

La ionosfera: formació, comportament i tècniques d'observació

Germán Solé* i David Altadill†

Observatori de l'Ebre, Centre Associat del CSIC, URL

Introducció

En l'estudi dels processos físics que tenen lloc a la Terra, no pot faltar el medi que l'envolta, i en particular la ionosfera, la capa més externa de l'atmosfera que s'estén des d'uns 60 km fins a uns 2.000 km (si bé aquest límit superior no està perfectament definit), i està feblement ionitzada. Al voltant d'uns 1.500 km la densitat iònica no és més gran d'un 1 % del màxim, que en general s'assoleix als 300 km.

L'efecte físic més notable de la ionosfera és que és capaç de modificar la propagació de les ones electromagnètiques, i en particular la de les ones de ràdio, que té, com veurem més tard, avantatges i inconvenients.

Abans de començar a desenvolupar l'estructura de la ionosfera, la seva composició, els mecanismes que la formen, com varia, ..., cal dir que el que es pretén amb aquest article és donar unes nocions bàsiques, que introdueixin al lector en l'estudi de la ionosfera, centrant-nos bàsicament en el comportament de la ionosfera a latituds mitjanes i donant a conèixer algunes peculiaritats fora d'aquestes latituds. S'ha intentat simplificar al màxim tot el formulisme matemàtic. Per aprofundir en aquest tema es poden consultar diferents textos clàssics en l'estudi de la ionosfera com per exemple Galdón (1959), Ratcliffe i Weeks (1960), Whitten i Poppoff (1965, 1970), Rishbeth i Garriot (1969), i Hargreaves (1992).

Aquest article s'estructura de la forma següent: es comença per fer una petita introducció històrica, segueixen unes nocions de la teoria de formació de la ionosfera, es descriuen algunes de les tècniques d'observació que permeten l'estudi de la ionosfera, a partir de les observacions es dona a conèixer l'estructura, per, finalment, comparar les dades experimentals amb els models teòrics.

Comencem, doncs, per fer un xic d'història de com s'arribà a determinar-ne l'existència. Cal primer remuntar-se fins al 1832, any en què Gauss fundà a Göttingen el primer observatori magnètic. Llavors s'adonaren que hi ha, entre d'altres, una variació diürna

*Germán Solé Micolau (Tortosa, 1964) és llicenciat en Física (Universitat de Barcelona, 1989). Col·laborador de la secció ionosfèrica de l'Observatori de l'Ebre des de 1991.

†David Altadill Felip (Tortosa, 1966) és llicenciat en Física (Universitat de Barcelona, 1990). Col·laborador de la secció ionosfèrica de l'Observatori de l'Ebre des de 1994.

del camp geomagnètic. A fi d'explicar aquesta variació, Stewart, l'any 1878, formulà la hipòtesi que era d'origen extern, suposant que hi havia a l'alta atmosfera uns corrents elèctrics, i per tant una capa ionitzada, que variaven d'intensitat i altura segons la posició del Sol, induint una força magnètica variable. Aquesta idea no va poder ser confirmada experimentalment ja que no es disposava dels mitjans adients.

L'interès per les propietats elèctriques de l'alta atmosfera es revifà l'any 1901 quan Marconi aconseguí transmetre ones de ràdio a través de l'oceà Atlàntic. Com que des de Maxwell quedà demostrat que les ones de ràdio no són més que ones electromagnètiques, calia explicar com aquestes ones, que es propaguen en línia recta, havien salvat l'obstacle que representava la curvatura de la Terra.

Independentment, Heaviside i Kennelly proposaren l'any 1902 l'existència d'una capa conductora a una alçada aproximada de 100 km, i el mateix any es formulà la teoria de la dinamo per Balfourt-Stewart. La prova final de l'existència d'una capa conductora fou realitzada independentment per Appleton i Barnett, i Breit i Tuve l'any 1925. Quedava, per tant, provada l'existència d'una capa conductora que envolta la Terra i que s'anomena ionosfera.

Formació de la ionosfera. Teoria de Chapman

La ionosfera es forma per la ionització de gasos com el N_2 , O_2 i O . A les nostres latituds, l'energia necessària per a aquest procés prové de la radiació solar en l'ultraviolat extrem i raigs X, la fotoionització. Un cop formats, ions i electrons tendeixen a recombinar-se i a reaccionar amb altres espècies gasoses i produeixen altres ions. Per tant, hi ha un equilibri dinàmic en el qual la concentració neta d'electrons lliures depèn de la velocitat de producció i recombinació. Matemàticament es pot expressar a través de l'equació de continuïtat:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L - \nabla(N\vec{v}) \quad (1)$$

on N és la densitat electrònica, q representa la producció, L els processos de pèrdua per recombinació i $\nabla(N\vec{v})$ expressa la pèrdua per moviment, sent \vec{v} la velocitat mitjana de deriva iònica.

Durant el dia, la intensitat de la radiació solar varia amb l'elevació del Sol. Durant la nit, la font d'ionització desapareix, i la densitat electrònica decau. Amb un model tan senzill com aquest, es pot intuir que la ionosfera varia amb l'altitud. La concentració de gasos susceptibles de ser ionitzats decreix en augmentar l'altitud, mentre que la intensitat de la radiació augmenta.

Un dels models més senzills i que m'és bons resultats ha donat per explicar les variacions de la ionosfera és la coneguda teoria de Chapman, la qual suposa que la producció de parells ió-electró pot ser expressada com el producte de quatre factors, que són la intensitat de radiació ionitzant, I , la concentració d'àtoms o molècules susceptibles de ser ionitzades, n , la capacitat per absorbir energia per part d'un àtom o molècula, σ , i la fracció d'energia absorbida que produeix ionització, η .

$$q = \eta \sigma n I \quad (2)$$

Amb uns principis tan simples com els que s'han formulat, Chapman desenvolupà una fórmula que preveu la forma d'una capa ionosfèrica i com varia durant el dia. Per arribar a la funció de producció de Chapman cal fer primer una sèrie d'hipòtesis: (a) l'atmosfera està estratificada en capes planes, no hi ha variacions en el pla horitzontal; (b) l'atmosfera està constituïda per un únic element, amb una densitat que decau exponencialment amb l'altitud; (c) la radiació solar s'absorbeix proporcionalment a la concentració del gas, independentment de l'altitud considerada; (d) la radiació procedent del Sol és monocromàtica.

Escriurem la funció de producció de Chapman i veurem quines conclusions es poden extreure:

$$q \propto q_0 \exp(1 - z - \exp^{-z} \sec \chi) \quad (3)$$

on q_0 és el màxim de producció quan l'angle zenital solar, χ , val zero i té lloc a l'altitud h_{m0} , z és l'altitud reduïda per al gas neutre ($z = (h - h_{m0})/H$), i $H = kT/mg$ és l'escala d'altures, on k és la constant de Boltzman, T és la temperatura absoluta, m és la massa molecular del gas i g és l'acceleració de la gravetat. La figura 1 representa gràficament la funció de producció. El primer terme de l'exponencial és una constant, el segon expressa la variació de la densitat amb l'altitud, i el tercer és proporcional a la radiació ionitzant. Per a cada χ hi ha un màxim de producció, i el més gran dels màxims s'obté per a $\chi = 0$. Tanmateix, la totalitat de producció iònica es troba entre $z = 1,5$ i $z = 3,5$. El decreixement en la producció d'ions és més ràpid en considerar altituds inferiors a la del màxim d'ionització que en prendre altituds superiors.

A l'equació (3) hi ha implícites, com es desenvoluparà posteriorment, les variacions diürna i estacional determinades pel factor $\sec \chi$, i amb el cicle solar determinades pel factor q_0 , que alhora està lligat amb la intensitat de radiació solar I .

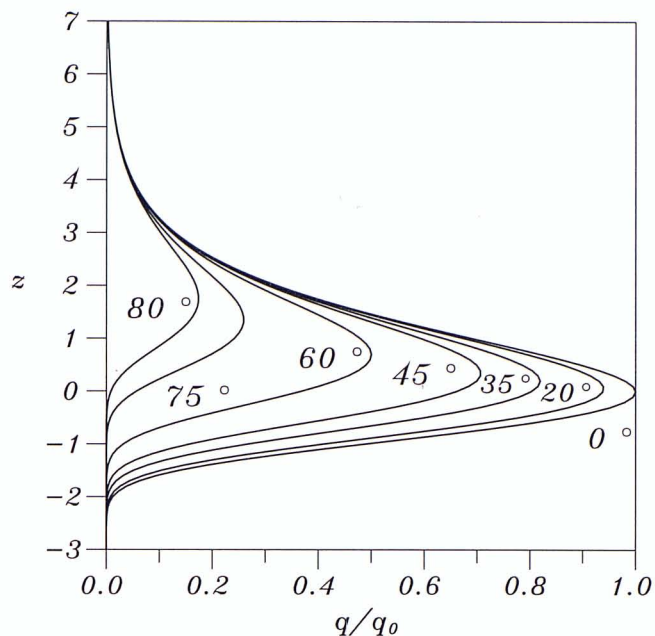


Figura 1: Funció de producció de Chapman normalitzada, en funció de l'altura reduïda, per diferents angles zenitals

L'expressió (3) no s'ajusta al cas real i es fa necessari introduir algunes correccions. La primera és que la Terra no és plana, i cal introduir l'efecte de l'esfericitat. Això es fa substituint la funció $\sec \chi$ en (3) per la funció de Chapman $\text{Ch}(\chi, h)$ que està tabulada; però si $\chi < 75^\circ$ és vàlida l'aproximació $\text{Ch}(\chi, h) = \sec \chi$. A més, també s'introdueix una correcció deguda al fet que la temperatura T varia amb l'altitud.

