



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

PROCESOS FÍSICOS RELACIONADOS CON
LAS AURORAS POLARES

TESIS QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
FÍSICO
PRESENTA

LUIS HORACIO GUTIERREZ GONZALEZ

MEXICO, D. F.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1991

34
2y



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE

I INTRODUCCION

| | |
|--|-----|
| 1.1 Historia de las investigaciones aurales | 1.1 |
| 1.2 Características generales. | 1.2 |
| 1.3 Relación con la investigación geofísica y espacial. | 1.3 |

II MOVIMIENTO DE PARTICULAS CARGADAS EN CAMPOS ELECTROMAGNETICOS.

| | |
|--|------|
| 2.1 Movimiento de una partícula cargada en un campo magnético estático y homogéneo. | 2.1 |
| 2.2 Campos lentamente variables. | 2.6 |
| 2.3 Invariantes adiabáticos y tiempos característicos. | 2.12 |
| 2.4 Movimiento de partículas cargadas en un campo dipolar. | 2.15 |
| 2.5 Influencia de un campo eléctrico. | 2.18 |
| 2.6 Magnetohidrodinámica ideal. | 2.20 |

III EL VIENTO SOLAR Y LA MAGNETOSFERA TERRESTRE.

| | |
|---|-----|
| 3.1 Expansión de la corona solar. | 3.1 |
| 3.2 El campo geomagnético interno. | 3.3 |
| 3.3 La magnetosfera terrestre. | 3.5 |

IV MORFOLOGIA AURORAL.

| | |
|---|-----|
| 4.1 Energía. | 4.1 |
| 4.2 Clasificación de las formas aurales. | 4.3 |
| 4.3 El óvalo auroral. | 4.5 |

V ESPECTROS DE EMISION AURORALES.

| | |
|--|------|
| 5.1 Espectros aurales y transiciones ópticas e infrarrojas. | 5.1 |
| 5.2 Auroras electrónicas. | 5.7 |
| 5.3 Auroras protónicas. | 5.10 |
| 5.4 Radioauroras. | 5.13 |

VI EFECTOS DE LAS AURORAS EN LA IONOSFERA.

| | |
|--|------|
| 6.1 Ionización auroral. | 6.1 |
| 6.2 Conductividad, corrientes y campos eléctricos en las auroras. | 6.4 |
| 6.3 Efectos de calentamiento en las auroras. | 6.7 |
| 6.4 La estructura potencial auroral. | 6.12 |
| 6.5 Mecanismos de precipitación de las partículas aurales. | 6.14 |

VII CONCLUSIONES. 7.1

APENDICES.

| | |
|--|-----|
| Apéndice A. Sistema geomagnético de coordenadas. | A.1 |
| Apéndice B. Indices de perturbación geomagnética. | A.2 |

BIBLIOGRAFIA.

I INTRODUCCION.

A latitudes geomagnéticas elevadas, entre 65 y 70 grados, el cielo nocturno se halla frecuentemente iluminado por unas estructuras móviles llamadas auroras polares. En el hemisferio norte reciben el nombre de auroras boreales y, en el sur, de auroras australes.

Aunque las auroras han sido observadas desde tiempos inmemoriales, sólo recientemente se ha logrado explicar -parcialmente, al menos- los mecanismos físicos involucrados en su aparición. Sabemos ahora que se trata de emisiones de radiación electromagnética desde la atmósfera superior (100-1000 km) cuando ésta es bombardeada por partículas cargadas. El origen de dichas partículas, los mecanismos de aceleración en la interacción con el campo geomagnético y la emisión que inducen en la atmósfera superior constituyen campos de investigación activos que involucran conceptos físicos fundamentales. Asimismo, se ha descubierto la existencia de una estrecha relación entre la actividad solar y la fenomenología auroral, lo que, en los próximos años, podrá convertirse en un campo de investigación fundamental.

1.1 Historia de las investigaciones aurorales.

Desde la antigüedad, las auroras han atraído poderosamente la atención de los pueblos y han sido objeto de numerosos estudios. Aristóteles, en su libro *Meteorologica*, describe algunos fenómenos naturales que se presentan en la atmósfera, y menciona cierta luz que se extiende por el cielo mientras cintila con rayos brillantes. Se trata, sin duda, de la descripción de una aurora. Las auroras han sido importantes también en la mitología y en la literatura, y han sido interpretadas como augurios y como mensajeras de catástrofes. Sólo en tiempos relativamente recientes han sido consideradas como fenómenos naturales y se han emprendido estudios científicos tendientes a explicarlas. A continuación se incluye una lista con los nombres de los principales investigadores que, en distintas épocas, han hecho contribuciones importantes a los estudios aurorales:

- P. Gassendi (1592-1655): fue el primero en utilizar el nombre de "Aurora Borealis" para describir específicamente este fenómeno.
- E. Halley (1656-1742): fue el primero en proponer un mecanismo físico que explicara las auroras; suponía que se deben a un fluido procedente del interior de la Tierra. Halló también la relación entre las auroras y el campo geomagnético.
- A. Celsius (1701-1744): demostró que las auroras están asociadas con perturbaciones magnéticas.
- J. E. Gunnerus (1718-1773): sugirió que las auroras son provocadas por partículas provenientes de la atmósfera solar. También indicó que debería haber auroras en la Luna, Venus y Mercurio.
- J. Dalton (1766-1844): utilizó el método de triangulación para medir la altura de las auroras.
- J. B. Biot (1774-1862): probó que las emisiones aurorales no están polarizadas. Pensaba que las auroras se debían a partículas eyectadas por erupciones volcánicas.
- H. C. Ørsted (1777-1851): señaló que las variaciones magnéticas en la vecindad de los arcos aurorales debían estar relacionadas con descargas eléctricas a lo largo de los arcos.
- A. J. Angström (1814-1874): estudió los espectros aurorales y probó que las auroras son emitidas por un gas luminoso, no por líquidos o sólidos; también probó que no se deben a la reflexión de la luz solar en hielo suspendido en la atmósfera.
- E. Edlund (1819-1888): sugirió que los estratos superiores de la atmósfera son conductores eléctricos y que debe establecerse en ellos una corriente de descarga entre las zonas ecuatoriales y polares.
- K. S. Lemström (1838-1904): estudió los espectros aurorales y trató de reproducirlos mediante descargas eléctricas en gases diluidos.

- S. Tromholt (1851-1896): organizó la primera red de observatorios dedicados a los estudios aurorales. Descubrió también la correlación entre las auroras y las manchas solares.
- A. F. W. Paulsen (1833-1907): sugirió que las auroras eran un fenómeno radiativo de fluorescencia atmosférica debida a la absorción de rayos provenientes de las regiones superiores.
- S. A. Arrhenius (1859-1927): propuso una teoría basada en la presión de radiación de las ondas electromagnéticas, que expulsaba partículas desde las manchas solares.
- K. O. B. Birkeland (1867-1917): propuso una teoría muy avanzada, según la cual las partículas cargadas emitidas por el Sol son capturadas por el campo geomagnético y, al seguir las líneas de campo, inciden sobre la atmósfera de las regiones polares. También sugirió que hay una corriente eléctrica a lo largo de las líneas de campo entre el espacio y la atmósfera terrestre. Dicha corriente, actualmente llamada corriente de Birkeland, se desvía a latitudes aurorales y sigue el óvalo auroral.
- C. F. M. Stormer (1874-1957): midió la altura de más de 20,000 auroras y fijó definitivamente los intervalos de altitud en que se observan.
- L. Vegard (1880-1963): desarrolló las técnicas de espectroscopía auroral y descubrió las auroras provocadas por protones.

Con la muerte de Vegard puede fijarse el fin de las investigaciones aurorales clásicas. A partir de entonces han sido cada vez más importantes los estudios realizados mediante vehículos espaciales, que han permitido ampliar notablemente la información referente a las auroras y a los fenómenos relacionados con ellas.

1.2 Características generales.

Como su nombre lo indica, las auroras polares se observan preferentemente a latitudes elevadas, entre 65 y 70 grados de latitud geomagnética (véase el apéndice A), en una zona en torno a los polos conocida como óvalo auroral. Las auroras son estructuras geográficamente simétricas, es decir, a cada aparición en el hemisferio norte (denominada aurora boreal) le corresponde, simultáneamente, una en el hemisferio sur (aurora austral). Las auroras consisten en estructuras luminosas en la alta atmósfera, observables en el cielo nocturno, a menudo con forma de cortinas. Actualmente se sabe que en el fenómeno intervienen partículas cargadas controladas por el campo geomagnético. Iones y electrones siguen las líneas del campo magnético de la Tierra e inciden sobre la atmósfera superior, de modo que las auroras pueden ser definidas como la emisión de luz desde la atmósfera superior cuando ésta es bombardeada por partículas cargadas (generalmente electrones).

La longitud de onda de las emisiones depende de los átomos y de las moléculas que son afectados por el bombardeo de partículas, así como de la energía con que éstas inciden sobre la atmósfera. Las emisiones más comunes provienen del oxígeno atómico (amarillo y verde), del nitrógeno molecular (violeta y azul) y del nitrógeno atómico (rojo).

Las auroras pueden ser clasificadas en difusas y discretas. Las difusas no presentan estructuras espaciales definidas, y pueden ser consideradas como un fenómeno permanente en el óvalo auroral. Las auroras discretas, en cambio, tienen estructuras definidas y duración limitada; su tiempo de formación es de unas dos horas, y el de disolución de aproximadamente media hora. Las auroras también sufren modificaciones estructurales de pequeña escala, con duración de algunos segundos. En las auroras discretas pueden observarse patrones verticales (es decir, paralelos al campo magnético local), como estrías, y horizontales (perpendiculares al campo), como arcos y bandas. En términos generales, sus dimensiones son:

altura: 10 km (base entre 90 y 1000 km sobre la superficie de la Tierra)
 espesor: 1-10 km (en latitud)
 longitud: 5000 km (en longitud)

También se observan coronas aurales, en las que los haces luminosos parecen converger hacia un punto. Esto se debe a un efecto de perspectiva, cuando se observan rayos provenientes del cenit magnético.

También se han observado auroras en longitudes de onda no visibles, en radiofrecuencias entre 30 y 3000 MHz (que producen el llamado silbido auroral), así como emisiones en UHF (3×10^4 a 3×10^5 kHz) y VHF (3×10^5 a 3×10^6 kHz). Cada uno de los puntos mencionados anteriormente será estudiado con más detalle en los capítulos subsecuentes.

1.3 Relación con la investigación geofísica y espacial.

Aunque las auroras han sido consideradas como fenómenos naturales desde hace varios siglos, ha resultado muy difícil explicarlas en términos físicos. Las observaciones realizadas desde la superficie terrestre no permitían aclarar los aspectos fundamentales, y sólo recientemente, con el uso de cohetes y satélites, se han logrado avances significativos en la recopilación de datos y, por consiguiente, en la elaboración y verificación de modelos.

A principios del siglo XVIII se pensaba que la atmósfera terrestre tenía una altitud de unos 10 kilómetros, ya que la presión al nivel del mar equivale a la de una columna de agua de 10 metros de altura. Para verificar esta suposición, se intentó medir la altura a la que ocurrían algunos fenómenos atmosféricos. Sin embargo, como dichos meteoros sólo duraban unos cuantos segundos, no era posible obtener mediciones precisas. Por otra parte, los arcos aurales permanecen estacionarios por varios minutos, lo que indujo a ciertos investigadores a medir la altura de estas formas aurales. Hacia fines del siglo XVIII se habían medido las alturas de unos 50 arcos aurales, con resultados que caían en el intervalo entre los 200 y los 1300 kilómetros. De este modo se demostró definitivamente que el volumen de la atmósfera era mucho mayor de lo que se había creído hasta entonces.

A principios de este siglo se introdujo el método de la triangulación fotográfica para medir la altura de las formas aurales, y se encontró que casi todas ocurren entre 100 y 120 kilómetros sobre la superficie.

La densidad y la composición de la atmósfera, así como la energía de las partículas en precipitación, determinan el color y la altura de las auroras. En consecuencia, las observaciones de las auroras pueden proporcionar mucha información sobre las características de la atmósfera superior.

Hasta una altura de 60 ó 70 kilómetros, la atmósfera de la Tierra es eléctricamente neutra y de composición homogénea. Por encima de los 70 kilómetros se observan iones y electrones libres en la zona llamada ionosfera. Las partículas cargadas interactúan con ondas de radio, por lo que esta zona es importante en las telecomunicaciones. Sólo una pequeña parte de los gases ionosféricos está ionizada a alturas aurales.

Los procesos aurales también intervienen en el incremento de temperatura de la atmósfera neutra entre 100 y 200 kilómetros de altura. Este calentamiento se debe a la absorción de radiación solar. El 40% de la absorción ocurre en la atmósfera superior, lo que produce la disociación de las moléculas, lo cual, a su vez, es la fuente principal de las emisiones aurales.

A longitudes de onda menores que 2400 Å, la radiación solar divide el oxígeno molecular en átomos. Se requiere de más energía para disociar las moléculas de nitrógeno, por lo que este proceso ocurre con longitudes de onda menores de 1900 Å. La disociación de las moléculas de oxígeno comienza a una altura de 70 u 80 kilómetros y, a los 95, hay casi tantos átomos de oxígeno como moléculas. A 150 kilómetros hay 10 veces más átomos que moléculas. La disociación del nitrógeno molecular ocurre principalmente entre 120 y 200 kilómetros. El oxígeno, como es más ligero que el nitrógeno, tiende a ascender, por lo que a los 200 kilómetros hay cantidades de oxígeno y nitrógeno aproximadamente iguales. Entre 100 y 300 kilómetros, los gases predominantes son oxígeno y nitrógeno atómicos, de modo que la composición de la atmósfera cambia considerablemente con la altura; a altitudes elevadas depende también del ángulo cenital del Sol, de la estación y de la hora. Todos estos factores intervienen en los procesos aurales.

A principios de este siglo se creía que, por encima de los 100 kilómetros de altura, la atmósfera consistía principalmente de hidrógeno y helio. Los análisis espectroscópicos de las auroras permitieron determinar correctamente la composición atmosférica.

Antes del lanzamiento de los primeros satélites, las investigaciones aurorales se limitaban a descripciones de la morfología con base en observaciones desde la superficie. A principios de siglo se tenían nociones muy vagas de los mecanismos que producían la luminosidad. Un experimento de Birkeland sugería que las auroras eran el resultado de la interacción de partículas cargadas provenientes del Sol con el campo magnético terrestre, pero no todos estaban de acuerdo con su interpretación. La teoría de Birkeland fue confirmada cuando los primeros cohetes lanzados hacia los arcos aurorales detectaron partículas energéticas penetrando en la atmósfera superior.

La temperatura en la corona solar es de varios millones de grados. A tales temperaturas la presión resultante ejerce fuerzas mucho mayores que la atracción gravitacional del Sol, de modo que algunos gases escapan de la atmósfera. Por otra parte, los gases son ionizados por tales temperaturas, por lo que consisten principalmente de iones y electrones. Esta corriente de partículas recibe el nombre de viento solar. Su densidad, en las cercanías del Sol, es de unas 10 partículas por centímetro cúbico, pero puede variar de acuerdo con la actividad solar.

Desde hace mucho tiempo se ha sabido que la ocurrencia de las auroras está relacionada con el número de manchas solares. Dichas manchas pueden tener una duración de uno a varios meses y, puesto que el Sol rota con un período de 25 días, la misma región del Sol apuntará a la Tierra cada 27 días. En la Tierra aparecen auroras similares cada 27 ó cada 54 días. También se ha observado una correlación entre la ocurrencia de auroras y el ciclo solar de 11 años.

No se ha explicado claramente aún la relación física entre la presencia de manchas solares y la ocurrencia de auroras. Al parecer, las manchas solares no son la fuente directa de las partículas aurorales, sino que éstas provienen de los llamados hoyos coronales. [Bravo y Otaola, 1990]

Durante algunos eventos solares -como las ráfagas, por ejemplo- se emiten grandes cantidades de energía en forma de ondas electromagnéticas y de partículas rápidas. Dichas emisiones alteran notablemente la velocidad del viento solar, lo cual, a su vez, afecta la interacción del viento solar y la magnetosfera; el resultado más notable de estas interacciones es el incremento en la frecuencia de ocurrencia y en la intensidad de las auroras, que en ocasiones llegan a observarse a latitudes intermedias.

El viento solar encierra al campo magnético de la Tierra en una zona llamada cavidad geomagnética, cuyo límite externo es un frente de choque situado a unos 20 radios terrestres del centro del planeta. La interacción del viento solar con el campo geomagnético resulta en un campo deformado, comprimido del lado diurno y extendido del lado nocturno (esta interacción se describe con más detalle en el capítulo III). En el interior del paraboloide formado por el frente de choque, llamado magnetosfera, el movimiento de las partículas cargadas es controlado por el campo magnético de la Tierra. En la cola de la magnetosfera (esto es, en la extensión en dirección antisolar) el campo magnético es casi paralelo al viento solar, de modo que las líneas de campo no son cerradas, sino que tienen un extremo que se pierde en el medio interplanetario; esto sucede en el caso de las líneas de las regiones polares, por lo que éstas están menos protegidas del viento solar que las regiones a latitudes menores. Aún no ha quedado claro de dónde obtienen su energía las partículas que inciden sobre la alta atmósfera de las regiones polares y generan las auroras. Observaciones por medio de cohetes y satélites han mostrado que las partículas ganan energía en el trayecto entre el frente de choque y las zonas aurorales. Al mismo tiempo en que aparecen las auroras en el lado noche, ocurren algunos procesos explosivos en la cola magnetosférica y surgen electrones del centro de explosión. A menudo aparecen potenciales eléctricos entre la cola magnetosférica y la ionosfera en las regiones polares, que aceleran los electrones hasta unos 10 000 eV. Los electrones que siguen las líneas de campo magnético hacia las regiones polares forman dos óvalos luminosos geográficamente simétricos, donde se presentan las auroras boreales y australes.

En otro orden de ideas, también se ha buscado establecer una relación entre las auroras y los fenómenos meteorológicos. La mayor parte de las auroras se presentan a una altura de unos 100 kilómetros. Ahora bien, como el clima depende fundamentalmente de las condiciones hasta 20 kilómetros de altura, parece improbable una conexión física entre las auroras y el clima, no sólo a causa de las diferencias de altitud, sino más bien a las grandes diferencias de energía entre ambas regiones atmosféricas. Sin embargo, algunos datos recientes obtenidos mediante satélites indican una posible relación entre perturbaciones aurorales en Norteamérica y bajas de presión en el Atlántico. En cualquier caso, este tipo de fenómenos sólo podrán ser explicados en el marco de un estudio más general sobre la relación entre la actividad solar y la climatología.

II MOVIMIENTO DE PARTICULAS CARGADAS EN CAMPOS ELECTROMAGNETICOS.

Birkeland y Størmer fueron los primeros en señalar la importancia que tiene en la física espacial el estudio del movimiento de partículas cargadas en campos electromagnéticos, y sus investigaciones en la primera mitad de este siglo establecieron los fundamentos de todos los trabajos posteriores en esta área. Sin embargo, es muy difícil llevar a cabo los cálculos numéricos necesarios cuando la partícula hace muchos giros en el campo magnético. Esto sucede en el campo geomagnético para todas las partículas con energía menor a la de los rayos cósmicos, que llegan a hacer millones de giros en el campo magnético de la Tierra y para las cuales es prácticamente imposible una integración numérica. En estos casos se recurre a los métodos de perturbación mencionados en la sección 2.4 .

Cuando una trayectoria tiene muchos giros, el tamaño de cada giro es, en general, pequeño con respecto a la extensión del campo magnético. En consecuencia, durante una sola vuelta, la partícula se desplaza en un campo aproximadamente homogéneo. Para calcular su movimiento, es conveniente empezar con un campo homogéneo e introducir la inhomogeneidad como una perturbación. En el campo geomagnético, este método de perturbaciones resulta ser aplicable a casi todos los problemas en que la energía y el momento son inferiores a los de los rayos cósmicos.

En el campo geomagnético, las partículas de baja energía son fuertemente afectadas por un campo eléctrico, incluso si éste es muy débil. Por ejemplo, basta aplicar un campo eléctrico de $1\mu\text{V}/\text{cm}$ para que un electrón de 1keV modifique drásticamente su órbita y abandone el campo geomagnético. Por tanto, al estudiar el movimiento de partículas de baja energía en el campo geomagnético, es necesario tomar en cuenta los campos eléctricos. Tales procesos, así como los mencionados anteriormente, serán estudiados en el presente capítulo.

2.1 Movimiento de una partícula cargada en un campo magnético estático y homogéneo.

a) Movimiento no perturbado.

Consideremos una partícula de masa en reposo m y carga e en un campo magnético homogéneo y constante \vec{B} . La velocidad \vec{v} de la partícula tiene una componente \vec{v}_{\parallel} paralela al campo magnético y una \vec{v}_{\perp} perpendicular al mismo. El momento de la partícula es entonces:

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} \quad (1)$$

donde

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}} \quad (2)$$

y $v = |\vec{v}| = (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)^{\frac{1}{2}}$, el factor γ sólo es importante para partículas relativistas, es decir, cuando $v \approx c$. La ecuación de movimiento en el sistema gaussiano de unidades es:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3)$$

Puesto que el miembro derecho de la ecuación (3) es perpendicular a \vec{v} , los valores absolutos del momento y, en consecuencia, de la velocidad permanecen constantes. Resolviendo (3) se encuentra que el movimiento total es la superposición de un movimiento con velocidad constante paralela al campo magnético ($v_{\parallel} = \text{cte.}$) y un movimiento circular en el plano perpendicular a dicho campo. La superposición de ambos movimientos da origen a una trayectoria helicoidal.

El centro instantáneo del movimiento circular recibe el nombre de centro de giro. En la proyección de la trayectoria sobre el plano perpendicular a \vec{B} , el radio de giro $\vec{\rho}$ (el vector desde la posición de la partícula hasta el centro de giro) está dado por

$$\gamma m \omega^2 \vec{\rho} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (4)$$

donde ω es la frecuencia angular del movimiento circular. Puesto que

$$v_{\perp} = \omega \rho \quad (5)$$

se obtiene, a partir de (1) y (4), que:

$$\omega = \frac{|e|B}{\gamma mc} \quad (6)$$

$$\vec{\rho} = \frac{c\gamma m}{eB^2} \vec{v} \times \vec{B} = \frac{c}{eB^2} \vec{p} \times \vec{B} \quad (7)$$

$$y \quad \rho = \frac{c\gamma m v_{\perp}}{|e|B} = \frac{p_{\perp} c}{|e|B} \quad (8)$$

El radio ρ se llama radio de Larmor; el producto $B\rho = \frac{p_{\perp} c}{|e|}$ es la rigidez magnética. (Cuando $v_{\parallel} \neq 0$, de modo que la trayectoria es una hélice, el radio de Larmor es diferente del radio de curvatura.)

El movimiento circular de la partícula cargada produce un campo magnético que tiene un promedio temporal igual al de un campo producido por una corriente circular

$$I = \frac{|e|}{T_g} \quad (9)$$

donde T_g es el período de giro

$$T_g = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi\gamma mc}{|e|B} \quad (10)$$

Por lo tanto, la partícula es equivalente a un magneto con un momento magnético

$$\mu = \frac{\pi\rho^2}{c} I = \frac{p_{\perp}^2}{2\gamma m B} \quad (11)$$

antiparalelo a \vec{B} . (Véase figura 2.1). El flujo magnético a través de la trayectoria circular es

$$\phi = \pi\rho^2 B = \frac{\pi c^2}{e^2} \frac{p_{\perp}^2}{B} = \frac{2\pi\gamma mc^2}{e^2} \mu \quad (11)$$

En el caso no relativista, (11) se reduce a

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{W_{\perp}}{B} \quad (13)$$

W_{\perp} es la energía cinética debida al movimiento perpendicular a las líneas de fuerza.

b) Movimiento perturbado por la acción de fuerzas no magnéticas o de inhomogeneidades magnéticas aisladas.

Si el movimiento de la partícula es perturbado por la acción de fuerzas no magnéticas, o si el campo magnético contiene inhomogeneidades, es conveniente utilizar el concepto de centro guía, que se define como el punto

$$\vec{r}_c = \vec{r} + \vec{\rho} = \vec{r} + \frac{c}{eB^2} \vec{p} \times \vec{B} \quad (14)$$

donde \vec{r} y $\vec{\rho}$ son, respectivamente, la posición y el momento de la partícula, y \vec{B} es el campo magnético.

A partir de la expresión (7) se obtiene que, cuando la fuerza del campo magnético homogéneo es la única actuante, el centro guía \vec{r}_c coincide con el centro de giro. Esto significa que, si se suprime la fuerza de perturbación por algún tiempo, la partícula se mueve en un círculo alrededor del centro guía.

En términos generales, no es difícil calcular el movimiento del centro guía debido a las fuerzas de perturbación. Si la partícula recorre una distancia grande comparada con ρ , no es necesario conocer en detalle la órbita de la partícula, pues ésta se mueve en espiral en torno al centro guía.

1) Colisiones.

Supongamos que una partícula cargada en movimiento en un campo magnético \vec{B} homogéneo y estático sufre una colisión. Esto quiere decir que, durante un intervalo de tiempo $\Delta t \ll T_f$, actúa sobre la partícula una fuerza \vec{f} muy grande. Sean \vec{f}_{\parallel} y \vec{f}_{\perp} las componentes paralela y perpendicular, respectivamente, al campo magnético. Si

$$\vec{f}_{\perp} \gg \left| \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right| \quad (15)$$

el momento de la partícula cambia a

$$\vec{p}' = \vec{p} + \Delta\vec{p} \quad (16)$$

donde

$$\Delta\vec{p} = \int_t^{t+\Delta t} \vec{f} dt \quad (17)$$

El centro guía está en reposo antes y después del impacto (o tiene un movimiento uniforme paralelo a las líneas de campo). El vector de posición \vec{r} no cambia apreciablemente durante el impacto, pero sí cambia el vector \vec{p} , de modo que la posición del centro guía se modifica en

$$\Delta\vec{r}_c = \frac{c}{eB^2} \Delta\vec{p} \times \vec{B} = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \int_t^{t+\Delta t} \vec{f} dt \quad (18)$$

El mismo resultado se aplica para el centro de giro.

2) Fuerzas no magnéticas continuas.

En presencia de una fuerza continua, el centro guía se desplaza continuamente, es decir, deriva con una cierta velocidad denotada por \vec{U} . Diferenciando (14), se obtiene

$$\vec{U} = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \vec{v} + \frac{c}{eB^2} \frac{d\vec{p}}{dt} \times \vec{B} \quad (19)$$

Sustituyendo la ecuación de movimiento

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{f} + \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (20)$$

en (19) y utilizando la identidad vectorial

$$(\vec{v} \times \vec{B}) \times \vec{B} = \vec{B} (\vec{v} \cdot \vec{B}) - \vec{v} B^2 = \vec{v}_{\parallel} B^2 - \vec{v} B^2 = -\vec{v}_{\perp} B^2$$

se llega a que

$$\vec{U} = \vec{v}_{\parallel} - \frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \vec{f} \quad (21)$$

Si se toma \vec{U} en componentes, resulta

$$\vec{U}_{\perp} = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \vec{f} \quad (22)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{U}_{\parallel}) = \vec{f}_{\parallel} \quad (23)$$

3) Inhomogeneidades magnéticas.

Supongamos que una partícula cargada se mueve en un campo magnético estático \vec{B}_0 , que es homogéneo salvo en una región limitada y que se extiende uniformemente en la dirección paralela a \vec{B} . En la región inhomogénea (ver la figura 2.2) el campo magnético es paralelo a \vec{B}_0 pero tiene una intensidad B_1 . Cuando la partícula penetra a esta región en A, el radio de Larmor cambia de ρ_0 a ρ_1 , de modo que el centro guía salta de A a P. Cuando la partícula deja el campo \vec{B}_1 en C, el centro de guía salta a C'. Por tanto, la inhomogeneidad provoca que el centro guía se desplace la distancia $\Delta \vec{r}_c$ de A' a C'. De la figura se tiene que

$$\Delta \vec{r}_c = -\vec{l} \frac{\rho_0 - \rho_1}{\rho_1} = -\vec{l} B_1 \left(\frac{1}{B_0} - \frac{1}{B_1} \right)$$

o bien

$$\Delta \vec{r}_c = -\vec{l} \frac{\Delta B}{B_0} \quad (24)$$

donde $\Delta B = B_1 - B_0$ y \vec{l} es la distancia entre el punto A, donde la partícula entro al campo B_1 , y el punto C, donde regresa al campo \vec{B}_0 .

En el caso más general, en el que \vec{B} varía dentro de la región inhomogénea, ésta se divide en subregiones tales que, en cada una de ellas, \vec{B} sea aproximadamente constante, y \vec{l} sea aproximadamente igual a la proyección del elemento de trayectoria $\Delta \vec{s}$. Entonces $\frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$ es aproximadamente igual a \vec{v}_\perp y, de (24), se obtiene

$$\vec{U}_\perp = -\vec{v}_\perp \frac{\Delta B}{B_0} \quad (25)$$

c) Movimiento del centro de giro. Fuerza de inercia.

En el caso de fuerzas continuas, el movimiento promedio puede ser calculado encontrando un sistema móvil de coordenadas con respecto al cual la trayectoria de la partícula sea circular.

Supongamos que una fuerza no magnética \vec{f} actuando sobre una partícula se debe, en parte, a un campo eléctrico \vec{E} y, en parte, a otras fuerzas \vec{f}_0 . En un sistema de coordenadas S en reposo, se tiene

$$\vec{f} = \vec{f}_0 + e\vec{E} \quad (26)$$

Si en un sistema en reposo los campos eléctrico y magnético son \vec{E} y \vec{B} , es posible calcular, mediante las fórmulas relativistas de transformación, los campos \vec{E}' y \vec{B}' en un sistema S' que se mueva con velocidad \vec{u} con respecto al sistema en reposo. Las componentes paralelas a \vec{u} no se modifican, pero las componentes perpendiculares se transforman de acuerdo a las expresiones

$$\vec{E}' = \frac{\vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u^2}{c^2}\right)}} \quad (27)$$

$$\vec{B}' = \frac{\vec{B} - \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{E}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u^2}{c^2}\right)}} \quad (28)$$

En la mayoría de los problemas considerados en la física espacial, los campos eléctricos son mucho más débiles que los magnéticos. Por otra parte, las velocidades de las partículas consideradas son mucho menores que la de la luz. Por tanto, podemos escribir con una buena aproximación

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B} \quad (29)$$

$$\vec{B}' = \vec{B} \quad (30)$$

donde las componentes paralelas a \vec{u} están incluidas en los vectores.

Cuando el sistema de movimiento es acelerado, aparece una fuerza de inercia

$$\vec{f}^i = -m \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (31)$$

que, en general, puede ser ignorada. Entonces, en el sistema en movimiento, la partícula es afectada por el campo magnético

$$\vec{B}' \approx \vec{B}$$

y por la fuerza no magnética

$$\vec{f}' = \vec{f}^0 + \vec{f}^i + e\vec{E}' \quad (32)$$

Esta puede ser reescrita, por (26) y (29), como

$$\vec{f}' = \vec{f} + \vec{f}^i + \frac{e}{c} \vec{u} \times \vec{B}$$

Para que la partícula se mueva en un círculo respecto al sistema de coordenadas en movimiento S' es necesario que se anule la fuerza no magnética \vec{f}' . Esto implica que

$$\frac{e}{c} \vec{u} \times \vec{B} = -(\vec{f} + \vec{f}^i) \quad (33)$$

Al multiplicar vectorialmente por \vec{B} , se tiene

$$\vec{u}_\perp = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times (\vec{f} + \vec{f}^i) \quad (34)$$

ya que $\vec{B} \times (\vec{u} \times \vec{B}) = uB^2 \vec{B} - \vec{B}(\vec{u} \cdot \vec{B}) = B^2 \vec{u}_\perp$. En cambio, al multiplicar (33) por \vec{B} escalarmente, se obtiene

$$\vec{B} \cdot (\vec{f} + \vec{f}^i) = 0 \quad (35)$$

En el sistema de coordenadas S' sólo actúa la fuerza del campo magnético, de modo que la partícula se mueve en un círculo. El centro de dicho círculo es el centro de giro. Entonces, la velocidad $\vec{u} = \vec{u}_\perp + \vec{u}_\parallel$ del sistema de coordenadas S' representa la velocidad del centro de giro con respecto al sistema de coordenadas en reposo S , es decir, el centro de giro se mueve de acuerdo con las ecuaciones (34) y (35).

En caso de que el término de inercia pueda ser ignorado, la velocidad del centro de giro \vec{u}_\perp [ec.(34)] es igual a la velocidad del centro guía \vec{U}_\perp [ec.(22)]. Con respecto al sistema de coordenadas S' , la partícula se mueve en un círculo, y su velocidad \vec{v}'_\perp tiene un módulo constante v'_\perp . La energía cinética correspondiente es W'_\perp . En el sistema de coordenadas en reposo, la velocidad perpendicular a \vec{B} está dada por

$$\vec{v}_\perp = \vec{u}_\perp + \vec{v}'_\perp \quad (36)$$

y la energía cinética correspondiente es

$$W_\perp = \frac{1}{2} m (\vec{v}_\perp)^2 = \frac{1}{2} m (\vec{u}_\perp + \vec{v}'_\perp)^2 = W'_\perp + \frac{1}{2} m u_\perp^2 + m (\vec{u}_\perp \cdot \vec{v}'_\perp) \quad (37)$$

Cuando se promedia (37) en un período de giro, el producto escalar se cancela y se tiene, como valor medio de W_\perp ,

$$\langle W_\perp \rangle = W'_\perp + \frac{1}{2} m u_\perp^2 \quad (38)$$

Si \vec{f} es conservativa, la deriva sigue una línea equipotencial perpendicular a \vec{f} .

Cuando se toma en cuenta el término de inercia, la velocidad \vec{u} del centro de giro tiene una componente en la dirección de $\frac{d\vec{f}}{dt}$. Por consiguiente, la energía promedio en el sistema de coordenadas en reposo cambia a una tasa

$$\frac{dW_\perp}{dt} = \vec{f} \cdot \vec{u}_\perp = -\frac{c}{eB^2} \vec{f} \cdot \{\vec{B} \times (\vec{f} + \vec{f}^i)\} \quad (39)$$

Utilizando la identidad vectorial

$$\vec{A}_1 \cdot \{\vec{B} \times (\vec{A}_1 + \vec{A}_2)\} = -\vec{A}_2 \cdot \{\vec{B} \times (\vec{A}_1 + \vec{A}_2)\}$$

y las ecuaciones (34) y (31), se encuentra que

$$\frac{dW_{\perp}}{dt} = \frac{c}{eB^2} \vec{f}^i \cdot \{\vec{B} \times (\vec{f} + \vec{f}^i)\} = m\vec{u}_{\perp} \cdot \frac{d\vec{u}_{\perp}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{u}_{\perp}^2}{2} \right) \quad (40)$$

Por tanto, un cambio en \vec{f} puede desplazar el centro de giro a otra línea equipotencial. La diferencia en energías entre las dos líneas equipotenciales es igual al cambio en energía cinética debido a modificaciones en la velocidad de deriva. Además, en un campo estático y homogéneo, la velocidad de giro, es decir, la velocidad con respecto al sistema en movimiento, permanece constante. Si la intensidad del campo magnético varía en el espacio o en el tiempo, la velocidad de giro no es constante.

2.2 Campos lentamente variables.

Si el campo magnético tiene una variación lenta en el espacio o en el tiempo, el movimiento de las partículas cargadas puede ser descrito mediante métodos de perturbación, que pueden ser aplicados si el cambio en el campo magnético durante un giro es pequeño, es decir, si

$$\frac{T_g}{B} \frac{\partial B}{\partial t} \ll 1 \quad (1)$$

$$\frac{\rho \{(\nabla B)_{\perp}\}}{B} \ll 1 \quad (2)$$

$$\frac{T_g v_{\parallel} \{(\nabla B)_{\parallel}\}}{B} \ll 1 \quad (3)$$

donde T_g es el período de giro dado por la ecuación 2.1-(10).

a) Campo magnético que varía con el tiempo.

En este caso se induce un campo eléctrico \vec{E} , de acuerdo con la ecuación de Maxwell

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

El campo eléctrico produce, por una parte, cambios en la energía de la partícula y, por otra, un movimiento de deriva (que se trató en la sección 2.1)

En el caso general, el cambio de energía durante una vuelta es

$$\Delta W = \Delta(\gamma mc^2) = -e \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{\pi \rho^2 |e|}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (4)$$

$$\text{ya que} \quad \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int \int \nabla \times \vec{E} \cdot d\vec{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (5)$$

donde

$$\phi = \pi \rho^2 B \quad (6)$$

es el flujo a través de la trayectoria circular de la partícula. Puesto que el número de vueltas por segundo es $\frac{1}{T_g}$, la derivada temporal promedio de la energía es

$$\frac{d}{dt}(\gamma mc^2) = \frac{\Delta(\gamma mc^2)}{T_g} \quad (7)$$

Usando las ecuaciones (4), 2.1-(8) y 2.1-(10), se obtiene

$$\frac{d}{dt}(\gamma m) = \frac{p_{\perp}^2}{2\gamma mc^2 B} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (8)$$

Por otra parte, diferenciando 2.1-(2), se tiene que

$$\frac{d}{dt}(\gamma m) = \frac{1}{2\gamma mc^2} \frac{dp^2}{dt} = \frac{1}{2\gamma mc^2} \frac{dp_{\perp}^2}{dt} \quad (9)$$

ya que la aceleración de betatrón ($\bar{\gamma}$) sólo actúa sobre la componente p_{\perp} del momento.

Cuando sólo hay variaciones temporales, es decir, cuando $\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{dB}{dt}$, (8) y (9) dan

$$\frac{p_{\perp}^2}{B} = \text{cte} = C \quad (10)$$

Comparando con 2.1-(13), se ve que la constante C es proporcional al flujo magnético orbital ϕ . En el límite no relativista, (10) puede ser escrita como

$$\frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{W_{\perp}}{B} = \frac{C}{2m} = \text{cte}$$

donde W_{\perp} es la energía cinética debida al movimiento perpendicular a las líneas de fuerza. En este caso, el momento magnético μ es constante [2.1-(11)]. El invariante p_{\perp}^2/B es uno de los invariantes adiabáticos que serán discutidos en la próxima sección.

b) Gradiente del campo magnético con una componente en la dirección del campo.

