



Pasquale Catone
**IL COLORE
DEL CIELO**

MAGGIO 2005 - SxT Scaffali N°4



La luce solare bianca è costituita da una sovrapposizione dei colori dell'arcobaleno che vanno dal rosso al violetto. La radiazione visibile che attraversa l'atmosfera viene in parte diffusa dalle particelle di aria con intensità proporzionale alla quarta potenza della sua frequenza (legge di Rayleigh). I colori hanno frequenze crescenti dal rosso al violetto, in particolare la frequenza del blu è 1,68 volte quella del rosso. Quindi, l'intensità diffusa del blu è quasi otto volte ($1,68^4$) quella del rosso, ecco perché il cielo appare azzurro. Come mai non è violetto? I motivi sono i seguenti: 1) vengono diffusi in misura minore anche i colori con frequenze inferiori; 2) il blu è più intenso del violetto nello spettro solare; 3) l'apparato visivo delle persone è più sensibile al blu che al violetto. Quando il sole è basso sull'orizzonte, cresce il tragitto della radiazione nel guscio atmosferico, aumenta la perdita della componente a maggior frequenza e l'astro assume un colore rosso-arancione. All'esterno dell'atmosfera, il cielo tra le stelle luminose è nero perché in assenza di aria mancano i centri diffusori della radiazione.

Per spiegare la dipendenza dell'emissione dalla frequenza, propongo una dimostrazione semplice e didattica, che evita il calcolo differenziale e si basa sul moto circolare uniforme. Si immagini di avere una particella di massa m , in moto uniforme alla velocità angolare w_0 su una circonferenza di raggio r , sottoposta alla forza centripeta kr con k =costante; poiché $mw_0^2r = kr$, si ricava $mw_0^2 = k$. Riducendo kr di un valore costante F e forzando il sistema a ruotare alla velocità angolare w , si ottiene la nuova forza centripeta $mw^2r = kr-F$, da cui $r = F/[m(w_0^2-w^2)]$ e $a=w^2r$ =accelerazione centripeta acquisita dalla m . Dal momento che la velocità angolare $w=2\pi f$ è correlata alla frequenza f , si ha $a = f^2 F/[m(f_0^2-f^2)]$. Il raggio dell'orbita dipende da w e per w tendente a w_0 diventa estremamente grande, raggiungendo le condizioni di risonanza, che si verificano quando la perturbazione ha una frequenza uguale a quella propria del sistema. Se si includono gli effetti dissipativi, il raggio alla risonanza risulta massimo ma non infinito.

Nella teoria classica, un elettrone si può considerare legato all'atomo da una forza elastica $-kx$, dove x è lo spostamento dalla posizione di equilibrio e $k=mw_0^2$, con w_0 = pulsazione di risonanza. L'elettrone, raggiunto da una radiazione di pulsazione w ed ampiezza E_0 , è costretto ad oscillare alla stessa pulsazione w del campo elettrico E associato all'onda elettromagnetica. Ora si consideri un elettrone rotante (carica q), alla velocità angolare w , su cui agiscono le forze radiali kr e $F=qE_0$ orientate, rispettivamente, verso il centro e l'esterno. Queste due forze forniscono l'accelerazione precedentemente scritta e le loro proiezioni sull'asse x danno origine alle forze $-kx$ ed F_x , che producono il moto oscillatorio richiesto. Dunque, il moto armonico dell'elettrone forzato dalla radiazione equivale alla proiezione sull'asse x del moto circolare uniforme suddetto e la massima accelerazione del moto lineare corrisponde a quella centripeta.

Una carica oscillante armonicamente alla frequenza f emette in tutte le direzioni una radiazione alla stessa frequenza f e con una potenza media P proporzionale al quadrato dell'accelerazione massima. Una spiegazione agevole di questo risultato è riportata nella "Fisica di Berkeley" - Onde e oscillazioni- vol.3[^]- ed. Zanichelli. Scaturisce che $P=Df^4/(f_0^2-f^2)^2$ dove D è una costante. Per le molecole di azoto ed ossigeno che formano prevalentemente l'aria, la frequenza risonante capita nell'ultravioletto e, poiché $f \ll f_0$ per il visibile solare, risulta $P=D(f/f_0)^4$, ossia la proporzionalità della potenza luminosa emessa dall'elettrone alla quarta potenza della frequenza (diffusione di Rayleigh).

(Pasquale Catone- Docente di Fisica)