

Pohyby slunečního plazmatu, vyvolané slapovými silami

Anton Krivtsov, St.-Petersburg State Technical University, Department
of Theoretical Mechanics, St.-Petersburg, Russia, krivtsov@AK5744.spb.edu
Miroslav Klvaňa, Astronomický ústav Akademie věd České republiky,
observatoř Ondřejov, Česká republika, mklvana@asu.cas.cz
Václav Bumba, Astronomický ústav Akademie věd České republiky,
observatoř Ondřejov, Česká republika, bumba@asu.cas.cz

Abstrakt

Zdálo by se, že souvislost mezi sluneční aktivitou a postavením planet patří spíše do oblasti astrologie. Nejnovější naše výsledky však naznačují jisté zákonitosti mezi pohybem planet a sluneční aktivitou. Pro jejich lepší pochopení se snažíme odpovědět na otázku, do jaké míry se mohou planetární vlivy na generování sluneční aktivity podílet.

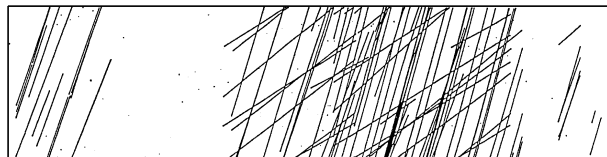
V předložené práci stručně popisujeme nejdříve statickou a potom dynamickou teorii slapových sil, nacházíme jejich společné a odlišné vlastnosti a provádíme rozbor možných stavů. Zjišťujeme, že za určitých podmínek by mohlo docházet k rezonancím, které by byly schopny ovlivnit fyzikální procesy, probíhající na Slunci. Pro konkrétnější závěry je třeba získat více informací o hydrodynamických vlastnostech slunečního plazmatu.

ÚVOD

Vliv slapových sil planet na Slunce byl zkoumán mnohými autory. Jejich výsledky, ukazující většinou na vertikální pohyby slunečního povrchu řádu několika milimetrů, vedly k závěru, že vlivy slapových sil planet můžeme zanedbat. Přesto se však čas od času vyskytují situace, které naznačují hypotetickou souvislost mezi konstelací planet a sluneční aktivitou.

SLUNEČNÍ AKTIVITA

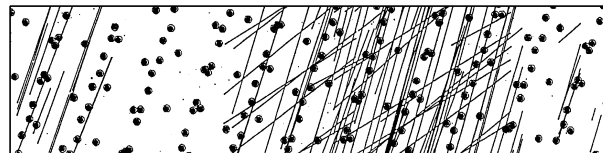
Časová závislost různých fenoménů sluneční aktivity a její dislokace na slunečním disku byla studována mnohými autory. Z jejich i vlastních prací sestavili Bumba a Hejna (1991) graf sluneční aktivity na obr. 1.



Obr.1: Diagram sluneční aktivity. Na ose x - čas od roku 1935 do 1987, na ose y heliografická délka (od 0 do 360 stupňů) pro jednu Carringtonovu otočku

Jednotlivé přímky pro různé fenomény sluneční aktivity podle různých autorů vznikly propojením bodů,

vynesených do tohoto grafu a označujících výskyt aktivity v daném čase a carringtonově délce.



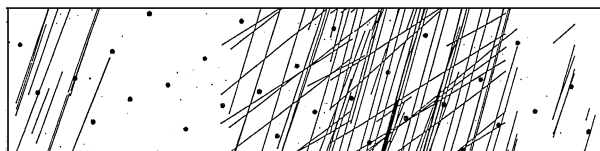
Obr.2: Konjunkce planety Merkura se Zemí, zakreslené do pole sluneční aktivity

Na obr.2 jsou do diagramu sluneční aktivity zakresleny body, v nichž dochází ke konjunkci planet Merkura a Země.

Pro nás není tak důležitý fakt, že konjunkce se nalézají v bezprostřední blízkosti aktivních lokalit, ale velmi důležité je, že směry přímek aktivity a směrů, v nichž leží body konjunkcí, jsou prakticky identické.

