

# **Sluneční aktivita a akumulace energie v kůře rozhoduje o klimatu na Zemi**

## **The solar activity and the energy accumulation in the Earth's crust decide about the climate**

*Pavel Kalenda, CoalExp, Pražmo 129, (corresponding author – pkalenda @volny.cz)  
Ivo Wandrol, Silesian University in Opava, Na Rybníčku 1, 746 01 Opava  
Karel Frydryšek, VŠB-TU, Ostrava, 17 listopadu 15, 708 33 Ostrava-Poruba  
Vítězslav Kremlík, 547 01 Náchod, Czech Republic*

### **Abstrakt**

Všechny klimatické modely předpokládají, že na klima na Zemi má vliv aktivita Slunce (sluneční konstanta), avšak že jeho působení je velice krátkodobé díky rychlé tepelné výměně mezi oceánem a atmosférou (IPCC 2015). Důsledkem tohoto předpokladu je jen malá klimatická teplotní citlivost na rychle se měnící aktivitu Slunce.

Protože na základě měření deformací zemské kůry a seismické aktivity jsme zjistili dlouhodobější vliv sluneční aktivity na seismicitu, odvodili jsme rekurzivní model akumulace energie ze Slunce v celé zemské kůře a stanovili parametr „poločas akumulace/uvolňování tepla“. Rekurzivní výpočet jsme ověřili na dlouhodobých pedologických měřeních a poté aplikovali na celou zemskou kůru tak, že jsme zjišťovali, jak se promítají dlouhodobé změny sluneční aktivity za posledních 11000 let do vyzařovaného tepla, které jsme schopni měřit na povrchu Země.

Výsledkem naší analýzy bylo zjištění, že zemská kůra jako celek má dlouhodobou schopnost akumulovat dopadající sluneční záření v různých formách energie (tepelná, pružnost, seismická, deformace) a poté tuto akumulovanou energii opět uvolňovat do kosmického prostoru. Zjištěný poločas akumulace/uvolňování energie je cca 270 let. Pak koeficient korelace mezi uvolňovaným (=akumulovaným) teplem a střední průměrnou teplotou na povrchu Země (klimatické změny) je větší než 0,86.

Na základě různých scénářů vývoje sluneční aktivity jsme pak schopni odhadnout také dopad na změnu klimatu na Zemi.

### **Abstract**

All climatic models assume that Sun's activity (solar constant) influences the Earth's climate, but its effects are very short-lived due to rapid ocean-to-atmosphere heat exchange (IPCC 2015). As a result of this assumption, there is only small climatic sensitivity to the quick variations of solar activity.

Based on our Earth's crust deformation measurement and seismic activity measurement, we found the long-term effect of solar activity on seismicity, we derived a recursive model of solar energy accumulation in the whole earth's crust, and evaluated the half-life parameter of heat accumulation / release. We have verified the recursive calculation on long-term pedological measurements and then applied to the entire Earth's crust by examining how long-term changes in solar activity over the last 11,000 years (Solanki et al., 2004, Nature 431) are reflected in the radiated heat, which we are able to measure at the Earth's surface.

The result of our analysis was the finding that the Earth's crust as a whole has a long-term ability to accumulate the incident solar radiation in various forms of energy (thermal, elastic, seismic, deformation), and then release this accumulated energy into the space. The parameter the half-life of the accumulation / release of energy is about 270 years. Then the correlation coefficient between the released (= accumulated) heat and the mean average temperature on the Earth's surface (climate change) is greater than 0.86. Therefore, based on different scenarios of solar activity development, we can then estimate the impact on climate change on Earth.

## 1. ÚVOD

Povrchovou teplotu na Zemi určují zejména dopadající sluneční záření, albedo, vlastnosti atmosféry, zbytkové teplo emitované z hlubin země, ale také fyzikální vlastnosti hornin, které umožňují akumulaci části dopadajícího slunečního záření a jeho pozdějšího vyzáření zpět do kosmu.

Klimatické modely předpokládají, že sluneční záření přicházející ze Slunce je téměř konstantní (sluneční konstanta =  $1\,360,8 \pm 0,5 \text{ W/m}^2$  (Kopp and Lean 2011)) a které se mění pouze s jedenáctiletým cyklem o cca 0,1% (Lee et al. 1995). Mnohem důležitějším se jeví pouze roční změna osvětlení Země vlivem excentricity orbity Země. Milankovičova teorie (1930) střídání dob ledových s interglaciály je založena na změnách parametrů orbity Země (zejména excentricity a sklonu rotační osy). Ale periody variací těchto parametrů jsou mnohem delší než 11 let – desetitisíce až statisíce let. Milankovičova teorie je dnes dobře rozpracovaná za pomoci nelineárních modelů a jsme schopni odhadnout body zvratu vývoje klimatu (Paillard 2013).

Protože Slunce není hvězda s konstantní svítivostí a kromě 11-letého cyklu můžeme pozorovat i delší cykly, mohou být tyto cykly detekovatelné v řadě teplot měřených na povrchu Země. Pokud by Země byla kompletně pokrytá oceány, které mají velkou tepelnou kapacitu a relativně krátké doby výměny tepla s atmosférou (pouze několik měsíců), pak bychom pozorovali pouze krátkodobé variace globálních teplot. Protože ale značnou část povrchu Země nepokrývají oceány ale kontinentální kůra, část dopadající energie ze Slunce se v ní může akumulovat a po nějaké době zase uvolnit do kosmického prostoru, což závisí pouze na parametrech horninového prostředí kontinentální kůry.

Pedologie využívá informací o akumulacích vlastnostech půdy a přívrchových sediment pro přípravu půdy a správného pěstování rostlin (Bedrna 1989, Kutílek 1990, Klabzuba 2001, Hora 2011). Naopak, teplotní měření ve vrtech jsou využívány pro paleoklimatologické (Čermák 1971, Čermák et al. 2003, Majorowicz et al. 2006).

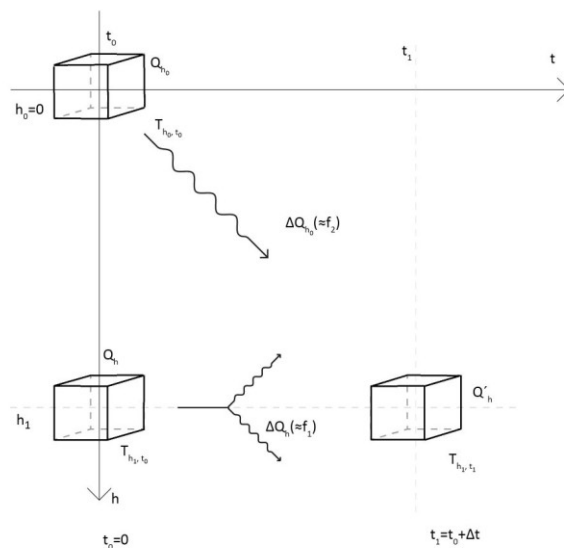
V tomto článku se zaměříme na odvození rekurzivního postupu, který nám umožní spočítat teploty v libovolné hloubce v závislosti na povrchových teplotách (nebo sluneční aktivitě).