Quan es passa al cas real, radiació ionitzant composta de varies freqüències i una atmosfera amb més d'un gas ionitzable, la raó de producció resultant és la suma de totes les funcions de producció per a cada procés individual. Malgrat aquest fet, el màxim de producció és proporcional a $\cos \chi$, com passava en el cas d'un únic gas i està implícit en l'equació (3). Una altra complicació de la funció de Chapman $\text{Ch}(\chi, h)$ es dona quan es consideren els processos d'ionització secundaris.

Encara que hem dit que la principal font d'ionització és la radiació solar, hi ha altres mecanismes que ajuden a produir ionització, en particular els deguts a partícules energètiques. Aquests mecanismes tenen una especial importància a latituds altes, on poden ser la principal font d'ionització. A les nostres latituds les partícules energètiques no estan absents, però tenen un paper menys important, ja que el camp magnètic n'impedeix l'arribada. Diferents tipus d'ionització corpuscular són: corrents d'electrons arribant de fonts per damunt de l'atmosfera, radiació de Bremstrahlung, i flux de protons i partícules alfa que provenen del Sol quan hi ha una fulguració solar. En la baixa ionosfera (60-80 km) pot tenir importància la radiació còsmica galàctica, que és

molt energètica i pot penetrar a través de la magnetosfera, especialment durant els períodes de baixa activitat solar.

Conèixer els mecanismes de producció d'electrons és el primer pas en el càlcul de la densitat electrònica. També cal considerar els termes de pèrdua, que en l'equació de continuïtat es representen pel factor de recombinació entre ions i electrons i pel terme de transport (divergència).

Suposant que els electrons es recombinen directament amb ions positius, la qual cosa acostuma a passar en la baixa ionosfera, i que no hi ha ions negatius $X^+ + e \rightarrow X$; en l'equilibri es pot prendre $q = \alpha N^2$, on N és la densitat electrònica, que és igual a la densitat iònica, i α és el coeficient de recombinació. Considerant la funció de producció de Chapman, equació (3), i aplicant la condició d'equilibri, la densitat electrònica en el màxim de la capa, N_m , varia com $\cos^{1/2} \chi$.

$$N_m = N_{m0} \cos^{1/2} \chi \quad (4)$$

Una capa que compleixi aquestes característiques s'anomena una capa de Chapman α .

A la baixa ionosfera hi ha un nombre no menyspreable d'ions negatius, i com que la condició de neutralitat elèctrica imposa que el nombre d'ions positius sigui igual al de negatius més el d'electrons, s'ha de complir que $N_e + N_- = N_+$. Tradicionalment, la relació entre els ions negatius i els electrons s'expressa per λ , amb això, el balanç entre producció i pèrdua en l'equilibri s'expressa $q = (1+\lambda)(\alpha_e + \lambda\alpha_i)N_e^2$, on el producte dels termes entre parèntesis s'acostuma a anomenar coeficient de recombinació efectiu, α_{eff} .

Un altre mecanisme de pèrdua d'electrons és aquell en què es combinen amb espècies neutres per donar ions negatius, la qual cosa acostuma a passar en l'alta ionosfera, $M + e \rightarrow M_-$. Ara la relació de pèrdua passa a ser $L = \beta N$, on β és el coeficient de fixació. En l'equilibri es verifica que $q = \beta N$ i finalment el pic de densitat electrònica varia com $\cos \chi$.

$$N_m = N_{m0} \cos^{1/2} \chi \quad (5)$$

i es diu que tenim una capa de Chapman β .

El canvi de comportament de α a β té lloc a l'altura, h_c , on $\beta(h_c)$ s'igualava al producte de α per la densitat electrònica.

El darrer terme que manca per avaluar en l'equació de continuïtat és el de transport. Tan sols es considera el transport vertical. Si el plasma no està en equilibri la distribució canvia amb el temps, i depèn del valor del coeficient de difusió, que tanmateix depèn de la freqüència de col·lisió. La difusió passa a ser notablement més important que la fotodissociació a mesura que augmenta l'altitud.

Amb això s'ha descrit un model de la ionosfera.

Tècniques d'observació de la ionosfera

La majoria de les tècniques d'observació de la ionosfera es basen en mesures indirectes, en els efectes que la ionosfera introdueix en la propagació d'ones electromagnètiques. Tradicionalment, l'observació s'ha efectuat a través dels sondejos ionosfèrics per incidència vertical. Altres mètodes indirectes d'observació són els sondejos oblics, mètodes d'absorció, efectes Faraday i Doppler, i retard ionosfèric. Els mètodes directes es basen en mesures efectuades per coets i satèl·lits.

Des dels primers sondejos ionosfèrics es manifestà l'existència de diferents màxims relatius en el perfil de densitat electrònica. Això ha permès fer una divisió de la ionosfera en diferents regions, que es subdivideixen en capes. Aquestes són les anomenades regió D , E i F , ordenades de menys a més altura del màxim de densitat.

Sondeig ionosfèric. Ens estendrem un xic més en aquest sistema d'estudi de la ionosfera, ja que és el més clàssic i el que s'utilitza de forma més àmplia a tot el món. Tanmateix és el mètode que des de 1955 fins a l'actualitat està en funcionament a l'Observatori de l'Ebre.

El principi en què es basa qualsevol sondejador és l'emissió de polsos d'ones de ràdio i la recepció de la reflexió d'aquests en la ionosfera. Mesurant el temps que ha trigat a recórrer la distància sòl-punt de reflexió, i suposant un model de velocitat de l'ona incident i reflectida, es pot conèixer a quina altura virtual h' es troba el punt de reflexió. De fet és un radar, i cal recordar que el radar es va desenvolupar a partir de les tècniques de radiosondeig ionosfèric, no a la inversa.

Si l'emissor i el receptor estan en el mateix punt, s'anomena sondeig per incidència vertical, mentre que si estan en punts diferents es diu sondeig per incidència obliqua. El principal interès d'aquest darrer és que amb dos punts es pot determinar l'estructura de la ionosfera en el punt mig, que és on té lloc la reflexió. Aquest fet és molt útil ja que es poden cobrir punts on no hi ha estacions ionosfèriques.

Per entendre millor el fenomen físic en què es basa el sondeig ionosfèric, cal primer introduir unes breus nocions de la teoria magnetoiònica, i deduir la relació fonamental entre la freqüència reflectida i la densitat electrònica.

Es considera en primer lloc el cas més senzill, prescindint dels efectes del camp geomagnètic i dels xocs entre ions i electrons amb les partícules neutres.

Les lleis fonamentals que regeixen la propagació de les ones electromagnètiques vénen expressades per les conegudes lleis de Maxwell:

$$\vec{I} = \text{rot} \vec{H} \quad , \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\text{rot} \vec{E} \quad (6)$$

Si a l'atmosfera no hi haguessin electrons lliures o partícules ionitzades, l'únic corrent possible seria el de

desplaçament. Com que hi ha càrregues elèctriques s'han de considerar també els corrents de conducció. El corrent total serà la suma de tots dos. Per tal de calcular el corrent de conducció, es considera que el camp que genera l'ona és sinusoidal i que hi ha N electrons amb una velocitat \vec{v} . Relacionant les equacions de Maxwell (6), com que el camp \vec{E} és conservatiu, s'obté la coneguda equació del moviment vibratori d'ones esfèriques que es propaguen i s'afebleixen amb la distància:

$$\square_v \vec{E} = 0 \quad (7)$$

on hem introduït l'operador d'Alambertia.

Solucionant l'equació (7), i considerant la definició de l'índex de refracció d'un medi en el qual es propaguen ones electromagnètiques $\eta = c/v$, on c és la velocitat de la llum en el buit i v la velocitat de les ones en el medi, s'obté que l'índex de refracció per a una atmosfera ionitzada valdrà:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}} \quad (8)$$

on e i m són la càrrega i massa de l'electró, ϵ_0 és la constant dielèctrica, $\omega = 2\pi f$ i f és la freqüència d'emissió. L'equació (8) ens indica que l'índex de refracció, per una freqüència fixa en una atmosfera ionitzada, decreix en augmentar la densitat d'electrons que hi ha.

