



DEPARTAMENTO DE FÍSICA

TESIS DOCTORAL

RECUPERACIÓN DE LA MAGNETOSFERA TERRESTRE  
TRAS SUCESOS SOLARES GEOEFECTIVOS

Dirigida por las doctoras:

Consuelo Cid Tortuero y Elena Saiz Villanueva

**JESÚS AGUADO MOLINA**

23 DE NOVIEMBRE DE 2010





UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**Recuperación de la magnetosfera terrestre tras  
sucesos solares geoefectivos**

Memoria presentada para optar

al grado de doctor en Física por:

**Jesús Aguado Molina**

Alcalá de Henares, 23 de noviembre de 2010





*A mi familia*





## ***Agradecimientos:***

Este trabajo no habría sido posible de llevar a cabo sin la ayuda y apoyo de muchos grupos de personas a las que me gustaría agradecer su labor.

En primer lugar, me gustaría agradecer a mis codirectoras, Dra. Consuelo Cid y Dra. Elena Saiz, así como a la profesora Dra. Yolanda Cerrato, que hayan sido mis guías y mentoras y que me hayan exigido la máxima calidad en todos los trabajos desde el principio de este proceso. En estos años de realización de la tesis, gracias a sus consejos y confianza, he participado en numerosos congresos, escuelas de verano, cursos de formación y proyectos nacionales e internacionales. Hemos vivido muchos momentos relacionados con la investigación científica y con experiencias personales, y Consuelo, Elena y Yolanda me han guiado para que todos ellos hayan sido muy provechosos. Muchas gracias a las tres por tantas horas de trabajo y apoyo, por tantos consejos y por luchar por mí y creer en mi futuro como investigador y Profesor.

Quería agradecer a todos los compañeros del grupo Alcalá Space Research y a los profesores del Departamento de Física de la Universidad de Alcalá los consejos y apoyo prestados, tanto en la labor investigadora como docente.

Gracias a los investigadores psicólogos del aula de la Universidad Autónoma de Madrid, compañeros de Ana, por sus contribuciones a comprender el modelo hiperbólico en el desarrollo de habilidades humanas.

A lo largo de estos años de investigación he tenido la oportunidad de conocer a excelentes investigadores que me han ayudado mucho. En especial quería agradecer a Michel Menvielle que me acogiera durante mi estancia en París. Su confianza en mi trabajo llegó en un momento

clave para impulsar mi motivación hacia la investigación. Gracias a él he aprendido a enfocar la investigación desde otros puntos de vista, necesarios y enriquecedores.

En París también fue clave la ayuda prestada por Viki al acogerme sin conocerme, muchas gracias; y gracias a Álvaro por ponernos en contacto. También conocí en París a los compañeros del Colegio de España, predoctorales y postdoctorales, con los que compartí momentos especiales y conversaciones interesantes. Gracias a todos.

En el ámbito más personal, quería agradecer a mis amigos y gente cercana todo lo que me han aportado.

Tanto en el Departamento de Física como en el de Ecología y Geología de la Universidad de Alcalá, he conocido a mucha gente embarcada en la realización del doctorado, que me ha acompañado, aconsejado y animado a lo largo de todo el proceso. Muchas gracias a todos, los que estáis y los que os habéis ido.

A los amigos físicos investigadores, y a los que no lo sois, quería agradeceros todas las conversaciones, apoyo y cariño que, tanto durante la carrera como durante el doctorado, me han ayudado a encontrarle sentido a las cosas. Las horas de “terapia” con vosotros han sido necesarias y muy provechosas. Gracias también por vuestra participación en las jornadas divulgativas que hemos organizado en nuestra universidad.

A los amigos de siempre, a ellos quiero agradecerles que, aun sin comprender lo que hago ni por qué lo hago, han sido incondicionales, me han apoyado y valorado siempre mi trabajo. Gracias porque en los peores momentos siempre he podido contar con vosotros y porque en periodos de gran incertidumbre me habéis recordado que mi trabajo no es contingente, es necesario.

Principalmente me gustaría agradecer a mi familia todo el tiempo, esfuerzo e ilusiones que me han dedicado y transmitido en el transcurso de la realización de esta tesis. Su apoyo incondicional me ha servido de ayuda en numerosas ocasiones y sin duda, gracias a él, este



trabajo ha llegado a término. En concreto, a mis padres por hacerme ver que detrás de toda pregunta siempre debe haber una respuesta, por ayudarme a encontrar el lado humano de mi trabajo y aconsejarme sabiamente en las decisiones más relevantes. A mis hermanas, por sus correcciones y apoyo moral, por sus ánimos y sus diversos puntos de vista acerca del mundo de la investigación, que me sirvieron de guía en los momentos difíciles. Porque siendo doctoras expertas en disciplinas científicas diferentes creyeron en mi trabajo desde el primer día.

