

# 14 Slapové jevy

Vzájemné gravitační působení jednotlivých těles sluneční soustavy má jednak vliv na rotaci a oběžný pohyb planet a měsíců, jednak na jejich periodické tvarové deformace, které se označují obecně pojmem **slapové jevy**. Intenzita slapového působení je v souladu s Newtonovým zákonem závislá na hmotnosti a vzdálenosti těles, konkrétní projevy na vlastnostech tělesa, na které slapové síly působí.

Na zemském tělese jsou slapové jevy vyvolány **gravitačním působením Měsíce** (vzhledem k Zemi má relativně malou hmotnost, ale je velmi blízko) a **Slunce** (je od Země značně vzdálené, ale má velkou hmotnost). Zanedbatelné je gravitační působení jiných planet. Zmíněným gravitačním působením na částice Země dochází v některých částech zemského tělesa k jejich zdvihu a hromadění (**příliv**), v jiných k jejich poklesu a úbytku (**odliv**). Podle prostředí, v němž se slapové účinky projevují, se rozeznávají **slapy mořské (mořské dmутí)**, **slapy zemské kůry** a **slapy atmosféry**.

Nejsnadněji pozorovatelné jsou mořské slapy, které byly již v antickém období spojovány s působením vesmírných těles. Tak již ve 4. století př. n. l. Řek PYTHEAS z Massílie zjišťoval v Severním moři rozdíly ve výšce dmутí ve vztahu k fázím Měsíce. HÉRODOTOS popsal dmутí v Rudém moři, ARISTOTELES se zmiňoval o dmутí v Severním moři a v Atlantském oceánu a SELEUKOS (365–283 př. n. l.) vedle popisu dmутí ve Středozemním moři se snažil vysvětlit i nepravidelné dmутí v Perském zálivu. PLINIUS Starší (23–79 n. l.) již popsal hluché a skočné dmутí a uvažoval o vzájemném působení Slunce a Měsíce při jejich vzniku.

Nezbytným předpokladem správné analýzy příčin dmутí však byly až astronomické objevy M. KOPERNÍKA a J. KEPLERA. Na gravitačním základě pak I. NEWTON vypracoval tzv. statickou teorii slapů. Dalším přínosem byly práce D. BERNOULLIHO, MAC LAURINA, L. EULERA a zejména P. S. LAPLACEA, autora tzv. dynamické teorie slapů.

---

## 14.1 Příčiny vzniku slapových jevů

---

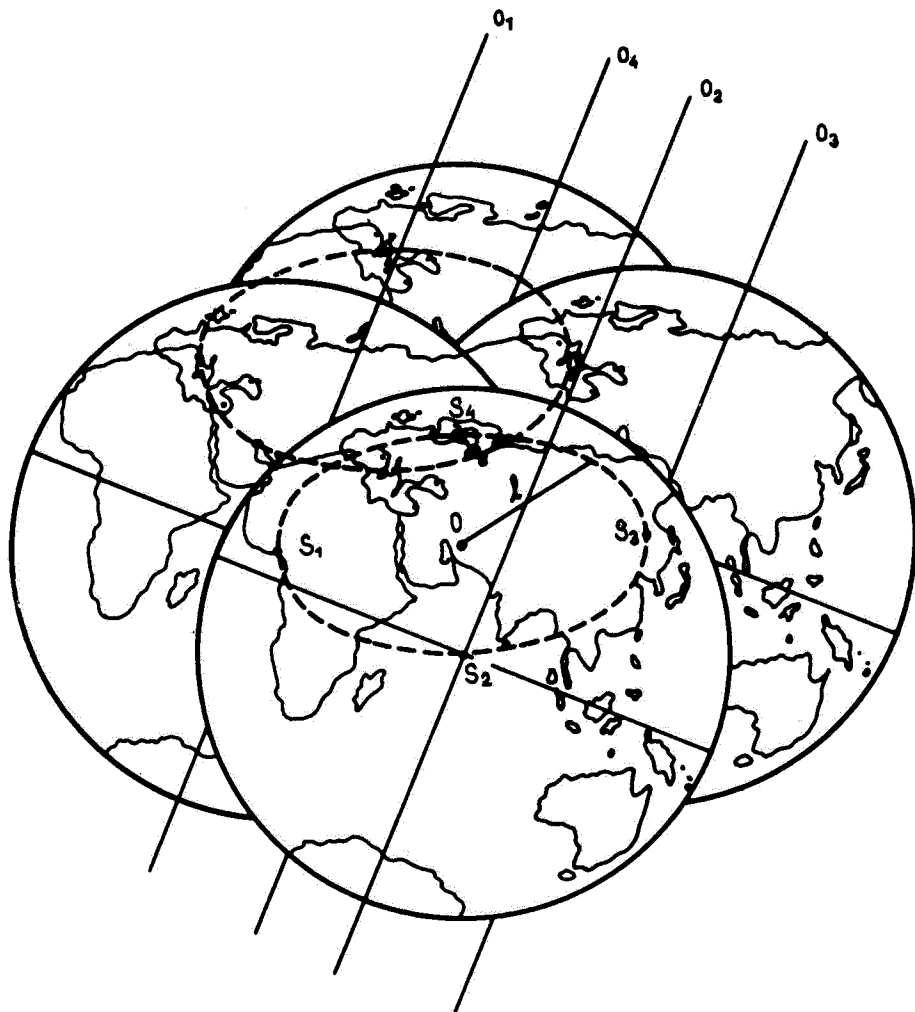
### 14.1.1 POHYB ZEMĚ KOLEM TĚŽIŠTĚ SOUSTAVY ZEMĚ – MĚSÍC

**Těžiště soustavy Země – Měsíc** (tzv. **bárycentrum**) se neshoduje se středem Země, nýbrž leží na spojnici středů obou těles ve vzdálenosti  $l$  od středu Země, kterou lze stanovit ze vztahu:

$$M_Z l = M_{\text{M}} (r_o - l), \text{ odkud}$$

$$l = \frac{M_{\text{M}}}{M_Z + M_{\text{M}}} r_o. \quad (14.1)$$

Pro hmotnost Měsíce  $M_{\text{M}} = 7,35 \cdot 10^{22}$  kg, hmotnost Země  $M_Z = 5,97 \cdot 10^{24}$  kg a střední vzdálenost středů obou těles  $r_o = 3,844 \cdot 10^8$  m je  $l = 4,675 \cdot 10^6$  m. Střed otáčení dané soustavy tedy leží ve vzdálenosti asi 0,73 zemského poloměru. Při tomto pohybu každý bod zemského



