Radiación en la atmósfera

III - Introducción a la transferenicia radiativa

Agustín Laguarda
laguarda@fing.edu.uy

Universidad de la República

2023

Contenido

Contenido

Procesos de extinción

Procesos de extinción en la atmósfera: Absorción y dispersión

Los procesos de extinción en la atmósfera se producen debido a la interacción de la radiación con partículas en su camino y son relevantes para la transferencia radiativa. Esto da lugar a diversos fenómenos ópticos que observamos en la naturaleza.

- Cuando miramos objetos como nubes, el cielo o una lámpara eléctrica, estamos viendo radiación visible que ha sido dispersada en su camino hacia nuestros ojos. La mayoría de la luz que llega a nuestros ojos no proviene directamente de su fuente, sino que se dispersa indirectamente a través del proceso de dispersión, o *scattering* (luz difusa).

Procesos de extinción en la atmósfera: Absorción y dispersión

Los procesos de extinción en la atmósfera se producen debido a la interacción de la radiación con partículas en su camino y son relevantes para la transferencia radiativa. Esto da lugar a diversos fenómenos ópticos que observamos en la naturaleza.

- Cuando miramos objetos como nubes, el cielo o una lámpara eléctrica, estamos viendo radiación visible que ha sido dispersada en su camino hacia nuestros ojos. La mayoría de la luz que llega a nuestros ojos no proviene directamente de su fuente, sino que se dispersa indirectamente a través del proceso de dispersión, o *scattering* (luz difusa).
- La dispersión (o *scattering*) es un proceso físico fundamental asociado con la interacción radiación-materia. Ocurre en todo el espectro EM y es responsable de fenómenos ópticos como el cielo azul, nubes blancas, arcoíris y halos.

Procesos de extinción en la atmósfera: Absorción y dispersión

Los procesos de extinción en la atmósfera se producen debido a la interacción de la radiación con partículas en su camino y son relevantes para la transferencia radiativa. Esto da lugar a diversos fenómenos ópticos que observamos en la naturaleza.

- Cuando miramos objetos como nubes, el cielo o una lámpara eléctrica, estamos viendo radiación visible que ha sido dispersada en su camino hacia nuestros ojos. La mayoría de la luz que llega a nuestros ojos no proviene directamente de su fuente, sino que se dispersa indirectamente a través del proceso de dispersión, o *scattering* (luz difusa).
- La dispersión (o *scattering*) es un proceso físico fundamental asociado con la interacción radiación-materia. Ocurre en todo el espectro EM y es responsable de fenómenos ópticos como el cielo azul, nubes blancas, arcoíris y halos.
- Parte de la radiación es absorbida por diferentes moléculas presentes en la atmósfera. Estas partículas absorben la radiación incidente y luego emiten radiación térmica en la atmósfera, lo que contribuye al calentamiento del ambiente.

Procesos de extinción en la atmósfera: Absorción y dispersión

Los procesos de extinción en la atmósfera se producen debido a la interacción de la radiación con partículas en su camino y son relevantes para la transferencia radiativa. Esto da lugar a diversos fenómenos ópticos que observamos en la naturaleza.

- Cuando miramos objetos como nubes, el cielo o una lámpara eléctrica, estamos viendo radiación visible que ha sido dispersada en su camino hacia nuestros ojos. La mayoría de la luz que llega a nuestros ojos no proviene directamente de su fuente, sino que se dispersa indirectamente a través del proceso de dispersión, o *scattering* (luz difusa).
- La dispersión (o *scattering*) es un proceso físico fundamental asociado con la interacción radiación-materia. Ocurre en todo el espectro EM y es responsable de fenómenos ópticos como el cielo azul, nubes blancas, arcoíris y halos.
- Parte de la radiación es absorbida por diferentes moléculas presentes en la atmósfera. Estas partículas absorben la radiación incidente y luego emiten radiación térmica en la atmósfera, lo que contribuye al calentamiento del ambiente.
- El efecto invernadero es una consecuencia directa de este fenómeno, donde ciertos gases como el dióxido de carbono (CO_2) absorben la radiación térmica emitida por la Tierra.

Procesos de extinción en la atmósfera: Absorción y dispersión

Los procesos de extinción en la atmósfera se producen debido a la interacción de la radiación con partículas en su camino y son relevantes para la transferencia radiativa. Esto da lugar a diversos fenómenos ópticos que observamos en la naturaleza.

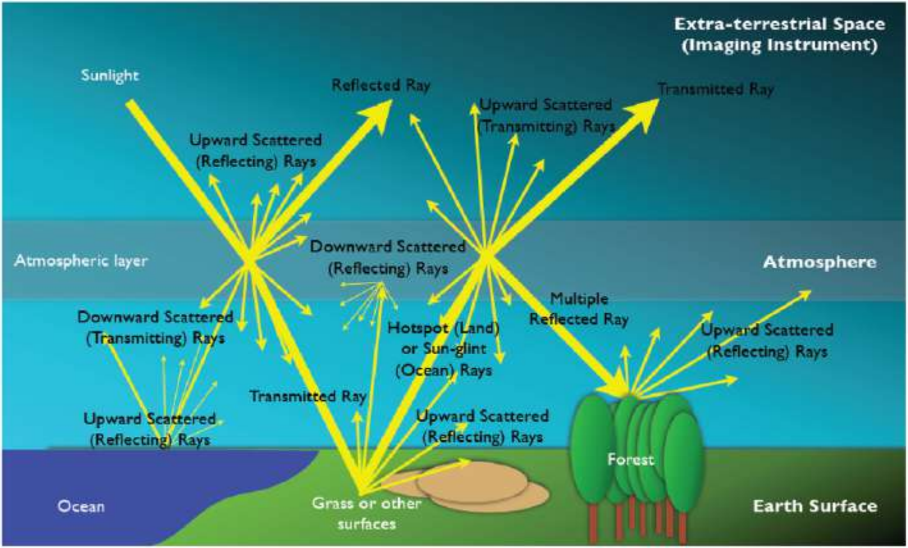
- Cuando miramos objetos como nubes, el cielo o una lámpara eléctrica, estamos viendo radiación visible que ha sido dispersada en su camino hacia nuestros ojos. La mayoría de la luz que llega a nuestros ojos no proviene directamente de su fuente, sino que se dispersa indirectamente a través del proceso de dispersión, o *scattering* (luz difusa).
- La dispersión (o *scattering*) es un proceso físico fundamental asociado con la interacción radiación-materia. Ocurre en todo el espectro EM y es responsable de fenómenos ópticos como el cielo azul, nubes blancas, arcoíris y halos.
- Parte de la radiación es absorbida por diferentes moléculas presentes en la atmósfera. Estas partículas absorben la radiación incidente y luego emiten radiación térmica en la atmósfera, lo que contribuye al calentamiento del ambiente.
- El efecto invernadero es una consecuencia directa de este fenómeno, donde ciertos gases como el dióxido de carbono (CO_2) absorben la radiación térmica emitida por la Tierra.

Procesos de extinción en la atmósfera: Absorción y dispersión

Los procesos de extinción en la atmósfera se producen debido a la interacción de la radiación con partículas en su camino y son relevantes para la transferencia radiativa. Esto da lugar a diversos fenómenos ópticos que observamos en la naturaleza.