Considerant que la ionosfera és homogènia, formada per estratificacions horitzontals en les quals la densitat iònica augmenta amb l'altura, es pot suposar la propagació d'una ona electromagnètica de forma anàloga a la d'un feix de llum. Una ona que procedeix de la Terra, i incideix amb un angle i_o sobre la ionosfera, modifica la seva trajectòria tot obeint la llei de Snell, $\sin i_o = \eta_1 \sin i_1$. Aplicant la condició per tenir reflexió total $\sin i_o = \eta_n$, l'equació (8) es converteix en:

$$\sin i_o = \sqrt{1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}} \quad (9)$$

que ens diu que per una ona que incideix a la ionosfera amb un angle i_o hi haurà reflexió total si troba una capa amb una densitat electrònica N que verifiqui l'equació (9). El sondeig per incidència vertical és el cas límit i es dona quan i_o és igual a zero.

La teoria que explica la propagació de les ones electromagnètiques en un medi ionitzat i sota la influència d'un camp magnètic exterior va ser proposada per Lorentz. Appleton i Hartree van fer-ne l'extensió a la ionosfera. Aquests autors arribaren a l'expressió de l'índex de refracció introduint els efectes del camp magnètic de la Terra i dels xocs entre partícules:

$$\eta^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X-iZ)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(1-X-iZ)^2} + Y_L^2}} \quad (10)$$

on

$$\begin{aligned} X &= \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}, \quad Z = \frac{\nu}{\omega} \\ Y_T &= \frac{\mu_0 e H_T}{m \omega} = \frac{\omega_H}{\omega} \sin \theta \\ Y_L &= \frac{\mu_0 e H_L}{m \omega} = \frac{\omega_H}{\omega} \cos \theta \end{aligned}$$

sent H_T i H_L les intensitats del camp magnètic en sentit transversal i en el mateix sentit de propagació de les ones, θ l'angle format pel camp magnètic i el sentit de propagació de les ones, ν la freqüència de col·lisió i μ_0 la permeabilitat magnètica en el buit. L'equació (10), en particular, ens permet conèixer les ones que seran reflectides en el cas de reflexió total, que es donarà quan l'índex de refracció valgui zero.

Si estudiem el que passa en aquestes condicions amb l'equació (10), tenim que Y_T i Y_L són diferents de zero, que el terme de xocs Z és menyspreable enfront del terme X quan $f > 1$ MHz, i per a un índex de refracció zero, que és el cas particular quan hi ha incidència vertical, podem reduir-la a l'expressió següent:

$$0 = 1 - X - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(1-X)^2} + Y_L^2} \quad (11)$$

que té tres solucions:

$$\begin{aligned} X = 1 & \quad f_{n1} = f \\ X = 1 + Y & \quad f_{n2}^2 = f^2 + f f_H \\ X = 1 - Y & \quad f_{n3}^2 = f^2 - f f_H \end{aligned}$$

on $Y^2 = Y_L^2 + Y_T^2$,

$$f_H = \frac{He\mu_0}{2\pi m} \text{ és la girofreqüència, i}$$

$$f_{ni} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_i e^2}{\epsilon_0 m}} \text{ s'anomena freqüència del plasma.}$$

D'aquestes solucions deduem que per cada freqüència emesa en sentit vertical es troben tres nivells de reflexió, (excepte quan les ones es propaguen amb el mateix sentit del camp magnètic, que tan sols ocorre als pols magnètics) i que aquest nivells són independents de l'angle que formen les ones i el camp magnètic. Sols depenen de la freqüència emesa i de la intensitat del camp geomagnètic. La primera solució $X = 1$ s'anomena raig ordinari, la segona, que necessita una freqüència de plasma més elevada, no es troba a la pràctica a causa de la major absorció, i la tercera solució s'anomena raig extraordinari.

Les dades de densitat iònica es dedueixen fàcilment de la teoria exposada. Una de les solucions era $X = 1$, substituint X pel seu valor s'obté:

$$\frac{Ne^2}{m\epsilon_0\omega^2} = 1 \quad (12)$$

Substituint les constants pels seus valor numèrics s'arriba a la coneguda expressió que relaciona la densitat electrònica i la freqüència d'emissió:

$$N = 1.24 \times 10^4 f^2 \text{ (elec/cm}^3\text{)} \quad (13)$$

on la freqüència f s'expressa en MHz. Aquesta és la relació fonamental en el cas dels sondejos per incidència vertical, ja que conèixer la freqüència reflectida és equivalent a conèixer la densitat electrònica a una altura determinada. Com es dedueix d'aquesta relació les freqüències més grans penetraran fins a regions de major densitat.

Variant la freqüència d'emissió, usualment entre 1 i 20 MHz, s'aconsegueix una imatge de la variació de l'altura virtual amb la freqüència, $h'(f)$, fàcilment convertible a la variació amb l'altura virtual de la densitat electrònica. Aquesta imatge es coneix com a ionograma. La figura 2.a mostra un ionograma obtingut a l'Ebre corresponent a un sondeig per incidència vertical mentre que la figura 2.b en mostra un altre per incidència obliqua. S'aprecia la forma totalment diferent que tenen, i s'obtenen dues traces que es corresponen amb el raig ordinari i extraordinari.

Quan es parla d'altures, fins ara ens hem referit a altures virtuals i no reals. En travessar un medi ionitzat, les ones electromagnètiques viatgen més lentes que la velocitat de la llum, efecte que es coneix com a retard de grup. Per tant, l'altura virtual és superior a la real. No obstant això, també es pot determinar l'altura real solucionant l'equació:

$$h'(f) = \int_0^h \frac{dh}{\eta(f, h, B)} \quad (14)$$

que no és trivial, només es pot solucionar en casos concrets: prescindint del camp \vec{B} , utilitzant mètodes de càlcul aproximats i amb models de perfils de densitat. Per obtenir l'equació (14) s'ha suposat que la velocitat de grup $v_g = c^2/v_p = c\eta$, on v_p és la velocitat de fase, que només és cert per a l'aproximació de l'índex de refracció η expressada en l'equació (8).

Els sondejadors per incidència vertical no poden superar el màxim d'ionització, que se situa al voltant dels 300 km. El que s'ha fet a mesura que la tècnica ho ha permès ha estat col·locar sondejadors en satèl·lits artificials amb òrbites per sobre del màxim (1.000-1.500 km).

La primera informació que s'obté d'un ionograma és que la densitat electrònica no varia de manera uniforme amb l'altura virtual, la qual cosa ens dóna la idea que la ionosfera no és uniforme, més aviat presenta una estratificació en termes de densitat electrònica N . Aquest fet fa que es divideixi la ionosfera en diferents regions i capes.

En un ionograma per incidència vertical (figura 2.a es veu que les corbes $h'(f)$ presenten unes cúspides (o punts d'inflexió) dependent de l'època de l'any i l'alçada del Sol. Aquestes cúspides en les corbes $h'(f)$ ens indiquen la presència d'un màxim de densitat N . En començar un sondeig, els polsos de baixes freqüències penetren poc en la ionosfera perquè de seguida troben la densitat N necessària que permet la reflexió. Quan s'augmenta la

freqüència de sondeig, el pols penetra més, fins a trobar la densitat que de nou permeti la reflexió; així l'altura h' també augmenta. Es veu que, al principi, h' augmenta molt lentament a mesura que augmentem f , la qual cosa significa que, al principi, N creix ràpidament amb l'altura. A mesura que f augmenta, a poc a poc ens aproximem a una cúspide, ara l'alçada h' augmenta més ràpid que la f . Això significa que s'ha de penetrar més per aconseguir la N necessària que permeti la reflexió; amb altres paraules, la densitat N creix molt lentament amb l'alçada i ens estem aproximant a un màxim de densitat N . A aquest fet s'afegeix el fet que, quan N augmenta, l'índex de refracció η decreix, i al mateix ritme decreix la velocitat de grup (retard de grup), i es produeix un augment de h' . Un cop superat el màxim local de densitat, i per tant la cúspide, la densitat N torna a créixer fortament amb l'altura. Aquesta imatge es repeteix fins a arribar al màxim absolut de densitat N , on hi ha un altre comportament asimptòtic, a partir del qual desapareixen els ecos o reflexions. Les freqüències corresponents a les cúspides o asimptotes s'anomenen freqüències crítiques de les capes corresponents, f_0 .

En els ionogrames per incidència vertical també es manifesten els efectes d'absorció d'ones electromagnètiques. Aquest fenomen és degut als xocs entre les partícules del plasma, i depèn fortament de la densitat N i la freqüència de xocs ν .

L'absorció d'una ona electromagnètica que es propaga per un medi ionitzat, com és la ionosfera, està caracteritzada per la part imaginària de l'índex de refracció, la qual està directament relacionada amb l'índex d'absorció κ . Quan es consideren els xocs, l'índex de refracció es pot redefinir com:

$$\eta^2 = \left(n - \frac{ic\kappa}{\omega}\right)^2 \quad (15)$$

on n és la part real, sense considerar xocs i κ és l'índex d'absorció.