Ve třetí kapitole spočítáme část sluneční energie, která se akumulovala v kontinentální kůře za posledních 11000 let ze sluneční aktivity (Solanki et al. 2004) a odhadneme nově definovaný parametr „poločás uvolňování/akumulace tepla“ pro celou kontinentální kůru.

## 2. REKURZIVNÍ VÝPOČET ZMĚN TEPLoty V NĚJAKÉ HLOUBCE POD POVRCHEM Z POVRCHOVÝCH TEPLot

Mějme horninovou krychličku o nekonečně malých rozměrech v hloubce  $h$  pod povrchem (poloprostor)

v teplotně vodivém kontaktu s okolním materiálem (obr. 1).



Obr. 1 – Schéma prostupu tepla z povrchu do hloubky a vyzářování tepla z krychličky v hloubce  $h$ .

Změny teploty uvnitř krychličky závisí na počátečních teplotních podmínkách v celém poloprostoru a na teplotních změnách na povrchu, které budou stejné pro celý povrch poloprostoru.

Uvažujme následující konvence pro následující odvození:

$$\Delta T_h = T_h - \bar{T}_h$$

$\bar{T}_h$  ... je střední teplota v hloubce  $h$

$T_{h,t}$  ... je okamžitá teplota v hloubce  $h$  v čase  $t$

$\Delta t$  ... časový krok = konstanta

$$t_0 = 0 \text{ /s/}$$

$$h_0 = 0 \text{ /m/} \text{ podle Majorowicz et al. (2006).}$$

Potom můžeme popsat změny teploty v krychličce v hloubce  $h$  rovnicí

$$T_{h,t+\Delta t} = f_1(T_{h,t}, \Delta t) + f_2(T_{h_0,t}, \Delta t) \quad /1/$$

kde funkce  $f_1$  určuje, jak se vyzářuje teplo z monitorované krychličky v hloubce  $h$  do okolí a funkce  $f_2$  určuje jaké budou změny teploty v hloubce  $h$  v následujícím čase  $\Delta t$  záviset na změnách povrchové teploty  $T_{h_0,t}$  v čase  $t_0 = 0$ .

### 2.1. Rovnice vyzářování tepla ( $f_1$ )

Jestliže teplota v hloubce  $h$  v materiálové krychličce je rozdílná od okolní teploty, pak změny teploty uvnitř krychličky budou úměrné teplotní diferenci mezi krychličkou a jejím okolím vynásobené materiálovou konstantou  $a_h$ . Index  $h$  bude nadále označovat vše, týkající se hloubky  $h$ . Tato závislost je známa jako

Newtonův zákon ochlazování a může být popsán vztahem

$$\frac{dF_h(t)}{dt} = \alpha_h (F_h(t) - \bar{T}_h) \quad /2/$$

kde  $\alpha_h / s^{-1}$  je materiálový parametr, který musí být zjištěn pomocí měření;

$\bar{T}_h / K$  je střední teplota v krychličce, která také musí být určena z dlouhodobých měření.

Řešením diferenciálních lineárních rovnic prvního řádu /2/ pomocí variace konstant je vztah

$$F_h(t) = \bar{T}_h + (T_{h,t_0} - \bar{T}_h) e^{-\alpha_h t} \quad /3/$$

kde  $T_{h,t_0}$  je počáteční teplota v hloubce  $h$ . Pak můžeme psát pro jeden krok iterace

$$F_h(\Delta t) = \bar{T}_h + (T_{h,t_n} - \bar{T}_h) e^{-\alpha_h \Delta t} \quad /4/$$

kde funkce  $F_h(\Delta t)$  může být formálně zapsána

$$F_h(\Delta t) = T_{h,t_0 + \Delta t} \quad /5/$$

Po substituci /5/ do /4/ dostaneme

$$T_{h,t_n + \Delta t} - \bar{T}_h = (T_{h,t_n} - \bar{T}_h) e^{-\alpha_h \Delta t} \quad /6/$$

Vztah /6/ můžeme upravit na

$$T_{h,t_n + \Delta t} = \bar{T}_h + (T_{h,t_n} - \bar{T}_h) e^{-\alpha_h \Delta t} \quad /7/$$

## 2.2. Závislost na teplotních zdrojích na povrchu ( $f_2$ )

Zemskou kůru můžeme brát jako poloprostor. Fourier-Kirchhoffovu rovnici vedení tepla můžeme použít pro výpočet teplotní distribuce od povrchu do hloubek na základě předpokladu, že poloprostor je homogenní a izotropní a neobsahuje žádné zdroje tepla..

Bergerův model thermoelasticity (Berger 1975, Kalenda, et al. 2012, Frydryšek et al. 2012) předpokládá elastický poloprostor s definovanými horizontálními souřadnicemi  $x$  a  $z$  a s vertikální souřadnicí  $y$  (hloubka). Model je navržen jako 2-D model v ploše s osami  $x$  a  $y$ , protože všechny ostatní proměnné jsou invariantní vůči horizontální ose  $z$ . Povrchová teplota je definována jako harmonická vlna s amplitudou  $T_0 / K$ , úhlovou rychlostí  $\omega / rad s^{-1}$ , a vlnovým číslem  $k / m^{-1}$

$$T(x, t) = T_0 e^{i(\omega t + kx)} \quad /8/$$

Pak můžeme řešit rovnici vedení tepla a určit teplotu v hloubce  $h$ . Souřadnice  $x$  může být zanedbána vzhledem k symetrii teplotního pole ( $x=0$ ) a pro názornost proměnná  $y$  může být nazvána  $h$ .

Teplotní pole pak může být popsáno rovnicí (viz také Mareš a kol. 1990)

$$T(h, t) = T_0 e^{-h \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}} \cos\left(\omega t - h \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right) \quad /9/$$

Carslaw a Jaeger (1959) odvodili v Kapitole II (str. 50) zjednodušenou rovnici pro tepelný tok. Pro přenos tepla kondukcí z povrchu může být rovnice

$$\frac{dG}{dt} = \alpha \frac{d^2 G}{dh^2} \quad /10/$$

kde  $G(h, t) / K$  je skalární funkce, která popisuje rozdělení teploty na hranicích oblasti nebo vrstev.

