

CAPITOLO 2

BILANCIO ENERGETICO DELL' ATMOSFERA

2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.1 Irraggiamento solare e albedo

In una prima approssimazione, la **temperatura della Terra** può essere determinata considerando il **bilancio energetico** tra la radiazione solare in entrata e la radiazione emessa dalla Terra:

$$\text{energia in ingresso} = \text{energia in uscita}$$

La radiazione solare che raggiunge l'atmosfera per unità di superficie e con incidenza perpendicolare si chiama **irraggiamento solare** S ed è misurata in $[W/m^2] = [J s^{-1} m^{-2}]$.

Una parte della radiazione incidente viene riflessa all'indietro dalla superficie terrestre e dall'atmosfera: questa frazione è chiamata **albedo** a .

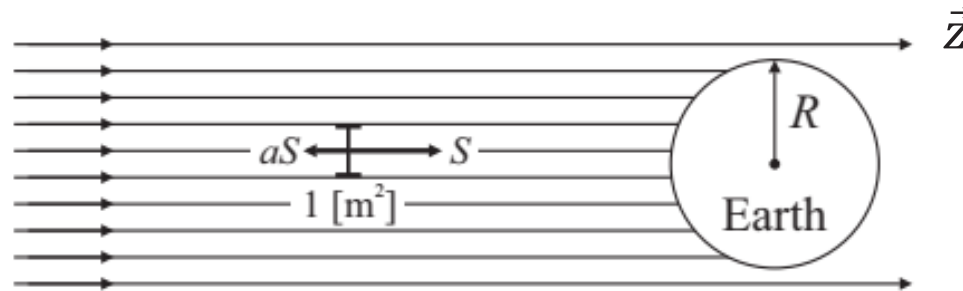
Di conseguenza, la radiazione che effettivamente raggiunge la superficie terrestre è:

$$S_{netta} = (1 - a)S$$

Per calcolare quanta energia solare viene intercettata dalla Terra, consideriamo la frazione di superficie del pianeta esposta **perpendicolarmente** ai raggi solari, assumendo che i raggi siano tutti paralleli tra loro.

2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

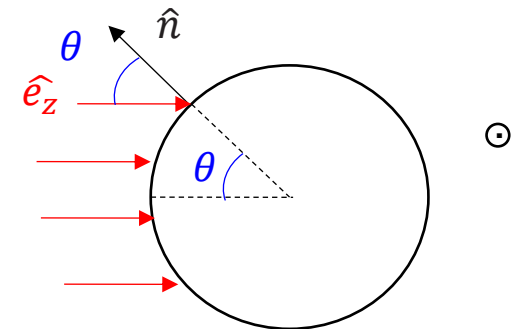
2.1.1 Irraggiamento solare e albedo



Consideriamo i raggi solari come diretti lungo l'asse z e descriviamo la posizione sulla superficie terrestre, assunta come una sfera, tramite coordinate sferiche (θ, ϕ) .

Un piccolo elemento di superficie dS , con versore normale $\hat{n}$, proietta un'area normale $dS_{\perp}$ rispetto ai raggi solari:

$$dS_{\perp} = dS \hat{e}_z \cdot \hat{n} = dS \cos\theta = (R^2 \sin\theta d\theta d\phi) \cos\theta$$



dove $\hat{e}_z$ è il versore lungo l'asse dei raggi solari e R è il raggio della Terra, come rappresentato schematicamente in Figura.

2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.1 Irraggiamento solare e albedo

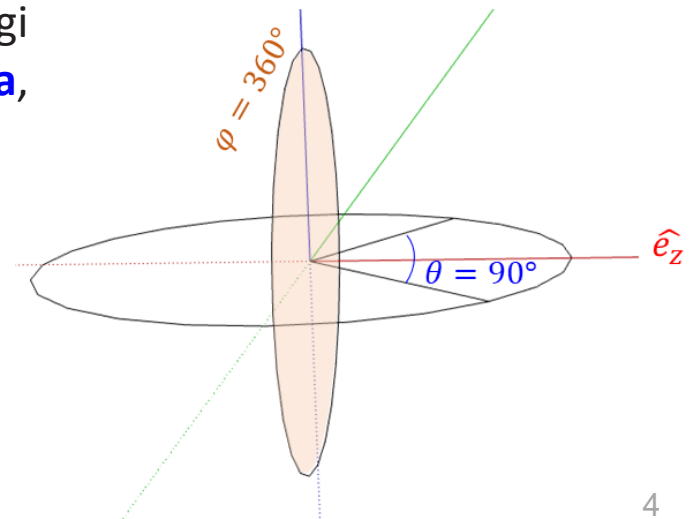
$$dS_{\perp} = dS \hat{e}_z \cdot \hat{n} = dS \cos\theta = (R^2 \sin\theta d\theta d\varphi) \cos\theta$$

Integrando $dS_{\perp}$ sull'emisfero illuminato dal Sole, si ottiene l'area normale totale esposta:

$$S_{\perp} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi R^2 \sin\theta \cos\theta = 2\pi R^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \frac{\sin(2\theta)}{2} = \pi R^2 \left[-\frac{\cos(2\theta)}{2} \right]_0^{\frac{\pi}{2}} = \pi R^2$$

Questo significa che la superficie della Terra effettivamente esposta perpendicolarmente ai raggi solari coincide con la **sezione trasversale del pianeta**, un cerchio di raggio R .

In altre parole, solo **un quarto dell'area totale della Terra** ($4\pi R^2$) riceve la radiazione solare perpendicolare, rappresentando la superficie efficace $S_{\perp}$ per il bilancio energetico.



2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.2 Temperatura della superficie terrestre

$$(1 - a)S$$

$$S_{\perp} = \pi R^2$$

Moltiplicando le espressioni in alto, possiamo stimare la **quantità totale di energia solare assorbita** dalla superficie terrestre.

$$E_{assorbita} = (1 - a)S\pi R^2$$

Per stimare l'**energia in uscita**, possiamo approssimare la Terra come un corpo nero alla temperatura T . Un corpo nero assorbe tutta la radiazione incidente e la riemette sotto forma di radiazione termica, fino a raggiungere l'equilibrio termico.

Secondo la legge di Stefan-Boltzmann, la **radiazione totale emessa dalla Terra** sarà :

$$E_{emessa} = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2$$

Supponendo che l'energia emessa sia pari a tutta quella assorbita ($E_{emessa} = E_{assorbita}$):

$$(1 - a)S\pi R^2 = \sigma T^4 \times 4\pi R^2$$

2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.2 Temperatura della superficie terrestre

$$(1 - a)S\pi R^2 = \sigma T^4 \times 4\pi R^2$$

ovvero:

$$(1 - a)\frac{S}{4} = \sigma T^4$$

Utilizzando i valori numerici tipici ($\sigma = 5.761 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$, $S = 1366 \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ e $a = 0,30$), la temperatura della superficie della Terra può essere stimata utilizzando direttamente

$$T_s = \sqrt[4]{\frac{(1 - a)S}{4\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{(1 - 0.34)(1366 \text{ Wm}^{-2})}{4(5.761 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{K}^{-4})}} \approx 250 \text{ K}$$

Questo valore è vicino alla **temperatura media atmosferica** misurata ($\sim 255 \text{ K}$), ma inferiore alla **temperatura superficiale media reale** ($\sim 288 \text{ K}$). La differenza di circa 33°C è dovuta all'**effetto serra**, provocato dall'atmosfera terrestre, che trattiene parte del calore e aumenta la temperatura della superficie.

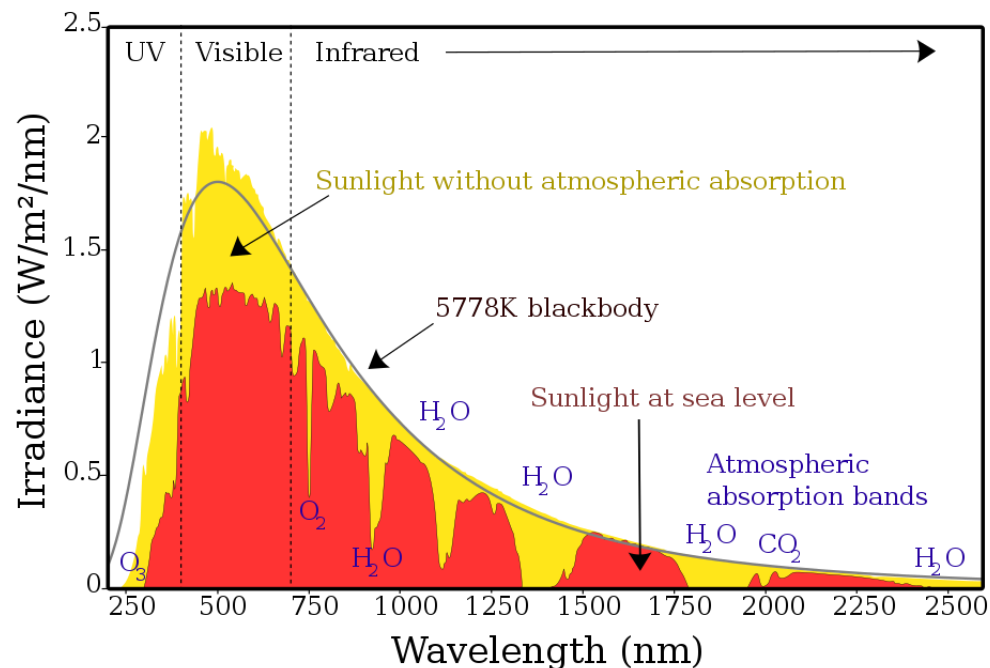
2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.3 Emissione infrarossa della superficie terrestre

La Figura mostra lo **spettro di emissione del Sole** all'ingresso nella parte superiore dell'atmosfera terrestre (curva colorata in giallo).

La curva più bassa e irregolare (colorata in rosso) rappresenta lo **spettro solare osservato al livello del mare**, dove è evidente la diminuzione di intensità in alcune regioni spettrali a causa dell'assorbimento della luce solare da parte dell'atmosfera.

I principali **gas** responsabili di questo assorbimento sono CO_2 , O_2 , O_3 e H_2O .



La curva continua mostra invece lo **spettro di emissione di un corpo nero alla temperatura $T = 5900 \text{ K}$** , che approssima lo spettro solare senza l'effetto dell'atmosfera terrestre.