14.1 Oběh Země kolem těžiště soustavy Země – Měsíc (podle M. M. JERMOLAJEVA, 1975)

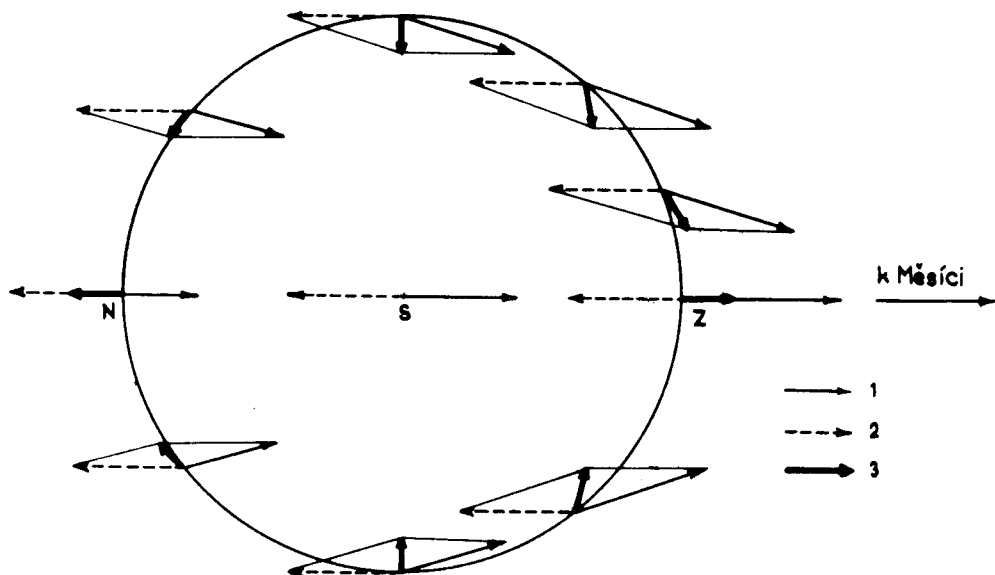
povrchu opisuje kružnici o poloměru  $l$  (obr. 14.1), přičemž vzniká **odstředivá síla**, která je dána oběžným pohybem středu Země. Její pole však **není osově symetrické a neroste se vzdáleností od osy otáčení** jako u skutečné odstředivé síly dané rotací tělesa. Proto tato síla je **všude stejně velká**, působí proti gravitační síle Měsíce a je jí rovna ve středu Země (jinak by totiž docházelo ke změně střední vzdálenosti obou těles).

Analogicky je tomu s odstředivou silou plynoucí z oběhu Země kolem těžiště soustavy Země – Slunce (viz část 13.2.1).

#### 14.1.2 SLAPOVÉ PŮSOBENÍ MĚSÍCE

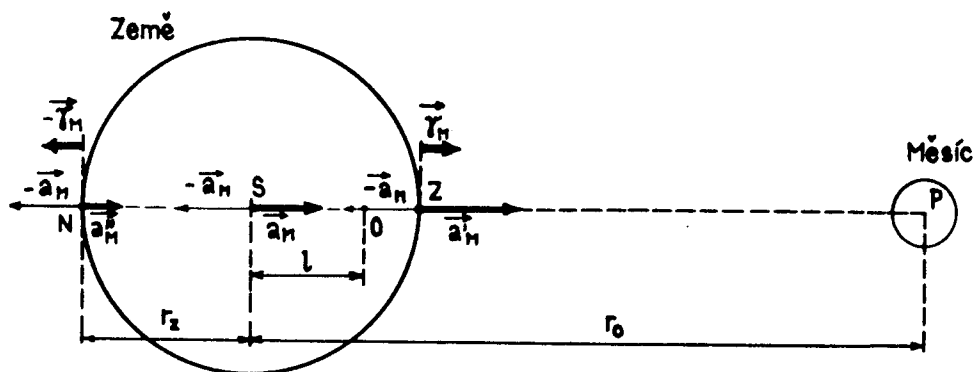
Předpokládejme, že na Zemi působí pouze **gravitační síla Měsíce** a že Země je představována tuhou koulí pokrytou rovnoměrnou vrstvou vody. Nechť v bodech Z a N protíná přímka procházející středem Země S a středem Měsíce zemský povrch. V bodě Z je Měsíc v zenitu,

v bodě N v nadiru. Z Newtonova gravitačního zákona plyne, že gravitační zrychlení v bodě Z bude větší než ve středu Země S, které je větší než zrychlení v bodě N. Vektor gravitačního zrychlení ve středu Země je nutné odečíst od vektorů zrychlení v kterémkoliv bodě na povrchu, neboť si lze představit, že Země jako celek padá pod vlivem zrychlení v bodě S k Měsíci. Vektorové výslednice na obr. 14.2 ukazují, že v okolí bodů Z a N vznikají dvě vzdutí vodní hladiny.



14.2 Schéma sil na Zemi při slapovém působení Měsíce: 1 – gravitační síla Měsíce, 2 – odstředivá síla plynoucí z oběhu Země kolem těžiště soustavy Země – Měsíc, 3 – jejich výslednice

a)



14.3 K vysvětlení vzniku slapových jevů:

a) soustava Země – Měsíc a gravitační působení Měsíce na Zemi,

Při **matematickém vyjádření** jsou velikosti gravitačního zrychlení v jednotkových hmotných bodech S, Z, N (obr. 14.3a) dány vztahy:

$$\text{v bodě S } a_M = G \frac{M_{\oplus}}{r_o^2}, \quad (14.2)$$

$$\text{v bodě Z } a'_M = G \frac{M_{\oplus}}{(r_o - r_Z)^2}, \quad (14.3)$$

$$\text{v bodě N } a''_M = G \frac{M_{\oplus}}{(r_o + r_Z)^2}. \quad (14.4)$$

Z poměru (14.2) a (14.3) plyne:

$$a'_M = a_M \frac{r_o^2}{(r_o - r_Z)^2}. \quad (14.5)$$

Po úpravě

$$\frac{r_o^2}{(r_o - r_Z)^2} = 1 + 2\varepsilon_M, \quad (14.6)$$

kde  $\varepsilon_M = \frac{r_Z}{r_o}$  je malé a řádově vyšší členy lze zanedbat, dostaneme (14.5) ve tvaru:

$$a'_M = a_M + \gamma_M, \quad (14.7)$$

kde

$$\gamma_M = 2a_M\varepsilon_M = 2G \frac{M_{\oplus}r_Z}{r_o^3}. \quad (14.8)$$

Analogicky ze vztahů (14.2) a (14.4) plyne:

$$a''_M = a_M - \gamma_M. \quad (14.9)$$

Jak plyne z části 14.1.1 je odstředivé zrychlení plynoucí z oběhu Země kolem těžiště soustavy Země — Měsíc rovno gravitačnímu zrychlení ve středu Země, tedy  $a_M$ . Proto se v působení na hmotné částice uplatní pouze části  $\gamma_M$  a  $-\gamma_M$  ze zrychlení  $a_M$  a  $a_M$ . Je zřejmé, že v místech Z a N je slapový účinek stejný, ale opačně orientovaný vzhledem k S. **Příliv tedy nastane jak v bodě Z (tj. na straně k Měsíci přivrácené), tak v bodě N (tj. na straně od Měsíce odvrácené).**

Tak jako v bodech Z a N vzniká slapové zrychlení  $\gamma_M$  i v ostatních bodech zemského povrchu. Jednotlivá zrychlení  $\gamma_M$  nejsou v různých bodech zemského povrchu rovnoběžná a lze je vektorově rozložit do tečných složek  $\gamma_{iM}$  a do normálových složek  $\gamma_{nM}$  (obr. 14.3b). **Normálová složka  $\gamma_{nM}$  působí v daném místě proti směru tíhové síly, tečná složka  $\gamma_{iM}$  pak způsobuje pohyb částice po zemském povrchu. Jejich velikost lze odvodit následujícím způsobem:**

