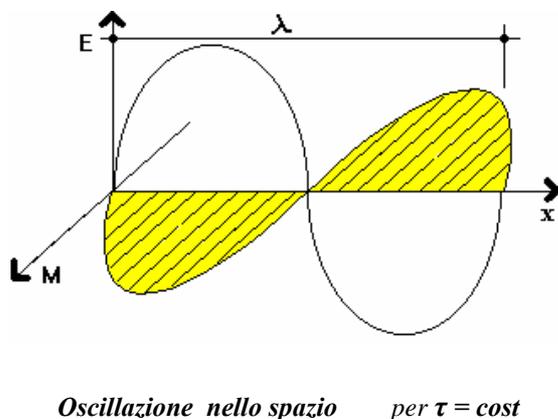
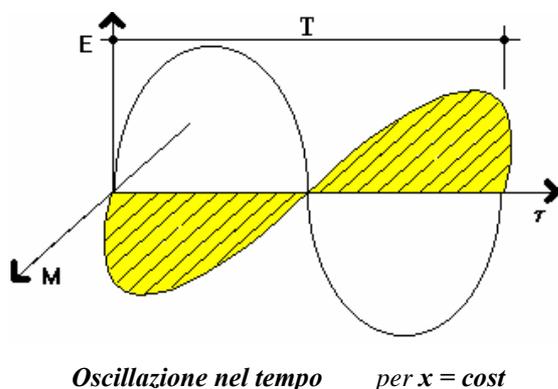


CAPITOLO 3

RICHIAMI SULL' IRRAGGIAMENTO

3.1 Generalità

Si consideri un corpo caldo sospeso all'interno di una cavità ove sia stato fatto il vuoto: se la temperatura iniziale del corpo è maggiore della temperatura delle pareti questo si raffredderà fino all'equilibrio termico con le pareti. In questo caso il calore non potrà trasmettersi per convezione o conduzione, fenomeni che richiedono la presenza di un mezzo, pertanto si tratterà di un fenomeno diverso, detto **irraggiamento**. I fondamenti teorici furono stabiliti nel 1864 da Maxwell il quale ipotizzò che le cariche elettriche accelerate o correnti elettriche generino campi elettrici e magnetici in rapido movimento, detti **onde elettromagnetiche** che si propagano alla velocità della luce c . L'emissione e l'assorbimento di queste onde da parte della materia si attua tramite meccanismi complessi riconducibili all'agitazione termica degli atomi/molecole ed alle conseguenti oscillazioni delle cariche positive e negative di cui è composta la materia.



Le onde in oggetto sono perturbazioni trasversali del campo elettrico (E) e magnetico (M) che si propagano (ad esempio nella direzione x in figura). La figura superiore mostra, nella posizione generica $x=cost$, come le perturbazioni di E e M variano nel tempo.

La seconda figura mostra la stessa perturbazione all'istante generico $\tau=cost$, (perturbazione fotografata lungo l'asse x nella direzione del moto).

L'oscillazione richiede il tempo T (periodo) cui corrisponde la distanza λ o **lunghezza d'onda**. La frequenza dell'oscillazione vale:

$$f = 1/T \quad [1/s] \text{ o } [Hz]$$

Le onde elettromagnetiche sono, quindi, caratterizzate dalla frequenza f e dalla lunghezza d'onda λ , secondo la relazione:

$$c = \frac{\lambda}{T} = \lambda f$$

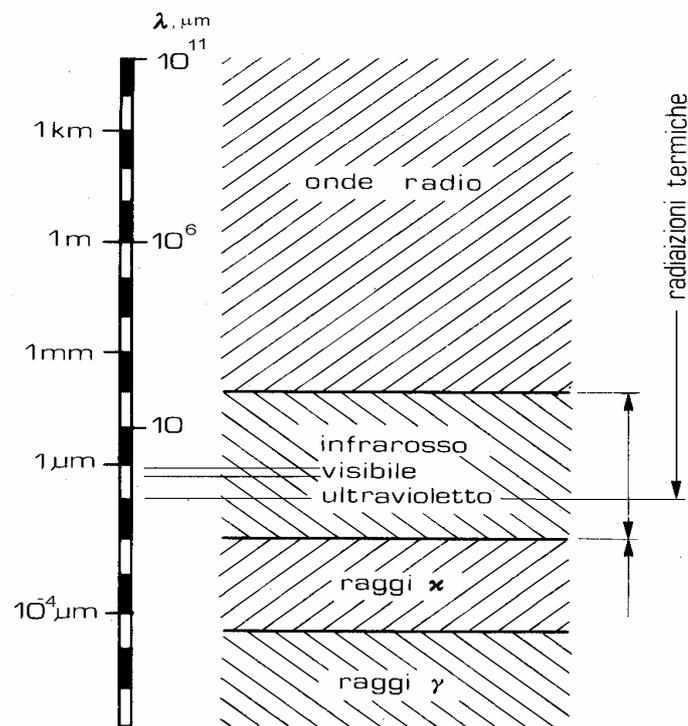
ove c è la velocità della luce nel mezzo di trasmissione. L'unità di misura comunemente usata per la lunghezza d'onda è il micrometro [μm], dove $1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ [m]}$. La frequenza (numero di oscillazioni al secondo) di un'onda può variare in funzione della sorgente, da pochi hertz [Hz] a milioni di [Hz]. La velocità della luce in un mezzo è legata alla velocità della luce nel vuoto dalla relazione $c = c_0/n$, dove n è l'indice di rifrazione del mezzo e $c_0 = 2.998 \cdot 10^8 \text{ [m/s]}$ è la velocità della luce nel vuoto. Come proposto da Planck nel 1905, la radiazione elettromagnetica può essere considerata come propagazione di un insieme di pacchetti di energia, detti **fotoni** o **quanti di energia**, ciascuno caratterizzato dalla frequenza f mediante la seguente relazione:

$$e = hf = \frac{hc}{\lambda}$$

dove $h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ [J}\cdot\text{s]}$ è la **costante di Planck**.

Poiché h e c sono costanti, ne segue che l'energia di un fotone è inversamente proporzionale alla sua lunghezza d'onda e quindi la radiazione di più piccola lunghezza d'onda possiede fotoni caratterizzati da maggiore energia. Si comprende, quindi, il motivo per il quale si cercano di evitare radiazioni di piccola lunghezza d'onda, come i raggi γ e i raggi X, caratterizzati da elevate energie.

Come sopra precisato, sebbene le onde elettromagnetiche abbiano tutte la stessa natura, differiscono tra loro al variare della lunghezza d'onda che può andare da meno di 10^{-10} [\mu m] per i raggi cosmici a più 10^{10} [\mu m] per le onde radio. Si ricorda, infatti, che lo spettro elettromagnetico, come mostrato in figura, comprende: raggi γ , X, radiazione ultravioletta, luce visibile, radiazione infrarossa, radiazione termica, microonde e onde radio.



I vari tipi di radiazione elettromagnetica sono prodotti da differenti fenomeni: ad esempio i raggi γ sono prodotti da reazioni nucleari, i raggi X dal bombardamento di metalli con elettroni di alta energia, le microonde da speciali tubi elettronici, le onde radio dall'eccitazione di alcuni cristalli o dal flusso di corrente alternata in conduttori elettrici.

La radiazione elettromagnetica che corrisponde alla trasmissione di calore è la radiazione termica emessa in conseguenza dei moti di vibrazione e rotazione di molecole, atomi ed elettroni. La radiazione termica copre un campo di lunghezze d'onda da circa **0.1** a **100** [μm] ed include l'intera radiazione visibile e infrarossa e parte della radiazione ultravioletta. La **luce**, che rappresenta la parte visibile dello spettro elettromagnetico, è compresa tra 0.38 e 0.78 [μm]. Se si osserva un fascio monocromatico di radiazioni (composto cioè da radiazioni di unica λ) si ha al crescere di λ una diversa sensazione cromatica: ad esempio dapprima si vedrà luce violetta, poi verde, e infine rossa.