Relacionant l'expressió (10) amb la (15), i per a casos concrets de propagació, es pot obtenir una relació simple per a l'índex d'absorció κ .

$$\kappa \approx \frac{1}{2cn} \frac{f_{ni}^2 \nu}{(f \pm f_H)^2 + (\frac{\nu}{2\pi})^2} \quad (16)$$

D'aquesta expressió es podem deduir els dos tipus d'absorció que es manifesten en els ionogrames per incidència vertical, l'absorció desviant i la no desviant.

L'absorció no desviant es dóna en la part baixa de la ionosfera, quan la densitat N és petita i la freqüència ν és alta, ja que l'atmosfera encara és prou densa. Llavors, com que N és petita, l'índex $n \approx 1$ i no hi ha retard de grup. Tenint en compte això i l'expressió anterior, es veu que l'índex κ és en bona mesura una aproximació inversament proporcional a la freqüència d'emissió f . Això es manifesta en els ionogrames al principi del sondeig i sobretot durant les hores de Sol, quan la ionització és més

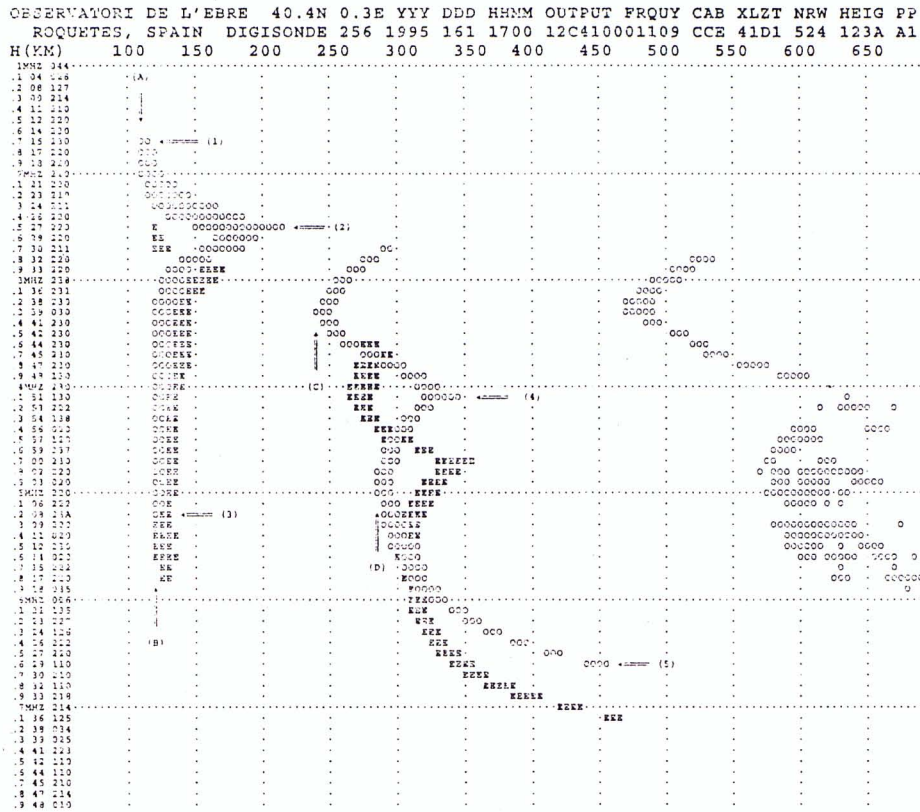


Figura 2: (a) Ionograma per incidència vertical a l'Observatori de l'Ebre del dia 10.06.95 a les 17:00 Temps Universal. Ordenades, altura virtual h' i abscises freqüències. Les O es corresponen amb el raig ordinari i les E amb l'extraordinari. (A) és l'altura virtual de la capa E ($h'E$), (B) és l'altura virtual de la capa E esporàdica ($h'E_s$), (C) és l'altura virtual de la capa F ($h'F$) i (D) és l'altura virtual de la capa F2 ($h'F2$). (1) és la primera freqüència observable (f_{min}), (2) és la freqüència crítica de la capa E (f_0E), (3) és la freqüència crítica de la capa E esporàdica (f_0E_s), (4) és la freqüència crítica de la capa F1 (f_0F1) i (5) és la freqüència crítica de la capa F2 (f_0F2). Les traces observades per sobre 450 km corresponen a un eco de la regió F

intensa. El primer eco no es rep fins a una determinada freqüència que s'anomena f_{minor} , f_{min} , i les freqüències inferiors a f_{min} han estat absorbides. f_{min} ens dona una idea de l'absorció no desviant. El mètode d'estudi de la ionosfera amb sondejos per incidència vertical està limitat per a baixes freqüències, ja que l'absorció que aquestes sofreixen és molt forta, i per tant la informació que es pot obtenir de la baixa ionosfera és pràcticament nul·la amb aquest mètode.

L'absorció desviant té lloc prop de les freqüències crítiques, prop del màxim de densitat N . En aquest cas, l'índex de refracció és molt petit i disminueix ràpidament, amb la conseqüent disminució de la velocitat de grup. Considerant l'expressió anterior, es veu que quan n és petit l'índex d'absorció κ augmenta fortament. Així, en els ionogrames es veu com prop de les freqüències crítiques la intensitat dels ecos disminueix i de vegades pot desaparèixer.

Els paràmetres que s'acostumen a extreure d'un ionograma són la freqüència f_{min} , les freqüències crítiques

de cada capa f_0 i les altures virtuals de cada capa h' . A més de paràmetres pròpiament ionosfèrics, un ionograma permet extreure altres tipus de dades. Ja hem vist que en els ionogrames apareixen dues traces, les quals es corresponen amb els raigs ordinari i extraordinari, i són efecte del camp magnètic. Aquests dos raigs estan relacionats, fet que permet treure una valuosa informació. Recordant les solucions de l'equació (11), $X = 1$ i $X = 1 - Y$, i aplicades en el màxim de densitat, es poden relacionar les freqüències crítiques corresponents al raig ordinari f_0 i a l'extraordinari f_X . En aquest nivell, la freqüència de plasma f_n és la mateixa, per tant, igualant les expressions citades es verifica:

$$f_0^2 = f_X^2 + f_X f_H \quad (17)$$

i recordant l'expressió de la girofreqüència, es pot obtenir d'aquesta relació el valor del camp magnètic a l'alçada del màxim de densitat N