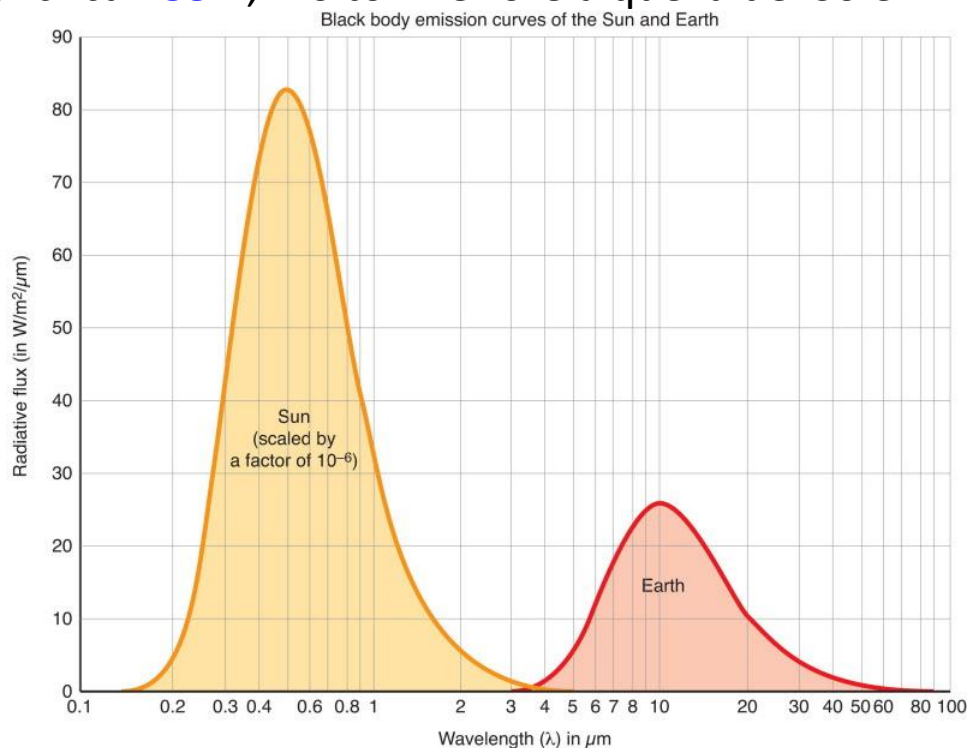
2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.3 Emissione infrarossa della superficie terrestre

Anche la **superficie terrestre** può essere approssimata come un corpo nero, caratterizzato da una temperatura media di circa **288 K**, molto inferiore a quella del Sole.

La Figura mostra due spettri di emissione di corpo nero in funzione della lunghezza d'onda λ simulate utilizzando la legge di Planck: uno calcolato per **$T = 5800 \text{ K}$** , che rappresenta la temperatura di radiazione della superficie solare, e l'altro per **$T = 288 \text{ K}$** , corrispondente alla temperatura della superficie terrestre.

Le scale verticali sono state opportunamente adattate per consentire un confronto visivo tra i due spettri.



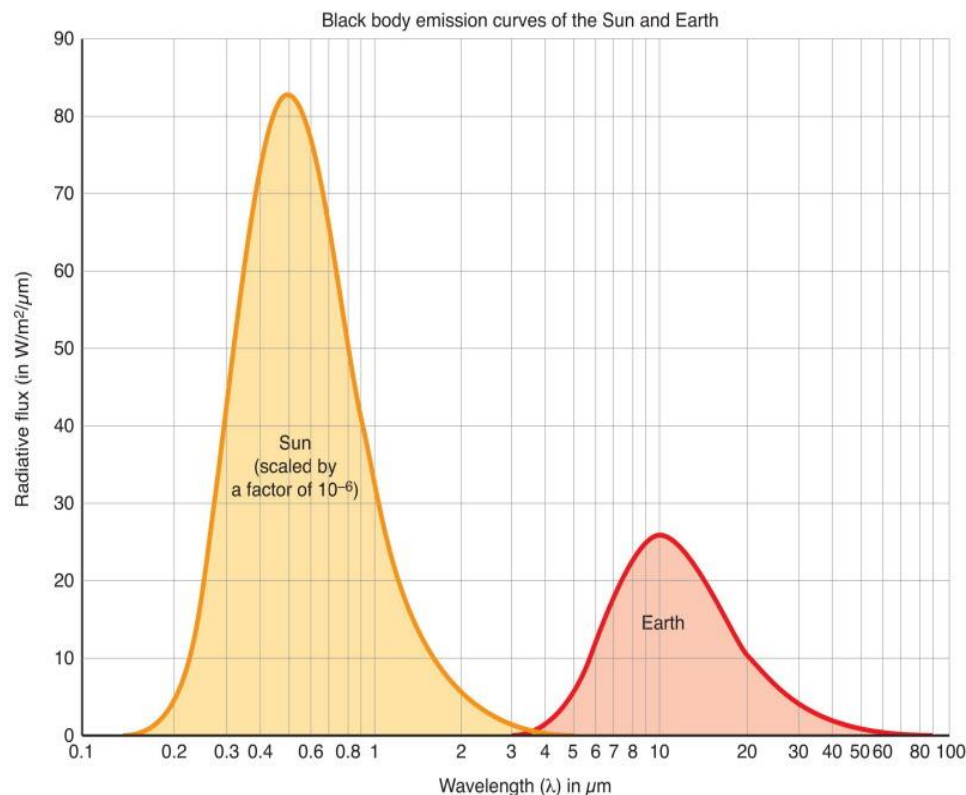
Si osserva che lo spettro solare presenta un massimo intorno a **$0.5 \mu\text{m}$** , nella regione del visibile, mentre lo spettro terrestre ha il suo picco a circa **$10 \mu\text{m}$** , nel medio infrarosso.

2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.3 Emissione infrarossa della superficie terrestre

In altre parole, la superficie terrestre **assorbe prevalentemente radiazione visibile** proveniente dal Sole e **riemette energia sotto forma di radiazione infrarossa**. Per questo motivo, nel seguito ci riferiremo alla radiazione di corpo nero emessa dalla superficie terrestre come **radiazione infrarossa (IR)**.

La radiazione infrarossa emessa dalla Terra si propaga verso l'alto attraversando l'atmosfera, dove viene in gran parte **assorbita**.



Solo circa il **7%** di questa radiazione riesce a raggiungere direttamente lo spazio, il che equivale a una trasmissione atmosferica $t \simeq 0.07$ per la radiazione IR.

L'assorbimento atmosferico dipende fortemente dalla lunghezza d'onda. 9

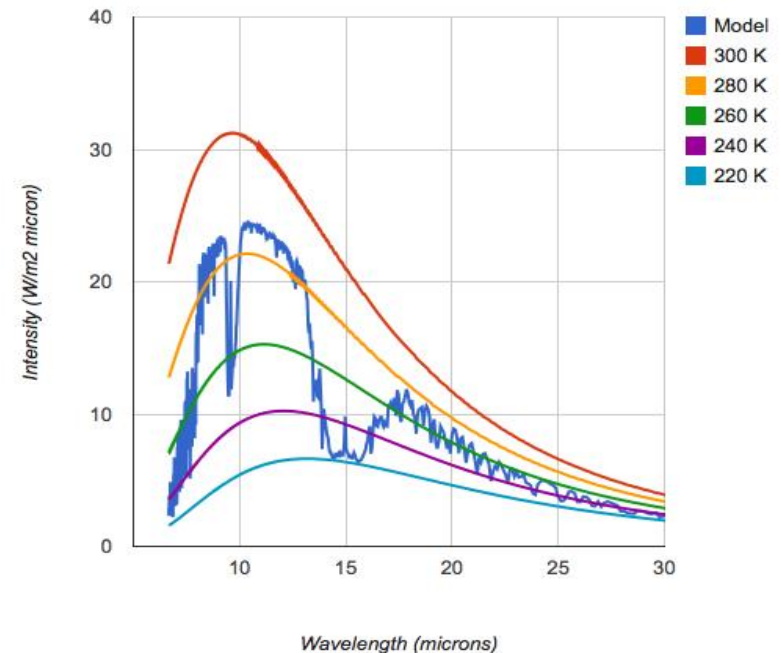
2.1 BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.1.3 Emissione infrarossa della superficie terrestre

Il **flusso spettrale** I_R della radiazione infrarossa diretta verso la tropopausa è mostrato in Figura.

Sono stati confrontati i dati con diverse curve di Planck: una curva a **260 K** descrive abbastanza bene il comportamento alle lunghezze d'onda maggiori, ma non riproduce correttamente il picco dello spettro; una curva a **280 K** fornisce invece l'accordo migliore complessivo.

Questo valore è leggermente inferiore ai **288 K** adottati come temperatura media terrestre, ma la differenza è modesta e le due curve risultano molto simili



Si nota inoltre che l'atmosfera è relativamente **trasparente** in una cosiddetta **finestra atmosferica compresa tra 8 μm e 12.5 μm** , mentre risulta fortemente **opaca** in una banda spettrale intorno a **15 μm** .

I gas che compongono l'atmosfera principalmente responsabili dell'assorbimento nella finestra infrarossa opaca sono detti **gas serra**.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.1 Equazione di bilancio termico

Dalle considerazioni sviluppate nel capitolo precedente emerge che la quasi totalità della massa atmosferica è concentrata nella **troposfera**. È in questo strato che avviene la maggior parte dei processi dinamici e termici, mentre la stratosfera superiore risulta molto più stabile e risponde rapidamente alle variazioni del bilancio radiativo.

Per questo motivo, il bilancio della radiazione viene analizzato alla **sommità della troposfera**.

Consideriamo quindi la Terra come un sistema che riceve energia dal Sole ed emette radiazione verso lo spazio, non necessariamente in equilibrio termodinamico, e la cui **temperatura superficiale può variare nel tempo**.

Trascurando, in prima approssimazione, la presenza dell'atmosfera, ricaviamo un'equazione per descrivere il bilancio energetico globale e ne discutiamo qualitativamente il comportamento.

Per semplicità assumiamo che l'albedo a sia indipendente dalla temperatura T .

L'equazione che descrive il bilancio termico come uguaglianza $E_{emessa} = E_{assorbita}$, può essere generalizzata introducendo il termine che rappresenta il **calore assorbito dal pianeta**.

$$E_{assorbita} = (1 - a)S\pi R^2$$

$$E_{emessa} = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2$$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.1 Equazione di bilancio termico

$$E_{\text{assorbita}} = (1 - a)S\pi R^2$$

$$E_{\text{emessa}} = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2$$

Tale contributo è pari a CdT , dove C indica la **capacità termica globale** della Terra e dT la variazione della temperatura superficiale.

