

Pohyby slunečního plazmatu, vyvolané slapovými silami

*Miroslav Klvaňa, Astronomický ústav Akademie věd České republiky,
observatoř Ondřejov, Česká republika, mklvana@asu.cas.cz*

*Michal Švanda, Astronomický ústav University Karlovy v Praze,
Česká republika, svanda@asu.cas.cz*

*Anton Krivtsov, St.-Petersburg State Technical University, Department
of Theoretical Mechanics, St.-Petersburg, Russia, krivtsov@AK5744.spb.edu*

*Václav Bumba, Astronomický ústav Akademie věd České republiky,
observatoř Ondřejov, Česká republika, bumba@asu.cas.cz*

Abstrakt

Na základě dynamické teorie slapových sil planet analyzujeme vlivy Merkura, Venuše, Země a Jupitera na dopplerovské rychlostní pole ve sluneční fotosféře. V zonální oblasti podél slunečního rovníku specifikujeme jednotlivé složky dopplerovských rychlostí a provádíme jejich eliminaci. Ve zbývajících dopplerovských rychlostech nacházíme novou složku, která zatím nedovoluje zjistit možnost detekce slapových vln a prokázat tak jejich přítomnost.

1. ÚVOD

Zákonitosti generování sluneční aktivity jsou stále ve středu zájmu slunečních fyziků. Sluneční aktivita je beze sporu ovlivňována mnohými faktory a jejich současný vliv na fyzikální procesy probíhající na Slunci natolik komplikuje její vývoj, že se jí dosud nepodařilo uspokojivě vysvětlit.

Časový průběh sluneční aktivity však bezesporu vykazuje pravidelné zákonitosti globálního charakteru, jako jsou např. délka slunečního cyklu, pravidelné střídání vedoucí a chvostové polarity slunečních skvrn v aktivních oblastech během cyklů, zákon šířkového posuvu aktivních oblastí během cyklu, obrácená polarita aktivních oblastí na obou polokoulích, diferenciální rotace Slunce a podobně. Všechny tyto jevy se uplatňují na celém slunečním tělese současně a proto budou s velkou pravděpodobností způsobeny takovými procesy, které mohou působit na celé Slunce současně.

Takové procesy můžeme hledat buď ve slunečním nitru, nebo v okolním vesmíru. Informace o slunečním nitru získáváme teprve v poslední době prostřednictvím helioseismologie, která otevírá novou bránu našemu poznání. Zato okolní prostor kolem Slunce dokážeme popsat již hodně dlouho a máme dobrý přehled o silách, které zde působí. Jen je třeba tyto znalosti správně pochopit a vhodně uplatnit. Tyto úvahy nás přivedly k zamyšlení, zdali přece jen sluneční aktivita nemůže být ovlivňována gravitačním polem planet. Zatím totiž neznáme žádný jiný mechanismus vnějšího vlivu, kterým by mohl okolní vesmír na Slunce působit.

2. PLANETY A SLUNEČNÍ AKTIVITA

Mnozí zkušení pozorovatelé jsou přesvědčeni o tom, že existuje reálný vztah mezi projevy sluneční aktivity a konstelací planet. Tento jejich subjektivní pocit se však zatím stále nachází v oblasti hypotéz.

Na možnou souvislost mezi sluneční aktivitou a gravitačním polem planet upozorňují také práce Charvátové (1990) a Landscheidta (1999), které studují pohyb barycentra sluneční soustavy vůči středu slunečního tělesa.

Některé synchronní efekty, pozorované mezi pohybem planet a sluneční aktivitou (Bumba a Hejna, 1991), vyvolávající často až dojem koincidence, nás přivedly ke hlubšímu studiu jejich vzájemných vztahů.

Nejzřetelnějším projevem vzájemného působení planet a Slunce jsou gravitační síly. Proto jsme se rozhodli prozkoumat efekt, který s gravitačními silami úzce souvisí – generování slapových vln ve sluneční fotosféře.

