

L7

Energetický a vodní cyklus III

Oddělení numerické předpovědi počasí

© ČHMÚ 2007

Plán přednášky

- Radiační přenos a jeho parametrizace v NWP
 - Obecný úvod;
 - Rovnice radiačního přenosu (RTE);
 - Čtyři integrály pro řešení RTE;
 - Problém nasycení a interakce s rozptylem;
 - Příklad mnohonásobných zdrojů: formalismus NER (Net Exchange Rate);
 - Jak se vyhnout vysokým početním nárokům: konkrétní příklad.

Obecný úvod

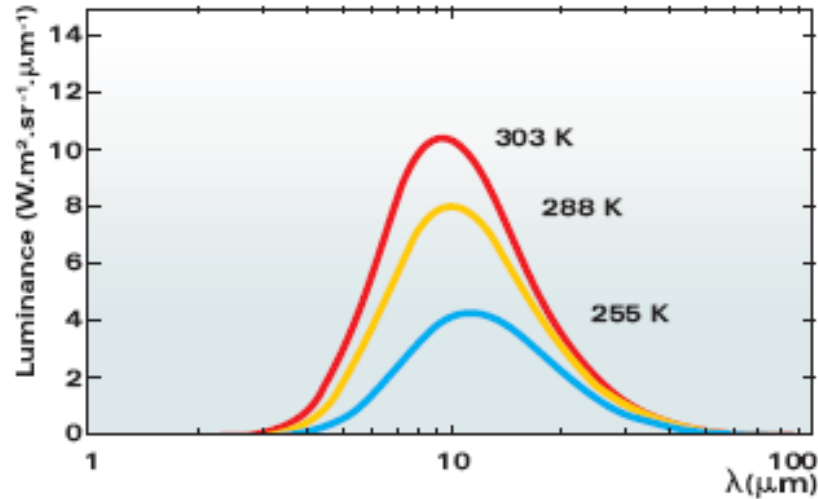
- Parametrizace radiačního přenosu je pouze problémem přesnosti vůči početním nárokům použitých aproximací.
- Ve skutečnosti hlavní rovnice (RTE) je dobře známa a všechno, co je potřeba na vstupu může být připraveno s nekonečnou přesností, jakmile bychom znali skutečný stav atmosféry.
- Samozřejmě, taková přesnost je iluzorní protože základní vstup (vertikální profily teploty a dalších složek) není znám tak dobře.
- Navíc přesná integrace RTE je nesmírně početně drahá a tak musí být analyticky zjednodušena, což je někdy činěno dost extrémními cestami.

Spektra záření: „sluneční“ a „tepelné“

Záření atmosféry a zemského povrchu

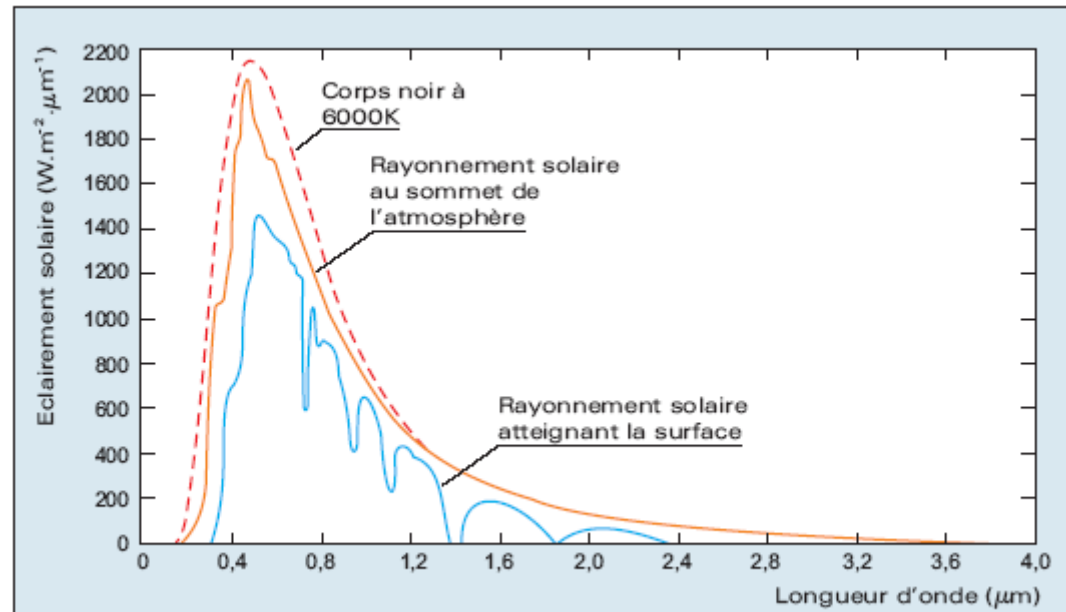
Planckův zákon: **teorie**

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/k\lambda T} - 1)}$$

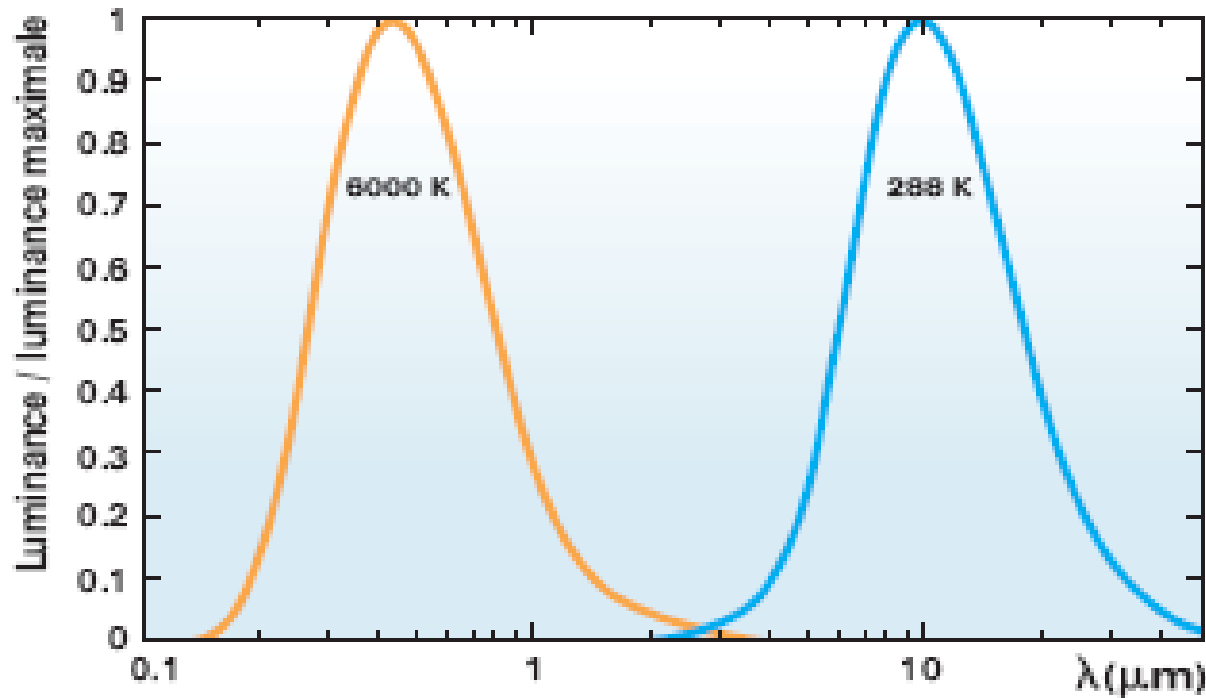


Sluneční záření:

