



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

DESARROLLO O ADAPTACIÓN DE UN MODELO  
RADIATIVO-CONVECTIVO PARA LA SIMULACIÓN  
CLIMÁTICA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

**MAESTRA EN CIENCIAS**

P R E S E N T A :

**TAIR DOLORES TERÁN GUERRERO**

DIRECTOR DE LA TESIS:  
DR. CARLOS GAY GARCÍA

DICIEMBRE DE 2008





Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

### Hoja de Datos del Jurado

<p>1. Datos del alumno          Apellido paterno          Apellido materno          Nombre(s)          Teléfono          Universidad Nacional Autónoma de México          Centro de Ciencias de la Atmósfera          Programa de Posgrado en Ciencias de la Tierra          Número de cuenta</p>	<p>1. Datos del alumno          Terán          Guerrero          Tair Dolores          12513682          Universidad Nacional Autónoma de México          Centro de Ciencias de la Atmósfera          Maestría            91405494</p>
<p>2. Datos del tutor          Grado          Nombre(s)          Apellido paterno          Apellido materno</p>	<p>2. Datos del tutor          Doctor          Carlos          Gay          García</p>
<p>3. Datos del sinodal 1          Grado          Nombre(s)          Apellido paterno          Apellido materno</p>	<p>3. Datos del sinodal 1          Doctor          Agustín          Muhlia          Velázquez</p>
<p>4. Datos del sinodal 2          Grado          Nombre(s)          Apellido paterno          Apellido materno</p>	<p>4. Datos del sinodal 2          Doctora          Leticia          Gómez          Mendoza</p>
<p>5. Datos del sinodal 3          Grado          Nombre(s)          Apellido paterno          Apellido materno</p>	<p>5. Datos del sinodal 3          Doctor          Pablo          Álvarez          Watkins</p>
<p>6. Datos del sinodal 4          Grado          Nombre(s)          Apellido paterno          Apellido materno</p>	<p>6. Datos del sinodal 4          Doctora          Ana Cecilia          Conde          Álvarez</p>
<p>7. Datos del trabajo escrito          Título            Subtítulo          Número de páginas          Año</p>	<p>7. Datos del trabajo escrito          Desarrollo o adaptación de un modelo radiativo para la simulación climática            103 p          2008</p>

## **Agradecimientos**

A la Universidad Nacional Autónoma de México y al Centro de Ciencias de la Atmósfera por darme las condiciones y facilidades para desarrollar esta investigación.

Al Dr. Carlos Gay García por dirigir este proyecto con su apoyo y revisión constante.

A los profesores: Dr. Agustín Muhlia Velázquez, Dra. Leticia Gómez Mendoza, Dr. Pablo Álvarez Watkins, por las revisiones minuciosas y sus aportaciones hechas para mejorar este documento.

Al M.en C. Miguel Ángel Padilla Castañeda por su asesoría y atinados comentarios en la planeación y desarrollo de este documento.

A Nuru por compartir su tiempo y amor con este proyecto.

A mis padres y hermanos por su solidaridad y amor a lo largo de todo este proceso.

Dedicatorias

A Nuru y Miguel Angel

**“Toda la luz del Universo:  
la divina, la poética,  
aquella que buscábamos  
la verá un día el hombre  
por la ventana de una lágrima...”**

**León Felipe**

# Índice General

---

<b>RESUMEN.....</b>	<b>IX</b>
<b>PRESENTACIÓN.....</b>	<b>XI</b>
<b>INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>13</b>
<b>I.0 Cambio climático global.....</b>	<b>13</b>
<b>I.1 Introducción a la modelación del clima.....</b>	<b>16</b>
I.1.1 El efecto invernadero.....	17
<b>CAPÍTULO 1. ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA DE LA RADIACIÓN INFRARROJA</b>	<b>23</b>
<b>Introducción.....</b>	<b>23</b>
<b>1.1 Equilibrio termodinámico local y atmósfera plano paralela.....</b>	<b>23</b>
<b>1.2 Las ecuaciones según la teoría de la transferencia de radiación.....</b>	<b>27</b>
<b>CAPÍTULO 2. ABSORCIÓN ATMOSFÉRICA DE RADIACIÓN INFRARROJA.....</b>	<b>31</b>
<b>Introducción.....</b>	<b>31</b>
<b>2.1 Teoría de la absorción espectral de los gases atmosféricos.....</b>	<b>31</b>
2.1.1 Repaso general.....	31
2.1.2 Modo de vibración- rotación.....	34
2.1.3 Absorción para una sola línea.....	35
2.1.4 Modelo de bandas.....	37
<b>2.2 Parametrizaciones para la radiación IR debido a gases efecto invernadero.....</b>	<b>39</b>
2.2.1 Vapor de agua.....	39
2.2.2 Dióxido de carbono.....	42
2.2.3 Ozono.....	48
2.2.4 Óxido nitroso y metano.....	49
2.2.5 Otros gases.....	54
<b>CAPÍTULO 3. ABSORCIÓN Y ESPARCIMIENTO DE RADIACIÓN SOLAR DEBIDO A LAS NUBES.....</b>	<b>55</b>
<b>Introducción.....</b>	<b>55</b>
<b>3.1 Absorción y esparcimiento de la radiación solar.....</b>	<b>55</b>
3.1.1 Vapor de agua.....	56
3.1.2 H <sub>2</sub> O y cielo nublado.....	57
3.1.3 Ozono.....	60
3.1.4 CO <sub>2</sub> y O <sub>2</sub> .....	62
3.1.5 Absorción en la superficie.....	63

<b>CAPÍTULO 4. PERTURBACIONES DE LOS GASES TRAZA Y LA SENSIBILIDAD DEL MODELO DEL CLIMA.....</b>	<b>65</b>
<b>Introducción.....</b>	<b>65</b>
<b>4.1 Sensibilidad del modelo.....</b>	<b>65</b>
4.1.1 Estructura del modelo 1D-RCM.....	65
4.1.2 Gases atmosféricos (perfiles verticales) .....	68
4.1.3 Ajuste convectivo.....	70
4.1.4 Flujos de IR para cielos nublados.....	72
<b>4.2 Sensibilidad del modelo 1D-RCM.....</b>	<b>73</b>
4.2.1 Introducción a los experimentos de sensibilidad con modelos en los que ocurre transferencia de energía de radiación y transferencia de calor por convección.....	73
4.2.2 Condiciones iniciales del modelo 1D-RCM.....	73
4.2.5 Estudio anterior de sensibilidad del modelo 1D-RCM.....	78
<b>4.3 Perturbaciones de los gases traza y la sensibilidad del modelo del clima .....</b>	<b>80</b>
4.3.1 Escenarios post-SRES .....	80
4.3.2 Sensibilidad de temperatura superficial a las perturbaciones del gas traza. ....	84
<b>4.4 Escenarios A1 y A2.....</b>	<b>84</b>
<b>4.5 Escenarios B1 y B2 .....</b>	<b>86</b>
<b>4.6 Perfiles atmosféricos modelados con el 1D-RCM .....</b>	<b>87</b>
<b>4.7 Forzamiento por radiación provocado por la presencia de los gases traza .....</b>	<b>91</b>
<b>CONCLUSIONES.....</b>	<b>93</b>
<b>REFERENCIAS .....</b>	<b>95</b>
<b>ANEXO 1 .....</b>	<b>101</b>

# Resumen

---

En este trabajo se hace un estudio de la transferencia de radiación de onda larga (IR) y de onda corta (SR) y del proceso de convección utilizados en el modelo 1D-RCM desarrollado por Mackay (1990). Se hace énfasis en la teoría de la absorción y emisión de la radiación espectral de los gases atmosféricos y en sus propiedades ópticas inherentes.

Además, se muestran las perturbaciones por la presencia de los gases traza y la respuesta del sistema tierra-atmósfera y los resultados preliminares obtenidos con los datos de los escenarios de mitigación SRES y post- SRES usando un modelo de atmósfera estándar en diferentes niveles de presión (altura).

Los resultados obtenidos sobre el calentamiento/ enfriamiento del perfil atmosférico concuerdan con los presentados por otros modelos. Estos resultados indican que el CO<sub>2</sub> y el vapor de agua en la troposfera tienen la mayor influencia en el calentamiento de esta capa al doblar la concentración de este gas ( $\Delta\text{CO}_2$ ), así como la influencia en el enfriamiento de la estratosfera debido las concentraciones de O<sub>3</sub>.

Se logra adaptar el modelo a las condiciones impuestas por cada uno de los escenarios utilizados: A1, A1/450, A1/550, A1/650, A2, A2/550, A2/750, B1, B1/450, B2 Y B2/550. Tomando en cuenta las limitaciones espaciales y de resolución; así como la ausencia de numerosas retroalimentaciones, sobretodo las relacionadas con el espesor de la capa de hielo en la superficie terrestre; así como que las nubes formen una sola capa en el perfil atmosférico.



# Presentación

---

Esta tesis propone el desarrollo (o adaptación) de un modelo en el que ocurre transferencia de energía por radiación y transferencia de calor por convección en una dimensión en la dirección vertical de la atmósfera terrestre, modelo que fue propuesto por Mackay (1990) del Oregon Graduate Institute (OGI), para estudiar la sensibilidad de la estructura vertical de temperatura de la Tierra con respecto a las variaciones en los componentes externos e internos del sistema climático. Este modelo es conocido como 1D-RCM

Mackay (1990) observó la sensibilidad del modelo a cambios o variaciones en algunos parámetros tales como la constante solar, el albedo de la superficie, la fracción de la cubierta de nubes, etc. El modelo se desarrolla para experimentar con un cambio en la temperatura de la superficie hasta de 2.0 K al doblar la concentración del CO<sub>2</sub> en la atmósfera (a partir 320 hasta 640 ppmv). Estos resultados son congruentes con otros previamente publicados en los que se usaron modelos similares.

El desarrollo de esta tesis tiene como propósito simular las concentraciones de dióxido de carbono (CO<sub>2</sub>), metano (CH<sub>4</sub>), óxido nitroso (N<sub>2</sub>O), clorofluorocarbonos (CCl<sub>3</sub>F y CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>)<sup>1</sup> en la atmósfera y se analizan su influencia en la temperatura media global. Al mismo tiempo se comparan estos resultados con los obtenidos por otros modelos propuestos por el cuarto reporte del primer grupo de trabajo del IPCC 2007.

Se concluye que el 1D-RCM de OGI tiene un uso preponderante en el análisis de la respuesta del sistema tierra-atmósfera en materia de estructura térmica media global y las variaciones sucedidas en los últimos dos siglos debidas a la actividad humana, la que ha incrementado las concentraciones de los GEI<sup>2</sup> en la atmósfera. Además se reconoce que en todo momento que la naturaleza del modelo de una dimensión está limitada ya que no ofrece ninguna resolución horizontal o estacional del sistema climático.

La metodología de este estudio se esquematiza en la figura P.1

El capítulo 1 contiene los fundamentos matemáticos para el cálculo de flujos de la radiación (IR) infrarroja en el modelo de la atmósfera propuesta.

El capítulo 2 contiene una revisión general de las ideas más importantes de la mecánica cuántica sobre el problema de la transferencia de radiación con énfasis especial en el desarrollo de los modelos espectrales. También se presentan las parametrizaciones específicas usadas para la

---

<sup>1</sup> Referidos en este texto como: F11 y F12 respectivamente para ser congruentes con la nomenclatura usada en textos relacionados con el tema

<sup>2</sup> GEI, gases efecto invernadero, por sus siglas

absorción de la radiación IR debido a ciertos gases invernadero considerados en el modelo de 1D-RCM.

El capítulo 3 se dedica a la descripción de los métodos usados para los cálculos de la absorción de la radiación solar y del esparcimiento de la radiación solar debido a las nubes.

En el capítulo 4, se describe de forma general la estructura del modelo de 1D-RCM y también se dan los perfiles verticales de la concentración de los gases atmosféricos considerados en el modelo estándar. Se incluyen los resultados de las pruebas de sensibilidad usadas para comparar la respuesta de la atmósfera modelada en el 1D-RCM con los cambios de la temperatura y el modelo climático proyectados por algunos modelos que reporta el 4º reporte del IPCC.

El capítulo 5 contiene las conclusiones y da una breve discusión sobre los resultados obtenidos.



Figura P.1. Diagrama del desarrollo de esta tesis.

# Introducción

---

## I.0 Cambio climático global

El sistema climático en forma natural está en continua evolución y cambio desde hace miles de millones de años, como resultado de las interacciones entre la radiación solar y los diferentes componentes de la geosfera y de la biosfera. Sin embargo, actualmente parece ser que las actividades humanas están alterando el ritmo natural de cambio en el sistema climático, principalmente por las emisiones de gases efecto invernadero que están acelerando e incrementando su efecto natural dentro del ciclo energético planetario causando un cambio climático global.

A este efecto conviene recordar que los efectos del cambio climático sobre el medio ambiente se presentan a diferentes escalas: local (10km), regional (100km), continental (2000 a 3000km) y global (todo el planeta).

Los principales procesos asociados con el cambio climático global en el medio ambiente son la intensificación del efecto invernadero, la disminución de la capa de ozono de la estratosfera, la lluvia ácida y la pérdida de biodiversidad. Sin embargo hay muchos fenómenos de gran alcance cuyo comportamiento frente al cambio climático es incierto, por ejemplo, el deshielo del océano ártico y su influencia sobre las corrientes marinas, la pesquería, el aumento del nivel del mar o el probable desplazamiento de enfermedades tropicales hacia otras zonas de la tierra.

Para la Convención Marco sobre Cambio Climático el término "cambio climático" se entiende como un cambio de clima atribuido directa o indirectamente a la actividad humana que altera la composición de la atmósfera mundial y que se suma a la variabilidad natural del clima observada durante períodos de tiempo comparables.

Las actividades humanas causantes de un impacto directo en el cambio climático global, incluyen la quema de combustibles fósiles y biomasa, la producción y emisión de halocarbonos<sup>1</sup>, los procesos del cambio del uso del suelo y algunas prácticas agrarias como el cultivo del arroz, la expansión de la actividad ganadera y el uso de abonos industriales nitrogenados (Tabla I.1).

Causa	Proceso	Efecto
Consumo de combustibles fósiles	Emisiones de CO <sub>2</sub> , metano, y óxidos de nitrógeno.	Efecto invernadero
	Emisiones de óxidos de azufre y de nitrógeno	Lluvia ácida
Producción y emisión de halocarbonos	Absorción rayos infrarrojos, aún más que el CO <sub>2</sub> .	Efecto invernadero
	Suministran los catalíticos necesarios para el ozono estratosférico.	Disminución de la capa de ozono
Consumo de combustibles de biomasa	Emisiones de CO <sub>2</sub> , metano, N <sub>2</sub> O.	Efecto invernadero
	Emisiones ácidos sulfúricos y nítrico.	Lluvia ácida
	Cambios climáticos regionales y locales. Especialmente: trópicos, con ecosistemas frágiles de alta diversidad.	Altera propiedades de la corteza terrestre Pérdida de la biodiversidad

<sup>1</sup> Compuestos químicos que poseen en su estructura cloro, bromo o fluor y carbono. Muchos de estos compuestos contienen también hidrógeno. Algunos tipos específicos de halocarbonos son: CFC (Clorofluorocarbonos) que contienen sólo Cl, F y C; CFC (hidroclorofluorocarbonos) que contienen también hidrógeno; HFC (hidrofluorocarbono) que contienen C, F y/o Cl y Br.

Cambio de uso de suelo	Emisiones de CO <sub>2</sub> , metano, N <sub>2</sub> O. Cambios en ecosistemas claves para el clima. Transformación del suelo, disminución de fauna y flora. Eliminación de hábitats donde viven las especies.	Efecto invernadero Cambio climático Cambios de los ciclos biogeoquímicos Pérdida de biodiversidad
Otros:		
a) Producción de arroz	Emisiones de metano por descomposición anaeróbica de residuos.	Efecto invernadero
b) Aumento del ganado	Emisiones de metano por procesos de digestión del ganado.	Efecto invernadero
c) Aumento de fertilizantes nitrogenados.	Emisión de óxido de nitrógeno por acción microbiana en los suelos.	Efecto invernadero
d) Vertederos	Emisiones de metano	Efecto invernadero

Tabla I.1. Causas humanas directas de alteraciones climáticas: resumen de efectos y procesos.  
Fuente: Adaptado de Ludevil, 1988 e IPCC, 1992

El principal GEI es el vapor de agua, responsable del 80% del efecto invernadero, del resto (CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O y O<sub>3</sub> estratosférico) al que se le presta mayor atención es al dióxido de carbono ya que es el que tiene y según las proyecciones, el que tendrá una mayor contribución al calentamiento del planeta. En segundo lugar se encuentran los halocarbonos (Figura I.1).

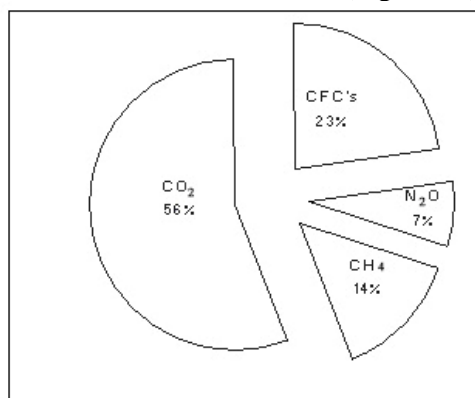


Figura I.1. Contribución porcentual de los GEI de origen antropogénico. Fuente: Adaptado de Saravia 2001  
Los siguientes GEI (Figura I.1) más importantes incluyendo los que son influenciados por las actividades humanas, tienen las características correspondientes:

**I. CO<sub>2</sub>, dióxido de carbono**

- Componente natural de la atmósfera terrestre.
- Proviene de la descomposición de la vegetación, erupciones volcánicas, respiración de animales, quema de combustibles fósiles y deforestación.
- Las actividades humanas emiten cerca de 7.2 Giga toneladas por año (IPCC, 2007), de las cuales cerca del 50% contribuyen al incremento de las concentraciones de CO<sub>2</sub> en la atmósfera.
- Tiempo de residencia en la atmósfera entre 50 y 100 años.

- Gas más importante de efecto invernadero.
- Tasa de acumulación anual: 0.5%

## II. $CH_4$ , metano

- Componente natural de la atmósfera terrestre.
- Generado en pantanos, en cultivos de arroz, por procesos digestivos del ganado, rellenos sanitarios, y refinación de combustibles.
- Las contribuciones humanas ascienden de 500 a 600 Tera gramos por año, emisiones naturales a la atmósfera son de 190 a 220 Tera gramos por año.
- Tiempo de residencia es de 10 años.
- Importante en el efecto invernadero.
- Potente GEI, molécula por molécula es casi veinte veces más potente que el  $CO_2$ .
- Tasa anual de acumulación atmosférica de 0.2 ppb<sup>2</sup> (0.9%)
- Las emisiones de monóxido de carbono (CO) se ha identificado como una causa del incremento de la concentración de  $CH_4$ .

## III. $N_2O$ , óxido nitroso

- Componente natural de la atmósfera terrestre.
- Importante en el efecto invernadero.
- Las emisiones humanas son alrededor de 6 millones de toneladas por año (cerca de la tercera parte) y 19 millones de toneladas por año de emisiones naturales.
- Tiempo de residencia en la atmósfera de alrededor de 150 a 170 años.
- Proviene de fertilizantes basados en nitrógeno (naturales o manufacturados), tierras de cultivo, alimento para ganado vacuno, industria química, deforestación y quema de biomasa.
- Tasa anual de acumulación atmosférica actual, de 0.8 ppb (0.3%).

## IV. $CF_xCL_x$ , clorofluorocarbonos

- Gases creados artificialmente.
- Acrecientan el efecto invernadero terrestre y contribuyen al agotamiento de la capa de ozono en la estratósfera.
- Potente gas efecto invernadero.
- Tiempo de residencia de 60 a 130 años dependiendo del gas, según el IPCC (1990, 2007) para el refrigerante CFC-11 es de 65 años y para el CFC- 12 de 130 años.
- Proviene de aerosoles es spray, refrigerantes y producción de espumas.
- Tasa anual de acumulación atmosférica actual de 4%, lo que corresponde a 9.5 ppb para el CFC-11 y a 17.5 ppt para el CFC-12

## V. $O_3$ , ozono

- En forma natural se encuentra en la estratósfera y actualmente está presente como contaminante en regiones industriales.
- El ozono superficial es generado como subproducto artificial del smog fotoquímico y es dañino para la salud humana.
- El ozono estratosférico es producido naturalmente y ayuda a proteger la vida de los efectos nocivos de la radiación solar ultravioleta.
- En las últimas décadas los niveles de ozono estratosférico han declinado globalmente, especialmente en la Antártida.
- Científicos han determinado que las moléculas cloradas provenientes de la descomposición de clorofluorocarbonos son las principales responsables de la destrucción de ozono en la estratósfera.

---

<sup>2</sup> ppb: partes por billón en volumen ( $10^{12}$ ), unidad de concentración.

De los gases listados, aquellos que causan el efecto invernadero lo hacen a través de su capacidad para absorber radiación infrarroja y de esta forma perturban el balance energético terrestre.

Para elaborar proyecciones sobre el impacto de las perturbaciones antropogénicas del sistema climático es necesario calcular los efectos de todos los procesos clave que intervienen en dichos componentes del sistema climático y las interacciones correspondientes.

Estos procesos climáticos se pueden representar en términos matemáticos basados en leyes físicas, como la conservación de la masa, la conservación del momento y la conservación de la energía. Por consiguiente, la formulación matemática se realiza con un programa informático, al que se denomina “modelo”. Cuando el modelo contiene los componentes del sistema climático que bastan para simular el clima se lo denomina “modelo climático”.

Se puede representar el sistema climático mediante modelos de diversos grados de complejidad; dicho de otra manera, a cada componente del sistema climático se le puede aplicar una jerarquía de modelos.

## **I.1 Introducción a la modelación del clima**

Varios tipos de modelos climáticos se han utilizado en el pasado, desarrollándose desde modelos de dimensión cero hasta los tridimensionales altamente complejos de circulación general (AOGCM). North et al (1981) proporciona una buena revisión de los modelos climáticos de dimensión cero y de los modelos del balance energético. Ramanathan y Coakely (1978) ofrecen una buena descripción de la modelación climática y hacen énfasis en los modelos de procesos de transferencia de energía por radiación y convección de dimensión uno (1D-RCM). Washington y Parkinson (1986) dan una sólida introducción a modelos tridimensionales del clima. Hoy en día, la mayoría de los modelos climáticos calculan la estructura térmica de la atmósfera terrestre como indicador primario del clima.

Los modelos climáticos de dimensión cero se utilizan para estimaciones rápidas de la temperatura de la capa de la atmósfera cercana a la superficie terrestre que le sigue a cambios en parámetros como la constante solar, el albedo de la superficie, o la composición atmosférica. Su limitación reside en que no tienen ninguna resolución espacial y tienen poca capacidad de modelar las conexiones dinámicas entre la tierra y la atmósfera.

En orden de complejidad se encuentran los modelos climáticos de una dimensión de los que hay dos tipos. Una categoría del modelo de una dimensión es el modelo superficial del balance energético (EBM) discutido por North et al (1981). Este tipo de modelo utiliza la latitud como la dimensión espacial y estima el equilibrio superficial de temperatura en función de la latitud. La otra categoría de los modelos de una dimensión es el modelo radiativo-convectivo (RCM), en el cual la altura vertical es la única dimensión considerada. El desarrollo del último tipo del modelo de una dimensión será el foco primario de esta tesis.

Los modelos de dos dimensiones que consideran latitud y altura son los siguientes en la jerarquía, seguida por el AOGCM tridimensional en el cual las tres dimensiones esféricas de la atmósfera y el océano de la Tierra se consideran.

El propósito principal de esta tesis es revisar el modelo desarrollado por Mackay (1990) y Mackay et al (1991) y documentar este modelo radiativo-convectivo unidimensional dependiente del tiempo (1D-RCM) que se utilizará para estudiar los cambios climáticos inducidos por variaciones en las características físicas y químicas del sistema sol-tierra-atmósfera.

El modelo a revisar y documentar será referido como el modelo 1D-RCM en el resto del texto. Como con la mayoría de los modelos de este tipo se resuelve para la estructura térmica vertical de la atmósfera como indicador del clima.

### **I.1.1 El efecto invernadero**

El problema de los cambios en la estructura térmica del sistema Tierra-atmósfera inducido por variaciones en la composición atmosférica fue tratado hace más de 100 años por J. Tyndall (1863) cuando observó que el vapor de agua absorbía 16000 veces más calor radiante que el oxígeno o el nitrógeno. Tyndall proporcionó una de las descripciones más elegantes del efecto invernadero: *"este vapor acuoso es una cobija, más necesaria para la vida vegetal de Inglaterra que la ropa para el ser humano. Quite por una sola noche de verano el vapor acuoso del aire que cubre este país, y seguramente destruiría cada planta por la temperatura de congelación. El calor de la superficie de nuestros campos y jardines se iría al espacio, y el sol despertaría en una isla tan fría como el hierro. El vapor acuoso constituye una barrera, gracias a la cual la temperatura superficial se mantiene estable, y finalmente el calor que recibimos del sol lo regresa al espacio"*. Así Tyndall advirtió que el vapor de agua mantenía la energía que es esencial para la vida en nuestro planeta.

Svante Arrhenius (1896) fue el primero en identificar el dióxido de carbono como un absorbedor atmosférico importante y estimar un cambio en la temperatura superficial (4 a 6°C) por el doblamiento de CO<sub>2</sub> atmosférico. Arrhenius también reconoció que *"Joseph Fourier (1823) sostuvo que la atmósfera actúa como el cristal de un invernadero, porque deja pasar los rayos ligeros del sol pero conserva los rayos oscuros de la tierra"*. Aparece así que Fourier fue probablemente el primero que identificó a la atmósfera como un tipo de invernadero debido a su alta transparencia a la luz visible y a la opacidad relativa para la radiación infrarroja. Desde la época de Fourier, muchos refinamientos y complejidades han sido incorporados en la solución del acoplamiento fundamental entre el cambio climático y la composición atmosférica.

La descripción del acoplamiento entre las características radiativas de la atmósfera y el clima se hace a partir de un modelo simplificado del sistema tierra-atmósfera. El mismo método se ha utilizado para la descripción cuantitativa del efecto invernadero.

A temperaturas suficientemente elevadas, los cuerpos se vuelven luminosos, y se observa que brillan en la oscuridad, tales objetos son observables por la luz visible que emiten, pero no en pocas ocasiones, como al estar cerca de una fogata, se puede registrar que también emiten en la región del infrarrojo del espectro. Así fue como nació la física cuántica; del estudio de las radiaciones emitidas por los objetos calientes. La radiación emitida por un cuerpo a causa de su temperatura se llama radiación térmica. Los cuerpos no solo emiten radiación sino también la absorben.

La radiación emitida por un cuerpo caliente depende no solo de la temperatura sino también del material del que está hecho, su forma y la naturaleza de su superficie. Además aparecen otras diferencias cuando se mide la distribución de la longitud de onda de la radiación emitida. Tales detalles hacen difícil el estudio de la radiación térmica en términos de ideas físicas sencillas. Este problema se hace manejable si se introduce el modelo de un "radiador ideal" comúnmente llamado "cuerpo negro" en el que el espectro de la radiación térmica emitida depende solo de la temperatura del cuerpo y no del material, la naturaleza de la superficie, u otros factores.

Este "cuerpo negro" se obtiene al formar una cavidad dentro de un cuerpo, manteniendo las paredes de la cavidad a una temperatura uniforme. Se perfora un pequeño orificio a través de la pared de tal modo que pueda escapar, del interior de la cavidad al exterior, una muestra de radiación.

Tal radiación térmica, llamada radiación de cuerpo negro, tiene un espectro muy sencillo cuya naturaleza se determina solo mediante la temperatura de las paredes.

Tomando este modelo de cuerpo negro, asumimos a la Tierra y al Sol como cuerpos negros. La intensidad total  $\nu d\nu$  (W/m<sup>2</sup>) saliendo de la superficie del cuerpo negro tiene un número de onda entre  $\nu$  y  $\nu+d\nu$  que está dado por la ley de radiación de Planck.

$$b_\nu d\nu = \frac{2\pi c^2 h \nu^3 d\nu}{e^{hc/\nu T} - 1} \tag{I.1.1}$$

El número de onda  $\nu$  es igual a  $1/\lambda$  donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación,  $c$  es la velocidad de la luz ( $3.00 \times 10^8$  m/s),  $k$  es la constante de Boltzman ( $1.38 \times 10^{-23}$  J/K),  $h$  es la constante de Planck ( $6.63 \times 10^{-34}$  J-s), y  $T$  es la temperatura absoluta (K) del cuerpo que irradia. La figura I.2 muestra la función  $\nu$  para cuerpos negros de 5800 y 260 K, que son las temperaturas aproximadas del sol y los gases efecto invernadero de la atmósfera terrestre, respectivamente.

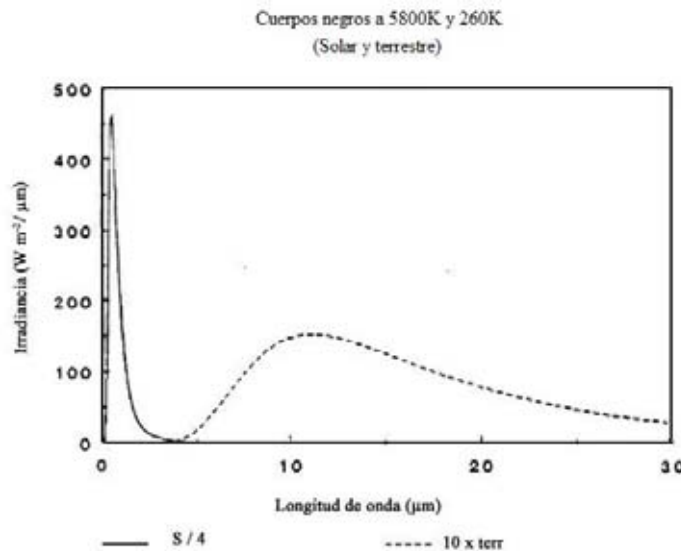
Usando la integral en frecuencias del flujo hemisférico que sale del cuerpo negro;

$$F^{BB} = \pi \int_0^\infty \nu b_\nu(T) \tag{I.1.2}$$

Donde  $b_\nu$  es la función de Planck. De las ecuaciones I.1.1 e I.1.2, se demuestra que:

$$\sigma T^4 = \int_0^\infty b_\nu d\nu \tag{I.1.3}$$

Que es la ley de Stefan Boltzmann. Donde  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$  (Wm<sup>-2</sup>K<sup>-4</sup>) es la constante de Stefan-Boltzmann



**Figura I.2.** Irradiancia relativa de la radiación de cuerpo negro en 5800 K y 260 K. Nota: la intensidad de la energía solar (5800 K) es normalizada de modo que el área debajo de la curva sólida sea la constante solar dividida por 4; la irradiancia terrestre está multiplicada por un factor de 10 para realzar la exhibición. Tomado de Mackay, 1990.

La temperatura de 5800 K fue elegida de modo que cuando la intensidad total de la radiación solar así sea calculada en el tope de la atmósfera terrestre por la fórmula:

$$S_0 = \frac{R_s^2}{r_{es}^2} \int_0^\infty b_\nu d\nu \tag{I.1.4}$$

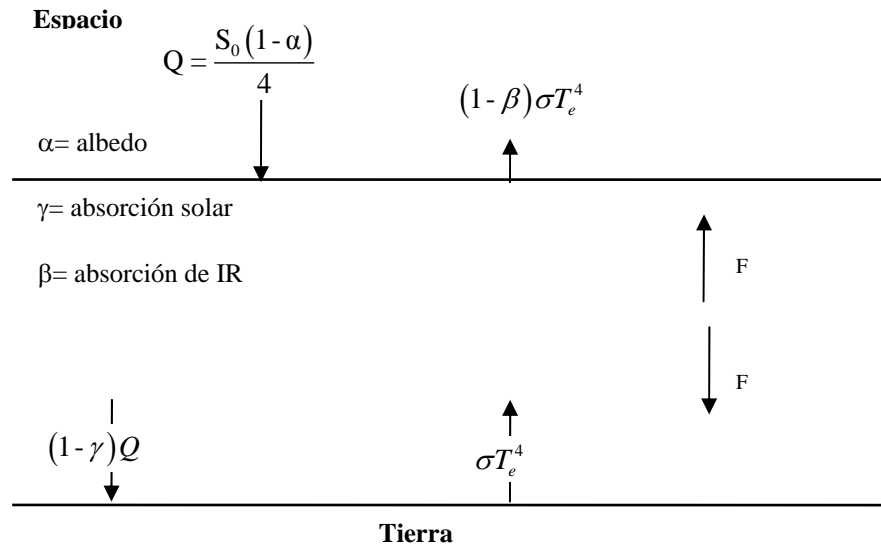
Donde  $S_0 = 1370$  W/m<sup>2</sup> es la constante solar. En la ecuación I.1.4,  $R_s$  es el radio del sol ( $6.96 \times 10^8$  m) y  $r_{es}$  es la distancia media entre la Tierra y el Sol (el  $1.5 \times 10^{11}$  m).



De la figura I.2 se puede observar que el dominio de las frecuencias importantes para el cálculo de la energía radiante solar es distinto del de la radiación terrestre (o IR). Así, los cálculos de flujos de la radiación solar y terrestre a través de la atmósfera se tratan por separado. Asumimos aquí un modelo simplificado del sistema Tierra- atmósfera (del planeta). El planeta tiene un albedo  $\alpha$  efectivo de 0.3 aproximadamente. Así la energía solar media  $Q$  que llega al planeta está dada por:

$$Q = \frac{S_0 (1 - \alpha)}{4} = 240 \text{ W / m}^2 \tag{I.1.5}$$

Donde  $S_0$  ya se definió arriba y el factor de 4 se introduce para explicar la geometría esférica del planeta.



**Figura I.3.** Diagrama de flujo de energía del planeta en un modelo simplificado de la atmósfera. Modificado de Mackay, 1990.

La atmósfera absorbe una fracción de la energía solar entrante  $\gamma$  y una fracción  $\beta$  de la radiación IR emitida por la superficie terrestre. Además, puesto que la atmósfera está a una cierta temperatura  $T_a$  emite un flujo  $F_a = \epsilon \sigma T_a^4$  de la radiación IR en ambas direcciones ascendentes y descendente. Aquí  $\epsilon$  es igual a la emisividad de la atmósfera. Puesto que por la ley de la radiación de Kirchoff la emisividad de un cuerpo en equilibrio térmico iguala su absorción podemos escribir  $F_a = \beta \sigma T_a^4$ .

La figura I.3 muestra un diagrama esquemático del planeta. De esta figura (I.3) se puede ver que:

$$Q = F_a + (1 - \beta) F_e \tag{I.1.6}$$

Puesto que en equilibrio el flujo neto de la energía en el tope de la atmósfera iguala el flujo neto de salida en el tope de la atmósfera. En la ecuación I.1.6,  $F_e = \sigma T_a^4$  es el flujo neto de la radiación de salida en la superficie terrestre, asumiendo que  $T_e$  es la temperatura efectiva de cuerpo negro.