3. TEORIE SLAPOVÝCH SIL

Statická teorie slapových sil (Kočin a kol., 1955) uvádí pouze velmi malou deformaci Slunce s výškou slapové vlny od jedné planety maximálně do 1 mm (Krivcov a kol., 2002), což vede k závěru, že poloha planet by sluneční aktivitu neměla ovlivňovat. Poznamenejme však, že i změna výšky o 1 mm na tak velkém tělese, jako je Slunce, představuje nezanedbatelnou objemovou změnu, která se při přesunu hmoty může projevit vlastním rychlostním polem.

Dynamická teorie slapových sil (Krivcov a kol., 2003) bere do úvahy fyzikální vlastnosti plazmatu. Podle této teorie vznikne v důsledku pohybující se slapové vlny prakticky horizontální rychlostní pole, které můžeme popsat rovnicemi (Klvaňa a kol., 2004):

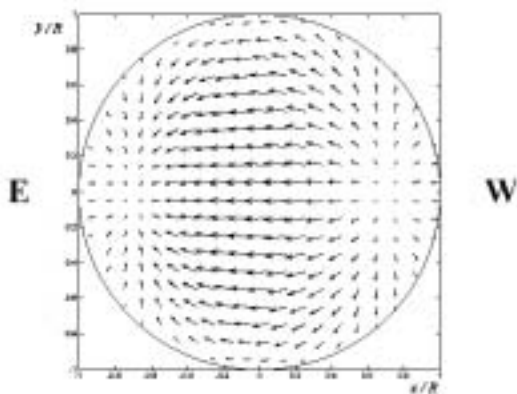
$$v_{\vartheta} = A \cos 2\vartheta \cos \varphi \quad (1)$$

$$v_{\varphi} = A \cos \vartheta \sin \varphi \quad (2)$$

$$A = \varepsilon \omega R / 3 \quad (3)$$

Rovnice jsou odvozeny pro souřadnicový systém, vykreslený na obr. 2. v_{ϑ} , v_{φ} jsou zde složky vektoru rychlosti, φ a ϑ jsou souřadnice bodu na Slunci ve sférickém souřadnicovém systému, jehož osa z směřuje k Zemi, φ – poziční úhel bodu slunečního disku, odečtený od směru E-W, R – poloměr Slunce, ω – vzájemná úhlová rychlost planety a Carringtonova souřadnicového systému, ε – parametr, úměrný výšce přílivové vlny.

Rovnice (1)–(3) byly odvozeny pro systém Slunce-Země v okamžiku, kdy Země prochází rovinou slunečního rovníku. Rychlostní pole slapové vlny, generované Zemí, je vykresleno na obr. 1.



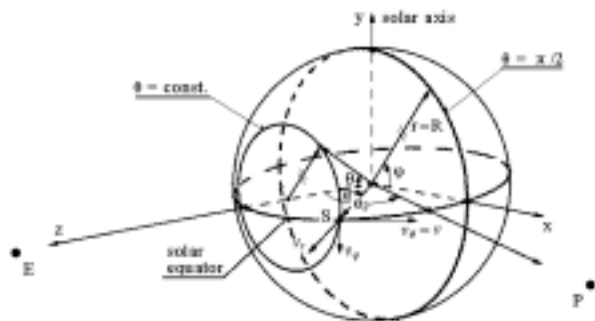
Obr. 1: Příklad rychlostního pole slapové vlny, generované na slunečním disku gravitačním polem Země. Vektorové pole bylo vypočteno podle rovnic (1) až (3). Měřítko vektoru rychlosti závisí na koeficientu ε v rovnici (3).

Pro přibližný odhad vlastností rychlostních polí, pozorovatelných na slunečním disku ze Země, zanedbáme jejich aktuální vzdálenost od roviny slunečního rovníku a pro další úvahy budeme předpokládat, že se všechny planety pohybují po kružnicích v této rovině.

Rychlostní pole na slunečním rovníku budeme popisovat v pravouhlém souřadnicovém systému x, y s počátkem ve středu slunečního disku, kde na ose x budou body slunečního rovníku a na ose y vektor rychlosti proudění ve slapové vlně. Protože na rovníku (na základě našich zjednodušení) je $\varphi = 0$, bude $v_{\varphi} = 0$ a rovnici (1) můžeme přepsat do tvaru:

$$v = -A \cos 2\alpha, \quad (4)$$

kde α je úhel, který svírá průvodič bodu S na rovníku se směrem Slunce-Země, a v je celkový vektor rychlosti slapové vlny na rovníku v bodě S, definovaném úhlem α (obr. 2).



