

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”



Laurea triennale in Fisica

Modelli di effetto serra

Relatori:

Dott. Guido Russo

Candidato:

Aurora Lambiase

Matricola N85001202

A.A. 2019/2020

Indice

Introduzione	3
Capitolo 1: Un semplice modello di effetto serra	5
1.1 La necessità dell'atmosfera	5
1.2 Trasferimento radiativo in atmosfera	7
1.3 Temperatura della superficie terrestre e riscaldamento globale.....	8
Capitolo 2: Modelli più dettagliati di effetto serra.....	13
2.1 Definizioni e concetti base	13
2.2 Modello dell'effetto serra con un doppio strato di atmosfera	16
2.3 Atmosfera approssimativamente continua	19
Conclusioni	25
Bibliografia	27

Introduzione

La vita: uno dei misteri più affascinanti dell'universo, fonte di ispirazione per artisti e stimolo di ricerca per studiosi e scienziati di ogni epoca. Ma la presenza di vita in forme simili a quelle terrestri ad oggi è stata documentata solo sul nostro pianeta. Ciò rende la Terra assolutamente unica nel suo genere.

La vita nelle forme che conosciamo, infatti, è compatibile solo a determinate e particolari condizioni. È bene tener presente l'esistenza di condizioni di carattere termico affinché la vita come la conosciamo possa svilupparsi. Ad esempio, per la maggior parte degli organismi eucarioti non è possibile completare il proprio ciclo di vita a temperature superiori a 40 °C, e il limite inferiore per il completamento del ciclo di vita di organismi pluricellulari è fissato addirittura a soli -2 °C (Clarke 2014). Per la maggior parte delle forme di vita che conosciamo dunque il range di temperature possibili per la sopravvivenza è abbastanza ristretto. Avere una temperatura il più possibile stabile sulla superficie del pianeta è allora una caratteristica essenziale per lo sviluppo della vita.

Il fenomeno che assicura un simile valore medio di temperatura superficiale è l'effetto serra. Quindi, al contrario di quanto spesso erroneamente e superficialmente si ritenga, l'effetto serra è assolutamente necessario a garantire la prosperità e lo sviluppo di tutti gli organismi viventi così come noi oggi li conosciamo. Non è raro, infatti, che si concepisca l'effetto serra come un fenomeno pericoloso, responsabile del riscaldamento globale indotto da attività e comportamenti umani del tutto irrispettosi nei confronti dell'ambiente. Il riscaldamento globale è ovviamente un problema reale ed è indispensabile sensibilizzare tutti sull'argomento. Non a caso di recente è stato installato a New York il "Climate Clock": un vero e proprio "countdown" fino al giorno in cui verrà raggiunto il punto di non ritorno, ossia il giorno in cui il cambiamento climatico, dovuto alle immissioni incontrollate in atmosfera di anidride carbonica, diventerà irreversibile e renderà quindi definitivamente impossibile in futuro la sopravvivenza della nostra specie e di molte altre sul nostro pianeta (<https://climateclock.world/>). Tuttavia, va sottolineato che l'effetto serra è un fenomeno del tutto naturale, che caratterizza la Terra così come tutti i pianeti dotati di atmosfera, e consente di "regolare" la temperatura su ciascuno di essi. In quest'ottica è quindi possibile affermare che l'effetto serra esiste da molto prima che i primi uomini potessero solcare il suolo terrestre.

Lo scopo di questo studio è dunque quello di illustrare diversi modelli del sistema Terra-Atmosfera che contemplino l'effetto serra e mostrare il suo ruolo determinante nel realizzare un equilibrio tale da rendere la temperatura superficiale del nostro pianeta adatto alla vita. Inoltre, l'analisi di tali

modelli illustrerà anche i meccanismi fisici attraverso cui si realizza il riscaldamento globale, aiutando ad illustrare in che direzione devono andare gli interventi correttivi.

Capitolo 1

Un semplice modello di effetto serra

In questo capitolo si vuole brevemente discutere il ruolo dell'atmosfera nel determinare la temperatura superficiale del sistema Terra e illustrare schematicamente i meccanismi fisici su cui si basa il fenomeno dell'effetto serra. Seguirà una riflessione sul riscaldamento globale, rispetto al quale l'effetto serra gioca un ruolo determinante.

1.1 La necessità dell'atmosfera

La temperatura media della superficie terrestre nel periodo 1961-1990 è 14.0 ± 0.1 C (287 K, Jones et al. 1999, figura 1).

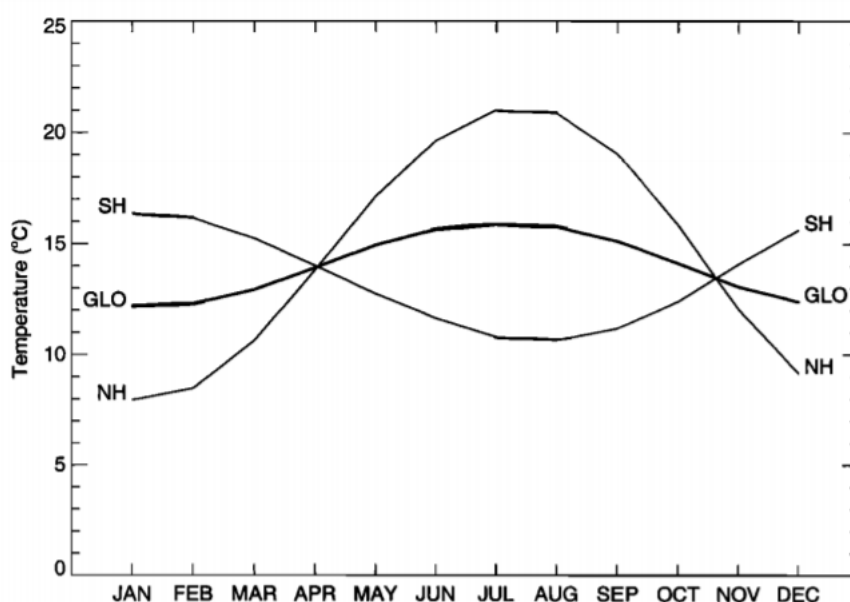


Figura 1 Ciclo stagionale della temperatura media globale e relativa ai due emisferi, con periodo di riferimento 1961-1990 (da Jones et al. 1999).

Nonostante il fatto che questa stima sia risalente a 20 anni fa e che il riscaldamento globale può averla modificata, consideriamo questa temperatura come riferimento per sviluppare i ragionamenti successivi.

Per giustificare questo valore consideriamo che il Sole irraggia la Terra con una densità di potenza di F_s . Questo valore varia nel tempo. In particolare, vale $F_s = 1360.8 \pm 0.5 \text{ W m}^{-2}$ nel minimo dell'attività delle macchie solari, mentre in corrispondenza del massimo dell'attività solare si ha un aumento di 1.6 W m^{-2} (Kopp e Lean 2011). Fissiamo quindi $F_s = 1362 \text{ W m}^{-2}$. Se si considerano i raggi solari tra loro costantemente paralleli, la potenza intercettata dal pianeta è quella contenuta in un tubo di sezione pari a πa^2 , con a raggio terrestre (figura 2). Dunque, l'energia solare ricevuta per unità di tempo sarà $F_s \pi a^2$.

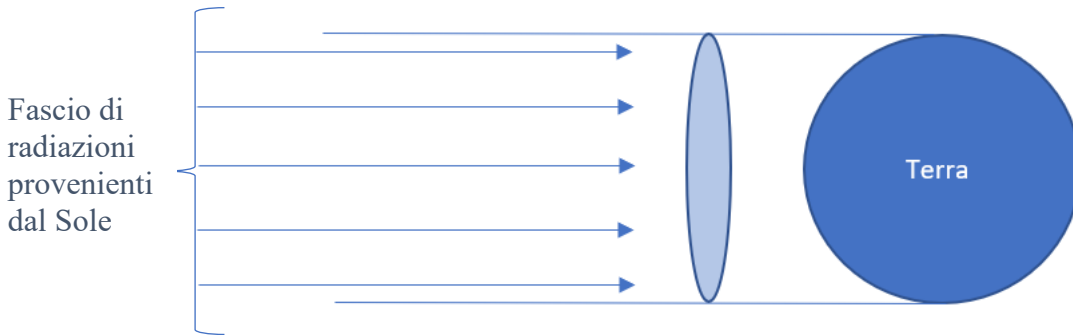


Figura 2 Irraggiamento schematico della Terra da parte del Sole.