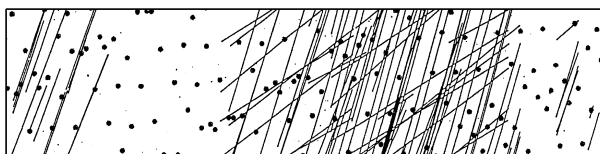
Domníváme se, že tato shoda obou směrů, vyjadřující skutečnost, že bod na slunečním povrchu, v němž opakovaně dochází ke zvýšené aktivitě, zakreslené v grafu přímkou, se s časem po slunečním povrchu posouvá, ale je přitom stále stejně vzdálen od působíště gravitační síly při konjunkci obou planet.

Nabízí se vysvětlení, že mezi sluneční aktivitou a pohybem planet (v tomto případě jejich vzájemnou polohou) existuje nějaká vazba. Když zamítneme hypotetický vliv sluneční aktivity na pohyb planet v jejich drahách, zůstává nám opačná vazba - vliv polohy planet na sluneční aktivitu.



Obr.3: Konjunkce planety Venuše se Zemí, zakreslené do pole sluneční aktivity

Také jiné kombinace planet vykazují podobné vlastnosti. Na obr.3 jsou vykresleny konjunkce Venuše se Zemí, které se rozkládají kolem druhého význačného směru v diagramu sluneční aktivity a na obr.4 jsou zakresleny konjunkce Merkura s Venuší, jejichž návaznost na sluneční aktivitu je nejméně zřetelná.



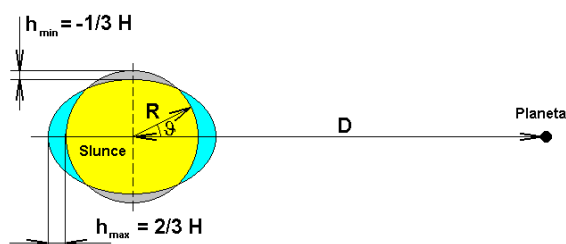
Obr.4: Konjunkce planety Merkura s Venuší, zakreslené do pole sluneční aktivity

Tato experimentální fakta nás staví před otázku, jakým způsobem by se daly uvedené jevy vysvětlit. Prakticky jedinou dostatečně silnou fyzikální vazbou mezi planetami a Sluncem je gravitační pole.

Nejprůhlednějším jeho projevem jsou slapové síly, které mohou vyvolávat deformace slunečního tělesa a s tím spojené přesuny hmoty, doprovázené generováním rychlostních polí. Podívejme se na tento fyzikální jev podrobněji.

SLAPOVÉ SÍLY

Vliv slapových sil jsme se rozhodli prověřit hlavně z hlediska generování horizontálních pohybů hmoty po slunečním povrchu, protože, jak vidíme z dříve získaných výsledků různých autorů, vertikální pohyby, vznikající v důsledku slapových sil, jsou velmi malé (změna výšky slapové vlny je udávána v řádově v milimetrech) a proto je můžeme asi opravdu zanedbat.



Obr. 5: Deformace slunečního povrchu pod vlivem slapových sil. Hodnoty h_{max} a h_{min} zde označují odchylky slapové vlny od povrchu koule.

STATICKÁ TEORIE SLAPOVÝCH SIL

Prozkoumejme kouli, nacházející se pod vlivem Newtonovy gravitační síly bodového zdroje (obr.5). Rozdíl sil ve středu koule a v libovolném jejím bodě dává slapovou sílu (střední hodnota gravitační síly ve středu Slunce je vyvažována odstředivou silou vzájemné rotace obou těles).

Předpokládejme, že koule je pokryta určitou pohyblivou vrstvou (oceán v případě Země, fotosférická vrstva v případě Slunce). Deformaci povrchu koule působením slapových sil bude popisovat následující vztah (Kočin a kol., 1955):

$$h = H \left(\cos^2 \vartheta - \frac{1}{3} \right) \quad (1)$$

kde

$$H = \frac{3mR^4}{2MD^3}$$

h - radiální posuv povrchu při deformaci hladiny (výška přílivu), ϑ - úhel mezi bodovým zdrojem a testovaným bodem povrchu koule (obr.5), D - vzdálenost planety od středu Slunce, R - poloměr Slunce, H - konstanta, M a m - hmoty Slunce a planety.

