

Kapitolu o Slunci zařazujeme proto, že jde o ústřední těleso sluneční soustavy a malá tělesa jsou jím podstatně ovlivněna. Jedná se o stručný přehled parametrů Slunce a poznatků o jeho fungování, které upotřebíme v následující kapitole ???. Totéž platí pro planety. Pro základní představu o rozměrech a vzdálenostech ve sluneční soustavě můžeme navštívit některou planetární stezku [25].

0.1 Standardní model Slunce

Slunce je hvězdou se zářivým výkonem $L_{\odot} \doteq 3,84 \cdot 10^{26}$ W. Spektrální klasifikace G2 V jej řadí k hlavní posloupnosti; podobných hvězd třídy G je ve vesmíru přibližně 9 %.

0.1.1 Atmosféra

Atmosféra se svojí hmotností sice zdá bezvýznamná, je ale velmi důležitou částí hvězdy, neboť právě zde se uvolňuje záření, které pozorujeme. Zásadním poznatkem je, že spektrum Slunce se velmi podobá spektru *absolutně černého tělesa*.¹ Intenzita² je pak popsána *Planckovou funkcí*:

$$I_{\nu} \equiv B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1}, \quad (1)$$

s dosazenou teplotou $T_{\text{eff}} \doteq 5780$ K. Naznačuje nám to, že Slunce je blízko termodynamické rovnováhy.

Na druhou stranu Slunce *není* přesně absolutně černé těleso. Svědčí o tom například okrajové ztemnění nebo spektrální čáry. V ultrafialové, rentgenové a rádiové oblasti dokonce pozorujeme záření evidentně netepelné (neřídí se rovnicí (1)) a časově proměnlivé.

Absorpční spektrum Slunce (obr. 1) vzniká tak, že spojité záření z nitra prochází skrz *poloprůhlednou* atmosféru, která se projevuje tmavými čarami. Čáry vznikají proto, že fotony jsou pohlcovány při vázaně–vázaných přechodech v atomech, jenž mají *diskrétní* hladiny energie. Pouze fotony určitých vlnových délek tak mohou způsobit zářivou excitaci atomu. Pokud se atom deexcituje srážkou s jiným atomem, žádný foton se nevyzáří a může vznikat

¹ Jedná se o ideální těleso, které by pohlcovalo všechno dopadající záření a bylo v tepelné rovnováze se zářením. V laboratoři je možné jej realizovat jako dutinu v libovolném materiálu, s malým otvorem, který je právě oním absolutně černým tělesem.

² Vztah mezi energií a intenzitou záření je $dE = I_{\nu}(x, y, z, \vartheta, \phi, t) dS \cos(\vartheta) d\omega dt d\nu$, kde dS je ploška, ze které vyzařování probíhá, ϑ úhel mezi kolmicí k plošce a směrem vyzařování, $d\omega$ prostorový úhel, do kterého záření směřuje, dt časový interval, $d\nu$ interval frekvencí. Jednotkou intenzity je pochopitelně $\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

čára. Vázaně–volné nebo volně–volné přechody jsou naproti tomu *nekvantované*, čili nezpůsobují žádné čáry.

Teplotní profil atmosféry ukazuje obr. 2. Pro vznik čar je potřeba vhodné prostředí, teplota a hustota nesmí být příliš nízká, protože pak by všechny atomy zůstávaly pouze v základním stavu a k žádným excitacím (potažmo vzniku čar) by nedocházelo. Teplota a hustota však nesmí být ani příliš vysoká, protože potom jsou prakticky všechny atomy v plně ionizovaném stavu, čili opět nedochází k vázaně–vázaným přechodům.

Pro popis záření v atmosféře se používá *rovnice přenosu záření*. V jednoduchém 1-rozměrném případě ji lze odvodit z následující úvahy: mějme infinitezimální váleček s podstavami o plochách dS a výšce dx ; pro energetickou bilanci válečku platí:

$$\overbrace{I_{\nu}(x+dx) dS \cos \vartheta d\omega dt d\nu}^{\text{záření z válečku vystupující}} = \overbrace{I(x) dS \cos \vartheta d\omega dt d\nu}^{\text{vstupující}} + \overbrace{j_{\nu} \rho dx dS \cos \vartheta d\omega dt d\nu}^{\text{emise}} - \underbrace{\kappa_{\nu} \rho I_{\nu} dx dS \cos \vartheta d\omega dt d\nu}_{\text{absorpce}}, \quad (2)$$

čili:

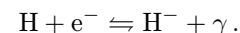
$$\frac{dI_{\nu}}{dx} = j_{\nu} \rho - \kappa_{\nu} \rho I_{\nu}, \quad (3)$$

kde j_{ν} označuje koeficient emise, κ_{ν} koeficient opacit („nepřehlednost“), oboují složité funkce hustoty, teploty, chemického složení a samozřejmě frekvence (vlnové délky). Obecné řešení této rovnice není jednoduchou záležitostí.

Jednodušší by se stalo, pokud by platila *lokální termodynamická rovnováha* mezi plazmatem a zářením (pak je *lokálně* $dI_{\nu}/dx = 0$, $I_{\nu} = B_{\nu}(T)$ a tedy $S_{\nu} \equiv j_{\nu}/\kappa_{\nu} = B(T)$) a pokud bychom znali teplotní profil $T(x)$ (odvozený například z inverze okrajového ztemnění).

Je užitečné rozlišit čtyři vrstvy sluneční atmosféry:

1. *fotosféra* — nejnižší položená vrstva o tloušťce zhruba 500 km, odkud k nám přichází většina viditelného záření. Velkou roli zde hraje *iont* H^{-} , který tak malou ionizační energii (0,75 eV \sim 1640 nm), že jej mohou ionizovat i viditelné a infračervené fotony. Jeho ionizace (na neutrální vodík) je tedy hlavním zdrojem opacit, rekombinace naopak produkuje valnou většinu fotonů vyletujících ze Slunce:



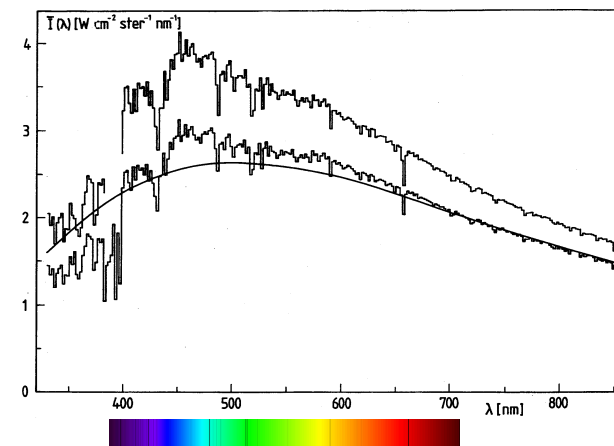
Hustota na vrchu fotosféry je přibližně $2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^3$.

2. *chromosféra*, — 2 000 km tlustá, ale již opticky tenká vrstva. Nachází se v ní minimum teploty (4 500 K), ale posléze teplota stoupá ke 20 000 K. Je dobře pozorovatelná v čáře H_α (656,3 nm).
3. *přechodová oblast* — tenká vrstva, ve které skokově roste teplota a klesá hustota.
4. *koróna*, — rozlehlá, řídká a horká vrstva, s teplotami přesahujícími 10^6 K. Rozlišujeme tři překrývající se složky: K (tj. kontinuum vznikající rozptylem záření fotosféry na elektronech), F (odraz od prachových částic) a E (emise v čarách vysoko ionizovaných kovů, např. FeXIV).

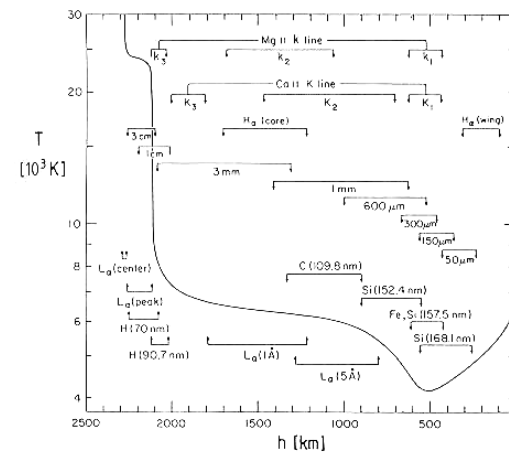
V atmosféře můžeme pozorovat následující jevy:

- *sluneční skvrny* — tmavá místa ve fotosféře, s intenzitou asi 15 % oproti fotosféře, což odpovídá teplotě přibližně 3 700 K. Tmavší centrální část se nazývá *umbra* („stín“), světlejší okolí *penumbra* („polostín“). Skvrny vznikají potlačením konvekce silným magnetickým polem (3 000 až 4 000 G) a tvoří bipolární skupiny (neboť $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$). Luminozita Slunce nepatrně klesá, když jsou na jeho povrchu velké skvrny, což znamená, že chybějící energie je uložena v konvektivní zóně.
- *granulace* — vrcholy výstupných proudů z konvektivní zóny, které jsou světlejší, neboť mají o několik Kelvinů vyšší teplotu. Typický rozměr granule je 1 000 km, životní doba řádově 10 minut.
- *supergranule* — 30 000 km velké struktury pozorované dopplerovsky, tedy jako změny rychlostí (obr. 3). Zřejmě souvisejí s oscilacemi Slunce.
- *fakule* — jasné skvrny mezi granulemi, kde se koncentrují magnetické siločáry.
- *spikule* — 500 km úzké výtrysky plazmatu, sahající až 10 000 km nad fotosféru. Soustřeďují se v oblastech silných magnetických polí.
- *protuberance* (angl. prominence), *filamenty* — kondenzace chladnějšího (opticky tlustšího) plazmatu sahající od fotosféry až do koróny. Filament není nic jiného než protuberance promítnutá na sluneční disk; jsou pozorovatelné v čarách. Protuberance setrvávají ve výšce proto, že gravitace je vyvážena magnetickým polem (Lorentzovou silou).
- *erupce* (angl. flare) — exploze provázející náhlou přeměnou energie magnetického pole (rekonexi) na kinetickou nebo vnitřní energii plazmatu. Uvolněná energie může být řádu až 10^{25} J.
- *koronální smyčky* — struktury sledující zakřivené siločáry magnetického pole, ukotvené hluboko pod fotosférou.
- *koronální díry* — tmavší, chladnější a méně husté části koróny, kterými procházejí „otevřené“ magnetické siločáry (napojené na mezihvězdné magnetické pole).

- *vyvržení hmoty do koróny* (CME), přesněji vyvržení plazmatu včetně magnetického pole, směřující pryč od Slunce. Většinou souvisejí s erupcemi, mohou způsobovat polární záře v atmosférách planet.



Obr. 1 — Spektrum Slunce v nízkém rozlišení. Převzato z [8].



Obr. 2 — Teplotní profil atmosféry s vyznačenými místy vzniku určitých spektrálních čar (Vernazza aj. 1981). Převzato z [8].

0.1.2 Helioseismologie a diferenciální rotace

Slunce se stejně jako jiná tělesa může chvět. Jedná se o *stojaté* podélné vlnění v dutinách, které jsou vymezené povrchem a určitou hranicí v hloubce, kde nastává *totální odraz* vln (obr. 3).

Oscilace měříme dopplerovskými na povrchu, zjišťujeme rychlosti $v(t)$ (v m/s) v závislosti na čase, případně na různých místech povrchu. Tato data fitujeme sférickými funkcemi:

$$\delta r(r, \vartheta, \varphi, t) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{n\ell m}(t) \xi_{n\ell m}(r) Y_{\ell}^m(\vartheta, \varphi) e^{i\omega_{n\ell m} t},$$

kde n označuje počet uzlů v *radiálním* směru, ℓ počet uzlových křivek v úhlovém směru, m kolik z nich prochází pólem. Oscilacím jednoho druhu, s danými n, ℓ, m říkáme „mód“. Zjistíme tak příslušné amplitudy $a_{n\ell m}(t)$.

Provedeme *Fourierovu transformaci* této časové řady, čili získáme frekvenční spektrum $A_{n\ell m}(\nu)$, přičemž pouze oscilace určitých frekvencí mívají velkou amplitudu. Tyto důležité frekvence si označíme $\nu_{n\ell m}$ (obr. 4).

Rotace způsobuje *rozštěpení frekvencí* — vlny pohybující se ve směru/proti směru rotace (tzn. s kladným/záporným m) mají různé $\nu_{n\ell m}$. V prvním přiblížení platí:

$$\Delta\nu_{n\ell m} \equiv \nu_{n,\ell,+m} - \nu_{n,\ell,-m} \propto m\Omega,$$

tzn. že úhlová rychlost Ω je vlastně směrnici na grafu $\Delta\nu_{n\ell m}(m)$. Střední úhlová rychlost rotace Slunce je $\bar{\Omega} = 430$ nHz. Přesnější vztah mezi rozštěpením a úhlovou frekvencí je dán jako váhovaný průměr:

$$\Delta\nu_{n\ell m} = m \int_0^{R_{\odot}} \int_0^{\pi} \overbrace{K_{n\ell m}(r, \vartheta)}^{\text{kernel}} \Omega(r, \vartheta) dr d\vartheta,$$

kde $K_{n\ell m}(r, \vartheta)$ jsou vhodně zvolené váhovací funkce, nazývané seismická jádra (kernely) [4]. Zohledňuje se tak skutečnost, že rozštěpení $\Delta\nu_{n\ell m}$ daného módu vzniká zejména na určitých místech hvězdy, čili tam úhlové rychlosti Ω přisoudíme vysokou váhu $K_{n\ell m}$.

Inverze umožňuje zjišťovat úhlovou rychlost rotace $\Omega(r, \vartheta)$ v závislosti na r a ϑ . Používá se například metody regularizovaných nejmenších čtverců, ve které minimalizujeme výraz:

$$\chi^2 = \sum_{n\ell m} \frac{\left[\Delta\nu_{n\ell m} - \int_0^{R_{\odot}} \int_0^{\pi} \bar{\Omega}(r, \vartheta) K_{n\ell m}(r, \vartheta) dr d\vartheta \right]^2}{\sigma_{n\ell m}^2} + \mu_r^2 \int_0^{R_{\odot}} \int_0^{\pi} \left(\frac{\partial^2 \bar{\Omega}}{\partial r^2} \right)^2 dr d\vartheta + \mu_{\vartheta}^2 \int_0^{R_{\odot}} \int_0^{\pi} \left(\frac{\partial^2 \bar{\Omega}}{\partial \vartheta^2} \right)^2 dr d\vartheta. \quad (4)$$

První člen jsou obvyklé čtverce, druhé dva členy zajišťují *regularizaci* — když se Ω mění příliš „divoce“, suma druhých derivací je velká, čili fit horší.

Uvědomme si několik základních vlastností helioseismické inverze:

- závislost $\Omega(\vartheta)$ lze v principu odvozovat z toho, že módy s různými m kmitají na různých šířkách ϑ ;
- pro zjištění rotace jádra je nutná detekce módů s *nízkými* $\ell < 10$, ty se tolik nelámou a pronikají až do něj;
- pro studium povrchových vrstev jsou naopak potřebné spíše vysoké řády $\ell > 100$;
- nízká ℓ je možné zjistit i z měření celého disku, nejen prostorově rozlišeného; máme však nevyhnutelně špatné rozlišení $\Omega(\vartheta)$;
- potřebná přesnost měření $\Delta\nu_{n\ell m}$ je velmi vysoká, pro posouzení rotace jádra nestačí dokonce ani 30 nHz $\sim (1 \text{ yr})^{-1}$.

Fyzikálně rozlišujeme *p-módy* (tlakové/zvukové vlny), *g-módy* (gravitační/vztlakové vlny) podle toho, jaké členy jsou v hydrodynamických rovnicích největší. *F-módy* jsou gravitační vlny na diskontinuitě hustoty (obdobné jako vlny na hladině vody). *G-módy* zatím nebyly jednoznačně změřeny, neboť směrem k povrchu slábnou.

Podle odvozených hodnot $\Omega(r, \vartheta)$ (obr. 5) můžeme nitro rozdělit na následující části:

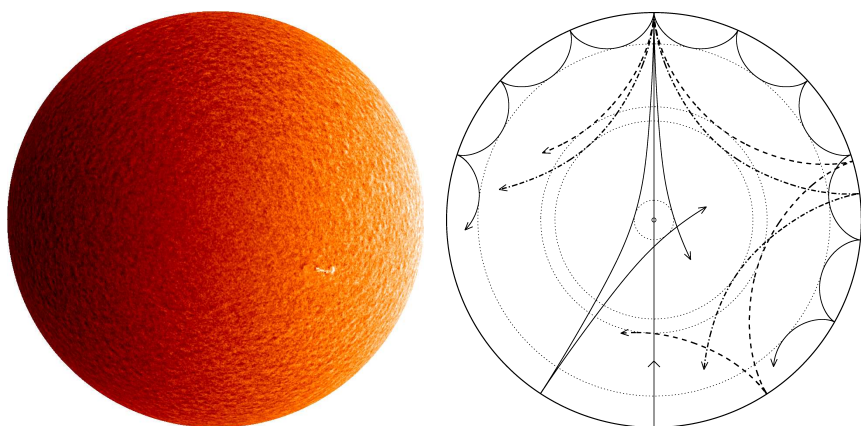
1. *vnitřní jádro*, které nelze měřit, podobně jako polární oblasti;
2. mezi $0,2$ a $0,6 R_{\odot}$ (tj. v zóně zářivé rovnováhy) rotuje Slunce jako *pevné těleso*;
3. *tachoklina*, tj. zóna radiálního střihu na $0,71 R_{\odot}$, s tloušťkou asi $0,05 R_{\odot}$. V této důležité vrstvě se pravděpodobně generuje magnetické pole Slunce.
4. mezi $0,7$ a $0,95 R_{\odot}$ (tj. v konvektivní zóně) se pozoruje *diferenciální rotace*. Slunce ale nerotuje „na cylindrech“ (což bychom to očekávali podle Taylorova–Proudmanova teoremu), ale kontury konstantní rychlosti jsou k rotační ose skloněné asi o 25° .³
5. *podpovrchová zóna střihu*, která je evidentní i z pozorování, že skvrny, které jsou ukotvené magnetickými siločarami hlouběji pod povrchem, rotují jinou rychlostí než dopplerovské obrazy, které jsou přesně na povrchu ($\mu = \sin \vartheta$):

$$\frac{\Omega_m}{2\pi} = (462 - 74\mu^2 - 53\mu^4) \text{ nHz},$$

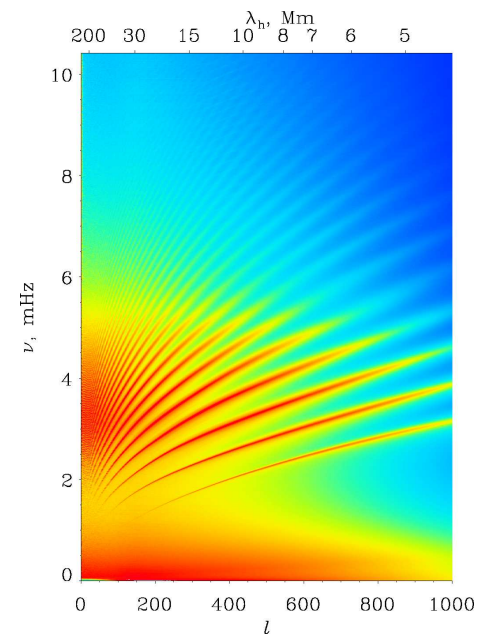
$$\frac{\Omega_d}{2\pi} = (452 - 49\mu^2 - 84\mu^4) \text{ nHz}.$$

³ Dříve se také uvažovalo o „polárním jetu“, ten ale neexistuje, jednalo se pouze o artefakt.

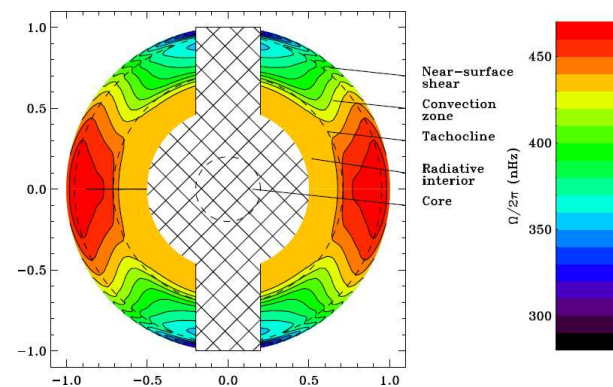
Kromě těchto ustálených jevů jsou zřetelná rezidua Ω závislá na čase a sledující sluneční cyklus. Vysvětlujeme si je jako *torzní oscilace* („zkroucení“ Slunce).



Obr. 3 — (a) Dopplergram s patrnými 5 minutovými oscilacemi. Tmavá a světlá plocha je způsobena modrým a červeným posuvem kvůli rotaci Slunce. (b) Vlnové vektory \mathbf{k} stojatého vlnění šířícího se v nitru Slunce ($\ell = 0, 2, 20, 25$ a 70). Převzato z [6].



Obr. 4 — Amplitudy oscilací Slunce (vyznačené barevnou škálou) jako funkce stupně ℓ a frekvence ν , odvozené inverzí z dopplerovských měření slunečního povrchu družicí SOHO/MDI. Nejvýznamnější jsou p-módy s frekvencemi $\nu \simeq 3$ až 4 mHz, což odpovídá periodám okolo 5 min.



Obr. 5 — Diferenciální rotace v nitru, závislost úhlové rychlosti Ω na souřadnicích (r, ϑ) . Převzato z [4].

0.1.3 Magnetická aktivita a solární dynamo

Pozorované vlastnosti magnetických polí, které musí vysvětlovat každá teorie solárního dynamo, jsou (viz obr. 6, 7):

- kolísání magnetické aktivity s půlperiodou asi 11 yr;
- výskyt slunečních skvrn pouze v pásu $\pm 30^\circ$, přičemž na konci cyklu je průměrná šířka $\pm 15^\circ$;
- maximální *toroidální pole* (ve směru φ) nastává při maximu cyklu (toto pole při vynoření nad povrch generuje skvrny);
- maximální *poloidální pole* (ve směru θ) při minimu;
- změna polaroty při maximu;
- pozoruje se drift pole směrem k pólům (pročež je potřeba meridionální proud);
- síly polí 10^3 Gauss u toroidálních a 10^1 G u poloidálních;
- existence dlouhotrvajících *velkých minim* (např. Maunderovo minimum mezi 1645–1715, Spörerovo 1416–1534, Wolfovo 1282–1342).⁴

Pro popis plazmatu se používají *rovnice magnetohydrodynamiky*. Jejich součástí jsou i Maxwellovy rovnice:⁵

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \mu \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\epsilon} \rho_{\text{q}}\end{aligned}$$

a *Ohmův zákon* v diferenciálním tvaru:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

Tuto pětici rovnic však lze pro případ plazmatu (tzn. zanedbatelný posuvný proud a celková neutralita) zjednodušit na jedinou!

⁴ Rekonstrukce sluneční aktivity jsou možné i dál do minulosti, například na základě měření izotopu ^{14}C v letokruzích, jež dovolují *nezávisle* určit stáří. ^{14}C má totiž kosmogenní původ a účastní se ve složitém koloběhu uhlíku na Zemi. Pokud má cyklus fixní parametry, lze odvodit produkci ^{14}C , čili tok kosmických paprsků, magnetické pole Slunce (neboť malá aktivita Slunce znamená větší tok kosmických paprsků do atmosféry Země) a nakonec relativní číslo slunečních skvrn. Další metodou je měření ^{10}Be v polárním ledu.

⁵ Označení proměnných je obvyklé: \mathbf{E} intenzita elektrického pole, \mathbf{B} magnetická indukce, \mathbf{j} proudová hustota, c rychlost světla ve vakuu, ϵ permitivita, μ magnetická permeabilita, ρ_{q} nábojová hustota, σ vodivost, \mathbf{v} rychlost plazmatu.

Z Ohmova zákona vyjádříme \mathbf{E} :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j} - \mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

dosadíme za proud z Ampérova zákona:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B},$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma\mu} \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{v} \times \mathbf{B}.$$

Provedeme operaci rotace a dosadíme do Faradayova zákona:

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times \left(\frac{1}{\sigma\mu} \nabla \times \mathbf{B} \right) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

kde označíme $\eta = 1/(\sigma\mu)$ *magnetickou difuzivitou*. Pokud je η konstantní, můžeme ji vytknout před rotaci:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\eta \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

Podle vektorové identity:

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) \quad (5)$$

platí

$$\begin{aligned} &= 0 \text{ dle Gausse} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\eta (\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - (\nabla \cdot \nabla)\mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \end{aligned}$$

Výsledkem úprav je *indukční rovnice*:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \overbrace{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}^{\text{advekce}} + \overbrace{\eta \nabla^2 \mathbf{B}}^{\text{difuze}}, \quad (6)$$

kde první člen reprezentuje advekci a druhý difuzi pole.

Správně bychom tuto rovnici měli doplnit o rovnici kontinuity, Navierovy–Stokesovy rovnice a stavovou rovnici, avšak u nejjednodušších kinematických modelů se rychlostní pole \mathbf{v} *zadá*, čili nemusíme řešit žádnou hydrodynamiku! Je to vcelku dobrá aproximace (magnetické pole příliš neovlivňuje rychlosti, jak vidíme například podle malé amplitudy torzních oscilací).

Abychom nahlédli chování indukční rovnice, zavedeme *magnetické Reynoldsovo číslo*, jakožto poměr velikostí advekčního a difuzního členu. Namísto prvních prostorových derivací píšeme $1/L$, kde L je typický rozměr, na kterém se pole mění:

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|} \simeq \frac{vB/L}{\eta B/L^2} = \frac{vL}{\eta}.$$

Ve skvrnách je obvykle $\eta = 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$, $L = 10^4 \text{ km}$, $v = 1 \text{ km/s}$ a tedy $R_m = 10^7 \gg 1$. Kdybychom rovnici řešili pouze s advekčním členem, zjistili bychom, že siločáry jsou *zamrznuté v plazmatu*. Časová škála advekce (místo časové derivace je $1/\tau$):

$$\frac{B}{\tau_{\text{advect}}} \simeq \frac{vB}{L}, \quad \tau_{\text{advect}} \simeq \frac{L}{v} = 10^4 \text{ s}$$

nám říká, za jak dlouho nějaké pole může přitéct.

Naopak při $R_m \ll 1$ nastane *ohmický rozpad* pole. Časová škála difuze je:

$$\frac{B}{\tau_{\text{diffuse}}} \simeq \frac{\eta B}{L^2}, \quad \tau_{\text{diffuse}} \simeq \frac{L^2}{\eta} = 10^{11} \text{ s} = 3000 \text{ yr},$$

čili velmi krátká v porovnání se stářím Slunce!

Obvykle se pro popis pole používá axisymetrická formulace, neboli rozklad vektorového pole \mathbf{B} na složky:

$$\mathbf{B}(r, \vartheta, t) = \nabla \times (A(r, \vartheta, t)\hat{\mathbf{e}}_\varphi) + B_\varphi(r, \vartheta, t)\hat{\mathbf{e}}_\varphi,$$

kde jsme zavedli „toroidální“ vektorový potenciál A , který po provedení operace rotace určuje *poloidální* pole. Obdobný rozklad použijeme pro rychlosti:

$$\mathbf{v}(r, \vartheta) = \mathbf{v}_p(r, \vartheta) + r \sin \vartheta \Omega(r, \vartheta)\hat{\mathbf{e}}_\varphi,$$

kde úhlová rychlost Ω je měřena helioseismologickými metodami a \mathbf{v}_p reprezentuje meridionální proud. Namísto jedné vektorové rovnice tak dostaneme dvě skalární pro A a B_φ .

Ω -efekt. „Navíjení“ siločar diferenciální rotací přeměňuje složku *poloidální na toroidální* ($A \rightarrow B_\varphi$) a zesiluje ji. Protože jev závisí na úhlové rychlosti $\Omega(r, \vartheta)$, nazývá se Ω -efekt (obr. 8b).⁶

Problém je, že toroidální pole B_φ je sice zesilováno úměrně $A|\nabla\Omega|$, ale poloidální pole A žádný zdroj nemá, čili vymizí, a posléze vymizí i B_φ ! Je

⁶ Nahlédnout to můžeme, rozepíšeme-li advekční člen podle identity (5):

$$\begin{aligned} \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) &= \nabla_v \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nabla_B \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \\ &= \mathbf{v}(\nabla_v \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla_v \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{v}(\nabla_B \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla_B \cdot \mathbf{v}) \\ &= (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{v} - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{v}) - (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{B}, \end{aligned}$$

po poslední úpravě operátory působí pouze doprava. První člen odpovídá exponenciálnímu zesilování pole, úměrně lokálnímu gradientu rychlosti; schematicky: $\partial B/\partial t = B|\nabla v|$, $B = B_0 \exp(t|\nabla v|)$.

tedy nemožné udržet osově souměrné magnetické pole po dlouhou dobu (toto tvrzení se nazývá *Cowlingův teorém*).

α -efekt. Abychom vyřešili problém solárního dynama, musíme do rovnic vpravit nějaký osově nesymetrický jev. Takovým může být (obr. 8d):

konvekce (vztlaková nestabilita)

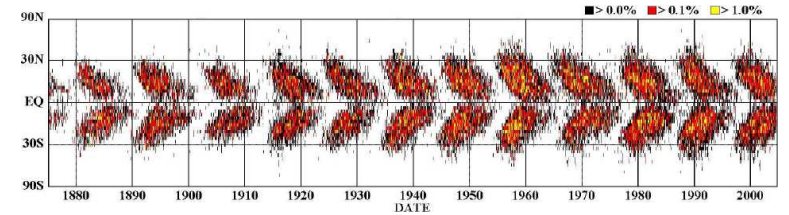
→ vyzdvižení magnetických trubíc

→ odchýlení Coriolisovou silou od osové symetrie

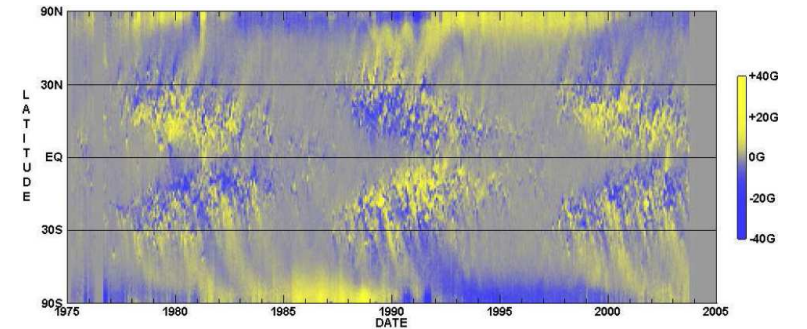
→ rekonexe, po které zůstane poloidální složka pole.

Protože při tomto jevu vznikají trubice ve tvaru písmene α , nazývá se α -efekt.

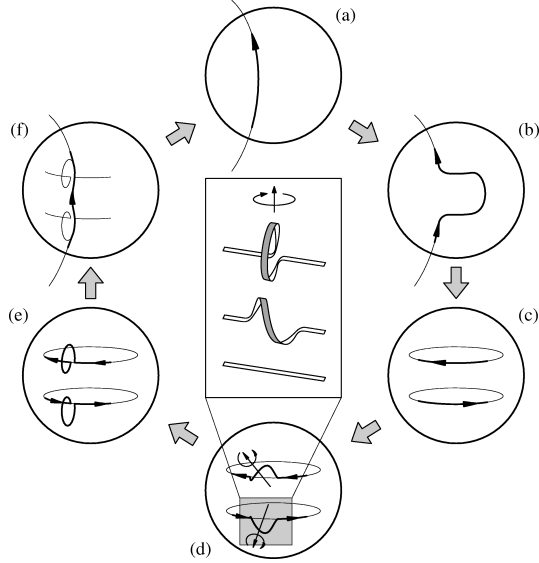
Jinou možností by bylo *Leightonovo–Babcockovo dynamo*: dvojice skvrn s opačnou polaritou bývají systematicky skloněné vzhledem k rovnoběžkám (Joyovo pravidlo), v koróně po rekonexi skloněných smyček opět zůstane poloidální pole. Který přesně mechanismus mění toroidální pole na poloidální ale není jisté.



Obr. 6 — Motýlkový diagram zachycující počty slunečních skvrn v závislosti na čase a heliografické šířce. Převzato z [5].



Obr. 7 — Střední magnetické pole v závislosti na čase a heliografické šířce. Pole blíže k rovníku bývají převážně toroidální (tzn. ve směru φ), kdežto pole ve vyšších šířkách spíše poloidální (ve směru ϑ). Převzato z [5].



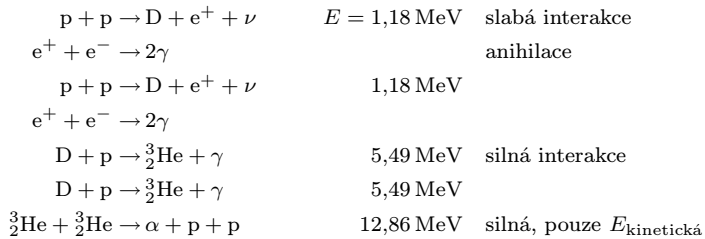
Obř. 8 — Solární dynamo, které prostřednictvím Ω -efektů („navíjení“ siločar diferenciální rotací) mění poloidální pole na toroidální a prostřednictvím α -efektů (vztlakové nestability, vyzdvižení magnetických trubic, odchýlení Coriolisovou silou a rekonexi) naopak toroidální na poloidální. Převzato z [14].

0.1.4 Vnitřní struktura

Nitro Slunce lze rozdělit na tři základní části:

1. *jádro*, v němž probíhají termonukleární přeměny vodíku na helium, konkrétně proton–protonovým řetězcem;

Nejčastěji probíhá řetězec p–p I, jenž sestává z následujících reakcí:



Celková energie uvolněná ve formě záření nebo kinetické energie produktů je $E = 26,20 \text{ MeV}$; energii $E_\nu = 0,54 \text{ MeV}$ odnášejí neutrina, která ovšem látku prakticky neohřívají.

2. *zónu zářivé rovnováhy*, kde se energie přenáší především zářením;

3. *konvektivní zónu*, v níž naopak probíhá přenos prouděním.

Stavba a vývoj hvězd se popisuje následujícími diferenciálními rovnicemi — rovnicí zachování hmoty, hydrostatické rovnováhy, tepelné rovnováhy a přenosu energie. Předpokládáme, že hvězda je sféricky symetrická, čili tento model je jen jednorozměrný (odvození viz [3]):⁷

$$\frac{dR}{dM_R} = \frac{1}{4\pi R^2 \rho}, \quad (7)$$

$$\frac{dP}{dM_R} = -\frac{GM_R}{4\pi R^4}, \quad (8)$$

$$\frac{dL_R}{dM_R} = \epsilon_{\text{nuk}}(\rho, T, X, Y, Z) - T \frac{dS}{dt}, \quad (9)$$

$$\frac{dT}{dM_R} = -\frac{GTM_R}{4\pi PR^4} \nabla, \quad (10)$$

kde gradient $\nabla = \min(\nabla_{\text{rad}}, \nabla_{\text{ad}})$, $\nabla_{\text{rad}} = \frac{3\kappa(\rho, T, X, Y, Z)PL_R}{16\pi acGM_RT^4}$, $\nabla_{\text{ad}} = \frac{\delta P}{c_P \rho T}$, $\delta = -\left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}\right)_P$. Čas vystupuje jednak v rovnici (9) a jednak v rovnicích pro změny *chemického složení*, např. pro časovou změnu obsahu helia můžeme psát:

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = \sum_i \frac{\epsilon_i}{\alpha_i}, \quad (11)$$

kde koeficienty α_i označují množství energie vzniklé úplnou nukleární přeměnou 1 g látky v té které reakci. Soustavu uzavírá stavová rovnice hvězdné látky:

$$P = \frac{\rho}{\mu} \Re T \lambda(\rho, T) + \frac{a}{3} T^4, \quad (12)$$

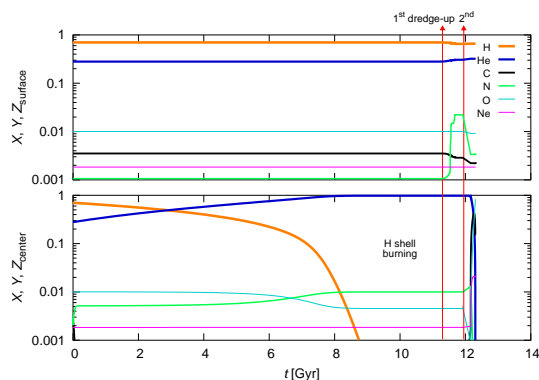
kde $\mu^{-1} \doteq \frac{3}{2}X + \frac{1}{4}Y + 0,5$. Hledané stavové veličiny považujeme za funkce jediné souřadnice a času, $R(M_R, t)$, $\rho(M_R, t)$, $P(M_R, t)$, $L_R(M_R, t)$, $T(M_R, t)$, kde M_R označuje hmotnost obsaženou v kouli o poloměru R .⁸

Standardní model Slunce získáme takto: (i) předpokládáme *homogenní* chemické složení na počátku (v čase $t = 0$), což je oprávněné proto, že nitro bylo ve

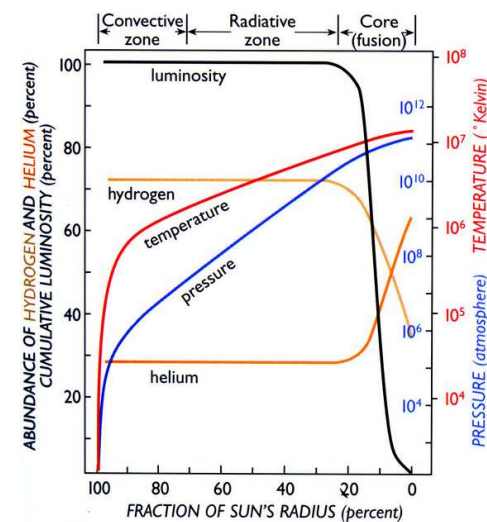
⁷ Označení veličin je následující: R poloměr, M_R hmotnost obsažená v kouli o poloměru R , ρ hustota, P tlak, L_R zářivý výkon vycházející z koule o poloměru R , ϵ_{nukl} měrný výkon jaderných reakcí, S entropie, T teplota, X, Y a Z abundance vodíku, helia a kovů, κ opacita, c_P tepelná kapacita při konstantním tlaku, λ koeficient vyjadřující příspěvek nerelativistické degenerace elektronového plynu, μ střední molekulová hmotnost.

⁸ Použití M_R jako nezávislé proměnné je výhodnější než použití R , zejména z důvodů numerických. V řídkých podpoверхových vrstvách se dokonce jako nezávislá proměnná používá tlak P .

fázi kontrakce plně konvektivní, tudíž došlo k dokonalému promísení. (ii) jako počáteční chemické složení vezmeme *dnes* pozorované složení atmosféry, neboť jádro, kde probíhají přeměny, je od atmosféry zcela oddělené, čili atmosféra si zachovala původní chemické složení (viz obr. 9); (iii) stáří Slunce $t_{\text{age}} = (4,56 \pm 0,01)$ Gyr určíme zcela nezávisle podle meteoritů (viz kap. ??). Správný model musí samozřejmě reprodukovat současné měřené hodnoty L_{\odot} , R_{\odot} .



Obr. 9 — Vývoj chemického složení (abundancí X, Y, Z) na povrchu a v centru Slunce. Výpočet programem EZ.



Obr. 10 — Standardní model Slunce: teplota T , tlak P , luminozita L_R , abundance vodíku a helia (X, Y) v závislosti na poloměru R . Centrální hustota dosahuje 150 g/cm^3 . Převzato z [12].

0.1.5 Vývoj hvězdy

Vývoj hvězdy o hmotnosti $M = 1 M_{\odot}$ a chemickém složení $X = 0,70$, $Z = 0,02$ je podrobně popsán např. v [7]:

- P. *kontrakce* \rightarrow *uvolňování* E_G (bod P na obr. 11): před hlavní posloupností se protohvězda smršťuje, neprobíhají zatím žádné termonukleární reakce (s výjimkou přeměn lithia). Hvězda září zejména díky uvolňované gravitační potenciální energii E_G .
- A. čas $t = 0,048$ Gyr, *ZAMS*: po zažehnutí vodíku ($T_c = 1,2 \cdot 10^7 \text{ K}$, $\rho_c = 80 \text{ g/cm}^3$) je kontrakce již zanedbatelná, hvězda dosáhla hydrostatické rovnováhy a usadila se na *hlavní posloupnosti nulového stáří* (ZAMS). Luminozita mladého Slunce (po odeznění akrece) je pouhých $L = 0,7 L_{\odot}$.
pokles $X_c \rightarrow$ *růst* $\mu \rightarrow$ *pokles* p i $\nabla p \rightarrow$ *zvýšení* $T_c \rightarrow$ *zvýšení* ϵ : Postupná přeměna vodíku na helium způsobuje růst střední molekulové hmotnosti μ , čímž dle stavové rovnice klesá tlak (i gradient tlaku), roste ρ_c , T_c v centru (viz obr. 12) a zvyšuje se měrný výkon reakcí ϵ i celková luminozita L .
- B. $t = 4,56$ Gyr: dnešní Slunce; tento bod modelu je velmi důležitý pro porovnání s pozorováním.
- C. $t = 7,56$ Gyr: dosažení nejvyšší efektivní teploty T_{eff} . Modely klimatu Země ukazují, že již při $L = 1,1 L_{\odot}$ může voda unikat z atmosféry do kosmu;

při $1,4 L_{\odot}$ nastává *překotný skleníkový jev*, způsobující úplné vypaření oceánů. (Existence oblaků by tyto jevy poněkud zpozdila.)

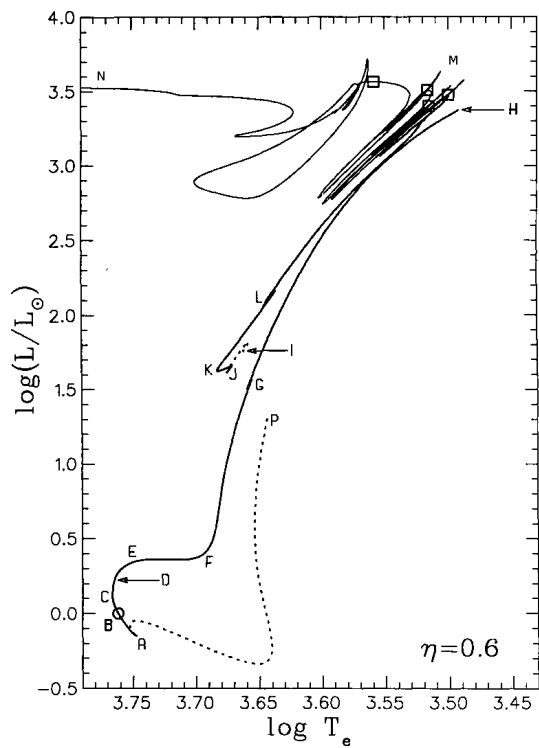
- D. $t = 9,37$ Gyr, $X_c = 0$: je spotřebován vodík v jádře, ale ještě zbývá v okolí.
- E. $t = 10,91$ Gyr, *SGB, kontrakce jádra \rightarrow uvolnění $E_G \rightarrow$ expanze obálky*: konec hlavní posloupnosti, luminozita zde dosahuje $L = 2,2L_{\odot}$. Protože v centru vyhasl zdroj energie, jádro se začne smršťovat. Neznamena to ovšem, že se smrští celá hvězda! Při kontrakci jádra se totiž uvolní obrovská gravitační potenciální energie E_G , která ve formě dodaného tepla způsobí *rozepnutí* obálky. Slunce se přitom rychle pohybuje na větvi podobů (SGB).
- F. $t = 11,64$ Gyr, *RGB, hoření H ve slupce*: na začátku *větve červených obrů* (RGB) již ve hvězdě funguje hoření vodíku ve slupce, které je hlavním zdrojem energie. Nitro hvězdy je z velké části konvektivní, díky čemuž dojde k vynesení syntetizovaných prvků z jádra do atmosféry (viz obr. 9).
- G. $t = 12,15$ Gyr: dočasný pokles L kvůli diskontinuitě způsobené konvekcí.
- H. $t = 12,23$ Gyr, *degenerované jádro \Rightarrow heliový záblesk*: největší luminozity $L = 2349 L_{\odot}$ dosahuje Slunce na konci větve obrů. Při $T_c \simeq 10^8$ K dojde k zažehnutí helia, ale *mimo střed* (na $M_R = 0,13 M_{\odot}$), kvůli ztrátám energie neutrinu při určitých hustotách.
Normálně by zažehnutí He způsobilo expanzi, ochlazení jádra a pokles ϵ , ale zde se uvolněná energie spotřebuje na zvýšení vnitřní energie (snížení stupně degenerace)! Nenastane tedy *žádná expanze*, T_c dále roste, ϵ roste překotně, proběhne *heliový záblesk*. Špičkový výkon dosahuje až $10^{10} L_{\odot}$! (Helium se zde spálí najednou, nikoli pomalu a postupně.) Tento jev však není vidět na povrchu. Záblesk skončí až jádro přestane být degenerované, nastane opožděná expanze jádra, rozepnutí vodíkové slupky, pokles ϵ a na povrchu tedy uvidíme pokles L , záblesk–nezáblesk. Trvání této fáze je jen 10^4 yr, pak nastávají určité oscilace.
- J. $t = 12,23$ Gyr, *HB, hoření He v jádře*: Slunce se dostává na horizontální větev (HB), začíná poklidné hoření helia v jádře. Zářivý výkon je relativně stálý a dosahuje $L \doteq 44 L_{\odot}$, doba trvání je 0,1 Gyr.
- K. $t = 12,32$ Gyr, Y_c malé \rightarrow *kontrakce jádra i slupky H \rightarrow zvýšení ϵ , L* : konec horizontální větve, abundance He v jádře je malá, což vede ke kontrakci jádra, potažmo kontrakci vodíkové slupky a zvýšení ϵ a L .
- L. $t = 12,34$ Gyr: *zažehnutí He ve slupce \rightarrow rozepnutí slupky H \rightarrow pokles L , ohřev slupky \rightarrow růst L* : raná fáze *asymptotické větve obrů* (E–AGB), trvající 0,02 Gyr, začíná při $Y_c = 0$ a zažehnutí helia ve slupce (ve hvězdě jsou tedy *dvě* slupky). Nemysleme si ale, že druhý zdroj energie způsobí

zvýšení zářivého výkonu! Dojde totiž k *rozepnutí vodíkové slupky* a dočasnému poklesu L . Nicméně postupné přibližování slupky He ke slupce H vede nakonec k ohřevu slupky H a růstu L .

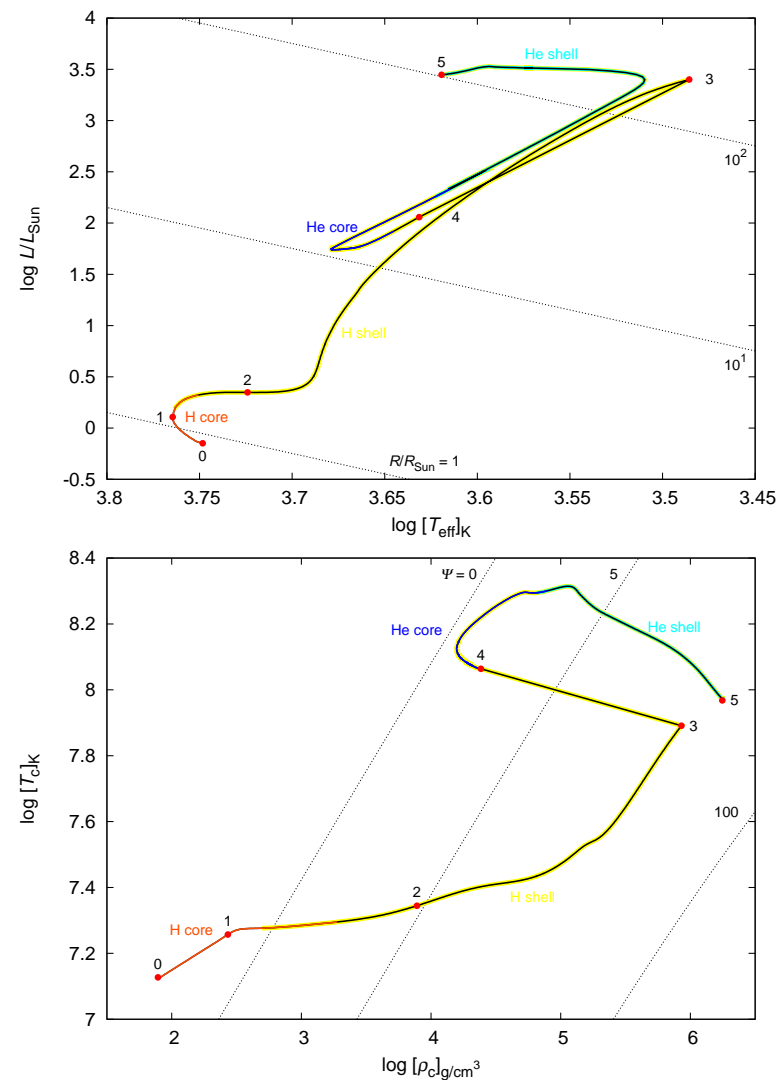
ztráty E neutrinu \rightarrow ochlazení C–O jádra \rightarrow zvýšení degenerace: Jádro z uhlíku a kyslíku je bez zdroje a kolabuje, což by normálně způsobilo ohřev, ale zde jsou zásadní ztráty energie neutrinu, které jádro účinně ochlazují, takže T_c klesá! Jádro se tak opět stane degenerované, dojde ke smrštění (zmenšení) okolních slupek.

- M. $t = 12,35$ Gyr, *tenká slupka He \Rightarrow záblesky ve slupce*: později na asymptotické větvi nastávají termální pulzy (TP–AGB). Tato nestabilita vzniká v *tenké* heliové slupce: při uvolnění jaderné energie totiž dojde pouze k *lokální* expanzi (poklesu ρ), ale okolní tlak $p = \text{konst.}$, protože ten je určen okolními vrstvami. Neboť podle stavové rovnice $p \propto \rho T$, T_{slupky} roste a ϵ roste překotně. L dosahuje až $10^6 L_{\odot}$, ale na povrchu jsou patrné oscilace luminozity pouze o jeden řád. K zastavení záblesku ve slupce dojde až když je slupka tlustá.
Na povrchu se to projevuje jinak: expanze slupky He způsobí zmišení slupky H (což trvá asi 200 yr), čili pokles L_{surf} . Až pak se k povrchu dostane energie uvolněná při záblesku a L_{surf} roste (po dobu 400 yr). Potlačení záblesku vede k „pozvolnému“ poklesu L (během 10^4 yr) a opětovné zapálení slupky H k růstu L . Podle modelu celkem nastanou čtyři záblesky během 400 tisíc let.

- N. $t > 12,37$ Gyr, *nebulární fáze*: na konci vývoje se odehrává velká ztráta hmoty, roste efektivní teplota T_{eff} až k 120 000 K, $L = 3500 L_{\odot}$. Během 10^5 yr se vytvoří dočasná planetární mlhovina a obnaží se jádro hvězdy — *bílý trpaslík*. Ten posléze po miliardy let slabě září a chladne.

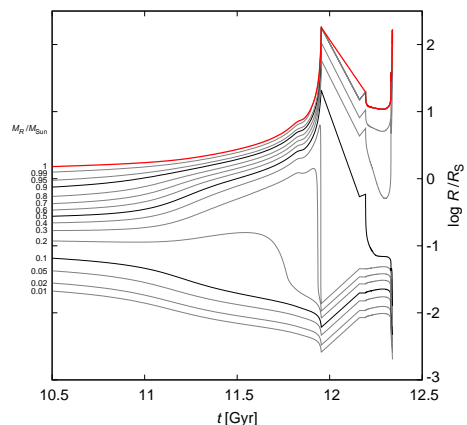


Obr. 11 — Hertzsprungův–Russellův diagram včetně raných a pozdních vývojových stádií. Body P až N jsou popsány v textu. Převzato z [7].



Obr. 12 — Horní panel: Hertzsprungův–Russellův diagram zobrazující vývoj hvězdy o hmotnosti $1 M_{\odot}$, s chemickým složením $X = 0,67$, $Z = 0,02$. Bod 0 ($t = 0$) značí dosažení hlavní posloupnosti nulového stáří; bod 1 ($t = 7,17$ Gyr) opuštění hlavní posloupnosti; bod 2 ($t = 11,05$ Gyr) spotřebování vodíku v jádru ($X_c = 0$), pokles T_{eff} ; bod 3 ($t = 11,95$ Gyr) začátek heliového záblesku; bod 4 ($t = 12,19$ Gyr) postupné spotřebovávání helia v jádru; bod 5 ($t = 12,34$ Gyr) konec modelu — optimální časový krok Δt je menší než doba volného pádu τ_{ff} . Barevně jsou odlišeny fáze nukleárních přeměn: (i) hoření vodíku v jádru, (ii) hoření vodíku ve slupce, (iii) hoření helia v jádru, (iv) hoření helia ve slupce. Tečkované linie odpovídají

konstantním poloměrem ($\log L/L_\odot = 2 \log R/R_\odot + 4 \log T_{\text{eff}}/T_\odot$). Dolní panel: odpovídající diagram centrální hustota ρ_c , centrální teplota T_c . Tečkované linie vyznačují stupeň degenerace Ψ . Výpočet byl proveden numerickým integrátorem hvězdného nitra a vývoje, programem EZ2 (http://hilda.troja.mff.cuni.cz/~mira/EZ2/EZ2_form.php), což je neaptrně upravený program EZ od Billa Paxtona (<http://theory.kitp.ucsb.edu/~paxton/EZ-intro.html>).



Obr. 13 — Profily Slunce $R(t)$ pro slupky různých hmotností M_R . Na hlavní posloupnosti (před 11 Gyr) je vývoj poloměru jen pozvolný. Výpočet programem EZ.

0.1.6 Sluneční analogy

Standardní model Slunce nám neříká nic o detailech. Abychom nahlédli, jaký mělo Slunce v minulosti hvězdný vítr, rotaci, magnetické pole, netepelné záření v UV, rentgenu apod., musíme pozorovat hvězdy, které vypadají jako Slunce (dnes nebo v minulosti).

Slunečními analogy mohou být například [2]: 47 Cas B ($t_{\text{age}} \leq 0,1$ Gyr), EK Dra, π^1 UMa, HN Peg, χ^1 Ori, BE Cet, κ^1 Cet, β Com, 15 Sge, HR 6060, 18 Sco, α Cen A, β Hyi, 16 Cyg A ($t_{\text{age}} = 8,5$ Gyr). Vezměme si jako exemplární příklad mladou hvězdu *EK Draconis*, o hmotnosti 0,9 až 1,0 M_\odot a stáří pouhých 35 Myr. Její vlastnosti jsou:

- rotační perioda pouhých 2,7 d;
- evidentní velká magnetická aktivita;
- 6 % fotosféry je pokryto velkými polárními skvrnami (obr. 14);
- tok v čarách je 20 až 100 krát vyšší než u Slunce;
- velmi horká koróna, emitující 1 000 krát víc v rentgenovém oboru;
- netermální rádiové záření řádově převyšující sluneční erupce;

– aktivita vykazuje přibližně 10 letý cyklus (soudě dle rotační modulační křivky).

Důvod těchto podstatných rozdílů mezi mladými hvězdami a dnešním Sluncem osvětluje následující schéma:

hvězdný vítr → *zpomalování rotace* → *zeslabování magnetického pole*.

Vítr, který odnáší moment hybnosti, nutně vede ke zpomalování rotace hvězdy. Rotace je zase skrzevá dynamo těsně spjata s intenzitou magnetického pole, čili ubývají skvrny, erupce aj. magnetické jevy. Klesá pochopitelně i emise v RTG a UV, která vzniká právě při erupcích.

Spektroskopicky je možné přímo měřit periody rotace (z dopplerovského rozšíření čar); se stářím hvězd se mění jako:

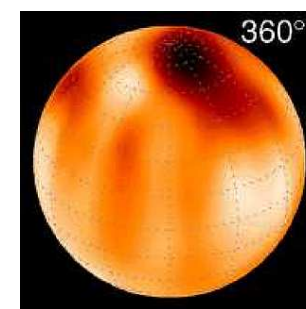
$$P \doteq 0,21 \text{ d} \cdot [t]_{\text{Myr}}^{0,57}.$$

Tento vztah ale neplatí pro hvězdy podstatně mladší než 100 Myr.⁹Hvězný vítr se sice přímo měřit nedaří, ale v podstatě si nedokážeme představit jiný mechanismus, který by takové zvětšování periody způsoboval.

Mezi emisí v UV nebo RTG a periodou rotace je zřetelná korelace, například pro tok v čáře C IV byla měřením zjištěna závislost:

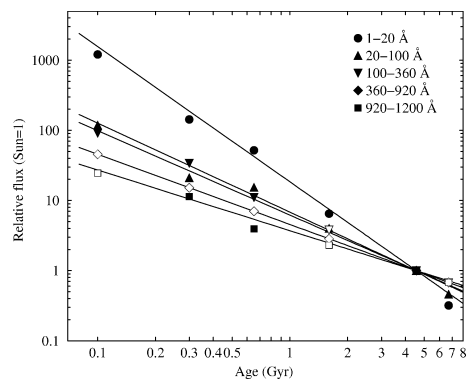
$$L_{\text{CIV}} = (1,2 \pm 0,4) \cdot 10^{22} \text{ W} [P]_{\text{d}}^{-1,6 \pm 0,15}.$$

Ultrafialové (resp. RTG) záření mladého Slunce bylo tedy 100 krát (resp. 1000 krát!) intenzivnější (obr. 15). To má zásadní důsledky mimo jiné pro atmosféry terestrických planet (viz kap. ??).



Obr. 14 — Vzhled povrchu hvězdy EK Dra, odvozený metodou dopplerovského zobrazení. Rotační perioda hvězdy je $P = 2,7$ d. Převzato z [2].

⁹ Patrně to souvisí s existencí nějakého disku obepínajícího hvězdu a určitou magnetickou vazbou mezi nimi. Disk pochopitelně rotuje pomaleji, tudíž může hvězdu brzdit.



Obr. 15 — Závislost RTG a UV záření na čase podle měření cizích hvězd slunečního typu.
Převzato z [2].

- [1] FOUKAL, P. V.: *Solar Astrophysics*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. ISBN 3527403744.
- [2] GÜDEL, M.: *The Sun in time: activity and environment* [online]. [cit. 2010-01-26]. *Living Rev. Solar Phys.*, **4**, 2007.
- [3] HARMANEC, P., BROŽ, M.: *Stavba a vývoj hvězd* [online]. [cit. 2010-01-26]. (<http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/~mira/astrofyzika2/>), 2010.
- [4] HOWE, R.: *Solar internal rotation and its variation* [online]. [cit. 2010-01-26]. *Living Rev. Solar Phys.*, **6**, 2009.
- [5] CHARBONNEAU, P.: *Dynamo models of the solar cycle* [online]. [cit. 2010-01-26]. *Living Rev. Solar Phys.*, **2**, 2005.
- [6] CHRISTENSEN-DALSGAARD, J.: *Stellar Oscillations* [online]. [cit. 2010-01-26]. (<http://www.eneas.info/>). 2003.
- [7] SACKMANN, I. J., BOOTHROYD, A. I., KRAEMER, K. E.: *Our Sun. III. Present and future*. *Astrophys. J.*, **418**, s. 457–468, 1993.
- [8] STIX, M.: *The Sun. An Introduction*. Berlin: Springer-Verlag, 2002. ISBN 3540537961.
- [9] VERNAZZA, J. E., AVRETT, E. H., LOESER, R., *Astrophys. J. Suppl.*, **45**, 635, 1981.

Literatura

- [10] ALVAREZ, L. W., ALVAREZ, W., ASARO, F., MICHEL, H. V.: *Extraterrestrial cause for the Cretaceous Tertiary extinction*. *Science*, **208**, s. 1095, 1980.
- [11] ARTEMIEVA, N., PIERAZZO, E., STÖEFFLER, D.: *Numerical modeling of tektite origin in oblique impacts: Implications to Ries-Moldavites strewn field*. *Bull. of the Czech Geological Survey*, **77**, 4, s. 303–311, 2002.
- [12] BEATTY, J. K., PETERSEN, C. C., CHAIKIN, A.: *The New Solar System*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [13] BERNARD, J. H., ROST, R. aj.: *Encyklopedický přehled minerálů*. Praha: Academia, 1992.
- [14] BERTOTTI, B., FARINELLA, P., VOKROUHLICKÝ, D.: *Physics of the Solar System*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2003. ISBN 1402014287.
- [15] BOČEK, M.: *Petrologické složení povrchu a kůry Měsíce. Povětroň*, **14**, S1, 3, 2006.
- [16] BOTTKE, W. F., CELLINO, A., PAOLICCHI, P., BINZEL, R. P. (editoři): *Asteroids III*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2002. ISBN 0816522812.
- [17] BOTTKE, W. F., RUBINCAM, D. P., BURNS, J. A.: *Dynamical evolution of main belt meteoroids: Numerical simulations incorporating planetary perturbations and Yarkovsky thermal forces*. *Icarus*, **145**, s. 301–331, 2000.
- [18] BOTTKE, W. F., VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D.: *An asteroid breakup 160 Myr ago as the probable source of the K/T impactor*. *Nature*, **449**, 7158, s. 48–53.
- [19] BOTTKE, W. F. aj.: *Debiased orbital and absolute magnitude distribution of the near-Earth objects*. *Icarus*, **156**, 2, s. 399–433, 2002.
- [20] BOWELL, T.: *AstOrb* [online]. [cit. 2008-09-30].
(<ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>).
- [21] BROŽ, M.: *Impaktní kráter Steinheim*. *Povětroň S1/2003*, s. 3–10.
- [22] BROŽ, M.: *Impaktní krátery (2) — Ries*. *Povětroň 5/2001*, s. 6–13.
- [23] BROŽ, M.: *Yarkovsky Effect and the Dynamics of the Solar System*. Dizertační práce, Karlova univerzita, Praha, 2006.
- [24] BROŽ, M.: *Yarko-site* [online]. [cit. 2008-09-30].
(<http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/yarko-site/>).
- [25] BROŽ, M. aj.: *Planetární stezka v Hradci Králové* [online]. [cit. 2008-12-10].
(http://www.astrohk.cz/planetarni_stezka/).
- [26] BROŽ, M., NOSEK, M., TREBICHAŤSKÝ, J., PECINOVÁ, D. Editoři : *Sluneční hodiny na pevných stanovištích. Čechy, Morava, Slezsko a Slovensko*. Praha: Academia, 2004. ISBN 80-200-1204-4.
- [27] BRUNS, H., *Acta Math.*, **11**, s. 25, 1887.
- [28] BURBINE, T. H. aj.: *Meteoritic parent bodies: their number and identification*. in *Asteroids III*, W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, a R. P. Binzel (eds), Tuscon: University of Arizona Press, 2002, s. 653–667.
- [29] BURNS, J. A., SAFRONOV, V. S.: *Asteroid nutation angles*. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **165**, 403, 1973.
- [30] CALLIGAN, D. P., BAGGLEY, W. J.: *The radiant distribution of AMOR radar meteors*. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **359**, s. 551–560, 2005.
- [31] ČEPLIČKA, Z.: *Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks*. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **38**, s. 222–234, 1987.
- [32] ČEPLIČKA, Z. aj.: *Meteor phenomena and bolides*. *Space Science Reviews*, **84**, s. 327–471, 1998.
- [33] *Cryovolcanism and Geologic Analogies* [online]. [cit. 2009-04-30].
(<http://mivo-sys.tripod.com/cryo.html>).
- [34] ČÁPEK, D., VOKROUHLICKÝ, D.: *The YORP effect with finite thermal conductivity*. *Icarus*, **172**, s. 526–536, 2004.
- [35] FARINELLA, P., VOKROUHLICKÝ, D., HARTMANN, W. K.: *Meteorite delivery via Yarkovsky orbital drift*. *Icarus*, **132**, s. 378–387, 1998.
- [36] FERNÁNDEZ, J. A.: *Comets. Nature, dynamics, origin and their cosmogonical relevance*. Dordrecht: Springer, 2005.
- [37] FESTOU, M. C., KELLER, H. U., WEAVER, H. A. (ed.): *Comets II*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2004.
- [38] FRANKEL, C.: *Volcanoes of the Solar System*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996. ISBN 0521477700.
- [39] GABZDYL, P.: *Prohlídka Měsíce* [online]. [cit. 2009-02-05].
(<http://www.moon.astronomy.cz/>).
- [40] *Geologischer Wanderweg im Steinheimer Becken* [online]. [cit. 2003-1-1].
(<http://www.pg.aa.bw.schule.de/aktiv/geoproj/sbecken/wanderfr.htm>)
- [41] GRADY, M. M.: *Catalogue of meteorites*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. ISBN 0521663032.
- [42] GROSCHOFF, P., REIFF, W.: *Der geologische Wanderweg im Steinheimer Becken*. Steinheim am Albuch, 1993.
- [43] HACAR, B.: *Mechanika sluneční soustavy*. Praja: Jednota československých matematiků a fysiků, 1948.
- [44] HAGIHARA, Y.: *Celestial Mechanics I*. Cambridge: MIT Press, 1970.
- [45] HALODA, J.: *Meteority a jejich význam pro studium procesů vzniku a vývoje těles sluneční soustavy* [online]. [cit. 2009-01-29].
(<http://astro.mff.cuni.cz/vyuka/AST021/index.html>).
- [46] HIRAYAMA, K.: *Groups of asteroids probably of common origin*. *Astron. J.*, **31**, 743, s. 185–188, 1918.
- [47] HOLMES, N.: *'Shocking' gas-gun experiments* [online]. [cit. 2008-11-13].
(<https://www.llnl.gov/str/Holmes.html>).
- [48] HOLSAPPLE, K. aj.: *Asteroid spin data: no evidence of rubble-pile structures*. 36th Lunar and Planetary Science Conference, League City, Texas, 2005.
- [49] HUTCHISON, R.: *Meteorites: A Petrologic, Chemical and Isotopic Synthesis*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. ISBN 0521035392.
- [50] CHESLEY, S. R., aj.: *Direct detection of the Yarkovsky effect by radar ranging to asteroid 6489 Golevka*. *Science*, **302**, s. 1739–1742, 2003.
- [51] CHLUPÁČ, I. aj.: *Geologická minulost České republiky*. Praha: Academia, 2002.
- [52] *International Earth Rotation and Reference Systems Service* [online]. [cit. 2008-11-13]. (<http://www.iers.org/>).
- [53] IVEZIĆ, Ž. aj.: *Solar System objects observed in the Sloan Digital Sky Survey commissioning data*. *Astron. J.*, **122**, 5, s. 2749–2784, 2001.
- [54] JENNISKENS, P.: *Meteor showers and their parent comets*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. ISBN 0521853491
- [55] JOHANNSEN, A. aj.: *Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks*. *Nature*, **448**, 7157, s. 1022–1025, 2007.
- [56] JOHNSON, C.: *Precession of a gyroscope and precession of the Earth's axis* [online]. [cit. 2008-09-10]. (<http://www.mb-soft.com/public/precess.html>).
- [57] *JPL Horizons system* [online]. [cit. 2008-09-30].
(<http://ssd.jpl.nasa.gov/?horizons>).

- [58] JPL planetary and lunar ephemerides, DE405 [online]. [cit. 2008-09-30]. [\(ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/planets/\)](ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/planets/).
- [59] KAASALAINEN, M. aj.: *Acceleration of the rotation of asteroid 1862 Apollo by radiation torques*. *Nature*, **446**, 7134, s. 420–422, 2007.
- [60] KAVASCH, J.: *The Ries Meteorite Crater. A geological guide*. Donauwörth: Ludwig Auer GmbH, 1985.
- [61] KELLEY, M. S.: *Comet dust trails* [online]. [cit. 2009-01-31]. [\(http://www.physics.ucf.edu/~msk/projects/trails/\)](http://www.physics.ucf.edu/~msk/projects/trails/).
- [62] KENKMAN, T. aj.: *Structure and formation of a central uplift: A case study at the Upheaval Dome impact crater, Utah*. in *Large Meteorite Impacts III*, s. 85, 2003. ISBN 0813723841. [\(http://books.google.com/\)](http://books.google.com/).
- [63] KOZAI, Y.: *Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity*. *Astron. J.*, **67**, 9, 591, 1962.
- [64] KRING, D. A., BAILEY, J.: *Terrestrial impact craters* [online]. [cit. 2008-11-13]. [\(http://www.lpi.usra.edu/science/kring/epo_web/impact_cratering/World_Craters_web/intromap.html\)](http://www.lpi.usra.edu/science/kring/epo_web/impact_cratering/World_Craters_web/intromap.html).
- [65] KRONK, G.: *Cometography* [online]. [cit. 2009-01-20]. [\(http://cometography.com/\)](http://cometography.com/).
- [66] LEVISON, H., DUNCAN, M.: *Swift* [online]. [cit. 2008-09-30]. [\(http://www.boulder.swri.edu/~hal/swift.html\)](http://www.boulder.swri.edu/~hal/swift.html).
- [67] MANNINGS, V. aj. (Ed.): *Protostars and planets IV*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2000. ISBN 0816520593.
- [68] MARCAN, S.: *Phase diagram explanation* [online]. [cit. 2009-01-20]. [\(http://bhs.smuhsd.org/science-dept/marcan/\)](http://bhs.smuhsd.org/science-dept/marcan/).
- [69] MCFADDEN, L.–A., WEISSMAN, P. R., JOHNSON, T. V. (Ed.): *Encyclopedia of the Solar System*. San Diego: Academic Press, 2007. ISBN 012088589.
- [70] MCSWEEN, H. Y.: *Meteorites and their parent planets*. Cambridge: Cambridge University Press, 1987.
- [71] MIAC. *Antarctic meteorites* [online]. [cit. 2009-01-28]. [\(http://miac.uqac.ca/MIAC/antarc.htm\)](http://miac.uqac.ca/MIAC/antarc.htm).
- [72] MILANI, A., KNEŽEVIĆ, Z.: *Asteroid proper elements and the dynamical structure of the asteroid main belt*. *Icarus*, **107**, 2, s. 219–254, 1994.
- [73] *Minor planet & comet ephemeris service* [online]. [cit. 2008-09-30]. [\(http://www.cfa.harvard.edu/iau/MPEph/MPEph.html\)](http://www.cfa.harvard.edu/iau/MPEph/MPEph.html).
- [74] MORBIDELLI, A., CRIDA, A., MASSET, F., NELSON, R. P.: *Building giant-planet cores at a planet trap*. *Astron. Astrophys.*, **478**, s. 929–937, 2008.
- [75] MORBIDELLI, A., LEVISON, H.: *Scenarios for the origin of the orbits of the trans-neptunian objects 2000 CR₁₀₅ and 2003 VB₁₂ (Sedna)*. *Astron. J.*, **128**, 2564, 2004.
- [76] MORBIDELLI, A. aj.: *Source regions and timescales for the delivery of water to Earth*. *Meteoritics & Planetary Science*, **35**, 6, s. 1309–1320, 2000.
- [77] MURRAY, C. D., DERMOTT, S. F.: *Solar System Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [78] *National Space Science Data Center* [online]. [cit. 2009-02-17]. [\(http://nssdc.gsfc.nasa.gov/\)](http://nssdc.gsfc.nasa.gov/).
- [79] NESVORNÝ, D., MORBIDELLI, A.: *Three-body mean motion resonances and the chaotic structure of the asteroid belt*. *Astron. J.*, **116**, 3029, 1998.
- [80] NESVORNÝ, D., VOKROUHLICKÝ, D.: *Analytic theory of the YORP effect for near-spherical objects*. *Astron. J.*, **134**, 5, s. 1750–1768, 2007.
- [81] NESVORNÝ, D. aj.: *Evidence for asteroid space weathering from the Sloan Digital Sky Survey*. *Icarus*, **173**, 1, s. 132–152, 2005.
- [82] NORTON, O. R.: *The Cambridge Encyclopedia of Meteorites*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. ISBN 0521621437.
- [83] ÓPIK, E. J.: *Collision probability with the planets and the distribution of planetary matter*. *Proc. R. Irish Acad.*, **54**, s. 165–199, 1951.
- [84] OSTRO, S.J. aj.: *Radar imaging of binary near-Earth asteroid (66391) 1999 KW₄*. *Science*, **314**, 5803, s. 1276–1280, 2006.
- [85] DE PATER, I., LISSAUER, J. J.: *Planetary Sciences*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. ISBN 0521482194.
- [86] PECINA, P., CEPLECHA, Z.: *New aspects of in single-body meteor physics.* *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **34**, 102, 1983.
- [87] PECINA, P., NOVÁKOVÁ, D.: *Meteorický radar v Ondřejově. Povětroň*, **10**, 6, s. 4, 2002.
- [88] PETERSON, C.: *A source mechanism for meteorites controlled by the Yarkovsky effect*. *Icarus*, **29**, s. 91–111, 1976.
- [89] POKORNÝ, Z.: *Astronomické algoritmy pro kalkulátory*. Praha: Hvězdárna a planetárium hl. m. Prahy, 1988.
- [90] PÖSGES, G., SCHIEBER, M.: *The Ries Crater – Museum Nördlingen*. München: Dr. Friedrich Pfeil, 1997.
- [91] PRAVEC, P. aj.: *Two-period lightcurves of 1996 FG₃, 1998 PG, and (5407) 1992 AX: One probable and two possible binary asteroids*. *Icarus*, **146**, 1, s. 190–203, 2000.
- [92] PRAVEC, P. aj.: *Ondřejov Asteroid Photometry Project* [online]. [cit. 2008-09-09]. [\(http://www.asu.cas.cz/~ppravec/\)](http://www.asu.cas.cz/~ppravec/).
- [93] PRESS, W. R., TEUKOLSKY, S. A., VETTERLING, W., FLANNERY, B.P.: *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [94] PŘÍHODA, P. aj.: *Hvězdářská ročenka 2008*. Praha: Hvězdárna a planetárium hl. m. Prahy, 2007. ISBN 978-80-86017-47-1
- [95] QUINN, T. R., TREMAINE, S., DUNCAN, M.: *A three million year integration of the earth's orbit*. *Astron. J.*, **101**, s. 2287–2305, 1991.
- [96] *Rieskrater–Museum Nördlingen* [online]. [cit. 2001-1-1]. [\(http://www.iaag.geo.uni-muenchen.de/sammlung/Rieskrater/RieskraterMuseum.html\)](http://www.iaag.geo.uni-muenchen.de/sammlung/Rieskrater/RieskraterMuseum.html)
- [97] RUBIN, A. E.: *Mineralogy of meteorite groups*. *Meteoritics and Planetary Science*, **32**, 231, 1997.
- [98] RUBINCAM, D. P.: *Polar wander on Triton and Pluto due to volatile migration*. *Icarus*, **163**, 2, s. 63–71, 2002.
- [99] RUSSEL, C. T. aj.: *Dawn mission and operations*. Asteroids, Comets, Meteors 2005, editoři Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., Fernandez, J. A., Cambridge: Cambridge University Press, 2006, s. 97–119.
- [100] SEIDELMAN, P. K. (editor): *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac*. U. S. Naval Observatory, Washington, 1992.
- [101] SEPKOSKI, J. J.: *Ten years in the library: New data confirm paleontological patterns*. *Paleobiology*, **19**, s. 43–51, 1993.
- [102] SKÁLA, R.: *Impact process: An important geological phenomenon*. *Acta Mus. Nat-Pragae*, Ser. B., Hist. Nat., **52**, s. 111–156, 1996.
- [103] SPURNÝ, P.: *Fotografické sledování bolidů ve střední Evropě*. *Corona Pragensis*, **2**, 2001, [\(http://praha.astro.cz/crp/0101a.phtml\)](http://praha.astro.cz/crp/0101a.phtml).
- [104] *Stardust, JPL, NASA* [online]. [cit. 2006-06-01]. [\(http://stardust.jpl.nasa.gov/\)](http://stardust.jpl.nasa.gov/).
- [105] STAUDACHER, T. aj.: *⁴⁰Ar/³⁹Ar ages of rocks and glasses from the Noerdlinger Ries crater and the temperature history of impact breccias*. *J. of Geophysics*, **51**, 1, 1982, s. 1–11.

- [106] STUART, J. S.: *A Near-Earth asteroid population estimate from the LINEAR Survey. Science*, **294**, 5547, s. 1691–1693, 2001.
- [107] SUNDMAN, K. E.: *Memoire sur le probleme de trois corps. Acta Math.*, **36**, s. 105–179, 1912.
- [108] ŠIDLICHOVSKÝ, M., NESVORNÝ, D.: *Frequency modified Fourier transform and its applications to asteroids. Cel. Mech. Dyn. Astron.*, **65**, 1–2, s. 137–148, 1996.
- [109] TILLOTSON, J. H.: *Metallic equations of state for hypervelocity impact. General Atomic Report GA-3216*, 1962.
- [110] *The Ries/Steinheim impact crater field trip* [online]. [cit. 2001-1-1]. (<http://www-earthsciences.ucl.ac.uk/research/planetaryweb/field/knodle.htm>)
- [111] *The STScI Digitized Sky Survey* [online]. [cit. 2010-02-15]. (http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form).
- [112] TSIGANIS, K., GOMES, R., MORBIDELLI, A., LEVISON, H. F.: *Origin of the orbital architecture of the giant planets of the solar system. Nature*, **435**, s. 459, 2004.
- [113] TUČEK, K.: *Meteority a jejich výskyty v Československu*. Praha: Academia, 1981.
- [114] VOKROUHLICKÝ, D.: *A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments. Astron. Astrophys.*, **344**, s. 362–366, 1999.
- [115] VOKROUHLICKÝ, D., FARINELLA, P.: *Efficient delivery of meteorites to the Earth from a wide range of asteroid parent bodies. Nature*, **407**, 6804, 606, 2000.
- [116] VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D.: *Pairs of asteroids probably of a common origin. Astron. J.*, **136**, 1, s. 280–290, 2008.
- [117] VOKROUHLICKÝ, D., aj.: *Yarkovsky/YORP chronology of asteroid families. Icarus*, **182**, 1, s. 118–142, 2006.
- [118] WEIDENSCHILLING, S. J.: *Formation of Planetesimals and Accretion of the Terrestrial Planets. Space Science Reviews*, **92**, 1/2, s. 295–310, 2000.
- [119] *Wikipedia* [online]. [cit. 2008-04-10]. (<http://www.wikipedia.org/>).
- [120] WHIPPLE, F.: *A comet model. I. The acceleration of Comet Encke. Astrophys. J.*, **111**, s. 375–394, 1950.
- [121] WOLF, M. aj.: *Astronomická příručka*. Praha: Academia, 1992. ISBN 802000467X.
- [122] ZEĽDOVITCH, Ya. B. aj.: *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. 1966. ISBN 0486420027. (<http://books.google.com>).