Obr. 2: Orientace úhlů v rovině slunečního rovníku. P označuje uvažovanou planetu, E Zemi a S je bod na slunečním rovníku, v němž určujeme vektor rychlosti.

Dále předpokládejme, že vzhledem k malým výškovým změnám, které gravitační síly planet vyvolávají, můžeme rychlosti od jednotlivých planet superponovat. Výsledná rychlost od všech uvažovaných planet v bodě S pak bude součtem lokálních rychlostí od jednotlivých planet:

$$v(\alpha) = \sum -A_p \cos 2(\alpha - \alpha_p), \quad (5)$$

kde α_p je úhel, udávající polohu planety vůči Zemi, úhel α určuje polohu bodu S v rovině slunečního rovníku (obr. 2), a analogicky výrazu (3)

$$A_p = \varepsilon_p \omega_p R / 3 \quad (6)$$

je výraz pro amplitudu rychlosti, generovanou gravitačním polem planety P.

Předpokládejme, že parametr ε_p každé z planet je proporcionální výšce slapových vln h_p planet, známé ze stacionární teorie slapových sil, takže jej můžeme vztáhnout k parametru ε_z a h_z pro Zemi:

$$\varepsilon_p = \varepsilon_z h_p / h_z \quad (7)$$

Dosazením výrazu (7) do rovnice (6) dostáváme

$$A_p = \varepsilon_z B_p \quad (8)$$

Hodnota B_p je pro danou planetu konstantní a je rovna

$$B_p = \omega_p R h_p / 3h_z, \quad (9)$$

kde ω_p je úhlová rychlost planety vůči Carringtonově souřadnicovému systému

$$\omega_p = \omega_{sd} - \omega_{pd}, \quad (10)$$

ω_{sd} označuje siderickou úhlovou rychlost Carrington. souřadnicového systému a ω_{pd} siderickou úhlovou rychlost planety. Vzorec (5) můžeme upravit do tvaru:

$$v(\alpha) = \varepsilon_z \sum (-B_p) \cos 2(\alpha - \alpha_p) \quad (11)$$

Pro srovnání s dopplerovskou rychlostí, naměřenou na slunečním rovníku a korigovanou na Carringtonovu rotaci souřadnicového systému je třeba rychlost $v(\alpha)$ přepočítat do podélného směru podle vzorce

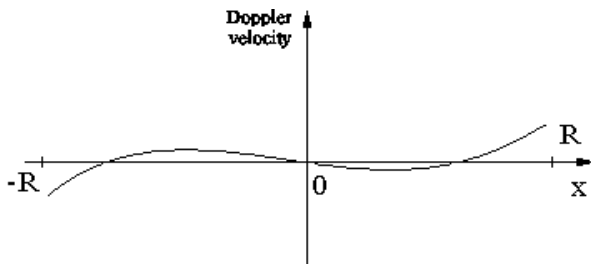
$$v_{lon}(\alpha) = v(\alpha) \sin \alpha \quad (12)$$

Hodnoty, potřebné pro výpočet podélné složky rychlosti v důsledku působení Merkura, Venuše, Země a Jupitera podle (12), jsme pro 20. 3. 1998 sestavili do následující tabulky 1:

Tab. 1: Koeficienty pro výpočet výrazu (11)

	ω_{pd}	h_p	α_p	B_p
Merkur	0,071425	0,3	-61°	38310
Venuše	0,027962	0,68	39°	108264
Země	0,017202	0,32	0°	53444
Jupiter	0,001450	0,71	157°	126687
Slunce	0,247564	-	-	-

