

# G E O F I S I C A

# I N T E R N A C I O N A L

REVISTA DE LA UNIÓN GEOFÍSICA MEXICANA, AUSPICIADA POR EL INSTITUTO DE GEOFÍSICA DE LA UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Director: Ismael Herrera

Subdirector: Manuel Maldonado-Koerdell

Vol. 7

México, D. F., 1º de Enero de 1967

Núm. 1

## CASCARONES MAGNETICOS INVARIANTES EN EL CAMPO DE LA TIERRA DISTORSIONADOS POR EL VIENTO SOLAR \*

RUTH GALL \*\* y PILAR RUIZ \*\*\*

### RESUMEN <sup>1</sup>

Se estudian las superficies invariantes cerradas a cuyo largo son capturadas partículas en el campo distorsionado por el viento solar, en tiempo quieto, usando el "modelo de campo abierto" de Williams y Mead. Se han calculado las coordenadas del cascarón ( $I, B_m$ ) y el cambio latitudinal diario de puntos imágenes en las líneas de campo mediodía y medianoche, mostrándose el decremento noche del ángulo de paso ecuatorial para una partícula capturada. Se consideraron la variación diaria de  $I$  y  $L$  y lo inadecuado del parámetro  $L$  para puntos interiores de la región distorsionada de la magnetosfera. La disipación espacial de los cascarones de partículas inyectados bajo diferentes ángulos de paso a lo largo de las líneas de campo distorsionadas es discutida. Se describe la región dentro de la cavidad donde por compresión de líneas día y alargamiento y apertura de líneas noche no ocurre captura estable.

### INTRODUCCION

Las coordenadas que se usaron en el análisis de la radiación corpuscular capturada en el campo magnético de la

\* Este trabajo fue presentado en la VIII Reunión de la Sociedad Mexicana de Física, Mérida, Yucatán, Octubre de 1965; Rev. Mex. Fís. 14:3, 1965.

\*\* Instituto de Geofísica, U.N.A.M. y Comisión Nacional de Energía Nuclear, México.

\*\*\* Instituto de Geofísica, U.N.A.M.

<sup>1</sup> Mientras este trabajo estaba en prensa, dos artículos del Dr. J. C. Roederer nos fueron señalados: "Magnetospheric Phenomena", Proc. 9th. Int. Conf. Cosmic Rays, Londres, 1965 y "On the Adiabatic Motion of Energetic Particles in a Model Magnetosphere", Goddard Space Flight Center, X-640-66-304. Ambos se ocupan del problema discutido en nuestro trabajo y van más allá de nuestros resultados. Sin embargo, todavía creemos que este trabajo debe publicarse ya que el tratamiento y algunas conclusiones son diferentes.

## INVARIANT MAGNETIC SHELLS IN THE EARTH FIELD DISTORTED BY THE SOLAR WIND \*

RUTH GALL \*\* and PILAR RUIZ \*\*\*

### ABSTRACT <sup>1</sup>

The closed invariant surfaces along which particles are trapped in the solar wind distorted field, in quiet times, are studied using the Williams and Mead "open field model". The shell coordinates ( $I, B_m$ ), and the daily latitudinal shift of mirror points along noon and midnight field lines are computed; the night decrease of the equatorial pitch angle of a trapped particle is shown. The daily variation of  $I$  and  $L$  and the inadequacy of the  $L$  parameter for points within the distorted region of the magnetosphere are considered. The spacial spreading of the shells of particles injected under different pitch angles along distorted field lines is discussed. The region within the cavity where, due to the compression of day lines and the elongation and opening of night lines no stable trapping occurs, is described.

### INTRODUCTION

The coordinates used in the analysis of the corpuscular radiation trapped in the Earth magnetic field are derived

\* This paper was presented at the VIII Meeting of the Mexican Physical Society, Mérida, Yucatán, October 1965; Rev. Mex. Fís., 14:3, 1965.

\*\* Institute of Geophysics, N.A.U.M. and National Commission of Nuclear Energy, Mexico.

\*\*\* Institute of Geophysics, N.A.U.M.

<sup>1</sup> While this paper was in press two papers by Dr. J. G. Roederer came to our attention: "Magnetospheric Phenomena", Proc. 9th. Int. Conf. Cosmic Rays, London, 1965, and "On the Adiabatic Motion of Energetic Particles in a Model Magnetosphere", Goddard Space Flight Center, X-640-66-304. Both deal with the problems discussed in our paper and go beyond our results. Nevertheless we still believe that this paper deserves publication as the approach and some of the conclusions are different.

Tierra se derivaron de la teoría del movimiento de partículas cargadas en campos lentamente variables. Para el campo magnético estacionario, de interés en el presente estudio, la energía  $k$  de partículas queda constante y las coordenadas sólo se basan en la invariancia adiabática del momento magnético  $\mu$  de la partícula y la invariante longitudinal  $J$  del movimiento del centro guía derivado de la Hamiltoniana reducida (Northrop, 1963). Aquí  $\mu = W_{\perp}/B$  donde  $W_{\perp}$  es la energía cinética transversal de la partícula y  $B$  es la magnitud del campo.

Para una configuración espacial del campo magnético tal como el campo de la Tierra, la partícula sigue una ruta casi helicoidal entre los puntos conjugados de reflexión magnética  $n, n^*$  en que la magnitud del campo magnético  $B_m$  es la misma; más aún, el centro guía de la partícula derivará en promedio de una línea de fuerza a otra en la cual la integral de línea  $J/p = I = \int_n^{n^*} (1 - B/B_m)^{1/2} ds$  es conservada

adiabáticamente. La partícula será capturada y el movimiento de su centro guía se limitará a una superficie invariante cerrada. Este cascarón magnético invariante se compone de segmentos de líneas de fuerza de un valor dado para  $I$ , limitado por las líneas  $B_m = \text{cst}$ . Las coordenadas  $I, B_m$  —que especifican un cascarón magnético— son solo funciones de la configuración del campo y en consecuencia, el par de valores  $(I, B_m)$  pueden también asignarse a cada punto del campo y caracterizarán el comportamiento adiabático de partículas magnéticamente reflejadas en ese punto. Para un estado estacionario en puntos de igual  $(I, B_m)$  la intensidad de la radiación atrapada es la misma.

Un parámetro adicional  $L$  —que para ciertas configuraciones de campo simplifica grandemente el análisis de la radiación atrapada— fue introducido por McIlwain (1961).  $L$  permite asociar los cascarones magnéticos en familias.  $L = f_d(I, B_m)$  donde  $f_d$  es una función derivada de un campo dipolar.  $L$  es constante para puntos a lo largo de una línea de fuerza dipolar y los centros guías de partículas inyectadas en una línea de fuerza dada con diferentes ángulos de paso se moverán a una familia de cascarones que comparten segmentos de las mismas líneas de fuerza y se caracterizan por el mismo valor  $L$ . Según Stone (1963) decimos que los cascarones han degenerado.

Para obtener los valores  $I, B_m$  y  $L$  se requiere un modelo del campo magnético. Muchos trabajos se han realizado usando un modelo derivado de las mediciones superficiales del campo magnético de la Tierra (Jensen y Whitaker, 1960; McIlwain, 1961). Este "modelo de superficie" se basa en la expansión Gaussiana del campo geomagnético en multipolos internos. Los armónicos esféricos del sexto orden se usaron para el cálculo de las coordenadas de radiación capturada. El modelo es aproximadamente dipolar hasta grandes distancias del centro de la Tierra.

McIlwain (1961) ha encontrado que este modelo  $L$  varía dentro del 1% para puntos a lo largo de cualquier línea de fuerza. Las partículas inyectadas en una línea de fuerza dada

from the theory of motion of charged particles in slowly varying fields. For the stationary magnetic field of interest in the present study, the particles energy  $k$  remains constant and the coordinates are based only on the adiabatic invariance of the magnetic moment  $\mu$  of the particle and the longitudinal invariant  $J$  of the guiding center motion derived from the reduced Hamiltonian (Northrop, 1963). Here  $\mu = W_{\perp}/B$  where  $W_{\perp}$  is the transverse kinetic energy of the particle and  $B$  is the magnitude of the field.

For special magnetic field configuration such as the Earth field, the particle follows a quasi helicoidal path between the conjugated points of magnetic reflection  $n, n^*$  at which the field magnitude  $B_m$  is the same; more over, the guiding center of the particle will drift on an average from one line of force to another, for which the line integral  $J/p = I = \int_n^{n^*} (1 - B/B_m)^{1/2} ds$  is adiabatically conserved.