$$H = \frac{2\pi m f_X^2 - f_0^2}{\mu_0 e f_X} \quad (18)$$

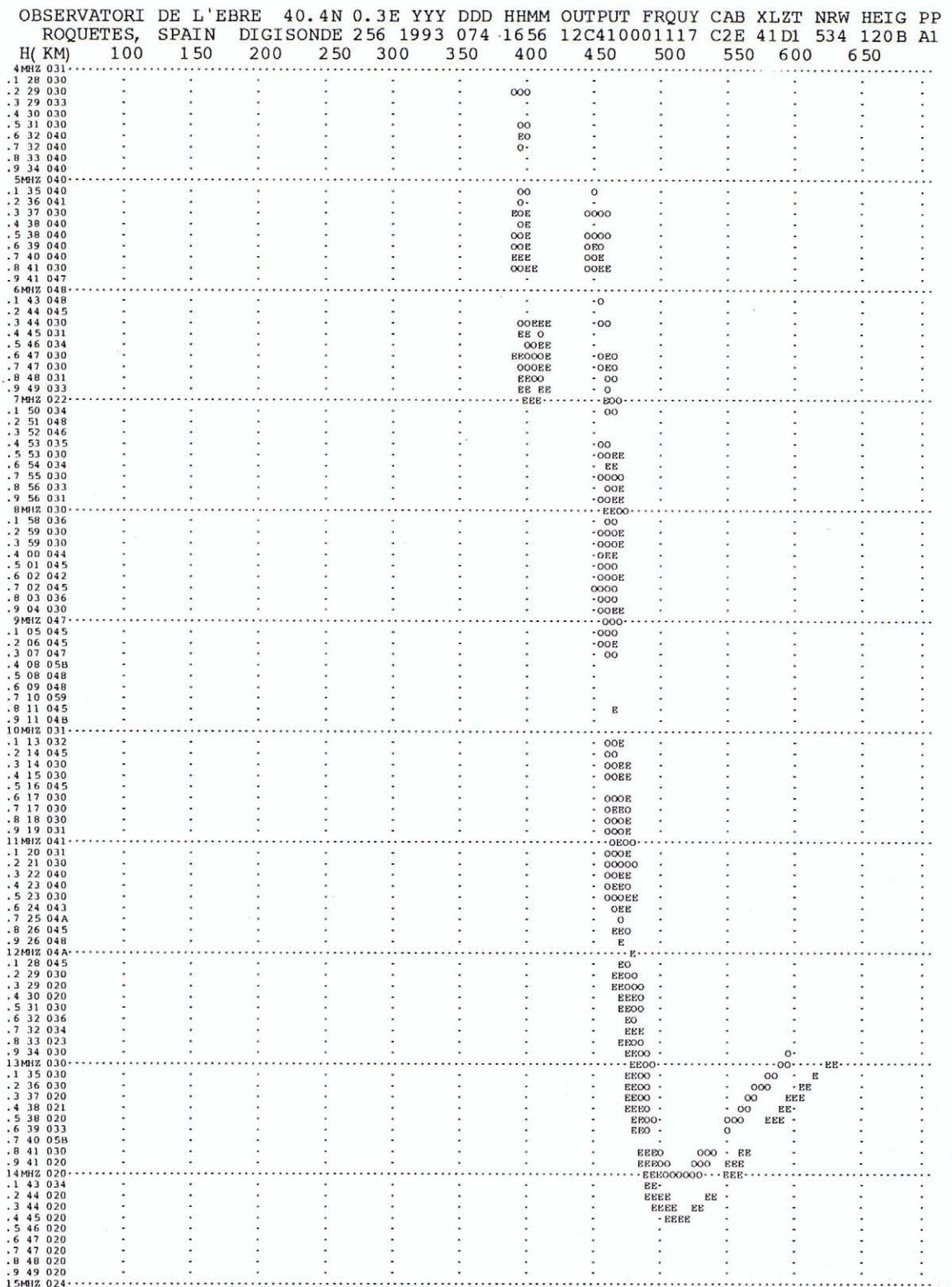


Figura 2: (b) Ionograma per incidència obliqua entre l'Observatori de l'Ebre i El Arenosillo (Huelva) corresponent al 15.03.93 a les 16:56 Temps Universal. La forma típica que presenta es coneix com "nose". Les O es corresponen amb el raig ordinari i les E amb l'extraordinari

Absorció. La baixa ionosfera no s'estudia amb els sondejos per incidència vertical, ja que té una densitat electrònica petita i requeriria unes freqüències baixes, que com hem vist són fortament absorbides. El que es fa és mesurar l'absorció que sofreix una ona emesa en travessar la regió D i ser reflectida en regions superiors. En general, l'emissor i receptor no estan en el mateix punt, aquest cas es coneix com a mètode d'absorció A3. Aquest mètode ha estat utilitzat a l'Observatori, on hi ha el receptor mentre que l'emissor es troba a Torrejón de Ardoz. Breument aquest mètode consisteix a analitzar l'absorció que sofreix una ona de freqüències baixes o mitjanes quan es reflecteix en la baixa ionosfera tot incidint-hi obliquament. A aquest efecte, es comparen el camp elèctric que ha estat emès i el que es rep un cop reflectida l'ona en la part baixa de la ionosfera. Per fer aquest estudi, també s'aplica la teoria de propagació d'ones electromagnètiques. S'ha de considerar que l'absorció en dB s'expressa com:

$$A = -20 \log \frac{E}{E_0} \quad (19)$$

on E és la intensitat de camp de l'ona emesa i E_0 és la intensitat de camp rebuda.

E i E_0 estan relacionats amb l'índex d'absorció κ per l'equació:

$$E = E_0 e^{-\int_0^s \kappa ds} \quad (20)$$

on s defineix el camí òptic seguit per l'ona, el qual es pot expressar segons l'alçada de reflexió h i segons la distància entre emissor i receptor o segons l'angle d'incidència α , $s = 2h \sec \alpha$.

Com que en la baixa ionosfera l'absorció és no desviant, si es combinen les equacions (19), (20) i (16), considerant algunes simplificacions com $(f + f_H)^2 \gg (\nu/2\pi)^2$, i agrupant totes les constants en C , s'obté una expressió per a l'absorció:

$$A \approx C \int_0^h N \nu dh \quad (21)$$

on N és la densitat electrònica i ν és la freqüència de col·lisió. Finalment, utilitzant els models deduïts amb mesures de coets per a les expressions de N i ν en la baixa ionosfera, es pot deduir una relació entre N i l'absorció A .

Efecte Faraday. L'efecte Faraday es descriu com la influència del magnetoplasma sobre el pla de polarització d'una ona linealment polaritzada que es propaga a través de la ionosfera. Quan l'ona travessa la ionosfera, l'efecte combinat del camp geomagnètic i la densitat electrònica al llarg del raig fa que el pla de polarització canviï. L'efecte Faraday va començar a ser utilitzat en la recerca ionosfèrica per determinar el contingut total d'electrons cap a l'any 1956, en estudiar ones electromagnètiques emeses des de la Terra i reflectides en la

superfície de la Lluna. Després, els satèl·lits geoestacionaris s'han dotat d'emissors amb la finalitat de continuar amb aquests estudis. El mètode de l'efecte Faraday no és exacte, poden haver-hi errors d'entre un 10 % i un 20 %, deguts a la variació del camp geomagnètic amb l'altitud.

Efecte Doppler diferencial. Si un satèl·lit està emissor o rebent un senyal, el moviment del satèl·lit provoca un corriment de la freqüència observada. El que s'acostuma a fer és transmetre dues portadores coherents amb freqüències diferents, una harmònica de l'altra. La determinació de perfils de densitat a partir d'observacions del corriment Doppler és bastant difícil.

Efecte de retard ionosfèric (GPS). Com ja s'ha dit, la ionosfera introdueix un retard en les ones que es propaguen a través d'ella. El retard introduït és proporcional al contingut total d'electrons. La ionosfera és un medi dispersiu i es pot avaluar, i per tant corregir, el retard emprant dues freqüències diferents. Les ones provinents de la constel·lació de satèl·lits GPS, s'utilitzen per determinar el retard ionosfèric que facilita quasi directament el contingut total d'electrons. Un altre mètode que permet l'estudi ionosfèric és el que es coneix com absorció del soroll còsmic. La radiació d'alta freqüència provinent de l'univers s'enregistra amb un riometre, que és un receptor suficientment estable per aconseguir series llargues de la intensitat del soroll còsmic.

Fins ara s'han descrit mètodes indirectes. Els directes són els coets i els satèl·lits, els quals tenen l'avantatge de fer mesures *in situ*, equipant-los de diversos sensors com són entre d'altres la sonda de Langmuir (mesura la temperatura i densitat electrònica), el *retarding potential analyzer* (densitat iònica, temperatura i massa), mesurador de la deriva iònica (velocitat iònica a través de l'òrbita del satèl·lit). Aquests mètodes són molt cars i per tant és difícil obtenir mesures amb una bona distribució temporal i espacial.

Estructura de la ionosfera

Els sondejos ionosfèrics realitzats durant el temps manifesten l'existència de diferents màxims de densitat, la qual cosa està d'acord amb els diferents mecanismes que produeixen ionització, i els elements que formen la ionosfera. Això ha permès fer una divisió de la ionosfera en diferents capes i regions, aquestes són les anomenades regió D , E i F . La regió E es divideix en $E1$, $E2$ i E esporàdica, mentre que la F ho fa en $F1$ i $F2$. La figura 3 mostra un esquema de l'estructura de la ionosfera, on s'aprecia a més la variació diürna.

L'estructura de la ionosfera va ser determinada per les reflexions d'ones de ràdio. Les tècniques de radio-sondeig mostren, per a cada una de les regions, un o més punts identificatius de capes en el perfil de densitat electrònica.

Regió D. Des del punt de vista químic, és probablement

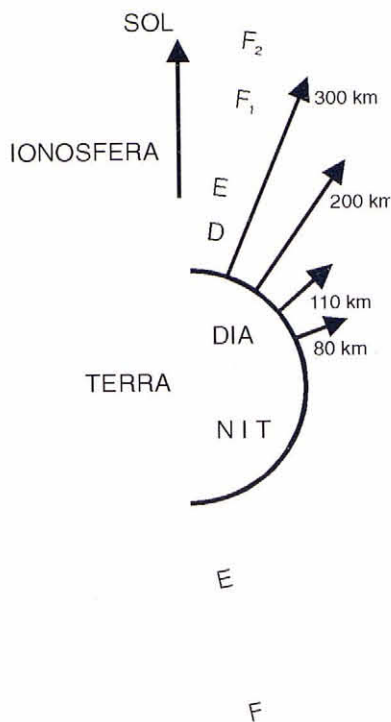


Figura 3: Estructura de la ionosfera. (Figura extreta del llibre de recomanacions i informes del CCIR, Vol VI, secció 6J.)

la regió més complexa de la ionosfera. Aquesta afirmació s'entén ja que és la regió ionosfèrica amb major pressió, hi ha més constituents importants en les reaccions fotoquímiques, i també perquè hi ha diferents fonts d'ionització que contribueixen a la producció d'ions. Es considera que se situa entre els 60 i 95 km. Hi ha dubtes que estigui dividida en capes, però no hi ha cap dubte que perturbacions en aquesta regió produeixen l'absorció de senyals de ràdio de freqüència superior a 500 kHz, i reflexió de senyals de freqüència entre 10 i 500 kHz.