Non tutta la radiazione incidente viene assorbita dalla Terra. Infatti, essa ha un albedo $A=0.3$ (Stephens et al. 2015). Se schematizziamo la Terra come un corpo nero, la potenza irradiata per unità di superficie è, per la legge di Stefan-Boltzmann, pari a σT_g^4 , dove σ è la costante di Stefan-Boltzmann e T_g è la temperatura del corpo nero, cioè la temperatura del suolo nel nostro modello. In assenza di atmosfera, tutta l'energia emessa dalla Terra viene immessa nello spazio. Se supponiamo che vi sia equilibrio termico, deve valere la relazione

$$(1-A)F_s\pi a^2 = \sigma T_g^4 4\pi a^2 \Rightarrow T_g = \left[\frac{1}{4\sigma}(1-A)F_s \right]^{\frac{1}{4}}$$

Con i valori dati si ha $T_g = 255 \text{ K}$, valore che è significativamente diverso dal valore misurato. Il modello considerato trascura dunque un elemento importante nel bilancio energetico del pianeta: l'atmosfera.

1.2 Trasferimento radiativo in atmosfera

Per tenere schematicamente conto dell'effetto dell'atmosfera, introduciamo nel modello uno strato a temperatura uniforme T_a che è capace di assorbire sia radiazione solare, sia radiazione termica riflessa dalla superficie terrestre.

Osserviamo innanzitutto che, nel modello puramente radiativo considerato prima, la densità di potenza F_0 che arriva all'atmosfera è pari alla differenza tra la potenza erogata dal Sole e quella riflessa alla superficie determinata dall'albedo. Considerando che l'atmosfera circonda la Terra, si ha

$$4\pi a^2 F_0 = \pi a^2 (1 - A) F_s \Rightarrow F_0 = \frac{1}{4} (1 - A) F_s$$

che fornisce $F_0 = 238 \text{ W m}^{-2}$. Nel calcolo abbiamo trascurato lo spessore dell'atmosfera che circonda la Terra. Questo è giustificato dal fatto che l'atmosfera ha uno spessore dell'ordine del centinaio di chilometri (Andrews 2000), mentre la superficie sferica che ha la stessa area della superficie della Terra (che, come sappiamo, non è una sfera perfetta) ha raggio pari a 6371 km (Moritz 1980).

Una frazione T_{sw} di questa potenza raggiunge la superficie, mentre il resto viene assorbito dall'atmosfera (figura 3).

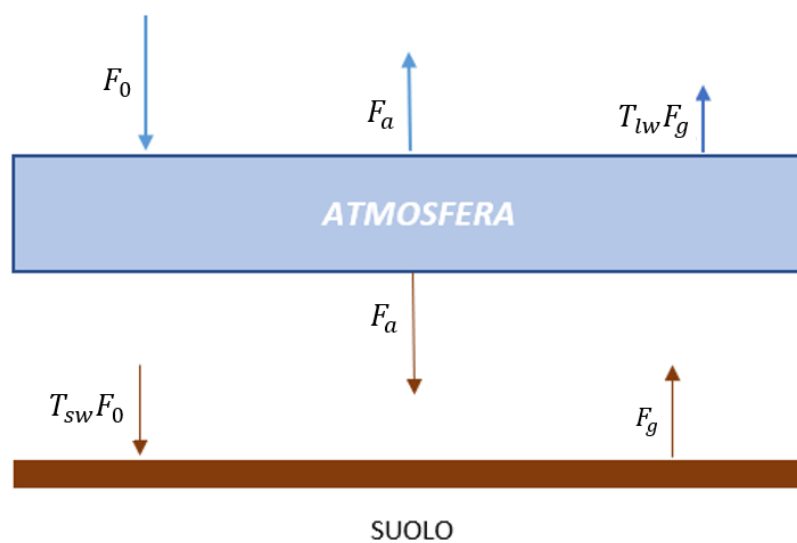


Figura 3 Effetto schematico dell'atmosfera sul bilancio energetico della Terra.

La Terra è considerata un corpo nero a temperatura T_g che dunque emette una densità di potenza $F_g = \sigma T_g^4$. Di questa energia, una parte T_{lw} attraversa l'atmosfera, mentre il resto viene assorbito. Si ha (Nahar 2010) $T_{sw} = 0.8$ e $T_{lw} = 0.3$, cioè l'atmosfera è molto trasparente alla radiazione solare, mentre lo è poco alla radiazione infrarossa. L'atmosfera riemette l'energia assorbita (trascurando il piccolo contributo solare visto che $T_{sw} \simeq 3T_{lw}$) in tutte le direzioni. La densità di potenza associata a questa emissione è $F_a = (1 - T_{lw})\sigma T_a^4$. Assumendo l'equilibrio termico alla sommità dell'atmosfera e al suolo otteniamo il sistema

$$\begin{aligned} F_0 &= F_a + T_{lw}F_g \\ F_g &= F_a + T_{sw}F_0 \end{aligned}$$

da cui è possibile ricavare

$$F_g = \frac{1 + T_{sw}}{1 + T_{lw}} F_0$$

e

$$T_g = \left[\frac{1}{\sigma} \frac{1 + T_{sw}}{1 + T_{lw}} F_0 \right]^{\frac{1}{4}}$$

da cui si ricava $T_g = 276$ K, un valore più vicino al valore misurato rispetto al modello precedente. Questo risultato chiarisce, anche con un modello estremamente semplificato, il ruolo fondamentale dell'atmosfera nel determinare l'effetto serra.

1.3 Temperatura della superficie terrestre e riscaldamento globale

Le temperature medie della superficie terrestre ricavate dai modelli sopra illustrati sono sempre state confrontate con un valore di riferimento pari a $T_g = 287$ K. Come già anticipato all'inizio paragrafo 1.1, la temperatura superficiale terrestre è una quantità variabile nel tempo e nello spazio. Le variazioni di temperatura nello spazio sono legate al fatto che, per esempio, l'irraggiamento solare non è uniforme alle diverse latitudini. Le variazioni di temperatura nel tempo possono invece essere

di diversi tipi: di tipo ciclico (legate all'alternarsi delle stagioni, del giorno e della notte, o ai cicli che determinano variazioni dell'irradianza solare) o anomalie registrate di anno in anno o nei decenni, rispetto ad un fissato valore di riferimento (vedi figura 4).

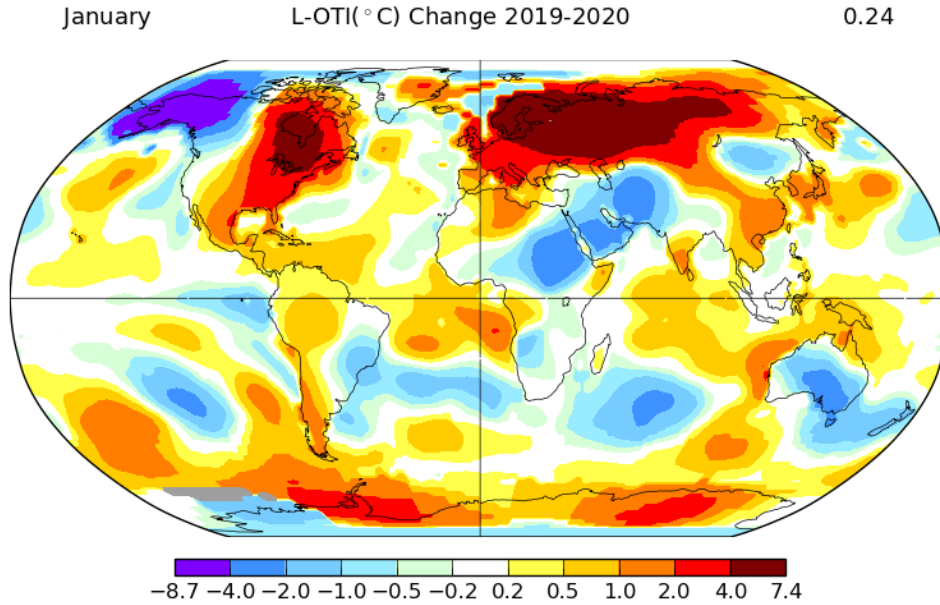


Figura 4 anomalie della temperatura in gradi centigradi nel mese di Gennaio dell'anno 2020, rispetto all'anno precedente (NASA GISTEMP v4).

