolo 1. dňa po prechode sektora oblasťou Zeme, obr. 4. Podobnosť kriviek len podčiarkuje dôveru dosiahnutých výsledkov a presvedčivo ukazuje efekt 300 mb zavírenosti, ktorý je korelovaný s konfiguráciou magnetického poľa slnečného pôvodu, pričom sa toto nachádza mimo zemskej atmosféry.

Pretože vzťahy medzi MMP a geomagnetickou aktivitou sú zložité a ešte nie celkom prebádané, nie je ešte možné povedať, ktorý jav je príčinne najdôležitejší vo vzťahu k cirkulácii na hladine 300 mb. Zistilo sa, že existuje, asi deň pred prechodom sektora MMP oblasťou Zeme, minimum geomagnetickej aktivity, čo je nasledované prudkým vzostupom v deň prechodu sektora a v nasledujúcich dňoch.

Existuje teda presvedčivá evidencia o reálnom vzťahu medzi počasím a korpuskulárnym žiarením Slnka, meraným magnetickými poruchami, alebo sektorovou štruktúrou MMP, ktorá je slnečného pôvodu. Je však takmer isté, že povaha tohto vzťahu, ak bude najdený, bude veľmi zložitá. Je tomu tak preto, lebo atmosférické procesy sú veľmi zložité.

Spomenieme niektoré snahy o vysvetlenie tohto vzťahu alebo aspoň o priblíženie sa k vysvetleniu, prípadne k pracovnej hypotéze. Niektorí autori navrhli obsah ozónu v atmosfére, keď sa zistil jeho pokles počas silných protónových erupcií /8/. Ďalšie možnosti zahrňujú efekty na gradienty atmosférického potenciálu a na frekvenciu atmosférických búrok /9/. Už dávno predtým B r o o k s prišiel s nápadom, že frekvencia atmosférických búrok je viazaná na slnečnú aktivitu /10/. R e i t e r /11/ meral gradienty atmosférických potenciálov a prúdy vzduch - zemský povrch na vysokohorských staniciach a prišiel k záveru, že tieto vlastnosti atmosféry ukazujú na významný vzťah k slnečnej aktivite. Ďalší návrh vypracoval H i n e s /12/, keď dokázal, že gravitačné vlny, generované v dolnej atmosfére, sa môžu šíriť do ionosféry a ovplyvniť geomagnetickú aktivitu s dostatočnou frekvenciou, aby to mohlo viesť k štatisticky významným vzťahom medzi počasím a atmosférou.

MOŽNÉ MECHANIZMY, SLNEČNÁ AKTIVITA - POČASIE S VLNOVÝMI PROCESMI

V literatúre sa mnoho popísalo o niektorých efektoch slnečnej aktivity na počasie. Na tomto mieste spomenieme len súvislosť aktívnych oblastí na Slnku so zmenou počasia v troposfére, za účasti veľmi dlhých planetárnych vĺn /15/. V tomto prípade je najpravdepodobnejšou väzbou zvýšené elektromagnetické žiarenie aktívnych dížok na Slnku, ktoré prenikne aspoň do stratosférických výšok. Toto žiarenie môže vyvolať zmenu vetra a profilu teploty v stratosfére.

Dlhovlnné geopotenciálne pole v troposfére je citlivé na také zmeny. Preto efekt, ktorý pôvodne vznikol v strednej atmosfére, môže byť zaregistrovaný v troposfére. Vzrastajúce slnečné žiarenie podľa H. V o l l a n d a /15/, pri pohltení v stratosfére, môže zmeniť albedo a teda generovať troposférické planetárne vlny.

Z energetického hľadiska je málo pravdepodobný akýkoľvek proces, ktorý by bol sprevádzaný prenosom energie z hornej atmosféry do atmosféry dolnej. Bola preto vypracovaná hypotéza, podľa ktorej slnečná aktivita sa môže premeniť na elektrickú vodivosť v dolnej a strednej atmosfére a takto sa nepriamo zúčastňovať na vytváraní atmosférických búrok. Takýto mechanizmus by mal malé časové rozmery a preto by mohol vysvetliť efekty o krátkych trvaniach - rádove niekoľko dní.

Uvážme aj iný mechanizmus, ktorý môže vysvetliť vznik dlhoperiodických efektov, s časovou charakteristikou jeden mesiac a viac. Tento mechanizmus súvisí s planetárnymi vlnami. Je všeobecne známe, že ultrafialové a extrémne ultrafialové žiarenie Slnka sa v priebehu slnečného cyklu mení. Okrem toho Slnko má a k t í v n e d í ž k y , ktoré sa s ním otáčajú, existujú dlhší čas a súvisia s M oblasťami, zodpovednými za rekurentné geomagnetické javy. Ani malé variácie hodnoty slnečnej konštanty, súvisiace s aktívnymi dížkami, nie sú nepravdepodobné. Napríklad v /15/ sa dokazuje, že na zemskom povrchu sa pozoruje dvadsaťsedemdenná varácia slnečnej konštanty o amplitúde 0,1%. Autor pripisuje tento jav zmenám koncentrácie ozónu, vyvolaným variáciám ultrafialového žiarenia od slnečných fakulových polí.

Obsah ozónu sa počas slnečného cyklu - na základe pozorovaní a modelových výpočtov - mení asi o 14%, od slnečného minima k slnečnému maximu, zatiaľ čo hodnota teploty atmosféry môže vzrásť o 14 K. Dvadsaťsedemdenná periodicita slnečného žiarenia, ktorá dosiahne zemský povrch, môže vyvolať vynútené planetárne vlny v troposfére. Jedenásťročné variácie štruktúry a stavu stratosféry môžu vplývať na šírenie veľmi dlhých vĺn v troposfére.

PREHĽAD SLNEČNO - METEOROLOGICKÝCH VZŤAHOV

V práci /16/ sa hovorí, že postupom času bolo zistené mnoho štatisticky významných korelácií, ktoré môžeme považovať za dôkaz existencie vzťahov medzi dlhodobými zmenami slnečnej aktivity a meteorologickými parametrami, ako sú napríklad zrážky, teplota vzduchu, obsah ozónu v atmosfére, atmosférické elektrické výboje atď. Pretože tento príspevok má limitovaný rozsah, uvedieme len výsledný prehľad, usporiadaný systematicky do Tabuľky 3. V nej sú spomínané, najčastejšie sa vyskytujúce korelácie, usporiadané do skupín, ktoré sa vzťahujú na W o l f o v é čísla, na objavenie sa slnečných erupcií, geomagnetických búrok, prechodov sektorov MMP oblasťou Zeme. Tieto skupiny sa zase delia na podskupiny, v súlade s pozorovaným meteorologickým parametrom a podľa toho, či spomínaný parameter je planetárny, regionálny, alebo sa vzťahuje na určitú sezónu, ročné obdobie.

TABUĽKA 3

Korelácia so slnečným cyklom			
zrážky	ročné	rovníková oblasť /+20°/	+
		stredné šírky /20°- 40°/	-
		subaurorálne šírky />40°/	+
	sezónne	vnútrokontinentálne oblasti:	
		zima	-
		leto	+
		pobrežné oblasti strednej šírky:	
		zima	+
		leto	-
teplota pri zemskom povrchu	globálne ročné priemery, severná hemisféra	1840 - 1960	-
		1964	+
	regionálne ročné priemery	rovníková oblasť	-
		stredné šírky	-
		subtropické suché oblasti	+
		Londýn	+
	sezónne teploty	stredné zemepisné šírky:	
		zima	-
		leto	+
		jar	+
dráhy cyklón	cyklóny severnej a južnej hemisféry	posunujú sa k rovníku v čase maxima slnečnej aktivity	
ozón	globálny obsah	protirečivý	+/-
	veľké šírky, h=30 km		+
tlak vzduchu pri zemskom povrchu	regionálne ročné priemery	kontinentálne stredné šírky	+
		rovníkové oblasti	-
		veľké zemepisné šírky	+
	sezónne priemery	zima:	
		rovníkové šírky	-
		stredné šírky	+
		subaurorálne šírky /~55°/	-
		aurorálne šírky	+
		leto:	
		rovníkové oblasti	-
		stredné šírky severnej hemisféry	+
		aurorálne šírky	+
Korelácia s Haleovým 22 ročným cyklom			
zrážky	ročné úhrny	Brazília /1865 - 1925/	+
		Brazília /1925 - 1965/	-
		Južná Afrika /1910 - 1965/	+

TABUĽKA 3 - pokračovanie

Korelácia s Haleovým 22 ročným cyklom			
teplota prízemná		Austrália / 1844 - 1944/	-
	Boston USA	zima	-
	Nebraska	leto	-
	Maryland	zima	-
tlak vzduchu	ročné priemery	veľké zemepisné šírky	+
tlak vzduchu na hladine 500 mb	šírka 70°	klesá po slnečnej erupcii	
	rovníkové oblasti	niet reakcie na erupciu	
	$30° < \varphi < 70°$	tlak stúpa alebo klesá, v závislosti na mieste, kde bol nízky, tam stúpa	
ozón	od malých po veľké zemepisné šírky	značné zmenšenie počas niekoľkých mesiacov	
Geomagnetické búrky /korpuskulárne žiar./			
tlak prízemný	Grónsko, Island	zvýšenie o 2-3 dni po začiatku búrky	
	stredné šírky 40-60°	zvýšenie v niektorých oblastiach, zníženie v druhých, o 2-3 dni po začiatku búrky	
tlak na hornej hladine cirkulácie		zosilnenie geostrofického vetra na hladine 700 mb o 4 dni po začiatku búrky	
tlak na hladine cirkulácie	Aljašský záliv	po zvýšení K_p sa zväčšujú cyklonálne oblasti a zväčšuje sa index zavírenosti VAI	
obsah ozónu		výsledky pozorovaní nie sú jednoznačné, ukazuje sa však, že pri zväčšení K_p sa množstvo ozónu zvyšuje vo veľkých šírkach	
Prechod sektorových hraníc MMP oblasťou Zeme			
tlak vzduchu	veľké zemepisné šírky	tlak sa zvýši asi o 2-4 dni po prechode sektoru MMP	
	stredné šírky	tlak sa zníži asi o 2-4 dni po prechode sektoru MMP akákoľvek reakcia chýba	
tlak na vysokých hladinách		rozdiely tlakov medzi strednými a veľkými šírkami sa zmenšia po prejdení sektoru MMP oblasťou Zeme	
index VAI / hladiny 200 - 500mb/	stredné a veľké šírky	maximálne zväčšenie na hladine 300 mb o 2-4 dni po prechode sektoru MMP, minimum VAI o 1 deň po prechode sektoru MMP, nad hladinou 100 mb niet reakcie vôbec	
frekvencia atmosférických búrok	USA-stredné štáty	zväčšenie o 1 deň po prechode sektoru, oddelujúceho kladný sektor od záporného, prechod opačného sektoru nemá nijaký efekt	
	oblasť Stredozemného mora	zmenšenie asi o 15% frekvencie bleskových výbojov pri prechode od kladného sektoru na záporný, opačný prechod nemá efekt	

Znamienko + v prvej časti Tabuľky 3 znamená, že zmeny uvažovaného meteorologického parametra prebiehajú vo fáze s cyklom slnečných škvŕn, zatiaľ čo znamienko - znamená, že spomínané zmeny prebiehajú v opačnej fáze ako cyklus slnečných zmien.

ZÁVER

Ako je z veľmi stručného prehľadu danej problematiky vzťahov medziplanetárne magnetické pole - VAI indexy - počasie zrejmé, bude potrebné vyvinúť ešte mnoho úsilia, aby sa mohlo dospieť k presvedčivým a fyzikálne zdôvodneným záverom o horespomínaných procesoch a o ich vzájomných väzbách.

Okrem toho sa jednoznačne ukazuje, že daná problematika si nutne vyžaduje vedeckú spolprácu v medzinárodnom meradle s interdisciplinárnym zameraním. Tvorivý veľmi úspešný prístup k takej medzinárodnej spolupráci ukazuje publikácia /17/ v ktorej je jedným z autorov J. Laštovička. V práci sa kritickým spôsobom zhodnotil prehľad vedeckých výsledkov, dosiahnutých v oblasti vzťahov medziplanetárne magnetické pole - dolná atmosféra, pre obdobie 1973-1982.

LITERATÚRA

/1/ Roberts, W. O., Olson, R. H.: 1973, New Evidence for Effects of Variable Solar Corpuscular Emission on the Weather, Rev. Geophys. Space Phys. 11, 731 - 740

/2/ Krajčovič,S.:1982,O vzťahu slnečná aktivita - oteplenie stratosféry - geomagnetická aktivita v globálnom meradle, Zbor. ref. zo VI. celoštátneho slnečného seminára, Adamov, 256 - 272

/3/ Krajčovič,S., Bieleková, M.: 1984, Mežplanetnoje magnitnoje pole i pogoda v Slovakii, Naučnyj seminár "Vozmuščenia vnezemnogo proischoždenia v nižnej ionosfere", Praha, v tlači

/4/ Shapiro, R. A.: 1972, A test of an apperent response of the lover atmosphere to solar corpuscular radiation, J. Atmos. Sci.29,1213-1216.

/5/ Krajčovič, S., Křivský, L.: 1982, Severe Geomagnetic Storms and their Sources, on the Sun, Bull. Astron. Czechosl. 33, 47-59

/6/ MacDonald, N. J., Roberts, W.O.: 1958, The effect of Solar corpuscular emission on the development of large throughs of the atmosphere, J Meteorol. Geoph., 9, 15-23

/7/ Asakura, T., Katayama, A.: 1958, On the relationship between solar activity and general circulation of the atmosphere, Pap. Meteorol. Geophys., 9, 15-23

/8/ Weeks, L. H., Cuikay, R. S., Corbin, J. R.: 1972, Ozon measurements in the mesosphere during the solar proton event of 2 November 1969, J. Atmos. Sci., 29,1138-1142

/9/ Krajčovič, S.: Atmosférická elektrina ako významný heliofyzikálny faktor v životnom prostredí, Zbor. "Člověk ve svém pozémském a kosmickém prostředí", Úpice, 1983, v tlači

/10/ Brooks, C. E. P.: 1934, The variation of the annual frequency of thunderstorms in relation to sunspots, Quart. J. Meteorol. Soc., 60, 153-162

/11/ Reiter, R.: 1969, Solar effects and their impact on potential gradient and air - earth current characteristics at hight mountain stations, Pure Appl. Geophys., 72, 259-267

/12/ Wilcox, J. M., at al.: 1974, Influence of Solar Magnetic Sector Structure on Terrestrial Atmospheric Vorticity, J. Atmos. Sci.31,581 - 588

/13/ Svaalgard, L.: 1926-1971, Interplanetary magnetic - sector structure. J. Geoph. Res., 77, 4027-4034

/14/ Willis, D. M.: Journal. Atmosph. Phys. 38, 685, 1976

/15/ Foukal, P. V., Mack, P. E., Vernazza, J. E.: 1977, Astrophys. Journal 215, 952

/16/ Herman, J. R., Goldberg, R. A.: 1978, Sun, Weather and Climat, Washingt.

/17/ Laštovička, J., Mansurov, S. M., Mansurova, L. G., Smirnov, R. V.:1982, Mežplanetnoje magnitnoje pole i nižnaja atmosfera, Ionosfernyje isledovania, Moskva, No 36, 95-117.

Vliv polarity meziplanetárního magnetického pole na parametry horní ionosféry I. maximální elektronová koncentrace

L. TŘÍSKOVÁ, Geofyzikální ústav ČSAV Praha

Meziplanetární magnetické pole /MMP/a důsledky jeho působení na Zemi jsou předmětem výzkumu již delší dobu. V posledních létech se soustřeďuje pozornost na vliv MMP na vlastnosti magnetosféry a ionosféry. Lze považovat za prokázané, že změny MMP se odrážejí v geomagnetické aktivitě např. /1, 2/, v několika pracech byl prokázán vliv polarity MMP na dolní ionosféru, např. /3, 4/. Parametry horní ionosféry, jejichž odezva na polaritu MMP a její změnu je sledována v GFÚ ČSAV, např. /5, 6/, jsou elektronová hustota N_m v oblasti maxima ionosférické vrstvy F2, o níž bude pojednáno v této práci, a totální elektronový obsah N_t, jehož chování je předmětem práce následující.

Údaje o maximální elektronové hustotě dané oblasti horní ionosféry jsou výsledkem vertikální ionosférické sondáže. Ionosférické aparatúry pracují na principu radaru. Směrem vzhůru jsou vysílány pulsy s proměnným nosným kmitočtem obvykle mezi 2 až 20 MHz; zpoždění odraženého pulsu obsahuje informaci o výšce vrstvy, čtverec kritického kmitočtu fo /t.j. mezi nosný kmitočet pulsu, který se ještě od dané vrstvy odrazí/ je přímo úměrný maximální elektronové koncentraci. Ionosféra je prostředí anisotropní, lineárně polarizovaná vlna se v ní štěpí na dvě charakteristické vlny s kruhovou polarizací: na řádnou - levotočivou a mimořádnou - pravotočivou vlnu. Kritický kmitočet je kmitočtem řádného paprsku.

Vliv MMP na maximální elektronovou koncentraci oblasti F byl sledován na chování kritických kmitočtů foF2 ze dvou hledisek:

a/ projev polarity MMP, t.j. chování horní ionosféry ve dnech s jednoznačně určenou rozdílnou polaritou MMP,

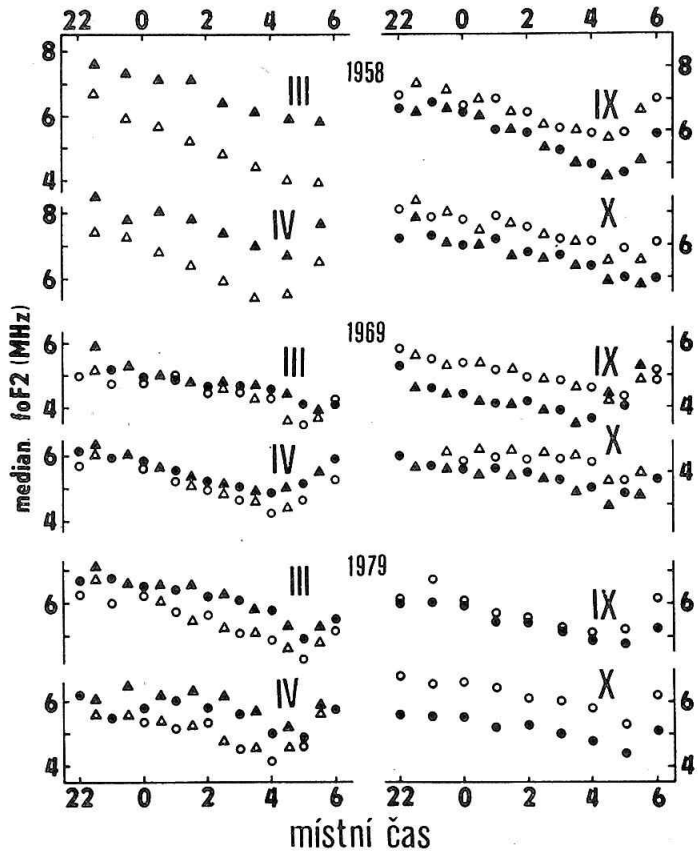
b/ projev přechodu neutrální proudové vrstvy /hranice sektorů/, t.j. chování horní ionosféry během změny polarity MMP.

a/ Vliv polarity MMP

V dalším budou ukázány výsledky získané zpracovaním dat z devatenácti ionosférických stanic, třinácti ze severních a šesti z jižních geografických šířek. Geomagnetické šířky těchto stanic odpovídají hodnotám L parametru v rozmezí 1,08 až 4,33. Zpracována byla období rovnodennosti z maxima 19., 20. a 21. slunečního cyklu. Kladná polarita rozumí se směrem od Slunce, záporná směrem ke Slunci.

Z vyhodnocení celého zkoumaného období vyplynulo, že zákonistost lze vysledovat pouze v nočních hodinách, zatím co ve dne je vliv MMP překryt jinými, pro oblast F rozhodujícími vlivy. V nočních hodinách byl ve středních šířkách se-

verních i jižních median foF2 ve dnech se zápornou polaritou v březnu a dubnu nižší a v září a říjnu vyšší než ve dnech s polaritou kladnou. Výsledky ze stanic Lindau, Pruhonice a Hobart jsou ukázány na obr. 1 a, b.



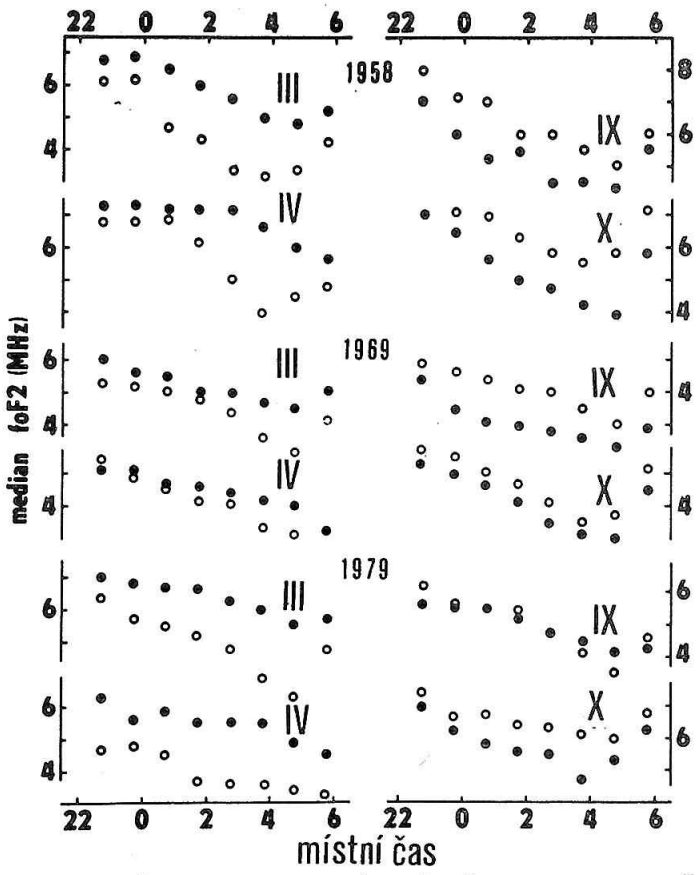
Obr. 1a - Mediany foF2 v závislosti na místním čase a polaritě MMP. Lindau /51,65°N, 10,13°E, φ inv. 48,86/ ▲ + polarita, △ - polarita. Průhonice /49,99°N, 14,55°E, φ inv. 46,75°/ ● + polarita ○ - polarita.

Aby bylo možno porovnat výsledky zjištěné na různých stanicích, byl zaveden faktor

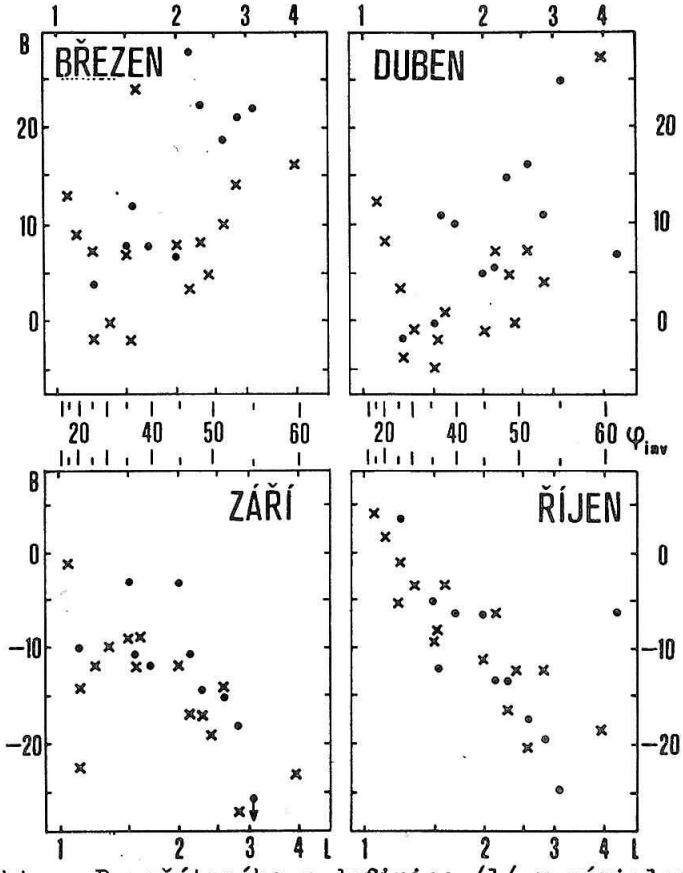
$$B = \left[\left(\sum f^{+} - \sum f^{-} \right) / \sum f^{+} \right] \cdot 100. \qquad /1/$$

kde f^{+} značí median foF2 pro dny s kladnou polaritou MMP a f^{-} median pro dny s polaritou zápornou. Suma zahrnuje hodinové hodnoty od 22 do 06 hod. místního času včetně. Kladná hodnota B reprezentuje tedy vyšší kritické kmitočty vrstvy F2 ve dnech s kladnou polaritou MMP.

Na obr. 2 jsou pro jednotlivé měsíce z období rovnodennosti 19. a 20. slunečního cyklu vyneseny hodnoty faktoru B v závislosti na hodnotách parametru L jednotlivých stanic a zároveň je vynesena i jejich invariantní šířka. Ukazuje se, že na všech stanicích, jejichž geografická délka $x < 130°E$ v rozsahu invariantních šířek 17° až 66°, a na všech stanicích, jejichž data byla k dispozici, v rozsahu invariantních šířek 45° až 66°, byly kritické kmitočty ve dnech se zápornou polaritou MMP v březnu a dubnu nižší a v září a říjnu vyšší než ve dnech s polaritou kladnou.



Obr.1b - Mediany foF2 v závislosti na místním čase v polaritě MMP. Hobart /42,92°S, 147,17°E, ♈ inv. 53,60°/ ● + polarita, ○ - polarita



Obr.2 - Hodnoty faktoru B počítaného z definice /1/ v závislosti na invariantní šířce. ● data pro rok 1958, × data pro rok 1969.

Uvedený jev odpovídá ročnímu chodu geomagnetické aktivity s dvěma maximy v obdobích rovnodennosti i jejich rozdělení podle polarity MMP, jak je uvedeno v /1, 2/.

Zvýšení geomagnetické aktivity vzniká vlivem silnější interakce mezi slunečným větrem a magnetosférou. Lze mít za prokázané, že k této silnější interakcí dochází tehdy, existuje-li složka MMP směřující k jihu. Předpokládá se, že meziplanetární magnetické pole je uspořádáno v GSEQ /geocentric solar equatorial/ souřadném systému, kde severo-jižní složka má rozdělení symetrické kolem nulové střední hodnoty, zatím co jeho interakce s magnetosférou probíhá v systému GSM /geocentric solar magnetospheric/. V tomto systému je směr pole k jihu pravděpodobnější, prochází-li Země záporným sektorem v jižních a kladným v severních heliografických šířkách /1, 2, 7/.

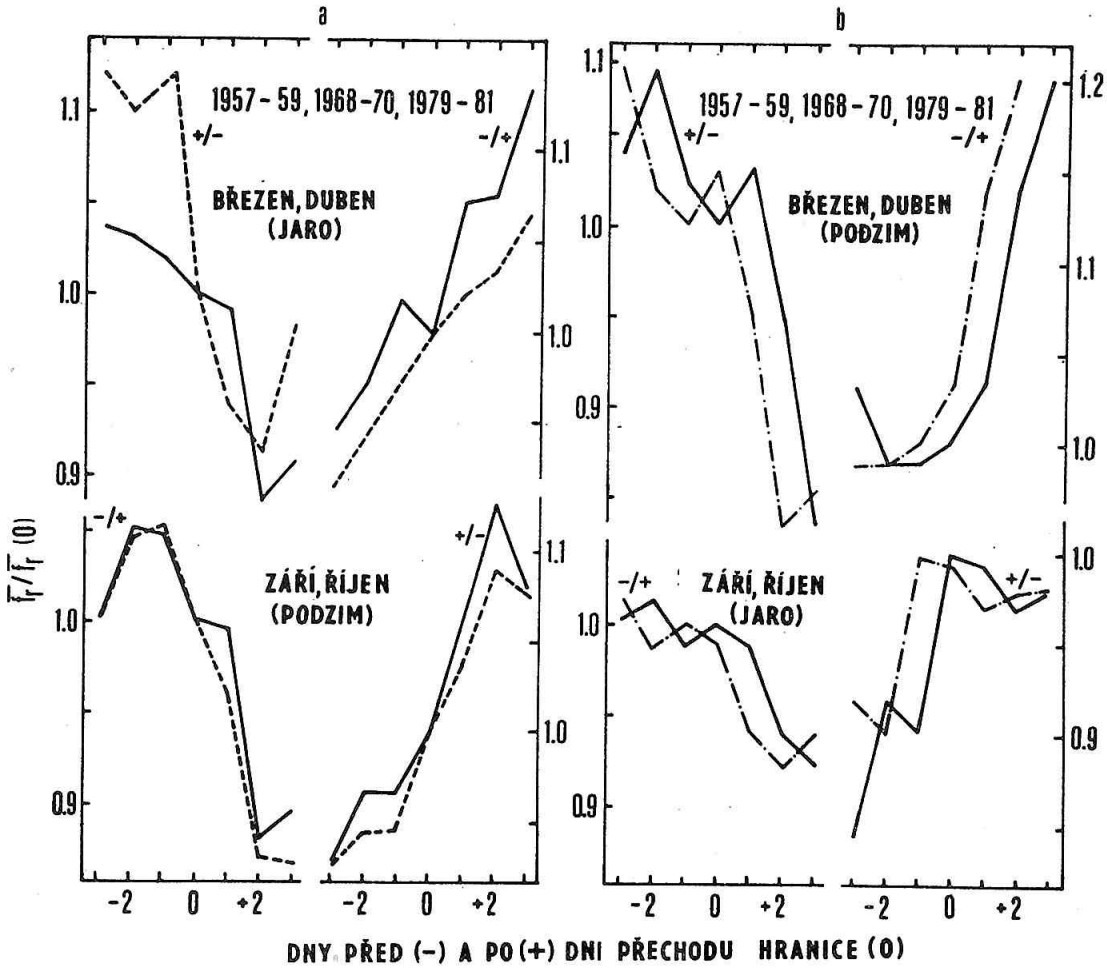
Při zvýšené geomagnetické aktivitě průměrné kritické kmitočty vrstvy F2 klesají. Tento pokles je pokládán za důsledek negativní fáze geomagnetických bouří, která se vyskytuje ve středních šířkách v létě a v období rovnodennosti. Může být způsobena změnami složení atmosféry /příliv vzduchu se zvýšeným poměrem molekuly/ atomy do F oblasti, vyvolanými bouřkovou cirkulací /např. 8/.

b/ Projev přechodu sektorové hranice

Jak ukázala měření na družicích, mohou být sektorové hranice považovány za průsečnice roviny ekliptiky se zvlněnou proudovou vrstvou obklopující Slunce v blízkosti jeho rovníku /9, 10/. Dále budou ukázány změny foF2 během přechodu sektorové hranice s přihlédnutím k typu přechodu a roční době. Za charakteristickou veličinu fr, která vyjádřuje stav noční oblasti F v jednotlivých dnech, byl zvolen průměr z hodinových hodnot foF2 mezi 00 a 05 hod. místního času. Zpracována byla data vertikální sondáže pro střední šířky severní i jižní v období rovnodennosti vždy ze tří let v maximech 19., 20. a 21. slunečního cyklu. Sledován byl stav vrstvy F2 během sedmi dní; ve třech dnech před a ve třech dnech po dni, ve kterém došlo ke změně polarity.

Hlavní výsledky jsou obsaženy v obr. 3, který ukazuje průměrnou změnu foF2 a tím i N_mF2 během přechodu sektorové hranice. Z obrázku je patrné, že charakteristické kmitočty klesají v březnu a dubnu během změn polarity MMP +/- a v září a říjnu při změnách -/+, zatím co při opačných změnách polarity MMP stoupají. Tato změna fr se projevuje stejně ve středních šířkách severních i jižních, lze tedy soudit, že vliv změny polarity MMP na oblast F má globální charakter.

Věrohodnost výsledků ukázaných na obr. 3 byla ověřena dvěma způsoby. Byl sledován jednak vliv téhož přechodu hranice na čtyřech stanicích, dvou v severních a dvou v jižních šířkách, jednak charakter změny fr na jedné stanici vždy ve všech případech daného typu. Ve většině případů byla reakce vrstvy F2 na všech čtyřech stanicích velmi podobná, jak ukazuje obr. 4, a také změna fr má ve většině případů pro přechody téhož typu velmi podobný charakter, což ukazuje obr. 5.



Obr. 3a, b - Průměrná změna charakteristického kmitočtu při přechodu sektorové hranice. Normalizováno průměrnou hodnotou fr /0/ ve dnech přechodu hranice

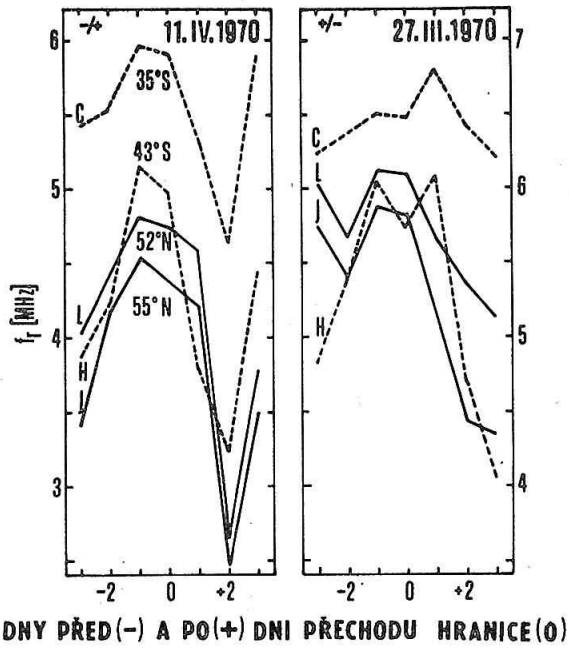
a/ ——— Lindau, ----- Juliusruch

b/ ——— Hobart, den přechodu hranice totožný s dnem /0/, -.-.-. Hobart, vliv přechodu zpožděn o 1 den proti dni /0/.

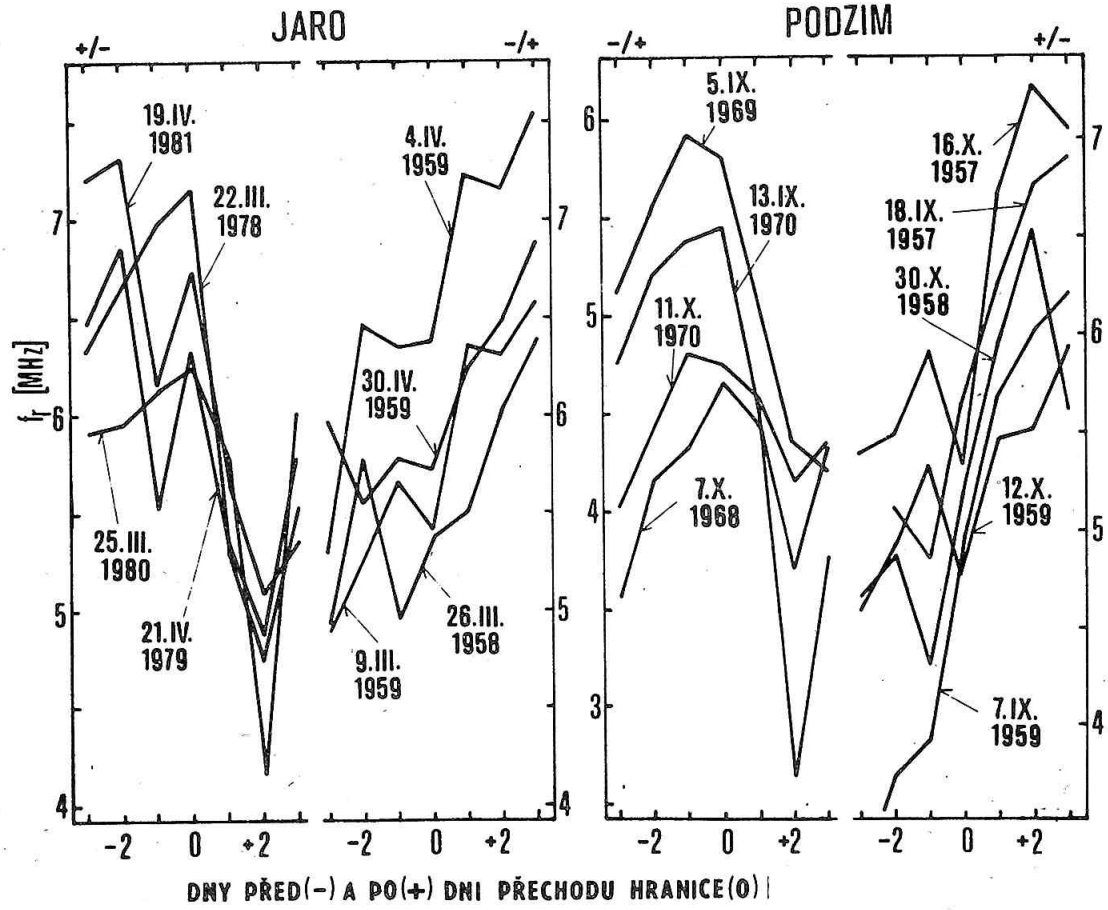
Když si připomeneme, že kritické kmitočty vrstvy F2 v průměru klesají při vzrůstající geomagnetické aktivitě a uvážíme dříve zmíněnou závislost geomagnetické aktivity na polaritě MMP, dojdeme k závěru, že rozhodující pro chování oblasti F při přechodu sektorové hranice jsou změny geomagnetické aktivity podmíněné polaritou odcházejícího a nastupujícího sektoru.

ZÁVĚR

Z provedeného rozboru vyplynulo, že odezva elektronové koncentrace v oblasti maxima vrstvy F2 na polaritu MMP i na přechod sektorové hranice je reakcí na změnu geomagnetické aktivity těmito jevy vyvolanou. Je ve středních šířkách na obou polokoulích v zásadě stejná. Prochází-li Země záporným sektorem v jižních a kladným v severních heliografických šířkách, jsou kritické kmitočty, a tudíž maximální elektronová koncentrace v průměru nižší.



Obr. 4 - Změna charakteristického kmitočtu při přechodu hranice na stanicích C = Canberra, H = Hobart, L = Lindau, J = Juliusruch.



Obr. 5 - Změna charakteristického kmitočtu při přechodech hranice v uvedených dnech na stanicích Lindau a Průhonice.

LITERATURA

/1/ Russel, C. T. a McPherron, R. L.: 1973, J. geophys. Res. 78, 92
/2/ Berthelier, A.: 1976, J. geophys. Res. 81, 4546
/3/ Oksman, J. a Rauta, H.: 1980, Planet. Space. Sci. 28, 1155
/4/ Laštovička, J.: 1979, atmos. terr. Phys. 41, 995
/5/ Třísková, L.: 1982, atmos. terr. Phys. 44, 37
/6/ Třísková, L.: 1983, J. Geophys. 53, 72
/7/ Paulikas, G. A. a Blake, J. B.: 1976, Geophys. Res. Letters, 3, 277
/8/ Rishbeth, H.: 1975, J. atmos. terr. Phys. 37, 1055
/9/ Behannon, K, W., Neubauer, F. M. a Barnstorf, H. J.: 1981, J. geophys. Res. 86, 3273
/10/ Smith, E. J. a Tsurutani, B. T.: 1978, J. geophys. Ress. 83, 717.