Si se coloca un sistema cartesiano de coordenadas con el eje z paralelo al campo magnético en el origen, se tiene $\frac{\partial B}{\partial z} \neq 0$. Si, además, se considera una región pequeña de orden ρ alrededor del origen y se introducen coordenadas cilíndricas (R, φ, z) con el eje z paralelo a \vec{B} , la condición

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (12)$$

da (si $\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial \varphi} = 0$)

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R B_R) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (13)$$

donde B_R , B_{φ} y B_z son las componentes de \vec{B} . Puede tomarse

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{\partial B}{\partial z} = \text{cte}$$

dentro del círculo de radio $R = \rho$. Si se supone que $\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial \varphi} = 0$, es decir, si se desprecia el gradiente perpendicular al campo, puede integrarse (13), dando así

$$B_R = -\frac{1}{2} R \frac{\partial B}{\partial z} \quad (14)$$

Conforme la partícula se mueve con velocidad v_{\perp} en el plano R_{φ} , a una distancia $R = \rho$ del eje z , es afectada por una fuerza promedio

$$f_z^m = \frac{|e|}{c} v_{\perp} B_R = -\frac{|e|v_{\perp}\rho}{2c} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (15)$$

en la dirección del eje z . Aplicando 2.1-(1) y 2.1-(8), (15) se transforma en

$$f_z^m = -\frac{p_{\perp}^2}{2\gamma m B} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (16)$$

Durante el movimiento de la partícula en la dirección z , la componente p_{\parallel} del momento cambia en la tasa

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = f_z^m \quad (17)$$

Si sólo intervienen fuerzas magnéticas, la energía

$$\{m^2 c^4 + (p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2) c^2\}^{\frac{1}{2}}$$

permanece constante y, por tanto,

$$\frac{d}{dt} p_{\parallel}^2 = -\frac{d}{dt} p_{\perp}^2 \quad (18)$$

La ecuación (17) puede ser escrita como

$$\frac{d}{dt} \frac{p_{\parallel}^2}{2} = p_{\parallel} f_z^m = \gamma m \frac{dz}{dt} f_z^m \quad (19)$$

Al sustituir (16) y (18) en (19), resulta

$$\frac{1}{p_{\perp}^2} \frac{dp_{\perp}^2}{dt} = \frac{1}{B} \frac{dB}{dt} \quad (20)$$

donde $\frac{dB}{dt}$ denota la tasa de cambio debida al movimiento del centro guía a lo largo de las líneas de campo magnético. La ecuación (20) implica que

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p_{\perp}^2}{B} \right) = 0 \quad (21)$$

lo que significa que, cuando el centro de giro de la partícula se mueve a lo largo de las líneas de campo, p_{\perp} y B varían de modo tal que

$$\frac{p_{\perp}^2}{B} = C = \text{cte} \quad (22)$$

de acuerdo con la ecuación (10).

En el caso no relativista, la ecuación del movimiento del centro de giro paralelo a B es

$$\left(m \frac{d\vec{u}}{dt} \right)_{\parallel} = f_z^m$$

o, lo que es equivalente,

$$(\vec{f}^m + \vec{f}^i) \cdot \vec{B} = 0 \quad (23)$$

donde

$$\vec{f}^m = -\nabla B \quad (24)$$

$$\vec{f}^i = -\frac{d\vec{u}}{dt} \quad (25)$$

c) Gradiente del campo magnético con una componente perpendicular al campo.

Elijamos un sistema de coordenadas tal que el eje z coincida con la dirección de \vec{B} y el eje y con la dirección de ∇B . Entonces $\frac{\partial B}{\partial x} = 0$, y se define

$$\frac{1}{B_0} \left(\frac{\partial B}{\partial y} \right) = \frac{1}{l_c} \quad (26)$$

El subíndice "o" denota el valor en el origen. La condición (2) implica

$$\frac{\rho}{l_c} \ll 1 \quad (27)$$

Además se supone, en esta sección, que $\frac{\partial B}{\partial r} = 0$, lo que implica que las líneas de fuerza son rectas. Si las líneas de fuerza fueran curvas, se tendría que $v_{\parallel} \neq 0$, ya que habría una fuerza centrífuga.

En una primera aproximación, la partícula se mueve en círculo en torno al origen, de modo que, para una partícula positiva, las coordenadas son

$$x = \rho \cos(\omega t) \quad y = -\rho \sin(\omega t) \quad (28)$$

y las componentes de la velocidad son

$$v_x = -\omega \rho \sin(\omega t) \quad v_y = -\omega \rho \cos(\omega t) \quad (29)$$

Por consiguiente, el campo magnético en que se mueve la partícula cambia periódicamente, por lo que, al tiempo t , la intensidad del campo es

$$B = B_0 + \Delta B = B_0 + \frac{\partial B}{\partial y} y = B_0 \left(1 - \frac{\rho}{l_c} \sin(\omega t) \right)$$

de donde

$$\frac{\Delta B}{B_0} = -\frac{\rho}{l_c} \sin(\omega t) \quad (30)$$

Cuando la partícula se mueve aproximadamente en un círculo a la velocidad \vec{v}_{\perp} , su centro guía se mueve con la velocidad dada por 2.1-(25)

$$\vec{U}_{\perp} = -\vec{v}_{\perp} \frac{\Delta B}{B_0} \quad (31)$$

Por (30), puede escribirse

$$\vec{U}_{\perp} = \vec{v}_{\perp} \frac{\rho}{l_c} \sin(\omega t) \quad (32)$$

o bien

$$U_x = -\omega \rho \frac{\rho}{l_c} \sin^2(\omega t) \quad (33)$$

$$U_y = \omega \rho \frac{\rho}{l_c} \sin(\omega t) \cos(\omega t) \quad (34)$$

Al promediar estas expresiones sobre un período de giro se llega a

$$\bar{U}_x = -\frac{\omega \rho^2}{2l_c} = -\frac{v_{\perp} \rho}{2l_c} = -\frac{v_{\perp} \rho}{2B_0} \left(\frac{\partial B}{\partial y} \right)_0 \quad (35)$$

$$\bar{U}_y = 0 \quad (36)$$

Usando (27), 2.1-(1), 2.1-(8) y 2.1-(11), se puede reescribir (35) y (36) en términos de μ y ∇B , dando como resultado

$$\vec{u}_{\perp} = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \vec{f}^m \quad (37)$$

$$\text{donde} \quad \vec{f}^m = -\mu \nabla B \quad (38)$$

En el caso en que la velocidad de deriva sea mucho menor que la velocidad de giro, la trayectoria consistirá en vueltas casi circulares y no será necesario distinguir entre el centro guía y el centro de giro. Por consiguiente, podrá usarse el símbolo \vec{u} para la velocidad de cualquiera de los centros.

d) La velocidad promedio resultante.

La velocidad resultante bajo la influencia de las perturbaciones magnéticas y las fuerzas no magnéticas puede ser encontrada por superposición. Para la deriva perpendicular al campo se obtiene

$$\vec{u}_{\perp} = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times (\vec{f} + \vec{f}^m + \vec{f}^i) \quad (39)$$

donde la fuerza no magnética

$$\vec{f} = \vec{f}^0 + e\vec{E} \quad (40)$$

puede deberse en parte a un campo eléctrico \vec{E} y en parte a otras fuerzas \vec{f}^0 , y donde

$$\vec{f}^m = -\mu \nabla B \quad (41)$$

$$\vec{f}^i = -m \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (42)$$

Para el desplazamiento a lo largo de las líneas de fuerza se tiene

$$\vec{B} \cdot (\vec{f} + \vec{f}^m + \vec{f}^i) = 0 \quad (43)$$

En muchos casos es posible despreciar el término de inercia. Sin embargo, puede ser muy importante en un plasma, porque tiende a producir una separación de las cargas positivas y negativas. Esta separación crea un campo eléctrico, que a su vez puede afectar decisivamente la deriva. La fuerza \vec{f} puede deberse a un campo eléctrico o a la gravitación, o bien a una serie de colisiones.

e) Efectos de movimiento a lo largo de líneas de fuerza curvadas.

Si se supone que las líneas de fuerza son rectas, la deriva perpendicular al campo magnético es independiente del movimiento a lo largo de las líneas de campo. Cuando las líneas no son rectas, el centro de guía seguirá una trayectoria curvada y, en consecuencia, aparecerán fuerzas centrífugas, las que afectarán la deriva perpendicular al campo magnético y quedarán incluidas en el término \vec{f}^i de la ecuación (39). En caso de que la velocidad v_{\parallel} ($= u_{\parallel}$) a lo largo de las líneas de campo sea mucho mayor que la velocidad de deriva u_{\perp} , el elemento más importante en el término de inercia en (39) será la fuerza centrífuga asociada con v_{\parallel} .

Consideremos un sistema cartesiano de coordenadas en movimiento que sigue el desplazamiento del centro guía y está orientado de manera que los ejes y y z sean paralelos a la normal principal y a la tangente, respectivamente, de la línea de campo magnético que pasa por el origen. Entonces $\vec{B} = B \hat{z}$ en el origen.

En el sistema de coordenadas así definido se introduce la fuerza centrífuga debida a v_{\parallel} , que es

$$\vec{f}^c = -\frac{mv_{\parallel}^2}{R} \hat{y} \quad (44)$$

donde R es el radio de curvatura de la línea de fuerza. El valor de R es

$$R = \frac{B}{|\frac{\partial B_x}{\partial z}|} \quad (45)$$

de donde la fuerza centrífuga es

$$\vec{f}^c = -\frac{mv_{\parallel}^2}{B} \left(\frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \hat{y} \quad (46)$$

La contribución de la fuerza centrífuga a la de deriva es, de acuerdo a la ecuación (39), paralela al eje x y tiene el valor

$$u_x^2 = -\frac{c}{eB} \frac{mv_{\parallel}^2}{B} \frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{c}{eB} \frac{mv_{\parallel}^2}{B} (\nabla \times \vec{B} - (\nabla B) \times \hat{z})_x \quad (47)$$

Suponiendo que las corrientes son despreciables ($\nabla \times \vec{B} = 0$) se obtiene, de (39) y (47), la velocidad de deriva total perpendicular al campo magnético

$$\vec{v}_\perp = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times (\vec{f} + \vec{f}_1^m) \quad (48)$$

donde
$$\vec{f}_1^m = -\frac{m}{B} \left(\frac{v_\perp^2}{2} + v_\parallel^2 \right) \nabla B \quad (49)$$

f) Espejos magnéticos.

Consideremos una partícula cargada moviéndose en un campo magnético estático \vec{B} en presencia de un campo eléctrico \vec{E} con potencial V . Si las componentes del momento son p_\perp y p_\parallel , la conservación de la energía en el caso no relativista implica

$$\frac{p_\parallel^2 + p_\perp^2}{2m} + eV = \text{cte} = \frac{p_{\parallel 0}^2 + p_{\perp 0}^2}{2m} + eV_0 \quad (50)$$

donde el subíndice "o" denota la posición inicial de la partícula. Cuando el intercambio de energía y momento entre partículas y campos es pequeño (vease la sección 2.3), se tiene

$$\mu = \frac{p_\perp^2}{2mB} = \frac{p_{\perp 0}^2}{2mB_0} = \text{cte} \quad (51)$$

De (50) y (51) se obtiene

$$\frac{p_\parallel^2 - p_{\parallel 0}^2}{2m} = -\mu(B - B_0) - e(V - V_0) \quad (52)$$

Al diferenciar (52) a lo largo de las líneas de fuerza magnéticas se llega a

$$\frac{dp_\parallel}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} - e \frac{\partial V}{\partial s} \quad (53)$$

Las ecuaciones (52) y (53) son equivalentes a la ecuación de movimiento de una partícula en un potencial de la forma

$$\phi = \mu B + eV \quad (54)$$

En la ecuación (50) puede apreciarse que la energía cinética de la partícula puede cambiar durante el movimiento si el centro guía se desplaza de una superficie equipotencial del campo eléctrico a otra.

Consideremos una partícula cargada que, en el punto de intensidad mínima del campo magnético (B_0), tiene las componentes de velocidad

$$v_{\perp 0} = v_0 \operatorname{sen} \alpha \quad (55)$$

$$v_{\parallel 0} = v_0 \operatorname{cosen} \alpha \quad (56)$$

[Véase la figura 2.4]

Entonces, de acuerdo a las ecuaciones (51), (52), (55) y (56) y la relación $\vec{p} = m\vec{v}$, la velocidad longitudinal v_\parallel está dada por

$$v_\parallel = v_0 \sqrt{1 - \frac{B}{B_0} \operatorname{sen}^2 \alpha - \frac{2e(V - V_0)}{mv_0^2}} \quad (57)$$

En ausencia de campos eléctricos, esta ecuación se reduce a

$$v_\parallel = v_0 \sqrt{1 - \frac{B}{B_1}} \quad (58)$$

donde
$$B_1 = \frac{B_0}{\operatorname{sen}^2 \alpha} \quad (59)$$

Cuando el centro guía llega a la región donde $B = B_1$, v_{\parallel} se hace cero, lo que significa que la partícula regresa a regiones de campos más débiles. Una región con líneas de campo magnético convergentes se llama, a causa de dicho fenómeno de reflexión, espejo magnético. En una región entre dos espejos magnéticos, una partícula se reflejará en ambos extremos de la región si el ángulo α (llamado ángulo de paso [ver figura 2.4]) excede cierto valor crítico. Si el vector velocidad de la partícula forma un ángulo suficientemente pequeño con el campo, podrá pasar por los espejos magnéticos; en este caso, se dice que la partícula está en el cono de pérdida. Estas situaciones quedan descritas por la ecuación de espejos

$$\frac{\text{sen}^2 \alpha_0}{B_0} = \frac{\text{sen}^2 \alpha}{B} = \frac{1}{B_E} \quad (60)$$

donde el subíndice "o" denota magnitudes ecuatoriales y B_E es la inducción de campo magnético en uno de los espejos (donde $\alpha = \frac{\pi}{2}$). Este confinamiento se presenta en el campo geomagnético, donde explica la formación de los cinturones de Van Allen.

Si el campo magnético varía con el tiempo, el campo eléctrico no se deriva de un potencial, pues su rotacional no es cero. Por tanto, las ecuaciones (50) a (57) no pueden aplicarse. Sin embargo la fuerza magnética promedio en la dirección longitudinal está dada por $-\mu \frac{\partial B}{\partial s}$ [(16) y (17)] y, en vez de (53), se tiene

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} + eE_{\parallel} \quad (61)$$

En este caso también hay espejos magnéticos, pero la partícula cargada puede ser acelerada por campos eléctricos rotacionales (aceleración de betatrón) y, por tanto, su energía cinética no tiene una relación simple con su posición.

2.3 Invariantes adiabáticos y tiempos característicos.

El movimiento de las partículas cargadas es tal que, en general, puede haber transferencia de momento y energía entre diferentes partículas y entre las partículas y los campos que influyen en su movimiento. Por esta razón, no siempre es posible identificar constantes de movimiento en este tipo de sistemas. Sin embargo, bajo ciertas condiciones, los intercambios de energía y momento son pequeños, y resulta factible identificar cantidades específicas que no varían durante el movimiento de las partículas, llamadas invariantes adiabáticos.

Asociado con cada uno de los tres tipos de movimiento cuasi-periódicos (de giro, de rebote y de deriva) existe un invariante adiabático relacionado con la variable de acción de Hamilton-Jacobi

$$J_i = \oint \left[\vec{p} + \frac{q}{c} \vec{A} \right] \cdot d\vec{l} \quad (1)$$

donde $d\vec{l}$ es el elemento de línea a lo largo del camino de integración, \vec{p} es el momento de la partícula y \vec{A} es el potencial vectorial magnético (tal que $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$). La integración se realiza sobre la órbita de la partícula para los movimientos de giro, rebote y deriva azimutal (para $i = 1, 2, 3$ respectivamente). Si las trayectorias de las partículas se cerraran exactamente en sí mismas, las variables de acción J_i serían constantes absolutas de movimiento. Las variaciones temporales y espaciales en \vec{B} impiden que las trayectorias se cierren exactamente, de modo que las J_i son, en el mejor de los casos, constantes aproximadas.

a) Primer invariante adiabático (flujo orbital y momento magnético).

Al evaluar la integral (1) únicamente para el movimiento de giro de la partícula, esto es, sobre la proyección de la órbita de la partícula en un plano perpendicular a \vec{B} , se obtiene J_1 . Por medio del teorema de Stokes se llega a

$$J_1 = 2\pi \rho_g P_{\perp} + \frac{q}{c} \pi \rho_g^2 B \quad (2)$$

donde $B = |\vec{B}|$, P es el momento de la partícula y $\rho_g = \frac{P_{\perp}}{|q|B}$ es el radio de giro (o de ciclotrón) de la partícula.

Con esto puede definirse el primer invariante adiabático

$$\mu = \frac{P_{\perp}^2}{2m_0 B} = \frac{P^2 \operatorname{sen}^2 \alpha}{2m_0 B} \quad (3)$$

también llamado momento magnético relativista. m_0 es la masa de la partícula en reposo, y $\alpha = \arcsen\left(\frac{B_{\perp}}{B}\right)$ es el ángulo de paso.

Para partículas no relativistas,

$$\mu = \frac{\epsilon_{\perp}}{B} = \frac{\frac{1}{2}m_0 v_{\perp}^2}{B} \quad (4.a)$$

donde ϵ_{\perp} es la energía cinética de la partícula asociada con las direcciones perpendiculares a la dirección del campo magnético local, mientras que, para partículas relativistas,

$$\mu = \frac{P_{\perp}^2}{2m_0 B} = \gamma^2 \left[\frac{\frac{1}{2}m_0 v_{\perp}^2}{B} \right] \quad (4.b)$$

donde $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$. μ es una constante aproximada del movimiento cuando se cumplen las condiciones siguientes:

- la escala espacial de las variaciones en el campo magnético es mucho mayor que el radio de giro de las partículas

$$\frac{B}{|\nabla B|} \gg \rho_g = \frac{P_{\perp}}{|q|B} = \gamma m_0 v \frac{\operatorname{sen} \alpha}{|q|B} \quad (5)$$

- la escala temporal de los cambios en el campo magnético es mucho mayor que el período de giro de las partículas

$$T \gg \tau_g = \frac{2\pi \rho_g}{v_{\perp}} = \frac{2\pi \gamma m_0}{|q|B} \quad (6)$$

b) Segundo invariante adiabático (invariante longitudinal).

J_2 se obtiene integrando (1) a lo largo de la línea de campo guía alrededor de la cual gira la partícula, sobre una trayectoria de rebote. Se tiene que

$$J = \frac{1}{2} J_2 = \frac{1}{2} \oint \vec{P} \cdot d\vec{l} = \int_{-l_m}^{+l_m} P_{\parallel} dl \quad (7)$$

donde $d\vec{l}$ es un elemento de longitud a lo largo de un segmento de línea de campo, y l_m es la distancia curvilínea de los espejos magnéticos al ecuador. Puesto que las partículas que se reflejan en el ecuador ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) no tienen movimiento de rebote, se concluye que $J = 0$ para dichas partículas.

Si los espejos magnéticos están por encima de la atmósfera densa, J será una constante aproximada cuando la escala temporal de las variaciones en el campo magnético sea mucho mayor que el tiempo de rebote entre espejos magnéticos conjugados

$$T \gg \tau_B = \int_{-l_m}^{+l_m} \frac{dl}{v_{\parallel}} \quad (8)$$

La constancia del primer invariante adiabático μ implica que

$$\frac{\operatorname{sen}^2 \alpha_0}{B_0} = \frac{\operatorname{sen}^2 \alpha}{B} = \frac{1}{B_E} \quad (9)$$

sobre el movimiento de rebote entre los espejos magnéticos. El subíndice cero denota las cantidades ecuatoriales y B_0 es la inducción del campo magnético en uno de los espejos magnéticos (donde $\alpha = \frac{\pi}{2}$) [ver 2.2-(60)]. La ecuación (9) se conoce como la ecuación de espejo. Usando (9) se obtiene

$$\begin{aligned}\tau_B &= \frac{m_0\gamma}{P} \int_{-l_m}^{+l_m} \left(1 - \frac{B}{B_0} \sec^2 \alpha_0\right)^{-\frac{1}{2}} dl \\ &= \frac{m_0\gamma}{P} \int_{-l_m}^{+l_m} \left(1 - \frac{B}{B_E}\right)^{-\frac{1}{2}} dl\end{aligned}\quad (10)$$

En coordenadas dipolares, (10) se transforma en

$$\tau_B = \frac{2m_0\gamma}{P} T(\alpha_0) \quad (11)$$

donde $T(\alpha_0)$ es la integral de tiempo de rebote dada por

$$T(\alpha_0) = \int_0^{\lambda_m(\alpha_0)} \frac{\cos \lambda [4 - 3\cos^2 \lambda]}{\left(1 - \frac{\sec^2 \alpha_0}{\cos^2 \lambda} [4 - 3\cos^2 \lambda]^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{2}}} dl \quad (12)$$

$\lambda_m(\alpha_0)$ es la latitud magnética del espejo magnético, que depende del ángulo de paso en el ecuador α_0 .

c) Tercer invariante adiabático (invariante de flujo).

Integrando (1) para el movimiento de deriva de la partícula alrededor de la Tierra, promediando los movimientos de giro y de rebote, se obtiene

$$J_3 = \frac{q}{c} \phi = \frac{q}{c} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (13)$$

donde ϕ es el flujo magnético encerrado por la órbita de deriva azimuthal y \vec{l} es la distancia azimuthal lineal. Por el teorema de Stokes

$$\phi = \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (14)$$

donde S es una superficie acotada por el camino de deriva azimuthal. En un campo magnético dipolar se tiene

$$\phi = \frac{2\pi B_E R_E^2}{L} \quad (15)$$

donde L es el parámetro de McIlwain, es decir, la distancia en radios terrestres entre la intersección de las líneas geomagnéticas con el plano ecuatorial y el centro del campo dipolar.

J_3 es aproximadamente constante cuando la escala temporal de los cambios en el campo magnético es mucho mayor que el tiempo de deriva azimuthal

$$\tau_d = \oint \frac{dS}{V_d} \quad (16)$$

alrededor de la Tierra.

d) Tiempos característicos.

El tiempo requerido para que una partícula complete su movimiento en una órbita se conoce como tiempo característico. Para cada uno de los movimientos descritos anteriormente (de giro, de rebote y de deriva) se tiene un tiempo característico (dados por las ecuaciones (6), (8) y (16), respectivamente). En estos períodos, los cambios en el campo deben ser pequeños para que los invariantes adiabáticos sean aproximadamente constantes.

2.4 Movimiento de partículas cargadas en un campo dipolar.

El campo magnético de la Tierra es, en una primera aproximación, el de un dipolo situado cerca del centro del planeta. El eje del dipolo equivalente está inclinado respecto al eje de rotación de la Tierra unos 11.5° , y pasa a 436 km del centro del planeta, desplazado hacia el hemisferio que contiene al océano Pacífico. El eje del dipolo interseca la superficie de la Tierra en los llamados polos geomagnéticos norte y sur, situados, respectivamente, a 78.5° N, 291.0° E (en Groenlandia) y a 78.5° S, 111° E (en la Antártida). Estos valores se obtuvieron en 1955.

Las ecuaciones de un campo dipolar estático son

$$B_r = -\frac{2H_0 \cos\theta}{r^3} \quad (1)$$

$$B_\theta = -\frac{H_0 \sin\theta}{r^3} \quad (2)$$

$$B_\varphi = 0 \quad (3)$$

donde r es la distancia del dipolo a una parte del campo, θ es la colatitud y φ es el ángulo azimutal. H_0 es el valor del campo en la superficie en el ecuador geomagnético.

Las ecuaciones de las líneas de campo pueden ser obtenidas de la relación

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\theta} = \frac{B_r}{B_\theta} = 2 \cot\theta \quad (4)$$

de donde la línea queda definida por

$$r = R_0 \operatorname{sen}^2\theta \quad (5)$$

R_0 es la distancia geocéntrica de la línea de campo cuando cruza el plano ecuatorial. En términos del complemento de θ , la latitud geomagnética λ , puede reescribirse la ecuación (5)

$$r = R_0 \cos^2\lambda \quad (6)$$

Puesto que la magnitud del campo está dada por

$$|B| = (B_r^2 + B_\theta^2 + B_\varphi^2)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

se tiene que

$$|B| = H_0 \frac{(3\cos^2\theta + 1)^{\frac{1}{2}}}{r^3} \quad (8)$$

o bien

$$B = H_0 \frac{(3\operatorname{sen}^2\lambda + 1)^{\frac{1}{2}}}{r^3} \quad (9)$$

En esta aproximación, las líneas de campo en el ecuador son completamente horizontales. Las mediciones indican que $H_0 = 0.311$ oerstedes = 0.311 gauss, sin considerar ningún material magnético.

En el caso general del movimiento de una partícula cargada en un campo dipolar, la ecuación de movimiento es

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (10)$$

donde e , m , c y \vec{v} son la carga, la masa, y la velocidad de una partícula en un campo \vec{B} de momento dipolar a , y c la velocidad de la luz.

Usando coordenadas cilíndricas (R, φ, z) , con el eje z paralelo al dipolo, se obtienen las componentes de (10)

$$\frac{d^2 R}{dt^2} - R \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \frac{e}{mc} B_z R \frac{d\varphi}{dt} \quad (11)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{e}{mc} B_R R \frac{d\varphi}{dt} \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt} \left(R^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{eR}{mc} \left(B_R \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dR}{dt} \right) \quad (13)$$

Se tiene además $d\vec{s} = \vec{v} dt$, y se introduce la llamada longitud de Störmer

$$c_{st} = \left(\frac{|e|a}{mcv} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{|e|a}{cp} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{a}{B\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

donde $p = mv$ es el momento. Se tratará el caso de una partícula positiva. Para las partículas negativas las trayectorias son las imágenes especulares, con respecto a un plano, sobre el eje z , de las trayectorias de las partículas positivas.

En esta situación es conveniente expresar las componentes del campo en coordenadas cilíndricas, dadas por las ecuaciones

$$B_x = \frac{3xz}{r^5} a \quad (15)$$

$$B_y = \frac{3zy}{r^5} a \quad (16)$$

$$B_z = \frac{(3z^2 - r^2)}{r^5} a \quad (17)$$

donde $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ y a es el momento dipolar.

Las ecuaciones (13), (15), (16) y (17) dan, para una carga positiva,

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \left(R^2 \frac{d\varphi}{ds} \right) &= c_{st}^2 \left(\frac{3R^2 z}{r^5} \frac{dz}{ds} + \frac{r^2 - 3z^2}{r^5} R \frac{dR}{ds} \right) \\ &= -c_{st}^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{R^2}{r^3} \right) \frac{dz}{ds} + \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{R^2}{r^3} \right) \frac{dR}{ds} \right\} \end{aligned}$$

donde $r^2 = z^2 + R^2$. Integrando, se obtiene

$$\frac{R^2}{c_{st}} \frac{d\varphi}{ds} = -c_{st} \frac{R^2}{r^3} - 2\gamma \quad (18)$$

donde 2γ es una constante de integración proporcional al momento angular de la partícula en el infinito. Puesto que

$$R^2 \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dR}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dz}{ds} \right)^2 = 1$$

se obtiene de (11), (12) y (18), que

$$\frac{1}{c_{st}^4} \frac{d^2 R}{ds^2} = \left(\frac{2\gamma}{c_{st} R} + \frac{R}{r^3} \right) \left(\frac{2\gamma}{c_{st} R^2} + \frac{3R^2}{r^5} - \frac{1}{r^3} \right) \quad (19)$$

$$\frac{1}{c_{st}^4} \frac{d^2 z}{ds^2} = \left(\frac{2\gamma}{c_{st} R} + \frac{R}{r^3} \right) \frac{3Rz}{r^5} \quad (20)$$

$$\left(\frac{dR}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dz}{ds} \right)^2 = 1 - \left(\frac{2\gamma}{c_{st} R} + \frac{R}{r^3} \right)^2 c_{st}^4 \quad (21)$$

Tomando la componente de velocidad $R \frac{d\varphi}{dt}$ ($= Rv \frac{d\varphi}{ds}$) igual a $v \operatorname{sen}\theta$, se tiene

$$\operatorname{sen}\theta = R \frac{d\varphi}{ds} = - \left(\frac{c_{st}^2 R}{r^3} + \frac{2\gamma c_{st}}{R} \right) \quad (22)$$

donde θ representa el ángulo entre el vector de incidencia de las partículas y la vertical del lugar. Como $|\operatorname{sen}\theta| \leq 1$,

$$\left| \frac{2\gamma c_{st}}{R} + \frac{R}{r} \frac{c_{st}^2}{r^2} \right| \leq 1 \quad (23)$$

El valor de γ determina el carácter de las órbitas. Si $\gamma > 0$, las órbitas nunca alcanzan al dipolo. Para $-1 \leq \gamma \leq 0$, las partículas pueden llegar al dipolo desde el infinito. Para $\gamma = -1$, una de las órbitas es un círculo en el plano ecuatorial con $r = c_{st}$. Si $\gamma < -1$, hay dos regiones permitidas diferentes, una exterior ($r > c_{st}$) apartada del dipolo, y una interior ($r < c_{st}$). Esta última región contiene órbitas periódicas o cuasi-periódicas, que pueden ser tratadas por métodos de perturbación [cf. Alfvén y Fälthammar, 1963, p.46].

Las partículas llegan al plano ecuatorial ($r = R$) con un ángulo θ_E dado por (22) como

$$\operatorname{sen}\theta_E = - \frac{c_{st}}{R} \left(2\gamma + \frac{c_{st}}{R} \right) \quad (24)$$

Si se conoce el momento magnético del dipolo, c_{st} toma un valor específico. Para $c_{st} > R$ y para un valor dado de θ_E , se tiene:

- i) Si $\gamma > -1$, una órbita que viene desde el infinito.
- ii) Si $\gamma < -1$, una órbita periódica que nunca deja las cercanías de la Tierra.

La frontera entre las regiones con órbitas desde el infinito y órbitas periódicas está dada por $\gamma = -1$. Para $\operatorname{sen}\theta = 1$ se tiene

$$R = c_{st} \quad (25)$$

de modo que las partículas inciden horizontalmente desde el oeste.

De acuerdo con la ecuación (14) esto corresponde a un momento

$$p_2 = \frac{ea}{cR^2} = 6 \times 10^{10} \left(\frac{R_T}{R} \right)^2 \frac{eV}{c} \quad (26)$$

donde R_T es el radio de la Tierra. Las partículas con momentos mayores que p_2 pueden alcanzar un punto en el ecuador desde cualquier dirección. Para $\operatorname{sen}\theta = -1$ se tiene que las partículas inciden horizontalmente desde el este, y

$$R(1 + \sqrt{2}) = c_{st}$$

El momento correspondiente es

$$p_1 = \frac{ea}{cR^2} (3 - 2\sqrt{2}) = 1.0 \times 10^{10} \left(\frac{R_T}{R} \right)^2 \frac{eV}{c} \quad (27)$$

Las partículas con momentos menores que p_1 no pueden llegar al ecuador. Para momentos p con valores $p_1 < p < p_2$, las partículas se localizan dentro de un cono (el llamado cono de Störmer) definido por θ , de acuerdo con la ecuación (24).

En tanto sólo actúen fuerzas magnéticas, los resultados anteriores son válidos para partículas relativistas (si m representa la masa relativista). En general, el problema del movimiento de partículas cargadas en campos magnéticos en el espacio puede ser resuelto por medio de métodos de perturbación [Alfvén y Fälthammar, 1963]. Los rayos cósmicos son una excepción, pues a las energías involucradas (de 10^9 a 10^{16} eV) el radio de curvatura de las trayectorias no es pequeño comparado con el radio de la Tierra. En el cálculo de las órbitas es preciso, por consiguiente, aplicar el método descrito en esta sección y recurrir después a integraciones numéricas.

2.5 Influencia de un campo eléctrico.

El movimiento de partículas de baja energía en el campo geomagnético es fuertemente afectado por un campo eléctrico. De la ecuación 2.2.(39) se deduce que la influencia de un campo eléctrico puede despreciarse sólo si $f \ll f^m$, es decir, si

$$|eE| \ll |\mu \nabla B| = |e|V \frac{|\nabla B|}{B} \quad (1)$$

donde $|e|V$ es la energía de la partícula asociada con el movimiento perpendicular a \vec{B} .

Si se introduce la longitud característica

$$l_c = \frac{B}{|\nabla B|} \quad (2)$$

que caracteriza la distancia a la que varía el campo magnético, se encuentra que la condición que permite despreciar la influencia de un campo eléctrico es

$$E \ll \frac{V}{l_c} \quad (3)$$

En el plano ecuatorial de un campo dipolar se tiene $l_c = \frac{R}{3}$, donde R es la distancia al dipolo. En el campo geomagnético se tiene

$$E \sim \frac{3V}{R} \quad (4)$$

o bien

$$E \sim 5 \times 10^{-9} V \frac{R_T}{R} \frac{\text{volt}}{\text{cm}} \quad (4a)$$

donde R es el radio de la Tierra. Esto implica que, por ejemplo, las partículas por debajo de $V = 2000eV$ son fuertemente afectadas por un campo eléctrico, a menos que E sea mucho menor que $10 \frac{\mu V}{\text{cm}}$.

a) Movimiento en el plano ecuatorial.

Supongamos que hay un campo magnético interplanetario B_0 homogéneo y en la misma dirección que el campo dipolar (dirección z), de modo que

$$B = B_0 + \frac{a}{R^3} \quad (5)$$

donde

$$R = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

y a es el momento dipolar.

Para el movimiento de una partícula que, a una distancia infinita, tiene un momento $p = mv_{\perp 0}$, el momento magnético invariante es

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{mv_{\perp 0}^2}{2B_0} \quad (7)$$

Se supone que la componente de \vec{V} paralela a \vec{B} es cero y que el campo eléctrico \vec{E} es homogéneo y apunta en la dirección x . Entonces, en $y = +\infty$, la partícula deriva con velocidad

$$u_y = \frac{dy}{dt} = -\frac{cE}{B_0} \quad (8)$$

Una partícula que en $y = +\infty$ tenga la coordenada $x = x_0$ y la energía $|e|V_0 = \frac{mv^2}{2}$, se encontrará ulteriormente en el punto (x, y) con la energía

$$|e|V = |e|V_0 + eE(x - x_0) \quad (9)$$

En el caso no relativista se tiene

$$\frac{|e|V_0}{B_0} = \mu = \frac{|e|V_0 + eE(x - x_0)}{B_0 + aR^{-3}}$$

lo que da

$$x_0 - x = L^4 R^{-3} \quad (10)$$

donde

$$L = \left(\frac{\mu a}{|e|E} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (11)$$

Las curvas correspondientes a diferentes valores de x aparece en la figura 2.5. Los electrones provenientes del Sol pasan del lado mañana si x_D es mayor que un cierto valor crítico x_0 ; si es menor que dicho valor, pasan del lado tarde. Por lo tanto, el flujo de electrones se divide en un cierto punto x_d .

Del lado mañana pasa una corriente de electrones a una distancia x_d del dipolo. Del lado tarde, el flujo de electrones rodea el dipolo y pasa a una distancia x_m de él. A partir de (10) se obtiene

$$x_D = (4 \sqrt[3]{3}) \frac{L}{3} = 1.76L \quad (12)$$

$$x_d = \sqrt[3]{3}L = 1.32L \quad (13)$$

$$x_m = -0.74L \quad (14)$$

Entre las secciones mañana y tarde hay una región prohibida cuyas dimensiones dependen de la unidad de longitud L definida en (11). El límite de la región prohibida, indicado por la línea punteada en la figura 2.5, está dado por

$$4 \sqrt[3]{3} \frac{L}{3} - x = L^4 R^{-3} \quad (15)$$

En el interior de la región prohibida las partículas se mueven en órbitas cerradas y no pueden, escapar al infinito. Este es el caso de las partículas en los cinturones de Van Allen.

Las partículas positivas se mueven en órbitas similares, que son las imágenes especulares de las trayectorias de la figura.

b) Regiones permitidas y prohibidas para partículas cargadas en un campo magnético dipolar.

Es probable que, al menos en condiciones perturbadas, haya campos eléctricos en la magnetosfera. Si es así, las partículas cargadas pueden pasar entre el espacio interplanetario y la magnetosfera de dos maneras distintas

1. A lo largo de órbitas de Störmer, si la energía de la partícula está por encima de cierto valor.
2. A lo largo de órbitas de deriva, si la energía de la partícula está por debajo de cierto valor.

Estudiaremos a continuación el movimiento de partículas cargadas en el plano ecuatorial de un campo dipolar [véase inciso anterior] descrito por

$$B = B_0 + \frac{a}{R^3}$$

$$E = E_r = \text{cte}$$

El problema tiene dos aspectos: la penetración de partículas desde el infinito y la captura de partículas cerca del dipolo.

I Penetración de partículas interplanetarias.

1. Partículas de alta energía (órbitas de Störmer). Si se desprecia B_0 , y si su momento está por encima del límite [véase 2.4-(27)]

$$p_1 = 1.0 \times 10^{10} \left(\frac{R_T}{R} \right)^2 \frac{eV}{c} \quad (16)$$

una partícula del infinito con energía $|e|V_0$ puede alcanzar una distancia R de un dipolo a . (Si $B_0 \neq 0$, las órbitas permitidas no van hacia el infinito.)

2. Órbitas de deriva. Una partícula de baja energía (con energía eV_0) puede penetrar desde el infinito hasta una distancia del dipolo [véase (11) y (12)] que es

$$R \approx L = \left(\frac{a\mu}{|e|E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16a)$$

donde el momento magnético $\mu = |e| \frac{V_0 a}{B_0}$ es invariante. Tomando el radio de la Tierra como R_T = 6.4×10^8 cm y el momento dipolar como $a = 8.1 \times 10^{25}$ gauss cm³, se obtiene

$$\frac{R}{R_T} = 4.7 \times 10^{-3} \left(\frac{V_0}{EB_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

donde V_0 es la energía en el infinito en eV, E es el campo eléctrico en $\frac{V}{cm}$, y B_0 es el campo magnético en gauss.

II Captura de partículas.