The particle will be trapped and its guiding center motion will be limited to a close invariant surface. This magnetic invariant shell is composed of segments of lines of force of a given value of  $I$ , limited by the lines  $B_m = \text{cst}$ . The coordinates  $I, B_m$  —which specify a magnetic shell— are functions of the field configuration only; consequently the pair of values  $(I, B_m)$  can also be assigned to each point of the field and will characterize the adiabatic behaviour of particles that reflect magnetically at this point. For a stationary state at points of equal  $(I, B_m)$  the intensity of trapped radiation is the same.

An additional parameter  $L$  —which for certain field configurations greatly simplifies the analysis of trapped radiation— was introduced by McIlwain (1961).  $L$  allows to associate the magnetic shells into families.  $L = f_d(I, B_m)$  where  $f_d$  is a function derived for a dipole field.  $L$  is constant for points along a dipolar line of force and the guiding center of particles injected at a given line of force with different pitch angles will move on a family of shells that share segments of the same lines of force and are characterized by the same  $L$  value. Following Stone (1963) we say that the shells are degenerate.

In order to obtain the  $I, B_m$  and  $L$  values, a model of the magnetic field is required. Extensive work has been done using a model derived from the surface measurements of the Earth magnetic field (Jensen and Whitaker, 1960; McIlwain, 1961). This "surface model" is based on the Gaussian expansion of the geomagnetic field into internal multipoles. Spherical harmonics to the sixth order were used for the computation of the trapped radiation coordinates. The model is approximately dipolar at large distances from the Earth center.

McIlwain (1961) has found that this model  $L$  varies within 1% for points along any line of force. Particles injected at a given line of force under different pitch angles

bajo diferentes ángulos de paso seguirán cascarones no-degenerados; sin embargo, sus parámetros de cascarón caerán dentro de un estrecho intervalo de 1% de valores  $L$ . Consecuentemente, para este modelo los cascarones que comparten sólo la "línea de inyección" se separarán poco entre sí. Para este modelo del campo geomagnético,  $L$ ,  $B_m$  reemplazan las coordenadas  $I$ ,  $B_m$  y se han aplicado con éxito para organizar los datos de intensidad de la radiación capturada medida por satélites para puntos de  $L \leq 4$ .

#### VARIACION DIARIA DE LA RADIACION ATRAPADA Y EL MODELO DEL CAMPO

El descubrimiento del efecto del viento solar sobre la configuración del campo geomagnético plantea la cuestión de la utilidad de las coordenadas  $I$ ,  $B_m$ ;  $L$  calculadas para el "modelo de superficie". El viento solar encierra al campo geomagnético dentro de una cavidad fuertemente asimétrica comprimida en el lado día hasta casi  $10 R_e^1$  y alargada en el lado noche hasta una distancia mayor de  $30 R_e$  (Ness, 1965).

Por cierto que varios autores han informado recientemente sobre la variación diaria observada desde satélites de la intensidad de electrones atrapados en latitudes altas y bajas (ver, por ejemplo, O'Brien, 1963; McDiarmid y Borrows, 1963; William y Palmer, 1965 y Franck, 1965a) y a bajas latitudes y grandes distancias de la superficie de la Tierra (Franck, 1965b). Esta variación se observa en regiones de la magnetosfera afectada por las fuentes externas del campo geomagnético debidas al viento solar. El parámetro  $L$  calculado con el "modelo de superficie" parece perder su utilidad para organizar datos de intensidad atrapada en tales regiones del campo. La variación diaria de la frontera al exterior de radiación atrapada en altas latitudes se ha estudiado con ayuda de diferentes modelos. El modelo de dipolo imagen (Melville, 1960), el dipolo imagen de fuerza aumentada (Hones, 1963a) y el modelo obtenido por adición de campos uniformes al dipolo de la Tierra (Fairfield, 1964) han sido usados. La desviación radial mediodía-medianoche de la radiación atrapada dentro del plano ecuatorial también ha sido estudiada (Reid y Rees, 1961; Fairfield, 1964).

Estudios teóricos más detallados del impacto del viento solar sobre el campo de la Tierra llevan al concepto de la cola magnetosférica (Dungey, 1961; Dessler, 1964; Axford, 1964, 1965). La gran extensión de la cavidad del lado noche fue explorada por el satélite IMP y discutida por Ness (1965). Entre los modelos propuestos, el de William y Mead (1965) se acomoda bien a las mediciones IMP y tiene la ventaja de una descripción armónica esférica simple del campo confinado a una cavidad magnetosférica altamente asimétrica. Los parámetros de este modelo se ajustaron para acomodarse a la frontera al exterior observada en latitudes altas y bajas para electrones atrapados de la más alta energía ( $k > 280$  Kev). El modelo se obtuvo por adición de una hoja de corriente semi-infinita al "modelo cerrado" de Mead

will follow non-degenerate shells; however their shell parameters will fall within a narrow interval of 1% of  $L$  values. Consequently for this model shells that share only the "line of injection" will separate little from one another. For this model of the geomagnetic field  $L$ ,  $B_m$  replaced the  $I$ ,  $B_m$  coordinates and have been successfully applied to organize data of the intensity of trapped radiation measured with satellites for points of  $L \leq 4$ .

#### DAILY VARIATION OF TRAPPED RADIATION AND THE FIELD MODEL

The discovery of the solar wind effect on the configuration of the geomagnetic field raises the question of the usefulness of the  $I$ ,  $B_m$ ,  $L$  coordinates as calculated for the "surface model". The solar wind encloses the geomagnetic field within a strongly asymmetric cavity compressed on the day side to about  $10 R_e^1$  and elongated on the night side to a distance larger than  $30 R_e$  (Ness, 1965).

Indeed, several authors have recently reported on the daily variation, observed with satellites, of the intensity of trapped electrons at high latitudes and low latitudes (see, for example, O'Brien, 1963; McDiarmid and Burrows, 1963; William and Palmer, 1965, and Frank, 1965a) and at low latitudes and large distances from the Earth surface (Frank, 1965b). This variation is observed at regions of the magnetosphere affected by the external sources of the geomagnetic field due to the solar wind. The  $L$  parameter as calculated for the "surface model" seems to lose its usefulness for organizing trapped intensity data for these regions of the field. The daily variation of the outer boundary of trapped radiation at high latitudes has been studied with the help of different models. The image dipole model (Melville, 1960) the image dipole of increased strength (Hones, 1963a) and the model obtained by the addition of uniform fields to Earth's dipole (Fairfield, 1964) have been used. The noon-midnight radial shift of the radiation trapped within the equatorial plane has also been studied (Reid and Rees, 1961; Fairfield, 1964).

More detailed theoretical studies of the impact of solar wind upon the Earth's field lead to the concept of the magnetospheric tail (Dungey 1961; Dessler, 1964; Axford, 1964, 1965). The large extension of the magnetospheric cavity on the night side was explored by IMP satellite and discussed by Ness (1965). Of proposed models, the model of Williams and Mead (1965) agrees fairly well with IMP measurements and offers the advantage of a simple spherical harmonic description of the field confined to a highly asymmetric magnetospheric cavity. The parameters of this model were adjusted so as to fit the observed outer boundary at high latitudes and low altitudes for higher energy trapped electron ( $k > 280$  Kev). The model was obtained by the addition of a semi-infinite current sheet to the Mead's "closed

<sup>1</sup>  $R_e$  es el radio de la Tierra.

<sup>1</sup>  $R_e$  is the Earth's radius.

(Mead, 1964). La configuración del campo en este modelo se reproduce en la Fig. 1. En el lado día las líneas se comprimen dentro de una cavidad que se extiende por  $10R_c$  en el plano ecuatorial. La línea día  $\lambda_0 = 76^\circ$  forma la frontera de atrapamiento estable ya que en altas latitudes las líneas día presentan más de un mínimo de intensidad de campo. Sobre el lado noche no ocurre atrapamiento para  $\lambda_0 > 69^\circ$  ya que las líneas se estiran por adición de la hoja de corriente y quedan abiertas. Este "modelo de campo abierto" presenta simetrías con relación al meridiano mediodía-medianoche y el plano ecuatorial  $\lambda_0$  es la latitud en que la línea interseca la Tierra.

model" (Mead, 1964). The field configuration of this model is reproduced in Fig. 1. On the day side the lines are compressed within a cavity that extends to  $10R_c$  in the equatorial plane. The day line  $\lambda_0 = 76^\circ$  forms at low latitudes the boundary of stable trapping, as for higher latitudes the day lines present more than one minimum of the field intensity. On the night side no trapping occurs for  $\lambda_0 > 69^\circ$  as the lines are stretched by the addition of the current sheet and remain open. This "open field model" presents symmetries with respect to the noon-midnight meridian and to the equatorial plane.  $\lambda_0$  is the latitude at which the line intersects the Earth.