Utilizzando le equazioni in alto, il **bilancio energetico** assume quindi la forma:

$$C \frac{dT}{dt} = (1 - a)S\pi R^2 - \sigma T^4 4\pi R^2$$

L'equazione ottenuta può essere riscritta come un'equazione differenziale ordinaria non lineare per la temperatura superficiale:

$$\frac{dT}{dt} = \alpha(T_*^4 - T^4)$$

$$\text{con } \alpha = \frac{4\pi R^2 \sigma}{C} \quad T_* = \sqrt[4]{\frac{(1 - a)S}{4\sigma}}$$

Assumendo che l'albedo rimanga costante nel tempo, la **soluzione di equilibrio** corrispondente allo stato stazionario è semplicemente $T = T_*$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.1 Equazione di bilancio termico

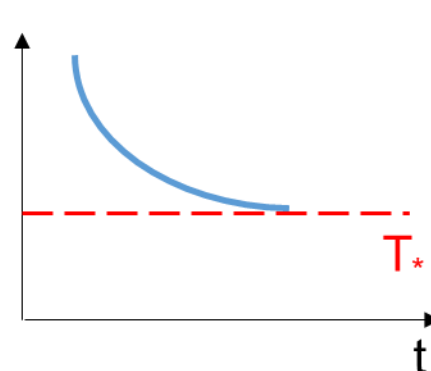
La soluzione di equilibrio $T = T_*$ è stabile?

$$\frac{dT}{dt} = \alpha(T_*^4 - T^4)$$

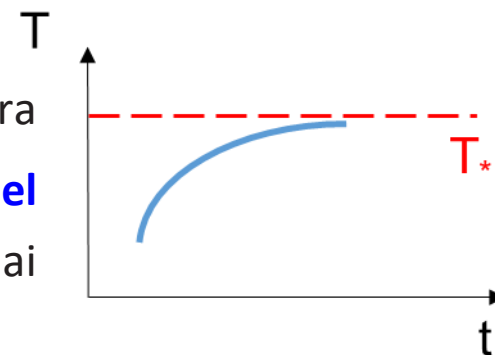
Per rispondere, consideriamo il segno del termine dell'equazione differenziale.

Se inizialmente $T > T_*$, allora risulta $T^4 > T_*^4$ e quindi $\frac{dT}{dt} < 0$.

La temperatura diminuisce nel tempo. Inoltre, la soluzione $T(t)$ non può attraversare la soluzione stazionaria $T = T_*$, poiché ciò violerebbe i teoremi di unicità per le soluzioni delle equazioni differenziali ordinarie. Di conseguenza, $T(t)$ è costretta a **decrescere monotonamente** e ad avvicinarsi asintoticamente al valore T_* .



Analogamente, se la temperatura iniziale $T < T_*$, allora si ha $\frac{dT}{dt} > 0$. In questo caso la soluzione $T(t)$ **cresce nel tempo e tende asintoticamente a T_* dall'alto**, senza mai oltrepassarlo.



Si conclude pertanto che la soluzione stazionaria $T = T_*$ è **stabile** ed agisce come un **attrattore nello spazio delle fasi**.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.2 Terra bianca e inverno nucleare

Nel quadro del modello di bilancio energetico discusso in precedenza, consideriamo ora un caso estremo in cui la superficie terrestre sia **interamente ricoperta da neve e ghiaccio**, sia sui continenti sia sugli oceani.

In una simile configurazione l'**albedo globale risulta molto elevata**, assumendo un valore tipico $a \approx 0.50$, a causa dell'elevato potere riflettente delle superfici ghiacciate.

Inserendo questo valore nell'equazione di equilibrio si ottiene

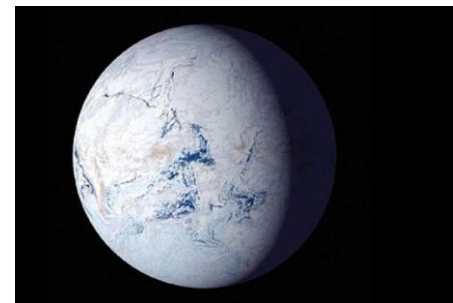
$$T_* = \sqrt[4]{\frac{(1-a)S}{4\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{(1-0.5)(1366 \text{ Wm}^{-2})}{4(5.761 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4})}} \approx 234 \text{ K}$$

nettamente inferiore al punto di congelamento dell'acqua di mare, pari a $\approx 271 \text{ K}$.

Una temperatura così bassa implica che il ghiaccio non potrebbe fondere: la Terra rimarrebbe quindi permanentemente coperta da superfici bianche.

In altre parole, una “**Terra bianca**” costituisce una soluzione stabile delle equazioni del bilancio energetico.

Tale stato è molto distante dalle condizioni climatiche attuali, rendendo una transizione spontanea verso questo regime estremamente improbabile



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.2 Terra bianca e inverno nucleare

Ciononostante, scenari di raffreddamento rapido della superficie terrestre sono stati discussi in contesti eccezionali.

Negli anni Ottanta furono analizzate le possibili conseguenze climatiche di una guerra nucleare globale. Si ipotizzò che l'esplosione di testate nucleari avrebbe innescato incendi su vasta scala, **immettendo nell'atmosfera enormi quantità di fumo e polveri fini**.

Queste particelle avrebbero schermato la radiazione solare, riducendo drasticamente l'energia incidente sulla superficie terrestre e causando un raffreddamento significativo, anche di pochi gradi, ma sufficiente a compromettere seriamente la flora e la fauna (**inverno nucleare**)

Un meccanismo analogo potrebbe essersi verificato circa 66 milioni di anni fa, in concomitanza con l'**estinzione dei dinosauri**.

Secondo un'interpretazione ampiamente condivisa, l'impatto di un grande asteroide avrebbe sollevato una nube globale di polveri, generando un oscuramento e raffreddamento simile a quello ipotizzato nello scenario di "inverno nucleare", con gravi conseguenze sugli ecosistemi.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.3 Trasferimento di radiazione

Nel modello di bilancio energetico considerato, la Terra è stata trattata come un corpo nero privo di atmosfera.

In questo quadro semplificato, le soluzioni stazionarie e stabili — come quella corrispondente a una “Terra bianca” con albedo elevato — sono **matematicamente ben definite**, ma **non sono pienamente realistiche dal punto di vista fisico**, poiché il modello trascura contributi fondamentali.

In particolare, manca il ruolo dell'**atmosfera**, che: assorbe ed emette radiazione infrarossa (effetto serra), redistribuisce l'energia tramite processi dinamici e convettivi e introduce feedback radiativi aggiuntivi (vapore acqueo, nubi, gas serra).

L'assenza dell'atmosfera porta quindi a una **sottostima sistematica della temperatura superficiale** e ad **una sovrastima della stabilità di stati estremi**, come quello completamente ghiacciato.

A questo punto è fondamentale considerare il **contributo della troposfera nel bilancio energetico terrestre**.

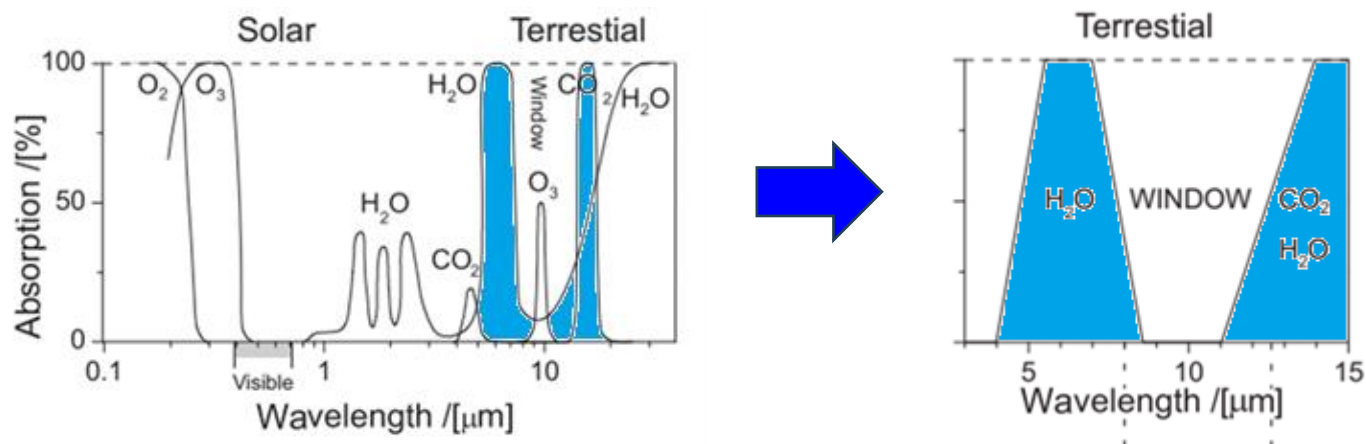
I principali gas atmosferici responsabili dell'assorbimento della radiazione infrarossa sono **CO₂** e **H₂O**, principalmente perché si trovano in atmosfera a concentrazioni relativamente elevate.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.3 Trasferimento di radiazione

In Figura è riportato lo spettro completo della radiazione solare e terrestre, rappresentato su una scala logaritmica orizzontale. Sull'asse verticale, un assorbimento del 100% a una certa lunghezza d'onda indica che la radiazione a quella lunghezza d'onda non riesce a attraversare l'atmosfera.

Si nota che nella cosiddetta **"finestra atmosferica"**, compresa tra 8 e 12,5 μm , CO_2 e H_2O assorbono poco, mentre l' O_3 (ozono) contribuisce in maniera discreta all'assorbimento.