Nechť je  $a_{iMA}$  tečná složka a  $a_{nMA}$  normálová složka gravitačního zrychlení v bodě A:

$$a_{MA} = G \frac{M_{\oplus}}{r'^2}.$$

Potom platí

$$a_{iMA} = -G \frac{M_{\oplus}}{r'^2} \sin \psi', \quad (14.10)$$

$$a_{nMA} = G \frac{M_{\oplus}}{r'^2} \cos \psi'. \quad (14.11)$$

Znaménko mínus v (14.10) znací, že zrychlení směřuje ve směru, v němž se zmenšuje úhel  $\psi$ . Jsou-li odpovídající složky gravitačního zrychlení v bodě S rovny:

$$a_{iMS} = -G \frac{M_{\oplus}}{r_o^2} \sin \psi , \quad (14.12)$$

$$a_{nMS} = G \frac{M_{\oplus}}{r_o^2} \cos \psi , \quad (14.13)$$

můžeme vyjádřit hodnoty zrychlení v bodě A  $\gamma_{iMA}$  a  $\gamma_{nMA}$  následovně:

$$\gamma_{iMA} = a_{iMA} - a_{iMS} = G \frac{M_{\oplus}}{r_o^2} \left( \sin \psi - \frac{r_o^2}{r'^2} \sin \psi' \right) , \quad (14.14)$$

$$\gamma_{nMA} = a_{nMA} - a_{nMS} = G \frac{M_{\oplus}}{r_o^2} \left( \frac{r_o^2}{r'^2} \cos \psi' - \cos \psi \right) . \quad (14.15)$$

Poněvadž z trojúhelníků SAP a SXP (obr. 14.3b) plyne:

$$r_o \sin \psi = r' \sin \psi' , \quad (14.16)$$

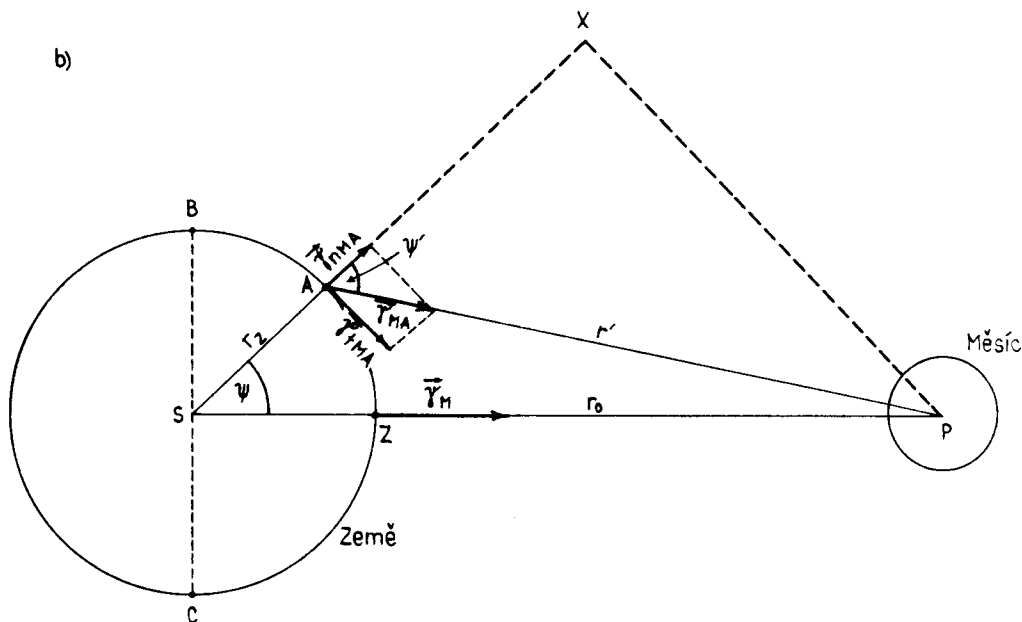
$$r_o \cos \psi = r' \cos \psi' + r_z , \quad (14.17)$$

$$r'^2 = r_o^2 + r_z^2 - 2 r_o r_z \cos \psi , \quad (14.18)$$

a protože  $r_z \ll r_o$ , dostaneme po zanedbání členů vyššího řádu:

$$\gamma_{iMA} = -\frac{3}{2} \frac{G M_{\oplus} r_z}{r_o^3} \sin 2\psi , \quad (14.19)$$

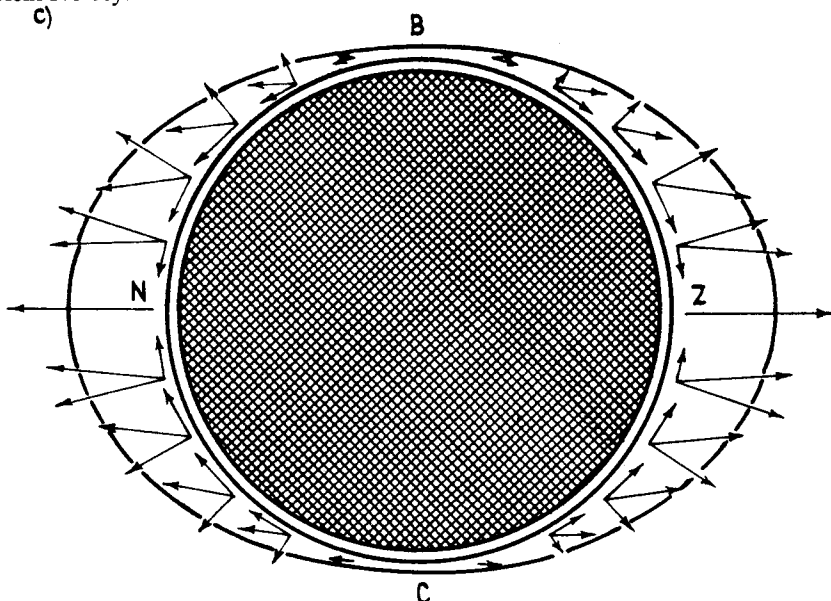
$$\gamma_{nMA} = \frac{G M_{\oplus} r_z}{r_o^3} (3 \cos^2 \psi - 1) . \quad (14.20)$$



b) k odvození slapového zrychlení pro místo se zenitovou vzdáleností Měsíce  $z = \psi$ ,

Z (14.19) a (14.20) plyne, že v bodě B, vzdáleném o  $\psi = 90^\circ$  od spojnice SP, je složka zrychlení  $\gamma_{IMB}$  nulová (analogicky v bodě C). V bodě Z, kde je  $\psi = 0^\circ$ , je  $\gamma_{IMZ} = 0$  a  $\gamma_{nMZ}$  bude největší.