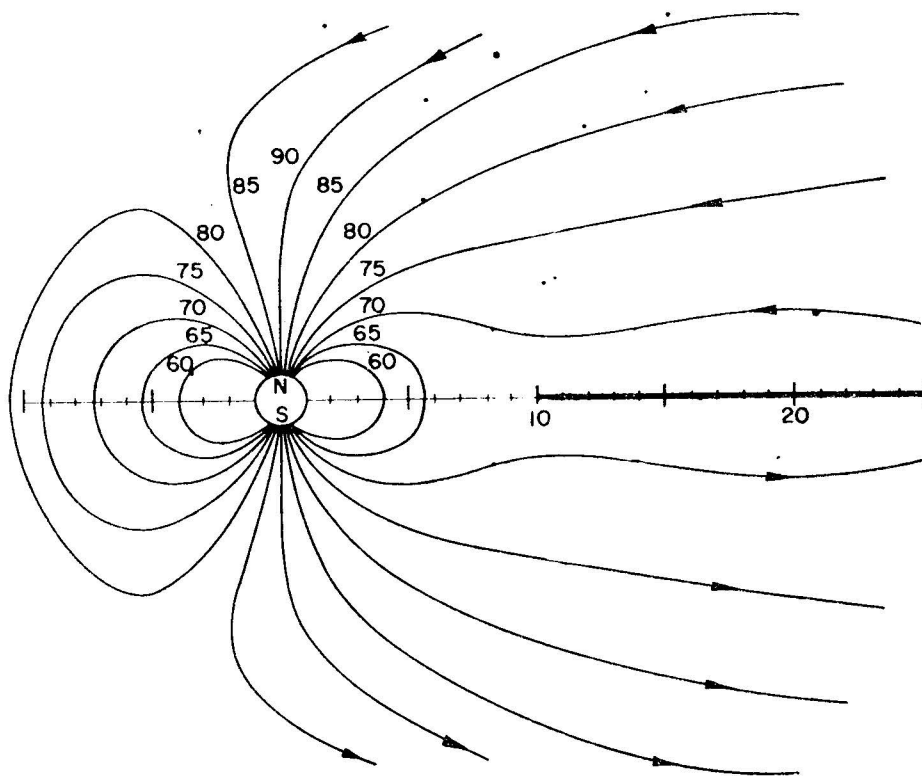


Fig. 1.—El modelo de Williams y Mead del campo geomagnético distorsionado por el viento solar quieto. Una hoja de corriente semi-infinita yace dentro del plano ecuatorial. Son mostradas las latitudes en que las líneas intersecan la superficie de la Tierra.

Fig. 1.—The Williams and Mead model of the geomagnetic field distorted by the quiet solar wind. A semi-infinite current sheet lies within the equatorial plane. The latitudes at which the lines intersect the Earth's surface are shown.

#### CASCARONES MAGNETICOS EN EL CAMPO DE LA TIERRA DISTORSIONADOS POR EL VIENTO SOLAR

En el presente estudio se calculan y analizan cascarones magnéticos para la radiación corpuscular capturada en la región del campo magnético distorsionado por el viento solar, en tiempos quietos, usándose el "modelo de campo abierto" de Williams y Mead.

Parecen necesarias algunas notas generales. Al rotar la Tierra, un punto de la superficie situado en altas latitudes

#### MAGNETIC SHELLS IN THE EARTH FIELD DISTORTED BY THE SOLAR WIND

In the present study magnetic shells for the corpuscular radiation trapped in the region of the magnetic field distorted by the solar wind, in quiet times, are computed and analyzed. The Williams and Mead "open field model" is used.

Some general remarks seem necessary. As the Earth rotates, a point on the surface situated at high latitudes will



estará conectado magnéticamente por líneas de fuerza —de configuración cambiante con el tiempo local— a diferentes regiones de la cavidad geomagnética altamente asimétrica. Podríamos asignar al punto de observación un valor aproximadamente constante para la intensidad del campo, variando considerablemente los valores I y L para este punto con el tiempo local.

Un límite superior de valores I y L para los cascarones magnéticos se impone para un campo dentro de una cavidad. Esto es aún verdad para un modelo del campo que comprenda la cola magnetosférica, abierta o cerrada. I no se define para una configuración de líneas abiertas o es muy grande para líneas alargadas y no alcanza valores a lo largo de las líneas comprimidas en el lado día.

En tanto que el parámetro L varía a lo largo de una línea de fuerza del campo geomagnético distorsionado por el viento solar, las partículas inyectadas en la misma línea de fuerza bajo diferentes ángulos de paso seguirán a una familia de cascarones no-degenerados que comparten la línea de inyección pero que se apartan considerablemente en el espacio.

#### FAMILIAS DE CASCARONES EN EL "MODELO DE CAMPO ABIERTO"

En el presente estudio los valores I,  $B_m$  y L se calcularon a lo largo de diferentes líneas de campo. De esta manera la configuración de familias de cascarones que corresponden a la conducta adiabática de partículas inyectadas en líneas de fuerza dadas a diferentes ángulos de paso pudo analizarse. En el "modelo de superficie" los cascarones que pertenecen a una familia dada se caracterizarían por el mismo valor de L aproximadamente. Los cálculos se hicieron a lo largo de líneas de fuerza en el intervalo  $50^\circ < \lambda_0 < 69^\circ$  para el lado noche y  $50^\circ < \lambda_0 < 76^\circ$  para el lado día. Como fue señalado antes en el modelo de Williams y Mead, no ocurre atrapamiento estable en mayores latitudes.

Se usó una combinación de los programas de McIlwain y Mead. Las intersecciones de los cascarones magnéticos con el meridiano mediodía-medianoche y sus asimetrías fueron estudiadas extensamente y analizadas las diferencias en las configuraciones del cascarón de partículas inyectadas a lo largo de las líneas mediodía-medianoche.

Como el modelo usa una representación dipolar para el campo sin distorsión, las variables son el radio, la latitud y el tiempo local. Esto no sería cierto ya para una representación axialmente asimétrica del campo interno de la Tierra. La introducción de una variable longitudinal sería necesaria y los cascarones magnéticos tendrían una configuración aún más compleja.

#### RESULTADOS DE CÁLCULOS

Los resultados de los cálculos se resumen en las Figs. 2 a 8 y en las Tablas I y II.

La variación diaria de los valores L e I para puntos en la superficie de la Tierra y en la magnetosfera se muestran en la Fig. 2. No puede asignarse L o I constante a puntos

be magnetically connected through lines of force —of configuration changing with local time— to different regions of the highly asymmetric geomagnetic cavity. While we might assign to the point of observation an approximately constant value for the field intensity, the I and L values for this point vary considerably with the local time.

An upper limit of I and L values for the magnetic shells is imposed for a field within a cavity. This is still true for a model of the field that includes the magnetospheric tail, either open or closed. I is either not defined for open line configuration or too large, for elongated lines, to be matched by values along the lines compressed on the day side.

As the parameter L varies along a line of force of the geomagnetic field distorted by the solar wind, particles injected at the same line of force under different pitch angles will follow a family of non-degenerate shells that share the line of injection but will spread considerably in space.

#### FAMILIES OF SHELLS IN THE "OPEN FIELD MODEL"

In the present study the I,  $B_m$  and L values were computed along different field lines. In this way the configuration of families of shells corresponding to the adiabatic behaviour of particles injected at given line of force under different pitch angles could be analyzed. In the "surface model" the shells belonging to a given family would be characterized by approximately the same value of L. The computations were made along lines of force in the interval  $50^\circ < \lambda_0 < 69^\circ$  for the night side and  $50^\circ < \lambda_0 < 76^\circ$  on the day side. As pointed out before in the Williams and Mead model, no stable trapping occurs for larger latitudes.

A combination of McIlwain's and Mead's programmes was used. The intersections of the magnetic shells with the noon-midnight meridian and their asymmetries were extensively studied. The differences in the shell configurations of particles injected along noon and midnight lines were analyzed.

As the model uses a dipole representation for the undistorted field the variables are the radius, the latitude and the local time. This would no longer be true for an axially asymmetric representation of the internal Earth field. The introduction of a longitudinal variable would be necessary and the magnetic shells would be of even more complex configuration.

#### RESULTS OF COMPUTATIONS

The results of the computations are summarized in Figs. 2 to 8 and Tables I and II.

