

## El plasma, quart estat de la matèria

per Carles Montes

El plasma és un estat de la matèria ionitzada a alta temperatura (de milers a milions de graus) on l'energia cinètica dels electrons és superior a les energies d'enllaç dels àtoms i constitueix la major part de la matèria de l'univers (99 %). Al laboratori, l'home intenta produir i controlar la fusió termonuclear per resoldre definitivament els problemes energètics mitjançant un confinament magnètic (tokamak) o un confinament inercial (lasers i feixos de partícules) del plasma.

Carles Montes, doctor en Ciències (París, Barcelona), és cap d'investigació del CNRS i treballa al laboratori de Física de la Matèria Condensada (Niça) i observatori de Niça.

Degut a la seva extensió aquest article es publica en dues parts. En el proper número de (ciència) en publicarem la seva continuació.

### El quart estat de la matèria

Quan escalfem gradualment un cos sòlid dintre d'un recipient de punt de fusió elevat, el cos, fos, es transforma en líquid, una part se n'evapora i omple el volum del recipient. Si continuem escalfant, totes les molècules del gas es dissocien, és a dir, es separen en àtoms individuals. Aquests àtoms, constituents del material sòlid primitiu, estan animats d'un moviment tèrmic aleatori de velocitat mitjana  $v$  proporcional a l'arrel quadrada de la temperatura del gas  $T$ , i inversament proporcional a la seva massa atòmica  $m$ .

$$v = \sqrt{\frac{2 K T}{m}}$$

on  $K = 1,38 \times 10^{-16} \text{erg/o. K}$  és la constant de Boltzmann.

Com més calent és el gas, més ràpid és el moviment d'agitació dels àtoms. En canvi com més pesants són els àtoms més petita és la velocitat. Així a  $T = 1.000 \text{ K}$  els àtoms d'hidrogen tenen una velocitat mitjana de  $4 \text{ km/s}$  i els de mercuri tan sols de  $300 \text{ m/s}$ . Com a resultat d'aquest moviment els àtoms xoquen els uns amb els altres. La figura 1 ens mostra les trajectòries d'aquest moviment dit

“brownia”. Si elevem la temperatura de qualsevol substància a partir d'un vapor pròxim al zero absolut fins a uns quants milers de graus, se'ns presentarà successivament segons els tres estats de la matèria: sòlid, líquid i gasós. Aleshores podem preguntar-nos quines són les propietats de la matèria si continuem escalfant el gas. Entre  $3.000 \text{ K}$  i  $5.000 \text{ K}$  apareixen signes de nous processos lligats als canvis dels mateixos àtoms, formats, com tots sabem, per un nucli carregat positivament i que conté quasi totalment la massa, i un cert nombre d'electrons “disposats en capes concèntriques”. Els electrons de les capes exteriors tenen una *energia d'enllaç*, amb el nucli, més feble i són els primers a ser arrencats per l'acció dels xocs entre àtoms, els quals es transformen així en ions de càrrega positiva. Aquesta *ionització* és el procés més característic a temperatures elevades. Així, l'acció d'un xoc pot separar l'àtom d'hidrogen en un protó i un electró. La força electrostàtica entre el protó (ió positiu) i l'electró (de càrrega negativa) tendeix a recombinar-los per formar de nou un àtom d'hidrogen. Segons la llei d'Einstein hi ha equivalència entre la massa i l'energia.

La massa de l'àtom d'hidrogen és lleugerament inferior a la suma de les masses del protó i de l'electró, i la diferència entre aquestes masses  $\Delta m$  correspon a l'energia d'enllaç o d'ionització  $E_i$  [ $E_i = \Delta m \times c^2$ , on  $c$  és la velocitat de la llum en el buit] que en aquest cas és de  $13,5 \text{ eV}$  (electró-volt)\*. Així, per separar-los, l'energia cinètica del xoc ha de ser superior a  $E_i$ . Quan el protó i xoc ha de ser superior a  $E_i$ . Quan el protó i l'electró es recombinen, alliberen energia eme-

tent llum o radiació electromagnètica i el gas comença a ser lluminós com succeeix en els tubs fluorescents. Sabem que l'energia cinètica mitjana associada al moviment tèrmic aleatori dels àtoms i molècules és proporcional a la temperatura.

$$E_c = \frac{3}{2} K T.$$

A una temperatura absoluta  $T$  mesurada en graus Kelvin ( $^\circ\text{K}$ ) li correspon una energia  $E_c$  mesurada en eV o en ergs. És còmode recordar les equivalències següents:

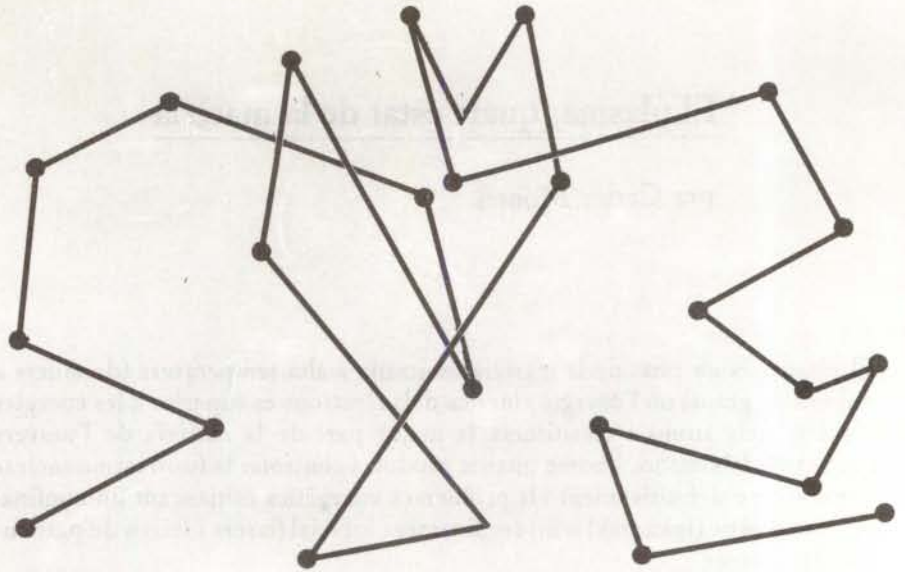
$$10.000^\circ \text{ K} = 8,6 \text{ eV} = 1,3 \times 10^{-13} \text{ erg}$$

$$1 \text{ KeV} = 11.600.000^\circ \text{ K} = 1,6 \times 10^{-9} \text{ erg.}$$

En el nostre procés d'escalfament del gas, podem intuir que si l'energia mitjana  $E_c$  esdevé de l'ordre de l'energia d'ionització, és a dir, de l'energia de lligadura dels electrons més externs, el gas començarà a ser constituït per ions i electrons. **El gas es transforma en plasma.** L'equilibri entre la ionització i la recombinació és funció de la densitat i de la temperatura del gas. En el cas senzill d'un gas monoatòmic en equilibri termodinàmic, la ionització

\*  $1 \text{ eV} =$  energia que adquireix un electró en col·locar-lo en un potencial d'un volt.

Fig. 1.-  
Trajectòries dels àtoms en un gas neutre (moviment brownià)



$\frac{n_i}{n_0}$  (nombre d'àtoms ionitzats)  
 $n_0$  (nombre d'àtoms neutres) ve donada  
per una fórmula que establí l'astrofísic  
M.N. Saha el 1920.

$$\frac{n_i}{n_0} \approx 2,4 \times 10^{15} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-\frac{E_i}{KT}}$$

on  $T$  està mesurada en  $^{\circ}\text{K}$  i les densitats  $n_0$  i  $n_i$  en nombre de partícules per  $\text{cm}^3$ .

Una conseqüència d'això és, per exemple, que a partir d'uns  $20.000^{\circ}\text{C}$  l'hidrogen estarà quasi completament ionitzat. En canvi, a la temperatura ambient i a la pressió atmosfèrica, la ionització de l'aire donada per la fórmula, quan es consideren els valors  $n_0 = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 300^{\circ}\text{K}$  i  $E_i = 14,5 \text{ eV}$  (per al nitrogen), és ridículament baixa:

$$\frac{n_i}{n_0} \approx 10^{-122}$$

¿Però quin pot ser el recipient susceptible de contenir un gas a desenes de milers de graus? Cap material conegut no resisteix aquestes temperatures, ja que es volatilitza. Aquesta és la raó per la qual els plasmes no són gaire corrents en el nostre sol i sí que en canvi abunden en les estrelles i en els altres objectes astronòmics que tenen temperatures de milions de graus. A la Terra, tan sols les flames, els llamps

i les aurores boreals altres objectes astronòmics que tenen temperatures de milions de graus. A la Terra, tan sols les flames, els llamps i les aurores boreals pertanyen naturalment a aquest quart estat de la matèria.