Com que la regió *D* és la més baixa, ha de ser ionitzada per la radiació més penetrant que arriba a la Terra. Les radiacions responsables de la ionització en aquesta regió són (a) partícules molt energètiques carregades que constitueixen la radiació còsmica galàctica; (b) la part més energètica de l'espectre dels raigs $X (< 10\text{\AA})$ que ionitza l' O_2 i N_2 ; (c) la intensa línia d'emissió de l'hidrogen L_α , que penetra per sota dels 95 km ionitzant el NO ; (d) l'ultraviolat extrem ($< 1118\text{\AA}$) que ionitza la molècula metaestable d'oxigen $\text{O}_2 (1 \Delta_g)$, i (e) menys importants són la radiació visible i l'ultraviolat.

En la regió *D*, la quantitat d'òxid nítric és crítica, ja que encara que és un dels components minoritaris, és ionitzat per la més forta de les fonts de l'ultraviolat L_α . L'oxigen metaestable és també un constituent escàs, però més abundant que l'òxid nítric. La radiació que l'ionitza és unes deu vegades inferior que la L_α , però és suficient perquè sigui l'oxigen metaestable la principal

font d'ions a la regió *D*.

La regió *D* no es pot comparar amb cap de les dues capes teòriques Chapman citades. En ella, la densitat de l'atmosfera encara és alta i la baixa densitat electrònica en dificulta l'estudi. La informació de la regió *D* que s'obté es basa en l'estudi pel mètode d'absorció A3, i cal resoldre l'equació (21).

Regió E. La regió *E* està situada per damunt de la *D*, i s'estén fins als 140 km. La morfologia d'aquesta regió és: una capa regular que s'anomena *E1*; en algunes ocasions apareix una estratificació entre la capa *E1* i la regió superior, que es coneix com a capa *E2*; finalment, hi ha una capa irregular que s'anomena capa esporàdica E_s . El màxim de densitat acostuma a situar-se al voltant de 100-110 km.

Les principals fonts de radiació ionitzant són l'ultraviolat extrem, entre 800 i 1.027 Å, que ionitza espècies moleculars, i els raigs X compresos entre 10 i 100 Å, que són absorbits per l'oxigen molecular. Els ions més abundants són N_2^+ , O_2^+ i O^+ , encara que aquest últim és menys abundant. L'ió produït en més abundància és el N_2^+ , però no és el principal constituent d'aquesta regió, a causa de les ràpides reaccions de transferència de càrrega i intercanvi iònic. Hi ha també ions metàl·lics que es formen directament, però en general són poc importants. En canvi, fan un paper molt important en la persistència i formació de la capa E_s , ja que els coeficients de recombinació dels ions metàl·lics són molt més petits que per a altres ions.

En aquesta regió la vida mitjana d'un electró és petita, així que la densitat electrònica està controlada per un equilibri dinàmic entre els processos d'ionització i pèrdua, que sols són del tipus de recombinació dissociativa ($M_2^+ + e \rightarrow M^* + M^*$).

La capa *E1*, com es veurà més endavant, es comporta com una capa Chapman α .

Regió F. La tercera regió coneguda de la ionosfera terrestre, que és la més alta i extensa, i que presenta major densitat electrònica, és la regió *F*. Es divideix en dues capes, *F1* i *F2*, que com es veurà són ben diferents l'una de l'altra.

La capa *F1* té com a característiques que mentre la principal producció d'ions és atòmica, el procés de pèrdua és la recombinació dissociativa amb un ió molecular. La difusió ambipolar encara no és important, ja que si ho fóra estaríem en una capa *F2*. Per a les espècies neutres, els processos turbulents no tenen importància, com tampoc la tenen els de transport. Els processos predominants són la fotodissociació i l'equilibri difusiu. El principal ió susceptible de ser ionitzat és l'oxigen atòmic. Els ions que s'obtenen són el O_2^+ , N_2^+ , O^+ , He^+ i N^+ , però reaccions subseqüents deixen com més abundants el NO^+ i O_2^+ . S'observa que els raigs X no tenen cap paper en la formació de la capa *F1*, la radiació responsable de la ionització de l'oxigen atòmic és aquella compresa

entre els 200 i els 900 Å.

La capa *F1*, com es veurà més endavant, es comporta com una capa Chapman α .

En estudiar la capa *F2*, ens endinsem en el que es coneix com alta ionosfera. El límit inferior se situa a uns 200 km i el màxim d'ionització està sobre uns 300 km. Aquesta capa ionosfèrica és la que té major densitat electrònica. S'ha vist que en dies tranquils, tots els components carregats es troben en estat d'equilibri fotoquímic, o molt pròxim a ell. De fet, els processos fotoquímics determinen l'estructura tant de dia com de nit. A grans altituds (superiors a uns 200, 250 km) les reaccions químiques de pèrdua són comparables als fenòmens de difusió. Els mecanismes de transport comencen a influir la densitat, tant d'ions com d'electrons. En augmentar l'altura, la difusió és cada cop més important. L'ió més abundant és el O^+ . A altituds de l'ordre de 1.000 km hi ha abundància de l'ió H^+ , és la regió coneguda com protonosfera. La principal radiació ionitzant, responsable de la formació de la capa *F2*, és la que té una longitud d'ona menor que 800 Å.

La capa *F2*, com es veurà més endavant, es comporta aproximadament com una capa Chapman β .

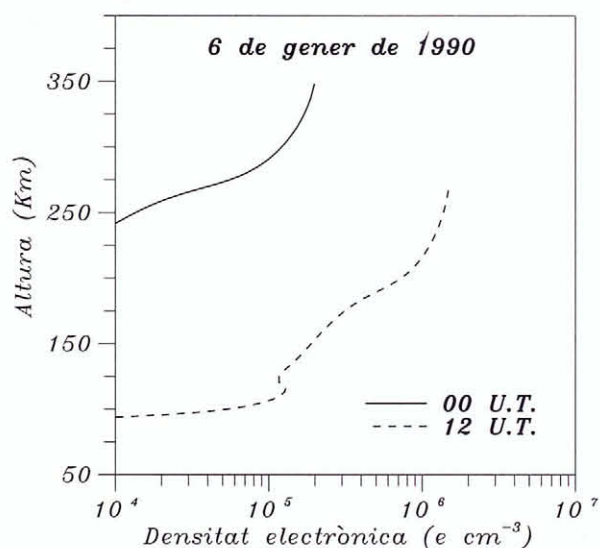


Figura 4: Perfils de densitat electrònica durant el dia i la nit

La figura 4 mostra els perfils de densitat electrònica, calculats per a mitjanit i migdia. S'aprecien els màxims relatius que són els que determinen la presència de les diferents capes ionosfèriques.

Comportament de la ionosfera

De tot l'exposat anteriorment, es dedueix que canvis en el flux de radiació donaran canvis en l'estructura de la ionosfera. Hi ha variacions regulars i esporàdiques. Les variacions regulars es classifiquen, d'acord amb l'escala de temps en què ocorren, en diürnes, estacionals i amb

el cicle solar.

Les variacions diürnes són fàcilment explicables, si es té en compte que quan el Sol està per sota l'horitzó, la producció d'ions és quasi nul·la (només hi ha la deguda a la radiació còsmica galàctica).

La variació estacional és deguda pràcticament a dos factors, el primer és que l'angle amb què incideix la radiació solar varia amb l'estació de l'any i el segon és que la temperatura i densitat de l'alta atmosfera també varien amb l'època de l'any.

Com ja s'ha dit, la ionosfera està condicionada per l'activitat solar. Probablement, la variació de l'activitat solar més coneguda és la que té un període d'11 anys, i que es coneix com a cicle de taques solars. Un dels índex més emprats per caracteritzar l'activitat solar és el nombre de Wolf que es defineix com $R = 10g + t$, on g és el nombre de grups de taques i t el nombre de taques individuals.

Regió D. La regió *D* no segueix cap dels models de Chapman. Experimentalment, s'observa que l'absorció provocada per la regió *D* disminueix fortament durant la nit, la qual cosa ens mostra que desapareix durant la nit, d'acord amb un fort control solar. Ja s'ha vist que en la regió *D* es donen principalment els fenòmens d'absorció, fet expressat en l'equació (21). Generalment, l'absorció varia amb l'angle zenital solar com $(\cos \chi)^n$, i n varia entre 0,7 i 1,0. Malgrat aquest fet, hi ha augments anòmals de l'absorció d'ones de ràdio durant l'hivern, fenomen que es coneix com a anomalia hivernal, i s'atribueix a augments temporals de la concentració electrònica de la regió *D*. A més, l'absorció és més variable dia a dia durant l'hivern. Un model empíric d'absorció mostra una lleu variació amb el cicle de taques solars, la qual es pot expressar com:

$$A(\text{dB}) \propto (1 + 0.01R) \quad (22)$$

Per tant, tant la variació diürna com l'estacional són prou pronunciades, sent més lleus amb el cicle solar.