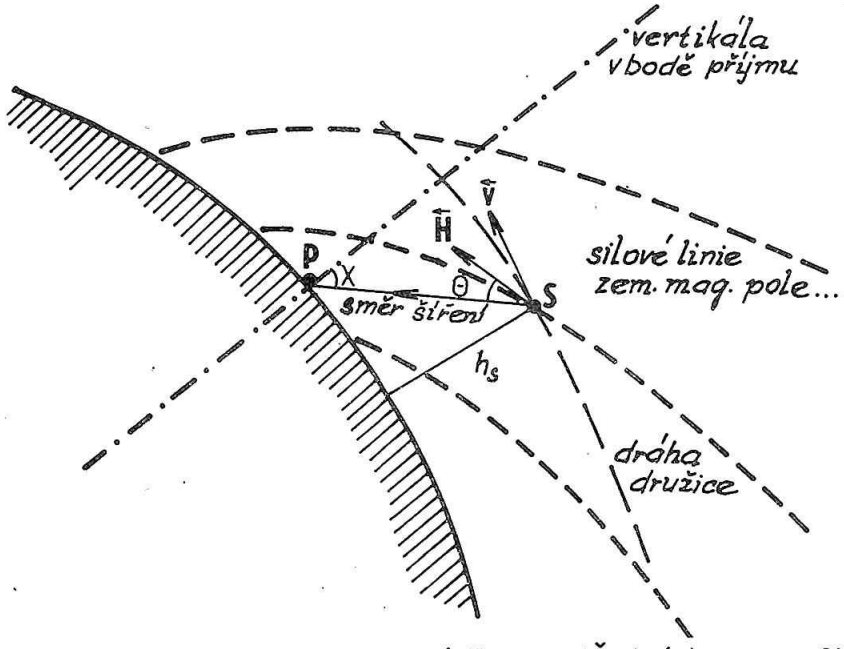
Vliv polarity meziplanetárního magnetického pole na parametry horní ionosféry II. totální elektronový obsah

L. TŘÍSKOVÁ, Geofyzikální ústav ČSAV, Praha
J. ŠMILAUER, Geofyzikální ústav ČSAV, Praha

Totální elektronový obsah, t.j. počet volných elektronů ve vertikálním sloupci o jednotkové základně, je dalším z parametrů, které charakterizují stav ionosféry. Zatímco informaci o maximální elektronové hustotě v sobě nese elektromagnetická vlna od ionosféry odražená, totální elektronový obsah je dán vlastnostmi elektromagnetické vlny, která ionosférou prochází. K jeho studiu se využívá vln vyzářených na palubě umelých družic Země.

Data, která jsou podkladem této práce, byla získána metodou založenou na existenci Faradayova jevu. Tento jev vzniká při šíření elektromagnetické vlny v anisotropném prostředí. Lineárně polarizovaná vlna se štěpí na dvě charakteristické vlny s kruhovou polarizací, řádnou vlnu levotočivou a mimořádnou pravotočivou. Indexy lomu těchto vln se liší, v důsledku čehož vzniká rozdíl jejich fázových drah, takže vlna daná složením charakteristických vln v místě příjmu má obecně jinou polarizaci než vlna původní. Úhel natočení polarizační roviny závisí mimo jiné na obsahu elektronů podél dráhy šíření.

Vyjdeme-li ze situace ukázané na obr. 1, můžeme velmi schematicky naznačit zá-



Obr. 1 - Základní data pro vyhodnocení N_t ve středních geografických šířkách na základě Faradayova jevu. S družice, P bod příjmu, $\vec{V}$ vektor rychlosti družice, $\vec{H}$ vektor zemského magnetického pole v místě družice, χ zenitní úhel družice, Θ úhel mezi směrem šíření vlny a směrem vektoru magnetického pole, h_s výška družice nad Zemí.

kladní přístup. Celkový úhel otočení polarizační roviny

$$\Omega = Kf^{-2}MN_t$$

kde K = konst. = 2,97 10^{-2} (MKS), M = < Hcos⊙ sec χ > (< > značí střední hodnotu), f je kmitočet vyzářené vlny a

$$N_t = \int_0^{h_s} N \, dh$$

je totální elektronový obsah ve vertikálním sloupci od zemského povrchu do výšky družice. Podrobnou informaci o této metodě lze najít např. v /1 až 3/.

Na observatoři GFÚ ČSAV v Panské Vsi byly v období 1975 - 1976 přijímany signály španělské družice INTASAT, která měla téměř kruhovou dráhu v průměrné výšce 1460 km nad Zemí o inklinaci i = 101,7° a nesla radiový maják s kmitočty 40 a 41 MHz. Družice přelétala rovník ve směru jih-sever vždy v 08.40 hod. místního času, takže v zóně příjmu stanice Panská Ves byla v dopoledních a večerních hodinách, tedy v době, kdy se ionosféra velmi rychle mění.

Tento fakt stížil výběr materiálu pro sledování vlivu MMP, neboť k tomuto účelu je třeba pracovat s hodnotami N_t pro tentýž místní čas. Z tohoto hlediska nejsou získané údaje dostatečně homogenní, aby bylo možno posoudit vliv polarity MMP stejným způsobem jako v předešlé práci. Dalo se na něj usuzovat pouze z chování N_t při změně polarity.

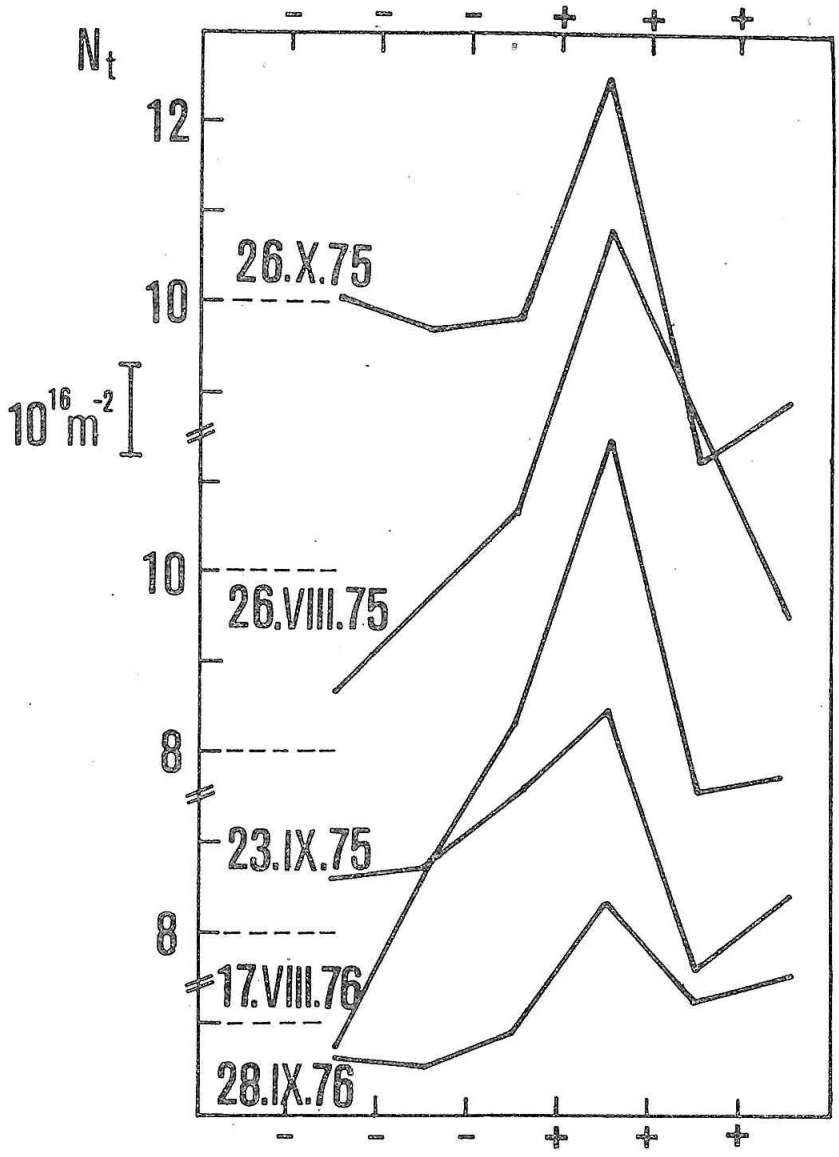
a/ Vliv přechodu sektorové hranice

Na základě údajů o polaritě MMP uveřejněných v Solar Geophysical Data byla vybrána období šestí dnů, v nichž po prvních třech dnech došlo k náhlé změně polarity. V létech 1975 - 1976, v minimu slunečního cyklu, je takovýchto případů poměrně málo, a požadavek, aby byl N_t určen vždy pro všech 6 dnů v tomtéž místním čase, počet použitelných případů ještě omezil.

Na obr. 2 jsou vyneseny výsledky pro změnu polarity -/+ v období podzimní rovnodennosti. Ukazuje se, že ve všech sledovaných případech v den, když došlo ke změně polarity MMP, došlo také k výraznému zvýšení N_t. Podobný výsledek publikoval Lyon a Bhatangar /4/, kteří studovali chování N_t ve středních šířkách amerického sektoru /geografické délky 90° ± 30°W/. Poukazují na výrazné zvýšená N_t při změně polarity -/+ v letním i zimním období, obdobím rovnodennosti se nezabývají.

b/ Vliv polarity

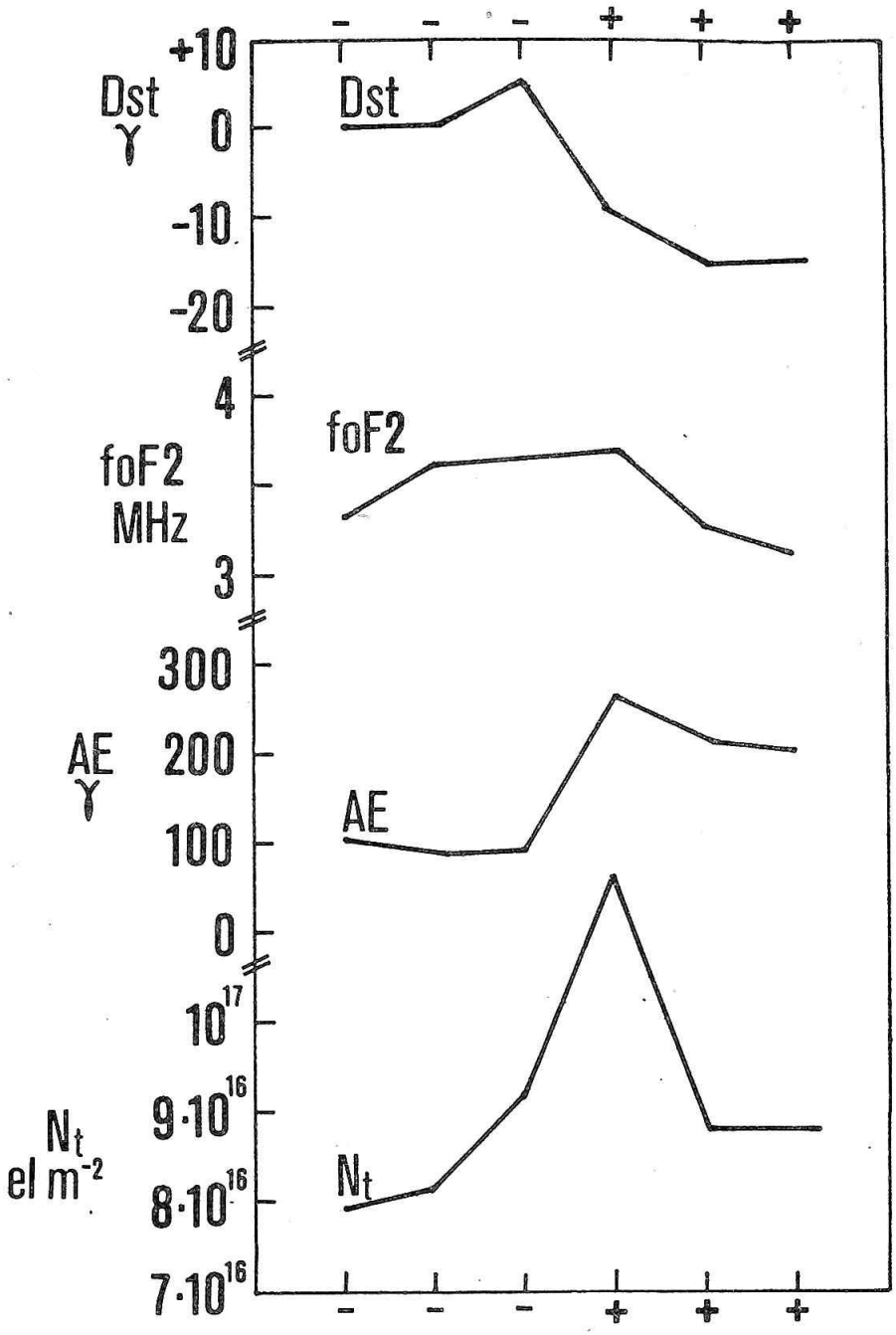
Na obr. 3 je ukázána průměrná změna N_t při přechodech hranice uvedených na obr. 2 a současně také průměrná změna kritických kmitočtů a indexů geomagnetické aktivity za totéž období. Index AE charakterizuje polární elektrojet, index Dst rovníkové prstencové proudy. Je zřejmé, že foF2 sleduje se zpožděním průběhu Dst, zatím co změna AE a N_t probíhá v měřítku dní současně a ve stejném smyslu.



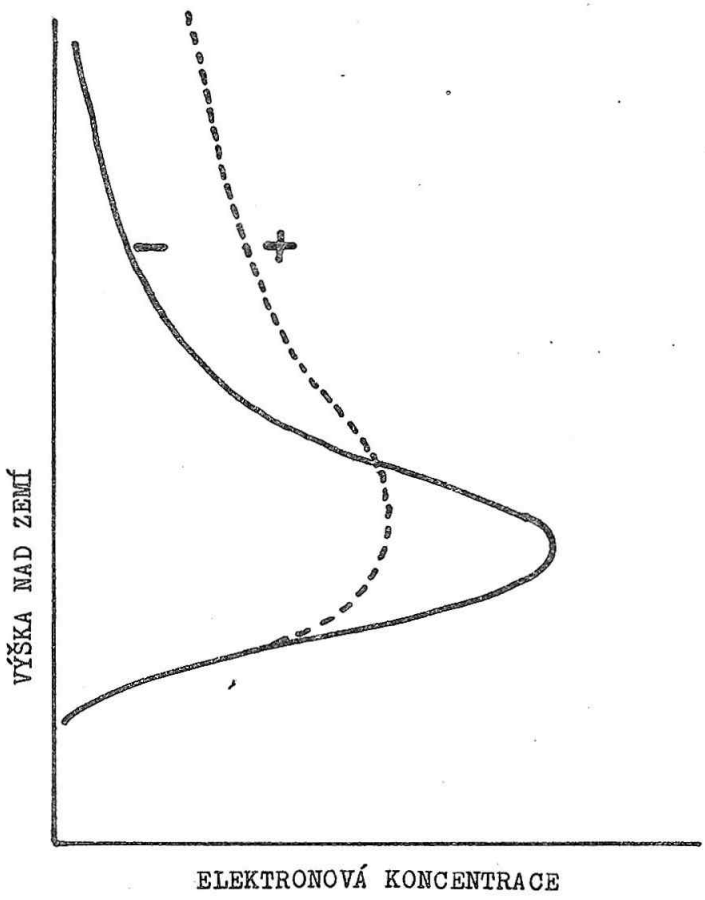
Obr. 2 - Hodnoty N_t zjištěné v šesti po sobě následujících dnech v období podzimní rovnodennosti při změně polarity MMP -/+. Datum prvního dne vyznačeno u každé křivky.

Z obr. 3 dále plyne, že i v minimu sluneční činnosti kritický kmitočet oblasti F při změně polarity -/+ v období podzimní rovnodennosti klesá, což souhlasí s vývody předešlé práce, totální elektronový obsah za stejných podmínek vzrůstá. Zde nejde o výrazné zvýšení N_t při přechodu hranice, nýbrž o ustálený stav před a po změně polarity, t.j. o hodnoty kolem prvního a šestého dne na obr. 2. Vyšší totální elektronový obsah při kladné polaritě MMP může být důsledkem společného působení magnetosférického elektrického pole a změn termosférické teploty způsobených vzrůstem geomagnetické aktivity /větší pravděpodobnost výskytu jižní složky MMP, prochází-li Země kladným sektorem v severních heliografických šířkách/ /např. 5/.

Z uvedeného plyne, že v období podzimní rovnodennosti se stav ionosféry mění podle polarity MMP, jak je schematicky naznačeno na obr. 4.



Obr. 3 - Průměrná změna kritických kmitočtů, totálního elektronového obsahu a indexů geomagnetické aktivity při změně polarity MMP -/+ v období podzimní rovnodennosti 1975 - 1976.



Obr. 4 - Schematické znázornění stavu ionosféry ve dnech s rozdílnou polaritou MMP za podzimní rovnodennosti. Křivky naznačují průběh elektronové koncentrace s výškou, plochy mezi nimi a vertikální osou při vynesení grafu v měřítku by byly úměrné N_t.

ZÁVĚR

Lze soudit, že totální elektronový obsah je ovlivňován polaritou MMP prostřednictvím změn geomagnetického pole. Prochází-li Země kladným sektorem v severních heliografických šířkách, je N_t vyšší než při průchodu sektorem záporným. Změny foF2 a N_t probíhají v protifázi.

LITERATURA

/1/ Titheringe, J. F.: 1972, Planet. Space. Sci. 20, 353
/2/ Kloubuchar, J. A.: 1975, J. geophys. Res., 80, 4387
/3/ Davies, K. a i.: 1976, J. geophys. Res. 81, 2825
/4/ Lyon, G. E. a Bhatangar, V. P.: 1975, Can. J. Phas., 57, 218
/5/ Davis, A. F. a Rüster, G. J.: 1976, Planet. Space. Sci. 24, 867.

Variace odezvy magnetosféry na vnější podněty pro období 1964 – 1973

J. PÝCHA, Geofysikální ústav ČSAV Praha

Odezva magnetosféry, vyjádřená v různych indexech geomagnetické aktivity, vykazuje široké spektrum variací o periodách řádově od desítek let až k sekundám. Je dosud předmětem diskuse, co je příčinou některých těchto variací. Omezíme se pouze na variace geomagnetické aktivity s periodou půl roku, případně roku. To jsou variace, jejichž amplitudy jsou významné z prognostického hlediska i po zahrnutí jedenáctileté modulace geomagnetické aktivity.

V obecném případě nelze chod geomagnetické aktivity s maximy okolo rovnodenností, který získáme užitím různých filtračních metod z dat geomagnetické aktivity, připsat jednoznačně vlivu, popisovanému jedním či druhým modelem, tj. modelem axiálním /Cortie/ či rovnodennostním /Bartels/. V reálných podmínkách se mohou uplatňovat oba tyto mechanismy, a filtracemi získané průběhy dlouhodobých variací s periodou půl či jeden rok jsou tedy obecně výsledkem superposice těchto mechanismů. Odlišná lokalizace vzniku studovaných variací podle těchto dvou modelů, kdy axiální model se zabývá funkcí zdroje, tj. vyzařovací charakteristikou Slunce pro danou polohu Země, a rovnodennostní model citlivostí zemského systému, umožňuje provést statistický test na základě znalosti korelace mezi parametry meziplanetárního prostředí, měřenými nad magnetosférou, a různými indexy geomagnetické aktivity.

Test je založen na metodě nejmenších čtverců a hledá optimální amplitudu a fázi pro předpokládaný tvar modulační křivky tak, aby lineární vztah mezi parametry vstupu a parametry výstupu, modulovanými aditivně užitou modulační funkci, byl co nejlepší. Pro výpočty bylo použito jako parametrů vstupu časové řady $v.B_T$ /v - rychlost slunečního větru, B_T - intensita MMP/, dělené dále podle znaménka B_Z složky MMP /v GSM/. Jako modulační křivky bylo použito funkce $\sin^4\varphi$, kde φ bylo voleno tak, aby funkce měla jeden vrchol během půl roku. Parametry výstupu popisovala časová řada Kp indexů geomagnetické aktivity. Vzhledem k periodě variace byla zvolená délka souborů půl roku. Výsledky zpracování takových souborů charakterizují reálný chod studovaných variací během času a dávají základ pro nalezení a popis působících fyzikálních mechanismů, které modulují citlivost reakce magnetosféry na vnější podněty. Test tedy indikuje rozhodnutí mezi oběma modely a hledá pravděpodobnou velikost amplitudy superposice půlroční a roční variace v daném půlročním období pro tu část modulace, odpovídající změně citlivosti zemského systému, současně s určením fázové polohy maxima. Takto získaný průběh udává, jak zemský systém reaguje během studovaného půlroku na vnější podnět konstantní velikosti.

Za období 1964 - 1973 bylo vzhledem k pokrytí družicovými daty zpracováno 14 půlročních souborů. Pro každý soubor s N body byl spočítán koeficient korelace ρ, hranice dvoustranného intervalu spolehlivosti ρ_{max}, ρ_{min} na hladině významnosti 95%, velikost amplitudy ampl. a den maxima max. minimalistické modulační křivky, koeficient korelace ρ' pro soubor s vyloučenou modelovou modulací. Výsledky jsou uvedeny v následující tabulce.

Soubor	B_Z	ρ	ρ_{max}	ρ_{min}	ρ'	Ampl.	Max.	N
II. pol. 64	-	0,708	0,796	0,585	0,733	0,864	132	92
	+	0,673	0,749	0,576	0,675	0,185	23	159
II. pol. 66	-	0,752	0,827	0,645	0,753	0,268	106	94
	+	0,668	0,771	0,527	0,676	0,605	165	84
I. pol. 67	-	0,777	0,826	0,715	0,786	0,695	160	203
	+	0,609	0,687	0,516	0,637	0,879	126	212
II. pol. 67	-	0,761	0,805	0,708	0,766	0,365	65	298
	+	0,671	0,721	0,612	0,683	0,513	33	394
I. pol. 68	-	0,736	0,777	0,688	0,745	0,533	84	415
	+	0,606	0,678	0,522	0,650	1,080	123	256
II. pol. 68	-	0,804	0,860	0,724	0,811	0,612	33	110
	+	0,500	0,618	0,357	0,588	1,630	54	130
I. pol. 69	-	0,772	0,822	0,708	0,774	0,272	111	201
	+	0,616	0,707	0,501	0,662	2,051	174	144
II. pol. 69	-	0,672	0,744	0,581	0,704	1,064	83	179
	+	0,648	0,719	0,561	0,649	0,150	117	214
I. pol. 70	-	0,682	0,750	0,598	0,687	0,496	157	194
	+	0,712	0,772	0,638	0,722	0,454	37	211
II. pol. 70	-	0,827	0,874	0,762	0,832	0,454	99	131
	+	0,741	0,812	0,645	0,749	0,464	24	118
I. pol. 71	-	0,780	0,826	0,723	0,789	0,566	85	228
	+	0,648	0,726	0,552	0,658	0,518	37	174
I. pol. 72	-	0,739	0,786	0,683	0,743	0,313	106	306
	+	0,658	0,725	0,576	0,674	0,669	159	226
I. pol. 73	-	0,726	0,776	0,664	0,736	0,778	79	280
	+	0,690	0,747	0,621	0,726	1,249	27	270
II. pol. 73	-	0,747	0,801	0,680	0,770	1,001	103	209
	+	0,632	0,714	0,531	0,637	0,328	81	171

Byla nalezena překvapivě velká variabilita koeficientů korelace mezi meziplanetárními daty a Kp indexem geomagnetické aktivity pro jednotlivé půlroční soubory během zpracovaného období 1964 - 1973. Tato velká variabilita se dá vysvětlit buď měnící se kvalitou dat v různých souborech, nebo reálnou existenci časových změn mechanismu interakce zemské magnetosféry a vnějších podnětů během dlouhých období.

Hlavním výsledkem jsou velikosti amplitud a poloha extrémů křivek, popisujících modulaci citlivosti interakce zemské magnetosféry na vnější podnět, pro jednotlivé půlroční soubory. Statistická významnost změny vazby mezi vstupem a výstupem při zavedení spočítané modelové modulace nebyla testována. Získané výsledky dávají závažné informace, i když připustíme možnost jejich statistické významnosti. Opět nalézáme velmi zřetelnou a překvapující variabilitu polohy maxim modulace použitým průběhem, kdy vůbec výsledky nenasvědčují domněnce, že by se maxima kumulovala okolo období největší heliografické šířky Země, ani okolo rovnodenností. Vysvětlení takové variability lze hledat v třech různých zdrojích. Jsou to: 1. špatná data, 2. špatná statistika a 3. reálná existence jevu.

1. Špatná data. Kvalita vstupních dat snižována nejvíce dopadem šikmých diskontinuit, nesených slunečním větrem, na sondu, kdy dochází ke skreslení doby dopadu těchto rozhraní na zemskou magnetosféru. Dále je snižována měnící se representativností měření na sondě, kdy proměřujeme sluneční vítr ve velmi úzké sloji oproti rozměrům zemské magnetosféry a samozřejmě i nutností využít měření z různých sond pro co nejlepší pokrytí intervalu daty.

2. Špatná statistika. Popsaný test poskytuje dobré výsledky za předpokladů, které lze považovat za splněné pro všechny soubory. Jedná se o jednoduchou metodu, která nevnáší žádná falešná maxima a je necitlivá ke krátkodobým nepřesnostem.

3. Reálná existence jevu. Když uvážíme možnost statistické nevýznamnosti některých či všech nalezených modulačních křivek, potom vzhledem k reálné existenci většinou jasně vyjádřené půlroční variace v Kp indexu, docházíme k popření klasického rovnodennostního modelu Bartelse, který by modelové křivky měly aproximovat velmi dobře. K témuž závěru docházíme vzhledem k variabilitě data maxima modulace i v případě, že považujeme křivky za statisticky významné. Za tohoto předpokladu popíráme mimo modelu Bartelse i všechny modely s fixovanou fází během roku.

Za předpokladu přímého vztahu mezi parametry, popisujícími meziplanetární prostředí a geomagnetickou aktivitou, popsanou Kp indexem, vedou tedy výsledky k zajímavému závěru - totiž k zamítnutí klasické Bartelsovy představy terrestrické modulace geomagnetické aktivity spojené s náklonem geomagnetické osy ke směru na Slunce, s maximy blízko obou rovnodenností. Velká proměnlivost polohy maxim se zdá být způsobená řízením citlivosti magnetosféry nějakým dalším parametrem, či parametry. Interpretace vede, vzhledem k reálné existenci půlročních vrcholů v geomagnetických datech, které se často nekryjí s maximy nalezených křivek, k oživení diskuse vlivu axiálních modelů při generaci těchto variací.

Parametry 11 letých cyklů sluneční a geomagnetické aktivity a jejich korelace

J. HALENKA, Geofysikální ústav ČSAV Praha

Pro vyšetřování bylo použito údajů o sluneční a geomagnetické aktivitě z období 1868 - 1976, které zahrnuje úplných 10 cyklů sluneční činnosti /cykly č.11 až 20/. Cyklem zde rozumíme interval od roku po roku minima sluneční činnosti až po rok následujícího minima včetně. Takto definované hranice cyklů byly sice zvoleny z praktického důvodu, neboť pro rok minima 1867 není k disposici údaj o geomagnetické aktivitě, avšak vzhledem k nízkým hodnotám obou aktivit v okolí minima nemůže volba rozhraní významně ovlivnit provedené vyšetřování.

Sluneční činnost byla charakterisována relativním číslem slunečních skvrn R, geomagnetická aktivita amplitudovým antipodálním indexem aa, v obou případech ročními pozorovanými /nevyhlazenými/ hodnotami. V rocích minima skvrnové činnosti, podle oficiálního curyšského určení z vyhlazeného průměru, nabývají i hodnoty roční vesměs minimální hodnoty. Naproti tomu ve dvou cyklech nastává maximum ročních hodnot dříve než v roce maxima podle vyhlazeného průběhu, a to v cyklu č. 13 o 1 rok a v cyklu č. 14 o 2 roky. Rozdíl proti roku maxima činí v prvním případu 6,9 a v druhém 1,5 jednotek R.

K charakterisaci slunečního a geomagnetického cyklu jako celku byly vybrány následující parametry sluneční geomagnetické aktivity: kumulovaná aktivita $\sum R$, $\sum aa$ - t.j. součet ročních hodnot v intervalu cyklu výše uvedeném, průměrná aktivita R, aa - t.j. aritmetický průměr ročních hodnot v intervalu cyklu, maximální aktivita R_{max}, aa_{max}, - t.j. nejvyšší roční hodnota během cyklu. Použité hodnoty jsou uvedeny v tab. 1, kde jsou též další údaje, umožňující posoudit chování geomagnetické aktivity v cyklu a její vztah ke sluneční činnosti. Je to především aa_{Rmax} - t.j. roční hodnota indexu aa v roce maximální roční hodnoty R, dále hodnoty poměru aa_{max}/aa_{Rmax} a konečně odstup příslušných roků $\Delta t = t_{aamax} - t_{Rmax}$.

Při použití hodnoty aa_{max} je nutno mít na zřeteli zvláštnosti charakteru maxima cyklu geomagnetické aktivity vůči maximu cyklu slunečního. Kromě známého statistického zpoždění maxima geomagnetické aktivity za maximem skvrnové činnosti o 1-2 roky se při podrobnějším vyšetření pozoruje tendence k systematickému střídání tvarů cyklů geomagnetické aktivity. Zejména u sudých cyklů se projevuje sekundární maximum během sestupné fáze slunečního cyklu, které může i přesáhnout úroveň maxima primárního, odpovídajícího zhruba polohou maximu cyklu sluneční činnosti. Pro liché cykly geomagnetické aktivity je charakteristický špičatý tvar, pro sudé tvar sedlovitý. To je též dokumentováno hodnotami korelačního koeficientu r mezi ročními hodnotamu R a aa jednotlivých cyklů,

uvedenými rovněž v tab. 1. S výjimkou cyklů č. 17 a 18, kde jsou hodnoty r nevýrazné, je vidět pravidelné střídání vysoké a nízké hodnoty r, což odpovídá zmíněné tendenci. Špičatý tvar lichých cyklů geomagnetické aktivity se lépe přimíká k chodu sluneční skvrnové činnosti a koeficient korelace je vysoký. Naproti tomu sedlovité sudé cykly se tvarem liší od jednoduchého tvaru slunečního cyklu a výsledný koeficient korelace je nízký.

TABULKA 1

Cyklus	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
ΣR	618,3	383,3	461,6	372,4	445,9	410,4	610,5	751,2	955,5	707,9
Σaa	178,9	167,9	181,7	159,5	172,2	177,8	225,0	231,3	245,7	257,7
$\bar{R}$	56,21	34,85	38,47	31,03	44,59	41,04	55,50	75,12	95,55	58,99
$\overline{aa}$	16,26	15,26	15,14	13,29	17,22	17,78	20,45	23,13	24,57	21,48
R_{max}	139,1	63,7	84,9	63,5	103,9	77,8	114,4	151,5	190,2	105,9
aa_{max}	23,7	23,0	24,2	17,6	22,5	28,6	25,8	28,8	32,9	30,4
aa_{Rmax}	22,3	17,7	17,0	15,1	18,3	17,7	19,0	25,2	29,4	22,6
aa_{max}/aa_{Rmax}	1,06	1,30	1,42	1,17	1,23	1,62	1,36	1,14	1,12	1,35
$t_{aamax}-t_{Rmax}$	2	-1	-1	5	2	2	6	4	3	6
r(R,aa)	0,90	0,42	0,85	0,55	0,68	0,17	0,23	0,29	0,83	-0,15

Tvarová odlišnost cyklů geomagnetické aktivity a jejich zpoždění za cyklem sluneční činnosti je dále patrná z hodnot poměrů aa_{max}/aa_{Rmax}, které jsou systematicky s poměrně malým rozptylem větší než 1. Průměrná hodnota poměru je 1,28 při směrodatné odchylce 0,17. Rovněž hodnoty časového odstupu $t_{aa_{max}}-t_{Rmax}$, pohybující se v rozmezí -1 až 6 roků, jsou důsledkem komplikovaného průběhu a zpoždění geomagnetické aktivity za sluneční činností v 11 letém cyklu. Je nutno si ovšem uvědomit, že zde jde o diskretní nevyhlazené hodnoty průběhu cyklu, zatížené fluktuacemi, a neznamená to, že by v okolí maxima slunečního cyklu nebyly další vysoké hodnoty geomagnetické aktivity.

TABULKA 2

	$\sum R$	$\sum aa$	$\bar{R}$	$\overline{aa}$	R_{max}	aa_{max}	aa_{Rmax}
$\sum R$		0,87	0,979	0,90	0,93	0,79	0,96
$\sum aa$	±0,08		0,80	0,92	0,67	0,83	0,77
$\bar{R}$	±0,01	±0,11		0,91	0,96	0,79	0,977
$\overline{aa}$	±0,06	±0,05	±0,05		0,81	0,89	0,87
R_{max}	±0,04	±0,17	±0,02	±0,11		0,66	0,94
aa_{max}	±0,12	±0,10	±0,12	±0,07	±0,18		0,79
aa_{Rmax}	±0,02	±0,13	±0,01	±0,08	±0,04	±0,12	

Hodnoty koeficientů korelace byly zjištěny pro všechny dvojice sledovaných parametrů /s výjimkou Δt/ a jsou uvedeny v pravé horní části tab. 2. V levé dolní části tab. 2, symetricky vůči diagonále, jsou uvedeny směrodatné chyby koeficientů korelace rovné $(1-r^2)/n^{1/2}$. Byly tedy sledovány korelace jak mezi parametry stejného nebo nestejného druhu mezi oběma aktivitami - na př. ($\sum R$, $\sum aa$) nebo ($\sum R$, $\overline{aa}$) - tak mezi parametry v rámci každé aktivity - na př. ($\sum R$, $\bar{R}$) nebo ($\sum aa$, $\overline{aa}$). To pro posouzení zda a do jaké míry je možné při praktických aplikacích nahrazovat podle potřeby některé parametry jinými.

Pro homogenní parametry se hodnoty r pohybují v rozpětí 0,91 ($\bar{R}$, $\overline{aa}$) až 0,66 (R_{max}, aa_{max}). Pro (R_{max}, aa_{Rmax}) stoupne koef.korelace na 0,94. Pro nehomogenní parametry je r v rozmezí 0,90 ($\sum R$, $\overline{aa}$) až 0,67 (R_{max}, $\sum aa$). V rámci parametrů sluneční aktivity se hodnoty r pohybují v rozpětí 0,979 ($\sum R$, $\bar{R}$) až 0,93 ($\sum R$, R_{max}). V rámci parametrů geomagnetické aktivity jsou hodnoty r v rozmezí 0,92 ($\sum aa$, $\overline{aa}$) až 0,77 ($\sum aa$, aa_{Rmax}).

Parametr aa_{Rmax} je nejlépe korelován se všemi slunečními parametry, r od 0,94 do 0,977, není však už tak vhodný pro charakterisaci cyklu jako celku, vzhledem k nižším r vztahu s $\sum aa$ a $\overline{aa}$ nebo aa_{max} (r od 0,77 do 0,87). Zde jsou nejlépe záměnné parametry $\sum aa$ a $\overline{aa}$ (r = 0,92).

Podobně těsné vztahy lze pozorovat nejen u indexů, ale i u jednotlivých projevů geomagnetické aktivity. Na př. v období cyklů č. 12 až 18 je vysoká korelace mezi kumulovaným počtem geomagnetických bouří s náhlým počátkem a ΣR nebo R_{max} /r = 0,97 nebo 0,90/. Charakterisujeme-li cyklus součtem 3 nejvyšších ročních hodnot je r = 0,94, při použití R_{max} z vyhlazených hodnot klesne r na 0,88.

Těsnost nalezených vztahů a z praktického hlediska výhodná možnost záměny některých parametrů jinými poskytuje vodítko pro rámcové dlouhodobé předpovědi geomagnetické aktivity na základě prognos slunečních.

Zelená koróna a geoaktivita v 20. slnečnom cykle

B. LUKÁČ, SÚAA Hurbanovo

ÚVOD

Existenica zdrojov na Slnku, ktoré zapríčiňujú rekurentné geomagnetické búrky, je predmetom nepretržitej diskusie od počiatku výskumu slnečno-zemských vzťahov. Bartels /1934/ skúmal súvislosť medzi aktívnymi oblasťami na Slnku a geomagnetickými poruchami pričom zistil, že rekurentné geomagnetické búrky sa nedajú vždy stotožniť s dobou prechodu aktívnej oblasti cez centrálny meridián Slnka. Zaviedol pojem M-oblasti, pre hypotetické zdroje na Slnku, ktoré majú byť zodpovedné za rekurentné geomagnetické búrky.

Analýzy urobené viacerími autormi na základe pozorovaní emisnej koronálnej čiary Fe XIV /λ530,3 nm/ viedli k nasledujúcim záverom:

Po prechode centrálnym meridiánom /CMP/ jasnej oblasti emisnej zelenej koróny nasleduje pokles v geomagnetickej aktivite s minimom, ktoré sa vyskytuje 3. deň po prechode.

Po CMP oblasti s neobyčajne slabou emisiou v zelenej koróne nasleduje nárast rekurentnej geomagnetickej aktivity s maximom medzi 2. - 4. dňom.

V niektorých prípadoch obidva horné výsledky, sú značne výraznejšie, ak sa uvažujú len intenzity z tzv. priaznivej pologule Slnka, t.j. pologule, na ktorú sa momentálne premieta Zem.

Tieto závery sa testovali pomocou koronálnych údajov získaných prístrojmi inštalovanými na umelých družiciach Zeme. Ultrafialové a X-žiarenie nám umožňuje priame pozorovanie aj na slnečnom disku s dobrým priestorovým rozlíšením. Dajú sa identifikovať oblasti s veľmi nízkou koronálnou hustotou, teraz všeobecne nazývané koronálne diery.

V tejto práci sa vyšetrovalo, aká je korelácia medzi zelenou korónou a geomagnteickými poruchami v 20. slnečnom cykle, t.j. v období rokov 1965 - 1976.

1. ÚDAJE

Východiskovými údajmi, charakterizujúcimi mieru aktivity v koróne, boli štandardné merania intenzity koronálnej čiary Fe XIV /λ530,3 nm/ zo všetkých koronálnych staníc prevedené na jednotnú škálu /Rybanský, 1975/. Jenotkou je 10^{-7} intenzity spojitého spektra stredu Slnka v tej istej vlnovej dĺžke.

Mierou hladiny geomagnetickej aktivity sú geomagnetické indexy. V tejto práci sa používali planetárne indexy ΣK_p, Bartelsové diagramy K_p indexov a údaje o geomagnetických búrkach, ktoré sú publikované v Solar Geophysical Data.

2. METÓDA SPRACOVANIA

Na analýzu sa použila metóda nakladania epoch /SPE/, pri ktorej je potrebné definovať nulový deň. Za nulové dni je možné definovať tak príslušné javy v geomagnetických indexoch, ako aj javy v zelenej koróne /použili sa oboje/.

V prvom prípade sa na základe Bartelsových diagramov K_p indexov a údajov o základných geomagnetických búrkach vybrali rady rekurentných búrok. Kritériom výberu bolo, aby daný rad rekurentných búrok pozostával najmenej z piatich individuálnych búrok. V období rokov 1965 - 1975 bol celkový počet individuálnych búrok 235 a vybrané rady sú uvedené v tab. 1 s dátumom prvej a posled-

TABUĽKA 1 - Vybraté rady rekurentných geomagnetických búrok

Rad búrok	Prvá búrka	Posledná búrka	Počet búrok
1	Jan. 17, 1965	Aug. 23, 1965	9
2	June 8, 1965	Dec. 12, 1965	8
3	Nov. 30, 1965	July 4, 1966	9
4	March 23, 1966	Oct. 24, 1966	9
5	April 1, 1966	Sept. 14, 1966	7
6	July 15, 1966	Dec. 20, 1966	7
7	July 27, 1966	Nov. 10, 1966	5
8	May 1, 1967	Feb. 20, 1968	12
9	May 7, 1967	Sept. 20, 1967	6
10	June 9, 1967	May 9, 1968	13
11	Nov. 16, 1968	April 27, 1969	7
12	March 25, 1969	Oct. 1, 1969	8
13	Oct. 24, 1969	Feb. 13, 1970	5
14	Sept. 14, 1969	Feb. 24, 1970	7
15	June 14, 1970	May 11, 1970	6
16	May 26, 1970	Sept. 13, 1970	5
17	Jan. 18, 1971	Nov. 10, 1971	12
18	Jan. 28, 1972	May 15, 1972	5
19	Aug. 25, 1972	April 28, 1973	10
20	Dec. 28, 1972	Aug. 4, 1973	9
21	April 10, 1973	Oct. 16, 1973	8
22	Nov. 21, 1973	Nov. 8, 1974	14
23	Sept. 15, 1973	June 14, 1974	11
24	Dec. 28, 1973	March 9, 1975	16
25	Jan. 27, 1975	Aug. 4, 1975	8
26	Jan. 16, 1975	Dec. 8, 1975	13
27	Aug. 14, 1975	Dec. 26, 1975	6
Total			235

nej individuálnej geomagnetickej búrky spolu s počtom v danom rade. Počiatočný deň individuálnej búrky sa potom definoval ako nulový deň pre SPE - analýzu.