teorie a pozorování



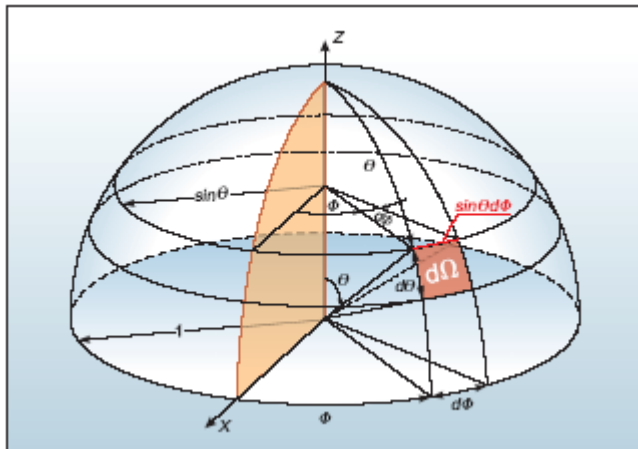
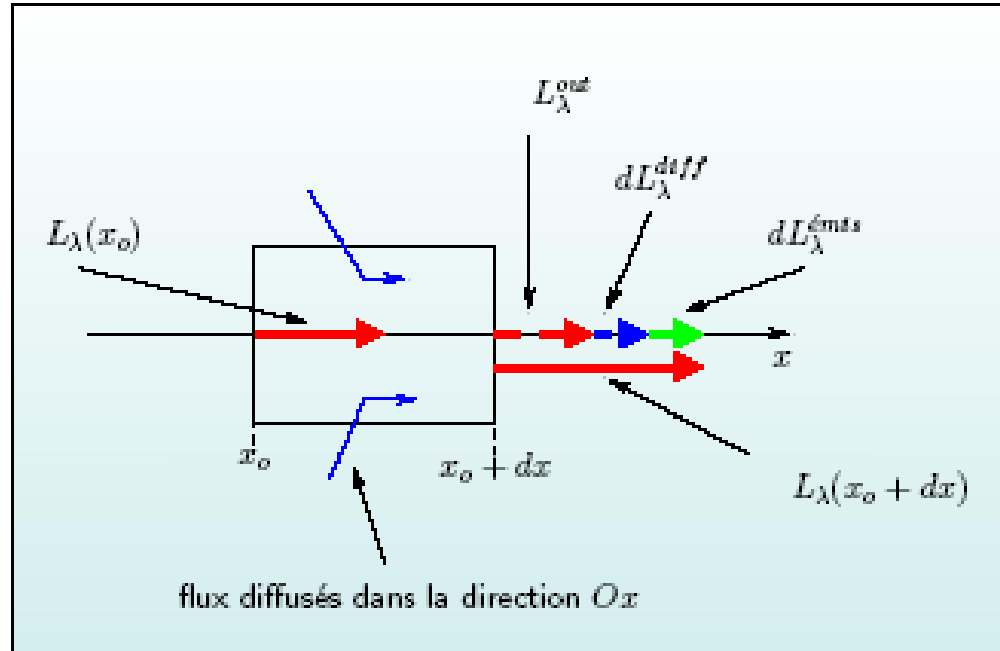
Separace slunečního a tepelného záření => v praxi dva nezávislé výpočty (ale se stejnými nástroji: fotony jsou fotony!)



jas/maximální jas

Rovnice radiačního přenosu (RTE) graficky

Základní RTE kombinuje lokální vývoj (*vpravo*) v daném směru s celkovým příspěvkem rozptylu z různých směrů pomocí dvou polokulových integrálů přes prostorové úhly (*dole*).



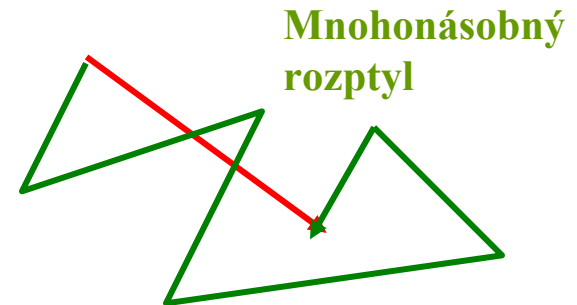
Potřebný vstup: účinnost pohlcování a rozptylu, fázové funkce rozptylu.
Kirchhoffův zákon a Planckova funkce v případě tepelného záření. Solární konstanta + spektrum a poloha Slunce v případě slunečního záření.

Čtyři integrály pro praktické řešení rovnice radiačního přenosu (1)

- **Integrace podél vertikální souřadnice**: klasický problém parametrizace, jeho řešení je relativně snadné v **monochromatickém** případě, s použitím proporcionálního pravidla o extinkci (**přenos** = $e^{-k \cdot u}$).
- **Integrace podél optické dráhy fotonů**: je potřeba vzít v úvahu složitost dráhy danou mnohonásobným rozptylem, protože je potřeba opustit **monochromatický** rámec. **Nelinearita klesající exponenciály je klíčovým problémem.**

$$e^{-[\alpha \cdot k_1 + (1-\alpha)k_2] \cdot u} \neq \alpha \cdot e^{-k_1 \cdot u} + (1-\alpha) \cdot e^{-k_2 \cdot u}$$

extinkce = pohlcování + rozptyl



Čtyři integrály pro praktické řešení rovnice radiačního přenosu (2)

- **Integrace přes vlnové spektrum:** pokud je předchozí problém vyřešen, musíme si nějak poradit s obrovským rozdílem mezi maximem a minimem účinnosti absorpce plynů ($\approx 10^7$). Překvapivě, s použitím metod modelů spektrálních pásem a Curtis-Godsonovy aproximace, existují analytické metody jak si s tím poradit (***nebudeme je zde uvádět***). Další extinkce (Rayleigh, oblaka, aerosoly) jsou přiblíženy jedním souhrnným koeficientem ' k '.
- **Integrace podle úhlu šíření vzhledem k vertikále:** dráha přímého slunečního záření se prodlužuje o $1/\mu_0$, střední dráha slabé extinkce má faktor prodloužení **2**, u velmi silné extinkce je to **1** a pro silnou extinkci se používá:

$$Tr = 2 \cdot \int_0^1 \mu \cdot e^{-\tau/\mu} \cdot d\mu \approx e^{-\sqrt{e} \cdot \tau}$$

Koncepce 'nasycení'

- Dříve zmíněná nelinearita exponenciálního zeslabení může být vysvětlena následovně:
 - V místech spektra se silnou absorpcí fotony, které byly absorbovány blízko jejich zdroje nemohou být absorbovány podél jejich potenciální optické dráhy.
 - V místech se slabou absorpcí se spíše používá režim konstantní relativní intenzity absorpce podél realizované optické dráhy.
 - Průměrná intenzita absorpce tak pravidelně klesá podél optické dráhy **[efekt nasycení]**.
 - Vrstva (zdroj) je pak 'viděna' se stále menší optickou tloušťkou, tak jak se od ní vzdalujeme **[efekt stínění]**.