Ze vzorce (1) vyplývá:

$$h_{max} = \frac{2}{3} H \quad \text{pro } \vartheta = 0 \quad \text{a } \vartheta = \pi$$

$$h_{min} = -\frac{1}{3} H \quad \text{pro } \vartheta = \pm \pi/2 \quad (2)$$

$$\Delta h = h_{max} - h_{min} = H$$

Z poslední rovnice vidíme, že veličina H má význam maximální výškové změny deformace povrchu. Zdůrazněme, že vzorec (1) byl odvozen za podmínky, že střední hodnota h na povrchu koule se rovná 0:

$$\int_0^\pi h \sin \vartheta d\vartheta = 0 \quad (3)$$

Hodnota h udává odchylku hladiny od středního stavu. Ze vzorců (2) vyplývá, že absolutní výška přílivu je dvakrát větší, než pokles při odlivu.

$$|h_{max}| = 2 |h_{min}| \quad (4)$$

Vzhledem k tomu, že existují dvě maxima přílivové vlny je perioda přílivové vlny T_{pv} poloviční ve srovnání s periodou oběhu planety T_{pl} :

$$T_{pv} = T_{pl} / 2$$

Vzorec (1) platí i v případě koule, na jejímž povrchu je tekutina proměnné hustoty i pro plynouou

kouli proměnné hustoty. Jinými slovy, radiální změna hustoty by neměla mít vliv na výsledek.

Musíme však mít na vědomí, že pro husté vrstvy je statická teorie nepoužitelná, protože za dobu T_{pv} nestačí zaujmout počáteční stav.

Tabulka 1: Vliv planet na výšku přílivu na Slunci

Planeta	H(mm)
Merkur	0.30
Venuše	0.68
Země	0.32
Jupiter	0.71

V tabulce 1 jsou uvedeny hodnoty H, vypočtené podle vzorce (1). Je vidět, že výška přílivu podle statické teorie je velmi malá. Největší vliv mají Venuše a Jupiter, dvakrát menší Merkur a Země. Vliv zbývajících planet je ještě menší. Vzhledem k tomu, že Merkur se pohybuje po eliptické dráze, odlišuje se jeho gravitační síla v perigeu a apogeu přibližně třikrát, což může, při použití statické teorie, vyvolat značnou chybu.

DYNAMICKÁ TEORIE

Příliv, obecně vzato, je jev dynamický. Podle statické teorie je výška přílivu od Slunce 25 cm a od Měsíce 54 cm. Přesto téměř vždy je výška reálného přílivu podstatně větší a na některých místech na Zemi dosahuje až 15 m. Byla rozpracována dynamická teorie, popisující pohyb oceánů na celé planetě. Vzhledem k superpozici různých módů vlnění vzniká neobyčejně složitý obraz proudění, který do dnešního dne nedává uspokojivý souhlas s naměřenými hodnotami.

V případě dynamické teorie se proto omezíme na její zjednodušenou variantu, tak zvanou kanálovou teorii, která dovoluje získat názorné výsledky, demonstrující fyzikální podstatu jevu.

Budeme se věnovat jevům, spojeným s přílivem v úzkém kanále, lokalizovaným podél rovnoběžky heliografické šířky φ . Předpokládejme, že planeta obíhá kolem Slunce po kruhové dráze v rovině slunečního rovníku. V tomto případě za použití známých vzorců pro slapové síly a teorie kmitů kapaliny v kanálu, můžeme získat následující vzorec:

$$\zeta = \frac{c^2 H \cos^3 \varphi}{2(c^2 - \omega^2 R^2 \cos^2 \varphi)} \cos 2(\phi.t - \psi) \quad (5)$$

ζ - výška slapové vlny, c - rychlost šíření vlny v kanále, H - konstanta ze statické teorie, ω - úhlová rychlost oběhu planety kolem Slunce, ψ - heliografická délka zkoumaného bodu v kanálu, t - čas.