Na základe údajov o intenzite zelenej koróny sa za obdobie rokov 1965 - 1976 vapočítali pre každý deň priemerné hodnoty I_0 odpovedajúce oblastiam heliografickej šírky 10 N - 10 S, na východnom okraji Slnka, definovanými ako stredná

TABUĽKA 2 - Údaje o prechode L-zón na východnom okraji Slnka

1965	Jan. 2, 17, 28; Feb. 14; March 4, 13, 29; April 8, 15, 21, 28; May 17; June 27; July 13; Aug. 12; Sept. 4, 22; Oct. 4, 19; Nov. 4; Dec. 26;
1966	Jan. 18, 30; Feb. 13; March 2, 24, 31; April 5; May 12, 22; June 15; July 10, 27; Aug. 10, 28; Sept. 10, 25; Oct. 4, 22; Nov. 1, 18; Dec. 17; Jan 1;
1967	Jan. 10; Feb. 6; March 8; May 2, 28; June 4; Aug. 7; Oct. 13; Nov. 1, 27; Dec. 26;
1968	March 22; July 22, 28; Aug. 16; Sept. 13; Nov. 17;
1969	Jan. 1, 28; Feb. 3; March 3, 17; April 18; June 19; July 14 Aug. 14; Sept. 29; Oct. 29; Dec. 7;
1970	Jan. 26; Feb. 20; March 10; April 17; July 7; Nov. 8;
1971	Jan. 9, 19; Feb. 5; March 4, 31; April 27; May 15; June 20; Sept. 8, 26; Oct. 29; Nov. 14; Dec. 14;
1972	Jan. 18; Feb. 4; March 1, 21; April 20; May 19; June 13; July 15; Oct. 10; Nov. 6; Dec. 5, 20, 26;
1973	Jan. 9, 17; Feb. 14; March 22; April 9; May 5, 23; June 1, 29; July 16; Aug. 12; Sept. 5, 11; Oct. 1, 7; Nov. 5, 25; Dec. 10, 22, 29;
1974	Jan. 18, 25; Feb. 14; March 11; April 10, 22; May 12, 23; June 5, 9, 21; July 7, 13; Aug. 9, 20; Sept. 17; Oct. 14; Nov. 9;
1975	Jan. 23; Feb. 14; March 15; May 4, 16, 28; June 7, 29; July 16, 24; Aug. 12, 18; Sept. 2, 8, 28; Oct. 25, 31; Nov. 9, 21; Dec. 15;
1976	Feb. 22; March 16; April 2, 25; Sept. 27; Oct. 21, 28; Nov. 25; Dec. 17;

hodnota z 5^0 meraní intenzity zelenej koróny. Takto získané údaje sa využívali v našej analýze.

V druhom prípade sa pre každú Bartelsovú otočku vypočítala priemerná hodnota intenzity zelenej koróny z hodnôt I_0. Obdobie s poklesom z tejto priemernej hodnoty o 50% a viac trvaním najmenej dva dni, sme pokladali ako indikátor ex-

TABUĽKA 3 - Údaje o prechode oblastí so zvýšenou emisiou zelenej koróny východným okrajom Slnka

1965	Jan. 6; Feb. 23; March 22; April 11, 19; May 8; June 5; July 3; Sept. 20, 30; Oct. 25; Nov. 27; Dec. 1;
1966	Jan. 15; Feb. 11, 25; March 8, 15; April 28; May 9, 30; June 24; July 21; Aug. 16, 24; Sept. 12; Oct. 9; Nov. 5, 11 Dec. 4, 31;
1967	Jan. 26; Feb. 2; March 21; April 2; May 17; June 28; July 21; Aug. 18; Sept. 1; Oct. 25; Nov. 9, 14; Dec. 10;
1968	Jan. 1, 30; Feb. 14; March 13, 18; April 14; May 15; June 20; Aaug. 10; Sept. 9; Oct. 31; Dec. 25;
1969	Jan. 20, 30; Feb. 26; March 10; April 9, 23; June 1, 29; July 26; Aug. 4, 25; Sept. 19; Oct. 13, 18; Dec. 12;
1970	Jan. 8; Feb. 3, 17; March 17; April 1; May 1; July 23; Aug. 21; Sept. 10, 29; Oct. 9; Nov. 2, 25; Dec. 4;
1971	Jan. 5; Feb. 11; March 11; April 4, 11; May 8; June 1, 26; Aug. 8; Sept. 13, 23; Oct. 8; Dec. 27;
1972	Jan. 23; March 8; April 5; May 11; June 7; July 20; Aug. 24; Sept. 22; Oct. 16; Nov. 19; Dec. 8, 18;
1973	Jan. 10, 26; Feb. 4; March 8; April 23, 30; May 20; June 15 July 25; Sept. 12, 21; Oct. 16, 24; Nov. 20; Dec. 16;
1974	Jan. 11; Feb. 5; March 5; May 5, 28; June 30; July 10, 20; Aug. 5, 16; Sept. 4, 10; Oct. 3, 25; Nov. 20; Dec. 17;
1975	Jan. 2; Feb. 7; March 4; April 27; May 25; June 26; July 13 Aug. 26; Sept. 5; Oct. 10, 20; Nov. 3, 13, 18; Dec. 3, 25;
1976	Feb. 7; March 4; April 13; May 6, 17, 31; June 14, 29; July 6; Aug. 18; Sept. 15; Oct. 9; Dec. 23;

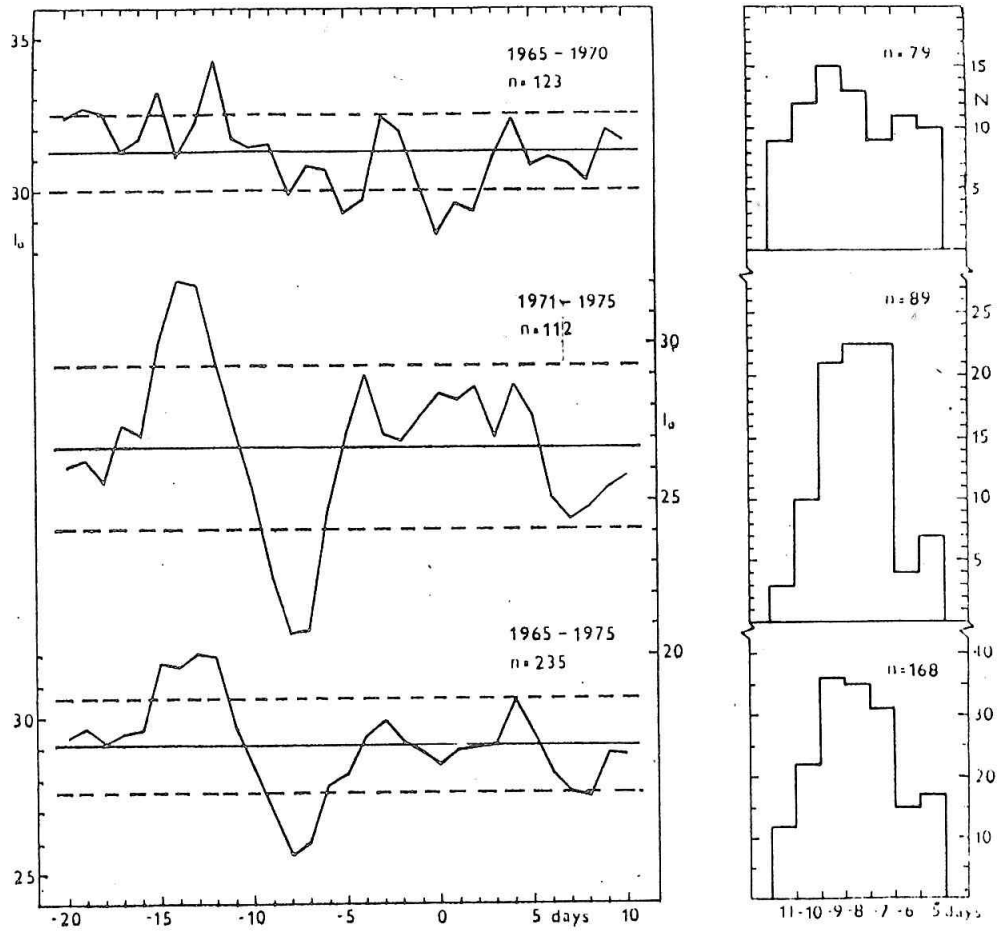
istencie zóny slabej emisie zelenej koróny /L-zóna/. Prvý deň takéhoto poklesu sa bral ako nulový deň v SPE-analýze. Za obdobie 1965 - 1976 sa získalo 171 takýchto oblastí, ktorých dátumy sú uvedené v tab. 2.

Obdobie s nárastom intezity o 50% a viac nad priemernú hodnotu, s trvaním najmenej dva dni, sme pokladali za oblasť so zvýšenou e isiou zelenej koróny. Deň, v ktorom bola intenzita I_0 najväčšia, sme definovali ako nulový deň pre SPE-analýzu. V rovnakom období sa určilo 170 takých oblastí, ktorých dátumy sú uvedené v tab. 3.

3. VÝSLEDKY

3. 1. Variácie intenzity emisnej čiary 530,3 nm

Vzťah rekurentných geomagnetických búrok za obdobie rokov je na obr. 1. V prvom prípade je analýza urobená pre 123 individuálnych búrok v období rokov 1965 - 1970, t.j v narástajúcej fáze slnečného cykla. V druhom prípade uro -



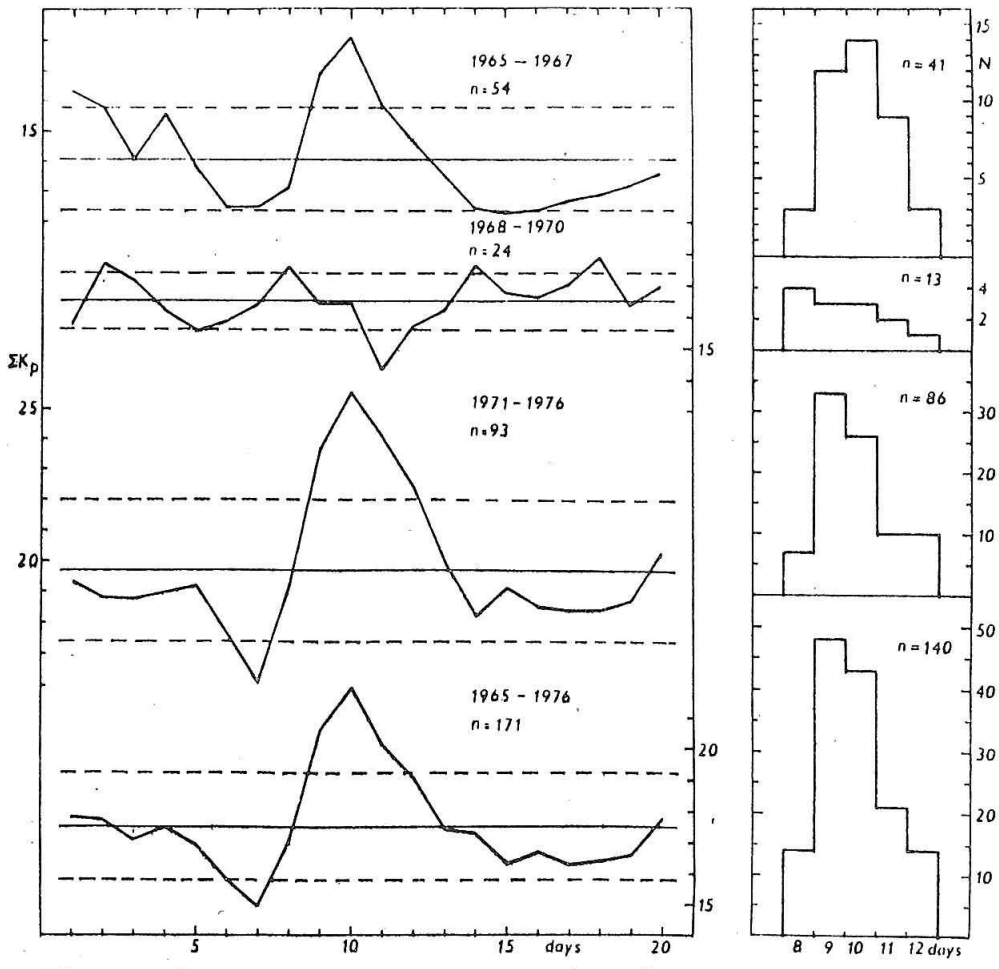
Obr. 1 - SPE-analýzy intenzít zelenej koróny okolo nulových dní definovaných začiatkom vybraných rekurentných búrok. Prerušované čiary odpovedajú štandardnej odchýlke od priemerných hodnôt indikovaných plnou čiarou. Vpravo sú histogramy rozloženia počtu dní na ktoré pripadá minimálna hodnota. /n je počet zahrnutých epoch/.

bená analýza v klesajúcej fáze slnečného cykla pre 112 individuálnych búrok. Analýza celého obdobia slnečného cyklu je v spodnej časti obrázka. Z priebehov kriviek v strednej a spodnej časti obrázka č. 1 vidieť, že najväčší pokles v intenzite zelenej koróny , na východnom okraji Slnka, nastáva osem dní pred začiatkom rekurentnej geomagnetickej búrky rekurentného typu. Naproti tomu priebeh krivky v hornej časti obrázka nevykazuje žiadne výrazné minimum.

Ako test na výsledky týchto variácií sa vykreslili krivky jednotlivých epoch daných súborov v rozsahu od -15 do 0-ho dňa a určovalo sa na ktorý deň pripadne minimum. Z celkového počtu 235 epoch za celý slnečný cyklus, minimum pripadlo v 168 prípadoch medzi 5. - 11. deň pred nulovým, čo predstavuje 71,5%, t.j. prípady, ktoré majú podobný priebeh ako ukazuje variácia. Pre vzostupnú fázu slnečného cykla má 64,2% takýto priebeh a pre klesajúcu fázu 79,5%. Histogramy rozloženia počtu miním pripadajúcich na jednotlivé dni sú v pravej časti obr. 1.

3.2. Geomagnetické variácie

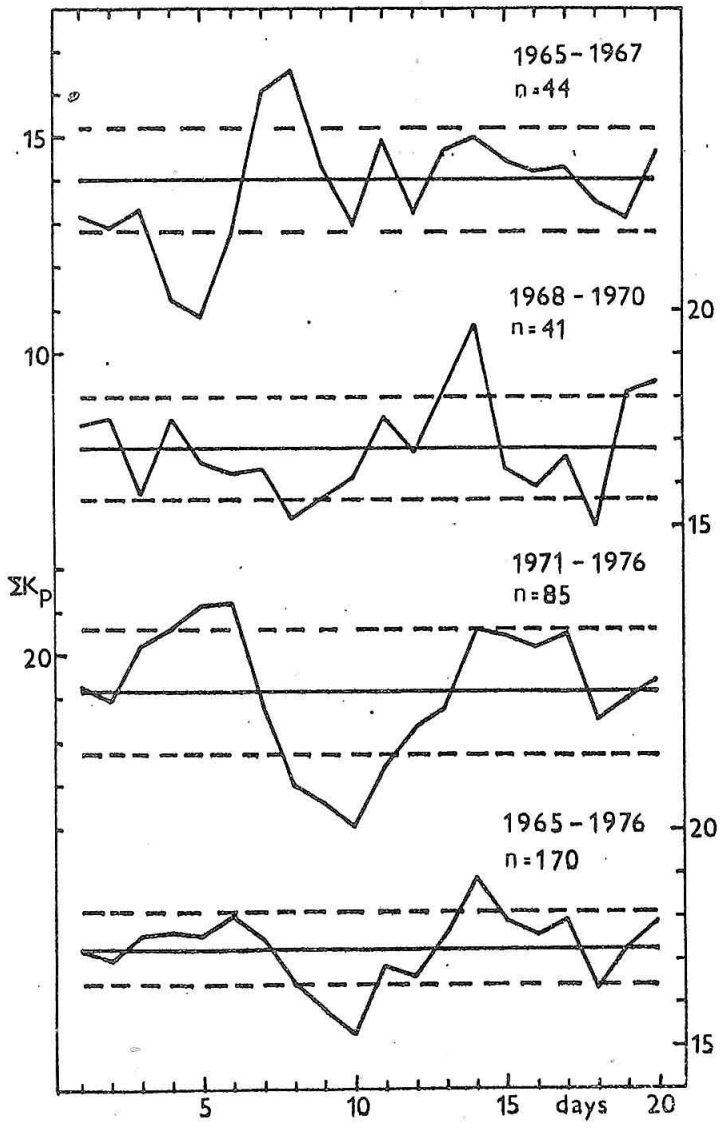
SPE analýzy ΣK_p indexov vzhľadom na nulové dni, ktoré sú v tab. 2 sú ukázané na obr. 2. Variácie týchto indexov pokrývajú obdobie rokov 1965 - 1976, kto-



Obr. 2 - SPE analýzy ΣK_p indexov po nulových dňoch definovaných prechodom L-zón ne E-limbe Slnka. Prerušované čiary odpovedajú štandardnej odchýlke od priemerných hodnôt indikovaných plnou čiarou. Vpravo sú histogramy rozpoženia počtu dní na ktoré pripadá maximálna hodnota ΣK_p indexu. /n je počet zahrnutých epoch/.

rých rozdelenie v rámci cyklu je vyznačené priamo v obrázku. Variácie na začiatku slnečného cykla, v klesajúcej fáze, ako aj za celý cyklus, vykazujú približne rovnaký priebeh. Vidieť, že existuje prudký nárast hodnôt geomagnetických indexov od 7. dňa s maximom 10. deň.

Ako test sa opäť vykreslili jednotlivé krivky súboru a určoval sa deň na ktorý pripadne maximum. V období rokov 1965 - 1967 z celkového počtu 54, pripadlo maximum v 41 prípadoch medzi 8. až 12. deň, čo zodpovedá 79,9%. Pre obdobie 1968 - 1970 z 24, pripadlo 13 prípadov do tohto istého intervalu, čo predstavuje 54,2%. V klesajúcej fáze slnečného cyklu, t.j. v období rokov 1971 - 1976 z 93 pripadlo 86 prípadov do uvedeného intervalu, čo je 92,5%. Za celý cyklus je celkový počet 171 a takýto priebeh vykazuje 140 prípadov, čo odpovedá 81,9%. Histogramy rozloženia počtu maxím, pripadajúcich na určitý deň daného intervalu, sú uvedené v pravej časti obr. 2. Poradie odpovedá obdobiam vyznačeným pri krivkách variácií.



Obr. 3 - SPE-analýzy ΣK_p indexov po nulových dňoch definovaných prechodom oblastí so zvýšenou emisiou zelenej koróny, východným okrajom Slnka. Prerušované čiary odpovedajú štandardnej odchýlke od priemerných hodnôt indikovaných plnou čiarou. /n je počet zahrnutých epoch/.

K tomu, aby sme zistili vzťah medzi maximom emisnej zelenej koróny a geomagnetickými indexami, sme urobili SPE analýzu vzhľadom na nulové dni, ktoré sú uvedené v tab. 3. Variácie týchto indexov pokrývajúce obdobie 20. slnečného cyklu sú na obr. 3. Z ich priebehu vidieť, že za obdobie rokov 1965 - 1967 sa ukazuje istý nárast geomagnetického indexu s maximom 8. deň. Priebeh kriviek za obdobie rokov 1968 - 1970 a za celý slnečný cyklus, nevykazuje žiadne význačné odchýlky od priemerných hodnôt. Priebeh variácie v klesajúcej fáze slnečného cyklu je opačný ako to bolo v prípade variácie na obr. 2 za toto isté obdobie.

ZÁVER

Z horeuvedeného vyplýva, že v klesajúcej fáze slnečného cyklu existuje veľmi dobrá korelácia medzi začiatkom rekurentnej gemagnetickej búrky a intenzitou zelenej koróny na E-limbe. Z priebehu kriviek vidieť, že z maximálnej hodnoty, ktorá je 14. deň pred nulovým dňom, nastáva prudký pokles do minimálnej hodnoty. Táto skutočnosť môže mať veľký význam pre predpoveď geomagnetických porúch rekurentného typu.

Výberom L-zón podľa našich kritérií sme chceli zistiť, aký je priebeh variácie geomagnetických indexov ΣK_p. Variácie, ktoré sú na obr. 2 nám ukazujú, že maximum v geomagnetickej aktivite nastáva 10 dní po objavení sa L-zóny na východnom okraji Slnka.

Takémuto priebehu neodpovedá variácia z obdobia maxima slnečného cyklu. Tento výsledok je pochopiteľný, pretože vysoká geoaktivita v maxime slnečného cyklu je silne ovplyvňovaná výskytom veľkých aktívnych oblastí na Slnku spojených so slnečnými erupciami.

Variácie na obr. 3 ukazujú na to, že nie je výrazná korelácia medzi oblasťami so zvýšenou intenzitou zelenej koróny a geomagnetickými poruchami. Ba práve naopak v období klesajúcej fáze slnečného cyklu sa ukazuje, že po objavení sa oblasti so zvýšenou intenzitou na východnom okraji Slnka nastáva o 10 dní pokles v geomagnetickej aktivite, vyjadrenej týmto planetárnym indexom.

LITERATÚRA

Bartels, J.: 1934, J. Geophys. Res. 39, 201.

Bell, B.; Noci, G.: 1976, J. Geophys. Res. 81, 4508.

Gulbrandsen, A.: 1973, J. Geophys. Res. 78, 4787.

Gulbrandsen, A.; GJoen, E.; Dalseide, H.: 1976, Planet. Space Sci. 24, 883.

Rybanský, M.: 1975, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 26, 367.

Rybanský, M.: 1977, Koronálny index slnečnej aktivity, Thesis/

Solar Geophysical Data, Part I, 1967 - 1976, NOAA Boulder

Vztahy mezi meziplanetárním magnetickým polem a geomagnetickou aktivitou

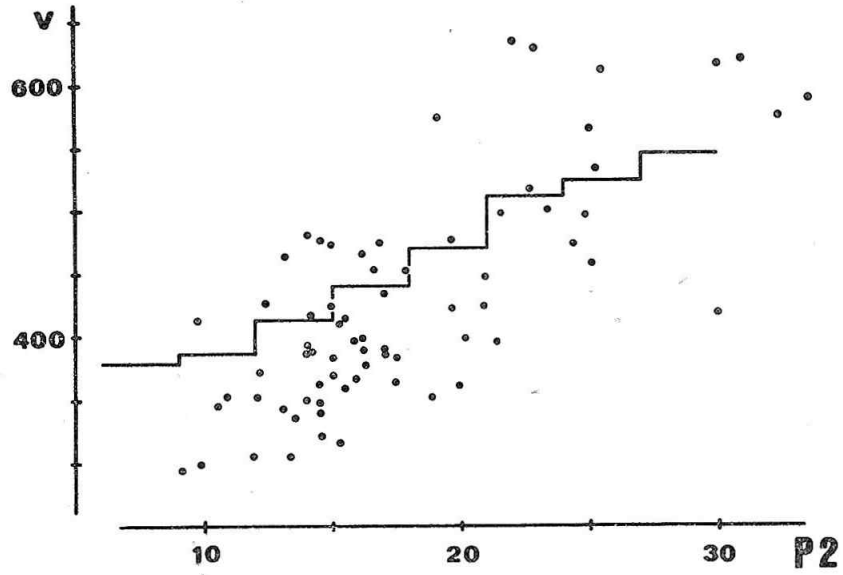
J. STŘEŠTÍK, Geofyzikální ústav ČSAV Praha

Geomagnetická aktivita vyjádřená pomocí různych indexů je korelována s fyzikálními veličinami v okolí Země měřenými na družicích. Na základě vyhodnocení geomagnetické aktivity je možno odhadnout velikost některých veličin bez přímého měření.

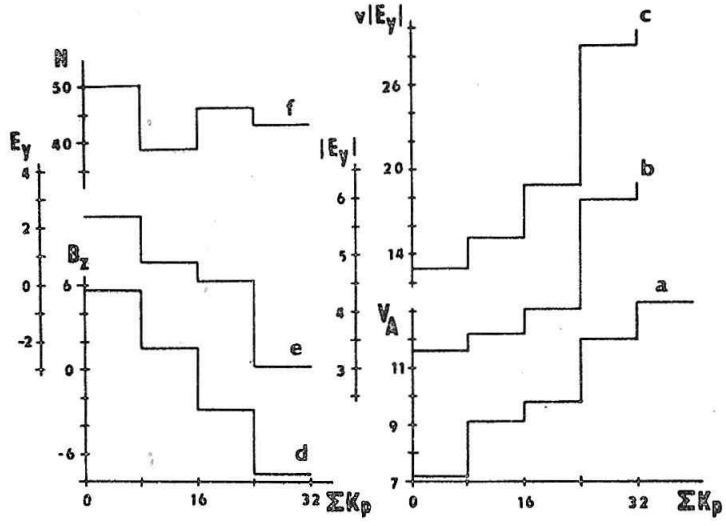
Protože zdroje geomagnetické aktivity /GMA/ leží mimo Zemi, lze očekávat, že tato aktivita bude ovlivňována prostředím v okolí Země. Přímá měření fyzikálních veličin v okolí Země na družicích dávají možnost zkoumání vztahů mezi veličinami naměřenými v kosmickém prostoru a na zemském povrchu.

K dispozici máme soubor měřených kosmických veličin a data geomagnetické aktivity. U všech veličin budeme používat celodenní hodnoty. Kosmická data z družicových měření jsou uvedena pro každou hodinu každého dne v /1/. Údaj však často chybí. Proto v dalším použijeme jen ty dny, kdy hodnoty byly uvedeny pro všech 24 hodin. Intenzitu meziplanetárního magnetického pole /MMP/ B a její severojižní složku B_z máme určenou pro 450 dní, rychlost slunečního větru /SV/ v a koncentraci částic N pro 400 dní, jež se však zcela nekryjí se dny uvedenými výše. Dále odvodíme Alfvénovou rychlost $V_A = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$ (ρ = hustota plazmy se určí z N/, složky meziplanetárního elektrického pole /MEP/ $E_y = v B_z$, resp. $|E_y|$, součin $v.E_y = v^2.B_z$, resp. $v.|E_y|$, a energetický parametr ε podle /2/. Jako charakteristický GMA použijeme celosvětové indexy Σ Kp a Ap, vysokošířkové indexy AE a nízkošířkové indexy Dst. Mikrostrukturu geomagnetického pole popisujeme pulsačními indexy ze stanice Fürstenfeldbruck v NSR, které hodnotí aktivitu pulsací odděleně ve čtyřech frekvenčních pásmech P1, P2, P3 a P4, jež odpovídají oborům pulsací Pc2, Pc3, Pc4 a Pc5. Indexy byly podrobně popsány v /3/. Všechna použitá data pocházejí z let 1966 - 1971.

Na obr.1 je graficky předvedena korelace mezi pulsačním indexem P2 a rychlostí SV v. Body platí pro dny z r. 1971, lomená čára označuje průměry za celé období ve skupinách po 3 jednotkách indexu. Korelační koeficient je zde 0,6. Další parametry okolozemského prostoru jsou uvedeny na obr. 2, kde na vodorovné ose je index Σ Kp a skupiny jsou brány po 8 jednotkách indexu. S výjimkou koncentrace N lze závislosti na obr. 2 považovat za lineární, což platí i pro ostatní indexy. V takových případech lze závislosti vyjádřit pomocí koeficientů korelace a regrese. Korelační koeficienty v tomto případě nabývají hodnot v rozmezí 0,5 až 0,8 /resp. -0,5 až -0,8/, přičemž korelace jsou těsnější pro indexy Σ Kp a Ap než pro indexy pulsační. U nich pak lze pozorovat vzrůst korelace s rostoucí periodou. Veličiny E_y, vE_y a ε mají se všemi in-



Obr. 1 - Korelace mezi pulsačním indexem P2 a rychlostí SV v (v km/s), data z r. 1971.



Obr. 2 - Závislost některých veličin MMP na hodnotách Σ Kp. a/ Alfvénova rychlost V_A v jednotkách 100 km/s, b/ složka $|E_y|$ v mV/m, c/ součin $v|E_y|$ v jednotkách 10 V/s, d/ složka B_z v nT, e/ složka E_y v mV/m, f/ koncentrace N v cm^{-3}.

dexy korelaci těsnější než veličiny B, v a V_A. Koeficienty regrese pro některé kombinace parametrů MMP a indexů jsou uvedeny v tabulce:

TABULKA 1 - PARAMETR MMP = a + b . INDEX

index		B	V_A	v	$\|E_y\|$	$\mathcal{E}$	index		B	V_A	$\|E_y\|$	$\mathcal{E}$
Ap	a	4,92	855	402	21,0	322	P3	a	4,54	838	6,7	142
	b	0,10	8,2	2,0	2,1	27		b	0,19	1,5	5,3	67

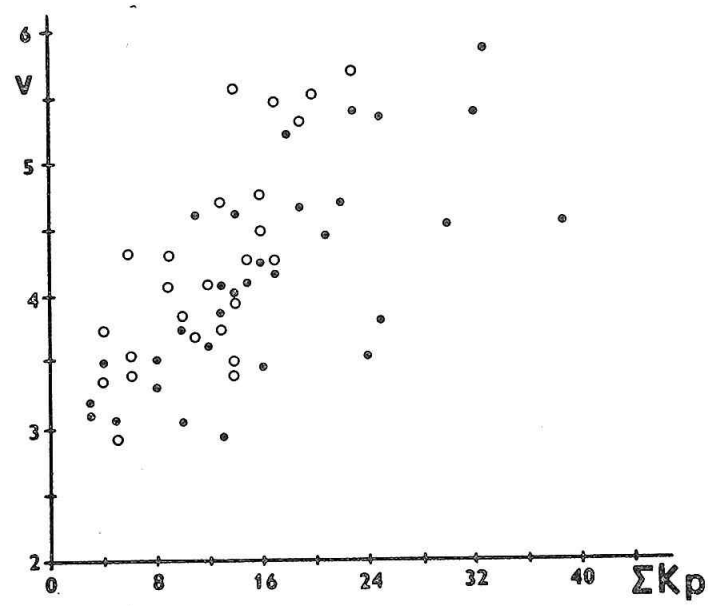
Prostřednictvím hodnot uvedených v tab. 1, nebo vztahů zakreslených na obr.2 /i pro indexy zde neuvedené/ lze na základě znalosti hodnot indexů z pozemních měření odhadnout hodnoty některých parametrů meziplanetárního prostředí. Korelační koeficienty mezi příslušným indexem a parametrem MMP vyjadřují také korelaci mezi hodnotami vypočtenými a měřenými /vzhledem k linearitě vztahů/.

Máme-li k dispozici informace o některých veličinách v meziplanetárním prostoru, můžeme jich využít ke zpřesnění odhadu veličin ostatních. K tomu je třeba ukázat některé další vztahy. Celý soubor dat rozdelíme do skupin podle různých kritérií: podle hodnoty B do dvou skupin - pro $B > 6$ nT a $B < 6$ nT, podle hodnoty v do skupin s $v > 450$ km/s a $v < 450$ km/s /6 nT a 450 km/s jsou přibližně střední hodnoty B a v/. Podle znaménka složky B_z lze dělit do dvou skupin pro $B_z \gtrless 0$, případně do tří skupin N, E, S pro $\vartheta > 10^0$, $-10^0 \leq \vartheta \leq 10^0$ a $\vartheta < -10^0$, kde $\sin \vartheta = B_z/B$. Při tomto dělení se objeví systematický rozdíl v hodnotách všech indexů. Všechny nabývají vyšších hodnot při $B > 6$ nT, $v > 450$ km/s a $B_z < 0$ /resp. $\vartheta < -10^0$/. Rozdíly jsou také v hodnotách korelačních koeficientů. Korelace je těsnější vždy v těch skupinách, kde jsou vyšší hodnoty indexů, tj. pro $B > 6$ nT, $v > 450$ km/s a $B_z < 0$. To platí pro všechny indexy a všechny parametry MMP. Systematickému rozdílu v hodnotách indexů v různých skupinách odpovídají také odlišné hodnoty regresních koeficientů. Přímky jsou navzájem posunuty vertikálně, často mají také odlišný sklon. Parametry a, b pro některé kombinace jsou uvedeny v tabulce 2:

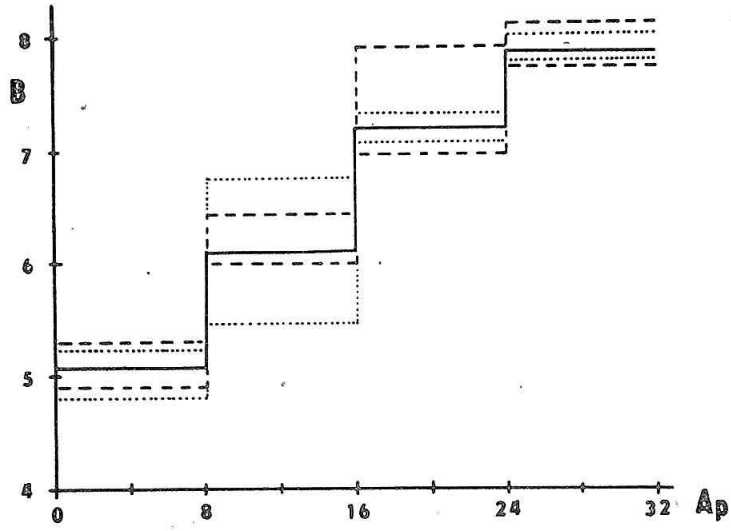
TABULKA 2 - PARAMETR MMP = a + b . INDEX

MMP	index		vše	$B_z>0$	$B_z<0$	B>6	B<6	v>450	v<450
v	Ap	a	402	343	415	406	340	---	---
		b	2,0	10,3	1,8	1,6	11,6	---	---
B	P4	a	4,92	4,84	4,13	---	---	4,32	5,03
		b	0,25	0,26	0,25	---	---	0,26	0,25

Pokud tedy chceme odhadnout hodnotu B a známe velikost v nebo naopak, nebo známe směr B_z, je správnější použít konstant a, b z tab. 2 a nikoliv z tab.1. Uvážením známých hodnot některých veličin kompenzujeme jejich vliv na systematický posuv v hodnotách indexů. Ukážeme si to ještě na obr. 3, kde jsou jednotlivé body zakresleny odlišně pro $B_z > 0$ a $B_z < 0$. Neznáme-li směr B_z, prokládáme přímku všemi body a např. pro $\leq Kp = 20$ položíme $v = 500$ km/s. Víme-li, že je $B_z > 0$, prokládáme přímku prázdnými kroužky a položíme $v = 550$ km/s, v opačném případě podle plných kroužků vyhovuje lépe $v = 450$ km/s. Na obr. 4 je zobrazen vztah mezi intenzitou B a indexem Ap. Plná čára platí pro celý soubor dat a odpovídá grafům z obr. 2. Čárkovaně je označeno dělení podle směru B_z: horní graf pro $B_z > 0$, dolní pro $B_z < 0$. Tečkovaně je vyjádřeno dělení podle rychlosti SV: nahoře pro dny s $v < 450$ km/s, dole pro dny s $v > 450$ km/s. Přesnost určení meziplanetárních veličin je dána opět hodnotami korelačních



Obr. 3 - Korelace mezi indexem ≦ Kp a rychlostí SV v (v jedn. 100 km/s) pro data z r. 1970. Prázdné kroužky platí pro dny s $B_z > 0$, plné pro dny s $B_z < 0$.



Obr. 4 - Vztah mezi intenzitou MMP B /v nT/ a amplitudou Ap v intervalech po 8 jednotkách Ap pro různá dělení souborů dat.

koeficientů mezi příslušnými veličinami za daného stavu pole. V některých případech se příliš nezlepší, v jiných je určení mnohem přesnější, jmenovitě při $B_z < 0$, $B > 6$ nT a $v > 450$ km/s. Důležité je, že v každé situaci tuto přesnost známe.

Dosud jsme pracovali pouze s jednotlivými indexy samostatně. Určíme-li některou veličinu pomocí regresních koeficientů z tab. 1 nebo 2 ze všech indexů, které máme k dispozici, dostaneme většinou výsledky mírně odlišné. Abychom vyloučili rušivé faktory, které ovlivňují hodnoty jen některých indexů, spočteme hodnoty kosmických veličin ze všech indexů a z nich určíme průměr. V násle_

dující tabulce č. 3 je ukázka takového postupu pro den 27.7.1968. Pro každou veličinu je na prvním řádku výpočet ze všech dat, na druhém s využitím směru B_z /v daný den $B_z < 0$/, na třetím s využitím velikosti v /v daný den v > 450 km/s) při určování B, resp. velikosti B (bylo B < 6 nT) při určování v.

TABULKA 3

MMP	stav	Ap	Kp	AE	P2	P3	P4	průměr	měř.
	vše	6,02	6,46	6,76	6,03	5,83	5,53	6,11	
B	$B_z<0$	5,88	6,31	6,49	6,15	5,74	5,53	6,01	5,20
	v>450	5,33	5,64	6,35	5,94	5,29	4,94	5,61	
	vše	424	443	449	425	387	413	426	
v	$B_z<0$	434	442	446	430	430	423	435	501
	B<6	468	484	484	434	430	424	455	

Jednotlivé hodnoty na řádku se navzájem liší, některé se blíží hodnotám měřeným více než průměr. To je však náhoda, pro jiný den může být blíže hodnota určená z jiného indexu, který nemůžeme znát předem. Zřetelně je vidět, že hodnoty na druhém a třetím řádku se měřeným hodnotám blíží více než hodnoty na prvním řádku. Zde se ukazuje, že dělení souboru na části a využití regresních koeficientů z tab. 2, tj. částečných informací o ostatních parametrech, má své oprávnění.

LITERATURA

/1/ King, J. H.: Sept. 1977;Interplanetari Medium Data Book, Appendix. National Space Data Center, WDC-A

/2/ Akasofu, S. I. a Chao, J. K.: 1980; Interplanetary Shock Waves and Magnetospheric Substorms. Planet. and Space. Sci., 28, str. 381

/3/ Prigancová, A. a Streštík, J.: O makro a mikrostruktuře magnetického pole Země z hlediska jeho biotropnosti. Zborník referátov zo seminára "Kozmogénne vplyvy a človek", Tatranská Lomnica 1983, str. 21.

Asymptologie ve fyzice vztahů Slunce – Země

T. ZEITHAMER, Geofyzikální ústav ČSAV Praha

ABSTRAKT

Z hlediska teorie univerzálních matematických modelů je formou přístupnou širokému okruhu vymezen pojem asymptologické analýzy a jsou shrnuty její základní pracovní zásady. Na analýze dvou hlavních modelových přístupů, fenomenologickém a kinetickém, v řešení fyzikálních problémů je ukázána nutnost užít k popisu náhlých změn systému teorii katastrof. V práci je zavedena původní domácí terminologie pro sedm elementárních katastrof. Dále je ukázána možnost aplikace teorie katastrof na popis náhlých změn stavu magnetosféry.

VYMEZENÍ POJMU ASYMPTOLOGIE

Ve fyzice vztahů Slunce - Země studujeme převážně nerovnovážné stavy a procesy. Při řešní této úlohy můžeme použít dvou principiálně různých přístupů: fenomenologický /někdy též říkáme makroskopický či termodynamický/ a mikroskopický /kinetický/. V prvním případě jádro řešení úlohy spočívá ve stanovení vzájemných souvislostí mezi makroskopickými veličinami aniž bychom explicitně využívali částicových představ. Na rozdíl od fenomenologického studia rovnovážných procesů při fenomenologickém výzkumu nerovnovážných procesů /ale i při kinetickém výzkumu/ hrají základní roli toky různých fyzikálních veličin - hmoty, energie, hybnosti, entropie, náboje atd., které se u rovnovážných stavů nevyskytují. Stanovení vazeb mezi toky různých fyzikálních veličin a mezi koeficienty vystupujícími v těchto vztazích tvoří náplň termodynamiky nerovnovážných procesů. Druhá metoda studia nerovnovážných procesů představuje další rozvoj a zobecnění metod statistické fyziky. Kinetický přístup ke studiu nerovnovážných jevů je hlubší a poskytuje odůvodnění formálních metod jejich makroskopického výzkumu. Tento makroskopický - kinetický přístup je založen na částicové reprezentaci a užívá k popisu stavu reálného objektu distribučních funkcí. Distribuční funkce nerovnovážného stavu se neshodují s distribučními funkcemi rovnovážného stavu nalezenými ve statistické fyzice a v obecném případě nestacionárních stavů závisí na čase. Kromě toho i v případě nepřítomnosti vnějších polí mohou nerovnovážné distribuční funkce záviset na souřadnicích na rozdíl od distribučních funkcí rovnovážného stavu, které jsou v tomto případě prostorově homogenní.