Funkce  $G(h, t)$  může být zapsána ve formě

$$G(h, t) = T_{h_0, t_0} + \frac{1}{2} c_1 h^2 T_{h_0, t_0} + c_2 t T_{h_0, t_0} \quad /11/$$

kde  $c_1$  a  $c_2$  jsou konstanty. Po substituci do /10/ dostaneme

$$c_2 t T_{h_0, t_0} = \alpha c_1 T_{h_0, t_0} \quad /12/$$

Jestliže  $c_2 t = \alpha c_1$  je pravda podle /12/, pak funkce /11/ je řešením /10/ a my můžeme psát

$$G(h, t + \Delta t) = G(h, t) + c_2 \Delta t T_{h_0, t_0} \quad /13/$$

Funkce  $G(h, t + \Delta t)$  může být formálně psána jako  $G(h, t + \Delta t) \approx T_{h, t_0 + \Delta t}$ . Jestliže označíme

$$c_2 \Delta t \approx b_h /1/, \text{ potom /13/ může být zapsána jako} \\ T_{h, t_0 + \Delta t} = T_{h, t_0} + b_h T_{h_0, t_0} \quad /14/$$

## 2.3. Celkové teplotní změny v hloubce $h$ a čase $t$

The function  $f_1$  at the depth  $h$  according to the equation /7/ will have a form

$$f_1(T_{h,t}, \Delta t) = \bar{T}_h + \Delta T_{h,t_n} e^{-\alpha_h \Delta t} \quad /15/$$

Funkce  $f_2$  bude mít formu podle rovnice /14/.

Potom rovnici /1/ můžeme přepsat v čase  $(t_0 + \Delta t)$  do formy

$$T_{h,t_n + \Delta t} = \bar{T}_h + (T_{h,t_n} - \bar{T}_h) e^{-\alpha_h \Delta t} + T_{h,t_n} + b_h T_{h_0, t_n} \quad /16/$$

kde  $\alpha_h / s^{-1}$  a  $b_h /1/$  jsou materiálové konstanty, které závisí pouze na jejich specifickém místě a na časovém inkrementu, ve kterém se provádí rekurzivní výpočet. Tyto parametry mohou být zjištěny měřením. Výše uvedená rovnice ukazuje, že pokud se nemění materiálové charakteristiky, nebo jejich změny jsou velice pomalé (z pohledu výpočtu), pak teplotní změny v hloubce  $h$  závisí pouze na teplotních změnách na povrchu.

Na základě obrázku 1 a rovnice /16/ je evidentní, že za čas  $\Delta t$  se bude měnit teplota monitorované krychličky v hloubce  $h$ . Teplo z krychličky se bude předávat do okolí v případě, že teplota krychličky je vyšší, než je průměrná teplota jejího okolí, zatímco krychlička bude dostávat část rozdílového tepla oproti průměrnému teplu na povrchu. Pro prediktivní výpočty akumulovaného tepla v hloubce  $h$  je zapotřebí za pomoci dlouhodobého měření stanovit hodnoty koeficientů

$\alpha_h$  a  $b_h$  v jednotlivých časových krocích  $\Delta t$ .

## 2.4. Parametr “poločas akumulace/uvolňování tepla”

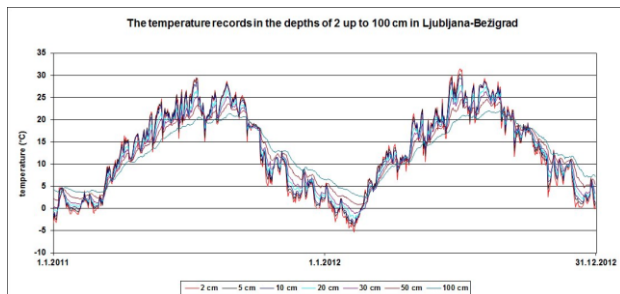
Můžeme definovat parametr “poločas akumulace/uvolňování tepla”  $t_{1/2}$ , který je fyzikálně podobný radioizotopům a je definován časem, za který se do okolního prostoru ze studované krychličky v hloubce  $h$  vyzáří polovina akumulovaného tepla. Z rovnice /15/ vyplývá

$$t_{1/2} = \ln(2)/a_h = 0.693/a_h \quad /17/$$

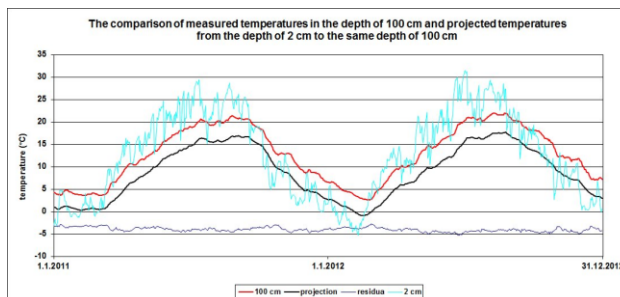
Použitím rovnice /16/ můžeme přepočítat povrchovou teplotu do libovolné hloubky nebo naopak nalézt hodnoty parametrů  $a_h$  a/nebo  $b_h$ , které jsou odpovídající naměřeným teplotám v různých hloubkách. Z parametrů  $a_h$  a  $b_h$  můžeme spočítat poločas  $t_{1/2}$ , který je potřebný k vyzáření poloviny akumulovaného tepla zpět do atmosféry.

## 2.5. Ověření odvozeného teoretického rekurzivního výpočtu na pedologických měřeních

Od roku 1961 je na klimatologické stanici Ljubljana-Bežigrad (46 ° 04'59" N14 ° 31'59" E, 285 m a.s.l.) monitorován teplotní profil na internetu je dostupná téměř kompletní databáze denních teplot v hloubkách 2 cm, 5 cm, 10 cm, 20 cm, 30 cm, 50 cm and 100 cm (Ljubljana - Bežigrad (2013)). Část těchto pedologických měření v letech 2011 a 2012 je ukázána na obr. 2.



Obr. 2 – Křivky naměřených teplot v půdním profilu na stanici Ljubljana-Bežigrad v hloubkách od 2 do 100 cm.



Obr. 3 – Porovnání vývoje naměřených teplot v hloubkách 2 cm (tyrkysová) a 100 cm (červená) s přepočtenou teplotou z hloubky 2 cm do 100 cm podle vztahu /16/ (černě). Rezidua mezi naměřenými a přepočtenými hodnotami teplot v hloubce 100 cm jsou modře.

Je zřejmé, že křivky teplot měřené ve větších hloubkách jsou více zhlazeny než ty, měřené blíže u povrchu. Také extrémní teploty ukazují na zpoždění oproti přípovrchovým měřením. To je ve shodě s teoreticky předvídanou útlumovou křivkou pro izotropní prostředí (rovnice /9/ nebo Mareš a kol. 1990).

Obrázek č.3 ukazuje výsledek přepočtu teplot z hloubky 2 cm do hloubky 100 cm na základě vztahu /16/ metodou nejmenších čtverců. Je patrné, že ačkoli naměřené teploty v hloubce 100 cm vykazují zpoždění v extrémech oproti naměřeným teplotám v hloubce 2 cm (koeficient korelace  $r=0,88$ ), přepočítaná teplotní křivka z 2 cm do 100 cm má s naměřenou křivkou vysokou shodu ( $r=0,997$ ). Obě křivky se liší pouze v absolutní hodnotě o 3,75°C, což může být působeno lokálním teplotním gradientem. Všechny přepočtené křivky ze 2 cm do větších hloubek vykazují vysokou korelaci větší než 0,995 s naměřenými teplotními křivkami (viz Tabulka 1), což potvrzuje správnost výše odvozené rekurzivní procedury.