Hem introduït el concepte de plasma com a resultat d'un simple procés d'escalfament d'un gas. No obstant això, en la pràctica, aquest no és ni el millor mètode ni el més pràctic per produir plasma en les experiències de laboratori o en els processos industrials. Les condicions més normals per produir plasmes són les diferents descàrregues a través dels gasos. En una descàrrega elèctrica a través d'un gas, el corrent elèctric produït prové del flux d'electrons i d'ions formats per la ionització. El mateix procés d'ionització és part integrant del corrent i no se'n pot separar. La descàrrega té lloc quan el camp elèctric aplicat és suficientment elevat per vèncer el potencial d'ionització del gas. El flux del corrent produeix nous ions i electrons lliures segons un procés d'ionització en cadena (Fig. 2), que fa mantenir el nivell d'ionització. El mateix mot *plasma* va ser introduït pels físics americans Langmuir i Tonks per designar, en els tubs de descàrrega, algunes regions equipotencials que contienien un gas ionitzat elèctricament neutre, és a dir, que contenia el mateix nombre de càrregues elèctriques positives i negatives per  $\text{cm}^3$ . El nom prové de l'aspecte gelatinós de la descàrrega.

En conclusió podem definir un plasma com un gas fortament ionitzat, format de partícules carregades i neutres, macroscòpicament neutre i que exhibeix un comportament col·lectiu.

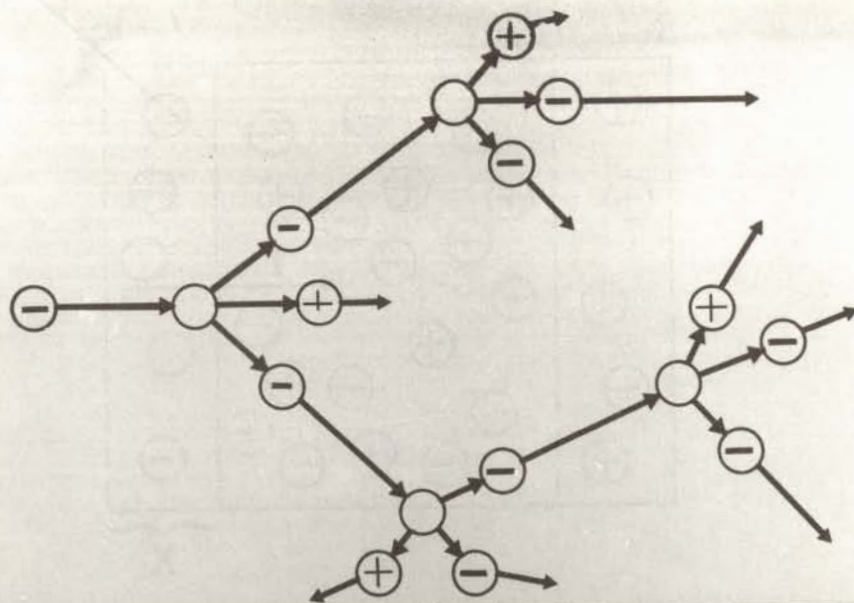
A continuació veurem què entenem per macroscòpicament neutre i per comportament col·lectiu.

El fet que la ionització sigui produïda per un camp elèctric exterior, fa que el plasma format d'aquesta manera no estigui en equilibri termodinàmic. Sovint adquireix un estat estacionari caracteritzat pel grau d'ionització  $X$ , per la densitat electrònica  $n_e$ , que és quasi igual a la densitat iònica  $n_i$ , i per les temperatures dels electrons  $T_e$ , dels ions  $T_i$  i de les molècules  $T_0$ . La diferència entre aquestes tres temperatures, que corresponen a tres energies mitjanes d'agitació, pot ser important. Per exemple, en un tub de descàrrega típic (tub fluorescent) la temperatura dels ions i de les molècules pot ser la temperatura ambient ( $T_0 \approx T_i = 300^{\circ}\text{K}$ ) mentre que per als electrons  $T_e = 30.000^{\circ}\text{K}$ . El gran valor de  $T_e$  és degut a l'acció del camp elèctric sobre els electrons, que tenen molta més mobilitat. La ionització es produeix pels xocs d'aquests electrons calents sobre les molècules del gas (Fig. 2). Un senzill càlcul estadístic mostra que l'energia transferida en una col·lisió és inferior a  $4m_1/m_2$ , on  $m_1$  i  $m_2$  són les masses dels cossos que xoquen. Així, un electró (de massa  $1/1.836$  de la massa d'un protó) necessita xocar un gran nombre de vegades amb un ió per perdre una fracció considerable d'energia, al mateix temps que rep energia de l'exterior. El procés es tradueix estadísticament per una temperatura dels electrons superior a la dels ions. En general podem, doncs, establir

