

54



TESIS DOCTORALES DE LA UNIVERSIDAD DE GRANADA

Eduardo Battaner

ESTUDIO SOBRE LAS EMISIONES DEL OXIGENO ATOMICO ATMOSFERICO

DEPARTAMENTO DE FISICA
FACULTAD DE CIENCIAS
1972

R-24.570

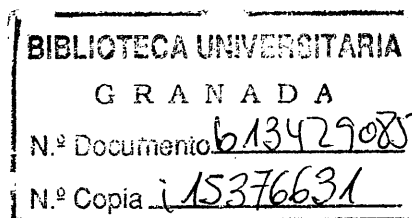
DEPARTAMENTO DE FISICA

[R-18972]

ESTUDIO SOBRE LAS EMISIONES DEL OXIGENO
ATOMICO ATMOSFERICO

EDUARDO BATTANER LOPEZ

Tesis Doctoral



UNIVERSIDAD DE GRANADA
1972

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or title.

Im. Un. Gr. 71.170 Dep. leg. Gr. 74.1972

Tesis doctoral, dirigida por el Profesor Dr. Gerardo Pardo Sánchez, Catedrático de Termología de la Universidad de Granada. Fue leída el 21 de abril de 1972 obteniendo la calificación de sobresaliente "cum laude" ante el Tribunal formado por los profesores López González, Granada; Senent, Valencia; Morán, Madrid; Fuentes, Granada; Pardo, Granada.

A mis padres

I N D I C E

INTRODUCCION

AGRADECIMIENTO

CAPITULO 1°- ESTADO PRESENTE DE LA TEORIA DEL "AIRGLOW" EN 5.577 Y 6.300 A, EN LATITUDES MEDIAS.

- 1.1 - Introducción.
- 1.2 - La raya roja.
 - 1.2.1 - La emisión crepuscular.
 - 1.2.2 - La recombinación disociativa.
 - 1.2.2.1 - Concentraciones de (¹S) y (¹D).
 - 1.2.2.2 - Concentración de O⁺₂
 - 1.2.2.3 - Discusión.
 - 1.2.2.4 - Fórmula de Barbier.
 - 1.2.2.5 - Decrecimiento post-crepuscular de la intensidad.
 - 1.2.3. - Efecto "Pre dawn".
 - 1.2.4. - Auroras y arcos M.
 - 1.2.5. - Arcos tropicales.
- 1.3 - La raya verde.
 - 1.3.1. - La recombinación disociativa.
 - 1.3.2. - Emisión de la región E.
 - 1.3.2.2.- Variaciones del Q_v.

CAPITULO 2°- APARATOS UTILIZADOS Y LUGAR DE OBSERVACION.

- 2.1.- Lugar de observación.
- 2.2.- Instrumentos utilizados.
- 2.3.- Calibrado.
- 2.4.- Determinación de curvas utiles.
- 2.5.- Ionogramas.

CAPITULO 3°- TECNICAS DE REDUCCION.

- 3.1 - Descontaminación de luz extraterrestre.

- 3.2. - Corrección de Van Rhinj.
- 3.2.2- Aplicaciones de la fórmula.
- 3.3. - La extinción atmosférica.
- 3.3.1- Medida de la densidad óptica con el "airglow" como fuente
- 3.3.1.1 - Métodos de la media de pendientes.
- 3.3.1.2 - Método de las curvas simétricas.
- 3.3.1.3 - Método de los máximos.
- 3.3.1.4 - Medida de la densidad óptica en nuestra estación.
- 3.3.1.4.1 - Ajuste de las rectas obstenidas.
- 3.4. - Coeficientes de reducción.
- 3.5. - Alturas reales.
- 3.6. - Conversión milímetros - grados.

CAPITULO 4°- RESULTADOS OBTENIDOS.

- 4.1 - Selección de días de estudio.
- 4.2 - Isofotas.
- 4.3 - Criterios para la confección de isofotas.
- 4.4.- Datos adicionales.
- 4.5 - Resultados obtenidos.

CAPITULO 5°- DISCUSION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS.

- 5.1 - Sobre las células de la raya verde.
- 5.1.1 - Isofotas correspondientes a las células.
- 5.1.2.- Cálculo del radio medio.
- 5.1.3.- Paso de las células en nuestra estación.
- 5.1.4.- Propiedades características de las células.
- 5.1.5.- Distribución de luminosidad en el interior de las células
- 5.1.6.- Relación entre las propiedades características.
- 5.2. - Sobre las células de la raya roja.
- 5.3. - El arco tropical.
- 5.3.1.- El tipo normal.
- 5.3.1.1-Detección de fenómenos superpuestos.
- 5.3.1.2-Características del tipo normal.
- 5.3.2.- El tipo de manchas.
- 5.3.3.- Variación anual.
- 5.3.4.- Comparación con los resultados de Tamanrasset.
- 5.4. - Fenómenenos crepusculares.

5.5.- Efecto "pre-dawn".

5.6.- Zonas de mayor luminosidad en la raya verde.

5.7.- Auroras y arcos M.

CONCLUSIONES

BIBLIOGRAFIA

I N T R O D U C C I O N

Hace diez años, podía considerarse el "airglow" con un campo de investigación incipiente, con multitud de características desconocidas, y ofreciendo numerosas posibilidades científicas. En esta década se ha realizado un progreso espectacular acelerado por la labor coordinadora de la Asociación Internacional de Geomagnetismo y Aeronomía (I.A.G.A.). A pesar de ello, no todos los problemas están resueltos. Existen serias lagunas en el conocimiento del problema, y no se puede pensar que este tipo de emisiones atmosféricas constituyen un capítulo acabado de Geofísica.

Consecuente con la década en que se ha desarrollado esta investigación, pocos científicos ilustres pueden mencionarse. Nuestro conocimiento actual, se debe a una legión de trabajos modestos.

Modestas han sido también nuestras pretensiones. No obstante hemos sido conscientes en todo momento de las lagunas presentes en el conocimiento del fenómeno. Precisa y exclusivamente a esas lagunas, va dirigido el esfuerzo realizado en el presente trabajo. Omitimos por tanto, cualquier cálculo cuyo único resultado consista en una acumulación de reafirmaciones, y nos poanteamos directamente los aspectos más oscuros y menos acabados. La mayor parte de los discutido en el capítulo 5°, está dedicado a las células verdes y a los arcos tropicales, que representan probablemente las dos manifestaciones ionosféricas peor interpretadas.

El interés de este tipo de estudios no reside solamente en la posibilidad de conocer fotométricamente las condiciones físicas de la ionosfera. Según se van poniendo de manifiesto en recientes trabajos de investigación.

Tampoco reside exclusivamente en que estos estudios sean la natural preparación científica para investigar las condiciones atmosféricas de otros planetas. Las emisiones de nuestra

propia atmósfera, constituyen un fenómeno digno de nuestra curiosidad, que merece figurar en el plano general de nuestro interés por el conocimiento de las leyes de la naturaleza.

El trabajo pudiera haberse llevado a cabo, mediante el análisis estadístico de datos procedentes de mayor número de noches de observación, sacrificando para ello el examen minucioso de las variaciones ocurridas en ellas, o bien haciendo de este examen minucioso el objetivo de todo nuestro esfuerzo (sacrificando en tonces el número de noches de observación). Hemos elegido este segundo camino, más laborioso, debido a la complicación de los métodos de reducción, y que sin limitarse a unas noches particulares, solo es posible en trabajos de gran duración.

No queremos indicar, sin embargo, que este segundo camino sea el mejor; más bien, puede decirse que ambos son complementarios y en este sentido la Tesis del investigador del Departamento de Física, Sr. Quintana González no puede considerarse, en cuanto al fin perseguido, como independiente del presente trabajo.

AGRADECIMIENTOS

Del "Max Plank Institut fur Aeronomie", y especialmente del Dr. Lange_Hesse y de Herr Hans Lauche, he recibido bastantes sugerencias e informaciones. Gracias a ellos visité en 1968 el Instituto y aprendí el manejo del fonómetro con el que se han hecho las medidas. Herr Hans Lauche me invitó por segunda vez en 1971, recibiendo una atención científica imposible de agradecer.

Gracias al Dr. Francisco Sánchez y a mi gran amigo Carlos Sán-chez visité en 1970 el observatorio del Teide. Sin su ayuda este trabajo hubiera sido muy diferente. Me gustaría que aceptasen los resultados como fruto de sus enseñanzas.

Gracias al Observatorio de Cartuja. El Padre Vives me intro-

jo en esta línea de investigación. El Padre Matías me ofreció las medidas del fotómetro, cuando abandoné el observatorio. El Hermano Merlo con su desprendida laboriosidad, hace posible la permanencia del aparato, a pesar de las condiciones meteorológicas de Sierra Nevada.

He recibido muchas ayudas de mis compañeros del Departamento de Física, especialmente de los miembros de los equipos de Astrofísica y Electrónica.

El Rectorado me suministró la ayuda financiera para mi segunda visita al "Max Plank Institut".

Agradezco a D. Antonio Zayas, sus atenciones durante mi estancia en la Sierra.

Al Departamento de Química Técnica, por haberme permitido el uso de la calculadora.

A mi mujer por su gran ayuda en las reducciones. Su precisión meticulosa ha sido insustituible.

Especialmente estoy agradecido a D. Gerardo Pardo Sánchez, por haber aceptado la dirección, por haber hecho posible la visita al Observatorio del Teide, y por sus constantes sugerencias y réplicas que han hecho posible y agradable la realización del presente trabajo.

CAPITULO 1°

ESTADO PRESENTE DE LA
TEORIA DEL "AIRGLOW EN
5.577 Y 6.300 Å, EN LA-
TITUDES MEDIAS.



1.2 - INTRODUCCION.

Este capítulo tiene tres objetivos: 1°. Servir de base a las investigaciones realizadas en la presente tesis, o en otras palabras, proporcionar un esquema actual del panorama científico del problema, que permita asignar un lugar a nuestros resultados.

2°. Realizar una labor de síntesis del estado presente de la teoría desperdigada en numerosos artículos.

3°. Completar algunos puntos con nuestra aportación personal. Chamberlain (1961) ha realizado la única labor de recopilación y desde entonces el conocimiento del problema ha evolucionado extraordinariamente. Algunas partes, necesariamente se han particularizado a nuestra estación.

Nos vamos a referir exclusivamente a la teoría de las rayas 6.300 y 5.577 Å del espectro atmosférico, que son específicamente el objeto de esta Tesis. Ambas son emisiones del oxígeno atómico OI de acuerdo con el diagrama de niveles de energía de la figura 1.

Esta figura proviene del artículo de Peterson y col (1966). Las energías y longitudes de onda son de Moore (1949) y los coeficientes de Einstein de Garstang (1951). En ella anotamos los términos, momento angular, energía y coeficiente de Einstein A_{ij} . Acompañando a las flechas de cada transición se indican la longitud de onda y el coeficiente de Einstein de la transición en seg^{-1} (entre paréntesis).

La figura 2 es una reproducción de la región del espectro donde se encuentran ambas emisiones.

1.2.- LA RAYA ROJA.

Chamberlain (1961) y Bates (1960) han sumariado los trabajos preliminares. Frerichs (1930) predijo la existencia de esta raya, que fué identificada en el Laboratorio por Paschen (1930). Fué registrada en la atmósfera por primera vez por Slipher (1929)

y resultó bien definida tras los trabajos de Sommer (1.932, 1933), Slipher (1933) y Cabannes (1934, 1935). Garrigue (1936) fué el primero en señalar su existencia en el crepúsculo. Barbier y su equipo dieron una descripción detallada sobre la morfología y los primeros pasos para la teoría, empleando 6 estaciones repartidas por todo el globo, especialmente las de "Haute Provenze" y Tamanrasset, en numerosos artículos, principalmente: Barbier (1961, 1963, 1965 a, 1965 B), C-Glaume (1963 a, 1963 B, 1965), Barbier y C-Glaume (1960), Barbier, Weill y Glaume (1961), Weill y Glaume (1967). Merecen también mención especial los trabajos del Observatorio Astronómico de Tokio, en la estación de Maruyama. (Huruhata y col (1951), Huruata (1950, 1952) Huruata y col (1955), Nakamura (1958, 1961), Saito y Takahasi (1966), Huruata y col (1967) entre otros.

Si se realiza un salto del término (1D) a (3p), éste puede hacerse con tres longitudes de onda diferentes. La raya 6.392 Å tiene un coeficiente de Einstein despreciable frente al de las otras dos, y normalmente al hablar de la raya roja los autores se refieren al duplete 6.300 - 6.364 Å. No obstante, el filtro que empleamos de 10 Å de anchura media permite aislar únicamente la raya 6.300 Å.

La capa emisora está situada a altura variable, de unos 275 Kms (Barbier 1961, Huruhata y col. 1966) estando el máximo del perfil de emisión ligeramente por debajo del máximo de densidad electrónica de la región F2 (Tuan 1969, Peterson y col. 1966). El espesor de la capa es también muy variable, siendo de unos 50 Kms. (Adoptando el criterio de tomar como espesor el correspondiente a la mitad del área del perfil de emisión, centrada sobre el máximo de éste, también llamado "espesor al 50%").

Barbier (1961) dió una lista de los fenómenos que conducen a la emisión de la raya roja durante la noche. La anotamos en inglés, por ser el idioma más empleado hoy, dando la traducción que proponemos y a la que nos sujetaremos.

<i>Nombre inglés</i>	<i>Nombre castellano</i>
Twilightglow	Emisión crepuscular
Postwilight decay	Emisión post-crepuscular

Término	J	Energía (eV)	A_i (seg ⁻¹)
¹ S	0	4,19	1,36

¹ D	2	0,97	0,091
----------------	---	------	-------

³ P	0	0,028
	1	0,020
	2	0

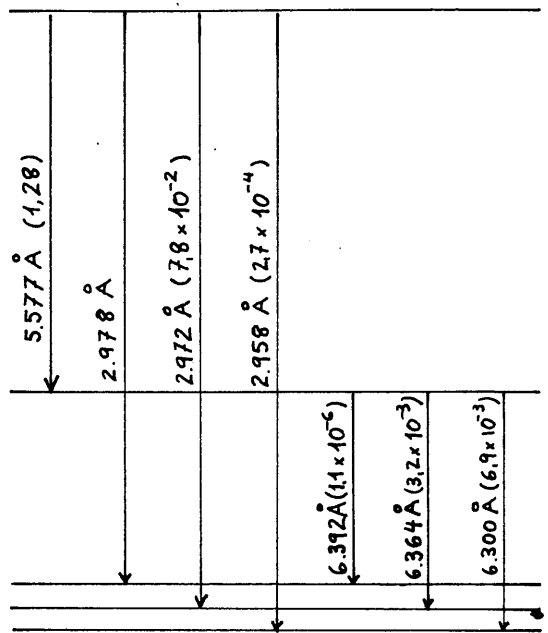


fig.1 NIVELES DE ENERGÍA DEL O

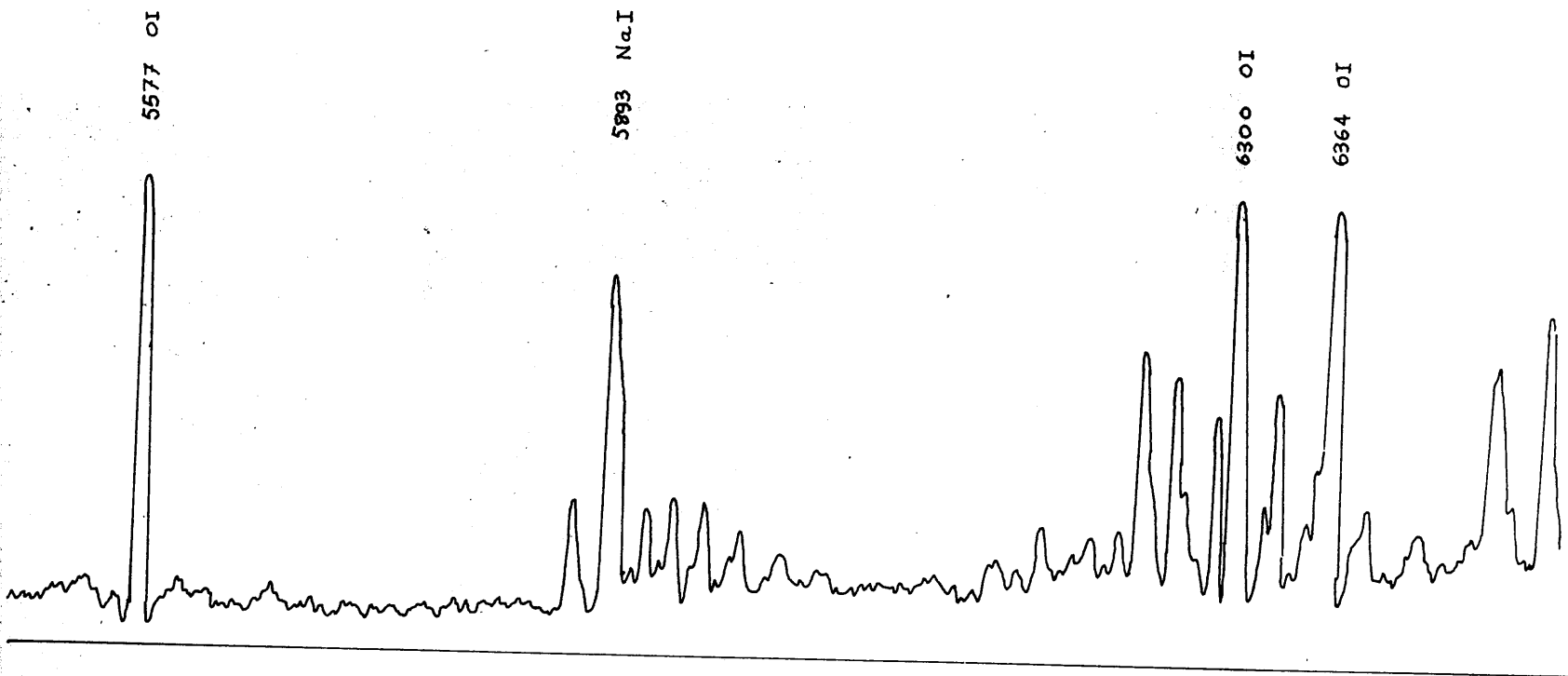


Fig 2 - Región del espectro del "airglow" (Blackwell y col. 1960)

Nombre inglés

Nightglow
Pre-Dawn enhancement
Tropical red arc
Aurorae y M-arcs

Nombre castellano

Emisión nocturna
Efecto "Pre-dawn"
Arco tropical
Auroras y arcos M

Esta lista es ligeramente diferente de la de Barbier. Se ha incluido la emisión nocturna, para la emisión normal de mitad de la noche, y los arcos M no bien establecidos en 1961. En cambio se ha omitido el "fenómeno para-crepuscular" de Barbier porque ha sido rechazado por investigaciones posteriores. Durante una noche normal sin actividad magnética ni influencias especiales, estos fenómenos se suceden así: Emisión crepuscular del atardecer - emisión post-crepuscular - Emisión nocturna - Efecto "Pre-dawn" - emisión crepuscular del amanecer. No obstante alguno de ellos puede estar ausente. Además existe el "dayglow" o emisión durante el día, que no indicamos en la lista, porque al producirse con el intenso fondo de cielo solar, de nuestra investigación.

1.2.1 - LA EMISION CREPUSCULAR

Cuando la capa está luminada por el Sol, por su parte inferior, la emisión correspondiente se denomina crepuscular.

Los posibles mecanismos responsables de la emisión en 6.300 \AA son (Wallace y Mc Elroy 1966).

-Dispersión resonante-, aunque su contribución no puede ser muy grande puesto que la raya 6.300 \AA está prohibida.

-Fluorescencia- De poca importancia, puesto que además de la razón anterior, necesita longitudes de onda más pequeñas (concretamente 5.577 \AA) que sufre una dispersión de Rayleigh y por tanto una extinción muy importante al atravesar la baja atmósfera.

-Disociación del O_2 - Dejando uno o dos átomos excitados. Existe una fuerte absorción en el continuo Shumann-Runge del espectro solar, por debajo de 1.740 \AA debida al O_2 principalmente produciéndose estados (1D). Descubierta por Chamberlain (1929)

(1.958) y Barbier (1959) es el mecanismo más importante. -Recombinación disociativa- Este mecanismo constituye la emisión normal post-crepuscular y nocturna y será ampliamente discutida en el apartado siguiente; tiene una pequeña contribución en el crepúsculo. Chamberlain (1958). -Fotoelectrones- Muy importantes en la emisión diurna, y probablemente tienen importancia en el crepúsculo. Resultan de fotones de muy poca λ especialmente en 304 Å (Hunten 1967). Estos pueden aumentar la temperatura electrónica, produciendo electrones térmicos capaces de excitar el nivel 1D del OI, si bien no son capaces de excitar el nivel 1S .

Por otra parte puede haber desactivaciones por choque. El mecanismo y medida de las velocidades de reacción ha sido estudiado por Hunten y Mc Elroy (1966). Parece ser que las colisiones se producen con el N_2 con un coeficiente de velocidad de reacción de $5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$, especialmente a alturas inferiores de la atmósfera.

Estas desactivaciones están en competición con la excitación. La excitación disminuye con la depresión solar, al encontrarnos con regiones superiores de la atmósfera donde existe menor concentración de O_2 ($[O_2]$); por otra parte la desactivación también disminuye con la altura al disminuir $[N_2]$. Esto da a la emisión crepuscular de la raya roja el aspecto de que disminuye lentamente la intensidad, al aumentar la depresión solar (Hunten 1967), especialmente en el crepúsculo de la mañana, donde no existen otros fenómenos superpuestos.

Frecuentemente hay irregulares aumentos de la intensidad tanto en el crepúsculo como en el post-crepusculo. Barbier (1961) encontró una buena correlación con la actividad magnética, probablemente debida a aportaciones de O_2 excepcionales.

También puede ser que en este caso, el mecanismo de excitación sea debido al bombardeo de partículas solares rápidas.

Aunque las variables temporales normalmente utilizadas en los estudios de "airglow" son el tiempo local verdadero y el tiempo universal, las discusiones de la emisión crepuscular se realizan en términos de las variables " α " (depresión solar) y mejor " h " (altura real) que explicamos a continuación.

Se denomina "altura aparente" h_s , a la altura del punto de in-

tersección de la dirección de observación con la del rayo del Sol tangente a la superficie terrestre. Este rayo de Sol ha de atravesar la troposfera, por lo que sufre una gran extinción, y no llega a iluminar el punto de la capa en observación. Se necesita una corrección de l_s , que tenga en cuenta este "oscurecimiento" y además la refracción que sufre el rayo debido al intenso gradiente vertical de la densidad atmosférica.

Esta corrección se realiza utilizando el concepto de "altura de oscurecimiento" h_0 (screening height). En la figura (3) se representa la función de transmisión T en función de la altura h , y la función dT/dh que aproximadamente pueden sustituirse por la grafica de la figura 4. Esta aproximación equivale

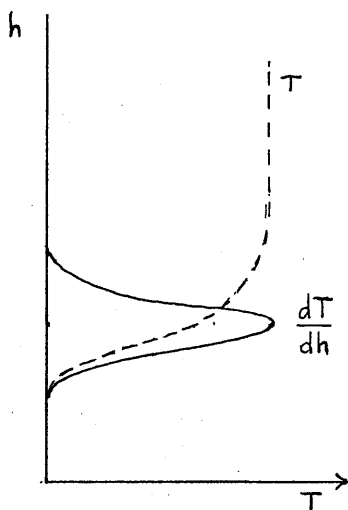


fig 3

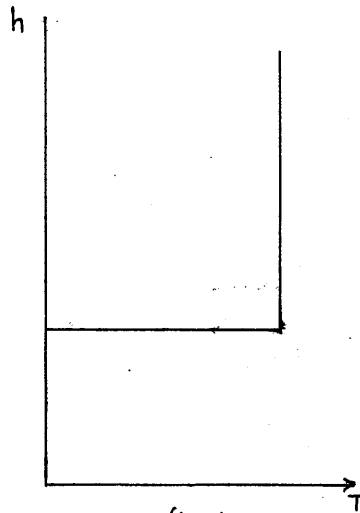


fig 4

a admitir, que por debajo de una cierta altura de extinción es total y por encima de ella es nula. A esta altura así definida cualitativamente, se le llama altura de "obscurecimiento". Con más exactitud puede definirse como la mediana de la curva dT/dh (Bracewell 1955).

Su valor, para la disociación del O_2 por el continuo Shuman-Runge ha sido calculado por Hunten en 200 Kms, aunque en el caso de la raya roja esta estimación se hace extremadamente difícil, debido a las desactivaciones ocasionadas por el N_2 , y a la superposición de la recombinación disociativa a aquel mecanismo.

Con h_0 puede calcularse I. Hunten (1967) y Chamberlain (1961) han hecho los cálculos oportunos, cuando la dirección de observación es este-este, en cuyo caso las simplificaciones son muy importantes. Como será descrito en el capítulo siguiente, nuestro fotómetro registra la luz procedente del meridiano magnético, en cuyo caso no son válidos los cálculos de Chamberlain, y el problema necesita ser considerado de nuevo, con otras condiciones de partida. Este cálculo puede verse en el capítulo 3, que tratará de la reducción de las observaciones.

La importancia de las observaciones crepusculares, radica en que ofrecen la posibilidad de encontrar los perfiles de emisión, a pesar de todos los inconvenientes de reducción que tiene, y a que ha de trabajarse cuando el fondo del cielo solar es aún muy intenso.

En efecto sea I la intensidad recibida; la simple derivación de la curva $I = I(1)$ nos daría el perfil de emisión si la baja atmósfera no existiese, o la capa de obscurecimiento terminase bruscamente. Y bastaría dividir por el número de fotones causantes de la disociación del O_2 , por segundo y por molécula iluminada, "g" que ha sido calculado por Hinteregger y col. y vale $4,5 \times 10^{-6}$, para obtener el perfil de O_2 .

Si el borde de obscurecimiento no es brusco se tiene

$$I(\ell) = g \int_0^{\infty} [O_2] T(h - \ell) dh \quad (1)$$

que derivando

$$\frac{\partial I}{\partial \ell}(\ell) = g \int_0^{\infty} [O_2] \frac{\partial T}{\partial \ell}(h-\ell) dh \quad (2)$$

y para calcular O_2 se necesitan hacer hipótesis sobre las funciones O_2 y dT/dl , lo que permite integrar (2) mediante procedimientos gráficos. Hunten ha sumariado los procedimientos empleados en otras emisiones crepusculares. Sin embargo estos procedimientos resultan inadecuados para la raya roja, por el desconocimiento de las desactivaciones por choque y de la contribución que en el crepúsculo pueden tener otras fuentes de excitación (principalmente la recombinación disociativa).

En el caso de la figura (4), dT/dl sería la función de Dirac y de (2) se obtendría:

$$\frac{\partial I}{\partial \ell} = g [O_2](\ell) \quad (3)$$

como ya habíamos señalado. en el caso de pretender buscar los perfiles de O_2 , la (3) a pesar de ser más inexacta, sería más adecuada.

1.2.2 - LA RECOMBINACION DISOCIATIVA.

Es este el mecanismo principal para la producción de la raya roja en la emisión post-crepuscular y nocturna. Bates (1946) sugirió la idea por primera vez. Chamberlain (1958) en un estudio más detallado demostró que este debería ser el mecanismo más importante y dedujo teóricamente que la altitud estaría comprendida entre 250 y 300 Kms. Fué confirmado experimentalmente por Barbier (1959) y posteriormente la teoría fué desarrollada por numerosos científicos: Nakamura (1961), Lagos y col (1963), Peterson y col (1966) que ha servido de base a posteriores investigaciones, y que seguiremos normalmente en esta sección, Holmes y col (1965), Zipf (1966), Wallace y Mc Elroy (1966), Ferguson y col (1965), Swider (1965), Weill (1967), Gullede y col (1968), Peterson (1968), y Tuan (1969).

Se denomina velocidad de emisión ϵ_k a:

$$\epsilon_k = A_k [i] \quad (4)$$

siendo A_k el coeficiente de Einstein de la transición e $[i]$ la concentración de átomos en el nivel i . En nuestro caso

$$\epsilon_R = A_R [{}^1D] \quad (5)$$

Las medidas en el fotómetro Q_R se efectúan en Rayleighs (Cahmberlain, Apéndice II) y puede calcularse mediante:

$$Q_R = 10^{-6} \int_0^{\infty} \epsilon_R(h) dh = 10^{-6} A_R \int_0^{\infty} [{}^1D] dh \quad (6)$$

por lo que es interesante conocer $[{}^1D] = [{}^1D](h)$

Para encontrarlo hay que resolver la ecuación de continuidad que se deduce muy fácilmente para este caso:

$$\frac{\partial [{}^1D]}{\partial t} = P_b - L_b - \nabla \cdot ([{}^1D] \vec{v}_b) \quad (7)$$

donde P_b es el número de átomos en el estado (1D) que se originan en un tiempo y volumen elementales. L_b el número de átomos en el estado (1D) que se pierden en un tiempo y volumen elementales. \vec{v}_b es naturalmente la velocidad de los átomos en el estado (1D). En general emplearemos el subíndice D para el estado (1D)

Como:

$$\nabla \cdot ([{}^1D] \vec{v}_b) = [{}^1D] \nabla \cdot \vec{v}_b + \vec{v}_b \cdot \nabla [{}^1D] \quad (8)$$

y

$$\frac{d[{}^1D]}{dt} = \frac{\partial [{}^1D]}{\partial t} + \vec{v}_b \cdot \nabla [{}^1D] \quad (9)$$

la ecuación de continuidad puede escribirse también:

$$\frac{d[{}^1D]}{dt} = P_b - L_b - [{}^1D] \nabla \cdot \vec{v}_b \quad (10)$$

que puede ser útil en algunos casos.

Peterson y col. (1966) demuestran que pueden admitirse condiciones estacionarias y movimientos despreciables en la fórmula

(7) con lo que resulta

$$P_D = L_D \quad (11)$$

Gran parte de los estados (1D) provienen de los estados (1S) tras la emisión de 5.577 Å. Normalmente la raya verde de 5.577 Å se emite en otra capa situada a 100 Kms de altura, correspondiente a la altura de la capa E, como veremos, pero existe una pequeña contribución en la capa F2 por los mismos mecanismos que los de la raya roja. La emisión en 5.577 Å en la capa E es 10 veces mayor que la emitida en 5.577 Å en la capa F2 (Gulledge y col. 1968) y en la capa F2 la emisión en 6.300 Å es tres veces mayor que la emisión en 5.577 Å (Gulledge y col 1968). Debido a esta contribución es necesario desarrollar paralelamente la ecuación de continuidad del estado (1S), puesto que

$$[^1S] \rightarrow [^1D] + h\nu (5577 \text{ \AA}) \quad (12)$$

Para el estado (1S) emplearemos la misma nomenclatura, utilizando el subíndice S.

Perdida de los estados (1D) y (1S) desde luego, ambos se despueblan por emisiones de las rayas roja y verde respectivamente. El estado (1D) se despuebla además por colisiones quizá con O_2 (Seaton 1958) o quizá con N_2 (De More y Raper 1964). Nosotros aceptaremos que se debe a N_2 , como lo hacen Gulledge y col. en el artículo citado, y según han demostrado Hunten y Mc Elroy (1966). El coeficiente de velocidad de la reacción, todavía desconocido, de desactivación puede ser expresado como

$$d_D = S_D [N_2] \quad \text{siendo } S_D = 5 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1} \quad (\text{Hunten y McElroy 1966}).$$

Gulledge y col. concluye que este coeficiente debe ser algo menor.

En cambio los estados (1S) no se despueblan prácticamente por colisiones. Hunten y Mc Elroy afirman que los coeficientes de desactivación para el (1S) son 10^{-4} menos que los correspondientes al estado (1D).

La pérdida para el estado (1S) es

$$L_S = A_S [^1S] \quad (13)$$

y para el (1D)

$$L_D = (R_D + d_D) [^1D] \quad (14)$$

Producción de (1S) y (1D).

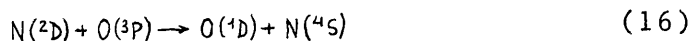
Supondremos que las únicas reacciones capaces de producir las son (Dalgarno y Walker 1964):



que energéticamente puede producir (ver diagrama de la figura 1) las parejas de estados ($3p$)($3p$), ($3p$)(1D), (1D)(1D), ($3p$)(1S), (1D)(1S) pero no la pareja (1S)(1S), y



que no puede producir (1S). Realmente tampoco puede producir directamente estados (1D) porque quedaría violada la ley de conservación del spin (Dalgarno y Walker 1964), aunque puede formar la pareja $N(^2D)$, $O(^3P)$ que después:



y así formar el estado (1S). (Swider 1967). De todas formas la reacción (15) debe tener una pequeña contribución. Nosotros no la tendremos en cuenta tal como hacen Gullledge y col. y otros investigadores. En cambio Peterson y col (1966) y Swider (1967) la tienen en cuenta.

Sea α el coeficiente de velocidad de reacción de (14), cuyo valor ha sido muy discutido. Biondi (1964) y Bates (1950, 1951) dan el valor de $10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$, Swider (1967) $2 \cdot 10^{-7} (300/T_e)$ siendo T_e la temperatura electrónica, Ferguson y col. (1965) $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$; se tendrá entonces

$$P_S = k_S \alpha [O_2^+] n \quad (17)$$

siendo n la densidad electrónica, y k_S un número entre 0 y 1, que nos da la proporción con que el estado (1S) se forma a partir de (14) y

$$P_D = k_D \alpha [O_2^+] n + A_V [^1S] \quad (18)$$

K_D con definición análoga a K_S ; A_V el coeficiente de Einstein de la transición correspondiente a 5.577 Å. El segundo término no proviene de la contribución de (12) a la formación de (1D).

1.2.2.1 - CONCENTRACIONES DE (1S) y (1D).

Ya se indicó que en (10) pueden admitirse condiciones estacionarias y movimientos despreciables. Peterson y col. demuestran una simplificación similar para la ecuación de continuidad del estado (1S), que puede escribirse sencillamente

$$P_S = L_S \quad (19)$$

con lo que resulta:

$$[^1S] = \frac{K_S}{A_S} \alpha [O_2^+] n \quad (20)$$

y

$$[^1D] = \frac{K_D \alpha [O_2^+] n + A_V [^1S]}{A_D + d_D} = \frac{(K_D + K_S \frac{A_V}{A_S}) \alpha [O_2^+] n}{A_D (1 + \frac{d_D}{A_D})} = \frac{K \alpha [O_2^+] n}{A_D (1 + \frac{d_D}{A_D})} \quad (21)$$

donde hemos llamado

$$K = K_D + K_S \frac{A_V}{A_S} = K_D + 0.94 K_S \quad (22)$$

que representa la proporción de formación de estados (1D) bien directamente, bien tras la formación del estado (1S) con emisión de 5.577 Å.

La relación

$$\frac{[^1D]}{[^1S]} = \frac{K}{K_S} \frac{A_S}{A_D} \frac{1}{1 + d_D/A_D} \quad (23)$$

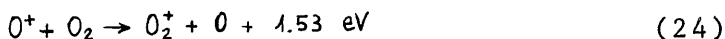
la escribimos porque tiene la particularidad de no depender de $[O_2^+]$ y solo depende de la altura, y muy poco, debido a que d_D , proporcional a (N_2) depende de la altura. Para alturas pequeñas (menos de 140 Kms) d_D es muy grande, y $(^1D) / (^1S) < 1$, pero para alturas mayores esta razón es muy constante, comprobado con cohetes (Gulledge y col.), puesto que d_D toma valores

despreciables.

Con la (20) y la (21) pueden ya calcularse ξ_R y ξ_V , pero antes es necesario calcular $[O_2^+]$ que aparece en ambas expresiones.

1.2.2.2 - CONCENTRACION DE O_2^+

Para calcular $[O_2^+]$, pueden resolverse la ecuación de continuidad, donde de nuevo pueden suponerse despreciables el término en derivada parcial temporal y el término de la divergencia. La reacción responsable de la producción es



cuyo coeficiente de velocidad de reacción γ_1 tiene el valor de $3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$ (Swider 1967).

El principal proceso de pérdida lo constituye la reacción (14). El O^+ se produce durante el día debido a la radiación solar. En caso de que se considere a la reacción (15) como productora de estados (1D), hay que considerar la reacción:



como productora de los iones NO^+ . Por otra parte, es necesario resolver paralelamente la ecuación de continuidad para el NO^+ puesto que así puede eliminarse $[O^+]$ en la correspondiente al O_2^+ , puesto que en la región F los iones son exclusivamente O^+ , O_2^+ y NO^+ y podemos eliminar $[O^+]$ mediante la ecuación de neutralidad de carga

$$n = [O^+] + [O_2^+] + [NO^+] \quad (26)$$

Para el NO^+ podemos considerar también condiciones estacionarias, y movimientos despreciables. Sea γ_2 el coeficiente de velocidad de reacción de (25). Su valor puede admitirse como $3 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$ (Swider 1967). Con todo esto las ecuaciones de continuidad para el O_2^+ y el NO^+ resultan:

$$\gamma_1 [O_2] [O^+] = \alpha n [O_2^+] \quad (27)$$

$$\gamma_2 [N_2] [O^+] = \alpha_2 n [NO^+] \quad (28)$$

siendo α_2 el coeficiente de reacción de (15) principal causante de la pérdida del NO^+ , con lo cual se obtiene

$$[\text{O}_2^+] = \frac{\beta_1}{\alpha} \frac{1}{1 + \beta_1/\alpha n + \beta_2/\alpha_2 n} \quad (29)$$

donde

$$\beta_1 = \gamma_1 [\text{O}_2] \quad (30)$$

y

$$\beta_2 = \gamma_2 [\text{N}_2] \quad (31)$$

1.2.2.3 - DISCUSION

Con esto que pueden obtenerse las expresiones de $[^1\text{S}]$ y $[^1\text{D}]$ sustituyendo en (20) y (21):

$$[^1\text{S}] = \frac{K_s}{A_s} \frac{\beta_1 n}{1 + (\beta_1/\alpha n)(1+a)} \quad (32)$$

y

$$[^1\text{D}] = \frac{K}{A_D} \frac{\beta_1 n}{1 + (\beta_1/\alpha n)(1+a)} \frac{1}{1 + d_D/A_D} \quad (33)$$

con

$$a = \frac{\beta_2}{\beta_1} \frac{\alpha}{\alpha_2} \quad (34)$$

Con (32) y (33) puede realizarse una discusión de las concentraciones de los estados (^1S) y (^1D). Pueden por tanto estimarse las velocidades de emisión y en cierto modo predecir los flujos luminosos que se obtienen en el fotómetro. Pueden, por otra parte, establecerse las causas de variación de la intensidad. Estas formulas admiten ciertas simplificaciones. En primer lugar β_1 y β_2 son proporcionales a $[\text{O}_2]$ y $[\text{N}_2]$ y puede admitirse para estos dos compuestos equilibrio difusivo:

$$[\text{O}_2] = [\text{O}_2]_0 \frac{T_0}{T} e^{-z_{\text{O}_2}} \quad (35)$$

$$[N_2] = [N_2]_0 \frac{T_0}{T} e^{-Z_{N2}} \quad (36)$$

siendo Z_{O_2} y Z_{N_2} las "alturas reducidas" ("reduced height") del O_2 y N_2 respectivamente. Los subíndices "cero" se refieren a cualquier altura origen no especificada. Debido a la proporcionalidad puede establecerse para las β :

$$\beta_1 = \beta_{10} \frac{T_0}{T} e^{-Z_{O2}} \quad (37)$$

$$\beta_2 = \beta_{20} \frac{T_0}{T} e^{-Z_{N2}} \quad (38)$$

Si en la estrecha región de emisión, puede considerarse la atmósfera isoterma, la altura reducida adquiere la sencilla expresión

$$Z_{O2} = \frac{h - h_0}{H_{O2}} \quad (39) \quad Z_{N2} = \frac{h - h_0}{H_{N2}} \quad (40)$$

siendo H_{O2} y H_{N2} las "alturas de escala" (scale Height) del O_2 y N_2 respectivamente.

La dependencia con la altura del cociente β_2/β_1 , y por tanto del factor a , será proporcional a

$$e^{-Z_{N2} + Z_{O2}} = e^{-(h-h_0) \frac{28g}{RT} + (h-h_0) \frac{32g}{RT}} = e^{Z_{O2}/8} \quad (41)$$

y es por tanto mucho menor que la variación de β_1 , β_2 , y n con la altura, por lo que puede admitirse constante.

Para determinar las variaciones de $[^1S]$ y $[^1D]$ con la altura, vamos a separar la región emisora en dos:

1° A alturas pequeñas - β_1 será grande y n pequeño. Ocurrirá que

$$\frac{\beta_1(1+a)}{\alpha_1 n} \gg 1 \quad (42)$$

con lo que

$$[^1S] = \frac{K_S}{A_S} \frac{\alpha n^2}{1+a} \quad (43)$$

y

$$[{}^1D] = \frac{K}{A_D} \frac{\alpha n^2}{1+a} \frac{1}{1+d_D/A_D} \quad (44)$$

donde se ve que (1S) y (1D) son en esta región proporcionales a n^2 .

2° A alturas elevadas - Tal que pueda suponerse

$$\frac{\beta_1(1+a)}{\alpha n} \ll 1 \quad (45)$$

y $d_D/A_D \ll 1$ (ausencia de desactivaciones por choque del estado 1D). Entonces

$$[{}^1S] = \frac{K}{A_S} \beta_1 n \quad (46)$$

y

$$[{}^1D] = \frac{K}{A_D} \beta_1 n \quad (47)$$

(1S) y (1D) son fundamentalmente proporcionales a "n". Las (43) (44), (46) y (47) aunque aproximadas, pueden ofrecer una descripción de los perfiles de (1D) y (1S) más manejables que las (32) y (33).

La determinación de las alturas para las cuales estas aproximaciones pueden hacerse, depende de la altura del máximo de concentración electrónica de la capa F₂. Tomando esta altura como origen para la determinación, de las alturas reducidas, las (46) y (47) son válidas para $Z_0 \gg 0$, siendo Z_0 la altura reducida del oxígeno atómico. Las (43) y (44) son válidas para $Z_0 \ll -2$. Para traducir a alturas expresadas en Km puede adoptarse como valor medio de la escala de altura en la región emisora: 60 Km., 120 Km. por debajo del máximo de concentración electrónica, la emisión es muy poca por el gran aumento de desactivaciones, y pueden utilizarse las (46) y (47) sin mucho error, aunque siempre sobreestimando la emisión. Para 270 Km., donde se puede encontrar frecuentemente el máximo de ϵ_R , $\beta_1(1+a) \approx 2 \times 10^{-3} s^{-1}$ y $\alpha n = 10^{-2} s^{-1}$ (Peterson 1968). β_1 ha sido calculado con $[O_2]$ a esta altura de 10^7 cm^{-3} con los valores obtenidos por Hedin y col. (1964) tomando $T = 850^\circ K$, $a=3$, $n=10^5 \text{ cm}^{-3}$; por tanto la aproximación no es mala.

Para la emisión en 6.300 \AA de la que estamos tratando ahora, re

sultaría empleando (5), (6) y (47):

$$Q_R = 10^{-6} A_R \int_0^{\infty} [D] dh = 10^{-6} \frac{A_R K}{A_D} \int_0^{\infty} \beta_1 n dh \quad (48)$$

Los valores de Q_R encontrados con esta fórmula, están en notable acuerdo con los datos experimentales.

1.2.2.4 - FORMULA DE BARBIER.

En la fórmula (48), no se puede conocer rutinariamente $[O_2] = [O_2](h)$, y la función $n = n(h)$ requiere procedimientos no generalizados, y aún así cuestionables. Sería conveniente encontrar una relación entre Q_R y parámetros inosféricos comunes. St Amand (1955) fué el primero en observar una correlación entre la intensidad en 6.300 \AA y la concentración electrónica de la capa F_2 . Barbier (1957) descubrió la fórmula que hoy lleva su nombre por un procedimiento semiempírico. Barbier y Glaume (1962) le dieron más tarde mayor rigor teórico. Peterson (1968) estableció definitivamente las hipótesis necesarias para su deducción, y Tuan (1969) continuando un trabajo de Chamberlain (1958) propuso una generalización de la fórmula de Barbier, conteniendo al tiempo como variable, lo que permite una explicación de la evolución temporal de la región emisora.

Puede admitirse que la fórmula de la función $n = n(h)$ es invariable, aunque la máxima densidad electrónica n_m y su altura correspondiente h_m puedan variar (Peterson 1968) con lo que puede ponerse

$$n = n_m f(z_{02}) \quad (49)$$

siendo f una función que puede admitirse como desconocida, aunque invariable.

La (37) admitiendo la región isoterma, y tomando como origen de alturas reducidas h_m resulta:

$$\beta_1 = \beta_{1m} e^{-z_{02}} \quad (50)$$

siendo $\beta_{1m} = \beta_1(h_m)$.

Sustituyendo (49) y (50) en (48) se tiene:

$$Q_R = 10^{-6} \frac{A_R k}{A_D} \beta_{1m} n_m H_{02} \int_0^{\infty} f(z_{02}) e^{-z_{02}} dz_{02} \quad (51)$$

O bien

$$Q_R = K n_m \beta_{1m} \quad (52)$$

siendo

$$K = 10^{-6} \frac{A_R k}{A_D} H_{02} \int_0^{\infty} f(z_{02}) e^{-z_{02}} dz_{02} \quad (53)$$

una constante.

Para una altura arbitraria h_0 :

$$\beta_1(h_0) = \beta_{1m} e^{-(h_0 - h_m)/H_{02}} \quad (54)$$

la (52) puede escribirse

$$Q_R = K_1 n_m e^{-(h_m - h_0)/H_{02}} \quad (55)$$

Y puesto que n_m es proporcional al cuadrado de la frecuencia crítica de la capa F_2 , $f_o F_2$, obtenida en las ionosondas, y h_m corresponde a la "altura virtual $h'F$ " según

$$h_m = h'F + \text{constante} \quad (56)$$

aproximadamente, (Otros métodos más exactos de calcular h_m pueden encontrarse en Peterson (1968)). Se tiene:

$$Q_R = A (f_o F_2)^2 e^{-\frac{h'F - h_0}{H_{02}}} \quad (57)$$

que es la fórmula de Barbier. Realmente en la fórmula que estableció este autor, y en la utilizada en la práctica normalmente aparece una constante aditiva, que queda teóricamente eliminada si se considera que la recombinación disociativa es el único mecanismo en la emisión de la raya roja.

Las constantes A y H_{02} (y la constante aditiva caso de considerarse) se determinan experimentalmente, si bien este método es

muy poco sensible para calcular H_{O_2} . La altura arbitraria h_0 suele escogerse como 200 Km. pero bien puede elegirse cualquier otra, con tal de que esté lo suficientemente próxima a la capa emisora, como para que su temperatura sea la misma y sea válida (54).

La fórmula de Barbier adquiere una interpretación sencilla, como puede deducirse de los pasos que nos han llevado hasta ella; esta interpretación por otra parte constituye la base del razonamiento de Barbier para su deducción.

Si $f_0 F_2$ aumenta, aumenta n_m , y por tanto aumenta en general la densidad electrónica a todas las alturas, con lo que se favorecen los procesos de recombinación y aumenta Q_R .

Si aumenta la altura virtual $h'F$, aumenta h_m con lo que la capa F_2 se encuentra a mayores alturas donde es menos abundante el O_2 y no se puede producir la recombinación, con lo que disminuye Q_R .

1.2.2.5 - DECRECIMIENTO POST-CREPUSCULAR DE LA INTENSIDAD.

Se observa un descenso de Q_R después de la puesta de sol. Habiendo indicado ya que el mecanismo es, entonces, la recombinación disociativa, es necesario por último introducir el tiempo en nuestras ecuaciones y explicar este decrecimiento post-crepuscular de la intensidad. Swider (1965, 1967) ha desarrollado este punto, teniendo en cuenta que no existe difusión ni ningún otro tipo de transporte en la capa F_2 . Nosotros vamos a conservar esta hipótesis (realmente ya la teníamos aceptada al hacer los términos con divergencia nulos) pero vamos a replantear el problema más sencillo de lo que semeja en los artículos de Swider.

La densidad electrónica va disminuyendo, debido a las reacciones (14) y (15) y se tendrá:

$$dn = -(\alpha_1 [O_2^+]n + \alpha_2 [NO^+])t \quad (58)$$

no existiendo durante la noche ningún proceso de ionización. α_1 y α_2 son constantes (función exclusiva de la temperatura). Ya hemos necesitado la hipótesis de que tanto $[O_2^+]$ como $[NO^+]$ no dependen del tiempo, por lo que la (58) se integra fácilmente:

$$n = n_0 e^{-(\alpha_1 [O_2^+] + \alpha_2 [NO^+])t} \quad (59)$$

Swider llega a esta fórmula también de tipo exponencial, pero empleando la hipótesis $[O^+] \gg n_2^+$, lo cual está de acuerdo con Mirtov (1961) y Holmes y col. (1965). En realidad, como vemos nosotros no es necesaria tal hipótesis, que puede no cumplirse algunas noches.

Debido a la gran concentración de O_2 , esta no varía significativamente debido a (24), y por tanto β_1 puede considerarse independiente del tiempo. Por tanto en (48) puede admitirse que solo n es función del tiempo y en la forma exponencial indicada en (59), y puede concluirse por tanto, que Q_R tiene un decrecimiento exponencial, como se observa en la práctica.

No obstante, es necesario señalar, que la (48) se ha deducido con unas condiciones bastante restrictivas, principalmente se ha supuesto la ausencia de desactivaciones colisionales. El efecto de no despreciarlas sería un aumento en la pendiente de la exponencial, especialmente cuando la capa F2 esté normalmente baja.

A veces, algunos autores han observado un aumento de emisión en el fenómeno post-crepuscular, contrastando con el comportamiento normal. En Sierra Nevada, Quintana (1971) ha observado también este efecto. Chamberlain (1961) opina que puede ser debido a difusión, despreciada en este modelo. La Londe (1965) ha observado descensos de la capa F que explicarían este efecto, sin necesidad de atribuirlo a la difusión. Quizá se trate de una redistribución horizontal de cargas, ya que las situadas a alturas superiores no pueden descender: el campo eléctrico sólo facilita los movimientos horizontales (Swider 1967). A nosotros nos parece que una difusión horizontal de electrones, causada por el gradiente de su densidad entre la parte iluminada y no iluminada de la Tierra, debiera tenerse en cuenta.

1.2.3 - EFECTO "PRE-DAWN"

Fue descubierto por Barbier (1959) y le dió el nombre de "nappe subpolaire" (Barbier 1961), consiste en un frente de emisión mayor, que parece propagarse en sentido norte-sur con velocidad

de 540 Km/h inicialmente, hasta alcanzar los 1500 Km/h. Se produce en invierno antes de la salida del Sol en la región F. Barbier supuso para su explicación un bombardeo de partículas extraterrestres. Hanson (1963) indicó que el aumento de temperatura en la ionosfera podría ser producido por fotoelectrones conjugados, cuando el punto conjugado magnético estuviera iluminado por el sol. La explicación definitiva la dió recientemente Cole (1965), y esta queda ilustrada en la figura 5, dibujada aproximadamente a escala. En invierno, el punto conjugado magnético resulta iluminado por el sol, antes que en una estación

situada en el hemisferio norte. Se producen fotoelectrones a unos 300 Km de altura, con 10-30 eV (Carlson 1966), que escapan hacia arriba y recorren con los clásicos movimientos espiroidales las líneas de campo magnético terrestre. El flujo es de 10^9 electrones $\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-2}$ y el recorrido se realiza en menos de un minuto (Hanson 1963). No está completamente determinada la forma en que se restablece la neutralidad eléctrica. Estos electrones no excitan directamente al oxígeno atómico (puesto que se produciría normalmente la emisión en 5577 Å también). Los fotoelectrones ceden inicialmente su energía a los electro

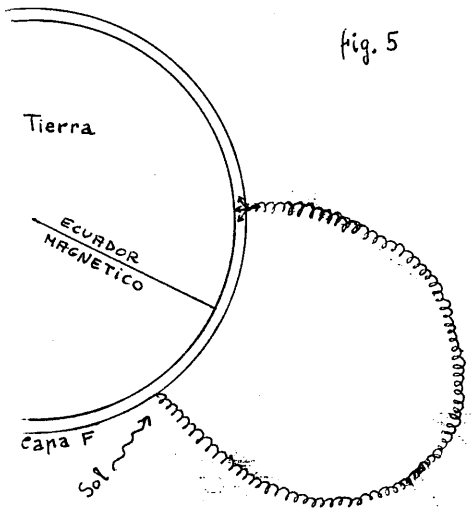


fig. 5

nes ionosféricos, aumentando su temperatura. Se producen después colisiones inelásticas con O, lo que produce los estados 1D . (Cole 1965). Sin embargo Carlson propone la excitación directa. Después de luego se observa un aumento paralelo de la temperatura electrónica que pasa de 600°K a 700 - 800°k durante el efecto "pre-dawn" (Duboin y col 1967). Estos autores se muestran partidarios de la excitación directa, pues la intensidad predicha con la hipótesis de Cole, sería sólo de 3R, lo que está en completo desacuerdo con los resultados experimentales.

1.2.4 - AURORAS Y ARCOS M

Este apartado se refiere exclusivamente a las "auroras de baja latitud" y no a las "auroras boreales", que no pueden presentarse en nuestras latitudes, y alargaría excesivamente esta breve exposición teórica.

Las auroras de baja latitud aparecen por el norte con un intenso gradiente de luminosidad; son generalmente rojas, debido a que la principal raya de emisión es 6.300 \AA del oxígeno atómico. Además de esta raya se producen bandas del N_2^+ , y rayas de NI y OII (Nguyen-Hun-Doan 1970). Precisamente, un criterio ya desechado, para distinguir entre "aurora" y "airglow", consistía en la detección de bandas del N_2^+ muy débiles en el "airglow" (Chamberlain 1961; Battaner 1971). Cuando estas bandas son más intensas la aurora se denomina blanca. Nguyen-Hun-Doan (1970) asigna una región de emisión auroral comprendida entre 250 y 1000 Km. de altura y considera que la excitación no se produce directamente por las partículas solares como las "auroras boreales" sino por electrones secundarios de energía no superior a 30 eV. La emisión en 6.300 \AA es la más intensa debido al débil potencial de excitación, a una gran sección eficaz y a la gran densidad por choques (Seaton 1956).

Frecuentemente son visibles (el umbral humano está en $8kR$ para $\lambda = 6.300 \text{ \AA}$) y muchos españoles las han contemplado a simple vista. Se producen en días de gran actividad magnética, siendo $K_p \gg 6$, o bien con actividad magnética escasa, pero precedidas de días con índices altos (Barbier 1961). No obstante su relación con la actividad magnética no ha sido precisada (Weill y Glaume 1967) Weill (1968). Su intensidad es muy variable pudiendo sobrepasar $100 kR$ (Barbier 1968).

Truttse y Shefov (1970) y Truttse (1968) han obtenido experimentalmente la relación

$$Q_R = G e^{\beta D_{st}} \quad (60)$$

siendo D_{st} el índice de variación del campo magnético, debido a tormentas magnéticas (El subíndice St indica que han de referirse al "tiempo de tormenta" ("storm time"). β depende linealmente de la latitud geomagnética y G lleva implícita una dependencia con la actividad solar.

El término de "arco M", fué introducido por Roach y Roach (1963). Fueron indicados previamente por Barbier (1960), y descritos con todo detenimiento por Roach y Roach, sin que hasta el momento hayan obtenido una explicación completamente satisfactoria. Han colaborado en la descripción Tohmatsu y Roach (1962), Carleton y Roach (1965), presentando el espectro completo de los arcos, y Bellew y Silverman (1966) haciendole corresponder el tipo II en la clasificación de posibles comportamientos diurnos, y al cual se refieren muchos autores al hablar de arcos M. Sus propiedades más importantes según el artículo de Roach y Roach son:

Emiten exclusivamente 6.300 \AA , a una altura de máxima emisión de 370-400 Km. con una escala de altura de 80 Km. por debajo de 370 Km. y de 120 Km. por encima de 400 Km. De Norte a Sur tienen 600 Km. (Roach y Smith 1966). Son persistentes y estables y duran 10 horas o más. Guardan correlación con Δp y K_p ; para que se produzcan K_p ha de ser mayor que 4 (González 1971) o incluso alcanzan el valor de 6, dependiendo de la actividad solar (Bellew y Silverman 1966). Si su valor es superior a 6 el fenómeno que probablemente se produce es aurora (Lauche 1971). Tiene dirección E-W y posiblemente den la vuelta a la tierra, existiendo otro arco conjugado. Pueden moverse con velocidades del orden de 5 a 50 seg^{-1} en dirección norte sur. Su intensidad es muy variable, pudiendo ser de 6 KR.

Todavía no se ha encontrado una explicación satisfactoria, siendo por tanto necesario que persista la información mundial (Weill 1968). Megill y Carleton (1964) pensaron inicialmente una descarga eléctrica. Cole (1965) ha resumido las teorías anteriores, que no mencionamos por haber sido desechadas, y es partidario de una excitación térmica proporcionada por el D_{st} . Según él la energía desarrollada en la ionosfera durante las tormentas magnéticas tendrían por sumidero los arcos M. Truttse (1968), Truttse y Shefov (1970) piensan en los arcos M con una intensidad superior a 1KR parecen campos difusivos de la intensa emisión roja, que ocupan vastas regiones hacia el ecuador y hacia el polo fuera de la zona auroral durante fuertes tormentas magnéticas debidas al aumento de temperatura. No puede asegurarse una interpretación similar para arcos M de intensidad menos que 1KR, Weill (1968) no encuentra clara la distinción entre arcos M y "auroras", con la única excepción de que en los arcos M no hay emisión de bandas de N_2^+ al contrario que en las auroras.

Por esta razón ambos fenómenos se han incluido en el mismo apartado. Otra reciente explicación consiste en un bombardeo protóni

co. (Dieminger 1971).

1.2.5 - ARCOS TROPICALES

Realmente este fenómeno está centrado en 15°N y 15°S (Markham y Anctil 1967), por lo que no procedería su estudio en nuestra estación. Sin embargo, especialmente en invierno, el arco tropical se extiende hasta latitudes mucho más altas. En efecto ha sido observado en Haute Provence (Barbier 1965 a) en Maruyama (Huruhata y col. 1959) con mayor frecuencia por estar a una latitud inferior, en el Teide (Sanchez 1969) y muchos otros observatorios. Bellew y Silverman (1966) En Sacramento Peak han catalogado con la designación de tipo II, al de variación diurna en el que está presente el arco tropical. Siempre aparecen por el sur en latitudes medias. Fueron descubiertos por Barbier (1959) y descritos ampliamente por Barbier, Weill y Glaume (1961) y Barbier (1961).

Está orientado según un paralelo magnético; tiene movimientos norte-sur y sur-norte durante la noche, y en verano se reduce a manchas aisladas. Emite también la raya verde, aunque con una intensidad 4 o 5 veces menor (Glaume 1965).

Su forma de arco no es exclusiva (VanZandt y Petterson 1968), sino que puede presentar varias formas. Su posición es la misma que la de anomalía magnética ecuatorial de la capa F2, por lo que se supone que se trata de dos manifestaciones diferentes de un mismo fenómeno (King 1968), aunque esta relación no se conoce bien. Su mecanismo es también la recombinación disociativa (Petterson y Steiger 1966). Las grandes variaciones de intensidad presenciadas en los arcos tropicales se deben a cambios de altura de la región F2 (VanZandt y Petterson 1968), y la fórmula de Barbier se cumple aceptablemente. Queda mucho por estudiar respecto de los arcos tropicales, especialmente los movimientos de los bordes (Bellew y Silverman 1966).

1.3. - RAYA VERDE

Del estado ^1S puede obtenerse el estado ^1D mediante la emisión de 5577 \AA (raya verde del airglow) o el estado ^3p mediante las

emisiones de 2.978 \AA , 2.972 \AA y 2.958 \AA , aunque estas tres transiciones tienen un coeficiente de Einstein despreciable (Ver figura 1).

Esta raya fué descubierta por Angstrom en 1868. Inicialmente no se conocía su procedencia atmosférica. Fué Burns en 1906 quien le asignó origen terrestre, concediendo el nombre de "rayas telúricas" a este tipo de emisiones (Chamberlain 1963). Sus variaciones comenzaron a estudiarse por Rayleigh y Jones (1935). Desde entonces han aparecido numerosos artículos sobre su morfología. Aparte de los trabajos pioneros de los observatorios Haute Provence y Maruyama, en parte ya citados al hablar de la raya roja, merecen especial mención: Barbier y Glaume (1959), Cronin y Silverman (1962) que da una profunda descripción de la raya verde.

Sin embargo la teoría, que vamos a desarrollar a continuación, puede decirse que está en sus comienzos.

1.3.1 - LA RECOMBINACION DISOCIATIVA

La decima parte de la emisión en 5.577 \AA se origina en la región F2 (Gulledge y col. 1968) a la misma altura y con idéntico mecanismo que el de la raya roja. La emisión en 6.300 \AA debido a que:

- 1°. Mediante (14) es mucho más probable la producción de estados ($1D$).

- 2°. Mediante (12) los pocos estados ($1S$) producidos se convierten en estados ($1D$).

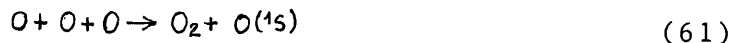
- 3°. Los estados ($1D$) pueden producirse mediante (15), probablemente con la ayuda de (16), mientras que de esta manera no puede producirse los estados ($1S$).

Sin embargo la correlación roja-verde aumenta con la actividad magnética (Kulkarni y Steiger 1967).

La contribución de este mecanismo ha sido ya discutida en apartados anteriores.

1.3.2 - EMISION DE LA REGION E

La mayor parte de la emisión procede de la región E a unos 100 Km de altura, debido a la reacción de Chapman (1931).



con coeficiente de velocidad $2 \times 10^{-34} \text{ cm}^6 \text{ seg}^{-1}$ (Young y Black 1965) aunque Barth (1961) supone que puede tener una pequeña contribución la reacción:



seguida de



donde M puede ser una molecula cualquiera de aire y O_2^* significa oxigeno molecular excitado. Las dificultades surgen al tratar de explicar las grandes variaciones temporales que se observan en la emisión, y sobre todo con unas concentraciones conocidas de O, dar cuenta de la intensidad de la raya verde observada.

Bates y Nicolet (1960) hicieron el primer intento. Hampson (1964, 1966) y Hunt (1966) enriquecieron el modelo. Estos intentos se caracterizaron por una gran diferencia entre los valores predichos y los experimentales. Colegrove y col. (1966) fueron los primeros en introducir el transporte vertical por turbulencia, y en los ultimos años se ha obtenido una teoríis más completa (Hesstvedt 1868 a, 1968 b, 1969, 1970) que vamos a exponer si bien no puede considerarse aún completamente satisfactoria.

1.3.2.1 - MODELO DE HESSTVEDT

Interesa disponer en primer lugar del perfil de [O]. además de procesos fotoquímicos intervienen fenómenos de transporte, no muy bien conocidos. En los que exponemos sólo consideramos como Hesstvedt transporte vertical por turbulencia.

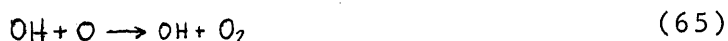
Cuando la vida media de una molecula es muy pequeña, pueden despreciarse los fenómenos de transporte, puesto que desaparece casi inmediatamente después de haberse formado. Si llamamos Q al coeficiente de velocidad de desaparición, la vida media será $\ln 2/Q$ y a $1/Q$ se le llama tiempo característico. Si $1/Q$ es de algunas horas o menor, su difusión por turbulencia puede despreciarse. En el caso del O su valor es considerable (1 mes a 100 Km., 1 sema-

na a 90 Km., 1 día a 80 Km. (Hesstvedt 1968 b).

La producción de O, se debe fundamentalmente a



cuyo coeficiente es $J_1 = 1,5 \times 10^{-8} \text{ seg}^{-1}$ en la región emisora. Se produce durante el día para longitudes de onda comprendidas entre 1.750 y 2.424 Å. Las pérdidas se deben fundamentalmente a las siguientes reacciones, además de a las (62) y (61):



y



El coeficiente de velocidad de (62) es $K_1 = 2,7 \times 10^{-33} \text{ cm}^6 \text{ seg}^{-1}$; el de la (65) $K_2 = 5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$ y el de la (66) $K_3 = 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$. La (61) es importante en la emisión, pero puede no ser considerada en el cálculo del perfil del O, pues tras la emisión de 5.577 Å vuelve a obtenerse O, y su coeficiente es menor.

Vamos a establecer la ecuación de continuidad para O, sin tener en cuenta fenómenos de transporte por el momento:

$$\left(\frac{\partial [O]}{\partial t} \right)_p = -2k_1[M][O]^2 + 2J_1[O_2] - k_2[O][OH] - k_3[O][HO_2] \quad (67)$$

el OH desaparece fundamentalmente por la reacción (65) y se forma mediante la (66) y



con $K_4 = 2,6 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$. La (65) procede rápidamente y el tiempo característico es tan pequeño que puede considerar en equilibrio fotoquímico por lo que:

$$k_2[O][OH] = k_3[HO_2] + k_4[H][O_3] \quad (69)$$

El H₂O se forma mediante:



con $K_5 = 7,4 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ seg}^{-1}$ y se pierde mediante la (66). Puede aceptarse también el equilibrio fotoquímico con lo que:



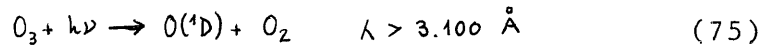
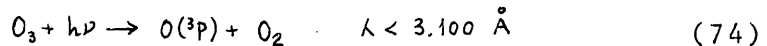
Con (69) y (71) sustituidas en (67), resulta

$$\left(\frac{\partial[O]}{\partial t}\right)_p = -2k_1[M][O]^2 + 2J_1[O_2] - 2k_5[M][O_2][H] - k_4[H][O_3] \quad (72)$$

El ozono se forma mediante



con $K_6 = 8,2 \times 10^{-35} e^{0,89/kT}$, y desaparece mediante (68) y



Responsables de la fuerte absorción de ozonósfera, y también presentes, aunque no tan intensa en la región de emisión. Sea J_2 el coeficiente de (74) con (75) de valor $9,1 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ en la región estudiada. La (74) no puede considerarse como formadora de O puesto que el O_3 es escaso en nuestra región. La aproximación está justificada por Hesstvedt (1968). Para el ozono puede suponerse también equilibrio fotoquímico y :

$$[O_3](J_2 + k_4[H]) = k_6[M][O_2][O] \quad (76)$$

con lo que finalmente:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial[O]}{\partial t}\right)_p &= -2k_1[M][O]^2 + 2J_1[O_2] - 2k_5[M][O_2][H] - \frac{k_4[H]k_6[M][O_2][O]}{J_2 + k_4[H]} = \\ &= -2k_1[M][O]^2 + 2J_1[O_2] - 2k_5[M][O_2][H] - f k_6[M][O_2][O] \end{aligned} \quad (77)$$

f tiene definición obvia. De esta manera $(\partial[O]/\partial t)_p$ está en función de moléculas afectadas por turbulencia vertical.

Por debajo de 85 Km, el tiempo característico del O es muy pequeña y ya no ocurren fenómenos de transporte. Se toma entonces 85 Km como condición en los límites para la integración.

Además de $(\partial[O]/\partial t)$, existe una variación local de O , debida a la turbulencia. El término de divergencia no es nulo y en el caso de turbulencia vertical puede expresarse (Hesstvedt 1968), como

$$\left(\frac{\partial[O]}{\partial t}\right)_T = K_z \frac{\partial^2[O]}{\partial z^2} + \frac{\partial K_z}{\partial z} \frac{\partial[O]}{\partial z} + \frac{K_z}{[M]} \frac{\partial[M]}{\partial z} \frac{\partial[O]}{\partial z} \quad (78)$$

K_z es el coeficiente de difusión por turbulencia vertical variable con la altura, de valor 4×10^5 cm²/seg a 65 Km. y 7×10^6 cm²/seg a 100 Km.

Con (77) y (78) se obtiene para la variación local de O

$$\begin{aligned} \frac{\partial[O]}{\partial t} = & K_z \frac{\partial^2[O]}{\partial z^2} + \frac{\partial K_z}{\partial z} \frac{\partial[O]}{\partial z} + \frac{K_z}{[M]} \frac{\partial[M]}{\partial z} \frac{\partial[O]}{\partial z} - \\ & - 2k_4[M][O]^2 + 2J_1[O_2] - 2k_5[M][O_2][H] - k_6[M][O_2][O] \end{aligned} \quad (79)$$

ecuación que ha sido integrada con calculadora por Hesstvedt. $[O]$ es despreciable por debajo de 80 Km. y alcanza un valor aproximado de 5×10^{11} cm⁻³ a partir de 90 Km.

El O resulta transportado hacia abajo desde la región por encima de 100 Km. En el modelo de Hesstvedt el H (con $1/Q$ superior a un día), también es transportado hacia abajo, mientras que el H_2O hacia arriba.

Como

$$E_v = A_v[1s] = k[O]^3 A_v \quad (80)$$

se tiene

$$Q_v = 10^{-6} \int_0^{\infty} k A_v [O]^3 dh = 10^{-6} k A_v \int_0^{\infty} [O]^3 dh \quad (81)$$

siendo K el coeficiente de velocidad de (61). Puede realizarse una integración que explique una emisión de la raya verde. Hesstvedt obtuvo el máximo de E_v a 93 Km., ligeramente inferior a los resultados obtenidos mediante cohetes. La intensidad resultó de 70 R en verano y 170 R en invierno; sin embargo experimentalmente la emisión suele ser de unos 200 R.

Aunque el modelo de Hesstvedt ha sido un gran adelanto en nuestro conocimiento de las bajas termosfera y mesosfera, no puede considerarse aún como definitivo.

Las discrepancias entre los valores teóricos experimentales pueden ser debidas a que el valor de coeficiente de difusión por

turbulencia vertical no está bien determinado, a que el mecanismo (62) con (63) puede ser importante, y a que puede haber otros tipos de transporte principalmente verticales.

Observese que tanto con el mecanismo de Chapman, como con el de Barth, Q_V depende de la tercera potencia de $[O]$, lo que han sido brillantemente demostrado experimentalmente por Glaume (1965).

1.3.2.2 VARIACIONES DE Q_V

Si nuestro conocimiento es imperfecto sobre los perfiles de $[O]$ y E_V , lo que es mucho más para explicar las grandes variaciones temporales de Q_V variaciones que conciernen más de un 100% durante una noche.

Glaume (1965) ha resumido trabajos anteriores y ofrecido su aportación personal para separar las diferentes causas de variación, habiendo podido identificar las influencias del arco tropical, de la estación del año, del tiempo universal (donde puede decirse que no existe ninguna regularidad, excepto una tendencia a un máximo en mitad de la noche), del ciclo solar, de las tormentas magnéticas con principio brusco (empleando las listas periódicas publicadas por el P. Romaná), y de la latitud. Contra las predicciones teóricas no le fué posible, encontrar una relación indudable con las mareas lunares.

Muy discutidas han sido las "células" o regiones de mayor emisión de unos 1.000 Km. de diámetro y con movimiento norte-sur, (Roach y col. 1958 a, 1958 b).

A pesar de su pronto descubrimiento han estado muy mal estudiadas debido a que su diámetro es del orden de magnitud del diámetro de cielo explorado por una sola estación, tropezando por tanto con la grave dificultad de los calibrados absolutos en diferentes estaciones. La velocidad norte-sur de unos 100 Km/h concuerdan con la velocidad del viento a esas alturas por lo que Chamberlain (1961) propuso una explicación utilizando transporte horizontal por turbulencia, quizá prematura por la falta de información experimental.

Saito y Takahsi (1966) piensan que en la explicación de estas variaciones, puede jugar un papel importante el O_2 que desactiva el estado 1S . Sin embargo esta desactivación no es considerada por el resto de los autores.

Tohmatsu y Nagata (1963) resaltaron la importancia que pueden tener los movimientos verticales, aunque no está conforme con los resultados de Colegrove y col (1965). Gadsen y Morovich (1969) no creen que este efecto tenga una importancia como para explicar variaciones superiores al 30%. Estos autores comprobaron la importancia de ondas gravitatorias, como una posible causa de la variación. Estas ondas tendrían de periodo una hora, longitud de onda 30 Km. como máximo y las amplitudes del 30% de la presión normal.

Téngase presente que ligeras variaciones en la presión suponen grandes variaciones en la emisión por ser $Q_v \propto [O]^3$.

Lagos (1968) afirma que las aportaciones de oxígeno, sólo pueden ser causadas por ondas gravitatorias, mareas y mezclas turbulentas. Por otra parte el mecanismo de Bath puede amplificar las variaciones; un descenso de la capa de oxígeno, daría lugar a una densidad del aire mayor con lo que $[M]$ y por tanto Q_v aumentarían. Unos cálculos aproximados indican que un descenso de 1 Km produciría un aumento de intensidad del 15% y un descenso de 3 Km podría dar cuenta de aumentos del 50%.

Concluyendo todas estas sugerencias podemos afirmar que la dificultad del problema reside en que hay multitud de factores que pueden variar ligeramente la concentración de oxígeno, lo que supone una gran variación en la intensidad de la raya verde.

CAPITULO II

APARATOS UTILIZADOS Y LUGAR DE OBSERVACION

[The page contains extremely faint and illegible text, likely due to low contrast or scanning quality. The text is arranged in several paragraphs across the page.]

2.1 - LUGAR DE OBSERVACION

El fotómetro está instalado en la falda del Veleta, a 2500m. de altitud en un punto de coordenadas:

Longitud 3° 24' 58" W= 13^m 40^s W
Latitud 37° 6' 13" N

La posición es adecuada para estudios de "airglow". La capa de inversión se encuentra por debajo de la estación, a unos 2000m. lo que hace que la reducción de la extinción, sea sencilla al no tener que considerar la absorción irregular producidas por partículas de gran tamaño como polvo, polen etc. Sin embargo, el viento del oeste es muy frecuente y al ascender se enfría y se condensa el vapor de agua dando lugar a una nubosidad bastante abundante durante el año.

Cerca del fotómetro están los Albergues Universitario y Hoya de la Mora y el Parador de Turismo, pero la luz procedente de ellos (sólo durante el principio de la noche), no cae dentro del campo del fotómetro, y puede despreciarse la contribución que puedan tener en las curvas, que por otra parte, quedaría eliminada con el método de reducción de fondo de cielo que expondremos en el próximo capítulo.

En algunas ocasiones la nieve ha limitado por el norte unos 2° el campo del sistema óptico, lo que no ha tenido importancia, pues nunca en este trabajo, se han empleado distancias cenitales tan grandes. Por otra parte durante el invierno la nieve refleja luz ya sea procedente del cielo, o lo que es peor del Albergue Hoya de la Mora; pero esta contribución es débil y no ha habido ninguna dificultad en eliminarla.

Por el sur, se alza el Veleta. Aunque la cima no cae dentro del campo, la falda se eleva unos 7° 30' lo que es preciso tener en cuenta si se trabaja con distancias cenitales por el sur, superiores a 81°.

2.2.- INSTRUMENTOS UTILIZADOS

Todos los aparatos utilizados pertenecen al "Max Planck" Institut fur Aeronomie", constituyendo un elemento de las 4 estaciones que tienen repartidas aproximadamente en nuestro meridiano.

Está a su cargo el Observatorio de Cartuja, que a 600m. del fotómetro tiene instalado la estación astrofísica de montaña. El fotómetro es mantenido por el Observatorio de Cartuja, y revisado y renovado por Herr Lauche del "Max Planck Institut".

Todos los aparatos estan en el interior de una caseta prefabricada mantenida aproximadamente a una temperatura constante mediante un sistema de acondicionamiento térmico. A pesar de ello, durante el verano la caseta sufre una intensa radiación solar, por lo que en las primeras horas de la noche la caseta no puede considerarse isoterma.

El fotómetro está construido por Strofogen y Derblom, especialmente para trabajos de "aurora" y "airglow".

Un esquema de los aparatos y sus concesiones puede observarse en la figura 6; Battaner (1969) González (1971) han hecho ya una descripción somera de ellos.

La orientación de la caseta es tal que sus paredes coinciden con los puntos cardinales magnéticos.

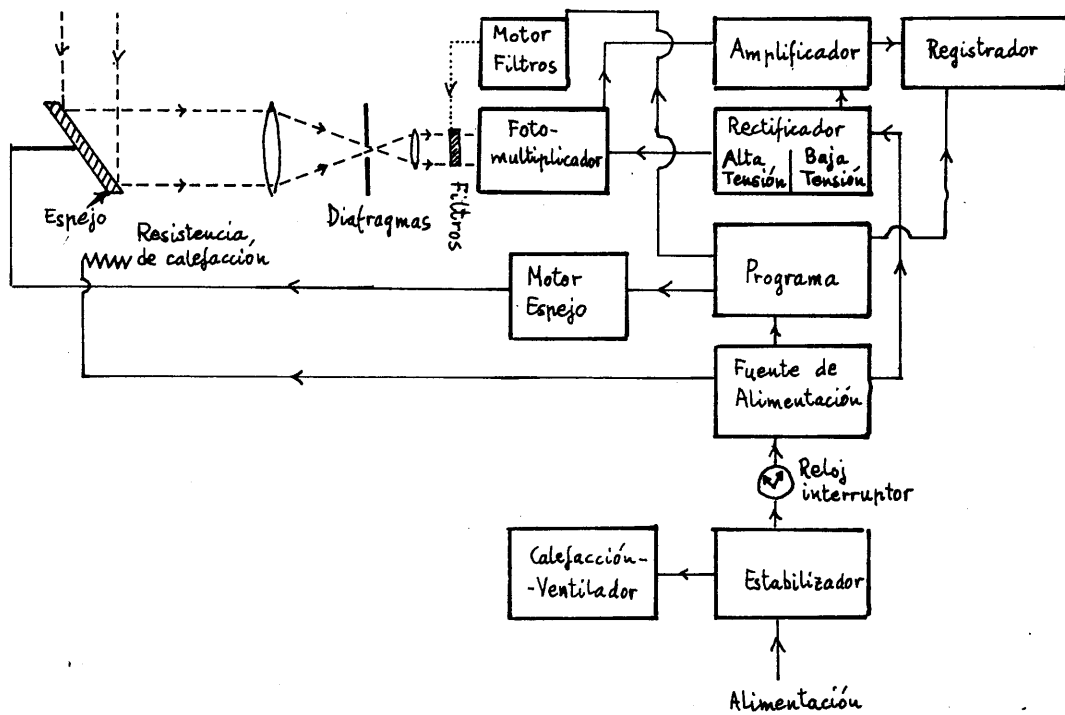
En la pared este, sale de la caseta un tubo que contiene un espejo elíptico que gira respecto de un eje horizontal y formando con él un ángulo de 45° . De esta forma al girar el eje, el espejo envía hacia la caseta luz procedente del meridiano magnético.

El espejo envía la luz a una lente objetivo de 80 mm. de diámetro y 330 mm. de distancia focal. En su plano focal se coloca el diafragma de campo que puede ser de 2,8 4 5,6 8 11 y 16 mm. valores calculados para que el campo aumente 1,5 en cada paso. Normalmente hemos utilizado el diafragma de 8 mm. con lo que resulta un campo de aproximadamente $1,4^\circ$. Una segunda lente de distancia focal 75 mm. proporciona luz paralela, que atraviesa el filtro y llega al fotocátodo.

Los filtros son de 10 Å de anchura media, y son cuatro centrados en 6.300 Å, 6.250 Å, 5.577 Å y 5.525 Å. En 1970 el filtro de 5.525 Å fue sustituido por uno de 5.893 Å. (raya D del sodio) aunque posteriormente se ha vuelto a colocar el de 5.525 Å.

Como puede apreciarse los filtros 1 y 3 corresponden a la emisión del oxígeno atómico, según se vió en el primer capítulo.

La luz monocromática llega al fotocátodo del fotomultiplicador Philips XP 1002 de 10 dinodos y 44 mm. de diámetro útil, y que tiene la propiedad de poseer una baja corriente de oscuridad,



ESQUEMA DEL APARATO

aún a temperatura ambiente, por lo que no necesita una refrigeración especial. Para compensar las diferencias de respuesta espectral se limita correspondientemente la superficie de los filtros. La fuente suministra 24 V al equipo electrónico y 220 a la calefacción del espejo y a los motores del espejo y del programa, y el fotomultiplicador está a 2.000 V siendo este valor variable a voluntad.

Gracias al programa las operaciones realizadas por el aparato durante la noche son las siguientes:

- El reloj interruptor conecta cada aparato a la hora prevista por el observador.
- Con el filtro 6.300 Å el espejo da una vuelta en un minuto, durante la mitad del cual, mientras el espejo recibe luz procedente del suelo, el registrador está parado.
- Cuando el espejo está recibiendo luz justamente vertical desde el suelo se cambia el filtro y se coloca automáticamente el correspondiente a 6.250 Å y se repite la misma operación.
- Así sucesivamente hasta acabar los 4 filtros, después de lo cual el programa ordena 11 minutos de descanso.

Por consiguiente las operaciones se suceden en ciclos de 15 minutos. Con cada filtro el meridiano magnético visible se recorre en sólo 1/2 minuto. El tubo del espejo se mantiene isoterma mediante dos resistencias que conectadas en paralelo disipan 40 wat. El termostato correspondiente puede graduarse entre 5 y 25°C. Su misión es especialmente evaporar las gotas de lluvia o nieve o las condensaciones en el tubo.

Una pequeña fotocélula coloca un pequeño tabique que protege al fotomultiplicador durante el día, cuando los rayos solares empiezan a ser peligrosos para él.

2.3 - CALIBRADO

Se dispone de dos tipos de fuentes para realizar el calibrado:

1° Calibrado radioactivo.- Se realiza cada 6 meses y utiliza C₁₄ como activador.

2° Calibrado normal.- Realizado inicialmente cada día, al principio de cada noche de observación. Una lámpara que proporciona una

intensidad luminosa constante, si se le suministra una intensidad constante (190 mA) se alimenta a través de un rectificador-estabilizador.

La lámpara está introducida en un tubo blanco que envuelve, en el momento del calibrado, al tubo exterior del espejo. Inicialmente no había fotocélula para proteger al fotomultiplicador, y el tubo blanco del calibrado tenía también la misión de proteger de los rayos del sol.

Con este tubo blanco también se realiza el calibrado radioactivo. La intensidad luminosa de la lámpara en 6.300 \AA es de 1kR.

4.3 - DETERMINACION DE CURVAS UTILES

Debido a la nubosidad, presencia de luna y otros factores existen multitud de días registrados que no pueden ser utilizados en el presente trabajo. Para mayor precisión y seguridad en los resultados nos hemos impuesto las siguientes condiciones en la determinación de las noches a estudiar.

1°- Noches de luna nueva.- Realmente debido a la poca anchura de los filtros empleados, es posible trabajar con lunas en cuarto menguante y cuarto creciente. Hemos preferido, no obstante, asegurarnos de que ningún rayo dispersado de la luna penetrase en el objetivo.

La presencia de la luna en el cielo, puede desde luego conocerse con unas esfemérides, pero en los rollos obtenidos en el registrador puede también apreciarse por un aumento en la señal que supera con mucho el límite máximo del papel, y esto para los cuatro filtros.

2°- Noches con nubosidad -o- Antes de cada noche, se hace una lectura de la nubosidad (con el mismo criterio de octavos de cielo usado en Meteorología). No obstante es también sencillo detectar la presencia de nubes en los mismos rollos, si ésta ha cambiado durante la noche, especialmente si se trata de ventiscas, nieblas, cúmulos y nimbostratos. Se caracterizan las curvas por perder la forma típica de "doble secante" de la que hablaremos en el próximo capítulo, y por las continuas irregularidades que presentan que semejan a los provocados por un aumento de ruido. Sólo los tenues altostratos pueden pasar desapercibidos.

Para mayor confianza en los resultados, hemos rechazado no sólo

las noches en las que al principio la nubosidad era cero, sino todas aquellas de las que pudiera sospecharse la presencia de alguna nube.

Solamente en una ocasión hemos utilizado una noche con cúmulos dispersos, debido a la presencia de una aurora, y porque la escasez de este fenómeno así lo aconsejaba.

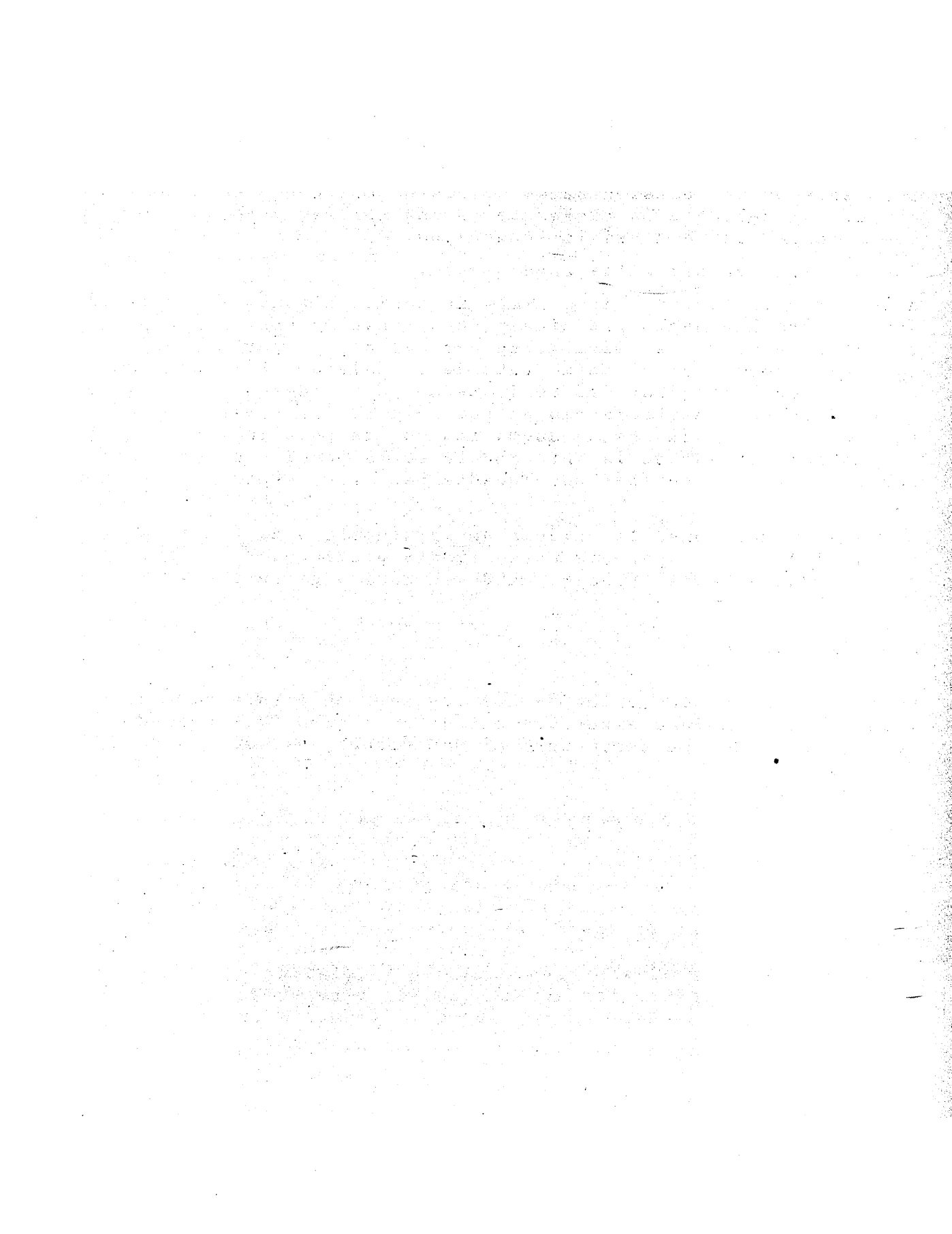
3°- Aparatos en perfectas condiciones.

A lo largo de los años de trabajo ha habido algunas irregularidades que nos han hecho prescindir de algunas noches. Principalmente estas han sido: a) Giro irregular del espejo por desajuste del eje. b) Defectos en el termostato de la calefacción-ventilador. c) Velocidad irregular del registrador. d) Condensación de gotas en el tubo por insuficiencia de potencia de las resistencias del tubo exterior. Todas estas anomalías son de poca importancia, y podría haberse sacado la información correspondiente, pero por las razones de seguridad mencionadas han sido desechadas estas noches.

En estas condiciones la calidad de la atmósfera de Sierra Nevada es excelente, los aparatos notablemente precisos, y las medidas presentadas en este trabajo son de la máxima garantía.

2.5 - IONOGRAMAS

Como datos complementarios se han empleado la altura virtual h' , y la máxima densidad electrónica n de la región F2, obtenidos con la ionosonda perteneciente al Max Planck, situada en Balerna (Almería).



CAPITULO III

TECNICAS DE REDUCCION

THE CABINET

MEMORANDUM OF CABINET

3.1 - DESCONTAMINACION DE LUZ EXTRATERRESTRE

Ha sido llevado a cabo mediante el método de "dos colores" (Roach y Barbier 1950) para el cual está preparado el fotómetro. Para ello se han utilizado los llamados filtros de comparación en 6250 Å y 5525 Å.

Si se observa la figura 2, o el espectro de Broadfoot y Kendall (1968) se verá como las emisiones atmosféricas en estas dos longitudes de onda próximas a 6300 Å y 5577 Å, son muy débiles. En 6250 Å están presentes sin embargo, bandas de OH emitidas aproximadamente a la altura de la raya verde.

Además del "airglow" el fotómetro registra cualquier luz procedente del cielo, especialmente las luces zodiacal y estelar. Llamemos Q al flujo luminoso recibido con el filtro de 5577 Å, Q_V a la porción de éste flujo procedente del oxígeno atmosférico, Q_{VA} a la contribución del continuo, Q_{VE} y Q_{VL} a las correspondientes a los flujos estelar y zodiacal. Y llamemos Q_C , Q_{CA} , Q_{CE} , y Q_{CL} a los flujos mencionados correspondientes al filtro de comparación de 5525 Å.

Se tendrá:

$$Q = Q_{VA} + Q_{VL} + Q_{VE} + Q_V \quad (82)$$

y

$$Q_C = Q_{CA} + Q_{CL} + Q_{CE} \quad (83)$$

Por estar las dos longitudes de onda muy próximas, puede aceptarse que no hay cambios sustanciales en los espectros de luz zodiacal y estelar y que por tanto $Q_{VL} = Q_{CL}$ y $Q_{VE} = Q_{CE}$. El continuo del "airglow" (Packer 1965) no es tampoco muy diferente en ambas longitudes de onda y se tiene $Q_{VA} = Q_{CA}$. Por tanto restando (82) y (83) se tiene:

$$Q - Q_C = Q_V \quad (84)$$

De aquí, que para obtener el flujo procedente del oxígeno atmosférico es suficiente con restar los flujos recibidos en 5577 y 5525 Å, operación que debe realizarse sistemáticamente.

Si el flujo total estuviera contaminado por otras luces, por ejemplo por dispersión de la luz de Granada o del Albergue Hoya de la

Mora, quedaría descontaminada por el mismo procedimiento.

Análogo razonamiento podríamos hacer con las emisiones en 6300 y 6250 Å. La descontaminación es ahora más discutible por la presencia de bandas de OH, en el filtro de comparación. Sensiblemente con la misma intensidad existen bandas de OH en 6300 Å, por lo que al restar ambos flujos, obtenemos con notable exactitud el flujo correspondiente a oxígeno atmosférico.

El método es muy preciso, y más si se piensa que estas contaminaciones son por lo general menos del 1% de las emisiones estudiadas. Únicamente la intensidad de la raya roja se debilita tanto en la segunda mitad de la noche, que se hace del orden de las luces parásitas. Aún cuando esto ocurre, el error absoluto, que como veremos es el que nos interesa, seguirá siendo el mismo.

3.2 - CORRECCION DE VAN RHINJ

Van Rhijn (1921) proporcionó la primera fórmula cuantitativa para el "airglow". Relaciona ésta fórmula la intensidad a una distancia cenital dada, con la intensidad recibida en el zenit. Desde entonces hasta ahora esta fórmula se ha desacreditado, debido especialmente a su ineficacia en el cálculo de alturas de las capas emisoras (Barbier 1956, Chamberlain 1961). Resulta arriesgado hacer uso de ésta fórmula para observaciones realizadas en un corto intervalo de tiempo, o incluso una noche, pero puede tener una justificación estadística. González (1971) ha demostrado para la raya roja, su poca validez aún estadísticamente. La correlación entre la intensidad experimental a una distancia zenital de 59° y la deducida teóricamente a partir de su valor en el zenit disminuye por la presencia de "auroras" y arcos M, por lo que es conveniente prescindir de días con actividad magnética elevada. Ibañez (1971) ha observado mayor conformidad en la raya verde, atribuyendo la dispersión al paso de células principalmente.

3.2.1 - FORMULA DE VAN RHINJ

Es conveniente deducir de nuevo esta fórmula para comprender mejor las hipótesis que vamos a necesitar, prescindir de algunas aproximaciones aceptadas normalmente y dar una expresión equivalente pero más general, y para establecer una necesaria conexión

con nuestros conocimientos presentes expuestos en el primer capítulo.

Partimos de la fórmula (6) puesta en la forma:

$$Q = 10^{-6} A \int_0^{\infty} [i] dh \quad (85)$$

válida indistintamente para la emisión roja o verde, y donde $[i]$ representa $[^1D]$ ó $[^1S]$ con objeto de hacer la deducción simultánea para ambas rayas del espectro atmosférico. Por sencillez escribimos (85):

$$Q(0) = a \int_0^{\infty} [i]_0 dh \quad (86)$$

donde evidentemente se ha hecho $a = 10^{-6} A$. $Q(0)$ significa flujo en el zenit.

Supongamos ahora, que observamos en una distancia zenital z . Definiendo el eje x con origen en el observador, y de dirección la de observación, se tendrá:

$$Q(z) = a \int_0^{\infty} [i] dx \quad (87)$$

La (86) y la (87) pueden escribirse:

$$Q(0) = a w_0 e \quad (88)$$

y

$$Q(z) = a w L \quad (89)$$

donde "e" significa el espesor de la capa emisora que contiene el 50% del área del perfil de $[i]$, centrado en el punto del máximo de $[i]$. Análoga definición tiene L. A "e" le denominaremos en lo sucesivo "espesor". La definición de w_0 y w se deduce de (86) (87) (88) y (89), siendo:

$$w_0 = \frac{\int_0^{\infty} [i]_0 dh}{e} \quad (90)$$

y

$$w = \frac{\int_0^{\infty} [i] dx}{L} \quad (91)$$

y tienen pues, las mismas dimensiones que $[i]$. Les daremos el

nombre de "concentración equivalente". Su sentido físico se deduce de su propia definición: Si toda la capa fuese comprimida hasta ocupar únicamente la región limitada por L , y en esta región $[i]$ fuese constante, w tendría precisamente el valor de esta $[i]$ constante. Aceptamos nuestra primera hipótesis: la capa es esférica (la altura del máximo de $[i]$ es constante) y el espesor es constante en nuestra región observable.

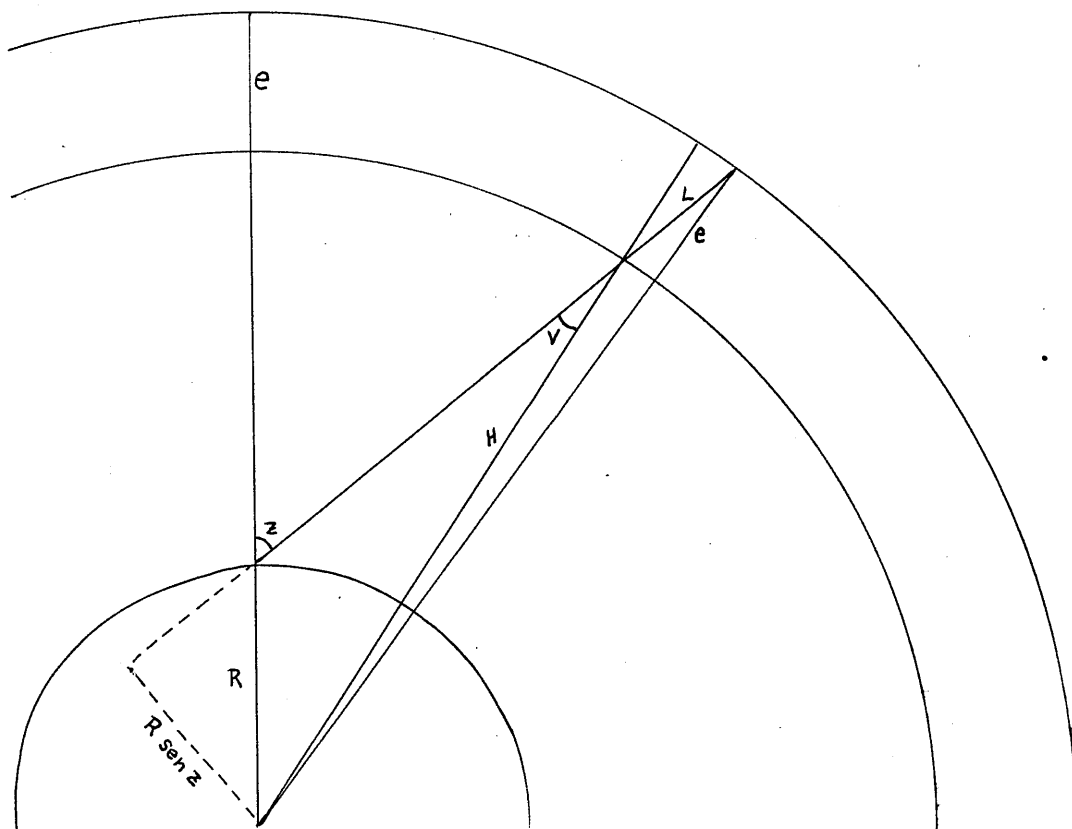


fig 6

De la figura (6) se deduce que entre L y e existe la siguiente relación

$$L = \sqrt{(R+H+e)^2 - R^2 \sin^2 z} - \sqrt{(R+H)^2 - R^2 \sin^2 z} \quad (92)$$

siendo R el radio de la Tierra y H la altura del máximo del perfil de [i]. Al dividir (89) y (-88) y tener en cuenta (92) resulta:

$$Q(z) = Q(0) \frac{w}{w_0} \frac{\sqrt{(R+H+e)^2 - R^2 \sin^2 z} - \sqrt{(R+H)^2 - R^2 \sin^2 z}}{e} \quad (93)$$

que puede ser una expresión generalizada de la fórmula de Van Rhinj.

Frecuentemente se hacen algunas aproximaciones. Una de ellas consiste en aceptar:

$$e = L \cos V \quad (94)$$

donde V queda definido en la figura 6. De la misma figura 6 se deduce que:

$$\cos V = \sqrt{1 - \frac{R^2}{(R+H)^2} \sin^2 z} \quad (95)$$

y (93) se convertiría en:

$$Q(z) = Q(0) \frac{w}{w_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{(R+H)^2} \sin^2 z}} \quad (96)$$

Siendo las distribuciones de [i] muy semejantes en cualquier posición de la capa, puede aceptarse como nueva hipótesis que las concentraciones equivalentes en el zenit y a una distancia cenital z son iguales $w=w_0$, con lo que (96) nos da:

$$Q(z) = \frac{Q(0)}{1 - R^2 \sin^2 z / (R+H)^2} \quad (97)$$

que es la expresión de Van Rhinj tal como él la dió, y normalmente adoptada por otros autores.

Frecuentemente se hace otra aproximación, válida exclusivamente para distancias cenitales pequeñas. Como $R \gg H$, $R^2 \approx (R+H)^2$ y (97) resulta:

$$Q(z) = Q(0) \sec z \quad (98)$$

debido a lo cual las curvas experimentales obtenidas en nuestro fotómetro semejan dos curvas secantes unidas por su mínimo para

$z = 0^\circ$, forma a la que hemos dado ya el nombre de "doble secante". Nosotros utilizaremos, mientras no digamos lo contrario, la fórmula (93) que hemos deducido sin ninguna aproximación y que no necesita hipótesis adicionales. En un trabajo anterior (Battaner 1969) dedujimos esta expresión pero utilizando hipótesis superfluas y empleando otra terminología no adaptada a la teoría presentada en el capítulo primero. La mayoría de los autores utilizan las formas (98) si no es necesaria gran exactitud, o (97). La razón de ello, es que aún prescindiendo de w y w_0 , en (93) la capa está definida mediante dos parámetros H y e , mientras que en (97) queda definida exclusivamente por H . Emplear (93) en el cálculo de las alturas de capas por ejemplo, conduciría a una indeterminación. No obstante, en otras aplicaciones no vemos justificado el empleo de (97) pues aunque más sencilla para cálculos manuales, la (93) no presenta ninguna dificultad para las calculadoras que todos los observatorios utilizan. El que nosotros utilizamos la (93) nos servirá para explicar las variaciones sufridas por la capa, en términos de variaciones de H , o variaciones de e , lo que nos proporcionará la posibilidad de analizar los resultados de forma más completa.

3.2.2 - APLICACIONES DE LA FORMULA DE VAN RHINJ

A pesar del descrédito de la fórmula de Van Rhinj, ésta, en una u otra forma tiene numerosas aplicaciones, principalmente las tres siguientes:

1.- Medida de alturas de capas emisoras.- Existen esencialmente 6 métodos de calcular la alturas:

- a) El método de Van Rhinj propiamente dicho.
- b) El método de triangulación (St. Amand y col 1955).
- c) El método de Barbier para la raya roja en el post-crepúsculo (Barbier 1959)
- d) Lanzamientos de cohetes, donde merece distinguirse a Packer del Naval Research Laboratori (Packer 1961).
- e) Método espectroscópico, iniciado por Waik y Stone (1955), midiendo las temperaturas por el ensanchamiento Doppler de las rayas.
- f) Método teórico, en el que merece destacarse el artículo de Bates y Dalgarno (1953).

De ellos los a), c) y d) necesitan de alguna de las expresiones de Van Rhinj, si bien el d) lo aplica para una región muy limita

da de la capa emisora y lleva implícita mayor confianza. Además el b, en algunas de sus modalidades necesita de la fórmula de Van Rhinj.

2.- Métodos de reducción en estudios de luz zodiacal.

Al descontaminar el airglow, en estudios de luz zodiacal, se emplea normalmente la fórmula de Van Rhinj (Robley 1965, entre otros muchos) aunque el método de Dumont (1965) y el método de Sánchez (1969) han superado definitivamente esta desventaja, utilizando una de las correlaciones de Barbier (1960) y conseguido una mayor precisión en la reducción.

3.- Correcciones en el "airglow".

Utilizada por todos los observadores. Puede verse en (93), (96), (97) y (98) que $Q(z)$ será en general mayor que $Q(o)$. Concretamente en (98) puesto que $\sec z \geq 1$, $Q(z) > Q(o)$. $Q(o)$ es un dato propio de la posición de observación, mientras que $Q(z)$ depende de la distancia cenital. Al observar en una determinada dirección, para que la medida pueda compararse con la realizada en el zenit, es necesario corregirla de tal forma que presente la medida en el cenit del punto terrestre situado en la vertical de la región observada. A esta corrección se le llama corrección de Van Rhinj y se dice que las medidas están reducidas al zenit. Tiene una sencilla interpretación geométrica: cuando observamos en "oblicuo" la capa, encontraremos más átomos emisores, que si la observamos perpendicularmente. Para aplicar la corrección de Van Rhinj, no es necesario que se cumplan las hipótesis establecidas en el capítulo anterior. Llamaremos intensidad reducida al zenit de $Q(z)$, a la emisión que observaríamos en el zenit si la emisión de la capa fuese uniforme ($W=W_o$). Aplicando en estas condiciones (93), y llamándola $Q_o(z)$ se tendrá:

$$Q_o(z) = Q(z) \cdot \frac{e}{\sqrt{(R+H+e)^2 - R^2 \sec^2 z} - \sqrt{(R+H)^2 - R^2 \sec^2 z}} \quad (99)$$

Esta corrección será la que apliquemos nosotros, sin más que tabular los valores del coeficiente que acompaña a $Q(z)$ para cada distancia cenital. Escribamos (99) sencillamente

$$Q_o(z) = Q(z) \cdot \alpha(z) \quad (100)$$

donde (z) tiene una definición inmediata.

Antes de hablar de la tabulación de $\alpha(z)$ hablaremos de otra importante corrección: la de la extinción atmosférica, debido a que

ambas correcciones serán realizadas simultaneamente en este trabajo.

3.3 - LA EXTINCIÓN ATMOSFERICA

La luz procedente de la capa emisora, se pierde parcialmente antes de llegar a nosotros debido a procesos de absorción y dispersión, y se llama extinción al conjunto de estos dos fenómenos.

Muy conocida es la fórmula diferencial a la que se ajusta con notable exactitud, el fenómeno de la extinción:

$$dQ = -Qk\rho dx \quad (101)$$

planteada por primera vez por Bouguer. La pérdida diferencial de flujo, al atravesar una capa de atmósfera de espesor dx , es proporcional al flujo que llega, a la densidad de la atmósfera y a dx . K es la correspondiente constante de proporcionalidad y se le llama coeficiente de extinción. K depende de la longitud de onda. Integrando, tomando como límites el punto de observación y el punto de la capa observado, se tendrá

$$Q_T = Q e^{-k \int_0^M \rho dx} \quad (102)$$

M es por tanto la distancia entre el lugar de observación y el punto de la capa observado. Q_T = flujo transmitido, es el flujo que recibimos y Q el flujo emitido por la capa antes de atravesar la atmósfera. K se ha supuesto constante en toda la atmósfera.

Se denomina "masa de aire" (aunque no tenga dimensiones de masa) X a:

$$X = \int_0^M \rho dx \quad (103)$$

Si la Tierra fuese plana, (ver fig. 7) y siendo el eje de las h vertical se tendría:

$$dx = dh \sec z \quad (104)$$

Por lo que (103) se escribiría:

$$X = \int_0^H \rho dh \sec z \quad (105)$$

La masa de aire en el zenit es:

$$X_0 = \int_0^H \rho dh \quad (106)$$

por ser $\sec z = 1$. En (105) $\sec z$ puede salir fuera de la integral y se tendrá:

$$X = X_0 \sec z \quad (107)$$

con lo que resulta para (102)

$$Q_T = Q e^{-kX_0 \sec z} \quad (108)$$

Se denomina "densidad óptica" de la atmósfera a kX_0 . Por sencillez en la deducción, se ha supuesto la Tierra plana. Desde luego que esta aproximación puede ser corregida. En lugar de $\sec z$, ha de emplearse otra función algo diferente, pero que tenga en cuenta la esfericidad de la Tierra. Para ángulos grandes se necesita otra corrección, debido principalmente al efecto de refracción de la atmósfera. Estas correcciones ya se han hecho, pudiéndose considerar que los valores de Link, con datos suministrados por cohetes para obtener $\rho = \rho(h)$, son los de mayor garantía (Vassy 1966). Así pues, en lugar de $\sec z$ emplearemos lo que pudiéramos llamar función de Link " l ", cuyos valores coinciden con los de $\sec z$ para ángulos menores de 60° y que no tiende a infinito para $z=90^\circ$. La fórmula (108) la escribiremos pues como:

$$Q_T = Q e^{-kX_0 l} \quad (109)$$

Este tratamiento no es exacto. La pérdida de luz no es una exponencial exacta, aunque se ajuste extraordinariamente bien a ella. Para nuestros propósitos el tratamiento exponencial es suficiente. Nuestro objetivo es ahora calcular la densidad óptica de la atmósfera en nuestra estación.

3.3.1 MEDIDA DE LA DENSIDAD OPTICA CON EL "AIRGLOW" COMO FUENTE.

El procedimiento más empleado para conocer el coeficiente de extinción de la atmósfera consiste en medir fotométricamente, el flujo de una estrella de magnitud constante, cuando esta va tomando distintas distancias cenitales, debido al movimiento diurno.

En un trabajo anterior (Battaner 1969) indicamos que la medida es

también posible, y en ciertas condiciones mejor, si se substituye la estrella por el propio "airglow". La dificultad mayor con que tropezamos al seguir este método es que el "airglow" es una fuente variable con la latitud aún en el pequeño campo apreciable desde una sola estación, y lo que es peor, parte de estas variaciones son poco menos que aleatorias (Sánchez 1970). Es también variable con el tiempo, aunque esta dificultad queda salvada, porque nuestra medida solo necesita 15 segundos para ser realizada.

En cambio se consiguen así ciertas ventajas. En primer lugar, sólo se mide así la extinción de la atmósfera por debajo de la capa emisora, y no la de toda la atmósfera, como ocurre al emplear fuentes extraterrestres.

La capa emisora, por la misma razón que emite es capaz de absorber nuestras dos longitudes de onda; por otra parte la presencia de oxígeno atómico es apreciable por encima de las capas emisoras, lo que daría lugar a una absorción selectiva. Empleando pues una fuente extraterrestre, la densidad óptica de la atmósfera se calcularía siempre por exceso.

Por otra parte el problema de una medida directa se complicaría empleando la fuente extraterrestre, pues al flujo luminoso recibido, tendríamos que descontar el flujo "airglow", muy intenso en las dos longitudes de onda estudiadas en la presente tesis.

Habría también un camino teórico, empleando la fórmula de Raigleigh, y procediendo después a evaluar y sumar las diferentes absorciones selectivas atmosféricas. Este camino nos parece difícil e inseguro, y por otra parte no puede ofrecer mayor precisión que las medidas obtenidas en la forma que explicaremos a continuación.

Hay otra ventaja de tipo económico. Los fotómetros de "airglow", no están preparados para medir la extinción, por ejemplo con el método de Bouguer, y se necesitaría comprar aparatos adicionales. La compra de estos aparatos estaría justificada si fuese preciso mayor precisión, y si esta mayor precisión pudiera lograrse con ellos. Pero si no, no.

Por tanto creemos que es conveniente, en estudios de "airglow", afrontar el problema de la variabilidad de la fuente mediante recursos teóricos, y emplear un coeficiente de extinción calculado empleando el "airglow" como fuente. Posteriormente a este trabajo inicial he recibido información (Lauche 1971) de que sigue en las estaciones alemanas un procedimiento similar.

3.3.1.1 METODO DE LA MEDIDA DE PENDIENTES

Con (93), (109) y la definición de w se deduce, tomando logaritmos neperianos

$$\ln(Q_T \alpha) = \ln Q_{T0} - kX_0(l-1) + \ln \frac{w}{w_0} \quad (110)$$

donde Q_T y Q_{T0} significan flujos recibidos a una distancia cenital cualquiera y el zenit respectivamente.

La ecuación (110) puede desdoblarse en dos, llamando Q_{TS} al flujo recibido a una distancia cenital cualquiera por la parte sur del meridiano, y Q_{TN} al recibido por la parte norte, a la misma distancia cenital:

$$\ln(Q_{TS} \alpha) - \ln \frac{w_s}{w_0} = \ln(Q_{T0}) - kX_0(l-1) \quad (111)$$

$$\ln(Q_{TN} \alpha) - \ln \frac{w_n}{w_0} = \ln(Q_{T0}) - kX_0(l-1) \quad (112)$$

De esta forma, los dos segundos miembros que no contienen ninguna distinción entre la parte norte y la parte sur, son exactamente iguales. De (111) y (112) puede deducirse:

$$\frac{Q_{TS}}{Q_{TN}} = \frac{w_s}{w_n} \quad (113)$$

que proporciona una primera relación sobre la concentración equivalente. Introducimos la variable ζ definida mediante:

$$\zeta = -z \quad \text{en la parte sur del meridiano} \quad (114)$$

$$\zeta = z \quad \text{en la parte norte} \quad (115)$$

y aceptamos que la concentración equivalente es una función continua y de derivada continua con respecto a ζ , lo que equivale a suponer que lo es también respecto de la latitud. Entonces:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{dw}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} \quad (116)$$

En el sur con (114) resulta:

$$\frac{dw_s}{dz} = -\frac{dw_s}{d\zeta} \quad (117)$$

y en el norte con (115):

$$\frac{dw_N}{dz} = \frac{dw_N}{d\zeta} \quad (118)$$

De (117) y (118) se deduce en el zenit donde debido a nuestra hipótesis es $(dw_N/d\zeta)_0 = -(dw_S/d\zeta)_0$:

$$\left(\frac{dw_S}{dz}\right)_0 = -\left(\frac{dw_N}{dz}\right)_0 \quad (119)$$

Se comprueba inmediatamente con (119) que:

$$\left(\frac{d}{d(l-1)} \ln \frac{w_S}{w_0}\right)_0 = -\left(\frac{d}{d(l-1)} \ln \frac{w_N}{w_0}\right)_0 \quad (120)$$

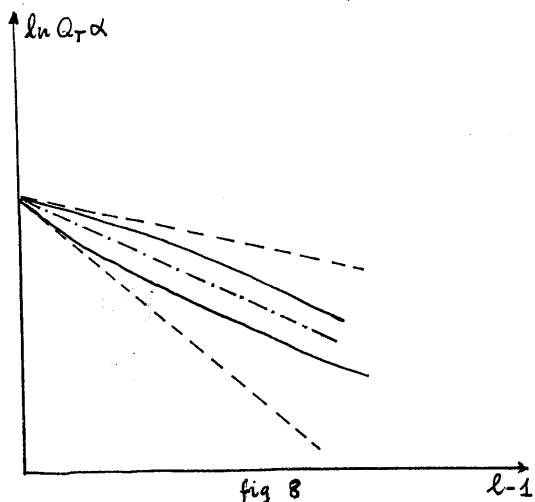
Derivando las expresiones (111) y (112) con respecto a la variable $l - 1$ sumando las dos expresiones correspondientes y teniendo en cuenta (120) se tiene:

$$kX_0 = \frac{\left(\frac{d}{d(l-1)} (\ln Q_{TS} \alpha)\right)_0 + \left(\frac{d}{d(l-1)} (\ln Q_{TN} \alpha)\right)_0}{2} \quad (121)$$

La demostración parece complicada matemáticamente, debido a que z está definida de tal forma que la función $\ln w/w_0$ no tiene derivada continua con respecto a " z " en el zenit (y casi ninguna función con sentido físico) por lo que nos vemos obligados a utilizar la variable ζ . La fórmula (121) parece también complicada pero tiene una

sencilla interpretación práctica. Si en un mismo gráfico representamos las curvas $[\ln Q_{TS} \alpha, l-1]$ y $[\ln Q_{TN} \alpha, l-1]$ y trazamos las dos tangentes correspondientes en el punto $z=0$ o bien la media de dos tangentes nos dará directamente la densidad óptica de la atmósfera " kX_0 ". (fig. 8).

La dificultad experimental reside en trazar una tangente a una curva experimental, pero si previamente se hacen ajustes respecto a dos polinomios de orden n , se pueden obtener buenas precisiones. Téngase presente además, que las curvas a representar son en la práctica ajustables a una recta



o una parábola.

En este método como en alguna de sus variantes por ejemplo el método de la horizontal (Battaner 1969) podemos observar que puede calcularse la densidad óptica atmosférica sin necesidad de suponer que la emisión de la capa es uniforme.

3.3.1.2 METODO DE LAS CURVAS SIMETRICAS

El método expuesto anteriormente es válido para todo tipo de curvas. Una vez que se ha medido la densidad óptica de la atmósfera mediante una curva, esta medida será válida para cualquier hora y cualquier día. Ciertamente el coeficiente puede variar, pero sus pequeñas variaciones afectan sólo a la tercera cifra significativa, mientras que en las reducciones de "airglow" es suficiente trabajar con la segunda, y en realidad experimentalmente es difícil medir la tercera. En esas condiciones ni siquiera es lícito admitir que la pérdida de luz tiene un comportamiento exponencial; capas estrechas de absorción selectiva, principalmente la ozonósfera, son las responsables.

Puesto que con una medida es suficiente, podemos elegir una curva especial, que nos simplifique los cálculos. En ciertas noches, la emisión es uniforme en todos los puntos de la capa, y puede admitirse que la concentración equivalente es la misma en todos ellos. Entonces:

$$\ln \frac{W}{W_0} = 0 \quad (122)$$

y las (111) y (112) se identifican y adquieren la expresión:

$$\ln(Q_T \alpha) = \ln Q_{T0} - kX_0(l-1) \quad (123)$$

En efecto será $Q_{TS} = Q_{TN}$ debido a (113), o bien como puede verse en (111) y (112), Q_{TS} y Q_{TN} dependen exclusivamente de la variable "l" que toma idénticos valores en el sur y en el norte.

En estas condiciones bastaría representar $[\ln(Q_T \alpha), l-1]$ que sería una recta de pendiente precisamente la densidad óptica con signo menos, y un sencillo ajuste bastaría para proporcionarnos el dato buscado.

Vemos pues la importante propiedad que cumplen las curvas obtenidas cuando en la capa emisora la concentración equivalente es constante. Esta es:

$$Q_{TS} = Q_{TN} \quad (124)$$

lo que significa que las curvas experimentales son simétricas respecto del zenit. Para que $w = \text{cte}$, es condición necesaria que las curvas obtenidas sean simétricas respecto del zenit.

En rigor esta condición no es suficiente. Sin embargo, puede aceptarse prácticamente que sí. En efecto, si se obtiene una curva en la que se cumple (114), con (113) tendríamos:

$$W_S = W_N \quad (125)$$

Esta expresión implica, o bien que en el zenit hay un máximo de emisión o bien que hay un mínimo, o bien que w es constante. Puede efectivamente ocurrir que el punto correspondiente al zenit sea un punto singular.

Ahora bien, siendo w una propiedad intrínseca de la capa, que no depende del lugar de observación, esto sería una casualidad.

Existen entre las curvas experimentales, un buen porcentaje de curvas simétricas, y sería extraño que nuestro punto de observación fuese tantas veces un lugar privilegiado, a partir del cual la concentración equivalente es constante.

Para mayor seguridad, si cabe, añadamos otro argumento: Sea una curva simétrica. Representamos en nuestro diagrama $[\ln(Q_T \alpha), \ell - 1]$. Si $w = \text{cte}$, debería salir una recta (la expresada por (113)). Si w no fuese constante no saldría una recta, y podría detectarse que la emisión no es uniforme. A pesar de todo podría salir una recta, sin ser $w = \text{cte}$, si $\ln w/w_0$ estuviera relacionado linealmente con $\ell - 1$. Téngase presente que $\ell \approx \sec Z$, y ello equivaldría a una relación lineal entre $\ln w/w_0$ y $\sec Z - 1$. Esta relación, no justificable desde ningún punto de vista, y tan arbitraria, sería otra casualidad mayor.

Podríamos asegurar que la Naturaleza se hubiera propuesto engañarnos.

Así pues, puede aceptarse que si tomando una curva simétrica, y al hacer nuestra representación obtenemos una recta, la concentración equivalente es constante y la pendiente de la recta es la densidad óptica atmosférica con signos menos.

3.3.1.3 METODO DE LOS MAXIMOS

Consideramos la curva experimental (Q_T, z). Hallemos sus máximos y mínimos. Derivando (110) con respecto a z se obtiene:

$$\frac{d}{dz}(Q_T \alpha) = -kX_0 \frac{dl}{dz} + \frac{d}{dz} \frac{w}{w} \quad (126)$$

Igualando a cero dQ_T/dz se tiene:

$$\frac{1}{w} \frac{dw}{dz} - \frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dz} - kX_0 \frac{dl}{dz} = 0 \quad (127)$$

Si la emisión es uniforme $1/w \times dw/dz=0$, y en cualquier caso sus variaciones relativas no son muy grandes. Se tendrá:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dz} + kX_0 \frac{dl}{dz} = 0 \quad (128)$$

Para $z=0$ resulta válida (98) y con (100) resulta $\alpha = \cos z$ y $l = \sec z$. $(dl/dz)_0 = 0$ y $(1/\alpha \times d\alpha/dz)_0 = 0$, por lo que se cumple (125). Hay pues un punto singular (y fácilmente se puede comprobar que se trata de un mínimo) para $z=0$, es decir, en el zenit. Es el clásico mínimo en el zenit de las curvas de "doble secante". No estamos interesados en él.

(125) se cumplirá además si:

$$kX_0 = -\left(\frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dz}\right) / \frac{dl}{dz} \quad (129)$$

y puede comprobarse que se trata de un máximo. Obsérvese que si fueran siempre válidas las aproximaciones $\alpha = \cos z$ y $l = \sec z$, se tendría:

$$kX_0 = \cos z \quad (130)$$

El coseno del ángulo para el cual la emisión es máxima es, de hecho, una primera aproximación de la densidad óptica. No obstante, este ángulo puede producirse a unos 82° y las aproximaciones mencionadas no son lícitas. Es por lo tanto mejor utilizar (126). Las funciones α y l son perfectamente conocidas y el segundo miembro puede tabularse para diversos valores de z . Lo importante de (126) es que pone de manifiesto que el ángulo para el cual se produce el má-

ximo de emisión depende únicamente de la densidad óptica, si la emisión es uniforme en la región próxima a ese ángulo. La utilidad de (126) no es sólo calcular KX_o , sino que ofrece la posibilidad de calcular la calidad atmosférica de una estación de forma rapidísima, incluso puede utilizarse en la búsqueda de posiciones de futuras estaciones.

Este método como los otros dos, se caracteriza por el empleo de derivadas. No es la función Q_t sino su variación la que aporta información sobre la densidad óptica de la atmósfera.

3.3.1.4 MEDIDA DE LA DENSIDAD OPTICA EN NUESTRA ESTACION

Por parecernos el de mayor garantía, vamos a exponer aquí una de las determinaciones hechas con el método de las curvas simétricas. Corresponde al día 14 de Abril de 1969. Para 6300 Å se empleó el registro de la parte norte de las 2000 TU. Desde luego a esta hora estaba presente el fenómeno post-crepuscular, pero la elección se hizo porque la emisión, según lo dicho en el capítulo primero, es mayor al principio de la noche y el método, claro está, resulta más preciso. A esta hora hay una fuerte componente en la dirección W-E del gradiente del flujo luminoso, pero nuestras medidas realizadas en la dirección del meridiano no se ven afectadas. Para 5577 Å se eligió el registro de las 1945 TU, no afectado en absoluto por ningún efecto parásito.

Para los valores de l se tomaron los publicados por Vassy (1966) y los valores de α , se obtuvieron mediante su definición (99) y (100). Para los valores de las constantes se adoptaron los siguientes:

Radio de la Tierra	6366 Km.
Altura de la capa emisora de la raya roja	275 Km.
Espesor de la capa emisora de la raya roja	40 Km.
Altura de la capa emisora de la raya verde	95 Km.
Espesor de la capa emisora de la raya verde	10 Km.

obteniendo así los valores de α_R y α_V que puede verse en la tabla I y en la gráfica I. El cálculo se hizo mediante la programadora "Programma 101" del Departamento de Química Técnica.

Observese que los datos de altura no coinciden con el parámetro H introducido en la teoría. A los datos que ofrecemos hay que restarles la mitad del espesor al 50% para obtener H . (observese la figura 6).

La elección de estos datos ha sido determinada empleando los perfiles de Hururata y col. (1966) para la raya verde, debido a la dependencia de latitud observada por estos autores, y por ser la latitud del lugar de la medición (Kagoshima Space Center 31, 2°N) muy similar a la de Sierra Nevada. Para la raya roja se han utilizado los perfiles suministrados por Hururata y col. (1967) por idéntica razón. Tras una integración gráfica hemos deducido los datos anteriormente mencionados, por otra parte muy semejantes a los empleados por otros autores.

Los puntos obtenidos pueden verse representados en las gráficas II y III, que como vemos se adaptan a la relación lineal prevista en la teoría.

3.3.1.4.1 AJUSTE DE LAS RECTAS OBTENIDAS

La velocidad del registrador es variable a voluntad y en la noche en que estas medidas fueron efectuadas, se pudieron medir los ángulos con un error de 20'. El error en el flujo luminoso debido a numerosas causas (ruidos del aparato, estrellas y constelaciones, método de reducción, fluctuaciones de la densidad óptica etc.) fue de 10 R. En los trabajos de "airglow" el error es muy grande, debido a la imperfección de los calibrados absolutos, pudiendo alcanzar valores del 30% o más. Sin embargo cuando se emplean medidas relativas, la sensibilidad de los fotómetros permite trabajar con errores mucho más pequeños, y no es de extrañar un error de 10 R. La amplificación del registrador fue también superior el día de estas medidas.

Realizamos el ajuste por mínimos cuadrados. En este caso se presentan las dos simplificaciones siguientes:

a).- Puede considerarse que no hay absorción y que $\alpha = \cos z$. Pon lo que la ordenada sería:

$$\ln(Q_T \cos z) = \ln(Q_{T_0} \sec z \cos z) = \ln Q_{T_0} \quad (131)$$

y podría por tanto considerarse el error constante e igual al error cometido en $\ln Q_{T_0}$.

b).- Puede considerarse que los valores de la abcisa $l-1$, se conocen tan perfectamente como se quieran, admitiendo que se trata de una variable independiente. La consideración establecida anteriormente, apenas resulta modificada entonces.

En estas condiciones el ajuste es muy sencillo, empleando las fórm

mulas utilizadas normalmente. Se obtuvieron de esta manera los valores siguientes:

kX ₀ para 6300 Å	0,036
con dispersión de	0,002
kX ₀ para 5577 Å	0,053
con dispersión de	0,003

Estos valores serán los que utilizaremos en el presente trabajo, y los que ya se han utilizado en dos trabajos anteriores (González 1971, Ibáñez 1971).

3.4. COEFICIENTES DE REDUCCION

Salvo la reducción de la luz extraterrestre y luces parásitas, que consiste en una diferencia, tanto la corrección de Van Rhijn como la corrección de extinción consisten en una multiplicación por un factor, que en ambos casos depende exclusivamente de la distancia cenital. Por tanto ambos pueden realizarse simultáneamente mediante los coeficientes de reducción definidos mediante:

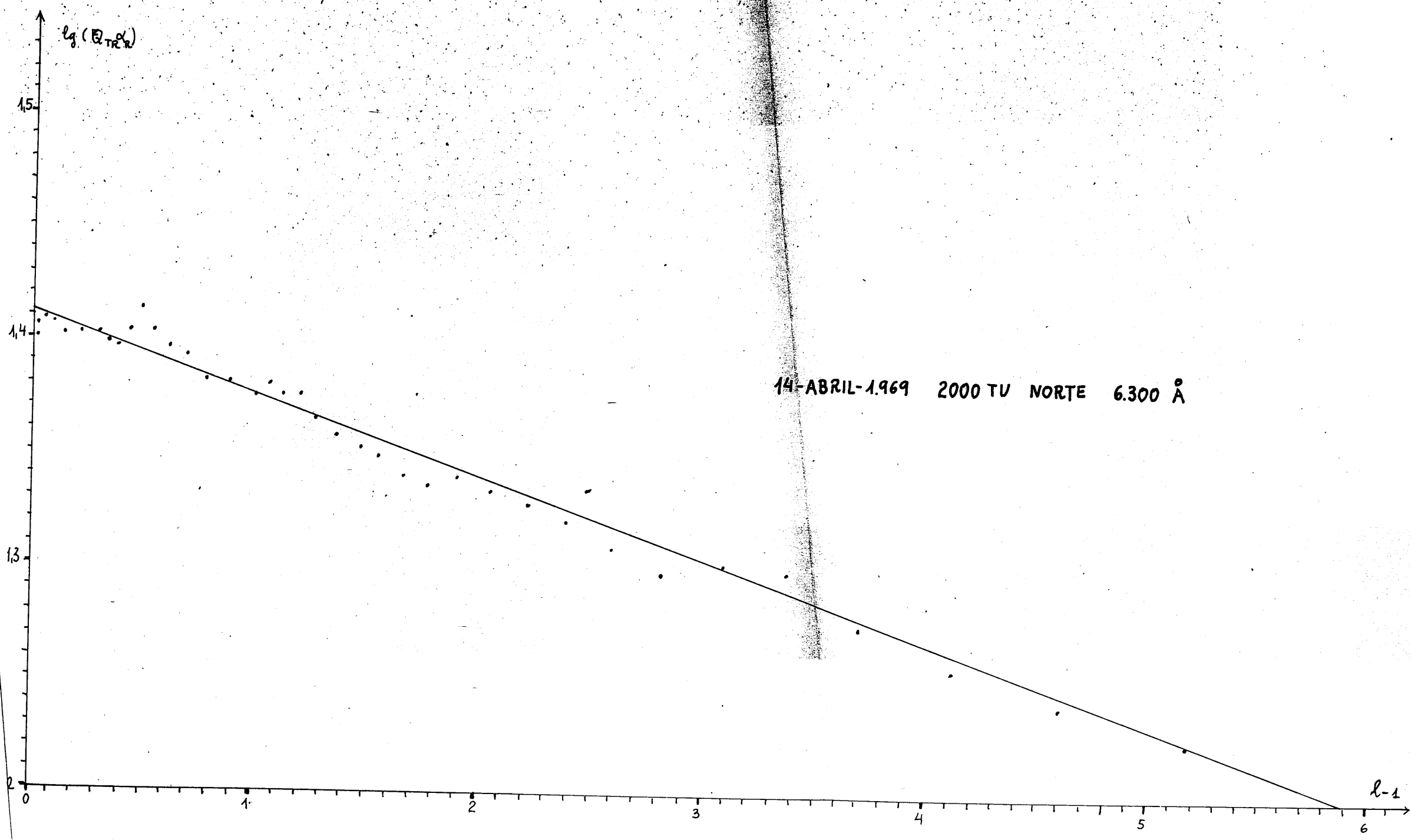
$$Y = \alpha e^{kX_0 \ell} \quad (132)$$

obteniendo Y_V y Y_R para las rayas roja y verde. El cálculo de Y_V y Y_R ha sido obtenido también con la calculadora de Química Técnica.

En la tabla I se representan en función de z : $\text{tg } z$, ℓ , α_V , α_R , Y_V y Y_R junto con $\cos z$ para comparar. En la gráfica I puede observarse la poca diferencia entre los valores de α_V y α_R , a pesar de corresponder a alturas tan diferentes. Eso explica por qué el método de Van Rhijn de cálculo de alturas de capas de tan malos resultados.

Una vez obtenidos los coeficientes Y_V y Y_R las reducciones se han efectuado manualmente, por ser más sencillo que introducir cada valor de Q_t en la calculadora. Este trabajo resulta simplificado por el empleo de tablas.

Posteriormente se justificará la inserción de $\text{tg } z$ en la tabla I



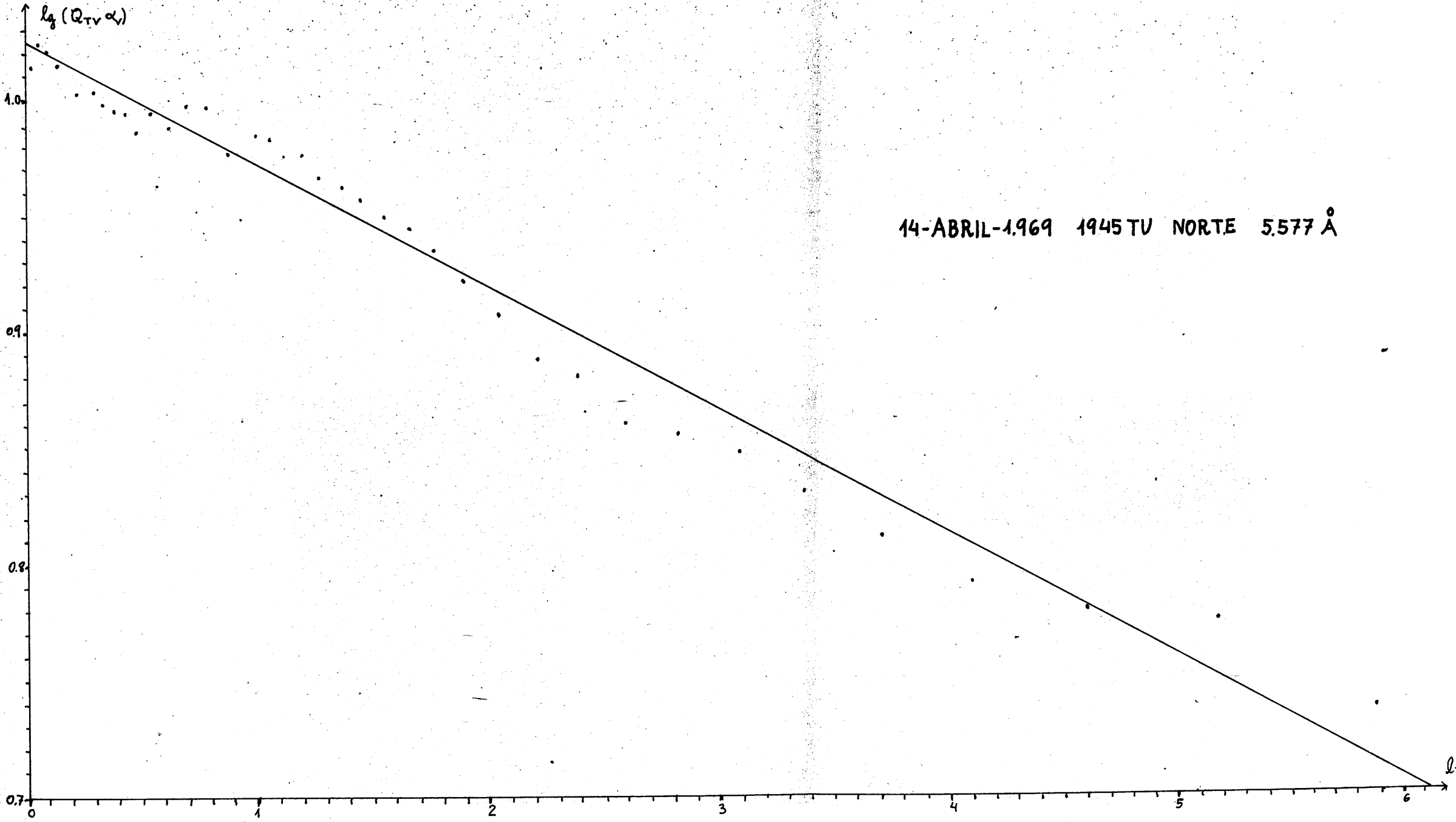


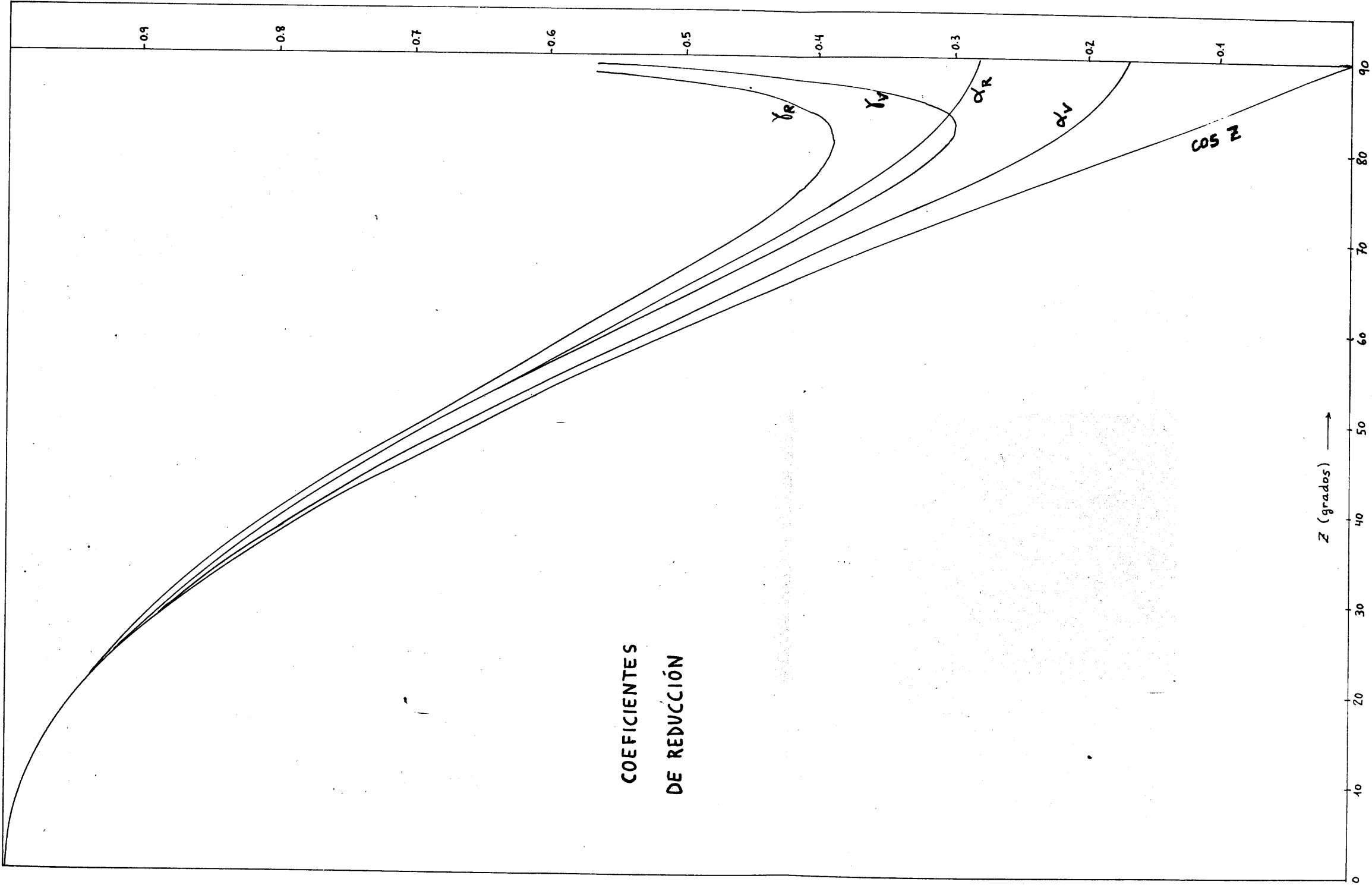
TABLA I

Valores de las funciones útiles en este trabajo

z	$t_g z$	ρ	α_V	α_R	γ_V	γ_R
0	0,000	1,00	1,000	1,000	1,000	1,000
2	0,035	1,00	0,999	0,999	0,999	0,999
4	0,070	1,00	0,977	0,998	0,997	0,998
6	0,105	1,01	0,995	0,995	0,995	0,995
8	0,140	1,01	0,990	0,991	0,990	0,991
10	0,176	1,01	0,985	0,986	0,986	0,987
12	0,213	1,02	0,979	0,980	0,980	0,981
14	0,249	1,03	0,971	0,973	0,972	0,974
16	0,287	1,04	0,962	0,965	0,964	0,965
18	0,325	1,05	0,952	0,955	0,954	0,957
20	0,364	1,06	0,941	0,945	0,944	0,946
22	0,404	1,08	0,930	0,933	0,933	0,936
24	0,445	1,09	0,916	0,921	0,921	0,924
26	0,488	1,11	0,902	0,907	0,907	0,911
28	0,532	1,13	0,887	0,893	0,893	0,898
30	0,577	1,15	0,870	0,877	0,876	0,881
32	0,625	1,18	0,853	0,861	0,860	0,866
34	0,674	1,21	0,834	0,844	0,843	0,850
36	0,726	1,24	0,815	0,826	0,825	0,833
38	0,781	1,27	0,795	0,807	0,806	0,815
40	0,839	1,30	0,774	0,788	0,786	0,796
42	0,900	1,34	0,752	0,767	0,765	0,776
44	0,966	1,39	0,729	0,746	0,743	0,756
46	0,035	1,44	0,705	0,724	0,721	0,735
48	1,111	1,49	0,681	0,701	0,698	0,713
50	1,912	1,55	0,655	0,678	0,673	0,691
52	1,280	1,62	0,630	0,655	0,650	0,669
54	1,376	1,70	0,603	0,631	0,625	0,646
56	1,483	1,78	0,576	0,607	0,599	0,623
58	1,600	1,88	0,549	0,582	0,574	0,600
60	1,732	2,00	0,521	0,557	0,549	0,577
62	1,881	2,12	0,494	0,533	0,523	0,554
64	2,050	2,27	0,465	0,508	0,497	0,531
66	2,246	2,45	0,436	0,483	0,470	0,531
68	2,475	2,65	0,407	0,458	0,444	0,485
70	2,747	2,90	0,379	0,435	0,418	0,465
72	3,078	3,21	0,349	0,410	0,392	0,444

TABLA I
Valores de las funciones útiles en este trabajo

z	$\text{tg } z$	l	α_v	α_R	γ_v	γ_R
74	3,487	3,59	0,321	0,389	0,368	0,426
76	4,011	4,08	0,294	0,367	0,346	0,409
78	4,705	4,71	0,267	0,347	0,324	0,396
80	5,671	5,60	0,244	0,331	0,331	0,390
82	7,115	6,88	0,220	0,315	0,300	0,389
84	9,514	8,86	0,201	0,303	0,304	0,402
86	14,30	12,28	0,187	0,294	0,339	0,440
88	28,64	19,51	0,176	0,287	0,469	0,558
90		38,8	0,170	0,284	1,261	1,106



COEFICIENTES
DE REDUCCIÓN

Z (grados) →

3.5 ALTURAS REALES

Como indicamos en el capítulo primero, los cálculos realizados por Chamberlain (1961) y Hunten (1967) no pueden aprovecharse en nuestra estación, donde podemos suponer que la dirección de las observaciones es perpendicular a la dirección de los rayos solares. El crepúsculo propiamente dicho, no puede estudiarse con nuestro fotómetro, debido a que la variación del continuo es muy fuerte y las medidas correspondientes han de efectuarse simultáneamente con las medidas de las emisiones atmosférica del OI (Lauche 1971). Sin embargo discutiremos los resultados obtenidos en las primeras horas del post-crepúsculo, en términos de las variables l_s (altura real) y α (depresión solar).

Por otra parte este cálculo puede ser útil para otros observatorios con las mismas características de observación.

Sea la Tierra sin atmósfera absorbente. Llamemos l_s a la altura aparente, que puede calcularse mediante el siguiente sistema de ecuaciones que se deduce de la figura 9. O es el centro de la Tierra y A el punto de corte del rayo solar considerado y la dirección de observación.

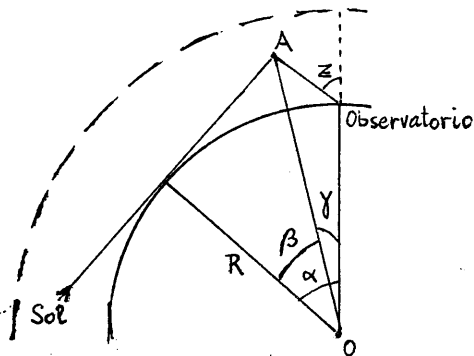


fig 9

el tiempo solar verdadero, que puede calcularse mediante:

$$\tau = t - 12^h - T + E \quad (138)$$

$$\begin{cases} l_s = R(\sec \beta - 1) & (133) \\ \text{sen } \theta = \cos \beta \text{ sen } z & (134) \\ \gamma = z - \theta & (135) \\ \text{sen } \beta = \cos \gamma \text{ sen } \alpha & (136) \end{cases}$$

La (134) es una modificación de la fórmula de Van Rhijn. Las incógnitas son l_s , β , θ y γ y conocemos R , z y α . Efectivamente α puede calcularse con la fórmula:

$$\text{sen } \alpha = -\text{sen } \delta \text{ sen } \lambda - \cos \delta \cos \lambda \cos \tau \quad (137)$$

siendo δ la declinación del Sol; λ la latitud de la estación y τ

donde hemos llamado t al tiempo universal; Γ a la longitud de la estación y E a la ecuación del tiempo. δ y E pueden encontrarse en una efemérides.

La resolución del sistema (133-136) es en la práctica poco menos que imposible. Podemos hacer una aproximación: suponer que es muy pequeño. Esta aproximación queda justificada porque, eliminando con (133) y (134) se tiene:

$$\frac{\text{sen } z}{l_s + R} = \frac{\text{sen } \theta}{R} \quad (139)$$

como puede deducirse también de la figura 10 directamente. De esta forma puede calcularse $\theta = \theta(z, l_s)$ y por tanto γ con (135). Pongámonos en el caso peor de $z = 71^\circ$ (mayor ángulo empleado por nosotros). Si $\gamma = 10^\circ$, resultará $\theta = 61^\circ$ y por tanto $l_s = 600$ Km., que es mucho mayor que el valor de las alturas que son objeto de estudio, que no sobrepasan los 450 Km y las observaciones principalmente se refieren a la región 300-400 Km. (Hunten 1967). Si se hace $\gamma \approx 0$ resulta:

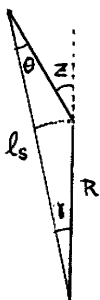


fig 10

$$l_s = R(\sec \alpha - 1) \quad (140)$$

Puede entonces calcularse l_0 . Sea h_0 la altura de obscurecimiento. Se tiene entonces:

$$l_0 = l_s + h_0 \sec \beta - \delta l \quad (141)$$

siendo δl la modificación de la altura real debido exclusivamente a la refracción. Con la aproximación mencionada puede ponerse:

$$l_0 = (R + h_0) \sec \alpha - R - \delta l \quad (142)$$

y teniendo en cuenta el cálculo de Chamberlain del efecto de la refracción:

$$l_0 = (R + h_0) \sec \alpha - R - 127 \frac{N(h_0)}{N(0)} \frac{\text{sen } \alpha}{\cos^2 \alpha} \quad (143)$$

con lo que quedamos obligados a medir l_0 en Km. Para h_0 hemos tomado el valor de 200 Km. (Hunten), aunque este cálculo puede ser válido para cualquier otra raya atmosférica, y entonces se tomaría el valor correspondiente. Para el cociente $N(h_0)/N(0)$, que es

la relación entre la concentración de partículas de aire a la altura de obscurecimiento, y su correspondiente valor en el suelo, hemos tomado 0,2 (Rishbeth y Garriot 1969); con lo que la fórmula resulta:

$$l_0 = (R + h_0) \sec \alpha - R - 25 \frac{\text{sen } \alpha}{\cos^2 \alpha} \quad (144)$$

Vamos a calcular el error cometido en el valor de l_0 con esta aproximación, equivalente a suponer $\alpha = \beta$. Como:

$$\text{sen } \alpha = \frac{\text{sen } \beta}{\cos \gamma} \quad (145)$$

tendremos:

$$\Delta(\text{sen } \beta) = \text{sen } \alpha - \text{sen } \beta = \text{sen } \beta \left(\frac{1}{\cos \gamma} - 1 \right) = \mu \text{sen } \beta \quad (146)$$

siendo μ de definición obvia. Incrementando (144), valiéndonos del cálculo diferencial, se tiene aproximadamente:

$$\Delta l_0 = \frac{\text{sen } \beta}{\cos^4 \beta} \left[\frac{R + h_0}{2} \text{sen } 2\beta - 25(1 + \text{sen}^2 \beta) \right] \mu \quad (147)$$

Con (147) puede contruirse la tabla II, que da en Km. el valor del error cometido en l_0 , para varios valores de β y γ , donde se puede apreciar los valores de error admisibles enmarcados en una línea de trazos.

TABLA II

$\beta \backslash \gamma$	0°	5°	10°
0°	0	0	0
10°	0	0,4	3
20°	0	2	14
30°	0	5	39
40°	0	12	90

El error es muy grande para $\beta=40^\circ$, $\gamma=10^\circ$ pero este es un caso sin interés práctico. β no tiene valores utilizables superiores a 25° (Barbier 1959) y hemos visto que $\gamma=10^\circ$ corresponde, en el peor de los casos, a una altura real de 600 Km, que no tiene interés. Así pues, en nuestra estación, donde se cumple (136), puede adoptarse

$$\beta = \alpha$$

depende entonces exclusivamente de α y por tanto exclusivamente del tiempo universal y del día del año.

Para la realización de estos cálculos hemos acudido a procedimientos gráficos.

Aunque α puede calcularse mediante (137), su resolución puede hacerse más fácilmente empleando el Nomograma de Hunten (1965) para resolución de triángulos esféricos. En la página siguiente adjuntamos este nomograma, especialmente dibujado para nuestra estación, y que por tanto no es aplicable en otros observatorios. Su uso ha sido muy eficaz a lo largo de esta investigación, permitiéndonos calcular rápidamente la depresión solar, no sólo para discutir nuestros resultados, sino además para determinar los tiempos de comienzo y final en cada noche de observación.

Hemos introducido unas ligeras modificaciones: Gracias a (144) hemos señalado, junto a la escala de α , algunos valores de las alturas reales y hemos indicado además, las posiciones correspondientes a las puestas de sol aparente y real de la capa F2.

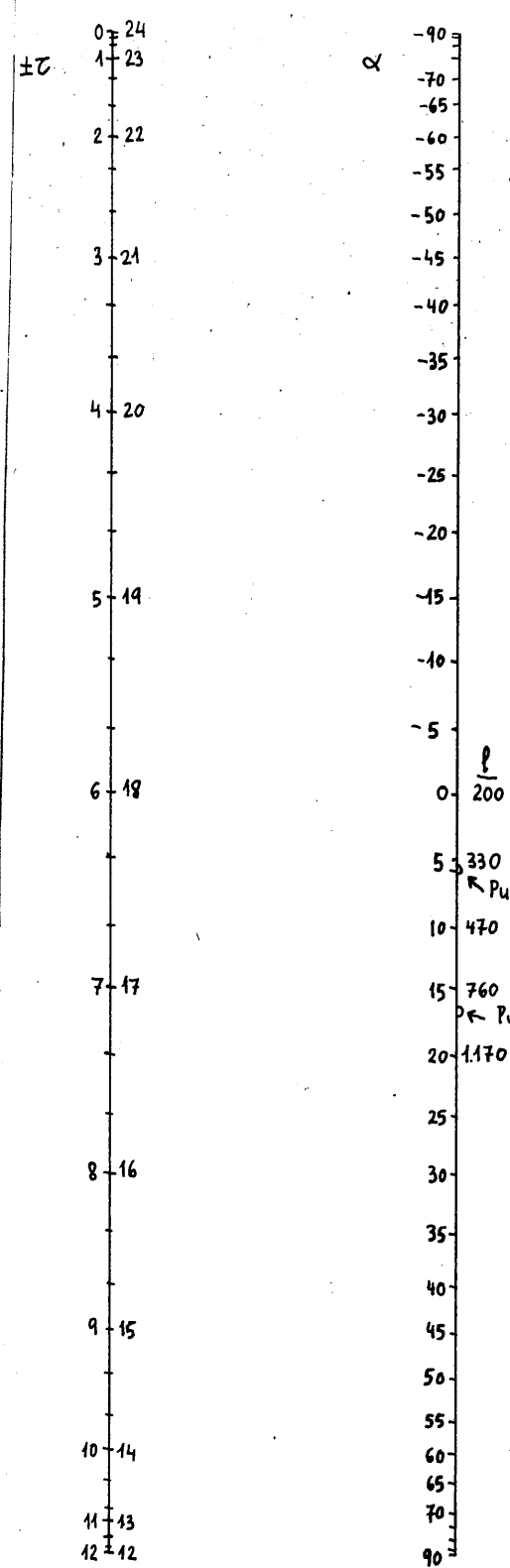
Para mayor rapidez de la búsqueda de la declinación solar y la ecuación del tiempo, hemos empleado el analema de Hunten (1965) que también añadimos.

Aprovechamos la ocasión para recomendar el monograma de Hunten, no sólo para estaciones de "airglow", sino para todo Observatorio Astronómico e incluso para usos no científicos.

3.6 CONVERSION MILIMETROS-GRADOS

Una de las mayores dificultades que hemos tenido reside en la conversión de los milímetros a partir de uno de los extremos de la curva hasta una posición dada dentro de la curva, en la correspondiente distancia cenital. Tanto más, cuanto que las fórmulas de conversión debían ser modificadas cada vez que el fotómetro era renovado (cada 6 meses).

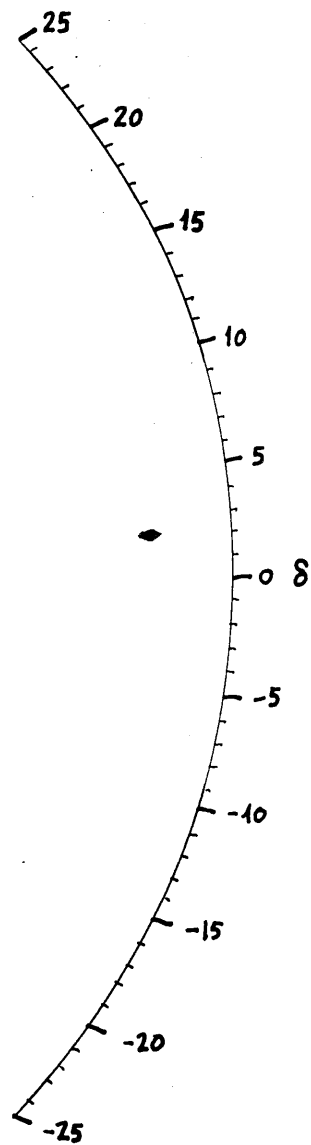
La dificultad se origina debido a que el registrador no arranca y



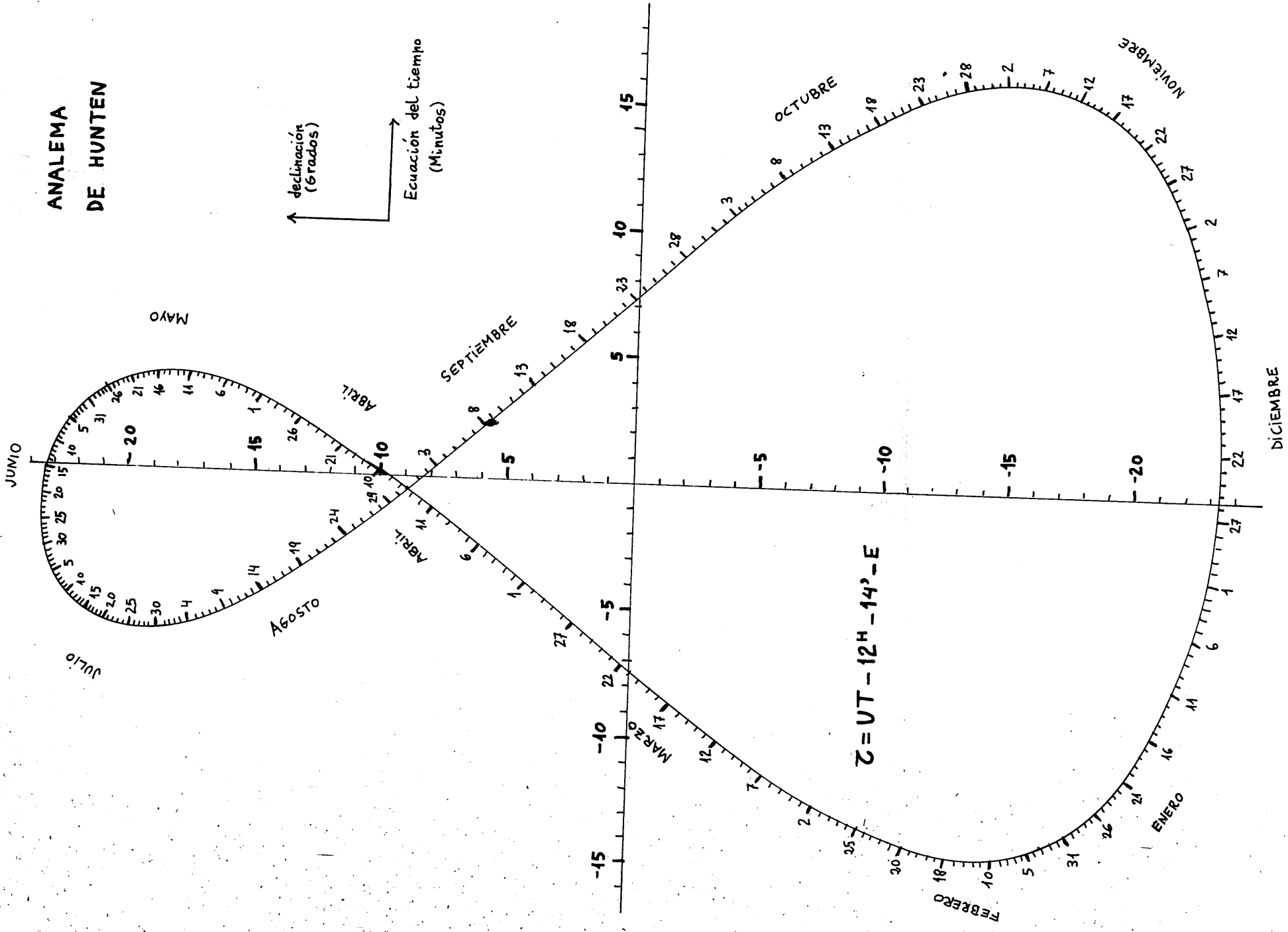
NOMOGRAMA DE HUNTEN (S. NEVADA)

$\frac{p}{200}$
 5 330
 ↳ Puesta de Sol Real en la capa F
 10 470
 15 760
 ↳ Puesta de Sol aparente en la capa F
 20 1170

Modo de empleo. z es el tiempo solar verdadero, δ la declinación del Sol. Se unen los dos valores correspondientes mediante una regla. Donde corté la regla a la escala central, se obtendrá la depresión solar α .



ANALEMA DE HUNTEN



El
ir
(l
le
pu
/

de

Pa
gi

Au
ce
re
me
y
si
ca
ti
zo

He
me
ra
a

Pa
ce
be

Aj
se
ti

3.

Ur
ve
ci
di
co
no

La

se para exactamente en los puntos correspondientes al horizonte sur y horizonte norte. Esta regla es sólo aproximada.

Para determinar las fórmulas de conversión se han adoptado diversos criterios: posición de los máximos (recuérdese el método de los máximos en la reducción de la extinción) que se encontraban a unos 82° de distancia cenital, posición de los horizontes según el cambio brusco que se observa en las curvas etc.

Uno de los criterios que más nos han ayudado en la determinación de las curvas ha sido la observación del paso de Júpiter o estrellas muy brillantes (magnitud inferior a 1) por el meridiano.

Si δ es la declinación de la estrella que pasa por el meridiano se cumple (fig 11):

$$Z_s = 90^\circ - (90^\circ - \lambda) - \delta = \lambda - \delta \quad (148)$$

donde Z_s significa "distancia cenital por el sur", debido a que Júpiter y Sirio (las más empleadas) no están muy alejadas del plano del ecuador y aparecen en la parte sur del meridiano.

El paso de las estrellas por el meridiano también ha sido utilizado para comprobar la marcha del reloj que producía señales eléctricas para el comienzo de cada registro.

He aquí las fórmulas utilizadas:

a) Desde Oct. del 68 hasta el 3 de marzo del 69:

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 108 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 108 \end{array} \right. \quad (149)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 108 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 108 \end{array} \right. \quad (150)$$

Z_n distancia cenital por el norte; M milímetros a partir del extremo norte de la curva.

b) Desde el 3 de marzo del 69 hasta el 3 de agosto del 69

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 94,6 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 94,6 \end{array} \right. \quad (151)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 94,6 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 94,6 \end{array} \right. \quad (152)$$

c) Desde septiembre del 70 hasta ahora (Raza curvas con velocidad 120 en los Registradores "Servogor". Las anteriores son para velocidad 30)

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 101 - 2,94 M \\ Z_s = 2,94 M - 101 \end{array} \right. \quad (153)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 101 - 2,94 M \\ Z_s = 2,94 M - 101 \end{array} \right. \quad (154)$$

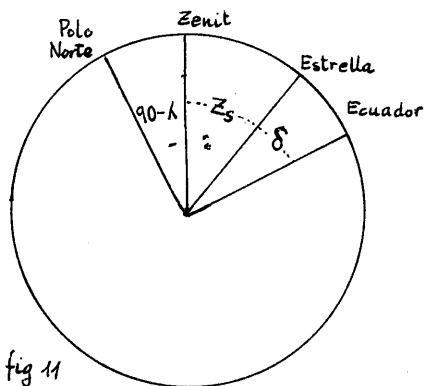
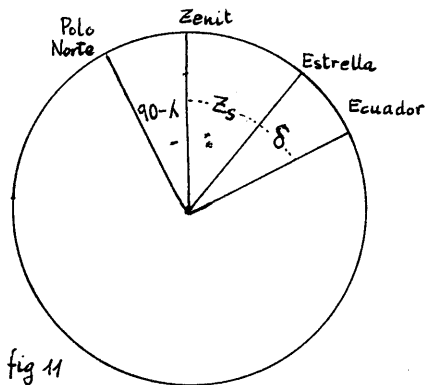


fig 11

se para exactamente en los puntos correspondientes al horizonte sur y horizonte norte. Esta regla es sólo aproximada.

Para determinar las fórmulas de conversión se han adoptado diversos criterios: posición de los máximos (recuérdese el método de los máximos en la reducción de la extinción) que se encontraban a unos 82° de distancia cenital, posición de los horizontes según el cambio brusco que se observa en las curvas etc.

Uno de los criterios que más nos han ayudado en la determinación de las curvas ha sido la observación del paso de Júpiter o estrellas muy brillantes (magnitud inferior a 1) por el meridiano.



Si δ es la declinación de la estrella que pasa por el meridiano se cumple (fig 11):

$$Z_s = 90^\circ - (90^\circ - \lambda) - \delta = \lambda - \delta \quad (148)$$

donde Z_s significa "distancia cenital por el sur", debido a que Júpiter y Sirio (las más empleadas) no están muy alejadas del plano del ecuador y aparecen en la parte sur del meridiano.

El paso de las estrellas por el meridiano también ha sido utilizado para comprobar la marcha del reloj que producía señales eléctricas para el comienzo de cada registro.

He aquí las fórmulas utilizadas:

a) Desde Oct. del 68 hasta el 3 de marzo del 69:

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 108 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 108 \end{array} \right. \quad (149)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 108 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 108 \end{array} \right. \quad (150)$$

Z_n distancia cenital por el norte; M milímetros a partir del extremo norte de la curva.

b) Desde el 3 de marzo del 69 hasta el 3 de agosto del 69

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 94,6 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 94,6 \end{array} \right. \quad (151)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 94,6 - 11,8 M \\ Z_s = 11,8 M - 94,6 \end{array} \right. \quad (152)$$

c) Desde septiembre del 70 hasta ahora (Rana curvas con velocidad 120 en los Registradores "Servogor". Las anteriores son para velocidad 30)

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 101 - 2,94 M \\ Z_s = 2,94 M - 101 \end{array} \right. \quad (153)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_n = 101 - 2,94 M \\ Z_s = 2,94 M - 101 \end{array} \right. \quad (154)$$

CAPITULO 4°

RESULTADOS OBTENIDOS

4.1 SELECCION DE DIAS DE ESTUDIO

Se han elegido 21 días, de los cuales se ha hecho un estudio detallado y minucioso de las variaciones de las intensidades luminosas de las rayas roja y verde. Sin embargo, para las discusiones se ha sacado indirectamente información de todas las noches útiles desde el principio de funcionamiento del fotómetro, en octubre de 1968. Los estudios estadísticos empleando numerosas noches de observación se han prodigado notablemente, mientras que los estudios minuciosos, aún perdiendo población estadística, se han descuidado. Hemos elegido este segundo camino, concretando nuestros esfuerzos en estudiar detalladamente la evolución de la capa emisora, pero empleando un número suficiente de noches como para que nuestros resultados no puedan sólo considerarse aplicables a unas pocas noches aisladas.

Se han realizado para ello 40.000 medidas individuales -que junto a las correspondientes reducciones de luz extraterrestre, de Van Rhijn y de extinción- harían excesivamente largo este trabajo si en él expusiéramos todas las tablas obtenidas. Por ello hemos preferido expresar los resultados gráficamente, sin publicar los valores que nos han conducido a ellos.

Entre las noches elegidas, se han procurado presentar noches correspondientes a todas las estaciones del año, y con variedad de actividades magnéticas, para evitar la extracción de conclusiones excesivamente particulares.

4.2 ISOFOTAS

Los resultados se presentan dibujando las líneas isofotas en diagramas distancia-tiempo. Esta distancia es la medida sobre la superficie terrestre tomando como origen nuestra estación, y en la dirección del meridiano magnético. Es proporcional a $tg z$ (para ángulos grandes, debido a la esfericidad de la Tierra, pierde ligeramente esta proporcionalidad). Hemos elegido como uno de los ejes de nuestros diagramas $tg z$ en lugar de las distancias reales para no hacer referencia explícita a la altura de la capa, que puede ponerse en duda, sobre todo teniendo en cuenta que no todos los autores coinciden.

Esta forma de expresar los resultados no es nueva: Roach la utilizó en frecuentes ocasiones. También Glaume (1965), en el artículo

ya citado, aunque debido a la distinta disposición de su fotómetro las curvas fueron de poca garantía y su mérito no está a la altura del resto de su excelente artículo.

Especialmente para la raya verde, existe la creencia de que la estructura de la capa permanece invariable aproximadamente, y que al estar fija en el espacio tiene el movimiento diurno este-oeste con respecto a la Tierra (Manring y col. 1954, Cronin y Silverman 1962 Silverman 1968). De ser cierta esta hipótesis, el eje del tiempo podría convertirse en eje de distancias este-oeste y combinado con el eje de distancias norte-sur haría que las representaciones correspondieran a verdaderos mapas. Para ello sería conveniente elegir los intervalos de tiempo de acuerdo con la velocidad de la Tierra. Para la raya verde cuya altura podemos considerar como de 100 Km. para $z = 45^\circ$, $\text{tg } z = 1$, y podemos elegir la escala tal que 10 mm. correspondan a 100 Km. Veamos entonces cuál sería la separación en la escala de tiempo correspondiente a un cuarto de hora:

$$\frac{x}{1/4} = \frac{2\pi}{24} R \text{ sen } \lambda \quad (148)$$

y resulta $x = 250$ Km., que en la escala elegida serían 25 mm. Como las tangentes de los ángulos utilizados no pasan de 3, y como puede haber 10 x 4 cuartos de hora en una noche esto supondría mapas de 800 x 60 mm. que serían excesivamente grandes y alargados. La escala sería de 1/10.000.000.

Esta teoría no puede considerarse como indiscutible, por lo que no puede sujetarnos a esta elección de la escala de tiempos. Esta, sin embargo, va a estar influida por aquella. La escala de distancias norte-sur no puede reducirse puesto que aparecerían las medidas excesivamente juntas. La escala de tiempos ha sido elegida de tal manera que un cuarto de hora equivalga a 20 mm. De esta manera los mapas no resultan excesivamente alargados y por otra parte, de ser cierta la hipótesis de la invariancia de la estructura de la capa, los mapas no resultan excesivamente distorsionados. La variable correspondiente al tiempo, será el tiempo universal, al cual deben quedar referidos los fenómenos geomagnéticos (adviértase que hemos elegido índices planetarios). Para días de poca actividad magnética quizás hubiera sido preferible el tiempo local verdadero, pero el paso de uno a otro no ofrece dificultad.

Para la raya roja hemos elegido el mismo criterio que para la verde. Desde luego la altura de emisión es mucho mayor; no obstante al ser la verde emitida frecuentemente a 285 Km. también, una simple comparación de las isofotas de las dos rayas nos permite decir cuan

do este fenómeno tiene importancia.

La comparación de las isofotas se realiza más fácilmente si empleamos para ambas el mismo criterio.

Estas son pues las razones, que nos han movido a realizar las representaciones, de una forma incómoda para el lector, aunque naturales y exigidas por el fenómeno que nos ocupa.

4.3 CRITERIOS PARA LA CONFECCION DE ISOFOTAS

La dificultad en trazar las isofotas es que dados unos valores de las medidas experimentales, no se adaptan a una disposición única. Este efecto es sobre todo importante cuando ΔQ (intervalo elegido entre dos isofotas consecutivas) es del orden de magnitud del error absoluto cometido al medir Q . Esta regla evidente se cumple para cualquier tipo de isolíneas. Para que la representación no resulte arbitraria ha de ocurrir que:

$$\Delta Q > \text{error absoluto de } Q \quad (149)$$

En nuestro caso el error absoluto puede estimarse en 10 R (quedan excluidos los errores correspondientes al calibrado absoluto, por lo indicado en el capítulo anterior). Se eligió $Q = 50$ R por lo que (149) se cumple holgadamente. Desde luego hubiéramos podido apurar más haciendo $Q = 25$ R y en efecto así hemos hecho en algunas noches. No obstante las discusiones no se simplifican aumentando el número de isofotas y hemos preferido emplear $Q = 50$ R en la mayoría de ellas.

La confección de las isofotas se realizó con las siguientes reglas:

a) En el punto correspondiente a un T U y una tg Z dados, se ha escrito la medida mediante un código de colores que 1° simplificaba la expresión de la medida para no emborronar los mapas con muchos números, y no perder con una expresión extensa la localización de la medida, y 2° mediante el código, los símbolos cambiaban de color cada 50 R, con lo que luego resultaba más cómodo el trazado de las isofotas, sin más que ir buscando las líneas de separación entre dos colores.

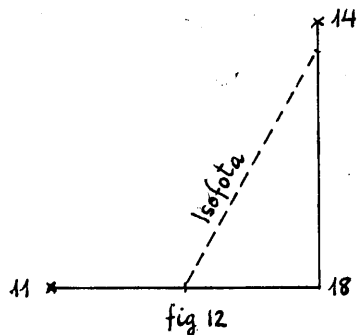
b) Normalmente el calibrado se había hecho de tal forma que 1KR correspondía a 100 unidades del Servogor (aunque esta regla no se ha seguido siempre). Los símbolos del código están buscados para que recuerden de alguna manera las medidas en el Servogor.

c) Entre dos medidas de diferente color, se hace pasar una isofota.

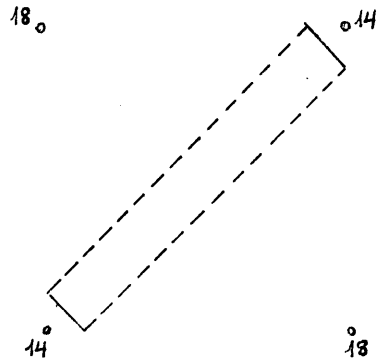
Para que no resulte ambiguo la posición exacta por donde haya de pasar la isofota, se ha aplicado un criterio de "interpolaciones lineales". Este criterio queda ilustrado en la figura 12 donde no se ha tenido en cuenta por sencillez el código de colores donde se considera una isofota que ha de pasar en entre las medidas 14 y 15.

Sin necesidad de hacer cálculos se advierte que la isofota debe de ser la representada en la figura, según el criterio de "interpolaciones lineales". La aplicación por ejemplo de una "interpolación cuadrática" hubiera sido exagerada y hubiera complicado desproporcionadamente el trazado de las curvas.

d) Aún así el trazado no es único. Imagínese la situación de la figura 13.



Existen dos pares de isofotas posibles (a trazo continuo). Realmente este caso no es muy frecuente y por otra parte aunque las isofotas presenten un aspecto muy diferente según la elección, la situación del fenómeno físico es prácticamente la misma. En este caso se ha elegido un criterio determinado, eligiendo la trayectoria según la posible interpretación física del fenómeno correspondiente, o procurando disminuir el número de isofotas para que posteriormente su interpretación sea más sencilla.



4.4 DATOS ADICIONALES

Junto a la escala de tiempo universal se han indicado los índices de actividad magnética y la depresión solar para registros del comienzo y final de la noche.

Como índices de actividad magnética se han elegido los planetarios con 3 horas de intervalo. En el punto medio del correspondiente intervalo se ha escrito su valor y por tanto aparecen junto a 1930, 2230, 130 y 430 TU. En caso de no haber registro a las 1930 TU, el índice correspondiente está situado en la primera hora del registro

si ésta es anterior a las 2100. (Si es posterior, el índice no corresponde al registro y no se indica). En caso de no haber registro a las 430, el índice viene colocado junto a la última hora de registro si ésta es posterior a las 300 (Si no, no se indica).

En caso de producirse una tormenta magnética de comienzo brusco, se ha señalado con el símbolo ▲.

Empleando el monograma de Hunten, hemos señalado las depresiones solares para las horas primera, tercera, antepenúltima, y última.

Finalmente hacemos un esquema de los mapas, para que puedan interpretarse fácilmente (fig. 14).

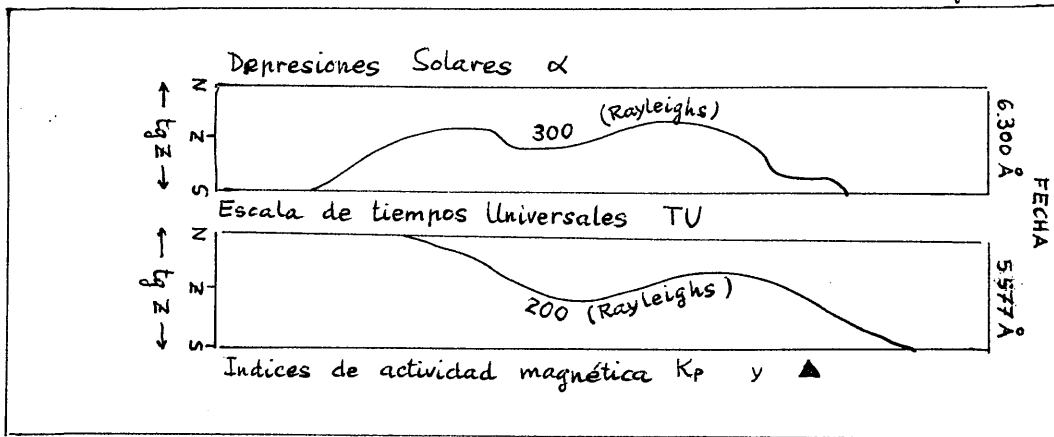


fig 14

4.5 ISOFOTAS OBTENIDAS

Ofrecemos a continuación los mapas obtenidos, dejando su análisis para el próximo capítulo. También damos la lista de días utilizados con el número de medidas individuales con las que ha sido confeccionado el mapa y la abreviatura que utilizaremos al referirnos a ellos.

Repetimos que, a pesar de que los resultados vienen expresados en Rayleighs, los errores absolutos, que provienen principalmente de errores en el calibrado absoluto, son muy grandes. Realmente sólo nos interesan medidas relativas; evitamos así, el error, común en todas las estaciones, procedente de la identificación de la unidad.

TABLA III

Día	Mes	Año	λ (Å)	N° de medidas
13	Oct.	1968	6300	432
"	"	"	5577	"
18	"	"	6300	492
"	"	"	5577	480
20	"	"	6300	492
"	"	"	5577	480
21	"	"	6300	492
"	"	"	5577	"
22	"	"	6300	"
"	"	"	5577	"
19	Dic.	"	6300	"
"	"	"	5577	"
11	Feb.	1969	6300	"
"	"	"	5577	"
12	"	"	6300	468
"	"	"	5577	"
23	Maz.	"	6300	168
"	"	"	5577	154
14	May.	"	6300	341
"	"	"	5577	352
11	Jul.	"	6300	275
"	"	"	5577	308
12	"	"	6300	"
"	"	"	5577	"
14	"	"	6300	264
"	"	"	5577	275
16	"	"	6300	297
"	"	"	5577	286
17	"	"	6300	308
"	"	"	5577	"
4	Agost.	"	6300	363
"	"	"	5577	319
2	Dic.	1970	6300	720
"	"	"	5577	"
3	"	"	6300	846
20	Feb.	1971		702
"	"	"	5577	"
21	"	"	6300	"
"	"	"	5577	"
22	"	"	6300	"
"	"	"	5577	"

Quando necesitamos hacer referencia a algún fenómeno indicaremos la abreviatura del día, seguido del UT y del valor de tgz.

CAPITULO 5°

DISCUSION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS

УЧЕБНИК ПО МАТЕМАТИКЕ ДЛЯ 8 КЛАССА

5.1 SOBRE LAS CELULAS DE LA RAYA VERDE

Por las dificultades mencionadas en el capítulo 1°, existen muy pocos trabajos de investigación de la medida de sus diámetros y velocidades. Roach y col. (1958 a) aplicaron un análisis estadístico obteniendo como diámetros característicos 2500 y 1200 Km, empleando dos procedimientos diferentes.

Roach y col. (1958 b) midieron las velocidades características que resultaron ser en el 75% de los casos de dirección norte-sur y propusieron una velocidad de traslación de 100 m/s, y una rotación de período 5 horas. Haug (1961) obtuvo 1000 Km. de diámetro y Dandekar (1965) repitió en Mont Abu parte de los cálculos de los autores anteriores obteniendo 2500 Km. Más completo puede considerarse el estudio de Morozov (1965), que empleó datos de varias estaciones y obtuvo un diámetro de 1000 Km.

Los resultados tienen una considerable dispersión, debido en parte a las pocas noches utilizadas y en parte a que los métodos empleados ofrecen un limitado grado de confianza. A pesar del interés de estas medidas puede afirmarse, que actualmente de las células se sabe poco más que su existencia.

El procedimiento que vamos a seguir nosotros, consiste en determinar teóricamente cómo han de ser las isofotas correspondientes en diagramas (TU, tg z), admitiendo en principio que las células son aproximadamente circulares y dotadas de movimiento norte-sur. En los mapas obtenidos buscaremos las familias de isofotas que se ajusten a este modelo, y solamente en los casos en que sea evidente el paso de una célula, efectuaremos las medidas que serán utilizadas posteriormente en el cálculo de sus propiedades características. Creemos preferible este camino al consistente en emplear todas las medidas indistintamente; esto sólo puede efectuarse disponiendo de un número muy grande de medidas.

5.1.1 ISOFOTAS CORRESPONDIENTES A LAS CELULAS

En la figura 15 está representada nuestra estación S, origen de los ejes "x" e "y", que representan distancias según paralelos y meridianos respectivamente.

En principio resulta inútil precisar si se trata de meridianos geográficos o magnéticos. Una célula ideal de radio R, y velocidad norte-sur v, está presente en la porción de cielo observada.

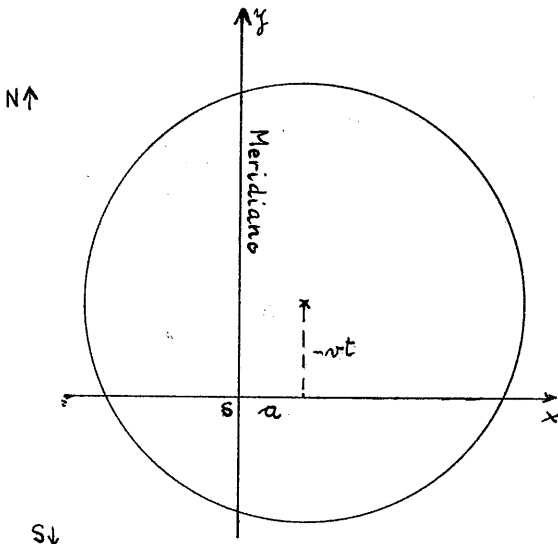


fig. 15

La ecuación de su borde será:

$$(x-a)^2 + (y+vt)^2 = R^2 \quad (149)$$

siendo "a" la distancia de nuestra estación a la trayectoria del centro de la célula. Los tiempos han sido elegidos con origen $t=0$ cuando el centro cruza nuestro paralelo.

Como las observaciones están hechas en el meridiano, los puntos de corte con éste serán los observados. Haciendo $x=0$:

$$y = -vt \pm \sqrt{R^2 - a^2} \quad (150)$$

El signo menos corresponde al punto de entrada de la célula y el

signo más al punto de salida.

La representación en nuestros diagramas (t, y) consistirá en dos rectas paralelas de pendiente $-v$, y ordenadas en el origen $\pm \sqrt{R^2 - a^2}$ (fig. 16).

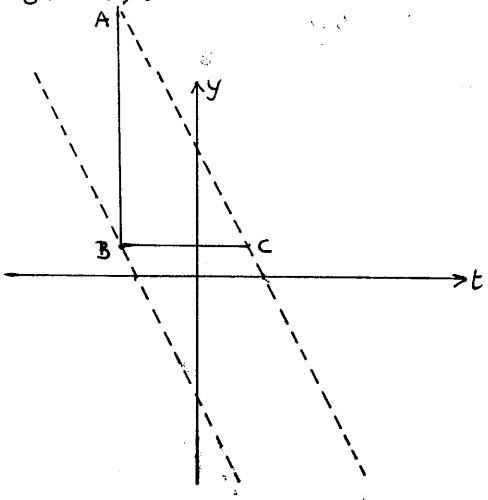


fig 16

A partir de aquí se determina "v" fácilmente (con las dos isofotas correspondientes a los bordes o con cualquier isofota intermedia correspondiente a una intensidad mayor). También puede medirse fácilmente $\sqrt{R^2 - a^2}$. Desde luego la posición del eje "y" es desconocida, pero cualquier distancia entre las dos rectas, medida según la dirección "y" (por ejemplo AB) medirá $2\sqrt{R^2 - a^2}$. Es de esperar que AB sea mayor que la porción de cielo observable desde el fotómetro, en cuyo caso puede medirse BC de valor $2\sqrt{R^2 - a^2}/v$ o de cualquier otra manera, siendo cada caso particular lo que recomiende el procedimiento experimental.

5.1.2 CALCULO DEL RADIO MEDIO

Conocido $\sqrt{R^2 - a^2}$ puede determinarse el radio medio de las células. En efecto puede ponerse:

$$\sqrt{R^2 - a^2} = \sqrt{R^2 - R^2 b^2} = R \sqrt{1 - b^2} \quad (151)$$

donde

$$b = a/R \quad (152)$$

es tal que $0 \leq b \leq 1$ y está gobernado por una distribución rectangular, ya que las células tienen igual probabilidad de pasar a cualquier distancia de nuestro meridiano. Como:

$$\langle R \sqrt{1 - b^2} \rangle = \langle R \rangle \langle \sqrt{1 - b^2} \rangle \quad (153)$$

puesto que R y b son variables aleatorias independientes. Hemos empleado el símbolo $\langle \rangle$ para valores medios de la distribución. Es sencillo calcular $\langle \sqrt{1 - b^2} \rangle$, puesto que b según se ha dicho, obedece a una distribución rectangular, y

$$\psi(b) = \begin{cases} 0 & \text{para } -\infty < b < 0 \\ 1 & \text{" } 0 < b < 1 \\ 0 & \text{" } 1 < b < \infty \end{cases}$$

Entonces:

$$\langle \sqrt{1 - b^2} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{1 - b^2} \psi(b) db = \int_0^1 \sqrt{1 - b^2} db = \pi/4 \quad (154)$$

Con (153) y (151)

$$\langle R \rangle = \frac{4 \langle \sqrt{R^2 - a^2} \rangle}{\pi} \quad (155)$$

con lo que calculando experimentalmente $\langle \sqrt{R^2 - a^2} \rangle$ puede conocerse $\langle R \rangle$. Glaume (1965) sugirió que las células en lugar de ser aproximadamente circulares están alargadas en 2/3 en la dirección E-W. Mediante nuestro procedimiento, esto no puede ponerse de manifiesto, pero en ese caso el valor de $\langle \sqrt{R^2 - a^2} \rangle$ estaría más próximo a $\langle R \rangle$ que el calculado mediante (155).

También experimentalmente puede determinarse si las células se mue-

ven respecto de nosotros con el movimiento sugerido por Roach y col. (1958 a) o si permanecen fijas en la estructura de la capa, según lo mencionado en el capítulo 4°. En este segundo caso las células en nuestros diagramas aparecerían como elipses de semeje m mayor R , según el eje de los tiempos con la adecuada conversión, y de semeje mayor $R + vT$ (siendo T el tiempo de paso de la célula) según el eje de $tg z$.

5.1.3 PASO DE CELULAS EN NUESTRA ESTACION

En los mapas obtenidos, es de esperar que las líneas no sean ni perfectamente paralelas ni perfectamente rectas. Una curvatura indicaría una modificación de la velocidad. Una separación del paralelismo indicaría una variación del radio, o una variación en la dirección del movimiento. Busquemos pues familias de isofotas con estructura parecida a la predicha. Se observa en 13 de las noches estudiadas, en una de ellas, la del 13/0/68 se observan dos.

Presentamos una tabla de las células encontradas. En ella vienen indicadas la fecha, paso por el cenit del primer frente, velocidad v , el valor $2\sqrt{R^2 - a^2}$, la diferencia de luminosidad entre la máxima de la célula y la que había antes y después del paso ΔQ , y el valor de K_p .

La hora de paso por el zenit del primer frente se da en tiempo universal, la velocidad en Km/h, el valor de $2\sqrt{R^2 - a^2}$ en Km, ΔQ en R .

Faltan los índices K_p de las noches de 1971, por no haber sido publicadas todavía, cuando el trabajo se estaba redactando.

Con esta tabla, pasamos en primer lugar a dar valores medios de las propiedades características de las células.

5.1.4 PROPIEDADES CARACTERISTICAS DE LAS CELULAS

No parecen presentar ninguna tendencia particular a producirse en una determinada estación del año. En cambio en el 50% de las noches, el paso por el zenit del primer frente se produce entre las 2330 y las 030, poco antes de producirse el característico máximo de intensidad de la raya verde de mitad de la noche, cuya frecuencia ha sido calculada por Glaume (1965). Los resultados han sido resumidos por Glaume (1965). Por ejemplo, en Haute Provence la frecuencia es del 37%. Es interesante resaltar que esta frecuencia es muy

TABLA IV

Fecha	Hora de pa so por Z del 1° frente	v	$2\sqrt{R^2 - \alpha^2}$	ΔQ	Observ.	Kp
2/D/70	2330	400	1300	120		1.
20/0/68	030	500	1300	40	Estimación discutible	0.
13/0/68 (a)	2345	500	1000	50		4-
13/0/68 (b)	200	500	1300	30	2 se ob tuvo por ex trapolación	3+
22/F/71	345			20	No hicimos medidas. Cual quier estima- ción hubiera sido arriesgado	
16/J1/69	2345	600	3000	120	2 obteni- do por extra- polación	1+
19/D/68	2045	800	4000	200		3.
14/J1/69	2200	150	400	50		2.
14/My/69	2130	-150	1000	100	Tormenta mac- prética de prin cipio brusco	7+
12/J1/69	000	700	700	20		4.
11/J1/69	2230	500	1100	150		2-
11/F/69	2345	400	600	40		4.
21/D/68	015	600	2400	80		0.
20/F/71	300	400	400	20		

similar a la frecuencia total de noches en las que ha estado presente una célula cuyo paso del primer frente por el zenit ha estado comprendido entre las 2330 y las 030 (33%).

Este hecho, unido a que en los otros mapas no se ha registrado un máximo en mitad de la noche, parece indicar que estos máximos se producen mediante paso de células.

Como valor medio de la velocidad hemos obtenido 5×10^2 Km/h. El mecanismo de emisión origina una función de distribución para la velocidad. No disponemos de suficientes datos para conocerla, aunque la desviación típica de $\langle v \rangle$ resulta ser de 30 Km/h. (Apéndice 1).

En el cálculo se ha prescindido de la célula 14/My/69-V, por tratarse de un caso excepcional, única con velocidad sur-norte (por eso su signo menos en la tabla) y con condiciones de actividad magnética anormal. Este valor de la velocidad equivalente a 140 m/seg, no debe de considerarse muy diferente del valor obtenido por Roach y Col.; (100m/seg) debido a la naturaleza aleatoria de esta velocidad y a que no hay razón para esperar que este valor sea el mismo en toda la Tierra. Paralelamente el porcentaje de células con dirección sur-norte, disminuye en nuestro trabajo. Obtenemos 7%, frente a 25% obtenido por Roach y col.

De la tabla IV obtenemos

$$\langle 2 \sqrt{R^2 - a^2} \rangle = 1,4 \times 10^3 \text{ Km} \quad (156)$$

y tras aplicar (155) obtenemos para el radio medio:

$$\langle R \rangle = 9 \times 10^2 \text{ Km} \quad (157)$$

correspondiente a un diámetro de 1800 Km. Este valor es intermedio entre los valores ya mencionados de Roach y col., Haug, Dandekar y Morozov, de 1000 Km o 2500 Km. No obstante sólo 3 de las 14 células sobrepasan el valor de 1400 Km. El mecanismo de producción de células, origina una distribución estadística para el radio. Las células observadas no son suficientes para encontrar la función de distribución, aunque la desviación típica de la media calculada por un procedimiento similar al empleado en la deducción de (155) resulta ser de 2×10^2 Km. (Apéndice 4).

El valor medio de ΔQ no ha sido mencionado por otros autores aún siendo otra de las características importantes de la definición de la célula. Nosotros hemos obtenido $70 R$, aunque posiblemente se trate de una sobreestimación, puesto que han podido pasar desapercibidas células de poca intensidad. La dispersión de la media puede es-

timarse en 15 R.

Parece ser que la frecuencia de paso de células es independiente del índice de actividad magnética. En este sentido cabe resaltar, no obstante que la única célula con movimiento sur-norte, se ha presentado con $K_p = 7+$ en periodo de tormenta magnética, habiéndose producido un comienzo repentino a las 1930 TU, sólo 2 horas antes del paso por el zenit del primer frente. Con un retraso semejante, Glaume ha encontrado dos aumentos consecutivos de Q_v . No puede quedar excluida la posibilidad de que la célula 14/My/69 sea en realidad otro tipo de fenómeno, aunque parece evidente que los aumentos de Q_v descritos por Glaume, tienen procedencia Sur. He aquí una tabla resumen de nuestros resultados, comparados con los de otros autores.

TABLA V

	Hora más frecuente del paso por el meridiano (T.L.)	v (Km/h)	$2 \langle R \rangle$ (Km)	ΔQ (R)
Roach y col.		360	1000 2500	
Haug			1000	
Dandekar			2500	
Morozov			1000	
Trabajo presente	000	5×10^2	$1,8 \times 10^2$	70

5.1.5 DISTRIBUCION DE LUMINOSIDAD EN EL INTERIOR DE LA CELULA

Por ser la porción de cielo observada de menor diámetro que el diámetro medio de las células se ha abandonado siempre el estudio de la distribución de luminosidad en su interior. Puede realizarse sin embargo en dos casos:

- Quando el parámetro $2\sqrt{R^2 - a^2}$ sea menor que el diámetro de cielo observable.
- Quando, mediante el análisis de las isofotas, se observe una velo

cidad constante y una ausencia de evolución luminosa en nuestro cielo, como probaremos a continuación.

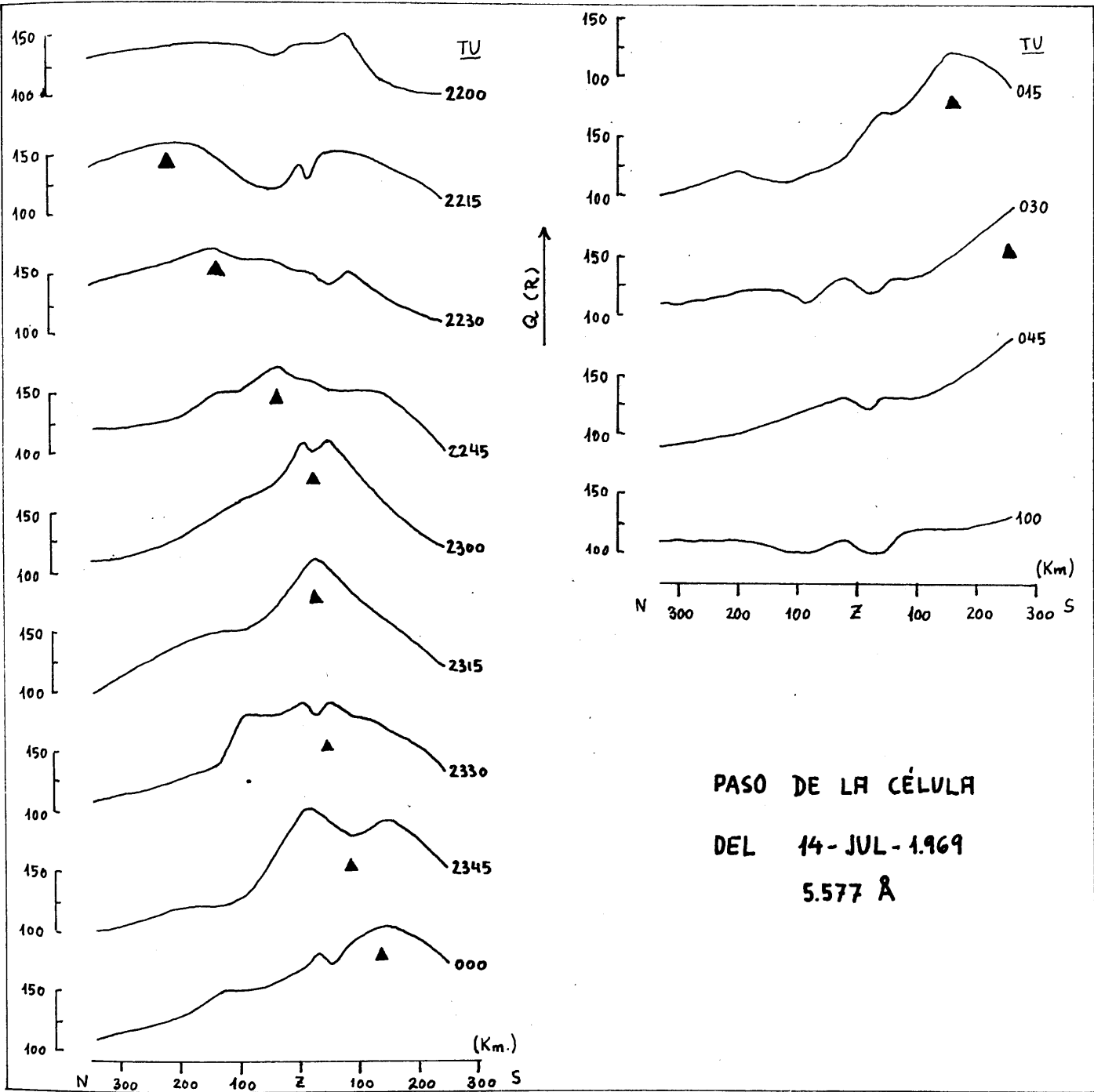
Además de estas condiciones, en ambos casos, se necesita que no haya otro fenómeno superpuesto que complique el análisis, o en caso de haberlo, que sea lo suficientemente constante y conocido, para poder realizar una segura descontaminación.

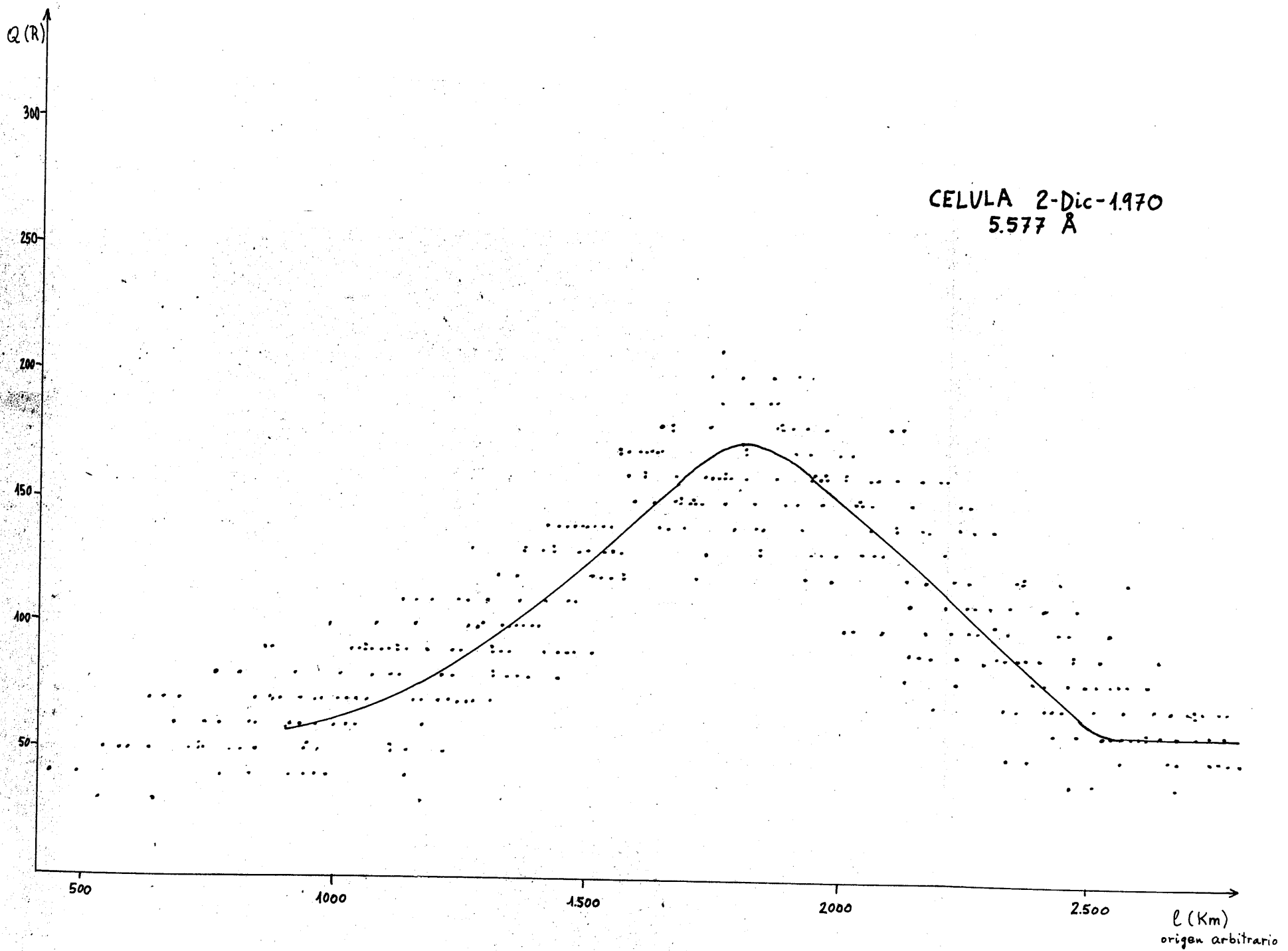
La célula 14/J1/69-V, presenta la característica del caso a). Si bien hacia el sur, a valores de $\text{tg } Z$ comprendidos entre 0,5 y 1, existe un aumento de luminosidad del tipo que discutiremos más adelante. En el gráfico 2 se ha presentado su paso. El origen de cada curva se ha desplazado 20 mm. Un triángulo negro \blacktriangle indica en cada curva la posición del máximo de la célula. En este gráfico pueden verse distintas distribuciones de luminosidad en el interior de la célula. Especialmente desde 2230 hasta 2345, momentos en los cuales puede verse completa. Además puede observarse su paso completo y sus variaciones temporales. Los registros de 2300 y 2315 poseen un máximo muy acusado debido a la zona de mayor luminosidad mencionada. En cambio el máximo del registro de las 015 debe considerarse como evolución natural de la célula.

De esta manera, pueden observarse distribuciones de luminosidad en el interior de células de pequeño diámetro o cuyo parámetro $2\sqrt{R^2 - a^2}$ sea pequeño. En el primer caso los resultados pueden diferir de la distribución de células normales, entre 1000 y 2000 Km de diámetro. En el segundo, puede ocurrir que la distribución según un diámetro difiera de la obtenida en los bordes. Estas dificultades no existen en células con características del caso b). En este sentido, disponemos de la espectacular célula 2/D/70-V. En ella se cumplen todas las condiciones requeridas y podemos hacer un estudio especial. Los primeros registros, nos ofrecen la entrada de la célula; los últimos la salida. Aunque su diámetro de 1300 Km es muy superior a los 650 Km de porción de cielo observado la noche en cuestión, podemos obtener una descripción completa compaginando todos los registros. Esto puede verse en la gráfica 3. Para obtenerla se ha efectuado un desplazamiento en la escala de longitudes de cada registro, consistente en multiplicar la velocidad de la célula (400 Km/h) por el tiempo transcurrido entre el registro y un registro elegido como inicial.

Todos los registros contribuyen así en la confección de la curva de distribución de luminosidad en el interior de la célula, obteniéndose una curva que hubiera podido parecer imposible obtener.

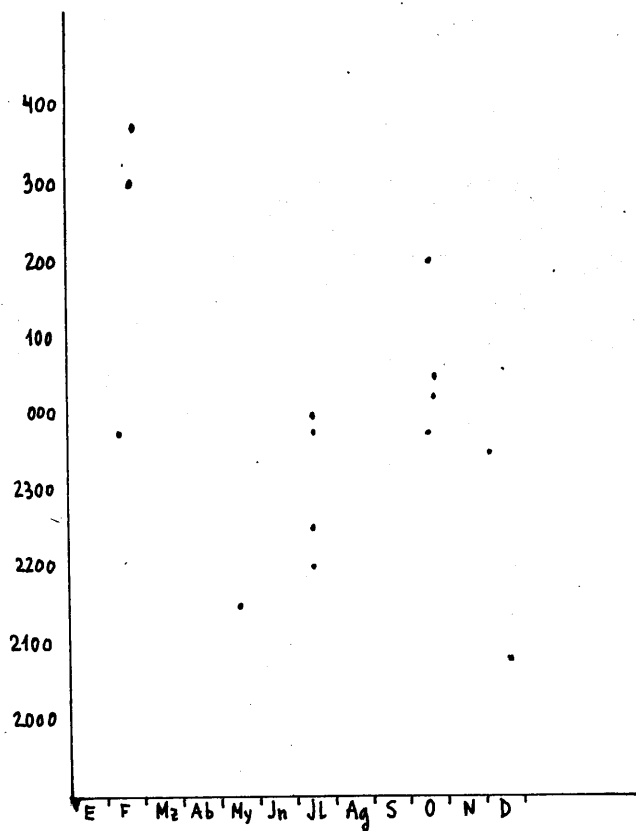
Presenta una ligera asimetría: la distancia entre el máximo de luminosidad y el principio de la célula (a la derecha del gráfico 3) es menor que la distancia entre el máximo y el final. Esto pudiera em



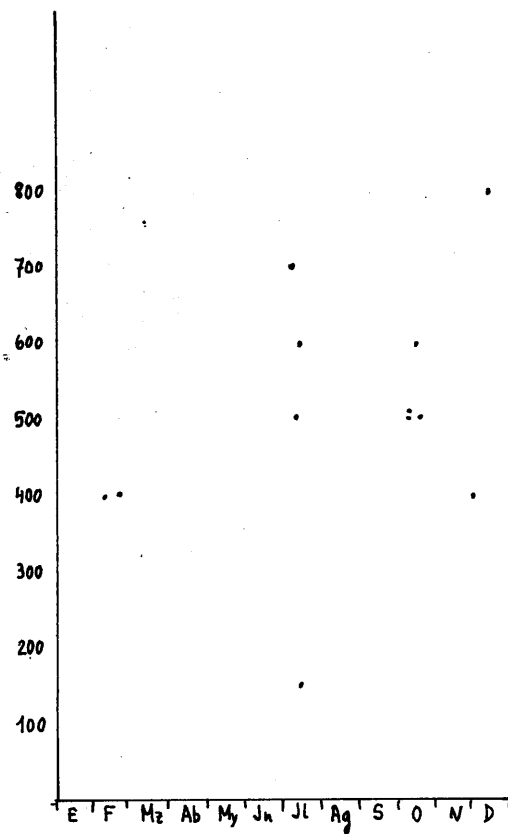


CELULA 2-Dic-1970
5.577 Å

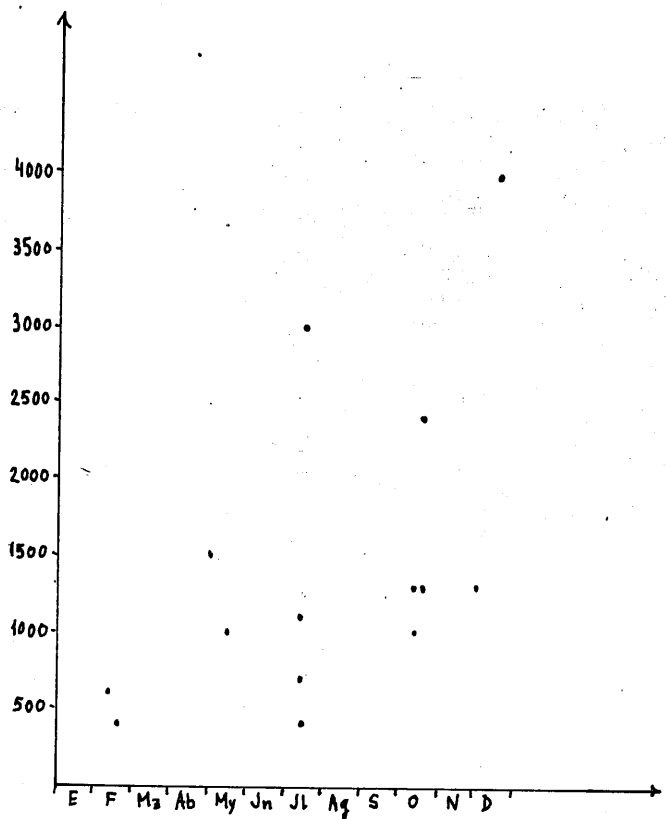
l (Km)
origen arbitrario



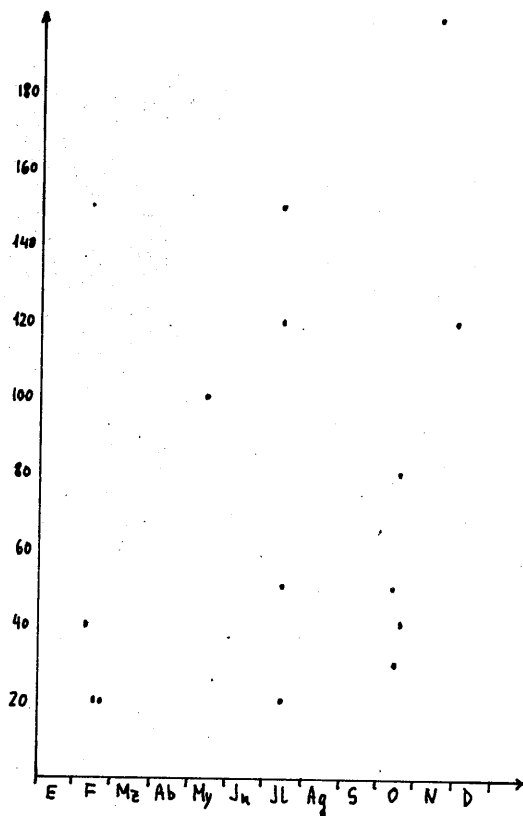
(FECHA-TV)



(FECHA-N)

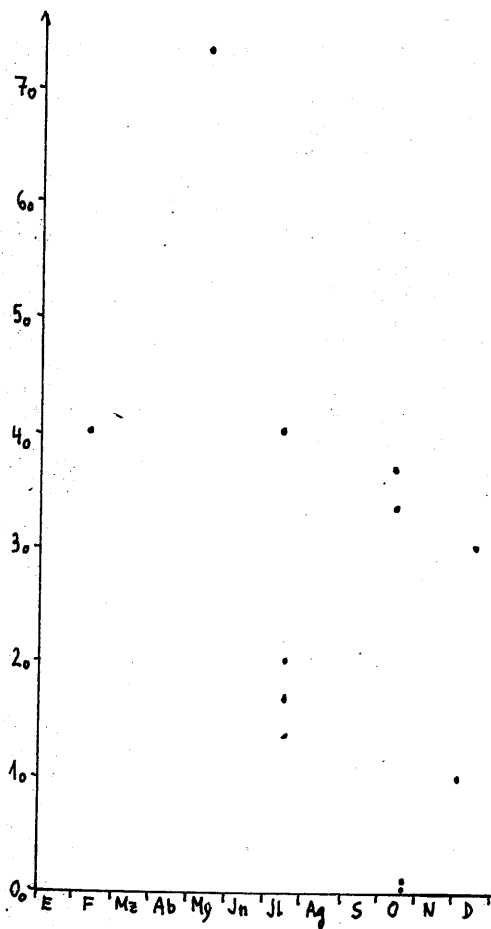


$(FECHA - 2\sqrt{R^2 - a^2})$

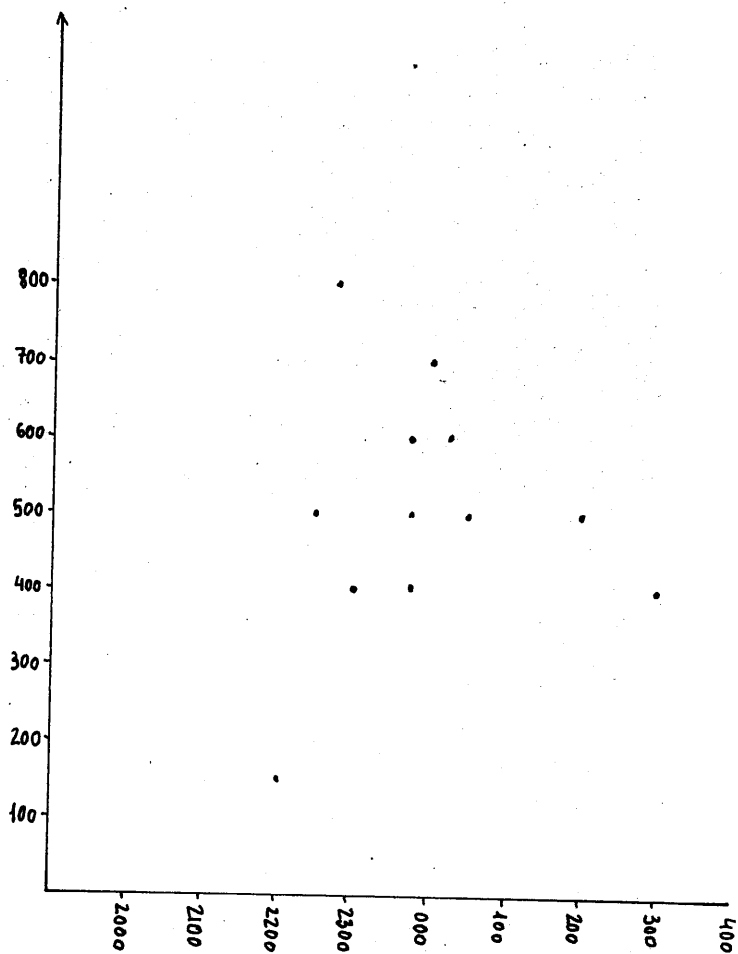


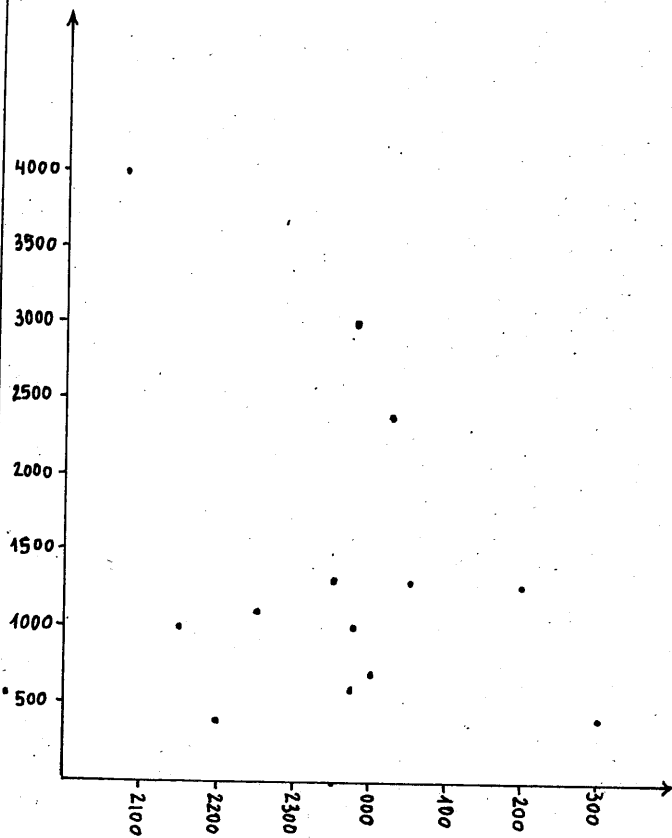
$(FECHA - \Delta Q)$

(FECHA - Kp)

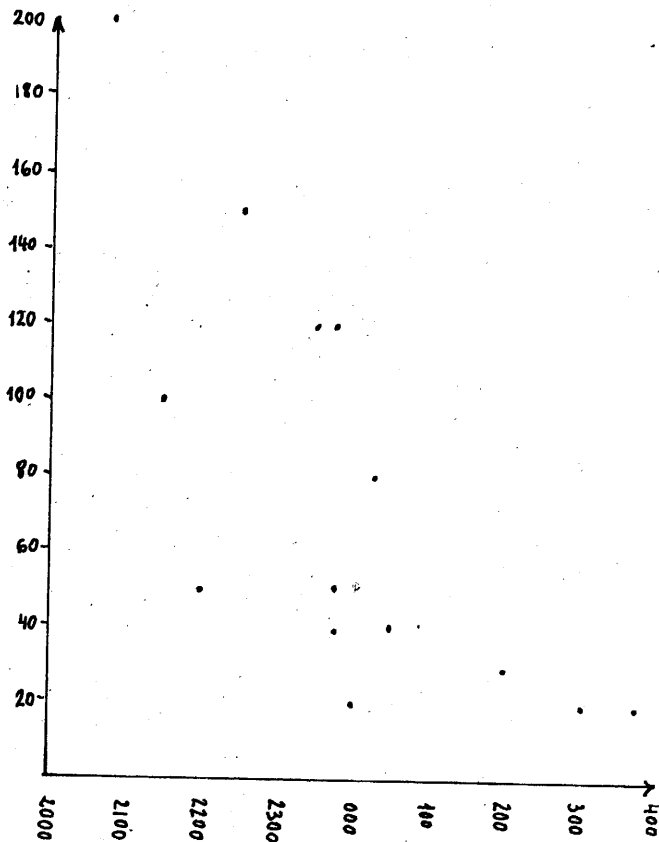


(TU - n)

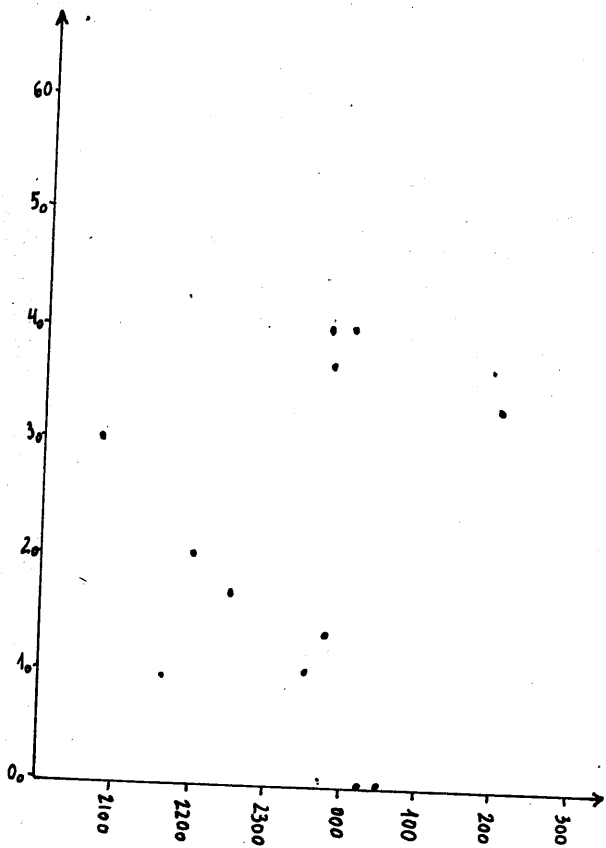




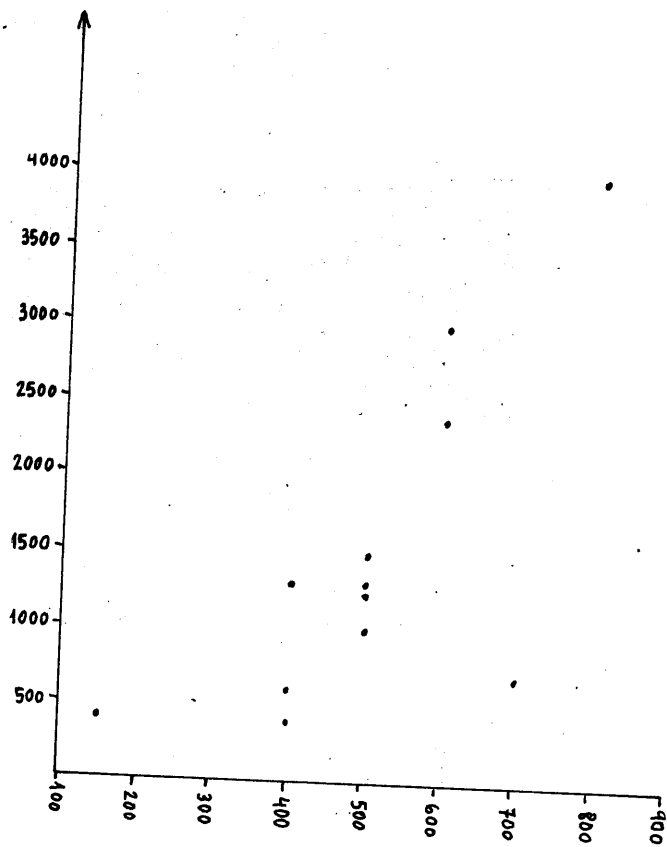
$(TU - 2\sqrt{R^2 - \bar{a}^2})$



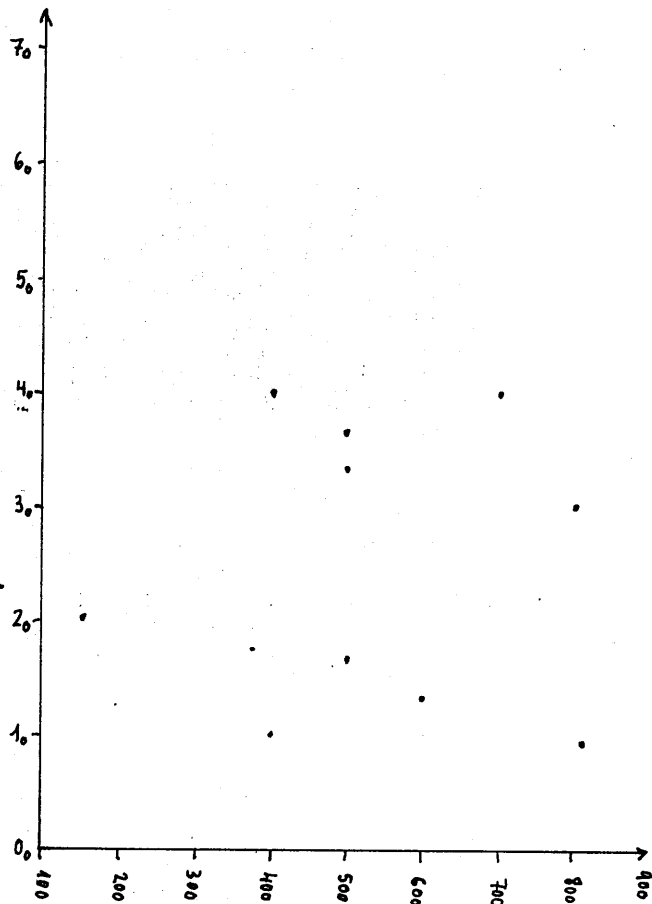
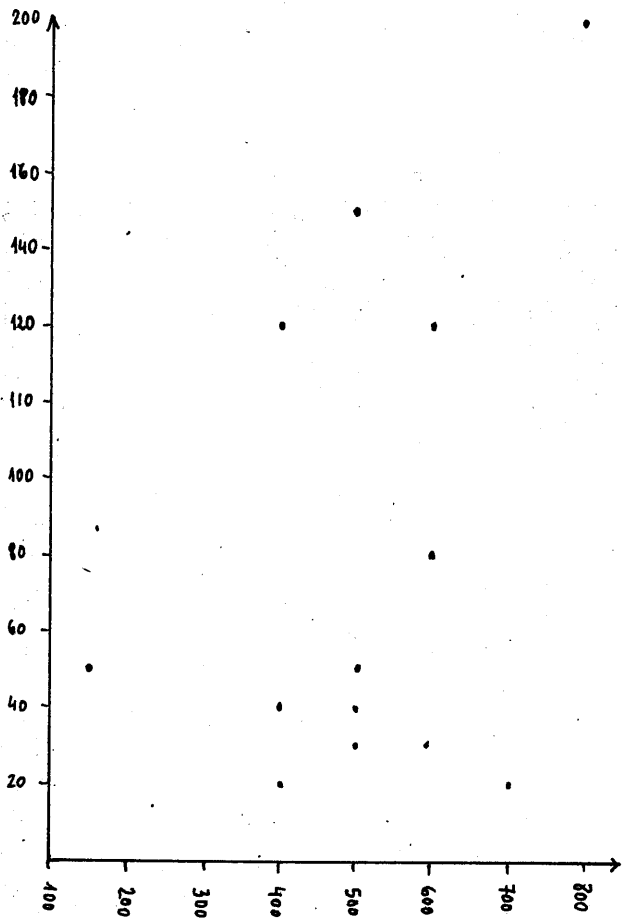
$(TU - \Delta Q)$

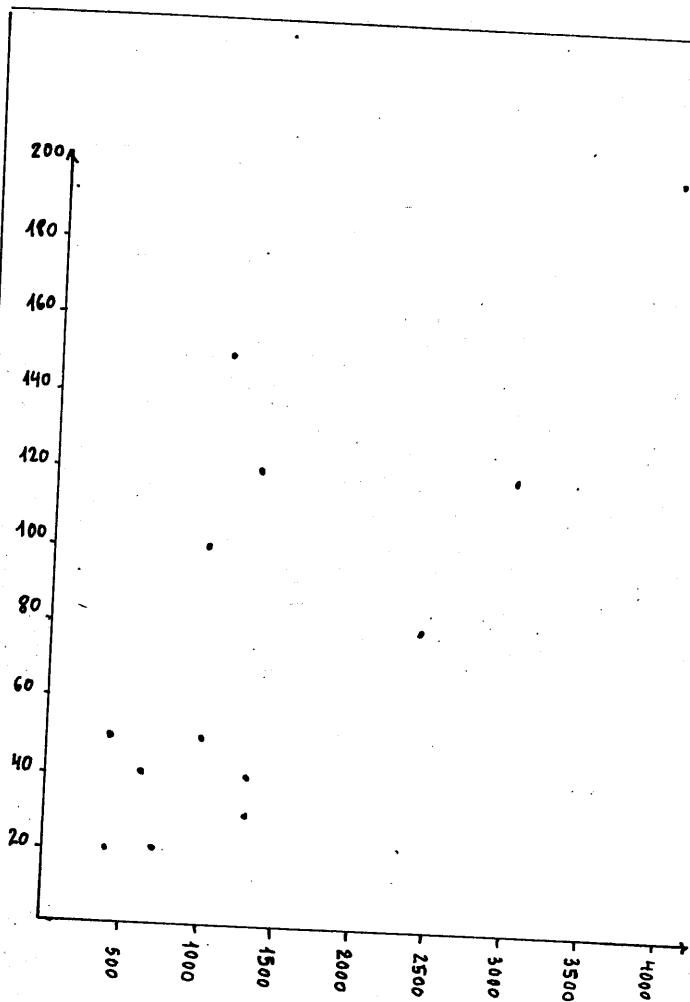


[TU - Kp]

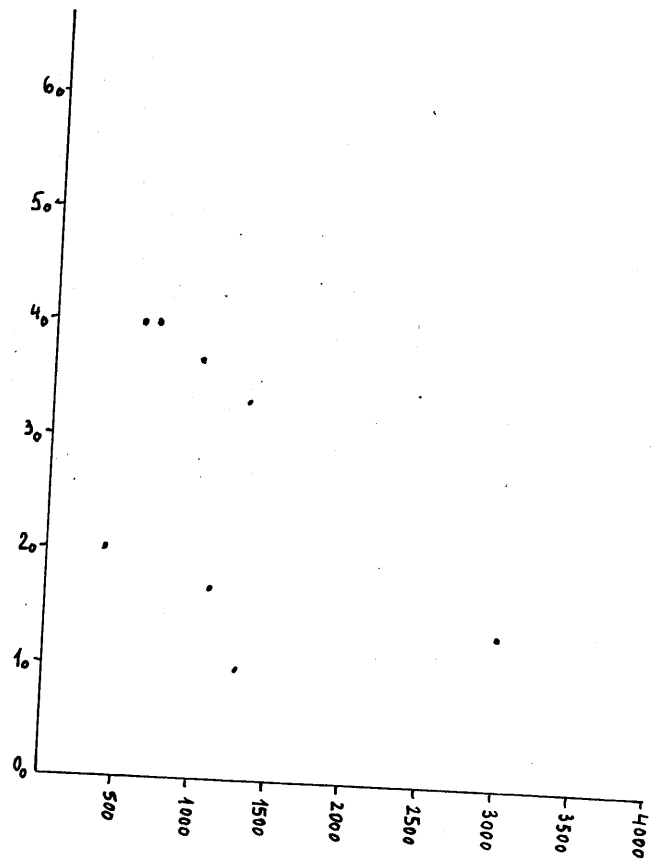


$[v - 2\sqrt{R^2 - a^2}]$

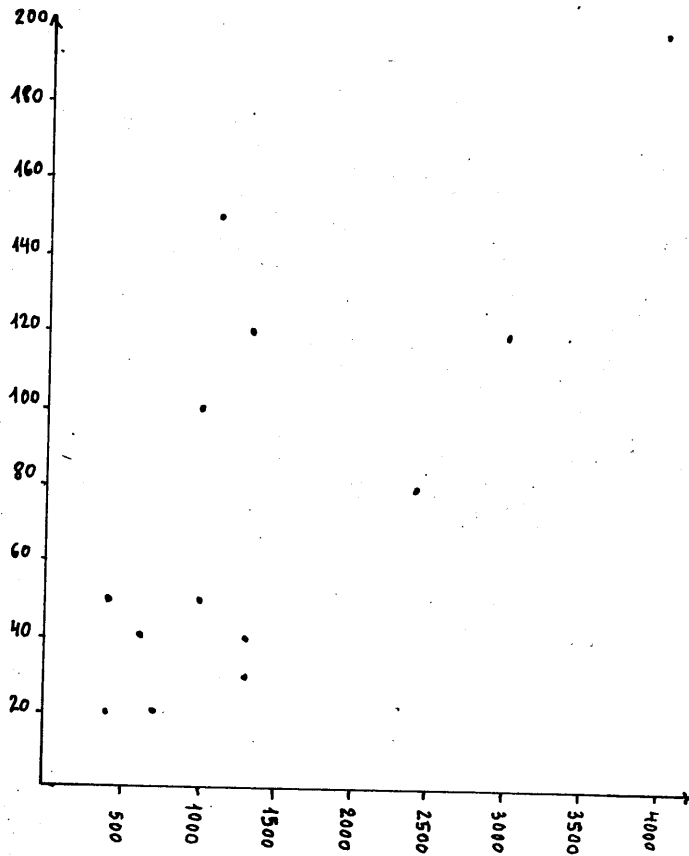




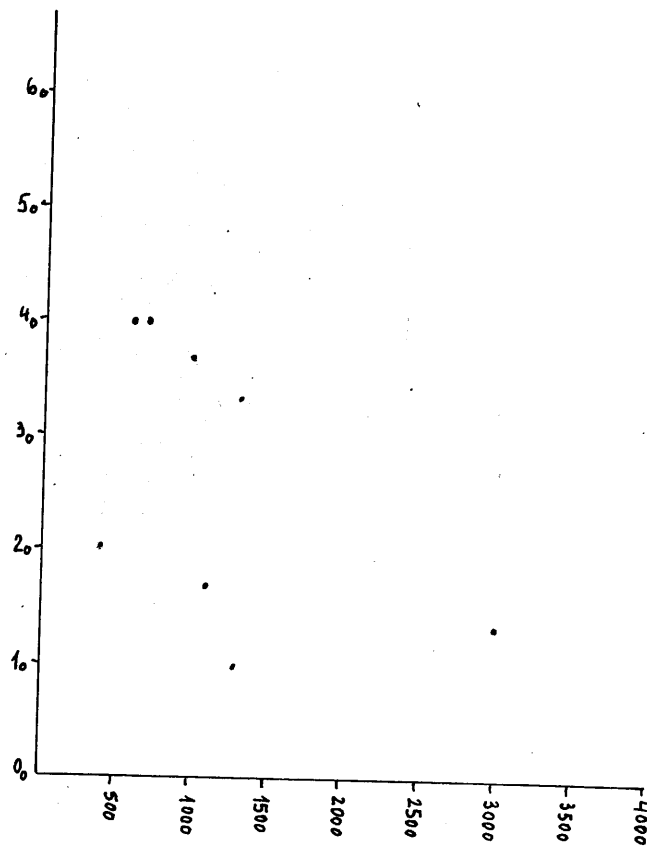
$$(2\sqrt{R^2 - a^2} - \Delta Q)$$



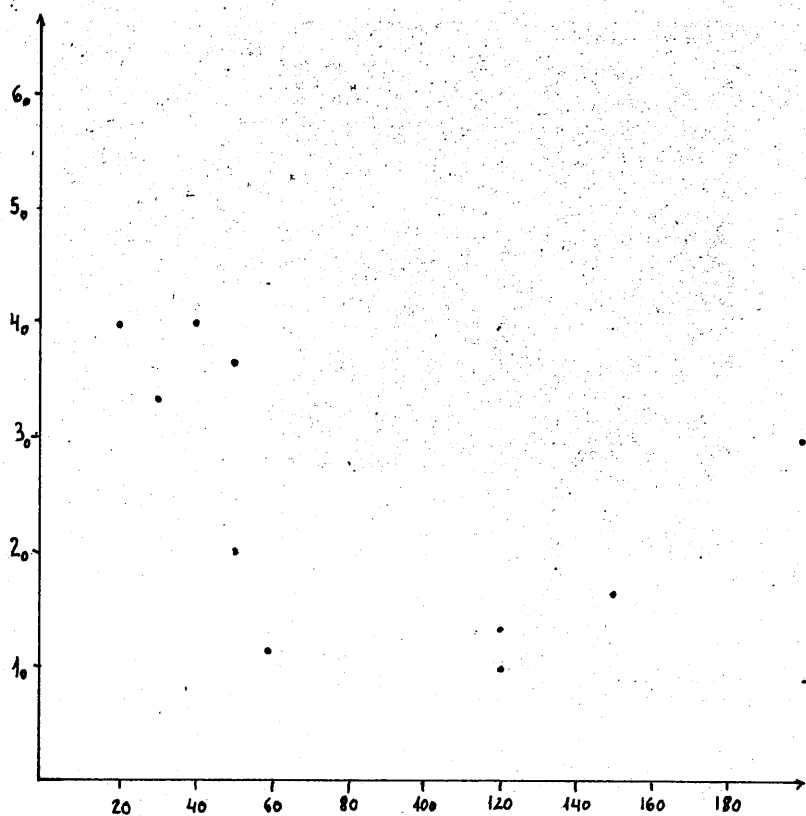
$$(2\sqrt{R^2 - a^2} - K_p)$$



$$(2\sqrt{R^2 - a^2} - \Delta Q)$$



$$(2\sqrt{R^2 - a^2} - K_p)$$



$[\Delta Q - KP]$

plearse en favor de un desplazamiento material, en lugar de un desplazamiento exclusivo de la excitación.

A partir de esta curva hubiéramos intentado obtener una ecuación de la distribución, pero realmente sólo disponemos de una curva de este tipo. En las otras células los problemas de descontaminación son graves y el resultado hubiera sido excesivamente particular.

La dispersión de los puntos debe atribuirse principalmente a la evolución natural de la célula, que permanece pequeña y aleatoria como puede apreciarse.

5.1.6 RELACIONES ENTRE LAS PROPIEDADES CARACTERISTICAS

Considerando los valores característicos de la tabla IV, fecha, peso de la isofota por el zenit, v , $2\sqrt{R^2 - \alpha^2}$ hemos representado en las gráficas 4,5,6 dos a dos, con objeto de detectar cualquier relación. Para enjuiciarlas, es necesario observar que $2\sqrt{R^2 - \alpha^2}$ y que probablemente también ΔQ está normalmente medido con defecto.

De estos gráficos pueden deducirse las siguientes propiedades:

- a) Las propiedades de la célula no dependen de la estación del año.
- b) Las propiedades de la célula no dependen de la actividad magnética (Salvo el caso de inversión de velocidad ya mencionado).
- c) No puede negarse rotundamente que las células sean independientes de la hora de paso. Es posible que las células sean mayores y más luminosas al principio de la noche, pero no existe clara evidencia.
- d) Parece existir una relación entre la velocidad y el diámetro. Esta pudiera ser:

$$2R = 5v - 100 \quad (158)$$

midiendo R en Km y v en Km/h. 5 sería el valor de una constante de dimensiones de tiempo y 100 el de otra de dimensiones de longitud. Tampoco existe evidencia inequívoca al respecto y ofrecemos el resultado como sugerencia.

5.2 SOBRE LAS CELULAS DE LA RAYA ROJA

Su existencia ha sido mencionada (Walt 1968). Sin embargo no hemos podido encontrar evidencia al respecto. Solamente en dos noches hemos observado familias de isofotas co-estructura similar a las de

las células de la raya verde. Una de ellas el 14/My/69 tendría una velocidad de 300Km/h para la primera isofota que pasaría por el zenit a las 115 TU. Las isofotas siguientes tendrían valores crecientes de la velocidad hasta alcanzar 1600 Km/h. En una grosera estimación el diámetro sería 2500 Km y ΔQ sería 250 R. Sin embargo, poco antes de la noche de observación, se inició una tormenta magnética de comienzo repentino, Kp valía 7+ en el momento de paso y la estraña evolución en nuestro cielo hacen pensar que se trata de un fenómeno auroral, en lugar de una célula.

El otro fenómeno que pudiera identificarse con una célula sería el de la noche 2/D/70-R. Pudiera reforzarse esta opinión comprobando que el paso de la primera isofota, coincide aproximadamente con el de la espectacular célula verde de la misma noche. Sus valores característicos podrían estimarse en $v = 3 \times 10^2$ Km/h, $2\sqrt{R^2 - a^2} = 6 \times 10^2$ Km, Kp=Z+, hora de paso de la primera isofota por el zenit 2345 TU. La velocidad se ha medido con la isofota final, pues la primera parece tener velocidad nula. Esto hace pensar que el fenómeno consiste realmente en la irrupción de un arco tropical, que por otra parte, había estado presente en nuestro cielo en otros momentos de la misma noche.

Creemos por tanto, que la existencia de células rojas debe ser rechazadas. Los dos únicos fenómenos observados que pudieran interpretarse como células, casi sin lugar a dudas son fenómenos de tipo auroral y tropical respectivamente. Las células mencionadas por Walt quedan identificadas como fenómeno tropical en un apartado posterior.

5.3 EL ARCO TROPICAL

Ya indicamos en el capítulo primero, y tras los trabajos de Barbier (1965), Huruata (1959) y Bellew y Silverman (1966) que puede esperarse la aparición del arco tropical a tan altas latitudes. Estos dos últimos autores señalan el completo desconocimiento sobre los bordes norte y sur del arco. Precisamente hemos observado en los mapas obtenidos que el borde norte está con mucha frecuencia dentro de la posición de cielo observable desde nuestra estación de Sierra Nevada. Es por tanto importante hacer una detallada descripción de sus movimientos.

Hemos observado la presencia del arco tropical en nuestro cielo en 16 de las 21 noches estudiadas, y aunque con intensidades muy inferiores a las de la zona tropical, esto parece indicar que representa un fenómeno normal en nuestras latitudes.

Al intentar una descripción de los movimientos, se hacen evidentes dos tipos muy diferentes de penetración. Uno de ellos, al que podríamos denominar tipo "normal" se caracteriza por movimientos lentos, larga duración y grandes intensidades luminosas. A este tipo pertenecen las noches 22/O/68, 3/D/70, 13/O/68, 20/O/68, 2/D/70, 18/O/68 y 21/O/68 correspondientes a la raya roja.

El segundo tipo, que podríamos denominar "de manchas", se caracteriza por movimientos rápidos, corta duración y especialmente porque es posible encontrar intensidades luminosas menores en puntos situados más al sur. A este tipo pertenecen los días 12/J1/69, 16/J1/69, 20/F/71, 22/F/71, 14/J1/69, 11/F/69 y 19/D/68 correspondientes a la raya roja.

Como excepción se encuentran el 17/J1/69 que puede clasificarse en cualquiera de los dos tipos, y el 4/Ag/69 que consiste en una irrupción débil y de poca duración.

Esta clasificación se ha hecho exclusivamente con los mapas de la raya roja. La contribución de la raya verde en los arcos tropicales ha sido investigada profundamente y el estudio de sus relaciones con la raya roja en ellos, puede considerarse acabado. Elegimos los mapas de la raya roja, porque en ellos los arcos tropicales son más fáciles de identificar: su intensidad en 6300 Å es mucho mayor, y la contribución de otros mecanismos de excitación a media noche, es prácticamente nula.

De la clasificación efectuada se desprende la primera consecuencia importante. Todas las noches con presencia "normal" del arco tropical pertenecen a Octubre y Diciembre. Todas las noches clasificadas como "de manchas" pertenecen a Febrero y Julio, con la única excepción del 19/D/68. Resulta pues, evidente una variación estacional en la forma de aparición del arco tropical.

En Tamanrasset se ha observado que en verano el arco se reduce a manchas aisladas, y que la intensidad luminosa es menor que en invierno (Glaume 1965). Esto tiene gran similitud con lo que hemos observado. No obstante las manchas aisladas no se presentan en nuestra estación justamente en verano, sino en una época que cubre desde Febrero hasta Julio. También es importante la diferencia de latitud: Tamanrasset está situado en la zona tropical de mayor intensidad del arco. La presencia de manchas aisladas, a tan altas latitudes como la de Sierra Nevada constituyen un fenómeno inesperado.

Estudiemos por separado, los dos tipos.

5.3.1 EL TIPO NORMAL

Además de las características mencionadas, se observa una componente del gradiente de luminosidad según el meridiano, grande y estacionaria.

Examinando los mapas, se observa que las isofotas están más apretadas cuanto mayor es la intensidad, hecho que puede expresarse analíticamente por

$$\nabla_M Q_R = -\beta Q_R \quad (159)$$

donde el subíndice M expresa la componente según el meridiano. Esta expresión o la correspondiente integrada

$$Q_R = Q_{RZ} e^{-\beta d} \quad (160)$$

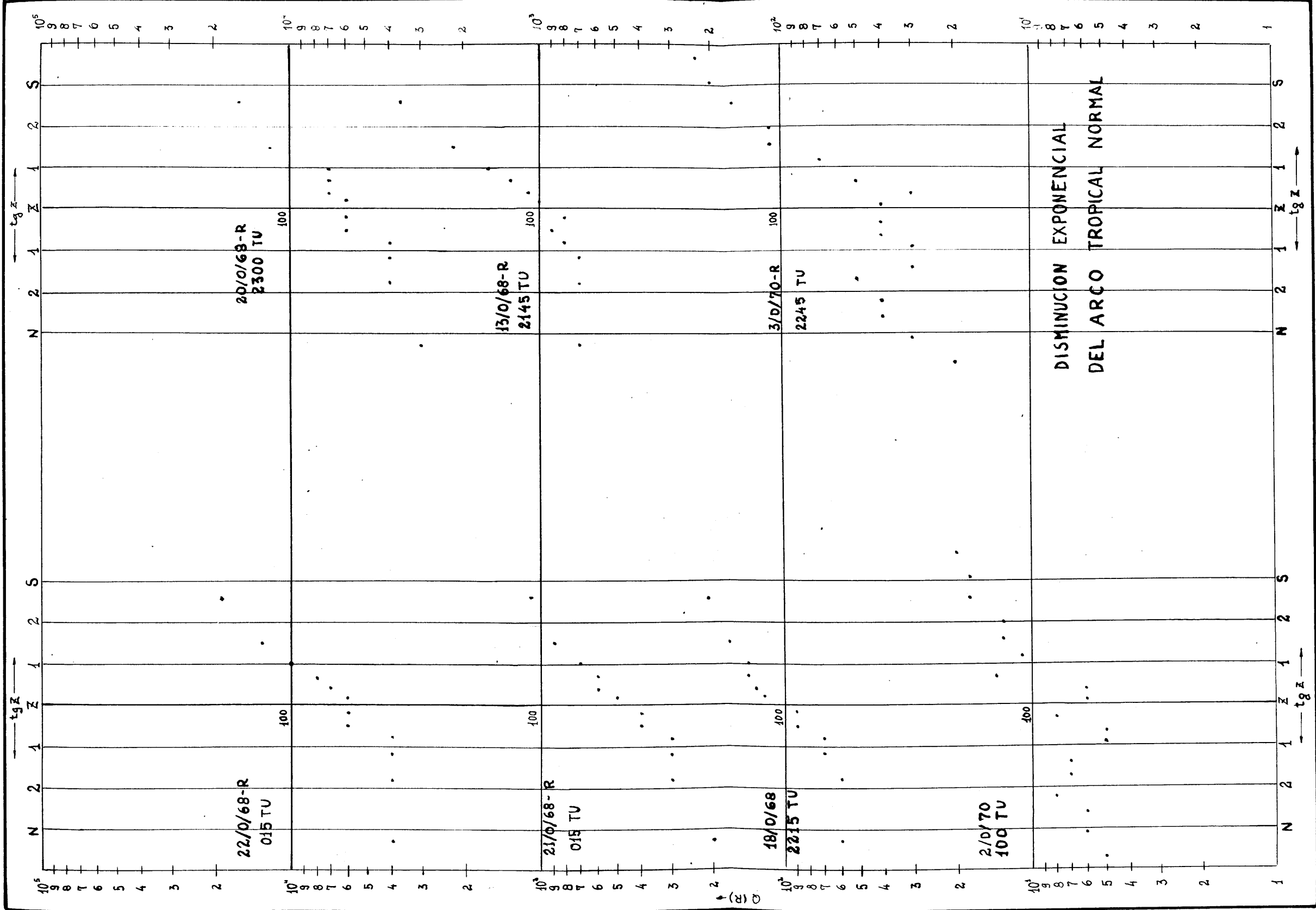
donde el subíndice Z indica el "zenit" y "d" distancia según el meridiano (con el zenit como origen), eran fáciles de esperar. Con objeto de comprobar este comportamiento exponencial, ofrecemos las gráficas 7. No queremos indicar que las (159) y (160) sean exactas, sino que la disminución meridional de intensidad luminosa sugiere una descripción exponencial, y que tomándola como base han de estudiarse las separaciones de posibles fenómenos anormales.

Las horas y los días que figuran en las gráficas 7 no se han elegido completamente al azar, sino buscando registros en los que con seguridad no han existido superpuestos al arco, fenómenos de distinta naturaleza, o irregularidades de aquél. En ellas se observa a veces, que los puntos situados al norte, se mantienen con Q_R constante, separándose de la exponencial: ello es debido a que no están en absoluto, influenciados por el arco tropical y representan la emisión nocturna normal.

Utilizando estos gráficos se obtienen como valores de β (empleando ahora la expresión decimal) si se toma como unidad de distancias "H" o altura de la capa F2, y como valores de Q_{RZ} :

TABLA VI

Fecha y hora	$Q_{RZ}(R)$	$\beta (H^{-1})$
22/0/68 - 015	55	0,25
21/0/68 - 015	46	0,18



Fecha y hora	$Q_{RZ}(R)$	(H^{-1})
18/0/68 - 2215	100	0,13
2/0/70 - 100	65	0,15
20/0/68 - 2300	60	0,15
13/0/68 - 2145	90	0,25
3/0/70 - 2245	42	0,20

Para obtener estos valores, no se han tenido en cuenta los puntos exteriores al arco tropical. Los valores de Q_{RZ} dan idea de la cuantía e importancia de la penetración a la hora indicada. Si pretendieramos obtener una media de los valores de β hubiéramos tomado más valores, pero la media en este caso, tiene menos significado, que cada valor individual. Los valores de Q_{RZ} de la tabla, son por otra parte normales, y no se separan muchos de unos 0,2 H^{-1} , que equivale a $7 \cdot 10^{-4} \text{ Km}^{-1}$

5.3.1.1 DETECCION DE FENOMENOS SUPERPUESTOS

Frecuentemente las isofotas del arco tropical adquieren extrañas configuraciones cuando están presentes en nuestro ciclo otros fenómenos, especialmente el decrecimiento post-crepuscular y el efecto pre-dawn.

El decrecimiento post-crepuscular de Q_R , es exponencial según se indicó en el primer capítulo. Cuando los dos fenómenos coinciden, las ecuaciones de las isofotas serán

$$Q_{RO} e^{-\alpha t} + Q_{RZ} e^{-\beta d} = K \quad (161)$$

Q_{RO} depende del origen de tiempos, y del día en observación. Derivando con respecto al tiempo, se obtiene la pendiente de isofotas en nuestros diagramas:

$$\frac{d}{dt} d = - \frac{\alpha Q_{RO} e^{-\alpha t}}{\beta Q_{RZ} e^{-\beta d}} \quad (162)$$

Al tener valor negativo, las isofotas aparecerán como de procedencia norte. Su valor absoluto, según (162) serán tanto mayor cuanto menor sea t (al principio de la noche). Al contrario, cuanto mayor

sea t (al norte) la pendiente será mayor en valor absoluto. Por tanto, por el norte y a principios de la noche las isofotas estarán inclinadas, como de procedencia norte.

Esto se observa en las noches: 20/F/71, 22/F/71, 3/D/70, 13/O/68, 20/O/68, 2/D/70, 18/O/68, 21/O/68, y 22/O/68. Si bien, las dos primeras no pertenecen al tipo normal, las consideraciones serían análogas. A la vista de esta lista, que contiene todas las noches de tipo normal, parece deducirse que, aunque enmascarado por el descenso post-crepuscular, el arco tropical normal, está presente desde el principio de la noche, siempre que se observa en nuestro ciclo.

Otro fenómeno que puede aparecer superpuesto en el efecto "pre-dawn". Al final de la noche, como pronto veremos, se produce una segunda penetración del arco tropical con isofotas por tanto de procedencia sur. A esas horas y precisamente en invierno tiene lugar el efecto "pre-dawn" con isofotas de procedencia norte. Se comprueba rápidamente que las isofotas deben teóricamente adoptar la forma de una serie de rombos yuxtapuestos a la que podemos denominar "estructura rómbrica". Esta extraña disposición no se observa exactamente en los resultados experimentales, pero se caracteriza por una extraordinaria complicación de las isofotas, que recuerdan la estructura teórica predicha.

Se observa en las noches 2/D/70 y 3/D/70 (siendo esta el caso más espectacular y típico). La importancia de las estructuras "rómbricas" reside en que gráficamente debe de haber una suma de intensidades, que pueda estar impedida en las etapas posteriores por un descenso de $[0 (1S)]$. Ofrecen así una información de la densidad de estados (1S) en la capa F2. No parece existir tal descenso en la noche del 2/D/70. En la 3/D/70 sí que se observa. Esta disparidad en las dos únicas noches de que disponemos, nos ha impedido extraer consecuencias prácticas.

Es importante el detectar fenómenos coincidentes, porque de no conocerlos pueden extraerse consecuencias erróneas de configuraciones extrañas de las isofotas resultantes y atribuirse indebidamente como propiedades del arco tropical. Su detección por el contrario, nos ha llevado a una consecuencia que hubiera, de otra forma, pasado desapercibida, y pudiera habernos llevado a más.

5.3.1.2 CARACTERISTICAS DEL TIPO NORMAL

El movimiento de los arcos tropicales de tipo normal presenta ca-

racterísticas muy similares de unas noches a otras. Todas las noches de que disponemos tienen el mismo comportamiento, salvo discre
pacias más bien cuantitativas que cualitativas.

En líneas generales, puede decirse que el arco estaba presente al comienzo de las noches, según dijimos en el párrafo anterior, presenta un máximo algo antes de media noche, se retira después de me
dianoche, y vuelve a salir más rápidamente un poco antes del amane
cer.

Formamos la siguiente tabla, en la que indicamos: fecha, hora del máximo de antes de medianoche, Q_R de este máximo en la distancia más al sur observada, hora de retirada del arco, o en caso de no re
tirarse totalmente, hora de mínima penetración; hora de entrada de la penetración final antes del amanecer; isofota sobre la que se miden las velocidades de entrada del máximo y de salida del máximo; a continuación estas dos velocidades; la velocidad de penetración final y el índice de actividad magnética, a la hora del máximo. Algunos días faltan algunos de estos valores: se han omitido cuando su determinación hubiera sido aventurada. Todas las velocidades vie
nen expresadas en H/ hora.

TABLA VII

Fecha	TU Máx.	QR Máx.	TU Salida	TU Entrada	Isofota Veloc.	v Entrada máxima	v Salida máxima	v Entra. final	Kp.
3/D/70	2045	2000	145	200	350		5	2	0.
					300		6		
					200		1		
					150		1		
					100		1,5		
					50		1		
2/D/70	000	210	400	415	150	0,5		5	2+
					100	0,5	1,5		
					50		3,5		
13/0/69	2045	330	100	200	100		1	2,5	4-
					50		2		
20/0/68	2115	540	230	230	450	6	1,5	1,5	0+
					400	10	1,5		
					350	11	1,5		
					300		1,5		

Fecha	TU Máx.	Q _R Máx.	TU Salida	TU Entrada	Isofota Veloc.	v Entrada máxima	v Salida máxima	v Entra. final	Kp.
					250		1,5		
					200		1,5		
					150		1		
					100		0,5		
18/0/68	2115	250	100	300	150	1	1	4,5	1+
					100		1,5		
					50		1,5		
21/0/68	2145	250	315	330				3	0+
22/0/68	2045	220	400	400					0.
	130	200							

El 20/0/68, el 21/0/68 y el 22/0/68, no llegó realmente a desaparecer después de media noche. Las correspondientes horas indicadas son las de mínima penetración. El 18/0/68 si bien desapareció la isofota de 50R estuvo no muy lejos de nuestra estación. El 21/0/68 tuvo no uno, sino dos máximos (indicado con llaves en la tabla) aunque no puede considerarse el suceso como anormal, porque se trató de dos máximos muy poco acusados.

Con la tabla indicada, podemos establecer definitivamente el movimiento del arco tropical normal en nuestras latitudes.

El arco está presente desde el comienzo de la noche, y va penetrando aún más con velocidades de unos 4×10^2 Km/h hasta alcanzar un máximo en la penetración alrededor de las 2100. Las intensidades alcanzadas a 900 Km al sur de nuestra estación, son muy variables, siendo valores normales 300 - 400 R, aunque eventualmente puede alcanzarse valores mucho mayores.

Posteriormente el arco retrocede hacia el sur con velocidades que oscilan alrededor de 4×10^2 Km/h y alcanza un mínimo de penetración entre las 200 y 400, que en ocasiones supone su desaparición en nuestro cielo. A continuación se acentúa la penetración con velocidades de unos 6×10^2 Km/h, y persiste este movimiento hasta el final de la noche.

Las velocidades del máximo de las TU 2100 pueden incrementarse considerablemente, hasta 7×10^3 Km/h, en caso de penetraciones muy intensas.

El arco penetra más frecuentemente, en días de escasa actividad magnética, aunque no disponemos de suficiente número de noches para establecer firmemente esta conclusión.

Observemos, por otra parte, que realmente estamos observando las manifestaciones más norteñas del arco. En todas las noches en donde su presencia es manifiesta, aparece la isofota de 50R. Además, según se observa en las gráficas X, frecuentemente se puede separar la emisión propia del arco y la emisión nocturna ordinaria.

Además de este movimiento principal, se observa otra de carácter aleatorio constituido por lo que hemos llamado "irrupciones". El ejemplo más claro se observa en la noche del 18/0/68, 2045 y 2155 TU. Consiste en penetraciones bruscas, que en un intervalo de meridiano de unos 500 Km. produce un aumento de 50 R. Las velocidades son normalmente tan grandes que nuestro criterio de interpolación lineal en la construcción de isofotas resulta inadecuado para medir las. El intervalo de meridiano afectado por irrupción es tanto más grande cuánto mayor es la intensidad en la porción de cielo afectada. Puede observarse este fenómeno, el 2/D/70, 22/0/68, 21/0/68, 13/0/68, 20/0/68, y en el caso híbrido del 17/J1/69. El 4/Ag/69 la única manifestación del arco consiste en una irrupción. No existe una ley de periodicidad evidente.

5.3.2 EL TIPO DE MANCHAS

Pertencen a este grupo las noches de febrero y julio, con la excepción mencionada del 19/D/68. Sin embargo las propiedades de los arcos en febrero y julio no son completamente iguales. En los registros de febrero las manchas son mucho más intensas, siendo la isofota de mayor intensidad de 150 R o superior. En los de julio, la isofota de mayor intensidad nunca sobrepasa los 150 R, según se observa en la siguiente tabla.

TABLA VIII

<i>Febrero</i>		<i>Julio</i>	
<i>Fecha</i>	<i>Q_{max}</i>	<i>Fecha</i>	<i>Q_{max}</i>
20/F/71	250	12/J1/69	150
22/F/71	350	16/J1/69	150
11/F/69	150	14/J1/69	100

Para apoyar esta conclusión, disponemos de otro arco en el mes de julio, el caso híbrido del 17/J1/69, con una intensidad máxima de sólo 100 R.

Aparentemente existen dos tipos, en uno de ellos la estructura de mancha es manifiesta (ejemplo 22/F/71 y el otro en apariencia semejante al tipo normal pero con velocidades extraordinarias, que pueden alcanzar hasta 18 H/hora o incluso inversiones en la dirección del movimiento. En este segundo caso, creemos evidente, que la inclinación de las isofotas no debe tomarse por un desplazamiento real del arco, sino que se trata también de manchas, que por su extensión o por estar situadas muy al sur, su estructura no resulta tan evidente como en los otros casos. Por tanto esta clasificación sería ficticia. En el tipo de manchas, estas se desarrollan y mueren en zonas de nuestra porción de cielo observable sin que pueda hablarse de desplazamientos meridionales.

La hora de la cual Q_R es mayor, es importante, para comprobar si este segundo tipo de manifestación del arco, conserva la variación diurna del tipo normal. Estas horas vienen dadas en la siguiente tabla:

TABLA IX

<i>Fecha</i>	<i>Hora de mayor intensidad de la mancha</i>
19/D/68	2230
11/F/69	300
20/F/71	2230 y 215
22/F/71	2230
12/J1/69	230
14/J1/69	215
16/J1/69	115

El 22/F/71 tiene además otra aparición del arco, que comienza a 400 TU y cuyo máximo no aparece en el registro. Es la aparición del final de la mancha en los registros de tipo normal, aunque con alguna complicación en la primera isofota que recuerda su naturaleza del tipo de mancha.

En esta tabla, se observa que las manchas se presentan, o alrededor de las 2230, o alrededor de las 230. Esta división en dos grupos pudiera parecer arbitraria, de no tener una división semejante en los arcos de tipo normal. El primer máximo de frecuencia de manchas es algo posterior al primer máximo de penetración del arco normal. El segundo máximo de frecuencia de manchas es algo anterior al segundo máximo de penetración del arco normal. Puede atribuirse esta diferencia, al hecho de que en verano las noches son más cortas.

En las noches de julio no se producen manchas alrededor de las 2230 TU y en cuanto al segundo máximo, es evidente que se produce antes que en las noches de febrero.

5.3.3 VARIACION ANUAL

Existen ciertas lagunas entre los meses de observación elegidos. No obstante creemos que son suficientes como para obtener una primera descripción de la variación anual de la manifestación del arco en nuestras latitudes.

Desde octubre a diciembre se producen penetraciones normales. En febrero se retarda el primer máximo y se adelanta el segundo, aparecen las manchas, aunque la intensidad no se debilita mucho, en julio desaparece el primer máximo y sigue adelantándose el segundo que es ya muy débil, hasta que en agosto se produce un mínimo de penetración e intensidad del segundo máximo.

5.3.4 COMPARACION CON LOS RESULTADOS DE TAMANRRASET

Comparamos nuestros resultados con los descritos por Barbier, Weill y Glaume (1961), en su estación de Tamanrraset (latitud $22^{\circ}47'$ N, longitud $5^{\circ}, 32'$ E), y con los vuelos descritos en este artículo.

En la gráfica 8, la curva inferior indica la posición media del arco según las observaciones de Tamanrraset, y se trata de una reproducción de la figura 3 del artículo mencionado (Enero 1960). La intensidad no tiene por qué permanecer constante a lo largo de esta curva, aunque debe de estar próxima a 1KR. La curva superior es una

posición media de la isofota de 100 R según las observaciones de Sierra Nevada.

Resulta difícil sacar conclusiones de estas dos curvas, debido especialmente a que la curva de Tamanrasset no es una isofota. Las curvas resultarían más o menos paralelas, con un desplazamiento de 1 hora.

Por otra parte, es conveniente resaltar este paralelismo. El movimiento es hacia el sur durante gran parte de la noche y en ambas estaciones la velocidad es prácticamente la misma, de unos 400 Km/h (deducida para Tamanrasset mediante la figura 3 del artículo referido. Los autores no indican el valor, aunque expresan que se trata de un movimiento lento). En ambas estaciones, el arco invierte su movimiento y se dirige al norte antes del amanecer.

Esta diferencia de una hora llama poderosamente la atención. Si el movimiento del arco admitiese como parámetro temporal el tiempo local verdadero, como variable independiente, en lugar del tiempo universal, la diferencia de longitud (9°) explicarían un retraso de 36 minutos, que no es suficiente.

Pero la diferencia de latitud puede también contribuir, puesto que ambas curvas se difieren a periodos de invierno, en los cuales, la declinación de Sol δ toma su valor mínimo. El sol lleva un adelanto en Tamanrasset con respecto a nosotros, debido también a la diferencia de la latitud. Calculemos este retraso:

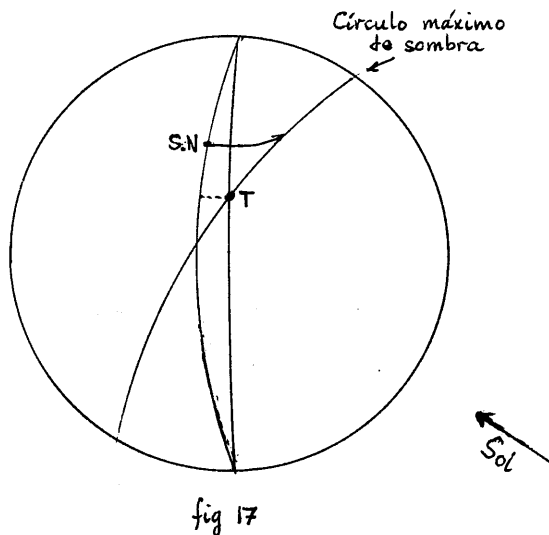


fig 17

En la figura 17 se representa la situación, y en la 18 se representa el triángulo esférico que debemos resolver.

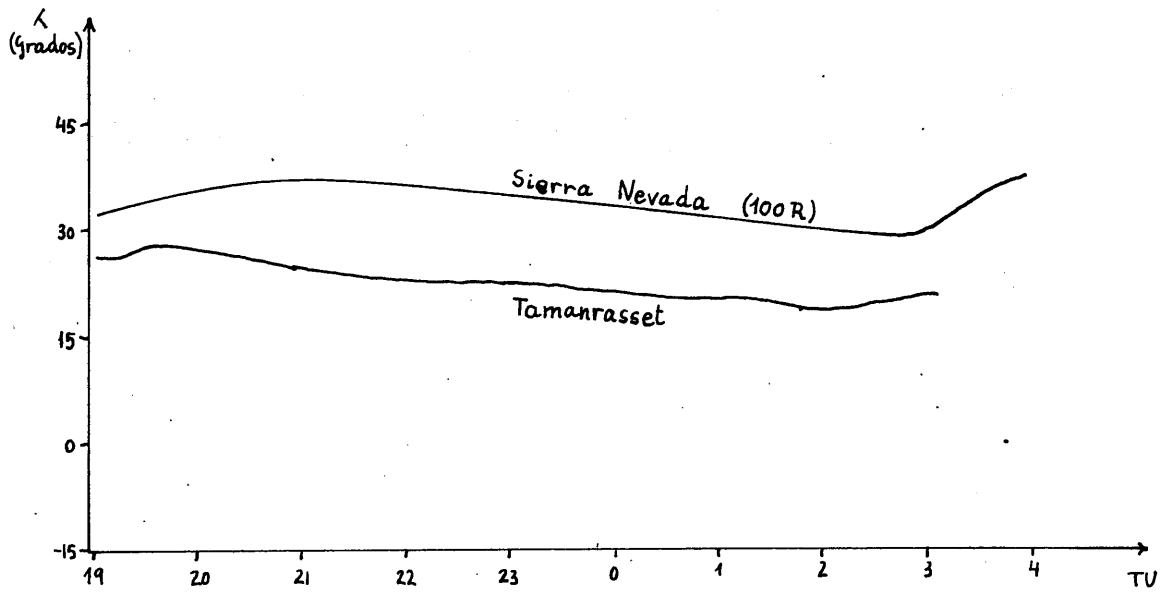
Se trata de un detalle de la figura 17.

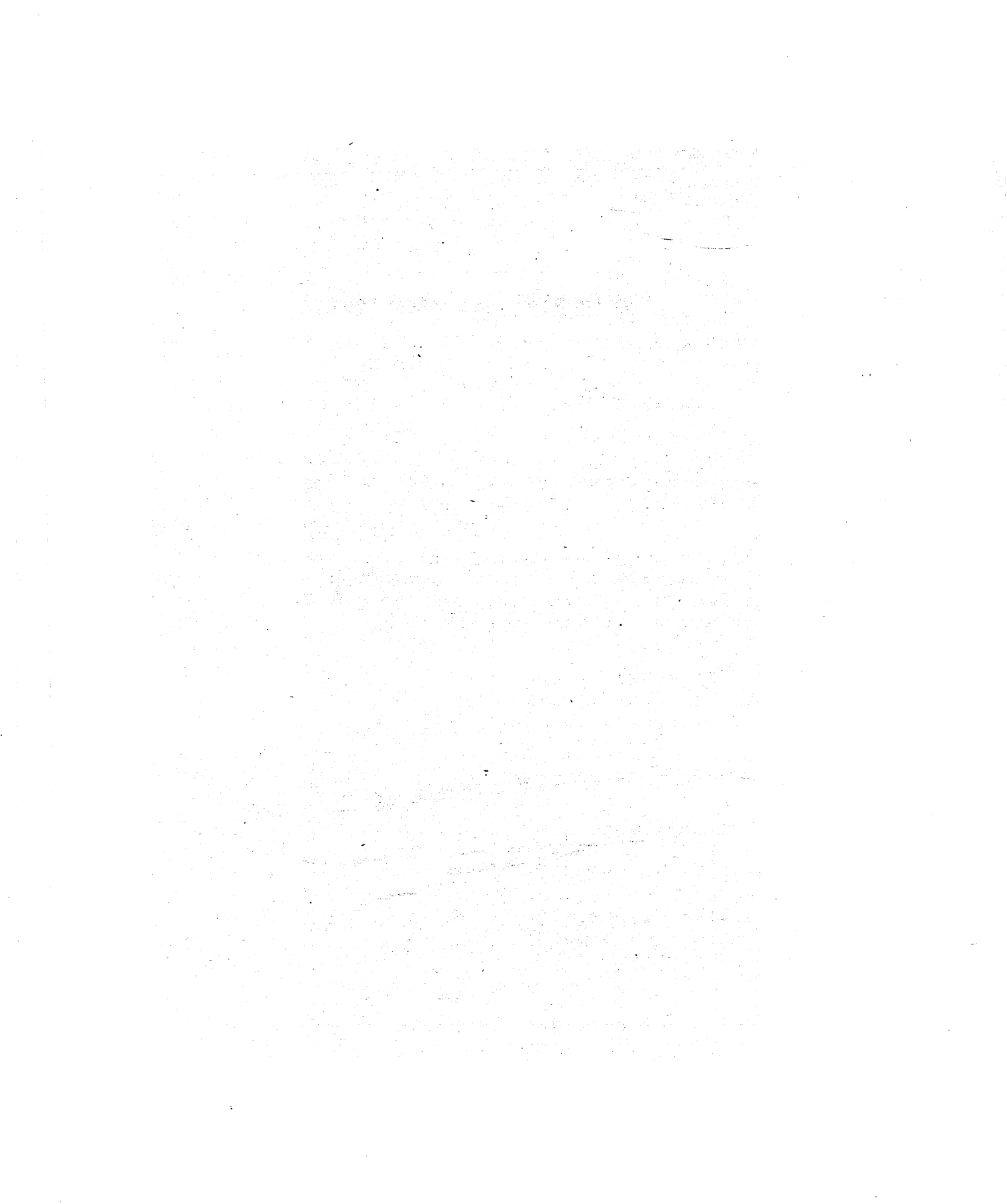
Se representan los puntos de Sierra Nevada (S.N.) y Tamanrasset (T.); se trata de medir, el retraso de Sierra Nevada debido a la diferencia de latitud. Tenemos:

$$\operatorname{tg} \tau = \operatorname{sen} \Delta \lambda \operatorname{tg} \delta \quad (163)$$

y puesto que $\Delta \lambda = 14^\circ 19'$ y tomado para $\delta = 23^\circ$, resulta $\tau = 6^\circ$, lo que supone en tiempo $\tau = 24$ minutos.

MOVIMIENTOS DEL ARCO TROPICAL





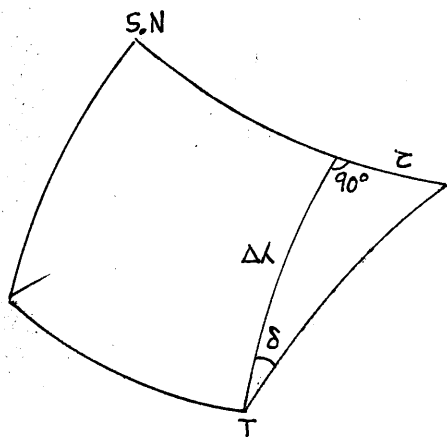


fig 18

nuestras longitudes. Este espesor es de unos 20° de latitud, 10° hacia el norte a partir del máximo y 10° hacia el sur. Esto está de acuerdo con Barbier y col. (1961) (figura 4a del artículo).

Concluimos, además que la debilitación estival del arco, sólo se refiere a la intensidad luminosa, y no al espesor.

5.4 FENOMENOS CREPUSCULARES

El fenómeno crepuscular de la mañana de la raya roja, puede verse los días 19/D/68, 14/My/69, 21/F/71, 12/F/69, 22/F/71, 20/F/71, 22/O/68, 20/O/68 y 4/Ag/69, si bien no en todos los días su identificación resulta inequívoca. Sin embargo, no analizaremos los resultados. Por una parte el fenómeno crepuscular de la raya roja está muy bien estudiado, y por otra parte, nuestro fotómetro no está concebido para estudios en los que el fondo del cielo solar es fuerte y variable. Más difícil de identificar resulta el fenómeno crepuscular de la tarde, pues las isofotas se confunden con las correspondientes a la recombinación disociativa del post-crepúsculo. Existe sin embargo confusión con respecto a un posible fenómeno crepuscular de la raya verde, posiblemente con un mecanismo similar al de la raya roja (Kvifte 1968), según resume Hunten (1967). Megill y col (1960) afirmaron que el fenómeno está ausente en latitudes inferior-

Sumando estos 24 minutos debidos a la diferencia de latitud, con los 36 minutos debidos a la diferencia de longitud resulta una hora, precisamente el retraso que ha de sufrir la curva de Sierra Nevada para coincidir con la de Tamarrasset.

Esta inesperada consecuencia obliga a la conclusión de que el arco tropical es un fenómeno gobernado esencialmente por el Sol. Esta conclusión queda por otra parte reforzada por el hecho de que en verano, con noches más cortas, las posiciones de los máximos de frecuencias de manchas no se atrasan y se adelantan, según ya se mencionó.

También es importante hacer constar que el espesor del arco es notablemente constante, al menos en

res a 33°N, y es raro a 44°N. En ningún caso de observación de fenómenos crepusculares de la raya roja, ha sido posible la detección del correspondiente fenómeno de la raya verde.

Tampoco analizaremos los resultados del fenómeno post-crepuscular, presente los días 11/F/69, 19/D/68, 21/F/71, 12/F/69, 22/F/71, 20/F/71, 3/D/71, 17/69, 22/O/68, 21/O/68, 20/O/68, 13/O/68, 18/O/68, 4/Ag/69 y 11/69 para la raya roja, y 11/J1/69, 20/F/71, y 11/F/69 para la raya verde, existiendo en estos tres casos la conocida correlación entre, la raya roja y la raya verde, procedente de la recombinación disociativa de la región F2. El fenómeno post-crepuscular es también suficientemente conocido.

En nuestra estación, las isofotas en el fenómeno post-crepuscular no son rectas: la intensidad para valores de $\text{tg } Z=1$ por el sur se retrasa en el descenso exponencial. La aproximación efectuada en el apartado (3,5) nos es válida para valores de α superiores a 30°.

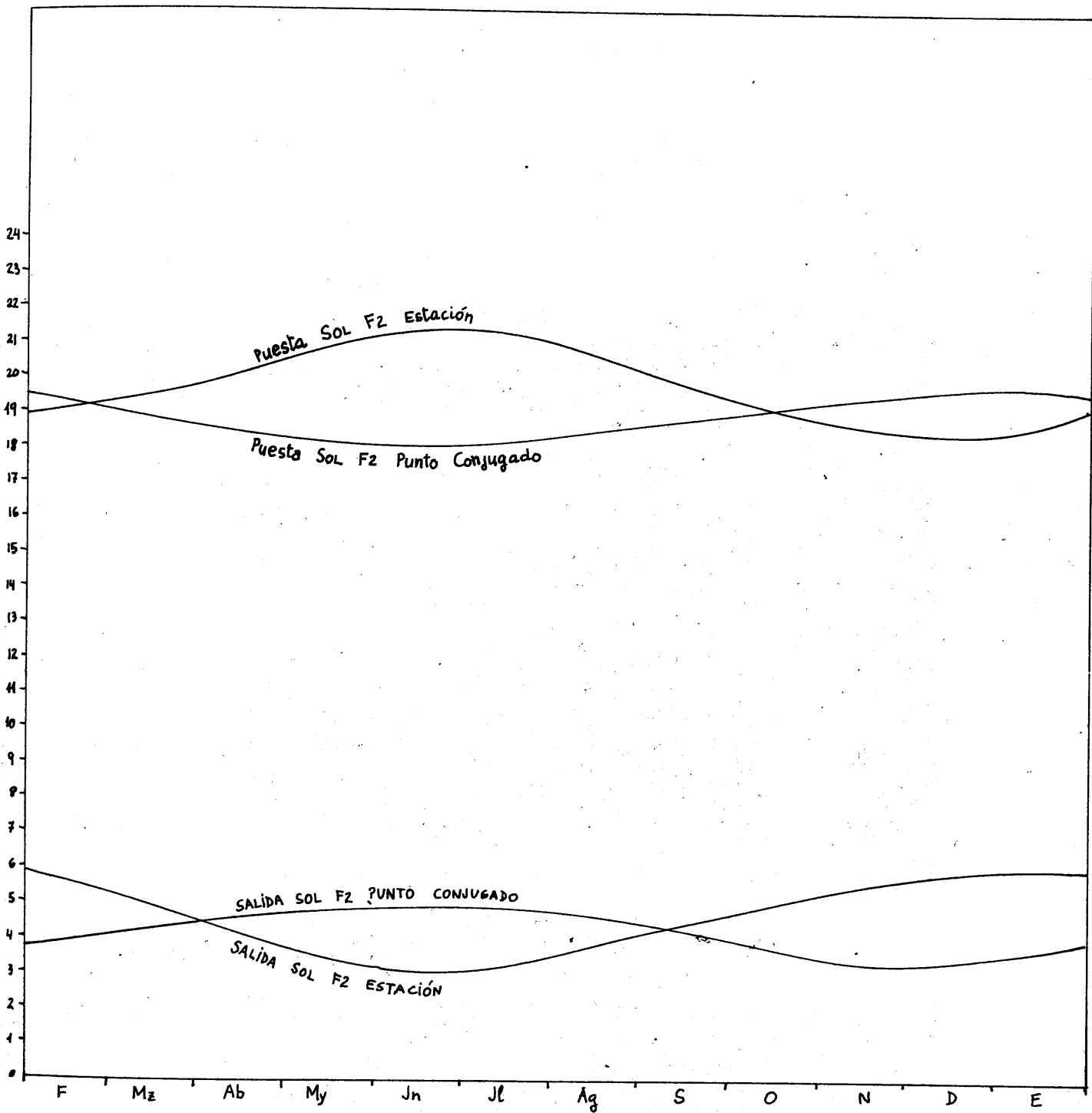
En ocasiones las isofotas son tales que la intensidad se retrasa en su comportamiento exponencial, tanto más cuanto más al sur se realice la observación. Se debe probablemente a una contaminación del arco tropical. Esta segunda disposición de las isofotas puede observarse en los días 11/F/69, 19/D/68, 12/F/69, 3/D/70, 22/O/68, 20/O/68 y 13/O/68 de la raya roja.

5.5. EFECTO "PRE-DAWN"

La gráfica 9 muestra las horas de salida y puesta del Sol en nuestra estación en la región F, y las horas de salida y puesta del Sol en la región F2, en el punto conjugado de nuestra estación. El efecto "Pre-Dawn" debe encontrarse principalmente, en aquellos días en que la puesta de sol en nuestra estación precede a la puesta de Sol en el punto conjugado. Esta gráfica se ha construido mediante algunos valores suministrados por Lauche, mediante el nomograma de Hunten, y en algunas zonas hemos realizado una extrapolación.

No vamos a discutir nuestras observaciones sobre el fenómeno "Pre-dawn". Existen excelentes trabajos ya, y no podríamos aportar nada que ampliase las evidentes explicaciones conseguidas en el último lustro. Nosotros hemos podido observarlo los días 11/F/69, 12/F/69, 2/D/70, 3/D/70, 17/J1/69, 21/O/68, 13/O/68, 12/J1/69 y 11/J1/69.

Existe, sin embargo, una predicción teórica, que hasta ahora no ha podido ser confirmada experimentalmente. Hunten (1967) afirma que debe existir un fenómeno análogo al efecto "pre-dawn", que tenga lugar, no antes del amanecer, sino después del atardecer. Su explicación entonces sería la siguiente: Principalmente en invierno, en



aquellos días que el Sol se ponga antes en nuestra estación que en el punto conjugado, existirán en este punto electrónes libres a causa de la excitación solar. Estos electrónes recorrerán, en espirales, las líneas de campo magnético terrestre, según la figura 5 del capítulo 1°, perdiendo previamente parte de su energía mediante colisiones en nuestra alta atmósfera, y produciendo estados (¹D) del OI en la región F2. Esta explicación es completamente análoga a la del efecto "Pre-dawn".

Los frentes de emisión tendrán ahora un movimiento inverso a los del efecto "Pre-dawn". En lugar de intensidades crecientes, se obtendrán intensidades decrecientes, y los frentes tendrán ahora procedencia sur. En el efecto "Pre-dawn" se puede detectar su comienzo pero no existe un tiempo de finalización. Inversamente, en su versión simétrica, sólo puede precisarse su final. Las velocidades, en cambio, han de ser semejantes.

Por tanto su búsqueda ha de efectuarse mediante la observación de isofotas con procedencia sur, con velocidades de unos 1000 Km/hora (o unos 3H/hora). Es, sin embargo, evidente que su observación no será tan fácil como en el efecto "pre-dawn". Al final de la noche Q_R es mínima y no existen en general otros fenómenos superpuestos: los frentes de emisión se destacan netamente. Al principio de la noche, en cambio, la presencia del fenómeno post-crepuscular, y frecuentemente del arco tropical, con luminosidades muy fuertes, dificultará la observación de este efecto. Ya hemos indicado que si coexisten el fenómeno post-crepuscular y el arco tropical, se observan isofotas de procedencia norte. Por tanto, si existe además el efecto que intentamos descubrir, se producirá una estructura rómbica.

En la tabla X indicamos los días donde este efecto se pone de manifiesto. Adjuntamos la velocidad (en H/hora) en los casos donde hemos podido medirla; la hora de puesta de Sol en la región F2 en el punto conjugado magnético; la hora en el zenit de final del efecto, el índice de actividad magnética K_p , y si ha sido detectado mediante una estructura "rómbica" o una "inclinación" de las isofotas, o ambas cosas a la vez.

TABLA X

Fecha	v	Puesta Sol F2 Conjug (TU)	Final Zenit (TU)	Kp	Modo de manifes- tación
2/D/70	4	1930	2030	3-	Inclinación
19/D/68		1930	2030	3-	Rómbica e inclinación
20/F/71		1910	2015		Rómbica
13/O/68		1845	1915	3+	Inclinación
21/F/71		1910	2000		Rómbica e inclinación
18/O/68	5,5	1855	1915	1.	Inclinación
3/D/70		1930	2015	0.	Rómbica e inclinación
22/F/71		1915	1945		Rómbica
12/J1/69	6,5	1855	2000	4.	Inclinación
22/O/68		1905	1900	0+	Rómbica

El descubrimiento sólo parece evidente los días 21/F/71 y 18/O/68. Si se considera aisladamente el resto de los días, la existencia de este efecto sería muy discutible. Sin embargo, la velocidad cuando ha sido posible medirla concuerda con la predicha teóricamente, y con las velocidades que hemos medido en el "pre-dawn" no expresadas en este trabajo. Las diferencias de tiempo también concuerdan notablemente. Téngase presente que no medimos el comienzo en el descenso de luminosidad puesto que ocurre siempre para valores muy pequeños de la depresión solar, sino los de terminación de este descenso, que tiene que producirse bastante más tarde. La dificultad en la medición de finalizaciones zenitales del efecto, nos impide una comprobación numérica en este sentido.

Se han incluido en la lista un día de verano el 12/J1/69. No solamente los valores de la tabla corresponden a los predichos, sino que además esa misma noche es clarísima la presencia de un efecto "pre-dawn".

El 14/My/69 existe un gran número de isofotas con la inclinación referida. La fecha y el alto índice de actividad magnética no permiten identificar este efecto con el perseguido. Se trata del retroceso norte de una "aurora", coincidente con la tormenta magnética presente antes de la observación.

Concluimos, que este efecto, contrario al efecto "pre-dawn", si bien no con una seguridad absoluta, puede darse definitivamente por des-

cubierto. Es improbable que futuras observaciones arrojen más luz sobre este punto, debido a los gravísimos problemas de superposición de fenómenos ya mencionados.

5.6 ZONAS DE MAYOR LUMINOSIDAD DE LA RAYA VERDE

Casi todos los días observamos (exceptuando el 14/My/69 y el 2/D/70) se registra mayor luminosidad en una zona por el sur centrada entre los valores de $tg Z$, 0,5 y 1. El máximo de luminosidad se encuentra por tanto entre 50 y 100 Km al sur de nuestra estación. Este máximo alcanza sus principales valores en la segunda mitad de la noche, y su intensidad entonces puede ser 50 R- en ocasiones más de 100 R- más que en las otras zonas del cielo. Tiene pequeños movimientos hacia el norte y hacia el sur sin periodicidad evidente, aunque la amplitud de estos movimientos no sobrepasa 100 Km.

Parte de este efecto sería producido por emisión de la región F2 de la raya verde, que al estar por encima de la región E, el coeficiente de Van Rhinj debería ser algo menor que el empleado, dando por tanto valores para mayores valores de $tg Z$ tanto por el sur, como por el norte. La frecuente presencia del arco tropical, haría apreciable este aumento, especialmente en las observaciones realizadas por el sur.

Aunque estas emisiones de la región F2 pueden tener una ligera contribución no puede explicarse por qué los puntos a más de 200 Km hacia el sur no sufren este aumento de intensidad; ni por qué estas zonas no guardan la menor relación con los arcos tropicales; ni por qué los puntos del norte están poco afectados.

Creemos por tanto, que se trata de un efecto real, y sus fuertes variaciones de Q_v hacen pensar que se producen en la región E. Se trata de un máximo secundario en la curva [luminosidad, latitud] que, debido a su aumento de luminosidad relativamente pequeño y a su estrecha localización, ha pasado desapercibida en vuelos y navegaciones realizadas con este fin, pero que se detecta más fácilmente con las observaciones sistemáticas de una sola estación. No existe otra explicación para este efecto de apreciación indudable.

5.7 AURORAS Y ARCOS M

Las observaciones de auroras y arcos M, obtenidas en nuestra estación han sido publicadas recientemente por Lauche (1971), empleando a los registros de las estaciones de Lindau (Alemania) y Tsumeb (Sud

Africa).

Con $Kp=7$. se registró una aurora el 14/My/69 y con $kp=8$. el día 23/Mz/69.

Ofrecemos el mapa correspondiente al 23/Mz/69, puesto que supone por sí sólo, la mejor descripción que podemos ofrecer y como complemento del artículo de Lauche (1971). Lamentablemente, antes de las 2130 y después de las 030 numerosos cúmulos estaban presentes en el cielo. Hemos empleado el registro de la raya verde para la detección de cúmulos. No se han dibujado las isofotas de zonas de mayor luminosidad. Las isofotas con líneas discontinuas suponen groseras estimaciones. Queremos llamar finalmente la atención sobre el "desprendimiento" sufrido por el frente de emisión desde 2.300 hasta las 2330 TU.

CONCLUSIONES

[The page contains extremely faint and illegible text, likely due to low contrast or poor scan quality. The text is arranged in several paragraphs, but no specific words or phrases can be discerned.]

Hacemos constar en primer lugar que hemos establecido todas las conclusiones del presente trabajo, a partir de varias familias de isofotas, pero nunca a partir de una isofota aislada.

Las discusiones mantenidas en los capítulos 3 y 5, se refieren principalmente a cuatro aspectos de las manifestaciones atmosféricas luminosas: células verdes, arcos tropicales; efecto simétrico del "pre-dawn" y densidad óptica de la atmósfera. Vamos a ofrecer de forma esquemática un resumen de los resultados obtenidos sobre ellos.

a).- *Células verdes*

Hemos probado que con sólo una estación, y aún cuando en ésta las medidas se refieren exclusivamente al plano del meridiano, puede extraerse una información considerable sobre las características de las células verdes. Se evita así el inconveniente de la no uniformidad de calibrados absolutos al utilizar varias estaciones, y se incrementa la frecuencia de observación. De esta forma, a partir de 14 células estudiadas hemos obtenido los siguientes resultados:

1.- No se observa ninguna tendencia particular a que los pasos se produzcan en una determinada estación del año. En cambio su frecuencia es mayor entre 2330 y las 030 TU, y parece probable que el conocido máximo de media noche de la raya verde, esté originado por paso de células, y tenga por tanto procedencia norte.

2.- La velocidad media es de 5×10^2 Km/h. La distribución de velocidades permanece desconocida, aunque la desviación típica de la velocidad media ha resultado ser de 30 Km/h.

3.- El radio medio no puede medirse directamente, lo que nos ha obligado a establecer un modelo teórico previo, para poder calcular el valor medio. Mediante él hemos deducido la fórmula (155), que aplicada a nuestros datos experimentales nos ha proporcionado el valor de 9×10^2 Km. La desviación típica del radio medio, originado por una función de distribución desconocida, ha resultado de 2×10^2 Km.

4.- Planteamos la hipótesis de que el radio y la velocidad estén relacionados linealmente mediante la fórmula (158).

La intensidad máxima media, medida sobre el fondo de emisión verde procedente de otras causas, es de 70 R, supuestos ausentes los errores de calibrado. La desviación típica de la intensidad media puede estimarse en 15 R.

6.- La frecuencia de paso de células es independiente de la actividad magnética. No así las características y especialmente la velocidad, puesto que la única inversión de movimiento observada coincidió con un índice planetario de actividad magnética de $k_p=7+$, y fué precedida de una tormenta de comienzo brusco.

En la tabla IV (Apartado 5.1.3) se expresan las características particulares de cada célula observada, con detalles sobre la realización de las medidas. Destacamos la tabla V (Apartado 5.1.4) en la que se comparan nuestros resultados con los obtenidos por otros autores, y donde se aprecia la ventaja de nuestro procedimiento que es capaz de suministrar mayor información sobre las células. No hemos podido establecer nada sobre la posible velocidad de rotación, debido a que las limitadas posibilidades de nuestro aparato harían imprecisa cualquier conjetura.

7.- Destacamos de forma especial, la obtención de distribuciones de luminosidad en el interior de la célula. Hemos probado que esto es posible cuando, la sección de la célula por nuestro meridiano, es menor que la porción de cielo observable, y lo que es más importante, cuando la evolución natural de la célula es pequeña y aleatoria. De esta manera hemos hecho un estudio especial de la espectacular célula del 2 de diciembre de 1970, con diámetro de 1300 Km., y cuya distribución de luminosidad ofrece una ligera asimetría.

8.- También intentamos la localización de células rojas, concluyendo que su existencia debe ser rechazada.

b).- *Arcos tropicales*

Principalmente nuestros esfuerzos se han concentrado sobre los movimientos del borde norte del arco, dado el interés de su estudio medio, y dada la posición privilegiada de nuestra estación. De estos movimientos hemos dado una descripción exhaustiva, y extraído consecuencias sobre las causas que los motivan.

Contrariamente a lo que hubiera podido esperarse, el arco tropical aunque débil, es normal en nuestro cielo (16 de las 21 noches estudiadas). Hemos clasificado sus formas de manifestación en dos grupos: el tipo "normal" y el tipo "de manchas".

El tipo normal se caracteriza por movimientos lentos, permanencia durante la mayor parte de la noche y grandes intensidades luminosas. Se presenta entre los meses de octubre y diciembre. Es evidente en él una componente meridional del gradiente de luminosidad hacia el norte expresable mediante las fórmulas (159) y (160) con valores típicos de la constante del orden de $7 \times 10^{-4} \text{ Km}^{-1}$. En cuanto a la descripción

de los movimientos, que son muy regulares y se reproducen todas las noches, extraemos un párrafo del capítulo 5:

"El arco está presente desde el comienzo de la noche y va penetrando aún más con velocidades de unos 400 Km/h hasta alcanzar un máximo en la penetración alrededor de las 2100 TU. Las intensidades alcanzadas a unos 900 Km. al sur de nuestra estación son muy variables, siendo valores normales 300-400 R, aunque eventualmente pueden alcanzar valores mucho mayores. Posteriormente el arco retrocede hacia el sur con velocidades que oscilan alrededor de los 400 Km/h, y alcanza un mínimo de penetración entre las 200 y 400 TU, que en ocasiones supone su desaparición en nuestro cielo. A continuación se acentúa la penetración con velocidades de unos 600 Km/h y persiste este movimiento hasta el final de la noche".

Para alguna de estas afirmaciones hemos tenido que construir esquemas teóricos sobre la forma de las isofotas cuando, superpuestos al arco existen otros mecanismos de producción de la raya roja, especialmente del fenómeno post-crepuscular, que produce una desviación de las isofotas hacia el norte, y del efecto "pre-dawn", cuya combinación con la penetración final del arco, se caracteriza por una disposición rómbica de las isofotas.

Superpuesto a este movimiento principal existe otro constituido por lo que hemos llamado "irrupciones". Estas irrupciones tienen movimientos tan rápidos que su velocidad no puede determinarse con los criterios empleados, y no tienen ley de periodicidad evidente.

El tipo "de manchas" se presenta entre los meses de febrero y julio, se caracteriza por pendientes de las isofotas muy grandes a veces negativas, lo que no puede interpretarse como velocidad de frente, por intensidades débiles, y por discontinuidades en la penetración. Sin embargo está sujeto a las mismas variaciones diurnas que los arcos de tipo normal, coincidiendo ahora la mayor frecuencia de manchas a las mismas horas de los máximos de penetración de los arcos de invierno. Su presencia en nuestras latitudes ha sido inesperada, pues hubiera podido aceptarse, que la debilitación estival del arco, iba acompañada de una reducción en su penetración hacia el norte.

Con esta clasificación y con la manifestación intermedia de otros arcos observados en los períodos comprendidos entre los mencionados, puede seguirse la variación anual, que resulta inequívoca debido a su notable regularidad:

"Desde octubre a diciembre se producen penetraciones normales. En febrero se retarda el primer máximo y se adelanta el segundo, aparecen las manchas, aunque la intensidad no se debilita mucho; en julio desaparece el primer máximo y sigue adelantándose el segundo que es ya muy débil, hasta que en agosto se produce un mínimo de penetra-

The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the success of any business or organization. The text outlines various methods for recording transactions, including the use of journals, ledgers, and account books. It also discusses the importance of regular audits and reconciliations to ensure the accuracy of the records.

The second part of the document focuses on the classification of transactions. It explains how transactions should be categorized based on their nature and the accounts affected. The text provides examples of different types of transactions, such as sales, purchases, and transfers, and shows how they are recorded in the accounts. It also discusses the importance of using consistent classification methods to ensure the reliability of the financial statements.

The third part of the document discusses the preparation of financial statements. It explains how the recorded transactions are used to calculate the profit and loss, the balance sheet, and the cash flow statement. The text provides a step-by-step guide to the preparation of these statements, including the calculation of net income, the determination of assets and liabilities, and the analysis of cash flows. It also discusses the importance of presenting the financial statements in a clear and concise manner.

The fourth part of the document discusses the interpretation of financial statements. It explains how the financial statements can be used to assess the financial performance and position of a business or organization. The text provides a detailed analysis of the profit and loss statement, the balance sheet, and the cash flow statement, and discusses the key indicators of financial health. It also discusses the importance of comparing the financial statements with industry benchmarks and previous periods.

The fifth part of the document discusses the importance of financial reporting. It explains how financial statements are used to provide information to various stakeholders, including investors, creditors, and management. The text discusses the requirements for financial reporting, including the use of standardized accounting principles and the disclosure of relevant information. It also discusses the importance of transparency and accountability in financial reporting.

Como consecuencia del desarrollo teórico establecido, concluimos que el coeficiente de extinción de una estación determinada, depende exclusivamente de la distancia zenital para la cual se observa mayor flujo luminoso. Esta relación, de importantes consecuencias viene expresada mediante la fórmula (129).

e).- *Otros aspectos*

El capítulo de teoría supone una recopilación de numerosos artículos desperdigados, a la que consideramos útil y necesaria, debido a los numerosos descubrimientos realizados desde la última recopilación de Chamberlain en 1961. Destacamos la incorporación del reciente modelo de Hesstvedt, que por estar dedicado a toda la mesosfera y baja termosfera, nos ha exigido una gran labor de síntesis.

Damos una discusión de la fórmula de Van Rhinj y sus aplicaciones, que nos ha conducido a emplear otra expresión diferente de la usual, empleando un parámetro más para la definición de la capa emisora, lo que permite mejorar la exactitud en las reducciones, y sobre todo enriquece los análisis y discusiones.

En la determinación de alturas reales, en estaciones cuyas observaciones se refieran al plano del meridiano, no pueden emplearse las fórmulas utilizadas normalmente. Hemos tenido que replantear el problema, encontrando el sistema de ecuaciones (133-136), de resolución prácticamente imposible aún con el uso de calculadoras. Hemos acudido a una aproximación consistente en suponer que, dada la disposición del fotómetro, la depresión solar en nuestra estación es igual a la depresión solar de la región de cielo observada, con lo que hemos podido obtener la fórmula (144). Un análisis de los errores cometidos con esta aproximación, nos ha conducido a establecer que el error es sólo apreciable para valores de depresiones solares superiores a 40° cuando simultáneamente se realicen observaciones sobre puntos del cielo distantes 10° de latitud de nuestra estación, caso sin interés en las discusiones crepusculares, lo que otorga una perfecta confianza en la fórmula (144). Este cálculo nos ha servido para la identificación de la emisión crepuscular y las discusiones del fenómeno post-crepuscular, y puede utilizarse por otras estaciones y para el estudio de otras emisiones atmosféricas.

Prácticamente en todas las noches estudiadas hemos registrado un aumento de luminosidad de la raya verde en una zona comprendida entre 50 y 100 Km. al sur de nuestra estación, que alcanza sus valores máximos en la segunda mitad de la noche, y con pequeños movimientos en latitud que no sobrepasan los 100 Km. La emisión de la raya verde en la región F2 y la frecuente presencia de arcos tropicales no son su-

ficientes para explicar este aumento. Posiblemente se origina en la región E y pensamos que se trata de un máximo relativo de la curva [luminosidad-latitud] que por sus escasas anchuras y brillo, sólo pueden detectarse con certeza mediante estaciones fijas.

Hemos registrado algunos arcos M y auroras y ofrecemos una detallada descripción de la espectacular aurora del 23/Mz/69. La escasez de este tipo de fenómenos y de información mundial nos ha movido a ello. Lo más destacable de su morfología fue la presencia de una doble estructura, que no pudo atribuirse a la presencia de cúmulos.

Se ha discutido mucho sobre la posibilidad de un efecto crepuscular de la raya verde. Basándonos en el cálculo de alturas reales establecido, hemos intentado la localización de este efecto con resultado negativo.

APENDICE I

CALCULO DE LAS DESVIACIONES TIPICAS DE LOS VALORES MEDIOS CARACTERISTICOS DE LAS CELULAS

1).- *Desviación típica del radio medio*

Como R no es medible directamente, para calcular σ^2 vamos a aprovechar el mismo modelo teórico utilizado para deducir (155) en el cálculo del radio medio.

De (151):

$$R = \frac{\sqrt{R^2 - a^2}}{\sqrt{1 - b^2}} \quad (164)$$

Mediante la ley de propagación cuadrática:

$$\sigma^2\{R\} = \frac{\sigma^2\{\sqrt{R^2 - a^2}\}}{1 - b^2} + \frac{(R^2 - a^2)\sigma^2\{\sqrt{1 - b^2}\}}{4(1 - b^2)^3} \quad (165)$$

donde hemos de calcular $\sigma^2\{\sqrt{1 - b^2}\}$ aprovechando la distribución rectangular de b. Mediante la definición de σ^2 :

$$\sigma^2\{\sqrt{1-b^2}\} = \langle (\sqrt{1-b^2} - \langle \sqrt{1-b^2} \rangle)^2 \rangle \quad (166)$$

que puede desarrollarse:

$$\sigma^2\{\sqrt{1-b^2}\} = \langle 1-b^2 + \langle \sqrt{1-b^2} \rangle^2 - 2\sqrt{1-b^2}\langle \sqrt{1-b^2} \rangle \rangle = 1 + \langle \sqrt{1-b^2} \rangle^2 - \langle b^2 \rangle - 2\langle \sqrt{1-b^2} \rangle^2 \quad (167)$$

Teniendo en cuenta (154):

$$\sigma^2\{\sqrt{1-b^2}\} = 1 + \frac{\pi^2}{16} - \frac{2\pi^2}{16} - \langle b^2 \rangle = 1 - \frac{\pi^2}{16} - \langle b^2 \rangle \quad (168)$$

Calculemos $\langle b^2 \rangle$ teniendo en cuenta la distribución de b:

$$\langle b^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} b^2 \varphi(b) db = \int_0^1 b^2 db = 1/3 \quad (169)$$

luego:

$$\sigma^2\{\sqrt{1-b^2}\} = 0,26 \quad (170)$$

Empleando valores usuales de b y $(R^2 - a^2)$ se tiene con (165)

$$\sigma^2\{R\} = 36 \times 10^4 \quad (171)$$

donde hemos hecho $\sqrt{R^2 - a^2} = 700$, $b=0,5$ y hemos calculado a partir de nuestros datos experimentales:

$$\sigma^2(\sqrt{R^2 - a^2}) = 27 \times 10^4 \quad (172)$$

luego:

$$\sigma\{R\} \approx 600 \text{ Km.} \quad (173)$$

Este sería por tanto la desviación típica de la distribución del radio. Para calcular $\sigma\{\langle R \rangle\}$, es decir, la desviación típica de la distribución correspondiente a la media, aplicando:

$$\sigma\{\langle R \rangle\} = \frac{\sigma\{R\}}{\sqrt{N}} \quad (174)$$

y puesto que $N=13$, se tiene:

$$\sigma\{R\} \approx 2 \times 10^2 \text{ Km.} \quad (175)$$

2).- *Desviación típica de las velocidades*

En este caso puede calcularse directamente y resulta:

$$\sigma\{v\} \approx 100 \text{ Km/h} \quad (176)$$

para la desviación típica de la distribución y para la desviación típica de la media

$$\sigma\{\langle v \rangle\} \approx 30 \text{ Km/h} \quad (177)$$

3).- *Desviación típica de las intensidades máximas*

Con los valores obtenidos directamente se obtienen:

$$\sigma\{\Delta Q\} \approx 50 \text{ R} \quad (178)$$

y

$$\sigma\{\langle \Delta Q \rangle\} \approx 15 \text{ R} \quad (179)$$

aunque este valor no puede considerarse como muy significativo. Por una parte, si la célula no pasa centrada en nuestro meridiano, habremos calculado ΔQ por defecto, y la elaboración de un esquema teórico para corregir este efecto sería desproporcionada. Por otra parte, numerosas células de poca intensidad han podido pasar desapercibidas. Obsérvese que estos dos efectos contrarios se compensan en cierta medida. Añadamos aún, que al expresar el resultado en Rayleighs nos enfrentamos con la dificultad de los calibrados absolutos. (179) es correcta aceptando como 1 Rayleigh lo indicado en nuestro calibrado. Al comparar nuestros resultados con los de otras estaciones, los errores sistemáticos serían superiores a 15 R.

Por tanto creemos que (179) debe de ser interpretada con cautela.

APENDICE II

ESCALA DE ALTURA Y ALTURA REDUCIDA

En los estudios de alta atmósfera tienen gran importancia los conceptos de "escala de altura" (en inglés "scale height"; en francés "scale de hauteur") y "altura reducida" (en inglés "reduced height"; en francés "hauteur reduite"). Ofrecemos a continuación una breve explicación de estos conceptos, por haber sido utilizados en este trabajo, y con objeto de precisar el significado de los términos castellanos utilizados, dada su escasa traducción.

Sea un gas perfecto en la atmósfera:

$$p = nRT \quad (180)$$

siendo n el número de moles por unidad de volumen. La ecuación de la hidrostática es en este caso:

$$dp = -\rho g dh \quad (181)$$

Dividiendo (181) entre (180):

$$-\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} = \frac{\rho g}{nRT} \quad (182)$$

Como $nM = \rho$, siendo M la masa molecular del gas:

$$-\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} = \frac{Mg}{RT} \equiv \frac{1}{H} \quad (183)$$

y así definimos mediante cualquiera de estas dos igualdades, el parámetro H , llamado escala de altura, con dimensiones de longitud.

A veces es conveniente expresar la altura mediante la magnitud adimensional z , a la que traducimos por "altura reducida", que toma a H como unidad. Pero como H puede variar con la altura la definimos matemáticamente mediante diferenciales:

$$dz = \frac{dh}{H} \quad (184)$$

Eligiendo $z=0$, para alguna altura determinada h_0 :

$$z = \int_{h_0}^h \frac{dh}{H} = \frac{h-h_0}{H} \quad (185)$$

donde, por supuesto, la segunda igualdad sólo es válida si H es constante con la altura. Integrando (183):

$$p = p_0 e^{-\int_{h_0}^h dh/H} = p_0 e^{-z} \quad (186)$$

Hasta ahora las ecuaciones son generales.

Consideremos ahora que las variaciones de g con la altura son despreciables. H depende entonces exclusivamente de T y se tiene:

$$\frac{dH}{H} = \frac{dT}{T} \quad (187)$$

Tomando logaritmos en (178) y diferenciando se obtienen las siguientes relaciones útiles:

$$-dz = -\frac{dh}{H} = \frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dH}{H} \quad (188)$$

Ahora es fácil reducir el significado de la escala de altura.

Si H fuera constante con (186) y (185):

$$p = p_0 e^{-\frac{h-h_0}{H}} \quad (189)$$

Es frecuente que la presión decrezca en la atmósfera de forma exponencial, según (189). H es entonces el inverso del coeficiente que acompaña al exponente. Cuanto más grande sea H , menor será el exponente, y la presión disminuirá tanto más lentamente con la altura. Si la escala de altura es pequeña, la presión al ascender, tenderá muy rápidamente a cero.

Por otra parte calculemos la masa del correspondiente gas por encima de la altura de referencia h_0 considerada, en una columna de sección unidad:

$$\int_{h_0}^{\infty} p dh = \int_0^{\infty} p H dz = \int_0^{\infty} \frac{nRT}{g} dz \quad (190)$$

y como:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{nT}{n_0 T_0} = e^{-z} \quad (191)$$

en (188):

$$\int_{h_0}^{\infty} \rho dh = \int_0^{\infty} \frac{R}{g} n_0 T_0 e^{-z} dz = \frac{n_0 R T_0}{g} \int_0^{\infty} e^{-z} dz = \frac{n_0 R T_0}{g} [-e^{-z}]_0^{\infty} = \frac{n_0 R T_0}{g} = \rho_0 H_0 \quad (192)$$

que puede interpretarse así: Dado h_0 , H_0 en ese punto representa la altura que tendría toda la atmósfera por encima de h_0 , si la densidad fuese siempre igual a la de la altura considerada.

$H=H(h)$ y reiteradamente, con una adecuada elección de origen, puede tomarse esta interpretación, que coincide con la dada anteriormente.

La altura que tendría la atmósfera si la densidad fuese siempre igual a la del suelo (≈ 8 Km.) es un ejemplo particular de escala de altura, cuando $h_0=0$, a pesar de que otros autores la han traducido por "altura Reducida".

B I B L I O G R A F I A

- BARBIER D. (1956) The Airglow and the Aurorare (E.B. Armstrong, y A. Dalgarno eds.) p. 9 Pergamon Press.
(1957) Compt. Rendues 243, 1955.
(1958) Ann. Geophys. 14, 334 .
(1959) Ann. Geophys. 15, 179.
(1960) Ann. Geophys. 16, 544.
(1961) Ann. Geophys. 17, 3.
(1963) Compt. Rendues 257, 2134.
(1965 a) Ann. Geophys. 21, 228.
(1965 b) Ann. Geophys. 21, 265.
- BARBIER D. Y J.C. GLAUME
(1959) Ann. Geophys. 15, 266.
(1960) Ann. Geophys. 16, 1.
(1962) Planet. Space Sei 9, 133.
- BARBIER D., J.C- GLAUME Y G. WEILL
(1961) Ann. Geophys. 17, 305.
- BART C.A. (1964) Ann. Geophys. 20, 182.
- BATES D.R. (1946) Monthly No. Roy. Ast. Soc. 106, 509.
(1950) Phys. Rev. 78, 492.
(1951) Proc. Phys. Soc. B 64, 805.
(1960) Physics of the Upper Atmosphere (J.A. Ratcliffe ed.)
p. 219, Academic Press.
- BATES D.R. Y A. DALGARNO
(1953) J. Of Atmos. Terr. Phys. 4, 112.
- BATES D.R. Y NICOLET M.
(1950) J. Geophys. Res. 55, 301.
- BATTANER E. (1969) Trabajo de licenciatura - Universidad de Madrid.
(1971) Universidad de Granada (no publicado).
- BELLEW W. Y S. SILVERMAN
(1966) Planet. Space Sci. 14, 407.

- BIONDI M.A. (1964) Ann. Geophys. 20, 34,
- BRACEWELL R.N.
(1955) J. Opt. Soc. Am. 45, 873.
- BROAEFOOT A.L. Y R. KENDALL
(1968) J. Geophys. Res. 73, 426.
- CABANNES J. (1934) Compt. Rend. 198, 2132.
(1935) Compt. Rend. 200, 1905.
- CARLENTON N.P. Y J.R. ROACH
(1965) J. Geophys. Res. 70, 1262.
- CARLSON H.C. (1966) J. Geophys. Res. 71, 795.
- CHAMBERLAIN J.W.
(1958) Astrophys. J. 127, 54.
(1961) "Physics of the Aurora and Airglow" Academic Press.
(1963) Science 142, 3594.
- CHAPMAN S. (1931) Proc. Roy. Soc. A 132, 353.
- C. GLAUME J. (1936a) Compt. Rend. 255, 988.
(1963b) Compt. Rend. 275, 486.
(1965) Ann. Geophys. 21, 57.
- COLE K.D. (1965a) J. Of Geophys. Res. 70, 1689.
(1965b) Ann. Geophys. 21, 256.
- COLEGROVE F.D., W.B. HANSON Y F.S. JOHNSON
(1965) J. Geophys. Res. 70, 4931.
- CRONIN H.E. Y S.M. SILVERMAN
(1962) AFCRL 62, 1024.
- DALGARNO A. Y J.C.G. WALKER
(1964) J. Atmos. Sci. 21, 463.
- DANDEKAR B.S. (1965) J. Atmos. Terr. Phys. 27, 245.
- DIEMINGER W. (1971) Comunicación Personal.
- DUBOIN M.L., LEJEUNE G., PETTIT M., WEILL G.
(1968) J. of Atmosph. Terr. Phys. 30, 299.

- DUMONT R. (1965) Ann. Astrophysics. 28, 265.
- FERGUSON E.E., F.C. FEHSENFELD, P.D. GOLDAN Y A.L. SCHEMELTEKOPT
(1965) J. Geophys. Res. 70, 4323.
- GADSDEN M. Y E. MOROVICH
(1969) J. Atmos. Terr. Phys. 31, 817.
- GARRIGNE H.(1963) Compt. Rendues. 202, 1807.
- GARSTANG R.H. (1951) Monthly No. Roy. Astron. Soc. 111, 115.
- GONZALEZ C.(1971) Trabajo de licenciatura. Universidad de Granada.
- GULLEDGE I.S., PACHER D.M., TILFORD S.G., VANDERLICE J.T.
(1968) J. of Geophys. Res. 73, 5535.
- HAMPSON J. (1964) Canadian Armament Research and Development Estab-
lishment T.N. 1627/64.
(1966) Les problemes Meteorologiques de la Stratosphere
et de la Mesospjier. Presse Universitaires de France.
- HANSON W.B.(1963) Space Research III (ed. by W. Priester) North
Holland Publishing Company p. 282.
- HANG V.V. (1961) J. Atmos. Terr. Phys. 21, 2225.
- HEDIN A.E., AVERY C.P. Y TSCHETTER C.D.
(1964) J. Geophys. Res. 69, 4637.
- HESSTVED E.(1968a) Atmospheric Emissions (B.M.Mc. Cormac y A. Omholt
eds) Van Nostrand Reinhold p. 501.
(1968b) Geophysica Norvegica 27, 4.
(1969) Prog. in Astronautics and Aeronautics 22.
(1970) No publicado. Institute of Geophysics. University
of Oslo.
- HINTEREGGER H.E., HALL L.A. Y SCHMIDTHE G.
(1965) Space Research V. (ed. by D.G. King-Hele, P. Muller
y G. Righini) North Holland Publ. Co. p. 756.
- HOLMES J.C., C.Y. JOHNSON Y J.M. YOUNG
(1965) Space. Res. 5, 756.
- HUNTEN D.M.(1965) J. Roy Soc. Canada 59, 5.
(1967) Space. Sci. Rev. 6.

- HUNTEN D.M. Y M.B. Mc ELROY
(1966) Rev. Geophys. 4, 303.
- HURUHATA M.(1952) Rep. Ionosphere Research in Japan 6, 1.
- HURUHATA N. NAKAMURA R. Y W.R. STEIGER
(1967) Rep. Ionosphere Space Res. in Japan 21, 4, 229.
- HURUHATA M.T. NAKAMURA Y H. TANABE
(1966) Rep. Ionosphere Space Res in Japan 20, 2.
- HURUHATA M.T. NAKAMURA, H. TANABE, T. TOHMATSU
(1960) Rep. Ionosphere Space Res. in Japan. 13, 4, 283.
- HURUHATA M,H. TANABE Y T. NAKAMURA
(1955) Rep. Ionosphere Space Res. in Japan. 9, 3.
- IBAÑEZ P. (1971) Trabajo de licenciatura. Universidad de Granada.
- KING J.W. (1968) J. Atmos. Terr. Phys. 30, 391.
- KULKARNI P.V. Y SETEIGER W.R.
(1967) Ann. Geophys. 23, 125.
- KVIFTE G. (1968) Atmospheric Emissions (B.M. Mc Cormac y A. Omholt eds) Van Nostrand Publ. Co.
- LAGOS C.P. (1968) Atmospheric Emissions (B.M. Mc Cormac y A. Omholt eds) Van Nostrand Publ. Co.
- LALOMDE L.M.(1966) Electron density profites in ionosphere and exosphere. (Ed.J. Frihagen) North Holland Publ. Co.
- LAUCHE H. (1971a) Comunicación Personal
(1971b) Aurora and Airglow 71 (B.M. Mc Cormac ed.) Reinhold Publ. Co.
- MANRING E.P. StAMAND, H. PETTIT, F.E. ROACH, D. WILLIAMS Y R. WELDON
(1954) Ann. D'Astrophys. 17, 186.
- MARKHAM T.P. Y ANCTIL R.E.
(1967) J. Atmos. Terr. Phys. 29, 897.
- MEGILL L.R. Y CARLENTON N.P.
(1964) J. Geophys. Res. 69, 101.

- MEGILL L.R., JAMNICK P.M. Y CRUZ J.E.
(1960) J. Atmos. Terr. Phys. 18, 309.
- MIRTOV B.A. (1961) Aca Sci USSR, Inst. Appl. Geophys. Moscow.
- MOORE C.E. (1949) N.B.S. Circ. 467, vol. 1.
- DE MORE W.B. Y O.F. RAPER
(1964) Astrophys. J. 139, 1831.
- MOROZOV V.M. (1965) Geomag. Aeronomy 5, 224.
- NGUYEN- HUU-DOAN
(1970) Ann. Geophys. 26, 783.
- NAKAMURA T. (1958) Rep. Ionosphere Res in Japan. 12, 4.
(1961) Rep. Ionosphere Res in Japan.
- PACKER D.M. (1961) Ann. Geophys. 17, 67.
- PASCHEN F. (1930) Z. Phys. 65, 1.
- PETERSON V.L. (1968) Ann. Geophys. 24.
- PETERSON V.L. Y W.R. STEIGER
(1966) J. Geophys. Res. 71, 2267.
- PETERSON V.L., T.E. VANZANDT Y R.B. NORTON
(1966) J. Geophys. Res. 71, 2255.
- QUINTANA J.M. (1971) Tesis Doctoral de preparaci6n.
- RAYLEIGH LORD, H. SPENCER JOMES
(1935) Proc. Roy. Soc. A 151, 22.
- ROACH F.E. Y BARBIER D.
(1950) Trans. Amer. Geophys. Union 31, 7.
- ROACH F.E. Y ROACH J.R.
(1963) Planet Space Sci. 11, 523.
- ROACH F.E. Y L.L. SMITH
(1966) "Aurora y Airglow" (B.M. Mc Cormac ed.) Reinhold
Publ. Co.

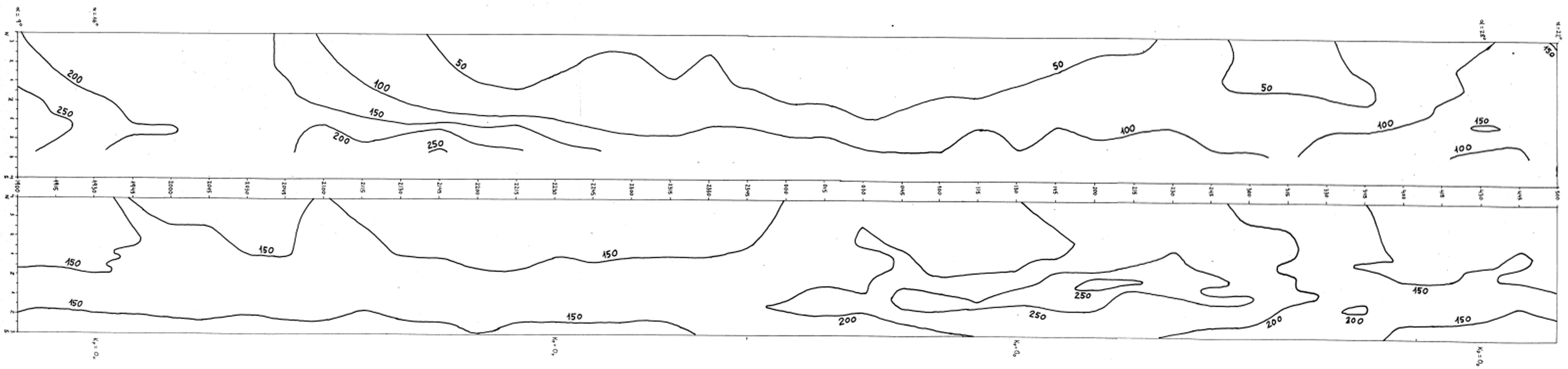
- ROACH F.E., E. TANDBERG-HANSEN Y L.R. MEGILL
 (1958a) J. Atmos. Terr. Phys. 13, 113.
 (1958b) J. Atmos. Terr. Phys. 13, 122.
- ROBLEY R. (1965) Ann. Geophys. 21, 505.
- RISHBETH Y O.K. GARRIOT
 (1969) Introduction to Ionospheric Physics. Academic. Press.
- St AMAND P. (1955) Ann. Geophys. 11, 450.
- St AMAND P. A. PETTIT, HELEN B., ROACH F.E. Y WILLIAMS D.R.
 (1955) J. Atmos. Terr. Phys. 6, 189.
- SAITO B Y T. TAKAHASI
 (1966) Rep. Ionosph. Space Res in Japan 20, 4.
- SANCHEZ F. (1969) Urania 269, 270.
 (1970) Comunicación personal.
- SEATON M.J. (1956) The Airglow and the Aurorae (E.B. Armstrong y A. Dalgarno eds.) p. 225 y 289. Pergamon Press.
 (1958) Astrophys. J. 127, 67.
- SILVERMAN S.M. (1968) Atmospheric Emissions (B.M. Mc Cormac y A. Omholt eds.) Van Nostrand Reinhold C.
- SLIPHER V.M. (1929) Publ. Ast. Soc. Pacif. 41, 262.
 (1933) Monthly No. Roy. Ast. Soc.. 93, 657.
- SOMMER L.A. (1932) Z. Z. Phys. 77, 374.
 (1933) Z. Phys. 80, 273.
- SWIDER W. (1965) J. Geophys. Res. 70, 4859.
 (1967) Space Research VII (Ed. by R.L. Smith-Rose) North Holland Publ. Co. p. 516.
- TOHMATSU T. Y T. NAGATA
 (1963) Planet. Space. Sci. 10, 103.
- TOHMATSY T. Y F.E. ROACH
 (1962) J. Geophys. Res. 67, 1817.
- TRURRSE YU L. (1968) Planet. Space si. 16, 981.

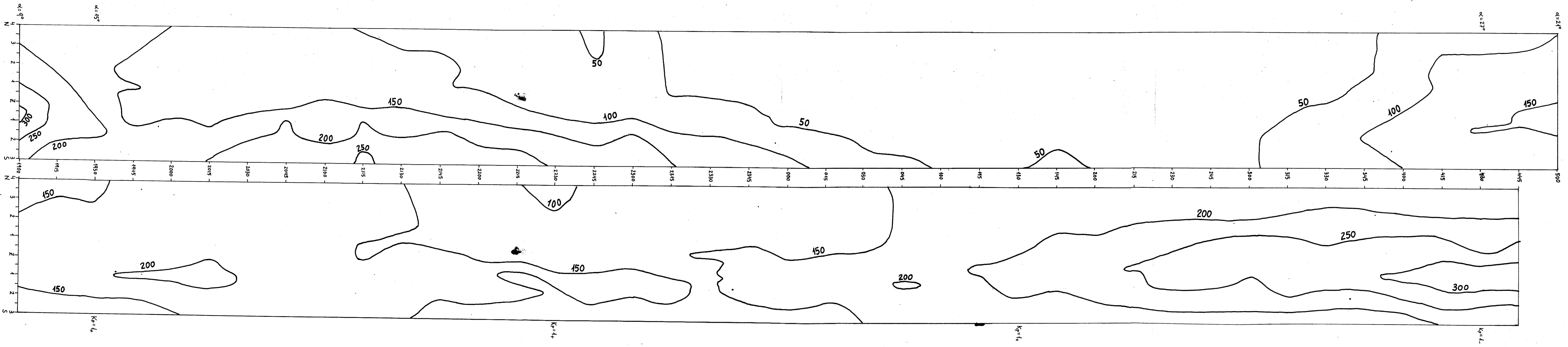
- TRUTTSE YU L. Y SHEFOV
(1970) Planet. Space Sci. 18, 1850.
- TUAN T.F. (1969) Astrophys. J. 157, 1449.
- VAN RHIHJ (1921) Publications of the Astronomical Laboratory at
Froningen 31.
- VAN ZANDT T.E. Y V.L. PETERSON
(1968) Ann. Geophys. 24, 747.
- VASSY E. (1966) "Physique de l'Atmosphere T.III, Gautier-Villars ed.
- WALT M. (1968) Atmospheric Emissions (B.M. McCormac y A. Omhot eds)
Van Nostrand Reinhold C.
- WALLACE L. Y M.B. Mc ELROY
(1966) Planet. Space. Sci. 14, 677.
- WARK D.Q. Y STONE J.M.
(1955) Nature 175, 254.
- WEILL G. (1967) Comtes Rendues 264, 1685.
(1968) Atmospheric Emissions (B.M. Mc Cormac y A. Omholt
eds.) Van Nostrand Reinhold Co.
- WEILL G. Y J. C-GLAUME
(1967) Ann. Geophys. 13, 317.
- YOUNG R.A. Y G. BLACK
(1965) Planet. Space Sci. 14, 11.
- ZIPF E.C. (1966) J. Geomagnet Geolec. Kyoto 18, 301.

21-OCT-1968

6300 Å

5377 Å



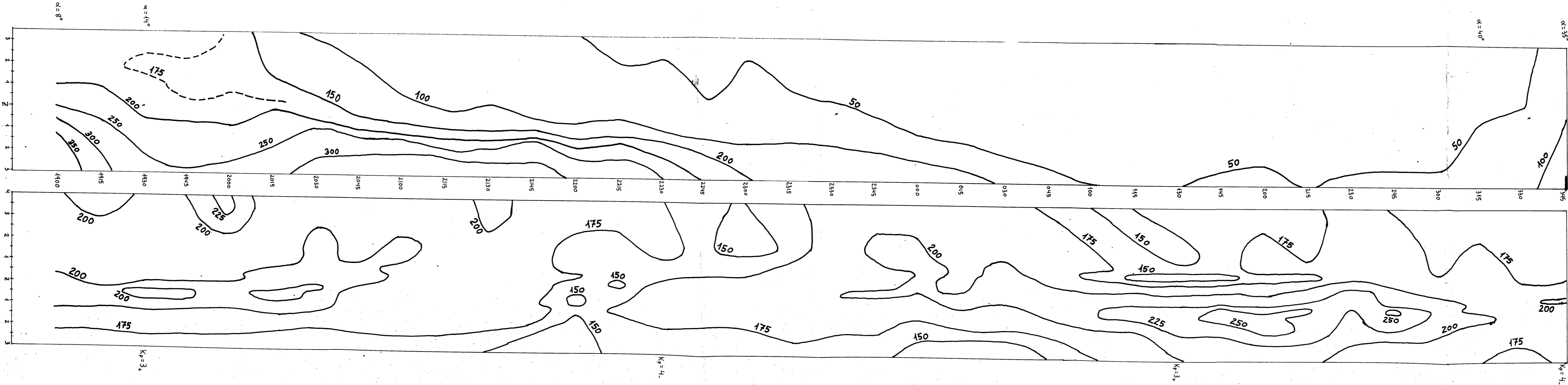


18-OCT-1968

13-OCT-1968

6.300 H

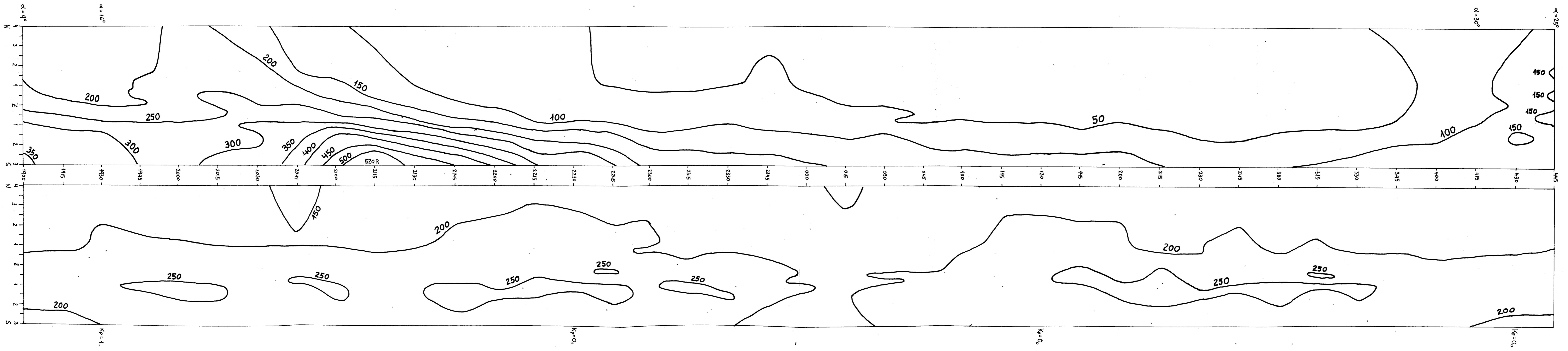
5.577 H

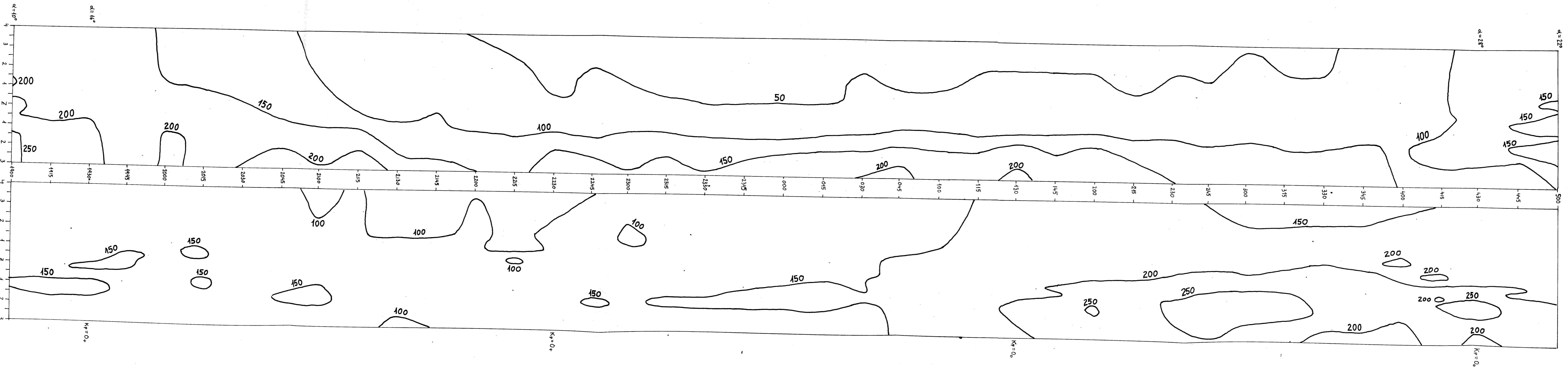


6300 Å

20-OCT-1968

5577 Å

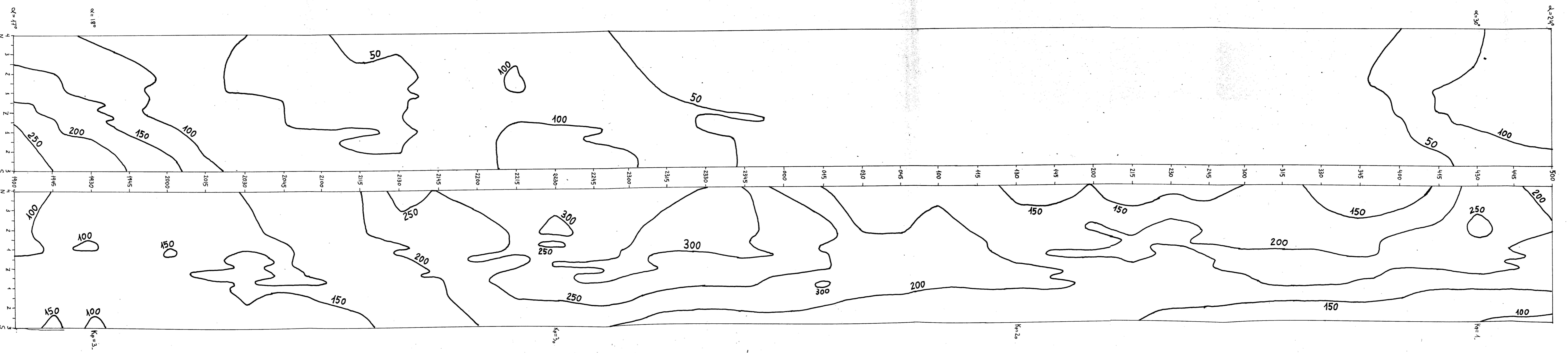




6.300 Å

22-OCT-1968

5.577 Å



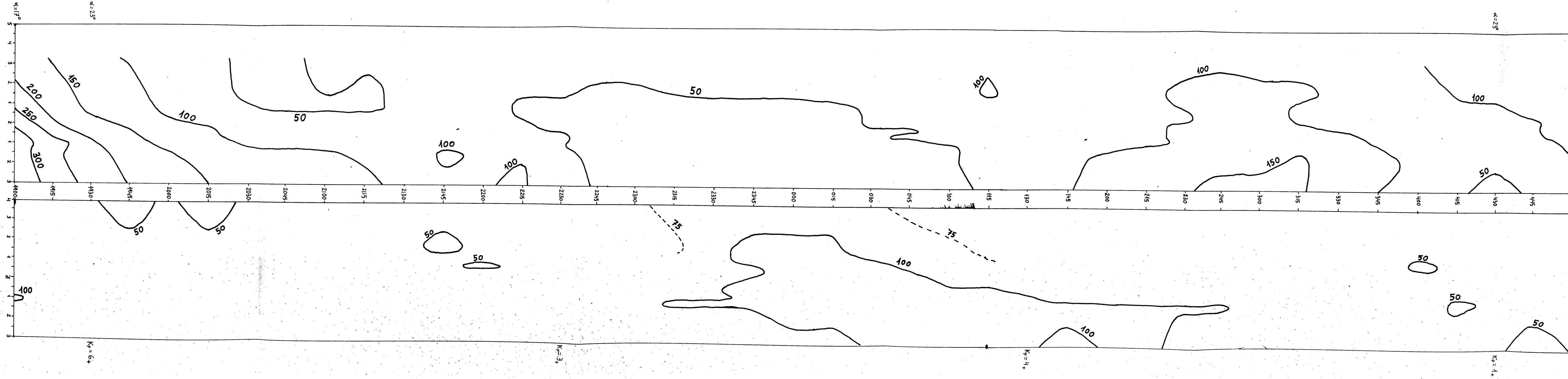
6.300 Å

14 - FEB - 1968

5.577 Å

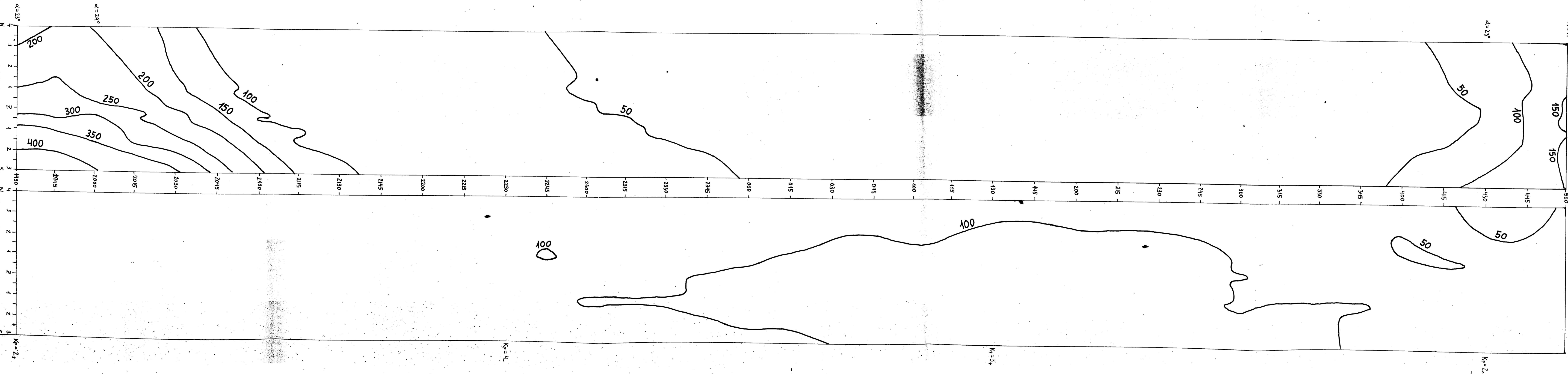
$\alpha=17^\circ$

$\alpha=23^\circ$



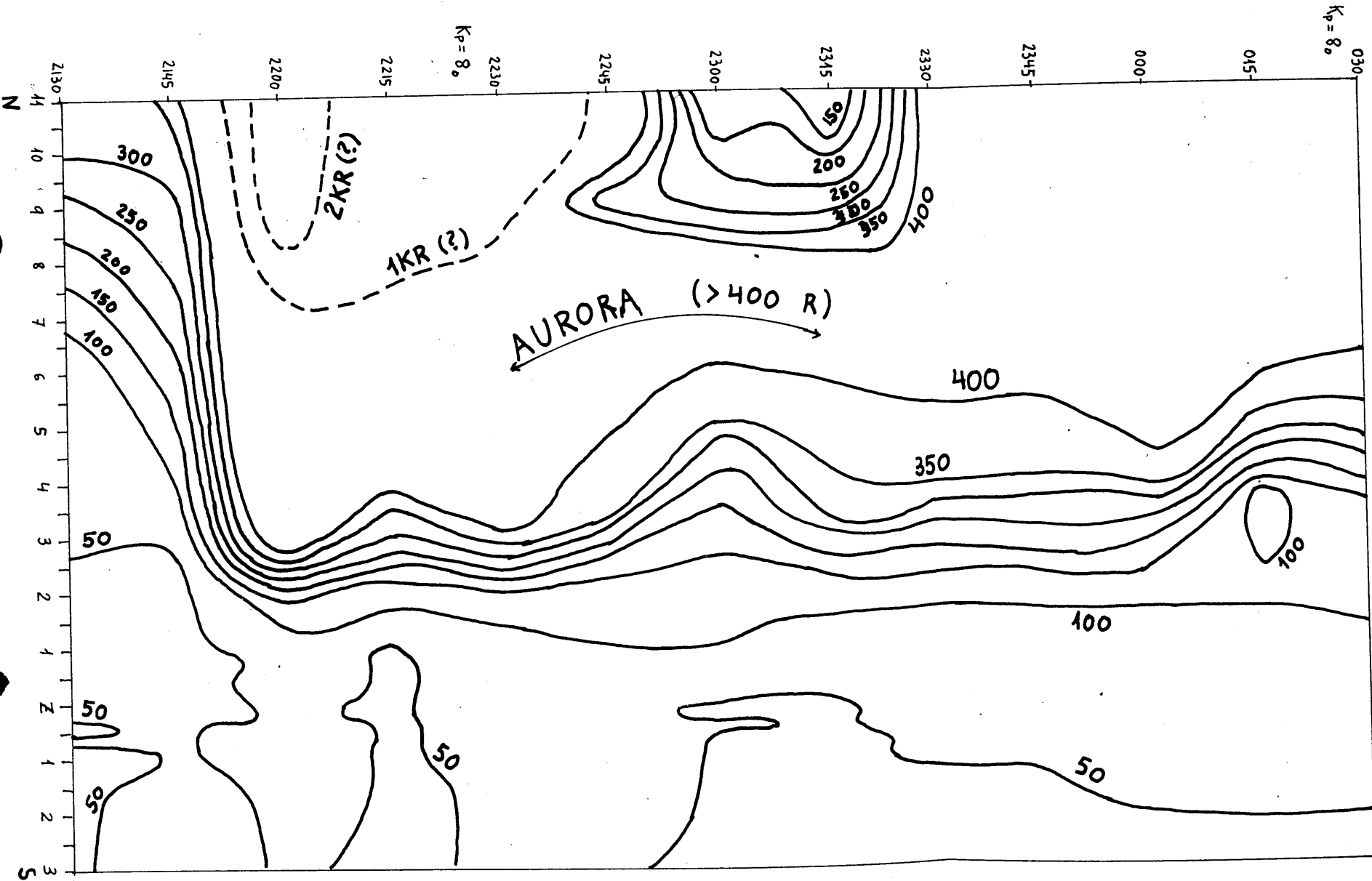
6300 Å

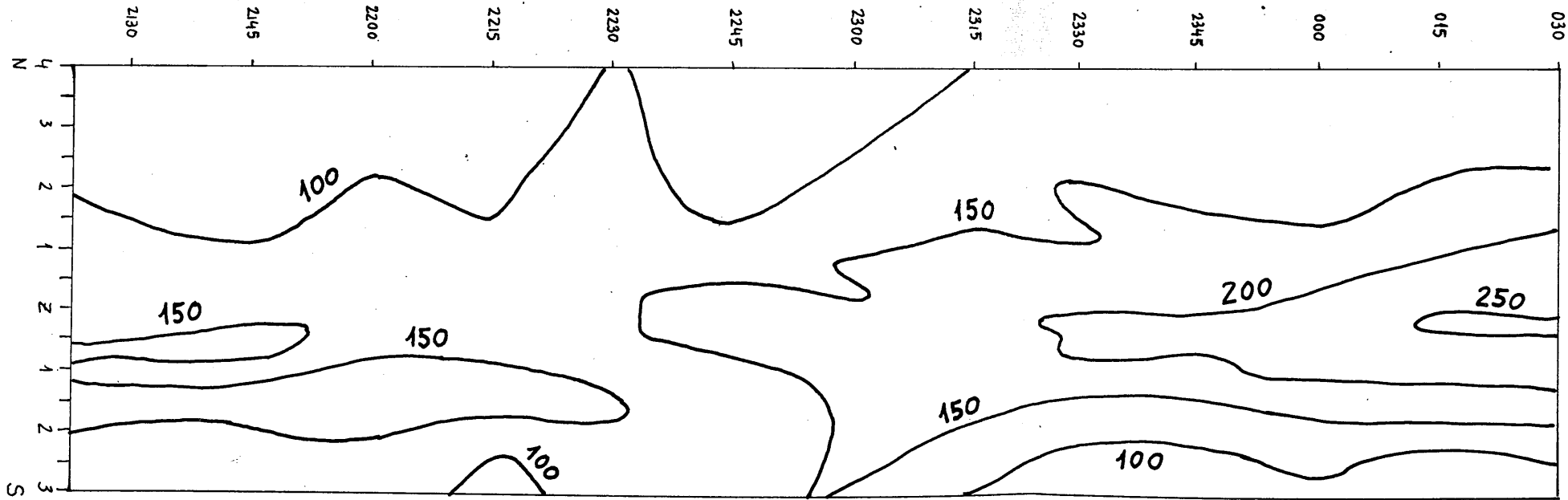
5577 Å



23-Mz-1969

6.300 Å





23-Mz-1969

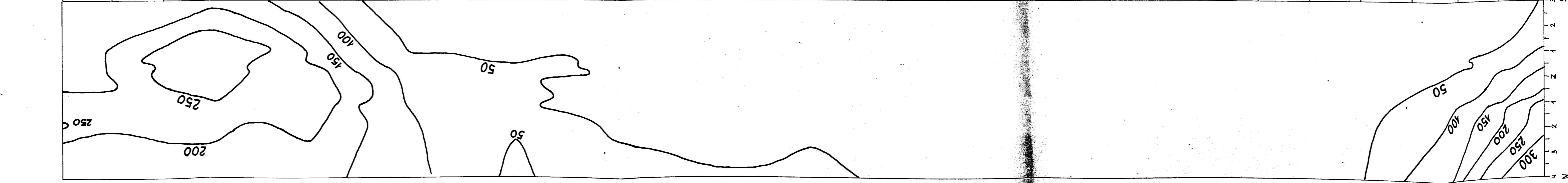
5.577 Å

14-MAY-1969

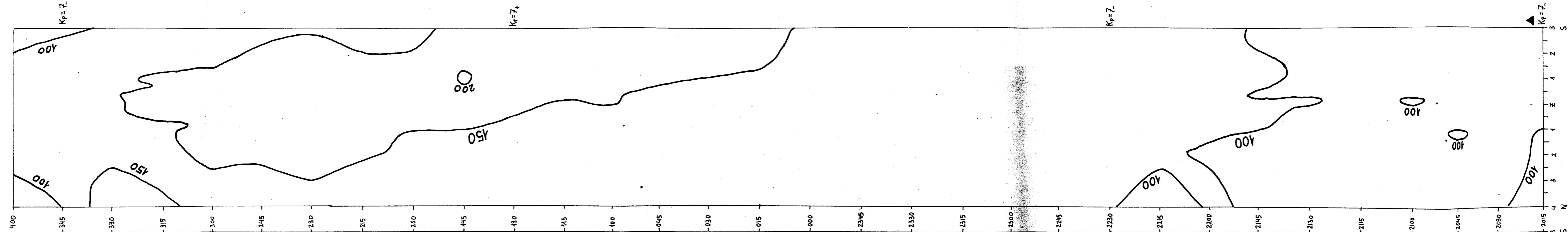
6.300 Å

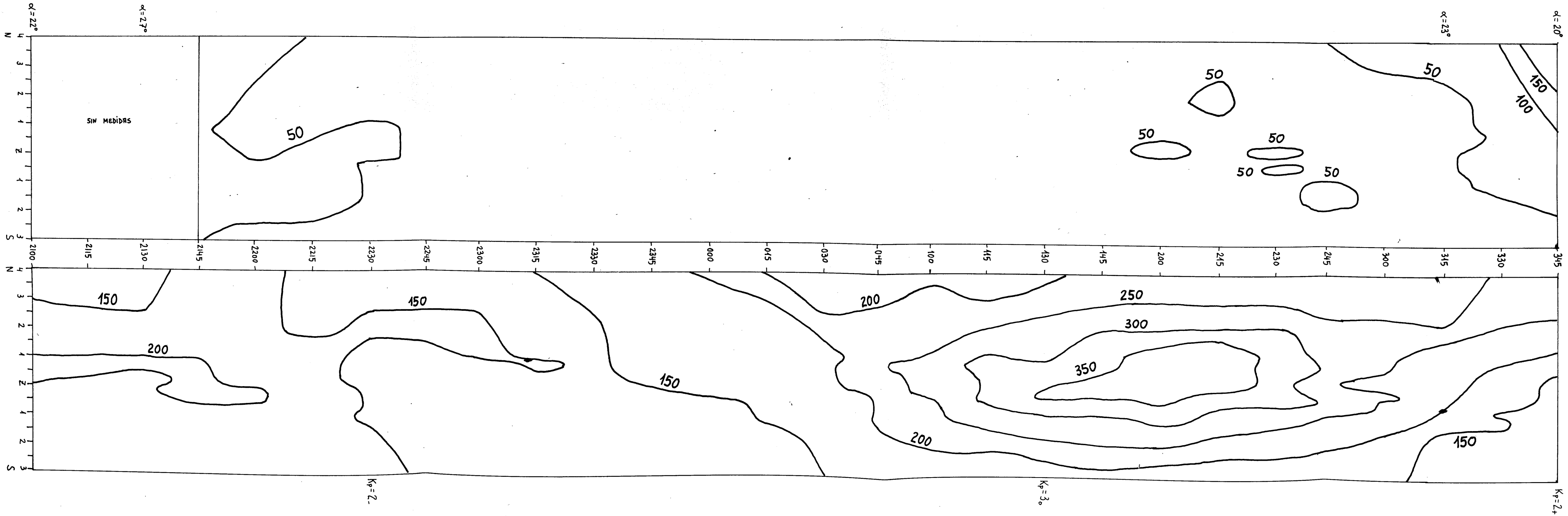
$\phi = 14^\circ$

$\phi = 21^\circ$



5.577 Å





6.300 Å

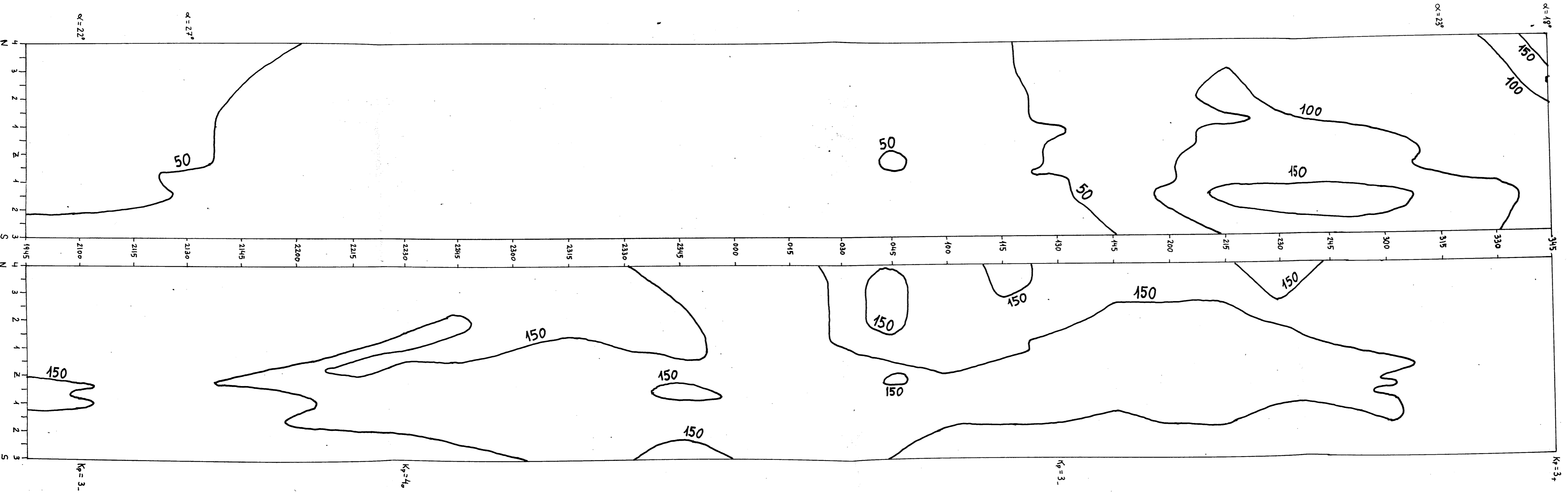
11-JUL-1969

5.577 Å

12-JUL-1979

6.300 Å

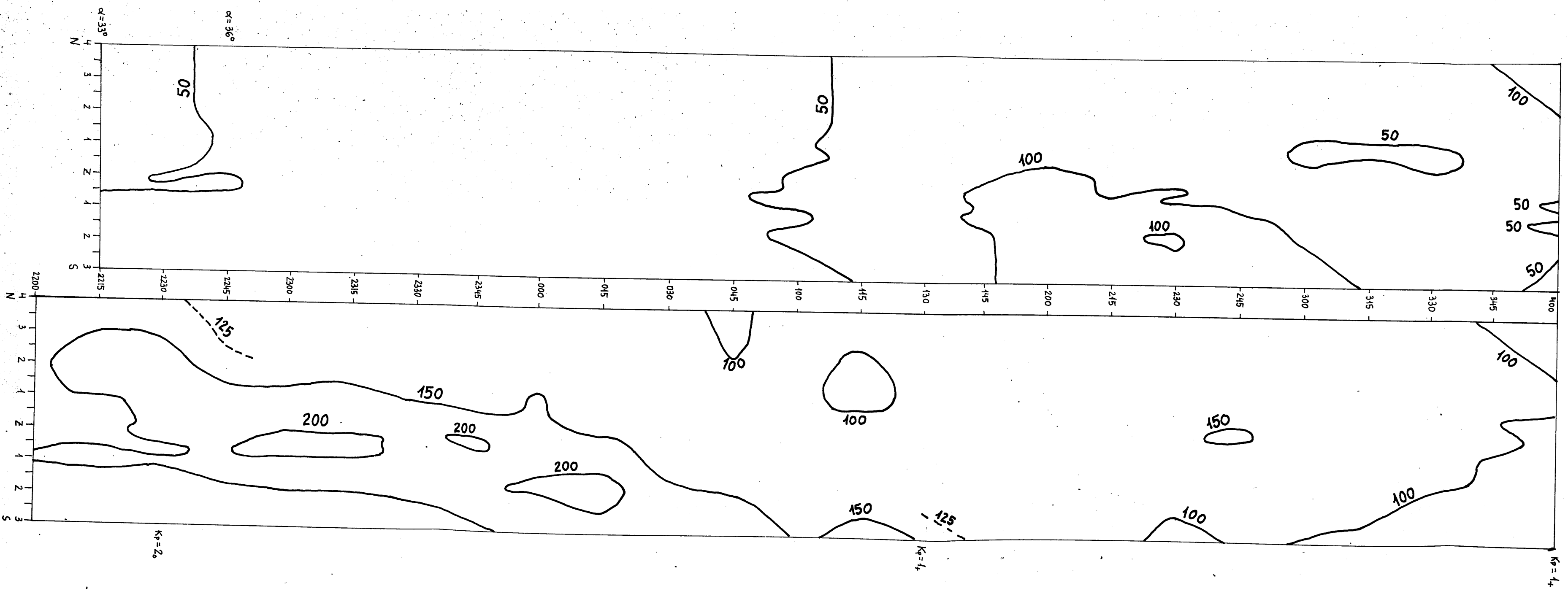
5.577 Å



6.300 Å

14-JUL-1969

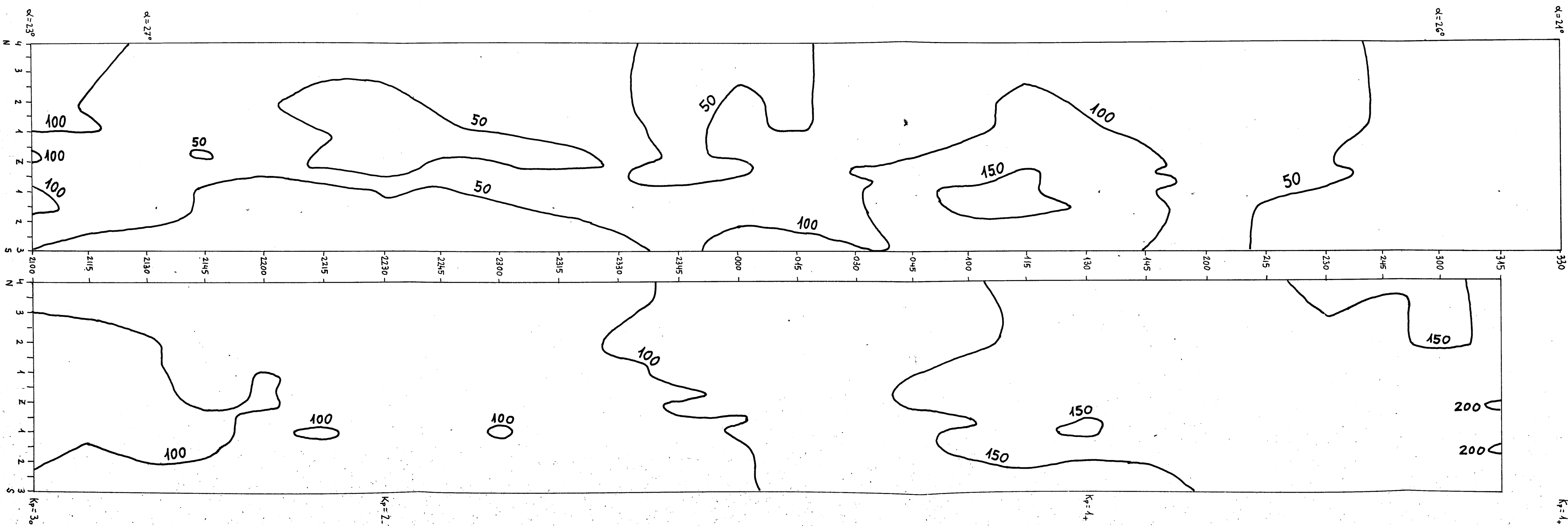
5.577 Å



6.300 Å

16-JUL-1969

5.577 Å



$K_p = 4+$

$K_p = 4+$

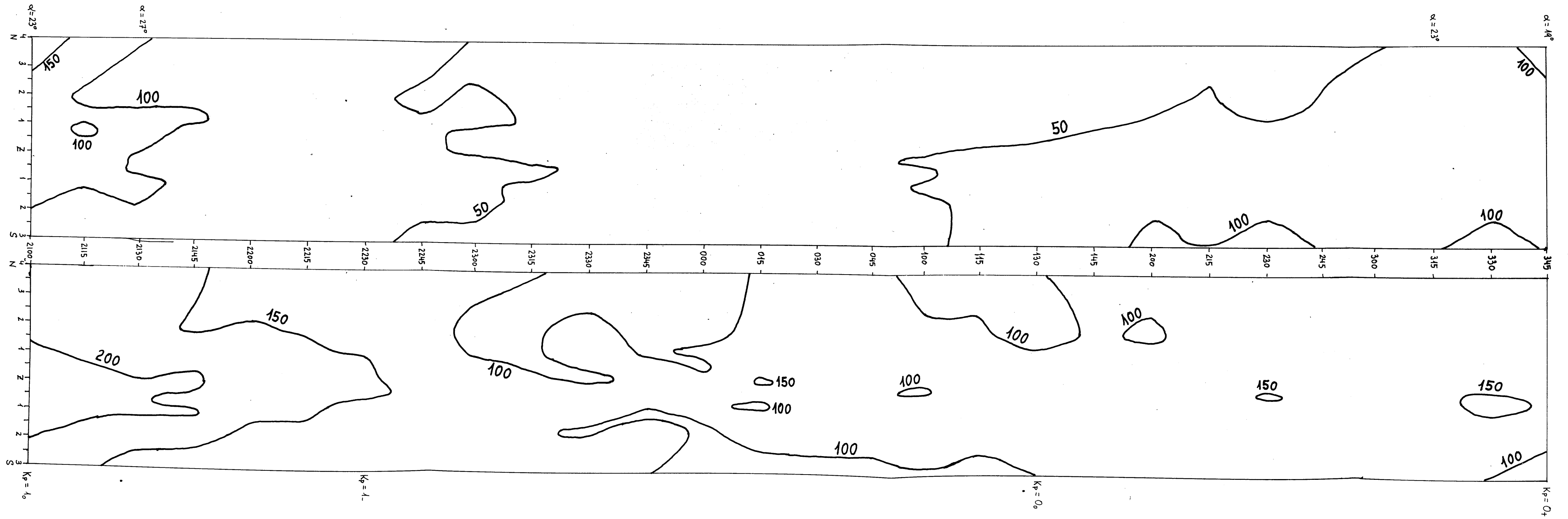
$K_p = 2_+$

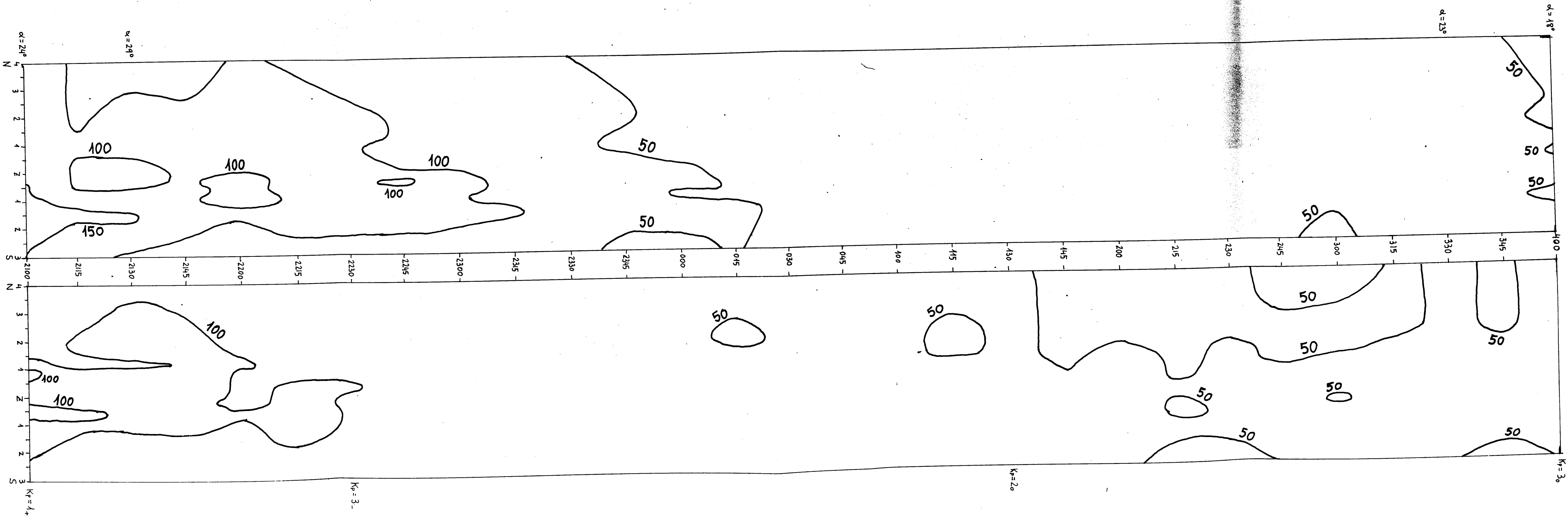
$K_p = 3_0$

17-JUL-1969

6.300 Å

5.577 Å

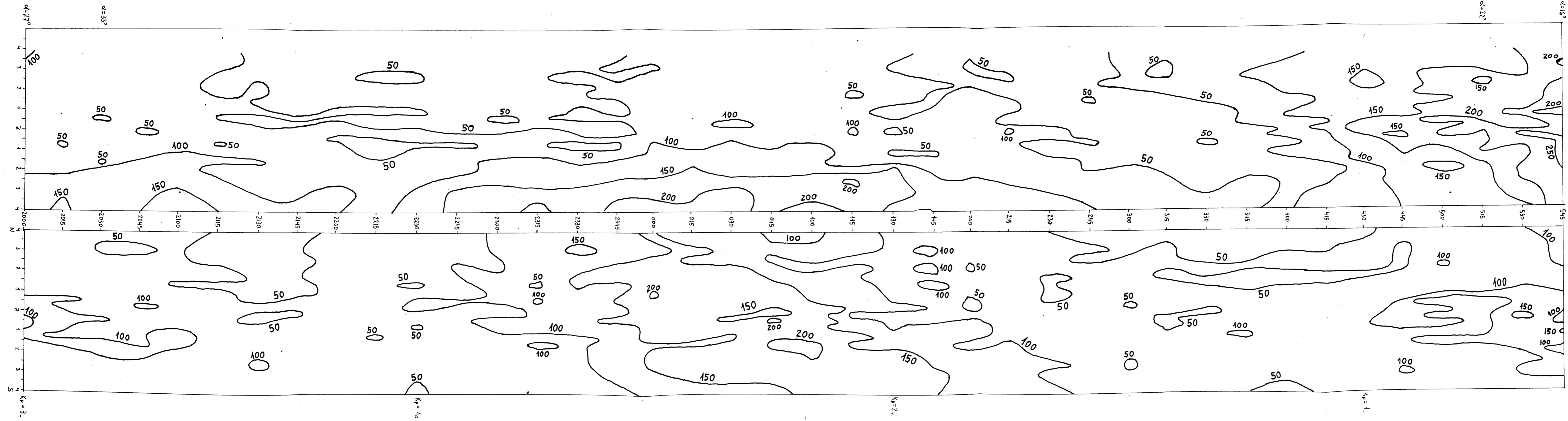




6.300 F

4-RG-1.969

5.577 F

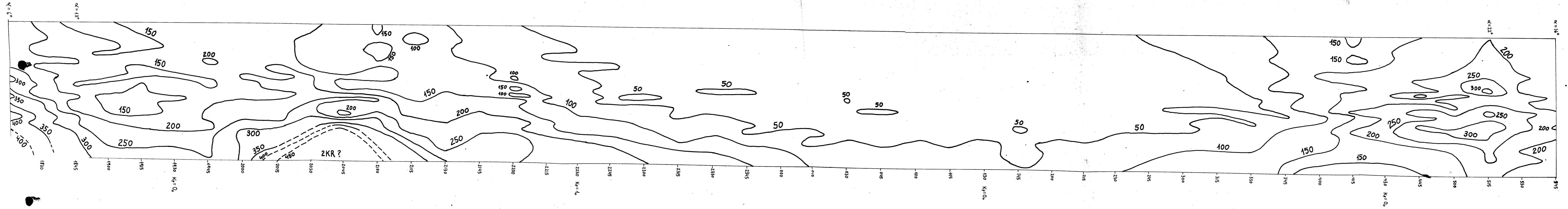


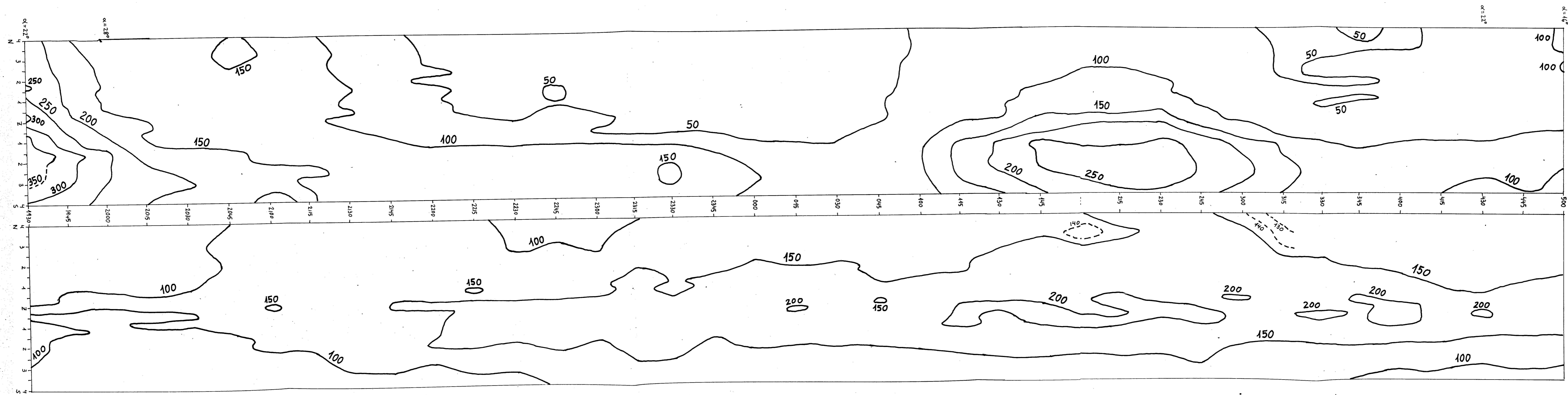
6.300 Å

5.577 Å

2-DIC-1970

3-DIC-1970 6.300 Å





6:30 A

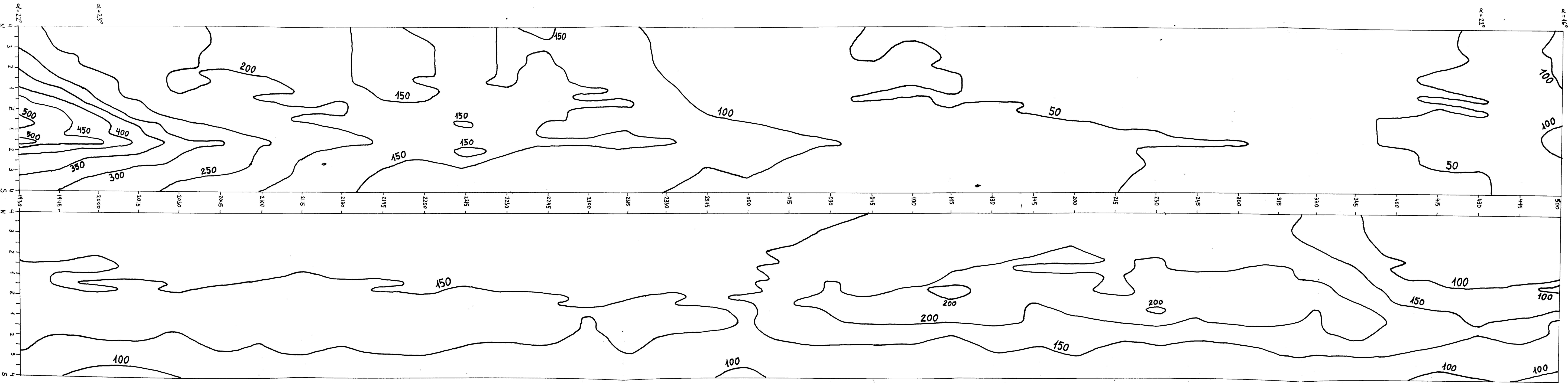
20-FEB-1971

5:57 A

21-FEB-1974

6.300 Å

5.577 Å



6.300 Å

22-FEB-1974

5.577 Å

