

적외복사 모형을 이용한 한국에서의  
하향 장파복사의 국지적 분포 연구(I)

A Study on the Regional Distribution of  
Downward Longwave Radiation using  
an Infrared Radiation Model in Korea(I)

1995. 3.

한국해양연구소

# 제 출 문

한국해양연구소 소장 귀하

본 보고서를 '적외복사 모형을 이용한 한국에서의 하향 장파복사의 국지적 분포 연구(I)' 과제의 최종보고서로 제출합니다.

1995년 3월

연구책임자 : 이방용

# 요 약 문

## I. 제 목

적외복사 모형을 이용한 한국에서의 하향 장파복사의 국지적 분포  
연구(I)

## II. 연구 목적 및 중요성

지구온난화와 같은 기후변화는 궁극적으로 대기의 복사효과의 상승에 기인된다. 또한, 세계 각국에서는 무궁한 천연자원인 태양에너지의 활용 방안에 대한 연구에 깊은 관심을 보이고 있다. 태양에너지는 인류의 환경을 오염시키지 않는 깨끗하고 안전한 자원이므로 미래의 에너지 자원으로 각광받고 있다.

그러나 이러한 태양에너지의 이용 기술이나 이용 시스템의 개발을 위해서는 기상학적인 면에서 일사량의 분포 특성이나 변동 추이 또는 지구로부터 대기, 대기로부터 지구나 우주로 방출되는 장파복사에 대한 파악이 이루어져야 하므로 이에 따라 지역별 혹은 시기별 일사량 분포와 장파 복사량의 분포가 기본적으로 요구되며 이를 위해서는 충분한 양질의 자료가 필요하게 된다.

지구의 기후 및 환경변화 조사를 위한 지구의 장파복사량 관측자료의 이용도는 매우 높다. 지구의 장파복사량의 전지구적 또는 국지적 자료는 기후예측을 위한 기후모형 연구, 집중호우 및 강수예보, 수치해석을 통한 일기예보와 기후 및 환경변화에 의한 영향평가 등 우리의 지구 기후환경 연구에 중요한 기본자료로 사용된다(오성남, 1992). 복사과정은 지구 대기계의 에너지 원천이자 소멸원이고 온실기체에 의한 복사 냉각 및 가열 효과를 기후 모형에 직접 전달하는 역할을 담당하기 때문에 매우 중요하다.

따라서 이 연구에서는 한반도 내지는 동 아시아 또는 가능하면 극지역과 같은 특정지역을 대상으로, 기존 복사모형을 이용한 지면과 대기사이 에 적외복사과정에 대한 모수화 값에 의거한 특성 분석은 물론 이와 인공 위성 관측자료와의 비교, 검증을 통하여 필요한 모형을 이끌어 내하고자 한다. 또한 지상기상 및 고층기상 관측자료를 입력함으로써 지역별 지구 장파복사량을 계산하여 국지적 장파복사의 분포를 구해 해당지역의 복사학적 특징을 묘사하며, 이를 통한 기상예측과 대기의 가열 및 냉각효과를 설명하고 지구온난화에 대한 현상조사를 수행할 필요가 있다.

결국, 이 연구에서는 지구온난화 감시를 위한 환경 모니터링에 그 최종목표를 두고 우선 기본이론 연구와 사용될 위성 자료 조사, 그리고 이 용될 복사모형의 이용방법 연구 및 우리나라에서의 하향 장파복사의 특성을 이해하는데 1차적인 목적이 있다. 나아가 2차, 3차적인 향후 계획으로는 보다 정밀하고 개선된 모형과 고층대기 관측자료 및 위성 자료를 이용하여 동 아시아 지역 또는 세종기지가 위치한 남극지역에서의 장파복사의 특성과 경년변화 및 분포도를 파악하고자 한다. 따라서 이 연구의

동기는 향후 남극권에서 복사모형을 이용한 장파복사 및 태양활동과 관련된 복사연구를 위해 자료획득이 비교적 쉬운 한반도지역을 1차적인 실험 대상으로 한, 대상 확대 추진을 위한 기반조성이다.

### III. 연구 내용 및 범위

- 1) 장파복사 에너지의 전달 이해
- 2) 자료의 수집 및 이의 적용 방법 표현
- 3) 적외복사 전달과정의 모수화 이해
- 4) 모형을 통한 파장별 대기 복사 산정 기법 소개

### IV. 연구 결과 및 제언

연구의 대상지역을 한반도를 중심으로 하는 동 아시아로 하였을 경우, 우리 나라에는 고층기상 관측소가 오산, 포항, 광주, 제주 등 네곳밖에 없어서 한반도 지역 전반에 걸친 적외복사량 분포 조사가 어렵다. 따라서 이를 보완하기 위하여 TOVS(TIROS Operational Vertical Sounder) 자료의 이용이 필요한데, TOVS는 위성에 실려있는 대기의 수직분포를 계산하는 측기로서 SSU(Stratospheric Sounding Unit), HIRS/2(High Resolution Infrared Radiation Sounder/2), MSU(Microwave Sounding Unit) 등 세가지의 센서를 포함하고 있다. 여기서 SSU는 성층권 온도를, HIRS/2는 구름이 없는 영역의 기온, 수증기량, 운정고도 등을 측정하

고 MSU는 구름이 있는 영역의 기온 측정을 하는데 사용된다(Fleming, 1978).

이 TOVS 자료중 선정 지역에 대한 일정 기간동안의 자료와 고층기상 자료를 복사 모형의 입력자료로 하여 장파복사량을 계산한다. TOVS 자료는 실제 고층기상 관측값과 어느 정도 차이가 나는 것으로 평가되고 있으나 장파복사량의 전반적인 분포 조사에는 많은 도움이 되는 것으로 알려져 있다.

한편, 지구의 장파복사량을 구할 수 있는 방법에는 다음의 세가지로 구별되는데, 첫째는 Earth Radiation Budget Satellite(ERBS)와 ERBE-Scanner에 의하여 0.2-50 $\mu\text{m}$  범위의 파장역의 상향 지구복사량을 측정하는 방법(오성남, 1989)과, 둘째로 지상의 고층기상 관측자료를 이용하여 수치모형의 계산을 통해 산정하거나, 셋째 NOAA의 궤도 위성의 단색광 파장역 센서 AVHRR과 HIRS의 채널별 radiance 관측치의 상관식을 이용한 추정 방법 등이 있다. Ellingson *et al.*(1984)과 Ohring *et al.*(1984)은 지상의 수직 온도분포 관측자료를 이용한 장파복사 모형을 이용한 값과 NOAA의 AVHRR 측정값과의 관계로부터 장파복사량 추정식을 유도한 바 있다.

따라서 이 연구에서는 위성의 센서로부터 측정된 관측치와 위와 같은 장파 적외복사 수치모형의 추정치를 선정 지역에서의 기온조건과 대기조건 등을 이용하여 산출하는 기법을 소개하였다.

# SUMMARY

## I. Title

A Study on the Regional Distribution of Downward Longwave Radiation using an Infrared Radiation Model in Korea( I )

## II. Abstract

Longwave radiation is absorbed strongly by the Earth's surface, clouds and certain minor atmospheric gases. The radiation is highly absorbed by water vapour, carbon dioxide and ozone in the atmosphere. An absorbing gas is also an emitter of infrared radiation at the absorbing wavelengths as a result of its finite temperature. Thus a given volume of the atmosphere both receives and emits infrared radiation, and will cool or warm according as to whether the net radiative input is negative or positive.

The processes of longwave radiation between the atmosphere and the Earth's surface is in some respects more complex than

that of shortwave radiation. The radiative processes of most interest in the shortwave radiation are absorption, reflection, and scattering by the constituents of the system. On the other hand, in case of longwave radiation, emission is a major factor, radiation being emitted by the solid and liquid materials of the Earth's surface, by the dust and clouds in the atmosphere, and by many atmospheric gases.

The transfer of energy by longwave (wavelength  $> 4\mu\text{m}$ ) radiative processes in the atmosphere is governed principally by its optically active gaseous constituents and the liquids and solids suspended in it. Many different schemes for calculating the longwave radiative fluxes and cooling rates due to the optically active gases water vapour, carbon dioxide, and ozone have been devised.

In recent years there has been considerable improvement in spectral data, theoretical understanding, and computer application which has led to several new methods for calculating longwave fluxes and cooling rates in the earth's atmosphere

Thus, in this study, there are some descriptions for understanding the radiative processes in the atmosphere, data and its application.



# CONTENTS

List of Tables -----	11
List of Figures -----	11
I. Introduction -----	13
II. Theory and parameterization of infrared radiation	
transfer -----	17
1. Radiative transfer equation -----	17
2. Absorption characteristics of atmospheric gases -----	25
3. Computation of transmittance and application -----	40
4. Band models -----	49
5. Physical adjustment of spectral transmittance for nonhomogeneous atmospheres -----	53
6. Broadband approaches to flux and cooling-rates computations -----	62
III. Model of infrared radiation -----	77
1. Characteristics of infrared radiation -----	77
2. Model of infrared radiation -----	81
IV. Conclusion and discussion -----	85
References -----	86

# 목 차

표 차례 -----	11
그림 차례 -----	11
I. 서론 -----	13
II. 기본 복사전달방정식의 이론과 모수화 -----	17
1. 복사 전달방정식의 이론 -----	17
2. 대기 기체의 흡수 특성 -----	25
3. 투과율의 계산과 응용 -----	40
4. 띠 모형 -----	49
5. 비균질 대기에의 투과율 응용 -----	53
6. 복사속과 냉각률 계산을 위한 광역띠 접근 -----	62
III. 적외복사의 모형 -----	77
1. 적외복사의 특징 -----	77
2. 적외복사의 모형 -----	81
IV. 결론 및 토의 -----	85
참고문헌 -----	86

## List of Tables

Table 1. Coefficients of broadband emissivity values for water vapor and ozone bands. -----	74
Table 2. Global-average estimated fluxes. -----	79

## List of Figures

Fig. 1. Variation of an incident radiance while passing through a layer of $ds$ thickness. -----	18
Fig. 2. Lorentz, Doppler, and Voigt profiles corresponding to a pressure and temperature at 30km for infrared lines centered at $1587\text{cm}^{-1}$ ( $\text{H}_2\text{O}$ ), $1043\text{cm}^{-1}$ ( $\text{O}_3$ ), and $667\text{cm}^{-1}$ ( $\text{CO}_2$ ). -----	35
Fig. 3. Water vapor continuum absorption coefficient $\sigma_s$ defined in Eq.(34) at temperature of 296K for (a) $8\sim 12\mu\text{m}$ and (b) $3.5\sim 4.2\mu\text{m}$ . -----	39
Fig. 4. Comparison of transmittance for three line shapes (a) with $y=0.1$ and $zu=10$ , and (b) $y=1$ and $zu=10$ . -----	43
Fig. 5. The diffusivity factor as a function of the optical depth. -----	46

Fig. 6. The diffuse transmittance as a function of the optical depth for three cases. -----	47
Fig. 7. The concept of equivalent width, $W = A_{\bar{\nu}} \Delta \nu$ , where $A_{\bar{\nu}}$ represents the spectral absorptance for a spectral interval $\Delta \nu$ . -----	51
Fig. 8. Coordinate system in $\tau$ , $u$ , $T$ , $p$ , and $z$ for ir radiation transfer in plane-parallel atmospheres. $u$ is the path length for absorbing gases. -----	63
Fig. 9. Four-month range of downward LW flux( $Wm^{-2}$ ). -----	78
Fig. 10. Zonal variation of downward LW flux( $Wm^{-2}$ ). -----	80

# I. 서론

지구와 우주의 나머지 공간사이에서의 모든 에너지 교환은 복사 전달에 의해서 일어난다. 에너지 전달은 주로 전도 (conductive transfer)에 의하거나, 대류 (convective transfer)에 의하거나 복사(radiative transfer)에 의한 방법으로 이루어진다. 그러나 실제 지구 자체와 대기간, 또는 지구와 우주 사이처럼 매질이 없는 모든 공간에서는 전자기파의 형태로 전달되는 복사에 의해서 에너지가 전달된다. 지구와 대기 사이에서는 끊임없이 태양 복사를 흡수하고 지구 자체로부터 우주 공간으로 복사 에너지를 방출한다. 이처럼 복사 전달은 지표면과 대기간, 그리고 대기의 각 층 사이에 에너지를 교환시키는 중요한 기작을 제공하기도 한다. 한편, 이러한 현상은 고층대기에서의 수 많은 광화학 반응이나 광화학적 스모그의 형성에 관여하는 광화학 반응에 매우 중요한 역할을 담당하기도 한다 (Wallace and Hobbs, 1977).

지구에서 일어나는 복사과정은 단파 태양복사와 장파 적외복사의 두 부분으로 분류된다. 지구대기의 상한에 입사되는 태양복사는 대기를 통과하면서 기체 성분과 구름 및 에어로졸에 의하여 흡수와 반사 및 산란과정을 거치면서 감소되고, 그 일부가 지면에 도달한다. 태양복사의 감소는 파장에 따라 다르므로 지면에 도달하는 태양복사 에너지의 파장별 분

또는 대기외에서의 것에 비해 매우 다르다. 태양복사 에너지의 파장에 따른 시간적, 공간적인 변화는 국지적 기후변동에 영향을 미치며 이에 관한 정보는 역시 태양 에너지의 이용면에서도 기본자료가 된다. 또한 특정 파장의 태양복사 에너지는 동물과 식물의 분포나 성장, 그리고 농작물의 성장에도 매우 중요한 역할을 한다.

한편, 적외복사는 대기 중의 성분기체나 구름 그리고 지표에 의해 흡수되거나 방출된다. 이러한 장파장의 적외복사는 대기 중의 미소량의 수증기 ( $H_2O$ )와 이산화탄소 ( $CO_2$ ) 그리고 오존 ( $O_3$ ) 등의 기체에 의해 아주 강하게 흡수되는데, 그 흡수 정도와 흡수 영역은 기체의 분자 구조에 따라 다르게 나타나며 매우 파장 의존적이다 (Paltridge and Platt, 1976). 이산화탄소는 고도에 따라 혼합비가 일정하기 때문에, 수증기의 혼합비가 매우 작은 성층권의 냉각에 지배적인 역할을 한다. 수증기의 흡수는 대류권, 특히 하부 대류권에서 지배적이며, 오존은 주로 성층권에서 자외선을 강하게 흡수한다.

대기 중 기체분자에 의한 적외복사의 흡수 파장역은 수 많은 좁은 파장대로 구성되어 있으며, 흡수 기체는 또한 같은 온도와 동일한 파장하에서 적외복사를 방출하기도 한다. 따라서 대기는 주어진 체적에서 적외복사를 흡수하기도 하고 방출하기도 하는데, 이에 따라 야기되는 순 복사량의 차이에 의해 대기의 임의의 기층은 가열되거나 냉각된다. 이에 대기 중 고도에 따른 또는 대기의 냉각률과 관련된 연직 순 복사량의 변화는 결국 기후문제와 지상생태계의 환경 등과 관련이 많으므로 많은 학자들의 연구대상이 되고 있다.

대기와 지면사이의 적외복사의 경우는 태양복사의 경우보다 훨씬 복잡한 면이 있다. 대기 중의 구성 기체와 지면상의 실제 물질(고체, 액체 등)로부터 방출되거나 흡수되는 장파복사에 의해 영향을 받기 때문에 그만큼 장파복사 영역의 복잡성은 크다. 위에서 언급한 태양복사에서 중요한 복사과정은 대기 구성물질에 의한 흡수, 반사, 산란으로 이루어지며, 단파복사의 방출은 거의 무시될 정도이다. 반면, 장파 적외복사의 경우에는 지면의 물질이나 대기 중 먼지나 구름, 그리고 많은 대기 중 기체에 의해서 방출되는 복사를 다루게 되므로 방출과정이 흡수과정 이상의 중요한 인자가 된다(Coulson, 1975).

지구 대기에서 방출되는 적외복사(infrared radiation)는 가시광선 영역에서의 전달 과정을 통해 시정의 효과, 하늘의 색깔과 그리고 구름의 현상 등을 관찰할 수 있도록 도와준다. 하늘이 맑을 때의 하향 적외복사는 수증기와 이산화탄소의 방출 스펙트럼 띠로부터 야기되며, 정확한 값은 온도와 수증기의 전체 프로파일을 포함한 세밀한 계산을 통해서만 얻어지게 된다(Paltridge and Platt, 1976).

지구의 적외 장파 복사량 관측자료는 국지적으로나, 전 지구 규모적으로 기간별 지구의 복사수지를 나타내는 기본자료로서, 적도와 극지방의 에너지 이동과 대류권, 성층권 내의 대기 기체 성분 조사를 용이하게 하며 장기 및 수치 기상예보와 강수예보를 위한 초기자료 및 기후변화 예측을 위한 대기 대순환모형의 기본변수로서 이용된다. 그러나 이러한 자료를 입력하여 모형을 이용한 구하고자 하는 결과를 얻기 위하여, 기본적으로 대기 변수들의 제한된 공간 영역 속에서 지배 방정식의 해를 구하고

이들 값을 정확하고 빠른 계산을 위해서는 모수화 과정이 필요하다.

따라서 이 연구에서는 1차적으로 적외 복사 전달방정식의 이해와 복사량 획득 방법, 모수화 과정, 그리고 이의 적용 방법 등을 알아보려고 한다.