Vertikální integrál: metoda výpočtu «two-stream» pro model jedné vrstvy

Předpokládáme, že budeme počítat 3 toky: S přímého slunečního záření, F_{\downarrow} rozptýleného záření směrem k zemi a F_{\uparrow} rozptýleného záření směrem nahoru. πB je tok záření černého tělesa o teplotě vrstvy (vrstvu uvažujeme izotermální), ze které rozptýlené záření vychází. Definujeme novou proměnnou $F^* = F - \pi B$ (Kirchhoffův zákon). τ je optická tloušťka (roste směrem dolů) a μ_0 je cosinus úhlu zenitu Slunce. Koeficienty « α » jsou uvažovány konstantní napříč každou vrstvou.

$$\frac{\partial S}{\partial \tau} = -S / \mu_0$$

$$\frac{\partial F_{* \downarrow}}{\partial \tau} = -\alpha_1 \cdot F_{* \downarrow} + \alpha_2 \cdot F_{* \uparrow} + \alpha_3 (\mu_0) \cdot S$$

$$\frac{\partial F_{* \uparrow}}{\partial \tau} = -\alpha_2 \cdot F_{* \downarrow} + \alpha_1 \cdot F_{* \uparrow} - \alpha_4 (\mu_0) \cdot S$$

Trik s definicí F^* redukuje tepelné zdrojové členy na $\delta(\pi B)$ na rozhraní vrstev, tedy tam, kde jsou toky počítány

Vertikální integrál: «metoda součtu» od stropu k základně (1)

Celkem přímou cestou se dá získat lineární soustava rovnic pro popis základního nelineárního problému. Indexy 't' & 'b' označují strop (top) a základnu (bottom) uvažované vrstvy:

$$\begin{vmatrix} S_b \\ F_{*b}^{\downarrow} \\ F_{*t}^{\uparrow} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a_1 & 0 & 0 \\ a_2 & a_4 & a_5 \\ a_3 & a_5 & a_4 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} S_t \\ F_{*t}^{\downarrow} \\ F_{*b}^{\uparrow} \end{vmatrix}$$

Dvojnásobku fotonů na vstupu do vrstvy musí odpovídat dvojnásobný efekt.

s

$$a_1 = e(-\delta\tau / \mu_0) \quad a_{2/3} = a_{2/3}(\delta\tau, \alpha_{1/2/3/4}, \mu_0) \quad a_{4/5} = a_{4/5}(\delta\tau, \alpha_{1/2})$$

$$a \quad BC_s \quad S(\tilde{0}) = \mu_0 \cdot I_0 \quad F^{\downarrow}(\tilde{0}) = 0$$

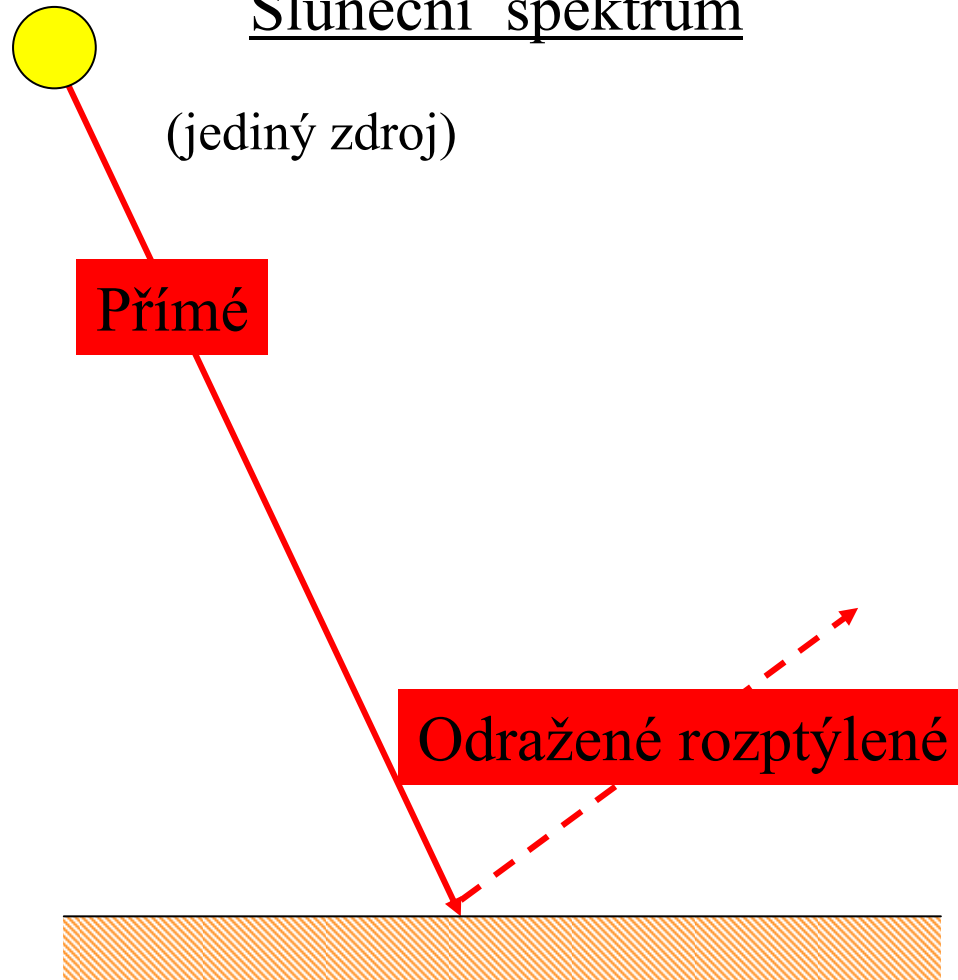
$$+ \quad BC_s \quad F^{\uparrow}(\tilde{N}) = A l(\mu_0) \cdot S(\tilde{N}) + \bar{A} l \cdot F^{\downarrow}(\tilde{N}) \quad F_{*}^{\uparrow}(\tilde{N}) = (1 - \varepsilon) \cdot F_{*}^{\downarrow}(\tilde{N})$$

Vertikální integrál: «metoda součtu» od stropu k základně (2)

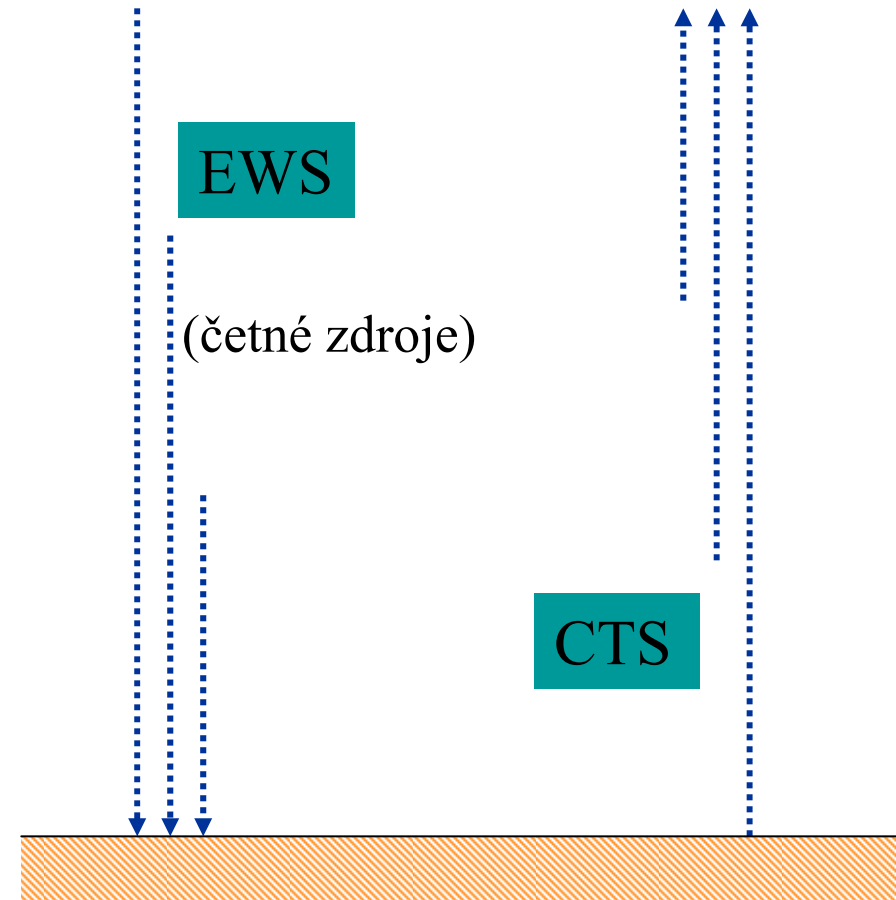
- Pokud je systém lineárních rovnic znám, jejich rozšíření z monochromatického případu na spektrum má pouze problém v tom, že propustnosti nejsou aditivní (kvůli **‘efektu nasycení’**).
- V případě jediného zdroje (sluneční záření) nebo jediného pseudo-zdroje (fotony vyzářené do vesmíru nebo emitované zemským povrchem), lze efekt nasycení odhadnout.
- Jde to například metodou (**existují i jiná řešení**) „idealizovaných drah“. Než se řeší úplné rovnice, tak jsou ekvivalentní optické tloušťky plynů spočteny bez uvažování rozptylu. Následně jsou použity v systému úplných rovnic, kde je rozptyl zahrnut.