$$T_e \gg T_i \approx T_0$$



Fig. 2.-  
Procés d'ionització en cadena. Cada succés elemental d'ionització dona lloc a l'aparició d'un par de partícules carregades.



### Quasi-neutralitat i freqüència de plasma

ELS electrons en un plasma tenen una gran mobilitat i per consegüent es poden escapar ràpidament. Aquest fet ens podria suggerir que, malgrat que en el moment de la formació del plasma el nombre d'electrons sigui igual al dels ions, apareix un residu d'ions positius. No obstant això, quan la concentració electrònica  $n_e$  difereix de la iònica  $n_i$ , és a dir  $n_e \neq n_i$ , apareixen forces electrostàtiques fortes que tendeixen a neutralitzar el plasma macroscòpicament ( $n_e \approx n_i$ ). Per il·lustrar aquesta afirmació, suposem que tenim una esfera de plasma d'1 cm de radi, de densitat un milió de vegades més petita que l'atmosfèrica i que som capaços d'extreure'n tots els electrons que conté. Un càlcul senzill mostra que la càrrega d'espai deguda als ions faria aparèixer un camp elèctric de 6 milions de volts. Un camp d'aquesta mena atrauria ràpidament els electrons amb la finalitat de restablir la neutralitat. Si bé quan ens referim a les partícules carregades és difícil parlar de neutralitat, existeix una dimensió característica del plasma, denominada *longitud de Debye*  $\lambda_D$ , per damunt de la qual sí que té sentit parlar de neutralitat. Aquesta longitud és proporcional a l'arrel quadrada de la temperatura electrònica  $T_e$  i inversament proporcional a l'arrel quadrada de la densitat electrònica  $n_e$ .

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K T_e}{n_e e^2}}$$

on  $\epsilon_0$  és la constant dielèctrica del buit i  $e$  la càrrega elemental. La longitud  $\lambda_D$  és un paràmetre crític, que mesura el compromís entre l'agitació tèrmica, que provocaria una absència de neutralitat en el plasma, i la densitat de les partícules carregades, que manté la neutralitat mitjançant les forces electrostàtiques. Així,  $\lambda_D$  mesura el gruix màxim d'una garba electrònica que tingui la mateixa densitat que el plasma i en la qual els electrons puguin travessar pel simple efecte de la seva agitació tèrmica.

En unitats c.g.s.  $\lambda_D = 6,9 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \text{ cm}$

on  $T_e$  (°K) i  $n_e$  (electrons/cm<sup>3</sup>)

Direm que el plasma col·lectiu clàssic és un gas ionitzat dominat per les interaccions electrostàtiques (culombianes) que el mantenen **macroscòpicament neutre** si té dimensions lineals superiors a  $\lambda_D$ . Aquesta propietat l'acostumen a satisfer els medis fortament ionitzats (Taula 1) com els espais interestel·lars, la ionosfera, la corona solar, les flames, els plasmes alcalins d'ionització superficial, els tubs fluorescents, els plasmes de laboratori susceptibles de fer reaccions de fusió termonuclear o els interiors de les estrelles.

Veiem, doncs, com el plasma té una forta tendència a mantenir-se neutre macroscòpicament. Així, una pertorbació local de la concentració de càrrega positiva o negativa tendeix a relaxar cap a l'estat d'equilibri de neutralitat. Un primer efecte col·lectiu d'aquesta relaxació és l'aparició d'oscil·lacions de plasma o **oscil·lacions de Langmuir**. Si en un volum de plasma  $V$  desplaçem en bloc els electrons una distància  $x$  respecte als ions, que es mantenen fixos, com mostra la figura 3, apareixen concentracions de càrregues positives i negatives en les superfícies  $S_1$  i  $S_2$  que produeixen un camp elèctric

$$E = \frac{n_e e}{\epsilon_0} x$$

Els electrons es troben sotmesos a una força electrostàtica de recuperació,

$$F = -e E = - \frac{n_e e^2}{\epsilon_0} x$$

on  $n_e$  és la densitat del plasma, de la càrrega elemental,  $\epsilon_0$  la constant dielèctrica del buit i  $m_e$  la massa de l'electró. La freqüència (expressada en Hz).