Circa il 12% della radiazione solare al di fuori dell'atmosfera è nel campo ultravioletto e sarebbe pericolosa se raggiungesse in gran quantità la superficie della Terra, tuttavia ciò, per fortuna, è impedito da uno strato di ozono (O_3) nell'alta atmosfera che assorbe la maggior parte della radiazione ultravioletta extra-atmosferica.

Scoperte recenti di "buchi" nello strato di ozono hanno costretto la comunità internazionale a bandire l'uso di sostanze chimiche che distruggono l'ozono, come il refrigerante Freon 12.

I radar ed i telefoni senza fili impiegano anch'essi radiazione elettromagnetica nel campo delle microonde con lunghezza d'onda compresa tra 1 e 1000 m. Nello studio della trasmissione del calore, poiché interessa l'energia emessa dai corpi a causa della loro temperatura, si considera soltanto la radiazione termica.

Per i solidi, liquidi e gas la radiazione è emessa, assorbita o trasmessa continuamente attraverso l'intero volume di materia, per cui l'irraggiamento è un fenomeno che interessa tutto il volume.

Per solidi opachi come le pareti, metalli, il legno ecc. la radiazione è invece considerata un fenomeno superficiale e quindi le caratteristiche di emissione di radiazioni elettromagnetiche possono cambiare completamente applicando sulle superfici strati di vernici.

In generale il comportamento e gli effetti delle radiazioni elettromagnetiche sulla materia risultano molto diversi in relazione alla loro lunghezza d'onda: si pensi, ad esempio, alle radiazioni X e alle radiazioni luminose.

Le radiazioni che vengono emesse dalla superficie esterna dei corpi a causa dell'agitazione termica che si verifica a livello molecolare o atomico vengono dette **radiazioni termiche** e risultano, almeno nei problemi di nostro interesse, comprese tra 0.8 e 100 [μm].

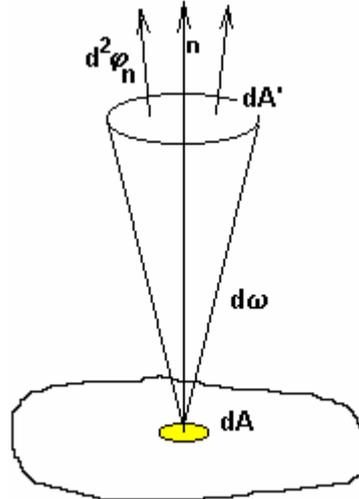
3.2 Grandezze fisiche fondamentali per l'irraggiamento

È opportuno introdurre e definire alcune importanti grandezze fisiche che consentono di descrivere l'emissione di radiazioni elettromagnetiche da parte di superfici. Grandezze analoghe saranno utilizzate in illuminotecnica. Si consideri un elemento di superficie dA su una superficie. Sia $d\phi$ il corrispondente flusso di energia emesso per irraggiamento nel semispazio sovrastante dA .

Il flusso specifico è quindi esprimibile come:

$$\phi' = \frac{d\phi}{dA}$$

Si consideri ora, come rappresentato nella figura, solo la porzione di flusso $d^2\phi_n$, emessa nella direzione normale alla superficie \mathbf{n} e contenuta entro il cono di angolo solido $d\omega$.



L'angolo solido $d\omega$ è definito in trigonometria sferica in modo analogo a quanto ben noto in trigonometria piana (misura di un angolo in radianti). In particolare l'angolo solido $d\omega$, sotteso dall'area dA' e contenente il flusso $d\phi'$, è definito (vedi figura) come:

$$d\omega = \frac{dA'}{R^2}$$

ove R rappresenta la distanza tra dA e dA' .

Gli angoli solidi, anche se a rigore adimensionali, sono misurati in *radianti sferici* (simbolo sr). L'angolo solido, entro cui risultano comprese tutte le possibili direzioni di propagazione a partire dalla superficie dA , vale ovviamente 2π [sr], come immediatamente si verifica.

Ciò premesso, si definisce *radianza in direzione normale alla superficie* (**radianza normale**), la grandezza L_n (con unità di misura $[\text{W}/\text{m}^2 \text{sr}]$):

$$L_n = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{d\phi_n}{dA} \right) = \frac{d^2\phi_n}{dA \cdot d\omega} = \frac{d\phi'_n}{d\omega}$$

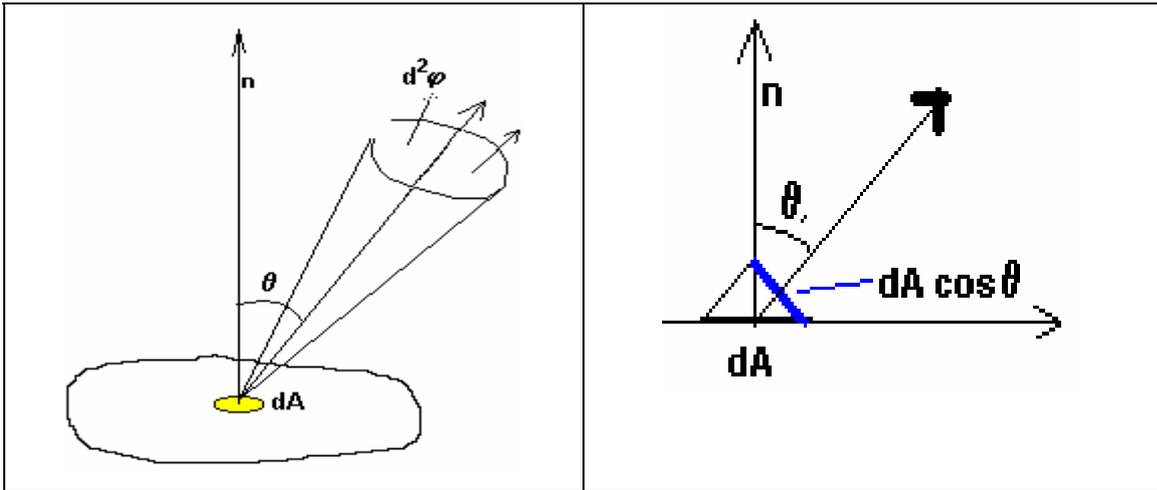
A rigori:

$$L_n = \frac{\partial^2 \phi_n}{\partial \omega \cdot \partial A}$$

Qualora, anziché riferirsi alla direzione normale alla superficie, interessi una generica direzione di propagazione, ad esempio quella individuata dall'angolo θ tra

questa e la normale \mathbf{n} alla superficie, si definisce **radianza** L_{ϑ} , il flusso energetico emesso per unità di area normale alla direzione di propagazione, ($dA \cos \vartheta$) e di angolo solido e cioè:

$$L_{\vartheta} = \frac{d^2\varphi}{dA \cdot \cos \vartheta \cdot d\omega} = \frac{d\varphi'}{\cos \vartheta \cdot d\omega}$$



Il flusso specifico totale emesso nell'emisfero sovrastante dA può ottenersi sommando tutti i contributi $d\varphi'$. In generale, per compiere questa operazione di integrazione occorrerebbe conoscere come la radianza L_{ϑ} dipenda dalla direzione di emissione. Per una certa classe di superfici (**superfici lambertiane**) risulta:

$$d^2\varphi = d^2\varphi_n \cos \vartheta$$

e cioè L è indipendente dalla direzione di propagazione:

$$L = L_{\vartheta} = \frac{d^2\varphi_n \cos \vartheta}{dA \cdot \cos \vartheta \cdot d\omega} = L_n = \text{cost}$$

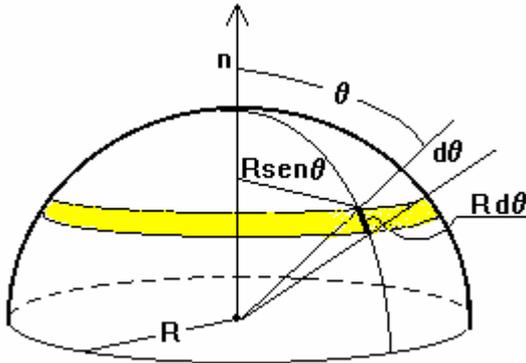
e allora:

$$L = \frac{d\varphi'}{\cos \vartheta \cdot d\omega} \Rightarrow d\varphi' = L \cdot \cos \vartheta \cdot d\omega$$

Il flusso specifico per unità di area emesso in tutte le direzioni o **emettanza integrale** M può ottenersi integrando $d\varphi'$ tra i valori dell'angolo **solido** $\omega = 0$ ed $\omega = 2\pi$ corrispondenti all'emisfero sovrastante l'area dA :

$$M = \varphi' = \int_{\omega=0}^{\omega=2\pi} d\varphi' = L \cdot \int_0^{2\pi} \cos \vartheta \cdot d\omega$$

Il calcolo si semplifica se si cambia la variabile di integrazione: in particolare (vedi figura), si può stabilire una relazione tra l'angolo solido $d\omega$ individuato dall'elemento anulare di area dA in figura e l'angolo piano $d\vartheta$.



