13 Pohyby Země

Země vykonává ve vesmíru **několik pohybů,** z nichž některé mají významné důsledky v její krajinné sféře. Země se **otáčí kolem své osy, obíhá kolem Slunce** a **pohybuje se se sluneční soustavou v Galaxii** (viz část 2.5.3). Samotná zemská osa vykonává výkyvný **precesní** a **nutační pohyb.**

13.1 Rotace Země

Země se otáčí kolem své osy, procházející severním a jižním pólem, od západu k východu, v témž směru, ve kterém obíhá kolem Slunce (rotace v kladném směru, proti směru pohybu hodinových ručiček). Jedno otočení Země kolem osy **(perioda rotace** T neboli **siderický den)** trvá asi 23 h 56 min 4,1 s.

Při rotaci Země opisuje každý bod zemského povrchu za dobu jedné otáčky T kružnici o poloměru r_φ, má tedy určitou **obvodovou rychlost** $\mathbf{v}_{o\varphi}$, jejíž velikost se stanoví ze vztahu:

$$v_{o\varphi} = \frac{2\pi r_\varphi}{T} = \frac{2\pi r_Z \cos\varphi}{T} \quad , \tag{13.1}$$

když jsme dosadili $r_\varphi = r_Z \cos\varphi$. Ze vztahu (13.1) plyne, že největší obvodovou rychlost mají body na rovníku (465,1 m . s^{-1}), odkud s rostoucí zeměpisnou šířkou hodnota obvodové rychlosti klesá na nulu na pólech (na 50° z. š. je její hodnota 299,0 m . s^{-1}). Tedy s rostoucí vzdáleností od osy rotace se obvodová rychlost zvětšuje. Na zemském povrchu samozřejmě obvodovou rychlost nevnímáme, protože spolu s vlastní pevnou Zemí rotuje i naše atmosféra.

Všechny body zemského povrchu mají při rotaci v každém okamžiku stejnou **úhlovou rychlost** ω_Z. Vyjádříme ji vztahem:

$$\omega_Z = \frac{2\pi}{T} = 7{,}292\ 115\ 08\ .\ 10^{-5}\ s^{-1} \quad . \tag{13.2}$$

Rotační pohyb Země je také příčinou vzniku odstředivé síly $\mathbf{F}_s$, která každému bodu uděluje **odstředivé zrychlení** $\mathbf{a}_s$ působící ve směru kolmém od rotační osy. Podle (8.4) je největší odstředivé zrychlení na rovníku ($a_o = 3{,}392\ .\ 10^{-2}$ m . s^{-2}), nulové je na pólech.

13.1.1 FYZIKÁLNÍ ZÁKLADY ZEMSKÉ ROTACE

Základním fyzikálním zákonem, regulujícím rotaci Země, je **zákon zachování momentu hybnosti.**

Uvažujme těleso, které se otáčí kolem pevné osy úhlovou rychlostí ω. **Celková kinetická energie tělesa** je dána součtem kinetických energií E_{k_i} jednotlivých hmotných bodů m_i (vzdálených od osy rotace o r_i), z nichž se těleso skládá, tedy:

$$E_{k_i} = \frac{1}{2} m_i v_i^2 = \frac{1}{2} m_i r_i^2 \omega^2 , \tag{13.3}$$

když jsme vyjádřili v_i vztahem $v_i = r_i \omega$. Celková kinetická energie tělesa E_k bude

$$E_k = \sum_i \frac{1}{2} m_i r_i^2 \omega^2 = \frac{1}{2} \omega^2 \sum_i m_i r_i^2 = \frac{1}{2} I \omega^2 , \tag{13.4}$$

kde výraz

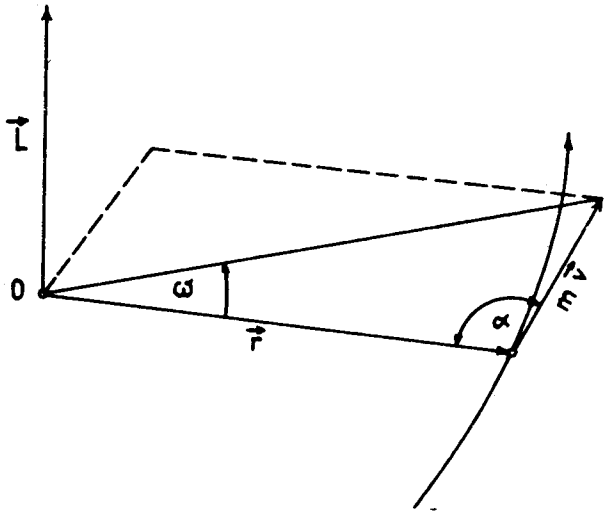
$$I = \sum_i m_i r_i^2 \tag{13.5}$$

je tzv. **moment setrvačnosti tělesa** vzhledem k ose otáčení. Za předpokladu, že hmotnost bodů v daném tělese je spojitě rozložená, přejde sumace ve vztahu (13.5) do integrálu:

$$I = \int r^2 \, \mathrm{d}m \ . \tag{13.6}$$

S ohledem na různé osy, procházející těžištěm tělesa, má obecně moment setrvačnosti tělesa různou hodnotu. Pro každé těleso existují tři tzv. **hlavní osy setrvačnosti,** procházející těžištěm a navzájem kolmé, které určíme tak, že moment setrvačnosti tělesa vzhledem na jednu z nich je největší a vzhledem ke druhé je nejmenší. Ve speciálním případě homogenní koule tvoří hlavní osy setrvačnosti kterékoliv tři navzájem kolmé osy procházející těžištěm. Vzhledem na všechny tři osy je moment setrvačnosti kulovitého tělesa stejný.

Jak bylo uvedeno již v (2.11), **moment hybnosti L** pohybující se částice o hmotnosti m lineární rychlostí **v** při křivočarém pohybu o poloměru **r** lze vyjádřit vektorovým součinem (obr. 13.1): $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v}$.



13.1 K odvození momentu hybnosti pohybující se částice

V případě homogenního symetrického tělesa, konajícího otáčivý pohyb kolem některé ze svých os symetrie, lze pro jeho moment hybnosti psát:

$$\mathbf{L} = \int \mathbf{r} \times \mathbf{v}\, \mathrm{d}m\,, \tag{13.7}$$

kde $\mathbf{r}$ je polohový vektor hmotného elementu $\mathrm{d}m$ vzhledem na vztažný bod, $\mathbf{v}$ je rychlost elementu $\mathrm{d}m$ a integraci je třeba provést přes všechny hmotné elementy tělesa. Protože vektory $\mathbf{r}$ a $\mathbf{v}$ jsou na sebe kolmé, je $|\mathbf{r} \times \mathbf{v}| = rv$ a dále $v = r\omega$, takže dostáváme vyjádření velikosti výrazu za integrálem (13.7) ve tvaru

$$|\mathbf{r} \times \mathbf{v}|\, \mathrm{d}m = r^2\, \omega\, \mathrm{d}m\,,$$

tedy (13.7) lze s ohledem na (13.6) psát:

$$L = \int r^2 \omega \mathrm{d}m = \omega \int r^2 \mathrm{d}m = \omega I\,. \tag{13.8}$$

Po vynásobení obou stran vztahu (13.8) jednotkovým vektorem $\mathbf{j}$ dostaneme:

$$L\mathbf{j} = \omega \mathbf{j} I, \text{ tedy } \mathbf{L} = \omega I\,. \tag{13.9}$$

Považujeme-li Zemi za homogenní kouli, lze její moment hybnosti v souladu s (13.9) vyjádřit vztahem $L_Z = \omega_Z I_Z$, kde I_Z je **moment setrvačnosti Země.**

Zákon zachování momentu hybnosti spočívá v tom, že žádná vnitřní síla nemůže změnit hodnotu L_Z, tedy osa rotace je jakoby stabilizována v prostoru a otáčející se těleso se může přemísťovat jen tak, aby jeho **osa otáčení zůstávala pořád rovnoběžná sama se sebou.** Z uvedeného zákona plynou některé další závěry:

1. Ze vztahu (13.5) je zřejmé, že největší změny momentu setrvačnosti způsobuje **přerozdělování hmot** na zemském povrchu, tj. v krajinné sféře Země (zejména v rovníkové oblasti).

2. **Vnější síly** mohou buď změnit orientaci rotační osy v prostoru nebo změnit rychlost rotace. Je-li osa pevně spjata s tělesem, pak při vychýlení osy nemění body tělesa svoji polohu vzhledem k ose otáčení a s ní související soustavou souřadnic. Mění-li vnější síly rychlost rotace, pak to vyvolá deformaci tělesa a přerozdělení hmot v něm, a nebo jak tyto jevy, tak i změnu momentu hybnosti.

3. Působením **vnitřních sil** se nemůže měnit orientace osy rotace v prostoru, ale v případě přerozdělení hmot způsobují pootočení tělesa vzhledem k ose rotace, tj. mění se zeměpisné souřadnice bodů. Je-li kromě toho možné radiální přemísťování hmot, pak jejich zdvih k povrchu bude zvětšovat moment setrvačnosti a pro zachování stálého momentu hybnosti se musí snížit úhlová rychlost rotace tělesa. Pokles hmot je příčinou opačného jevu.

Takto působení vnějších a vnitřních sil vyvolává ve své podstatě různé geografické jevy. Zatímco změna polohy osy vlivem vnějších sil nevyvolává na Zemi změnu klimatických pásem, jsou jimi způsobené změny rychlosti rotace doprovázeny vznikem značných **radiálních tlaků,** za nimiž může následovat vertikální přemísťování vnitřních hmot Země. To může být příčinou změny polohy pólů vzhledem k bodům zemského povrchu, tedy pohybů pólů a změn v poloze klimatických zón.

13.1.2 DŮKAZY ZEMSKÉ ROTACE

Zdánlivý denní pohyb vesmírných těles po nebeské sféře lze teoreticky posuzovat na Zemi jednak v případě, kdy Země je nehybná a kolem ní se vše otáčí, a jednak v případě, kdy se Země sama otáčí kolem své osy a nebeská sféra je „v klidu". Přímé a nepřímé důkazy zemské rotace potvrdily správnost druhého přístupu.

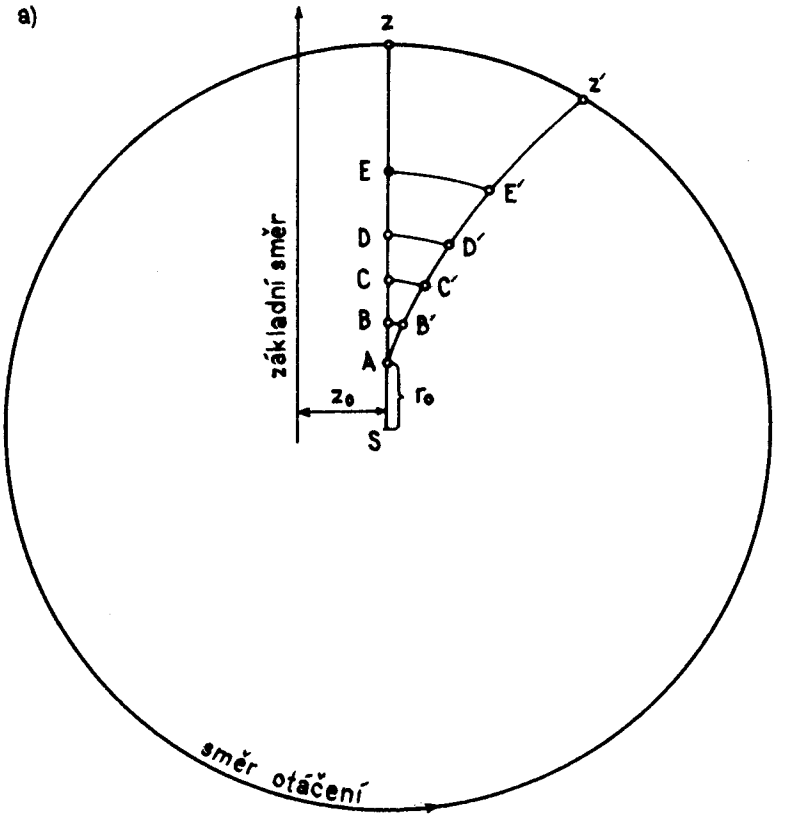
13.1.2.1 Nepřímé důkazy

1. **Kdyby vzdálená vesmírná tělesa měla oběhnout Zemi asi za 24 hodin, musely by být jejich rychlosti nepředstavitelně velké.**
2. **Je velmi nepravděpodobné, že by různě vzdálená vesmírná tělesa měla přesně stejně dlouhé oběžné doby.**
3. **Všechna vesmírná tělesa, pokud jsou přístupná pozorování, se otáčejí.**

13.1.2.2 Přímé důkazy

Nejčastěji uváděné **přímé důkazy** zemské rotace jsou **existence uchylující síly zemské rotace (síly Coriolisovy), Foucaultův kyvadlový pokus a odchylka padajících těles.**

Coriolisovu sílu lze vysvětlit a odvodit následovně. Mějme horizontální kotouč a na něm v bodě A kouli, kterou uvedeme do pohybu s konstatní rychlostí **v**. Je-li kotouč v klidu, dráha koule bude dána body ABCD... Z (obr. 13.2a), ležícími v přímce. V případě, že se kotouč otáčí, posune se pod pohybující se kouli na místo bodu B bod B′, na místo bodu C bod C′ atd., tj. dráha koule je dána křivkou AB′C′D′...Z′.



13.2 a) Pohyb koule na otáčejícím se kotouči

Na kotouči zvolíme určitý základní směr a sledujeme odchylky dráhy koule od tohoto směru, které budou v podobě oblouků postupně (počínaje bodem A) z_o, BB′ + z_o, CC′ + z_o, DD′ + z_o, atd. Vzdálenost bodu A od středu kotouče S označíme r_o. Za čas t vzroste vzdálenost koule od S o vt, tj. koule je ve vzdálenosti $r = r_o + vt$. V tomto čase se kotouč otočí o úhel ωt, tj. pod kouli se dostane bod B′, ležící původně vpravo od bodu B. Na základě těchto úvah lze vyjádřit obecně vzdálenost koule z od základního směru ve tvaru

$$z = z_o + (r_o + vt)\,\omega t \ . \tag{13.10}$$

Úsek z budeme považovat za konstantní přírůstek „odchylující se" dráhy koule od základního směru. V souladu se zákony mechaniky lze stanovit okamžitou rychlost a zrychlení příslušné koule ze vztahů:

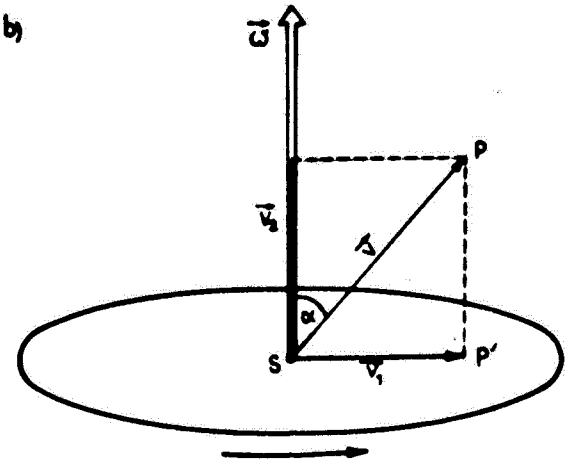
$$\dot{z} = \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = r_o\,\omega + 2v\omega t \tag{13.11}$$

resp.

$$\ddot{z} = \frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}t^2} = 2v\omega \ . \tag{13.12}$$

Vztah (13.12) udává zároveň **velikost tzv. Coriolisova zrychlení** a_C.

Protože všechny veličiny v (13.12) jsou vektory, uvedeme si dále **vektorovou interpretaci Coriolisova zrychlení** (obr. 13.2b). Vektor úhlové rychlosti ω otáčející se soustavy je orientován ve směru osy rotace a jeho absolutní hodnota je rovna velikosti této rychlosti. Uvažujme opět



b) K vektorové interpretaci Coriolisova zrychlení na otáčejícím se kotouči (podle J. MIETELSKÉHO, 1979)

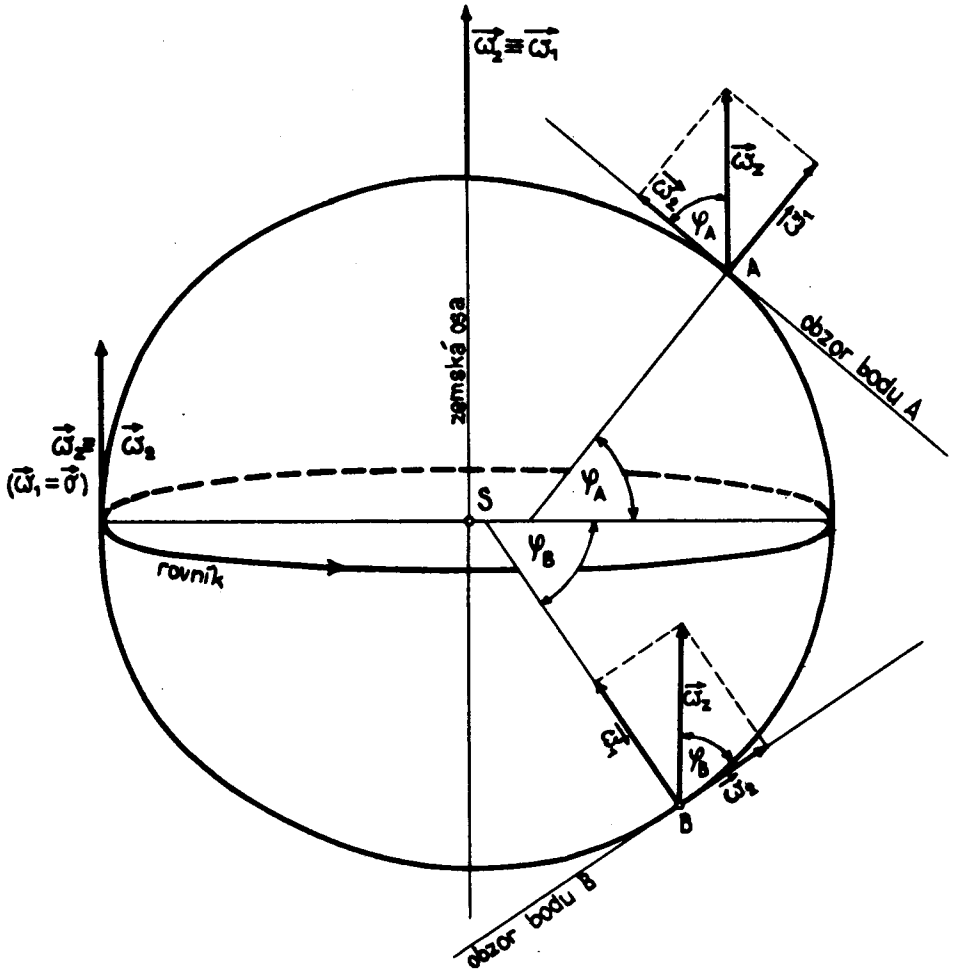
případ s otáčejícím se kotoučem. Tentokráte se ale koule bude pohybovat z bodu S směrem na bod P (mimo rovinu kotouče) rychlostí **v**. Vektor **v** lze rozložit na složku $\mathbf{v}_1$, ležící v rovině kotouče, a na složku $\mathbf{v}_2$, kolmou na rovinu kotouče, shodně orientovanou s, ω.