Il lato destro mostra una rappresentazione schematica dell'assorbimento di CO_2 e H_2O . Tale schematizzazione va considerata come approssimazione, legata al modello analitico semplificato che verrà discusso in dettaglio successivamente.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.3 Trasferimento di radiazione

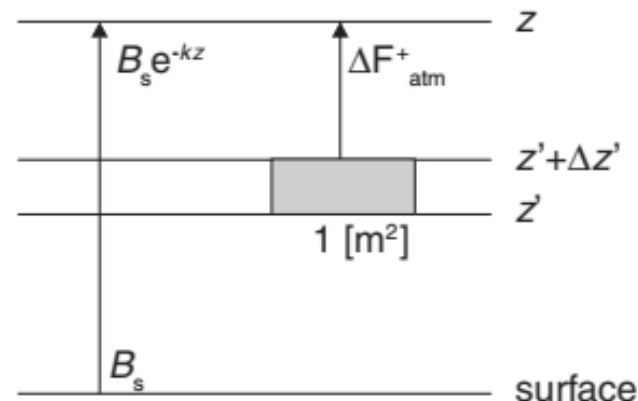
Vogliamo determinare il **flusso di radiazione infrarossa diretto verso l'alto** nella parte superiore della troposfera e a studiarne la variazione in seguito all'aggiunta di gas serra. A questo scopo, deriviamo una **formula generale per il flusso radiativo ascendente** a una generica altitudine z nell'atmosfera.

Il flusso totale può essere scomposto in due **contributi principali**: il contributo proveniente dalla **superficie terrestre** e il contributo dovuto all'**emissione degli strati atmosferici sottostanti**.

Consideriamo un intervallo spettrale $\Delta\lambda$ dello spettro di corpo nero e indichiamo con B [W m^{-2}] l'emissione radiativa integrata su tale intervallo.

Il contributo della superficie terrestre sarà indicato con il pedice s , ossia B_s , mentre l'emissione proveniente da un'altitudine arbitraria z sarà indicata con $B(z)$.

Per semplicità, la dipendenza esplicita dalla lunghezza d'onda non verrà riportata.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.3 Trasferimento di radiazione

Il contributo della superficie terrestre al flusso ascendente, attenuato dall'assorbimento atmosferico, può essere descritto mediante la **legge di Lambert–Beer**. Il flusso radiativo proveniente dalla superficie e osservato all'altitudine z risulta quindi:

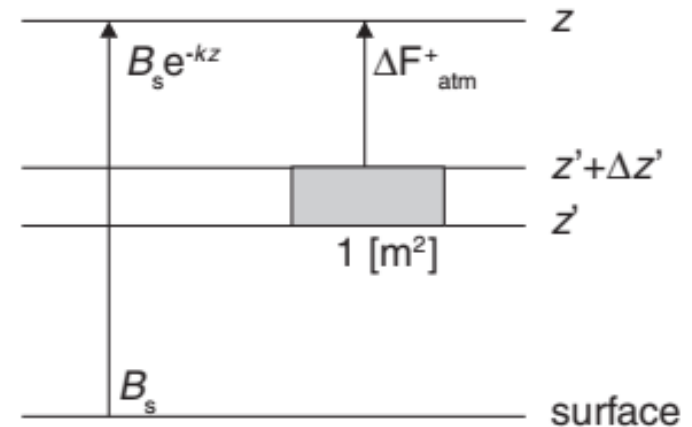
$$F_s^+ = B_s e^{-kz}$$

dove k è il coefficiente di assorbimento atmosferico medio nell'intervallo spettrale considerato.

Per valutare il contributo degli strati atmosferici sottostanti, consideriamo un elemento infinitesimo di atmosfera compreso tra le quote z e $z + dz$, di area unitaria (1 m^2).

A differenza di un solido, questo strato di gas non emette radiazione come un corpo nero ideale; tuttavia, in prima approssimazione, la sua emissione può essere trattata come quella di un **corpo nero in equilibrio termodinamico locale**.

In tale ipotesi, la radiazione incidente su questo strato viene parzialmente assorbita e, in equilibrio, una quantità equivalente di radiazione viene riemessa.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.3 Trasferimento di radiazione

Se uno spettro di corpo nero $B(z)$ attraversa lo strato, la variazione di intensità dovuta all'assorbimento può essere espressa come:

$$dI = -kI(x)dx$$

$$\Delta B = -kB\Delta z'$$

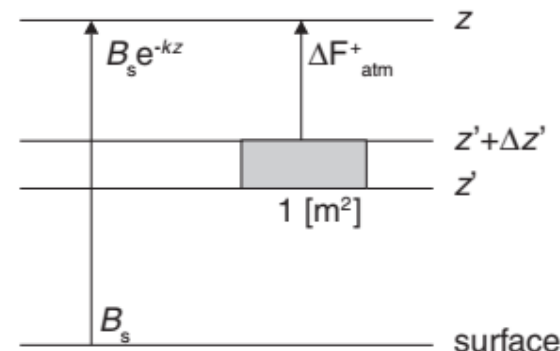
In condizioni di equilibrio termodinamico locale, l'energia assorbita da ciascun elemento infinitesimo di atmosfera deve essere compensata da una pari quantità di energia riemessa.

Di conseguenza, l'emissione radiativa dello strato compreso tra z' e $z' + dz'$ può quindi essere scritta come:

$$\Delta F_{atm}^+(z') = kB(z')\Delta z'$$

Questa emissione, tuttavia, non raggiunge integralmente la quota z , poiché durante la propagazione verso l'alto viene parzialmente assorbita.

L'attenuazione subita dalla radiazione emessa alla quota z' e osservata alla quota z è descritta da un **fattore esponenziale di tipo Lambert-Beer**, pari a $e^{-k(z-z')}$.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.3 Trasferimento di radiazione

Il flusso radiativo ascendente totale di origine atmosferica alla quota z si ottiene quindi sommando (integrando) i contributi emessi da tutti gli strati atmosferici sottostanti, ossia da $z' = 0$ fino a $z' = z$:

$$F_{atm}^+ = \int_0^z kB(z') e^{-k(z-z')} dz'$$

$$\Delta F_{atm}^+(z') = kB(z') \Delta z'$$

$$F_s^+ = B_s e^{-kz}$$

Le espressioni ottenute per F_s^+ e F_{atm}^+ descrivono il **trasferimento della radiazione infrarossa lungo la direzione verticale nell'atmosfera**.

È importante sottolineare che il coefficiente di assorbimento k dipende dalla **concentrazione assoluta del gas assorbente**.

$$k = \sigma N$$

Nell'ipotesi fatta, abbiamo assunto che k sia indipendente dalla quota.

Nell'ipotesi adottata finora, si è assunto che **k sia indipendente dalla quota**, trascurando quindi la diminuzione della concentrazione dei gas atmosferici con l'altitudine. Questa semplificazione consente di ottenere espressioni analitiche trattabili, pur a scapito di una descrizione più realistica dell'atmosfera.

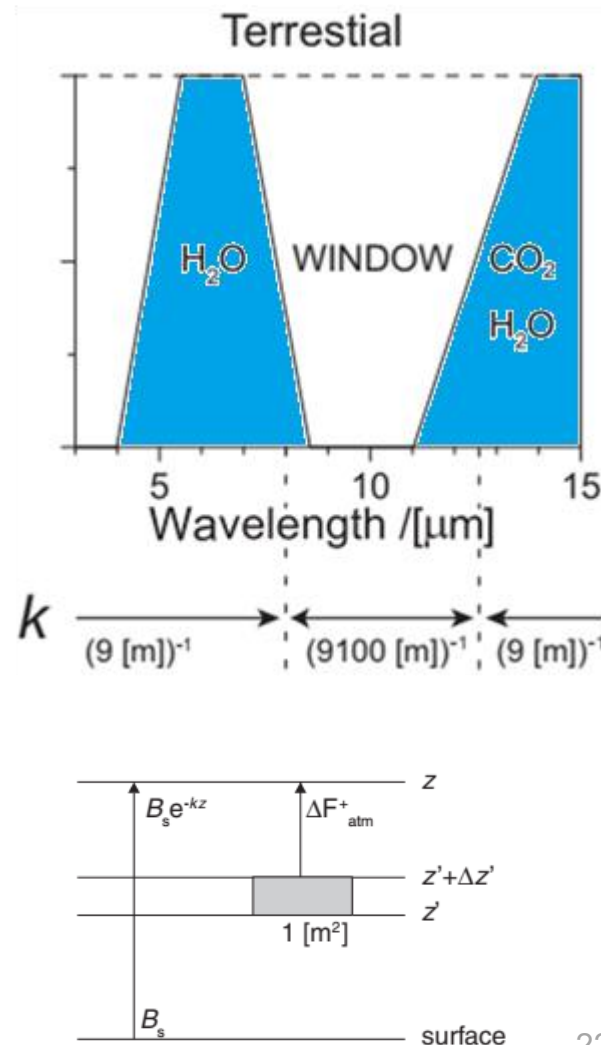
2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.3 Trasferimento di radiazione

Dalla derivazione della legge di Lambert–Beer segue inoltre che il **coefficiente di assorbimento è una funzione della lunghezza d'onda** della radiazione.

In modo estremamente semplificato, valori tipici di k sono illustrati in Figura: per la **finestra atmosferica** si assume un valore $k_w = (9100 \text{ m})^{-1}$, mentre al di fuori della finestra atmosferica si ha $k_{outw} = (9 \text{ m})^{-1}$.

L'aumento della concentrazione di gas che assorbono nell'infrarosso — i cosiddetti **gas serra** — comporta quindi un **incremento del coefficiente di assorbimento k** a specifiche lunghezze d'onda, modificando in modo significativo il bilancio radiativo dell'atmosfera.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.4 Modello analitico di Van Dorland

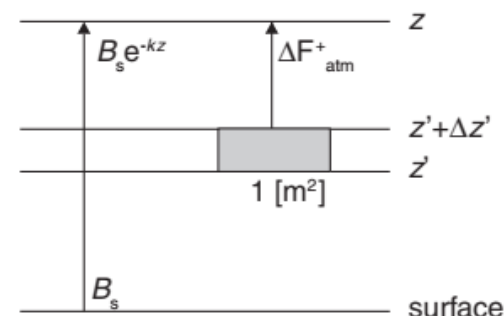
$$F_{atm}^+ = \int_0^z k B(z') e^{-k(z-z')} dz'$$

Per procedere ulteriormente è necessario specificare l'andamento della funzione $B(z)$.

A questo scopo, Van Dorland introdusse un modello analitico semplificato per lo studio del bilancio radiativo, assumendo che l'**emissione di corpo nero decresca linearmente con l'altezza**.

$$B(z) = B_s - \Gamma z$$

con $\Gamma > 0$



Si tratta di un'ipotesi forte, che richiederebbe una giustificazione fisica più approfondita; tuttavia, per gli obiettivi del presente modello, essa può essere considerata una prima approssimazione adeguata.

