

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II
SCUOLA POLITECNICA E DELLE SCIENZE DI BASE



A.A.2020-2021

CORSO DI LAUREA in ARCHITETTURA QUINQUENNALE, 3° ANNO
INSEGNAMENTO DI FISICA TECNICA AMBIENTALE– PROFF. L.BELLIA E B.LPAIELLA

CAP. 8

L'IRRAGGIAMENTO TERMICO

NAPOLI, MARZO 2021

Capitolo ottavo
L'irraggiamento termico

3.1 Introduzione

Si considerino due superfici piane parallele ed indefinite, tra le quali è praticato il vuoto, a differenti temperature, fig 3.1.

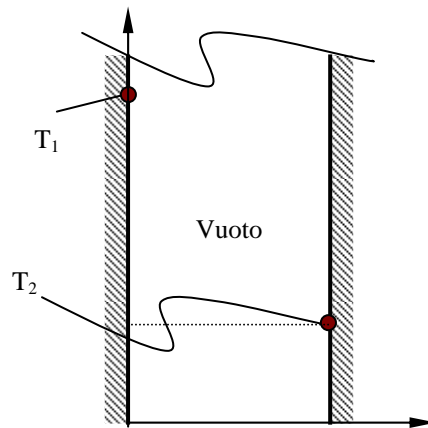
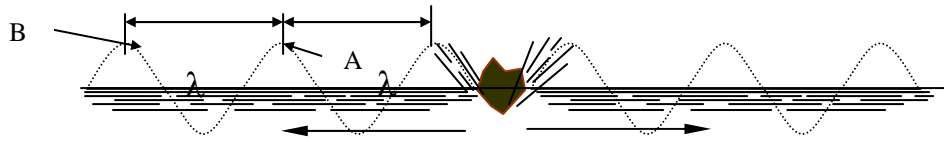


Fig.3.1 - Superfici piane parallele ed indefinite a differente temperatura, $T_1 > T_2$ separate dal vuoto.

In accordo con l'evidenza sperimentale, si verifica uno scambio di energia termica dalla superficie a temperatura maggiore verso quella a temperatura minore. Tale meccanismo di scambio termico differisce dai meccanismi di conduzione e convezione in quanto l'energia termica può propagarsi anche in assenza di un mezzo materiale, ed è detta *irraggiamento*. Lo scambio termico per irraggiamento può verificarsi anche attraverso mezzi materiali che ne consentono la propagazione. Generalmente, per la maggior parte delle applicazioni, sono presenti tutti e tre i meccanismi di scambio termico (meccanismi combinati), anche se spesso accade che uno o due di essi siano prevalenti. Nel vuoto invece, la trasmissione di calore può avvenire solo per irraggiamento ed è grazie a questo meccanismo che sulla Terra giunge l'energia termica proveniente dal Sole, sorgente primaria. Qualora sia presente un mezzo materiale che consente la propagazione del calore per irraggiamento, questo può anche essere a temperatura inferiore rispetto alle temperature dei corpi tra cui avviene lo scambio di energia: ad esempio, nello scambio termico tra il sole e la terra, la radiazione solare attraversa l'atmosfera, i cui strati più esterni sono a temperature estremamente basse, inferiori rispetto alla temperatura della superficie terrestre.

Dal punto di vista fisico, l'irraggiamento termico è emissione di energia per quanti e fotoni, e la sua propagazione avviene mediante onde elettromagnetiche. Le basi teoriche dell'elettromagnetismo furono poste da James Clerk Maxwell intorno al 1864, mentre l'esistenza delle radiazioni elettromagnetiche fu provata sperimentalmente da Heinrich Hertz nel 1887. Le proprietà e gli effetti di tali radiazioni differiscono notevolmente al variare della *lunghezza d'onda*, λ . Per comprendere il significato fisico di tale grandezza ed anche di altre proprietà delle radiazioni, risulta utile effettuare un'analogia con un'altra tipologia di onde: quelle meccaniche che, a differenza delle radiazioni elettromagnetiche, si propagano solo attraverso un mezzo materiale. Si consideri il noto esempio della caduta di un sasso sulla superficie di un liquido in quiete: la perturbazione indotta è costituita, in tal caso, da onde circolari, concentriche, chiaramente osservabili, che partono dal punto d'impatto del sasso e vanno progressivamente crescendo di diametro allontanandosi da tale punto.

Se si seziona la superficie perturbata con un piano verticale passante per il punto di caduta del sasso si ottiene l'andamento illustrato in Fig. 3.2, costituito da una funzione periodica. In essa la perturbazione che percorre la superficie del liquido è tratteggiata.



Verso di spostamento della perturbazione

Fig. 3.2

La lunghezza d'onda λ rappresenta la distanza minima tra due punti della perturbazione, che si trovano nella stessa posizione rispetto all'onda, come ad esempio A e B, localizzati su due creste consecutive.

Si consideri ora il treno d'onde della perturbazione aa' mostrato nelle Figg. 3.3 a), b), c) e gli spostamenti successivi che subisce nel tempo il galleggiante G. Si definisce *periodo* dell'onda, e si indica con T, l'intervallo di tempo necessario perché il galleggiante G, partendo dalla condizione di Fig. 3.3 a) discenda e risalga nuovamente per rioccupare la posizione che aveva inizialmente, come mostrato nelle figg. 3.3 b) e c). Nel periodo T avviene quindi un'oscillazione completa. Se si indica con v la velocità con cui la perturbazione si sposta nel mezzo considerato si ha:

$$\lambda = v \cdot T \quad (3.1)$$

e quindi

$$T = \frac{\lambda}{v} \quad (3.2)$$

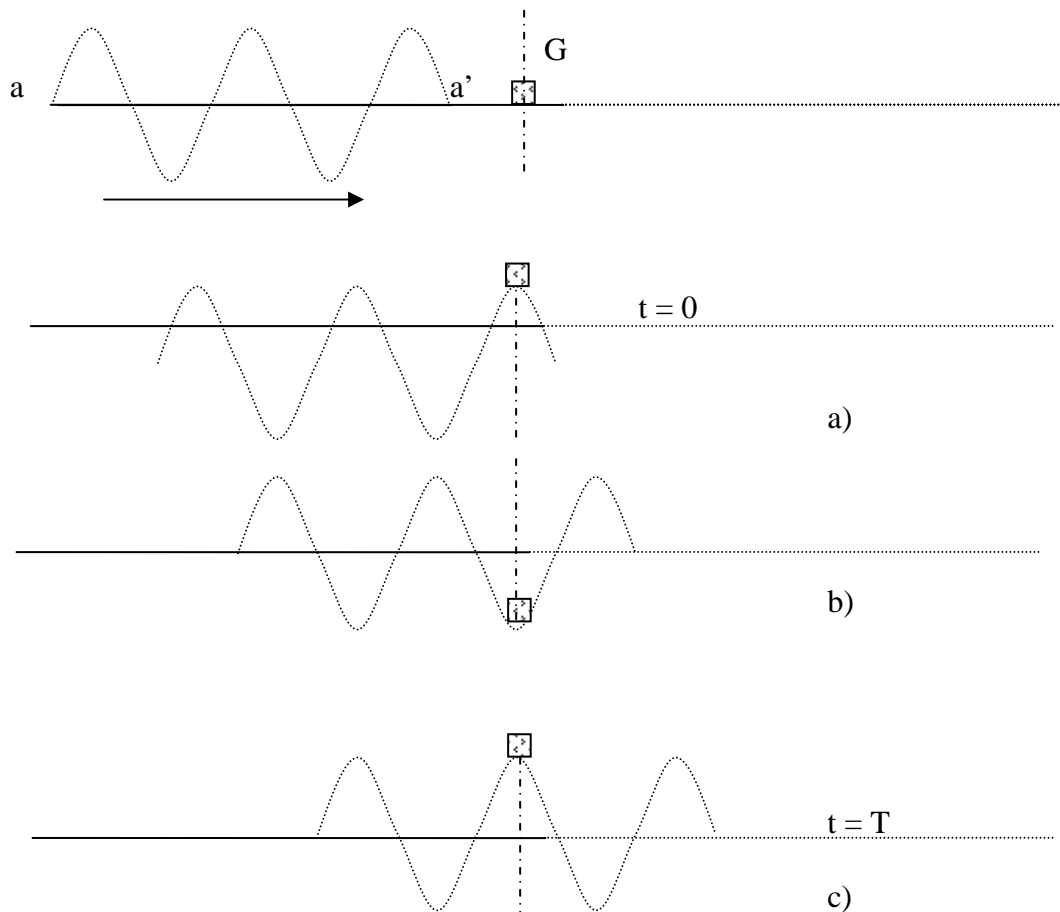


Fig.3.3 – Il galleggiante viene raggiunto dalla perturbazione ed all'istante $t = 0$ viene sollevato sul punto più alto dell'onda quindi, allo spostarsi di questa raggiunge il punto più basso ed infine dopo un tempo T si trova di nuovo sul punto più alto. Il tempo T trascorso perché il galleggiante partendo dal primo picco raggiunga nuovamente la posizione di massimo viene detto *periodo* della perturbazione.

L'inverso del periodo rappresenta il numero di oscillazioni o cicli nell'unità di tempo, cioè la *frequenza* della perturbazione ed è indicata con f o ν . Nel Sistema Internazionale la frequenza si misura in s^{-1} , ossia in Hertz. Dalla relazione (3.2) si deduce che, fissata la velocità, ad una lunghezza d'onda elevata corrisponde un basso valore della frequenza e, viceversa, che ad alti valori della frequenza corrispondono piccole lunghezze d'onda. L'esempio precedente è stato utilizzato proprio perché facilmente osservabile e riproducibile. Per le radiazioni elettromagnetiche la validità generale delle definizioni date resta inalterata, tuttavia l'onda elettromagnetica che si propaga in un qualsiasi mezzo, o nel vuoto, è di natura diversa. La velocità di propagazione nel vuoto delle onde elettromagnetiche è indipendente dalla lunghezza d'onda ed è pari a $2,998 \cdot 10^8$ m/s (velocità della luce nel vuoto).

Quando una radiazione elettromagnetica si propaga attraverso un mezzo, la velocità si riduce rispetto a quella nel vuoto, secondo la relazione:

$$\nu = \frac{c}{n} \quad (3.3)$$

in cui n è un coefficiente adimensionale dipendente dal mezzo, detto indice di rifrazione. Il valore di n è un valore medio, in quanto n dipende anche, sia pure in lieve misura, dalla frequenza della radiazione. In altre parole, la velocità di propagazione delle radiazioni elettromagnetiche in un mezzo dipende, oltre che dal mezzo, anche dalla lunghezza d'onda.

A differenza della velocità di propagazione e della lunghezza d'onda, la frequenza di una radiazione elettromagnetica dipende unicamente dalla sorgente e rimane inalterata passando da un mezzo ad un altro.

Il campo delle radiazioni elettromagnetiche comprende frequenze che variano da poche unità di Hertz a milioni di Hertz, cui corrispondono, nel vuoto, lunghezze d'onda variabili nell'intervallo compreso tra meno di 10^{-10} μm e 10^{13} μm ($1 \mu\text{m} = 10^{-6}$ m).

In accordo con la meccanica quantistica, ad ogni radiazione elettromagnetica è associata dell'energia che non può assumere valori variabili con continuità, bensì valori discreti. In altre parole ogni radiazione elettromagnetica porta con sé un numero intero di pacchetti elementari di energia o "quanti". Ad un singolo quanto corrisponde un'energia dipendente dalla frequenza della radiazione secondo la relazione:

$$e = h\nu \quad (3.4)$$

Nel vuoto si ha:

$$e = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.5)$$

mentre in un mezzo:

$$e = \frac{hc}{n\lambda'} \quad (3.6)$$

Nelle 3.4, 3.5 e 3.6, h è la *costante di Planck* e vale $6,625 \cdot 10^{-34}$ J·s.

Da tali relazioni si evince che il passaggio da un mezzo ad un altro non comporta variazioni nell'energia associata ad un fotone. Nel propagarsi attraverso un mezzo, in base alla natura di questo ed alla lunghezza d'onda della radiazione, si possono verificare fenomeni di assorbimento, ossia una parte dell'energia rimane nel mezzo e ne incrementa la sua energia. Ciò comporta un'attenuazione o addirittura l'annullamento dell'energia che si propaga attraverso esso.

Es. 3.1:

Si calcoli la frequenza di una radiazione che si propaga nel vuoto avente una lunghezza d'onda pari a 0,450 μm .