Mientras $\mu = \frac{|e|V}{B}$ sea invariante, la energía de una partícula aumentará si ésta se desplaza hacia el campo dipolar. La energía $|e|V_0$ en el infinito no debe confundirse con la energía instantánea $|e|V$ de la partícula cuando se mueve en el campo B , pues hay un trabajo efectuado por el campo eléctrico durante el movimiento de deriva. Si se introduce V en vez de V_0 , se obtiene, de (16a)

$$R = \left(\frac{a|e|V}{|e|EB} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{R^3 V}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

o simplemente

$$\frac{R}{R_T} = \frac{V}{R_T E} = 1.6 \times 10^{-9} \frac{V}{E} \quad (19)$$

R es el radio máximo para el cual una partícula con energía de V [eV] puede permanecer capturada, si el campo eléctrico es $E \left[\frac{V}{cm} \right]$.

2.6 Magnetohidrodinámica ideal.

La mayor parte del universo está permeado por partículas cargadas eléctricamente y por campos electromagnéticos. La interacción entre estas partículas y los campos puede ser estudiada por los movimientos de las partículas individuales. Sin embargo, dado que los movimientos combinados de las partículas constituyen corrientes eléctricas que modifican los campos eléctrico y magnético, es necesario recurrir a aproximaciones sucesivas para determinar los movimientos de las partículas. En este caso, es más conveniente considerar a las partículas y los campos como un plasma, esto es,

un gas ionizado, que tiene propiedades macroscópicas que permiten determinar las ecuaciones simultáneas de campo y de movimiento.

Las ecuaciones de la magnetohidrodinámica pueden ser simplificadas mediante suposiciones que restringen el camino libre medio de las partículas. La restricción más importante es que el camino libre medio sea mucho menor que el radio de ciclotrón. En este caso, el plasma no sólo cumple las ecuaciones de la dinámica de fluidos, sino que además es un conductor eléctrico isotrópico. Estas suposiciones permiten plantear la llamada magnetohidrodinámica ideal. En esta sección utilizaremos unidades M.K.S.

a) Ecuaciones de la magnetohidrodinámica.

Consideremos el comportamiento de un fluido conductor, eléctricamente neutro, en campos electromagnéticos. Para simplificar, supondremos que el fluido es no permeable. El fluido está descrito por una densidad de masa $\rho(\vec{x}, t)$, una velocidad $\vec{v}(\vec{x}, t)$, una presión $p(\vec{x}, t)$ y una conductividad real σ . Las ecuaciones hidrodinámicas son la ecuación de continuidad

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

y la fuerza

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + (\vec{J} \times \vec{B}) + \vec{F}_v + \rho \vec{g} \quad (2)$$

Además de las fuerzas magnéticas y de presión, se incluyen fuerzas debidas a la gravedad y a la viscosidad. Si se trata de un fluido incompresible, la fuerza viscosa puede escribirse como

$$\vec{F}_v = \eta \nabla^2 \vec{v} \quad (3)$$

donde η es el coeficiente de viscosidad. La derivada de la velocidad con respecto al tiempo que aparece en el primer miembro de (2) es la derivada convectiva

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \quad (4)$$

que da la velocidad de cambio con el tiempo de cualquier magnitud que se mueva en un instante dado con la velocidad \vec{v} .

Al despreciar las corrientes de desplazamiento, los campos electromagnéticos en el fluido vienen descritos por

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

La condición $\nabla \cdot \vec{J} = 0$, que equivale a despreciar las corrientes de desplazamiento, se deduce de la segunda ecuación (5), en donde se han omitido las dos ecuaciones de divergencia. De la ley de Faraday se deduce que $\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{B} = 0$, de modo que $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ se debe imponer como condición adicional. Si se desprecia la corriente de desplazamiento, también puede ignorarse la ley de Coulomb, pues el campo eléctrico queda completamente determinado por las ecuaciones (5) y la ley de Ohm. Si se retiene la corriente de desplazamiento en la ley de Ampère y se toma en cuenta que $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ resultan correcciones que son sólo del orden de $(\frac{v^2}{c^2})$, que pueden ser completamente ignoradas en problemas magnetohidrodinámicos de baja frecuencia.

Para completar las ecuaciones dinámicas es necesario especificar la relación entre la densidad de corriente \vec{J} y los campos \vec{E} y \vec{B} . Si se trata de un medio de conductividad σ , se cumple la ley de Ohm y la densidad de corriente viene dada por

$$\vec{J}' = \sigma \vec{E}' \quad (6)$$

en la que \vec{J}' y \vec{E}' están medidos en el sistema en el que el medio está en reposo.

Para un medio que se mueve con velocidad \vec{v} relativa al sistema de laboratorio, es necesario transformar tanto la densidad de corriente como el campo eléctrico. La transformación del campo no relativista viene dada por

$$\vec{E}' = \vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (7)$$

Análogamente, la densidad de corriente en el laboratorio es

$$\vec{J} = \vec{J}' + \rho_e \vec{v} \quad (8)$$

donde ρ_e es la densidad de carga eléctrica. Para un fluido conductor de un solo componente, $\rho_e = 0$. Por tanto, la ley de Ohm toma la forma

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (9)$$

En ocasiones es posible suponer que la conductividad del fluido es infinita. En tal caso, bajo la acción de los campos \vec{E} y \vec{B} , el fluido fluye de modo que se cumple

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (10)$$

Las ecuaciones (1), (2), (5) y (9), junto con una ecuación de estado para el fluido, constituyen las ecuaciones de la magnetohidrodinámica.

b) Difusión, viscosidad y presión magnéticas.

El comportamiento de un fluido en presencia de campos electromagnéticos depende en gran parte del valor de la conductividad. Los efectos son a la vez electromagnéticos y mecánicos. Consideremos primero los electromagnéticos. Según sea la conductividad, se presentan comportamientos de los campos completamente distintos. La dependencia temporal del campo magnético puede expresarse, si se elimina \vec{E} mediante (9), de la forma

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \vec{B} \quad (11)$$

En esta fórmula se ha supuesto que σ es constante en el espacio. Cuando el fluido está en reposo, (11) se reduce a la ecuación de difusión

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \vec{B} \quad (12)$$

Esto significa que una configuración inicial del campo magnético decrecerá con un tiempo de difusión

$$\tau = \mu_0 \sigma L^2 \quad (13)$$

donde L es una longitud característica de la variación espacial de \vec{B} . El tiempo τ es del orden de 1 segundo para una esfera de cobre de 1 cm de radio y de 10^{10} años para un campo magnético de los que se presentan en el Sol.

Para intervalos de tiempo cortos comparados con el tiempo de difusión (es decir, cuando la conductividad es tan grande que puede despreciarse el segundo término de (11)), el comportamiento temporal del campo magnético viene dado por

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (14)$$

Esto indica que el flujo del campo magnético que atraviesa cualquier curva cerrada que se mueve con la velocidad del fluido es invariable con el tiempo [Jackson, 1980]. Se dice que las líneas de campo están congeladas en el fluido y son transportadas por él.

Como la conductividad es infinita, puede aplicarse (10). La componente de \vec{v} perpendicular a \vec{B} puede identificarse como la velocidad \vec{w} de las líneas de fuerza

$$\vec{w} = \frac{(\vec{B} \times \vec{v}) \times \vec{B}}{B^2} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (15)$$

Esto es la llamada "derivada $\vec{E} \times \vec{B}$ " para líneas de fuerza y fluido, que puede interpretarse en función de las órbitas de las partículas individuales en los campos eléctrico y magnético cruzados.

Para distinguir entre las situaciones en las que se presenta una difusión de las líneas de campo respecto al fluido, de aquellas en que dichas líneas de campo se hallan congeladas, se utiliza un parámetro llamado número de Reynolds magnético R_M . Si V es una velocidad y L una longitud característica del problema, el número de Reynolds magnético se define como

$$R_M = \frac{V\tau}{L} \quad (16)$$

donde τ es el tiempo de difusión dado por (13). Si $R \gg 1$, como es frecuente en problemas geofísicos y astrofísicos, el transporte de las líneas de fuerza predomina sobre la difusión.

Por medio de la ecuación de fuerza (2), es posible estudiar el comportamiento mecánico del sistema. Si se sustituye J de acuerdo a (9), se obtiene

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \sigma B^2 (\vec{v}_\perp - \vec{w}) \quad (17)$$

donde \vec{F} representa la suma de todas las fuerzas no electromagnéticas, y \vec{v}_\perp es la componente de la velocidad perpendicular a \vec{B} . Según (17), el flujo paralelo a \vec{B} está regido solamente por las fuerzas no electromagnéticas. Por otra parte, la velocidad de la corriente de fluido perpendicular a \vec{B} decrece a partir de un cierto valor inicial arbitrario en un tiempo del orden de

$$\tau' = \frac{\rho}{\sigma B^2} \quad (18)$$

hasta un valor

$$\vec{v}_\perp = \vec{w} + \frac{1}{\sigma B^2} \vec{F}_\perp \quad (19)$$

En el caso de conductividad infinita este resultado se reduce a la ecuación (15). El término proporcional a B^2 en (17) es equivalente a una fuerza viscosa, que tiende a impedir el flujo de fluido perpendicularmente a las líneas de fuerza magnética.

Las consideraciones anteriores indican que, si la conductividad es grande, las líneas de fuerza están congeladas en el fluido y se mueven con él. Cualquier desviación respecto a esta situación desaparece con rapidez. En el caso límite de conductividad muy grande, resulta conveniente utilizar la ley de Ampère para relacionar la densidad de corriente que aparece en la ecuación de la fuerza con la inducción magnética \vec{B} , y emplear la expresión (10) correspondiente a conductividad infinita, para eliminar \vec{E} en la ley de Faraday para llegar a (14). El término de fuerza magnética de (2) puede entonces escribirse como

$$\vec{J} \times \vec{B} = -\frac{1}{\mu_0} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) \quad (20)$$

Mediante la identidad vectorial

$$\frac{1}{2} \nabla (\vec{B} \cdot \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) \quad (21)$$

es posible transformar la ecuación (20) en

$$\vec{J} \times \vec{B} = -\nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \quad (22)$$

En esta ecuación se muestra que la fuerza magnética equivale a una presión hidrostática magnética.

$$p_m = \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \quad (23)$$

más un término que se puede considerar como una tensión adicional a lo largo de las líneas de fuerza.

Si se desprecian los efectos de viscosidad y se supone que la fuerza gravitatoria es derivable del potencial $\vec{g} = -\nabla\Psi$, la ecuación de fuerza (2) toma la forma

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla(p + p_M + \rho\Psi) + \frac{1}{\mu_0} (\vec{\mathbf{B}} \cdot \nabla)\vec{\mathbf{B}} \quad (24)$$

Cuando $\vec{\mathbf{B}}$ es uniforme, la tensión adicional es nula, de modo que las propiedades estáticas del fluido vienen descritas por

$$p + p_M + \rho\Psi = \text{cte} \quad (25)$$

Esto indica que, salvo efectos gravitatorios, cualquier variación de la presión magnética debe compensarse con una variación opuesta de la presión mecánica.

Figura 2.1 En un campo magnético B producido por corrientes I , las partículas negativas giran en la misma dirección que I , mientras que las positivas lo hacen en la dirección contraria. (Alfvén y Fälthammar, 1963.)

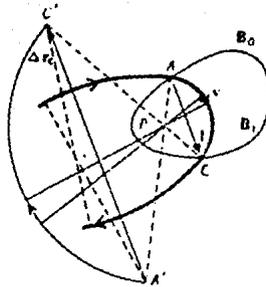
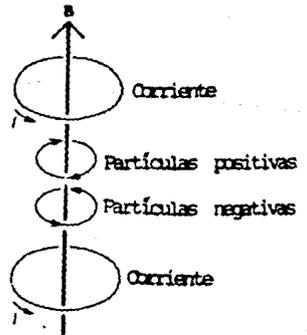


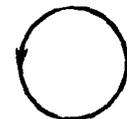
Figura 2.2 Movimiento del centro guía cuando la partícula atraviesa una región de campo magnético más intenso. Se supone que las líneas de fuerza son rectas y perpendiculares al plano de la figura. (Alfvén y Fälthammar, 1963.)

CAMPO MAGNETICO
PERPENDICULAR AL
PLANO DE LA FIGURA
Y QUE SALE DE LA
PAGINA

PARTICULAS
POSITIVAS

PARTICULAS
NEGATIVAS

(A)
CAMPO MAGNETICO
HOMOGENEO SIN
FUERZA DE
PERTURBACION



(B)
CAMPO MAGNETICO
HOMOGENEO CON
CAMPO ELECTRICO

E ↓



DERIVA



DERIVA

(C)
CAMPO MAGNETICO
HOMOGENEO CON
FUERZA EXTERNA
INDEPENDIENTE
DE LA CARGA

F ↓



DERIVA



DERIVA

(D)
CAMPO MAGNETICO
INHOMOGENEO

GRAD |B| ↑

CAMPO MAS INTENSO



DERIVA



DERIVA

CAMPO MAS DEBIL

Figura 2.3 Deriva de partículas positivas y negativas en a) campo magnético uniforme sin fuerzas externas; b) campo magnético uniforme con un campo eléctrico perpendicular; c) campo magnético uniforme con una fuerza externa independiente de la carga eléctrica; d) campo magnético con gradiente. (Jursa, 1985.)

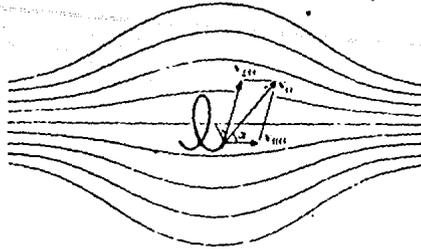


Figura 2.4 Partícula en movimiento entre espejos magnéticos. (Alfvén y Fälthamar, 1963.)

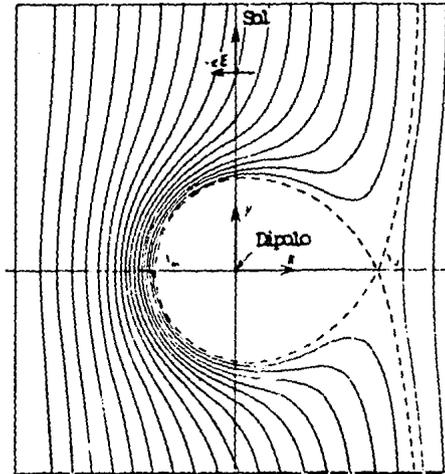


Figura 2.5 Movimiento de deriva de electrones en el plano ecuatorial de un campo magnético dipolar, con un campo magnético homogéneo superpuesto y en presencia de un campo eléctrico homogéneo paralelo al plano ecuatorial. Las curvas muestran las trayectorias típicas de los centros de giro. (Alfvén y Fälthamar, 1963.)

III EL VIENTO SOLAR Y LA MAGNETOSFERA TERRESTRE.

El viento solar es un plasma completamente ionizado que lleva consigo un campo magnético y que fluye radialmente desde la corona solar. Este viento es muy variable en el tiempo y en el espacio, y llena completamente el medio interestelar en las cercanías del Sol hasta una distancia - aún no bien determinada - de aproximadamente 100 U.A.

3.1 Expansión de la corona solar.

Las primeras estimaciones de la densidad de partículas en el medio interplanetario [Chapman, 1957] suponían que la corona se hallaba en equilibrio hidrostático, con una temperatura en la base de unos 10^6 °K. Se encontró una densidad en la órbita de la Tierra de 10^2 ó 10^3 partículas/cm³, y una presión, a distancias heliocéntricas grandes, del orden de 10^{-5} din/cm². Como la presión interestelar es de orden de 10^{-12} ó 10^{-13} din/cm², las condiciones a la frontera en la heliosfera distante no coincidían con las consideraciones de una corona hidrostática. En consecuencia, fue necesario postular [Parker, 1963] una corona en flujo constante hacia el exterior del Sol. El problema se trata como la expansión esféricamente simétrica de un fluido en estado estacionario $\left[\frac{\partial}{\partial t} = 0\right]$.

Las ecuaciones que gobiernan una expansión de este tipo son las ecuaciones correspondientes de masa, momento y energía. Para este caso la conservación de masa está descrita por

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) = 0 \quad (1)$$

donde r es la distancia radial, ρ la densidad de masa y v la velocidad radial. La ecuación de momento es

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \rho \frac{GM_0}{r^2} \quad (2)$$

donde P es la presión (escalar), G la constante gravitacional y M_0 la masa del Sol. La conservación de la energía está dada por

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho v \left(\frac{1}{2} v^2 + \frac{3P}{2\rho} \right) \right] = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 P v) - \rho \frac{GM_0 v}{r^2} + S(r) \quad (3)$$

donde $S(r)$ es una fuente o un sumidero de energía.

Se supone que la corona es un gas neutro de protones y electrones, de modo que

$$\rho = n(m_p + m_e) = nm \quad (4)$$

donde m_p y m_e representan la masa del protón y la masa del electrón y n es la densidad de partículas. Para temperaturas iguales de electrones y protones la presión total está dada por

$$P = 2nkT \quad (5)$$

donde k es la constante de Boltzmann y T la temperatura.

El tratamiento puede simplificarse suponiendo que la presión y la temperatura se relacionan mediante la ley

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\alpha \quad (6)$$

donde α es el índice politrópico. Para un gas isotérmico $\alpha = 1$, y en un proceso adiabático $\alpha = \gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{5}{3}$ (en el caso de un gas ideal con tres grados de libertad).

El caso más simple es el de una corona isotérmica, suposición que probablemente es válida en las cercanías del Sol. Usando las expresiones para la ley politrópica con $\alpha = 1$, la ecuación de momento resulta

$$n m v \frac{dv}{dr} = -2k T \frac{dn}{dr} - \frac{n m G M_0}{r^2} \quad (7)$$

Integrando la ecuación (1) de conservación de la masa se obtiene

$$4\pi n v r^2 = \text{cte} \quad (8)$$

es decir, el flujo a través de una esfera centrada en el Sol es constante. A partir de (8) puede eliminarse la densidad en (7)

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} \left(v^2 - 2 \frac{kT}{m} \right) = \frac{4kT}{mr} - \frac{GM_0}{r^2} \quad (9)$$

Supongamos que la temperatura de la corona es tal que

$$T < \frac{GM_0}{r_0} \frac{m}{4k}$$

donde r_0 es la base de la corona. El miembro derecho de la ecuación (9) será negativo en el intervalo de $r_0 < r < r_c$, donde

$$r_c = \frac{GM_0 m}{4kT} \quad (10)$$

es llamado radio crítico. Para $r > r_c$, el lado derecho de (9) será positivo. Para $r = r_c$ será nulo. En este último caso se tendrá

$$v^2(r_c) = \frac{2kT}{m} \quad (11a)$$

o bien

$$\left. \frac{1}{v} \frac{dv}{dr} \right|_{r=r_c} = 0 \quad (11b)$$

Las condiciones expresadas por las ecuaciones (11a) y (11b) definen cuatro clases de soluciones para el conjunto de ecuaciones simultáneas que describen la corona. Las soluciones físicamente significativas se eligen al fijar condiciones de frontera que impliquen velocidades bajas cerca del Sol, el paso por puntos críticos en los que el flujo se convierta en supersónico, y una velocidad elevada y presión cero en el infinito [Hundhausen, 1972]. La única solución que satisface las condiciones de frontera y representa, por tanto, al viento solar, es de la llamada clase 2, para la cual la velocidad en r_c es igual a la velocidad del sonido. Esta clase de solución se representa en la figura 3.1

La configuración del campo magnético del viento solar depende de las características del flujo del plasma. Puesto que la conductividad del viento solar es muy alta, prácticamente no hay difusión (transversal) del plasma al campo magnético; en estas condiciones, se dice que el campo está "congelado", es decir, el plasma lleva el campo hacia el espacio, como habíamos mencionado anteriormente (capítulo II). Si el Sol no rotara, el campo se extendería radialmente en todas direcciones, pero la rotación solar hace que las líneas de campo se curven como en la figura 3.2 [Parker, 1963].

En un sistema de coordenadas esférico (r, θ, ϕ) en rotación con el Sol, la velocidad de un elemento de fluido (que arrastra al campo) está dada por

$$\left. \begin{aligned} U_r &= v \\ U_\theta &= 0 \\ U_\phi &= -\omega r \operatorname{sen} \theta \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

donde v es la velocidad del viento y ω es la velocidad angular del Sol ($\omega = 2.7 \times 10^{-6}$ rad/s).

A una distancia del Sol de unas cuantas veces el radio crítico, la velocidad del viento puede ser aproximada por una constante. La trayectoria seguida por un elemento de fluido está determinada por

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = \frac{U_r}{U_\phi} = \frac{v}{-\omega r \operatorname{sen}\phi} \quad (13)$$

Para una velocidad v constante más allá de r_0 , la integración da

$$r - r_0 = \frac{-v}{\omega \operatorname{sen}\theta} (\phi - \phi_0) \quad (14)$$

Entonces, para una configuración esféricamente simétrica, $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ da

$$\left. \begin{aligned} B_r(r, \theta, \phi) &= B(r_0, \theta, \phi_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \\ B_\theta(r, \theta, \phi) &= -B(r_0, \theta, \phi_0) \left(\frac{\omega r_0^2}{ur} \right) \operatorname{sen}\theta \\ B_\phi(r, \theta, \phi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Una transformación a un sistema de coordenadas estacionario no modifica la configuración del campo magnético, pero en el sistema estacionario hay un campo eléctrico

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} \quad (16)$$

de modo que la dirección de flujo del plasma es radial más bien que a lo largo de las líneas de campo.

3.2 El campo geomagnético interno.

El campo geomagnético queda caracterizado por un conjunto de tres parámetros independientes que definan su magnitud y sentido, como la magnitud de tres componentes perpendiculares, o bien dos ángulos directores y la magnitud. Los ángulos se miden habitualmente en grados, minutos y segundos. La magnitud se expresa en unidades de oersted (intensidad magnética) o de gauss (inducción magnética). Una unidad más útil es la gamma, igual a 10^{-5} oersted o 10^{-5} gauss, y que se usa indistintamente para la intensidad y la inducción. En el sistema MKS se emplea habitualmente el nanotesla (nT), que es igual a una gamma.

En la figura 3.3 se representan los ángulos y componentes más utilizados. El campo vectorial geomagnético es el vector \vec{F} , cuya magnitud F se llama intensidad total o campo total. La magnitud H del vector componente horizontal \vec{H} es la intensidad horizontal; la magnitud Z del vector componente vertical es la intensidad vertical. Las componentes hacia el norte, el este y abajo del campo son designadas por las magnitudes X , Y y Z , respectivamente. La magnitud D del ángulo entre \vec{X} y \vec{H} es la declinación, variación magnética o variación de la brújula. La magnitud I del ángulo entre \vec{H} y \vec{F} es la inclinación. Las cantidades F , H , X , Y , Z , D e I son llamadas elementos magnéticos. Los conjuntos de elementos magnéticos más empleados para especificar el campo son (H, D, Z) , (F, I, D) y (X, Y, Z) .

En la descripción de los fenómenos geomagnéticos se utilizan diversos sistemas de coordenadas. Uno de los más empleados es el llamado sistema geomagnético de coordenadas, descrito en el apéndice A.

En un campo magnético estático la densidad de energía magnética es, en unidades c.g.s., $\frac{B^2}{8\pi}$; cualquier cambio en la magnitud del campo implica una transferencia de energía desde o hacia el campo. Excepto en el caso del magnetismo residual permanente, un campo magnético se produce sólo por el movimiento macroscópico de cargas eléctricas, de modo que cualquier proceso que afecte al campo dependerá de corrientes eléctricas, las que, a su vez, provendrán de diversas fuentes. Las fuentes terrestres y extraterrestres que contribuyen apreciablemente al campo geomagnético son las siguientes:

1. Movimientos del núcleo: El movimiento de convección del fluido conductor del núcleo de la Tierra constituye un dinamo autoexcitable.

2. Magnetización de la corteza: En la corteza de la Tierra hay magnetismo residual permanente.
3. Radiación electromagnética solar: Los vientos atmosféricos (producidos por calentamiento solar) mueven partículas cargadas (producidas por radiación solar ionizante), lo que constituye una corriente ionosférica.
4. Gravitación: El campo gravitacional del Sol y la Luna provoca un movimiento de marea de las masas de aire, lo que produce una corriente ionosférica.
5. Radiación corpuscular solar y campo interplanetario: La interacción del viento solar y su campo magnético con el campo magnético principal de la Tierra [véase más abajo] produce efectos importantes como la compresión del campo principal y el calentamiento del plasma ya dentro del campo.

Se sabe actualmente que el campo geomagnético ha cambiado drásticamente en escalas de tiempo geológicas, pero a la parte del campo que varía con periodicidades mayores de un año se la considera como un campo continuo; a la parte restante se la llama campo variable.

La mayor parte del campo continuo proviene de fuentes terrestres internas (como las mencionadas en los puntos 1 y 2 más arriba) y se conoce como el campo principal. Este campo tiene una configuración aproximadamente dipolar y una intensidad en la superficie de la Tierra de varias veces 10^4 nT (ó γ). Alrededor del 10% del campo principal es no dipolar, al que a veces se lo designa como campo residual; consiste de anomalías a gran escala - probablemente generadas por corrientes turbulentas en el núcleo fluido - y de irregularidades a pequeña escala - debidas al magnetismo residual de la corteza -. Hay cambios en el campo principal llamados variación secular, con constantes de tiempo de decenas de miles de años.

La componente dipolar del campo interior o principal de la Tierra puede ser descrita por las ecuaciones mencionadas en la sección 2.4 [ecuaciones 2.4-(1), 2.4-(2) y 2.4-(3)]. Sin embargo, esta descripción discrepa en alrededor de un 10% del campo real, por lo que se requiere, para ciertos propósitos, de otros modelos.

Cualquier campo derivable de una función potencial puede ser expresado en términos de una expansión multipolar del potencial. Los coeficientes de los diversos términos pueden ser ajustados por el método de mínimos cuadrados para dar la mejor aproximación al campo medido. En forma simplificada, el análisis es el siguiente: El potencial escalar magnético puede ser escrito en una expansión de armónicos esféricos

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos\theta) \cdot \left\{ \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} (g_n^m \cos(m\phi) + h_n^m \sin(m\phi)) + \left(\frac{a}{r} \right)^{-n} (A_n^m \cos(m\phi) + B_n^m \sin(m\phi)) \right\} \quad (1)$$

donde r , θ y ϕ son las coordenadas geográficas polares de distancia radial, colatitud y longitud este, y a es el radio de la Tierra ($a = R_T$). Las funciones $P_n^m(\cos\theta)$ son las funciones de Schmidt

$$P_n^m(\cos\theta) = \left[\frac{\epsilon_m (n-m)!}{(n+m)!} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\frac{(1-\cos^2\theta)^{\frac{m}{2}}}{2^n n!} \frac{d^{n+m}}{d(\cos\theta)^{n+m}} (\cos^2\theta - 1)^n \right] \quad (2)$$

donde $\epsilon_m = 2$ si $m > 0$ y $\epsilon_m = 1$ si $m = 0$.

La segunda cantidad entre paréntesis es la función asociada de Legendre $P_{n,m}(\cos\theta)$. Su multiplicador numérico hace que la función de Schmidt quede parcialmente normalizada. Los coeficientes g_n^m , h_n^m , A_n^m y B_n^m son llamados coeficientes de Schmidt.

En el potencial, los términos con los coeficientes g_n^m y h_n^m se deben a fuentes internas de la Tierra, mientras que los que contienen a A_n^m y B_n^m se deben a corrientes externas. La función potencial es válida en la región por encima de la superficie y por abajo del sistema de corrientes externas. El campo está dado por

$$\vec{B} = -\nabla V \quad (3)$$

y las componentes del campo son

$$X = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}$$

$$Y = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi}$$

$$Z = \frac{\partial V}{\partial r}$$

3.3 La magnetosfera terrestre.

En ausencia de un plasma interplanetario, el campo magnético dipolar de la Tierra se extendería indefinidamente en todas direcciones. Sin embargo, puesto que el flujo de plasma del viento solar no puede penetrar apreciablemente en el campo geomagnético, debe comprimirlo - al menos del lado del Sol - para formar una cavidad alrededor de la cual fluya el plasma.

Se han hecho diversos intentos para elaborar modelos teóricos de la cavidad geomagnética, también llamada magnetosfera. Mead [Mackin y Neugebauer, 1966] propuso una aproximación newtoniana a este problema en la cual se ignora el campo magnético interplanetario, se supone que la magnetosfera es completamente cerrada y se desprecian las fuerzas de fricción sobre la superficie. Los resultados de este modelo concuerdan con las observaciones del lado del Sol de la magnetosfera. Sin embargo, en el lado oscuro, el modelo falla, pues la interacción friccional del viento y las líneas de campo obliga a éstas a formar una cola magnética larga, con líneas virtualmente abiertas en el infinito.

Otros modelos [Kellog, 1962] sí consideran el campo magnético interplanetario, lo que da al modelo las propiedades de un fluido y, puesto que la velocidad al pasar la cavidad geomagnética es mayor que la de las ondas débiles en el medio (la velocidad de Alfvén), se forma un frente de choque en el lado solar de la magnetosfera. Este y otros modelos sirvieron de base para las ideas más recientes y generalmente aceptadas sobre la configuración de la magnetosfera.

a) La magnetopausa.

Para encontrar la forma del límite de la magnetosfera es necesario hallar una superficie tal que en cada punto la presión del viento solar se equilibre con la presión del campo geomagnético. Si el plasma contiene n partículas por cm^3 , cada una de masa m , con velocidad v [cm/s^{-1}] a un ángulo Ψ con respecto a la normal a la frontera, el número de partículas que inciden por segundo sobre cada cm^2 de la frontera es $nv \cos \Psi$. Si se supone que la reflexión es especular, la tasa de intercambio de momento es $2nmv^2 \cos^2 \Psi$ dinas cm^{-2} , que debe igualar la presión magnética $B^2/8\pi$ (en unidades c.g.s.). Estos valores permiten fijar la distancia de la superficie a $10 R_T$ sobre la línea Tierra-Sol.

En la figura 3.4 se muestra este resultado. La frontera de la magnetosfera recibe el nombre de magnetopausa. Las líneas de campo en su interior están deformadas, y presentan las siguientes características:

1. Las líneas de campo a bajas latitudes forman curvas cerradas entre los hemisferios norte y sur, aunque pueden desviarse de la forma dipolar.
2. Las líneas que emergen de y alrededor de los polos son barridas y se alejan del Sol.
3. Hay dos líneas de campo de alta latitud que se intersectan con la magnetopausa, aunque la intensidad disminuye conforme se acercan a la frontera y, de hecho, terminan formando puntos neutrales.

b) Las hendiduras polares.

Los modelos más simples postulan que en la superficie de la magnetosfera (i.e. en la magnetopausa) debe haber dos puntos neutros en los que el campo magnético total sea cero. Estos puntos son el extremo de las líneas de campo que intersectan la superficie de la Tierra en latitudes de $\pm 78^\circ$ al mediodía local.

Las líneas a latitudes menores forman curvas cerradas sobre el hemisferio opuesto; en cambio, las líneas a latitudes mayores son barridas. Todo el campo en la superficie de la magnetosfera converge hacia los dos puntos donde los puntos neutros se proyectan sobre la superficie de la Tierra. En estas regiones es posible que las partículas de la magnetopausa y del viento solar sigan las líneas de campo hacia la atmósfera.

A latitudes entre 70° y 80° se han encontrado, mediante satélites de órbitas bajas, partículas con energía y flujo característicos similares a los de las partículas del exterior de la magnetosfera [Hargreaves, 1979], de modo que estas regiones han sido asociadas a una entrada directa de dichas partículas. Su distribución espacial abarca unos 5° de latitud, y unas 8 hrs. de tiempo local; por esta razón, los puntos neutros son considerados más bien como "hendiduras", con la forma que aparece en la figura 3.5. En estas regiones se observan varios fenómenos ionosféricos, tales como aumentos en la densidad de electrones y en la temperatura, así como un nivel más alto de irregularidades y perturbaciones; éstas, en general, son el resultado de flujos de partículas desde las hendiduras, con energías de varios centenares de eV.

c) El frente de choque y la magnetofunda.

Comparada con el plasma que forma el viento solar, la magnetosfera es un objeto bastante denso. A una distancia del Sol igual a la de la órbita terrestre, el viento solar es supersónico, es decir, su velocidad es mayor que la velocidad a la cual pueden propagarse a través de él las ondas magnetoacústicas o hidromagnéticas. En el viento solar, la velocidad de Alfvén, $v_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$, donde B es la intensidad del campo en gauss y ρ es la densidad de partículas en g cm^{-3} , es de unos 50 km s^{-1} . Esto implica que el viento solar tiene un número de Mach alfvénico (la razón de la velocidad del viento a la de Alfvén) de aproximadamente 8.

La situación es análoga a la de un objeto que viaja en el aire con velocidad supersónica, de modo que se forma un frente de choque. En el punto subsolar, el frente de choque está a 2 ó 3 radios terrestres de la magnetopausa (fig. 3.4). Un frente de choque es una discontinuidad en el medio que se produce cuando la información acerca de una perturbación se transmite más lentamente que la perturbación misma. El frente de choque ante la magnetosfera se reconoce por cambios en las propiedades de las partículas: su velocidad disminuye a unos 250 km s^{-1} y la temperatura aumenta a $5 \times 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ (de 5 a 10 veces la temperatura del viento solar), ya que la energía cinética se disipa como energía térmica.

En realidad, tratar el frente de choque como si fuera una discontinuidad hidrodinámica es una sobresimplificación. Puesto que el viento solar, en la órbita de la Tierra, es un plasma sin colisiones a una escala mucho mayor que la magnetosfera, las propiedades del plasma contribuyen notablemente a la formación de la discontinuidad, que es un choque sin colisiones. El tipo de fenómenos de plasmas que intervienen dependen del número de Mach del flujo (la razón de la velocidad del flujo a la velocidad del sonido), del número β (la razón de la energía interna de las partículas a la energía en el campo magnético), y de la dirección del campo magnético con respecto a la superficie del frente. Por lo que se refiere a la morfología espacial del frente de choque, se suele considerar dos regiones, según el ángulo relativo entre el viento solar y el campo magnético interplanetario en la órbita de la Tierra, que se denominan cuasiperpendicular y cuasiparalela. En la región cuasiperpendicular se cumplen esencialmente las ecuaciones magnetohidrodinámicas clásicas, mientras que en la cuasiparalela predominan los efectos de plasma. En la tabla 3.1 se indican algunas características del plasma según el valor de los parámetros $M (= V/(C_A^2 + C_S^2)^{1/2})$, donde C_A y C_S son las velocidades de Alfvén y del sonido, respectivamente, y V la del flujo) y $\beta (= 2\mu p_0/B_0^2)$, donde p_0 es la presión del plasma y $B_0^2/2\mu$ es la presión magnética). En estas ecuaciones se utiliza el sistema M.K.S.

La región entre el frente de choque y la magnetopausa, llamada magnetofunda, tiene propiedades distintas tanto del viento solar como de la magnetosfera, aunque el plasma y campo magnético ahí observados son de origen claramente solar. El campo magnético de la magnetofunda está, en general, muy perturbado, pero su dirección tiende a estar alineada con la magnetopausa. El campo, al pasar

por el frente de choque, sufre una compresión, y las líneas de campo rodean entonces la magnetosfera del modo indicado en la figura 3.6. El campo en la magnetofunda puede cruzar la línea Sol-Tierra de este a oeste, o viceversa, según la dirección del campo magnético interplanetario.

TABLA 3.1 Características macroscópicas del frente de choque por clase de parámetro

| Valor de los parámetros. | Condiciones del plasma. | Nombre de la estructura | Características cuasi-perpendiculares | Características cuasi-paralelas |
|---------------------------------|---------------------------------------|-------------------------|--|---|
| $\beta \ll 1$ $M \leq 3$ | Plasma muy frío, número de Mach bajo. | Laminar. | Salto de campo, a veces con ondas periódicas amortiguadas, sin turbulencia. Salto de temperatura de protones relativamente pequeño ($T_{p2}/T_{p1} \approx 2$), distribución maxwelliana. | Transición de campo multigradiente con trenes de ondas cuasi-periódicas. Ondas a contracorriente con componentes periódicas fuertes, períodos de varios segundos. |
| $\beta < 1$ $M \geq 3$ | Plasma frío, número de Mach elevado. | Cuasi-laminar. | Salto de campo, ondas cuasi-periódicas con la corriente, poca turbulencia. Salto apreciable en la temperatura de protones, distribución bimodal, alta energía no-maxwelliana en la cola. | Transición de campo multigradiente de $2R_T$, grandes pulsos de amplitud. Pocos cambios en la velocidad del viento; calentamiento con distribución de protones no maxwelliana. |
| $\beta \approx 1$ $M \leq 3$ | Plasma tibio, número de Mach bajo. | Cuasi-turbulento. | Salto de campo, turbulencia a pequeña escala. Pequeño ascenso en temperatura de protones, distribución maxwelliana en el sentido del flujo. | Ningún ejemplo conocido. |
| $\beta \approx 1$ $M \geq 3$ | Plasma tibio, número de Mach elevado. | Turbulento. | Fluctuaciones de campo irregulares que oscurecen un salto de campo definido. Distribución de protones bimodal o multimodal, no maxwelliana en el sentido del flujo. | Transición de campo irregular multigradiente con grandes cambios de magnitud. Ondas a contracorriente. No se conocen las distribuciones de plasma. |
| $\beta \gg 1$ $M > 3$ | Plasma caliente de alta velocidad. | Beta-alta | Fluctuaciones de campo irregulares con picos extremadamente altos, posibles bajas de β locales. Región extensa con efecto apreciable en el flujo; distribuciones de protones desconocidas. | |

El campo magnético de la magnetofunda tiene habitualmente una componente perpendicular al plano de la eclíptica, dirigida ya sea hacia el norte o hacia el sur. Se ha observado [Behannon, 1968] que en los flancos de la magnetofunda (del lado oscuro de la Tierra) el campo tiene una componente, perpendicular al plano de la eclíptica, que oscila de positiva a negativa. Esta oscilación tiene un período de varias horas, y puede deberse a la dirección del campo interplanetario mismo.

La razón de la magnitud del campo de la magnetofunda a la del campo interplanetario varía de 4 cerca de la porción más cercana al Sol del frente de choque, a menos de 1 en los flancos.

d) La cola magnética.