- Cuando miramos objetos como nubes, el cielo o una lámpara eléctrica, estamos viendo radiación visible que ha sido dispersada en su camino hacia nuestros ojos. La mayoría de la luz que llega a nuestros ojos no proviene directamente de su fuente, sino que se dispersa indirectamente a través del proceso de dispersión, o *scattering* (luz difusa).
- La dispersión (o *scattering*) es un proceso físico fundamental asociado con la interacción radiación-materia. Ocurre en todo el espectro EM y es responsable de fenómenos ópticos como el cielo azul, nubes blancas, arcoíris y halos.
- Parte de la radiación es absorbida por diferentes moléculas presentes en la atmósfera. Estas partículas absorben la radiación incidente y luego emiten radiación térmica en la atmósfera, lo que contribuye al calentamiento del ambiente.
- El efecto invernadero es una consecuencia directa de este fenómeno, donde ciertos gases como el dióxido de carbono (CO_2) absorben la radiación térmica emitida por la Tierra.

Estos procesos son espectralmente selectivos y su influencia varía según la región del EM.


Extra-terrestrial Space
(Imaging Instrument)
Sunlight
Reflected Ray
Transmitted Ray
Upward Scattered
(Transmitting) Rays
Upward Scattered
(Reflecting) Rays
Atmospheric layer
Downward Scattered
(Reflecting) Rays
Atmosphere
Multiple
Reflected Ray
Downward Scattered
(Transmitting) Rays
Hotspot (Land)
or Sun-glint
(Ocean) Rays
Upward Scattered
(Reflecting) Rays
Transmitted Ray
Upward Scattered
(Reflecting) Rays
Upward Scattered
(Reflecting) Rays
Forest
Ocean
Grass or other
surfaces
Earth Surface

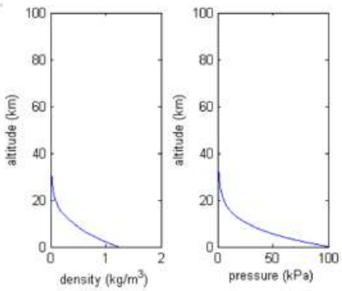


Figure: Presión y densidad vs. altura para el US-Atmospheric Standard - 1976. Fuente: `https://en.wikipedia.org/wiki/U.S._Standard_Atmosphere`

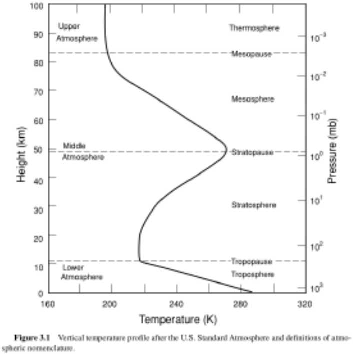


Figure: Temperatura vs. altura para la USAS-1976. Fuente: Liou.

Descripción de la atmósfera
Composición

The Composition of the Atmosphere[a]

Enero 2022: 418 ppm
crece a 0.4%/año* !

Permanent constituents		Variable constituents	
Constituent	**% by volume**	**Constituent**	**% by volume**
Nitrogen (N_2)	78.084	Water vapor (H_2O)	0–0.04
Oxygen (O_2)	20.948	Ozone (O_3)	$0–12 \times 10^{-4}$
Argon (Ar)	0.934	Sulfur dioxide (SO_2)[b]	0.001×10^{-4}
Carbon dioxide (CO_2)	0.036	Nitrogen dioxide (NO_2)[b]	0.001×10^{-4}
Neon (Ne)	18.18×10^{-4}	Ammonia (NH_3)[b]	0.004×10^{-4}
Helium (He)	5.24×10^{-4}	Nitric oxide (NO)[b]	0.0005×10^{-4}
Krypton (Kr)	1.14×10^{-4}	Hydrogen sulfide (H_2S)[b]	0.00005×10^{-4}
Xenon (Xe)	0.089×10^{-4}	Nitric acid vapor (HNO_3)	Trace
Hydrogen (H_2)	0.5×10^{-4}	Chlorofluorocarbons	Trace
Methane (CH_4)	1.7×10^{-4}	($CFCl_3$, CF_2Cl_2	
Nitrous oxide (N_2O)[b]	0.3×10^{-4}	CH_3CCl_3, CCl_4, etc.)	
Carbon monoxide (CO)[b]	0.08×10^{-4}	aerosoles varios	

dispersión Rayleigh

99.9%

<0.1%

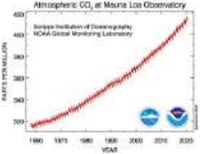
de especial importancia en el balance radiante

principales atenuadores de la radiación solar

[a] After the U.S. Standard Atmosphere (1976) with modifications.
[b] Concentration near the earth's surface.

Fuente: Liou, An introduction to atmospheric radiation

*https://www.esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/trends/



Aerosoles antropogénicos:

Aerosoles de origen natural:

Presentan gran variedad de tamaño (20 nm - 20 µm), forma y composición.

Descripción de la atmósfera
Componentes muy variables: nubes

Cristales de hielo, gotículas $\simeq 10$ µm y gotas de agua ($\simeq 1$ mm)

aerosoles y nubes se encuentran en las capas bajas de la atmósfera y presentan gran variabilidad temporal y espacial

Contenido

Absorción y dispersión

Los procesos de dispersión y absorción reducen la energía de un haz de luz que atraviesa un medio. Esta atenuación es conocida como *extinción*. En un medio no absorbente la dispersión es el único proceso de extinción.

Ambos procesos son relevantes en la atenuación de un haz de radiación (Ejemplo Petty-pag.157)

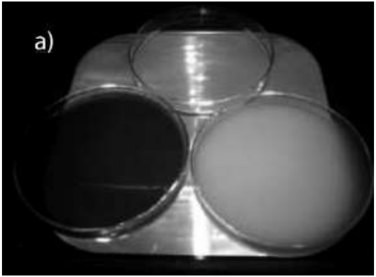


Figure: Tres muestras de líquidos: Agua (transparente), tinta (negra) y leche (blanca) iluminadas desde arriba.

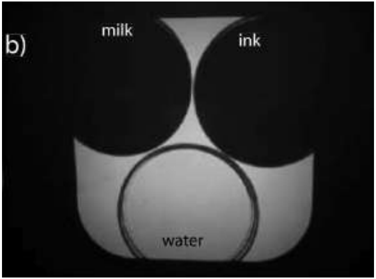
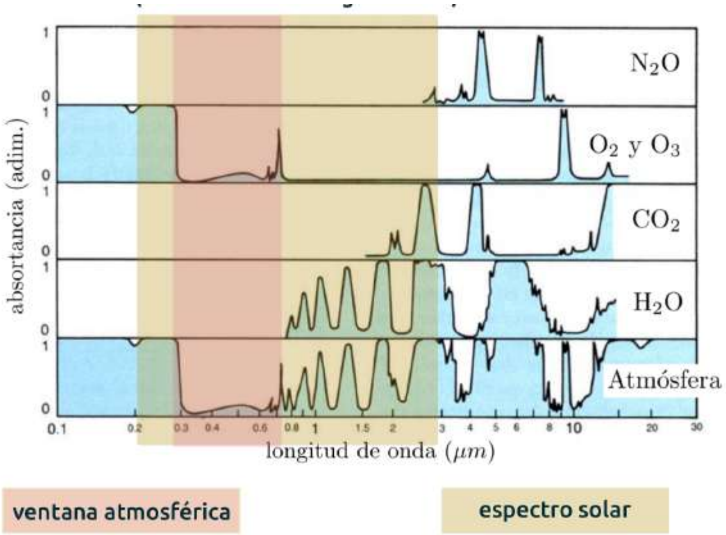


Figure: Imagen de las muestras vista desde abajo. La sombra en la tinta y la leche muestran que la absorción y dispersión son igualmente efectivas en la disminución de la transmisión.

