

بررسی روشهای پارامتره کردن تابش در مدل‌های اقلیمی و پیش بینی عددی وضع هوا و مقایسه آنها

عظیمه زارع^{*}، پرویز ایران‌نژاد، عباسعلی علی اکبری بیدختی

مؤسسه ژئوفیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران

تاریخ پذیرش: ۸۸/۱۱/۲۶

تاریخ دریافت: ۸۸/۵/۳

چکیده

مقدمه: هر چند روشهای دقیقی برای حل معادلات انتقال تابش جوی وجود دارد ولی برای مدل‌های گردش کلی جو مناسب نیستند. پارامتره کردن به معنای یافتن حل تقریبی برای این معادلات است که علاوه بر داشتن دقت کافی، زمان اجرای آن در مدل‌های عددی مناسب باشد.

هدف: مروری بر تکنیکهای متنوع رایج محاسبه شار تابشی برای کاربرد در مدل‌های گردش کلی جو و مقایسه نتایج حاصل از چندین مدل با روشهای پارامتره کردن مختلف تابشی.

روش بررسی: روشهای متفاوت بکاررفته برای محاسبه هر دو شار تابشی طول موجهای بلند و کوتاه برای کاربرد در مدل‌های اقلیمی گردآوری شده است. روشهای مختلف انتگرال‌گیری روی فرکانس، روشهای متنوع پارامتره کردن جذب و پراکندگی گازهای فعال تابشی در نوارهای طول‌موج کوتاه و بلند و همچنین جذب سطح و هوامیزها مورد بررسی قرار گرفته است. سپس نتایج حاصل از چندین مدل گردش کلی جو با روشهای پارامتره کردن مختلف تابشی مقایسه شده است.

نتایج: روش خط به خط (*LBL*) یکی از روشهای دقیق محاسباتی انتقال تابش در جذب گازها در جو ناهمگن است که همه خطوط جذب گازها را در نظر می‌گیرد. تکنیک اضافه کردن-دوبرابر کردن، تفکیک قائم و مونت-کارلو از جمله روشهای دقیق در محاسبه شدت تابش در نوار طول موج کوتاه هستند که در مطالعات به عنوان مرجعی برای صحت پارامتره کردن‌ها بکار رفته‌اند. در معادلات مربوط به شارهای طول‌موج بلند ۴ نوع انتگرال‌گیری روی همه زوایای سرسو، شارها در راستای z ، روی بازه طیفی dv و روی مسیر جذبی وجود دارد. از جمله

*عهده دار مکاتبات: azare84@gmail.com، تلفن: ۰۲۱-۸۲۰۹۸۲۶۴

روشهای تقریبی محاسبه انتگرال روی فرکانس، روش توزیع k ، روش مدل نوار و روش گسیل پذیری معرفی شده-اند. برای هر گاز بسته به نوار جذبی، ضریب جذب و در نتیجه تابع انتقال متفاوتی وجود دارد. روش تقریب جو بدون پراکندگی، تقریب پراکندگی منفرد، تقریب دو جریانی و تقریب ادینگتون از جمله روشهای تقریبی محاسبه شار تابشی طول موج کوتاه هستند. در نهایت این روشهای پارامتره کردن انتقال تابش در مدل‌های متفاوت بررسی شده است. برای مقایسه میزان تفاوتها، شار تابشی طول موج کوتاه جذب شده توسط سطح و جو و شار پائین سوی طول موج بلند در سطح به عنوان خروجی مدلها با یکدیگر و با مقدار مشاهداتی مقایسه شده‌اند.

نتیجه گیری: روشهای پارامتره کردن انتقال تابش در مدلها متفاوت است ولی در بعضی از گامهای انتقال تابش، شیوه پارامتره کردن در برخی از مدلها ممکن است مشابه باشد. مدلها در محاسبه بودجه تابش متوسط جهانی مخصوصاً در سطح، تفاوت زیادی دارند. در مقایسه با مشاهدات، مدلها آفتابگیری در سطح را بیشتر تخمین می زنند و شار پائین سوی طول موجهای بلند کمتر از مشاهدات هستند.

واژه‌های کلیدی: معادلات انتقال تابش جوی، مدل‌های گردش کلی جو، گازهای فعال تابشی، هوامیز

مقدمه

هر چند روشهای دقیقی برای حل معادله انتقال تابش جوی وجود دارد ولی برای مدل‌های گردش کلی جو مناسب نیستند زیرا اولاً انتگرال فرکانس روی طیف خورشیدی به محاسبات زیادی در مدل‌های گردش جوی نیاز دارد و دوماً مقداری تقریبی از خواص نوری جو وجود دارد، بنابراین هر چند دقت محاسبات دقیق باشد، نمی توان انتظار جواب کاملاً دقیقی داشت. پارامتره کردن به معنای یافتن حل تقریبی برای حل معادلات انتقال تابش است که علاوه بر داشتن دقت کافی، زمان اجرای آن در مدل‌های عددی گردش کلی جو، مناسب باشد. هدف از این مقاله مروری بر تکنیکهای متنوع رایج برای محاسبه شار تابشی برای کاربرد در مدل‌های گردش کلی جو (GCM) است. روشهای گوناگون پارامتره کردن با تاکید بر پایه فیزیک بکاررفته در آنها، همراه با مزایا و معایب هر کدام بیان شده است. شایان ذکر است که در این پژوهش تنها به پارامتره کردن انتقال تابش در جو پرداخته شده است و شیوه جفت کردن طرحواره شار تابشی با اسکلت مدل‌های GCM در اینجا بررسی نمی‌شود.

در این مقاله با فرض آشنایی خواننده با مفاهیم پایه تابش و شار تابشی، ابتدا برای هر کدام از معادلات انتقال تابش فرسوخ زمینی (LW) و طول موج کوتاه خورشیدی (SW) یک روش دقیق محاسباتی، که به عنوان مرجعی برای روشهای مختلف پارامتره بکاررفته، بیان می‌شود. در ادامه به پارامتره کردن انتقال تابش طول موج بلند با یافتن روشهای تقریبی برای حل انتگرال روی عمق نوری، انتگرال جذب روی فرکانس با در نظر گرفتن جذب O_3 ، CO_2 ، H_2O و سایر گازهای مهم تابشی پرداخته شده است و همچنین در ادامه روشهای پارامتره کردن معادلات تابش SW و تاثیر گازهای فعال تابشی در این بازه طول موج، پراکندگی ریلی بیان شده است. جذب سطح، تاثیر هوامیزها و نحوه وارد کردن چرخه روزانه تابشی، نیز مورد بررسی قرار گرفته است. در این تحقیق، جذب و

پراکندگی تابش توسط ابرها در نظر گرفته نشده است. در بخش ۴ به بخشی از تفاوت‌های ۲۰ مدل GCM در پارامتره کردن تابش پرداخته شده و نتایج حاصل از شبیه‌سازی این مدلها با یکدیگر و با مشاهدات مقایسه شده است.

مواد و روشها

روشهای دقیق حل معادلات انتقال تابش مادون قرمز و خورشیدی

در تابش مادون قرمز در جو، محیط در ترازمندی ترمودینامیکی است و فرض شده محیط بدون پراکندگی باشد، بدین معنا که ضریب میرایی همان ضریب جذب است و تابع پلانک $B_\lambda(T)$ تابع چشمه خواهد بود. چون فرض شده میدان تابش همسانگرد است بنابراین تابش مادون قرمز گرمایی در جو زمین مستقل از زاویه سمتی (ϕ) است. بدین ترتیب حل معادلات انتقال تابش برای شدت بالاسو I_λ^\uparrow و پایین سوی I_λ^\downarrow مادون قرمز به این صورت خواهد بود:

$$I_\lambda^\uparrow(\tau, \mu) = I_\lambda^\uparrow(\tau^*, \mu) \exp\left(\frac{\tau - \tau^*}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_{\tau_z}^{\tau^*} \exp\left(\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right) B_\lambda(T(\tau')) d\tau' \quad (1)$$

$$I_\lambda^\downarrow(\tau, -\mu) = I_\lambda^\downarrow(\tau, -\mu) \exp\left(\frac{-\tau}{\mu}\right) + \frac{1}{\mu} \int_{\tau_z}^{\tau} \exp\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu}\right) B_\lambda(T(\tau')) d\tau'$$

که $\mu = \cos \theta$ و θ زاویه ایست که پرتو تابشی در عبور از جو با راستای قائم می سازد و τ نشان دهنده عمق نوری است که در بالای جو مقدار صفر و برای جو کامل، برابر τ^* است. برای جو کامل با عمق نوری τ^* دو شرط مرزی وجود دارد: ۱- فرض شده سطح زمین یک جسم سیاه است، که در دمای T_s تابش مادون قرمز گسیل می کند: $I_\lambda^\uparrow(\tau^*, \mu) = B_\lambda(\tau_\lambda^*)$ ۲- در بالای جو هیچ گونه گسیل گرمایی بسمت پایین وجود ندارد: $I_\lambda^\downarrow(\tau, -\mu) = 0$. با در

نظر گرفتن شرایط مرزی و تعریف تابع انتقال (گذار) به صورت: $T_v(\tau, \mu) = \exp\left(-\frac{\tau_v}{\mu}\right)$ شدت های تابشی مادون قرمز زمینی (روابط (۱)) به این صورت بیان می شوند:

$$I_\lambda^\uparrow(\tau, \mu) = B_v(\tau^*) T_v(\tau^* - \tau, \mu) - \int_{\tau_z}^{\tau^*} B_v(\tau') \frac{dT_v(\tau' - \tau, \mu)}{d\tau'} d\tau' \quad (2)$$

$$I_\lambda^\downarrow(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau_z} B_v(\tau') \frac{dT_v(\tau - \tau', \mu)}{d\tau'} d\tau'$$