Idealizované optické dráhy

Sluneční spektrum



Tepelné spektrum

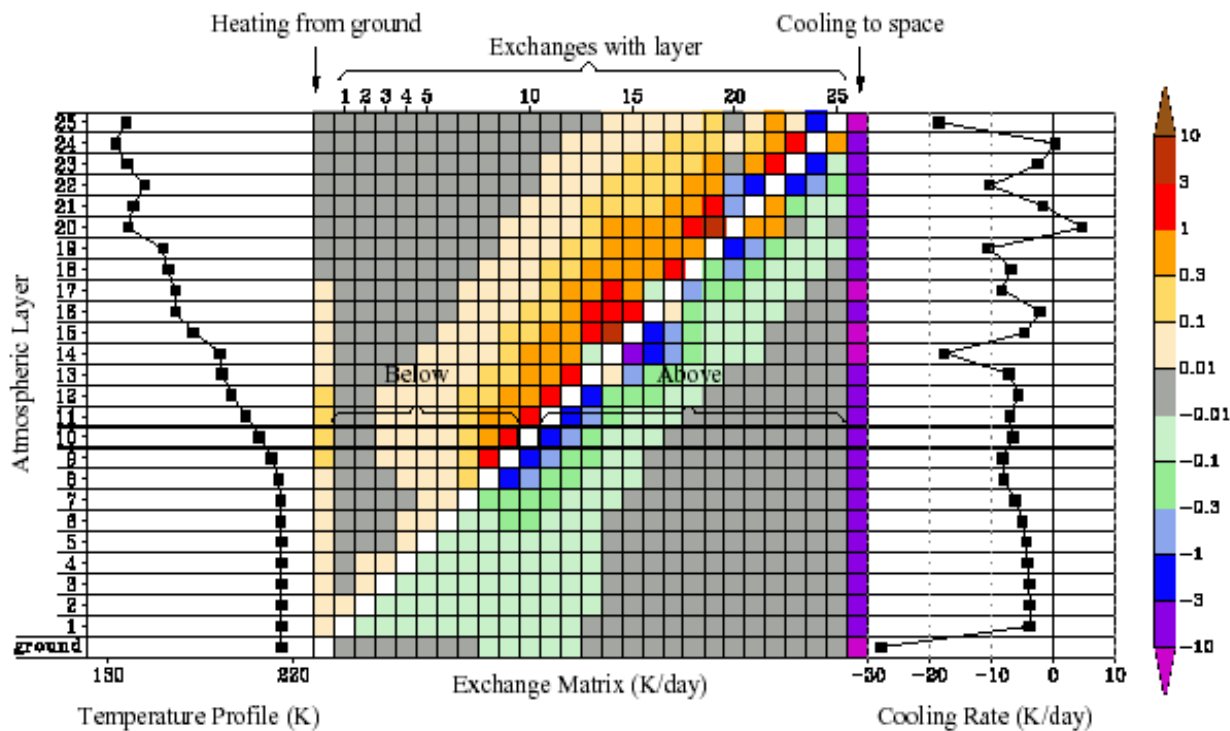


EWS= Exchange With Surface
CTS= Cooling To Space

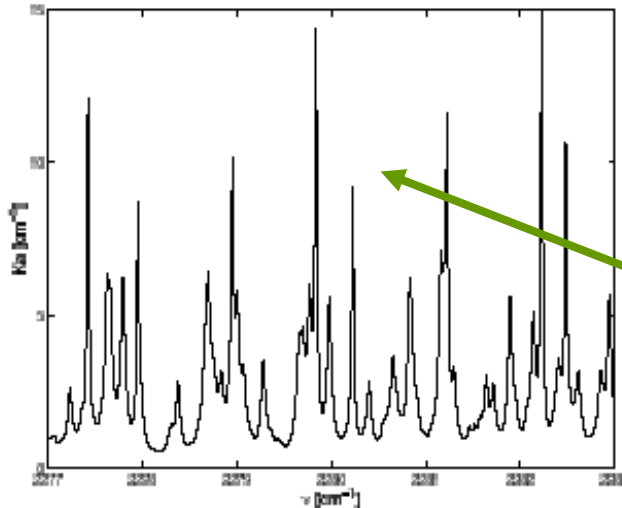
Formalismus Net Exchange Rate (NER) pro tepelné záření

- Atmosféra je rozdělena na 'tělesa' (pro nás vrstvy) a pro každý pár přímo počítáme čistou bilanci vyměněných fotonů.
- Oproti metodám výpočtu toků můžeme vynechat značnou část symetricky vyměněných fotonů => **jednoduchost**.
- To také vede k principu reciprocity: teplejší těleso bude vždy ohřívat studenější => **realismus**.
- Tato metoda zajišťuje zachování energie => **přesnost**.

Vztah mezi NER a nasycením



Kvůli efektu nasycení silná extinkce prakticky znamená výměnu jenom se sousední vrstvou. Slabá extinkce dovoluje dosáhnout hranic: stropu atmosféry a země. Mezi těmito případy již mnoho nezbývá



Zoom části spektra extinkce

Rozdělení členů tepelné radiační výměny na CTS+EWS+EBL při absenci rozptylu (1)

$$F_{\tilde{n}} = -\sigma T_{N+1}^4 \tau(\tilde{n}, \tilde{N}) - \sum_{i=n+1}^{i=N} \sigma T_i^4 (\tau(\tilde{n}, \tilde{i}-1) - \tau(\tilde{n}, \tilde{i})) + \sum_{j=1}^{j=n} \sigma T_j^4 (\tau(\tilde{j}, \tilde{n}) - \tau(\tilde{j}-1, \tilde{n}))$$

$$F_{\tilde{n}-1} = -\sigma T_{N+1}^4 \tau(\tilde{n}-1, \tilde{N}) - \sum_{i=n}^{i=N} \sigma T_i^4 (\tau(\tilde{n}-1, \tilde{i}-1) - \tau(\tilde{n}-1, \tilde{i})) + \sum_{j=1}^{j=n-1} \sigma T_j^4 (\tau(\tilde{j}, \tilde{n}-1) - \tau(\tilde{j}-1, \tilde{n}-1))$$

$$R_{thr} = F_{\tilde{n}} - F_{\tilde{n}-1} = \sigma T_n^4 \langle \tau(\tilde{0}, \tilde{n}) - \tau(\tilde{0}, \tilde{n}-1) \rangle \quad \text{CTS}$$