Výraz pro výšku slapové vlny v kanále na slunečním rovníku dostaneme z (5) dosazením $\varphi = 0$:

$$\zeta = \frac{1}{2} \frac{c^2 H}{c^2 - \omega^2 R^2} \cos 2(\phi.t - \psi) \quad (6)$$

Počáteční okamžik můžeme vybrat tak, aby platilo:

$$\phi.t - \psi = \vartheta$$

Potom

$$\cos 2(\phi.t - \psi) = \cos 2\vartheta = 2 \left(\cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \right) \quad (7)$$

Porovnáním (6) a (7) s (1) nalézáme analogii mezi statickou a dynamickou teorií:

$$\zeta_{dyn} = \frac{c^2}{c^2 - \omega^2 R^2} \zeta_{stat} \quad (8)$$

$$\zeta_{stat} = H \left(\cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \right)$$

ζ_{dyn} se odlišuje od ζ rovnice (6) konstantním členem, nezávislým na ϑ , jehož velikost, z hlediska podmíněnosti nulové hladiny, není podstatná. ζ_{stat} se shoduje s veličinou h ze vzorce (1). Znamená to tedy, že ζ_{dyn} se od ζ_{stat} liší pouze rezonančním součinitelem

$$\frac{c^2}{c^2 - \omega^2 R^2}$$

Proveďme analýzu vzorce (8). V případě, že rychlost šíření vln v kanálu je mnohem větší, než rychlost, s níž se pohybuje vzruch, tzn. $c \gg \omega R$, bude $\zeta_{dyn} \approx \zeta_{stat}$. Pokud je $c > \omega R$, bude $\zeta_{dyn} > \zeta_{stat}$, a s dalším posuvem k rezonanční frekvenci $c = \omega R$ může amplituda neomezeně narůstat. Jestliže platí $c < \omega R$, bude fáze dynamického přílivu opačná fázi přílivu statického a pro $c \ll \omega R$ bude $\zeta_{dyn} \ll \zeta_{stat}$.

Tyto závěry jsou odvozeny pro pohyb kapaliny v kanálech, ale mohou být kvalitativně použity i pro charakterizování slapových vln na slunečním povrchu.

Nejdůležitější poznatkem je možnost mnohonásobného zvýšení slapové vlny v případě dosažení rezonanční frekvence, tzn.: $v_r = \omega R$.

Odhadněme rychlosti pohybu vzruchu $v_r = \omega R$ při oběhu jednotlivých planet kolem Slunce. Úhlovou rychlost můžeme vypočítat podle vzorce:

$$\omega = \omega_{sun} - \omega_{sat} = \frac{2\pi}{T_{sun}} - \frac{2\pi}{T_{sat}}$$

kde je

ω_{sun} - střední siderická úhlová rychlost rotace Slunce, ω_{sat} - střední siderická úhlová rychlost oběhu planety, T_{sun} a T_{sat} - odpovídající doby oběhu Slunce a planety.

Synodické doby oběhů jednotlivých planet vypočítáme ze vztahu:

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{T_{sun}} - \frac{2\pi}{T_{sat}} \rightarrow T = \frac{T_{sat} \cdot T_{sun}}{T_{sat} - T_{sun}} \quad (10)$$

Doby oběhů a rychlost pohybu vzruchu v_r (průsečík spojnice středu Slunce a planety s povrchem Slunce) jsou uvedeny v tabulce 2.

Tabulka 2: Synodické oběžné doby planet a rychlost pohybu slapové síly po slunečním povrchu.

Planeta	T (dny)	v_r (m/sec)
Merkur	35,7	1419
Venuše	28,6	1769
Země	27,3	1856
Jupiter	25,5	1983

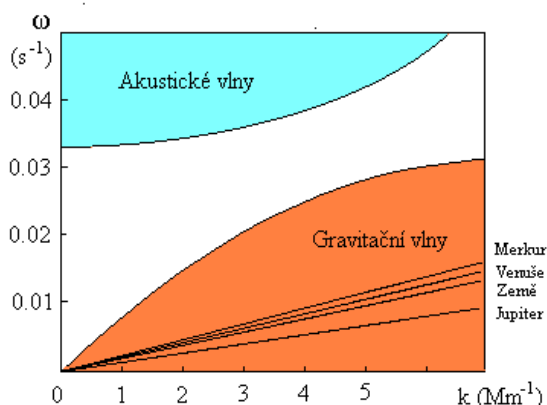
Z tabulky 2 vidíme, že synodické doby oběhů planet kolem Slunce jsou určovány hlavně sluneční rotací a blíží se jednomu měsíci. Působíště slapové síly se po slunečním povrchu přesouvá rychlostí 1,5 - 2 km/sec. Pokud na slunečním povrchu existuje vlnění, šířící se touto rychlostí, může docházet k rezonanci a tím k mnohonásobnému zvýšení slapových vln.