**Tabulka 1 – Výsledky přepočtu teplotních křivek z hloubky 2 cm do větších hloubek**

**Koeficienty  $a_h$  a  $b_h$  podle vztahu /16/ při přepočtu teplot z hloubky 2 cm do hloubky  $h$ ,**

**$t_{1/2}$  – poločas uvolňování tepla v dané hloubce (nebo ekvivalentně poločas akumulace tepla z povrchu do hloubky  $r$  with 2 cm – koeficient korelace mezi naměřenými teplotami v hloubce 2 cm a hloubce  $h$ ,**

**$r$  projection – koeficient korelace mezi naměřenou teplotou v dané hloubce a vypočtenou teplotou pro danou hloubku podle vztahu /16/, přepočtenou z hloubky 2 cm, shift (°C) – rozdíl absolutních teplot mezi přepočtenými teplotami a naměřenými teplotami v hloubce  $h$ .**

|                  | 5 cm     | 10 cm    | 20 cm    | 30 cm    | 50 cm    | 100 cm   |
|------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $a_h$ (K/day)    | 1.83258  | 0.8916   | 0.34249  | 0.16252  | 0.07365  | 0.04082  |
| $1/b_h$          | 1.19     | 1.69     | 3.45     | 6.67     | 18       | 36       |
| $t_{1/2}$ (days) | 0.378155 | 0.777256 | 2.023415 | 4.264119 | 9.409811 | 16.97614 |
| $r$ with 2 cm    | 0.998457 | 0.994902 | 0.984831 | 0.972985 | 0.942114 | 0.880265 |
| $r$ projection   | 0.998958 | 0.997824 | 0.995844 | 0.995313 | 0.99637  | 0.997009 |
| shift (°C)       | 0.03     | -0.27    | -0.04    | 0.07     | 2.86     | 3.75     |

Tabulka 1 ukazuje, že teplo proniká do hloubek 5 cm velice rychle v řádu hodin (cca 9 hodin). Do hloubky 20 cm pronikne polovina tepla z povrchu přibližně za 2 dny, do hloubky 50 cm za 9,4 dne a do hloubky 100 cm přibližně za 17 dnů. To je ve shodě s rovnicí /9/ a dalšími měřeními ve vrtech (Mareš a kol. 1990, Čermák 1971). Za stejné doby, za jaké polovina tepla z povrchu pronikla do hloubky  $h$ , se polovina akumulovaného tepla vyzáří z dané hloubky do okolní horniny a tedy i na povrch.

### 3. AKUMULACE SLUNEČNÍ ENERGIE V KONTINENTECH

#### 3.1. Energetický rozpočet

Podle energetického rozpočtu IPCC a NASA (Smil 2000) se v oceánech a kontinentech akumuluje 51% sluneční záření. Zbytek energie je nebo se odráží zpět do prostoru, ať už je absorbován mraky nebo vzduchem. Podobný model distribuce tepla přicházejícího ze Slunce, který je rozšířen o skleníkový efekt, lze nalézt v 5. hodnotící zprávě IPCC (2013) nebo v publikaci Trenberth et al. (2009). Největší část energie je nahromaděná v oceánech kvůli velké tepelné kapacitě vody ve srovnání s horninami a kvůli rychlejšímu přenosu tepla do oceánu z atmosféry. Proto všechny klimatické modely počítají s velkou akumulací tepla v oceánech, která může být naakumulována v průběhu několika měsíců, ale na druhé straně může být uvolněna zpět do atmosféry během stejného krátkého období. Většina klimatických modelů proto předpokládá, že oceány neslouží jako dlouhodobé zásobníky tepla, protože podstatná část tepla může být uvolněna zpátky do atmosféry po několika měsících, letech nebo maximálně deseti letech (Yulaeva a Wallace, 1994, Trenberth et al. , 2014, Kumar a Hoerling, 2003, McLean a kol., 2009). Proto klimatické modely používají časové okno 30 let, po kterém se domnívají, že celá výměna energie mezi jednotlivými prostředními je stabilní a "urovnána".

V předchozích kapitolách jsme analyzovali přenos a hromadění tepla v horninové hmotě a odvozlili jsme rekursivní postup, kdy jsme schopni rekonstruovat vývoj teploty (tepla) v určité hloubce od teplotních změn na povrchu, pro společné skály kontinentální kůry. Stejně jako jsme schopni odhadnout parametr "poločas rozpadu tepla" na jiném místě a v různých hloubkách pod povrchem, můžeme odhadnout tento parametr pro zemskou kůru jako celek. To je založeno na úvaze, že globální teploty na povrchu odrážejí jak krátkodobé změny energie, pocházející ze slunce, střednědobé (několik měsíců) uvolňování energie uložené v oceánech, a dlouhodobá akumulace energie v celé zemské kůře. Proto se můžeme pokusit o odhalení vyzařovaného dlouhého záření (OLR) z hornin kontinentální kůry a nejpravděpodobnějšího parametru "poločas rozpadu tepla" kontinentální kůry jako celku.

#### 3.2. Sluneční aktivita

Abychom mohli rekonstruovat teplotní křivku v hloubce  $h$ , potřebujeme znát teplotní řadu na povrchu Země podle /2.1/ označenou jako  $T_{0,t}$  měřenou s krokem  $\Delta t$ , střední hodnotu teploty v hloubce  $h$ , počáteční teplotu  $T_{h,0}$  v hloubce  $h$ . Protože přímá teplotní měření jsou známa pouze za období posledních cca 500 let a to ještě jen v několika místech na Zemi (Letfus 1993) a TSI je přímo měřena pouze za období kosmických letů (cca od 1980) (PMOD\_WRC 2015,

Fröhlich 2006), musíme najít proxy-parametr, který je úměrný buď globálním teplotám nebo TSI a to za dobu minimálně 10x delší, než je námi hledaný parametr „poločas akumulace/uvolnění tepla“ kontinentální kůry. Tedy potřebujeme datovou řadu minimálně několik tisíc let dlouhou a konzistentní za celé období. Takovou datovou řadou se jeví proxy-sluneční aktivita (Wolfova čísla), která je možno rekonstruovat několika nezávislými způsoby, které nezávisí na globální teplotě a ani na jiných klimatických parametrech jako například na koncentraci GHG nebo proudění v oceánech a atmosféře. Wolfova čísla je možno rekonstruovat pomocí minimálně dvou různých metod (Usoskin 2013): Heliomodulation of cosmic rays, which modulates isotopes 1)  $^{14}\text{C}$  and/or 2)  $^{10}\text{Be}$ . Usoskin et al. (2002) nebo Solanki et al. (2004) rekonstruovali křivky sluneční aktivity (decade-averaged modulation potential) na základě koncentrace  $^{10}\text{Be}$  a srovnáním s pozorovanými Wolfovými čísly sluneční aktivity v historické době (Usoskin 2013). Pro naše účely jsme vzali řadu 11,000 Year Sunspot Number Reconstruction by Solanki et al. (2004), která je dostupná na serveru NOAA.

