

Capítol 2

La radiació solar UV i l'atenuació al seu pas per l'atmosfera

2.1 L'espectre de la radiació solar extraterrestre

El Sol emet radiació en un ampli interval de longituds d'ona, que va des dels raigs X fins a les ones radiomètriques. No obstant això, des del punt de vista energètic es pot considerar que al cim de l'atmosfera la radiació solar abraça l'interval de 100 a 4000 nm.

L'espectre de la radiació solar al cim de l'atmosfera es pot obtenir a partir de l'extrapolació de mesures terrestres o més recentment també a partir de mesures de satèl·lits. Diversos autors han formulat diferents espectres que reproduïxen la radiació solar extraterrestre. Un d'ells, usat en el model SB-DART, és el *MODTRAN-3* (Ricchiazzi et al., 1998) que consisteix en una composició de diferents espectres: de 174 a 351 nm, utilitza les observacions del Solar Ultraviolet Spectral Irradiance Monitor del satèl·lit Spacelab2 (Van-Hoosier et al., 1988). Entre les longituds d'ona de 351 a 868 nm emprava els resultats de Neckel and Labs (1984). Per a longituds d'ona 868 i 3226 nm es basa amb les observacions de Wehrli (1985) i per últim, per a longituds d'ona

2.1. L'espectre de la radiació solar extraterrestre

majors de 3226 nm fa servir l'espectre *LOWTRAN-7* (Thekeakara, 1974).

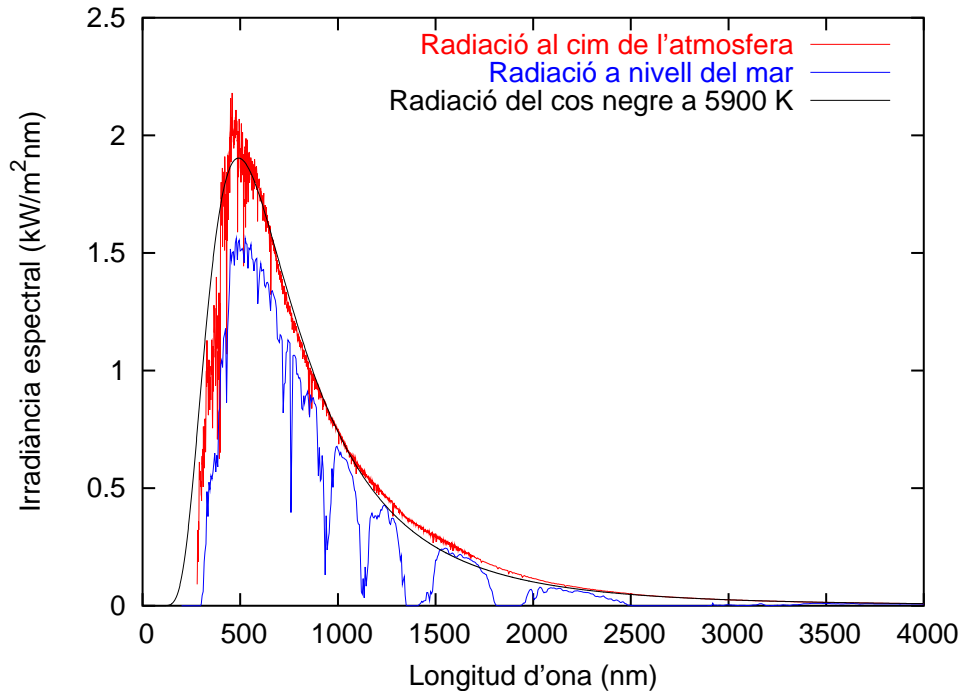


Figura 2.1: Espectre MODTRAN-3 (Ricchiazzi et al., 1998) de radiació extraterrestre, radiació d'un cos negre a 5900 K i irradiància solar global incident a Barcelona a la superfície de la terra a partir del model SBDART.

A la figura 2.1 s'ha representat la irradiància solar incident a nivell del mar calculada amb el model SBDART pel migdia del solstici d'estiu a Barcelona amb les condicions de 300 UD d'ozó i atmosfera de latituds mitjanes a l'estiu, l'espectre extraterrestre és el MODTRAN-3 (Ricchiazzi et al., 1998) i la corba més suavitzada correspon a la corba d'emissió d'un cos negre a una temperatura de 5900 K, generada a partir de la llei de Planck:

$$M_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{hc}{K\lambda T}\right) - 1 \right)}, \quad (2.1)$$

on K és la constant de Boltzmann i val $1.380658 \cdot 10^{-23} J/K$, h és la constant de Planck i val $6.626076 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ i c és la velocitat de la llum i val $2.99792458 \cdot 10^8 m/s$. Si s'integra la intensitat d'irradiància resultant considerant l'angle

sòlid del Sol constant i igual a $6.5 \cdot 10^{-5} \text{ str}$ s'obté una corba d'irradiància que s'ajusta bastant a la distribució espectral mesurada al cim de l'atmosfera. El màxim d'aquesta distribució però, correspon a la longitud de 474 nm i per tant, si s'aplica la llei de Wien,

$$\lambda_{max}T = C \quad , \quad (2.2)$$

on C val $2.989 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$, s'obté una temperatura del Sol de 6100 K. Aquesta temperatura es denomina temperatura de color del Sol.