Dalla (3.2), essendo la frequenza l'inverso del periodo, si ha:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3,0 \cdot 10^8}{0,450 \cdot 10^{-6}} = 6,667 \cdot 10^{14} \text{ Hz} = 666,7 \text{ GHz}$$

$$\frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{1}{\text{m}} = \frac{1}{\text{s}} = \text{Hz}$$

In Tab. 3.1 sono riportati gli intervalli dei valori delle lunghezze d'onda e delle corrispondenti frequenze, nel vuoto, relativamente ad un ampio spettro di radiazioni ed i principali settori d'impiego; al variare della frequenza le caratteristiche e le proprietà delle radiazioni mutano profondamente. In molti casi gli intervalli adiacenti hanno un'intersezione comune nel campo delle lunghezze d'onda (o delle frequenze). Le diverse tipologie di radiazioni (tab 3.1 e fig.3.3) sono prodotte da fenomeni differenti: i raggi gamma sono generati da radiazioni nucleari, i raggi X dal bombardamento di metalli da parte di elettroni ad elevata energia, le microonde da speciali tubi elettronici (klistron, magnetron), le onde radio dall'eccitazione di alcuni cristalli o dal flusso di corrente alternata in conduttori elettrici (antenne). La radiazione termica, associata al fenomeno dell'irraggiamento, viene emessa dai corpi a causa dei moti vibratorii e rotatori delle molecole, atomi ed elettroni che li compongono e dunque per il fatto che essi possiedono dell'energia interna. Poiché la proprietà macroscopica collegata all'entità di tali moti è la temperatura, l'energia emessa per irraggiamento è funzione crescente di tale proprietà, ossia al crescere della temperatura aumenta l'energia emessa per irraggiamento. Ogni corpo o sostanza che si trovi a temperatura superiore a 0 K emette dunque energia per irraggiamento. Tutto ciò che costituisce il mondo che ci circonda, siano oggetti, animali o persone emette (ed assorbe) energia per irraggiamento. All'interno del campo elettromagnetico, la radiazione termica appartiene ad un intervallo di lunghezze d'onda all'incirca compreso tra 10^{-1} e $10^2 \mu\text{m}$. Tale intervallo contiene la radiazione infrarossa (IR), quella visibile, compresa nell'intervallo 0,380 – 0,760 μm , e parte della radiazione ultravioletta (UV).

Tab. 3.1 – Le onde elettromagnetiche: principali settori d'impiego

Intervalli di lunghezza d'onda [μm]	Intervalli di Frequenza [kHz]	Principali settori d'impiego
$1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^1 - 3 \cdot 10^3$	industria e telefonia
$1 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$	Riscaldamento ad induzione, radionavigazione
$1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$	radiodiffusione (onde lunghe), radionavigazione
$1 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$	radiodiffusione (onde medie), modulazione di ampiezza
$1 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$	radiodiffusione (onde corte), modulazione di frequenza
$1 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8$	radiodiffusione, televisione, modulazione di frequenza
$1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^{11}$	televisione e sistemi radar
$1 - 1 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{14}$	scambio termico radiativo, laser, fotografia infrarossa
$1 \cdot 10^{-1} - 1$	$3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$	radiazioni visibili, analisi, chimiche, sintesi clorofill.
$1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$	analisi chimiche, fotografia ultravioletta
$1 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19}$	rontgenscopia (medica ed industriale), rontgenerapia
$1 \cdot 10^{-8} - 1 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{22}$	terapia, gammoscopia, radioisotopi

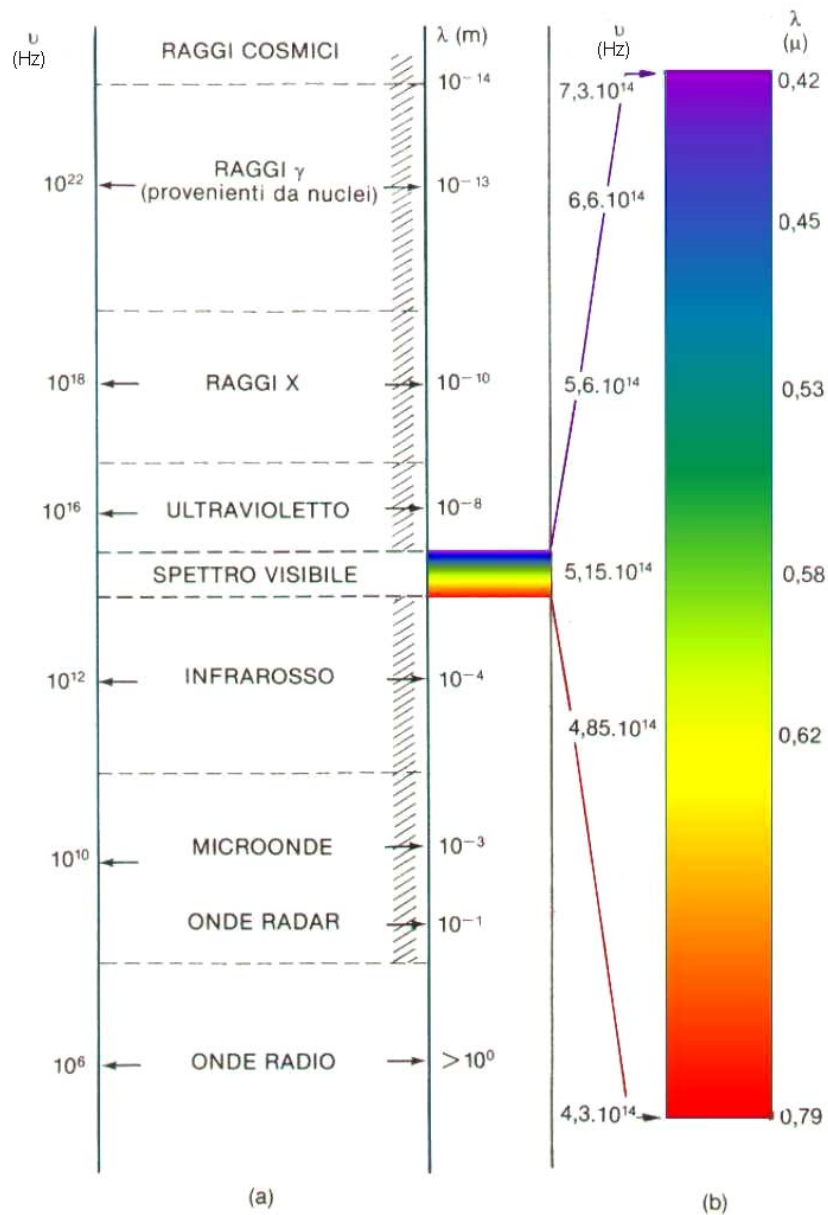


Fig.3.3 Il campo elettromagnetico

L'intervallo con lunghezze d'onda comprese tra 0,380 e 0,760 μ m viene detto *campo del visibile* poiché le radiazioni contenute in esso, che prendono il nome di *luce* sono percepibili dall'occhio umano, in quanto innescano le attività elettrochimiche e nervose che sono alla base del meccanismo della visione. Come si vedrà nel dettaglio nel successivo capitolo, al variare della lunghezza d'onda all'interno del campo del visibile, varia la sensibilità dell'occhio umano alla luce e varia anche la percezione di essa dal punto di vista qualitativo, in termini della proprietà detta *colore*. Le radiazioni visibili sono inoltre responsabili di quel processo fondamentale per la vita sulla Terra che è detto *fotosintesi*, la formazione cioè di composti organici, i carboidrati, a partire da sostanze inorganiche come l'acqua e l'anidride carbonica, con simultanea liberazione di ossigeno. Ogni corpo che irradia nel campo del visibile è detto sorgente di luce. La radiazione emessa dal Sole, detta radiazione solare, è quasi interamente contenuta nell'intervallo 0,1 – 3,0 μ m ed è quasi per metà visibile, mentre per la rimanente parte le radiazioni ricadono sia nel campo ultravioletto che infrarosso.

Le radiazioni ultraviolette sono caratterizzate da lunghezze d'onda minori di $0,38 \mu\text{m}$; questo campo si può a sua volta suddividere in tre fasce:

UVC per $0,100 \mu\text{m} < \lambda < 0,280 \mu\text{m}$

UVB per $0,280 \mu\text{m} < \lambda < 0,315 \mu\text{m}$

UVA per $0,315 \mu\text{m} < \lambda < 0,380 \mu\text{m}$

Gli UVC, dannosi per gli esseri umani, non raggiungono la superficie terrestre perché filtrati dall'atmosfera; gli UVB sono responsabili di irritazioni ed alterazioni cutanee, come gli eritemi ed i tumori della pelle, mentre la pigmentazione è attribuibile agli UVA. Gran parte della radiazione ultravioletta proveniente dal sole viene assorbita e dunque filtrata dallo strato di ozono (O_3) presente nell'atmosfera. Le recenti osservazioni dell'assottigliamento di tale strato con la comparsa di buchi hanno indotto la comunità internazionale a bandire le sostanze che distruggono lo strato di ozono, come i clorofluorocarburi presenti nelle bombolette spray o i fluidi refrigeranti che venivano impiegati negli impianti frigoriferi e di condizionamento.

Effetti differenti si riscontrano per lunghezze d'onda immediatamente maggiori di $0,76 \mu\text{m}$: in tal caso la radiazione è invisibile e viene detta *infrarossa*.

Anche il campo dell'infrarosso è suddiviso in tre zone:

IR-A per $0,780 \mu\text{m} < \lambda < 1,40 \mu\text{m}$

IR-B per $1,40 \mu\text{m} < \lambda < 3,0 \mu\text{m}$

IR-C per $3,0 \mu\text{m} < \lambda < 1,0 \text{mm}$

Una caratteristica comune alle radiazioni ultraviolette, visibili ed infrarosse e a quella elettromagnetica in generale, è la direzionalità. È evidente che per illuminare una superficie è necessario che essa sia opportunamente posizionata rispetto alla sorgente luminosa. L'alternarsi del giorno e della notte dipende dalla rotazione della Terra intorno al proprio asse e quindi dalla posizione assunta dalle differenti zone della sua superficie, nell'arco delle 24 ore, rispetto al Sole. Per analogia si deduce quindi che nella valutazione dello scambio termico radiativo tra due superfici è necessario tener conto della loro posizione relativa.

I fenomeni di *riflessione*, *assorbimento* e *trasmissione* che si osservano nel caso della luce, si verificano in genere per qualsiasi radiazione elettromagnetica. Tuttavia la teoria e le relazioni esposte nel seguito sono applicabili alla sola radiazione termica, ossia alla trasmissione del calore per irraggiamento e non possono applicarsi in generale ad altre forme di radiazione elettromagnetica.

Sebbene il campo di lunghezze d'onda che nel seguito viene considerato nella trattazione teorica coincida con l'intero campo elettromagnetico ($0, +\infty$), i valori delle grandezze significative assumono valori non trascurabili solo nell'intervallo delle radiazioni termiche precedentemente definito, ossia con lunghezze d'onda comprese tra 10^{-1} e $10^2 \mu\text{m}$, come verrà dimostrato numericamente mediante l'applicazione delle leggi fondamentali che governano il fenomeno dell'irraggiamento termico.

3.2 Grandezze radiative totali e monocromatiche

Relativamente ad una generica superficie e considerando i valori di lunghezze d'onda interni all'intervallo ($0, +\infty$), si definiscono le seguenti grandezze totali:

- **potere emissivo o emettanza radiativa, M:** è l'energia termica emessa dalla superficie considerata nell'unità di tempo per unità di area [W/m^2];

- **irradiazione o irradimento, E** : è l'energia che incide sulla superficie in esame nell'unità di tempo e per unità di area [W/m^2];
- **radiosità, R** : è l'energia che abbandona, per emissione e riflessione, la superficie assegnata nell'unità di tempo e per unità di area [W/m^2].

Le grandezze sopra definite si definiscono *totali* perché riferite all'intero campo di lunghezze d'onda e per ogni direzione dello spazio; è infatti possibile definire le stesse grandezze relativamente ad intervalli infinitesimi $d\lambda$ centrati intorno ad una singola lunghezza d'onda: esse in tal caso si dicono *monocromatiche* o *spettrali* e sono indicate con il simbolo della lunghezza d'onda, λ , al pedice. E' possibile inoltre definire le stesse grandezze relativamente ad un angolo solido infinitesimo centrato intorno ad una assegnata direzione: in questo caso si dicono *direzionali* e sono individuate da una direzione espressa mediante coordinate angolari, riportata al pedice.

Nella trattazione seguente si ipotizzerà che le superfici in *esame emettono e riflettono energia uniformemente per ogni direzione dello spazio*, ovvero *isotropicamente*; superfici di questo tipo sono dette *diffondenti*.