#### 3.3. Změny klimatu

Rozdíl dlouhoperiodické složky OLR od střední hodnoty musí být z dlouhodobého hlediska stejný, jako je rozdíl uvolněného tepla v hloubce  $h$  podle vztahu /2.2/. Jinými slovy, klimatické variace by měly kromě dalšího odrážet také dlouhodobou akumulaci tepla v horninách. Jako reprezentanta dlouhoperiodické složky OLR můžeme vzít přímo globální teploty (nebo jejich rozdíly od střední teploty) nebo jiný parametr, který v sobě globální teploty přímo nebo nepřímo obsahuje, jako například výšky hladin světového oceánu.

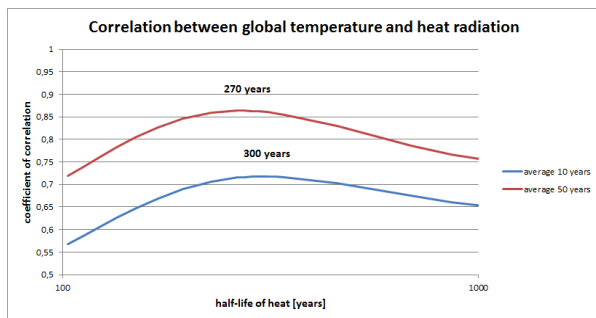
Porovnáním obou křivek, tedy  $T_{0,t}$ , reprezentovanou v našem případě křivkou proxy-sluneční aktivity, přepočtenou do hloubky  $h$  podle vztahu /2.3/ a porovnáním s naměřenými globálními teplotami nebo výškami hladin světového oceánu bychom měli být schopni odhadnout parametr  $a_h$  podle vztahu /2.2/, pro který budou mít obě křivky největší koeficient korelace.

Pro naše účely jsme zvolili za klimatickou řadu přímo rekonstruované globální teploty glclu\_eiv\_composite podle Mann et al. 2008, které jsou dostupné na serveru NOAA. Rekonstruované teploty s krokem 1 rok jsme přepočítali do dvou řad průměrováním – do řady s krokem 10 let a do druhé řady s krokem 10 let, ale zprůměrováním v okně 50 let. Řada glclu\_eiv\_composite je dostupná od roku 500 AD, tedy za posledních cca 1500 let.

#### 3.4. Výsledky analýzy

Pro přepočet dopadající energie na povrch Země do hloubky  $h$  je nutno znát 2 parametry:  $a_h$  a  $b_h$ . Pro

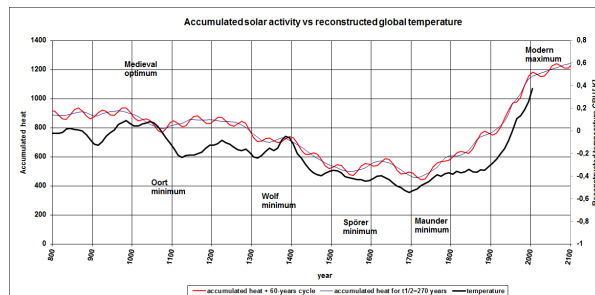
korelaci vyzařovaného tepla z hloubky  $h$  na povrch s povrchovými teplotami není nutno znát parametr  $b_h$ , protože ten pouze absolutně posouvá hladinu teploty v hloubce  $h$  oproti povrchu o konstantní hodnotu a tedy koeficient korelace na něm není závislý (Parametr  $b_h$  se dá přepočítat z parametru  $a_h$  ale to nemá praktický význam pro korelaci). Zvolili jsme tedy koeficient  $b_h = 1$ , který formálně říká, že při zvýšení Wolfova grupového čísla o 1 se zvýší průměrná teplota ve sledované kůře o  $1^\circ\text{C}$  za 10 let (krok datové řady). Pro naše účely koeficient  $b_h$  význam nemá. Pouze koeficient  $a_h$  má fyzikální význam a ukazuje, jak rychle se bude akumulovat teplo v zemské kůře v hloubce  $h$  a/nebo vyzařovat zpět na povrch. Pro různé koeficienty  $a_h$  jsme spočítali, jaký bude koeficient korelace mezi oběma rekonstruovanými řadami povrchových teplot podle Mann et al. (2008) a mezi řadou uvolněného tepla z hloubky  $h$  zpět na povrch (OLR) podle vztahu  $1/h$  (viz obr. 4).



Obr. 4 – Koeficient korelace mezi rekonstruovanými globálními teplotami (CRU composite) (Mann et al. 2008) a vyzařovaným teplem ze zemské kůry pro volené poločas akumulace/uvolňování tepla.

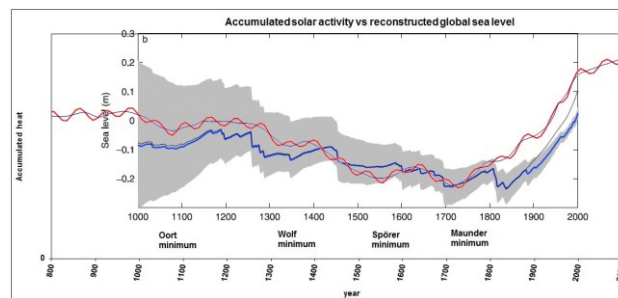
Je vidět, že koeficient korelace mezi shlazenými teplotami v okně 50 let je vyšší než pro průměrné teploty v 10-letém okně a dosahuje hodnoty v maximu až  $r = 0.86$ , což je známka statistické závislosti mezi oběma řadami na hladině významnosti 15%. Vyšší koeficient korelace pro delší teplotní okno říká, že řada proxy-Wolfových čísel s krokem 10 let je fyzikálně shlazená a že odběry vzorků neumožnily získat vyšší přesnost jak velikosti proxy-Wolfových čísel, tak i přiřazení v čase. Z tohoto pohledu se variace rekonstruovaných teplot v 10-letém okně jeví být zdánlivě kontaminovány ze 30% bílým šumem. Více shlazená křivka rekonstruovaných teplot v 50-letém okně proto více odpovídá již primárně shlazené křivce proxy-Wolfových čísel. Výsledná křivka akumulovaného tepla v kontinentální kůře (v relativních jednotkách pro maximální koeficient korelace ( $t_{1/2} = 270$  roků) je spolu s křivkou rekonstruovaných teplot (Mann et al. 2008) za posledních 1000 let zobrazena na obrázku č.5.

Můžeme také porovnat tutéž křivku akumulovaného tepla v kontinentální kůře s výškou hladin světového oceánu, jehož rekonstrukci provedla Jevrejeva et al. (2009) (viz obr. 6).



Obr. 5 – Porovnání akumulovaného tepla ze sluneční aktivity s rekonstruovanými globálními teplotami a vyhlazenými v 50-letém okně (podle Mann et al. 2008).