Taula 2.1: Intervalls espectrals de la radiació solar

Radiació	Interval de longitud d'ona (nm)
UVC	100 - 280
Ultraviolat UVB	280 - 320
UVA	320 - 400
Visible	400 - 760
Infraroig proper	760 - 4000

2.2 La radiació solar UV i l'índex UV

Malgrat que la radiació solar UV incident al nivell de la superfície terrestre no sol ultrapassar el 5% de la radiació solar total, és responsable de gran part de l'impacte biològic. L'efecte biològic de la radiació UV és tan dependent de la longitud d'ona λ que resulta molt útil considerar la denominada irradiància biològicament efectiva, E_e , que pondera la irradiància segons l'efecte o efectivitat eritemàtica ϵ_λ per a cada longitud d'ona:

$$E_e = \int_{280}^{400} E_\lambda \epsilon_\lambda d\lambda \quad . \quad (2.3)$$

Els valors de l'efectivitat determinen l'espectre d'acció biològic, que pot referir-se a l'eritema cutani, canvis en l'ADN, dany ocular, efectes sobre les plantes, etc. L'eritema cutani respon a l'espectre d'acció de la Comissió In-

ternacional d'Il·luminació (CIE) (McKinley and Diffey, 1987) l'efectivitat del qual varia en 4 ordres de magnitud del principi al final de l'interval de l'UV solar, essent l'efectivitat eritemàtica de la irradiància a 300 nm unes 100 vegades superior a la corresponent a 320 nm i unes 10.000 vegades superiors a la de 400 nm. Pel que fa a la mesura de l'índex UV, existeixen piranòmetres que proporcionen directament la irradiància biològicament efectiva integrada.

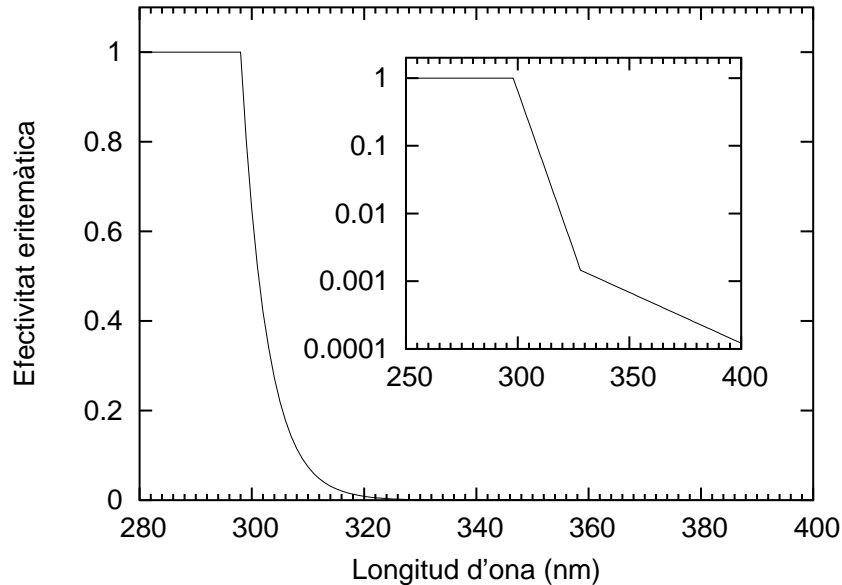


Figura 2.2: Espectre d'acció CIE en escala lineal i logarítmica, proposat per (McKinley and Diffey, 1987).

Amb vista a donar una millor informació de la població sobre les dosis de radiació solar UV a les quals s'exposa en les activitats a l'aire lliure i a la possible prevenció dels perills de la sobreexposició, un gran nombre de països realitzen actualment un seguiment dels valors de radiació solar UV així com la predicció d'aquesta, generalment en forma d'índex UV, en funció de l'hora del dia, època de l'any i característiques òptiques de l'atmosfera. L'índex UV s'obté multiplicant el valor de la irradiància eritemàtica (en W/m^2) per 40 (Vanicek et al., 2000):

$$UVI = 40E_e = 40 \int_{280}^{400} E_\lambda \epsilon_\lambda d\lambda . \quad (2.4)$$

Paral·lelament a aquesta informació, també es defineix la dosi eritemàtica mínima (MED) per descriure el poder eritemàtic de la radiació UV. Així s'entén per 1 MED com la irradiació UV necessària per a produir envermelliment (o eritema) a la pell humana que prèviament no ha estat exposada al sol. Tot i així, ja que no tots els individus són igual de sensibles a la radiació UV, pel fet que les diferents pells tenen diferents pigmentacions i per tant diferent capacitat d'absorbir radiació, aquesta quantitat varia entre la població europea en un rang entre 200 i 500 J/m^2 (Vanicek et al., 2000).