Además, el flujo neto de energía que llega a la superficie terrestre es balanceado por el flujo de energía que sale de la superficie terrestre. Tenemos,

$$(1 - \gamma) Q + F_a = F_e \tag{I.1.7}$$

Resolviendo la ecuación I.1.6 y I.1.7 para  $F_e$  y usando  $F_e = \sigma T_a^4$ , se obtiene la temperatura superficial de equilibrio de la Tierra:

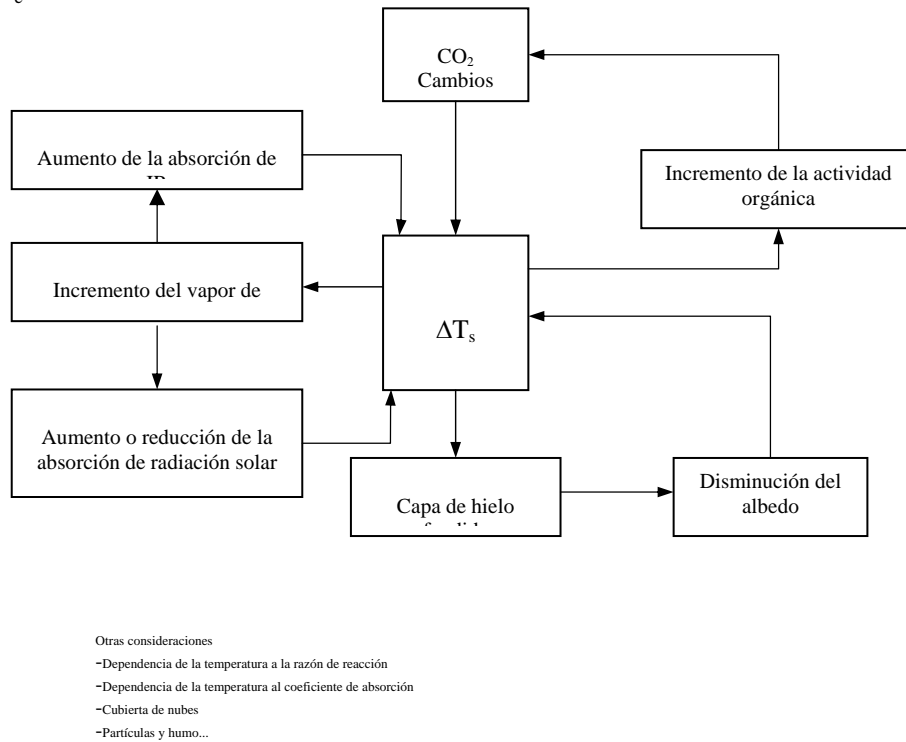
$$\left[ \frac{(1-\gamma/2)(1-\alpha)S_0/4}{\sigma(1-\beta/2)} \right]^{1/4} = T_e \tag{I.1.8}$$

De la ecuación I.1.8 se deduce que si no hay atmósfera,  $\gamma=\beta=0$  entonces  $T_e=255K$  (o  $-18^\circ C$ ), que es también la temperatura de radiación efectiva del planeta. Podemos observar que sin la atmósfera la superficie terrestre sería como “una isla tan fría como el hierro”. Para la atmósfera terrestre, la energía solar absorbida es menor que la energía IR absorbida ( $\gamma < \beta$ ) por lo que  $T_e > 255K$ .

Si tomamos  $\gamma=0.2$  y  $\beta=0.9$  obtenemos  $T_e = 289K$  siendo este un valor muy cercano al promedio actual de la temperatura superficial de  $288K$  considerado en la atmósfera estándar de U.S. Este incremento en la temperatura de superficie es debido al efecto invernadero.

El análisis en este modelo simplificado del planeta, trae consigo las características más importantes del efecto invernadero. La primera es que, el efecto invernadero es un efecto natural, sin el cual, la vida en la Tierra no sería posible. La segunda es que, este modelo define los elementos principales del clima terrestre,  $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$  y  $Q$ .

Finalmente este modelo simplificado se ha utilizado como un instrumento para entender cómo los cambios en estos parámetros pueden influir en el equilibrio de la temperatura superficial  $T_e$ . En particular, cualquiera que pueda alterar estos parámetros puede causar un cambio en  $T_e$ , y se puede usar la ecuación I.1.8 para estimar la magnitud que se espera en este cambio. En realidad un cambio en  $Q$ , por ejemplo, también puede inducir un cambio en  $\alpha$  y posiblemente en  $\gamma$  y en  $\beta$  resultando en una complicada retroalimentación en los procesos, dando como resultado la incertidumbre en el cambio en  $T_e$ .



**Figura I.4.** Algunos ejemplos de retroalimentaciones posibles en el sistema Tierra- atmósfera.

En la figura I.4 se muestra un diagrama simplificado de algunas de las retroalimentaciones de los procesos del sistema climático. El ciclo superior izquierdo es un ejemplo de una retroalimentación positiva en la que si se incrementa el vapor de agua, incrementando  $T_e$ , resultará en una mayor absorción de IR por la atmósfera (incrementando  $\beta$ ) con lo que se incrementará  $T_e$ . Este ciclo

continúa hasta llegar a un nuevo equilibrio. El ciclo del lado inferior izquierdo es un ejemplo de una posible retroalimentación negativa. El incremento en el vapor atmosférico aparejado a un incremento de  $T_e$  puede resultar en un incremento de la cubierta nubosa causando un incremento en el albedo planetario reduciendo  $T_e$  hasta llegar al valor original. Alternativamente, un incremento en la temperatura puede resultar en una disminución de la cubierta total de nubes ya que el aire caliente puede contener mas agua que un aire templado. Este incremento en el vapor de agua con una disminución en la cubierta nubosa puede dar como resultado una atmósfera más caliente constituyendo una retroalimentación positiva. La falta de certeza en este ciclo de retroalimentación es un ejemplo del tipo de preguntas sin responder.

En la figura I.5 se presenta un diagrama más real de los intercambios de energía que suceden en el sistema tierra- atmósfera. Esta figura fue modificada de Mitchell (1989). Viendo la figura se observan muchas complicaciones que han sido omitidas en este modelo descrito.

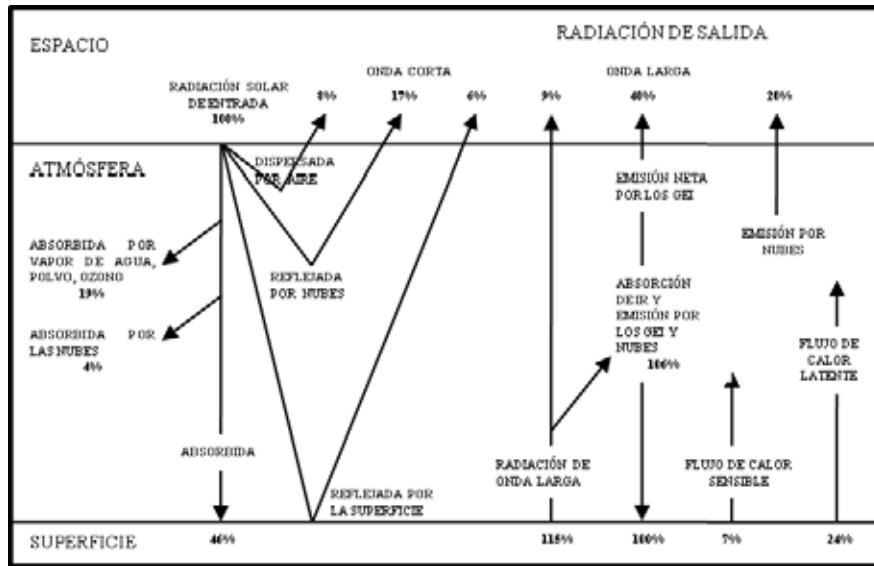


Figura I.5. Representación esquemática de los flujos de energía (solar y terrestre) para el sistema atmósfera- Tierra. Después de Mitchell (1989).

# Capítulo 1. Ecuación de transferencia de la radiación infrarroja

---

## Introducción

El punto de partida en el estudio de la estructura térmica de la atmósfera, es la distribución vertical de la temperatura en la misma, asumiendo que el sistema atmósfera-superficie ha alcanzado un balance en el intercambio de energía de radiación, es decir, este intercambio está en equilibrio. Esto indica que la temperatura del sistema superficie terrestre- atmósfera tiende a ajustarse por sí misma, de forma que hay un equilibrio entre la absorción de la energía del Sol y la emisión de radiación infrarroja que realiza el sistema superficie-atmósfera. Cuando la energía solar absorbida es mayor que la radiación infrarroja emitida (lo que ocurre, por ejemplo, al añadir gases de efecto invernadero a la atmósfera), sube la temperatura, pero también aumenta la emisión de radiación infrarroja hacia el espacio. Esto hace que se reduzca el desequilibrio inicial y que, con el tiempo, se alcance un equilibrio nuevo, pero con otra temperatura más cálida.

La comparación de la temperatura en este equilibrio de intercambio de energía de radiación con las temperaturas observadas han indicado la existencia de una interacción con otros procesos atmosféricos, como la convección, la circulación de gran escala, los procesos de condensación, la influencia del balance de energía del sistema.

El análisis de estos procesos con el equilibrio de intercambio de energía de radiación se puede hacer con los modelo 1D de procesos de transferencia de energía por radiación y convección. Estos se integran mundialmente (horizontalmente), pero contienen muchas capas dentro de una sección vertical de la atmósfera. Tratan con mucho detalle los procesos relacionados con la transferencia de radiación infrarroja y solar en la atmósfera, y son especialmente útiles para calcular el forzamiento radiativo asociado con los cambios de la composición de la atmósfera. Se debe prescribir el cambio de la cantidad de vapor de agua a medida que cambia el tiempo (sobre la base de observaciones), pero el impacto de la radiación asociada con un cambio determinado del vapor de agua se puede calcular con exactitud. Por consiguiente, los modelos de procesos de transferencia de energía por radiación y convección ofrecen un medio para determinar una de las retroalimentaciones clave que reviste importancia para la sensibilidad climática mediante una combinación de observaciones y procesos físicos bien establecidos.

### 1.1 Equilibrio termodinámico local y atmósfera plano paralela

Como lo expresa Conde (1995): “para la transmisión de energía infrarroja en la atmósfera no es posible despreciar el término de emisión ya que los componentes atmosféricos radian significativamente en esa región del espectro. La emisión puede obtenerse a partir de la ley de Kirchhoff aunque en la atmósfera no exista en realidad un equilibrio termodinámico tal que se pueda aplicar directamente dicha ley. Esto sucede principalmente porque existe un gradiente de temperatura que hace que la intensidad de radiación sea dependiente de la dirección. Así, el campo de radiación no es isotrópico y la temperatura no es constante en todas direcciones. En estas condiciones, el problema de la transferencia de radiación infrarroja resulta muy complicado.

Por lo tanto, para la transferencia de radiación se hace la suposición de que el medio, en este caso no dispersor, está en equilibrio termodinámico local para simplificar el estudio de la emisión de radiación. Esto quiere decir que cada punto del medio se puede caracterizar por una temperatura  $T$ . Cada elemento del medio se comporta como si hubiera equilibrio termodinámico a la temperatura que caracteriza a ese punto (esta suposición solo es válida para alturas menores a los 50km, según Elsasser, 1960). En este caso, la emisión se representa con la ley de Planck”.

Seguiré el procedimiento reportado por Liou, 2002.

Definiendo que el medio no es dispersor y se encuentra en equilibrio termodinámico local: un haz de intensidad  $I_\nu$  sufrirá un proceso de absorción y la emisión ocurrirá simultáneamente y con la misma longitud de onda.

La función fuente está dada por:

$$J_\nu = B_\nu(T) \quad 1.1.1$$

Se debe notar que

$$B_\nu(T) = \frac{b_\nu(T)}{\pi} \quad 1.1.2$$

Donde  $b_\nu(T)$  es la función de Planck. Si la radiación es isotrópica entonces se integra  $B_\nu(T) \cos(\theta)$  sobre un ángulo sólido  $\sin(\theta)d\theta d\phi$  dando  $b_\nu(T)$  como la intensidad de la radiación teniendo una frecuencia entre  $\nu$  y  $\nu + d\nu$  dejando al cuerpo negro en una dirección normal a la superficie. El ángulo  $\theta$  es el ángulo medido de la normal al plano y  $\phi$  es el ángulo azimutal.

Recordando que la ecuación genera para la transferencia de radiación en la atmósfera es

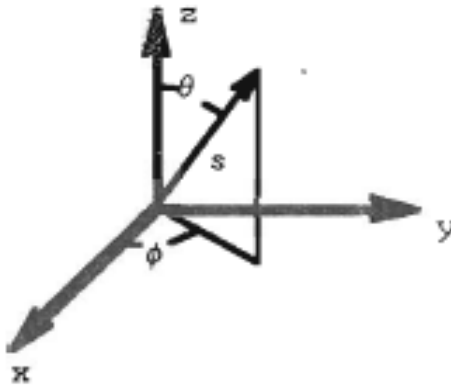
$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = -I_\nu + J_\nu \quad 1.1.3$$

Donde  $k_\nu$  es el coeficiente de extinción de una sección transversal (en unidades de área por masa) para la radiación a cierta longitud de onda  $\lambda$  y  $\rho$  es la densidad del material.

En el caso particular para la radiación de onda larga (IR), la función fuente es la de la emisión de cuerpo negro (función de Planck), esto es:  $J_\nu = B_\nu(T)$  de tal manera que la ecuación anterior podemos escribirla como:

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = -I_\nu + B_\nu(T) \quad 1.1.4$$

Esta es la llamada ecuación de Schwarzschild. En una atmósfera plano paralela las distancias son medidas en dirección normal al plano de estratificación (plano x-y de la figura 1.1).



**Figura 1. 1.** Sistema coordenado usado para describir una atmósfera plano paralela.

Se observa en la misma figura que  $s = z/\cos\theta$  y asumiendo que  $I_v$  es función de  $\theta$  y  $z$  (simetría azimutal) se puede reescribir la ecuación 1.1.4 como,

$$\cos\theta \frac{dI_v(z, \phi)}{k_v \rho ds} = -I_v(z, \phi) + B_v(T) \quad 1.1.5$$

El espesor óptico normal  $\tau$  de la capa está definido como,

$$\tau = \int_z^{\infty} k \rho ds \quad 1.1.6$$

Donde  $\tau$  es máximo para la superficie donde  $z=0$  y  $\tau$  se acerca a cero cuando  $z$  se acerca a infinito. Con esta definición para el espesor óptico normal, la ecuación 1.1.5 se convierte

$$\mu \frac{dI_v(z, \phi)}{d\tau} = I_v(\tau, \mu) - B_v(T) \quad 1.1.7$$

para los flujos de radiación hacia arriba, y

$$-\mu \frac{dI_v(z, \phi)}{d\tau} = -I_v(\tau, -\mu) - B_v(T) \quad 1.1.8$$

para los flujos hacia abajo, donde  $\mu = \cos\theta$  ( $1 \geq \mu \geq 0$  para las ecuaciones 1.1.7 y 1.1.8). Multiplicando la ecuación 1.1.7 por  $(d\tau/\mu)\exp(-\tau/\mu)$  e integrando los dos lados de la ecuaciones de  $\tau' = \tau$  para  $\tau_1$  se obtiene,

$$I_v(\tau, \mu) = I_v(\tau_1, \mu) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} \frac{d\tau'}{\mu} B_v[T(\tau')] e^{-(\tau' - \tau)/\mu} \quad 1.1.9$$

Para los flujos hacia arriba. El flujo hacia abajo se puede obtener multiplicando ambos lados de la ecuación 1.1.8 por  $(d\tau/-\mu)\exp(\tau/\mu)$  e integrando en  $\tau' = 0$  para  $\tau$ , se obtiene,

$$I_v(\tau, -\mu) = I_v(0, -\mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} \frac{d\tau'}{\mu} B_v[T(\tau')] e^{-(\tau - \tau')/\mu} \quad 1.1.10$$

Para encontrar los flujos hacia arriba de radiación monocromática para el nivel  $\tau=0$  (en el tope de atmósfera) se observa que  $I_v(0, -\mu) = 0$  (prácticamente no hay flujos de onda corta que provengan del exterior de la atmósfera) y  $I_v(\tau_1, \mu) = B_v(T_s)$  (el flujo de radiación que sale de la superficie se asume como la radiación de un radiador de cuerpo negro). Ahora se puede integrar la ecuación 1.1.9 y 1.1.10 sobre un ángulo sólido de  $\mu=0$  a 1 y  $\phi=0$  a  $2\pi$  para obtener, los flujos de radiación IR hacia arriba y hacia abajo,

$$F_v^+(\tau) = 2\pi B_v(T_s) \int_0^1 \mu d\mu \exp(-(\tau_1 - \tau)/\mu) + 2 \int_0^1 d\mu \int_{\tau}^{\tau_1} d\tau' \pi B_v[T(\tau')] \exp(-(\tau' - \tau)/\mu) \quad 1.1.11$$

$$F_v^-(\tau) = 2 \int_0^1 d\mu \int_0^{\tau} d\tau' \pi B_v[T(\tau')] \exp(-(\tau - \tau')/\mu) \quad 1.1.12$$

Se debe considerar un intervalo de frecuencias  $\Delta\nu$  el cual es lo suficientemente pequeño para permitir el uso de la función de Planck  $B_v(T)$  en ese intervalo.

La función de transmisión promediada en esta banda está definida como:

$$T_v(\tau) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} k_v du \quad 1.1.13$$

Donde

$$\tau = \int_u^{u_1} k_\nu du \quad 1.1.14$$

$$\tau_1 = \int_0^{u_1} k_\nu du$$

Es la profundidad óptica monocromática y

$$u = \int_0^z \rho dz \quad 1.1.15$$

$$u_1 = \int_0^\infty \rho dz$$

Es la longitud de la trayectoria normal.

El flujo de radiación hacia arriba que pasa a través del nivel  $\tau$  debido a la radiación en el intervalo de longitud de onda  $\Delta\nu$  está dado por la ecuación 1.1.11,

$$F_{\nu}^+(\tau) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu F_{\nu}^+(\tau) = 2\pi B_\nu(T_s) \int_0^1 \mu d\mu T_{\bar{\nu}} \left[ \frac{(\tau_1 - \tau)}{\mu} \right] + 2 \int_0^1 d\mu \int_{\tau}^{\tau_1} d\tau' \pi B_\nu(T_s) T_{\bar{\nu}} \left[ \frac{(\tau_1 - \tau)}{\mu} \right] \quad 1.1.16$$

La función de transmisión para el flujo de radiación IR isotrópica está definida por

$$T_{\bar{\nu}}^* = 2 \int_0^1 T_{\bar{\nu}}(\tau/\mu) \mu d\mu \quad 1.1.17$$

De la ecuación 1.1.13 y 1.1.17 se puede llegar a

$$\frac{dT_{\bar{\nu}}^*}{d\tau} = -2 \int_0^1 T_{\bar{\nu}}(\tau/\mu) d\mu \quad 1.1.18$$

Insertando las ecuaciones 1.1.18 y 1.1.17 en la ecuación 1.1.16 se obtiene,

$$F_{\nu}^+(\tau) = \pi B_\nu(T_s) T_{\bar{\nu}}^*(\tau_1 - \tau) - \int_{\tau}^{\tau_1} \pi B_\nu(\tau') \left[ \frac{dT_{\bar{\nu}}^*(\tau' - \tau)}{d\tau'} \right] d\tau' \quad 1.1.19$$

para el flujo ascendente de la radiación a través del nivel  $\tau$ , teniendo números de onda en el intervalo  $\Delta\nu$ .

El objetivo de todo esto es poder escribir el flujo ascendente de la energía radiante en alguna forma que ya se haya tomado en cuenta implícitamente la integración angular.

Se puede escribir algo semejante para el flujo hacia abajo de la energía sobre el intervalo de número de onda  $\Delta\nu$ ,

$$F_{\bar{\nu}}^-(\tau) = - \int_0^{\tau} \pi B_\nu(\tau') \left[ \frac{dT_{\bar{\nu}}^*(\tau - \tau')}{d\tau'} \right] d\tau' \quad 1.1.20$$

Usando las ecuaciones 1.1.14, 1.1.15, 1.1.16 y 1.1.20 se puede escribir en términos de longitud de la trayectoria óptica normal  $u$  como,

$$F_{\nu}^+(u) = \pi B_\nu(T_s) T_{\bar{\nu}}^*(u) + \int_0^u \pi B_\nu(\tau') \left[ \frac{dT_{\bar{\nu}}^*(u - u')}{du'} \right] du' \quad 1.1.21$$

$$F_{\bar{\nu}}^-(u) = \int_{u_1}^u \pi B_\nu(u') \left[ \frac{dT_{\bar{\nu}}^*(u' - u)}{du'} \right] du' \quad 1.1.22$$

y la ecuación 1.1.17 se puede escribir como,

$$T_v^* = 2 \int_0^1 T_v(u/\mu) \mu d\mu \tag{1.1.23}$$

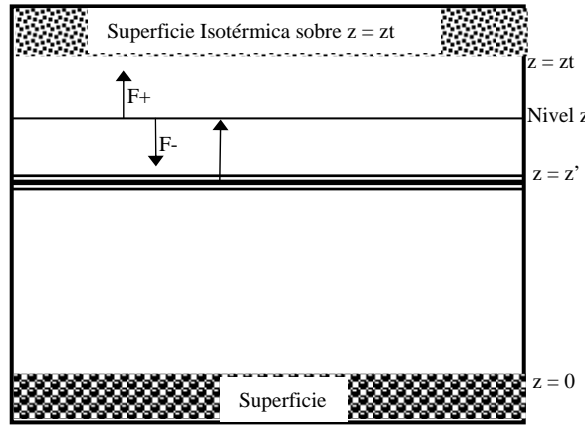
La integración sobre  $\mu = \cos\theta$  se realiza rara vez para los cálculos del flujo. En cambio, se acostumbra lo siguiente,

$$T_v^* = T_v(1.66u) \tag{1.1.24}$$

Donde 1.66 es llamado el factor de difusividad, que simplifica el procedimiento, evitando integrar sobre los ángulos.

## 1.2 Las ecuaciones según la teoría de la transferencia de radiación

El modelo de la atmósfera se representa en la figura 1.2,  $z$  es la coordenada vertical medida desde la superficie terrestre ( $z=0$ ). La capa atmosférica superior se asume como isotérmica y su parte inferior está situada en el  $z= z_t$ . Se señala el flujo de radiación IR ascendente y descendente en el nivel  $z$  como  $F^+(z)$  y  $F^-(z)$  respectivamente.



**Figura 1.2.** Modelo de la atmósfera. El flujo de IR es calculado en el nivel  $z$  emitido en la capa del nivel  $z'$ .

La función de transmisión entre las capas  $z$  y  $z'$  se toma como,

$$T_v(z, z') = \exp \left[ - \int_z^{z'} k \rho' dz'' \right] \tag{1.2.1}$$

Donde  $k$  es el coeficiente de absorción por unidad de masa y  $\rho = 1.66 \cdot \text{densidad}$ , y el factor 1.66 es el factor de difusividad. Siguiendo el método de la sección anterior, se tiene que el flujo de radiación neta descendente en el nivel  $z$  es

$$F^-(z) = - \int_0^\infty d\nu \int_z^\infty \pi B_\nu(z') \left[ \frac{dT_v(z, z')}{dz'} \right] dz' \tag{1.2.2}$$

Donde  $B_\nu(z')$  es la función de Planck para la temperatura  $z'$  y el número de onda  $\nu$ . La función de absorción monocromática está definida como,  $A_\nu = 1 - T_\nu$ . Por lo que la ecuación 1.2.2 se puede reescribir en términos de la función de absorción como,



$$\begin{aligned}
F^-(z) &= -\int_0^\infty d\nu \int_z^\infty \pi B_\nu(z') \left[ \frac{dA_\nu(z, z')}{dz'} \right] dz' = \\
&= \int_0^\infty d\nu \left\{ \int_{z_i}^\infty dz' \pi B_\nu(z') \left[ \frac{dA_\nu(z, z')}{dz'} \right] + \int_z^{z_i} dz' \pi B_\nu(z') \left[ \frac{dA_\nu(z, z')}{dz'} \right] \right\}
\end{aligned} \tag{1.2.3}$$

Asumiendo que la temperatura  $T$  es constante de  $z = z_t$  a infinito, integrando la segunda integral por partes, y haciendo notar que  $A_\nu(z, z') = 0$  se tiene que

$$F^-(z) = \int_0^\infty d\nu \left\{ \pi B_\nu(z_i) A_\nu(z, \infty) + \int_{z_i}^z A_\nu(z, z') d[\pi B_\nu(z')] \right\} \tag{1.2.4}$$

La emisividad de la capa para la radiación de onda larga con un ancho de banda  $\varepsilon$  y la emisividad modificada  $\alpha$  están definidas como

$$\begin{aligned}
\varepsilon(z, z') &= \int_0^\infty A_\nu(z, z') \frac{\pi B_\nu(z')}{\sigma T(z')^4} dz' \\
\alpha(z, z') &= \int_0^\infty A_\nu(z, z') \frac{d[\pi B_\nu(z')]}{d[\sigma T(z')^4]} dz'
\end{aligned} \tag{1.2.5}$$

Rescribiendo la ecuación 1.2.4 en términos de la emisividad de la capa para la radiación de onda larga con un ancho de banda, se obtiene

$$F^-(z) = \sigma T_{z_i}^4 \varepsilon(z, \infty) + \int_{z_i}^z \alpha(z, z') \frac{d[\sigma T_z^4]}{dz'} dz' \tag{1.2.6}$$

Para el flujo  $F^+(z)$ , se puede empezar con la ecuación

$$F^+(z) = \int_0^\infty d\nu \left[ \pi B_\nu(0) T_\nu(z, 0) + \int_0^z \pi B_\nu(z') d[T_\nu(z', z)] \right] \tag{1.2.7}$$

Esta ecuación fue modificada ligeramente de la versión de la ecuación 1.1.19 con la función de transmisión difusa reemplazada por la ecuación 1.2.1. Siguiendo los pasos utilizados para derivar la ecuación 1.2.6 se llega a

$$F^+(z) = \int_0^\infty d\nu \left[ \pi B_\nu(0) + \int_0^z \pi A_\nu(z, z') d[\pi B_\nu(z')] \right] = \sigma T^4(0) + \int_0^z \alpha(z, z') d[\sigma T^4(z)] \tag{1.2.8}$$

Que se utiliza para el flujo neto ascendente en el nivel  $z$ .

Las ecuaciones 1.2.7 y 1.2.3 se usan en los cálculos de los flujos hacia arriba y hacia debajo de la radiación infrarroja (IR) para el intervalo espectral en el cual el coeficiente de absorción en la banda de  $\int A_\nu d\nu$  está dada. Ese es el caso en el cálculo del  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  y  $\text{O}_3$ . Estos intervalos espectrales son asumidos como lo suficientemente angostos para que  $B_\nu$  se pueda estimar como el valor de  $B_\nu$  al centro de la banda.

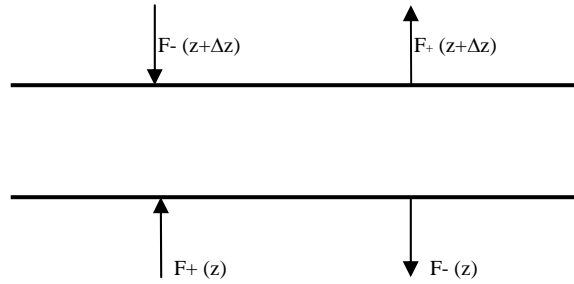
Las ecuaciones 1.2.6 y 1.1.8 son usadas para calcular los flujos de radiación infrarroja (IR) donde interviene el vapor de agua para las que cuenta con datos de emisividad disponibles. Combinando las ecuaciones que aparecen en 1.2.8 del flujo hacia arriba de radiación infrarroja (IR) al nivel  $z$  debido al vapor de agua y otros gases atmosféricos, se calcula de acuerdo a

$$F^+(z) = \sigma T^4(0) + \int_0^z \alpha_{H_2O}(z, z') d[\sigma T^4(z)] \sum_{i=1}^N \int_0^z \pi A_{V_i}(z, z') \Delta v_i d[\pi B_{V_i}(z')] \quad 1.2.9$$

El flujo hacia abajo es calculado combinando las ecuaciones 1.2.4 y 1.2.6,

$$F^-(z) = \sigma T_{z_i}^4 \varepsilon_{H_2O}(z, \infty) + \int_{z_i}^z \alpha_{H_2O}(z, z') d[\sigma T_z^4] + \sum_{i=1}^N \left\{ \pi B_{V_i}(z_i) A_{V_i}(z, \infty) \Delta v_i + \int_{z_i}^z A_{V_i}(z, z') \Delta v_i d[\pi B_{V_i}(z')] \right\} \quad 1.2.10$$

La razón de calentamiento neto (K/s) de una capa con un espesor  $\Delta z$  se puede obtener haciendo una inspección a la figura 1.3.



**Figura 1.3.** Cálculo de la razón de calentamiento neto en términos de los flujos de radiación.

De esta figura se observa que,

$$\rho c_p \frac{\Delta T}{\Delta t} \Delta z = F^-(z + \Delta z) + F^+(z) - F^+(z + \Delta z) - F^-(z) \quad 1.2.11$$

Donde  $\rho$  es la densidad del aire en  $\text{kgm}^{-3}$ ,  $c_p$  es el calor específico del aire en  $\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ,  $\Delta z$  es en metros y  $F$  está en  $\text{Wm}^{-2}$ . Definiendo el flujo neto como  $F = (F^+) - (F^-)$  entonces,

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\Delta F}{\Delta z} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta P}{\Delta p} \quad 1.2.12$$

Que se usa para calcular la razón de calentamiento (enfriamiento). Donde  $\Delta P = -\rho g \Delta z$ , es la diferencia de presión entre la base y el tope de la capa y  $g$  es la aceleración de la gravedad.

# Capítulo 2. Absorción atmosférica de radiación infrarroja

---

## Introducción

Hasta este momento se ha abordado el tema del clima, las variaciones climáticas, las retroalimentaciones, y aquellas que se toman en cuenta para el 1D-RCM en discusión; y la aplicación de los conocimientos que se tienen del clima en modelos numéricos de la atmósfera del tipo radiativos- convectivos para predecir el clima futuro.

En el capítulo 1 ya se hizo el análisis del flujo de radiación en un modelo de este tipo con atmósfera plano paralela, dividida en cierta cantidad de capas.

El presente capítulo aborda la teoría de la absorción espectral de los gases atmosféricos ya que la naturaleza del proceso físico que se toma en cuenta para modelar la atmósfera reviste gran importancia en la absorción y dispersión de la radiación por los gases que se encuentran en la atmósfera para el balance de energía en el sistema superficie-atmósfera, lo que afecta el balance radiativo de nuestra atmósfera planetaria.

## 2.1 Teoría de la absorción espectral de los gases atmosféricos

### 2.1.1 Repaso general

Ya desde 1660, Isaac Newton asignó el nombre de espectro a la banda de colores que aparecía cuando hacía pasar luz ordinaria a través de un prisma triangular. A partir de entonces se observaba que la luz ordinaria como la del Sol, produce un espectro continuo de colores cuando se observa a través de un prisma. Doscientos años más tarde, habiéndose diseñado el espectroscopio, para separar dichos colores; al observar la luz emitida por un elemento simple quemándose, no producía una banda continua de colores sino líneas discretas y bien definidas, mejor conocidas como el espectro de líneas.

Niels Bohr ofreció una explicación e introdujo su idea de que la forma de líneas espectrales emitidas por el átomo de hidrógeno describían la transición de electrones entre estados discretos de energía. Las reglas que determinan las condiciones de cuantización particulares para los átomos y las moléculas más complicadas se han desarrollado a lo largo del siglo XX desde la década de los 1920's, dándose el nombre de mecánica cuántica a este estudio.

Es importante mencionar que las moléculas pueden absorber y emitir energía alterando el estado de movimiento de los átomos que las constituyen, obligándolos a vibrar o girar.

La energía asociada con ambos movimientos se cuantifica y las moléculas poseen niveles de energía vibracional y rotacional además de los debidos a sus electrones. Sólo las moléculas polares estarán sujetas a unas fuerzas del campo eléctrico de una onda electromagnética incidente que las obligará a girar hasta alinearse. Solo ellas podrán absorber un fotón y realizar una transición rotacional hacia un estado excitado.

Resumiendo, las moléculas tienen estados discretos de energía asociados con:

- 1) niveles electrónicos de energía de la molécula
- 2) niveles vibracionales de energía de la molécula y,
- 3) niveles rotacionales de energía para las moléculas que tienen asimetría (natural o inducida) causando que las moléculas posean momento dipolar eléctrico diferente de cero.

Goody (1989) hizo notar que las longitudes de onda ( $\lambda = hc / \Delta E$ ) asociadas con:

Transiciones electrónicas son típicamente del orden de:	0.1 a 10 $\mu\text{m}$
Transiciones vibracionales del orden de:	1 a 100 $\mu\text{m}$
Transiciones rotacionales de orden de:	$10^1$ a $10^4$ $\mu\text{m}$

Estas longitudes de onda se relacionan directamente con algunas regiones del espectro electromagnético.

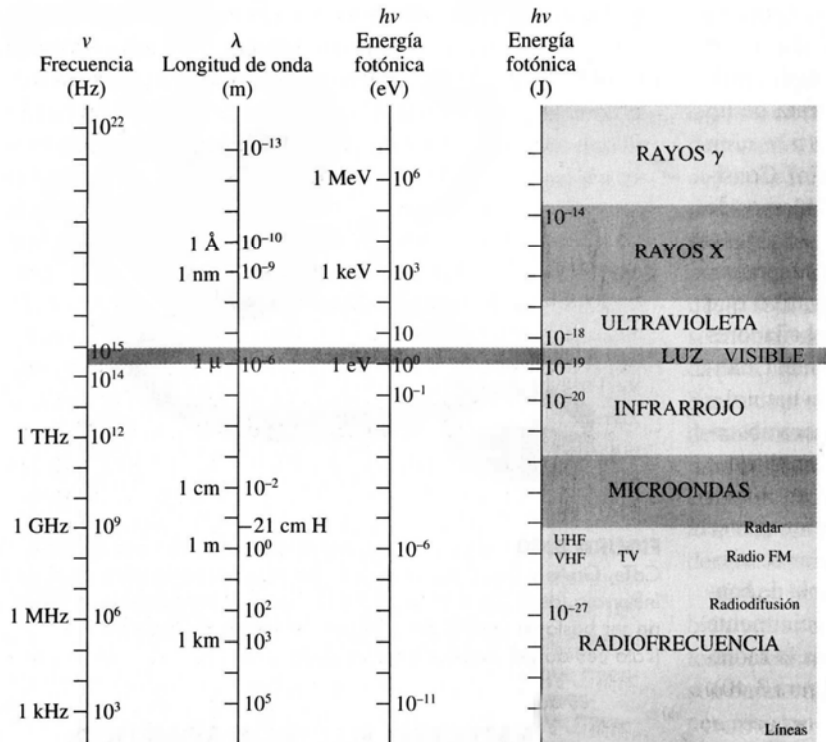


Figura 2.1. Espectro fotónico-electromagnético.