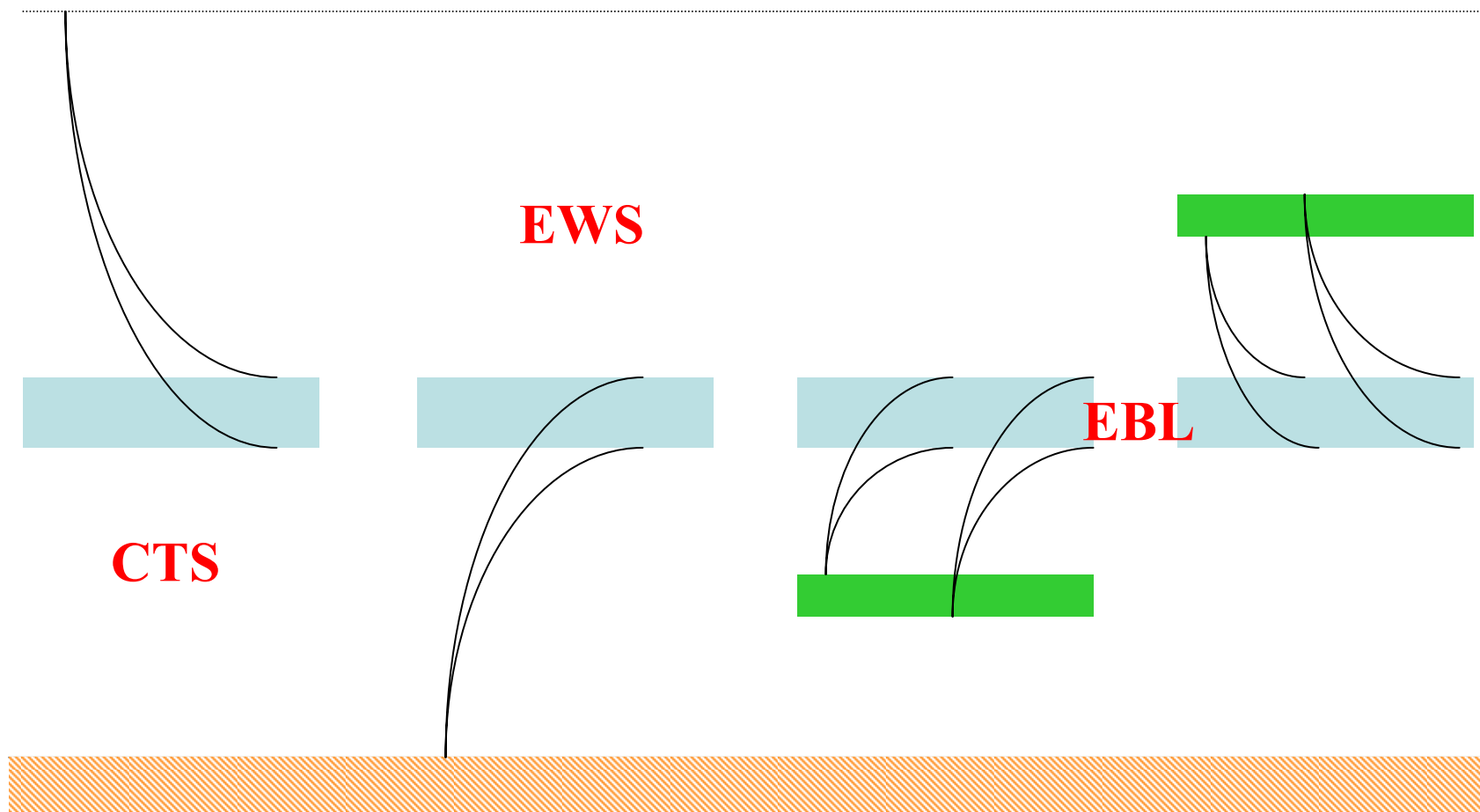
$$+ (\sigma T_{N+1}^4 - \sigma T_n^4) \langle \tau(\tilde{n}, \tilde{N}) - \tau(\tilde{n}-1, \tilde{N}) \rangle \quad \text{EWS}$$

$$+ \sum_{i=n+1}^{i=N} (\sigma T_i^4 - \sigma T_n^4) \langle \tau(\tilde{n}, \tilde{i}-1) - \tau(\tilde{n}-1, \tilde{i}-1) - \tau(\tilde{n}, \tilde{i}) + \tau(\tilde{n}-1, \tilde{i}) \rangle$$

$$+ \sum_{j=1}^{j=n-1} (\sigma T_n^4 - \sigma T_j^4) \langle \tau(\tilde{j}, \tilde{n}) - \tau(\tilde{j}, \tilde{n}-1) - \tau(\tilde{j}-1, \tilde{n}) + \tau(\tilde{j}-1, \tilde{n}-1) \rangle$$

EBL

Rozdělení členů tepelné radiační výměny na CTS+EWS+EBL při absenci rozptylu (2)



Jak ošetřit interakci při mnohonásobném rozptylu?

- Spočteme přesně optické tloušťky absorpce plynů pro každou vrstvu ve zjednodušené geometrii a takto je použijeme ve formalismu «two-stream + adding», spolu s efekty „šedého“ tělesa.
- Pro sluneční záření je výpočet S celkem přímočarý. Pro $F\downarrow$ a $F\uparrow$ je výpočet založen na absorpci během zpětné dráhy odraženého fotonu od povrchu, ale bez uvažování dalšího rozptylu.
- Pro tepelné záření, výpočty «CTS» a «EWS» vycházejí z přímých optických drah. Zůstává tu ale „početně náročná bariéra“ pro výpočet «EBL». Ukážeme „ekonomickou“ cestu jak ušetřit strojový čas.

„Správný“ výběr vertikálních profilů teploty pro ‘two-stream + adding’

- V následujícím budeme mít tři různé profily:
 - $\Pi B = 1$ na zemi a všude v atmosféře => dovoluje se zbavit všech ostatních výměn než ‘cooling to space’ (CTS) – **Profil A**
 - $\Pi B = 1$ na zemi a $\Pi B = 0$ všude v atmosféře => dovoluje se zbavit všech ostatních výměn než ‘exchange with surface’ (EWS) – **Profil B**
 - Profil odpovídající fyzikální realitě => spojuje CTS, EWS s ‘exchanges between layers’ (EBL) – **Profil C**

Metoda idealizovaných optických drah: „the underestimation computation“

- První výpočet členů EBL říká, že je vždy výhodnější podcenit radiační výměnu mezi dvěma vrstvami než riskovat její přecenění. Tak se každé vrstvě přiřadí, a to pouze za účelem výpočtu EBL, minimální optická tloušťka, kterou lze vidět z jakékoliv pozice na vertikále.
- Ale kvůli efektu nasycení se musí uvažovat nejvzdálenější pozice buďto stropu atmosféry nebo povrchu země. To se jednoduše vyjádří:

$$\delta\tau_{\min}(EBL) = \min(\delta\tau_{gas}(CTS), \delta\tau_{gas}(EWS))$$

Metoda idealizovaných optických drah: „the overestimation computation“

- V EBL je dominantním příspěvkem výměna mezi dvěma bezprostředně sousedícími vrstvami. Tato výměna se může počítat nezávisle (jako CTS a EWS) a se zvláštní pozorností s ohledem na lokální profil teploty a nelinearitu členů lokální výměny.
- Odpovídající $\delta\tau_{prox}$ může naštěstí být spočítána snadno jako pro CTS a EWS.
- Ale zároveň $\delta\tau_{prox}$ je rovno ' $\delta\tau_{max}$ ' pro celou atmosféru, a to kvůli „nenasycení“.
- Idea levného a přesného odhadu EBL je vymezit reálný výsledek hodnotami '**min**' & '**max**' optických tloušťek. Musíme ale parametrizovat váhy, které k vymezení těchto limitů slouží (tzv. 'bracketing weights'; *není zde ukázáno*).