Poichè risulta:

$$dA = 2 \pi R \sin\vartheta R d\vartheta$$

e ricordando la definizione di angolo solido risulta:

$$d\omega = 2 \pi \sin\vartheta d\vartheta$$

I limiti di integrazione da assumersi, per la variabile ϑ , risultano compresi tra 0 e $\pi/2$, e quindi:

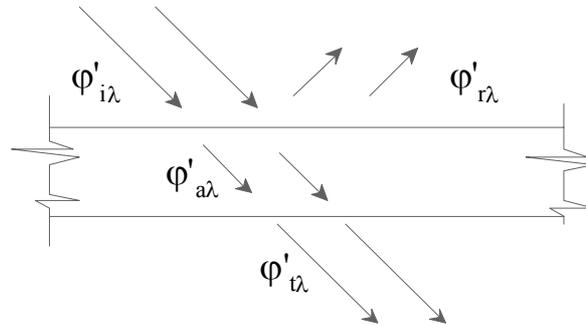
$$\begin{aligned} M = \varphi' &= L \cdot \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta \cdot 2\pi \cdot \sin\vartheta \cdot d\vartheta = \pi \cdot L \int_0^{\pi/2} 2 \cos\vartheta \cdot \sin\vartheta \cdot d\vartheta = \\ &= \pi \cdot L \int_0^{\pi/2} d(\sin^2\vartheta) = \pi \cdot L \cdot \left| \sin^2\vartheta \right|_0^{\pi/2} = \pi \cdot L \cdot |1 - 0| = \pi \cdot L = \pi \cdot L_n \end{aligned}$$

Si osservi che risulta $d(\sin^2\vartheta) = 2 \sin\vartheta \cos\vartheta d\vartheta$.

Nel caso, quindi, di superfici lambertiane, il totale flusso emesso (**emittenza integrale M**) è pari a π volte la radianza L_n in direzione normale.

3.3 Proprietà radiative dei materiali

Si consideri una lastra di materiale sulla quale incida una radiazione monocromatica di lunghezza d'onda λ con flusso energetico per unità di area $\varphi'_{i\lambda}$ [W/m^2].



In generale, le radiazioni interagiranno con la lastra in dipendenza dalle caratteristiche della radiazione incidente (lunghezza d'onda, angolo di incidenza) e dalla natura della superficie. In ogni caso, tuttavia, una parte $\varphi'_{r\lambda}$ del flusso energetico incidente sarà riflessa sulla superficie, una parte $\varphi'_{a\lambda}$ assorbita ed infine una parte $\varphi'_{t\lambda}$ trasmessa oltre la lastra. Ovviamente, sulla base del *principio della conservazione dell'energia*, potrà scriversi la seguente relazione:

$$\varphi'_{i\lambda} = \varphi'_{r\lambda} + \varphi'_{a\lambda} + \varphi'_{t\lambda}$$

Dividendo per il flusso incidente $\varphi'_{i\lambda}$ si ottiene:

$$1 = \rho_{\lambda} + \alpha_{\lambda} + \tau_{\lambda}$$

ove α_{λ} : fattore di assorbimento alla lunghezza d'onda λ

ρ_{λ} : fattore di riflessione alla lunghezza d'onda λ

τ_{λ} : fattore di trasmissione alla lunghezza d'onda λ

Ovviamente ciascun fattore potrà assumere unicamente valori numerici compresi tra **0** ed **1**. Nel caso che il fascio di radiazioni incidenti sia policromatico, cioè composto da onde di diverse lunghezze d'onda, ad esempio nell'intervallo $\lambda_1 \div \lambda_2$, risulta ancora possibile fare, in termini globali anziché monocromatici, analoghe considerazioni e scrivere:

$$1 = \rho + \alpha + \tau$$

In questo caso, ovviamente, i fattori ρ , α , τ rappresenteranno opportuni valori medi delle corrispondenti grandezze monocromatiche. Nel caso di corpi solidi, il cui spessore sia tale da far sì che $\tau = 0$, si otterrà $\rho + \alpha = 1$ e, su base monocromatica, $\rho_\lambda + \alpha_\lambda = 1$. È opportuno evidenziare come, a prescindere dal valore numerico del fattore di riflessione o di trasmissione, il comportamento di lastre reali, sia in riflessione che in trasmissione, evidenzia sempre comportamenti intermedi tra due situazioni limiti qualitativamente assai diverse, e cioè (vedi figura):

- riflessione o trasmissione regolare;
- riflessione o trasmissione perfettamente diffusa.



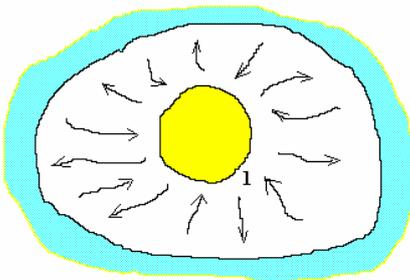
Il comportamento di una superficie nei riguardi di queste modalità di riflessione dipende dalla lunghezza d'onda e dalle relazioni esistenti tra questa e la rugosità della superficie. Normalmente una superficie rugosa presenta un comportamento diffuso migliore di quello di una superficie più levigata; ovviamente, i termini **rugoso** e **levigato** vanno intesi in senso relativo, cioè in relazione alla lunghezza d'onda delle radiazioni incidenti. Ad esempio, uno specchio è "piuttosto" speculare per la luce visibile, ma un foglio di carta bianca, pur caratterizzato da un fattore di riflessione paragonabile, risulta riflettere la luce visibile in modo "alquanto diffuso". Il fondo di una padella per castagne risulta quasi speculare per le onde radar, mentre certamente non lo è per le radiazioni luminose.

3.4 Proprietà di emissione dei corpi - Principio di Kirchoff

Come si è già accennato, l'emissione di energia radiante da parte della superficie di un corpo dipende dalla sua natura, dalla temperatura e dalla lunghezza d'onda. È opportuno, per caratterizzare il fenomeno, introdurre una nuova grandezza e cioè l'**emettanza monocromatica** $M_\lambda = dM/d\lambda$, o flusso energetico per unità di area, emesso in tutte le direzioni alla lunghezza d'onda λ . Le sue dimensioni fisiche sono $[W/(m^2\mu m)]$. L'**emettanza integrale** M , o flusso per unità d'area emesso in tutte le direzioni globalmente (e cioè su tutte le lunghezze d'onda possibili), vale:

$$M = \int_0^{\infty} M_\lambda d\lambda$$

Tra l'emettanza, sia monocromatica sia integrale, e i corrispondenti fattori d'assorbimento, esiste una ben precisa relazione che prende il nome di **Principio di Kirchoff**. Si consideri una cavità posta all'interno di un mezzo isoterma e si immagini di porre in essa un **corpo**, ad esempio individuato dall'indice **1**. Si supponga che inizialmente la temperatura del corpo sia inferiore a quella che caratterizza le superfici interne della cavità. Di conseguenza, tra le pareti della cavità e il corpo si verificheranno scambi di calore per irraggiamento e convezione, a causa dei quali, dopo un tempo più o meno lungo, si raggiungeranno condizioni di equilibrio termico.