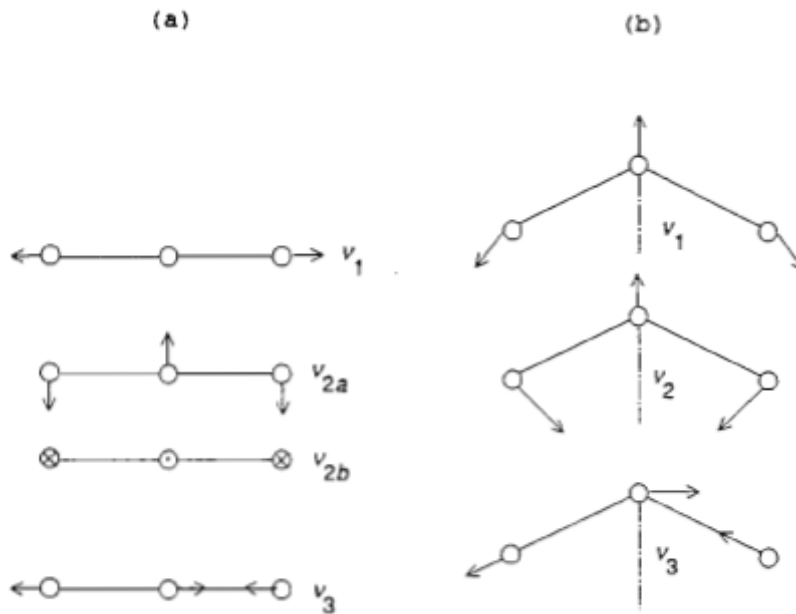
Observando la figura 2.1 podemos relacionar la absorción y emisión de energía de las moléculas con ciertas radiaciones electromagnéticas:

Transiciones electrónicas	uv, visible e infrarrojo cercano
Transiciones vibracionales	del infrarrojo cercano al lejano
Transiciones rotacionales	del infrarrojo lejano a la región de microondas

Por lo que las transiciones electrónicas son más importantes cuando se discute la transmisión de radiación solar a través de la atmósfera; y el modo rotacional y vibracional son importantes cuando se discute la radiación terrestre (IR) a través de la atmósfera.

Ya que los modos vibración- rotación son importantes para la radiación terrestre, se analiza la teoría de la mecánica cuántica para un oscilador armónico- rotador rígido. La figura 2.2 muestra el modo vibracional normal para el CO<sub>2</sub> y el H<sub>2</sub>O. Por simplicidad analizaremos la molécula de CO<sub>2</sub>.

Por simetría lineal, la molécula de CO<sub>2</sub> no tiene momento dipolar eléctrico estático y de ahí que no cuente con una banda rotacional pura. El movimiento simétrico del modo de vibración  $\nu_1$  no da lugar al momento dipolar inducido y en este modo es relativamente inactivo ópticamente.



**Figura 2.2.** Modos normales de vibración para (a) una molécula lineal como el CO<sub>2</sub> y para (b) una molécula triangular como el H<sub>2</sub>O.

En el modo de vibración  $\nu_2$  el momento dipolar inducido es perpendicular a los ejes de la molécula, resultando en una banda de vibración- rotación formada por las frecuencias vibracionales  $\nu_2$ . Esta frecuencia fundamental corresponde a la longitud de onda de 15  $\mu\text{m}$ . Ya que la radiación infrarroja deja la Tierra con una intensidad máxima cercana a esta longitud de onda, esta banda de absorción es sumamente importante al considerar los cálculos del flujo de energía. El modo de vibración  $\nu_3$  también tiene un momento dipolar inducido y este forma una banda de vibración- rotación muy fuerte. De cualquier forma. Esta banda se centra en 4.3  $\mu\text{m}$  y la intensidad de radiación solar e IR son muy pequeñas en esta región (ver figura I.1) por lo que la absorción en la banda del modo  $\nu_3$  tiene poco interés en este trabajo.

### 2.1.2 Modo de vibración- rotación

Goody (1989) dice que:

$$\nu = \nu_k \pm 2B_c(J + 1) \quad 2.1.2.1$$

Es la solución dentro de la mecánica cuántica para el número de onda  $\nu$  asociado con un oscilador rígido-rotador de transición de  $(n_{k+1}, j+1)$  a  $(n_k, j)$ . En la ecuación 2.1.2.1,  $B = h/8\pi^2 cI$  es la constante rotacional,  $I = 2 m_0 d_{0-c}^2$  es el momento de inercia de la molécula de  $\text{CO}_2$  con respecto a un eje que pasa por el centro y es perpendicular a la línea de la molécula,  $m_0$  es la masa de un átomo de oxígeno,  $d_{0-c} = 1.1632 \text{ \AA}$  es la distancia del carbono y el oxígeno,  $c$  es la velocidad de la luz,  $h$  es la constante de Planck,  $n_k$  es el número cuántico vibracional, y  $\nu_k$  es el número de onda asociado con la transición vibracional. Para el  $\text{CO}_2$ ,  $B = 0.39 \text{ cm}^{-1}$ .

De la ecuación 2.1.2.1 se puede observar que hay muchos números de onda simétricamente permitidos localizados cerca de cada  $\nu_k$  acompañados de transiciones rotacionales. Esto puede explicar, aparentemente porqué las bandas de rotación- vibración son mucho mas importantes que una banda de vibración pura como la  $\nu_1$  de la figura 2.2. Para referencias futuras los niveles vibracionales están especificados como  $(k, j, m)$  donde los enteros  $k, j$  y  $m$  corresponden a los niveles de energía vibracional de  $\nu_1, \nu_2$  y  $\nu_3$  respectivamente. En algunas ocasiones los manuscritos incluyen a  $j$  el número cuántico de momento angular uno asociado con el momento angular de vibración  $\nu_{2a}$  y  $\nu_{2b}$  fuera de fase.

El ancho de línea natural  $\Delta\nu$ , asociada con la línea espectral de energía  $E_0$  se relaciona con el tiempo de vida  $\tau$ , del principio de incertidumbre de Heisenberg,

$$\Delta\nu \propto \frac{1}{\tau} \quad 2.1.2.2$$

Si la molécula no está excitada (ni emite ni absorbe energía) su tiempo de vida es relativamente largo y por lo tanto su ancho de línea es muy angosta. El ancho de banda de frecuencias producida por la duración finita de los estados excitados se llama ancho natural de línea. Si el átomo que radia sufre una colisión, puede perder energía acortando, por lo tanto, aún más la duración de emisión. El ancho de la línea espectral se incrementará tanto como la temperatura se incrementa en el gas. La razón de esto es que la molécula en un gas se mueve aleatoriamente en todas direcciones con una velocidad *rms* de

$$v_{rms} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad 2.1.2.3$$

Donde  $k$  es la constante de Boltzman,  $T$  es la temperatura del gas y  $m$  es la masa de la molécula del gas. Mientras que la temperatura aumenta la velocidad *rms* de las moléculas aumenta y por lo tanto el rango de frecuencias observado se hace mas grande debido al efecto Doppler. Este incremento en el ancho por arriba del ancho natural es referida al ensanchamiento Doppler.

El tiempo de vida de una molécula en un estado particular de energía puede llegar a ser muy corto debido a las colisiones con otras moléculas. La colisión de una molécula excitada con otra molécula puede inducir una transición de energía y por lo tanto la emisión de un fotón. Así que si la molécula se encuentra en un ambiente con grandes posibilidades de colisionarse con otras moléculas (alta presión) su tiempo de vida se vuelve pequeño y por lo tanto el ancho aumenta mucho más que el ancho natural hasta llegar a ser el ensanchamiento Doppler. Este ensanchamiento es conocido como

ensanchamiento por colisión o ensanchamiento por presión y, fue registrado por Liou (2002), Es la fuente mas importante de ensanchamiento en la troposfera y en la estratosfera baja (< 40km).

### 2.1.3 Absorción para una sola línea

La función de transmisión monocromática para una sola línea esta dada por,

$$T_\nu \approx e^{-k_\nu u} \quad 2.1.3.1$$

Donde  $k_\nu$  es el coeficiente de absorción de la radiación por unidad de masa para el número de onda  $\nu$  y  $u$  es el camino óptico. La forma del ensanchamiento por presión de la línea se toma de la ecuación de Lorentz, como:

$$k_\nu = \frac{S\alpha}{\pi[(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2]} = Sf(\nu - \nu_0) \quad 2.1.3.2$$

Donde  $\alpha$  es el ancho medio del máximo (que es una función de la temperatura y la presión),  $\nu$  es el número de onda (1/longitud de onda) en el centro del espectro de la línea,  $f(\nu - \nu_0)$  representa el factor de forma de la línea y la intensidad de la línea  $S$  está definida por,

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} k_\nu d\nu \quad 2.1.3.3$$

El ensanchamiento de la línea es un parámetro citado en la literatura como referencia para las propiedades de absorción de los gases. La presión  $P$  y la temperatura  $T$  dependen de  $\alpha$  de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 \frac{n\nu_{rms}}{n_0\nu_{rms_0}} \\ &= \alpha_0 \frac{PT_0\sqrt{T}}{P_0T\sqrt{T_0}} \\ &= \alpha_0 \left(\frac{P}{P_0}\right) \sqrt{\frac{T_0}{T}} \end{aligned} \quad 2.1.3.4$$

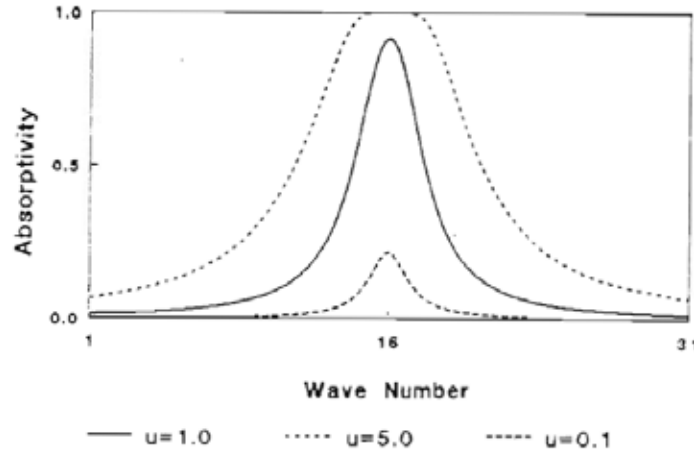
Donde  $n$  es la densidad que es igual a  $\frac{P}{(kT)}$  de la ley del gas ideal.  $P_0$  y  $T_0$  corresponden a las condiciones de presión y temperatura para  $\alpha_0$ .

Combinando las ecuaciones 2.1.3.1 y 2.1.3.2 obtenemos la frecuencia de absorción dependiente para una sola línea:

$$\begin{aligned} A_\nu &= 1 - T_\nu \\ A_\nu &= 1 - e^{-\left\{ \frac{S\alpha\nu}{\pi[(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2]} \right\}} \end{aligned} \quad 2.1.3.5$$

La figura 2.3 muestra la frecuencia correspondiente a la absorción  $A_\nu$  contra  $\nu$  para  $\alpha$  y  $S$  fijas con varias  $u^1$  de absorción.

<sup>1</sup> 'u' es la profundidad óptica o camino óptico monocromático



**Figura 2.3.** Función de absorción monocromática como función del número de onda para una sola línea según la forma de la línea de Lorentz.

Se debe notar que para valores grandes de  $u$ , la mitad de la línea se satura y existe un incremento total de absorción  $\int A dv$  con el incremento de  $u$  sólo se puede llegar a las “alas” de la línea.

Cuando  $u$  es pequeño todos los números de onda pueden contribuir al incremento en la absorción total. Este es el límite débil y está caracterizado por un incremento lineal de la absorción del camino óptico.

La función de transmisión promedio para un intervalo  $\Delta v$  está definida por

$$T_{\bar{v}}(u) = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} e^{-k_{\nu} u} dv \tag{2.1.3.6}$$

Donde se asume que la trayectoria atmosférica es corta ya que se considera homogénea. Así que  $k_{\nu}$  no depende de la trayectoria. Para una sola línea con el perfil de Lorentz (ecuación 2.1.3.3),

$$T_{\bar{v}}(u) = \frac{1}{\Delta v} \int_{\Delta v} dv e^{-\left[ \frac{S \alpha u / \pi}{(v - \nu_0)^2 + \alpha^2} \right]} \tag{2.1.3.7}$$

Liou (2002) muestra que la integración de la ecuación 2.1.3.2 da, para la función de absorción,

$$A_{\bar{v}}(u) = 1 - T_{\bar{v}}(u) \tag{2.1.3.8}$$

$$A_{\bar{v}}(u) = \frac{2\pi\alpha}{\Delta v} x e^{-x[I_0(x) + I_1(x)]} \tag{2.1.3.8}$$

Donde  $x = \frac{Su}{2\pi\alpha}$ ,  $S$  es la intensidad de la línea,  $u$  es el camino óptico,  $\alpha$  la extensión de la media máxima,  $I_0$  e  $I_1$  son funciones de Bessel modificadas. Para longitudes pequeñas de trayectoria ( $x \rightarrow 0$ )  $I_0(x) \approx 1$ ,  $I_1(x) \approx -x/2$  y  $e^{-x} \approx 1 - x$ ; tenemos que,

$$A_{\bar{v}} \approx \frac{2\pi\alpha}{\Delta v} x (1 - x) \left( 1 - \frac{x}{2} \right) \approx \frac{2\pi\alpha}{\Delta v} x \approx \frac{2\pi\alpha}{\Delta v} \frac{Su}{2\pi\alpha} = \frac{Su}{\Delta v} \tag{2.1.3.9}$$



La absorción neta  $A_\nu \Delta \nu$  puede ser vista como una simple función lineal del camino óptico  $u$ ,

$$A_\nu \Delta \nu \approx Su \quad 2.1.3.10$$

Ramanathan (1978) hizo notar que el límite de esta “línea débil” es válido cuando se reconoce la influencia de las variaciones en las concentraciones de los CFC’s y otros gases en concentraciones bajas ( $C < 5$  ppbv) en el calentamiento global.

Para caminos ópticos grandes ( $x \rightarrow \infty$ )  $I_0 \approx I_1 \approx e^x / \sqrt{2\pi x}$  y (2.1.3.4) se puede escribir como:

$$A_\nu \Delta \nu \approx 2\sqrt{S\alpha u} \quad 2.1.3.11$$

Para el límite de la línea más fuerte.

El límite de la línea más fuerte se refiere en ocasiones al límite de la raíz cuadrada de la absorción o la absorción logarítmica.

### 2.1.4 Modelo de bandas

Existen muchas líneas espectrales contenidas dentro de una banda de frecuencia. El propósito de un modelo de bandas es determinar la absorción neta (o banda de absorción)  $A_\nu \Delta \nu$  sobre el intervalo del espectro, asumiendo ciertas propiedades relacionadas con la forma de las líneas individuales y la distribución de las líneas espectrales de absorción a través del intervalo. Una variedad de modelos de bandas se han desarrollado; algunos empíricos y otros teóricos. Liou (2002) describe la justificación teórica del modelo Elsasser (Elsasser, 1938) y del modelo estadístico de Goody en 1952.

El modelo aquí evaluado, el 1D-RCM utiliza el modelo de banda de Goody, por lo que se describirán los argumentos esbozados por Liou (2002) para su utilización.

Sea  $\Delta \nu$  el intervalo espectral que contiene  $n$ -líneas del espaciamiento medio de la línea  $\delta = \Delta \nu / n$ .

Se define  $P(S_i)$  como la probabilidad de que la  $i$ -ésima tenga la línea de fuerza  $S_i$ .

$P(S)$  se normaliza de acuerdo a

$$\int_0^\infty P(S) dS = 1 \quad 2.1.4.1$$

Para cada línea se asume una localización aleatoria dentro del intervalo del espectro  $\Delta \nu$ . Por lo que la probabilidad de que tal línea se encuentre en el intervalo del espectro  $d\nu$  es,  $d\nu / \Delta \nu$ .

Por lo tanto la probabilidad de que una línea se encuentre en el intervalo  $d\nu$  con la línea de intensidad en el intervalo  $dS$  está dada por:

$$\frac{d\nu}{\Delta \nu} P(S) dS \quad 2.1.4.2$$

La función de transmisión promedio para el  $i$ -ésimo intervalo espectral está dado por

$$T_{\bar{\nu}_i} = \frac{1}{\Delta \nu} \iint_{\Delta \nu} d\nu_i dS_i e^{-k_i u} P(S_i) \quad 2.1.4.3$$

Si se asume que las líneas no están correlacionadas (p.ej. están completamente distribuidas aleatoriamente) entonces la función de transmisión promedio de todas las líneas es el producto de las funciones individuales de transmisión.

$$\begin{aligned}
T_{\bar{\nu}} &= \prod_{i=1}^n \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu}^{\infty} d\nu_i dS_i e^{-k_i u} P(S_i) \\
T_{\bar{\nu}} &= \left[ \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu}^{\infty} d\nu dS e^{-ku} P(S) \right]^n \\
&= \left[ 1 - \frac{1}{\Delta \nu} \int_{\Delta \nu}^{\infty} d\nu dS (1 - e^{-ku}) P(S) \right]^n
\end{aligned} \tag{2.1.4.4}$$

El subíndice  $i$  se hace disminuir ya que solo es un subíndice de variables de prueba  $\nu$ ,  $S$ ,  $k=k(\nu, S)$ .

Ya que  $\Delta \nu = n\delta$  y  $(1 - x/n)^n \approx e^{-x}$  se puede describir la función de transmisión como:

$$T_{\bar{\nu}} = \exp \left( -\frac{1}{\delta} \int_{\Delta \nu}^{\infty} d\nu dS (1 - e^{-ku}) P(S) \right) \tag{2.1.4.5}$$

Ahora se asume que la probabilidad de la función de densidad  $P(S)$  tiene la forma

$$P(S) = \frac{1}{S_a} \exp \left( -\frac{S}{S_a} \right) \tag{2.1.4.6}$$

Donde  $S_a$  es la intensidad media de la línea. Ahora se debe asumir que todas las líneas tienen la forma de Lorentz:

$$k_{\nu} = \frac{S\alpha\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} \tag{2.1.4.7}$$

Insertando las condiciones que se presentan en la ecuación 2.1.4.5 e integrando  $S$  de 0 a  $\infty$  y  $\nu$  de  $-\infty$  a  $+\infty$  obtenemos

$$T_{\bar{\nu}} = \exp \left\{ -\frac{S_a u / \delta}{\sqrt{1 + S_a u / \pi \alpha}} \right\} \tag{2.1.4.8}$$

En el modelo que se analiza en este trabajo se utilizan los valores de vapor de agua para  $\frac{S_a}{\delta}$  y

$\frac{\pi\alpha}{\delta}$  reportados por Goody (1964) y Rodgers y Walshaw (1966), para calcular las transmisividades del vapor de agua sobre los comparados en los intervalos espectrales estrechos aplicándoles las correcciones por traslapes requeridos en la banda espectral de otros gases traslapados con el agua.

Como ya se mencionó otros modelos de banda han sido desarrollados para estimar la absorción  $\int A_{\nu} d\nu$  en un intervalo espectral, como el modelo Goody que contiene la fundamentación teórica, otros son puramente empíricos.

Este modelo combina ambos aspectos. Cess y Ramanathan (1972) utilizan una aproximación para justificar la siguiente fórmula,

$$A(u) = 2A_0 \ln \left\{ 1 + \frac{u}{\sqrt{4 + u \left( 1 + \frac{1}{\beta} \right)}} \right\} \tag{2.1.4.9}$$

Para la absorción de CO<sub>2</sub> en la atmósfera de Marte y Venus, donde  $\beta = 2\alpha/\delta$ , y  $u = 1.66S w/A_0$ . El parámetro A<sub>0</sub> (sus unidades son cm<sup>-1</sup>(atm-cm)<sup>-1</sup>) es un parámetro de ajuste, mientras que  $\beta$  se relaciona con el ancho de la línea  $\alpha$  (calculada usando la corrección de presión y temperatura dadas por la ecuación 2.1.3.4) y  $\delta$  es el ancho medio de la línea. El camino óptico efectivo  $u$  incluye el factor de difusividad 1.66, la intensidad de la línea media S (en las mismas unidades que A<sub>0</sub>), el valor actual de CO<sub>2</sub> (en cm-atm), y el parámetro de ajuste A<sub>0</sub>. Esta aproximación ha sido extendida para el cálculo de los flujos de radiación IR (infrarroja) en la atmósfera terrestre por: Ramanathan (1976) para el dióxido de carbono; Ramanathan y Dickenson (1979) para el ozono; y Donner y Ramanathan (1980) para el metano y el óxido nitroso. En el modelo 1D-RCM se sigue el trabajo de Ramanathan usando la ecuación 2.1.4.9 para el cálculo de la absorción del CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> y N<sub>2</sub>O. Los detalles de las parametrizaciones específicas para cada gas, se describen en el siguiente capítulo.

## 2.2 Parametrizaciones para la radiación IR debido a gases efecto invernadero

En esta sección se presentan las parametrizaciones específicas que se usan en el cálculo de la radiación IR para absorción o emisividades de cada gas considerado (H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O y CH<sub>4</sub>).

### 2.2.1 Vapor de agua

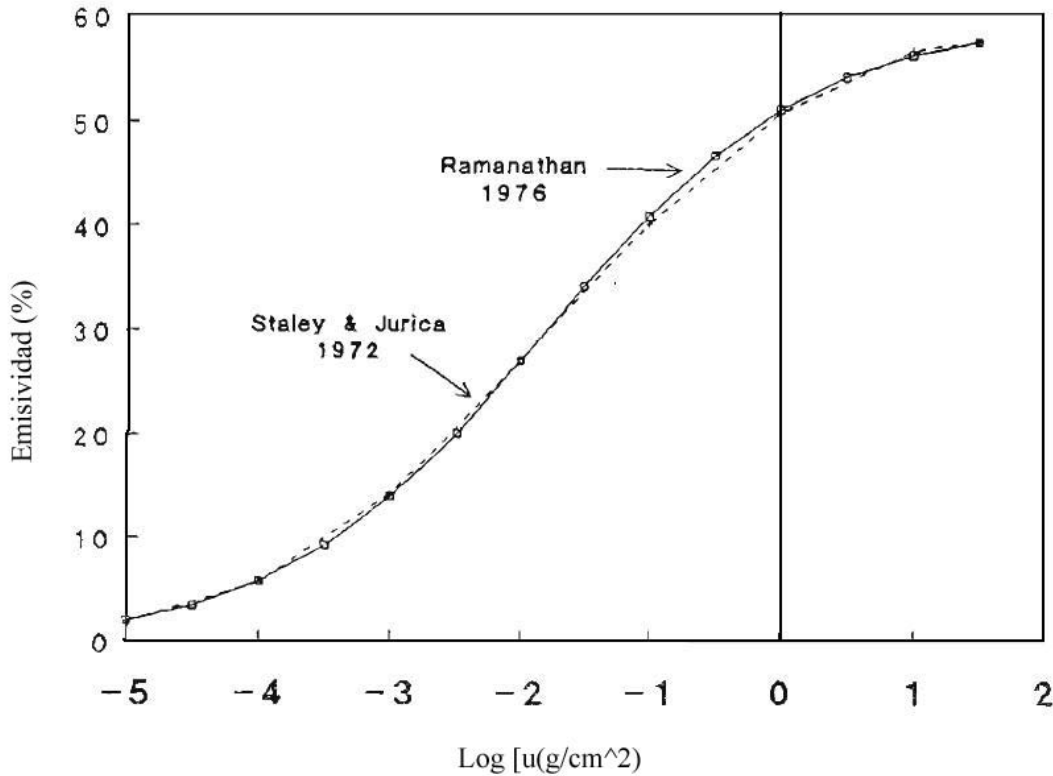
La absorción de la radiación terrestre debida al vapor de agua es atribuida a tres bandas espectrales:

- 1..) La banda de vibración- rotación centrada en 6.3 $\mu$ m,
- 2..) Rotación pura para la longitud de onda mayor a 12 $\mu$ m, y
- 3..) La banda continua que se extiende de 8.3 a 20.83 $\mu$ m.

En términos generales, se define a la emisividad como el cociente que resulta de dividir la radiación emitida por una superficie entre la radiación que emite un cuerpo negro a la misma temperatura; resulta una medida de la eficacia de emisión de radiación comparada con un cuerpo negro.

Las fórmulas de emisividad que da Ramanathan (1976) y las de transmisividad que da Roberts (1976) son utilizadas en el modelo 1D-RCM y se describen someramente adelante.

Comparación de emisividades del H<sub>2</sub>O analítico vs experimental



**Figura 2.3.** Comparación de la emisividad del vapor de agua calculada usando la ecuación 2.2.1.1 (Ramanathan, 1976) con los valores publicados por Staley y Jurica (1970).

En la figura 2.3 se observa que la emisividad puede tomar diferentes valores, dependiendo de si se considera una determinada longitud de onda, una dirección dada, o todo el espectro de longitudes de onda y todas las direcciones.

La emisividad para las bandas de vibración- rotación y rotación pura  $E_1(\bar{U}_1, T)$  está dada por

$$E_1(\bar{U}_1, T) = 0.59 \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^2 \frac{1}{1 + A_n (\bar{U}_1)^{\frac{1}{2}}} \right\} \tag{2.2.1.1}$$

Donde  $A_1= 19$ ,  $A_2=3.5$  y  $\bar{U}_1$  es la longitud de la trayectoria corregidas según la presión y temperatura (en g cm<sup>-2</sup>) definida por:

$$\bar{U}_1 = \int \left( \frac{P}{P_0} \right) \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} dU_1 \tag{2.2.1.2}$$

Donde  $P_0= 1\text{atm}$  y  $T_0=293$ .  $P$  y  $T$  son la presión y temperatura atmosféricas. La ecuación 2.2.1.1 es una expresión analítica que se diseña para construir tablas de emisividad de Staley y Jurica (1970) y se puede interpretar como se muestra en la figura 2.3.

La emisividad modificada  $E_1^1$  se calcula usando la relación de aproximación dada por Ramanathan (1983):

$$E_1^1 = E_1 \left( 0.847 (\bar{U}_1)^{0.022} \right) \quad 2.2.1.3$$

Después de obtener  $E_1$  y  $E_1^1$  se usa la teoría que se desarrolló en el capítulo 1 para calcular el calentamiento neto (o enfriamiento) debido al vapor.

Staley y Jurica han omitido la influencia del vapor de agua en el continuo de 1200 a 480  $\text{cm}^{-1}$  (8.3 a 20.83  $\mu\text{m}$ ) en su formulación de la emisividad, por tal razón esta región espectral se trata por separado. Se usa la parametrización que da Rodgers (1976) para calcular la transmisión media de la región continua. Roberts (1976) da un promedio de transmisión  $T_{\Delta\nu}$  sobre un intervalo de longitud de onda  $\Delta\nu$ :

$$T_{\Delta\nu} = \exp(-1.66K_v U)$$

$$K_v = k_v \times \left( \frac{e}{e_0} \right) \quad 2.2.1.4$$

$$k_v = \left[ 4.2 + 5588 \exp(-0.00787\nu) \right] \times \exp \left\{ 1800 \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{296} \right) \right\}$$

Donde  $k_v$  es el coeficiente de absorción,  $U$  es la cantidad total de vapor de agua ( $\text{g cm}^{-2}$ ) en la trayectoria,  $e$  es la presión parcial de  $\text{H}_2\text{O}$  (atm),  $e_0$  es la presión de referencia para 1 atmósfera, y  $T$  es la temperatura promedio de la columna ponderada para el contenido de vapor de agua.

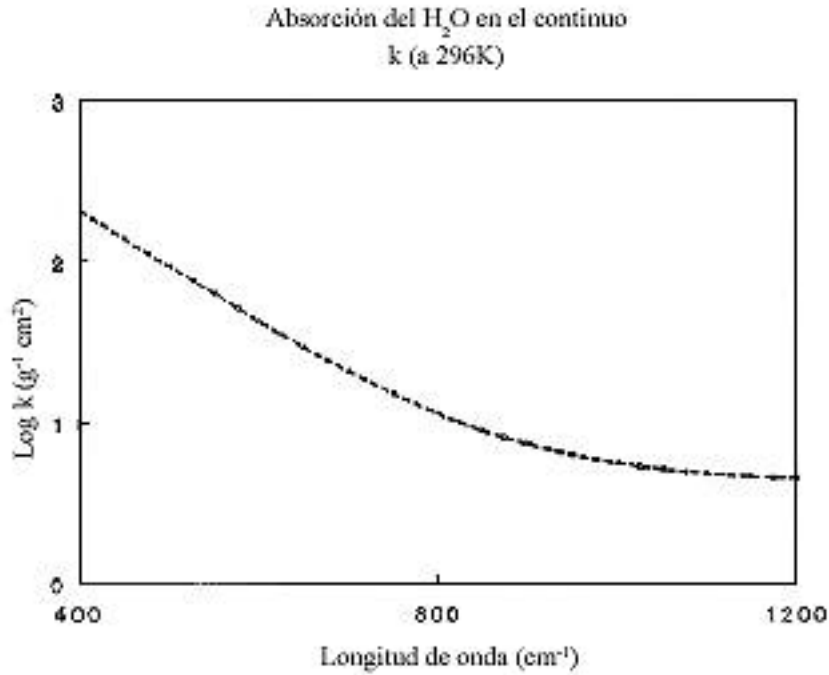
La figura 2.4 muestra al coeficiente de absorción  $k_v$  en función de la longitud de onda  $\nu$ .

La presión parcial del vapor de agua  $e$  (atm) en la ecuación 2.2.1.4 se calcula usando la relación de Clausius Clapeyron (Washington y Parkinson, 1986) para el aire saturado con vapor de agua  $e_s$ ,

$$e_s = \left( 6.03 \times 10^{-3} \right) \exp \left( \frac{0.622L}{R} \left( \frac{1}{273} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad 2.2.1.5$$

Donde  $R$  es la constante de gas ideal igual a  $0.287 \text{ J g}^{-1}\text{K}^{-1}$  y  $L$  es el calor latente de vaporización ( $\text{J g}^{-1}$ ) dado por Stone y Carlson (1982) que será  $L = 2510 - 2.38(T - 273)$ .

Para una humedad relativa  $h$  la presión parcial del vapor de agua está dada por  $e = h * e_s$ .



**Figura 2.4.** Coeficiente de absorción  $k_v$  contra  $\nu$  para el vapor de agua en el continuo. Después de Roberts (1976).

En el resto de esta sección se especifican los métodos usados para los demás gases que el mismo modelo considera absorbedores de IR.

### 2.2.2 Dióxido de carbono

La banda de absorción  $\int A \nu d\nu$  para la banda de  $15\mu\text{m}$  de  $\text{CO}_2$  se calcula usando el primer método empleado por Cess y Ramanathan (1972) para cálculos de flujo de IR en la atmósfera de Marte y Venus. Ramanathan (1976) extiende este método para usarlo en las bandas caliente e isotópica menor en la región de los  $15\mu\text{m}$  ( $667\text{ cm}^{-1}$ ) de  $\text{CO}_2$  para el cálculo de flujos en la atmósfera terrestre también designados en este modelo. Solo se da una breve descripción de dicho método.

Como se hizo notar en la primera sección de este capítulo la fórmula semi-empírica se usa para calcular la banda de absorción para ciertos gases atmosféricos es

$$A = 2A_0 \ln \left[ 1 + \frac{u}{\sqrt{4 + u \left( 1 + \frac{1}{\beta} \right)}} \right] \tag{2.2.2.1}$$

Donde  $A_0$  es una constante empírica llamada parámetro del ancho de la banda efectiva ( $A_0 = \frac{\partial A}{\partial \ln u}$ ),  $u$  es la profundidad óptica y es adimensional, y  $\beta$  es la línea media- parámetro de anchura. Los parámetros  $u$  y  $\beta$  están definidos como

$$u = \frac{SW}{A_0}$$

$$\beta = \frac{2\gamma}{\delta}$$

Donde S es la energía de banda, W es la cantidad de gas multiplicado 1.66 veces por la cantidad de radiación difusa (ver capítulo 1),  $\gamma$  es el ancho de línea media, y  $\delta$  es el espaciado de la línea media. Ramanathan (1976) y Kiehl y Ramanathan (1983) dan la ecuación,

$$A = 2A_0 \ln \left[ 1 + \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^{14} \frac{u_{ij}}{\sqrt{4 + u_{ij} \left( 1 + \frac{1}{\beta_{ij}} \right)}} \right] \tag{2.2.2.2}$$

Para el total de la banda de absorción debido a  $i=4$  isótopos de  $\text{CO}_2$  y  $j=14$  bandas de  $\text{CO}_2$  en la región espectral de  $15\mu\text{m}$ . La ecuación 2.2.2.2 asume una banda de traslape completo de todas las bandas individuales. En la ecuación 2.2.2.2 tenemos

$$u_{ij} = q_1 \int \frac{S_j(T)}{A_0(T)} P_a dz \tag{2.2.2.3}$$

y

$$\beta_{ij} = \frac{4}{\delta_{ij} u_{ij}} \int \gamma(T) P du_{ij}$$

Donde  $P_a$  es la presión parcial del  $\text{CO}_2$  (atm),  $q_1$  es la abundancia relativa isotópica de  $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$ ,  $S_j(T)$  ( $\text{cm}^{-2}\text{atm}^{-1}$ ) es la banda de energía de  $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$  a una temperatura T, P es la presión atmosférica (atm), y z es la altura (cm).

En al ecuación 2.2.2.2 se deben especificar los valores de  $S_j$ ,  $\gamma$ ,  $d_{ij}$  y  $A_0$ . Kiehl y Ramanathan (1983) proveen una tabla (tabla 2.1) para  $S_j$ ,  $d_{ij}$  y la localización de la banda,  $\nu_j$ , para las 14 bandas en la región de  $15\mu\text{m}$  de  $\text{CO}_2$ . Se reproduce dicha tabla, dada su importancia.

Número de banda	Centro de banda $\nu_j, \text{cm}^{-1}$	Fuerza a 300K $\text{cm}^{-2}\text{atm}^{-1}$	Estado mínimo $E_j, \text{cm}^{-1}$	Espaciado de la línea media <sup>+</sup> $d_{ij}, \text{cm}^{-1}$
1	667.381	222.0*	0.0	1.56
2	618.029	3.87*	667.381	1.56
3	720.805	5.0	667.381	1.56
4	667.751	17.4*	667.381	0.78
5	647.063	0.6*	1.285.410	1.56
6	791.446	0.022	1.285.410	1.56
7	597.342	0.14	1.335.131	0.78
8	741.724	0.144	1.335.131	0.78
9	668.107	1.0*	1.335.131	0.78
10	544.288	0.01	1.388.185	1.56
11	668.670	0.4*	1.388.185	1.56
12	652.529	0.045	1.932.473	0.78
13	720.286	0.005	2.076.855	1.56
14	615.887	0.015	1.932.473	1.56

**Tabla 2.1.** Parámetros dados por Kiehl y Ramanathan 1983 para la banda de  $15\mu\text{m}$  del  $\text{CO}_2$ .  
<sup>+</sup> Para  $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{18}$  y  $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{17}$ , el espaciado de línea media es 0.78 para todas las bandas. Las bandas de fuerza fueron listadas por Kiehl y Ramanathan, 1983 excepto donde haya \* lo que indica que el autor del modelo utilizó las bandas dadas por Goody y Yung, 1989.

