

# EL PLASMA EN LA ALTA ATMOSFERA

Por AMABLE LIÑAN  
INTA

*Conferencia pronunciada por el autor el 14 de junio de 1965 en el Curso Especial Superior sobre Electrónica Cuántica, Física del Sólido y del Plasma, organizado por el Patronato de Investigación Científica y Técnica "Juan de la Cierva".*

## Introducción.

La alta atmósfera está constituida por un gas ionizado (plasma) de débil densidad, que, bajo la acción de los campos electromagnéticos generados en la tierra y las radiaciones procedentes del espacio exterior, da lugar a multitud de fenómenos físicos de extraordinario interés para la ciencia y para la técnica.

En primer lugar, estos fenómenos físicos afectan directamente a las comunicaciones radioeléctricas terrestres, y son, en gran parte, responsables de las condiciones meteorológicas. En segundo lugar, estos fenómenos, de difícil reproducción en el laboratorio por las enormes longitudes características a que van asociados, dependen muy directamente de la estructura íntima de la materia, lo cual hace su observación de incalculable interés para el físico teórico. Además, se prevén posibilidades ilimitadas para la técnica de esta interacción entre campos magnéticos y flúidos conductores, aumentándose así el atractivo de este magnífico campo de ensayos que constituye la alta atmósfera.

La técnica aeroespacial ha facilitado, mediante los cohetes de sondeo y satélites, la observación más directa de estos fenómenos de interacción.

Trataremos en estas páginas de dar una breve descripción de algunos de estos fenómenos que atraen en estos momentos la atención de la ciencia espacial.

Empezaremos recordando cómo interaccionan entre sí las cargas eléctricas y cómo es posible describir esta interacción mediante la introducción de los campos eléctricos y magnéticos.

A continuación, indicaremos someramente las cargas eléctricas que aparecen en la atmósfera terres-

tre, para señalar después cómo estas cargas afectan a las radiaciones electromagnéticas terrestres. Trataremos, también, del curioso fenómeno de propagación de ondas, que da lugar a los silbidos atmosféricos.

Veremos cómo el campo magnético terrestre atrapa parte de las radiaciones corpusculares que provienen del espacio exterior, dando lugar a los cinturones de Van Allen; y cómo al precipitarse algunas de estas partículas cargadas en la atmósfera baja dan lugar a las auroras boreales. Terminaremos señalando cómo las erupciones solares y el viento solar afectan al campo magnético terrestre.

Es un hecho experimental que existen cargas eléctricas y que estas cargas interaccionan entre sí, dando lugar a las fuerzas eléctricas. Estas fuerzas eléctricas, cuando las cargas no se encuentran en movimiento relativo, disminuyen con el cuadrado de la distancia (ley de Coulomb). Sin embargo, cuando se encuentran en movimiento estas fuerzas dependen de un modo más complicado del movimiento (1). Una parte de esta fuerza, debida al movimiento, se denomina fuerza magnética.

De manera que elegido un sistema de referencia, donde una partícula de carga  $q$  se mueve con velocidad  $\vec{v}$ , la fuerza sobre la partícula se observa que viene dada por:

$$\vec{F} = q (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}), \quad [1]$$

donde  $\vec{E}$  es el campo eléctrico, y  $\vec{B}$ , la inducción magnética (debería llamarse intensidad del campo magnético). Entonces  $q\vec{E}$  es la fuerza eléctrica sobre la carga y  $q\vec{v} \wedge \vec{B}$  es la fuerza magnética.

Para completar el estudio de la interacción en-

tre cargas eléctricas, hemos de añadir a la ecuación de la cantidad de movimiento:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{m \vec{v}}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \right\} = \vec{F} \quad [2]$$

(donde  $m$  es la masa de la partícula y  $c$  es la velocidad de la luz), la expresión que la experiencia nos indica para los campos eléctricos y magnéticos producidos por una carga en movimiento (para varias cargas es válido el principio de superposición):

$$\vec{E} = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0} \left[ \frac{\vec{e}_r}{r'^2} + \frac{r'}{c} \frac{d}{dt} \left( \frac{\vec{e}_r}{r'^2} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \vec{r}' \right], \quad [3]$$