In queste condizioni, la temperatura del corpo non varierà più nel tempo, in accordo con le previsioni del secondo principio della termodinamica e quindi lo scambio termico netto, sia per convezione corpo-aria che per irraggiamento corpo-pareti dovrà necessariamente risultare nullo.

Con riferimento al solo scambio per irraggiamento si può osservare che, poiché sia le pareti della cavità che la superficie A_1 del corpo continueranno ad emettere e ad assorbire radiazioni elettromagnetiche, nelle condizioni di regime, dovrà necessariamente verificarsi per ogni lunghezza d'onda λ un **equilibrio** tra il **flusso di energia assorbito e quello emesso dal corpo**.

Se si suppone che all'interno della cavità non esistano direzioni privilegiate di propagazione delle onde elettromagnetiche (condizione di perfetta diffusione

dell'energia raggiante nella cavità) il flusso di energia per unità di area, ϕ'_λ , incidente sul corpo, risulterà costante ed indipendente dalla direzione di incidenza (ϕ'_λ costante)

Pertanto, sul **corpo 1** di superficie A_1 inciderà un flusso $A_1 \phi'_\lambda$ di cui solo la frazione $\alpha_{1\lambda} A_1 \phi'_\lambda$ sarà assorbita ($\alpha_{1\lambda}$ variabile tra 0 e 1). All'equilibrio termico il flusso emesso dal corpo $A_1 M_{1\lambda}$ dovrà eguagliare il flusso assorbito e cioè:

$$\alpha_{1\lambda} A_1 \phi'_\lambda = A_1 M_{1\lambda}$$

e quindi risulterà anche:

$$\phi'_\lambda = \frac{M_{1\lambda}}{\alpha_{1\lambda}}$$

Se poi si immagina di introdurre nella cavità, supposta sempre alla stessa temperatura, anche altri **corpi**, ad esempio **2** e **3**, dovrà risultare ancora:

$$\phi'_\lambda = M_{1\lambda} / \alpha_{1\lambda} = M_{2\lambda} / \alpha_{2\lambda} = M_{3\lambda} / \alpha_{3\lambda}$$

Poichè ϕ'_λ è costante, per qualunque corpo anche il “**rapporto tra l'emittenza monocromatica M_λ ed il fattore di assorbimento α_λ è costante**” (**Principio di Kirchoff**).

$$\phi'_\lambda = \frac{M_\lambda}{\alpha_\lambda} = \text{costante}$$

Le superfici con α_λ più elevato saranno anche caratterizzati da più elevata M_λ . Un ipotetico corpo caratterizzato da $\alpha_\lambda = 1$ (**corpo nero**) e, quindi, da fattori di riflessione e di trasmissione $\rho_\lambda = 0$ e $\tau_\lambda = 0$, sarebbe in grado di assorbire integralmente l'energia raggiante incidente. L'emittenza $M_{n\lambda}$ di questo corpo sarà quindi la massima possibile e ϕ'_λ coinciderà con $M_{n\lambda}$. L'emittenza M_λ di una qualunque superficie (fattore di assorbimento α_λ) potrà essere espressa:

$$M_\lambda = M_{n\lambda} \alpha_\lambda$$

Introducendo ora il **fattore di emissività ϵ_λ** , o semplicemente **emissività**, definito come:

$$\epsilon_\lambda = M_\lambda / M_{n\lambda}$$

risulta anche:

$$\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda$$

In termini globali, per una qualunque superficie si può scrivere anche:

$$\varepsilon = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda \cdot \mathbf{M}_{n\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty \mathbf{M}_{n\lambda} d\lambda} = \frac{\mathbf{M}_1}{\mathbf{M}_n} = \alpha = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda \cdot \mathbf{M}_{n\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty \mathbf{M}_{n\lambda} d\lambda}$$

Se in una parete della cavità venisse praticata una piccola apertura, attraverso questa passerebbe il flusso di energia \mathbf{M}_n e cioè si avrebbe la stessa emissione di una superficie nera. Il flusso emesso sarebbe, inoltre perfettamente diffuso in tutte le direzioni e, quindi, la superficie dell'apertura sarebbe caratterizzata da una radianza isotropa $\mathbf{L} = \mathbf{L}_n$, in accordo con la legge di Lambert. Inoltre, in accordo con il Principio di **Kirchoff**, tale superficie sarebbe anche caratterizzata da un fattore d'assorbimento unitario. Di ciò ci si può rendere facilmente conto se si considera come qualunque radiazione incidente sull'apertura nella cavità sarà pressoché totalmente assorbita a causa delle successive riflessioni che subirà all'interno della cavità. Ad esempio, l'apertura di una caverna su una parete rocciosa può essere con buona approssimazione considerata, ed effettivamente appare, come una superficie nera, che assorbe le radiazioni visibili incidenti.

L'emettanza di una cavità, e cioè l'**emettanza di un corpo nero**, fu oggetto alla fine dell'Ottocento di molti studi teorici e sperimentali. I dati sperimentali ottenuti mostravano che l'emettanza $\mathbf{M}_{n\lambda}$ era una funzione della temperatura della cavità e della lunghezza d'onda. In base alle misure effettuate ci si rese presto conto che il totale flusso emesso su tutte le lunghezze d'onda, e cioè l'*emettanza integrale* \mathbf{M} , risultava (**Legge di**

Stefan):

$$\mathbf{M} = \sigma T^4 \quad [\text{W/m}^2]$$

e cioè proporzionale alla quarta potenza della temperatura assoluta della cavità, ove:

$$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \quad [\text{W/m}^2 \text{K}^4]$$

è detta **costante di Stefan-Boltzmann**.

La teoria classica sull'elettromagnetismo non riuscì a giustificare l'andamento delle curve sperimentali, e fu solo grazie all'introduzione della rivoluzionaria **ipotesi**

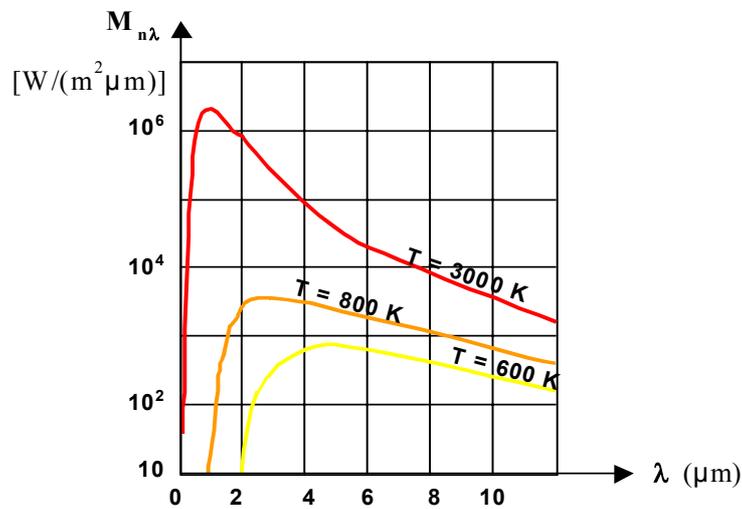
quantistica che Planck riuscì ad ottenere un perfetto accordo con i dati sperimentali. L'espressione per l'emettanza $M_{n\lambda} = f(T, \lambda)$ ottenuta da Plank è:

$$M_{n\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} [W/(m^2 \mu m)]$$

ove:

$$c_1 = 3.743 \cdot 10^8 [W \mu m^4 / m^2]; \quad c_2 = 14388 [\mu m K]$$

In figura è rappresentata la funzione $M_{n\lambda}$ in funzione della lunghezza d'onda λ per alcuni valori della temperatura T .