È interessante notare che la maggiore variazione non si concentra alle latitudini intermedie dell'emisfero boreale, dove sono concentrate la maggior parte delle attività antropiche industriali (che disperdono, quindi, grandi quantità di calore), ma nelle zone polari. Questo dà l'idea della complessità dell'accoppiamento tra Terra solida e fluida.

Il modello schematico illustrato nel paragrafo 1.2 consente di valutare l'effetto che la variazione dei parametri T_{sw} , T_{lw} e A hanno sulla temperatura media superficiale. Ricordando che

$$F_g = \frac{1 + T_{sw}}{1 + T_{lw}} F_0$$

fissato un valore di F_s e facendo il logaritmo e differenziando si ottiene:

$$4 \frac{\Delta T_g}{T_g} = \frac{\Delta T_{sw}}{1 + T_{sw}} - \frac{\Delta T_{lw}}{1 + T_{lw}} - \frac{\Delta A}{1 - A}$$

Una diminuzione della frazione di potenza termica trasmessa ($\Delta T_{lw} < 0$) implica un aumento della temperatura superficiale terrestre, poiché sarà maggiore la radiazione termica assorbita dall'atmosfera. Invece una diminuzione della frazione di potenza solare trasmessa ($\Delta T_{sw} < 0$) implica una diminuzione di T_g poiché la radiazione proveniente dal sole sarà in parte assorbita dall'atmosfera. Discorso analogo vale per un aumento dell'albedo, che implica quindi un aumento della radiazione solare non assorbita e riflessa nello spazio e dunque una diminuzione di T_g . Naturalmente quale sia il processo dominante dipende da qual è gas atmosferico la cui concentrazione sta variando.

Ad esempio, consideriamo un importante gas serra come CO_2 , che viene regolarmente immesso in atmosfera ogni qual volta si sfrutti la combustione di combustibili fossili allo scopo di ricavare energia. La figura 5 mostra l'andamento della concentrazione di questo gas negli ultimi 50 anni.

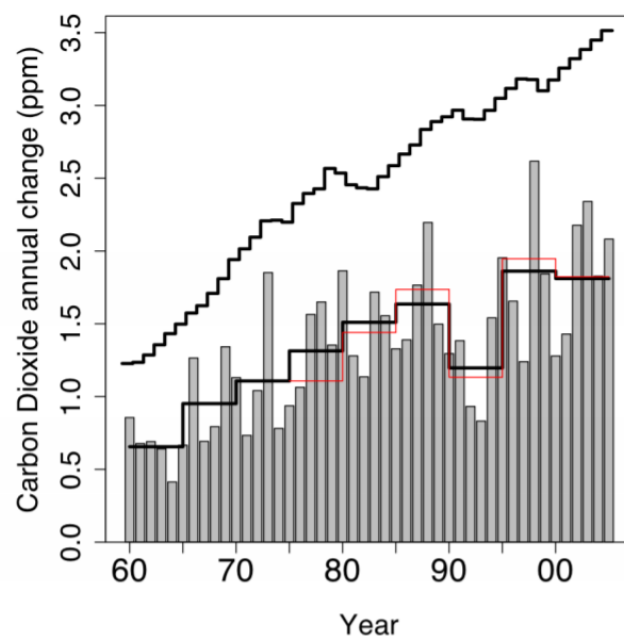


Figura 5 Le barre grigie indicano le variazioni annuali nella concentrazione globale media di CO_2 e la linea rossa e la nera in basso rappresentano le medie di tali concentrazioni in 5 anni, effettuate da due diversi network di misura. La linea nera in alto illustra l'ipotetico aumento del diossido di carbonio negli anni nel caso in cui tutte le emissioni dovute ai combustibili fossili fossero trattenute in atmosfera, in assenza di altre emissioni (da Solomon et al. 2007).

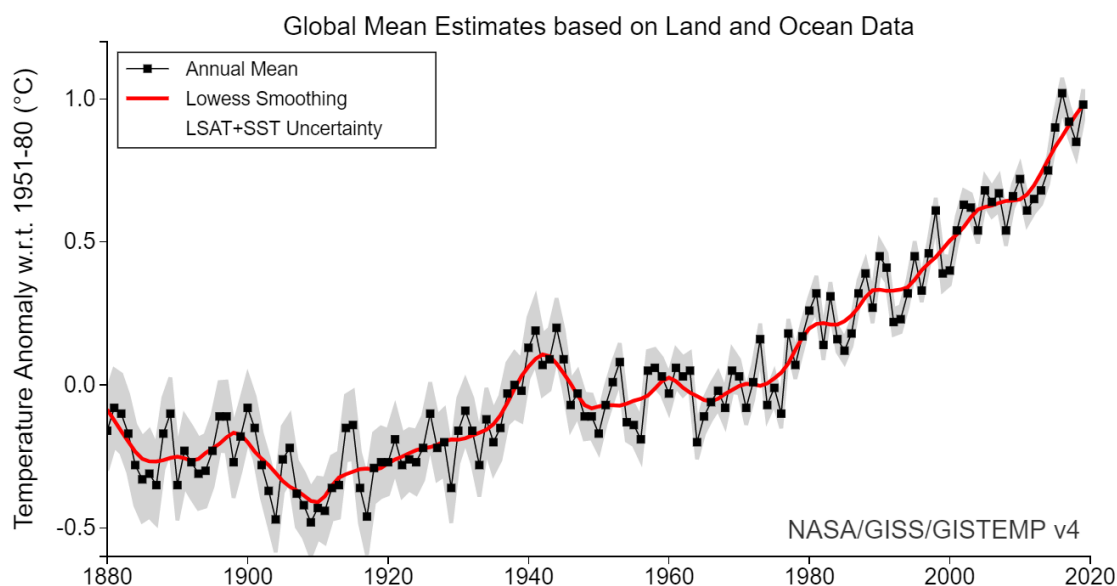


Figura 6 Anomalie della temperatura dal 1880 al 2020, rispetto al periodo di riferimento 1951-1980. La linea nera rappresenta la media annuale globale e la sua incertezza ad un intervallo di confidenza del 95% è data dall'ombra grigia. La linea continua rossa rappresenta la media mobile su 5 anni (NASA GISTEMP v4).