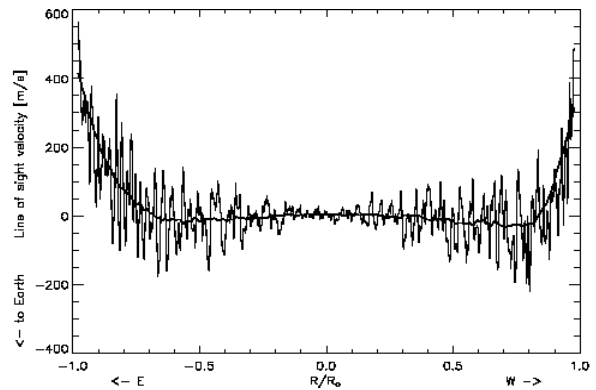
Takto získané rychlostní pole pro rovnodennost dne 20. 3. 1998, je zakresleno na obr. 3. Byly započteny rychlostní pole od slapových vln planet Merkura, Venuše, Země a Jupitera, které mají největší gravitační vliv. Jak vyplývá ze vzorce (11), škálu dopplerovských rychlostí v obr. 3 definuje parametr ε_z . Tento parametr bychom mohli určit fitováním křivky z obr. 3 na získaná dopplerovská měření tak, že budeme hledat minimální kvadratické odchylky mezi oběma křivkami pro různá ε_z za podmínky, že ve středu disku budou rozdíly mezi oběma křivkami minimální.



Obr.3: Dopplerovské rychlostního pole na slunečním rovníku od planet Merkur, Venuše, Země a Jupiter, vypočteného podle (5) pro jarní rovnodennost dne 20. 3. 1998

4. ZMĚŘENÉ RYCHLOSTNÍ POLE

Dopplerovské rychlosti na slunečním rovníku pro jarní rovnodennost 20. 3. 1998 jsme získali z měření přístroje MDI sluneční družicové laboratoře SoHO. Abychom odstranili vlivy lokálních dopplerovských rychlostí bylo nutno naměřené hodnoty zhladit filtrací.



Obr. 4: Měřené a filtrované dopplerovské rychlostní pole podél slunečního rovníku o jarní rovnodennosti 20. 3. 1998. Horizontální osa – body rovníku v projekci na sluneční disk, vertikální osa – rychlosti v m/sec. Kladné rychlosti označují směr od nás.

Chybu, vznikající na obou koncích křivky v důsledku filtrace, jsme eliminovali tak, že jsme rozšířili řadu filtrovaných dat z obou stran o polovinu šířky filtračního okna. Hodnoty dopplerovské rychlosti na začátku dat jsme invertovali kolem průsečíku hledané filtrované křivky s osou $x = 10$ a na konci dat kolem průsečíku s osou $x = 973$ (střed slunečního disku má souřadnici $x = 481,5$, poloměr disku $R = 491,5$). Při hledání potřebných průsečíků jsme prokládali metodou nejmenších čtverců přímkou měřeny body a body invertovanými kolem zvoleného průsečíku. Tento průsečík jsme posouvali po vertikální ose a hledali jeho optimální polohu pro minimální střední kvadratickou odchylku všech bodů ve filtračním okně, umístěném na každém z obou konců původního datového souboru.

Vidíme, že křivka, která nás zajímá, se nachází v oblasti šumů, způsobených sluneční aktivitou. V datech byla kompenzována jen a kalibrační chyba MDI (Hathaway D. H. a kol. 2002) a carringtonovská rotace.

5. SLOŽKY DOPPLEROVSKÝCH RYCHLOSTÍ

V prvním přiblížení předpokládáme, že v dopplerovském rychlostním poli existují pouze efekty s určitým typem symetrie. Časové změny vzhledem k vysoké rychlosti záznamu jednotlivých dopplerogramů nebudeme uvažovat. Efekty, přítomné v oblasti rovníku rozdělíme v našem případě, kdy se rovník promítá do přímky, do tří základních složek:

5.1. Posuv nuly dopplerovských rychlostí

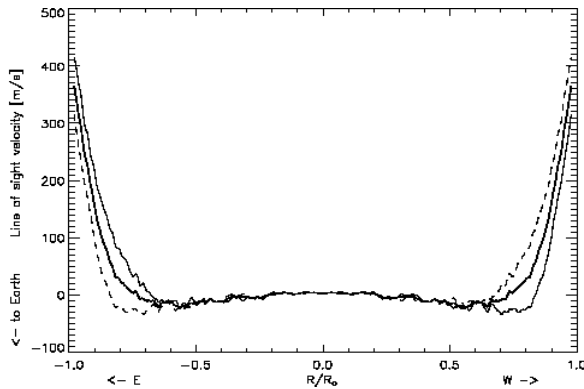
Tento posuv je stejný ve všech bodech slunečního disku. Takový efekt vyvolává pohyb družice v libračním bodě a rudý gravitační posuv spektrálních čar. Vzhledem k tomu, že studujeme horizontální proudění ve sluneční fotosféře a vertikální složky rychlosti odstraňujeme filtrací, můžeme tento posuv snadno kompenzovat odečtením střední hodnoty dopplerovské rychlosti ve středu disku od všech hodnot rychlostního pole na disku. Tak pro horizontální rychlosti ve středu disku dostaneme jejich požadovanou nulovou hodnotu.

5.2. Osově symetrická složka

Další složkou dopplerovského rychlostního pole je složka, osově symetrická podle rotační osy Slunce. Předpokládáme, že tuto složku vyvolává hlavně modrý posuv spektrálních čar, vznikající v důsledku rozdílné prostorové integrace dopplerovských rychlostí v granulárních a mezigranulárních prostorech. Její určení není jednoduché, protože tuto funkci pro danou spektrální čáru neznáme (obr. 5).

5.3. Středově symetrická složka

Poslední z námi uvažovaných symetrických složek je složka dopplerovského rychlostního pole, středově symetrická podle středu slunečního disku. Tuto složku dopplerovské rychlosti tvoří hlavně rotace Slunce, kterou je možno za určitých předpokladů vypočítat a tak poměrně snadno kompenzovat. Problém vzniká v okamžiku, kdy máme zadat úhlovou rychlost rotace na rovníku, neboť tuto rychlost dostatečně přesně neznáme.



Obr. 5: Filtrované dopplerovské rychlostní pole podél slunečního rovníku z obr. 4 a tatáž křivka, otočená kolem vertikální osy, procházející středem slunečního disku (čárkovaná křivka). Mezi nimi je tučně zobrazena osově symetrická křivka podle bodu 5.2., získaná zprůměrováním obou zakreslených křivek.

6. KOREKCE SLOŽEK DOPP. RYCHLOSTÍ

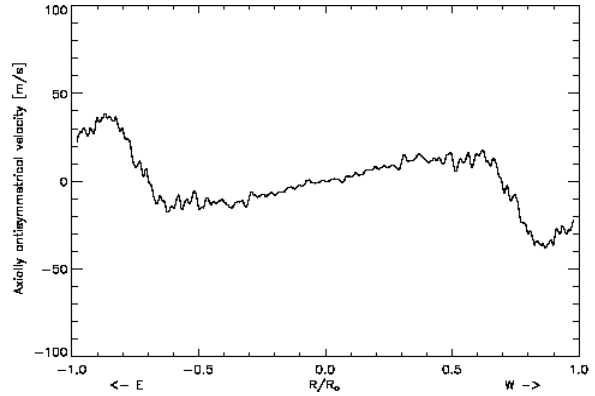
Korekce posuvu nuly pole dopplerovských rychlostí je již popsána v bodě 5.1. předcházejícího paragrafu.

Korekci osově symetrické složky dopplerovských rychlostí, popsané v bodě 5.2. můžeme provést, aniž bychom předem znali její průběh. Stačí, když od původní křivky odečteme tutéž křivku, otočenou kolem osy rotace Slunce. Tím se osově symetrická složka zcela zruší a zároveň se zdvojnásobí zbývající středově symetrická složka rychlosti (bod 5.3).

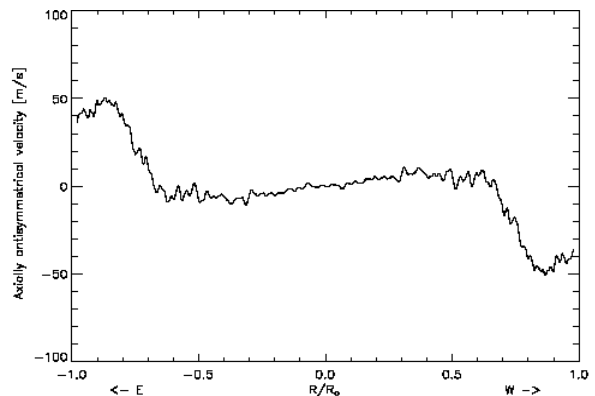
Složitější situace nastane při pokusu o kompenzaci poslední, středově symetrické složky. Podle rozložení dopplerovského rychlostního pole na obr. 3 vidíme, že hledané rychlostní pole, generované slapovými silami planet, vykazuje hlavně středově symetrickou složku.