Metoda idealizovaných optických drah: “the bracketing trick“

- Máme následující algoritmus:
 - Proveďte se výpočet [I] s profilem A a $\delta\tau_{\text{gaz}}(\mathbf{CTS})$
 - Proveďte se výpočet [II] s profilem B a $\delta\tau_{\text{gaz}}(\mathbf{EWS})$
 - Proveďte se tři výpočty [III, IV, V] s profily A, B & C a $\delta\tau_{\text{gaz}}(\mathbf{EBL}) = \delta\tau_{\min} = \min[\delta\tau_{\text{gaz}}(\mathbf{CTS}), \delta\tau_{\text{gaz}}(\mathbf{EWS})]$
 - A dále tři výpočty [VI, VII, VIII] s profily A, B & C a $\delta\tau_{\text{gaz}}(\mathbf{EBL}) = \delta\tau_{\max} = \delta\tau_{\text{prox}}$

Potom se výsledky vynásobí (kromě ‘V’ a ‘VIII’) odpovídajícími hodnotami \mathbf{IB} , a provede se kombinace:

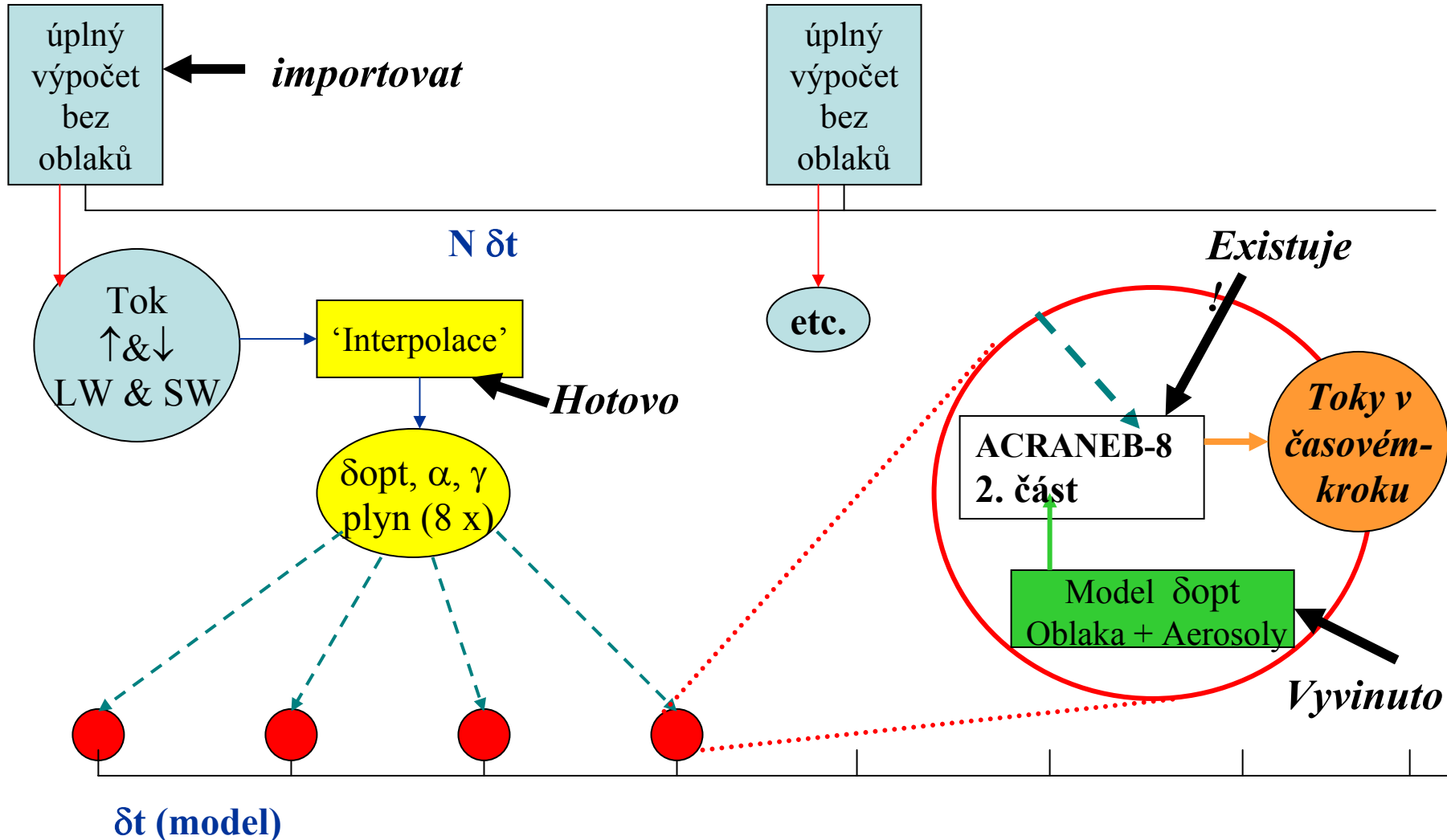
$$[I] + [II] - \alpha \cdot ([III] + [IV] - [V]) - (1 - \alpha) \cdot ([VI] + [VII] - [VIII]) + [\delta]$$

- α je „bracketing weight“ pro lokální tok, zatímco δ reprezentuje korekci nutnou k výměně členu „sousedních vrstev“ specifickým přesnějším výpočtem s použitím $\delta\tau_{\text{prox}}$.