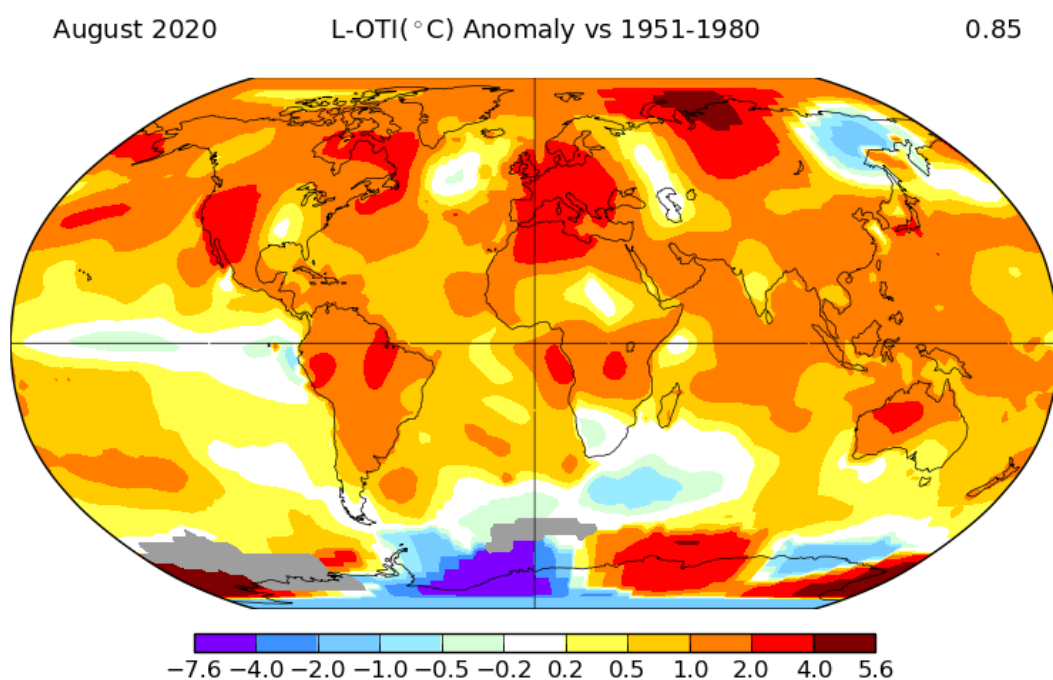


Figura 7 Mappa globale delle anomalie della temperatura media superficiale in gradi centigradi nel mese di agosto rispetto al periodo di riferimento 1951-80 (NASA GISTEMP v4).

Le figure 6 e 7 mostrano l'anomalia della temperatura media superficiale rispetto al periodo di riferimento 1951-1980. La figura 7 mostra come la temperatura sia aumentata in maniera generalizzata su tutta la superficie terrestre. La figura 6 mostra invece che la velocità di aumento della temperatura superficiale dopo il 1980 è significativamente più elevata rispetto a quella prima del 1980, rendendo improbabile imputare l'aumento di temperatura ad un fenomeno naturale (come pure se ne sono verificati nelle epoche geologiche passate). Infatti in realtà andrebbe precisato che esiste una distinzione tra "Anthropic Global Warming" (AGW) e "Global Warming" (GW). Il primo è il riscaldamento globale che deriva da interventi degli uomini sull'ambiente come l'industrializzazione, la deforestazione e l'urbanizzazione. Il secondo invece è il riscaldamento globale associato a cause naturali ed indipendenti dalla nostra specie.

Tutte le considerazioni fatte finora e le evidenze sperimentali indicano come l'immissione nell'atmosfera, legata ad attività umane, di gas serra svolga un ruolo determinante nel fenomeno del riscaldamento globale. In questo senso, è necessario sviluppare un modello più dettagliato per studiare il fenomeno.

Capitolo 2

Modelli più dettagliati di effetto serra

In questo capitolo approfondiremo il ruolo di meccanismo regolatore del fenomeno dell'effetto serra esercitato dall'atmosfera, proponendo due modelli più realistici rispetto a quelli affrontati precedentemente. La trattazione si baserà su di un'unica modalità di trasferimento di calore: il trasferimento radiativo. Come vedremo questa è solo un'approssimazione di ciò che in realtà accade in atmosfera. Andrebbero infatti considerati processi legati al moto dei fluidi atmosferici. Tuttavia, i modelli che descriveremo, seppur molto idealizzati, risultano adeguati a rappresentare l'effetto serra sul pianeta Terra.

2.1 Definizioni e concetti base

Sarà necessario, prima di descrivere in dettaglio i modelli di effetto serra, fornire le necessarie nozioni di base relative al trasferimento di energia, attraverso la radiazione elettromagnetica, in atmosfera. Seguirà dunque un elenco di definizioni e concetti utili alla comprensione dei successivi due paragrafi.

- Decadimento radiativo: particolare processo di scattering di un fotone da parte di una molecola di gas costituente l'atmosfera. Si immagina che il fotone in questione abbia frequenza ν ed energia $h\nu$ corrispondente alla differenza energetica ΔE tra due stati molecolari. Esso allora può essere assorbito in un primo momento da una molecola di gas, che si troverà quindi in uno stato eccitato. Lo stato eccitato ha però un tempo di vita finito: il fotone può quindi essere riemesso dalla molecola con cui ha interagito con stessa energia, ma in una direzione casuale.
- Termalizzazione o “quenching”: processo di conversione dell'energia di un fotone incidente l'atmosfera in calore. Questo fenomeno è un'alternativa possibile al decadimento radiativo. Consiste nell'interazione tra più molecole collidenti: se una di esse si trova in uno stato eccitato in seguito all'assorbimento di un fotone, trasferirà questa eccitazione ad altre molecole tramite collisioni. L'energia cinetica molecolare risultante del processo è

l'equivalente dell'energia termica macroscopica.

- Emissione: processo inverso dell'assorbimento. È tipico dei fotoni termici; questi vengono infatti immessi nell'atmosfera determinando una diminuzione di energia cinetica molecolare, ossia un locale raffreddamento dell'atmosfera.
- Radianza spettrale $L_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{s})$: potenza per unità di area, angolo solido e intervallo di frequenza centrato in ν , nel punto individuato dal vettore $\mathbf{r}$ e nella direzione del vettore $\mathbf{s}$.
- Radianza $L(\mathbf{r}, \mathbf{s})$: potenza per unità di area e angolo solido nel punto $\mathbf{r}$ e nella direzione del vettore $\mathbf{s}$. Quindi $L(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \int_0^\infty L_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\nu$.
- Irradianza spettrale $F_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n})$: è la potenza per unità di area e di frequenza, nel punto individuato dal vettore $\mathbf{r}$ e attraverso una superficie la cui normale è $\mathbf{n}$. È esprimibile come $F_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n}) = \int L_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{s} d\Omega(\mathbf{s})$, l'integrazione è effettuata su un emisfero associato ad un lato della superficie con normale $\mathbf{n}$. Nel caso di una superficie isoterma e a temperatura T che emette come un corpo nero, l'irradianza spettrale diventa pari semplicemente a $\pi B_\nu(T)$, dove $B_\nu(T)$ è l'irradianza spettrale del corpo nero (funzione di Planck).
- Irradianza $F(\mathbf{r}, \mathbf{n})$: potenza per unità di superficie nel punto $\mathbf{r}$ attraverso la superficie con normale $\mathbf{n}$. È l'integrale su tutte le frequenze dell'irradianza spettrale, o in alternativa l'integrale su un emisfero della radianza.
- Assorbanza spettrale α_ν : è la frazione di energia assorbita, per unità di intervallo di frequenza, associata a una radiazione incidente su un corpo o su una superficie.
- Emittanza spettrale ε_ν : è una caratteristica propria dei corpi. È definita come il rapporto tra la radianza spettrale emessa dall'oggetto e la radianza spettrale che l'oggetto emetterebbe se fosse un corpo nero. Essendo il concetto di corpo nero una idealizzazione e la radiazione da esso emessa la massima possibile, ε_ν sarà sicuramente minore di 1.
- Equilibrio termodinamico locale (LTE): condizione che sussiste ad alte pressioni per cui le collisioni tra molecole di gas costituenti l'atmosfera avvengono in tempi più brevi di quelli di decadimento radiativo propri degli stati eccitati in cui queste molecole si trovano (ossia l'interazione della radiazione con la materia è debole). Se ciò accade la distribuzione di Boltzmann, che esprime la frazione di particelle che occupano un generico livello energetico per una data T , resta valida in una ristretta porzione di spazio caratterizzata da una temperatura locale T . Questa porzione di atmosfera si dice in equilibrio termodinamico locale.
- Legge di Lambert: stabilisce che il decremento infinitesimo dell'irradianza spettrale è proporzionale alla massa del materiale assorbente o riflettente attraversato dal raggio di radiazione nella distanza ds . Cioè $dL_\nu = -k_\nu(s)\rho_a(s)L_\nu(s)ds$. Si immagina che $\rho_a ds$ sia

proprio la massa del materiale considerato, nell'ipotesi in cui il fascio di radiazione abbia sezione unitaria. k_ν è detto coefficiente di estinzione ed è pari ad $a_\nu + s_\nu$, ossia alla somma di un coefficiente di assorbimento ed uno di scattering.