Los modelos de la cavidad geomagnética discutidos hasta el momento no implican disipación de energía en la corriente de plasma y, en consecuencia, no consideran tensiones tangenciales en el límite de la magnetosfera. Si se incluyen efectos friccionales suficientemente intensos, las líneas de campo magnético serán arrastrados del frente y los lados de la magnetosfera y formarán la llamada cola magnética. Esta cola consta de dos secciones, donde cada una de ellas abarca un haz de líneas de

fuerza magnéticas que emergen de uno de los casquetes polares. Las líneas de campo toman una dirección antisolar. Las del hemisferio norte tienen sentido hacia la Tierra, mientras que las del sur se alejan de ella. Estos haces de líneas de campo tienden a expandirse por influencia de la presión magnética, pero esta tendencia es contrarrestada por la presión del viento solar. En las cercanías del plano ecuatorial geomagnético, los haces forman una hoja neutra (también llamada hoja de plasma) [CD en la figura 3.4] que separa las regiones de campos magnéticos opuestos. La cola magnética se extiende hasta $80 R_T$, y ha sido observada a $1000 R_T$, aunque muy debilitada. La intensidad del campo en la cola es de unos 20 gammas a una distancia de la Tierra de $10-20 R_T$, y de 10 gammas a $60 R_T$. La intensidad del campo varía con la actividad geomagnética, con valores mínimos de 4γ ($K_p \leq 2$) y máximos de 40γ .

Es probable que algunas de las líneas de campo de la cola magnética se prolonguen hasta el medio interplanetario y permanezcan abiertas; estas líneas se conectarán con la Tierra a través de las ionosferas polares, mientras que las demás líneas lo harán a latitudes menores. Por consiguiente, en cada hemisferio debe haber una región aproximadamente circular y centrada cerca del polo magnético, por encima de la cual todas las líneas penetren en la cola magnética. Esta zona tiene cierta significancia en cuanto a la definición de las regiones en que son atrapadas las partículas del viento solar, y corresponde aproximadamente a los óvalos aurorales [véase el capítulo 4]. Esto ha conducido a suponer que los fenómenos aurorales podrían estar relacionados con procesos de acumulación y descarga de partículas en la cola magnética [Pellinen, 1984]. En todos los modelos de la cola magnética es necesario considerar una corriente eléctrica que fluye a través de la cola, del lado mañana de la magnetosfera al lado tarde. Esto implica la existencia de un campo eléctrico a gran escala a través de la cola. Estas ideas serán discutidas en el capítulo 6.

e) La plasmasfera y los cinturones de Van Allen.

Las partículas ionizadas de la ionosfera se localizan en un volumen que se extiende por varios radios terrestres y que se denomina plasmasfera. Su límite exterior es la plasmapausa. En esta región la temperatura de las partículas es de varios miles de grados Kelvin y la energía de los electrones es del orden de medio eV. La densidad es de 10^4 partículas cm^{-3} a 1000 km de altura, y disminuye rápidamente a altitudes mayores.

Más allá de la plasmapausa, la densidad de electrones es menor, pero su temperatura es mayor. Las energías son mayores que las de la población térmica de la plasmasfera, y ascienden de 10^2 a 10^4 eV. Sin embargo, las partículas son consideradas de baja energía comparadas con las partículas de Van Allen. El plasma exterior se extiende a lo largo de la cola magnética, donde forma una hoja de plasma delgada que separa las regiones con direcciones de campo opuestas. La densidad de partículas es de 1 cm^{-3} , y la densidad de energía total es de 3 keV cm^{-3} . La hoja de plasma tiene un espesor de varios radios terrestres, y su borde interior se localiza a $7 R_T$ de la Tierra a la medianoche local.

El primer descubrimiento importante en las cercanías de la Tierra realizado por medio de satélites fue el de la radiación atrapada - los cinturones de Van Allen- Actualmente se sabe que dichos cinturones reflejan una distribución de partículas con estructura doble. Los protones más energéticos ($\sim 30 \text{ MeV}$) están concentrados a $1.5 R_T$, y los electrones más energéticos ($\sim 1.6 \text{ MeV}$) se encuentran a $3.8 R_T$, en lo que podría llamarse cinturón exterior. A bajas energías, sin embargo, las distribuciones de partículas ocupan un volumen mayor y se alejan de la Tierra.

Se ha encontrado que el principal agente en la formación de las auroras son electrones con energías entre 1 y 10 keV . Sin embargo, los cinturones de Van Allen no parecen tener la energía necesaria para producir una aurora brillante. Esto se debe a que la energía total de los electrones en los cinturones de Van Allen es menor que 10^{20} ergs . Para producir una aurora brillante se requiere de un consumo de energía de 10^{17} ergs por segundo, lo que haría que los cinturones de Van Allen se agotasen en 15 minutos.

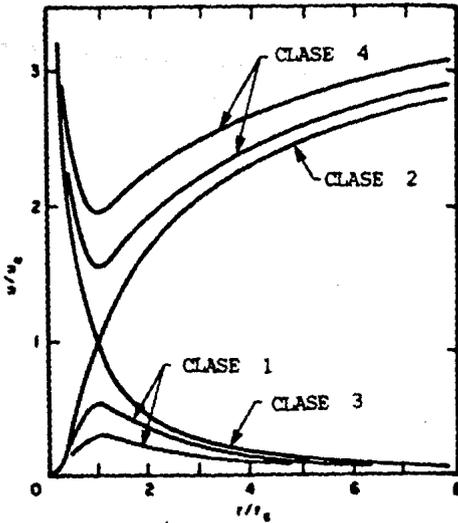
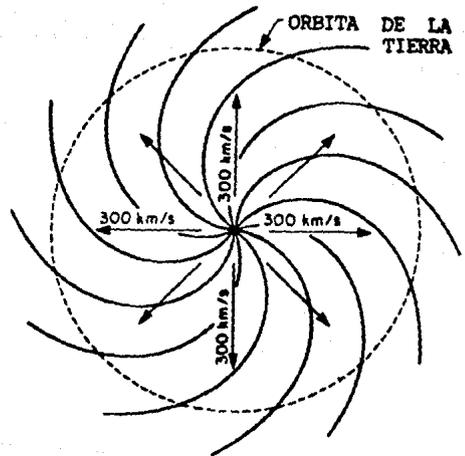


Figura 3.1 Topología de las soluciones de las ecuaciones del viento solar para el caso isotérmico esféricamente simétrico. La única solución que satisface las condiciones de frontera de baja velocidad en el sol y de baja presión a grandes distancias es la solución de clase 2. (Hundhausen, 1972.)

Figura 3.2 Configuración del campo magnético interplanetario en el plano ecuatorial en el caso del viento solar continuo. (Parker, 1963.)



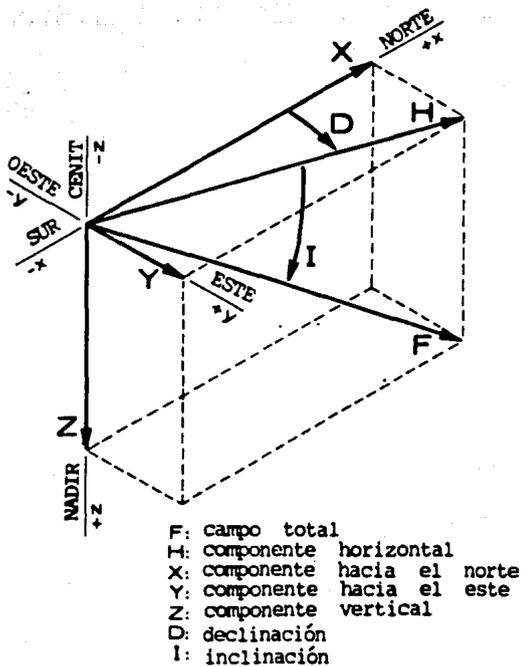


Figura 3.3 Definición y convención de signos para los elementos magnéticos. (Jursa, 1985.)

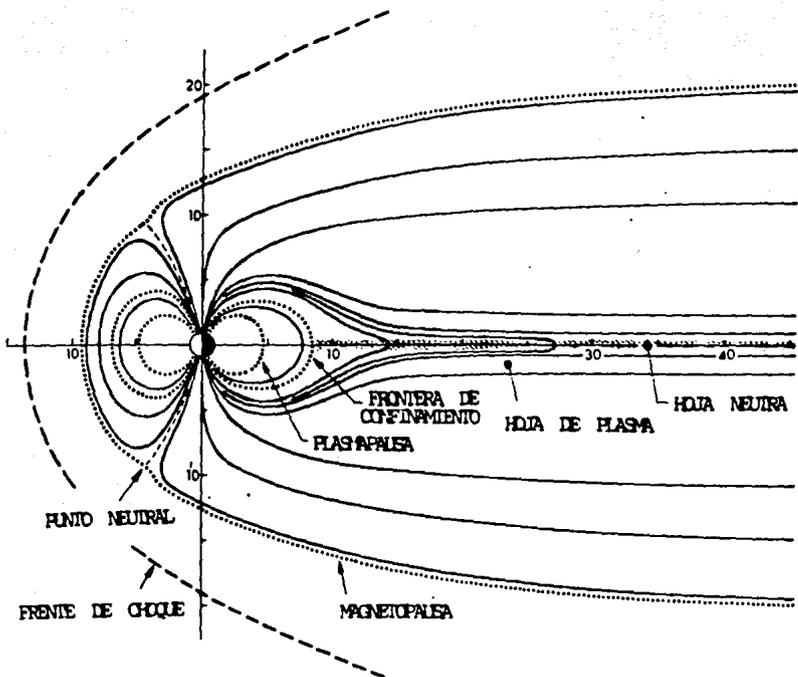
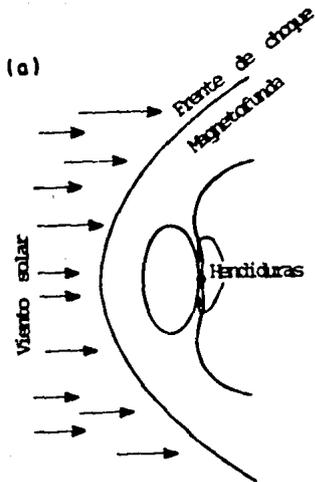


Figura 3.4 Configuración general de la magnetosfera en el meridiano mediodía-medianoche. (Jursa, 1985.)



(b)

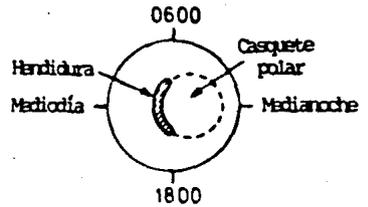


Figura 3.5 Las hendiduras polares. a) En el meridiano mediodía-medianoche. b) Desde arriba del polo norte. (Hargreaves, 1979.)

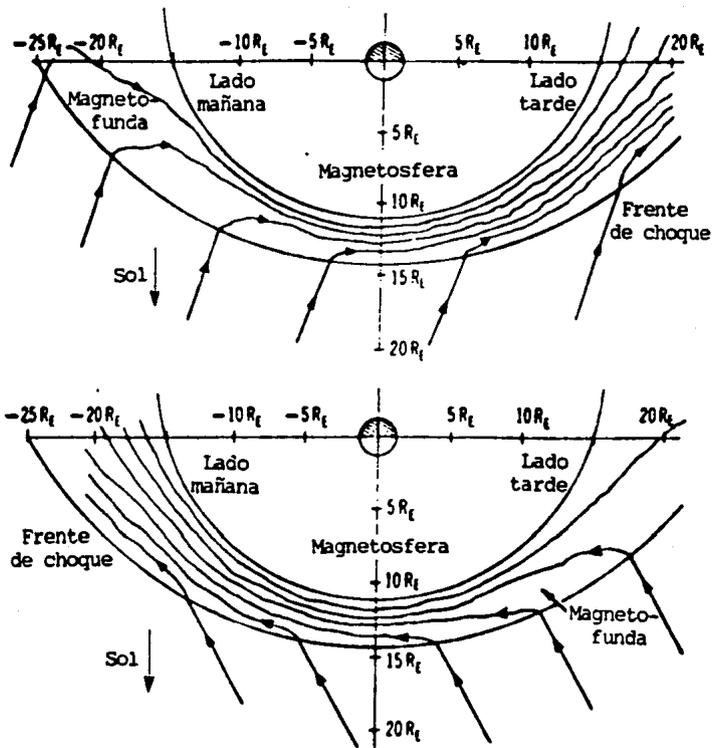


Figura 3.6 El campo magnético de la magnetofunda (visto desde arriba del polo norte) para las dos posibles orientaciones del campo interplanetario. En la figura superior el campo interplanetario está dirigido del lado mañana de la Tierra al lado tarde. En la figura inferior está dirigido del lado tarde al mañana. (Piddington, 1969.)

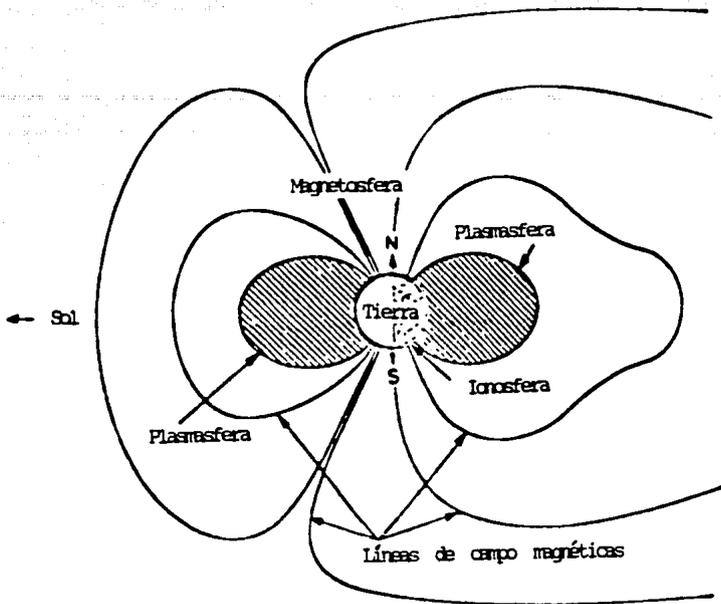


Figura 3.7 Localización de la plasmasfera dentro de la magnetosfera. (Hargreaves, 1979.)

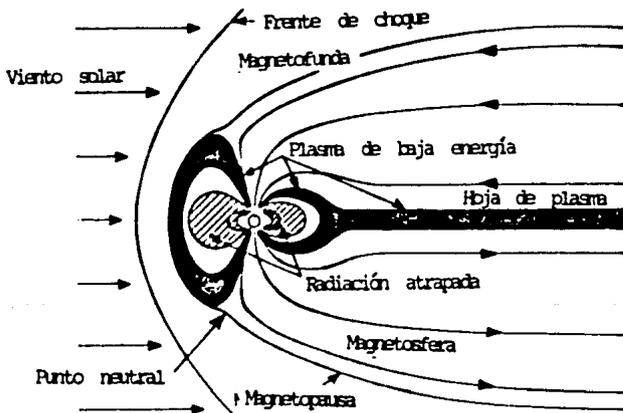


Figura 3.8 Distribución del plasma de baja energía en relación con otras características magnetosféricas. (Hargreaves, 1979.)

IV MORFOLOGIA AURORAL.

4.1 Energía y estructura espacial.

Se da el nombre de aurora a la luz resultante de la precipitación de electrones y protones de la magnetosfera hacia la atmósfera de la Tierra. Esta luz consiste de espectros atómicos y moleculares, principalmente de oxígeno y nitrógeno - los elementos más abundantes de la atmósfera superior - ionizados o excitados por colisiones con las partículas en precipitación.

Las partículas penetran en la atmósfera hasta una altitud que depende de su energía cinética inicial. Mientras mayor es la energía, más profunda es la penetración en la atmósfera y en consecuencia, es menor la altura de la ionización y de la excitación resultante. En la figura 4.1 se muestra una gráfica de la altitud de máxima producción de ionización en la atmósfera superior por electrones aurorales como función de la energía cinética de los electrones incidentes. Se supone que los electrones son monoenergéticos e isotrópicos. La escala de altura se divide en tres secciones:

| | |
|----------|-------------|
| Región D | 50 - 90 km |
| Región E | 90 -160 km |
| Región F | 160-500+ km |

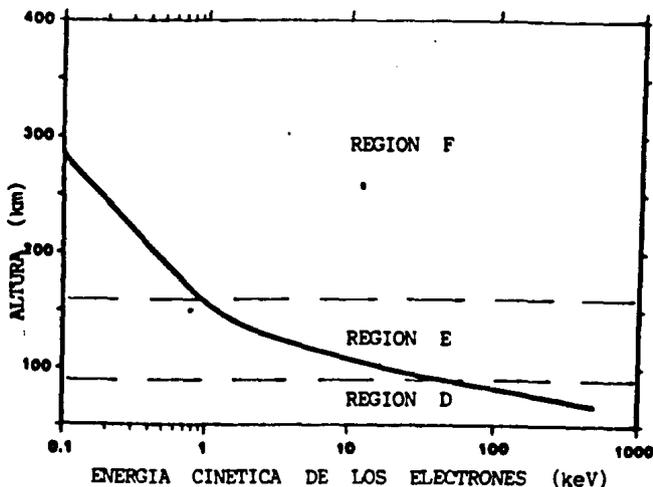


Figura 4.1 (Jursa, 1985.)

a) Relación entre la energía de las partículas y el régimen magnetosférico.

La energía de las partículas incidentes y la morfología auroral resultante dependen de las regiones de origen de las partículas en la magnetosfera. Dichas regiones pueden ser la magnetofunda, la hoja de plasma y los cinturones de Van Allen, cada una de las cuales está ocupada por electrones con energías cinéticas de ~ 0.1 keV, 1 - 10 keV y > 40 keV, respectivamente. También se hallan en estas regiones protones, cuyas energías son unas 5 veces mayores que las de los electrones.

Los electrones que se precipitan hacia la atmósfera con las energías características de estos tres regímenes magnetosféricos producen una ionización máxima para cada una de las tres secciones de altitud mencionadas más arriba, respectivamente - es decir, los electrones de ~ 0.1 keV ionizan principalmente a la altura de la región F, los de 1-10 keV en la región E, y los de más de 40 keV en la región D.

b) Estructura espacial

Las auroras pueden ser clasificadas según su grado de estructuración espacial, es decir, por el hecho de si están relativamente estructuradas o no. Esta distinción es muy evidente en el caso de la precipitación con origen en la hoja de plasma (de 1-10 keV), que representa la mayor parte de la energía de la precipitación auroral. La componente estructurada es conocida como aurora discreta, o simplemente "aurora". La componente no estructurada recibe el nombre de aurora difusa (o continua, o de manto). Aunque es difícil observarlas, a causa de su escasa intensidad y su falta de contraste, las auroras continuas abarcan el 80% del ingreso total de energía en las regiones polares durante el máximo solar y el 50% durante el mínimo [Sandford, 1968].

La estructura espacial de las auroras se puede estudiar según la región de la atmósfera superior en la cual se produzcan. Las auroras de tipo E (es decir, las que aparecen en la región E) pueden ser estructuradas o no estructuradas. Las auroras continuas tienden a superponerse con el óvalo auroral (véase la sección 4.3) en el sector noche, pero se extienden hacia el ecuador durante el día. En períodos de actividad geomagnética reducida las auroras discretas desaparecen y sólo se observan las continuas. Aunque las auroras continuas forman una banda que circunda los polos en cualquier nivel de actividad geomagnética, su localización y su flujo de energía pueden variar. Las auroras continuas parecen deberse a la precipitación de partículas desde la hoja de plasma, pues tanto ésta como aquellos tienen espectros de energía maxwellianos. Las partículas de las auroras discretas también parecen provenir de la hoja de plasma pero, en cambio, sufren aceleraciones adicionales. Otra diferencia radica en el hecho de que las auroras continuas son el resultado de la precipitación tanto de electrones como de protones, mientras que, debido a la elevada tasa de dispersión de los protones en la atmósfera, las auroras discretas se deben únicamente a la precipitación de electrones.

Las auroras de tipo F tienen componentes estructuradas y no estructuradas análogas a las del tipo E. Al parecer, ambos tipos están estadísticamente bien representados por el óvalo auroral. La ionosfera, en la capa F, exhibe condiciones irregulares. Además, el casquete polar (la región circular en el interior del óvalo) también es un área con condiciones irregulares. En la ionosfera también se presenta el llamado pozo de la capa F, que es una región de baja ionización, de 5° a 10° de anchura, y que se localiza hacia el ecuador del óvalo en los sectores tarde y noche. El límite del lado polar del pozo es una región con gradientes de densidad muy elevados, los que pueden provocar refracciones muy grandes. Las auroras se deben, al parecer, a la incidencia de viento solar termalizado desde la magnetofunda.

La componente no estructurada del tipo D se observa como una banda, con una anchura de varios grados, que se extiende de la medianoche a la mañana y, en ocasiones, circunda totalmente el polo. En tiempos tranquilos se localiza, a la medianoche, en el borde ecuatorial de las auroras continuas; en épocas activas la distribución puede ser muy amplia. Las auroras estructuradas de tipo D parecen estar asociadas a la actividad del sector norte, tal como la expansión hacia los polos de los arcos aurorales durante las subtormentas. Estas consisten en la disipación de energía acumulada en la magnetosfera, que se manifiesta en variaciones en H (sección 3.2) con períodos entre 0.2 y 600 segundos.

Es posible hacer dos generalizaciones con respecto a las auroras no estructuradas. En primer lugar, la precipitación y la ionización se dan a latitudes diferentes (la D a la menor latitud, la F a la mayor). Además, las tres se superponen en el sector noche. Por lo que se refiere a las auroras estructuradas, los tipos F y E coinciden a toda hora, pero sólo a medianoche con las de tipo D. Las seis categorías de auroras aquí mencionadas se superponen en el sector noche. Por otra parte, en el sector día, las auroras F no estructuradas - debidas a partículas con origen en la magnetofunda coinciden con las auroras E no estructuradas - cuya energía corresponde a la de la hoja de plasma. Los seis tipos de auroras se representan en la figura 4.2 .

4.2 Clasificación de las formas aurorales.

Observadas desde la superficie de la Tierra, las formas aurorales presentan notables variaciones en su aspecto general, movimientos e intensidades. La clasificación detallada de estas variaciones se encuentra en la obra de Störmer [1955]. Una clasificación más completa se encuentra en *The International Auroral Atlas* [1963].

a) Clasificación de las formas visuales.

En la tabla 4.1 se incluyen los términos empleados por Störmer. El sistema del International Auroral Atlas (I.A.A.) es más lógico, pero aún no se utiliza ampliamente. Sin embargo, algunos términos se han difundido, como i) P (patch-cinta) para una superficie difusa con extensión $< 10^\circ$, y ii) V (velo) para una superficie difusa más amplia.

TABLA 4.1 Formas aurorales y símbolos

| Término | Abreviación | Descripción |
|----------------------|-------------|--|
| Arco homogéneo. | HA | Forma regular con altura, intensidad y dirección constante. |
| Banda homogénea. | HB | Como HA, cambiando de dirección a lo largo. |
| Arco o banda rayada. | RA, RB | Como HA o HB, con estructura vertical rayada. |
| Rayos | R | Columnas estrechas casi verticales. |
| Superficie difusa. | DS | Superficie emisora uniforme sobre el horizonte. |
| Superficie pulsante. | PS | Como DS, variando en intensidad con un período de varios segundos. |
| Arco pulsante. | PA | |
| Corona. | C | Sistema R convergiendo al cenit magnético. |
| Fluctuante. | F | Fluctuaciones de intensidad hacia el cenit. |

b) Estructura detallada de las formas aurorales.

Mediante el uso de la televisión y de otras técnicas de observación ha sido posible descubrir una estructura fina auroral no detectable a simple vista. Maggs y Davis [1968] han mostrado que, cuando se observa en el cenit magnético, el espesor de los elementos de las estructuras aurorales tiene un valor medio de ~ 200 m, variando de ≤ 70 m a más de 4 km, de modo que el arco auroral clásico, con un espesor de unos 10 km, tiene una estructura fina llamada "elementos de arco", con una anchura típica de 200 m. Los arcos mismos tienden a aparecer en "sistemas de arco", es decir, en conjuntos de arcos paralelos que se extienden por más de 500 km.

Las técnicas de televisión han permitido establecer dos características estructurales de las formas aurorales. Vistos desde abajo, los elementos de arco a menudo forman rizos. Estos son dobles contrarios a las manecillas del reloj (vistos desde abajo), separados de 2 a 10 km y agrupados en formas cilíndricas de 200 a 300 m de anchura. Vistos lateralmente, los rizos aparecen como rayos, de modo que los rayos de las estructuras RA y RB son rizos. La constante de tiempo para la formación de un rizo es de $\sim \frac{1}{4}$ s. Los rizos tienen velocidades de hasta $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ paralelas al centro del arco; el movimiento puede darse en direcciones opuestas sobre cualquier lado de la línea central.

El otro elemento reconocido con técnicas de televisión son las espirales, dobles en el sentido de las manecillas del reloj (en el hemisferio norte). Tienen un diámetro estimado de 30 a 1400 km, una constante de tiempo de crecimiento de unos 60 s y velocidades de $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ paralelas al arco en que se forman.

Estas observaciones muestran que los arcos o bandas aurorales son en realidad una estructura mucho más compleja de lo que se había creído, con muchos elementos estrechos que llevan a cabo movimientos rápidos y complicados.

c) Índices de intensidad.

La intensidad de las auroras se mide de acuerdo con el coeficiente internacional de brillo [International Brightness Coefficient, IBC], basado en la línea de emisión de 5577 Å del oxígeno I. La escala aparece en la tabla 4.2. El brillo de una forma particular puede depender de la dirección de las observaciones, aunque rara vez se trata de corregir este efecto. Para auroras de baja altitud (<100 km), el coeficiente de brillo no será una medida adecuada de la intensidad auroral, pues la línea de 5577 Å no será tan importante en relación con otras emisiones.

TABLA 4.2 Coeficiente internacional de brillo.

| Clasificación | Brillo similar a | | Emisión de 5577 Å (fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) |
|---------------|--|----------|--|
| IBC I | Vía Láctea. | 1 kR. | 10^9 |
| IBC II | Cirros a la luz de la luna. | 10 kR. | 10^{10} |
| IBC III | Cúmulos a la luz de la luna. | 100 kR. | 10^{11} |
| IBC IV | Iluminación del suelo producida por la luna llena. | 1000 kR. | 10^{12} |

En esta tabla la unidad de intensidad óptica es $1\text{R} = 1 \text{ rayleigh} \equiv 10^6 \text{ fotones cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

d) Tipos visuales de auroras.

Los diferentes tipos visuales de auroras han sido clasificados en el International Auroral Atlas (1963) de acuerdo al sistema que aparece en la tabla 4.3; entre paréntesis se dan términos equivalentes que son ampliamente usados, aunque son menos precisos.

Las variaciones de color [como se verá en la sección 5.2] son principalmente efectos de altura que resultan de las diferencias en los espectros de energía de las partículas incidentes.

TABLA 4.3 Tipos visuales de auroras.

| Clase | Descripción | Altura del borde inferior |
|----------------------|---|---------------------------|
| Tipo a (tipo A rojo) | Región superior roja. | |
| Tipo b (tipo B rojo) | Borde inferior rojo. | 80 - 100 km. |
| Tipo c (normal) | Verde o blancuzco (debajo del umbral de color). | 110 km. |
| Tipo d (tipo A rojo) | Rojo en general. | 250 km. |
| Tipo e (tipo B rojo) | Rojo y verde alternando horizontalmente, con movimientos rápidos de rayos en el arco. | |
| Tipo f | Predominan el azul y el púrpura. | |

e) Distribución de altitudes de las auroras.

La altitud de diferentes formas aurorales ha sido determinada por Størmer y otros investigadores mediante métodos de fotografía paraláctica. Los resultados detallados se incluyen en la obra de Størmer (1955). Los límites inferiores de arcos y bandas pueden ser medidos exactamente por esta técnica. Se ha observado una disminución en la altura media del borde inferior, de 114 km para auroras débiles a 95 km para las muy intensas.

Egeland y Omholt (1967) han mostrado que hay una variación diurna en la altura promedio de los bordes inferiores de arcos y bandas, de 105 km a 95 km. Al parecer, la altura promedio para todas las formas cae entre 105 y 108 km.

Currie y Weaver (1955) han determinado la extensión vertical de la luminosidad auroral; la extensión más frecuente es de 20 a 40 km. Los perfiles de intensidad vertical muestran un valor medio de alrededor de 110 km para el máximo nivel de intensidad de la mitad inferior, y de 40 km para la extensión vertical de la mitad de la intensidad. Sin embargo, muchos arcos tienen un nivel de intensidad de un 10% del máximo por arriba de los 200 km.

Los rayos [véase la tabla 4.1] tienen una extensión vertical considerablemente mayor. Esta, de acuerdo con los datos de Stormer, varía de 100 a 600 km. Las mayores longitudes están asociadas, en las auroras de baja latitud, al máximo de manchas solares. Los rayos más largos, al parecer, se relacionan con las grandes auroras y el calentamiento atmosférico.

Las mediciones de altitud por medio de triangulación fotográfica sólo pueden ser representativas de las formas más brillantes. Se ha encontrado evidencia de que las auroras rojas de baja intensidad ocurren por encima de los 150 km. También se han encontrado auroras del tipo HA a alturas entre 160 y 230 km, a latitudes menores de 62°.

4.3 El óvalo auroral.

Durante el Año Geofísico Internacional (1958-59) se determinó, mediante cámaras de gran angular (all-sky camera, ASCA), la frecuencia de ocurrencia de las auroras en el cenit en intervalos de media hora. El contorno que contiene el 70% de las auroras detectadas con este método define una banda llamada óvalo auroral, zona oval auroral u óvalo auroral estadístico. Esta banda se define para auroras discretas, puesto que las continuas tienen una intensidad y un contraste muy bajos para poder ser detectadas en el cenit.

El óvalo auroral es una banda que rodea al polo, y que se determina para cada valor del índice Q [véase el apéndice B], donde éste se determina en los mismos intervalos de 15 minutos de tiempo universal en los que se toman las fotografías ASCA. En el sector día el óvalo es más angosto y se localiza más cerca del polo. Además, los sectores día y noche difieren en su respuesta a los incrementos en la actividad, pues el sector noche aumenta en anchura y el sector día se mueve hacia el ecuador. La desviación estándar de estas fronteras es de alrededor de 1°. En casi todos los casos se trata de auroras discretas; puesto que las mediciones no se toman generalmente en el cenit, las auroras son visibles para ángulos cenitales elevados. Así, los bordes del óvalo pueden ser auroras continuas, particularmente en el borde polar. También se ha comprobado cierta dependencia del óvalo con referencia al ciclo solar; durante el mínimo, el sector medianoche se desplaza 1° ó 2° hacia los polos con respecto a su localización durante el máximo.

La frontera ecuatorial A_{ec} del óvalo auroral puede expresarse como

$$A_{ec} = 72^\circ - 0.9^\circ Q - 5.1^\circ \cos \left(\frac{360^\circ}{24} t_{CG} - 12^\circ \right) \quad (1)$$

para $Q > 1$, donde Q es el índice magnético y t_{CG} es el tiempo local geomagnético corregido [Starkov, 1969]. Este borde puede ser aproximado por un círculo con centro en 84° 9' CG de latitud y 00:48 CG de tiempo local, con un radio de $R = 18^\circ + 0.9^\circ Q$. El índice Q ha sido el parámetro simple más efectivo en los estudios de morfología auroral. Sin embargo, puesto que el índice Q no siempre está disponible, es posible inferir Q al tomar una medición de A_{ec} para un solo t_{CG} , sustituyendo estos valores en (1) y resolviendo para Q. Al sustituir esta Q efectiva en (1), es posible calcular A_{ec} para otros tiempos locales.

a) Valores promedio.

Numerosos estudios han permitido calcular la distribución en latitud magnética y tiempo local de los valores promedio de los parámetros aurorales.

Sin embargo, este enfoque presenta el problema de que las mediciones se ordenan en términos de índices magnéticos que abarcan lapsos de tres horas, mientras que la intensidad y la ubicación de las auroras pueden variar notablemente en ese mismo intervalo; esto provoca que, por ejemplo, un índice K_p dado represente condiciones aurorales muy diversas. Como resultado, se consideran como intensidad cero algunos casos de no ocurrencia de auroras en un intervalo espacial, los que son promediados con casos de intensidad finita en el mismo intervalo, de modo que el promedio resultante puede producir valores de intensidad que nunca se presentan en la naturaleza. A pesar de lo anterior, y de que dan una representación burda de parámetros que varían rápida y profundamente en el tiempo y en el espacio, las distribuciones promedio han sido muy útiles en el descubrimiento de algunas tendencias generales en la actividad geomagnética.

Con base en las distribuciones promedio mencionadas anteriormente - en particular de las intensidades de las emisiones a 6300, 5577 y 3914 Å - Sandford [1968] demostró la existencia de una forma no discreta de las auroras a la que llamó aurora de manto. Se propuso también el término de auroras continuas para distinguir el componente de la región E de la aurora de manto del componente de la región D, que recibió el nombre de aurora difusa [véase la sección 4.1].

Sandford encontró que en el máximo solar las auroras de manto contribuyen con el 80% del flujo total de energía de las auroras, mientras que las auroras discretas aportan sólo el 20%. En el mínimo solar, por otra parte, los dos flujos de energía son iguales. La diferencia radica en que el flujo de energía de las auroras de manto es menor, por un factor de cuatro, durante el mínimo solar, en tanto que, para las auroras discretas, el flujo de energía no varía.

b) Fronteras exteriores.

La frontera exterior (más cercana al Ecuador) de los electrones en precipitación, tal como ha sido medida por satélites, se relaciona con el índice magnético K_p (véase apéndice B) de acuerdo con

$$\Lambda_{eq} = \Lambda_0 + \alpha K_p \quad (2)$$

donde Λ_{eq} es la latitud geomagnética corregida del borde exterior, Λ_0 es la latitud a $K_p=0$ y α es una pendiente [Gussenhoven et al., 1983]. En la tabla 4.4 se dan distintos valores de estos parámetros.

Se ha encontrado que esta frontera depende del ciclo solar. Además, se ha reportado que varía en algunos grados como función del tiempo universal: la máxima latitud se localiza a las 0600 UT, y la mínima a las 1800 UT. Por otra parte, la distribución instantánea de los flujos de energía tiene un gradiente con la latitud, de modo que la ubicación de la frontera exterior resulta una función del umbral de detección. Strickland [1983] ha reportado un caso en que la ubicación de la frontera varía hasta en 4°, según la sensibilidad de los detectores empleados.

c) Distribuciones instantáneas.

Se ha encontrado [Whalen, 1983] que la distribución latitudinal del flujo de energía en las auroras continuas es igual instantáneamente para todos los tiempos locales en un intervalo de 8 horas. Se definieron dos distribuciones, la principal de las cuales es gaussiana. Además, el factor de escala gaussiano fue constante para todas las mediciones. Por tanto, la distribución global de las auroras puede ser descrito por la variación de dos parámetros: el máximo gaussiano del flujo de energía y la latitud.

A latitudes mayores se ha encontrado otra distribución latitudinal. Las distribuciones gaussianas y de alta latitud corresponden a las regiones de precipitación de partículas llamadas hoja de plasma central y de frontera, respectivamente.

Estas distribuciones tienen una significación adicional, puesto que la latitud del máximo gaussiano, Γ_{max} , está sobre la interfaz, o cerca de ella, entre las corrientes alineadas con el campo positivas y negativas [Robinson et al., 1982]. Además, Γ_{max} es el límite exterior de la zona de las auroras discretas.

TABLA 4.4 Valores de los parámetros medidos por satélites.
 $\Lambda = \Lambda_0 + \alpha K_p$

| MLT | Número de fronteras. | Λ_0 | α | Coefficiente de correlación. |
|-----------|----------------------|-------------|----------|------------------------------|
| 0000-0100 | 312 | 66.1 | -1.99 | -0.80 |
| 0100-0200 | 220 | 65.1 | -1.55 | -0.68 |
| 0400-0500 | 267 | 67.7 | -1.48 | -0.57 |
| 0500-0600 | 1123 | 67.8 | -1.87 | -0.71 |
| 0600-0700 | 2462 | 68.2 | -1.90 | -0.74 |
| 0700-0800 | 3159 | 68.9 | -1.91 | -0.76 |
| 0800-0900 | 2159 | 69.3 | -1.87 | -0.73 |
| 0900-1000 | 1178 | 69.5 | -1.69 | -0.66 |
| 1000-1100 | 864 | 69.5 | -1.41 | -0.57 |
| 1100-1200 | 513 | 70.1 | -1.25 | -0.52 |
| 1200-1300 | 353 | 69.4 | -0.84 | -0.35 |
| 1500-1600 | 63 | 70.9 | -0.81 | -0.34 |
| 1600-1700 | 204 | 71.6 | -1.28 | -0.66 |
| 1700-1800 | 526 | 71.1 | -1.31 | -0.69 |
| 1800-1900 | 997 | 71.2 | -1.74 | -0.82 |
| 1900-2000 | 2469 | 70.4 | -1.83 | -0.82 |
| 2000-2100 | 3309 | 69.4 | -1.89 | -0.82 |
| 2100-2200 | 3092 | 68.6 | -1.86 | -0.79 |
| 2200-2300 | 1482 | 67.9 | -1.78 | -0.77 |
| 2300-2400 | 461 | 67.8 | -2.07 | -0.81 |

La distribución del flujo de energía Q , como función de la latitud Γ , es

$$Q(\Gamma) = Q_{\max} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma - \Gamma_{\max}}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (3)$$

donde Q_{\max} y Γ_{\max} definen los valores pico. El factor de escala gaussiano σ tiene un valor típico de 1.4° y extremos de 1.2° y 2.0° [Whalen, 1981, 1983]. El flujo de energía máximo Q_{\max} tiene un valor típico de $1 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y extremos de 0.25 y $12 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La latitud del máximo gaussiano, Γ_{\max} , tiene un valor medio de 71° y extremos de 64° y 74° [Whalen, 1981, 1983].

El espectro de energía de los electrones en precipitación en la región gaussiana es maxwelliano, de modo que el número de flujo diferencial (en electrones $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (\text{keV})^{-1}$) es

$$\phi(E) = \frac{Q}{2 E_M^3} E \exp \left(-\frac{E}{E_M} \right) \quad (4)$$

donde E es la energía cinética de los electrones y E_M la energía característica. Se ha encontrado que cerca de la medianoche E_M también es gaussiano en latitud, con un parámetro de escala cercano al de Q .