Rovnovážný stav reálného objektu lze popsat univerzální distribuční funkci nazývanou Gibbsovo rozdělení /Gibbsova distribuční funkce/. V případě nerovnovážných stavů reálného objektu nelze nalézt žádnou takovou univerzální distribuční funkci z toho důvodu, že se na ní odráží individuální zvláštnosti reálného

objektu a různorodost možných vnějších působení. Navíc evoluční rovnici, popisující vývoj distribuční funkce v čase a prostoru, se podaří získat pouze v některých limitních případech za více či méně silných předpokladů o reálném objektu. V této souvislosti můžeme hovořit o "asymptotickém modelování". Slovní spjení asymptotické modelování dáváme do úvozovek proto, že v podstatě každé modelování je pouze určité přiblížení ke skutečnosti, určité idealizované zobrazení objektivní reality. Jde nyní o to jak věrně a jak vhodně se tím či jiným modelem k existující skutečnosti přiblížíme. Právě tímto problémem, včetně matematického popisu, se zabývá asymptologická analýza.

Z hlediska teorie poznání se asymptologická analýza /krátce řečeno asymptologie/ limitních případů jeví jako jediná uspokojivá efektivní metoda vedoucí k pokroku při zkoumání komplikovaných problémů, kdy přesné matematické metody selhávají a je často preferována i v těch případech, kdy vedou k určitým výsledkům. Asymptologie v sobě zahrnuje nejen matematický popis reálného objektu, ale zároveň dovednost vytvořit takový konkrétní matematický popis, který co možná nejvěrněji vystihuje v rámci daných možností jeho skutečné chování. Asymptologická analýza má cenu jak pro získání kvalitativní informace o chování reálného objektu a řešení je popisující tak pro získání detailních kvantitativních výsledků.

SHRNUTÍ ZÁKLADNÍCH PRACOVNÍCH ZÁSAD ASYMPTOLOGICKÉ ANALÝZY

Při matematické formulaci problému určujeme množinu proměnných na něž je kladen požadavek, aby určovaly plně okamžitý stav reálného objektu pro zvolenou úroveň jemnosti jeho vnitřní struktury. Tento požadavek úplné určenosti stavu reálného objektu má své logicko-historiské kořeny v klasické mechanice tuhého tělesa a hmotných bodů a souvisí s asymptologií v tom, že teprve po tom co vybereme konkrétní řešení matematického systému, je možné vyšetřovat jako chování pro daný limitní případ a určit pak s jakou přesností vybrané řešení popisuje skutečné chování reálného objektu. <u>Úplnou množinou</u> proměnných je generován <u>konfigurační prostor</u> reálného objektu. Chceme-li však zachytit vývoj stavu reálného objektu a nikoliv pouze jeho okamžitý stav, nevystačíme jen s konfiguračním prostorem a rozšiřujeme jej na <u>fázový prostor</u>, to jest prostor ve kterém je zobrazen nejen okamžitý stav objektu, ale rovněž je zde zobrazena okamžitá rychlost změny jeho stavu /proces vývoje stavu reálného objektu lze matematicky popsat vektorovým polem ve fázovém prostoru; bod fázového prostoru zadává stav objektu a vektor umístěný v tomto bodě charakterizuje rychlost změny stavu; posloupnost po sobě následujících stavů tvoří ve fázovém prostoru <u>fázovou trajektorii</u> reálného objektu; v některých bodech fázového prostoru může být vektor rychlosti změny stavu reálného objektu roven nule, takové body nazýváme rovnovážnými stavy - stav objektu se v průběhu času mění; rovnovážný stav objektu může být stabilní nebo nestabilní/. U reálného objektu utvořeného velkým množstvím dílčích objektů nejsme z praktických důvodů schopni určit počáteční podmínky ani řešit pohybové rovnice a uchylujeme se proto k pravděpodobnostnímu popisu jeho stavu pomocí pravděpodobnostní distribuční funkce počátečních stavů dílčích systémů /Zeithamer, 1984/. Pro-

tože taková distribuční funkce se mění s časem ať již implicitně nebo explicitně, užíváme ji pro popis vývoje stavu celého reálného objektu.

Základní snahou při asymptologické /limitní/ analýze je zjednodušit matematický systém popisující reálný objekt. Asymptologické zjednodušení matematického systému provádíme v podstatě tak, že jej rozdelíme na několik matematických systémů. Potom podle toho jak účelně se nám podařilo původní matematický systém rozdělit, postupujeme při jeho dalším zjednodušování a řešení /Kruskal, 1963/. Poznamenejme pro úplnost, že pro naše účely pod pojmem matematický systém rozumíme takový soubor matematických relací, který je řešitelný.

1. Podaří-li se nám vydělit ty částečné matematické systémy /ať již nezávislé, autonomní či neautonomní/, které v limitním případě ovlivňují nevýrazně řešení původního matematického systému, zanedbáme je. Získáme tak sice obecně jiný matematický systém, který však bývá buď snadněji řešitelný nebo můžeme alespoň ze struktury tohoto matematického systému dedukovat podmínky jeho řešitelnosti. Při zanedbávání minoritních částečných matematických systémů však musíme být maximálně opatrní. V praxi se nám totiž stává, že se vyskytnou dva nebo více částečných matematických systémů srovnatelného významu, který závisí na nějaké ještě nedostupné znalosti nebo nějakém předpokladu či rozhodnutí, které nebylo dosud určeno. Z důvodu maximální objektivity posouzení významu jednotlivých částečných matemetických systémů je musíme v původním nerozděleném matematickém systému ponechat. To jest do budoucna bychom měli vzít v úvahu možnost, že význam některých z nich může být pro nerozdělený matematický systém srovnatelný s významem majoritních částečných matematických systémů. Zjednodušení matematického systému musí být tedy takové, abychom v něm uchovali co nejvíce informací potřebných k co nejvěrnějšímu vystižení chování reálného objektu.

2. Výchozí matematický systém se snažíme rozdělit na dva nebo více nezávislých matematických systémů, ať již jiného nebo stejného druhu jako je původní, takovým způsobem, že každé řešení nerozdělného matematického systému je řešením některého z dílčích nezávislých matematických systémů. Tímto způsobem převádíme řešení původního matematického systému na řešení matematického systému s menším počtem řešení, jenž lze tedy v tomto slova smyslu považovat za systém nižšího řádu.

3. V případě, že ne všechny matematické podsystémy jsou nezávislé, snažíme se vydělit v matematickém systému jeho autonomní matematické podsystémy. Autonomní matematický podsystém daného matematického systému je jeho část /včetně části okrajových a počátečních podmínek společně s částí proměnných/, tvořící matematický systém se svými vlastními charakteristickými zákonitostmi, jenž je možné řešit dříve, než vezmeme v úvahu působení zbylé části původního systému na toto řešení. Poznamenejme, že rozdíl mezi autonomním a nezávislým matematickým systémem je v tom, že autonomní systém bere do úvahy interakci reálného objektu s okolím.

Pracovní zásada asymptologického zjednodušení sice na jedné straně napomáhá řešit matematický systém, ale na druhé straně může vést ke komplikacím jiného charakteru. Lineární matematický systém je například možné v řadě praktických

případů redukovat na matematický systém nižšího řádu ale nelineární. Navíc se v praxi často stává, že se setkáváme s reálnými objekty popsanými matematickými systémy závisejícími na parametrech, přičemž pro některé hodnoty parametrů vykazuje řešení systému singulární charakter. V takovém případě se snažíme převést výchozí /singulární/ matematický systém na takový matematický systém, který se vůči původnímu systému jeví pouze jako porušený, tj. zhruba řečeno příliš se od něho neliší ale liší se zase natolik, aby ztratil svůj singulární charakter a nabýval ho až po provedení limitního procesu. Znamená to tedy, že je třeba nalézt takovou úplnou množinu proměnných ve kterých je reální objekt popsán /limitním/ poruchovým matematickým systémem.

Kritériem správnosti a vhodnosti asymptologické analýzy je vždy praxe a jestliže se nám v průběhu analýzy objeví matematický neoprávněné výrazy /0/0, divergentní řady nebo integrály, nekonečně velké funkční hodnoty a podobně/, signalizuje to skutečnost, že asymptologická analýza byla provedena nevhodně ne-li nesprávně.

NĚKTERÉ PŘÍKLADY ASYMPTOLOGICKÉ ANALÝZY

Plazmatický objekt /např. různé části magnetosféry/ ve vnějším elektromagnetickém poli je z kinetického hlediska popsán distribuční funkcí $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$, která je řešením Boltzmannovy integrodiferenciální rovnice

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v}\, \mathrm{grad}_r f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha}\left(\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{H})\right) \cdot \mathrm{grad}_v f_\alpha = J \qquad /1/$$

Zde J označuje srážkový integrál, q_α a m_α náboj a hmotu částic druhu α, $\vec{E}$ a $\vec{H}$ jsou intenzity elektrického a magnetického pole v místě $\vec{r}$ a čase t, index α označuje druhy částic vyskytující se v plazmatickém objektu. Boltzmannova rovnice byla odvozena pro limitní případ blízkých srážek. Matematický systém /1/ je možné řešit v podstatě tak, že hledáme asymptotický tvar rozdělovací funkce a nebo analyzujeme systém momentových rovnic /podrobněji o přibližných metodách řešení Boltzmannovy rovnice /Zeithamer, 1983//. V limitním případě blízkých srážek Boltzmannova rovnice v sobě nezahrnuje kolektivní charakter coulombovské interakce /daleké srážky/ částic, který je například důležitý pro vysokoteplotní plazma ve vnější magnetosféře. Zahrneme-li do kinetického popisu plazmatu i daleké srážky, získáme matematický systém, tzv. Vlasovovu rovnici, který se při povrchním pohledu jeví zdánlivě jednodušším než Boltzmanův matematický systém /1/. Tvar Vlasovovy rovnice je tento

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \mathrm{grad}_r f - \frac{1}{m}\, \mathrm{grad}_r U(\vec{r}, t) \cdot \mathrm{grad}_v f = 0 \qquad /2/$$

kde

$$U(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(|\vec{r} - \vec{r}'|)\, f(\vec{r}', \vec{v}', t)\, d\vec{r}'\, d\vec{v}' \qquad /3/$$

je potenciál zahrnující v sobě prostřednictvím jádra $K(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ účinek blízkých /binárních/ srážek částic a jejich daleký /kolektivní/ účinek prostřed-

nictvím integrace. Z uvedeného vztahu pro potenciál $U(\vec{r}, t)$ vidíme, že závisí, podobně jako srážkový integrál, na rozdělovací funkci $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Právě v této funkcionální závislosti je obsažena složitost Vlasovovy rovnice popisující tzv. "samosouhlasný" pohyb ve fázovém prostoru. Samosouhlasnost /self-konzistence/ řešení Vlasovovy rovnice se projevuje následujícím způsobem. Zadáme-li $U(\vec{r}, t)$ a řešíme rovnici /2/, potom nalezená funkce $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ musí současně řešit integrální rovnici /3/. A naopak, máme-li určitou distribuční funkci f popisující chování plazmového objektu a ze vztahu /3/ nalezneme $U(\vec{r}, t)$, pak řešením rovnice /2/ musíme obdržet výchozí rozdělovací funkci f.

Z toho co jsem zde uvedl je zřejmé, že Vlasovova asymptologická analýza plazmatického objektu na jedné straně zjednodušuje Boltzmannovu asymptologickou analýzu v tom, že odstraňuje srážkový integrál z Boltzmannovy integro-diferenciální rovnice, avšak na druhé straně je toto zjednodušení zaplaceno výskytem kolektivně-binárního potenciálu $U(\vec{r}, t)$ ve Vlasovově rovnici, závisejícím na rozdělovací funkci $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Určité zjednodušení Vlasovovy rovnice /tj. potenciálu $U(\vec{r}, t)$ / dosáhneme, zanedbáme-li v plazmovém objektu daleké srážky, ovšem za cenu toho, že distribuční funkce získaná řešením této zjednodušené rovnice již popisuje skutečné chování reálného objektu s menší věrohodností než ta distribuční funkce jež je řešením nezjednodušené Vlasovovy kinetické rovnice. Analogická situace nastane, přejdeme-li prostřednictvím momentů distribuční funkce v rychlostním podprostoru fázového prostoru od kinetické integrodiferenciální rovnice /ať již Boltzmannovy nebo Vlasovovy/ pro distribuční funkci $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ sedmi nezávislé proměnných k systému parciálních diferenciálních rovnic magnetické hydrodynamiky. Neznámé funkce vystupující v rovnicích magnetohydrodynamiky závisí sice pouze na třech prostorových souřadnicích a čase, avšak i v limitním případě dokonale vodivého plazmatu je třeba určit celkem pět neznámých funkcí a to prostorové a časové rozložení hustoty hmoty, tři složky hromadné rychlosti a tlak plazmatu. Protože systém magnetohydrodynamických rovnic není úplný, doplňujeme jej dalšími rovnicemi, které dokazujeme pomocí kinetické teorie. V hrubých rysech právě nastíněný abychom tak řekli začarovaný kruh, objevující se i v mnoha jiných případech matematického modelování, je jedna z příčin, která nás nutí nalézat nové cesty matematického popisu procesu vývoje stavu reálného objektu.

TEORIE KATASTROF A JEJÍ APLIKACE VE FYZICE VZTAHŮ SLUNCE - ZEMĚ

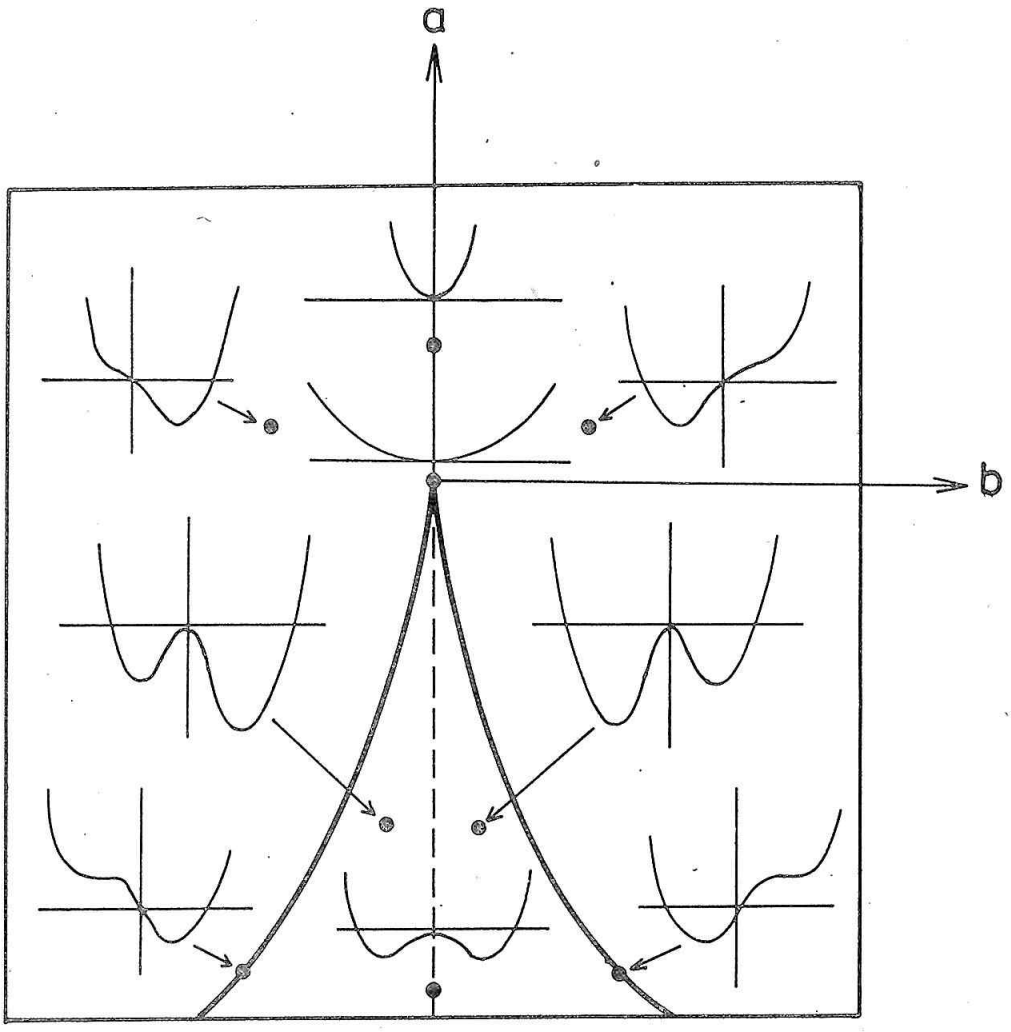
Reálný objekt se ne vždy vyvíjí tak, že spojité působení činitelů na tento objekt vede ke spojité změně jeho stavu. Pro výzkum náhlých /skokových/ změn byla teprve nedávno /zhruba před patnácti lety/ vypracována teorie, ve které jsou skokům podobné změny stavu reálného objektu nazvány katastrofami a dle toho se i celá teorie jimi zabývající nazývá teorií katastrof. Stav dynamického objektu popsaného gradientovým magnetickým systémem $d\psi_i/dt = \dot{\psi}_i = -\mathrm{grad}_{\psi_i} V(\psi_j, \mathrm{em})$, $1 \leq i,j \leq n$, $1 \leq m \leq k$ lze charakterizovat stavovými proměnnými ψ_j /tzv. vnitřními proměnnými, které jsou funkcemi tří prostorových souřadnic a času a kontrolních parametrů /tzv. vnějších proměnných - Reynoldsovo číslo, magnetické a gravitační pole a pod./ ovlivňujících kvantita-

tivní vlastnosti stavových proměnných. Chování reálného objektu se zadává jeho potenciálovou funkcí $V(\psi_j, c_m)$ na níž jsou po matematické stránce kladeny pouze takové požadavky, aby bylo možné aplikovat operace diferenciálního a integrálního počtu. Funkcionální tvar závislosti potenciální funkce V na stavových proměnných se mění při přechodu od jedné soustavy souřadné k druhé, což však pro chování reálného objektu nemá podstatný význam. Abychom se zbavili těchto nepodstatných rozdílů, obracíme pozornost pouze na topologické vlastnosti ploch odpovídajících podmínce $\operatorname{grad}_{\psi_i} V(\psi_j, c_m) = 0$, která je podmínkou rovnovážného /stabilního či nestabilního/ stavu objektu $(d\psi_i/dt = 0)$. Elementární teorie katastrof je tedy v podstatě studiem změny rovnovážného stavu reálného objektu v závislosti na změně kontrolních parametrů. Vzhledem k tomu, že reálné události probíhají ve čtyřrozměrném prostoročase, je možné se pro fyzikální účely omezit na čtyřrozměrný prostor kontrolních parametrů. Pro tento případ bylo dokázáno následující tvrzení: U /dynamického/ reálného objektu popsaného gradientovým magnetickým systémem se čtyřmi vnějšími proměnnými se setkáváme pouze se sedmi topologicky odlišnými typy skokových změn stavu. Libovolné narušení spojitého vývoje stavu objektu je vnější kompozicí určitého počtu topologicky odlišných typů katastrofických funkcí, uvedených v tab. 1, který je menší nebo roven sedmi. Tyto katastrofické funkce nazýváme pro stručnost vyjadřování elementární katastrofy.

TABULKA 1

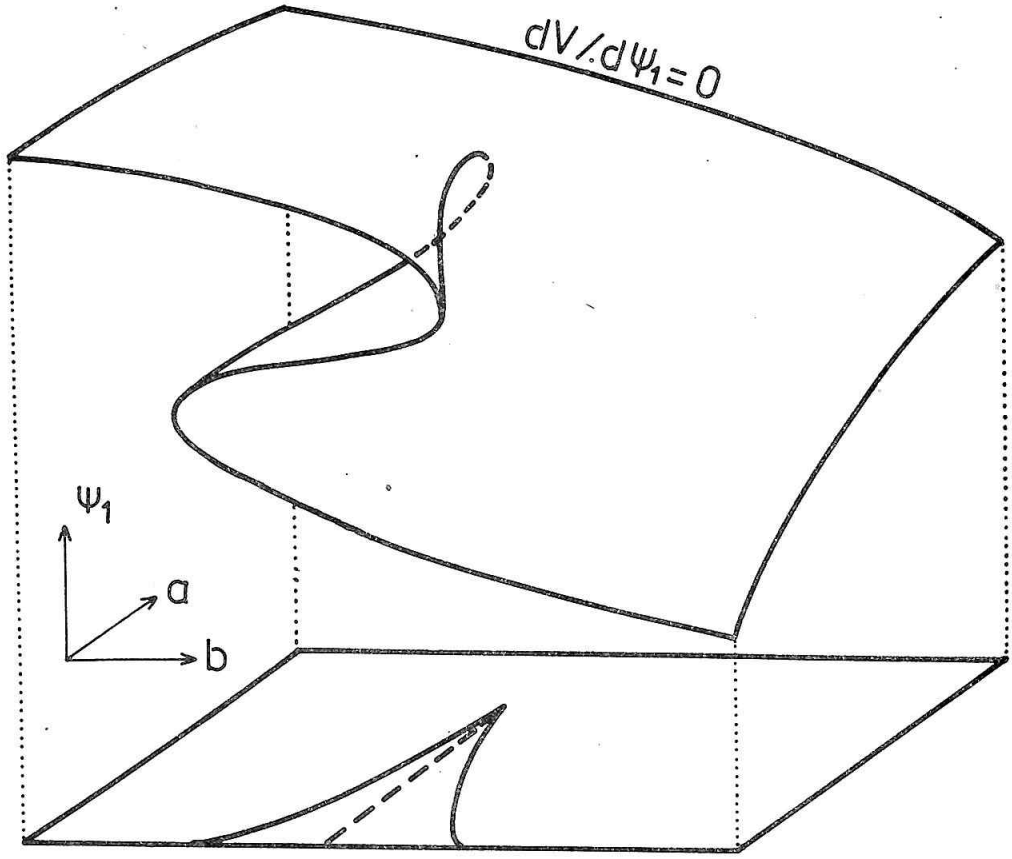
název elementární katastrofy	dominantní člen	poruchový člen
vráska (ruga)	$\frac{1}{3}\psi_1^3$	$+ a\psi_1$
cíp (cuspis)	$\frac{1}{4}\psi_1^4$	$+ \frac{1}{2}a\psi_1^2 + b\psi_1$
dvojcíp (bicuspis)	$\frac{1}{5}\psi_1^5$	$+ \frac{1}{3}a\psi_1^3 + \frac{1}{2}b\psi_1^2 + c$
motýl	$\frac{1}{6}\psi_1^6$	$+ \frac{1}{4}a\psi_1^4 + \frac{1}{3}b\psi_1^3 + \frac{1}{2}c\psi_1^2 + d$
hyperbolický kráter (hyperbolický umbilikus)	$\psi_1^3 + \psi_2^3$	$+ a\psi_1 + b\psi_2 + c\psi_1\psi_2$
eliptický kráter (eliptický umbilikus)	$\psi_1^3 - 3\psi_1\psi_2^2$	$+ a\psi_1 + b\psi_2 + c(\psi_1^2 + \psi_2^2)$
parabolický kráter (parabolický umbilikus)	$\psi_1^2\psi_2 + \psi_2^4$	$+ a\psi_1 + b\psi_2 + c\psi_1^2 + d\psi_2^2$

Při interakci slunečního větru s magnetosférou Země dochází k postupné akumulaci jeho energie v ohonu magnetosféry. Po dosažení kritické hodnoty je energie uvolněna v počáteční fázi magnetické přesněji řečeno magnetosférické bouře. Tento proces je možné modelovat cípovou katastrofou s katastrofickou funkcí $V(\psi_1, a, b) = \frac{1}{4}\psi_1^4 + \frac{1}{2}a\psi_1^2 + b\,\psi_1$. Pro různé hodnoty vnějších proměnných je kontrolní prostor rozdělen do dvou částí jak je ukázáno na obr. 1. V tomto obrázku jsou ukázány průběhy funkce $V(\psi_1, a, b)$ pro různé hodnoty a, b. Uvnitř výběžkové oblasti ma V tři izolované kritické body, vně ní má je-

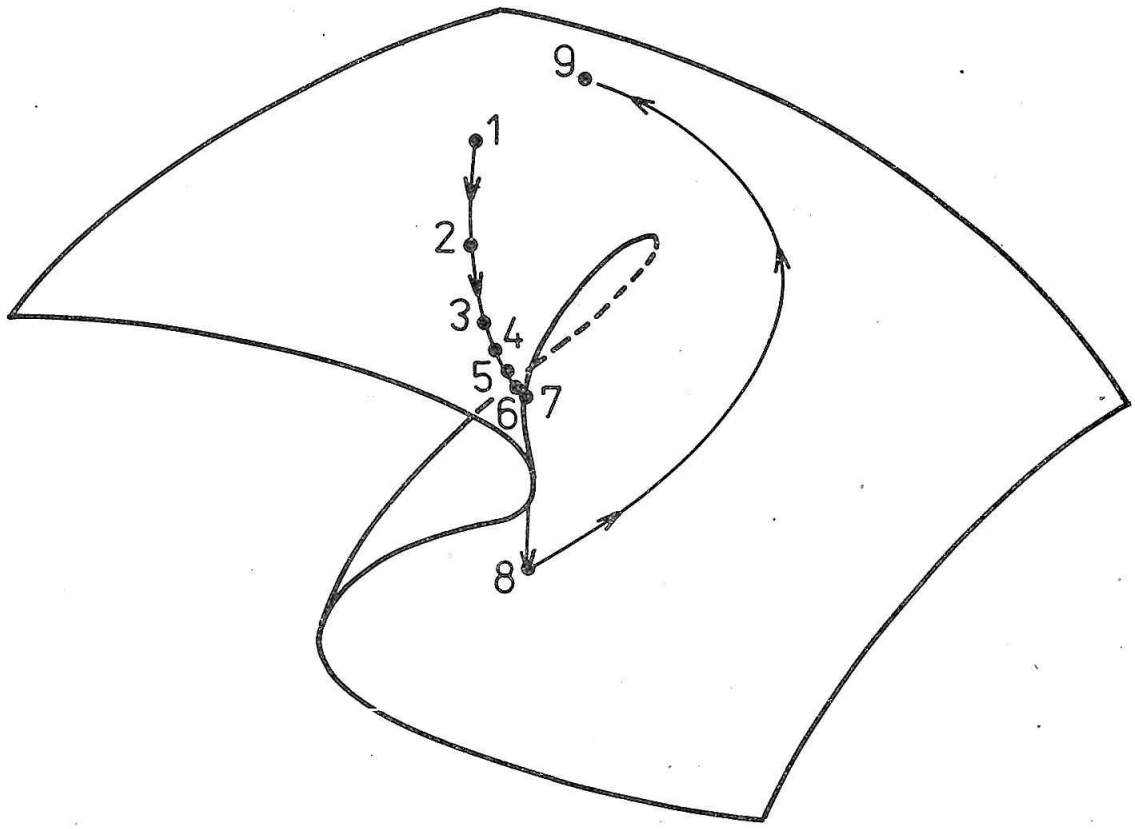


Obr. 1

den kritický bod. Na hranici výběžkové oblasti má izolovaný kritický bod a dvojnásobně degenerovaný kritický bod. V počátku soustavy souřadné má trojnásobně degenerovaný kritický bod. Množina kritických bodů je určena rovnicí grad ψ_1 $V(\psi_1, a, b) = dV/d\,\psi_1 = 0$. Tato rovnice určuje dvourozměrnou varietu ve třírozměrném prostoru jehož souřadnice jsou ψ_1, a, b. Tato kritická varieta je na obr. 2. Křivky delící kontrolní rovinu jsou průměty přehnutých částí kritické variety. Čárkovaná polopřímka $a < 0$, $b = 0$ v kontrolní rovině odděluje potenciální funkce jejichž levé minimum je hlubší než pravé od funkcí s opačnou vlastností.

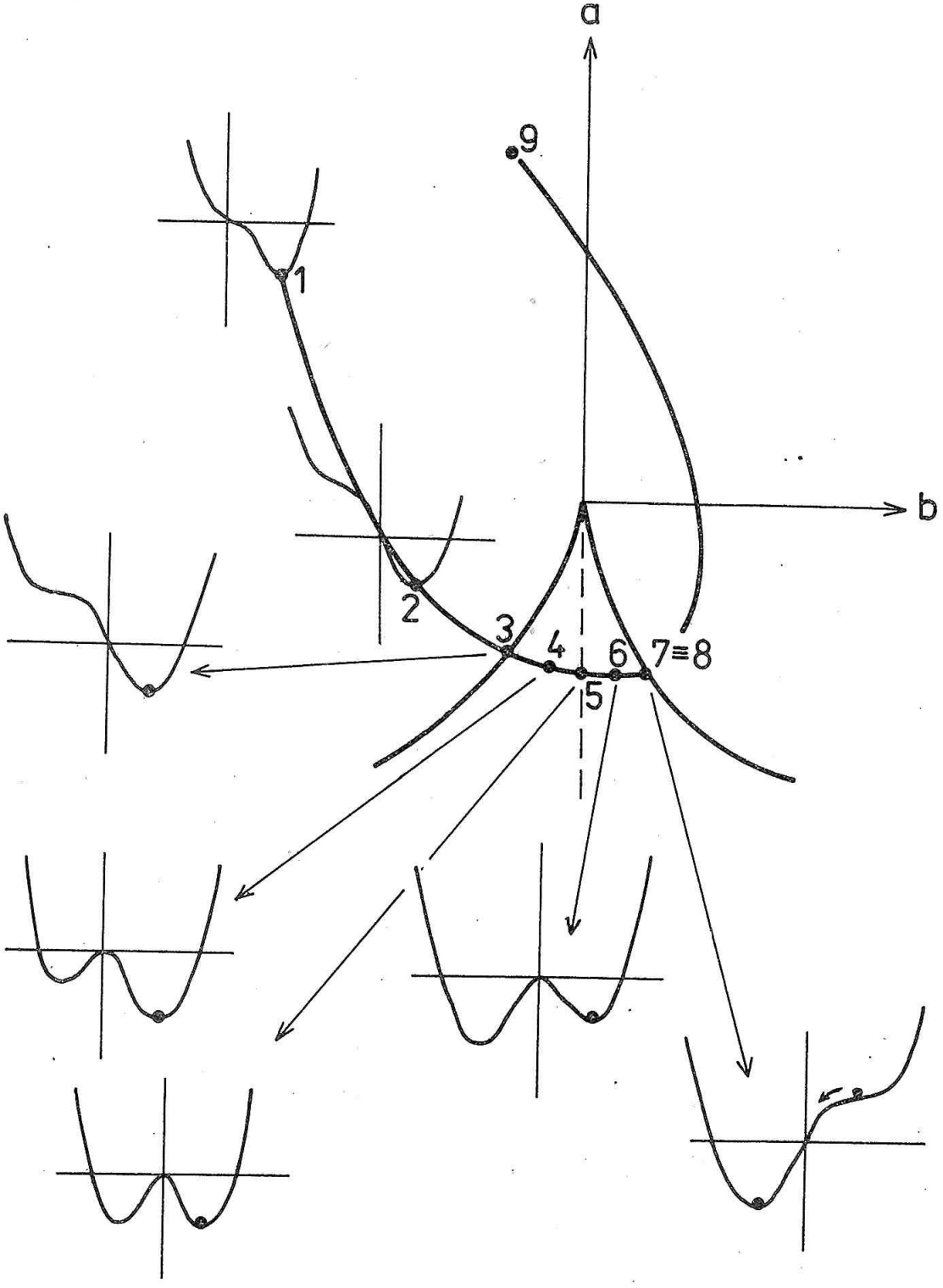


Obr. 2.



Obr. 3 - 1 až 7 fáze pro přípravu uvolnění energie v ohonu magnetosféry
7 až 8 fáze uvolnení energie
8 až 9 zostavovací fáze.

Jak se tedy bude pohybovat bodový obraz rovnovážného stavu ohonové části magnetosféry po kritické variete. Předpokládejme, že magnetosféra je na počátku přípravné fáze pro uvolnění energie; tomu odpovídá bod 1 na obr. 3. Na obr. 4 je v rovině kontrolních parametrů zakreslen průmět dráhy rovnovážného bodu po kritické varietě i s odpovídajícími změnami tvaru potenciálové funkce. Na dráze od bodu 1 až po bod 7 dochází postupně ke snižování hloubky pravého minima a vytváření levého minima. V konečném bodě přípravné fáze pro uvolnění



Obr. 4.

energie v ohonu magnetosféry bylo akumulováno již tolik energie slunečního větru, že rovnovážný stav ohonové části magnetosféry se stává nestabilním a přechází při sebemenším podnětu skokem do polohy stabilnější označené číslem 8. Tato skoková část dráhy odpovídá uvolnění akumulované energie ohonu magnetosféry, odpovídající počátečnímu stádiu magnetosférické bouře.

Jak je vidět z uvolněného modelu dynamického chování magnetosféry, není v něm prozatím podstatný mechanismus akumulace energie slunečního větru ani mechanismus uvolňování této energie. Znalost takových mechanismů a ještě mnoha dalších však bude požadována v okamžiku, kdy budeme chtít určit s co největší přesností počáteční stav ohonu magnetosféry například pro účely meteorologické prognozy. Lze říci, že teorie katastrof se z dosud nám známých matematických prostředků hodí pro prognostické účely nejlépe. Vraťme se však k obr. 3 a 4. Od bodu 8 do bodu 9 odpovídá dráha po kritické varietě tzv. zotavovací fázi, během níž se vytváří v ohonu magnetosféry opět podmínky vhodné pro znovuzapočetí akumulace energie slunečního větru. Pro úplnost poznamenejme, že konečný bod dráhy zotavovací fáze /označený číslem 9/ nemusí být totožný s výchozím bodem uvolňovací fáze, avšak může být současně výchozím bodem nové přípravné fáze. Tato skutečnost je důsledkem mnoha faktorů mezi něž patří především tyto:

1. V ohonu magnetosféry není vždy uvolněno stejné množství energie. Množství uvolňované energie závisí na parametrech slunečního větru.
2. Okamžitý vnitřní stav celé vnější magnetosféry rovněž ovlivňuje stav ohonu magnetosféry. Dále se zde uplatňuje kolektivní charakter fyzikálních procesů probíhajících ve styčné oblasti vnitřní a vnější magnetosféry.

ZÁVĚR

Okamžitý stav magnetosféry je charakterizován velkým počtem různých druhů geomagnetických indexů, avšak celá tato množina ani žádná její část neurčují plně stav magnetosféry. Je tedy velmi obtížné na základě jejich statistického zpracování provádět prognozu geomagnetické aktivity, která je spolu s prognozou sluneční aktivity jedním z klíčových podkladů pro vytváření modelů ovlivňování cirkulace atmosféry Země korpuskulárním zářením. Z této prekérní situace nám poskytuje vychodisko právě teorie katastrof. Pro zvolenou úroveň jemnosti vnitřní struktury magnetosféry je libovolné narušení spojitého vývoje jejího stavu vnější kompozicí odpovídajícího počtu elementárních katastrof. Z analytického vyjádření potenciálových funkcí jim odpovídajících je zřejmé, že k úplnému určení stavu magnetosféry jako celku postačí maximálně šest proměnných a to dvě stavové proměnné a čtyři kontrolní parametry. Všechny tyto proměnné budou sice velmi složitými kombinacemi mnoha různorodých fyzikálních veličin, avšak jejich malý počet umožní v mnoha případech nejen snadnější počítačové předpovídání vývoje stavu magnetosféry, ale rovněž dojde ke značnému zpřesnění zkusmých předpovědí vývoje jejího stavu sledováním obrazového bodu stavu magnetosféry po kritické varietě. Z toho pak vyplývá i zpřesnění předpovědi budoucího průběhu procesů, které jsou závislé na vývoji stavu magnetosféry.

LITERATURA

Kruskal, M. D.: 1963, v ed. S. Drobot, Mathematical Models in Physical Sciences, Prentice Hall, Englewood Cliffs

Zeithamer, T.: 1983, v ed. Vl. Mlejnek, Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí 5 - "Meteorologické a heliogeofyzikální faktory v životním prostředí člověka", Úpice, 13. - 14. dubna 1983. /v tisku/

Zeithamer, T.: 1984, v ed. Vl. Mlejnek, Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí 6, Úpice, 10. - 11. dubna 1984 /v tisku/.

Niektoré fyzikálne parametre životného prostredia a dopravná nehodovosť

A. PRIGANCOVÁ, Geofyzikálný ústav SAV Bratislava
J. STŘEŠTÍK, Geofyzikální ústav ČSAV Praha

ABSTRAKT

Na základe údajov o dopravnej nehodovosti sa skúma možný efekt premenného geomagnetického poľa a ďalších fyzikálných parametrov životného prostredia na jej dynamiku s dôrazom na komplexnosť pôsobenia uvažovaných veličín a význam pulzačnej Pc aktivity magnetického poľa Zeme.

ÚVOD

Viaceré výskumy poukazujú na význam fyzikálnych parametrov životného prostredia v našom živote. Z hľadiska energetického je ich úloha nezastupiteľná pri tvorbe základných podmienok života /1/. V ostatných rokoch sa stále vo väčšej miere zdôrazňuje fakt informačnej významnosti niektorých parametrov živostného prostredia z hľadiska funkčnej aktivity organizmov, menovite činnosti CNS /centrálna nervová sústava/. Nevylučuje sa možnosť nepriaznivého pôsobenia, v dôsledku čoho môže dôjsť i k neadekvátnej reakcii na vonkajší podnet /1, 2/. Poukazujú na výsledky podrobnejšej analýzy rôznych ukazovateľov sociálneho a spoločenského života. V príspevku sa predkladajú niektoré predbežné výsledky analýzy dynamiky dopravnej nehodovosti z uvedeného hľadiska.

ÚDAJE PRE ANALÝZU

Údaje o dopravnej nehodovosti pochádzajú z archívu MV SSR. Týkajú sa vývoja nehodovosti podľa jednotlivých dní v r. 1979 - 1981 pre hlavné mesto SSR Bratislavu a v r. 1980 - 1982 pre Východoslovenský, Stredoslovenský a Západoslovenský kraj /v ďalšom výklade sú používané skratky VSK, SSK a ZSK/.

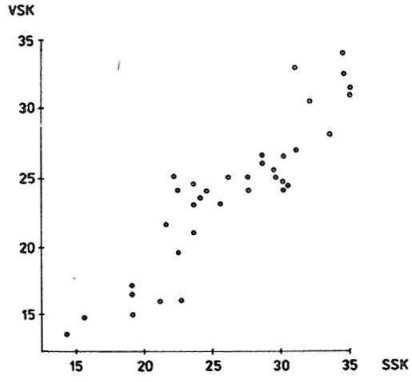
Z fyzikálnych parametrov životného prostredia sa uvažovali údaje o geomagnetickej, meteorologickej situácii a atmosférická elektrina. Geomagnetické ΣK indexy /v podobe denných súčtov/ sa brali z observatória Niemegk /NDR/ a údaje o geomagnetických pulzáciách pochádzajú z observatória Šrobárová. Lokálnu geomagnetickú situáciu vystihujú uvedené údaje v postačujúcej miere. Platnosť meteorologických údajov, kde sa použili merania z Prahy /observatórium v Karlove/ je pre územie Bratislavy, resp. SSR len čiastočná. Údaje o atmoaférickej elektrine /gradiente potenciálu/, ktoré boli k dispozícii zo stanice Nagycenk pri Šoprone /MĽR/, sú vzhľadom na malú vzdialenosť do Bratislavy smerodajné. Extrémnu situáciu v elektrickom poli predstavujú dni, pre ktoré denné údaje chýbajú v dôsledku výskytu impulzov prevyšujúcich rozsah záznamu v obidvoch smeroch. V uvažovanom období je takých dní 40%.

Pri delení uvažovaného súboru údajov o dopravnej nehodovosti na podsúbory podľa hodnôt jednotlivých parametrov životného prostredia sa dbalo na adekvátne zastúpenie pracovných a voľných dní v každom podsúbore.

VÝSLEDKY A ICH DISKUSIA

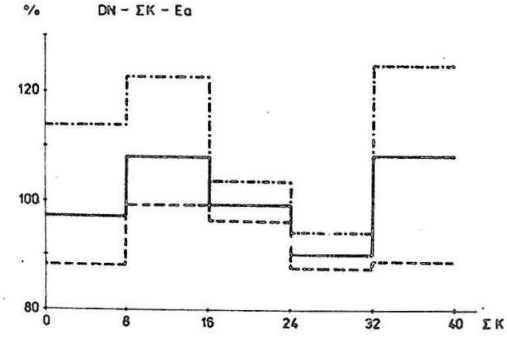
Vývoj dopravnej nehodovosti podlieha viacerým objektívnym a subjektívnym faktorom. Analýza vzájomného vzťahu priebehu nehodovosti v krajoch SSR ukazuje na určité spoločné vplyvy vo všetkých krajoch, medzi ktoré zaraďujeme aj vplyvy fyzikálnych parametrov životného prostredia.