نتایج و بحث

روش خط به خط (LBL) یکی از روشهای دقیق محاسباتی انتقال تابش در جذب (گسیل) گازها در جو ناهمگن است که همه خطوط جذب گازها در رنج طول موجها از $4/\infty$ تا ∞ را در نظر می گیرد. شیوه اجرای محاسبات LBL در جو تخت-موازی (plane-parallel) را می توان بدین صورت خلاصه نمود: برای یک عدد موج داده شده ν ، برای لایه j ام جوی همگن با دمای T_j ، فشار P_j و عمق ΔZ_j و برای گاز n ام، ضریب جذب ($K_{\nu,j,n}$) با رابطه زیر تعریف می شود:

$$K_{v,j,n} = \sum_{l=1}^L K_{v,j,l,n} = \sum_{l=1}^L S_{v,n,l}(T_j) f_{v,n,l}(T_j, P_j)$$

که $l = 1, 2, \dots, L$ تعداد خطوط جذب گاز n ام در عدد موج انتخاب شده است. $f_{v,n,l}$ و $S_{v,n,l}$ به ترتیب شدتها و نیمرخ خط l ام هستند. سپس عمق نوری $\tau_{v,j,n}$ از گاز n ام از لایه j ام به صورت $\tau_{v,j,n} = K_{v,j,n} u_{n,j}$ تعریف می شود که $u_{n,j}$ مسیر اریب برای گاز n ام در لایه j ام (مقدار گاز n ام در لایه j ام) است و بنابراین عمق نوری لایه j ام برای عدد موج (v) بدست می آید: $\tau_{v,j} = \sum_{n=1}^N \tau_{v,j,n}$ و این محاسبات برای همه لایه ها ($j = 1, 2, \dots, J$) تکرار می شود. بنابراین با محاسبه عمق نوری برای هر لایه، شدتهای بالاسو و پایین سو تکفام (برای هر عدد موج v) محاسبه می شود. با بکاربردن شیوه مشابه می توان تابع انتقال تکفام را نیز برای گاز n ام محاسبه نمود و با بکاربردن قانون ضرب، تابع انتقال لایه j ام از N گاز جذب کننده را بدست آورد: $T_{v,j} = T_{v,1} T_{v,2} \dots T_{v,N}$ برای بعضی از کاربردهای عملی، لازم نیست شدتها (شارها)ی تکفام را محاسبه نمود بلکه متوسط آنها روی یک بازه عدد موج کافی است. بنابراین می توان تابع انتقال طیفی را برای یک نوار با پهنای Δv تعریف کرد:

$$T_{\bar{v}}(u) = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} T_v(\tau) dv = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} \exp(-\tau_v) dv \quad (3)$$

بنابراین برای محاسبه شدت های طیفی از تابع انتقال طیفی در محاسبات LBL استفاده می شود. در معادلات انتقال تابش خورشیدی، تابع چشمه ترکیب دو تابع گسیل و پراکندگی است. تابع چشمه در جو بدون پراکندگی (مانند تابش مادون قرمز) تنها برابر گسیل گرمایی است و به صورت $j_{\lambda, thermal} = \beta_{a,\lambda} B_{\lambda}(T)$ تعریف شد. $\beta_{a,\lambda}$ همان ضریب جذب است. تابع چشمه پراکندگی ($j_{\lambda, scattering}$) ناشی از پراکندگی چندگانه در تابش خورشیدی با رابطه (۴) تعریف می شود:

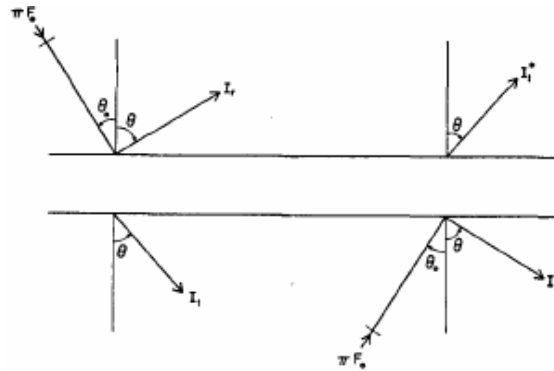
$$j_{scattering}(\tau, \mu, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} I(\tau, \mu', \phi') p(\mu, \phi, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{\omega_0}{4\pi} F_0 p(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right) \quad (4)$$

ω_0 سپیدی پراکندگی منفرد است. $p(\Omega, \Omega')$ تابع فاز است. تابع فاز، بیانگر کسری از انرژی پراکنده شده از یک پرتو از جهت (زاویه فضایی) Ω' به جهت Ω است. ترم دوم سمت راست نشان دهنده قسمتی از انرژی که بعد از چند بار پراکندگی دوباره به جهت ϕ_0, μ_0 برمی گردد و ترم اول مربوط به سایر زوایای ϕ, μ که در داخل زاویه فضایی $\Omega = 4\pi$ می تواند قرار گیرد، هستند. بنابراین با وارد کردن تابع چشمه پراکندگی در معادله انتقال تابش تعریف شده در جو تخت-موازی، معادله انتقال تابش برای تابش پخشی با رابطه (۵) تعریف می شود.

$$\frac{\mu dI(\tau, \Omega)}{d\tau} = I(\tau, \Omega) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{4\pi} I(\tau, \Omega') p(\Omega, \Omega') d\Omega' - \frac{\omega_0}{4\pi} F_0 p(\Omega, -\Omega_0) \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right) \quad (5)$$

تکنیک اضافه کردن-دوبرابر کردن (Adding-doubling)^(۱)، تفکیک قائم (discrete-ordinate)^(۲) و مونت-کارلو^(۳) از جمله روشهای دقیق در محاسبه شدت تابش در نوار SW هستند که در مطالعات به عنوان مرجعی برای صحت پارامتره کردن ها بکار رفته اند. در اینجا برای نمونه تنها تکنیک دقیق اضافه کردن-دوبرابر کردن بیان می شود.

در تکنیک دقیق "اضافه کردن-دوبرابرکردن"، جو تخت-موازی فرض شده که به صورت قائم ناهمگن است و می‌تواند به تعدادی لایه همگن تقسیم شود. روش ادینگ، همان روش دوبلینگ در یک جو همگن است. برای بیان روش ادینگ، یک لایه از جو تخت-موازی با ضخامت نوری τ به صورت یکنواخت در نظر گرفته می‌شود. در بالای این لایه یک پرتو موازی از تابش با شار πF_0 بر سطح واحد عمود بر پرتو می‌تابد. شدتهای تابشی پخشى بازتاب شده و انتقال یافته I_r, R_r به صورت تابعی از تابع بازتاب (R) و انتقال (T) مشخص می‌شوند و در همان لایه، تابع بازتاب و انتقال از زیر لایه با R^*, T^* مشخص می‌شوند که این پارامترها در نمودار (۱) مشهود هستند و $\theta = \cos \mu$ و $\theta_0 = \cos^{-1} \mu$ زاویه ورودی و زاویه نتیجه (بازتاب‌شده یا عبورکرده) تا خط عمود بر سطح است.



نمودار ۱- نشان‌دهنده زاویه ورودی، زاویه شکست و بازتاب و عبور تابش در یک جو تخت-موازی^(۴)

روش ادینگ توابع انتقال و بازتاب را برای یک لایه مرکب از دو لایه رویهم b, a محاسبه می‌کند. روند محاسبه

در این روش با روابط زیر بیان می‌شود:

$$Q_1 = R_a^* R_b^*$$

$$Q_n = Q_1 Q_{n-1}$$

$$S = \sum_{n=1}^{\infty} Q_n \tag{6}$$

$$u = R_b \exp\left(\frac{-\tau_a}{\mu_0}\right) + R_b D$$

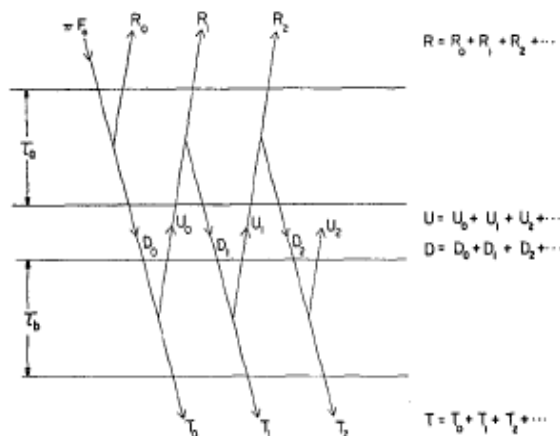
$$D = T_a + S \exp\left(\frac{-\tau_a}{\mu_0}\right) + S T_a$$

$$R(\tau_a + \tau_b) = R_a + \exp\left(\frac{-\tau_a}{\mu_0}\right) u + T_a^* u$$

$$T(\tau_a + \tau_b) = \exp\left(\frac{-\tau_b}{\mu}\right) D + T_b \exp\left(\frac{-\tau_b}{\mu}\right) + T_b D$$

زیرنویس a, b به ترتیب مربوط به لایه بالا و پائین است که در نمودار ۲ نشان داده شده است. ترم نمایی در دو رابطه R, T ترم انتقال مستقیم از لایه a یا b بدون پراکندگی است. $T(\tau_a + \tau_b)$ انتقال بصورت پخشى ناشی از هر دو لایه است. در روابط مجموع روی بازتاب‌های بین دو لایه، با n بار تعداد دفعاتی که تابش از مرز دو لایه

عبور می کند، در نظر گرفته شده است. U, D شدتهای تابشی بالاسو و پائین سو در مرز بین دو لایه هستند. T^*, R^* نیز با طرحواره ای مشابه رابطه (۶) بدست می آیند، هر چند روند، مشابه است ولی مقادیر متفاوت بدست می آید.