Regió E. La capa *E1* es comporta pràcticament com una capa Chapman α . La freqüència crítica f_0E , que caracteritza la capa *E1*, varia amb el temps local, estació de l'any, posició geogràfica i el cicle solar. Gairebé és funció de la distància zenital i desapareix durant la nit. Un model empíric de f_0E mostra que el comportament de l'esmentada freqüència és:

$$f_0E \approx 3.3[(1 + 0.008R) \cos \chi]^{\frac{1}{4}} \text{ (MHz)} \quad (23)$$

Aquesta expressió s'extreu també combinant les equacions (13) i (4), i implícitament conté la variació diürna, estacional i amb el cicle solar. A més, també inclou el valor experimental del coeficient de recombinació α .

L'altra capa que forma la regió *E* és l'anomenada esporàdica. Aquesta, malgrat que és freqüent, no presenta un comportament massa determinat. Els estudis efectuats mostren que és més freqüent durant l'estiu que

l'hivern, i també és més freqüent durant les hores de nit que de dia. A més, el seu caràcter ocultant (*blanketing*) és més fort durant els mesos d'estiu.

Referent a la capa *E2*, a causa del fet que no s'observa amb gaire freqüència, no hi ha un comportament definit. **Regió F.** La capa *F1* també es comporta de manera molt similar a una Chapman α . Com passava amb la *E1*, la freqüència crítica f_0F1 , que caracteritza la capa *F1*, varia amb el temps local, estació de l'any, posició geogràfica i el cicle solar. Gairebé també és funció de la distància zenital i també desapareix durant la nit. A les nostres latituds s'observa una forta variació estacional de la capa *F1*. Durant l'hivern, o bé no es forma, o bé ho fa de forma que és difícil d'apreciar sobre un ionograma, i el màxim és molt feble; mentre que durant l'estiu es desenvolupa de forma molt clara. Un model empíric de f_0F1 mostra que el comportament de l'esmentada freqüència és:

$$f_0F1 \approx 4.25[(1 + 0.015R) \cos \chi]^{1/4} \text{ (MHz)} \quad (24)$$

Aquesta expressió s'extreu combinant les equacions (13) i (4); però presenta una modificació addicional, ja que l'exponent no és exactament $n = 0,25$, sinó que varia entre 0,18 i 0,25; i que implícitament conté la variació diürna, estacional i amb el cicle solar. A més, també inclou el valor experimental del coeficient de recombinació α per a aquesta regió. Com es pot veure, és més sensible a l'activitat solar que la capa *E1*.

La capa *F2*, caracteritzada per la freqüència crítica f_0F2 , presenta moltes anomalies respecte d'una capa hipotètica Chapman, i es caracteritza a partir d'elles. Presenta una anomalia geogràfica, la qual cosa suggereix una forta relació de f_0F2 amb el camp geomagnètic; una anomalia diürna, ja que el màxim de f_0F2 no se situa al migdia (temps local) i la variació diürna no és simètrica; i una anomalia estacional, ja que els valors màxims els assoleix al desembre-gener. Si es fa una mitjana dels dos hemisferis es troba que al gener la densitat electrònica és un 20% més gran que al juny. En canvi, presenta una bona correlació amb el cicle de taques solars, quan es comparen les mitjanes mensuals:

$$f_0F2 \propto (1 + 0.02R)^{1/2} \text{ (MHz)} \quad (25)$$

A aquest efecte, aquest darrer comportament empíric s'assembla més al que es dedueix en una capa Chapman β , combinant les equacions (13) i (5), ja que f_0F2 és lineal amb $(R)^{1/2}$ i no amb $(R)^{1/4}$, com seria en el cas d'una Chapman α . Amb tot, s'ha calculat un valor aproximat del coeficient de recombinació β segons l'altura (h en km):

$$\beta \approx 10^{-4} e^{(\frac{300-h}{50})} \text{ (Hz)} \quad (26)$$

La figura 5 mostra la variació dels nombres de Wolf i la variació de la mitjana mensual de f_0F2 a les 00 i a les

12 TU. S'observa una clara dependència entre l'activitat solar i la ionosfera.

També cal notar que s'han fet evidents moviments verticals d'electrons en aquesta capa, la qual cosa complica l'equació de continuïtat (1). A més, la capa *F2* es manté durant tot el dia, si bé durant la nit és més feble que durant el dia. Hi ha alguns mecanismes que permeten explicar la no desaparició de la capa *F2* durant la nit, com ara (1) les velocitats de reacció de recombinació són sensibles a la temperatura; (2) la composició química varia; (3) l'efecte dels vents durant la nit és aixecar la capa a zones més riques en ions (protonosfera), i (4) la ionosfera està influïda per la protonosfera.

La figura 6 mostra la variació diürna d'alguns paràmetres ionosfèrics per 2 mesos diferents. Hi veiem com la capa *F2* presenta el seu mínim absolut abans la sortida del Sol, però no desapareix, mentre que les altres capes sí que ho fan. Pel que fa a les altures, veiem com la capa *F2* tendeix a pujar durant la nit davallant durant el dia. En la figura 6 també es veu que les capes *E1* i *F1* tenen el màxim centrat sobre el migdia, mentre que la capa *F2* sol ser asimètrica, i hi poden haver canvis ràpids en sortir el Sol, mentre que és més estable a la posta. La variació diürna també s'aprecia en el perfil de densitat electrònica (figura 4). Es veu que el nocturn és més simple que el diürn, i tan sols presenta una capa ionosfèrica, la *F2*.

A més de les variacions regulars, n'hi ha d'altres d'irregulars i brusques que s'anomenen pertorbacions. Poden tenir lloc per un augment de la radiació, corpuscular, electromagnètica, o les dues alhora, i fins i tot s'aprecien durant els eclipses de Sol.

Els efectes de les pertorbacions causades per radiació electromagnètica solen ser irregulars i de caràcter impulsiu, s'anomenen genèricament pertorbacions ionosfèriques sobtades o SID (Sudden Ionospheric Disturbances). Efectes específics són, entre d'altres: (1) A freqüències per sobre de 500 kHz, l'efecte que s'observa és una absorció o esvaïment (Short Wave Fadeout, SWF). És més pronunciat al voltant d'1 MHz. Grans fulguracions solars poden ocasionar el silenci de radio absolut a l'ona curta. (2) Les freqüències més baixes (10-500 kHz) són més reflectides per la regió *D*, a causa de l'augment de radiació (Sudden Enhancement of Atmospherics, SEA). (3) Els raigs còsmics d'alta freqüència s'atenuen pels efectes induïts per fulguracions (Sudden Cosmic Noise Absorption, SCNA). (4) Les partícules energètiques que bombardegen l'alta atmosfera són responsables, a altes latituds, de diverses pertorbacions ionosfèriques. Ocasionalment grans fulguracions solars porten aparellades l'emissió de partícules carregades molt energètiques, bàsicament protons i, aproximadament en un 10%, partícules alfa. Hi ha efectes òptics, com les aurores i efectes sobre la propagació de les ones de ràdio. El més conegut és l'absorció al

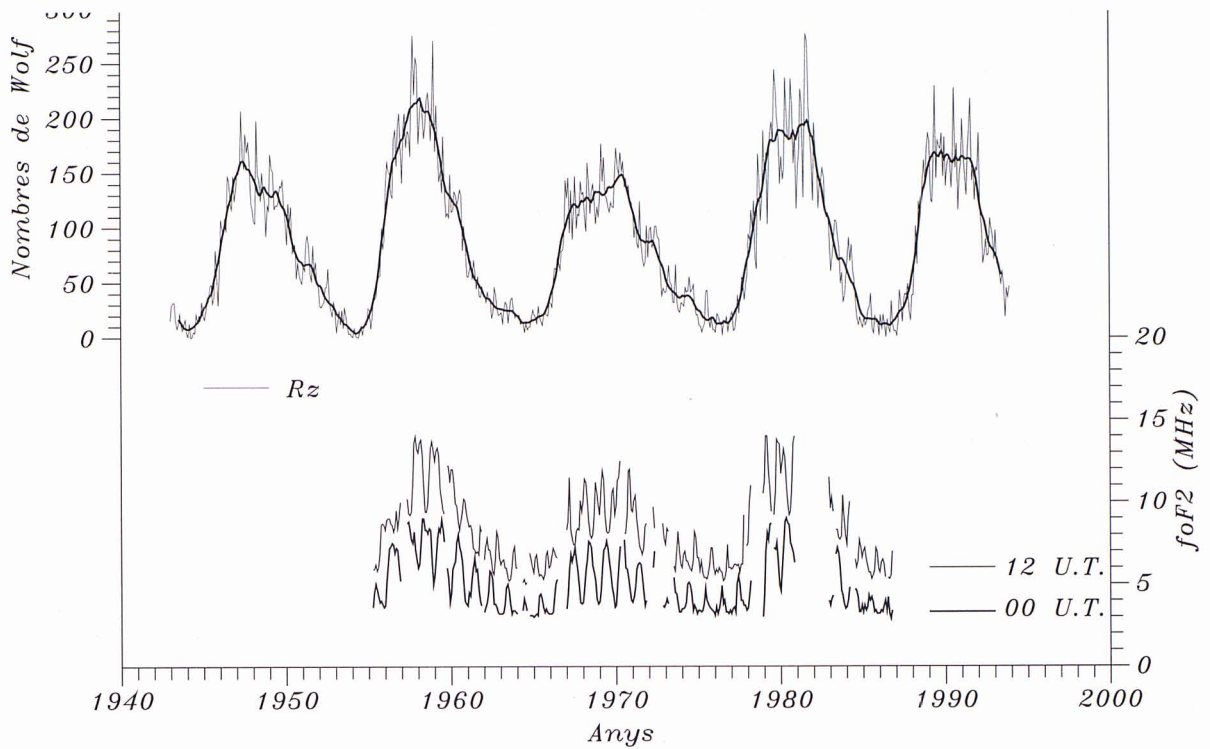


Figura 5: Evolució temporal a llarg terme de les mitjanes mensuals corresponents als nombres de Wolf (R_z) i els seus valors llimats (R_z12), i de la freqüència crítica de la capa F2 a mitjanit i migdia. Dades enregistrades a l'Observatori de l'Ebre