Kdyby Země byla pokryta souvislou vrstvou vody, došlo by vlivem tečné složky slapového zrychlení  $\gamma_{IM}$  ke stékání vod k bodům Z a N (tj. ke spojnicí středů Země – Měsíc) a Země by nabyla **tvaru přílivového elipsoidu** (obr. 14.3c), jehož velká poloosa by směřovala k Měsíci. V souladu s Newtonovou statickou teorií slapů (pomineme-li vnitřní tření, setrvačnost vody a tření o dno) si elipsoid zachovává stav statické rovnováhy. V souvislosti s pohybem soustavy Země – Měsíc vykonává přílivový elipsoid za dobu jednoho oběhu Měsíce kolem Země právě jednu otočku kolem své osy.



c) deformace Země pokryté souvislou vrstvou vody v důsledku slapového působení Měsíce. V jednotlivých bodech povrchu je znázorněn rozklad zrychlení  $\gamma_M$  do tečných a normálových složek (podle M. M. JERMOLAJEVA, 1975)

### 14.1.3 SLAPOVÉ PŮSOBENÍ SLUNCE

Stejně jako Měsíc působí na částice zemského povrchu i Slunce. Analogicky jako v případě působení Měsíce lze vyjádřit hodnotu zrychlení  $\gamma_S$  pro Slunce:

$$\gamma_S = 2G \frac{M_{\odot} r^2}{r^3} \quad (14.21)$$

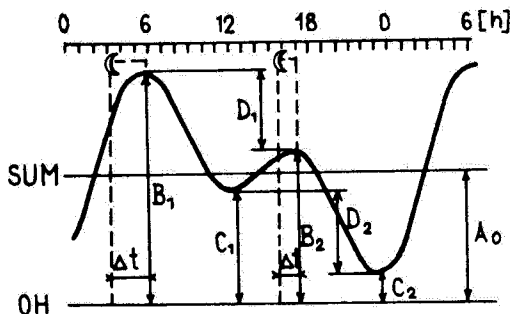
kde  $M_{\odot}$  je hmotnost Slunce a  $r$  je střední vzdálenost Země a Slunce ( $r = 1$  AU). Z porovnání hodnot  $\gamma_S$  a  $\gamma_M$  plyne:

$$\frac{\gamma_M}{\gamma_S} = \frac{M_{\oplus} r^3}{M_{\odot} r_o^3} = \frac{7,35 \cdot 10^{22} \text{ kg}}{1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}} \left( \frac{149,6 \cdot 10^9 \text{ m}}{384,4 \cdot 10^6 \text{ m}} \right)^3 = 2,177 \quad (14.22)$$

tedy **slapové působení Slunce je asi dvakrát menší než slapové působení Měsíce**, tj. Slunce má na průběh, intenzitu a dobu výskytu dmutí vyvolaného Měsícem pouze pozměňující vliv. Vlivem slapového působení Slunce by Země krytá souvislou vrstvou vody nabyla podoby elipsoidu, jehož osa by ležela v rovině ekliptiky a stále by směřovala ke Slunci.

## 14.2.1 ZÁKLADNÍ POJMY

Slapové pohyby hydrosféry se projevují periodickým střídáním **zdvihu (příliv)** a **poklesu (odliv) vodní hladiny**. V přílivových kolísáních hladiny lze vymezit několik základních prvků a pojmů (obr. 14.4). Nejvyšší úroveň hladiny, dosažená za určitou periodu, je **velká voda**, nejnižší **malá**

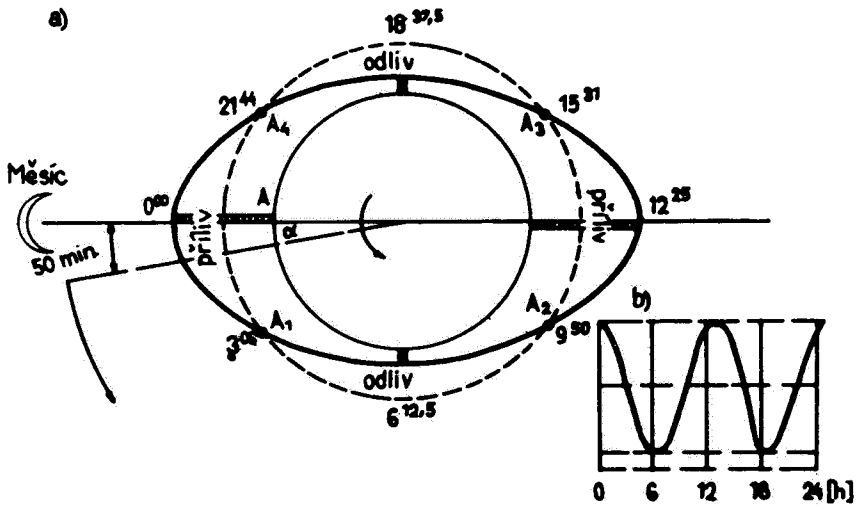


14.4 Prvky přílivu (podle L. A. ŽUKOVA, 1976). Označení: SUM – střední úroveň moře, 0H – nula hlubin,  $A_0$  – výška SUM nad 0H,  $B_1$ ,  $B_2$  – výška vysoké resp. nízké velké vody,  $C_1$ ,  $C_2$  – výška vysoké resp. nízké malé vody,  $D_1$ ,  $D_2$  – denní nerovnost velkých resp. malých vod,  $\Delta t$  – interval dmutí, ☾ – kulminace Měsíce

**voda**. Jsou-li za den pozorovány dvě velké (dvě malé) vody, označují se jako **vysoká a nízká velká (malá) voda**. Jejich vzdálenosti od výchozí úrovně odečtu (**nula hlubin**) jsou dány **výškami vysoké a nízké velké vody** ( $B_1$ ,  $B_2$ ) a **vysoké a nízké malé vody** ( $C_1$ ,  $C_2$ ). Rozdíl mezi výškou vysoké a nízké velké vody a rozdíl mezi výškou vysoké a nízké malé vody určují **denní nerovnost velkých a malých vod** ( $D_1$ ,  $D_2$ ). Poloha úrovně přílivu vzhledem k nule hlubin je **výška přílivu**. Výška velké nebo malé vody nad střední úrovní moře se nazývá **amplituda přílivu**. Protože přílivy nemusí být symetrické vzhledem ke střední úrovni, mohou se amplitudy stanovené podle velké a malé vody navzájem lišit. Časový interval mezi okamžikem kulminace Měsíce v daném místě a okamžikem maxima nejbližší velké vody se nazývá **interval dmutí** ( $\Delta t$ ). Amplitudu slapů registrují přístroje zvané **mareografy**, u nichž změny polohy plováku ve vertikálním směru jsou přenášeny na registrační zařízení.

Při vysvětlení **mechanismu mořského dmutí** v daném místě vyjdeme z představy přílivového elipsoidu, popsaného v části 14.1.2. Budeme sledovat změny vodní hladiny v bodě A zemského povrchu (obr. 14.5), v němž je ve výchozím okamžiku  $t_0$  Měsíc v horní kulminaci. Bod A, stejně jako každý bod zemského povrchu, se při rotaci Země dostane do původní polohy za dobu hvězdného dne. Za tuto dobu však Měsíc na oběžné dráze kolem Země se posune o určitý úhel  $\alpha$ , tj. o tento úhel se musí potočit i bod A, aby nastala opět horní kulminace Měsíce. O úhel  $\alpha$  se zároveň potočí i přílivový elipsoid. Doba mezi dvěma sousedními souhlasnými kulminacemi Měsíce je **lunární den** (trvá 24 h 50 min). Tedy vodní masy vykonávají denní rotaci spolu s pevnou Zemí a současně neustále zachovávají tvar přílivového elipsoidu.

Nechť v čase  $t_0 = 0$  je v bodě A, v němž je Měsíc v zenitu, pozorována velká voda (příliv). V důsledku rotace Země se bude bod A vzdalovat z výchozí polohy, tj. bude v něm pozorován pokles vodní hladiny. Za tři hodiny by se měl bod A dostat do bodu  $A_1$ , který odpovídá střední úrovni přílivového elipsoidu. Ovšem za tutéž dobu se přílivový elipsoid poněkud potočí za Měsícem, tj. posune se i bod  $A_1$  a střední úroveň elipsoidu bude dosaženo v čase  $t_1 = 3 \text{ h } 06 \text{ min}$ .



