

# RADIAZIONE

dispensa curata da Silvio Davolio (2012)

## CONCETTI GENERALI

La principale sorgente di energia per la terra è rappresentata dalla radiazione solare, la quale viaggia sottoforma di onde elettromagnetiche alla velocità della luce  $c=2.9937 \cdot 10^8$  m/s ed è caratterizzata da una lunghezza d'onda  $\lambda$  ed una frequenza  $\nu$  legate dall'espressione  $\lambda\nu = c$ . La radiazione solare si estende su tutto lo spettro elettromagnetico (Fig. 1) dai raggi  $\gamma$  ai raggi x, attraverso l'ultravioletto (uv), il visibile e l'infrarosso, fino alle microonde e radioonde.

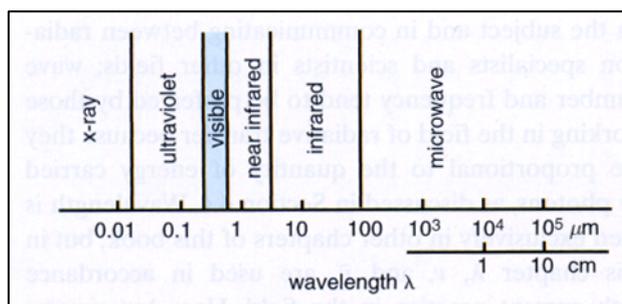


Figura 1: Spettro elettromagnetico.

Tuttavia la parte più significativa dello spettro, per quanto riguarda il trasferimento radiativo di energia nel sistema clima, è compreso tra l'ultravioletto e il vicino infrarosso.

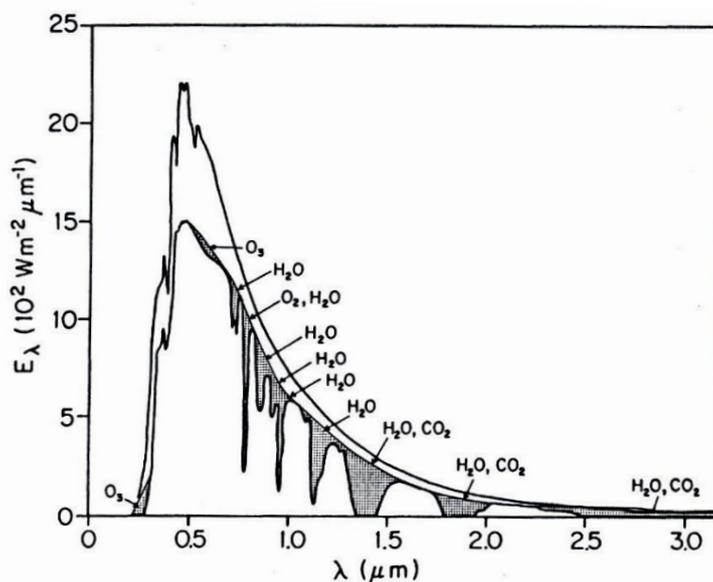


Figura 2: Distribuzione spettrale della radiazione solare al top dell'atmosfera e al livello del mare. Le aree scure rappresentano l'assorbimento da parte di diversi gas atmosferici. La restante differenza fra le due curve rappresenta la radiazione riflessa.

Tutta l'energia che entra nell'atmosfera terrestre arriva dal sole, in quanto la conduzione verso l'esterno del calore proveniente dall'interno della Terra, dovuto al decadimento radioattivo, è del tutto trascurabile. La radiazione solare entrante (Fig. 2) viene in parte assorbita, in parte deviata (scattering) ed in parte riflessa dai vari gas che compongono l'atmosfera, dagli aerosols e dalle nubi. La parte rimanente che raggiunge la superficie terrestre viene quasi completamente assorbita da oceani, litosfera, criosfera e biosfera e solo in minima parte riflessa. In accordo con la prima legge

della termodinamica l'energia assorbita può essere trasformata in calore (energia interna) o utilizzata per compiere lavoro contro l'ambiente (in tal caso si manifesta come energia cinetica o potenziale).

Per mantenere la Terra nel suo stato di equilibrio (osservabile per scale temporali lunghe), l'energia assorbita deve essere bilanciata da un'uguale quantità di energia emessa verso lo spazio dalla superficie terrestre e dall'atmosfera sotto forma di radiazione.

E' noto, infatti, che un qualsiasi corpo avente temperatura superiore allo zero assoluto emette energia sotto forma di radiazione distribuita su un ampio range di lunghezze d'onda dello spettro elettromagnetico; inoltre, maggiore è la temperatura, maggiore sarà la quantità di energia emessa e minore la lunghezza d'onda corrispondente al picco di emissione.

A causa dell'enorme differenza di temperatura di emissione tra il sole (~6000K) e la Terra (~255K), la radiazione solare raggiunge il massimo di emissione nella banda del visibile ( $\lambda \sim 0.5 \mu\text{m}$ ), mentre la radiazione terrestre ha il suo picco nell'infrarosso (IR,  $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ ) (Fig. 3).

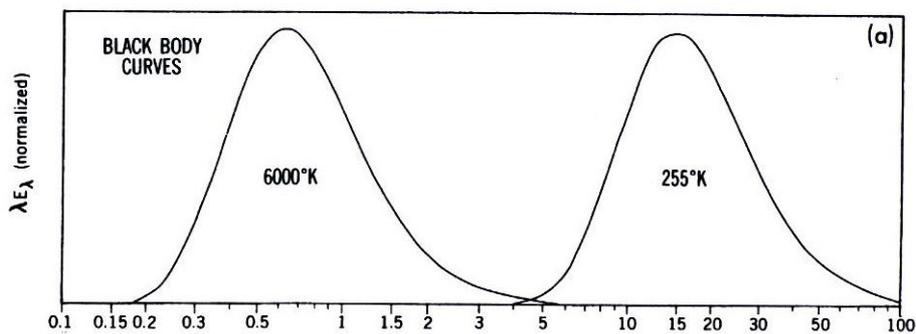


Figura 3: Curve di emissione di corpo nero per la radiazione solare e terrestre.

La maggior parte dell'energia solare di interesse per il sistema climatico si trova tra 0.1 e 2.0  $\mu\text{m}$ , ovvero è compresa nell'uv, vis e vicino IR, mentre la maggior parte dell'energia uscente dalla Terra verso lo spazio si trova tra i 4.0 e i 60  $\mu\text{m}$ , ovvero interamente nell'IR. Questo ci permette di scomporre in due parti distinte lo spettro di radiazione che interessa il sistema clima, ovvero:

- radiazione ad onda corta (short wave radiation) o radiazione solare con  $\lambda < 4 \mu\text{m}$
- radiazione ad onda lunga (long wave radiation) o radiazione terrestre con  $\lambda > 4 \mu\text{m}$

Poiché il sole è molto lontano, esso può essere considerato come una sorgente puntiforme e la sua radiazione che raggiunge la Terra come parallela e unidirezionale. Al contrario, la radiazione terrestre proviene da tutte le direzioni poiché ogni singola molecola agisce come emettitore.

## LEGGI FISICHE DELLA RADIAZIONE

### Legge di Planck

Un corpo nero è per definizione un perfetto assorbitore. Esempi di corpo nero: cavità (Fig. 4), caverne che appaiono completamente scure, carbone. Un corpo nero emette la massima quantità possibile di energia ad una data temperatura T. La quantità ed il tipo, ovvero il range di lunghezze d'onda, di energia emessa da un corpo nero è determinata unicamente dalla sua temperatura, come descritto dalla legge di Planck. Essa afferma che l'intensità della radiazione ad una data lunghezza d'onda (ovvero la radianza monocromatica, cioè l'energia per unità di tempo, di area, di angolo solido)  $B_\lambda(T)$  emessa da un corpo nero alla temperatura T è (ottenuta sperimentalmente):

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

dove h = costante di Planck =  $6.63 \cdot 10^{-34}$  Js k = costante di Boltzmann =  $1.38 \cdot 10^{-23}$  J/K

Espressa in termini di frequenza  $\nu = c/\lambda$ :

$$B_\nu(T)d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2[e^{h\nu/kT} - 1]}d\nu$$

La radiazione di corpo nero è isotropa, ovvero è emessa uniformemente in tutte le direzioni. Ne consegue che l'intensità è indipendente dalla direzione.

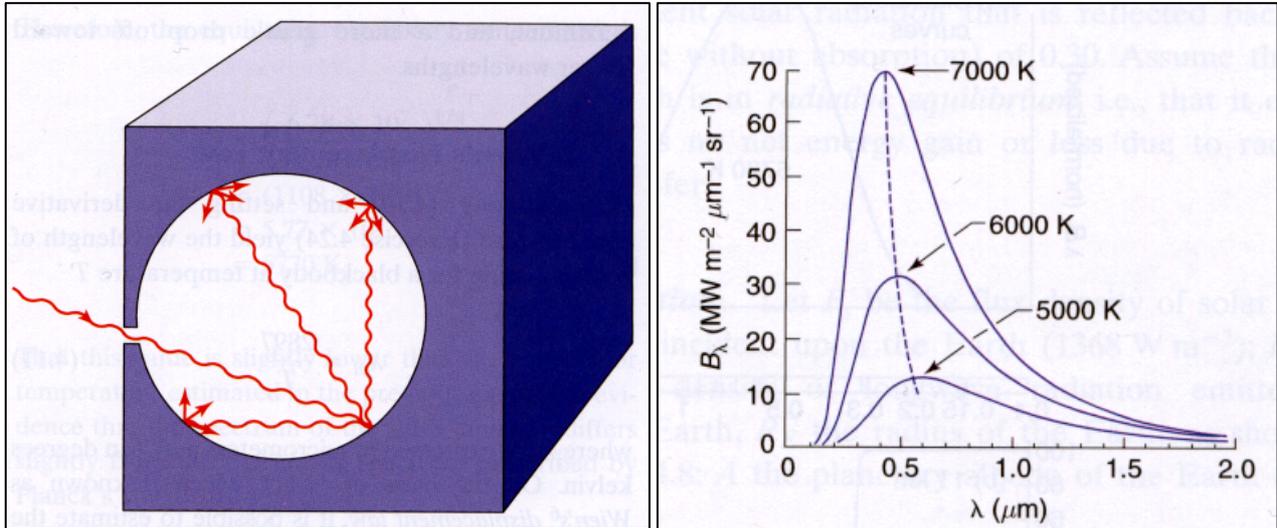


Figura 4: (Destra) Radiazione che entra in una cavità da un'apertura molto piccola. (Sinistra) Spettri di emissione per corpo nero con differenti temperature.

Se traccio la funzione  $B_\lambda(T)$  per un corpo nero in funzione della lunghezza d'onda (Fig. 4), si nota che c'è un netto cut-off per le lunghezze d'onda corte, un aumento rapido fino a raggiungere un picco e poi un calo più graduale per lunghezze d'onda maggiori. Inoltre all'aumentare della temperatura di emissione aumenta l'energia emessa e diminuisce la lunghezza d'onda corrispondente al picco di emissione.

### Legge di Stefan-Boltzmann

La radianza (o intensità) totale di un corpo nero può essere calcolata attraverso l'integrale della legge di Planck sull'intero spettro elettromagnetico:

$$B(T) = \int_0^\infty B_\lambda(T)d\lambda = \int_0^\infty B_\nu(T)d\nu$$

Sfruttando il fatto che l'emissione è isotropa, il flusso emisferico risulterà pari a  $\pi B_\lambda$ . Quindi il flusso emisferico totale che lascia una superficie di corpo nero sarà:

$$B(T) = \pi \int_0^\infty B_\nu(T)d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu$$

Eseguo un cambiamento di variabile:

$$x = \frac{h\nu}{kT} \Rightarrow \nu = \frac{kT}{h} x \Rightarrow d\nu = \frac{kT}{h} dx$$

Otengo:

$$B(T) = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{(kT)^3}{h^3} \frac{kT}{h} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{2\pi}{c^2 h^3} (kT)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

L'integrale ha come soluzione  $\pi^4/15$ , quindi:

$$B(T) = \frac{2\pi^5}{15h^3 c^2} (kT)^4 = \sigma T^4$$

dove  $\sigma$  = costante di Stefan-Boltzmann =  $5.670 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$

Quindi l'energia per unità di tempo e di area emessa da un corpo nero è proporzionale alla quarta potenza della sua temperatura.

### Legge di spostamento di Wien

Calcolando la derivata di  $B_\lambda(T)$  in  $d\lambda$  e ponendola uguale a zero, si ottiene la lunghezza d'onda alla quale risulta massima l'emissione del corpo nero. Si noti che la funzione Planckiana è molto regolare e presenta un solo massimo.

$$\frac{dB_\lambda(T)}{d\lambda} = 0 \Rightarrow \lambda_{MAX} T = A = 2898 \mu m K$$

Quindi il picco della funzione di Planck si sposta verso lunghezze d'onda minori all'aumentare della temperatura del corpo nero che emette. In tal modo la T di un corpo può essere stimata misurando la lunghezza d'onda corrispondente al massimo dello spettro di emissione.

Dall'equazione si ricava facilmente che la radiazione emessa dalla Terra (approssimabile in termini di emissione ad un corpo nero alla  $T=293K$ ) presenta il suo massimo a circa  $9.9\mu m$  (IR). Naturalmente, l'alta troposfera ( $T\sim 255K$ ) emette a lunghezze d'onda maggiori. Considerando il valore osservato  $\lambda_{MAX}=0.474\mu m$  per la radiazione solare, si deduce che la T superficiale del sole è dell'ordine di  $6110K$ .

### COSTANTE SOLARE

La costante solare misura la quantità di radiazione in termini di potenza per unità di superficie che incide su una superficie normale alla direzione di propagazione posta ad una distanza di 1 u.a. dalla sorgente (sole).

Si noti che 1 u.a. = 1 unità astronomica = distanza media Terra-sole =  $1.496 \cdot 10^{11}$  m

Il sole irradia in un secondo un'energia di  $3.90 \cdot 10^{26}$  J nello spazio. Definisco:

$L_0$  = luminosità =  $3.90 \cdot 10^{26}$  W = potenza emessa dal sole

Il sole irradia in tutte le direzioni; nello spazio vuoto l'energia si conserva e quindi su ogni superficie sferica centrata sul sole, avrò un'uguale energia, mentre varia il flusso. Tale flusso sarà dato da:

$$S_d = \frac{L_0}{4\pi d^2} \quad \text{dove } d = \text{raggio della sfera}$$

Se prendo  $d = 1$  u.a. ottengo la potenza per unità di area che giunge alla Terra

$S_0 = 1367 \text{ W/m}^2 = \text{COSTANTE SOLARE}$

### TEMPERATURA DI EMISSIONE DI UN PIANETA

La temperatura di emissione di un pianeta è per definizione la temperatura di corpo nero con la quale esso deve emettere per raggiungere il bilancio energetico, ovvero l'equilibrio tra energia incidente ed emessa. E' quindi la temperatura per cui:

radiazione solare assorbita = radiazione emessa dal pianeta

Per calcolare la radiazione solare assorbita, partiamo dalla costante solare  $S_0$  che rappresenta l'energia per unità di area e di tempo che raggiunge una superficie perpendicolare posta alla distanza di 1 u.a. Quindi l'energia incidente sul pianeta è data dal prodotto della costante solare per l'area che il pianeta espone alla radiazione incidente perpendicolarmente ad essa (nell'approssimazione che i raggi solari siano paralleli, approssimazione valida in quanto il diametro dei pianeti è molto minore della loro distanza dal sole). Tale superficie si chiama "shadow area" (Fig. 5).

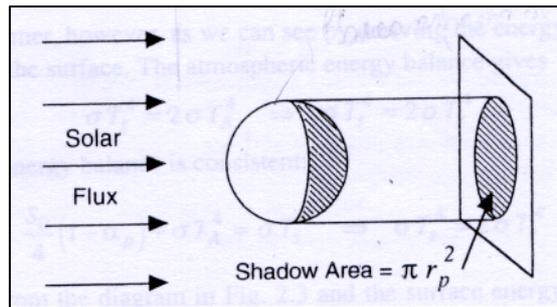


Figura 5: Shadow area per un pianeta sferico.

Inoltre bisogna tenere presente che non tutta la radiazione incidente viene assorbita, ma parte di essa sarà riflessa. La misura della riflettività di un pianeta è detta albedo.

Albedo =  $\alpha_p$  = frazione di radiazione riflessa dal pianeta.

Per dare alcuni riferimenti quantitativi di albedo:

Neve fresca	0.9
Oceano	0.1
Prato	0.2
Deserto	0.4
Valore medio terrestre	0.3

Quindi siccome al top dell'atmosfera terrestre giungono  $S_0 = 1367 \text{ W/m}^2$  i quali vedono una shadow area di  $\pi R_p^2$ , con  $R_p$  = raggio del pianeta, (in altri termini l'area associata all'emisfero illuminato), tenendo conto dell'albedo:

$$\text{Radiazione assorbita} = S_0 (1 - \alpha_p) \pi R_p^2 \quad [\text{W}]$$

Nell'arco dell'intera giornata, a causa della rotazione terrestre, questa potenza è distribuita su tutta la sfera (globo terrestre), quindi devo dividere per la superficie della sfera  $4\pi R_p^2$  ottenendo

$$\text{Radiazione (potenza) media assorbita} = \frac{S_0}{4} (1 - \alpha_p) \quad [\text{W/m}^2]$$

L'insolazione media al top dell'atmosfera è di  $1367/4 = 342 \text{ W/m}^2$ ; l'albedo planetario medio è del 30%, quindi solo il 70% della radiazione viene assorbita, equivalente a  $240 \text{ W/m}^2$ . I restanti  $102 \text{ W/m}^2$  devono tornare verso lo spazio.