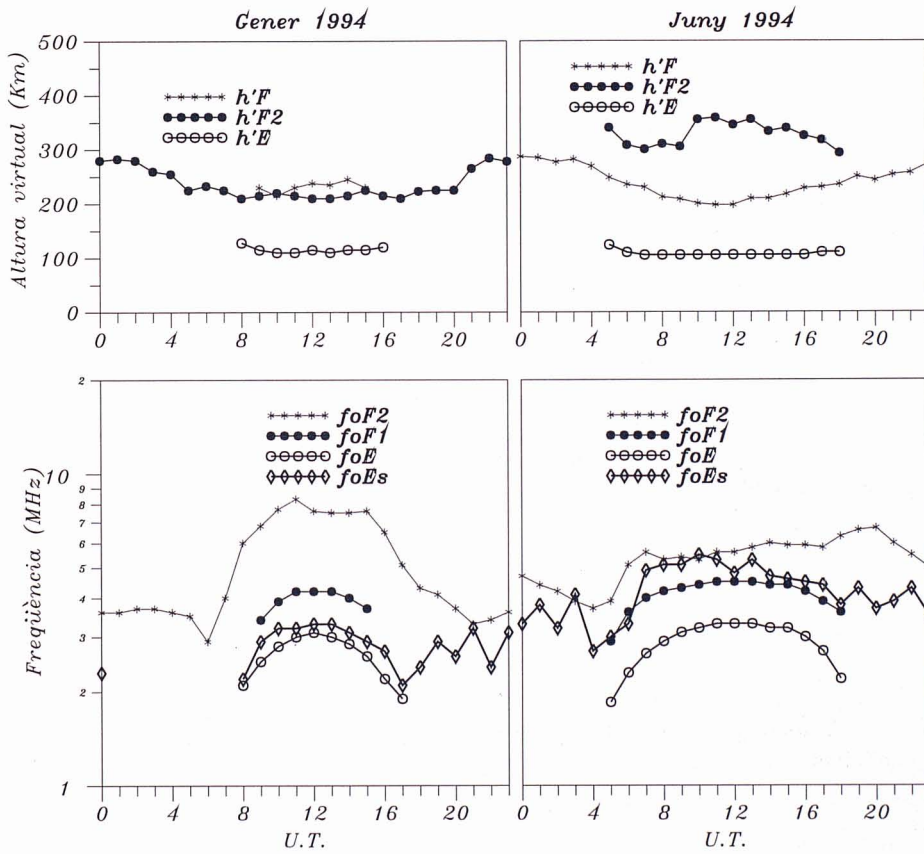


Figura 6: Variació diürna de les mitjanes mensuals de diferents paràmetres ionosfèrics a l'Observatori de l'Ebre per als mesos de gener i de juny de 1994

casquet polar (Polar Cap Absorption, PCA).

Aplicacions de l'estudi de la ionosfera

Hem vist que la ionosfera modifica la propagació de les ones electromagnètiques. L'interès que té l'estudi de la ionosfera se centra principalment en el tema de les comunicacions a grans distàncies. Cal pensar que representa un medi de transmissió relativament poc costós i que està a l'abast de tots els països.

La ionosfera actua, depenent de la freqüència del senyal transmès, com una superfície reflectora de les ones de ràdio, o bé com una estructura que absorbeix el senyal. Per tant, és necessari conèixer el comportament de la ionosfera per escollir quines freqüències seran absorbides i quines transmeses, i d'entre aquestes la millor freqüència a emprar.

S'han descrit variacions del dia a la nit, d'hivern a estiu, etc., i s'aconsegueix caracteritzar aquestes variacions d'una forma regular, aquesta informació es pot incloure en la predicció de les condicions futures del medi.

Quan es calcula quina és la millor freqüència a emprar entre un emissor i un receptor, es tenen en compte una sèrie de factors com és la posició de les dues estacions (latitud i longitud), l'activitat solar caracteritzada pel nombre de Wolf, o qualsevol dels índexs d'activitat solar, l'activitat geomagnètica, l'estació de l'any, el temps local, etc. En aquest aspecte, cal destacar els esforços per obtenir models ionosfèrics cada cop més acurats com són, entre d'altres; IRI90 (International Reference Ionosphere), AOR (Asia Oceania Region), i a Europa hi ha el projecte PRIME (Prediction and Retrospective Ionospheric Modelling over Europe), en el qual participa de forma activa l'Observatori de l'Ebre. Tots aquests models de predicció es basen en les dades enregistrades en diferents estacions ionosfèriques.

Els satèl·lits artificials també es veuen afectats per la ionosfera. En les comunicacions entre satèl·lits i les estacions de terra l'efecte més perjudicial és el centelleig. Per una transmissió acurada es fa necessari mantenir una adequada relació senyal-soroll durant el màxim temps possible. Una de les solucions és augmentar la freqüència de treball fins als GHz. Les freqüències típiques de comunicació amb un satèl·lit se situen al voltant d'1,6 GHz. Però fins

i tot a altes freqüències hi ha efectes sobre l'ona, com ara la rotació de Faraday que pot fer girar la polarització uns 30° , i per evitar-ho es transmeten ones polaritzades circularment. L'efecte Faraday és menyspreable per a freqüències superiors a 10 GHz, la qual cosa permet utilitzar polaritzacions lineals en aquestes freqüències (aplicacions de TV per satèl·lit entre 10 i 12 GHz i de control al voltant de 30 GHz).

Teòricament, és possible determinar la posició d'un punt de la superfície de la Terra, mesurant la distància absoluta de tres satèl·lits de posició coneguda o la distància relativa de quatre, si no se sap on estan. Els sistemes de posicionament per ones de ràdio van començar a desenvolupar-se durant la Segona Guerra Mundial amb estacions a la Terra. Aquests sistemes funcionen bé a distàncies curtes però quan les distàncies són de l'ordre de centenars de quilòmetres, hi ha propagació ionosfèrica, i la variabilitat de la ionosfera imposa límits en la precisió del mètode.

Actualment, els emissors es col·loquen en satèl·lits artificials. A fi de minimitzar l'efecte que introdueix la ionosfera, els sistemes de navegació utilitzen freqüències per sobre la freqüència crítica de la regió *F*. El sistema més emprat és el sistema de posicionament global (GPS). La xarxa de satèl·lits estava formada, al gener de 1993, per 21 satèl·lits distribuïts en sis plans orbitals. La inclinació dels plans orbitals respecte a l'equador terrestre és de 63° i 55° , depenent del satèl·lit. Les òrbites, amb excentricitats entre 10^{-4} i 10^{-2} , tenen un semieix major de 26.500 km i un període orbital de dotze hores. Els satèl·lits emeten dos senyals portadors de freqüències de 1575,42 MHz i 1227,60 MHz modulats per dos codis i un missatge de navegació, que permeten distingir els senyals dels diferents satèl·lits.

A les freqüències de treball dels GPS, una columna de contingut total d'electrons $4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$ introdueix en el senyal de temps un error de 15 ns, i un error en el posicionament de 5 m.

Agraïments

Els autors volen expressar la seva gratitud al Dr. J. Batlló pels consells, suport i suggeriments que ha fet a l'hora d'elaborar aquesta contribució.

Referències

- E. GALDÓN, *Urania*, **21**, 249 (1959).
- J. A. RATCLIFFE i K. W. WEEKS, *Physics of the upper Atmosphere*, Academic Press, (New York, 1960).
- R. C. WHITTEN i I. G. POPPOFF, *Physics of the lower ionosphere*, Prentice-Hall (Englewood Cliff, N. J., 1965).
- H. RISHBETH i O. K. GARRIOT, *Introduction to Ionospheric Physics*, Academic Press, (New York, 1969).
- R. C. WHITTEN i I. G. POPPOFF, *Fundamentals of Aeronomy*, John Wiley & Sons (New York, 1970).
- J. K. HARGREAVES, *The Solar-Terrestrial environment*, Cambridge atmospheric and space science series 5, (1992).
- J. BATLLÓ, *Revista de Física*, **8**, 41, (1995).