És per aquest motiu que és útil considerar el concepte de fototipus. Els efectes perniciosos de la radiació UV, no depenen únicament de la dosi rebuda sinó també de la sensibilitat de cada individu. Per això, sovint es classifica els diferents tipus de pell en quatre grups principals d'acord amb la seva habilitat per a bronzejar-se.

Taula 2.2: Definició dels fototipus bàsics de la població europea (Vanicek et al., 2000).

Fototipus	Es bronzeja?	Es crema?	Color cabells	Color ulls	1MED
I	mai	sempre	vermell	blau	$200J/m^2$
II	de vegades	de vegades	ros	blau/verd	$250J/m^2$
III	sempre	rarament	marró	gris/marró	$350J/m^2$
IV	sempre	mai	negre	negre	$450J/m^2$

Relacionat amb el concepte de dosi eritemàtica mínima i fototipus, es defineix l'exposició màxima sense protecció com el temps màxim en què un individu pot estar exposat al sol sense fotoprotector i sense que la seva pell presenti eritema. Aquests temps es poden calcular per a cada fototipus en funció de l'índex UV com es mostra a la figura 2.3.

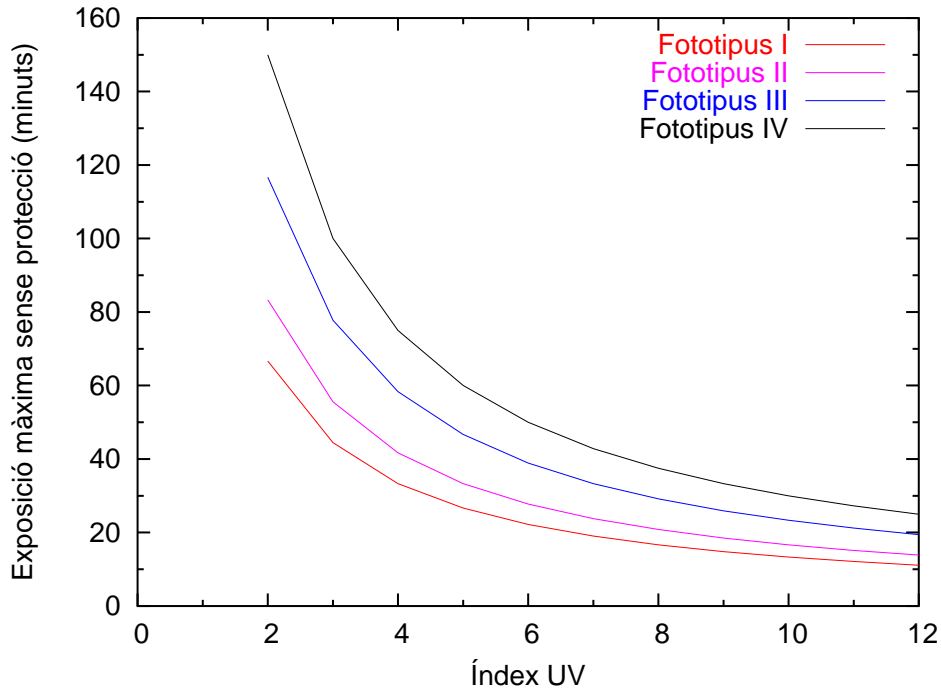


Figura 2.3: Exposició màxima sense protecció en minuts en funció de l'índex UV per als quatre fototipus, segons els valors proposats per Vanicek et al. (2000).

2.3 L'atenuació de la irradiància solar directa

L'atenuació de la irradiància monocromàtica E_λ al llarg d'un camí elemental pres en la direcció de propagació del raig ve donada per l'equació general d'intercanvi radiatiu (vegeu per exemple Liou, 1992):

$$dE_\lambda = (-E_\lambda + J_\lambda)k_\lambda\rho dl \quad , \quad (2.5)$$

on el terme J_λ s'anomena funció font i té en compte tant la possible emissió de radiació pel medi natural com la dispersió múltiple corresponent a les partícules de l'entorn, k_λ fa referència al coeficient màssic d'extinció (absorció i dispersió) per a una determinada longitud d'ona λ i ρ és la densitat del medi.