The daily variation of the L and I values for points on the Earth's surface and in the magnetosphere are shown in Fig. 2. No constant L or I can be assigned to points lying

TABLA I

TABLE I

LA VARIACION DEL PARAMETRO L A LO LARGO DE LINEAS DE CAMPO  
THE VARIATION OF L PARAMETER ALONG FIELD LINES

$\lambda_0$	50°	55°	60°	62°	65°	67°	68°	69°	71°	73°	75°
$\frac{\Delta L}{L} \%$ MEDIODÍA NOON	0.3	0.6	1.6	2.5	4.8	7.5	9.1	11.3	16.7	23.4	30.2
$\frac{\Delta L}{L} \%$ MEDIANOCHE MIDNIGHT	0.7	1.0	1.6	2.4	5.0	11.3	22.6	—	—	—	—
$L_{\min}$ MEDIODÍA NOON	2.4	3.0	3.9	4.4	5.2	5.7	6.0	6.3	6.9	7.4	7.7
$L_{\max}$ MEDIANOCHE MIDNIGHT	2.4	3.1	4.0	4.6	5.9	7.4	9.0	—	—	—	—
$L_{\text{dipolo}} - L_{\text{dipole}}$	2.4	3.0	4.0	4.5	5.6	6.6	7.1	7.8	9.4	11.7	17.1

Tabla I—Queda indicado el cociente de la diferencia  $L$  entre los valores máximos y mínimos del promedio  $\bar{L}$  a lo largo de una línea de campo dada.  $\lambda_0$  es la latitud en que la línea intersecta la superficie de la Tierra; los valores máximos de  $L$  a lo largo de líneas noche, los valores mínimos a lo largo de líneas día y los valores que corresponden al campo dipolar también se han tabulado.

Table I—The ratio of the difference  $L$  between the maximum and minimum values to the average  $\bar{L}$  along a given field line is listed.  $\lambda_0$  is the latitude at which the line intersects the Earth's surface; the maximum values of  $L$  along night lines, the minimum values along day lines and the values corresponding to the dipolar field are also tabulated.

existentes en la región del campo en que la distorsión inducida por el viento solar es importante. Mientras gira la Tierra, un punto en la superficie no sólo cambiará cascarones sino que podrá salirse por completo de la región de captura. Esto se ilustra en la Fig. 2 por las curvas  $b$  y  $b'$ . A grandes distancias y bajas latitudes la variación diaria de  $L$ ,  $I$  y  $B_m$  es inducida tanto por la compresión del campo en el lado día como por la deformación de las líneas de campo en la cercanía de la hoja neutra. Además, los valores de  $L$  varían considerablemente a lo largo de líneas de fuerza distorsionadas por las fuentes externas del campo (ver Tabla I).  $L$  es pequeña a lo largo de las líneas día comprimidas y alcanza grandes valores en el lado noche debido a las líneas de deformación. Las coordenadas  $I$ ,  $B_m$  del cascarón a lo largo de diferentes líneas mediodía y medianoche se anotan en la Tabla II.  $I$ ,  $B_m$  tienen que reemplazar a  $L$ ,  $B_m$  para el análisis de la radiación atrapada para  $L > 4$  o  $\lambda_0 > 60^\circ$ .

El viento solar deforma al campo magnético y consecuentemente a las superficies longitudinales invariantes dentro de la cavidad. Tal distorsión de los cascarones magnéticos puede estudiarse por el cambio radial y latitudinal diario de los puntos imágenes, por la deformación, con el tiempo

in the field region in which the solar wind induced distortion is important. As the Earth rotates, a point on its surface will not only change shells but might move out completely from the trapping region. This is illustrated in Fig. 2 by curves  $b$  &  $b'$ . At large distance and low latitudes the daily variation of  $L$ ,  $I$  and  $B_m$  is induced both by the field compression on the day side and the field lines deformation in the vicinity of the neutral sheet. Moreover the values of  $L$  vary considerably along lines of force distorted by the external sources of the field (see Table I).  $L$  is small along the compressed day lines and attains large values on the night side due to the lines deformation. The shell coordinates  $I$ ,  $B_m$  along different noon and midnight lines are listed in Table II.  $I$ ,  $B_m$  have to replace  $L$ ,  $B_m$  for the analysis of the trapped radiation for  $L > 4$  or  $\lambda_0 > 60^\circ$ .

The solar wind deforms the geomagnetic field and consequently deforms the invariant longitudinal surfaces within the cavity. This distortion of the magnetic shells can be studied by the daily latitudinal and radial shift of the mirror points, by the deformation, with local time of the line seg-

TABLA II

TABLE II

EL CASCARON Y LAS COORDENADAS DE PUNTOS IMAGENES  
THE SHELL AND THE MIRROR POINTS COORDINATES

LÍNEAS DÍA DAY LINES					LÍNEAS NOCHE NIGHT LINES				
$\lambda_0$	I	B	$\gamma$	$\lambda$	$\lambda_0$	I	B	$\gamma$	$\lambda$
65° D	12.3	57,690	1.0	65.0	65° N	12.8	57,695	1.0	65.0
	11.0	16,668	1.5	58.9		11.6	16,677	1.5	58.9
	9.8	7,202	2.0	53.8		10.2	6,035	2.1	52.6
	8.4	3,212	2.5	48.0		8.5	2,459	2.7	45.8
	6.9	1,690	3.0	42.4		7.0	1,365	3.3	49.3
	5.8	1,097	3.5	38.0		4.1	507	4.3	28.6
	4.1	638	4.0	31.4		2.7	334	4.8	22.2
	2.6	416	4.5	24.5		1.1	212	5.4	13.3
	1.1	291	5.0	16.1		0	155	5.7	0
	0	228	5.3	0					
70° D	18.5	59,209	1.0	70.0	67° N	15.7	58,339	1.0	67.0
	18.1	37,917	1.2	68.4		13.3	7,197	2.0	56.8
	16.0	7,313	2.0	61.3		10.6	1,853	3.0	47.3
	14.4	3,136	2.6	56.6		8.0	726	4.0	38.6
	13.2	1,877	3.0	53.3		5.3	327	5.0	28.9
	12.0	1,205	3.5	50.2		1.8	131	6.3	14.6
	10.4	724	4.1	46.1		0	78	6.9	0
	9.1	518	4.5	43.1	68° N	17.6	58,643	1.0	68.0
	7.5	349	5.0	39.0		12.7	1,867	3.0	49.3
	5.9	250	5.5	34.7		7.6	360	5.0	33.4
	4.4	190	6.0	30.2		5.0	188	6.0	24.7
	2.7	148	6.5	24.4		2.1	87	7.1	13.1
	1.9	133	6.7	20.7		1.6	76	7.3	11.0
1.1	120	7.0	15.8	1.4	70	7.4	10.0		
0	107	7.3	0						
73° D	3.5	100	7.5	30.3	68.3° N	18.0	37,613	1.2	66.6
	2.4	92	7.8	26.4		12.7	1,389	3.3	47.6
	1.3	85	8.1	19.6		6.1	204	5.9	27.0
	1.0	84	8.2	16.9		3.8	115	6.8	18.8
	0.7	82	8.3	14.2		2.8	88	7.2	14.8
	0.4	80	8.4	10.2		2.1	71	7.5	11.8
	0	78	8.5	0					
75° D	2.5	76	8.3	32.9					
	1.6	73	8.7	26.6					
	0.9	71	9.0	16.5					
	0.4	69	9.2	9.1					
	0	68	9.3	0					

Tabla II—Las coordenadas del cascarón (I,  $B_m$ ) y las coordenadas de puntos imágenes ( $r$ ,  $\lambda$ ) se han indicado a lo largo de diferentes líneas día y noche, distorsionadas por el viento solar. Se han dado a I y  $r$  valores en radios terrestres y a  $B_m$  valores de campo en puntos imágenes en  $\gamma$ .  $\lambda_0$  es la latitud en que la línea intersecta la superficie de la Tierra.

Table II—The shell coordinates (I,  $B_m$ ) and the mirror points coordinates ( $r$ ,  $\lambda$ ) are listed along different day and night lines, distorted by the solar wind. Hehe I and  $r$  are given in Earth's radii and  $B_m$  the values of the field at mirror points in  $\gamma$ .  $\lambda_0$  is the latitude at which the line intersects the Earth's surface.

local de los segmentos de línea que componen el cascarón y por la dispersión espacial de los cascarones que pertenecen a la misma familia.

Dos familias de cascarones magnéticos, una para partículas inyectadas a lo largo de una línea día, y otra para partículas inyectadas a lo largo de una línea noche, se muestran en las Figs. 3 y 4. La dispersión espacial en el ecuador es del orden de 25% para la familia  $\lambda_0 = 70^\circ$  de línea día y de 30% para la familia  $\lambda_0 = 68^\circ$  de línea noche de inyección. Nótese que para el "modelo de superficie" en diferentes líneas de inyección la dispersión radial sólo es del orden del 1%. Otro importante efecto de la distorsión del campo —también ilustrado por las Figs. 3 y 4— es el *decremento del ángulo de paso al moverse la partícula desde el lado día hasta el lado noche a lo largo de cualquier cascarón.*

Puede existir un cascarón ( $I, B_m$ ) en la cavidad si un par de coordenadas es compartido por segmentos de línea en cualquier tiempo local. Las coordenadas  $I, B_m$  del cascarón para líneas día y noche se dibujan a lo largo de diferentes líneas de fuerza en la Fig. 5 y se anotan en la Tabla II.