Come si può osservare, al crescere della temperatura viene emessa energia radiante in maggior misura e a lunghezze d'onda sempre inferiori. La lunghezza d'onda alla quale si verifica la massima emissione si sposta progressivamente verso le lunghezze d'onda minori via via che la temperatura T aumenta. Se la temperatura T è sufficientemente elevata, si ha emissione di luce visibile che progressivamente tende dal rosso verso il bianco in corrispondenza di ulteriori incrementi di temperatura. Integrando $M_{n\lambda}$ su tutto il campo di lunghezze d'onda si ottiene:

$$M = \int_0^{\infty} M_{n\lambda} d\lambda = \sigma \cdot T^4$$

Derivando la funzione $M_{n\lambda}$ e uguagliando a zero il risultato, si ottiene un'altra importante relazione:

$$\frac{\partial M_{n\lambda}}{\partial \lambda} = 0 \Rightarrow \text{legge dello spostamento di Wien :}$$

$$\lambda_{\max} T = 2898 [\mu m K]$$

Tale legge consente di valutare la lunghezza d'onda ove si verifica il massimo dell'emissione.

ESERCIZI ED ESEMPI

1) Il flusso specifico della radiazione solare extratmosferica alla distanza media della Terra-Sole è detto **costante solare** W_s . Nell'ipotesi che la superficie del sole si comporti come un corpo nero, si valuti la temperatura superficiale del sole ($W_s = 1353 \text{ W/m}^2$).

La potenza totale P_t attraverso la superficie ideale che ha per centro il Sole e per raggio la distanza media Terra-Sole ($149.600.000 \text{ [km]} \Rightarrow R = 14,96 \cdot 10^{10} \text{ [m]}$), è:

$$P_t = 4\pi \cdot R^2 W_s = 4 \cdot 3.14 (14.96 \cdot 10^{10})^2 \cdot 1353 = 3.81 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

La potenza totale P_t divisa per la superficie solare fornisce immediatamente la potenza specifica solare e cioè l'emettanza integrale M_s . Poiché il raggio del Sole vale circa 696500 Km ($r = 6.965 \cdot 10^8 \text{ [m]}$) risulta:

$$M_s = P_t / 4\pi \cdot r^2 = 6.26 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$$

Conoscendo la potenza emessa per unità di superficie, la Legge di Stefan permette di risalire al valore della **temperatura superficiale del sole** T_s , ovviamente se la superficie solare viene assimilata ad una superficie perfettamente nera. Risulta:

$$M_s = \sigma \cdot T_s^4$$

ed essendo la costante di Stefan-Boltzmann pari a $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ [W/m}^2 \text{K}^4]$, si ottiene:

$$T_s = \sqrt[4]{\frac{M_s}{\sigma}} \cong 5740 \text{ K}$$

2) Si valuti la lunghezza d'onda alla quale si ha la massima emissione di radiazioni elettromagnetiche da parte del Sole.

Se la superficie solare, la cui temperatura è circa **5740 K**, viene assimilata ad una superficie nera, la λ_{\max} alla quale il sole emette il massimo flusso di energia, si ottiene immediatamente dalla legge di Wien:

$$\lambda_{\max} = 2898 / 5740 = 0.51 \quad [\mu\text{m}]$$

In prossimità di questo valore di lunghezza d'onda l'occhio umano presenta, come si vedrà, la sua massima sensibilità.

3.5 Emissione delle superfici reali

L'emettanza delle superfici reali è sempre inferiore all'emettanza limite $M_{n\lambda}$ del corpo nero, in accordo col fatto che non è possibile realizzare superfici con un fattore di assorbimento $\alpha_\lambda = 1$.

Risulta, infatti, sulla base delle relazioni prima descritte:

$$M_\lambda = \alpha_\lambda M_{n\lambda} \quad \text{o} \quad M_\lambda = \varepsilon_\lambda M_{n\lambda}$$

ove:

$$\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda < 1$$

Il totale flusso di energia M irraggiato da una certa superficie può essere scritto nella forma:

$$M = \int_0^\infty \alpha_\lambda M_{n\lambda} d\lambda = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda M_{n\lambda} d\lambda$$

Risulta evidente che l'entità di tale flusso potrà essere valutata solo se nota, ad esempio in base a misure sperimentali, la funzione $\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda = f(\lambda)$. Un corpo caratterizzato da $\alpha = \varepsilon = \text{cost}$ è detto **grigio**.

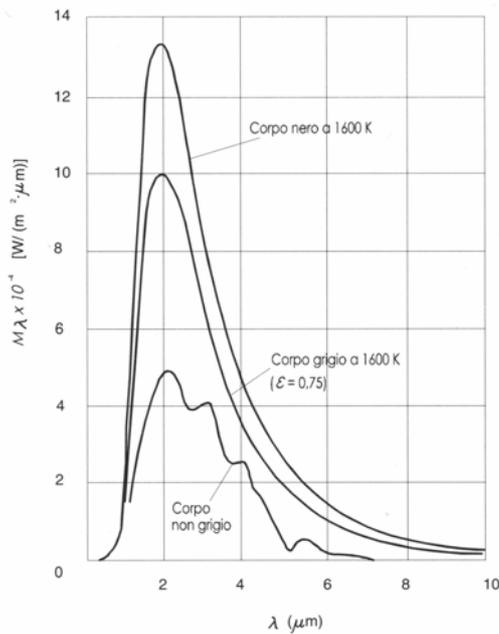
Spesso è possibile con approssimazione sufficiente considerare superfici reali come superfici grigie caratterizzate da un valore costante di emissività pari ad un opportuno valore medio nel campo di λ interessato.

In questi casi, l'andamento dell'emettanza $M_{n\lambda}$ del corpo nero può essere utilizzato per studiare anche l'emissione di corpi reali.

È sufficiente, infatti, moltiplicare l'emettanza $M_{n\lambda}$, e cioè l'ordinata della curva, per un fattore costante $\alpha = \varepsilon < 1$ come rappresentato in figura.

Riassumendo:

- **corpo nero** $\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda = 1$
- **corpo grigio** (idealizzazione) $\alpha_\lambda = \alpha = \varepsilon_\lambda = \varepsilon = \text{cost.} (< 1)$
- **corpo reale** $\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda = f(\lambda)$.



È opportuno ricordare che, in generale, i fattori $\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda$ dipendono anche dalla temperatura ($\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda = f(T)$).

In generale, inoltre, l'emissività dipende notevolmente anche da caratteristiche della superficie stessa, quali rugosità, tipo di lavorazione, etc., che devono, pertanto, essere sempre accuratamente specificate.

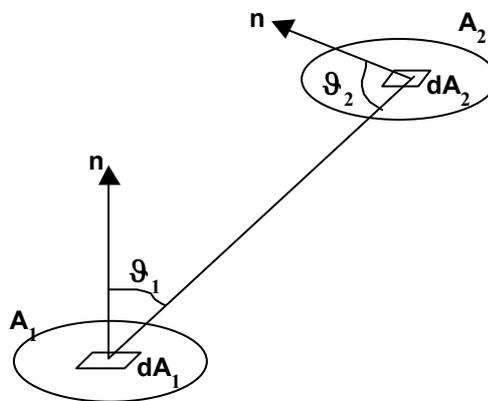
Nella seguente tabella sono riportati valori indicativi delle **emissività medie** delle superfici di alcuni materiali nell'intervallo di λ interessante l'emissione di corpi neri rispettivamente alla temperatura di 320 K (infrarosso) e 5700 K (visibile e vicino infrarosso). Quest'ultimo caso è sufficientemente rappresentativo dell'emissione solare.

MATERIALE	EMISSIVITÀ (valori medi)	
	T = 320 [K]	T = 5700 [K]
Alluminio lucido	0.04	0.30
Alluminio anodizzato	0.94	0.35
Laterizi	0.93	0.70
Marmo (bianco)	0.95	0.47
Vernice (crema)	0.95	0.35
Nero fumo	0.95	0.95

3.6 Scambio termico tra superfici nere

Lo studio dello scambio termico tra superfici nere è più semplice di quanto non lo sia per le superfici grigie perché tutto il flusso termico incidente sulle superfici viene assorbito. La presenza d'aria atmosferica non influenza apprezzabilmente lo scambio termico per irraggiamento in quanto, almeno per le condizioni di nostro interesse, essa risulta quasi perfettamente trasparente.