14.5 Mechanismus mořského dmutí (podle L. A. ŽUKOVA, 1976): a) poloha přílivového elipsoidu, b) denní chod vodní hladiny v bodě A

Za 6 h 12,5 min se bod A dostane do místa, kde je malá voda (odliv) atd. Úplný cyklus kolísání vodní hladiny se opakuje s periodou 24 h 50 min. V bodě A se tak za lunární den vystřídá dvakrát příliv a dvakrát odliv (půldenní dmutí) s periodou 12 h 25 min. Nestejná délka lunárního a hvězdného dne způsobuje časový posun doby výskytu přílivu a odlivu v daném místě (asi po 7 dnech se příliv dostavuje v tu hodinu, v níž byl dříve odliv).

Místa na zemském povrchu, která nikdy nemají Měsíc v zenitu (nadiru), budou mít dmutí největší v době kulminací.

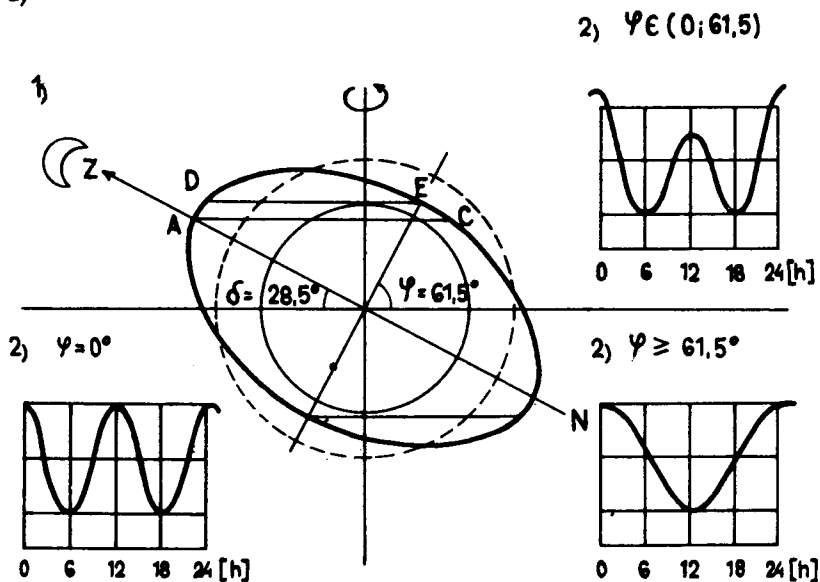
#### 14.2.2 NEROVNOSTI PŘÍLIVŮ

Protože dochází k neustálé změně vzájemné polohy Slunce, Země a Měsíce, vznikají na Zemi rozdíly ve výškách a v časech nástupu následujících velkých a malých vod, označované jako nerovnosti. Nerovnosti přílivů jsou způsobeny několika faktory. Rovina měsíční dráhy svírá s ekliptikou úhel asi  $5^{\circ}09'$ , tj. deklinace Měsíce se za dobu jeho oběhu kolem Země mění od  $-28^{\circ}36'$  do  $+28^{\circ}36'$ . Navíc v důsledku eliptické dráhy se neustále mění jeho vzdálenost od Země, což má vliv na velikost gravitační síly. Také Slunce na své zdánlivé dráze kolem Země mění svoji deklinaci od  $-23^{\circ}27'$  do  $+23^{\circ}27'$  (s periodou roku) a vzdálenost od Země. Z těchto příčin se místa maximálního dmutí na Zemi posunují v uvedeném intervalu na sever a na jih od rovníku a rozrůžňují se i výšky velkých a malých vod.

Obr. 14.6a znázorňuje vertikální řez přílivovým elipsoidem při největší kladné deklinaci Měsíce ( $28,5^{\circ}$ ). Na rovníku jsou změny úrovně vodní hladiny stejné jako při nulové deklinaci Měsíce, tj. pozoruje se pravidelný půldenní příliv, jehož amplituda je samozřejmě menší než při nulové deklinaci. Na linii AC severně od rovníku bude v bodě A velká voda větší než v bodě C, tj. vzniká denní nerovnost výšek velkých vod, rostoucí se zeměpisnou šířkou. Zároveň vzniká i denní nerovnost v čase nástupu malých vod (zpoždění nástupu). Na linii DE je v bodě D pozorována velká voda, potom úroveň hladiny klesá až do bodu E a odtud znova roste, tj. pozoruje se jeden příliv a jeden odliv za den (jednodenní dmutí). Perioda změn denní nerovnosti je asi 13,7 dne (tj. polovina siderického měsíce).



a)



14.6 a) Nerovnosti přílivů (podle L. A. ŽUKOVA, 1976):

- 1) přílivový elipsoid při maximální kladné deklinaci Měsíce,
- 2) denní chod vodní hladiny v různých zeměpisných šířkách,

Analogické denní nerovnosti vyvolává slapovým působením i Slunce, změna denní nerovnosti však probíhá s periodou půl roku.

V důsledku změn vzájemné polohy Slunce, Země a Měsíce vzniká tzv. **půlměsíční nerovnost** s periodou rovnou polovině synodického měsíce (asi 14,8 dne). Amplituda přílivů se totiž mění během synodického měsíce v souladu s fázemi Měsíce tak, že kolem úplňku a novu je největší (**skočný** neboli **syzygiální příliv** – gravitační účinky Slunce a Měsíce se sčítají). Je-li Měsíc v první nebo poslední čtvrti, amplituda přílivů je nejmenší (**hluchý** neboli **kvadrurní příliv** – gravitační působení Slunce a Měsíce na Zemi je protichůdné).

Protože Měsíc obíhá kolem Země po eliptické dráze, je při jeho poloze v přízemí velikost slapové síly asi o 40 % větší než v odzemí. Tomu odpovídá i rozdíl ve výšce přílivů během siderického měsíce – vzniká tzv. **paralaktická nerovnost** (protože vzdálenost mezi Zemí a Měsícem lze určovat podle paralaxy Měsíce).

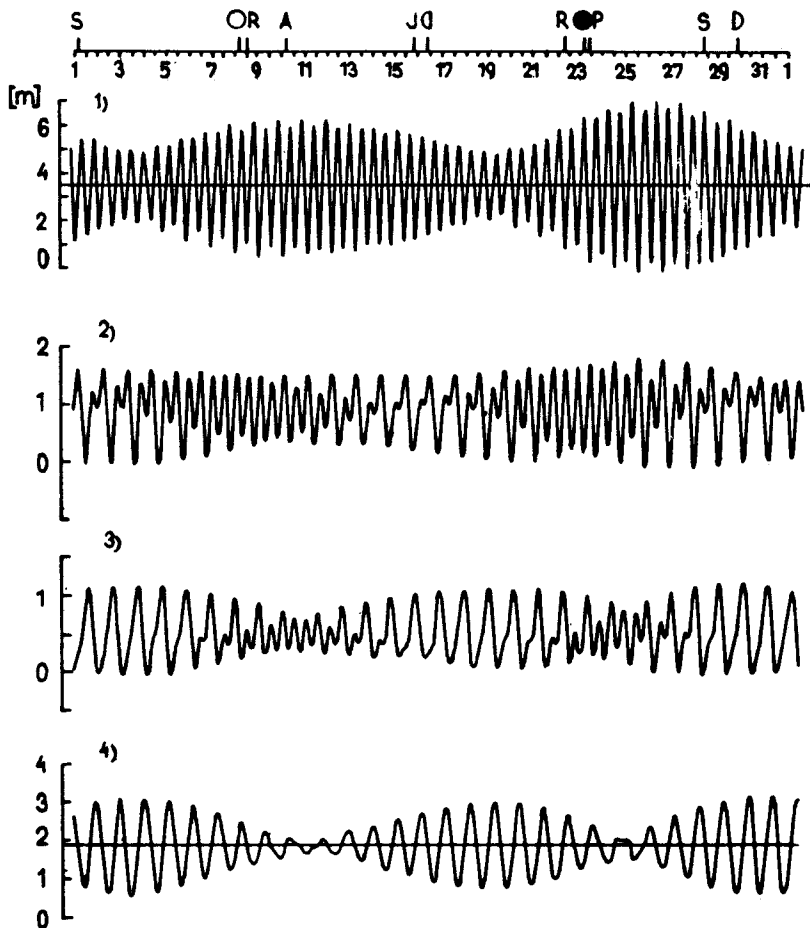
Kromě uvedených existují i **nerovnosti přílivů delších period** (např. s periodou 9,3 roku související se stáčením měsíční dráhy).