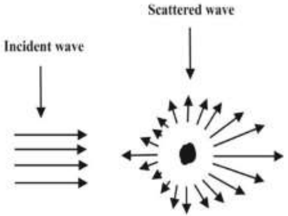
Absorción en la atmósfera

Es un proceso espectralmente selectivo, donde la energía absorbida es convertida a otro tipo de energía (térmica/química/cinética, por ejemplo)



Dispersión (o *scattering*)

Es un proceso físico fundamental en el que al interferir una partícula con el recorrido de un haz de radiación electromagnética, sustrae energía de la onda incidente y la irradia en todas las direcciones.



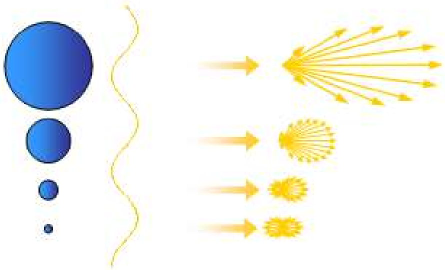
Hipótesis para la dispersión en la atmósfera

Asumimos que:

- La long. de onda dispersada es igual a la incidente (dispersión *elástica*).
- La dispersión producida por una molécula es independiente de la presencia de otras moléculas (dispersión independiente por baja densidad del medio)

Un haz dispersado se describe en términos de la intensidad dispersada y su distribución espacial. Estas características dependen del *factor de tamaño*, $x = 2\pi a/\lambda$, donde λ es la long. de onda incidente y a es el tamaño característico (es el radio si la partícula es esférica).

- $x << 1$: Dispersión de Rayleigh (luz visible y moléculas de aire)
- $x \simeq 1$: Teoría de Lorenz-Mie (algunos aerosoles, vapor de agua, polución)
- $x >> 1$: dispersión no selectiva (partículas grandes en atm. baja; gotas de agua, aerosoles, hielo)



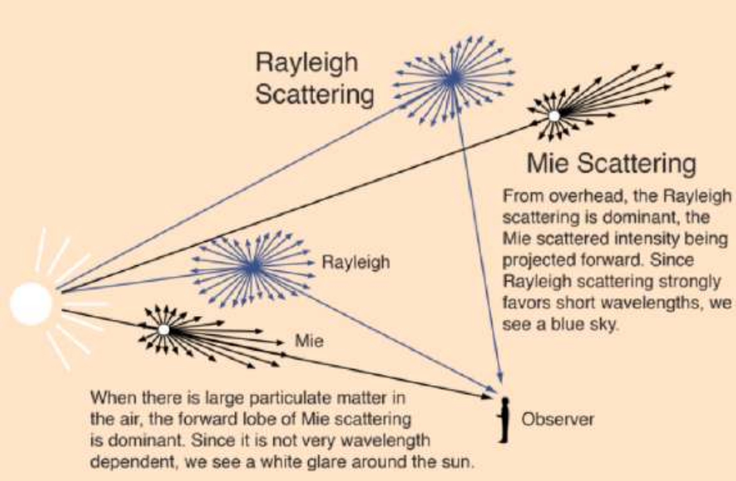


Figure: Fuente: `http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atmos/blusky.html`

Dispersión múltiple

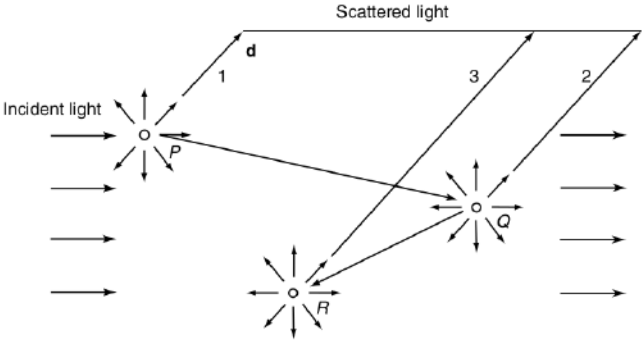
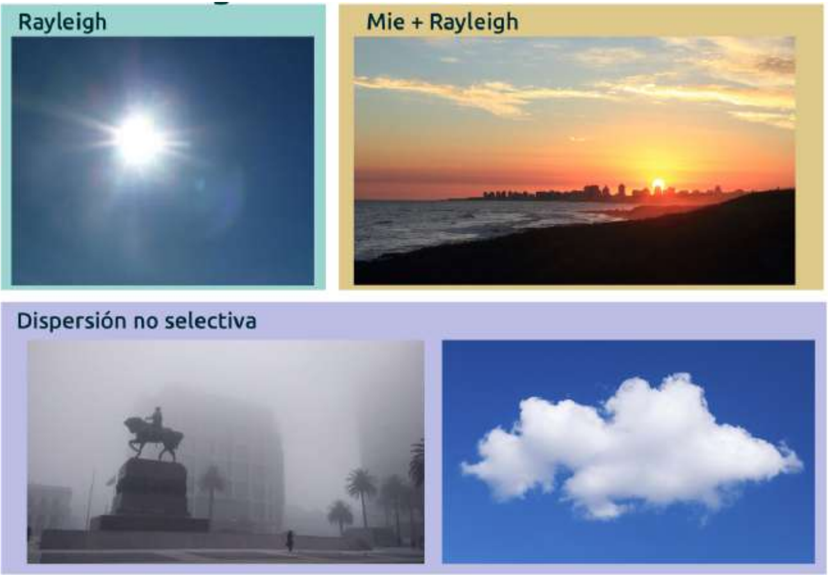


Figure 1.5 Multiple scattering process involving first (P), second (Q), and third (R) order scattering in the direction denoted by **d.**

Figure: Fuente:Liou, Pág:8.

El *scattering múltiple* es especialmente relevante cuando hay nubes o alta presencia de aerosoles.

Dispersión
Ejemplo



Dispersión y absorción

Aviso

Los mecanismos de dispersión y absorción, así como su descripciones matemáticas, serán abordados dentro de algunas clases.

Contenido

Extinción de un haz solar en un medio poco denso

Un haz monocromático I_λ (en $W/m^2/sr/nm$) que atraviesa un medio se verá atenuado por su interacción con la materia. Al recorrer una distancia ds en la dirección de propagación será modificado en una cantidad dI_λ.