نمودار ۲- نمایش شماتیکی از روش ادینگ^(۴)

در این روش، سطح زمین نیز به لایه های جوی به صورت یک لایه با شرایط خاص که $T_{L+1} = 0$ (چون هیچ نوری از آن عبور نمی کند) و $R_{L+1} = R_g(\mu, \mu_0)$ که تابع بازتاب زمین در غیاب جو است، اضافه می شود. بازتاب کلی $\bar{R}(\mu_0)$ مجموع کسری از انرژی فرودی بازتاب شده از جو به اضافه زمین است. بنابراین انرژی کلی جذب شده در جو به صورت $A(\mu_0) = 1 - \bar{R}(\mu_0)$ است، به منظور یافتن چگونگی توزیع این انرژی جذب شده در طول هر لایه بصورت منفرد، شارهای ورودی بین هر لایه ارزیابی می شود، به این منظور از طرحواره بکاررفته در نمودار (۳) که در زیر شرح داده می شود، استفاده می شود:

۱- R_l, T_l که $l = 1, 2, \dots, L$ (تعداد کلی لایه های جوی) برای هر لایه همگن جوی l با بکار بردن روش دوبلینگ محاسبه می شود و $R_l^* = R_l$ و $T_l^* = T_l$. ۲- لایه ها را یکی یکی در هر بار، در حین پائین آمدن از جو، اضافه کرده و $R_{l,l}, T_{l,l}$ برای $l = 2, \dots, L+1$ و $R_{l,l}^*, T_{l,l}^*$ برای $l = 2, \dots, L$ محاسبه می شود، تابع بازتاب برای ترکیب لایه ها از ۱ تا l است. ۳- درحین بالا آمدن از جو نیز لایه ها را یکی یکی در هر بار اضافه کرده تا $R_{L+1-l, L+1}$ که $l = 1, \dots, L-1$ بدست آید. فرآیند با سطح زمین که $R_{L+1} = R_g$ و $T_{L+1} = 0$ است، شروع می شود. ۴- لایه های ترکیبی $(l, l), (l+1, L+1)$ با هم ترکیب می شوند. برای اینکه شدتهای بالاسو و پائین سو $D_l(\mu, \mu_0), u_l(\mu, \mu_0)$ در مرز بین دو لایه بدست آید و مقادیر نسبی آنها با رابطه زیر بیان می شود:

$$\bar{u}_l(\mu_0) = \int_0^1 u(\mu, \mu_0) \mu d\mu \quad (7)$$

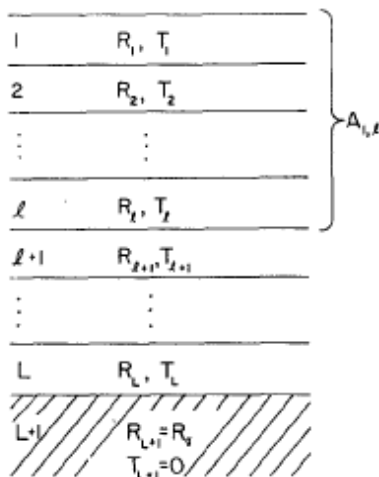
$$\bar{D}_l(\mu_0) = \int_0^1 D(\mu, \mu_0) \mu d\mu$$

با توجه به این مقادیر، می توان کسری از شار ورودی جذب شده در لایه ترکیبی (l, l) را به صورت زیر بدست آورد:

$$A_{1,l} = 1 - \bar{R}(\mu_0) + \bar{u}_l(\mu_0) - \bar{D}_l(\mu_0) - \exp\left(-\frac{\tau_{1,l}}{\mu_0}\right) \quad (8)$$

که $\tau_{1,l}$ ضخامت نوری لایه ترکیبی ۱ تا l است. ۵- جذب در هر لایه با کم کردن با این روند محاسبه می شود: ...

$$A_r = A_{1,r} - A_l, \quad A_r = A_{1,r} - A_{1,r}$$



نمودار ۳- نمایش ترمهای بکاررفته در محاسبه جذب^(۴)

روشهای پارامتره کردن انتقال تابش

در این بخش روشهای پارامتره کردن معادلات انتقال تابش را در بازه طول موجهای بلند و نحوه وارد کردن اثر گازهای جوی در این بازه طول موجها بیان شده است. همین روند برای بازه طول موجهای کوتاه ادامه داده شده است. در ادامه نحوه وارد کردن جذب سطح و نیز تاثیر هوامیزها بیان شده است.

در معادلات مربوط به شارهای طول موج بلند ϵ نوع انتگرال گیری وجود دارد: ۱- جمع روی همه زوایای سراسر (انتگرال روی μ)، ۲- جمع شارها در راستای z (انتگرال روی τ)، ۳- جمع روی بازه طیفی dv و ۴- انتگرال روی مسیر جذبی u . قبل از بررسی انتگرال ها تقریب $T_v^F(\tau, \tau') \propto T_v(\tau, \tau', \frac{1}{\beta})$ که β فاکتور پخش و برابر ۱/۶۶ است، زده می شود^(۴). این تقریب بیان می کند که تابع انتقال انتگرال گیری شده در زوایای مختلف با مقدار تابع

انتقال برای یک پرتو در زاویه سراسر $\theta = \cos^{-1}(\frac{1}{\beta})$ در لایه جوی بین z و z' تخمین زده شود.

انتگرال روی مسیر نوری

انتگرال روی مسیر نوری پیچیده است زیرا اولاً k_v (ضریب جذب) تابعی از فشار و دما است و ثانیاً دما و فشار در طول مسیر محاسبه شار مرتباً تغییر می کنند. دو تقریب یک پارامتری و دو پارامتری برای غلبه بر این نمودار بکار رفته اند. شرایط لازم برای تقریب یک پارامتری توسط گودی^(۵) (۱۹۶۴b) توضیح داده شده است. این تقریب فرض می کند که ضریب جذب مجزا می شود به دو فاکتور که یکی وابسته به v (عدد موج) و دیگری وابسته به p (فشار) و T (دما) است. δ_v مسیر نوری در این تقریب با این رابطه داده می شود:

$$\delta_v \approx k_v(p_0, T_0) \int \frac{\phi(p, T)}{\phi(p_0, T_0)} du \approx k_v(p_0, T_0) \tilde{u} \quad (9)$$

که p_0 و T_0 فشار و دمای مرجع و φ هر کمیت دلخواه است و \tilde{u} مسیر نوری تنظیم شده است که با رابطه (۱۰) تعریف می‌شود:

$$\tilde{u} = \int \left(\frac{P}{p_0}\right)^n \left(\frac{T}{T_0}\right)^m du \quad (10)$$

مقادیر m و n برای دو نوار طیفی LW و SW که توسط چو (۱۹۹۰)^(۶) داده شده است و برای جذبهایی که با فاصله از مرکز خط جذب در جو ناهمگن روی می‌دهند مناسب است. بنابراین برای جذب‌های جو بالا که بیشتر در مرکز خط اتفاق می‌افتد، مناسب نمی‌باشد.

تقریب دو پارامتری که توسط گودسون (۱۹۵۴)^(۷)، کورتیس (۱۹۵۲)^(۸) و ون (۱۹۴۵)^(۹) بیان شده است را تقریب VCG می‌نامند. این تقریب یک روش دقیق برای محاسبه انتگرال روی مسیر است. برای پارامتره کردن تابع انتقال (انتگرال روی مسیر)، هنگامی که جذب k_v تابعی از بیش از یک متغیر وابسته باشد، از این تقریب استفاده می‌شود. تقریب VCG جذب در طول مسیر ناهمگن را به جذب در مسیر همگن، که با مسیر u و فشار p تنظیم شده، مرتبط می‌کند:

$$\tilde{p}\tilde{u} = \int p du, \quad \tilde{u} = \int du$$

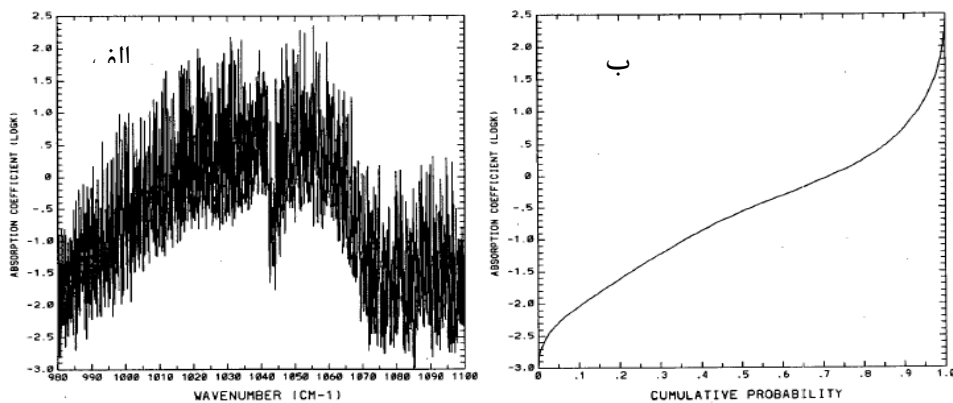
دقت این تقریب را به صورت مجزا نمی‌توان تعیین کرد ولی آنچه مسلم است از تقریب یک پارامتری خطای کمتری دارد. رجز و والشو (۱۹۶۶)^(۱۰) نشان دادند تقریب VCG برای نوار جذبی $15 \mu m$ دی‌اکسیدکربن با حداکثر خطای ۲/۶٪ در محاسبه سرمایه‌ش تابشی، تقریب مناسبی است.