### 14.2.3 TYPY PŘÍLIVŮ

I přes různotvárnost přílivů v různých místech Země v závislosti na reliéfu dna, morfologii pobřeží atd., lze podle charakteru kolísání úrovně vodní hladiny vymežit následující **typy přílivů** (obr. 14.6b):

1. **Půldenní přílivy** – jsou charakterizovány dvěma velkými a dvěma malými vodami během lunárního dne (perioda 12 h 25 min), jejichž průběh má téměř sinusoidální charakter. Rozdíl výšek sousední vysoké a nízké velké vody je malý (tj. denní nerovnost se prakticky neprojevuje). V amplitudě přílivů se během měsíce výrazně projevuje půlměsíční nerovnost.

b)



b) Typy přílivů (podle L. A. ŽUKOVA, 1976). Označení: 1) půldenní příliv, 2) nepravidelný půldenní příliv, 3) nepravidelný denní příliv; 4) denní příliv; S, J – největší kladná resp. záporná deklinace Měsíce, A, P – odzemí resp. přizemí Měsíce, R – průchod Měsíce přes světový rovník (nulová deklinace), fáze Měsíce: ☾ – první čtvrt, ☽ – úplňk, ☾ – poslední čtvrt, ● – nov

2. **Denní přílivy** – jsou charakterizovány jednou velkou a jednou malou vodou během lunárního dne, přičemž vzestup a pokles úrovně vodní hladiny lze vyjádřit křivkou blízkou sinusoidě. Amplituda přílivů vzrůstá s rostoucí deklinací Měsíce a dosahuje nejvyšší hodnoty krátce po největší deklinaci Měsíce (**tropické přílivy**). Při průchodu Měsíce přes světový rovník je amplituda přílivů během měsíce nejmenší (**rovnodennostní přílivy**).

### 3. Smíšené přílivy

a) **Nepravidelné půldenní přílivy** – jsou charakterizovány jako v případě půldenních přílivů dvěma velkými a dvěma malými vodami během lunárního dne. Ve výškách následujících vysokých a nízkých velkých vod (stejně i malých) se výrazně projevuje denní nerovnost. S rostoucí deklinací Měsíce denní nerovnost roste a při největší deklinaci se druhá velká voda

stává nevýznamnou (tropické přílivy). Denní nerovnost klesá se zmenšováním deklinace a při nulové deklinaci jsou přílivy blízké půldenním (rovnodennostní přílivy).

b) **Nepravidelné denní přílivy** – jsou charakterizovány jednou velkou a jednou malou vodou během lunárního dne. Při průchodu Měsíce přes rovník (rovnodennostní přílivy) vzniká druhá velká voda za den a na několik dnů se příliv stává půldenním. S rostoucí deklinací Měsíce pak rychle roste denní nerovnost (až tropický příliv).

4. **Anomální přílivy** – jsou rozšířeny málo a liší se od výše uvedených specifickými rysy. Při šíření přílivových vln na rozsáhlých mělčinách půldenní přílivy ztrácejí symetrii vzestupu a poklesu úrovně hladiny a nazývají se **mělčinnové přílivy**. Silný vliv mělčin může někdy zapříčinit výskyt doplňkových vln v půldenním přílivu – vzniká tzv. **čtvrtedenní příliv** (tj. 4 velké a 4 malé vody za lunární den).

#### 14.2.4 VLIV FYZIKOGEOGRAFICKÝCH PODMÍNEK NA MOŘSKÉ DMUTÍ

Newtonova statická teorie přílivů objasňuje jejich fyzikální podstatu na základě gravitačního zákona. Zjednodušující předpoklady, přijaté při rozpracování teorie, jsou příčinou podstatných rozdílů mezi teorií a přílivovými jevy, pozorovanými ve skutečnosti. Významný vliv na charakteristiky mořského dmутí mají **fyzickogeografické podmínky**.

**Vodní částice** nesledují bez zpoždění pohyb Měsíce a Slunce, protože setrvačnost vodních mas, různý tvar a hloubka mořského dna, vnitřní tření částic vody, vlastní vlnění vodních mas, mořské proudy a hlavně pevniny brání volnému postupu přílivových vln. Proto se maximum přílivu v daném místě **opozďuje za kulminací Měsíce často o několik hodin**. Jak bylo uvedeno v části 14.2.1; toto zpoždování charakterizuje interval dmутí. **Interval dmутí v době syzygií** se nazývá **přístavní čas**. Přístavní čas tedy udává, o kolik se v daném místě opozďuje nejvyšší příliv za kulminací Měsíce v úplňku nebo novu.

**Morfologii pobřeží** je významně ovlivňována **výška a amplituda přílivů**. Maximální teoretická výška přílivu by měla dosahovat asi 0,8 m, čemuž se blíží pozorované hodnoty dmутí vnitřních moří a v centrálních částech oceánů. Na pobřeží je dmутí podstatně větší, zejména pak na pobřežích obrácených do zálivů, protože v zužujících se zálivech brání pobřeží přílivové vlně rozlít se do šířky. Např. v zálivu Fundy na východním pobřeží Kanady dosahuje výška přílivu 15–20 m, zatímco na východním pobřeží Nového Skotska, obráceného do otevřeného oceánu, klesá příliv na 1–3 m. Vedle zálivu Fundy patří mezi oblasti s největším dmутím na Zemi Magalhãesův průliv při jihoamerickém pobřeží, Bristolský záliv a záliv St. Malo v západní Evropě a Penzinský záliv Ochotského moře.

Mořské dmутí na druhé straně ovlivňuje **utváření morfologie pobřeží**. Na některých pobřežích se během odlivu vynoří velké plochy, které jsou při přílivu opět zaplavovány. Jde o tzv. **vaty** nebo **přílivové plošiny**. Vaty jsou velmi ploché, jen místy jsou prořezány odtokovými kanály, jimiž při odlivu odtéká voda zpět do moře. Někdy bývají ohraničeny řetězy písčitých ostrůvků, kterými jsou odděleny od volného moře. Známé jsou např. vaty na severoněmeckém pobřeží, na pobřeží Nizozemí a Dánska.