- Equazione del trasferimento radiativo: considera il contributo di estinzione associato alla radianza spettrale di un determinato raggio incidente insieme a quello di emissione. Ciò si traduce nell'equazione

$$\frac{dL_\nu}{ds} = -k_\nu \rho_a (L_\nu - J_\nu)$$

dove J_ν è detta "funzione sorgente" e rappresenta la radianza spettrale emessa dal materiale attraversato dal raggio incidente.

- Cammino ottico: $\chi_\nu(s) = \int_{s_0}^s k_\nu(s) \rho_a(s) ds$. In termini di questo l'equazione del trasferimento radiativo si scrive

$$\frac{dL_\nu}{d\chi_\nu} + L_\nu = J_\nu$$

La soluzione di questa equazione è

$$L_\nu = \int_0^{\chi_\nu} J_\nu e^{-(\chi_\nu - \chi')} d\chi' + L_{0\nu} e^{-\chi_\nu}$$

dove $L_{0\nu}$ è la radianza spettrale a s_0 . Nel caso particolare in cui sia il coefficiente di estinzione che la densità del materiale sono costanti, il cammino ottico è proporzionale a s . Fissando $s_0 = 0$ abbiamo

$$L_\nu = k_\nu \rho_a \int_0^s J_\nu e^{-(s-s')} ds' + L_{0\nu} e^{-k_\nu \rho_a s}$$

Inoltre, se siamo in condizioni LTE ed è possibile trascurare il contributo di scattering al coefficiente di estinzione, si può facilmente vedere che $J_\nu = B_\nu$ (Andrews 2000).

- Regione otticamente spessa: zona dell'atmosfera in cui, fissata ν , il cammino ottico è molto maggiore di 1. Ricavando l'espressione integrale di L_ν si comprende come un fotone abbia molte probabilità di essere assorbito o diffuso in una zona otticamente spessa.
- Regione otticamente sottile: zona dell'atmosfera in cui, fissata ν , il cammino ottico è molto minore di 1. Un fotone ha molte probabilità di attraversare la zona otticamente sottile senza essere assorbito o diffuso.
- Diffuse approximation: approssimazione valida in un mezzo a strati piani paralleli, in cui cioè

le proprietà variano solo secondo la coordinata verticale z . L'equazione del trasferimento radiativo vale anche per l'irradianza spettrale F_ν :

$$\frac{dF_\nu}{d\chi_\nu} + F_\nu = \pi B_\nu$$

nell'ipotesi di equilibrio termodinamico locale. Per calcolare l'irradianza spettrale è necessario integrare la radianza spettrale L_ν . Se il mezzo è stratificato si può pensare che la radianza spettrale dipenda solo da z e che vi sia isotropa e indipendente dalla frequenza nei piani orizzontali. L'approssimazione assume che $L_\nu = a(z) + b(z) \cos \theta$. Questo semplifica notevolmente i calcoli perché il fattore $d \cos \theta = -\sin \theta d\theta$ compare nell'integrazione in coordinate sferiche. Detta $F_\nu^\downarrow$ è l'irradianza spettrale entrante lungo un cammino verticale, si ha (Andrews 2000)

$$\frac{dF_\nu^\downarrow}{d\chi_\nu^*} + F_\nu^\downarrow = \pi B_\nu$$

χ_ν^* è detta profondità ottica scalata ed è pari a $1.66\chi_\nu$, con χ_ν profondità ottica, cioè cammino ottico in direzione verticale:

$$\chi_\nu(z) = \int_z^\infty k_\nu(z') \rho_a(z') dz'$$

Avendo assunto il top dell'atmosfera per $z \rightarrow \infty$. L'approssimazione consente dunque di sostituire ad un cammino ottico qualunque, un cammino ottico verticale equivalente.

- Trasmittanza: frazione di radianza spettrale che "sopravvive", senza che i fotoni vengano assorbiti o scatterati, dopo che la radiazione abbia percorso un certo cammino.
- Riscaldamento diabatico: produzione di calore associata alla diminuzione dell'irradianza per effetto dell'assorbimento o dello scattering dei fotoni della radiazione, che attraversa un certo strato di gas di spessore Δz . $Q = -\frac{1}{\rho(z)} \frac{dF_z}{dz}$ è il rate per unità di massa con cui avviene il riscaldamento diabatico radiativo e Q si misura in W kg^{-1} .

2.2 Modello dell'effetto serra con un doppio strato di atmosfera

Si consideri il sistema Terra-Atmosfera, similmente a quanto illustrato nel Paragrafo 1.2, ma si supponga ora l'atmosfera costituita da due strati (figura 9).

Il primo strato, quello più in basso, rappresenta la troposfera che si trova a temperatura T_{trop} uniforme, e ha trasmissioni T_{lw} e T_{sw} nell'infrarosso e nell'ultravioletto, rispettivamente. La sua emittanza è $1 - T_{lw}$ nell'infrarosso. Anche stavolta consideriamo trascurabile il contributo solare all'energia assorbita per i motivi già spiegati nel paragrafo 1.2. Lo strato superiore, invece, rappresenta la stratosfera ed è a temperatura uniforme T_{strat} , trasparente alla radiazione solare e otticamente sottile per la radiazione infrarossa. La sua assorbanza (e quindi anche la sua emittanza) per i fotoni termici è $\varepsilon \ll 1$ (Ohring 1957). Ne consegue che l'espressione della trasmissione atmosferica è $1 - \varepsilon$.

Il suolo si trova a temperatura T_g ed emette come un corpo nero.

Analogamente a quanto già visto nel paragrafo 1.2, F_0 è la densità superficiale di potenza netta che arriva al top dell'atmosfera di cui ricordiamo l'espressione: $F_0 = \frac{1}{4}(1 - A)F_s$. Con i valori di riferimento di A ed F_s riportati nel capitolo 1 si ottiene $F_0 = 238 \text{ W m}^{-2}$.

L'intero sistema si suppone in condizioni di equilibrio radiativo.