El valor medido de $E_{M_{\max}}$ es de 1 keV [Sharber, 1981]. Al inferir la energía de las partículas de las alturas de producción para las auroras, se encontró que $E_{M_{\max}}$ cae generalmente a 1.5 keV , con extremos en 0.3 y 9 keV . Sin embargo, no se ha establecido una dependencia de $E_{M_{\max}}$ con el tiempo local.

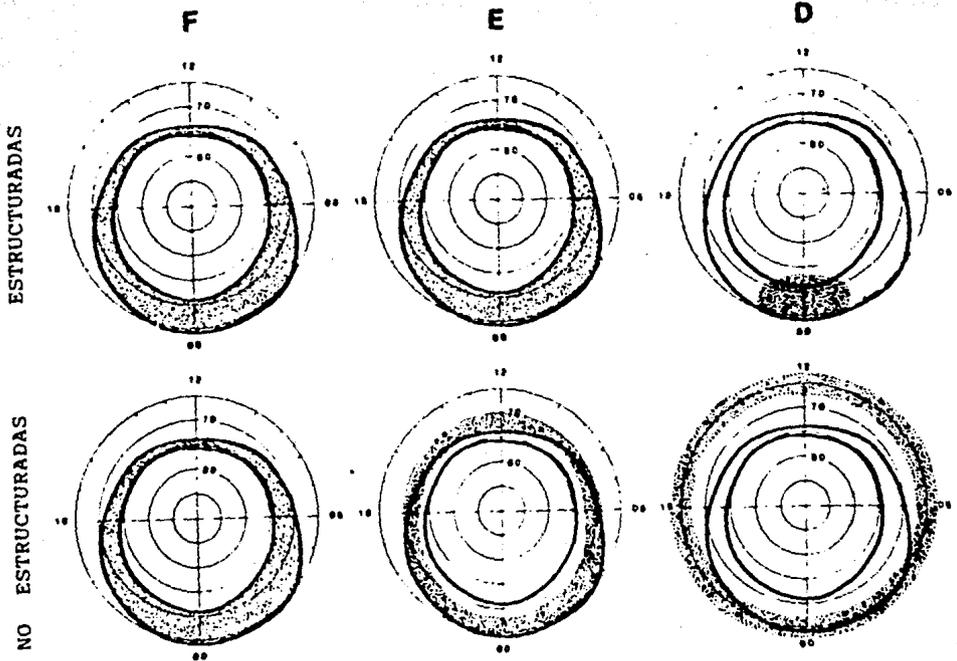


Figura 4.2 Representación esquemática de las regiones de auroras estructuradas y no estructuradas según el régimen ionosférico (energía de las partículas): F, aproximadamente 0.1 keV; E, de 1 a 10 keV; D, más de 40 keV. Las coordenadas se indican en el sistema geomagnético. Las líneas gruesas muestran el límite del óvalo auroral para $Q = 3$; las áreas sombreadas, la ubicación de las auroras específicas. (Jursa, 1985.)

V ESPECTROS DE EMISION AURORALES.

Las emisiones electromagnéticas que caracterizan a una aurora se producen por la pérdida en la atmósfera de la energía de partículas cargadas, principalmente electrones y, a veces, protones. Las partículas energéticas se derivan al parecer de la interacción del viento solar y del campo magnético terrestre. Las corrientes de partículas cargadas generadas por dicha interacción producen electrones energéticos que se desplazan hacia la Tierra a lo largo de las líneas del campo geomagnético en la zona auroral. Las colisiones entre las partículas aurorales energéticas en precipitación y los átomos neutros y las moléculas de la atmósfera densa, entre 100 y 200 km de altura, producen la luminosidad asociada con las auroras. Observaciones por medio de satélites han permitido aclarar grandemente la interacción del viento solar con la magnetosfera, las tormentas aurorales y la morfología del ciclo diario de los óvalos aurorales. Asimismo, estudios de las emisiones aurorales hechas por medio de cohetes, aviones, satélites y observaciones basadas en tierra que incluyen mediciones de las distribuciones aurorales, las tasas de emisión de fotones y los perfiles de altitud, han permitido identificar los estados excitados de las especies atómicas y moleculares radiantes y determinar los procesos aurorales que intervienen en su producción y pérdida.

5.1 Espectros aurorales y transiciones ópticas e infrarrojas.

Los mecanismos aurorales han sido estudiados en el laboratorio mediante haces de partículas que inciden en mezclas de gases o en gases atmosféricos. Así se han medido parámetros que cuantifican la pérdida de energía de los electrones incidentes, el perfil de depósito de energía y la producción de estados excitados, así como las características radiativas espectrales, temporales y espaciales de los gases. Se han utilizado, por ejemplo, descargas en gases para cuantificar el flujo post-brillo, o bien células de reacción de quimioluminiscencia para determinar los coeficientes de producción de reacciones aurorales específicas y su tasa de producción de fotones.

Con base en los parámetros medidos, tales como las secciones transversales de pérdida de energía de los electrones incidentes, se han propuesto diversos modelos aurorales. También se han elaborado modelos semi-empíricos simples de la pérdida de energía de los electrones. La tasa de producción de electrones secundarios en dichos modelos se calcula a partir del hecho de que se produce un par de electrones por cada 34 eV de energía depositada por el electrón primario. Una vez conocidas las tasas de ionización, puede calcularse la tasa de producción de electrones secundarios, así como el flujo de electrones secundarios, como función de la energía. También pueden deducirse tasas de producción de estados excitados a partir del flujo de electrones secundarios. Asimismo, se han elaborado modelos dependientes del tiempo, que toman en cuenta el movimiento atmosférico.

a) Tasas de emisión.

La energía cinética de las partículas aurorales, por procesos provocados por colisiones inelásticas con especies atmosféricas, se convierte en emisiones ópticas e infrarrojas de longitudes de onda discretas. Estas especies atmosféricas pueden emitir espontáneamente radiación, llegando así a estados energéticos más bajos. También pueden sufrir varias reacciones químicas, resultando finalmente en un producto excitado que emite energía por decaimiento radiativo espontáneo.

La intensidad de las transiciones atómicas y moleculares de un estado superior u a un estado inferior l está dado por la relación

$$I_{ul} = N_u A_{ul} \quad (1)$$

donde I_{ul} es la intensidad óptica en fotones $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, N_u es la población del estado superior en moléculas cm^{-3} , y A_{ul} es el coeficiente de Einstein, o probabilidad de transición radiativa, en s^{-1} , dada a su vez por

$$A_{ul} = \frac{32\pi^3 \bar{\nu}_{ul}^3}{3h} \left\{ |\langle l | \vec{M}_e | u \rangle|^2 + |\langle l | \sum_i \frac{e}{2mc} \vec{r}_i \times \vec{p}_i | u \rangle|^2 + \frac{3}{10} \pi^3 \bar{\nu}^2 \left| \langle l | \sum_i e \vec{r}_i \vec{r}_i | u \rangle \right|^2 \right\} \quad (2)$$

donde la suma se efectúa sobre los N electrones del átomo o molécula, $\vec{M}_e = \sum_i^N e\vec{r}_i$ es el momento dipolar de los electrones, y \vec{p}_i es el operador de momento del i-ésimo electrón.

Si la actividad auroral dura el tiempo suficiente para que lleguen al equilibrio los procesos de producción y pérdida de un estado dado, el número de moléculas excitadas por cm^3 en estado continuo está dado por

$$N_{u,s} = \frac{P_u}{L_u} \quad (3)$$

donde P_u es la tasa de producción por unidad de volumen, en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, y L_u es la tasa de pérdida, en s^{-1} . La tasa de pérdida de un estado dado puede ser descrita mediante la relación

$$L_u = \sum_l A_{ul} + K_{uO_2}[O_2] + K_{uN_2}[N_2] + K_{uO}[O] + \dots \quad (4)$$

donde K_{uM} es el coeficiente de desactivación por colisión del estado excitado de la especie M en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{molécula}^{-1}$.

La producción de un estado excitado dado puede ser el resultado de impactos de electrones en colisiones inelásticas de la forma



de una transferencia de energía



o de una reacción quimioluminiscente



donde el asterisco indica un estado excitado del átomo o la molécula. En el caso de la transferencia de energía, la producción del estado excitado N^* resulta de la desactivación por colisión del estado excitado M^* hasta un estado de energía más baja. Para la reacción quimioluminiscente, una parte de la energía exotérmica de la reacción se convierte en energía interna de la molécula resultante.

b) Procesos aurales.

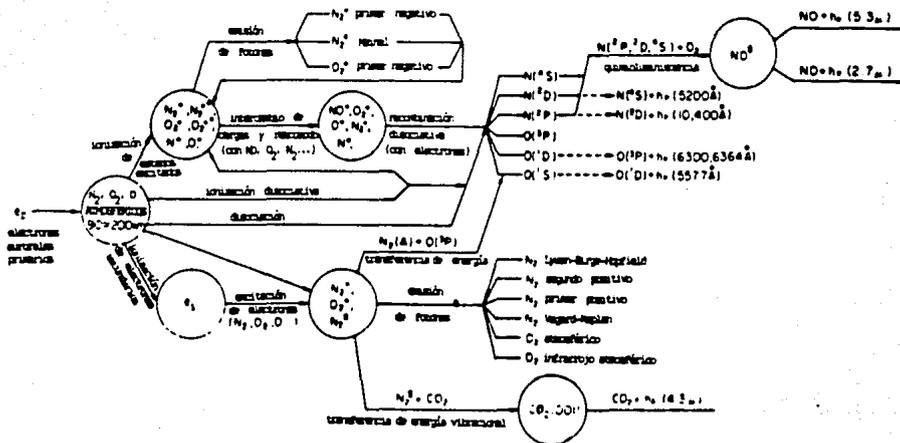
Todos los electrones primarios con energía por encima de los 100 eV reparten su energía cinética en la atmósfera entre aproximadamente las mismas razones de partición, esto es, que sin importar la energía del electrón primario, se utiliza aproximadamente la misma fracción de la energía cinética inicial en la formación de varios iones (N_2^+ , N_2^{+*} , N^+ , N^{+*} , O_2^+ , O_2^{+*} , O^+ , ...) o de varios estados excitados neutros (N_2^* , O_2^* , N_2^{\neq} , CO_2^{\neq} , NO^{\neq} , ...). El asterisco denota especies electrónicamente excitadas, mientras que el símbolo \neq denota excitación vibracional.

Los iones de un estado excitado, producidos cuando los electrones primarios ionizan los átomos o moléculas neutrales de la atmósfera, pueden decaer espontáneamente a un estado más bajo, emitiendo un fotón en el proceso. Los sistemas N_2^+ primer negativo, N_2^+ Meinel y O_2^+ primer negativo son ejemplos de transiciones electrónicas de iones moleculares importantes en las emisiones aurales. Los electrones secundarios pierden la mayor parte de su energía en colisiones inelásticas que resultan en estados excitados de las especies atmosféricas neutras N_2^* , N_2^{\neq} y O_2^* . Así, las especies excitadas neutras se producen por impactos con los neutrales de los electrones secundarios, los cuales, a su vez, resultan de la producción de pares de iones por los electrones aurales primarios más energéticos. A su vez, estas especies neutrales excitadas irradian, dando origen a emisiones aurales reforzadas.

La fracción de la energía de los electrones primarios irradiada en una transición óptica - conforme son frenados por la atmósfera los electrones energéticos y secundarios - está definida como la eficiencia radiante inducida por electrones para dicha transición. Esta eficiencia es independiente de la energía del electrón para energías mayores a unos 100 eV.

A continuación aparece un diagrama de flujo que muestra algunos procesos físicos y químicos que conducen a emisiones aurales en el ultravioleta, el visible y el infrarrojo. Esta figura sólo incluye algunos ejemplos de mecanismos aurales de producción y emisión.

PROCESOS RADIATIVOS AURORALES



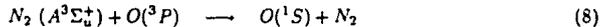
Las intensidades suelen darse en rayleighs (R), que son equivalentes a una irradiación en columna de 10^6 fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. La intensidad óptica auroral se mide según el brillo de la característica visible más intensa de la aurora, la línea verde $O(1S - 1D)$ de 5577 \AA . Con base en ella se ha establecido una escala logarítmica, el coeficiente internacional de brillo (IBC), que se utiliza en la clasificación de las auroras [véase la sección 4.2].

La probabilidad de decaimiento radiativo, o probabilidad de transición de Einstein A_{ul} , [ec. 5.2], está gobernada por las reglas de selección de la mecánica cuántica, de las cuales las más importantes son las reglas de selección de un dipolo eléctrico. Las transiciones que obedecen estas reglas tienen altas probabilidades de decaimiento (es decir, altos valores de A_{ul}) y se denominan transiciones permitidas, como por ejemplo las transiciones N_2^+ primer negativo, N_2^+ Meinel y O_2^+ primer negativo.

Las transiciones que violan las reglas de selección tienen probabilidades de transición pequeñas, y se las designa como transiciones prohibidas. Los estados excitados de los que sólo se originan transiciones prohibidas son metaestables. Las fracciones prohibidas del oxígeno y el nitrógeno atómicos y moleculares son muy importantes en las auroras, y sus intensidades y perfiles de altitud han sido utilizados como índices del brillo y del color aurorales.

El color cambia marcadamente entre diferentes auroras, por lo que se lo ha utilizado como base para algunas clasificaciones aurorales [sección 4.2]. Puesto que los electrones energéticos penetran hasta altitudes menores, las variaciones en el color se deben principalmente a las diferentes energías medias y distribuciones de energía de los electrones primarios incidentes en la atmósfera. Las especies metaestables, con probabilidades de transición de Einstein pequeñas, son susceptibles a la desactivación colisional a densidades de gauss relativamente bajas (es decir, a altitudes elevadas). Por ejemplo el estado $O(^1D)$ con un valor de A_{ul} de $6.8 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, es desactivado en colisiones con N_2 a altitudes de menos de 300 km. Así, las emisiones aurorales de la línea roja de 6300 Å, desde este estado hasta los niveles 3P_2 y 3P_1 , disminuyen en relación a otras emisiones visibles. En consecuencia, las mediciones basadas en tierra de la intensidad de la banda I(4278) primera negativa (0-1) de 4278 Å del N_2^+ y de la intensidad I(6300) de la línea roja del oxígeno atómico pueden ser utilizadas para determinar el flujo total de electrones aurorales y la energía característica de los electrones, o bien el perfil de altitud de la pérdida de energía. Mientras que la línea I(4278) es proporcional a la energía depositada total, $I(6300)/I(4278)$ depende del perfil de altitud de la pérdida de energía, y disminuye su valor para auroras de menor altitud, es decir, para electrones primarios más energéticos.

De manera similar, el estado $O(^1S)$, que da origen a una línea verde, tiene un coeficiente A de 1.25 s^{-1} , y es desactivado por el O_2 a alturas de menos de 100 km. La desaparición por colisiones de esta especie da origen al límite inferior rojo de las auroras rojas de tipo b. El estado $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ es la fuente principal del $O(^1S)$ en la aurora, mediante el proceso de transferencia de energía



c) Emisiones aurorales infrarrojas.

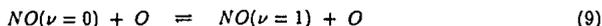
Las emisiones en la banda infrarroja corresponden a energías de entre 1.4 eV a $0.88\mu\text{m}$ y 0.23 eV a $5.3\mu\text{m}$. Los niveles de energía que intervienen en estas transiciones energéticas menores son estados electrónicos del N_2 y el O_2 , así como transiciones vibracionales dentro del estado electrónico base de las especies atmosféricas menos comunes. Las transiciones vibracionales puras están prohibidas en las moléculas diatómicas homonucleares N_2 y O_2 , que son los principales constituyentes de la atmósfera. Así, las especies atmosféricas menos abundantes - activas en el infrarrojo - como las diatómicas OH , CO , NO y NO^+ y las triatómicas CO_2 , N_2O , NO_2 y O_3 , se transforman en las fuentes principales del resplandor atmosférico (airglow) infrarrojo y de las emisiones aurorales en longitudes de onda más largas.

No todos los emisores infrarrojos mencionados arriba dan origen a emisiones reforzadas auroralmente. En auroras muy intensas IBC III⁺ se han detectado reforzamientos de la emisión de $1.27 \mu\text{m}$ de la banda atmosférica infrarrojo del O_2 (O-O), que se explican por una excitación directa de los electrones del O_2 . Debido a la larga duración (3900 s) del estado que emite en $1.27 \mu\text{m}$ del O_2 , los vientos horizontales pueden transportar las especies excitadas por varios cientos de kilómetros antes de que decaigan.

En las auroras muy intensas (IBC III⁺) se han observado reforzamientos en la banda de emisión ν_2 de $15 \mu\text{m}$ del CO_2 , así como en la ν_2 de $9.6 \mu\text{m}$ del O_3 . Hasta ahora no se conoce ningún mecanismo que explique estos reforzamientos, que también se han detectado en las líneas de emisión de $2.7 \mu\text{m}$ y $5.3 \mu\text{m}$ del NO y en la de $4.3 \mu\text{m}$ del CO_2 .

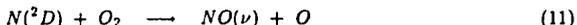
El óxido de nitrógeno, uno de los componentes más abundantes de la atmósfera, es activo en el infrarrojo. Emite cerca de los $5.3 \mu\text{m}$ en la secuencia fundamental ($\Delta\nu = 1$) y cerca de los $2.7 \mu\text{m}$

en el primer sobretono ($\Delta\nu = 2$). La banda de emisión fundamental de $5.3 \mu\text{m}$ es un mecanismo de enfriamiento muy importante en la termosfera. En la atmósfera nocturna, el estado $\Delta\nu = 1$ se produce fundamentalmente por colisiones con oxígeno atómico y por la absorción del brillo superficial, es decir,

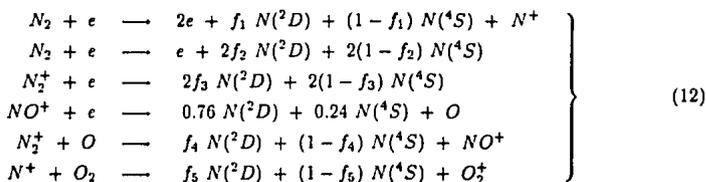


Estos procesos generan el nivel $\nu = 1$ del NO , con una población muy pequeña en los niveles con $\nu \geq 2$.

El NO excitado vibracionalmente se produce también por reacciones químicas iniciadas por los electrones aurales en precipitación. El principal proceso auroral quimioluminiscente productor de NO ,



llena los niveles de NO hasta $\nu = 12$. El $N(^2D)$ se produce directamente a partir del N_2 por colisiones con electrones en precipitación y por recombinación disociativa y reacciones de intercambio de cargas de las especies iónicas producidas auroralmente:



Las tasas de ramificación f_i son inciertas para todas las reacciones, excepto para la recombinación del NO^+ (f_4 y f_5 probablemente son cercanas a la unidad). Sin embargo, la proporción de $N(^2D)$ que reacciona con el O_2 para producir $NO(\nu)$ varía con la altitud, conforme la reacción de la ecuación (11) compite con la desactivación del $N(^2D)$ por el oxígeno atómico. La variación de la razón $[O]/[O_2]$ con la altura, por encima de los 100 km, lleva entonces a una eficiencia dependiente de la altitud para la producción del $NO(\nu)$ en las auroras. La dependencia de la altitud de esta eficiencia de producción puede entonces explicar la variabilidad de la emisión auroral de $5.3 \mu\text{m}$ con la intensidad auroral, ya que las auroras producidas por electrones más energéticos tienen altitudes de ionización pico más bajas.

La situación es aún más complicada por la gran variabilidad del NO y por sus desplazamientos. Puesto que las tasas de reacción del NO [ecuaciones (9) y (10)] son proporcionales a su densidad, las componentes de la etapa tranquila nocturna de la banda fundamental deberían ser más intensas a altas latitudes, especialmente en las regiones previamente provistas de NO por otras auroras, donde se espera que la densidad del NO sea grande. El NO es una especie de larga duración en la termosfera, de modo que los vientos termosféricos son importantes en la redistribución del NO producido por las auroras.

La banda de emisión de $5.3 \mu\text{m}$ del NO y su forma espectral dependen del hecho de que el $NO(\nu)$ sea producido por mecanismos estáticos [ecuaciones (9) y (10)] o aurales [ecuación (11)]. Como se mencionó anteriormente, los procesos estáticos sólo pueden excitar la transición 1-0, mientras que el proceso auroral produciría además una emisión apreciable en las bandas 2-1, 3-2, ..., 12-11.

A diferencia del tono fundamental de $5.3 \mu\text{m}$ del NO , la banda del sobretono cercana a los $2.7 \mu\text{m}$ sólo surge cuando se excitan los niveles de $\nu \geq 2$. Las colisiones térmicas y el reflejo terrestre no aportan muchos electrones a estos niveles y, así, las emisiones de $2.7 \mu\text{m}$ son despreciables en las condiciones de una noche tranquila. Sin embargo, la secuencia $\Delta\nu = 2$ se observa incluso para auroras moderadas IBC II; la emisión correspondiente ocurre con una eficiencia de 0.4%.

Los perfiles de altitud de la radiación espectral cenital han sido determinados mediante interferómetros de baja resolución a bordo de cohetes. La radiancia de $5.3 \mu\text{m}$ está reforzada para las auroras IBC III⁺, pero se halla al nivel de los procesos estáticos en las auroras IBC III y II⁺. Por otra parte, la radiancia de $2.7 \mu\text{m}$ está reforzada para las auroras IBC II y III⁺.

En resumen, la intensidad en el sistema $\Delta\nu = 1$ del NO, para $\nu \geq 2$, responde a una inyección de energía de auroras moderadamente intensas, de la misma manera en la que lo hace el sobretono del NO. En cambio, para auroras moderadamente intensas, en la emisión de NO predomina el resplandor atmosférico del fondo, como lo indican las ecuaciones (9) y (10). Por otra parte, se ha encontrado que la emisión fundamental del NO está fuertemente reforzada para las auroras IBC III⁺, lo cual es consistente con los modelos de la emisión del NO que indican que las contribuciones quimioluminiscentes de las bandas $\Delta\nu = 1$ del NO llegan a ser comparables, bajo condiciones aurorales, son las emisiones de fondo de la atmósfera.

La emisión de $4.3 \mu\text{m}$ del CO₂, en la banda ν_3 , resulta del proceso

$$CO_2(k, l, m) = CO_2(k, l, m - 1) + h\nu \quad (13)$$

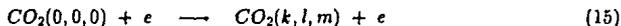
y, en particular, de la banda de emisión fundamental

$$CO_2(0, 0, 1) = CO_2(0, 0, 0) + h\nu \quad (14)$$

a $4.26 \mu\text{m}$.

Existe una correlación general entre el nivel pico de radiancia y el flujo de electrones o la radiancia a 5577 \AA , excepto en el caso de las auroras IBC II⁺, que son mucho menos brillantes a $4.3 \mu\text{m}$ que las auroras IBC II. Hay dos posibles fuentes de los estados vibracionales excitados del CO₂ reforzados auroralmente:

1) Excitación directa del CO₂ por electrones secundarios en precipitación,



y

2) bombeo vibracional del N₂ por electrones secundarios seguido de transferencia de energía, de vibración a vibración (V V) del N₂ al CO₂,



Debido a la baja razón de mezcla del CO₂, la tasa para el proceso directo [ecuación (15)] es demasiado pequeña, por varios órdenes de magnitud, para explicar la radiancia observada. Además, puesto que la vida radiativa del estado 001 es $A^{-1} = 2.3 \times 10^{-3} \text{ s}$, la emisión de $4.3 \mu\text{m}$, debida a la reacción directa de la ecuación (15), debería ser acelerada, de modo que siguiese aproximadamente los perfiles temporales y espaciales de pérdida de energía. Sin embargo, los perfiles de altitud y de tiempo reales para la radiancia de 3914 \AA del primer negativo (0-0) del N₂⁺ y para la radiancia de $4.3 \mu\text{m}$ del CO₂ son muy diferentes entre sí; esta última presenta un retraso temporal de más de 5 minutos. Este retraso en la transferencia N₂ - CO₂ es responsable del brillo aparentemente anómalo a $4.3 \mu\text{m}$ en los perfiles de las auroras IBC II.

La reacción de la ecuación (16) incluye un paso lento, el (b). Suponiendo una temperatura vibracional del nitrógeno de $T_v = 750^\circ \text{ K}$, se obtiene una constante temporal de 200s a una altura de 115 km para la transferencia V-V. La constante temporal efectiva para la respuesta de la emisión ν_3 a la precipitación de electrones se incrementa todavía más por la transferencia repetida de excitación entre el N₂ y el CO₂, que se presenta antes de que ocurra una emisión de fotones y de que estos sean atrapados radiativamente. El efecto neto es un retraso apreciable en la emisión de $4.3 \mu\text{m}$. En este proceso es necesario considerar la desactivación de los estados excitados del N₂⁺ y del CO₂ en la serie de reacciones de las ecuaciones (13) y (16). Las reacciones inversas explican la transferencia colisional de la excitación entre el CO₂ y el N₂ y la transferencia radiativa de los fotones ν_3 . Kumer [1977] ha mostrado que se deben considerar hasta 11 bandas de combinación e isotópicas en la ecuación (13), y que puede resultar un error de un factor de tres si sólo se utiliza la banda fundamental 001-000.

5.2 Auroras electrónicas.

En el estudio de las emisiones aurorales es necesario considerar por separado dos procesos. Por una parte, los mecanismos que producen un haz de electrones energéticos en precipitación en la atmósfera superior (a unos 300 km de altura), lo que será analizado en el capítulo VI. Por otra parte, los fenómenos provocados por la penetración de tal haz en la atmósfera.

Es extremadamente difícil calcular, como función de la altura, las distribuciones de velocidad de los electrones que se derivan de un flujo incidente dado. Esto se debe, en parte, a la complejidad de las interacciones y al desconocimiento del valor exacto de muchas de las secciones transversales. Uno de los intentos por resolver estos problemas que mejores resultados ha dado es el método semiempírico de Rees (1963), que será analizado a continuación.

a) Función empírica de pérdida de energía.

Esta función fue inicialmente aplicada al cálculo de las tasas de ionización debidas a los diferentes intervalos de electrones primarios incidentes. La función de pérdida de energía $\lambda(\frac{z}{R_0})$ se define por la relación

$$\lambda\left(\frac{z}{R_0}\right) = \frac{dE}{E_0} \frac{dz}{R_0} \quad (1)$$

donde dE es la energía promedio perdida por los electrones de energía inicial E_0 al atravesar un espesor de masa dz (gm cm^{-2}), y R_0 es el intervalo de los electrones (en espesor de masa) para la energía E_0 . Así, λ es fracción de la energía inicial depositada por incremento en la fracción del intervalo total.

λ ha sido determinada experimentalmente mediante mediciones de la luminosidad producida por un haz de electrones en el aire. Las mediciones dan la distribución de la luminosidad de las bandas del N_2^+ . La emisión de las bandas del N_2^+ es proporcional a la ionización total, que a su vez es proporcional a la pérdida total de energía (excepto para energías < 200 eV). En consecuencia, al integrar la luminosidad a z constante a través del haz, λ puede ser determinada directamente para el caso de un haz de electrones monoenergéticos inicialmente paralelos. En presencia de un campo magnético, el movimiento de los electrones en la dirección z (que se toma como paralela al campo) no se altera, pero el movimiento en el plano xy sigue una hélice cercana al eje del haz (en dirección z), de modo que los valores integrados de la distribución de energía $\lambda(\frac{z}{R_0})$ permanecen inalterados. En el caso de un haz estrecho que forme un ángulo θ con la dirección del campo, $\lambda(\frac{z}{R_0})$ se obtiene integrando a través del patrón luminoso en secciones perpendiculares a la dirección z del campo.

b) Perfiles de altitud de la tasa de ionización.

Estos perfiles se calculan habitualmente utilizando la función de pérdida de energía λ y suponiendo que, en promedio, 35 eV son suficientes para producir un par iónico.

La energía depositada por unidad de volumen, para un flujo inicial de $F(E_0)$ partículas/unidad de área, si ρ es la densidad atmosférica, será (de acuerdo con la figura 5.1)

$$\frac{dE}{dV} = \lambda F \frac{dS E_0 dz}{R_0 dV} \quad (2)$$

Ahora bien,

$$dz = \rho dh \sec(i) \quad \text{y} \quad dV = dS dh$$

de donde

$$\frac{dE}{dV} = \lambda\left(\frac{z}{R_0}\right) F \rho(h) \sec(i) \frac{E_0}{R_0} \quad (3)$$

en la cual

$$z = \int_h^{\infty} \rho \sec(i) dh \quad (4)$$

Estas expresiones toman en cuenta la inclinación i del campo magnético B . Se supone que la distribución angular de las partículas incidentes es simétrica. Para las latitudes geomagnéticas de las zonas aurales, $i < 10^\circ$, de modo que el término $\sec(i)$ tiene un efecto despreciable.

La tasa de ionización es entonces

$$\begin{aligned} n_i &= \frac{F E_0 \lambda \rho(h)}{\epsilon_0 R_0} \\ &= \frac{F E_0 \lambda}{\epsilon_0} m_{O_2} \left[n(O_2) + \frac{m_{N_2}}{m_{O_2}} n(N_2) + \frac{m_O}{m_{O_2}} n(O) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

donde m_{O_2} es la masa de una molécula de oxígeno y $\epsilon_0 = 35 \text{ eV ion}^{-1} \text{ par}$.

Banks (1974) da varios perfiles de ionización calculados directamente de los flujos derivados de los electrones, que son comparables - hasta energías de 2 keV - con los perfiles obtenidos por el método de pérdida de energía. Para energías menores hay desviaciones que se deben en parte a que no se cumplen totalmente las suposiciones de que los electrones secundarios son absorbidos localmente o de que ϵ_0 tiene un valor constante de 35 eV.

c) Tasa de producción de electrones secundarios como función de la energía.

En la sección 5.1 se discuten las tasas de ionización de los constituyentes principales de la atmósfera (O , O_2 , N_2), que son importantes para calcular las tasas de producción y las distribuciones de energía de los electrones secundarios resultantes, es decir, de todos los electrones generados en los procesos de ionización. El método más comúnmente empleado en estos cálculos es el de Rees (1969).

Formalmente, en cualquier ionización puede considerarse que la energía más baja de los dos electrones post-colisionales es la del secundario. El flujo de electrones primarios que han perdido energía en colisiones sucesivas debe ser calculado por separado, pues los flujos primario y secundario no pueden distinguirse experimentalmente.

La tasa total de producción de electrones secundarios es igual a la tasa total de ionización. Para calcular el efecto de los electrones secundarios en la excitación es necesario conocer su distribución energética. Se ha encontrado [Opal, 1971] que la distribución puede ser representada por la expresión

$$\begin{aligned} S(E_p, E_s) &= \frac{1}{\bar{E} \arctan\left\{\frac{E_p-1}{2E}\right\} \left[1 + \left(\frac{E_p}{\bar{E}}\right)^2\right]} \\ &\approx \frac{2}{\pi \bar{E} \left[1 + \left(\frac{E_p}{\bar{E}}\right)^2\right]} \end{aligned} \quad (6)$$

donde \bar{E} es un parámetro que depende de la energía de los electrones primarios E_p ; a energías mayores puede tomarse como 14.1 eV para el N_2 , 18.9 para O_2 y 15.0 para el O .

Entonces, la tasa de producción $n_s(E)$ de los electrones secundarios de energía E es

$$n_s(E) = \sum_j n_{ij} S_j(E_p, E) \quad (7)$$

donde j es el índice de las tasas de ionización n_{ij} y de las funciones de distribución S_j de las especies atmosféricas O , O_2 y N_2 .

El flujo de los electrones secundarios $\phi_s(E) dE$ en el intervalo de energía de E a $E + dE$ puede ser calculado mediante la expresión

$$\phi_s(E) \left[-\frac{dE}{dx} \right] = \int_E^{E_{\text{max}}} n_s(E) dE \quad (8)$$

donde $-\frac{dE}{dx}$ es la pérdida de energía por unidad de distancia. El flujo puede expresarse como $n_s(E) \nu$, de modo que el miembro izquierdo de (8) queda como

$$n_s(E) \frac{dx}{dt} \left(-\frac{dE}{dx} \right) = -\frac{n_s(E) dE}{dt} = -\frac{dn_s(E)}{dt}$$

que indica la tasa de pérdida de electrones de energía E por unidad de volumen.

La cantidad $-\frac{dE}{dt}$, la pérdida de energía por unidad de distancia, se divide en dos términos

- i) Pérdidas por colisiones elásticas con electrones del medio, y
- ii) Pérdidas por colisiones inelásticas con partículas atmosféricas.

La contribución de los choques entre partículas neutras y electrones a $\frac{dE}{dx}$ puede ser expresada directamente en términos de las secciones transversales eficaces, para el proceso j -ésimo de excitación, de la forma

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{en} &= \sum_k n_k \sum_j \sigma_{kj}(E) W_{kj} \\ &= \sum_k n_k L(k|E) = nL(E) \end{aligned} \quad (9)$$

donde W_{kj} es la energía absorbida, n_k es la concentración de la especie k -ésima y σ_{kj} es la sección transversal eficaz del proceso j -ésimo para la partícula k -ésima. n es la concentración total de partículas, $L(k|E)$ es la función de pérdida para la partícula k -ésima, y $L(E)$ es la función de pérdida total.

Para los procesos de ionización la pérdida de energía es $W = I + E_s$, donde I es la energía de ionización. Puesto que E_s es la variable, la contribución de la función de pérdida para el i -ésimo proceso de ionización es

$$\begin{aligned} L(i|E) &= \int_L^{E_{\text{max}}} \sigma_i(E, E_s) (I + E_s) dE_s \\ &= \sigma_i(E) \bar{W} \end{aligned} \quad (10)$$

donde \bar{W} es el valor promedio de $I + E_s$, ponderado por $\sigma_i(E, E_s)$. Esta última cantidad se define como la sección transversal para la producción de electrones secundarios con energía entre E_s y $E_s + dE_s$, de modo que la sección transversal total de ionización puede expresarse como

$$\sigma_i(E) = \int_0^{\infty} \sigma_i(E, E_s) dE_s \quad (11)$$

También puede definirse una cantidad $S(E, E_s) dE_s$, que da la fracción de electrones secundarios en el intervalo dE_s alrededor de E_s , de modo que

$$\sigma_i(E, E_s) = \sigma_i(E) S(E, E_s) \quad (12)$$

Una vez calculada la tasa de producción de electrones secundarios $n_s(E)$ - por medio de la ecuación (7) - es posible evaluar los flujos de electrones secundarios - con la ecuación (8).

d) Excitación de los átomos atmosféricos por electrones primarios y secundarios.

Si se conocen los flujos de electrones primarios y secundarios, $\phi_p(E)$ y $\phi_s(E)$, y si σ_{xj} es la sección eficaz del j -ésimo proceso de la partícula x , entonces

$$n_j(x) = n(x) \int_0^{\infty} [\phi_s(E) + \phi_p(E)] \sigma_{xj}(E) dE \quad (13)$$

es la tasa de producción de electrones. Si el proceso es una ionización debe utilizarse la sección eficaz total integrada sobre todas las energías de los electrones eyectados, mientras que para bandas moleculares se requiere de la sección eficaz total sumada sobre todos los estados vibracionales.

No ha sido fácil establecer el papel de los electrones secundarios en la ionización. Originalmente se pensó que hasta el 66% de la ionización era producida por tales electrones. La medición directa del espectro secundario y de la emisión de 3914 Å del N_2^+ permitieron a Feldman (1971) concluir que sólo el 10% de la ionización se debe a los electrones secundarios. Los cálculos de Rees y Maeda (1973) sugieren que, para los electrones de 5 keV, la contribución a la ionización de electrones secundarios y primarios amortiguados (con energías de menos de 300 eV) puede ser de un 33%. Se ha mostrado también que, para la mayoría de las alturas, el 30% de la ionización se debe a electrones de menos de 500 eV (secundarios y primarios amortiguados), pero que dicha contribución se incrementa rápidamente, hasta un 100% cerca de la altura de ionización máxima.

El problema relativo a la cantidad de ionización de los estados ópticamente prohibidos por medio de electrones primarios ha sido más fácilmente resuelto. Se ha encontrado [Rees y Maeda, 1973] que, para el proceso de excitación ópticamente prohibido, la excitación por electrones con energías mayores de 150 eV es de menos del 1%, mientras que, para las transiciones permitidas, la fracción es de un 10%. Puesto que los sistemas de banda más importantes son del tipo prohibido, la mayor parte de las tasas de excitación por impacto de los electrones aurales pueden ser calculados a partir del espectro secundario.

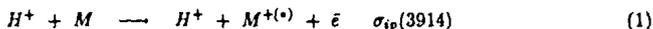
5.3 Auroras protónicas.

a) Interacción de un haz de protones con la atmósfera.

El comportamiento de los protones que penetran en la atmósfera difiere fundamentalmente del de los electrones. En primer lugar, la probabilidad de deflexión de los protones a causa de colisiones con partículas atmosféricas es suficientemente pequeña como para ser ignorada. En segundo lugar, es necesario considerar las interacciones por colisión con las partículas neutras, pues es posible que un protón rápido capture un electrón y se convierta en un átomo neutro rápido. En un estado neutral, la partícula no es afectada por campos magnéticos, de modo que al penetrar en la atmósfera los protones siguen trayectorias espirales (como protones aislados) alrededor de las líneas de campo, o bien trayectorias rectas (como átomos de hidrógeno) a un ángulo casi constante con respecto a la dirección del campo. Puesto que las deflexiones por colisiones son muy pequeñas, es más sencillo el análisis de trayectorias para los protones que para los electrones. Sin embargo, es posible que el haz sea parcialmente neutralizado, de modo que resulta necesario considerar las secciones eficaces inelásticas de los protones y átomos de hidrógeno.

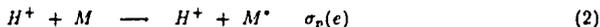
En las colisiones de protones y átomos de hidrógeno son importantes diversos procesos que se mencionarán a continuación. Los subíndices 1 y 0 indican la carga atómica antes y después de la colisión, respectivamente, mientras que i , p y a denotan ionización, protón y átomo neutro.

i) Ionización



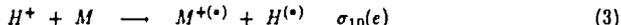
El asterisco entre paréntesis indica que el ion puede ser dejado en un estado excitado del que puede emitirse un fotón, mientras que $\sigma_{ip}(3914)$ denota ionización con emisión subsecuente de un fotón de $\lambda = 3914$ Å.

ii) Excitación



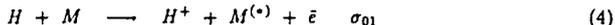
donde el parámetro e identifica al estado excitado M^* o a un fotón emitido.

iii) Intercambio de carga

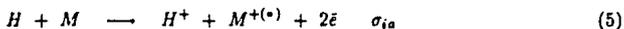


donde la sección eficaz total puede ser subdividida en varias parciales para la excitación de diversos estados.