V mnoha řekách ústících do moří se silným dmутím **postupuje vznikající příliv často mnoho set km proti proudu**, což umožnilo, aby se z mnohých vnitrozemských měst staly důležité námořní přístavy. Např. v případě Amazonky se projevuje příliv ještě 850 km od ústí (Óbidos), na řece sv. Vavřince přes 700 km (Trois Rivières), na Jang-č-ťiang-u přes 300 km (Nanking) a na Labi do 150 km (Geesthacht v NSR). Na některých řekách se při přílivu zvedá říční hladina pozvolna, neboť v důsledku větší hustoty proudí mořská voda do řeky spodem. Jinde se při ústí řeky zvedá vlna v podobě vodní hráze, která přepadává a s rachotem se pohybuje proti proudu řeky jako tzv. **přílivový příboj**, známý zejména na Amazonce pod názvem **pororoca** (vlna až 5 m vysoká postupuje rychlostí asi 20 km . h<sup>-1</sup>).

Je-li astronomicky podmíněný příliv podporován silnými větry vanoucími ve směru pohybu vody, jde o tzv. **bouřlivý příliv**, který měl v minulosti několikrát za následek mimořádné přírodní katastrofy. Např. 31. ledna a 1. února 1953 postihl bouřlivý příliv (vlny byly o 3 metry vyšší než normálně) při orkánu Nizozemí, NSR, Belgie a Anglii. Zahynulo při něm 1800 lidí a téměř milión jich muselo být evakuováno. Také katastrofa v Bangladéši v r. 1970, kdy zahynulo asi 1 milión lidí, souvisela s bouřlivým přílivem.

#### 14.2.5 VYUŽITÍ POZNATKŮ O MOŘSKÉM DMUTÍ V NÁMOŘNÍ DOPRAVĚ

Periodičnost slapových jevů umožňuje stanovit některé charakteristiky dmutí metodou harmonické analýzy. Velmi důležité pro námořní dopravu jsou **hodnoty přístavních časů** (tab. 14.1) a **výška přílivu** (tab. 14.2), protože mnohé přístavy s mělkými vjezdy jsou přístupné větším námořním lodím jen v době přílivu. Uvedené údaje jsou součástí **plavebních příruček** a často se označují jako **konstanty přístavu**.

Tabulka 14.1

**Přístavní časy (příchod přílivové vlny po průchodu Měsíce místním poledníkem ve světovém čase) pro některé přístavy Severního moře podle G. SAGERA (1959)**

Aberdeen	0 h 52 min	Emden	11 h 25 min
Hull	5 h 53 min	Wilhelmshaven	12 h 20 min
Londýn	1 h 18 min	Brémy	2 h 05 min
Ostende	12 h 20 min	Hamburk	3 h 47 min
Antverpy	2 h 55 min	Esbjerg	1 h 21 min
Rotterdam	3 h 41 min		

Tabulka 14.2

**Střední skočné a hluché dmutí v některých přístavech podle G. SAGERA (1959)**

Přístav	Moře	Střední dmutí [m]	
		skočné	hluché
Hamburk	Severní	2,5	2,1
Rotterdam	Severní	1,8	1,6
Le Havre	Lamanšský průliv	6,8	3,8
Bordeaux	Atlantský oceán	5,3	4,0
Londýn	Severní	6,6	4,8
Murmansk	Barentsovo	3,0	1,7
Archangelsk	Bílé	0,8	0,5
Casablanca	Atlantský oceán	1,6	0,6
Kalkata	Bengálský záliv	4,2	2,0
Kapské město	Atlantský oceán	1,6	0,6
Vladivostok	Japonské	0,2	0,1
Tokio	Tichý oceán	0,8	0,4
Melbourne	Bassův průliv	0,6	0,3
Honolulu	Tichý oceán	0,5	0,2
San Francisco	Tichý oceán	1,6	0,6
Havana	Mexický záliv	0,4	0,1

Spojnice stejných hodnot přístavních časů na mapě, přepočtených na jednotný čas (např. světový), znázorňují postup přílivové vlny. Tyto izolinie se nazývají **izorhachie**. Např. v Severním moři mají tvar kruhu (**amfidroma**), z něhož všemi směry vybíhají izolinie. Naopak v Atlantském oceánu přibývá přístavní čas pravidelně od jihu k severu až asi na 20° s. š.

Rostoucí spotřeba energie ve světě a postupné vyčerpávání klasických energetických zdrojů vede k pokusům využívat i **energi mořského dmudí**. Myšlenka využití slapů se objevila již v 15. století, kdy byl Italem MARIANIM navržen mlýn poháněný přílivovými proudy. **Princip přílivové elektrárny** je následující: Vhodné místo (např. ústí řeky, záliv) je přehrazeno přehradní zdí, kterou při přílivu voda postupuje do přehradní nádrže, při odlivu stejnou cestou vytéká. Přitom jsou poháněny turbíny, vyrábějící elektrický proud. První přílivová elektrárna na světě byla postavena ve Francii na řece La Rance v blízkosti St. Malo. Délka přehrady je 750 m, výška 32 m a pracuje v ní 24 turbín. Ročně produkuje 540 mil. kWh. Vedle Francie pracují přílivové elektrárny také ve Velké Británii, Kanadě, SSSR (v zálivu západně od Murmanska) aj. Existuje řada projektů na výstavbu dalších přílivových elektráren.

### 14.3 Slapy zemské kůry

V důsledku pružnosti zemské kůry prodělává také samotný zemský povrch periodické deformace působením gravitačních sil Slunce a Měsíce, které označujeme jako **slapy zemské kůry**. Projevují se změnami hodnot tíhové síly a výchylkami jejího směru, které se měří pomocí speciálních gravimetrů resp. horizontálních kyvadel. Chceme-li vyjádřit relativní změnu tíhové síly v důsledku slapového působení Měsíce v libovolném bodě A (obr. 14.3b), vypočteme hodnotu  $\Delta g/g$ . Veličina  $g$  je tíhové zrychlení na slapovými jevy neovlivněné Zemi:

$$g = - \frac{GM_Z}{r_Z^2} \quad (14.23)$$

Za hodnotu  $\Delta g$  dosadíme ze vztahu (14.20)  $\gamma_{nM}$  a dostaneme **relativní hodnotu změny tíhové síly** pro dokonale tuhou Zemi:

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{\gamma_{nM}}{g} = - \frac{M_\oplus}{M_Z} \left( \frac{r_Z}{r_o} \right)^3 (3 \cos^2 \psi - 1) \quad (14.24)$$

Hodnota  $(M_\oplus/M_Z) (r_Z/r_o)^3$  je podle M. Burši (1981) pro měsíční přílivy  $5.8 \cdot 10^{-8}$  (pro sluneční přílivy  $2,6 \cdot 10^{-8}$ ).

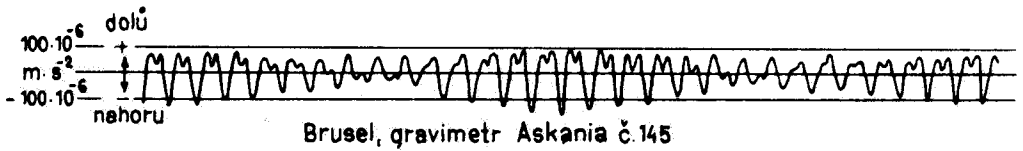
Odpovídající **odchylka**  $\beta$  ve směru tíhové síly bude:

$$\beta = \arctg \frac{\gamma_{tM}}{g} = \arctg \left[ \frac{3}{2} \frac{M_\oplus}{M_Z} \left( \frac{r_Z}{r_o} \right)^3 \sin 2\psi \right] \quad (14.25)$$

Podle (14.25) lze pro  $\psi = 45^\circ$  stanovit největší teoretické výchylky ve směru tíhové síly, které působením Měsíce dosahují  $0,018''$  (vlivem Slunce  $0,008''$ ).