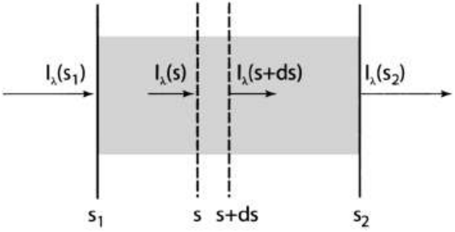


Figure: Fuente: Petty. Pág. 160

Asumiendo que la densidad es baja (caso atmósfera), que no hay múltiple scattering y que estamos lejos del rango de emisión térmica, dI_λ será proporcional a $I_\lambda(s)$, la ds y al **coeficiente de extinción** del medio β_e (en m^{-1})[1].

$$dI_\lambda = I_\lambda(s+ds) - I_\lambda(s) = -\beta_e(s)\, I_\lambda\, ds. \quad (1)$$

β_e caracteriza los efectos combinados de absorción y dispersión del medio. Se puede escribir como $\beta_e = \beta_s + \beta_a$, donde β_s y β_a son los coeficientes de scattering y de absorción respectivamente.

[1] se puede interpretar como la probabilidad de interacción con un fotón

De la ecuación anterior, $\dfrac{dI_\lambda}{I_\lambda} = -\beta_e(s)\, ds$. Integrando en ambos términos entre s_1 y s_2, tenemos la

Expresión general de la ecuación de Lambert-Beer-Bouguer

$$\boxed{I_\lambda(s_2) = I_\lambda(s_1) \exp\left(-\int_{s_1}^{s_2} \beta_e(s)\, ds\right)} \tag{2}$$

Algunas definiciones:

- Definimos el camino óptico entre s_1 y s_2 como

$$\tau(s_1, s_2) = \int_{s_1}^{s_2} \beta_e(s)\, ds \tag{3}$$

- Es siempre positivo y cuando se refiere a una trayectoria vertical en la atmósfera, se le llama **espesor óptico** o **profundidad óptica**.
- Definimos la transmitancia entre s_1 y s_2 como

$$T(s_1, s_2) = \exp\left[-\tau(s_1, s_2)\right], \tag{4}$$

donde $T \in (0, 1]$.

Ya definimos los coeficientes de absorción (β_a) y dispersión (β_s), que verifican que el factor de extinción es .

$$\beta_e = \beta_s + \beta_a$$

Es conveniente definir el *Single scattering albedo*, ω como la relación entre el efecto de dispersión con la extinción total:

$$\boxed{\omega = \frac{\beta_s}{\beta_e} = \frac{\beta_s}{\beta_s + \beta_a}} \tag{5}$$

- Se interpreta como el porcentaje de fotones que son dispersados del total de fotones que interactúan con el medio en cierta ubicación.

Ya definimos los coeficientes de absorción (β_a) y dispersión (β_s), que verifican que el factor de extinción es .

$$\beta_e = \beta_s + \beta_a$$

Es conveniente definir el *Single scattering albedo*, ω como la relación entre el efecto de dispersión con la extinción total:

$$\boxed{\omega = \frac{\beta_s}{\beta_e} = \frac{\beta_s}{\beta_s + \beta_a}} \tag{5}$$

- Se interpreta como el porcentaje de fotones que son dispersados del total de fotones que interactúan con el medio en cierta ubicación.
- Para un medio no dispersivo, $\omega = 0$, mientras que para un medio no absorbente $\omega = 1$.

Ya definimos los coeficientes de absorción (β_a) y dispersión (β_s), que verifican que el factor de extinción es .

$$\beta_e = \beta_s + \beta_a$$

Es conveniente definir el *Single scattering albedo*, ω como la relación entre el efecto de dispersión con la extinción total:

$$\boxed{\omega = \frac{\beta_s}{\beta_e} = \frac{\beta_s}{\beta_s + \beta_a}} \tag{5}$$

- Se interpreta como el porcentaje de fotones que son dispersados del total de fotones que interactúan con el medio en cierta ubicación.
- Para un medio no dispersivo, $\omega = 0$, mientras que para un medio no absorbente $\omega = 1$.
- Es usual expresar los coeficientes β_s y β_a en términos de ω y β_e:

Ya definimos los coeficientes de absorción (β_a) y dispersión (β_s), que verifican que el factor de extinción es .

$$\beta_e = \beta_s + \beta_a$$

Es conveniente definir el *Single scattering albedo*, ω como la relación entre el efecto de dispersión con la extinción total:

$$\boxed{\omega = \frac{\beta_s}{\beta_e} = \frac{\beta_s}{\beta_s + \beta_a}} \tag{5}$$

- Se interpreta como el porcentaje de fotones que son dispersados del total de fotones que interactúan con el medio en cierta ubicación.
- Para un medio no dispersivo, $\omega = 0$, mientras que para un medio no absorbente $\omega = 1$.
- Es usual expresar los coeficientes β_s y β_a en términos de ω y β_e:
    - $\beta_s = \omega\beta_e$

Ya definimos los coeficientes de absorción (β_a) y dispersión (β_s), que verifican que el factor de extinción es .

$$\beta_e = \beta_s + \beta_a$$

Es conveniente definir el *Single scattering albedo*, ω como la relación entre el efecto de dispersión con la extinción total:

$$\boxed{\omega = \frac{\beta_s}{\beta_e} = \frac{\beta_s}{\beta_s + \beta_a}} \tag{5}$$

- Se interpreta como el porcentaje de fotones que son dispersados del total de fotones que interactúan con el medio en cierta ubicación.
- Para un medio no dispersivo, $\omega = 0$, mientras que para un medio no absorbente $\omega = 1$.
- Es usual expresar los coeficientes β_s y β_a en términos de ω y β_e:
  - $\beta_s = \omega\beta_e$
  - $\beta_a = (1 - \omega)\beta_e$

Los coeficientes β_e, β_s y β_a que definimos antes son propiedades extensivas del medio. Es decir, varían en función de la densidad del medio. Para evitar esa dependencia, se utilizan características intensivas, como la sección eficaz.

Asumiendo que el medio está formado por partículas idénticas, se suele optar por uno de estos caminos: para expresar β_e:

$$\beta_e = k_\lambda \, \rho, \tag{6}$$

donde k_λ es la **sección eficaz de masa** ($[k_\lambda] = L^2/M$, típicamente en cm^2/g) y ρ es la densidad de masa (masa por unidad de volumen).

Los coeficientes β_e, β_s y β_a que definimos antes son propiedades extensivas del medio. Es decir, varían en función de la densidad del medio. Para evitar esa dependencia, se utilizan características intensivas, como la sección eficaz.

Asumiendo que el medio está formado por partículas idénticas, se suele optar por uno de estos caminos: para expresar β_e:

$$\beta_e = k_\lambda \, \rho, \tag{6}$$

donde k_λ es la **sección eficaz de masa** ($[k_\lambda] = L^2/M$, típicamente en cm^2/g) y ρ es la densidad de masa (masa por unidad de volumen).

$$\beta_e = \sigma_\lambda \, N, \tag{7}$$

donde σ_λ es la **sección eficaz de una partícula** ($[\sigma_\lambda] = L^2$, típicamente en cm^2) y N es el número de partículas por unidad de volumen.

Los coeficientes β_e, β_s y β_a que definimos antes son propiedades extensivas del medio. Es decir, varían en función de la densidad del medio. Para evitar esa dependencia, se utilizan características intensivas, como la sección eficaz.