Na potvrdenie uvedieme, že korelačné koeficienty medzi denným počtom nehôd pre jednotlivé dvojice krajov sú nasledovné: 0,49 /ZSK _ SSK/, 0,35 /ZSK-VSK/ a 0,57 /SSK - VSK/. Najnižšia korelácia je, pochopiteľne, pre navzájom najvzdialenejšie kraje. Grafickú predstavu korelačného vzťahu územného výskytu nehôd vo forme mesačných priemerov uvedieme kvôli stručnosti len pre dvojicu krajov VSK - SSK /obr. 1/. Prípadný vplyv fyzikálnych parametrov životného prostredia sa potvrdzuje aj ďalšou analýzou. Kvôli stručnosti sa predkladajú výsledky len pre údaje z Bratislavy.



Obr. 1 - Korelácia mesačných priemerov dopravnej nehodovosti pre dvojicu krajov SSK - VSK.

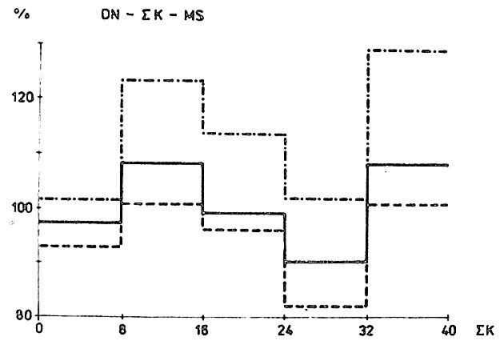
Rozbor dopravnej nehodovosti vzhľadom na geomagnetickú situáciu /plná čiara na obr. 2 a 3/ ukazuje, že táto môže byť viac alebo menej priaznivá. Súvislosť s celkovou úrovňou geomagnetickej aktivity je zložitejšia. So vzrástajúcou geomagnetickou aktivitou sa počet dopravných nehôd nie vždy zväčšuje. Ich nárast je možný tak pri miernych, ako aj pri vysokých hodnotách Σ K. Zistená súvislosť sa zachováva aj vtedy, ak uvažujeme rozloženie počtu nehôd pri zohľadnení možného pôsobenia ďalších faktorov životného prostredia, napr. atmosférickej elektriny /obr. 2/. Pri extrémnej situácii v elektrickom poli celková úroveň nehodovosti vzrastá a činí 108% priemernej hodnoty; naproti tomu v rozsahu merateľných hodnôt gradientu potenciálu klesá nehodovosť do 94% /obr. 2/.



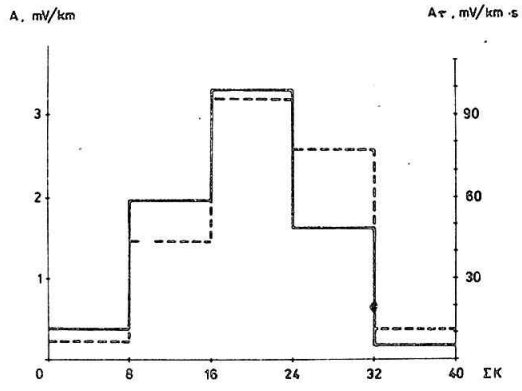
Obr.2 - Súvislosť dopravnej nehodovosti pre Bratislavu s úrovňou geomagnetickej aktivity /ΣK/ - celková situácia /plná čiara/ a situácia pro zohľadnení faktora atmosférickej elektriny pre prípad extrémnych hodnôt gradientu potenciálu /.-.-/ a v rozsahu merateľných hodnôt /----/.

Na obr. 3 sa do úvahy brala biometeorologická typizácia počasia na základe zjednodušenej metódy používanej v Institut für Meteorologie und Geodynamik vo Viedni /3/. Metóda umožňuje hovoriť o priaznivej a nepriaznivej biometeorologickej situácii. Pri zachovaní základného priebehu je názorný rozdiel medzi úrovňou nehodovosti v priaznivých a nepriaznivých dňoch. /Obr. 3/.

Zachovanie základného priebehu nehodovosti vzhľadom na $\sum K$ je dôvodom pripustiť prítomnosť určitého kritického činiteľa závislého na úrovni celkovej geomagnetickej aktivity. Pozornosť upútavá nízkofrekvenčné elektromagnetické pozadie magnetického poľa Zeme /2/. Laboratórne experimenty poukazujú hlavne na dve bioaktívne frekvencie 0,02 Hz a 0,06 Hz, ktoré spadajú do frekvenčného rozsahu geomagnetických pulzácií. O závislosti ich morfologických vlastností od geomagnetickej aktivity svedčí obr. 4, na ktorom je znázornený chod amplitúdy pulzácií zo stanice Šrobárová, resp. súčinu amplitúdy na trvanie pulzácií pri meniacej sa $\sum K$. Obrázok sa vzťahuje hlavne na frekvenčné pásmo pulzácií Pc3 a je vidieť, že maximum pripadá na miernu geomagnetickú aktivitu. Na druhej strane je známe, že s rastúcou geomagnetickou aktivitou perióda pulzácií klesá /4/. To znamená, že ak berieme do úvahy konkrétnu periódu pulzácií, máme rátať s pohyblivým maximom Pc aktivity, ktoré pre dlhšie /kratšie/ periódy sa posúva vľavo /vpravo/. Inými slovami, úroveň Pc aktivity v pásme bioaktivných frekvencií sa mení pri meniacej sa geomagnetickej aktivite. Túto skutočnosť treba, podľa všetkého, brať na zreteľ, pri interpretácii súvislosti výskytu dopravnej nehodovosti vzhľadom na $\sum K$ /obr. 2, 3/. Polohe zistených maxím dopravnej nehodovosti odpovedajú maximá Pc aktivity v oblasti bioaktivných frekvencií. Naznačovalo by to nepriaznivé pôsobenie zvýšenej Pc aktivity /pre konkrétne frekvencie/ na adekvátnu reakciu. Do určitej miery sa prejavuje tendencia podobného pôsobenia i pri zníženej úrovni Pc aktivity. Potvrdzovalo by to laboratórne výsledky, ktoré hovoria o istej optimálnej úrovni nízkofrekvenčného elektromagnetického pozadia.

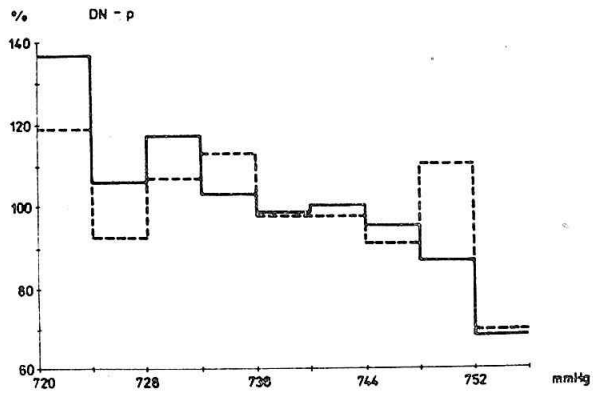


Obr. 3 - Súvislosť dopravnej nehodovosti pre Bratislavu s úrovňou geomagnetickej aktivity /$\sum K$/ - celková situácia /———/ a situácia pri priaznivej /-----/ a nepriaznivej /.-.-.-/ meteorologickej situácii.

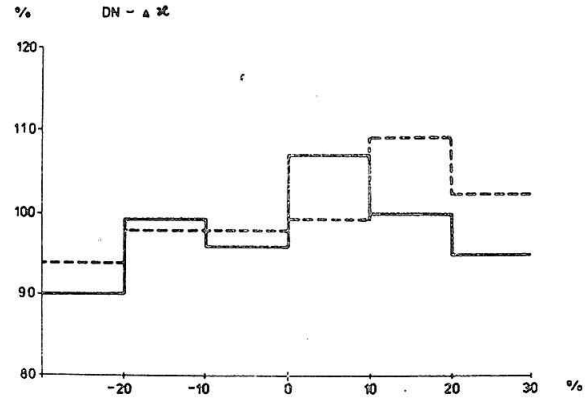


Obr. 4 - Priemerná amplitúda pulzácií pre stanicu Šrobárová /-----/ a priemerné hodnoty súčinu amplitúdy na trvanie pulzácií/———/ v závislosti od celkovej geomagnetickej aktivity $\sum K$.

Predkladané výsledky, ktoré sú, okrem iného, v zhode s výsledkami analýzy dopravnej nehodovosti a výskytu infarktu miokardu v Hyderabade /5/, majú len predbežný charakter. Je to spojené s tým, že sa uvažovala denná nehodovosť a nie výskyt nehôd v takých hodinách dňa, kedy sa najčastejšie vyskytujú pulzácie spomínaných frekvencií. Pre dôkladnejšiu analýzu sa tiež žiada dôslednejšie vyhodnotenie pulzácií vzhľadom na konkrétnu frekvenciu, čo bude predmetom ďalšej práce.



Obr. 5 - Súvislosť výskytu dopravných nehôd a tlaku vzduchu /v klasických jednotkách, 760 mm Hg = 100 kPa/ bez časového posunu /——/ a s oneskorením o jeden den /---/.



Obr.6 - Súvislosť výskytu dopravných nehôd a odchýlky relatívnej vlhkosti vzduchu od dlhodobého priemeru bez časového posunu /——/ a s oneskorením o jeden deň /-----/.

Obr. 2, 3 zdôrazňuje komplexnosť pôsobenia rôznych faktorov životného prostredia. Ich vplyv sa prejavuje aj jednotlivo, čo vidieť na obr. 5 a 6 pre vybrané meteorologické parametre. Obr. 5 názorne vykazuje tendenciu poklesu nehodovosti pri vyššom tlaku, či ide o oneskorený efekt alebo o účinok bez časového posunu. Treba povedať, že táto tendencia, aj keď sa zachováva pre všetky kraje, je menej zreteľná, nakoľko merania v Prahe menej vystihujú skutočný raz počasia vo vzdialenejšom kraji.

Na obr. 6 je znázornená podobná súvislosť pre relatívnu vlhkosť vzduchu. Tento parameter má výraznú ročnú variáciu, preto sme použili odchýlku od dlhodobého priemeru vyjadrenú v percentách. Pri vyššej relatívnej vlhkosti vzduchu je, ako ukazuje výskyt nehôd, väčšia pravdepodobnosť zlyhania adekvátnej reakcie. Poznamenávame, že táto súvislosť je menej výrazná podľa údajov v krajoch z podobných dôvodov ako v prípade tlaku vzduchu.

ZÁVER

Na základe analýzy vývoja dopravnej nehodovosti sa skúmal možný bioaktívny efekt viacerých fyzikálnych parametrov životného prostredia. Je reálny a z hladiska ich premenlivosti sa dá hovoriť o viac alebo menej priaznivej situácii čo do funkčnej aktivity organizmu, menovite činnosti CNS. Zdôrazňuje sa komplexnosť pôsobenia uvažovaných parametrov, čo svedčí o synergickom charaktere ich vplyvu.

LITERATÚRA

/1/ Vlijanie solnečnoj aktivnosti na atmosferu i biosferu Zemli. Red. M. N. Gnevyšev, A. I. Oľ. Izd. Nauka, Moskva, 1971

/2/ Prigancová, A.: O možných mechanizmoch vzťahov Slnko-Zem. Zborník "Vzťahy medzi slnečnou činnosťou a organizmami, Bratislava, 1983

/3/ Střeštík, J.: Vyhodnocení dopravné nehodovosti v Bratislavě v létech 1979-1981 s přihlédnutím k vlivu vnějších činitelů. Zborník "Kozmogénne vplyvy a človek".

/4/ Jacobs, J. A.: Geomagnetic Micropulsations. Springer Vlg Berlin, Heidelberg, New York, 1970

/5/ Srivastava, B. J., Saxena, S.: Geomagnetic-Billogical Correlations: Some New Results. Indian Journal of Radio and Space Physics, v. 9, 121, 1980.

Slnečná aktivita a cestné dopravné nehody

M. BIELEKOVÁ, Geofyzikálny ústav SAV Bratislava

ABSTRAKT

V práci sa analyzuje cestná dopravná nehodovosť ako jedna z mnohorakých následkov slnečnej aktivity i v procese života človeka. Na rozdiel od predchádzajúcich výsledkov získaných na základe mesačných údajov o nehodovosti, boli vyhodnotené nehody v Bratislave z jednotlivých dní vo vybraných 4 mesiacoch /január, marec, júl, september/ rokov 1979-1981 pre charakterizovanie sezonneho prejavu nehodovosti s uvažovaním vplyvu slnečnej aktivity. Bolo zistené, že úhrnný koeficient korelácie nehodovosti s uvažovanými faktormi je výraznejší pre denné údaje ako pre mesačné údaje.

ÚVOD

Pri výskume fyziky Slnka a vzťahov Slnko-Zem je veľká pozornosť venovaná rôznym aspektom slnečnej aktivity, ako sú jej príčiny, prejavy a následky. Premenlivosť slnečnej aktivity môže spôsobiť magnetické búrky, polárne žiare, môže meniť podmienky radiácie v okolozemskom priestore a vplývať na meteorologické procesy. Dopad vplyvu slnečnej aktivity na deje v zemskej atmosfére a biosfére stal sa predmetom interdisciplinárných skúmaní, pre ktoré informácie o zmenách slnečnej aktivity poskytuje medzinárodná služba Slnka.

MEDZINÁRODNÁ SLUŽBA SLNKA A JEJ VYUŽITIE

Medzinárodná služba pre využitie slnečných záznamov od spolupracujúcich observatórií a od hvezdárov-amatérov bola založená pred vyše 120 rokmi. Spolupráca bola zameraná na zostavenie provizórnych a definitívnych relatívnych slnečných čísel charakterizujúcich slnečnú aktivitu. V ostatnom čase sa pre interdisciplinárne účely využíva nielen pozorovací materiál, ale sa vypracúvajú predpovede dlhodobé a krátkodobé. Známe sú už aj v zahraničí krátkodobé predpovede slnečnej aktivity pravidelne zostavované v ČSSR od r. 1978 /1/.

Vďaka porovnávaniu údajov o slnečnej aktivite s rôznymi spoločenskými a sociálnymi javmi ukazuje sa, že premenlivá slnečná aktivita sa prejavuje i v ľudskej činnosti, napr. v cestnej premávke. Pozastavíme sa podrobnejšie na rozbore štatistiky nehodovosti v cestnej premávke.

Cestná dopravná nehodovosť v Bratislave, Košiciach a okrese Trenčín z jednotlivých mesiacov v rokoch 1979-1981 bola vyhodnotená v závislosti od nasledujúcich faktorov: čas, alkohol, technická závada na vozidle alebo na vozovke, šmyk, počasie a geomagnetická aktivita v /2/, resp. slnečná aktivita v /3/ použitím metódy viacnásobnej lineárnej regresnej analýzy. V predloženej práci sa

pokračuje v analýze nehodovosti na základe denných údajov vo vybraných 4 mesiacoch z jednotlivých rokov uvedeného obdobia.

Cieľom použitej štatistickej metódy je určiť rovnicu lineárnej regresie pre závislosť celkového počtu cestných dopravných nehôd N od 5 uvažovaných faktorov:

$$N = A_0 + A_1N_a + A_2N_t + A_3N_š + A_4N_p + A_5W. \qquad /1/$$

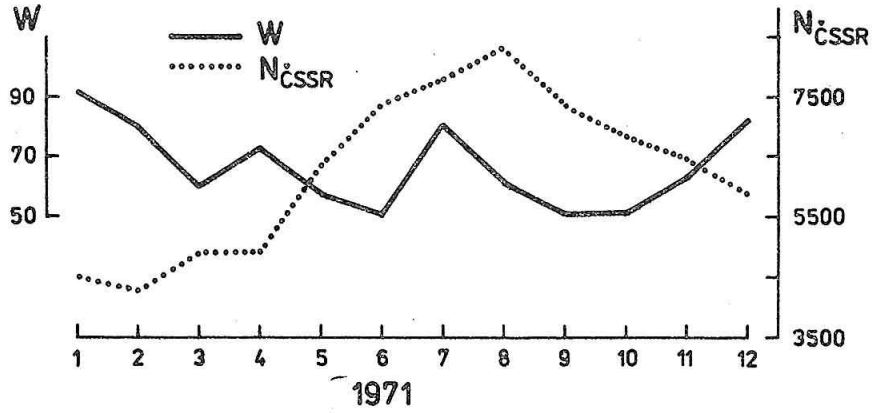
Využíva sa predpoklad, že premenné N_a, N_t, $N_š$, N_p /počet nehôd, ktorých príčinou bol alkohol, technická závada na vozidle alebo na vozovke, šmyk, nevhodné poveternostné podmienky v jednotlivých dňoch vyšetrovaných mesiacov/, W /slnečná aktivita charakterizovaná dennými Wolfovými číslami/ sú vzájomne nezávislé. Vidieť, že regresná rovnica zahrňuje vplyv bezprostrednej cestnej situácie a možný vplyv slnečnej aktivity. Regresné koeficienty A_0, ..., A_5 a úhrnný korelačný koeficient R boli určené metódou najmenších štvorcov.

Na rozdiel od /2, 3/ bolo uvažovaných len 5 premenných, lebo časová premenná bola vynechaná. Čas bol rozlíšený uvažovaním súborov denných údajov o nehodovosti pre vybrané mesiace z jednotlivých ročných období.

SEZÓNNY PREJAV CESTNEJ DOPRAVNEJ NEHODOVOSTI

Dôležitú úlohu pri interpretácii dynamiky dopravnej nehodovosti má zistenie jej denného a ročného chodu. Denná variácia cestnej dopravnej nehodovosti v Bratislave a závislosť tejto variácie na vonkajších podmienkach bola skúmaná v /4/. Ukázalo sa, že nehodovosť vykazuje výraznú dennú variáciu, ktorá rovnako ako týždenná variácia je spôsobená rôznou hustotou premávky. Táto ovplyvňuje značne aj ročnú variáciu dopravnej nehodovosti.

Na obr. 1 je znázornená ročná variácia cestných dopravných nehôd na území ČSSR /$N_{ČSSR}$/ v r. 1971. Vidieť maximum nehodovosti v letných mesiacoch, kedy je účastníkov cestnej premávky v súvislosti s dovolenkovými presunmi značne viac ako v ostatných mesiacoch. Analogický je ročný chod cestných dopravných nehôd podľa štatistických ročeniek ČSSR aj v ďalších rokoch.

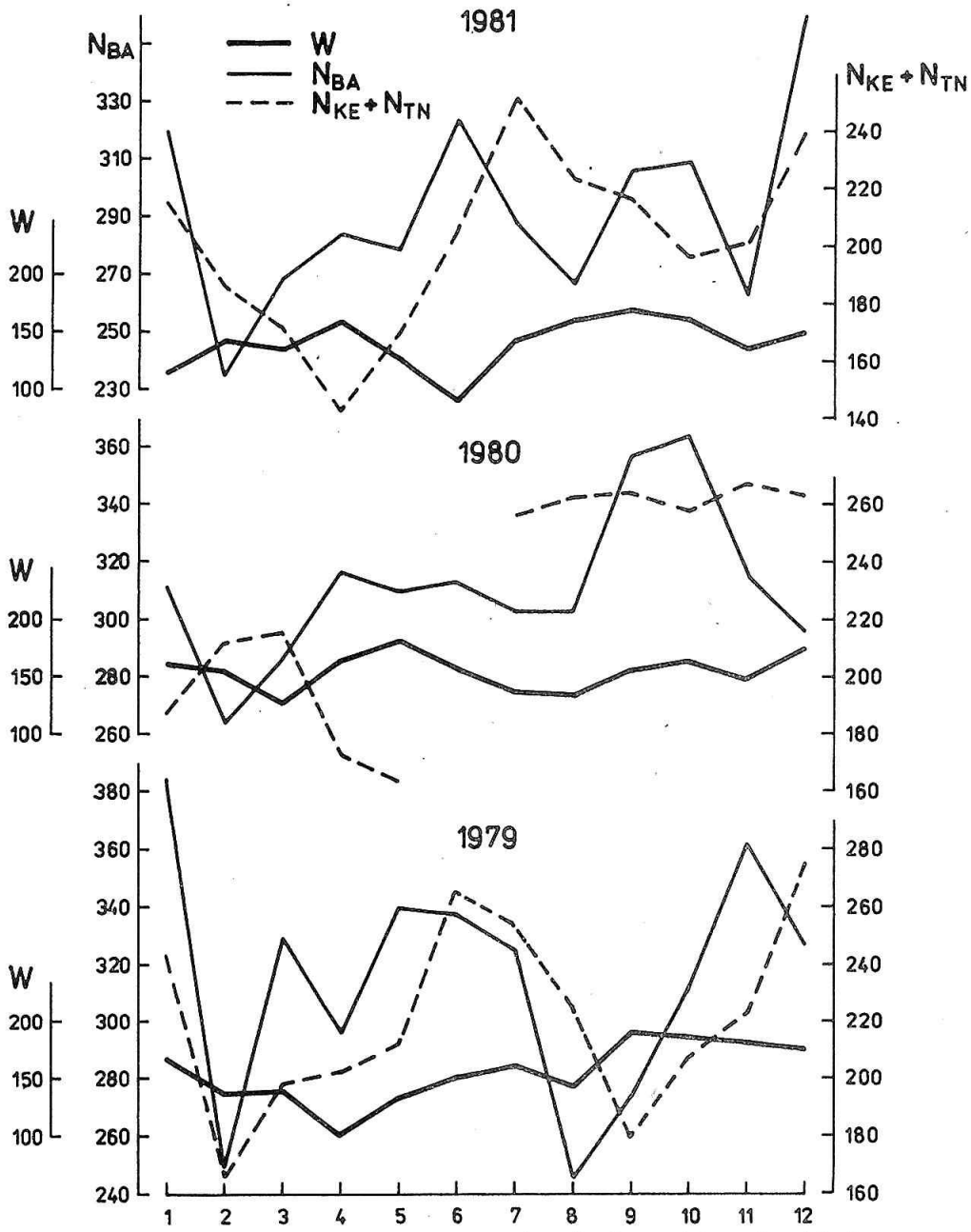


Obr. 1 - Ročná variácia cestnej dopravnej nehodovosti na území ČSSR a slnečná aktivita v rokoch 1979 - 1981.

Ročný chod cestnej dopravnej nehodovosti v Bratislave N_{BA} a Košiciach a okr. Trenčín súhrnne $N_{KE} + N_{TN}$ v r. 1979 - 1981, znázornený na obr 2, je odlišný od priebehu krivky na obr. 1. Na obr. 2 vidieť 3 vzostupy nehodovosti v priebehu roka, a to na začiatku, v strede a ku koncu roka /okrem N_{BA} v r. 1980/, ktoré môžu súvisieť so zimnou a letnou dovolenkou účastníkov cestnej premávky.

Sezónny prejav nehodovosti je tiež preukázaný v tab. 1 na údajoch o percentuálnom výskyte nehodovosti N_{BA}' , $N_{KE} + N_{TN}$, vo vybraných mesiacoch /január, marec, júl, september/ jednotlivých rokov 1979 - 1981 z celkového počtu nehôd v uvedených lokalitách v týchto rokoch.

V nasledujúcom odseku sa skúma sezónny prejav uvedených nehôd v Bratislave s uvažovaním vplyvu slnečnej aktivity.



Obr. 2 - ročná variácia cestnej dopravnej nehodovosti v Bratislave, súhrnne v Košiciach a okrese Trenčín a slnečná aktivita v rokoch 1979 - 1981.

TABUĽKA 1

p	t	N_{BA}', %	$N_{KE}+N_{TN}'$, %
1	1979 január	3,48	3,21
2	marec	2,98	2,61
3	júl	2,95	3,35
4	sept.	2,49	2,37
5	1980 január	2,82	2,48
6	marec	2,59	2,83
7	júl	2,75	3,37
8	sept.	3,24	3,48
9	1981 január	2,89	2,83
10	marec	2,44	2,25
11	júl	2,61	3,32
12	sept.	2,78	2,85
		Σ =34,02	Σ =34,95

PREJAV SLNEČNEJ AKTIVITY V CESTNEJ DOPRAVNEJ NEHODOVOSTI

Na obr. 1 a 2 sú hrubou čiarou vyznačené mesačné Wolfové čísla slnečných škvŕn. Na týchto obrázkoch vidieť čiastočnú analógiu chodu dopravnej nehodovosti so slnečnou aktivitou. Tá sa potvrdila pri podrobnejšej regresnej a korelačnej analýze /3/.

Ďalej sa skúma vplyv slnečnej aktivity na denné údaje o cestnej dopravnej nehodovosti v Bratislave použitím metódy viacnásobnej lineárnej regresie analýzy pre 12 vybraných mesiacov z obdobia 1979-81 sú zhrnuté v tab. 2 a 3: V tab. 2 sú uvedené hodnoty koeficientov korelácie r nehodovosti s jednotlivými faktormi N_a, N_t, $N_š$, N_p, W. V tab. 3 sú uvedené hodnoty regresných koeficientov A_0, ..., A_5, úhrnných koeficientov korelácie R_1, R_2 vyjadrených v %, pričom

$$R_1 = R(N_a, N_t, N_š, N_p, W \rightarrow N_{BA}),$$

$$R_2 = R(N_a, N_t, N_š, N_p \rightarrow N_{BA}),$$

odpovedajúce štandardné odchýlky σ_1, σ_2 a príspevok slnečnej aktivity ΔW do úhrnnej korelácie, t.j. $\Delta W = R_1 - R_2$, %.

TAB. 2

p	$r(N_a, N_{BA})$	$r(N_t, N_{BA})$	$r(N_š, N_{BA})$	$r(N_p, N_{BA})$	$r(W, N_{BA})$
1	0,29	0,62	0,94	0,80	0,19
2	0,41	0,16	0,53	0,43	-0,05
3	0,24	0,31	0,52	0,61	0,06
4	0,29	-0,27	0,67	0,67	0,09
5	0,24	0,11	0,81	0,67	-0,13
6	0,03	0,12	0,59	0,60	-0,06
7	-0,19	0,05	0,06	0,61	0,28
8	0,15	-0,05	0,62	0,54	-0,05
9	-0,03	0,19	0,91	0,88	-0,23
10	0,19	0,33	0,32	0,61	-0,21
11	0,09	0,25	0,39	0,40	-0,09
12	-0,45	0,30	0,51	0,57	-0,02

Pri použití 5 faktorov hodnoty úhrnného korelačného koeficienta R_1 sú podstatne vyššie ako hodnoty korelačného koeficienta r pre každý faktor zvlášť. Použitie regresnej a korelačnej analýzy pre vyhodnotenie vzťahu nehodovosti s jednou premennou poskytuje nejednotné výsledky - hodnoty r /tab. 2/ pre jednotlivé mesiace sa značne líšia.

Regresná rovnica /1/ uvažovaná na základe denných údajov o nehodovosti v januári 1979 a 1981 blíži sa k funkčnej závislosti, t.j. $R_1 \rightarrow 1$, resp. $R_1 \rightarrow 100\%$. V ostatných prípadoch R_1 nadobúda hodnoty 82,94-60,62% /tab. 3/.

TABUĽKA 3

p	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	R_1, %	R_2, %	σ_1	σ_2	ΔW, %
1	0,45	0,99	4,43	1,05	0,03	0,03	95,37	95,26	3,49	3,46	0,11
2	8,77	2,86	-0,18	1,66	0,40	-0,02	74,99	74,87	3,75	3,68	0,12
3	7,45	2,45	-1,19	1,17	0,79	0,01	71,33	71,26	3,99	3,92	0,07
4	3,54	3,17	-1,03	2,33	0,43	0,02	82,06	81,37	3,27	3,25	0,69
5	5,74	0,46	-0,31	0,87	0,42	0,00	82,94	82,93	3,73	3,66	0,01
6	8,43	1,32	0,47	1,18	0,99	-0,02	71,06	69,31	3,93	3,95	1,75
7	6,38	-0,37	3,04	-1,45	1,01	0,02	67,93	64,07	3,51	3,61	3,86
8	11,10	-0,52	0,40	2,20	0,14	0,00	63,78	63,70	3,49	3,42	0,08
9	3,79	1,15	4,58	0,99	0,40	0,00	93,86	93,86	3,09	3,03	0,00
10	8,39	0,89	2,83	-1,01	0,98	-0,01	67,65	67,38	3,11	3,06	0,27
11	9,78	0,54	2,19	2,14	0,71	-0,02	60,62	57,95	2,96	2,97	2,67
12	10,22	2,82	-0,85	0,68	0,47	-0,02	67,08	66,55	4,33	4,27	0,53

Uvažovaním 5 faktorov v rovnici /1/ pre všetky prípady p hodnoty úhrnného korelačného koeficienta $R_1 \sim 95,37 - 60,62\%$ sú výrazné. Pri použití 4 faktorov /bez uvažovania vplyvu slnečnej aktivity/ hodnoty úhrnného korelačného koeficienta R_2 sú nižšie. Výnimkou je 9. prípad, v ktorom $R_1 = R_2$. Na základe rozdielu hodnôt R_1 a R_2 možno usúdiť, že slnečná aktivita vystupuje ako faktor zvyšujúci úhrnnú koreláciu.

Príspevok slnečnej aktivity do úhrnnej korelácie pre denné údaje je väčší /maximálne 4%/ ako pre mesačné údaje /3/. Ročný chod veličiny Δ W podľa sezónnych zmien vykazuje pokles v januári pre všetky roky a vzrast v júli r. 1980 a 1981.

ZÁVER

Ďalšie výsledky skúmania rôznych faktorov vplyvajúcich na cestnú dopravnú nehodovosť, medzi nimi i slnečnej aktivity, ukázali ich štatistickú významnosť v dennom chode nehodovosti pre vybrané mesiace z jednotlivých ročných období.

Na základe vymedzenia vplyvu slnečnej aktivity na nehodovosť v jej dennom a ročnom chode použitím viacnásobnej lineárnej regresnej analýzy sa potvrdzuje, že sa na chovaní a činnosti človeka prejavuje - aj keď nepatrne - vplyv slnečnej aktivity.

LITERATÚRA

/1/ Janda, F.: Šíření radiových vln jeho změny a předpovědi, Amatérske rádio, XXXI, 31, 1982

/2/ Bieleková, M.: O priamych a nepriamych faktoroch vplývajúcich na nehodovosť v cestnej premávke, Zb. seminára "Kozmogénne vplyvy a človek", Tatranská Lomnica, 1983, 167

/3/ Bieleková, M.: Nehodovsť v cestnej premávke, slnečná aktivita a počasie, Zb. seminára "Bioklimatologické pracovné dni", Bratislava, 1983, v tlači

/4/ Střeštík, J.: Vyhodnocení dopravní nehodovosti v Bratislavě v letech 1979 - 1981 s přihlédnutím k vlivu vnějších činitelů, Zb. seminára "Kozmogénne vplyvy a človek", 1983, 175.

Slapová činnost Měsíce a Slunce a anomální geomechanické jevy v OKR

J. ČECH, Katedra fyziky VŠB Ostrava

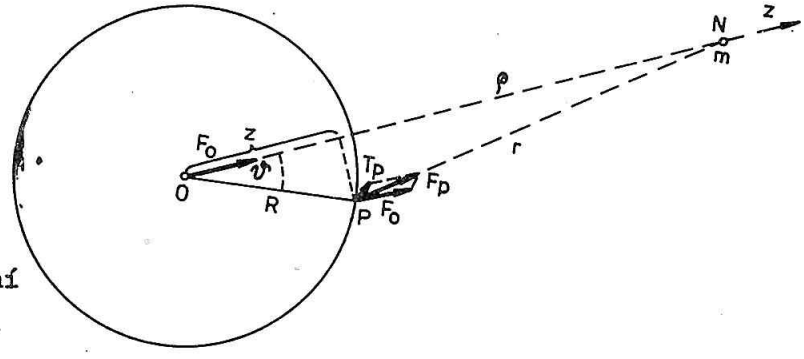
ÚVOD

Při dobývání ložisek nerostních surovin ve stále větších hloubkách a ve složitějších geologických podmínkách je velkou hrozbou pro hornické práce existence anomálních geomechanických jevů, zejména horských otřesů. Horský otřes lze definovat jako jev náhlého porušení horského masívu, při němž jsou jeho stavební jednotky vyvrženy nebo vysunuty do důlního díla natolik, že důlní dílo přestává plnit svoji funkci po stránce provozní bezpečnosti. Vyvržení nebo vysunutí stavebních jednotek způsobuje náhlé uvolnění energie, nahromaděné v horninovém prostředí, při kterém se potenciální energie v místech nejmenšího odporu mění na energii kinetickou. Horské otřesy jsou tedy projevem změn napěťového stavu horninového masívu. Současný napěťový stav je odrazem jeho litologického charakteru a geologického vývoje /dlouhodobým působením faktorů těchto genetických, gravitačních, hydrogazogenních a termogenních/, tak relativně krátkodobým působením lidského faktoru - hornickou činností /Rakovský, Trávníček/ /4/.

Na napěťový stav a jeho změny má i značný vliv periodicky se měnící napětí, vyvolané slapy zemské kůry. Do jaké míry mohou změny slapového napětí podmínit nebo ovlivnit vznik horských otřesů není dosud bezpečně prozkoumáno. Černík /2/ poukázal na možný vztah mezi četností horských otřesů na Březových Horách v létech 1910 až 1960 a fázemi Měsíce. V tomto příspěvku uvádím některé zajímavé souvislosti mezi slapovými jevy a četností horských otřesů v oblasti Ostravsko - karvinského revíru /OKR/ v létech 1973 až 1983.

SLAPOVÉ PŮSOBENÍ NEBESKÝCH TĚLES NA ZEMI

Libovolné nebeské těleso působí gravitačně na naši planetu /obr. 1/. Uvažované těleso přitahuje každou hmotnou částečku /element/ Země ke svému těžišti. Přitažlivé síly takto vyvolané v různých místech zemského tělesa však nejsou stej-



Obr. 1 - Gravitační působení tělesa N na Zemi.

né ani co do velikosti, ani co do směru. Tvoří soustavu sbíhajících se sil, jejichž směry se protínají v těžišti poruchového tělesa a jež jsou tím větší, čím je přitahovaný hmotný element Země poruchovému tělesu blíže.

Přitažlivá síla $\vec{F}_p$ poruchového tělesa působí v těžišti Země O. Lze ji rozložit na dvě složky takové, aby platilo $\vec{F}_p = \vec{F}_o + \vec{T}_p$, takže na každý hmotný elemnt Země působí v bodě P jednak síly $\vec{F}_o$, jež tvoří soustavu sil stejně velikých a navzájem rovnoběžných, jednak síly $\vec{T}_p$, které jsou co do velikosti i směru různé. Soustava sil $\vec{F}_o$ způsobuje postupný pohyb Země jako celku v prostoru. Síly $\vec{T}_p$ jsou slapové síly příslušného poruchového tělesa. Za předpokladu, že Země není těleso absolutně tuhé, deformují tyto síly její tvar, neboť vyvolávají náhlé změny velikosti i směru skutečného tíhového zrychlení. /3/.

Protože vzájemná poloha nebeských těles vzhledem k určitému místu na Zemí je periodicky proměnlivá následkem pohybů nebských těles, je jejich slapový účinek na zemské tíhové pole také periodicky proměnlivý. Tak dochází k periodickým časovým změnám /variacím/ zemského tíhového pole. Přitom slapové síly působí nejen na hmotu vod, vyplňující světová moře, oceány a velká jezera, nýbrž i na pevné a plynné hmoty Země /na pevniny a vzdušný obal/ a proto rozeznáváme slapy mořské /obecně známý příliv a odliv/, slapy zemské kůry a slapy atmosféry.

Názornou představu o charakteru poruch gravitačního pole Země, vyvolaných slapovými silami Měsíce a Slunce, poskytuje tzv. statická teorie slapů. Vychází z předpokladů, že Země je absolutně tuhá /tj. nepoddajná vůči deformačním silám/, avšak že hladina oceánů, zcela pokrývající povrch Země, je v každém okamžiku totožná s tzv. hladinovou plochou, která je určena součtem potenciálu gravitačního a slapového.

Tato neporušená hladinová plocha se vlivem slapového potenciálu radiálně posune o výšku tzv. statického přílivu, kterou lze dle /3/ vypočítat ze vztahu

$$\xi = 0{,}26817 \left(\frac{\bar{\rho}_M}{\rho_M}\right)^3 \left(\cos 2\vartheta_M + \frac{1}{3}\right) + 0{,}12317 \left(\frac{\bar{\rho}_S}{\rho_S}\right)^3 \left(\cos 2\vartheta_S + \frac{1}{3}\right), \qquad /1/$$

kde první člen na pravé straně rovnice udává výšku statického přílivu, způsobeného Měsícem, druhý člen Sluncem. Hodnota ξ je /podle SI/ v metrech. V rovnici /1/ značí

$\bar{\rho}_M = 3{,}84405 . 10^8$ m střední vzdálenost Měsíce od Země
ρ_M -> okamžitá vzdálenost Měsíce od Země
ϑ_M -> úhel zvaný zenitová vzdálenost Měsíce v daném okamžiku
$\bar{\rho}_S = 1{,}49597870 . 10^{11}$ m střední vzdálenost Slunce od Země
ρ_S -> vzdálenost Slunce od Země v daném okamžiku
ϑ_S -> zenitové vzdálenost Slunce v daném okamžiku.

Zenitová vzdálenost nebeského tělesa /Měsíce, Slunce, hvězdy ap./ je úhel, který svírá spojnice pozorovatel - hvězda se spojnicí pozorovatel - zenit v tzv. obzorníkových /též horizontálních/ souřadnicích.

Pro studium slapových přílivů však není zenitová vzdálenost vhodná. Proto se zavádí takové astronomické souřadnice, které jsou úměrné času a které jsou také obecně přístupné. Z geometrie je známo, že platí transformace

$$\cos \vartheta = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos \tau , \qquad /2/$$

kde φ je zeměpisná šířka pozorovaného místa,
δ deklinace poruchového tělesa (Měsíce, Slunce),
τ hodinový úhel tohoto tělesa.

Deklinace δ a hodinový úhel τ jsou souřadnicemi rovníkovými /ekvatoreálními/. Zatímco zjištění deklinace je jednoduché, např. z hvězdárských ročenek, je pro τ vhodné užít substituce

$$\tau = \Theta_M - \alpha , \qquad /3/$$

kde Θ_M je místní hvězdný čas, α je reklascence poruchového tělesa v daném okamžiku. Obě veličiny lze opět nalézt ve hvězdářských ročenkách. Po dosadění /3/ vztah /2/ přechází ve tvar

$$\cos \vartheta = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos (\Theta_M - \alpha) \qquad /4/$$

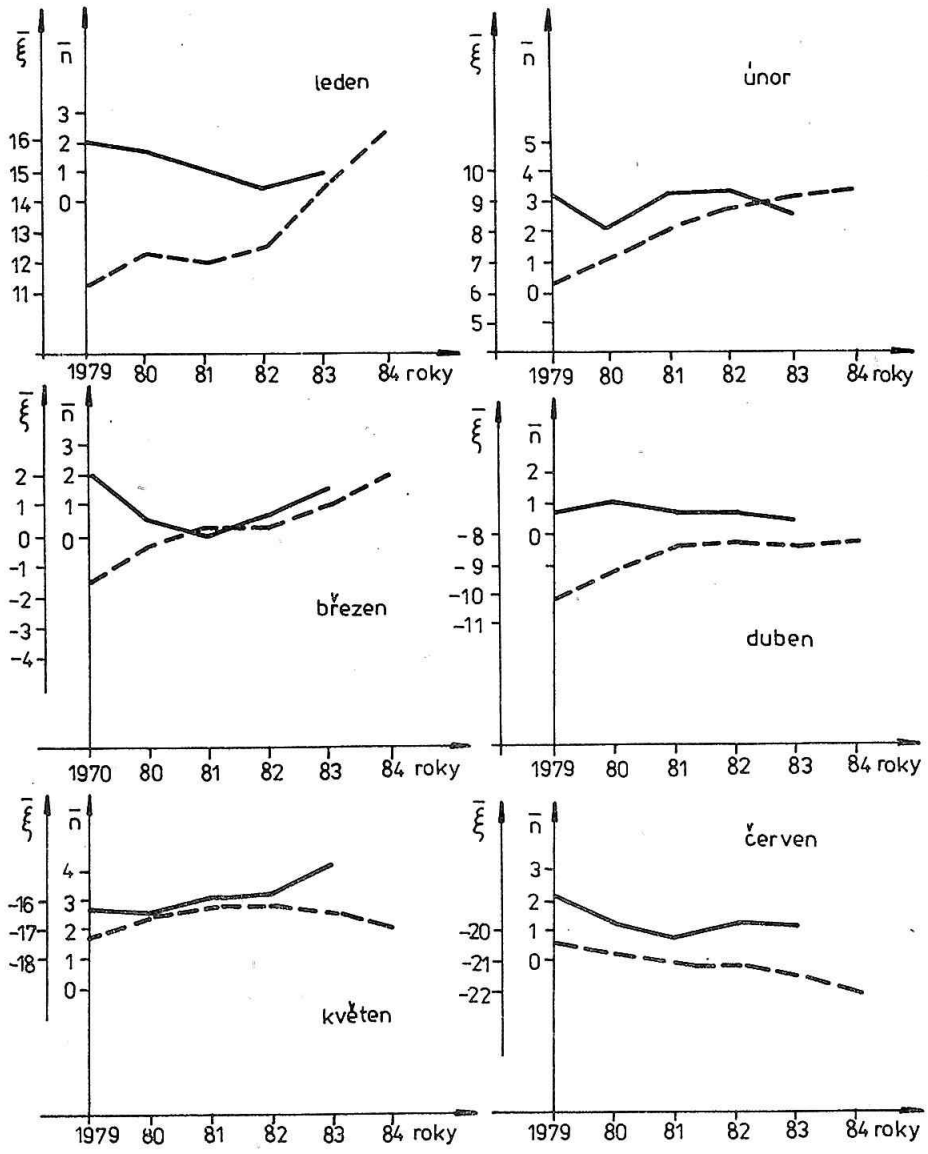
Dosazením /4/ do /1/ lze pak vypočítat výšku statického přílivu pro každé místo na Zemi.