3.3 Fattori di assorbimento, riflessione e trasmissione

Si consideri un sistema come quello mostrato in Fig.3.4. La irradiazione E sulla superficie 1 della parete *si divide in tre aliquote*: la E_r che viene riflessa, la E_a assorbita dal materiale che costituisce la parete e la E_t che attraversa la parete e riemerge dalla superficie 2. Relativamente a tale schematizzazione si definiscono le seguenti grandezze:

fattore di assorbimento a : è il rapporto tra l'energia raggiante assorbita nell'unità di tempo e per unità di area dalla superficie assegnata e l'energia incidente su di essa,

$$a = \frac{E_a}{E} \quad (3.3.1)$$

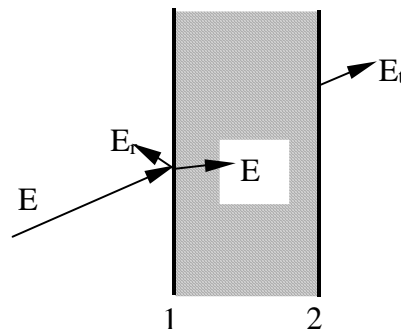


Fig. 3.4 – Irradiazione assorbita, riflessa e trasmessa

fattore di riflessione r : è il rapporto tra l'energia raggiante riflessa nell'unità di tempo e per unità di area dalla superficie considerata e l'energia incidente su di essa,

$$r = \frac{E_r}{E} \quad (3.3.2)$$

fattore di trasmissione t : è il rapporto tra l'energia raggiante trasmessa nell'unità di tempo e per unità di area dalla superficie in esame e l'energia incidente su di essa,

$$t = \frac{E_t}{E} \quad (3.3.3)$$

Sommando membro a membro le (3.3.1), (3.3.2) e (3.3.3) si ottiene:

$$a + r + t = \frac{E_a}{E} + \frac{E_r}{E} + \frac{E_t}{E} = \frac{E_a + E_r + E_t}{E} = \frac{E}{E} = 1 \quad (3.3.4)$$

e quindi

$$a + r + t = 1 \quad (3.3.5)$$

I fattori sopra definiti, relativi all'intervallo di lunghezze d'onda compreso tra 0 ed ∞ e per ogni direzione nello spazio sono grandezze totali e possono assumere valori compresi tra 0 ed 1. I valori estremi di tale intervallo corrispondono a superfici con caratteristiche particolari.

Superficie con $a = 1$: assorbe completamente la radiazione incidente su di essa. Dalla (3.3.5), per $a=1$ risulta $r+t = 0$ e quindi $r = 0$ e $t = 0$. In analogia con il fenomeno ottico, una superficie perfettamente assorbente viene detta termicamente *nera*.

Una superficie nera assorbe quindi totalmente le radiazioni di ogni lunghezza d'onda e da qualunque direzione provengano. A prescindere dalle caratteristiche del materiale, è possibile realizzare superfici nere anche mediante opportune geometrie. Si consideri, ad esempio, una sfera cava che presenta una piccola apertura.

Una radiazione che entra nella sfera attraverso l'apertura ed incide sulla parete interna, subirà una serie di riflessioni e, per ciascuna di esse, un parziale assorbimento.

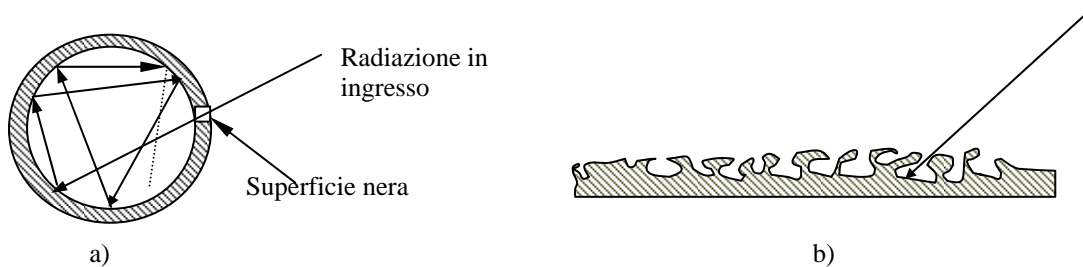


Fig. 3.5

Per una geometria come quella mostrata in Fig. 3.5 a), poiché le riflessioni in generale sono molto numerose, si ha un assorbimento completo della radiazione entrante: *l'apertura quindi si comporta come una superficie nera*.

Buone caratteristiche di assorbimento possono inoltre ottenersi realizzando superfici molto irregolari come quella mostrata in sezione nella Fig. 3.5 b).

Superficie con $r = 1$: riflette completamente la radiazione incidente su di essa. Dalla (5.6) risulta essere $a = 0$ e $t = 0$.

Superficie con $t = 1$: trasmette completamente la radiazione incidente su di essa. Dalla (5.6) risulta $a = 0$ e $r = 0$.

Un corpo è detto **opaco**, ossia non trasparente, quando il fattore di trasmissione t è pari a zero. Ciò ad esempio si verifica per materiali come i metalli, il legno e le rocce, in quanto la radiazione incidente sulla superficie è in genere totalmente assorbita entro uno spessore di pochi micrometri. Per tali materiali si ha dunque:

$$a+r = 1$$

Le stesse grandezze definite in precedenza in relazione all'intervallo di lunghezze d'onda che va da 0 ad ∞ , possono essere riferite alla singola lunghezza d'onda, vengono in tal caso definite **monocromatiche o spettrali** e sono particolarmente interessanti nelle applicazioni. Infatti molti materiali presentano caratteristiche di emissione, assorbimento e trasmissione variabili con la lunghezza d'onda, che possono essere utilmente sfruttate nelle applicazioni. Si noti che le caratteristiche radiative spettrali delle superfici possono mutare applicando su di esse sottili strati di vernici o pellicole.

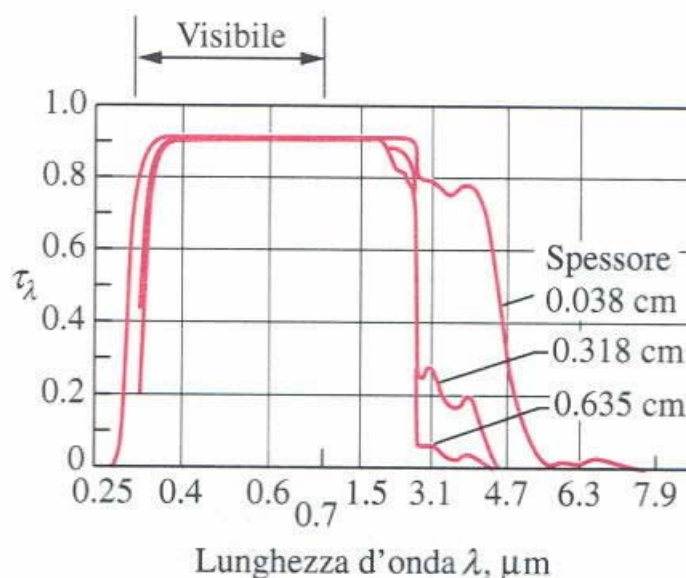


Fig. 3.6 - Andamento del fattore di trasmissione di un vetro ordinario in funzione della lunghezza d'onda

Un esempio tipico riguarda il fattore di trasmissione del vetro ordinario per valori di lunghezze d'onda che vanno da 0,2 μm a circa 3,0 μm . La Fig. 3.6 mostra l'andamento di tale coefficiente, nell'ipotesi in cui la radiazione incidente sia perpendicolare alla superficie vetrata. Tale andamento dipende anche dallo spessore del vetro. Per lunghezze d'onda comprese tra 0,20 e 2,7 μm il coefficiente di trasmissione varia tra 0,80 a 0,90; in particolare per $0,70 < \lambda < 2,0 \mu\text{m}$ risulta superiore a 0,90. Per $\lambda > 2,7 \mu\text{m}$ o per $\lambda < 0,20 \mu\text{m}$ il vetro risulta praticamente opaco alla radiazione. Poiché il campo 0,2 - 3 μm è pressoché coincidente con quello della radiazione solare che raggiunge la superficie terrestre, tale comportamento selettivo consente di utilizzare il vetro in alcuni componenti attivi e passivi per impianti ad energia solare sfruttando l'effetto serra.

3.4 Superfici ideali e corpo nero

L'energia emessa nell'unità di tempo e per unità di area, rappresenta un dato importante nei calcoli di scambio termico per la valutazione del contributo connesso allo scambio radiativo. Nell'irraggiamento termico esiste un modello di superficie o radiatore ideale a cui si rapportano le caratteristiche e le proprietà delle superfici reali, riuscendo così a classificare queste ultime rispetto alle diverse proprietà radiative.

Nel discutere del coefficiente di assorbimento si è visto che può presentarsi il caso limite, ideale, in cui risulta $a = 1$. Una superficie termicamente nera assorbe quindi tutta la radiazione incidente su di essa e viene detta pertanto *assorbitore ideale*. In virtù di tale proprietà, un corpo nero mostra particolari caratteristiche anche in emissione. Si consideri, in Fig.3.7, la superficie di controllo SC che racchiude il sistema S che è costituito da una lastra sottile perfettamente isolata su un lato immersa nel vuoto, e perfettamente isoterma.

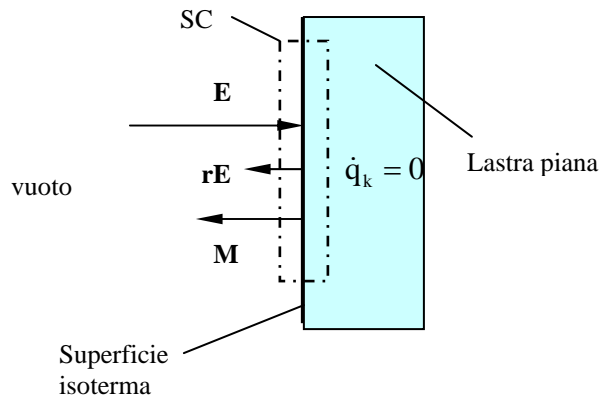


Fig.3.7 - Parete con superficie che scambia per irraggiamento con l'ambiente

Per quanto detto l'unica possibilità di scambio della lastra con l'ambiente circostante può realizzarsi sulla superficie non isolata termicamente ed attraverso un meccanismo radiativo. Le grandezze in gioco su tale superficie sono quelle riportate in Fig. 3.7:

- la irradiazione E, in ingresso nel sistema
- la radiazione riflessa dalla superficie rE, in uscita dal sistema;
- la potenza emessa per unità di area dalla superficie M, cioè il suo potere emissivo

Se consideriamo il sistema racchiuso dalla SC come un sistema chiuso, il che è legittimo visto che, per le caratteristiche fisiche degli elementi che lo costituiscono non vi può essere scambio di materia attraverso la Superficie di Controllo SC, tenuto conto che l'unica modalità di scambio con l'ambiente è di tipo termico, l'equazione di bilancio sul sistema considerato è:

$$\text{Variazione} = \text{Entrata} + \text{Produzione} - \text{Uscita} - \text{Consumo}$$

Che, tenendo conto di quanto riportato nel prospetto che segue, si può scrivere:

$$\Delta U / \Delta \theta = E - rE - M$$

Grandezza	Significato	Termine nell'equazione di bilancio
Variazione	variazione della quantità di energia nel sistema, nell'unità di tempo	$\Delta U / \Delta \theta$
Entrata	quantità di energia in entrata nel sistema nell'unità di tempo secondo la modalità calore	Irradiazione E
Produzione (in entrata nel sistema)	Quantità di energia prodotta nel sistema nell'unità di tempo	0
Uscita	quantità di energia in uscita nel sistema nell'unità di tempo secondo la modalità calore	Irradiazione riflessa rE + Potere emissivo M
Consumo (in uscita dal sistema)	Quantità di energia consumata all'interno del sistema nell'intervallo di tempo $\Delta \theta$	0

Essendo il sistema costituito da materiale solido, la sua energia interna è proporzionale alla temperatura. Ma, per l'ipotesi di regime stazionario, la temperatura del sistema non può variare nel tempo e quindi risulterà:

$$\Delta U / \Delta \theta = m \cdot c \cdot \Delta T / \Delta \theta = 0$$

Si avrà quindi in definitiva:

$$0 = E - rE - M$$

che può anche essere scritta

$$E = rE + M \quad (3.4.1)$$

Quest'ultima relazione consente di affermare che, per una parete come quella mostrata in fig. 3.6, in regime stazionario, l'energia che incide sulla superficie S è pari a quella che l'abbandona, nell'unità di tempo e per unità di area. Il potere emissivo, dalla (3.4.1) risulta:

$$M = E - rE \quad (3.4.2)$$

Se la superficie S fosse nera, cioè caratterizzata da un coefficiente di assorbimento $a = 1$, sarebbero nulli sia il coefficiente di riflessione r che quello di trasmissione t . La (3.4.2) diventerebbe:

$$M = E \quad (3.4.3)$$

Confrontando le (3.4.2) e (3.4.3) si può affermare che la superficie perfettamente assorbente ($a = 1$) è quella che ha, rispetto a qualunque altra superficie, il massimo potere emissivo. Si può dimostrare che tale considerazione ha validità generale: l'assorbitore ideale è pertanto anche un emettitore ideale.