$$c \vec{B} = \vec{e}_r \wedge \vec{E}. \quad [4]$$

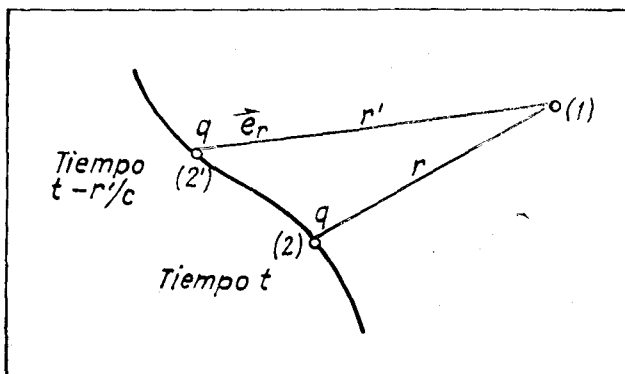


Figura 1.ª.

Los campos inducidos por una carga en el tiempo  $t$  dependen solamente de la posición y el movimiento de la carga, no ahora, sino en un instante anterior ( $t - r'/c$ ), siendo  $r'/c$  el tiempo que necesita la luz en recorrer la distancia  $r'$  que separa la carga en aquel instante.

El vector unitario  $\vec{e}_r$  está señalado en la figura.

Si la carga no se mueve respecto al observador, obtenemos únicamente el campo eléctrico, dado por la ley de Coulomb, que disminuye con el cuadrado de la distancia. La fuerza eléctrica de repulsión entre dos electrones es  $10^{42}$  veces superior a la fuerza gravitatoria entre los mismos, lo que indica el enorme potencial de las fuerzas eléctricas. Ahora bien, precisamente la gran magnitud de estas fuerzas eléctricas es causa de que casi siempre al lado de cada carga eléctrica positiva exista una carga eléctrica negativa, que equilibra el campo eléctrico inducido por la primera a grandes distancias.

Si momentáneamente separamos las cargas positivas de las negativas en una región de un gas ionizado, aparecen las enormes fuerzas eléctricas que

tratan de volver el plasma a su neutralidad macroscópica, originando las oscilaciones del plasma. Debido a la gran magnitud de estas fuerzas la frecuencia de oscilación del plasma es elevadísima.

Cuando la partícula que origina el campo se mueve respecto al observador, aparecen unos campos eléctricos y magnéticos adicionales (efectos relativistas). Si la velocidad  $v$  de la partícula es mucho menor que la de la luz y consideramos únicamente puntos a gran distancia de la carga sólo el último término de [3] es importante y las expresiones [3] y [4] pueden escribirse (1):

$$\vec{E} = - \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 c^2 r'} \vec{a}; \quad [5]$$

$$c \vec{B} = \vec{e}_r \wedge \vec{E}. \quad [6]$$

Siendo  $\vec{a}$  la aceleración de la carga en el momento  $t - r'/c$  proyectada normalmente a  $r'$ .

Es interesantísimo observar, en primer lugar, que a gran distancia de la carga en movimiento sólo predominan los efectos relativistas (aunque en principio  $(v/c)^2$  veces más pequeños que los debidos a la atracción de Coulomb) precisamente por disminuir como  $1/r$  y no como  $1/r'^2$ . En segundo lugar, aunque en un mismo punto coincidan dos cargas de signo opuesto, sus acciones a gran distancia no se equilibran siempre que sus aceleraciones sean distintas.

El hecho de que las fuerzas electromagnéticas debidas al movimiento acelerado de partículas cargadas decrezca sólo inversamente con la distancia, es la causa de que la luz y, por la misma razón, las ondas radioeléctricas recorran tan largas distancias.

De acuerdo con [3] y [4], una carga que se mueve con velocidad constante da también lugar por efectos relativistas a un campo magnético que, sin embargo, decrece con el cuadrado de la distancia. De este tipo es el campo magnético terrestre producido por corrientes internas en la tierra.

— Si hacemos oscilar una carga eléctrica en la Tierra, se hará sentir la acción de la carga eléctrica a grandes distancias. En particular, aquellas partículas cargadas existentes en la alta atmósfera se moverán bajo la acción del campo eléctrico y magnético generado por la carga oscilante de la Tierra. La carga atmosférica generará, a su vez, por su movimiento, ondas electromagnéticas que modificarán la señal original.