## II. 기본 복사 전달방정식의 이론과 모수화

### 1. 복사 전달방정식의 이론 (Radiative transfer equation)

복사 에너지를 흡수하고 방출하는 어떤 매질을 생각한다면, 그 매질을 통과하는 복사 에너지는 그 매질에 의한 복사의 흡수와 방출 및 산란의 상호 작용에 의해 감소된다. 동시에 이러한 복사 에너지는 매질로부터 방출되는 복사 에너지에 의해 강화될 수도 있다. 복사 전달의 과정속에서 매질에 입사한 파수 (wave number)  $\nu$ 의 radiance ( $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ )  $I_\nu$ 는 그 진행 방향에 대하여 두께  $ds$ 인 매질을 통과한 후  $I_\nu + dI_\nu$ 로 되었다고 하면  $dI_\nu$ 는 다음 식으로 표시된다 (Fig. 1).

$$dI_\nu = -k_\nu \rho_a I_\nu ds, \quad (1)$$

여기에서  $k_\nu$ 는 주어진 파수의 복사에 대한 질량 소산 계수로서, 매질의 질량 흡수와 산란의 합으로 표시되고 단위는  $\text{cm}^2/\text{g}$ 이다.  $\rho_a$ 는 흡수 가스의 밀도이다. 그리고 매질에 의한 복사 방출과 다중 산란에 의한

radiance의 증가는 다음과 같이 표시된다.

$$dI_\nu = j_\nu \rho_a ds , \tag{2}$$

여기에서  $j_\nu$ 는 원천 함수 (source function) 계수로서, 매질 자체의 방출 효과와 산란 효과가 합쳐져 있다. 그러므로 매질을 통과한 후 흡수와 방출 그리고 산란 효과가 포함된 radiance의 변화는 다음과 같다.

$$dI_\nu = -k_\nu \rho_a I_\nu ds + j_\nu \rho_a ds . \tag{3}$$

이 식에 원천 함수  $J_\nu \equiv j_\nu/k_\nu$ 를 대입하면 식 (3)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho_a ds} = -I_\nu + J_\nu . \tag{4}$$

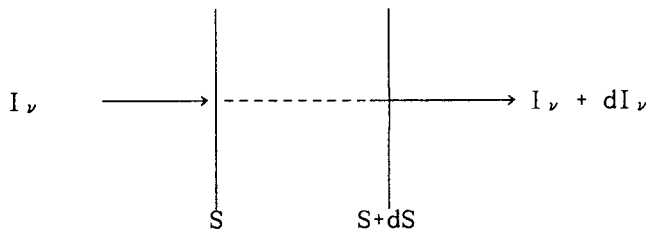


Fig. 1. Variation of an incident radiance while passing through a layer of  $ds$  thickness.

식 (4)는 좌표계와 관계없이 표시되는 복사 전달방정식의 일반형이다.

만약, 지구의 복사수지 측면에 적용을 시킨다면 시간과는 무관한 복사의 세기를 고려할 수 있겠는데, 이에 따라 식 (4)를 다음과 같이 표현할 수 있다 (Liou, 1992).

$$\frac{1}{k_{\nu} \rho_a} (\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) I_{\nu}(s, \boldsymbol{\Omega}) = -I_{\nu}(s, \boldsymbol{\Omega}) + J_{\nu}(s, \boldsymbol{\Omega}) . \quad (5)$$

위 식은 3차원 공간에서의 위치  $s$ 의 함수로서 복사의 세기가 표현됨을 나타내며,  $\boldsymbol{\Omega}$ 는 방향을 표시하는 벡터이다. 여기에서  $\boldsymbol{\Omega}$ 와  $\nabla$ 는 미분형 운산자 (differential operator)로서, 여러 좌표계에서 표현할 수 있으며 카테전 (Cartesian) 좌표계에서는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla = \Omega_x \frac{\partial}{\partial x} + \Omega_y \frac{\partial}{\partial y} + \Omega_z \frac{\partial}{\partial z} , \quad (6)$$

여기에서  $\Omega_x = (1 - \mu^2)^{1/2} \cos \varphi$ ,  $\Omega_y = (1 - \mu^2)^{1/2} \sin \varphi$ ,  $\Omega_z = \mu$ 이며  $\mu$ 는  $\cos \theta$ 를,  $\theta$ 와  $\varphi$ 는 각각 극 좌표계에서의 천정각과 방위각을 의미한다.

적외복사는 지구 대기계에서 기체 분자들과 지표면에 의해 흡수 및 방출되며 대기 중의 주 흡수 기체는 수증기와 이산화탄소 그리고 오존이다. 이 기체들 중 이산화탄소는 파수가 약  $600 \sim 800 \text{cm}^{-1}$ 의  $15 \mu\text{m}$  띠에서 적외복사를 강하게 흡수하고 오존은 파수  $980 \sim 1100 \text{cm}^{-1}$ 의  $9.6 \mu\text{m}$  띠에서

흡수가 강하며, 수증기에 의한 흡수는 전 파장 영역에 걸쳐 중요하다. 특히 파수  $800\sim 1200\text{cm}^{-1}$ 의 범위에서는 오존을 제외한 기체들의 흡수가 비교적 약하기 때문에 대기창 영역이라 불리우고, 인공위성 관측에 의한 지표면 온도 계산 등에 이용된다 (이규태, 1992).

수증기와 오존량은 시간과 공간에 따라 차이가 있으며, 이산화탄소는 화석 연료 사용의 증가로 인하여 대기 중에 전 지구적으로 증가하고 있다. 따라서 이들 기체량의 변화에 따라 대기 각 층에서 흡수되는 적외 복사량이 변화하기 때문에 지구 대기의 기후 변화에 중요한 역할을 담당하고 있다.

일반적으로 지구 대기에서의 열적 적외복사의 전달을 언급할 때는, 대기계는 평면-평행 (plane-parallel) 대기임과 동시에 국지적 열역학적 평형 (thermodynamic equilibrium) 상태임을 가정한다. 이러한 가정은 키르히호프의 법칙에 근거하여 원천 함수에 대해 플랑크 복사, 즉 흑체 복사의 법칙을 사용할 수 있음을 의미한다. 이른바 평면-평행의 가정은 복사의 세기와 대기의 변수 (온도와 기체의 구조)의 변동이 오직 연직 방향 (즉, 고도나 기압)에서만 유효하다는 것을 내포하고 있다. 이러한 가정하에서는 흡수와 방출 과정들이 방위각에 대해 대칭적일 것이다. 즉, 등방성으로 가정된다. 따라서 복사의 세기는 고도와 천정각의 함수이며, 이러한 조건에 의해 원천 함수  $J_\nu$ 는  $B_\nu$ 와 같이 플랑크 함수로 나타낼 수 있어 고도 좌표에서의 열적 적외복사를 지배하는 기본 방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$-\mu \frac{dI_\nu(z, \mu)}{k_\nu \rho_a dz} = I_\nu(z, \mu) - B_\nu(z), \quad (7)$$

여기에서 플랑크 복사의 세기,  $B_\nu(z) \equiv B_\nu(T(z))$ 이다.

기체의 밀도와 흡수 계수가 모두 고도에 따라 변하기 때문에, 물리적인 변수를 다음과 같은 표준 광학 두께 (normal optical depth; 간단히, 광학 두께)로써 정의하는 것이 간편하다.

$$\tau = \int_z^{z_\infty} k_\nu(z') \rho_a(z') dz' = \int_0^p k_\nu(p') q(p') \frac{dp'}{g}, \quad (8)$$

여기서  $z_\infty$ 는 대기 상한 (TOA; the top of the atmosphere)의 고도를 의미하고 기압 좌표  $p$ 를 도입하며, 정수 방정식을 사용한다;  $q = \rho_a/\rho$ 는 기체의 혼합비이며  $\rho$ 는 공기의 밀도이다. 식 (8)로부터 광학 두께의 미분형은  $d\tau = -k_\nu(z) \rho_a(z) dz = k_\nu(p) q(p) dp/g$  로 쉽게 얻어진다.

또한 식 (7)은  $\tau$  좌표를 사용함으로써 다음과 같이 고쳐 쓸 수 있다.

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau, \mu)}{d\tau} = I_\nu(\tau, \mu) - B_\nu(\tau). \quad (9)$$

위 식은 광학 두께가  $\tau$ 인 기층에서의 복사 전달방정식을 의미하며, 상향 복사에 대해서는 천정각이  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ; 즉,  $0 \leq \mu \leq 1$ 이고, 반대로

하향 복사에 대해서는 천정각이  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ 인 경우가 적용된다. 이 때는 복사 전달과정의 분석에 있어 편리성을 고려하여  $\mu = -\mu$ 로 정한다.

식 (9)는 1계 미분 방정식을 나타내며, 전체 광학 두께  $\tau^*$ 를 갖는 대기에 대해 상향과 하향 성분의 해를 구하기 위해, 두 개의 경계 조건이 요구된다. 평면-평행의 가정하에서, 이러한 조건은 지표면과 대기 상한의 양 방향으로부터 등방성의 방출이 있음을 의미한다.

일반적으로 지표면은 적외복사에 있어 흑체로 간주된다. 따라서  $I_\nu(\tau^*, \mu) = B_\nu(T(\tau^*))$ 이다. 아울러 대기 상한에서의 하향 방출도 가능하다고 고려하며,  $I_\nu(0, -\mu) = B_\nu(\text{TOA})$ 라고 표현한다. 정상적으로  $B_\nu(\text{TOA})$ 은 거의 0에 가깝다. 전제되는 경계 조건에 따라, 상향 복사와 하향 복사의 세기에 대한 해는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$I_\nu^+(\tau, \mu) = B_\nu(\tau^*)e^{-(\tau^*-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau^*} B_\nu(\tau') e^{-(\tau'-\tau)/\mu} \frac{d\tau'}{\mu}, \quad (10a)$$

$$I_\nu^-(\tau, -\mu) = B_\nu(\text{TOA})e^{-\tau/\mu} + \int_0^\tau B_\nu(\tau') e^{-(\tau-\tau')/\mu} \frac{d\tau'}{\mu}. \quad (10b)$$

이제, 투과 함수 (transmission function)를 정의하여 지수적인 감소 효과를 수식으로 표현하고 이의 미분형을 보면 다음과 같다.

$$T_{\nu}(\tau/\mu) = e^{-\tau/\mu} \quad (11a)$$

$$\frac{dT_{\nu}(\tau/\mu)}{d\tau} = \frac{-1}{\mu} e^{-\tau/\mu} \quad (11b)$$

따라서 복사 세기에 대한 해를 구하는 식은 다음과 같이 표현된다.

$$I_{\nu}^{+}(\tau, \mu) = B_{\nu}(\tau^*) T_{\nu}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\nu}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\nu}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau', \quad (12a)$$

$$I_{\nu}^{-}(\tau, -\mu) = B_{\nu}(\text{TOA}) T_{\nu}(\tau/\mu) + \int_0^{\tau} B_{\nu}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\nu}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau'. \quad (12b)$$

식 (12a)는, 만약  $\tau$  (TOA)를 0과 같다고 놓는다면, 우주 공간으로부터의 원격 탐사에 적용할 수도 있다.

한편, 대기의 가열률 계산을 위해서는 상향과 하향의 복사속 (flux)이 필요하게 되는데, 이것은 각각 상층과 하층 반구로부터 오는 직접적인 복사 세기의 합이다. 평면-평행의 가정에 따라, 다음과 같은 표현을 얻을 수 있다.

$$F_{\nu}^{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^1 I_{\nu}^{\pm}(\tau, \pm\mu) \mu d\mu. \quad (13)$$

여기서 각 적분(angular integration)을 고려하고 복사속을 얻으려면, 다음과 같이 표현되는 물리적인 변수, 산란 투과율(diffuse transmittance)을 정의한다.

$$T_{\nu}^f(\tau) = 2 \int_0^1 T_{\nu}(\tau/\mu) \mu d\mu. \quad (14)$$

이러한 정의에 의해, 상향과 하향 복사속에 대한 표현을 다음과 같이 고쳐 쓸 수 있다.

$$F_{\nu}^+(\tau) = \pi B_{\nu}(\tau^*) T_{\nu}^f(\tau^* - \tau) - \int_{\tau}^{\tau^*} \pi B_{\nu}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\nu}^f(\tau' - \tau) d\tau', \quad (15a)$$

$$F_{\nu}^-(\tau) = \pi B_{\nu}(\text{TOA}) T_{\nu}^f(\tau) + \int_0^{\tau} \pi B_{\nu}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\nu}^f(\tau - \tau') d\tau'. \quad (15b)$$

어떤 주어진 고도에서의 상향 복사속은 지표면으로부터 해당 고도까지 도달하면서 감쇠된 지표 방출 복사와 대기의 각 층으로부터 기여하는 방출 복사가 그 원천이겠는데, 각 층으로부터 방출되는 복사는 가중 함수(weighting function),  $dT_{\nu}^f/d\tau$  를 곱한 플랭크 함수로 나타낸다. 이

와 마찬가지로 어떤 주어진 고도에서의 하향 복사속은 대기 상한에서 방출된 복사 성분과 대기의 각 층으로부터 기여된 방출 복사로 표현된다.

이 때 대기 상한으로부터 방출되는 복사 성분은 무시할 수 있다.



이상의 표현은 단 파장에 대해 서술한 것으로서, 이를 적외복사 스펙트럼의 전 파장 또는 전 파수에 대해 계산하기 위해 적분 과정이 수행되어야 한다. 따라서  $\tau$ 는 파수의 함수이므로, 고도 좌표를 사용하여 이를 표현하면 다음과 같다.

$$F^{\pm}(\tau) = \int_0^{\infty} F_{\nu}^{\pm}(z) d\nu. \quad (16)$$

이상으로부터 구름이 없는 맑은 날씨에 평면-평행 대기에서의 열적 적외복사의 전달에 대한 해를 얻게 된다.

## 2. 대기 기체의 흡수 특성 (Absorption characteristics of atmospheric gases)

가. 흡수 계수 (absorption coefficient)

어떤 특정한 기체 분자에 의한 흡수의 효과는 그것의 파장별 흡수 계수,  $k_{\nu}$ 에 의해 나타난다. 일반적인 복사 전달방정식에 근거하여, 밀도  $\rho_a$ 를 가진 매질을  $s$ 만한 거리를 통과한 단색광의 세기 감소는 다음과 같이 표현할 수 있다. 이 때는 흡수만을 고려한다.

$$I_{\nu}(s) = I_{\nu}(0)T_{\nu}(\tau) = I_{\nu}(0)e^{-\tau}, \quad (17)$$

여기서  $T_\nu$ 는 식 (11a)에서 정의한 투과율이며, 광학 두께는 다음과 같이, 흡수 계수 ( $\text{cm}^2\text{g}^{-1}$  or  $\text{cm}^{-1}\text{atm}^{-1}$ )로 정의된다.

$$\tau = \int k_\nu du = \int k_\nu d\ell, \quad (18)$$

여기서  $u$ 와  $\ell$ 은 각각 단위  $\text{gcm}^{-2}$ 와  $\text{cm atm}$ 으로 주어지는 경로 길이 (path lengths)이며,  $1 \text{ gcm}^{-2} \approx 2.24 \times 10^4/M \text{ cm atm}$  ( $M$ 은 각 기체의 분자 질량)이다. 흡수선 중심에서의 파수  $\nu_0$ 에서의 스펙트럼 선 (spectral line) 흡수 계수는 선의 세기(line intensity)  $S$ 와 선의 모양 인자 (line-shape factor)  $f$ 에 의해 지배되는데, 그 표현은 다음과 같다.

$$k_\nu = Sf(\nu - \nu_0). \quad (19)$$

여기서  $\nu$ 는  $k_\nu$ 를 계산하는 지점에서의 파수이다. 모양 인자는 다음과 같이 단위 표준화시킨다.

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} k_\nu d\nu. \quad (20)$$

나. 흡수선의 모양 (absorption line shape)

복사의 흡수와 방출은 분자가 한 에너지 상태 (state)에서 다른 상태

로 전이 (transition) 할 때 일어난다. 흡수에서는 분자가 광자를 포착하고 내부 에너지의 보다 높은 준위 (level)로 전이하며, 결국 스펙트럼 흡수 선을 생산한다. 방출의 경우에는, 분자에서 광자가 빠져 나오고 보다 낮은 준위로 전이됨에 따라 스펙트럼 방출선을 생산한다.