Per il corpo nero l'emissione di energia per irraggiamento è regolata da tre leggi fondamentali: la legge di *Stefan-Boltzmann*, quella di *Planck* e quella di *Wien*.

La legge di *Stefan-Boltzmann*, che fu determinata sperimentalmente da Joseph Stefan nel 1879 fornisce il potere emissivo totale M_n [W/m²], relativo cioè all'intervallo di lunghezze d'onda che va da 0 ad ∞ , per il corpo nero:

$$M_n = \sigma \cdot T^4 \quad (3.4.4)$$

dove σ è la costante di Stefan-Boltzmann che, nel Sistema Internazionale vale $5,67 \cdot 10^{-8}$ W/(m²K⁴) e nel Sistema Tecnico assume il valore di $4,88 \cdot 10^{-8}$ kcal/hm²K⁴.

La definizione di corpo nero prende il nome dal fatto che un corpo che assorbe tutte le radiazioni visibili che incidono su esso appare nero alla vista. In realtà, se un corpo nero ideale appare sicuramente nero alla vista, per una superficie di colore nero si può solo dire che assorbe le radiazioni nel ristretto campo del visibile. La neve e la pittura bianca appaiono ad esempio di colore bianco perché riflettono tutte le radiazioni incidenti appartenenti al campo del visibile, ma nel campo dell'infrarosso hanno un comportamento che si avvicina a quello del corpo nero.

La legge di Stefan-Boltzmann non dà indicazioni sulla distribuzione spettrale della radiazione emessa da un corpo nero, ossia sulla potenza radiante emessa da un corpo nero per unità di area, che ricade in un intervallo infinitesimo di lunghezze d'onda centrato intorno ad una data lunghezza d'onda λ .

L'energia emessa ad un'assegnata temperatura da un corpo nero in funzione della lunghezza d'onda, λ , è fornita dalla legge della distribuzione di *Planck*, sviluppata da Max Planck nel 1901, contemporaneamente alla teoria dei quanti

$$M_{n,\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad (3.4.5)$$

dove λ è la lunghezza d'onda in μm , T è la temperatura assoluta in K, $C_1=3,741 \cdot 10^8$ in $\text{W}\mu\text{m}^4/\text{m}^2$ è la prima costante di Planck, $C_2=1,439 \cdot 10^4$ $\mu\text{m}\cdot\text{K}$ è la seconda costante di Planck.

Tale relazione è valida per radiazioni termiche emesse nel vuoto o in un gas; nel caso di altri mezzi di trasmissione la costante C_1 va sostituita con C_1/n^2 , in cui n è l'indice di rifrazione del mezzo.

Nella Fig. 3.8 è riportato l'andamento del potere emissivo monocromatico $M_{n,\lambda}$ di un corpo nero in funzione della lunghezza d'onda, parametrizzato rispetto a differenti valori della temperatura. L'area delimitata dall'asse delle ascisse e da una qualsiasi delle isoterme rappresenta l'integrale:

$$M_n(t) = \int_0^{\infty} M_{n,\lambda}(T) d\lambda \quad (3.4.6)$$

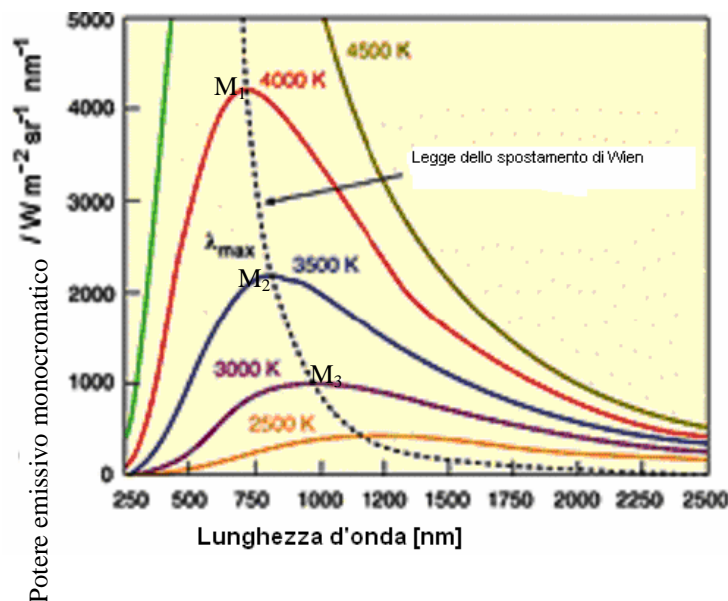


Fig 3.8 - Andamento del potere emissivo monocromatico del corpo nero.

e quindi il potere emissivo totale M_n del corpo nero alla corrispondente temperatura. Al diminuire della temperatura diminuisce anche l'area sottesa dall'isoterma e quindi l'energia totale emessa dal corpo nero, in accordo con la (3.4.6).

Si osservi, inoltre, che il valore della lunghezza d'onda in corrispondenza del quale il corpo nero ha il massimo potere emissivo monocromatico dipende dalla temperatura: i punti M_1 , M_2 , M_3 , che rappresentano i massimi delle diverse isoterme nella Fig.3.8, hanno infatti ascisse crescenti. Il legame tra la lunghezza d'onda, alla quale corrisponde il massimo potere emissivo monocromatico, e la temperatura è espresso dalla *legge di Wien*:

$$\lambda_{\text{max}} \cdot T = C_3 \quad (3.4.7)$$

la costante C_3 vale $2898 \mu\text{m}\cdot\text{K}$.

La zona delle radiazioni visibili è quella evidenziata in Fig.3.9. E' possibile notare che al diminuire della temperatura diminuisce la parte di energia che cade in tale zona; ciò significa che i corpi a bassa temperatura ($T < 800\text{K}$) non emettono nel campo del visibile.

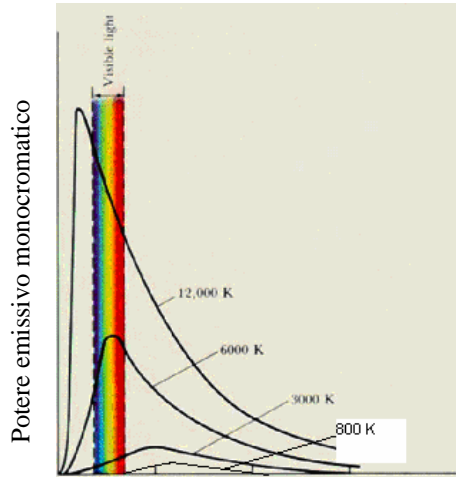


Fig 3.9 - Potere emissivo monocromatico del corpo nero e campo del visibile

Il calcolo del potere emissivo di un corpo nero ad una assegnata temperatura T , compreso tra 0 ed una generica lunghezza d'onda λ e, più in generale, tra due fissate lunghezze d'onda λ_1 e λ_2 , può essere agevolmente condotto, senza effettuare l'integrale, mediante l'ausilio della tab.3.2. In tale tabella sono riportati i valori assunti dalla funzione f_λ , in base ai valori assunti dal prodotto $\lambda \cdot T$, con λ in μm e T in K , così definita:

$$f_\lambda(T) = \frac{\int_0^\lambda M_{n\lambda}(T) d\lambda}{\sigma \cdot T^4}$$

La funzione f_λ rappresenta la frazione della radiazione emessa dal corpo nero a temperatura T nell'intervallo di lunghezze d'onda da 0 a λ (fig.3.10).

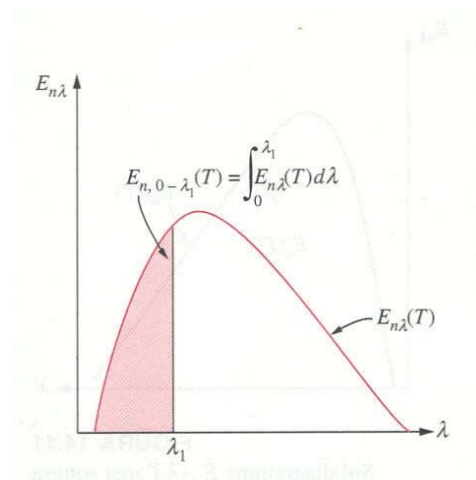


Fig.3.10 Rappresentazione grafica della funzione $f_{\lambda,1}$

Tab.3.2 Funzione f_λ di radiazione emessa da un corpo nero.

$\lambda T,$ $\mu\text{m} \cdot \text{K}$	f_λ	$\lambda T,$ $\mu\text{m} \cdot \text{K}$	f_λ
200	0.000000	6200	0.754140
400	0.000000	6400	0.769234
600	0.000000	6600	0.783199
800	0.000016	6800	0.796129
1000	0.000321	7000	0.808109
1200	0.002134	7200	0.819217
1400	0.007790	7400	0.829527
1600	0.019718	7600	0.839102
1800	0.039341	7800	0.848005
2000	0.066728	8000	0.856288
2200	0.100888	8500	0.874608
2400	0.140256	9000	0.890029
2600	0,183120	9500	0.903085
2800	0.227897	10 000	0.914199
3000	0.273232	10 500	0.923710
3200	0.318102	11 000	0.931890
3400	0.361735	11 500	0.939959
3600	0.403607	12 000	0.945098
3800	0.443382	13 000	0.955139
4000	0.480877	14 000	0.962898
4200	0.516014	15 000	0.969981
4400	0.548796	16 000	0.973814
4600	0.579280	18 000	0.980860
4800	0.607559	20 000	0.985602
5000	0.633747	25 000	0.992215
5200	0.658970	30 000	0,995340
5400	0.680360	40 000	0.997967
5600	0.701046	50 000	0.998953
5800	0.720158	75 000	0.999713
6000	0.737818	100 000	0.999905

Es.3.2

Calcolare il potere emissivo di un filamento di tungsteno, assumendo per esso un comportamento da corpo nero, di una lampada ad incandescenza, che si trova alla temperatura di 2800 K e la percentuale di tale radiazione che ricade nel campo del visibile (0,380-0,760 μm). Calcolare inoltre il potere emissivo monocromatico massimo.

Il potere emissivo, per la legge di Stefan-Boltzmann, è pari a :

$$M_n = \sigma \cdot T^4 = 5,67 \cdot 28,00^4 = 3,485 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

I valori della funzione f_λ devono essere valutati in corrispondenza degli estremi del campo in esame, λ_1 e λ_2 alla temperatura assegnata:

$$\begin{aligned} \lambda_1 \cdot T &= 0,380 \cdot 2800 = 1064 \mu\text{m} \cdot \text{K} & f_{\lambda_1} &= 0,001 \\ \lambda_2 \cdot T &= 0,760 \cdot 2800 = 2128 \mu\text{m} \cdot \text{K} & f_{\lambda_2} &= 0,08 \end{aligned}$$

La percentuale del potere emissivo che ricade nel campo del visibile è pari alla differenza tra f_{λ_2} e f_{λ_1} (fig.3.11) ed è circa dell'8%. Il rimanente 92% viene emesso nel campo dell'infrarosso.

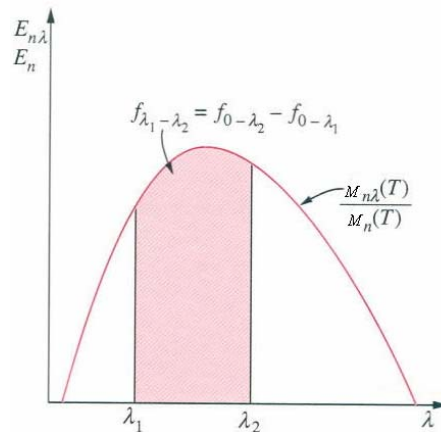


Fig.3.11 Potere emissivo in un intervallo tra due lunghezze d'onda

Dalla legge di Wien, la lunghezza d'onda alla quale corrisponde il massimo potere emissivo monocromatico è pari a:

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{2800} = 1,035 \mu\text{m}$$

Tale valore ricade nel campo infrarosso.

Il corrispondente potere emissivo si calcola applicando la legge di Planck:

$$M_{n,\lambda \max} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda \max T}} - 1 \right)}$$

con $C_1=3,741 \cdot 10^8 \text{ W}\mu\text{m}^4/\text{m}^2$ e $C_2=1,439 \cdot 10^4 \mu\text{m}\cdot\text{K}$.

$$M_{n,\lambda \max} = \frac{3,741 \cdot 10^8}{1,035^5 \left(e^{\frac{1,439 \cdot 10^4}{1,035 \cdot 2800}} - 1 \right)} = 2,21 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \mu\text{m}}$$

Il comportamento finora descritto è rigorosamente rispondente a quello del corpo ideale; le superfici reali, ferma restando la dipendenza del potere emissivo dalla temperatura con leggi diverse da quella di Planck, presentano comunque caratteristiche più o meno discoste da quelle del corpo nero, come si vedrà nel seguito.