Si considerino ora due superfici nere A_1 ed A_2 , con temperatura T_1 e T_2 ($T_1 > T_2$) uniformi, disposte nello spazio come rappresentato in figura.



Si definisce **fattore di forma** $F_{1,2}$ il rapporto tra il flusso termico $\phi_{1,2}$ che emesso dalla superficie 1 raggiunge la superficie 2 ed il totale flusso $A_1 M_{n1}$ emesso dalla superficie 1. In modo analogo, si definisce il fattore $F_{2,1}$ come rapporto tra il flusso $\phi_{2,1}$, che emesso dalla superficie 2 raggiunge la superficie 1 ed il totale flusso $A_2 M_{n2}$ emesso dalla superficie 2. Risulta evidentemente dalle definizioni:

$$F_{1,2} = \frac{\phi_{1 \rightarrow 2}}{A_1 M_{n1}} \quad F_{2,1} = \frac{\phi_{2 \rightarrow 1}}{A_2 M_{n2}}$$

e quindi si può scrivere:

$$\phi_{1 \rightarrow 2} = A_1 M_{n1} F_{1,2} \quad \text{e} \quad \phi_{2 \rightarrow 1} = A_2 M_{n2} F_{2,1}$$

Il flusso netto scambiato tra le due superfici nere $\phi_{1,2}$ può essere espresso come:

$$\phi_{1,2} = \phi_{1 \rightarrow 2} - \phi_{2 \rightarrow 1} = A_1 M_{n1} F_{1,2} - A_2 M_{n2} F_{2,1}$$

È evidente che, se le due superfici sono alla stessa temperatura, deve anche risultare (per il II° Principio della Termodinamica): $\phi_{1,2} = 0$

In tali condizioni è anche, si noti, $M_{n1} = M_{n2}$, per cui deve anche essere verificata la seguente relazione di reciprocità tra i fattori di forma:

$$A_1 F_{1,2} = A_2 F_{2,1}$$

Poiché $F_{1,2}$ e $F_{2,1}$ sono evidentemente **solo funzioni della geometria del sistema** e **non delle temperature** T_1 e T_2 , la precedente relazione deve dunque valere in generale anche quando $T_1 > T_2$ e $\varphi_{1,2}$ non è nullo. Si potrà sempre scrivere:

$$\varphi_{1,2} = A_1 F_{1,2} (M_{n1} - M_{n2}) = A_2 F_{2,1} (M_{n1} - M_{n2}) = A_1 F_{1,2} \sigma (T_1^4 - T_2^4)$$

Si può osservare come la valutazione del flusso scambiato tra due superfici nere si riduca alla valutazione di uno dei fattori di forma tra le superfici stesse. Può essere opportuno ricavare un'espressione matematica che consenta tale valutazione.

A questo scopo si considerino sulle due superfici nere A_1 e A_2 prima citate due elementi di area rispettivamente dA_1 e dA_2 . Sia R la distanza tra i due elementi, ϑ_1 e ϑ_2 gli angoli rispettivamente formati con le normali alle dette superfici.

In riferimento all'elemento dA_1 , ricordando la definizione di radianza L_{n1} , si può scrivere:

$$L_{n1} = \frac{d\varphi_{1 \rightarrow 2}^2}{dA_1 \cos \vartheta_1 d\omega_1}$$

e analogamente, con riferimento all'elemento dA_2 :

$$L_{n2} = \frac{d\varphi_{2 \rightarrow 1}^2}{dA_2 \cos \vartheta_2 d\omega_2}$$

Si noti come il flusso $d\varphi_{1 \rightarrow 2}^2$ che incide su dA_2 corrisponda al flusso emesso da dA_1 entro l'angolo solido $d\omega_1$ per cui :

$$d\omega_1 = \frac{dA_2 \cos \vartheta_2}{R^2}$$

Analogamente:

$$d\omega_2 = \frac{dA_1 \cos \vartheta_1}{R^2}$$

Ricordando inoltre che:

$$M_{n1} = \pi L_{n1}$$

si può scrivere:

$$d^2\varphi_{1\rightarrow 2} = \frac{M_{n1}}{\pi} \frac{dA_1 \cos \vartheta_1 dA_2 \cos \vartheta_2}{R^2}$$

e analogamente:

$$d^2\varphi_{2\rightarrow 1} = \frac{M_{n2}}{\pi} \frac{dA_1 \cos \vartheta_1 dA_2 \cos \vartheta_2}{R^2}$$

Il flusso netto scambiato sarà, quindi:

$$d^2\varphi_{1,2} = \frac{(M_{n1} - M_{n2})}{\pi} \frac{dA_1 \cos \vartheta_1 dA_2 \cos \vartheta_2}{R^2}$$

Il totale flusso si ottiene integrando relativamente alle aree A_1 e A_2 e cioè:

$$\varphi_{1,2} = \frac{(M_{n1} - M_{n2})}{\pi} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{R^2} dA_2 dA_1$$

Confrontando con la relazione prima ottenuta ($\varphi_{1,2} = A_1 F_{1,2} (M_{n1} - M_{n2})$), si ottiene

l'espressione di $F_{1,2}$:

$$F_{1,2} = \frac{1}{A_1 \pi} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{R^2} dA_2 dA_1$$

La risoluzione di questi integrali risulta, in genere, assai laboriosa, per cui spesso si può ricorrere a diagrammi esistenti in letteratura che riportano andamenti dei fattori di forma almeno per le geometrie di maggiore interesse.

3.7 Scambio termico per irraggiamento tra superfici grigie

Come già osservato, lo scambio termico per irraggiamento tra corpi grigi è complicato dal fatto che non tutto il flusso termico incidente viene assorbito. Si può dimostrare, sulla base di un'analisi più dettagliata, che il flusso netto scambiato $\varphi_{1,2}$ tra due superfici isoterme, grigie, di emissività ε_1 ed ε_2 , risulta esprimibile:

$$\varphi_{1,2} = X_a (M_{n1} - M_{n2}) = X_a \sigma (T_1^4 - T_2^4)$$

ove il fattore X_a dipende dalla geometria del sistema e dall'emissività delle due superfici. L'espressione che si ottiene per X_a è:

$$X_a = \left(\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 A_1} + \frac{1}{F_{1,2} A_1} + \frac{1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 A_2} \right)^{-1}$$

Si può notare che, se in questa espressione si pone $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$, ossia se si considerano le due superfici nere, si ottiene nuovamente l'espressione prima illustrata per lo scambio termico tra due superfici nere. Vale, cioè:

$$\lim_{\varepsilon_1, \varepsilon_2 \rightarrow 1} X_a = A_1 \cdot F_{1,2}$$

È opportuno considerare quale valore assuma X_a in due situazioni interessanti la fisica degli edifici:

- il caso delle **superfici parallele indefinite** (situazione tipica: intercapedine di pareti piane);
- il caso di un **corpo piccolo in un grande ambiente** (situazione tipica: corpo umano in un ambiente confinato, corpo scaldante in un locale).

• **Superfici parallele indefinite**

In questo caso, tutto il flusso emesso dalla superficie **1** deve incidere sulla superficie **2** e, quindi, risulta $F_{1,2} = 1$. Poiché, evidentemente, è anche $A_1 = A_2$, l'espressione del fattore X_a si riduce a:

$$X_a = \frac{A_1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$$

• **Corpo piccolo in un grande ambiente**

Si consideri un corpo piccolo (superficie A_1) posto all'interno di grande ambiente (superficie A_2). Si può osservare che anche in questo caso risulta $F_{1,2} = 1$ e ciò in conseguenza del fatto che tutto il flusso termico emesso dalla superficie A_1 inciderà su A_2 . Si osservi, però, che $F_{2,1} \ll 1$ in conseguenza del fatto che solo una piccola parte del flusso emesso da **2** inciderà su A_1 .