انتگرال روی فرکانس

روش توزیع k (کاتو و همکاران، ۱۹۹۹)^(۱۱)، روش مدل نوار (گودی، ۱۹۵۲)^(۱۲)، روش گسیل‌پذیری (ساساموری، ۱۹۶۸)^(۱۳) و غیره روشهای تقریبی محاسبه انتگرال روی فرکانس هستند. روش توزیع k در مقایسه با دو روش دیگر سریعتر و دقیقتر است و برای جو همگن کاربرد دارد. از آن جایی که روی یک بازه طیفی بارها مقادیر ضریب جذب یکسان K_v برای چندین u تکرار می‌شود، روش توزیع k برای حذف عملیات‌های محاسباتی تکراری گسترش یافته است. بنابراین مقادیر مربوط به k را دسته‌بندی می‌کند و تابع انتقال را تنها یک بار برای k مورد نظر بدست می‌آورد.

محاسبه انتقال طیفی، در یک بازه طیفی پهن مستقل از مرتبه k نسبت به u است و تنها به کسری از بازه عدد موج که مربوط به یک مقدار ویژه k است، بستگی دارد. این کسر به صورت تابع چگالی احتمال $f(K)dK$ (کسری از بازه عدد موج که ضرایب جذبی بین K تا $K+dK$ است) تعریف می‌شود.

نمودار ۴ (الف) ضریب جذب را به صورت تابعی از عدد موج برای نوار $9/6 \mu m$ در فشار $25 mb$ و در دمای $k = 220$ نشان می‌دهد و نمودار ۴ (ب) تابع چگالی احتمال آن را بر حسب ضریب جذب نشان می‌دهد. تابع احتمال تراکمی $(g(k))$ مربوط به $f(k)$ کسری از طیف با ضریب جذب کمتر از k است. $g(k)$ تابع نرمی در فضای k است که به طور یکنواخت افزایش می‌یابد. بنابراین $k(g)$ که تابع معکوسی از $g(k)$ است نیز تابع نرمی در فضای g است.



نمودار ۴- (الف) نشان دهنده ضریب جذب به صورت تابعی از عدد موج برای نوار $9.6 \mu m$ در فشار $25 mb$ و در دمای $220 K$ ، (ب) تابع چگالی احتمال آن را بر حسب ضریب جذب.^(۱۴)

بنابراین تابع انتقال طیفی به صورت رابطه (۱۱) در می آید:

$$T_{\bar{\nu}}(u) = \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu} \exp(-k_{\nu} u) d\nu = \int_0^{\infty} \exp(-Ku) f(K) dK = \int_0^1 \exp(-K(g)u) dg \quad (11)$$

بنابراین در روش توزیع k در محاسبه تابع انتقال طیفی بجای انتگرال سخت روی عدد موج، یک جمع محدود نمایی در فضای g استفاده می شود. در یک جو ناهمگن تقریب CKD (فو و لیو ۱۹۹۲)^(۱۵) که روش توزیع k تصحیح شده است، استفاده می شود.

گازهای فعال تابشی در نوار مادون قرمز

برای هر گاز بسته به نوار جذبی، ضریب جذب و در نتیجه تابع انتقال متفاوتی وجود دارد علاوه بر این همپوشانی بعضی از گازها در عدد موج خاص باعث پیچیدگی در محاسبه تابع انتقال می شود. در ادامه پارامتره کردن تابع انتقال مربوط به بخار آب، دی اکسید کربن، ازن، متان، اکسید نیتروژن و مناطق همپوشانی آن بررسی می شود. در تابع انتقال تنها جذب خطها در نظر گرفته می شود ولی واضح است که بخار آب جذب پیوسته دارد، بدان معنی که خطوط جذب بالهای بزرگی (وابسته به نصف پهنای خط α) دارد. بنابراین در محاسبات عددی باید جذب پیوسته بخار آب وارد شود که روشهای گوناگون وجود دارد، به این منظور، چو و همکاران (۱۹۹۰)^(۶) یک متغیر مستقل دیگر به تابع انتقال چهار متغیره اضافه می کنند. بنابراین تابع انتقال پیچیده می شود، بنابراین برای ساده سازی پارامتره کردن و کاهش تعداد متغیرها جو را به دو قسمت، تروپوسفر و استراتوسفر پائینی و جومیانی از $3-10 mb$ تقسیم می کنند. پهن شدگی خط جذب ناشی از اثر فشار در تروپوسفر و ناشی از اثر داپلر در جو میانی است. بنابراین تابع انتقال پخشی با تابع پلانک وزن داده شده به صورت رابطه (۱۲) خواهد بود:

$$T_{\nu}^F(p, p', T') \cong T_{\nu}^F(\tilde{w}, \tilde{u}, T') \quad (12)$$

و \tilde{u} مقدار بخار آب مقیاس شده است که با رابطه (۱۰) برای جذب خطی داده شده و \tilde{w} مقدار بخار آب برای جذب پیوسته است که با رابطه (۱۳) داده شده است. e فشار جزئی بخار آب در جو است.

$$\tilde{w} : \int \exp\left(\frac{1800}{T} - \frac{1}{296}\right) e dw \quad (13)$$

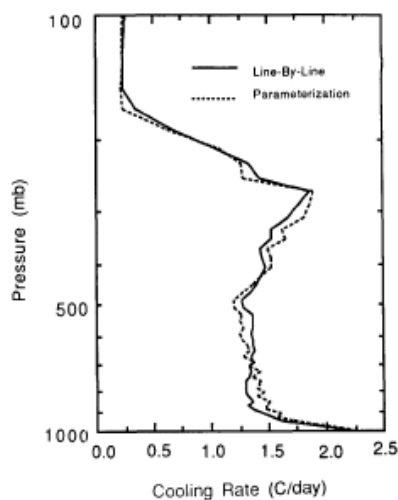
بنابراین با توجه به روابط بیان شده توسط چو و همکاران و همچنین اندازه‌گیریهای آزمایشگاهی بیگل (۱۹۷۰)^(۱۶) مشاهده می‌شود که ضرایب جذب پیوسته تابعی از فشار جزئی بخار آب e است، بنابراین این نوع جذب را جذب نوع e نیز می‌نامند. استفنز (۱۹۸۴)^(۱۷) ادعا می‌کند که اگر این نوع جذب را در مدل‌های عددی صرفنظر کنیم خطای بیشتر از $40 \frac{W}{m^2}$ در شار LW پایین سو در سطح ایجاد می‌شود. روبرتز و همکاران (۱۹۷۶)^(۱۰) نیز این نوع جذب را در روابطی مشابه با چو به این صورت پارامتره می‌کنند:

$$K_v(p, T) = \frac{\phi(T)}{\phi(T_0)} \psi(v, T_0) e$$

$$\phi(T) = \exp\left(\frac{1800}{T}\right), \quad T_0 = 296K \quad (14)$$

$$\psi(v, T_0) = 4/18 + 5578 \exp(-0.0787v)$$

بنابراین ضریب جذب K_v در روش LBL، در حالتی که جذب پیوسته نیز شامل شود ضریب جذبی به صورت $K_v = sF_v + K_v^c$ خواهیم داشت که K_v^c کسر جذب مربوط به بال‌هاست (جذب پیوسته). نمودار ۵ نیمرخ آهنگ سرمایش تروپوسفیری در نوارهای $(1100-3000, 800-980, 0-540 \text{ cm}^{-1})$ بخار آب را برای یک جو تابستانی عرض میانی نشان می‌دهد که مقادیر بدست‌آمده از روش LBL و پارامتره کردن توسط روش چو و همکاران (۱۹۹۰)^(۱) را مقایسه می‌کند.



نمودار ۵-مقایسه مقادیر نیمرخ آهنگ سرمایش تروپوسفیری در نوارهای $(1100-3000, 800-980, 0-540 \text{ cm}^{-1})$ بخار آب در جو تابستانی عرض میانی بدست‌آمده از روش LBL و پارامتره کردن توسط روش چو و همکاران (۱۹۹۰)^(۱)

انتقال تابش در نوار $15 \mu m$ دی‌اکسیدکربن هر چند رنج کوچکی از طیف را می‌پوشاند ولی در سرتاسر کل ستون جو اهمیت دارد. چو و همکاران (۱۹۹۰)^(۱) یک رابطه‌ای برای تابع انتقال در این نوار با بکاربردن تقریب دو پارامتری بدست آوردند. این تابع انتقال، تابعی از u, \bar{p}, \bar{T} است و ضرایب β, α در رابطه (۱۵) از فیت کردن نتایج بدست‌آمده از رابطه با نتایج حاصل از روش LBL بدست آمده است.

$$T_v^F(\tilde{p}, \tilde{T}, u) = T(\tilde{p}, T_o, u)(1 + \alpha(\tilde{p}, u)(\tilde{T} - T_o) + \beta(\tilde{p}, w)(\tilde{T} - T_o)^2) \quad (15)$$

در نوار طیفی $540-800\text{cm}^{-1}$ یک همپوشانی اساسی از جذب دی‌اکسیدکربن و بخار آب در تروپوسفر وجود دارد. چو و همکاران (۱۹۹۰)^(۶) انتقال متوسط کلی در نتیجه هر دو جذب‌کننده را به صورت رابطه (۱۶) بیان می‌کنند که اندیسه‌های او ۲ مربوط به بخار آب و دی‌اکسیدکربن جذب‌کننده است.

$$T_{1,2} = \frac{\int T_1(v)T_2(v)dv}{\int dv} \quad (16)$$

و اگر انتقال $T(v)$ را به عنوان مجموع متوسط روی نوار طیفی U و انحراف از مقدار متوسط را $T'(v)$ در نظر بگیریم رابطه (۱۶) به صورت رابطه (۱۷) در می‌آید.

$$T_{1,2} = T_1T_2 + \frac{\int T_1'(v)T_2'(v)dv}{\int dv} \quad (17)$$

و معمولاً، انتقال ناشی از دو جذب‌کننده را تصحیح‌نشده بکار می‌برند. یعنی ترم دوم سمت راست را صرف نظر می‌کنند، زیرا در نوار طیفی $540-800\text{cm}^{-1}$ جذب بخار آب با افزایش طول موج کاهش می‌یابد ولی جذب CO_2 در داخل این بازه نسبتاً متقارن است. بنابراین تقریب ضرب می‌تواند بکار برده شود. بطور مثال استفنز (۱۹۸۴)^(۷)، انتقال ناشی از همپوشانی را با رابطه (۱۸) در نظر می‌گیرد. صحت این تقریب با محاسبات به روش LBL تأیید شده است.

$$T_{\Delta v}(u_1, u_2) = T_{\Delta v}(u_1)T_{\Delta v}(u_2) \quad (18)$$

u_1 مقدار گاز جذب‌کننده اول و u_2 گاز جذب‌کننده دوم است.