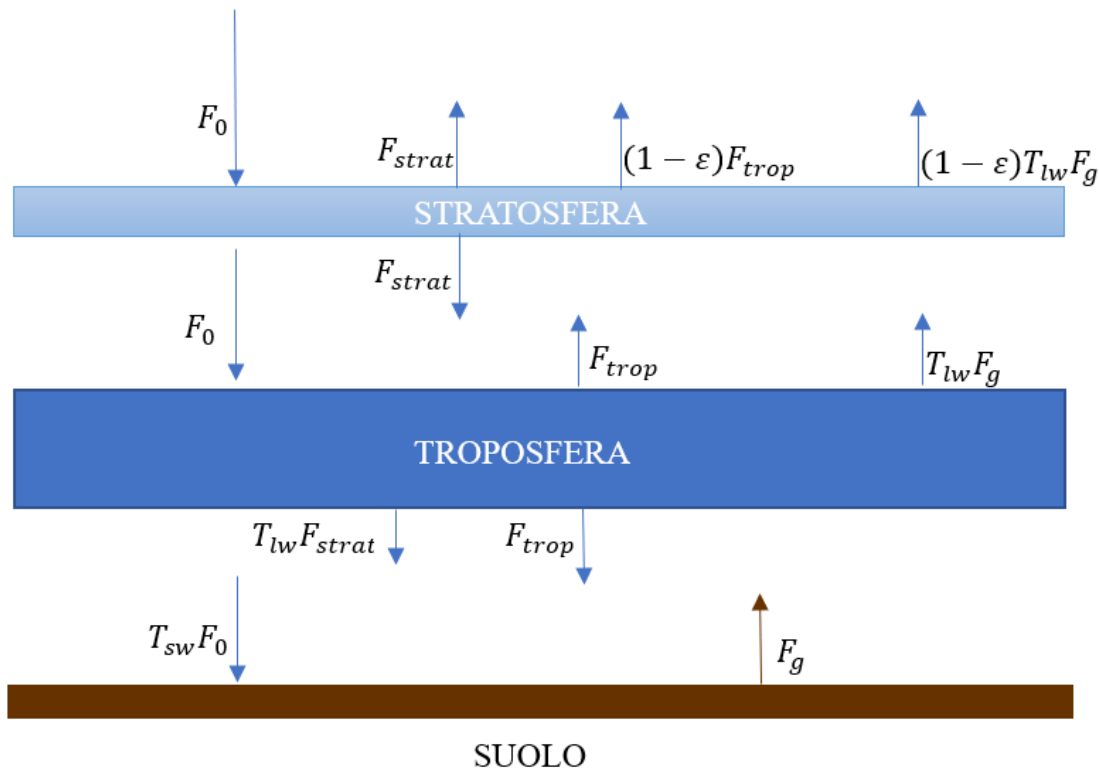


Figura 8 Modello del sistema Terra-Atmosfera nell'approssimazione di doppio strato atmosferico.

Le irradianze in figura 8 sono esprimibili, in virtù della legge di Kirchoff, come segue:

$$F_{strat} = \sigma \varepsilon T_{strat}^4$$

$$F_{trop} = \sigma(1 - T_{lw})T_{trop}^4$$

$$F_g = \sigma T_g^4.$$

Dal momento che il sistema è all'equilibrio, le irradianze devono bilanciarsi in ogni punto. È sufficiente prendere in esame le sole densità di potenza, e non le vere e proprie potenze, perché immaginiamo che le superfici sferiche concentriche considerate abbiano tutte la stessa area, corrispondente a quella di una sfera di raggio pari a quello terrestre. Questa approssimazione è analoga a quella fatta nel capitolo 1.2.

A questo punto quindi si impone l'equilibrio al di sopra della stratosfera, tra la troposfera e la stratosfera e tra il suolo e la troposfera, facendo riferimento alla figura 9. Si ottengono le seguenti equazioni:

$$F_0 = F_{strat} + (1 - \epsilon)(F_{trop} + T_{lw}F_g) \quad (1)$$

$$F_0 + F_{strat} = F_{trop} + T_{lw}F_g \quad (2)$$

$$T_{sw}F_0 + T_{lw}F_{strat} + F_{trop} = F_g \quad (3)$$

Dalle equazioni (1) e (2) è possibile ricavare l'espressione di F_{strat} in funzione di F_0 , ovvero

$$F_{strat} = \epsilon \sigma T_{strat}^4 = \frac{\epsilon F_0}{2 - \epsilon},$$

ma poiché $\epsilon \ll 1$ possiamo scrivere $\sigma T_{strat}^4 \cong F_0/2$. Si trova cioè che la temperatura della stratosfera dipende solo dall'irradianza non riflessa proveniente dal sole, nonostante sia non nulla la densità di potenza entrante nella stratosfera ed emessa dalla troposfera. Questo risultato è in accordo con l'ipotesi di una stratosfera otticamente sottile rispetto alla radiazione termica. Si ricava $T_{strat} = 209$ K.

Dalle equazioni (1) e (2) e dall'espressione di F_{strat} in funzione di F_0 è possibile ricavare l'irradianza associata alla troposfera:

$$F_{trop} = \frac{2F_0}{2 - \epsilon} - T_{lw}F_g.$$

Sfruttando quest'ultima espressione, insieme a quella di F_{strat} e alla equazione (3) è possibile esprimere separatamente F_{trop} ed F_g in funzione di F_0 .

In particolare, si ottiene

$$F_g = \frac{F_0}{1 + T_{lw}} \left[T_{sw} + \frac{1}{2 - \epsilon} (\epsilon T_{lw} + 2) \right]$$

da cui si ricava la stima della temperatura della superficie terrestre. In media l'assorbanza dei raggi infrarossi da parte dell'atmosfera è di circa 0,1 (Andrews 2000). Sfruttando dunque questo valore

insieme a quelli relativi alle trasmittanze già utilizzati nel primo capitolo si ottiene $T_g = 279$ K. Il risultato a cui si giunge è quindi migliore di quello calcolato nel primo capitolo. Ciò è dovuto all'assunzione di una stratosfera otticamente sottile, in aggiunta alla troposfera già considerata, che seppur di pochissimo (incrementi di ordine ε nell'espressione di F_g) determina un aumento della temperatura a causa del suo effetto serra.

2.3 Atmosfera approssimativamente continua

L'ultimo modello da prendere in esame per schematizzare l'effetto serra è quello che contempla la presenza di un'atmosfera stratificata, ma nella quale la temperatura e la densità ρ_a del gas costituente variano in maniera continua con l'altezza (siamo dunque nell'approssimazione di atmosfera costituita da strati piani paralleli). Si suppone che valga la diffuse approximation per la radiazione infrarossa e che il coefficiente di estinzione k non dipenda dalla frequenza. In virtù di tali assunzioni le equazioni del trasferimento del calore per fotoni termici si riassumono nelle due seguenti espressioni:

$$-\frac{dF^\uparrow}{d\chi^*} + F^\uparrow = \pi B(T) \quad (4)$$

$$\frac{dF^\downarrow}{d\chi^*} + F^\downarrow = \pi B(T) \quad (5)$$

Queste equazioni tengono rispettivamente conto dei termini di estinzione ed emissione per l'irradianza associata a radiazione uscente ed entrante nell'atmosfera. Il segno meno nella (4) è giustificato dal fatto che l'irradianza verso l'alto è discorde rispetto al cammino ottico per come questo è stato definito. $F^\uparrow, F^\downarrow$ e $B(T)$ sono tutte funzioni del cammino ottico. $B(T)$ è la funzione di Planck integrata su tutte le frequenze e valutata in T , che è la temperatura associata alla posizione in cui è valutato il cammino ottico.

Si consideri adesso l'atmosfera trasparente alla radiazione solare, come già fatto in precedenza. Ciò implica che non può esserci riscaldamento legato alle onde corte. Poichè l'atmosfera è in condizioni di equilibrio radiativo ne consegue che $Q^{sw} = Q^{lw} = 0$. Da questo ultimo risultato si deduce che l'irradianza termica netta non può dipendere da z (si ricordi come è stato definito il calore nel paragrafo 2.1). Si ha quindi che

$$F_z = F^\uparrow - F^\downarrow = \text{cost.} \quad (6)$$

Si verifica facilmente che la costante che compare in questa equazione è proprio la densità di potenza

netta che arriva all'atmosfera F_0 , già definita precedentemente. Infatti al top dell'atmosfera, per $\chi^* = 0$, non c'è irradianza termica associata a radiazione diretta verso il basso, ossia $F^\downarrow(0) = 0$. Dunque $F_z(0) = F^\uparrow(0) = F_0$.

A partire dalla equazione (4) e dalla equazione (5) è possibile ricavare le espressioni per $F^\uparrow$ e $F^\downarrow$.

In particolare sommando queste due equazioni si ottiene

$$\frac{1}{2}(F^\uparrow + F^\downarrow) = \pi B(T). \quad (7)$$

Vi sarebbe in realtà da considerare anche il termine $-\frac{1}{2}\frac{d}{d\chi^*}(F^\uparrow - F^\downarrow)$ che tuttavia si annulla. Infatti,

per la proprietà di derivazione di funzioni composte $\frac{d}{dz}F_z = \frac{dF_z}{d\chi^*}\frac{d\chi^*}{dz} = 0$ e ciò implica che, essendo

il termine $\frac{d\chi^*}{dz}$ non necessariamente nullo, sarà pari a zero il termine $\frac{dF_z}{d\chi^*} = \frac{d}{d\chi^*}(F^\uparrow - F^\downarrow)$.