En general, la dispersión atmosférica de los puntos imágines coloca el límite superior de los valores  $I$  a lo largo de una línea de fuerza  $1.1 R_e$  (McIlwain, 1965); el límite inferior  $I = 0$  corresponde a partículas atrapadas en el plano ecuatorial. Sin embargo, para el modelo estudiado con líneas de alto  $\lambda_0$ , el límite superior en  $I$  está indicado por la apertura de las líneas noche (Tabla II y Fig. 6); más aún, existe una región en bajas latitudes, para las líneas medianoche de fuerza donde la intensidad del campo disminuye a valores que no pueden igualarse por el campo comprimido en el lado día. No habrá captura en esta región y el límite inferior en  $I$ , por consecuencia, queda impuesto. El valor mínimo de  $I \neq 0$  se deberá también al atrapamiento inestable de líneas días de  $\lambda_0 > 76^\circ$  (Tabla II y Fig. 7). Tales

ments that compose the shell and by the spacial spreading of shells belonging to the same family.

Two families of magnetic shells, one for particles injected along a day line and the other for particles injected along a night line, are shown in Figs. 3 & 4. The spacial spreading at the equator is of the order of 25% for the family  $\lambda_0 = 70^\circ$  day line and 30% for the family  $\lambda_0 = 68^\circ$  night line injection. Notice that for the "surface model" for different lines of injection the radial spreading is only of the order of 1%. Another important effect of the field distortion —also illustrated by Figs. 3 & 4— is the *decrease of the pitch angle as the particle moves from day to night side along any shell.*

In the cavity, a shell ( $I, B_m$ ) can exist, if a pair of coordinates is shared by segments of lines at any local time.

The shell coordinates  $I, B_m$  for day and night lines are plotted along different lines of force in Fig. 5 and are listed in Table II.

In general, the atmospheric scattering of the mirror points sets the upper limit of the  $I$  values along a line of

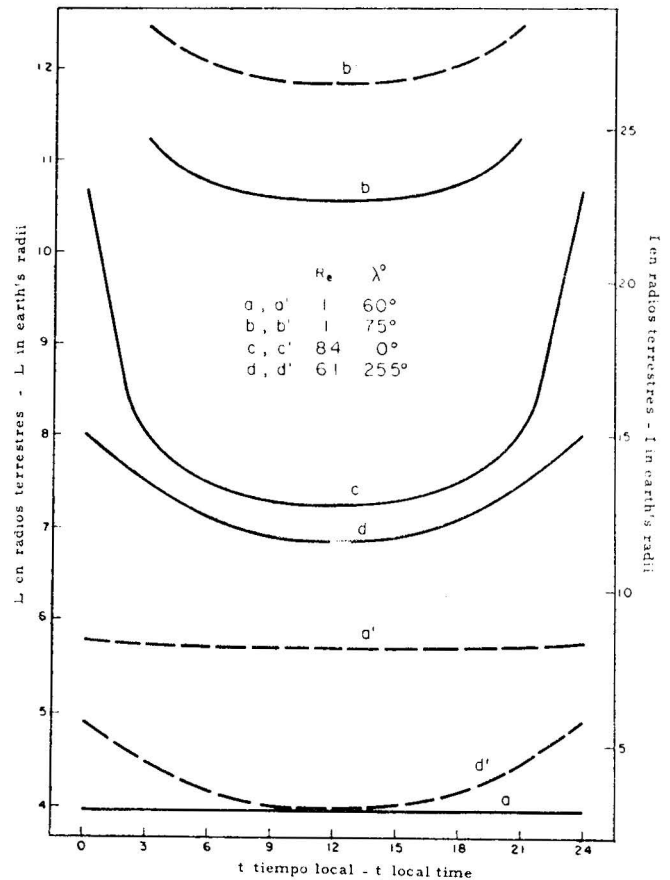


Fig. 2.—La variación diaria de  $L$  e  $I$ . Se muestra la variación diaria de  $L$  e  $I$  para diferentes puntos de la superficie de la Tierra y dentro de la magnetosfera por líneas continuas e interrumpidas, respectivamente. Son listadas las distancias en radios de la Tierra y las latitudes de tales puntos. Los valores de  $L$  e  $I$  para tiempos locales entre mediodía y medianoche fueron calculados usando el modelo de campo cerrado de Mead (1964). Se alisaron las curvas dibujadas.

Fig. 2.—The daily variation of  $L$  and  $I$ . The daily variation of  $L$  and  $I$  for different points on the Earth's surface and within the magnetosphere is shown by solid and dashed lines respectively. The distance in Earth's radii and the latitudes of these points are listed. The values of  $L$  and  $I$  for local times between noon and midnight were calculated using Mead (1964) closed field model. The curves shown were smoothed out.

force at  $1.1 R_e$  (McIlwain, 1965); the lower limit of  $I = 0$  corresponds to particles trapped in the equatorial plane. However, for the model studied for day lines of high  $\lambda_0$  an upper limit on  $I$  is set by the opening of the night lines (Table II and Fig. 6); moreover there exist a region at low latitudes, for midnight lines of force where the field intensity is lowered to values that can not be matched by the compressed field on the day side. No trapping will occur in this region and a lower limit on  $I$  is thus imposed. The minimum value of  $I \neq 0$  will also be due to the unstable trapping for day lines of  $\lambda_0 > 76^\circ$  (Table II and Fig. 7). These

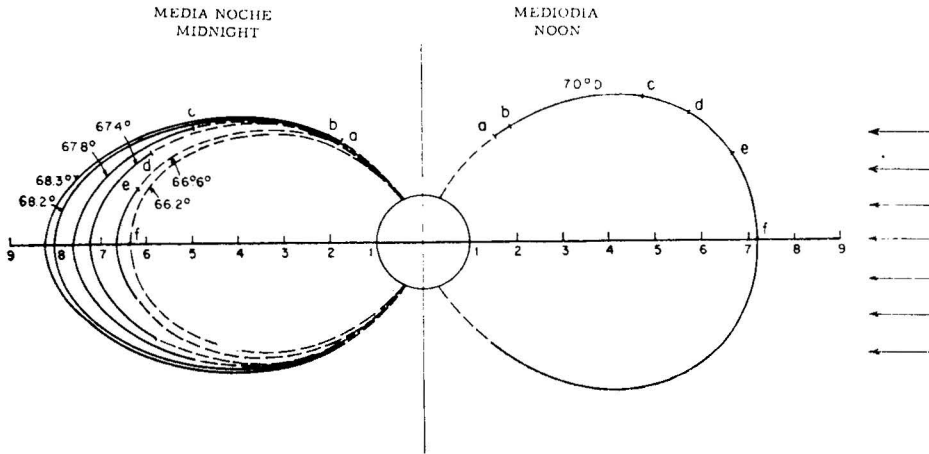


Fig. 3.—Una familia de cascarones magnéticos. La dispersión espacial de una familia de cascarones de partículas inyectadas bajo diferentes ángulos de paso se muestra a lo largo de las líneas día de  $\lambda_0 = 70^\circ$ . Las coordenadas  $(I, B_m)$  de los cascarones a, b, c, d, e y f son:  $(14; 2610\gamma)$ ;  $(13.2; 1873\gamma)$ ;  $(5.5; 234\gamma)$ ;  $(3; 152\gamma)$ ;  $(1; 122\gamma)$ ;  $(0; 107\gamma)$ . Para los cascarones a, b, c, d, e y f, los pares de ángulos de paso ecuatorial son, respectivamente:  $(11^\circ 41'; 6^\circ 10')$ ;  $(13^\circ 50'; 7^\circ 48')$ ;  $(42^\circ 32'; 27^\circ 29')$ ;  $(57^\circ 2'; 40^\circ 24')$ ;  $(69^\circ 28'; 60^\circ 8')$ ;  $(90^\circ; 90^\circ)$ .

Fig. 3.—A family of magnetic shells. The spacial spread of a family of shells of particles injected, under different pitch angles, along the day line of  $\lambda_0 = 70^\circ$  is shown. The  $(I, B_m)$  coordinates of the a, b, c, d, e and f shells are:  $(14; 2610\gamma)$ ;  $(13.2; 1873\gamma)$ ;  $(5.5; 234\gamma)$ ;  $(3; 152\gamma)$ ;  $(1; 122\gamma)$ ;  $(0; 107\gamma)$ . For a, b, c, d, e, and f shells the pairs of day and night equatorial pitch angles are, respectively:  $(11^\circ 41'; 6^\circ 10')$ ;  $(13^\circ 50'; 7^\circ 48')$ ;  $(42^\circ 32'; 27^\circ 29')$ ;  $(57^\circ 2'; 40^\circ 24')$ ;  $(69^\circ 28'; 60^\circ 8')$ ;  $(90^\circ; 90^\circ)$ .