Shoda mezi rekonstruovanou výškou hladiny světového oceánu a akumulovaným teplem v zemské kůře se zdá být větší než pro rekonstruované teploty podle Mann et al. (2008), protože i první derivace obou křivek si více odpovídají. Viditelný rozdíl je pouze ve skokovitých poklesech hladin oceánu po největších explozích vulkánů, zejména Tambory a Katly, což je ovšem záležitostí použitého modelu pro rekonstrukci výšek hladin oceánů.



Obr. 6 - Porovnání akumulovaného tepla ze sluneční aktivity s rekonstruovanými výškami hladin globálního oceánu (Jevrejeva et al 2009 – Fig. 3b).

#### 4. DISKUZE

Do hlubin země se přenáší teplotní změny z povrchu velice pozvolna díky malému součiniteli tepelné vodivosti hornin (Čermák 1971, Čermák et al. 2003). Rychleji se přenáší teplo fluidy. Tedy můžeme odhadnout, že na akumulaci tepla a jejím vyzařování zpět do vesmíru se podílí celá kontinentální kůra a podstatnou roli hraje přenos tepla fluidy.

Kromě přenosu tepla z povrchu do hlubin sdílením nebo konvekci s fluidy je možno uvažovat i o dalších mechanismech, jako je například termoelastická vlna a západkový mechanismus (Kalenda et al. 2011, 2012a). Ten umožňuje transformovat tepelnou energii v přípořkových vrstvách na roztažení hornin a energii pružnosti, která má schopnost se akumulovat v celé kůře a uvolnit se na oslabených zónách, především subhorizontálních, jako jsou rozhraní mezi svrchní a spodní kůrou, na Moho ploše, i na rozhraní mezi kůrou a pláštěm a svrchním a spodním pláštěm. Všude tam dochází k posunům mezi vrstvami a uvolňování energie pružnosti ve formě tření a tedy zpětné přeměny na teplo.

O vzájemném propojení sluneční aktivity, atmosféry a geosféry svědčí i to, že variace seismické aktivity mají

v mnoha oblastech periodicity Schwabeho ( $\approx 11$  let), Haleho cyklu ( $\approx 22$  let) nebo Van (Jose) cyklu ( $\approx 179$  let) (Jose 1965, Kalenda et al. 2011, 2012a). Do sluneční aktivity se promítají vzájemné polohy planet a tím i pohyb Slunce vůči barycentru Sluneční soustavy (Charvátová 1990). Nejtěsnější vazba je mezi orogenezemi a klimatickými chladnými periodami (Kalenda et al. 2011, 2012a). Není tedy divu, že mnoho autorů našlo podobné periody planet ve sluneční soustavě a v klimatických změnách. Těmto souvislostem bylo věnováno celé číslo časopisu PRP (Mörner 2015).

Z krátkodobých nejvýznamnějších period můžeme poukázat na periodu 60-let, která ukazuje na vazbu sluneční aktivity a velkých planet Sluneční soustavy (Scafetta 2010, 2011, 2012). Je pozorovatelná jak na výšce hladin světového oceánu (Jevrejeva et al. 2009), tak na PDO a AMO klimatických parametrech (Klyashtorin 2001, Akasofu 2009). Co je nejdůležitější, 60-letá perioda je patrná také na polárních zářích, které evidentně nemají s klimatem na Zemi žádnou souvislost, zato odrážejí velikost slunečního větru a tedy i sluneční aktivity (Křivský and Pejml 1988). Proto jsme namodelovali 60-leté oscilace na křivku akumulovaného tepla v hlubinách, přestože tato perioda není vidět na proxy-datech Wolfových čísel. Zobrazili jsme je na obrázcích č.5, 6 a 7 tlustou červenou čarou. Je vidět, že výsledky dobře odpovídají zejména rekonstruovaným výškám hladin světového oceánu (Jevrejeva et al. 2009).

Protože sluneční aktivitu můžeme odhadnout do budoucna na základě gravitačních vlivů planet (Kalenda and Málek 2008), stanovili jsme 3 možné scénáře vývoje sluneční aktivity v budoucích 80 letech (do roku 2100):

**Tabulka 2 – Odhad průměrných Wolfových čísel sluneční aktivity v 10-letém okně**

|      | A  | B  | C  |
|------|----|----|----|
| 2025 | 20 | 16 | 40 |
| 2035 | 16 | 10 | 40 |
| 2045 | 16 | 24 | 40 |
| 2055 | 10 | 29 | 40 |
| 2065 | 26 | 29 | 40 |
| 2075 | 26 | 24 | 40 |
| 2085 | 53 | 24 | 40 |
| 2095 | 68 | 15 | 40 |

A – radikální scénář, kdy sluneční aktivita bude podobná té před Malou dobou ledovou

B – střední scénář, kdy bude sice nižší sluneční aktivita než dnes, ale nedosáhne nulové hodnoty slunečních skvrn

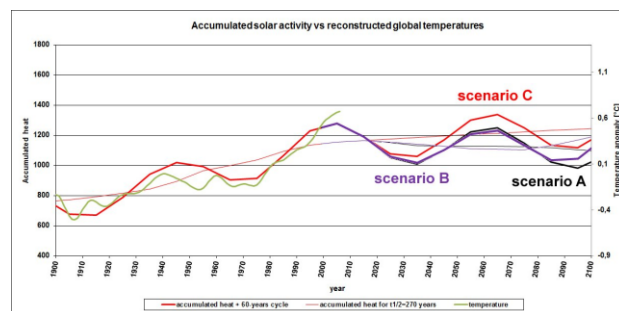
C – konzervativní scénář, kdy bude sluneční aktivita obdobná, jako ve 24 cyklu (nynější).

Ve scénáři A jsme předpokládali, že sluneční aktivita mezi lety 1622 až 1658 bude odpovídat sluneční aktivitě mezi lety 1980 až 2016 (odlehlost mezi obdobími je Joseho cykly po 178.6 letech). Průměrné měsíční počty slunečních skvrn budou v maximech:

2029 (20), 2041 (16), 2051 (10), 2062 (26), 2074 (26), 2085 (53) a 2096 (68).

Ve scénáři B jsme použili predikce sluneční aktivity v maximech podle R.J. Salvadora (2013): 2029 (27), 2038 (16), 2048 (40), 2058 (49), 2069 (49), 2079 (40) a 2093 (26), které jsme zprůměrovali na 10-leté okno koeficientem 1.7, aby byly odpovídající Wolfovým číslům podle Solanki et al. (2004) (viz Tab. 1).

Ve scénáři C jsme předpokládali, že bude v 10-letém okně průměrná hodnota Wolfova grupového čísla 40. Výsledek akumulovaného tepla pro tento konzervativní scénář je zobrazen na obrázcích 2 a 3 (do roku 2015 byly použité skutečné hodnoty Wolfových čísel). Mezi lety 2000 a 2030 by měl být pozorován tzv. „hiatus“, což se zatím potvrzuje. Od roku 2030 do roku 2060 by měla globální teplota na Zemi vzrůst, ale méně než mezi lety 1970 a 2000. Poté by měla nastat opět stagnace globálních teplot až do roku 2090 (2100). Navíc předpokládáme alespoň jeden výbuch vulkánu s VEI alespoň 5 (Kalenda and Neumann 2012b), který dokáže snížit teplotu o  $0,5^{\circ}\text{C}$  a více (Kalenda and Neumann 2012).