Ora, sottraendo la (4) dalla (5) si ottiene

$$\frac{d}{d\chi^*}(F^\uparrow + F^\downarrow) = F^\uparrow - F^\downarrow = F_0,$$

che integrata diventa

$$F^\uparrow + F^\downarrow = F_0(1 + \chi^*),$$

reiterando il ragionamento prima fatto nel caso F_z per ricavare la costante di integrazione.

A questo punto sfruttiamo l'equazione precedente insieme alla (6) per scrivere $F^\uparrow$ e $F^\downarrow$ in funzione di F_0 . Si ottiene dunque

$$F^\uparrow = \frac{1}{2}F_0(2 + \chi^*)$$

$$F^\downarrow = \frac{1}{2}F_0\chi^*.$$

Queste ultime insieme alla (7) restituiscono

$$\pi B(T) = \frac{1}{2}F_0(1 + \chi^*) = \sigma T^4. \quad (8)$$

Considerando ora il suolo assimilabile ad un corpo nero che emette alla temperatura T_g , è possibile immaginare che l'irradianza in prossimità della superficie terrestre sia uguale all'irradianza infrarossa, associata alla direzione up, in atmosfera valutata appena sopra il suolo. In termini di equazioni ciò si

traduce in

$$F_g = \pi B(T_g) = \sigma T_g^4 = F^\uparrow = \frac{1}{2} F_0 (2 + \chi^*).$$

È possibile già da quest'ultima espressione stimare l'effetto dei gas serra in atmosfera. Infatti si ricava un valore di T_g certamente superiore rispetto alla temperatura effettiva di emissione. Sostituendo F_0 con σT_e^4 si ottiene

$$T_g = T_e (1 + \frac{1}{2} \chi_g^*)^{\frac{1}{4}},$$

che è sicuramente maggiore di T_e essendo $\chi_g^* > 0$ in atmosfera, in quanto già solo il cammino ottico atmosferico associato al fenomeno di scattering di Rayleigh è maggiore di 1 (Young 1980).

Ora volendo ricavare un profilo di temperatura in funzione dell'altezza, a partire dal termine rappresentante l'emissione nelle equazioni (4) e (5) (cioè $\pi B(T)$), è necessario esplicitare la dipendenza di $\chi^*(z)$ da z .

Avevamo già ipotizzato che il coefficiente di estinzione k fosse indipendente da z . Scegliere allora $\rho_a(z) = \rho_a(0) e^{-\frac{z}{H_a}}$, con H_a pari a una costante. Questa espressione della densità corrisponde ad una atmosfera isoterma. La temperatura di riferimento può esser considerata pari alla media di temperatura nel modello.

Si ha

$$\chi^*(z) = 1.66 \chi_v(z) = 1.66 \int_z^\infty k \rho_a(0) e^{-\frac{z}{H_a}}$$

e calcolando l'integrale si ottiene

$$\chi^*(z) = \chi_g^* e^{-\frac{z}{H_a}}.$$

Sostituendo questa espressione per il cammino ottico nell'equazione (8) è possibile ricavare il profilo della temperatura:

$$T(z) = \left[\frac{F_0}{2\sigma} (1 + \chi_g^* e^{-\frac{z}{H_a}}) \right]^{\frac{1}{4}}$$

è la temperatura plottata come funzione di $\frac{z}{H_a}$ (figura 9).

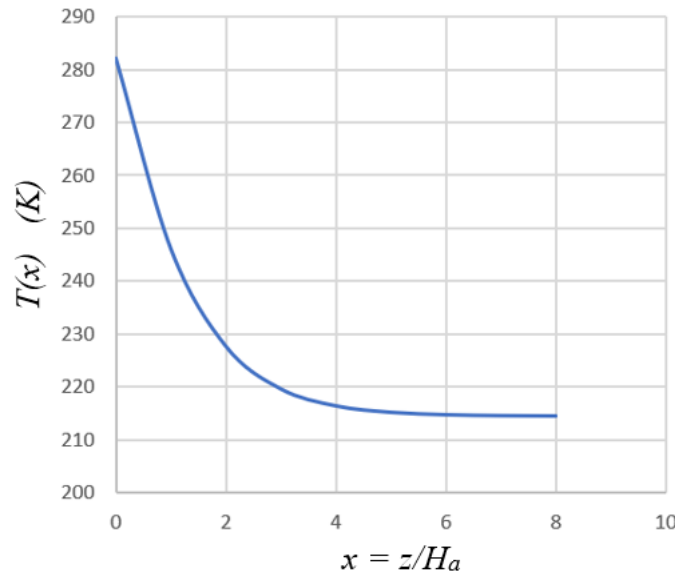


Figura 9 Andamento della temperatura in Kelvin prevista dal modello sopra illustrato in funzione della quantità z/H_a , fissato $\chi_g^* = 2$.

È interessante osservare che $\lim_{z \rightarrow \infty} T(z) = \left[\frac{F_0}{2\sigma} \right]^{\frac{1}{4}}$, che è l'espressione della temperatura stratosferica a cui si era giunti al termine del paragrafo 2.2, in accordo con l'assunzione di considerarla otticamente sottile.

È però importante studiare l'andamento di $T(z)$ per z che tende a 0. Dunque si vede che

$$\lim_{z \rightarrow 0} T(z) = T_e \left(\frac{1 + \chi_g^*}{2} \right)^{\frac{1}{4}},$$

che non è uguale al valore prima trovato per T_g , che ricordiamo essere $T_e \left(1 + \frac{1}{2} \chi_g^* \right)^{\frac{1}{4}}$.

Si evidenzia che il modello appena sviluppato contempla una discontinuità di temperatura, che non ha senso fisico, tra il suolo e l'atmosfera appena sopra di esso. Questo risultato è legato al fatto che si è considerata l'atmosfera in condizioni di equilibrio radiativo. In realtà l'atmosfera così presentata è assolutamente ideale; l'atmosfera reale non è in equilibrio chimico e quindi nemmeno radiativo, per non considerare poi tutti i fenomeni climatici perturbativi che la caratterizzano. Tale discontinuità è

tuttavia rimossa da un modello che tiene conto anche dei moti convettivi dei fluidi atmosferici. Nonostante tutto le stime che si possono ricavare per la temperatura del suolo sono da considerarsi senza dubbio migliori rispetto a tutte quelle ottenute dai modelli precedentemente illustrati perché ottenute da un modello che, se pure in maniera semplificata, tiene conto di tutti i fattori principali che contribuiscono alla determinazione della temperatura superficiale terrestre. Per calcolare il valore di $T(0)$ è necessario fissare il valore di χ_g^* . Come precedentemente detto la profondità ottica è sicuramente maggiore di 1 e se si tengono in considerazione i principali contributi di estinzione della radiazione (scattering di Rayleigh, assorbimento da parte dell'ozono e scattering da parte di particelle di aerosol) per i raggi infrarossi è mediamente una buona approssimazione scegliere $\chi_g^* = 2$ (Hrabčák 2018). Per z che tende a 0 si ottiene allora una $T(z \rightarrow 0) \approx 282 \text{ K}$.