Un cas particular de l'equació anterior s'obté aplicant la hipòtesi d'atmosfera plano-paral·lela que considera l'atmosfera distribuïda en capes pla-

nes sobre un terra pla. D'aquesta manera el terme dl es pot reescriure com $dl = \sec \theta dz$ i l'equació anterior passa a ser:

$$\cos \theta \frac{dE_\lambda}{k_\lambda \rho dz} = -E_\lambda + J_\lambda , \quad (2.6)$$

en el cas que s'imposi un sistema tridimensional, l'equació en coordenades polars pren la forma:

$$\mu \frac{dE_\lambda(\tau, \mu, \Phi)}{d\tau} = E_\lambda(\tau, \mu, \Phi) - J_\lambda(\tau, \mu, \Phi) , \quad (2.7)$$

on s'ha substituït z per τ , $\cos \theta$ per μ i Φ fa referència a l'angle azimutal. La resolució d'aquesta equació per a una atmosfera finita d'una sola capa es troba descrita a Liou (1992), mentre que si es vol resoldre l'equació considerant una atmosfera constituïda per diverses capes, cal recórrer a solucions numèriques com les que proporcionen els models de transferència radiativa multicapa.

En el cas de la irradiància directa, es pot considerar que la contribució deguda a l'emissió i a la dispersió (J_λ) és menyspreable en la direcció d'incidència del feix solar, i per tant, es pot reescriure l'equació (2.6) com:

$$dE_\lambda = -E_\lambda k_\lambda \rho \sec \theta dz , \quad (2.8)$$

on el factor $\sec \theta$ coincideix en primera aproximació amb la massa òptica relativa m , també anomenada massa d'aire relativa, definida com el quocient entre la massa òptica per un angle zenital qualsevol i la corresponent massa òptica vertical:

$$m = \frac{\int_0^\infty \rho \delta l}{\int_0^\infty \rho \delta z} \simeq \sec \theta . \quad (2.9)$$

Substituïnt aquest terme i integrant l'equació (2.8) s'arriba a la llei de Beer (també anomenada de Lambert o de Bouguer)

$$E_\lambda = E_{\lambda 0} \exp(-m\tau_\lambda) , \quad (2.10)$$

on $\tau_\lambda = \int_0^\infty \rho k_\lambda dz$ s'anomena opacitat monocromàtica zenital o espessor òptic i té en compte l'absorció i la dispersió de la irradiància en travessar l'atmosfera

2.4. L'absorció de la radiació solar al seu pas per l'atmosfera

zenitalment ($\theta = 0^\circ$). Aquesta espessor τ_λ es pot desglossar en diferents termes que fan referència a les diferents contribucions:

$$\tau_\lambda = \tau_{O\lambda} + \tau_{w\lambda} + \tau_{u\lambda} + \tau_{R\lambda} + \tau_{a\lambda} , \quad (2.11)$$

on $\tau_{o\lambda}$ fa referència a l'opacitat de l'ozó, $\tau_{w\lambda}$ a la del vapor d'aigua, $\tau_{u\lambda}$ a la de la resta de gasos atmosfèrics que presenten absorció, $\tau_{R\lambda}$ a la causada per dispersió de Rayleigh i per últim $\tau_{a\lambda}$ a l'opacitat d'aerosols (on s'inclou tant el seu efecte d'absorció com de difusió).

Sovint l'equació anterior es reescriu, junt amb l'equació (2.10), pel cas de la irradiància directa, E_λ , com:

$$E_\lambda = E_{0\lambda} F T_{O\lambda} T_{w\lambda} T_{u\lambda} T_{R\lambda} T_{a\lambda} \cos\theta , \quad (2.12)$$

on les T segueixen la mateixa nomenclatura que les τ a l'equació (5.10), θ és l'angle zenital i F és el factor de la distància Terra-Sol que es calcula com (Spencer, 1971):

$$F = 1.00011 + 0.034221 \cos \phi + 0.00128 \sin \phi + 0.000719 \cos 2\phi + 0.000077 \sin \phi , \quad (2.13)$$

on ϕ és l'angle del dia en radians i es calcula a partir del dia julià (d , que va de 1 fins a 365):

$$\phi = \frac{2\pi(d-1)}{365} . \quad (2.14)$$

2.4 L'absorció de la radiació solar al seu pas per l'atmosfera

La radiació solar és en part absorbida per molècules de gasos atmosfèrics que augmenten la seva energia interna i temperatura. Aquesta absorció es denomina selectiva perquè només es produeix per unes determinades longituds d'ona. Els principals absorbents de la radiació solar a l'atmosfera són: l'ozó, el vapor d'aigua, el nitrogen i l'oxigen.

