

Tesis de Posgrado

Asimetría espacial en los mecanismos que modulan la intensidad de la radiación cósmica durante decrecimientos Forbush

Manzano, José Roberto

1963

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Manzano, José Roberto. (1963). Asimetría espacial en los mecanismos que modulan la intensidad de la radiación cósmica durante decrecimientos Forbush. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1142_Manzano.pdf

Cita tipo Chicago:

Manzano, José Roberto. "Asimetría espacial en los mecanismos que modulan la intensidad de la radiación cósmica durante decrecimientos Forbush". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1963.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1142_Manzano.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

F. C. E. N. A.



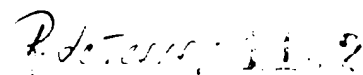
UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Asimetría espacial en los mecanismos que
modulan la intensidad de la radiación
cósmica durante decrecimientos Forbush

Jesé Roberto Manzano

Resumen de la Tesis presentada
para optar al Título de Doctor en Física



Año 1963

ASIMETRIA ESPACIAL EN LOS MECANISMOS QUE MODULAN LA INTENSIDAD DE LA RADIACION COSMICA DURANTE LOS DECREMENTOS FORBUSH

El carácter estacionario de la radiación cósmica galáctica, consecuencia necesaria de su propagación a través del espacio interestelar de baja densidad de materia, durante innumerables años, se pierde en mayor o menor grado al penetrar esta radiación en nuestro sistema solar. Variados son los tipos de modificaciones que sufre la intensidad, efectos directos e indirectos de procesos notables, muchos de los cuales no tienen aún una explicación satisfactoria, originados en el sol. Entre ellos se pueden mencionar:

- a) Variación diurna: que se manifiesta con modificaciones de poca amplitud (menores del 1%) de la intensidad, de carácter periódico. En un desarrollo de Fourier aparecen, además de una primera armónica de período de 24 horas, una segunda armónica con período de 12 horas, conocida como variación semidiurna.
- b) Variación de 11 años: también periódica con el ciclo mencionado y cuya amplitud oscila entre un 26% para estaciones a elevadas latitudes geomagnéticas, a unos pocos porcientos para bajas latitudes.
- c) Variación de 27 días: de carácter recurrente pero no periódica, que aparece como una depresión en la intensidad de unos pocos % bajo el nivel normal y con una posterior recuperación. Puede repetirse varias veces cada 27 días, hasta desaparecer.
- d) Incremento: Originado por partículas de altas energías generadas en el sol y que después de buscar un camino magnético favorable, pueden incidir sobre la superficie de la tierra en zonas privilegiadas, conocida como zonas de impacto.
- e) Decreimiento Forbush: es un ejemplo de variación a corto plazo, muy asociada con grandes perturbaciones magnéticas en la tierra. Un brusco cambio afecta a la intensidad de la radiación cósmica originando depresiones en la misma, que llegan a superar en muchos casos el 10% bajo el nivel normal. Este descenso se efectúa en pocas horas. La aparición de este fenómeno se explica por el cambio brusco de las condiciones electromagnéticas del espacio interplanetario, a la llegada de una nube de plasma magnetizado u onda de choque emitidos por el sol.

El espectro variacional de rigidez magnética para este tipo de proceso toma la forma:

$$\frac{SI}{J} \propto R^{\gamma}$$

donde γ varía entre -0,5 y -1,0 .

Si no se superponen otros procesos solares, la recuperación desde el mínimo es prácticamente exponencial. Su tiempo característico es del orden de días y a veces de semanas, siendo menor para partículas de altas energías.

A veces el sol produce explosiones con emisión de materia espaciadas en el tiempo (orden de días) y que por consiguiente originan superposición de procesos de modulación. Un ejemplo notable lo tenemos en las tormentas de los días 11, 15 y 17 de julio de 1959, donde cada decreimiento Forbush fué observado durante la recuperación del anterior. La forma del espectro de rigidez se conservó constante durante la marcha de todo el proceso, significando una superposición lineal de efectos.

En el presente trabajo se analizaron los datos de intensidad de neutrones secundarios de la radiación cósmica, para los decrecimientos de julio mencionados. Se utilizó un total de 30 estaciones distribuidas sobre la tierra. La mayor parte de los cálculos fueron efectuados con la computadora Mercury de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires.

Existiendo la variación diaria superpuesta a los fenómenos que nos interesan, se efectuó la corrección de los valores medidos

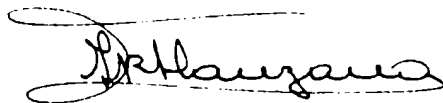
por ese efecto, para lo cual se realizó el análisis armónico de las mediciones. La corrección se efectuó teniendo en cuenta únicamente la 1ª y 2ª armónicas.

Estos datos limpios de efectos extraños al que nos interesa, fueron posteriormente analizados con el fin de determinar la hora de iniciación de los decrecimientos. Se hizo la determinación en base a la representación de los datos sucesivamente acumulados en función del tiempo. Se procedió de la misma manera para el día 17, aunque sus datos no fueron corregidos por efecto de variación diaria.

La conexión entre los tiempos de iniciación y lo que ocurría en el espacio exterior en esos momentos, se efectuó previa consideración de la dirección que llevaban las partículas detenidas antes de ser deflectadas por el campo geomagnético. (dirección asintótica).

Una representación gráfica en la que se ubicaren las estaciones según su latitud asintótica geográfica y su distancia angular a la línea sol-tierra en el mismo instante de producirse el decrecimiento Forbush para cada una de ellas, no permitió inferir nada respecto a las asimetrías buscadas. En otro tipo de diagramas se representaron las diferencias de tiempo (iniciación referida al instante del brusco incremento de campo geomagnético), en función de los ángulos antes mencionados. Estos gráficos ya nos muestran una tendencia definida de los mecanismos que originaron las variaciones. Un mecanismo perturbador aparece a determinado ángulo con respecto al sol, el cual no se mantiene estacionario, sino que se propaga alrededor de la tierra en dirección Este, con una velocidad angular inferior a la de rotación de nuestro planeta, y con una característica muy importante: la propagación se realiza en un solo sentido. Este hecho es confirmado por el análisis del decrecimiento ocurrido el día 21 de octubre de 1957, aunque la propagación fué en sentido contrario al caso anterior.

La aparición de esa "unidireccionalidad" en la propagación angular del mecanismo perturbador permite descartar algunos de los modelos teóricos existentes y que pretenden explicar la totalidad de los fenómenos que afectan a la intensidad de la radiación cósmica, como ser el modelo según el cual el sol emite en explosiones una nube de materia ionizada que traslada consigo campos magnéticos desordenados, los cuales se convierten en centros difusores de las partículas de radiación cósmica. Según otro modelo, lo que emite el sol es un haz de plasma con campos magnéticos regulares y perpendiculares al plano de la eclíptica. Las partículas de radiación cósmica de baja energía son deflectadas por este campo e incluso rechazadas de su interior. Estos modelos permiten la aparición de un cono de perturbación, pero que se abre en ambos casos en los dos sentidos. Otros modelos teóricos, pero cualitativos existen y que no es posible utilizar por la imposibilidad de hacer comparaciones numéricas con los resultados experimentales, y que permitan confirmar o no la utilidad de esos mecanismos.



José Roberto Manzano

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Asimetría espacial en los mecanismos que
modulan la intensidad de la radiación
cósmica durante decrecimientos Forbush

José Roberto Manzano

Tesis presentada para optar al
Título de Doctor en Física

TESIS

Año 1963

AGRADECIMIENTOS

El autor desea expresar su reconocimiento al Dr Juan G. Roederer por su constante guía y por las múltiples discusiones que permitieron allanar las dificultades que surgieron en el desarrollo del trabajo. También expresa su agradecimiento a la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires, por permitirle el empleo de la computadora Mercury de su Instituto de Cálculo, al Sr. L. C. Marsulli por la programación y realización de una gran parte de los cálculos y a la Sra. Amalia de Manzano por su ayuda en completar el resto de los mismos.

ASIMETRIA ESPACIAL EN LOS MECANISMOS QUE MODULAN LA INTENSIDAD DE LA RADIACION COSMICA DURANTE DECREMENTOS FORBUSH

J. R. Manzano

INTRODUCCION.- Antes de introducirnos en la descripción del trabajo en sí, realizaremos una rápida revisión de los fenómenos físicos, que al afectar a la radiación cósmica galáctica, ya en el interior del espacio interplanetario, modifican su carácter estacionario.

Nuestro sol, principal causante de todos los procesos a mencionar, junto con su corona que se extiende a distancias superiores a la de la órbita terrestre, se encuentra en el espacio galáctico. Hazes energéticas y también ciertos resultados experimentales, hacen necesaria la presencia en ese espacio, de un campo magnético, que haría imposible la fuga al exterior de la galaxia de, por lo menos, partículas de 10^{18} electrón volts, como límite superior.

El sistema solar está continuamente expuesto a un flujo de radiación cósmica galáctica, el cual en momentos de completa inactividad solar llega a alcanzar un estado estacionario, siendo prácticamente constante en cualquier punto del espacio. Este flujo posee determinada composición química y un definido espectro de energías. Superpuesto al campo galáctico, predomina el campo magnético general del sol, el que origina la distribución angular de las partículas de altas energías. Durante ciertos periodos el sol aumenta su actividad creando campos magnéticos transitorios y localizados, que luego se propagan hacia el espacio que lo rodea. El campo general modula constantemente el flujo de radiación cósmica galáctica que llega a la tierra. Este flujo también es afectado muy frecuentemente por los campos magnéticos transitorios. En ciertas circunstancias y superpuesto al flujo galáctico, el sol puede inyectar partículas de alta energía en el espacio interplanetario.

Enumeraremos los más importantes tipos de modificaciones que sufre la intensidad de la radiación cósmica:

a) Variación diaria: se manifiesta con modificaciones de poca amplitud (menores del 5%), con respecto al nivel normal de la intensidad. Posee un periodo de 24 horas y expansiones serie de Fourier, presenta una primera armónica con periodo de 12 horas, conocida como variación semi-diurna, cuya amplitud podría llegar a ser mayor que la de 24 horas.

b) Variación de 11 años: también periódica, con el periodo mencionado, y en correlación en épocas de mayor y menor actividad solar. La amplitud oscila entre un 6% para estaciones de elevada latitud, y un 3% para estaciones de rigidez crítica elevada.

c) Variación de 27 días: es de carácter recurrente pero no periódica, manifestándose con una depresión más o menos lenta de la intensidad (unos pocos %) y con posterior recuperación al nivel normal. Puede repetirse varias veces cada 27 días, con mayor o menor intensidad, hasta desaparecer.

d) Incremento: originado por partículas de alta energía generadas en el sol, durante explosiones (flares), y que encontrando un camino magnético adecuado, pueden llegar rápidamente a la tierra incidiendo en regiones privilegiadas conocidas como "zonas de impacto". La magnitud del incremento que puede sufrir la radiación cósmica es completamente diversa, oscilando entre unos pocos % y varios miles de %, sobre el nivel normal.

e) decrecimiento Forbush: constituye un ejemplo de variación a corto plazo, fuertemente asociada con grandes perturbaciones magnéticas en la tierra. Un brusco cambio afecta a la intensidad originando depresiones en la misma, que pueden llegar a ser superiores al 10% debajo del nivel normal. Esta disminución se cumple en lapsos de tiempo variables, pero siempre menores de 24 horas, llegando en ocasiones a alcanzar su mínimo en una hora. Para la producción de este fenómeno es evidente que tendrían que haber cambiado bruscamente las condiciones electromagnéticas en el espacio interplanetario, por lo menos en las cercanías de la tierra, signo evidente de la llegada de una nube de plasma magnetizado o de una onda de choque (de acuerdo a modelos que se citarán más adelante). La región perturbada debe tener un espesor más o menos definido, dado el corto tiempo de duración del decrecimiento y su casi coincidencia con tormentas magnéticas. La emisión de este elemento perturbador está fuertemente correlacionada con la producción de grandes explosiones solares, localizadas en la cromosfera, y que ocurren más o menos 1 día antes de observarse los cambios en la tierra. Prácticamente ya no existen dudas de que la secuencia de procesos es esta, dado que por otro lado, mediciones de velocidad de materia emitidas desde la cromosfera solar, dan para la velocidad de la misma valores (hasta miles de km/seg) en un todo de acuerdo con los tiempos que tarda la perturbación en llegar a la tierra, después de ser observado el efecto sobre la superficie solar.

El decrecimiento afecta tanto a protones como a partículas de z más elevada. El espectro de rigidez de la radiación cósmica, para esta variación, toma la forma:

$$\frac{dJ}{J} \propto R^{\gamma}$$

donde γ varía entre - 0,5 y - 1,0.

Si no existe superposición de otros procesos solares o magnéticos, la recuperación desde el mínimo de decrecimiento es prácticamente exponencial. El tiempo característico para la misma es del orden de días y a veces de semanas, existiendo signos evidentes de que la recuperación es más rápida para partículas de altas energías. Esto se observa al comparar las mediciones de estaciones a bajas y elevadas latitudes, las cuales poseen diferente rigidez de corte. La recuperación se debe al lento llenado de la región de depresión por procesos de difusión. El tiempo necesario para que la intensidad alcance su nivel normal parece depender de la velocidad de propagación del medio perturbador desde el sol a la tierra. Durante esta recuperación, no existe conexión entre los fenómenos geomagnéticos y de radiación cósmica. Las tormentas magnéticas desaparecen en general mucho antes que la tormenta en radiación cósmica.

En ciertas ocasiones el sol produce explosiones con emisión de materia ionizada, poco espaciadas en el tiempo (del orden de unos pocos días), y que por consiguiente originan una superposición de procesos de modulación en el espacio. Un hermoso ejemplo de esto lo tenemos en las tormentas de los días 11, 15 y 17 de julio de 1959, donde cada decrecimiento Forbush, a partir del segundo, fué observado durante la recuperación del anterior.

La radiación cósmica se comporta como si cada plasma "ignorara" la presencia del otro, originando tiempos independientes para cada recuperación. La forma del espectro se conserva, lo que indica una superposición lineal de efectos.¹⁾

Estos procesos fueron también observados a distancias

a las cuales el campo geomagnético es despreciable. Los equipos del Pioneer V, con los que se realizaron mediciones hasta unos 10.000.000 de kilómetros, detectaron dos decrecimientos sucesivos, con comportamiento similar al observado en la superficie terrestre. Este hecho extiende las consideraciones anteriores a las regiones del espectro de más baja rigidez, y que no llegan a ser observadas en la tierra, debido a la reflexión producida por el campo geomagnético.

En las primeras consideraciones que se hicieron del problema, se esperaba prácticamente una simultaneidad en la iniciación de la fase de bajada de un decrecimiento Forbush, dada la extrema velocidad del frente causante de la perturbación, el cual barrería la tierra en contados segundos. Sin embargo, ya Fenton et al. ²⁾ encontraron una evidente asimetría al analizar los decrecimientos para diferentes tormentas y para unas pocas estaciones, lo que empezó a indicar la conveniencia de modificaciones en las ideas de la propagación de la perturbación, al menos en las adyacencias de la tierra, si es que se confirmaban en forma clara asimetrías, para otros procesos del mismo tipo.

El presente trabajo ha sido dedicado exclusivamente al estudio de la fase de decrecimiento en los procesos del tipo δ), con la consideración de algunas implicaciones originadas por la variación diaria.

Modelos para mecanismos de modulación.- Se ha mencionado al campo magnético existente en el espacio interplanetario, sea el campo general del sol o los campos transitorios, como agente casi exclusivo de la variación en la intensidad de la radiación cósmica. Son diferentes los procesos por los cuales una partícula cargada puede ser afectada por un campo magnético. Si atraviesa una zona bien definida de transición entre dos campos magnéticos de diferente densidad, pasando del más débil al más intenso, la partícula sufrirá reflexiones o desviaciones, de acuerdo a su energía. Esto está esquematizado en Figura 1. En la zona de mayor densidad de campo se modificará el espectro de energías, haciéndose más plano. Por consiguientes también existirán cambios en la distribución angular. Si la zona de campo más denso se desplaza, originará también modificaciones en la energía por transferencias de momentos. Si el campo es turbulento, ocurren procesos de difusión, los que dependen de las dimensiones de los centros dispersores, de la densidad de los mismos y de su intensidad (Figura 3). En campos regulares y si la forma de estos es adecuada, las partículas generadas en el interior del mismo, pueden quedar atrapadas e incluso ser guiadas por las líneas de fuerza del campo. Una partícula de una determinada rigidez, puede seguir un camino en espiral a lo largo de una de las líneas del campo con un cierto radio de curvatura, y si la densidad del campo no es la misma en su trayecto, puede oscilar entre puntos especulares (Figura 2). Un importante papel pueden desempeñar también campos eléctricos inducidos.

Si la configuración de todos los campos antes mencionados no es la misma en el transcurso del tiempo, la radiación en el interior de ese campo más denso también sufrirá variaciones, aunque la fuente externa sea constante.

El sol emite continuamente materia ionizada (plasma), el cual por su conductividad infinita (totalmente ionizado), modifica fundamentalmente el campo en el espacio interplanetario. Al margen de este plasma emitido continuamente, el sol puede enviar desde sus zonas activas y durante explosiones solares, nubes de plasma u generar ondas de choque, que tienen influencia sobre los campos magnéticos transitorios.

La actividad solar posee una periodicidad de 11 años, lo cual involucra una modificación con el mismo período en el campo general del sol, así como generar la variación de 11 años también en la intensidad de la radiación cósmica. Esto se ha observado experimentalmente. Las regiones de baja energía del espectro galáctico son afectadas de forma diferente según la época de actividad solar. Los campos magnéticos "congelados" por las nubes de materia (transitorios), al llegar a la tierra originan los "crecimientos Forbush". Según como sean "estirados" pueden determinar las condiciones de propagación hacia la tierra, de partículas generadas en el sol.