Se si introduce nell'espressione di X_a il rapporto A_1/A_2 , si può scrivere:

$$X_a = \frac{A_1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$$

Al tendere del rapporto A_1/A_2 a zero (corpo piccolo in grande ambiente) si ottiene per X_a il valor limite:

$$X_a = A_1 \varepsilon_1$$

Cioè, in questo caso, lo scambio termico dipende solo dall'emissività ε_1 del corpo più piccolo.

3.8 Espressioni semplificate utilizzate nella tecnica

Spesso per svolgere comuni calcoli tecnici in cui siano coinvolti fenomeni di irraggiamento tra superfici in intervalli relativamente ridotti di temperatura, si usa fare riferimento ad un'espressione semplificata analoga a quella che esprime lo scambio termico per convezione. In particolare si vuole esprimere il flusso termico scambiato per irraggiamento tra le superfici 1,2:

$$\varphi_{1,2} = X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)$$

nella forma $\varphi_{1,2} = A_1 \alpha_{\text{irr}} (t_1 - t_2)$ introducendo un coefficiente di irraggiamento α_{irr} :

A questo scopo si moltiplica e divide il secondo membro della prima relazione per $A_1(t_1-t_2)$:

$$\varphi_{1,2} = X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4) = A_1 \cdot \frac{X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{A_1 \cdot (t_1 - t_2)} \cdot (t_1 - t_2)$$

e quindi, confrontando le due relazioni, si ottiene il coefficiente α_{irr} :

$$\alpha_{\text{irr}} = X_a \sigma \frac{(T_1^4 - T_2^4)}{A_1 (t_1 - t_2)}$$

Si può osservare che il coefficiente di irraggiamento così definito dipende dalle caratteristiche delle superfici ($X_a = f(A_1, A_2, F_{1,2}, \varepsilon_1, \varepsilon_2)$) e dipende, in notevole misura, dalle temperature dei due corpi **1** e **2**.

ESERCIZI ED ESEMPI

1) Una parete perimetrale è munita di un'intercapedine d'aria ($L = 6$ cm). Tra le facce opposte dell'intercapedine (**1 e 2**) esiste una differenza di temperatura $\Delta t = t_1 - t_2 = 7$ °C e si supponga $t_1 = 17$ °C. Nell'ipotesi che $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0.8$ si valuti il flusso termico specifico trasmesso attraverso l'intercapedine e il relativo coefficiente di irraggiamento α_{irr} .

Il flusso termico per irraggiamento tra due lastre estese ed affacciate non dipende dallo spessore L essendo dato da:

$$\varphi_{1,2} = X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)$$

$$X_a = \frac{A_1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} = \frac{A_1}{\frac{1}{0.8} + \frac{1}{0.8} - 1} = \frac{A_1}{1.5}$$

Con $T_1 = 290$ K e $T_2 = 283$ K, si ottiene:

$$\varphi_{1,2} = X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4) = \frac{A_1}{1.5} \cdot \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)$$

$$\varphi' = \frac{\varphi_{1,2}}{A_1} = \frac{1}{1.5} \cdot 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot (290^4 - 283^4) = 24.9 \text{ [W/m}^2\text{]}$$

Il coefficiente α_{irr} è:

$$\alpha_{irr} = \frac{X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{A_1 \cdot (t_1 - t_2)} = \frac{24.9}{7} = 3.6 \text{ [W/(m}^2\text{K)]}$$

Nel caso che le superfici dell'intercapedine siano caratterizzate da emissività superficiali minori, ad esempio nel caso $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0.2$, si ottiene:

$$X_a = \frac{A_1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} = \frac{A_1}{\frac{1}{0.2} + \frac{1}{0.2} - 1} = \frac{A_1}{9}$$

e cioè il flusso specifico trasmesso risulterà sei volte minore.

2) Si supponga ora di interporre, tra le due superfici ($\epsilon_1 = \epsilon_2$) una sottile lastra (schermo **S**) con $\epsilon_S = \epsilon_1 = \epsilon_2$. Il flusso termico scambiato tra **1** e **S** è eguale al flusso termico scambiato tra **2** e **S**.

Risulta:

$$\begin{aligned}\Phi_{1,S} &= \Phi_{S,2} \\ X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_S^4) &= X_a \sigma \cdot (T_S^4 - T_2^4)\end{aligned}$$

Dal bilancio termico si ottiene T_S :

$$T_S^4 = \frac{T_1^4 + T_2^4}{2}$$

Il flusso termico scambiato tra **1** e **2** è:

$$\Phi_{1,2} = \Phi_{1,S} = X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_S^4) = X_a \sigma \cdot \left(T_1^4 - \frac{T_1^4}{2} - \frac{T_2^4}{2} \right) = \frac{X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{2}$$

da cui si deduce che la presenza dello schermo riduce a metà, a parità delle altre condizioni, il flusso termico scambiato.

3) Si consideri ancora la piastra verticale del corpo scaldante (dimensioni altezza $a = 0.6 \text{ m}$ e larghezza $b = 0.6 \text{ m}$), già analizzata nel Capitolo 2, per valutarne lo scambio per convezione termica con aria ambiente alla temperatura di $t_a = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Si determini ora il flusso termico scambiato dalla piastra per irraggiamento e il coefficiente di irraggiamento α_{irr} nel caso di due diverse finiture superficiali: lastra verniciata ($\epsilon_{ve} = 0.95$) e lastra in alluminio lucido ($\epsilon_{al} = 0.04$).

Si supponga che la temperatura superficiale della lastra sia sempre $t_p = 84 \text{ }^\circ\text{C}$ e che l'altra sua faccia sia termicamente isolata e che le pareti delimitanti l'ambiente (grande) abbiano tutte la stessa temperatura superficiale $t_{pa} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

In questo caso (corpo piccolo in grande ambiente) si possono utilizzare le relazioni:

$$\begin{aligned}\Phi_{1,2} &= X_a \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4) \\ X_a &= A_1 \cdot \epsilon_1\end{aligned}$$

Risulta:

$$T_1 = (t_p + 273) = 357 \text{ [K]}$$

$$T_2 = (t_{pa} + 273) = 293 \text{ [K]}$$

Il flusso termico per irraggiamento è rispettivamente nei due casi:

• **lastra verniciata** $\varepsilon_1 = \varepsilon_{ve} = 0.95$

$$\varphi_{1,2} = (0.6 \cdot 0.6) \cdot 0.95 \cdot 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot (357^4 - 293^4) = 181 \text{ [W]}$$

$$\alpha_{irr} = \frac{\varphi_{1,2}}{A_1 \cdot (t_p - t_{pa})} = \frac{181}{0.36 \cdot (64)} = 7.8 \text{ [W/(m}^2\text{K)]}$$

• **lastra lucida** $\varepsilon_1 = \varepsilon_{al} = 0.04$

$$\varphi_{1,2} = (0.6 \cdot 0.6) \cdot 0.04 \cdot 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot (357^4 - 293^4) = 7.6 \text{ [W]}$$

$$\alpha_{irr} = \frac{\varphi_{1,2}}{A_1 \cdot (t_p - t_{pa})} = \frac{7.6}{0.36 \cdot (64)} = 0.33 \text{ [W/(m}^2\text{K)]}$$

I valori ottenuti possono essere confrontati con il coefficiente medio di convezione (calcolato nel Capitolo 2):