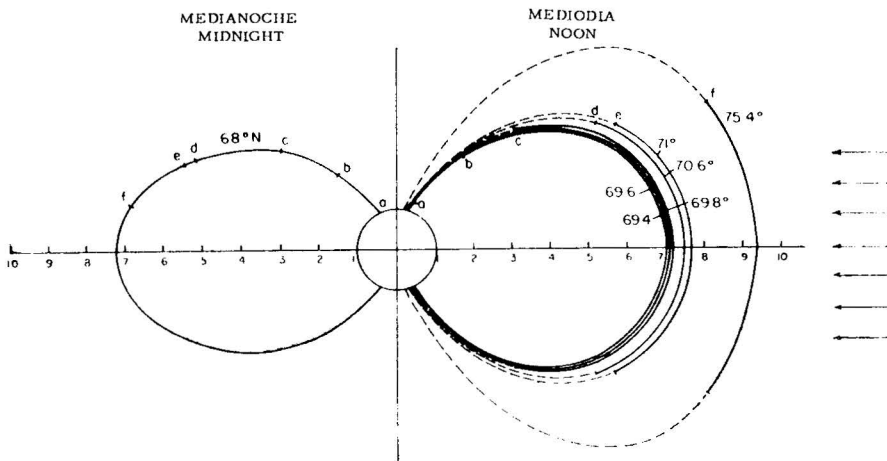


Fig. 4.—Una familia de cascarones magnéticos. Es mostrada la dispersión espacial de una familia de cascarones de partículas inyectadas bajo diferentes ángulos de paso a lo largo de la línea noche de  $\lambda_0 = 68^\circ$ . Las coordenadas  $(I, B_m)$  de los cascarones a, b, c, d, e y f son:  $(17.2; 37,700\gamma)$ ;  $(13.4; 2,600\gamma)$ ;  $(9.7; 650\gamma)$ ;  $(4.7; 175\gamma)$ ;  $(4.1; 150\gamma)$ ;  $(1.4; 70\gamma)$ . Para los cascarones a, b, c, d, e y f los pares de ángulos de paso ecuatoriales día y noche son, respectivamente:  $(3^\circ 11'; 1^\circ 55')$ ;  $(12^\circ 1'; 7^\circ 21')$ ;  $(24^\circ 16'; 14^\circ 50')$ ;  $(49^\circ 2'; 29^\circ 32')$ ;  $(52^\circ 50'; 32^\circ 12')$ ;  $(76^\circ 4'; 37^\circ 29')$ .

Fig. 4.—A family of magnetic shells. The spacial spread of a family of shells of particles injected under different pitch angles, along the night line of  $\lambda_0 = 68^\circ$  is shown. The  $(I, B_m)$  coordinates of the a, b, c, d, e and f shells are:  $(17.2; 37,700\gamma)$ ;  $(13.4; 2,600\gamma)$ ;  $(9.7; 650\gamma)$ ;  $(4.7; 175\gamma)$ ;  $(4.1; 150\gamma)$ ;  $(1.4; 70\gamma)$ . For a, b, c, d, e and f shells, the pairs of day and night equatorial pitch angles are respectively  $(3^\circ 11'; 1^\circ 55')$ ;  $(12^\circ 1'; 7^\circ 21')$ ;  $(24^\circ 16'; 14^\circ 50')$ ;  $(49^\circ 2'; 29^\circ 32')$ ;  $(52^\circ 50'; 32^\circ 12')$ ;  $(76^\circ 4'; 37^\circ 29')$ .



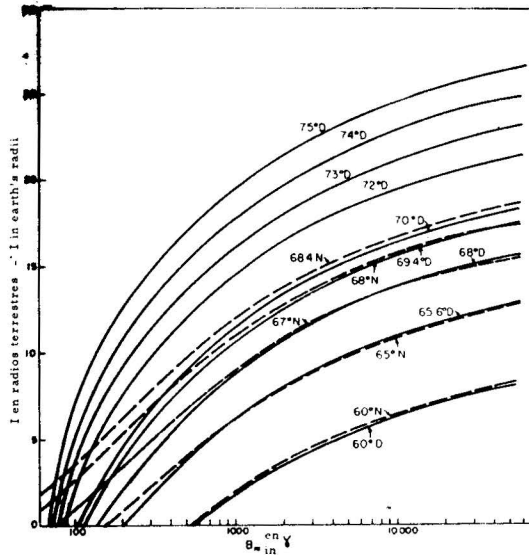


Fig. 5.—Las variaciones de coordenadas de cascarones a lo largo de líneas de campo del modelo Williams y Mead. Se traza  $I$  vs.  $B_m$  a lo largo de líneas día  $60^\circ D \leq \lambda_0 \leq 75^\circ D$  y líneas noche  $60^\circ \leq \lambda_0 \leq 68.4^\circ N$  distorsionadas por el viento solar. Las intersecciones de las líneas día y noche corresponden a un cascarón magnético de captura.

Fig. 5.—The variation of shell coordinates along Williams and Mead model field lines.  $I$  vs.  $B_m$  is plotted along day lines  $60^\circ D \leq \lambda_0 \leq 75^\circ D$  and night lines  $60^\circ N \leq \lambda_0 \leq 68.4^\circ N$  distorted by the solar wind. Intersections of day and night lines correspond to a magnetic trapping shell.

condiciones definen la frontera para la región donde ocurre el atrapamiento estable.

El cambio radial de los puntos en que las líneas distorsionadas cruzan el ecuador se muestran en la Fig. 8. Su máximo valor para el modelo estudiado es  $2.2 R_e$ .

El cambio latitudinal diario de los puntos imágenes se muestra en las Figs. 6 y 7; pasa a través de un máximo en latitudes medias, para decrecer con el aumento de la latitud en que ocurre la reflexión magnética. El valor máximo del cambio latitudinal, para el modelo estudiado, es  $22^\circ$ . Se muestra el cambio latitudinal diario a la distancia constante de  $1.17 R_e$ . Estas curvas han sido calculadas por Williams y Mead (1965) y dan el incremento latitudinal para  $3.5^\circ$  aproximadamente al moverse a lo largo de la frontera de captura exterior desde el lado noche a  $67^\circ$  hasta el lado día.

#### DISCUSION

Este trabajo usa el modelo de Williams y Mead para estudiar la influencia del viento solar quieto sobre los cascarones magnéticos de partículas atrapadas en la región distorsionada del campo geomagnético estacionario. Las superficies invariantes están cerradas debido a la constancia de la energía cinética  $k$  y a la invariancia adiabática de  $\mu$  y  $J$ . La variación de  $L$  a lo largo de las líneas de campo muestra que en la región altamente asimétrica externa del campo,  $L$  pierde su utilidad para organizar los datos de radiación atrapada.  $I, B_m$  reemplazan las coordenadas  $L, B_m$  en esta región.

Los valores de la invariante  $I$  muestran una variación con el tiempo local para cualquier punto situado dentro de la magnetosfera distorsionada. Debido a la simetría del modelo respecto a los meridianos mediodía-medianoche la variación es semi-diurna. La región de captura estará limitada a la parte del espacio en que pares de valores  $(I, B_m)$  existen en cualquier tiempo local. Si esta condición no prevalece, un

conditions set the boundary for the region where stable trapping occurs.

The radial shift of the points at which the distorted lines cross the equator are shown in Fig. 8. Its maximum value for the model studied is  $2.2 R_e$ .

The latitudinal daily shift of mirror points is shown in Figs. 6 & 7; it passes through a maximum, at middle latitudes, and then decreases with increase of the latitude at which the magnetic reflection occurs. The maximum value of latitudinal shift, for the model studied is  $22^\circ$ . The daily latitudinal shift at constant distance of  $1.17 R_e$  is shown. These curves have been calculated by Williams and Mead (1965) and give the latitudinal increase of  $3.5^\circ$  approximately as one moves along outer trapping boundary from the night side at  $67^\circ$  to the day side.

#### DISCUSSION

This paper uses the Williams and Mead model to study the influence of the quiet solar wind on the magnetic shells of particles trapped in the distorted region of the stationary geomagnetic field. The invariant surfaces are closed due to the constancy of the kinetic energy  $k$  and the adiabatic invariance of  $\mu$  &  $J$ . The variation of  $L$  along the field lines shows that in the external highly asymmetric region of the field,  $L$  loses its usefulness to organize the trapped radiation data.  $I, B_m$  replace the  $L, B_m$  coordinates in this region.