Podle M. BURŠI (1981) pro dokonale pružnou Zemi největší slapové změny tíhové síly  $\delta_g$  působením Měsíce činí  $1,3 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ , působením Slunce  $0,6 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ , největší vertikální posuny zemské kůry  $\delta_h$  působením Měsíce činí  $0,21 \text{ m}$  a Slunce  $0,10 \text{ m}$ . Odpovídající hodnoty pro slapové působení Venuše, které je ze všech planet největší, jsou  $\delta_g = 7 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$  a  $\delta_h = 10^{-5} \text{ m}$ . Z toho plyne, že **gravitační účinky planet na slapové jevy** jsou zcela zanedbatelné.

**Amplituda zemských slapů** je největší na rovníku, kde dosahuje několika desítek cm. Konkrétní představu o slapech zemské kůry podává obr. 14.7.

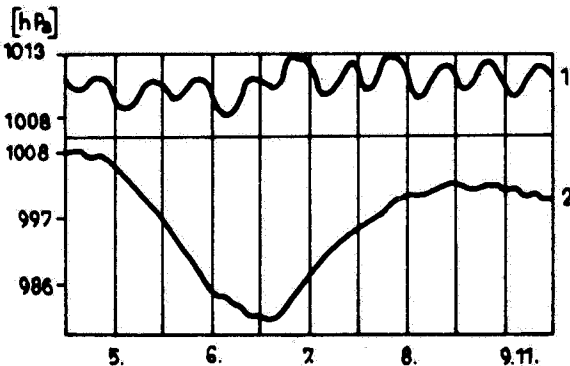


leden 1961 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31

14.7 Slapy zemské kůry – změny hodnoty tíhové síly a výchylky v jejím směru podle měření v Belgii (P. M. MELCHIOR, 1966)

## 14.4 Slapy atmosféry

**Gravitační působení Slunce a Měsíce a termické působení Slunce** vyvolává periodická kolísání v zemské atmosféře – **atmosférické slapy**. Nejvýrazněji se projevují v **poli atmosférického tlaku a větru**. Na rozdíl od mořského dmutí jsou však variace prvků vyvolané působením Slunce větší než v případě působení Měsíce. Tak např. **amplituda půldenní složky tlaku** vyvolané Sluncem dosahuje nejvyšší hodnoty na Zemi na rovníku, kde svou velikostí 1,2–1,5 hPa asi dvacetinásobně převyšuje analogickou lunární složku. Zesílení sluneční půldenní složky je vysvětlováno pohlcováním slunečního záření ozonem a vodní parou v atmosféře. Přílivová kolísání tlaku vzduchu se dají nejlépe stanovit z barogramů stanic v tropických oblastech, zatímco v mimotropických šířkách jsou periodické slapové výkyvy často narušeny aperiodickými faktory (obr. 14.8).



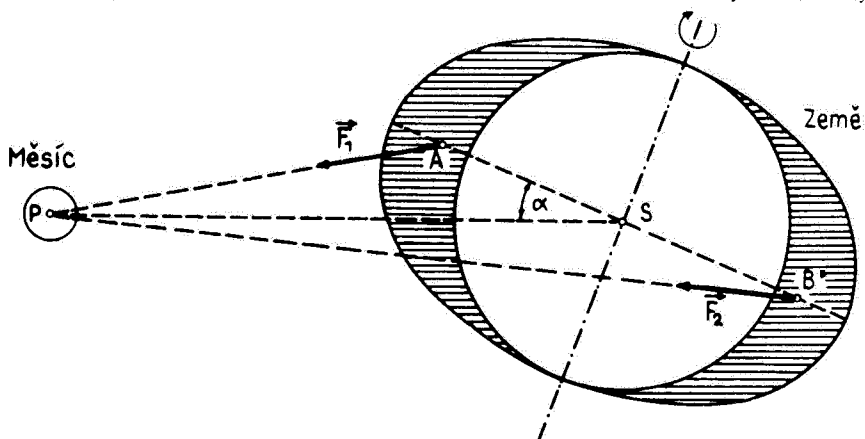
14.8 Kolísání atmosférického tlaku v Djakartě (1) a v Postupimí (2) v listopadu r. 1919 (podle J. BARTELSE)

Přílivové variace atmosférického tlaku vyvolávají v zásadě pohyby vzduchu v horizontálním směru, které lze označit jako „**přílivový vítr**“. Při zemském povrchu nabývá přílivový vítr velmi malých hodnot několika  $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ . Např. podle B. HAURWITZE a A. D. COWLEYE (1969) byly v Honkongu (67 let pozorování) půldenní amplitudy přílivového větru způsobené Sluncem  $18,1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  (ve směru sever–jih) a  $13,0 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  (ve směru západ–východ), zatímco analogické složky vyvolané Měsícem byly pouze  $1,0$  resp.  $2,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ . Na rozdíl od přílivového větru při zemském povrchu jsou podmínky pro sledování přílivových variací v horní atmosféře v důsledku zesílení přílivové vlny s výškou příznivější. Přílivový vítr se zde zjišťuje pozorováním ionizovaných stop, zanechávaných meteory, nebo pozorováním umělých oblak (hlavně sodíkových). Ve výškách kolem  $80\text{--}110 \text{ km}$  již dosahují denní a půldenní složky přílivového větru amplitud od  $10$  do  $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Vedle tlaku a větru věnují některé práce pozornost přílivovým kolísáním teploty vzduchu, výšky ionosférických vrstev, atd.

## 14.5 Vliv slapů na zemskou rotaci

Jak bylo uvedeno v části 13.1.3, v dlouhodobém trendu rychlosti zemské rotace se projevuje její **zpomalování podmíněné ztrátou kinetické energie v důsledku pohybu slapové vlny vyvolané Sluncem a Měsícem proti směru rotace Země**. Necht' v obr. 14.9 značí  $\alpha$  odchylku delší osy



14.9 Schéma sil způsobujících zpomalování zemské rotace (podle J. MADARA, 1955).

přílivového elipsoidu od spojnice Země – Měsíc, odpovídající průměrnému intervalu dmutí pro celý zemský povrch. Představíme-li si hmotnost obou těles soustředěnou v bodech S a P, vyrovnává se jejich silové působení na spojnici SP. Nahradíme-li hmoty „elipsoidálních vrchlíků“ jejich těžišti A a B, je gravitační působení Měsíce dáno silami  $F_1$  (částečně působí proti směru zemské rotace) a  $F_2$  (částečně působí ve směru rotace). Tedy  $F_1$  by způsobovala zpomalení a  $F_2$  zrychlování zemské rotace. Protože však při stejných hmotnostech leží A blíže Měsíci než B, směřuje jejich výslednice proti směru zemské rotace, tedy ji zpomaluje.

Analogickým způsobem jako v případě Země docházelo a dochází ke **zpomalování rotace jiných vesmírných těles**, pokud jejich povrch byl nebo je příznivý pro vznik slapových jevů. Např. slapové účinky Země na Měsíc jsou značně větší než v opačném smyslu vzhledem k větší hmotnosti naší planety, a to v poměru  $1 : 20$ . Tyto slapy zřejmě zpomalily rotaci Měsíce natolik, že dnes má Měsíc pouze rotaci synchronizovanou s oběhem kolem Země.