Abychom toto hledané rychlostní pole zachovali, je třeba kompenzovat pouze dopplerovské rychlostní pole, způsobené rotací slunečního rovníku. A zde vzniká problém – rychlost rotace dostatečně přesně neznáme.

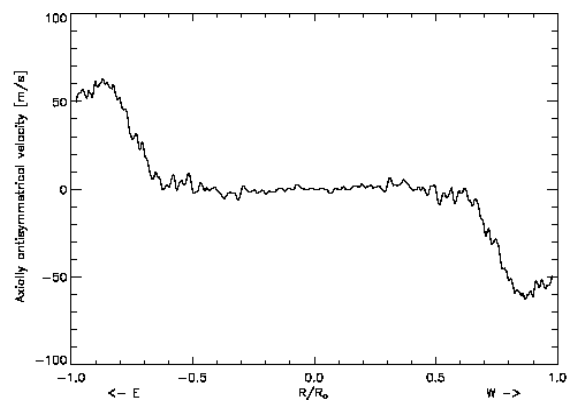
Rychlost rotace bychom se mohli pokusit odvodit na základě některé z křivek, popisujících diferenciální rotaci Slunce, ale rozptyl těchto křivek překrývá rychlostní pole hledané struktury. Provedli jsme proto korekce pro různé úhlové rychlosti rotace slunečního rovníku (obr. 6 až obr. 10) a výsledné křivky porovnali mezi sebou.



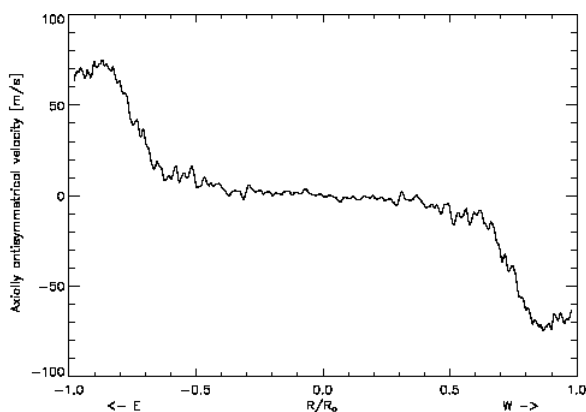
Obr. 6: Křivka dopplerovských rychlostí na slunečním rovníku, korigovaná na posuv nuly, osově symetrickou složku a rotaci $\omega = 13,00^\circ/\text{den}$.



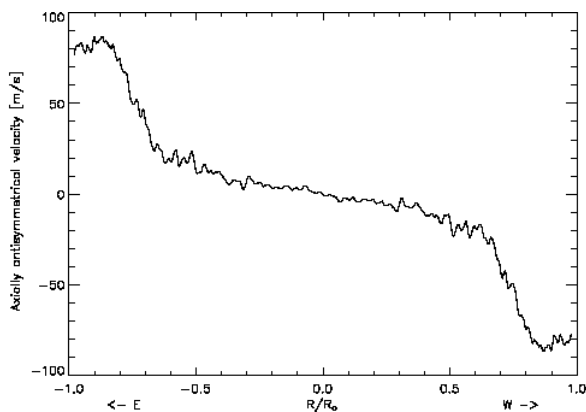
Obr. 7: Křivka dopplerovských rychlostí na slunečním rovníku, korigovaná na posuv nuly, osově symetrickou složku a rotaci $\omega = 13,10^\circ/\text{den}$.



Obr. 8: Křivka dopplerovských rychlostí na slunečním rovníku, korigovaná na posuv nuly, osově symetrickou složku a rotaci $\omega = 13,20^\circ/\text{den}$.