L'oxigen i el nitrogen presenten absorció tant en les seves formes atòmi-

ques com moleculars. L'oxigen i el nitrogen atòmic (O i N) tenen un espectre continu d'absorció dels raigs X i de les longituds d'ona fins als 100 nm. L'oxigen molecular (O_2) presenta tres bandes d'absorció en l'interval visible a 630, 690 i 760 nm, unes bandes d'absorció fortes per a longituds d'ona menors de 100 nm (bandes de Runge) i per a λ entre 120 i 200 nm (bandes de Schuman), i unes de més dèbils entre 200 i 260 nm (bandes d'Herzberg)

El nitrogen (N_2) té bandes d'absorció entre 100 i 145 nm (bandes de Lyman-Birge-Hopfield) i entre 230 i 340 nm (bandes de Vegard-Kaplan). Per sota dels 80 nm, el N_2 presenta un espectre d'absorció continu i entre els 80 i 100 nm hi ha les bandes de Tanaka-Worley.

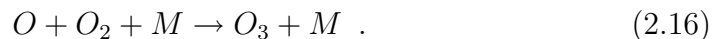
Altres absorbents menys importants són el diòxid de carboni (CO_2) amb bandes d'absorció dèbils a l'infraroig (1400, 1600 i 2000 nm) i el diòxid de nitrogen (NO_2) l'efecte del qual pot ser important en una atmosfera contaminada i depèn de la seva concentració i altitud a la qual es trobi.

2.4.1 La contribució de l'ozó en l'absorció de la radiació solar

L'ozó té un paper cabdal en l'absorció¹ de la radiació UV i per tant és un factor molt influent en l'índex UV. Presenta una concentració variable al temps i a l'espai encara que la major part es troba a l'estratosfera entre els 15 i 35 km. La seva formació té lloc a partir de la fotodissociació de l'oxigen molecular per absorció de radiació UV de longitud d'ona inferior als 240 nm.



Aquests àtoms d'oxigen alliberats es combinen amb molècules d'oxigen en presència d'un catalitzador (generalment nitrogen) que actua com a receptor de l'energia alliberada:



¹Es defineix el factor d'amplificació de la radiació (RAF), que expressa el percentatge en què canvia la intensitat de l'UVB en canviar en un 1% la columna total d'ozó.

2.4. L'absorció de la radiació solar al seu pas per l'atmosfera

Aquest ozó format, pot destruir-se al reaccionar amb oxigen atòmic:



o per fotodissociació, de manera que la concentració d'ozó està determinada per l'equilibri dinàmic entre aquestes reaccions. Aquesta concentració sol expressar-se amb la magnitud columna total d'ozó, definida com:

$$\Omega = \int_0^\infty \rho_{O_3} dz \quad , \quad (2.18)$$

i que proporciona la quantitat d'ozó continguda en una columna vertical de base unitat a temperatura i pressió normals i es mesura en unitats Dobson (UD). Una unitat Dobson es defineix com $10^{-5}m$ d'espessor d'una capa d'ozó a pressió i temperatura normals i equival a $10^{-3}atm \cdot cm$. El valor de mitjana planetària de la columna total d'ozó és d'unes 300 UD.

L'ozó és el principal absorbent atmosfèric de la radiació UV. Aquesta absorció es produeix per fotodissociació de la molècula d'ozó en incidir radiació de longitud d'ona entre 200 i 320 nm:



que és la causant de les bandes d'absorció més fortes (bandes de Hartley, de 200 a 320 nm). L'ozó també presenta bandes d'absorció més moderades (Huggins) entre 300 i 360 nm. A mesura que ens allunyem de la regió de l'UV aquesta absorció és menys efectiva, però tot i així apareixen algunes bandes en l'interval visible (de 400 a 640 nm, bandes de Chappuis) i a l'infraroig.

L'absorció es pot determinar per mitjà de l'equació de transmissivitat de l'ozó, T_{O_3} , (Leckner, 1978):

$$T_{O_3\lambda} = \exp(-a_{O_3\lambda}\Omega m_{O_3}) \quad , \quad (2.20)$$

on a_{O_3} és el coeficient d'absorció de l'ozó representat a la figura 2.4, Ω és la quantitat d'ozó en $atm \cdot cm$ i m_{O_3} és la massa òptica relativa de l'ozó que ve

donada per l'equació de Robinson (vegeu per exemple Iqbal, 1983):

$$m_{O_3} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{R+r}{R+h} \sin^2 Z}} , \quad (2.21)$$

on r és l'alçada en quilòmetres sobre el nivell del mar del lloc on s'està realitzant la mesura, R és el radi de la terra (6371 km) i h és l'alçada en quilòmetres de la màxima concentració d'ozó que varia en funció de la latitud com:

$$h = 26 - 0.1\phi , \quad (2.22)$$

on ϕ és la latitud expressada en graus.