### 1) 로렌츠 프로파일 (Lorentz profile)

하층 대기에서는, 복사 전이가 분자 충돌에 의해 충분히 혼란되어 스펙트럼 선의 확장 (broadening), 즉 압력 확장으로 간주되는 효과를 야기시킨다. 그러한 분자 충돌은 전이가 일어나는 동안에 흡수되거나 방출되는 파의 연속적 응집성 (coherency of the wave train)을 파괴한다. 파의 연속성에 대한 푸리에 분석과 분자의 평균 자유경로 (free path)에 직접적으로 비례하는 충돌의 유효 시간을 이용하여, 다음과 같은 형태의 흡수 계수를 유도할 수 있다 (Liou, 1992).

$$k_{\nu} = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} = Sf(\nu - \nu_0) . \quad (21)$$

여기서  $f$ 는 로렌츠 선 모양이며,  $\alpha$ 는 로렌츠 반폭치 (half-width)로서 충돌 사이에 평균 자유시간에 반비례한다. 반폭치는 기압과 온도의 함수로서, 다음과 같이 나타낸다.

$$\alpha(p, T) = \alpha_0 \left( \frac{p}{p_0} \right) \left( \frac{T_0}{T} \right)^n, \quad (22)$$

여기서  $\alpha_0$  는 참고 (reference) 온도  $T_0$  (273K)와 기압  $p_0$  (1013hPa)에 대한 참고 반폭치이다. 확장된 공기의 반폭치는 밀도, 속도, 그리고 광학적인 단면적의 곱으로서 표현되며, 밀도는 온도에 반비례하고 속도는  $T^{1/2}$ 에 비례하며 광학적인 단면적은  $T$ 의 함수이다. 식 (22)의 지수  $n$ 은  $n = \frac{1}{2} - m$ 으로 주어지는데,  $m=0$ ,  $n = \frac{1}{2}$ 일 때가 전형적인 값으로 알려져 있다. 이러한 조건하에서  $\alpha_0$ 의 범위는 지구 대기의 대부분의 복사적으로 활발한 기체에 대해 약 0.01부터 0.1 $\text{cm}^{-1}$ 의 값을 갖는다.  $\alpha_0$ 항은 일반적으로 스펙트럼 선에 따라 좌우되지만, 이산화탄소에 대해서는 약 0.07 $\text{cm}^{-1}$ 의 값으로 거의 일정하다.

로렌츠 선 프로파일은 대기의 복사 전달에 있어서 기본적인 것이다. 이러한 선 프로파일은 기압에 직접적으로 비례하고, 기압이 지표로부터 고도 40km 정도까지 지수 함수적으로 급격하게 변화기 때문에 흡수 계수의 기압에 대한 의존도의 중요성이 입증된다. 그러나 온도에 대한 의존도는 대기에서의 가능한 온도 변화를 고려하면, 덜 중요하다.

운동 이론으로부터 유도되는 분자의 평균 자유경로는 분자가 단단하면서도 탄력적인 구의 형태라고 가정한다. 그러나 분자는 하나의 절대적인 값으로 정해지는 직경을 갖지 못한 주위로 둘러싸여 있다. 실제, 충돌 확장 선 (collision-broadened lines)의 측정된 반폭치는 운동 이론으로부터 계산된 것보다 보통 두배 내지 세배 더 크다.

또한 실험실에서의 측정 결과에 의하면, 선 모양의 가장자리 날개 부분에서는 로렌츠 프로파일을 항상 따르지는 않는다. 그리고 선 폭은 여러가지 종류의 전체 분자 집단의 분포에 의해 영향을 받고 있다. 복사적으로 활발한 모든 기체의 농도가 비교적 작기 때문에 대기에서의 적외 복사 전달은 주로 이 경우에 의해 지배된다. 이러한 이유때문에 수정된 로렌츠 선 모양이 다음과 같이 제시되었다 (Liou, 1992).

$$f_m(\nu - \nu_0) = f(\nu - \nu_0) \chi(\nu - \nu_0), \quad (23a)$$

여기서  $\chi$ 는 절리 함수 (cutoff function)로서 정의되는데, 이산화탄소의 경우에  $\chi$ 는  $|\nu - \nu_0| > 3 \text{ cm}^{-1}$  에 대해 1보다 작으며, 수증기에 대해서는 1보다 더 크다 (Burch *et al.*, 1969).

그러나 이산화탄소의  $15 \mu\text{m}$  의 띠에서, 측정된 스펙트럼과 유효한 선 변수를 사용하여 모사된 스펙트럼 사이에 중요한 불일치가 검출되는데, 이러한 불일치는 선 결합 (line coupling) 또는 선 혼합 (line mixing)에 의해 선 모양의 뒤틀어짐을 야기시킨다. 이러한 결합 특성에 의한 선 모양을 표현하기 위해서는 로렌츠 선 모양의 또 다른 개선 식을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\beta(\nu - \nu_0) + \alpha}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2}, \quad (23b)$$

여기서  $\beta$ 는 결합 계수 (coupling coefficient)이며, 온도에 따라 변한다. 기본적으로 이 계수는 실험실에서의 측정을 통해 결정될 수 있으며,  $\beta=0$  일 때는 f는 로렌츠 모양을 축소시킨다.

## 2) 도플러 (Doppler) 프로파일

고도 약 40km 이상의 상층 대기에서는, 공기의 밀도가 낮고 온도는 상승하며 분자의 운동 속도가 중요하게 다루어진다. 분자의 속도 성분은 임의의 관측 방향에 따라 스펙트럼 선의 도플러 확장을 생산한다. 이러한 조건하에서 분자의 전이 상태는 열역학적 평형 상태에 있으며, 속도 성분은 맥스웰-볼츠만 분포 (Maxwell-Boltzmann distribution)에 의해 가능성이 주어진다. 주파수 변이에 따른 흡수 계수는 다음과 같이 표현되는 가능성에 비례한다.

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D \pi^{1/2}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2}\right). \quad (24)$$

이 때 도플러 폭 (Doppler width)은 다음과 같이 나타내며,

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} (2RT)^{1/2}, \quad (25)$$

여기서 R은 각 기체의 상수, c는 광속이다. 식 (25)에서 반폭치는 온도

의 제곱근에 비례하며, 반폭 최대값일 때  $\alpha_D(\ln 2)^{1/2}$ 로 주어진다.

도플러 폭은 알려진 특정 분자와 관련된 선의 위치를 한 번에 계산할 수 있다. 도플러 선의 흡수 계수는 지수 함수에 의해 지배되며 로렌츠 선 모양보다 선 중앙에서 더 강하고 날개쪽에서 보다 약하게 나타난다.

### 3) Voigt 프로파일

고도 20~50km의 영역에서는 유효 선 모양이 충돌과 도플러 확장 과정에 의해 결정된다. 따라서 두 효과를 결합시키기 위해 파수( $\nu' - \nu_0$ )에서 도플러 편이 (Doppler shift) 성분을 확장된 압력 선에 추가해야 한다. 이에 도플러 선은 파수  $\nu'$ 에서의 로렌츠 선을 파수  $\nu$ 로 재 배치시킨다. 압력과 도플러 확장에 대한 선의 모양은 각각  $f(\nu' - \nu_0)$ 와  $f_D(\nu - \nu')$ 로 표현된다. 모든 가능한 열적 속도를 계산하기 위해, 로렌츠와 도플러 선 모양의 중합 (convolution)으로 다음을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
 f_\nu(\nu - \nu_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu' - \nu_0) f_D(\nu - \nu') d\nu' \\
 &= \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{\alpha}{\alpha_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(\nu' - \nu_0)^2 + \alpha^2} \\
 &\quad \times \exp\left(-\frac{(\nu - \nu')^2}{\alpha_D^2}\right) d\nu'. \quad (26)
 \end{aligned}$$

식 (26)과 같이 표현되는 선 모양이 Voigt 프로파일이다. 이것을 보다 간단화하기 위해 다음과 같이 변수 치환을 한다.

$$t = (\ell n 2)^{1/2} (\nu - \nu') / \alpha'_{D}; y = (\ell n 2)^{1/2} (\nu - \nu_0) / \alpha'_{D}$$

그리고 도플러 반폭치,  $\alpha'_{D} = \alpha_{D} (\ell n 2)^{1/2}$

따라서 식 (26)은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$f_{\nu}(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha'_{D}} \left( \frac{\ell n 2}{\pi} \right)^{1/2} K(x, y), \quad (27)$$

여기서 Voigt 함수  $K(x, y)$ 는 흡수 계수를 의미하며 다음과 같이 정의된다.

$$K(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{y^2 + (x-t)^2} e^{-t^2} dt. \quad (28)$$

이 식에서 각  $x, y$  변수는 다음과 같이 표현되며, 이 때  $y$ 는 도플러 폭에 대한 로렌츠 반폭치의 비이다.

$$y = \frac{\alpha}{\alpha'_{D}} (\ell n 2)^{1/2}; x = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha'_{D}} (\ell n 2)^{1/2}$$

한편, Voigt 프로파일은 다음과 같이 표준화의 필요성을 만족한다.

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_{\nu}(\nu - \nu_0) d(\nu - \nu_0) = 1, \quad (29)$$



식 (28)에서  $\alpha \rightarrow 0$  (즉,  $y \rightarrow 0$ ) 일 때,  $\delta$  함수를 사용하면 식 (28)은 다음과 같이 된다.

$$K(x, 0) = e^{-x^2}. \quad (30)$$

이 경우에 선 모양은 순수한 도플러 형태인 반면,  $\alpha_D$ 가 0에 수렴할 때 (즉,  $x \rightarrow \infty, y \rightarrow \infty$ ) 다음과 같은 표현을 얻는다.

$$f_\nu(\nu - \nu_0) \Big|_{x/y = (\nu - \nu_0)/\alpha} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2}. \quad (31)$$

이 경우에 선 모양은 순수한 로렌츠 형태이다.

Voigt 함수의 계산을 간단히 하기 위한 여러 방법이 시도되었는데 (Liou, 1992), 특히 Fomichev와 Shved(1985)는 간단한 근사적 표현으로써 다음과 같은 Voigt 함수를 나타내었다.

$$\begin{aligned} f_\nu(\nu - \nu_0) = & \left( \frac{\ell n 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{\alpha_\nu} (1 - \xi) \exp(-\ell n 2 \eta^2) \\ & + \frac{1}{\pi \alpha_\nu} \xi \frac{1}{1 + \eta^2} - \frac{1}{\pi \alpha_\nu} \xi (1 - \xi) \left( \frac{1.5}{\ell n 2} + 1 + \xi \right) \\ & \times \left( 0.066 \exp(1 - 0.4 \eta^2) - \frac{1}{40 - 5.5 \eta^2 + \eta^4} \right), \quad (32) \end{aligned}$$

여기서  $\xi = \alpha / \alpha_v$ ,  $\eta = (\nu - \nu_0) / \alpha_v$ , 그리고 Voigt 반폭치는

$$\alpha_v = 0.5 \left[ \alpha + (\alpha^2 + 4 \ell n 2 \alpha_D^2)^{1/2} \right] + 0.05 \alpha \left( 1 - \frac{2 \alpha}{\alpha + (\alpha^2 + 4 \ell n 2 \alpha_D^2)^{1/2}} \right). \quad (33)$$

와 같이 주어진다. 이러한 근사는 보통 약 3% 이내의 정확도를 가진다.

로렌츠, 도플러, 그리고 Voigt 프로파일의 모양을 상대 비교하면 Fig. 2와 같다. 이러한 모양들은 각각 파수 ( $\text{cm}^{-1}$ ) 1587, 1043,  $667\text{cm}^{-1}$ 에서 수증기, 오존, 이산화탄소에 대해 고도 30km에서의 기압과 온도에 대응된다 (Kuhn and London, 1969). 이러한 세가지의 기체에 대해, 로렌츠 프로파일은 고도 약 20km 까지 선의 모양을 나타내는데 적절한 반면, 도플러 프로파일은 고도 50km 이상에서 유효하다. 그리고 고도 20에서 50km 사이에서는 Voigt 프로파일을 복사 전달 계산에 이용해야만 한다. 로렌츠 프로파일에 대해, Voigt 프로파일의 효과는 선 중앙에서 흡수가 감소하는 반면 날개쪽에서는 증가한다.

다. 적외복사에서의 대기 기체의 흡수 스펙트럼

1) 이산화탄소 ( $\text{CO}_2$ )

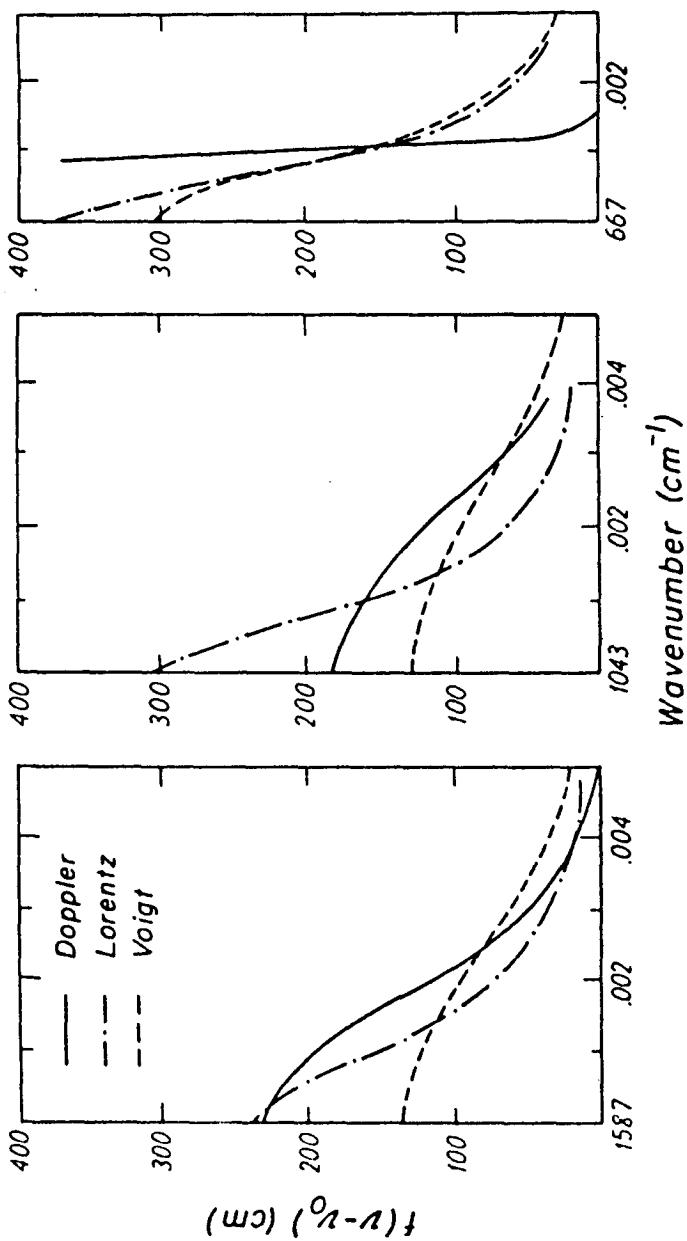


Fig. 2. Lorentz, Doppler, and Voigt profiles corresponding to a pressure and temperature at 30km for infrared lines centered at 1587cm<sup>-1</sup>(H<sub>2</sub>O), 1043cm<sup>-1</sup>(O<sub>3</sub>), and 667cm<sup>-1</sup>(CO<sub>2</sub>)(after Kuhn and London, 1969).

이산화탄소 분자는 분광학적으로 중앙에 탄소 원자와 양쪽에 산소 원자 두개를 갖는 선형 대칭적 모양을 하고 있다. 그것의 선형 대칭성때문에 이산화탄소 분자는 영구적인 전기적 양극 모멘트 (dipole moment)를 갖지 않으며, 따라서 순수한 회전 전이도 갖지 않고 있다.

탄소 원자에 대한 자연적 동위원소는  $^{12}\text{C}$  와  $^{13}\text{C}$ 가 있는데, 상대적인 양은 각각 98.892와 1.108% 이다. 산소 원자는 동위원소와 그 양이 각각  $^{16}\text{O}$  (99.758%),  $^{17}\text{O}$  (0.0373%), 그리고  $^{18}\text{O}$  (0.2039%) 존재한다. 현재 대기 중에는 여러 종류의 이산화탄소 동위원소가 존재하고 있다. 그 중에서 복사와 관련된 가장 중요한 것들은  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{16}\text{O}$ ,  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$  가 있다.

대기 중 이산화탄소가 중요한 의미를 갖는 파장 띠는  $15\mu\text{m}$  (파수  $\nu = 667\text{cm}^{-1}$ ),  $10.6\mu\text{m}$  ( $\nu = 961.0$ 와  $1063.8\text{cm}^{-1}$ ), 그리고  $4.3\mu\text{m}$  ( $\nu = 2349\text{cm}^{-1}$ )이다. 이것들의 띠 간격 (band interval;  $\text{cm}^{-1}$ )은 각각 550~800, 850~1100, 그리고 2100~2400이다. 이 중  $15\mu\text{m}$  파장 띠는 고층대기에서의 냉각률 계산에 중요한 의미를 갖고 있는 hot band이다. 이산화탄소 분자에 대한 선의 위치, 선의 반폭치, 선의 세기, 그리고 저 에너지 준위 등에 대해서는 HITRAN과 ATMOS 데이터 베이스에 자세하고 알기 쉽게 표현되어 있다 (Liou, 1992).

## 2) 수증기 ( $\text{H}_2\text{O}$ )

수증기 분자의 구조는 둔각을 갖는 이등변삼각형의 형태를 갖고 있으

며, 분자의 모양은 비대칭적 꼭지 (asymmetric top) 형태를 하고 있다. 수소 원자는  $^1\text{H}$   $^2\text{D}$ 의 두가지 형태의 동위원소를 갖는데, 상대적인 양은 99.9851%와 0.0149% 이다. 적외복사 전달 과정에서 중요한 수증기의 동위원소 형태는  $\text{HH}^{16}\text{O}$   $\text{HH}^{18}\text{O}$ ,  $\text{HD}^{16}\text{O}$ , 그리고  $\text{HD}^{18}\text{O}$  등이 있다. 이러한 분자의 각각은 서로 다른 증기압을 갖고 있으며, 그것들의 양은 수리학적 순환의 함수이다.