3.5 Superfici reali: emissività totale e monocromatica

Il confronto tra il comportamento del corpo nero ideale e le superfici reali che s'incontrano nelle applicazioni si effettua attraverso il valore della *emissività* totale e dell'*emissività monocromatica*.

Si è visto che per il corpo nero il potere emissivo M_n si valuta attraverso la (3.4.4) ed è il valore massimo ottenibile da una superficie ad una assegnata temperatura. Se ora si definisce *emissività totale* di una superficie il rapporto:

$$\varepsilon = \frac{M}{M_n} \quad (3.5.1)$$

tra il suo potere emissivo e quello del corpo nero alla stessa temperatura, tenendo conto della (3.4.4) è possibile valutare il termine E qualora siano noti i valori dell'emissività e della temperatura. Risulta infatti:

$$\varepsilon = \frac{M}{\sigma \cdot T^4}$$

e quindi

$$M = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (3.5.2)$$

Dalla (3.5.1) poiché per il corpo nero il potere emissivo M coincide con M_n risulterà $\varepsilon = 1$. Anche l'emissività totale dipende, come il potere emissivo, dalla temperatura. Nella Tab.3.3 sono riportati i valori dell'emissività totale per alcune superfici.

Tab.3.3 - Emissività totale di alcune superfici.

Materiale	Temperatura (K)	
	300	500
Acciaio		
inossidabile	0,75	0,80
Alluminio		
lucidato	0,040	0,039
ossidato	0,11	0,16
Nichel		
lucidato	0,045	0,070
ossidato	0,40	
Rame		
lucidato	0,030	0,023
ossidato	0,76	-
Argilla	0,91	-
Carta	0,80	-
Marmo bianco	0,93	-
Mattone rosso	0,93	-
Pittura		
alluminio	0,50	-
olio	0,88	-

La (3.5.1), se si fa riferimento ad un intervallo di lunghezze d'onda infinitesimo centrato in λ , fornisce l'emissività monocromatica:

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{M_{\lambda}}{M_{n,\lambda}} \quad (3.5.3)$$

Si può ritenere che, con buona approssimazione, per qualunque lunghezza d'onda e per tutti i materiali, il coefficiente di assorbimento monocromatico a_{λ} risulti uguale alla emissività monocromatica ε_{λ} , risulta cioè:

$$a_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda}$$

relazione nota come *legge di Kirchoff*.

Nelle Figg. 3.12 e 3.13 sono riportati, a titolo esemplificativo, gli andamenti delle emissività monocromatiche e totali per alcuni materiali.

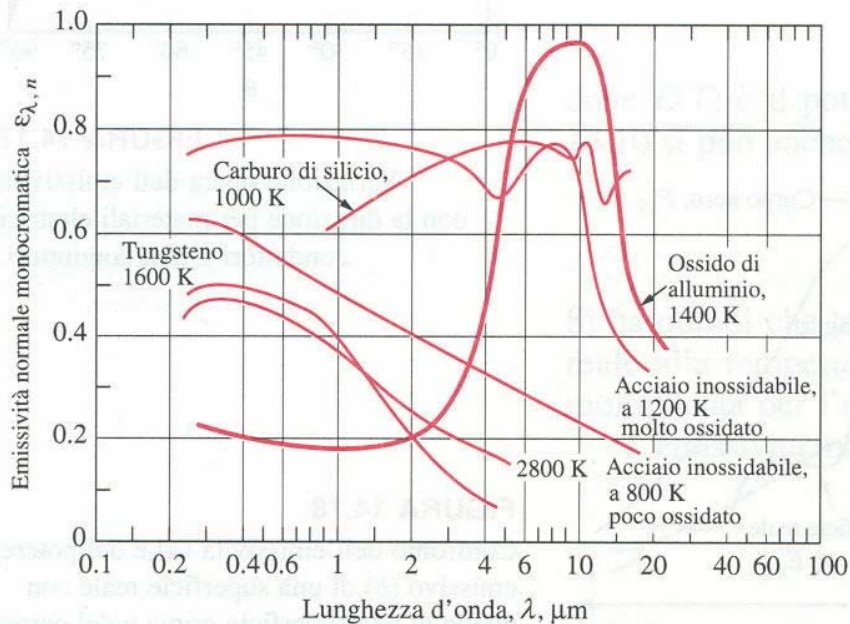


Fig.3.12 - Andamento dell'emissività monocromatica di alcuni materiali metallici.

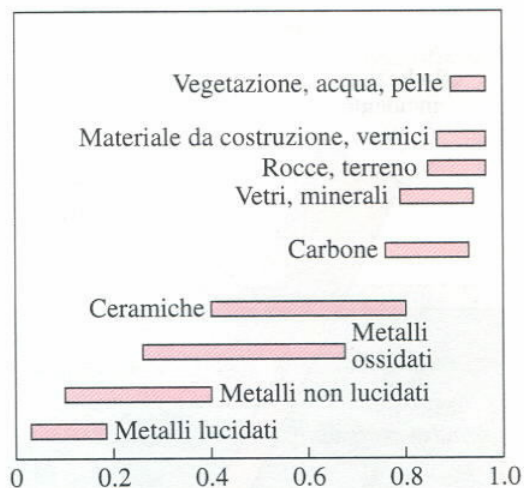


Fig.3.13 - Intervalli di valori dell'emissività di alcuni materiali.

In Fig.3.14 sono riportati gli andamenti delle curve del potere emissivo monocromatico del corpo nero, $M_{n\lambda}$, (curva superiore) e del poter emissivo monocromatico di una superficie reale, M_λ , (curva inferiore). L'emissività monocromatica, ϵ_λ , dalla (3.5.3) è rappresentata dal rapporto tra i segmenti AB ed AC (Fig 3.15).

Dalla Fig.3.15 si osserva inoltre che esistono superfici per le quali l'andamento del potere emissivo monocromatico, M_λ , in funzione della lunghezza d'onda è simile a quello di un corpo nero. Per un qualunque valore dell'ascissa i punti corrispondenti sulle due curve presentano ordinate che sono tra loro in rapporto costante: tali superfici vengono dette *grigie*; si dimostra che per esse si ha l'uguaglianza:

$$a = \epsilon$$

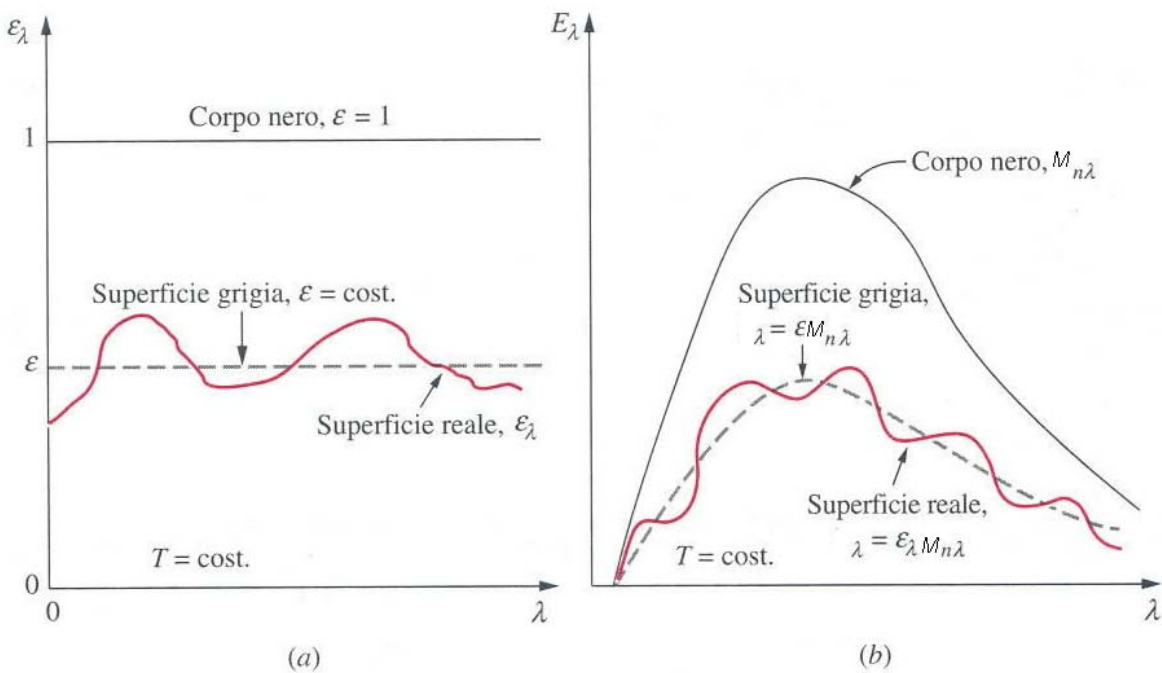
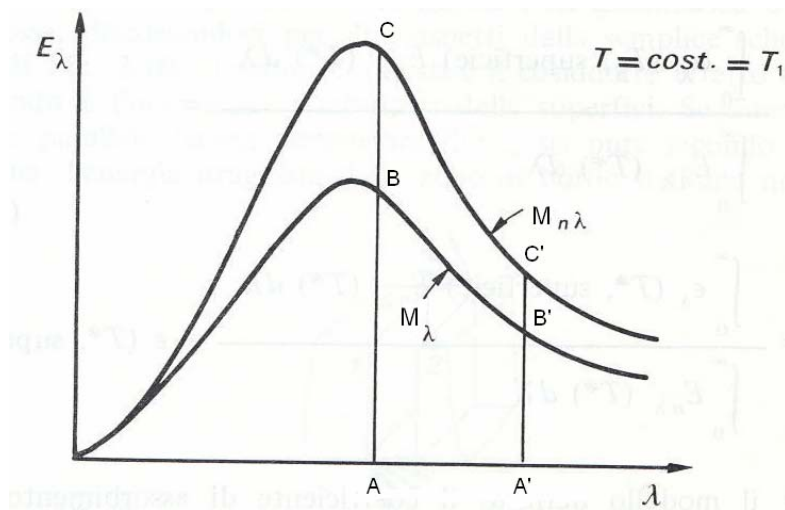


Fig.3.14 - Andamenti del potere emissivo monocromatico di una superficie nera, di una superficie grigia e di una superficie reale.



$$\epsilon = \frac{AB}{AC} = \frac{A'B'}{A'C'}$$

Fig.3.15 - Andamenti del potere emissivo monocromatico di una superficie nera e di una superficie grigia:

3.6 Il fattore di configurazione geometrica

Si è osservato in precedenza che nell'irraggiamento termico l'onda elettromagnetica, che rappresenta il vettore dell'energia, ha una caratteristica di propagazione funzione della posizione relativa delle diverse superfici.

Nel caso della Fig.3.16 a) le due superfici piane parallele sono finite e, per i punti in posizione P, parte della radiazione che abbandona S₁ non raggiunge la S₂. Analogamente nel caso della Fig.3.16 b), se la S₁ irraggia esclusivamente sul lato rivolto verso S₂ ed S₃, la radiazione che parte, ad esempio, dal punto P, raggiunge in parte la S₂ e la S₃, mentre la S₄ non è affatto irraggiata.

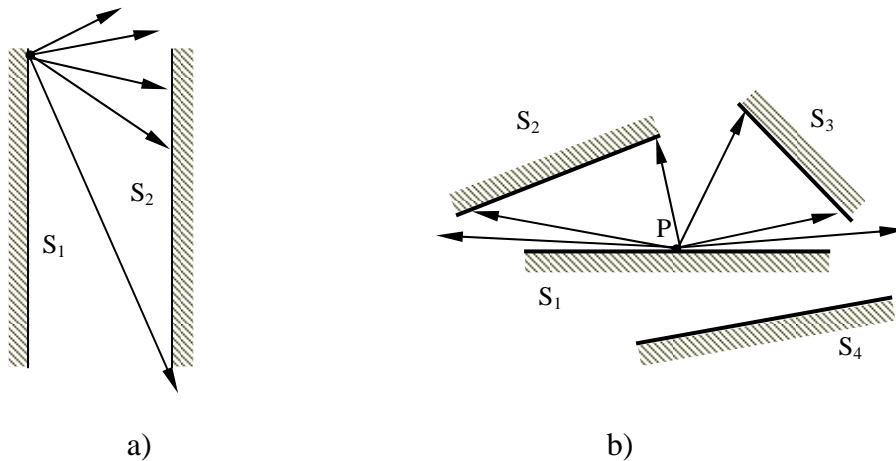


Fig.3.16 - Posizioni relative tra generiche superfici nella valutazione dei fattori di configurazione.