Z toho tedy jasně vyplývá, že slapové účinky Měsíce a Slunce na Zemi jsou různé zeměpisné šířky. Pro ČSSR je $\varphi = 50^0$ a tím lze získat pro každý okamžik hodnotu statického přílivu pro naši republiku.

Zaznamenají-li se četnosti horských otřesů v OKR podle materiálů OBÚ Ostrava a DPB Paskov za poslední desetiletí /1973 až 1983/, je možné pozorovat určitou souvislost mezi postavením Měsíce a Slunce a výskytem otřesových jevů, na což poukázal již Černík /2/ na základě statistického analyzování těchto jevů na Březových Horách a v poslední době i Čech /1/ na základě analýzy otřesových jevů v OKR.

Pro ilustraci jsou uvedeny průběhy vyrovnaných hodnot výšky statického přílivu pro jednotlivé měsíce v posledních pěti létech /1979 až 1983/ a počty otřesových jevů v OKR /obr. 2/. V zásadě můžeme pozorovat u většiny měsíců shodný průběh /přímou úměrnost/ mezi hodnotou slapového přílivu a počtem otřesových jevů s výjimkou např. v listopadu a částečně i v dubnu. Tyto pozorované shodné průběhy nelze ovšem zcela zevšeobecňovat. Sledovali jsme další období od roku 1973 do roku 1983 a ukazuje se, že pro některé měsíce je možné pozorovat přímou úměrnost /např. pro červen/, pro některé částečně inverzní /např. srpen/ /obr. 3/. Je však třeba upozornit na to, že statistické hodnoty otřesových jevů jsou spolehlivější až v posledních létech od roku 1979.

Jde jistě o zajímavou souvislost mezi výškami statického přílivu a počty otřesových jevů, která však nemusí mít reálný podklad. Teprve analýza za delší období může ukázat, zda jde o fyzikální /přírodní/ souvislost nebo jen o závislost statistického charakteru.



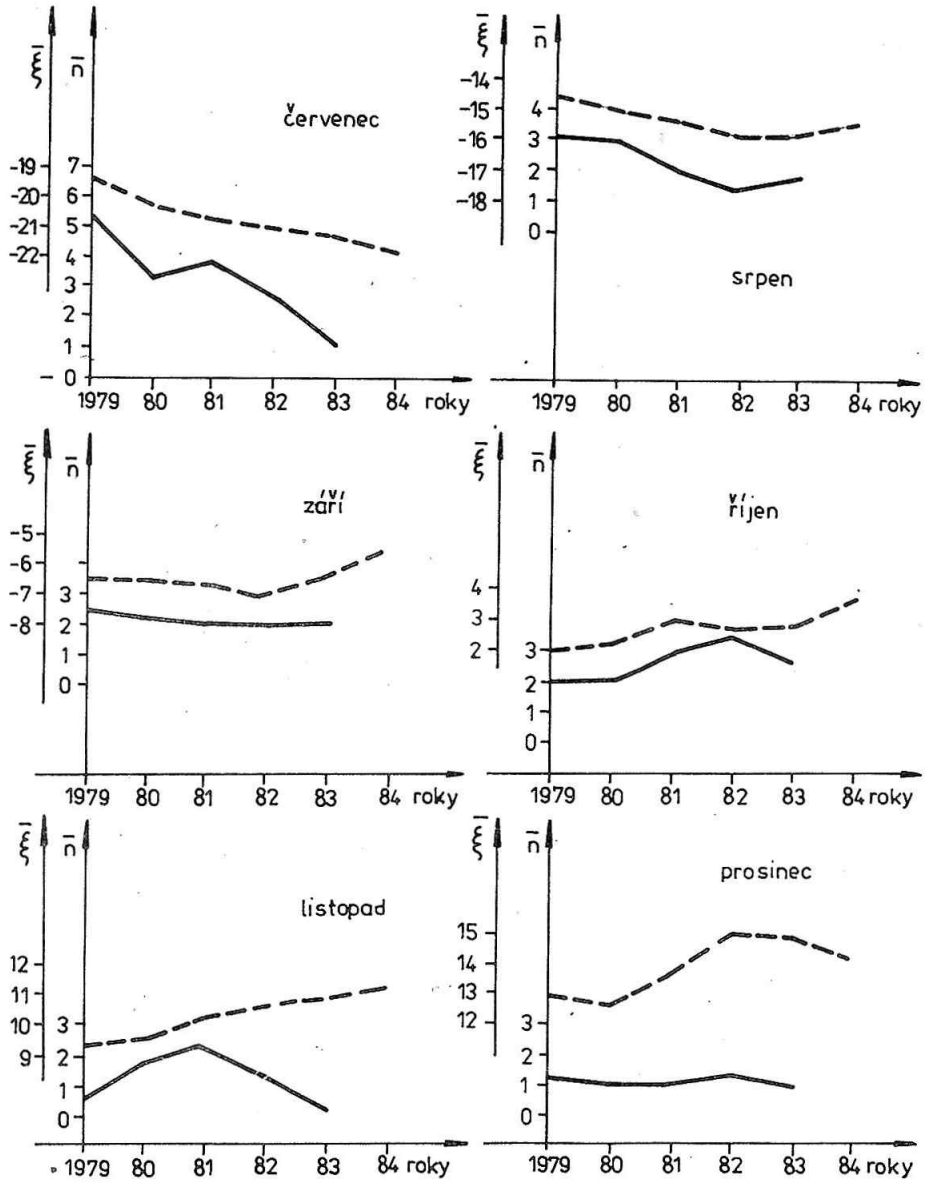
Obr. 2a - Hodnoty statického slapového přílivu ξ a počty otřesů v OKR pro mesíce leden až červen 1979 až 1983.

ZÁVĚR

Autor v přiloženém příspěvku chtěl poukázat na skutečnost, že mezi počty otřesových jevů v určitých oblastech hornické činnosti a velikosti slapového přílivu existuje určitá závislost. Skutečnost, že projevy změn napěťového stavu horninového masívu vykazují určitou závislost na slapové činnosti nebeských těles byla prokázána i u četnosti svahových pohybů /5/. Do jaké míry slapová činnost ovlivňuje zvýšenou aktivitu projevů změn napěťového stavu je však prozatím velmi obtížné vyjádřit a nebylo předmětem této práce.

Autor považuje za vhodné upozornit na zajímavé, ale složité vzájemné vztahy mezi množstvím otřesových jevů a slapovou činností, které by měly

být brány v úvahu při komplexní analýze existence anomálních geomechanických jevů v oblastech s intenzivní důlní činností.



Obr. 2b - Hodnoty statického slapového přílivu $\bar{\xi}$ a počty otřesů v OKR pro měsíce červenec až prosinec 1979 až 1983.

LITERATURA

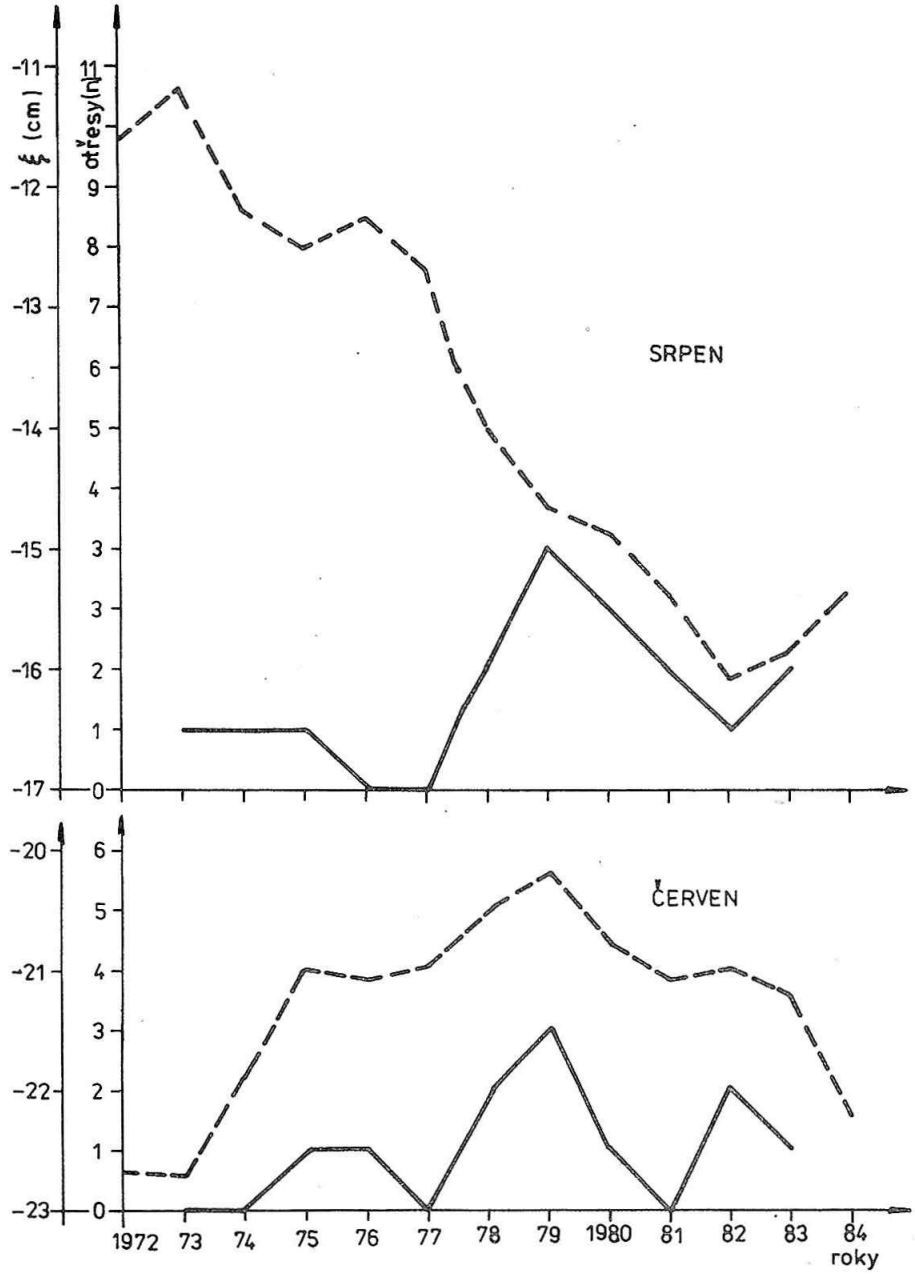
/1/ Čech, J.: Statistická analýza horských otřesů a mikrootřesů v OKR za období od 1.1.1962 do 10.9.1981. Sborník vědeckých prací VŠB, XXIX /1983/, č. 1, Ostrava 1983

/2/ Černík, B.: Statistická analýza důlních otřesů za období 1910 až 1960. Sborník "Horské tlaky a mechanika pohoří", nakl. ČSAV, Praha 1964

/3/ Pick, M., Pícha, J., Vyskočil, V.: Úvod ke studiu tíhového pole Země. Academia, Praha 1973

/4/ Rakowski, Z., Trávniček, L.: Metody prognózy a prevence. Učební texty postgraduálního studia, VŠB Ostrava

/5/ Špůrek, M.: Historical Catalogue of Slide phenomena. Studia geographica, 19, Brno 1982. Materiály Obvodního báňského úřadu v Ostravě za léta 1962 až 1983. Materiály k. ú. o. Důlní průzkum a bezpečnost Paskov za léta 1962 až 1983.



Obr. 3 - Hodnoty statického slapového přílivu ξ a počty otřesů v OKR v červnu a srpnu 1973 až 1983.

Náhly prieduškový záduch v súvislosti s premenlivosťou biotropných prírodných fyzikálnych faktorov

V. VAVREK, Okresné posudkové odd. OÚNZ Košice - vidiek
L. KULČÁR, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica
J. ČERMÁK, Hydrometeorologický ústav Košice
P. IVAN, Krajská hvezdáreň Prešov
M. LITAVSKÝ, Výpočtové stredisko VŠT Košice

ABSTRAKT

V pilotovom prieskume bola sledovaná štatistická závislosť prípadov náhleho prieduškového záduchu na premenlivosti prírodných fyzikálnych faktorov, konkrétne slnečnej a geomagnetickej aktivity i biotropných faktorov počasia u astmatikov na území OÚNZ Košice - vidiek v sledovanom období. Boli získané predbežné skúsenosti a ujasnené niektoré okolnosti výskumu z interdisciplinárnych aspektov /astronomických, meteorologických, bioklimatologických a medicínskych/. V prevedenej sonde boli overené predpoklady o použiteľnosti niektorých metód a získaná predstava o ťažkostiach riešeného problému. Autori zistené výsledky interpretujú ako časovú asociáciu.

ÚVOD

Zdravý organizmus sa veľmi dobre vyrovnáva s klimatickými a meteorologickými zmenami. Meteorotropné reakcie organizmu sú už dávno známe, ale dosiaľ sú pomerne málo exaktne preskúmané /6/. Podľa Holana /6/ sú dokázané nepriaznivé vplyvy geomagnetických búrok /ďalej GMB/ i reakcie na zvýšenú frekvenciu erupcií na Slnku u chorých na srdcovo-cievne poruchy. Je pravdepodobné, že slnečná aktivita /ďalej SA/ sa uplatňuje cez zmeny zemského magnetického poľa, ktoré ovplyvňuje biosféru, ale celý komplex otázok si vyžaduje ďalšie podrobné štúdium.

Ako vyplýva z kritického hodnotenia doteraz používaných metodických postupov /2/, /8/ pri riešení uvedených súvislostí je táto otázka veľmi závažná. Vo väčšine publikovaných prác v tejto interdisciplinárnej oblasti nebol na metodickú stránku vždy kladený primeraný dôraz, čo okrem iného je pravdepodobne príčinou niektorých rozporných zistení v odbornej literatúre.

Autori práce vybrali pre štúdium závislosti porúch zdravia od premenlivosti prírodných fyzikálnych faktorov /ďalej PFF/ ako m o d e l o v ú c h o r o b u prieduškový záduch /asthma bronchiale/. Ako je obecne známe, asthma bronchiale /ďalej AB/ je presne definovateľná n o z o l o g i c k á j e d n o t k a , ktorá je považovaná za alergózu s vyznačeným meteorotropizmom. Hlavnou jej prednosťou ako modelovej choroby pre štúdium vplyvu predpokladaných rizikových faktorov je možnosť presnej časovej identifikácie náhleho záduchu

/približne s hodinovou presnosťou/, ktorá doba sa dá dostatočne objektivizovať. Naviac ako chronická choroba je charakterizovaná recidívujúcimi záchvatmi dýchavice, to znamená opakovateľnosťou záchvatov.

V podstate možno overovať rôzne vyvolávajúce faktory náhleho záduchu tak, že sledujeme presne dobu kedy pacient mal záchvaty a porovnávame ju s podmienkami za ktorých bol pacient pred záchvatom, vrátane premenlivosti PFF.

M a t e r i á l a m e t o d i k a

Pre zostavovanie medicínskych údajov v rámci riešenia čiastkovej úlohy v rezorte MZdr. SSR pod čís. 01 - 03 HPK-46 - posudk. lek. boli použité "Dotazníky na príznaky meteorosenzitivity u bronchospastikov". Tieto vyplnili lekári pacientom s bronchospastickými stavmi v dobe od 1.10.1983 do 31.1.1984 v podmienkach OÚNZ Košice-vidiek so spádovou oblasťou s približne 100 000 obyvateľmi. Produktívna časť tejto populácie pozostáva z 35 000 obyvateľov.Pacient s bronchospastickým stavom sa dostal do výberového súboru podľa dopredu určených kritérií /dotazník, pokyny a kritériá pre vyplňovanie dotazníka sú záujemcom k dispozícii/. Výberový súbor tvorí 260 pacientov, z toho s diagnózou AB 40 pacientov a 220 pacientov sú bronchospastici. Súbor pacientov s AB bude až po dvoch rokoch prospektívneho sledovania frekvencie náhleho záduchu u každého pacienta v kalendárnych dňoch porovnávaný s bronchospastikmi v súvislosti s konkrétnymi vplyvmi PFF. Podľa Kvetoňa /8/ pri riešení otázky "biologického terénu", na ktorý by sa mal uplatňovať vplyv PFF sa doporučuje pre výskum vplyvu PFF na zdravotný stav chorých dostatočne veľký /okolo 30 osôb/ nemeniaci sa súbor pacientov za dobu najmenej 2 rokov.

1. 1. MEDICÍNSKE ÚDAJE

Z uvedeného materiálu pre účely pilotového prieskumu bola použitá len časť a to prípady s AB u ktorých sa vyskytol náhly záduch v intervale od 1.9. do 7.11. 1983. Doba bola limitovaná dostupnosťou astronomických údajov, konkrétne sa to týka zmeny polarity medziplanetárneho magnetického poľa /ďalej IMP/.

Z hľadiska meteorotropie i zisťovania biotropného vplyvu ďalších PFF sú zrejme najdôležitejšie prejavy funkcie, to znamená subjektívne údaje náhleho záchvatu v čase. Preto bol ako jeden z relevantných znakov zaznamenávaný a n a m n e s t i c k ý ú d a j p o s l e d n é h o d á t u m u z á d u c h u .

Výberový súbor v prezentovanej práci tvorí 23 astmatikov a doba sledovania je 68 dní. Z tohto počtu pacientov /čo je približne 50% dispenzarizovaných astmatikov v okrese ku dňu ukončenia zberu dotazníkov/ je 9 mužov a 14 žien.Priemerný vek súboru bol 40,7 roka, z toho u mužov 46,7 a u žien 36,8 roka s vekovým rozpätím od 27 do 59 /muži/ a od 26 do 53 /ženy/ rokov. Prevažne psychickú prácu vykonáva 9 a prevažne fyzickú 14 pacientov, z toho sú 2 pracujúci dôchodcovia.

Z medicínskych údajov bolo sledovaných do 25 znakov. Pre informáciu niektoré z nich uvádzame: vrodená dispozícia, zistené alergény, krvný obraz, rtg hrudníka Ekg, rozpísaný výdych, doba trvania choroby, frekvencia a dĺžka trvania

záchvatu atď. Je potrebné sa zmieniť, že pacienti boli v minulosti hospitalizovaní /diagnóza bola verifikovaná v dobe nemocničného liečenia/ a v deň záchvatu boli sub terapiam.

1. 2. ASTRONOMICKÉ ÚDAJE

Pre zisťovanie štatistickej závislosti výskytu náhleho záduchu v súvislosti s premenlivosťou PFF boli použité nasledovné parametre slnečnej aktivity: R_z /Wolfové relatívne číslo slnečných škvŕn - zurišské/, N_F /počet všetkých erupcií, geoalerty WWA/, XFI /index vyjadrujúci erupčnú činnosť - Brusel/, elektromagnetické žiarenie 2800 MHz.

Použité boli indexy geomagnetickej aktivity: C_9 /Daily geomagnetic character figures C_9 - Gottingen/, GMB /geomagnetické búrky/, K_{sun} /Hurbanovo/ a zmena polarity medziplanetárneho magnetického poľa /IMF/.

Bližšia charakteristika uvedených indexov SA a geomagnetickej aktivity sa vymyká z rámca zamerania tohto referátu.

V stručnosti treba poznamenať, že stav a zloženie slnečného vetra a IMF hovorí za bezprostredný vplyv na magnetosféru Zeme s následným sprostredkovaným vplyvom na ionosféru a nižšie vrstvy zemskej atmosféry. Teda stav medziplanetárneho priestoru má vplyv na také javy dôležité pre činnosť človeka ako klíma a počasie, poruchy geomagnetického poľa a pod. Na základe prijatia predpokladu o existencii tohto reálneho spojenia sa autori pokúsili o prípadné hľadanie vzťahov medzi štruktúrou IMF a výskytom náhleho záduchu u astmatikov.

V tejto súvislosti je potrebné zmieniť sa o tom, že výsledky skúmania mnohých bádateľov v astronómii dovoľujú poukázať na to, IMF sa ukazuje akoby pokračovaním veľkorozmerného slnečného magnetického poľa fotosféry Slnka meraného ako hviezdy, prípadne ako koróny do medziplanetárneho priestoru a sektorová štruktúra odráža do určitej miery štruktúru slnečného magnetického poľa.

1. 3. METEOROLOGICKÉ ÚDAJE

K hodnoteniu počasia a klímy pre účely medicínske sa používajú rôzne typizácie či klasifikácie. Vzhľadom na to, že nemožno dosiaľ jednoznačne preferovať len jednu z nich pri hodnotení sledovaných dní ako biotropné, alebo na druhej strane ako nedráždivé, komfortné boli v práci použité tri typizácie počasia v regióne Košíc:

a/ Typizácia poveternostných situácií podľa HMÚ /základ typizácie podľa Hess-Brezovského/.
b/ Typizácia podľa biotropných účinkov barických a druhu advekcie.
c/ Medicínsko-meteorologická typizácia podľa cirkulácie a druhu advekcie.

Typizácie počasia v sledovanom období urobil RNDr. Čermák z HMÚ Bratislava, vysunuté pracovisko Košice. Popis metodiky sa vymyká z rámca účelu referátu. Z pohľadu bioklimatologického je potrebné sa aspoň zmieniť o nevhodnosti kúpeľnej liečky pacientov s AB v mesiacoch od novembra do marca v kúpeľoch/Tat-

ranská Kotlina, Vyšné Hágy, Starý Smokovec, Lučivná, Nimnica, Bardejovské kúpele, Kvetnica/ v regióne OÚNZ Košice-vidiek, akými sú Kúpele Štós, ako uvádza Papp a kol. z VÚHB v Bratislave vo svojej práci. Preto v našom súbore neboli sledovaní pacienti absolvujúci kúpeľnú liečbu v Štóse i keď v pôvodnom zámere bolo s nimi počítané.

V súvislosti so speleoterapiou a speleomedicínou na margo je potrebné pripomenúť, že Jasovská jaskyňa patrí do skupiny geotektonických jednotiek s dobrými prírodnými dispozíciami pre speleoterapiu pacientov s AB. Ale ako prvá sprístupnená jaskyňa na našom území, cenná paleontologická a archeologická lokalita nemá šancu, aby poslúžila na speleoterapiu.

2. METODIKA

Všeobecne možno povedať, že charakteristickým rysom rozdelenia početnosti výskytu náhleho záduchu v jednotlivých dňoch sledovaného obdobia, ako i parametrov SA, GMA i poveternostných situácií bola výrazná nepravidelnosť. Len v 3. dňoch /15.9., 21.9. a 15.10.1983/ bola zaznamenaná naznačená akási kumulácia prípadov, t.j. po dvoch prípadoch výskytu záduchu v uvedených dňoch.

Zásadne by sa mohlo uvažovať v dvojakom smere: sledovať kumuláciu prípadov /vhodné len pre väčšie súbory/, alebo hľadať závislosť prípadov výskytu záduchu i keď len jeden prípad v konkrétnom dni na premenlivosť parametrov PFF.

Keď bola pripustená voľba druhej úvahe, jedným z možných riešení bolo rozdeliť kalendárne dni s a l t e r n a t í v n y m v ý s k y t o m j a v u, ako prítomnosť GMB, pozitívna polarita IMF, pri N_F prítomnosť erupcií a pod., alebo neprítomnosť javu, ako absencia GMB, negatívna polarita IMF, absencia erupcií. Pri ďalších kvantifikovaných ako sú C_9 /škála od hodnoty 0 až 7 počas sledovaného obdobia/, K_{sun} /v sledovanom období boli registrované hodnoty od 7 až po 37/ bolo použité rozdelenie dní na dni s nízkou aktivitou /u C_9 od 0 do 3 a K_{sun} od 7 do 20/ a s vysokou aktivitou. Podobne i u indexov R_z, XFI a elektromagnetické žiarenie 2800 MHz.

Pre štatistické posúdenie závislosti výskytu prípadov záduchu na premenlivosti parametrov PFF bol použitý chí - kvadrátový test.

V ý s l e d k y

Pri sledovaní štatistickej závislosti výskytu prípadov záduchu u astmatikov od parametrov PFF v sledovanom období a regióne sa došlo k nasledovným výsledkom.

1. Na základe chí - kvadratového testu vypočítané hodnoty /pozri tab. 1/ s v e d č i a o n e p r i a z n i v o m b i o t r o p n o m v p l y v e GMA n a c h o r o b n ý s t a v , lebo pozorovaný výskyt náhleho záduchu u pacientov s AB je štatistický preukázané častejší v dňoch s vyššími hodnotami indexov GMA. Hodnoty chí - kvadratového testu pri alternatívnych znakoch K_{sun} /4,69/ a indexu C_9 /6,51/ sú štatisticky signifikantné na 5% hla-

TABUĽKA 1

Výsledky testovania závislosti medzi rozdelením početnosti prípadov záduchu pri asthma bronchiale /zAB/ a alternatívnymi znakmi indexov SA a GMA v dňoch metódou chí - kvadrat. testu pri S. V. = 1

zAB indexy SA a GMA	alternatívne znaky indexov	chí-kvadr.	P na hladine významnosti
N_F R_z,XFI,emg.2 800 MHz	erupcie neprítomné	2, 12	nevýznamn.
GMB	prítomná neprítomná	6, 86	$P < 0,01$ 1 %
K_{sum}	do 20 nad 20	4, 69	$0,01 < P < 0,05$ 5 %
C_9	od 0 - 3 od 4 - 7	6, 51	$0,01 < P < 0,05$ 5 %
zmeny polarity IMF	+ -	13, 84	$0,001 < P < 0,01$ 1 %

dine významnosti, pri GMB /6,86/ a v dňoch so zmenami polarity /13,84/ na 1% hladine významnosti.

Z rozdelenia početnosti prípadov záduchu a alternatívnych znakov indexov GMA v dňoch bola zistená zvýšená početnosť prípadov záduchu pri vyšších hodnotách indexov: K_{sun} do 20, indexu C_9 pri hodnotách od 4 do 7, oproti od 0 do 3. Podobne i prítomnosť GMB, oproti absencii geomagnetických búrok.

Pri zmenách polarity IMF bolo zaznamenané signifikantné zvýšenie počtu prípadov záduchu v dňoch s časove identifikovateľnou pozitívnou /+/ polaritou IMF, oproti negatívnej /-/ polarite v sektore.

2. Nepriaznivý vplyv slnečnej aktivity /indexy N_F, R_z, XFI a elektromagnetické žiarenie na frekvencii 2800 MHz/ na výskyt prípadov záduchu bol zistený na hladine nižšej ako 5% významnosti a teda na tomto súbore nebol potvrdený. Zdanlivo je toto zistenie v rozpore so zistením štatisticky signifikantne preukázanej korelácii medzi frekvenciou výskytu dočasnej pracovnej neschopnosti pre prieduškový záduch a premenlivosťou hodnôt celkovej intenzity zelenej koróny /530,3 nm/ v 20. cykle slnečnej aktivity na území SSR /15/.

3. Pri sledovaní vplyvu biotropných faktorov počasia podľa typizácie povetornostných situácií na výskyt záduchu bola zistená kumulácia prípadov nasledovne:

   a/ Pri typizácii podľa Hess - Brezovského v dňoch hodnotených ako Wa_2 /5 prípadov/, Wa a SWa /po 4 prípady/, A /3 prípady/, ďalej SWc_2 /2 prípady/ a v Ap_3, SWc_3, Bp, NWa a SA /po jednom prípade/.

b/ Pri ďalšej typizácii v dňoch hodnotených ako E /7 pacientov/, A /6 pacientov/, B a C /po 4 pacientoch/, D a G /po jednom pacientovi/.

c/ Pri medicínsko - meteorologickej typizácii v dňoch hodnotených ako II /12 pacientov/, III a IV /po 5 pacientoch/ a I /1 pacient/.

V súlade so zahraničnými autormi /Chen, Weiser, Chai, 1979/ i domácim /Papp, 1982/ je pravdepodobná možnosť chladom indukovanej bronchokonstrikcie pri náhlom záduchu.

Z lekárskej praxe je známe, že niektorí astmatici majú náhly záduch i dva dni pred zmenou počasia. Preto pri medicínsko - meteorologickej typizácii bol sledovaný i predchádzajúci deň pred záduchom. Z rozdelenia početnosti prípadov záduchu pri zohľadnení predchádzajúceho dňa s rovnakým typom /II-II, III-III a IV-IV/ bola zistená zvýšená početnosť výskytu prípadov záduchu oproti dňom s nerovnakým typom /II-III, II-IV atď./. Štatistická závislosť /chí - kvadrátový test = 7,14/ bola významná na 1% hladine významnosti.

4. Treba spomenúť zistenú štatisticky preukázanú závislosť /chí - kvadrátový test = 4,08/ na 5% hladine významnosti výskytu záduchu u pacientov s pozitívnou anamnézou /rodinnou alebo osobnou/ oproti pacientom s negatívnou anamnézou v súvislosti s GMB. U pacientov s vrodenou dispozíciou /k alergii a astme/ bol zistený častejší výskyt náhleho záduchu pri geomagnetických búrkach.

Ako vyplýva zo zložitosti problemtiky a z účelu pilotového prieskumu nemožno zistené výsledky interpretovať ináč, len ako časovú asociáciu.

DISKUSIA

Pri nevyhnutnom multifaktoriálnom pohľade na etiopatogenézu sú negatívne biotropné faktory len jednou z možných príčin, resp. rizikových faktorov. Podľa Ondrejička /9/ klimatické a meteorologické podmienky majú niekedy podstatný vplyv na morbiditu a častnosť záchvatov u astmy. Z faktorov, ktoré často ovplyvňujú vznik záchvatov sú dôležité poveternostné vplyvy, ktoré vedú k zmenám reaktibility chorého; ako sú chladné, hmlisté počasie, frontálne poruchy a pod.

Obecne možno všetky etiopatogenetické faktory rozdeliť na krátkodobé a dlhodobé pôsobiace, kde meteorologické i iné PFF patria do prvej skupiny. Možno sa domnievať, že rizikové faktory "vyhmatávali" geneticky zakódované dispozície jedinca k určitým chorobám. Môžu byť relevalentné v okamihu, keď budú regulačné homeostatické mechanizmy organizmu limitované, alebo keď môžu regulačné funkcie svojím pôsobením ovplyvniť do tej miery, že sa uplatní účinok akéhokoľvek ďalšieho rizikového faktora /8/ akútnej či chronickej povahy.

Z uvedeného sa môže vytvárať dojem, že každý človek s niektorým rizikovým faktorom, napr. hypetoniou alebo s ich kombináciami /fajčenie, hyperlipémia atď./

musí nutne dnes alebo zajtra trpieť sklerotizáciou ciev. Pluralistický charakter etiológie pripúšťa vznik choroby i pri absencii týchto znakov, lebo sú pravdepodobné i iné, doteraz neznáme príčiny sklerózy /16/.

Z pohľadu chronobiologického o existencii biologických rytmov /Sollberger, Aschoff, Haldberg a iní/ sa nepochybuje. Tento rytmus, nie rigidný ale plastický, kolísania fyziologických a psychických funkcií vyvoláva rad faktorov tzv. synchronizátorov /endogenných a exogenných/. Desynchronizácia a resynchronizácia, ktorú študuje chronobiológia nie je identický fenomén s aktivačnou rytmicitou /Lát, 1983/. Zdá sa, že jeden z najvýznamnejších synchronizátorov u človeka je s o c i á l n y f a k t o r . V súvislosti s biologickými rytmami treba spomenúť, že cirkadiánne a sezónne rytmy sú striktne udržované vonkajším krokom /Zeitgeber/ a preto sa u všetkých jedincov prejavujú synchronne, zatiaľ čo ultradiánne nemajú vôbec vonkajší synchronizátor, sú čisto spontánne /Lat, 1983/.

Keď máme obmedziť úvahy len na patologický organizmus sú názory /Doskin, Lavrentievova, 1980/, že niet takej choroby, ktorá by prebiehala na pozadí normálneho chodu biologických rytmov organizmu, ba viaceré choroby charakterizuje istá cyklickosť. Biorytmológia otvára obrovské perspektívy v oblastiach chronopatológie, chronoterápie i prognostike.

Pri krátkodobom i dlhodobom sledovaní /počas 1 či viac cyklov SA/ štatistických závislosti medzi početnosťou výskytu rôznych porúch zdravia a chorôb a vplyvom PFF od doby Čiževského /4/ až do súčasnosti sa potvrdzujú korelácie i v našich podmienkach /1/, /3/, /5/, /7/, /8/, /10/, 11 až 14/ a ďalšie necitované.

Nepochybujeme dnes o tom, že objektívnejšie dešifrovanie zložitej etiopatogenézy prieduškovej astmy /otázky alergie, imunológie, genetiky/ sa nemôže obchádzať a podceňovať ani z tohto zorného poľa, t.j. z hľadiska pôsobenia PFF. Potvrdením tejto úvahy by dozaista vzrástol spoločenský tlak na vydávanie medicínsko - meteorologických či astronomických prognóz so spoločensko - zdravotníckym uplatnením výsledkov výskumu v praxi. Okrem použitia primeraných profilaktických opatrení ťažko dnes odhadnúť ďalší spoločenský efekt. Éra kozmických letov priniesla i "ekologizáciu" medicíny a počiatočné veľmi sľubné poznatky v oblasti vplyvu kozmogenných faktorov na človeka.

LITERATÚRA

/1/ Blažek, I.: Pokus o rozbor vztahů mezi geomagnetickou aktivitou a nehodovosti v silniční dopravě. In: Prakt. Lék., 61, 1981

/2/ Bufka, L., Petz, J.: Ovlivňuje sluneční aktivita biosféru? Ref. na Bioklimatologických dňoch, nov. 1982 Bratislava

/3/ Čabajová, Z. a kol.: Záverečná správa, časť VII-2-8/2d: Vplyv slnečnej aktivity na výskyt infartu myokardu, VÚHB Bratislava, s. 102-107

/4/ Čiževskij, A. L.: Zemnoje echo solnečnych bur, Mysl.,1976, s.117-222

/5/ Hejl, Z.: Vývoj nemocnosti a úrazovosti v ČSSR a v závodu Jihlavan v průběhu posledních svou cyklů sluneční aktivity. Ref. na semináři v dňoch 13. - 14.4.1983, Úpice /súkr. korešp./

/6/ Holan, J.: Biofyzika pre lekárov, Osveta, 1982, s. 246-247

/7/ Kollár, J. a kol.: Náhla cievna mozgová príhoda a slnečná aktivita. In: Čas. Lek. čes., 120, 1981, č. 9, s. 251-256

/8/ Květoň, V. a kol.: Meteorotropie náhlých zhoršení průběhu některých chorob kardiovaskulárního systému. In: Prak. Lék., 64, 1984, č. 5, s. 179-182

/9/ Ondrejička, M. a kol.: Vnútorné choroby, Osveta, 1963, I. diel, s. 352

/10/ Pokorný, B. a kol.: Studium vztahů bioklimatických změn na chování a možnosti selhání člověka. VÚBP, Praha, I. a II. etapa /1981,1982

/11/ Vavrek, V.: Príspevok k objektivizácii vývoja pracovnej neschopnosti vo vzťahu s počasím. In: Prak. Lék., 60, 1980, č. 9, s. 328-330

/12/ Vavrek, V. a kol.: Štatistika slnečnej aktivity ako perspektívny informačný zdroj o extraterestriálnom vplyve na vývoj chorobnosti a úrazovosti spojenej s dočasnou pracovnou neschopnosťou v SSR. In: Zborník ref. z kongresu Salus polpuli s medzinár. účasťou,Piešťany, 1982, s. 341-353

/13/ Vavrek. V. a kol.: Heliogeofyzikálny vplyv na úrazovosť. In: Zborník posudk. lek. II, Bratislava, 1982, s. 204-210

/14/ Vavrek, V. a kol.: K niektorým problémom vzťahu medzi slnečnou aktivitou a predčasnými pôrodmi v rajóne Košice - Šaca. In: Zborník ref. zo seminára v Tatranskej Lomnici 17.5. - 19.5.1983, s. 219-228

/15/ Vavrek, V. a kol.: Prírodné fyzikálne faktory a respiračné choroby. Ref. na Bioklimatologických dňoch 2. - 4.11.1983 v Bratislave /v tlači/

/16/ Žáček, A.: Metody studia zdraví a nemocí v populaci. Avicenum, 1974, s. 46.

Porovnání úmrtnosti obyvatelstva z okresů Šumperk a Bruntál v závislosti na geomagnetických bouřích za období 1976 – 1982

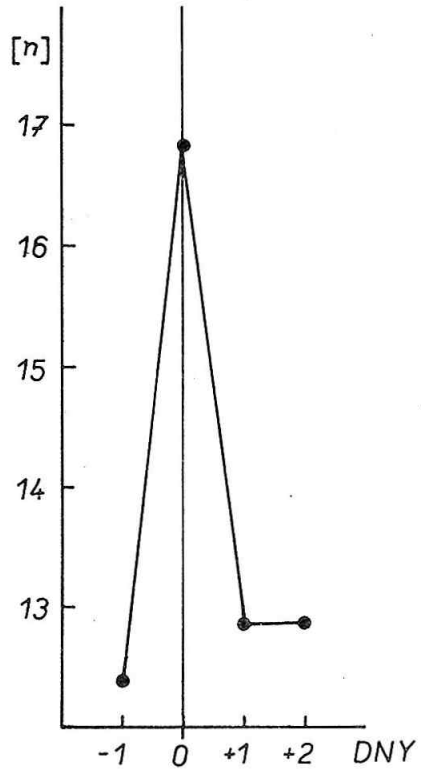
L. HURTA, Hvězdárna Vsetín
L. ŠIMKOVÁ, Gymnázium Jeseník

Podle některých dřívějších prací, vesměs statistického charakteru, dochází v době zvýšené geomagnetické aktivity ke vzrůstu případů určitých onemocnění /zejména tzv. srdečno-cévních příhod/. Tedy celkově i ke zvýšení úmrtností obyvatelstva. Cílem této práce bylo ověření těchto vztahů. Byl zpracován materiál o úmrtnosti obyvatelstva ze dvou sousedních okresů Šumperk a Bruntál za období let 1976 - 1982. Pro toto období byly pak vybrána data, ve kterých došlo k náhlým geomagnetickým bouřím /tzv. SC = Sudden Comencements/. Metodou "překládání epoch" byl pak vztah působení geomagnetických bouří na chod úmrtnosti obyvatel ověřován. Jednotlivé případy úmrtností byly pak podle diagnóz 410 - 414 /přibližně úmrtí na infarkt/ a 430 - 438 /přibližné úmrtí na mozkovou příhodu/. Takto roztříděný materál byl zkoumán stejnou metodou. Dnů s SC bylo vybráno za celé období 220.