순수한  $\text{H}_2\text{O}$ 의 회전 띠 (rotational band)는 0에서  $1000\text{cm}^{-1}$ 까지의 범위를 갖고 있다. 이 범위는 대류권 냉각에 중요하다. 이른바 열적 적외창 (thermal infrared window)이라 불리우는 800에서  $1200\text{cm}^{-1}$  영역은 오존의 비교적 강한  $9.6\mu\text{m}$  띠를 포함하고 있다. 그러나 오존 띠와는 달리, 흡수가 연속적이며 수증기 종류에 의해 우선적으로 일어난다.  $10\mu\text{m}$  창에서 수증기의 연속성에 의한 감쇠 효과는 아직 이론적으로 밝혀지지 않고 있다.

수증기의 연속 흡수 계수는 자체와 외부 확장 (self- and foreign-broadening) 성분의 합으로서, 다음과 같이 표현된다.

$$k_\nu = \sigma_s \left[ p_w + \frac{\sigma_n}{\sigma_s} (p - p_w) \right], \quad (34)$$

여기서  $p_w$ 와  $p$ 는 각각 수증기의 분압과 주위 압력(atm)을 의미하며,  $\sigma_s$ ,  $\sigma_n$ 는 각각 수증기의 자체와 외부 확장 계수를 나타낸다.

자체 확장 계수는 다음과 같이 표현되는 실험실 측정 자료에 근거를

두고 경험적으로 유도된다 (Roberts *et al.*, 1976)

$$\sigma_s(\nu, T_r) = a + be^{-\beta\nu}, \quad (35)$$

여기서  $T_r = 296\text{K}$ ,  $a=4.18$ ,  $b=5578$ ,  $\beta=7.87 \times 10^{-3}$  이다. 자체 확장 계수인  $\sigma_s$ 의 단위는  $\text{cm}^2\text{g}^{-1}\text{atm}^{-1}$ 이며 (Fig. 3a), 온도에 따라 다음과 같이 변함을 알 수 있다. 이 때  $c$ 는 상수로서 6.08이다.

$$\sigma_s(\nu, T) = \sigma_s(\nu, T_r) \exp[ c(T_r/T - 1) ], \quad (36)$$

감쇠 계수는 온도가 낮아짐에 따라 증가한다. 이는 고정된 양의 수증기에 대해 보다 찬 온도에서 흡수가 더 잘 됨을 의미한다. 이와 비슷하게 보다 따뜻한 온도에서는 흡수가 덜 일어난다. 실제 대기에서, 찬 온도 조건은 일반적으로 수증기가 적은 것과 관련되어 있다. 따라서 파장이 8에서  $12\mu\text{m}$ 의 영역에서의 감쇠에 따른 온도는 수증기의 전 경로 길이에 대한 양과 흡수 계수에 의한 두가지의 필적할만한 효과를 가진다.

식 (34)에서 두번째 항은 외부 확장 계수에 대한 자체 계수의 비를 나타내는데, 이는 실험실에서의 측정값을 근거로 할 때  $T_r=296\text{K}$ 에서 0.002이다. 이 값은 좀더 정확하고 이해력있는 실험에 의한다 해도, 온도에 따라 변하지 않는다고 가정할 수도 있다.

제한된 실험실 측정을 근거로 하여, 파장  $3\sim 5\mu\text{m}$  영역에서의 흡수 계

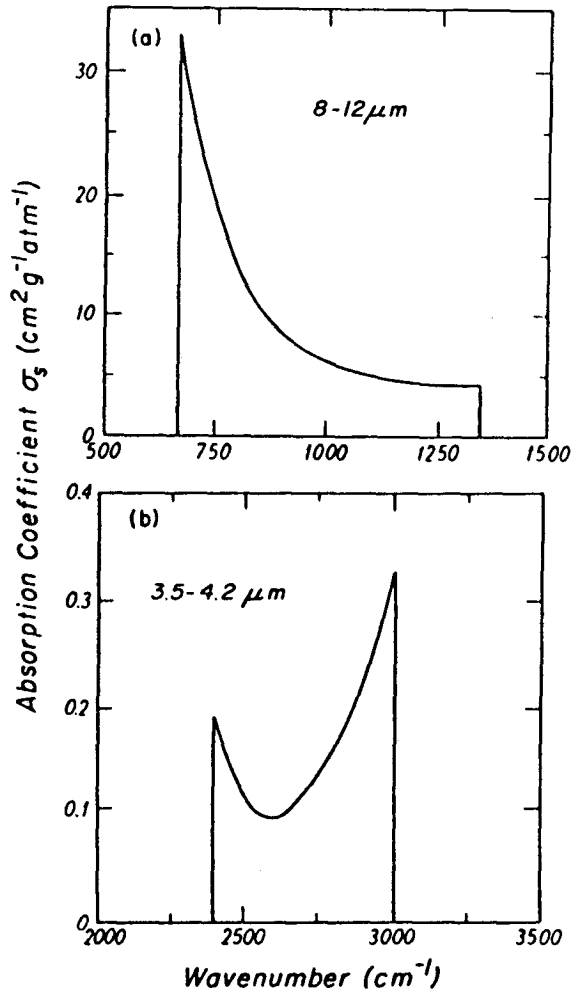


Fig. 3. Water vapor continuum absorption coefficient  $\sigma_s$  defined in Eq.(34) at temperature of 296K for (a) 8~12 $\mu\text{m}$  and (b) 3.5~4.2 $\mu\text{m}$  (after Kneizys *et al.*, 1980).

수의 온도 의존도는 다음과 같이 표현된다 (Kneizys *et al.*, 1980).

$$\sigma_s(\nu, T) = \sigma_s(\nu, T_r) \exp[ d(T_r/T - 1) ] , \quad (37)$$

여기서 경험적 계수  $d$ 는  $T_r=296K$ 일 때 4.56이다 (Fig. 3b). 이러한 실험 자료는 아직 공식적으로 발표된 바 없지만, 그럼에도 불구하고 현재로서는 가장 유효한 것으로 표현되고 있다 (Liou, 1992).

수증기 분자에 대한 선 모형 (line-by-line) 자료는 HITRAN과 ATMOS 데이터 베이스에 저장되어 있으며, 수증기 흡수 선의 위치와 세기는 각각  $\pm 0.005\text{cm}^{-1}$  와 5~20%의 정확성을 갖는다.

### 3) 오존

오존 분자의 구조는 수증기 분자와 비슷한 비대칭적 꼭지 형태를 하고 있으나, 정점의 각이 서로 다르다. 따라서 비교적 강한 회전 스펙트럼을 갖고 있다. 동위원소는  $^{16}\text{O}_3$ ,  $^{16}\text{O}^{18}\text{O}^{16}\text{O}$ 과  $^{16}\text{O}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$  이 있는데, 이들은 9.6과  $14.27\mu\text{m}$  파장 띠에서 기본적인 띠를 갖고 있다. 오존의 흡수 선의 위치는 정의하기가 어렵지만, 상대적인 세기의 오차는 10~20% 정도로 예상되고 있다 (Brown *et al.*, 1987).

## 3. 투과율의 계산과 응용 (Computation of transmittance and application)



가. 선 모양의 효과

비균질 경로 길이에 대한 단색광의 투과율은 다음과 같이 표현된다.

$$T_{\nu}(u) = e^{-\tau} = \exp\left(-\int_u k_{\nu}(u) du\right), \quad (38)$$

여기서 밀도  $\rho_a$ 를 갖는 흡수체의 경로 길이  $u$ 는 다음과 같다.

$$u = \int_0^z \rho_a(z') dz', \quad (39)$$

흡수 계수는 기압과 온도의 함수이다. 투과율에서 선 모양의 효과를 표현하기 위해, 균질한 경로 길이를 가정한다.

$$T_{\nu}(u) = e^{-k_{\nu}u}, \quad (40)$$

한편, 앞에서 언급된 여러 변수들의 정의를 참고하고  $z = S/\pi^{1/2} \alpha_D$ 라 놓으면, 로렌츠, 도플러, 그리고 Voigt 프로파일에 대한 흡수 계수는 다음과 같이 간단히 표현할 수 있다.

$$k_{\nu}(\text{Lorentz}) = \frac{z}{\pi^{1/2}} \frac{y}{x^2 + y^2}, \quad (41a)$$

$$k_{\nu}(\text{Doppler}) = ze^{-x^2}, \quad (41b)$$

$$k_{\nu}(\text{Voigt}) = zK(x, y), \quad (41c)$$

여기서  $y$ 와  $x$ 는 식 (28)에서와 같은 의미를 가진다.  $x$ 의 함수로서의 투과율을 Fig. 4에 나타내었는데, 이 경우에는  $zu=10$  이라 놓았다 (Liou, 1992). 또한  $y$ 를 0.1과 1로 놓고, 도플러 폭에 대한 상대적인 로렌츠의 크기를 나타내었다. 그림에서 도플러 확장이 우세한 경우 ( $y=0.1$ )에 대해, Voigt와 도플러 선의 투과율은 매우 유사하다. 압력 확장이 좀더 의미를 갖게 되는  $y>1$  인 경우에는 Voigt 선의 투과율은 로렌츠 선의 투과율과 흡사하다.

나. 적외복사 전달에서의 산란 인자 (diffusivity factor)

복사속을 계산하기 위해서는, 식 (14)에서 정의한 산란 투과율을 다음과 같이 표현한다.

$$T_{\nu}^f(\tau) = 2 \int_0^1 T_{\nu}(\tau/\mu) \mu d\mu = 2 \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu d\mu. \quad (42)$$

대기에 응용할 때는 대부분이, 경로 길이의 함수로서의 산란 투과율 곡선은 투과율 곡선과 유사하다. 따라서 식 (42)를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

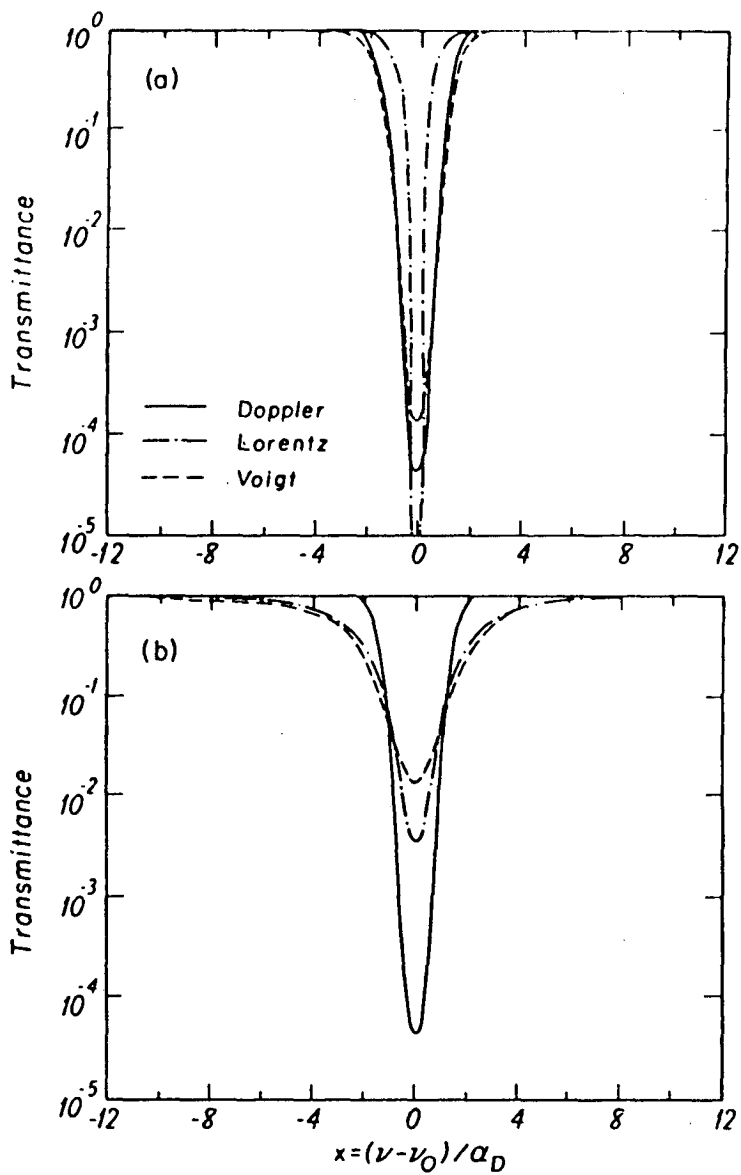


Fig. 4. Comparison of transmittance for three line shapes (a) with  $y=0.1$  and  $zu=10$ , and (b)  $y=1$  and  $zu=10$ .

$$T_{\nu}^f(\tau) = T_{\nu}(\tau / \bar{\mu}). \quad (43)$$

이 때  $1/\bar{\mu}$ 는 평균 반사각 (mean emergent angle)의 cosine의 역수로서, 산란 인자 (diffusivity factor)를 의미한다. 이 값을 분석적 형태로서 구하기 위해, 등은 대기로 가정하면 복사속은 다음과 같이 표현되는 식에 비례한다.

$$F \sim 2 \int_0^{\tau_1} \int_0^1 \frac{d}{d\tau'} T_{\nu}(\tau' / \mu) \mu d\mu d\tau'. \quad (44)$$

이 식을 평균값 정리 (mean value theorem)를 사용하고 투과율로 대체하면, 다음을 얻을 수 있다.

평균값 정리 : 함수  $f(x)$ 가  $[a,b]$ 에서 연속이고  $(a,b)$ 에서 도함수가 존재하면  $a < x_1 < b$ 인  $x_1$ 이 적어도 하나 존재하여 다음과 같이 된다.

$$\frac{f(b) - f(a)}{b - a} = f'(x_1)$$

$$F \sim \int_0^{\tau_1} \frac{d}{d\tau'} e^{-\tau'/\bar{\mu}} d\tau' = e^{-\tau_1/\bar{\mu}} - 1. \quad (45)$$

이 경우에  $\tau$ '에 대해서 적분할 때,

$$F \sim 2 \int_0^1 (e^{-\tau_1/\mu} - 1) \mu d\mu. \quad (46)$$

을 얻는다. 다시 식 (45)와 (46)를 같다고 놓으면,

$$e^{-\tau_1/\bar{\mu}} - 2E_3(\tau_1) = 0, \quad (47)$$

$$\text{또는 } 1/\bar{\mu} = -\ln[2E_3(\tau_1)] / \tau_1, \quad (48)$$

$$\text{여기서 } E_3(\tau_1) \equiv \int_1^\infty e^{-\tau_1/x} / x^3 dx.$$

와 같이 표현되는데, 이 때  $E_3$ 는 제 3종의 지수함수 적분으로 나타낸다. Fig. 5는 광학 두께의 함수로서의 산란 인자를 보이고 있는데, 광학 두께가 증가함에 따라 산란 인자는 감소한다. 매우 큰 광학 두께 ( $\tau_1 > 20$ )에 대해 거의 1에 가까워지며, 매우 작은 광학 두께 ( $\tau_1 \rightarrow 0$ )에 대해서는 산란 인자는 거의 2에 접근한다. Fig. 6은 세가지 경우에 대한 광학 두께의 함수로서의 산란 투과율을 나타내는데, 첫째는 식 (14)를 직접 계산한 것이고, 나머지는 각각 산란 인자가 1.66인 경우와 2인 경우에 대해 계산한 것이다. 이 그림에서 산란 인자가 1.66인 경우, 투과율 곡선은  $\tau_1 < 1$ 에 대한 산란 투과율 곡선에 근접하는 것을 볼 수 있다. 산란 인자는 Liou (1992)에 의하면, 원래 Elsasser가 1942년에 제안한 것으로

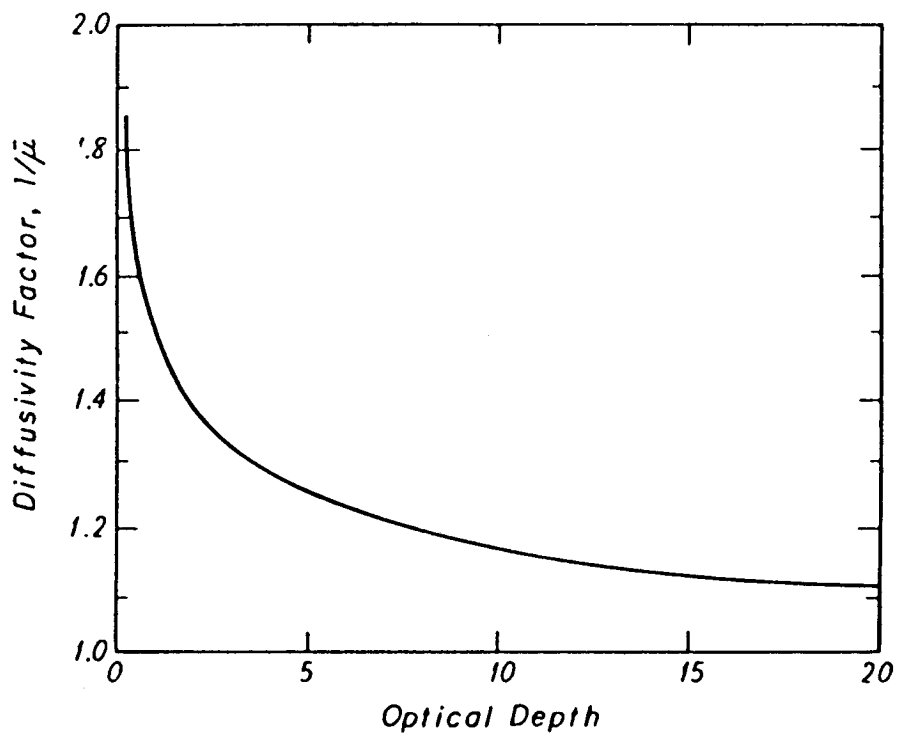


Fig. 5. The diffusivity factor as a function of the optical depth.

