

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

EL VIENTO EN LA ALTA ATMOSFERA
Y SU RELACION CON LA CAPA E ESPORADICA

Tesis Doctoral realizada por
D. Angel Salvador de Alba
Dirigida por el Profesor
Dr.D.Francisco Valero Rodríguez

1992



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5314280633

T. Valero

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

**EL VIENTO EN LA ALTA ATMOSFERA
Y SU RELACION CON LA CAPA E ESPORADICA**

Tesis Doctoral realizada por

D. Angel Salvador de Alba

Dirigida por el Profesor

Dr. D. Francisco Valero Rodriguez

1992

PREV	
I	
PRE	
NO RI	<i>13.500</i>

**EL VIENTO EN LA ALTA ATMOSFERA
Y SU RELACION CON LA CAPA E ESPORADICA**

**Memoria que para optar al
grado de Doctor en Ciencias Físicas
presenta el Licenciado**

ANGEL SALVADOR DE ALBA

Julio 1992

AGRADECIMIENTOS

En el momento de la presentación de esta memoria quiero cumplir con el honroso deber de que mi gratitud se despliegue en todas las direcciones como la rosa de los vientos.

A Francisco Valero, por su ánimo constante y eficaz dirección en la realización de esta tesis. Su competencia profesional, unida a sus cualidades humanas, me ha facilitado la labor para poder llevarla a feliz término.

A Emiliano Hernández, cuya cordial acogida en su Departamento ha hecho realizable una antigua ilusión de un proyecto ya iniciado.

A Juan Antonio García-Miguel, que afectuosamente se ha interesado con críticas leales y acertadas sugerencias para el perfeccionamiento de la memoria.

A Eduardo Galdón, del Observatorio del Ebro, quien me ha proporcionado las orientaciones básicas del tema y me hizo entrega de documentación muy valiosa, siempre con su reconocida bondad.

A Manuel Puigcerver, quien desde su cátedra y con espíritu generoso me propuso para colaborar con el Observatorio del Ebro.

A Pilar Escudero, por su amabilidad y diligente ayuda en los trabajos bibliográficos.

A Mary, mi mujer, la última en la relación pero la primera en el afecto, por sus perseverantes estímulos y sin cuya abnegada dedicación la tesis no hubiera concluido.

A Mary y mis hijas,
entrañablemente.

I N D I C E

Capítulo 1. INTRODUCCION

1.1 Revisión histórica..... 5
1.2 Descripción y objetivos de la memoria..... 10

Capítulo 2. ONDAS ELECTROMAGNETICAS EN LA IONOSFERA

2.1 Propagación de ondas en medios ionizados..... 15
 2.1.1 Ecuación fundamental..... 15
 2.1.2 Reflexión total de una onda incidente..... 19
 2.1.3 Efecto producido por el campo geomagnético.. 22
 2.1.4 Índice de refracción η cuando actúa el
 campo geomagnético..... 23
2.2 Soluciones de la ecuación $\eta^2=0$ 25
 2.2.1 Caso 1º: no existe campo magnético
 exterior..... 25
 2.2.2 Caso 2º: propagación de ondas en sentido
 perpendicular al campo magnético..... 25
 2.2.3 Caso 3º: propagación de ondas en el mismo
 sentido del campo magnético..... 26
 2.2.4 Caso general: las ondas se propagan for-
 mando ángulo θ con el campo magnético..... 27
 2.2.5 Rayos ordinario y extraordinario..... 28
2.3 Aplicaciones..... 30
 2.3.1 Densidad iónica..... 30
 2.3.2 Altura virtual..... 31
 2.3.3 Variación de n con la altura real..... 32

2.3.4 Frecuencia crítica de la capa ionosférica...	33
2.3.5 Frecuencia crítica del rayo extraordinario..	35
2.3.6 Relación entre las frecuencias críticas de ambos rayos.....	36

**Capítulo 3. MODELO PARA LA DETERMINACION DE LA ALTURA
DE LA CAPA Es EN FUNCION DEL VIENTO**

3.1 Capas Ionosféricas.....	39
3.1.1 Capas D, E y F.....	39
3.1.2 Formación de la Región E.....	40
3.1.3 Capa E esporádica.....	42
3.2 Velocidad iónica.....	44
3.2.1 Modelo ionosférico.....	44
3.2.2 Ecuación del movimiento.....	46
3.2.3 Componentes intrínsecas de la velocidad.....	51
3.3 Transporte vertical de cargas.....	55
3.3.1 Divergencia de la velocidad.....	55
3.3.1.1 Expresiones reducidas de la velocidad y su divergencia.....	56
3.3.1.2 Mecanismos de la divergencia.....	57
3.3.2 Ecuación de continuidad.....	58
3.4 Determinación teórica de la altura de la capa Es... 60	60
3.4.1 Perfiles verticales de densidad iónica.....	60
3.4.2 Altura del máximo de densidad.....	63
3.4.2.1 Estudio en los límites de la capa.....	65
3.4.3 Alturas privilegiadas para formación de Es..	67
3.4.4 Direcciones privilegiadas del viento.....	69

Capítulo 4. VALIDACION DEL MODELO

4.1 Descripción del experimento.....	71
4.1.1 Sondeos ionosféricos.....	72
4.1.2 Medidas del viento.....	74
4.1.3 Perfiles de densidad.....	80
4.2 Datos.....	91
4.2.1 Datos de la capa Es deducidos de sondeos ionosféricos.....	91
4.2.2 Datos observados del viento a lo largo de la vertical.....	93
4.2.3 Perfiles verticales medidos de la densidad electrónica.....	105
4.3 Consistencia.....	108
4.4 Validación.....	110
4.4.1 Metodología de cálculo de los perfiles de la velocidad iónica vertical.....	110
4.4.2 Resultados de los lanzamientos.....	116
4.4.3 Análisis de comparación de alturas calcu- ladas con las obtenidas de medida directa...	117
4.5 Aplicación a un perfil típico.....	122
4.5.1 Ecuación de continuidad para v_z sinusoidal..	122
4.5.1.1 Máximo de ionización de la capa.....	125
4.5.1.2 Espesor de la capa.....	126

Capítulo 5. CONCLUSIONES.....127

BIBLIOGRAFIA.....131

CAPITULO 1

INTRODUCCION

Los investigadores al estudiar la atmósfera terrestre en su totalidad la han subdividido en diferentes zonas o esferas, basándose en las variaciones de alguno de los parámetros más importantes de la misma. Una de estas capas es la Ionosfera, siendo su definición, aceptada normalmente en los medios científicos, como aquella parte de la atmósfera terrestre en la cual existen iones y electrones libres en una cantidad tal que son capaces de modificar la propagación de las ondas radioeléctricas (I.R.E., 1950).

La Ionosfera se extiende desde unos 50 Km. hasta alturas muy elevadas. El límite inferior queda bien definido por la existencia de la capa D, (Mittra 1957). El superior es algo indefinido, ya que tras el máximo de la capa F el número de electrones libres va disminuyendo con la altura, (Risbeth 1967). Algunos autores consideran como límite superior la Protonosfera, parte de la atmósfera más elevada en la que el elemento predominante es el Hidrógeno ionizado, (Chapman 1950). Otros, finalmente, consideran como límite superior aquella parte de la atmósfera en la que las fuerzas magnéticas predominan sobre las inerciales, (Budden 1988).

El estudio de la ionosfera tanto en lo referente a su dimensión como a los procesos físicos que intervienen en ella hacen de éste un campo científico multidisciplinar y de gran complejidad. En la Ionosfera se han descubierto varias capas regulares de aparición sistemática, recibiendo cada una de ellas un nombre según la altura a la cual estas se encuentran. En orden a describir estratificaciones la Ionosfera es dividida en regiones usando una notación originada por Appleton como des-

criben Silberstein (1959) y Ratcliffe (1967). Así por ejemplo la capa D (70-80 Km.), capa E (80-140 Km.) y capa F (140-400 Km.). Estas capas regulares de la Ionosfera tienen su origen en la absorción de la energía radiada por el Sol mostrando en sus variaciones diurnas y estacionales su ligadura con la posición astronómica del Sol y con la variación de la actividad solar, Ratcliffe (1975).

No sucede lo mismo con la llamada capa E esporádica ya que ésta presenta características completamente diferentes, pues su aparición y desaparición no se relacionan con la posición del sol y su crecimiento y decrecimiento tampoco están vinculados a la actividad solar, de lo que se deduce que su origen inmediato no reside exclusivamente en la fotoionización. Se ha hecho preciso por lo tanto investigar otros mecanismos que expliquen la formación de dicha capa, (Bacon 1989).

Entre los mecanismos propuestos, uno de los más convincentes es el que explica la formación de la capa E esporádica mediante una redistribución en altura de la densidad electrónica debida a la acción combinada del viento neutro y del campo geomagnético. Durante los últimos años se han propuesto varias teorías para explicar esta redistribución de densidad electrónica, siendo una de las más completas la que recibe el nombre de "wind-shear" (cizalladura del viento) y está fundamentada en los trabajos preliminares de Dungey (1956), Whitehead (1961), Axford (1963) y McLeod (1966) como muy bien describe Whitehead (1991) en su último libro *Sporadic E Layers: History and Recent Observations*.

La teoría wind-shear consiste en predecir la altura a la

cual se puede formar la capa E esporádica, como aquella en la que la velocidad vertical alcanzada por las partículas cargadas y derivada de la acción conjunta de las fuerzas debidas al campo magnético y a las colisiones inducidas por el campo de vientos se anula presentando además pendiente negativa.

1.1 REVISION HISTORICA

Los estudios sobre la Ionosfera son relativamente recientes: suele decirse que la primera hipótesis sobre su existencia fue hecha en 1902 por Heaviside en Inglaterra y al mismo tiempo por Kennelly en los Estados Unidos como medio de explicar la propagación de ondas radioeléctricas a grandes distancias cuando Marconi, el 12 de diciembre de 1901, hizo su primera transmisión de radio a través del Atlántico. La hipótesis de trabajo formulada por ambos investigadores acerca de la posible existencia de una capa fuertemente ionizada necesitaba, por una parte, una teoría que explicase las perturbaciones que un medio ionizado introduce en la propagación de las ondas de radio y, por otro lado, una teoría complementaria que justificase el origen de las variaciones con la altura de las concentraciones de iones y electrones libres para describir la propagación de este tipo de ondas.

Es preciso hacer notar que antes que Heaviside y Kennelly formularan la hipótesis de la existencia de iones y electrones libres en alta atmósfera, esta existencia había sido propuesta como posible explicación de otro fenómeno geofísico diferente. En efecto, la hipótesis de la existencia de la ionosfera es tal vez el más importante resultado obtenido de las observaciones sistemáticas del magnetismo terrestre y sus consideraciones teóricas. Gauss (1838) al poner de manifiesto la existencia de las variaciones diurna y estacional de la fuerza geomagnética, demostró cómo es posible dividir el campo magnético terrestre en dos componentes, una generada en el interior de la Tierra y la

otra exterior a la misma, situando la causa de ésta en corrientes eléctricas que habían de existir en la atmósfera superior.

Para explicar estas variaciones que presentaban una marcada correlación con la posición del Sol, Stewart (1878) propuso la Teoría de la dínamo en la que sugería la existencia de corrientes eléctricas en la alta atmósfera que variaban en intensidad y altura con la posición del Sol; estas corrientes inducían a su vez una fuerza magnética variable que, superpuesta al intenso campo magnético de la Tierra, explicaba las variaciones registradas en los Observatorios Magnéticos. Esta teoría fue posteriormente desarrollada por Schuster (1908) continuando al mismo tiempo las líneas sugeridas por Gauss.

La primera comprobación experimental de la existencia de la ionosfera la obtuvieron Appleton y Barnett (1925). La experiencia realizada por ambos viene a ser la aplicación a las ondas hertzianas del método de los espejos de Fresnel para la obtención de interferencias.

Si se tienen dos estaciones, una emisora y otra receptora, situadas a corta distancia, la señal recibida en la antena receptora, si existe efectivamente una reflexión en la ionosfera, será la suma de la onda recibida directamente y de la onda reflejada en la ionosfera. Si la diferencia del camino recorrido por ambas señales es igual a un número par de semilongitudes de onda, ambas señales estarán en fase y se obtendrá un máximo de señal; pero si esta diferencia es igual a un número impar de semilongitudes de onda, estarán en oposición de fase y lo que se obtendrá será un mínimo. Variando lentamente y de modo continuo la longitud de onda emitida, se irán encontrando en la recepción

de las señales una sucesión de máximos y mínimos, efecto de la interferencia.

Poco después Smith-Rose y Barfield (1926), determinaron la existencia de las ondas reflejadas en la ionosfera mediante un equipo receptor capaz de detectar la dirección de la onda recibida comprobando que, además de la onda directa se recibía una onda reflejada en la ionosfera.

Tres fueron los primeros métodos utilizados por los científicos para medir la altura y otros parámetros de interés de la Ionosfera: el método de variación de frecuencia (Appleton y Barnett 1925), el de interferencia (Hollingworth 1926) y el método de sondeos por impulsos (Breit y Tuve 1926). Posteriormente Appleton (1928) demostró que los tres métodos suministran esencialmente la misma información siendo el más frecuentemente usado en los estudios ionosféricos el ideado por Breit y Tuve.

El método de los sondeos por impulsos consiste en la emisión a la atmósfera de impulsos eléctricos. Estos impulsos, de muy corta duración y emitidos en sentido vertical, se propagarán hasta llegar a la Ionosfera donde serán reflejados, y el tiempo empleado en recorrer este camino puede ser medido mediante un oscilógrafo de rayos catódicos. Si se supone que la velocidad de propagación es la de la luz, del tiempo invertido puede deducirse la altura de la capa reflectora con lo que se comprueba experimentalmente su existencia. El continuo desarrollo de la teoría de la Ionosfera en sus múltiples aspectos junto con el progreso técnico, han convertido a las ondas de radio en uno de los medios más idóneos para investigar la alta atmósfera.

Las señales emitidas por el Sondeador ionosférico y recibidas posteriormente tras su reflexión en la Ionosfera, no son sólo una confirmación experimental de la existencia de la misma sino que además proporcionan una valiosa información acerca de sus condiciones físicas. La completa interpretación de los ionogramas exige un conocimiento preciso de la propagación de las ondas electromagnéticas en un medio ionizado, tanto en el caso más sencillo en el que sólo se considera el efecto producido por la presencia de iones y electrones como en aquellos otros más complejos en los que también se considera la influencia del campo magnético terrestre junto con los choques de iones y electrones entre sí y con los átomos y moléculas neutros.

El mejor conocimiento de la Ionosfera se obtuvo posteriormente desarrollando cuatro métodos de investigación también a través de las ondas de radio:

i) la interacción de ondas, que tuvo su origen cuando Tellegen (1933) observó que una emisora de radio estacionada en Suiza era recibida en Holanda después de ser modulada su señal por otra de mayor potencia procedente de Luxemburgo superpuesta a ella. Este "efecto Luxemburgo" fue explicado por Bailey y Martyn (1934) a través de la interacción entre las dos ondas en la región D.

ii) las reflexiones desde la Luna obtenidas utilizando un equipo de radar en el U.S. Army Signals Laboratory en el año 1946 aunque la publicación mediante la cual se comunica a la comunidad científica no se edita hasta el año 1949 (De Witt y Stodola, 1949).

iii) la reflexión parcial ideada por Dieminger (1952) a

través de transmisiones de impulsos de gran potencia y

iv) el más moderno de aplicación del radar para investigación de la Ionosfera con técnicas de scattering debido a Gordon (1958) y Bowles (1958).

A pesar de toda la investigación efectuada por medio de ondas de radio para el conocimiento de la ionosfera se considera como la mayor contribución de la investigación en física ionosférica la posibilidad de colocar, mediante cohetes, sondas de plasma en la misma región ionizada realizando medidas in situ (Bowhill 1974). El primero y más simple sensor fue la llamada sonda de Langmuir (Dow y Reifman, 1949) perfeccionada posteriormente con múltiples variantes hasta ahora.

Finalmente la investigación de la ionosfera desde satélites comenzó desde que fuera lanzado al espacio el Sputnik en el año 1957, año a partir del cual han sido enviadas series de satélites con variado instrumental a bordo para medir los parámetros de la atmósfera en general y de la ionosfera en particular.

1.2 DESCRIPCION Y OBJETIVOS DE LA MEMORIA

Los objetivos fundamentales propuestos como finalidad de la presente memoria son los siguientes:

1. Profundizar en el desarrollo del modelo de la teoría de cizalladura del viento como mecanismo de formación de la capa E esporádica.
2. Verificar experimentalmente la bondad de dicha teoría a través de los datos generados mediante un programa conjunto de investigación.
3. Conseguir un mejor conocimiento de las características físicas de la Ionosfera a través de la capa E esporádica y
4. Definir unas directrices de aplicación al modelo para un perfil típico de la velocidad vertical de las cargas.

Los medios instrumentales de que se ha dispuesto fueron gestionados a través de un Programa tripartito realizado por CONIE (Comisión Nacional de Investigación del Espacio), NASA (National Aeronautics and Space Administration) y CNES (Centre Nationale d'Etudes Spatiales) que consiguió lanzar cuatro cohetes desde el campo de lanzamiento de El Arenosillo. Los cohetes fueron dos "Centaures" lanzados al anochecer y antes de la salida del Sol (20 y 23,30h) y dos "NikeCajun" lanzados en las horas nocturnas (23,30 y 1,40h).

Los cohetes "Centaure" llevaban dos pruebas: a) determinación de un perfil de densidad electrónica por el método de Impedancia de radio-frecuencia y b) eyección de una nube de sodio

para la medida del viento neutro en altura. Los cohetes "Nike-Cajun", lanzados de noche, sólo llevaban una prueba: eyección de una nube de trimetil aluminio (TMA) para la determinación del viento. Además, durante estos lanzamientos se obtuvieron los ionogramas mediante el Sondaador de tierra.

En el capítulo 2 se exponen los fundamentos de la propagación de ondas en un medio ionizado, como es la Ionosfera, con el fin de deducir algunas aplicaciones útiles para el conocimiento intrínseco de la misma tales como la densidad iónica, la altura a la que puede tener lugar la formación de las capas y la variación de la densidad a lo largo de la vertical.

En el capítulo 3 se desarrolla la teoría wind-shear (cizalladura del viento) que explica la formación de la capa E esporádica estudiando para ello, como ya se ha indicado, la acción conjunta sobre las cargas de dos fuerzas predominantes: las derivadas de las colisiones entre iones y partículas neutras y la influencia del campo geomagnético sobre dichas cargas. Además se diseña un modelo para la determinación de la altura de la capa E esporádica en función del viento. Se introduce un tensor de transformación que explicita claramente los dos factores que intervienen en la velocidad de las cargas: por un lado la relación de frecuencias de colisión y girofrecuencia junto con el campo magnético y, por otro lado, la acción del viento neutro.

En el capítulo 4 se describe la parte experimental correspondiente a la validación del modelo elaborado en el capítulo anterior. En primer lugar se detallan las distintas metodologías de trabajo seguidas por los equipos que colaboraron en el

Proyecto tripartito para la obtención de los datos que han permitido confirmar como válida la teoría del wind-shear en la formación de la capa E esporádica al mismo tiempo que se definen las especificaciones técnicas de los sistemas utilizados por dichos equipos.

A continuación se presentan las series de datos obtenidos en los tres conjuntos de observaciones: a) datos procedentes del sondeador de incidencia vertical, b) datos en altura del viento neutro horizontal y c) datos del perfil vertical de densidad. Después se ha procedido a analizar la consistencia interna de los datos sobre los que ha de validarse el modelo, contrastando para ello los datos conseguidos mediante las técnicas de sondeo directo: los obtenidos a través del sondeador en tierra junto con los registrados por la sonda de perfil de densidad.

Para la validación del modelo se sigue una metodología de cálculo de los perfiles de velocidad iónica vertical, procediendo posteriormente al análisis de comparación de alturas calculadas de formación de la capa con las obtenidas por medida directa.

Finalmente se aplica el modelo diseñado a un perfil típico de velocidad vertical iónica de forma sinusoidal para determinar el máximo de ionización de la capa y el parámetro que define el espesor de la misma.

En el capítulo 5 se presentan las conclusiones obtenidas en el presente trabajo que se pueden distribuir en tres grupos

- a) análisis de resultados de las experiencias realizadas en el Proyecto conjunto que han servido para validar el modelo utilizado,
- b) criterios complementarios a la teoría de la cizalla-

dura del viento que se presentan como aportaciones originales y

- c) directrices de aplicación del modelo, también como aportaciones originales, para un perfil típico de la velocidad iónica vertical.

CAPITULO 2

ONDAS ELECTROMAGNETICAS

EN LA IONOSFERA

2.1 PROPAGACION DE ONDAS EN MEDIOS IONIZADOS

Las ondas de radio han permitido, además de confirmar la existencia de la Ionosfera, obtener una información valiosa de la misma; por eso es necesario conocer el comportamiento de las ondas electromagnéticas en su propagación a través de un medio ionizado.

2.1.1 ECUACION FUNDAMENTAL

Las leyes fundamentales que rigen la propagación de ondas electromagnéticas son las conocidas ecuaciones de Maxwell

$$\vec{I} = \text{rot} \vec{H} \quad [2.1]$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\text{rot} \vec{E} \quad [2.2]$$

En la primera ecuación \vec{I} es la intensidad de corriente y \vec{H} el campo magnético, y en la segunda ecuación \vec{B} es la inducción magnética y \vec{E} el campo eléctrico.

Si en la atmósfera no existieran electrones libres o partículas ionizadas, la única corriente posible sería la de desplazamiento \vec{I}_d , cuyo valor viene dado por la expresión

$$\vec{I}_d = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad [2.3]$$

En la que ϵ es el poder inductor específico del dieléctrico. Por otro lado la inducción magnética \vec{B} es

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad [2.4]$$

donde μ es el coeficiente de permeabilidad magnética.

Pero si en la atmósfera existen cargas eléctricas, iones o electrones libres, que hacen que ésta sea parcialmente conductora, en la primera ecuación de Maxwell [2.1] se deberán de considerar además las corrientes de conducción \bar{I}_c , siendo la corriente total la suma de ambas, quedando de este modo la siguiente ecuación

$$\bar{I}_c + \epsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \text{rot} \bar{H} \quad [2.5]$$

donde ϵ_0 es el poder inductor para la atmósfera.

Es necesario calcular ahora el valor de \bar{I}_c : Si un electrón libre se encuentra sometido a un campo eléctrico \bar{E} experimenta una fuerza dada por la fórmula

$$\bar{F} = e\bar{E} \quad [2.6]$$

siendo e la carga del electrón, y consecuentemente la aceleración viene dada por la expresión

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{e}{m} \bar{E} \quad [2.7]$$

siendo m la masa del electrón. El campo eléctrico \bar{E} en el caso de la propagación de ondas de radio se puede expresar en la forma

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \text{sen} \omega t \quad [2.8]$$

donde \bar{E}_0 es la amplitud y ω la frecuencia del impulso eléctrico. Mediante integración de la ecuación [2.7] se obtiene que la velocidad de propagación es

$$\bar{v} = -\frac{e}{m\omega} \bar{E}_0 \cos \omega t \quad [2.9]$$

Si en la unidad de volumen del espacio sometido al campo \bar{E} existen n electrones con velocidad \bar{v} , la conducción será

$$\bar{I}_c = ne\bar{v} \quad [2.10]$$

Sustituyendo \bar{v} por su valor deducido anteriormente, queda como expresión de la corriente de conducción \bar{I}_c

$$\bar{I}_c = -\frac{ne^2}{m\omega} \bar{E}_0 \cos \omega t \quad [2.11]$$

o bien,

$$\bar{I}_c = -\frac{ne^2}{m\omega^2} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad [2.12]$$

Así pues, sustituyendo este valor de \bar{I}_c en la expresión [2.5], las ecuaciones de Maxwell toman la siguiente forma

$$\left(\epsilon_0 - \frac{ne^2}{m\omega^2}\right) \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \text{rot} \bar{H} \quad [2.13]$$

$$\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\text{rot} \bar{E} \quad [2.14]$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética de la atmósfera.

Derivando la ecuación [2.11] respecto a t y teniendo en cuenta que la derivada de un rotacional es igual al rotacional de la derivada, se tiene

$$\left(\epsilon_0 - \frac{ne^2}{m\omega^2}\right) \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \text{rot} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \quad [2.15]$$

y tomando el rotacional de la ecuación [2.14] quedará

$$\mu_0 \text{rot} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\nabla(\nabla \cdot \bar{E}) + \Delta \bar{E} \quad [2.16]$$

Teniendo en cuenta que $\text{div} \bar{E} = 0$ por ser el campo \bar{E} conservativo quedará la ecuación [2.16] reducida a la expresión

$$\mu_0 \text{rot} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \Delta \bar{E} \quad [2.17]$$

y eliminando entre [2.15] y [2.17] el $\text{rot} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}$ queda

$$\mu_0 \left(\epsilon_0 - \frac{ne^2}{m\omega^2}\right) \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} - \Delta \bar{E} = 0 \quad [2.18]$$

resultando la ecuación de un movimiento vibratorio (Budden 1988) que se propaga por ondas esféricas con una velocidad de fase dada por

$$v_f = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \left(\epsilon_0 - \frac{ne^2}{m\omega^2}\right)}} \quad [2.19]$$

Esta velocidad de fase v_f se puede expresar en función de la velocidad de la luz en la atmósfera neutra, teniendo en cuenta que se verifica la relación

$$\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1 \quad [2.20]$$

de la siguiente forma

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}}} \quad [2.21]$$

Por otro lado, el índice de refracción de un medio en el cual se propagan ondas electromagnéticas es por definición

$$\eta = \frac{c}{v_f}$$

resultando que para una atmósfera ionizada, su índice de refracción vale

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}} \quad [2.22]$$

lo que expresa que el índice de refracción de una atmósfera ionizada disminuye al aumentar el número de electrones existentes en ella.

2.1.2 REFLEXION TOTAL DE UNA ONDA INCIDENTE

Conviene estudiar qué ocurre con una onda que se propaga en un medio ionizado formado por estratificaciones horizontales en las que la densidad iónica va aumentando con la altura. Esta propagación es análoga a la de la propagación de un rayo luminoso en la óptica geométrica.

Una onda que parte de la Tierra penetra en la atmósfera neutra y alcanza la primera capa ionizada con un ángulo de incidencia i_0 . Por la ley de la refracción se tiene

$$\eta_0 \text{sen } i_0 = \eta_1 \text{sen } i_1$$

al ser el índice de refracción de la atmósfera neutra η_0 de valor igual a la unidad

$$\text{sen } i_0 = \eta_1 \text{sen } i_1$$

y como η_0 es menor que la unidad el ángulo de refracción i_1 se apartará de la normal. Al pasar a otra capa ionizada en la que la densidad iónica sea mayor se verificará que

$$\eta_1 \text{sen } i_1 = \eta_2 \text{sen } i_2$$

y por ser $\eta_2 < \eta_1$, el ángulo i_2 se apartará más de la normal; y así irá ocurriendo al atravesar capas cada vez más ionizadas hasta que el ángulo i_n sea igual a $\pi/2$. En este momento se dará la condición de reflexión total y a partir del mismo la onda irá atravesando en sentido inverso capas cada vez menos ionizadas, en las que el índice η de refracción será cada vez mayor y el ángulo de refracción se irá aproximando otra vez a la normal. Se tiene pues, para la condición de reflexión total, que $\text{sen } \pi/2 = 1$, y por lo tanto

$$\text{sen } i_0 = \eta_n$$

expresión que, teniendo en cuenta el valor del índice de refracción general [2.22], se convierte en

$$\text{sen } i_0 = \sqrt{1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}} \quad [2.23]$$

lo que quiere decir que para una onda de velocidad angular ω , que incide en la ionosfera con ángulo i_0 , habrá reflexión total

cuando encuentre una capa ionizada en la que su densidad iónica " n " sea tal que verifique la igualdad [2.23].

En el estudio de la ionosfera por sondeos de incidencia vertical, según el método ideado por Breit y Tuve (1926) el ángulo i_0 es igual a cero y por tanto la reflexión total es

$$0 = \sqrt{1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}} \quad [2.24]$$

Tiene interés expresar la ecuación [2.22] en función de la frecuencia f del impulso emitido recordando que $\omega = 2\pi f$, y si además se llama a

$$2\pi f_n = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}} \quad [2.25]$$

la ecuación [2.22] se puede escribir en la forma:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{f_n^2}{f^2}} \quad [2.26]$$

La cantidad f_n tiene las dimensiones de una frecuencia y depende únicamente de n , densidad electrónica, y se llama frecuencia del plasma. La reflexión total se verificará cuando la frecuencia de emisión f sea tal que se verifique que $f^2 = f_n^2$.

Fue Larmor (1924) quien obtuvo la ecuación [2.26] después de aplicar la propagación de ondas de radio desarrollada por Eccles (1912).

2.1.3 EFECTO PRODUCIDO POR EL CAMPO GEOMAGNETICO

Hasta ahora se ha considerado la modificación que en la propagación de las ondas electromagnéticas introduce la presencia de un medio ionizado y ésta modificación se ha deducido del movimiento causado por el campo eléctrico. De modo análogo, para considerar las modificaciones que introduce la presencia de un campo magnético exterior se han de tener presentes, a su vez, las perturbaciones que éste produce en el movimiento de los electrones o iones libres.

Una partícula de carga e que se mueve con una velocidad \bar{v} dentro de un campo magnético \bar{B} está sujeta a la acción de una fuerza \bar{F} que es perpendicular tanto a la velocidad como al campo magnético (Lorentz, Premio Nobel 1902)

$$\bar{F} = e\bar{v} \times \bar{B} \quad [2.27]$$

Como se trata de un producto vectorial, la dirección de la fuerza \bar{F} y por lo tanto de la aceleración, será normal al plano definido por los vectores \bar{v} y \bar{B} resultando que la partícula de carga e tenderá a moverse con movimiento circular de radio ρ dado por la expresión

$$\rho = \frac{mv}{eB} \quad [2.28]$$

y su número de vueltas por segundo, la girofrecuencia f_B , vendrá dada por

$$f_B = \frac{v}{2\pi\rho} = \frac{eB}{2\pi m} \quad [2.29]$$

expresión que pone de manifiesto que la girofrecuencia intro-

ducida por la acción del campo magnético exterior \bar{B} es función exclusiva de la intensidad del mismo.

2.1.4 INDICE DE REFRACCION η CUANDO ACTUA EL CAMPO MAGNETICO

La teoría que explica la propagación de las ondas electromagnéticas a través de un medio ionizado y bajo la influencia de un campo magnético exterior, conocida con el nombre de teoría magnetoiónica, fue propuesta por Lorentz (1909), pero fue Appleton (1925) quien aplicó por primera vez la teoría de Lorentz a la Ionosfera obteniendo la siguiente fórmula para expresar el índice de refracción

$$\eta^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(1-X)^2} + Y_L^2}} \quad [2.30]$$

donde

$$X = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2} ; \quad Y_T = \frac{\omega_B}{\omega} \text{sen } \theta ; \quad Y_L = \frac{\omega_B}{\omega} \text{cos } \theta$$

siendo ω la velocidad angular de la girofrecuencia, y θ el ángulo formado entre el campo magnético \bar{B} y el sentido de propagación de las ondas, Figura 2.1.

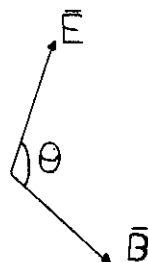


Figura 2.1

Recordando las definiciones dadas de la frecuencia del plasma y girofrecuencia, la ecuación anterior [2.30] expresada en función de dichas magnitudes toma la siguiente forma

$$\eta^2 = 1 - \frac{f_n^2 / f^2}{1 - \frac{f_T^2 / f^2}{2(1 - f_n^2 / f^2)} \pm \sqrt{\frac{f_T^4 / f^4}{4(1 - f_n^2 / f^2)^2} + \frac{f_L^2}{f^2}}} \quad [2.31]$$

siendo

$$f_T = f_B \operatorname{sen} \theta \quad ; \quad f_L = f_B \operatorname{cos} \theta$$

Las ecuaciones [2.30] y [2.31] permiten estudiar la variación del índice de refracción en función de la frecuencia de emisión "f", de la densidad electrónica "n" y de la intensidad del campo magnético exterior "B".

2.2 SOLUCIONES DE LA ECUACION $\eta^2 = 0$

Es de gran interés determinar el número de ondas reflejadas en el caso de reflexión total que se presentará cuando el índice de refracción se anule. En el estudio de los distintos casos posibles se encuentra una solución singular común a todos ellos (excepto en los polos) que es la [2.24] obtenida en la incidencia vertical.

2.2.1 CASO 1º: NO EXISTE CAMPO MAGNETICO EXTERIOR

En este caso en la ecuación [2.30], $Y_T = Y_L = 0$ obteniendo como solución única

$$X = 1 \quad [2.32]$$

es decir

$$1 - \frac{f_n}{f} = 0 \quad [2.32a]$$

que corresponde a la solución encontrada en [2.24] y que aquí se expresa en función de f_n .

2.2.2 CASO 2º: PROPAGACION DE ONDAS EN SENTIDO PERPENDICULAR AL CAMPO MAGNETICO

En este caso $\theta = \pi/2$. Por tanto $Y_L = 0$, $Y_T = Y$, con lo cual la ecuación [2.30] se reduce a

$$0=1-\frac{X}{1-\frac{Y^2}{2(1-X)} \pm \frac{Y^2}{2(1-X)}} \quad [2.33]$$

Ecuación que tiene tres soluciones.

Tomando el signo positivo del denominador se obtiene como solución

$$X = 1 \quad f_{n1} = f \quad [2.33a]$$

es decir, la misma solución que se había encontrado para el caso de no existir campo magnético.

Tomando ahora el signo negativo del denominador, se obtiene

$$0=1-\frac{X}{1-\frac{Y^2}{1-X}}$$

es decir

$$0=(1-X)^2-Y^2$$

que proporciona otras dos soluciones

$$X = 1+Y \quad f_{n2}^2 = f^2 + ff_B \quad [2.33b]$$

$$X = 1-Y \quad f_{n3}^2 = f^2 - ff_B \quad [2.33c]$$

2.2.3 CASO 3º: PROPAGACION DE ONDAS EN EL MISMO SENTIDO DEL CAMPO MAGNETICO

En este caso $\theta = 0$. Por tanto $Y_T = 0$, $Y_L = Y$ con lo que la ecuación [2.30] queda reducida a

$$0 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y} \quad [2.34]$$

que presenta dos soluciones

$$X = 1 + Y \quad f_{n2}^2 = f^2 + ff_B \quad [2.34a]$$

$$X = 1 - Y \quad f_{n3}^2 = f^2 - ff_B \quad [2.34b]$$

Este caso tan singular sólo se presenta en los polos magnéticos.

2.2.4 CASO GENERAL: LAS ONDAS SE PROPAGAN FORMANDO UN ANGULO θ CON EL CAMPO MAGNETICO

En este caso general tanto Y_L como Y_T son distintos de cero y para $\eta = 0$ en la expresión general [2.30] ésta se reduce a

$$0 = 1 - X - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(1-X)^2} + Y_L^2} \quad [2.35]$$

al ser $Y_T = Y \sin \theta$, $Y_L = Y \cos \theta$ la ecuación anterior se transforma en la expresión siguiente

$$0 = (1-X)^2 [(1-X)^2 - Y^2] \quad [3.36]$$

Esta ecuación presenta tres soluciones

$$X = 1 \quad f_{n1} = f \quad [2.36a]$$

$$X = 1 + Y \quad f_{n2}^2 = f^2 + ff_B \quad [2.36b]$$

$$X = 1 - Y \quad f_{n3}^2 = f^2 - ff_B \quad [2.36c]$$

Estas soluciones son las mismas que las que se han hallado en los casos particulares anteriores. De todo ello se deduce que para cada frecuencia emitida en sentido vertical por el sondeador se encuentran tres niveles de reflexión (excepto en los polos magnéticos, caso 3º) y que dichos niveles son independientes del ángulo que forman las ondas y el campo magnético, dependiendo únicamente de la frecuencia emitida y de la intensidad del campo magnético (Ratcliffe 1959).

2.2.5 RAYOS ORDINARIO Y EXTRAORDINARIO

Uno de los niveles de reflexión encontrados, el que corresponde a la primera solución y que aparece en todos los casos excepto, como ya se ha indicado, en los polos magnéticos, es independiente del campo magnético terrestre \bar{B} y está definido por la ecuación

$$X = 1 \quad \text{o bien} \quad f_n = f \quad [2.37]$$

y a la onda reflejada en este nivel se la denomina rayo ordinario. Los otros dos rayos reflejados, que necesitan una frecuencia de plasma superior e inferior a la del rayo ordinario (f_{n2} y f_{n3}), se les denomina rayos extraordinarios.

No obstante, en la práctica aparece solamente un rayo extraordinario, el que corresponde a la frecuencia de plasma inferior a la de emisión.

$$X = 1 - Y \quad \text{o bien} \quad f_{n3}^2 = f^2 - ff_B \quad [2.38]$$

El segundo rayo extraordinario, que necesita un nivel superior en el que la frecuencia de plasma sea más elevada que la de emisión, no suele aparecer debido a la mayor absorción.

En todo este estudio se ha supuesto implícitamente que la frecuencia de emisión "f" es superior a la girofrecuencia " f_B ", que es el caso normal en los sondeadores de incidencia vertical; pues si la frecuencia de emisión "f" fuera menor que la girofrecuencia " f_B ", sólo se presentaría un rayo extraordinario, ya que entonces la solución del otro

$$f_{n3}^2 = f^2 - ff_B$$

no tendría sentido físico dado que ello supondría una frecuencia de plasma imaginaria (Kelley 1989).

2.3 APLICACIONES

Antes de considerar el modelo que permite la determinación de la altura de la capa E esporádica en función del viento, es conveniente estudiar algunas aplicaciones de la teoría de propagación de ondas para el mejor conocimiento de las características de la ionosfera.

2.3.1 DENSIDAD IONICA

Los datos sobre la densidad iónica se deducen fácilmente de la teoría expuesta hasta ahora. Se ha visto que la condición para que exista reflexión total del impulso emitido desde un sondeador es que el índice de refracción sea igual a cero. En la ecuación [2.30], como ya se ha deducido, una de las soluciones corresponde a

$$X = 1 \quad \text{o bien} \quad f_n = f$$

solución que, como se ha demostrado, es independiente del efecto producido por el campo magnético, por lo que se denomina rayo ordinario.

Si se sustituye X por su valor, se tiene:

$$\frac{ne^2}{\epsilon_0 \omega^2 m} = 1$$

y despejando "n" en función de ω queda

$$n = \frac{m \epsilon_0 \omega^2}{e^2}$$

y como $\omega = 2\pi f$ se obtiene finalmente la expresión

$$n = \frac{4\pi^2 m \epsilon_0}{e^2} f^2$$

que da el valor de la densidad iónica "n" en función de la frecuencia de emisión. Si se sustituyen las constantes del quebrado por sus valores numéricos y se expresa la frecuencia de emisión en Mc/s , se obtiene como valor de la densidad electrónica (número de electrones por centímetro cúbico)

$$n = 1,24 \times 10^4 f^2 \text{ cm}^{-3} \quad [2.39]$$

2.3.2 ALTURA VIRTUAL

En los sondeos realizados con impulsos de incidencia vertical, la altura a la cual se verifica la reflexión del impulso emitido se puede deducir del tiempo invertido por el impulso emitido hasta llegar al nivel de reflexión y volver al suelo suponiendo que la velocidad de propagación es constante e igual a la de la luz, c. La altura vendrá dada por

$$h' = \frac{ct}{2}$$

Esta altura, denominada altura virtual, no es en realidad la verdadera altura a la que ha tenido lugar la reflexión, ya que las ondas electromagnéticas al atravesar el medio ionizado van sufriendo una disminución de su velocidad de grupo que viene expresada por la fórmula

$$v_g = c\eta$$

la cual se deduce por la relación existente entre las velocidades de fase y de grupo

$$V_f \cdot V_g = c^2$$

dada por los tratados de electromagnetismo (Reitz y Milford 1972). Como la velocidad real es inferior a c , la altura real h será inferior a la altura virtual h' .

2.3.3 VARIACION DE n CON LA ALTURA REAL

Los sondeos por incidencia vertical, en los que el impulso emitido va variando su frecuencia de un modo continuo permiten conocer la variación de la densidad iónica n con la altura virtual. Estas determinaciones han puesto de manifiesto que en la ionosfera la densidad iónica no aumenta de un modo uniforme, sino que existen varios máximos de ionización que definen así diferentes capas ionosféricas. En la Figura 2.2 se muestran varias distribuciones típicas de la densidad iónica en las alturas medias.

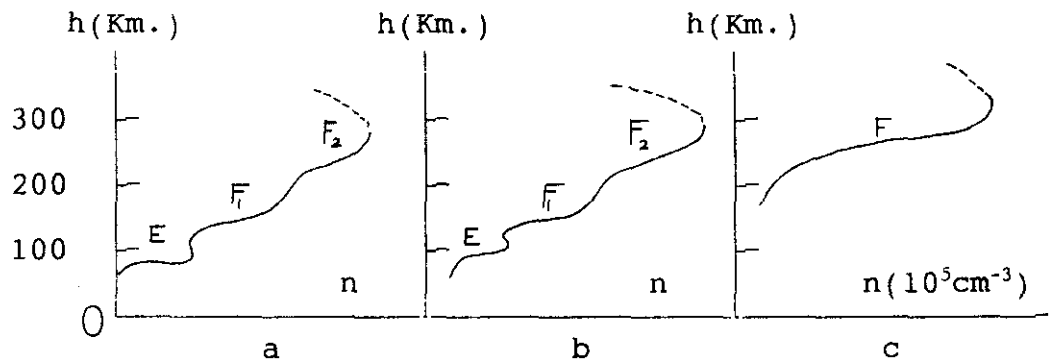


Figura 2.2

Distribución típica de la densidad electrónica n , con la altura h en latitudes medias:
a) a 12 z en verano, b) a 12 z en invierno, c) a 00 z.

El estudio de la variación de la densidad iónica con la altura real presenta grandes dificultades. Una forma de supe-

rarlas sería el efectuar sondeos con cohetes pero este método tiene el inconveniente de su enorme costo. Hasta el presente no se ha encontrado una solución general al problema ya que ello supondría resolver la integral

$$h'(f) = \int_0^h \frac{dh}{\eta(f, h, B)} \quad [2.41]$$

que viene de la ecuación

$$\frac{dh'}{c} = \frac{dh}{c\eta} = dt \quad [2.42]$$

donde h y h' son las alturas real y virtual respectivamente, siendo h' superior a h .

Los métodos usados en la práctica son aproximaciones basadas en hipótesis de distribuciones parabólicas de densidad iónica en las proximidades de los máximos de ionización, con factores de corrección derivados de las observaciones de medida directa (Hunsucker 1991).

2.3.4 FRECUENCIA CRITICA DE LA CAPA IONOSFERICA

La existencia de máximos de ionización a diferentes alturas, juntamente con la teoría expuesta de la propagación de ondas en un medio ionizado, permite explicar las características esenciales de los sondeos verticales.

Sea un sondeo nocturno en el que se presenta un máximo de ionización según la distribución dada en la Figura 2.3

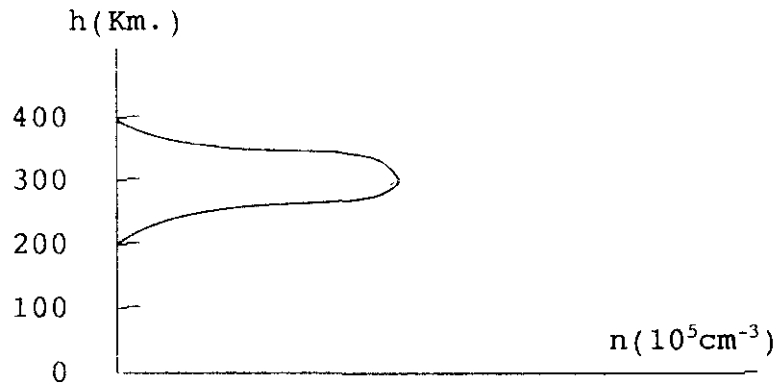


Figura 2.3

Distribucion nocturna típica de la densidad iónica n , con la altura h

Al comenzar el sondeo, Figura 2.4, por las frecuencias bajas el impulso emitido tendrá que penetrar poco en la capa ionizada para encontrar la densidad iónica necesaria para la reflexión y se obtiene un eco a una altura virtual dada; al aumentar un poco más la frecuencia del impulso, éste tendrá que penetrar ya algo más, dado que la variación de "n" con la altura es muy rápida, obteniendo entonces el eco a una altura virtual un poco más elevada; y así sucesivamente, hasta que la frecuencia emitida sea tal que la densidad iónica necesaria para la reflexión total se encuentre cerca del máximo de ionización de la capa.

En las proximidades del máximo de ionización se observa que la densidad iónica crece lentamente, y por lo tanto, al aumentar la frecuencia, el impulso emitido tendrá que aumentar notablemente su recorrido en el interior de la ionosfera antes de encontrar la densidad que permita la reflexión; este mayor recorrido dentro de la ionosfera con el retardo producido por el aumento de la densidad iónica, hará que la altura virtual co-

mience a crecer rápidamente, por lo que este aumento rápido de altura virtual se denomina " retardo de grupo " .

Finalmente se llega a una frecuencia tal que se necesite penetrar hasta el máximo de ionización de la capa; el retardo será máximo y a partir de esta frecuencia ya no aparecerán ecos, pues los impulsos atravesarán la capa ionosférica sin encontrar la densidad iónica necesaria para su reflexión y se perderán en el espacio. La última frecuencia reflejada es la que se denomina frecuencia crítica de la capa ionosférica (Ionogramas obtenidos en Boulder por Watts, 1958).

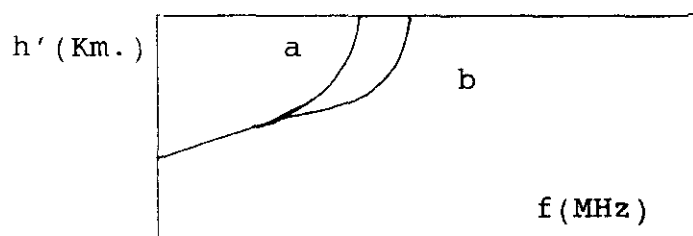


Figura 2.4

Representación de la altura virtual de la capa en función de la frecuencia de emisión del sondeador, ($h'-f$): a) rayo ordinario, b) rayo extraordinario.

2.3.5 FRECUENCIA CRITICA DEL RAYO EXTRAORDINARIO

En la explicación de la cúspide que presentan las curvas de " $h'-f$ " de los sondeos ionosféricos, debe tenerse en cuenta la presencia del campo magnético exterior el cual produce como efecto la existencia de varios niveles de reflexión que, como se ha visto, vienen dados por las diversas soluciones de las ecuaciones [2.30] y [2.31].

La existencia de dos niveles de reflexión se puede observar directamente en los ionogramas: considérese el mismo caso

de la Figura 2.4 anteriormente mencionada que reproduce un ionograma nocturno. Mientras que la frecuencia de emisión es tal que ha de penetrar poco en la capa ionosférica el retardo introducido por la misma es pequeño y ambos ecos se superponen; pero al aproximarse al máximo de la densidad iónica de la capa, la diferencia de retardo existente para ambas soluciones es lo suficientemente grande para que comiencen a distinguirse los dos rayos, el ordinario y el extraordinario. Como el efecto del campo magnético consiste en reducir para el rayo extraordinario la densidad iónica necesaria para la reflexión, una vez que el rayo ordinario ha llegado a su frecuencia crítica, todavía es posible la reflexión posterior del extraordinario, y su frecuencia crítica será más elevada (Galdón 1961).

2.3.6 RELACION ENTRE LAS FRECUENCIAS CRITICAS DE AMBOS RAYOS

Las soluciones de la ecuación [2.31] permiten determinar la relación existente entre las frecuencias críticas de los rayos ordinario y extraordinario. En efecto, para una frecuencia "f" se obtienen dos niveles de reflexión dados por

$$f_{n1}^2 = f^2$$

$$f_{n2}^2 = f^2 - ff_B$$

La primera solución, independiente del campo magnético, corresponde al rayo ordinario y la segunda al rayo extraordinario.

En una capa ionosférica en la que existe un máximo de densidad iónica, existirá también una máxima frecuencia de plasma " f_N ". La frecuencia crítica del rayo ordinario " f_0 " se obtendrá cuando se verifique

$$f_N^2 = f_0^2$$

y la frecuencia crítica del rayo extraordinario " f_x " cuando se cumpla la igualdad

$$f_N^2 = f_x^2 - f_x f_B$$

Como f_N es la misma en ambas igualdades, se tiene

$$f_0^2 = f_x^2 - f_x f_B$$

es decir

$$\frac{f_0}{f_x} = \sqrt{1 - \frac{f_B}{f_x}}$$

en el desarrollo en serie del segundo miembro, se puede prescindir de los términos de potencia superior a 1 de f_B/f_x , ya que f_x es muy superior a f_B con lo que queda finalmente

$$\frac{f_0}{f_x} = 1 - \frac{f_B}{2f_x}$$

o bien

$$f_x - f_0 = \frac{1}{2} f_B \quad [2.43]$$

Esta expresión indica que la frecuencia crítica del rayo extraordinario es superior a la frecuencia crítica del rayo ordinario en la mitad de la girofrecuencia, independientemente del valor de f_0 . (Ratcliffe 1959).

CAPITULO 3

MODELO PARA LA DETERMINACION DE LA
ALTURA DE LA CAPA E ESPORADICA
EN FUNCION DEL VIENTO

3.1 CAPAS IONOSFERICAS

La teoría de la propagación de las ondas electromagnéticas en un medio ionizado sometido a un campo magnético exterior explica la aparición de ecos reflejados en la Ionosfera al mismo tiempo que conjugada con los resultados obtenidos principalmente a través de sondeos de incidencia vertical ha permitido obtener una información muy valiosa de las capas de la ionosfera.

3.1.1 CAPAS D, E y F

Los sondeos metódicamente realizados han puesto de manifiesto la existencia de diferentes máximos de ionización y se ha podido estudiar su variación diurna y estacional con la actividad solar. Las capas o regiones ionosféricas observadas son las denominadas capas D, E y F, (Figura 3.1).

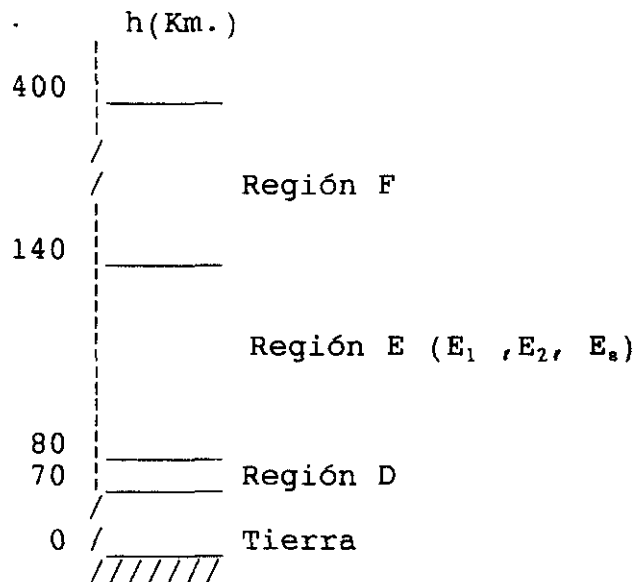


Figura 3.1

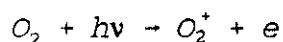
Esquema descriptivo de la ionosfera

La región D se encuentra entre los 70 y 80 Km., la región E entre los 80 y 140 y la región F entre 140 y 400. Dentro de la región E suelen apreciarse varias capas. La más importante, de curso regular, es la denominada capa E₁ observándose a veces una segunda capa E₂ y con gran frecuencia otra capa de aparición esporádica denominada E_s y que es de evolución no regular. El principal problema que plantea la existencia comprobada de las diversas capas ionosféricas es el de su origen. Una teoría que lo explique podrá dar razón también de las variaciones tanto diurnas como estacionales que en ellas se observan (Chamberlain y Hunten 1987).

3.1.2 FORMACION DE LA REGION E

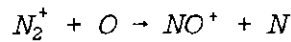
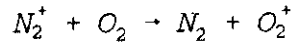
En la región E los iones positivos más frecuentemente encontrados corresponden a O₂⁺ y NO⁺ (Norton, Van Zandt y Denisson, 1963) por eso las investigaciones se han dirigido a descubrir las radiaciones ionizantes responsables de ambos iones, fundamentalmente de la ionización de la molécula de oxígeno que es la que se halla en mayor cantidad.

Los iones son producidos a través de la reacción



estando comprendida la longitud de onda entre 912 y 1027 Å.

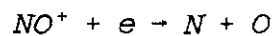
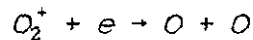
Existe también una ionización adicional de rayos X que conduce a formar iones O₂⁺ y NO⁺ a través de las siguientes ecuaciones de intercambio de carga



siendo el coeficiente de transferencia de la primera cinco veces el de la segunda (Rawer 1985).

No obstante lo anterior, algunos autores apoyan la teoría de que en esta región el oxígeno únicamente puede ser ionizado con energía procedente de rayos X en la banda de 8-104 Å junto con la radiación ultravioleta (Bates 1970).

Existen además los procesos complementarios de pérdida de carga debidos a las recombinaciones de iones. Las reacciones de recombinación disociativas de mayor importancia son



cuyos coeficientes de recombinación son aproximadamente iguales (Holmes, Johnson y Young, 1965).

Se hace preciso indicar no obstante que en esta región:

a) los electrones se recombinan del orden de 10^5 veces más rápidamente con los iones moleculares que con los atómicos, por tanto éstos para poderse recombinar deben convertirse antes en moleculares; b) los iones moleculares originales se convierten a su vez en otros iones moleculares; c) las reacciones teóricas son conocidas pero no lo son algunos aspectos de cómo pueden verificarse (International Symposium Proceedings, 1989).

3.1.3 CAPA E ESPORADICA

Además de las capas regulares D , E_1 , F_1 y F_2 que con mayor o menor aproximación siguen las leyes de formación hasta aquí estudiadas, en la región E entre los 80 y los 140 Kms. se ha venido observando desde los comienzos de los sondeos ionosféricos una capa irregular que aparece incluso por las noches. Esta capa, que en un principio se denominó E anormal o E nocturna, es lo que hoy se conoce con el nombre de E esporádica.

La presencia de la capa E_s en los ionogramas es muy frecuente y es característico de ella que su frecuencia crítica varíe rápidamente de modo irregular de un sondeo a otro. Lo primero que llama la atención al examinar los ionogramas es que la E_s unas veces es transparente, es decir, permite el que sobre la E_s se observen las capas regulares E_1 , F_1 ó F_2 ; y otras veces es ocultante, no observándose ninguna capa rregular por encima de la E_s . La capa E_s presenta aspectos muy diferentes de unos ionogramas a otros registrándose también variaciones notables en su altura virtual (Whitehead 1989).

Las diferentes causas que producen la ionización de esta capa E_s no son conocidas del todo y por tanto no pueden predecirse, con la aproximación con que se hace para la capa E_1 normal, las variaciones diurnas o estacionales de su frecuencia crítica y su altura virtual. En los ionogramas de la capa E esporádica se observan variaciones temporales que no están relacionadas ni con la posición del Sol ni con las variaciones de la actividad solar. Para explicar su formación hay que recurrir a otros mecanismos que no sean solamente el equilibrio entre

la fotoionización y la recombinación entre iones y electrones libres (Rawer 1985). De todas formas, teniendo en cuenta que la capa E esporádica aparece también por la noche, los iones presentes en dicha capa han de ser de ionización lenta. En efecto, los iones encontrados corresponden a iones monoatómicos Fe^+ y Mg^+ cuyas reacciones



son muy lentas comparadas con las recombinaciones disociativas de los iones moleculares (Tepley y Mathews, 1985).

Entre los mecanismos propuestos para explicar la formación de la capa E esporádica, uno de los más convincentes como demuestra Whitehead (1989) es el que fundamenta la redistribución en altura de la densidad electrónica por la acción combinada del viento neutro \bar{u} y el campo geomagnético \bar{B} al actuar sobre un plasma débilmente ionizado, tal como lo es la ionosfera entre 80 - 140 Kms. de altura.

En la presente memoria se desarrolla esta teoría, la cual se ve confirmada por experiencias en las que el autor ha participado y que se describen en la parte experimental. Además se profundiza con algunas aportaciones originales que se incorporan a lo largo del trabajo y se mencionan especialmente en el Capítulo 5 (Conclusiones).

3.2 VELOCIDAD IONICA

En este apartado se estudian algunos de los procesos fundamentales que estimulan el movimiento de las cargas considerando, para este fin, la ionosfera según un modelo genéricamente aceptado con el objetivo de conseguir una expresión de la velocidad iónica a lo largo de la vertical que permita predecir los niveles potenciales donde pueda existir el máximo de concentración de cargas.

3.2.1 MODELO IONOSFERICO

El modelo ionosférico que sirve de base para la acción combinada del viento neutro y el campo magnético es el siguiente (Huuskonen et al. 1988)

- a) Partículas neutras $N \text{ cm}^{-3}$
- b) Iones positivos $n_+ \text{ cm}^{-3}$
- c) Electrones libres $n_e \text{ cm}^{-3}$

Se considera que los iones sólo tienen una carga positiva y que el plasma en un volumen suficientemente grande es neutro, por lo que $n_+ = n_e$. Por otro lado, las interacciones mutuas que pueden darse entre sí son las que a continuación se relacionan

1. Interacción del viento neutro con los iones positivos
2. Interacción del viento neutro con los electrones
3. Interacción de los iones positivos y los electrones.

Un hecho que aparece básico en la teoría para la formación de la capa E esporádica por la acción del viento neutro es el que la interacción entre éste y los iones positivos es mucho más

intensa que la interacción del mismo viento con los electrones en las alturas en que aparece la capa. Además la interacción entre los iones positivos y los electrones libres es asimismo fuerte debido a las fuerzas de Coulomb.

En efecto, como los electrones se difunden con mayor facilidad que los iones, si en una región del plasma la densidad de portadores de carga varía, los electrones deben, en esta zona del plasma, difundirse más rápidamente que los iones. Pero entonces dejarían tras de sí un surco de iones, que obligan a que el plasma sea localmente positivo. El campo eléctrico creado tiende a oponerse en realidad a la difusión de los electrones: los electrones son retenidos en su movimiento por la difusión bastante lenta de los iones, resultando así que las dos clases de partículas se difunden solidariamente, por lo que este fenómeno se llama difusión ambipolar. Se dice que se tiene una difusión ambipolar perfecta de los dos tipos de portadores de carga cuando en todo punto se verifica que $n_+ = n_- = n$ (Bauer 1973).

Al estudiar pues el efecto del viento sobre el plasma ionosférico será suficiente considerar el movimiento de los iones positivos empujados por el viento neutro y condicionado además por el efecto producido por el campo magnético. Ya que las fuerzas de Coulomb impiden el que se separen ambas clases de partículas imposibilitando de este modo la creación de un campo eléctrico, no es estrictamente necesario en este modelo introducir el término debido al campo \bar{E} . Además, bastará constatar a qué alturas se produce una concentración de iones positivos para deducir que también allí deberá existir paralelamente una concentración de electrones, ya que en el plasma ionosférico,

como se ha indicado anteriormente, en un volumen suficientemente grande se verifica que $n_+ = n_e$.

3.2.2 ECUACION DEL MOVIMIENTO

Al considerar ahora el movimiento macroscópico de los iones bajo la influencia de las fuerzas exteriores, habrá que considerar las dominantes: la fuerza de colisión y la fuerza geomagnética, despreciando la polarización del plasma que, como se ha indicado, es casi neutro.

La ecuación del movimiento para los iones puede entonces escribirse de la siguiente forma (McLeod 1966)

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = k(\bar{u} - \bar{v}) + \frac{e}{m} (\bar{v} \times \bar{B}) \quad [3.1]$$

donde el primer sumando representa la contribución de las fuerzas de colisión y el segundo la acción del campo geomagnético. k representa la frecuencia de colisión entre partículas neutras e iones positivos, \bar{u} el vector velocidad del viento neutro, \bar{v} el vector velocidad de los iones, e la carga eléctrica del ión, m la masa iónica, y \bar{B} el vector campo magnético.

En cada altura determinada se puede considerar que, alcanzado el estado de equilibrio, la velocidad iónica es estacionaria y por lo tanto la aceleración $d\bar{v}/dt = 0$, con lo que la ecuación [3.1] se transforma en la siguiente ecuación fundamental para determinar la velocidad \bar{v} de los iones

$$k(\bar{u} - \bar{v}) + \frac{e}{m} (\bar{v} \times \bar{B}) = \bar{0} \quad [3.2]$$

Teniendo presente que el vector campo magnético puede expresarse como

$$\vec{B} = B\vec{\Gamma} \quad ; \quad (\vec{\Gamma} \cdot \vec{\Gamma} = 1)$$

donde B es un escalar (intensidad del campo magnético) y $\vec{\Gamma}$ es el vector unitario correspondiente al vector campo magnético. Así pues, la ecuación [3.2] se convierte en

$$\frac{k}{\left(\frac{eB}{m}\right)} (\vec{u} - \vec{v}) + (\vec{v} \times \vec{\Gamma}) = \vec{0} \quad [3.3]$$

o bien, teniendo presente que eB/m es la girofrecuencia iónica y designando "r" al cociente

$$r = \frac{k}{\left(\frac{eB}{m}\right)}$$

que es la relación de la frecuencia de colisión y la girofrecuencia, la ecuación [3.3] toma la siguiente forma definitiva

$$r(\vec{u} - \vec{v}) + (\vec{v} \times \vec{\Gamma}) = \vec{0} \quad [3.4]$$

Esta ecuación es una restricción impuesta por el campo geomagnético a la velocidad \vec{v} de los iones y que dice que si se ha de mantener un equilibrio entre la acción de las colisiones y el campo geomagnético, \vec{v} ha de satisfacer la ecuación [3.4].

De esta ecuación vectorial se desprende, al multiplicar escalarmente por \vec{v} , que el módulo de la velocidad de las cargas es siempre menor que la velocidad del viento. En efecto

$$\begin{aligned} r(\vec{u} - \vec{v}) \cdot \vec{v} &= 0 \\ \vec{u} \cdot \vec{v} &= v^2 \end{aligned}$$

es decir

$$v = u \cos (\bar{u}, \bar{v}) \quad [3.4a]$$

El problema se reduce a resolver \bar{v} de la ecuación [3.4]. Sean éstas las componentes de \bar{u}, \bar{v} y $\bar{\Gamma}$ en coordenadas geomagnéticas

$$\begin{aligned} \bar{u} &= (u_1, u_2, u_3) \\ \bar{v} &= (v_1, v_2, v_3) \end{aligned} \quad [3.5]$$

$$\bar{\Gamma} = (0, \Gamma_2, \Gamma_3)$$

La ecuación [3.4] puede ponerse en la forma

$$r\bar{v} + (\bar{\Gamma} \times \bar{v}) = r\bar{u} \quad [3.6]$$

Sustituyendo en la ecuación [3.6] las componentes de los vectores $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\Gamma}$ dadas en [3.5] este sistema de ecuaciones toma la siguiente forma

$$rv_1 + (\Gamma_2 v_3 - \Gamma_3 v_2) = ru_1$$

$$rv_2 + \Gamma_3 v_1 = ru_2$$

$$rv_3 - \Gamma_2 v_1 = ru_3$$

Ordenando de nuevo el sistema precedente según las incógnitas v_1, v_2 y v_3 queda

$$r v_1 - \Gamma_3 v_2 + \Gamma_2 v_3 = ru_1$$

$$\Gamma_3 v_1 + r v_2 = ru_2 \quad [3.7]$$

$$-\Gamma_2 v_1 + r v_3 = ru_3$$

siendo el determinante Δ del sistema

$$\Delta = \begin{vmatrix} r & -\Gamma_3 & \Gamma_2 \\ \Gamma_3 & r & 0 \\ -\Gamma_2 & 0 & r \end{vmatrix} = r(1+r^2)$$

se obtiene finalmente para la velocidad \bar{v} de los iones la expresión

$$\bar{v} = \frac{1}{1+r^2} [r^2\bar{u} + r(\bar{u} \times \bar{\Gamma}) + (\bar{u} \cdot \bar{\Gamma})\bar{\Gamma}] \quad [3.8]$$

La velocidad \bar{v} de los iones será conocida si se conoce la velocidad del viento \bar{u} , la dirección y sentido del campo magnético $\bar{\Gamma}$ y el valor del coeficiente r que es, como ya se ha indicado, el cociente entre la frecuencia de colisión de los iones positivos y las partículas neutras y la girofrecuencia de los iones.

El valor de "r" se ha tomado de las evaluaciones hechas por Axford (1963) y validadas por McLeod (1971)

altura	"z" (Kms)	230	145	120	85
coeficiente	"r" (adim.)	0001	01	1	100

En la Figura 3.2 se puede ver la variación del coeficiente adimensional "r" y los parámetros $r^2/1+r^2$, $r/1+r^2$ y $1/1+r^2$ con la altura.

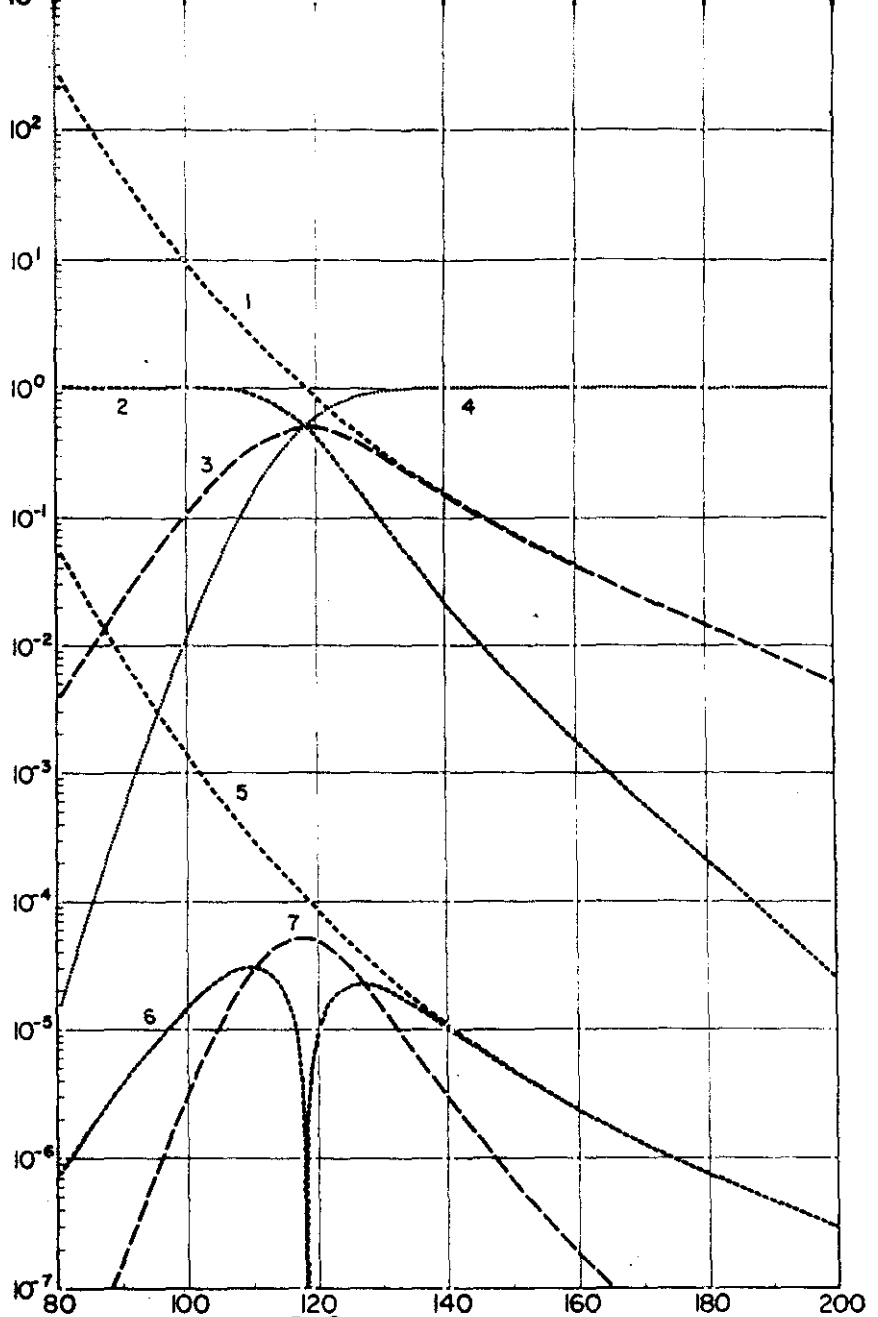


Figura 3.2

1. $r(z)$

2. $\frac{r^2}{(1+r^2)}$

5. $|\frac{dr}{dz}|$

3. $\frac{r}{(1+r^2)}$

6. $2r \frac{|\frac{dr}{dz}|}{(1+r^2)^2}$

4. $\frac{1}{(1+r^2)}$

7. $\frac{(1-r^2) |\frac{dr}{dz}|}{(1+r^2)^2}$

3.2.3 COMPONENTES INTRINSECAS DE LA VELOCIDAD

Al considerar la ecuación [3.8] se observa que la velocidad de los iones está constituida por tres componentes que pueden denominarse componentes intrínsecas de la velocidad iónica

$$\bar{v} = \bar{v}_c + \bar{v}_m + \bar{v}_g \quad [3.9]$$

cuyas expresiones son

$$\bar{v}_c = \frac{r^2}{1+r^2} \bar{u} \quad [3.9a]$$

velocidad paralela al viento neutro \bar{u} ,

$$\bar{v}_m = \frac{r}{1+r^2} (\bar{u} \times \bar{\Gamma}) \quad [3.9b]$$

velocidad perpendicular al viento \bar{u} y al campo geomagnético $\bar{\Gamma}$,

$$\bar{v}_g = \frac{1}{1+r^2} (\bar{u} \cdot \bar{\Gamma}) \bar{\Gamma} \quad [3.9c]$$

velocidad paralela al campo geomagnético $\bar{\Gamma}$.

La ecuación [3.8] que expresa \bar{v} se puede sintetizar utilizando la siguiente notación tensorial

$$\bar{u} = I \cdot \bar{u}$$

$$(\bar{u} \cdot \bar{\Gamma}) \bar{\Gamma} = (\bar{\Gamma} \bar{\Gamma}) \cdot \bar{u}$$

y como el producto vectorial $(\bar{u} \times \bar{\Gamma})$ puede expresarse

$$(\bar{u} \times \bar{\Gamma}) = \begin{pmatrix} 0 & \Gamma_z - \Gamma_y \\ -\Gamma_z & 0 & 0 \\ \Gamma_y & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \bar{u}$$

resulta que la velocidad de las cargas puede expresarse como el producto del tensor T por la velocidad \bar{u}

$$\bar{v} = T \cdot \bar{u} \quad [3.10]$$

siendo T el tensor

$$T = \frac{1}{1+r^2} \begin{pmatrix} r^2 & r\Gamma_z & -r\Gamma_y \\ -r\Gamma_z & r^2+\Gamma_y^2 & \Gamma_y\Gamma_z \\ r\Gamma_y & \Gamma_y\Gamma_z & r^2+\Gamma_z^2 \end{pmatrix} \quad [3.11]$$

Conviene destacar en la ecuación [3.8] un aspecto muy importante: aunque el viento neutro no tenga componente vertical, existirá un desplazamiento vertical de los iones debido a la influencia ejercida por el campo geomagnético. Este desplazamiento vertical de los iones es el que causa una redistribución de la densidad iónica.

Este aspecto también se puede deducir directamente de la ecuación tensorial [3.10] $\bar{v} = T \cdot \bar{u}$ pues es conocida la función que ejerce un tensor T como operador de transformación, el cual al actuar sobre un vector \bar{u} situado en el plano horizontal (x,y) puede generar un nuevo vector \bar{v} que tenga la tercera componente vertical z distinta de cero. Por el contrario puede suceder que el tensor T actuando sobre un vector \bar{u} con componente vertical z distinta de cero genere uno nuevo \bar{v} que tan sólo tenga componentes en el plano horizontal (x,y).

Se ha de tener en cuenta que el tensor T es función del parámetro adimensional r que a su vez varía con la altura y como Γ_y y Γ_z permanecen prácticamente constantes para todo el interva-

lo de alturas de la región E, cada observatorio tiene asociado un tensor T variable con la altura a través de la relación de frecuencias r. Puede decirse por tanto que la expresión [3.10] que proporciona el valor de la velocidad \bar{v} de las cargas para cada altura está formada por dos factores: a) el tensor T que recoge el valor estadístico medio de la relación de frecuencias que influyen sobre las cargas y b) el viento neutro particular \bar{u} que actúa en cada tiempo y nivel.

La contribución de cada componente intrínseca es diferente según sea el nivel de la atmósfera que se estudie:

i) En la baja ionosfera el valor de "r" es mayor que la unidad (del orden de 100 para 85 Kms.) por lo que la velocidad de los iones \bar{v} [3.9] se reduce a la componente \bar{v}_c ya que $r^2/1+r^2 \gg r/1+r^2 \gg 1/1+r^2$. En alturas bajas predomina la fuerza derivada de las colisiones sobre la fuerza geomagnética y los iones positivos se desplazan en el mismo sentido que las partículas neutras y casi con su misma velocidad

$$v_c = \frac{r^2}{1+r^2} u \approx u \quad [3.12]$$

ii) En las alturas superiores de la región E, r vale mucho menos que la unidad (10^{-2} hacia los 180 Km) y la velocidad de los iones se reduce prácticamente a \bar{v}_g ya que $1/1+r^2 \gg r/1+r^2 \gg r^2/1+r^2$. En alturas altas la fuerza geomagnética es superior a la derivada de las colisiones por lo que los iones se moverán siguiendo las líneas de fuerza del campo geomagnético:

$$v_g = \frac{1}{1+r^2} u \cos \alpha \quad [3.13]$$

donde α es el ángulo que forman el viento neutro y el campo geomagnético.

iii) En las alturas intermedias comprendidas entre los 100 y 140 Km, intervalo de alturas en el cual suele aparecer la capa E esporádica, tiene un valor próximo a la unidad y los tres coeficientes $r^2/1+r^2$, $r/1+r^2$, $1/1+r^2$ tienen valores que difieren poco entre sí y se tendrá que considerar a las tres componentes intrínsecas. En estas alturas, como se puede ver en la curva (3) de la Figura (3,2) se dan los valores más elevados del parámetro $r/1+r^2$. Se tiene pues para v_m el valor

$$v_m = \frac{r}{1+r^2} u \operatorname{sen} \alpha \quad [3.14]$$

3.3 TRANSPORTE VERTICAL DE CARGAS

Conocida la velocidad iónica de las cargas a través de la expresión [3.10] $\bar{v} = T \cdot \bar{u}$, donde T es un tensor T(z) para cada observatorio y \bar{u} es el vector viento neutro se hace necesario considerar el flujo del transporte vertical de dichas cargas para analizar su redistribución a lo largo de la vertical pues en el nivel para el cual haya acumulación de las mismas, se podrá formar una capa E esporádica.

3.3.1 DIVERGENCIA DE LA VELOCIDAD

Aunque en el intervalo de alturas en que se determinan los valores del viento neutro el campo geomagnético se pueda considerar constante, tanto el vector \bar{u} como el parámetro r varían con la altura, por lo que la velocidad de los iones \bar{v} variará asimismo con la altura. Si la variación de la velocidad de los iones \bar{v} es tal que se establece un flujo positivo en algún nivel z, allí se originará consecuentemente una acumulación de electrones que puede dar lugar a una capa E esporádica. El flujo positivo de iones en una altura determinada se expresa por la convergencia (divergencia negativa) del campo de velocidades iónicas.

La divergencia de [3.8] viene dada por la expresión

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{v} = & \frac{1}{1+r^2} \{ r^2 \nabla \cdot \bar{u} + r \bar{\Gamma} \cdot (\nabla \times \bar{u}) + \bar{\Gamma} \cdot [(\bar{\Gamma} \cdot \nabla) \bar{u}] \} \\ & + \frac{1}{(1+r^2)^2} \{ 2r [\bar{u} - (\bar{u} \cdot \bar{\Gamma}) \bar{\Gamma}] + (1-r^2) \bar{u} \times \bar{\Gamma} \} \cdot \nabla r \end{aligned} \quad [3.15]$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{v} = & \frac{1}{1+r^2} \{ r^2 \nabla \cdot \bar{u} + r \bar{\Gamma} \cdot (\nabla \times \bar{u}) + \bar{\Gamma} \cdot [(\bar{\Gamma} \cdot \nabla) \bar{u}] \} \\ & + \frac{1}{(1+r^2)^2} \{ 2r [\bar{u} - (\bar{u} \cdot \bar{\Gamma}) \bar{\Gamma}] + (1-r^2) \bar{u} \times \bar{\Gamma} \} \cdot \nabla r \end{aligned} \quad [3.15]$$

Las ecuaciones [3.8] y [3.15] correspondientes a la velocidad iónica \bar{v} y a su divergencia pueden simplificarse de la siguiente manera

1) Los ejes cartesianos de referencia se eligen de tal modo que la coordenada y tenga la dirección de la componente horizontal del campo geomagnético, y así el vector unitario $\bar{\Gamma}$ se reduce a

$$\bar{\Gamma} = \Gamma_y \bar{j} + \Gamma_z \bar{k}$$

Además, en base a los datos obtenidos a través de los experimentos con cohetes realizados hasta ahora (Grubor y Stupar, 1988 y From y Whitehead, 1986)

2) La componente vertical del vector \bar{u} viento neutro, es despreciable frente a las componentes horizontales u_1 y u_2 por lo que el vector viento neutro \bar{u} se reduce en la práctica sólo a su componente horizontal

$$\bar{u} = u_1 \bar{i} + u_2 \bar{j}$$

3) La variación de la componente vertical u_3 con respecto a la altura z es despreciable frente a las variaciones de las componentes horizontales con respecto a la altura

$$\frac{\partial u_3}{\partial z} \ll \frac{\partial u_1}{\partial z}, \frac{\partial u_2}{\partial z}$$

4) Las variaciones del viento en el plano horizontal son por lo menos de un orden de magnitud menor que las variaciones del viento a lo largo de la vertical, por lo que la divergencia del viento se reduce a su variación con la altura

$$\nabla \approx \bar{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

Teniendo presente estas simplificaciones la ecuación [3.8] de la velocidad de las partículas cargadas y la ecuación [3.15] de su divergencia toman la siguiente forma

$$\begin{aligned} \bar{v} = \frac{1}{1+r^2} [& (r^2 u_1 + r \Gamma_z u_2) \bar{i} \\ & + (r^2 u_2 - r \Gamma_z u_1 + \Gamma_y u_2) \bar{j} \\ & + \Gamma_y (r u_1 + \Gamma_z u_2) \bar{k}] \end{aligned} \quad [3.16]$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{v} = \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{\Gamma_y}{1+r^2} \{ & r \frac{\partial u_1}{\partial z} + \Gamma_z \frac{\partial u_2}{\partial z} \\ & + \frac{1}{1+r^2} \frac{dr}{dz} [-2 r u_y \Gamma_z + (1-r^2) u_1] \} \end{aligned} \quad [3.17]$$

3.3.1.2 MECANISMOS DE LA DIVERGENCIA

Al examinar la expresión simplificada de la divergencia [3.17] se observa que aparecen cuatro mecanismos generadores de la misma: los dos primeros son los términos debidos a la cizalladura del viento y los otros dos son los términos debidos al propio viento. En la práctica en todas las observaciones se ha encontrado que los términos de cizalladura son predominantes en la expresión de la convergencia (divergencia negativa), por lo que puede decirse que ésta es proporcional a

- 1) la componente horizontal del campo geomagnético Γ_y .
- 2) la cizalladura negativa de la componente geomagnética E/W del viento en la zona intermedia de la región E (donde $r \approx 1$).
- 3) la cizalladura negativa de la componente geomagnética S/N del viento en la zona superior de la región E (donde $r \ll 1$).

De hecho en la zona donde normalmente los ionogramas registran las capas E esporádicas corresponde al segundo efecto, razón por la que esta teoría de la formación de las capas se llama wind-shear theory (teoría de la cizalladura del viento).

3.3.2 ECUACION DE CONTINUIDAD

El problema fundamental reside en localizar la altura "z" a la cual se formará el máximo de densidad electrónica "n", que es el que aparece en los ionogramas. Como se ha supuesto movimiento en régimen de difusión ambipolar, los iones y los electrones se moverán juntos bajo la influencia de las fuerzas exteriores de colisión y geomagnética ya estudiadas, por lo que el máximo de densidad electrónica deberá coincidir con el máximo de densidad iónica; relacionándose por lo tanto el pico de densidad iónica con la convergencia de la velocidad.

Para establecer una detallada correspondencia entre los perfiles de ionización con los perfiles del viento neutro es necesario realizar una integración numérica de la ecuación de continuidad, pero en ese caso se precisan conocer las condiciones iniciales de las experiencias.

Si se supone un esquema como el descrito en la Figura 3.3, la ecuación de continuidad en estado estacionario con el grado de aproximación utilizado hasta ahora y teniendo en cuenta que sólo interesa el transporte vertical de cargas ($v_3=v$ a partir de ahora), puede ser escrita:

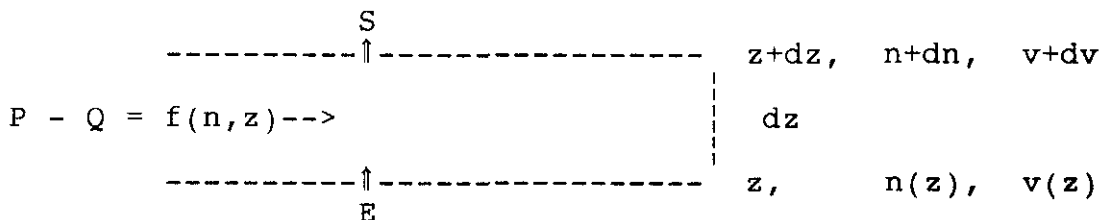


Figura 3.3

Esquema descriptivo de los flujos iónicos en un estrato de espesor dz

$$S = f dz + E$$

siendo

Salida(cargas)=P(Producción) - Q(pérdidas) + Entrada(cargas)

o despejando el término de producción neta

$$S - E = f dz$$

es decir:

$$(n+dn) (v+dv) - nv = f(n, z) dz \quad [3.18]$$

y despreciando los términos de segundo orden

$$v dn + n dv = d(nv) = f dz$$

$$\frac{d(nv)}{dz} = f(n, z) \quad [3.19]$$

donde $f(n, z)$ representa la producción neta de cargas (producción menos pérdida), que en el caso general contiene las contribuciones de los procesos de fotoionización, adherencia y recombinación.

3.4 DETERMINACION TEORICA DE LA ALTURA DE LA CAPA E.

Un dato experimental extraído de la comparación de los ionogramas de la capa E con los perfiles verticales de la velocidad iónica, en la gran mayoría de los lanzamientos de sondas realizados en las Estaciones de lanzamiento (Royrvik 1983), sitúan el nivel de formación de dicha capa en las proximidades de un cero de la velocidad vertical de las cargas. Esta observación sistemática ha inducido a los científicos a encontrar, en primer lugar, la justificación de este hecho y, posteriormente, a desarrollar un método para la determinación teórica de la altura de la capa.

3.4.1 PERFILES VERTICALES DE DENSIDAD IONICA

Como n es función de la altura z el perfil de densidad iónica (electrónica) tiene un máximo allí donde se verifique que $n'(z)=0$ y $n''(z)< 0$.

La ecuación anterior [3.19] da una expresión para n' . Para obtener la expresión de n'' se puede diferenciar la ecuación [3-19] resultando

$$(nv)'' = nv'' + 2n'v' + vn'' = \frac{\partial f}{\partial n} n' + \frac{\partial f}{\partial z} \quad [3.20]$$

En el máximo del perfil se verifica $n'=0$ y las dos ecuaciones [3.19] y [3.20] se reducen a

$$nv' = f \quad [3.21]$$

$$nv'' + vn'' = \frac{\partial f}{\partial z} \quad [3.22]$$

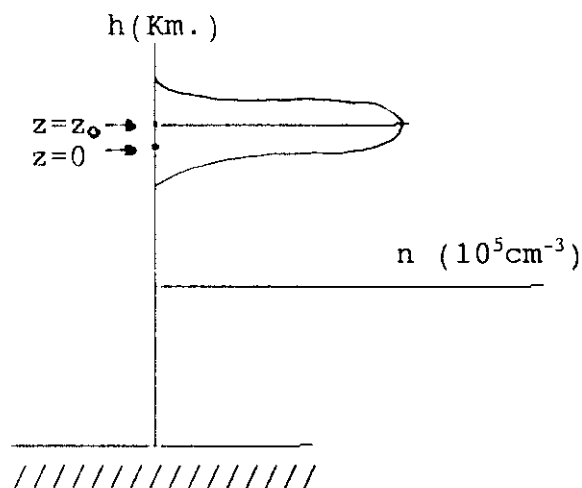
En la segunda de estas ecuaciones, suele considerarse a su vez $\partial f / \partial z \approx 0$, al suponer en primera aproximación que la función f es casi constante a lo largo de la vertical. La integración completa de la ecuación de continuidad que permitiría obtener el perfil de ionización en función del perfil del viento o viceversa debe incluir la variación explícita de f con la altura.

Una comparación de los perfiles calculados de la componente vertical de la velocidad iónica con los ionogramas obtenidos de los sondeos de incidencia vertical muestran en la mayoría de los casos que cerca del nivel de la capa E, observada aparece un cero de dicha velocidad vertical. De este modo v_3 , $v(z)$ en lo sucesivo, puede ser desarrollada en serie de MacLaurin en las proximidades del cero, es decir

$$v(z) = v_1 z_1 + v_2 z_2 + \dots \quad [3.23]$$

mientras que la densidad iónica n_+ (n en lo sucesivo) puede ser desarrollada en serie de Taylor alrededor del punto z donde se presenta el máximo z_0 , Figura 3.4

$$n(z) = n_0 + n_1(z - z_0) + n_2(z - z_0)^2 + \dots \quad [3.24]$$



Figurra 3.4
 Perfil idealizado de la densidad iónica n
 en torno al nivel z_0 .

Sustituyendo estos valores y sus derivadas en la ecuación [3.22] se encuentra la ecuación que define z_0 . Los coeficientes v_i pueden ser obtenidos a partir de los perfiles del viento neutro, pero los coeficientes n_i y la variación de f con la altura z ($\partial f/\partial z$) son a priori desconocidos. De todas formas se puede hacer una estimación de z_0 . Tomando los primeros términos de v y n resultará

$$\begin{aligned}
 v &= v_1 z + v_2 z^2 \\
 v' &= v_1 + 2v_2 z \\
 v'' &= 2v_2
 \end{aligned}
 \tag{3.25}$$

$$\begin{aligned}
 n &= n_0 + n_1 (z - z_0) + n_2 (z - z_0)^2 \\
 n' &= n_1 + 2n_2 (z - z_0) \\
 n'' &= 2n_2
 \end{aligned}
 \tag{3.26}$$

En las ecuaciones [3.26] al ser $n'=0$ para $z=z_0$ resulta $n_1=0$ y como se estima, de los datos de los ionogramas, que para una distancia h pequeña (1-2 Km) desde el máximo de ionización $n=0$, resulta

$$0 = n_0 + n_2 h^2$$

$$n_2 = -\frac{n_0}{h^2}$$

quedando por tanto que

$$n = n_0 - \frac{n_0}{h^2} (z - z_0)^2$$

$$n' = -2n_0 \frac{(z - z_0)}{h^2} \quad [3.27]$$

$$n'' = -2 \frac{n_0}{h^2}$$

3.4.2 ALTURA DEL MAXIMO DE DENSIDAD

La ecuación [3.22] (derivada de la de continuidad) para el punto $z=z_0$, donde n presenta el máximo valor al ser $n'=0$ queda

$$n''v + v''n = 0$$

sustituyendo en esta ecuación los valores obtenidos de [3.25] y [3.26] resulta

$$\frac{2n_2(v_1 z + v_2 z^2) + 2v_2 [n_0 - n_0 \frac{(z - z_0)^2}{h^2}]}{h^2} = 0 \quad [3.28]$$

Aplicando esta ecuación a su vez para el punto $z=z_0$ se obtiene

$$n_2(v_1 z_0 + v_2 z_0^2) + v_2 n_0 = 0 \quad [3.29]$$

dividiendo por $n_2 v_2$ y teniendo en cuenta que $n_2 = -n_0 / h^2$ queda

$$z_0^2 + \left(\frac{v_1}{v_2}\right) z_0 - h^2 = 0 \quad [3.30]$$

ecuación que define z_0 .

Las soluciones de esta ecuación de segundo grado son

$$z_0 = \left(\frac{v_1}{2v_2}\right) \left[-1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{2v_2 h}{v_1}\right)^2}\right] \quad [3.31]$$

Es conocido (Axford 1964, Layzer 1964) que cuando $v_2=0$, $z_0=0$. Por tanto, para incluir esta posibilidad es necesario elegir el signo positivo. Así pues

$$z_0 = \left(\frac{v_1}{2v_2}\right) \left[-1 + \left(1 + \frac{2v_2 h}{v_1}\right)^{1/2}\right] \quad [3.32]$$

Uno de los resultados experimentales que muestra un análisis de los datos es que

$$\sigma = \frac{2v_2 h}{v_1} \ll 1$$

Por tanto

$$(1 + \sigma^2)^{1/2} = 1 + y$$

$$1 + \sigma^2 = (1 + y)^2$$

y como "y" es muy pequeño, y^2 es despreciable en el segundo miembro de la ecuación anterior, quedando

$$\sigma^2 \approx 2y$$

$$(1+\sigma^2)^{1/2} \approx 1 + \frac{\sigma^2}{2}$$

así pues, z_0 vale

$$z_0 = \left(\frac{v_1}{2v_2} \right) \left[-1 + 1 + \frac{2v_2^2 h^2}{v_1^2} \right]$$

resultando definitivamente

$$z_0 = \left(\frac{v_2}{v_1} \right) h^2 \quad [3.33]$$

Como v_1 debe ser negativo para tener un máximo de cargas en z , una curvatura positiva en el perfil de v implica que z_0 es negativa y viceversa.

3.4.2.1 ESTUDIO EN LOS LIMITES DE LA CAPA

Considerando nuevamente la ecuación [3.20] derivada de la de continuidad

$$n''v + 2n'v' + nv'' = \frac{\partial f}{\partial n} n' + \frac{\partial f}{\partial z}$$

se puede estudiar qué resultado se obtiene si se aplica con las mismas aproximaciones que las efectuadas hasta ahora, en los puntos simétricos a una distancia h del máximo de ionización para los cuales n se ha supuesto cero.

Sean los puntos

$$z_1 = z_0 + h$$

$$z_2 = z_0 - h$$

como $\partial f/\partial n = 2\alpha n$, porque predomina el efecto de recombinación, resultará que la ecuación de continuidad para estos puntos queda de la siguiente forma (al ser $n=0$)

$$n''v + 2n'v' = 0 \quad [3.34]$$

Sustituyendo en esta ecuación los desarrollos obtenidos anteriormente por desarrollos de Taylor y MacLaurin se obtiene

$$2n_2(v_1z + v_2z^2) + 2[2n_2(z-z_0)(v_1 + 2v_2z)] = 0 \quad [3.35]$$

Simplificando y ordenando según las potencias de z queda

$$5v_2z^2 + (3v_1 - 4v_2z_0)z - 2v_1z_0 = 0 \quad [3.36]$$

Si esta ecuación se aplica a los dos valores equidistantes z_1 y z_2 del máximo de ionización mencionados anteriormente, resultan las dos ecuaciones siguientes

$$5v_2(z_0 + h)^2 + (3v_1 - 4v_2z_0)(z_0 + h) = 2v_1z_0 \quad (\text{para } z_1)$$

$$5v_2(z_0 - h)^2 + (3v_1 - 4v_2z_0)(z_0 - h) = 2v_1z_0 \quad (\text{para } z_2)$$

Restando queda

$$5v_2(4z_0h) + (3v_1 - 4v_2z_0)(2h) = 0$$

y al dividir por $2h$ y simplificando quedaría para z_0

$$z_0 = -\frac{v_1}{2v_2}$$

Como en la determinación de z_0 obtenida en la aplicación de la ecuación de continuidad en el máximo de ionización, donde $n' = 0$ se obtuvo el valor

$$z_0 = \left(\frac{v_2}{v_1}\right) h^2$$

al igualar ambos valores resulta

$$-\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 = 2h^2$$

conclusión imposible que obliga a hacer las siguientes consideraciones

- a) Los puntos z_1 y z_2 , límites de la capa, están muy alejados de z_0 y no les son de aplicación, por tanto, las aproximaciones realizadas.
- b) Falta alguna contribución en la ecuación de continuidad como puede ser, por ejemplo, la difusión.
- c) Para los puntos z_1 y z_2 la ionización nunca es cero.
- d) Hay que introducir más términos en los desarrollos en serie de Taylor y MacLaurin.

3.4.3 ALTURAS PRIVILEGIADAS PARA LA FORMACION DE E_s

La teoría de la cizalladura del viento justifica la formación de la capa Es cuando la componente vertical de la velocidad de las cargas iónicas se anula y presenta además

pendiente negativa, que es cuando existe mayor convergencia. pues bien, de la ecuación vectorial [3.16] se deduce que, al no ser nulo Γ_y , esto sucede cuando se verifica

$$ru_1 + \Gamma_z u_2 = 0$$

(en el hemisferio norte Γ_z es negativo)

Al considerar que las componentes horizontales del viento, según una distribución normal, tendrán módulos aproximadamente del mismo valor ($u_1 = u_2 = u$) en un elevado número de casos, para los que se verificará

$$ru + \Gamma_z u = 0$$

por lo tanto se habrá de cumplir también que

$$r = -\Gamma_z \quad [3.37]$$

y teniendo en cuenta que Γ_z es un valor constante para cada observatorio mientras que r es una función variable dependiente de la altura, resultará que existe una altura privilegiada z_p para cada observatorio en la que tendrá tendencia a formarse la capa E_s debida al mecanismo de la acción del viento y es aquella para la cual

$$r(z_p) = -\Gamma_z \quad [3.38]$$

3.4.4 DIRECCIONES PRIVILEGIADAS DEL VIENTO PARA E_s

Como ya se ha indicado, v_z se anula cuando se verifica

$$ru_1 + \Gamma_z u_2 = 0$$

al sustituir en esta expresión las componentes u_1 y u_2 del viento dadas por sus expresiones en polares

$$u_1 = U \cos \theta$$

$$u_2 = U \operatorname{sen} \theta$$

resulta

$$rU \cos \theta + \Gamma_z U \operatorname{sen} \theta = 0$$

dividiendo por U se tiene

$$\tan \theta = \frac{r}{-\Gamma_z} \quad [3.39]$$

Por tanto, puede asegurarse que la dirección privilegiada del viento para la formación de la capa E_s debida al mecanismo de la cizalladura del viento, será aquella para la cual el valor de dicha dirección venga expresado por la ecuación [3.39].

Además, para el hemisferio norte, al ser negativo Γ_z , esas direcciones que propician la formación de la capa E_s deben estar comprendidas en los cuadrantes primero y tercero y en el hemisferio sur en el segundo y cuarto cuadrantes.

CAPITULO 4

VALIDACION DEL MODELO

4.1 DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

Para la comprobación de la teoría de formación de la capa E esporádica a través de la cizalladura del viento como uno de los mecanismos propuestos más convincentes de dicha formación, se realizó un ambicioso proyecto de investigación conjunta entre la CONIE (Comisión Nacional de Investigación del Espacio), la NASA (National Aeronautics and Space Administration) y el CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) consistente en el lanzamiento de cuatro cohetes desde el campo del Arenosillo en la noche de 26 al 27 de mayo de 1971 (Cardús et al.1979). Los cohetes fueron dos "Centaure" lanzados al anochecer (20h 25m) y antes de la salida del sol (4h 40m) y dos "Nike-Cajun" lanzados en las horas nocturnas (23h 30m y 1h 40m).

(i) Los cohetes "Centaure" llevaban dos pruebas:

- Determinación de un perfil de densidad electrónica por el método de Impedancia de radio-frecuencia y
- Eyección de una nube de sodio para la determinación del viento neutro en altura.

(ii) Los cohetes "Nike-Cajun", lanzados de noche, sólo llevaban prueba única:

- Eyección de una nube de trimetil-aluminio para la determinación del viento.

Durante estos lanzamientos se obtuvieron datos de la Ionosfera mediante el Sondaador ionosférico situado también en la estación central del Campo de El Arenosillo. El seguimiento de los cohetes se hizo desde tres Estaciones 1) El Arenosillo, 2) Observatorio de San Fernando y 3) Coto Doñana.

4.1.1 "SONDEOS IONOSFERICOS"

El emplazamiento del Sondeador se eligió en el Campo de Lanzamiento de Arenosillo utilizando una extensión plana allí existente. Se levantaron las torres que sostienen las antenas del Sondeador, una para cada una de las tres gamas de frecuencia en que va dividido el sondeo. Estas antenas son de banda ancha y direccionales en sentido vertical.

El equipo sondeador automático (modelo J5W de la casa Magnetic AB de Estocolmo), cedido por el Instituto Alemán de Investigaciones Max Planck, presenta las siguientes características técnicas:

Frecuencias exploradas: de 1 Mc a 20 Mc en tres gamas.

I de 1,00 a 2,25 Mc

II de 2,25 a 6,75 Mc

III de 6,75 a 20,00 Mc

Duración de los impulsos: ajustable de 70/100 microseg.

Frecuencia de repetición de impulsos: 50 por segundo.

Potencia de emisión (en cresta) 30 a 40 Kw.

Duración del sondeo: 60 segundos.

Marcaje de alturas: cada 20 Km.

Precisión marcas de altura: 0,5 por 100.

Marcas de frecuencia: cada 0,25 Mc en I gama y

cada 1,00 Mc en II y III gama

Precisión de las marcas de frecuencia: 0,5 por 100.

Sondeos continuos cada hora.

El funcionamiento del equipo es semejante en líneas generales a los de otros equipos automáticos de sondeos de

incidencia vertical y consta fundamentalmente de los siguientes elementos:

i) Generador de impulsos: es un órgano esencial de todo sondeador automático ya que es el encargado de suministrar los impulsos de emisión y de efectuar el sincronismo de éstos con el barrido horizontal del tubo de rayos catódicos y la escala de altura. Los impulsos están generados por un oscilador controlado por cristal que, convenientemente amplificados, sirven para el marcaje de la escala de alturas. Dichos impulsos, después de atravesar los oportunos circuitos, suministran los dientes de sierra para el barrido horizontal de los tubos de rayos catódicos quedando sincronizados con la escala de altura, y a través de circuitos desmultiplicadores dan el número de impulsos que han de ser emitidos por segundo. Estos impulsos pasan por un circuito de retardo variable, de modo que el impulso de salida puede desplazarse a voluntad sobre la escala de alturas, para hacerlo coincidir exactamente con un marcaje de alturas y de esta forma determinar el cero de la escala.

ii) Emisor: Los impulsos generados pasan por una serie de circuitos hasta que finalmente terminan en un amplificador de potencia pasando de este a la antena emisora. Un motor síncrono gira un bloque de condensadores variables produciendo de este modo una variación en la frecuencia. La duración total de un giro completo, con lo que se efectúa un sondeo, es de 60 segundos.

iii) Receptor: La antena receptora es la misma que se utiliza para la emisión, permaneciendo bloqueado el receptor durante el intervalo de tiempo en que actúa la unidad emisora. Los impulsos recibidos, tras experimentar un paso de amplifi-

cación de R.F. son detectados y amplificados nuevamente al mismo tiempo que son trasladados a las placas deflectoras de los tubos de rayos catódicos, destinados para la observación visual y registro fotográfico del ionograma.

iv) Marcador de frecuencia: Para facilitar la medida del ionograma se realiza además del marcaje de alturas un marcaje de frecuencias que es variable según las diferentes gamas en las que esté trabajando el sondeador: cada 0,25 Mc en la I gama y cada 1,00 Mc en las II y III gamas.

4.1.2 "MEDIDA DEL VIENTO"

Desde que se han lanzado cohetes para la investigación del espacio se ha utilizado la eyección de una nube de contaminante para la determinación de la dirección y velocidad del viento en la baja termosfera. El gas emitido forma una estela filiforme que va desde el apogeo del cohete hasta una altura de 80 Km. Si no existe viento, esta estela filiforme se irá ensanchando con el transcurso del tiempo debido a la difusión del gas emitido y si hay vientos de diferentes direcciones y velocidades a distintas alturas, éstos arrastrarán a la nube a la par que la deforman. Las fotografías de la nube, tomadas simultáneamente desde las estaciones de seguimiento permiten, mediante diversos métodos fotogramétricos, medir estas deformaciones y a partir de ellas deducir las direcciones y velocidades del viento en altura.

Las principales dificultades de la experimentación residen precisamente en la restitución fotogramétrica. En los métodos que de ordinario se aplican para conseguir estas restituciones se

busca la determinación de la forma y variaciones sucesivas de lo que puede considerarse como eje central de la nube filiforme equidistante de los bordes de la misma; es este eje central el que se restituye fotogramétricamente una o dos veces por minuto durante los diez a quince minutos de observación utilizables en cada lanzamiento. De esta restitución se determinan las direcciones y velocidades del viento a las distintas alturas.

El hecho de que los bordes de la nube estén poco definidos y de que en sus zonas turbulentas el aspecto de la misma sea muy irregular hace que la determinación del eje central sea dificultosa e intervengan en esa determinación algunos elementos subjetivos. Todas las técnicas publicadas por los experimentadores (Smith y Royrvik, 1985; Grubor y Stupar, 1988 y Lanchester 1991) se basan en este criterio. Ahora bien, por más cuidado que se ponga en definir las proyecciones del "eje" de la nube en la serie de fotografías de las estaciones de seguimiento, no se identifican puntos físicos precisos, por lo que la medida de las distintas posiciones del "eje" de la nube pueden quedar afectadas por errores considerables.

Para reducir estos errores, se incrementa el tiempo entre dos fotografías sucesivas, de modo que los desplazamientos del "eje" de la nube sean de un orden de magnitud mayor a los posibles errores, lo que a su vez presenta otra dificultad. De ordinario no puede medirse la velocidad vertical del viento neutro, lo que puede aceptarse en intervalos cortos de tiempo ya que ésta suele ser de un orden de magnitud menor a la horizontal, pero si el tiempo transcurrido es largo se introduce un

error sistemático en el cálculo de las velocidades horizontales que puede llegar a ser no despreciable.

En conclusión y para ilustrar la importancia de los errores inherentes a la mayoría de los métodos habitualmente utilizados en la determinación de las velocidades del viento neutro en altura se recuerda el ejemplo aportado por Smith que hizo calcular a dos laboratorios diferentes y con metodología análoga las velocidades del viento partiendo de una misma serie de fotografías obtenidas en un lanzamiento. Los resultados llegaron a presentar, para una misma altura, diferencias de velocidad de 30 m/s y diferencias de 2 Km. de altura, para velocidades iguales.

El método utilizado en la medida del viento neutro en los lanzamientos de el Arenosillo ha sido puesto a punto por Sidi, y es un método analítico de gran resolución. Se basa fundamentalmente en el seguimiento de las pequeñas irregularidades que aparecen dentro de la nube. Estas irregularidades están constituidas por inhomogeneidades locales en la densidad del gas contaminante y están originadas por diversas causas: turbulencia, rupturas locales de la nube debidas a fuertes gradientes, irregularidades en la salida del gas, etc. Las dimensiones de estos puntos concretos son relativamente pequeños y aunque no conservan la misma forma por mucho tiempo, dichos puntos pueden seguirse en las sucesivas placas fotográficas. La cadencia de estas placas se ha acelerado al máximo: 12 placas por minuto. El movimiento de estas irregularidades es fiel reflejo del movimiento del viento neutro.

Para la identificación de estos puntos concretos, en las placas simultáneas de las dos estaciones de seguimiento se usa un método estereoscópico en el que la visión en relieve de la nube permite identificar estos puntos irregulares. También se usa el método estereoscópico para identificar estos puntos mediante dos placas sucesivas de una misma estación. Cada irregularidad puede seguirse entre 3 y 15 veces en cada una de las estaciones.

Las cámaras utilizadas fueron las K24 con abertura regulada por un oscilador de 1000 Hz a su vez subordinado a un reloj de cuarzo, por lo que el tiempo de abertura se conoce con gran precisión. El tiempo de exposición se ajustaba, según la luminiscencia del fondo del cielo o de la nube, en el intervalo de 0.2 a 2 segundos. Posteriormente se determinan las coordenadas x,y en el plano de las placas obtenidas simultáneamente en las dos estaciones adyacentes mediante un estereomedidor, con la precisión de 2 micras.

De esta forma se dispone de dos triedros T_1 y T_2 formados por los ejes x,y situados en el plano de las placas en cada una de las dos estaciones y un eje z perpendicular que pasa por el foco de la cámara. Como estas cámaras son calibradas previamente, las coordenadas x,y pueden corregirse de los defectos de distorsión. La orientación de los ejes x,y así como la inclinación de la cámara se realizan por un método astronómico: se identifican unas ocho o más estrellas que aparezcan simultáneamente en ambas placas y se miden después sus coordenadas x,y sobre las mismas; por otra parte, conocidas las posiciones topográficas de los emplazamientos de las cámaras se calculan las

coordenadas x',y' que tendrían en el plano de una cámara ideal situada en el emplazamiento principal de las observaciones.

En cada estación se tiene, por lo tanto, un triedro de referencia T_i en el que los ejes x,y están situados en el plano de las placas y los terceros ejes z están orientados según los ejes ópticos de ambas cámaras. Finalmente se introduce un tercer triedro de referencia llamado triedro geográfico local T_n , con ejes x,y situados en un plano horizontal y orientados hacia el E y N geográficos y un eje z vertical que pase sensiblemente por la zona en que se encuentra la nube contaminante eyectada.

Los elementos topográficos y la orientación teórica de las cámaras permiten conocer las matrices de transformación para pasar de los triedros T_1, T_2 , situados en cada estación de seguimiento, al triedro geográfico local T_n . Se tiene pues:

$$\begin{aligned}\bar{X}_1 &= A_1 \cdot \bar{X}_n + \bar{B}_1 \\ \bar{X}_2 &= A_2 \cdot \bar{X}_n + \bar{B}_2\end{aligned}\quad [4.1]$$

donde

\bar{X}_i = vector de un punto en el triedro T_i en las estaciones de seguimiento.

\bar{X}_n = vector de un punto en el triedro T_n geográfico local.

A_i = matriz de transformación.

\bar{B}_i = vector de desplazamiento.

Lo que se pretende es ajustar a las observaciones sucesivas de un punto determinado (irregularidad observada) un movimiento lineal:

$$X_{ni} = X_M + V_M t_i \quad [4.2]$$

donde

X_{ni} = coordenadas geográficas de la irregularidad n en el tiempo t_i .

X_M = posición media (incógnita)

V_M = velocidad media (incógnita)

t_i = tiempo

El ajuste se hace utilizando un método de mínimos cuadrados . Las ventajas de este método analítico consisten principalmente en los siguientes puntos:

1) En las fotografías se siguen puntos físicos concretos que se desplazan con el viento neutro y no el eje ideal de la nube filiforme.

2) Se pueden aplicar fácilmente las correcciones, tanto de distorsión de la cámara como de difracción del aire.

3) En cada paso se pueden calcular las desviaciones cuadráticas medias, con lo que queda bien definida la precisión de las medidas.

Por este método se han analizado las cuatro series de fotografías correspondientes a los lanzamientos de El Arenosillo. El número de puntos concretos (irregularidades en la nube) que pudieron estudiarse osciló entre 60 puntos en el primer lanzamiento y 160 en el tercero. Asimismo el número de veces que pudo seguirse cada uno de estos puntos varió entre 2 y 11 veces. En varias ocasiones pudo determinarse la componente vertical del viento neutro y se comprobó que su influencia en la determinación de las velocidades horizontales era pequeña, por lo que en los

resultados generales se prescindió de la componente vertical.

4.1.3 "PERFIL DE DENSIDAD"

La capacidad de un condensador lleno de plasma ionosférico varía según varíe la frecuencia resonante del plasma que es función a su vez de la densidad electrónica. En efecto:

$$C = \epsilon C_0 \quad [4.3]$$

donde

C: capacidad de un condensador lleno de plasma

ϵ : constante dieléctrica del plasma

C_0 : capacidad del mismo condensador en el vacío

La constante dieléctrica de un plasma, si se prescinde de un campo magnético exterior, es un escalar cuyo valor es

$$\epsilon = 1 - \frac{f^2}{f_0^2} \quad [4.4]$$

siendo f_n la frecuencia del plasma y f_0 la frecuencia de emisión. Como f_n es función de la densidad electrónica del plasma mediante la relación

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}} \quad [4.5]$$

siendo

e = carga eléctrica de un electrón

ϵ_0 = constante dieléctrica en el vacío

m = masa de electron

se puede determinar el valor de n (densidad electrónica), que para un metro cúbico el número de partículas es

$$n = 1.24 \times 10^{10} f_n^2 m^{-3} \quad [4.6]$$

si f_n se expresa en MHz.

De las variaciones de la capacidad C del condensador antena-cuerpo del cohete, al ir variando el plasma ionosférico con la altura se puede determinar la densidad electrónica con la altura.

Este método consiste en aplicar una frecuencia variable, en una amplia gama de frecuencias con un voltaje de R.F. constante, al condensador formado por la antena y el cuerpo del cohete midiendo después la tensión resultante entre las dos armaduras del condensador; esta tensión se anulará cuando el valor de ϵ , constante dieléctrica, sea nulo, lo que sucederá si de conformidad con la ecuación [4.4] la frecuencia de emisión es la misma que la frecuencia del plasma.

Por otro lado, el disponer de un condensador completamente lleno de un plasma homogéneo no se presenta en la realidad ya que siempre existirá una capa de iones próxima a los electrodos del condensador, la denominada capa "ion sheet".

En la configuración de la prueba de Jacobs y Rawer(1965), Figura 4.1, la capa de iones está señalada por una línea de puntos. (El espesor de esta capa depende de la temperatura y de la densidad electrónica del plasma). En la figura se ve cómo una parte de las líneas de fuerza del campo electromagnético generado, cruzan el plasma a través de la capa de iones dos veces

al ir de antena a la cabeza del cohete, mientras que otras hacen su recorrido sin salir de dicha capa de iones.

La capacidad equivalente de este sistema es la que corresponde al circuito de la Figura 4.2 donde

C : capacidad del condensador lleno de plasma

$2C_s$: capacidad de la capa de iones, en serie con C

C_p : capacidad en paralelo debida a las líneas de fuerza que atraviesan sólo una vez la capa de iones.

La capacidad equivalente de este sistema es

$$C_{eq} = C_p + \frac{C \cdot C_s}{C + C_s} \quad [4.7]$$

las tres capacidades C, C_p y C_s son funciones de la frecuencia del plasma; al variar la frecuencia de emisión se encuentra que a una frecuencia f_0 determinada, la capacidad equivalente se anula, y es esta frecuencia f_0 la que se mide. En este caso, cuando C_{eq} vale cero, se puede resolver la ecuación [4.7] sustituyendo en ella el valor de C dado en [4.3] y teniendo en cuenta el valor de ϵ dado por [4.4] se obtiene entonces la solución

$$f_n = f_0 \sqrt{1 + \frac{C_p C_s}{C_0 (C_p + C_s)}} \quad [4.8]$$

En esta ecuación se puede observar que la frecuencia del plasma difiere de la frecuencia de emisión medida. Por otra parte, como C_p y C_s no son conocidas con precisión, el valor de f_n será sólo

aproximado. Pero en la configuración de la prueba realizada por Melzner y Rabben (1968) se logra eliminar esta dificultad.

En efecto, según la Figura 4.3 correspondiente a la configuración de la experiencia de Melzner, el condensador está formado por el cono, del cual está aislado eléctricamente, y el motor del mismo; a su vez entre ambos se incorpora un anillo de protección también aislado. La señal variable emitida de R.F. de 0.3V de tensión se aplica entre el motor y el anillo de protección, de modo que de forma sucesiva realice cada segundo un barrido entre 0.2 y 10.0 MHz. Así, tan sólo se mide la diferencia de tensión entre el cono del cohete y el motor del mismo evitando de esta manera la capacidad C_p en paralelo ya que no existirán líneas de fuerza que atraviesen solamente la capa de iones (ion sheet).

En este caso, la capacidad equivalente C_{eq} será:

$$C_{eq} = \frac{C \cdot C_s}{C + C_s} \quad [4.9]$$

y teniendo presente el valor de C dado por [4.3] y [4.4], se observa que se anulará cuando la frecuencia de emisión sea igual a la frecuencia del plasma.

Hasta aquí se ha considerado un plasma no sometido a un campo magnético exterior, pero en la realidad física no se puede prescindir de dicho campo. Al tenerlo en cuenta el problema se complica extraordinariamente; en ese caso el valor del dieléctrico habrá de expresarse mediante un tensor que tomará diferentes valores según sea el ángulo α que forman los campos eléctrico \vec{E} y geomagnético \vec{B} :

i) Para una propagación longitudinal, es decir para campos \bar{E} y \bar{B} paralelos ($\cos \alpha=1$), la parte real del dieléctrico expresada en función de la frecuencia del plasma y de la frecuencia de emisión vale

$$\epsilon_r = 1 - \frac{f_n^2}{f_0^2} \quad [4.10]$$

lo mismo que para un plasma sin campo magnético, y ϵ_r se anulará para un valor de f_0 igual a la frecuencia del plasma.

ii) Para una propagación transversal, es decir cuando los campos \bar{E} y \bar{B} son perpendiculares ($\cos \alpha=0$), el valor de la parte real del dieléctrico será

$$\epsilon_r = 1 - \frac{f_n^2}{f_0^2 - f_B^2} \quad [4.11]$$

donde f_B es la girofrecuencia de los electrones; este valor de ϵ_r se anulará para un valor de la frecuencia de emisión f_0 dado por

$$f_0^2 = f_n^2 + f_B^2 \quad [4.12]$$

que es la llamada frecuencia híbrida f_{BY}

iii) Para un valor del ángulo " α " que formen \bar{E} y \bar{B} intermedio entre 0° y 90° valdrá:

$$\epsilon_r = 1 - \frac{f_n^2}{f_0^2} \cdot \frac{f_0^2 - f_B^2 \cos \alpha}{f_0^2 - f_B^2} \quad [4.13]$$

que se anulará para un valor de la frecuencia de emisión f_0 intermedio entre la frecuencia del plasma y la llamada frecuencia híbrida f_{BY} .

En efecto, igualando a cero la ecuación anterior queda:

$$f_0^2 (f_0^2 - f_B^2) = f_n^2 (f_0^2 - f_B^2 \cos \alpha) \quad [4.14]$$

y haciendo operaciones, resulta la siguiente ecuación:

$$f_0^4 - f_{BY}^2 f_0^2 + f_B^2 f_n^2 \cos \alpha = 0 \quad [4.15]$$

que tiene como solución, para f_0^2 , comprendiendo los dos casos ya estudiados, la que corresponde a la suma del radical:

$$f_0^2 = \frac{f_{BY}^2 + \sqrt{f_{BY}^2 - 4f_B^2 f_n^2 \cos \alpha}}{2} \quad [4.16]$$

Al realizar el barrido de frecuencias entre 0.2 y 10.0MHz, y medir la tensión resultante entre el cono del cohete y el motor del mismo se obtienen unas curvas análogas a las representadas en la Figura 4.4, en la que se observa que la tensión tiende a cero para una frecuencia de emisión f_0 igual a la frecuencia plasma f_n , y a la frecuencia híbrida f_{BY} . No aparece un corrimiento debido a la posible variación del ángulo α , ya que la diferencia entre las frecuencias f_n y f_{BY} medidas en las curvas y calculadas a partir del valor teórico de la girofrecuencia f_B , caen dentro del error de las medidas que es de un valor de $\pm 5\%$.

A este mismo resultado llegan K.G. Balmain y G.A. Oksiutik (1968) que estudian las resonancias de un condensador

esférico situado en un plasma sometido a un campo magnético. El espectro de resonancias que calculan numéricamente, es del todo semejante al de las pruebas realizadas por Melzner. Encuentran dos resonancias en paralelo (la tensión tiende a cero) para la frecuencia de emisión igual a f_n y f_{BY} , y una resonancia en serie (la tensión tiende a su máximo valor) que depende de la capa de iones (ion sheet).

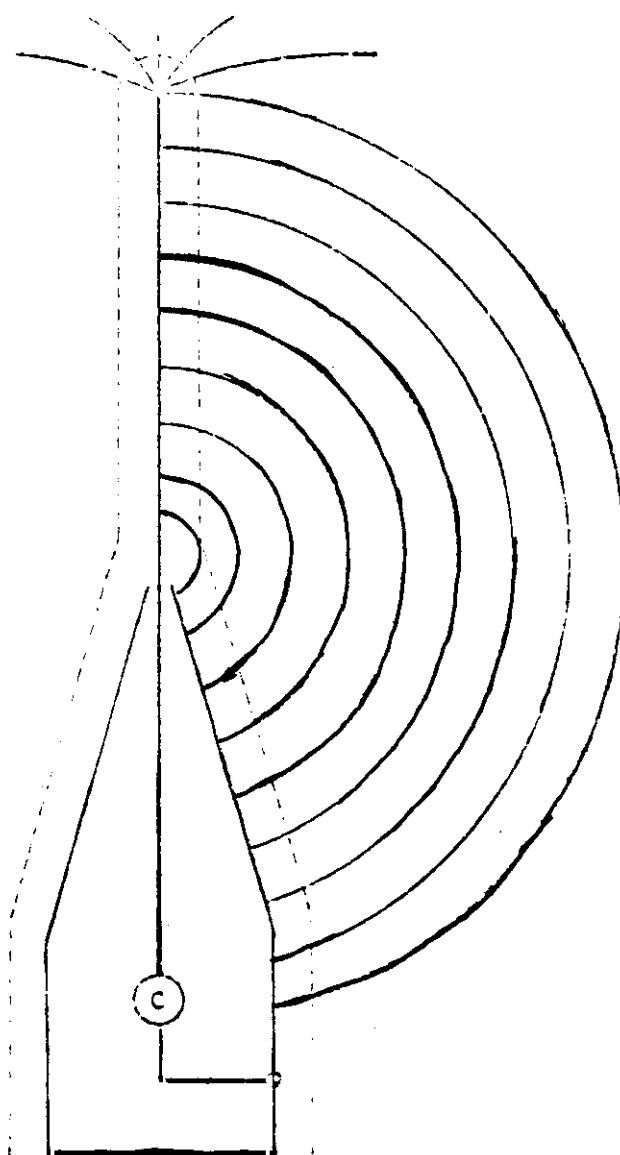


Figura 4.1
Configuración de la experiencia
de J.Jacobs y K.Rawer

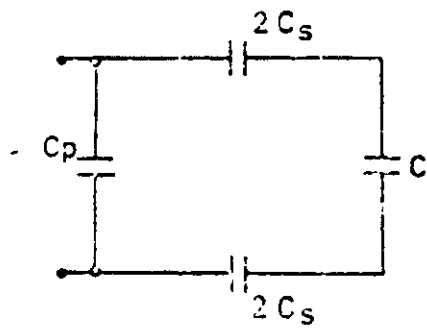


Figura 4.2
Circuito equivalente de la experiencia
de J.Jacobs y K.Rawer

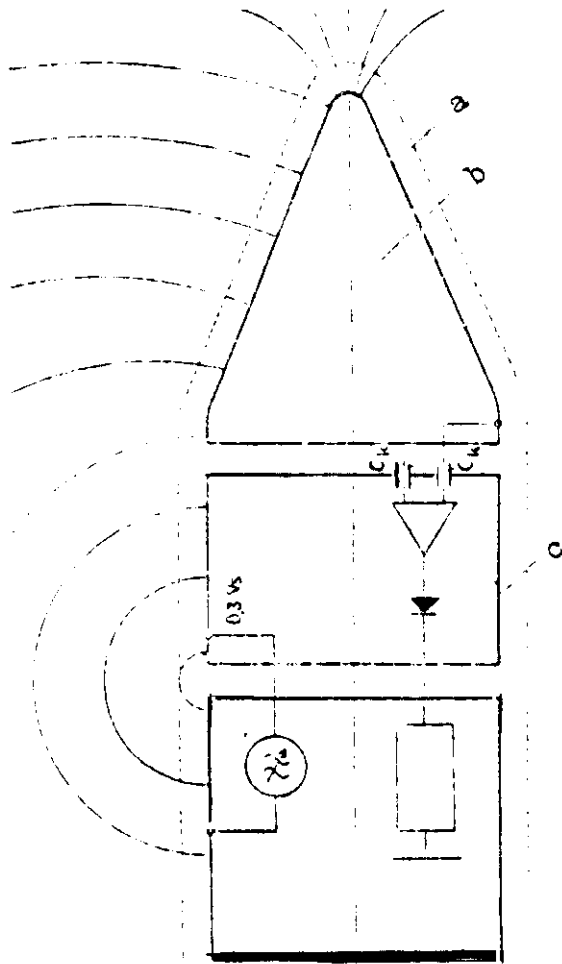


Figura 4.3

Configuración de la experiencia de Melzner

- a) capa de iones (ion sheet)
- b) cono del cohete
- c) anillo de protección

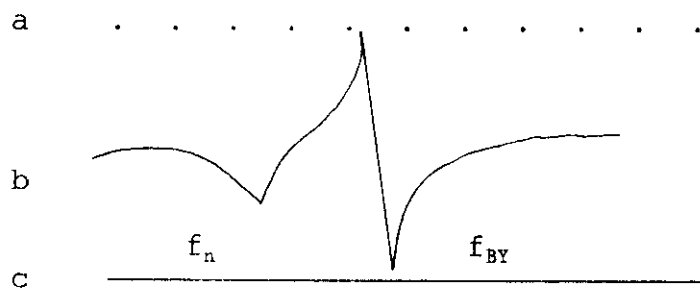


Figura 4.4

- a) marcaje de frecuencia
- b) tensión entre el cono y el motor
- c) línea de referencia de 0 V

4.2 DATOS

En este apartado se presenta el banco de datos obtenido mediante las diferentes series de medidas efectuadas en la experiencia conjunta. Estas medidas se basaron en tres sistemas de observación de la ionosfera: i) observación a través del sondeador de incidencia vertical situado en tierra (Ver 4.2.1); ii) datos registrados del viento en los cuatro lanzamientos de cohetes realizados (Ver 4.2.2) y iii) perfiles verticales medidos de la densidad electrónica con la sonda incorporada al cohete (Ver 4.2.3).

4.2.1 DATOS DE LA CAPA E_s DEDUCIDOS DE SONDEOS IONOSFERICOS

El sondeador instalado en el campo de lanzamiento funcionó regularmente en la noche del 26 al 27 de mayo con las restricciones impuestas de silencio radioeléctrico en los períodos de montaje de los cohetes en las rampas de lanzamiento funcionando sin embargo durante los cuatro lanzamientos.

En la Tabla 4.1 se dan los parámetros medidos en los ionogramas según las normas establecidas por el Comité de Sondeos Mundiales, en los intervalos de tiempo durante los cuales los cohetes estaban en el aire.

TABLA 4.1
SONDEOS IONOSFERICOS
PARAMETROS DE LA CAPA Es

Exp.	Hora	h'Es Km	Tipo Es	fbEs MHz	foEs MHz	Nota
	dia 26					
I	20h05m	115	f	2.85	4.40	
II	23h36m	125	f	2.60	5.50	
	dia 27					
III	1h44m	125 100	f l	1.40	2.50 2.10	Transparente
IV	4h40m	125 105	f l	1.40	3.95 1.95	Transparente

4.2.2 DATOS OBSERVADOS DEL VIENTO \bar{u} A LO LARGO DE LA VERTICAL

Los resultados obtenidos pueden verse en la Tabla 4.2 en la que de kilómetro en kilómetro figuran las componentes del viento hacia el Este y hacia el Norte con valores positivos, y hacia el Oeste y el Sur con valores negativos. Hay que resaltar que en los trabajos del viento en la ionosfera se suelen indicar las direcciones hacia el E, N, etc., al revés que en los de Meteorología en los que al decir viento del E, se indica que viene del E, etc. Estos resultados pueden verse también en forma gráfica en los perfiles del viento en altura, que aparecen en las Figuras 4.5, 4.6, 4.7 y 4.8 correspondientes a los cuatro lanzamientos realizados.

En las Figuras 4.9, 4.10, 4.11 y 4.12 se muestran asimismo las hodógrafas correspondientes a los lanzamientos.

En las Figuras 4.13 y 4.14 se presentan las evoluciones temporales de los perfiles de viento.

Las coordenadas de las velocidades del viento en altura son las del E y N geográficos. Una sencilla transformación, simple giro de los ejes del triedro, permite tener los valores del mismo en coordenadas geomagnéticas.

TABLA 4.2

PERFIL VERTICAL DEL VIENTO EN ALTURA

z Km.	Exp. I		Exp. II		Exp. III		Exp. IV	
	E	N	E	N	E	N	E	N
80								
81								
82								
83							-15.0	35.0
84							12.5	31.0
85							34.0	29.5
86							37.5	22.0
87							32.0	3.5
88							34.0	-19.5
89					16.0	-16.0	28.5	-23.5
90					20.5	-14.0	3.5	- 7.0
91	21.0	3.5			24.5	-11.5	- 2.0	16.5
92	17.0	-16.0			25.0	-1.5	26.5	41.0
93	13.0	-34.0	- 5.0	- 7.0	19.5	19.0	32.0	48.5
94	9.5	-33.5	9.5	7.0	24.5	49.5	34.5	53.5
95	6.0	-20.0	- 5.0	-11.0	34.0	56.5	42.0	53.0
96	4.5	- 5.0	0.0	3.0	39.5	42.5	51.5	46.5
97	3.0	8.5	32.5	18.0	38.5	16.0	59.5	38.5
98	0.5	20.5	46.0	12.0	30.5	-13.0	75.5	37.0
99	- 3.5	23.0	54.0	-16.0	23.5	-34.0	81.5	36.0
100	- 5.0	27.0	61.0	-50.0	21.0	-49.5	86.0	17.0
101	76.0	-30.0	62.5	-61.5	13.5	-66.0	86.0	-13.0
102	81.0	-39.0	48.5	-66.5	3.5	-77.5	56.0	-33.0
103	84.0	-40.5	43.0	-68.5	- 6.0	-86.0	17.0	-35.5
104	83.5	-43.5	38.0	-70.0	-17.5	-94.5	2.0	- 4.5
105	81.0	-44.0	33.5	-71.5	-28.0	-90.5	- 5.5	21.5
106	77.0	-42.5	31.0	-72.0	-33.0	-77.5	- 9.5	26.0
107	68.5	-38.5	27.5	-73.5	-36.0	-67.0	-13.0	25.5
108	58.5	-42.5	29.0	-74.5	-37.5	-47.5	-15.5	23.0
109	49.0	-31.5	31.5	-75.0	-36.5	-27.0	-16.0	21.5
110	38.0	-12.5	33.5	-76.0	-31.5	-13.5	-15.5	18.5
111	28.5	0.0	33.0	-78.0	-18.0	- 5.5	-12.5	16.0
112	21.0	13.0	32.0	-81.5	6.0	3.0	-10.5	13.5
113	19.0	27.0	29.0	-84.5	25.0	18.5	-10.0	10.0
114	23.5	40.0	24.5	-83.0	36.5	58.0	- 9.0	5.5
115	29.5	45.5	19.5	-77.5			- 8.0	0.0
116	21.0	47.5					- 8.0	- 5.5
117							-10.0	-11.5
118							-14.0	-18.0
119							-20.0	-24.5
120							-25.5	-30.5
121							-29.0	-31.5
122							-26.5	- 8.0
123							- 5.5	5.0

Lanzamientos: I(20 h); II(23h 30m); III(1h 40m); IV(4h 40m)
 E:Valores del viento hacia el E positivos;(al W negativos)
 N:Valores del viento hacia el N positivos;(al S negativos)

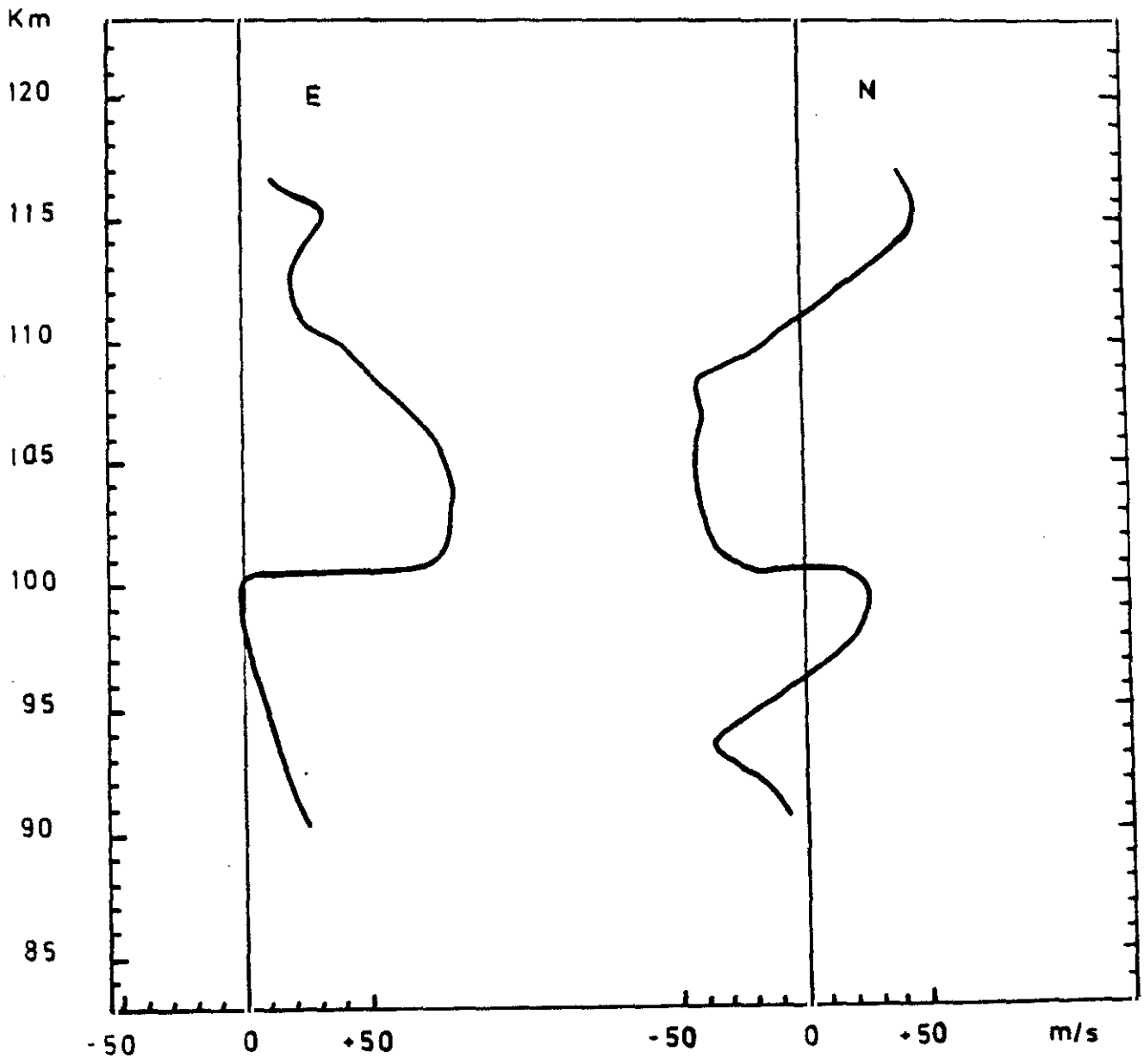


Figura 4.5
 Perfiles del viento \bar{u} en altura
 Lanzamiento I (20h)

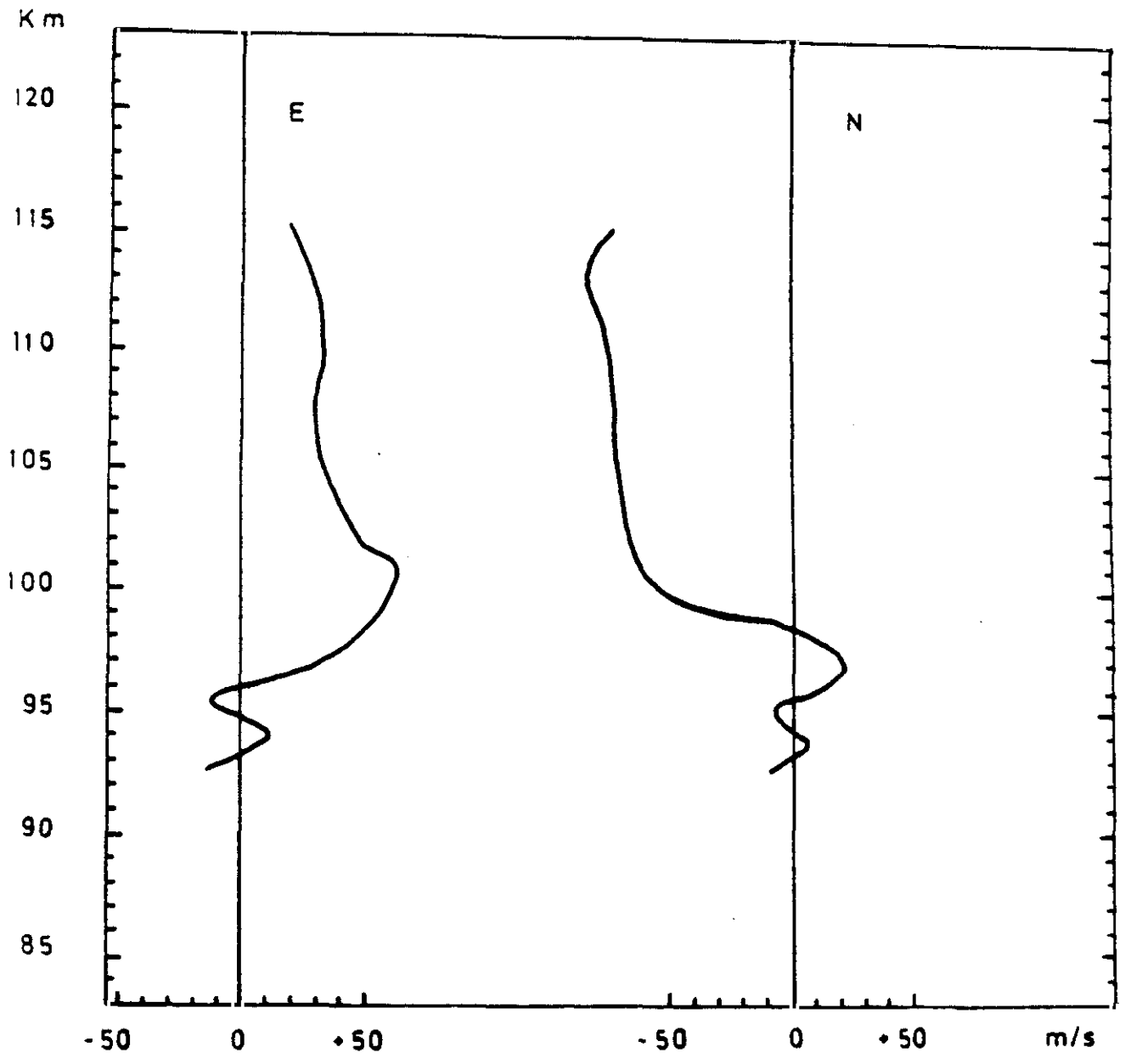


Figura 4.6
 Perfiles del viento \bar{u} en altura
 Lanzamiento II (23h 30m)

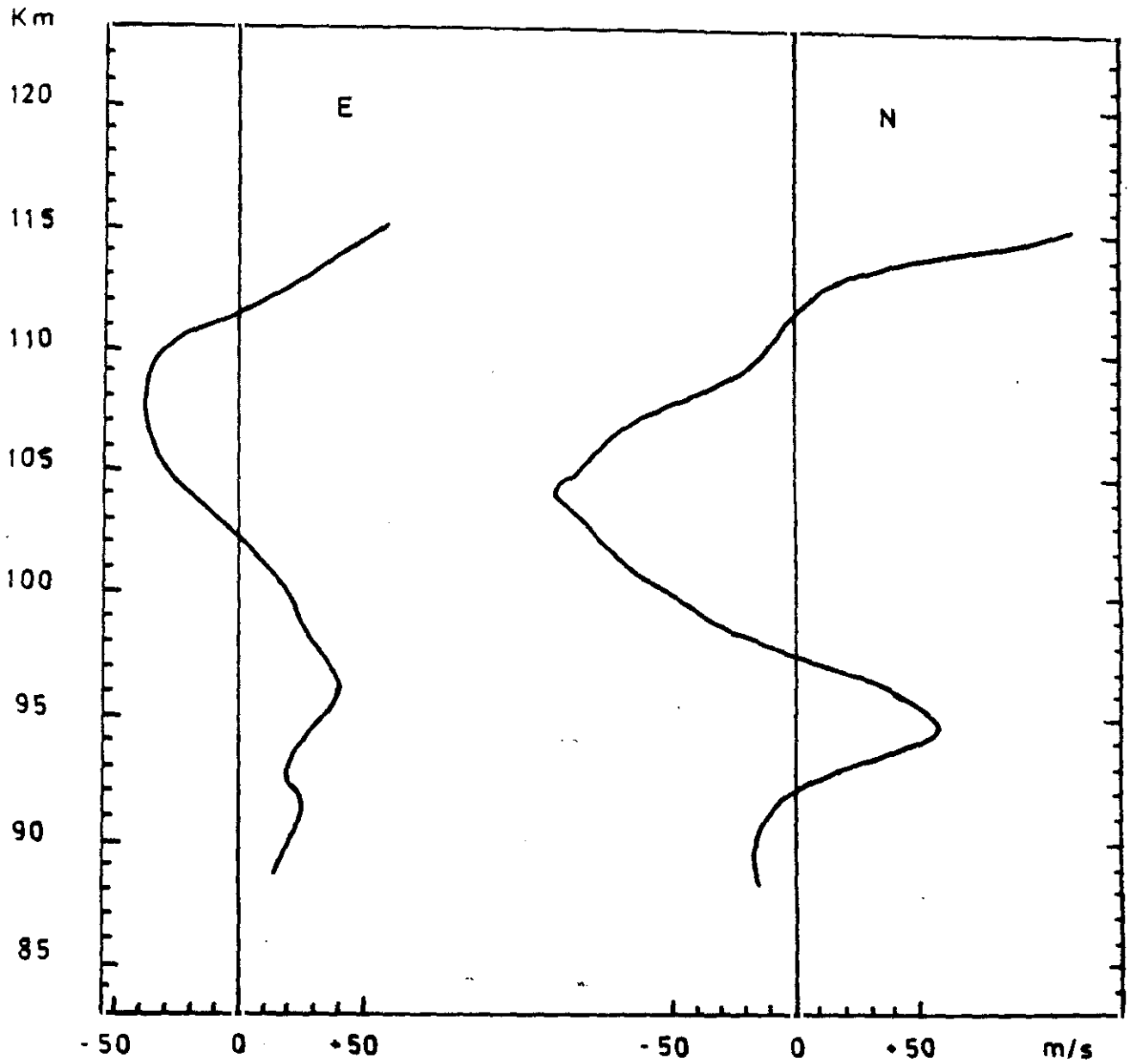


Figura 4.7
 Perfiles del viento \bar{u} en altura
 Lanzamiento III (1h 40m)

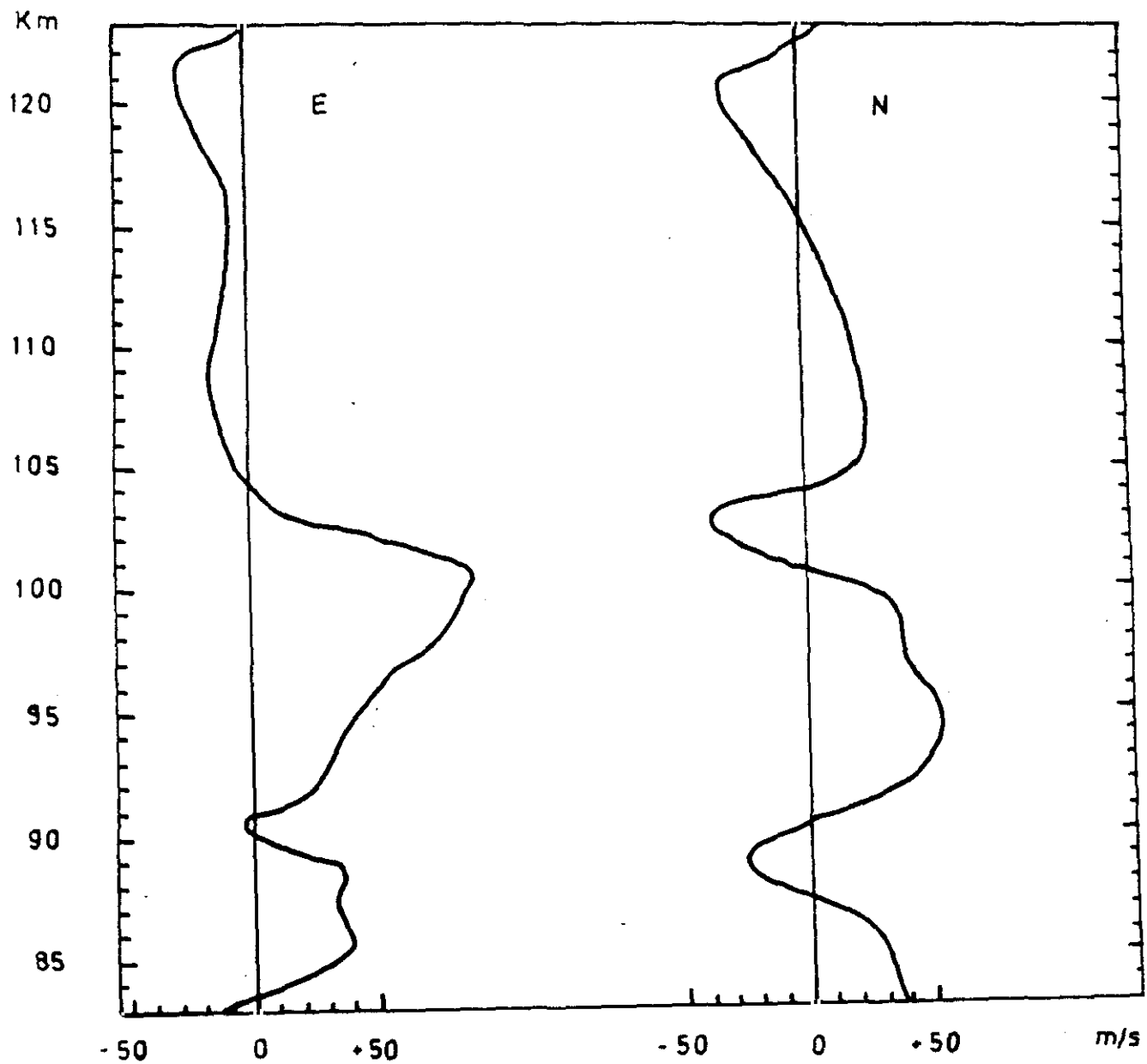


Figura 4.8
 Perfiles del viento \bar{u} en altura
 Lanzamiento IV (4h 30m)

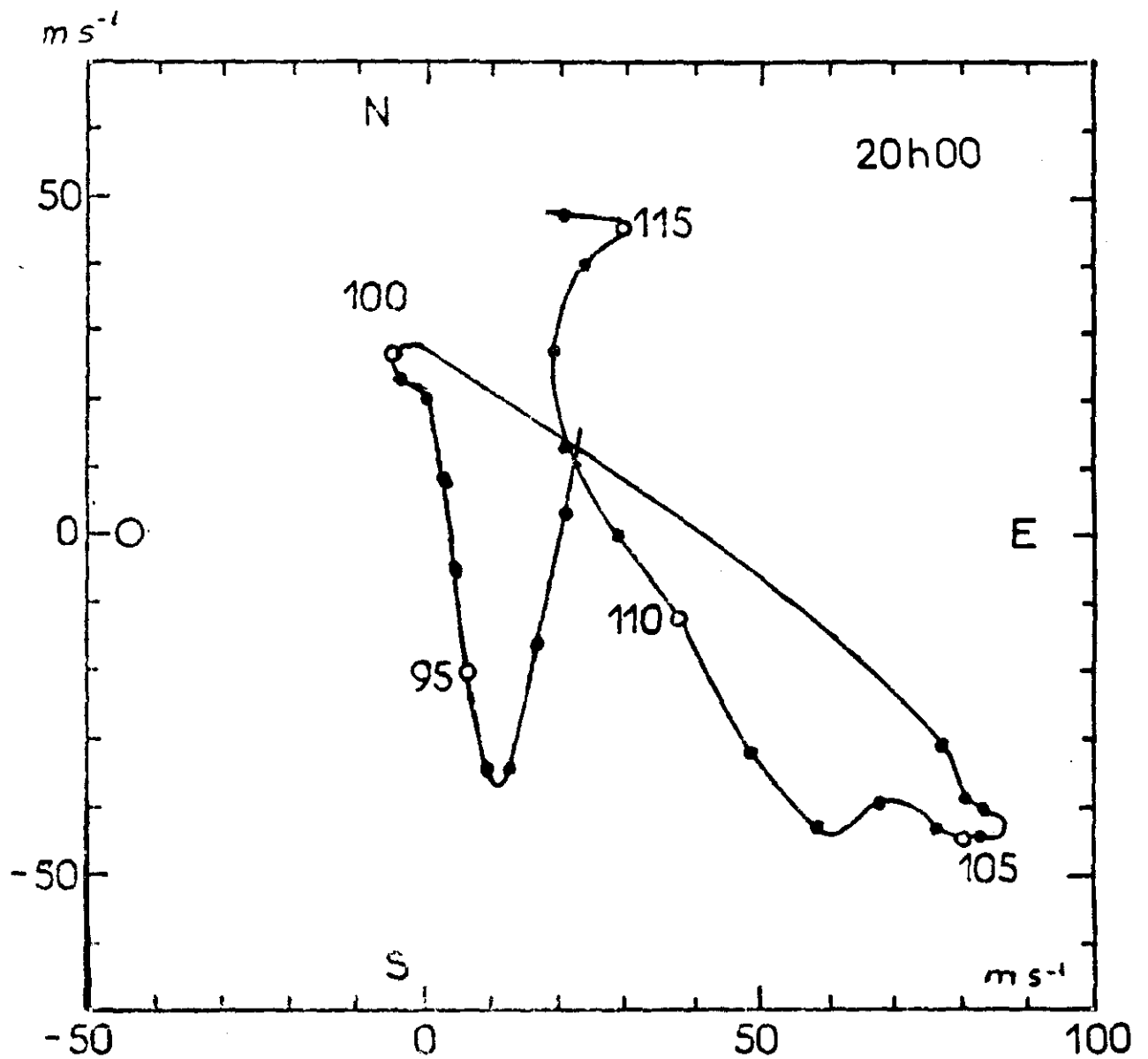


Figura 4.9
 Hodógrafa del viento
 Lanzamiento I (20h)

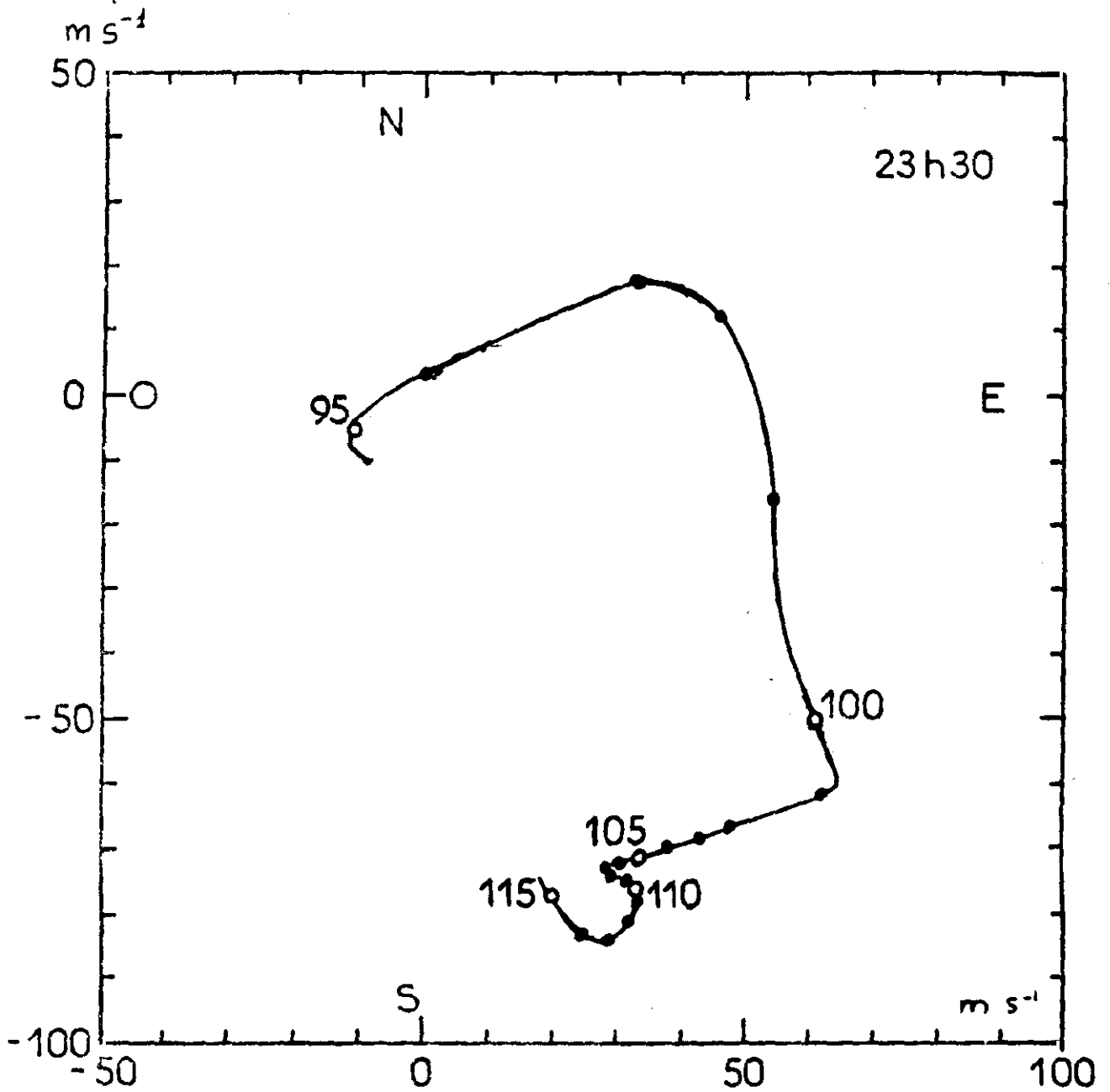


Figura 4.10
 Hodógrafa del viento
 Lanzamiento II (23h 30m)

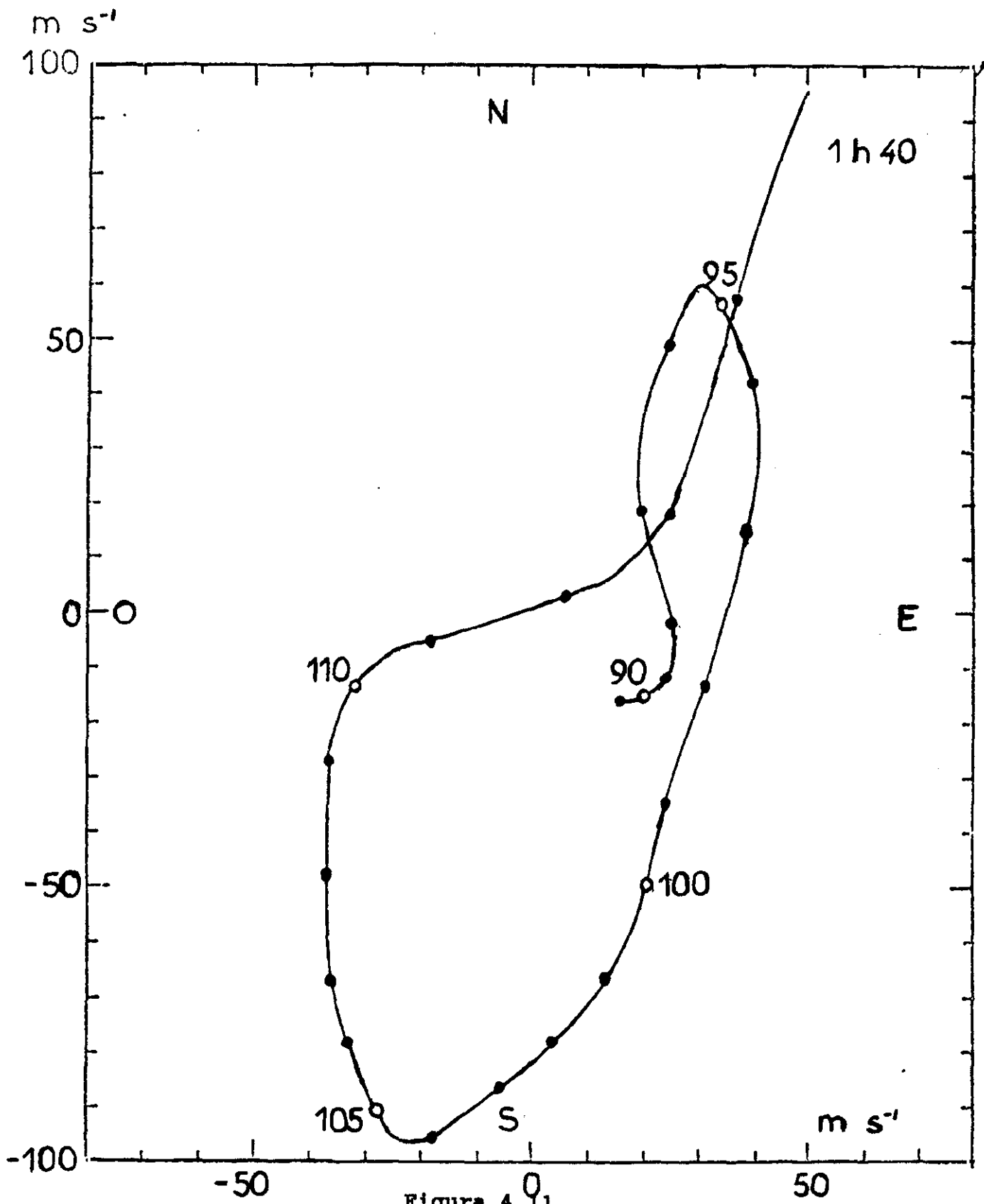


Figura 4.11
 Hodógrafa del viento
 Lanzamiento III (1h 40m)

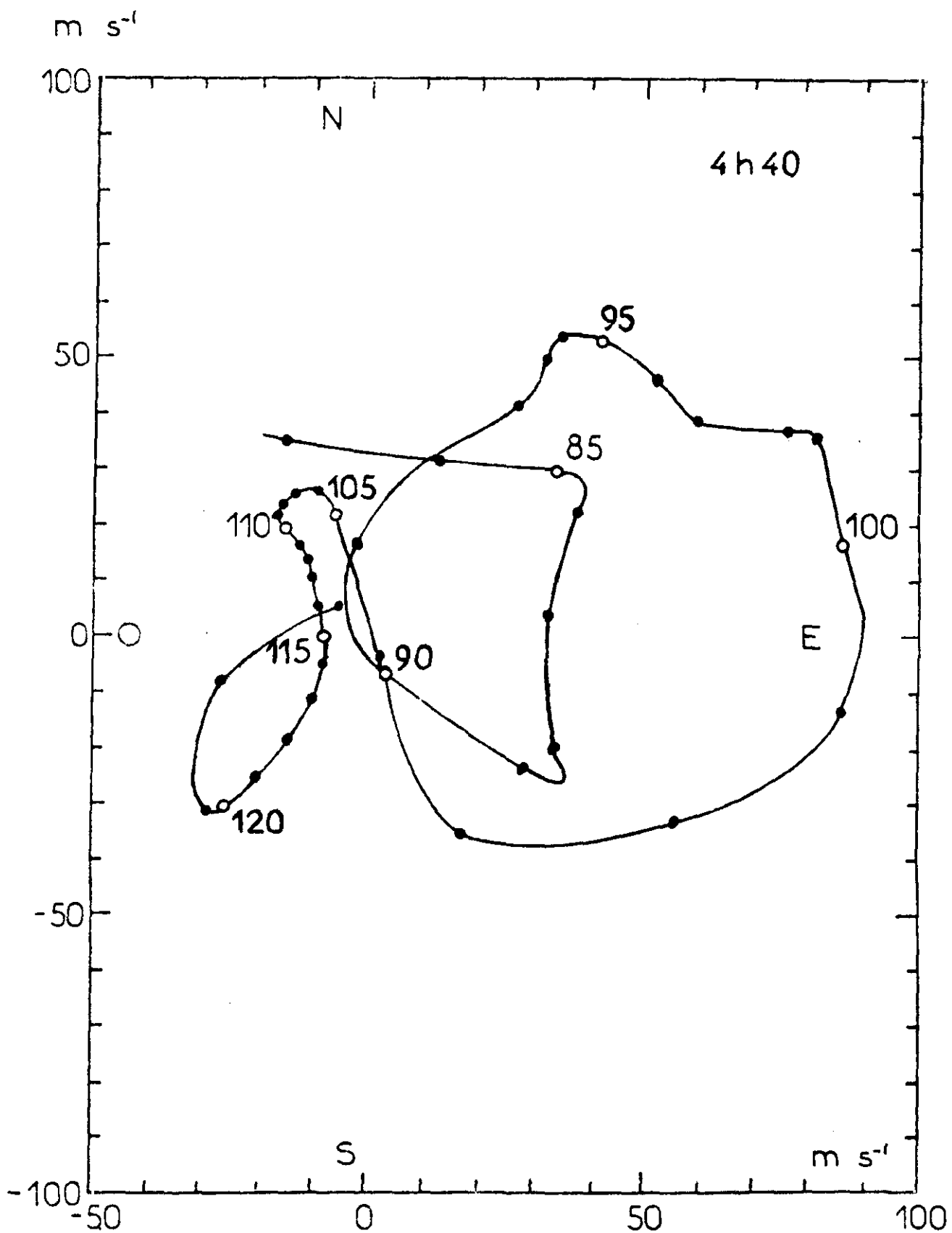


Figura 4.12
 Hodógrafa del viento
 Lanzamiento IV (4h 40m)

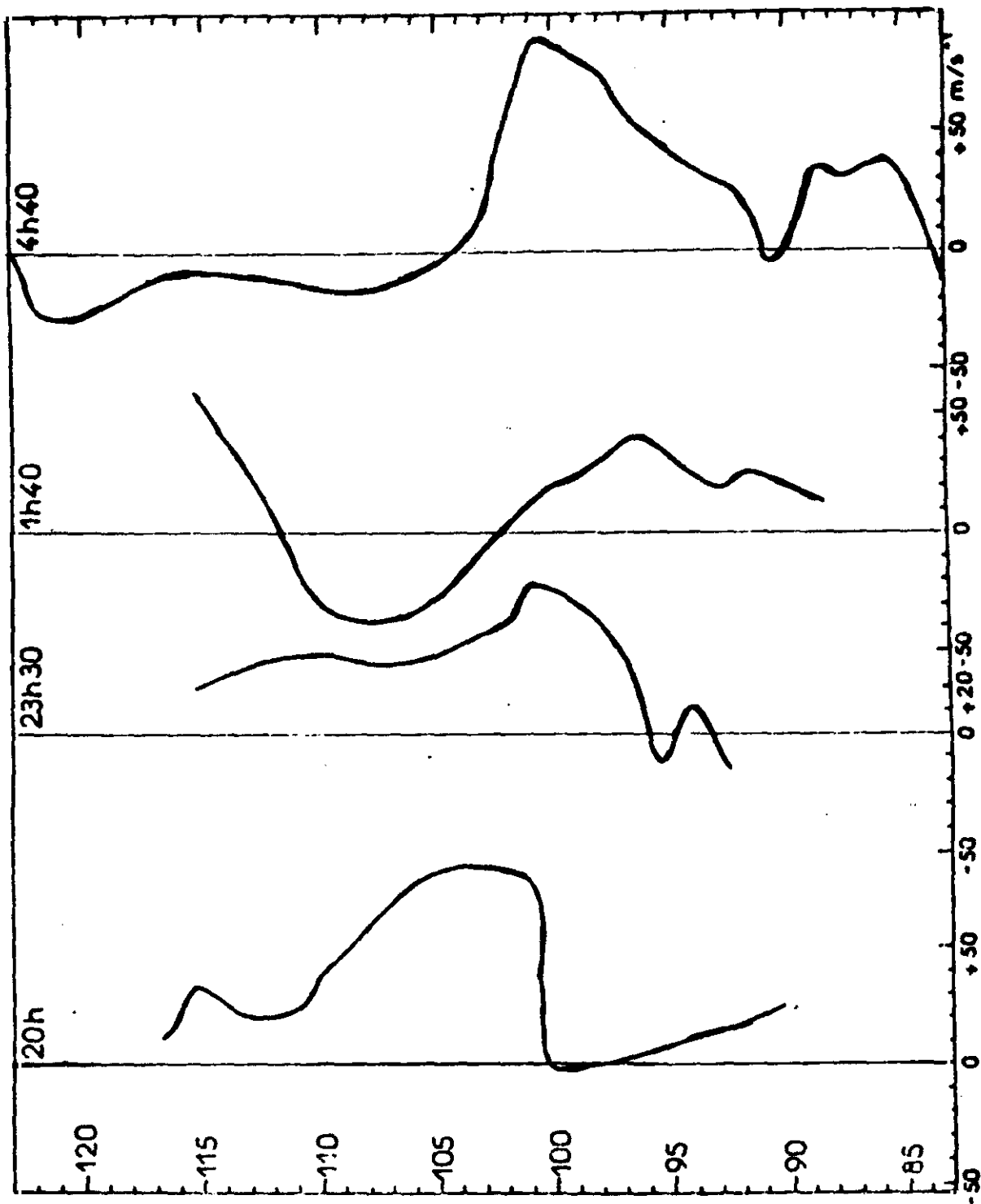


Figura 4.13

Evolución temporal de los perfiles de viento medidos en dirección O-E

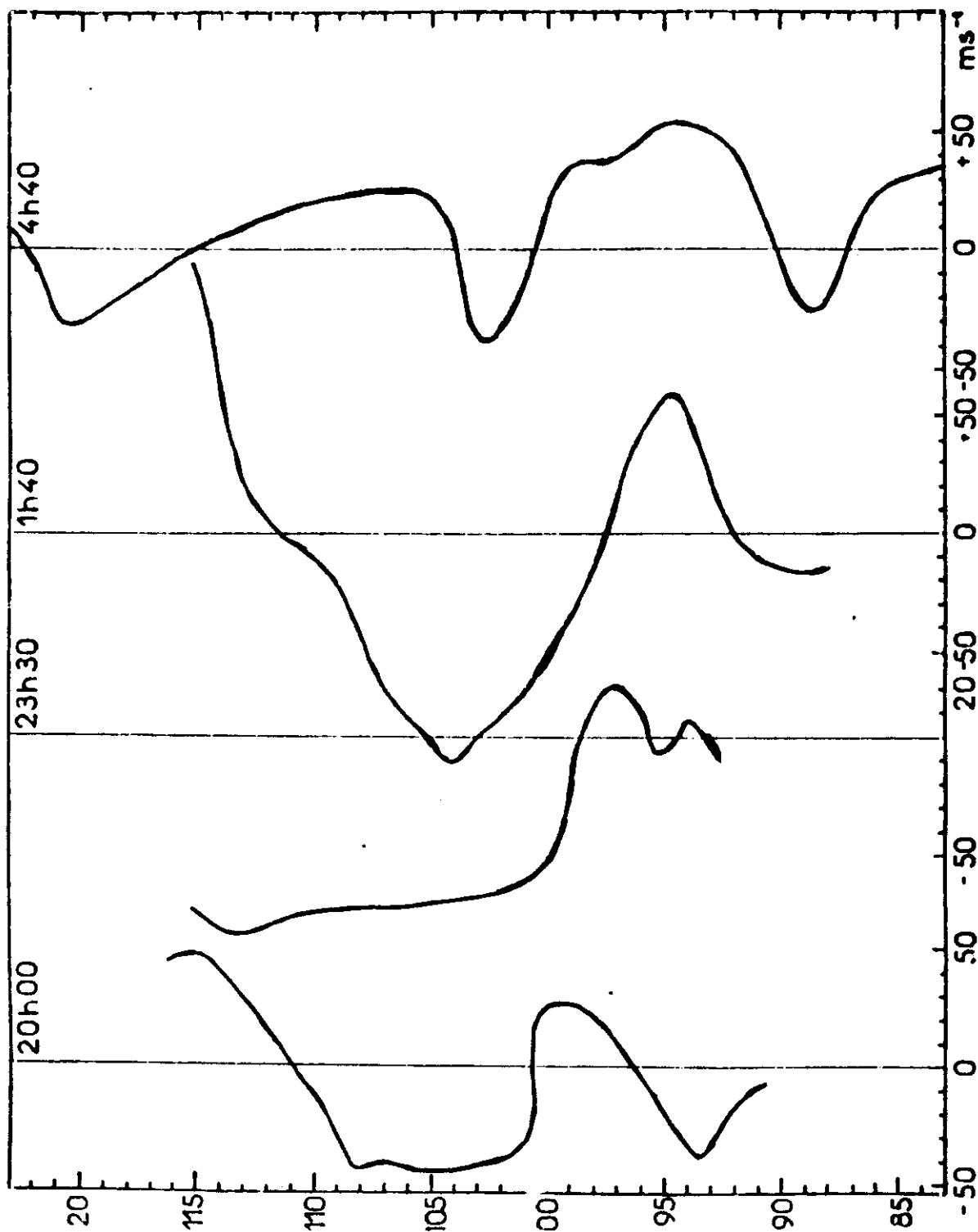


Figura 4.14

Evolución temporal de los perfiles de viento medidos en dirección S-N

4.2.3 PERFILES VERTICALES MEDIDOS DE LA DENSIDAD ELECTRONICA

Además de los datos del Sondeador Ionosférico, en dos de los cohetes lanzados, el primero a las 20h 05m del día 26 y del cuarto a las 4h 40m del día 27, se determinaron sendos perfiles de la densidad electrónica.

El método empleado para la obtención de los perfiles de densidad electrónica con la altura fue el de impedancia de Radio Frecuencia, según la configuración de F. Melzner y H. Rabben (1968) del Max-Planck Institut. La construcción de la cabeza de prueba fue realizada por Construcciones Aeronáuticas siguiendo las especificaciones técnicas del INTA.

Con los datos obtenidos por telemedida, se dispone de los valores de la frecuencia del plasma f_n de segundo en segundo, en la rama ascendente del cohete. Por otra parte el grupo de seguimiento de El Arenosillo ha suministrado asimismo las alturas del cohete de segundo en segundo. Con estos datos se han evaluado las gráficas correspondientes al perfil de densidad electrónica en altura de los cohetes primero y cuarto, únicos en los que se realizó esta experiencia que, además de la prueba de eyección de la nube de sodio para la determinación de velocidades, llevaban también en la carga útil la prueba de impedancia de R.F. Las representaciones gráficas de la densidad n con la altura aparecen en las Figuras 4.15 y 4.16

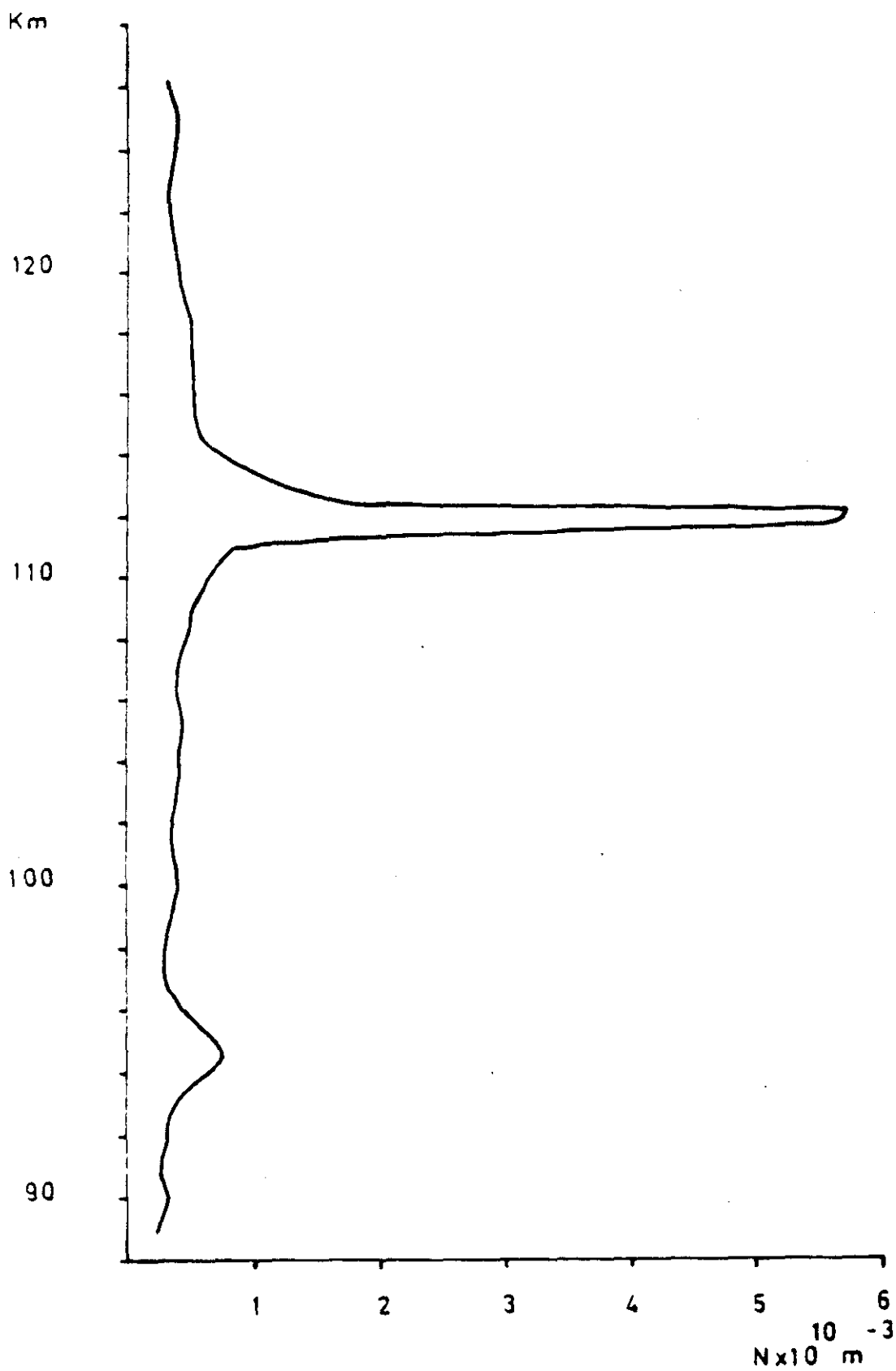


Figura 4.15
Perfil de densidad electrónica
Lanzamiento I (20h)

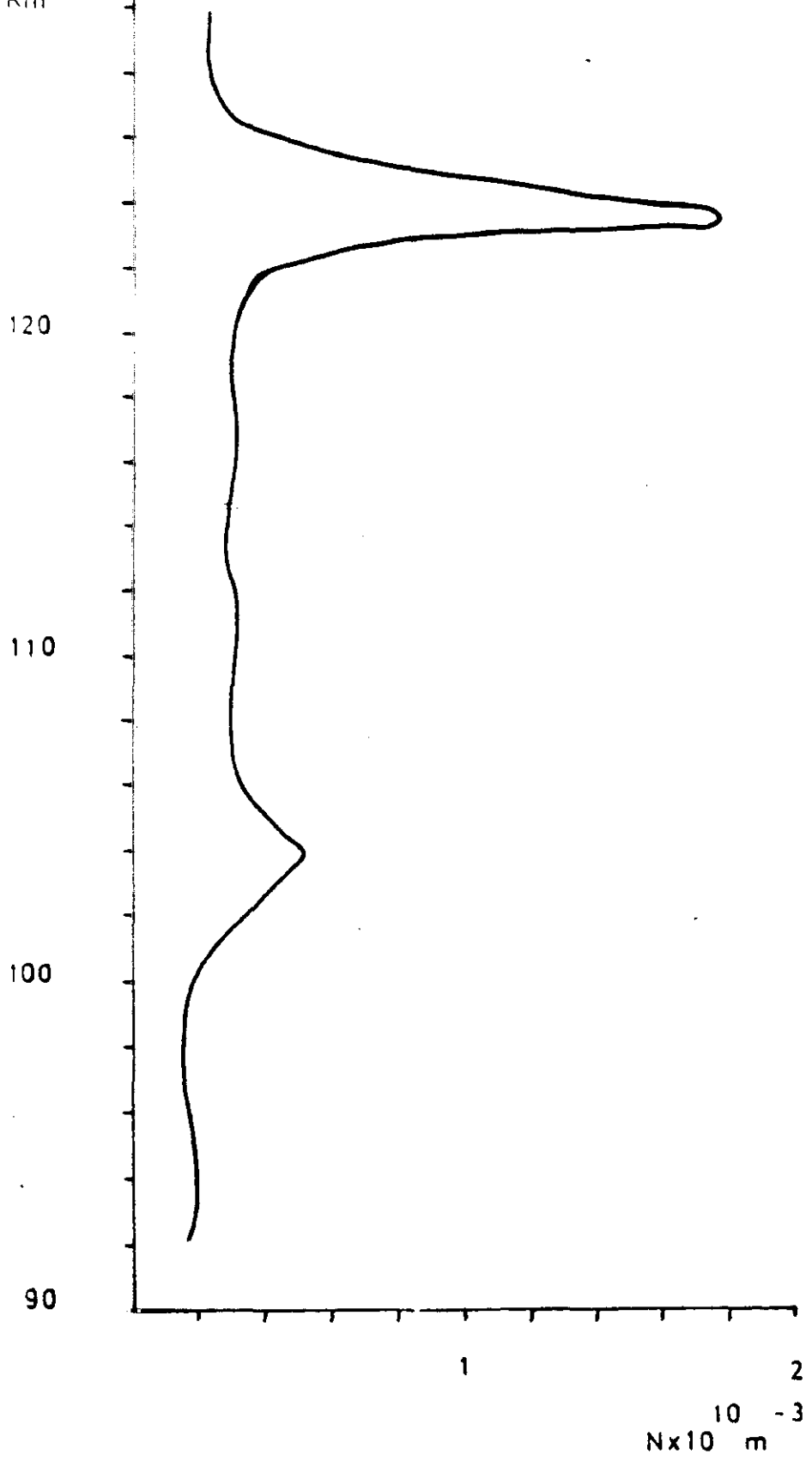


Figura 4.16
Perfil de densidad electrónica
Lanzamiento IV (4h 40m)

4.3 CONSISTENCIA

La consistencia de los datos, sobre los que se han basado los análisis de la experiencia para validar la teoría estudiada acerca de la velocidad iónica vertical en función de la velocidad del viento y su variación con la altura, se ha fundamentado en la comparación de los datos obtenidos de los perfiles de densidad electrónica (Figuras 4.15 y 4.16) con los del Sondeador Ionosférico (Tabla 4.1). En la tabla 4.3 de comparación de alturas (Sondeo Ionosférico/Perfil Densidad), se observa que estos dos lanzamientos presentan tan sólo una leve discrepancia del tres por ciento en las alturas de la capa E esporádica. La altura a la cual aparece en el perfil de densidad electrónica la capa E, es inferior en tres Kilómetros a la medida en los ionogramas. Se estima que la causa de esta diferencia reside en que los cohetes no pudieron ser seguidos por radar en toda su trayectoria, sino tan sólo en los primeros setenta segundos, extrapoliándose después su trayectoria. Puede decirse que la consistencia interna de los datos sobre los que se va a contrastar la teoría estudiada de formación de capas E esporádicas es muy buena.

TABLA 4.3

SONDEO IONOSFERICO/PERFIL DENSIDAD

Exp.	Hora	h'Es Km.		fbEs MHz	foEs MHz	Nota
		Ionog.	Perfil			
I	20h25m	115 -	112 94	2.85	4.40	(fn=2.3 MHz) (fn=0.7 MHz)
II	23h36m	125		2.60	5.50	No se lanzó sonda perfil
III	1h44m	125 100		1.40 Trans.	2.50 2.10	No se lanzó sonda perfil
IV	4h41m	125 105	124 104	1.40 Trans.	3.95 1.95	(fn=1.4 MHz) (fn=0.7 MHz)

4.4 VALIDACION

Para la validación del modelo se ha procedido según las siguientes fases operativas: i) Cálculo de los perfiles de la velocidad iónica vertical en base a la ecuación vectorial [3.16] (Ver 4.4.1); ii) presentación de los resultados de los cuatro lanzamientos con los perfiles asociados en los que se observan claramente los puntos donde teóricamente debe formarse la capa. (Ver 4.4.2) y iii) comparación de estos resultados con las medidas directas de la ionosfera conseguidas con el sondeador en tierra (Ver 4.4.3 y Tablas 4.4 y 4.5).

4.4.1 METODOLOGIA DE CALCULO DE LOS PERFILES DE LA VELOCIDAD IONICA VERTICAL

De conformidad con lo expuesto en el capítulo 3, la altura z para la cual v_z es de valor nulo al mismo tiempo que $\partial v_z / \partial z$ es negativo, será un nivel en donde habrá convergencia de iones. Se comprende que en este caso en alturas inferiores a $v_z=0$ los iones se moverán hacia arriba, mientras que en alturas superiores a $v_z=0$ lo harán hacia abajo.

Para determinar a qué altura se producirá la convergencia, bastará calcular el perfil de la velocidad vertical v_z de los iones deducida de la tercera componente de la ecuación vectorial [3.16] que proporciona la velocidad iónica, para lo que es preciso conocer el valor del campo magnético, que se supone constante en el entorno de alturas del experimento, el valor del parámetro r para las diferentes alturas, así como los valores de

la velocidad del viento en coordenadas geomagnéticas, obteniéndose éstas de las geográficas mediante un simple giro de coordenadas.

Como valor del campo geomagnético se ha tomado el del Observatorio de San Fernando, próximo al lugar de los lanzamientos, extraído del mapa del Instituto Geográfico Nacional:

Declinación	7°24'		
Inclinación	52°12'		
Componente Horizontal (H)	26.190	nano	teslas
Componente Vertical (Z)	33.820	"	"
Módulo Vector (F)	42.760	"	"

Los valores de r utilizados han sido los calculados por Axford (1963) y validados por McLeod (1971).

Las componentes del viento neutro se han tomado de los deducidos de las cuatro experiencias realizadas en El Arenosillo.

Las Figuras 4.17, 4.18, 4.19, y 4.20 describen gráficamente la componente vertical de la velocidad iónica calculada.

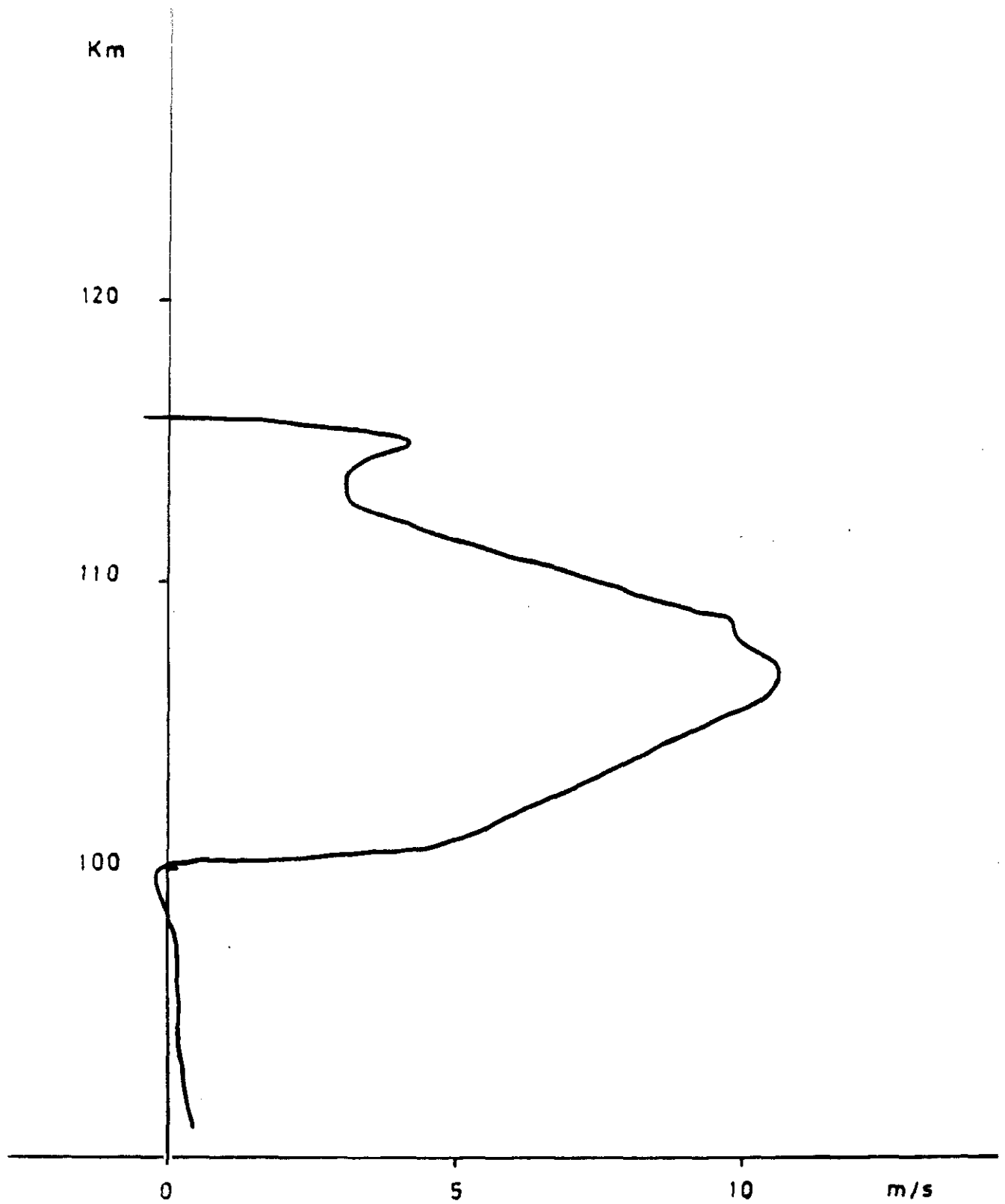


Figura 4.17
Perfil de la velocidad vertical de los iones
Lanzamiento I (20h)

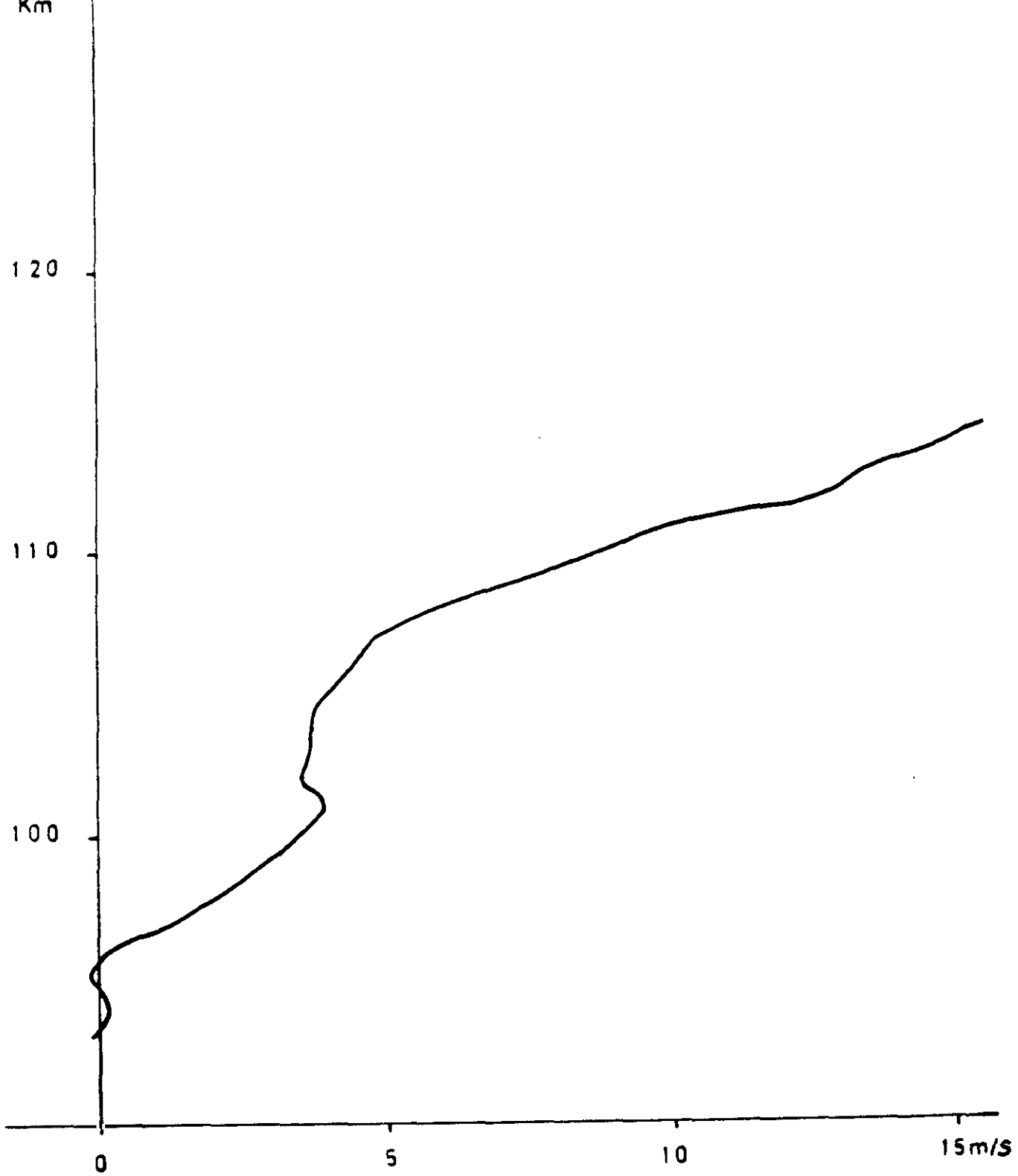


Figura 4.18

Perfil de la velocidad vertical de los iones

Lanzamiento II (23h 30m)

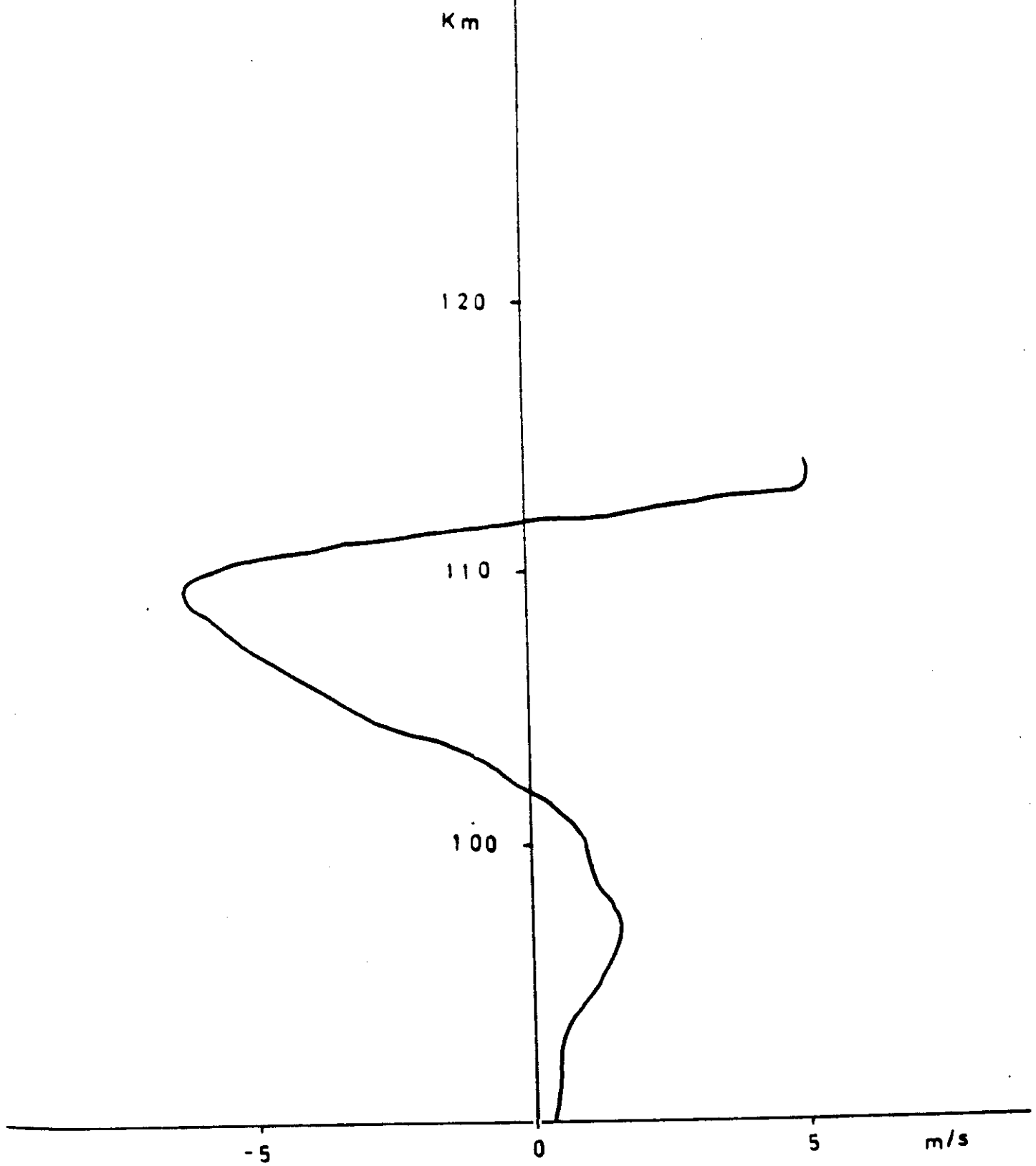


Figura 4.19
Perfil de la velocidad vertical de los iones
Lanzamiento III (1h 40m)

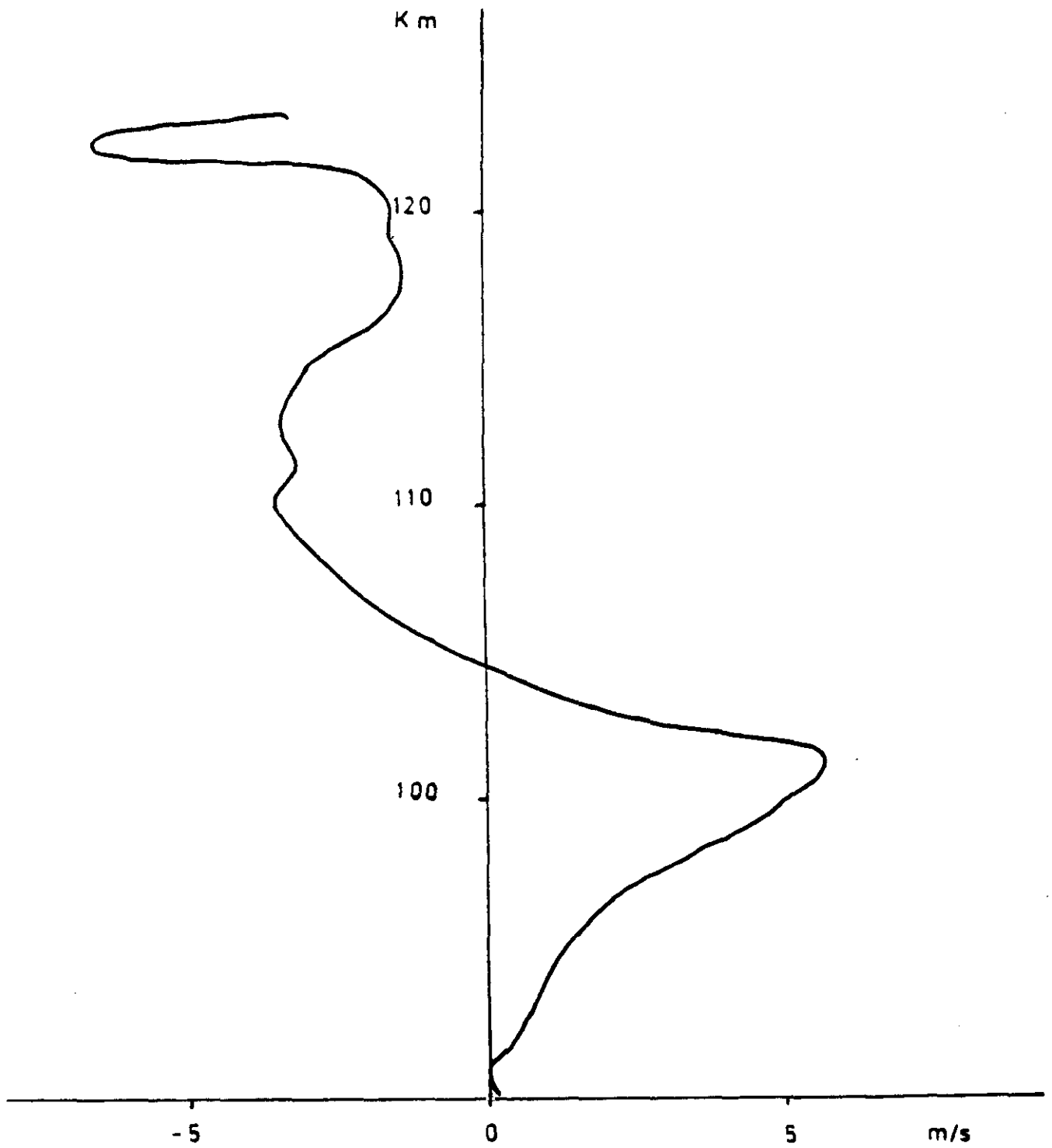


Figura 4.20
Perfil de la velocidad vertical de los iones
Lanzamiento IV (4h 30m)

4.4.2 RESULTADOS DE LOS LANZAMIENTOS

- LANZAMIENTO I. En el primer lanzamiento se ve que existe un punto claro de convergencia próximo a los 116 Km, y otro más débil a los 98 Km.
- LANZAMIENTO II. En el segundo lanzamiento no aparece ninguna altura de convergencia de iones .
- LANZAMIENTO III. En el tercero se observa un punto de convergencia a 102 Km.
- LANZAMIENTO IV. En el cuarto se observa otro punto de convergencia a 104 Km.

Según la metodología aplicada, estas alturas de convergencia de iones deben ser las alturas en las que habrá de aparecer una capa E esporádica formada por la acción del viento neutro que arrastra a los iones (y a los electrones) a través del campo geomagnético. Sólo resta comparar estas predicciones teóricas con los resultados deducidos a través de los sondeos ionosféricos y de los perfiles medidos directamente de la densidad electrónica.

4.4.3 ANALISIS DE COMPARACION DE ALTURAS CALCULADAS CON LAS OBTENIDAS DE MEDIDA DIRECTA

Si se comparan las alturas en las que, según el estudio teórico realizado debe existir una acumulación de iones, con las alturas de la capa E esporádica deducidos de los ionogramas y de los perfiles obtenidos durante los lanzamientos, se encuentra una estrecha correspondencia tanto si se analiza la Tabla 4.4 (Sondeo Ionosférico/Convergencia Viento) como si es la Tabla 4.5 (Perfil Densidad/Convergencia Viento) la que se estudia. Se observa que dentro del campo de alturas para el que se dispone de datos del viento se predijeron cuatro niveles de convergencia.

La comparación de las alturas de los puntos de convergencia de iones con los perfiles de densidad electrónica, Tabla 4.5 (Perfil densidad/Convergencia Viento), en las experiencias en las que se midió dicho perfil (Lanzamientos I y IV) son también coincidentes si se admite como buena la corrección de tres o cuatro kilómetros existente entre los perfiles de densidad y los ionogramas derivados de los sondeos, como ya se ha indicado al hablar de la consistencia de los datos.

En la experiencia I además de una clara convergencia a la altura de 116 Km. coincidente con una capa E esporádica, aparece a 98 Km. una convergencia menos fuerte, sin que a esta altura aparezca una capa E esporádica. Sin embargo en el perfil de densidad electrónica a 94 Km. se observa un incremento en la densidad electrónica con un máximo de ésta de un valor expresado en frecuencia del plasma de 0.7 MHz, incremento que no puede aparecer en el ionograma como una estratificación homogénea ya

que el barrido de frecuencias del sondeador de Arenosillo comienza a 1 MHz.

En la experiencia IV está predicha una convergencia de iones a 104 Km. que aparece en los ionogramas como una capa E esporádica transparente y en el perfil de densidad electrónica con la altura aparece un incremento de electrones relativamente pequeño, de una frecuencia máxima del plasma del orden de 0.7 MHz, semejante al que aparece en el perfil del lanzamiento I.

Esta distinta respuesta puede explicarse considerando que las capas E esporádicas presentan dos modos de comportamiento diferente y que pueden presentarse en una misma capa. Una capa o parte de ella es ocultante y el resto es transparente. La E esporádica ocultante es aquella que no permite que aparezcan en el ionograma las capas más elevadas E_1 o F_2 ; la capa E_s transparente sí permite, sin embargo, observarlas. El parámetro $f_h E_s$ es el que da la frecuencia máxima ocultante de una capa E_s , mientras que $f_o E_s$ da la máxima frecuencia de la capa E_s transparente.

La interpretación de este diferente comportamiento de la capa E esporádica es el siguiente: la capa ocultante representa una estratificación homogénea de la densidad electrónica de escaso espesor, de modo que toda frecuencia emitida verticalmente inferior a $f_h E_s$ es reflejada en esta capa de modo análogo a como se refleja en las capas regulares; la capa E esporádica transparente representa, sin embargo, una estratificación irregular con núcleos de más elevada densidad electrónica. Parte de la señal emitida por el sondeador es reflejada por las zonas de mayor densidad, mientras que otra parte de la señal al atravesar las zonas de menor densidad termina reflejándose en las capas

superiores. La formación de estas irregularidades puede explicarse por la existencia de turbulencia en la atmósfera neutra.

El que en la experiencia IV, la ligera acumulación de electrones que aparece a los 104 Km., dé lugar a una capa E esporádica transparente indica que, además de la convergencia predicha según el estudio realizado, concurren otras condiciones como la existencia de turbulencias que generaron irregularidades en la densidad electrónica, las cuales originan la aparición de una capa E esporádica transparente.

En el Lanzamiento I estas condiciones no se presentaron, por lo que en el ionograma correspondiente no se registra la capa E esporádica transparente. No obstante en ambos casos se dió una acumulación de electrones tal como se había previsto en el estudio realizado.

Un ejemplo de capa E_s en parte ocultante y en parte transparente se presenta en la experiencia I: a 115 Km. de altura aparece una capa E_s con $f_b E_s$ de 2.85 MHz y $f_o E_s$ de 4.4 MHz. La Figura 4.15, muestra el perfil de densidad electrónica con una capa de escaso espesor a la misma altura y con una densidad máxima de 2.3 MHz valor muy próximo a $f_b E_s$, aunque la máxima frecuencia de la capa dada por $f_o E_s$ alcanza los 4.4 MHz. De los datos obtenidos en los lanzamientos, se deduce que se obtiene una clara confirmación de la teoría acerca de la formación de una capa E esporádica a causa de la acción del viento neutro. En la teoría tan sólo se determinan las alturas en las que puede aparecer la capa E esporádica: niveles para los cuales la velocidad vertical de ionización es nula al mismo tiempo que la pendiente es negativa.

TABLA 4.4
COMPARACION DE ALTURAS
SONDEO IONOSFERICO/CONVERGENCIA VIENTO

Exp.	Hora	h'Es Km.		fbEs MHz	foEs MHz	Nota
		Ionog.	Predi.			
I	20h25m	115 -	116 98	2.85	4.40	
II	23h36m	125	-	2.60	5.50	
III	1h44m	125 100	- 102	1.40	2.50 2.10	Transparente
IV	4h41m	125 105	- 104	1.40	3.95 1.95	Transparente

TABLA 4.5

COMPARACION DE ALTURAS

PERFIL DENSIDAD/CONVERGENCIA VIENTO

Exp.	Hora	h'Es Km.		fnEs MHz	Nota
		Perfil	Predi.		
I	20h25m	112 94	116 98	2.3 0.7	
II	23h36m		-		No se lanzó sonda perfil
III	1h44m		102		No se lanzó sonda perfil
IV	4h41m	124 104	- 104	1.4 0.7	

4.5 APLICACION A UN PERFIL TIPICO

El perfil calculado de la velocidad vertical de las cargas en función del viento muestra las más variadas formas geométricas en todas las experiencias estudiadas de los diferentes autores consultados, como corresponde también a las variadas formas de hodógrafas que el viento puede presentar. No obstante, de todas las formas geométricas hay una que aparece con mayor frecuencia y es semejante a una senoide; por eso se pretende aplicar, como parte del presente trabajo para este caso particular frecuente una función para la densidad electrónica y, como aportación original, calcular para este perfil típico el parámetro h que define el espesor de la capa.

4.5.1 ECUACION DE CONTINUIDAD PARA VELOCIDAD v_z SINUSOIDAL

La función que define la densidad electrónica, como se ha estudiado en el capítulo 3, se puede desarrollar en serie alrededor de la altura z_0 en que se encuentra el máximo de densidad, respecto del origen $z=0$ para el que la velocidad vertical de ionización v pasa por un valor nulo y con pendiente negativa. Dicho valor n toma la forma

$$n = n_0 + n_1(z-z_0) + n_2(z-z_0)^2$$

como se ha visto en la ecuación 26 del capítulo 3.

El problema concreto consiste en la determinación de los valores n_0 , n_1 , n_2 , y z_0 .

Por razón de simetría alrededor del máximo de densidad z_0 , el valor de n_1 debe ser cero.

La teoría estudiada de la cizalladura del viento, asigna para valor de z_0 la expresión [3.33] del capítulo 3:

$$z_0 = (v_2 / v_1) h^2$$

siendo v_1 y v_2 los coeficientes del desarrollo en serie de la velocidad vertical de ionización v alrededor del punto donde ésta se anula con pendiente negativa:

$$v = v_1 z + v_2 z^2$$

y $\pm h$ las distancias a partir del máximo de ionización para las cuales la densidad se considera despreciable.

Hay dos casos para los que la geometría del perfil de la velocidad vertical v en función de la altura z cumple la condición de ser z_0 nulo al mismo tiempo que la función v es elemental y se presenta con frecuencia en la práctica. Estos casos son: la ecuación de la recta $v = -v_1 z$ en el primer caso y en el segundo la función sinusoidal dada por la expresión:

$$v = -V_0 \operatorname{sen} 2\pi \frac{z}{\lambda} \quad [4.17]$$

donde V_0 es la amplitud de la oscilación de la velocidad vertical v (del orden de 20 m/s) y λ es la longitud de onda vertical del perfil teórico de v (entre 10 y 20 Km.). Omitiendo el caso del perfil según una recta, que sólo tiene sentido físico en un intervalo de alturas reducido, procede estudiar el problema de un perfil típico dado por la ecuación sinusoidal anterior.

Suponiendo un modelo ionosférico en el cual el coeficiente de formación de iones sea "q" partículas por segundo y centímetro

cúbico e independiente de altura y , por otro lado, que los iones y electrones desaparecen por recombinación α y de valor αn^2 , siendo $\alpha=3.10^{-7}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ (Cole y Norton 1966) la función $f(n,z)$ estudiada en el capítulo 3 toma la expresión

$$f(n,z) = q - \alpha n^2 \quad [4.18]$$

donde a su vez, para homogeneizar el segundo miembro, puede tomarse $q = \alpha N_0^2$ expresando N_0 en función de los parámetros α y q de la siguiente forma

$$N_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$$

Con estas consideraciones previas la ecuación de continuidad [3.19], en el estado estacionario, queda

$$\frac{d(nv)}{dz} = \alpha N_0^2 - \alpha n^2 \quad [4.19]$$

Sustituyendo el valor de v por el de una velocidad vertical iónica cuyo perfil sea el dado por la expresión [4.17], se tiene

$$\frac{d}{dz} \left(-nV_0 \operatorname{sen} 2\pi \frac{z}{\lambda} \right) + \alpha n^2 - \alpha N_0^2 = 0 \quad [4.20]$$

derivando y dividiendo por αN_0^2 resulta como ecuación de continuidad para una velocidad iónica vertical de forma sinusoidal, la siguiente expresión

$$\left(\frac{n}{N_0} \right)^2 - \left(\frac{2\pi V_0}{\alpha \lambda N_0} \cos 2\pi \frac{z}{\lambda} \right) \left(\frac{n}{N_0} \right) - \left(\frac{V_0}{\alpha N_0^2} \operatorname{sen} 2\pi \frac{z}{\lambda} \right) \frac{dn}{dz} - 1 = 0 \quad [4.21]$$

4.5.1.1 MAXIMO DE IONIZACION

La ecuación diferencial [4.21] permite obtener n en función de z de modo bastante complicado. Pero de ella sí que puede obtenerse de forma inmediata el valor n_0 que proporciona el máximo de ionización de la capa E_s .

En efecto, para el punto $z=0$, que es donde se obtiene dicho valor máximo de la función $n(z)$ resulta que la ecuación [4.21] se reduce a la siguiente ecuación de segundo grado en n_0

$$\left(\frac{n_0}{N_0}\right)^2 - \left(\frac{2\pi V_0}{\alpha \lambda N_0}\right) \left(\frac{n_0}{N_0}\right) - 1 = 0 \quad [4.22]$$

Esta ecuación, proporciona para el valor máximo de ionización el valor dado por la expresión

$$\left(\frac{n_0}{N_0}\right) = \frac{\tau \pm \sqrt{\tau^2 + 4}}{2}$$

en la que, para que tenga sentido físico, se ha de elegir el signo positivo del radical, ($\tau = 2\pi V_0 / \alpha \lambda N_0$).

Si además se verifica que τ es $\gg 1$ entonces se tiene

$$n_0 = \tau N_0 \quad [4.23]$$

(siendo el orden de magnitud de N_0 10^5 cm^{-3}).

4.5.1.2 ESPESOR DE LA CAPA E_s

Para conocer en su totalidad la expresión de $n(z)$ falta por determinar el parámetro h de la capa E esporádica que informa de la medida de su espesor. Este espesor, para un perfil típico de velocidad iónica vertical v de forma sinusoidal se puede calcular de la siguiente forma:

Integrando la ecuación de continuidad [4.19] entre los límites $-\lambda/2$ y $+\lambda/2$ para z , y teniendo en cuenta que para esos puntos la velocidad es nula queda

$$\int_{-\frac{\lambda}{2}}^{+\frac{\lambda}{2}} d(nv) = \int_{-\frac{\lambda}{2}}^{+\frac{\lambda}{2}} \alpha (N_0^2 - n^2) dz = 0 \quad [4.24]$$

así pues

$$\int_{-\frac{\lambda}{2}}^{+\frac{\lambda}{2}} N_0^2 dz = \int_{-h}^{+h} n_0^2 \left(1 - \frac{z^2}{h^2}\right)^2 dz$$

integrando y sustituyendo los límites

$$N_0^2 \lambda = \left(\frac{16}{15}\right) n_0^2 h$$

despejando h

$$h = \left(\frac{15}{16}\right) \frac{N_0^2}{\tau^2 N_0^2} \lambda \quad [4.25]$$

al simplificar, se obtiene como valor final para el espesor h

$$h \approx \frac{\lambda}{\tau^2} \quad [4.26]$$

CAPITULO 5

CONCLUSIONES

PRINCIPALES CONCLUSIONES DE LA MEMORIA

i) Análisis de resultados de las experiencias realizadas

1. Se predijeron cuatro niveles de convergencia dentro del intervalo de alturas para el que se ha dispuesto de datos de viento, de conformidad con la teoría wind-shear (cizalladura del viento).

2. Los cuatro niveles tóricamente calculados donde según el modelo diseñado debería formarse la capa E esporádica han sido validados con las observaciones de medida directa, bien por el sondeador en tierra, bien por la sonda espacial en los dos lanzamientos que la llevaban incorporada.

3. El error máximo cometido en la diferencia de alturas calculadas respecto a las alturas obtenidas por medida directa ha sido del orden del 4%, lo que confirma la bondad de la metodología aplicada.

4. Se ha verificado en el Lanzamiento IV el distinto comportamiento que presenta la capa E esporádica, que unas veces es transparente y otras es ocultante según existan o no turbulencias en su interior.

5. En el lanzamiento I se confirma también que la capa E esporádica es en ocasiones y de forma simultánea en parte ocultante y en parte transparente.

ii) Criterios complementarios a la teoría wind-shear

6. Se ha obtenido para la velocidad de las cargas la expresión sintetizada

$$\bar{v} = T \cdot \bar{u}$$

siendo T el tensor

$$T = \frac{1}{1+r^2} \begin{pmatrix} r^2 & r\Gamma_z & -r\Gamma_y \\ -r\Gamma_z & r^2+\Gamma_y^2 & \Gamma_y\Gamma_z \\ r\Gamma_y & \Gamma_y\Gamma_z & r^2+\Gamma_z^2 \end{pmatrix}$$

único para cada observatorio pues sus elementos son función de las coordenadas magnéticas del lugar, r es la relación $r(z)$ de las frecuencias de colisión entre partículas e iones y giro-frecuencia y $\bar{u}(z)$ es el viento para cada nivel.

7. La expresión sintetizada anterior de la velocidad de las cargas confirma nítidamente los dos factores que influyen en su determinación a) el campo magnético y la relación de frecuencias y b) el viento neutro.

8. Se ha realizado un estudio en los puntos límites de la capa llegando a la conclusión de que es posible que en dichos puntos la ionización no sea nula o que en la ecuación de continuidad simplificada del modelo sería necesario introducir un nuevo un nuevo término que tuviera en cuenta la difusión.

9. Se ha demostrado que para cada observatorio existe una altura privilegiada z_p en la cual tiene tendencia a formarse la

capa E esporádica que es aquella para la cual la relación de frecuencias r es

$$r(z_p) = |\Gamma_z|$$

10. Análogamente a la conclusión anterior, se ha obtenido que la dirección del viento en la altura a la que se forma la capa es

$$\tan \theta = \frac{r}{|\Gamma_z|}$$

iii) Directrices de aplicación del modelo

11. Al aplicar el modelo a un perfil típico de la velocidad vertical de las cargas de forma sinusoidal se ha obtenido el valor máximo de la ionización para el caso en el que, además de verificarse la condición anterior, el parámetro adimensional $\tau = 2\pi v_0 / \alpha \lambda$ sea mucho mayor que uno. En este caso n_0 , máximo de ionización, siendo $N_0 = 10^5 \text{cm}^{-3}$, tiene el valor

$$n_0 = \tau N_0$$

12. Finalmente se ha obtenido, para las condiciones enunciadas en la conclusión anterior, el valor del parámetro h que define el espesor de la capa E esporádica, que es el dado por la expresión

$$h = \frac{\lambda}{\tau^2}$$

BIBLIOGRAFIA

Appleton E.V. (1925), Geophysical influences on the transmission of wireless waves, *Proc.Phys.Soc.***37**, 16D-22D.

Appleton E.V. y Barnett M.A.F. (1925a), Local reflection of wireless waves from the upper atmosphere, *Nature*,**115**, 333-334.

Appleton E.V. y Barnett M.A.F. (1925b), On some direct evidence for downward atmospheric reflection of electric rays, *Proc.Roy.Soc.***109**, 621-641.

Appleton E.V. (1928), Some notes on wireless methods of investigating the electrical structure of the upper atmosphere, *Proc.Phys.Soc.***41**, 43-59.

Appleton E.V. (1934), *Nature*,**133**, 793.

Axford W.I. (1963), The Formation and vertical movement of dense ionized layers in the Ionosphere due to neutral wind shears, *J.Geophys.Res.***68**, 769-779.

Axford W.I. (1964), Comments on 'Generalization and critique of the wind shear theory of sporadic E' by David Layzer, *J. Geophys.Res.***69**, 5093-5097.

Bacon J. An introduction to sporadic E, *Radio communication.*
65, 37-39.

Bailey V.A. y Martyn D.F.(1934), *Nature*, **133**, 218.

Balmain K.G. y Oksiutik G.A.(1968), R.F.Probe admittance in the ionosphere: theory and experiment. *Proc.NATO Advanced study Institut in Røros Norway*, 247-261.

Bates D.R.(1970), Reactions of the ionosphere, *Contemp.Phys.* **11**, 105.

Bauer S.J.(1973), *Physics of Planetary Ionospheres*, SPRINGER-VERLAG.

Bowhill S.A.(1974), Investigations of the ionosphere by space techniques, *J.Atmos.Terr.Phys.***36**, 2235-2243.

Bowles K.L.(1958), *Phys.Res.Lett.***1**, 454.

Breit G. y Tuve M.A.(1926), A test of the existence of the conducting layer, *Phys.Rev.***28**, 554.

Budden K.G.(1988), *The Propagation of Radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere.* CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS.

Càrdús J.O. et al.(1979), El viento neutro y la formación de la capa E esporádica, Exp. .224, OBSERVATORIO DEL EBRO.

- Chamberlain J.W. y Hunten D.M.(1987), Theory of Planetary Atmospheres (An Introduction to their Physics and Chemistry), *ACADEMIC PRESS*.
- Chapman S.(1950), Upper atmospheric nomenclature, *J.Atmos. Terr.Phys.1*, 121-124.
- Cole K.D. y Norton R.B.(1966), Some problems associated with midlatitude sporadic E, *Radio Sci.1*, 235-241.
- DeWitt J.H. y Stodola E.K.(1949), *Proc.IRE* **37**, 229.
- Dieminger W.(1952), *J.Atmos.Terr.Phys.2*, 340.
- Dow W.G. y Reifman A.F.(1949), Dynamic probe measurements in the Ionosphere, *Phys.Rev.76*, 987.
- Dungey J.W.(1956), The influence of the geomagnetic field on turbulence in the ionosphere, *J.Atmos.Terr.Phys.8*, 39-42.
- Eccles W.H.(1912), On the diurnal variations of the electric waves occurring in nature and on the propagation of electric waves around the bend of the Earth, *Proc.Roy.Soc.87*, 79-99.
- From W.R. and Whitehead J.D.(1978), On the peculiar shape of sporadic E clouds, *J.Atmos.Terr.Phys.40*, 1025-1038.

From W.R. and Whitehead J.D.(1986), Es structure using an H.F. radar, *Radio Sci.***21**, 309.

Galdón E.(1961), Estudio de la ionosfera por sondeos de incidencia vertical, Miscelánea 19, *OBSERVATORIO DEL EBRO*.

Gauss C.F.(1838), Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus. Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins 1-57; English translation by E.Sabine in *Scientific Memoirs***2**, (1841).

Gordon W.E.(1958), Incoherent scattering of Radio Waves by free electrons with Applications to Space exploration by radar, *Proc.IRE* **46**, 1824.

Grubbor D.P. and Stupar P.D.(1988), Wind pattern variations as indicated by the effect of wind shear mechanisms in the lower thermosfere, *Physica Scripta*,**37**, 512-515.

Heaviside O.(1902), Telegraphy.I. Theory, *Ency.Brit.*(10^a ed.) **33**, 213-218.

Hollingworth J.(1926), The propagation of radio waves, *J.Inst. Electr.Engrs.***64**, 579.

Holmes J.C., Johnson C.Y. y Young J.M.(1965), Ionospheric chemistry, *Space Research*, **5**, 756-766.

Hunsucker R.D.(1991), Radio Techniques for probing the Terrestrial Ionosphere, *SPRINGER-VERLAG*.

Huuskonen et al.(1988), Ion composition in sporadic E layers measured by the EISCAT UHF Radar, *J.Geophys.Res-Space Phys.***93**, 4603.

IRE (Institute of Radio Engineers, 1950), Standards on wave propagation: Definitions of terms, *Proc.IRE.***38**, 1264-1268.

International Symposium Proceedings (1989), Investigation of the Ionosphere by Means of Beacon Satellite Measurement, *PERGAMON PRESS*.

Jacobs K.G. y Rawer K.(1965), Electron density measurements in the ionosphere over the Sahara with a variable impedance probe, *Space Res.***5**, 706-718.

Kelley M.C.(1989), The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics, *ACADEMIC PRESS*.

Kennelly A.E.(1902), On the elevation of the electrically conducting strata of the Earth's atmosphere, *Elec.World. Eng.***39**, 473.

Lanchester B.S.(1991), Sporadic E as a Tracer for Atmospheric waves, *Planet.Space.Sci.***39**, 1421-1434.

- Larmor J.(1924), Why wireless electric rays can bend around the Earth, *Phil.Mag.***48**, 1025-1036.
- Layzer D.(1964), Generalization and critique of the wind shear theory of sporadic E, *J.Geophys.Res.***69**, 1853-1860.
- Lorentz H.A.(1909), The Theory of Electrons and its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat, B.G. Teubner, Leipzig.
- MacLeod M.A.(1966), Sporadic E Theory I. Collision Geomagnetic Equilibrium, *J.Atmos.Sci.***23**, 96-109.
- MacLeod M.A.(1971), Horizontal shears, vertical winds and sporadic E, *Abstracts of the 3rd Seminar on the cause and structure of sporadic E*, 25, Logan, Utah, U.S.A.
- Melzner F. y Rabben H.H.(1968), Electron-density measurements in the ionosphere with high altitude rockets, *Proc.of NATO Advanced Study Institute in Røros, Norway*.
- Miller K.L. y Smith L.G.(1975), Horizontal structure of mid latitude sporadic E-layers, *J.Atmos.Terr.Phys.***39**, 899.
- Mitra A.P.(1957), Nighttime ionization in the lower ionosphere I. Recombination processes; II. Distribution of electrons and positive and negative ions, *J.Atmos. Terr.Phys.***10**, 140-152, 153-162.

- Norton R.B., VanZandt T.E. y Denisson J.S.(1963), A model of the atmosphere and ionosphere in the E and F1 regions, *Proc.Intern.Conf. on the Ionosphere*, 26-34, *Inst.Phys. and Phys.Soc.*
- Ratcliffe J.A.(1959), The Magneto-Ionic Theory and its Applications, *CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS.*
- Ratcliffe J.A.(1967), The ionosphere and the engineer,*Proc. Inst.Elec.Eng.***114**,1-8.
- Ratcliffe J.A.(1975), Fifty Years of the Ionosphere, *PERGAMON PRESS.*
- Rawer K.(1985), Models of the Atmosphere and Ionosphere: Workshop Proceedings. Adv. in Space Research, *PERGAMON PRESS.*
- Rawer K.(1986), International Reference Ionosphere: Status, (Adv.in Space Research), *PERGAMON PRESS.*
- Reitz J.R. Milford F.J.(1972), Fundamentos de la Teoría Electromagnética, *UTEHA.*
- Risbeth H.(1967), A review of ionospheric F region theory, *Proc. IEEE* **55**,16-35.
- Royrvik O.(1983), Mid-latitude sporadic E-layers and vertical metal ion drift profiles, *Planet.Space Sci.***31**, 253.

- Schuster A.(1908), A critical examination of the possible causes of terrestrial magnetism, *Proc.Phys.Soc.***24**, 121-137.
- Silberstein R.(1959), The origin of the current nomenclature for the ionospheric layers, *J.Atmos.Terr.Phys.***13**, 382.
- Smith-Rose R.L. y Barfield R.H.(1926), An investigation of wireless waves arriving from the upper atmosphere, *Proc. R.Soc.* **110**, 580.
- Smith L.G. y Royrvik O.(1985), Electron-density irregularities in the day-time equatorial ionosphere, *J.Atmos.Terr.Phys.* **47**, 813.
- Stewart B.(1878), Hypotetical views regarding the connection between the state of the Sun and terrestrial magnetism, *Ency.Brit.*(9^a ed.) **16**, 181-184.
- Tellegen B.D.H.(1933), *Nature*, **131**, 840.
- Tepley C.A. y Mathews J.D.(1985), An incoherent scatter radar measurement of the average ion mass and temperature of a nighttime sporadic layer, *J.Geophys.Res.***90**, 3517.
- Watts J.M.(1958), The interpretation of nighttime low frequency ionograms, *J.Geophys.Res.***63**, 717.

Whitehead J.D.(1961), The formation of the sporadic E layer in the temperate zones, *J.Atmos.Terr.Phys.***20**, 49-58.

Whitehead J.D.(1989), Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-E, *J.Atmos.Terr.Phys.***51**, 401-424.

Whitehead J.D.(1991), Sporadic E Layers: History and Recent Observations, (Advances in Space Research), *PERGAMON PRESS*.