The values of the invariant  $I$  shows a variation with local time for any point situated within the distorted magnetosphere. Due to model symmetry with respect to noon-midnight meridian the variation is semi-diurnal. The trapping region will be limited to that part of space where pairs of values  $(I, B_m)$  exist at any local time. If this condition does not prevail a mirror point might indeed leave the trapping

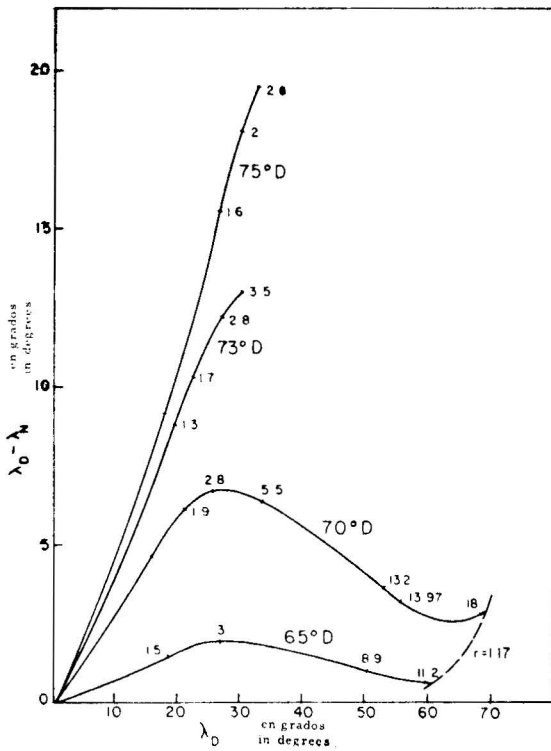


Fig. 6.—La variación latitudinal diaria de puntos imágenes a lo largo de líneas día. El incremento diario en latitud de puntos imágenes  $\lambda_D - \lambda_N$  se traza vs.  $\lambda_D$  a lo largo de líneas de campo del modelo distorsionado por el viento solar de Williams y Mead. Los números de líneas día corresponden a valores I. Es mostrada la variación latitudinal de puntos imágenes situados a distancia constante de  $1.17 R_e$ .

Fig. 6.—The daily latitudinal shift of mirror points along day lines. The daily increase in latitude of mirror points  $\lambda_D - \lambda_N$  is plotted vs.  $\lambda_D$  along lines of the Williams and Mead solar wind distorted field model. The numbers on the day lines correspond to I values. The latitudinal shift for mirror points lying at constant distance of  $1.17 R_e$  is shown.

punto imagen puede ciertamente abandonar la región de captura y entrar otra vez en cualquier otro tiempo. Así se forma una región de no-captura.

En la magnetosfera distorsionada por el viento solar, una familia de cascarones que pertenezca a partículas inyectadas bajo diferentes ángulos de paso a lo largo de una línea de fuerza dada, se dispersa en el espacio.

Debido a la diferencia en configuraciones noche y día, el ángulo de paso ecuatorial de una partícula atrapada a lo largo de cualquier cascarón magnético dado disminuirá al moverse la partícula del lado día al lado noche.

Fue estudiada la variación latitudinal diaria  $\lambda_D - \lambda_N$  de los puntos imágenes a lo largo de las líneas día y noche, siendo más grande para puntos imágenes situados en latitudes medias donde su valor máximo es  $22^\circ$ . El mayor cambio para el modelo de Fairfield (1964) corresponde a 15%.

Ultimamente la frontera al exterior de la región de atra-

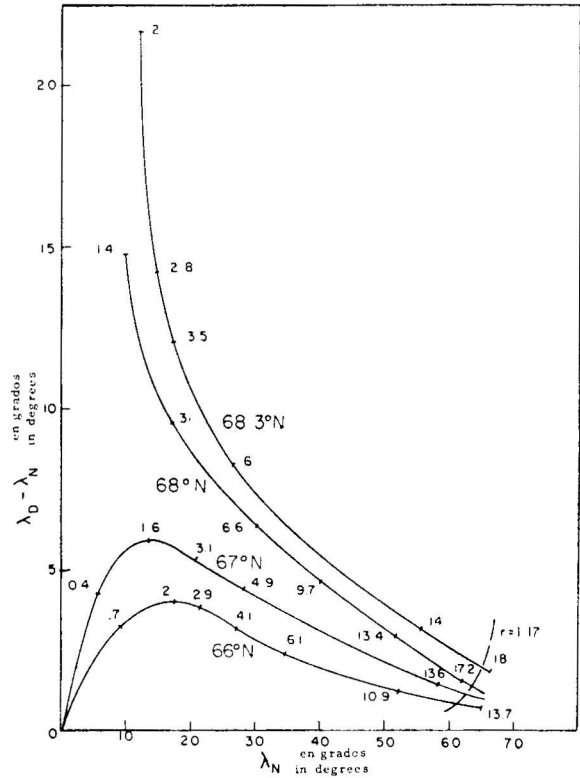


Fig. 7.—La variación latitudinal diaria de puntos imágenes a lo largo de líneas noche. El incremento diario en latitud de puntos imágenes  $\lambda_D - \lambda_N$  se traza vs.  $\lambda_N$  a lo largo de líneas del modelo distorsionado por el viento solar de Williams y Mead. Los números de las líneas noche corresponden a valores I. Es mostrada la variación latitudinal para puntos imágenes situados a distancia constante de  $1.17 R_e$ .

Fig. 7.—The daily latitudinal shift of mirror points along night lines. The daily increase in latitude of mirror points  $\lambda_D - \lambda_N$  is plotted vs.  $\lambda_N$  along lines of the Williams and Mead solar wind distorted field model. The numbers on the night lines correspond to I values. The latitudinal shift for mirror points lying at constant distance of  $1.17 R_e$  is shown.

region and reenter it at some other time. A region of no-trapping is thus formed.

In the solar wind distorted magnetosphere, a family of shells belonging to particles injected under different pitch angles along a given line of force spread in space.

Due to the difference in night and day configurations the equatorial pitch angle of a particle trapped along any given magnetic shell will decrease as the particle moves from day to night side.

The latitudinal daily variation  $\lambda_D - \lambda_N$  of the mirror points along day and night lines was studied. It is largest for mirror points situated at middle latitudes, its maximum value is  $22^\circ$ . The largest shift for Fairfield's (1964) model corresponds to 15%.

The outer boundary of the trapping region at high lat-

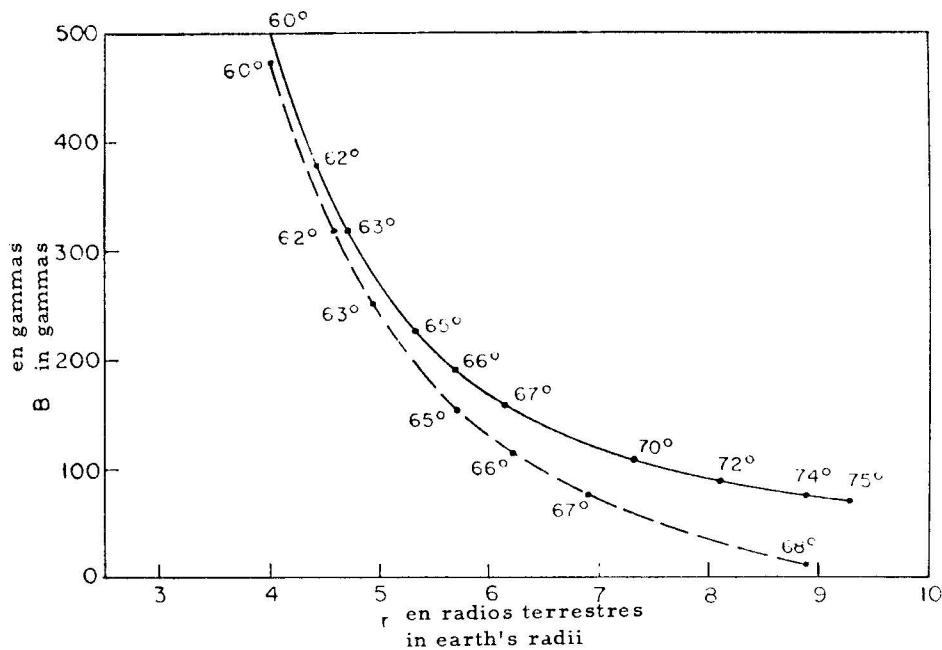


Fig. 8.—La variación radial diaria. Se muestra la variación radial diaria de los puntos en que las líneas de campo distorsionadas de Williams y Mead cruzan el ecuador. Los puntos correspondientes a líneas día y noche de diferente  $\lambda_0$  se sitúan a lo largo de las curvas continua y discontinua, respectivamente.