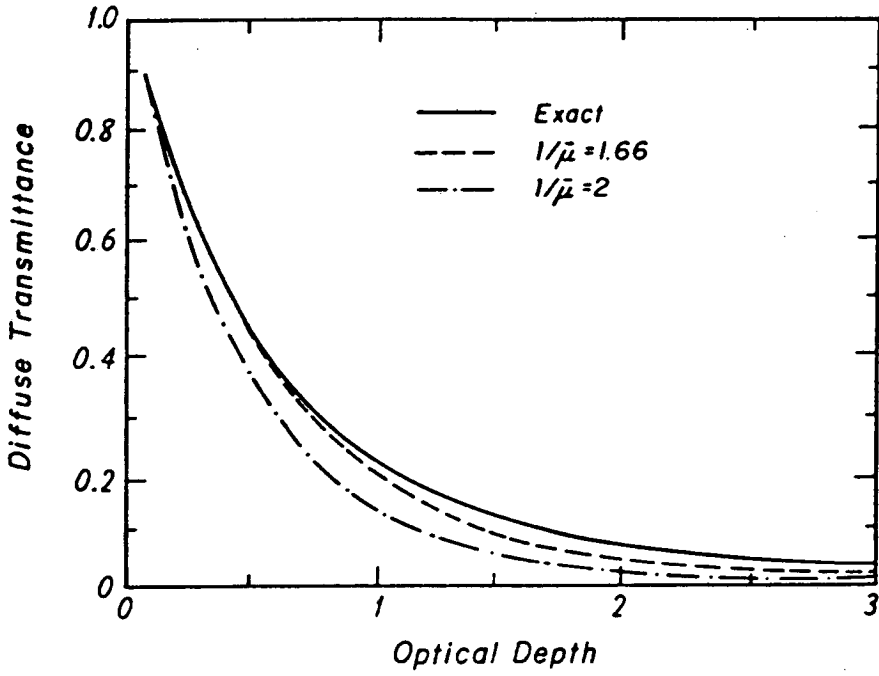


Fig. 6. The diffuse transmittance as a function of the optical depth for three cases.

서, 복사속과 가열을 계산에 유용하고 믿을만한 근사법으로 알려져 있다.

#### 다. 선 모형 적분

흡수선 변수들은 기 언급한 유용한 기본 자료를 근거로 한 대기의 주요 기체에 대해 계산된다. 실험실 자료는 또한 제한된 스펙트럼 간격에 대해 유효하다. 선 변수들은 공군 지구물리 연구실 (AFGL; Air Force Geophysics Laboratory)의 과학자들에 의해 수집, 편찬된 파수 0에서부터  $17,900\text{cm}^{-1}$  까지의 자료를 사용한다. 현재는 100,000개 이상의 선 자료가 있다. 그 흡수선 변수들은 해당 파수에서의 선의 위치, 온도 296K에서의 선의 세기 ( $\text{cm}^{-1}/(\text{mol cm}^{-2})$ )와 공기 확장 반폭치 ( $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$ ), 그리고 해당 파수에서의 저준위 에너지 등이 등재되어 있다. 관계되는 분자들은  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ , 그리고  $\text{O}_2$  등이 있다.

주어진 파수와 분자 종류에 대해, N개의 선에 대한 흡수 계수로부터 투과율이 얻어진다. 이 때 광학 두께는 다음과 같다.

$$\tau = \sum_{j=1}^N \tau_j = \int_u \sum_{j=1}^N k_{\nu,j}(u) du . \quad (49)$$

그러므로 흡수 계수는 선의 세기와 모양을 포함한 형태로 표현할 수 있다.

$$k_{\nu}(p, T) = \sum_{j=1}^N S_j(T) f_{\nu,j}(p, T) . \quad (50)$$



한편, 각각의 선에 대해 계산하기 위해서는 흡수 계수는 선의 반폭치보다도 더 작은 간격의 파수에서 계산되어야 한다. 고층대기에서는, 흡수와 방출과정이  $\text{CO}_2$ 와  $\text{O}_3$ 에 의해 주도되며, 흡수선들의 확장은 일차적으로 도플러 효과에 의해 나타난다. 파장 띠가  $15\mu\text{m}$ 인  $\text{CO}_2$ 와  $9.6\mu\text{m}$ 인  $\text{O}_3$ 에서의 도플러 반폭치는 약  $0.0005\sim 0.001\text{cm}^{-1}$ 이다. 이러한 두 파장 띠에서의 스펙트럼 간격은 약  $400\text{cm}^{-1}$ 이다. 그러므로 흡수는 각 선들이 해석되려면 오십만개 이상의 점들이 계산되어야 한다.

대류권에서는 수증기에 의한 흡수가 지배적이다. 수증기 선들은 기본적으로 약  $15,000\text{cm}^{-1}$ 의 스펙트럼 영역을 가진 전 적외선 스펙트럼을 포괄한다. 이러한 선들은 충돌에 의해서 확장되며, 그것들의 반폭치는  $0.01\text{cm}^{-1}$  이상이다. 따라서 수증기 선들을 분해하려면 약 백만개의 점들을 계산해야 한다. 각 점들에 대해서는 대기의 복사 전달에 적용시키기 위해 고려되어야 하는 무수한 선들과 대기 조건들이 있다. 그러므로 선 모형으로 계산하기 위해서 사용되는 컴퓨터 실행 시간은 수퍼 컴퓨터로도 감당하기 힘들만큼 엄청나다. 특히, 전 흡수 띠에 대한 적분이 필요한 복사속 계산에서 두드러지게 나타난다. 이에 보다 경제적이고 빠른 계산 방법이 요구된다.

#### 4. 띠 모형 (Band models)

띠 모형은 스펙트럼별 투과율 계산을 간편화시키는 근사법이다. 대기가 균질하다고 가정하고, 스펙트럼에 대한 흡수율을 정의하면,

$$A_{\nu}^{-1}(u) = 1 - T_{\nu} = \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu} (1 - e^{-k_{\nu} u}) d\nu . \quad (51)$$

와 같다.  $A_{\nu}^{-1} \Delta \nu$  은 등가폭  $W(u)$  (equivalent width)으로 주어지는 양으로서 사각형 모양의 대단히 강한 선을 가진 폭이다. 이것은 Fig. 7에서의 단일 선을 가진 실제의 흡수와 같다. 등가폭의 개념은 띠 모형의 개발에 있어서 중요한 역할을 한다.

로렌츠 선을 사용하고, 두개의 새로운 변수 즉,  $x = Su/2\pi\alpha$  과  $\tan\gamma/2 = (\nu - \nu_0)/\alpha$ 의 도입과 파수 적분을  $-\infty$ 에서  $\infty$ 까지 확장하며 부분 적분을 수행하면, 다음과 같이 표현되는 등가폭을 유도할 수 있다.

$$W = A_{\nu}^{-1} \Delta \nu = 2\pi\alpha L(x) = 2\pi\alpha x e^{-x} [ I_0(x) + I_1(x) ] , \quad (52)$$

여기서  $L(x)$ 는 Ladenberg와 Reiche 함수이며, 또한  $n$ 계 제 1종의 변형된 Bessel 함수는 다음과 같이 정의된다 (Liou, 1992).

$$I_n(x) = i^{-n} J_n(ix); \quad i = (-1)^{1/2} , \quad (53a)$$

$n$ 계 Bessel 함수의 적분 형태는

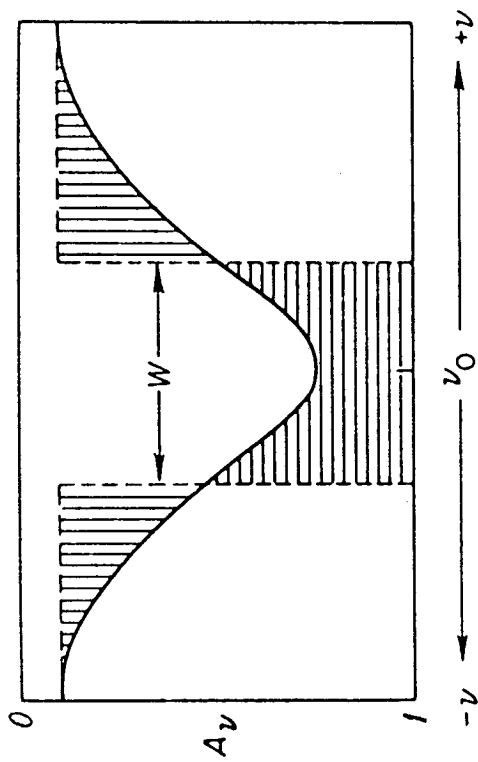


Fig. 7. The concept of equivalent width,  $W = A_{\bar{\nu}} \Delta \nu$ , where  $A_{\bar{\nu}}$  represents the spectral absorbance for a spectral interval  $\Delta \nu$ .

$$J_n(x) = \frac{i^{-n}}{\pi} \int_0^\pi e^{ix \cos \theta} \cos n\theta d\theta . \quad (53b)$$

약한 선의 흡수인 경우에는  $k_\nu$ 나  $u$ 가 작기 때문에  $k_\nu u \ll 1$ 이 된다. 스펙트럼별 흡수율은 다음과 같이 근사적으로 표현된다.

$$A_\nu \cong \frac{1}{\Delta \nu} \int_{-\infty}^{\infty} k_\nu u d\nu = \frac{Su}{\Delta \nu} , \quad (54)$$

이것은 선의 세기의 정의에 의한 것이며 선의 모양은 무시한다. 약한 선의 흡수인 경우, 흡수율은 경로 길이에 비례하며 이른바 선형 흡수 (linear absorption)의 영역이라 부른다. 만약  $Su/\pi \alpha \gg 1$ 이라면, 흡수율은 선의 중앙 영역에서 1로 접근한다. 여기서 로렌츠 프로파일의 분모에서 반폭치  $\alpha$ 를 제거하면,

$$A_\nu(u) = \frac{1}{\Delta \nu} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ 1 - \exp \left( \frac{-S\alpha u}{\pi(\nu - \nu_0)^2} \right) \right] d\nu , \quad (55)$$

와 같이 되는데,  $y = S\alpha u/\pi(\nu - \nu_0)^2$ 로 치환하여 위 식을 다시쓰면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} A_\nu(u) &= \frac{1}{\Delta \nu} (S\alpha u/\pi)^{1/2} \int_0^\infty (1 - e^{-y}) y^{-3/2} dy \\ &= 2 (S\alpha u)^{1/2} / \Delta \nu , \end{aligned} \quad (56)$$

여기서 적분항은  $2\Gamma(1/2) = 2\pi^{1/2}$ 와 같으며,  $\Gamma$ 는  $\Gamma$  함수를 의미한다. 따라서, 흡수율은 경로 길이의 제곱근에 비례하며 소위 제곱근 흡수(square root absorption)라고 불리는 영역에 속해 있다. 약하거나 강한 선에 대한 근사는 식 (53)으로부터 직접 유도할 수 있다.

요약하면, 스펙트럼별 선에 대한 등가폭은

$$W = A_{\nu}^{-1} (u) \Delta \nu = \begin{cases} Su, & \text{weak-line approximation, (57)} \\ 2(S\alpha u)^{1/2}, & \text{strong-line approximation. (58)} \end{cases}$$

와 같다. 이 때 약한 선과 강한 선의 극한은 적외복사 전달에 대한 근사법 개발에 유용하게 사용된다.

## 5. 비균질 대기에서의 투과율 응용 (Physical adjustment of spectral transmittance for nonhomogeneous atmospheres)

이론적인 띠 모형의 분석에 있어, 흡수 계수는 온도와 기압에 독립적이라는 것을 가정하였다. 이것은 간단한 지수 함수에 의하여 투과율을 분석적 형태로 개선할 수 있도록 한다. 그러나 흡수 계수는 기압과 온도에 밀접한 관계를 갖고 있다. 이러한 효과는 실제 대기에 적용시키고자 할 때는 필히 고려되어야만 하는 사항이다. 따라서 띠 모형에 반영시킬 수 있는 기압과 온도 효과의 여러가지 방법을 알아보기 전에 다시

광학 두께에 대한 정의를 살펴 보자.

$$\tau = \int_u k_\nu(p, T) du . \quad (59)$$

비균질 경로 길이에 대한 근사적인 해를 구하는 일차적인 목적은  $\bar{u}$ ,  $\bar{T}$  그리고  $\bar{p}$  등의 평균값을 갖는 균질 경로에 대한 전달 문제를 감소시키는 것이며, 따라서 광학 두께를 정확하게 계산하는 것이다.

#### 가. 규모 근사 (Scaling approximation)

일반적으로  $\bar{T}$ 와  $\bar{p}$  를 고정된 표준값으로 설정하고  $\bar{u}$ 에 대한 최적의 값을 설정하는 것만이 전달 문제임을 가정한다. 결과적으로, 투과율은 비균질 경로에 대해 단일 변수 (즉,  $\bar{u}$ )의 함수로서 취급될 수 있다. 변수  $\bar{u}$ 는 흡수체의 규모화된 양으로 표현되며, 투과율 계산에 대한 근사는 단일 변수 규모 근사 (one-parameter scaling approximation)로 부른다.

대류권과 하부 성층권에서는 로렌츠 선 모양이 흡수선에 사용될 수 있다. 앞에서 설명하였듯이, 기압과 온도의 함수로서, 파수  $\nu$ 에서의 흡수 계수는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$k_{\nu}(p, T) = \sum_i \frac{S_i(T)}{\pi} \frac{\alpha_i(p, T)}{(\nu - \nu_{oi})^2 + \alpha_i^2(p, T)}, \quad (60)$$

여기서 합 (summation)은 모든 흡수선을 망라함을 의미한다. 반폭치는 로렌츠 반폭치를 나타낸다. 선 중앙에서  $\nu = \nu_o$ ,  $k_{\nu} \sim 1/\alpha_i(p, T) \sim 1/p$  이다. 그러나, 이러한 조건하에서 흡수선의 반폭치는 평균 선 공간 (mean line spacing)에 비해 작다. 따라서 날개쪽에서의 흡수가 지배적이다. 더욱이 수증기 냉각이 중요한 대기 층에서는, 대부분의 수증기 선들의 중앙 부근의 흡수는 포화된다. 이러한 이유로, 선 중앙 근처에서의 흡수선에서 발생하는 오차는 대기 투과율에 그다지 영향을 주지 않게 된다. 이같은 내용을 근거로 하여, 흡수선의 날개쪽에서의 형태를 사용함으로써 기압과 온도에 대한 흡수 계수의 종속을 근사시키는 것이 적절하다. 이에 기압과 온도 종속으로부터 참고 기압  $p_r$ 과 온도  $T_r$ 에 대한 흡수 계수  $k_{\nu}(p_r, T_r)$ 을 분리시킨다. 식 (60)을 참고하여 다음을 얻는다.

$$k_{\nu}(p_r, T_r) = \sum_i \frac{S_i(T_r)}{\pi} \frac{\alpha_i(p_r, T_r)}{(\nu - \nu_{oi})^2 + \alpha_i^2(p_r, T_r)}, \quad (61)$$

식 (60)과 (61)을 결합하고 반폭치에 대한 표현을 사용하면,

$$k_{\nu}(p, T) = k_{\nu}(p_r, T_r) \left( \frac{p}{p_r} \right) R_{\nu}(T, T_r, p_r), \quad (62)$$

여기서

$$R_\nu(T, T_r, p_r) = \left(\frac{T_r}{T}\right)^{1/2} \sum_i \frac{S_i(T) \alpha_i(p_r, T_r)}{(\nu - \nu_{oi})^2} \bigg/ \sum_i \frac{S_i(T_r) \alpha_i(p_r, T_r)}{(\nu - \nu_{oi})^2}, \quad (63)$$

이다. Chou와 Arking (1980)에 의하면,  $R_\nu$ 는 날개쪽에서 보다 띠의 중앙에서 온도에 덜 민감하며 파수에 따른 그것의 변화는 흡수 계수에서의 변화와 비교할 때 훨씬 작다. 보다 좋은 근사로서는  $R_\nu$  대신에 전 스펙트럼 간격에 대해 다음과 같이 표현되는 평균값인,  $R_{\bar{\nu}}$  을 사용할 수 있다.

$$R_{\bar{\nu}}(T, T_r, p_r) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} R_\nu(T, T_r, p_r) d\nu. \quad (64)$$

흡수 계수의 기압과 온도에 대한 종속은 이제 분리가 가능하다. 이는

$$k_\nu(p, T) \approx k_\nu(p_r, T_r) \left(\frac{p}{p_r}\right) R_{\bar{\nu}}(T, T_r, p_r), \quad (65)$$

와 같이 근사된다. 이상과 같은 표현들은 규모 근사에 대한 이론적인 기초와 수치적인 근사를 제공한다. 따라서 식 (59)로부터 규모화된 경로 길이는 다음과 같이 표현된다.



$$\tilde{u} = \int_u \left( \frac{p}{p_r} \right) R_{\nu} (T, T_r, p_r) du, \quad (66)$$

따라서 광학 두께는 아래와 같다.

$$\tau = k_{\nu}(p_r, T_r) \tilde{u}. \quad (67)$$

규모화에서 필요한 근사는 참고 기압과 온도에 종속적인,  $R_{\nu}$ 를 얻기 위해 전 파수에 걸쳐 수행되는 평균화 과정이다. 식 (63)에서 만약  $p=p_r$ 이고  $T=T_r$ 이면,  $R_{\nu}=1$ 이 된다. 아무리  $p_r$ 과  $T_r$ 를 고정시켰다고 해도 최적의 근사는 냉각에 중요하게 기여하는 스펙트럼 영역에 대한  $p_r$ 과  $T_r$ 가 될 것이다.