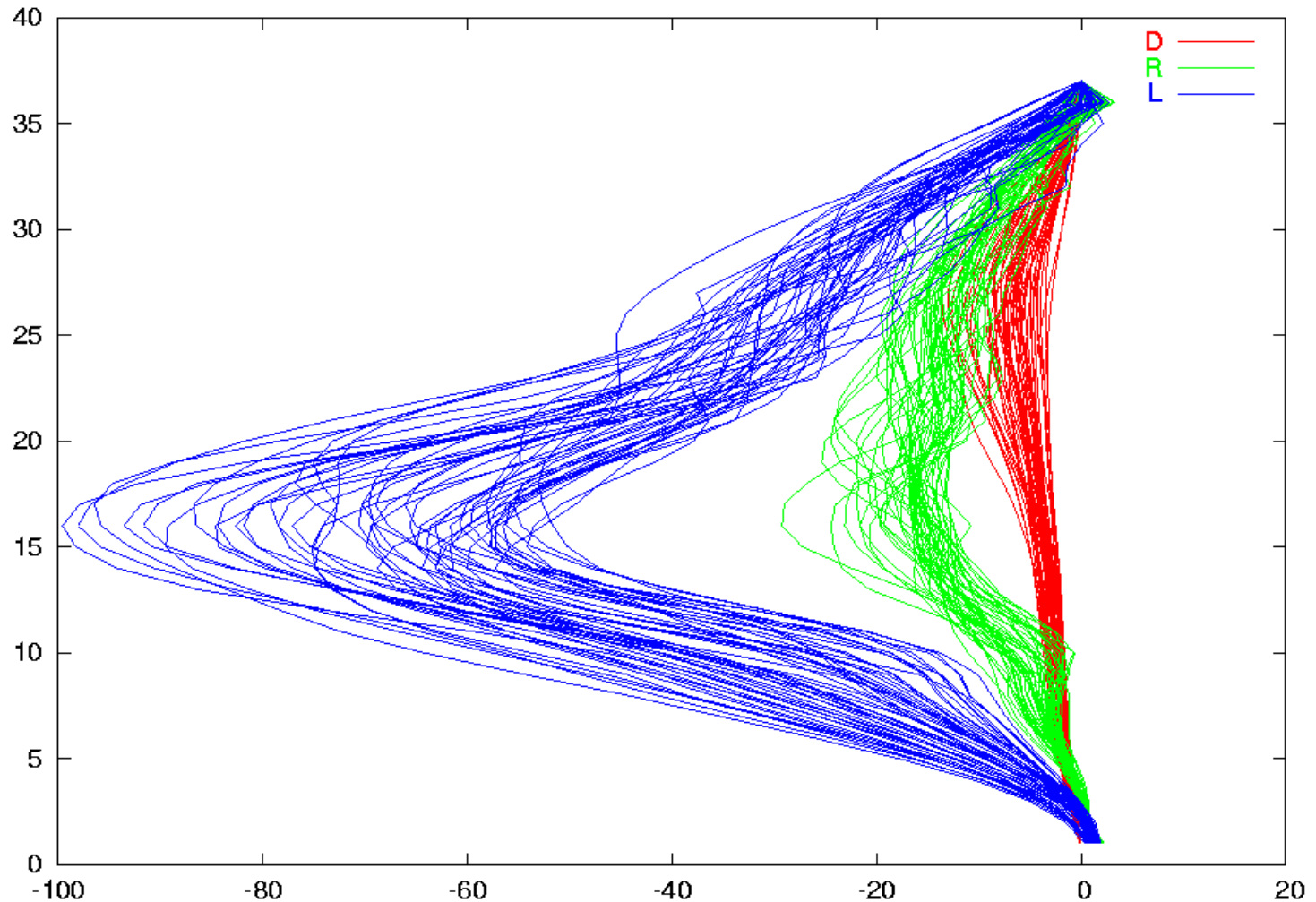
Další možnosti

- Pokud chceme dodržet volání úplné parametrizace záření v každém časovém kroku, musíme parametrizovat váhy odhadu (bracketing weights).
- Na druhou stranu tato technika odhadu se může stát základem pro strategii „občasného volání“ kde váhy odhadu (a konstanta γ korigující systematickou odchylku) jsou vypočteny čas od času a kde jenom tři základní hodnoty optických tloušťek $\delta\tau$ musí být vypočítány.

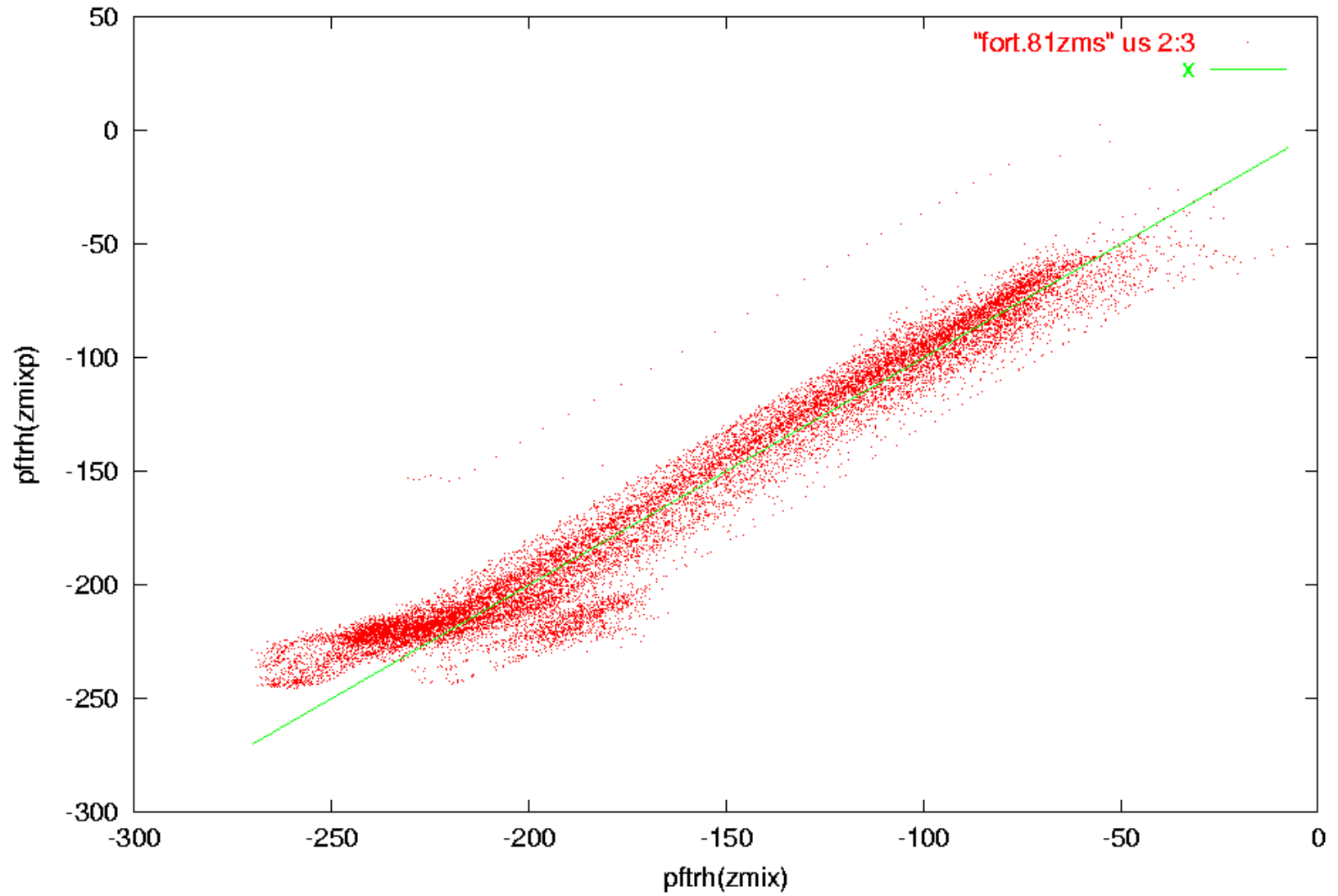
Náčrtek budoucí strategie občasného volání schématu radiace v ALADINu



Strategie parametrizace α : 'EBL-toky' pro **max (L)**, **min (D)** a **přesné (R)**