Mitla también ha contribuido con sus ronroneos y compañía encima del teclado del ordenador.

Finalmente, estos agradecimientos no estarían completos sin mencionarte, Ana. Muchas gracias por tus correcciones, ayuda inestimable en las traducciones y tus consejos que tanto me han guiado. Gracias por comprender y respetar mis tiempos y silencios en este duro proceso. Gracias por ser mi compañera de tesis y de vida.



“El Sol, como todos los planetas que rotan a su alrededor y dependen de él, sigue haciendo madurar los racimos de uvas como si no tuviese otras cosas que hacer en el Universo”.

Galileo Galilei



# *Índice*

<b>1. INTRODUCCIÓN</b> .....	1
<b>2. LA MAGNETOSFERA TERRESTRE</b> .....	7
2.1. CAMPO GEOMAGNÉTICO .....	8
2.1.1. CAMPO GEOMAGNÉTICO DIPOLAR.....	8
2.1.2. CAMPO GEOMAGNÉTICO NO DIPOLAR.....	10
2.2. ESTRUCTURA DE LA MAGNETOSFERA TERRESTRE .....	13
2.3. CORRIENTES MAGNETOSFÉRICAS.....	20
2.3.1. CORRIENTES DE CHAPMAN FERRARO .....	21
2.3.2. CORRIENTES DE BIRKELAND .....	22
2.3.3. CORRIENTES AURORALES.....	24
2.3.4. ANILLO DE CORRIENTE.....	26
2.4. MAGNETOSFERA PERTURBADA.....	32
2.5. EFECTOS DE LA MAGNETOSFERA PERTURBADA.....	42
2.6. RECUPERACIÓN DEL EQUILIBRIO:PROCESOS DE PÉRDIDAS .....	45
2.6.1. INTERCAMBIO DE CARGA .....	47
2.6.2. SCATTERING DE COULOMB .....	51
2.6.3. INTERACCIÓN ONDA PARTÍCULA .....	53
2.6.4. PÉRDIDA DIRECTA DE PLASMA .....	56
<b>3. ÍNDICES GEOMAGNÉTICOS</b> .....	61
3.1. ÍNDICES PLANETARIOS.....	65
3.2. ÍNDICES AURORALES .....	69

3.3. ÍNDICES ECUATORIALES .....	73
3.3.1. EL TÉRMINO “TORMENTA GEOMAGNÉTICA” .....	81
<b>4. MODELO PARA LA FASE DE RECUPERACIÓN DE TORMENTAS GEOMAGNÉTICAS INTENSAS VISTAS DESDE EL ÍNDICE <i>Dst</i> .....</b>	<b>85</b>
4.1. ANTECEDENTES Y ESCENARIO ACTUAL .....	86
4.2. MODELO EXPONENCIAL.....	94
4.2.1. CONSIDERACIONES PREVIAS .....	94
4.2.2. MÉTODO DE ANÁLISIS.....	96
4.3. MODELO HIPERBÓLICO .....	104
4.4. COMPARACIÓN DE LOS MODELOS EXPONENCIAL E HIPERBÓLICO .....	110
<b>5. LAS TORMENTAS GEOMAGNÉTICAS A LA LUZ DE DIFERENTES ÍNDICES GEOMAGNÉTICOS .....</b>	<b>119</b>
5.1. EL MODELO DE DECAIMIENTO HIPERBÓLICO PARA LA FASE DE RECUPERACIÓN DE LOS DIFERENTES ÍNDICES MAGNETOSFÉRICOS .....	121
5.2. LA PERTURBACIÓN DE LA MAGNETOSFERA VISTA DESDE DISTINTOS ÍNDICES .....	135
5.2.1. RELACIÓN ENTRE LOS VALORES DE MÁXIMA PERTURBACIÓN.....	138
5.2.2. RELACIÓN ENTRE LA DENSIDAD DE ENERGÍA MAGNÉTICA PROMEDIO EN LAS DIFERENTES REGIONES MAGNETOSFÉRICAS .....	144

<b>6. CONCLUSIONES</b> .....	153
<b>7. SUMMARY AND CONCLUSIONS</b> .....	161
<b>8. APÉNDICES</b> .....	175
A. LISTA DE SUCESOS ANALIZADOS .....	175
B. REPRESENTACIÓN DE LOS ÍNDICES DE LAS TORMENTAS .....	180
<b>9. REFERENCIAS</b> .....	289





# ***1. INTRODUCCIÓN***

El trabajo realizado en esta tesis doctoral está enmarcado en el ámbito de la Meteorología Espacial. Esta nueva área de investigación tiene como objetivo entender los fenómenos que se producen en la Tierra (y en otros planetas) debido fundamentalmente a su interacción con el Sol. Se estudian tanto periodos de calma, en los que se considera que el sistema formado por el Sol y la Tierra, junto a la estructura magnética que la rodea (magnetosfera), se mantiene en equilibrio, como periodos de actividad, en los cuales este equilibrio se rompe y posteriormente se recupera.