수증기에 의한 냉각률 계산을 포함한 여러가지의 대기 응용에 대해서 다음과 같은 식이 제안되었다.

$$R_{\nu} (T, T_r) \cong \left( \frac{T_r}{T} \right)^{1/2}. \quad (68)$$

이 경우에 규모화된 경로 길이는 다음과 같다.

$$\tilde{u} = \int_u \left( \frac{p}{p_r} \right) \left( \frac{T_r}{T} \right)^{1/2} du. \quad (69)$$

복사속과 냉각률 계산을 위한 이러한 규모 근사는 1960년에 Elsasser와 Culbertson이 처음 제안하였다 (Liou, 1992). 보다 일반적인 규모화된 경로 길이의 형태는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\tilde{u} = \int_u \left( \frac{p}{p_r} \right)^n \left( \frac{T_r}{T} \right)^m du. \quad (70)$$

여기서 지수  $n$ 과  $m$ 은 흡수 기체와 스펙트럼별 영역에 따른다.

나. 두개의 변수 근사 (Two-parameter approximation)

식 (59)에서 정의된 광학 두께를 보면, 다음과 같이 조정된 흡수 계수가 요구된다.

$$\tau = \int_u k_\nu(p, T) du = k_\nu(\tilde{p}, \tilde{T})u. \quad (71)$$

흡수 계수는 선의 세기와 선의 모양에 의해 결정되므로, 만약 로렌츠 선 프로파일을 사용한다면 식 (71)에서의 오른쪽 항은,

$$k_\nu(\tilde{p}, \tilde{T}) = \sum_i \tilde{S}_i \hat{f}_{\nu i} = \sum_i \frac{\tilde{S}_i}{\pi} \frac{\tilde{\alpha}_i}{(\nu - \nu_{oi})^2 + \tilde{\alpha}_i^2}. \quad (72)$$

와 같이 쓸 수 있다.

두개의 조정된 변수,  $\tilde{S}$ 와  $\tilde{\alpha}$  는 광학 두께에 대한 식 (71)을 만족해야 한다. 이것을 두개의 변수 근사로 일컫는다.

식 (51)로 주어지는 스펙트럼별 투과율을 참고로 하여, 비균질 경로에 대한 평균 등가폭을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\overline{W} = A_{\nu}^{-1}(u)\Delta\nu = \int_{\Delta\nu} \left[ 1 - \exp\left(-\int_u \sum_i S_i f_{\nu_i} du\right) \right] d\nu. \quad (73)$$

약한 선의 극한에서

$$\overline{W} \cong \int_{\Delta\nu} \int_u \sum_i S_i f_{\nu_i} du d\nu = \int_u \sum_i S_i du, \quad (74)$$

를 얻는데, 이것은 선의 모양과는 무관하다. 더욱이 로렌츠 프로파일을 사용하면, 식 (73)에서 주어진 평균 등가폭을 다음과 같은 형태로 쓸 수 있다.

$$\overline{W} = \int_{\Delta\nu} \left[ 1 - \exp\left(-\int_u \sum_i \frac{S_i}{\pi} \frac{\alpha_i}{(\nu - \nu_{oi})^2 + \alpha_i^2} du\right) \right] d\nu. \quad (75)$$

강한 선의 극한에서는, 선 중앙 영역 근처에서의 흡수는 거의 포화된다. 이러한 경우에 평균 등가폭은 흡수 계수에 대해 크게 민감하지 않다.

따라서 식(75)의 분모에서  $\alpha$ 를 대체할 임의의 반폭치  $\alpha'$ 을 선택한다.  
또한 약한 선의 극한을 만족시키는  $\alpha'$ 을 구한다.

$$\begin{aligned} \bar{W} &\cong \int_{\Delta\nu} \int_u \sum_i \frac{S_i}{\pi} \frac{\alpha_i}{(\nu - \nu_{oi})^2 + \tilde{\alpha}_i^2} du d\nu \\ &\cong \int_u \sum_i \frac{S_i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_i}{(\nu - \nu_{oi})^2 + \tilde{\alpha}_i^2} d\nu du \\ &= \int_u \sum_i \frac{\alpha_i}{\tilde{\alpha}_i} S_i du , \end{aligned} \quad (76)$$

여기서  $\tilde{\alpha}$ 는 강하거나 약한 선의 극한을 만족시키는 특정  $\alpha'$ 을 나타내며,  $\alpha_i / \tilde{\alpha}_i \cong p / \tilde{p}$  이므로 식 (76)과 (74)를 결합시키면,

$$\tilde{p} = \int_u p \sum_i S_i du / \int_u \sum_i S_i du = \int_u p \bar{S} du / \int_u \bar{S} du , \quad (77)$$

를 얻는데, 여기서  $\bar{S}$ 는 평균 선의 세기이다. 흡수에 대한 기압의 효과는 선의 반폭치를 통해 나타난다. 규모화의 일부 과정은 경로에 따른 기압 변화를 조정하는 것이기도 하다.

나아가서, 식 (73)과 (74)에서 주어진 등가폭으로부터 조정된  $\tilde{S}_i$ 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\int_u \sum_i S_i du = u \sum_i \tilde{S}_i . \quad (78)$$

이것은 다음과 같이 표현되는, 선의 모양에는 관계없는 규모화된 평균 선의 세기 (scaled mean line intensity)를 정의한다.

$$\tilde{S} = \int \bar{S} du / u . \quad (79a)$$

흡수에서의 온도의 영향은 선의 세기를 통해 나타난다. 규모화에서 이러한 부분은 비등온 경로 (nonisothermal path)에 대해 고려된다. 선택적으로 참고 (reference)  $\bar{S}$ , 즉  $\bar{S}_r$ 를 선택하고, 다음과 같이 경로 길이  $u$ 를 조정한다.

$$\hat{u} = \int_u \frac{\bar{S}}{\bar{S}_r} du . \quad (79b)$$

식 (77)과 (79)는 Curtis와 Godson에 의해 각각 제안된 비균질 대기에 대한 소위 Curtis-Godson(CG) 근사를 구성하는 표현이다 (Liou, 1992). CG 근사에 의해 도출되는 오차는 수증기의 회전 띠와  $15\mu\text{m}$ 이 산화탄소 띠에 대해 몇 %도 되지 않는다. 이러한 정확성은 선 모형의 적분으로부터 계산된 결과와의 비교에 의해 결정된다. 그러나, CG 근사는  $9.6\mu\text{m}$  오존 띠에 대해서는 만족도가 적다.

## 6. 복사속과 냉각률 계산을 위한 광역띠 접근 (Broadband approaches to flux and cooling-rates computations)

### 가. 광역띠 방출률 (Broadband emissivity)

적외 복사속과 가열을 계산을 위한 광역띠 방출률 접근의 기본은 플랑크 함수 대신에 스테판-볼츠만 법칙에 의해 직접 온도를 사용하는 것이다. 어떤 파장과 온도에서 주어진 물체의 방출능 (물체 표면의 단위 면적으로부터 단위 시간에 모든 방향(입체각  $2\pi$ )으로 방출되는 복사 에너지를 그 물체의 방출능이라 함)과 같은 파장 및 온도에서의 이상적인 흑체의 방출능과의 비를 그 파장 및 온도에서의 그 물체의 방출률이라고 한다. 초기에 개발된 광역띠 방출률 방법은 그래프나 표를 사용하여 수행된 복사속 적분으로부터 얻은 복사 chart의 개념에 근거를 두고 있다 (Liou, 1992). 상향과 하향 복사속을 구하는 식 (15)를 참고로 하여, 부분 적분을 수행하면 다음을 얻을 수 있다.

$$F_{\nu}^{+}(\tau) = \pi B_{\nu}(\tau) + \int_{\tau}^{\tau^*} T_{\nu}^f(\tau' - \tau) \frac{d\pi B_{\nu}(\tau')}{d\tau'} d\tau', \quad (80a)$$

$$F_{\nu}^{-}(\tau) = \pi B_{\nu}(\tau) - \pi B_{\nu}(0) T_{\nu}^f(\tau) - \int_0^{\tau} T_{\nu}^f(\tau - \tau') \frac{d\pi B_{\nu}(\tau')}{d\tau'} d\tau'. \quad (80b)$$

식 (80)에서, 지표 온도와 지표 바로 위의 대기 온도는 같다고 가정한다.

이 식을 경로-길이 좌표 (Fig. 8)를 사용하고 재정리하면, 다음을 얻는다.

$$F_{\nu}^{+}(\tau) = \pi B_{\nu}(T_s) + \int_0^u [1 - T_{\nu}^f(u - u')] \frac{d\pi B_{\nu}(u')}{du'} du', \quad (81a)$$

$$F_{\nu}^{-}(u) = \pi B_{\nu}(u_1) [1 - T_{\nu}^f(u_1 - u)] + \int_{u_1}^u [1 - T_{\nu}^f(u' - u)] \frac{d\pi B_{\nu}(u')}{du'} du'. \quad (81b)$$

여기서 투과율은 파수에 따른다는 것 (첨자  $\nu$ 를 가짐)이다.

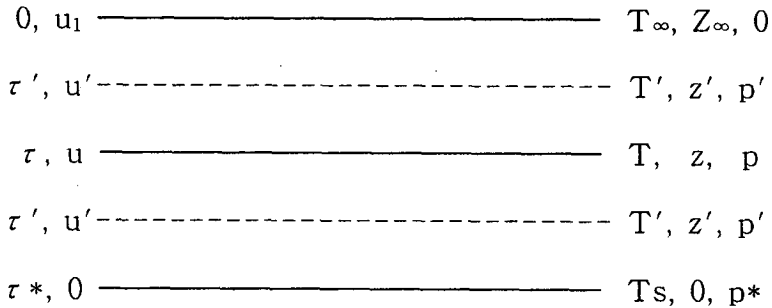


Fig. 8. Coordinate system in  $\tau$ ,  $u$ ,  $T$ ,  $p$ , and  $z$  for ir radiation transfer in plane-parallel atmospheres:  $u$  is the path length for absorbing gases. The total path length is denoted by  $u_1$ .  $T_{\infty}$  and  $z_{\infty}$  are temperature and height, respectively, at TOA. The surface temperature,  $T_s = T(\tau^*)$ . The surface pressure is denoted by  $p^*$ .

식 (81)에 주어진 적분 표현에 따라 다음과 같은 변수를 정의할 수 있다.

$$R(u, T) = \int_0^\infty [1 - T_\nu^f(u)] \frac{d\pi B_\nu(T)}{dT} d\nu. \quad (82)$$

복사속 방정식에서 전 파수에 대해 적분하고 온도에 대응하는 경로 길이로 바꿔주면,

$$\begin{aligned} F^+(u) &= \int_0^\infty F_\nu^+(u) d\nu \\ &= \sigma T_s^4 + \int_{T_s}^T R([u(T) - u(T')], T') dT', \end{aligned} \quad (83)$$

$$\begin{aligned} F^-(u) &= \int_0^\infty F_\nu^-(u) d\nu \\ &= \int_0^\infty \pi B_\nu(T_\infty) \{1 - T_\nu^f([u(T_\infty) - u(T)])\} d\nu \\ &\quad + \int_{T_\infty}^T R([u(T') - u(T)], T') dT', \end{aligned} \quad (84)$$

을 얻는다. 만약 산란 투과율이 온도와 무관하여  $dT_\nu^f/dT \approx 0$ 이 되면,

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty \pi B_\nu(T_\infty) \{1 - T_\nu^f([u(T_\infty) - u(T)])\} d\nu \\ &= \int_0^{T_\infty} R([u(T') - u(T)], T') dT', \end{aligned} \quad (85)$$



와 같이 된다. 여기서  $B_\nu(T=0)=0$  임을 알 수 있다. 이어서 식 (85)를 사용하여 하향 복사속을 표현하면 다음과 같다.

$$F^-(u) \cong \int_0^T R([u(T') - u(T)], T') dT', \quad (86)$$

한편, 무차원 평균 방출률을 다음과 같은 형태로 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}^t(u, T) &= R(u, T) / \int_0^\infty \frac{d\pi B_\nu(T)}{dT} d\nu = \frac{R(u, T)}{4\sigma T^3} \\ &\cong \sum_i [1 - T^t_{\nu, i}(u)] \frac{d\pi B_{\nu, i}(T)}{dT} \frac{\Delta\nu_i}{4\sigma T^3}. \end{aligned} \quad (87)$$

이제 평균 방출률을 사용하여, 상향 복사속과 하향 복사속을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F^+(u) = \sigma T_s^4 + \int_{T_s}^T \bar{\epsilon}^t([u(T) - u(T')], T') 4\sigma T'^3 dT', \quad (88a)$$

$$F^-(u) \cong \int_0^T \bar{\epsilon}^t([u(T') - u(T)], T') 4\sigma T'^3 dT'. \quad (88b)$$

만약 스펙트럼별 투과율이 띠 모형이나 선 모형 계산을 통해 주어졌다면, 여러 온도에 대한 평균 방출률은 계산될 수 있다. 산란 투과율에 대

한 온도 종속은 정확한 하향 복사속의 계산을 위해 고려되어야 하며, 이를 위해 식 (84)가 그 계산에 올바르게 사용되어야 한다.

나. 등온 광역띠 방출률 (Isothermal broadband emissivity)

이제 등온 광역띠 방출률을 이용하여 광역띠 복사속을 계산하는 방법에 대하여 알아본다. 식 (15)를 기본으로 하여, 전체 상향 복사속과 하향 복사속을  $u$  좌표에서 표현하면 다음과 같다.

$$F^+(u) = \int_0^\infty \pi B_\nu(T_s) T_\nu^f(u) d\nu + \int_0^\infty \int_0^u \pi B_\nu(u') \frac{dT_\nu^f(u-u')}{du'} du' d\nu, \quad (89a)$$

$$F^-(u) = \int_0^\infty \int_{u_1}^u \pi B_\nu(u') \frac{dT_\nu^f(u'-u)}{du'} du' d\nu. \quad (89b)$$

광역띠 방출률의 측면에서 상향과 하향 복사속을 표현하기 위해서는 다시 다음과 같은 형태를 갖는 등온 광역띠 복사속 방출률 (isothermal broadband flux emissivity)을 정의한다.

$$\varepsilon^f(u, T) = \int_0^\infty \pi B_\nu(T) [1 - T_\nu^f(u)] \frac{d\nu}{\sigma T^4}. \quad (90)$$

어떠한 평면-평행 대기가 있다고 할 때, 이 대기를 여러 개의 층으로

나누고 각 층마다 등온층이라고 생각해 보자. 이러한 관점에서 유한 차분 (finite-difference) 형태에서의 다음과 같은 미분 운산자를 표현할 수 있다.

$$\int_0^\infty \pi B_\nu(T) \frac{dT_\nu^f(u)}{du} d\nu \cong \int_0^\infty \pi B_\nu(T) \times \frac{T_\nu^f(u+\Delta u/2) - T_\nu^f(u-\Delta u/2)}{\Delta u} d\nu \quad (91)$$

식 (90)과 (91)을 사용하여 전체 상향과 하향 복사속을 표시하면 다음과 같다.

$$F^+(u) \cong \sigma T_s^4 [1 - \epsilon^f(u, T_s)] - \int_0^u \sigma T^4(u') \{ [\epsilon^f((u-u' - \Delta u'/2), T(u')) - \epsilon^f((u-u' + \Delta u'/2), T(u'))] / \Delta u' \} du', \quad (92a)$$

$$F^-(u) \cong \int_{u_1}^u \sigma T^4(u') \{ [\epsilon^f((u'-u + \Delta u'/2), T(u')) - \epsilon^f((u'-u - \Delta u'/2), T(u'))] / \Delta u' \} du', \quad (92b)$$

실제 식 (92)는 수치적으로 계산될 수 있다. 이것은  $u'$ 에 대해 근사적

인 합을 이용하여 수행될 수 있다. 이러한 두 개의 유한 차분 방정식은 다음과 같은 형태로 다시 쓸 수 있다.

$$F^+(u) \cong \sigma T_s^4 [1 - \epsilon^f(u, T_s)] - \int_0^u \sigma T^4(u') \times \frac{d\epsilon^f(u-u', T(u'))}{du'} du', \quad (93a)$$

$$F^-(u) \cong \int_u^{u_1} \sigma T^4(u') \frac{d\epsilon^f(u'-u, T(u'))}{du'} du'. \quad (93b)$$

광역띠 방출률은 식 (90)에서 정의하였는데, 이를 사용하는 복사속과 냉각률의 계산은 여러 연구에서 수행된바 있다.