در پارامتره کردن جذب و گسیل ازن توسط وانگ و شی (۱۹۸۸)^(۹) تنها اثر پهن‌شدگی فشاری خطوط جذب مولکول در نظر گرفته شده است ولی همانطور که بیان شد در جو بالا اثر پهن‌شدگی داپلر نیز اهمیت دارد. فلز و اسکوارزکوف (۱۹۷۵)^(۱۸) با یک تنظیم تجربی برای نصف پهنای خط پهن‌شدگی اثر داپلر را نیز در نظر گرفتند.

همپوشانی ازن و بخار آب در نوار جذبی $9/6\mu m$ مخصوصاً در جو مرطوب اهمیت زیادی دارد. در این نوار طیفی جذب پیوسته بخار آب از جذب خطوط اهمیت بیشتری دارد. چو و همکاران (۱۹۹۰)^(۶) در این نوار نیز همانند همپوشانی در نوار $15\mu m$ از تقریب ضرب استفاده کرده که T_{total} ناشی از بخار آب و ازن و T_1 مربوط به انتقال پخشی ازن است.

متان و اکسیدنیترژن تعدادی خطوط جذب در نوار LW دارند که نوارهای $17\mu m$ و $7/6\mu m$ در محاسبات اقلیمی حائز اهمیت هستند. در نوار $17\mu m$ ، دی‌اکسیدکربن، دی‌اکسیدنیترژن و بخار آب جذب دارند و جذب در نوار $7/6\mu m$ ناشی از متان، دی‌اکسیدنیترژن و بخار آب است. نوار $17\mu m$ ، رنج طیفی باریکی است. بنابراین پارامتره کردن آن آسانتر است ولی پارامتره کردن نوار جذبی $7/6\mu m$ پیچیده‌تر است و استفاده از تقریب ضرب خطای زیادی دارد زیرا $1380-1215\text{cm}^{-1}$ نوار جذبی CH_4 و $1340-1135\text{cm}^{-1}$ نوار جذبی N_2O و $1135-1380\text{cm}^{-1}$ نوار جذبی بخار آب را شامل می‌شوند. بنابراین نمی‌توان از جمله دوم سمت راست رابطه (۱۷) صرف نظر نمود و همین‌طور نمی‌توان از تقریب دو پارامتری که در دو همپوشانی O_3, H_2O و CO_2, H_2O استفاده شد بکار برد زیرا تابع پلانک در این منطقه بطور قوی با عدد موج و دما تغییر می‌کند. دانه و راماتان (۱۹۸۰)^(۱۹) مدل‌هایی

با نوار مؤثر پهن را برای انتگرال‌گیری روی نوار جذبی N_2O, CH_4 بکار بردند و تغییر تابع پلانک ناشی از تغییر طول موج در نوار طیفی را در نظر نگرفتند. بنابراین روشهای آنها در نوار طیفی پهن $1135-1380 cm^{-1}$ بدون در نظر گرفتن تغییر پلانک و همچنین جذب بخار آب مناسب نیست. چو و همکاران (۱۹۹۰)^(۶) نوار $7/6 \mu m$ برای بررسی دقیقتر به دو نوار طیفی ($1135-1215 cm^{-1}$ و $1215-1380 cm^{-1}$) تقسیم کردند و تابع انتقال وزن داده شده توسط تابع پلانک $T_F^v(p, p', T')$ را به صورت $T_F^v(p, p', T_0)$ تقریب زده و از تقریب یک پارامتری استفاده کرده‌اند. بنابراین آنها برای بررسی جذب متان و اکسیدنیترژن سه نوار طیفی را $560-615 cm^{-1}$ برای جذب N_2O, CO_2, H_2O و $1135-1215 cm^{-1}$ برای جذب N_2O, H_2O و $1215-1380 cm^{-1}$ برای جذب H_2O, CH_4, N_2O در نظر گرفتند. جذب در نوار $7/6 \mu m$ در تروپوسفر اهمیت دارد بنابراین فشار مرجع p_0 مقدار مربوط به تروپوسفر میانی ($500 mb$) انتخاب شده است ولی چون اکسیدنیترژن در تروپوسفر پایینی اثر کمی دارد، در نوار $17 \mu m$ فشار مرجع را در تروپوسفر بالایی ($300 mb$) در نظر می‌گیرند.

پارامتره کردن معادلات انتقال تابشی طول موج کوتاه

در پارامتره کردن طول موج‌های کوتاه، هر چند مسائل هم‌ارز و مشابهی مانند انتگرال فرکانسی مواجه می‌شویم ولی از آن جهت که تغییرات طیفی شار خورشیدی کم و اثر دما و فشار روی K_v به جز در مورد جذب بخار آب زیاد پیچیده نیست، ساده‌تر از پارامتره کردن انتقال تابش در نوار طول موج‌های بلند است. از طرف دیگر در محاسبه انتقال تابش به پیچیدگی‌های طول موج بلند در جذب و گسیل همزمان در هر لایه جوی مواجه نمی‌شویم. روش تقریب جو بدون پراکندگی، تقریب پراکندگی منفرد، تقریب دو جریانی و تقریب ادینگتون از جمله روشهای تقریبی محاسبه شار تابشی طول موج کوتاه هستند. دو تقریب ساده و مشهور برای حل معادله انتقال تابش دو جریانی و ادینگتون هستند که در هر دو شدت تابشی بالاسو و پایین‌سو تابعی از عمق نوری به تنهایی خواهد بود و برای لایه‌های همگن، معادلات دیفرانسیلی انتقال تابش دارای ضریب ثابتی خواهند بود و بنابراین حل‌های نمایی ساده‌ای برای شارها بدست می‌آید که این حل‌ها تابعی از عمق نوری τ ، سپیدی پراکندگی منفرد ω_0 و یک یا دو مؤلفه از تابع فاز پراکندگی خواهد بود. شدتهای پخش مستقل از زاویه سمتی و تابع فاز پراکندگی را می‌توان در ترمهایی از چند جمله‌ای لژاندر بسط داد.

در تقریب ادینگتون، میزان تابش و تابع فاز پراکندگی با مرتبه اول μ تقریب زده می‌شود و به این صورت

بازنویسی می‌شود:

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + I_1(\tau)\mu \quad ; \quad -1 \leq \mu \leq 1 \quad (19)$$

$$p(\mu, \mu') = 1 + 3g\mu\mu'$$

با قراردادن این دو مقدار در معادله انتقال تابش که از زاویه سمتی مستقل شده است، معادله ساده شده ای با رابطه (۲۰) بدست می‌آید.

$$(20)$$

$$\mu \frac{d(I_0 + I_1\mu)}{d\tau} = (I_0 + I_1\mu) - \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 (I_0 + I_1\mu)(1 + 3g\mu\mu') d\mu' - \frac{\omega_0}{4\pi} F_0 (1 - 3g\mu\mu_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right)$$

g پارامتر عدم تقارن و F_0 شار تابشی دز بالای جو است. با حل انتگرال موجود در معادله و دستکاری در آن خواهیم داشت:

$$\frac{d^2 I_0}{d\tau^2} = K^2 I_0 - \frac{3}{4\pi} \omega_0 (1 + g - g\omega_0) F_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (21)$$

که $K^2 = \frac{(1-\omega_0)(1-g\omega_0)}{\mu_0^2}$ است. بدین ترتیب یک حلی بصورت نمایی از معادله انتقال تابش با رابطه (۲۲) بیان خواهد شد.

$$I_0 = K \exp(K\tau) + H \exp(-K\tau) + \psi \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (22)$$

و $\psi = \frac{3}{4\pi} \omega_0 F_0 \frac{1+g(1-\omega_0)}{K^2 - \frac{1}{\mu_0^2}}$ است و K, H نیز ثابتهای هستند که از شرایط مرزی بدست می آیند و I_1, I_0 دو

مؤلفه‌ای هستند که برای بدست آوردن $I(\tau, \mu)$ در رابطه (۲۰) بیان شدند. I_1 نیز بطور مشابهی بدست می آید:

$$I_1 = aK \exp(K\tau) - aH \exp(-K\tau) - \xi \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (23)$$

$$\text{که } a^2 = 3(1-\omega_0)(1-\omega_0 g) \text{ و } \xi = \frac{3}{4\pi} \omega_0 \frac{F_0}{\mu_0} \frac{1+3g(1-\omega_0)\mu_0^2}{K^2 - \frac{1}{\mu_0^2}}$$