Obr.9: Křivka dopplerovských rychlostí na slunečním rovníku, korigovaná na posuv nuly, osově symetrickou složku a rotaci $\omega = 13,30/\text{den}$.



Obr.10: Křivka dopplerovských rychlostí na slunečním rovníku, korigovaná na posuv nuly, osově symetrickou složku a rotaci $\omega = 13,40/\text{den}$.

Na všech třech křivkách vidíme dokonalou symetrii všech jejich detailů vzhledem k ose rotace Slunce, která zde prochází kolmo na horizontální osu v bodě 481,5. Střední část křivky v souladu s měnící se kompenzovanou úhlovou rychlostí ω zmenšuje postupně svůj sklon.

Je zřejmé, že střední část křivky kompenzovaných dopplerovských rychlostí by bylo možno úspěšně fitovat změnou rychlosti ω v rozumných hodnotách. Rychlost rotace na rovníku by se snížila v porovnání s Carringtonovou rotací, což je v souladu s rychlostním polem na obr. 1, z něhož je vidět, že slapové síly rychlost rotace na slunečním rovníku snižují.

Komplikace ovšem nastává při analýze okrajových částí slunečního disku. Objevuje se zde náhlé zvětšení dopplerovské rychlosti, které na východním okraji slunečního disku dosahuje odchylky cca +60 m/sec od předpokládané hodnoty (pohyb směrem od nás) a na západním okraji disku cca -60 m/sec. Podle charakteru křivek na obr.6-10 se domníváme, že sám efekt je superponován na vlastní rotaci a touto rotací není ovlivňován. Pro tento efekt, který zřejmě patří do středově symetrických složek, nemáme zatím vysvětlení.

Uvedený efekt natolik deformuje průběh celé křivky, že v současné době nemá smysl pokoušet se porovnávat některou z křivek na obr.6-10 s křivkou na obr. 3. Dokud nezjistíme podstatu uvedeného efektu a nepodaří se nám ho eliminovat, nemůžeme na základě porovnání křivek určit rychlost vlastní rotace na slunečním rovníku a koeficient ε_z ve vzorci (11), z něhož by bylo možno dále zjistit koeficienty ε_p pro jednotlivé planety.

7. ZÁVĚR

Při rozboru vlivů, působících na dopplerovské rychlostní pole, měřené na slunečním rovníku jsme se setkali s novým efektem, jehož podstatu se nám zatím nepodařilo vysvětlit.

Uvedený efekt působí natolik rušivě, že zřejmě překrývá dílčí efekty, způsobené slapovými vlnami. Abychom na základě měření dopplerovských rychlostních polí dokázali existenci slapových vln ve sluneční fotosféře a reálnou možnost jejich detekce, je třeba tento neočekávaný efekt podrobit hlubší analýze, poznat jeho původ a odstranit jeho nežádoucí rušivý vliv.

Poděkování

Tato práce byla realizována díky účinné podpoře grantového projektu GAČR 205/04/2129 a Klíčového projektu K2043105.

LITERATURA:

- Bumba V., Hejna L., 1991: Bull. Astron. Inst. Czechosl. 42 (1991), 76-84
- Hathaway D. H., Beck J. G., Han S. & Raymond J.: 2002, Sol. Phys., 205, 25
- Charvátová I., 1990: Bull. Astron. Inst. Czechosl., 41 (1990), 200-204
- Klvaňa M., Švanda M., Krivtsov A.M., Bumba V., 2004: Do the tidal waves exist in the solar photosphere?, Hvar Observatory Bulletin, v tisku
- Kočin N. E., Kibel I.A., Roze N.V., 1955: Teoretičeskaja mehanika, Gos. izd. techn.-teoret. literatury, Moskva 1955
- Krivtsov A. M., Klvaňa M., Bumba V., 2002: Zborník referátov z 16. celoštátného slnečného seminára, 69-72
- Krivtsov A.M., Klvaňa M., Bumba V., 2003: Proc. ISCS 2003 Symposium, (ESA SP-535, 121-123, September 2003)
- Landscheidt T., 1999: Solar Physics, v. 189, Issue 2, 413-424