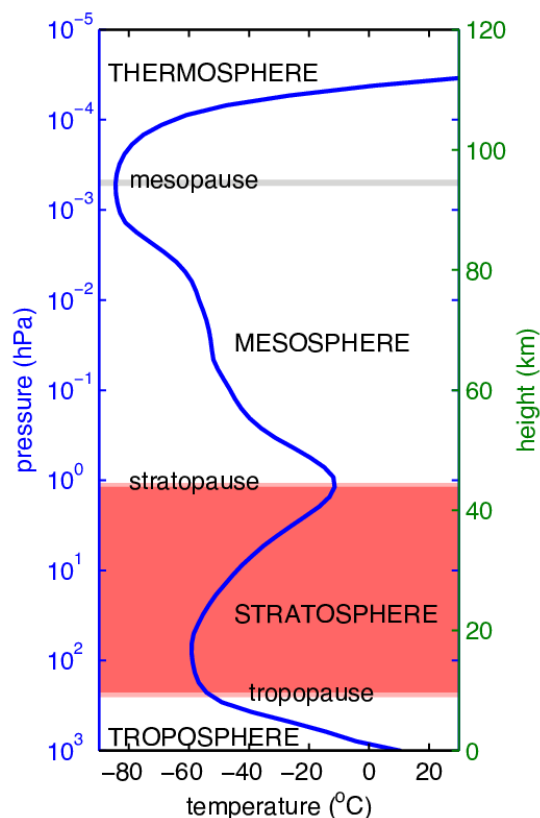


Figura 10 Profilo della temperatura al variare dell'altezza e della pressione (da Gerber et al. 2012)

In figura 10 si evidenzia quanto in realtà l'andamento della temperatura in atmosfera sia molto più

complesso di quello predetto dal modello appena sviluppato, poichè bisogna tener conto di numerosissimi aspetti e contributi finora trascurati, che rendono l'atmosfera discontinua (anche se comunque stratificata) da molti punti di vista.

Tuttavia lo scopo finale di questo ultimo modello era quello di offrire una panoramica più dettagliata, prevalentemente incentrata sull'interazione della radiazione con l'atmosfera, del meccanismo di funzionamento dell'effetto serra, che si dimostra ancora una volta necessario a spiegare l'aumento della temperatura superficiale terrestre rispetto a quella effettiva di emissione, rendendo l'atmosfera una protettiva dimora per tutte le forme di vita del nostro affascinante pianeta.

Conclusioni

Scopo di questa tesi era quello di illustrare alcuni modelli quantitativi di effetto serra.

Abbiamo innanzitutto mostrato l'assoluta necessità dell'atmosfera per avere una temperatura media superficiale pari a quella effettivamente misurata.

Abbiamo poi considerato un modello semplice di atmosfera ad uno strato introducendo schematicamente la sua interazione con la radiazione solare incidente per introdurre i principi generali della modellazione sviluppata nel secondo capitolo.

Siccome l'atmosfera è stratificata, abbiamo poi considerato un modello a due strati (stratosfera e troposfera) che fosse più aderente all'effettiva struttura dell'atmosfera. In questo modo abbiamo ottenuto stime della temperatura superficiale migliori di quelle ottenute con i modelli precedenti.

Infine, abbiamo considerato un modello continuo di atmosfera in cui i meccanismi di interazione con la radiazione solare sono stati considerati con un certo dettaglio, anche se in maniera semplificata. La temperatura al suolo T_g ricavata è certamente superiore alla temperatura effettiva di emissione: ciò significa che il modello tiene conto dell'effetto serra. L'andamento della temperatura $T(z)$ in funzione della quota che abbiamo ottenuto presenta però una discontinuità rispetto al valore di T_g , discontinuità risolvibile con l'inclusione del contributo dei moti convettivi in atmosfera.

Questo significa abbandonare alcune delle ipotesi di stazionarietà che ci hanno consentito di ricavare alcuni dei parametri dei modelli, ed introdurre la necessità di calcoli numerici.

Per valutare la bontà dei modelli abbiamo usato la stima della temperatura media superficiale. Va osservato che la temperatura superficiale è una grandezza estremamente variabile. Variazioni importanti della temperatura, soprattutto nell'ultimo secolo, sono prevalentemente associate all'immissione di gas serra nell'atmosfera per effetto di attività umane (industrializzazione, urbanizzazione e deforestazione). Diretta conseguenza di tale comportamento è il riscaldamento globale "antropico" che mina l'equilibrio su cui si regge l'ecosistema del nostro pianeta. Le variazioni climatiche ad esso associate sono assai più rapide di quelle imputabili ad un "natural global warming", che pure esiste come dimostra la storia climatica del pianeta. Il riscaldamento globale è però, anche se ancora per poco, un fenomeno reversibile. È infatti possibile pensare di invertire o quantomeno bloccare il fenomeno di crescita della temperatura superficiale terrestre negli anni. È chiaro dai risultati a cui si è giunti in questo studio che ciò può avvenire aumentando la trasmittanza relativa ai raggi infrarossi o riducendo il valore assunto dalla profondità ottica, intrinsecamente legata all'estinzione della radiazione. L'obiettivo ovviamente è quello di controllare l'eccessivo assorbimento da parte dell'atmosfera dei fotoni termici, essendo esso causa di un aumento di temperatura. Ciò si traduce praticamente in pochi ma fondamentali interventi. È

importante ridurre le emissioni incontrollate di gas serra in atmosfera, prima tra tutte l'anidride carbonica, promuovendo e investendo su fonti di energia rinnovabili e abbandonando i combustibili fossili. Sarebbe doveroso poi abolire la deforestazione, essendo le piante determinanti, attraverso la fotosintesi, nello smaltimento di CO₂. E infine ciascuno di noi dovrebbe contribuire nel proprio piccolo alla salvaguardia dell'ambiente, arginando ogni comportamento che possa rivelarsi inquinante. È necessario agire in fretta, prima di non poter più chiamare "casa" la nostra Terra.

Bibliografia

Andrews D.G. (2000) *An Introduction to Atmospheric Physics*, Cambridge University Press.

Clarke A. (2014) The thermal limits to life on Earth, *Int. J. Astrobiol.*, 13 (2), 141–154, DOI:10.1017/S1473550413000438.

Gerber E.P., A. Butler, N. Calvo, A. Charlton-Perez, M. Giorgetta, E. Manzini, J. Perlwitz, L.M. Polvani, F. Sassi, A.A. Scaife, T. A. Shaw, S. Son e S. Watanabe (2012) Assessing and Understanding the Impact of Stratospheric Dynamics and Variability on the Earth System, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 93 (6), 845-859, DOI: 10.1175/BAMS-D-11-00145.1.

Hrabčák P. (2018), Comparison of the optical depth of total ozone and atmospheric aerosols in Poprad-Gánovce, Slovakia, *Atmos. Chem. Phys.*, 18, 7739–7755.

Jones P.D., M. New, D.E. Parker, S. Martin e I.G. Rigor (1999) Surface air temperature and its changes over the past 150 years, *Rev. Geophys.*, 37, 173-199.

Kopp G. e J. L. Lean (2011) A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance, *Geophys. Res. Lett.*, 38, 1-7, DOI: 10.1029/2010GL045777.

Moritz H. (1980) Geodetic reference system, *Bull. Geodesique*, 54, 395–405.

Nahar S. N. (2010) Solar Irradiance of the Earth's Atmosphere, 1-16 DOI: [10.1007/978-90-481-9516-9_3](https://doi.org/10.1007/978-90-481-9516-9_3).

Ohring G. (1958) The radiation budget of the Stratosphere, *J. Meteorol.*, 15 (5), 440-451.

Solomon S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. Averyt, M. Tignor e H. Miller (2007) *IPCC, 2007: Climate Change 2007: The Physical Science Basis*, Cambridge University Press.

Stephens G. L., D. O'Brien, P.J. Webster, P. Pilewski, S. Kato e J. Li (2015) The albedo of Earth, *Rev. Geophys.*, 53, 141-163.

Tilley D. R. (2003), Spectral Transmittances for Solar Radiation Reaching the Earth, 1-8, DOI: 10.13140/2.1.1137.9529.

Young A. T. (1981) On the Rayleigh-scattering Optical Depth of the Atmosphere, *J. Appl. Meteorol.*, 20 (3), 328-330.

<https://data.giss.nasa.gov/gistemp/>, National Aeronautics and Space Administration, Goddard Institute for Space Studies, GISS Surface Temperature Analysis (GISTEMP v4).