수치 계산에 있어서는, 광역띠 복사속 방출률에 대한 식 (90)은 세계의 기본적인 흡수체에 대한 각 스펙트럼별 띠틈  $\Delta \nu_i$ 의 합에 의해 표현된다. 수증기, 이산화탄소, 그리고 오존에 대한 각각의 경로 길이를  $u_1(=u_w)$ ,  $u_2(=u_c)$ 와  $u_3(=u_o)$ 라고 놓는다면, 이들에 대해 식 (90)은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\epsilon^f(u_j, T) = \sum_i \pi B_{\nu, i}(T) [1 - T^f_{\nu, i}(u_j)] \frac{\Delta \nu_i}{\sigma T^4}, \quad j=1,2,3. \quad (94)$$

근사를 보다 좋게 하기 위해, 산란 스펙트럼별 투과율은 산란 인자,  $1/\bar{u}$

= 1.66을 갖는 스펙트럼별 투과율,  $T_{\nu}(u/\bar{\mu})$ 로 대체할 수 있다. 스펙트럼별 투과율은 균질한 경로에 대해 정확한 선 모형이나 띠 모형의 계산을 거친 자료에서 얻을 수 있다.

등온 대기에서 전체 방출은 여러 기체에 의한 각각의 방출의 합이다. 그러나, 수증기의 회전과  $15\mu\text{m}$  이산화탄소의 흡수선의 겹침은 중요하게 다루어야 한다. 따라서 수증기와 이산화탄소 방출의 과대 산출을 막기 위한 적절한 보정이 필요하다. 이러한 겹침의 영역에 대한 방출률은 다음과 같은 표현에 의해 정확하게 표시된다.

$$\epsilon^f(u_w, u_c, T) = \int_0^{\infty} \pi B_{\nu}(T) [1 - T_{\nu}(\bar{u}_w, \bar{u}_c)] \frac{d\nu}{\sigma T^4}, \quad (95)$$

여기서  $\bar{u}_w = u_w/\bar{\mu}$ 와  $\bar{u}_c = u_c/\bar{\mu}$ 이다. 한편, 단색광 투과율의 정의로부터 두 흡수 기체에 대한 값은 다음의 식과 같이 각 흡수 기체의 값들의 곱의 형태로 표시된다.

$$T_{\nu}(\bar{u}_w, \bar{u}_c) = T_{\nu}(\bar{u}_w)T_{\nu}(\bar{u}_c). \quad (96)$$

이 식은 단색광 복사에 대해서만 유효하므로, 이러한 관계를 다음과 같이 표시되는 각 방출률에 의한 겹침 영역에 대한 방출률로써 표현할 수 있다.

$$\varepsilon^f(u_w, u_c, T) = \varepsilon^f(u_w, T) + \varepsilon^f(u_c, T) - \Delta \varepsilon^f(u_w, u_c, T), \quad (97)$$

여기서 우변 셋째항의 보정항 (correction term)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon^f(u_w, u_c, T) &= \int_0^\infty \pi B_\nu(T) [1 - T_\nu(\bar{u}_w)] [1 - T_\nu(\bar{u}_c)] \frac{d\nu}{\sigma T^4} \\ &\cong \sum_i \pi B_{\nu,i}(T) \int_{\Delta\nu_i} [1 - T_\nu(\bar{u}_w)] [1 - T_\nu(\bar{u}_c)] \frac{d\nu}{\sigma T^4}. \quad (98) \end{aligned}$$

이 식에서, 만약  $T_\nu(\bar{u}_w)$ 나  $T_\nu(\bar{u}_c)$ 에서의 변화가 그들의 곱보다 작다면, 파수 적분을 통해 다음을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon^f(u_w, u_c, T) &\cong \sum_i \left\{ \pi B_{\nu,i}(T) [1 - T_{\nu,i}(\bar{u}_w)] \right. \\ &\quad \times \left. [1 - T_{\nu,i}(\bar{u}_c)] \frac{\Delta\nu_i}{\sigma T^4} \right\} \quad (99) \end{aligned}$$

이 식은 적절한 근사식으로서 복사속 계산을 위한 광역파 방출률에 있어 수증기와 이산화탄소의 겹침을 산출하는데 사용된다. 수증기, 이산화탄소와 그리고 오존에 대한 광역파 복사속 방출률의 계산은, 1960년에 Elsasser와 Culbertson에 의해 제안된 일반화된 흡수 계수를 사용한 Staley와 Jurica (1970, 1972)에 의해 올바르게 수행되었다.

등은 광역파 방출률은 참고 온도에 대한 스펙트럼별 투과율의 계산에 근거를 두고 설정되었다. 광역파 복사속의 표현인 식 (89a)와 (89b)에

서, 단색광 투과율을 나타내는 항은 온도가 적분 경로에 따라 변하므로 경로 길이 적분과 관련되어 있다. 결과적으로, 복사속 계산에 있어서 등온 광역띠 방출률의 사용은 개선이 필요하다. 비등온 광역띠 방출률의 접근은 Ramanathan과 Downey (1986)에 의해 제안되었는데, 이것은 좁은 영역의 띠 투과율을 사용함으로써 온도 보정을 보다 정확하게 처리한다.

#### 다. 광역띠 복사속 방출률의 모수화 (Parameterization)

광역띠 방출률을 기본으로 하는 복사속과 가열률 계산에 대한 모수화를 알아보자. 이 방법은 적외 스펙트럼을 5개의 띠로 구분한다: 1) 수증기의 회전띠, 2) 수증기의 연속띠, 3) 수증기의 진동-회전띠, 4) 이산화탄소의 회전-진동띠, 그리고 5) 오존의 회전-진동띠 등이다. 이러한 구분에서 1)과 4)의 띠 사이의 겹침은 6)의 띠로서 표현한다. 따라서 광역띠 복사속 방출률은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\epsilon^f(u, T) = \sum_{i=1}^5 \epsilon_i^f(\tilde{u}_i, T) + \epsilon_6^f(\tilde{u}_w, \tilde{u}_c, T), \quad (100)$$

여기서 각각의 광역띠 복사속 방출률은 식 (94)에서 정의된 바와 같다.

식 (100)에서  $u_1=u_2=u_3=u_w$  (수증기의 경로 길이),  $u_5=u_o$  (오존의 경로 길이),  $u_4=u_c$  (이산화탄소의 경로 길이) 그리고  $\tilde{u}_i$ 는 각각의 흡수 기체

성분에 대한 기압-온도가 보정된 경로 길이를 나타낸다. 원칙적으로 겹침 보정은 식 (99)로부터 이루어질 수 있다. 그러나, 그것은 세개의 변수  $u_w$ ,  $u_c$ ,  $T$ 의 함수이므로 계산에 포함되어져야 한다. 세개의 수증기 띠에 대해서는, Liou와 Ou (1981)가 제안한 기압-온도 규모화 방법이 적절하다. 이러한 띠에 대한 계산은 다음과 같다.

$$\tilde{u}_1 \cong \int_0^z \frac{p(z')}{p_0} \exp\{A' [T(z') - T_a] + B' [T(z') - T_a]^2\} \times \rho_w(z') dz', \quad (101)$$

$$\tilde{u}_2 \cong \int_0^z \frac{p_w(z')}{p_{ow}} \exp\left(-\frac{1800}{T_b T(z')} [T(z') - T_b]\right) \rho_w(z') dz', \quad (102)$$

$$\tilde{u}_3 \cong \int_0^z \frac{p(z')}{p_0} \left(\frac{T_c}{T(z')}\right)^{1/2} \rho_w(z') dz', \quad (103)$$

여기서  $A' = 10.6278 \times 10^{-3} K^{-1}$ ;  $B' = -44.6152 \times 10^{-6} K^{-2}$ ;  $T_a = 260K$ ;  $T_b = 296K$ ;  $T_c = 300K$ ;  $p_0 = 1013hPa$ ; 그리고  $p_w$ 와  $p_{ow}$ 는 각각 온도  $T$ 와  $T_b$ 에서의 수증기압이며,  $\rho_w$ 는 수증기의 밀도이다. 오존에 대해서는 기압과 온도 보정을 적용시키는데에 있어서 불확실하기 때문에 적절한 조정을 하지 못한다.

앞에서 언급한 네개의 띠에 대한 광역띠 방출률은 다음의 다항식 형태로 모수화될 수 있다.



$$\varepsilon f_i(\tilde{u}_i, T) = \exp\left(\sum_{n=0}^3 c_{ni} \bar{u}_i^n\right), \quad (104)$$

여기서 각 변수는 다음과 같이 나타낸다.

$$\bar{u}_i = (2 \log_{10} \tilde{u}_i - \bar{a}_i) / \bar{b}_i,$$

$$\bar{a}_i = \log_{10}(\tilde{u}_{i, \max} \tilde{u}_{i, \min}),$$

$$\bar{b}_i = \log_{10}(\tilde{u}_{i, \max} / \tilde{u}_{i, \min}).$$

계수  $c_{ni}$ 는 최소자승법에 의해 구해졌고,  $\bar{u}_i$ 는  $\log_{10} \tilde{u}_i$ 의 선형 함수로서

$-1 < \bar{u}_i < 1$ 의 범위를 갖는다.  $\tilde{u}_{i, \max}$ 와  $\tilde{u}_{i, \min}$ 는 실제 대기에서의

값에 따르는데, 예를 들어, 수증기는 각 경우에 대해 다음의 값을 갖는다.

$$\tilde{u}_{i, \max} = 10 \text{gcm}^{-2}, \quad \tilde{u}_{i, \min} = 10^{-7} \text{gcm}^{-2}$$

Table 1은 수증기 ( $i=1, 2, 3$ )와 오존 띠 ( $i=5$ )에 대한 광역띠 방출률 방정식의 계수,  $c_{ni}$ 에 대한 표로서, 이 계수들은 세가지 온도에 대한 선 모형 자료로부터 계산된 것들이다. 다른 온도에 대해서는, 적절한 내삽을 통해 복사 전달 계산에 필요한 계수를 얻을 수 있다.

Table 1. Coefficients of broadband emissivity values for water vapor and ozone bands (from Liou, 1992).

T(K)	i	C <sub>0i</sub>	C <sub>1i</sub>	C <sub>2i</sub>	C <sub>3i</sub>
220	1	-2.04744	3.16892	-2.46364	0.90375
	2	-8.61009	9.59458	-0.92840	-1.49967
	3	-5.40949	4.40819	-2.92984	0.53672
	5	-6.68758	4.30955	-0.74780	-0.55775
260	1	-2.24944	3.30262	-2.45860	0.84656
	2	-9.24965	9.32921	-0.60115	-0.81971
	3	-4.44616	4.41186	-3.01151	0.47593
	5	-6.28714	4.32859	-0.72052	-0.54514
300	1	-2.41200	3.39922	-2.46510	0.79550
	2	-9.08980	9.07803	-0.80627	-0.74675
	3	-3.86718	4.42569	-3.06243	0.43230
	5	-6.08221	4.34229	-0.70102	-0.53622

이산화탄소 15 $\mu\text{m}$  띠는 스펙트럼 간격이 약 250 $\text{cm}^{-1}$ 로 작기 때문에, 앞서 언급한 광역띠 방출률을 유도하는 방법으로는 적당하지 않으므로 다른 보다 넓은 띠에 대한 접근 방법이 필요하다. 따라서 Fels와 Schwarzkopf (1981)가 제시한 선 모형 투과율을 기초로 하고, Ou와 Liou (1983)가 보인 두개의 지수 형태를 가진 다음과 같은 모수화 방법을 택할 수 있다.

$$\varepsilon_4^f(\tilde{u}_4, T) = \begin{cases} \exp\left(\sum_{n=0}^3 a_n \tilde{u}_4'^n\right), & \tilde{u}_4 \geq 10^{-4} \text{gcm}^{-2} \\ \exp(b_0 + b_1 \tilde{u}_4'), & \tilde{u}_4 < 10^{-4} \text{gcm}^{-2} \end{cases}, \quad (105)$$

여기서  $\tilde{u}_4' = (2 \log_{10} \tilde{u} + 7.69897)/6.30103$ 이며, 계수는  $a_0 = -4.00893 + f(T)$ ,  $a_1 = 4.39828$ ,  $a_2 = -3.07709$ ,  $a_3 = 0.94529$ ,  $b_0 = -4.00360 + f(T)$ 와 그리고  $b_1 = 5.13453$ 의 값을 가지며, 이때 온도 종속항  $f(T)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$f(T) = \ln\{h(T)g(T)/[h(T_0)g(T_0)]\}.$$

위 식에서  $h(T)$ 와  $g(T)$ 는

$$h(T) = \frac{1 - T_{\nu}^{-}(\tilde{u}_4, T)}{1 - T_{\nu}^{-}(\tilde{u}_4, T_0)} = 1 + A\Delta T(1 - B\Delta T), \quad (106)$$

$$g(T) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \pi B_{\nu}(T) \frac{d\nu}{\sigma T^4}, \quad (107)$$

여기서  $T_{\nu}^{-}(\tilde{u}_4, T)$ 는 투과율;  $\Delta T = T - T_0$ ;  $A = 1.833 \times 10^{-4}$ ;  $B = 1.364 \times 10^{-2}$ ;  $T_0 = 250\text{K}$ ;  $\nu_1 = 500\text{cm}^{-1}$ ; 그리고  $\nu_2 = 850\text{cm}^{-1}$ 이다. 계수  $a_0$ 와  $b_0$ 는 Fels와 Schwarzkopf (1981)에 의해 표현된  $T_{\nu}^{-}(\tilde{u}_4, T)$ 의 정의를

사용하면 온도에 종속적이기 때문에,  $\epsilon^f$ 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\epsilon^f(\tilde{u}_4, T) = h(T)g(T)[1 - T \bar{v}(\tilde{u}_4, T_0)] . \quad (108)$$

이같은 방법으로, 방출률에 대한 경로 길이의 온도 종속성은 분리된다.

따 모형으로부터 나온 결과를 결합시킴으로써, 이산화탄소에 적절한 기압과 온도가 보정된 경로 길이를 표현할 수 있다.

$$\tilde{u}_4 = 2c / \{ [1 + 4(c^2/u^2 + c/\bar{u})]^{1/2} - 1 \} , \quad (109a)$$

여기서 상수  $c$ 는  $3.7551 \times 10^{-4} \text{gcm}^{-2}$ 이며, 우변에서

$$\bar{u}_4 = \int_0^z \frac{p(z')}{p_0} \left( \frac{T_0}{T(z')} \right)^{1/2} \rho_c(z') dz' , \quad (109b)$$

이고  $\rho_c$ 는 이산화탄소의 밀도이며  $T_0=273\text{K}$ 이다.

### III. 적외복사의 모형

#### 1. 적외복사의 특성 (Infrared radiation)

하향 적외복사는 전 지구적으로 지표면의 온도와 수증기의 분포에 따라 달라지며, 국지적으로는 구름의 분포에 영향을 받는다. 이러한 요인들에 의해 최대 하향 적외복사 에너지는 열대 해양에서 나타난다. 또한 하향 적외복사는 일반적으로 구름의 영향을 태양복사보다는 덜 받기 때문에, 입사 태양복사에 비해 변화가 적다. 더욱이 하향 적외복사는 지표면의 온도와 구름이 덮여 있는 것보다 훨씬 변화가 적은 대기의 수증기에 의해 영향을 받는다.