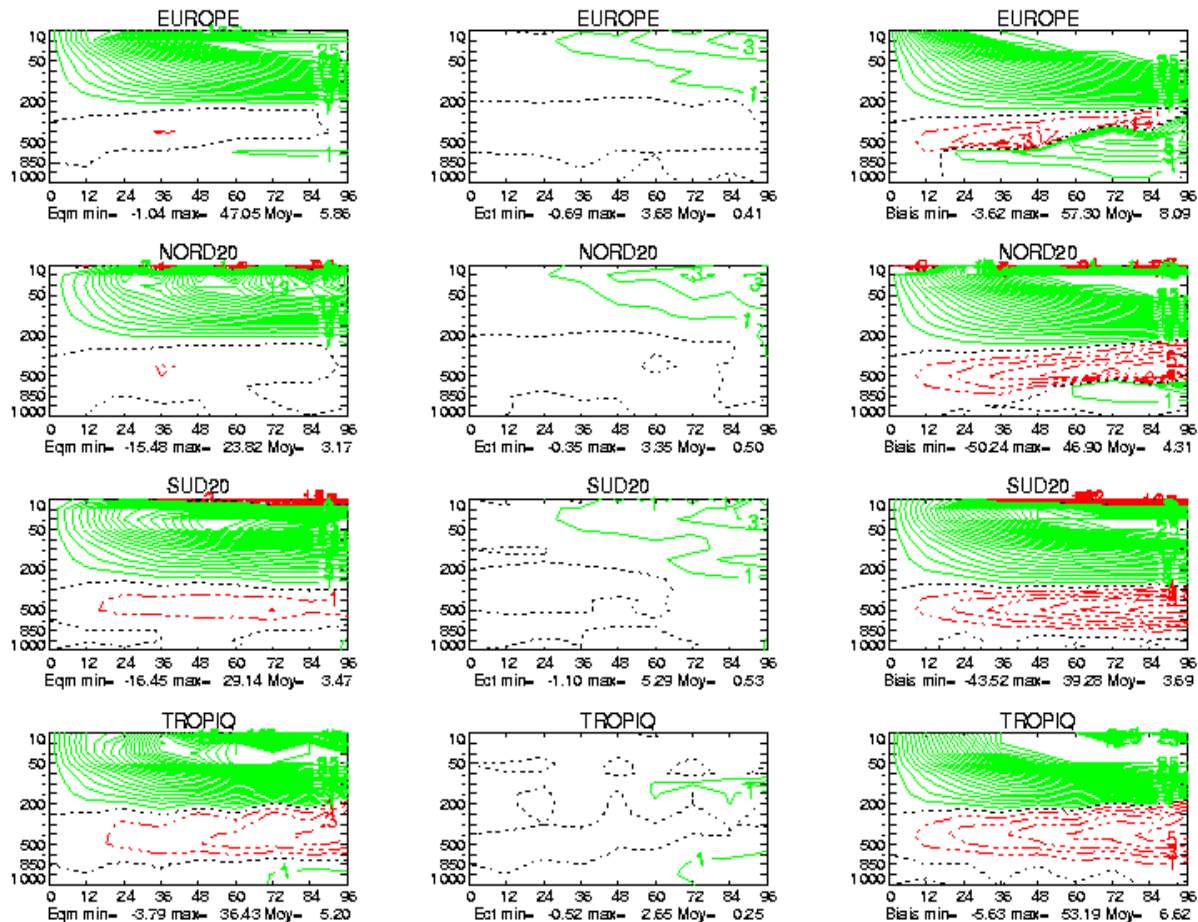


strategie parametrizace α : dispersní diagram pro celkové toky



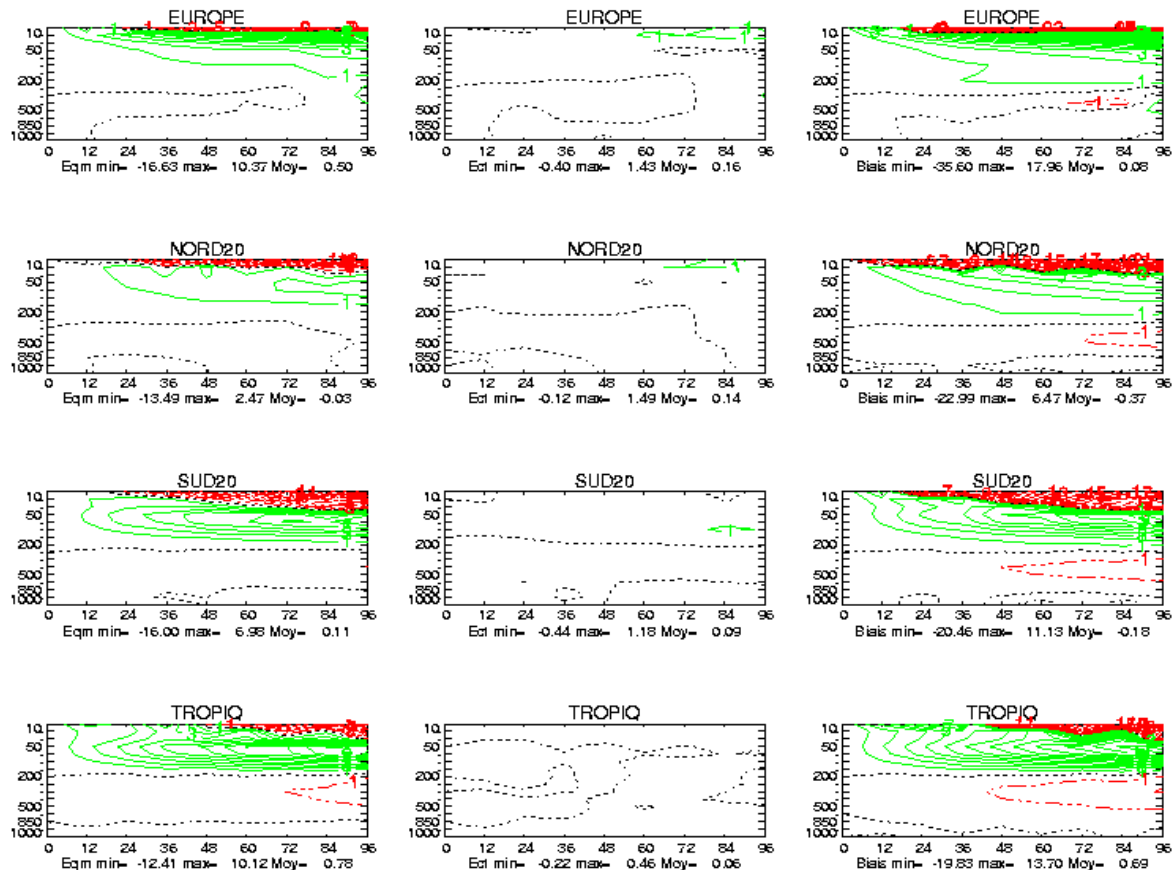
Verifikace geopotenciálu: efekt „triku podhodnocení“ (1)

Část 1: ‘V => VIII’



Verifikace geopotenciálu: efekt „triku podhodnocení“ (2)

Část 2: detaily



Závěr Lekce L7

- Ukázali jsme některé principy výpočtů radiačního přenosu v NWP.
- Ne ve všech problémech jsme provedli výklad do stejné úrovně detailů.
- Raději jsme přeskočili „klasická“ témata (model spektrálních pásem, optické vlastnosti oblačnosti, ...). To dovolilo se soustředit na tzv. efekt nasycení, který je v srdci kvazi-monochromatického řešení „problému čtyř integrálů“ při počítání RTE rovnice.
- Kromě jiných přístupů jsme ukázali originální části schématu v modelu ALADIN: „idealizované dráhy + odhad EBL“.
- Také jsme ukázali potenciál tohoto přístupu pro občasné volání plného schématu záření, které je na plánu budoucího vývoje.