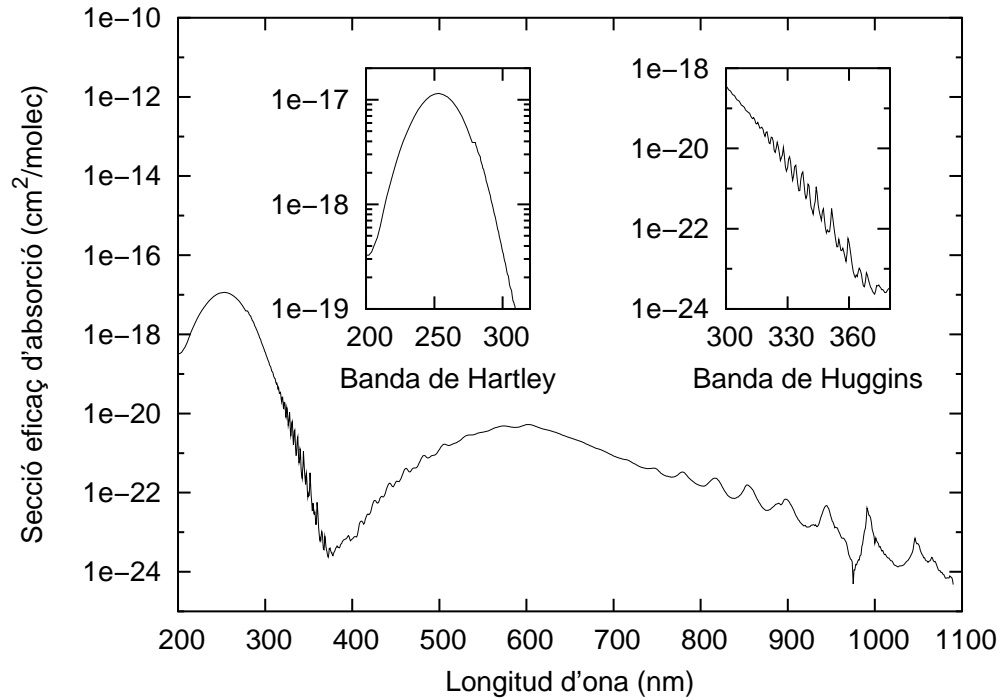


Figura 2.4: Bandes d'absorció de l'ozó en l'UV proposats per WMO (1985).

2.4.2 La contribució del vapor d'aigua en l'absorció de la radiació solar

El vapor d'aigua presenta nombroses bandes d'absorció intenses en l'infraroig proper a 1120, 1400 i 1870 nm (anomenades ϕ , ψ , ω) i altres bandes importants a 720, 820, 940, 2700 nm (les dues últimes anomenades ρ i X). La seva transmissivitat, $T_{w\lambda}$, es determina (Gueymard, 1995) a través de l'equació:

$$T_{w\lambda} = \exp \left\{ - \left[(m_w w)^{1.05} f_w^n B_{w\lambda} a_{w\lambda} \right]^c \right\} , \quad (2.23)$$

on a_w és el coeficient d'absorció, m_w la massa òptica pel vapor d'aigua, w el contingut de vapor d'aigua i f_w és un factor de correcció de pressió i ve donat per:

$$f_w = k_w \left[0.394 - 0.26946\lambda + (0.64478 + 0.23757\lambda) \frac{P}{1013.25} \right] , \quad (2.24)$$

amb k_w definit segons el valor de longitud d'ona:

$$\begin{aligned} \text{si } \lambda < 670nm \quad k_w &= 1 , \\ \text{si } \lambda > 670nm \quad k_w &= (0.98449 + 0.023889\lambda)w^q \end{aligned}$$

i $q = -0.2454 + 0.037533\lambda$.

El factor $B_{w\lambda}$ és una correcció que té en compte el fet que l'absorció varia amb la longitud d'ona i ve donat per:

$$B_{w\lambda} = h(w, m) \exp(0.1916 - 0.0785m_w + 4.706 \times 10^{-4}m_w^2) , \quad (2.25)$$

on $h(w, m)$ està definit a intervals, com:

$$\begin{aligned} \text{si } a_{w\lambda} < 0.01 \quad h(w, m) &= 0.624m_w w^{0.457} , \\ \text{si } a_{w\lambda} > 0.01 \quad h(w, m) &= (0.525 + 0.246m_w w)^{0.45} \end{aligned}$$