Inseriamo quest'assunzione nell'espressione precedentemente formulata per F_{atm}^+

$$F_{atm}^+ = \int_0^z k (B_s - \Gamma z') e^{-k(z-z')} dz'$$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.4 Modello analitico di Van Dorland

$$F_{atm}^+ = \int_0^z k(B_s - \Gamma z') e^{-k(z-z')} dz' = \int_0^z k B_s e^{-k(z-z')} dz' - \int_0^z k \Gamma z' e^{-k(z-z')} dz'$$

Risoliamo questo integrale scindendolo in due contributi. Il primo contributo sarà:

$$\begin{aligned} \int_0^z k B_s e^{-k(z-z')} dz' &= k B_s e^{-kz} \int_0^z e^{kz'} dz' = k B_s e^{-kz} \left[\frac{e^{kz'}}{k} \right]_0^z \\ &= k B_s e^{-kz} \left(\frac{e^{kz}}{k} - \frac{1}{k} \right) = B_s (1 - e^{-kz}) \end{aligned}$$

Il secondo integrale si calcola per parti e fornisce:

$$\int f(x)g'(x)dx = f(x)g(x) - \int f'(x)g(x)dx$$

$$\begin{aligned} - \int_0^z k \Gamma z' e^{-k(z-z')} dz' &= -k \Gamma e^{-kz} \int_0^z z' e^{kz'} dz' \\ &= -k \Gamma e^{-kz} \left\{ \left[z' \frac{e^{kz'}}{k} \right]_0^z - \int_0^z \frac{e^{kz'}}{k} dz' \right\} = -k \Gamma e^{-kz} \left\{ \left(z \frac{e^{kz}}{k} \right) - \left[\frac{e^{kz'}}{k^2} \right]_0^z \right\} \\ &= -\Gamma z + k \Gamma e^{-kz} \left(\frac{e^{kz}}{k^2} - \frac{1}{k^2} \right) = -\Gamma z + \frac{\Gamma}{k} (1 - e^{-kz}) \end{aligned}$$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.4 Modello analitico di Van Dorland

$$\int_0^z k B_s e^{-k(z-z')} dz' = B_s (1 - e^{-kz})$$

$$-\int_0^z k \Gamma z' e^{-k(z-z')} dz' = -\Gamma z + \frac{\Gamma}{k} (1 - e^{-kz})$$

Combinando i due risultati:

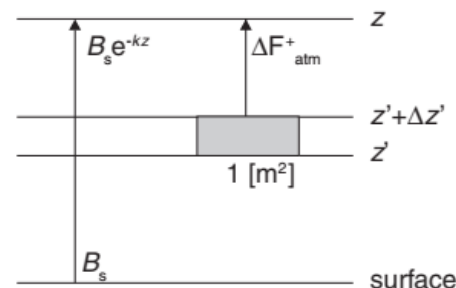
$$F_{atm}^+ = \left(B_s + \frac{\Gamma}{k} \right) (1 - e^{-kz}) - \Gamma z$$

Il flusso radiativo totale verso l'alto alla quota z è dato dalla somma del contributo proveniente dalla superficie terrestre $F_s^+(z)$ e di quello emesso dall'atmosfera $F_{atm}^+(z)$:

$$F^+(z) = F_s^+(z) + F_{atm}^+(z) = B_s - \Gamma z + \frac{\Gamma}{k} (1 - e^{-kz})$$

$$F_s^+ = B_s e^{-kz}$$

Questa formula mostra chiaramente come il flusso ascendente non dipenda solo dall'**emissione della superficie**, ma anche dalla **struttura verticale della temperatura atmosferica** (tramite Γ) e dalla **capacità di assorbimento dei gas** (tramite k).



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.4 Modello analitico di Van Dorland

$$F^+(z) = B_s - \Gamma z + \frac{\Gamma}{k} (1 - e^{-kz})$$

In quest'espressione ricavata non si è tenuto conto della dipendenza del **coefficiente di assorbimento dalla lunghezza d'onda della radiazione termica**.

Consideriamola esplicitamente considerando le due regioni spettrali individuate in Figura.

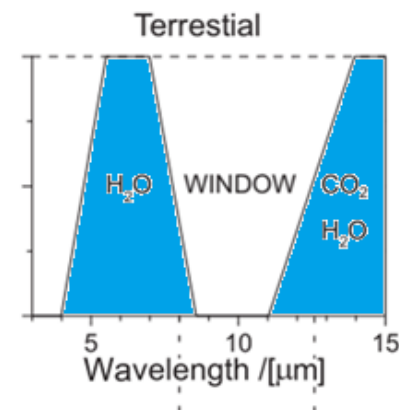
Nella **finestra atmosferica** (9–12.5 μm), il coefficiente di assorbimento è molto piccolo, $k = k_w \ll 1$. In questo limite, per quote atmosferiche tipiche, vale $kz \ll 1$ e si può approssimare $e^{-kz} \simeq 1 - kz$.

Inserendo questa approssimazione nell'espressione del flusso $F^+(z)$

$$F^+(z) \approx B_s - \Gamma z + \frac{\Gamma}{k} (kz) = B_s$$

Il contributo atmosferico risulta trascurabile e il **flusso ascendente è dominato dall'emissione della superficie B_s** .

Questo risultato giustifica il ruolo della finestra atmosferica come **canale privilegiato attraverso cui la Terra disperde energia verso lo spazio**.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.4 Modello analitico di Van Dorland

$$F^+(z) = B_s - \Gamma z + \frac{\Gamma}{k} (1 - e^{-kz})$$

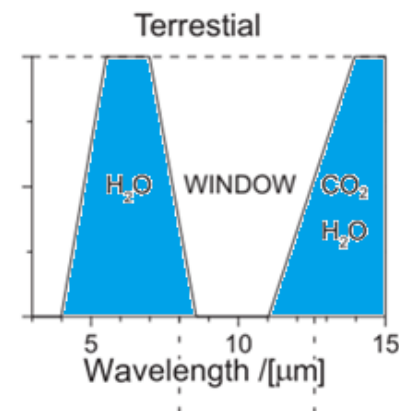
Al di fuori della finestra atmosferica, il coefficiente di assorbimento è molto grande, $k = k_{\text{outw}} \gg 1$.

In questo regime, per quote dell'ordine di pochi metri o decine di metri, vale $kz \gg 1$ e quindi $e^{-kz} \rightarrow 0$. L'espressione del flusso totale diventa:

$$F^+(z) \approx B_s - \Gamma \left(z - \frac{1}{k} \right)$$

Nel flusso radiativo ascendente $F^+(z)$, la quota z indica l'altezza nell'atmosfera a cui stiamo osservando o calcolando il flusso. È una coordinata verticale reale, che può variare dalla superficie terrestre fino alla cima della troposfera.

Il flusso uscente dipende però da una quota di emissione efficace $\left(z - \frac{1}{k} \right)$ che non corrisponde necessariamente a uno strato reale dell'atmosfera, ma rappresenta il **livello da cui la radiazione viene emessa verso l'esterno senza ulteriori assorbimenti significativi**.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.4 Modello analitico di Van Dorland

$$F^+(z) \approx B_s - \Gamma \left(z - \frac{1}{k} \right)$$

L'aumento della concentrazione di gas che assorbono nell'infrarosso, i cosiddetti **gas serra**, determina un incremento del coefficiente di assorbimento k .

Ciò comporta uno **spostamento verso quote maggiori** del livello da cui la radiazione può efficacemente essere emessa nello spazio.

Questo spostamento è il meccanismo fisico fondamentale alla base dell'effetto serra. È importante sottolineare che, in questo quadro, l'**effetto serra non consiste esplicitamente nel bloccare la radiazione infrarossa**, bensì nel modificare la quota alla quale essa viene emessa.

La radiazione continua a uscire dal sistema Terra–atmosfera, ma lo fa da **regioni più fredde** dell'atmosfera, alterando il bilancio energetico globale.

Nonostante le forti semplificazioni adottate, il **modello di Van Dorland** cattura in modo efficace i meccanismi essenziali del trasferimento radiativo atmosferico, prima di affrontare modelli numerici più complessi e realistici.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

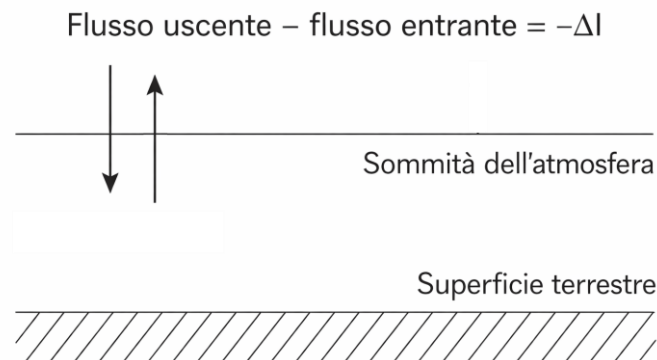
2.2.5 Forzante radiativo e riscaldamento globale

A questo punto disponiamo degli strumenti concettuali e matematici necessari per valutare la **variazione del flusso radiativo ascendente nella parte superiore della troposfera in seguito a un aumento della concentrazione dei gas serra**.

In una trattazione completa sarebbe inoltre necessario considerare anche le **variazioni del flusso radiativo discendente**, in particolare quelle originate dai cambiamenti nella stratosfera. Tuttavia, nel contesto del modello semplificato adottato, ci concentriamo principalmente sul contributo dominante associato al flusso ascendente. .

Sommando i diversi contributi, l'aumento dei gas serra comporta una **diminuzione complessiva del flusso radiativo ascendente**, che indichiamo con ΔI , valutata in prossimità della sommità della troposfera.

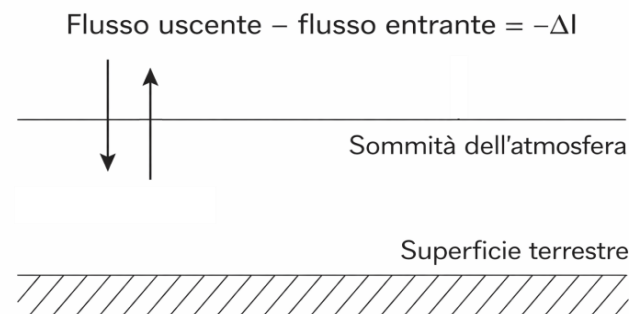
Questa riduzione implica uno **squilibrio nel bilancio energetico del sistema Terra-atmosfera**: a parità di radiazione solare assorbita, l'energia emessa verso lo spazio risulta inferiore. Di conseguenza, il sistema nel suo complesso **accumula energia**.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.5 Forzante radiativo e riscaldamento globale

Questo accumulo non può persistere indefinitamente. In accordo con i principi della termodinamica, il sistema reagisce modificando il proprio stato termico in modo da ristabilire il bilancio radiativo.