Fig. 8.—The daily radial shift. The daily radial shift of the points at which the Williams and Mead distorted field lines cross the equator is shown. The points corresponding to day and night lines of different  $\lambda_0$  lie along the solid and dashed curves respectively.

pamiento en altas latitudes ha sido sometida a muchas discusiones. La frontera del lado noche es aproximadamente la misma para diferentes energías de electrones atrapados y se sitúa a  $67^\circ$  en  $1.17 R_e$ . El lado día de la frontera varía con la energía de las partículas atrapadas. El incremento latitudinal  $\lambda_D - \lambda_N$  para  $k > 40$  Kev es del orden de  $5^\circ$  a  $8^\circ$  mientras que para  $k > 280$  Kev y  $k > 1.2$  Mev baja casi a  $3^\circ$ . Los parámetros del modelo de Williams y Mead han sido ajustados para dar una frontera al exterior correspondiente a los electrones de más alta energía. El cambio latitudinal diario de la frontera al exterior depende críticamente de la configuración del campo en el lado noche en la cola magnetosférica. Más aún, la penetración nocturna de los electrones del campo del lado noche a través de la cola que puedan acompañarse de cambios en la configuración del campo en la región discutida. Los pequeños cambios de campo en las líneas abiertas cercanas a la frontera de la región de atrapamiento en la cola pueden permitir que las partículas lleguen a latitudes del lado día tan altas como  $75^\circ$ .

Existen varias razones para considerar al presente estudio de naturaleza más bien cualitativa y no se ha hecho un estudio más cuantitativo. El modelo para la parte distorsionada de la magnetosfera no es satisfactorio. La representación del campo interno multipolar debiera usarse más que el dipolo en la cercanía de la Tierra. El sistema de referencia presenta otra dificultad: el plano de la eclíptica y los ecuadores geomagnético y geográfico coinciden en el modelo

itudes has been subject to much discussion lately. The night side boundary is approximately the same for different energies of trapped electrons and lies at  $1.17 R_e$  at  $67^\circ$ . The day side of the boundary varies with the energy of the trapped particles. The latitudinal increase  $\lambda_D - \lambda_N$  for the  $k > 40$  Kev is of the order of  $5^\circ$  to  $8^\circ$  while for  $k > 280$  Kev and  $k > 1.2$  Mev it is as low as  $3^\circ$ . The parameters of Williams and Mead model have been adjusted so as to give the outer boundary corresponding to that of the higher energy electrons. The daily latitudinal shift of the outer boundary depends critically on the night side field configuration in the magnetospheric tail. Moreover the night penetration of electrons through the tail might be accompanied by changes in the field configuration in the region discussed. The slight field changes in the open lines that lie near the boundary of the trapping region in the tail might permit the particles to reach on the day side latitudes as high as  $75^\circ$ .

There exist several reasons why the present study is of rather qualitative nature and a more quantitative study has so far not been undertaken. The models for the disturbed part of the magnetosphere is not completely satisfactory the multipoles internal field representation rather than the dipole should be used in the Earth's vicinity. The system of reference presents another difficulty: the ecliptic plane, the geomagnetic and the geographic equators coincide in Wil-

de Williams y Mead, pudiendo introducirse correcciones al usar el sistema magnetosférico solar de referencia propuesto por Ness (1965).

Finalmente, las coordenadas  $I$ ,  $B_m$  son difíciles de manejar. Un parámetro de la configuración de un cascarón generalizado aproximadamente constante a lo largo del campo axialmente asimétrico podría ser más apropiado. Las coordenadas canónicas del campo magnético  $\alpha$  y  $\beta$ , constantes a lo largo de líneas de fuerza, deberían ser útiles en la búsqueda de tales funciones para el campo geomagnético distorsionado por el viento solar.

#### AGRADECIMIENTOS

Las autoras desean dar las gracias al Dr. G. D. Mead y al Dr. G. E. McIlwain por poner a disposición sus programas para este estudio.

También quedamos agradecidas por la ayuda de la Sra. Lucila Camacho, del Sr. Jaime Jiménez y del Sr. Lauro Ramírez en la preparación de este trabajo. Damos las gracias al "Centro Nacional de Cálculo del Instituto Politécnico", donde se llevaron a cabo los cálculos.

Williams & Mead's model. Corrections could be introduced using the solar magnetospheric system of reference proposed by Ness (1965).

Finally, the coordinates  $I$ ,  $B_m$  are difficult to handle. A generalized shell parameter approximately constant along axially asymmetric field configuration would be more appropriate. The canonical coordinates of the magnetic field  $\alpha$  and  $\beta$ , constant along lines of force should be useful in the search of such function for the geomagnetic field distorted by the solar wind.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to thank Dr. G. D. Mead and Dr. C. E. McIlwain for a making their programmes available for the present study.

We also gratefully acknowledge the help of Mrs. Lucila Camacho, Mr. Jaime Jiménez and Mr. Lauro Ramírez in the preparation of this paper. Thanks are also given to the "Centro Nacional de Cálculo" of the Politechnical Institute where the computations were performed.

#### BIBLIOGRAFIA

- AXFORD, W. I. 1964. Viscous Interaction between the Solar Wind and the Earth's Magnetosphere, *Planetary Space Sci.*, 12:45-54.
- AXFORD, W. I., H. E. PETSCHKE & G. L. SISCOE, 1965. Tail of the Magnetosphere. *Jour. Geophys. Res.*, 70:1231-1236.
- DESSLER, A. J. 1964. Length of Magnetospheric Tail. *Jour. Geophys. Res.*, 69:3913-3918.
- DUNGEY, J. W. 1961. Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. *Phys. Rev. Letters*, 6:47-48.
- FAIRFIELD, D. H. 1964. Trapped Particles in a Distorted Dipole Field. *Jour. Geophys. Res.*, 69:3919-3926.
- FRANK, L. A. 1965. On the Local Time Dependence of Outer Radiation Zone Electron ( $E > 1.6$  Mev) Intensities near the Magnetic Equator, *Jour. Geophys. Res.*, 70:4131-4138.
- 1965. A Survey of Electrons  $E > 40$  Kev beyond 5 Earth's Radii with Explorer 14. *Jour. Geophys. Res.*, 70:1593-1626.
- HONES, Jr., E. W. 1964. Motions of Charged Particles Trapped in the Earth's Magnetosphere. *Jour. Geophys. Res.*, 68:1209-1219.
- JENSEN, D. C. & W. A. WHITAKER. 1960. A Spherical Harmonic Analysis of the Geomagnetic Field. *Jour. Geophys. Res.*, 65:2500.
- MCDIARMID, I. B. & J. R. BURROWS. 1964. High-latitude Boundary of the Outern Radiation Zone at 1000 Km. *Canadian Jour. Phys.*, 42:616-626.
- McILWAIN, C. E. 1961. Coordinates for Mapping the Distribution of Magnetically Trapped Particles. *Jour. Geophys. Res.*, 66:3681-3691.
- 1965. Magnetic Coordinates, UCSD-SP 65-5 (paper presented at Advanced Study Institute of IIT Research Institute, Bergen, Norway, August 16 — trabajo presentado en la Reunión de Estudios Avanzados del Instituto de Investigaciones IIT, Bergen, Noruega, Agosto 16).
- MEAD, G. D. 1964. Deformation of the Geomagnetic Field by the Solar Wind. *Jour. Geophys. Res.*, 69:1181-1195.
- MALVILLE, J. M. 1960. The Effect of the Initial Phase of a Magnetic Storm upon the Outer Van Allen Belt. *Jour. Geophys. Res.*, 65:3008-3010.
- NESS, N. F. 1965. The Earth's Magnetic Tail. *Jour. Geophys. Res.*, 70:2989-3005.

#### BIBLIOGRAPHY

- NORTHROP, T. G. 1963. *The Adiabatic Motion of Charged Particles*, New York (Interscience Publishers), 1 vol.
- O'BRIEN, B. J. 1963. A Large Diurnal Variation of the Geomagnetically Trapped Radiation. *Jour. Geophys. Res.*, 68:989-995.
- REID, G. C. & M. H. REES. 1961. The Systematic Behaviour of Hydrogen Emission in the Aurora-II. *Planetary Space Sci.*, 5:99-104.
- STONE, E. C. 1963. The Physical Significance and Application of L,  $B_0$  and  $R_0$  to Geomagnetically Trapped Particles. *Jour. Geophys. Res.*, 68:4157-4166.
- WILLIAMS, D. J. & J. D. MEAD. 1965. Nightside Magnetosphere Configuration as Obtained from Trapped Electrons at 1100 Kilometers. *Jour. Geophys. Res.*, 70:3017-3029.
- WILLIAMS, D. J. & W. F. PALMER. 1965. Distortions in the Radiation Cavity as measured by an 1100-Kilometer Polar Orbiting Satellite. *Jour. Geophys. Res.*, 70:557-567.