Si la señal original es de baja frecuencia, las cargas atmosféricas siguen con facilidad estas oscilaciones. La capa ionizada o inosfera actúa enton-

ces como una pantalla metálica que refleja, sin dejar pasar, las señales electromagnéticas. En cambio, si la señal original es de alta frecuencia (superior a la frecuencia propia del plasma), las partículas cargadas sufren, por su gran inercia, desplazamientos tan pequeños que la ionosfera se comporta como no conductora y permite el paso de las ondas electromagnéticas.

Para la mejor comprensión de los fenómenos atmosféricos conviene también recordar que, en ausencia de colisiones y otras interacciones, una carga eléctrica en un campo magnético adopta un movimiento en espiral alrededor de una línea de fuerza magnética. En este movimiento se conservan el momento magnético asociado al movimiento giratorio  $m v_{\perp}^2 / 2 H$  y la energía cinética de la partícula  $m v^2 / 2$ . De modo que las partículas cargadas siguen las líneas de fuerza magnética, hasta que, por aumentar el campo magnético  $H$  y simultáneamente la componente transversal  $v_{\perp}$  de la velocidad, se anula la longitudinal y la partícula retrocede siguiendo la misma línea de fuerza.

### La ionosfera

Las radiaciones electromagnéticas y corpusculares que provienen del espacio exterior pueden dar lugar: primero, a disociación y, segundo, a ionización de las moléculas que componen la atmósfera. Estos procesos de disociación e ionización son, generalmente, proporcionales a la densidad atmosférica, mientras que los procesos contrarios de recombinación que implican, al menos, colisiones binarias de las moléculas atmosféricas son proporcionales a una potencia superior de la densidad. Así, pues, a baja altura el aire se encuentra sin disociar ni ionizar, y sólo a grandes alturas, donde los procesos de recombinación son lentos, el aire se encuentra parcial o totalmente ionizado. (A muy grandes alturas y en el espacio interplanetario el gas se encuentra totalmente ionizado; sin embargo, por ser baja la densidad también lo es la densidad de partículas cargadas.)

La primera región en la que aparece un número apreciable de partículas cargadas es la capa D, entre los 50 y 105 Km. de altitud. Son, principalmente, los rayos cósmicos que no han sido absorbidos por las capas más externas de la atmósfera los responsables de la ionización hasta los 70 kilómetros. Desde los 70 a los 85 Km., la radiación Lyman  $\alpha$  (1215.7 Å) es la dominante, aunque actúa únicamente sobre el óxido nítrico que aparece en proporciones pequeñas. Por encima de los

75 Km. los rayos X constituyen uno de los factores importantes en la ionización. La densidad electrónica en la capa D está muy ligada a la actividad solar y es sólo importante durante el día.

Debido a la alta densidad atmosférica en esta capa la frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras es muy alta. Así, la energía electromagnética de las ondas que atraviesa esta capa es fácilmente transferida a los constituyentes neutros y la capa actúa como absorbente de las ondas radioeléctricas.