Esta ruptura de equilibrio tiene consecuencias en el entorno de la Tierra, afectando a los satélites y a los viajes espaciales, y en su superficie, provocando daños materiales y biológicos. Estos daños se tratan de evitar o minimizar a través de la anticipación mediante la predicción de dichos sucesos. Para poder anticiparse es necesario comprender al máximo nivel el sistema Sol-magnetosfera.

Cada día con más frecuencia, surgen noticias en la prensa, o portales web (<http://ciencia.nasa.gov>, <http://www.spaceweather.com/>, entre muchos otros) relacionadas con la Meteorología Espacial debido a que cada vez somos más conscientes de que en una sociedad, cada vez más dependiente de la tecnología, como es la nuestra, un evento solar intenso puede producir daños severos y privarnos del uso de esta tecnología.

De ahí surge la motivación de este trabajo, cuyo objetivo general es contribuir al estudio y comprensión de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas para promover el avance en el conocimiento dentro del área de la Meteorología Espacial.

Para ello, en los siguientes capítulos se exponemos la situación actual del conocimiento de los principales ámbitos relacionados con las tormentas geomagnéticas así como las principales aportaciones que hemos realizado para el progreso en este conocimiento.

En el segundo capítulo se aborda, por un lado, el origen del campo magnético terrestre y la estructura de la magnetosfera, con sus diferentes regiones, así como las poblaciones de partículas y corrientes que en ellas se forman. Por otro lado, se describen, en las diferentes regiones magnetosféricas, las repercusiones de la ruptura del equilibrio en el sistema Sol-magnetosfera como consecuencia de una perturbación proveniente del Sol. Se finaliza el capítulo resumiendo los principales mecanismos físicos que inducen, una vez que cesa la perturbación, a la recuperación de nuevo del equilibrio.

Como consecuencia de la ruptura del equilibrio del sistema Sol-magnetosfera se producen variaciones en las corrientes del entorno terrestre que no pueden ser medidas

directamente, por lo que debe recurrirse al efecto que éstas producen en la superficie terrestre, es decir, los campos magnéticos que éstas crean. Así, es necesario elaborar diferentes índices geomagnéticos que cuantifiquen la intensidad de una tormenta. En el capítulo 3 se exponen los principales índices que se han utilizado en el desarrollo de esta tesis.

Uno de estos índices, el denominado índice *Dst* ("*disturbance storm time*" en inglés), se considera como el mejor indicador de las tormentas geomagnéticas ya que mide fundamentalmente las repercusiones de una de las corrientes magnetosféricas más importantes, denominada anillo de corriente. Se utiliza para definir el fenómeno de tormenta geomagnética y diferenciar sus fases, por lo que se ha usado en numerosos estudios.

Desde el punto de vista del índice *Dst*, el desarrollo de una tormenta geomagnética consta de tres fases: fase de inicio, fase principal y fase de recuperación. Este trabajo se basa en el estudio de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas.

Durante la fase principal, el anillo de corriente que rodea la Tierra intensifica su corriente debido a la inyección de energía procedente del viento solar. Posteriormente, durante la fase de recuperación, tienen lugar procesos de pérdida de energía, tales como los debidos a colisiones entre partículas o a la interacción onda-partícula. Los estudios realizados hasta la fecha asumen que durante la fase de recuperación los datos de *Dst* se ajustan a una función exponencial, lo que implica asumir que el balance de energía en el anillo de corriente, durante esta fase, muestra una dependencia lineal entre la variación temporal del índice *Dst* y el propio índice.

En el capítulo 4 se expone la primera parte de la investigación realizada para esta tesis doctoral. Se estudia el modelo exponencial actualmente aceptado y se destacan las

carencias que tiene a la hora de describir la evolución de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas. Con los datos obtenidos, se propone un modelo diferente al establecido, poniendo en evidencia que la fase de recuperación del índice *Dst* de las tormentas geomagnéticas intensas se ajusta de manera mucho más precisa a una función hiperbólica que a una función exponencial. Esta función de decaimiento hiperbólico permite explicar el comportamiento de la magnetosfera durante la fase de recuperación en base a los procesos físicos involucrados en la pérdida de energía del anillo de corriente.

Una de las aportaciones más relevantes de esta tesis es que propone un cambio en la concepción de la relación entre la variación temporal del índice *Dst* y el propio índice, deduciendo que dicha relación no es lineal sino cuadrática.