Se debe notar que  $d_{ij} = 4B$  o  $2B$ , donde  $B = 0.39\text{cm}^{-1}$  es la constante cuántica de rotación mecánica discutida en la primera sección de este capítulo. El ancho de la línea media  $\gamma$  y  $A_0$  son asumidas como iguales para todas las líneas y están escritas así:

$$\gamma = 0.067 \left( \frac{300}{T} \right)^{0.667} \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad \text{y} \quad 2.2.2.4$$

$$A_0 = 22.18 \left( \frac{t}{296} \right)^{0.5} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$$

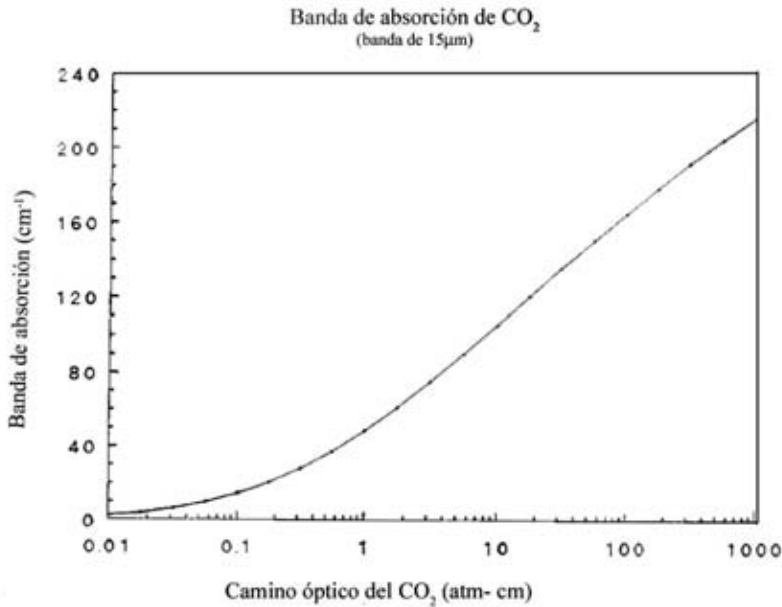
Respectivamente. Goody da los valores  $q_1=1.0$ ,  $q_2=0.0113$ ,  $q_3=0.00414$ ,  $q_4=0.00066$  para las abundancias relativas de los cuatro isótopos  $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$ ,  $\text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$ ,  $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{18}$  y  $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{17}$  respectivamente. La dependencia de la temperatura respecto de la banda está dado por Kiehl y Ramanathan (1983) y se escribe como

$$S_j(T) = S_j(T_0) \left( \frac{T_0}{T} \right) \frac{Q_v(T_0) \left\{ 1 - e^{-1.439\nu_j/T} \right\}}{Q_v(T) \left\{ 1 - e^{-1.439\nu_j/T_0} \right\}} \times \exp \left\{ 1.439 E_j \left[ \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right] \right\} \quad 2.2.2.5$$

(Se debe notar que 1.439 es igual a  $h_c/k$  y  $T_0$  es la temperatura de referencia de 300K). El cuarto término del lado derecho de la ecuación 2.2.2.5 justifica la emisión estimulada y el último término es el factor de Boltzmann, el cual explica la población de transiciones de alta vibración. (bandas calientes). Si la molécula de  $\text{CO}_2$  es asumida como un oscilador armónico se puede reescribir  $Q_v(T)$  como,

$$Q_v(T) = \left( 1 - e^{-1.439\nu_j/T} \right)^{-2}$$

Una ligera modificación a la ecuación 2.2.2.2 es usada en el modelo 1-DRCM para justificar las bandas que no están totalmente traslapadas. La ecuación 2.2.2.2 es muy útil ya que se pueden aplicar directamente las temperaturas, presiones y caminos ópticos presentes en la atmósfera terrestre.



**Figura 2.5.** Banda de absorción integrada de  $\text{CO}_2$  para  $15\mu\text{m}$  contra el camino óptico (cm-atm) calculado usando la ecuación 2.2.2.5.



El vapor de agua también es muy fuerte en la región de 15 $\mu$ m por lo que se requiere hacer una corrección para el CO<sub>2</sub> con el vapor de agua. Si en un intervalo espectral existe absorción debido a dos diferentes gases x y y que no interaccionan entonces, la transmisión total monocromática de la mezcla es el producto de sus transmisiones individuales:

$$T_{xy}^v = T_x^v T_y^v \quad 2.2.2.6$$

La absorción sobre el intervalo del espectro está dado por:

$$\begin{aligned} A_{xy} &= \int (1 - T_x^v T_y^v) d\nu \\ &= \int [(1 - T_x^v) + (1 - T_y^v) T_x^v] d\nu \\ &= A_x + A_y \bar{T}_x \end{aligned} \quad 2.2.2.7$$

Asumiendo que  $T_x$  y  $T_y$  no están correlacionadas en el intervalo espectral. Se usa la ecuación 2.2.2.7 en el método estándar para trabajar con el traslape de dos gases en los modelos climáticos (según Staley y Jurica, 1970 y Ramanathan, 1976). Todo esto significa, que la absorción debida a uno de los gases es calculada usando la absorción estándar para aquel gas y la absorción debida al segundo gas es calculada multiplicando su absorción por la transmisión media  $T_x$  del primer gas.

Para este caso particular se procede de la siguiente forma; ya que se calcula el calentamiento debido al vapor de agua sin ninguna corrección por traslape, se debe multiplicar la absorción del CO<sub>2</sub> dado por la ecuación 2.2.2.5 por la transmisión del vapor de agua en el intervalo 12- 18 $\mu$ m. Se calcula la transmisión en la banda de rotación (TRR) del H<sub>2</sub>O usando el método dado por Kuo (1977) y la transmisión del continuo para el H<sub>2</sub>O (TRC) usando la formulación de Roberts (1976).

Kuo (1977) inicia con el modelo estadístico de Goody para la transmisividad media en el intervalo espectral  $\Delta\nu$  dado por,

$$\bar{T} = \exp \left[ \frac{-S m \delta}{\delta} \left( 1 + \frac{S m}{\pi \alpha} \right)^{-1/2} \right] \quad 2.2.2.8$$

Donde S es la intensidad de la línea  $S = \int k_\nu d\nu$ ,  $\alpha$  es la mitad del ancho de la línea media máxima,  $\delta$  es el espaciado de la línea media, m es el camino óptico en g/ cm<sup>2</sup> del vapor de agua, y  $k_\nu$  es el coeficiente de masa de absorción monocromática. Se define entonces el coeficiente de absorción generalizada  $f$  tal que:

$$f = \frac{\pi S \alpha}{\delta^2} = \left[ \frac{2}{\Delta\nu} \sum_i \sqrt{S_i \alpha_i} \right]^2 \quad 2.2.2.9$$

Y la ecuación 2.2.2.8 se puede describir como,

$$\bar{T}(m, \nu) = \exp \left\{ - \left[ \frac{f m}{1 + \frac{\pi^2 \alpha^2}{f m \delta^2}} \right]^{1/2} \right\} \quad 2.2.2.10$$

De la ecuación 2.2.2.10 se puede reconocer que para el límite mayor de la línea ( $f m \gg \pi^2 \alpha^2 / \delta^2$ ):

$$\bar{T}(m, \nu) = \exp \left( -\sqrt{f(\nu) m} \right) \quad 2.2.2.11$$

Y para el límite inferior de la línea ( $f m \ll \pi^2 \alpha^2 / \delta^2$ ):

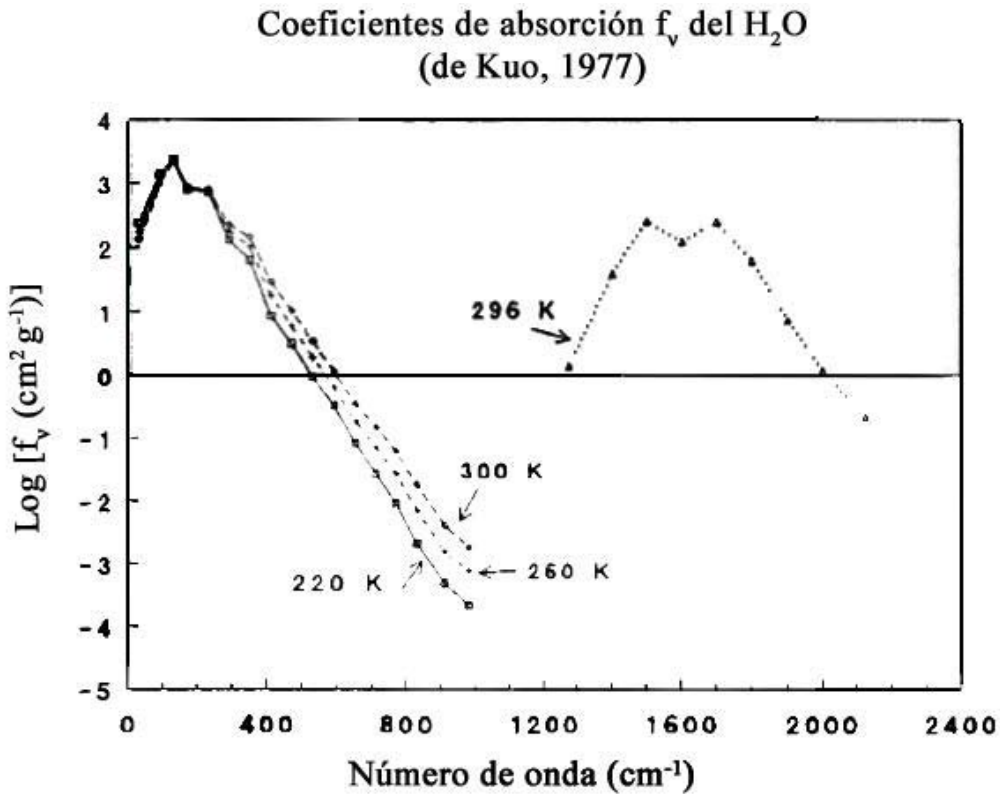
$$\bar{T}(m, \nu) = \exp\left(\frac{-S(\nu)}{\delta} m\right) = \exp[-k(\nu)m] \quad 2.2.2.12$$

Donde  $k = S/\delta$ .

Haciendo una inspección a la gráfica de  $\log_{10}(f\nu)$  contra  $\nu$  de la figura 2.6 resulta evidente que

$$f(\nu, T) = f_0 e^{2B(T)(\nu - \nu_0)} \quad 2.2.2.13$$

Donde  $f_0 = f(\nu_0, T)$  y  $2B(T)$  son iguales a la pendiente de la gráfica donde la temperatura es la variable dependiente. Se usan argumentos similares para los perfiles de  $k(\nu, T)$ .



**Figura 2.6.** Log ( $f_\nu$ ) contra  $\nu$  mostrando el carácter exponencial de  $f$ . Después de Kuo (1977)

La representación exacta de  $k(\nu, T)$  está dada por

$$k(\nu, T) = k_0 e^{2B(T)(\nu - \nu_0)} \quad 2.2.2.14$$

Kuo (1977) hizo notar que ya que  $\pi\alpha/\delta$  no varían apreciablemente con  $\nu$  y  $T$ , usando  $B(T) = B'(T)$  es una buena aproximación.  $B(T)$  expresa la temperatura dependiente de  $f(\nu, T)$  y está representada por una fórmula cuadrática en una desviación de la temperatura  $T' = T - T_0$  donde  $T_0$  es la temperatura de referencia, quedando como

$$B(T) = b(T_0)(1 - cT' - c'T'^2) \quad 2.2.2.15$$

Los valores de  $b$ ,  $c$ , y  $c'$  usados para los intervalos de interés ( $0-800\text{cm}^{-1}$ ) se listan en la tabla 2.2.

Rango de la longitud de onda cm <sup>-1</sup>	b 10 <sup>-2</sup> cm	c 10 <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup>	c' 10 <sup>-4</sup> K <sup>-2</sup>	f <sub>1</sub> g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>	f <sub>2</sub> g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>
0- 130	1,3607	-0,2647	0,0448	177,1	2692,0
130- 290	0,8457	0,2569	-0,1191	2692,0	179,8
290- 350	0,4643	0,6739	-0,3600	179,8	103,0
350- 410	1,4640	0,2605	-0,1307	103,0	17,8
410- 500	0,9270	0,1641	-0,0255	17,8	3,4
500- 800	0,9270	0,1641	-0,0255	3,4	0,0

**Tabla 2.2.** Valores de b, c, y c' dados por Kuo (1977) la temperatura es dependiente de f, (T<sub>0</sub>=260K). Las columnas f<sub>1</sub> y f<sub>2</sub> son los coeficientes de absorción para el principio y final del intervalo espectral. Por ejemplo en el primer renglón de f<sub>1</sub> corresponde a v=0cm<sup>-1</sup>.

De las ecuaciones 2.2.2.2 y 2.2.2.4 se puede escribir la línea de transmisividad (aplicable solo para la banda de rotación del vapor de agua) como,

$$\bar{T}(v, m^*) = \exp\left\{-\sqrt{f_0 m^*} e^{B(v-v_0)}\right\} dv \quad 2.2.2.16$$

Donde  $m^* = \frac{5}{3} \int p dm$  es el camino óptico para la radiación difusa y p es la presión de la atmósfera.

La transmisividad media T para el intervalo  $\Delta v = v_i - v_0$  está dado por

$$\bar{T}(m^*, \Delta v) = \frac{1}{\Delta v} \int_{v_0}^{v_i} \exp\left\{-\sqrt{f_0 m^*} e^{B(v-v_0)}\right\} dv \quad 2.2.2.17$$

Tomando  $x = e^{B(v-v_0)}$ ,  $x_1 = e^{B\Delta v}$  y  $y = \sqrt{f_0 m^*}$ , se puede reescribir la ecuación 2.2.2.17 como,

$$\begin{aligned} \bar{T}(m^*, \Delta v, T) &= \frac{1}{B(T)\Delta v} \int_1^{x_1} \frac{1}{x} e^{-yx} dx \\ &= \frac{1}{B(T)\Delta v} \{E_1(y) - E_1(x_1 y)\} \end{aligned} \quad 2.2.2.18$$

Donde E<sub>1</sub>(U) es la integral exponencial de primer orden definida por

$$E_1(u) = \int_u^\infty \frac{1}{u} e^{-u} du \quad 2.2.2.19$$

Observando los valores de la tabla 2.2 se observa que la banda de rotación se rompe en los primeros 6 intervalos y que el intervalo de interés para la corrección del traslape de H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> es el último (500-800cm<sup>-1</sup>). Empezando para el centro de la banda rotacional de (130cm<sup>-1</sup>)

$y_1 = \sqrt{2692 m^*} = 51.88 \sqrt{m^*}$ . Todos los demás valores de y<sub>i</sub> se pueden obtener de  $y_i = y_{i-1} e^{B_i(v_i - v_{i-1})}$  (ver figura 2.3) y la transmisión en el rango 500- 800 cm<sup>-1</sup> se puede calcular de la ecuación 2.2.2.18 como

$$TRR = \frac{1}{B_6 \Delta v_6} [E_1(y_6) - E_1(y_5)] \quad 2.2.2.20$$

En el modelo 1D-RCM los valores b<sub>j</sub>, c<sub>j</sub>, c'<sub>j</sub> y Δv de la tabla 2.2 son usados para calcular

$$\begin{aligned} y_5 &= y_1 \exp\left\{-\sum_2^5 B_j (v_j - v_{j-1})\right\} \\ y_6 &= y_1 \exp\left\{-\sum_2^6 B_j (v_j - v_{j-1})\right\} \end{aligned} \quad y$$

La ecuación 2.2.2.20 es usada para calcular la transmisión de H<sub>2</sub>O en la banda de rotación pura TRR para ser usada en la corrección por traslape de H<sub>2</sub>O- CO<sub>2</sub>.

Como ya fue registrado por Kiehl y Ramanathan la transmisión de H<sub>2</sub>O en el continuo (TRC) en la banda de 15μm de CO<sub>2</sub> deberá ser contabilizada al calcular la absorción neta debida al CO<sub>2</sub> y al vapor de agua. La transmisión total debida al vapor de agua TRC2 está dada por el producto de la transmisión en el continuo y en el rotacional puro:

$$TRC2 = TRC \times TRR \quad 2.2.2.21$$

TRC es calculado siguiendo el método descrito por Roberts (1976), ver ecuación 2.2.1.4.

Para calcular la transmisión promedio del H<sub>2</sub>O en el continuo para la banda espectral del CO<sub>2</sub>, TRC, se rompe el intervalo 560cm<sup>-1</sup> en 7 pequeños intervalos de igual espesor Δν<sub>j</sub> (40cm<sup>-1</sup>) y funciona de acuerdo a la ecuación 2.2.2.22 que se expresa como

$$TRC = \frac{1}{280} \sum_{j=1}^7 T_{\Delta\nu_j} \Delta\nu_j \quad 2.2.2.22$$

Finalmente combinando 2.2.2.22, 2.2.2.21 y 2.2.2.20 se puede obtener la transmisión media del vapor de agua sobre el intervalo espectral del CO<sub>2</sub>. Se multiplica la absorción del CO<sub>2</sub> calculado por medio de la ecuación 2.2.2.5 por la transmisión como sugiere la ecuación 2.2.2.7 para completar la corrección por traslape.

Como ya lo hicieron notar Augustsson y Ramanathan (1977), en la ventana de la región cerca de los 10μm existe una pequeña banda de absorción que contiene CO<sub>2</sub>. Se usa la ecuación 2.2.2.1 con A<sub>0</sub>=22.18, S= 0.03 atm<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> de Goody y Yung (1989),  $\beta = \left(2 * 0.084 / 1.56\right) \left(\frac{P}{P_0}\right) \left(\frac{298}{T}\right)^{0.56}$  de Goody (1964). Para corregir el traslape en el continuo con vapor de agua se multiplica la banda de absorción de 10μm de la banda de CO<sub>2</sub> por la transmisión del vapor de agua en la región de 10μm como se calcula en la siguiente sección, la corrección para el traslape de ozono. Esta banda contribuye aproximadamente con el 5% del calentamiento global debido al doblamiento de CO<sub>2</sub> pero es importante ya que no ha llegado a la saturación en el presente.

### 2.2.3 Ozono

Se emplea el método de Kuo (1977) para calcular en la banda del IR la absorción para el ozono en la banda de 9.6μm (1040cm<sup>-1</sup>).La justificación teórica a este método es igual al revisado en la sección 2.2.2 para calcular la transmisión en la banda rotacional del vapor de agua usado para la corrección del traslape CO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O. Por lo que solo se presenta la parametrización específica.

Kuo (1977) hizo notar que el coeficiente de absorción generalizado F<sub>v</sub> es casi simétrico para el O<sub>3</sub> cerca del centro de banda de 1040cm<sup>-1</sup>. El usa esta suposición simplificada para derivar la expresión semi empírica para el promedio de transmisión de radiación IR para esta banda espectral dada por,

$$T_{O_3} = 0.3476 [E_1(y) - E_1(17.78y)] \quad 2.2.3.1$$

Donde  $y = \frac{0.5183m_0^*}{\sqrt{(1 + 3.7145m_0^*)}}$ , y E<sub>1</sub>(y) es la integral exponencial de primer orden definida

en la sección 2.2.2. El espesor óptico corregido por la presión m<sub>0</sub><sup>\*</sup> está definido por

$$m_0^* = \frac{5}{3} m \left( \frac{P}{P_0} \right)^\alpha \quad 2.2.3.2$$

Donde  $m$  es el espesor óptico de  $O_3$  en atm-cm,  $p$  es la presión atmosférica, y  $p_0$  es la presión estándar a 1 atmósfera. Kuo (1977) hizo notar que la ecuación 2.2.3.1 se comporta bien de acuerdo a las observaciones experimentales para valores de  $m_0^*$  entre 0.0 y 0.4atm-cm, que son los valores típicos que se pueden encontrar en la atmósfera. El valor de  $\alpha$  en la ecuación 2.2.3.2 depende de la presión  $p^* = \frac{P}{p_0}$  y del camino óptico. Las siguientes representaciones para  $\alpha$  corresponden a los valores obtenidos en las observaciones de  $m$  entre 0.0 y 0.65 atm-cm

$$\alpha = (1.085 - 0.085 p^*) \alpha_v \quad 0 \leq p^* \leq 0.015$$

$$= \alpha_v^{1-\beta} \alpha_1^\beta \quad 0.015 \leq p^* \leq 0.25$$

$$= 0.667(1.75 - p^*) \alpha_1 \quad 0.25 \leq p^* \leq 1.0$$

Donde

$$\alpha_v = \frac{4.1m}{1 + 9.5m} \quad \alpha_1 = \frac{0.8467m(1.9 - m)}{1 + 2m} \quad \beta = \sqrt{\frac{p^* - 0.015}{0.235}}$$

Usando la ecuación 2.2.3.1 para calcular  $T_{O_3}$  se calcula la absorción de banda  $A_{O_3}$  para la banda  $9.6\mu\text{m}$  de  $O_3$  que es,

$$A_{O_3} = (1 - T_{O_3}) \Delta\nu \quad 2.2.3.3$$

Donde  $\Delta\nu = 137\text{cm}^{-1}$  es el ancho de banda.

La banda del continuo en el vapor de agua también absorbe energía IR en la región de  $9.6\mu\text{m}$ .

Entonces, la absorción calculada con la ecuación 2.2.3.3 debe ser multiplicada por la transmisión del vapor de agua en la región  $T_H$  para corregir este traslape. Para calcular  $T_H$  se usa la fórmula descrita por Roberts (1976), ecuación 2.2.1.4 usando  $\nu = 1042\text{cm}^{-1}$ .

### 2.2.4 Óxido nitroso y metano

Siguiendo el procedimiento de Ramanathan et al (1987) y Donner y Ramanathan (1982), se usa una ecuación similar a la 2.2.2.1 para calcular la banda de absorción del metano ( $\text{CH}_4$ ) y del óxido nitroso ( $\text{N}_2\text{O}$ ) respectivamente. En particular la banda de absorción está dada por,

$$A = 2A_o \ln \left[ 1 + \frac{u}{D + \sqrt{E + u(1 + 1/\beta)}} \right] \quad 2.2.4.1$$

Donde

$$u = 1.66 S W / A_o$$

$$\beta = \beta_0 \left( \frac{P}{P_0} \right) \quad \text{Y}$$

$$\beta_0 = \frac{2\gamma}{\delta}$$

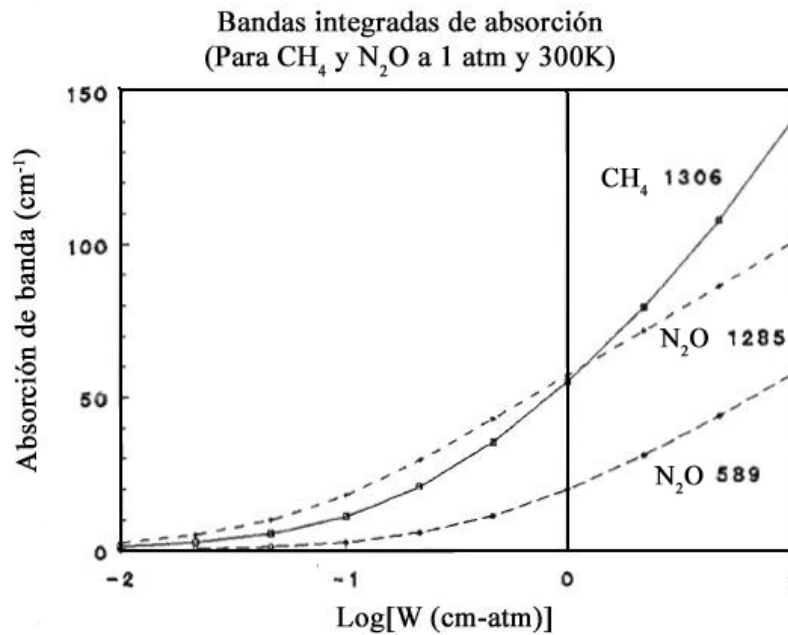
$S$  es la intensidad de la banda ( $\text{cm}^{-2}\text{atm}^{-1}$ ),  $u$  es la profundidad óptica,  $W$  es el camino óptico (cm STP),  $A_o$  es el parámetro de ancho de banda efectivo ( $\text{cm}^{-1}$ ),  $\gamma$  es el ancho de la línea media a una presión de 1atm,  $\delta$  es el espaciado de la línea media, 1.66 es el factor de difusividad,

$E=(2-D)^2$ , donde  $D=1.106$  y  $0.0$  para el metano y en ambas bandas del óxido nitroso respectivamente.

El metano tiene una sola banda de absorción centrada en  $1306\text{ cm}^{-1}$  ( $950\text{-}1650\text{ cm}^{-1}$ ) y el óxido nitroso tiene dos bandas; una en  $589\text{ cm}^{-1}$  ( $520\text{-}660\text{ cm}^{-1}$ ) y otra en  $1285\text{ cm}^{-1}$  ( $1200\text{-}1350\text{ cm}^{-1}$ ). Los valores de  $A_0$  y  $\beta_0$  usados en el modelo 1D-RCM fueron obtenidos de Donner y Ramanathan (1982) o de Ramanathan et al (1987) y son presentados en la tabla 2.3. En la tabla 2.3 también se muestran las intensidades de banda usadas en dicho modelo obtenidas de Goody (1989).

Parámetro	CH <sub>4</sub> (1306cm <sup>-1</sup> )	N <sub>2</sub> O (1285cm <sup>-1</sup> )	N <sub>2</sub> O (589cm <sup>-1</sup> )
A <sub>0</sub> (cm <sup>-1</sup> )	$68.2\left(\frac{T}{300}\right)^{0.858}$	$20.4\left(\frac{T}{300}\right)^{0.5}$	$23\left(\frac{T}{300}\right)^{0.5}$
B <sub>0</sub>	$0.211\left(\frac{300}{T}\right)$	$1.12\left(\frac{300}{T}\right)^{0.5}$	$1.08\left(\frac{300}{T}\right)^{0.5}$
S(cm <sup>-2</sup> atm <sup>-1</sup> )	135	268	32

**Tabla 2.3.** Parámetros de absorción para el metano y el óxido nitroso. Los valores para ambas bandas del N<sub>2</sub>O son tomados de Donner y Ramanathan (1982), y los parámetros de banda del CH<sub>4</sub> son de Ramanathan et al (1987).



**Figura 2.7.** Las absorción de banda son calculadas usando la ecuación 2.2.4.1 para: a)  $1306\text{ cm}^{-1}$  del CH<sub>4</sub>, b)  $1285\text{ cm}^{-1}$  del N<sub>2</sub>O, y c)  $589\text{ cm}^{-1}$ .

### 2.2.4.1 Metano

La ecuación 2.2.4.1 con los parámetros listados en la tabla 2.3 son usados para calcular el enfriamiento (o calentamiento) del IR atmosférico debido al metano.

La región  $1306\text{ cm}^{-1}$  del espectro también tiene absorción debido al vapor del agua en el continuo ( $950\text{-}1200\text{ cm}^{-1}$ ) y en la banda de vibración- rotación del vapor de agua ( $1200\text{-}1650\text{ cm}^{-1}$ ).

Siguiendo el procedimiento para el CO<sub>2</sub> la absorción del metano es calculada con la ecuación 2.2.4.1, esta es multiplicada por la transmisividad del vapor de agua T<sub>4</sub> para contabilizar el traslape de bandas de los dos gases. La transmisividad promedio del vapor de agua para el intervalo de banda 950- 1650 cm<sup>-1</sup> es tomado de

$$T_4 = \frac{\{260 * T_{4_1} + 450 * T_{4_2}\}}{710} \quad 2.2.4.2$$

Donde T<sub>4<sub>1</sub></sub> es la transmisividad del vapor de agua en el continuo en 940-1200cm<sup>-1</sup> y T<sub>4<sub>2</sub></sub> es la transmisividad del vapor de agua en la banda de vibración-rotación en 1200-1650cm<sup>-1</sup>. T<sub>4<sub>1</sub></sub> es calculada usando la parametrización dada por Roberts (1976) para el continuo del vapor de agua. El modelo estadístico de Goody es usado para calcular T<sub>4<sub>2</sub></sub> para la región de 1200-1650cm<sup>-1</sup>.

Los valores de  $\frac{S}{\delta}$  y  $\frac{S}{(\pi\alpha)}$  son tomados de Rodgers y Walshaw (1966) y son 248.3 g<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> y 1276 g<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> respectivamente y la dependencia de  $\frac{S}{\delta}$  y  $\frac{S}{(\pi\alpha)}$  con la temperatura se desprecia.

#### 2.2.4.2 Óxido nítrico (1285 cm-1)

La ecuación 2.2.4.1 junto con la tabla 2.3 son usadas para calcular en enfriamiento IR debido al N<sub>2</sub>O en la banda extendida de 1200-1350cm<sup>-1</sup>. La banda de vibración- rotación del vapor de agua y la banda de absorción del metano se traslapan con esta banda de N<sub>2</sub>O, debido a esto la transmisividad para cada una debe ser calculada. La transmisividad total en el intervalo T5 debido al metano y al vapor de agua es tomada de

$$T_5 = T_{CH_4} * T_{H_2O} \quad 2.2.4.3$$

Donde T<sub>CH<sub>4</sub></sub> y T<sub>H<sub>2</sub>O</sub> son las transmisividades debidas al metano y al vapor de agua respectivamente. La absorción de banda del N<sub>2</sub>O es calculada con la ecuación 2.2.4.1 y entonces es multiplicada por T5 para corregir el traslape de banda.

T<sub>H<sub>2</sub>O</sub> es calculada usando el modelo de banda estadístico de Goody. Los valores de  $\frac{S}{\delta}$  y  $\frac{S}{(\pi\alpha)}$  son tomados de Rodgers y Walshaw (1966) y son 12.65 g<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> y 142.3 g<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> respectivamente y la dependencia de  $\frac{S}{\delta}$  y  $\frac{S}{(\pi\alpha)}$  con la temperatura otra vez, se desprecia. T<sub>CH<sub>4</sub></sub> es calculada usando los valores espectrales reportados por Green (1964), descritos a continuación.

Green (1964) da,

$$T = \exp \left[ - \left( \frac{w'}{w_e} \right)^\eta \right] \quad 2.2.4.6$$

Para la transmisión T de la radiación IR a través de una atmósfera que contiene metano, donde

$$w' = w \left( \frac{P_e}{P_s} \right) \quad 2.2.4.7$$

W<sub>e</sub> es una constante empírica, P<sub>e</sub> es la presión atmosférica efectiva (atm), w es el camino óptico (cm-STP), P<sub>s</sub> es la presión estándar (1atm) y el exponente η es una constante empírica (η=0.46). La tabla 2.4 da los valores de w<sub>e</sub> para 5 intervalos espectrales de CH<sub>4</sub> que son usados para abarcar el intervalo de N<sub>2</sub>O de 1200- 1350cm<sup>-1</sup>.

Para calcular la transmisividad promedio de CH<sub>4</sub> para la banda de N<sub>2</sub>O en 1200-1350cm<sup>-1</sup> se usa,

$$T_{CH_4} = \left[ \sum (T_j \Delta \nu_j) \right] / 150 \tag{2.2.4.8}$$

Donde T<sub>j</sub> es calculada usando la ecuación 2.2.4.6 y los valores de w<sub>ej</sub> y Δν<sub>j</sub> se encuentran en la tabla 2.4.

j	Intervalo espectral (cm-1)	Δν <sub>j</sub> (cm-1)	w <sub>ej</sub> (atm-cm)
1	1200- 1272	72	14.95
2	1272- 1285	13	6.47
3	1285- 1304	19	2.60
4	1304- 1315	12	9.08
5	1316- 1350	34	18.4

**Tabla 2.4.** Valores de w<sub>ej</sub> y Δν<sub>j</sub> para cinco intervalos espectrales de CH<sub>4</sub> entre 1200 y 1350cm<sup>-1</sup>.

### 2.2.4.3 Óxido nitroso (589cm<sup>-1</sup>)

Al igual que con el CH<sub>4</sub> se usa la ecuación 2.2.4.1 junto con los valores de la tabla 2.3 para calcular la absorción de banda del N<sub>2</sub>O para el intervalo espectral entre 520 y 660cm<sup>-1</sup>. Ya que ν<sub>2</sub> de la banda de rotación del vapor de agua y del CO<sub>2</sub> absorben en esta región espectral sus transmisividades respectivas T<sub>H<sub>2</sub>O</sub> y T<sub>CO<sub>2</sub></sub> se deben calcular para corregir el traslape de esas bandas con la del N<sub>2</sub>O a 589cm<sup>-1</sup>.

Se usa de nuevo el modelo estadístico de Goody, pero ahora con una corrección de temperatura, para calcular T<sub>H<sub>2</sub>O</sub>.

Se da una breve descripción de la implementación en el modelo 1D-RCM basándose en la descripción más detallada que da Rodgers y Walshaw (1966) y Rodgers (1967).

La formulación de banda dada por Rodgers y Walshaw (1966) y Rodgers (1967) para calcular la transmisividad media del vapor de agua T<sub>H<sub>2</sub>O</sub> sobre este intervalo espectral es:

$$T_{H_2O}(U, T) = \exp \left[ - \frac{S \bar{m}}{\delta} \left( 1 + \frac{S \bar{m}}{\pi \alpha_0 \bar{p}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \tag{2.2.4.9}$$

Donde  $\bar{m} = \int \Phi(T) dm$  es el camino óptico con corrección de temperatura del vapor de agua (g cm<sup>-2</sup>),  $\bar{m} \bar{p} = \int \chi(T) p dm$ ,  $\bar{p}$  es la presión promedio del camino atmosférico, S es la intensidad de la línea media, δ es el espaciado de la línea media, α<sub>0</sub> es el ancho de la línea media a p=p<sub>0</sub>=1atm. χ(T) y Φ(T) son funciones de temperatura T(k) y están definidas como

$$\Phi(T) = \frac{\sum S_i(T)}{\sum S_i(T_0)} \tag{2.2.4.10}$$



$$\chi(T) = \left[ \frac{\sqrt{\sum [S_i(T)\alpha_0(T)]}}{\sqrt{\sum [S_i(T_0)\alpha_0(T_0)]}} \right]^2 \quad 2.2.4.11$$

Y son usadas como correcciones de temperatura con los datos de mecánica cuántica  $S$  y  $\alpha_0$ . Rodgers y Walshaw (1966) dan las expresiones empíricas,

$$\ln(\Phi(T)) = a(T - 260) + b(T - 260)^2 \quad 2.2.4.12$$

$$\ln(\chi(T)) = a^1(T - 260) + b^1(T - 260)^2$$

Se debe notar que si la corrección de temperatura no es utilizada, como en el caso de las secciones anteriores,  $\chi(T)$  y  $\Phi(T)$  toman el valor de la unidad.

Este método descrito anteriormente es usado por el 1D-RCM en varias ocasiones para calcular la corrección por traslape del vapor de agua con otros gases. Este tratamiento está basado en el modelo estadístico de Goody y las transmisiones son calculadas usando la ecuación 2.2.4.9 referidas a las transmisiones estadísticas de Goody. Los valores de  $S/\delta = \sum S_i/\Delta\nu$  y  $\pi\alpha_0/\delta$  son calculados usando los valores tabulados de  $\sum S_i$  y  $\sum \sqrt{[\alpha_i S_i]}$  dados por Goody (1964) para intervalos de  $20\text{cm}^{-1}$  (de 0 a  $1000\text{cm}^{-1}$ ) donde  $\Delta\nu$  es el intervalo total del número de onda.

( Se Nota que la  $S_{m_i}$  de Goody es equivalente a la  $k_i$  de Rodgers y Walshaw). Para la banda rotacional se tienen las siguientes consideraciones: de  $15.2$  a  $19.3 \mu\text{m}$  ( $520\text{-}660\text{cm}^{-1}$ ),  $\Delta\nu = 140\text{cm}^{-1}$  y  $S/\delta = 9.706(g^{-1}\text{cm}^2)$  a  $T_0 = 260\text{K}$ . El término  $\pi\alpha_0/\delta$  puede ser obtenido de los valores tabulados por Goody como,

$$\pi\alpha_0/\delta = \frac{\left[ \frac{2\sum \sqrt{[\alpha_i S_i]}}{\Delta\nu} \right]^2}{S/\delta}$$

$$= 0.0597 (T_0 = 260\text{K}) \quad \text{o}$$

$$k/\pi\alpha_0 = 162.6(g^{-1}\text{cm}^2)$$

Los valores de  $a$ ,  $b$ ,  $a_1$  y  $b_1$  fueron obtenidos por interpolación de los valores dados por Rodgers y Walshaw (1966) y son,

$$'a' = 0.0168 (\text{K}^{-1})$$

$$'b' = -3.63 \times 10^{-5} (\text{K}^{-2})$$

$$'a_1' = 0.0172 (\text{K}^{-1})$$

$$'b_1' = -4.68 \times 10^{-5} (\text{K}^{-2})$$

El valor de  $T_{\text{CO}_2}$  es calculado simplemente tomando la absorción de la banda para  $\text{CO}_2$ ,  $A_{\text{CO}_2}$ , antes de la corrección por vapor de agua y dividiéndola por el ancho de la banda de  $\text{CO}_2$  en  $300\text{cm}^{-1}$  para obtener la absorción media  $A$ .

$$T_{CO_2} = \left[ 1 - \frac{A_{CO_2}}{300} \right] \quad 2.2.4.13$$

La corrección de la absorción de la banda para N<sub>2</sub>O es calculada por la ecuación 2.2.4.1 por T<sub>H<sub>2</sub>O</sub> x T<sub>CO<sub>2</sub></sub>.

### 2.2.5 Otros gases

Siguiendo la consideración de Ramanathan, 1975 en su análisis del efecto invernadero de los clorofluorocarbonos, se usa el límite de la línea para calcular la absorción de la banda A, como

$$A = Su \quad 2.2.5.1$$

Donde S es el espesor de la banda en atm<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> y u es el camino óptico en atm-cm. La tabla 2.5 es reproducida del reporte de WMO No. 16 (1985) y contiene el espesor de la banda y el centro de banda para los GEI's con bajas concentraciones. Como lo hizo notar Ramanathan (1975) el uso de la ecuación 2.2.5.1 se limita a los GEI's con concentraciones de 5 ppbv o menores a menos que se pudiese dar otra justificación.

El centro de la banda se debe conocer calculando la función de Planck y así obtener el calentamiento o enfriamiento neto atmosférico debido a un gas en particular como se refiere el capítulo 1.

Molécula	Rango espectral (cm <sup>-1</sup> )	Espesor de banda (atm <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> 296K)
<b>CFC's</b>		
CFC13 (F11)	800- 900	1828
	1050- 1100	679
CF2C12 (F12)	875- 950	1446
	1060- 1125	1141
	1125- 1175	767
CF3C1 (F13)	750- 850	116
	1075- 1125	1758
	1175- 1240	2116
CF4 (F14)	600-650	39
	1250- 1300	5472
CHC1F2 (F22)	780-840	219
	1080- 1140	637
	1280- 1340	101
C2F6 (F116)	880-740	135
	1080- 1150	975
	1220- 1280	3374

**Tabla 2.5.** Centros de banda y espesores de banda (o intensidades) de algunos CFC's dados por el reporte WMO No. 16 (1985).

# Capítulo 3. Absorción y esparcimiento de radiación solar debido a las nubes<sup>1</sup>

---

## Introducción

Como ya se dijo en los capítulos anteriores, el sistema climático es forzado por numerosos factores, por ejemplo, el efecto invernadero, la absorción de radiación infrarroja por los GEI's, las nubes. El forzamiento radiativo debido a los GEI's fue desarrollado por Robert Cess quien contribuyó con una gran cantidad de conocimiento de los procesos radiativos en la atmósfera de la Tierra y de otros planetas.

Dentro de la atmósfera baja el efecto invernadero es dominado por el ensanchamiento de las líneas de vibración- rotación (por ejemplo del CO<sub>2</sub> y CH<sub>4</sub>) o las líneas de rotación pura (H<sub>2</sub>O). Generalmente, la absorción y emisión de radiación ocurre en bandas discretas con cientos de líneas rotacionales dentro de cada banda. Analizar esta gran cantidad de líneas para cada banda, para toda la atmósfera es impráctico, por tal razón se desarrolló la teoría de bandas.

Los flujos de energía infrarroja son modelados evaluando la contribución de las líneas individuales de las bandas de absorción. Este análisis se llevó a cabo a partir de la década de 1950

Tiempo después aparecen los satélites y con ellos el incremento del estudio y experimentación de los flujos de radiación en el tope de la atmósfera. El análisis del efecto de las nubes en la dispersión de la radiación aumentó mejorando el conocimiento de su efecto en el cálculo del balance de energía en el sistema tierra- atmósfera.

A continuación se hace la descripción del cálculo de absorción solar y dispersión debido a las nubes; concretamente en el 1D-RCM se usa un modelo generalizado de una capa con una nube.

### 3.1 Absorción y esparcimiento de la radiación solar

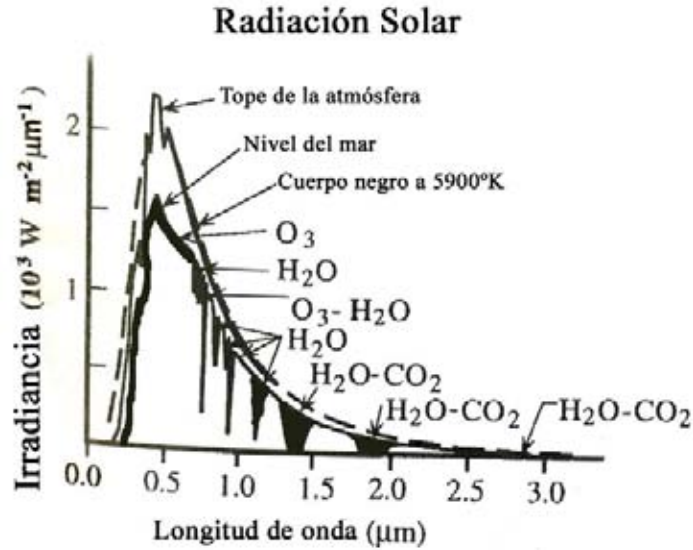
Como se puede ver en la figura 3.1 el espectro solar se extiende desde 0.2  $\mu\text{m}$  a 3  $\mu\text{m}$  con una absorción significativa debido al H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub> y CO<sub>2</sub>. En la figura 3.1 la curva sólida representa el espectro de irradiancia solar, el área entre la cima de la curva sólida y la región sombreada representa la energía reflejada por la atmósfera, y la región sombreada corresponde a la absorción por los gases de la atmósfera en condiciones de cielo despejado. La línea sombreada es la curva de la energía para la radiación de un cuerpo negro a 5900K multiplicado por la raíz cuadrada de la distancia media entre el radio del Sol y la Tierra.

A pesar de que la absorción de radiación solar debido al vapor de agua es fuerte, esta ocurre principalmente en las longitudes de onda mayores a 0.8  $\mu\text{m}$  y aquí la atmósfera sigue siendo relativamente transparente a esta radiación solar.

---

<sup>1</sup> El modelo 1D-RCM utiliza una sola nube que cubre una sola capa de la columna atmosférica

De la figura 3.1 es evidente que la dispersión de Rayleigh es predominante en longitudes de onda menores a  $0.8\mu\text{m}$ . Este factor se usará en la sección 3.1 y 3.2 para simplificar el cálculo de absorción solar debido al vapor de agua.



**Figura 3.1.** Distribución espectral de la radiación solar en el tope de la atmósfera (a) ; a nivel del mar (b) para condiciones de cielo despejado y (c) es la energía de un cuerpo negro a 5800K. Se señala con flechas la energía absorbida por los gases atmosféricos. Tomado de Hecht, 2000.

El modelo 1D-RCM usa el método desarrollado por Lacis y Hansen (1974) para calcular la absorción solar debido al vapor de agua y al ozono. La absorción de radiación solar por  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}_2$  es tratada de acuerdo a la parametrización de Sasamori et al (1972).

### 3.1.1 Vapor de agua

Siguiendo el procedimiento de Lacis y Hansen (1974) se calcula la absorción de radiación solar debido al vapor de agua para cielos despejados y nublados. El modelo atmosférico contiene una sola capa de nubes localizada en el modelo de capa designado con  $k_{ap}$  y esta nube, cubre una fracción horizontal  $A_c$  de esa misma capa. La fracción neta de radiación solar incidente absorbida por el vapor de agua en la capa  $j$  es calculada como,

$$A_{H2O}(j) = \{(1 - A_c)A_{1H}(j) + A_c A_{2H}(j)\} \tag{3.1.1.1}$$

Donde  $A_{1H}(j)$  es la fracción de radiación solar incidente absorbida por la capa  $j$  en condiciones de cielo despejado, y  $A_{2H}(j)$  es la contraparte de  $A_{1H}(j)$  para cielos nublados. La proporción total de absorción de energía  $\left(\frac{w}{m^2}\right)$  para la capa  $j$  es,

$$0.5S_0\mu_0 A_{H2O}(j) \tag{3.1.1.2}$$

Donde  $S_0$  la constante solar promedio (multiplicada por 0.5 ya que este es un promedio de 12 horas en un día),  $\mu_0$  es el coseno del promedio del ángulo cenit igual a  $60^\circ$ . Ya que las ecuaciones 3.1.1.1 y 3.1.1.2 son para el vapor de agua, son usadas también para el cálculo de la absorción total debida al ozono.

Esto es, la absorción en cielos despejados y cielos nublados son calculadas separadamente y luego combinadas usando las ecuaciones 3.1.1.1 y 3.1.1.2 con las absorciones respectivas para el ozono.

### 3.1.1.2 H<sub>2</sub>O y cielo despejado

Lacis y Hansen (1974) dan,

$$A_{wv}(y) = \frac{2.9y}{(1+141.5y)^{0.635} + 5.925y} \quad 3.1.1.3$$

Para la fracción de radiación solar incidente absorbida en cierta longitud de trayectoria  $y$  ( $g\text{ cm}^{-2}$ ) de vapor de agua. Para los cálculos atmosféricos,  $y$  es tomada como el camino óptico de vapor de agua corregidos para una temperatura  $T$  (K) y una presión  $P$  (atmósferas). Para la radiación solar directa,

$$y = \frac{M}{g} \int_0^{P_g} q \left( \frac{P}{P_0} \right)^n \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} dP \quad 3.1.1.4$$

Donde  $g$  es el valor de la aceleración de la gravedad,  $q$  es la humedad específica,  $P_0 = 1\text{ atm}$ , y  $T_0 = 273\text{ K}$ . El término  $M$  en la ecuación 3.1.1.4 es un factor de magnificación para contabilizar la pendiente de la trayectoria y la refracción, y está dado por,

$$M = \frac{35}{\sqrt{(1224\mu_0^2 + 1)}} \quad 3.1.1.5$$

El espesor efectivo de la trayectoria para la radiación solar reflejada del suelo es obtenida por,

$$y^* = \frac{M}{g} \int_0^{P_g} q \left( \frac{P}{P_0} \right) \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} dp + \frac{5}{3g} \int_0^{P_g} q \left( \frac{P}{P_0} \right) \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} dp \quad 3.1.1.6$$

Donde  $P_g$  es la presión en el suelo y  $5/3$  es el factor de magnificación por la naturaleza difusa de la radiación solar reflejada por el suelo. El exponente  $n$  en ambas ecuaciones 3.1.1.4 y 3.1.1.6 se toma igual a uno.

El modelo 1D-RCM contiene 18 capas. La presión en el tope de la capa 1 es designada por  $P_1 = 0.0$  y  $P_{19} = 1\text{ atm}$  que es la presión en la base de la capa 18. Se puede escribir la absorción de radiación solar en la capa  $j$  como,

$$A_j \square \mu_0 \frac{S_0}{2} \left\{ A_{wv}(y_{j+1}) - A_{wv}(y_j) + R_g \left[ A_{wv}(y_j^*) - A_{wv}(y_{j+1}^*) \right] \right\} \quad 3.1.1.7$$

Donde  $R_g$  es el albedo del suelo. En el cálculo se asume que la dispersión de Rayleigh es despreciable para longitudes de onda asociadas con absorción significativa del vapor de agua para condiciones de cielos despejados.

### 3.1.2 H<sub>2</sub>O y cielo nublado<sup>2</sup>

Lacis y Hansen (1974) usaron el método de la distribución  $k$  para calcular la absorción (fracción de radiación solar incidente absorbida por el espesor óptico  $y$ ) del vapor de agua en condiciones de cielos nublados como

$$A_{wv}(y) \square 1 - \sum_{n=1}^N p(k_n) e^{-k_n y} \quad 3.1.2.1$$

La ecuación 3.1.2.1 es equivalente a asumir que el vapor de agua es comprimido por  $N$  caminos ópticos que tienen un coeficiente de absorción  $k_n$  con cierta masa y cada uno tiene una probabilidad

<sup>2</sup> En el 1D-RCM, el cielo nublado se refiere a una capa con una nube, de la columna vertical atmosférica.

de absorber igual a  $p(k_n)$ . El término  $p(k_n)$  se puede interpretar como una fracción de radiación solar absorbida por el camino óptico  $n_t$ . Lacis y Hansen (1974) desarrollan por mínimos cuadrados la ecuación 3.1.1.7 a la ecuación 3.1.1.3 para encontrar valores de  $p(k_n)$  y  $k_n$ .

Estos valores están listados en la tabla 3.1.

N	$k_n$	$P(k_n)$
1	$4 \times 10^{-5}$	0.6470
2	0.002	0.0698
3	0.035	0.1443
4	0.377	0.0584
5	1.95	0.0335
6	9.40	0.0225
7	44.6	0.0158
8	190	0.0087

**Tabla 3.1.** Valores de  $k_n$  y  $p(k_n)$  dados por Lacis y Hansen (1974) usados en los cálculos de absorción del vapor de agua mediante el método de distribución  $k$  descrito en el texto.

Nótese que  $p(k_1)=0.6470$  para  $k_1=4 \times 10^{-5}$ . Esto implica que cerca del 65% de la radiación solar incidente tiene poca absorción por el vapor de agua.

Para calcular la absorción en una atmósfera nublada a cada capa  $j$  se le asigna un espesor óptico total y un único albedo de dispersión  $w_{j,n}$  de acuerdo a  $\tau_{j,n}$ .

$$\tau_{j,n} = \tau_j^c + k_n u_j$$

$$w_{j,n} = \frac{\tau_j^c}{\tau_{j,n}} \quad 3.1.2.2$$

Donde  $\tau_j^c$  es el espesor óptico debido a las partículas de la nube en la capa  $j_{th}$  y  $u_j$  es la cantidad efectiva de vapor de agua en una estructura vertical a través de la capa  $j_{th}$ .

Las funciones de reflexión total y de transmisión (debido a la radiación directa y difusa) para cada capa que contengan una nube se toma de Sagan y Pollack (1967) y es

$$R_j = \frac{(u+1)(u-1)(e^t - e^{-t})}{(u+1)^2 e^t - (u-1)^2 e^{-t}}$$

$$T_j = \frac{4u}{(u+1)^2 e^t - (u-1)^2 e^{-t}}$$

$$u = \sqrt{\frac{1 - gw_{j,n}}{1 - w_{j,n}}} \quad 3.1.2.3$$

$$t = \tau_{j,n} \sqrt{3(1 - w_{j,n})(1 - gw_{j,n})}$$

El factor de asimetría  $g$ , está asociado con la cantidad relativa de radiación dispersada en dirección hacia delante y hacia atrás, es tomada como  $g = 0.85$  (nótese que  $g = -1, 0, +1$ , corresponden a la dispersión total hacia atrás, dispersión isotrópica, y dispersión completa hacia delante respectivamente). Se asume que cada capa es homogénea así que la reflexión (transmisión) para la radiación incidente es  $R_j$  ( $T_j$ ).

Las funciones de reflexión y transmisión para una “capa sin dispersión” están dadas por,

$$R_j = R_j^* = 0 \tag{3.1.2.4}$$

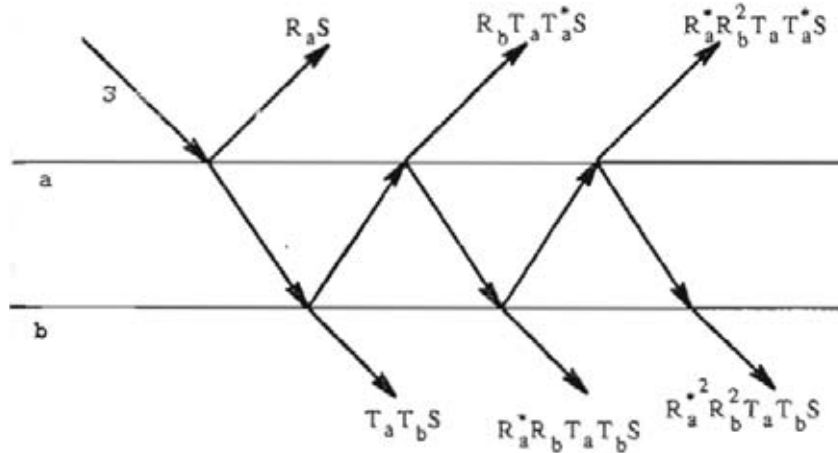
$$T_j = T_j^* = \exp\left(-\frac{3}{5}\tau_{j,n}\right)$$

Excepto para la capa que está encima de la nube más alta que tiene una función de transmisión hacia atrás dada por

$$T_j = \exp(-M\tau_{j,n}) \tag{3.1.2.5}$$

Donde M esta definida por la ecuación 3.1.1.5 y 1.66 es el factor de magnificación de la radiación difusa.

La figura 3.2 muestra dos capas a y b con radiación incidente S sobre ellas. La transmisión neta efectiva o reflectancia para la capa compuesta está definida por  $T_{ab}$  y  $R_{ab}$  respectivamente.



**Figura 3.2.** Esquema de la reflexión y transmisión combinada de dos capas atmosféricas a y b, con o sin nube.

De la figura 3.2 es fácil ver que,

$$R_{ab} = R_a + \frac{T_a R_b T_a^*}{(1 - R_a^* R_b)} \tag{3.1.2.6}$$

$$T_{ab} = \frac{T_a T_b}{(1 - R_a^* R_b)} \tag{3.1.2.6}$$

Donde se usa la igualdad  $\sum x^n = \frac{1}{(1-x)}$ ,

Similarmente,

$$R_{ab}^* = R_a^* + \frac{T_b^* R_b T_b}{(1 - R_a^* R_b)} \tag{3.1.2.7}$$

$$T_{ab}^* = \frac{T_b^* T_a^*}{(1 - R_a^* R_b^*)}$$

Teniendo estas definiciones, se sigue con el algoritmo propuesto por Lacis y Hansen (1974) para la absorción de radiación solar por cielo nublado, debido al vapor de agua en la capa T.

Se dan los pasos a seguir según Lacis y Hansen (1974).

- 1)  $R_j$  y  $T_j$ , para  $j= 1$  hasta 18, son calculadas para cada capa usando las ecuaciones 3.1.2.3, 3.1.2.4 y 3.1.2.5.
- 2) Las capas son añadidas, hacia abajo, para obtener  $R_{1,j}$  y  $T_{1,j}$  para  $j= 2,19$  y  $R_{1,j^*}$  y  $T_{1,j}$  para  $j= 2,18$ .
- 3) Las capas son añadidas, una en cada paso, hacia arriba, para obtener  $R_{19-j,19}$ , para  $j=1,17$  empezando con la capa de abajo  $R_{19}=R_g$  y  $T_{19}=0$ .
- 4) Como las dos capas compuestas, digamos 1,  $j$  y  $j+1,19$  son añadidas, los flujos hacia arriba y hacia abajo en la frontera entre dos capas están determinadas por:

$$U_j = \frac{T_{1,j} R_{j+1,19}}{(1 - R_{1,j}^* R_{j+1,19})} \quad 3.1.2.8$$

$$D_j = \frac{T_{1,j}}{(1 - R_{1,j}^* R_{j+1,19})}$$

La fracción de flujo total incidente absorbido en la capa superior compuesto es

$$A_{1,j}(n) = p(k_n) \{1 - R_{1,19}(n) + U_j(n) - D_j(n)\} \quad 3.1.2.9$$

- 5) La absorción en cada capa  $j$  debido la  $n_{th}$  absorbida (los valores de  $n$  se toman de la tabla 3.1) es calculada por

$$A_j(n) = A_{1,j}(n) - A_{1,j-1}(n) \quad 3.1.2.10$$

- 6) Finalmente, la absorción total para la capa  $j$  está dada por

$$A_j = \frac{S_0}{2} \mu_0 \sum_{n=2}^8 A_j(n) \quad 3.1.2.11$$

Donde  $S_0$  y  $\mu_0$  son la constante solar y el coseno del ángulo cenit respectivamente

### 3.1.3 Ozono

La absorción de radiación solar por el ozono es la mayor fuente de calentamiento en la estratosfera y aquí es donde reside su importancia. El ozono absorbe en dos regiones del espectro solar:

- 1) La absorción fuerte se encuentra en la región del ultravioleta, en las bandas Hartley y Huygens y,
- 2) La absorción débil es en la región del visible en la banda Chappius.

Lacis y Hansen (1974) dan la ecuación



$$A_{OZ}^{vis}(x) = \frac{0.02118x}{1 + 0.042x + 0.000323x^2} \quad 3.1.3.1$$

Para la fracción de energía solar incidente en toda la región del visible absorbida por la banda de Chappius hacen que esta fórmula sea muy socorrida sobre todo para cantidades  $x$  que se encuentren entre  $10^{-4}$  cm y 10 cm (STP). También dan, la absorción integrada en el ultravioleta,

$$A_{OZ}^{uv}(x) = \frac{1.082x}{(1 + 138.6x)^{0.805}} + \frac{0.0658x}{1 + (103.6x)^3} \quad 3.1.3.2$$

Para los cálculos atmosféricos, el ozono estará de forma transversal a los rayos director del sol, que para la capa superior  $j$  es  $x_j = U_j M$ , donde  $U_j$  es la columna total de ozono en el tope de la capa  $j$  y  $M$  es el factor de magnificación del trayecto inclinado definido anteriormente por la ecuación 3.1.1.5.

La trayectoria efectiva transversal para la radiación difusa alcanzada debajo del tope de la capa  $j$  está dada por,

$$x_j^* = U_j M + \bar{M}(U_i - U_j) \quad 3.1.3.3$$

Donde  $U_i$  es el ozono total en la columna (cm-STP) sobre la capa reflejante principal ( el suelo para cielos despejados o el tope de la nube para cielos nublados) y  $\bar{M}$  es el factor de magnificación efectivo para la radiación difusa que es tomado como 1.9 debido a las consideraciones empíricas dadas por Lacis y Hansen (1974).

La dispersión de Rayleigh es modelada asumiendo que la dispersión es insignificante en la estratosfera y que la parte baja de la atmósfera tiene una reflectividad  $R_a'$  para los rayos directos y  $R_a^{**}$  para la radiación difusa reflejada del suelo. Siguiendo con un argumento similar que el usado para obtener la ecuación 3.1.2.4, el albedo efectivo de la región de reflexión  $R'(\mu_0)$  está dado por,

$$R'(\mu_0) = R_a'(\mu_0) + \frac{[1 - R_a'(\mu_0)](1 - R_a^{**})R_g}{(1 - R_a^{**}R_g)} \quad 3.1.3.4$$

Lacis y Hansen dan una estimación empírica para  $R_a'$  y  $R_a^{**}$ :

$$R_a' = \frac{0.219}{1 + 0.81\mu_0} \quad (\text{Cielo despejado}) \quad 3.1.3.5$$

$$R_a^{**} = 0.144$$

Y

$$R_a' = R_a^{**} = \frac{\sqrt{3}(1-g)\tau^c}{2 + \sqrt{3}(1-g)\tau^c} \quad (\text{Cielo nublado}) \quad 3.1.3.6$$

$$= \frac{0.13\tau^c}{1 + 0.13\tau^c}$$

Para el factor de simetría  $g = 0.85$ . En la ecuación 3.1.3.6.

$\tau^c$  es el espesor óptico de la nube.

La absorción total de radiación solar debido al ozono en la capa  $j$  se puede calcular ahora usando las ecuaciones 3.1.3.1 a la 3.1.3.5 (o la 3.1.3.6 para cielos nublados) y tenemos

$$A_{j,oz} = \frac{S_0}{2} \mu_0 \left\{ A_{oz}(x_{j+1}) - A_{oz}(x_j) + R'(\mu_0) \left[ A_{oz}(x_{j+1}^*) \right] \right\} \quad 3.1.3.7$$

Donde

$$A_{oz}(x) = A_{oz}^{uv}(x) + A_{oz}^{vis}(x) \quad 3.1.3.8$$

### 3.1.4 CO<sub>2</sub> y O<sub>2</sub>

El dióxido de carbono y el oxígeno molecular son absorbedores menores de la radiación solar, ambos contribuyen con el 9% de la absorción total atmosférica (Sasamori et al 1972). La parametrización dada por Sasamori et al (1972) para la fracción de radiación solar incidente absorbida por el dióxido de carbono y el oxígeno molecular es usada en el modelo 1D-RCM.

Esta parametrización está basada en un ajuste empírico:

Para CO<sub>2</sub>;

$$A_{CO_2} = 2.35 \times 10^{-3} (u + 0.0129)^{0.26} - 7.5 \times 10^{-4} \quad 3.1.4.1$$

Para O<sub>2</sub>;

$$A_{O_2} = 7.5 \times 10^{-3} (M^*)^{0.875} \quad 3.1.4.2$$

Donde  $u$  es el camino óptico, en este caso, del CO<sub>2</sub> corregido por la presión en cm-atm,

$$u = \int \frac{P}{P_0} du \quad 3.1.4.3$$

$$M^* = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{P}{P_0} \right) \quad 3.1.4.4$$

Es la presión corregida de la masa de aire, y  $\mu_0$  es el coseno del ángulo cenit. La energía neta absorbida en la capa  $j$  es calculada como,

$$A_{CO_2,j} = A_{CO_2}(u_{j+1}) - A_{CO_2}(u_j) \quad 3.1.4.5$$

Y

$$A_{O_2,j} = A_{O_2}(M_{j+1}^*) - A_{O_2}(M_j^*) \quad 3.1.4.6$$

Para el dióxido de carbono y el oxígeno molecular respectivamente. Aquí  $U_{j+1}(M_{j+1}^*)$  corresponde a la cantidad neta de CO<sub>2</sub> (o de O<sub>2</sub>), la base de la capa j, y  $U_j(M_j^*)$  es la cantidad neta sobre el tope de la capa j.

No se hace el esfuerzo para distinguir entre cielos despejados y nublados para el oxígeno molecular ya que la absorción por vapor de agua ocurre en partes diferentes del espectro que la absorción por oxígeno. Dentro del modelo de nube la absorción por dióxido de carbono es calculada por la ecuación 3.1.4.5 y multiplicada por (1-Ac) donde Ac es la fracción de nube. Se hace esto ya que la absorción de radiación solar por el dióxido de carbono ocurre en la misma parte del espectro que el vapor de agua.

### 3.1.5 Absorción en la superficie

Se usa el método descrito por Lacis y Hansen (1974), con una modificación, para calcular la absorción de radiación solar en la superficie terrestre.

Ya que Lacis y Hansen (1974) solo consideraron el vapor de agua y el ozono en sus cálculos, la absorción neta de radiación solar es ligeramente más alta que si solo fueran considerados el oxígeno molecular y dióxido de carbono. Así que se calcula la absorción en superficie para la parte del espectro solar asociado con la absorción del vapor de agua (35% de la tabla 3.1) y entonces la absorción en superficie del espectro solar asociado con la absorción de ozono (65%) se calcula con la metodología propuesta por Lacis y Hansen (1974). La absorción total en superficie es calculada usando la metodología anterior y reducida por una cantidad igual al total de absorción atmosférica debida al dióxido de carbono y al oxígeno, calculadas de acuerdo a los métodos referidos en la sección 3.1.4, con la absorción en superficie (1-R<sub>g</sub>). Abajo se describe la parametrización de absorción en superficie dada por Lacis y Hansen (1974) para el vapor de agua y el ozono en las regiones del espectro solar.

Cielos despejados. Para las regiones espectrales asociadas con una absorción significativa por vapor de agua (35.3%) la dispersión de Rayleigh es descartada y la fracción del flujo total de energía solar absorbida por la superficie es tomada de

$$A_{g,ww} = \mu_0 [0.353 - A_{ww}(y_t)] (1 - R_g) \quad 3.1.5.1$$

Donde  $y_t$  es la cantidad efectiva de vapor de agua en una columna vertical encima de la superficie y es calculada de acuerdo a la ecuación 3.1.1.3.

Para el resto del espectro solar (64.7%) la dispersión de Rayleigh es incluida tan pronto como la absorción atmosférica debida al ozono llega a la superficie. La fracción de la energía solar absorbida por el “ozono” en la región del espectro solar está dada por:

$$A_{g,oz} = \mu_0 \left[ 0.647 - R_r(\mu_0) - A_{oz}(Mu_t) \right] (1 - R_g) / (1 - R_r^* R_g) \quad 3.1.5.2$$

Donde  $u_t$  es la cantidad de ozono en una trayectoria vertical sobre la superficie y  $R_r(\mu_0)$  es el albedo atmosférico debido a la dispersión de Rayleigh,  $R_r^*(\mu_0)$  es el albedo esférico debido a la dispersión de Rayleigh de la radiación reflejada de la superficie, y  $R_g$  es el albedo de superficie.

Lacis y Hansen dan valores empíricos para  $R_r$  y  $R_r^*$  que son,

$$R_r(\mu_0) = \frac{0.28}{1 + 6.43\mu_0} \quad 3.1.5.3$$

$$R_r^* = 0.0685$$

Cielos nublados. Para cielos nublados  $A_{g,wv}$  es obtenida multiplicando la transmisión total del suelo  $T_{1,19}$  para cada valor de  $k_n$  por el factor  $p(k_n)(1-R_g)$  y sumándolo de  $n=2$  hasta  $n=8$ .

Para cielos nublados, la dispersión de Rayleigh es despreciable debajo de la nube y entonces  $A_{g,oz}$  es calculada como,

$$A_{g,oz} = \mu_0 \left[ 0.647 - A_{oz}(Mu_t) \right] \times \left[ 1 - R_a'(\mu_0) \right] (1 - R_g) / (1 - R_a'' R_g) \quad 3.1.5.4$$

Donde  $u_t$ ,  $R_a'(\mu_0)$  y  $R_a''(\mu_0)$  son las reflectividades de la cantidad de ozono y atmosférica dadas por 3.1.3.6.

# Capítulo 4. Perturbaciones de los gases traza y la sensibilidad del modelo del clima

---

## Introducción

Como se señaló anteriormente, la temperatura de la Tierra realiza un ajuste por sí misma, de forma que la radiación solar absorbida y la radiación infrarroja emitida están en equilibrio. Cuando hay un exceso de energía solar, la temperatura tiende a aumentar, lo que incrementa la emisión de radiación infrarroja al espacio. Mientras mayor sea el aumento de la emisión infrarroja al espacio con la temperatura (*amortiguamiento radiativo*), menor será el aumento de temperatura necesario para restablecer el balance de energía neto cero y la sensibilidad climática. En la comparación de las sensibilidades de los modelos climáticos es común utilizar como referencia la duplicación de CO<sub>2</sub>.

Cabe esperar que la sensibilidad climática dependa tanto de la magnitud como de la distribución vertical, latitudinal y estacional del forzamiento. Pero los experimentos realizados con varios modelos indican que, para forzamientos de magnitudes como los que podrían acaecer durante el siglo próximo, la sensibilidad climática es aproximadamente constante (es decir que la respuesta de la temperatura media mundial en superficie es aproximadamente proporcional al forzamiento medio mundial). Asimismo, para varios forzamientos diferentes, la sensibilidad climática es, en gran parte, independiente de las combinaciones específicas de los factores que producen un determinado forzamiento medio mundial. En particular, la respuesta de la temperatura media mundial a los incrementos de una mezcla de gases de efecto invernadero cae dentro del 10% de la respuesta a un incremento de sólo CO<sub>2</sub> que tenga el mismo forzamiento medio mundial que el de la mezcla de gases (IPCC,1994).

## 4.1 Sensibilidad del modelo

### 4.1.1 Estructura del modelo 1D-RCM

La estructura del modelo se describe con base en el trabajo publicado por Mackay, 1990 como sigue.

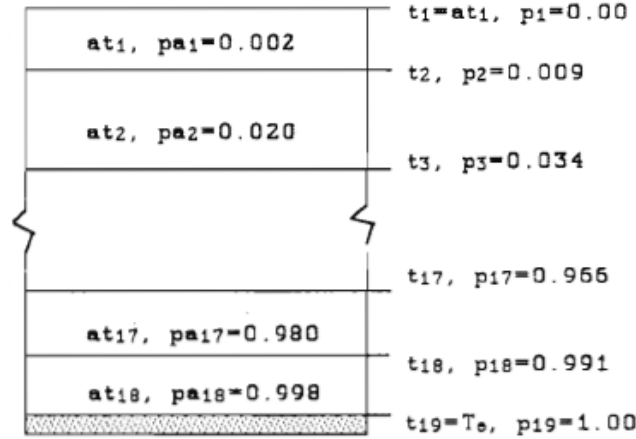
El modelo 1D- RCM contiene 18 capas atmosféricas que abarcan desde la superficie hasta una altitud aproximada de 40 km, esto se muestra en la figura 4.1. Se usa la constante  $\sigma$  del sistema coordinado usado por Manabe y Strickler (1964) para designar el promedio de la presión  $pa_i$  de cada capa y la presión del espesor  $dp$  para cada capa.

$$pa_i = \sigma_i^2 (3 - 2\sigma_i) \quad 4.1.1.1$$

$$dp_i = 6(\sigma_i - \sigma_i^2) d\sigma$$

$$d\sigma = \frac{1}{18}, \sigma_0 = 0, \sigma_1 = \frac{1}{36}, \sigma_2 = \frac{3}{36}, \dots, \sigma_{18} = \frac{35}{36}$$

La presión para la base y el tope de cada capa son calculados empezando con  $p_1 = 0$  (el tope de la capa superior se asume con  $p = 0$ ) y se le va aumentando la presión para cada espesor de la capa inferior siguiente.



**Figura 4.1.** Representación esquemática de las 18 capas del modelo 1D-RCM de un sistema Tierra-atmósfera. El promedio de la presión y la temperatura para cada capa esta nombrado como  $p_i$  y  $t_i$  respectivamente. La presión y la temperatura del tope (base) de cada capa son marcados con  $p_i$  ( $p_{i+1}$ ) y  $t_i$  ( $t_{i+1}$ ) respectivamente. \*\*Nótese que en  $at_i$ ,  $t$  es temperatura

Ya que,  $p_2 = p_1 + dp_1$ ,  $p_3 = p_2 + dp_2$ , ...; las capas generadas usando la ecuación 4.1.1.1 tienen un espesor de presión muy delgado en el tope de la atmósfera  $\sigma \approx 0$ , donde las diferencias de presión son necesarias para mantener la resolución espacial adecuada; y diferencias pequeñas de presión en la superficie  $\sigma \approx 1$ , donde la resolución es importante cuando se modela la capa límite.

El cambio en el promedio de temperatura  $at_i$  de cada capa es calculado usando un método numérico: El valor del calentamiento debido a la IR  $(\Delta at_i / \Delta t)_{IR}$  (K/día) es calculado por medio de:

$$\left( \frac{\Delta at_i}{\Delta t} \right)_{IR} = \left( \frac{g}{Cp_i} \right) \left( \frac{\Delta F_i}{dP_i} \right) \tag{4.1.1.2}$$

Donde  $\Delta t$  es el intervalo de tiempo, y  $F = (F^+) - (F^-)$  es el flujo neto hacia arriba de radiación IR. El valor del calentamiento debido a la energía solar absorbida  $(\Delta at_i / \Delta t)_s$  en la capa  $i$  se calcula como,

$$\left( \frac{\Delta at_i}{\Delta t} \right)_s = \left( \frac{g}{Cp_i} \right) \left( \frac{A_i}{dP_i} \right) \tag{4.1.1.3}$$

Donde  $A_i$  es el flujo solar neto ( $Wm^{-2}$ ) absorbido por la capa.

En ambas ecuaciones 4.1.1.2 y 4.1.1.3,  $g$  es el valor de la aceleración debida a la gravedad ( $9.81 m s^{-2}$ ) y  $Cp_i$  es la capacidad calorífica específica efectiva para cada capa.

El cambio en la temperatura, debido al calentamiento radiativo, de la capa  $i$  en un lapso de tiempo igual a  $\Delta t_0$  es dado por,

$$\Delta at_i = \left[ \left( \frac{\Delta at_i}{\Delta t} \right)_s + \left( \frac{\Delta at_i}{\Delta t} \right)_{IR} \right] \Delta t_0 \tag{4.1.1.4}$$

El cambio en la temperatura de la superficie de la Tierra es calculada suponiendo que la superficie terrestre fuera una capa compuesta enteramente por agua con una profundidad uniforme  $h$ . El cambio en la temperatura superficial  $\Delta at_{19}$  es calculado de acuerdo con,

$$C_w \rho h (\Delta at_{19}) = \left[ F_{19}^- + A_g - \sigma (at_{19})^4 \right] \times \Delta t_0 \quad 4.1.1.5$$

Donde  $c_w$  es el calor específico del agua ( $4.186 \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ),  $\rho$  es la densidad del agua ( $1000 \text{ kg m}^{-3}$ ),  $\Delta t_0$  es el paso de tiempo involucrado en el esquema numérico,  $F_{19}^-$  es el flujo hacia abajo de radiación IR,  $A_g$  es el flujo absorbido de radiación solar en la superficie.

La descripción de la dinámica de la capa de mezcla se simplificó. La inclusión de una capacidad calorífica distinta de cero para la superficie terrestre es el primer intento para estimar el tiempo que le toma al sistema Tierra- atmósfera llegar al equilibrio después de alguna perturbación atmosférica.

Después de que la temperatura radiativa ha sido cambiada, un ajuste convectivo es realizado, el cual podrá o no, cambiar la temperatura de la capa (y de la superficie) en una cantidad igual a  $\Delta atc_i$ .

El procedimiento de tiempo escalonado es repetido hasta que se llega al equilibrio. La condición de equilibrio se encuentra cuando:

$$\sum_{i=1}^{19} |\Delta atc_i + \Delta atr_i| < \text{menor} \quad 4.1.1.6$$

Donde **menor** es un número pequeño preasignado usualmente tomado como 0.001 K y  $\Delta atr_i$  es el cambio de temperatura debido a la radiación y es calculada por 4.1.1.4. Cuando se llega al equilibrio la energía solar neta absorbida por el sistema Tierra- atmósfera es igual a la radiación IR que se escapa al espacio en 0.01%.

Las temperaturas del tope y la base de cada capa son calculadas como la presión con temperaturas promediadas. Por ejemplo  $t_2$ , la temperatura de la base de la capa 1 y el tope de la capa 2 es calculada de acuerdo a:

$$t_2 = \frac{at_1 [p_2 - pa_1] + at_2 [pa_2 - p_2]}{pa_2 - pa_1} \quad 4.1.1.7$$

Las temperaturas (o presiones) de la base y el tope de cada capa son utilizadas para estimar las derivadas de las funciones con respecto a la temperatura (o presión) del centro de cada capa. Por ejemplo, la derivada de la función  $F(T)$  respecto de la temperatura del centro de la capa 2 es estimada por,

$$\frac{dF}{dT} = \frac{F(t_3) - F(t_2)}{t_3 - t_2} \quad 4.1.1.8$$

La figura 4.2 representa el diagrama de flujo de los cálculos que se realizan durante el uso del modelo.

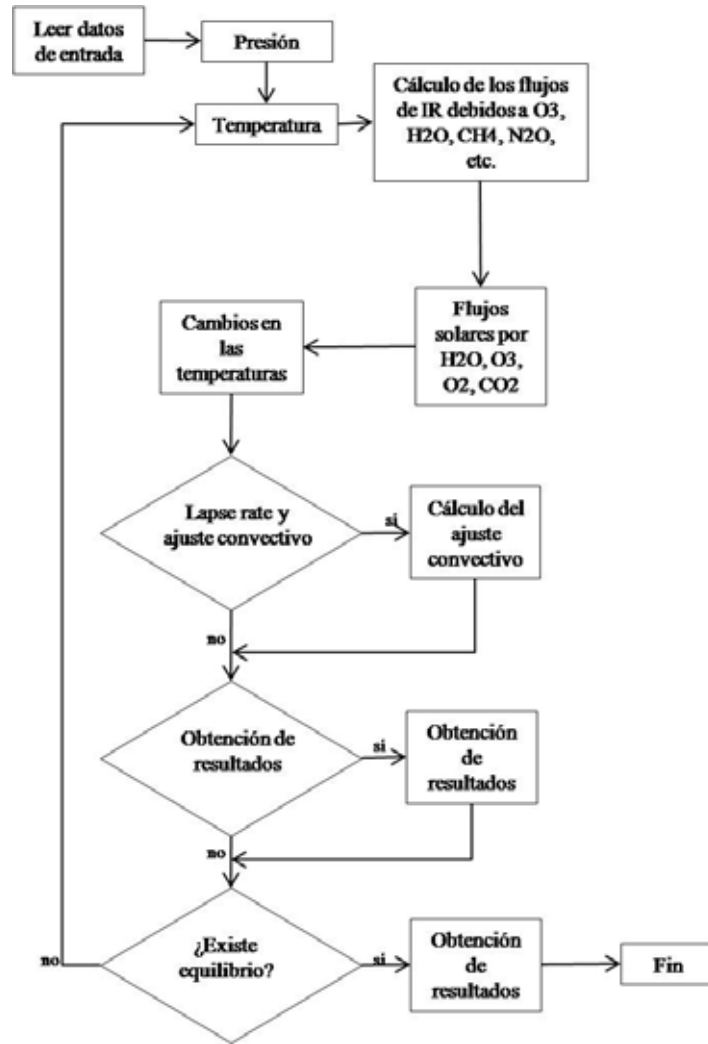


Figura 4.2. Diagrama general de flujo del modelo 1D-RCM. El programa es relativamente sencillo en su estructura.

## 4.1.2 Gases atmosféricos (perfiles verticales)

### 4.1.2.1 Agua H<sub>2</sub>O

Siguiendo a Manabe y Wetherald (1967) se usa,

$$C_p^* = C_p \left[ 1 + \frac{L}{C_p} \frac{\partial q}{\partial T} \right] \tag{4.1.2.1}$$

Para el calor específico efectivo de cada capa. El primer término en corchetes es solo el calor específico del aire seco mientras que el segundo término está relacionado con el cambio con la energía del calor latente y el cambio de temperatura. En la ecuación 4.1.2.1,  $L$  es el calor latente de vaporización ( $L = 2510 - 2.38 [T - 273]$ ),  $C_p$  es el calor específico del aire seco tomado como  $1.005 \text{ Jg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , y  $\partial q/\partial t$  es la derivada parcial de la humedad absoluta  $q$  con respecto a la temperatura.

El perfil vertical de la humedad relativa  $h$  usado en el modelo 1D-RCM es el mismo que el usado por Manabe y Wetherald (1967) y esta dado por,



$$h = h^* \left( \frac{p a_i - 0.02}{0.98} \right) \quad 4.1.2.2$$

Donde  $h^*$  es la humedad relativa superficial tomada como 0.77. La ecuación 4.1.2.2 es usada para cada capa excepto la capa que contiene las nubes donde  $h = 1.0$ . La humedad específica  $q$  es calculada por,

$$q = h^* e_{sat}(T) \quad \text{Si } q > 3 \times 10^{-6} \quad 4.1.2.3$$

$$q = 3 \times 10^{-6} \quad \text{Si } q = h^* e_{sat}(T) < 3 \times 10^{-6} \quad (\text{g H}_2\text{O g}^{-1} \text{ aire})$$

De este modo el valor mínimo de  $q$  es tomado como  $3 \times 10^{-6}$  (g H<sub>2</sub>O g<sup>-1</sup> aire). La presión del vapor saturado  $e_{sat}(T)$  está calculado usando la ecuación de Clausius-Clapeyron. El valor de  $\partial q / \partial T$  también es calculado usando la misma ecuación,

$$\frac{\partial q}{\partial T} = 0.622 h \frac{\partial(e_{sat})}{\partial T} \quad 4.1.2.4$$

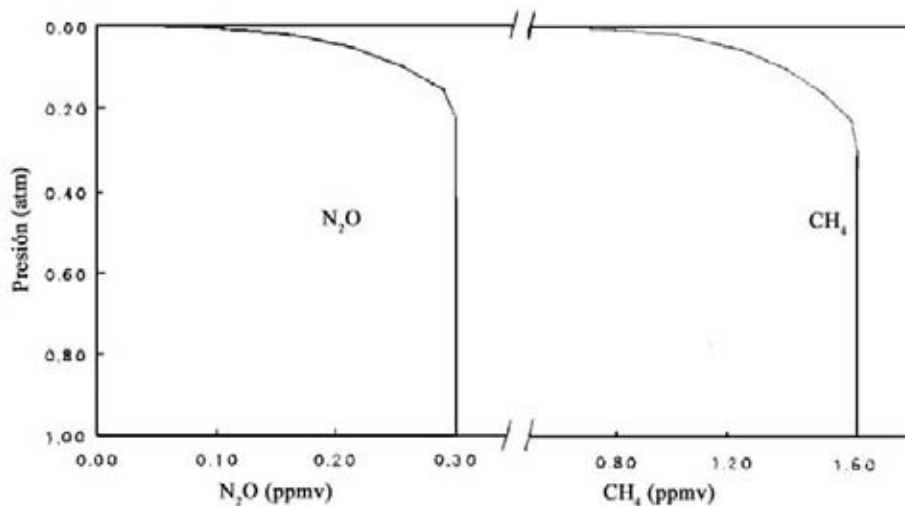
Donde,

$$\frac{\partial(e_{sat})}{\partial T} = 0.622 L \frac{e_{sat}}{(RT^2)} \quad 4.1.2.5$$

Y  $R = 0.287 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$  es la constante para el aire de la ley general de los gases

#### 4.1.2.2 Otros gases

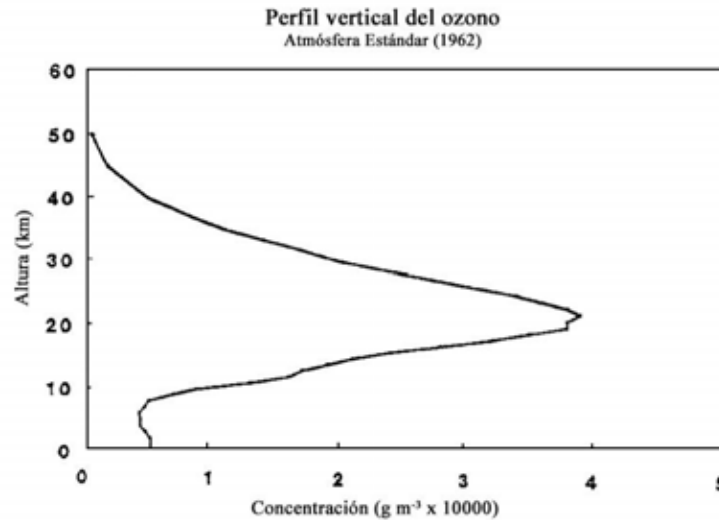
El perfil vertical de la razón de mezcla de CO<sub>2</sub> (ppmv) es tomado de Goody (1989) y es constante con respecto a la altitud para los niveles considerados por el modelo en discusión. La concentración actual es estimada de Hansen (1989) y es cerca de 380 ppmv.



**Figura 4.3.** Perfiles verticales de N<sub>2</sub>O y CH<sub>4</sub> usados en el modelo. Después de Crutzen et al (1978).

Los perfiles verticales de N<sub>2</sub>O y CH<sub>4</sub> se muestran en la figura 4.3. Estos perfiles analíticos han sido diseñados para ajustarse a los valores estimados dados por Crutzen (1978).

El perfil vertical del ozono es mostrado en la figura 4.4. Este perfil está basado en la atmósfera estándar de 1962 suministrado por LOWTRAN AFGL y computarizado por NOAA (National Oceanic Atmosphere Administration).



**Figura 4.4.** Perfil Vertical de ozono usado en este modelo. (Atmósfera estándar 1962).

### 4.1.3 Ajuste convectivo

El modelo 1D-RCM, en discusión, usa un esquema convectivo introducido por primera vez por Manabe y Strickler (1964) con el objetivo de simular los flujos de calor latente y sensible de la superficie terrestre.

Manabe y Wetherald (1967) documentaron este esquema con mayor detalle para su modelo (RC) en el cual asumieron que la capacidad calorífica de la superficie terrestre era cero. Y aunque el modelo 1D-RCM usa una capacidad calorífica distinta de cero para la superficie terrestre las características esenciales del esquema convectivo son las mismas descritas por Manabe y Wetherald. Los detalles del esquema convectivo usados en este modelo son descritos a continuación.

El cambio de la temperatura  $\Delta a_i$  debido al calentamiento (o enfriamiento) debido a la radiación para cada capa, incluyendo a la superficie es calculado durante cada paso de tiempo.

Después de que la nueva temperatura es calculada, el lapse rate  $LAP_i$  entre dos capas se calcula hasta que llega a la superficie. El lapse rate  $LAP_i$  entre dos capas es calculado de la siguiente forma,

$$LAP_i = - \frac{a_i - a_{i+1}}{z_i - z_{i+1}} \quad 4.1.3.1$$

Donde  $z_i$  es la altura vertical de la capa  $i$ . Nótese que el lapse rate se toma como positivo si la temperatura decrece cuando la altura se incrementa. Si el lapse rate entre la superficie y la capa más baja de la atmósfera ( $LAP_{18}$ ) es muy grande, entonces se preasigna un lapse rate crítico para la capa 18 ( $LRC_{18}$ ) y entonces el ajuste convectivo se construye para la capa 18.

El ajuste convectivo es efectuado por una disminución de la energía de la superficie y un incremento en la temperatura de la capa 18. El incremento en la temperatura de la capa 18 debido al ajuste convectivo se calcula usando,

$$C_{19}\Delta at_{19} = -(Cp_{18}^*)\Delta p_{18}\Delta at_{18} \quad 4.1.3.2$$

Y

$$|\Delta at_{19}| + |\Delta at_{18}| = LAP_{18} - LRC \quad 4.1.3.3$$

Donde  $c_{19}$  es la capacidad calorífica por unidad de área de la superficie y  $Cp_{18}^*$  es la capacidad calorífica específica efectiva para la capa 18 y es calculada de acuerdo a la ecuación 4.1.2.1.

Después de este ajuste el lapse rate entre la capa 17 y 18 ( $LAP_{17}$ ) es calculado y si  $LAP_{17} > LRC_{17}$  el ajuste convectivo se realiza entre la capa 18 y 17. Este ajuste remueve energía de la capa más baja (18) y la pone en la capa más alta (17) de acuerdo a,

$$(Cp_{17}^*)\Delta p_{17}\Delta at_{17} = -(Cp_{18}^*)\Delta p_{18}\Delta at_{18} \quad 4.1.3.4$$

y

$$|\Delta at_{18}| + |\Delta at_{17}| = LAP_{17} - LRC \quad 4.1.3.5$$

El ajuste entre las capas atmosféricas está hecho, así que el contenido neto de energía en la atmósfera no cambia durante el ajuste convectivo entre las capas atmosféricas.

Después de este ajuste, el lapse rate entre la capa 17 y 16 se revisa y si este excede el lapse rate crítico asignado para esta capa, se usan ecuaciones similares a la 4.1.3.4 y 4.1.3.5 para realizar el ajuste convectivo necesario. Este proceso continua hasta que se han usado todas las capas atmosféricas. El procedimiento completo se repite de abajo hacia arriba hasta que el lapse rate calculado no exceda el lapse rate crítico para cada nivel. En este momento, la estimación de energía es balanceada para remover la cantidad de energía de la superficie igual al incremento de la energía de todas las capas atmosféricas debido al proceso de ajuste. Esto es,

$$\Delta at_{19} = \frac{\sum_{i=nt}^{18} \left( \frac{\Delta p_i}{g} \right) \Delta at c_i}{c_{19}} \quad 4.1.3.6$$

Donde  $Cp_{19}^*$  es la capacidad calorífica total de cada capa y es calculada según la ecuación 4.1.2.1. El entero  $nt$  en la ecuación 4.1.3.6 es la capa más alta que sufre un cambio en su temperatura debido al ajuste convectivo.

En el modelo 1D-RCM se toma a la tropopausa como la capa  $nt$ . Para el cálculo estable una mitad del ajuste convectivo es agregada a una cuenta semi-permanente  $ce(i)$  que es reemplazada con los valores anteriores (inicialmente 0.0 para el principio de la simulación) mas  $0.5 * \Delta at c_i$ .

El valor de  $ce(i)$  es usado como un ajuste convectivo inicial durante cada paso de tiempo y al utilizar el procedimiento de las ecuaciones 4.1.3.1 a la 4.1.3.6, su uso está relacionado con un ajuste fino.

Este procedimiento de ajuste convectivo semi-permanente  $ce(i)$  resulta en un pequeño alisamiento de la convección escalonada y fue diseñado para dar mayor consistencia a los resultados de las ecuaciones 4.1.3.1 a la 4.1.3.6. Ya que los cambios en la composición atmosférica pueden resultar en cambios en el transporte convectivo requerido, el valor de  $ce(i)$  es reducido en 0.1% cada paso de tiempo hasta que la capa  $i$  no requiera del ajuste convectivo.

En este sentido el ajuste convectivo semipermanente  $ce(i)$  no resultara en una mayor convección de la necesaria.

Lindzen (1982) hizo una comparación de las diferentes proporciones de esquemas de ajuste para los RCM's y encontró que la razón de lapse rate crítico es igual al lapse rate de mezcla adiabática para cada nivel dado en un perfil vertical realista de temperatura. También hizo notar que la constante de lapse rate crítico igual a 6.5 K/km en el esquema convectivo del sistema Tierra-atmósfera dado era mucho mas sensible a las variaciones en las concentraciones de gases efecto invernadero (GEI's).

#### 4.1.4 Flujos de IR para cielos nublados

En el modelo 1D-RCM, se sigue el trabajo de Schneider et al (1978) y de Cess (1974) y se incluye una capa de nubes para probar un modelo de la atmósfera con promedio de nubosidad.

La nube ocupa por completo una capa del modelo (denotado por el entero  $kap$ ) en dirección vertical y que cubre una fracción de  $A_o$  de la capa en dirección horizontal. Se asume a la nube como un cuerpo negro perfecto para la radiación infrarroja como lo sugiere Stephens (1984).

El cálculo del flujo neto hacia arriba de radiación IR  $F^-$  en la atmósfera nubosa es realizada siguiendo el método descrito por Stephens (1984), que se describe a continuación.

Se escribe el flujo neto hacia arriba de radiación IR  $F^+$  como,

$$F^+ = A_c F_{nube}^+ + (1 - A_c) F_{limpio}^+ \tag{4.1.4.1}$$

Donde  $F_{limpio}^+$  es el flujo de cielo limpio.

$F_{nubes}^+$  es calculado de acuerdo a,

$$F_{nube}^+ = F_{limpio}^+ \tag{z \leq z_{kap+1}} \tag{4.1.4.2}$$

Y

$$F_{nube}^+ = \sigma T(kap)^4 + \int_{z_{kap}}^z \epsilon'_{H_2O} d[\sigma T^4(z')] + \sum_{i=1}^N \int_{z_{kap}}^z A_{vi} \Delta v_i d[\pi B_{vi}(z')] \tag{z \geq z_{kap}} \tag{4.1.4.3}$$

Donde  $T(kap)$  es la temperatura del tope de la nube,  $\epsilon'_{H_2O}$  es la emisividad modificada del vapor de agua,  $A_{vi} \Delta v_i$  es la banda de absorción de la  $i$ -especie atmosférica ( $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ ,  $O_3$ , ...),  $B_{vi}$  es el valor de la función de Planck para el centro de la banda espectral para las  $i$ -especies, y  $Z_{kap}$  y  $Z_{kap+1}$  corresponden al tope y la base de la capa de nube, respectivamente.

El flujo hacia arriba es el mismo para abajo de la base de la nube en cielos nublados y limpios.

Similarmente el flujo neto hacia abajo de radiación IR es calculado como,

$$F^- = A_c F_{nube}^- + (1 - A_c) F_{limpio}^- \tag{4.1.4.4}$$

$$F_{nube}^- = F_{limpio}^- \tag{z \geq z_{kap}} \tag{4.1.4.5}$$

$$F_{nube}^- = \sigma T_{(kap+1)}^4 + \int_{Z_{kap+1}}^Z \varepsilon_{H_2O} \sigma T^4(z) dz + \sum_{i=1}^N \int_{Z_{kap+1}}^Z A_{Vi} \Delta v_i \sigma T_{vi}^4(z) dz \quad (Z \leq Z_{kap+1}) \quad 4.1.4.6$$

Los flujos hacia abajo para cielo limpio son los mismos que para cielo con nubes arriba del tope de la nube.

## 4.2 Sensibilidad del modelo 1D-RCM

Se lleva a cabo una comparación de la sensibilidad del modelo, a las variaciones de las concentraciones de los gases traza, con los pronósticos de otros modelos reportados por el 4º informe del IPCC (2007).

### 4.2.1 Introducción a los experimentos de sensibilidad con modelos en los que ocurre transferencia de energía de radiación y transferencia de calor por convección.

El modelo 1D-RCM puede ser resumido como un perfil vertical de temperatura de la atmósfera y de la superficie, expresado como un arreglo vertical de la temperatura,  $T_i$ .

Esta  $T_i$  es calculada en un procedimiento de pasos de tiempo, tal como se describen la ecuación 4.1.1.2 o en términos generales:

$$T_i(z, t + \Delta t) = T_i(z, t) + \frac{\Delta t}{c_p \rho} \left[ \frac{dF_r}{dz} + \frac{dF_c}{dz} \right] \quad 4.2.1.1$$

Aquí la temperatura,  $T_i$ , de una capa dada,  $i$ , con altura  $z$  y en el tiempo  $t + \Delta t$  en función de la temperatura de aquella capa en un tiempo previo  $t$  y los efectos combinados de la radiación neta y los flujos de energía convectiva depositados a una altura  $z$ .

En la ecuación 4.2.1.1,  $C_p$  es la capacidad calorífica a presión constante,  $\rho$  es la densidad atmosférica y  $dF_r/dz$  y  $dF_c/dz$  son la radiación neta y los flujos convectivos divergentes.

Hay dos métodos comunes usados en los modelos RC de acuerdo a sus objetivos, que son:

- llegar a una solución de equilibrio después de una perturbación dada o,
  - para seguir la evolución en el tiempo de los flujos radiativos inmediatos a una perturbación.
- En el primer caso, se siguen pasos de tiempo hasta que hay un balance entre los flujos de radiación de onda corta y de onda larga en el tope de la atmósfera.

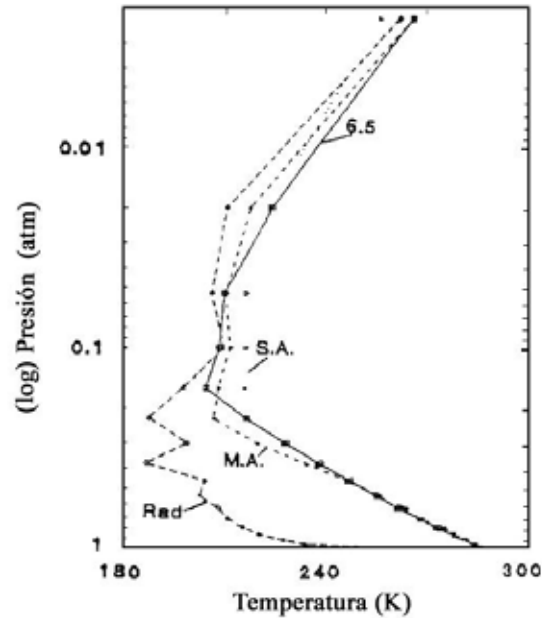
En el segundo caso, se puede calcular, por ejemplo, el impacto del doblamiento de  $CO_2$ , o de otro gas efecto invernadero (GEI).

### 4.2.2 Condiciones iniciales del modelo 1D-RCM

Mackay 1990, reportó los análisis en las condiciones iniciales de su modelo, aquí se da una breve revisión.

### 4.2.2.1 Equilibrio del Perfil de temperatura

Los perfiles verticales de temperatura de equilibrio pronosticados por el 1D-RCM para varios esquemas convectivos se muestran en la figura 4.5.



**Figura 4.5.** Muestra los perfiles verticales, para las 18 capas del modelo, para: (S.A.); atmósfera estándar de 1976, (Rad); equilibrio radiativo (sin convección), (M.A.); ajuste convectivo con lapse rate adiabático, y (6.5); esquemas de ajuste convectivo con 6.5 K/km. Adaptado de Mackay, 1990.

El perfil de equilibrio radiativo (**Rad**) falla con respecto al perfil de atmósfera estándar (**S.A.**) en dos puntos importantes:

Primero en la troposfera, donde la convección es predominante, el lapse rate pronosticado en el perfil **Rad** es mucho mayor que en el perfil **S.A.** Esto es obvio con una observación minuciosa de la figura 4.5.

Segundo, la localización de la tropopausa pronosticada para el perfil **Rad** está en 0.55 atm (aproximadamente 4.2 km) y en el perfil **S.A.** se encuentra en 0.22 atm (aproximadamente a 10.5 km). Ambas discrepancias son atribuibles a la disminución rápida de la temperatura en la capas cercanas a la superficie debido a la ausencia del transporte convectivo de energía de la superficie. El perfil **Rad** es un perfil de equilibrio irreal, en el que el lapse rate pronosticado es inestable completamente. Se debe notar que el perfil **Rad** concuerda con el perfil **S.A.** Para grandes altitudes donde el transporte convectivo en la atmósfera real es mínimo.

Los perfiles de ajuste con adiabática húmeda (**M.A.**) y con lapse rate igual a 6.5 K/km (**6.5**) sí concuerdan favorablemente con el perfil **S.A.** El excelente ajuste entre los perfiles **S.A.** y **6.5** en la tropopausa no se debe interpretar como significativo ya que el lapse rate de **6.5** es la mejor representación de la realidad. De hecho la única razón para que este ajuste sea relevante es que ambos perfiles fueron diseñados para dar un lapse rate de 6.5 K/km en la troposfera. Stone y Carlson (1979) hicieron notar que el lapse rate vertical de 6.5 K/km no es representativo de un promedio global de lapse rate y que anualmente la troposfera tiene un promedio de lapse rate de 5.2 K/km.

Lal y Ramanathan (1984) señalaron que una mejor representación del lapse rate anual medio, especialmente en los trópicos, se puede obtener usando el lapse rate de mezcla adiabática, tanto como el lapse rate crítico para el ajuste convectivo. Como se puede ver en la tabla 4.2 el lapse rate *M.A.*: es menor que el de 6.5 K/km en la troposfera baja y mayor que el de 6.5 K/km en la troposfera alta. Además, la altura de la tropopausa en el perfil *M.A.* está en una capa menor a la del perfil 6.5.

La tabla 4.2 sintetiza la sensibilidad del modelo al aumentar la concentración de CO<sub>2</sub> en los diferentes esquemas de lapse rate.

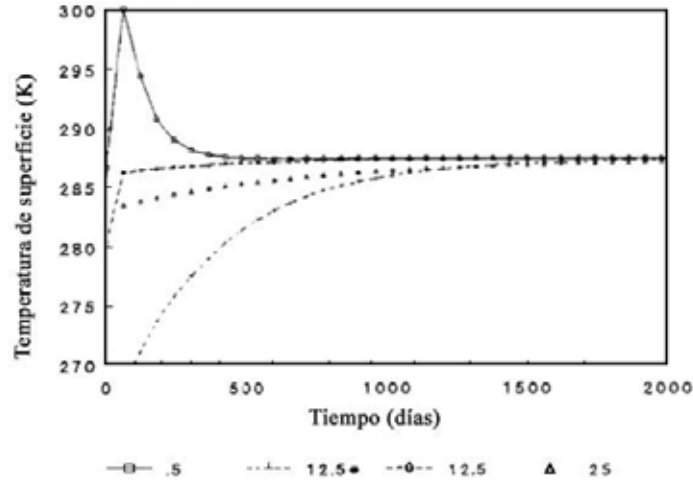
Esquemas de balance de energía térmica por convección	DT 2x CO <sub>2</sub> (K)	T <sub>e</sub>
Balance de energía de radiación	3.10	326.7
6.5 K / km	1.97	289.5
5.1 K / km	1.89	285.1
Mezcla adiabática	1.37	288.3
6.5 K / km	2.02	292.5

**Tabla 4.2.** Comparación de la sensibilidad del modelo por el aumento de las concentraciones de CO<sub>2</sub> al doble usando diferentes esquemas convectivos. Tomado de Mackay, 1990.

Como se puede ver el esquema de predicción de lapse rate *M.A.* tiene menor sensibilidad al doblar la concentración de CO<sub>2</sub> que los otros esquemas convectivos. Esto es similar a los resultados obtenidos por Lindzen et al (1982) donde obtuvieron una reducción del 25% en el cambio de la temperatura superficial al doblar la concentración de CO<sub>2</sub> usando el esquema *M.A.* contrario al esquema 6.5 K/km.

#### 4.2.2.2 Constantes de tiempo

La figura 4.6 muestra la temperatura de superficie T<sub>s</sub> a lo largo del tiempo después de que el modelo inició con una atmósfera terrestre isotérmica de 280K usando diferentes profundidades de océano. Dos características importantes aparecen en la figura 4.6. Primero, se puede observar que el equilibrio final de la temperatura de superficie no depende de la capacidad calorífica de la superficie. Este resultado es el mismo que se esperaría del equilibrio radiativo puro, y se puede explicar intuitivamente como sigue.

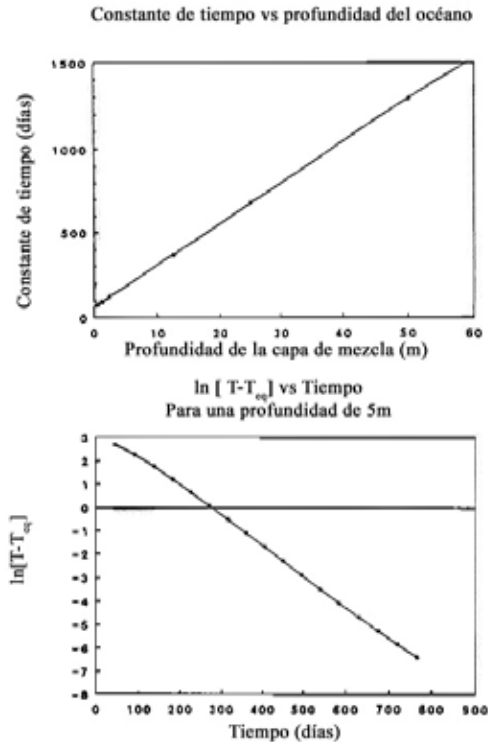


**Figura 4.6.** Aproximaciones del modelo al equilibrio asumiendo una capa de mezcla oceánica de 0.5, 12.5 y 25.0m de profundidad. En la estructura térmica inicial se asume una atmósfera isotérmica a 280K excepto la 12.5\* que asume una atmósfera isotérmica inicial de 260K. Tomado de Mackay, 1990.

Ya que el ajuste convectivo solo mezcla la energía del sistema internamente, de la superficie a la atmósfera, esta no constituye una fuente externa o sumidero. De aquí, el valor del equilibrio de  $T_s$  no depende de la profundidad del océano. Esta es una característica importante del modelo, ya que si no interesa el desarrollo temporal, podemos descubrir rápidamente el cambio en  $T_s$  debido a alguna perturbación (como doblar el  $CO_2$ ) usando una profundidad somera de océano. La figura 4.6 muestra que el equilibrio en la temperatura superficial es independiente de la estructura térmica inicial de la atmósfera supuesta. Por lo tanto el equilibrio alcanzado con el modelo es bastante estable.

La figura 4.7a muestra la constante de tiempo,  $\tau$ , del modelo para diferentes profundidades de la capa de mezcla oceánica: 0.5, 1.2, 2.4, 12.5, 25.0 y 50.0 m. Debido a los saltos discontinuos iniciales en la temperatura de superficie que se observan en la figura 4.6, las constantes de tiempo fueron obtenidas graficando el logaritmo natural del valor absoluto de  $\Delta T$  (temp-Temp de equilibrio) en las ordenadas y en las abscisas tiempos mayores a 150 días. Igual que la gráfica que se muestra en la figura 4.7b para 0.5 m de profundidad de la capa de mezcla oceánica. La pendiente de esa gráfica es  $-1/\tau$  (asumiendo que  $\Delta T = \Delta T_0 \exp[-t/\tau]$ , para que la figura 4.7b sea válida). Como se puede ver en la figura 4.7a hay una fuerte relación lineal entre la respuesta en tiempo del modelo y la profundidad del océano. Mackay (1996) hizo una regresión lineal en los datos presentados en la figura 4.7a y dio como resultado una pendiente de 24.5 días/m océano y una intersección de 65 días.





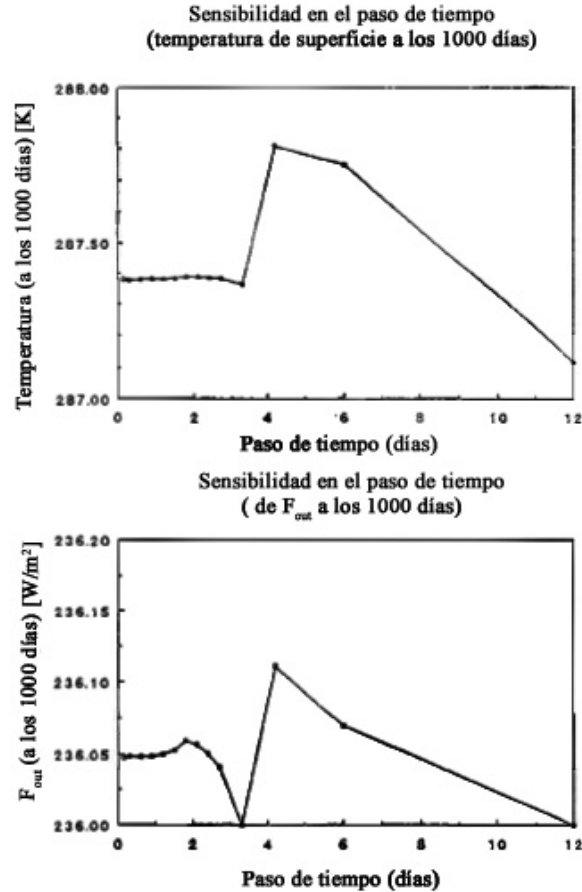
**Figura 4.7.** (a) tiempo constante  $\tau$  como función de la profundidad de la capa de mezcla oceánica, y (b) un ejemplo del  $\ln(\Delta T)$  contra el tiempo para 0.5 m de profundidad en la capa de mezcla oceánica. Tomado de Mackay, 1990.

La intersección en la figura 4.7b se puede identificar como el tiempo de respuesta del modelo de la atmósfera. Se debería notar que la constante de tiempo calculado con el método antes expuesto no es el tiempo que se requiere para llegar al equilibrio, pero es el tiempo que toma ( $\Delta T$ ) para reducir en  $1/e$  el valor inicial. El tiempo que se requiere para llegar al equilibrio (en el que el flujo de salida de radiación IR es casi  $0.02 \text{ W/m}^2$  de la radiación solar absorbida) que típicamente se requiere en constantes de tiempo.

#### 4.2.2.3 Sensibilidad en el paso de tiempo

Se reporta la sensibilidad al paso del tiempo analizada por Mackay, 1990 en los métodos numéricos usados en la salida del modelo. La profundidad de la capa de mezcla oceánica de 2.5m y la atmósfera isotérmica inicial 280K son usados en todos los cálculos, así que esos los resultados serán vistos como estimaciones conservativas de los pasos de tiempo permitidos como máximo y para obtener resultados relevantes.

Las figura 4.8a y 4.8b muestran la temperatura de equilibrio ( $T$  a 1000 días) y el flujo de salida de radiación IR en el tope de la atmósfera ( $F_{\text{out}}$ ) para varios pasos de tiempo. En estas figuras se puede observar que para un paso de tiempo de 0.9 días es muy seguro tener resultados consistentes y con pasos más pequeños también se tienen buenos resultados, todavía en un paso de tiempo de 2 días se siguen teniendo buenos resultados.



**Figura 4.8.** (a) Temperatura de equilibrio (temperatura a 1000 días) contra el tiempo (b) flujo de salida de radiación IR ( $F_{out}$ ) contra el tiempo. Tomado de Mackay, 1990.

#### 4.2.5 Estudio anterior de sensibilidad del modelo 1D-RCM

Se discuten los efectos de varias perturbaciones en las condiciones de frontera del modelo para la temperatura de equilibrio en superficie. En la tabla 4.3 se enlistan los resultados de experimentos desarrollados aquí. La primera entrada de la tabla 4.3 es una corrida estándar y las demás son comparaciones con la estándar para observar el cambio en la temperatura de superficie, debido a la perturbación específica.

Para el incremento de 2% en la constante solar citada en la literatura como equivalente a doblar el  $CO_2$  (de 320 a 640ppmv); ver por ejemplo Cess y Potter (1989). Se muestra que al doblar el  $CO_2$  este modelo predice un cambio en la temperatura de superficie cerca de 1.9 K y de la tabla 4.3 se ve que la temperatura de superficie cambia a 2.4% para un 2% de incremento en la constante solar. Chylek y Kiehl (1981) comparan cuatro DRCM's y muestran que las cuatro predicciones para el cambio en la temperatura de superficie cambian entre 2.0 y 2.2 K para un 2% de incremento en la radiación solar y el modelo descrito por Cess y Potter (1989) predice un cambio en la temperatura de superficie de 1.7 K. El cambio de 2.4 K predicho por el 1D-RCM fue consistente con estos resultados.

Disminuyendo la fracción de nubes  $a_c$  de 0.5 a 0.4 tiene efectos obvios de disminución en el albedo planetario. En el modelo 1D-RCM estos cambios dan como resultado un incremento en la temperatura superficial de 4.7 K. La disminución del espesor óptico de las nubes de 9.0 a 8.0 también disminuye el albedo, lo que resulta en un incremento de la temperatura de superficie de 2.3K, y el aumento del albedo de superficie de 0.10 a 0.12 resulta en una disminución de la temperatura de superficie de 1.7 K. El cambio en la altura de las nubes de 4.0km a 5.1km da como resultado un incremento en la temperatura de superficie ya que las nubes bajas son más cálidas y esto hace que emitan más radiación hacia arriba. Así que cuando la capa de la nube se levanta y se enfría la temperatura de superficie tiende a incrementarse para compensar la disminución de IR hacia el espacio asociados con nubes más frías. Esta retroalimentación potencial fue descrita por primera vez por Manabe y Wetherald (1967) cuando investigaban temperatura en el tope de una nube fija (*FCT*) para su modelo de RCM y mostraron que la sensibilidad en la temperatura de superficie al doblar el  $\text{CO}_2$  era igual, esencialmente a doblar la altura específica de las nubes de este tipo. El modelo 1D-RCM asume que la altitud de las nubes es fija (*FCA*) lo que es consistente con los otros RCM's y hace más fácil la comparación directa entre el 1D-RCM y otros RCM's.

Perturbación	$\Delta T$ (K)
Estándar	0.0
1.02 * constante solar	+ 2.1
$a_c= 0.4$	+ 3.1
profundidad= 8.0	+ 1.8
$k_{ap}=10$ (5.1km)	+ 2.6
$r_g=0.12$	- 1.4
w/o $\text{CO}_2$	- 12.2
w/o $\text{CH}_4$	- 0.7
w/o $\text{N}_2\text{O}$	- 0.6
w/o $\text{O}_3$ troposférico	- 0.8
w/o $\text{O}_3$ el resto	+ 12.8

Tabla 4.3 Resultado de los experimentos hechos con el 1D-RCM para probar la sensibilidad del modelo incluyendo la perturbación en el parámetro escogido. Tomado de Mackay, 1990.

Los últimos experimentos mostrados en la tabla 4.3 muestran el efecto individual para los gases de efecto invernadero  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$  troposférico, otros  $\text{O}_3$ . El análisis de estos resultados da una idea del carácter importante que tienen estos gases en el efecto invernadero de aproximadamente 33K. Nótese que el modelo 1D-RCM predice una disminución de la temperatura de 12.6K si el  $\text{CO}_2$  fuera removido por completo de la atmósfera. Kondratyev y Moshalenko (1982) advierten que el  $\text{CO}_2$  contribuye en 7.2 K en el efecto invernadero.

El calentamiento actual debido al  $\text{CO}_2$  es un poco más complicado de lo que aparece en el modelo 1D-RCM, tanto en el modelo terrestre, como en la disminución de la temperatura de superficie y la disminución del vapor de agua en la atmósfera, resultando en un aumento en la reducción de la temperatura de superficie. Esta es una razón importante para estudiar la retroalimentación positiva del vapor de agua, cuantificada experimentalmente por Raval y Ramanathan (1989) observándose que amplifica los cambios en la temperatura de superficie en más del 60%.

Los 12.6 K de calentamiento debido al doblamiento de CO<sub>2</sub> establecido en la tabla 4.3 incluye la retroalimentación del vapor de agua, y si se divide este valor entre 1.6 obtenemos el valor de 7.9 K que ya tomaría en cuenta esta retroalimentación (por vapor de agua) que concuerda con los valores que dan Kondratyev y Moskalenko de 7.2 K. Para los otros gases CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O y O<sub>3</sub> troposférico se obtiene un calentamiento superficial combinado de 1.8K y esto hace inferir que el resto de los 33 K (18.6 K) del calentamiento es debido únicamente al vapor de agua. Esto es interesante, pero no sorprende ver que al remover por completo el ozono de la atmósfera ocurra un incremento de 13.8 K en la temperatura superficial. La remoción total del ozono incrementa la transparencia de la atmósfera permitiendo que una mayor cantidad de energía llegue a la superficie terrestre.

### 4.3 Perturbaciones de los gases traza y la sensibilidad del modelo del clima

Se analizan los resultados obtenidos con el 1D-RCM al utilizar las concentraciones de gases traza reportadas por el IPCC, 2007 en los Post-SRES y se comparan con las temperaturas calculadas por estos mismos escenarios.

Ya que el 1D-RCM se comparará con los Post-SRES se da una breve explicación de estos escenarios.

#### 4.3.1 Escenarios post-SRES

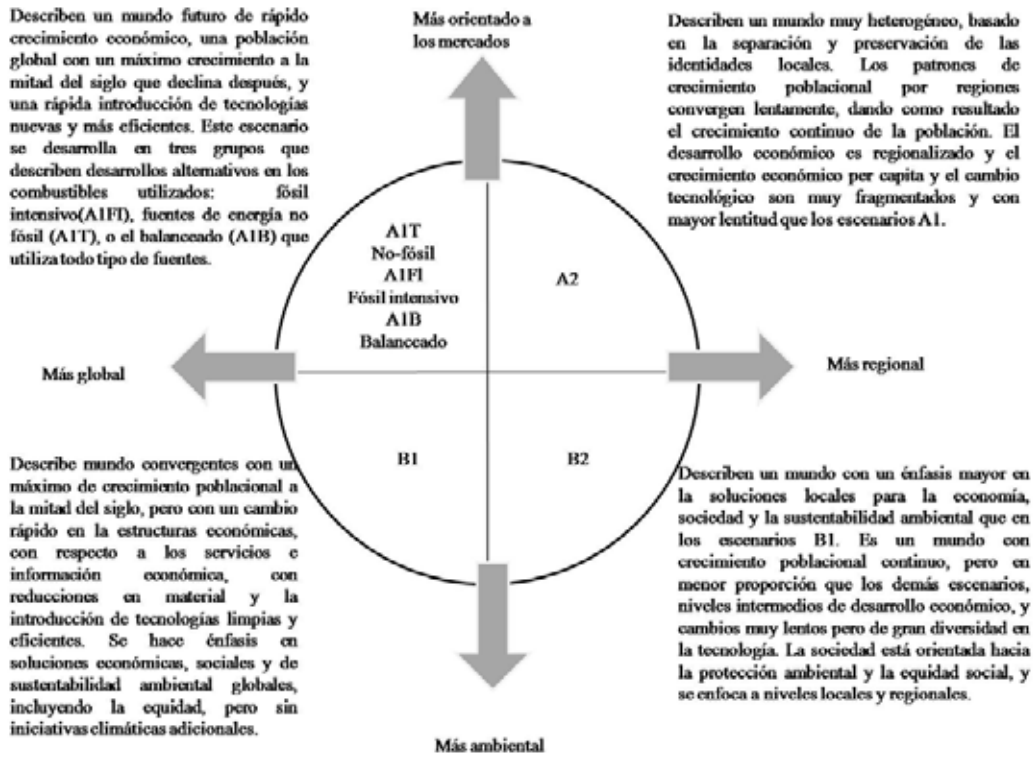
En 1996, el IPCC inició el proceso para establecer un grupo de escenarios de referencia. Estos escenarios son descritos en el Reporte Especial sobre Escenarios de Emisión (SRES), 2000 del IPCC y están basados en una revisión exhaustiva de las fuerzas guiadoras y estimaciones de emisiones presentadas en la literatura, alternativas de modelación y un “proceso abierto” que solicitó amplia participación de organismos en el ámbito mundial y retroalimentación de información.

Los escenarios SRES cubren un amplio rango, pero no todos los posibles futuros, en particular no hay escenarios “desastrosos”.

Cuatro diferentes líneas-base fueron analizadas: A1 y A2 las cuales enfatizan desarrollo económico pero difieren respecto al grado de convergencia social y económica; y B1 y B2 que enfatizan el desarrollo sustentable pero de nuevo difieren en términos de grado de convergencia. Estas líneas se encuentran descritas cualitativamente en la Figura 4.9.

Todos los escenarios SRES consideran:

- Combinaciones alternativas de fuerzas guiadoras variables, las cuales pueden guiar a niveles y estructuras similares de uso de energía y patrones de uso del suelo.
- Posibilidades importantes para bifurcaciones posteriores en las tendencias de desarrollo futuro, dentro de una familia de escenarios.
- Los perfiles de emisión son dinámicos a través del rango de escenarios SRES. Ellos describen tendencias de cambio e indican posibles emisiones cruzadas entre escenarios diferentes.
- Describen un desarrollo potencial futuro, comprenden ambigüedades inherentes e incertidumbre.



**Figura 4.9.** Descripción general de los diferentes escenarios SRES  
 Comportamiento cualitativo de los escenarios SRES de acuerdo a factores socioeconómicos y científicos  
 Fuente: Adaptado de Vital Climate Change Graphics, Febrero, 2005

Una y solo una vía posible de desarrollo simplemente no existe. Igualmente, para cada vía de desarrollo alternativo descrito por cualquier escenario, hay numerosas combinaciones de fuerzas guiadoras y valores numéricos que pueden ser consistentes con la descripción particular de un escenario.

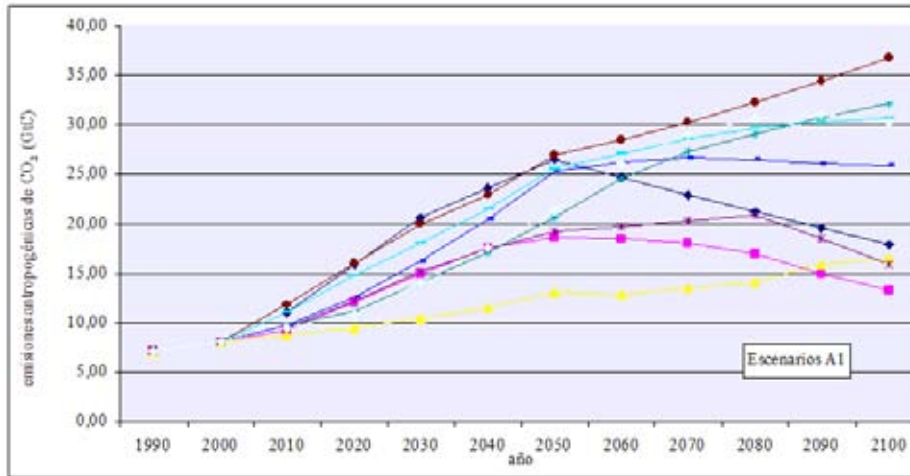
Para generar los 40 escenarios se utilizaron básicamente las siguientes herramientas:

- Modelo Integrado Asiático del Pacífico (AIM) del Instituto Nacional de Estudios Ambientales de Japón.
- Modelo del Marco de Estabilización (ASF) de ICF Consultores, Estados Unidos de América.
- Modelo Integrado para Evaluar el Efecto Invernadero (IMAGE) de RIVM, usado en conexión con el Buró Central de planeación, Modelo WorldScan, Netherlands.
- Aproximación Multiregional para Asignación y Recursos Industriales (MARIA) de la Universidad de Tokio, Japón.
- Modelo para suministro energético Alternativo y sus Impactos Ambientales Generales (MESSAGE) de IIASA en Austria; y
- Minimodelo para Evaluación Climática (MiniCAM) de PNNL en Estados Unidos de América.

#### 4.3.1.1 Escenarios de mitigación globales post-SRES

Los participantes en el proceso SRES reconocieron la necesidad de analizar y comparar escenarios de mitigación usando como línea base los escenarios IPCC.

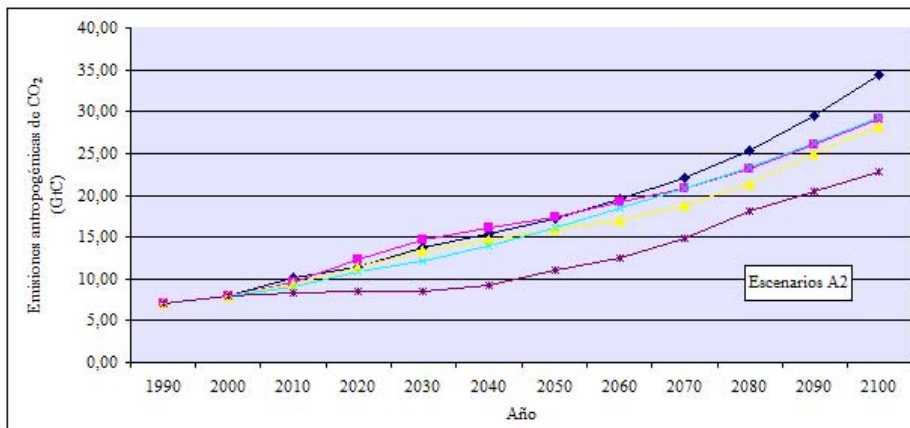
Se pueden analizar estos escenarios como familias ya que su comportamiento no difiere de esta forma.



**Figura 4.10.** Familia de escenarios de mitigación A1  
Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999)

Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

Como se expresa en el esquema de la figura 4.9, los escenarios que pertenecen a la familia A1 describen un mundo futuro de rápido crecimiento económico, una población global con un máximo crecimiento a la mitad del siglo que declina después, y una rápida introducción a las tecnologías nuevas y más eficientes. Este escenario se desarrolla en tres grupos que describen desarrollos alternativos en los combustibles utilizados: fósil intensivo(A1FI), fuentes de energía no fósil (A1T), o el balanceado (A1B) que utiliza todo tipo de fuentes. Estos escenarios se observan de forma cuantitativa en la figura 4.10, donde podemos observar que difieren en el camino después de la mitad del siglo, debido principalmente a los combustibles utilizados para generar energía.

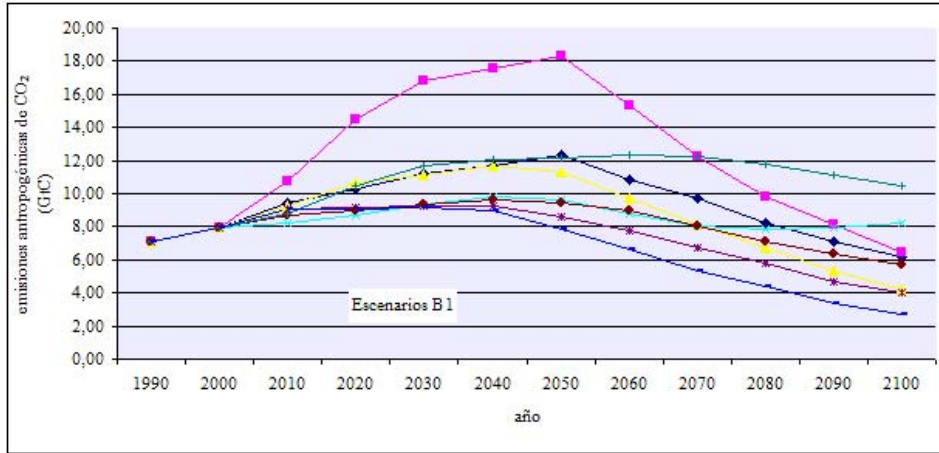


**Figura 4.11.** Familia de escenarios de mitigación A2  
Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999)

Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

Los escenarios A2 describen un mundo muy heterogéneo, basado en la separación y preservación de las identidades locales. El crecimiento poblacional es continuo. El desarrollo económico es regionalizado y el crecimiento económico per capita y el cambio tecnológico son muy fragmentados y con mayor lentitud que los escenarios A1, ya que todas estas características tienen patrones

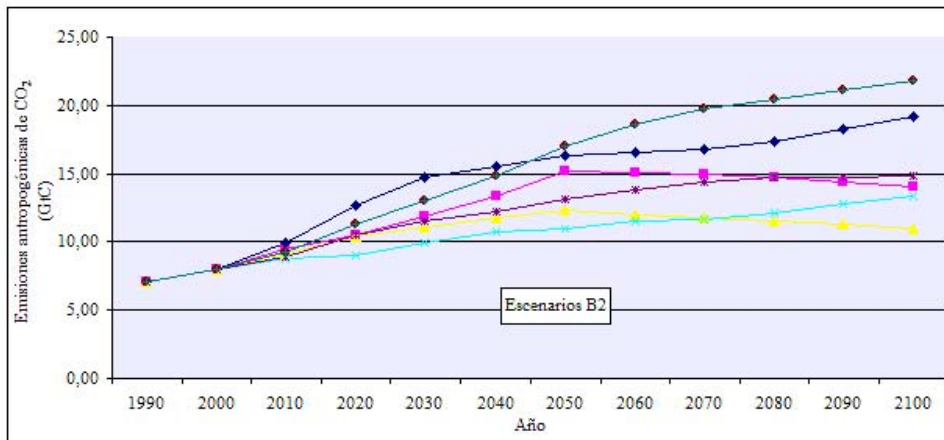
regionales y no globales; por estas razones, el comportamiento de las emisiones es de crecimiento continuo a lo largo de todo el siglo.



**Figura 4.12.** Familia de escenarios de mitigación B1

Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999). Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

En el caso de los escenarios B1, las características más relevantes son que el máximo del crecimiento de la población se da en la mitad del periodo, pero a diferencia de los escenarios A1, se da énfasis a las políticas ambientales, el cambio de las estructuras económicas, con respecto a los servicios e información económica, con reducciones en material y la introducción de tecnologías limpias y eficientes, tienen un cambio rápido. Se hace énfasis en soluciones económicas, sociales y de sustentabilidad ambiental globales, incluyendo la equidad, pero sin iniciativas climáticas adicionales.



**Figura 4.13.** Familia de escenarios de mitigación B2

Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999). Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

Los escenarios B2 describen un mundo con un énfasis mayor en las soluciones locales o regionales para la economía, sociedad y la sustentabilidad ambiental que en los escenarios B1. Es un mundo con crecimiento poblacional continuo, pero en menor proporción que los demás escenarios, niveles intermedios de desarrollo económico, y cambios muy lentos pero de gran diversidad en la tecnología. La sociedad está orientada hacia la protección ambiental y la equidad social, y se enfoca a niveles locales y regionales.

Dando como resultado emisiones con crecimiento continuo pero de menor grado que los demás escenarios.

Estos escenarios A1, A2, B1 y B2 llamados “escenarios de mitigación post-SRES” fueron preparados por 9 equipos de modeladores que se enuncian en la Tabla 4.4, dando como resultado todo un rango de escenarios de estabilización entre los modelos.

Modelo	Estabilización en ppmv			
	A1B	A2	B1	B2
AIM	450, 550 y 650	550*	550*	550*
ASF		550 y 750		
MESSAGE-MACRO	450, 550 y 650**	550 y 750		550
IMAGE	550		450	
LNDE	550	550	550	550
MARIA	550		550	450, 550 y 650*
MiniCAM	550	550	550	550***
PETRO	450, 550, 650 y 750	450, 550, 650 y 750		
WorldScan	550			

Tabla 4.4. Escenarios post-SRES cuantificados desarrollados. Escenarios de mitigación post-SRES, dan como resultado todo un rango de escenarios de estabilización entre los modelos. Notas: \* Fueron cuantificados casos especiales por análisis. \*\* Tres líneas bases variables fueron usadas para cada estabilización. \*\*\* Una sola línea base variable fue utilizada.

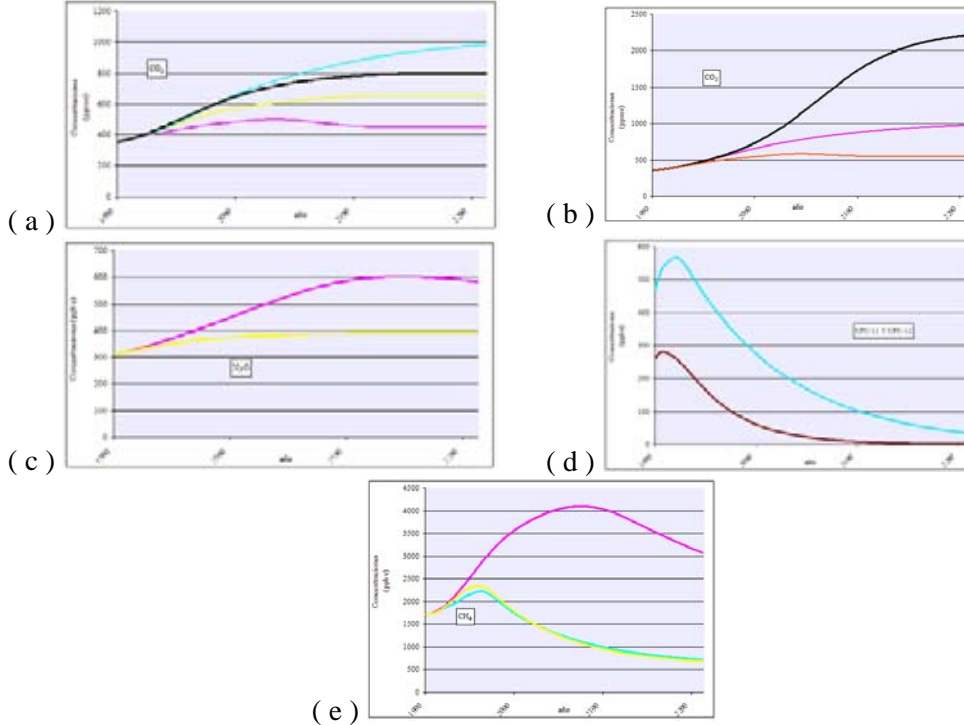
Fuente. Morita, 1999. IPCC, 2001

### 4.3.2 Sensibilidad de temperatura superficial a las perturbaciones del gas traza.

Para la comparación todos los resultados del modelo están en una altitud fija de la capa de nube y la inclusión de la retroalimentación positiva del vapor de agua.

## 4.4 Escenarios A1 y A2

En adelante se utilizará un escenario por familia SRES de referencia y sus correspondientes escenarios post- SRES.



**Figura 4.14.** Perfiles de estabilización de ( a ) la familia de escenarios de mitigación A1 para el CO<sub>2</sub>, ( b ) la familia de escenarios de mitigación A2 para el N<sub>2</sub>O, ( c ) las familias de escenarios de mitigación A para el N<sub>2</sub>O, ( d ) las familias de escenarios de mitigación A para el CFC-11 y CFC-12 y, ( e ) las familias de escenarios de mitigación A para el CH<sub>4</sub>. Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999), Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic



En la tabla 4.5 se observa que los escenarios A1 tienen perfiles de estabilización que abarcan las concentraciones 450, 550 y 650 ppmv para el CO<sub>2</sub>. En la figura 4.14( a ) la línea más gruesa representa el escenario representativo de esta familia. En particular esta familia abarca tres futuros posibles de acuerdo a la naturaleza de las fuentes de energía. La estabilización se logra después del 2100.

ESCENARIO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	N <sub>2</sub> O	f-11	f-12
A	672,15	1902,4	368,27	50,509	249,02
A1-450	489,05	1628,7	376,13	50,509	249,02
A1-550	529,91	1605,7	376,31	50,509	249,02
A1-650	584,01	1652,8	378,13	50,509	249,02

**Tabla 4.5.** Concentraciones de estabilización (ppmv para el CO<sub>2</sub> y ppbv para el resto de los gases) de la familia de escenarios de mitigación A1 para los gases traza. Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999). Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

Los perfiles de estabilización para el CO<sub>2</sub> de la familia A2 que se utilizan en este estudio son los pertenecientes a las concentraciones 550 y 750 ppmv, y se pueden observar sus recorridos en la figura 4.14( b ). Ya que las características de estos escenarios son el cultivo de los mercados con acuerdos o tendencias políticas y economías de tipo local y regional; la estabilización de las concentraciones se alcanzan en puntos más elevados que los escenarios A1. Las concentraciones utilizadas en estos perfiles se observan en la tabla 4.6.

ESCENARIO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	N <sub>2</sub> O	f-11	f-12
A2	808,57	4302,1	456,44	50,509	249,02
A2-550	557,45	2186,6	384,28	50,509	249,02
A2-750	689,38	3689,5	467,14	50,509	249,02

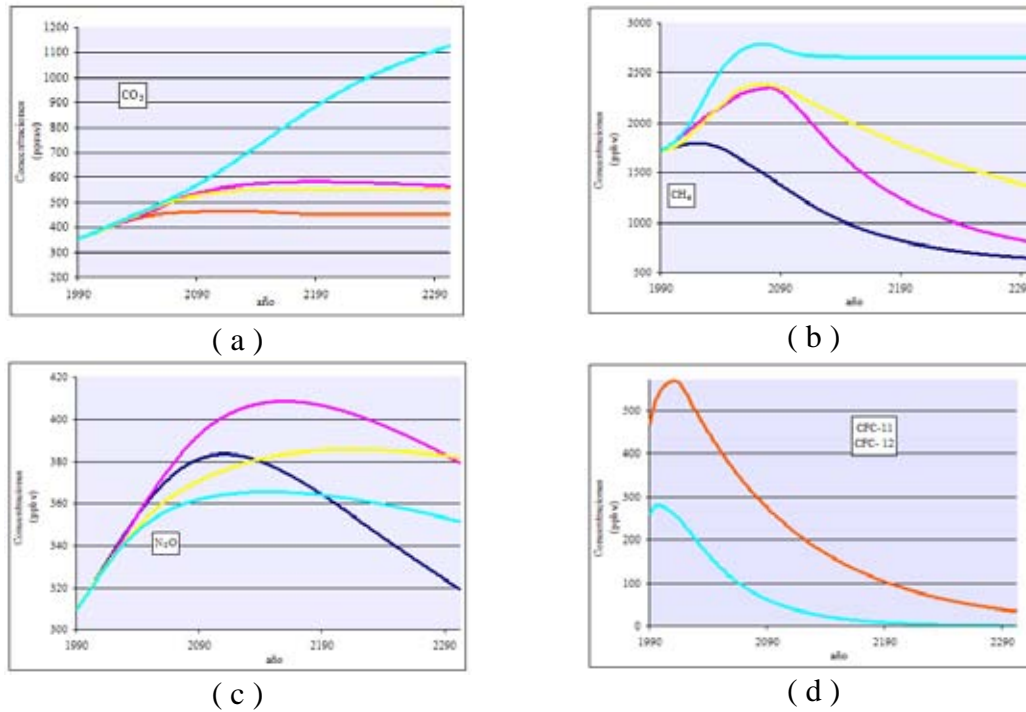
**Tabla 4.6.** Concentraciones de estabilización (ppmv para el CO<sub>2</sub> y ppbv para el resto de los gases) de la familia de escenarios de mitigación A2 para los gases traza. Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999). Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

Los Perfiles de estabilización de los escenarios A1 y A2 para el N<sub>2</sub>O de la figura 4.14( c ) tienen características muy distintas. El perfil A1 tiene un crecimiento muy rápido y acelerado de este gas, debido sobre todo a la quema de combustibles de origen fósil.

El CH<sub>4</sub> relacionado con las actividades humanas, tiene su mayor producción en las relacionadas con la agricultura y la distribución de gas natural y al igual que el óxido nitroso tienen caminos muy diferentes debido a la caracterización de cada familia de escenarios, como se puede observar en la figura 4.14( e ).

Los perfiles de estabilización para las concentraciones de los gases CFC-11 y CFC-12 tienden a la disminución desde el inicio del siglo, sobretodo, debido a los acuerdos y medidas tomadas a partir del protocolo de Montreal. La figura 4.14( d ) ilustra los recorridos para cada uno de estos gases.

### 4.5 Escenarios B1 y B2



**Figura 4.15.** Perfiles de estabilización de ( a ) las familias de escenarios de mitigación B para el CO<sub>2</sub>, ( b ) las familias de escenarios de mitigación B para el CH<sub>4</sub>, ( c ) las familias de escenarios de mitigación B para el N<sub>2</sub>O, ( d ) las familias de escenarios de mitigación B para el CFC-11 y CFC-12. Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999). Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

Los perfiles de estabilización de los escenarios B de la figura 4.15( a ) muestran los recorridos para las concentraciones usadas en esta comparación. Sus valores definidos ya por Morita,1999 se encuentran esquematizados en la tabla 4.7.

El perfil B2, que es el escenario característico de esa familia, tiene la mayor concentración de CO<sub>2</sub> y su estabilización se da después del año 2100.

ESCENARIO	CO2	CH4	N2O	f-11	f-12
B1-450	464,08	1296,3	383,06	50,509	249,02
B1	547,78	2201,7	397,49	50,509	249,02
B2-550	535,33	2296,2	373,64	50,509	249,02
B2	597,17	2699,9	363,2	50,509	249,02

**Tabla 4.7.** Concentraciones de estabilización (ppmv para el CO<sub>2</sub> y ppbv para el resto de los gases) de la familia de escenarios de mitigación B1 y B2 para los gases traza. Elaboración propia a partir de los datos de Morita (1999). Emission Scenarios prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios convened by Dr. Nakicenovic

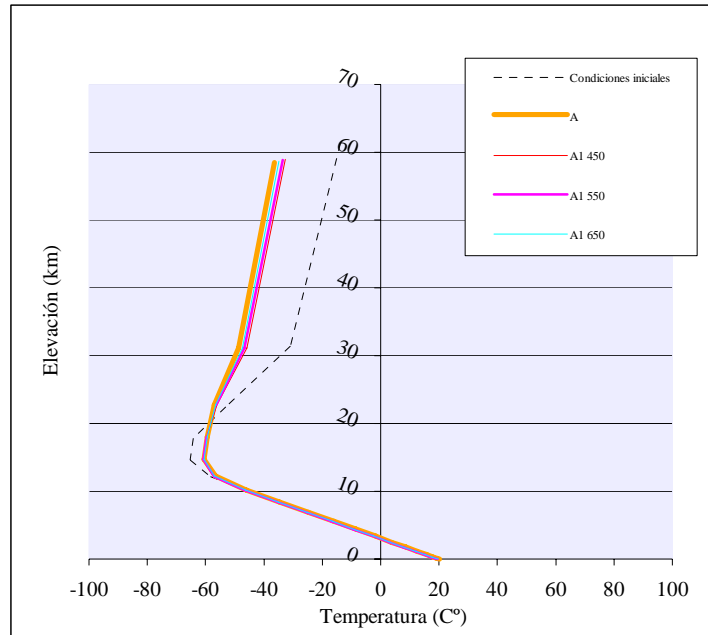
Para el caso del CH<sub>4</sub>, que en la figura 4.15( b ) se muestra su recorrido con las mayores concentraciones para el perfil B2.

Para el caso del N<sub>2</sub>O, figura 4.15( c ), la familia de escenarios con mayor concentración de este gas es B1, pero después del primer siglo disminuye drásticamente, más que los demás escenarios.

Las concentraciones de CFC-11 y CFC-12 se mantienen constantes para todos los grupos de escenarios, tabla 4.5, 4.6 y 4.7, ya que se asumen los acuerdos de reducción del Tratado de Montreal.

### 4.6 Perfiles atmosféricos modelados con el 1D-RCM

El perfil de condiciones iniciales está con base en las concentraciones actuales, utilizando los datos reportados por el IPCC, 2007. Se variaron los valores de cada GEI (CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub> y CFC11 y CFC12) para cada perfil, suponiendo que las condiciones atmosféricas sean así: el aumento paralelo en estos gases.



**Figura 4.16.** Perfiles verticales atmosféricos para los escenarios A1  
Elaboración propia usando el modelo 1D-RCM, Mackay et al 1991.

El mayor efecto por la variación de estos gases traza se obtiene en la estratosfera baja; sus temperaturas disminuyen aun más que con las concentraciones de referencia de CO<sub>2</sub> para la familia A1 (670 ppmv), como lo muestra la figura 4.16.

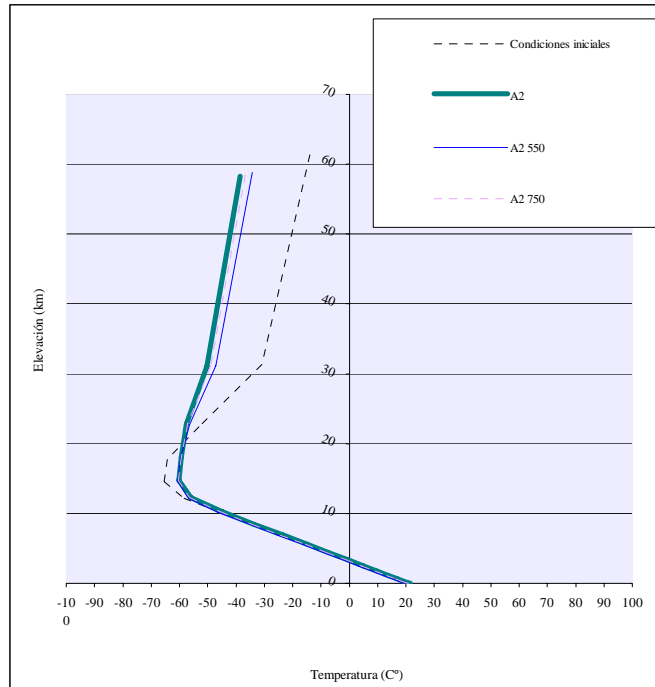
Este enfriamiento estratosférico ha sido observado por muchos otros; por ejemplo Manabe y Wetherald (1967). Otros investigadores tales como Vupputuri (1988) han incorporado dinámica química estratosférica en su RCM para investigar la influencia del enfriamiento estratosférico antes mencionado, en el equilibrio total químico del ozono.