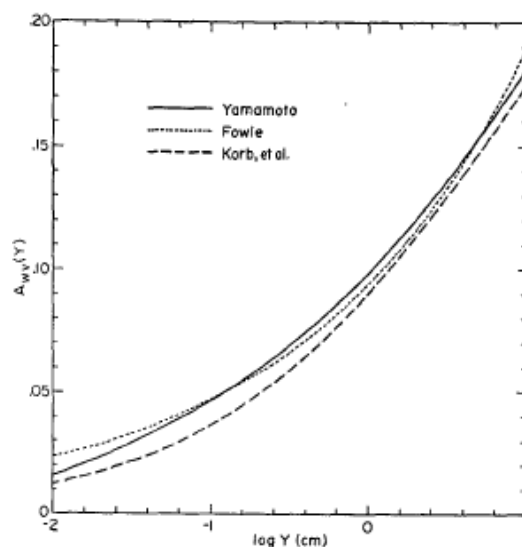
هر چند تقریب‌های ادینگتون و دوجریانی تقریبهای مناسبی برای جوهای با لایه‌هایی که از نظر نوری ضخیم هستند (بطور مثال برای جوهای شامل پراکندگی می و ریلی) مناسب می‌باشند ولی برای موارد لایه جوی نازک نوری و موارد جذب قوی نتایج صحیحی نمی‌دهند. علت اصلی آن تابع فاز است که در چنین جوهای پراکندگی بسمت جلوی قوی دارد، زیرا پراکندگی بوسیله ذرات ریز جوی، پیک شکست و پراکندگی به سمت جلو دارد، بنابراین در تقریب ادینگتون، بسط یک ترم تابع فاز مناسب نیست. بنابراین از یک تابع دلتا استفاده شده است. به این صورت که تابع فاز پراکندگی را با یک تابع دلتای دیراک که پراکندگی را بسمت جلو پیک می‌دهد و یک بسط دو جمله‌ای از تابع فاز برای نتایج بهتر در نظر گرفته می‌شود. (۱۹)

گازهای فعال تابشی در بازه طول موج‌های کوتاه

جذب‌کننده‌های اصلی تابش طول موج کوتاه، بخار آب در تروپوسفر و ازن در استراتوسفر است. جذب اکسیژن و دی‌اکسید کربن نسبت به این دو جذب‌کننده کمتر است.

جذب تابش خورشیدی توسط بخار آب، چشمه اصلی گرمایش خورشیدی در جو پایین است. پارامتره کردن جذب بخار آب از جذب ازن دشوارتر است. فرمولبندی‌های برای جذب بخار آب ارائه شده توسط یاماموتو (۱۹۶۲)، (۲۰) ساساموری (۱۹۶۸) (۱۳) و لیسيس و هانسن (۱۹۷۴) (۱۱) روابط قابل توجهی هستند. در نوار طیفی مهم جذب بخار آب، عمق نوری جو ناشی از پراکندگی ریلی قابل صرف نظر است، زیرا جذب بخار آب در محدوده طول موجهای بلندتر مهم است ولی پراکندگی ریلی در طول موجهای کوتاه اهمیت دارد. بهمین دلیل در بررسی تابع

انتقال (جذب) توسط بخار آب جو بدون پراکندگی فرض شد. نمودار ۶ جذب تابش توسط بخار آب را به صورت تابعی از u مسیر بخار آب بدست آمده از روشهای متفاوت را نشان می دهد.



نمودار ۶- جذب توسط بخار آب به صورت تابعی از مسیر بخار آب u بدست آمده از روشهای متفاوت ^(۱۱)

لیسیس و هانسن (۱۹۷۴)^(۱۱) تقریب یک پارامتری را برای تصحیح اثر دما و فشار روی جذب در نظر می گیرند. فرمولبندی آنها یک روش مفید و مناسبی است که جذب کلی را به عنوان یک تابعی از مقدار بخار آب y (سانتی متر از آب قابل بارش) می دهد:

$$A_{ov}(y) = \frac{2/9y}{(1+141/5y)^{.625} + 5/925y} \quad (24)$$

که برای $10^{-2} \leq y \leq 10 \text{ cm}$ با منحنی جذب یاماموتو (۱۹۶۲) با خطای کمتر از ۱٪ یکسان می شود.

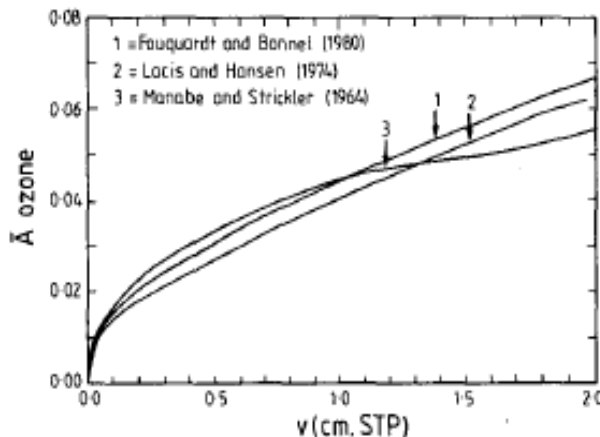
جذب ازن از تابش خورشیدی چشمه اصلی گرمایش استراتوسفری است. این چشمه انرژی در مدل های عددی گردش کلی جو در یک یا چند لایه حدود ۱۵ کیلومتر در نظر گرفته می شود. جذب ازن از $0.28 \mu\text{m} - 0.65 \mu\text{m}$ اتفاق می افتد. در طول موج هایی که پراکندگی مولکولی نیز اهمیت زیادی دارد. با این وجود جذب ازن بطور دقیق می تواند پارامتره شود، زیرا جذب ازن عمدتاً در بالای جو اتفاق می افتد جایی که پراکندگی مولکول ها بعلت کم بودن چگالی کمتر است. اغلب پراکندگی توسط مولکول های هوا (پراکندگی ریلی) زیر لایه ازن اتفاق می افتد، بنابراین اغلب پارامتره کردن مرتبط با پرتو شار خورشیدی مستقیم پایین است.

لیسیس و هانسن (۱۹۷۴)^(۱۱) یک فرمول جبری مناسب برای جذب انتگرال گیری شده روی فرکانس را در هر دو نوار مرئی و فرابنفش طیف بدست آوردند. برای نور مرئی (جذب توسط نوار chappuis) با مقدار ازن $10 \text{ cm} < \chi < 10^{-4}$ با رابطه (۲۵) و برای جذب در نوار فرابنفش برای مقدار ازن $10 \text{ cm} \leq \chi \leq 10^{-4}$ با رابطه (۲۶) بیان می شود. جذب کلی ازن از تابش خورشیدی، مجموع این دو جذب است.

$$A_{oz}^{vis}(\chi) = \frac{0.2118\chi}{1+0.42\chi+0.0032\chi^2} \quad (25)$$

$$A_{oz}^{uv}(\chi) = \frac{1/0.82\chi}{(1+136/6\chi)^{.185}} + \frac{0.658\chi}{1+(13/6\chi)^2} \quad (26)$$

نمودار ۷ یک مقایسه‌ای از روابط مختلف برای محاسبه جذب ازن A_{oz} برحسب مقدار ازن را نشان می‌دهد. در جذب ازن و بخار آب علاوه بر اینکه داده‌های آزمایشگاهی و مشاهدات از جذب این گازها در پارامتره کردن آنها اهمیت دارد، مقدار شار خورشیدی در بالای جو که در هر روش در نظر گرفته می‌شود، حائز اهمیت است.



نمودار ۷- مقایسه‌ای از روابط مختلف بدست آمده برای جذب ازن A_{oz} برحسب مقدار ازن^(۱۷)

پراکندگی ریلی

وابستگی پراکندگی ریلی به طول موج، این اثر را به طول موجهای کوتاه در محدوده جذب ازن محدود می‌کند ولی همانطور که بیان شد این پراکندگی در جو پایین‌تر، زیر جذب ازن اتفاق می‌افتد. این ویژگی، این امکان را فراهم می‌کند که اثرات پراکندگی روی تابش به صورت یک رفتار مجزا در موردی که جو بدون پراکندگی فرض شد، محاسبه نمود. ساده‌ترین تقریب توسط منابی و مولر (۱۹۶۱)^(۱۱) بیان شد که ابتدا جو را بدون پراکندگی در نظر گرفته ولی شدت در بالای جو را با این عبارت $I'(0) = 0.93I(0)$ جایگزین می‌کنند. این رابطه از نظر فیزیکی صحیح نیست زیرا در واقع اغلب پراکندگی زیر لایه ازن اتفاق می‌افتد ولی بعنوان نتیجه‌ای از این رابطه جذب توسط ازن کمتر تخمین زده می‌شود زیرا اولاً شار خورشیدی ورودی در دسترس روی لایه ۷٪ کمتر است و دوماً شار بالاسوی پخش و پراکنده شده جذب شده نیز کمتر تخمین زده می‌شود. اما روش دیگر برای تخمین پراکندگی ریلی روشی است که لیسیس و هانسن (۱۹۷۴)^(۱۱) بیان می‌کنند. ابتدا فرض شده است که جو بدون پراکندگی ولی در روابط، سپیدی سطح را با ترکیبی از سپیدی سطح و بازتاب پخشی جو جایگزین می‌کنند.