Je zřejmé, že složka $\mathbf{v}_2$ nedává Coriolisův efekt, tj. pohybuje-li se koule ve směru osy otáčení, zůstává stále nad bodem S a pozorovatel v rotující soustavě nezpozoruje žádnou odchylku od tohoto směru. Naproti tomu v případě složky $\mathbf{v}_1$ zmíněný efekt nastává. V souladu s (13.12) lze psát:

$$a_C = 2v_1\omega \ . \tag{13.13}$$

Protože ale $v_1 = v \sin \alpha$, lze (13.13) psát ve tvaru

$$a_C = 2v\omega \sin \alpha \ . \tag{13.14}$$



13.3 Vektor úhlové rychlosti zemské rotace a jeho rozklady v různých částech Země (podle J. MIETELSKÉHO, 1979)

Coriolisovo zrychlení by vychylovalo kouli pohybující se směrem SP nad rovinu obrázku 13.2b, tedy je současně kolmé k ω i **v**. Při vektorovém zápise je:

$$\mathbf{a}_C = 2\mathbf{v} \times \omega = -2\,\omega \times \mathbf{v} \quad . \tag{13.15}$$

Vztah (13.15) tak vedle velikosti zrychlení udává i jeho směr. **Coriolisovu sílu** $\mathbf{F}_C$ lze pak vyjádřit vztahem:

$$\mathbf{F}_C = 2m\mathbf{v} \times \omega \quad . \tag{13.16}$$

Uvažujme dále Coriolisovu sílu na otáčející se Zemi. Vektor úhlové rychlosti rotace Země ω_Z, směřující na stranu severního pólu, lze rovnoběžně přemístit do libovolného bodu na povrchu Země (obr. 13.3) a rozložit ho na vektorové složky ω_1 (která je kolmá v daném bodě k rovině obzoru) a ω_2 (která je tečnou k zemskému povrchu v daném bodě). Potom lze psát:

$$\omega_1 = \omega_Z \sin \varphi, \; \omega_2 = \omega_Z \cos \varphi \quad . \tag{13.17}$$

Vektor ω_1 pak udává úhlovou rychlost otáčení „kotouče" terénu v příslušném bodě.

Na základě dosavadních úvah lze vysvětlit **zdánlivé stáčení roviny kyvu** při **kyvadlovém pokusu Foucaulta.** Je založen na vlastnosti kyvadla zachovat si rovinu kyvu, nepůsobí-li na ně žádná jiná síla kromě tíhové.

Předpokládejme, že kyvadlo je umístěno na severním pólu. Pozorovateli se zdá, že rovina kyvu se stále otáčí ve směru od východu k západu (ve směru pohybu hodinových ručiček), přičemž za dobu jedné otočky Země kolem osy se otočí o 360°. Protože rovina kyvu musí být stálá, znamená to, že se pod kyvadlem otáčí zemský povrch v opačném směru úhlovou rychlostí $\omega_1 = \omega_Z = 360°/T$ (tj. o 15° za 1 hvězdnou hodinu). Při zavěšení kyvadla v zeměpisné šířce φ_A zaznamenává pozorovatel stáčení roviny kyvu kolem vertikály daného místa ve stejném smyslu jako na pólu s úhlovou rychlostí $\omega_1 = \omega_Z \sin \varphi_A = 15° \sin \varphi_A$ za 1 hvězdnou hodinu. Naproti tomu na rovníku nezjistí pozorovatel žádné stáčení roviny kyvu vzhledem k předmětům na zemském povrchu, neboť úhlová rychlost otáčení terénu ω_1 je zde nulová.

Stejné změny popsané výše prodělává i kývající kyvadlo na jižní polokouli, ovšem rovina kyvu se stáčí ve směru opačném než na severní polokouli.

Uvedená vlastnost kyvadla byla známa již v 17. století V. Vivianimu (1622–1703), ale teprve r. 1851 provedl tento pokus L. Foucault v pařížském Panteonu. Použil kyvadla délky 67 m, jehož koule vážila 28 kg. Od té doby byl pokus mnohokrát opakován a v řadě míst je Foucaultovo kyvadlo jako jedna z nejnázornějších pomůcek dokazujících rotaci Země trvale instalováno. Např. v ČSSR je Foucaultovo kyvadlo o hmotnosti asi 50 kg a délce 13 m v pražském planetáriu (hodinové stáčení roviny kyvu je zde 11°30′).

Dalším přímým důkazem rotace Země je **odchylka padajících těles.** Platí, že **volně padající těleso se odchyluje k východu** (bez ohledu na to, zda jde o severní nebo jižní polokouli). Jak plyne z části 13.1, každý bod zemského povrchu má v důsledku rotace obvodovou rychlost rostoucí se vzdáleností od osy. Potom tedy např. vrchol vysoké věže B se přemísťuje k východu větší lineární rychlostí než bod O při základně, tedy volně padající těleso z věže nedopadne v bodě O, ale předbíhá ho o vzdálenost x.

Velikost odchylky x lze stanovit následujícím způsobem. Volný pád je pohybem rovnoměrně zrychleným, kde rychlost pádu v okamžiku t je $v_t = gt$, jestliže ve výchozím okamžiku $t = 0$ bylo $v_o = 0$. Coriolisovo zrychlení a_C vychylující padající těleso ve východním směru je v souladu s (13.12) a (13.17) tvaru:

$$a_C = 2v_t\omega_2 = 2gt\omega_Z \cos\varphi \ . \tag{13.18}$$

Tedy velikost a_C se mění lineárně s časem t. Po stanovení vztahu pro a_C můžeme hledat rychlost $v_C = \mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ s jakou dochází k odchýlení a celkovou velikost odchylky x. Protože musíme uvažovat celkovou dráhu, vyjádří se v_C ze vztahu:

$$v_C = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = \int a_C \,\mathrm{d}t = \int 2gt\omega_Z \cos\varphi \,\mathrm{d}t = g\omega_Z t^2 \cos\varphi \ . \tag{13.19}$$

Celková odchylka x je dána vztahem:

$$x = \int v_C \,\mathrm{d}t = \int g\omega_Z t^2 \cos\varphi \,\mathrm{d}t = \frac{1}{3} g\omega_Z t^3 \cos\varphi \ . \tag{13.20}$$

Dále využijeme vztah pro volně padající těleso z výšky h v čase t, kdy $h = \frac{1}{2} gt^2$, odkud $t = (2h/g)^{\frac{1}{2}}$ a po dosazení do (13.20) je:

$$x = \frac{2}{3} \omega_Z (2h^3/g)^{\frac{1}{2}} \cos\varphi \ . \tag{13.21}$$

Neuvažujeme-li závislost změny g na zeměpisné šířce φ a výšce h, lze při dosazení za $\omega_Z = 7{,}292\,115 \,.\, 10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$ a $g = 9{,}81\ \mathrm{m}\,.\,\mathrm{s}^{-2}$ vztah zjednodušit do tvaru:

$$x = 2{,}195 \,.\, 10^{-5} h^{3/2} \cos\varphi, \tag{13.22}$$

kde h a x jsou v metrech. Např. pro $h = 100$ m, $\varphi = 50°$, je $x = 0{,}014$ m.

Popud k pádovým pokusům dal již r. 1679 I. NEWTON, první úspěchy se však dostavily o více než sto let později, kdy se výsledky těchto pokusů dobře shodovaly s teoretickými hodnotami. Tak např. r. 1831 F. REICH naměřil v uhelné šachtě ve Freiburku v Sasku ($\varphi = 50°35'$, $h = 158{,}4$ m) východní odchylku 28,4 mm, jen o 1,1 mm větší, než byla teoretická hodnota (in B. HACAR, 1963).

13.1.3 ZMĚNY V ROTACI ZEMĚ

Ze zákona zachování rotačního momentu hybnosti (část 13.1.1) plyne, že každá změna momentu setrvačnosti vede zároveň ke **změně úhlové rychlosti zemské rotace.** A protože moment setrvačnosti se mění v souvislosti s přerozdělováním hmot v zemském tělese a na jeho povrchu, je tedy **rotace Země nerovnoměrná.** Změny v zemské rotaci lze dělit na **dlouhodobé (sekulární), nepravidelné (skoky v rotaci)** a **sezónní (periodické).**

V **dlouhodobém trendu rychlosti zemské rotace** je patrné její **zpomalování,** jejímž důsledkem je **prodloužení délky dne** o 0,001–0,002 s za století. Potvrzením uvedené skutečnosti je např. fakt, že v antickém Řecku a ve staré Babylónii byla sluneční zatmění pozorována o určitou dobu dříve, než by to odpovídalo současným propočtům. Zpomalování rotace potvrzují i analýzy paleontologických materiálů. Např. J. W. WELLS (1963, 1966) na základě analýzy fosilních korálů uvádí pro trvání dne ve středním devonu (tj. asi před 380 milióny let) 21,7 až 22,5 h (rok měl mít 397 ± 7 dnů) a pro rozhraní permo-karbon (asi před 280 milióny let) 22,5 až 22,8 h (rok měl mít 385–390 dnů). Lze předpokládat, že při zachování současného trendu by za 1 milión let délka dne vzrostla o 17 až 33 min. Příčinou zpomalování zemské rotace je **ztráta kinetické energie Země v důsledku slapového tření.** Slapová vlna, sledující zdánlivý pohyb Měsíce (Slunce), se neustále posunuje po zemském povrchu od východu k západu, tedy proti směru zemské rotace, čímž vzniká zmíněné tření (blíže viz část 14.5).

Ne zcela jasné jsou příčiny **nepravidelných změn** v rychlosti zemské rotace – **skoků v rotaci,** které zemskou rotaci buď nespojitě zrychlí nebo zpomalí, často o několik tisícin sekundy (nejčastěji uváděná hodnota je 0,0034 s). Patrně jednou z příčin může být **větší přesun hmot v zemském nitru.**

Od konce 30. let tohoto století se datuje objevení **periodických změn** v rychlosti zemské rotace během roku – **sezónních nepravidelností,** zjišťovaných pomocí křemenných a později atomových hodin (od r. 1955), jejichž časoměrné elementy nepodléhají změnám v rotaci Země. Lze stanovit následující periody:

a) **Roční periodu** s amplitudou asi 0,022 s, která je způsobena pravidelnými, klimaticky podmíněnými **změnami v rozložení hmot na povrchu Země.** Jde o změny v rozložení vzduchových hmot v atmosféře, sněhové a ledové pokrývky, vegetace, ale i o variace úrovně Světového oceánu atd. Patrně nejvýrazněji se mění rychlost rotace pod vlivem systému atmosférické cirkulace, kdy obecně při západním proudění se rotace zrychluje, při východním zpomaluje, i když jejich působení se zřejmě ve značné míře kompenzuje.

b) **Půlroční periodu** s amplitudou asi 0,010 s, která je způsobena **eliptickou oběžnou dráhou Země,** a tím i periodickým kolísáním gravitačního působení Slunce na rotující Zemi.

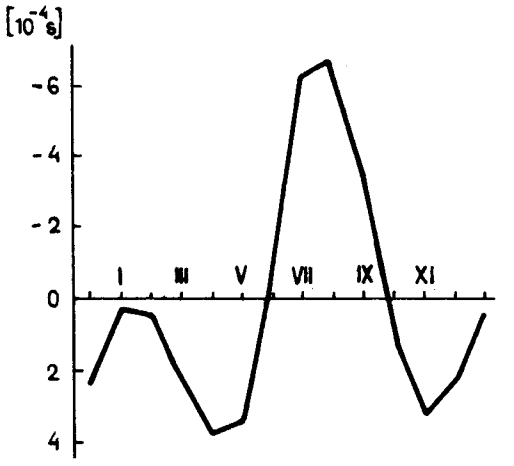
c) **Periodu v délce 13,8 a 27,6 dne** s amplitudou menší než 0,001 s, která je vyvolána **výstředností měsíční dráhy.**

Sezónní změny v rychlosti zemské rotace jsou patrné z obr. 13.4, přičemž období s nejrychlejší a nejpomalejší rotací se rok od roku mírně mění.

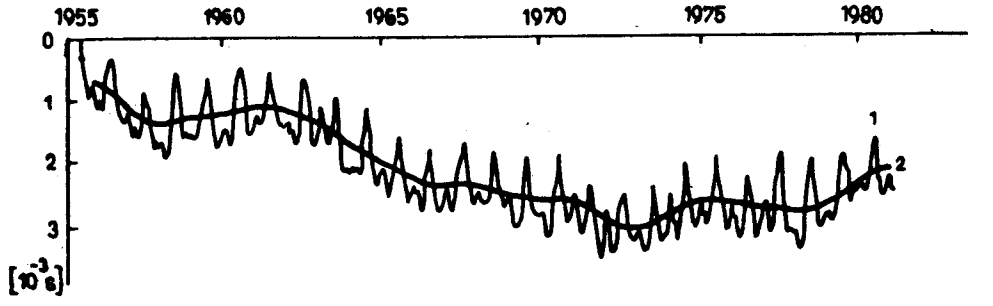
Vedle výše uvedených periodických změn byla zjištěna i **dlouhoperiodická složka** změn rychlosti zemské rotace **v délce 18,66 roku** s amplitudou asi 0,15 s, která zřejmě souvisí **s působením Měsíce.**

Všechny uvedené, zdánlivě zanedbatelné změny v rychlosti zemské rotace, je třeba brát v úvahu zejména při **paleogeografických studiích,** ale i z hlediska předpovědi dalšího vývoje naší planety a její krajinné sféry.

a)



b)



13.4 Změny v rychlosti zemské rotace podle N. S. SIDORENKOVA (1982):
a) Průměrné sezónní kolísání rychlosti rotace Země (nejpomalejší rotace v dubnu a listopadu, nejrychlejší v červenci–srpnu a v lednu),
b) Změny rychlosti zemské rotace od r. 1955 (1 – průměrné měsíční hodnoty, 2 – klouzavé průměrné roční hodnoty). Dobře patrny jsou sezónní výkyvy (viz obr. 13.4a)

13.1.4 DŮSLEDKY ZEMSKÉ ROTACE

Zemská rotace vyvolává na Zemi řadu jevů, z nichž mnohé mají značný význam v různých procesech ve fyzickogeografické sféře:

1. **Vychylování pohybujících se objektů**

Působením uchylující síly zemské rotace je **každý pohybující se objekt vychylován na severní polokouli doprava a na jižní polokouli doleva od směru původního pohybu.** Velikost uchylující síly F_C je závislá na hmotnosti objektu m, rychlosti jeho pohybu **v** a na zeměpisné šířce φ, v níž se pohyb uskutečňuje, v souladu s (13.16) podle vztahu:

$$F_C = 2m\omega_Z v \sin\varphi \ , \qquad (13.23)$$

tedy velikost uchylující síly zemské rotace roste od rovníku (kde je nulová) k pólům.

Ve fyzickogeografické sféře Země se uchylující síla nejvýrazněji uplatňuje v pohybu vzduchových a vodních částic.

K **přemísťování částice vzduchu** dochází pod vlivem několika sil, což lze vyjádřit **pohybovou rovnicí**

$$dV/dt = F_G + F_C + F_R + F_O \,, \qquad (13.24)$$

kde F_G je síla horizontálního tlakového gradientu, F_R síla tření a F_O odstředivá síla. Přitom samotný pohyb vzduchových částic vyvolá pouze síla F_G a tíhová síla, zatímco ostatní jen vychylují nebo brzdí vzniklý pohyb (blíže viz R. Netopil et. al., 1984). Malé hodnoty F_C v blízkosti rovníku způsobují, že v oblasti vymezené 5° j. š. a 5° s. š. **nevznikají tropické cyklóny.** Jedním z nejvýraznějších projevů jejího působení je **existence pasátů severní a jižní polokoule,** které by v případě, že by Země nerotovala, vanuly v poledníkovém směru, směrem k rovníku. Jejich východoseverovýchodní resp. východojihovýchodní směr je podmíněn právě působením uchylující síly zemské rotace a síly tření. Nad mezní vrstvou atmosféry, kde lze vliv tření o zemský povrch zanedbat (tj. ve větší části troposféry a ve spodní stratosféře), se pod vlivem uchylující síly zemské rotace vytváří **převládající západní přenos vzduchu,** nejlépe vyvinutý v mírných a vysokých šířkách (na nerotující, homogenní Zemi by vzduch ve výšce proudil od rovníku k pólům).

V oblasti oceánů napomáhá uchylující síla zemské rotace **stáčení mořských proudů.** Podle Z. Kukala et. al. (1977) vlivem této síly je na povrchu směr proudů odchýlen od převládajícího směru větru asi o 45° a centra proudových koloběhů se posunují k západním okrajům oceánů. Spolu s větry vanoucími z pevniny způsobuje při jihoamerickém pobřeží oddalování povrchových vod Peruánského proudu, přičemž do uvolněného prostoru vystupují z kompenzačních důvodů studenější vodní masy z hloubky. Podle G. P. Dubinského et al. (1965) se ledy v Arktidě vlivem uchylující síly zemské rotace odchylují o 30–40° od směru větru.

Důsledkem uvedené síly je i **asymetrie říčních koryt,** nejlépe vyvinutá u řek, tekoucích přibližně v poledníkovém směru (např. Volha na svém středním a dolním toku). Jev objevil v minulém století K. E. Baer a jeho podstatu vyjadřuje tz. **Baerův zákon:** pravé břehy řek na severní polokouli jsou za stejných podmínek strmější než levé břehy (tj. uchylující síla zemské rotace zvyšuje erozní schopnost částic vodního toku).

Z negeografických příkladů působení uchylující síly zemské rotace lze uvést jednostranné opotřebovávání kolejnic, odchylku střel a raket vypálených v poledníkovém směru atd.