En segundo lugar, los resultados obtenidos permiten, además, deducir que el estudio de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas no debe ser abordado exclusivamente con el análisis del anillo de corriente, ya que el resto de las regiones magnetosféricas están muy relacionadas entre sí y todas ellas se ven involucradas ante una perturbación que rompe el equilibrio en el sistema Sol-magnetosfera. Por ello, se ha ampliado el estudio al estudio de otros índices como son: el índice *am*, que mide el estado global de la magnetosfera, los índices *AE* y *PC* que miden las perturbaciones en las regiones aurorales y los índices *SYM-H* y *ASY-H*, que al igual que el índice *Dst*, miden las perturbaciones en las regiones del anillo de corriente.

Por ello, en el capítulo 5 se han estudiado las fases de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas vistas a la luz de los diferentes índices geomagnéticos. Se ha aplicado el modelo hiperbólico y obtenido que dicho modelo, al igual que para el índice *Dst*, es igualmente apropiado para los diferentes índices. Por

otro lado, este comportamiento ha dado pie a estudiar las relaciones entre las diferentes corrientes magnetosféricas que dichos índices reflejan con el fin de poder entender la magnetosfera global como un sistema único que evoluciona de manera conjunta ante las perturbaciones producidas por fenómenos solares geoeffectivos.

Con esta tesis doctoral se espera contribuir de manera relevante al avance en el conocimiento de la ya de por sí compleja interacción Sol-Tierra.





## ***2. LA MAGNETOSFERA TERRESTRE***

La magnetosfera se define como la región que rodea la Tierra donde interactúan el campo magnético terrestre y el campo magnético interplanetario. Este campo magnético interplanetario corresponde al campo magnético que lleva consigo el plasma que continuamente emana de la corona solar. Este plasma puede escapar de la atracción gravitatoria del Sol como resultado de la gran diferencia de presión del plasma entre la corona solar y el medio interplanetario. De esta forma se genera un flujo permanente, denominado viento solar, que se extiende aproximadamente hasta 150 UA llevando consigo líneas de campo magnético solar y generando la región denominada Heliosfera.



En base a esta interacción, el campo geomagnético es el resultado de la superposición del campo generado por las corrientes de convección del núcleo terrestre, de las corrientes magnetosféricas, así como del campo magnético interplanetario. A continuación se expone un breve resumen de los principales conceptos sobre el campo geomagnético dipolar y no dipolar y cómo contribuyen a la formación del campo geomagnético total.

## **2.1 EL CAMPO GEOMAGNÉTICO**

### **2.1.1 CAMPO GEOMAGNÉTICO DIPOLAR**

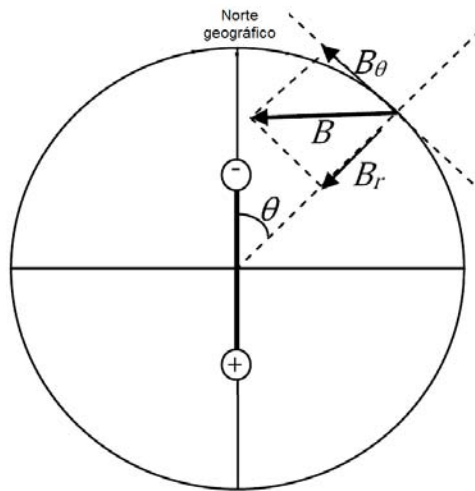
La mayor contribución al campo magnético terrestre se produce por el denominado “efecto dinamo”. Este efecto es consecuencia del complejo movimiento de materiales como hierro y níquel, que presentan propiedades conductoras y que abundan en la parte líquida del núcleo (núcleo externo), en el seno del pequeño campo magnético del núcleo interno.

Estas corrientes generadas por efecto dinamo se retroalimentan creando un intenso campo magnético que se asemeja al de un dipolo magnético cuyo momento magnético tiene una intensidad de  $|\vec{m}_T| = 8.05 \times 10^{22} \text{ Am}^2$ . La intensidad del campo magnético en la superficie terrestre varía entre  $7 \times 10^4 \text{ nT}$  y  $3 \times 10^4 \text{ nT}$ , dependiendo de la zona de la Tierra donde se mida, siendo mucho más intenso en los polos que en el ecuador.

El campo magnético dipolar terrestre, en coordenadas esféricas, tiene las siguientes componentes:

$$B_r = -\frac{\mu_0 m_T}{2\pi r^3} \cos \theta; \quad B_\theta = -\frac{\mu_0 m_T}{4\pi r^3} \operatorname{sen} \theta; \quad B_\phi = 0 \quad 2.1$$

donde  $\theta$  es el ángulo formado por el eje del dipolo y el radio-vector  $\vec{r}$  y la componente  $B_\phi$  es cero debido a la simetría axial. La Figura 2-1 muestra las componentes del campo magnético dipolar terrestre representando el eje del dipolo en la línea del eje geográfico terrestre.



**Figura 2-1.** Componentes del campo magnético dipolar en coordenadas polares de un dipolo magnético centrado en el eje geográfico terrestre.

Aunque en la figura se muestran centrados, el eje magnético tiene una inclinación de  $11,2^\circ$  respecto del eje geográfico. La localización de los polos magnéticos, por tanto, tampoco coincide con la de los geográficos: el Polo Norte (Sur) magnético (en la figura marcado con  $\ominus$ ) se localiza cerca del Polo Sur (Norte) geográfico (como muestra la Figura 2-1). Además, la localización de los polos magnéticos cambia cada año, migrando hacia el Oeste varios grados por siglo (la media se estima en unos 40 km al

año), estimándose que en los últimos 100 millones de años se han producido 170 inversiones.

La intensidad del campo magnético dipolar terrestre disminuye en altura a una razón de 3 nT cada vez que se supera una distancia equivalente a un radio terrestre. Esta intensidad tampoco es constante para una misma región ya que se estima que disminuye un 5% cada 100 años.

Todas estas variaciones de intensidad y localización, así como la inversión de los polos, son explicables teniendo en cuenta las condiciones de presión y temperatura del magma terrestre. Modelos como el de Glatzmaiers y Roberts (1995), basados en la teoría de la magnetohidrodinámica (MHD) pueden simular adecuadamente estos cambios.

Existen también otras variaciones locales de la intensidad del campo magnético dipolar terrestre como la conocida como Anomalía del Atlántico Sur. En esta región se produce una disminución en la intensidad del campo magnético terrestre, propiciando que las partículas cargadas de la magnetosfera penetren hasta la ionosfera (Tsurutani y Lakhina, 1997).

### **2.1.2 CAMPO GEOMAGNÉTICO NO DIPOLAR**

El campo magnético terrestre interacciona con el campo magnético interplanetario (*IMF* por sus siglas en inglés), alterando su topología dipolar. Así el campo geomagnético resultante es la superposición de ambos:

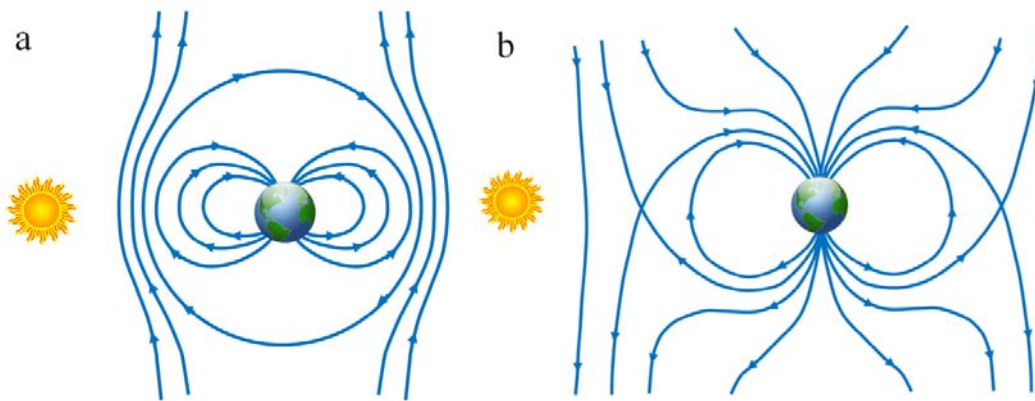
$$\vec{B} = \vec{B}_{dip} + \vec{B}_{IMF} \quad 2.2$$

Es posible considerar dos configuraciones extremas del *IMF* considerando su componente paralela al eje del dipolo,  $B_z$ : *IMF* dirigido hacia el Norte ( $B_z > 0$ ) o dirigido hacia el Sur ( $B_z < 0$ ). En estas configuraciones, las componentes del campo magnético resultante, en coordenadas esféricas, están dadas bien por las ecuaciones 2.3 en el caso de un *IMF* norte, o bien por las ecuaciones 2.4 en el caso de un *IMF* sur. En ambas expresiones,  $B_0$  representa la intensidad del campo del *IMF*.

$$B_r = -\frac{\mu_0 m_T}{2\pi r^3} \cos \theta + B_0 \cos \theta; B_\theta = -\frac{\mu_0 m_T}{4\pi r^3} \operatorname{sen} \theta - B_0 \operatorname{sen} \theta \quad 2.3$$

$$B_r = -\frac{\mu_0 m_T}{2\pi r^3} \cos \theta - B_0 \cos \theta; B_\theta = -\frac{\mu_0 m_T}{4\pi r^3} \operatorname{sen} \theta + B_0 \operatorname{sen} \theta \quad 2.4$$

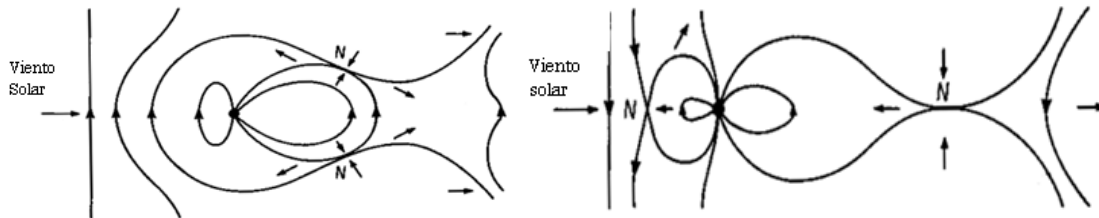
En la Figura 2-2 se muestran las líneas de campo magnético correspondientes a las topologías magnéticas dadas por las ecuaciones 2.3 (panel a) y 2.4 (panel b).



**Figura 2-2.** Representación del campo magnético terrestre como resultado de la interacción del campo magnético dipolar terrestre con el IMF según las ecuaciones (2.3) (panel a) y (2.4) (panel b).

Sin embargo, las medidas obtenidas por satélites situados en la magnetosfera revelan estructuras semejantes a las ilustradas en la Figura 2-3, y que son considerablemente diferentes a las de la Figura 2-2, lo que significa que otras corrientes

y mecanismos físicos generan también campos magnéticos que contribuyen a la topología final de la magnetosfera (Dungey, 1961).



**Figura 2-3.** Representación de la estructura del campo magnético terrestre medida por satélites, en el que interaccionan principalmente el campo magnético dipolar terrestre y el *IMF*. La componente  $B_z$  del *IMF* es norte en la figura de la izquierda y sur en la de la derecha. Los puntos N significan puntos neutros, donde el campo magnético es nulo (figura extraída de Dungey, 1961).

Como puede apreciarse en la Figura 2-3, la magnetosfera presenta una configuración diferente en la región que se encuentra entre el Sol y la Tierra, denominada lado de día, y la región posterior a la Tierra, conocida como lado de noche. Esta diferencia es debida a la interacción con el viento solar y el consecuente equilibrio entre las presiones dinámica del viento solar y magnética del campo geomagnético. Así mismo, la configuración de la magnetosfera cambia si la orientación del *IMF* es norte o sur.

Para un *IMF* principalmente con orientación sur, se produce el fenómeno de reconexión (tratado con mayor profundidad en la sección 2.4 de este mismo capítulo) que consiste, a grandes rasgos, en una conexión entre las líneas de campo del *IMF* y las de la magnetosfera con orientación opuesta. Cuando las líneas de campo magnético son paralelas y tienen sentidos opuestos, pueden obtenerse regiones en las que el campo magnético se anula, permitiendo así la entrada de partículas del viento solar a la magnetosfera. Estos puntos se denominan puntos neutros o puntos X, señalados con una N en la Figura 2-3, y se localizan tanto en el lado de día como en el de noche (Dungey, 1961).

Para una orientación norte del *IMF* también se produce reconexión, aunque en regiones diferentes a las correspondientes a la orientación sur del *IMF* y de menor importancia, como se verá más adelante.

## 2.2 ESTRUCTURA DE LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

En la magnetosfera terrestre, debido a su interacción con el *IMF* y al fenómeno de reconexión, se produce una entrada gradual y continua de energía que termina disipándose principalmente en la ionosfera, quedando definido así el sistema acoplado Sol-magnetosfera. Esta situación se produce durante el denominado tiempo en calma, es decir, en condiciones estacionarias, en las que la magnetosfera se encuentra en su estado de equilibrio. Sin embargo, en ocasiones se producen en el Sol emisiones violentas que la perturban.

Tanto la forma como el tamaño y la orientación de la magnetosfera dependen de la interacción con el viento solar; así, en tiempo en calma, el límite de la magnetosfera por el lado de día se sitúa en torno a  $10 R_T$  (Radios Terrestres) y por el lado de noche en torno a los  $100 R_T$ . Sin embargo, durante una emisión solar que afecte a la Tierra, el límite de la magnetosfera puede acercarse a distancias de hasta  $4 R_T$  en el lado de día.

Por otro lado, en la magnetosfera coexisten diferentes poblaciones de partículas cargadas, tanto de origen interplanetario ( $H^+$  y  $e^-$  principalmente) como de origen ionosférico ( $O^+$  principalmente) que no se distribuyen uniformemente sino que se agrupan en regiones diferentes en función de su densidad y energía.

En cuanto a su estructura se pueden distinguir dos partes: la magnetosfera interna, y la magnetosfera externa. La primera se extiende hasta una distancia de unos  $6 R_T$  y está dominada fundamentalmente por la acción del campo geomagnético dipolar, con líneas de campo magnético cerradas en la proximidad de la Tierra. En ella tienen lugar los fenómenos que implican interacciones entre partículas cargadas. La magnetosfera externa se extiende a partir de los  $6 R_T$ ; su dinámica está controlada por el viento solar y en ella domina el campo magnético no dipolar, cuyas líneas de campo se denominan abiertas por cerrarse en regiones lejanas a la Tierra.

La Figura 2-4 muestra una representación de la magnetosfera en situación de equilibrio con el viento solar normal, en la que se distinguen las diferentes partes que la constituyen y que se irán describiendo a continuación, desde las regiones de la magnetosfera externa hasta las de la magnetosfera interna.

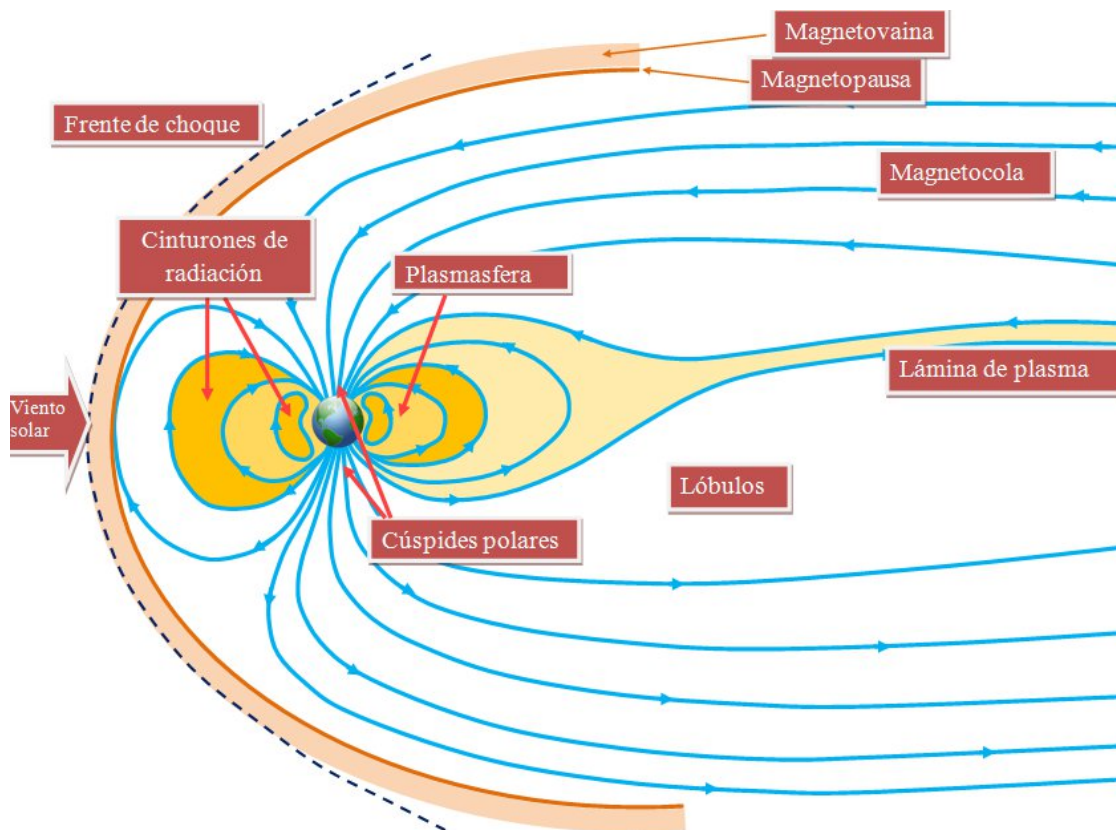


Figura 2-4. Dibujo de la estructura de la magnetosfera en equilibrio con el viento solar

Cuando el viento solar alcanza la magnetosfera terrestre, se produce una interacción entre ambos ya que la magnetosfera se presenta como un obstáculo que el viento solar debe esquivar. Se genera, por tanto, un frente de choque a unos  $10 R_T$  de distancia de la Tierra que rodea a la cavidad en la que se encuentra la magnetosfera y en el que el plasma solar se encuentra en estado muy turbulento.

En el frente de choque la mayoría de las partículas que provienen del viento solar son desviadas, aunque algunas consiguen entrar en la magnetosfera dependiendo de la orientación del *IMF* que las acompañe o del ángulo de ataque de la partícula (ángulo formado por el vector velocidad de la partícula y la dirección del campo magnético en el punto de interacción de ambos).

El flujo de plasma detrás de este frente de choque también está muy perturbado y es turbulento: la energía cinética de las partículas se transforma en energía térmica y su campo magnético se vuelve muy irregular. Este plasma alterado, denso y caliente, forma la siguiente capa hacia el interior de la magnetosfera: la magnetovaina, que suele tener un espesor de  $2-3 R_T$ .

La siguiente región magnetosférica es la magnetopausa, considerada la verdadera frontera entre magnetosfera y medio interplanetario pues constituye la región de transición entre la zona dominada por el viento solar y la dominada por el campo magnético terrestre. Separa dos regiones de diferente densidad y campo magnético.