Con riferimento alla Fig.3.16 a), si definisce *fattore di configurazione geometrica* o *fattore di vista*, e si indica con il simbolo $F_{1,2}$, tra due superfici, 1 e 2, il rapporto tra l'energia raggiante che lascia la superficie 1 ed incide direttamente sulla 2 e l'energia raggiante totale che lascia la superficie 1. Pertanto risulta:

$$0 \leq F_{1,2} \leq 1$$

Per due superfici piane parallele ed indefinite, che scambiano per irraggiamento, il fattore di configurazione è unitario. Ciò è vero, con buona approssimazione, anche per due superfici cilindriche coassiali ed indefinite o per superfici sferiche concentriche con diametri poco diversi, come mostrato in Fig.3.17 a). Nel caso di Fig.3.17 b) i diametri dei cilindri, o delle sfere, sono notevolmente diversi tra loro ed allora, mentre il fattore di configurazione $F_{1,2}$ è unitario, il fattore $F_{2,1}$ è certamente minore di 1. Tali considerazioni possono essere estese a due superfici concentriche di forma qualsiasi, una convessa e l'altra concava contenente la prima.



Fig.3.17 - Cilindri o sfere: a) con diametri poco diversi; b) con diametri diversi.

3.7 Bilanci di energia nella valutazione dello scambio termico radiativo

Si consideri il sistema mostrato schematicamente in Fig.3.18. Le superfici 1 e 2, piane parallele indefinite, sono separate dal vuoto e si trovano a diversa temperatura ed in condizioni di regime stazionario.

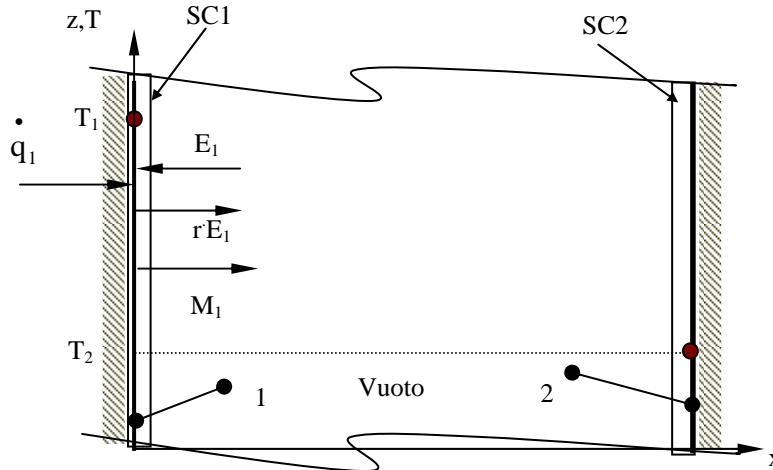


Fig. 3.18

Nell'ipotesi che $T_1 > T_2$ vi è tra le due superfici uno scambio termico per irraggiamento. Si considerino ora le superfici di controllo SC1 ed SC2 che racchiudono le superfici 1 e 2 e si indichi con \dot{q}_1 il flusso termico che raggiunge la superficie 1, provenendo dall'ambiente e con $\dot{q}_{1 \leftrightarrow 2}$ quello che attraversa lo spazio vuoto diretto dalla superficie 1 verso la 2. Poiché per la geometria considerata i fattori di configurazione risultano unitari tutto il flusso che parte dalla 1 raggiunge la 2. Se il regime è permanente, le temperature delle superfici 1 e 2 debbono mantenersi costanti nel tempo poiché non può variare l'energia interna del sistema delimitato dalle SC1 ed SC2. Ne deriva che il flusso termico in ingresso attraverso la superficie di controllo SC1 di Fig.3.18 deve essere uguale a quello in uscita:

$$\dot{q}_1 = \dot{q}_{1 \leftrightarrow 2} \quad (3.7.1)$$

La \dot{q}_1 può essere espressa in funzione delle grandezze radiative relative alle due superfici.

La superficie 1 è interessata dai seguenti flussi termici:

- potere emissivo M_1 - lascia la superficie 1 - in uscita dalla SC1
- irradiazione E_1 - incide sulla superficie- in ingresso alla SC1
- rE_1 , radiazione riflessa – lascia la superficie 1 – in uscita dalla SC1.
- \dot{q}_1 dall'ambiente – raggiunge la superficie 1 - in ingresso alla SC1

e quindi, scrivendo il bilancio di energia sul sistema delimitato dalla SC1 si ha:

$$\text{Variazione} = \text{entrata} - \text{uscita}$$

Tenendo conto del significato dei singoli termini del bilancio

Grandezza	Significato	Termine nell'equazione di bilancio
Variazione	variazione della quantità di energia nel sistema, nell'unità di tempo	\dot{U}
Entrata	quantità di energia in entrata nel sistema nell'unità di tempo secondo la modalità calore	Irradiazione E + Flusso termico \dot{q}_1
Uscita	quantità di energia in uscita nel sistema nell'unità di tempo secondo la modalità calore	Irradiazione riflessa rE + Potere emissivo M

si può scrivere:

$$\dot{U} = \dot{q}_1 + E_1 - r \cdot E_1 - M_1$$

poiché il sistema è in regime stazionario risulta

$$\dot{U} = 0$$

e quindi

$$0 = \dot{q}_1 + E_1 - r \cdot E_1 - M_1$$

da cui

$$\dot{q}_1 = M_1 + r \cdot E_1 - E_1$$

tenendo conto che la somma dei termini $M_1 + r \cdot E_1$ rappresenta la radiosità della superficie 1, che si indica con R_1 , si ha

$$\dot{q}_1 = R_1 - E_1$$

Tenendo conto della relazione (3.7.1) si può scrivere in definitiva che:

$$\dot{q}_1 = R_1 - E_1 = \dot{q}_{1 \leftrightarrow 2} \quad (3.7.2)$$

In base alla precedente relazione si può affermare che per una geometria come quella mostrata nella Fig.3.18 il *flusso termico scambiato per irraggiamento tra la superficie 1 e la 2 è pari alla differenza tra la radiosità e l'irradiazione relativa alla superficie 1.*

Si consideri ora nella Fig.3.19 la stessa geometria precedente nella quale sono state aggiunte le grandezze in gioco sulla superficie 2. Se ora si effettua il bilancio sulla superficie di controllo SC2 si ha:

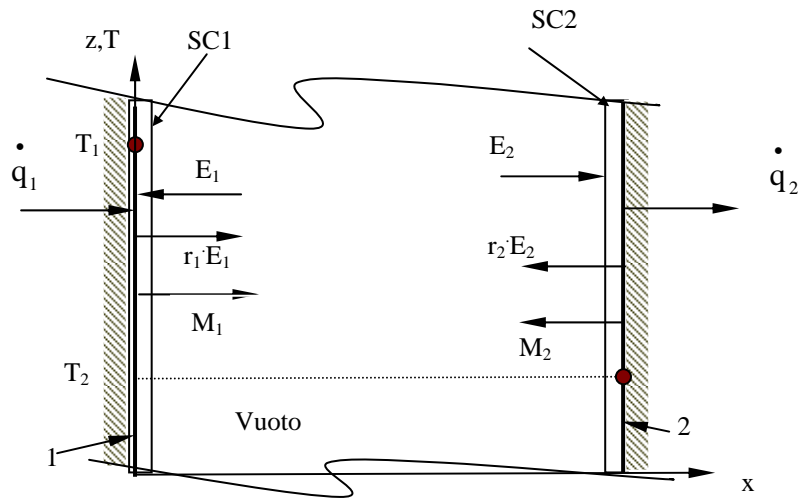


Fig.3.19

$$\dot{U} = E_2 - r_2 \cdot E_2 - M_2 - \dot{q}_2$$

$$0 = E_2 - r_2 \cdot E_2 - M_2 - \dot{q}_2$$

$$E_2 = r_2 \cdot E_2 + M_2 + \dot{q}_2$$

$$E_2 = R_2 + \dot{q}_2$$

$$\dot{q}_2 = E_2 - R_2 \quad (3.7.3)$$

Poichè, per la particolare geometria considerata e per le ipotesi fatte in Fig.3.19 tutto il flusso $R_1 = E_1 + r_1 \cdot E_1$, che lascia la superficie 1 raggiunge la 2 e viceversa tutto il flusso, $R_2 = E_2 + r_2 \cdot E_2$, che lascia la superficie 2 raggiunge la 1, si ha:

$$E_1 = R_2 \quad E_2 = R_1$$

le (3.7.2) e (3.7.3) possono essere scritte:

$$\dot{q}_1 = R_1 - R_2 = \dot{q}_{1 \leftrightarrow 2}$$

$$\dot{q}_2 = R_1 - R_2$$

e quindi

$$\dot{q}_1 = \dot{q}_2 = \dot{q}_{1\leftrightarrow 2} = R_1 - R_2$$

In definitiva, per calcolare la potenza termica scambiata tra due superfici piane parallele ed indefinite è necessario valutare la differenza tra le due radiosità.

Se occorre valutare quantitativamente il flusso termico scambiato per irraggiamento tra due superfici come quelle mostrate in Fig.3.19, è necessario conoscere le proprietà radiative di tali superfici. Nel caso semplice di superfici ideali nere, poiché risulta

$$r_1 = r_2 = 0 \quad t_1 = t_2 = 0$$

si ha, tenendo conto della (3.4.4),

$$R_1 = M_{n1} = \sigma \cdot T_1^4 \quad R_2 = M_{n2} = \sigma \cdot T_2^4$$

$$\dot{q}_{1\leftrightarrow 2} = R_1 - R_2 = \sigma T_1^4 - \sigma T_2^4$$

$$\dot{q}_{1\leftrightarrow 2} = \sigma (T_1^4 - T_2^4)$$

E' possibile dimostrare che, se le superfici sono grigie, il flusso termico scambiato per irraggiamento può essere espresso dalla relazione:

$$\dot{q}_{1\leftrightarrow 2} = \frac{\sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$$

Se le due superfici hanno la stessa emissività:

$$\dot{q}_{1\leftrightarrow 2} = \frac{\sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{2}{\varepsilon} - 1}$$

Spesso nel calcolo della potenza termica scambiata per irraggiamento le superfici di alcuni materiali da costruzione vengono considerate grigie. Ciò accade quando si calcola la potenza termica scambiata attraverso intercapedini contenenti aria.

3.8 Effetto serra

Nel paragrafo 3.5 si è osservato che in natura esistono materiali aventi un comportamento selettivo nei confronti delle radiazioni, *selezionandole* in funzione della loro composizione spettrale. Come già visto, il vetro ha questa proprietà e viene, per tale motivo, utilizzato nei sistemi e componenti che sfruttano l'energia solare.

La distribuzione del fattore di trasmissione t di un vetro comune, riportato in Fig.3.6, si può schematizzare come in Fig.3.20, dove t assume valori prossimi all'unità per lunghezze d'onda comprese tra $0,2 \mu\text{m}$ e circa $3 \mu\text{m}$, e valori prossimi a $0,1$ per $\lambda > 3 \mu\text{m}$, o per $\lambda < 0,2 \mu\text{m}$.

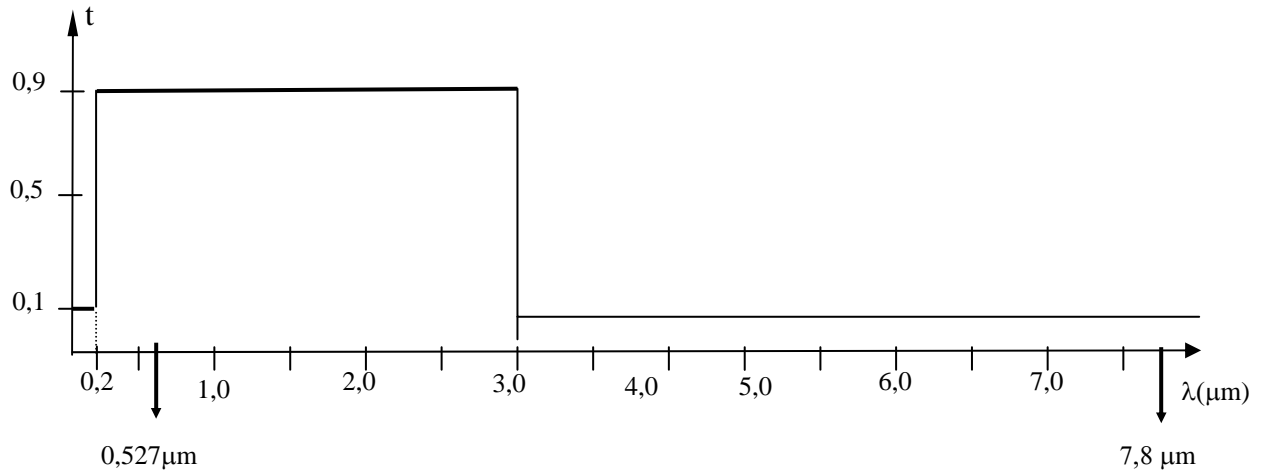


Fig.3.20 – Schematizzazione del fattore spettrale di trasmissione del vetro

In Fig.3.21 a) è mostrata una sezione trasversale di un sistema costituito da una lastra di vetro comune, disposta parallelamente e ad una certa distanza da una superficie nera (superficie captante). Nell'intercapedine tra la lastra di vetro e la superficie captante è praticato il vuoto.