2. **Střídání dne a noci**

Střídání dne a noci jako přímý důsledek rotace Země bezprostředně podmiňuje **denní rytmus procesů a jevů** v krajinné sféře a je závažným faktorem praktické každodenní činnosti člověka. Např. periodické změny slunečního záření v daném místě způsobené rotací Země se projevují typickým denním chodem řady meteorologických prvků (např. teplota a vlhkost vzduchu).

3. **Slapové jevy**

Slapová vlna, vyvolaná gravitačním působením Měsíce a Slunce, oběhne za den v důsledku rotace celou zeměkouli (část 14).

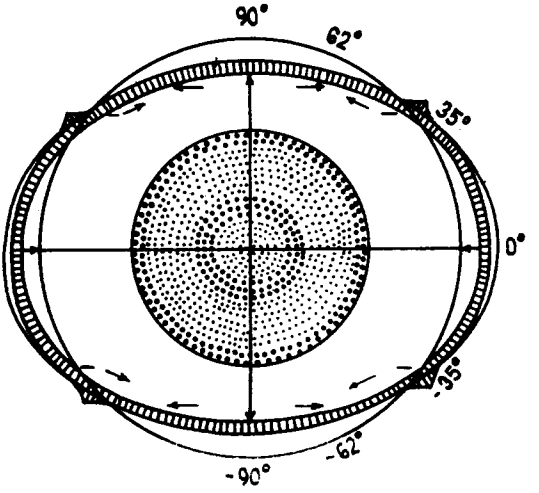
4. **Zdánlivý pohyb nebeské sféry**

V důsledku zemské rotace, kterou pozorovatel na Zemi nevnímá, se pozoruje **zdánlivé otáčení nebeské sféry** kolem Země, tj. všechna vesmírná tělesa zdánlivě obíhají po světových rovnoběžkách kolem světové osy. Pak lze pozorovat **východy, západy** a zejména **kulminace vesmírných těles,** které jsou důležité pro astronomické stanovení zeměpisné šířky (hvězdy) nebo času (Slunce). Takto každé místo na Zemi má svůj **místní čas,** který je pro praktické využívání málo vhodný, a je nahrazen pásmovým časem. Např. klimatologická měření a pozorování se však provádějí v 7, 14 a 21 h středního místního času, aby byl zachycen denní chod meteorologických prvků.

5. **Tvar Země**

Odstředivá síla, vznikající při rotaci Země, která klesá od maxima na rovníku do nuly na pólech (viz část 13.1), způsobila nahromadění hmoty v oblasti rovníku a tím **zploštění Země v oblasti pólů.** Velikost odstředivé síly je závislá na změně ω_Z, tj. změny v rychlosti zemské rotace ovlivňují tvar Země. V důsledku značné viskozity hmoty Země však změna jejího tvaru poněkud zaostává za změnami v rychlosti rotace. Např. podle V. V. Bělousova (in S. V. Kalesnik, 1970) odpovídá současná Země svým tvarem rychlosti, kterou Země rotovala asi před 10 milióny let.

V souladu se sekulárním zpomalováním rychlosti zemské rotace se projevuje v dlouhodobé perspektivě **tendence zmenšování pólového zploštění Země** (mění se úměrně s ω_Z^2) a přechod Země od elipsoidálního tvaru ke kulovému. Uvedená skutečnost musí vést ke zmenšování rovníkového vydutí Země a ke zdvihu polárních oblastí. To vytváří příznivé podmínky pro rozšiřování oceánů v rovníkové oblasti a pevnin v polárních a mírných šířkách (obr. 13.5).



13.5 Tektonické pohyby v zemském tělese, související s dlouhodobým zmenšováním pólového zploštění Země (podle S. V. Kalesnika, 1970)

13.2 Oběh Země kolem Slunce

13.2.1 ZÁKLADNÍ PARAMETRY OBĚŽNÉHO POHYBU ZEMĚ

Země spolu s ostatními tělesy sluneční soustavy obíhá kolem jejího centrálního tělesa – Slunce. Uvažujeme-li pouze **systém Slunce–Země,** vykonávají obě tělesa pohyb kolem společného **těžiště** ležícího ve vzdálenosti X od středu Slunce:

$$X = \frac{M_Z}{M_\odot + M_Z} \,.\, 1\ \mathrm{AU} = 0{,}000\,030\,077\ \mathrm{AU} = 4{,}4995 \,.\, 10^6\ \mathrm{m}\,. \qquad (13.25)$$

Protože však hodnota X je v porovnání s AU velmi malá, připouští se pohyb Země kolem nepohyblivého Slunce.

Z fyzikálního hlediska je oběh Země určován dvěma faktory: **přitažlivostí Slunce** a **konstantním momentem hybnosti Země vzhledem ke Slunci.** Příslušné vztahy lze snadno získat dosazením odpovídajících veličin do vztahů (3.19) a (2.11).

Pohyb Země na oběžné dráze kolem Slunce lze popsat pomocí Keplerových zákonů (část 3.2.1). Země se pohybuje po **eliptické dráze** s malou výstředností ($e = 0{,}016\,72$), v jejímž ohnisku leží Slunce (1. zákon). Na této dráze se dostává jednou Slunci nejblíže (přísluní) na vzdálenost asi $147 \cdot 10^9$ m, jednou nejdále (odsluní) na vzdálenost asi $152 \cdot 10^9$ m. Střední vzdálenost Země–Slunce je 1 AU $\doteq 149{,}6 \cdot 10^9$ m. Z druhého Keplerova zákona plyne, že pohyb Země na oběžné dráze je **nerovnoměrný.** Země se pohybuje nejrychleji v přísluní ($v_{max} = 30{,}27 \cdot 10^3$ m . s^{-1}), nejpomaleji v odsluní ($v_{min} = 29{,}27 \cdot 10^3$ m . s^{-1}) při střední rychlosti $\bar{v} = 29{,}78 \cdot 10^3$ m . s^{-1}. V přísluní je Země začátkem ledna (pro r. 1986 2. ledna ve 4 h 33 min světového času), v odsluní začátkem července (pro r. 1986 5. července v 10 h 18 min světového času).

Bezprostřední pozorování pohybu Země kolem Slunce není možné. Je však zřejmé, že pohyb Země mezi hvězdami pozorovaný ze Slunce bude stejný jako pohyb Slunce mezi hvězdami pozorovaný ze Země. Jak bylo uvedeno v části 6.2.1, zdánlivý roční pohyb Slunce se promítá na nebeskou sféru do pomyslné kružnice – **ekliptiky.** Polohu Země na hvězdné sféře během roku lze charakterizovat pomocí 12 ekliptikálních souhvězdí. Promítá-li se pozorovateli na Zemi Slunce např. do souhvězdí Berana, znamená to, že Země v projekci na nebeskou sféru je v souhvězdí Vah (viz obr. 6.2b).

Periodou oběhu Země kolem Slunce je **siderický rok** (viz část 5.1.1).

13.2.2 DŮKAZY OBĚHU ZEMĚ KOLEM SLUNCE

Jakmile došli astronomové k poznatku, že hmotnost Země je podstatně menší než hmotnost Slunce, zdálo se přirozenější, aby malá Země obíhala kolem velkého Slunce, než aby tomu bylo naopak. Tuto myšlenku lze považovat za **nepřímý důkaz** oběhu Země kolem Slunce. Vedle toho existují i dva důkazy přímé:

1. **Roční paralaxa hvězd**

Obíhá-li Země po přibližně kruhové dráze kolem Slunce (S), promítá se hvězda H z bodů zemské dráhy ABCD na nebeskou sféru postupně do poloh abcd, které vytvoří **zdánlivou paralaktickou elipsu** (obr. 13.6). V závislosti na poloze hvězdy mohou nastat tři případy:

a) Leží-li hvězda H_1 v **pólu ekliptiky** P_E, opíše kolem něho za rok zdánlivou kružnici (přesněji elipsu, jejíž excentricita odpovídá excentricitě dráhy Země).

b) Je-li hvězda H_2 v **rovině ekliptiky,** vykonává během roku zdánlivý periodický pohyb po úsečce.

c) V **obecné poloze** hvězda H opisuje během roku zdánlivou paralaktickou elipsu se zvětšující se excentricitou v závislosti na rostoucí vzdálenosti od pólu ekliptiky.

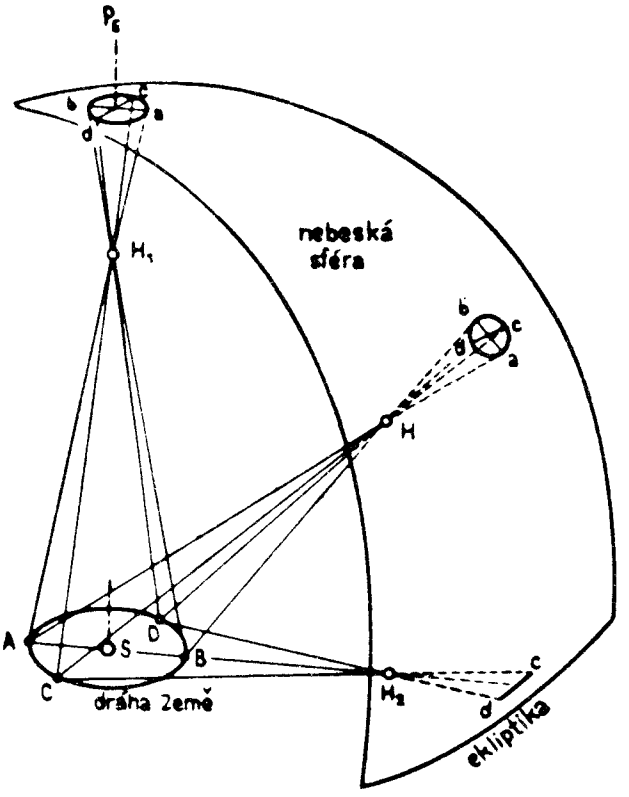
Velká poloosa zdánlivé paralaktické elipsy rovná 1/2 úhlu AHB se nazývá **roční paralaxa hvězdy.** Je totožná se zorným úhlem, pod kterým by viděl pozorovatel z hvězdy H poloměr zemské dráhy AS = BS.

Hodnoty ročních paralax hvězd jsou velmi malé. Např. nejbližší hvězda Proxima Centauri má paralaxu 0,763″, Sirius 0,376″ a Polárka jen 0,008″. Proto byly v minulosti pokusy mnoha astronomů, snažících se o změření paralaxy, neúspěšné (např. tento neúspěch přiměl Tycho Braha k nesouhlasu s Koperníkovým systémem – měřil s přesností ±2′). Poprvé změřil paralaxu F. W. Bessel v r. 1838 u hvězdy 61 Cygni.

2. **Aberace hvězd**

Aberací se obecně označuje jev, při kterém pohybující se pozorovatel vidí světelný zdroj v jiném směru, než by ho viděl v témže okamžiku, kdyby byl v klidu. Aberací se pak nazývá i sám úhel mezi skutečným a zdánlivým směrem na světelný zdroj. Aberace byla objevena r. 1725 v Anglii J. Bradleym a S. Molyneuxem, výklad podal J. Bradley (r. 1728).

Princip aberace lze vysvětlit pomocí obr. 13.7a. Sledujme dráhu střely vystřelené do boku vozu. První stěnu vozu prorazí střela v bodě A a je-li vůz v klidu, protější stěnu v protilehlém bodě A′. Je-li však vůz v pohybu, urazí za dobu, kterou střela potřebuje k proběhnutí šířky vozu, dráhu



13.6 Zdánlivý roční pohyb hvězd na nebeské sféře v důsledku paralaxy (podle V. VANÝSKA, 1980)

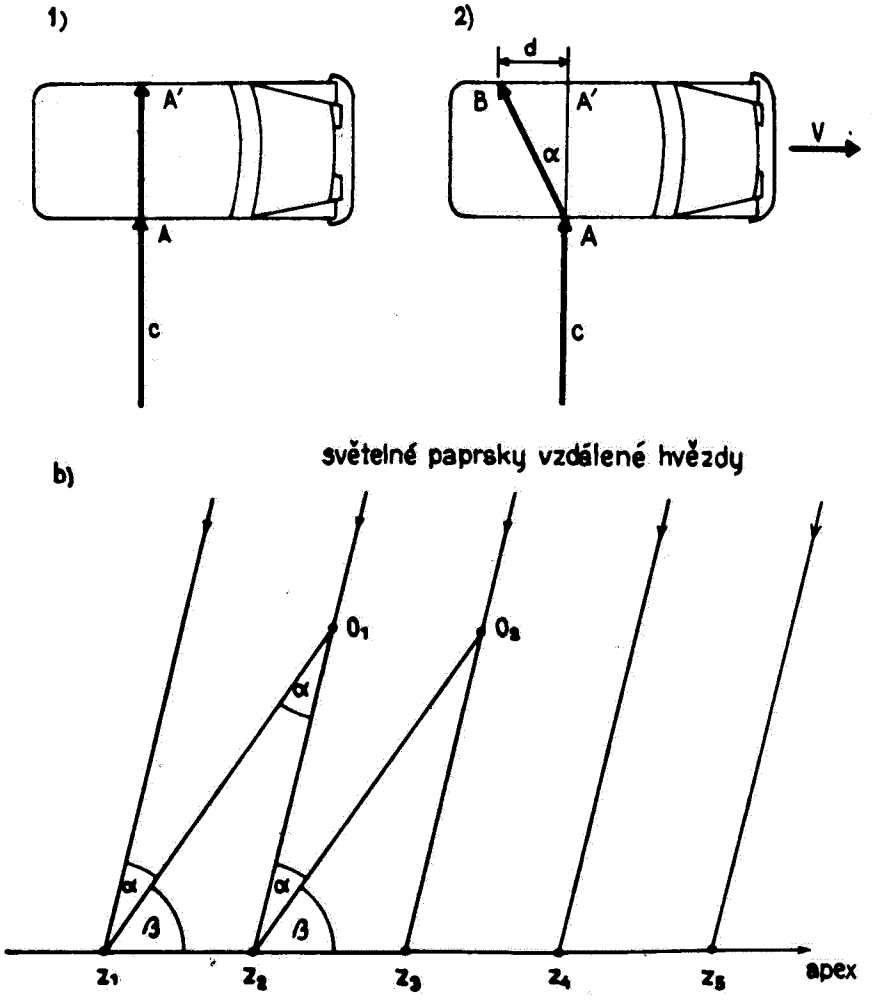
d, o kterou bude bod druhého průstřelu B posunut proti bodu A′. Pro pozorovatele v jedoucím voze se tak střela uchýlí od původního směru o úhel α, který je závislý jedině na rychlosti střely a vozu. Skládají se zde tedy dva pohyby – střely a vozu (V. VANÝSEK, 1980).

Nechť nyní $Z_1, \ldots, Z_5$ představují sousední polohy oka pozorovatele přemísťujícího se spolu se Zemí směrem k apexu (tj. k bodu na nebeské sféře, do něhož směřuje vektor rychlosti Země), který se posunuje po ekliptice (obr. 13.7b). Nechť dále O_1Z_1 a O_2Z_2 představují sousední polohy dalekohledu přemísťujícího se současně s pozorovatelem na Zemi.

Kdyby Země a tedy i pozorovatel byli v klidu, pak by bylo třeba pro pozorování hvězdy nastavit dalekohled do směru rovnoběžného s dopadajícími paprsky (např. O_1Z_2 nebo O_2Z_3). Jestliže se však pozorovatel pohybuje, je třeba dalekohled vychýlit ve směru pohybu o úhel α, a to tak, aby paprsek vcházející v okamžiku t_o do objektivu dalekohledu O_1 se za dobu průchodu dalekohledem t dostal do oka pozorovatele. To se však již nachází v bodě Z_2, kam se za čas t přesunul pozorovatel z bodu Z_1. V čase $t_o + t$ je však objektiv dalekohledu již v bodě O_2 a do něho vcházející paprsek dopadne do oka pozorovatele v čase $t_o + 2t$, ale již v bodě Z_3 atd.

Jestliže c je rychlost světelného paprsku a v okamžitá rychlost Země na oběžné dráze kolem Slunce, lze vyjádřit dvě strany trojúhelníku $Z_1O_1Z_2$ jako

$$O_1Z_2 = ct, Z_1Z_2 = vt \ . \tag{13.26}$$



13.7 a) K výkladu principu aberace – dráha střely pohybující se rychlostí c: 1) pozorovaná v nepohybujícím se voze, 2) pozorovaná ve voze pohybujícím se stálou rychlostí V (V. VANÝSEK, 1980).
b) K výkladu aberace hvězd (J. MIETELSKI, 1979) – vysvětlení v textu

Použitím sinové věty pro trojúhelník $Z_1O_1Z_2$ lze psát

$$\frac{vt}{\sin\alpha} = \frac{ct}{\sin\beta}\,, \text{ odkud } \sin\alpha = \frac{v}{c}\sin\beta\,. \tag{13.27}$$

Ze vztahu (13.27) plyne, že α bude největší pro hvězdy vzdálené o 90° od apexu. Pro hvězdy ležící ve směru apexu a v opačném směru je $\alpha = 0°$. Dosadíme-li do (13.27) střední rychlost Země $\bar{v} = 29{,}78 \,.\, 10^3\ \mathrm{m}\,.\,\mathrm{s}^{-1}$, rychlost světla $c = 2{,}997\,924\,58 \,.\, 10^8\ \mathrm{m}\,.\,\mathrm{s}^{-1}$ a $\beta = 90°$, je $\sin\alpha_0 = 0{,}000\,099\,4$ a $\alpha_0 = 20{,}4958''$. Tuto hodnotu nazýváme **aberační konstanta.** Jde zároveň o největší hodnotu aberace, neboť vztah (13.27) lze přepsat do tvaru:

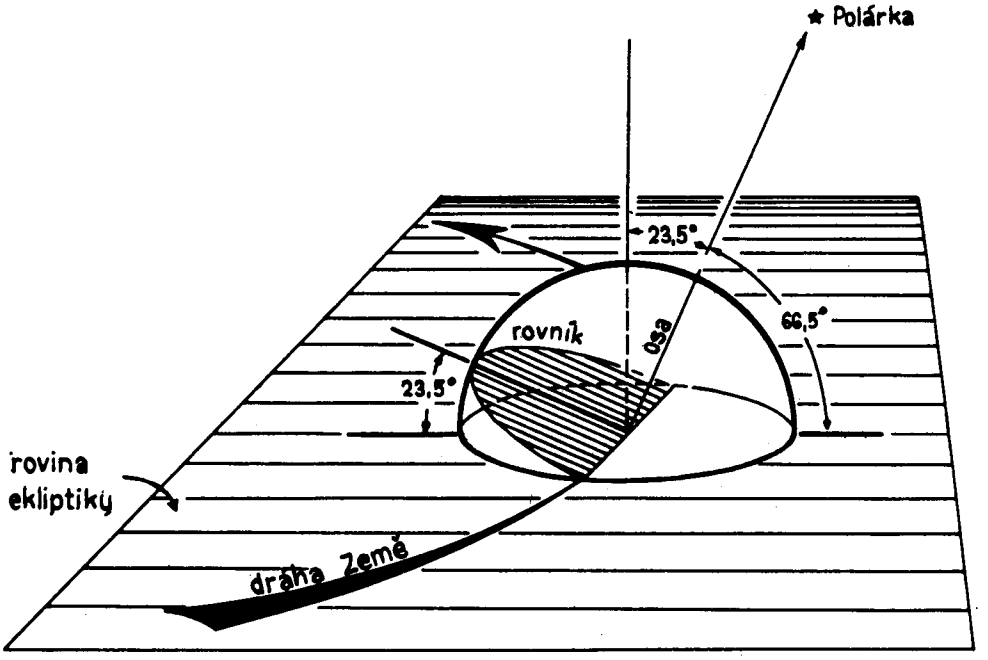
$$\alpha = 20{,}495\ 8''\sin\beta\,. \tag{13.28}$$

Aberaci, vznikající ročním pohybem Země kolem Slunce, nazýváme **aberací roční.** Jejím důsledkem je, že hvězdy v pólu ekliptiky opisují malé zdánlivé kružnice o poloměru α_0, hvězdy v rovině ekliptiky kmitají po úsečce, jejíž poloviční délka je také α_0, a hvězdy v obecné poloze opisují zdánlivé elipsy s velkou poloosou $a = \alpha_0$. Na rozdíl od paralaxy nemá na aberaci vliv vzdálenost hvězd.