Modelo de la onda de choque.- Se debe a Parker³⁾ y en él considera la rápida expansión de la corona solar después de un aumento muy grande de temperatura en la base de la corona, originado con posterioridad a una explosión en la cromosfera (solar flare). Esta explosión genera una onda que se propaga a través del medio interplanetario existente. Este medio, según el mismo Parker⁴⁾, se origina en la expansión continua y estacionaria de los gases coronales, durante períodos de tranquilidad solar (viento solar). Esta expansión modifica en días normales la estructura del campo magnético solar. Las líneas de fuerza forman una espiral de Arquímedes, debido al compromiso entre la expansión radial de la corona (de conductividad infinita) y la rotación solar, a cuya superficie están unidas las líneas de fuerza (Figura 4). Ellas no se cierran sobre sí mismas, finalizando a unas 100 unidades astronómicas de distancia, región donde se considera que el intercambio de carga entre protones del gas solar e hidrógeno neutro galáctico, es de importancia.⁵⁾ Según el comportamiento de la energía total de la onda; liberación rápida de la misma después de la explosión, sin posterior incremento, lo que significa constancia de la energía transportada por la onda después del instante inicial, e si existe variación lineal de la entrega de energía con el tiempo, las cuales son las dos formas extremas de variación, existe para la onda explosiva un cierto espesor debido a la presión de los gases de la corona supercalentados, y que se manifiesta como una esfera de expansión situada a distancia heliocéntrica inferior a la del frente de onda. Este mecanismo origina una brusca modificación de las líneas de campo en la dirección azimutal, sin cambio radial, ocasionando por lo tanto un aumento en la intensidad del campo magnético en toda la zona que abarca la onda (Figura 5). Es esta zona la que puede convertirse en reflectora de partículas, dando por lo tanto lugar al "crecimiento Forbush".

Modelo de la botella magnética.- Según este modelo, debido a Gold^{6,7)}, el sol emite, después de una explosión, una nube de plasma completamente ionizado pero neutro en conjunto, que por su elevada conductividad, "congela" las líneas del campo magnético de la zona donde se originó, llevándolas consigo. Estas líneas de campo como consecuencia de la rotación solar, toman forma de espiral, pero se cierran sobre sí mismas, retornando a la zona del sol donde se originaron. A distancias como la del sol a la tierra, las líneas están aún conectadas a la superficie solar. A distancias mucho mayores el campo empieza a decaer en las proximidades del sol, desconectándose de su superficie, quedando pequeños lazos de campo sobre la misma (Figura 6).

Según Gold la nube de plasma tiene que ser precedida por una onda de choque, la cual justificaría el incremento brusco (sudden commencement; abreviaremos s.c.) en la intensidad del campo magnético terrestre, previamente a la tormenta magnética propiamente dicha. Este s.c. tiene a veces duración de 1 ó 2 minutos.

A la velocidad de 500 km/seg que viaja la onda, (velocidad que se deduce del tiempo transcurrido entre la observación de la explosión solar y la aparición del s.e.) el frente no tendría que ser más ancho de 50.000 km. A una cierta distancia de ese frente de choque viene la nube de gas con su campo congelado, que es la que a posteriori originará el decrecimiento Forbush por reflexión de las partículas de radiación cósmica.

Como se puede apreciar, los dos modelos hasta ahora mencionados, no son esencialmente diferentes. En el modelo de Parker los procesos que afectan a la radiación cósmica, son atribuidos a la onda de choque, mientras que en el de Gold ésta onda solamente tiene interés como productora del s.e., dándosele mayor importancia a la nube magnetizada.

Los dos modelos anteriores pueden ser ligeramente modificados por las hipótesis de McCracken⁸, mediante las cuales introduce pequeñas irregularidades en los campos magnéticos. Esta modificación aunque pequeña explicaría, p. ejemplo, la gran dispersión angular de partículas que llegan a la tierra después de una inyección del sol.

Modelo con difusión en nubes que contienen campos magnéticos turbulentos Fue sugerido por Morrison⁹. Según este modelo, el sol emite una nube de plasma con campos magnéticos desordenados en un cono muy ancho. El decrecimiento Forbush sería el resultado de la entrada de la tierra en esa nube, pues en principio se supone que esta nube en el instante de ser emitida, está libre de radiación cósmica galáctica, pero que se va llenando a medida que transcurre el tiempo por procesos de difusión en los campos desordenados, hasta llegar al nivel de radiación exterior. Al alcanzar la órbita terrestre su nivel puede aún ser lo suficientemente reducido como para originar un brusco decrecimiento en la tierra, al penetrar esta en la nube.

Modelo de haces corpusculares solares. Fue originalmente propuesto por Alfvén¹⁰, quien sugirió que las variaciones en la intensidad de la radiación cósmica y en el campo geomagnético podían atribuirse a haces corpusculares emitidos por el sol, los que transportarían campos magnéticos congelados regulares y perpendiculares al plano de la eclíptica. Su movimiento podría originar un potencial polarizado a través del haz, que aceleraría e desaceleraría las partículas de radiación cósmica.

Este modelo fue ampliado posteriormente por Derman¹¹) al considerar disminución en el flujo de radiación cósmica galáctica por reflexiones en el haz, una vez que la tierra está en su interior (Fig.1)

Muchos procesos que afectan al flujo de radiación han sido analizados a la luz de estos modelos y otras variantes no mencionadas, pero una conclusión es evidente; ninguno, en su estado actual, puede explicar en forma satisfactoria el total de los detalles incluidos en esos fenómenos. Todos ellos explican más o menos cuantitativamente la fase de decrecimiento, aunque como veremos más adelante, surgen serias dificultades al pretender interpretar los resultados del presente trabajo. En principio, únicamente el modelo de Morrison daría una aproximación cuantitativa de la recuperación exponencial durante un decrecimiento, fracasando sin embargo en el caso de recuperaciones muy lentas. El modelo de Gold daría solamente razones cualitativas para esta fase del proceso.

La superposición lineal podría ser explicada por modelos

como el de Morrison y el de Gold. El sol podría emitir nubes con campos turbulentos dentro de otras nubes, o también una nube ionizada dentro de una botella magnética ya existente. Campos regulares como los de Alfvén-Norman u ondas de choque como las de Parker, darían lugar a interacciones no-lineales.

La inyección adicional de partículas generadas en el sol es mejor explicada por el modelo de Gold.

Formas especiales de anisotropías podrían ser explicadas por modelos como los de Alfvén-Norman y Morrison.

De todo lo dicho se puede extraer una conclusión evidente; todas las investigaciones que se puedan realizar sobre anisotropías en el mecanismo que modula la radiación cósmica durante decrecimientos Forbush, son de fundamental importancia para el estudio de las perturbaciones en el campo magnético interplanetario. El análisis exhaustivo de las diferencias en los tiempos de iniciación y el modo de propagación de la perturbación que las origina, puede darnos valiosa información sobre las propiedades del frente magnético mismo, sobre sus formas de incidencia sobre la tierra y lo que es más importante, sobre la estructura magnética de lo existente detrás del frente, es decir, nos permitiría decidir sobre los modelos teóricos existentes.

Propagación de las partículas en el espacio interplanetario.- Prácticamente ninguna de las direcciones de incidencia según las cuales son detectadas las partículas de la radiación cósmica, por los instrumentos colocados en la superficie de la tierra, corresponde a la dirección primitiva en puntos alejados de la influencia del campo magnético terrestre. Según su rigidez son más o menos desviadas por el mismo. Desde luego que es necesario tener en cuenta este efecto, si queremos interpretar correctamente los sucesos y en consecuencia entender la estructura electromagnética del espacio interplanetario.

Muchos han sido los autores que se han dedicado al cálculo de las direcciones "asintóticas medias" o de las direcciones "asintóticas", es decir hacia donde apuntaban las partículas en el "infinito" antes de ser desviadas por el campo geomagnético.^{12,13} Sin embargo estos cálculos se han efectuado solamente en base a aproximaciones, pues consideraron al campo magnético terrestre como puramente dipolar. Cálculos más correctos fueron realizados por Lapointe y Rose¹⁴ al suponer un haz isotrópico que incide sobre la tierra, por lo menos dentro de un cono mínimo alrededor de la vertical de la estación. Utilizando las mediciones de unas 20 estaciones de radiación cósmica, calculan la dirección efectiva, es decir, aquella dirección desde donde vienen las partículas que predominan en el conteo del aparato.

Una tarea de extraordinario valor, dirigida en el mismo sentido, fue realizada por McCracken et al.¹⁵, quienes considerando que la aproximación dipolar al campo geomagnético era muy pobre, utilizaron aproximaciones de grado superior para el cálculo de las direcciones asintóticas. Este análisis fue hecho para un gran número de estaciones existentes e incluso para algunas cuya existencia sería conveniente. La tarea no solamente se encaminó al cálculo de las trayectorias de incidencia vertical, sino a direcciones de arriba desde nueve ángulos distintos vertical, y Norte, Sur, Este y Oeste, para ángulos cenitales de 160 y 300, y para una serie de rigideces tales que los cambios en las direcciones asintóticas fuesen pequeños. Incluso para estaciones como Huancayo se calcularon 49 direcciones de entrada en la atmósfera. Por supuesto que

trabajo de tal magnitud solo pudo ser realizado con una computadora electrónica, dado que las soluciones de las órbitas de ninguna manera son exactas y solo pueden encontrarse por métodos numéricos. En el trabajo últimamente citado, aparecen tabulados los que, Rao et al. (6), denominan "coeficientes variacionales modificados", de los que daremos algún detalle por haber sido empleados en el presente trabajo.

$J_1(R)$ es la intensidad diferencial de rayos cósmicos, para todas las direcciones incluidas en el i -ésimo ángulo sólido ω_i , uno de los n pequeños ángulos en que han sido divididas las 4π direcciones asintóticas. Esta división permitirá aproximar un flujo de radiación cósmica anisótropo arbitrario. R es la rigidez de la partícula. Si se denominan θ y φ a los ángulos cenitales y azimutales, que determinan la dirección de arriba de una partícula en la atmósfera, se considera un ángulo sólido elemental $d\omega(\theta_0, \varphi_0)$ en la dirección θ_0 y φ_0 , y rigideces dentro del rango R y $R + dR$, y aplicando el teorema de Liouville; el conteo debido al flujo $J_1(R)$ desde el interior de cada uno de los ángulos sólidos ω_i está dado por la expresión:

$$dN(\omega_i, R, \theta, \varphi, x) = J_1(R) \cdot T(R, \theta, \varphi, x) d\omega \cdot dR = J_1(R) \cdot S(R) \mathcal{Z}(\theta, \varphi, x) \cdot d\omega \cdot dR$$

donde x es la profundidad a que está situado el detector en la atmósfera y $T(R, \theta, \varphi, x)$ es una función que es característica de esa atmósfera. Al suponer a $T(R, \theta, \varphi, x)$ como una función separable de la rigidez y de la dirección e integrar sobre todos los ángulos ω_i entraña en la atmósfera, pero siempre para el mismo ω_i , el conteo es:

$$\Delta N(\omega_i, R, x) = J_1(R) \cdot S(R) \mathcal{Y}(\omega_i, R, x) dR \quad 1)$$

donde $\mathcal{Y}(\omega_i, R, x)$ es la integral de $\mathcal{Z}(\theta, \varphi, x)$ para todas las direcciones que son accesibles desde ω_i y para la rigidez R . Esta expresión para el caso de radiación completamente isotrópica ($J_0(R)$, $\omega_i = 4\pi$), se transforma en:

$$\Delta N(4\pi, R, x) = J_0(R) \cdot S(R) \cdot \mathcal{Y}(4\pi, R, x) dR$$

El producto $S(R) \cdot \mathcal{Y}(4\pi, R, x)$ es prácticamente la "multiplicidad" introducida por Derman (1). Introduciendo la función de acoplamiento, usada también por el mismo Derman, $W(R, x)$, y que da la fracción de partículas que producidas por una primaria de rigidez R y no siendo absorbidas en la atmósfera, son detectadas a una profundidad x , se llega a la siguiente expresión para el conteo en un flujo anisótropo, pero siempre proveniente desde el ángulo ω_i :

$$\Delta N(\omega_i, R, x) = N \cdot W(R, x) \frac{J_1(R)}{J_0(R)} \frac{\mathcal{Y}(\omega_i, R, x)}{\mathcal{Y}(4\pi, R, x)} dR \quad 2)$$

$J_1(R)$ se puede expresar en términos del flujo normal J_0 , en la forma:

$$J_1(R) = J_0(R) + \int J_1(R)$$

donde $\int J_1(R)$ puede ser variable con respecto a ω_i . Integrando sobre todas las rigideces tenemos:

$$\frac{dN(\omega_i)}{N} = \frac{N(\omega_i) - N_0(\omega_i)}{N} = \int W(R) \frac{\Delta J_1(R)}{J_0(R)} \frac{\mathcal{Y}(\omega_i, R, x)}{\mathcal{Y}(4\pi, R, x)} dR \quad 3)$$

expresión donde ya se ha calculado la variación porcentual con respecto al nivel normal. Se entiende que esta fracción es la suministrada a la variación total, desde el ángulo asintótico ω_i .

Si se supone que el espectro de variación diferencial es de la forma $\Delta J_1(R) / J_1(R) = AR^k$, lo que de ninguna manera está alejado de la realidad, según lo mencionado al tratar el decrecimiento Forbush, y que A es

una función de la dirección asintótica, es decir de los ángulos ψ, Λ la expresión 3) se reduce a:

$$\frac{dN(\omega_i, z)}{N} = A \cdot v(\omega_i, \chi, z) \quad 4)$$

donde

$$v(\omega_i, \chi, z) = \int w(R, z) \cdot R^\chi \cdot \frac{Y(\omega_i, R, z)}{Y(\psi, R, z)} dR \quad 5)$$

$v(\omega_i, \chi, z)$ es denominado coeficiente variacional del detector, correspondiente al ángulo sólido ω_i y al exponente χ .

Suponiendo que el factor A es una función separable de la latitud asintótica Λ y de la longitud asintótica ψ , se escribe para 4):

$$\frac{dN}{N} = f(\psi) g(\Lambda) v(\omega_i, \chi, z)$$

Sumando sobre todos los ángulos ω_i contenidos entre los mismos límites de longitud asintótica:

$$\frac{dN(\psi_j, z)}{N} = f(\psi_j) \sum_{\Lambda} g(\Lambda) v(\omega_i, \chi, z) = f(\psi_j) V(\psi_j, \chi, z) \quad 6)$$

En los cálculos, $dN(\psi_j, z)$ se refiere al ángulo sólido definido por los dos planos meridianos situados a $\pm 2,5^\circ$ del plano de longitud geográfica ψ_j . Estos coeficientes $V(\psi_j, \chi, z)$, denominados coeficientes variacionales modificados, son los que aparecen tabulados en ¹⁰.

$V(\psi_j, 0)$ nos da la forma en que contribuyen al contaje total las distintas franjas de longitud asintótica.

Si fuera factible conocer la forma de una determinada anisotropía, es decir la expresión para $SJ(R)$, e lo que es lo mismo, la forma de $f(\psi_j)$, dado que los $V(\psi_j, \chi)$ ya están calculados, se podrían obtener las variaciones porcentuales de la intensidad, comparando con los resultados experimentales.

MÉTODOS DE TRABAJO.- Ya un método desarrollado anteriormente¹⁷⁾ permitía predecir la existencia de asimetrías en el mecanismo que moduló la intensidad de la radiación cósmica, durante los decrecimientos Forbush de los días 11, 15 y 17 de julio de 1959. Un procedimiento diferente permite confirmar en forma más decisiva la real presencia de esas asimetrías durante los decaimientos mencionados. Este método se extendió al estudio de algunos decrecimientos ya analizados de modo diferente por Fenton et al¹⁸⁾, siendo los resultados concordantes con la idea, ya propiciada por estos, de la existencia de asimetrías.

En el presente trabajo fueron analizados los datos de la intensidad de neutrones secundarios de la radiación cósmica, durante el período que incluye los decrecimientos Forbush de los días 11, 15 y 17 de julio de 1959 y para un total de 30 estaciones distribuidas sobre la tierra a distintas profundidades atmosféricas. En Figura 7) se muestra el comportamiento de nuestra estación Mina Aguilar, para el mencionado período, y en Figura 8) están representados los decrecimientos de los días 15 y 17, junto a la inyección adicional de partículas del día 16, para el monitor de neutrones de Sulphur Mountain (Canadá). En Tabla I se presenta la lista de estaciones con sus coordenadas geográficas y geomagnéticas, y la rigidez de corte de acuerdo a los resultados de Quesby y Wank¹⁸⁾.

Un análisis directo de los datos porcentuales puede conducir a resultados falsos en la determinación del tiempo de iniciación, dado que existe, superpuesta al decrecimiento Forbush, una variación diaria que durante períodos de elevada actividad solar sufre cambios muy bruscos de fase y cuya amplitud puede alcanzar valores anormalmente altos. Todo este mecanismo adicional enmascara el fenómeno que queremos analizar. Los sucesivos pasos seguidos con el propósito de eliminar o por lo menos reducir al máximo este efecto, son los siguientes: a) obtener la línea de referencia; b) análisis armónico.

a) línea de referencia o línea base.- No es posible realizar el análisis armónico sobre los valores experimentales porcentuales directos, si es que a la variación periódica que nos interesa conocer, se le superpone otra variación de tipo no-periódico (decrecimiento Forbush). Sin embargo, si la variación no-periódica es suficientemente extensa en el tiempo de manera que los puntos que debemos considerar en el análisis armónico están contenidos en ese intervalo y aquella se desarrolla según una recta de pendiente casi constante, es permisible el análisis armónico siempre que los coeficientes b_n (a detallar más abajo), sean corregidos por una expresión de la forma:

$$\Delta b_n = \frac{d}{n \cdot m}$$

donde d es la diferencia de ordenadas para los extremos del intervalo analizado. En caso de existir cambios de pendiente en el intervalo mencionado, el criterio anterior falla, siendo imprescindible la ubicación de una curva base, la cual no es más que una curva promediada (con alguna restricción), sobre los puntos experimentales.

Se puede afirmar sin peligro, que los períodos previos a los decrecimientos de los días 11 y 15 de julio, han sido prácticamente normales, y que al margen de la variación diaria solamente estuvieron presentes las fluctuaciones estadísticas, con efectos despreciables de variaciones seculares (11 años). Existe un método que permite eliminar variaciones cíclicas con períodos inferiores e iguales a un cierto T . Es el método de los promedios desplazables (moving averages). Si I_1, I_2, \dots

....., I_n , constituye una serie de datos experimentales (p.ej. valores horarios o bihorarios en la intensidad de la radiación cósmica), equiespaciados en intervalos de tiempo t , y siendo $T_{p.t}$ (p: número entero) el período de la variación que queremos eliminar, formamos las siguientes sumas sucesivas ($p=4$ ó $p=1^o$, según el caso):

$$\sum_{i=1}^p I_i \quad ; \quad \sum_{i=1}^{p+1} I_i \quad ; \quad \sum_{i=3}^{p+2} I_i \dots$$

Encontramos los valores medios de estas sumas dividiendo por p y asignando cada valor al centro del intervalo correspondiente. Esta serie de valores representa la intensidad de la cual se han eliminado las variaciones cíclicas con períodos $T, T/2, T/3$, etc y suavizado las fluctuaciones estadísticas. Si existiera en el intervalo una variación brusca no-periódica (p.ej. un decrecimiento Forbush), los resultados obtenidos serían falsos, pues la curva de promedios desplazables empezaría a descender 1^o horas antes del comienzo real del decrecimiento. En consecuencia, para nuestro caso, el método solo se aplicó para todo el día 10 de julio y hasta unas 1^o horas antes del comienzo del decrecimiento del día 11, y prácticamente desde las 1^o hs. del día 1^o , hasta 1^o hs. antes del descenso del día 15. Los intervalos entre fines de promedios desplazables y comienzos de descensos (para 11 y 15), fueron ajustados por rectas según mínimos cuadrados. El mismo procedimiento se aplicó al intervalo existente entre fines del ascenso y comienzos de promedios desplazables del día 1^o . Las fases de bajada de ambos decrecimientos y el ascenso del día 16 (hasta las 24 hs(TU)), fueron aproximados con rectas por mínimos cuadrados. La combinación de estos resultados nos permitió trazar la línea de referencia, la cual se halla esquematizada en Figura 9).

Las diferencias entre la intensidad real y la línea de referencia, están afectadas casi exclusivamente por la variación diaria.

b) análisis armónico.- en los problemas en los que estamos interesados, tienen mayor importancia práctica la representación de una función $v(t)$, por una serie finita de cosenos y senos, en lugar de infinita. La función tomaría la forma:

$$V_a(t) = a_0 + \sum_{k=1}^M (a_k \cos kt + b_k \sin kt)$$

Sin embargo es muy común que esa función $v(t)$, sobre un dado rango de t , que corresponde a una variación de e a 2π , no esté completamente especificada y solamente exista un número de valores equiespaciados (p.ej: valores horarios, bihorarios, mensuales, etc.). En esta circunstancia se divide el rango de t , desde 0 a 2π , en r partes iguales, correspondientes a las posiciones t_0, t_1, \dots, t_r , de manera que:

$$t_\sigma = \frac{2\pi\sigma}{r} \quad (\sigma = 0, 1, \dots, r)$$

Para esos tiempos la función toma los valores y_0, y_1, \dots, y_r . Si todas las variaciones no-cíclicas han sido eliminadas desde $t=0$ a $t=2\pi$, teóricamente tenemos:

$$y_0 = y_r$$

Los coeficientes del desarrollo en serie pueden ser calculados por las expresiones:

$$a_0 = \frac{1}{r} \sum_{\sigma=1}^r y_\sigma \quad ; \quad a_k = \frac{2}{r} \sum_{\sigma=1}^r y_\sigma \cos kt_\sigma \quad ; \quad b_k = \frac{2}{r} \sum_{\sigma=1}^r y_\sigma \sin kt_\sigma$$

Estos coeficientes surgen al tener que hacer cumplir la condición de que

$$\frac{1}{n} \sum_{\epsilon=1}^n \left\{ Y_{\epsilon} - \bar{Y}_{\epsilon}(t_{\epsilon}) \right\}^2$$

sea un mínimo. Siempre $k < r/n$.

En nuestro problema, las Y_{ϵ} , son las diferencias entre los valores de la intensidad porcentual y la línea base.

La amplitud de la armónica de orden k , se calcula con:

$$r_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$$

y la fase φ_k de:

$$t_g \varphi_k = \frac{a_k}{b_k}$$

Este método fue aplicado a los descensos de los días 11 y 15, y para un total de 30 estaciones. Una vez obtenidos los coeficientes, se restaron de los datos directos, los valores dados por la suma de las primeras y segundas armónicas:

$$Y_{1,2} = a_1 \cos t_{\epsilon} + b_1 \sin t_{\epsilon} + a_2 \cos 2t_{\epsilon} + b_2 \sin 2t_{\epsilon}$$

Estos valores de la intensidad, limpios prácticamente de efectos extraños a los que son de nuestro interés, fueron los que posteriormente se analizaron a fin de determinar los tiempos de iniciación de los decrecimientos Forbush, en todas las estaciones.¹⁾

Determinación de los tiempos de iniciación.— El análisis directo de la representación de la intensidad en función del tiempo (corregida por variación diaria), nos podría llevar a grandes errores en la determinación de los tiempos de iniciación (T_1), dada la fluctuación estadística que afecta a esa intensidad. Un procedimiento que permite reducir el valor de ese error, consiste en la representación gráfica temporal de los valores porcentuales acumulados sucesivamente. Se ha observado que el comportamiento en el período de pre-tormenta, es prácticamente lineal, con pendiente constante, hasta el momento en que se inicia el decrecimiento, donde la recta cambia bruscamente su inclinación. El tiempo correspondiente a la intersección de las prolongaciones de la recta primera y de la curva posterior, fue considerado como el verdadero tiempo de iniciación del decrecimiento. Un ejemplo típico del procedimiento seguido, se muestra en la Figura 10). El error en la determinación de esos tiempos solo pudo ser obtenido gráficamente, estimándose en ± 15 minutos para los datos horarios y ± 30 minutos para los bihorarios.

Se prefirió referir los tiempos T_1 a la hora de aparición de un fenómeno físico conectado con el decrecimiento; en este caso, el incremento rápido del campo geomagnético (s.c.).

En lo referente al día 17, como se puede apreciar de la Figura 8), el comportamiento ha sido tan complejo para muchas estaciones, que se consideró muy arriesgada la realización de un análisis armónico. Partículas producidas por el sol durante la explosión del día 14 a las 03.30 hs(TU) y almacenadas en la segunda nube de plasma, produjeron el neto incremento, que se puede observar sobre el fondo constituido por la

¹⁾ La intensidad porcentual referida al promedio de los días 12 y 13 de julio, los promedios desfasables y la casi totalidad de los análisis armónicos, así como la suma de la 1^a y 2^a armónicas, fueron calculados en la computadora Mercury de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires.

recuperación desde el \approx mínimo. A pesar de la incertidumbre en el comportamiento de la variación diaria, se aplicó el método mencionado más arriba a los valores de la intensidad, sin corregirlos por este efecto. Sin embargo, otra dificultad se presentó: ¿Pertenece realmente la iniciación de la bajada posterior al máximo del día 17, al decrecimiento que sigue a una inyección de partículas por el sol, o es efectivamente el comienzo del tercer decrecimiento Forbush? La respuesta, que permitió trabajar con ese decrecimiento como se había hecho en los días 11 y 15, fué que ciertamente era la iniciación de la depresión para esa tormenta en la radiación cósmica. En una estadística bastante razonable de eventos relacionados con incrementos en la intensidad, se ha comprobado que existe una relación casi constante entre el tiempo que demora esa intensidad en llegar a su máximo y el empleado en la recuperación del nivel normal. A una buena propagación en el trayecto sol-tierra (brusco aumento en la intensidad), corresponde un almacenamiento male de partículas detrás del frente (descenso, que siempre más lento que el incremento, suele durar pocas horas). En cambio, el retorno al nivel normal es mucho más lento (buen almacenamiento), cuando el ascenso no es brusco (cuestión de horas y no de minutos).^{19, 20} Por otro lado el suceso es similar al ocurrido entre los días 12 y 13 de noviembre de 1960, donde una nube emitida después de una explosión solar, lleva detrás de su frente almacenadas partículas de alta energía generadas en el sol; después del decrecimiento Forbush originado por ese frente, empieza a crecer notablemente la intensidad en las estaciones situadas a altas latitudes, que ahora detectan las partículas atrapadas. En el interín, el sol emitió una segunda nube que origina un segundo decrecimiento Forbush. En forma simultánea, desaparecen las partículas generadas en el sol, dando la certidumbre de que fueron barridas por el frente magnético, el que actúa para aquellas como verdadero espejo magnético.^{21, 22} Otro hecho abona la respuesta dada a la dificultad. Esta, de existir, solo involucraría a las estaciones situadas a elevadas latitudes, que son las que observaron la inyección, y no a las de baja latitud (elevada rigidez de corte). Sin embargo en el análisis que veremos más adelante, el comportamiento de las primeras es de igual tendencia que las segundas, y semejante a lo ocurrido en los días 11 y 15 de julio.

Los valores de los tiempos de iniciación obtenidos para los tres decrecimientos en todas las estaciones, aparecen en Tabla III.

Naturalmente, la conexión entre los tiempos de iniciación y lo que ocurría en el espacio exterior a la tierra, solo se podía intentar si se tenía el conocimiento previo de los caminos recorridos por las partículas que debían incidir en cada uno de los detectores. Como ya fué mencionado, estas son desviadas por el campo magnético terrestre. Esto significa que es incorrecto trabajar con la posición geográfica o geomagnética de la estación. Es necesario hacerlo con las coordenadas asintóticas. A este fin, y por considerarlos más correctos, se utilizaron los valores calculados por McCracken¹⁵). Ha sido materialmente imposible utilizar el total de puntos de impacto para cada rigidez y para cada una de las estaciones. Una imagen correcta del comportamiento general puede ser dada también por la posición que correspondería a una partícula cuya energía, sea la energía (de rigidez) promedio de aquellas a las que es sensible el detector. Son las que McCracken denomina, "direcciones asintóticas medias".

La energía promedio fué calculada mediante la expresión:

$$\bar{R} = \frac{\int_{R_1}^{R_2} R \cdot R^{\gamma} \cdot dR}{\int_{R_1}^{R_2} R^{\gamma} \cdot dR}$$

donde R_0 es la rigidez de corte para cada estación y el límite superior R fué establecido en 30 Bev. Con este límite, los valores que se obtuvieron para las longitudes asíntóticas medias, concuerdan muy bien con los obtenidos por McCracken¹⁶⁾.

El valor del exponente γ del espectro de variación, e incluido dentro de la expresión para N_a , fué ajustado utilizando el método desarrollado por Bañuel et al.³⁾. La expresión:

$$\Delta I = \frac{\int_{R_0}^{\infty} J_a(R) \cdot m(R) dR}{N_a} = \frac{N_{1955}}{N_a} \int_{R_0}^{\infty} \frac{J_a}{J_{1955}} W_{R_0}(R) dR$$

representa la variación relativa de intensidad medida por un detector cuya rigidez es R_0 , y donde $W_{R_0}(R)$ es la función de acoplamiento para ese detector calculada con el espectro primario de 1955. N_a , que nos mide el conteo que debe dar un detector en periodo tranquilo cuando el espectro primario es $J_a(R)$, está dada por la expresión:

$$N_a = \int_{R_0}^{\infty} J_a(R) \cdot m(R) dR$$

donde $m(R)$ es la "multiplicidad" de Dorman. La corrección debida al hecho de que se usaron para los cálculos del mencionado trabajo, las funciones de acoplamiento correspondientes al espectro de 1955 y no las de 1967, se hace multiplicando la variación relativa de intensidad ΔI por la relación N_a/N_{1955} . En el presente trabajo la corrección no fué realizada dado que ella es despreciable para espectros que no son empinados, siendo este el caso durante decrecimientos Forbush. El espectro de variación es de la forma $\Delta I/I \propto R^{-\gamma}$.

Con la expresión para ΔI y empleando las tablas del trabajo citado³⁾, se buscó el mejor valor de γ , que ajustaba con los valores porcentuales medidos por una serie de estaciones situadas a distintas rigideces de corte y para los decrecimientos de los días 11, 15 y 17. Para las tres tormentas el γ obtenido fué de -0,6.

Una vez calculada la rigidez media para cada estación y con la ayuda de las tablas de¹⁶⁾, que dan las trayectorias para distintas rigideces, se determinaron las coordenadas buscadas. Estas se indican en Tabla II. En la misma están incluidas estaciones que no figuraban en¹¹⁾ Su ubicación se hizo en base a una comparación entre los valores de McCracken y los de Lapointe y Rose¹⁴⁾.

Distintos tipos de representaciones podrían ser útiles para indicarnos la distribución en el espacio del mecanismo que moduló la radiación cósmica, durante los sucesos en discusión. En uno de ellos, se ubica cada estación en un diagrama de latitud asíntótica geográfica vs distancia angular de la estación a la línea sol-tierra, en el instante de observar el decrecimiento.¹⁾ Se empleó esta distancia angular por considerar que nos da una idea más clara de lo que acontece en el espacio interplanetario con el transcurso del tiempo. En las Figuras 11, 12 y 13, están representados los días 11, 15 y 17 de julio, respectivamente. Los números en círculos son las diferencias de tiempo entre el s.o. de la tormenta magnética y la iniciación del decrecimiento de la intensidad en radiación cósmica. Podemos notar a través de estos diagramas, una "mezcla estadística" de resultados, que por cierto no nos allana el camino a la

¹⁾ Esta distancia angular se calcula con la fórmula:

$$\eta = \psi + 15 T - 180^\circ$$

donde: η es el ángulo respecto a la línea sol-tierra; T tiempo universal; ψ longitud asíntótica. Los valores de η están contenidos en Tabla III.

solución buscada.

En otro tipo de diagrama, representamos la diferencia de tiempo (Δt) en función del ángulo μ , también referido a la línea sol-tierra en el instante mismo del decrecimiento. Las Figuras 14, 15 y 16, corresponden a estos diagramas. La observación de las mismas nos muestra un comportamiento muy similar para los tres decrecimientos y especialmente definido para los días 11 y 17.

11 de julio: Estaciones que miraban hacia los 150° al Este del sol, empiezan a "ver" el decrecimiento, incluso antes que se produjera el s.c. (recordamos que s.c. se refiere al incremento rápido del campo geomagnético). Con el transcurso del tiempo, más estaciones que están observando hacia ángulos mayores con el sol, empiezan a "sumergirse" en el decrecimiento Forbush, hasta llegar nuevamente a la zona de transición, después de una vuelta completa de 360° .

15 de julio: Más difícil la decisión sobre el comportamiento general, pero a pesar de ello se puede insinuar una tendencia similar a la del día 11.

17 de julio: Tendencia similar al 11, pero mucho más marcada. Una menor "velocidad angular" de la región de decrecimiento. Este empieza a 30° al Oeste del sol.

La línea a) dibujada en los tres diagramas, representa la variación de la posición de una misma estación en el transcurso del tiempo. Por esta razón y por brevedad será denominada "línea universo". Su utilidad será analizada más adelante.

Los segmentos horizontales miden la dispersión en el ángulo que indica la posición asintótica ψ , o lo que es equivalente, μ . Esta dispersión se determinó en base a la siguiente expresión:

$$\sigma(\bar{\psi}) = \sqrt{\frac{\sum V_j (\psi_j - \bar{\psi})^2}{(N-1) \sum V_j}} \quad (7)$$

donde V_j es el coeficiente variacional modificado, para cada longitud ψ_j y ya citada en la introducción de este trabajo. N es el número de valores V_j y $\bar{\psi}$ se calcula a partir de:

$$\bar{\psi} = \frac{\sum V_j \psi_j}{\sum V_j} \quad (8)$$

Los distintos ángulos han sido "pesados" estadísticamente con sus valores V_j , pues ellos indican la importancia de cada longitud asintótica en el conteo total de la estación.

La línea b) separa la región donde no se ha sentido la depresión de la región afectada por el decrecimiento Forbush.

En las Figuras 17, 18 y 19) está representado Δt en función de la latitud asintótica. En ellas no se nota tendencia alguna hacia determinado hemisferio, indicando que el proceso es sensible únicamente a las distintas longitudes.

RESULTADOS.- Interesantes consecuencias pueden derivarse del estudio de las Figuras 14, 15 y 16. Ellas nos permiten pensar en la existencia de un mecanismo perturbador que, apareciendo a determinado ángulo con respecto al sol, no se mantiene estacionario, pues si este fuera el caso, todas las estaciones empezarían su decrecimiento al mirar en la misma dirección con respecto al sol. La perturbación, llamándola así para no arriesgar aún nada sobre su naturaleza física, se propaga alrededor de la tierra en dirección Este, y en todos los casos con una velocidad angular inferior a la de rotación de nuestra planeta. Esto se deduce de la comparación de la línea de separación entre la región que no ve el decrecimiento y la línea universo (línea h). De la pendiente de las dos líneas y de acuerdo a lo observado experimentalmente, es razonable el aspecto que presentan los diagramas. Para los tres decrecimientos, una estación que empieza a sufrir la disminución en su intensidad, no puede "escapar" a la acción de la perturbación por lo menos hasta que el frente magnético le pase y empiece a tener importancia el mecanismo de recuperación. Los círculos blancos nos dan la posición de una misma estación después de dos horas de iniciado el decrecimiento. Estas tienen que desplazarse a lo largo de la línea universo. Podemos observar que ellas continúan "sumergidas" en la zona inferior, que llamaremos zona Forbush. Otro aspecto de suma importancia, que se puede inferir del diagrama, es que la perturbación se propaga en un solo sentido, permaneciendo prácticamente estacionaria la zona de transición. Este mecanismo abre una interesante perspectiva para la explicación de ciertos pre-decrecimientos que aparecen con anticipación al decrecimiento principal y que pueden ser observados en Figura 20), la cual corresponde a la intensidad de neutrones medidos por el monitor de Mt. Wellington (Hobart), durante la tormenta en radiación cósmica de los días 21 y 22 de octubre de 1957. La Figura 21) nos representa lo que midió el monitor de Mawson, uno de los detectores que no llegó a observar el pre-decrecimiento, y para la misma tormenta.

El trazado de una recta como línea Forbush en las Figuras 14, 15 y 16, no implica la convicción de que el mecanismo se propaga necesariamente a velocidad angular constante. Fue dibujada así pensando en la tendencia más general, sin pretender entrar en los detalles minuciosos del diagrama. Sin embargo, sin arriesgar, se podría decir que la línea Forbush se curva hacia los extremos superior izquierdo o inferior derecho, especialmente para los días 11 y 15, siempre existiendo la zona neta de transición. Esto implicaría que para los ángulos donde existe curvatura, la velocidad angular de propagación de la perturbación es variable con el tiempo, pero siempre en un solo sentido. Las Figuras 22, 23 y 24) representan: la primera un mecanismo como el recién mencionado y las siguientes los casos idealizados en los cuales, a) la línea Forbush es de pendiente constante, mayor que la de la línea universo, pero ambas negativas; b) la línea Forbush, también de pendiente constante, pero positiva. En el caso a) (Figura 23) el mecanismo de perturbación posee una velocidad angular de propagación inferior a la de la tierra. Una estación que empezara a sufrir el decrecimiento en un cierto instante, tendría que recuperarse inmediatamente a nivel normal. Puede ocurrir que en sucesivas rotaciones de la tierra se repitiera el proceso, dependiendo su número de la velocidad angular de la perturbación. Dentro de este proceso quizás puedan incluirse ciertos decrecimientos aislados, bruscos y de breve duración, que han sido observados y no explicados, en las mediciones de intensidad de la radiación cósmica. En el caso b) (Figura 24) la perturbación se propagaría hacia el Oeste, pudiendo ocurrir que, si su velocidad angular no es suficientemente alta, estaciones que entraron en la zona de decrecimiento salen de ella después de unas pocas horas, hasta encontrar nuevamente la perturbación que

viene avanzando en sentido contrario y la cual, extendiéndose ya sobre toda la circunferencia de la tierra, no permite a esas estaciones "recapar" nuevamente al decrecimiento. Un ejemplo de este tipo es discutido a continuación. Corresponde al decrecimiento Forbush del 21 de octubre de 1957 y está basado en los tiempos de iniciación calculados por Fenton et al.²⁾ para 4 estaciones, a las que se agregó Mt. Washington, cuyo tiempo de iniciación fué obtenido del trabajo de Lockwood³⁾. Infelizmente, la falta de mediciones de otras estaciones, han impedido el estudio más exhaustivo de este proceso. Sin embargo se puede tener una idea clara de la secuencia de hechos y que confirman notablemente las afirmaciones hechas anteriormente. En Tabla IV están indicados los tiempos de iniciación Δt , referidos al s.c., y las direcciones de observación en el instante de producirse el decrecimiento.

TABLA IV

Estación	Δt (horas)	M
Mt. Wellington	4,5	296
Mawson	0,5	218
Mt. Washington	-1,0	187
Ottawa	-2,5	167
Sulphur Mt.	-2,5	114

Con estos valores y con una representación similar a la de Figuras 14, 15 y 16, obtenemos la Figura 17. En la mencionada Figura, los círculos con el número 1 indican la posición de cada estación al instante de comenzar el decrecimiento. La estación Mt. Wellington sale del mismo tres horas después. Los círculos 2 nos dan la posición de cada estación para ese instante. De acuerdo a la Figura ninguna de las otras estaciones tendría que haber iniciado su decrecimiento. Este es confirmado por los datos experimentales, Fenton et al.²⁾. Dado que Mt. Wellington sale de Forbush en el círculo 2, podemos suponer que desde esa longitud y hasta los 296° hacia el Este del sol, el espacio en las cercanías de la tierra está limpio de perturbaciones. La velocidad angular de avance de esta es de 65°/hora, y la supondremos constante. Los círculos 3 indican la posición de las estaciones cuando se inicia el decrecimiento Forbush en Sulphur Mountain. La única estación que sigue fuera de la zona Forbush es Mt. Wellington. Las restantes continúan en depresión. Los círculos 4 refieren la posición de las estaciones cuando el frente de perturbación avanzó hasta b). Según el diagrama, trazado de acuerdo a la velocidad angular propuesta, Mt. Wellington tiene que entrar en Forbush, lo que efectivamente es confirmado por los datos experimentales. Los círculos 5 dan la posición de los detectores cuando Mawson llega a la primitiva zona, supuesta estacionaria, más allá de la cual no existía decrecimiento. Sin embargo, de acuerdo a la velocidad angular de la perturbación, el frente ya cubrió los 360° por lo que Mawson y todas las demás estaciones, tienen que continuar disminuidas en su intensidad. Los resultados experimentales lo confirman.

Sería de mucha importancia incrementar la estadística en este tipo de eventos.

CONCLUSIONES. - Un nuevo método se utilizó para la determinación de los instantes de iniciación de los decrecimientos Forbush de los días 11, 15 y 17 de julio de 1959. Se utilizaron los datos de intensidad medidos por 30 estaciones sobre la superficie de la tierra. Estos valores para poder ser empleados fueron corregidos por el efecto de variación diaria, la cual pudo deducirse mediante análisis armónicos.

Una representación de los tiempos de iniciación, en un diagrama sobre el que se ubicaron las estaciones en longitud y latitud asintóticas, asignándole a cada punto la diferencia de tiempo entre la iniciación del decrecimiento y el incremento rápido en el campo geomagnético, no nos permite concluir nada sobre el comportamiento del mecanismo modulador. Posteriormente se representaron los tiempos en función de los ángulos hacia donde miraban las estaciones en el instante de empezar a sufrir el decrecimiento. Aparece una evidente tendencia en el mecanismo. La perturbación, para las tormentas de julio de 1959, se desplaza con una cierta velocidad angular hacia el Este de la línea sol-tierra, pero con la muy importante característica siguiente: la propagación es unidireccional. Este comportamiento es confirmado al analizarse el decrecimiento Forbush del día 21 de octubre de 1957, aunque la propagación del frente móvil es hacia el Oeste.

La representación de los tiempos en función de la latitud asintótica, demuestra la no existencia de asimetrías hacia las latitudes, del mecanismo perturbador.

La unidireccionalidad en la propagación crea dificultades tan serias en su interpretación, que en base a ellas pueden descartarse de plano algunos de los modelos teóricos, por lo menos en su estado actual. Ninguna nube con campos irregulares donde predominan procesos de difusión puede dar razón del fenómeno. En el modelo de Morrison se consideraba que la tierra se sumergía en una nube que ya venía con un flujo interno inferior al galáctico. En la Figura 6 se puede observar, para distintas posiciones de la tierra y para el frente avanzando en dirección perpendicular a la línea sol-tierra, la existencia de un cono prohibido de radiación que se abre en esa misma dirección. A medida que avanza la nube y la tierra se introduce más en ella, el cono se va abriendo pues más longitudes se vuelven prohibidas, pero lo hace en ambas direcciones, y esto ocurre aunque el plasma magnetizado toque lateralmente a la tierra, como se muestra en Figura 7). Las velocidades de apertura de los conos pueden ser calculadas, según como incida la nube sobre la tierra. La velocidad angular es menor para el caso de la Figura 7, dado que el movimiento del plasma es prácticamente radial. Esto ocurre para una determinada energía, disminuyendo la intensidad de estas partículas a medida que la distancia a la tierra se va haciendo mayor que el camino libre medio de transporte.

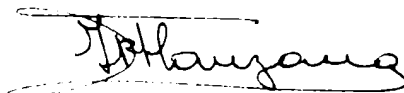
En las Figuras 8 y 9 está representado lo que ocurriría en la Tierra, para dos modos de incidencia de una haz tipo Alfvén-Derman, con campos regulares y normales al plano de la eclíptica. Los conos sombreados corresponden a direcciones prohibidas por prevenir del interior del haz, mientras que el lado opuesto, siempre puede ser alcanzado desde el exterior por partículas con rigidez tal que su radio de curvatura es el dibujado. Para el caso de frente perpendicular a la línea sol-tierra, el cono se abre hacia el Este del sol pero se va propagando hacia ambos lados. Si la incidencia es rasante, el cono mira en la dirección sol-tierra y la velocidad angular con que se abre puede llegar a ser bastante menor que la de la tierra; lo que concordaría con lo que se ve en Figuras 14 y 16. El día 11, la estación que observa lo el decrecimiento se encuentra situada a unos 120° al Este del sol y la velocidad de propagación de la perturbación es superior a la del día 17,

donde las estaciones que observaron primero el decrecimiento están prácticamente sobre la línea sol-tierra. Aunque este hecho concuerde con lo observado, lo que no ocurre con el modelo de Morrison, y la velocidad angular de la perturbación sea justificable mediante el cálculo, de ninguna manera el modelo de Alfvén) Sorman puede dar razones de la propagación unidireccional. Aclaremos que al decir unidireccional, queremos significar desplazamiento en un solo sentido.

En resumen ninguno de los modelos teóricos que nos pueden permitir un análisis cuantitativo, explica los resultados obtenidos en el presente trabajo. En cuanto a los modelos de Parker y Gold, y en especial el último, de carácter cualitativo, no permiten cálculos factibles de ser comparados con los resultados experimentales.



Juan G. Roederer



José Roberto Mansano

BIBLIOGRAFIA.-

- 1) J.G. Roederer, O.R. Santochi, J.C. Andersen, J.M. Cardoso, J.R. Manzano, *Nuevo Cimento*, **18**, 100 (1960).
- 2) A.G. Fenton, K.G. McCracken, D.C. Rose y B.G. Wilson; *Can. J. Phys.*, **37**, 970 (1959).
- 3) E.N. Parker; *Astrophys. J.*, **133**, 1014 (1961).
- 4) E.N. Parker; *Astrophys. J.*, **128**, 664 (1958).
- 5) H.S. Ahluwalia y A.J. Dessler; *Planet. Space Sci.*, **9**, 195 (1962).
- 6) T. Gold; *J. Geophys. Res.*, **64**, 1665 (1959).
- 7) T. Gold; *Space Sci. Rev.*, **1**, 100 (1962).
- 8) K.G. McCracken; *J. Geophys. Res.*, **67**, 447 (1962).
- 9) P. Morrison; *Phys. Rev.*, **101**, 1307 (1956).
- 10) H. Alfvén; *Tellus*, **6**, 23 (1954).
- 11) L.I. Dorman; "Cosmic Ray Variations", State Publishing House for Technical and Theoretical Literature, Moscow, 1957.
- 12) E.A. Brumberg y A. Dattner; *Tellus*, **5**, 135 y 169 (1953).
- 13) F.S. Jory; *Phys. Rev.*, **103**, 1068 (1956).
- 14) S.M. Lapointe y D.C. Rose; *Can. J. Phys.*, **39**, 668 (1961).
- 15) K.G. McCracken, U.R. Rao y M.A. Shea; *Tech. Rept. 77*, Massachusetts Institute of Technology, 1962.
- 16) U.R. Rao, K.G. McCracken y D. Venkatesan; *J. Geophys. Res.*, **68**, 345 (1963).
- 17) J.R. Manzano; *Proceedings of the Fifth Interamerican Seminar on Cosmic Rays*, Volumen II, Bolivia, 1962.
- 18) J. J. Quenby y G. J. Went; preprint, Imperial College, London (1962).
- 19) K.G. McCracken y R.A.R. Palmeira; *J. Geophys. Res.*, **65**, 2673 (1960).
- 20) J.G. Roederer; "Acceleration and Propagation of Fast Particles in Interplanetary Space", *Space Research III*, 1963, en prensa.
- 21) J.G. Roederer, J.R. Manzano, O.R. Santochi, N. Nerurkar, O. Troncoso, R.A.R. Palmeira y G.R. Schwachheim; *J. Geophys. Res.*, **66**, 1603 (1961).
- 22) J.G. Roederer, J.R. Manzano, O.R. Santochi, N. Nerurkar, O. Troncoso, R.A.R. Palmeira y G.R. Schwachheim; *Proc. 2nd. Int. Space Science Symp.*, North Holland Publ. Co., 784 (1961).
- 23) R.J. Baduelli, J.M. Cardoso, H.S. Ghielmetti, L.C. Marzulli, J.G. Roederer; *Space Research III*, 1963, en prensa.
- 24) J.A. Lockwood; *J. Geophys. Res.*, **65**, 3859 (1960).

TABLA I

Estación	Latitud	Longitud	Latitud	Longitud	Rigidez
	Geográfica	Geográfica	Geomagnética	Geomagnética	
Thule	76,6	291,2	87,5	036,8	0
Resolute	74,7	278,1	83,0	291,4	0
Mawson	- 67,6	092,9	- 73,2	104,5	0,19
Churchill	58,8	266,9	68,7	324,4	0,20
Collage	64,9	212,1	64,8	257,8	0,42
Sulphur Mt.	51,1	244,4	58,2	301,9	1,12
Deep River	46,1	282,5	57,4	350,2	1,03
Ottawa	45,4	284,4	56,7	352,6	1,10
Chicago	41,8	272,3	52,6	328,3	1,80
Mt. Walling.	- 42,0	147,3	- 51,4	225,8	1,85
Lincoln	40,8	243,3	50,8	327,7	2,26
Mamich	48,2	011,6	48,6	094,7	3,99
Climax	39,4	253,8	48,2	317,0	3,12
Zugspitze	47,4	011,0	47,9	093,8	4,22
Bs. Aires	- 34,6	201,5	- 23,4	010,6	11,40
M. Aguilar	- 23,1	294,9	- 11,7	004,5	12,23
Ellsworth	- 77,7	318,9	- 67,0	015,8	1,06
Uppsala	59,9	017,9	58,3	107,1	1,29
Leeds	53,8	368,5	56,8	084,7	2,10
Mt. Washing.	44,3	288,7	56,6	357,0	2,23
Kiel	54,3	010,1	54,9	095,5	2,24
Herstmonc.	50,9	000,3	53,3	084,9	2,83
Berkeley	37,9	237,7	44,2	299,6	4,53
Roma	41,9	012,5	42,3	093,1	6,28
Hermanus	- 34,4	019,2	- 33,5	081,7	6,42
Mt. Norikura	36,1	137,6	26,9	204,8	11,98
Hawaii	21,3	202,3	21,4	268,1	13,45
Mirny	- 66,8	093,0	- 77,0	148,4	0,05
Kodaikanal	10,2	077,5	00,6	148,2	17,53
Alma Ata	43,3	076,9	33,4	151,7	6,6

NOTA: Los datos utilizados para el grupo superior de estaciones son horarios; para el inferior, bihorarios.

TABLA II

Estación	Rigidez promedio	Latitud asintótica	Longitud asintótica
Thule	9	70	315
Resolute	9	60	270
Mawson	9,9	-38	050
Churchill	9,9	33	284
Collage	10,5	28	222
Sulphur Mt.	11,9	08	264
Deep River	11,5	08	317
Ottawa	11,5	03	317
Chicago	12,7	-03	308
Mt. Wellington	12,7	-04	191
Lincoln	13,1	-09	299
Munich	14,4	00	087
Climax	14,0	-16	293
Zugspitze	15,0	00	072
Bs. Aires	19,1	01	004
Mina Aguilar	21,4	01	010
Ellsworth	11,5	-26	345
Uppsala	11,9	20	060
Leeds	13,1	10	050
Mt. Washington	11,9	04	329
Kiel	13,1	14	056
Herstmonceux	13,5	04	056
Berkeley	14,9	-23	284
Rama	16,6	-05	086
Hermanus	16,5	13	067
M. Norikura	20,2	-15	215
Hawaii	20,5	-24	268
Mirny	9,3	-50	082
Ka'aikanal	22,1	00	192
Alma Ata	16,6	-11	149

NOTA: La rigidez promedio f₀ se calcula con la expresión:

$$\bar{R} = \frac{\int_{R_2}^R R \cdot R^\gamma dR}{\int_{R_2}^R R^\gamma dR}$$

donde γ se obtuvo mediante las tablas incluidas en 19)

TABLA III

Estación	11 julio		15 julio		17 julio	
	M	Δt	M	Δt	M	Δt
Thule	030	-37	079	-84	028	-16
Resolute	345	-37	037	-96	004	-100
Mawson	134	-73	355	-06	119	02
Churchill	357	-31	044	-66	359	-22
College	073	59	175	-42	303	-46
Sulphur Mt.	---	---	004	12	087	188
Deep River	038	-61	094	-138	332	218
Ottawa	030	-31	---	---	347	158
Chicago	027	-55	071	-72	335	170
M. Wellington	060	213	150	-72	091	-124
Lincoln	008	-7	069	-66	348	80
Munich	127	23	026	-60	148	-46
Climax	008	-37	---	---	341	86
Zugspitze	151	-55	021	-24	154	-52
Bz. Aires	083	-55	355	-192	---	---
Mina Aguilar	093	-67	328	-60	062	62
Ellsworth	---	---	094	-24	022	128
Uppsala	147	-85	024	-84	---	---
Leeds	131	-61	014	-84	128	-34
M. Washington	041	-25	075	-12	218	320
Kiel	131	-37	359	00	149	-94
Herstmonceux	122	-01	005	-24	137	-46
Berkeley	---	---	039	-48	333	80
Rema	146	23	026	12	188	-130
Hermanus	127	23	026	-48	157	-82
M. Norikura	084	-13	176	-72	215	-124
Hawaii	337	-13	038	-108	013	-142
Mirny	---	---	040	-60	161	-40
Kofaikanal	037	83	---	---	337	-304
Alma Ata	186	113	089	12	060	-166