Per determinare la temperatura di emissione del pianeta Terra devo quindi eguagliare la radiazione assorbita appena calcolata a quella emessa da un corpo nero alla temperatura  $T_e$ , che si ricava dalla legge di Stefan-Boltzmann:

$$\text{Radiazione emessa: } \sigma T_e^4 \quad [\text{W/m}^2]$$

$$\sigma T_e^4 = \frac{S_0}{4} (1 - \alpha_p) \Rightarrow T_e = \sqrt[4]{\frac{S_0}{4} \frac{1 - \alpha_p}{\sigma}}$$

$$\text{Per la Terra si ottiene: } T_e = \sqrt[4]{\frac{1367}{4} \frac{0.7}{5.670 \cdot 10^{-8}}} = 255\text{K} = -18^\circ \text{C}$$

Questa temperatura media per il pianeta Terra è evidentemente molto minore di quella media osservata, pari a  $288\text{K} \approx 15^\circ \text{C}$ . Per capire questa differenza bisogna tenere in considerazione l'effetto serra. Nella trattazione abbiamo trascurato la presenza dell'atmosfera, quindi la temperatura  $T_e$  trovata non è quella reale, ma piuttosto quella di un pianeta terra senza atmosfera in equilibrio radiativo.

Si può quindi concludere che il sistema Terra-atmosfera non può essere semplicemente considerato come un corpo nero che emette alla temperatura della superficie terrestre, in quanto parte della

radiazione emessa viene assorbita dall'atmosfera stessa. In tal senso quindi, la temperatura della superficie terrestre non rispecchia quella di un corpo nero in equilibrio con la radiazione solare incidente. La temperatura di emissione così ottenuta risulta però essere in buon accordo con la temperatura della tropopausa. La ragione di tutto ciò risiede nel fatto che la tropopausa rappresenta il limite sopra al quale non c'è più apprezzabile assorbimento di radiazione IR, quindi il sistema visto dalla tropopausa è in effetti approssimabile al corpo nero in termini di emissione, in equilibrio con la radiazione solare incidente.

## EFFETTO SERRA

Per illustrare l'effetto serra utilizziamo un semplice modello di bilancio energetico (Fig. 6). Consideriamo un'atmosfera costituita da un unico strato a temperatura  $T_A$  che si comporti come un corpo nero nei confronti della radiazione terrestre, ma che sia trasparente alla radiazione solare (in analogia al comportamento della serra). L'atmosfera risulta quindi in grado di interagire in modo assai differente con la radiazione terrestre (onda lunga, IR) e solare (onda corta, VIS e near-IR). Calcoliamo il bilancio energetico per questo sistema Terra-atmosfera-sole.

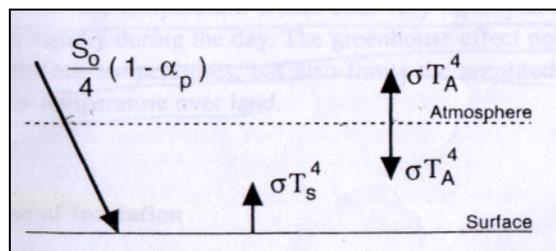


Figura 6: Diagramma dei flussi di energia per un modello di atmosfera composta di un solo strato trasparente alla radiazione solare e totalmente opaco alla radiazione terrestre.

Bilancio al top dell'atmosfera: come visto prima per il calcolo della temperatura di emissione del pianeta, il bilancio è dato dalla radiazione solare incidente e dall'emissione del pianeta:

$$\frac{S_0}{4} (1 - \alpha_p) = \sigma T_e^4$$

Siccome l'atmosfera del modello assorbe tutta la radiazione terrestre ed emette come un corpo nero, l'unica radiazione emessa verso lo spazio sarà quella atmosferica:

$$\frac{S_0}{4} (1 - \alpha_p) = \sigma T_e^4 = \sigma T_A^4$$

ovvero la temperatura dell'atmosfera in equilibrio deve essere quella di emissione del pianeta  $T_e$  affinché il bilancio energetico sia raggiunto.

Bilancio per lo strato di atmosfera: si ottiene eguagliando la radiazione assorbita a quella emessa sia verso l'alto che verso il basso:

$$\sigma T_s^4 = 2\sigma T_A^4 \Rightarrow \text{per quanto ottenuto sopra} \Rightarrow \sigma T_s^4 = 2\sigma T_e^4$$

Quindi la temperatura superficiale  $T_s$  è più calda della temperatura di emissione  $T_e$

Bilancio alla superficie terrestre: come prima eguaglio la radiazione assorbita (solare + proveniente dall'atmosfera) e quella emessa dal suolo:

$$\frac{S_0}{4} (1 - \alpha_p) + \sigma T_A^4 = \sigma T_s^4 \Rightarrow \text{usando il bilancio al top} \Rightarrow 2\sigma T_e^4 = \sigma T_s^4$$

Questo mi dice che la temperatura della superficie risulta essere aumentata a causa del fatto che l'atmosfera non inibisce il flusso di radiazione solare verso il suolo, ma è in grado di incrementare il riscaldamento con il suo flusso di radiazione ad onda lunga emesso verso il basso che, in questo semplice modello, risulta essere quantitativamente uguale al contributo che giunge dal sole. L'effetto serra dell'atmosfera riscalda la superficie terrestre in quanto l'atmosfera stessa è

relativamente trasparente alla radiazione solare, mentre assorbe e emette la radiazione terrestre in modo efficiente.

Nel calcolare la  $T_e$  per il pianeta Terra avevamo ottenuto:

$$T_e = 255\text{K} \ll T_s \approx 290\text{K}$$

Se facciamo lo stesso calcolo per Marte otteniamo due valori molto vicini:

$$T_e = 217\text{K} \approx T_s = 220\text{K}$$

e lo stesso vale per Mercurio, in cui addirittura  $T_e = T_s = 440\text{K}$  in quanto non esiste atmosfera.

Al contrario per Venere le temperature sono assai differenti:

$$T_e = 227\text{K} \ll T_s \approx 737\text{K}$$

Inoltre, come osservato in precedenza, la  $T_e$  terrestre è molto vicina alla temperatura media della tropopausa.

Quindi possiamo concludere che per la Terra, e a maggior ragione per Venere, la composizione dell'atmosfera è fondamentale per assorbire ed emettere la radiazione IR, creando un effetto di riscaldamento della superficie dovuto all'intrappolamento di una parte della radiazione IR nel sistema Terra+atmosfera (effetto serra, appunto). Questo effetto è assente in pianeti come Marte o Mercurio.

Se volessimo essere più precisi (Fig. 7), dovremmo considerare un'emissività e una trasmittività dell'atmosfera, rispettivamente  $\varepsilon$  e  $(1-\varepsilon)$ , ovvero un'atmosfera che non si comporta esattamente come un corpo nero, ma è in grado di emettere radiazione IR come un corpo grigio  $\varepsilon\sigma T_A^4$  e assorbire solo una parte ( $\varepsilon$ ) della radiazione IR terrestre lasciandone passare  $(1-\varepsilon)\sigma T_s^4$

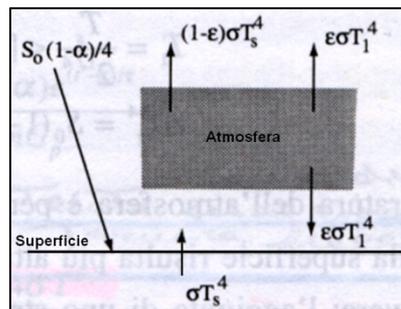


Figura 7: Diagramma dei flussi di energia per un modello di atmosfera composta di uno strato trasparente alla radiazione solare e caratterizzato da emissività  $\varepsilon$  nei confronti della radiazione IR. La temperatura  $T_1$  corrisponde a  $T_A$  nelle equazioni.

Bilancio per lo strato di atmosfera (radiazione emessa = radiazione assorbita):

$$2\varepsilon\sigma T_A^4 + (1-\varepsilon)\sigma T_s^4 = \sigma T_s^4 \Rightarrow 2\varepsilon\sigma T_A^4 = \varepsilon\sigma T_s^4$$

Bilancio per la superficie:

$$\frac{S_0}{4}(1-\alpha) + \varepsilon\sigma T_A^4 = \sigma T_s^4$$

Risolviendo il sistema di queste due equazioni nelle due incognite  $T_A$  e  $T_s$ :

$$\sigma T_s^4 = S_0(1-\alpha)/[4(1-\varepsilon/2)]$$

$$T_A = T_s/2^{1/4}$$

La temperatura dell'atmosfera risulta quindi più bassa di quella della superficie e quella della superficie risulta più alta di quella di emissione calcolata precedentemente. L'aggiunta di uno strato atmosferico riscalda quindi la superficie.

Rispetto alla trattazione precedente la temperatura della superficie risulta un po' più bassa a seguito dell'introduzione dell'emissività  $\varepsilon$ . Infatti prima avevamo ottenuto:

$$\sigma T_s^4 = 2\sigma T_e^4 = \frac{S_0}{2}(1-\alpha)$$

mentre ora abbiamo

$$\sigma T_s^4 = \frac{S_0(1-\alpha)}{4\left(1-\frac{\varepsilon}{2}\right)} = \frac{S_0(1-\alpha)}{4\frac{2-\varepsilon}{2}} = \frac{S_0}{2}(1-\alpha)\frac{1}{2-\varepsilon}$$

Il caso dell'esempio precedente si ottiene banalmente per  $\varepsilon = 1$ , ovvero per un'atmosfera che assorbe e riemette tutta la radiazione IR e che quindi si comporta come un corpo nero. In caso contrario,  $\varepsilon < 1$  e la  $T_s$  è diminuita di un fattore  $1/(2-\varepsilon)$ .

## BILANCIO RADIATIVO GLOBALE

Cerchiamo ora di ottenere una visione globale di come, per tempi lunghi, il sistema climatico mantenga uno stato di quasi-equilibrio (Fig. 8).

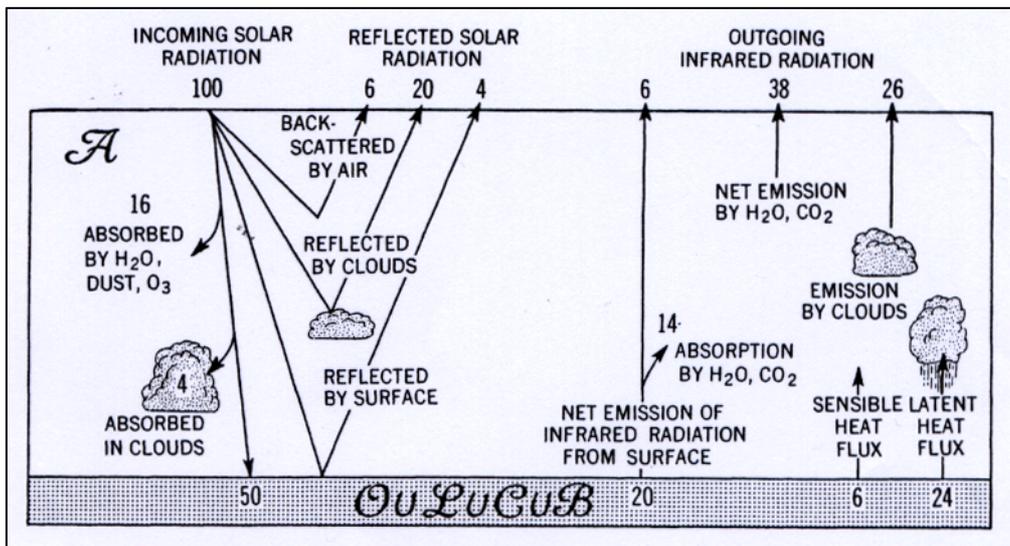


Figura 8: Bilancio radiativo globale per la radiazione incidente ed emessa. Il valore 100 corrisponde ad un valore medio di 342  $W/m^2 = S_0/4$ .

Delle 100 unità di radiazione solare incidente alla sommità dell'atmosfera, corrispondenti a circa 342  $W/m^2$ , solo la metà è in grado di raggiungere la superficie terrestre. Infatti:

- 16 sono assorbite dall'ozono stratosferico, dal vapore acqueo e dagli aerosols

- 4 sono assorbiti dalle nubi

- 50 sono assorbiti dalla superficie terrestre

- 30 sono riflesse (albedo medio planetario di 0.3) e non partecipano quindi ai processi fisici e chimici del sistema climatico:

- 6 unità attraverso il back-scattering dell'aria

- 20 riflesse dalle nubi

- 4 riflesse dalla superficie della Terra

Delle 50 unità di radiazione solare assorbita dalla superficie terrestre:

- 20 sono emesse verso l'atmosfera sotto forma di radiazione ad onda lunga

- 30 sono trasferite all'atmosfera dai processi turbolenti e convettivi sotto forma di:

- 6 unità di calore sensibile

- 24 unità di calore latente

Delle 20 unità emesse sotto forma di radiazione ad onda lunga dalla superficie terrestre:

- 14 sono assorbite in atmosfera principalmente dal vapore acqueo e dall'anidride carbonica

- 6 escono verso lo spazio

Se ora consideriamo separatamente l'atmosfera, vediamo che essa:

assorbe 20 unità di radiazione solare (16+4)

assorbe 44 unità di energia proveniente dalla superficie terrestre (14+6+24)

Questa energia assorbita (64 unità in tutto) è bilanciata dall'emissione di radiazione IR verso lo spazio, suddivisa in:

38 unità emesse dal vapore acqueo e dall'anidride carbonica

26 unità emesse dalle nubi

Se aggiungo a queste 64 unità anche le 6 unità di energia che viene emessa dalla superficie e si perde direttamente nello spazio, ottengo una perdita totale del sistema complessivo, verso lo spazio, di 70 unità di energia sottoforma di radiazione IR al top dell'atmosfera, che bilancia perfettamente le 70 unità di radiazione solare assorbita (50+16+4).

A questo punto passiamo a fare un'analisi quantitativa più dettagliata dei bilanci. In particolare dobbiamo analizzare:

- 1) Bilancio al top dell'atmosfera, il quale richiede l'analisi della radiazione solare, dell'albedo e della radiazione terrestre emessa verso lo spazio, come se guardassi il sistema da un satellite
- 2) Bilancio dell'atmosfera: bisogna descrivere le leggi che regolano la trasmissione della radiazione (Lambert-Beer), l'assorbimento ed emissione (Schwarzschild) ed i meccanismi molecolari, ed arrivare così a determinare un profilo di temperatura per l'atmosfera derivante da un puro bilancio radiativo e, successivamente, si analizzerà il contributo convettivo (equilibrio radiativo-convettivo).

## LA RADIAZIONE SOLARE

La maggior parte della radiazione solare che influenza il sistema clima ricade nella parte dello spettro elettromagnetico dell'ultravioletto (uv), visibile (vis) e vicino infrarosso (near-IR). In questo range di lunghezze d'onda, tra  $0.15 \div 4\mu\text{m}$ , è compreso il 99% dell'energia solare che raggiunge la Terra, ripartita nel seguente modo:

9% nell'ultravioletto  $\lambda < 0.4\mu$

49% nel visibile  $0.4 < \lambda < 0.8 \mu$

42% nell'infrarosso  $\lambda > 0.8 \mu$

L'osservazione per svariati anni dell'intensità della radiazione solare ha mostrato una sostanziale costanza. Per questa ragione si introduce il concetto di costante solare  $S_0$  vista precedentemente, ovvero la quantità di radiazione solare per unità di tempo e di area che incide su una superficie normale alla direzione di propagazione situata ad una distanza pari alla distanza media Terra-sole, ovvero 1 u.a.  $S_0=1360 \text{ W/m}^2$ .

La distribuzione della radiazione solare al top dell'atmosfera dipende da molti fattori, quali la geometria del globo, la rotazione, l'orbita ellittica attorno al sole. Risulta quindi essere funzione dell'inclinazione dell'asse terrestre, dell'eccentricità dell'orbita e della longitudine del perielio.

Com'è noto (Fig. 9), l'asse di rotazione della Terra forma un angolo con la normale al piano dell'eclittica di circa  $23^\circ$ . Ne consegue che le diverse regioni della Terra siano esposte in modo differente alla radiazione solare. Al solstizio d'inverno l'asse al polo nord punta nella direzione opposta a quella del sole e durante l'inverno le regioni del Circolo Polare Artico restano perennemente al buio. Mentre il solstizio d'inverno si verifica tra il 22 e il 23 dicembre, la Terra si trova a passare per il punto più vicino al sole (perielio) circa dieci giorni dopo. Nel solstizio d'estate (21-22 giugno) avviene l'esatto opposto: l'asse di rotazione della Terra al polo nord punta nella direzione del sole e quindi le regioni ad alta latitudine sono perennemente illuminate. In corrispondenza degli equinozi (20-21 marzo; 22-23 settembre), l'asse di rotazione terrestre e la normale all'eclittica giacciono su un piano perpendicolare alla congiungente Terra-sole e di conseguenza non c'è più asimmetria fra i due emisferi e la notte è uguale al giorno. Questa modulazione dell'energia solare che viene ricevuta alle varie latitudini origina le stagioni. Si noti

infine che la Terra è più vicina al sole in inverno che d'estate. Questo però non ha un impatto rilevante sull'energia ricevuta nelle due stagioni, in quanto l'aspetto dominante è l'altezza media del sole sull'orizzonte.

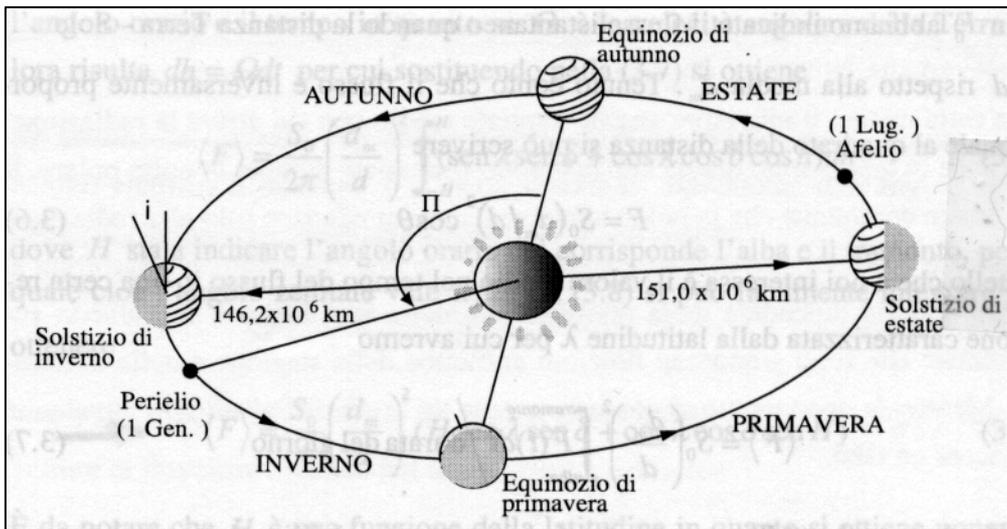


Figura 9: Caratteristiche geometriche ed astronomiche dell'orbita terrestre attorno al sole nell'arco dell'anno. Il perielio e l'afelio rappresentano rispettivamente i punti di minima e massima distanza della Terra dal sole.

Vediamo alcuni riferimenti quantitativi:

Distanza media Terra-sole = 1 u.a. =  $1.496 \cdot 10^{11}$  m

Distanza massima Terra-sole (afelio) =  $1.521 \cdot 10^{11}$  m

Distanza minima Terra-sole (perielio) =  $1.471 \cdot 10^{11}$  m

Definisco l'eccentricità dell'orbita =  $1 - (\text{max distanza terra-sole} / \text{distanza media terra-sole}) = 0.0167$

La radiazione solare che entra in atmosfera viene attenuata a causa dell'assorbimento e dello scattering. La radiazione assorbita entra a far parte del budget energetico radiativo, mentre la radiazione che subisce scattering si perde in parte nello spazio, mentre un'altra parte continua il suo cammino nell'atmosfera dove può subire ulteriore scattering o assorbimento. La massima attenuazione della radiazione solare avviene alle alte latitudini, dove è più lungo il cammino attraverso l'atmosfera (spessore ottico), mentre l'attenuazione è minima nelle regioni intertropicali.

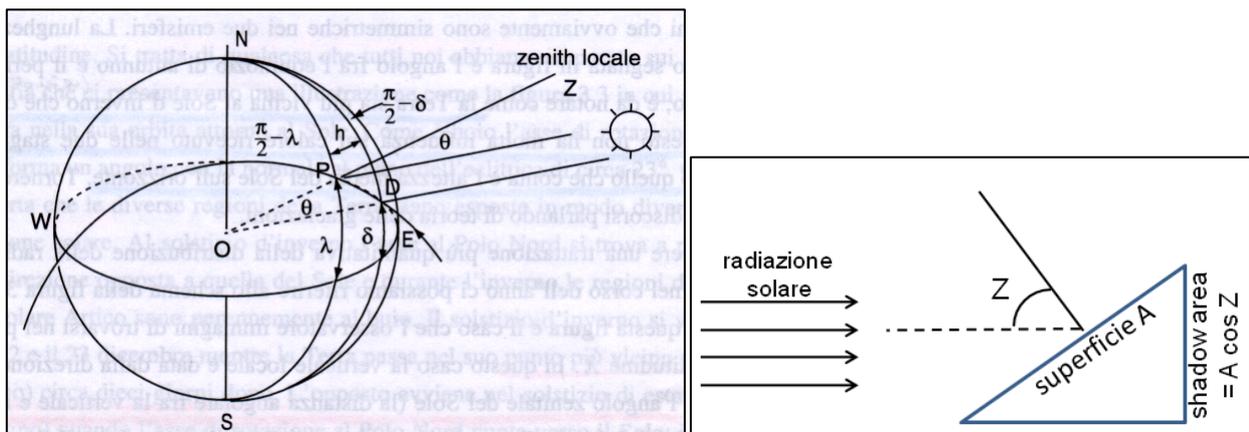


Figura 10: Geometria della radiazione solare incidente.  $\delta$  è la declinazione,  $\lambda$  ( $\phi$  nel testo) la latitudine,  $\theta$  ( $Z$  nel testo) l'angolo zenitale. A destra: relazione fra angolo zenitale  $Z$ , superficie interessata dalla radiazione e shadow area.

Il flusso di radiazione solare che arriva al top dell'atmosfera dipende da:

-Angolo zenitale  $Z$  (Fig. 10 a destra), cioè angolo compreso tra la normale alla superficie e la linea che congiunge la superficie al sole e che a sua volta è funzione della latitudine  $\Phi$ , della declinazione solare  $\delta$  e dell'ora locale

-Distanza terra-sole, attraverso il quadrato della distanza con una funzione del tipo  $f(d) = \left(\frac{d_m}{d}\right)^2$

dove  $d_m$  è la distanza media,  $d$  quella effettiva.  $f(d)$  varia tra 1.0344 a gennaio e 0.9646 a luglio.

Quindi ad un dato istante il flusso di radiazione incidente su una superficie orizzontale al top dell'atmosfera è dato da:

$$F_{SW} = S_0 \left(\frac{d_m}{d}\right)^2 \cos Z$$

L'angolo zenitale  $Z$  dipende dalla latitudine, dalla stagione e dall'ora del giorno. La stagione viene espressa in termini di declinazione solare  $\delta$ , definita come la latitudine del punto sulla superficie terrestre che si trova perpendicolarmente sotto il sole a mezzogiorno. La declinazione solare varia tra  $-23.45$  (solstizio d'inverno) a  $+23.45$  (solstizio d'estate) per l'emisfero nord.

Per proseguire, devo esprimere la relazione che lega l'angolo zenitale  $Z$  all'angolo orario  $h$ , cioè l'angolo di cui deve ruotare la terra perché il meridiano di P (Fig. 10) sia esattamente sotto il sole. Dal triangolo sferico PDN si ha (in figura,  $Z$  corrisponde a  $\theta$  e  $\Phi$  corrisponde a  $\lambda$ ):

$$\cos Z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos(h)$$

dove  $\delta$  è la declinazione solare, ovvero l'altezza del sole rispetto al piano equatoriale.

Per ricavare il valore medio del flusso durante il giorno al top dell'atmosfera, per una regione posta a latitudine  $\Phi$ , calcolo l'integrale:

$$Q_0 = S_0 \left(\frac{d_m}{d}\right)^2 \int_{\text{sunrise}}^{\text{sunset}} \cos Z dt$$

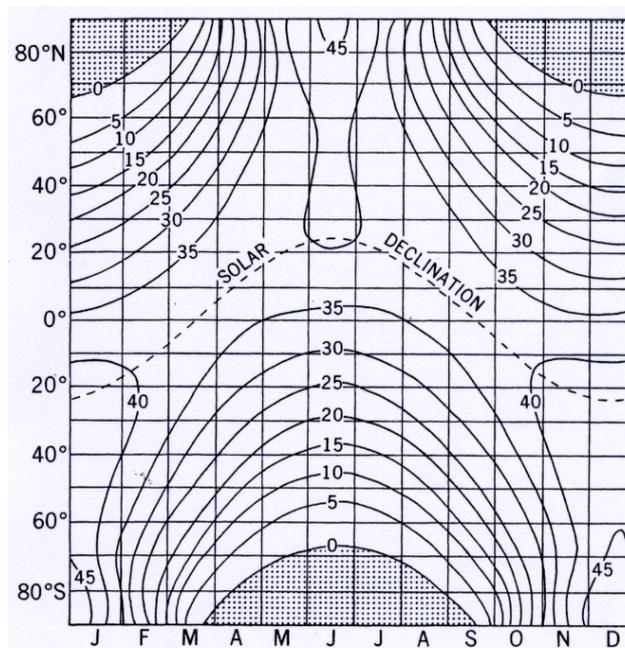


Figura 11: Radiazione solare incidente giornaliera (espresso in  $10^6 \text{ J/m}^2$  al top dell'atmosfera in funzione della latitudine e della stagione. Le aree ombreggiate indicano le regioni non illuminate dal sole.

Il tramonto e l'alba che indico con  $h=H$  si hanno quando l'angolo zenitale è  $90^\circ$ , ovvero  $Z=\pi/2$  quindi, sostituendo nella relazione che definisce  $\cos Z$ :

$$0 = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H \Rightarrow \cos H = -\tan \phi \tan \delta$$

Tenendo presente che  $dt=(12/\pi)dh$  poiché non è altro che  $\Omega dh$  l'integrale diventa:

$$Q_0 = \frac{24}{\pi} S_0 \left( \frac{d_m}{d} \right)^2 \left( \int_0^H \sin \phi \sin \delta dh + \int_0^H \cos \phi \cos \delta \cos(h) dh \right) = \frac{24}{\pi} S_0 \left( \frac{d_m}{d} \right)^2 (H \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin H)$$

E raccogliendo e sfruttando la relazione ottenuta sopra per  $\cos H$ :

$$Q_0 = \frac{24}{\pi} S_0 \left( \frac{d_m}{d} \right)^2 \sin \phi \sin \delta (H - \tan H) \quad [Q_0] = [\text{W/m}^2 \text{ al giorno}]$$

Con questa relazione è possibile calcolare l'insolazione totale giornaliera al top dell'atmosfera la cui distribuzione mostra una chiara simmetria rispetto al solstizio d'estate (Fig. 11). La simmetria non è perfetta rispetto agli equinozi poiché durante l'inverno la terra è più vicina al sole ed il massimo risulta un po' più accentuato.

Si nota dalla figura che le regioni con la massima insolazione sono le regioni polari in estate, in quanto l'insolazione continua durante l'intera giornata compensa il maggiore angolo zenitale della radiazione. Nei mesi invernali l'insolazione invece aumenta progressivamente spostandosi verso l'equatore. Si noti che la figura rappresenta la radiazione incidente al top dell'atmosfera e non quella effettivamente assorbita al suolo, la quale dipenderà dalla nuvolosità e dall'albedo e quindi dalla stagione e dalla latitudine.

Se l'insolazione giornaliera viene mediata sull'intero anno, si ottiene l'andamento dell'insolazione solare al top dell'atmosfera in funzione della latitudine (Fig. 12). L'insolazione annuale ai poli risulta meno della metà di quella all'equatore dove raggiunge il massimo valore.

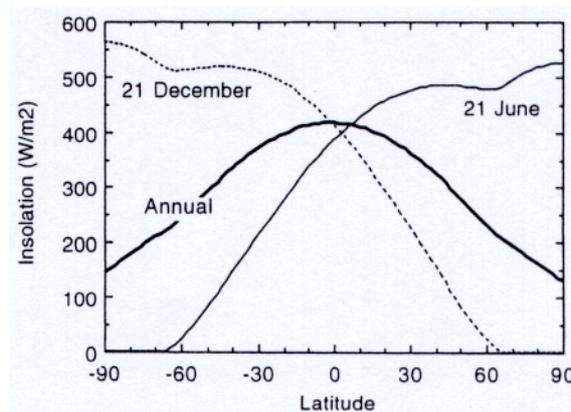


Figura 12: Insolazione media annuale al top dell'atmosfera (linea continua) e insolazione in corrispondenza dei solstizi (linea tratteggiata e sottile) in funzione della latitudine.

## BILANCIO ENERGETICO AL TOP DELL'ATMOSFERA

La quantità di energia assorbita ed emessa dalla terra varia in funzione della posizione geografica, della stagione, delle condizioni atmosferiche e superficiali e della distribuzione dell'insolazione. Il bilancio energetico al top dell'atmosfera è puramente radiativo e può essere accuratamente ricavato attraverso misure da satellite. Il satellite vede il sistema terra-atmosfera ed è quindi in grado di valutare la radiazione IR uscente e l'albedo planetario, quest'ultimo attraverso la misura della radiazione solare riflessa da una certa regione del sistema. Essendo nota l'insolazione si può determinare il bilancio confrontando  $F^\downarrow$  e  $F^\uparrow$ .

Considerando l'intero sistema (terra-atmosfera) per un periodo di alcuni anni si può certamente affermare che esso sia in equilibrio radiativo, ovvero tanta energia sottoforma di radiazione ad onda corta entra, tanta energia sottoforma di radiazione ad onda lunga lascia il sistema. Se così non fosse assisteremmo ad un progressivo raffreddamento o riscaldamento della terra. Tenendo conto dell'albedo medio che è del 30% e della geometria del sistema, avevamo visto che data una costante solare  $S_0=1367 \text{ W/m}^2$ , solo  $240 \text{ W/m}^2$  circa vengono mediamente assorbiti. Questo valore è un utile

riferimento quantitativo. Eguagliando l'energia assorbita con l'emissione di un corpo nero, si era ottenuta una temperatura di emissione del sistema pari a 255 K (o -18°C), molto inferiore a quella della superficie terrestre a causa del fatto di non aver considerato l'effetto serra.

Analizziamo ora in dettaglio le varie componenti del bilancio per periodi di tempo più brevi, dell'ordine dell'anno o delle stagioni, per verificare se su questi range temporali il sistema Terra sia ancora in equilibrio radiativo

## ALBEDO

L'albedo mostra alcune strutture geografiche interessanti (Fig. 13). L'albedo risulta massimo nelle regioni polari dove sono abbondanti sia la copertura nevosa che di nubi e dove l'angolo zenitale è grande. Massimi secondari sono visibili anche nelle regioni tropicali e sub-tropicali dove prevalgono nubi convettive spesse oppure sulle aree desertiche. I minimi di albedo si registrano invece sulle aree oceaniche tropicali, dove sono presenti poche nubi. La superficie oceanica ha un albedo piuttosto basso; ne consegue che in assenza di nubi (o ghiaccio marino) l'oceano mostra un albedo planetario dell'ordine del 10%.

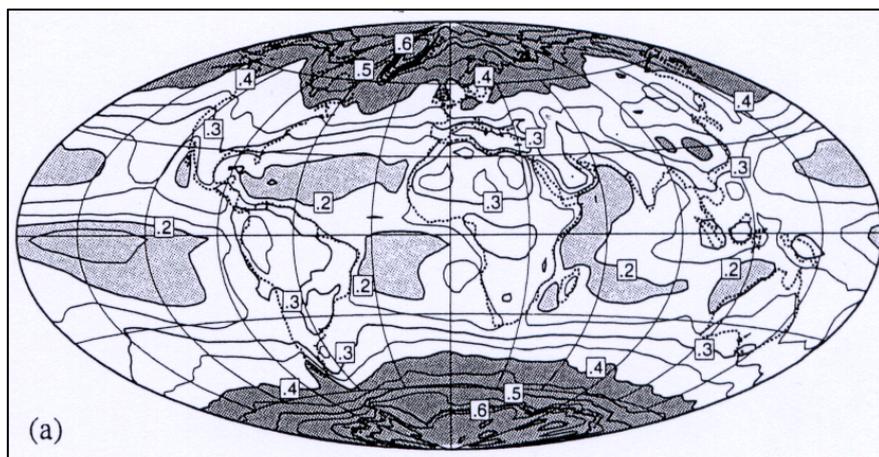


Figura 13: Distribuzione globale dell'albedo planetario (media annuale).

## RADIAZIONE SOLARE ASSORBITA E RADIAZIONE IR EMESSA

Com'è facile intuire, la radiazione solare in ingresso dipende strettamente dall'andamento dell'albedo appena discusso. Infatti, il valore dell'albedo determina la quantità di radiazione solare che viene riflessa dal sistema Terra verso lo spazio e non entra nel bilancio.

Se l'albedo fosse costante (Fig. 14) allora la variazione annuale della radiazione solare in ingresso avrebbe un andamento alquanto regolare in quanto dipenderebbe solo dai fattori geometrici e astronomici già discussi, ovvero dipenderebbe solo dalla variazione della distanza terra-sole

$f(d) = \left(\frac{d_m}{d}\right)^2$  il cui valore oscilla tra 0.966 e 1.034. Quindi se si considera un albedo medio di 0.3,

la radiazione in ingresso è, come visto in precedenza, di circa 240 W/m<sup>2</sup>. Si ottiene perciò una variazione annuale  $\Delta F_{sw} = 16$  W/m<sup>2</sup> (in Fig. 14 infatti l'anomalia, indicata dalla linea tratteggiata, oscilla tra +8 e -8 W/m<sup>2</sup>), semplicemente moltiplicando la radiazione, 240 W/m<sup>2</sup>, per i valori estremi di  $f(d)$ .

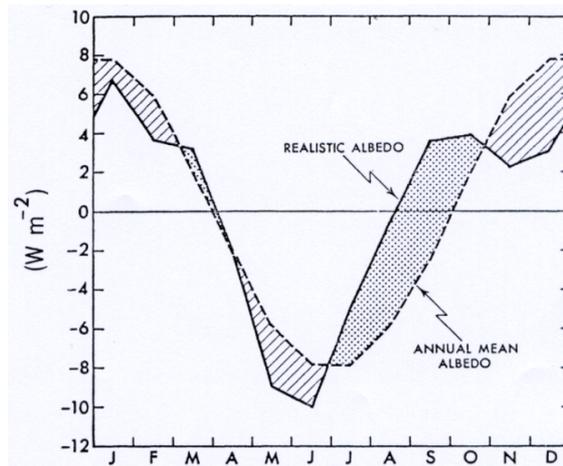


Figura 14: Variazione stagionale della radiazione solare in ingresso misurata da satellite (linea continua) e calcolata assumendo un albedo-medio costante durante tutto l'anno. Il valore medio della radiazione solare in ingresso ( $240 \text{ W/m}^2$ ) è stato sottratto per mostrare solo l'anomalia.

In realtà l'andamento dell'albedo globale mostra delle variazioni che influiscono sulle caratteristiche della radiazione solare in ingresso, evidenziate dalla differenza fra le due curve in Fig. 14. Il massimo positivo risulta meno pronunciato e la risposta è leggermente asimmetrica. Infatti, durante gli equinozi, la radiazione giunge perpendicolare nelle zone attorno all'equatore dove l'albedo degli oceani tropicali è molto basso. Ne consegue un alto assorbimento da parte della terra che spiega i due massimi secondari nel grafico (in corrispondenza di marzo e settembre). Al contrario, durante i solstizi sono i poli a essere maggiormente illuminati, ma le aree polari riflettono molta della radiazione solare che risulta quindi essere inferiore di quanto atteso. Inoltre, vi è un'asimmetria nella risposta dei due emisferi dovuta principalmente alla grande variazione stagionale della copertura nevosa nell'emisfero nord in confronto alla minore variazione che si registra nell'emisfero sud. Nonostante ciò, resta evidente che la maggior parte della variazione nella radiazione solare in ingresso è attribuibile alla variazione della distanza terra-sole, mentre le dettagliate caratteristiche dell'albedo generano correzioni di ordine inferiore.

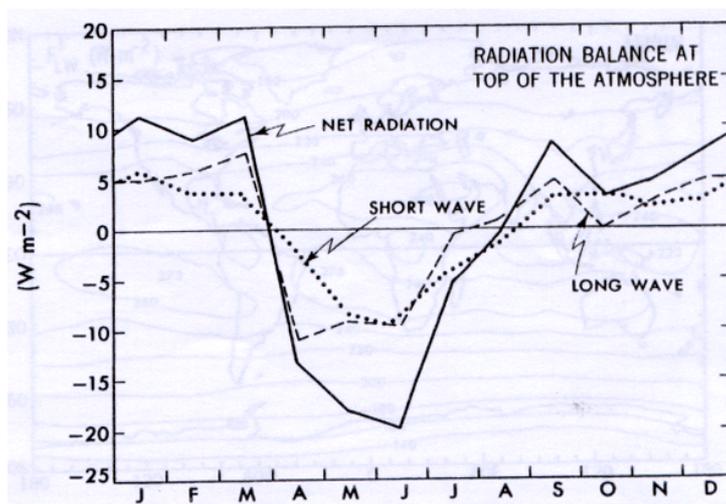


Figura 15: Bilancio radiativo al top dell'atmosfera per la radiazione solare (onda corta), terrestre (onda lunga) e netta in funzione dei mesi dell'anno. Sono mostrate le anomalie rispetto ai valori medi annuali.

Sarebbe logico a questo punto attendersi un andamento della radiazione a onda lunga emessa che compensi la variabilità stagionale della radiazione onda corta entrante, in modo tale da assicurare un equilibrio radiativo su scala mensile. Tuttavia le misure satellitari mostrano che non è così (Fig. 15), anzi il raffreddamento per emissione IR è massimo in giugno e l'andamento del flusso di radiazione

IR è correlato con quella solare, quindi caratterizzato da una forte variabilità annuale. Questo fatto può essere spiegato attraverso l'asimmetria della distribuzione delle terre emerse nei due emisferi. L'atmosfera dell'emisfero nord è soggetta ad una maggiore escursione termica stagionale rispetto a quella dell'emisfero sud poiché nell'emisfero nord sono presenti la maggior parte dei continenti che hanno una inerzia termica ben più bassa degli oceani. Il ciclo annuale è quindi dominato dalla stagionalità dell'emisfero nord. In inverno la temperatura è più fredda e quindi si riduce l'emissione IR uscente e di conseguenza si registrano un'anomalia positiva della radiazione IR (ne viene emessa di meno rispetto alla media annuale) e un aumento del flusso netto. In estate la temperatura è più alta ed aumenta l'emissione IR, determinando un'anomalia negativa, ovvero una perdita verso lo spazio.

Possiamo quindi concludere che il sistema terra, pur essendo in condizioni di equilibrio per lunghe scale temporali, non lo è certamente a scala annuale ed i cicli stagionali determinano la redistribuzione dell'energia all'interno del sistema atmosferico.

Analizziamo ora la distribuzione geografica del bilancio radiativo.

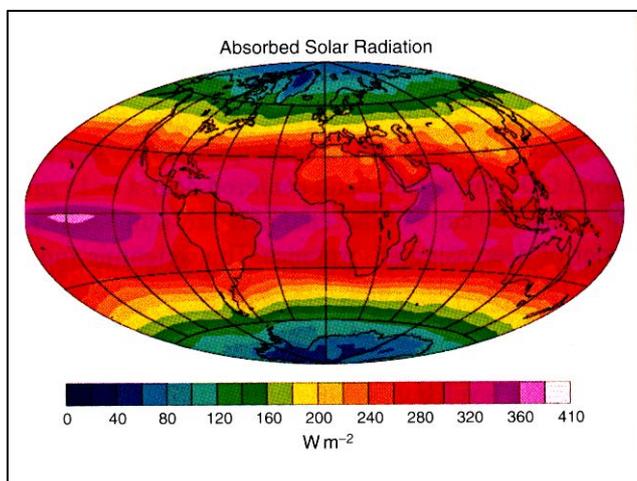


Figura 16: Distribuzione globale della radiazione solare annuale media assorbita.

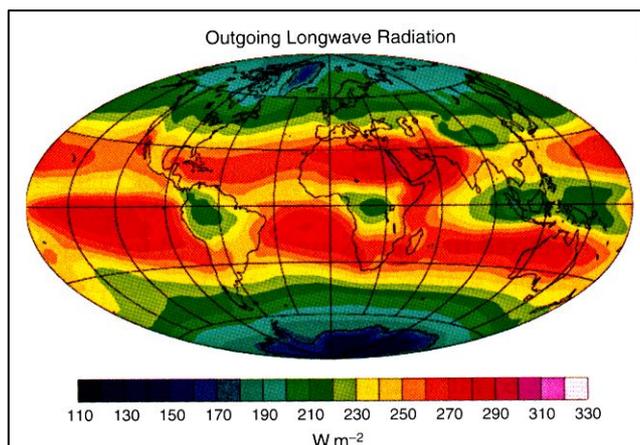
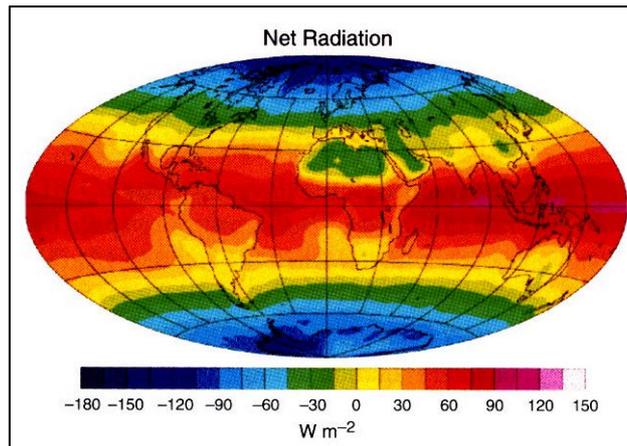


Figura 17: Distribuzione globale della radiazione IR annuale media emessa.



**Figura 18: Distribuzione globale della radiazione netta, differenza fra la radiazione solare entrante e la radiazione terrestre uscente. Valori positivi indicano un flusso verso il basso.**

La radiazione solare in ingresso (Fig. 16) è fortemente correlata con l'andamento dell'albedo visto in precedenza. Alti valori (superiori a  $300 \text{ W/m}^2$ ) si registrano nelle zone tropicali laddove il sole a mezzogiorno è perpendicolare alla superficie durante l'intero anno. I massimi (superiori a  $360 \text{ W/m}^2$ ) si osservano nelle aree comprese tra i tropici dove si sommano gli effetti dovuti al piccolo angolo zenitale, ai bassi valori di albedo degli oceani e all'assenza di copertura nuvolosa. Si osserva un brusco calo verso i poli a causa della totale mancanza d'insolazione nei mesi invernali, del grande angolo zenitale e della presenza di estesa copertura nuvolosa e di ghiacci, caratterizzati da alti valori di albedo. Ne risulta un gradiente equatore-polo piuttosto netto.

La radiazione ad onda lunga uscente, vista al top dell'atmosfera e misurata dal satellite (Fig. 17), mostra dei massimi (attorno ai  $270 \text{ W/m}^2$ ) sopra ai deserti caldi, sopra agli oceani tropicali e nelle aree solitamente libere da nubi. Poiché la radiazione ad onda lunga emessa è modulata dalla temperatura del corpo emettitore, si avranno valori minimi ai poli ( $160 \text{ W/m}^2$  circa) e laddove sono presenti nubi, specie se con sommità elevata (nubi convettive ad esempio). Al contrario, i deserti e le zone secche equatoriali sopra al Pacifico tropicale mostrano alta emissione in quanto il basso contenuto di umidità dell'atmosfera non permette lo sviluppo di nubi, facilitando quindi la dispersione della radiazione IR emessa in abbondanza dalla superficie calda.

Si noti che per quanto riguarda la radiazione IR, il gradiente equatore-poli è meno marcato rispetto a quanto visto per la radiazione solare. Inoltre c'è più variabilità spaziale nelle regioni intertropicali. A questo punto è possibile determinare la distribuzione globale della radiazione netta (Fig. 18) che risulta essere negativa ai poli e positiva ai tropici.

I valori più alti si osservano sugli oceani sub-tropicali, dove il guadagno energetico (valore massimo attorno ai  $120 \text{ W/m}^2$ ) è dovuto alla forte insolazione estiva associata ai bassi valori di albedo, mentre una perdita energetica si ha alle alte latitudini soprattutto a causa della forte dispersione nei bui mesi invernali non bilanciata dalla radiazione solare. Interessante notare come la zona desertica del Sahara, nonostante la bassa latitudine, mostri una perdita energetica radiativa a causa del fatto che il deserto ha un albedo relativamente alto e l'aria secca favorisce la fuga della abbondante radiazione IR emessa.

Mediate attorno ad un circolo di latitudine, le componenti del bilancio radiativo al top dell'atmosfera appena analizzate mostrano chiaramente l'influenza del forte gradiente longitudinale dell'insolazione (Fig. 19). Infatti, la diminuzione della radiazione solare assorbita andando verso i poli è molto rapida a causa del rapido aumento di albedo, copertura nuvolosa, angolo zenitale, ghiaccio e neve legata all'aumento di latitudine. Al contrario, la radiazione IR emessa presenta un gradiente meno intenso (come discusso prima) dovuto al fatto che il calore viene trasportato verso i poli dalle correnti atmosferiche ed oceaniche, sopperendo in parte alle perdite energetiche.

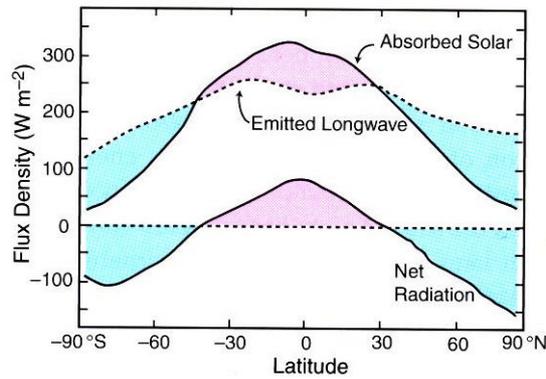


Figura 19: Flusso medio annuale di radiazione solare assorbita, radiazione IR emessa e radiazione netta in funzione della latitudine. Le aree colorate in rosa indicano un surplus energetico, le aree azzurre una perdita netta.

Ne risulta quindi un bilancio energetico complessivo:

- positivo nelle zone tropicali, dove  $F^\downarrow > F^\uparrow$
- negativo sopra ai 40° di latitudine, dove  $F^\downarrow < F^\uparrow$

Questa caratteristica è tra l'altro messa in evidenza chiaramente dalla distribuzione globale di radiazione netta vista in precedenza (Fig. 18) la quale mostrava un forte gradiente andando verso i poli, che risulta più marcato durante i mesi invernali. Questo gradiente in termini di radiazione netta è responsabile della diversa temperatura che si registra ai poli e all'equatore. Nonostante questo squilibrio radiativo tra le diverse latitudini persista, non si osserva un continuo aumento della differenza di temperatura tra poli ed equatore. Ciò significa che ci deve essere un meccanismo di trasporto di energia verso i poli che bilanci il gradiente di radiazione netta.

### TRASPORTO DI ENERGIA VERSO I POLI

Siccome la radiazione netta è positiva sotto i 40° di latitudine e negativa verso i poli, ci dovrà essere un meccanismo che trasporta energia affinché non continui ad aumentare la differenza di temperatura tra polo ed equatore.

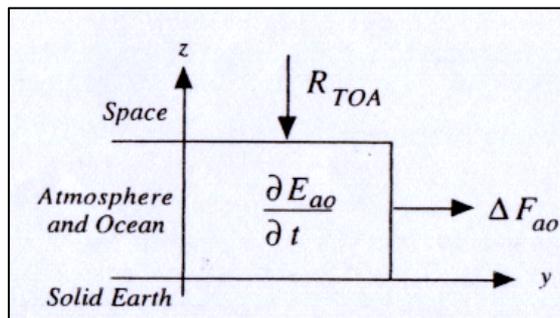


Figura 20: Diagramma di bilancio energetico per il sistema climatico.

Come mostrato dal semplice diagramma in Fig. 20, il bilancio energetico per il sistema climatico di una data regione coinvolge lo scambio al top dell'atmosfera ( $R_{TOA}$ ), il trasporto attraverso i boundaries della regione considerata da parte dell'atmosfera e dell'oceano ( $\Delta F_{ao}$ ) e la variazione temporale dell'energia nella regione considerata  $\partial E_{ao}/\partial t$ .

$R_{TOA}$  = radiazione netta entrante al top dell'atmosfera

$\Delta F_{ao}$  = divergenza del flusso orizzontale in atmosfera e oceano

$\partial E_{ao}/\partial t$  = variazione temporale di contenuto energetico del sistema climatico

Lo scambio energetico con la terra solida può essere trascurato. Il bilancio energetico per il sistema climatico può essere quindi scritto come:

$$\frac{\partial E_{ao}}{\partial t} = R_{TOA} - \Delta F_{ao}$$

Se mediamo su un intero anno, allora il termine  $\partial E_{ao}/\partial t$  diventa molto piccolo in quanto non si avranno trend per periodi lunghi, ma dopo un po' il trasporto e la radiazione si riaggiustano per bilanciare l'eventuale trend. Quindi  $\partial E_{ao}/\partial t$  può essere trascurato. Otteniamo perciò un bilancio tra il flusso netto al top dell'atmosfera e il trasporto orizzontale da parte dell'atmosfera e dell'oceano.

$$R_{TOA} = \Delta F_{ao}$$

Conoscendo l'andamento della radiazione netta al top dell'atmosfera (vista in precedenza), posso integrarla su un emisfero in modo da calcolare il flusso totale meridionale di energia attraverso ogni circolo di latitudine fissata (Fig. 21).

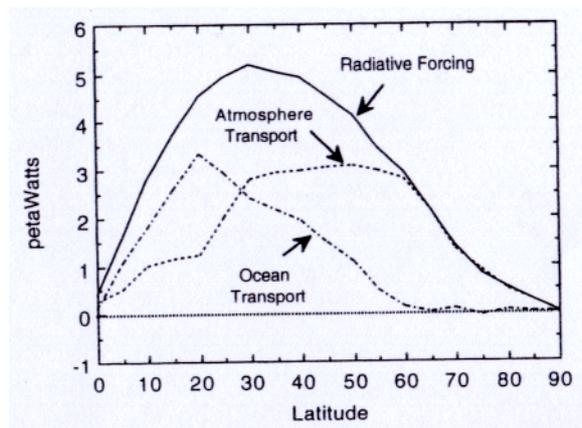


Figura 21: Trasporto meridionale di energia per condizioni medie annuali. La radiazione netta e il trasporto atmosferico sono stimati da osservazioni. Il trasporto oceanico è ottenuto come residuo nel bilancio energetico.

Il flusso energetico legato allo squilibrio radiativo tra poli ed equatore è calcolato come integrale cumulativo di  $R_{TOA}$  partendo da zero all'equatore e raggiunge il massimo alle medie latitudini. Il flusso legato al trasporto atmosferico può essere stimato attraverso misure di vento, umidità e temperatura da satellite o da palloni sonda. Esso presenta un ampio massimo tra i 30° e i 60° di latitudine legato allo sviluppo dei disturbi extra-tropicali (instabilità baroclina) che trasportano in modo efficace energia verso i poli. Se si sottrae al flusso totale quello atmosferico, si ottiene il contributo dell'oceano, difficile da valutare attraverso misure dirette. E' caratterizzato da un marcato picco attorno ai 20° di latitudine, corrispondente alle zone sub-tropicali.

## TRASFERIMENTO RADIATIVO IN ATMOSFERA

A questo punto, anziché osservare il sistema dall'esterno e valutare il bilancio energetico al top dell'atmosfera come se ci trovassimo su un satellite, vediamo cosa succede al suo interno.

L'energia che scalda la superficie terrestre e permette lo sviluppo delle forme viventi viaggia dal sole sottoforma di radiazione. L'interazione della radiazione solare incidente con l'atmosfera e la superficie determina l'ammontare di energia solare assorbita e la distribuzione del riscaldamento tra i vari strati dell'atmosfera e la superficie. Poiché l'atmosfera è relativamente trasparente alla radiazione solare, circa la metà della radiazione ad onda corta incidente è assorbita dalla superficie degli oceani e dalla terra, come visto in precedenza. Per raggiungere il bilancio energetico, il calore fornito dall'assorbimento della radiazione solare deve essere restituito allo spazio attraverso le emissioni dalla terra. In questo processo risultano essere importanti la trasmissione di radiazione IR termica attraverso l'atmosfera ed il trasporto verticale di calore da parte dei moti atmosferici.

Le proprietà di trasmissione dell'atmosfera sono determinate dalla sua composizione gassosa, dalla natura degli aerosols presenti e dalla presenza e dalle caratteristiche delle nubi. La composizione

dell'atmosfera è tale da permettere un efficiente processo di assorbimento ed emissione di radiazione IR. Questo fatto, assieme alla relativa trasparenza alla radiazione solare, fa sì che la superficie terrestre sia più calda di quanto non sarebbe se non ci fosse l'atmosfera (effetto serra).

L'assorbimento della radiazione IR in atmosfera avviene da parte di molecole che costituiscono solo una piccola frazione della massa dell'atmosfera stessa. La dipendenza del clima dall'abbondanza di questi elementi minoritari rende il sistema climatico molto sensibile a cambiamenti nella composizione dell'atmosfera, siano essi naturali o di origine antropica. Infatti, variazioni relativamente piccole nella composizione possono influenzare il flusso di energia attraverso il sistema climatico producendo grossi cambiamenti climatici.

Per capire come il clima dipenda dalla composizione dell'atmosfera, è necessario comprendere i processi fisici attraverso i quali la radiazione elettromagnetica interagisce con i gas e le particelle presenti in atmosfera. Le equazioni di trasferimento radiativo rappresentano le basi matematiche per descrivere i processi fisici che determinano il flusso di radiazione in atmosfera.

## **ASSORBIMENTO SELETTIVO ED EMISSIONE DA PARTE DEI GAS ATMOSFERICI**

Nel considerare il bilancio energetico globale della Terra, abbiamo trovato che la temperatura effettiva di emissione è di 255 K, molto inferiore della temperatura media globale osservata alla superficie di circa 288 K. La spiegazione di questa discrepanza risiede nelle differenti proprietà di trasmissione dell'atmosfera nei confronti della radiazione solare e terrestre. L'atmosfera è relativamente trasparente alla radiazione solare, mentre è quasi opaca per la radiazione terrestre. Per comprendere le ragioni di questo processo, noto come effetto serra, dobbiamo capire le proprietà di interazione fra la radiazione e la materia.

Nel derivare la legge sulla radiazione del corpo nero, Planck ipotizzò che i livelli energetici di un oscillatore atomico o molecolare fossero limitati ad un set discreto di valori che soddisfano la relazione:

$$E_n = n h \nu \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Questa equazione descrive un set discreto di livelli energetici che differiscono tra di loro per  $h\nu$ . L'oscillatore può rappresentare il moto periodico di un atomo o di una molecola e la transizione da un livello energetico ad un altro, detta salto quantico, corrisponde al rilascio o all'assorbimento di una quantità di energia pari a  $h\nu$ . Questo salto quantico può avvenire attraverso l'assorbimento o l'emissione di un fotone di energia pari esattamente a  $h\nu$ .

Un fotone viene emesso da una sostanza in un tempo finito ( $\leq 10^{-8}$  s) e poi viaggia nello spazio finché non viene assorbito. Se il fotone incontra una massa, come una particella o una molecola d'aria, allora può cambiare fase o direzione attraverso un processo detto scattering, oppure può essere assorbito. In quest'ultimo caso il fotone cessa di esistere e la sua energia è trasferita alla sostanza che l'ha assorbito. Questa energia può manifestarsi come incremento dell'energia interna della molecola o dell'atomo o sottoforma di calore.

L'energia molecolare può essere immagazzinata in varie forme che in ordine crescente di energia sono:

- energia traslazionale
- energia rotazionale
- energia vibrazionale
- energia elettronica

$$E_{\text{totale}} = E_{\text{traslazionale}} + E_{\text{rotazionale}} + E_{\text{vibrazionale}} + E_{\text{elettronica}}$$

Una molecola in atmosfera può assorbire un fotone solo se l'energia del fotone stesso corrisponde alla differenza tra l'energia di due stati permessi della molecola. Ogni forma di immagazzinamento corrisponde ad un differente range di energia, con le transizioni elettroniche corrispondenti ai salti energetici maggiori e le transizioni rotazionali a quelli minori. Le transizioni permesse tra i livelli energetici delle molecole che compongono l'atmosfera definiscono le frequenze della radiazione che sarà efficacemente assorbita ed emessa dall'atmosfera. Se non ci sono transizioni permesse

corrispondenti all'energia del fotone, allora esso avrà buone possibilità di attraversare l'atmosfera senza essere assorbito.

Analizziamo ora le diverse forme energetiche.

### ENERGIA TRASLAZIONALE E CINETICA

L'energia traslazionale corrisponde al movimento delle molecole e degli atomi nello spazio e non è quantizzata. Alla temperatura della Terra, l'energia cinetica di una molecola è generalmente piccola rispetto all'energia richiesta per le transizioni vibrazionali. La collisione fra molecole può sottrarre o mettere a disposizione energia alle interazioni fra i fotoni e la materia, e questo gioca un ruolo molto importante nell'allargare il range di frequenze della radiazione che può essere assorbita attraverso una particolare transizione tra due livelli energetici molecolari.

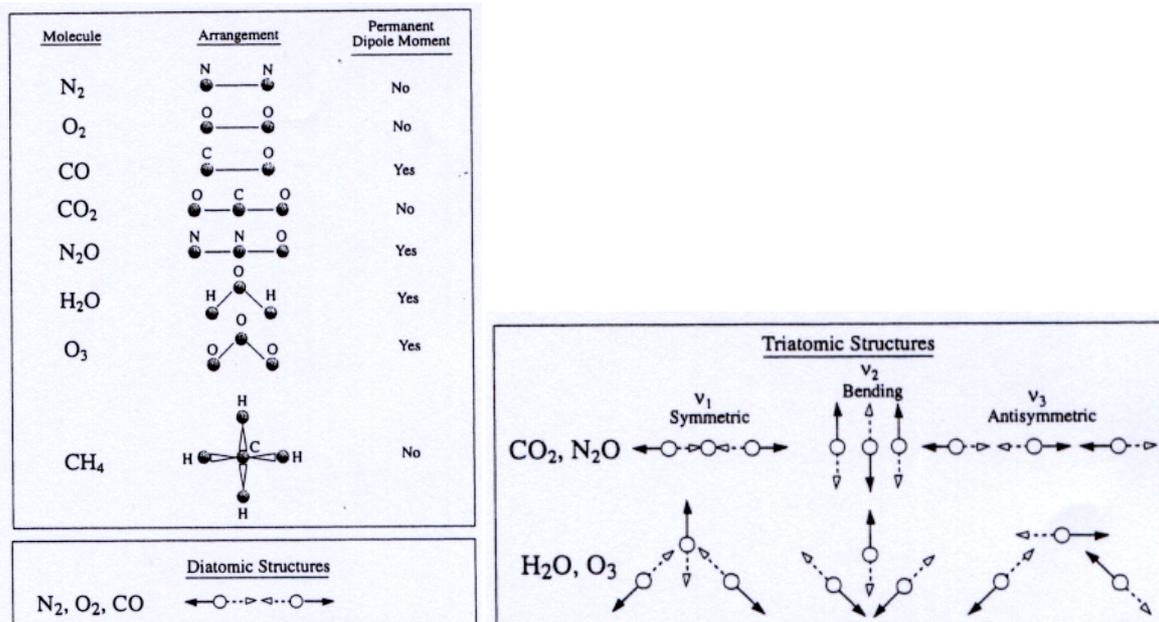


Figura 22: Diagramma dei modi vibrazionali di molecole diatomiche e triatomiche.

### ENERGIA ROTAZIONALE

L'energia rotazionale è quantizzata. Le transizioni rotazionali coinvolgono radiazione di  $\lambda < 1$  cm. Affinché una molecola presenti transizioni rotazionali pure, è necessario che presenti un momento di dipolo permanente. La molecola di anidride carbonica (CO<sub>2</sub>) ad esempio è perfettamente simmetrica e quindi non presenta alcun momento di dipolo (Fig. 22). Ad essa non sono quindi associate transizioni rotazionali pure. Sono perfettamente simmetriche anche la maggior parte delle molecole diatomiche presenti in atmosfera (O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>) che quindi non mostrano spettri rotazionali. Al contrario, la molecola del vapore acqueo H<sub>2</sub>O è un ottimo assorbitore di radiazione terrestre perché, avendo un momento di dipolo permanente a causa della sua geometria, presenta bande di assorbimento dovute a transizioni rotazionali pure.

### ENERGIA VIBRAZIONALE

Le transizioni vibrazionali riguardano i legami molecolari. Gli atomi sono legati assieme per formare delle molecole stabili attraverso forze di attrazione e repulsione che sono in equilibrio all'appropriata distanza interatomica. L'energia molecolare può essere immagazzinata nelle vibrazioni attorno a questa posizione di equilibrio e gli stati energetici permessi sono quantizzati. Le transizioni molecolari coinvolgono radiazione di  $\lambda < 20$   $\mu$ m.

Esistono tre modi indipendenti di vibrazione per una molecola triatomica come la CO<sub>2</sub> (Fig. 22): due modi di stretching (simmetrico e asimmetrico) e uno di bending. Lo stretching corrisponde all'allungamento o accorciamento del legame tra gli atomi, il bending al piegamento. Sebbene la molecola di CO<sub>2</sub> non presenti un momento di dipolo permanente e quindi transizioni rotazionali pure, durante le transizioni vibrazionali sviluppa un momento di dipolo temporaneo cosicché

transizioni rotazionali possono associarsi a transizioni vibrazionali. Queste transizioni vibrazionali-rotazionali permettono alla molecola di assorbire ed emettere fotoni per un grande numero di frequenze molto ravvicinate, originando in pratica una banda di assorbimento anziché una riga. Anche il vapore acqueo, oltre alle transizioni rotazionali pure, presenta transizioni vibrazionali e vibrazionali-rotazionali.

Il modo di bending dell'anidride carbonica produce una banda di assorbimento vibrazionale-rotazionale molto forte attorno ai 15  $\mu\text{m}$  (Fig. 23) che è la più importante banda di assorbimento della  $\text{CO}_2$  in quanto avviene in prossimità del picco di emissione della radiazione terrestre. Ha quindi un forte impatto sul clima. Il vapore acqueo ha un'importante banda vibrazionale-rotazionale attorno ai 6.3  $\mu\text{m}$  e una fitta sequenza di bande rotazionali pure che assorbono la radiazione terrestre con lunghezza d'onda superiore ai 12  $\mu\text{m}$ . In mezzo a queste due frequenze il vapore acqueo assorbe molto debolmente e quindi la regione di lunghezze d'onda comprese circa tra gli 8 e i 12  $\mu\text{m}$  è detta finestra del vapore acqueo, in quanto solo la radiazione terrestre con questo range di frequenze può attraversare liberamente l'atmosfera. Nel mezzo di questa finestra si posiziona però una banda di assorbimento dell'ozono (9.6  $\mu\text{m}$ ). Tutte assieme queste bande rendono la troposfera quasi opaca per la radiazione ad onda lunga.

Alcune significative bande di assorbimento vibrazionale-rotazionale sono presenti anche per frequenze che cadono nel vicino IR, tra 1 e 4  $\mu\text{m}$ , dovute principalmente al vapore acqueo e all'anidride carbonica. Queste bande sono responsabili della maggior parte dell'assorbimento della radiazione solare da parte della troposfera (si veda anche la Fig. 2). La radiazione visibile, con lunghezza d'onda compresa tra 0.3 e 0.8  $\mu\text{m}$ , è praticamente indenne all'assorbimento da parte dei gas atmosferici, e di conseguenza l'atmosfera risulta trasparente per queste lunghezze d'onda. Poiché la maggior parte dell'energia solare è contenuta entro queste frequenze di radiazione visibile, questa caratteristica risulta assai importante in quanto permette un'efficace penetrazione della radiazione solare verso la superficie della terra, dove fornisce calore e luce.

### **FOTODISSOCIAZIONE**

Se il fotone è sufficientemente energetico, può rompere il legame molecolare. Questo meccanismo è detto fotodissociazione. Affinché possa verificarsi la rottura del legame è necessario avere radiazione di lunghezza d'onda inferiore a 1  $\mu\text{m}$ . Il fotone che partecipa alla fotodissociazione di una molecola scompare e la sua energia è assorbita dall'atmosfera. L'ossigeno è dissociato in alta atmosfera da radiazione di lunghezza d'onda minore di 200 nm. Anche l'ozono subisce fotodissociazione assorbendo radiazione con lunghezza d'onda compresa tra i 200 e i 300 nm (uv) che sarebbe altrimenti dannosa per la vita se raggiungesse la superficie terrestre.

### **ECCITAZIONE ELETTRONICA**

Avviene in presenza di fotoni con lunghezza d'onda minore di 1  $\mu\text{m}$  che possono eccitare gli elettroni presenti nella shell più esterna di un atomo.

### **FOTOIONIZZAZIONE**

Se la lunghezza d'onda della radiazione è inferiore a 100 nm, allora i fotoni possono rimuovere gli elettroni dalla shell più esterna originando atomi ionizzati. Questo processo avviene in ionosfera.

Alcune considerazioni conclusive. La maggior parte dell'atmosfera è composta da Azoto ( $\text{N}_2$ , 78%) e Ossigeno ( $\text{O}_2$ , 21%), molecole diatomiche senza momento di dipolo permanente e nemmeno temporaneo durante le vibrazioni, le quali, di conseguenza, non presentano transizioni rotazionali e vibrazionali-rotazionali alle basse energie, tipiche della radiazione terrestre. Quindi sono le molecole poliatomiche presenti in minore concentrazione ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ) ad assorbire la radiazione IR.

La radiazione visibile è troppo energetica per essere assorbita dai gas atmosferici e troppo poco per produrre efficacemente fotodissociazione.

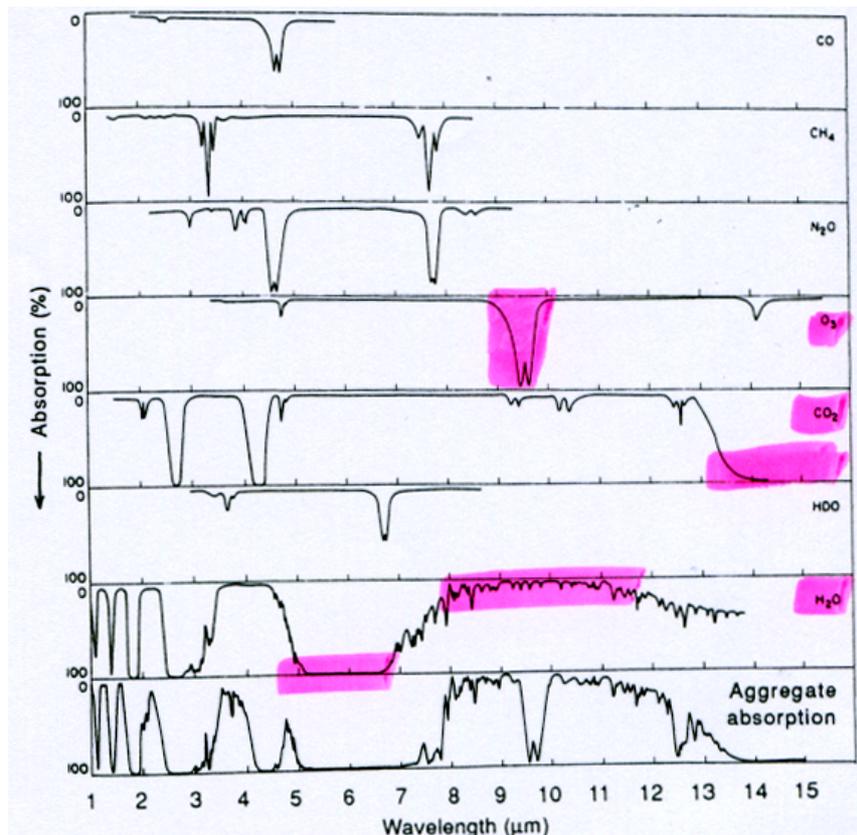


Figura 23: Spettro di assorbimento nell'IR per diversi gas atmosferici

Guardando lo spettro in figura, si nota che a parte la finestra tra gli 8 e i 12  $\mu\text{m}$ , l'atmosfera è molto opaca alla radiazione terrestre IR. Le bande più importanti sono:

- 6.3  $\mu\text{m}$  per il vapore acqueo  $\text{H}_2\text{O}$
- 9.6  $\mu\text{m}$  per l'ozono  $\text{O}_3$
- 15  $\mu\text{m}$  per l'anidride carbonica  $\text{CO}_2$
- oltre i 12  $\mu\text{m}$  ci sono diverse bande rotazionali del vapore acqueo.

Il picco di assorbimento della  $\text{CO}_2$  è molto importante in quanto è posto in corrispondenza della massima emissione IR terrestre. Nella finestra del vapore non vi è praticamente assorbimento.

## LEGGI DI ESTINZIONE DI LAMBERT-BOUGUET-BEER

Abbiamo visto fino ad ora i processi fisici attraverso i quali la radiazione viene assorbita dalle molecole presenti in atmosfera. Ora vediamo come queste nozioni possono essere incorporate in una formula matematica che descriva il flusso della radiazione attraverso l'atmosfera. Siamo interessati a vedere come la radiazione solare entrante viene assorbita nell'attraversare l'atmosfera. La legge di Lambert-Beer descrive la variazione dell'intensità della radiazione dovuta all'assorbimento. Per semplificare il problema non si considera l'emissione da parte dell'atmosfera (ma solo l'assorbimento). Si noti che l'eventuale assorbimento della radiazione solare produce una successiva emissione a lunghezze d'onda che cadono nell'IR (data la temperatura di emissione dell'atmosfera) e che quindi non entrano nell'analisi della radiazione solare che si vuole fare. Inoltre si trascura anche lo scattering e si considera quindi che l'atmosfera possa solo trasmettere o assorbire la radiazione solare.

Per molte applicazioni, compresa la presente, trascurare la sfericità terrestre e considerare l'atmosfera come uno strato rettilineo parallelo alla superficie, semplifica notevolmente i calcoli. Le proprietà dell'atmosfera sono considerate funzione solo della coordinata verticale. Poiché, come

illustrato in Fig. 24, la radiazione solare può essere considerata come un fascio parallelo, dobbiamo considerare solo una direzione d'incidenza, caratterizzata dall'angolo zenitale  $\theta$ .

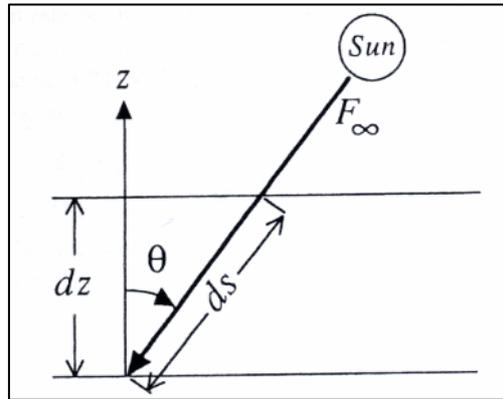


Figura 24: Diagramma per il calcolo dell'estinzione della radiazione solare attraverso un'atmosfera piana-parallela.

La legge di estinzione di Lambert-Bouguet-Beer afferma che l'assorbimento è proporzionale all'intensità della radiazione e alla quantità di massa assorbente. L'assorbimento di uno strato di spessore  $dz$  è proporzionale al flusso di radiazione ( $F$ ) moltiplicato per la massa dell'assorbente lungo il cammino seguito dalla radiazione. La costante di proporzionalità deriva da considerazioni di meccanica quantistica legate alla probabilità che un fotone di data energia sia assorbito da una particolare molecola. Questa costante si chiama coefficiente di assorbimento  $k_{abs}$  e in generale dipende dalla pressione e dalla temperatura, le quali possono influire sulla forma e la forza delle linee di assorbimento.

In termini formali, la variazione di flusso radiativo  $dF$  lungo un cammino  $ds$ , attraverso un materiale assorbente di densità  $\rho_a$  e coefficiente di assorbimento  $k_{abs}$  è data da (si noti che sia  $F$  che  $k_{abs}$  dipendono dalla lunghezza d'onda):

$$dF_\lambda = -k_{\lambda abs} \rho_a F_\lambda ds$$

Per convenzione  $F_\lambda$  e  $ds$  sono presi positivi verso il basso.  $k_{abs}$  dimensionalmente è espresso in  $m^2/kg$  e può essere interpretato come la sezione d'urto per unità di massa.

Da semplici considerazioni geometriche:

$$dz = -ds \cos \vartheta \quad (\text{il segno } - \text{ è dovuto al fatto che } z \text{ è positivo verso l'alto}).$$

Da cui:

$$dF_\lambda = k_{\lambda abs} F_\lambda \rho_a \frac{dz}{\cos \vartheta} \Rightarrow \cos \vartheta \frac{dF_\lambda}{dz} = k_{\lambda abs} \rho_a F_\lambda$$

Definisco spessore ottico lungo una traiettoria verticale la quantità:  $\tau_\lambda = \int_z^\infty k_{\lambda abs} \rho_a dz$

Lo spessore ottico è una misura della quantità di atmosfera che la radiazione deve attraversare dal top, fino ad una quota  $z$ .

Si noti che dimensionalmente  $\tau_\lambda$  è un numero puro.

Siccome per  $z \rightarrow \infty$   $\tau \rightarrow 0$  (non c'è nulla da attraversare):

$$d\tau_\lambda = -k_{\lambda abs} \rho_a dz$$

Sostituendo nell'equazione precedente otteniamo:

$$\cos \vartheta \frac{dF_\lambda}{dz} = -\frac{d\tau_\lambda}{dz} F_\lambda \Rightarrow \cos \vartheta \frac{dF_\lambda}{d\tau_\lambda} = -F_\lambda \Rightarrow \frac{dF_\lambda}{F_\lambda} = -\frac{d\tau_\lambda}{\cos \vartheta}$$

Integro tra  $z$  e  $\infty$ , tenendo presente che  $\tau_\lambda(\infty)=0$ :

$$\ln F_\lambda \Big|_z^\infty = -\frac{1}{\cos \vartheta} \tau_\lambda \Big|_z^\infty \Rightarrow \ln \frac{F_\lambda^\infty}{F_\lambda} = \frac{1}{\cos \vartheta} \tau_\lambda$$

$$F_\lambda = F_\lambda^\infty e^{-\tau_\lambda / \cos \theta}$$

dove  $F_\lambda^\infty$  rappresenta il flusso di radiazione al top dell'atmosfera,  $F_\lambda$  e  $\tau_\lambda$  i valori alla quota  $z$ .

La legge mi dice che il flusso incidente di radiazione solare decade esponenzialmente lungo il cammino  $ds$ . Per flusso incidente perpendicolare ( $\theta=0$ ,  $\cos\theta=1$ ) e con spessore ottico  $\tau_\lambda=1$  si ha:

$$\frac{F_\lambda(z)}{F_\lambda^\infty} = \frac{1}{e} = 0.37$$

ovvero la radiazione in ingresso è attenuata del 63%. In condizioni atmosferiche normali lo spessore ottico è molto minore di 1, ma quando sono presenti nubi spesse e scure può anche assumere valori ben superiori a 1.

## RATE DI ASSORBIMENTO

Si vuole ora calcolare il rate di assorbimento ovvero la variazione di  $F_\lambda$  al variare di  $z$  ( $dF_\lambda/dz$ ).

Ricordando che:

$$dF_\lambda = -F_\lambda \frac{d\tau_\lambda}{\cos \theta}$$

ottengo:

$$\frac{dF_\lambda}{dz} = -\frac{F_\lambda}{\cos \theta} \frac{d\tau_\lambda}{dz}$$

Per procedere devo determinare un'espressione analitica di  $d\tau_\lambda/dz$

Nella realtà la densità è funzione della quota  $z$  e quindi lo è anche lo spessore ottico  $\tau_\lambda$ . In un'atmosfera isoterma in bilancio idrostatico, la densità  $\rho$  ha un andamento esponenziale con la quota:

$$\rho_a = \rho_{as} e^{-z/H}$$

dove  $H=RT/g$  è l'altezza di scala,  $R=287 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$ ,  $g=9.81 \text{ ms}^{-2}$  e  $\rho_{as}$ =densità alla superficie.

Introducendo questa definizione nell'equazione dello spessore ottico:

$$\begin{aligned} \tau_\lambda &= \int_z^\infty k_{\lambda abs} \rho_a dz = \int_z^\infty k_{\lambda abs} \rho_{as} e^{-z/H} dz = \text{assumendo } k_{\lambda abs} \text{ costante} \\ &= k_{\lambda abs} \rho_{as} (-H) e^{-z/H} \Big|_z^\infty = k_{\lambda abs} \rho_{as} H e^{-z/H} = k_{\lambda abs} \rho_{as} \frac{RT}{g} e^{-z/H} \end{aligned}$$

Dalle equazioni dei gas:  $p=\rho RT$  da cui  $RT=P/\rho$ . Alla superficie:  $RT=p_s/\rho_s$ .

Inoltre definisco  $M_a = \frac{\rho_a}{\rho}$  il rapporto in massa dell'assorbitore (mixing ratio). Ottengo:

$$\tau_\lambda = \frac{k_{\lambda abs}}{g} \rho_{as} \frac{p_s}{\rho_s} e^{-z/H} = \frac{p_s}{g} M_a k_{\lambda abs} e^{-z/H}$$

Per  $z=0$ , ovvero alla superficie, si determina lo spessore ottico totale dell'atmosfera:

$$\tau_{\lambda atm} = k_{\lambda abs} \frac{M_a p_s}{g}$$

Dalla definizione di  $\tau_\lambda$  ricavo facilmente derivando in  $dz$ :

$$\frac{d\tau_\lambda}{dz} = \frac{p_s}{g} M_a k_{\lambda abs} \left( -\frac{1}{H} \right) e^{-z/H} = -\frac{\tau_\lambda}{H}$$

Ora sono pronto per calcolare il rate di assorbimento, ovvero  $dF_\lambda/dz$ , sfruttando la relazione appena trovata:

$$\frac{dF_\lambda}{dz} = -\frac{F_\lambda}{\cos \vartheta} \frac{d\tau_\lambda}{dz} = -\frac{F_\lambda}{\cos \vartheta} \frac{\tau_\lambda}{H}$$

Inserisco  $F_\lambda = F_\lambda^\infty e^{-\tau_\lambda/\cos \vartheta}$

$$\frac{dF_\lambda}{dz} = \frac{\tau_\lambda}{H} \frac{F_\lambda^\infty e^{-\tau_\lambda/\cos \vartheta}}{\cos \vartheta} = \text{RATE DI ASSORBIMENTO}$$

Cerchiamo ora il massimo del rate di assorbimento in funzione dello spessore ottico. Quindi derivo in  $\tau_\lambda$  e pongo la derivata = 0:

$$\frac{d}{d\tau_\lambda} \left[ \frac{F_\lambda^\infty}{\cos \vartheta} e^{-\tau_\lambda/\cos \vartheta} \frac{\tau_\lambda}{H} \right] = 0 \Rightarrow -\frac{F_\lambda^\infty}{\cos \vartheta} \frac{1}{\cos \vartheta} e^{-\tau_\lambda/\cos \vartheta} \frac{\tau_\lambda}{H} + \frac{F_\lambda^\infty}{\cos \vartheta} e^{-\tau_\lambda/\cos \vartheta} \frac{1}{H} = 0 \Rightarrow \frac{F_\lambda^\infty}{\cos \vartheta} \frac{e^{-\tau_\lambda/\cos \vartheta}}{H} \left[ 1 - \frac{\tau_\lambda}{\cos \vartheta} \right] = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\tau_\lambda}{\cos \vartheta} = 1 \Rightarrow \tau_\lambda = \cos \vartheta$$

Il picco del rate di assorbimento si ha quindi per  $\tau_\lambda$  uguale al coseno dell'angolo zenitale.

Si può dimostrare che il livello di pressione per il quale il rate di assorbimento è massimo è:

$$\frac{p_{\max\_abs}}{p_s} = \frac{\cos \vartheta}{Hk_{\lambda abs} \rho_a}$$

ovvero è proporzionale al coseno dell'angolo zenitale. Quindi, più il sole si avvicina all'orizzonte (cioè  $\theta$  tende a  $90^\circ$  e  $\cos \theta$  a 0), più l'assorbimento avviene a quote alte in atmosfera, cioè per valori inferiori di  $p$ . Inoltre, il livello di pressione corrispondente al massimo assorbimento è inversamente proporzionale alla massa dell'assorbitore per unità di superficie ( $H\rho_a$ ) e al coefficiente di assorbimento  $k_{\lambda abs}$  (maggiore il coefficiente, più basso il valore di pressione a cui si ha massimo assorbimento).

## RATE DI RISCALDAMENTO

Ora si vuole calcolare il rate di riscaldamento associato all'assorbimento della radiazione diretta verso la terra. Dal I principio della termodinamica:

$$c_p dT = dq + \alpha dp \Rightarrow c_p \frac{dT}{dt} = Q + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt}$$

Siccome mi interesso di medie temporali su tempi piuttosto lunghi, le fluttuazioni di pressione possono essere considerate nulle:  $dp/dt \approx 0$ . Inoltre noto che dimensionalmente

$$\left[ c_p \frac{dT}{dt} \right] = \frac{J}{Kkg} \frac{K}{s} = \frac{J}{Kg \cdot s}$$

Indico con  $F$  il flusso di energia [ $J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$ ]; il rate di assorbimento  $dF/dz$  è un'energia per unità di tempo e di volume. Quindi:

$$V \frac{dF}{dz} \frac{1}{M} = \text{è dimensionalmente } [J \cdot s^{-1} \cdot kg^{-1}] \text{ un'energia per unità di massa e di tempo e può essere}$$

inserita nel I principio.

$$c_p \frac{dT}{dt} = Q = \frac{1}{\rho} \frac{dF_\lambda}{dz} \text{ in quanto il calore è dovuto all'assorbimento della radiazione.}$$

Introducendo la definizione di rate di assorbimento e sfruttando la definizione di spessore ottico

$$d\tau_\lambda = -k_{\lambda abs} \rho_a dz \text{ ottenuta in precedenza: } \frac{dF_\lambda}{dz} = -\frac{F_\lambda}{\cos \vartheta} \frac{d\tau_\lambda}{dz} = -\frac{F_\lambda}{\cos \vartheta} (-k_{\lambda abs} \rho_a)$$

ottengo:

$$\left. \frac{dT}{dt} \right|_{RAD} = \frac{1}{c_p \rho} \frac{k_{\lambda abs} \rho_a}{\cos \vartheta} F_{\lambda} = \frac{k_{\lambda abs} M_a}{c_p \cos \vartheta} F_{\lambda}$$

Se si considera  $M_a$  indipendente dalla quota, allora il rate di riscaldamento risulta proporzionale al flusso stesso che è massimo all'estremità esterna (superiore) dell'atmosfera. Questo è proprio quanto succede nel caso dell'assorbimento della radiazione ultravioletta da parte dell'ozono in stratosfera, il quale produce massimo riscaldamento a quote molto elevate (attorno ai 50 km, sommità della stratosfera) nonostante la massima concentrazione del gas si trovi tra i 25-30 km, ed è responsabile della crescita della temperatura con la quota nella stratosfera stessa. Lo stesso vale per l'assorbimento della radiazione solare da parte dell'azoto e dell'ossigeno nell'alta atmosfera che produce un riscaldamento massimo a quote molto elevate e che genera il forte aumento di temperatura con la quota nella termosfera.

## EQUAZIONE DI TRASFERIMENTO RADIATIVO DELLA RADIAZIONE IR: ASSORBIMENTO ED EMISSIONE

Si vuole ora sviluppare un'equazione che descriva il trasferimento radiativo attraverso un'atmosfera in grado di assorbire ed emettere radiazione IR. Anche in questa trattazione consideriamo l'atmosfera come piana e parallela alla terra, anch'essa piana, e tale che le sue proprietà dipendano solo dalla coordinata verticale. Questa approssimazione risulta buona fin tanto che le variazioni orizzontali delle proprietà dell'atmosfera sono inferiori a quelle verticali. Questo è generalmente vero per la temperatura e l'umidità, ma in presenza di nubi l'approssimazione potrebbe non essere buona, in quanto la loro scala spaziale è comparabile a quella orizzontale.

Mentre per la radiazione ad onda corta si poteva considerare solo l'assorbimento (legge di Lambert-Beer), in quanto l'eventuale emissione atmosferica avviene a frequenze differenti, cioè nell'IR, per la radiazione ad onda lunga è necessario considerare entrambi i processi. Prima di proseguire è però necessario definire alcuni concetti generali.

### LEGGE DI KIRCHHOFF

Le leggi di Stefan-Boltzman, Plank e Wien viste in precedenza descrivono sostanzialmente l'intensità di radiazione emessa da un corpo nero. In generale, però, un mezzo non sarà in grado di assorbire tutta la radiazione, ma ne rifletterà una parte e trasmetterà il resto. Quindi, in termini di rapporto fra radiazione assorbita ( $I_{\lambda a}$ ), riflessa ( $I_{\lambda r}$ ) e trasmessa ( $I_{\lambda \tau}$ ) rispetto ad una radiazione incidente monocromatica di intensità  $I_{\lambda}$ , possiamo scrivere:

$$a_{\lambda} + r_{\lambda} + \tau_{\lambda} = 1$$

dove

$$a_{\lambda} = I_{\lambda a} / I_{\lambda} = \text{assorbività dello strato}$$

$$r_{\lambda} = I_{\lambda r} / I_{\lambda} = \text{riflettività dello strato}$$

$$\tau_{\lambda} = I_{\lambda \tau} / I_{\lambda} = \text{trasmissività dello strato}$$

La somma dei tre contributi deve dare 1 poiché rappresentano gli unici processi che possono intervenire.

Definisco inoltre l'emissività ( $\epsilon$ ) come il rapporto fra la radiazione monocromatica emessa dal mezzo e la radiazione monocromatica emessa da un corpo nero alla stessa temperatura  $T$ . L'emissività mi dice quanto un certo materiale approssima un corpo nero in termini di emissione (per  $\epsilon = 1$  si ha il corpo nero).

La legge di Kirchhoff afferma che all'equilibrio termodinamico e ad una data lunghezza d'onda  $\lambda$ , il rapporto tra l'intensità  $I_{\lambda}$  della radiazione emessa e l'assorbività  $a_{\lambda}$  è indipendente dalla sostanza considerata ed è funzione solo della temperatura e della lunghezza d'onda:

$$\frac{I_\lambda}{a_\lambda} = f(\lambda, T)$$

Nel caso di un corpo nero,  $a_\lambda = 1$  per qualsiasi  $\lambda$ , e  $I_\lambda = B_\lambda =$  intensità di emissione del corpo nero alla temperatura  $T$  e lunghezza d'onda  $\lambda$ . Quindi  $f(\lambda, T) = B_\lambda(T)$  indipendente dalla sostanza.

Per un qualsiasi corpo reale  $a_\lambda < 1$  e quindi  $I_\lambda < B_\lambda(T)$ ,  $I_\lambda = a_\lambda B_\lambda(T)$ . Se si assume che  $a_\lambda$  sia uguale per tutte le lunghezze d'onda, possiamo definire il corpo grigio.

Affinché la radiazione emessa  $I_\lambda$  sia diversa da zero, è necessario che entrambi  $B_\lambda(T)$  e  $a_\lambda$  non siano nulli. In altre parole, affinché un corpo sia in grado di emettere energia ad una data lunghezza d'onda e una data temperatura, è necessario che un corpo nero emetta radiazione a quella temperatura e che il corpo sia in grado di assorbirla.

Dalla definizione di emissività, posso riscrivere la legge di Kirchhoff come:  $\varepsilon_\lambda = a_\lambda = I_\lambda / B_\lambda(T)$ , cioè un corpo è un buon assorbitore tanto quanto è anche buon emettitore alla lunghezza d'onda considerata.

## EQUAZIONE DI SCHWARZCHILD

Consideriamo la situazione in Fig. 25, nella quale la radiazione monocromatica di intensità  $I_\lambda$  passa attraverso uno strato di atmosfera di spessore  $dz$  con un angolo  $\theta$  rispetto alla verticale.

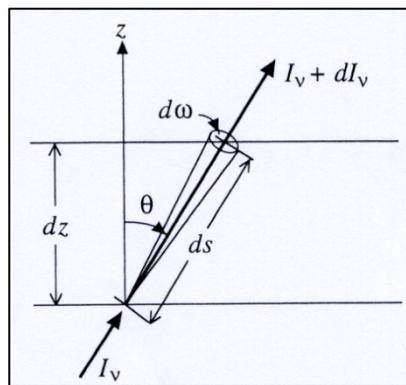


Figura 25: Diagramma che mostra il cammino della radiazione terrestre diretta verso l'alto attraverso l'atmosfera.

Voglio calcolare la variazione di intensità tenendo conto che la radiazione IR sarà sia assorbita che emessa dai gas presenti nello strato di atmosfera considerato:

$$dI_\lambda = E_\lambda - A_\lambda, \text{ dove } E_\lambda = \text{emissione}, A_\lambda = \text{assorbimento}.$$

Per quanto riguarda l'assorbimento possiamo fare riferimento alla legge di Lambert-Beer, per cui:

$$dI_\lambda = E_\lambda - \rho_a k_\lambda ds I_\lambda$$

Dalla definizione di emissività come il rapporto fra emissione di una sostanza ed emissione di un corpo nero (data dalla legge di Plank) avrò:

$$E_\lambda = \varepsilon_\lambda B_\lambda(T)$$

Nell'ipotesi di equilibrio termodinamico, che si ha se le collisioni fra molecole sono più frequenti delle transizioni energetiche di una molecola, quindi plausibile in troposfera e bassa stratosfera, posso applicare la legge di Kirchhoff per cui l'emissività è uguale all'assorbività (quest'ultima data dal rapporto fra radiazione monocromatica assorbita, definita dalla legge di Lambert-Beer, e radiazione incidente):

$$\varepsilon_\lambda = a_\lambda = \frac{\rho_a k_\lambda ds I_\lambda}{I_\lambda} = \rho_a k_\lambda ds$$

Quindi sostituendo nella definizione di  $E_\lambda$ :

$$E_\lambda = \rho_a k_\lambda ds B_\lambda(T)$$

La variazione di intensità diventa:

$$dI_\lambda = \rho_a k_\lambda ds (B_\lambda(T) - I_\lambda)$$

Dalla figura:  $dz = ds \cos\theta$  con  $ds$  positivo verso l'alto in quanto ha stessa direzione di  $z$ .

$$\cos\theta \frac{dI_\lambda}{dz} = \rho_a k_\lambda (B_\lambda(T) - I_\lambda)$$

In questa equazione di trasferimento radiativo,  $I_\lambda$  è funzione sia di  $z$  che di  $\theta$ , mentre le altre variabili sono funzione solo della quota  $z$ . Posso considerare l'emissione del corpo nero come isotropa quindi indipendente dall'angolo. Richiamo la definizione di spessore ottico, dove in questo caso, considerando la radiazione uscente, si integra tra 0 e  $z$  (prima era tra  $z$  e  $\infty$ ), cioè tra la superficie ed una certa quota:

$$\tau_\lambda = \int_0^z \rho_a k_\lambda dz \Rightarrow d\tau_\lambda = \rho_a k_\lambda dz$$

e lo introduco nell'equazione di trasferimento radiativo:

$$\cos\theta \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = B_\lambda(T) - I_\lambda$$

Si noti che  $I_\lambda = I_\lambda(\tau_\lambda(z), \theta)$  e  $B_\lambda = B_\lambda(T(\tau_\lambda(z)))$ .

Moltiplico entrambi i membri per  $e^{\tau_\lambda/\cos\theta}$ :

$$\cos\theta \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} e^{\tau_\lambda/\cos\theta} = (B_\lambda(T) - I_\lambda) e^{\tau_\lambda/\cos\theta} \Rightarrow \cos\theta \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} e^{\tau_\lambda/\cos\theta} + I_\lambda e^{\tau_\lambda/\cos\theta} = B_\lambda(T) e^{\tau_\lambda/\cos\theta}$$

$$\cos\theta \frac{d}{d\tau_\lambda} \left[ I_\lambda e^{\tau_\lambda/\cos\theta} \right] = B_\lambda(T) e^{\tau_\lambda/\cos\theta}$$

Integro dalla superficie dove  $\tau_\lambda(0) = 0$  fino ad una quota  $z$  dove ho  $\tau_\lambda$  (indico con  $\tau_\lambda$  l'estremo di integrazione e con  $\tau'_\lambda$  la variabile di integrazione, esclusivamente per differenziarli formalmente):

$$I_\lambda e^{\tau_\lambda/\cos\theta} \Big|_0^{\tau_\lambda} = \frac{1}{\cos\theta} \int_0^{\tau_\lambda} B_\lambda(T) e^{\tau'_\lambda/\cos\theta} d\tau'_\lambda \Rightarrow I_\lambda e^{\tau_\lambda/\cos\theta} = I_{\lambda 0} + \frac{1}{\cos\theta} \int_0^{\tau_\lambda} B_\lambda(T) e^{\tau'_\lambda/\cos\theta} d\tau'_\lambda$$

E ottengo l'equazione di Schwarzschild

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-\tau_\lambda/\cos\theta} + \frac{1}{\cos\theta} \int_0^{\tau_\lambda} B_\lambda(T) e^{(\tau'_\lambda - \tau_\lambda)/\cos\theta} d\tau'_\lambda$$

la quale descrive la radiazione totale  $I_\lambda$  che emerge al di sopra di una certa quota  $z$ . Il primo termine a destra dell'uguale rappresenta l'emissione dalla superficie terrestre ridotta a causa dell'estinzione lungo il cammino fino alla quota  $z$ . Il secondo termine è la somma delle emissioni di tutti gli strati di atmosfera al di sotto della quota  $z$  che raggiungono il livello  $z$  senza essere assorbiti.

Nella pratica si utilizza un modello a bande di lunghezze d'onda sufficientemente larghe da poter effettuare i calcoli, e si riscrive l'equazione come una sommatoria (anziché un integrale) considerando quindi l'atmosfera suddivisa in strati di spessore finito (Fig. 26).

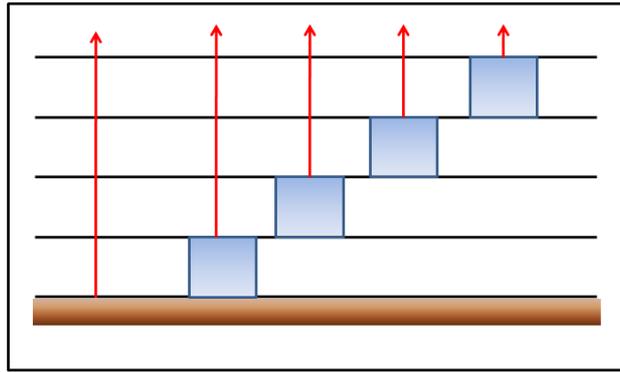


Figura 26: Esempio di modello in cui l'atmosfera è suddivisa in strati discreti, ognuno dei quali emette radiazione che in parte viene assorbita, in parte emerge ad una certa quota  $z$ . Anche la superficie emette e la radiazione subirà estinzione salendo sino alla quota  $z$ .

## MODELLO DI EQUILIBRIO RADIATIVO

Uno strato di atmosfera che è opaco per la radiazione IR può essere approssimato ad un corpo nero che assorbe tutta la radiazione terrestre incidente ed emette come un corpo nero alla sua temperatura  $T$ . Per un'atmosfera con grande spessore ottico nei confronti della radiazione IR, i processi di trasferimento radiativo possono essere rappresentati attraverso una serie di strati discreti sovrapposti che si comportano come corpi neri. Ad esempio, un semplice modello che approssima l'atmosfera terrestre può essere costituito da due strati di atmosfera (Fig. 27), uno centrato a 0.5 km, l'altro a 2 km di quota, supponendo che siano sostanzialmente trasparenti alla radiazione solare. Il flusso dell'energia attraverso un tale modello è mostrato nel diagramma in figura.

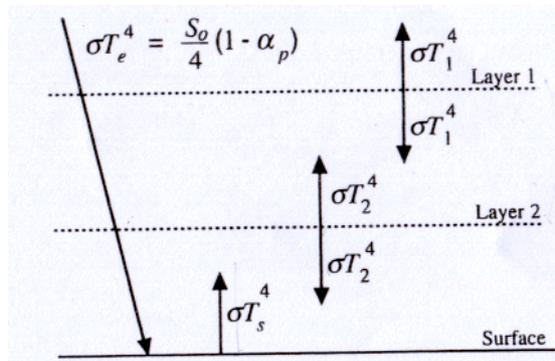


Figura 27: Diagramma di un semplice modello di equilibrio radiativo costituito da due strati di atmosfera, che mostra i flussi di energia nel sistema.

Possiamo risolvere il problema calcolando tutte le temperature incognite utilizzando il bilancio energetico ad ogni livello. Se non ci sono guadagni o perdite nette di energia nei vari strati, allora le temperature ottenute rappresentano i valori all'equilibrio radiativo.

Al top dell'atmosfera (ciò che vede un satellite esterno al sistema, ovvero radiazione solare entrante e radiazione IR uscente):

$$\frac{S_0}{4}(1 - \alpha) = \sigma T_e^4 = \sigma T_1^4$$

poiché la  $T_1$  è la temperatura di emissione vista dallo spazio. Infatti, la temperatura di emissione dello strato superiore deve essere uguale alla temperatura di emissione del pianeta poiché, in questo

modello, l'unica radiazione ad onda lunga che può fuggire verso lo spazio proviene proprio dal livello superiore.

Bilancio al livello 1:

$$\sigma T_2^4 = 2\sigma T_1^4$$

Bilancio al livello 2:

$$\sigma T_1^4 + \sigma T_s^4 = 2\sigma T_2^4$$

Bilancio alla superficie:

$$\frac{S_0}{4}(1-\alpha) + \sigma T_2^4 = \sigma T_s^4$$

Da questo ultimo bilancio si vede chiaramente l'effetto critico dell'atmosfera che assorbe e emette radiazione IR: infatti, al contributo di radiazione solare che giunge alla superficie si aggiunge quello della radiazione ad onda lunga emessa verso il basso dall'atmosfera. Questo permette alla temperatura superficiale di crescere significativamente al di sopra del valore che avrebbe in assenza di atmosfera (effetto serra). Risolviamo l'equazione di bilancio alla superficie per ricavare la  $T_s$ :

$$\sigma T_s^4 = \frac{S_0}{4}(1-\alpha) + \sigma T_2^4$$

Utilizzando il bilancio al top il primo termine è uguale a  $\sigma T_1^4$ ; utilizzando il bilancio per lo strato 1, il secondo termine è uguale a  $2\sigma T_1^4$ . Ottengo perciò:

$$\sigma T_s^4 = 3\sigma T_1^4 = 3\sigma T_e^4 \Rightarrow T_s = \sqrt[4]{3}T_e$$

Generalizzando per un numero n di strati, si ottiene:

$$T_s = \sqrt[4]{(n+1)}T_e$$

La temperatura superficiale di equilibrio radiativo per un modello a due strati è 335 K, che è molto maggiore della temperatura superficiale terrestre osservata. Questo significa che un modello puramente radiativo non è una buona approssimazione per la temperatura della superficie, poiché trascura i flussi di calore latente e sensibile (visti nel bilancio globale) i quali sono in grado di rimuovere una significativa parte di calore dalla superficie.

Basandomi sempre sul modello a due strati appena visto, provo a tracciare un profilo verticale di temperatura per l'atmosfera. Per fare ciò considero degli strati sottili addizionali posti in posizioni differenti. Questo mi consente di ottenere altri punti per tracciare il profilo verticale di temperatura. Se l'atmosfera non assorbe alcuna radiazione solare (come imposto all'inizio), allora il bilancio radiativo per un sottile strato (che in generale avrà emissività  $\epsilon$ ) posto al top dell'atmosfera si ottiene eguagliando il flusso di radiazione terrestre proveniente dal basso con la radiazione IR emessa dallo strato. Supponendo che lo strato più esterno di atmosfera in questione corrisponda alla stratosfera, si ha:

$$\epsilon\sigma T_e^4 = 2\epsilon\sigma T_{strat}^4$$

Se ora prendo uno strato sottile di atmosfera vicino alla superficie, esso assorbe una frazione  $\epsilon$  di emissioni provenienti da sotto e da sopra ed emette in entrambe le direzioni. Ottengo:

$$\epsilon\sigma T_s^4 + \epsilon\sigma T_2^4 = 2\epsilon\sigma T_{SA}^4$$

dove  $T_{SA}$  è la temperatura dello strato adiacente alla superficie terrestre.

Se risolviamo le equazioni per tutte le temperature, considerando  $\epsilon=1$  coerentemente con gli altri strati di atmosfera del modello, otteniamo il profilo mostrato in Fig. 28.

In termini numerici:

$$T_1=255 \text{ K}$$

$$T_2=303 \text{ K}$$

$$T_s=335 \text{ K}$$

$$T_{strat}=214 \text{ K}$$

$$T_{SA}=320 \text{ K}$$

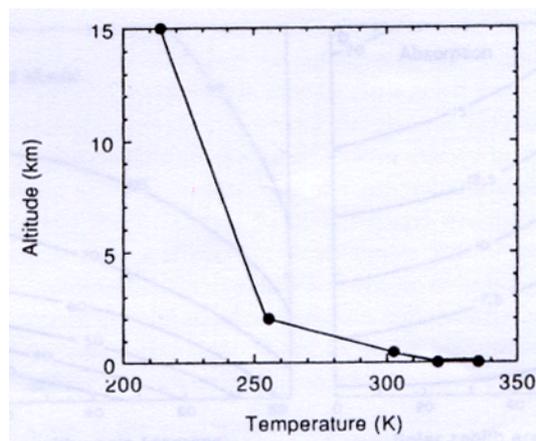


Figura 28: Profilo verticale di temperatura per un semplice modello di equilibrio radiativo per un'atmosfera a due livelli.

Per una condizione di puro equilibrio radiativo, la temperatura della superficie terrestre ( $T_s$ ) e dello strato di atmosfera immediatamente a contatto con essa ( $T_{SA}$ ) sono molto diverse e tale discontinuità è dovuta all'assorbimento della radiazione solare al suolo. Nella realtà questa discontinuità è quasi completamente soppressa grazie all'efficiente trasporto di calore da parte della convezione e della conduzione.

## EQUILIBRIO RADIATIVO-CONVETTIVO

Per poter risolvere le equazioni di trasferimento radiativo per l'intero globo e comprendere gli effetti del trasferimento radiativo sul clima, è necessario costruire un apposito modello numerico che descriva la trasmissione delle varie bande di interesse per il sistema atmosfera. Questo tipo di modelli sono assai più sofisticati del semplice modello a due strati visto in precedenza. Le variabili che determinano i flussi radiativi in atmosfera includono la composizione gassosa dell'atmosfera stessa, le caratteristiche degli aerosols e delle nubi, l'albedo superficiale e l'insolazione. Poiché il trasporto orizzontale di energia da parte dei moti dell'atmosfera e dell'oceano influenza il clima locale, è più interessante calcolare l'equilibrio radiativo per condizioni globali medie. In tal caso, infatti, ovvero nei modelli medi-globali, la temperatura e tutte le altre variabili dipendono solo dalla quota ed è appropriato utilizzare valori medi globali per l'insolazione e l'angolo zenitale.

Per comprendere il bilancio energetico del sistema Terra, bisogna prima di tutto chiarire il ruolo dei suoi componenti più importanti.

1)  $H_2O$ : il vapore acqueo è il gas più importante per il trasferimento della radiazione in atmosfera. La sua distribuzione è fortemente variabile. Le sorgenti (evaporazione) ed i pozzi (condensazione) di vapore acqueo sono determinate dal clima stesso e agiscono su tempi molto veloci rispetto ai tempi necessari ai moti atmosferici per mescolare l'aria secca e l'aria umida assieme. Il vapore acqueo presenta una banda rotazionale-vibrazionale circa a  $6.3 \mu m$  e un continuo di assorbimento rotazionale per lunghezze d'onda superiori a  $12 \mu m$ . Inoltre è il principale assorbitore di radiazione solare in atmosfera.

2)  $CO_2$ : il mixing ratio dell'anidride carbonica cresce dello 0.4% ogni anno a causa principalmente della combustione di carbone e combustibili fossili. Il mixing ratio può essere considerato costante con la latitudine e l'altitudine, fino a 100 km di quota, poiché le variazioni delle sorgenti e dei pozzi sono lente rispetto ai tempi di rimescolamento. La forte banda di assorbimento rotazionale-vibrazionale a  $15 \mu m$  è molto importante per il trasferimento radiativo della radiazione ad onda lunga. Inoltre, una significativa quantità di radiazione solare è assorbita dall'anidride carbonica.

3)  $O_3$ : l'ozono si trova principalmente in stratosfera dove risiedono le sue sorgenti ed i pozzi. Può essere presente anche nella bassa troposfera, vicino al suolo, in occasione di episodi di smog fotochimico. La sua concentrazione nella media e alta stratosfera dipende dalla temperatura e

dall'insolazione. L'ozono ha una banda rotazionale-vibrazionale attorno ai 9.6  $\mu\text{m}$  importante per il trasferimento della radiazione ad onda lunga e ha pure un continuo dovuto alla dissociazione che assorbe la radiazione solare tra i 200 e i 300 nm (0.2 – 0.3  $\mu\text{m}$ ). L'assorbimento della radiazione solare da parte dell'ozono scalda la media atmosfera e determina l'aumento di temperatura con la quota in stratosfera a partire dalla tropopausa.

4) Aerosols: gli aerosols atmosferici di vario tipo influenzano la trasmissione sia della radiazione solare che di quella terrestre. Uno strato di aerosols di origine solforica è presente attorno ai 25 km di quota. Tali aerosols sono anche importanti in troposfera e sono soggetti ad un aumento in concentrazione a causa dell'attività antropica, principalmente combustione dei combustibili fossili.