Zatímco z ročního pohybu Země plyne aberace roční, má denní rotace Země za následek vznik **aberace denní,** se kterou je třeba počítat při nejpřesnějších měřeních. Je největší pro pozorovatele na rovníku (0,3″) a nulová pro pozorovatele na pólu.

13.2.3 DŮSLEDKY OBĚHU ZEMĚ KOLEM SLUNCE

Na oběžné dráze kolem Slunce se Země pohybuje tak, že její **osa** svírá vzhledem k rovině ekliptiky **prakticky stálý směr** pod úhlem asi 66°33′ (obr. 13.8). Potom úhel ε mezi rovinou zemského (světového) rovníku a rovinou ekliptiky je asi 23°27′ (úhel ε podléhá sekulárním



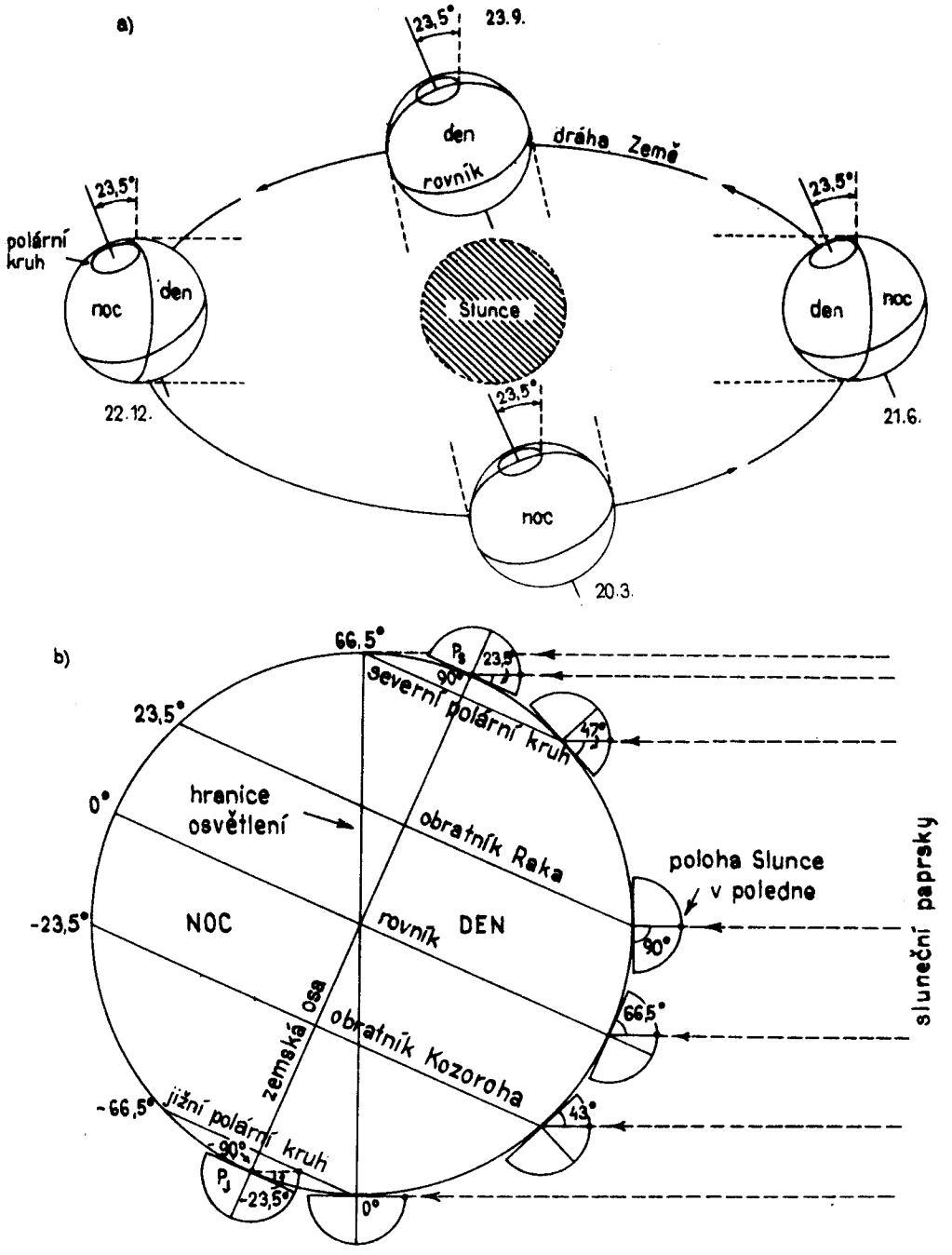
13.8 Sklon zemské osy k rovině ekliptiky (podle A. N. STRAHLERA, 1963)

změnám podle vztahu $\varepsilon\,(t) = 23°27'08{,}26'' - 0{,}4684''t$, kde t je počet let od počátku roku 1900,0). Tyto okolnosti způsobují, že během roku se zemská osa zdánlivě jednou částí přiklání a druhou odklání od Slunce a naopak, čímž se při přibližně kulovém tvaru Země mění úhel dopadu slunečních paprsků v různých jejích částech. To má vliv na **střídání ročních období, délku dnů a nocí na Zemi** a na tzv. **solární klima Země.**

13.2.3.1 Střídání ročních období

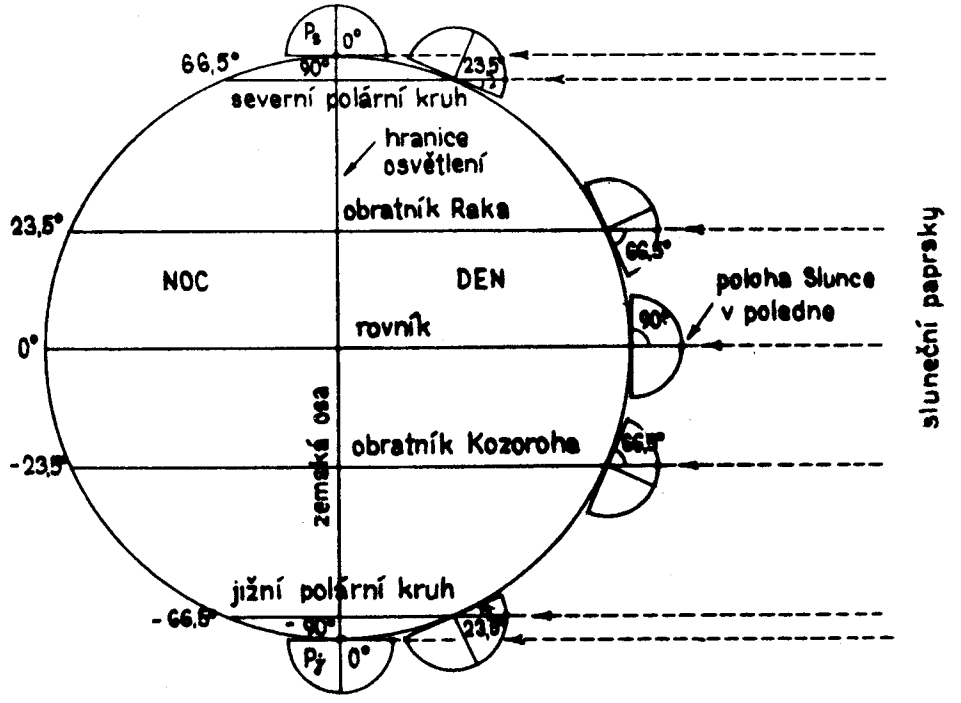
Pravidelná **změna ročních období na Zemi** je důsledkem **oběhu Země kolem Slunce** a prakticky **stálého sklonu zemské osy k rovině ekliptiky.**

Astronomické léto severní polokoule začíná 21. června **dnem letního slunovratu** (na jižní

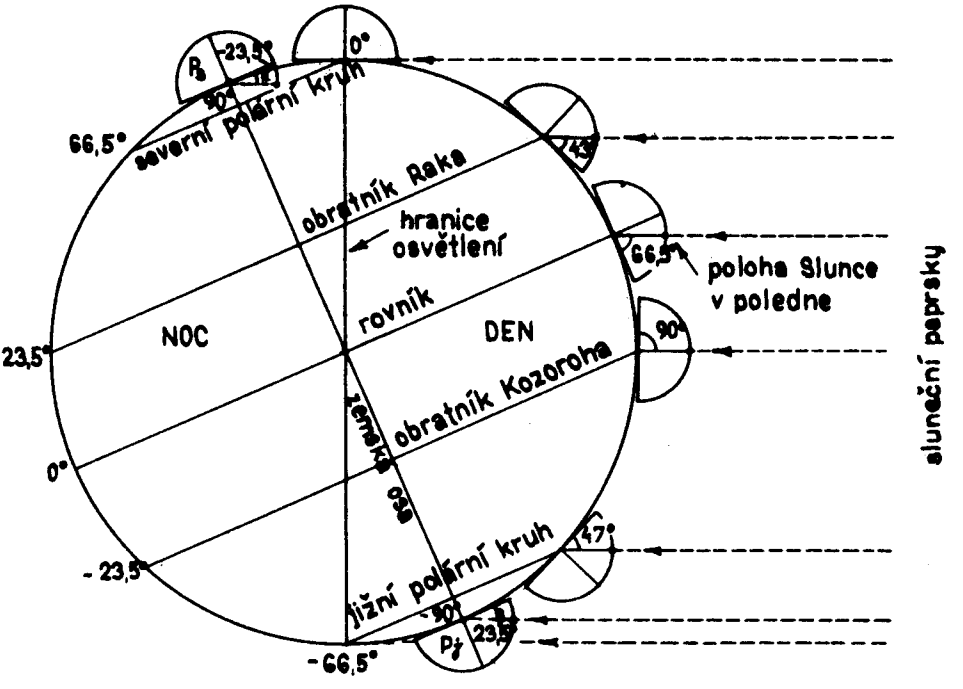


13.9 Střídání ročních období na Zemi (a) a poloha Země vzhledem ke slunečním paprskům a úhly dopadu v různých obdobích roku: b) letní slunovrat, c) jarní a podzimní rovnodennost, d) zimní slunovrat (podle A. N. STRAHLERA, 1963)

c)


severní polární kruh
hranice osvětlení
obratník Raka
NOC
DEN
rovník
poloha Slunce v poledne
zemská osa
obratník Kozoroha
jižní polární kruh
sluneční paprsky

d)


severní polární kruh
obratník Raka
hranice osvětlení
poloha Slunce v poledne
NOC
rovník
DEN
obratník Kozoroha
zemská osa
jižní polární kruh
sluneční paprsky

polokouli začíná tímto dnem astronomická zima), kdy severní část zemské osy dosahuje zdánlivě největšího příklonu ke Slunci (obr. 13.9a, b). Úhel, který svírají dopadající sluneční paprsky se zemským povrchem (dále je označován jako úhel dopadu), je $\alpha = 90° - (\varphi - \varepsilon)$, tj. sluneční paprsky dopadají kolmo na obratník Raka ($\varphi = 23°27'$). Na sever a na jih od obratníku se úhel dopadu slunečních paprsků zmenšuje (např. na 46°54′ dopadají sluneční paprsky pod týmž úhlem jako na rovník). Obratník Raka je nejsevernější rovnoběžkou, na kterou sluneční paprsky dopadají ještě kolmo.

V následujících dnech se příklon severní části zemské osy ke Slunci zmenšuje a 23. září pak nastává **den podzimní rovnodennosti** (Slunce zdánlivě prochází podzimním bodem) a začíná jím **astronomický podzim** (obr. 13.9a, c). Úhel dopadu slunečních paprsků je $\alpha = 90° - \varphi$, tj. sluneční paprsky dopadají kolmo na rovník a pod stejnými úhly na rovnoběžky ležící symetricky na sever a na jih od rovníku (např. na obratník Raka pod stejným úhlem jako na obratník Kozoroha). V době od 21. června do 23. září dopadaly sluneční paprsky kolmo postupně na všechny rovnoběžky mezi obratníkem Raka a rovníkem.

Ode dne podzimní rovnodennosti se zvětšuje příklon jižní části zemské osy ke Slunci, dosahující maxima dne 22. prosince, v **den zimního slunovratu,** kdy začíná **astronomická zima** (obr. 13.9a, d). Sluneční paprsky dopadají na zemský povrch pod úhlem $\alpha = 90° - (\varphi + \varepsilon)$, tj. kolmo na obratník Kozoroha ($\varphi = -23°27'$) a pod stejným úhlem na rovník a 46°54′ j. š. Od 23. září do 22. prosince dopadaly sluneční paprsky kolmo postupně na všechny rovnoběžky mezi rovníkem a obratníkem Kozoroha.

Od zimního slunovratu se příklon jižní části zemské osy ke Slunci opět zmenšuje a 20. března nastává situace analogická dnu podzimní rovnodennosti. Jde o **den jarní rovnodennosti,** kterým začíná **astronomické jaro** (Slunce zdánlivě prochází jarním bodem). Tohoto dne sluneční paprsky dopadají opět kolmo na rovník.

Astronomická roční období jsou vzhledem k různé rychlosti Země na oběžné dráze **různé délky** (tab. 13.1). Na severní polokouli je nejdelší astronomické léto, nejkratší astronomická zima. Letní půlrok je asi o 7,5 dne delší než zimní. Protože na jižní polokouli je tomu naopak, má severní polokoule z tohoto hlediska astronomicky příznivější klimatické podmínky než polokoule jižní. Z porovnání délky ročních období v letech 1900 a 1983/1984 plyne současný trend změn jejich délky, tj. prodlužování délky léta, podzimu a zimního půlroku a zkracování zimy, jara a letního půlroku (na severní polokouli).

Popsané změny ročních období lze v podstatě vysvětlit také tzv. **pohybem Slunce v deklinaci** (viz část 6.2.1). V den letního slunovratu, kdy je $\delta_\odot = 23°27'$, se Slunce zdánlivě pohybuje na nebeské sféře po světové rovnoběžce, která je průmětem obratníku Raka na nebeskou sféru. Od tohoto dne začíná Slunce sestupovat po **„šroubovnici"** ke světovému rovníku. Jeho deklinace klesá a v den podzimní rovnodennosti je $\delta_\odot = 0°$. Poté Slunce pokračuje ve svém „šroubovnicovém" sestupu, deklinace nabývá záporných hodnot a v den zimního slunovratu, kdy je

Tabulka 13.1

Začátek astronomických ročních období a jejich délka na severní polokouli (podle Astronomičeskij ježegodnik SSSR na 1983 a 1984 goda) a jejich délka v r. 1900 (podle J. STASZEWSKÉHO a F. UHORCZAKA, 1966)

Astronomické období	Začátek (SEČ)	Délka	Délka (1900)
podzim	1983, IX, 23, 15 h 41,8 min	89 d 19 h 48,4 min	89 d 18 h 29 min
zima	1983, XII, 22, 11 h 30,2 min	88 d 23 h 54,3 min	89 d 00 h 45 min
jaro	1984, III, 20, 11 h 24,5 min	92 d 18 h 37,8 min	92 d 19 h 58 min
léto	1984, VI, 21, 6 h 02,3 min	93 d 15 h 30,8 min	93 d 14 h 37 min
zimní půlrok	1983, IX, 23, 15 h 41,8 min	178 d 19 h 42,7 min	178 d 19 h 14 min
letní půlrok	1984, III, 20, 11 h 24,5 min	186 d 10 h 08,6 min	186 d 10 h 35 min

$\delta_\odot = -23°27'$, se zdánlivě pohybuje po světové rovnoběžce, která je průmětem obratníku Kozoroha na nebeskou sféru. Od toho dne zase začíná stoupat ke světovému rovníku, po němž se zdánlivě pohybuje ve dnu jarní rovnodennosti, kdy je $\delta_\odot = 0°$.