**Obr. 7 – Projektovaný vývoj globální teploty (akumulovaného tepla v zemské kůře) do roku 2100 podle jednotlivých scénářů sluneční aktivity A, B a C (relativní jednotky). Zeleně – naměřená globální teplota podle Mann et al. (2008), průměrovaná v 50-letém okně.**

Všechny 3 scénáře vývoje sluneční aktivity jsme vynesli v projekci do roku 2100 společně s vývojem globálních teplot podle Mann et al. (2008) (viz obr. 4). Výsledkem všech projekcí je mírný nárůst až stagnace globálních teplot do roku 2100 s výrazným kolísáním s periodou 60 let okolo středních hodnot. Do roku 2030 by měly generelně teploty mírně klesat, do roku 2060 opět narůstat s tím, že podle scénáře C by měly přesáhnout hodnoty z roku 2000 – 2016. Podle druhých dvou scénářů A a B by měly být teploty v maximu na úrovni let 2000 – 2016. Od roku 2060 do roku 2090 by měly teploty opět klesat až do roku 2090 s tím, že ve scénáři C by měly být vyšší oproti letům 2020 – 2040. Naopak, podle scénářů B a C by měly teploty zůstat na stejné úrovni nebo nižší.

Nynější pozorovaný „hiatus“ v teplotách mezi lety 1998 a 2015 odpovídá plně všem 3 scénářům vývoje globálních teplot, protože od roku 1995 sluneční aktivita generelně klesá. Tento „hiatus“ předpokládal pouze 1 ze 102 scénářů IPCC (Christy 2015). Období let 2020 – 2040 prokáže nebo vyvrátí naši hypotézu, založenou na

akumulaci tepla v horninách kontinentální kůry a jejímu zpětnému uvolnění do kosmického prostoru po nějaké době.

## 5. ZÁVĚR

Pokud připustíme, že část dopadající energie ze Slunce se akumuluje v horninách kontinentální kůry, jsme schopni odhadnout na základě řad sluneční aktivity a nějakého klimatologického parametru obsahující tepla nebo teplotu, jaké jsou vlastnosti těchto hornin. Největší koeficient korelace mezi řadou proxy-Wolfových čísel (Solanki et al. 2004) a globálními teplotními anomáliemi v okně 50 let s krokem 10 let (Mann et al. 2008) byl zjištěn pro parametr „half-live of heat“ = 270 let. Pro tento parametr pak koeficient korelace dosáhl hodnoty  $r = 0.86$ , což je známka potvrzení faktu, že mezi těmito řadami existuje souvislost.

Ještě těsnější souvislost existuje mezi proxy-sluneční aktivitou a rekonstruovanou výškou hladin oceánů (Jevrejeva et al. 2009), kdy si odpovídají také změny prvních derivací obou křivek, což je známkou jednotného fyzikálního mechanismu, který obě řady spojuje.

Na základě tří scénářů budoucího vývoje sluneční aktivity v příštích cca 80 letech jsme byli schopni odhadnout i vývoj budoucích globálních teplot nebo výšek hladin oceánů. Ve všech scénářích se ukázalo, že se rychlost nárůstu obou parametrů zpomalí (konzervativní scénář C), ne-li úplně zastaví (pravděpodobnější scénáře A a B). Nárůst globálních teplot do roku 2100 v žádném případě nepřesáhne  $1^{\circ}\text{C}$ , i kdyby lidstvo nepřestalo vypouštět  $\text{CO}_2$  do atmosféry.

Analýza vývoje akumulovaného tepla v kontinentální kůře ukázala, že pravděpodobně za nynějšími klimatickými změnami stojí z větší části příroda a nikoli lidstvo (Mörner 2015).

Když sedíme u kachlových kamen, tak je nám ještě dlouhou dobu teplo i poté, co již oheň dávno vyhasl ...

## LITERATURA

Akasofu, S.-I. (2009): Two natural components of the recent climate change. The recovery from LIA. The Multidecadal oscillation.  
Bedrna, Z. (1989): Půdné režimy. Vydavatelstvo Slovenské akademie vied, Bratislava, 221 s.  
Berger, J. (1975): A Note on Thermoelastic Strains and Tilts, Journal of Geophysical Research, vol. 80, NO.2, January 1975.  
Blatnička – meteorologická stanice (2016) – On line data: [http://www.yr.no/place/Czech\\_Republic/South\\_Moravia/Blatni%C4%8Dka~3079245/](http://www.yr.no/place/Czech_Republic/South_Moravia/Blatni%C4%8Dka~3079245/)  
Carslaw, H.S. and Jaeger, J.C. (1959): Conduction of heat in solids. Oxford Press.