Asumiendo que el medio está formado por partículas idénticas, se suele optar por uno de estos caminos: para expresar β_e:

$$\beta_e = k_\lambda \, \rho, \tag{6}$$

donde k_λ es la **sección eficaz de masa** ($[k_\lambda] = L^2/M$, típicamente en cm^2/g) y ρ es la densidad de masa (masa por unidad de volumen).

$$\beta_e = \sigma_\lambda \, N, \tag{7}$$

donde σ_λ es la **sección eficaz de una partícula** ($[\sigma_\lambda] = L^2$, típicamente en cm^2) y N es el número de partículas por unidad de volumen.

Los coeficientes β_e, β_s y β_a que definimos antes son propiedades extensivas del medio. Es decir, varían en función de la densidad del medio. Para evitar esa dependencia, se utilizan características intensivas, como la sección eficaz.

Asumiendo que el medio está formado por partículas idénticas, se suele optar por uno de estos caminos: para expresar β_e:

$$\beta_e = k_\lambda \, \rho, \tag{6}$$

donde k_λ es la **sección eficaz de masa** ($[k_\lambda] = L^2/M$, típicamente en cm^2/g) y ρ es la densidad de masa (masa por unidad de volumen).

$$\beta_e = \sigma_\lambda \, N, \tag{7}$$

donde σ_λ es la **sección eficaz de una partícula** ($[\sigma_\lambda] = L^2$, típicamente en cm^2) y N es el número de partículas por unidad de volumen.

- Las secciones eficaces (o *effective cross section*) se pueden asociar a la extinción, o a alguno de los procesos de absorción o dispersión individualmente (en estos casos se utiliza el subíndice *a* o *s*, respectivamente).

Los coeficientes β_e, β_s y β_a que definimos antes son propiedades extensivas del medio. Es decir, varían en función de la densidad del medio. Para evitar esa dependencia, se utilizan características intensivas, como la sección eficaz.

Asumiendo que el medio está formado por partículas idénticas, se suele optar por uno de estos caminos: para expresar β_e:

$$\beta_e = k_\lambda \, \rho, \tag{6}$$

donde k_λ es la **sección eficaz de masa** ($[k_\lambda] = L^2/M$, típicamente en cm^2/g) y ρ es la densidad de masa (masa por unidad de volumen).

$$\beta_e = \sigma_\lambda \, N, \tag{7}$$

donde σ_λ es la **sección eficaz de una partícula** ($[\sigma_\lambda] = L^2$, típicamente en cm^2) y N es el número de partículas por unidad de volumen.

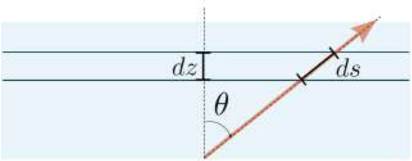
- Las secciones eficaces (o *effective cross section*) se pueden asociar a la extinción, o a alguno de los procesos de absorción o dispersión individualmente (en estos casos se utiliza el subíndice *a* o *s*, respectivamente).
- Cuando el medio está formado por una mezcla de partículas, se pueden generalizar estas expresiones. Ver 7.2.5 Petty.

Aproximación de planos paralelos

La atmósfera está usualmente altamente *estratificada*, es decir, las propiedades varían con mayor relevancia con la altura z que con otras coordenadas. Las nubes son una excepción (muchas muestran estructuras horizontales y verticales).

Hipótesis de *atmósfera de planos paralelos*

- La atmósfera es plana (buena aproximación para cálculos *locales*)
- $\beta_e(x, y, z) = \beta_e(z)$. También otras propiedades.



- Notar que $ds = \dfrac{dz}{\cos\theta}$
- Definimos $\boxed{\mu = \cos\theta}$
- Se tiene que $\mu \in [-1, 1]$, positivo para haces que se propagan hacia "arriba", negativo hacia "abajo".
- $\Delta s = \dfrac{\Delta z}{\mu}$,

LBB general: $$\boxed{I_\lambda(s_2) = I_\lambda(s_1)\exp\left(-\int_{s_1}^{s_2}\beta_e(s)\,ds\right)}$$

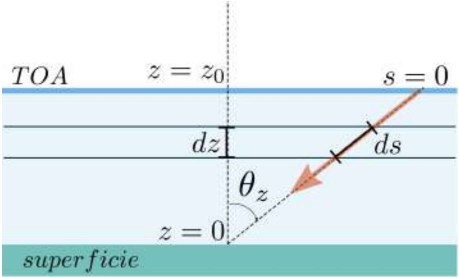
En vista de las hipótesis anteriores, el camino óptico entre dos alturas z_1 y z_2 se expresa en función del espesor óptico como

$$\int_{s_1}^{s_2}\beta_e(s)\,ds = \int_{s_1}^{s_2}k_\lambda(s)\,\rho(s)\,ds = \frac{1}{\mu}\int_{z_1}^{z_2}k_\lambda(z)\,\rho(z)\,dz = \frac{\tau_\lambda(z_1,z_2)}{\mu}$$

LBB para planos paralelos

$$\boxed{I_\lambda(z_2) = I_\lambda(z_1)\exp\left(-\frac{\tau_\lambda(z_1,z_2)}{\mu}\right)},$$

donde $\tau_\lambda(z_1,z_2)$ es el **espesor óptico** o la **profundidad óptica**.



Si seguimos la radiancia que proviene directamente del sol $S_{0,\lambda}$, incide en el tope de la atmósfera (z=0), atraviesa la atmósfera y llega a la superficie (z_0), tenemos

$$\boxed{I_{\lambda,sup} = S_{0,\lambda} \exp\left(-\frac{\tau_\lambda *}{\mu}\right)},$$

donde $\tau_\lambda * = \tau_\lambda(0, z_0)$ es la *profundidad óptica total*

- **Dispersión por moléculas de aire**: En el espectro VIS y UV la dispersión por moléculas de aire es la dominante (Rayleigh). La σ_s para moléculas de aire es aprox. proporcional a λ^{-4}. Por ejemplo: a 0.4μm (violeta) es 10 veces mayor que para 0.7μm (rojo).

- **Dispersión por moléculas de aire**: En el espectro VIS y UV la dispersión por moléculas de aire es la dominante (Rayleigh). La σ_s para moléculas de aire es aprox. proporcional a λ^{-4}. Por ejemplo: a 0.4μm (violeta) es 10 veces mayor que para 0.7μm (rojo).
- **Absorción por gases en la atmósfera**: en el resto del espectro, la transmitancia de la atmósfera sin nubes está influenciada principalmente por la absorción de gases.

- **Dispersión por moléculas de aire**: En el espectro VIS y UV la dispersión por moléculas de aire es la dominante (Rayleigh). La σ_s para moléculas de aire es aprox. proporcional a λ^{-4}. Por ejemplo: a 0.4μm (violeta) es 10 veces mayor que para 0.7μm (rojo).
- **Absorción por gases en la atmósfera**: en el resto del espectro, la transmitancia de la atmósfera sin nubes está influenciada principalmente por la absorción de gases.
- **Extinción por aerosoles y nubes**: En las partes bajas de la atmósfera se encuentran mayores concentraciones de partículas de aerosoles y vapor de agua, típicamente de mayor tamaño. Dependiendo del tamaño y composición, estas pueden absorber, dispersar o ambos.