Finalment, els exponents n i c vénen donats per (Pierluissi et al., 1989):

$$n = 0.88631 + 0.025274\lambda - 3.5949 \exp(-4.5445\lambda) , \quad (2.26)$$

$$c = 0.53851 + 0.003262\lambda + 1.5244 \exp(-4.2892\lambda) . \quad (2.27)$$

2.4.3 Altres gasos que produeixen absorció

2.4.3.1 Nitrogen

La transmissivitat del NO_2 , T_{NO_2} , es pot expressar (Gueymard, 1995) a partir de la llei de Beer-Lambert-Bouguer com:

$$T_{NO_2\lambda} = \exp(-a_{NO_2\lambda}u_{NO_2}m_{NO_2}) , \quad (2.28)$$

on m_{NO_2} és la massa òptica del NO_2 , u_{NO_2} és la quantitat de diòxid de nitrogen en atm-cm i a_{NO_2} és el coeficient d'absorció del nitrogen en cm^{-1} .

Taula 2.3: Bandes d'absorció dels principals absorbents de l'atmosfera.

Element	Banda	Interval espectral (nm)
O_3	Hartley	200-300
	Huggins	300-360
	Chappuis	440-640
H_2O	ρ	940
	ϕ	1120
	ψ	1400
	ω	1870
	X	2700
O_2	Runge	0-100
	Schuman	120-200
	Herzberg	200-260
	γ	628
	B	688
	A	700
N_2	Tanaka-Worley	80-100
	Lyman-Birge-Hopfield	100-145
	Vegard-Kaplan	230-340

2.4.3.2 Mescla de gasos

A part d'aquests absorbents, la resta de gasos atmosfèrics, pot considerar-se com una mescla uniforme amb una transmissivitat proposada per Pierluissi and Tsai (1986, 1987) i Gueymard (1995):

$$T_{u\lambda} = \exp(-(a_{g\lambda}u_g m_g)^a) , \quad (2.29)$$

on m_g és la massa d'aire relativa per a la mescla de gasos, $a_{g\lambda}$ el coeficient d'absorció monocromàtic i u_g es pot calcular com:

$$u_g = c_0 \left(\frac{p}{1013.25} \right)^{c_1} \left(\frac{288.15}{T} \right)^{c_2} , \quad (2.30)$$

on p i T són la pressió i la temperatura a la superfície en hPa i K respectivament, i els coeficients a , c_0 , c_1 , c_2 prenen els següents valors:

Taula 2.4: Exponents de la fórmula de transmissivitat per a la mescla de gasos segons Gueymard (1995).

	a	c_0	c_1	c_2
$\lambda < 100nm$	0.5641	4.9293	1.8849	0.1815
$\lambda > 100nm$	0.7070	4.8649	1.9908	0.1815

2.5 La dispersió de la radiació solar al seu pas per l'atmosfera

Quan una ona electromagnètica incideix sobre una partícula o una molècula, aquesta sostrau una part de l'energia convertint-se així en una nova font puntual d'energia difusa. Aquesta dispersió és diferent segons quina sigui la mida de la partícula; així en el cas de les molècules d'aire que tenen una mida més petita que la longitud d'ona incident, parlem de dispersió de Rayleigh, mentre que si la mida de la partícula és de l'ordre de magnitud de la longitud d'ona incident, com en el cas dels aerosols, es produeix la dispersió de Mie.

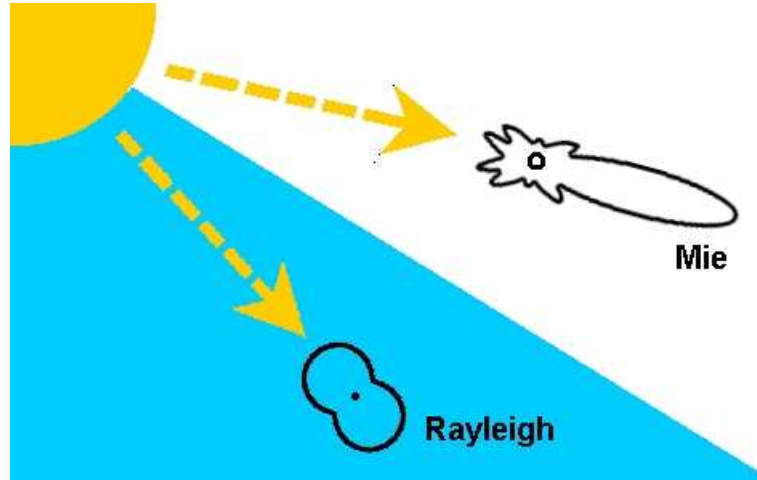


Figura 2.5: Esquema de la dispersió de Rayleigh i de Mie, segons Iqbal (1983).