VÝSLEDKY

Dosažené výsledky nepotvrzují předpokládanou závislost. Z hlediska celkové úmrtnosti připadá maximum v okrese Šumperk na dny -1 a 0, což by mohlo odpovídat na závislost na SC. Sekundární maxima připadají na 4. a 8. den po SC. Jiná situace je však v okrese Bruntál, kdy v dny -1 a 0 nastává naopak zcela zřetelné minimum! Tedy v období kritického "nulového" dne je chod v obou okresech navzájem opačný. /Ovšem sekundární maxima v okrese Bruntál také spadají na 4. a 8. den po dnu s SC. Tato jsou ale z hlediska celkově "rozházeného" chodu úmrtnosti v obou okresech diskutabilní/. Jelikož se jedná o dva blízké územné celky, v případě působení tohoto faktoru geomagnetické aktivity by měl být chod i jednotlivé trendy úmrtnosti v obou okresech stejný nebo alespoň podobný. Zde tomu tak není. Zajímavé je, že v "nulový" den dochází u obou okresů k extrémům /buď maximum či minimum případů/. Je málo pravděpodobné, že by odlišnosti v klimatických či zejména meteorologických podmínkách obou okresů mohly transformovat účinky aktivity geomagnetického pole Země tak, že celkový výsledek působení tohoto faktoru by se v jednotlivých územních celcích mohl projevovat odlišně /tedy i opačně/. I když vyloučit se to nedá. Vliv SC na úmrtnost se v tomto případě z hlediska přístupu a metody zpracování materiálu nedá jednoznačně dokázat.

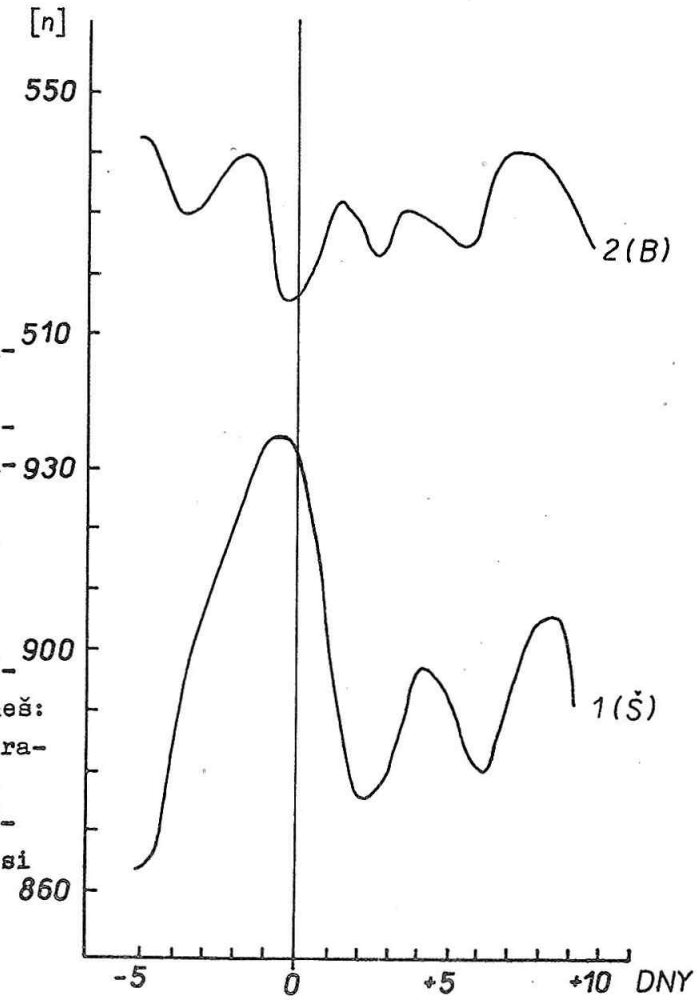
Při zpracování úmrtnosti roztříděné pro výše uvedené diagnózy se také neprojevily na grafech žádné významné trendy. Žádná závislost na SC se zde zřejmě neobjevuje. /Viz. příslušné grafy/.



Obr. 1 - Graf závislosti srdečně-cevních příhod na geomagnetických bouřích /převzato z Gnevyševa a kol./.

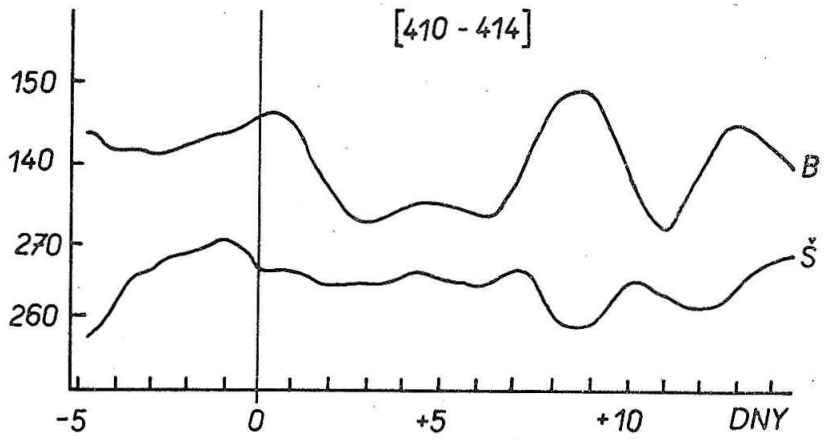
Také z grafů četnosti maxim pro úmrtnost celkovou i roztříděnou do diagnóz /pro oba okresy/ nelze říci, že by některý den /zejména nulový/ došlo k statisticky významnému vzrůstu hodnoty maxima. Jednotlivé dny se podílejí na tomto efektu zhruba stejným dílem.

V další fázi naší práce jsme navázali na práci Petz, Kopecký, Klimeš: "Pokus o dokumentaci projekce extraterrestriálních vlivů na úmrtnost populace dvou okresních celků" /Úpice, 1981/. Výsledek této práce si přiblížíme citaci: "Je nesporné, že v obou sledovaných rocích bylo prokázáno, že vzestup sluneční aktivity se na jinak <u>rozdílném</u> rytmu úmrtnosti dvou územních celků /Trutnov, Náchod/ projeví "synchronizací"... Náhlý vzestup sluneční aktivity /zde šlo o tzv. "flare index"/ a následné "zesynchronizování" chodu úmrtnosti lze pokládat za více méně zákonitý jev". Zhruba řečeno jde o to, že jestliže si vyneseme pro každý den do grafu o kolik procent má který okres případů úmrtí více, původně "rozházená" křivka se v určitou dobu na několik dnů zesynchronizuje, čili určitý okres má po tuto dobu přibližně o stálý počet procent případů více, než okres druhý. Z hlediska toho, že velké geomagnetické bouře jsou téměř vždy svázány s velkou sluneční aktivitou, hledali jsme podobnou synchronizaci chodu také u našich okresů. Takových období bylo nalezeno 27 /viz.tab./ a je zajímavé, že v 15 případech by se mohlo



Obr. 2 - Graf celkové úmrtnosti v závislosti na SC /křivka 1 - okres Šumperk, křivka 2 - okres Bruntál/.

uvažovat o "zesynchronizování" chodu pod vlivem SC! To by bylo v souladu s výše uvedenou prací.

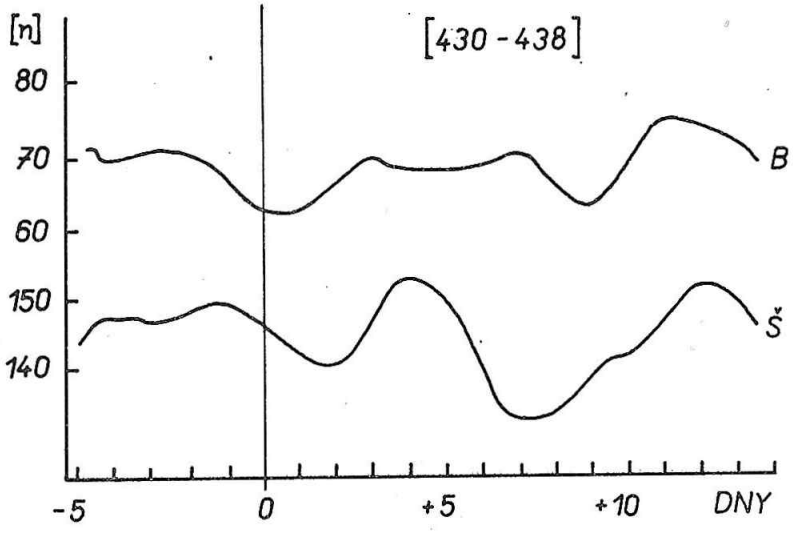


Obr. 3 - Graf úmrtnosti na diagnózu 410-414 v závislosti na SC.

DISKUSE

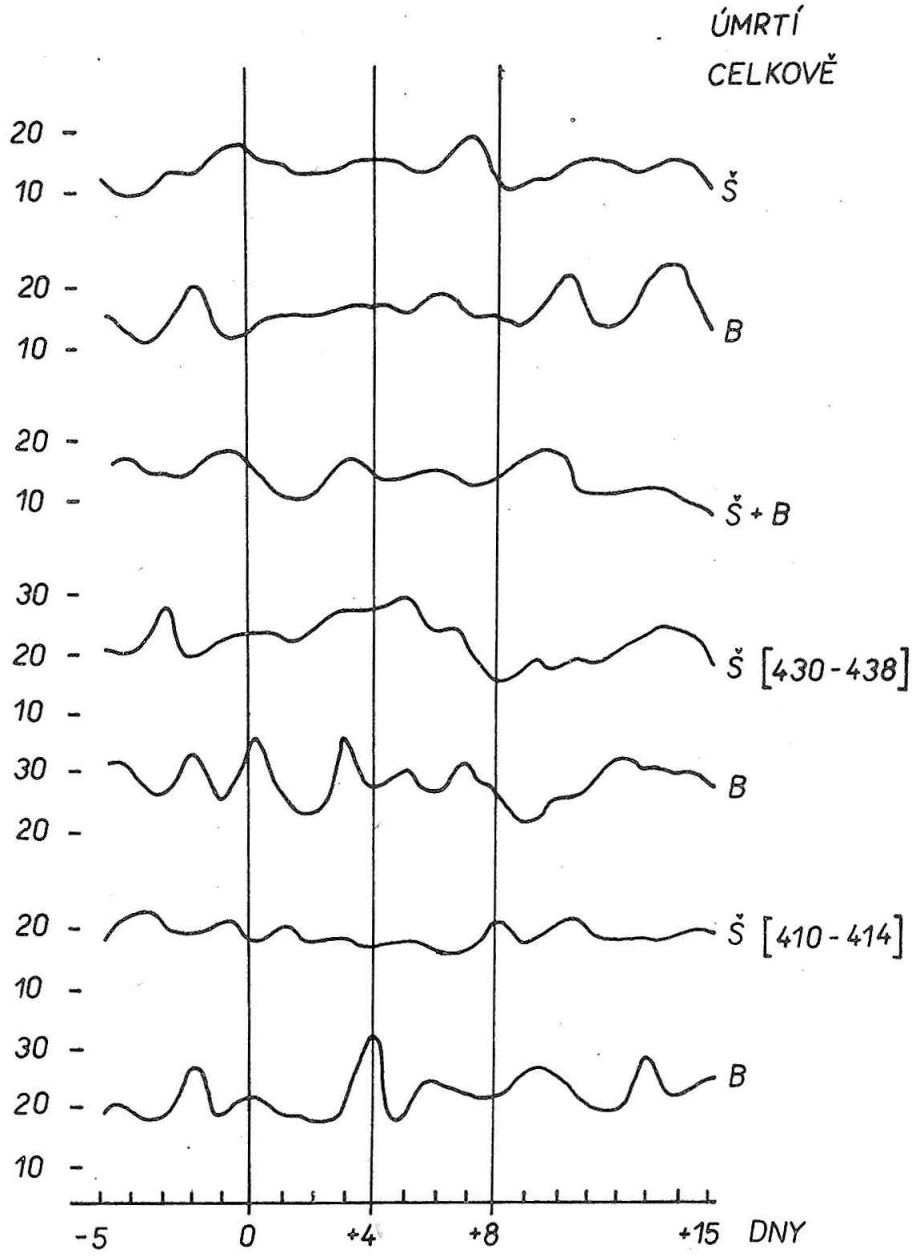
I když nebylo dosaženo jednoznačných výsledků, nedá se samozřejmě říci, že by geomagnetické bouře nepůsobily svým vlivem na člověka. Ukázalo se, že budeme-li se dívat na danou prblematiku z různých hledisek a různými metodami, můžeme také obdržet různé výsledky /vztahy/. Je třeba též uvést, že dřívější práce tohoto druhu byly čistě statistického charakteru a navíc jejich výsledky se týkaly téměř vždy jen jedné územní oblasti. Jak se ukázalo v našem případě, druhý okres /či oblast/ může za určitých podmínek fungovat jako test pro potvrzení či vyvrácení výsledků z okresu /oblasti/ první. V každém případě se dosažené výsledky nesmí "globalizovat"!

Určité nedostatky má samotné zpracování materiálu /nehledě ke kvalitě takového statistického komplexu dat/. Samotná metoda "překládání" epoch není metodou vědeckého důkazu. Tím, že "načteme" jednotlivé epochy na sebe, můžeme vytrhnout ze souvislosti jednotlivé události. Jestliže tímto "načtením" mi vznikne nejaký vztah, potom by tento vztah měla obsahovat i nadpoloviční většina jednotlivých případů. Tento test se však obvykle nedělá. /Ani nám se příliš neosvědčil, např. u okresu Šumperk jen 42 případů z 220-ti mělo již výše zmíněné maximum ve dny -1 a 0/.

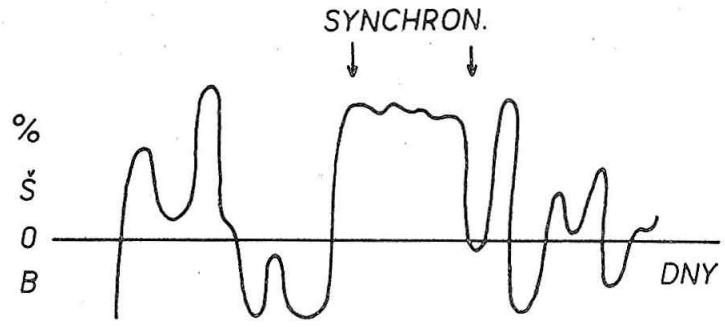


Obr. 4 - Graf úmrtnosti na diagnózu 430-438 v závislosti na SC.

Za největší potíž autoři považují to, že se díváme na tento problém jen z jednoho úhlu, tedy uvažujeme jenom jeden působící faktor. Např. jenom sluneční či jenom geomagnetickou aktivitu a to ještě ne vždy v celém svém komplexním působení! Ale ve vztazích Slunce-Země-člověk jde o komplexní působení velkého počtu faktorů, z nichž mnoho ještě ani neznáme nebo si plně neuvědomujeme dosah jejich působení.



Obr. 5 - Grafy četnosti maxim.



Obr. 6 - Příklad synchronizace chodu úmrtnosti v obou okresech.

Výše uvedené problémy a ještě jiné právě tuto problematiku vztahů Slunce - Země - člověk svými dlouhodobými a složitými zákonitostmi velmi komplikují.

TABULKA

A/ Dny ve které došlo k náhlé geomagnetické bouři /SC/:

1976: 10.1; 7,17.2.; 26.3.; 1.4.; 2,19.5.; 24,30.6.; 24.9.; 4, 16.12.;
1977: 28.1.; 7,19,24.4.; 4,11,28.5.; 16.6.; 6/2x/,29.7.; 21.9.; 3,14,26.10.; 10,25.11.; 1.12.;
1978: 3,5,9,15.1.; 14,25.2.; 8,26/2x/.3.; 10,17,30.4.; 1,10,21, 29.5.; 1,2,4,10,25,29.6.; 3,13,14.7.; 18,27.8; 5,9,11,20, 25,29.9.; 4,17.10.; 8,12,20,25.11.; 14.12.;
1979: 4,7,9,25,1.; 3,11,18,21,22.2.; 4,6,9,17,22,28.3.; 1,3,5/2x/, 25.4.; 29/2x/,31.5.; 6.6.; 3,6,12,26.7.; 1,11,13,20,29.8.; 6.10.; 7,9,30.11.;
1980: 13,17,25,28.1.; 6,14,15,25.2.; 19,30,31.3.; 5,6,8,9,22.4.; 29,31.5.; 6,10,24,26.6.; 18,25.7.; 6/2x/,11,16,17,19.8.; 20.9,; 14,18,23,30.10.; 9,14,24,26.11.; 11,19,30.12.;
1981: 29.1.; 6,8,23.2.; 1,2,5,12,25.3.; 7,11/2x/,18,26.4.; 8,10, 14,15,16,17.5.; 6,7/2x/,29.6.; 4,17,23,25/2x/,7.; 1,9,10, 17,23,30.8.; 8,18.9.; 2,10,13,16,22/2x/.10.; 8,11,16,25/2x/.11.; 12,29.12.;
1982: 21,29.1.; 1,5,11.2.; 1.3.; 1,16,24,27.4.; 6,9,12,22.6.; 11, 13,16/2x/,30.7.; 5,6,9,21,25.9.; 10,26,31.10.; 23,24,30.11.; 7,10,17,19,27.12.;
1983: 9,11.1.; 4.2.; 2,11,25.3.; 13,24.4.; 17,10,24.5.; 13.6.; 12,21.8.; 30.12.

B/ Období, ve kterém došlo k "synchronizaci" jinak rozdílného chodu úmrtnosti v okresech Šumperk a Bruntál

1976: 4.- 19.4., 2.-7.5., 19.-24.7., 18.-24.10.;
1977: 7.-13.2., 16.-21.3., 15.-22.5., 10.-16.7., 22.-27.12.;
1978: 6.-10.2., 21.8.-7.9., 18.-23.11., 27.11.-2.12.;
1979: 29.1.- 4.2., 30.4.-6.5.;
1980: 13-20.1., 21.4.-8.5., 23.-30.11.;
1981: 11.-18.4., 27.4.-4.5., 20.9.-2.10.;
1982: 26.3.-2.4., 20.4.-2.5., 18.-21.5., 15.-19.7., 18.-22.8., 5.-12.12.

Cílem práce bylo ověření předpokládaného vztahu mezi úmrtností obyvatel v okresech Bruntál a Šumperk a velkými geomagnetickými bouřemi. Závislost není jednoznačná. Diskutuje se i problematika těchto vztahů a metodika zpracování napozorovaných dostupných údajů.

Projekty výskumu Slnka z kozmických sond

M. RYBANSKÝ, Astronomický ústav SAV Tatranská Lomnica

ABSTRAKT

V článku sú vysvetlené princípy niektorých plánovaných kozmických experimentov, určených na výskum Slnka.

V nasledujúcej prednáške vás oboznámim s niektorými zaujímavými projektmi,ktoré za pomoci kozmickej techniky prehĺbia naše poznatky o Slnku.

Prvým takýmto projektom je sonda ISPM /International SOLAR POLAR MISSION/pre výskum polárnych oblastí Slnka. Pôvodne mali byť vypustené dve takéto sondy, ale po krátení rozpočtu NASA sa iba ťažko podarilo obhájiť aj túto sondu. Na sonde budú prístroje určené na meranie celkového magnetického poľa Slnka, parametrov plazmy slnečného vetra a tiež na meranie v röntgenovej gama a rádiovej oblasti spektra. Ďalej bude na palube hmotový spektrometer pre určenie zastúpenia iónov v slnečnom vetre, v polárnych oblastiach. Sonda ISPM je spoločným programom NASA a ESA. Na palube bude koronograf, pravdepodobne preto, že ESA dodáva všetky prístroje a koronograf nemá vyvinutý.

Sonda má byť vypustená 20. mája 1986 k Jupiteru, obletí ho 12. augusta 1987 a ďalej bude smerovať k severnému pólu Slnka, kam dorazí v septembri 1989; v máji 1990 má preletieť nad južným pólom Slnka a v septembri 1990 sa experiment ukončí.

Ďalším zaujímavým projektom je družica SCDM /Solar Corona Diagnostic Mission/ s vybavením, určeným špeciálne na výskum slnečnej koróny, ako jej globálnej štruktúry, dynamiky a evolúcie, tak aj procesov, ktoré ju formujú. Družica bude vypustená v roku 1988 na obežnú dráhu okolo Zeme so sklonom 28^0 a výškou 600 km. Na palube bude koronograf v integrálnom svetle /pravdepodobne rovnaký, ako je na družici SMM/, ďalekohľad pre mäkkú röngenovú oblasť spektra /t.j. okolo 1 nm/, spektrometer rezonančných čiar, diagnostický spektrometer v ďalekej UV oblasti a slnečný magnetograf. Podľa predpokladu budú prístroje schopné prevádzky po dobu troch rokov.

Pripravuje sa koordinovaný program špeciálnych pozemských pozorovaní na doplnenie kozmockej časti projektu a tiež programy modelovania a fyzikálnej interpretácie údajov.

Ďalšie dva projekty sú zaujímavé originálnosťou myšlienky riešenia. V prvom ide o určenie slnečnej konštanty z merania zrýchlenia guľovej družice, v druhom o presné meranie slnečného priemeru.

Na francúzskej družici "CASTOR" bol inštalovaný akcelerometer, ktorý dovoľuje merať zrýchlenia spôsobené silami pôsobiacimi na povrch guľovej družice, vrá-

tene tlaku žiarenia zo Zeme aj Slnka. Presnosť merania je až 10^{-9} ms^{-2}. Merania sa vykonávali v rokoch 1975 - 1979. Zrýchlenie spôsobené tlakom žiarenia zo Slnka sa určuje z rozdielu zrýchlení, ktoré boli určené na dennej a nočnej časti dráhy, pričom sa zohľadňujú rušiace vplyvy iných síl pôsobiacich na družicu. Zo zmien zrýchlenia, ktoré je spôsobené tlakom žiarenia, je principiálne možné určiť zmeny toku slnečného žiarenia. Zatiaľ sú týmto spôsobom určené zmeny v rozsahu cca 1%, spôsobené hlavne zmenou vzdialenost Zeme od Slnka. Na budúcej družici so zdokonalenou aparatúrou sa predpokladá dosiahnuť presnosť okolo 0,1%, čo je porovnateľné so zmenami slnečnej konštanty.

Už dlhšiu dobu sa v odbornej tlači čas od času objavujú správy o premennosti slnečného priemeru. V niektorých článkoch sa tvrdí, že Slnko má sploštenie okolo 0,1´´, z čoho vyplývajú ďalekosiahle závery o jeho vnútornej stavbe. V poslednej dobe sa vyskytujú protichodné tvrdenia o časovej premennosti slnečného priemeru. Uvádzané zmeny sú veľmi malé a ich meranie zo zemského povrchu je na hranici súčasných technických možností. Preto sa objavujú mnohé projekty na meranie slnečného priemeru z kozmického priestoru.

Jeden z nich predpokladá vypustenie rovinného zrkadla s priemerom 125 cm na stacionárnu obežnú dráhu a jeho stabilizovanie tak, aby odrážalo slnečné svetlo na povrch Zeme. Pri pohľade z povrchu budeme zrkadlo /slnečný maják/ vidieť ako jednu z najjasnejších hviezd. Zrkadlo vlastne predstavuje odrazovú dierkovú komoru. Priemer obrazu Slnka na zemskom povrchu je okolo 350 km, kde ho možno sledovať fotocitlivými prvkami. Zrkadlo môže byť pritom buď nehybné, alebo sa kývať s periódou okolo 20 sek. Pri meraní vzdialenosti na povrchu Zeme s presnosťou niekoľko centimetrov, bude relatívna presnosť priemeru Slnka 10^{-7}, čo predstavuje okolo 300 m na slnečnom povrchu.

V roku 1989 sa plánuje vypustiť na obežnú dráhu raketoplánom slnečný optickoultrafialový ďalekohľad s priemerom 1,25 m. Tento bude pracovať na obežnej dráhe spolu s raketoplánom vždy 1 - 2 týždne a potom sa vráti na Zem. Pre ďalekohľad bola zvolená Gregoryho sústava /konkávne, eliptické zrkadlo za ohniskom/, lebo je najvýhodnejšie z hľadiska tepelnej ochrany. Bude pracovať vo vlnovom rozsahu 115 - 1100 nm, pri rozlišovacej schopnosti 0,1´´ pre 500 nm. V ohnisku sa predpokladá umiestniť kameru na priame fotografovanie vo vizuálnej oblasti spektra, univerzálny filtrový polarimeter /kryštáľový/ a spektrografy pre vizuálnu a ultrafialovú oblasť spktra.

Od roku 1978 vyvíja NASA kozmickú sondu "Starprobe" pre výskum Slnka z malej vzdialenosti, okolo 2,5 mil. km, t.j. zo štyroch slnečných polomerov. Vypustenie sa plánuje po roku 1990 a experimenty sa budú robiť v týchto oblastiach:

1. Gravitácia a teória relativity. Použitím sústavy kompenzácie vplyvu tlaku slnečného žiarenia sa predpokladá určiť sploštenie slnečných pólov s presnosťou $1:10^8$.

2. Polia a častice. Budú sa merať parametre slnečného vetra a magnetických polí vo vnútri slnečnej koróny.

3. Optika. Výskum štruktúry a dynamiky stavu fotosféry, chromosféry a koróny s rozlíšením lepším ako 10 km.

Najväčšími technickými problémami pri uskutočnení projektu budú: tepelná ochrana sondy a zabezpečenie spojenia so Zemou v podmienkach silného rušenia v slnečnej koróne.

Predpokladá sa, že tepelná ochrana sa bude realizovať použitím tepelného štítu z kompozičného materiálu typu "uhlík-uhlík". Štít rozptyľuje teplotu na účet odparovania materiálu, rýchlosť ktorého bude v perihéliu 9 g/hod.

Některé nové možnosti pro konstrukci slunečních dalekohledů

J. LOCHMAN, Astronomický ústav ČSAV, Vývojová optická dílna Turnov

Současný stav techniky, hlavně moderní součástková základna mikroelektroniky, dávají nové možnosti pro stavbu optických dalekohledů, tedy i pro stavbu dalekohledů pro pozorování Slunce. I když chromosférický, fotosférický, nebo protuberanční dalekohled či koronograf se v mnohém liší, nebudou v dalším, kde jde o obecné úvahy, tyto přístroje rozlišovány.

Řízení činnosti dalekohledu lze v plné míře u moderního dalekohledu uskutečnit pomocí řídícího počítače, a to nejen pointaci dalekohledu pomocí vhodných čísel, temperaci a ladění optických filtrů, stanovení správné expozice, zaostření atp., ale řídící počítač může rozhodnout pomocí systému vhodných externích čidel, zda pozorování uskutečnit a zabezpečit veškeré přípravné činnosti před vlastním pozorováním a po skončení pozorování.

Registrace obrazové informace získané slunečním pozorováním se v současné době provádí převážně na vhodně citlivý fotografický materiál. Tato metoda má dlouhou tradici a lze ji samozřejmě využít u dalekohledů, řízených systémem výše popsaným.

Nevýhoda fotografických materiálů je v jejich mnohdy značne ceně, zvláště pokud se jedná o materiály z dovozu. Dále proces spojený se zpracováním tohoto materiálu je pracný, ať se již jedná o správné vyvolání, nebo vyhodnocení snímaného obrazu.

Většinou se ze získáním cenných informací získá i mnohonásobně větší množství informací, jejichž vědecká hodnota je minimální a z kapacitních důvodů se z experimentálního fotografického materiálu nikdy nevyčlení.

Současná snímací a zobrazovací technika nabízí ke snímání obrazu ve slunečním dalekohledu některé optoelektronické prvky.

V první řadě se jedná o televizní systémy. Ve srovnání s filmovým pásem 35 mm přináší tyto systémy asi poloviční rozlišení. Citlivost je srovnatelná s fotografickým materiálem. Obrazový materiál lze v analogové nebo digitální formě uložit v obou případech na magnetofonovém pásu, v případě druhém v jiném vhodném paměťovém zařízení počítače /pevnolátkové paměti, pružné disky a tak pod./.Digitální forma uchovaného obrazového záznamu je vhodnější pro další případné strojní zpracování, pro využití získané informace k řízení činnosti dalekohledu atp.

V posledních letech se objevily moderní optoelektronické detekční prvky, které jsou představovány lineárními, nebo plošnými maticemi fotodiod nebo fototranzistorů, nebo lineární či plošné CCD prvky s nábojovou vazbou.

Přitom dnešní plošné detektory obsahují až 500 x 500 fotocitlivých čipů, lineární až 2000 čipů v jedné součástce. Řady detektorů lze sestavovat z jednotlivých součástek.

Lineární vzdálenost jednotlivých čipů bývá 5 - 15 µm; tomu odpovídají i plošné rozměry jednotlivých čipů. Uvedené detektory jsou citlivé v oblasti asi 400 nm až 1,1 µm, nejvyšší citlivost je většinou v oblasti 600 až 800 nm. Tyto prvky mají většinou značnou citlivost, dostačující pro většinu aplikací v slunečních dalekohledech. Informaci z těchto čidel je vhodné ukládat v digitální formě do vhodných pamětí. Na rozdíl od televizního snímání je zaručená obrazová stálost a rozměrová definice snímaného obrazu.

Rozlišovací schopnost těchto moderních čidel je v průměru 100 čar/mm, tedy plně srovnatelná s kvalitním fotografickým materiálem.

Spojováním jednotlivých součástek do sestav, nebo vhodným optickomechanickým rozmítáním obrazu přes uvedené detektory, lze zaistit snímání obrazové informace v kvalitě stejné, nebo i lepší než u fotografického materiálu. Takovýto případ je však značně náročný na kapacitu paměti a rychlost ukládání do této paměti. Požadujeme například registraci obrazu průměru 24 mm /analogie filmového pásu šíře 35 mm/ s rozlišením 100 čar/mm /u filmu extrémní rozlišení/ a s odlišením šestnácti stupňů šedi. Tato informace vyžaduje asi 1,2 mbyte pamětí, čas pro její záznam bude u rychlých pamětí okolo 1 s. Při rozlišení 50 čar/mm je třeba pro uchování výše uvedeného obrazu paměťová kapacita asi 300 kbyte, při rozlišení 10 čar/mm pouze 12 kbyte. Tomu přibližně odpovídají úměrně kratší záznamové doby.

Je zřejmé, že pro zaznamenání jednotlivého obrazu je třeba užít velice rychlé pměti, ze které se obrazová informace relativně delší dobu snímáním jednotlivých snímků přenese do pomalejší paměti velké kapacity.

Dále se zdá, že je vhodné vytvořit snímací systém tak, aby mohl snímat obraz žádané velikosti s maximálním rozlišením. Programově však pro většinu obrazu zabezpečit snímání obrazové informace s malým rozlišením, pouze oblasti zajímavé /podle kritérií programově vymezených/ símat s velkým rozlišením. Tímto způsobem lze již při snímání obrazu oddělit a k dalšímu zpracování použít pouze informace cenné a vědecky zajímavé.

Řídící systém dalekohledu může z digitální formy snímaného obrazu určit nejvhodnější okamžiky expozice a správné zaostření optiky dalekohledu. V případě programově určených zajímavých informací upozornit obsluhu atd. Nezajímavé informace lze buď ihned při snímání, nebo při následné kontrole obsluhou z dalšího zpracování vypustit.

Optika slunečních dalekohledů může rovněž doznat několik změn. V první řadě lze ze současného sortimentu optických skel konstruovat objektivy, jejichž korekční stav se nemění s teplotou těchto optických dílů. Tato otázka byla v minulosti podceňována, teplotní tvarové a optické vlastnosti optických materiálů se při výpočtech objektivů dalekohledů doposud většinou neuvažují.

Technologií tenkých vrstev lze dobře chránit čelní plochy objektivů proti vlivům atmosféry, při současném splnění některých dalších požadavků, na př. antireflexe.

Lze navrhovat i dlouhoohniskové systémy tak, aby měly krátkou konstrukční délku. Pro sluneční dalekohledy lze vyvíjet nové typy světelných a laditelných optických filtrů různých vlastností.

Mechanickou montáž slunečních dalekohledů je možné provést tak, že všechny potřebné systémy jsou vodotěsné a případně vzduchotěsné, čelní plochy objektivů jsou v provední odolném atmosférickým vlivům nebo individuálně chráněné.

Při elektronickém snímání obrazu není nutné chránit ani obsluhu dalekohledu. Takovéto dalekohledy mohou být postaveny bez ochranných kopulí a podobných zařízení. Mohou být umístěny na př. na sloupové konstrukci ve vhodné výšce nad terénem.

Uvedené náměty pouze nastiňují některé nové možnosti konstrukce dalekohledů pro sluneční výzkum. V mnoha případech jsou možná předčasné a v dnešní době v plné míře těžko realizovatelné.

Na druhé straně bouřlivý rozvoj mikroelektroniky, moderní optoelektronické detekční prvky CCD dostupné i v ČSSR /na př. L110C -CCD lineární prvek s 256 čipy se střední vzdáleností 13 µm - výroba NDR, podobně i plošné prvky, vyráběné v SSSR/ dávají předpoklad,že lze již dnes začít s vývojem moderních řídících a detekčních elektronických systémů slunečních dalekohledů.

Při vývoji některých astronomických přístrojů pro kosmický výzkum byly i v ČSSR získány cenné zkoušenosti s konstrukcí náročných mechanických a optických soustav, použitelné pro návrh automatických zařízení pracujících na Zemi.

Předložený příspěvek je námětem k diskuzi o uvedené problematice, všechny připomínky, rady a konkrétní pomoc budou vítány.

Dvojlomný filtr pro čáru 3934 Å

I. ŠOLC, Astronomický ústav ČSAV, Vývojová optická dílna
Turnov

Jsou dva důvody, proč se zamýšlet nad tímto filtrem. První je zcela samozřejmý - přes veškeré znalosti o zajímavých výsledcích získaných v této vápníkové čáře seu nás v této vlnové délce prakticky nepracuje. Druhý důvod je neméně závažný. Jsou totiž oprávněné náděje, že lze vyrobit filtr vhodný pro chromosférická pozorování v čáře K bez vápencových členů. A to je závažné tvrzení, protože vápenec celosvětově dochází a není za něj dosud rovnocenná náhrada.

TEORETICKÁ ČÁST

Našim cílem je zhotovit křemenný dvojlomný filtr, který by v čáře K vápníku pracoval při dobré propustnosti a jakostním přenosu obrazových podrobností s pološířkou propustnosti $\pi < 1$ Å. Postačí, když filtr umožní pozorování nevelké oblasti slunečního povrchu, protože hlavní zájem je zaměřen na podrobnosti obrazu.

Protože jde o vysokou propustnost a dobrou kvalitu zobrazení pokusíme se o řešení řetězovým filtrem, který má minimum polarizátorů. Pološířka π propuštěného maxima řetězového filtru je dána rovnicí

$$\pi = 0{,}72 \cdot \frac{M\lambda}{\sum d} \qquad /1/$$

Při vlnové délce 3934 Å je jednotlivá tloušťka křemene při 34°C M = 41,0751 µm. Dosaďme za $\pi \doteq 0{,}6$ Å. Pro tyto hodnoty vychází z rovnice /1/

$$\sum d = \frac{0{,}72 \cdot 41{,}0751 \cdot 0{,}3934}{0{,}00006} = 193907\ \mu m = \underline{19{,}4\ cm.}$$

Je zřejmé, že celková délka hlavní části filtru okolo 20 cm je pro praxi výhodná. Dále je nutné určit počet a tlouštku destiček. Z výrobních důvodů omezíme nejvyšší počet destiček tohoto filtru na 30. Jestliže je dále žádoucí, aby sousední maxima filtru byla vzdálená od požadovaného maxima nejméně o $\Delta\lambda = 14$ Å, pak lze vypočítat tlouštku destičky d ze vzorce /2/:

$$\overline{\Delta\lambda} = \frac{M\lambda}{d}. \qquad /2/$$

V našem případě vychází tato maximální tloušťka $d_{max} \doteq 11{,}5$ mm. Při použití této tloušťky destiček by jich náš filtr obsahoval asi 17. Můžeme nyní vyslovit předběžný první závěr:

> Filtr pracující při vlnové délce 3934 Å s pološířkou okolo 0,6 Å lze realizovat křemenným dvojlomným řetězovým filtrem celkové

délky okolo 20 cm. Pro snadnou izolaci žádaného maxima by se měl tento filtr skládat z destiček tloušťky asi 7 - 12 mm.

Další otázka se týká přípustné sbíhavosti paprsků $\varkappa$. Platí zde rovnice :

$$\operatorname{tg}\varkappa = \sqrt{n_o(n_o + n_e) \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}} \qquad /3/$$

V rovnici /3/ jsou n_o a n_e řádný a mimořádný index lomu křemene při funkční vlnové délce, $\Delta\lambda$ je maximální rozladění vlnové délky, které pro krajní paprsky připustíme. /S ohledem na to, že zobrazení se děje optickou soustavou paprsky všech možných směrů, jejich úhly jsou od 0° do $\varkappa$, podílejí se paprsky probíhající pod krajným úhlem $\varkappa$ jen nepatrně/. Proto bez rušivé chyby připustíme $\Delta\lambda \doteq 0{,}4$ Å.

Dále dosadíme pro křemen při vlnové délce 0,3934 µm n_o 1,55846, n_e = 1,56805. Z rovnice /3/ vychází $\operatorname{tg}\varkappa = 0{,}02226$, čili $\varkappa \doteq 1^o16'$.
Z dříve uvedených důvodů lze v praxi tento úhel bez velkých chyb nejméně dvakrát překročit.

Po těchto nádějných výsledcích můžeme přidat další požadavek. Aby totiž, pokud to přírodní materiálové konstanty dovolí, pracoval filtr i při některých jiných zajímavých vlnových délkách. Pokusme se nejdříve řešit případ dvou daných vlnových délek, λ_1 a λ_2, jimž odpovídají jednotlivé tloušťky M_1 a M_2. Tloušťka destiček by měla vyjít při obou vlnových délkách stejná:

$$d = M_1 \cdot K_1 \qquad /4_a/$$

$$d = M_2 \cdot K_2 \qquad /4_b/$$

V těchto rovnicích znamenají čísla K_1 a K_2 řád, který je v případě řetězových filtrů 1. modifikace roven celému číslu C + 0,5. Pro náš požadavek tedy platí za předpokladu $\lambda_1 > \lambda_2$ /čili $M_1 > M_2$/:

$$M_1 \cdot (C_1 + 0{,}5) = M_2(C_2 + 0{,}5) = M_2(C_1 + 0{,}5 + C) \qquad /5/$$

Úpravou rovnice (5) dojdeme ke vztahu :

$$C = 0{,}5\left(\frac{M_1}{M_2} - 1\right) + C_1\left(\frac{M_1}{M_2} - 1\right) \qquad /6/$$

Tato rovnice je vhodná pro rychlý výpočet specielních hodnot C_1, při kterých vychází celé číslo C. V takovém případě pracuje filtr pro obě vlnové délky. Při výpočtech těchto filtrů je vhodné počítat i s možností doladění teplotou. Zde jsou užitečné vzorce, platné pro křemen ve viditelné části spektra. Prvý z nich vyjádřuje, jaké změně ΔM odpovídá změna vlnové délky :

$$\Delta M \doteq 122 \cdot \Delta\lambda \qquad /7/$$

Další postihuje změnu ΔM v závislosti na změně teploty $\Delta t = t - 22^oC$:

$$\Delta M \doteq 0{,}0124 \cdot \lambda \cdot \Delta t \qquad /8/$$

Numerickým propočtem byla nalezena jedna z universálnějších tlouštek, vhodná pro náš účel. Je to d = 10,084 mm. Teoreticky by takový filtr pracoval na př. při vlnových délkách:

0,65628 μm ($H\alpha$, při řádu 138,5; teplota cca 37°C),
0,58959 μm (Na, čára D_1, při řádu 155,5; teplota cca 39°C),
0,48613 μm ($H\beta$, při řádu 192,5; teplota cca 38°C),
0,45542 μm (Ba_2, při řádu 207,5& teplota cca 25°C,)
0,41208 μm (He_1, při řádu 232,5; teplota cca 36°C), a konečně
0,39338 μm (Ca_2, čára K, při řádu 245,5; teplota cca 36°C).