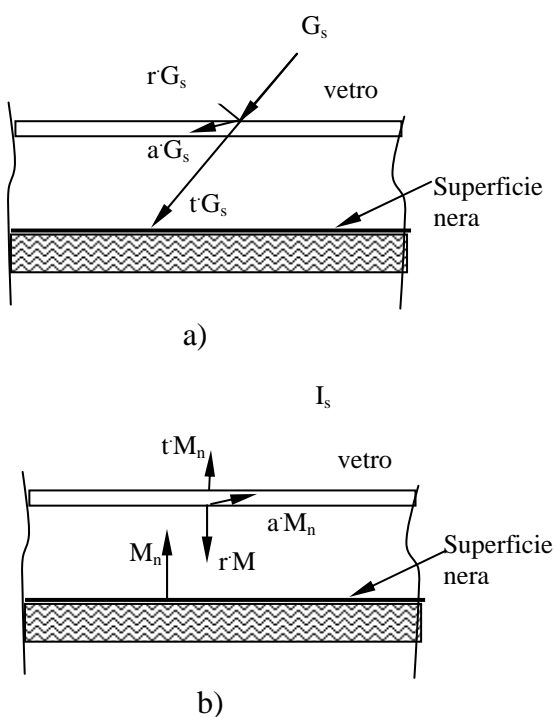


Fig.3.21

Tale sistema, se investito dalla radiazione solare, costituisce un tipico esempio di *effetto serra*. Il sole infatti, come si vedrà nel seguente paragrafo, può essere assimilato ad un corpo nero alla temperatura di circa 5700K ; la radiazione solare incidente sul vetro, G_s , per la legge di Wien ha una lunghezza d'onda λ_{max} alla quale si ha il massimo di flusso pari a:

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2898}{5700} = 0,508 \mu\text{m}$$

circa $0,508 \mu\text{m}$. In virtù dell'andamento del fattore di trasmissione t , del vetro, si ha che, alla lunghezza d'onda calcolata ed indicata in Fig.3.20, il vetro è praticamente trasparente. Pertanto il fattore di trasmissione è $t=0,90$. Quindi il 90% dell'energia solare incidente su di esso viene trasmessa e raggiunge la superficie nera venendo completamente assorbita. Il restante 10% dell'energia incidente verrà in parte assorbita dal vetro ed in parte riflessa.

In condizioni di regime stazionario la superficie nera raggiunge una certa temperatura, ed emette per irraggiamento verso l'ambiente sovrastante come mostrato nella Fig.3.21 b). In particolare la temperatura della piastra nera, in una configurazione come quella mostrata in Fig.3.21, difficilmente raggiunge valori di 100°C (373K). Utilizzando ancora la legge di Wien si ottiene

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{373} = 7,8\mu\text{m}$$

intorno a questa lunghezza d'onda si raccoglie un'elevata percentuale del potere emissivo. Pertanto la radiazione termica emessa dalla piastra è caratterizzata da lunghezze d'onda maggiori di 3 μm e quindi esterne all'intervallo di trasparenza del vetro come viene indicato nella Fig.3.20. Il 90% del potere emissivo che lascia la piastra assorbente ritorna quindi su di essa e viene completamente assorbita. Il modello illustrato, è generalmente in un ambiente a temperatura più bassa della superficie nera. Quindi sarebbe necessario considerare in Fig.3.21, un flusso che abbandona la superficie nera e si trasferisce verso l'ambiente; in caso contrario, nel modello esaminato la temperatura della superficie nera aumenterebbe indefinitamente. In questi sistemi, che trovano ampia applicazione, ad esempio, nella realizzazione dei collettori solari, la radiazione solare assorbita dalla superficie nera viene trasferita da un fluido, in genere acqua in condizioni di liquido, come viene mostrato nello schema di Fig.3.22.

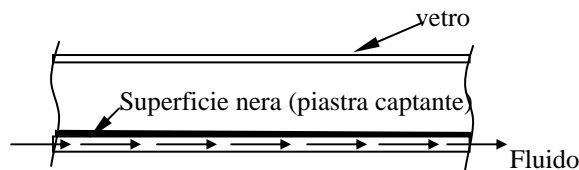


Fig. 3.22

In realtà, in questo tipo di componente solare la piastra captante non ha un comportamento da corpo nero ($a = 1$), pertanto esiste un'aliquota, seppur piccola, di radiazione solare incidente che viene riflessa. L'aliquota riflessa conserva la stessa lunghezza d'onda della radiazione incidente (compresa cioè tra 0,2 e 3 μm) ed esce dal sistema attraverso il vetro. Infine, va precisato che nell'intercapedine tra vetro e piastra non sempre vi è il vuoto, ma più semplicemente vi è dell'aria. Ciò comporta qualche difficoltà nella valutazione rigorosa dei vantaggi energetici ottenibili dall'impiego di tali componenti e sulla reale convenienza economica dei sistemi che utilizzano l'energia solare.

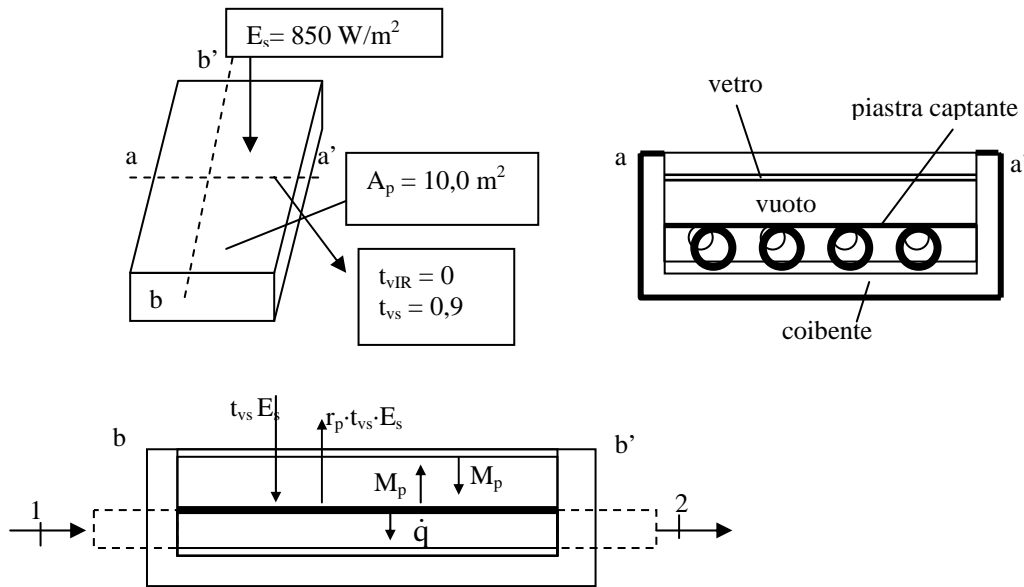
Es.3.3

Un collettore solare piano è costituito da una lastra di vetro e da una superficie captante tra le quali è interposto il vuoto. Il vetro, su cui incide una radiazione solare E_s pari a $850 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ha fattore di trasmissione alla radiazione solare, t_{vs} pari a 0,90 e fattore di trasmissione nel campo infrarosso t_{vIR} pari a 0, essendo trascurabile la radiazione assorbita, mentre il fattore di assorbimento della piastra captante ϵ_p , ipotizzando per essa un comportamento da corpo grigio è pari a 0,85. L'area della piastra A_p è di $10,0 \text{ m}^2$ e la sua temperatura di 80°C . Si assume che l'intera potenza termica assorbita dalla piastra venga somministrata ad una portata di 2,5 L/min di acqua a pressione atmosferica entrante a $10,0^\circ\text{C}$ che scorre a pressione costante in tubazioni poste sul retro della piastra stessa. L'intero collettore, tranne che per la superficie vetrata, è perfettamente isolato

termicamente rispetto all'ambiente esterno. Nelle ipotesi di regime stazionario si calcoli la temperatura dell'acqua in uscita dal collettore.

SOLUZIONE:

Il vetro è attraversato dalla radiazione $t_{vs} E_s$, così come dalla radiazione che viene riflessa dalla piastra $r_p \cdot t_{vs} \cdot E_s$, caratterizzata dalla stessa composizione spettrale della radiazione incidente, mentre



è opaco nei confronti della radiazione M_p emessa dalla piastra che, data la temperatura, ricade nel campo infrarosso. Tale radiazione, incidendo sul vetro, viene riflessa nuovamente sulla piastra, essendo trascurabile l'aliquota assorbita dal vetro, fino a che non ne viene totalmente assorbita. Il bilancio di energia, effettuato su un volume di controllo che racchiude la piastra captante fornisce:

$$t_{vs} \cdot E_s - t_{vs} \cdot r_p \cdot E_s - M_p + M_p - \dot{q} = 0,$$

essendo \dot{q} la potenza per unità di area del collettore ceduta all'acqua. Pertanto:

$$\dot{q} = t_{vs} \cdot E_s \cdot (1 - r_p) = t_{vs} \cdot E_s \cdot a_p = 0,90 \cdot 850 \cdot 0,85 = 650,25 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

La potenza termica ceduta all'acqua è dunque:

$$\dot{Q} = 650,25 \cdot 10,0 = 6502,5 \text{ W} = 6,50 \text{ kW}$$

Il bilancio di energia sull'acqua fornisce:

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot \Delta h = \dot{m} \cdot c \cdot \Delta t$$

da cui:

$$t_2 = t_1 + \frac{\dot{Q}}{\dot{m} \cdot c}$$

Essendo $\dot{Q}_{\text{disp}} = 0$

$$\dot{m} = 2,5 \frac{\text{kg}}{\text{min}} = \frac{2,5}{60} = 0,0417 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

Si ha:

$$t_2 = 10 + \frac{6,50}{0,0417 \cdot 4,2} = 37,1^\circ\text{C}$$

3.9 La radiazione solare ed atmosferica

Il Sole, sorgente primaria di energia, è un corpo quasi sferico dal diametro di circa $1,39 \cdot 10^9$ m dalla massa di circa $2 \cdot 10^{30}$ kg, posto ad una distanza media dalla Terra di $1,5 \cdot 10^{11}$ m. La radiazione solare, dopo avere attraversato il vuoto, raggiunge il suolo in seguito a varie interazioni con l'atmosfera, il cui 99% occupa intorno alla terra uno strato di circa 30 km. La radiazione che viene riflessa o emessa dalle particelle dell'atmosfera è detta radiazione atmosferica. La potenza emessa dal Sole è di circa $3,8 \cdot 10^{26}$ W, di cui solo circa $1,7 \cdot 10^{17}$ W incidono sulla Terra. L'energia emessa dal Sole è dovuta a reazioni nucleari di fusione in cui due atomi di idrogeno si fondono per ottenere un atomo di elio. Il sole è dunque un reattore nucleare con temperatura interna dell'ordine dei $4,0 \cdot 10^7$ K nel nucleo centrale, che si riduce fino a circa 6000 K nella regione esterna a causa delle dispersioni termiche per irraggiamento. La potenza termica che incide su una superficie di area unitaria ortogonale alla direzione dei raggi solari e posta all'esterno dell'atmosfera quando la terra è ad una distanza media dal sole è detta costante solare G_s :

$$G_s = 1353 \text{ W/m}^2$$

Quando la Terra si trova alla distanza minima dal Sole, il 21 dicembre, il corrispondente valore della costante solare raggiunge il valore massimo, pari a 1399 W/m^2 , mentre in corrispondenza della distanza massima, il 21 giugno, il corrispondente valore risulta minimo e pari a 1310 W/m^2 . Da tali dati risulta che la massima variazione è compresa tra il 3 ed il 4% del valore medio, per cui è opportuno, nelle applicazioni, considerare G_s costante e pari al suo valore medio.