$$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = 8,920 \sqrt{n_e} \text{ (elect/cm}^3\text{)}$$

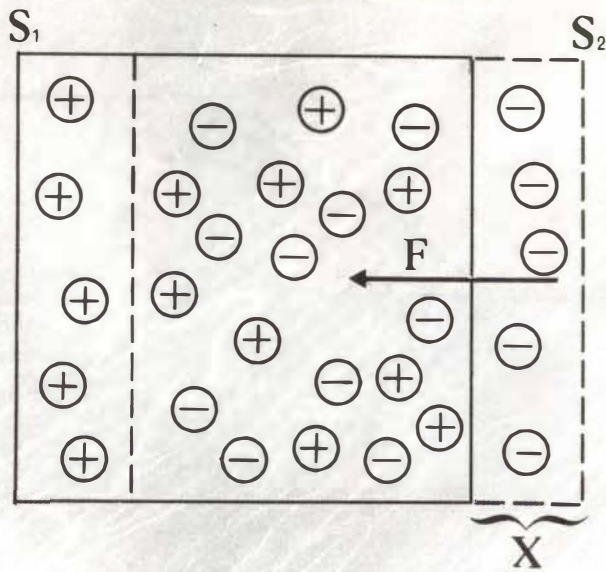


Fig. 3.-  
Esquema que il·lustra l'origen de les oscil·lacions de plasma i oscil·lacions de Langmuir.

PLASMA	$T_e$ °K	$n_e$ cm <sup>-3</sup>	$\lambda_D$ cm	$\lambda_p$ Hz	$\lambda$ cm
Espais interestel·lars	10 <sup>4</sup>	1	69	9x10 <sup>3</sup>	3x10 <sup>5</sup> h.f.
Ionosfera	10 <sup>3</sup>	10 <sup>5</sup>	0,7	3x10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup> h.f.
Corona Solar	10 <sup>6</sup>	10 <sup>7</sup>	2,2	3x10 <sup>7</sup>	10 <sup>3</sup> u.h.f.
Flames	10 <sup>3</sup>	10 <sup>8</sup>	2x10 <sup>-2</sup>	9x10 <sup>7</sup>	3x10 <sup>2</sup> u.h.f.
Plasmes alcalins	10 <sup>3</sup>	10 <sup>12</sup>	2x10 <sup>-4</sup>	9x10 <sup>9</sup>	3,3 u.h.f.
Tubs fluorescents	10 <sup>5</sup>	10 <sup>10</sup>	2x10 <sup>-2</sup>	9x10 <sup>8</sup>	33 u.h.f.
Fusió lenta	10 <sup>7</sup>	10 <sup>15</sup>	7x10 <sup>-4</sup>	3x10 <sup>11</sup>	3x10 <sup>-2</sup> infra-roigs
Fusió inercial	10 <sup>7</sup>	10 <sup>23</sup>	7x10 <sup>-8</sup>	3x10 <sup>15</sup>	3x10 <sup>-6</sup> visible. Raigs ultraviolats
Interior estrelles	10 <sup>7</sup>	10 <sup>27</sup>	7x10 <sup>-10</sup>	3x10 <sup>17</sup>	3x10 <sup>-8</sup> Raigs X

$$\lambda_D = 6,9 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$$

$$f_p = 8,920 \sqrt{n_e}$$

$$\lambda = \frac{c}{f_p} = \frac{3,3 \times 10^6}{\sqrt{n_e}}$$

TAULA I: Diferents tipus de plasmes caracteritzats per la longitud de Debye  $\lambda_D$  i la freqüència de Langmuir  $f_p$ . L'última columna representa la longitud d'ona electromagnètica corresponent a la freqüència plasma.