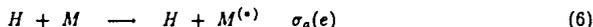
iv) Pérdida de carga



v) Ionización



vi) Excitación



Las secciones eficaces de varios de estos procesos han sido determinadas por McNeal y Birely [1973].

b) Equilibrio de ionización de un haz de protones.

El estado de ionización de un haz de protones se determina por la tasa de cambio de la ionización por unidad de trayectoria (generalmente expresada en atmósfera - cm). Si se supone que en un punto dado el haz contiene $n(p)$ protones y $n(H)$ átomos de hidrógeno por unidad de volumen y que σ_{10} y σ_{01} son las secciones transversales eficaces de captura y pérdida, respectivamente, entonces

$$-dn(p) = n(p) \sigma_{10} dN - n(H) \sigma_{01} dN \quad (7)$$

donde dN es el número de partículas atmosféricas atravesadas por cm^2 . Si α es la fracción de partículas incidentes ionizadas, entonces

$$-d\alpha = \alpha \sigma_{10} dN - (1 - \alpha) \sigma_{01} dN$$

y, por tanto,

$$-\frac{d\alpha}{dN} = \alpha(\sigma_{10} + \sigma_{01}) - \sigma_{01}$$

o bien

$$\alpha = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} e^{-N(\sigma_{10} + \sigma_{01})} + \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} \quad (8)$$

Así, α decrece a un valor de estado continuo característico del equilibrio de ionización. α se aproxima a su valor de estado continuo, $\frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}}$, después de que se hayan atravesado $\frac{1}{\sigma_{10} + \sigma_{01}}$ partículas cm^{-2} . Por ejemplo, para protones de 30 keV, $\sigma_{01} \approx \sigma_{10} \approx 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, de modo que $N \approx 10^{15} \text{ cm}^2$ si hay una aproximación al equilibrio de cargas. Por debajo de los 250 km el equilibrio es casi completo, incluso para los protones de 300 keV [McNeal y Birely, 1973].

La ionización de las partículas atmosféricas producida por protones puede ser estimada mediante una relación empírica para el aire (propuesta por Chamberlain [1961]), que da la tasa de producción ion-par por atmósfera-cm por protón. Dicha relación es

$$-\frac{dN_i}{dR} C R^b \exp(-aR) = J(\text{ionización}, R) \quad (9)$$

donde $C = 2.2 \times 10^5$, $b = 0.74$, $a = 4.63$ y R es el intervalo residual en atmósfera-cm. Esta expresión puede ser utilizada para derivar la tasa de ionización por cm^{-3} para un flujo inicial de protones con distribuciones angulares y de energía dadas. Los cálculos [Eather, 1970] sugieren que las auroras protónicas son provocadas por partículas en el intervalo de 10 a 100 keV.

c) Excitación de las líneas de emisión del hidrógeno.

En cuanto penetran a la atmósfera, los protones son afectados por procesos de captura de electrones, excitación neutral y pérdida de electrones, tal como es indicado por las ecuaciones (3), (6) y (4). Para los procesos de captura y colisión neutral existe la posibilidad de que el átomo de hidrógeno sea dejado en un estado excitado, de modo que pueden emitirse líneas de Lyman, Balmer u otras series del hidrógeno. Los niveles de energía del hidrógeno involucrados pueden ser designados por los números cuánticos n y l , de los cuales sólo n tiene un efecto significativo sobre la energía; sin embargo, l afecta las probabilidades de transición, por lo que también debe ser considerado. Para simplificar las ecuaciones, denotaremos los términos individuales por un solo índice j .

En condiciones de equilibrio de ionización, el número de excitaciones del j -ésimo término por atmósfera-cm de trayectoria recorrida por un protón será

$$J(j) = N_0 \sigma_{ef}(j) + \sum_i J(i) \left[\frac{A_{ij}}{\sum_k A_{jk}} \right] \quad (10)$$

donde

$$\sigma_{ef}(j) = \alpha \sigma_{10}(j) + (1 - \alpha) \sigma_a(j)$$

N_0 es el número de Loschmidt (el número total de moléculas blanco por cm^2 por atmósfera-cm); α es la fracción ionizada del haz [ec.(8)], y $\sigma_{10}(j)$ y $\sigma_a(j)$ son las secciones transversales eficaces parciales para la excitación del j -ésimo término de hidrógeno [ecs. (2) y (3)]. La α y las σ son funciones de la energía del protón que pueden ser expresadas en términos del intervalo residual R . El miembro derecho de la ecuación (10) representa una cascada para términos de energías mayores diferenciados por el índice i ; el término entre corchetes es la tasa de diversificación de estos términos en el término j . El índice k se extiende sobre todos los términos con energías inferiores a la del término i .

Si se conocen las secciones eficaces parciales, es posible resolver aproximadamente la ecuación (10) ignorando los términos en cascada. En principio, las soluciones de primer orden para las $J(j)$ puede ser sustituida en los términos en cascada, para obtener así mejores aproximaciones sucesivas. Para una línea de emisión dada del hidrógeno entre niveles de energía con números cuánticos principales n y n' , la tasa de producción es

$$J(n, n') = \sum_j \left[\frac{\sum_k A_{jk}}{\sum_l A_{jl}} \right] J(j) = \sum_j c(n, n', j) J(j) \quad (11)$$

donde j y k se suman sobre todos los términos con los números cuánticos n y n' , respectivamente, mientras que l se suma sobre todos los términos con energía inferior a la que corresponde a n . $c(n, n', j)$ da entonces la contribución de cada término a la intensidad total de la línea. Si se sustituye (10) en (11), el término directo de excitación resulta ser

$$J_d(n, n') = N_0 \sigma_{ef}(n, n') \quad (12)$$

donde

$$\sigma_{ef}(n, n') = \sum_j c(n, n', j) \sigma_{ef}(j) \quad (13)$$

Las secciones transversales para la producción de una emisión dada, como $\sigma_{10}(H\beta)$, son útiles para calcular el término directo, pero deben resolverse de acuerdo con la ecuación (13) para evaluar los términos en cascada. En algunos casos se han medido las secciones eficaces parciales [McNeal y Birely, 1973], pero con otros es necesario suponerlas. Afortunadamente, las contribuciones de las cascadas son de sólo un 10%.

d) Ionización.

La integral

$$Q(\text{ionización}, R_0) = \int_0^{R_0} J(\text{ionización}) dR \quad (14)$$

da la ionización total por protón incidente del intervalo inicial R_0 . Esta integral puede ser evaluada directamente de (9), o bien directamente de las secciones eficaces de ionización. Otra cantidad útil es la producción de fotones de la banda de 3914 Å del N_2^+ , que está dada, en las colisiones de protones primarios o átomos de hidrógeno, por la expresión

$$J_p(3914) = N_0 \{ \alpha \{ \sigma_{10}(3914) + \sigma_{ip}(3914) \} + (1 - \alpha) \sigma_{ia}(3914) \} \quad (15)$$

que no incluye la componente producida por electrones secundarios. De manera similar, la ionización primaria producida será

$$J_p(\text{ionización}) = N_0 [\alpha (\sigma_{10} + \sigma_{ip}) + (1 - \alpha) \sigma_{ia}] \quad (16)$$

La razón $\beta = \frac{Q(\text{ionización}, R_0)}{Q(3914, R_0)}$, con las Q definidas análogamente a la ecuación (14), da la fracción de ionizaciones a fotones de 3914 Å para los protones del intervalo inicial R_0 . Los valores de β obtenidos varían según el método utilizado para calcularlos. Para protones aurales típicos se obtiene un valor de 7.5 utilizando únicamente las secciones eficaces de los protones; mediante las ecuaciones (15) y (16) se llega a un valor de 20.

5.4 Radioauroras.

a) Mecanismos de reflexión.

La concentración de electrones en las auroras ha podido ser determinada mediante técnicas de reflexión de radio. Estas mediciones dependen de la reflexión total de las ondas incidentes verticalmente. En una primera aproximación, la reflexión total o crítica se presenta cuando la concentración de electrones alcanza un valor

$$n_{cc} = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} \quad (1)$$

donde ω es la frecuencia angular de la onda de radio. Sustituyendo las constantes se obtiene $n(\text{cm}^{-3}) = 1.24 \times 10^4 f^2$ (en MHz). La interpretación de los ionogramas aurales se complica por reflexiones a frecuencias mayores debidas a ionización estructurada.

Las reflexiones de frecuencias más altas, llamadas generalmente radioauroras, fueron descubiertas por Harang y Stoffregen (1938), y estudiadas con técnicas de radar a partir de 1945. La explicación más sencilla de este fenómeno radica en la reflexión crítica. Sin embargo, la ecuación (1) indica que, para una frecuencia de 50 MHz, se requeriría de una concentración de electrones de $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, que está muy por encima de los valores esperados para las auroras más comunes.

Otra propiedad importante de las radioauroras es la sensibilidad de aspectos, que se define como la tendencia de las reflexiones a ocurrir solamente cuando una normal a la línea de campo magnético en el punto de reflexión bisecta el ángulo entre los haces incidente y reflejado. Cuando el emisor y el receptor están en el mismo lugar, se requiere que el haz del radar sea perpendicular a las líneas de campo en el punto de reflexión. La altura del punto de reflexión puede ser determinada a partir del intervalo y la dirección del eco, que pueden ser medidos precisamente a frecuencias elevadas con los sistemas de campo estrecho, y a frecuencias bajas por medio de técnicas de interferometría. Se ha observado que a todas las frecuencias (entre 40 y 500 MHz) las reflexiones provienen de una zona a aproximadamente 110 km de altura.

La desviación de las condiciones de reflexión especular puede expresarse en términos de ángulo de aspecto α , el valor por el cual el ángulo entre la línea tendida desde el transmisor hasta un punto a la altura de la dispersión y la dirección del campo difiere de 90° . Los contornos del ángulo de aspecto constante para un radar dado generalmente exhiben una región de valores mínimos hacia los polos.

La necesidad de explicar las reflexiones por densidades bajas de electrones y la elevada sensibilidad de aspecto condujo al desarrollo de teorías en las que las reflexiones se deben a múltiples dispersiones débiles por fluctuaciones en la densidad de electrones.

La sección eficaz de dispersión de un electrón libre puede ser definida como la razón de la potencia dispersada total a la intensidad incidente, y representa el área efectiva del electrón al aceptar energía del haz incidente. Esta puede ser fácilmente calculada si se considera el movimiento oscilatorio de un electrón libre en el campo eléctrico de la radiación incidente y si se calcula la potencia reemitida. La sección eficaz está dada por la relación

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\mu_0 e^2}{4\pi m_e} \right)^2 = 6.7 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (2)$$

Cuando la dispersión es producida por un gran número de electrones, debe tomarse en cuenta la fase de las ondas dispersadas. En consecuencia, la sección eficaz diferencial (por unidad de volumen por unidad de ángulo sólido en la dirección del receptor) resulta

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\mu_0 e^2}{4\pi m_e} \right)^2 S(\vec{k}) \quad (3)$$

donde $S(\vec{k})$ es la densidad de potencia espectral tridimensional de las fluctuaciones de densidad de los electrones evaluada en un número de onda \vec{k} , donde

$$\vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$$

y donde \vec{k}_1 y \vec{k}_2 son los números de onda vectoriales de las ondas incidente y dispersada (i.e., $\frac{2\pi}{\lambda}$ por vector unitario en la dirección de propagación).

Otro mecanismo importante en las reflexiones de radio es el de las ondas ionoacústicas y de inestabilidad de dos corrientes, que puede presentarse cuando la diferencia entre las velocidades de deriva de electrones e iones alcanza un valor crítico. Una onda ionoacústica es una onda viajera compresional longitudinal que provoca cambios en la densidad de iones. Para mantener la neutralidad de cargas, los electrones se ven obligados a seguir a los iones, de modo que se desarrolla, para obtener este acoplamiento, una oscilación longitudinal pequeña de \vec{E} .

La sensibilidad de aspecto surge porque las ondas ionoacústicas no se propagan sino en una dirección casi perpendicular a \vec{B} .

b) Absorción de radio.

La absorción de la energía de las ondas de radio en la ionosfera se debe a la pérdida de energía de los electrones libres en oscilación al chocar con partículas neutras. Al atravesar una distancia s , la amplitud de una onda se atenúa de acuerdo a una relación de la forma

$$E = E_0 e^{-ks} \quad (4)$$

donde k está dada aproximadamente por

$$k = \frac{e^2}{2m_e c} \frac{n_e \nu_e}{(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (5)$$

suponiendo que la frecuencia de onda ω es mucho mayor que la frecuencia del plasma. En presencia de un campo magnético se debe reemplazar ω por $\omega \pm \Omega_e$, pero esto tiene un efecto muy pequeño en frecuencias de alrededor de 30 MHz. La atenuación de la potencia en dB cm^{-1} para una concentración expresada en cm^{-3} , resulta

$$\frac{dA}{ds} = 0.46 \frac{n_e \nu_e}{\omega^2 + \nu_e^2} \quad (6)$$

de modo que la atenuación total es

$$A = 0.46 \int \frac{n_e \nu_e}{\omega^2 + \nu_e^2} ds \quad (7)$$

Si se supone que la densidad de electrones sólo es importante para alturas donde $\nu_e \ll \omega$, entonces

$$A \approx \frac{0.46}{\omega^2} \int n_e \nu_e ds \quad (8)$$

A causa del factor ν_e en el integrando, las densidades de electrones a bajas alturas tienen un peso mayor y, en consecuencia, son las partículas incidentes que penetran por debajo de los 100 km (i.e., con $E > 20$ keV) las que intervienen fundamentalmente en la absorción. Las ecuaciones (7) y (8) son aproximaciones en las que, al derivar, se supone que la frecuencia de colisión de los electrones es independiente de la energía.

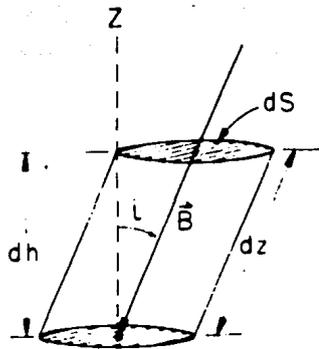


Figura 5.1 Geometría de la producción de iones en un elemento de volumen. (Jones, 1974.)

VI EFECTO DE LAS AURORAS EN LA IONOSFERA.

Además de la excitación de los espectros aurorales, las partículas en precipitación producen importantes efectos en la atmósfera. Entre dichos efectos se cuentan el calentamiento y la ionización. La ionización auroral es responsable de la conductividad eléctrica y térmica, así como de la absorción y reflexión de las ondas de radio. Ciertamente, el efecto de reflexión conocido como radioauroras se relaciona con estructuras inducidas en la ionización auroral por diversas inestabilidades en el plasma magnetosférico; asimismo, tales inestabilidades son las responsables de los campos y corrientes eléctricos que aparecen asociados a las auroras.

6.1 Ionización auroral.

Como resultado de la incidencia de partículas aurorales, se producen iones en la atmósfera a una tasa de n_i iones por unidad de volumen. En una primera aproximación, se puede afirmar que estos iones se pierden a una tasa

$$L = \alpha n(M^+)n_e \quad (1)$$

donde α es el coeficiente efectivo de recombinación, $n(M^+)$ es la concentración de la especie iónica M^+ , y n_e la concentración de electrones. Se supone que todos los iones presentes se recombinan a la misma tasa. Si la razón de iones negativos a electrones es λ , entonces $n_e = n(M^+)/(1 + \lambda)$, pues, debido a la neutralidad de las cargas, $n_e + n(M^-) = n(M^+)$.

La ecuación que expresa la concentración electrónica n_e es, entonces (si se ignoran los efectos de transporte),

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{n_i}{1 + \lambda} - \alpha n_e^2 \quad (2)$$

En estado continuo

$$n_{e\infty} = \sqrt{\frac{n_i}{(1 + \lambda)\alpha}} \quad (3)$$

Si la producción de iones se inicia en $t = 0$, la solución dependiente del tiempo para el crecimiento de la concentración electrónica es

$$n_e = n_{e\infty} \frac{1 - e^{-2\alpha n_{e\infty} t}}{1 + e^{-2\alpha n_{e\infty} t}} \quad (4)$$

El tiempo necesario para que n_e sea igual a $n_{e\infty}/2$ es de alrededor de $0.55/n_{e\infty}\alpha$. De manera análoga, si n_i se reduce a cero, el decaimiento queda dado por

$$n_e = \frac{n_e}{1 + \alpha n_e t} \quad (5)$$

cuya constante de tiempo para llegar a $n_e/2$ es

$$t = \frac{1}{\alpha n_e} \quad (6)$$

Es posible utilizar estas ecuaciones para determinar el orden de magnitud y otras características de la ionización auroral.

a) La ecuación de continuidad de iones y electrones en las auroras.

La ecuación fundamental es la de continuidad para el j -ésimo ion,

$$\frac{dn_j}{dt} = N_j - L_j - \nabla \cdot (n_j \vec{v}_j) \quad (7)$$

donde n_j es la concentración de iones, N_j es la tasa de producción de iones, L_j la tasa de pérdida y \bar{v}_j la velocidad promedio. El último término representa las pérdidas debidas a los efectos de transporte, que pueden surgir de: i) difusión; ii) arrastre del viento neutral; iii) movimientos atmosféricos neutros verticales, y iv) derivas del campo eléctrico.

El tratamiento exacto de los términos de transporte de iones y electrones es muy complicado. Sin embargo, puede hacerse el siguiente tratamiento simplificado:

Para cada ion existe, por conservación del momento, una ecuación de estado continuo de la forma

$$-\nabla p_j + n_j e_j [\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} + \frac{m_j \vec{G}}{e}] + n_j e_j \bar{v}_j \times \vec{B} = n_j m_j \nu_j \bar{v}_j \quad (8)$$

donde p_j es la presión iónica, \vec{u} es la velocidad del centro de masa de la atmósfera, es decir, aproximadamente la velocidad del viento neutral, y \bar{v}_j es la velocidad de deriva de los iones con respecto a la velocidad del centro de masa. \vec{G} es la aceleración de la gravedad y n_j es la frecuencia de colisión iónica. En este caso, se trata de la frecuencia de colisiones en las que el momento total de las partículas incidentes se transfiere a las partículas de la atmósfera.

En el caso de los electrones, como su masa es pequeña comparada con la de los protones, es posible despreciar el término gravitacional, de modo que se obtiene la ecuación

$$-\nabla p_e - n_e e [\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}] + n_e e \bar{v}_e \times \vec{B} = n_e m_e \nu_e \bar{v}_e \quad (9)$$

ν_e es la frecuencia de colisión electrónica, en la que el momento total se transfiere a las partículas de la atmósfera.

Consideremos, en primer lugar, el movimiento de las partículas paralelo al campo magnético. En este caso, la movilidad de los electrones es mucho mayor que la de los iones, y la componente paralela de la ecuación (9) determina el campo eléctrico paralelo.

Sea $\vec{E}' = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}$ el campo eléctrico efectivo visto en un sistema de coordenadas en movimiento con la velocidad del viento neutral. La componente paralela de la ecuación (9) es

$$-\nabla p_e \cdot \vec{b} - n_e e \vec{E}' \cdot \vec{b} = n_e m_e \nu_e \bar{v}_e \cdot \vec{b} \quad (10)$$

(el término $\bar{v}_e \times \vec{B}$ tiene una componente paralela nula.) Entonces

$$\vec{E}' \cdot \vec{b} = -\frac{1}{n_e e} \nabla p_e \cdot \vec{b} + \frac{\vec{j} \cdot \vec{b}}{\sigma_{\parallel}} \quad (11)$$

donde \vec{b} es un vector unitario en la dirección del campo y donde

$$\vec{j} \approx \vec{j}_e = -n_e e \bar{v}_e \quad (12)$$

es la corriente paralela total.

La conductividad eléctrica paralela a \vec{B} es aproximadamente

$$\sigma_{\parallel} = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_e} \quad (13)$$

De la misma manera, si se toma la componente paralela de la ecuación (8) y se sustituye, de la ecuación (11), el término $\vec{E}' \cdot \vec{b}$, se obtiene

$$-\left(\nabla p_j + \frac{n_j}{n_e} \nabla p_e\right) \cdot \vec{b} + n_j e_j \frac{\vec{j} \cdot \vec{b}}{\sigma_{\parallel}} + n_j m_j \vec{G} \cdot \vec{b} = n_j m_j \nu_j \bar{v}_j \cdot \vec{b} \quad (14)$$

Finalmente se llega a que, para el flujo paralelo de electrones,

$$\phi_{j\parallel} = n_j \bar{v}_j \cdot \bar{b} = -\frac{1}{m_j \nu_j} \left[k \left(\nabla n_j T_i + \frac{n_j}{n_e} \nabla n_e T_e \right) \cdot \bar{b} + n_j e_j \frac{\bar{j} \cdot \bar{b}}{\sigma_{\parallel}} + n_j m_j \bar{G} \cdot \bar{b} \right] \quad (15)$$

donde T_i es la temperatura iónica, suponiendo que es igual para todos los iones. Se supone también que la presión parcial de cada especie está dada por un término de la forma nkT . Esta ecuación determina la componente paralela de $n_j \bar{v}_j$ en la ecuación (7).

La componente perpendicular también es necesaria para evaluar todas las contribuciones al término de transporte en la ecuación (7). Si se designa

$$\bar{E}_j = \{ \bar{E} + \bar{u} \times \bar{B} + \frac{m_j}{e} \bar{G} - \frac{1}{n_j e_j} \nabla p_j \} \quad (16)$$

donde \bar{E}_j se transforma en un término del campo efectivo para el j -ésimo ion, entonces (8) queda en la forma

$$\frac{e_j}{m_j} \bar{E}_j + \bar{v}_j \times \bar{\Omega}_j = \nu_j \bar{v}_j \quad (17)$$

donde

$$\bar{\Omega}_j = \frac{e_j \bar{B}}{m_j} \quad (18)$$

es el vector de girofrecuencia del ion. Si se toma el eje z en la dirección del campo y se resuelve para las componentes x y y de \bar{v}_j , se obtiene

$$\bar{v}_{j\perp} = \frac{e_j}{m_j} \left(\frac{\nu_j}{\Omega_j^2 + \nu_j^2} \right) \bar{E}_{j\perp} - \frac{e_j}{m_j} \left(\frac{\Omega_j}{\Omega_j^2 + \nu_j^2} \right) \bar{b} \times \bar{E}_{j\perp} \quad (19)$$

donde las componentes x y y de \bar{v}_j y \bar{E}_j han sido recombinadas en una ecuación vectorial. Todavía no son bien conocidos los coeficientes que controlan los campos perpendiculares. La ecuación (19) lleva a los términos de conductividad de Pederson y Hall para los iones, aunque el campo \bar{E}_j está dado en este caso por la ecuación (16).

b) Efectos del transporte sobre la ionización auroral.

i) Difusión

La difusión paralela a las líneas de campo es importante para determinar las densidades de iones (en la región F, en particular) para tiempos del orden de una hora, especialmente por encima de los 300 km. No es importante para formas que duren pocos minutos por debajo de los 250 km, como se ha verificado al calcular los términos de $\nabla \phi_{j\parallel}$, obtenidos con la ecuación (15) para electrones monoenergéticos de 31.6 keV, y compararlos con los términos de producción y pérdida, N y L , de la ecuación (7). En todos los casos, los términos de $\nabla \phi_{j\parallel}$ son despreciables comparados con el término N_j de producción.

La difusión perpendicular a las líneas de campo se considera en la sección 6.2, con los efectos del campo eléctrico.

ii) Arrastre del viento neutral.

$\bar{u} \times \bar{B}$ tiene una componente paralela a \bar{B} igual a cero y, en consecuencia, en la ecuación (16), el viento neutral no afecta la solución de (15). Puesto que \bar{v}_j es la velocidad relativa al centro de masa, la velocidad de los iones relativa a la Tierra contiene, además, la componente paralela del viento neutral. Este, en las regiones E y F, puede tener velocidades horizontales del orden de 200 ms^{-1} y, por tanto, componentes verticales de hasta 35 ms^{-1} en las regiones aurorales.

Se ha encontrado, para $\nabla\phi \approx v \frac{\partial n}{\partial t}$, que $\frac{\partial n(NO^+)}{\partial t} \approx 0.1 \text{ cm}^{-4}$ a 200 km, así que $\nabla\phi \approx 3.5 \times 10^2 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. El valor de $\nabla\phi$ de lado a la difusión es, en este caso, $-0.7 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, de modo que el término del viento domina sobre el de difusión y resulta del mismo orden que el de producción, que es de $3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. A unos 200 km de altura este término de transporte es muy importante.

Por lo que se refiere a las componentes perpendiculares, los efectos del viento neutral no son bien conocidos. A bajas altitudes, donde $\nu_j \gg \Omega_j$, los iones son arrastrados, de modo que pueden hallarse valores elevados de $\nabla\phi$ en elementos de arco estrechos.

iii) Movimientos atmosféricos verticales.

Son relativamente lentos y no afectan directamente la ionización auroral.

iv) Deriva del campo eléctrico.

Un campo eléctrico paralelo da origen a una corriente de electrones descrita por la ecuación (11). Así, el término \vec{j} en la ecuación (15) corresponde al campo \vec{E} aplicado externamente. Se ha encontrado que, para afectar la densidad de los iones dentro de los arcos, se necesitaría una densidad de corriente de más de 1 amp m^{-2} , es decir, que los campos eléctricos paralelos con suficiente intensidad para dar origen a un transporte significativo provocan también corrientes extremadamente grandes [ecuación (13)].

Se han medido campos eléctricos perpendiculares del orden de 50 mV m^{-1} , por lo menos afuera de las formaciones aurorales. Se ignora si este valor se mantiene dentro de dichas formaciones. Algunos análisis [Schunk y Walker, 1971] de las contribuciones del gradiente de presión iónica y del campo eléctrico han mostrado que $\nabla\phi$ es despreciable en el interior de las formaciones aurorales, pero que no lo es en el exterior. Este efecto podría ser importante en los elementos de formaciones aurorales muy delgadas.

6.2 Conductividad, corrientes y campos eléctricos en las auroras.

a) Conductividad

Para obtener expresiones de la conductividad eléctrica puede utilizarse la ecuación 6.1-(17), que relaciona la velocidad de los iones con el campo eléctrico efectivo. La misma ecuación puede aplicarse en el caso de los electrones cambiando e_j y m_j por $-e$ y m_e , respectivamente.

i) Conductividad paralela.

Al tomar la componente de (17) paralela al campo se obtiene

$$\frac{e_j}{m_j} E_{j\parallel} = \nu_j v_{j\parallel} \quad (1)$$

donde ν_j es la frecuencia de colisiones total sumada sobre todas las partículas. Para los iones, usualmente basta incluir sólo partículas neutras en la suma, de modo que

$$\nu_j = \nu_{jn} + \sum_{i \neq j} \nu_{ji} \quad (2)$$

mientras que para los electrones

$$\nu_e = \nu_{en} + \sum_i \nu_{ei} \quad (3)$$

Por tanto, la corriente paralela total de iones está dada por

$$j_{\parallel} = \sum_j n_j e_j v_{j\parallel} = \sum_j \frac{n_j e_j^2}{m_j \nu_j} E_{j\parallel} \quad (4)$$

y la corriente de electrones es

$$j_{e\parallel} = -n_e e v_{e\parallel} = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_e} E_{e\parallel} \quad (5)$$

El campo eléctrico efectivo está dado por la ecuación 6.1-(16). Si se considera únicamente la componente de la corriente llevada por el campo eléctrico aparente $\vec{E}' = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}$, la conductividad resulta ser

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel} &= \frac{(j_{i\parallel} + j_{e\parallel})}{E_{\parallel}} \\ &= \sum_j \frac{n_j e_j^2}{m_j \nu_j} + \frac{n_e e^2}{m_e \nu_e} \end{aligned} \quad (6)$$

TABLA 6.1

Frecuencias de colisión aproximadas para las condiciones de una aurora IBC III

| h(km) | $n_n(\text{cm}^{-3})$ | $n_e(\text{cm}^{-3})$ | T_e(K) | $\nu_{*n}(\text{s}^{-1})$ | $\nu_{*e}(\text{s}^{-1})$ | $\nu_{in}(\text{s}^{-1})$ | $\Omega_e(\text{s}^{-1})$ | $\Omega_i(\text{s}^{-1})$ |
|-------|-----------------------|-----------------------|--------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| 100 | 0.11(14) | 0.67(6) | 211 | 8.0(4) | 1.2(4) | 7.4(3) | 2(6) | 3.5(1) |
| 120 | 0.55(12) | 0.91(6) | 530 | 6.3(3) | 4.0(3) | 3.7(2) | 2(6) | 3.5(1) |
| 140 | 0.86(11) | 0.70(6) | 1106 | 1.4(3) | 1.0(3) | 5.7(1) | 2(6) | 3.5(1) |
| 160 | 0.31(11) | 0.53(6) | 1483 | 6.0(2) | 5.0(2) | 2.1(1) | 2(6) | 3.5(1) |
| 180 | 0.14(11) | 0.41(6) | 1848 | 3.0(2) | 2.8(2) | 9.4(0) | 2(6) | 3.5(1) |
| 200 | 0.77(10) | 0.29(6) | 2154 | 1.8(2) | 1.6(2) | 5.2(0) | 2(6) | 3.5(1) |

Puesto que $m_j > 10^4 m_e$ y $\nu_e > 10^2 \nu_i$ [véase la tabla 6.1], $m_j \nu_j > 10^2 m_e \nu_e$ y, en consecuencia, el término electrónico es el que predomina. El orden de magnitud está dado, en el sistema M.K.S. [Rees y Walker, 1968; Stubbe, 1968] por las ecuaciones siguientes

$$\left. \begin{aligned} \nu_e &\approx 5 \times 10^{-16} n_n T^- \\ \nu_{*e} &\approx 5.4 \times 10^{-15} n_i T^{--} \\ \nu_{in} &\approx 2.6 \times 10^{-15} n_n \mu^{--} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

donde μ la masa reducida de los pares ion-partícula neutra en unidades de masa atómica. Las concentraciones se dan por m^3 . Los valores de la tabla 6.1 indican que deben tomarse en cuenta las colisiones ion-electrón en toda la región auroral.

ii) Conductividad perpendicular.

La conductividad perpendicular puede ser derivada, de la solución de la componente perpendicular de la ecuación 6.1-(17), tal como se da en la ecuación 6.1-(19). En este caso, la corriente iónica es

$$\begin{aligned} \vec{j}_{i\perp} &= \sum_j n_j e_j \vec{v}_{j\perp} \\ &= \sum_j \frac{n_j e_j}{B} \left\{ \left(\frac{\nu_{*j}}{\Omega_j} \right) \vec{E}_{j\perp} + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{\nu_{*j}}{\Omega_j} \right)^2} \right) \vec{b} \times \vec{E}_{j\perp} \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

en donde se utiliza la ecuación 6.1-(18).

La corriente electrónica puede obtenerse simplemente con un cambio en los subíndices, notando que $e_e = -e$ y $|\Omega_e| = -\Omega_e$. En consecuencia

$$\vec{j}_{e\perp} = \frac{n_e e}{B} \left\{ \left(\frac{\nu_{*e}}{\Omega_e} \right) \vec{E}_{e\perp} + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{\nu_{*e}}{\Omega_e} \right)^2} \right) \vec{b} \times \vec{E}_{e\perp} \right\} \quad (9)$$

Las ecuaciones (8) y (9) tienen componentes paralelas a \vec{E}_\perp en la dirección de $\vec{b} \times \vec{E}_\perp$. Estas son las corrientes de Pederson y Hall, respectivamente. Si las corrientes se limitan a las componentes llevadas por el campo eléctrico aparente

$$\vec{E}_\perp' = \vec{E}_\perp + \vec{u} \times \vec{B}$$

las conductividades toman la forma

$$\sigma_p = \frac{e}{B} \left[\frac{n_e \frac{\nu_e}{|\Omega_e|}}{1 + \left(\frac{\nu_e}{|\Omega_e|}\right)^2} + \sum_j n_j \left\{ \frac{\frac{\nu_j}{|\Omega_j|}}{1 + \left(\frac{\nu_j}{|\Omega_j|}\right)^2} \right\} \right] \quad (10)$$

y

$$\sigma_H = \frac{e}{B} \left[\frac{n_e}{1 + \left(\frac{\nu_e}{|\Omega_e|}\right)^2} - \sum_j n_j \left\{ \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu_j}{|\Omega_j|}\right)^2} \right\} \right] \quad (11)$$

En ausencia de colisiones y campos eléctricos, el movimiento de electrones e iones en el plano perpendicular a \vec{B} se da en círculos de radio (el llamado radio de Larmor)

$$r_L = \frac{m|v_\perp|}{|B|e} \quad (12)$$

recorridos con frecuencia angular Ω_e u Ω_j . Si se aplica un campo eléctrico perpendicular a \vec{B} , el ion adquiere una velocidad mayor y una curvatura menor en el segmento de su órbita en la parte inferior del campo, y una curvatura mayor en el segmento en la parte superior. El movimiento resultante puede ser descrito como circular más una componente transversal

$$\vec{v}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (13)$$

Los electrones y los iones derivan con la misma velocidad y en la misma dirección. [Véase el capítulo 2]. En la ecuación (10), si $\nu \ll \Omega$, los términos correspondientes de la conductividad de Pederson llegan a ser despreciables, mientras que los dos términos en la ecuación (11) son iguales y opuestos, lo que corresponde a la deriva idéntica de iones y electrones.

Cuando hay colisiones, pueden ocurrir desplazamientos de las partículas en dirección del campo. Esto da origen a los primeros términos de las ecuaciones (8) y (9) y a la conductividad de Pederson. Si $\nu \gg \Omega$, predomina el movimiento paralelo en campo eléctrico. Cuando $\nu \gg \Omega$, σ_p se transforma

$$\sigma_p = \frac{e}{B} \left[n_e \left(\frac{|\Omega_e|}{\nu_e} \right) + \sum_j n_j \left(\frac{\Omega_j}{\nu_j} \right) \right] = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_e} + \sum_j \frac{n_j e^2}{m_j \nu_j}$$

de modo que la conductividad disminuye y llega ser igual a la conductancia paralela dada por la ecuación (6), es decir, \vec{B} deja de tener influencia.

Como puede verse en la tabla 6.1, $\nu \ll \Omega_e$ y, así, la conductividad de Hall domina para los electrones, es decir, éstos derivan en la dirección de $\vec{E} \times \vec{B}$. Para los iones por debajo de los 140 km, $\nu_j > \Omega_j$, de modo que ambas conductividades, la de Pederson y la de Hall, son importantes. Puesto que la conductividad de Hall resultante es la diferencia entre los términos iónico y electrónico, σ_H tiene un valor máximo en la región abajo de la altura en que $\nu_j \approx \Omega_j$; la dependencia exacta de la altura es función también de la variación de $n_e = \sum n_j$ [ecuación (11)].

b) Corrientes y campos eléctricos en la ionosfera auroral.

i) Corrientes paralelas.

Se han medido corrientes de hoja paralelas asociadas a las formas aurorales. Su magnitud, de unos 0.16 amp m^{-1} , es del orden del flujo de electrones en precipitación. El campo eléctrico necesario para producir esta corriente puede ser calculado a partir de la ecuación 6.1-(11), lo cual indica que el campo tiene dos componentes: 1) el término ∇p_e , y 2) el $j_{\parallel}/\sigma_{\parallel}$.

El primero representa el campo necesario para impedir que los electrones establezcan una escala de altitudes diferente de la de los iones pesados (pues esto violaría la neutralidad de cargas). En el caso de un solo ion dominante, con

$$\frac{d(T_i + T_e)}{dz} = 0 \quad \text{y} \quad \bar{v}_{\parallel e} = \bar{v}_{\parallel i} = 0$$

puede deducirse de 6.1-(15) que

$$\frac{dn_i}{dz} = \frac{dn_e}{dz} = -\frac{n_e m_i g}{k(T_i + T_e)} \quad (14)$$

y que, por tanto, de 6.1-(11),

$$E_{\parallel} = -\frac{1}{n_e e} \nabla \bar{p}_e \cdot \vec{b} = \frac{m_i g}{e} \left(\frac{T_e}{T_i + T_e} \right) \quad (15)$$

Se supone que \vec{B} es vertical, de modo que $G_{\parallel} = g$. Con esto puede obtenerse un campo del orden de $1.5 \mu \text{Vm}^{-1}$.

El término $j_{\parallel}/\sigma_{\parallel}$ corresponde al campo necesario para producir la corriente paralela. σ_{\parallel} puede ser obtenida de las ecuaciones (6) ó 6.1-(13) sustituyendo la frecuencia de colisiones $\nu_e = \sum \nu_{e_i} + \sum \nu_{e_e}$. En la tabla 6.1 puede verse que ν_e es del orden de $2\nu_{e_i}$. A altitudes elevadas predominan las colisiones ion-electrón. Por consiguiente, puede estimarse la magnitud de σ_{\parallel} sustituyendo $\nu_e = \nu_e$ de la ecuación (7), de modo que

$$\sigma_{\parallel} \approx \frac{e^2 T_e^{\frac{3}{2}}}{5.4 m_e} 10^5 \quad (16)$$

Esta expresión es independiente de n_e . A altitudes bajas σ_{\parallel} decrece a causa del factor de temperatura iónica y de la creciente importancia de ν_{e_i} . A alturas mayores, σ_{\parallel} tiende a permanecer constante.

Si la corriente paralela es suficientemente intensa como para generar ondas de plasma inestables, la conductividad paralela puede caer hasta valores mucho más bajos que los de la ecuación (6). Kindel y Kennel (1971) han mostrado que las ondas ion-ciclotrón pueden ser excitadas a umbrales de corrientes más bajos, y que esta inestabilidad puede surgir para densidades de corriente del orden de 10^{-6} a 10^{-5} Am^2 , es decir, dentro del intervalo de las corrientes aurales paralelas.

ii) Corrientes perpendiculares.