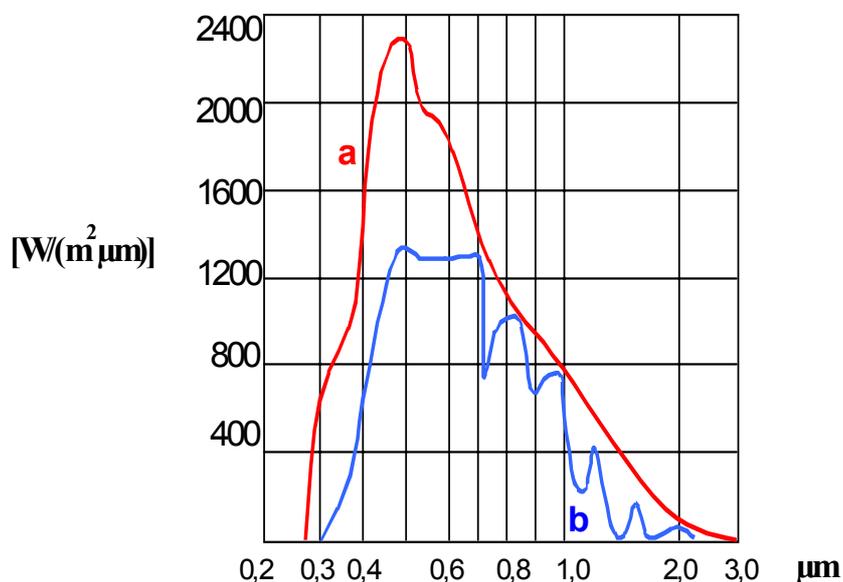
$$\alpha_c = 5.1 \text{ [W/(m}^2\text{K)]}$$

3.9 Cenni sull'effetto serra

Le normali superfici vetrate manifestano un particolare comportamento detto "effetto serra", effetto che è conseguente della **variazione con la lunghezza d'onda** del fattore di trasmissione τ_λ che tipicamente caratterizza una lastra di vetro comune.

Nella seguente figura è riportata la composizione spettrale della radiazione solare extratmosferica (**curva a**) e, approssimativamente, la composizione spettrale della radiazione solare che giunge sulla superficie terrestre (**curva b**).

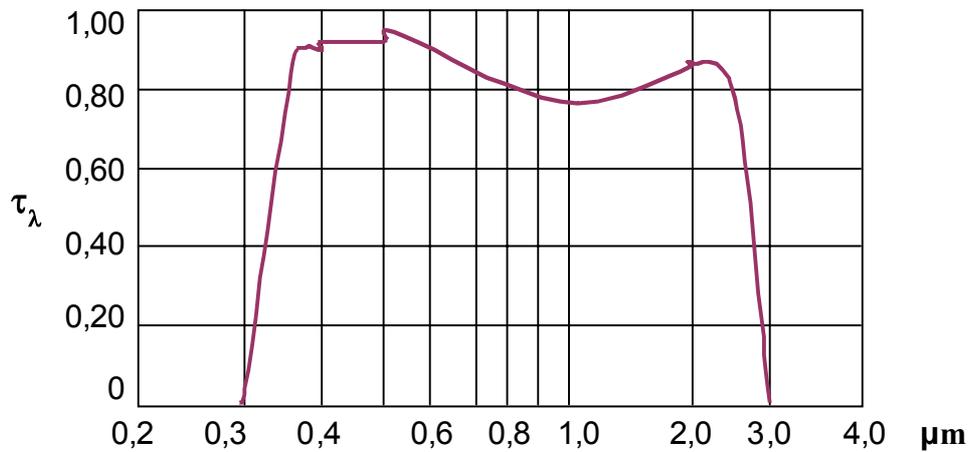
La differenza che si può osservare in figura tra le curve **a** e **b** è dovuta all'assorbimento di parte della radiazione solare da parte dell'atmosfera che è pertanto caratterizzata da un fattore medio di trasmissione $\tau_\lambda < 1$.



Come si può osservare, praticamente quasi tutto il flusso energetico solare che giunge sulla superficie della Terra risulta compreso nel campo di lunghezze d'onda 0.3-2.3 [μm] con il massimo a circa 0.55 [μm] in accordo col fatto, già ricordato, che la superficie del sole può essere assimilata, con buona approssimazione, ad una superficie nera alla temperatura di circa 5700 [K].

In generale il fattore di trasmissione τ_λ di una lastra di vetro dipende dalla composizione del vetro, dal suo spessore e dall'angolo di incidenza della radiazione.

La figura seguente riporta l'andamento di τ_λ nel caso di una lastra di vetro comune (spessore 3 mm) per incidenza normale della radiazione.

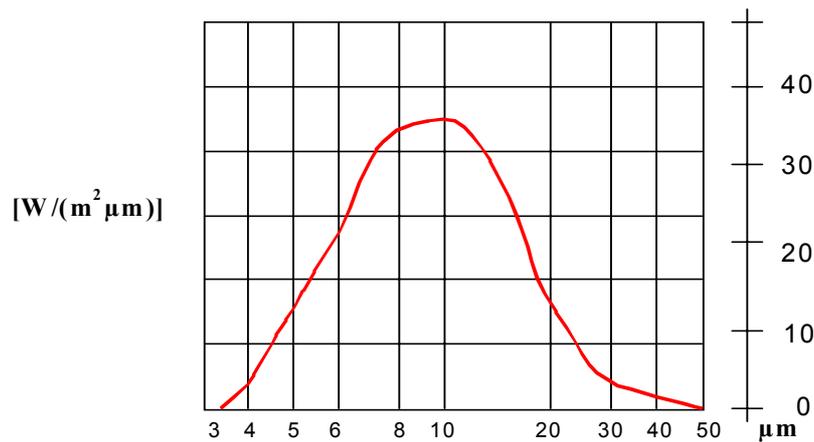


Nella figura si può osservare che una comune lastra di vetro presenta un comportamento "selettivo": essa, infatti, risulta altamente trasparente (fattore di trasmissione medio $\tau_m \cong 0.85$) per le radiazioni con lunghezza d'onda compresa tra 0,4 - 2,5 [μm] mentre contemporaneamente risulta opaca (fattore di trasmissione medio $\tau_m \cong 0.03$) per le radiazioni a maggiore lunghezza d'onda.

Questa selettività è all'origine del cosiddetto "effetto serra", per cui il flusso energetico associato alla radiazione solare che attraversa una superficie vetrata rimane "intrappolato" all'interno dell'ambiente delimitato dalla stessa.

Si consideri, ad esempio, un locale munito di finestra vetrata. Il flusso energetico solare incidente sulla superficie, per quanto detto in precedenza, viene in gran parte trasmesso all'interno dell'ambiente attraverso la lastra; il flusso trasmesso è immediatamente assorbito all'interno essendo l'ambiente assimilabile ad una cavità isoterma ove avvengono riflessioni multiple. La finestra, a sua volta, si comporta come un'apertura in una cavità a temperatura ambiente (295 [K]) e cioè come una superficie nera con emittenza integrale \mathbf{M}_n .

Nella figura seguente è riportata la composizione spettrale (emittenza monocromatica $\mathbf{M}_{n\lambda}$) di una superficie nera alla temperatura di 295 K: si può notare che l'emissione di radiazioni interessa la sola regione infrarossa, ove la superficie vetrata risulta opaca (non trasparente).



È opportuno ricordare che, almeno a grandi linee, considerazioni simili possono essere svolte al riguardo dell'atmosfera terrestre e cioè di quello strato sferico parzialmente trasparente che circonda la superficie della Terra. Si può ricordare che la temperatura media del nostro pianeta (pari a circa 15 °C) dipende dal bilancio termico tra la potenza solare assorbita e quella infrarossa emessa verso l'intero universo circostante, quest'ultimo assimilabile ad una superficie nera a circa 3 K.

Come ipotizzato da molti, il progressivo incremento della quantità di anidride carbonica nell'atmosfera, conseguente all'uso sempre più massiccio di combustibili fossili (confronta Capitolo I), ridurrebbe progressivamente il fattore di trasmissione media dell'atmosfera nella zona infrarossa rendendola complessivamente meno trasparente alle radiazioni infrarosse emesse dalla superficie terrestre.

Il bilancio energetico della Terra verrebbe, quindi, progressivamente alterato a causa del progressivo ridursi del flusso termico disperso verso l'esterno.

Il sistema Terra deriverebbe, pertanto, verso nuove condizioni d'equilibrio caratterizzate da valori di temperatura media più elevate. Non esiste attualmente accordo unanime da parte della comunità scientifica al riguardo di queste previsioni stante la complessità dell'intero sistema e del possibile effetto di altri fattori (variazioni di nuvolosità, maggiore contenuto di polveri nell'atmosfera, etc).