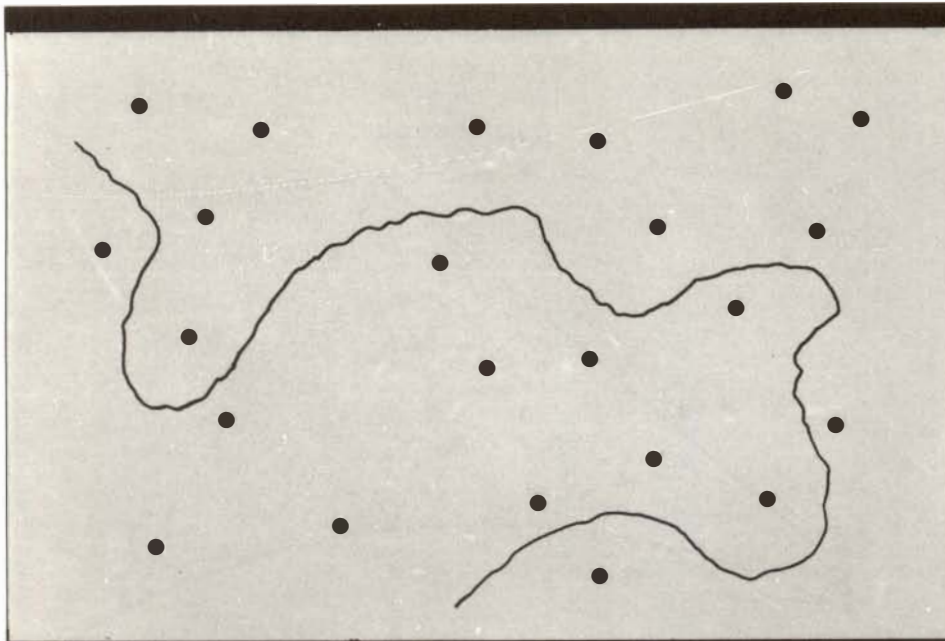


Fig. 4.- Propagació de les ones electromagnètiques de radiofreqüència a llarga distància mitjançant la seva reflexió en la ionosfera. (Plasma situat entre 100 i 500 km d'altitud).

que, igual que ressorts, els fa tornar cap a la seva posició d'equilibri i produeix entorn d'ells oscil·lacions de pulsació,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

s'anomena *freqüència de plasma* o *freqüència de Langmuir*. En la taula 1 incloem les freqüències característiques dels diferents plasmes considerats i el tipus d'ona electromagnètica d'igual freqüència que l'oscil·lació longitudinal. Així, un plasma que emeti ones electromagnètiques de freqüència plasma en la ionosfera, ho farà en ones ràdio llargues (h.f.), mentre que si es tracta d'un plasma de laboratori emetrà radiació infraroja o llum i, finalment, si és un plasma de l'interior de les estrelles, emetrà raigs X. Les oscil·lacions electròniques de plasma (ones Langmuir) són ones de compressió i rarefacció longitudinals, com les ones sonores, amb la diferència que es propaguen amb una velocitat de l'ordre de la velocitat d'agitació tèrmica dels electrons.

Per un procés anàleg trobaríem oscil·lacions iòniques de plasma. A causa de la massa molt més gran dels ions, aquestes són més lentes, i com que la seva propagació és semblant a la de les ones acústiques, s'anomenen *ones longitudinals acústico-iòniques*. L'esmoreïment d'aquestes ones és feble quan  $T_e \gg T_i$ , i en aquest cas la velocitat de fase de les ones  $V_\phi = \omega/k$  és aproximadament la velocitat tèrmica que tindrien els ions  $V_i$ , si la seva temperatura fos la dels electrons.

## Ones electromagnètiques

Les ones electromagnètiques habituals (ones ràdio o ones lluminoses) es propaguen a través del plasma i moltes vegades són emeses pel mateix plasma (radiació electromagnètica). La llum i les ones ràdio que rebem de les estrelles travessen l'espai interestel·lar, que no és altra cosa que un plasma tènue. Són ones transversals, és a dir, polaritzades en el pla perpendicular a la direcció de propagació  $[k/k]$ , i es propaguen en el buit a la velocitat  $c = 3 \times 10^{10}$  cm/s. En un dielèctric com el plasma la velocitat de propagació és  $c/N$  on  $N = Kc/\omega$  és l'índex del medi.

Una propietat interessant és que únicament poden propagar-se les ones de freqüència  $\omega$  superior a la freqüència plasma  $\omega_p$ . Per a freqüències inferiors  $\omega_p$  el plasma es comporta com un reflector. Hom acostuma a dir que  $\omega_p$  és una *freqüència de tallada* ("cut-off"). Aquest efecte físic és utilitzat per comunicar-se a través de grans distàncies amb ones de ràdio freqüència reflectides en la ionosfera (fig. 4). La ionosfera és precisament un plasma poc dens situat a les altes capes de l'atmosfera entre 100 i 500 km. D'altra banda, aquesta reflexió ionosfèrica actua com un filtre per a les ones ràdio de baixa freqüència emeses pels astres, tal com s'estudien en Radioastronomia.