Se ha mostrado, mediante estudios magnetométricos, que hay grandes corrientes horizontales asociadas a los fenómenos aurales. Si se acepta que no existen campos eléctricos verticales apreciables por debajo de los 200 km, entonces las líneas de campo, por lo menos abajo de dicha altura, serían equipotenciales, de modo que las corrientes perpendiculares deberían depender de las conductividades integradas con la altura (pues \vec{E}_{\perp} debería ser independiente de ésta). Las magnitudes relativas de $\int \sigma_p dh$ y $\int \sigma_h dh$ - y, por tanto, las direcciones relativas de \vec{E}_{\perp} y \vec{j} - dependen de $n_e(h)$.

6.3 Efectos de calentamiento en las auroras.

La atmósfera puede ser calentada por las auroras de varias maneras como

- i) calentamiento directo por la energía de los flujos de partículas aurales.
- ii) calentamiento de Joule como consecuencia de las corrientes ionosféricas, y
- iii) conducción descendente en el gas electrónico desde la magnetosfera.

La atmósfera, particularmente durante las auroras, no está en equilibrio termodinámico, y en general, por consiguiente, no se le puede asignar una temperatura definida. El intercambio de energía entre electrones y partículas neutras puede ser tan lento que la energía cinética promedio de cada una es diferente.

El intercambio de energía entre partículas semejantes puede ser, por el contrario, suficientemente rápido como para dar a cada uno de los tipos una distribución de energía aproximadamente maxwelliana caracterizada por una temperatura. Así, podemos considerar por separado los efectos de calentamiento y enfriamiento y asignar una temperatura a cada clase. De manera semejante, la temperatura vibracional de las moléculas neutras puede diferir de su temperatura traslacional.

a) Calentamiento de la atmósfera neutra por flujos de partículas aurales.

En una aurora IBC III, la energía de los electrones incidentes es del orden de $100 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Para partículas de energías aurales normales, por ejemplo monoenergéticas de 10 keV, la energía es absorbida entre 10 y 110 km, de modo que la tasa de absorción de energía por unidad de volumen sería de unos $10^{-4} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. La capacidad calorífica por unidad de volumen es del orden de $n(M) \frac{7k}{2} = 2.45 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-3} \text{ grado}^{-1}$ y, por tanto, si el efecto fuera simplemente de calentamiento, el incremento máximo de temperatura sería de unos 0.4 K s^{-1} . A alturas mayores, para flujos menos intensos, los efectos serían más notables para la misma absorción total de energía. El efecto más importante puede ser la producción de convección ascendente muy significativa.

b) Calentamiento de electrones por partículas aurales.

Los electrones de la ionosfera pueden ser calentados muy efectivamente por colisiones con electrones secundarios de baja energía. Cuando un electrón secundario es frenado a través de un intervalo dE , la energía empleada en calentar los electrones del medio es

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ee}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{en} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ee}} dE = \epsilon(E) dE$$

El calentamiento total por un electrón secundario de energía inicial E , está dado por

$$\int_0^{E_0} \epsilon(E) dE$$

de modo que la tasa de calentamiento total por unidad de volumen es

$$\int_0^{\infty} \eta(E_s) \int_0^{E_0} \epsilon(E) dE dE_s, \quad (1)$$

Se supone que los electrones secundarios pierden su energía localmente.

c) Calentamiento de iones por partículas aurales.

Los iones no son calentados apreciablemente por los electrones secundarios, sino más bien por los electrones de temperatura elevada del gas [Dalgarno et al., 1967]. La tasa está dada por la expresión para el enfriamiento de electrones mediante colisiones iónicas siguiente:

$$n_e 8 \times 10^{-16} T_e^{-\frac{1}{2}} (T_e - T_i) \left\{ \frac{n(O^+)}{16} + \frac{n(O_2^+)}{32} + \frac{n(NO^+)}{30} \right\}$$

d) Calentamiento de iones y electrones por campos eléctricos.

En un campo eléctrico y en ausencia de colisiones, los iones adquieren una velocidad de deriva dada por $(\vec{E} \times \vec{B})/B^2$, como resultado de \vec{E}_{\perp} , y una velocidad paralela, si hay una componente \vec{E}_{\parallel} . Puesto que éste es un movimiento ordenado, no corresponde a un aumento en la temperatura.

Cuando ocurren colisiones, puede considerarse que la energía cinética de deriva de las partículas se transforma en energía térmica. La energía así convertida sería

$$\frac{1}{2} n_1 m_1 \bar{v}_1^2 \nu_{12}$$

donde n_1 partículas de masa m_1 y velocidad de deriva \bar{v}_1 termalizan su energía en colisiones con partículas estacionarias masivas de especie 2 a una tasa de colisiones de ν_{12} .

La expresión exacta [Walker y Rees, 1968] es

$$Q_{12} = n_1 \mu_{12} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|^2 \nu_{12} \quad (2)$$

donde μ_{12} es la masa reducida de las partículas en colisión y \vec{v}_2 es la velocidad de deriva de las partículas que termalizan. Esta tasa de colisiones es semejante a la que aparece en las ecuaciones de conductividad eléctrica.

El calentamiento de iones por el campo puede ser calculado de la ecuación (2) si se introduce la velocidad de deriva $\vec{v}_{j\perp}$ de la ecuación 6.1-(19), de modo que $\vec{v}_{j\perp} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$. Por tanto

$$Q_j = \sum_n \mu_{jn} \nu_{jn} |\vec{v}_{j\perp}|^2 n_j \quad (3)$$

Puesto que $v_{j\perp}$ tiene componentes ortogonales, se tiene que

$$|v_{j\perp}|^2 = \frac{E_{\perp}^2 e_j^2}{m_j^2} \frac{1}{(\Omega_j^2 + \nu_j^2)} = \frac{E_{\perp}^2}{B^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu_j}{\Omega_j}\right)^2} \quad (4)$$

donde ν_j es la suma sobre todas las colisiones neutrales.

Sustituyendo (4) en (3) se obtiene la tasa total de calentamiento de iones

$$Q_i = \frac{E_{\perp}^2}{B^2} \sum_j n_j \frac{\sum_n \mu_{jn} \nu_{jn}}{1 + \left(\frac{\nu_j}{\Omega_j}\right)^2} \quad (5)$$

El calentamiento de electrones es similar, salvo que deben ser tomadas en cuenta las colisiones con iones y partículas neutras, de modo que la velocidad iónica aparece en la ecuación (2). Puede calcularse la velocidad de deriva de los electrones con la ecuación 6.2-(9), pues $\vec{j}_{e\perp} = -n_e e \vec{v}_{e\perp}$ para $\Omega_e \gg \nu_e$ [Tabla 6.2] y, por tanto,

$$\vec{v}_{e\perp} = -\frac{\vec{b} \times \vec{E}_{\perp}}{B} \quad (6)$$

Cuando esto se sustituye en la ecuación (3b), se obtiene

$$Q_{en} = \frac{E_{\perp}^2}{B^2} n_e m_e \nu_{en} \quad (7)$$

pues $\mu_{en} \approx m_e$.

Para las colisiones con iones, $\vec{v}_1 - \vec{v}_2 = \vec{v}_{e\perp} - \vec{v}_{j\perp}$, por lo que, de la ecuación 6.1-(19)

$$\vec{v}_{e\perp} - \vec{v}_{j\perp} = -\frac{1}{B} \left\{ \left(\frac{\nu_{jn}}{\Omega_j} \right) \vec{E}_{\perp} + \left[1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu_j}{\Omega_j}\right)^2} \right] \vec{b} \times \vec{E}_{\perp} \right\}$$

donde se desprecian los términos no electrostáticos de la ecuación 6.1-(16). En consecuencia

$$|\vec{v}_{e\perp} - \vec{v}_{j\perp}|^2 = \frac{E_{\perp}^2}{B^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Omega_j}{\nu_j}\right)^2}$$

y

$$Q_{ei} = \frac{E_{\perp}^2}{B^2} n_e m_e \sum_j \frac{\nu_{ej}}{1 + \left(\frac{\Omega_j}{\nu_j}\right)^2} \quad (8)$$

donde la suma se efectúa sobre todas las especies de iones.

e) Calentamiento de partículas neutras por campos eléctricos.

Las masas de los iones y las partículas neutras son aproximadamente iguales, por lo que la energía cinética que resulta de las colisiones se reparte en proporciones iguales. En consecuencia, los procesos descritos en la sección anterior y, en particular, la ecuación (5), pueden ser usados para describir el calentamiento de las partículas neutras. Los iones también se enfrían por colisiones neutrales, de modo que, cuando $T_i > T_n$, también aparece el término de calentamiento dado por la ecuación (11).

f) Efectos de transporte en gases iónicos y electrónicos.

Por encima de los 250 km es importante la conducción de calor por el gas electrónico. Además de los efectos puramente conductivos hay, cuando aparece una corriente eléctrica paralela, términos adicionales de enfriamiento y de flujo de calor. Puede esperarse que tales corrientes contrarresten el ingreso de partículas aurales, aunque la corriente inversa parece estar desviada del flujo de partículas algunos kilómetros en latitud.

En ausencia de corrientes paralelas, la ganancia neta de calor, como resultado de la conducción en el gas electrónico, es $-\nabla \cdot \vec{q}$, donde

$$\vec{q} = -K^e \nabla T_e \quad (9)$$

K^e es la conductancia térmica electrónica para corriente cero, en unidades de $\text{eV cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{grad}^{-1}$. En presencia de corrientes, aparecen términos extra. El primero es un término $-\beta \vec{j}$ en la ecuación (9), donde β es el coeficiente termoeléctrico, debido a que los electrones más rápidos tienen una sección eficaz de colisión con iones menor y, por tanto, llevan más corriente de la que comparten; como resultado, hay un flujo de calor. El segundo efecto es el enfriamiento debido a la expansión adiabática asociada con el movimiento ascendente del gas electrónico.

g) Enfriamiento del gas electrónico.

La temperatura electrónica final está determinada por el balance entre calentamiento, enfriamiento y transporte. Los modos de enfriamiento más importantes son los siguientes:

- i) Colisiones elásticas con partículas neutras.
- ii) Colisiones elásticas con iones.
- iii) Excitación rotacional de N_2 y O_2 .
- iv) Excitación vibracional del N_2 y O_2 .
- v) Excitación del nivel $\text{O}(^1\text{D})$ a partir de $\text{O}(^3\text{P})$.
- vi) Excitación de los niveles de estructura fina del $\text{O}(^3\text{P})$, esto es, $^3\text{P}_1$ y $^3\text{P}_0$.

Las expresiones para la contribución a las tasas de enfriamiento de los electrones que corresponden a estos procesos se encuentran en la tabla 6.2.

h) Enfriamiento del gas iónico.

Los iones se enfrían por colisiones con partículas neutras. Walker y Rees (1968) usan, para esta tasa de enfriamiento, la expresión

$$R(n) (T_i - T_n)$$

donde

$$R(n) = 3k \sum_j n_j \sum_n \frac{\mu_{j_n} \nu_{j_n}}{m_n} \quad (10)$$

i) Temperaturas electrónicas en las auroras.

La temperatura de los electrones en las auroras en el estado continuo se determina resolviendo la ecuación de energía. En ausencia de corrientes eléctricas (o flujo de electrones) esta ecuación es

$$-\nabla \cdot \vec{q} + Q_e - L_e = 0 \quad (11)$$

donde Q_e y L_e son las tasas de calentamiento y enfriamiento, respectivamente, y \vec{q} se define como en (9). La solución para T_e determina la temperatura electrónica. Se han dado soluciones (11) para el calentamiento de electrones por impacto [Walker y Rees, 1968] y para el caso en que se incluye el calentamiento de un campo perpendicular [Rees y Walker, 1968]. Sus resultados se muestran en la figura 6.1.

T_e asciende a valores de 3000 a 4000 K entre los 250 y los 350 km. Se ha mostrado [Walker y Rees, 1968] que la conductancia térmica no afecta significativamente los resultados por debajo de los 250 km. El efecto del calentamiento del campo eléctrico es de menos de 500 K para electrones por encima de los 250 km, y despreciable por abajo de ellos.

La ecuación (11) se ha extendido para el caso en que los electrones tienen una velocidad de deriva \vec{v}_e . En este caso, debe tomarse en cuenta el balance de energía para un elemento de volumen que se mueva con la velocidad de deriva, de modo que, en lugar de la ecuación (11), la ecuación de energía de los electrones resulta

$$-\frac{5}{2} n_e k T_e \nabla \cdot \vec{v}_e - \nabla \cdot \vec{q} + Q_j + Q_e - L_e = \frac{3}{5} k \frac{D(n_e T_e)}{Dt} \quad (12)$$

El primer término representa la pérdida de energía debida a la expansión adiabática. Q_j es el término del calentamiento de Joule, mientras que $D/Dt \equiv d/dt + \vec{v}_e \cdot \nabla$. La ecuación (12) ha sido resuelta [Rees et al., 1971] para el estado continuo, suponiendo que hay una corriente paralela de retorno igual y opuesta al flujo de electrones. Los resultados muestran que el efecto de enfriamiento de la corriente paralela puede reducir T_e entre los 300 y los 1000 km.

j) Temperaturas iónicas en las auroras.

Para los iones los efectos de conducción eléctrica no son importantes, por lo que la temperatura puede ser determinada resolviendo una ecuación de la forma

$$Q_i - L_i = 0 \quad (13)$$

La tasa de enfriamiento iónica L_i se obtiene de la ecuación (10). La tasa de calentamiento se deriva de la cuarta ecuación de la tabla 6.2 (transferencia de calor de electrones calientes) y de la ecuación (5) (calentamiento por un campo eléctrico transversal). La ecuación (13) ha sido resuelta [Rees y Walker, 1968] para diferentes condiciones aurorales y ambientales. Los resultados, en el primer caso, aparecen en la figura 6.1. En ausencia de campos eléctricos la temperatura iónica permanece cerca de cero por debajo de los 200 km; un campo de 50 mV m^{-1} lleva a un incremento muy marcado de la temperatura por encima de los 120 km, y hasta 2000 K a los 200 km.

k) Efectos de calentamiento de partículas neutras en las auroras.

Se ha encontrado que la energía recibida por la atmósfera neutra [secciones a) y e)] puede producir efectos convectivos importantes. Si se considera un elemento de volumen de la atmósfera que contenga n partículas y que se caliente a una tasa Q , entonces, en el estado continuo, dicho volumen ascenderá a una velocidad W ; ésta debe incrementarse con la altura de modo que el elemento de volumen pueda expandirse cuando decrece la presión. La expansión produce un trabajo externo que reduce el incremento en la temperatura. En el estado continuo

$$W = \frac{Q}{nC_p \frac{dT}{dz} + nmg} \quad (14)$$

donde m y C_p son la masa promedio y la capacidad calorífica por partícula, respectivamente.

Para el calentamiento producido por un campo perpendicular de 50 mV m^{-1} se han encontrado vientos ascendentes de 10 cm s^{-1} a 125 km , 100 cm s^{-1} a 170 km y varios ms^{-1} a 200 km . El calentamiento por flujo de partículas produce vientos de magnitudes comparables; las partículas más lentas son especialmente efectivas para un flujo de energía dado. Estos vientos verticales incluyen las velocidades de difusión de los componentes neutros que resultan del balance entre gradientes de presión parcial, fuerzas gravitacionales y fuerzas de arrastre debidas a colisiones con otras especies.

6.4 La estructura potencial auroral.

a) Circulación convectiva.

La existencia de un campo magnético interplanetario embebido en el viento solar tiene consecuencias muy importantes por su interacción con el campo magnético terrestre. En este caso es conveniente introducir la aproximación de campo congelado, que es válida para un plasma de baja energía y muy alta conductividad en el cual (si los campos eléctricos paralelos son despreciables) la velocidad de deriva esté dada por la ecuación 2.6-(15)

$$\vec{v}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

Entonces, la velocidad de deriva \vec{v}_d , y los campos \vec{B} y \vec{E} están relacionados por la ecuación

$$\vec{v}_d \times \vec{B} + \vec{E} = 0 \quad (1)$$

En este caso puede mostrarse que, si se confina una cierta cantidad de plasma en un tubo de flujo magnético, esta cantidad permanecerá constante conforme derive el plasma, y que todo el plasma inicialmente dentro de un tubo de flujo dado permanecerá dentro de un tubo de flujo común. En la magnetosfera en estado estacionario habrá un campo magnético constante que puede ser representado mediante líneas de flujo. Entonces, si hay también campos eléctricos perpendiculares a las líneas de flujo, el plasma de baja energía derivará como si las líneas de flujo magnético estuvieran congeladas con él. Esto tiene varias consecuencias:

- i) Si se conoce el movimiento del plasma de baja energía en un campo magnético, entonces el flujo magnético a través de un circuito cerrado en movimiento con el plasma es constante.
- ii) Esto sucede en todos los puntos donde la ecuación 2.6-(15) es válida, es decir, arriba de 120 km para los iones y de 80 km para los electrones.
- iii) Las partículas de energía de más de 1 keV son fuertemente afectadas por derivas adicionales en campos magnéticos no homogéneos, de acuerdo con la ecuación

$$\vec{v}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \frac{\epsilon_{\perp} \vec{B} \times \nabla B}{qB^3} + \frac{2\epsilon_{\parallel} \vec{B} \times \vec{R}}{qB^2 R^2} \quad (2)$$

donde ϵ_{\perp} y ϵ_{\parallel} son las energías asociadas con las velocidades perpendiculares y paralelas del movimiento de las partículas, q el de la carga y \vec{R} es el radio vector de curvatura de la línea de campo dirigido de la línea al centro de curvatura. [Véase el capítulo II.] En un campo dipolar los dos últimos términos de la ecuación (2) producen una deriva azimutal hacia el oeste para los protones y hacia el este para los electrones, mientras que para la deriva de baja energía dada por el término $\vec{E} \times \vec{B}/B^2$, la velocidad es independiente de la carga.

- iv) De la ecuación (1) se observa que las trayectorias de deriva, para energías $\ll 1 \text{ keV}$, son líneas equipotenciales.

El transporte de la ionización dentro de la magnetosfera de acuerdo con los puntos anteriores se llama convección magnetosférica equipotencial (se supone que las líneas de campo magnético son equipotenciales). Estas ideas permiten representar la interacción entre el viento solar y la magnetosfera. [Véase el capítulo III]. Actualmente se cree que la circulación en la magnetosfera es provocada por la reconexión de las líneas de campo magnético magnetosféricas e interplanetarias. Al parecer, el 10% de las líneas de campo interplanetarias interceptadas por la magnetosfera se reconectan con las líneas de la magnetosfera. [Figura 3.4]

La circulación convectiva se produce más fácilmente si el campo interplanetario tiene una componente hacia el sur, dado que la tasa de reconexión es proporcional a $\text{sen}\theta/2$, donde θ es el ángulo entre las direcciones de las líneas de flujo en reconexión.

b) Corrientes globales alineadas con el campo.

La convección ionosférica se da principalmente en dirección hacia el Sol. Cerca de la medianoche local hay fuertes componentes convectivas hacia el ecuador, mientras que, al mediodía local, la convección se dirige hacia los polos. Estas corrientes producen corrientes eléctricas globales alineadas con los campos de la ionosfera. Iijima y Potemra [1978] han definido dos regiones en el óvalo auroral según las corrientes alineadas con el campo. La región 1 es una región de corrientes alineadas con el campo cerca de la porción hacia el polo del óvalo, en tanto que la región 2 se localiza en la sección hacia el ecuador. En la sección tarde la corriente fluye hacia la ionosfera en la región 2 y desde ella en la región 1. El sentido de la corriente se invierte en la sección mañana. Estas corrientes tienen intensidades del orden de $1 \mu\text{A}/\text{m}^2$.

Las corrientes desde la ionosfera son llevadas principalmente por electrones en precipitación, y se cree que electrones fríos en movimiento de la ionosfera a la magnetosfera transportan las corrientes hacia la ionosfera.

Las corrientes alineadas con el campo son más complicadas cerca de la medianoche y del mediodía locales. Cerca de la medianoche [véase la figura 6.2] la corriente del lado mañana de la región 1 se superpone a la del lado tarde. En el sector tarde, el campo eléctrico convectivo se dirige hacia el polo en la parte externa del óvalo. A la medianoche, la corriente fluye hacia la ionosfera en los bordes interno y externo del óvalo.

En las cercanías de la cúspide del lado día se ha observado un sistema extra de corrientes alineadas con el campo en el interior de la región 1. Su polaridad es opuesta a la de la corriente de la región 1. En el hemisferio norte (sur) sólo aparece en el lado tarde (mañana) del mediodía cuando el campo magnético interplanetario, en su componente B_y , está dirigido hacia el sur, y sólo en el lado mañana (tarde) cuando B_y está dirigido hacia el norte.

c) Fenomenología de V invertida.

La precipitación de electrones en las auroras difusas es bastante uniforme e isotrópica. En la parte interna del óvalo, los flujos de electrones están más estructurados espacialmente, y a menudo se hallan alineados con el campo. Este proceso de estructuración resulta en arcos ópticos discretos muy notorios. Las características estructurales dominantes del flujo de electrones son las llamadas V invertidas, que consisten en bandas latitudinalmente estrechas ($\sim 1^\circ$) de precipitación de electrones, cuyas energías aumentan de unos cientos de eV a varios keV, y luego descienden nuevamente a cientos de eV [Frank y Ackerson, 1971]. Su nombre se deriva del hecho de que en espectrogramas de tiempo-energía tienen la forma de V invertida [Figura 6.3]. Algunas estructuras de V invertida se han relacionado con arcos discretos observados desde tierra, pero las Ves aquellas tienen dimensiones latitudinales de varios cientos de kilómetros, mientras que los arcos ópticos tienen anchuras típicas de 1 a 10 km.

Lin y Hoffman [1979] han estudiado la distribución global de las estructuras de V invertidas mediante el satélite AE-D. Sus estudios muestran que las V invertidas se localizan en toda la región de alta latitud; aparecen predominantemente en el sector noche y están ausentes en el sector de antes del mediodía. Los estudios de la distribución del ángulo de paso sobre una V invertida muestran que, a la energía de un pico de flujo, los electrones están alineados con el campo, mientras que los de energías mayores son isotrópicos. Esta distribución es consistente con la que tendrían los electrones acelerados a través de una caída de potencial alineada con el campo arriba del punto de observación [Evans, 1974]. Los electrones con energías menores que las del pico muestran una distribución de ángulo de paso muy compleja. Algunos de estos electrones son secundarios y primarios amortiguados atrapados entre un espejo magnético y una barrera de potencial electrostática.

Algunos de los electrones de baja energía están fuertemente alineados con el campo, lo que sugiere que se trata de electrones acelerados de origen ionosférico. Si es así, la complejidad de sus distribuciones indica que la caída de potencial alineado con el campo varía temporal y espacialmente.

La primera evidencia directa de la existencia de caídas de potencial alineadas con el campo fue obtenida mediante el satélite S3-3 [Mozer et al., 1980]. El S3-3 llegó a regiones a unos 8000 km por encima de la ionosfera auroral, donde fueron observados campos eléctricos muy intensos, de unos 400 mV/m a 8000 km de altura, que sufrían inversiones muy rápidas. A la altitud de los arcos aurorales la intensidad del campo eléctrico, suponiendo que $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$, es del orden de 1000 mV/m, y la anchura latitudinal de la estructura de menos de 10 km. Esta es la anchura de un arco óptico discreto típico. Sin embargo, la intensidad del campo eléctrico excede grandemente la medida en la ionosfera inferior, por lo que se supone que existe una caída de potencial a lo largo de las líneas de campo magnético que acelera los electrones de la hoja de plasma.

Estas estructuras del campo eléctrico, llamadas estructuras potenciales aurorales, han sido observadas a todas las altitudes por encima de los 1000 km, aunque son más abundantes arriba de los 4000 km. La comparación entre las mediciones del campo eléctrico y otras mediciones simultáneas en el S3-3 muestra que las estructuras de campo eléctrico son turbulencias de onda que coinciden con las estructuras de precipitación de las V invertidas. Dentro de las inversiones del campo eléctrico se encuentran flujos de electrones alineados con el campo que viajan hacia la ionosfera, y iones H^+ y O^+ que salen de ella. Los iones ascendentes son clasificados en "haces" y "conos", según la distribución de los ángulos de paso. Los haces de iones están fuertemente dirigidos a lo largo de las líneas de campo magnético; sólo han sido observados a altitudes mayores de 4000 km, y son más frecuentes en las regiones de auroras discretas. Se cree que estos haces son acelerados hacia arriba por los mismos campos eléctricos paralelos que aceleran los electrones de la hoja de plasma hacia abajo para formar los arcos aurorales discretos. Los conos de iones, por otra parte, tienen distribuciones en su ángulo de paso con máximos en ángulos entre 0° y 90° . Han sido detectados a todas las latitudes en el óvalo auroral y a todas altitudes por encima de los 1000 km. Se cree que son acelerados por interacciones resonantes con ondas de ciclotrón de los niveles superiores [Gorney et al., 1981].

6.5 Mecanismos de precipitación de las partículas aurorales.

Las auroras polares y otros efectos ionosféricos, así como mediciones directas, han mostrado la existencia de flujos de partículas en la atmósfera superior. Estas partículas, con energías de 1 a 100 keV, se originan probablemente en el viento solar. Cuando entra en contacto con la magnetosfera terrestre, el viento solar cambia de los valores supersónicos indicados en la tabla 6.3 a valores subsónicos

TABLA 6.3

PROPIEDADES DEL VIENTO SOLAR

| | |
|-----------------------------|---|
| Flujo de partículas | $10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| Densidad | $2 - 120 \text{ cm}^{-3}$ |
| Velocidad | $200 - 1000 \text{ km s}^{-1}$ |
| Temperatura de iones, T_i | $10^4 - 10^6 \text{ K}$ |
| Temperatura de electrones | $1.5 - 5 \text{ T}_i$ |
| Campo magnético | $2 - 40 \gamma$ |

En la onda de choque la velocidad de flujo ordenado de los protones se convierte en movimiento al azar, de modo que los protones y los electrones en la magnetofunda adquieren energías térmicas del orden de 500 y 100 eV, respectivamente. En el caso de los electrones, esta región es principalmente térmica, incluso en el viento solar. Para alcanzar las energías de las partículas aurorales en la zona nocturna, debe producirse un incremento de 50 ó más veces en la energía. El proceso de aceleración ha sido bien estudiado gracias a la exploración directa del viento solar y de la magnetosfera por medio de satélites, si bien es difícil determinar de esta manera los detalles de los procesos dinámicos en el sistema magnetosfera-ionosfera. Es necesario, entonces, explicar cómo penetran las partículas la magnetosfera y cómo son aceleradas.

a) Incidencia y energización de las partículas.

Las variaciones en la componente norte-sur del campo interplanetario pueden producir por sí solas subtormentas magnetosféricas y aurales; esto sucede cuando se inicia o termina el proceso de convección, aunque es posible que intervengan algunas inestabilidades internas adicionales debidas a la enorme emisión de energía en un tiempo muy corto.

i) Origen de las partículas aurales.

En principio, las partículas de la hoja de plasma podrían provenir de la atmósfera terrestre o del viento solar. En el primer caso, el origen inmediato podría encontrarse en los casquetes polares, en los cuales se pierde una corriente continua de plasma (el viento polar) a través de las líneas de campo de la cola magnética. Es posible que los iones del viento polar sean atrapados en la hoja de plasma por reconexión de las líneas de la cola. Se sabe, por mediciones directas, que el viento solar penetra hacia los polos (siguiendo las líneas de campo geomagnético) en el lado diurno y, en consecuencia, podría penetrar hacia las líneas de la cola en un proceso de reconexión. Las partículas también pueden penetrar a lo largo de los bordes exteriores de la hoja de plasma, donde el campo de la cola es débil.

Las mediciones de la razón $\text{He}^{++}/\text{He}^+$ [Whalen, 1971] hacen más probable un origen en el viento solar de las partículas aurales. Sin embargo, algunas mediciones de los iones de O^+ [Shelley, 1972] y He^+ [Johnson, 1974] en la región de confinamiento podrían indicar la existencia de al menos una componente de origen terrestre.

ii) Energización adiabática.

Una vez que se establece un proceso convectivo en la hoja de plasma, el proceso de deriva descrito por la ecuación 6.4-(2) puede llevar a un incremento en la energía. Esto puede ser descrito desde dos puntos de vista. En uno, la energización puede ser considerada como un tipo de compresión adiabática, en la que una cantidad dada de plasma confinado en un tubo magnético particular se comprime conforme el tubo converge. Si no hay intercambio entre las componentes de velocidad paralela y perpendicular al campo (v_{\perp} y v_{\parallel}), se presentan dos procesos de aceleración por separado: aceleración de Fermi para v_{\parallel} , debida a la disminución de la distancia entre los espejos magnéticos de las partículas confinadas en el tubo de flujo, y la aceleración de betatrón para v_{\perp} , debida al incremento en la intensidad del campo. La primera produce un aumento en la energía aproximadamente proporcional a l^{-2} , donde l es la distancia entre los espejos magnéticos en el tubo de flujo. Para un campo dipolar esto sería proporcional a R^{-2} , donde R es la distancia ecuatorial hasta el tubo de flujo; para las líneas distorsionadas de la cola, esto sería una aproximación aceptable. La aceleración de betatrón produce un incremento proporcional al de la intensidad del campo magnético que, para un campo de tipo dipolar, es proporcional a R^{-3} .

Si hay intercambio entre los dos modos de velocidad traslacional, esto es, si hay dispersión en los ángulos de paso, se aplica la ley adiabática $TV^{\gamma-1} = \text{cte}$, con $\gamma = 5/3$, donde V es el volumen del tubo de flujo. Puesto que la energía de la partícula es proporcional a T , y el volumen a R^3 , el incremento en la energía es proporcional a $R^{-6/3}$.

Según el otro punto de vista, la energización adiabática proviene de la energía ganada al cruzar las líneas equipotenciales del campo eléctrico magnetosférico. El plasma con energía cero se desplaza de acuerdo con el primer término de la ecuación 6.4-(2) y sigue las líneas de flujo, que también son líneas equipotenciales. Las partículas con energía diferente de cero se desvían de estas líneas de flujo en un campo dipolar, de acuerdo con los términos segundo y tercero de la ecuación 6.4-(2), y cruzan las líneas equipotenciales en el sentido en que ganan energía. Puesto que el campo eléctrico a través de la magnetosfera es del orden de 30 kV, las energías ganadas en el proceso de energización adiabática son normalmente del orden de 10 a 20 keV.

La figura 6.4 muestra las trayectorias de deriva de las partículas con 1 keV de energía. Se supone que hay un campo eléctrico constante mañana-tarde, así como un campo corrotacional $\sim 1/R^2$. Las trayectorias de los protones penetran más cerca de la Tierra que las de los electrones. Las trayectorias de los protones y electrones constituyen un anillo de corriente asimétrico.

La energización adiabática de las partículas en estado continuo produciría una banda auroral difusa constante. Con la suposición de una fuerte dispersión en los ángulos de paso, el borde interior de la hoja de plasma (y, por tanto, el borde ecuatorial del óvalo) se encontraría en donde los tubos de flujo se vacían, debido a pérdidas en la atmósfera más rápidas que la reposición por el flujo convectivo. Este mecanismo podría explicar las auroras difusas o las auroras de manto nocturnas. Un flujo convectivo intermitente podría explicar incluso algunos aspectos de las subtormentas, pero es probable que se necesiten procesos adicionales para explicar la estructura fina de los arcos aurorales.

b) Efectos transitorios y subtormentas.

Las partículas aurorales se precipitan intermitentemente en asociación con las subtormentas. Dado que la dirección del campo magnético interplanetario parece controlar la tasa de reconexión y, por tanto, de la convección magnetosférica, es concebible que las subtormentas sean simplemente la respuesta directa de la magnetosfera a los períodos con el campo interplanetario dirigido hacia el sur. Si así fuera el caso, podrían esperarse ciertos efectos transitorios que se discutirán a continuación.

i) Crecimiento de la cola magnética

Coroniti y Kennel (1973) han desarrollado una relación que explica la respuesta de la magnetosfera a una inversión hacia el sur del campo interplanetario que lleva a una función escalonada en la tasa de reconexión \dot{F}_0 , esto es, a un incremento de 0 a F_0 en el tiempo $t = 0$. El decremento fraccional en el radio del frente r , y el incremento en el flujo ΔF_T de la cola magnética, están dados por las ecuaciones

$$r(t) = \frac{\dot{F}_0}{\dot{F}_*} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (1)$$

$$\Delta \dot{F}_T = \dot{F}_0 \tau (2 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2)$$

donde τ es la constante de tiempo

$$\tau = (\gamma + 2) M \pi / \dot{F}_* D$$

donde D es el radio del frente, es decir, la distancia radial del centro de la Tierra a la magnetopausa; γ , la razón de las líneas de campo cerradas totales a las diurnas, tiene valores entre 1 y 2. Si $\gamma = 2$, las líneas nocturnas estarían cerradas hasta una altura igual a la de las cimas diurnas.

En el estado continuo, \dot{F}_R , la tasa en que las líneas fluyen hacia el frente de choque desde la cola magnética, será igual a la tasa \dot{F}_0 en la que las líneas se abren al sumergirse en el frente. Por tanto, \dot{F}_R / \dot{F}_* será igual al decremento fraccional del radio del frente debido al efecto de deslizamiento. Coroniti y Kennel [1973] han evaluado \dot{F}_* y obtenido

$$\dot{F}_* \approx 6 \times 10^6 \Sigma_p \text{ weber seg}^{-1}$$

Σ_p es la conductancia atmosférica de Pederson integrada con la altura en la región cumbre del lado diurno. Usando el valor anterior de \dot{F}_* , se obtiene

$$\tau \approx 4 \Sigma_p \text{ min}$$

si se toma $\gamma = 1.5$. Esto indica que la función escalonada conduce a la erosión del frente y a un incremento en el flujo en la cola, con una constante de tiempo de unos 20 min. Si se supone que la tasa con que el flujo regresa al frente, \dot{F}_R , controla la tasa de convección en la cola, entonces ésta también se incrementará con la misma constante de tiempo (al menos, así se cree). La situación que resulta se ilustra en la figura 6.5.

La curva en la última línea de campo cerrado está probablemente en el extremo más alejado de la cola. En X está efectuándose una reconexión, y hay una convección constante hacia la tierra entre Z y el borde interior de la hoja de plasma en D. Si la dispersión de los ángulos de paso mantiene la isotropía en el plasma en la hoja C, habrá una zona difusa de precipitación entre P y E. El efecto del inicio de una inmersión y una convección más rápidas (b) será mover esta zona hacia el ecuador e incrementar el flujo y la energía de las partículas en precipitación. Dado que, incluso en el límite de una fuerte dispersión de los ángulos de paso, la pérdida de plasma es reducida, el colapso de las líneas distorsionables en la hoja de plasma es bloqueado por la constitución de un gradiente de presión del plasma a lo largo de la hoja de plasma. El flujo convectivo en la magnetosfera puede, sin duda, presentarse aun cuando las líneas de campo estén distorsionadas.

La situación puede llevar a una clase moderada de subtormenta con una lenta intensificación de una región amplia de precipitación y una deriva de esta región hacia el ecuador. Si el campo interplanetario se invirtiese de nuevo hacia el norte, la situación revertiría hacia las condiciones originales, con una constante de tiempo similar.

ii) Inestabilidad en el crecimiento de la cola magnética.

La situación planteada en la figura 6.5 llega a ser, de alguna manera, inestable, de modo que se presenta una rápida precipitación del plasma. Esta se inicia probablemente en el borde ecuatorial del óvalo en E (c) y se extiende hacia los polos. La disminución en la presión del plasma permite que la reconexión retroceda hacia el punto neutral en la cola y que las líneas a alta latitud se "compriman" hacia la Tierra, comprimiendo y calentando el plasma en las líneas cerradas a latitudes mayores recientemente formadas. La inestabilidad puede seguir extendiéndose hacia los polos mientras el campo toma una forma dipolar.

Hay varias proposiciones para explicar la naturaleza del proceso desencadenante. La figura 6.6 ilustra algunos procesos sugeridos por Atkinson (1974) y Coroniti y Kennel (1972a).

(a)₀ y (b)₀ representan secciones transversales polares y ecuatoriales, respectivamente, durante la fase de crecimiento. La presencia de líneas de campo semejantes a la cola implica la presencia de la corriente transversal de la cola. Esta corriente es transportada principalmente por protones energéticos que derivan hacia el oeste [Ecuación 6.4-(2)]. Al mismo tiempo, debe haber una precipitación constante de electrones a lo largo de la región oval a la media noche debido a la dispersión de los ángulos de paso. Esa precipitación conduce a la aparición de un tramo conductor y, en consecuencia, a un rizo de corriente de Pederson este-oeste que fluye de la magnetosfera, a lo largo de las líneas de campo, hacia abajo del lado diurno del óvalo y hacia arriba del lado nocturno. Esta corriente sería transportada por el campo eléctrico transversal de la cola; a lo largo de las líneas de campo sería transportada principalmente por electrones.

El campo eléctrico a lo largo del óvalo también conduciría una corriente de Hall hacia el polo a través del óvalo. Puesto que la conductividad elevada está confinada a la región de precipitación, esta corriente no puede cerrarse completamente en la ionosfera, sino que: (i) se cierra en la magnetosfera y, en consecuencia, da origen a un par de corrientes de hoja sobre cualquier lado de la región de precipitación, ii) provoca una polarización del campo hacia el ecuador a través del "arco" si la resistencia del rizo de la magnetosfera es demasiado elevada. Coroniti y Kennel han supuesto que la densidad del flujo hacia arriba, de los electrones de la corriente de Hall, sobre el borde ecuatorial, podría exceder el límite de la inestabilidad electrostática ion-ciclotrón, lo que llevaría al desarrollo de una resistencia elevada en la atmósfera superior y, así, a la condición ii). En este caso, el propio campo de polarización resultante induciría una corriente de Hall a lo largo del óvalo, en una dirección tal que la corriente original se vería reforzada. Esta corriente reforzada (corriente de Cowling) sería mucho mayor que la corriente de Pederson original, lo cual se presentaría, en primer lugar, en un intervalo limitado de longitudes cercanas a la medianoche, donde la conductividad es máxima. McPherron (1973) sugiere que podría pensarse que esta corriente incrementada se cierra en la hoja de corriente en oposición a la corriente transversal inicial de la cola, esto es, que la corriente transversal de la cola podría estar en corto circuito, a través de la ionosfera, cuando se inician las subtormentas.