جذب سطح

ساساموری (۱۹۶۸)^(۱۳) مقدار جذب توسط سطح را تقریباً دو برابر جذب کلی جو تخمین زد. لیسیس و هانسن (۱۹۷۴)^(۱۱) جذب توسط سطح را به دو قسمت $A_{g,1}$ در نوار طول موجی که جذب بخار آب اهمیت دارد و دیگری $A_{g,2}$ در سایر طول موجها تقسیم کردند. تقریباً ۳۵٪ از شار خورشیدی در نوار است که جذب بخار آب مهم است، کسر شار خورشیدی جذب شده توسط سطح زمین در آسمان صاف در این نوار طول موجی توسط لیسیس و هانسن (۱۹۷۴)^(۱۱) با رابطه (۲۷) تخمین زده شده است.

$$A_{g,1} = \mu_0 (0.353 - A_{ov}(M\omega_t))(1 - R_g) \quad (27)$$

که ω_i مقدار بخار آب مؤثر در ستون قائم بالای زمین، M مقدار ازن ستون جو بالای لایه ام، R_g سپیدی سطح و A_{wv} جذب جو در آسمان صاف است. اما در مناطق طیفی که جذب بخار آب صرفنظر می شود برای جذب زمین، اثر پراکندگی و جذب ازن را باید در نظر گرفت. در آسمان صاف کسر جذب شارخورشیدی کلی جذب شده توسط سطح با رابطه (۲۸) بیان می شود که u_i مقدار ازن در مسیر قائم بالای سطح، \bar{R}_r^* سپیدی کروی از جو ریلی و $\bar{R}_r(\mu_0)$ سپیدی جوی ناشی از پراکندگی ریلی است که با رابطه (۲۹) بیان می شود.

$$A_{g,2} = \mu_0 (0.647 - \bar{R}_r(\mu_0)) - \frac{A_{oz}(Mu_i)(1 - R_g)}{(1 - \bar{R}_r^* R_g)} \quad (28)$$

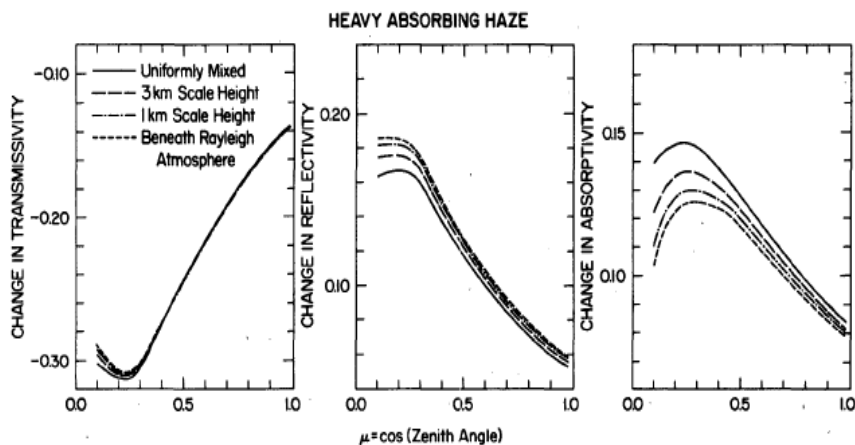
$$\bar{R}_r(\mu_0) = \frac{0.28}{1 + 6.43\mu_0} \quad (29)$$

لیسیس نتایج حاصل از این پارامتره کردن را با نتایج حاصل از محاسبات عددی به روش ادینگ-دوبلینگ با روش حداقل مربعات با دقت حدود ۱٪ فیت کرد.

هوامیزها

هر چند اندرکنش هوامیز و تابش مادون قرمز و مرئی نقش مهمی در بودجه انرژی زمین و اقلیم ایفا می کنند ولی معمولاً در مدل های اقلیمی و گردش کلی جو از پارامتره کردن هوامیزها صرفنظر می شود زیرا اولاً هوامیزها از چشمه های محلی سرچشمه می گیرند و تنها چند روز در تروپوسفر باقی می ماندند. بنابراین توزیع زمانی و مکانی متغیری دارند، که این تغییرپذیری پارامتره کردن هوامیز را در مقیاس جهانی منمودار می کند. دوماً اندازه گیری خواص هوامیزها دشوار است، بنابراین یک رنج پهنی از عدم قطعیت در مقادیر اندازه گیری شده به وجود می آید و فاکتور اساسی مانع دیگر، بررسی تأثیر هوامیزها بر اقلیم به سادگی سایر خواص و جزئیات نیست. تأثیری که هوامیزها دارند نه تنها به غلظت هوامیز، بلکه به سپیدی سطح و زاویه سوسوی خورشیدی نیز بستگی دارد. در ارزیابی اثر هوامیزها روی بودجه انرژی زمین، اثر هوامیزهای تروپوسفری زمینه روی تخمین تابش گرمایی زمینی در برابر تأثیر آن روی تابش خورشیدی ورودی معمولاً صرفنظر می شود. در اغلب طیف خورشیدی از $0.3 - 9 \mu m$ جو بدون هوامیز، جذب کننده ضعیف است. مولکول ها و قطره های ابر، عمدتاً پراکنده می کنند و کمتر در این نوار طیفی جذب می کنند. بنابراین در بررسی اثر هوامیزها در این نوار، جو را بدون جذب در نظر می گیرند. در یک جو بدون جذب، انتقال و بازتاب شار تابشی پخشی مستقل از ساختار قائم یک جو تخت-موازی ناهمگن است، بنابراین اگر یک هوامیز غیرجذب کننده را به این جو ناهمگن اضافه کنیم، بررسی تغییر در انتقال و بازتاب، مستقل از توزیع هوامیز خواهد بود. یعنی اگر خواه هوامیز بطور یکنواخت در جو توزیع شده را، فرض کنیم یا خواه به صورت یک لایه مجزا در جو در نظر بگیریم، در نتایج تغییر بازتاب و انتقال، نقشی ندارد. البته باید در نظر گرفت که این عدم حساسیت به توزیع هوامیز، در جو جذب کننده با هوامیز جذب کننده از بین می رود. از آنجائیکه هوامیز تروپوسفری نوعاً به لایه مرزی محدود شده است، بنابراین می توان برای تخمین انتقال، بازتاب و جذب سیستم جو-هوامیز، یک جو را با خواص تابشی در بالای لایه هوامیز در نظر گرفت. این سیستم دولایه ای پیشنهاد شده توسط کواکلی و همکاران (۱۹۸۲)^(۲۲) خواص سیستم واقعی را نشان می دهد. او نوار طیفی $0.3 - 1 \mu m$ را به هفت بازه طیفی تقسیم کرد. فرض شده تمام تابش در نوار زیر $0.3 \mu m$ قبل از اینکه وارد تروپوسفر پایینی شود و با

هوامیزها اندرکنش داشته باشد، توسط ازن جذب شده است و جذب بخار آب نیز صرفنظر شده است. روش حل دقیق ادینگ-دوبلینگ را برای محاسبه در تغییر بازتاب، انتقال و جذب بکار می‌گیرند و خواص هوامیزهای زمینه را در توافق با آنچه تون و پولاک (۱۹۷۶)^(۲۳) بیان کرده در نظر می‌گیرند. فاکتور عدم تقارن $g = 0/۶۵$ و سپیدی پراکندگی منفرد برای هوامیز $\omega_0 = 0/۹۱$ و عمق نوری $\tau = 1$ برای غلظت زیاد هوامیز در نظر می‌گیرند. جو مدل تقسیم شده به لایه‌هایی که فرض شده همگن باشد. و جو را بگونه‌ای لایه بندی کردند که در هر لایه ۱۰٪ از هوامیز کلی پخش شده باشد. در مقیاس ارتفاعی ۱ km بیشتر از ۹۰٪ هوامیزها در زیر $۷۴ mb$ قرار می‌گیرند و با مقیاس ارتفاعی ۳ km در زیر $۴۲۰ mb$ قرار می‌گیرد. نمودار ۸ چگونگی تأثیر یک هوامیز جذب‌کننده با مشخصات ω, τ, g داده شده در بالای یک سطحی با سپیدی صفر را در بازتاب، انتقال و جذب وزن داده شده با شار خورشیدی را نشان می‌دهد. این نمودار چهار نوع توزیع هوامیز، پخش یکنواخت هوامیزها، پخش با مقیاس ارتفاعی ۱ km و ۳ km و به صورت لایه‌ای زیر جو پراکنده‌کننده ریلی، که نشان می‌دهد برای زوایای سوسوی بزرگتر از ۷۵ درجه تقریب مناسبی است، را با هم مقایسه می‌کند. کواکلی و همکاران (۱۹۸۲)^(۲۲) نشان می‌دهند اینگونه تقسیم‌بندی به دو لایه جو پراکنده‌کننده و هوامیز، در روشهای حل تقریبی دلتا-ادینگتون و دو جریانی نیز مناسب و کاربردی است.