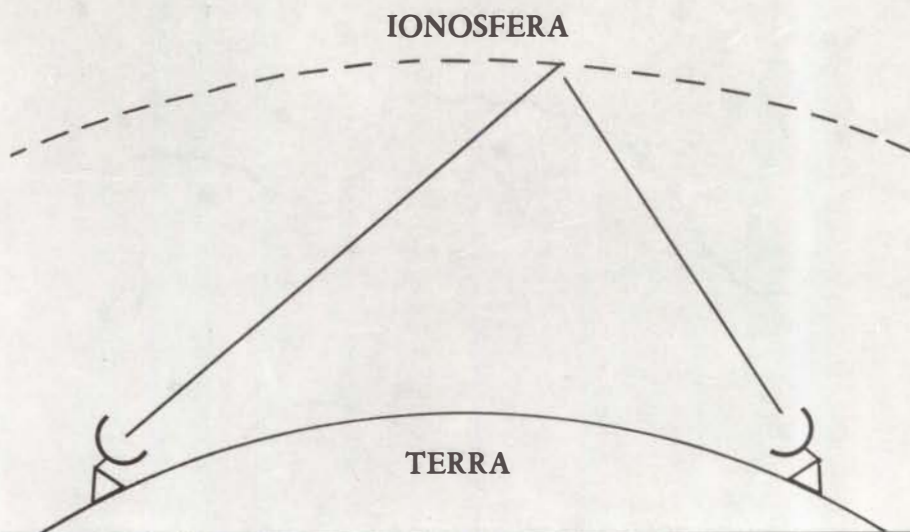
Si el plasma està immers en un camp magnètic (B), les ones electromagnètiques es troben afectades per la freqüència ciclotró  $[\omega_c = e B/m_e]$ .

Apareixen aleshores nous modes d'oscil·lació: ones ordinàries paral·leles al camp magnètic, ones extraordinàries perpendiculars al camp magnètic, ones hidromagnètiques o ones d'Alfvén, que són oscil·lacions de les línies del camp magnètic com si fossin cordes de violí, ones "xiulants" ("whistlers") anàlogues a les ones magnetosòniques, etc. Cada tipus d'ona es caracteritza per la seva polarització i per la relació de dispersió  $\omega(k)$ , que pot presentar tallades quan l'índex de refracció s'anul·la i ressonàncies quan esdevé infinit. Una ona que es propagui a través d'un medi on  $\omega_p$  i la freqüència ciclotró  $\omega_c$  varien, trobarà tallades i ressonàncies. En general es reflectirà en les tallades i serà absorbida en les ressonàncies. A vegades podrà canviar fins i tot de polarització. L'estudi detallat és vast i entremesclat, segons que  $\omega_p$  sigui més gran o més petita que  $\omega_c$ . El nostre propòsit es limita aquí a mostrar la gran varietat d'oscil·lacions col·lectives que pot tenir el plasma i, per consegüent, la gran riquesa d'energia lliure que presenta en contraposició a un simple gas neutre.

## Caràcter "no-col·lisional" del plasma

El plasma és, doncs, un gas de partícules carregades les trajectòries de les quals difereixen molt de les d'un gas neutre (moviment brownià

Fig. 5.- Trajectoria d'una partícula carregada en un plasma totalment ionitzat. El potencial electrostàtic fa que cada partícula estigui sotmesa al camp d'acció de totes les altres situades dintre d'una esfera de radi  $\lambda_D$  i exhibeix variacions contínues de direcció que li confereixen un caràcter no col·lisional.