Il meccanismo fondamentale attraverso cui ciò avviene è l'**aumento della temperatura della superficie terrestre** (che comporta un incremento dell'emissione di radiazione infrarossa secondo la legge di Stefan-Boltzmann) e una **modifica del profilo termico dell'atmosfera**, fino al raggiungimento di un nuovo stato di equilibrio radiativo.

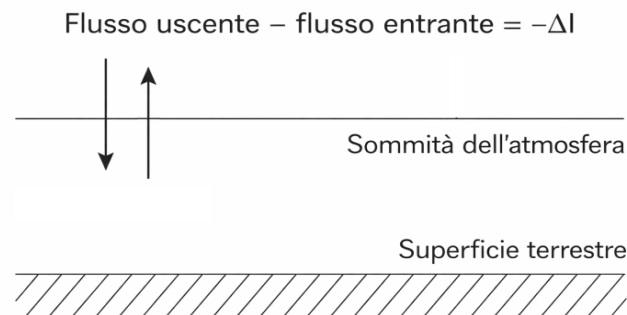
Un modo particolarmente efficace e standardizzato per quantificare l'impatto climatico dell'immissione di gas serra è rappresentato dal concetto di **forzante radiativo**. Tale grandezza misura la variazione del flusso radiativo netto causata da una perturbazione esterna, come l'aumento della concentrazione di un gas serra, prima che il sistema climatico abbia avuto il tempo di rispondere attraverso cambiamenti di temperatura.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.5 Forzante radiativo e riscaldamento globale

Supponiamo che si verifichi un aumento improvviso della concentrazione di gas serra in atmosfera.

Tale incremento comporta una **riduzione netta del flusso di radiazione infrarossa uscente** al di fuori della finestra atmosferica valutato nella parte superiore dell'atmosfera.



Indichiamo questa variazione con ΔI . Poiché l'energia solare entrante rimane invariata, il bilancio energetico alla sommità dell'atmosfera risulta temporaneamente alterato.

Secondo quanto detto, per ristabilire il bilancio radiativo, il sistema climatico deve reagire aumentando l'emissione infrarossa verso lo spazio. Ciò avviene attraverso un **aumento della temperatura della superficie terrestre**, che a sua volta incrementa l'intensità della radiazione emessa.

La variazione di flusso ΔI necessaria a compensare l'aumento dell'assorbimento da parte dei gas serra può essere messa in relazione con l'aumento della temperatura superficiale ΔT_s tramite una linearizzazione:

$$\Delta I = \frac{\partial I}{\partial T_s} \Delta T_s$$

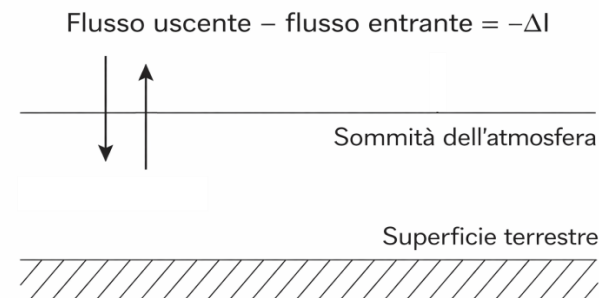
2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.5 Forzante radiativo e riscaldamento globale

$$\Delta I = \frac{\partial I}{\partial T_s} \Delta T_s$$

Nel modello più semplice, l'intensità della radiazione uscente dalla Terra, misurata alla sommità dell'atmosfera, può essere espressa secondo la legge di Stefan-Boltzmann $I = \sigma T_s^4$

$$\frac{\partial I}{\partial T_s} = 4\sigma T_s^3 = \frac{4I}{T_s} = (1 - a) \frac{S}{T_s} = \frac{1}{G}$$



$$\frac{(1 - a)S}{4} = \sigma T_s^4 = I$$

In termini finiti, la relazione tra variazione di flusso e variazione di temperatura superficiale può quindi essere scritta come:

$$\Delta T_s = G \Delta I$$

dove $G = \frac{T_s}{(1-a)S}$. Inserendo valori tipici per la Terra

$$S = 1366 \text{ Js}^{-1}\text{m}^{-2}$$

$$a = 0.30$$

$$T_s = 288 \text{ K}$$

$$G = \frac{T_s}{(1 - a)S} = \frac{288 \text{ K}}{(1 - 0.30)1366 \text{ Js}^{-1}\text{m}^{-2}} = 0.3 [\text{W}^{-1} \text{m}^2\text{K}]$$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.5 Forzante radiativo e riscaldamento globale

$$\Delta T_s = G \Delta I$$

Il parametro G è noto come **fattore di guadagno** o **parametro di sensibilità climatica** del modello: esso quantifica l'aumento della temperatura superficiale indotto da una data forzante radiativa ΔI .

Il concetto di forzante radiativo risale ai primi modelli climatici, ma rimane tuttora uno strumento fondamentale per il confronto tra modelli e per la valutazione del contributo dei singoli gas serra ai cambiamenti climatici.

Più in generale, qualunque perturbazione del sistema climatico può essere ricondotta a una forzante radiativa equivalente.

Va sottolineato che questo calcolo è fortemente semplificato per almeno due ragioni.

In primo luogo, un aumento della temperatura superficiale innesca **processi di retroazione** (feedback) che possono amplificare o attenuare il riscaldamento iniziale.

In secondo luogo, gli oceani possiedono un'elevatissima capacità termica, che introduce un **ritardo temporale** significativo nella risposta del sistema climatico al forzante radiativo.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.5 Retroazioni positive e negative del riscaldamento globale

L'aumento della temperatura superficiale indotto da una forzante radiativa non agisce in modo isolato, ma innesca una serie di processi di retroazione (feedback) all'interno del sistema climatico. Tali processi possono **rafforzare** oppure **mitigare** il riscaldamento iniziale, modificando l'intensità della risposta climatica complessiva.

Tra i meccanismi che **amplificano il riscaldamento globale**, un ruolo centrale è svolto dalla variazione dell'**albedo terrestre**. L'aumento della temperatura provoca lo scioglimento di ghiaccio. La conseguente riduzione delle superfici riflettenti porta a un abbassamento dell'albedo, aumentando la frazione di radiazione solare assorbita dal sistema Terra-atmosfera e favorendo un ulteriore riscaldamento.

Un altro importante feedback positivo è legato al **vapore acqueo**, che rappresenta il principale gas serra naturale. Un'atmosfera più calda può contenere una maggiore quantità di vapore acqueo; ciò comporta una diminuzione della trasmissione efficace dell'atmosfera e un aumento del coefficiente di assorbimento infrarosso k . Di conseguenza, la radiazione infrarossa emessa dalla superficie viene assorbita più efficientemente, rafforzando l'effetto serra.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.5 Retroazioni positive e negative del riscaldamento globale

Un aumento dell'evaporazione può inoltre condurre a una **maggiore copertura nuvolosa**, che, dal punto di vista infrarosso, agisce in modo analogo al vapore acqueo, contribuendo a trattenere ulteriore radiazione.

L'aumento della temperatura influisce anche sul **ciclo del carbonio**, determinando variazioni nella concentrazione atmosferica di anidride carbonica. Acque oceaniche più calde riducono la solubilità della CO_2 , diminuendo la capacità degli oceani di assorbirla.

L'accelerazione dei processi di decomposizione della materia organica porta a un rilascio maggiore di CO_2 e CH_4 . Un contributo rilevante proviene dallo scongelamento del **permafrost**, che interessa circa il 20% della superficie terrestre e può liberare grandi quantità di gas serra precedentemente intrappolati nel suolo ghiacciato.

Tra i processi che possono invece **mitigare il riscaldamento globale**, rientrano alcuni meccanismi biologici e fisici. Un aumento della temperatura delle acque superficiali può favorire la crescita delle alghe marine, che assorbono CO_2 attraverso la fotosintesi. La diminuzione della concentrazione di CO_2 disciolta nell'oceano aumenta il gradiente di assorbimento dall'atmosfera, contribuendo a una riduzione della concentrazione atmosferica di anidride carbonica.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.5 Retroazioni positive e negative del riscaldamento globale

Un ulteriore effetto mitigante è associato alla presenza di **aerosol**, rilasciati in gran parte durante la combustione dei combustibili fossili. Queste particelle microscopiche aumentano l'albedo terrestre diffondendo e riflettendo parte della radiazione solare incidente, riducendo così l'energia assorbita dal sistema climatico.

Infine, un aumento della temperatura superficiale intensifica l'**evaporazione dell'acqua di mare**. Il vapore acqueo che sale in quota condensa, rilasciando calore latente negli strati atmosferici superiori. Questo processo tende a riscaldare l'atmosfera in alta quota e, allo stesso tempo, a raffreddare la superficie, introducendo un meccanismo di compensazione parziale del riscaldamento.

Anche la maggiore crescita della vegetazione indotta da concentrazioni più elevate di CO₂ può contribuire, almeno in parte, alla riduzione della CO₂ atmosferica attraverso la fotosintesi.

Nel loro insieme, questi processi mostrano come la risposta del sistema climatico a una forzante radiativa sia il risultato di un **delicato equilibrio tra feedback positivi e negativi**, che determinano l'ampiezza e la rapidità del cambiamento climatico osservato.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

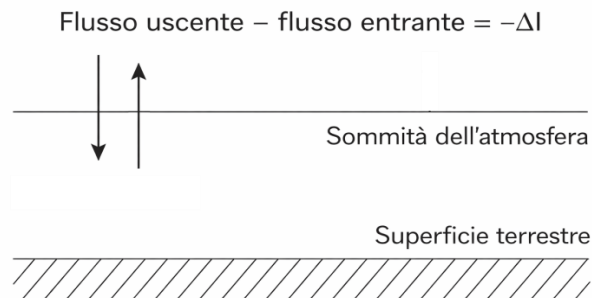
Le equazioni derivate in precedenza sono state ottenute assumendo un aumento improvviso della concentrazione di gas serra e una risposta istantanea della temperatura superficiale, descritta da un incremento. Le equazioni derivate in precedenza sono state ottenute assumendo un aumento improvviso della concentrazione di gas serra e una **risposta istantanea** della temperatura superficiale, descritta da un incremento ΔT_s .