Dal valore della costante solare, che fu misurata nel 1960 mediante l'impiego di aerei ad alta quota, palloni aerostatici e sonde spaziali, si può valutare la temperatura apparente del Sole, tenendo conto che la distribuzione spettrale della radiazione emessa approssima molto bene quella di un corpo nero. Si ha infatti:

$$4 \cdot \pi \cdot d^2 \cdot G_s = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \sigma \cdot T_{\text{sole}}^4 \quad (3.9.1)$$

Tale relazione uguaglia la radiazione incidente sulla superficie interna di una sfera ideale centrata nel Sole ed avente il raggio pari alla distanza media Terra-Sole, con quella totale emessa dal Sole. Da tale relazione si ricava che T_{sole} è pari a circa 5762 K, essendo la distanza media Terra – Sole $d = 1,495979 \cdot 10^{11}$ m, ed il raggio di $6,96 \cdot 10^8$ m:

$$T_{\text{sole}} = \sqrt[4]{\frac{d^2 \cdot G_s}{r^2 \cdot \sigma}} = \sqrt[4]{\frac{1,495979^2 \cdot 10^{22} \cdot 1353}{6,96^2 \cdot 10^{16} \cdot 5,67 \cdot 10^{-8}}} = \sqrt[4]{10^{14} \frac{2,238 \cdot 1353}{274,66}} = 5762 \text{ K} \quad (3.9.2)$$

Dal punto di vista dell'emissione spettrale, il Sole può essere quindi considerato come un corpo nero alla temperatura di circa 5762 K, in accordo con la distribuzione riportata in fig.3.23, che presenta solo piccoli scostamenti rispetto alla distribuzione spettrale ideale di un corpo nero. Osservando la distribuzione spettrale della radiazione solare che raggiunge il suolo, sempre in fig.3.23, si osserva che la radiazione subisce una notevole attenuazione a causa dei fenomeni di assorbimento e dispersione che si verificano in atmosfera, che interessano alcuni campi e valori di lunghezze d'onda, in base alle sostanze presenti in essa.

In particolare l'ossigeno assorbe la radiazione contenuta in una stretta banda intorno a $\lambda = 0,760 \mu\text{m}$, l'ozono, oltre ad assorbire nel campo del visibile, assorbe quasi completamente la radiazione ultravioletta con lunghezza d'onda inferiore a $0,3 \mu\text{m}$ ed in gran parte quella compresa tra $0,3$ e $0,4 \mu\text{m}$. Lo strato di ozono assolve come visto alla funzione di proteggere gli organismi viventi dalle radiazioni ultraviolette nocive. I gas presenti in atmosfera che assorbono le radiazioni infrarosse

sono il vapore d'acqua e l'anidride carbonica. Le particelle di polvere e le sostanze inquinanti assorbono a varie lunghezze d'onda la radiazione solare, in base alla loro composizione e struttura. Conseguentemente ai fenomeni di assorbimento in atmosfera, la radiazione solare che raggiunge la superficie terrestre è praticamente compresa nell'intervallo di lunghezze d'onda da 0,3 e 2,5 μm .

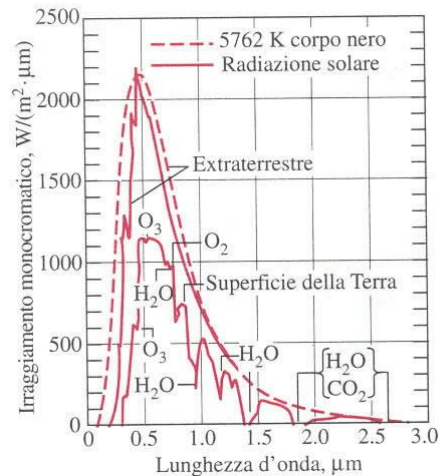


Fig.3.23. Distribuzione spettrale della radiazione solare nel vuoto e filtrata dall'atmosfera

La radiazione solare che penetra nell'atmosfera viene in parte deviata a causa dei fenomeni di riflessione e dispersione da parte delle molecole d'aria e di altre particelle come quelle di vapore d'acqua e smog. Il fenomeno della dispersione (o scattering) dipende dalle dimensioni delle particelle rispetto alla lunghezza d'onda della radiazione: le molecole di ossigeno ad azoto disperdono le radiazioni sufficientemente piccole rispetto alle loro dimensioni e dunque essenzialmente le radiazioni che nel campo del visibile corrispondono ai colori blu e violetto; tale dispersione in tutte le direzioni è causa della colorazione blu del cielo. A causa di tale fenomeno il colore del disco solare tende ai colori giallo, arancione e rosso.

L'energia solare che, per unità di tempo e di area, raggiunge, senza subire deviazioni, una superficie posta al suolo ortogonale alla direzione dei raggi è detta radiazione solare diretta G_D , mentre la rimanente componente che non viene assorbita e che raggiunge il suolo in modo uniforme da tutte le direzioni, ossia dalla volta celeste, è detta radiazione solare diffusa, G_d . L'energia solare complessiva che raggiunge una superficie sulla Terra, per unità di tempo e di area, è detta *radiazione solare totale*, G_{solare} :

$$G_{\text{solare}} = G_D \cdot \cos \theta + G_d \quad (3.9.3)$$

Nella (3.9.3), θ è l'angolo di incidenza della radiazione solare diretta (ossia l'angolo formato dalla direzione dei raggi solari e la normale alla superficie stessa). La radiazione diffusa varia da circa il 10% della totale in una giornata serena, ma può attingere valori prossimi al 100% della totale quando il cielo è completamente nuvoloso.

Sebbene la radiazione proveniente dal cielo, a causa dei fenomeni di dispersione ed assorbimento, si discosti abbastanza dalla distribuzione di corpo nero, nei calcoli è utile considerare l'atmosfera come un corpo nero ad una temperatura fittizia, detta *temperatura effettiva del cielo*, T_{cielo} , tale da uguagliare il potere emissivo effettivo. Il valore di T_{cielo} dipende dalle condizioni atmosferiche e varia da circa 230 K in condizioni di cielo sereno e freddo a circa 285K per cielo nuvoloso e caldo. Si osservi che la temperatura effettiva del cielo non si discosta molto da quella ambiente.

La distribuzione spettrale della radiazione solare incidente è molto diversa rispetto a quella emessa dalle superfici reali, essendo la prima prevalentemente concentrata nella banda delle lunghezze d'onda distribuita tra ultravioletto, visibile e parte dell'infrarosso, mentre la seconda nella sola banda infrarossa, con lunghezze d'onda ben maggiori. In genere le superfici reali non sono grigie, ma le loro caratteristiche di emissione ed assorbimento a ed ϵ possono essere considerate uguali tra loro e costanti in opportuni intervalli di lunghezze d'onda; in particolare ci si riferisce al campo della radiazione solare, con $a_s = \epsilon_s$, ed al campo di radiazioni infrarosse tipico delle radiazioni emesse da materiali a temperatura ambiente, con $a_{IR} = \epsilon_{IR}$.

La radiazione emessa dall'atmosfera verso la superficie terrestre vale:

$$G_{\text{cielo}} = \sigma \cdot T_{\text{cielo}}^4 \quad (3.9.4)$$

Ipotizzando che la radiazione incida su una superficie con un coefficiente di assorbimento rispetto alla radiazione proveniente dal cielo pari a $a_{IR} = \epsilon_{IR}$, la radiazione assorbita risulta pari a:

$$E_{\text{cielo,assorbita}} = a_{IR} \cdot G_{\text{cielo}} = a_{IR} \cdot \sigma \cdot T_{\text{cielo}}^4 = \epsilon_{IR} \cdot \sigma \cdot T_{\text{cielo}}^4$$

La potenza termica netta scambiata per irraggiamento tra una superficie che interagisce con il sole ed il cielo è pari alla differenza tra la potenza assorbita e quella emessa:

$$\begin{aligned} \dot{q}_{\text{netta,irr}} &= \sum E_{\text{assorbita}} - E_{\text{emessa}} = E_{\text{solare,assorbita}} + E_{\text{cielo,assorbita}} - E_{\text{emessa}} \\ \dot{q}_{\text{netta,irr}} &= a_s \cdot G_{\text{solare}} + \epsilon_{IR} \cdot \sigma \cdot T_{\text{cielo}}^4 - \epsilon_{IR} \cdot \sigma \cdot T_{\text{sup}}^4 = a_s \cdot G_{\text{solare}} + \epsilon_{IR} \cdot \sigma \cdot (T_{\text{cielo}}^4 - T_{\text{sup}}^4) \end{aligned} \quad (3.9.5)$$

Nella (3.9.5), T_{sup} rappresenta, in K, la temperatura della superficie; il valore di $\dot{q}_{\text{netta,irr}}$ assume segno positivo se vi è un guadagno di energia, negativo in caso di perdita. Poiché il primo addendo della (3.9.5) è sicuramente non negativo, condizione necessaria affinché $\dot{q}_{\text{netta,irr}}$ assuma valori negativi è che $T_{\text{sup}} > T_{\text{cielo}}$.

In tab.3.4 sono riportati i coefficienti a_s ed ϵ_{IR} per alcune superfici.

Tab.3.4

Superficie		a_s	ϵ_{IR}
Alluminio	lucido	0,09	0,03
	anodizzato	0,14	0,84
	in foglio	0,15	0,05
Rame	lucido	0,18	0,03
	ossidato	0,65	0,75
Acciaio inossidabile	lucido	0,37	0,60
	opaco	0,50	0,21
Metalli placcati	ossido di nickel nero	0,92	0,08
	cromo nero	0,87	0,09
Calcestruzzo		0,60	0,88
Marmo bianco		0,46	0,95
Laterizio rosso		0,63	0,93
Asfalto		0,90	0,90
Vernice nera		0,97	0,97
Vernice bianca		0,14	0,93
Neve		0,28	0,97
Pelle umana (razza caucasica)		0,62	0,97

Le superfici che servono per raccogliere l'energia solare devono possedere elevati valori di a_s e bassi valori di ϵ_{IR} , per rendere minima l'emissione di radiazione a temperatura ambiente.

Superfici che non devono raggiungere elevate temperature anche sotto l'esposizione al sole, come le superfici esterne dei serbatoi di combustibile e carri refrigerati devono avere proprietà opposte,

che si ottengono per verniciatura con sottili strati di materiali selettivi; per esempio una superficie può essere mantenuta fredda semplicemente verniciandola di bianco.

Si noti che quella che viene detta *energia rinnovabile*, generalmente non è altro che energia solare che si manifesta sotto differenti forme: energia eolica, energia termica degli oceani, energia idroelettrica, energia delle onde degli oceani, ... Sebbene l'energia solare sia sufficiente a soddisfare l'intera domanda mondiale di energia, attualmente ciò non è economico per la bassa concentrazione dell'energia solare sulla Terra e per gli alti costi di sfruttamento.

Es. 3.4

Si consideri una superficie esposta alla radiazione solare le cui componenti, diretta e diffusa, siano rispettivamente $G_D = 500 \text{ W/m}^2$ e $G_d = 300 \text{ W/m}^2$. La componente diretta forma un angolo di 30° con la normale alla superficie. Se la temperatura della superficie è di 330K e quella effettiva del cielo 240K , calcolare la potenza termica netta scambiata per irraggiamento nelle seguenti condizioni:

- $a_s = 0,90$ e $\varepsilon_{\text{IR}} = 0,90$ (superficie assorbente grigia)
- $a_s = 0,10$ e $\varepsilon_{\text{IR}} = 0,10$ (superficie riflettente grigia)
- $a_s = 0,90$ e $\varepsilon_{\text{IR}} = 0,10$ (superficie assorbente selettiva)
- $a_s = 0,10$ e $\varepsilon_{\text{IR}} = 0,90$ (superficie riflettente selettiva)

SOLUZIONE

L'energia solare totale incidente sulla superficie è data dalla (3.9.3):

$$G_{\text{solare}} = G_D \cdot \cos\theta + G_d = 500 \cdot \cos(30^\circ) + 300 = 500 \cdot 0,866 + 300 = 733 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

La potenza termica netta scambiata per irraggiamento nei quattro casi si ricava dalla (3.9.5):

$$\dot{q}_{\text{netta,irr}} = a_s \cdot G_{\text{solare}} + \varepsilon_{\text{IR}} \cdot \sigma \cdot (T_{\text{cielo}}^4 - T_{\text{sup}}^4)$$

essendo:

$$\sigma \cdot (T_{\text{cielo}}^4 - T_{\text{sup}}^4) = 5,67 \cdot (2,40^4 - 3,30^4) = 5,67 \cdot (33,178 - 118,592) = -484,3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

si ha nei quattro casi:

$$\text{a) } \dot{q}_{\text{netta,irr}} = 0,90 \cdot 733 - 0,90 \cdot 484,3 = 659,7 - 435,87 = 223,83 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

$$\text{b) } \dot{q}_{\text{netta,irr}} = 0,10 \cdot 733 - 0,10 \cdot 484,3 = 73,3 - 48,43 = 24,87 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

$$\text{c) } \dot{q}_{\text{netta,irr}} = 0,90 \cdot 733 - 0,10 \cdot 484,3 = 659,7 - 48,43 = 611,27 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

$$\text{d) } \dot{q}_{\text{netta,irr}} = 0,10 \cdot 733 - 0,90 \cdot 484,3 = 73,3 - 435,87 = -362,57 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Si noti che il massimo guadagno si ha per una superficie con materiale grigio con elevato fattore di assorbimento; il guadagno si riduce se si adopera una superficie con elevato fattore di assorbimento alla radiazione solare e bassa emissività nel campo dell'infrarosso. Per ridurlo drasticamente è necessaria una vernice riflettente (grigia nel caso c). Se la superficie è riflettente selettiva, caso d), addirittura la potenza netta risulta negativa.