Podívejme se, jaké typy vlnění se mohou dostat do rezonance se slapovými silami.

Pětiminutové oscilace mají dobu kmitu $T = 300$ sec a průměrnou délku vlny $\lambda = 10000$ km. Předpokládáme, že jsou to vlny typu $\sin(\omega t - kx)$, kde x je souřadnice v rovině slunečního povrchu, ω - úhlová rychlost oscilací a k - vlnové číslo. V takovém případě se rychlost šíření oscilací určuje ze vzorce

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T} \approx 33 \text{ km/sec}$$

Při této rychlosti šíření vlny bude podle vzorce (8) rozdíl mezi ζ_{stat} a ζ_{dyn} menší, než 1%, tzn. pětiminutové oscilace nemohou přispět ke zvýšení slapových vln.



Obr.6: Lokalizace rezonančních módů planet v ωk diagramu akustických a gravitačních vln.

Diagram na obr.6, znázorňuje rozložení akustických a gravitačních módů pro izotermickou exponenciální atmosféru (Buzek a Durrant, 1983). Jak je zde vidět, v rovině (k, ω) existují dvě zcela oddělené oblasti zvukových a gravitačních vln. Zjistíme, se kterou z nich mohou rezonovat vlny, generované slapovými silami.

Vlnění, šířící se konstantní rychlostí, jsou v tomto grafu zobrazena přímkami, procházejícími počátkem souřadnicového systému $\omega/k = \text{const}$.

V diagramu na obr.6 se rezonanční módy vlnových rychlostí a rychlostí posuvu působíště slapových sil od planet nacházejí v oblasti gravitačních vln (podle Prista, 1985 jsou vnitřní gravitační vlny definovány gravitační silou elementu prostředí a vertikálním gradientem tlaku). Z toho plyne, že akustické módy nemohou rezonovat se slapovými vlnami. Nejvíce pravděpodobná poloha rezonančních módů v diagramu odpovídá malým hodnotám k . Pro malá k můžeme za hranici gravitačních vln považovat přímkou $\omega/k = 7.5$ km.

Z tohoto důvodu je zcela pravděpodobné, že mohou vznikat rezonance s gravitačními módy, které povedou ke značnému zvětšení amplitudy přílivové vlny.

Vraťme se k obecnému vzorci (5). Vyplyvá z něho, že rezonance mohou vznikat právě v určité heliografické šířce mimo rovník v případě, že pro tuto šířku je splněna rovnice (11). Takovéto efekty jsou pozorovány na Zemi (Kočin a kol., 1955).

ZÁVĚR

Přímá souvislost sluneční aktivity se slapovými vlnami nebyla v této práci prokázána. V souladu s pracemi jiných autorů bylo ukázáno, že výška slapové vlny od každé z testovaných planet je podle stávající statické teorie menší, než 1mm.

Není však vyloučeno, že při oběhu planet kolem Slunce může za podmínek, analyzovaných v této práci, dojít k rezonancím, které výšku slapové vlny mohou podstatně zvětšit.

Demonstrování souvislosti mezi gravitačními poli planet a projevy sluneční aktivity jsou natolik závažné, že vyžadují další podrobné studium.

Poděkování

Tato práce byla realizována díky grantovým projektům GAČR 205/01/0658, GAAVČR A3003903 a Klíčového projektu AVČR K2043105.

LITERATURA:

- Bumba V., Hejna L., 1991: Bull. Astron. Inst. Czechosl. 42 (1991), 76-84
- Kočin N. E., Kibel I.A., Roze N.V., 1955: Teoretičeskaja mechanika, Gos. izd. techn.-teoret. literatury, Moskva 1955
- Bruzek A., Durrant C.J., 1983: Ilustrovaný slovník slnečné a slnečno-zemské fyziky, překlad Knoška, Rušin, Rybanský 1983
- Prist E.R., 1985: Solněčnaja magnitogidrodinamika, Mir, Moskva 1985