- **Dispersión por moléculas de aire**: En el espectro VIS y UV la dispersión por moléculas de aire es la dominante (Rayleigh). La σ_s para moléculas de aire es aprox. proporcional a λ^{-4}. Por ejemplo: a 0.4µm (violeta) es 10 veces mayor que para 0.7µm (rojo).
- **Absorción por gases en la atmósfera**: en el resto del espectro, la transmitancia de la atmósfera sin nubes está influenciada principalmente por la absorción de gases.
- **Extinción por aerosoles y nubes**: En las partes bajas de la atmósfera se encuentran mayores concentraciones de partículas de aerosoles y vapor de agua, típicamente de mayor tamaño. Dependiendo del tamaño y composición, estas pueden absorber, dispersar o ambos.
  - Aerosoles: En general presentan profundidades ópticas (τ_e) menores a 1 en el VIS y aún menores en el IR. Pueden ser valores significativos (>1) durante eventos (erupciones volcánicas, tormentas de polvo, polución extrema, etc.).

- **Dispersión por moléculas de aire**: En el espectro VIS y UV la dispersión por moléculas de aire es la dominante (Rayleigh). La σ_s para moléculas de aire es aprox. proporcional a λ^{-4}. Por ejemplo: a 0.4μm (violeta) es 10 veces mayor que para 0.7μm (rojo).
- **Absorción por gases en la atmósfera**: en el resto del espectro, la transmitancia de la atmósfera sin nubes está influenciada principalmente por la absorción de gases.
- **Extinción por aerosoles y nubes**: En las partes bajas de la atmósfera se encuentran mayores concentraciones de partículas de aerosoles y vapor de agua, típicamente de mayor tamaño. Dependiendo del tamaño y composición, estas pueden absorber, dispersar o ambos.
  - Aerosoles: En general presentan profundidades ópticas (τ_e) menores a 1 en el VIS y aún menores en el IR. Pueden ser valores significativos (>1) durante eventos (erupciones volcánicas, tormentas de polvo, polución extrema, etc.).
  - Nubes: Alcanzan τ_e lo suficientemente grandes como para bloquear los haces directos del sol. En el visible solo dispersan, en el IR se vuelven opacas, en microondas son más translúcidas.

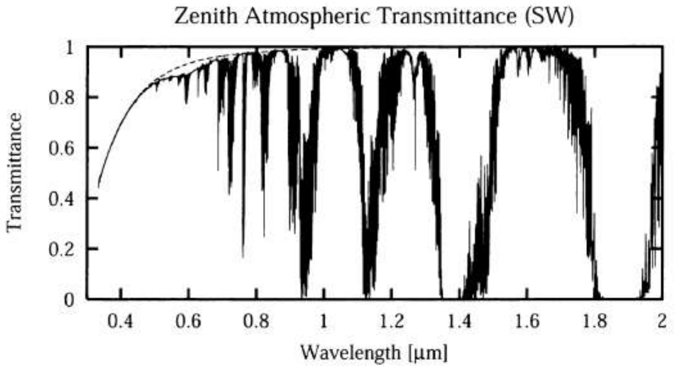
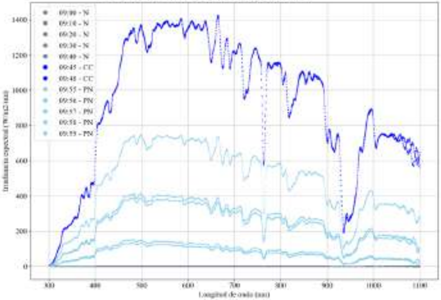


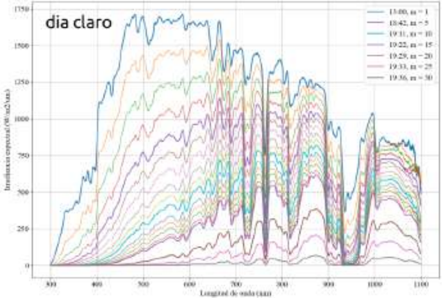
Fig. 7.8: Detail of atmospheric transmission in the shortwave portion of the spectrum, for a summer midlatitude atmosphere. This plot includes the effects of scattering by air molecules (dashed/smooth curve on left).

Figure: Fuente: Petty. Pág.183.

Variación con nubosidad



Variación con masa de aire



(Medidas DNI espectrales en Salto-2022 con instrumento EKO.MS711 por Paola Russo)

Contenido

Consideremos nuevamente un haz monocromático I_λ (en W/m^2/sr/nm) que atraviesa un medio poco denso. Parte de la energía se disipará por absorción y dispersión. Sin embargo, en la dirección estudiada, también puede haber incrementos de energía debido a emisión térmica y *scattering* (simple o múltiple) de haces provenientes de otras direcciones.

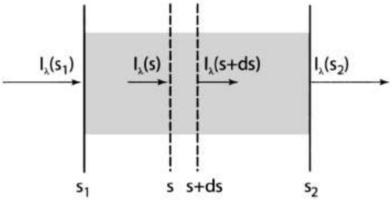


Figure: Fuente: Petty. Pág. 160

Estas contribuciones se expresan con un *coeficiente de función fuente*, j_λ, de forma que:

$$I_\lambda(s+ds) - I_\lambda(s) = dI_\lambda = -k_\lambda\,\rho\,I_\lambda\,ds + j_\lambda\,\rho\,ds.$$

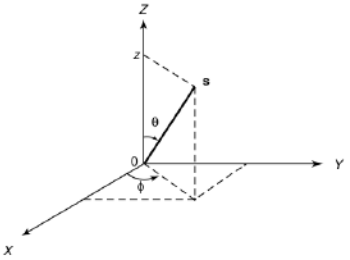
Por conveniencia, se define la ***función fuente***, J_λ (dimensiones de intensidad) como $J_\lambda = j_\lambda/k_\lambda$, obteniendo el cambio neto en el haz:

$$dI_\lambda = -k_\lambda\,\rho\,I_\lambda\,ds + k_\lambda\,\rho\,J_\lambda\,ds.$$

Reordenando tenemos la ecuación general de transferencia radiativa en forma compacta,

$$\boxed{\frac{1}{\beta_e}\frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda + J_\lambda} \qquad (8)$$

Para resolverla hace falta conocer la distribución espacial de las propiedades del medio a través de k_λ y ρ, y caracterizar todos los procesos físicos involucrados a través de J_λ.



Consideremos la hipótesis de planos paralelos; propiedades del medio dependen de sólo de la altura z y se verifica $ds = \dfrac{dz}{\cos\theta}$. La ETR queda genéricamente

$$\frac{\cos\theta}{\beta_e(z)}\frac{dI_\lambda(z,\theta,\varphi)}{dz} = -I_\lambda(z,\theta,\varphi) + J_\lambda(z,\theta,\varphi)$$

Buscamos una expresión más adecuada.

Para ello realizaremos dos cambios de variable: (i) $\theta \to \mu$ (ii) y $z \to \tau$.

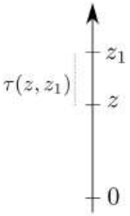
(i)

- Importante: μ tiene signo
- $\mu = \cos\theta > 0$ si $\theta \in [0, \pi/2]$ (haces que suben)
- $\mu = \cos\theta < 0$ si $\theta \in [\pi/2, \pi]$ (haces que bajan)
- luego haremos un truco para deshacernos del signo.