계절적으로, 하향 적외복사는 7월 중에 최대값을 보인다 (Table 2) (Darnell *et al.*, 1992). 표 2에서 보면, 이 때는 전구 평균 수증기와 지표면 온도가 최고일 때이다. 북반구에서는 이 기간동안 최대의 태양복사 에너지를 받는데, 이는 남반구에서보다 많은 육지가 분포하고 있고 따라서 지표 가열도 크다. 하향 적외복사의 계절별 변화를 Fig. 9에 보였는데, 해양에서 그 값이 가장 적다. 계절별로 지표면 온도와 수증기 그리고 구름 분포의 변화가 매우 큰 고비 사막에서 최대값 ( $231\text{Wm}^{-2}$ )을 보이고 있다. 하향 적외복사의 동서 변화를 보면, 7월 중에 가장 크다

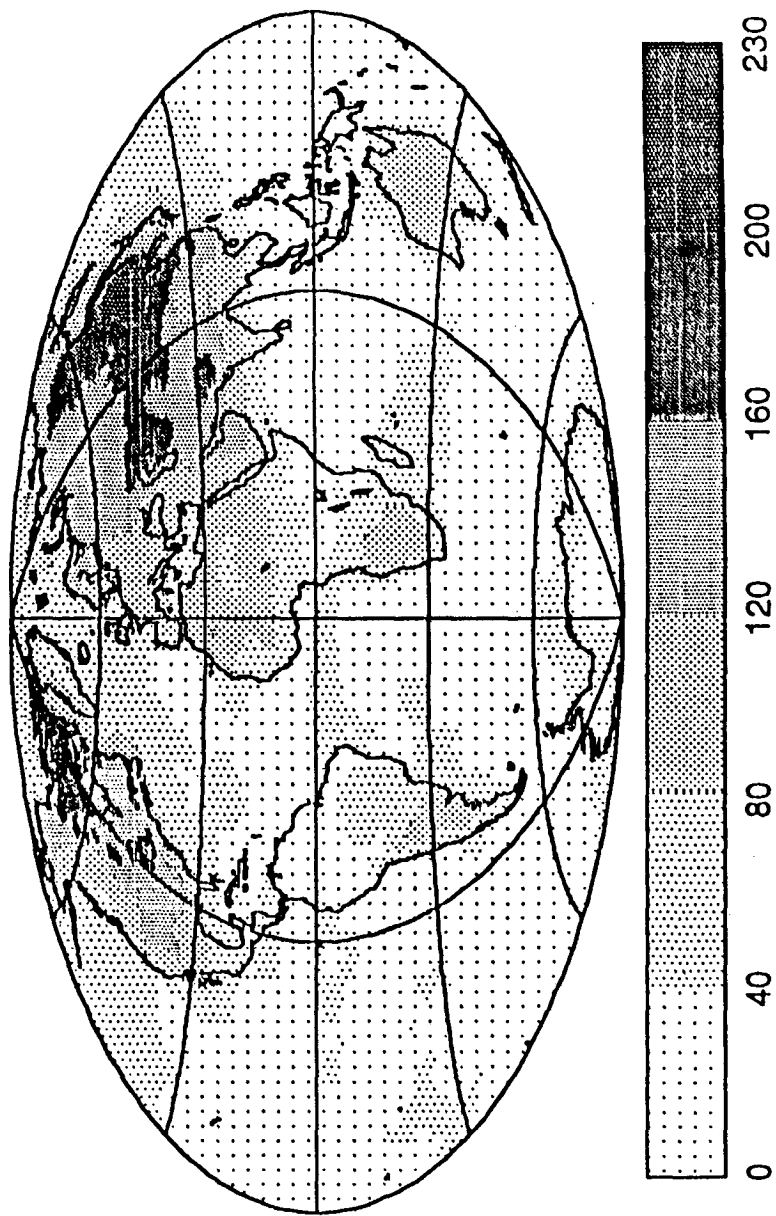


Fig. 9. Four-month range of downward LW flux ( $\text{Wm}^{-2}$ ) (from Darnell et al., 1992).

(Fig. 10). 그림에서 또한 북반구 위도대가 남반구 위도대보다 하향 적외복사의 계절 변화가 더 큼을 볼 수 있다. 실제, 최대의 계절별 복사에 너지의 변화는 육지와 해양의 비율이 가장 큰 북위 69° 에서 나타남을 알 수 있다.

Table 2. Global-average esimated fluxes (from Darnell *et al.*, 1992).

Flux component	July 1983	October 1983	January 1984	April 1984	4-month Average
Downward SW	167	172	176	178	178
Upward SW	20	21	25	24	22
Net SW	147	151	151	154	151
Downward LW	356	343	334	343	344
Upward LW	401	389	379	388	389
Net LW	-46	-46	-45	-45	-46
Net total	101	105	106	109	105

Units are  $Wm^{-2}$ .

한편, 하향 적외복사량에서 상향 적외복사량을 뺀 순 적외복사량은 일반적으로 음의 값을 보인다. 이는 지표로부터 방출된 상향 적외복사량이 보다 차가운 대기와 구름으로부터 하향으로 방출된 복사량보다 일반적으로 더 크기 때문이다. 따라서 순 적외복사량의 가장 큰 손실은 월별 평균 지표 온도가 매우 높고 대기 중의 구름과 수증기량이 상대적으로 낮

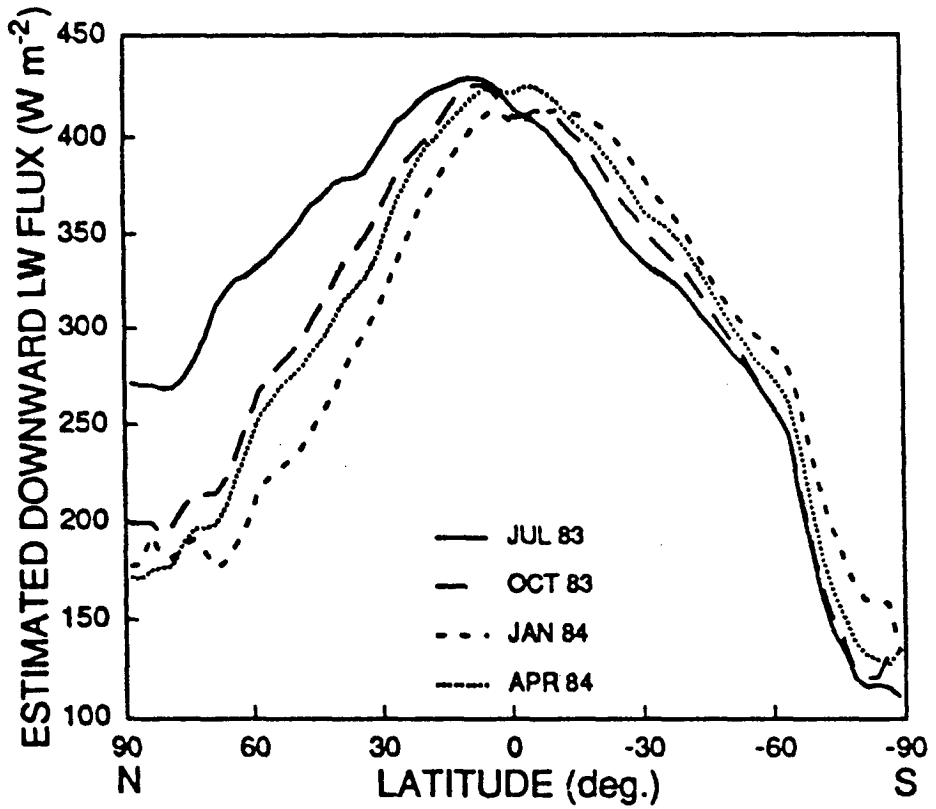


Fig. 10. Zonal variation of downward LW flux( $\text{Wm}^{-2}$ ) (from Darnell *et al.*, 1992).



은 사막에서 발생한다. 또한 남극에서도 커다란 순 적외복사량의 손실이 일어나는데, 이는 거의 일년내내 구름이 적고 수증기 존재량이 극도로 낮기 때문이다. 가장 손실이 적은 곳은 해양으로서, 구름량과 수증기가 상대적으로 높은 반면, 지표 온도가 높지 않기 때문이다.

## 2. 적외복사의 모형 (Model of infrared radiation)

적외복사를 구하는 모형에는 여러가지가 있겠으나, 여기에서는 Gupta (1989)의 TOVS (TIROS-N Operational Vertical Sounder)로부터 산출한 유용한 기상 변수로부터 계산하는 간단한 하향 적외복사 모형을 소개하고자 한다. 하향 적외복사  $F^-$ 을 표시하면 다음과 같다.

$$F^- = C_1 + C_2 A_c, \quad (110)$$

여기서  $C_1$ 은 맑은 날의 하향 적외복사를,  $C_2$ 는 일반적으로 구름에 의해 영향받는 구름효과를 나타내는 인자이며,  $A_c$ 는 부분적인 구름의 양이다.

맑은 날의  $C_1$ 은 다음의 식으로써 계산된다.

$$C_1 = (A_0 + A_1 V + A_2 V^2 + A_3 V^3) \times T_e^{3.7}, \quad (111)$$

여기서  $V = \ln W$  ( $W$ 는 대기 중의 가강수량),  $T_e$ 는 대기의 유효 방출 온도 (effective emitting temperature)를 나타내며,  $A_0, A_1, A_2$ 와  $A_3$ 는

Gupta (1989)에서 주어진 회귀 계수이다.  $T_e$ 는 TOVS로 유도된 온도의 가중 합계로써 계산된 것으로서, 다음과 같이 계산된다.

$$T_e = k_s T_s + k_1 T_1 + k_2 T_2 . \quad (112)$$

여기서  $T_s$ 는 지표 온도이며,  $T_1$ 과  $T_2$ 는 지표 위의 첫번째와 두번째 대기층의 온도이다. 그리고  $k_s$ ,  $k_1$ ,  $k_2$ 는 가중 인자로서, Gupta (1989)에서는 각각 0.5, 0.4 그리고 0.1로 주어진다. 또한 구름효과 인자  $C_2$ 는 다음과 같이 유도된다.

$$C_2 = T_{cb}^4 / (B_0 + B_1 W_c + B_2 W_c^2 + B_3 W_c^3) , \quad (113)$$

여기서  $T_{cb}$ 는 구름 하부의 온도를,  $W_c$ 는 구름 하부 밑의 대기 중 수증기량이며,  $B_0$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ , 그리고  $B_3$ 는 회귀 계수를 의미한다.

한편, 구름 하부가 지표에 위치하고 있다면, 구름 하부의 온도가 지표의 온도와 같다 ( $T_{cb} = T_s$ )고 보고, 플랑크 복사 법칙에 의해 하향 적외 복사는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$F^- = \sigma T_{cb}^4 . \quad (114)$$

이러한 조건하에서는  $W_c$ 도 0과 같으며, 하늘 전체가 구름으로 덮인 경우

에 ( $A_c=1$ )는 다음과 같다.

$$F^- = C_1 + C_2 = \sigma T_s^4, \quad (115)$$

$$\text{또는 } C_2 = \sigma T_s^4 - C_1. \quad (116)$$

또한 그러한 조건하에서 식 (113)은 다르게 표현된다.

$$C_2 = T_{cb}^4/B_o' = T_s^4/B_o', \quad (117)$$

여기서  $B_o'$ 는 위에서 주어진 조건에 의해 구속되는 회귀 계수  $B_o$ 의 수정된 값이다. 다시 식 (116)과 (117)을 결합하면,

$$B_o' = T_s^4 / (\sigma T_s^4 - C_1). \quad (118)$$

여기서  $B_o'$  값은 Gupta (1989)에서 주어진  $B_o$ 보다 훨씬 크다.

대개의 적외복사 모형에서는 구름과 관련된 오차가 발생할 수 있다. 간단화된 구름 모형은 현재 구름의 모양, 방출률, 수분 함량, 입자 크기, 그리고 구름 하부의 고도 등이 위성자료로부터 필요치 않다. 그러나 대기 중의 수증기 분포는 날씨와 기후를 연구하는데 중요한 역할을 하고 있

다.

대기의 수분량은 강수를 유발하는 기본요소로 시간적, 공간적으로 크게 변화하는데, 수증기가 어떤 물리적 과정을 통해 구름을 생성하는지는 아직 계속해서 연구해야 할 과제로 남아있다. 적외복사 모형에 입력되는 한 변수로서의 가강수량은 대기 중의 수분 함유량을 나타내는 중요한 척도이다. 이러한 가강수량을 산출하기 위해서는 수증기량의 연직 분포를 알아야 하므로 고층기상 관측자료 (RAOB; Radiosonde Observation)가 필수적으로 요구된다. 그러나 고층기상 관측자료는 육지의 몇몇 관측소에서만 얻을 수 있을뿐이며 해양에서는 거의 값을 알 수 없다. 따라서 지구를 회전하는 극궤도 위성에서 관측되는 자료는 하루에 두번 관측되는 고층기상 관측자료와는 달리 하루에 네번의 자료를 얻을 수 있으므로 부족한 자료의 공백을 메우는데 매우 유용하다.

## IV. 결론 및 토의

이제까지 적외복사 전달에 대한 이론과 모수화, 그리고 간단하지만 비교적 정확한 모형의 예를 살펴보았다. 아울러 지구의 장파복사량의 전지적 또는 국지적인 자료는 기후예측을 위한 기후모델 연구, 집중호우 및 강수예보, 수치해석을 통한 일기예보와 기후 및 환경변화에 의한 영향평가 등 우리의 지구 기후 환경연구에 중요한 기본자료로 사용된다.

본 보고서에서는 앞으로 계속될 연구에 대한 기초 연구로서의 적외복사 모형을 살펴보는데 그 목적이 있으며, 특히 하향 적외복사량과 관련된 종관 기상자료와의 연관성과 우리나라의 하향 적외복사의 특성 및 정량적인 분포를 구하는데 복사모형의 사용방법을 습득하고자 하였다. 또한 복사모형의 이해를 통하여 앞으로의 연구를 위한 적용방법을 제시하고자 하였다. 차기 연구에서는 실제 복사모형과 입력 자료를 사용한 우리나라를 중심으로한 동아시아 지역에서의 하향 적외복사량 산출과 아울러 해당 일 또는 기간의 종관 기상자료를 비교 분석함으로써 하향 적외복사의 특성과 기후변화와의 상관성을 구해보고자 한다.

## 참고문헌

- 오성남, 1989. 위성관측에 의한 지구복사 에너지 측정과 ERB Model. 재  
미 과기협 회보 18권 2호, 39-41.
- 오성남, 1992. Estimation of Earth Outgoing Longwave Radiation  
from Satellite Radiance Observation(II). 한국과학기술연구원 시  
스템공학연구소, BSE2106, 91pp.
- 이규태, 1992. 기후 모형을 위한 복사 과정의 모수화. 연세대학교 박사  
학위 논문, 122pp.
- Brown, L.R., C.B. Farmer, C.P. Rinsland and R.A. Toth, 1987.  
Molecular line parameters for the atmospheric trace mole-  
cular spectroscopy experiment. *Appl. Opt.*, **26**, 5154-5182.
- Burch, D.E., D.A. Gryvnak, R.R. Patty, and C.E. Bartky, 1969.  
Absorption of infrared radiant energy by CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O. IV  
Shapes of collision-broadened CO<sub>2</sub> lines. *J. Opt. Soc. Amer.*,  
**59**, 267-280.
- Chou, M.D. and A. Arking, 1980. Computation of infrared  
cooling rates in the water vapor bands. *J. Atmos. Sci.*, **37**,  
855-867.
- Coulson, K.L., 1975. *Solar and Terrestrial Radiation*(Methods  
and Measurements). Academic Press, New York, 322pp.

- Darnell, W.L., W.F. Staylor, S.K. Gupta, N.A. Ritchey and A.C. Wilber, 1992. Seasonal variation of surface radiation budget derived from International Satellite Cloud Climatology Project C1 Data. *J. Geophys. Res.*, **97**(D14), 15741-15760.
- Ellingson, R.G. and Serafino, 1984. Observations and calculations of aerosol heating over the arabian Sea during MONEX. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 575-589.
- Fels, S.B. and M.D. Schwarzkopf, 1981. An efficient, accurate algorithm for calculating CO<sub>2</sub> 15 $\mu$ m band cooling rates. *J. Geophys. Res.*, **86**, 1205-1232.
- Fleming, H.E., 1978. *Principles of passive remote sensing of the atmosphere and ocean surface from satellites*. Department of Meteorology, Naval postgraduate school, Monterey, 266pp.
- Fomichev, V.I. and G.M. Shved, 1985. Parameterization of the radiative flux divergence in the 9.6 $\mu$ m O<sub>3</sub> band. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**, 1037-1049.
- Gupta, S.K., 1989. A parameterization for longwave surface radiation from sun-synchronous satellite data. *J. Clim.*, **2**, 305-320.
- Kneizys, F., J. Chetwynd, R. Fenn, E. Shettle, L. Abreu, R. McClatchey, W. Gallery, J. Selby, 1980. *Atmospheric Transmittance/Radiance Computer Code LOWTRAN 5*. Scientific Report, AFGL-TR-80-0067, Air Force Geophysics Laboratory,

233pp.

- Kuhn, W.R. and J. London, 1969. Infrared radiative cooling in the middle atmosphere(30-110km). *J. Atmos. Sci.*, 26, 189-204.
- Liou, K.N. and S.C. Ou, 1981. Parameterization of infrared radiative transfer in cloudy atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 38, 2707-2716.
- Liou, K.N., 1992. *Radiation and cloud processes in the atmosphere: Theory, observation, and modeling*. Oxford University Press, New York, 487pp.
- Ohring, G., A. Gruber and R.G. Ellingson, 1984. Satellite determinations of outgoing longwave radiation flux and infrared window radiance. *J. of Climate Appl. Meteor.*, 23, 416-425.
- Ou, S.C. and K.N. Liou, 1983. Parameterization of carbon dioxide 15 $\mu$ m band absorption and emission. *J. Geophys. Res.*, 88, 5203-5207.
- Paltridge, G.W. and C.M.R. Platt, 1976. *Radiative Processes in Meteorology and Climatology*. Elsevier Scientific Publishing Company, 318pp.
- Ramanathan, V. and P. Downey, 1986. A nonisothermal emissivity and absorptivity formulation for water vapor. *J. Geophys. Res.*, 91, 8649-8666.
- Roberts, E., J. Selby and L. Biberman, 1976. Infrared



- continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12  $\mu\text{m}$  window. *Appl. Opt.*, **15**, 2085-2090.
- Staley, D.O. and G.M. Jurica, 1970. Flux emissivity tables for water vapor, carbon dioxide and ozone. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 365-372.
- Staley, D.O. and G.M. Jurica, 1972. Effective atmospheric emissivity under clear skies. *J. Appl. Meteor.*, **11**, 349-356.
- Wallace, J.M. and P.V. Hobbs, 1977. *Atmospheric Science*. Academic Press, New York, 467pp.