Esto conduciría a la situación de (c), en la que el campo dentro de la región de la corriente reducida de la cola se colapsa hasta su forma dipolar. De acuerdo con este punto de vista, el plasma sobre las líneas de campo colapsadas adquiere energía y se pierde por precipitación hacia el óvalo auroral, en el caso de los electrones, y por escape hacia la cola o deriva hacia el oeste, en el caso de los protones. Esta corriente ascendente puede ser transportada por los electrones aurorales, o bien el flujo auroral de electrones puede precipitarse desde la región de transición como una función de la disminución en la corriente de la cola. Esta última opción es consistente con la hipótesis de que el flujo en precipitación se produce por una rápida dispersión de los ángulos de paso, de modo que la tasa de flujo es controlada por disminución en el tiempo de rebote y por energización adiabática, conforme el tubo de flujo cambia de la forma de la cola a la dipolar.

Este proceso puede desencadenarse por un incremento en la razón E_{\perp}/E_{\parallel} , debido a la aceleración de betatrón para los electrones confinados. Esto puede conducir a una precipitación turbulenta que, a su vez, lleva a un colapso adicional de la cola y, así, a una situación de retroalimentación positiva. En este caso, la dispersión de los ángulos de paso sería baja hasta que, en algún momento, el incremento convectivo de la densidad y la energía del plasma alcanzara el límite de confinamiento estable dado por la ecuación 6.5-(11); entonces, el inicio de una difusión intensa puede provocar el colapso.

Es probable que los flujos de partículas aurorales sufran energizaciones adicionales durante el proceso de dispersión. Esto es sugerido por la aparición de rayos x por debajo de los 90 km, lo que implica energías mayores que las que pueden ser obtenidas por energización adiabática.

c) Procesos adicionales de aceleración.

Entre los procesos que probablemente energizan los protones y electrones aurorales se han incluido las aceleraciones de Fermi y de betatrón y la aceleración de hoja neutral. Se cree que los procesos adiabáticos proveen toda la energía necesaria. Sin embargo, las observaciones de los flujos de electrones alineados con el campo, por encima de algunas formaciones aurorales, sugieren que se pueden requerir otros procesos de aceleración. El más plausible implica la existencia de algún tipo de campo eléctrico paralelo. La conductancia a lo largo de las líneas de campo sería tan alta [sección 6.2] que los campos más intensos no excederían los $20 \mu\text{Vm}^{-1}$, es decir, los 120VR_0^{-1} .

Como se ve de la ecuación 6.1-(13), la conductancia está controlada por la frecuencia de colisión de electrones, es decir, por la tasa en la que los electrones pueden transferir momento al plasma circundante. Otros modos de transferencia de momento serían las inestabilidades en las ondas ionociclótón y ion-acústicas. La inestabilidad de una corriente de campo alineado puede tener un umbral muy bajo, pues, una vez que se hubiese producido una caída de potencial de varios kV, sería posible la aceleración de electrones de más alta energía, debido a que la sección transversal de transferencia de momento ion-electrón disminuye cuando aumenta la energía (como lo indica la ecuación 6.2-(7)). Se ha sugerido [Coroniti y Kennel, 1972 a] que esto puede suceder con la corriente de Hall ascendente de los electrones [sección anterior]. En este caso la aceleración sería ascendente y los electrones se precipitarían hacia el hemisferio opuesto, suponiendo que evitaran la zona de campo conjugado.

d) Confinamiento de partículas y dispersión del ángulo de paso.

Las partículas cuyas órbitas tienen espejos magnéticos por encima de los 500 km no son frecuentemente dispersadas por la atmósfera, de modo que permanecen confinadas establemente; aquellas partículas con espejos magnéticos a menos de 200 km son fácilmente absorbidas.

El campo magnético de un dipolo de momento magnético M está dado por

$$B(R, A) = \frac{M}{R^3} (1 + 3\text{sen}^2 A)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

donde A es la latitud geomagnética y R es la distancia radial al centro del campo dipolar.

En consecuencia, el ángulo de paso en el ecuador θ_{ec} , donde el campo es B_{ec} para una partícula con espejo cercano a la superficie con radio R_T , es

$$\theta_{ec} = \arcsen \sqrt{\frac{R_T^3}{R_{ec}^3} (1 + 3\text{sen}^2 A)} \quad (4)$$

En el óvalo auroral $\theta_{ec} \approx 4^\circ$, por lo que podría esperarse que el efecto de la pérdida atmosférica sería remover solamente aquellas partículas con $\theta < 4^\circ$ de la distribución medida en el plano ecuatorial. La tasa de pérdida, en este caso, sería pequeña.

Si actuase algún proceso adicional que redistribuyese los ángulos de paso, podría haber una pérdida continua. Estos procesos podrían ser, por ejemplo, las aceleraciones de Fermi o de campo eléctrico paralelo. También pueden ocurrir cambios pequeños al azar, en lo que se llama difusión del ángulo de paso. Si ésta es bastante rápida como para producir isotropía en los ángulos de paso en un tiempo menor que el período de rebote de una partícula, se tiene una difusión fuerte del ángulo de paso, donde la probabilidad de pérdida por oscilación es $\Omega_{pérd.}/2\pi$, y donde $\Omega_{pérd.}$ es el ángulo sólido del cono de pérdida.

La interacción con las ondas de plasma es un mecanismo que puede modificar las funciones de distribución de las partículas. Una interacción de este tipo es efectiva, para una partícula con una componente paralela de velocidad v_R , cuando la frecuencia de una onda de plasma transversal polarizada circularmente, modificada por el efecto Doppler (vista desde la partícula), es idéntica a la girofrecuencia Ω de la partícula. Esta se relaciona, en este caso, con la frecuencia angular ω y con la constante de propagación k de la onda por medio de la ecuación de dispersión

$$\omega = \Omega - kv_R \quad (5)$$

En general, los electrones interactúan con las ondas polarizadas circularmente hacia la derecha (dextrógiras) y los protones con las levógiras ω/k es la velocidad de fase de la onda. Las ondas transversales polarizadas circularmente pueden entrar en resonancia y absorber energía de los electrones. De la ecuación (5) y de la expresión de la velocidad de onda, la energía de interacción es

$$E_R = \frac{B^2}{2\mu_0 n_e} \frac{\Omega_e}{\omega} \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right)^3 \quad (6)$$

donde n_e es la densidad del plasma, de la que depende la velocidad de onda.

La ecuación (6) expresa la energía necesaria para la interacción con una onda de frecuencia dada, pero no indica si la onda crece a expensas de la energía de la partícula, o viceversa. La amplitud de la onda se incrementa conforme a $\exp(\gamma t)$, donde

$$\gamma = \pi \Omega_e \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right)^2 \eta(v_R) \left(A + \frac{1}{1 - \frac{\omega}{\Omega_e}}\right) \quad (7)$$

y donde $\eta(v_R)$ es aproximadamente la fracción de electrones por intervalo unitario de velocidades paralelas en la vecindad de la velocidad resonante. A es una medida de la anisotropía de la distribución de velocidades, y está dada por

$$A = \left\langle \frac{\tan \theta}{f} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right\rangle_{v_{\parallel} = v_R} \quad (8)$$

donde el promedio se calcula sobre todo el intervalo de velocidades perpendiculares, y donde f es la función de distribución de velocidades de un electrón. En el caso de una distribución maxwelliana anisotrópica, $f \approx e^{-mv_{\perp}^2/T_{\perp}} e^{-mv_{\parallel}^2/T_{\parallel}}$, y

$$A = \frac{(T_{\perp} - T_{\parallel})}{T_{\parallel}}$$

Para que γ sea positiva se necesita que

$$A > \left(\frac{\Omega_e}{\omega} - 1 \right)^{-1}$$

o bien

$$E_R > \frac{B^2}{2\mu_0 n_e A(1+A)^2} \quad (9)$$

Esto indica que, para que la onda crezca a expensas de la energía de los electrones, ésta debe tener una energía mínima dada por (9).

El aumento en la energía de la onda conduce a una disminución en el ángulo de paso para los electrones en resonancia y, por consiguiente, a su difusión hacia el cono de pérdida. El crecimiento real de las ondas en la magnetosfera depende de la longitud del camino donde es válida (7) y de la fracción R de la amplitud de onda que es reflejada desde la base de las líneas de campo. Se supone que el crecimiento se mantiene sobre un segmento de línea de campo magnético de longitud del orden de LR_T centrado en el plano ecuatorial (donde L es la coordenada de McIlwain). Así, la amplitud de la onda aumentará si

$$e^{\frac{v_g R_T}{v_p}} R > 1 \quad (10)$$

donde v_g es la velocidad de grupo de la onda, pues, en este caso, el crecimiento en cada trayecto es mayor que la pérdida por reflexión. Así, si $\eta(v_R)$ es suficientemente grande en (7) como para satisfacer (10), ocurrirá crecimiento de onda, con el resultado de que se perderán las partículas de energía resonante hasta que $\eta(v_R)$ disminuya, de modo que el lado izquierdo de (10) tenderá a la unidad. De (10) y (7) se obtiene el máximo valor estable de $\eta(v_R)$, que es

$$\eta_{\max}(v_R) = \frac{2v_R \omega \ln(1/R)}{\pi(\Omega_e - \omega)^2 LR_T \left\{ A - \frac{1}{\frac{\Omega_e}{\omega} - 1} \right\}} \quad (11)$$

Una vez que se excede el límite de confinamiento estable para electrones de una energía dada, surgirán ondas de tipo turbulento y los electrones se precipitarán. Se ha sugerido [Brice y Lucas, 1971] que este tipo de precipitación podría estar relacionado con las auroras difusas después de medianoche.

e) Precipitación de protones.

i) Interacciones plasma-onda-protón.

Al igual que en el caso de los electrones, es posible una resonancia entre el movimiento de ciclotrón de los protones y el campo eléctrico de las ondas magnetohidrodinámicas circularmente polarizadas [Jones, 1974]. El caso más importante se da entre ondas con polarización levógiara (desplazadas por efecto Doppler hasta la girofrecuencia protónica).

El equivalente de la ecuación (9) es

$$E_R > \frac{B^2}{2\mu_0 n_e A^2(1+A)} \quad (12)$$

de modo que la energía mínima de interacción asciende rápidamente al pasar la plasmapausa, y luego decrece para valores más altos de L . Como en el caso de los electrones, es probable que los protones que se hallan en el intervalo de energía de las auroras protónicas (de 10 a 100 keV) generen ondas ion-ciclotrón y se precipiten a un tasa suficiente para originar auroras protónicas difusas.

ii) Energización de protones y el anillo de corriente

En la sección 6.3-(e) se describe la forma en que sufren convección y son energizados los protones que se precipitan por las razones mencionadas en i).

En presencia de interacciones onda-partícula, los caminos de convección se modifican debido a las pérdidas de energía asociadas con resonancia de ondas ion-ciclotrón. Incluso con una fuerte dispersión de los ángulos de paso, los protones alcanzan valores de L más bajos que los electrones, pues aquellos tienen tiempos de rebote mayores. La localización más cercana al ecuador de las auroras protónicas puede ser consecuencia de este efecto.

El flujo de protones con deriva hacia el oeste contribuye al anillo de corriente de manera significativa. Se cree que los protones son inyectados al anillo de corriente en la región $L = 3$ a $L = 7$, durante las subtormentas, y que permanecen confinados por algún tiempo. Se ha encontrado que casi el 75% de la corriente es transportada por protones.

El anillo de corriente es asimétrico durante las subtormentas. Los protones de 5 a 50 keV, detectados en $L = 3.5$ a 5.0 del lado nocturno, no alcanzan el sector de mediodía, por lo que se cree que el anillo de corriente en el sector tarde-noche se cierra sobre la ionosfera y da origen a la corriente del electrojet del este. Se ha propuesto [Sugiura, 1972] que el anillo de corriente en etapas estables es una extensión continua de la corriente de la hoja neutra, con protones de 0.1 a 1 MeV, que transportan la carga dentro de la plasmasfera, y de 10 a 50 keV fuera de ella. Así, la Tierra estaría rodeada por un disco ecuatorial de corriente, que se extendería a grandes distancias en la dirección anti-solar y que formaría la hoja de corriente. El límite inferior de 10 keV para la convección de protones se localiza en $L = 6$ en tiempos tranquilos, y se acerca a la Tierra cuando aumenta el campo eléctrico magnetosférico.

Valores de las tasas de enfriamiento de gases electrónicos en $\text{eV cm}^{-3} \text{s}^{-1}$

| Proceso | Compañero de colisión | Tasa de enfriamiento |
|---------|---------------------------------------|--|
| (1) | N ₂ O ₂ O | $n_e n(\text{N}_2) 1.8 \times 10^{-19} T_e (T_e - T_n) (1 - 1.21 \times 10^{-4} T_e)$ $n_e n(\text{O}_2) 1.2 \times 10^{-19} T_e^{1/2} (T_e - T_n) (1 + 3.6 \times 10^{-2} T_e^{1/2})$ $n_e n(\text{O}) 5.3 \times 10^{-19} T_e^{1/2} (T_e - T_n) (1 + 5.7 \times 10^{-4} T_e)$ |
| (2) | Todos | $n_e 8 \times 10^{-16} T_e^{-3/2} (T_e - T_i) \left\{ \frac{n(\text{O}^+)}{16} + \frac{n(\text{O}_2^+)}{32} + \frac{n(\text{NO}^+)}{30} \right\}$ |
| (3) | N ₂ O ₂ | $n_e n(\text{N}_2) 2.9 \times 10^{-14} (T_e - T_n) T_e^{-1/2}$ $n_e n(\text{O}_2) 6.9 \times 10^{-14} (T_e - T_n) T_e^{-1/2}$ |
| (4) | N ₂ | $n_e n(\text{N}_2) 6.5 \times 10^{-10} T_e^{-1/2} (T_e/2000)^P \left\{ \frac{\exp\left(\frac{-3400}{T_e}\right) - \exp\left(\frac{-3400}{T_n}\right)}{1 + \exp(-3400/T_n)} \right\}$ |
| | | $P = 1.4 \quad T_e < 2000$ $P = 6.0 \quad T_e \geq 2000$ |
| | O ₂ | $n_e n(\text{O}_2) 8.4 (-10) T_e^{-1/2} (T_e/1000)^{1.735} \left\{ \frac{\exp\left(\frac{-2280}{T_e}\right) - \exp\left(\frac{-2280}{T_n}\right)}{1 + \exp(-2280/T_n)} \right\}$ |
| (5) | O | $n_e n(\text{O}) 1.1 \times 10^{-10} T_e^{1/2} \exp\left(\frac{-2.27 \times 10^4}{T_e}\right) \times$ $\times \left\{ 0.406 + 0.357 \times 10^{-4} T_e - (0.333 + 1.83 \times 10^{-4} T_e) \exp\left(\frac{-1.37 \times 10^{-4}}{T_e}\right) \right.$ $\left. - (0.456 + 0.174 \times 10^{-4} T_e) \exp\left(\frac{-2.97 \times 10^{-4}}{T_e}\right) \right\}$ |
| (6) | O | $n_e n(\text{O}) 3.4 \times 10^{-12} (T_e - T_n) T_n^{-1} (1 - 7 \times 10^{-3} T_e)$ |

- (1) Colisiones elásticas con partículas neutras.
- (2) Colisiones elásticas con iones.
- (3) Excitación rotacional.
- (4) Excitación vibracional.
- (5) Excitación O(¹D).
- (6) Excitación de O³P₁.

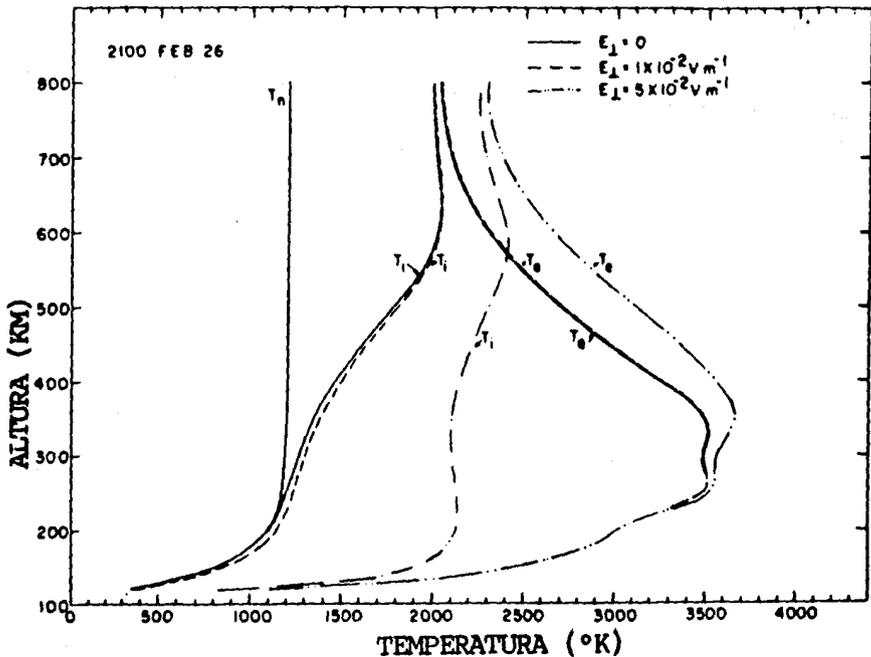


Figura 6.1 Temperaturas iónicas y electrónicas en las auroras, con campos eléctricos perpendiculares y sin ellos. (Rees y Walker, 1968.)

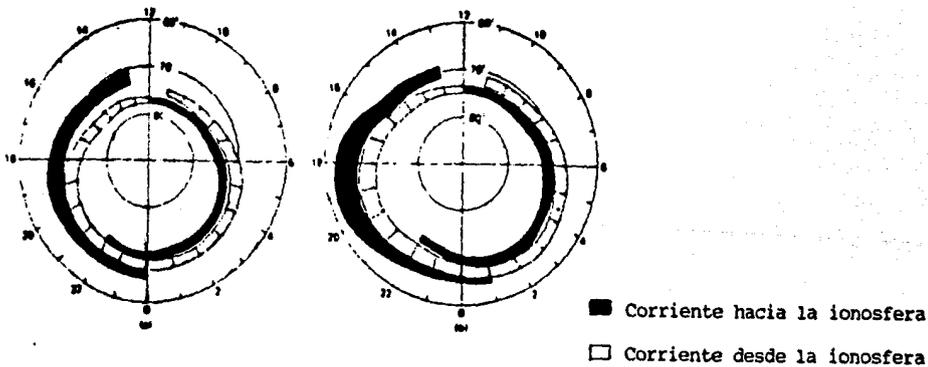


Figura 6.2 Distribución y direcciones de flujo de las corrientes alineadas con el campo a gran escala. a) En condiciones ligeramente perturbadas. b) En períodos activos. (Iijima y Potemra, 1978.)

AE-D 75309

TASAS DE FLUJO

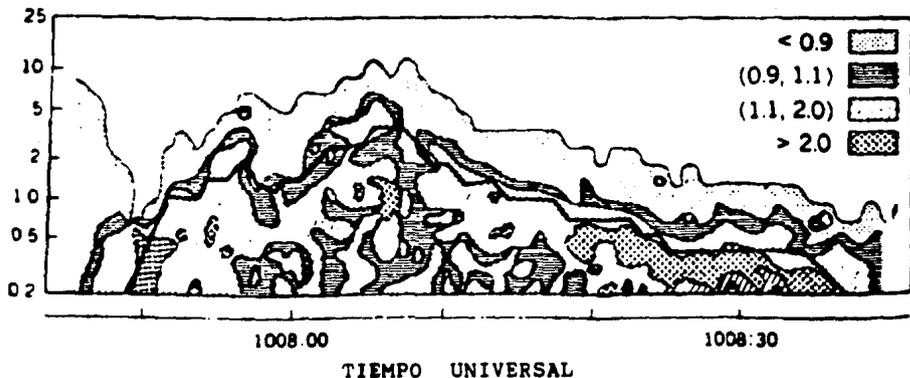


Figura 6.3 Espectrograma de las tasas direccionales de flujo diferencial (-7°) y (60°) sobre un evento de V invertida. Las tasas de flujo están separadas en 4 categorías. (Lin y Hoffman, 1979.)

Figura 6.4 Trayectorias de deriva de protones y electrones de 1 keV bajo la influencia de campos magnetosféricos eléctricos y magnéticos. (Jones, 1974.)

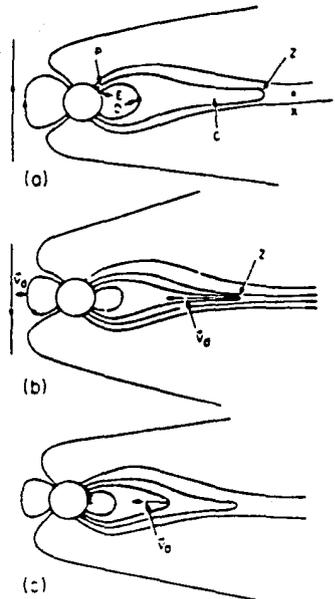
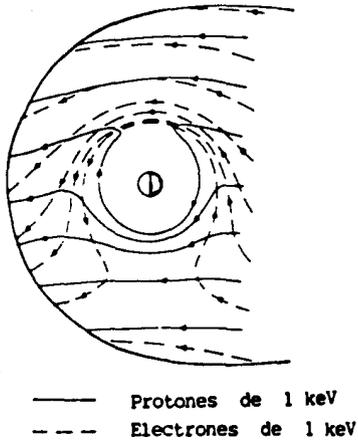


Figura 6.5 Efecto de un incremento en la tasa de reconexión sobre la configuración de la cola magnética y la hoja de plasma. a) Configuración inicial: La reconexión se efectúa en X, y hay una convección continua hacia el este entre Z y el borde interior de la hoja de plasma en D. Si la dispersión en el ángulo de paso mantiene la isotropía del plasma en la hoja C, habrá una zona difusa de precipitación entre P y E. b) Incremento en las tasas de reconexión y convección: La zona entre P y E se desplaza hacia el ecuador y aumentan el flujo y la energía de las partículas precipitadas. La cola magnética se expande y la hoja de plasma se contrae. (Jones, 1974.)

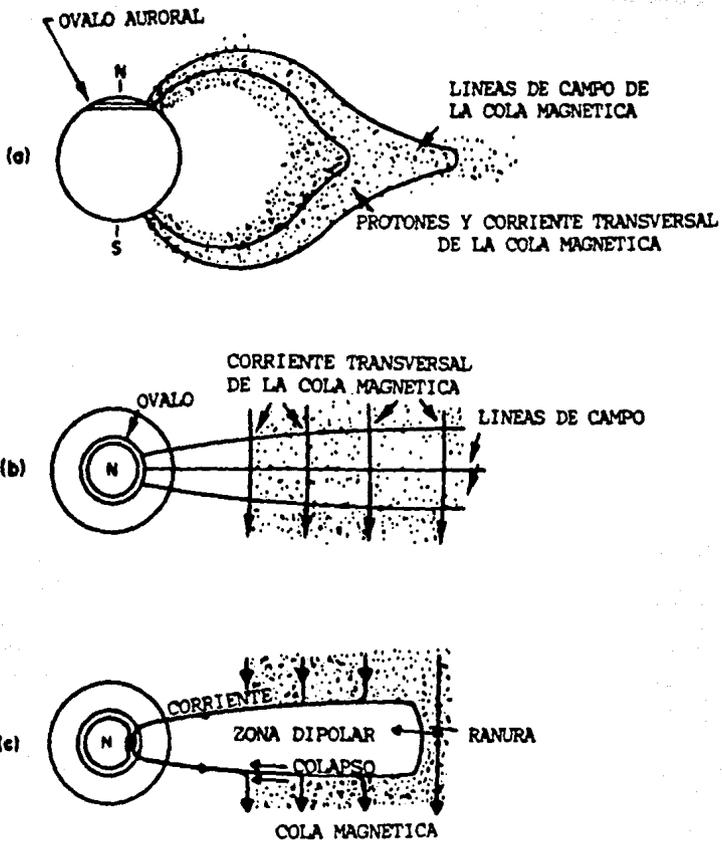


Figura 6.6 Mecanismo del colapso de la cola magnética durante la fase expansiva. a) y b) corresponden a las condiciones al final de la fase de crecimiento. c) Cambios durante la fase expansiva. (Jones, 1974.)

VII CONCLUSIONES.

En este trabajo se ha analizado globalmente el estado actual del conocimiento de los fenómenos aurales y sus mecanismos de producción: la interacción del viento solar y la magnetosfera, su relación con la electrodinámica de la ionosfera, las estructuras responsables de la precipitación de partículas hacia la atmósfera, los fenómenos de ionización y sus efectos en nuestro planeta. Sin embargo, el nivel de comprensión que se tiene de cada uno de estos fenómenos es muy diverso. Desde un punto de vista cualitativo es satisfactoria la explicación disponible acerca de la interacción entre las partículas del viento solar y el campo geomagnético. Por ejemplo, se ha utilizado con éxito el conjunto de las ecuaciones de la magnetohidrodinámica para calcular la configuración de la magnetopausa. También se han explicado satisfactoriamente, hasta el momento, los mecanismos de ionización de las partículas atmosféricas y la estructura fina de la emisión electromagnética resultante. Sin embargo, entre los procesos que aún no han sido elucidados, puede mencionarse la microfísica de la reconexión entre las líneas de campo geomagnético e interplanetarias en la magnetopausa, o bien la manera en que las partículas del viento solar atraviesan la magnetopausa.

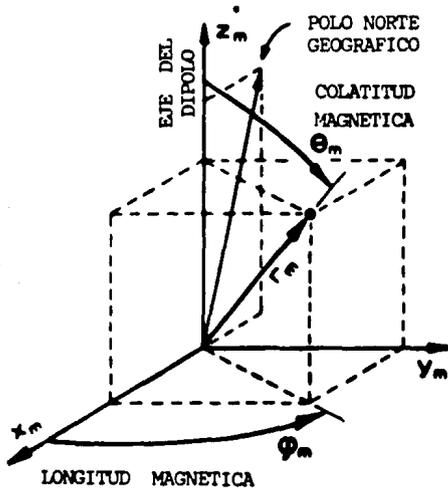
Un aspecto fundamental que tampoco ha sido totalmente comprendido es el de la energización de las partículas cargadas y su subsecuente precipitación hacia la alta atmósfera. Los modelos de acoplamiento entre la ionosfera y la magnetosfera pueden explicar satisfactoriamente los efectos de las subtormentas en la hoja de plasma y en las regiones a baja altitud del óvalo auroral; en este sentido, los modelos propuestos para la llamada estructura potencial auroral dan cuenta de la mayoría de los fenómenos observados. Sin embargo, no se dispone de modelos que expliquen de manera totalmente satisfactoria la posible influencia de la energización de partículas en la cola magnética, y la forma en que ésta se vería afectada por la reconexión con el campo interplanetario.

En otro orden de ideas, aún está por desarrollarse una teoría que permita comprender los efectos de las auroras sobre la baja atmósfera. Se sabe, desde hace tiempo que las auroras producen un aumento apreciable de temperatura en la alta atmósfera y que pueden estar correlacionadas con ciertas bajas de presión en la troposfera, pero no se sabe aún cuál podría ser el mecanismo de acoplamiento que trasfiriere los cambios de energía en las auroras hasta regiones más de 100 km por abajo de ellas y mucho más densas. En esta dirección puede señalarse un campo de investigación que quizá sea muy fructífero en los próximos años.

APENDICE A

Sistema geomagnético de coordenadas.

El sistema geomagnético de coordenadas es un sistema esférico fijo con respecto a la Tierra. El eje polar está inclinado 11.5° con respecto al eje de rotación e intersecta la superficie en el punto $78.5^\circ N, 291.0^\circ E$, llamado polo norte geomagnético, y el $78.5^\circ S, 111.9^\circ E$, el polo sur geomagnético.



Anteriormente, se consideraba que el eje era la aproximación dipolar al campo más cercana al centro. Actualmente, por medio de análisis esféricos armónicos del campo, se ha fijado el polo unos 0.25° más al norte y 1.6° más al oeste.

Las coordenadas geomagnéticas (r , Θ_m , ϕ_m) se definen por analogía con las coordenadas geográficas. Θ_m es la colatitud magnética y $\lambda_m (= 90^\circ - \Theta_m)$ la latitud magnética. ϕ_m , la longitud magnética, se mide desde el círculo máximo que pasa por los polos geográficos y geomagnético (es decir, el meridiano geomagnético cero coincide casi totalmente con el meridiano geográfico a $291.0^\circ E$).

Para un punto con latitud Θ y longitud ϕ geográficas, la latitud λ_m y la longitud ϕ_m geomagnéticas están dadas por las expresiones:

$$\text{sen} \lambda_m = \cos 78.5^\circ \cos \Theta \cos(\phi - 291^\circ) + \text{sen} 78.5^\circ \text{sen} \Theta$$

y

$$\text{cos} \phi_m = \frac{\text{sen} 78.5^\circ \cos \Theta \cos(\phi - 291^\circ) - \cos 78.5^\circ \text{sen} \Theta}{\text{cos} \lambda_m}$$

ϕ_m es positiva para el hemisferio oriental y λ_m es positiva para el hemisferio norte.

APENDICE B

Indices de perturbación magnética.

Hay varios índices que cuantifican la perturbación magnética terrestre:

$$K \text{ y } K_p$$

K es un índice que varía de 0.0 a 9.0 y que cubre intervalos de 3 horas. Es una representación logarítmica del máximo intervalo de variación entre las tres componentes del campo (D , H , y Z o X , Y y Z). La conversión se ajusta para dar el mismo intervalo de K , independientemente de la ubicación del observatorio. K_p es, en esencia, un valor promedio de K medida en doce estaciones estándar distribuidos en latitudes geomagnéticas de 48° a 63° y con una distribución regular en longitud.

$$a_p \text{ y } A_p$$

a_p es un índice lineal, que varía de 0 a 400, derivado de K_p . A_p es el promedio en 24 horas de los valores de a_p .

$$Q \text{ y } Q_p$$

Q es un índice logarítmico tomado cada 15 minutos y basado no en el intervalo de variación, sino en la desviación máxima del valor no perturbado al valor más perturbado de las dos componentes horizontales del campo. Se usa la misma escala, similar a la escala de conversión de K para las estaciones en la región auroral, para convertir esta desviación a valores de Q , que varían de 0 a 11. Q_p es un valor promedio de observatorios regularmente distribuidos.

BIBLIOGRAFIA.

CAPITULO I.

- Brekke, A. y Egeland, A., 1986: Research into the Northern Lights. *Swissair Gazette*, n.1.
Bravo, S. y Otaola, J., 1990: The Relation between Auroras and Coronal Holes, *Ann. Geophys.* 8, 6.

CAPITULO II.

- Alfvén, H. y Fälthammar, C.G., 1963: *Cosmical Electrodynamics* Oxford, Clarendon Press.
Jackson, J.D., 1980: *Electrodinámica clásica*, Madrid, Alhambra Universidad.
Jursa, A.S. (ed.), 1985: *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, Springfield, Air Force Geophysics Laboratory.

CAPITULO III.

- Behannon, 1968: Mapping of the Earth's Bow Shock and Magnetic Tail by Explorer 33, *J. Geophys. Res.*, 73, 907.
Chapman, 1957: Notes on the Solar Corona and Terrestrial Ionosphere, *Smithsonian Contrib. Astrophys.*, 2, 1.
Hargreaves, J.K., 1979: *The Upper Atmosphere and Solar-Terrestrial Relations*, Wokingham, Van Nostrand Reinhold.
Hundhausen, 1972: *Coronal Expansion and Solar Wind*, New York, Springer-Verlag.
Jursa, A.S. (ed.) 1985: *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, Springfield, Air Force Geophysics Laboratory.
Kellog, P.J., 1962: Flow of Plasma about the Earth, *J. Geophys. Res.*, 67, 3805.
Mackain, R.J. y Neugebauer, M., 1966: *The Solar Wind*, Pasadena, Jet Propulsion Laboratory.
Parker, 1963: *Interplanetary Dynamical Processes*, New York, Interscience.
Pellinen, 1984: Inductive Electric Fields in the Magnetotail and Their Relation to Auroral and Substorm Phenomena, *Sp.Sc.Rev.*, 37, 1-61.

CAPITULO IV.

- Currie, B.W. y Weaver, J.T., 1955: Vertical Extent of Auroral Arcs, *Can. J. Phys.* 33, 611.
Egeland y Omholt, 1967: A Statistical Study of Carl Stømer's Height Measurements of Aurora Borealis, en B.M. McCormac (ed.), *Aurora and Airglow*, New York., D. Reinhold Publishing Co., p.143.
Gussenhoven et al., 1983: Systematics of the Equatorward Diffuse Auroral Boundary, *J. Geophys. Res.*, 88, 5692.
International Union of Geodesy and Geophysics, 1963: *International Auroral Atlas*, Edinburgh, Edinburgh University Press.
Jursa, A.S., (ed.), 1985: *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, Springfield, Air Force Geophysics Laboratory.
Maggs, J.E. y Davies, T.N. 1968: Measurement of the Thickness of Auroral Structures, *Planetary Space Sci.*, 16, 205.
Robinson, et al. 1982: Electrodynamics Properties of the Evening Sector Ionosphere Within the Region 2 Field-Aligned Current Sheet, *J. Geophys. Res.*, 87, 731.
Sandford, B.P. 1968: Variations of Auroral Emissions with Time, Magnetic Activity and the Solar Cycle, *J. Atmospheric. Terrest. Phys.*, 30, 1921.
Sharber, 1981: The Continuous (Diffuse) Aurora and Auroral- E Ionization, en *Physics of Space Plasmas*, editado por Chang, T.S., et al., SPI Conference Proceedings and Reprint Series, 4, Cambridge, Scientific Publishers.
Stømer, C., 1955: *The Polar Aurora*, Oxford, Clarendon Press.

Strickland, 1983: Dependence of Auroral FUV Emissions on the Incidental Electron Spectrum and Neutral Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8051.

Whalen, 1981: General Characteristics of the Auroral Ionosphere, en *Physics of Space Plasmas*, editado por T.S. Chang, Cambridge, Mass., Scientific Publishers.

Whalen, 1983: A Quantitative Description of the Spatial Distribution and Dynamics of the Energy Flux in the Continuous Aurora, *J. Geophys. Res.*, **88**, 7155.

CAPITULO V.

Chamberlain, J.W. 1961: *Physics of the Aurora and Airglow*, New York, Academic Press.

Eather, 1970: Ionization Produced by Auroral Proton Precipitation, *Ann. Geophys.*, **26**, 609.

Feldman, 1971: Rocket Measurement of the Secondary Electron Spectrum in an Aurora, *J. Geophys. Res.*, **76**, 1738.

Harang y Stoffregen, 1938: Scattered Reflections of Radio Waves from a Height of More Than 1000 km, *Nature*, **142**, 832.

Jones, A. Vallance, 1974: *Aurora*, Dordrecht, D.Reidel Publishing Company

Jursa, A.S. 1985: *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, Springfield, Air Force Geophysics Laboratory.

Kumer, J.B., 1977: Theory of the CO₂ 4.3- μ m Aurora and Related Phenomena, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2203.

McNeal and Birely, 1973: Laboratory Studies of Collisions of Energetic H⁺ and Hydrogen with Atmospheric Constituents, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**, 633.

Opal, 1971: Measurements of Secondary Electron Spectra Produced by Electron Impact Ionization of a Number of Simple Gases, *J. Chem. Phys.*, **55**, 4100.

Rees, 1963: Auroral Ionization and Excitation by Incident Energetic Electrons, *Planetary Space Sci.*, **11**, 1209.

Rees, 1969: Auroral Electrons, *Space Sci.Rev.*, **10**, 413.

Rees y Maeda. 1973: Auroral Electron Spectra, *J. Geophys. Res.*, **78**, 8391.

CAPITULO VI.

Brice y Lucas, 1971: Influence of Magnetospheric Convection and Polar Wind on Loss of Electrons from the Outer Radiation Belt, *J. Geophys. Res.*, **76**, 900.

Coroniti y Kennel, 1972: Polarization of the Auroral Electrojet, *J. Geophys. Res.*, **77**, 2835.

Coroniti y Kennel, 1973: Can the Ionosphere Regulate Magnetospheric Convection?, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2837.

Dalgarno et al., 1967: The Diurnal Variation of Ionospheric Temperatures, *Planetary Space Sci.*, **15**, 331.

Evans, 1974: Precipitating Electron Fluxes Formed by a Magnetic Field-Aligned Potential Difference, *J. Geophys. Res.*, **79**, 2853.

Frank y Ackerson, 1971: Observations of Charged Particle Precipitation into the Auroral Zone, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3612.

Gorney et al., 1981: The Distribution of Ion Beams and Conics Below 8000 km, *J. Geophys. Res.*, **86**, 83.

Iijima y Potemra, 1978: Large-scale Characteristics of Field Aligned Currents Associated with Substorms, *J. Geophys. Res.*, **83**, 599.

Johnson et al. 1974: The Discovery of Energetic He⁺ Ions in the Magnetosphere., *J. Geophys. Res.* **79**, 3155.

Jones, A.Vallance, 1974: *Aurora*, Dordrecht, D.Reidel Publishing Company.

Jursa, A.S. (ed.) 1985: *Handbook of Geophysics and the Space Enviroment*, Springfield, Air Force Geophysics Laboratory.

Kindel y Kennel, 1971: Topside Current Instabilities, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3055.

Lin y Hoffman, 1979: Characteristics of the Inverted-V Events, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1514.

- Mozer et al., 1980: Satellite Measurements and Theories of Low Altitude Auroral Particle Acceleration, *Space Sci. Rev.*, **27**, 155
- Piddington, J.H. 1969: *Cosmic Electrodynamics*, New York, John Wiley and Sons, Inc.
- Rees y Walker, 1968: Ion and Electron Heating by Auroral Electric Fields, *Ann. Geophys.*, **24**, 193.
- Rees et al., 1971: The Influence of Field-Aligned Currents on Auroral Electron Temperatures, *Planetary Space Sci.*, **19**, 313.
- Shelley et al. 1972: Satellite Observations of Energetic Heavy Ions During a Geomagnetic Storm, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6104.
- Stubbe, P., 1968: Frictional Force and Collision Frequencies Between Moving Ion and Neutral Gases, *J. Atmospheric. Terrest. Phys.*, **30**, 1965.
- Sugiura, M., 1972: Equatorial Current Sheet in the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6093.
- Walker y Rees, 1968: Ionosphere Electron Densities and Temperatures in Aurora, *Planetary Space Sci.*, **16**, 459.
- Whalen, 1971: Evidence for Solar Wind Origin of Auroral Ions from Low-Energy Ion Measurements, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2406.

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA