

# MODELOS DEL CAMPO GEOMAGNETICO PARA EL ESTUDIO DE LA PROPAGACION DE LA RADIACION COSMICA

RUTH GALL, \* SILVIA BRAVO, \*  
JAIME JIMÉNEZ, \* y ADOLFO OROZCO \*

## RESUMEN

El presente trabajo tiene por objeto discutir las características fundamentales que debe reunir un modelo de campo geomagnético para el estudio de la propagación de la radiación cósmica. Se presenta un análisis de los modelos que hemos empleado en dichos estudios y se mencionan algunos resultados obtenidos mediante el método de simulación de trayectorias de partículas de radiación cósmica en estos campos modelo.

## I. INTRODUCCION

Para el estudio de la propagación de la radiación cósmica en la vecindad de la Tierra es necesario disponer de un modelo adecuado de campo geomagnético, debido a que las partículas de radiación cósmica primaria que llegan a estas regiones son deflecionadas por el campo. Este modelo debe permitir explicar las observaciones experimentales e inferir sobre ciertas características que no son directamente observables.

Antes de la era espacial, los modelos de campo con los que se contaba estaban basados en mediciones magnéticas realizadas sobre la superficie terrestre. El campo medido de esta manera corresponde principalmente al llamado campo geomagnético interno, cuyas fuentes se encuentran en el interior de la Tierra. Este campo puede llegar a representarse con bastante precisión por medio de un desarrollo en multipolos de Gauss (alta simulación del campo interno) en el que el término dipolar es el dominante, por lo que a grandes distancias la configuración del campo es básicamente dipolar, extendiéndose indefinidamente. El empleo de estos modelos permite explicar ciertas características de la propagación de la radiación cósmica, pero no es capaz de explicar otras, tales como la llamada "penetración anómala", que consiste en la detección de partículas en la Tierra cuyas energías están muy por debajo de la energía umbral

---

\* Instituto de Geofísica, UNAM y Comisión Nacional de Energía Nuclear.

computada usando estos modelos. La energía umbral se define como la mínima energía que debe tener una partícula para que tenga acceso a un punto dado en la vecindad de la Tierra.

Con el inicio de las observaciones magnéticas a grandes distancias de la superficie de la Tierra, por medio de aparatos en satélites y en sondas espaciales, se descubrió que el campo magnético en estas regiones es bastante diferente de lo que puede inferirse en base a las mediciones realizadas en la Tierra. En realidad, el campo geomagnético se encuentra confinado a una cavidad —la cavidad magnetosférica— cuya frontera —magnetopausa— está a unos  $10 R_T$  del lado día y se extiende del lado noche en forma de una cola, la llamada cola magnetosférica (ver figura 1). En la parte central de esta cola existe una región de campo nulo, paralela a la eclíptica, conocida como la hoja neutra.

Esta configuración de campo se debe a la existencia de fuentes que se encuentran fuera de la Tierra; estas “fuentes externas” son, principalmente,

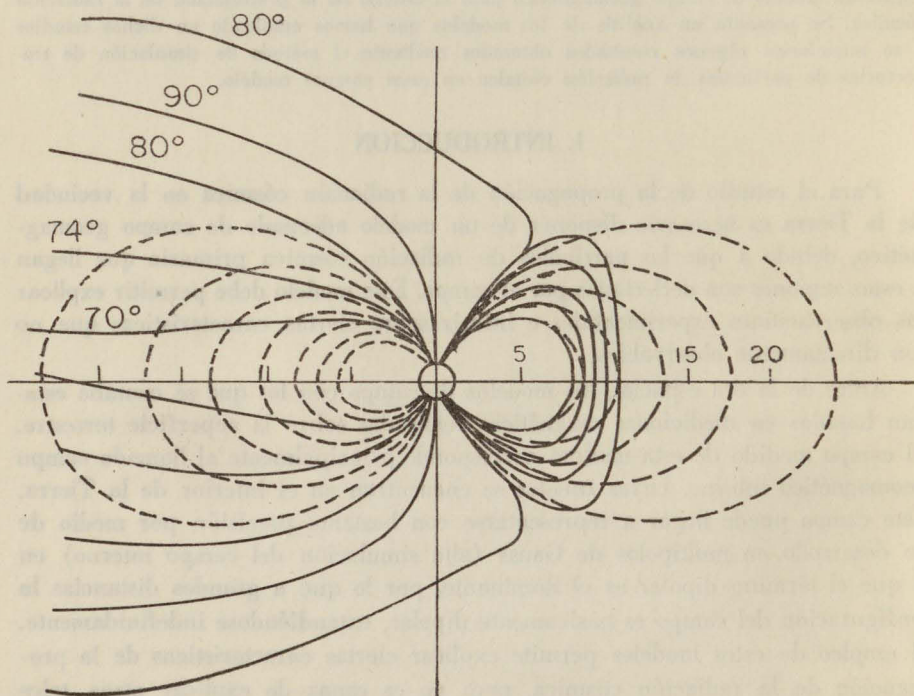


Fig. 1. Líneas de campo en el meridiano noche-día.

Las líneas punteadas representan el campo dipolar y las líneas continuas el campo deducido de las mediciones magnéticas realizadas con el IMP-I. Distancias en  $R_T$ .

(Reproducida de Fairfield, 1968.)

corrientes inducidas por la interacción del viento solar (el flujo de plasma, debido a la expansión continua de la corona solar) con el campo geomagnético de origen interno. En la actualidad ya se cuenta con modelos del campo geomagnético que incluyen las fuentes externas; estos modelos han permitido explicar una parte de la penetración anómala y algunos otros fenómenos que no era posible entender con modelos de campo interno.

Las fuentes del campo geomagnético, tanto internas como externas, presentan, en tiempos magnéticamente quietos, variaciones temporales como la llamada "variación secular" de las fuentes internas y las variaciones diurna y anual de las fuentes externas. La variación secular se debe probablemente a los cambios en los movimientos del material conductor en el interior de la Tierra. La variación diurna de las fuentes externas es inducida por la precesión del eje dipolar geomagnético alrededor del eje geográfico y la variación anual se debe al cambio del ángulo entre el eje de rotación terrestre y la línea Sol-Tierra, que varía entre  $67^\circ$  y  $113^\circ$ .

#### EL MODELO DE CAMPO REQUERIDO PARA EL ESTUDIO DE LA RADIACIÓN CÓSMICA

Los requerimientos que debe satisfacer un modelo del campo geomagnético para la investigación de la propagación de la radiación cósmica son numerosos y dependen de la energía de las partículas. El estudio del movimiento de las partículas de alta energía ( $E > 5$  Gev) sólo requiere el modelo de alta simulación del campo interno, ya que estas partículas son afectadas únicamente por campos relativamente intensos como son los que yacen en la vecindad inmediata de la Tierra. En cambio, partículas de más bajas energías son sensibles también a campos más débiles, tales como los de la magnetosfera externa, por lo que requieren un modelo que incluya, además, las fuentes externas.

El modelo requerido para energías intermedias y bajas debe representar adecuadamente al campo, tanto en la magnetosfera interna como en la externa, así como en la cola magnetosférica hasta distancias en donde ésta se integra al medio interplanetario. Además, debe incluir, tanto la variación secular de las fuentes internas como las variaciones diurna y anual de las fuentes externas.

Las fuentes externas presentan, además, variaciones esporádicas que modifican la configuración magnetosférica; algunas de estas variaciones son producidas por fluctuaciones en la velocidad y densidad del viento solar, otras son debidas a perturbaciones magnéticas (tiempos perturbados) asociadas con eventos solares. Para épocas en las que el flujo solar es muy intenso, la cavidad magnetosférica se comprime, deformándose aún más la configuración del campo. Sería deseable disponer de modelos para estos tiempos perturbados.

Finalmente, el modelo debe incluir la reconexión eventual entre las líneas

del campo geomagnético y el campo interplanetario, así como las corrientes anulares que circulan —en tiempos quietos y perturbados— a grandes distancias de la Tierra, en el interior de la magnetosfera.

Como puede verse, las exigencias para el modelo son muy grandes; sin embargo, para aquellos casos en que no se presentan variaciones esporádicas apreciables, sería suficiente considerar sólo tres casos importantes: cuando el viento solar sopla perpendicularmente al eje del dipolo geomagnético (alrededor de los equinoccios de primavera y otoño) y cuando el ángulo entre el eje dipolar y la línea Sol-Tierra es máximo ( $113^\circ$ ), o mínimo ( $67^\circ$ ); solsticios de invierno y verano respectivamente. Para tiempos perturbados sería suficiente considerar sólo los casos de extrema perturbación, o sea los de compresión máxima de la magnetosfera, y de corrientes anulares más intensas.

#### MODOS DIRECTO DE PROPAGACIÓN Y MÉTODO DE INTEGRACIÓN

El objeto principal de nuestra investigación es el estudio teórico de la propagación a lo largo de trayectorias de rayos cósmicos en el campo magnético de la Tierra. A este modo de propagación se le llama "modo directo", en contraste con los modos de propagación basados en difusión. Para el modo directo, el tiempo de propagación es, en general, del orden de segundos.

Este modo de propagación de la radiación cósmica se estudia por el método de simulación, esto es, la trayectoria real que sigue la partícula en la magnetosfera se simula efectuando, en computadoras electrónicas, la integración numérica de la ecuación diferencial de movimiento con la ayuda de un modelo del campo geomagnético. El programa de integración usado es básicamente el programa de McCracken *et al.*, (1962) modificado por Jiménez (1969). McCracken usa un modelo geomagnético que consiste en un modelo de alta simulación del campo interno, con un límite esférico colocado a  $25 R_T$ ; en nuestra investigación se ha usado un modelo que incluye, además, las fuentes externas del campo, reemplazando el límite esférico de McCracken por una magnetopausa modelo que coincide mejor con la frontera real.

El tiempo de computación restringe la precisión del modelo usado. Así, aunque se desea tener un modelo que se aproxime bastante al campo real, las expresiones no pueden ser demasiado largas ni complicadas.

#### MODELOS DEL CAMPO UTILIZADOS

En nuestra investigación se han utilizado tres modelos que, a pesar de no cumplir con los múltiples requerimientos antes mencionados, han permitido el estudio de la propagación con resultados muy satisfactorios.

En términos generales, estos tres modelos incluyen diferentes expresiones de menor o mayor precisión para el *campo interno* y las expresiones de Williams y Mead (1965) para el campo asociado con las principales *fuentes externas*. Las fuentes externas consideradas son las corrientes inducidas en la magnetopausa y en la hoja neutra de la cola por la interacción del viento solar con el campo geomagnético; no se han incluido las corrientes anulares.

a) El modelo más sencillo que se usó fue el de Williams y Mead (1965); en él, el campo interno está representado por un dipolo central y  $\underline{B}_s$  y  $\underline{B}_{cs}$  representan los campos debidos a las corrientes en la magnetopausa y en la cola, respectivamente.

$$\underline{B} = \underline{B}_{dip} (r, \theta) + \underline{B}_s (r, \theta, r) + \underline{B}_{cs} (r, \theta, r)$$

$\underline{B}_s$  se representa por medio de un desarrollo en armónicos esféricos.

$$\begin{aligned} \underline{B}_s = & \left[ -\bar{g}_1^0 \cos \theta - 2 \sqrt{3} \bar{g}_2^1 r \sin \theta \cos \theta \cos \tau \right] \hat{e}_r + \\ & + \left[ \bar{g}_1^0 \sin \theta - \sqrt{3} \bar{g}_2^1 r \cos 2 \theta \cos \tau \right] \hat{e}_\theta + \\ & + \left[ \sqrt{3} \bar{g}_2^1 r \cos \theta \sin \tau \right] \hat{e}_\varphi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \underline{B}_{cs} = & (B_x \sin \theta \cos \tau - B_y \cos \theta) \hat{e}_r + (B_x \cos \theta \cos \tau + \\ & + B_y \sin \theta) \hat{e}_\theta + (-B_x \sin \tau) \hat{e}_\varphi \end{aligned}$$

Estas expresiones están dadas en coordenadas geomagnéticas  $r, \theta$  y  $\tau$ , donde  $\tau$  es la longitud medida en grados, desde la línea Sol-Tierra, a partir del lado noche, que corresponde a la hora local geomagnética. La introducción de la latitud invariante<sup>1</sup> en este modelo permite la aplicación de los resultados teóricos en la interpretación de los resultados experimentales. Los parámetros que intervienen en este modelo son:  $r_b$  la distancia de la magnetopausa al centro de la Tierra sobre la línea Sol-Tierra;  $R_1, R_2$ , los límites de la hoja neutra y  $B(cs)$  la magnitud del campo en la línea central de la hoja (véase Williams-Mead, 1965). Hemos limitado el desarrollo de  $\underline{B}_s$  solamente a los dos primeros términos por razones que se expondrán más tarde.

b) El segundo modelo usado es una modificación del de Williams y Mead en la que se representa mejor el campo en la vecindad de la Tierra. En este

<sup>1</sup> Para una amplia discusión de la latitud invariante, véase McIlwain (1961).

modelo se ha combinado la alta simulación del campo interno (expansión de Gauss hasta el 6º orden con los coeficientes calculados por Finch y Leaton, 1957) con las expresiones de Williams-Mead para el campo debido a las fuentes externas.

$$\underline{B} = - \nabla V (R, \Theta, \Phi) + \underline{B}_s (R, \Theta, t) + \underline{B}_{cs} (R, \Theta, t)$$

$$V (R, \Theta, \Phi) = a \sum_{n=1}^6 \sum_{m=1}^n \left( \frac{a}{R} \right)^{n+1} (g_n^m \cos m \Phi + h_n^m \sin m \Phi) P_n^m (\cos \Theta)$$

$R, \Theta, \Phi$  coordenadas geográficas,

$t$  tiempo local geográfico.

Como a grandes distancias de la superficie terrestre el campo se reduce a un campo dipolar, la interacción del viento solar puede ser aproximada con la de un campo dipolar y las expresiones de Williams-Mead para  $\underline{B}_s$  y  $\underline{B}_{cs}$  tienen validez aun cuando el campo interno se represente por alta simulación. Sin embargo, ya que en este modelo se han utilizado para  $\underline{B}_s$  y  $\underline{B}_{cs}$  coordenadas geográficas, el tiempo local corresponde al geográfico. Esto equivale a suponer que las corrientes externas presentan simetrías con respecto al ecuador y al meridiano noche-día geográficos.

c) En el tercero y más sofisticado de los modelos usados, el campo interno es el "International Geomagnetic Reference Field" (IAGA, 1969), calculado para 1965, con  $n = 10$ , y que proporciona la descripción más satisfactoria y actualizada del campo interno. Tomando en cuenta que el viento solar interactúa con el dipolo geomagnético, se empleó el sistema de referencia geomagnético en las expresiones de Williams-Mead. Una matriz de transformación  $\alpha$  unifica los sistemas coordenados y permite obtener el campo total en coordenadas geográficas.

$$\underline{B} = - \nabla V (R, \Theta, \Phi)_{IGRF} + \alpha [B_s (r, \theta, \tau) + B_{cs} (r, \theta, \tau)]$$

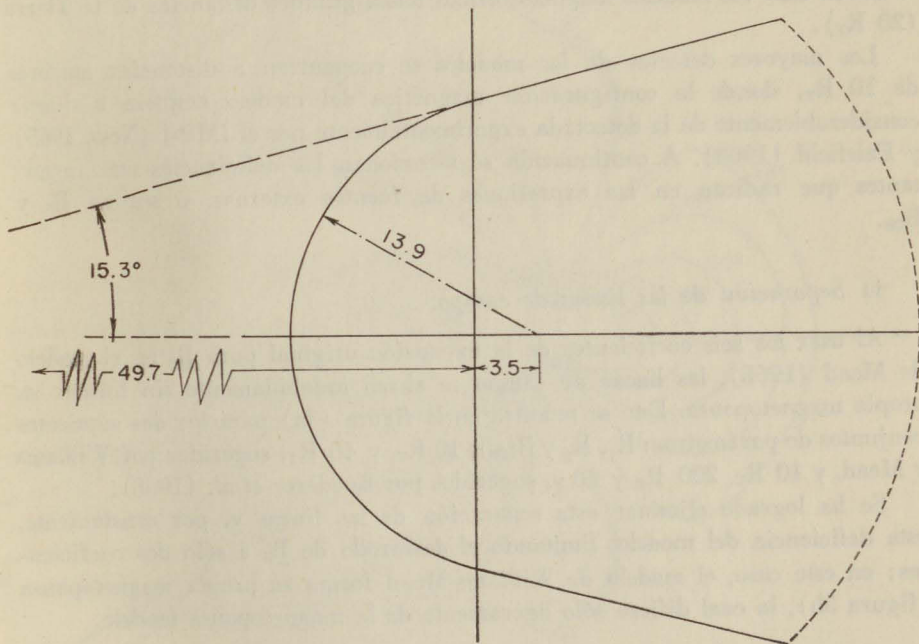
En este modelo  $\tau$  es el tiempo local geomagnético

Dado que las expresiones de Williams-Mead son rigurosamente válidas cuando el viento solar sopla perpendicularmente al eje geomagnético, los tres modelos se aplican mejor para los equinoccios de primavera y otoño, en tiempos quietos.

d) El Modelo de la magnetopausa.

Para los tres modelos de campo geomagnético hemos usado el mismo

modelo de magnetopausa (Gall *et al.*, 1968a) que consiste en una superficie de revolución alrededor de la línea Sol-Tierra, formada del lado día por una semiesfera centrada a  $-3.5 R_T$ , cuyo radio es de  $13.9 R_T$ , que se extiende hacia la noche en un cono truncado abierto a un ángulo de  $15.3^\circ$ . En la figura 2 se muestra esta magnetopausa modelo, la cual coincide satisfactoriamente con la deducida por Ness (1965) de las observaciones del



BIBLIOTECA

Fig. 2. Magnetopausa modelo.

Superficie de revolución compuesta, del lado día, por una semiesfera centrada a  $-3.5 R_T$ , de radio  $13.9 R_T$  unida del lado noche a un cono truncado abierto a un ángulo de  $15.3^\circ$ . La línea punteada indica el límite de integración de órbitas en la cola magnetosférica.

IMP-I. Hemos limitado nuestros estudios de la propagación en la cola a distancias no mayores de  $20 R_T$ . La razón principal de esta limitación es que el modelo se vuelve críticamente malo a distancias más grandes.

## II. ESTUDIO DE LOS MODELOS USADOS

- a) Deficiencias de los modelos a grandes distancias.  
Tiempos quietos.

Para la investigación de la propagación de rayos cósmicos de baja energía, se deben usar los modelos magnetosféricos hasta grandes distancias de la Tierra ( $20 R_T$ ).

Los mayores defectos de los modelos se encuentran a distancias mayores de  $10 R_T$ , donde la configuración magnética del modelo empieza a diferir considerablemente de la detectada experimentalmente por el IMP-I (Ness, 1965) y Fairfield (1968). A continuación se mencionan las deficiencias más importantes que radican en las expresiones de fuentes externas, o sea en  $\underline{B}_s$  y  $\underline{B}_{cs}$ .

### i) Separación de las líneas de campo.

Al usar los seis coeficientes de la expansión original para  $\underline{B}_s$  en el modelo de Mead (1965), las líneas de campo se abren indebidamente sin formar su propia magnetopausa. Esto se muestra en la figura (3a) para los dos siguientes conjuntos de parámetros:  $R_1$ ,  $R_2$  y  $B_{(cs)}$ :  $10 R_T$ , y  $40 R_T$ , sugeridos por Williams y Mead, y  $10 R_T$ ,  $200 R_T$  y  $20 \gamma$ , sugeridos por Roederer *et al.* (1968).

Se ha logrado eliminar esta separación de las líneas y, por consiguiente, esta deficiencia del modelo, limitando el desarrollo de  $\underline{B}_s$  a sólo dos coeficientes; en este caso, el modelo de Williams-Mead forma su propia magnetopausa (figura 3b), la cual difiere sólo ligeramente de la magnetopausa modelo.

### ii) Inclinación de las líneas de campo.

En el modelo de Williams y Mead a grandes distancias las líneas forman un ángulo indebidamente grande con la hoja neutra. Para los parámetros  $10 R_T$ ,  $40 R_T$ , y  $40\gamma$  las líneas más separadas son las ancladas entre las latitudes  $68.5^\circ$  y  $75^\circ$  y para los parámetros  $10 R_T$ ,  $200 R_T$ , y  $20\gamma$ , son las ancladas entre  $68.5^\circ$  y  $85^\circ$ . El conjunto de parámetros  $10 R_T$ ,  $40 R_T$ , y  $40\gamma$  (figura 4) conduce a una configuración más realista en la cola que el conjunto de parámetros recomendados por Roederer para simular el campo cerca de la órbita de los satélites geostacionarios (órbita sincrónica).

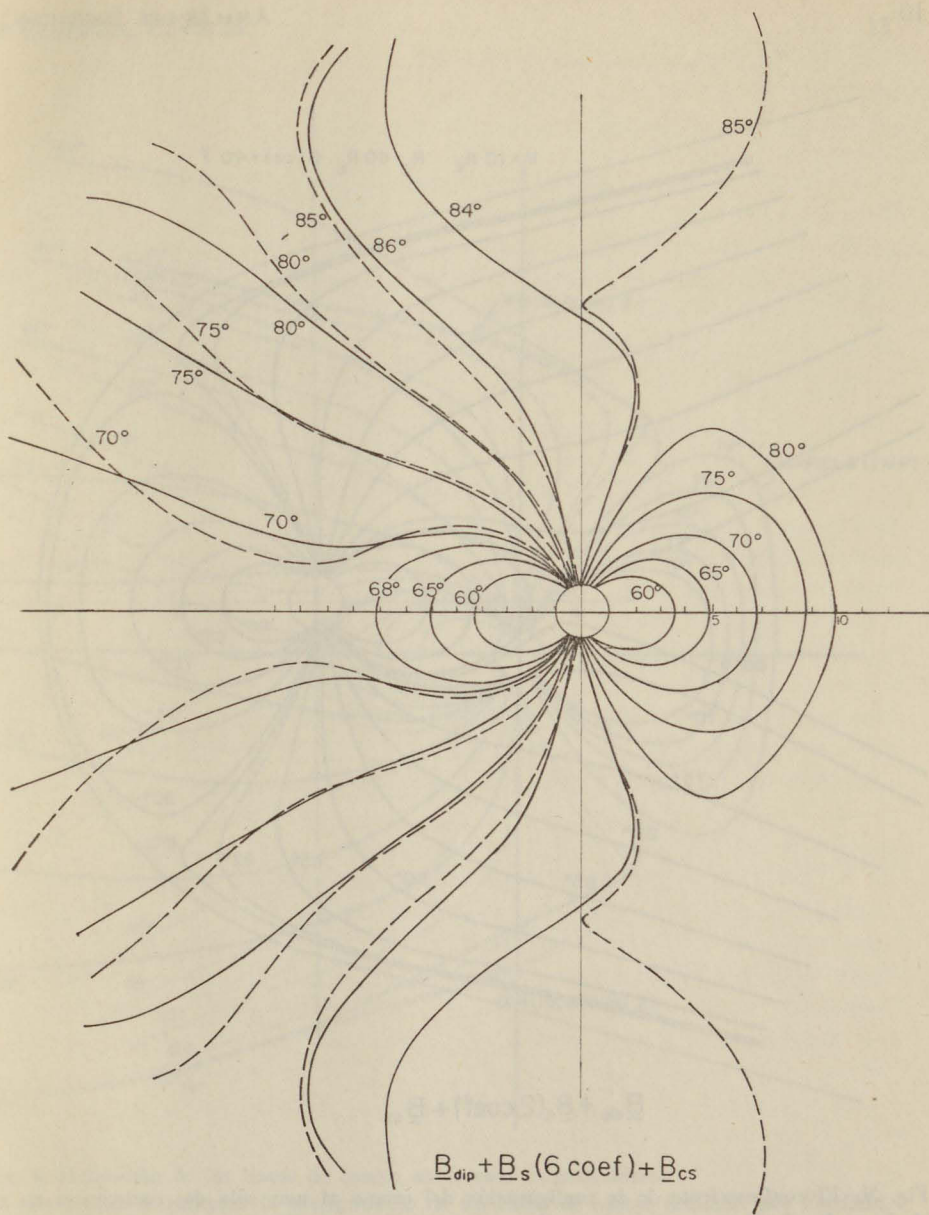


Fig. 3. Diferentes configuraciones de líneas de campo del modelo de Williams y Mead en el meridiano noche-día.

3a. Divergencia de las líneas de campo al usar seis coeficientes en el desarrollo de  $B_s$ , el campo asociado con las corrientes en la magnetopausa. Las líneas punteadas y continuas corresponden a los conjuntos de parámetros para  $B_{cs}$ :  $R_1 = 10 R_T$ ,  $R_2 = 200 R_T$ ,  $B(cs) = 20 \gamma$  y  $R_1 = 10 R_T$ ,  $R_2 = 40 R_T$ ,  $B(cs) = 40 \gamma$  respectivamente.

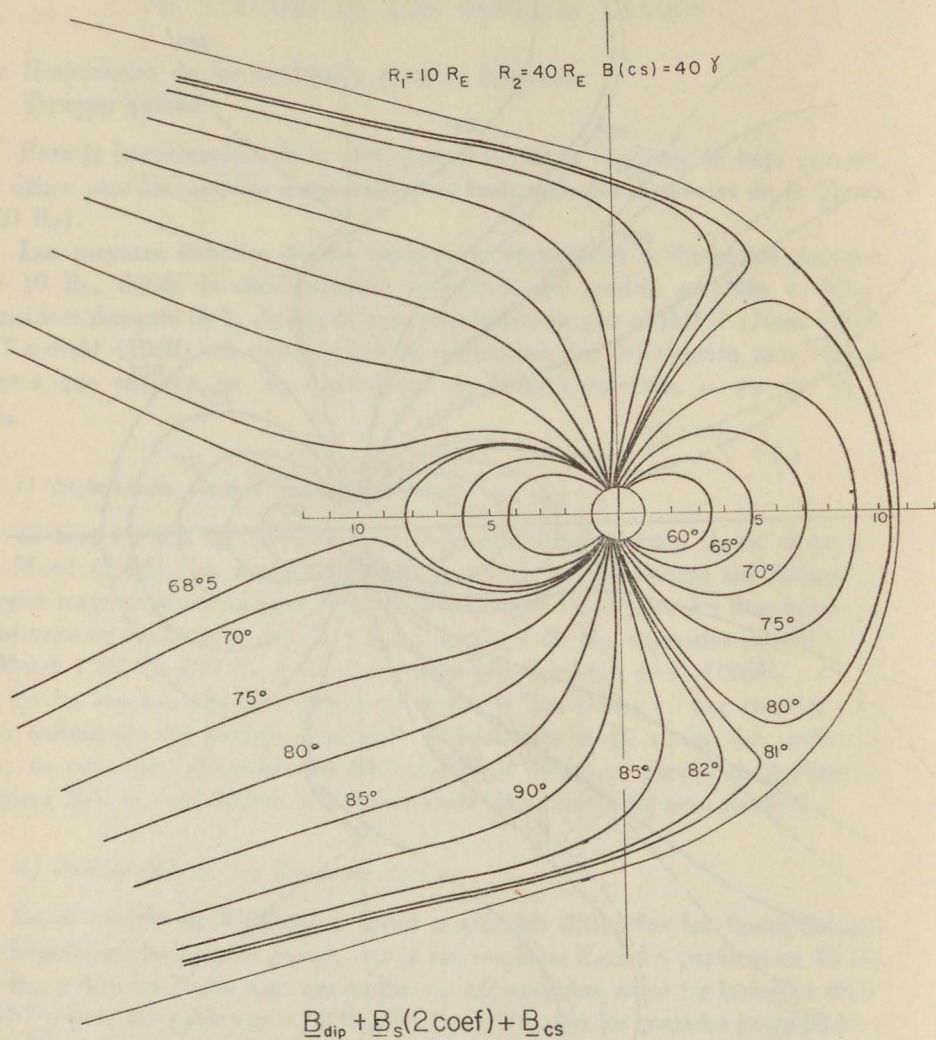


Fig. 3b. El confinamiento de la configuración del campo al usar sólo dos coeficientes en el desarrollo de  $B_s$  para el conjunto de parámetros  $R_1 = 10 R_T$ ,  $R_2 = 40 R_T$ ,  $B(cs) = 40 \gamma$ .

Los números adjuntos indican las latitudes a las que las líneas están "ancladas" en la superficie de la Tierra. Las distancias están en radios terrestres ( $R_T$ ).

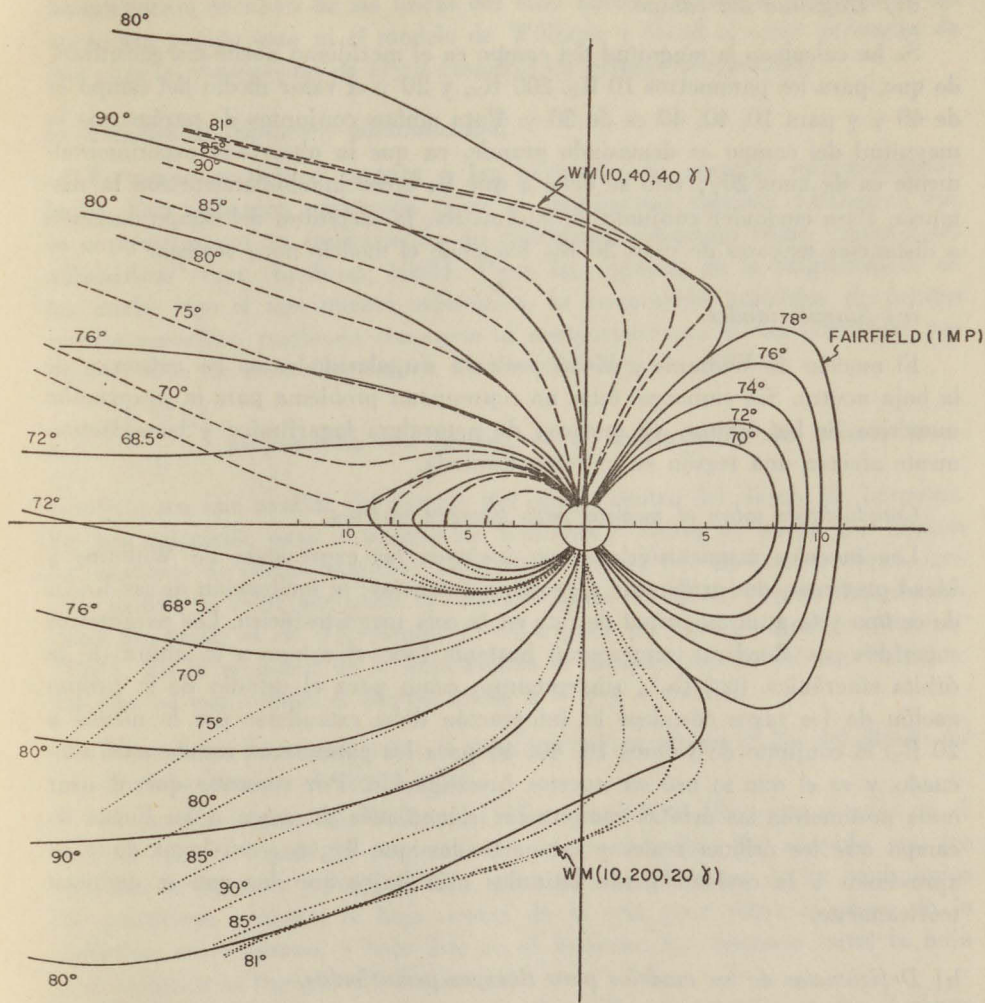


Fig. 4. Inclínación de las líneas de campo en la cola magnetosférica. En esta gráfica se compara la configuración de las líneas de campo deducida por Fairfield, 1968, con las del modelo de Williams y Mead para dos conjuntos de parámetros. Para el conjunto  $10 R_T, 200 R_T, 20 \gamma$  la inclinación respecto a la hoja neutra es excesiva para las líneas ancladas entre  $68.5^\circ$  y  $85.0^\circ$ ; para el conjunto  $10 R_T, 40 R_T, 40 \gamma$  esto ocurre para las líneas "ancladas" entre  $68.5^\circ$  y  $75.0^\circ$ .

iii) *Magnitud del campo.*

Se ha calculado la magnitud del campo en el meridiano noche-día encontrando que, para los parámetros  $10 R_T$ ,  $200 R_T$ , y  $20 \gamma$  el valor medio del campo es de  $40 \gamma$  y para  $10$ ,  $40$ ,  $40$  es de  $50 \gamma$ . Para ambos conjuntos de parámetros la magnitud del campo es demasiado grande, ya que la observada experimentalmente es de unos  $20\gamma$ ; esto se debe a que  $B_S$  crece indebidamente con la distancia. Para cualquier conjunto de parámetros, la magnitud del campo aumenta a distancias mayores de unos  $20 R_T$ , haciendo el modelo poco realista.

iv) *Singularidades.*

El modelo de Williams y Mead presenta singularidades en los extremos de la hoja neutra. Sin embargo, éstas no representan problema para la integración numérica de las órbitas, ya que son de naturaleza logarítmica y consecuentemente afectan una región en extremo limitada.

*Conclusiones sobre el modelo para tiempos quietos.*

Los modelos magnetosféricos que incluyen las expresiones de Williams y Mead presentan dos problemas a grandes distancias: la inclinación de las líneas de campo y la gran magnitud de éste en la cola magnetosférica. Los parámetros sugeridos por Roederer representan bastante bien el campo a la altura de la órbita sincrónica ( $6.6 R_T$ ); sin embargo, como para el estudio de la propagación de los rayos cósmicos la integración debe extenderse por lo menos a  $20 R_T$ , el conjunto de valores  $10$ ,  $40$ ,  $40$  para los parámetros resulta más adecuado y es el que se usó en nuestra investigación. Por supuesto que al usar estos parámetros las órbitas computadas siguen más de cerca a las líneas de campo que las órbitas reales y las partículas que llegan a un lugar dado se aproximan a la cavidad desde latitudes más bajas que las que se deducen teóricamente.

b) *Deficiencias de los modelos para tiempos perturbados.*

El modelo de Williams y Mead, o los modelos derivados de éste, no pueden ser usados en tiempos perturbados. Como afirma Roederer (1969) la adición de una corriente en la cola en el modelo de Williams y Mead elimina la consistencia original del modelo de Mead (1964). Esto llega a ser particularmente crítico para tiempos perturbados; para la magnetosfera comprimida el punto subsolar puede llegar hasta  $7 R_T$ . Para este valor tan pequeño de  $r_b$ ,  $B_S$  crece tanto a grandes distancias que los parámetros sugeridos por Roederer para sa-

tisfacer la magnitud del campo en tiempos altamente perturbados (10, 200, 50) en la órbita sincrónica no pueden compensar este aumento que produce un levantamiento excesivo de las líneas del lado noche. Debido al aumento de  $\underline{B}_s$  no se han podido usar ni el modelo de Williams y Mead ni otros derivados de éste para la propagación de rayos cósmicos en tiempos perturbados.

c) *Estudios de captura y adiabaticidad.*

El campo magnético captura a las partículas de energías suficientemente bajas. Esta radiación capturada sigue un movimiento llamado adiabático que se caracteriza por la conservación de cantidades conocidas como "invariantes adiabáticos" (ver Northrop, 1963). Para las regiones de la magnetosfera en las cuales rige el movimiento adiabático, la integración numérica de órbitas resulta superflua, pudiendo conocerse el comportamiento de las partículas por conservación de estos invariantes. El discriminante de Alfén:

$$\chi = \frac{\rho |\nabla B|}{|B|} \text{ proporciona una medida de la conservación del primer invariante, o sea una medida del cambio del campo dentro del círculo de Larmor.}$$

Se han calculado, para el modelo de Williams y Mead, las líneas que limitan las regiones de comportamiento adiabático (figura 5). Se encontró que para este modelo el valor adecuado del discriminante de Alfven  $\chi$  para caracterizar estas fronteras, es de 0.1, siendo  $\chi = 0.4$  para un modelo dipolar (Webber, 1963). En la vecindad de la hoja neutra el comportamiento no es adiabático, ya que en esta región el campo tiende a 0 y  $\chi$  a infinito.

d) *Expresiones del campo para el caso general en el que el eje del dipolo no es perpendicular al viento solar.*

El modelo original de Williams y Mead considera solamente el caso en el que el eje del dipolo es perpendicular al viento solar. De acuerdo con los estudios de Speisser y Ness (1967), para épocas diferentes de los equinoccios de primavera y otoño, la hoja neutra de la cola yace sobre el plano de la eclíptica, en el verano, y bajo éste en el invierno. La distancia entre la hoja y la eclíptica es función del ángulo ( $\lambda$ ).

Hemos encontrado expresiones para  $\underline{B}_{cs}$  y  $\underline{B}_s$  para el caso en que el viento solar forme un ángulo arbitrario ( $\lambda$ ) con la dirección del dipolo, suponiendo que las expresiones de Williams y Mead siguen siendo válidas para estos casos, pero para diferentes sistemas coordenados:  $\underline{B}_s$  para el sistema geomagnético y  $\underline{B}_{cs}$  para el sistema en el que el eje X es la intersección de la hoja neutra con el plano perpendicular a la eclíptica (que contiene la línea Sol-Tierra); el eje

Z es perpendicular al plano de la eclíptica, y el eje Y completa un sistema derecho. Las expresiones de las componentes del campo se transforman al sistema geográfico por medio de una matriz de transformación.

### III. PRINCIPALES RESULTADOS DE LA INVESTIGACION SOBRE EL MODO DIRECTO DE PROPAGACION

Con los tres modelos descritos en la sección I se ha logrado predecir ciertas características importantes de la propagación de rayos cósmicos de baja energía en la magnetosfera terrestre.

Los resultados importantes de la investigación se deben principalmente a la introducción de fuentes externas del campo en el programa de integración. El modo de propagación, desde la magnetopausa hasta los detectores en globos y satélites, depende fuertemente de la configuración del campo en la magnetosfera externa.

Al no introducir las corrientes anulares se ha simplificado nuestro estudio; esta omisión intencional tiene la ventaja de permitir una mejor comprensión del papel que juegan las corrientes en la magnetopausa y en la cola, en la propagación de la radiación cósmica.

A continuación resumiremos brevemente los principales resultados de nuestros estudios de la propagación de la radiación cósmica en la magnetosfera terrestre modelo; algunos de los cuales ya han encontrado confirmación experimental.

#### a) El papel de la cola magnetosférica.

Se ha encontrado que la presencia de la cola magnetosférica juega un papel predominante en la penetración de partículas a detectores terrestres, disminuyendo considerablemente las energías umbrales predichas y permitiendo en gran parte la penetración "anómala". Por integración numérica de las trayectorias de rayos cósmicos se encontró que partículas de muy baja energía llegan a la Tierra, no sólo de noche (como lo demostraron previamente Reid y Sauer, 1967), sino a cualquier hora local (ver figura 6), vía la cola magnetosférica (Gall *et al.*, 1968a).

Se encontró que la opacidad de la cola a la penetración de partículas disminuye al aumentar la magnitud del campo en esta región (Gall *et al.*, 1968a). Esta predicción teórica fue usada por Barcus (1969) para interpretar un decrecimiento súbito del flujo de partículas de rayos cósmicos solares y aumento de la energía umbral asociados con subtormentas polares, durante las cuales las líneas en la cola se comprimen.

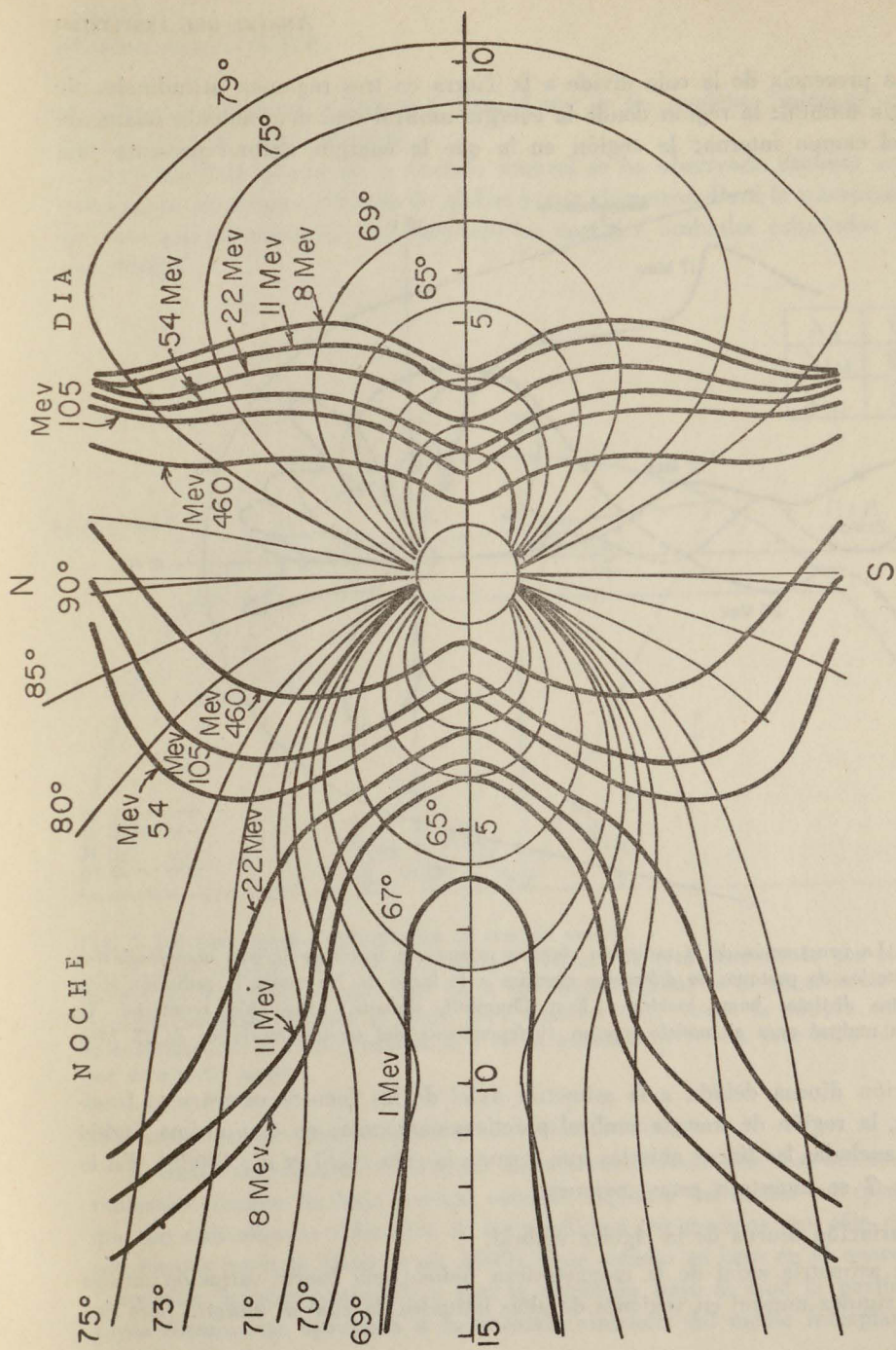


Fig. 5. Fronteras de las regiones de comportamiento adiabático en el meridiano noche-día para el modelo de Williams y Mead, para protones de diferentes energías. Las líneas delgadas son las líneas de campo del modelo y las gruesas las fronteras correspondientes al valor 0.1 del discriminante de Alfvén.

La presencia de la cola divide a la Tierra en tres regiones latitudinales de energía umbral: la región donde la energía umbral está determinada solamente por el campo interno; la región en la que la energía umbral presenta una

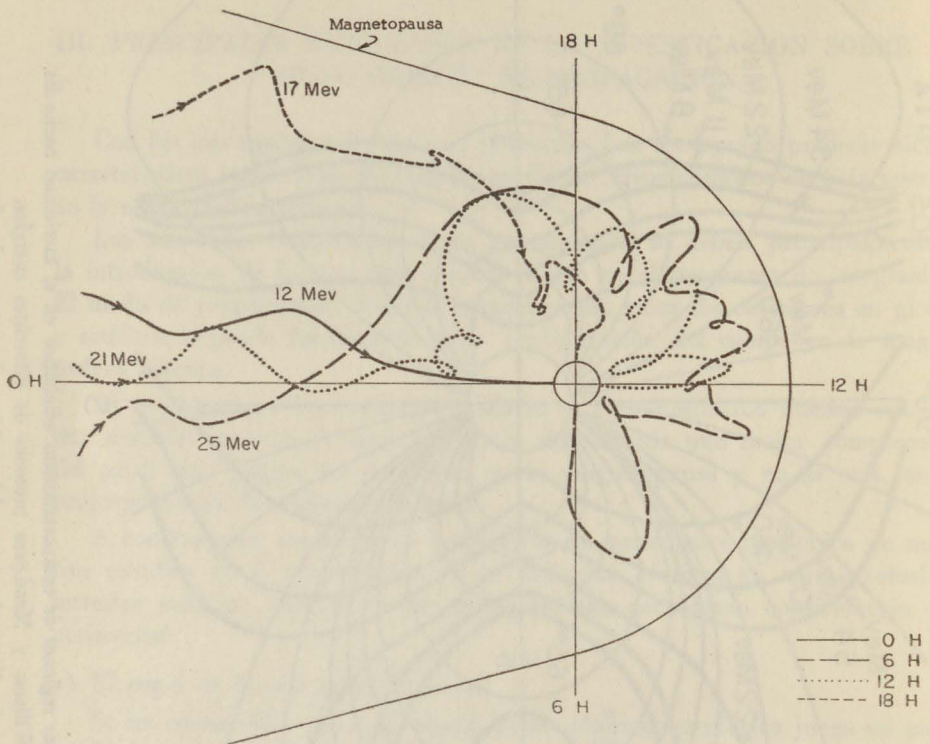


Fig. 6. La penetración de la radiación cósmica primaria a través de la cola magnetosférica. Trayectorias de protones de diferentes energías a lo largo de las cuales la radiación llega a cuatro distintas horas locales a Fort Churchill, Canadá. Proyección ecuatorial. La energía umbral para el modelo interno (independiente del tiempo local) es de 23 MeV.

variación diurna debida a la asimetría axial de las fuentes externas y, finalmente, la región de energía umbral prácticamente nula; en esta última región están ancladas las líneas abiertas que forman la cola (Gall *et al.*, 1968b). En la figura 7 se muestran estas regiones.

#### b) Variación diurna de la rigidez umbral.

La asimetría axial de la magnetosfera induce una fuerte variación diurna de la rigidez umbral en regiones de altas latitudes, la cual se muestra para dos

modelos diferentes en la figura 8. Con el uso de los modelos "internos" no es posible predecir esta variación.

La variación diurna de la energía umbral se ha observado durante eventos solares, con detectores a bordo de globos y con riómetros. Para la interpretación de estas observaciones se han utilizado las energías umbrales calculadas (Barcus, 1968).

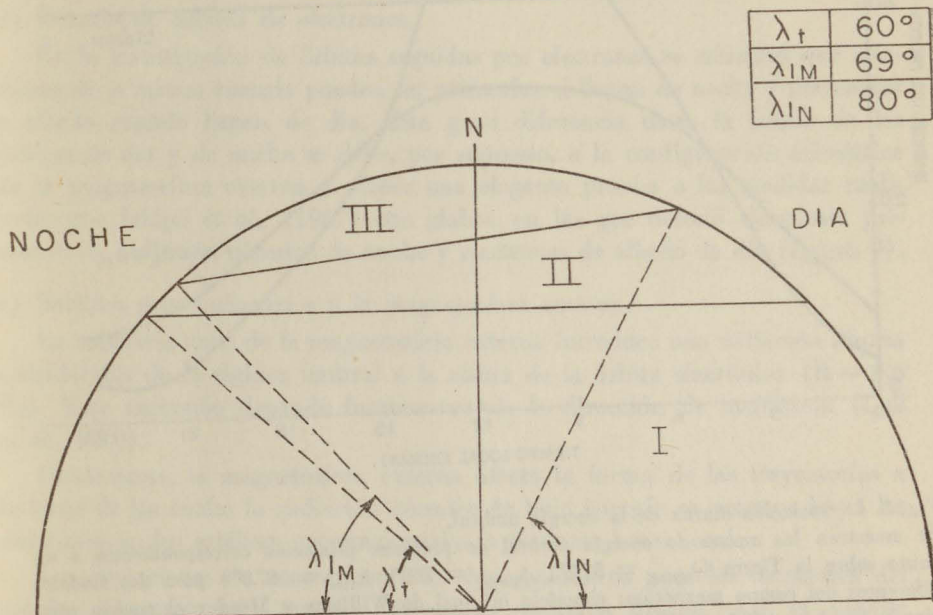


Fig. 7. Las tres regiones latitudinales de energía umbral.

La de bajas latitudes (I) donde la energía umbral sólo está determinada por el campo interno; la de latitudes medias (II) en la que asimetría axial de la magnetosfera externa introduce variación diurna; y la de altas latitudes (III) donde la energía umbral es aproximadamente 0. En las regiones II y III la presencia de la cola hace bajar el umbral por debajo del interno.

### c) Direcciones de acercamiento y su variación diurna.

A través del estudio de órbitas hemos encontrado que los detectores de radiación cósmica de baja energía sondan regiones del medio interplanetario que son radicalmente diferentes de las predichas por modelos que sólo consideran fuentes internas (Gall *et al.*, 1969). Este estudio se basa en el concepto de "dirección de acercamiento", o sea, la dirección bajo la cual la partícula de rayos cósmicos se aproxima a la cavidad, viniendo del medio interplanetario,

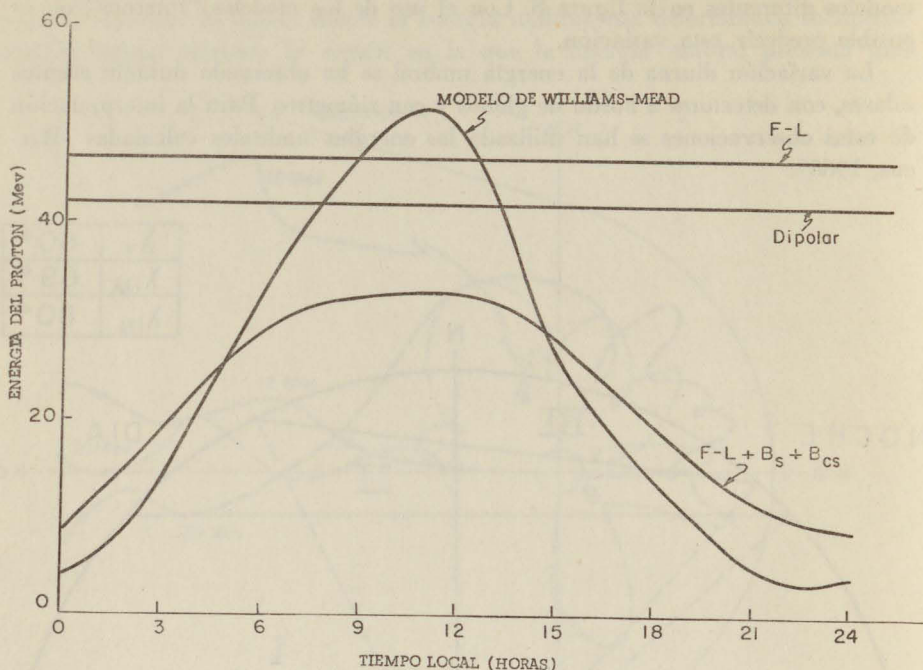


Fig. 8. La variación diurna de la energía umbral.

Se muestran las curvas de energía umbral de protones primarios correspondientes a un punto sobre la Tierra ( $\lambda_{\text{geog}} = 57.2^\circ$ ,  $\phi_{\text{geog}} = 260^\circ$ ,  $\lambda_{\text{inv}} = 67.8^\circ$ ) para dos modelos diferentes del campo magnético: el modelo original de Williams y Mead y el modelo combinado con los coeficientes de Finch y Leaton. Las líneas horizontales representan la energía umbral para los campos internos dipolar y de alta simulación con coeficientes de Finch y Leaton, independiente de la hora local.

definida por dos ángulos:  $\wedge_a$  y  $\psi_a$  que son la latitud y la longitud de acercamiento respectivamente.

En los estudios realizados con modelos geomagnéticos que no incluyen las fuentes externas, la dirección de acercamiento de una partícula está fija respecto de la estación y corrota con ella, esto es, no existe variación diurna en las direcciones de acercamiento. Sin embargo, al incluir las fuentes externas, la asimetría axial de la configuración hace que partículas de una energía dada, que llegan a un cierto punto a dos horas locales diferentes, tengan direcciones de acercamiento muy distintas respecto a la estación. Esta variación diurna de las direcciones de acercamiento puede dar lugar a que, para ciertas

energías, los detectores registren, a cualquier hora local, partículas provenientes de la cola magnetosférica (figura 6).

Este efecto, el cual aún no ha sido comprobado experimentalmente, puede tener una gran importancia en la interpretación de la propagación de rayos cósmicos solares a través de la magnetosfera externa e interna y el medio interplanetario.

d) Estudio de órbitas de electrones.

En la investigación de órbitas seguidas por electrones se encontró que electrones de la misma energía pueden ser primarios si llegan de noche y pertenecer a albedo cuando llegan de día. Esta gran diferencia entre la forma de las órbitas de día y de noche se debe, por supuesto, a la configuración asimétrica de la magnetosfera externa y ofrece una elegante prueba a las medidas realizadas por Jokipii *et al.*, (1967) con globos, en las que detectó electrones primarios de radiación cósmica de noche y electrones de albedo de día (figura 9).

e) Satélites geostacionarios y la magnetosfera externa.

La asimetría axial de la magnetosfera externa introduce una variación diurna considerable de la rigidez umbral a la altura de la órbita sincrónica ( $R = 6.6 R_T$ ). Esta variación depende fuertemente de la dirección de incidencia (Gall *et al.*, 1970).

Obviamente, la magnetosfera externa afecta la forma de las trayectorias a lo largo de las cuales la radiación cósmica de baja energía se propaga hasta los detectores en los satélites geostacionarios a distintas horas locales.

Las direcciones de acercamiento de rayos cósmicos para los detectores del satélite geostacionario también presentan variación diurna. Así, el satélite sondea el plano ecuatorial al medio día, mientras que de noche sondea diferentes latitudes de la cola magnetosférica. Con el uso del modelo interno se llega a la equivocada conclusión de que el satélite sondea el plano ecuatorial a todas las horas locales (figura 10).

La propagación anisotrópica de rayos cósmicos solares a lo largo de las líneas de Parker puede ser observada con los satélites geostacionarios. Se han calculado los tiempos locales de observación de esta anisotropía para los detectores del ATS-I, para protones de diferentes energías (Gall y Bravo, 1970).

#### IV. OBSERVACIONES GENERALES

1. El hecho de restringir el estudio de la propagación de la radiación cósmica a la porción de la cavidad limitada en el lado noche a  $20 R_T$ , en la cola,

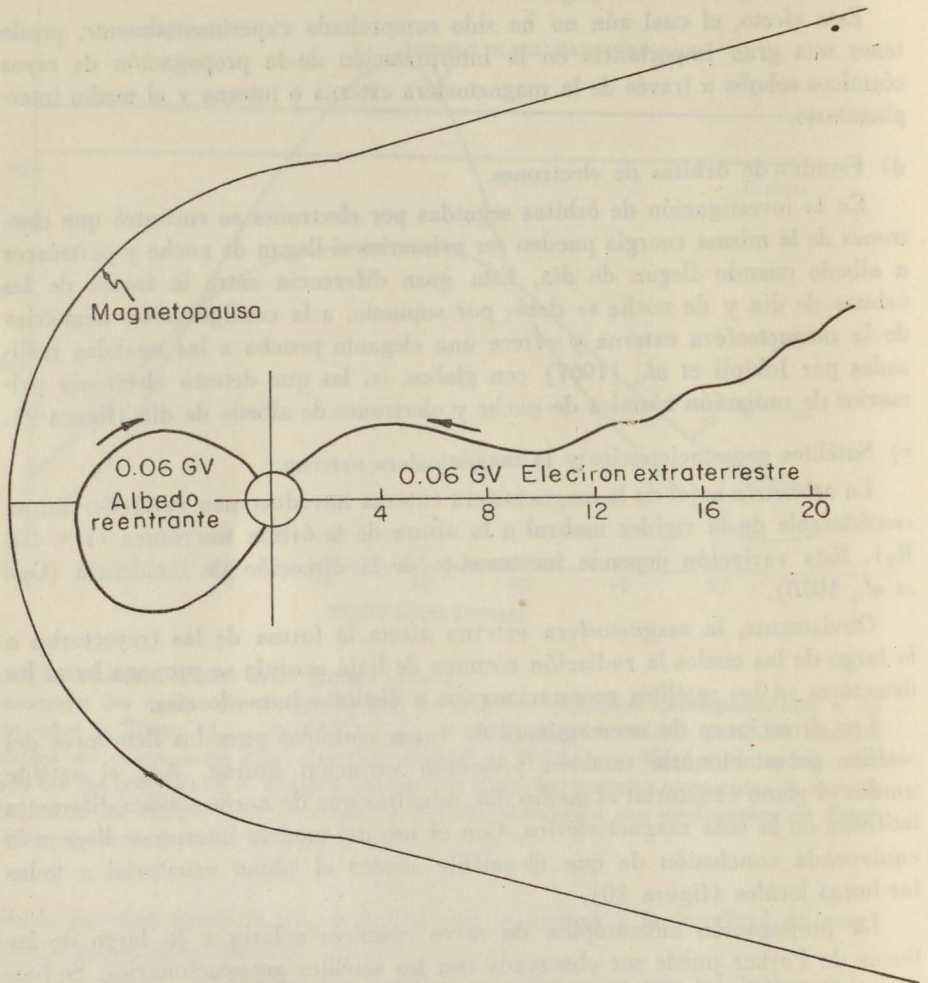


Fig. 9. Las trayectorias de electrones de 0.6 GV que llegan verticalmente a Fort Churchill, Canadá.

A media noche corresponden a electrones primarios y a medio día a electrones de albedo (proyección en el meridiano noche-día).

(Reproducido de D.F. Smart, M.A. Shea y R. Gall — J.G.R. 74 No. 19, 4731-4738, 1969).

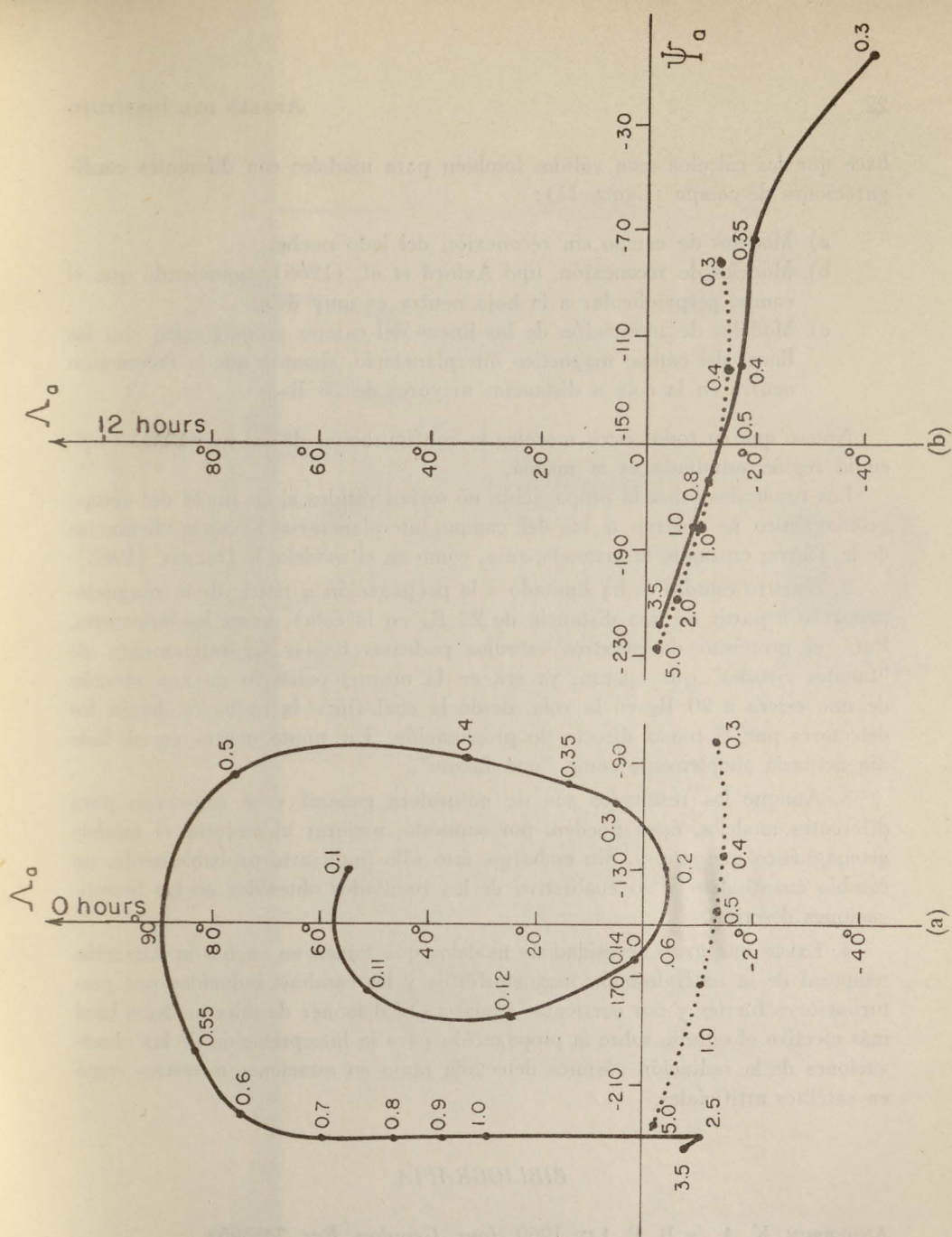


Fig. 10. Las direcciones de acercamiento computadas para partículas de diferente rigidez noche (a), y a medio día (b). (en GV), que llegan al satélite geostacionario ATS-I, provenientes del Oeste local a media  $\Lambda_a$  y  $\psi_a$  son las coordenadas geográficas de la dirección de acercamiento. Un detector enfocado hacia el Oeste rastrea a medio día el ecuador y a media noche la cola. Las líneas punteadas representan las direcciones de acercamiento calculadas con el campo interno.

hace que los cálculos sean válidos también para modelos con diferentes configuraciones de campo (figura 11):

- a) Modelos de campo sin reconexión del lado noche.
- b) Modelos de reconexión, tipo Axford *et al.* (1965), suponiendo que el campo perpendicular a la hoja neutra es muy débil.
- c) Modelos de reconexión de las líneas del campo geomagnético con las líneas del campo magnético interplanetario, siempre que la reconexión ocurra en la cola a distancias mayores de  $20 R_T$ .

Nótese que en todos estos modelos la configuración de las líneas de campo en la región estudiada es la misma.

Los resultados sobre la propagación no serían válidos si las líneas del campo geomagnético se unieran a las del campo interplanetario a cortas distancias de la Tierra, cruzando la magnetopausa, como en el modelo de Dungey (1963).

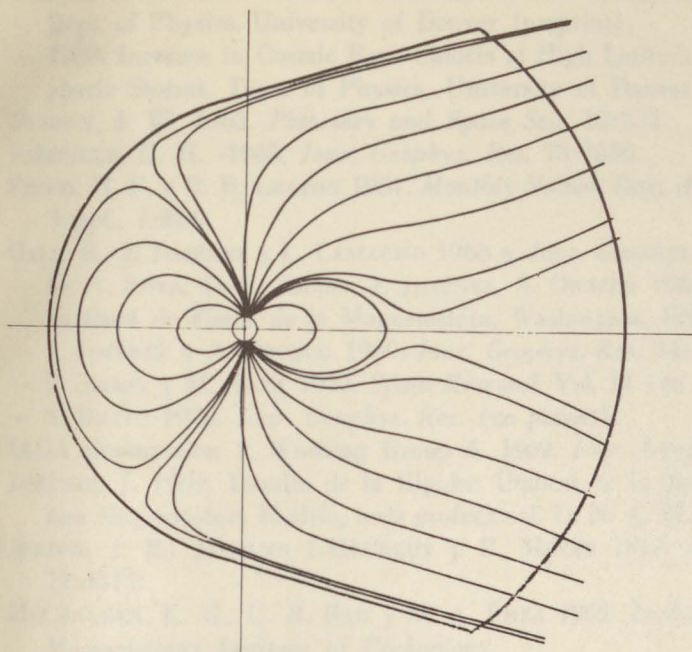
2. Nuestro estudio se ha limitado a la propagación a partir de la magnetopausa (o a partir de una distancia de  $20 R_T$  en la cola), hasta los detectores. Para el propósito de nuestros estudios podemos hablar figurativamente de "fuentes virtuales" que operan, ya sea en la magnetopausa, o en una sección de una esfera a  $20 R_T$  en la cola, desde la cual fluye la radiación hacia los detectores por el modo directo de propagación. Un punto neutro en el lado día actuaría simplemente como "una fuente".

3. Aunque los resultados son de naturaleza general y se conservan para diferentes modelos, éstos pueden, por supuesto, mejorar al mejorar el modelo geomagnético que se usa. Sin embargo, ésto sólo implicaría probablemente, un cambio cuantitativo y no cualitativo de los resultados obtenidos en las investigaciones descritas.

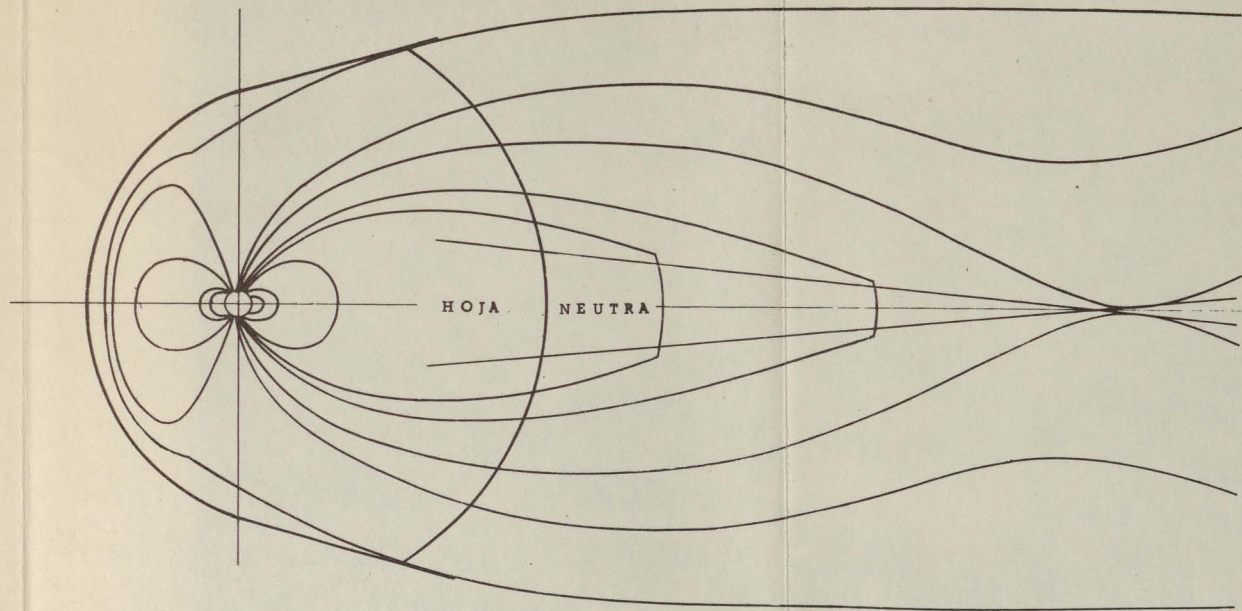
4. Existe una gran necesidad de modelos que tomen en cuenta la variación temporal de la configuración magnetosférica y los cambios inducidos por perturbaciones fuertes y por corrientes anulares. El disponer de tales modelos hará más efectivo el estudio sobre la propagación para la interpretación de las observaciones de la radiación cósmica detectada tanto en estaciones terrestres como en satélites artificiales.

#### BIBLIOGRAFIA

- ANDERSON, K. A., y R. P. LIN 1969. *Jour. Geophys. Res.* 74:3953.  
 AXFORD, W. I., N. E. PETSCHKE y G. L. SISCOE 1965. *Jour. Geophys. Res.* 70:1231.



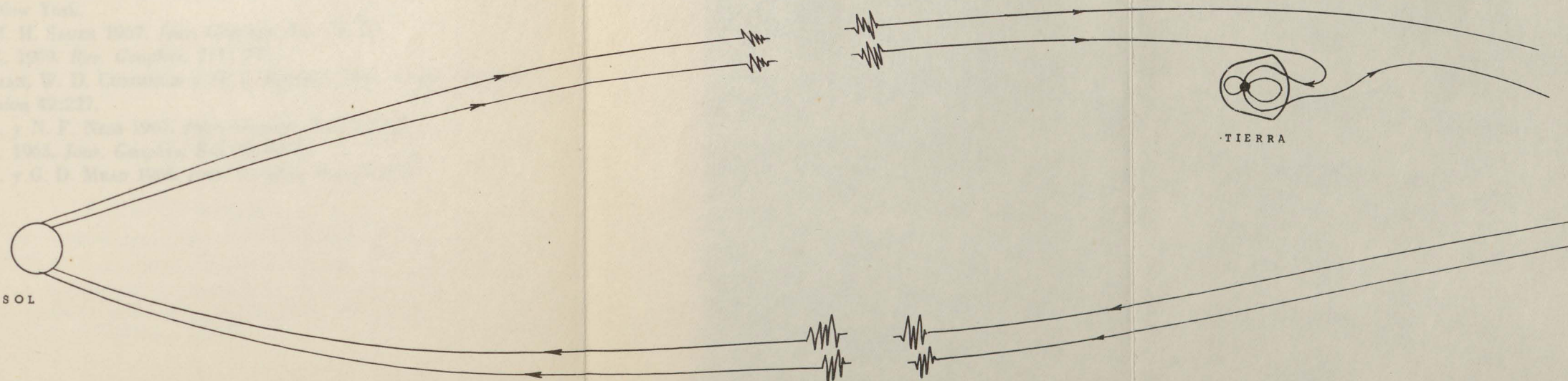
a



b



BIBLIOTECA



c

- BARCUS, J. R. 1968. Diurnal Variation in Low-Energy Cosmic Ray Cutoffs. Dept. of Physics, University of Denver (preprint).
- 1969. Increase in Cosmic Rays Cutoffs at High Latitudes During Magnetospheric Storms. Dept. of Physics, University of Denver (preprint).
- DUNGEY, J. W. 1963. *Planetary and Space Sci.*, 10:233.
- FAIRFIELD, D. H. -1968. *Jour. Geophys. Res.* 73:7336.
- FINCH, H. F. y B. R. LEATON 1957. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.*, 7:314.
- GALL, R., J. JIMÉNEZ y L. CAMACHO 1968 a, *Jour. Geophys. Res.* 73:1593.
- M. A. SHEA, D. F. SMART, J. JIMÉNEZ, A. OROZCO 1968 b, Simposio Internacional de Física de la Magnetosfera, Washington, USA.
- J. JIMÉNEZ y A. OROZCO 1969. *Jour. Geophys. Res.* 74:3529.
- D. SMART y M. SHEA 1970. *Space Research* Vol. 11 (en publicación).
- S. BRAVO 1970. *Jour. Geophys. Res.* (en prensa).
- IAGA Commission 2, Working Group 4, 1969. *Jour. Geophys. Res.*, 74:4407.
- JIMÉNEZ, J. 1969. Estudio de la Rigidez Umbral de la Radiación Cósmica en una Magnetosfera Modelo, tesis profesional, U. N. A. M.
- JOKIPII, J. R., JACQUES L'HEUREUX y P. MEYER 1967. *Jour. Geophys. Res.* 72:4375.
- MCCRACKEN, K. G., U. R. RAO y M. A. SHEA 1962. *Technical Report* No. 77. *Massachusetts Institute of Technology.*
- McILWAIN, C. E. 1961. *Jour. Geophys. Res.* 66:3681.
- MEAD, G. D. 1964. *Jour. Geophys. Res.* 69:1181.
- NESS, N. F. 1965. *Jour. Geophys. Res.* 70:2989.
- NORTHROP, T. G. 1963. *The Adiabatic Motion of Charged Particles* (Interscience Publisher) New York.
- REID, G. C. y H. H. SAUER 1967. *Jour. Geophys. Res.* 72:197.
- ROEDERER, J. G. 1969. *Rev. Geophys.* 7(1):771.
- P. J. COLEMAN, W. D. CUMMINGS y M. F. ROBBINS 1968. *Trans. American Geophys. Union* 49:227.
- SPEISSER, T. W. y N. F. NESS 1967. *Jour. Geophys. Res.* 72:131.
- WEBBER, W. R. 1963. *Jour. Geophys. Res.* 68:3065.
- WILLIAMS, D. J. y G. D. MEAD 1965. *Jour. Geophys. Res.* 70:3017.