de la figura 1); això és degut al gran abast de les interaccions electromagnètiques. Les col·lisions que predominen en un plasma fortament ionitzat són les elàstiques. El potencial electrostàtic fa que cada partícula estigui sotmesa al camp d'acció de les forces electrostàtiques de totes les altres situades dintre d'un radi de l'ordre de la longitud de Debye ( $r \approx \lambda_D$ ), i la seva velocitat exhibeix variacions contínues de direcció i magnitud que confereixen a la trajectòria l'aspecte de la Fig. 5. Si per analogia amb un gas neutre parlem de freqüència de col·lisió  $\nu$  i recorregut lliure mitjà  $\lambda$ , aquest últim pot ser molt gran. Per exemple, en el plasma que constitueix el vent solar,  $\lambda$  és de l'ordre de la distància que separa el Sol de la Terra, i l'interval de temps entre cada col·lisió serà d'uns quants dies. Si tenim en compte que el temps d'equipartició de l'energia és  $m_i$  ( $m_e$  vegades superior a l'interval de temps mitjà entre dues col·lisions), és lògic pensar que la majoria dels plasmes no es troben a l'equilibri termodinàmic. Malgrat tot, vist que el temps de resposta dinàmica  $\tau \approx 1/\omega_p$  dinàmica  $\tau \approx 1/\omega_p$  acostuma a ésser molt inferior a  $1/\nu$ , hom pot considerar que els plasmes es troben en un estat d'equilibri dinàmic. L'absència d'equilibri termodinàmic implica una certa quantitat d'energia lliure en el plasma que dona lloc a moviments més o menys organitzats (oscil·lacions col·lectives) i a l'emissió de radiació. Un procés de conversió col·lectiva de l'energia lliure el constitueixen les diverses inestabilitats: una certa desviació de l'equilibri dinàmic és causa al mateix temps d'una desviació més gran. [Matemàticament, si denominem X aquesta des-

viació, tenim que la variació temporal és proporcional a X:

$$\frac{dx}{dt} = \gamma X;$$

$$X(t) = X(0)e^{\gamma t},$$

on  $\gamma$  és l'increment de la inestabilitat]. Aquestes inestabilitats són degudes a diferents gradients macroscòpics (de densitat, pressió o temperatura) o simplement a anisotropies respecte a la distribució d'equilibri termodinàmic (de Maxwell-Boltzmann). Per regla general, els fenòmens de transport en el plasma són molt més sensibles a l'increment de la inestabilitat  $\gamma$  que a la freqüència de col·lisió  $\nu$ . És en aquest sentit que parlem del caràcter "no-col·lisional" del plasma.

La secció eficaç de col·lisió  $T_{ci}$  és inversament proporcional al quadrat de la temperatura.

$$[T_{ci} \approx \frac{4 \times 10^{-15} Z^2}{T_c^2} \text{ cm}^2 \text{ on } Z \text{ és}$$

el nombre de càrrega de l'ió i  $T_c$  és mesurada en  $^\circ\text{K}$ ]. Aquesta gran dependència respecte a la temperatura fa que en un plasma relativament fred, on  $T_c = 10^4$   $^\circ\text{K}$ , els electrons experimentin unes 10 col·lisions per cm, mentre que en un plasma calent d'igual densitat, però de temperatura

$T_c = 10^8$   $^\circ\text{K}$ , l'electró recorrerà deenes de km sense experimentar cap interacció o xoc apreciable. Aquesta és la raó de la feble resistivitat que ofereix un plasma calent a l'acció d'un camp elèctric exterior: un plasma d'hidrogen de temperatura  $T_c = 10^8$   $^\circ\text{K}$  i de densitat  $n_e = 10^{12}$  electrons/cm<sup>3</sup> té una resistivitat de l'ordre de  $10^{-7}$  ohm x cm, és a dir, la dècima part de la del coure.

Carles Montes

## Materials de lectura

- Podem esmentar algunes obres de vulgarització, ja antigues, sobre la física del plasma: L. Spitzer: *Physique des gas complètement ionisés*, Paris, 1959. J.L. Delcroix: *Physique des plasmas*, Dunod Paris, 1963. L. Artsimovitch: *Physique élémentaire des plasmas*. Editions de la paix. Moscou. C. Etievant: *L'énergie thermonucléaire* "Que sais-je?", PUF, Paris, 1965. C. Montes: *El plasma, cuarto estado de la materia*, Labor, Barcelona, 1968. i una obra remarcable per la claredat d'exposició, encara que el nivell no sigui de vulgarització, F.F. CHEN: *Introduction to Plasma Physics*, Plenum, 1977. Sobre l'energia de fusió termonuclear podem esmentar: J.L. Tuck: "La Recherche" 27, 857 (1972). J.P. Poffe: "La Recherche" 65, 226 (1976). C. Jablon: "La Recherche" 83, 925 (1972). A. Lloret: "Ciència", 14, 22 (1982).