Diferencia de temperatura en la estratosfera baja	
<b>A1</b>	-3,65
<b>A1/ 450</b>	-0,94
<b>A1/ 550</b>	-1,63
<b>A1/ 650</b>	-2,46
<b>A2</b>	-5,3
<b>A2/ 550</b>	-2,12
<b>A2/ 750</b>	-3,97

**Tabla 4.8.** Diferencia de temperaturas en la parte baja de la estratosfera para los perfiles de estabilización de los escenarios A. El signo negativo indica enfriamiento. Elaboración propia aplicando el modelo 1D-RCM de Mackay et al 1991.

Esto ya fue reportado en el 4° Reporte del IPCC, 2007: “Los cálculos de la temperatura estratosférica de sondeos por microondas ajustados, satélites y reanálisis concuerdan cualitativamente en un enfriamiento de entre 0,3° C y 0,6° C por decenio...”

El modelo 1D-RCM obtiene enfriamiento entre 0,9 y 5,3° C en un siglo para la parte baja de la estratosfera, como se observa en la tabla 4.8



**Figura 4.17.** Perfiles verticales atmosféricos para los escenarios A2  
Elaboración propia usando el modelo 1D-RCM, Mackay et al, 1991.

En la figura 4.17 se observan los perfiles obtenidos para los escenarios A2, A2/550 y A2/750. Se utiliza el escenario A2 como la referencia de dicha familia y los A2/550 y A2/750 como sus correspondientes escenarios post-SRES. En la parte baja de la estratosfera se reporta el enfriamiento pero estos escenarios tienen las menores diferencias con respecto al escenario de condiciones iniciales. La familia A2 enfrenta el mayor enfriamiento con las concentraciones de CO<sub>2</sub> iguales a 808 ppmv.

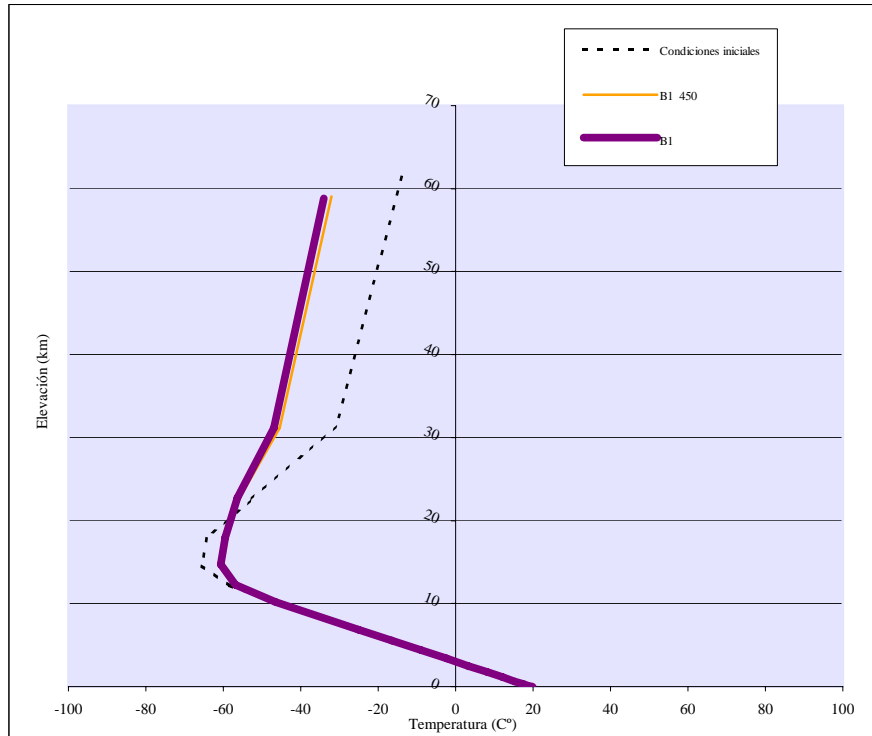
Para los escenarios de las familias B1 y B2 y sus correspondientes post-SRES las diferencias siguen el mismo comportamiento, como se muestra en la tabla 4.9.

Diferencia de temperatura en la estratosfera baja	
<b>B1/ 450</b>	-0,45
<b>B1</b>	-1,98
<b>B2/ 550</b>	-1,78
<b>B2</b>	-2

**Tabla 4.9.** Diferencia de temperaturas en la parte baja de la estratosfera para los perfiles de estabilización de los escenarios B. El signo negativo indica enfriamiento. Elaboración propia aplicando el modelo 1D-RCM de Mackay et al, 1991.

El escenario B1 (550 ppmv) y B2 (590 ppmv) de la figura 4.18 y 4.19, muestran el mayor enfriamiento de la estratosfera sobre todo en la parte superior.

En la parte inferior de dicha capa se identificó también el enfriamiento que varía de 0,45 y 2,0° C durante un siglo con respecto a la atmósfera de referencia (llamada condiciones iniciales).



**Figura 4.18.** Perfiles verticales atmosféricos para los escenarios B1  
Elaboración propia usando el modelo 1D-RCM, Mackay et al, 1991.

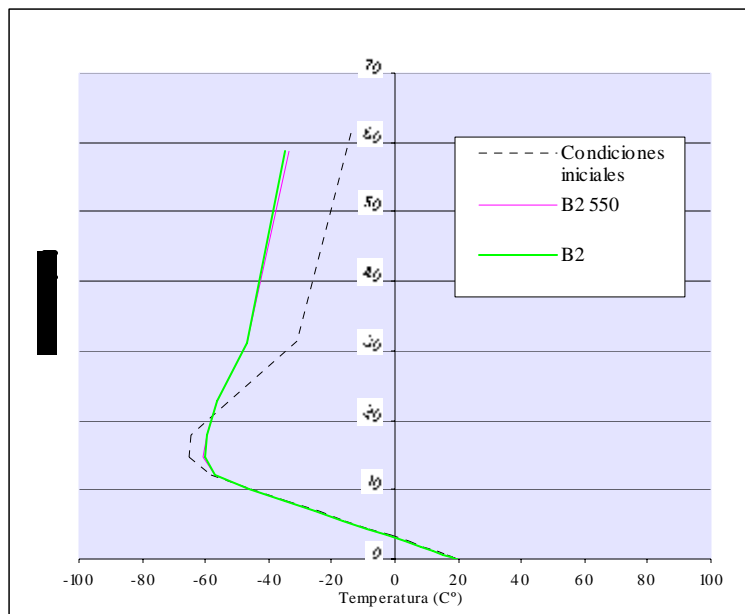
En las gráficas es difícil observar que exista alguna diferencia en las temperaturas superficiales, pero sucede cierta variación considerable en todos los escenarios, tal y como se comprueba en las tablas 4.10 y 4.11.

Como lo reporta el grupo de trabajo I del IPCC 2007: “Observaciones efectuadas en todos los continentes y en la mayoría de los océanos evidencian que numerosos sistemas naturales están siendo afectados por cambios del clima regional, particularmente por un aumento de la temperatura”. Y la primera causa que se investiga que da como resultado este aumento en la temperatura superficial es: “...La mayor parte del aumento observado del promedio mundial de temperatura desde mediados del siglo XX se debe *muy probablemente* al aumento observado de las concentraciones de GEI antropogénicos. Es *probable* que se haya experimentado un calentamiento antropogénico apreciable en los últimos cincuenta años, en promedio para cada continente (exceptuada la región antártica)”.

Este tipo de modelos simples (IPCC,2007) sirven para estudiar estas consideraciones y en su caso, reportar resultados que ayuden a comprobar algunas hipótesis.

Escenario	Concentración de CO <sub>2</sub> de referencia (ppmv)	Diferencia de temperatura en la superficie terrestre ( $\Delta T_s$ )
A	670	2,28
A1/ 450	450	1,18
A1/ 550	550	1,42
A1/ 650	650	1,75
A2	800	3,59
A2/ 550	550	1,8
A2/ 750	750	2,86

**Tabla 4.10.** Diferencias en las temperaturas de superficie de los escenarios A, con respecto a las condiciones de la atmósfera actual. Elaboración propia usando el modelo 1D-RCM de Mackay et al 1991.



**Figura 4.19.** Perfiles verticales atmosféricos para los escenarios B2. Elaboración propia usando el modelo 1D-RCM, Mackay et al 1991.

Se reportan las predicciones del modelo 1D-RCM para las  $\Delta T_s$  debido a los cambios en las concentraciones atmosféricas de CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, CFC-11 y CFC-12 con las  $\Delta T_s$  previstas y enlistadas en la tabla 4.10 y 4.11.

El escenario que tiene menor diferencia en la temperatura superficial según lo mostrado en la tabla 4.10, con respecto a las condiciones actuales es el A1/ 450 (450ppmv) con  $\Delta T_s = 1,18^\circ \text{C}$  y el que reporta mayores diferencias en la temperatura superficial es el A2 (800ppmv) con  $\Delta T_s = 3,59^\circ \text{C}$ .

Escenario	Concentración de CO <sub>2</sub> de referencia (ppmv)	Diferencia de temperatura en la superficie terrestre ( $\Delta T_s$ )
B1/ 450	450	0,89
B1	550	1,7
B2/ 550	550	1,69
B2	597	1,77

**Tabla 4.11.** Diferencias en las temperaturas de superficie de los escenarios B, con respecto a las condiciones de la atmósfera actual. Elaboración propia usando el modelo 1D-RCM de Mackay et al, 1991.

Los escenarios B, tienen diferencias menos significativas con la temperatura de las condiciones iniciales, el B1/450 (450ppmv) con  $\Delta T_s=0,89^\circ \text{C}$  es escenario post- SRES que aumenta la temperatura superficial en menor grado. El B2 (597ppmv) reporta la mayor diferencia con  $\Delta T_s=1,77^\circ \text{C}$ .

#### **4.7 Forzamiento por radiación provocado por la presencia de los gases traza**

Para reconocer cuál es la contribución de cada gas al cambio del perfil de temperatura de la atmósfera se realizaron los experimentos correspondientes. La metodología utilizada fue como sigue.

De los GEI's que toma en cuenta el modelo para el balance de energía de radiación, se mantienen constantes todos menos uno y en cada experimento se hace la variación de la concentración de ese gas en la atmósfera en un periodo de 100 años, según los escenarios post- SRES.

En el anexo 1 se encuentran las tablas de los resultados obtenidos.

La influencia de las actividades industriales del ser humano en el calentamiento y enfriamiento de la atmósfera y su repercusión en el clima se conocen mejor desde la implementación y mejoramiento de los diversos procesos que se llevan a cabo en la atmósfera en los modelos numéricos del sistema Tierra. Gracias a estos modelos la interpretación y cuantificación se han mejorado para deducir los mecanismos de forzamiento por radiación combinados con los factores de origen antropogénico, (IPCC, 2007).

Con los experimentos llevados a cabo se comprueba que el  $\text{CO}_2$  es el que afecta el aumento de la temperatura de la atmósfera cercana a la superficie, los escenarios B2, A, A2/750 y A2 son los que consideran mayores concentraciones de este gas y que resultan en un mayor calentamiento en la superficie terrestre.

En contraste, todos los escenarios reportan una disminución en las concentraciones de  $\text{CH}_4$ , lo que da como resultado un menor impacto en la respuesta del perfil de temperatura del sistema climático, aunque el calentamiento sigue siendo la respuesta del sistema.

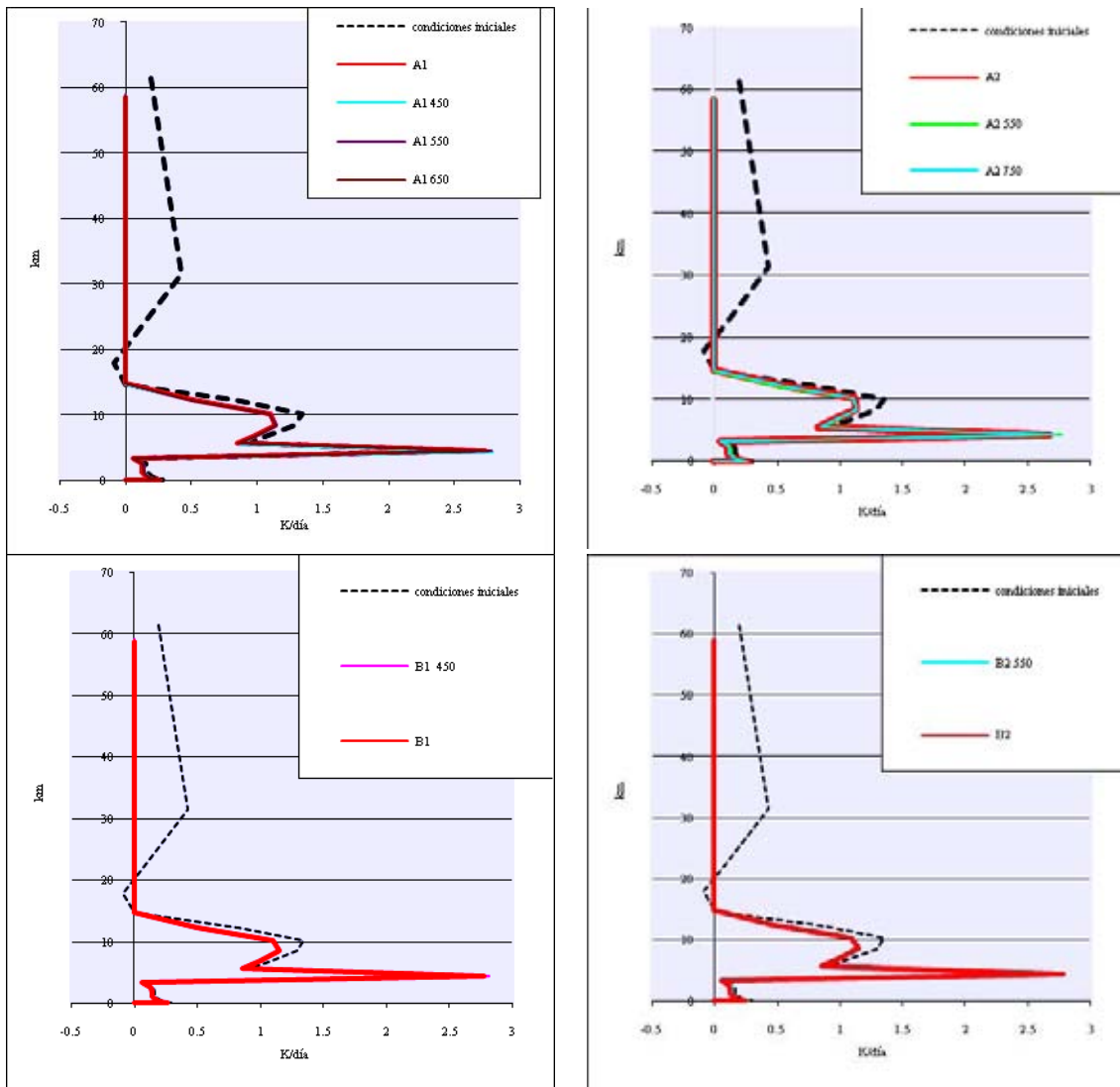
Todos los escenarios analizados reportan aumento en las concentraciones de  $\text{N}_2\text{O}$ , ya que la emisión de este gas está asociado en gran parte a las actividades de agricultura, y todos los escenarios advierten el aumento de la población; sus necesidades alimentarias también aumentarán., y la respuesta climática es el calentamiento de la atmósfera cercana a la superficie terrestre. También es el gas que reporta mayor potencial de calentamiento mundial para cierto horizonte de tiempo dado. (IPCC, 2007).

El impacto de f-11 y f-12 se reconoce en el cambio de la temperatura y aunque su potencial de forzamiento por radiación son mayores que los otros gases en discusión, se observa que el impacto de la amplificación se da en conjunción con el aumento de la concentración de los otros gases.

El  $\text{CO}_2$  y el vapor de agua en la troposfera tienen la mayor influencia en el calentamiento de esta capa al aumentar la concentración de este gas ( $\Delta\text{CO}_2$ ).

Las cuatro familias de SRES y sus correspondientes siete escenarios post- SRES, A1, A1/450, A1/550, A1/650, A2, A2/550, A2/750, B1, B1/450, B2 Y B2/550 en la figura 4.20 muestran el

mismo comportamiento: el aumento en estos gases en la troposfera generan el calentamiento de hasta 2.7 K a la mitad de la capa más cercana a la superficie terrestre.



**Figura 4.20.** Forzamiento por radiación (calentamiento) debido a los gases traza en la troposfera. Elaboración propia usando el modelo 1D-RCM, Mackay et al 1991.

Puesto que los resultados del modelo 1D-RCM son debidos solamente a las fluctuaciones de las concentraciones de los gases de efecto invernadero y a la retroalimentación del vapor de agua, se deben multiplicar los valores por 1.5 a 2.5 para coincidir con la mayoría de los GCM's que predicen actualmente cambios de temperatura superficial de entre 2.8 y 5.2 K al aumentar la concentración de CO<sub>2</sub>, Mitchell (1989).



# Conclusiones

---

En la introducción y los tres primeros capítulos de este trabajo se hace una descripción lo más completa posible del sistema climático, el forzamiento y el balance de radiación y los cambios que estos forzamientos causan en el sistema climático. Se hace énfasis en la transferencia de radiación en la atmósfera terrestre con las consideraciones necesarias, respecto a las concentraciones de los gases efecto invernadero (GEI's) tomados en cuenta para este estudio.

En el capítulo 4 se mostraron los resultados del estudio de sensibilidad hecho por Mackay (1990) y los resultados obtenidos haciendo la modificación de las concentraciones del CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, CFC11 y CFC12.

Antes de estos resultados se hace una pequeña introducción a los escenarios de mitigación y estabilización del IPCC llamados SRES y Post- SRES.

El modelo 1D-RCM desarrollado por Mackay (1990) es extremadamente útil para comprender los mecanismos de transferencia de energía por radiación y transferencia de calor por convección en la atmósfera terrestre; así como la respuesta climática a variaciones las concentraciones de los gases traza.

Dadas las características del modelo: la estabilidad del perfil de equilibrio de la temperatura, pronosticado por el modelo, su aproximación a los fenómenos térmicos que suceden en la atmósfera coincide con la real y demuestra ser independiente de: la estructura del perfil de la temperatura del sistema Tierra- atmósfera inicialmente previsto; la profundidad de la capa de mezcla del océano; y a la magnitud del intervalo de tiempo transcurrido menor de 0.9 días.

Los cambios previstos en la temperatura de la atmósfera superficial al doblar las concentraciones del CO<sub>2</sub> y del CH<sub>4</sub> y al incrementar el N<sub>2</sub>O, CFC11 y CFC12 son acordes a los publicados en trabajos anteriores, lo que da certeza a los estudios hechos con modelos DRCM's y los escenarios dados por el IPCC en su 4ª edición, 2007.

Su concordancia se debe principalmente a que el problema de la transferencia de energía de radiación en la Atmósfera se ha resuelto gracias a las buenas aproximaciones a las soluciones de la ecuación correspondiente haciendo las consideraciones adecuadas respecto de los parámetros ambientales.

El 1D-RCM es una herramienta útil que ha permitido confirmar la respuesta del sistema climático terrestre a los cambios del perfil de estabilización de la temperatura provocados por las variaciones de las concentraciones de los gases, aquí considerados en el sistema Tierra- atmósfera.

Este modelo ha sido incorporado en los modelos de caja (IMAGE 2.0) y como su propio autor comenta (Mackay et al, 1991) una mejora posible se obtendría si este modelo se extiende a 2D. El mismo autor desarrolló en los últimos años un modelo 2D donde interviene parte del 1D-RCM (Mackay, 1994).

# Referencias

---

1. Arrhenius, Svante, 1896, *On the Influence of Carbonic Acid in the Air upon the Temperature of the Ground*. Phil. Mag., S. 5, Vol. 41, No. 251, 237-276.
2. Augustsson, T. and V. Ramanathan, 1977. *A Radiative- Convective Model Study of the CO<sub>2</sub> Climate Problem*. Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 43, 448- 451.
3. Cess, R. D., and V. Ramanathan, 1972, *Radiative Transfer in the Atmosphere of Mars and That of Venus Above the Cloud Deck*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 12, 933-945.
4. Cess, R. D., 1974, *Radiative Transfer Due to Atmospheric Water Vapor: Global considerations of the Earth's Energy Balance*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 14, 861- 871.
5. Cess, R. D., 1989, *Gauging water-vapour feedback*, Nature, Vol 342, 736-737.
6. Conde A. C, 1995, Modelo radiativo convectivo en la atmósfera, Tesis de maestría, Facultad de Ciencias, UNAM, México DF..
7. Collins, W.D.; Ramaswamy V.; Schwarzkopf M.D.; Sun Y; Portmann R.W.; Fu Q.; Casanova, S.E.B.; Dufresne, J.L.; Fillmore, D.W.; Forster P.M.; Galin, V.Y.; Gohar L.; Ingram, W.J.; Kratz, D.P.; Lefebvre, M.P.; Li J.; Marquet, P.; Oinas, V.; Tsushima, Y.; Uchiyama, T.; Zhong, W.Y. (2006) Radiative forcing by well-mixed greenhouse gases: Estimates from climate models in the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) Fourth Assessment Report (AR4), *Journal of Geophysical Research*, **111**, pp.1-2
8. Consortium for International Earth Science Information Network (CIRESIN). 1995. *IMAGE 2.0 Model Guide* [online]. University Center, Mich., USA  
CIRESIN URL: <http://sedac.ciresin.org/mva/image-2.0/image-2.0-toc.html>
9. Crutzen, P.J., Isaksen I.S.A, and McAfee J.R., 1978, *The Impact of the Chlorocarbon Industry on the Ozone Layer*, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 83, 345-363.
10. Donner, L., and Ramanathan V., 1980, *Methane and Nitrous Oxide: Their effects on the Terrestrial Climate*, Journal Of Atmospheric Sciences, Vol. 37, 119-124.
11. Forster, P.M.; Gregory, J.M. (2006) The Climate Sensitivity and Its Components Diagnosed from Earth Radiation Budget Data, *Journal of Climate*, **19**, pp.39-52.

12. Forster, P.M.; Taylor, K.E. (2006) Climate forcings and climate sensitivities diagnosed from coupled climate model integrations, *Journal of Climate*, **19**, pp.6181-6194.
13. Goody, R.M., 1964, *Atmospheric Radiation I Theoretical Basis*, Oxford at the Clarendon Press.
14. Goody, R.M. and Yung Y.L., 1989, *Atmospheric Radiation Theoretical Basis*, Second Edition, Oxford University Press.
15. Green, A.E.S., Lindenmeyer C.S. and Griggs M., 1964, *Molecular Absorption in Planetary Atmospheres. Journal of Geophysical Research*, Vol. 69, 493-504.
16. Hansen, J. E., A. Lacis, D. Rind, L. Russell, et al., 1984: Climate sensitivity analysis of feedback mechanisms. *Climate Processes and Climate Sensitivity*, Hansen, J. E., and T. Takahashi, Eds., Geophysical Monograph 29, American Geophysical Union, 130–163.
17. Hansen, J., Lacis A., and Prather M., 1989, *Greenhouse Effect of Chlorofluorocarbons and Other Trace Gases*, Journal of Geophysical Research, Vol. 94, No. D13, 16417- 16421.
18. IPCC, 1997, Introducción a los modelos climáticos simples utilizados en el Segundo Informe de Evaluación del IPCC, 51pp
19. IPCC, 2007: Climate Change 2007: *The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Miller (eds.)], Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 996 pp.
20. McGuffie K., Henderson-Sellers A., 2005, *A Climate Modelling Primer (Third Edition)*, University of Technology, Sydney, Australia; ANSTO Environment, Australia, 117-163 pp
21. Ogawa K., Schmugge T., Jacob F., French A., 2002, Estimation of broadband land surface emissivity from multi-spectral thermal infrared remote sensing, *Agronomie* 22, 19- 20 pp.
22. Kiehl, J.T. and Ramanathan V., 1983, *CO<sub>2</sub> Radiative Parameterization Used in Climate Models: Comparison With Narrow Band Models and With Laboratory Data*, Journal of Geophysical Research, Vol 88, No. C9, 5191-5202
23. Kondratyev K.Y., and Moskalenko N.I., 1984, *in The Global Climate Chapter 13*, John T. Houghton editor, Cambridge University Press
24. Kuo, H.L., 1977. *Analytic Infrared Transmissivities of the Atmosphere*. Beitr. Phys. Atmos., Vol. 50, 331-349.
25. Lacis, A.A. and Hansen J.E., 1974, *A Parameterization for the absorption of Solar Radiation in the Earth's Atmosphere*, Journal Of Atmospheric sciences, Vol. 31, 118-133.
26. Lal, M., and Ramanathan V., 1984, *The Effects of Moist Convection and Water Vapor Radiative Processes On Climate Sensitivity*, Journal Of Atmospheric sciences, Vol. 41, 2238-2249.

27. Lindzen, R.S., A.Y.Hou, and B.F. Farrell, 1982. *The Role of Convective Model Choice in Calculating the Climate Impact of Doubling CO<sub>2</sub>*, Journal Of Atmospheric sciences, Vol. 39, 1189-1205.
28. Liou, Kuo-Nan. 2002. An Introduction to Atmospheric Radiation, 583pp, Academic Press.
29. MacKay R.M., Khalil M.A.K., 1990, *One-dimensional time-dependent radiative convective model of the Earth-atmosphere system*, Oregon Graduate Institute of Science and Technology, Center of Atmospheric Studies, Beaverton, Oregon, USA.
30. MacKay, RM, Khalil, MAK, 1991, Theory and development of a one-dimensional time-dependent radiative convective climate model. *Chemosphere*. Vol. 22, no. 3-4, pp. 383-417.
31. MacKay, RM, The GCRC Two- Dimensional Zonally Averaged Statistical Dynamical Climate Model: Development, Model Performance, and Climate Sensivity. Oregon Graduate Institute of Science and Technology, 1994, Center of Atmospheric Studies, Beaverton, Oregon, USA.
32. MacKay, RM, Khalil, MAK, 2000, Greenhouse gases and global warming, Trace gas emissions and plants, Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1- 28 pp.
33. Manabe, S. and Strickler R.F., 1964, *Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Convective Adjustment*, Journal Of Atmospheric sciences, Vol. 21, 361-385
34. Manabe, S. and Wetherald R.T., 1967. *Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a given Distribution of Relative Humidity*, Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 24, No.3, 241-259
35. McCartney E.J., 1983, *Absorption and Emission by Atmospheric Gases, The Physical Processes*, John Wiley and Sons.
36. Mcguffie K., Henderson-Sellers A., 2001, *Forty Years of Numerical Climate Modelling*, International Journal of Climatology, 21: 1067–1109.
37. Mitchell, John F.B., 1989, *The "Greenhouse" Effect and Climate Change*, Reviews of Geophysics Vol. 27, No.1, 115- 139.
38. Morita T., 1999, *Emission Scenario prepared for IPCC Special Report on Emission Scenarios*, convened by Nebosja Nakicenovic.
39. North G.R., Cahalan R.F., and Coakley Jr. J.A., 1981, *Energy Balance Climate Models*, Rev. of Geophysics and Space Physics, 19, 91-121.
40. Ramanathan, V., 1975, *Greenhouse Effect Due to Chlorofluorocarbons: Climatic Implications*, Science Vol. 190 50-51.
41. Ramanathan, V., 1976, *Radiative Transfer Within the Earth's Troposphere and Stratosphere: A simplified Radiative- Convective Model*, Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 33, 1330-1346.

42. Ramanathan, V., and Coakley J.A. Jr., 1978, *Climate Modeling Through Radiative Convective Models*, Rev. of Geophysics and Space Physics, 6, 465-489.
43. Ramanathan, V., Pitcher E.J., Malone R.C., and Blackmon M.L., 1983, *The Response of a Spectral General Circulation Model to refinements in Radiative Processes*, Journal of Atmospheric sciences, Vol. 40, 605-631.
44. Raval, A. and V. Ramanathan, 1989, *Observational Determination of the Greenhouse Effect*, Nature Vol. 342, 758-761.
45. Roberts R.E., Selby J.E.A., and Biberman L.M., 1976, *Infrared Continuum Absorption by Atmospheric Water Vapor in the 8-12 m Window*, Applied Optics, Vol.15, No.9, 2085-2090.
46. Rodgers, C.D. and Walshaw C.D., 1966, *The Computation of Infrared Cooling Rate in Planetary Atmospheres*, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Vol. 92, 67-92.
47. Rodgers, C.D., 1967, *The Use of Emissivity in Atmospheric Radiation Calculations*, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Vol. 93, 43-54.
48. Saravia, Marisela (2000). "Escenarios Mundiales de Emisión de Gases Efecto Invernadero Asociados al consumo de Energía: Perfiles para Países en vías de desarrollo". División de Estudios de Posgrado. Facultad de Ingeniería. UNAM. México DF.
49. Schlesinger M. E., Malyshev S., 2001, *Changes in Near- Surface temperature and Sea Level for the Post- SRES CO<sub>2</sub> Stabilization Scenarios*, Integrated Assessment 2: 95-110, Kluwer Academic Publishers.
50. Schmittner, A., and T.F. Stocker, 1999: *The Stability of the Thermohaline Circulation in Global Warming Experiments*. *J. Climate*, **12**, 1117–1133.
51. Schneider, S.H., Washington W.M., and Chervin R.M., 1978, *Cloudiness as a Climate Feedback Mechanism: Effects on Cloud Amounts of Prescribed Global and Regional Surface Temperature Changes in the NCAR GCM*, Journal of Atmospheric sciences, Vol. 35, 2207-2221.
52. Stephens, G.L., 1984, *The Parameterization of Radiation for Numerical Weather Prediction and Climate Models*, Monthly Weather Review, Vol. 112, 826-867.
53. Stone, P.H., and Carlson J.H., 1979, *Atmospheric Lapse Rate Regimes and Their Parameterization*, Journal of Atmospheric sciences, Vol. 36, 415-423.
54. Tyndall, J., 1863, *On Radiation Through the Earth's Atmosphere*, London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine 4:200.
55. UNEP/ GRID- Arendal, 2005, *Vital Climate Graphics based on the IPCC's Third Assessment Report*.

56. UNEP/RIVM (2004) J. Potting and J. Bakkes (eds.). *The GEO-3 Scenarios 2002-2032: Quantification and analysis of environmental impacts*, UNEP/DEWA/RS.03-4 and RIVM 402001022.
57. Vupputuri R.K.R., 1985, *The Effect of Ozone Photochemistry on Atmospheric and Surface Temperature Changes due to Increased CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub> and Volcanic Aerosols in the Atmosphere*, Atmosphere-Ocean, Vol. 23, 359-374.
58. Washington, W.M., and Parkinson C.L., 1986, *An Introduction to Three-Dimensional Climate Modeling*, University Science Books.
59. WMO Report No. 16, 1985, *Atmospheric Ozone: Assessment of Our Understanding of the Processes Controlling its Present Distribution and Change*.

# Anexo 1

Tablas con los resultados de los experimentos realizados para cada geís según las concentraciones de los escenarios post-SRES.

ESCENARIO	Nuevos valores en las concentraciones					Altura de la tropopausa (km)	Temperatura en tropopausa (K)	Temperatura en superficie (K)	Diferencia de temperatura en la superficie terrestre	Diferencia de altura en la tropopausa	Diferencia de temperatura en la tropopausa
	CO2 (ppmv)	CH4 (ppbv)	N2O (ppbv)	f-11 (ppbv)	f-12 (ppbv)						
A	672,15	1717	309,71	260,71	471,3	12,2	216,46	292,26	1,26	0,032	1,86
A1-450	489,05	1717	309,71	260,71	471,3	12,17487	215,82	291,64	0,64	0,00687	1,22
A1-550	529,91	1717	309,71	260,71	471,3	12,181	215,98	291,8	0,8	0,013	1,38
A1-650	584,01	1717	309,71	260,71	471,3	12,18929	216,18	291,99	0,99	0,02129	1,58
A2	808,57	1717	309,71	260,71	471,3	12,216	218,85	292,63	1,63	0,048	4,25
A2-550	557,45	1717	309,71	260,71	471,3	12,185	216,08	291,89	0,89	0,017	1,48
A2-750	689,38	1717	309,71	260,71	471,3	12,203	216,52	292,31	1,31	0,035	1,92
B1-450	464,08	1717	309,71	260,71	471,3	12,171	215,72	291,54	0,54	0,003	1,12
B1	547,78	1717	309,71	260,71	471,3	12,184	216,05	291,86	0,86	0,016	1,45
B2-550	535,33	1717	309,71	260,71	471,3	12,182	216	291,82	0,82	0,014	1,4
B2	597,17	1717	309,71	260,71	471,3	12,191	216,22	292,03	1,03	0,023	1,62
A	380	1902,4	309,71	260,71	471,3	12,157	215,34	291,2	0,2	-0,011	0,74
A1-450	380	1628,7	309,71	260,71	471,3	12,154	215,32	291,15	0,15	-0,014	0,72
A1-550	380	1605,7	309,71	260,71	471,3	12,154	215,32	291,14	0,14	-0,014	0,72
A1-650	380	1652,8	309,71	260,71	471,3	12,155	215,32	291,15	0,15	-0,013	0,72
A2	380	4302,1	309,71	260,71	471,3	12,17	215,49	291,53	0,53	0,002	0,89
A2-550	380	2186,6	309,71	260,71	471,3	12,159	215,37	291,25	0,25	-0,009	0,77
A2-750	380	3689,5	309,71	260,71	471,3	12,167	215,46	291,46	0,46	-0,001	0,86
B1-450	380	1296,3	309,71	260,71	471,3	12,151	215,28	291,08	0,08	-0,017	0,68
B1	380	2201,7	309,71	260,71	471,3	12,159	215,37	291,25	0,25	-0,009	0,77
B2-550	380	2296,2	309,71	260,71	471,3	12,159	215,38	291,27	0,27	-0,009	0,78
B2	380	2699,9	309,71	260,71	471,3	12,162	215,4	291,33	0,33	-0,006	0,8
A	380	1717	368,27	260,71	471,3	12,158	215,37	291,25	0,25	-0,01	0,77

<b>A1-450</b>	380	1717	376,13	260,71	471,3	12,159	215,38	291,26	0,26	-0,009	0,78
<b>A1-550</b>	380	1717	376,31	260,71	471,3	12,159	215,38	291,26	0,26	-0,009	0,78
<b>A1-650</b>	380	1717	378,13	260,71	471,3	12,159	215,38	291,26	0,26	-0,009	0,78
<b>A2</b>	380	1717	456,44	260,71	471,3	12,163	215,42	291,34	0,34	-0,005	0,82
<b>A2-550</b>	380	1717	384,28	260,71	471,3	12,159	215,38	291,26	0,26	-0,009	0,78
<b>A2-750</b>	380	1717	467,14	260,71	471,3	12,163	215,42	291,36	0,36	-0,005	0,82
<b>B1-450</b>	380	1717	383,06	260,71	471,3	12,159	215,38	291,26	0,26	-0,009	0,78
<b>B1</b>	380	1717	397,49	260,71	471,3	12,16	215,39	291,28	0,28	-0,008	0,79
<b>B2-550</b>	380	1717	373,64	260,71	471,3	12,158	215,37	291,25	0,25	-0,01	0,77
<b>B2</b>	380	1717	363,2	260,71	471,3	12,158	215,36	291,24	0,24	-0,01	0,76
<b>A</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>A1-450</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>A1-550</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>A1-650</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>A2</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>A2-550</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>A2-750</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>B1-450</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>B1</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>B2-550</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>B2</b>	380	1717	309,71	50,509	471,3	12,154	215,31	291,14	0,14	-0,014	0,71
<b>A</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>A1-450</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>A1-550</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>A1-650</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>A2</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>A2-550</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>A2-750</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>B1-450</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>B1</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>B2-550</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7
<b>B2</b>	380	1717	309,71	260,71	249,02	12,154	215,3	291,13	0,13	-0,014	0,7