NOTA: M mide el ángulo con respecto a la línea sol-tierra.
 Δt mide la diferencia en el tiempo de iniciación del decrecimiento con respecto al "sudden commencement".

día 11) s.e.: 16.23 (TU)	;	día 10) flare 3 ⁺ : 02.06 (TU)
día 15) s.e.: 08.12 (TU)	;	día 14) flare 3 ⁺ : 03.32 (TU)
día 17) s.e.: 16.38 (TU)	;	día 16) flare 3 ⁺ : 21.18 (TU)



FIGURA 1



FIGURA 2

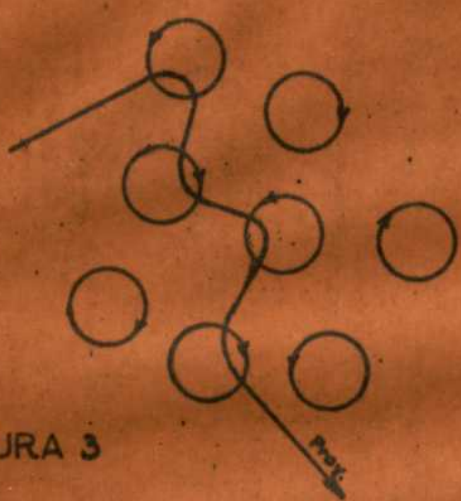


FIGURA 3

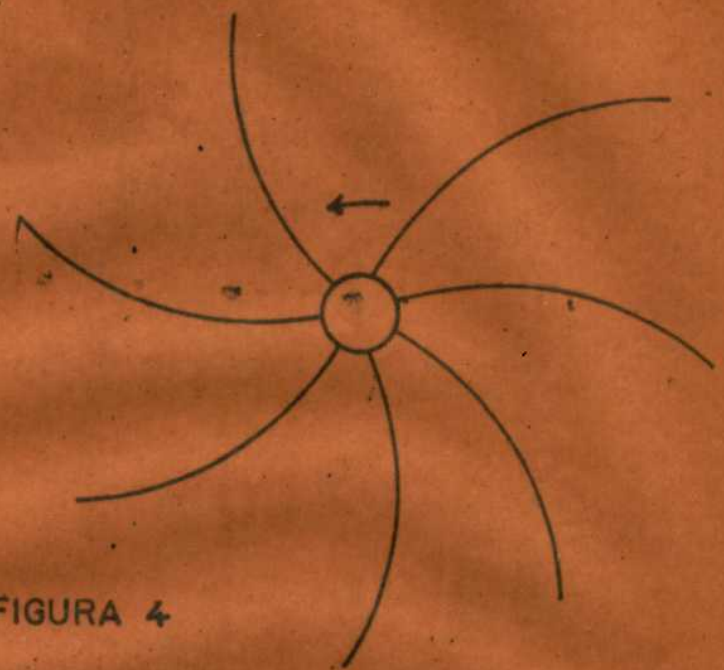


FIGURA 4

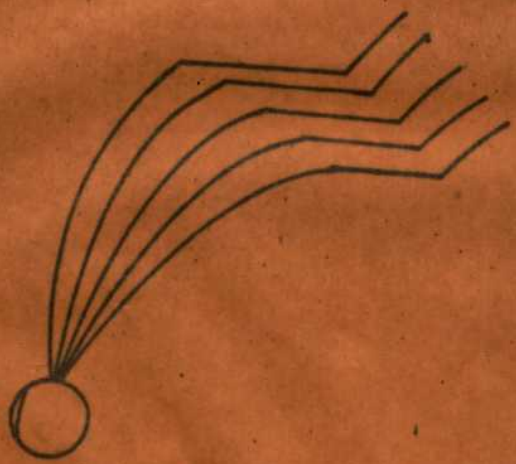


FIGURA 5

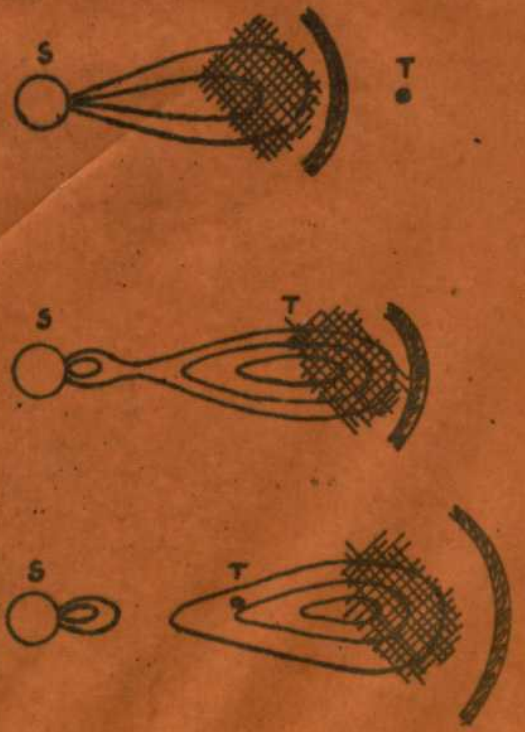
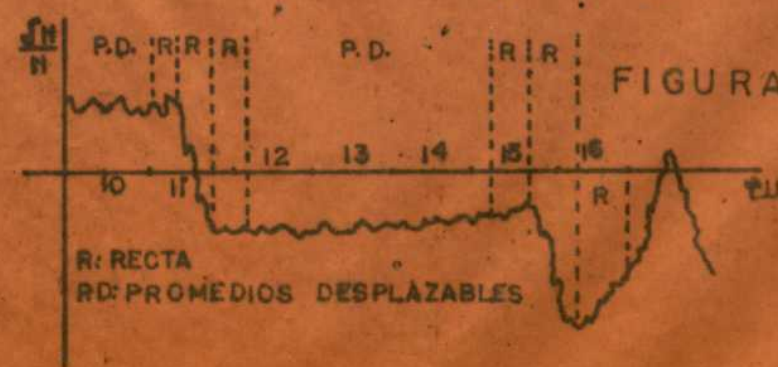
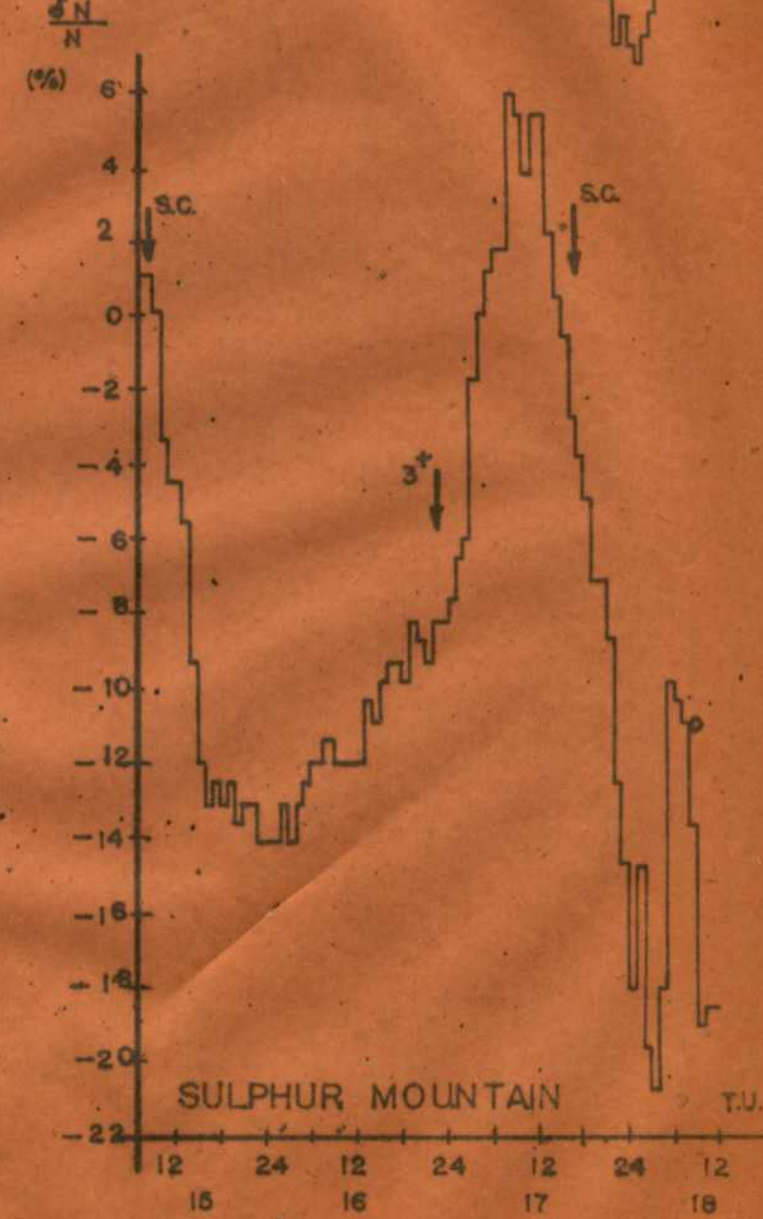
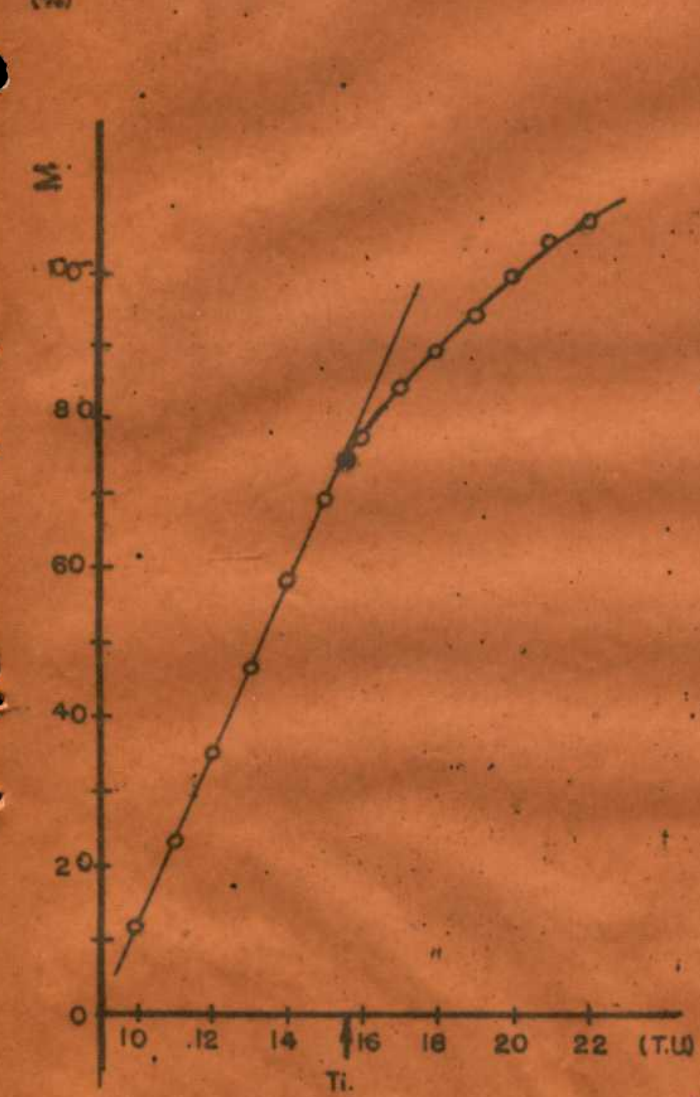
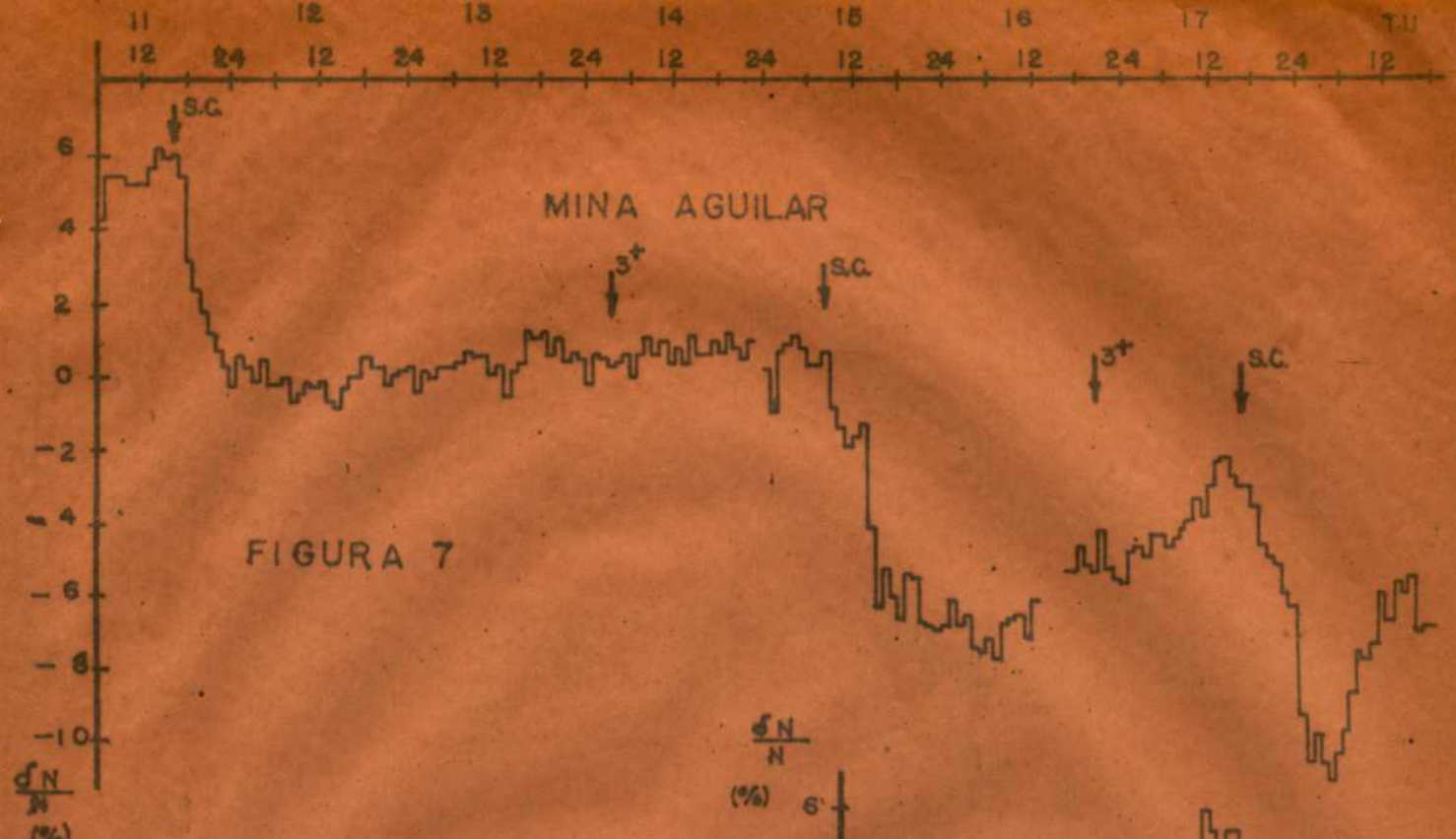
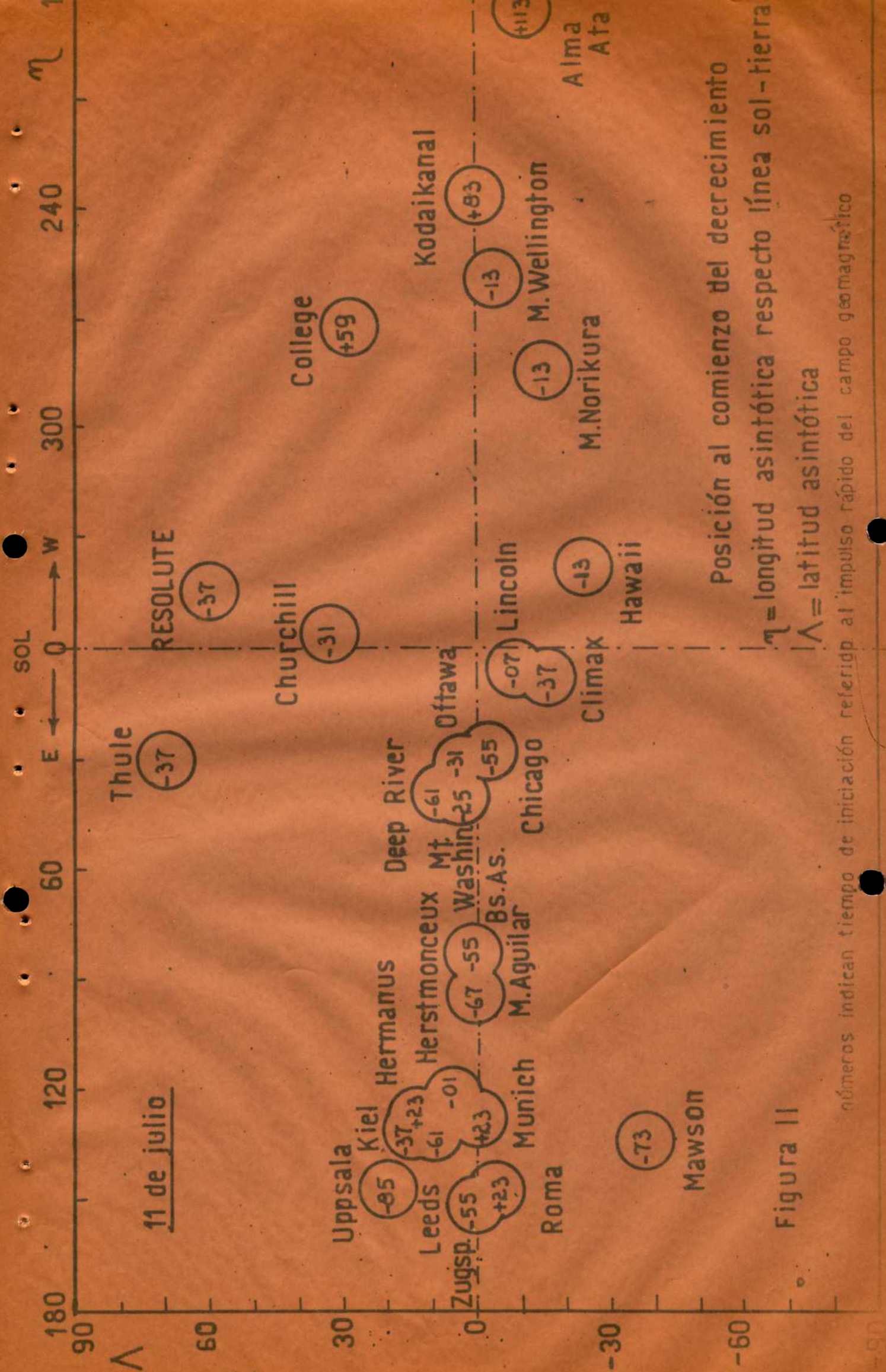


FIGURA 6





Posición al comienzo del decrecimiento
 λ = longitud asintótica respecto línea sol-tierra
 Λ = latitud asintótica

números indican tiempo de iniciación referido al impulso rápido del campo geomagnético

Figura II

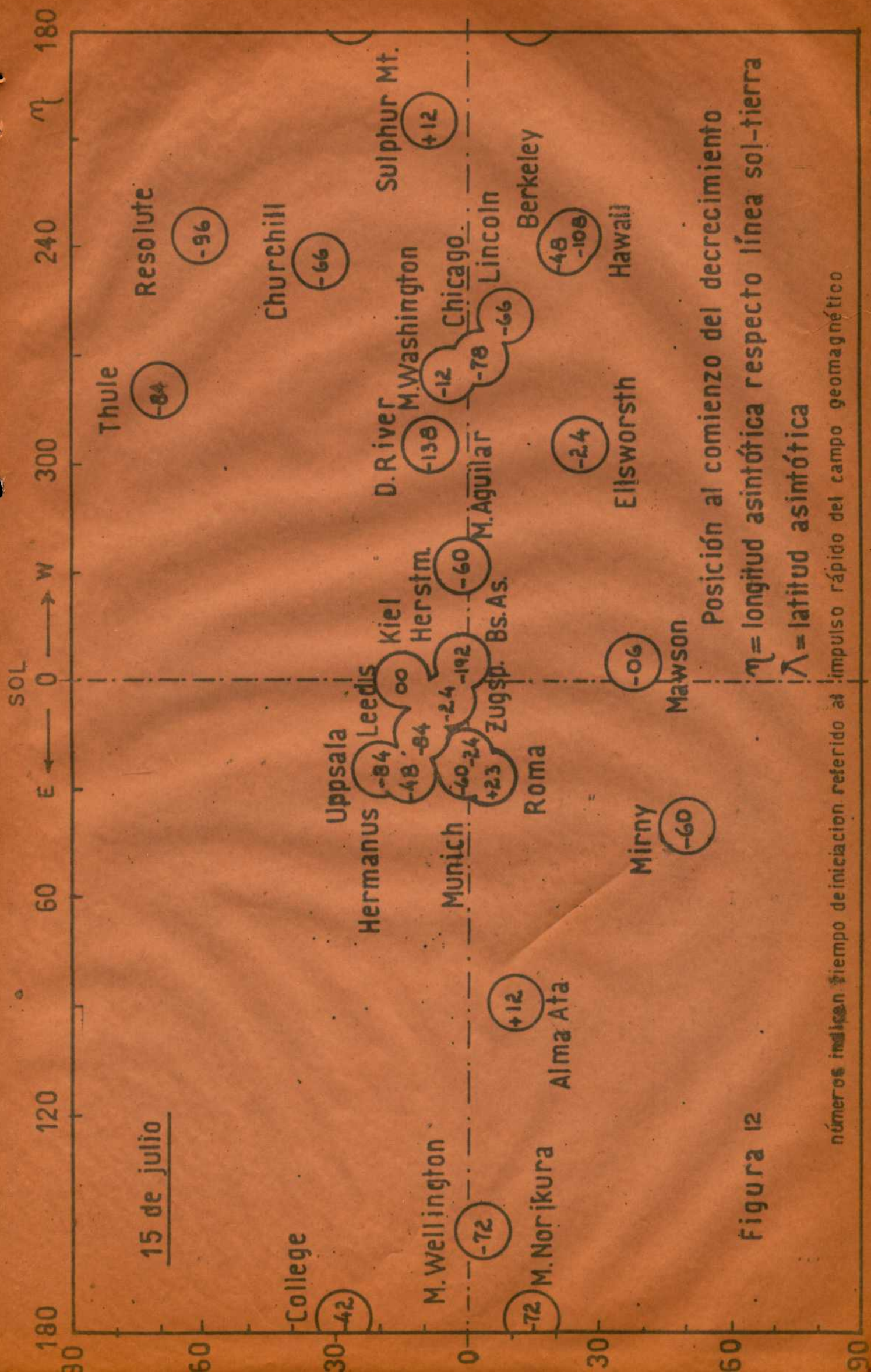


Figura 12

números indican tiempo de iniciación referido al impulso rápido del campo geomagnético

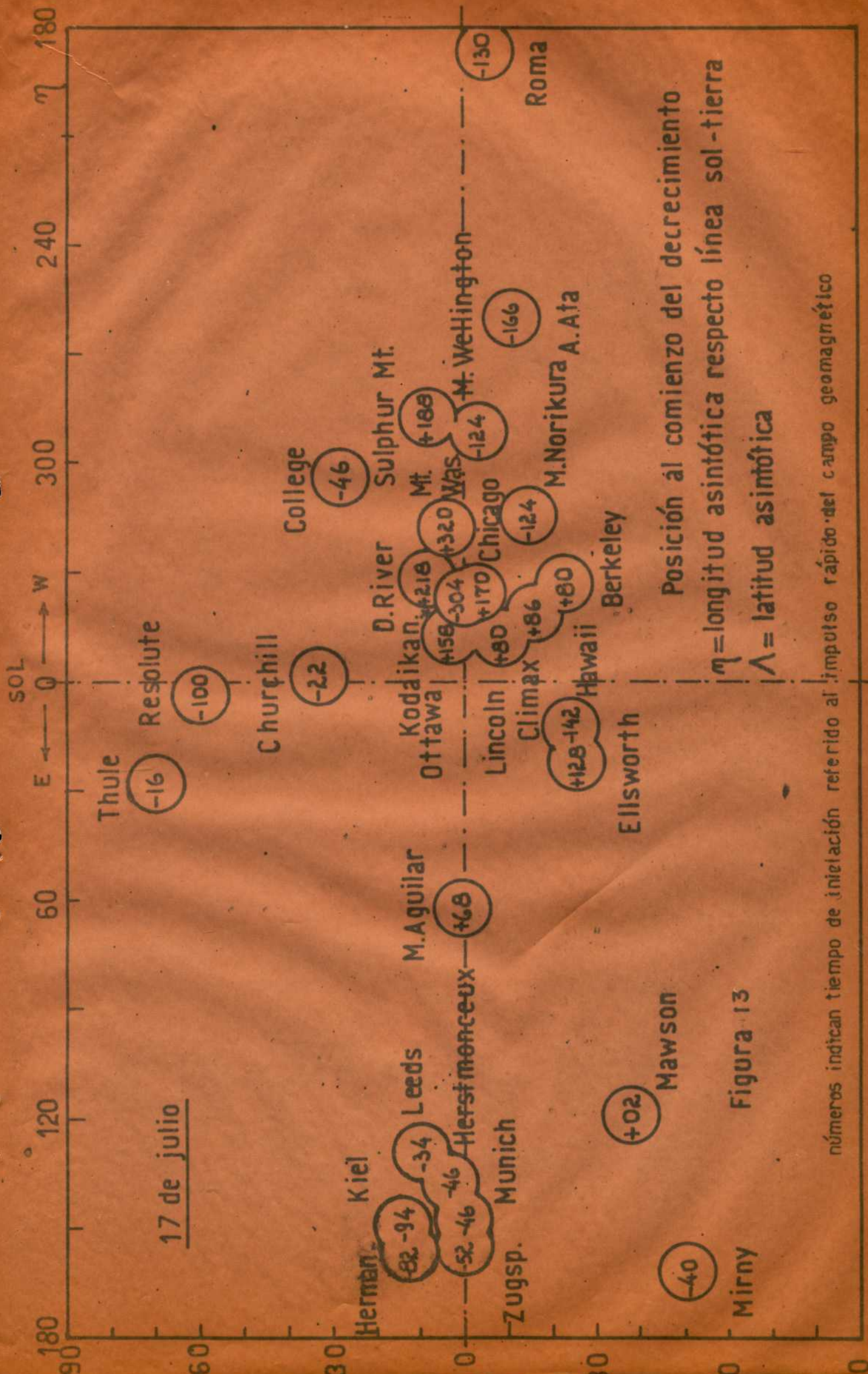


Figura 13

números indican tiempo de inielación referido al impulso rápido del campo geomagnético

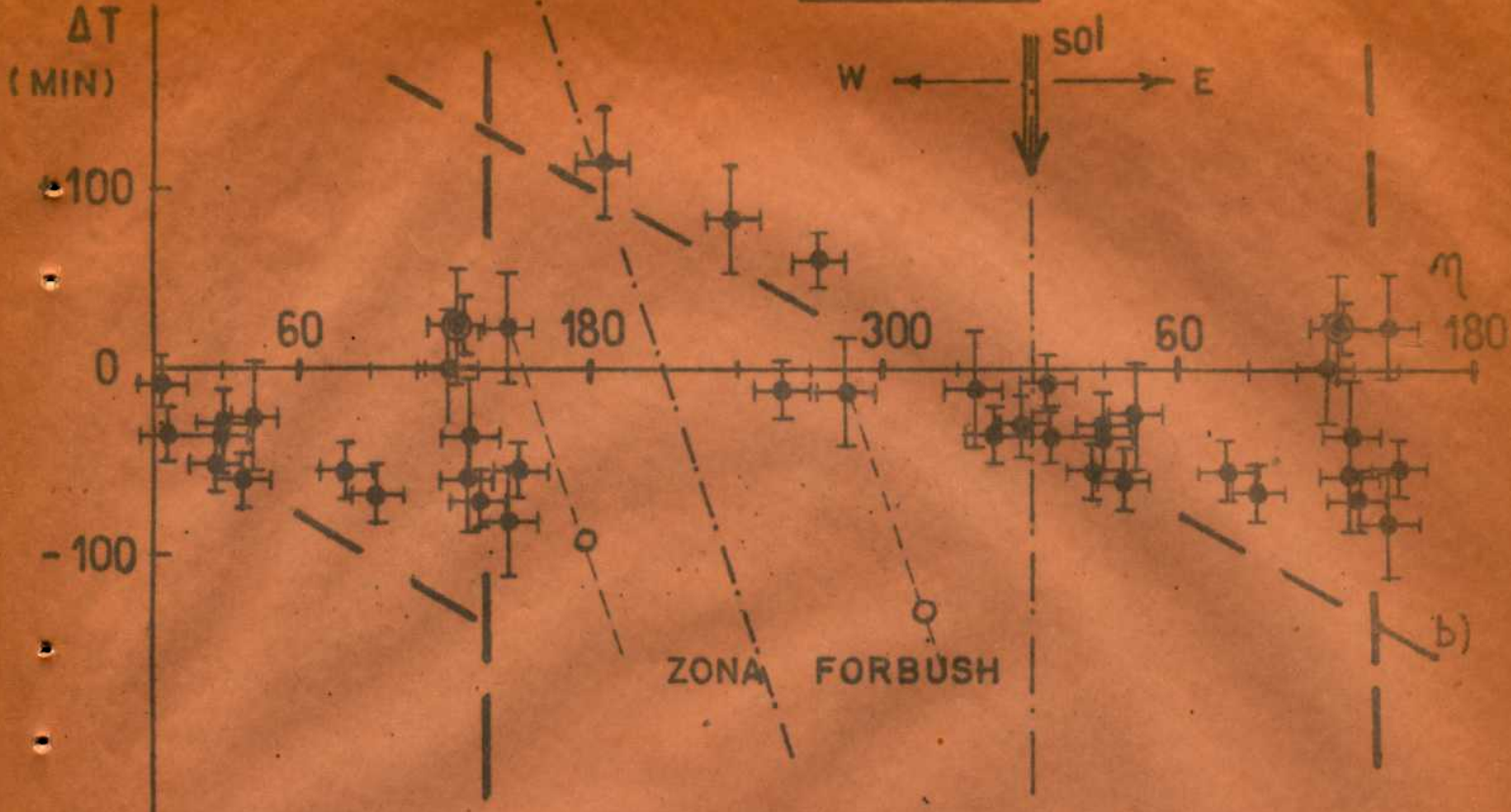
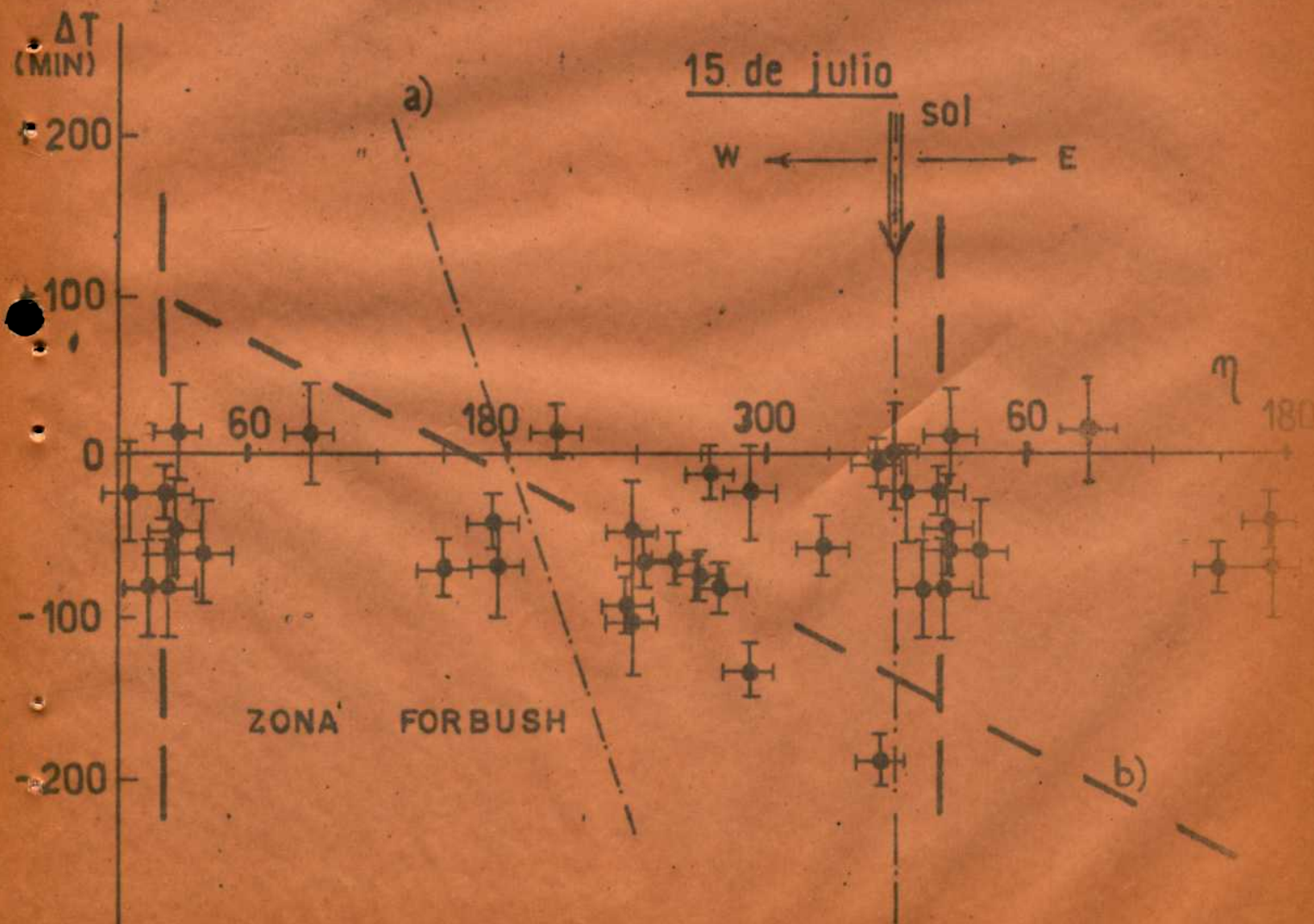
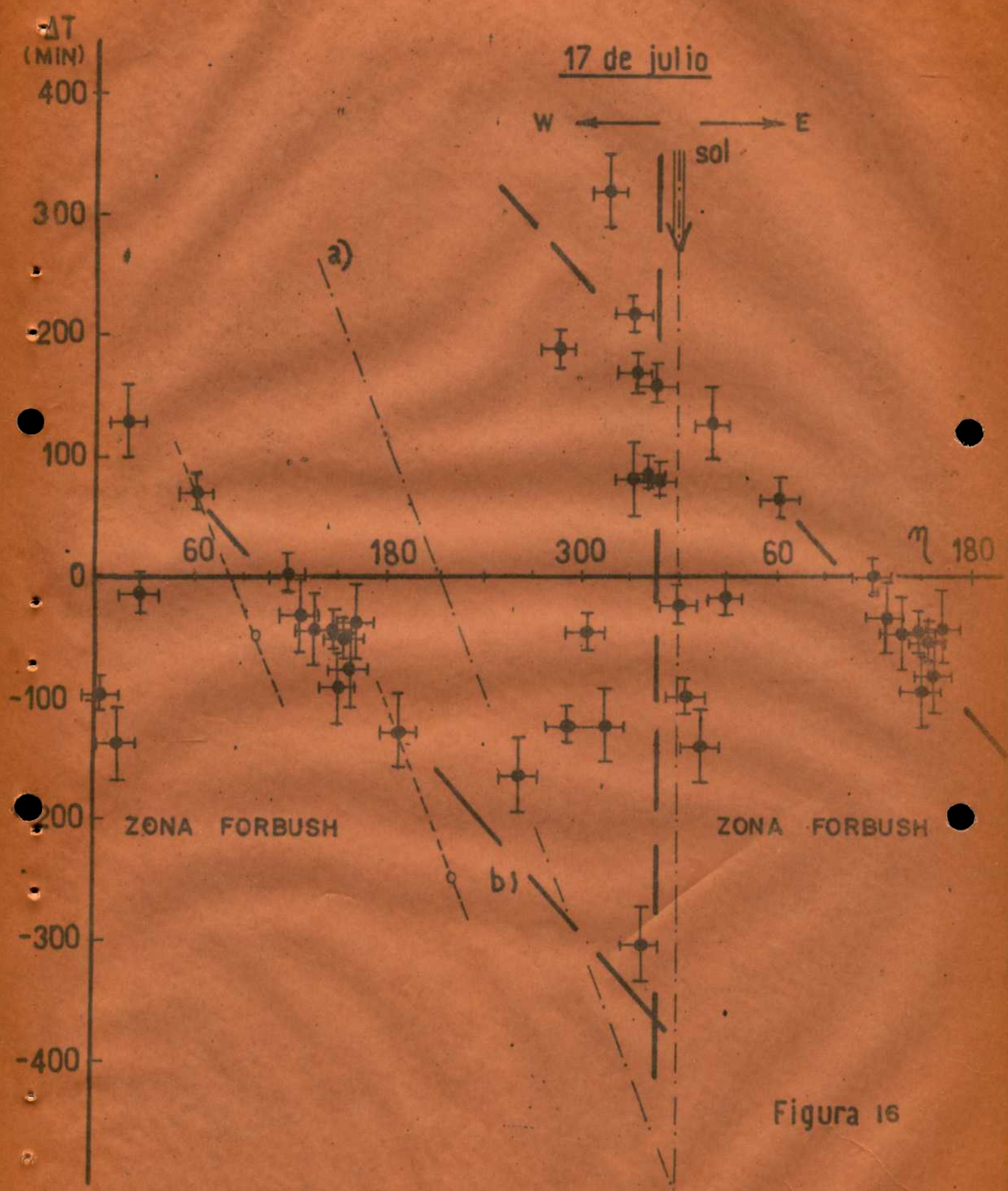


Figura 14

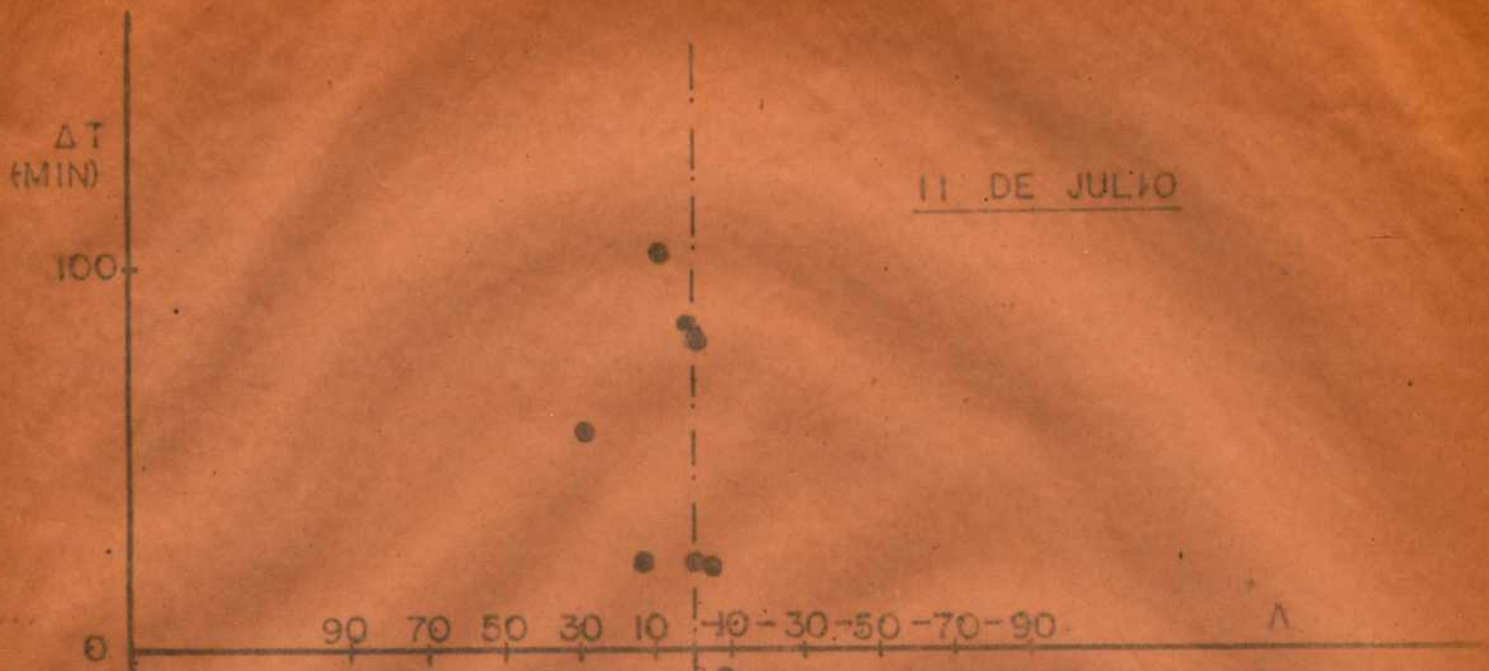


a) trayectoria de una estación en el tiempo

Figura 15

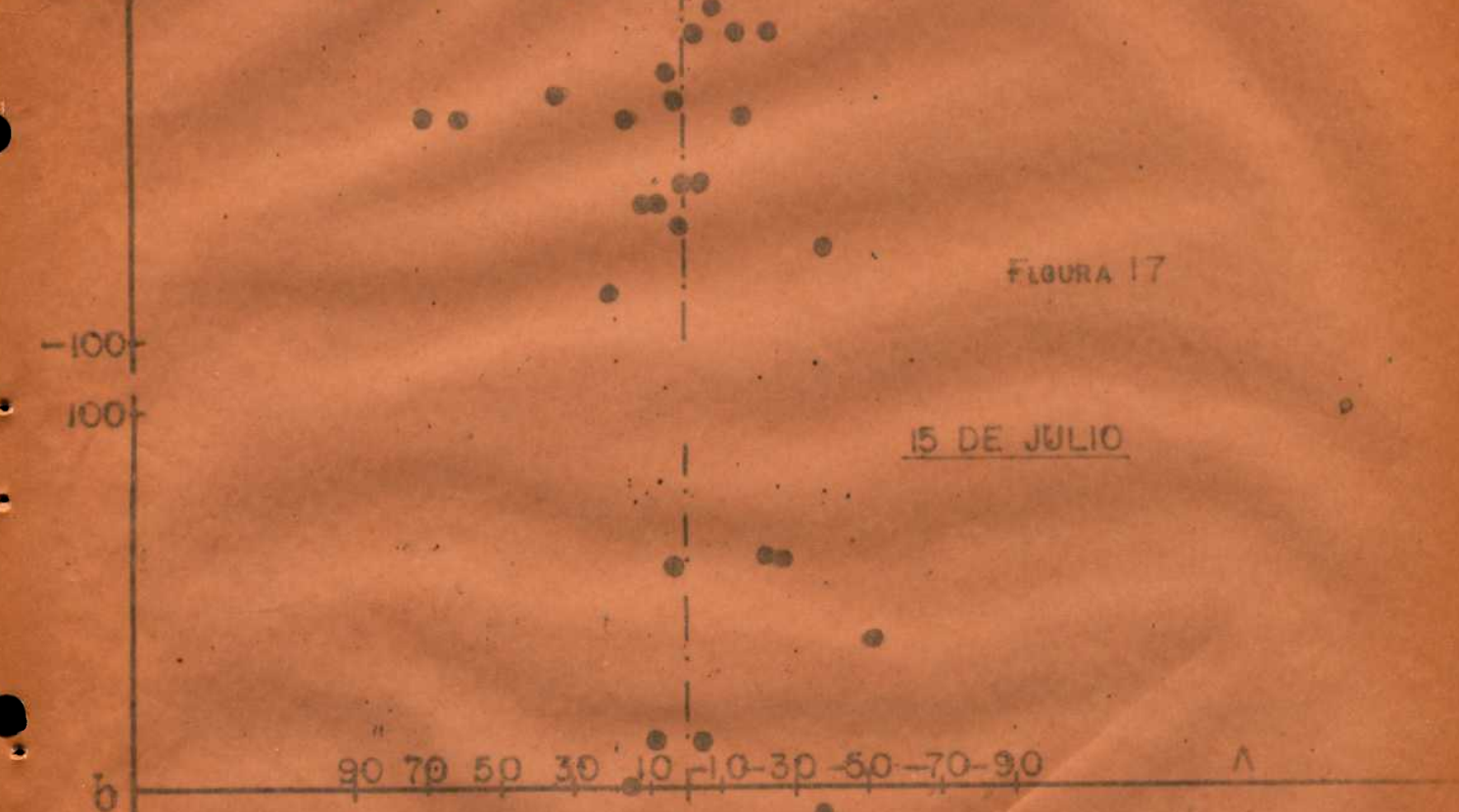


a) trayectoria de una estación en el tiempo



11 DE JULIO

FIGURA 17



15 DE JULIO

FIGURA 18

LATITUD vs ΔT

ΔT
(MIN)

200

100

0

-100

-200

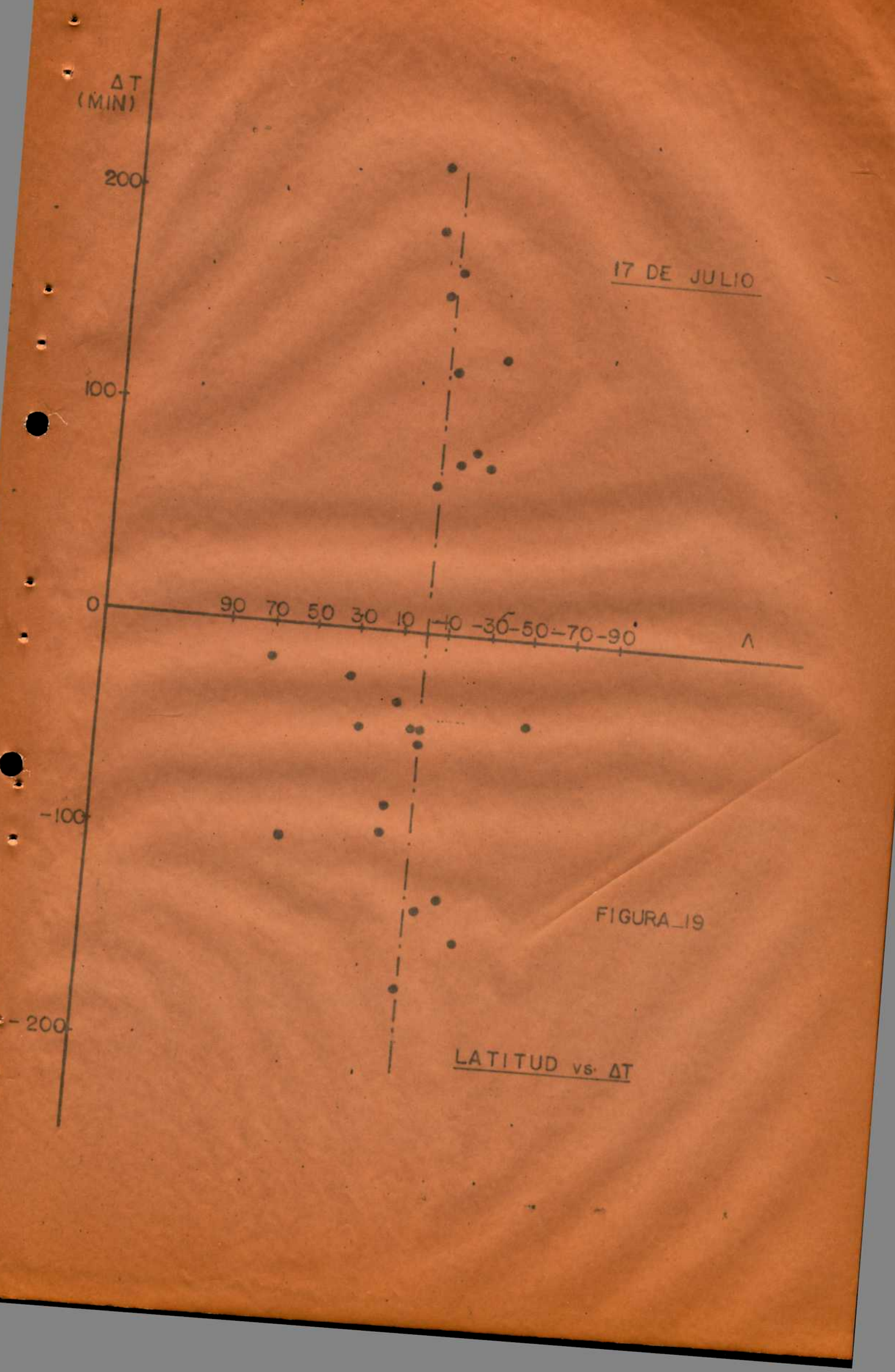
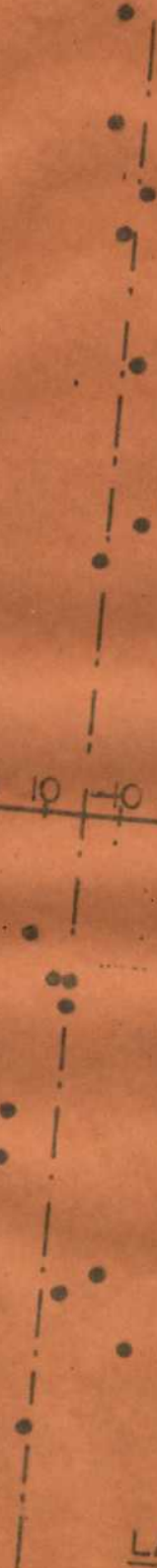
90 70 50 30 10 -10 -30 -50 -70 -90

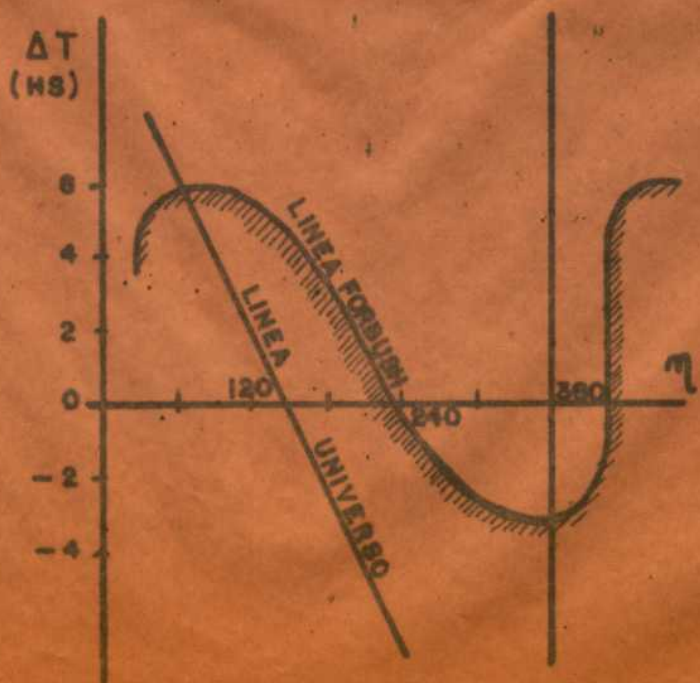
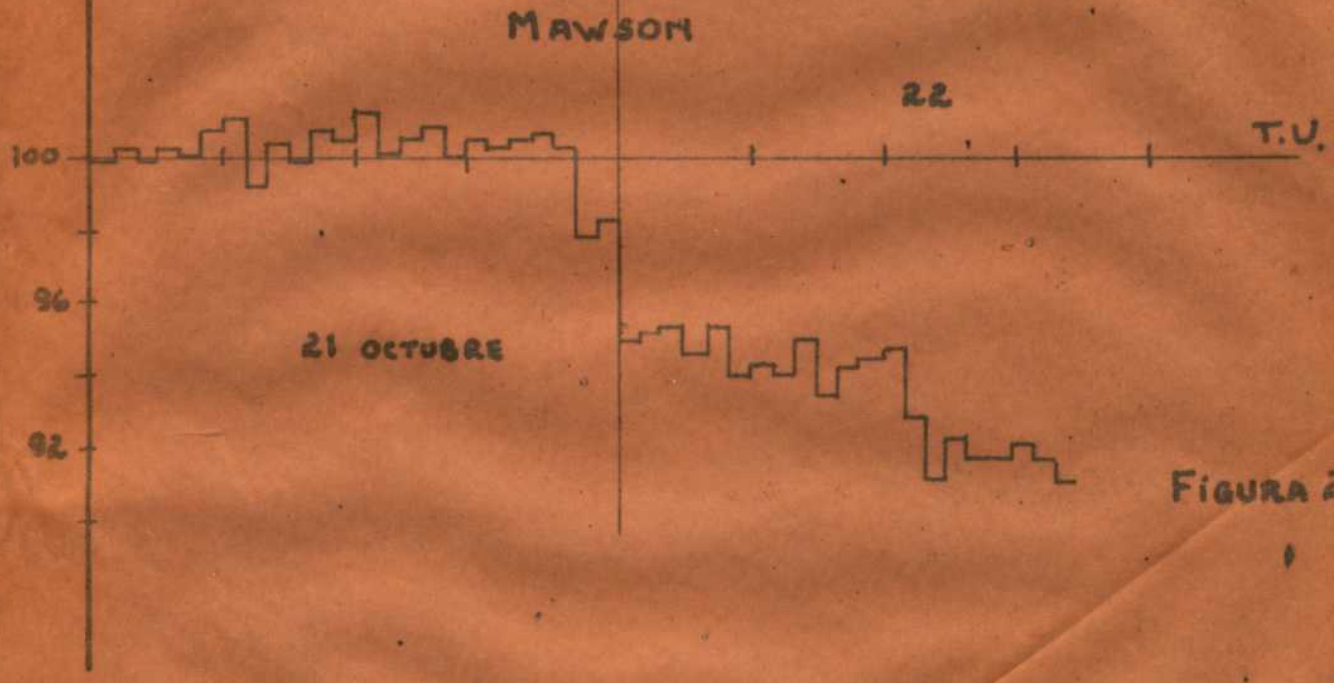
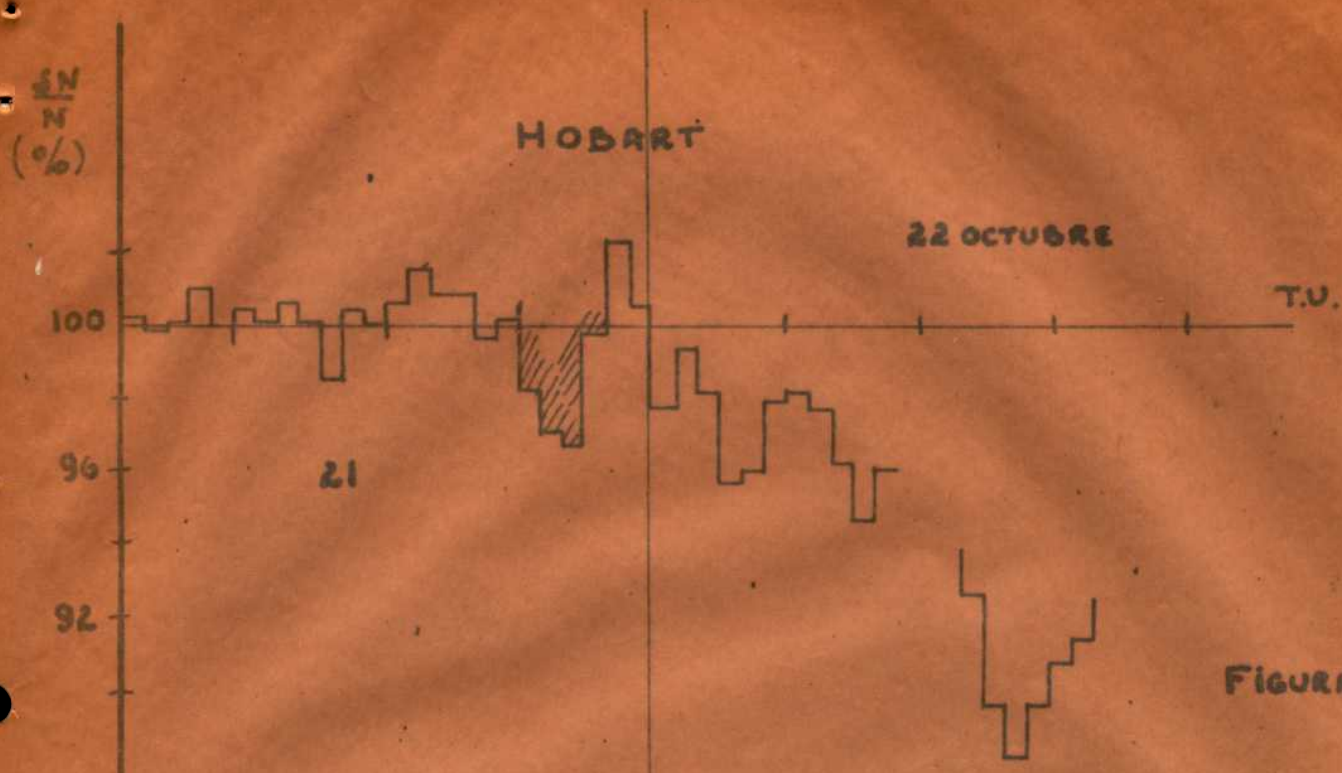
Λ

17 DE JULIO

FIGURA 19

LATITUD vs. ΔT





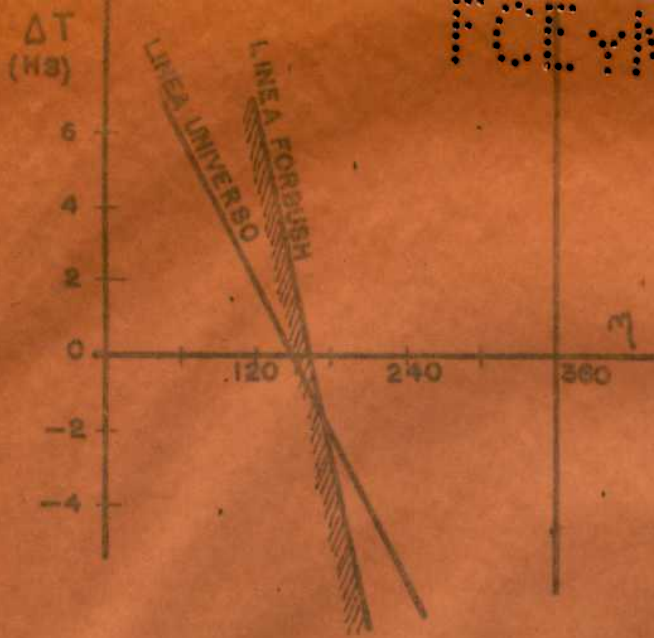


FIGURA 23

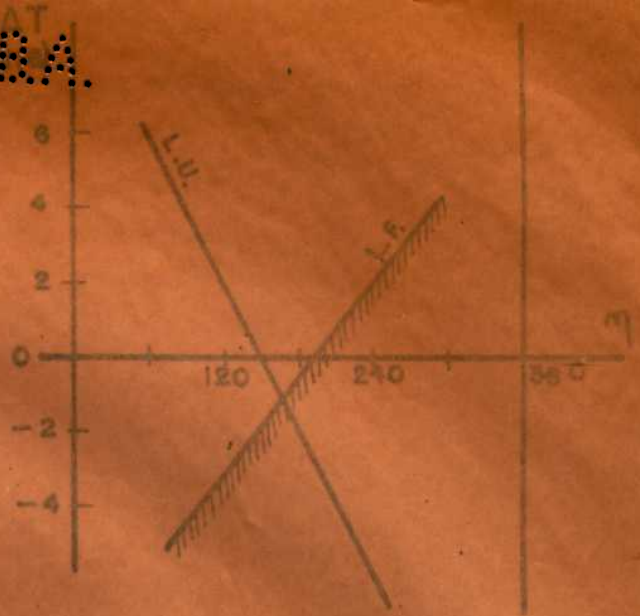


FIGURA 24

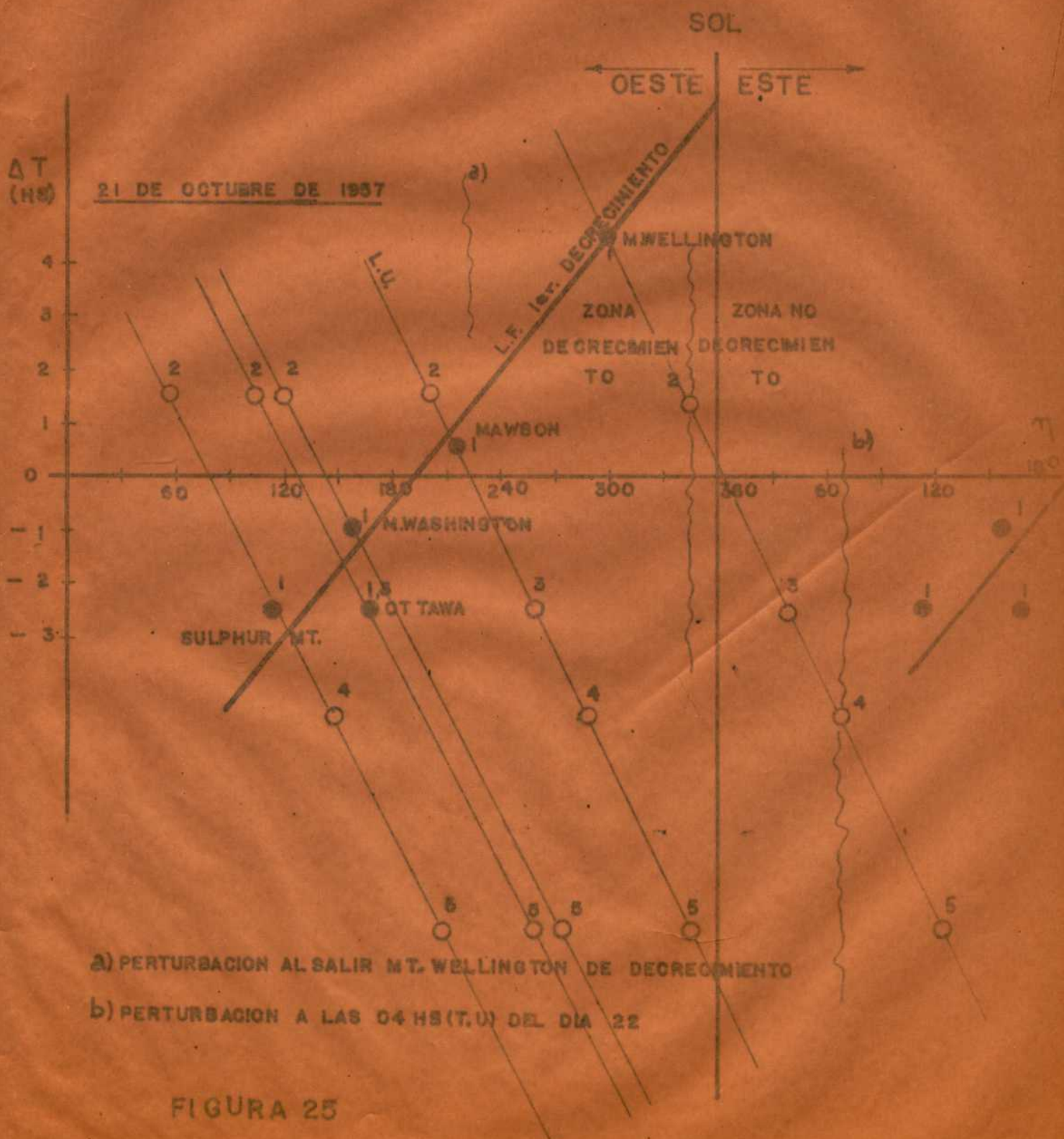


FIGURA 25

CAMPO DESORDENADO

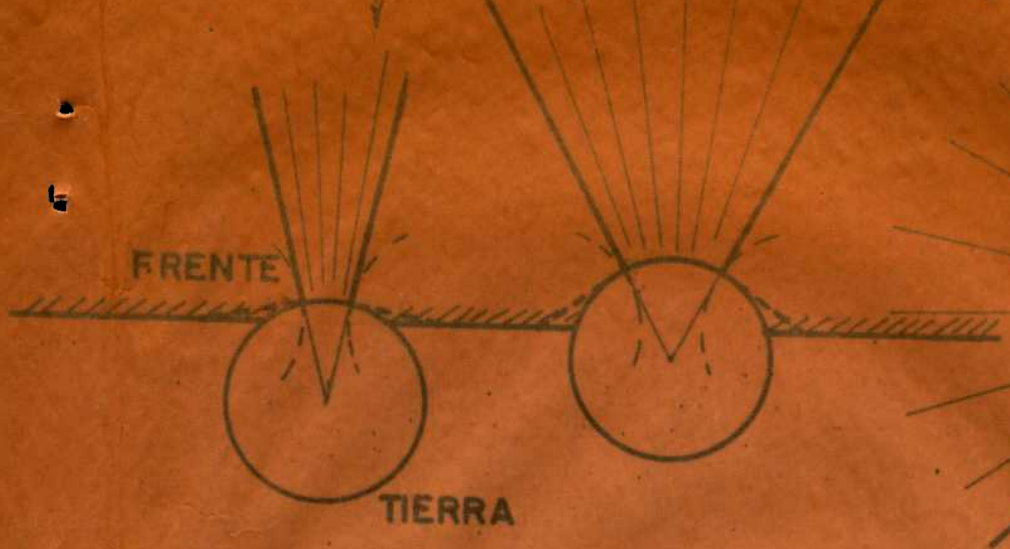


FIGURA 26

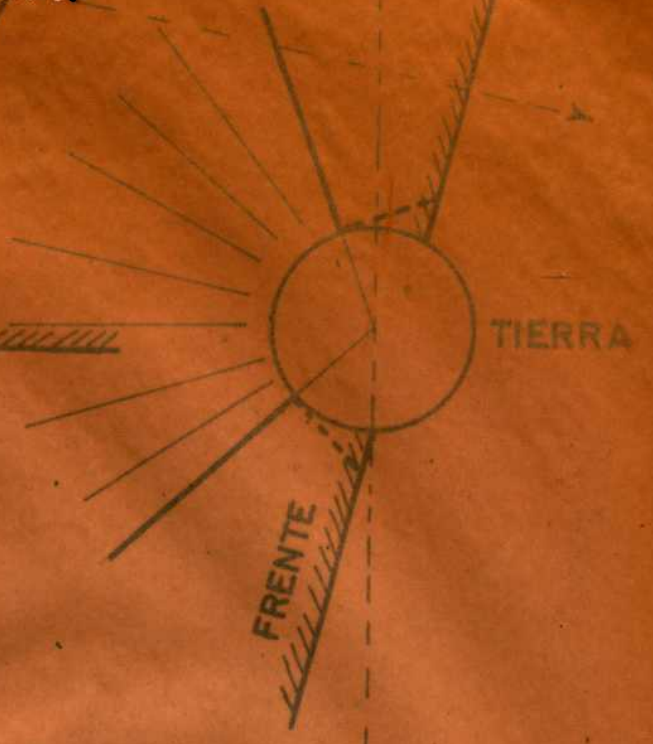


FIGURA 27

CAMPO REGULAR
(⊥ PLANO DEL PAPEL)

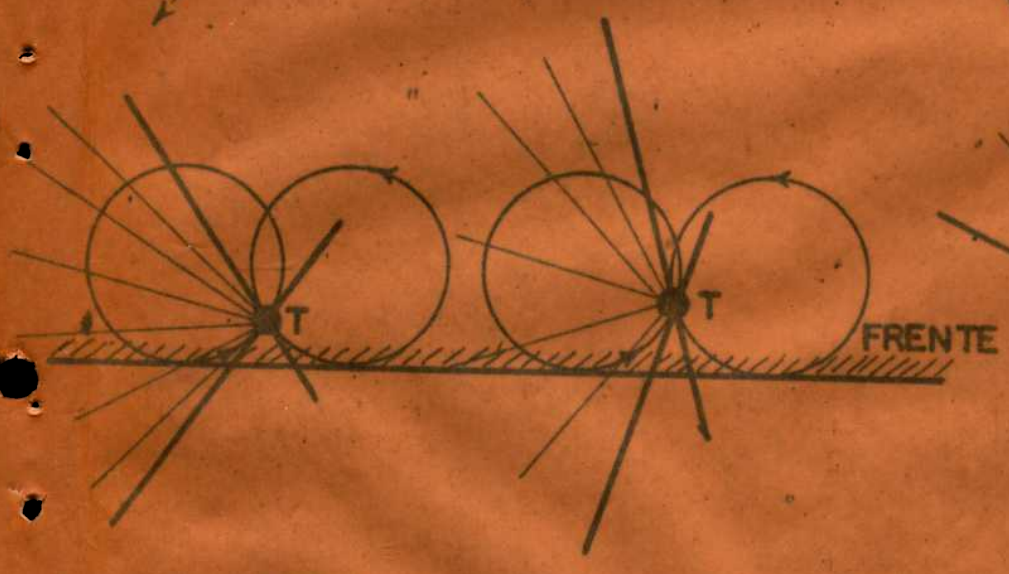


FIGURA 28

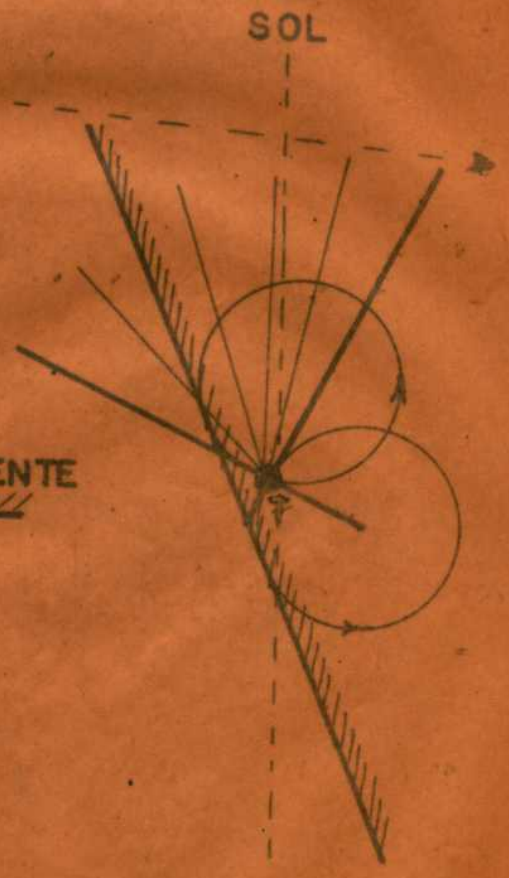


FIGURA 29