13.2.3.2 Délka dnů a nocí na Zemi

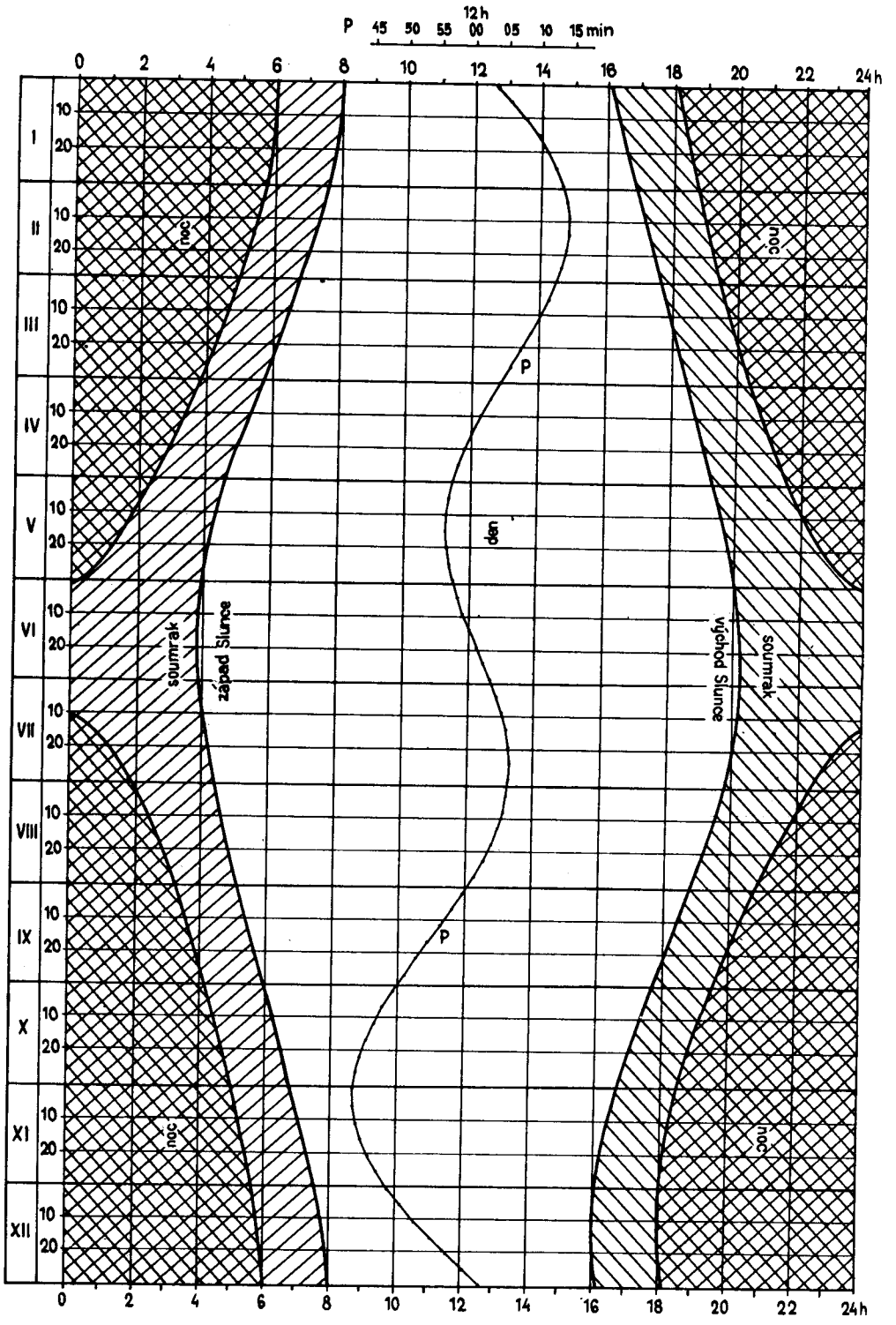
Různá **délka dnů** (rozumí se bílé části dne, tj. od východu do západu Slunce) **a nocí** je projevem sezónního rytmu při oběhu Země kolem Slunce, neboť v závislosti na zeměpisné šířce φ a na deklinaci Slunce $\delta_\odot$ se **v průběhu roku mění délky zdánlivých drah Slunce nad a pod obzorem** (viz část 4.3.4). S výjimkou pólu a rovníku jsou dni a noci všude na Zemi stejně dlouhé jen ve dnech rovnodennosti. Na rovníku tato situace trvá během celého roku, protože rovina obzoru dělí zdánlivé denní dráhy Slunce na stejné úseky (kolmá sféra – obr. 6.1a). Mimo rovník a pól nastává nejdelší den na severní polokouli v den letního slunovratu. Ode dne letního slunovratu délka dne klesá a nejkratší den je den zimního slunovratu. Od zimního slunovratu délka dne opět roste (tab. 13.2). Změny v délce dne a noci na 50° s. š. v průběhu roku graficky vyjádřené ukazuje obr. 13.10.

Tabulka 13.2

Trvání dne během roku v různých šířkách severní polokoule (doby východů a západů Slunce byly vypočteny pro $h_\odot = -0°51'$, hodnoty deklinace $\delta_\odot$ byly brány pro rok 1984,0)

$\varphi°$	1. I.		1. II.		1. III.		1. IV.		1. V.		1. VI.	
	h	min	h	min	h	min	h	min	h	min	h	min
0	12	07	12	07	12	07	12	07	12	07	12	07
10	11	33	11	42	11	56	12	13	12	29	12	40
20	10	56	11	15	11	45	12	20	12	52	13	16
30	10	15	10	45	11	32	12	29	13	20	13	57
40	9	22	10	08	11	17	12	39	13	54	14	49
50	8	09	9	16	10	57	12	54	14	41	16	04
60	6	00	7	54	10	27	13	17	15	58	18	17
70	0	00	4	43	9	29	14	01	18	53	24	00
80	0	00	0	00	6	22	16	18	24	00	24	00
90	0	00	0	00	0	00	24	00	24	00	24	00

$\varphi°$	1. VII.		1. VIII.		1. IX.		1. X.		1. XI.		1. XII.	
	h	min	h	min	h	min	h	min	h	min	h	min
0	12	07	12	07	12	07	12	07	12	07	12	07
10	12	42	12	33	12	19	12	03	11	46	11	35
20	13	19	13	02	12	31	11	58	11	24	11	01
30	14	03	13	35	12	46	11	53	11	00	10	22
40	14	58	14	16	13	05	11	47	10	29	9	33
50	16	18	15	14	13	31	11	40	9	48	8	25
60	18	43	16	52	14	11	11	29	8	44	6	29
70	24	00	21	19	15	31	11	10	6	28	0	00
80	24	00	24	00	20	45	10	13	0	00	0	00
90	24	00	24	00	24	00	0	00	0	00	0	00



13.10 Délka dne, noci a soumraku pro průsečík 50° s. š. a 15° v. d. během roku (sestrojeno podle Hvězdářské ročenky 1982); P – pravé poledne

V oblastech za polárním kruhem v určité části roku bílý den vůbec nenastává, protože Slunce nevychází nad obzor. Tento jev se nazývá **polární noc,** v opačném případě jde o **polární den.**

Při stanovení zeměpisných šířek, v nichž se polární dny a noci vyskytují, lze postupovat následujícím způsobem. Aby nastal **polární den,** nesmí Slunce zapadnout.

$$h_{\odot DK} > -0°51' \ , \tag{13.29}$$

když bereme 35′ jako střední hodnotu refrakce při obzoru a 16′ jako střední poloměr kotouče Slunce. Protože podle vztahu (4.50) je $h_{\odot DK} = \varphi - 90° + \delta_\odot$, lze (13.29) psát:

$$\varphi - 90° + \delta_\odot > -0°51' \ . \tag{13.30}$$

Geografická mez výskytu polárního dne severní polokoule je pak dána vztahem:

$$\varphi > 89°09' - \delta_\odot \ . \tag{13.31}$$

Chceme-li zjistit, **ve které části roku** se v dané zeměpisné šířce polární den vyskytuje, je třeba řešit nerovnost (13.30) vzhledem k $\delta_\odot$, tedy:

$$\delta_\odot > 89°09' - \varphi \ , \tag{13.32}$$

a najít např. pomocí Hvězdářské ročenky dny s deklinací, které splňují nerovnost (13.32).

Aby nastala **polární noc,** nesmí Slunce vyjít nad obzor, tj. výška Slunce v horní kulminaci

$$h_{\odot HK} < -0°51' \ . \tag{13.33}$$

Protože podle (4.54) je $h_{\odot HK} = 90° - \varphi + \delta_\odot$, dostáváme

$$90° - \varphi + \delta_\odot < -0°51' \ . \tag{13.34}$$

Řešením (13.34) vzhledem k φ a $\delta_\odot$ obdržíme hledané **vztahy pro polární noc na severní polokouli:**

$$\varphi > 90°51' + \delta_\odot \ , \tag{13.35}$$

$$\delta_\odot < \varphi - 90°51' \ . \tag{13.36}$$

Trvání polárních dnů a nocí během roku roste od polárních kruhů k pólům, přičemž na severní polokouli připadá na polární dny větší část roku než na polární noci (tab. 13.3), což plyne z různé rychlosti Země na oběžné dráze kolem Slunce.

Tabulka 13.3

Trvání polárních dnů a nocí v průběhu roku (ve dnech) v různých šířkách severní polokoule (podle M. M. JERMOLAJEVA, 1975)

	70°	75°	80°	85°	90°
polární den	65	103	134	161	186
polární noc	60	97	127	153	179

Příklad 13.1: Stanovte pro 80° s. š. období, v němž nastává polární den a polární noc. Zároveň pro dny 20. 3., 21. 6., 23. 9. a 22. 12. určete pro severní polokouli geografické meze výskytu polárních dnů a nocí.

Řešení: Podle (13.32) bude na 80° s. š. polární den ve dnech, v nichž $\delta_\odot > 89°09' - 80° = 9°09'$. Podle Hvězdářské ročenky 1982 to bude ve dnech 14. dubna ($\delta_\odot = 9°12'28''$) – 30. srpna ($\delta_\odot = 9°11'59''$). Pro výpočet období s polární nocí použijeme vztah (13.36), z něhož $\delta_\odot < 80° - 90°51' = -10°51'$. Tedy na 80° s. š. bude polární noc od 22. října ($\delta_\odot = -10°56'26''$) do 20. února ($\delta_\odot = -11°06'49''$).

Pro stanovení geografických mezí výskytu polárních dnů a nocí najdeme z Hvězdářské ročenky 1982 pro uvažované dny hodnoty deklinace Slunce:

20. březen $\delta_\odot = -0°22'41''$, 21. červen $\delta_\odot = 23°26'20''$,

23. září $\delta_\odot = 0°08'34''$, 22. prosinec $\delta_\odot = -23°26'28''$.

S použitím (13.31) a (13.35) dostaneme:

20. března $\varphi > 89°09' + 0°22'41'' = 89°31'41''$ – polární den

21. června $\varphi > 89°09' - 23°26'20'' = 65°42'40''$ – polární den

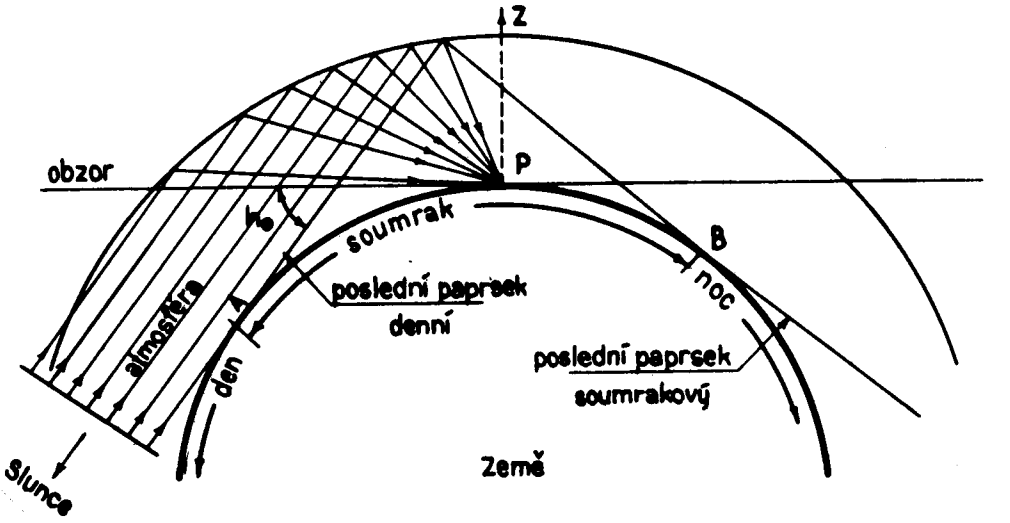
23. září $\varphi > 89°09' - 0°08'34'' = 89°00'26''$ – polární den

22. prosince $\varphi > 90°51' - 23°26'28'' = 67°24'32''$ – polární noc.

Horní hranicí výskytu je ve všech případech samozřejmě severní pól. Je zřejmé, že použijeme-li pro každý zvolený den k výpočtu jak vztahu (13.31), tak (13.35), nedává jedno řešení smysl (např. pro 20. březen je podle (13.35) $\varphi > 90°28'19''$).

Trvání nocí je ovšem fakticky zkracováno **soumrakovými jevy.** Potom podle M. S. AVERKIJEVA (1960) je relativní trvání dne na rovníku 50,5 % (na pólu 51,0 %), noci 40,0 % (21,5 %) a soumraku 9,5 % (27,5 %) délky roku.

Po západu Slunce pod obzor osvětlují jeho paprsky po určitou dobu část oblohy, která je zdrojem rozptýleného a odraženého záření pro určitou část zemského povrchu (obr. 13.11). **Přechod mezi dnem a nocí** zde proto není náhlý, ale pozvolný, protože nastává **soumrak** (večerní soumrak). Poslední přímý sluneční paprsek vymezuje na zemském povrchu oblast bílého dne a soumraku (hranicí je bod A) a poslední soumrakový paprsek oblast soumraku a noci (bod B). Mezi místa A a B dopadají na zemský povrch jen světelné paprsky odražené a rozptýlené atmosférou, takže tato oblast má soumrak. **Rozptýleným zářením** je dané místo zemského povrchu osvětlováno tak dlouho, **než Slunce klesne 18° pod obzor.** Pak již nastává **astronomická noc.**



13.11 K vysvětlení vzniku soumrakových jevů (J. MADAR, 1955)

Večerní soumrak začíná okamžikem západu Slunce pod obzor. Podle různé výšky Slunce se pak rozlišují tři **druhy soumraku:**

1. **Občanský soumrak,** který končí v okamžiku, kdy střed Slunce bez ohledu na refrakci, má výšku $h_\odot = -6°$. Do této doby lze ještě vykonávat práce vyžadující denního světla a číst text s drobnými písmeny. Po jeho ukončení jsou na obloze viditelné již nejjasnější hvězdy.
2. **Nautický soumrak,** který končí v okamžiku, kdy $h_\odot = -12°$. Na potemnělé obloze jsou viditelné jasné hvězdy.
3. **Astronomický soumrak,** jehož konec je dán výškou Slunce $h_\odot = -18°$. Při jeho ukončení začíná noc, na obloze jsou viditelné i ostatní hvězdy.

Analogicky jako přechod mezi dnem a nocí je pozvolný i přechod mezi nocí a dnem, který se nazývá **svítání (ranní soumrak).** Uvedené druhy soumraků začínají v opačném pořadí než večer a jsou ukončeny okamžikem východu Slunce.

Soumrakové jevy jsou doprovázeny efektními změnami zbarvení oblohy na straně osvětlené Sluncem – **červánky.** Jak bylo uvedeno v části 4.5.2, při východu a západu Slunce procházejí paprsky po nejdelší dráze, což se projevuje zejména velkým rozptylem krátkovlnné části viditelného záření a tedy i jejím zeslabením. Proto převažují barvy dlouhovlnné části spektra, zejména oranžová, žlutá a červená. Intenzita a pestrost barevných odstínů je závislá na obsahu aerosolů. Podle barevného vzhledu červánků lze usuzovat na původ vzduchové hmoty, v níž dochází k rozptylu záření. Např. v kontinentálním vzduchu převažuje červené a oranžové zabarvení, v arktickém zelené a žluté.

Na opačné straně oblohy dochází rovněž ke změně barevných odstínů, přičemž v nich převládá purpurová a fialová barva. Po západu Slunce se zde objevuje na nebi temný, šedomodrý stín Země, postupně rostoucí, jehož okraj bývá lemován úzkým proužkem purpurového odstínu, který postupně mizí.

Z výše uvedených definic soumraku vyplývá, že nelze bezprostředně pozorovat konec večerního popř. začátek ranního soumraku. Lze je však stanovit pro dané místo o zeměpisné šířce φ výpočtem hodinového úhlu Slunce $t_\odot$ ze vztahu (plyne ze 4.26):

$$\cos t_\odot = \frac{\sin h_\odot - \sin \delta_\odot \sin \varphi}{\cos \delta_\odot \cos \varphi} , \tag{13.37}$$

v němž postupně můžeme za $h_\odot$ dosazovat hodnoty $-6°$, $-12°$ nebo $-18°$; $\delta_\odot$ je deklinace Slunce. Po převedení $t_\odot$ do časové míry určíme **čas začátku** *(t_z)* resp. **ukončení** *(t_u)* **příslušného soumraku** podle vztahů:

$$t_z = 12 - t_\odot - E, \quad t_u = 12 + t_\odot - E , \tag{13.38}$$

kde E je časová rovnice. **Trvání soumraků** pak dostaneme jako rozdíl těchto hodnot a doby východu a západu Slunce.

Příklad 13.2: Vypočtěte začátky, konce a trvání jednotlivých soumraků pro Brno ($\varphi = 49°12'$) pro 20. únor 1982, kdy $\delta_\odot = -11°6'49''$. Časová rovnice $E = -13$ min 50 s.

Řešení: Podle (13.37) vypočteme časy východu a západu Slunce, tj. pro $h_\odot = -0°51'$ (viz část 13.2.3, bod 2) je $t_\odot = 5$ h 12 min 49 s, takže doba východu Slunce je podle (13.38) 7 h 1 min 1 s, doba západu 17 h 26 min 39 s. Dále dosazováním pro $h_\odot$ postupně $-6°$, $-12°$ a $-18°$ vypočteme potřebné charakteristiky soumraků:

	$t_\odot$			začátek ranního			konec večerního		
	h	min	s	h	min	s	h	min	s
občanský	5	45	12	6	28	38	17	59	02
nautický	6	22	12	5	51	37	18	36	02
astronomický	6	58	57	5	14	47	19	12	47

	trvání ranního			trvání večerního		
	h	min	s	h	min	s
občanský		32	23		32	23
nautický	1	09	24	1	09	23
astronomický	1	46	14	1	46	08

Jak plyne z výpočtu, lze při stanovení trvání soumraku počítat buď večerní nebo ranní soumrak, neboť rozdíly mezi nimi jsou nepatrné. K výpočtu je třeba dodat, že pokud vypočtená hodnota $\cos t_\odot$ podle (13.37) neleží v intervalu $< -1; 1 >$, jde o celonoční soumrak.