Vzdálenost maxim $\overline{\Delta\lambda}$ podle vzorce /2/ vychází pro čáru H_α 47Å, pro čáru C a K 16Å. Je zřejmé, že by k hrazení měl v obou případech stačit mnohovrstvový dielektrický filtr. Přesto však je vhodné doplnit v krátkovlnné části funkčního oboru hlavní filtr ještě dvojlomnou předsádkou, která pak hrazení nežádoucích maxim velice usnadní. Taková předsádka může být opět do určité míry universální, pracující při více vlnových délkách. Vhodné tlouštky pro předsádku jsou na př. 0,756 mm, nebo 1,335 mm; nebo 3,428 mm. Zvláště poslední tlouštka má řadu předností a počet destiček stačí okolo 10.

Důležitý prvek celého filtru jsou polarizátory. I když lze uvažovat o speciélních mnohovrstvových dielektrických hranolových polarizátorech, které mají minimální absorpci, jsou k dispozici i dobré polarizační folie, které dělá Meopta Bratislava /ing. Spurný/. Tyto folie polarizují dokonale i v UV oblasti do 0,32 μm a mají slušnou propustnost. Vzhledem k dostupnosti a jednoduché optické koncepci dáváme v první etapě tedy přednost foliím před dielektrickými polarizatory.

Při koeficientu propustnosti folie 0,86 /který je zcela reálný/ by při zanedbání ztrát v křemenné části měl filtr s třemi polarizátory propustnost 0,5 . . $0{,}86^3$ = 31,8%. I po započítání ztrát v hradicí soustavě vychází neobvykle vasoká propustnost okolo 20%.

KONKRÉTNÍ SESTAVA FILTRU

Hlavní řetězový filtr bude mít 22 destičky tlouštky 10,084 mm. Azimuty destiček jsou uvedené v tabulce:

TABULKA I - Azimuty destiček hlavního filtru

destička čís.	azimut	destička čís.	azimut
1	1°36'	12	- 2°30'
2	-1°41'	13	2°24'
3	1°47'	14	- 2°19'
4	-1°52'	15	2°13'
5	1°57'	16	- 2°08'
6	- 2°03'	17	2°03'
7	2°08'	18	- 1°57'
8	- 2°13'	19	1°52'
9	2°19'	20	- 1°47'
10	- 2°24'	21	1°41'
11	2°30'	22	- 1°36'

Pro čáru Hα lze tento hlavní filtr přímo hradit dielektrickým mnohovrstvevným filtrem. Ve fialovém konci spektra je vhodné použít kombinace filtrového skla UG5 s předsádkovým řetězovým filtrem z destiček tlouštky na př. 3,428 mm. Postačí 12 destiček, jejichž azimuty jsou uvedeny v tabulce:

TABULKA II - Azimuty destiček předsádkového filtru

destička čís.	azimut	destička čís.	azimut
1	$2^{\circ}45'$	7	$4^{\circ}45'$
2	$-3^{\circ}09'$	8	$-4^{\circ}21'$
3	$3^{\circ}33'$	9	$3^{\circ}57'$
4	$-3^{\circ}57'$	10	$-3^{\circ}33'$
5	$4^{\circ}21'$	11	$3^{\circ}09'$
6	$-4^{\circ}45'$	12	$-2^{\circ}45'$

Celou sestavu filtru umístíme v termostatovaném pouzdru s imerzí ze silikonového oleje. Hlavní filtr by měl mít teoreticky v čáře Hα podle vzorce /1/ pološířku $\pi \doteq 1{,}56$ Å, v čáře Hβ $\pi \doteq 0{,}83$ Å a v čáře vápníku K $\pi = 0{,}53$ Å. Filtr se ladí teplotou. Ze vzorců /7/ a /8/ vyplývá:

$$\Delta \lambda \doteq 0{,}0001 \cdot \lambda \cdot /t - 22^{\circ}/ \qquad /9/$$

Se stoupající teplotou vlnová délka klesá.
Změní-li se teplota o 10°C, mění se vlnová délka v čáře Hα o 6,5 Å, v čáře Hβ o 4,6 Å, v čáře K o 3,9 Å. To jsou hodnoty zcela postačující pro jemné přelaďování filtru v žádané vlnové délce.

ZÁVĚR

Navržený filtr, zhotovený pouze z křemenné suroviny, bez použití vápence je vhodný pro pozorování chromosféry v krátkovlnné části viditelného spektra i v oblasti ultrafialové. Je v provozu velice stabilní a spolehlivý.

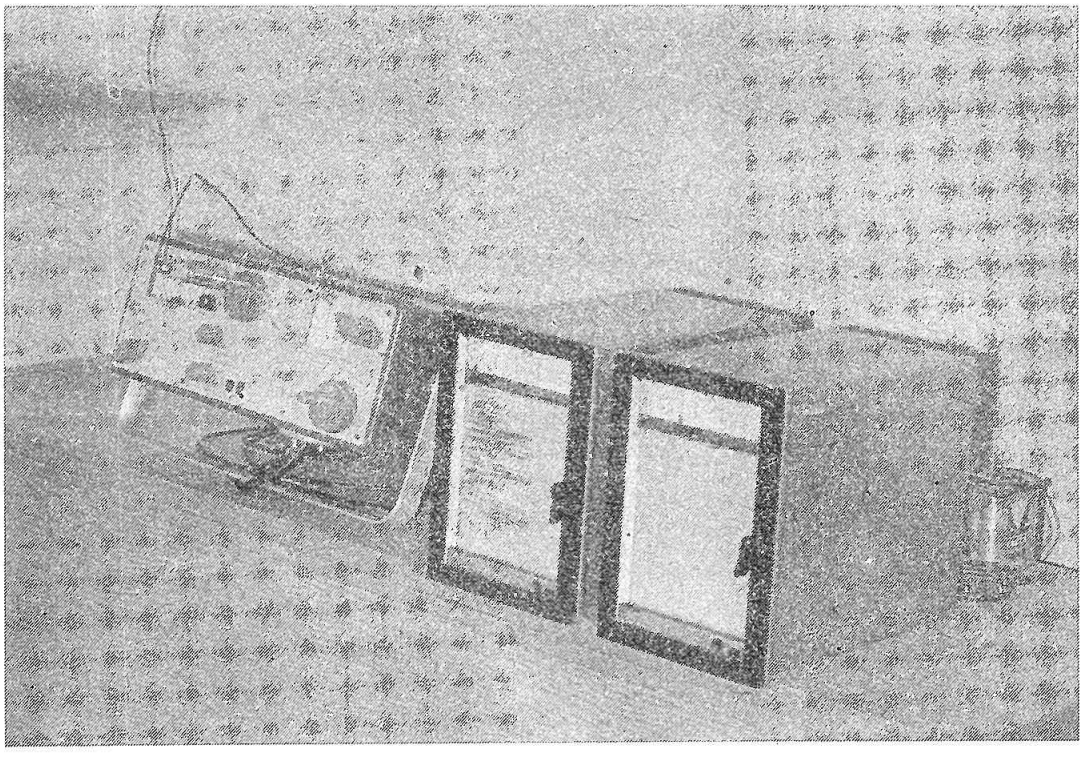
Zariadenie na registráciu SFD ionosférických rádiových signálov

P. BOBOVNICKÝ, Geofyzikálny ústav SAV Bratislava

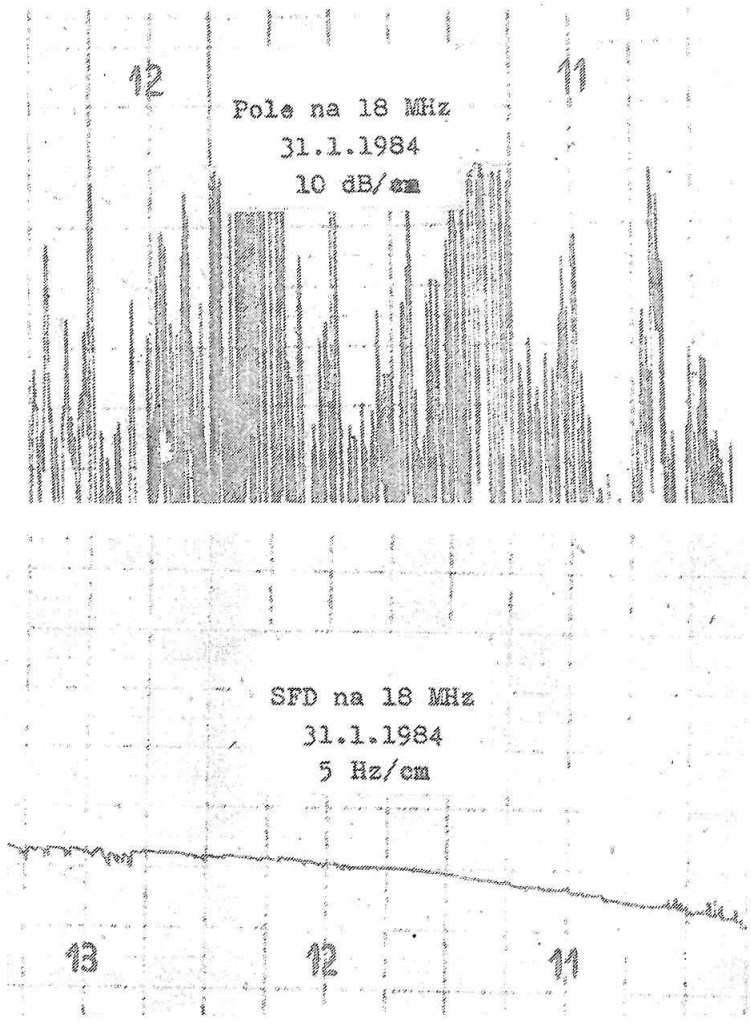
ABSTRAKT

Uvádza sa stručný popis originálneho zariadenia na registráciu náhlých odchýlok frekvencie krátkovlnných rádiových signálov pri ich šírení odrazom od ionosféry a získané výsledky. Zariadenie bolo navrhnuté a realizované na Geofyzikálnom ústave SAV a využíva sa pri praktickej analýze frekvenčných zmien ionosférických krátkovlnných signálov registrovaných na zemskom povrchu.

Zariadenie pozostáva z upraveného merača podľa STV 301, zapisovača poľa, zapisovača SFD /obr. 1/. Úprava merača poľa bola urobená podľa zlepšovacieho návrhu /1/. Registrácia SFD a poľa sa robí na frekvencii 18 MHz. Na obr. 2 vidieť priebeh SFD pri normálnom dennom chode ionizácie v E a F oblstiach ionosféry. Priebeh SFD pri náhlych poklesoch ionizácie v uvedených oblastiach je uvedený na obr. 3. Na poslednom obr. 4 je uvedený priebeh SFD pri náhlych zvýšeniach ionizácie. Hodnoty záporných a kladných SFD sa na uvedených obrázkoch pohybujú okolo 15 Hz. Prameň /2/ uvádza najväčšie zmerané a zaregistro-

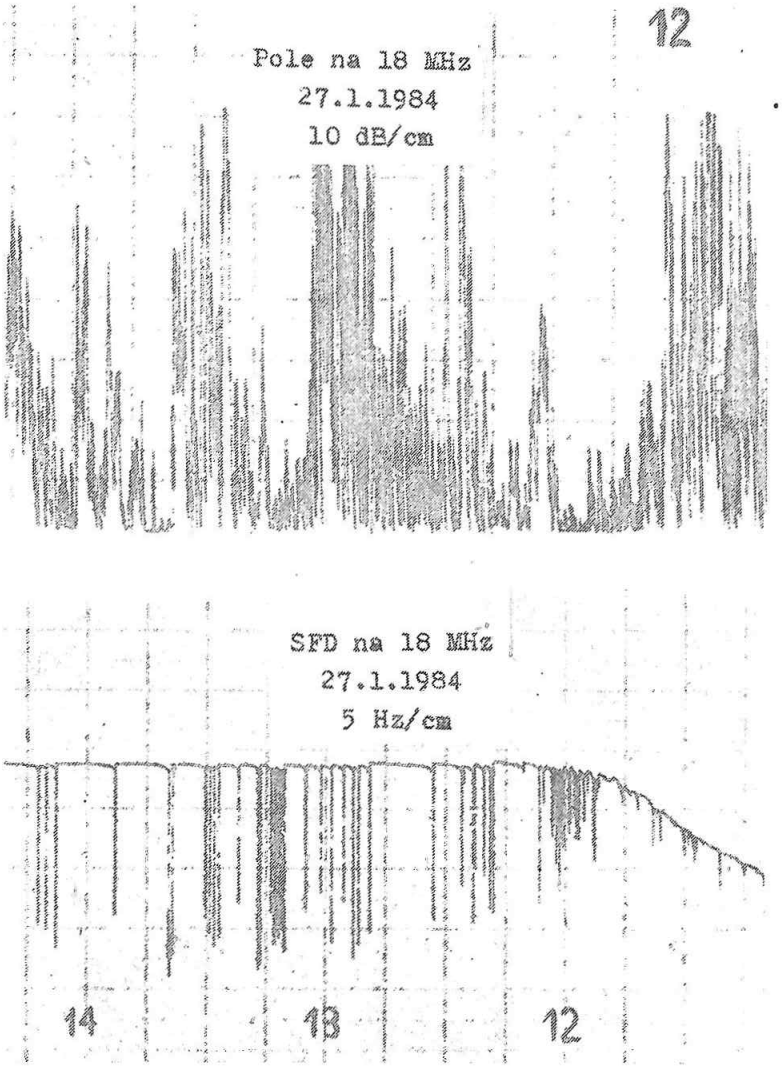


Obr. 1 - Zariadenie na registráciu SFD ionosférických rádiových signálov: upravený merač podľa STV 301, zapisovač poľa, zapisovač SFD.

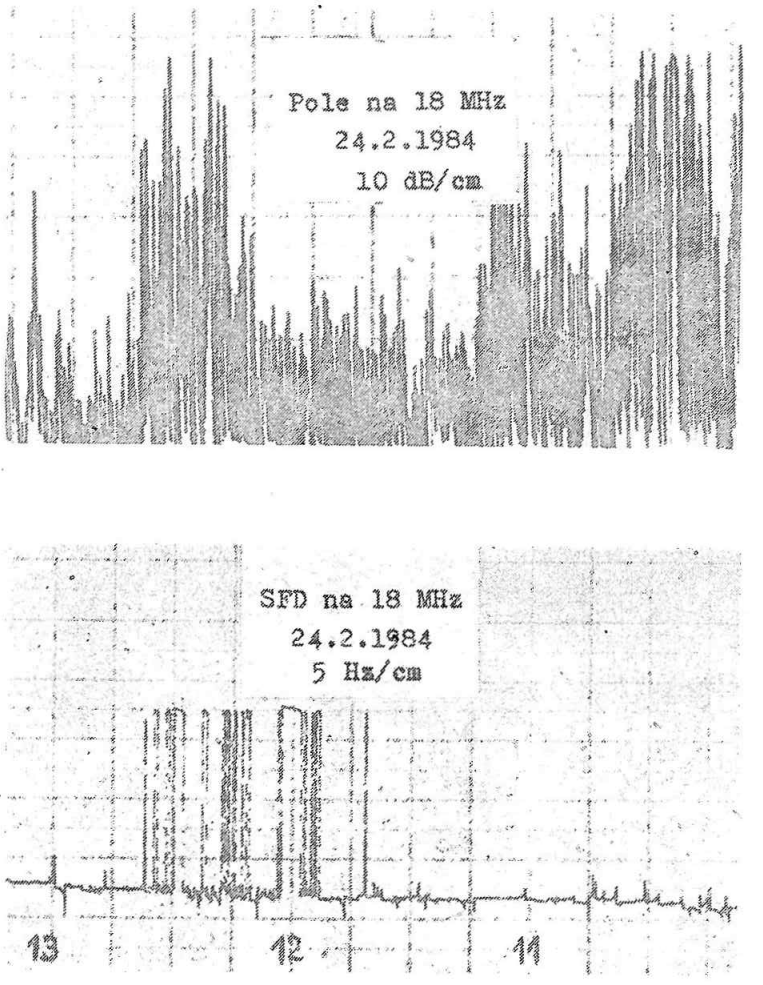


Obr. 2 - Registrácie poľa a SFD pri pokojnej ionosfére.

vané frekvenčné odchýlky ionosférického signálu okolo 60 Hz. Registrácia elektromagnetického poľa rádiového vysielača sa robí za účelom kontroly. Pre meranie a registráciu SFD bol vybraný krátkovlnný rozhlasový vysielač Jeruzalem, pričom prijímač /merač poľa STV 301/ bol umiestnený v Bratislave. Predpokladá sa rádiová trasa s troma odrazmi od ionosféry /3/. Jednotné vo svete používané zariadenie na meranie a registráciu SFD je založené na záznejovej metóde merania frekvencie a je popísané v prameňoch /4/, /5/, /6/.



Obr. 3 - Registrácia poľa a SFD pri náhlych zníženiach ionizácie.



Obr. 4 - Registrácia poľa a SFD pri náhlych zvýšeniach ionizácie.

LITERATÚRA

/1/ Bobovnický, P.: Pôsobenie merača poľa STV 301 na registráciu SFD rádiových signálov. Zlepšovací návrh č. ZN3/83. Geofyzikálny ústav SAV Bratislava.

/2/ Devis, K.: Radiovolny v ionosfere. Moskva 1973, str. 272

/3/ Bobovnický P.: Sudden frequency deviation of ionospheric signals. Contr. Geophys. Inst. SAS, 15, 1984

/4/ Mitra, A.: Vozdejstvje solnečnych vspyšek na ionosferu Zemli. Perevod s anglijskovo. Izdatelstvo Mir, Moskva 1977, str. 56 - 58

/5/ Krasnov, V. M.: Aparatura dlja issledovanija dopplerovskovo zdviga častoty v KV diapazone. Ionosfera i solnečno - zemnye svjazi. Akademija nauk Kazachskoj SSR, Alma-Ata, 1972, str. 60 - 63

/6/ Vassy, E.: Etude de l émission rádioélectrique des satellites artificiels. Journal of the International Astronautical Federation, Vol. VII., 1961, p. 237 - 246.

Zdroj časové informace pro radioastronomická pozorování

K. JIŘIČKA, Astronomický ústav ČSAV Ondřejov

Při studiu fyzikálních procesů probíhajících na Slunci je třeba mít k dispozici celou řadu pozorování - od radiových na různých vlnových délkách, přes optická pozorování až po pozorování v oblsti rentgenova záření či magnetografická pozorování rozložených magnetických polí na Slunci. Tato pozorování se provádějí většinou na různých pozorovacích stanovištích, často od sebe velmi vzdálených, a proto základním předpokladem pro zpracování a vzájemné porovnávání takovýchto dat je mít u každého pozorování k dispozici přesnou informaci o okamžiku pozorování.

Nároky na přesnost určení okamžiku pozorování se případ od případu liší, někdy vystačíme s přesnosti na minuty či sekundy, jindy, např. při pozorování rychlých fluktuací v radiovém oboru, je nutno určit okamžik pozorování s přesností na zlomky sekund. Zde pak již nevystačíme s přesností mechanických či elektrických hodin, nevyhovující jsou i doposud užívané elektrické hodiny řízené časovými značkami, které sice zaručují přesný relativní čas /1 sec/ s vysokou přesností, avšak případné chyby se integrují a hodiny nelze seřizovat z centrálního stanoviště. Úkolem proto bylo navrhnout a realizovat systém pro generaci úplné časové informace /čas, datum/, který by umožnil její rozvod k jednotlivým pozorovacím objektům ve formě, zaručující automatickou korekci případných chyb, vzniklých rušením na přenosové trase. Vzhledem ke stále častěji využívaným pozorovacím systémům musí být navíc časová informace rozváděna ve formě, zpracovatelné mikroprocesory či mikropočítače.

VYSÍLÁNÍ ČASOVÉ INFORMACE

Ve světe existuje celá řada vysílačů, které sprostředkovávají přenos přesné časové informace. Z nich pro nás vzhledem k pokrytí území naši republiky signálem přicházejí v úvahu především dva dlouhovlnné vysílače:

a/ československý vysílač OMA 50 /vysílající na kmitočtu 50 kHz/
b/ západoněmecký vysílač DCF 77 /vysílající na kmitočtu 77,5 kHz/.

Vysílané kmitočty jsou u obou vysílačů synchronizovány s atomovým normálem, takže úchylka kmitočtu dosahuje maximálně hodnoty řádově 10^{-10}/den. Ve vysílaném signálu jsou amplitudově zmodulovány sekundové a minutové časové značky a navíc je v něm zamodulována i kódovaná časová informace /minuta, hodina, den, den v týdnu a měsíc, u vysílače DCF 77 navíc i rok/. Způsob zmodulování kódované časové informace v nosném kmitočtu je však u obou vysílačů odlišný. U vysílače OMA 50 se využívá fázové modulace změnou fáze nosné o 180°, která má

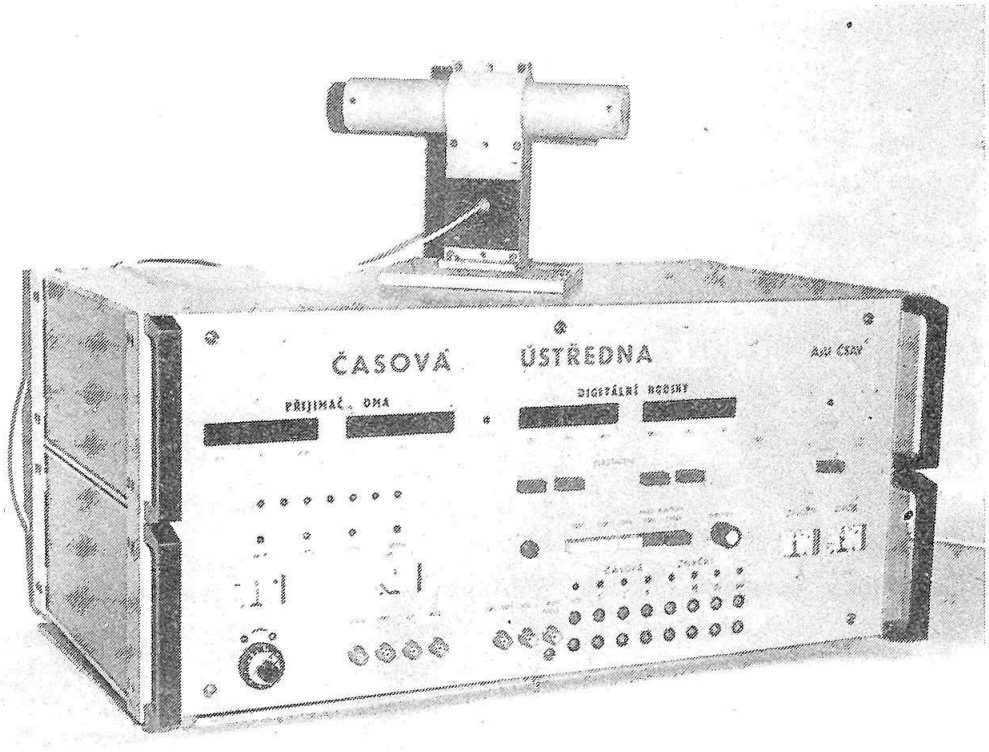
výhodu velké odolnosti vůči rušení, ovšem za cenu poměrně složité demodulace na přijímací straně. Vysílač DCF 77 využívá amplitudově-šířkové modulace, která je sice méně odolná vůči rušení, která ale umožňuje poměrně jednoduchou demodulaci.

Vysílání časové informace má však některé nevýhody, které znemožňují jeho využití jako přímého zdroje časové informace. Jsou to především:

a/ vysílání je vždy jeden den v měsíci přerušeno /udržba a opravy na vysílači/
b/ příjem signálů na dlouhých vlnách je značně rušen atmosférickými poruchami, které obzvláště při blízkých bouřkách jsou tak intenzivní, že znemožňují příjem
c/ přenos úplné časové informace vysílače OMA 50 i DCF 77 trvá jednu minutu, což v praxi znamená, že i případné chyby v příjmu způsobené poruchami se korigují až v následující minutě.

ČASOVÁ ÚSTŘEDNA

Jako zdroje referenční časové informace je využito vysílače OMA 50. Vzhledem k poměrně silné intenzitě pole v místě příjmu je pro příjem využitá feritová anténa, která díky svým směrovým účinkům dále snižuje možnost rušení. Přijímač časové informace je umístěn v levé části časové ústředny /obr. 1/. Signál z antény je zde zesilován a demodulován a přijatá časová informace je zobrazována na displeji /den, měsíc, rok, hodina, minuta, sekunda, den v týdnu a letní či zimní čas/. Mimoto přijímač generuje sekundové a minutové značky



Obr. 1 - Časová ústředna.

a pro specielní využití i kmitočet 100 kHz, jehož stabilita je shodná se stabilitou atomového normálu.

Chod časové ústředny musí být zaručen i v případě výskytu rušení či výpadku vysílače OMA 50, a proto jsou jako vlastní zdroj časové informace použity nezávislé digitální hodiny, umístěné v prostřední části časové ústředny. Tyto jsou řízeny krystalovým oscilátorem 100 kHz, který je v běžném provozu synchronizován normálovým kmitočtem vysílače OMA 50. Při výpadku vysílače se oscilátor automaticky přepíná na autonomní provoz, ve kterém pracuje se stabilitou sice menší avšak dostatečnou k tomu, aby byly překlenuty výpadky vysílání trvající hodiny či dny. Digitální hodiny lze ručně spouštět i zastavovat a jednotlivé čítače /hodin, minut, dnů, měsíců i roků/ individuálně přednastavovat. V pevné paměti hodin je zorganizována informace o tom, kolik má ten který měsíc dní i informace o přestupných rocích, a proto tyto digitální hodiny mohou pracovat zcela autonomně.

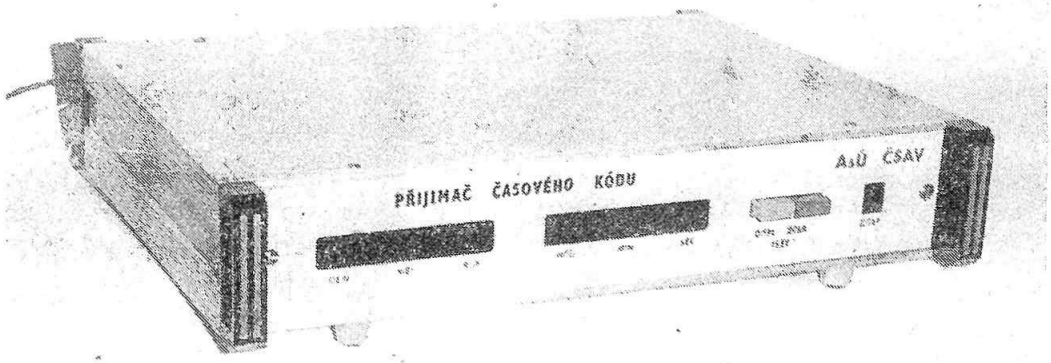
Protože ruční přednastavování jednotlivých čítačů je poměrně zdlouhavé a hodiny musí být spuštěny s přesností na milisekundy, obsahuje časová ústředna zvláštní tlačítko, po jehož zmáčknutí se digitální hodiny automaticky spustí následující minutovou značkou z přijímače OMA 50 a současně se jednotlivé čítače přednastaví časovým údajem z přijímače OMA 50. Tím je zaručeno, že údaj digotálních hodin se shoduje s frekvenční časovou informací, a digitální hodiny mohou opět pracovat v nezávislém autonomním provozu. Obě časové informace jsou však i nadále neustále porovnávány a pokud se jejich údaje různí, je uvedena do činnosti optická i akustická signalizace poruchy.

Časová informace, dodávaná digitálními hodinami v paralelní formě,je však nevhodná pro přenos i k dalšímu zpracování. V digitální technice je totiž využívána binární logika a proto k definici každé cifry časového údaje jsou potřeba 4 bity /4 dráty/, a pro přenos kompletní časové informace v paralelní formě bychom tudíž potřebovali celkem 12 x 4 = 48 vodičů. Proto byly digitální hodiny doplněny převodníkem na seriový kód, který vysílá jednotlivé bity časového údaje postupně v časovém multiplexu jako šířkově modulované impulzy. Přenos jednoho bitu trvá 20 ms a přenos kompletní časové informace /den, měsíc, rok, hodina, minuta, sekunda/ včetně synchronizačního bitu, signalizujícího počátek přenosu, 880 ms. To umožňuje přenos kompletní časové informace /a tím i korekci případné chyby/ každou sekundu, což je podstatné zlepšení oproti vysílání OMA 50. Přenos časové informace ve formě seriového kódu má dále i tu výhodu, že k jejímu rozvodu postačí každé dvoudrátové /telefonní/ vedení i to, že tento kód je velice snadno zpracovatelný mikroprocesorovými systémy.

Generace i rozvod časové informace musí být zajištěny i v případě přerušení dodávky elektrickéhou proudu. Proto zdrojová část časové ústředny obsahuje obvody, které v případě výpadku sítě systém automaticky přepínají na záložní zdroje. V tom případě jsou však napájeny pouze obvody nezbytné pro chod časové ústředny. Ostatní pomocné obvody, jako např. zobrazení, jsou z důvodu úspory energie odpojeny, pro kontrolu je však lze zmáčknoutím tlačítka připojit.

PŘIJÍMAČ ČASOVÉ INFORMACE

Seriový kód rozváděný z časové ústředny k jednotlivým pozorovacím objektům, je nutno na přijímací straně opět zpracovat do použitelné formy. Proto byl vyvinut přijímač časového kódu /obr. 2/, který převádí rozváděný seriový kód opět na paralelní formu a tuto zobrazuje na displeji. Takto zobrazená časová informace je sice vhodná jako informativní údaj, pro potřeby uchování a záznamu časové informace však bylo nutno přijímač doplnit dalšími pomocnými systémy.

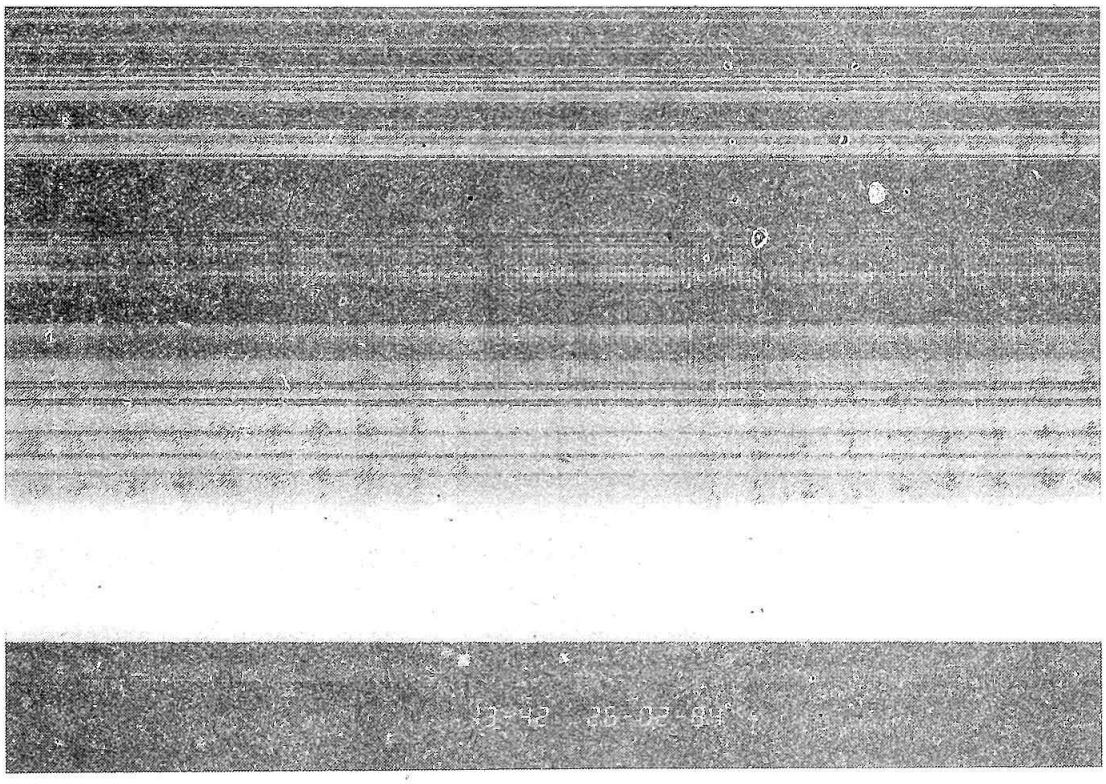


Obr. 2. Přijímač časového kódu.

Pro optická pozorování byl přijímač doplněn obvody, umožňujícími zmáčknoutím tlačítka uchovat na displeji čas zmáčknutí tlačítka. Nahradíme-li toto tlačítko např. kontaktem pro blesk u fotoaparátu, zůstane po provedení snímku na displeji uchován přesný okamžik expozice. Po jeho odečtení lze zmáčknutím jiného tlačítka opět nastavit původní režim zobrazování časové informace.

Pro spektrografická pozorování v radioastronomii, kdy se záznam snímá z televizní obrazovky na film, byl u obrazovky před kameru umístěn displej pro zobrazení jedné cifry a přijímač doplněn systémem, který na displeji postupně rozsvěcí jednotlivé cifry časového údaje s příslušnými mezerami. Na filmu tak získáváme každou minutu záznam úplné časové informace /Obr. 3/.

Pro automatizované systémy byl vyvinut interface a navržen program, které umožňují přijímat a dekódovat seriový časový kód procesorem TP8.



Obr. 3 - Radiový spektrogram se záznamem časové informace.

O B S A H :

J. KLECZEK: Stavba a vývoj Slunce z hlediska interakcí 5
V. BUMBA: Aktivita na Slunci a na hvězdách 17
M. KOPECKÝ: Předpověď abnormálně vysoké sluneční činnosti v příštím století a jejich možných negativních důsledků na Zemi. 29
V. BUMBA, L. HEJNA, J. SUDA: O problémech s pozorováním rozložení siločar magnetického pole, pohybu hmoty a geometrie v pravidelných skvrnách. . 33
M. LORENC: Zmeny magnetického poľa v slnečnej škvrne 47
A. ANTALOVÁ: Výskyt nízkošírkových slnečných škvŕn z hľadiska rotácie Slnka 51
L. HEJNA: Poznámka k asymetrii Wilsonova efektu slunečních skvrn. 63
P. AMBROŽ: Multispektrální struktura permanentního radiového zdroje a jeho evoluce 69
P. AMBROŽ: Numerická metoda řešení trojrozměrného určení polohy pozorovaného jevu ve sluneční koroně 79
M. KARLICKÝ: Fyzikální aspekty slunečních erupcí. 85
L. KŘIVSKÝ: Mimořádné poklesy výskytu velkých erupcí v X-emisi v posledních dvou cyklech po maximech 99
L. KŘIVSKÝ, L. SCHEIRICH: Dlouhotrvající vzplanutí X-emise se superposicí erupčních efektů při východu vysoce aktívní oblasti /25.I.1981/. . 103
L. KŘIVSKÝ, E. MARKOVÁ: Příčiny změn erupčních trendů ve skupinách tapu F a při přechodech E-F a F-G 109
J. KLIMEŠ, L. KŘIVSKÝ: Velký pokles výskytu mohutných erupcí podle ionosférických efektů X-emise v cyklu č. 19, po fázi maxima 121
Š. KNOŠKA: Erupčný index v rokoch 1937 - 1976 125
L. HURTA: Pozorování erupční rentgen$_0$vské emise metodou "příjmu atmosfériků" /SEA/ v ČSSR 129
Š. KNOŠKA: Severo-južná asymetria erupčnej aktivity v 20. cykle 137
J. KLECZEK, B. RŮŽIČKOVÁ-TOPOLOVÁ: Severo-jižní asymetrie sluneční radiové emise na λ 9.1 cm a 21 cm 141
J. ČECH, L. BUFKA, L. KŘIVSKÝ: Sluneční činnost a postavení vnitřních planet 147
P. HEINZEL, I. HUBENÝ: K problému formování vodíkových čar Lyman α, Lyman β a Hα ve sluneční chromosféře 153
P. KOTRČ: Základní redukce fotografických slunečních spekter. 157
P. HEINZEL, P. KOTRČ, M. SOBOTKA, F. ZLOCH, Z. A. ŠČERBAKOVA: Studium infračervené emise slunečních protuberancí v čáře HeI λ 1083,0 nm .. 163
M. SOBOTKA: Programy pro semiempirické modelování spodních vrstev sluneční atmosféry 169
M. RYBANSKÝ: Slnečná koróna 175
E. DZIFČÁKOVÁ: Interpretácia snímok koróny získaných pri zatmení Slnka. 187
V. RUŠIN: Biela koróna zo zatmenia Slnka 11. júna 1983 193
V. KARLOVSKÝ: Protuberancia z 20.4.1984 197
V. RUŠIN, L. SCHEIRICH: Morfologické klasifikácie protuberancií 203
J. LAŠTOVIČKA: Informace o semináři KAPG "Poruchy vnězemského původu v dolní ionosféře 209

S. KRAJČOVIČ: Medziplanetárne magnetické pole, indexy zavírenosti atmosféry a počasie 213
L. TŘÍSKOVÁ: Vliv polarity meziplanetárního magnetického pole na parametry horní ionosféry I. maximální elektronová koncentrace 225
L. TŘÍSKOVÁ, J. ŠMILAUER: Vliv polarity meziplanetárního magnetického pole na parametry horní ionosféry II. totální elektronový obsah 233
J. PÝCHA: Variace odezvy magnetosféry na vnější podněty pro období 1964 - 1973 239
J. HALENKA: Parametry 11 letých cyklů sluneční a geomagnetické aktivity a jejich korelace 243
B. LUKÁČ: Zelená koróna a geoaktivita v 20. slnečnom cykle. 247
J. STŘEŠTÍK: Vztahy mezi meziplanetárním magnetickým polem a geomagnetickou aktivitou 255
T. ZEITHAMER: Asymtologie ve fyzice vztahů Slunce - Země 261
A. PRIGANCOVÁ, J. STŘEŠTÍK: Niektoré fyzikálne parametre životného prostredia a dopravná nehodovosť 273
M. BIELEKOVÁ: Slnečná aktivita a cestné dopravné nehody 279
J. ČECH: Slapová činnost Měsíce a Slunce a anomální geomechanické jevy v OKR 285
V. VAVREK, L. KULČÁR, J. ČERMÁK, P. IVAN, M. LITAVSKÝ: Náhly priedušková záduch v súvislosti s premenlivosťou biotropných prírodných fyzikálnych faktorov 291
L. HURTA, L. ŠIMKOVÁ: Porovnání úmrtnosti obyvatelstva z okresů Šumperk a Bruntál v závislosti na geomagnetických bouřích za období 1976-1982. 299
M. RYBANSKÝ: Projekty výskumu Slnka z kozmických sond 305
J. LOCHMAN: Některé nové možnosti pro konstrukci slunečních dalekohledů . 309
I. ŠOLC: Dvojlomný filtr pro čáru 3934 A 313
P. BOBOVNICKÝ: Zariadenie na registráciu SFD ionosférických rádiových signálov 317
K. JIŘIČKA: Zdroj časové informace pro radioastronomická pozorování . . . 321

ZBORNÍK REFERÁTOV zo 7.celoštátneho slnečného seminára,Tatranská Lomnica 1984

Vydalo: Slovenské ústredie amatérskej astronómie Hurbanovo
Autori: J. Kleczek, V. Bumba, M. Kopecký, L. Hejna, J. Suda, A. Antalová, P. Ambrož, M. Karlický, L. Křivský, L. Scheirich, E. Marková, J. Klimeš, Š. Knoška, L. Hurta, B. Růžičková-Topolová, J. Čech, L. Bufka, P. Heinzel, I. Hubený, P. Kotrč, M. Sobotka, F. Zloch, M. Rybanský, E. Dzifčáková, V. Rušin, V. Karlovský, J. Laštovička, S. Krajčovič, L. Třísková, J. Šmilauer, J. Pýcha, J. Halenka, J. Střeštík, T. Zeithamer, A. Prigancová, M. Bieleková, V. Vavrek, L. Kulčár, J. Čermák, P. Ivan, M. Litavský, L. Šimková, J. Lochman, J. Šolc, P. Bobovnický, K. Jiřička, M. Lorenc, B. Lukáč.
Recenzenti: RNDr. Július Sýkora, CSc., Ing. Štefan Knoška, CSc.
Zodpovedný za publikáciu: Milan Bélik
Technický redaktor: Martin Brezina
Obálku navrhol: Martin Brezina
Náklad: 500 ks
Počet AH: 30
Rok Vydania: 1985
Druh tlače: ofset
Tlač: Nitrianske tlačiarne, n.p. Nitra, Jašíková 26
Schválilo: MK SSR čís.1230/84-31, dňa 12. nov. 1984

Cena výtlačku: Kčs 30.-