In realtà, il sistema climatico non reagisce in modo immediato, poiché alcune sue componenti — in particolare gli oceani — possiedono una notevole **inerzia termica**.

$$\Delta I = \frac{\partial I}{\partial T_s} \Delta T_s$$

Consideriamo quindi nuovamente l'ipotesi di un aumento repentino delle concentrazioni di gas serra in atmosfera, che genera un flusso radiativo addizionale verso il basso pari a ΔI [W m^{-2}].

Supponiamo che questo flusso supplementare venga utilizzato per riscaldare la superficie terrestre, che in prima approssimazione assumiamo essere **interamente oceanica**.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

Inoltre, ipotizziamo che il calore in eccesso venga assorbito dallo **strato superficiale dell'oceano**, trascurando per il momento il trasferimento di calore verso strati più profondi.

Sia c_s [$\text{J m}^{-2} \text{K}^{-1}$] la capacità termica di una colonna oceanica di sezione unitaria.

L'aumento di temperatura della superficie oceanica è quindi una funzione del tempo, $\Delta T_s(t)$.

Nel breve intervallo di tempo compreso tra t e $t + dt$, l'energia supplementare che entra nel sistema per unità di superficie è pari a $\Delta I dt$.

Questa energia può essere utilizzata in due modi: da un lato, contribuisce ad **aumentare la temperatura dello strato superficiale dell'oceano**; dall'altro, una parte viene immediatamente **riemessa verso l'alto sotto forma di radiazione infrarossa**, in risposta all'aumento di temperatura già avvenuto.

L'incremento infinitesimo di temperatura $d(\Delta T_s(t))$ corrisponde ad un accumulo di energia dello strato superficiale dell'oceano pari a $c_s d(\Delta T_s(t))$.

Al tempo stesso, l'aumento di temperatura $\Delta T_s(t)$ induce un flusso radiativo uscente aggiuntivo pari a $\Delta T_s(t)/G$, dove G è il parametro di sensibilità climatica introdotto in precedenza.

$$\Delta T_s = G \Delta I$$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

Il contributo energetico associato a questo flusso, nell'intervallo dt , è quindi $\frac{\Delta T_s(t)}{G} dt$:

Imponendo la conservazione dell'energia, il bilancio energetico per unità di superficie può essere scritto come:

$$\Delta I dt = \frac{\Delta T_s(t)}{G} dt + c_s d(\Delta T_s(t))$$

Questa equazione esprime chiaramente che il flusso radiativo extra entrante è ripartito tra la **radiazione infrarossa uscente** e il **riscaldamento dello strato superficiale oceanico**.

Dividendo entrambi i membri di per dt , si ottiene l'equazione differenziale:

$$\Delta I = \frac{\Delta T_s(t)}{G} + c_s \frac{d(\Delta T_s(t))}{dt}$$

Si tratta di un'equazione differenziale lineare del primo ordine la cui soluzione è:

$$\Delta T_s(t) = G \Delta I (1 - e^{-t/\tau})$$

dove $\tau = G c_s$ è la **costante di tempo caratteristica del sistema**.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

$$\Delta T_s(t) = G \Delta I (1 - e^{-t/\tau})$$

Per tempi lunghi ($t \rightarrow \infty$), il termine esponenziale tende a zero e la temperatura superficiale raggiunge il valore asintotico $\Delta T_s = G \Delta I$, coincidente con il risultato ottenuto in condizioni di equilibrio stazionario.

$$\Delta T_s = G \Delta I$$

È ora possibile stimare il valore della costante di tempo caratteristica τ , che governa la risposta temporale del sistema climatico nel modello considerato.

Consideriamo una colonna di acqua oceanica di altezza $h = 3000$ m, pari alla profondità media degli oceani, e di sezione trasversale unitaria $S_T = 1$ m². La capacità termica superficiale c_s [J m⁻² K⁻¹] è definita come il prodotto tra il **calore specifico dell'acqua** e la **massa della colonna d'acqua** considerata: $c_s = m c$.

Assumiamo per l'acqua oceanica una densità costante $\rho = 10^3$ kg m⁻³ un calore specifico $c = 4186$ J kg⁻¹ K⁻¹.

Il volume della colonna d'acqua è $V = S_T \cdot h = 3000$ m³ da cui la massa risulta:

$$m = \rho V = 10^3 \text{ kg m}^{-3} \times 3000 \text{ m}^3 = 3.0 \times 10^6 \text{ kg}$$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

La capacità termica della colonna d'acqua sarà pari a:

$$c_s = m \cdot c = \rho V c = 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 3000 \text{ m}^3 \cdot 4186 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} = 1.26 \cdot 10^{10} \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

Utilizzando il valore precedentemente stimato del parametro di sensibilità climatica, si ottiene per una superficie di 1 m²:

$$\tau = G c_s = 0.3 \frac{\text{K}}{\text{W}} 1.26 \cdot 10^{10} \frac{\text{J}}{\text{K}} = 3.8 \cdot 10^9 \text{ s}$$

$$G = 0.3 [\text{W}^{-1} \text{ m}^2 \text{ K}]$$

Considerando che 1 anno equivale a $3.16 \cdot 10^7 \text{ s}$, $\tau \simeq \mathbf{120 \text{ anni}}$.

Questo risultato mostra chiaramente che, anche nel caso in cui la forzante radiativa venga mantenuta costante nel tempo, la temperatura superficiale non raggiunge immediatamente il nuovo equilibrio, ma continua ad aumentare per decenni o secoli.

La grande capacità termica degli oceani introduce quindi una **risposta lenta del sistema climatico**, e il parametro τ ne controlla la scala temporale caratteristica.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

Qual è, dunque, l'effetto principale della presenza degli oceani **sulle lunghe scale temporali**?

Per rispondere a questa domanda consideriamo un esempio puramente dimostrativo, che consente di isolare il ruolo dell'inerzia termica oceanica.

Supponiamo che il forzante radiativo sia nullo nel 1750 e che **aumenti linearmente nel tempo**, raggiungendo il valore $\Delta I = 1.6 \text{ W m}^{-2}$ nel 2050, ossia dopo circa 300 anni.

Poiché l'irraggiamento solare medio è pari a $S = 1366 \text{ W m}^{-2}$ questa ipotesi corrisponde a una variazione del bilancio radiativo pari a circa l'1‰ dell'energia solare incidente, una frazione apparentemente piccola ma climaticamente significativa.

L'andamento temporale del forzante radiativo è descritto da una relazione lineare

$$\Delta I \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right] = \frac{1.6}{300} t [\text{anni}]$$

Consideriamo ora **due casi limite**. Nel primo, immaginiamo un pianeta privo di oceani. In questa situazione, la temperatura superficiale risponderebbe quasi istantaneamente alla forzante radiativa, seguendo direttamente la relazione di equilibrio (con G costante):

$$\Delta T_s(t) = G \Delta I(t)$$

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

Nel secondo caso, includiamo invece una presenza significativa degli oceani. Come mostrato nel modello sviluppato in precedenza, l'evoluzione temporale della temperatura superficiale è allora descritta da :

$$\Delta T_s(t) = G\Delta I(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

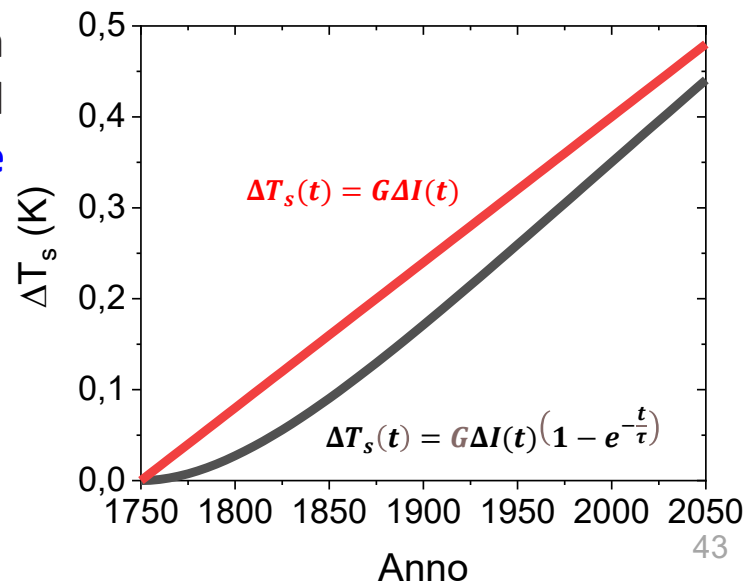
$$\Delta I \left[\frac{W}{m^2} \right] = \frac{1.6}{300} t[anni]$$

Per semplicità — e come approssimazione di “forza bruta” — utilizziamo per $\Delta I(t)$ la stessa dipendenza lineare assunta in precedenza, con G costante.

L'andamento temporale di $\Delta T_s(t)$ nei due casi è mostrato in Figura.

Il confronto tra la curva rossa e la curva nera evidenzia l'effetto fondamentale degli oceani: il **riscaldamento superficiale risulta inizialmente ritardato**.

Una parte significativa dell'energia in eccesso non contribuisce immediatamente all'aumento della temperatura dell'aria, ma viene assorbita e immagazzinata dall'oceano grazie alla sua elevata capacità termica.



2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani

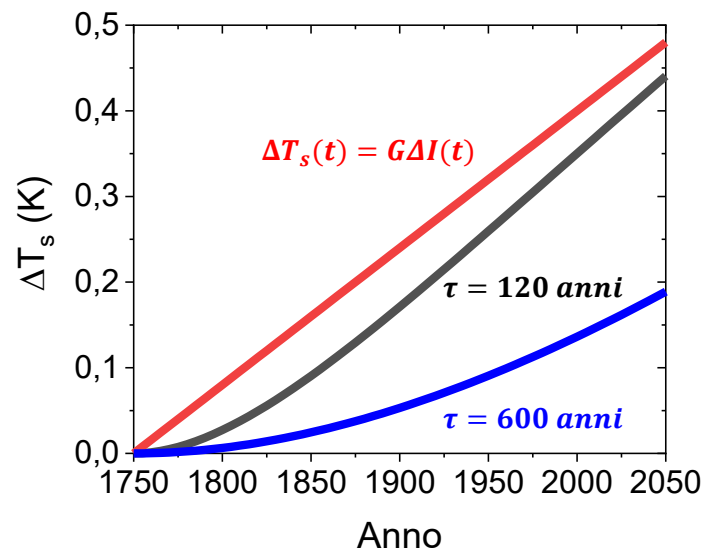
È importante sottolineare che la stima precedente della costante di tempo τ tiene conto esclusivamente dello **strato superficiale dell'oceano**.

In realtà, questo strato è accoppiato agli strati più profondi attraverso i processi di mescolamento e la **circolazione oceanica profonda**.

Le masse d'acqua che affondano nelle regioni polari possono viaggiare lungo l'oceano profondo e riemergere solo dopo tempi caratteristici dell'ordine di alcune centinaia di anni, tipicamente circa 300 anni.

Di conseguenza, anche in presenza di una forzante radiativa costante, la temperatura superficiale può continuare ad aumentare per tempi molto lunghi, finché l'intero oceano non ha raggiunto un nuovo equilibrio termico.

Questo processo completo può richiedere fino a 600 anni o più.



La curva relativa ad un $\tau \simeq 600$ anni è rappresentata in blu nello stesso grafico precedente.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.7 I gas serra e il Global Warming Power

In Tabella sono indicati i principali gas serra presenti in atmosfera e le loro concentrazioni.

Le loro concentrazioni aumentano principalmente a causa delle attività umane.

L'incremento dei gas serra è particolarmente importante perché amplifica l'**effetto serra indotto dall'uomo**.

Per un calcolo affidabile degli effetti futuri dell'aggiunta di gas serra nell'atmosfera, è estremamente importante prendere in considerazione lo spettro di assorbimento di ciascun gas.

Per stimare correttamente gli effetti futuri delle emissioni di gas serra, è necessario considerare due aspetti fondamentali: in primo luogo, lo **spettro di assorbimento** di ciascun gas, cioè la capacità di assorbire radiazione infrarossa, e il **tempo di permanenza** di ogni molecola nell'atmosfera, poiché più a lungo un gas rimane in aria, maggiore sarà il suo contributo all'effetto serra.

Per aiutare i responsabili politici a valutare rapidamente l'impatto climatico complessivo delle emissioni è stato introdotto il concetto di **Potenziale di Riscaldamento Globale (Global Warming Potential, GWP)**. 45

Trace gas	Conc/ppmv
CO ₂	379
N ₂ O	0.32
CH ₄	1.77
HFCs	≈10 ⁻⁵
PFCs	≈10 ⁻⁴
SF ₆	
O ₃ troposphere	
H ₂ O vapour	5000

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.7 I gas serra e il Global Warming Power

Il GWP di un gas confronta l'effetto di riscaldamento dell'aggiunta di **1 kg di quel gas** con l'effetto di riscaldamento dell'aggiunta di **1 kg di CO₂**, che viene presa come riferimento standard.

Poiché i gas hanno durate di vita diverse, il GWP dipende dall'**orizzonte temporale** considerato (ad esempio 20 o 100 anni).

Nella tabella sono riportati: il **tempo di vita medio** di ciascun gas serra in atmosfera, il suo **tasso annuo di aumento in atmosfera** e il **GWP** calcolato per 20 anni e 100 anni dopo l'emissione.

Table 3.2 Greenhouse effect of the most important atmospheric gases. The warming effect is given as estimated in 1984 [9].

Trace gas	Conc/ppmv	Warming effect (1984)/[°C]	Lifetime/(yr)	Increase/ [%/yr] (1998–2005)	GWP (20 yr)	GWP (100 yr)
CO ₂	379	7.2	50–200	0.49	1	1
N ₂ O	0.32	1.4	114	0.22	289	298
CH ₄	1.77	0.8	12	0.09	72	25
HFCs	≈10 ⁻⁵		1–270	≈10	>1000	>1000
PFCs	≈10 ⁻⁴	0.6	1000	≈3	>1000	>1000
SF ₆			3200	3.8	16 300	22 800
O ₃ troposphere		2.4				
H ₂ O vapour	5000	20.6				

Se le emissioni comprendono **miscele di gas**, il GWP totale si calcola come media ponderata: si moltiplica la frazione di peso di ciascun gas per il suo GWP e si sommano i risultati.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.7 I gas serra e il Global Warming Power

Una volta scelto l'orizzonte temporale, è possibile convertire l'emissione di un gas in CO₂ equivalente moltiplicando la quantità emessa per il suo GWP.

Esempio: su un intervallo di 20 anni, l'emissione di 1 kg di N₂O equivale all'emissione di 289 kg di CO₂ in termini di effetto serra.

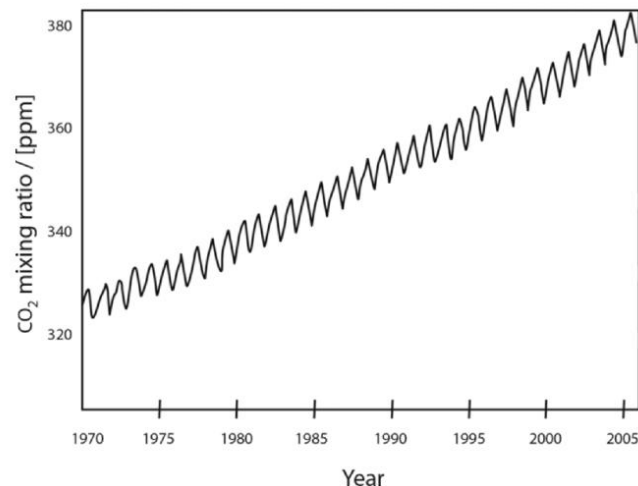
La CO₂ è considerata lo standard perché, tra i gas emessi direttamente dalle attività umane, è quello che contribuisce di più all'effetto serra e il cui aumento è meglio documentato.

Dal 1970, la concentrazione di CO₂ in atmosfera è stata monitorata con precisione.

La periodicità nel grafico ricalca perfettamente una variazione stagionale, legata all'alternanza estate/inverno: in estate le piante assorbono più CO₂ durante la fotosintesi rispetto all'inverno.

Table 3.2 Greenhouse effect of the most important atmospheric gases. The warming effect is given as estimated in 1984 [9].

Trace gas	Conc/ppmv	Warming effect (1984)/[°C]	Lifetime/(yr)	Increase/ [%/yr] (1998–2005)	GWP (20 yr)	GWP (100 yr)
CO ₂	379	7.2	50–200	0.49	1	1
N ₂ O	0.32	1.4	114	0.22	289	298
CH ₄	1.77	0.8	12	0.09	72	25
HFCs	≈10 ⁻⁵		1–270	≈10	>1000	>1000
PFCs	≈10 ⁻⁴	0.6	1000	≈3	>1000	>1000
SF ₆			3200	3.8	16 300	22 800
O ₃ troposphere		2.4				
H ₂ O vapour	5000	20.6				

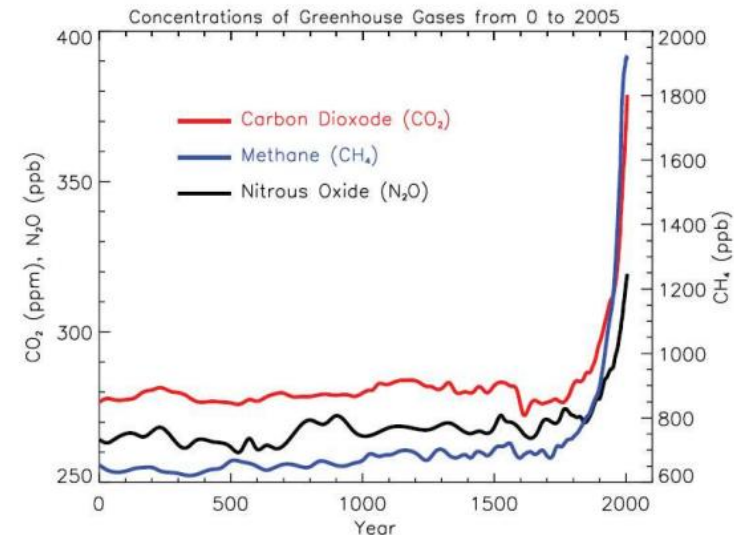


2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.7 I gas serra e il Global Warming Power

Studi basati sulle bolle d'aria intrappolate nei ghiacci antartici permettono di ricostruire le concentrazioni passate dei gas serra principali, CO₂, CH₄ e N₂O, come riportato in Figura.

Frazione	Nomenclatura	Simbolo	Corrispettivo in italiano
1: 100	Percent	%	Parti per cento
1: 10 ³	Part-per-thousand	‰	Parti per mille
1: 10 ⁶	Part-per-million	ppm	Parti per milione
1: 10 ⁹	Part-per-billion	ppb	Parti per miliardo
1: 10 ¹²	Part-per-trillion	ppt	Parti per bilione
1: 10 ¹⁵	Part-per-quadrillion	ppq	Parti per biliardo



L'aumento significativo di questi gas inizia intorno al **1750**, con l'**inizio della rivoluzione industriale**, che viene quindi considerata come anno di riferimento per le influenze antropiche. I tre gas erano presenti anche prima del 1750, ma le attività umane hanno accelerato il loro incremento.

2.2 CAMBIAMENTI NEL BILANCIO DELLA RADIAZIONE

2.2.7 I gas serra e il Global Warming Power

La Tabella evidenzia le attività umane responsabili dell'aumento dei quattro gas serra principali in atmosfera.

Gas	Attività umana
CO ₂	combustione di combustibili fossili, combustione del gas naturale, produzione di cemento, combustione di biomasse
CH ₄	zone umide (in decomposizione), coltivazione del riso, combustione di biomassa, ruminanti
N ₂ O	microbi nei terreni agricoli fertilizzati
SF ₆	fluido isolante elettrico, tracciante inerte per lo studio dei processi di trasporto

Gli **HFC** e i **PFC** comprendono diverse sostanze chimiche, alcune delle quali hanno contribuito al **buco dell'ozono**. Queste sono vietate dal **Protocollo di Montreal**, mentre altre non sono vietate e continuano ad essere utilizzate come refrigeranti. Anche se le loro concentrazioni sono ancora basse, molti di questi gas mostrano un aumento e possiedono un **GWP elevato**, con un impatto significativo sul riscaldamento globale.