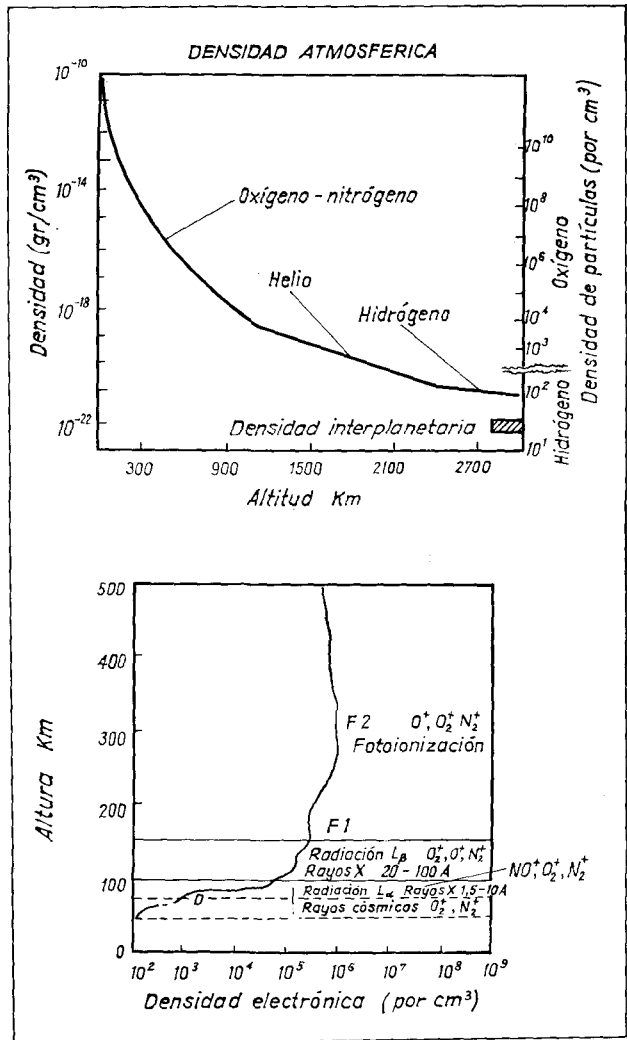


Figura 2.ª

En las capas E y F son las radiaciones X y las radiaciones ultravioletas solares las responsables de la ionización. En la capa F<sub>2</sub> es el proceso de difusión, que lleva las partículas cargadas a regiones inferiores de la atmósfera, el que equilibra en gran medida el proceso de fotoionización.

Para estudiar la propagación de ondas en la

ionosfera podemos, como se señala en las referencias 3 y 12, por una parte, linealizar las ecuaciones al considerar que las perturbaciones son pequeñas; por otra parte, despreciar la agitación térmica, pues en el período de oscilación el camino recorrido por una partícula debido a la agitación térmica será pequeño frente a la longitud de onda. También para grandes alturas podremos despreciar las colisiones con partículas neutras y considerar el plasma como una mezcla de dos flúidos (electrones e iones positivos).

En ausencia de campo magnético aplicado, puede demostrarse que siempre que la frecuencia de la onda electromagnética incidente sea inferior a la frecuencia propia o del plasma que compone la capa ionizada, la onda se refleja (\*).

### Silbidos atmosféricos.

En presencia de un campo magnético una onda electromagnética que avanza en un medio ionizado se desdobra en cuatro ondas, dos ordinarias, por su semejanza con la onda en ausencia de campo magnético, y dos extraordinarias polarizadas circular-

mente. Para una gama de frecuencias superiores a la frecuencia ciclotrónica de los iones positivos e inferior a la frecuencia ciclotrónica de los electrones (son frecuencias audibles), la onda extraordinaria polarizada circularmente a derechas puede recorrer enormes distancias en la alta atmósfera (9).

Generalmente, estos silbidos tienen su origen en los relámpagos que se producen en las tormentas, donde parte de la energía eléctrica radiada lo es en la gama de frecuencias audibles.

La velocidad de propagación de la onda en este tipo de propagación depende la frecuencia (inversamente proporcional a su raíz cuadrada), de manera que se produce una dispersión de la señal original; recibándose, en primer lugar, las frecuencias más altas.

La onda sigue las líneas de fuerza del campo magnético terrestre, atrapada por irregularidades en el medio ionizado. Estas irregularidades siguen las líneas de fuerza del campo magnético terrestre y actúan como conductos dieléctricos o guíaondas; las ondas que han sido atrapadas por el conducto son guiadas a lo largo del mismo de un hemisferio a otro, donde son reflejadas una y otra vez con escasa adsorción.

En los últimos años, se ha obtenido una gran información sobre la estructura de la alta atmósfera mediante el análisis cuidadoso de los silbidos naturales.

(\*) La frecuencia propia  $\omega_0 = N e^2 / m \epsilon_0$ , donde N es la densidad de electrones, e y m la carga y masa del electrón, respectivamente. Para la capa F<sub>2</sub>,  $\omega_0 \approx 9$  Mc.

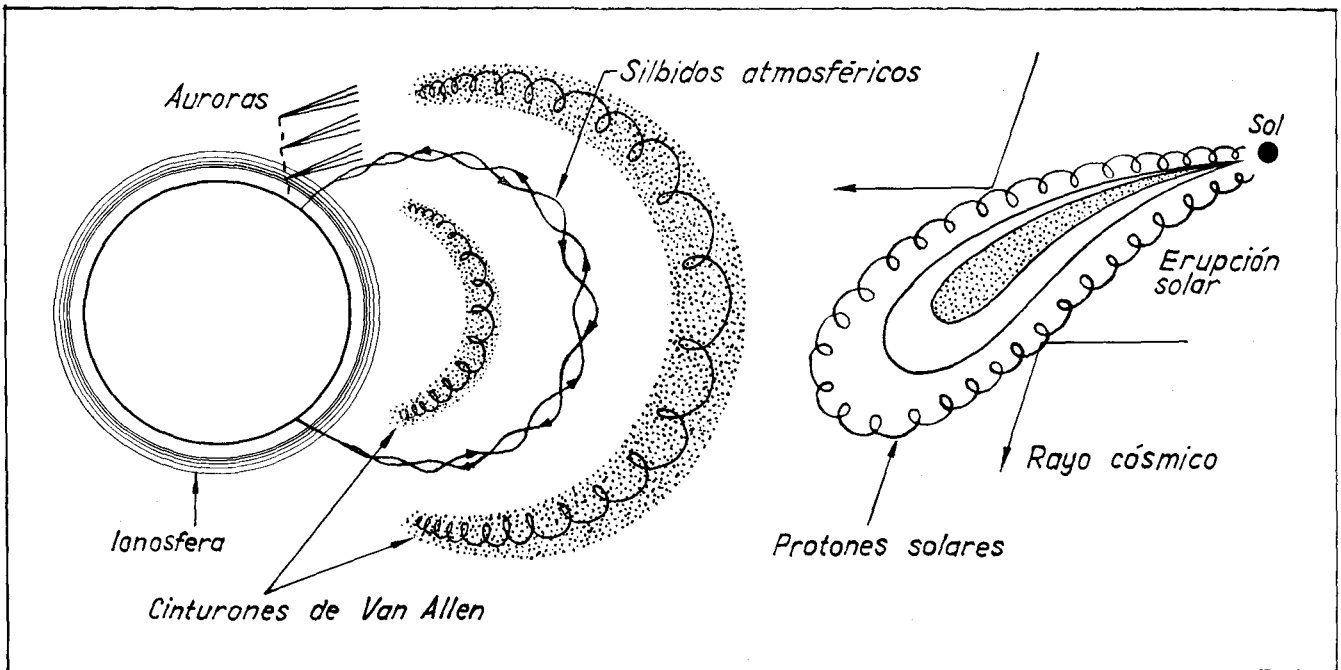


Figura 3.ª.

## Cinturones de Van Allen.

Además de las capas horizontales ionizadas de la ionosfera existen a grandes alturas unas regiones, con gran abundancia de partículas cargadas (electrones y protones), asociadas al campo magnético terrestre. Estas regiones, de forma más o menos toroidal, se denominan cinturones de radiación de Van Allen, en honor de su descubridor en 1958.

Contienen partículas cargadas que recorren una y otra vez, en trayectoria espiral, las líneas de fuerza del campo magnético terrestre. Al acercarse la partícula a la superficie de la Tierra por aumentar el campo magnético, disminuye el radio de la espiral y aumenta la velocidad transversal a expensas de la longitudinal. Para un valor fácilmente calculable del campo magnético, cada partícula se ve obligada a retroceder en su trayectoria (efecto espejo), quedando así atrapada en la correspondiente línea de fuerza. Sólo mediante colisiones con otras partículas puede la atrapada salir del cinturón.

La intensidad y espectro energético de estas partículas varía grandemente con la posición en la región y con el ángulo de la velocidad de la partícula con el campo magnético.

A gran distancia de la Tierra existen, además, fluctuaciones temporales asociadas a la actividad solar.

Se presentan dos regiones más o menos diferenciadas: una primera región centrada a unos dos radios del centro de la Tierra, con protones de energía superior a 30 Mev. y electrones de energía del orden de 1 Mev.

Una segunda región centrada a unos 5 radios del centro de la Tierra con protones con energía del orden de 1 Mev. y electrones con energía superior a 40 Kev.

Debido a la curvatura del campo magnético además del movimiento espiral a lo largo de los meridianos, existe un movimiento de los electrones hacia el Este y de los iones positivos en sentido contrario, dando lugar a corrientes anulares que modifican el campo magnético terrestre. La más importante de estas corrientes anulares es la que aparece en el cinturón exterior.

Después de una erupción solar se modifica la densidad de partículas en el cinturón exterior de Van Allen y, a su vez, la corriente anular correspondiente. Esto origina perturbaciones en el campo geomagnético, las llamadas tempestades geomagnéticas.

Además, la corriente anular produce una modi-

ficación tan grande en el campo magnético en las zonas boreales, que las partículas atrapadas en el cinturón de Van Allen pueden alcanzar la atmósfera densa, donde por choque con otras partículas dan lugar al calentamiento atmosférico además de la luminiscencia asociada a las auroras boreales.

## Erupciones solares y viento solar.

Con frecuencia se producen erupciones en el Sol, que lanzan al espacio, a velocidades del orden de 1.000 Km./seg., partículas cargadas (rayos cósmicos), junto con toda clase de radiaciones electromagnéticas. A veces, estas erupciones son en dirección tal que alcanzan la superficie de la Tierra e interaccionan con la atmósfera, produciendo tormentas magnéticas, auroras y otros fenómenos.

Las partículas cargadas arrastran consigo el campo magnético solar, debido a la "congelación" que nos indican las leyes de la magnetofluidinámica del campo magnético en los flúidos muy conductores. Por supuesto, al distensionar el flúido disminuye la intensidad del campo magnético original; sin embargo, se mantiene lo suficientemente fuerte como para apantallar los rayos cósmicos galácticos. Esto es la causa de la disminución de las radiaciones cósmicas galácticas sobre la Tierra con ocasión de las erupciones solares (llamada disminución de Forbush).

La nube de partículas, al avanzar hacia la Tierra, va procedida de una onda de choque, lo que explica el comienzo repentino de las tempestades magnéticas.

Además de los rayos cósmicos producidos por las erupciones solares, el Sol emite continuamente un gran número de partículas de baja energía que constituyen el llamado viento solar. La velocidad de estas partículas (hidrógeno ionizado) es supersónica, del orden de 500 Km./seg. con una densidad del orden de 10 protones por centímetro cúbico en las proximidades de la Tierra.

El viento solar distorsiona el campo geomagnético, dando lugar a la cavidad geomagnética. Esto es, las líneas de fuerza del campo magnético terrestre no cubren todo el espacio exterior, sino que están limitadas a una cavidad. En dirección del Sol, la cavidad geomagnética está limitada por una onda de choque que origina un cambio brusco en las propiedades del viento solar. Aguas abajo la cavidad geomagnética presenta una larga estela. En el interior de la cavidad geomagnética aparecen dos

regiones: la interior es la magnetosfera, que no puede ser alcanzada por las partículas del viento solar que han sido rechazadas por el campo magnético terrestre.

LEVY, PETSCHKEK y SISCOE han publicado recientemente un excelente trabajo de revisión sobre este tema que ha atraído, últimamente, la atención de gran número de científicos.

## REFERENCIAS

Existe una abundantísima bibliografía sobre fenómenos relacionados con el plasma en la alta atmósfera; abajo se señalan algunos trabajos de revisión donde el lector puede encontrar más bibliografía.

1. FEYNMANN, R. P.; LEIGHTON, P. B., y SANDS, M.: *The Feynmann Lectures on Physics*, vol. II. Addison Wesley, 1964.
2. *Curso sobre ciencia y tecnología del espacio*. INTAET. Madrid, 1961.
3. DA RIVA, I.; LIÑÁN, A.: *Curso sobre física del plasma y magnetofluidodinámica*. Escuela Técnica Superior de Ingenieros Aeronáuticos. Madrid, 1963-1964.
4. JASTROW, R.: *Results of Experiments in Space*. 25th Wright Brothers Lecture. IAS. Dec. 1961.
5. BOURDEAU, R. E.: *Space Flight Studies of the Ionosphere*. NASA, SP-13. Dic. 1962.
6. LUDWIG, G. H.: *Particles and Fields Research in Space*. NASA, SP-13. Dic. 1962.
7. MEYEROTT, R. E., y EVANS, J. E.: "Auroral Measurements and Upper Atmospheric Physics". *AIJA Jour.*, July 1964.
8. BACHYNSKI, M. P.: "Simulation of Geophysical Phenomena in the Laboratory". *AIJA Jour.* No viembre 1964.
9. STOREY, L. R. O.: "Whistler Propagation", en "Advances in Upper Atmosphere Research". *Pergamon Press*, 1963.
10. LEVY, R. H.; PETSCHKEK, H. E., y SISCOE, G. L.: "Aerodynamic Aspects of the Magnetospheric Flow". *AIJA Jour.* Dic. 1964.
11. MASSEY, H.: "Space Physics". *Cambridge Univ. Pres*, 1964.
12. GINZBURG, V. L.: "The propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas". *Pergamon Press*, 1964.