نمودار ۸- چگونگی تأثیر یک هوامیز جذب‌کننده با مشخصات ω, τ, g داده شده در بالای یک سطحی با سپیدی صفر را در بازتاب، انتقال و جذب وزن داده شده با شار خورشیدی^(۲۲)

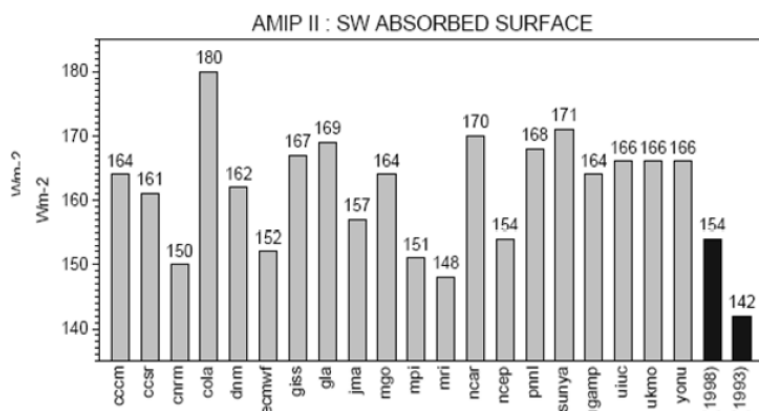
مقایسه نتایج چندین مدل گردنمداری جو

در این بخش نتایج حاصل از مقایسه خروجی‌های حدود ۲۰ مدل گردش کلی جو با داده‌های ورودی یکسان (مدلهای شرکت کننده در طرح AMIP II)^(۱۲)، با هم مقایسه شده است. نام اختصاری برخی از این مدلها به شرح زیر است:

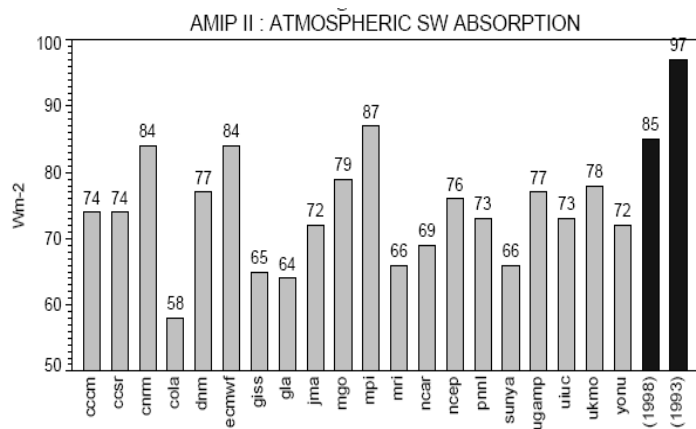
BMRC, CCC, CCSR, CNRM, COLA, ECMWF, DERF, DNM, CSIRO, CSU, LLNL, GFDL, LMD, GISS, MGO, GLA, MGO, GSFC, MPI, IAP, MRI

روشهای پارامتره کردن انتقال تابش در مدلها متفاوت است ولی در بعضی گامهای انتقال تابش، شیوه پارامتره کردن در برخی از مدلها ممکن است مشابه باشد. بطور نمونه، مدل GISS تقریب یک پارامتری و مدل GFDL تقریب دو پارامتری را در انتگرال روی مسیر نوری در انتقال تابش طول موج‌های بلند بکار برده‌اند. مدلهای

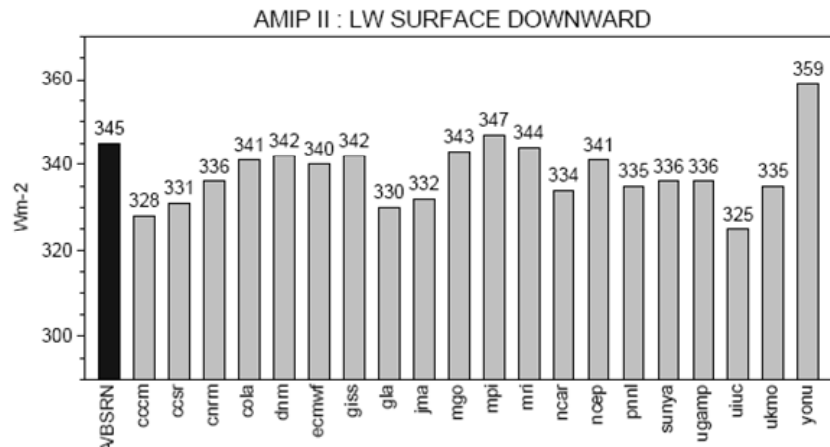
GISS, MRI, UKMO, CCSR از روش توزیع k - که یکی از روشهای تقریبی محاسبه انتگرال فرکانس در معادلات شار است، استفاده می‌کنند. مدل‌های UIUC، PNNL و JMA از طرحواره پیشنهادی کواکلی و مدل GISS از طرحواره پیشنهادی تون در شبیه‌سازی تأثیر هوامیزها در فرایند انتقال تابش در جو استفاده می‌کنند. در این طرح شار تابشی طول موج کوتاه جذب شده توسط سطح، جذب طول موجهای کوتاه توسط جو و شار پائین‌سوی طول موج بلند در سطح به‌عنوان خروجی مدل با یکدیگر و با مقدار مشاهداتی مقایسه شده‌اند، نمودارهای ۹، ۱۰ و ۱۱ به ترتیب کمیت‌های ذکر شده را نشان می‌دهند.



نمودار ۹- شار تابشی طول موج کوتاه جذب شده در سطح بدست آمده از مدل‌های مختلف گردش کلی جو در مقایسه با مشاهدات^(۲۴)



نمودار ۱۰- شار تابشی طول موج کوتاه جذب شده در جو بدست آمده از مدل‌های مختلف گردش کلی جو در مقایسه با مشاهدات^(۴۸)



نمودار ۱۱- شار تابشی طول موج بلند پائین سو در سطح بدست آمده از مدل‌های مختلف گردش کلی جو در مقایسه با مشاهدات^(۲۵)

نتیجه‌گیری

نتایج زیر از این مقایسه حاصل شده است: مدل‌ها در محاسبه بودجه تابش متوسط جهانی مخصوصا در سطح تفاوت زیادی دارند. در مقایسه با مشاهدات، مدل‌ها آفتابگیری در سطح را بعلت یک کمبودی در جذب تابش خورشیدی توسط جو بیشتر تخمین می‌زنند. شار پائین سوی طول موجهای بلند در این مدل‌ها کمتر از مشاهدات هستند. در بررسی علل این نتایج ویلد(۱۹۹۹)^(۲۴) بیشتر تخمین زدن شار طول موج کوتاه در سطح را ناشی از کم تخمین زدن جذب بخار آب توسط مدل‌ها می‌داند و همچنین ویلد و همکاران(۱۹۹۸)^(۲۶) یکی از علل تفاوت در مقدار شبیه‌سازی را با مشاهدات، بخوبی نشان ندادن اثر هوامیزها می‌دانند.

References:

1. Takashima, T., *Astrophysics and Space Science*, **36**, 319 (1975).
2. Stamnes, K., *J. Atm. Sci.*, **38**, 387 (1981).
3. Metropolis, N., and Ulam, S., *J. Am. statistic Association*, **44**, 335 (1949).
4. Li, J., and Barker, H. W., *J. Atmos. Sci.*, **62**, 286 (2005).
5. Hansen, J., and Travis, L., *Space Sci. Rev.*, **16**, 527 (1974).
6. Chou, M.D., Kratz, D. P., and Ridgway, W., *J. Climate.*, **4**, 424 (1990).
7. Goldman A., and T. Kyle, *Appl. Opt.*, **7**, 1167 (1968).
8. Curtis, A.R., *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **78**, 638 (1952).
9. Van de Hulst, H.C., *Ann. Astrophys.*, **8**, 21 (1945).
10. Rodgers, C.D., and Walshaw, C.D., *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **92**, 67 (1966).
11. Lacis, A. A., and Hansen, J. E., *J. Atmos. Sci.*, **31**, 118 (1974).
12. Goody, R. M, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 575 (1964b).
13. Sasamori, T., *J. Appl. Meteor.*, **7**, 721 (1968).
14. Gleckler, P., *J. Climate*, **17**, 4281 (2004).
15. Fu, Q., and Liou, K.N., *J. Atmos. Scienc.*, **49**, 2139 (1992).
16. Bignell, K.J., *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 390 (1970).
17. Stephens, G.L., *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 826 (1984).
18. Fels, S.B., and Schwarzkopf, D., *J. Atmos. Scienc.*, **32**, 1477 (1975).

19. Donner, L., and Ramanathan, V., *J. Atmos. Sci.*, **37**, 119 (1980).
20. Yamamoto, G., *J. Atmos. Sci.*, **19**, 182 (1962).
21. Liou, K. N., *Radiation. Academic Press*, 392 (1980).
22. Coakley, J.A., Cess, R.D., and Yurevich, F.B., *J. Atmos. Sci.*, **40**, 116 (1982).
23. Toon, O.B., and Pollack, J.B., *J. Appl. Meteor.*, **15**, 225 (1976).
24. Wild, M., *J. Geophys. Res.*, **104** (D22), 27361(1999).
25. Wild, M., *J. Geophys. Res.*, **112** (2007).
26. Wild, M., Ohmura, A., Gilgen, H., Roeckner, E., Giorgetta, M. and Morcrette, J.J., *Climate Dynamics*, **14**, 853 (1998).
27. Evans, K.F., *J. Atmos. Sci.*, **55**, 429 (1998).
28. Iwabuchi, H., *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2324 (2006).
29. Jimenez-Aquino, J.I., and Varela, J.R., *Revista Mexicana De Fisica*, **51**(1), 82 (2005).
30. Kato, S., Ackerman, T. P., Mather, J.H., and Clothiaux, E.E., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **62**, 109 (1999).
31. Liu, Q., Weng, F., *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3459 (2006).
32. Morcrette, J.J., *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 847 (1990).
33. Peixoto, J. P., and Oort, A. H., *Phy. climate*, 513 (1993).
34. Pawlak, D.T., Clothiaux, E.E., Modest, M.F., and Cole, J.N.S., *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2588 (2004).
35. Salby M. L., *Foundamental of Atmospheric physics*, Academic press, San Diego (1996).
36. Stephens, G.L., Gabriel, P.M., and Partain, P.T., *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3391 (2001).
37. Wild, M., Ohmura, A., Gilgen, H., Morcrette, J.J., and Slingo, A., *J. Climate*, **14**, 3227 (2001).
38. Wild, M., and Long, C. N., Ohmura, A., *J. Geophys. Res.*, **111**, 1 (2006).