Jak plyne z (13.37), je začátek, ukončení a trvání soumraků závislé na zeměpisné šířce místa pozorovatele φ a roční době, tj. na deklinaci Slunce $\delta_\odot$. S rostoucím φ se doba **trvání soumrakových jevů** prodlužuje, takže nejdelší soumrak je v oblasti pólů a nejkratší na rovníku

Tabulka 13.4

Doba trvání soumraku v průběhu roku v různých zeměpisných šířkách severní polokoule (+ celonoční soumrak, PN polární noc, PD polární den)

Občanský soumrak [min]

$\varphi°$	1. I.	1. II.	1. III.	1. IV.	1. V.	1. VI.	1. VII.	1. VIII.	1. IX.	1. X.	1. XI.	1. XII.
0	22	22	21	21	21	22	22	22	21	21	21	22
10	23	22	21	21	22	23	23	22	21	21	22	23
20	24	23	22	22	23	24	25	24	22	22	23	24
30	26	25	24	24	25	27	27	26	24	24	25	26
40	30	29	27	27	29	32	33	30	28	27	28	30
50	38	35	32	33	37	43	44	39	34	32	34	37
60	57	48	42	43	53	83	98	61	45	41	45	54
70	132	88	62	66	+	PD	PD	+	75	61	74	159
80	PN	PN	135	+	PD	PD	PD	PD	+	120	133	PN
90	PN	PN	PN	PD	PD	PD	PD	PD	PD	+	PN	PN

Nautický soumrak [h, min]

$\varphi°$	1. I.	1. II.	1. III.	1. IV.	1. V.	1. VI.	1. VII.	1. VIII.	1. IX.	1.X.	1. XI.	1. XII.
0	49	47	45	45	46	48	49	47	45	45	46	48
10	49	47	46	46	47	50	50	48	46	45	47	49
20	51	50	48	48	50	53	54	51	48	48	49	51
30	56	54	52	52	56	1 00	1 01	57	53	52	53	56
40	1 04	1 01	59	1 00	1 05	1 13	1 14	1 08	1 01	58	1 00	1 04
50	1 20	1 14	1 10	1 12	1 23	1 43	1 49	1 39	1 15	1 10	1 12	1 18
60	1 53	1 39	1 30	1 36	2 16	+	+	+	1 44	1 30	1 35	1 49
70	3 58	2 47	2 13	2 43	+	PD	PD	+	+	2 14	2 28	4 15
80	PN	3 55	4 36	+	PD	PD	PD	PD	+	5 02	5 09	47
90	PN	PN	+	PD	PD	PD	PD	PD	PD	+	PN	PN

Astronomický soumrak [h, min]

$\varphi°$	1.I.	1. II.	1. III.	1. IV.	1. V.	1. VI.	1. VII.	1. VIII.	1. IX.	1. X.	1. XI.	1. XII.
0	1 15	1 12	1 09	1 09	1 11	1 14	1 15	1 12	1 09	1 09	1 11	1 14
10	1 15	1 13	1 10	1 10	1 13	1 17	1 18	1 14	1 11	1 10	1 12	1 15
20	1 19	1 16	1 13	1 14	1 18	1 23	1 24	1 20	1 15	1 13	1 15	1 18
30	1 25	1 22	1 20	1 21	1 27	1 35	1 36	1 30	1 22	1 19	1 21	1 24
40	1 37	1 33	1 30	1 33	1 43	1 59	2 02	1 49	1 35	1 30	1 32	1 36
50	1 59	1 52	1 47	1 54	2 19	+	+	2 36	2 00	1 48	1 50	1 57
60	2 45	2 27	2 19	2 39	+	+	+	+	3 00	2 21	2 23	2 39
70	5 17	3 59	3 28	+	+	PD	PD	+	+	3 41	3 38	5 31
80	4 05	6 21	+	+	PD	PD	PD	PD	+	+	7 29	4 38
90	PN	+	+	PD	PD	PD	PD	PD	PD	+	+	PN

(tab. 13.4). Během roku je v dané zeměpisné šířce soumrak nejkratší na jaře a na podzim (kolem dnů rovnodennosti), nejdelší v létě a v zimě (v období kolem slunovratů).

V zeměpisné šířce $\varphi = 60°33'$ je v den letního slunovratu ($\delta_\odot = 23°27'$) výška Slunce v dolní kulminaci $h_{\odot DK} = -6°$, tedy konec večerního občanského soumraku navazuje na začátek

ranního občanského soumraku. Pro **celonoční občanský soumrak** se používá název **bílá noc.** Při stanovení zeměpisných šířek, v nichž se bílé noci vyskytují, lze postupovat následujícím způsobem: Aby nastala bílá noc, musí Slunce zapadnout, nikoli však více než 6° pod obzor, takže pro výšku Slunce v dolní kulminaci musí platit:

$$-6° \leqq h_{\odot DK} \leqq -0°51' \tag{13.39}$$

Z rovnice (4.50) lze psát, že $h_{\odot DK} = \varphi - 90° + \delta_\odot$, takže

$$-6° \leqq \varphi - 90° + \delta_\odot \leqq -0°51' \ , \tag{13.40}$$

odkud

$$84° - \delta_\odot \leqq \varphi \leqq 89°09' - \delta_\odot \ . \tag{13.41}$$

Vztah (13.41) tedy udává **geografické meze míst výskytu bílých nocí** v závislosti na deklinaci Slunce $\delta_\odot$. Pro zjištění, **ve které části roku** se bílé noci vyskytují, je třeba nerovnost (13.40) řešit vzhledem k $\delta_\odot$, tedy

$$84° - \varphi \leqq \delta_\odot \leqq 89°09' - \varphi \ , \tag{13.42}$$

a najít např. pomocí Hvězdářské ročenky dny s deklinací vyhovující uvedené nerovnosti.

Analogickou úvahou lze stanovit oblast výskytu celonočního nautického a astronomického soumraku. **Oblast celonočního astronomického soumraku** je tedy vymezena hodnotami

$$72° - \delta_\odot \leqq \varphi \leqq 89°09' - \delta_\odot \ . \tag{13.43}$$

Dny s jeho výskytem během roku lze stanovit analogicky jako v předchozím případu ze vztahu

$$72° - \varphi \leqq \delta_\odot \leqq 89°09' - \varphi \ . \tag{13.44}$$

Jak plyne z (13.41) a (13.43), jsou v **den letního slunovratu geografické meze** dány nerovnostmi

pro bílé noci: $60°33' \leqq \varphi \leqq 65°42'$,

pro celonoční astronomický soumrak: $48°33' \leqq \varphi \leqq = 65°42'$.

Tedy během roku u nás nikdy nenastává bílá noc, ovšem asi od začátku června do poloviny července trvá u nás celonoční astronomický soumrak. Nejkratší astronomický soumrak je u nás v době kolem rovnodennosti (asi 1 h 43 min). Doba trvání občanského soumraku u nás dosahuje asi 31 min v době rovnodenností a asi 47 min v době slunovratů (obr. 13.10).

K rychlému stanovení doby nástupu, ukončení a trvání soumraku v naší zeměpisné šířce lze s výhodou použít **Hvězdářské ročenky,** v níž jsou tabelovány potřebné údaje k výpočtu (tj. doba východu a západu Slunce a doby začátku a konce astronomického a občanského soumraku).

13.2.3.3 Klimatické (teplotní) pásy Země

Na základě polohy Slunce nad obzorem během roku bývá zemský povrch členěn na 5 **klimatických** (též **teplotních**) **pásů:**

a) **Tropický pás** leží mezi obratníky Raka a Kozoroha. Pro každý bod pásu je Slunce dvakrát v roce v zenitu, na obratnících jednou, přičemž polední výška Slunce[1)] kolísá v závislosti na poloze a roční době od 43° do 90°. Je to oblast s největším přívodem slunečního tepla a světla na Zemi.

[1)] Polední výška Slunce je vlastně výškou Slunce v daném místě v okamžiku horní kulminace, takže podle (4.54) závisí na φ a $\delta_\odot$. S výškou Slunce nad obzorem bezprostředně souvisí insolace daného místa.

b) **Mírné pásy severní a jižní polokoule** jsou vymezeny obratníky a polárními kruhy příslušných polokoulí. Polední výška Slunce zde během roku kolísá od 0° (polární kruh) do 90° (obratník).

c) **Polární pásy severní a jižní polokoule** zabírají kruhové vrchlíky vymezené polárními kruhy obou polokoulí. Charakteristickým rysem je výskyt polárních dnů a nocí s trváním od 1 dne za rok na polárních kruzích do půl roku na pólech.

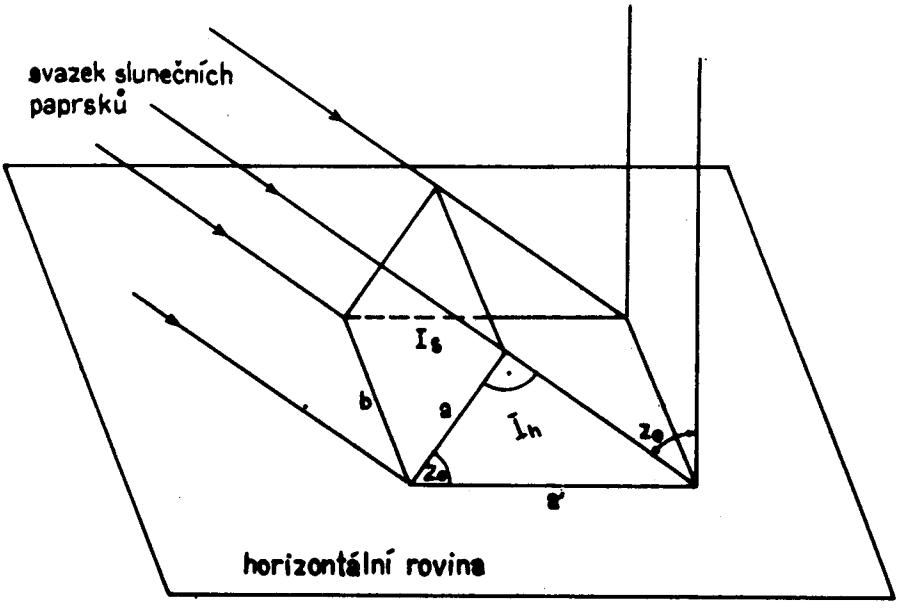
Pro vlastní teplotní (a tedy i klimatické) podmínky na Zemi je rozhodující **úhel dopadu slunečních paprsků.** Nejvíce zářivé energie dopadá na plochu, která je kolmá ke svazku dopadajících slunečních paprsků. **Celkovou intenzitu elektromagnetického záření Slunce, které dopadá na horní hranici zemské atmosféry na jednotkovou plochu kolmou k paprskům při střední vzdálenosti Země od Slunce** ($r = 1$ AU) nazýváme **solární konstanta** (I_o). Její hodnota je tedy závislá především na fyzikálních vlastnostech Slunce. Protože intenzita záření je nepřímo úměrná čtverci vzdálenosti od zdroje, mění se v průběhu roku v závislosti na okamžité vzdálenosti r_s Země od Slunce **velikost intenzity záření** I_s podle vztahu:

$$I_s = I_o\,(r/r_s)^2 \ . \qquad (13.45)$$

Měření solární konstanty v letech 1930–1972 daly hodnotu $I_o = 1360 \pm 20$ W . m^{-2}, v současnosti se uvádí $I_o = 1353{,}732$ W . m^{-2}. Při poloze Země v přísluní je intenzita záření asi o 3,44 % větší a při poloze v odsluní asi o 3,23 % menší než hodnota I_o. Z toho plyne, že v přísluní dostává Země asi o 6,7 % více zářivé energie než v odsluní, což vytváří astronomicky příznivější podmínky pro zimy a méně příznivé podmínky pro léta severní polokoule v porovnání s jižní.

Úhel dopadu slunečních paprsků na horní hranici atmosféry je vzhledem k přibližně kulovému tvaru Země různý. Proto chceme zjistit intenzitu dopadajícího slunečního záření na určitou horizontální plochu, tj. tzv. **insolaci** I_h. Její hodnota je závislá na zenitové vzdálenosti Slunce $z_\odot$. Jestliže na kolmou plochu ke slunečním paprskům *ab* dopadá sluneční záření o intenzitě I_s, pak na horizontální plochu *a'b* bude dopadat záření o intenzitě I_h (obr. 13.12a), přičemž musí platit:

a)



13.12 a) K odvození hodnoty insolace.

$$I_h\,(a'b) = I_s\,(ab)\ , \tag{13.46}$$

odkud

$$I_h = I_s \cos z_\odot\ , \tag{13.47}$$

neboť $a/a' = \cos z_\odot$. Podle (4.26) lze zenitovou vzdálenost Slunce $z_\odot$ stanovit jako

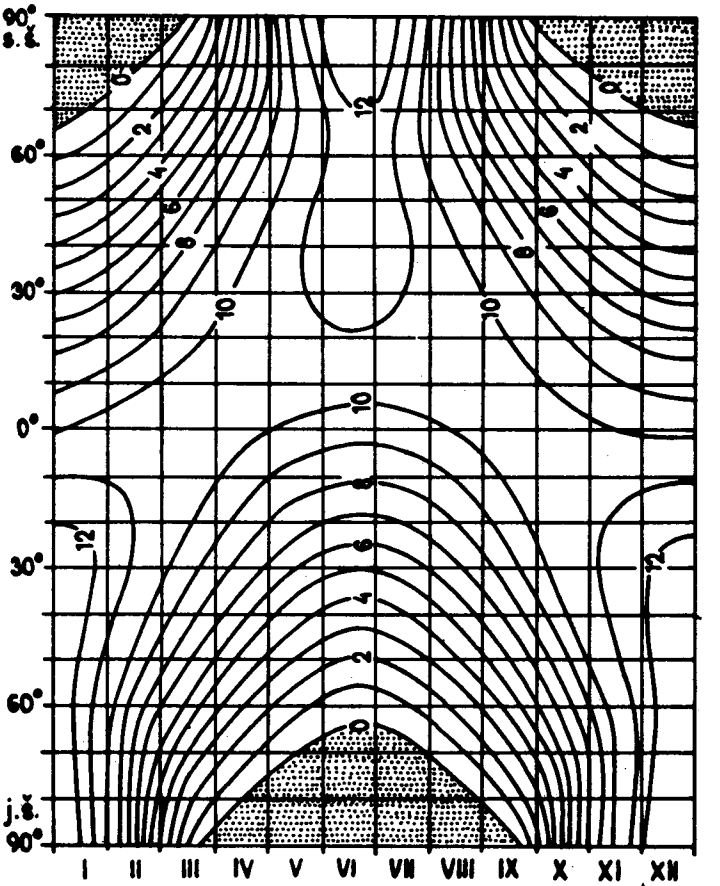
$$\cos z_\odot = \sin\varphi \sin\delta_\odot + \cos\varphi \cos\delta_\odot \cos t_\odot\ , \tag{13.48}$$

a po dosazení (13.45) a (13.48) do (13.47) dostaneme **insolaci na horní hranici zemské atmosféry** (tzv. **insolace extraterestrální**):

$$I_h = I_o\,(r/r_s)^2\,(\sin\varphi \sin\delta_\odot + \cos\varphi \cos\delta_\odot \cos t_\odot)\ . \tag{13.49}$$

Integrací (13.49) podle času od okamžiku východu do okamžiku západu Slunce dostaneme denní sumy extraterestrální insolace během roku pro různé zeměpisné šířky (obr. 13.12b) a z nich sumy pro půlroky a rok (tab. 13.5). **Roční režim extraterestrální insolace** pak nazýváme **solární klima.** Jak plyne z (13.49), úzce závisí především na výšce a deklinaci Slunce, vzdálenosti Země od Slunce a na zeměpisné šířce. Solární klima prakticky určuje krajní meze insolace Země a tím přispívá k objasnění hlavních rysů ročního chodu a geografického rozložení teploty vzduchu a zároveň atmosférické cirkulace v různých šířkových zónách Země.

b)



b) Graf extraterestrální insolace (kWh . m^{-2} . d^{-1}) jako funkce zeměpisné šířky a roční doby (podle H. FORTAKA, 1971). Oblast s polární nocí je tečkována

V zóně blízké rovníku je **roční chod extraterestrální insolace** (obr. 13.12b) charakterizován dvěma maximy, připadajícími na období rovnodenností (v závislosti na vzdálenosti Země od Slunce jsou jarní hodnoty na severní polokouli poněkud vyšší než podzimní), dvěma minimy v období slunovratů, amplituda hodnot je však malá. V mimotropických šířkách se již projevuje jen jedno maximum a jedno minimum, přičemž amplituda směrem k pólům výrazně roste. Prakticky již od poloviny května jsou na severní polokouli v důsledku polárního dne denní sumy extraterestrální insolace větší než v rovníkových oblastech. V den letního slunovratu je na severním pólu dosažena vůbec nejvyšší hodnota, která převyšuje hodnotu insolace na rovníku o 36 %. Druhotné maximum pak připadá na oblast kolem 40° s. š. Souvisí jednak s velkou výškou Slunce, jednak s delším trváním dne v porovnání s oblastmi na 20 až 30° s. š. Minimum extraterestrální insolace v době letního slunovratu na rovníku je způsobeno relativně krátkým trváním nejdelšího dne, druhotné minimum v oblasti kolem 60° s. š. relativně nevelkou výškou Slunce (ve vyšších šířkách je výška Slunce ještě menší, ovšem výrazné prodloužení dne kompenzuje tento vliv a přispívá k uvedenému maximu). V období rovnodenností jsou hodnoty extraterestrální insolace rozloženy prakticky souměrně kolem rovníku. V období kolem zimního slunovratu lze zaznamenat plynulý pokles hodnot od rovníku k severnímu pólu. Zatímco v zimě je rozdíl v extraterestrální insolaci mezi rovníkem a pólem největší, v létě se výrazně zmenšuje (a je opačný).

Na jižní polokouli jsou samozřejmě hlavní rysy režimu extraterestrální insolace analogické severní polokouli. V důsledku menší vzdálenosti od Slunce jsou však letní sumy větší než na severní polokouli.

Nehledě na rozdíly v denních úhrnech extraterestrální insolace, jsou její úhrny za letní astronomický půlrok v libovolné šířce severní polokoule stejné jako v analogické šířce jižní polokoule v odpovídajícím období (totéž platí pro zimní půlrok). Toto vyrovnávání půlročních úhrnů insolace je způsobeno nestejnou rychlostí Země při oběhu kolem Slunce a z toho plynoucím nestejným trváním astronomických ročních období. Např. průměrná denní hodnota extraterestrální insolace je v letním půlroce na severní polokouli menší než na jižní, letní půlrok je zde však asi o 7,5 dne delší. V zimním půlroce je tomu naopak.

Tabulka 13.5

Úhrny extraterestrální insolace (kWh . m^{-2} při I_0 = 1395,6 W . m^{-2}) pro různé zeměpisné šířky podle B. P. Alisova a B. V. Poltarause (1974)

Období (astr.)	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
letní půlrok	1867,7	1977,1	2030,6	2028,3	1973,6	1871,3	1734,0	1613,1	1564,2	1550,3
%	100,0	105,9	108,7	108,6	105,7	100,2	92,8	86,4	83,7	83,0
zimní půlrok	1867,8	1707,3	1500,3	1253,7	976,9	682,7	390,8	155,8	38,4	0,0
%	100,0	91,4	80,3	67,1	52,3	36,6	20,9	8,3	2,1	0,0
rok	3375,6	3684,4	3530,9	3282,0	2950,5	2554,0	2124,8	1768,9	1602,6	1550,3
%	100,0	98,6	94,5	87,9	79,0	68,4	56,9	47,4	42,9	41,5

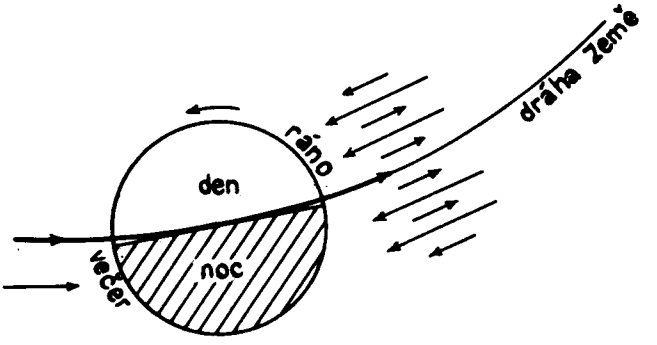
Jak plyne z tab. 13.5, **úhrny extraterestrální insolace za letní půlrok** se v závislosti na zeměpisné šířce mění relativně málo. Maximální úhrny připadají na tropické oblasti (20 až 30° z. š.), kde dosahují asi 109 % hodnoty na rovníku, minimum připadá na pól (83 % rovníkové hodnoty). **V zimním půlroce** úhrny insolace s rostoucí šířkou rychle klesají až k nule na pólu. Tento trend je patrný i v ročních úhrnech extraterestrální insolace, která v polárních oblastech dosahuje jen kolem 42 % rovníkové hodnoty.

13.2.3.4 Perioda oběhu Země kolem Slunce jako základ kalendáře

Jak bylo uvedeno v části 5, stal se **rok jako perioda oběhu Země kolem Slunce základem pro sestavení kalendáře.** Neužívá se však roku siderického, ale tropického (viz části 5.1.1 a 5.3). Vedle nich existuje ještě **rok anomalistický** (trvá 365,259 46 středních slunečních dnů), který je určen jako doba mezi dvěma sousedními průchody Země přísluním.

13.2.3.5 Výskyt meteorů

Při pozorování **meteorů,** nehledě na jejich proměnlivý výskyt během roku, se zjišťuje jejich **vyšší četnost ve druhé polovině noci.** Tento jev se vysvětluje rotací Země a jejím oběhem kolem Slunce (obr. 13.13). Zatímco večer jsou pozorovatelné jen ty meteory, které se pohybují dostatečně rychle a Zemi „dohoní", v ranních hodinách dopadají na Zemi meteory, které Země při oběhu kolem Slunce dohání i které jí jdou vstříc.



13.13 K vysvětlení výskytu meteorů na Zemi během noci (podle J. MIETELSKÉHO, 1979)

13.2.4 DLOUHODOBÉ ZMĚNY PARAMETRŮ ZEMSKÉ DRÁHY

Dlouhodobé změny parametrů zemské dráhy jsou často považovány za příčinu klimatických změn v geologické minulosti Země a možných změn v budoucnosti. V ucelené podobě řeší tuto problematiku tzv. **astronomická hypotéza,** propracovaná především M. MILANKOVIĆEM r. 1930 a v pozdější době doplněná řadou dalších vědců. Pomocí astronomické hypotézy se vysvětlují zejména výrazné pleistocenní změny klimatu.

Jak ukazuje studium nepřímých indikátorů klimatu, převažovalo na Zemi v převážné části **fanerozoika** poměrně **teplé klima** se slabě vyjádřenou sezónností, různým stupněm zavlažení a širokými přírodními zónami. Ovšem od poloviny oligocénu nastává **globální ochlazování** (dává se do souvislosti s poklesem obsahu CO_2 v atmosféře – viz obr. 11.7b), kterému později napomáhá i vznik kontinentálního zalednění Antarktidy před 17–20 milióny let. Tato ochlazující tendence vyvrcholila v pleistocénu střídáním **studených období (glaciálů)** s **teplými (interglaciály).** V glaciálech při výrazném poklesu teploty vzduchu se existující ledové příkrovy pevninských ledovců a mořského ledu rozšiřovaly směrem do nižších zeměpisných šířek (např. v Severní Americe sahal pevninský ledovec až na 38–39° s. š.), v teplejších interglaciálech docházelo zase k jejich ústupu, což se samozřejmě výrazně promítalo do změny fyzickogeografických podmínek na Zemi. Posloupnost pleistocenních zalednění byla poprvé studována v Alpách A. PENCKEM a E. BRÜCKNEREM (1901–1909), kteří stanovili 4 glaciály günz, mindel, riss a würm

a 3 interglaciály günz-mindel, mindel-riss a riss-würm, k nimž r. 1930 B. Eberl přidal starší zalednění nazvané donau (danub). Jednotlivé glaciály rozdělil na relativně chladnější období **(stadiály)** a relativně teplejší období **(interstadiály).** Podle V. Ložka (in kol. autorů, 1983) lze od nejmladšího pliocénu do současné doby rozlišit nejméně 15–20 **glaciálních cyklů** (jeden glaciální cyklus zahrnuje interglaciál s následujícím glaciálem).

Astronomická hypotéza předpokládá změny následujících parametrů:

a) **Sklonu zemské osy** – s periodou asi 41 000 let se mění hodnota úhlu ε sevřeného rovinou ekliptiky a rovinou světového rovníku v mezích 22°04′–24°34′. Zvýšení hodnoty ε (tj. zároveň i zvětšení deklinace Slunce $\delta_{\odot}$) způsobuje zvětšení výšky Slunce nad obzorem v létě a zmenšení v zimě, tj. léto se stává teplejší a zima chladnější. Přitom roční sumy slunečního záření ve vysokých šířkách obou polokoulí vzrůstají, v mírných šířkách se zmenšují (tab. 13.6).

Tabulka 13.6

Změny v hodnotách extraterestrální insolace v létě, v zimě a za rok (v %) v různých zeměpisných šířkách při zvětšení ε o 1° (podle B. P. Alisova a B. V. Poltarause, 1974)

Období	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°
léto	−0,35	−0,04	+0,26	+0,59	+0,96	+1,41	+2,04	+3,18	+4,02
zima	−0,35	−0,69	−1,07	−1,54	−2,17	−3,14	−4,78	−4,64	—
rok	−0,35	−0,34	−0,30	−0,22	−0,08	+0,19	+0,78	+2,49	+4,02

b) **Délky perihelu** Π (tj. úhlové vzdálenosti přísluní od jarního bodu, který se v důsledku precese přemísťuje – viz část 13.3.1) – s periodou asi 21 000 let. V důsledku změny délky přísluní se Země dostává nejblíže ke Slunci v různých částech roku. Na severní polokouli nastává tento **cyklus:**

$\Pi = 0°$ – jarní rovnodennost nastává při poloze Země v přísluní, podzimní v odsluní, astronomické léto odpovídá svojí délkou astronomické zimě ($T_l = T_z$).

$\Pi = 90°$ – v přísluní je Země v době zimního slunovratu, v odsluní v době letního slunovratu ($T_z < T_l$), zima je kratší a teplejší, léto delší a chladnější.

$\Pi = 180°$ – v době jarní rovnodennosti je Země v odsluní, v podzimní v přísluní ($T_l = T_z$).

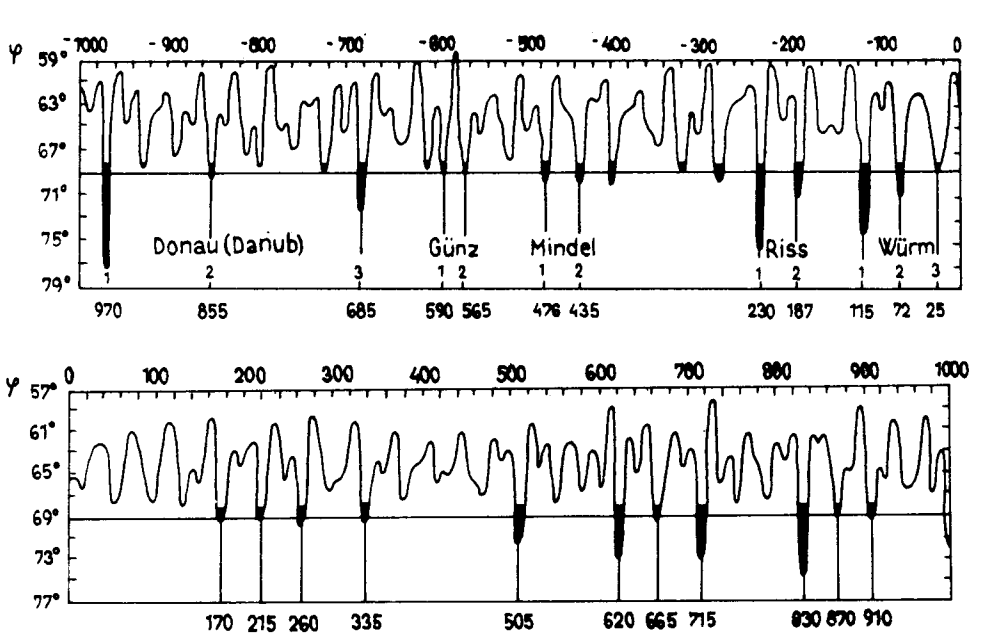
$\Pi = 270°$ – zimní slunovrat nastává při poloze Země v odsluní, letní v přísluní ($T_z > T_l$), zima je delší a chladnější, léto je kratší a teplejší.

c) **Výstřednosti zemské dráhy** e – s periodou kolem 100 000 let v mezích 0,0007–0,0658. Nejkratší je období připadající na přísluní, nejdelší připadající na odsluní (čím kratší je období, tím je teplejší).

Podle současných představ jsou pro **vznik zalednění** na Zemi příznivé takové klimatické podmínky, při nichž ve středních a vysokých zeměpisných šířkách je letní období relativně chladné a zimní období relativně teplé. Na severní polokouli tyto podmínky nastávají při nejmenším ε, největším e a při Π blízkém 90° nebo 270°.

Milankovićem vypočtené změny klimatu byly přehledně vyjádřeny **grafem tzv. ekvivalentních šířek pro 65° s. š.,** tj. těmi šířkami, které dostávají v současné době v tzv. letním kalorickém půlroce (letní kalorický půlrok – stejně dlouhý jako zimní – zahrnuje ty dny, v nichž v dané šířce je denní suma insolace vyšší než v libovolném dni zimního kalorického půlroku) stejné množství slunečního tepla, jako v minulosti 65° s. š. Např. v obr. 13.14 v období označeném Riss 1 dostával 65° s. š. sumy insolace, které odpovídají v současnosti asi 76° s. š. Růst ekvivalentní šířky znamená ochlazování, zmenšování oteplování. Glaciály pak podle Milankoviće vznikaly v obdobích, kdy ekvivalentní šířky přesahovaly 68°. Uvedeným způsobem stanovené glaciály jsou vcelku v dobré shodě s paleoklimatickými údaji.

Kritika astronomické hypotézy, zejména pokud šlo o její zjednodušené klimatické předpokla-



13.14 Graf ekvivalentních šířek pro letní kalorický půlrok za poslední 1 milión let (a) a pro příští 1 milión let (b) (podle Š. G. Šarafové a N. A. Budnikové, 1969). Časové údaje jsou v tisících let

dy, ukázala její omezenou použitelnost v původní podobě. Řada prací však prokázala, že relativně slabé působení astronomických faktorů podmiňuje průběh druhotných klimatotvorných procesů na Zemi (např. vazba mezi zaledněním a teplotním režimem atmosféry), jejichž působením vznikly zmíněné výkyvy.

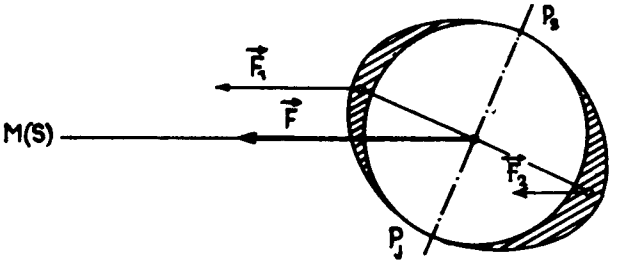
13.3 Pohyby zemské osy

13.3.1 PRECESE

Precesi objevil kolem r. 130 př. n. l. Hipparchos, který porovnal svá pozorování hvězd s dřívějšími, provedenými řeckými astronomy. Zjistil, že za uplynulou dobu ekliptikální délky hvězd vesměs vzrostly. Přírůstek vysvětlil pohybem základního bodu odečtu, tj. jarního bodu, proti zdánlivému ročnímu pohybu Slunce. Hipparchos a později Ptolemaios určili roční hodnotu precese na 36″. Arabové v 10.–11. století udávali hodnoty 48–54″. Kolem r. 1260 stanovil perský hvězdář Nassir Edin roční precesi na 51″, která je dnešní hodnotě 50,256″ nejblíže. Fyzikální vysvětlení precese z gravitační teorie podal v 17. století I. Newton.

Precese je z fyzikálního hlediska pravidelný pohyb osy rotujícího tělesa, na které působí nějaká vnější síla. Kdyby Země měla tvar koule, homogenní nebo složené ze sférických vrstev stejné hustoty, a byla absolutně pevným tělesem, pak v souladu s poznatky uvedenými v části 13.1.1 by směr osy zemské rotace (stejně jako perioda) zůstával konstantní. Protože však Země díky pólovému zploštění má blíže k rotačnímu elipsoidu, působí na rovníkové přebytky hmoty

gravitační síly $\mathbf{F}_1$ (na bližší) a $\mathbf{F}_2$ (na vzdálenější) od Měsíce nebo Slunce ($F_1 > F_2$). Na těžiště „zbylé" koule působí gravitační síla $\mathbf{F}$ (obr. 13.15). Síly $\mathbf{F}_1$ a $\mathbf{F}_2$ tvoří dvojici rušivých sil, která se snaží napřímit osu zemské rotace tak, aby v rovině zemského rovníku ležela spojnice středů Měsíce (Slunce) a Země, tedy kolmo k ekliptice. Kdyby Země nerotovala, pak by k napřímení skutečně došlo. Ve skutečnosti však rotace Země způsobuje zvláštní **pohyb zemské osy, která opisuje plášť kužele s vrcholem ve středu Země** (vrcholový úhel je 2.23,5° = 47°), jehož osa je kolmá k rovině ekliptiky (tj. vlastně dva kužele o společném vrcholu ve středu Země). Analogický pohyb jako zemská osa vykonává např. osa rotujícího setrvačníku.



13.15 Působení gravitačních sil Měsíce M (Slunce S) na polohu zemské osy

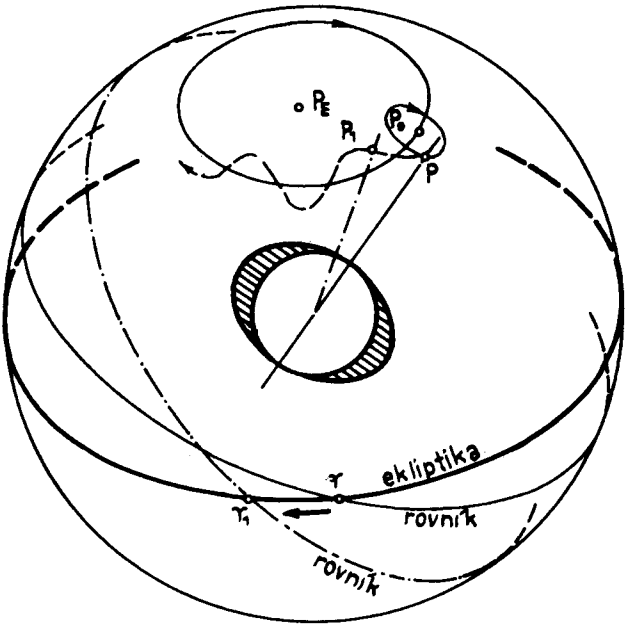
Popsaný pohyb zemské osy se nazývá precese. **Perioda precese,** tzv. **platónský rok,** trvá kolem 26 000 let. Světový pól tedy za tuto dobu vykoná kolem pólu ekliptiky kruhový pohyb o poloměru rovnajícím se sklonu ekliptiky k rovníku ($\varepsilon = 23°27'$). Při precesi se nemění sklon zemské osy k rovině ekliptiky (tj. 66°33'). Rozlišujeme tyto **druhy precese:**

1. **Lunisolární precesi,** jejíž příčinou je gravitační působení Slunce a Měsíce (z latinského luna – Měsíc a sol – Slunce).
2. **Planetární precesi,** která je vyvolána gravitačními účinky planet, a je nepoměrně menší než lunisolární. Jejich působení je tak malé, že nemohou vyvolat změnu v poloze osy zemské rotace. Protože však jejich oběžné dráhy kolem Slunce nesplývají s rovinou ekliptiky, způsobují nepatrné změny její polohy.
3. **Celkovou (generální) precesi,** která je složením lunisolární a planetární precese, tj. výsledkem gravitačního působení Slunce, Měsíce a planet.

13.3.2 NUTACE

Popsaný precesní pohyb světového pólu je narušován drobnými kolísáními pólu kolem střední polohy, které se označují pojmem **nutace.** Nutací ve fyzikálním pojetí se rozumí kmity volně rotujícího setrvačníku, kdy osa rotace je nesymetrická k rozložení hmoty (popř. se toto rozložení mění ještě s časem).

V případě Země vznikají nutační výkyvy proto, že přitažlivé síly Slunce a Měsíce neustále mění svoji velikost a směr. S nejvýraznější periodou nutačního kolísání 18,66 roků, která odpovídá stáčení uzlové přímky měsíční dráhy, opisuje skutečný světový pól P kolem střední polohy P_0 malou elipsu s velkou poloosou 9,21'' a malou poloosou 6,86'' (obr. 13.16). Světový pól pak vykonává na nebeské sféře složitý vlnovkovitý, uzavřený pohyb.