5) Albedo: l'albedo superficiale è fortemente variabile da zona a zona, funzione del tipo di suolo, delle sue condizioni e della vegetazione. Sopra agli oceani è soprattutto funzione dell'angolo zenitale, ma dipende anche dallo stato del mare. Quando la superficie è coperta di neve, l'albedo risulta più alto.

6) Nubi: la quantità così come il tipo di nubi sono fortemente variabili sul globo. Hanno effetti importanti sul trasferimento sia della radiazione ad onda corta che di quella ad onda lunga. La distribuzione spazio-temporale e le proprietà ottiche delle nubi sono fondamentali per il clima. Per un calcolo dell'equilibrio radiativo globale medio, le proprietà radiative delle nubi devono essere specificate. L'approccio più semplice è quello di assumere le nubi su piani orizzontali paralleli e specificarne la quota e la distribuzione verticale. Per quanto riguarda la radiazione solare, bisogna specificare la frazione di radiazione che viene assorbita o riflessa dalle nubi, ovvero l'assorbività e la riflettività. In generale, le nubi composte da gocce d'acqua assorbono debolmente la radiazione solare, ma interagiscono efficacemente attraverso lo scattering, riflettendo la radiazione verso lo spazio, presentando quindi alta riflettività. Le nubi spesse possono essere approssimate ad un corpo nero per quanto riguarda la radiazione ad onda lunga, in quanto assorbono praticamente tutta la radiazione IR incidente ed emettono come un corpo nero alla temperatura dell'atmosfera allo stesso livello delle nubi. L'approccio più semplice consiste nello specificare le proprietà (riflettività e assorbività) di tre tipi di nubi: basse, medie e alte.

Abbiamo visto anche in precedenza che attraverso un modello di equilibrio radiativo, seppur semplificato, si può calcolare un profilo di temperatura in atmosfera. La temperatura di un'atmosfera in equilibrio radiativo cala molto rapidamente con la quota in prossimità della superficie, tanto che nella troposfera si ottiene un profilo verticale (Fig. 29) che risulta instabile idrostaticamente (ovvero presenta un calo più rapido dell'adiabatica secca): ciò significa che una particella di aria che si solleva (seguendo un'adiabatica secca) diventa più calda e leggera dell'ambiente circostante (il cui calo di temperatura con la quota è determinato dal profilo di temperatura in equilibrio radiativo) e continua a salire.

Nell'atmosfera reale i moti rimuovono il calore dalla superficie e lo rimescolano nell'intera troposfera. Infatti, come si era visto nel bilancio globale, il 60% dell'energia rimossa dalla superficie terrestre è dovuta al trasporto di calore latente e sensibile, cioè di calore e vapore acqueo, (erano  $24+6=30$  unità su 50 totali in Fig. 8), mentre solo il 40% è rimosso per emissione di radiazione IR.

Quindi, il profilo medio globale di temperatura dell'atmosfera terrestre non rappresenta un equilibrio radiativo, ma piuttosto è generato da un equilibrio radiativo-convettivo. Per ottenere bilanci verticali realistici per l'energia media globale è chiaramente necessario introdurre i flussi verticali di energia dovuti ai moti atmosferici.

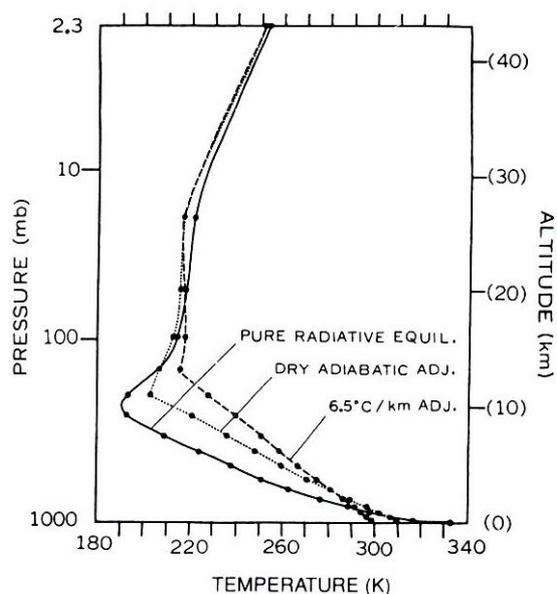


Figura 29: Profili verticali di temperatura calcolati per equilibrio radiativo (linea continua), e per equilibrio termico (radiativo-convettivo) assumendo come massimo lapse rate il gradiente adiabatico secco (linea a punti) o il valore di  $6.5^{\circ}/\text{km}$  (linea tratteggiata).

Il modo più semplice per aggiungere l'effetto del trasporto verticale di energia da parte del moto atmosferico in un modello globale di trasferimento radiativo è attraverso una procedura che prende il nome di aggiustamento convettivo. In pratica si impone al lapse rate di non superare il valore critico di  $6.5^{\circ}/\text{km}$ . La scelta di tale valore è dettata semplicemente dal fatto che corrisponde al valore medio globale osservato. Quando i processi radiativi tendono a produrre un gradiente verticale superiore al valore critico prescelto, si innesca un meccanismo non radiativo di trasferimento verticale di calore che permette di mantenere il lapse rate ad un valore inferiore o uguale a quello critico. Questa redistribuzione verticale di energia ha lo scopo di simulare gli effetti dei moti atmosferici sul profilo verticale di temperatura, senza la necessità di calcolare esplicitamente i flussi di energia non-radiativa o i moti atmosferici stessi. In un modello globale, l'aggiustamento convettivo è attivo dalla superficie alla tropopausa. A seconda del valore critico di riferimento scelto, si ottengono profili di temperatura differenti che non risultano più essere instabili (Fig. 29 mostra il profilo ottenuto prendendo come riferimento  $6.5^{\circ}/\text{km}$ ). Tali profili derivano da un bilancio energetico nel caso in cui siano attivi sia il trasferimento radiativo che l'aggiustamento convettivo. Questa situazione è detta di equilibrio termico o equilibrio radiativo-convettivo.

Il profilo di equilibrio termico ottenuto imponendo l'aggiustamento convettivo verso un profilo verticale di  $6.5^{\circ}/\text{km}$  è molto simile al profilo medio globale di temperatura osservato.

Si noti che l'aggiustamento convettivo non è necessario in stratosfera in quanto il lapse rate di equilibrio radiativo in stratosfera non è mai grande e positivo.

## SEMPLICI APPLICAZIONI DEI MODELLI CLIMATICI

Semplici modelli climatici possono essere utilizzati per comprendere quali fattori siano importanti per il clima e come la loro variazione possa influire sul clima stesso. In particolare, il modello unidimensionale di equilibrio radiativo-convettivo è molto utile per comprendere il ruolo dei gas minoritari atmosferici e delle nubi nel determinare i profili di temperatura. La Fig. 30 mostra tre diversi profili di equilibrio ottenuti con differenti composizioni gassose dell'atmosfera.

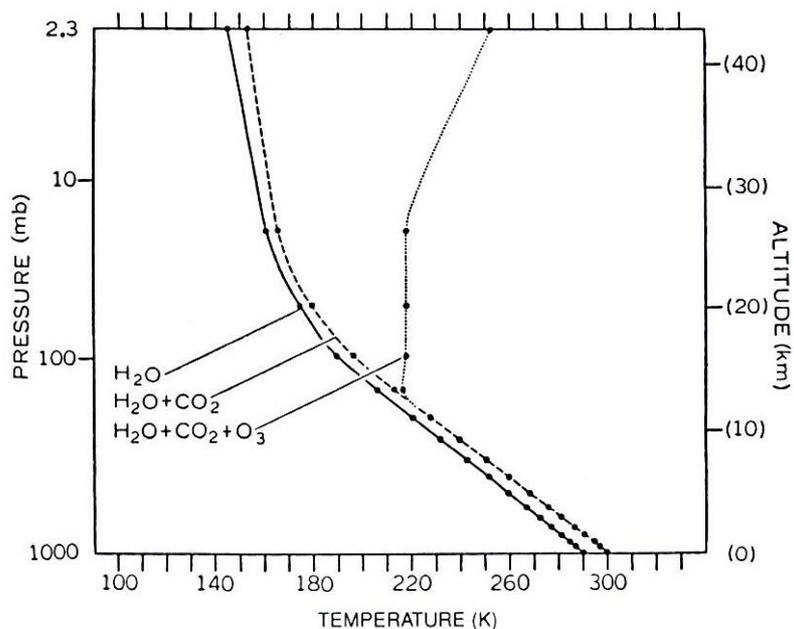


Figura 30: Profili di equilibrio termico per tre diverse atmosfere, tutte prive di nubi, ottenuti imponendo un lapse rate critico di  $6.5\text{ }^\circ/\text{km}$ . In un caso è presente solo il vapore acqueo; in un altro viene introdotta anche l'anidride carbonica; nel terzo caso si introduce anche l'ozono.

Se è presente solo il vapore acqueo, il profilo di temperatura che si ottiene approssima ragionevolmente il profilo osservato tranne che per il fatto che non è presente la stratosfera. Se aggiungo al vapore acqueo anche l'anidride carbonica in quantità di 300 ppm, si osserva un aumento di circa 10 K omogeneo su tutto il profilo, il quale però non cambia sostanzialmente forma. Infine, se aggiungo anche l'ozono si ottiene una brusca transizione in corrispondenza della tropopausa ed un profilo verticale realistico anche per la stratosfera.

I modelli di equilibrio radiativo-convettivo possono essere anche utilizzati per esaminare l'effetto delle nubi sul profilo di temperatura. La Fig. 31 mostra appunto l'effetto dell'inserimento di nubi con diverse caratteristiche.

Le nubi basse riducono notevolmente la temperatura alla superficie e nella bassa troposfera. Sono caratterizzate da un albedo alto e quindi riflettono molta radiazione solare. Ciò spiega in parte il forte effetto di raffreddamento in presenza di nubi basse. Inoltre le nubi basse hanno un effetto debole sull'eventuale emissione della radiazione IR, in quanto la loro sommità è piuttosto calda. Ne consegue una sostenuta emissione di radiazione IR, corresponsabile del marcato effetto di raffreddamento legato alla presenza di nubi basse. Le nubi alte invece tendono ad aumentare la temperatura della superficie.

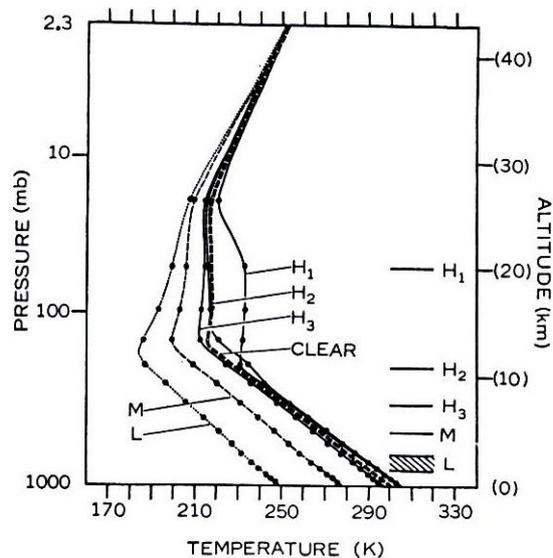


Figura 31: Profili di temperatura di equilibrio termico per atmosfere caratterizzate dalla presenza di diversi tipi di nubi: basse (L), medie (M) e alte (H).

## AEROSOLS

Gli aerosols influenzano il sistema climatico attraverso due distinti meccanismi. Alterano la radiazione solare in ingresso attraverso assorbimento e scattering e inoltre agiscono come nuclei di condensazione favorendo la formazione di gocce d'acqua, quindi di nubi e precipitazioni. Gli effetti radiativi degli aerosols si manifestano con un riscaldamento della bassa atmosfera, dove avviene l'assorbimento della radiazione solare e di raffreddamento della superficie terrestre in quanto diminuiscono la quantità di energia solare che vi giunge. Gli aerosols aumentano l'albedo planetario riflettendo verso lo spazio parte della radiazione ad onda corta incidente. L'effetto netto è quello di contribuire ad un aumento della temperatura della stratosfera e di diminuire quella della troposfera.

## LE NUBI E LA RADIAZIONE

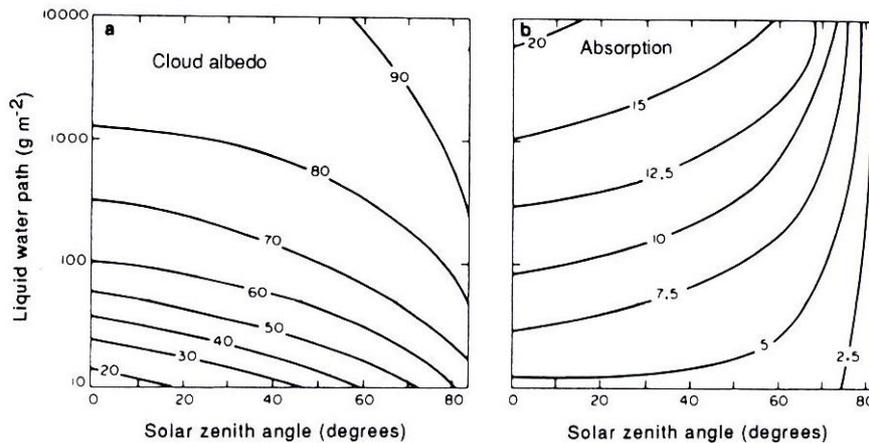
Dato il fondamentale impatto che esercitano sul sistema climatico, le nubi meritano un breve approfondimento.

Le nubi sono costituite da goccioline di acqua o cristalli di ghiaccio sospesi nell'atmosfera, formati a seguito della condensazione del vapore acqueo che avviene quando la temperatura scende al di sotto della temperatura di saturazione (dew point). Gocce e cristalli interagiscono sia con la radiazione solare che con la radiazione terrestre e la natura di tali interazioni dipende da diversi fattori:

- massa totale di acqua;
- dimensione delle particelle che compongono la nube;
- forma delle particelle che compongono la nube;
- distribuzione delle particelle nello spazio.

La trattazione delle nubi viene spesso semplificata assumendo che esse siano uniformi ed infinite sul piano orizzontale (approssimazione nota come plane-parallel assumption). Una volta prescritte la distribuzione verticale dell'umidità e la distribuzione per dimensioni delle gocce di nube (droplet-size distribution), l'albedo e l'assorbimento dipendono solamente dal contenuto in acqua liquida della nube e dall'angolo zenitale della radiazione solare. Il contenuto di acqua liquida della nube è definito come la massa totale di acqua di nube in una colonna verticale di atmosfera di area unitaria, e dimensionalmente si esprime in  $\text{g/m}^2$  di acqua.

Gli andamenti dell'albedo e dell'assorbimento mostrati in Fig.32 sono stimati attraverso modelli.



**Figura 32:** Dipendenza dell'albedo (sinistra) e dell'assorbimento (destra) delle nubi dal contenuto di acqua liquida della nube stessa e dall'angolo zenitale.

L'albedo cresce all'aumentare del contenuto totale di acqua della nube, ovvero con lo spessore della nube, e anche all'aumentare dell'angolo zenitale. La crescita dell'albedo con il contenuto di acqua è più accentuata per bassi contenuti di acqua di nube. Nel momento in cui la nube diventa molto spessa, l'albedo si avvicina lentamente al valore limite massimo e diventa quasi insensibile ad ulteriori variazioni della massa della nube. Nelle nubi molto spesse, infatti, la maggior parte della radiazione solare subisce scattering prima che possa penetrare nella nube fino ai livelli più bassi. La radiazione che subisce scattering nella parte bassa della nube difficilmente riesce a riemergere al top della nube stessa. Per questo motivo, dopo una certa soglia, l'aumento di spessore (o di contenuto di acqua nella nube) non modifica più sostanzialmente l'albedo. Le variazioni di albedo con l'angolo zenitale sono più rapide quando il sole è basso sull'orizzonte e minime quando il sole è verticale.

L'assorbimento della radiazione solare diminuisce al crescere dell'angolo zenitale in quanto la radiazione che viene riflessa verso lo spazio per grandi angoli zenitali, penetra meno in profondità nella nube e quindi più difficilmente resta intrappolata ed assorbita. L'assorbimento cresce pressoché linearmente con il contenuto di acqua quando il sole è verticale.

Nonostante le variazioni di albedo delle nubi tipicamente presenti in atmosfera sia dominato dalle variazioni del contenuto colonnare di acqua liquida e ghiaccio, in seconda battuta l'albedo dipende anche dalla dimensione delle goccioline. A fissato contenuto di acqua, l'albedo risulta essere maggiore per goccioline piccole, principalmente perché esse presentano una maggior superficie disponibile a parità di massa.

Le nubi sono anche ottimi assorbitori di radiazione terrestre e diventano opache alla radiazione IR quando il contenuto di acqua di nube supera i  $20 \text{ g/m}^2$ . Se questa soglia viene superata in un range di altitudini sufficientemente ristretto da poter considerare quasi uniforme la temperatura, allora la superficie delle nubi può essere approssimata ad un corpo nero in termini di assorbimento ed emissione di radiazione ad onda lunga. Questa approssimazione produce in genere buoni risultati, tranne che nel caso dei cirri (nubi alte molto sottili composte da cristalli di ghiaccio) che sono parzialmente trasparenti alla radiazione IR. Si nota infine che l'albedo continua a crescere all'aumentare del contenuto di acqua anche dopo che le nubi sono diventate opache alla radiazione IR (ovvero dopo che si è superata la soglia dei  $20 \text{ g/m}^2$ ).

#### **BIBLIOGRAFIA E FONTI DELLE FIGURE:**

- Hartmann D.L.: Global physical climatology. Academic Press, 1994.
- Peixoto J.P. and Oort A.H.: Physics of climate. American Institute of Physics, 1993.
- Visconti G.: Fondamenti di fisica e chimica dell'atmosfera, CUEN, 2001.
- Wallace J.M. and Hobbs P.V.: Atmospheric Sciences, an introductory survey. Academic Press, 2006.