2.5.1 La dispersió de Rayleigh o molecular

La dispersió molecular, també anomenada de Rayleigh, es produeix quan el radi de la molècula difusora és molt més petit que la longitud d'ona incident ($r < 0.1\lambda$). Rayleigh va arribar a la següent equació aplicant la teoria clàssica d'ones electromagnètiques (dipol elèctric):

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \frac{8\pi^4\alpha}{\lambda^4 r^2} (1 + \cos^2 \theta) , \quad (2.31)$$

on I_λ és la intensitat dispersada i I_{λ_0} la intensitat incident, α és un factor que té en compte la polarització de la llum, r és la distància respecte a la partícula i θ l'angle entre l'ona incident i la procedent de la difusió. D'aquí que es dispersi tanta energia endavant com endarrere, sent la dispersió màxima en la direcció d'incidència i mínima en la direcció perpendicular a la incidència.

El fet que aquesta dispersió sigui inversament proporcional a la quarta potència de la longitud d'ona, fa que la difusió sigui unes vuit vegades més eficaç per a la llum blava ($\lambda = 424 \text{ nm}$) que per a la llum vermella ($\lambda = 710 \text{ nm}$). D'aquí que el color del cel sigui el blau, perquè durant el dia tots els punts del cel són fonts de llum difusa, predominantment blava. Precisament el Sol sembla de color groc perquè la llum blava ha estat més dispersada i ens

arriba la llum de longitud d'ona més gran (groc, taronja i vermell). Aquest fenomen encara s'accentua més al crepuscle, quan el camí recorregut pel feix de llum solar és màxim.

Gueymard (1995) va proposar la següent expressió per a la transmissivitat de Rayleigh, $T_{R\lambda}$:

$$T_{R\lambda} = \exp(-m_R \delta_{R\lambda}) = \exp\left(\frac{-m_R \frac{p}{p_0}}{a_1 \lambda^4 + a_2 \lambda^2 + a_3 + a_4 \lambda^{-2}}\right), \quad (2.32)$$

on $a_1 = 117.2594 \mu\text{m}^{-4}$, $a_2 = -1.3215 \mu\text{m}^{-2}$, $a_3 = 3.2073 \cdot 10^{-4}$, $a_4 = -7.684 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}^2$, p/p_0 és la correcció de pressió (on p és la pressió en hPa i $p_0 = 1013.25 hPa$, la pressió estàndard) i es pot expressar com $p/p_0 = \exp(-1.184 \cdot 10^{-4} z)$ on z és l'alçada en metres. Pel que fa a m_R és la massa òptica relativa de les molècules d'aire i es calcula com (Gueymard, 1995):

$$m_R = \frac{1}{\cos \theta + 0.45665 \theta^{0.07} (96.4836 - \theta)^{-1.6970}}, \quad (2.33)$$

on θ és l'angle zenital, és a dir, l'angle que forma la direcció del feix amb la vertical.

2.5.2 La dispersió de Mie i de l'aerosol atmosfèric

En el cas que la partícula sigui major que la radiació incident ($r > 0.1\lambda$) —és el cas dels aerosols, les gotes petites de núvol o boira i petits cristalls de gel— la teoria de Rayleigh deixa de ser vàlida ja que no es poden aplicar les equacions del dipol elèctric i cal partir de les equacions de Maxwell en coordenades esfèriques. La solució d'aquesta equació d'ones és complicada (hi intervenen polinomis de Legendre i funcions de Bessel) però a grans trets, la dispersió deixa de dependre de la longitud d'ona², i es dispersa més energia en la direcció i el sentit de la radiació incident que en el sentit oposat.

Quan hi intervenen els aerosols es fa difícil separar els dos processos i

²En la difusió de Mie es dispersen tots els colors, d'aquí que quan hi ha boira o un gran contingut d'aerosols el cel sigui de color blanquinós.

2. La radiació solar UV i l'atenuació al seu pas per l'atmosfera

s'acostuma a reunir les dues contribucions en un únic terme (Angström, 1964):

$$\tau_{a\lambda} = \exp(-m_a \beta \lambda^{-\alpha}) \quad , \quad (2.34)$$

on $\tau_{a\lambda}$ és l'espessor òptic d'aerosols, m_a és la massa òptica relativa d'aerosols i α i β els coeficients de terbolesa d'Angström. Aquests coeficients, que es poden determinar a partir dels valors espectrals de les espessors òptiques d'aerosols per diferents mètodes (Cachorro et al., 1987 i Martínez-Lozano et al., 1998), tenen relació amb la quantitat d'aerosols (β) i la seva mida i distribució (α). Així, una β propera a 0 indica una atmosfera completament neta, mentre que un valor de 0.5 fa referència a una atmosfera carregada d'aerosols. Pel que fa a α pot oscil·lar entre 0 (predomini de partícules de mida gran) i 4 (predomini de partícules petites).