Čermák, V. (1971): Underground temperature and inferred climatic temperature of the past millennium, Paleogeography, Paleoclimatology, Paleoecology, 10, 1–19.  
Čermák, V., Bodri, L., Gosnold, W. D. and Jessop, A. M. (2003): Most recent climate history stored in the sub-surface, inversion of temperature logs re-measured after 30 years, Geophys. Res. Abstr., 5, 02117 EGS-AGU-UEG Nice, France.  
DS18B20 - <http://www.gme.cz/teplotni-cidla-s-cislicovym-vystupem/ds18b20-p530-067/>  
Frydryšek, K., Wandrol, I. and Kalenda, P. (2012): Application of SBRA Method in Mechanics of Continental Plates. International Journal of Mechanics, ISSN: 1998-4448, Volume 6, No. 4, 230-237.  
Fröhlich, C., Solar Irradiance Variability Since 1978: Revision of the {PMOD} Composite During Solar Cycle 21, Space Sci. Rev., 125, 53-65, 2006. doi: 10.1007/s11214-006-9046-5.  
Hora, P. (2011): Vztah teploty vzduchu a půdy různých půdních druhů. In.: Středová, H., Rožnovský, J., Litschmann, T. (eds): Mikroklima a mezoklima krajinných struktur a antropogenních prostředí. Skalní mlýn, 2.–4. 2. 2011.  
Charvátová, I. (1990): The relations between solar motion and solar variability. Bull. Astr. Inst. Czechosl. 41, 56-59.  
Christy, J.R. (2015): Testimony - “Data or Dogma? Promoting Open Inquiry in the Debate Over the Magnitude of Human Impact on Climate Change”. 8.12.2015. U.S. Senate Committee.  
Jevrejeva, S., Grinsted, A., Moore, J.C., 2009. Anthropogenic forcing dominates sea level rise since 1850. Geophysical Research Letters 36. doi:10.1029/2009GL040216.  
Jose, P. D. (1965): Sun's motion and sunspots. Astron. J., 70,193-200.  
Kalenda, P. a Málek, J. (2008): Je sluneční aktivita spojená s variacemi momentu hybnosti Slunce? Zborník referátov z 19. celoštátneho slnečného seminára, 36-44. (ISBN verzie na CD: 978-80-85221-60-2). <http://stara.suh.sk/obs/slnsem/19css/kalenda.pdf>  
Kalenda, P., Neumann, L., Málek, J., Skalský, L., Procházka, V., Ostříhanský, L., Kopf, T., Wandrol, I. (2012): Tilts, global tectonics and earthquake prediction. SWB, London, 247pp.  
Kalenda, P. and Neumann, L. (2012): The relationship between volcanic and seismic activity. EGU meeting, Vienna 24.-27.4.2012. poster.  
Klabzuba, J. (2001): Aplikovaná meteorologie a klimatologie: Bilance tepla na aktivním povrchu, teplota půdy, vzduchu a vody. Česká zemědělská univerzita v Praze, Praha, 45 s.  
Klyashtorin, L.B. (2001). Dynamics of climatic and geophysical indices (Chapter2). In: Climate change and long-term fluctuations of commercial catches: the possibility of forecasting. FAO Fisheries Technical Paper. No. 410. Rome, FAO. 2001. 86p. <http://www.fao.org/docrep/005/y2787e/y2787e00.htm>  
Kopp, G., Lean, J. L. (2011): A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance. GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, VOL. 38, L01706. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2010GL045777/pdf>  
Křivský, L. Pejml, K. (1988): Solar activity aurorae and climate in Central Europe in the last 1000 years. Bulletin of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences No 75. <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/aeronomy/aurorae.html>  
Kumar, A., and M. P. Hoerling (2003), The nature and causes for the delayed atmospheric response to El Nino, J. Clim., 16, 1391–1403.  
Kutílek, M. (1990): Hydrotermické režimy půd. In.: Němeček, J., Smolíková, L., Kutílek, M. (1990): Pedologie a paleo-pedologie. Academia, Praha, s. 73–94.  
Lee III, R. B., M. A. Gibson, R. S. Wilson, and S. Thomas (1995), Long-term total solar irradiance variability during sunspot cycle 22, J. Geophys. Res., 100(A2), 1667–1675, doi:10.1029/94JA02897.  
Letfus, V. (1993): Solar activity in the sixteenth and seventeenth centuries (a revision). Solar Physics, Vol. 145, 377–388.  
Ljubljana Bežigrad (2013): Agrometeo data 1961 – 2013. [http://meteo.arso.gov.si/uploads/probase/www/agromet/product/orm/sl/zip\\_tal/LJUBLJANA\\_BEZIGRAD.zip](http://meteo.arso.gov.si/uploads/probase/www/agromet/product/orm/sl/zip_tal/LJUBLJANA_BEZIGRAD.zip)  
Majorowicz, J., Grasby, S.E., Ferguson, G., Safanda, J. and Skinner, W. (2006): Paleoclimatic reconstructions in western Canada from borehole temperature logs: surface air temperature forcing and groundwater flow. Climate of the Past, 2, 1–10. <http://www.clim-past.net/2/1/2006/cp-2-1-2006.pdf>



- Mann, M.E., Zhang, Z., Hughes, M.K., Bradley, R.S., Miller, S.K., Rutherford, S., [Proxy-Based Reconstructions of Hemispheric and Global Surface Temperature Variations over the Past Two Millennia](#), *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 105, 13252-13257, 2008
- McLean, J. D., C. R. de Freitas, and R. M. Carter (2009), Influence of the Southern Oscillation on tropospheric temperature, *J. Geophys. Res.*, 114, D14104, doi:10.1029/2008JD011637.
- Milankovič, M. (1930): *Mathematische Klimalehre und astronomische Theorie der Klimaschwankungen. 176 pp.* Borntraeger.
- N.A. Mörner ed. (2015): Planetary influence on the Sun and the Earth and a modern book-burning. Nova Science Publishers, New York. ISBN: 978-1-63482-489-9 (e-Book).
- Neumann, L., Kalenda, P. (2010): Static vertical pendulum – apparatus for in-situ relative stress measurement. In: Rock stress and earthquakes (F.Xie ed.), 255-261.
- Paillard, D. (2013): Quaternary glaciations : from observations to theories (Milankovic Medal Lecture). Geophysical Research Abstracts, Vol. 15, EGU2013-14249, 2013. <http://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2013/EGU2013-14249.pdf>
- PMOD\_WRC 2015: <http://www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant>
- Pulinets, S., Ouzounov, D. (2011): Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere Coupling (LAIC) model–An unified concept for earthquake precursors validation. *Journal of Asian Earth Sciences* 41 (4), 371-382.
- Salvador, R.J. (2013): A mathematical model of the sunspot cycle for the past 1000 yr. *Pattern Recogn. Phys.*, 1, 117–122, 2013.
- Scafetta, N. (2010): Empirical evidence for a celestial origin of the climate oscillations and its implications. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 72 (2010) 951–970.
- Scafetta, N. (2011): Testing an astronomically based decadal-scale empirical harmonic climate model versus the IPCC (2007) general circulation climate models. (*Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*,) [http://scienceandpublicpolicy.org/images/stories/papers/reprint/astronomical\\_harmonics.pdf](http://scienceandpublicpolicy.org/images/stories/papers/reprint/astronomical_harmonics.pdf)
- Scafetta, N. (2012): Multi-scale harmonic model for solar and climate cyclical variation throughout the Holocene based on Jupiter–Saturn tidal frequencies plus the 11-year solar dynamo cycle, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 80, 296–311.
- Smil, V. (2000): [Energies: An Illustrated Guide to the Biosphere and Civilization](#), The MIT Press, 2000.
- Solanki, S.K., Usoskin, I.G., Kromer, B., Schüssler, M. and Beer, J. (2004): “Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years”, *Nature*, 431, No. 7012, pp. 1084–1087. <http://www.cricyt.edu.ar/paleo/pubs/solanki2004/solanki2004.html>
- Systém ALA (2013): Meteostanice s GSM přenosem. <http://teranos.alal.com/index.php>
- Trenberth, K. E., John T. Fasullo, and Jeffrey Kiehl, 2009: Earth's Global Energy Budget. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **90**, 311–323. doi: <http://dx.doi.org/10.1175/2008BAMS2634.1>
- Trenberth, K. E., John T. Fasullo, and Magdalena A. Balmaseda, 2014: Earth's Energy Imbalance. *J. Climate*, **27**, 3129–3144. doi: <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00294.1>
- Usoskin, I.G., Mursula, K., Solanki, S.K., Schüssler, M. and Kovaltsov, G.A., 2002, “A physical reconstruction of cosmic ray intensity since 1610”, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1374.
- Usoskin (2013): A History of Solar Activity over Millennia. <http://solarphysics.livingreviews.org/Articles/lrsp-2013-1/articlese3.html>.
- Yulaeva, E., and J. M. Wallace (1994), The Signature of ENSO in global temperature and precipitation fields derived from the microwave sounding unit, *J. Clim.*, **7** (11), 1719–1736, doi:10.1175/1520-0442(1994)007<1719:TSEOIG>2.0.CO;2