(ii) considerando la definición del espesor óptico entre un punto genérico (de altura z) y un punto de referencia (z_1), tenemos

$$\tau(z, z_1) = \int_{z}^{z_1} \beta_e(z)\, dz$$

$$d\tau = -\beta_e(z)\, dz \rightarrow dz = -\frac{d\tau}{\beta_e},$$



Observación: si estamos estudiando una capa entre las alturas $z = 0$ y $z = z_1$, tenemos que:

- τ es decreciente con z. Cuanto mayor altura z, menor τ
- dado un z queda determinado un único τ (y viceversa)
- en z_1, $\tau = 0$
- en $z = 0$, τ es máximo (profundidad óptica total); $\tau*$

$$\mu \frac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} = +I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) - J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)$$

Hallemos una solución genérica a la ecuación $\boxed{\mu \frac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) - J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}$.

CASO 1: haces que suben

Hallemos una solución genérica a la ecuación $\boxed{\mu \frac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) - J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}$.

CASO 1: haces que suben

- Multiplico todos los términos por $\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$:

$$\frac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} e^{-\tau/\mu} - I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} = -J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$$

Hallemos una solución genérica a la ecuación $\boxed{\mu \dfrac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) - J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}$.

CASO 1: haces que suben

- Multiplico todos los términos por $\dfrac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$:

$$\frac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} e^{-\tau/\mu} - I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} = -J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$$

- Notando que el término de la izquierda es $\dfrac{d}{d\tau}\left[I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu}\right]$ e integrando en τ entre un espesor genérico y el espesor máximo $(\tau*)$, tenemos que

$$\int_\tau^{\tau*} \frac{d}{d\tau'}\left[I_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\, e^{-\tau'/\mu}\right] d\tau' = -\int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

Hallemos una solución genérica a la ecuación $\boxed{\mu \dfrac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) - J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}$.

CASO 1: haces que suben

- Multiplico todos los términos por $\dfrac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$:

$$\frac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} e^{-\tau/\mu} - I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} = -J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$$

- Notando que el término de la izquierda es $\dfrac{d}{d\tau}\left[I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu}\right]$ e integrando en τ entre un espesor genérico y el espesor máximo ($\tau*$), tenemos que

$$\int_\tau^{\tau*} \frac{d}{d\tau'}\left[I_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\, e^{-\tau'/\mu}\right] d\tau' = -\int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

$$I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} - I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu} = -\int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

Hallemos una solución genérica a la ecuación $\boxed{\mu \dfrac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) - J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}$.

CASO 1: haces que suben

- Multiplico todos los términos por $\dfrac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$:

$$\frac{dI_\lambda(\tau,\mu,\varphi)}{d\tau} e^{-\tau/\mu} - I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu} = -J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu}$$

- Notando que el término de la izquierda es $\dfrac{d}{d\tau}\left[I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu}\right]$ e integrando en τ entre un espesor genérico y el espesor máximo ($\tau*$), tenemos que

$$\int_\tau^{\tau*} \frac{d}{d\tau'}\left[I_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\, e^{-\tau'/\mu}\right] d\tau' = -\int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

$$I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} - I_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu} = -\int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

- Reordenando y multiplicando por $e^{\tau/\mu}$

$$\Rightarrow I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-(\tau*-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau,\mu,\varphi)\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

con $\mu > 0$

CASO 2: haces que bajan

CASO 2: haces que bajan

- Ahora μ es negativo.

CASO 2: haces que bajan

- Ahora μ es negativo.
- Para evitar esto, consideraremos la variable $\mu' = -\mu$ (positiva) y expresamos las ecuaciones en función de μ' (cv: $\mu \rightarrow -\mu'$).

CASO 2: haces que bajan

- Ahora μ es negativo.
- Para evitar esto, consideraremos la variable $\mu' = -\mu$ (positiva) y expresamos las ecuaciones en función de μ' (cv: $\mu \to -\mu'$).
- La ecuación base (omitiendo la $'$) queda $\boxed{-\mu \dfrac{dI_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau, -\mu, \varphi) - J_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}$.

CASO 2: haces que bajan

- Ahora μ es negativo.
- Para evitar esto, consideraremos la variable $\mu' = -\mu$ (positiva) y expresamos las ecuaciones en función de μ' (cv: $\mu \to -\mu'$).
- La ecuación base (omitiendo la $'$) queda $\boxed{-\mu \dfrac{dI_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau, -\mu, \varphi) - J_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}$.
- Observación μ y μ' se refieren a la misma "dirección" (sin signo):
  $\mu' = \cos\theta' = \cos(\pi + \theta) = -\cos(\theta) = -\mu$.
  Como ejemplo: $\theta = 210^\circ$ y $\theta' = 30^\circ$ señalan en la misma dirección y sus cosenos son opuestos.

CASO 2: haces que bajan

- Ahora μ es negativo.
- Para evitar esto, consideraremos la variable $\mu' = -\mu$ (positiva) y expresamos las ecuaciones en función de μ' (cv: $\mu \to -\mu'$).
- La ecuación base (omitiendo la $'$) queda $\boxed{-\mu \dfrac{dI_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau, -\mu, \varphi) - J_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}$.
- Observación μ y μ' se refieren a la misma "dirección" (sin signo): $\mu' = \cos\theta' = \cos(\pi + \theta) = -\cos(\theta) = -\mu$.
Como ejemplo: $\theta = 210^\circ$ y $\theta' = 30^\circ$ señalan en la misma dirección y sus cosenos son opuestos.
- Haciendo un procedimiento como el anterior, pero multiplicando por $e^{\tau/\mu}$ e integrando entre $\tau = 0$ (tope) y un valor genérico, se puede llegar a

CASO 2: haces que bajan

- Ahora μ es negativo.
- Para evitar esto, consideraremos la variable $\mu' = -\mu$ (positiva) y expresamos las ecuaciones en función de μ' (cv: $\mu \to -\mu'$).
- La ecuación base (omitiendo la $'$) queda $\boxed{-\mu \dfrac{dI_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau, -\mu, \varphi) - J_\lambda(\tau, -\mu, \varphi)}$.
- Observación μ y μ' se refieren a la misma "dirección" (sin signo): $\mu' = \cos\theta' = \cos(\pi + \theta) = -\cos(\theta) = -\mu$.
  Como ejemplo: $\theta = 210^\circ$ y $\theta' = 30^\circ$ señalan en la misma dirección y sus cosenos son opuestos.
- Haciendo un procedimiento como el anterior, pero multiplicando por $e^{\tau/\mu}$ e integrando entre $\tau = 0$ (tope) y un valor genérico, se puede llegar a

$$\Rightarrow I_\lambda(\tau, -\mu, \varphi) = I_\lambda(0, -\mu, \varphi)\, e^{-\tau/\mu} + \int_0^\tau J_\lambda(\tau', -\mu, \varphi) \frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau',$$

con $\mu > 0$! también.

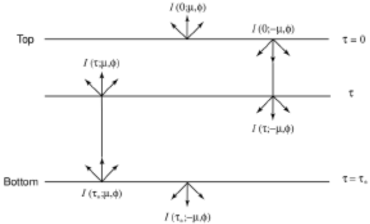


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

sube: $$\boxed{I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-(\tau*-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau'}$$

baja: $$\boxed{I_\lambda(\tau,-\mu,\varphi) = I_\lambda(0,-\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J_\lambda(\tau',-\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau'},$$

- con $\mu > 0$ en **ambos casos**

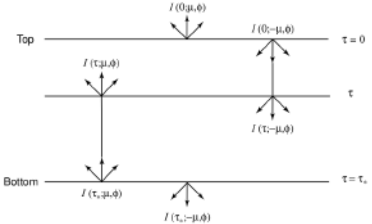


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

sube: $$\boxed{I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-(\tau*-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau'}$$

baja: $$\boxed{I_\lambda(\tau,-\mu,\varphi) = I_\lambda(0,-\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J_\lambda(\tau',-\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau'},$$

- con $\mu > 0$ en **ambos casos**
- la variable principal es τ (además de la dirección de incidencia)

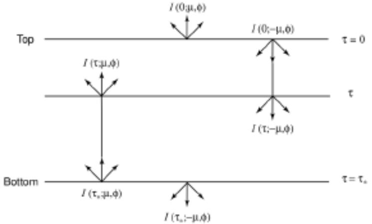


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

sube: $$\boxed{I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-(\tau*-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\,d\tau'}$$

baja: $$\boxed{I_\lambda(\tau,-\mu,\varphi) = I_\lambda(0,-\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J_\lambda(\tau',-\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\,d\tau'},$$

- con $\mu > 0$ en **ambos casos**
- la variable principal es τ (además de la dirección de incidencia)
- $I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)$ representa la radiancia que sube desde el tope inferior

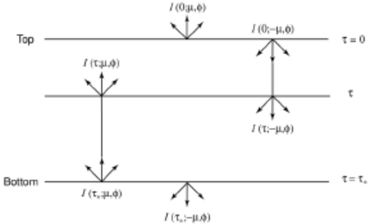


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

sube: $$\boxed{I_\lambda(\tau,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-(\tau*-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau'}$$

baja: $$\boxed{I_\lambda(\tau,-\mu,\varphi) = I_\lambda(0,-\mu,\varphi)\, e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J_\lambda(\tau',-\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau'},$$

- con $\mu > 0$ en **ambos casos**
- la variable principal es τ (además de la dirección de incidencia)
- $I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)$ representa la radiancia que sube desde el tope inferior
- $I_\lambda(0,-\mu,\varphi)$ representa la radiancia que baja desde el tope superior

Si consideramos toda la atmósfera ($\tau*$ es el espesor de la atm. y $\tau = 0$ es el tope de la atmósfera)

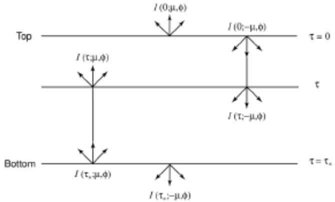


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

$$\text{sale de la atm.:} \quad I_\lambda(0,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\,\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

$$\text{llega a sup.:} \quad I_\lambda(\tau*,-\mu,\varphi) = I_\lambda(0,-\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau',-\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau*-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau',$$

- J representa la contribución de la atmósfera.

Si consideramos toda la atmósfera ($\tau*$ es el espesor de la atm. y $\tau = 0$ es el tope de la atmósfera)

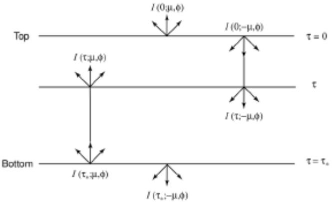


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

sale de la atm.: $$I_\lambda(0,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\,\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

llega a sup.: $$I_\lambda(\tau*,-\mu,\varphi) = I_\lambda(0,-\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau',-\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau*-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau',$$

- J representa la contribución de la atmósfera.
- Si $J = 0$,recuperamos la ecuación de Lambert-Beer para la atmósfera plana.

Ecuación general de la transferencia radiativa
Planos paralelos

Si consideramos toda la atmósfera ($\tau*$ es el espesor de la atm. y $\tau = 0$ es el tope de la atmósfera)

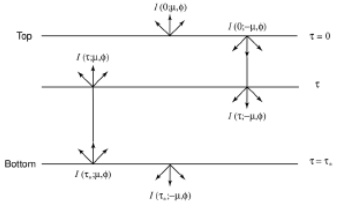


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

sale de la atm.: $$I_\lambda(0, \mu, \varphi) = I_\lambda(\tau*, \mu, \varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau', \mu, \varphi)\, \frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

llega a sup.: $$I_\lambda(\tau*, -\mu, \varphi) = I_\lambda(0, -\mu, \varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau', -\mu, \varphi)\, \frac{e^{-(\tau*-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau',$$

- J representa la contribución de la atmósfera.
- Si $J = 0$,recuperamos la ecuación de Lambert-Beer para la atmósfera plana.
- $I_\lambda(\tau*, \mu, \varphi)$ representa ahora la que sube desde la superficie (reflejada o emitida).

Si consideramos toda la atmósfera ($\tau*$ es el espesor de la atm. y $\tau = 0$ es el tope de la atmósfera)

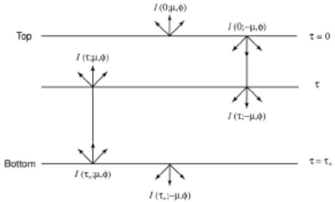


Figure 1.16 Upward (μ) and downward ($-\mu$) intensities at a given level τ and at top ($\tau = 0$) and bottom ($\tau = \tau_*$) levels in a finite, plane-parallel atmosphere.

$$\text{sale de la atm.:} \quad I_\lambda(0,\mu,\varphi) = I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau',\mu,\varphi)\,\frac{e^{-\tau'/\mu}}{\mu}\, d\tau'$$

$$\text{llega a sup.:} \quad I_\lambda(\tau*,-\mu,\varphi) = I_\lambda(0,-\mu,\varphi)\, e^{-\tau*/\mu} + \int_0^{\tau*} J_\lambda(\tau',-\mu,\varphi)\,\frac{e^{-(\tau*-\tau')/\mu}}{\mu}\, d\tau',$$

- J representa la contribución de la atmósfera.
- Si $J = 0$,recuperamos la ecuación de Lambert-Beer para la atmósfera plana.
- $I_\lambda(\tau*,\mu,\varphi)$ representa ahora la que sube desde la superficie (reflejada o emitida).
- $I_\lambda(0,-\mu,\varphi)$ representa la radiancia incide en la atmósfera (radiación solar TOA).

En general la solución para planos paralelos no tiene por qué ser válida, debido a inhomogeneidades, como nubes finitas.

$$\frac{1}{\beta_e}\frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda + J_\lambda$$

El operador de variación $\dfrac{d}{ds}$ que sufre un haz EM que se propaga en la dirección definida por $\hat{u}$ e interactúa con un volumen (recorriendo una distancia ds) se puede expresar como

$$\frac{d}{ds} = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \hat{u}\cdot\nabla,$$

donde c es la velocidad de la luz. La intensidad de la radiación electromagnética se puede considerar como cuasi-estacionaria (al compararla con c), por lo que el primer término de la derecha es omitido. Además, el operador de la derecha se puede expresar en cartesianas como

$$\hat{u}\cdot\nabla = u_x\frac{\partial}{\partial x} + u_y\frac{\partial}{\partial y} + u_z\frac{\partial}{\partial z},$$

donde $\hat{u} = (u_x, u_y, u_z)$.
También se puede expresar en coordenadas esféricas (Liou 1.4.5)

Fin