13.16 Precese a nutace zemské osy

13.3.3 DŮSLEDKY PRECESE A NUTACE

1. **Změna polohy světového pólu**

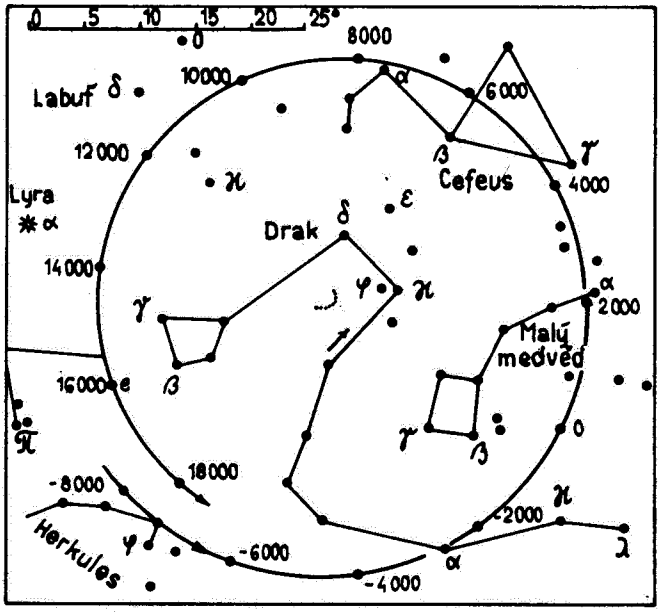
V důsledku precese se **neustále mění poloha světových pólů na nebeské sféře** (vzhledem ke hvězdám, jejichž pohyb je proti precesnímu zanedbatelný a lze je prakticky považovat za nepohyblivé). Protože však i póly ekliptiky se na nebeské sféře přemísťují (důsledek planetární precese), nejsou křivky opsané světovými póly uzavřené (obr. 13.17a).

V současné době se **severní světový pól** nachází v blízkosti jasné hvězdy α souhvězdí Malého medvěda zvané **Polárka.** Např. v r. 1922 byla úhlová vzdálenost pólu od této hvězdy asi 67′, v r. 1986 to bylo asi 57,9′, nejmenší vzdálenosti bude dosaženo v r. 2103 (27′). V r. 3000 bude pól od Polárky vzdálen již o 5° a asi za 12 000 let se stane „polární" hvězdou Vega, tj. hvězda α v souhvězdí Lyry.

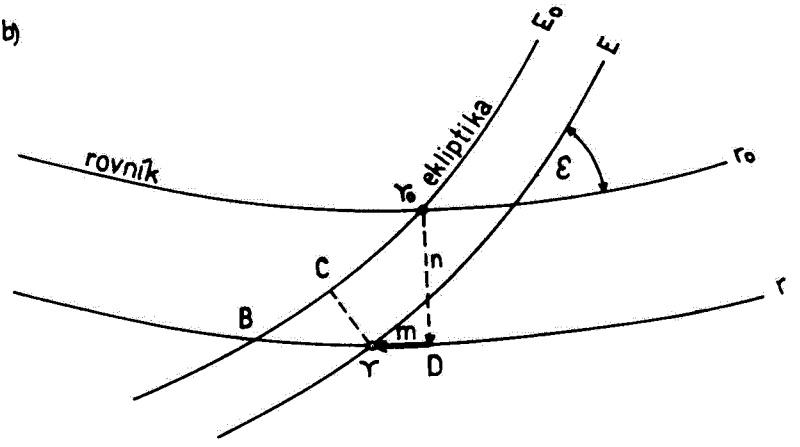
2. **Změny polohy bodů rovnodennosti**

Spolu se změnami polohy světové osy se odpovídajícím způsobem mění i poloha světového rovníku (obr. 13.16). Protože také ekliptika planetární precesí poněkud mění svoji polohu, posunují se po ní její průsečíky se světovým rovníkem **(body rovnodennosti).** Lunisolární precese pak způsobuje **posun jarního bodu** Υ po ekliptice vstříc zdánlivému ročnímu pohybu Slunce s periodou asi 25 729 let (360.60.60″/50,3708″ ≐ 25 729). Z lunisolární a planetární precese se pak skládá precese celková (generální). Nechť na počátku roku je poloha ekliptiky E_0, rovníku r_0 a jarního bodu Υ_0 (obr. 13.17b). Po roce se jejich poloha změní na E a r, tedy jarní bod se posune do polohy Υ_0. Pak lunisolární precese přispívá k posunutí $p_{ls} = \Upsilon_0 \rightarrow$ B (kdyby se jarní bod posunoval pouze po ekliptice E_0, bylo by posunutí možné změřit). Planetární precese způsobí

a)



b)



13.17 Důsledky precese:
a) precesní pohyb severního světového pólu (podle P. I. BAKULINA et al., 1977) – tečky uprostřed značí polohy pólu ekliptiky,
b) změna polohy jarního bodu v důsledku precese (podle V. VANÝSKA, 1980)

posun $p_{pl} = \mathrm{B} \rightarrow \Upsilon$ (jakoby se jarní bod pohyboval po rovníku r). **Celková (generální) precese v délce** je (vše pro rok 1985 – $p_{ls} = 50{,}3750''$):

$$p = p_{ls} - p_{pl} \cos \varepsilon = 50{,}2753'' \,.\, \mathrm{rok}^{-1} \,. \tag{13.50}$$

Celková precese v deklinaci je:

$$n = \Upsilon_0 \rightarrow \mathrm{D} = p_{ls} \sin \varepsilon = 20{,}0396'' \,.\, \mathrm{rok}^{-1} \,. \tag{13.51}$$

Celková precese v rektascenzi je:

$$m = \mathrm{D} \rightarrow \Upsilon = p_{ls} \cos \varepsilon - p_{pl} = 46{,}1088'' \,.\, \mathrm{rok}^{-1} \,. \tag{13.52}$$

Ve vztazích (13.50)–(13.52) se předpokládá, že změna za rok je nepatrná.

Všechny uvedené precese, stejně jako sklon ekliptiky ε (viz část 13.2.2) však podléhají **dlouhodobým variacím,** které jsou vyjádřeny podle S. Newcomba (in The Nautical Almanac, 1981) vztahy:

$$\begin{aligned} p_{ls}(t) &= 50{,}3708'' + 0{,}000\,050''t \,, \\ p_{pl}(t) &= 0{,}1247'' - 0{,}000\,188''t \,, \\ p(t) &= 50{,}2564'' + 0{,}0222''t \,, \\ n(t) &= 20{,}0468'' - 0{,}000\,085''t \,, \\ m(t) &= 3{,}072\,34^{\mathrm{s}} + 0{,}000\,018^{\mathrm{s}}t \,, \end{aligned} \tag{13.53}$$

kde t je počet let od počátku r. 1900,0. V r. 1976 byla na XVI. mezinárodním astronomickém kongresu v Grenoblu stanovena nová hodnota pro výpočet **generální precese v délce** počínaje rokem 2000:

$$p\,(t) = 50{,}290\,966'' + 0{,}000\,222\,2''\,t \,, \tag{13.54}$$

kde t je počet let od počátku r. 2000,0.

Začátkem našeho letopočtu se jarní bod nacházel v souhvězdí Berana Υ a podzimní bod $\simeq$ v souhvězdí Vah. Do současné doby se v důsledku precese body rovnodennosti posunuly prakticky o celé jedno znamení zvěrokruhu (jarní bod do souhvězdí Ryb, podzimní do souhvězdí Panny), jejich označení podle původních souhvězdí však bylo ponecháno.

Důsledkem posuvu bodů rovnodennosti je **pomalá změna data počátku astronomických ročních období,** skutečnost, že **tropický rok je asi o 20 min kratší než siderický** (tj. tento rozdíl odpovídá době, za kterou Slunce zdánlivě na ekliptice urazí vzdálenost roční precese), a to, že se neustále mění jak **ekliptikální délky hvězd v soustavě ekliptikálních souřadnic,** tak i **jejich deklinace δ a rektascenze α v soustavě rovníkových souřadnic.** Pro roční změnu polohy hvězdy v důsledku precese platí

$$\Delta\alpha = m + n\,\mathrm{tg}\,\delta \sin \alpha, \quad \Delta\delta = n \cos \alpha \,. \tag{13.55}$$

Výsledkem těchto změn je **pozvolná změna vzhledu nebeské sféry** pro dané pozorovací místo na Zemi. Některé dříve nepozorovatelné hvězdy budou zapadající a vycházející a naopak. Např. za několik tisíc let bude možno v Evropě pozorovat nyní neviditelný Jižní kříž, ale nebude viditelný Sirius a část souhvězdí Oriona.

Jak bylo uvedeno v části 13.3.2, způsobuje nutace výkyvy v precesním pohybu, které mění polohu jarního bodu na ekliptice a zároveň její sklon. Obě tyto změny jsou periodické a závisí na úhlové vzdálenosti Ω výstupného uzlu měsíční dráhy od jarního bodu. Změna v délce je pak $d_\lambda = -\,17{,}24''$ sin Ω a změna ve sklonu ekliptiky $d_\varepsilon = 9{,}21''$ cos Ω.

Vzhledem k precesi a nutaci se rozlišují **polohy hvězd** na:

1. **zdánlivá místa,** tj. polohy skutečně pozorované, opravené o refrakci a denní aberaci,
2. **pravá místa,** tj. zdánlivá místa opravená o roční aberaci a paralaxu,

3. **střední místa,** tj. pravá místa při započtení nutace a precese převedená na jisté datum, tzv. epochu nebo ekvinokcium (např. 1980,0 atd.), tj. počátek Besselova roku.[1)]

13.3.4 POHYBY ZEMSKÝCH PÓLŮ

Na základě měření zeměpisných šířek bylo již v minulém století zjištěno, že zeměpisné šířky bodů zemského povrchu nejsou stálé (např. na Greenwichské observatoři v Londýně byly naměřeny hodnoty zeměpisné šířky lišící se vteřinami: 1836–1841 51°28′38,43″, 1842–1848 51°28′38,17″, 1851–1860 51°28′37,92″). Tyto změny jsou vysvětlovány tím, že zemské těleso se posunuje vzhledem k ose zemské rotace (protože se neshoduje osa rotace a osa symetrie Země). Přitom tento posun nemá na ni vliv a její směr zůstává fixován v prostoru. Proto pak **dochází k posunu pólů po zemském povrchu.**

Mění-li se zeměpisná šířka v závislosti na změně polohy rotační osy v zemském tělese, musí se změny šířek ve dvou protilehlých bodech lišit jen znaménkem, tj. hodnota růstu zeměpisné šířky jednoho místa je rovna hodnotě poklesu šířky druhého místa na protilehlém poledníku. To bylo prokázáno např. měřeními v Berlíně a Honolulu (tab. 13.7). V r. 1898 pak byla ustavena

Tabulka 13.7

Měsíční výkyvy zeměpisné šířky v Berlíně a Honolulu (podle J. STASZEWSKÉHO a F. UHORCZAKA, 1966)

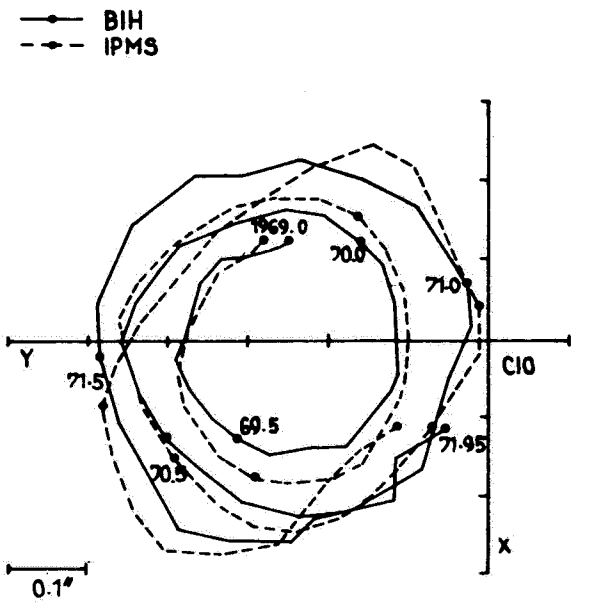
Kolem poloviny měsíce		Berlín	Honolulu
1891	VI	−0,03″	+0,035″
	VII	+0,14	−0,125
	VIII	+0,25	−0,22
	IX	+0,30	−0,27
	X	+0,28	−0,26
	XI	+0,25	−0,24
	XII	+0,24	−0,14
1892	I	+0,01	+0,015
	II	−0,18	+0,11
	III	−0,24	+0,16
	IV	−0,25	+0,23
	V	−0,28	+0,225

Mezinárodní služba šířek (ILS – International Latitude Service), nyní **Mezinárodní služba pro studium pohybu pólů** (IPMS – International Polar Motion Service), a koncem r. 1899 začala systematická měření na šesti stanicích ležících na 39°08′ s. š. Dnes tato měření provádí kolem 30 stanic v různých částech Země.

Měření ukázala, že **severní pól opisuje na zemském povrchu složitou křivku,** přičemž nevychází ze čtverce se stranami asi 30 m (obr. 13.18). Tento pohyb se děje proti směru pohybu hodinových ručiček (tj. ve směru souhlasném s rotací Země).

Pohyb zemských pólů, stejně jako kolísání zeměpisných šířek, má **periodický charakter.** Základními periodami jsou asi čtrnáctiměsíční perioda Chandlerova a dvanáctiměsíční perioda. **Chandlerova perioda** (též nazývána **perioda volné nutace**) s amplitudou asi kolem 0,2″ (6 m na

[1)] Besselův rok začíná (končí) okamžikem, když druhé střední Slunce dosáhne v rektascenzi přesně 280°, tj. ve stejném okamžiku pro všechna místa na Zemi (např. Besselův rok 1986 začal 1. ledna v $15^h\,24{,}9^m$ DČ).



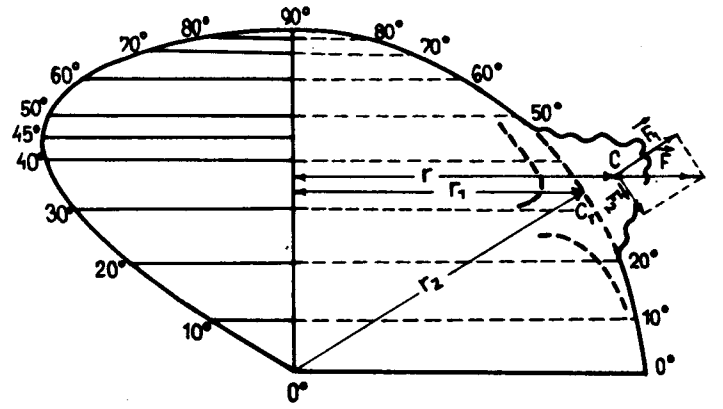
13.18 Poloha severního pólu Země vzhledem ke smluvené souřadnicové soustavě v letech 1969–1972 podle BIH (Bureau Internationale de l'Heure – Mezinárodní časová služba) a IMPS. Průměr oblasti, ve které se pól pohyboval, je asi 15 m (podle V. VANÝSKA, 1980)

zemském povrchu) byla objevena r. 1892. Kdyby Země byla absolutně pevným tělesem, pak by přirozená perioda pohybu pólů byla kolem 10 měsíců **(Eulerova perioda).** Prodloužení periody asi na 14 měsíců způsobuje plastičnost a pružnost Země, deformované působením slapových sil Měsíce a Slunce. **Dvanáctiměsíční perioda** (též **roční**) má amplitudu kolem 0,1''. Souvisí zejména se sezónními změnami v rozložení vzduchových hmot a vodních mas na obou polokoulích.

K analýze **dlouhodobého pohybu zemského pólu** jsou dosavadní pozorování zatím krátká. Podle výsledků IPMS se v několika posledních desetiletích střední severní pól Země pohyboval ve směru 81° z. d. se střední rychlostí 0,0038'' . rok^{-1}. K analogickému závěru došel i A. A. MICHAJLOV (1970), podle něhož má pól tendenci pohybovat se ve směru 83° z. d. Pohyb pólu vysvětluje posunováním litosférických desek po plastické astenosféře vzhledem k zemské ose v důsledku působení tzv. **„pólové" síly.**

R. 1913 maďarský fyzik L. EÖTVÖS při rozpracování teorie izostáze dospěl k závěru, že existuje velmi slabá síla, snažící se posunout kontinenty k rovníku. Podle MICHAJLOVA (1970) je hodnota této síly 12krát větší než slapová síla Slunce a Měsíce. Nechť C značí těžiště litosférické desky (obr. 13.19). Protože se nachází dále od osy zemské rotace než bod C_1 při úpatí desky ($r > r_1$), je také odstředivá síla v něm působící větší než v C_1. Přebytek této síly lze znázornit vektorem **F**, který směřuje kolmo k ose rotace, a lze ho rozložit na složku vertikální $\mathbf{F}_1$ (zmenšuje nepatrně tíhu litosférické desky) a horizontální $\mathbf{F}_2$. Horizontální složka, směřující k rovníku, se nazývá **pólová síla.** Je nulová na pólech a rovníku, největší je na ±45° z. š., přičemž je úměrná výšce desky a sin 2φ.

Kdyby jednotlivé litosférické desky byly rozloženy souměrně vzhledem k rovníku, pak by se působení pólové síly neuplatňovalo. Na severní polokouli však převládá asijská pevnina



13.19 Vznik pólové síly (pravá část obrázku) a relativní hodnota síly v závislosti na zeměpisné šířce – levá část obrázku (podle M. M. JERMOLAJEVA, 1975)

s Tibetem, Pamírem a dalšími horami. Její vliv zčásti kompenzuje severoamerický kontinent, proti němuž však působí vliv Jižní Ameriky. Vliv ostatních kontinentů se buď vzhledem k poloze (Afrika, Antarktida) nebo k vcelku malé střední výšce (Evropa, Austrálie) prakticky neuplatňuje. Takto podle výpočtů MICHAJLOVA výsledkem působení pólových sil je tendence posunout desky ve směru 97° v. d. k rovníku, tj. severní pól Země se musí posunovat opačně ve směru 83° z. d. k severoamerickému kontinentu.

Velmi malé roční hodnoty posunu pólu (např. podle MICHAJLOVA jen asi 0,11 m . rok^{-1}) mohou mít zásadní význam z hlediska delšího období. Tak např. za posledních 10 miliónů let (tj. od konce miocénu) se mohl pól přemístit o více než 1000 km, což by se zřejmě projevilo ve fyzickogeografických podmínkách různých částí Země.