En la magnetopausa, la presión magnética tiende a expandir la magnetosfera en todas sus regiones, mientras que la presión dinámica del viento solar en el lado de día tiende a comprimirla y en el lado de noche contribuye a su expansión.



La situación estable de tiempo en calma se produce cuando en la magnetopausa se equilibran la presión magnética de la magnetosfera y la presión dinámica ejercida por el viento solar, expresada por la siguiente relación:

$$nmv^2 = \frac{B_T^2}{2\mu_0} \quad 2.5$$

donde  $n$  representa la densidad de partículas,  $m$  la masa del protón,  $v$  la velocidad del viento solar y  $B_T$  el campo geomagnético medido en la superficie de la Tierra. La contribución de los electrones a la presión dinámica del viento solar se desprecia teniendo en cuenta la gran diferencia entre la masa del protón y la del electrón.

En situaciones de viento solar en calma, la densidad es del orden de  $7 \text{ cm}^{-3}$  y la velocidad tiene un valor en torno a los 440 km/s. Así, la presión dinámica ejercida por el viento solar es del orden de 2 nPa. Por tanto, para que el sistema viento solar-magnetosfera se mantenga en equilibrio, la magnetosfera debe ejercer una presión magnética que iguale a esta presión dinámica. Este equilibrio de presiones se obtiene en la denominada distancia "*Stand-off*", que se da en torno a los  $10 R_T$  en el lado de día.

A consecuencia de este equilibrio de presiones, la magnetosfera adquiere una forma achatada en el lado de día, mientras que en el lado de noche da lugar a una estructura alargada y laxa cuyo límite, por lo general, se establece en unos  $100 R_T$  (Bothmer y Daglis, 2007). Así, la magnetosfera adquiere su forma característica mostrada en la Figura 2-4.

En latitudes cercanas a las de los polos magnéticos de la Tierra se encuentran dos regiones denominadas cúspides polares, en las que se produce una discontinuidad en la magnetopausa debido a la geometría del campo dipolar terrestre. Se vulnera, por tanto, el escudo que forma la magnetosfera ante la entrada de partículas, dada su orientación

con respecto a la incidencia de las líneas de campo magnético interplanetario. De esta manera se habilita una región por la que las partículas del viento solar acceden directamente a la ionosfera de altas latitudes, produciéndose, por tanto, entre otros, el fenómeno de las auroras, que se describirá más adelante.

La estructura de estas regiones es similar a la de un embudo, como resultado del aumento de la concentración de las líneas de campo respecto a otras regiones magnetosféricas y, por tanto, de la intensidad del campo magnético.

En el lado nocturno de la magnetosfera, como ya se ha comentado, la configuración de líneas de campo magnético terrestre es diferente a la del lado de día, prolongándose hasta muy largas distancias y formando la región conocida como magnetocola. En esta región se produce la mayor entrada de partículas y energía en la magnetosfera mediante el proceso de reconexión y se generan zonas de corrientes bien definidas.

Dentro de la región de la magnetocola, a ambos lados del plano del ecuador magnético terrestre, se encuentra la lámina de plasma. Tiene un espesor del orden de  $5-10 R_T$ , una densidad de partículas en torno a  $0.5 \text{ cm}^{-3}$ , una temperatura cercana a  $5 \times 10^6 \text{ K}$  y una intensidad de campo magnético con valores hasta  $20 \text{ nT}$ . Las partículas que pueblan la lámina de plasma provienen mayoritariamente de la reconexión magnética y en menor medida de la ionosfera.

Dentro de la magnetocola, debido a la interacción del campo proveniente del hemisferio norte de la Tierra con el del hemisferio sur, se define otra región situada en el plano del ecuador magnético terrestre denominada lámina neutra, y que divide a la lámina de plasma en dos, ya que forma una región de campo magnético nulo.

A ambos lados de la lámina neutra se forman las estructuras más externas de la magnetocola denominadas lóbulos, cuya estructura viene determinada por las líneas de campo que conectan las regiones polares con el medio interplanetario. Su densidad y temperatura son más bajas que en las demás estructuras de la magnetocola y se estima un campo magnético muy uniforme, de unos 30 nT.

La geocorona es una región de la magnetosfera interna poblada fundamentalmente por átomos de hidrógeno de energía suficientemente baja ( $\sim 10$  eV) para no poder escapar de la atracción de la gravedad terrestre. Esta región, también denominada exosfera, tiene una densidad de partículas que disminuye con la distancia a la Tierra; así, a distancias superiores a  $10 R_T$  la densidad es tan baja que apenas se producen colisiones con las partículas que la forman. Su densidad y estructura dependen de varios factores, entre ellos la interacción que se produce con las partículas cargadas que forman las corrientes magnetosféricas.

La región de la magnetosfera interna que se extiende hasta una distancia entre  $2-4 R_T$  en el plano ecuatorial es la plasmasfera, donde se encuentra un plasma fundamentalmente de origen ionosférico de baja energía ( $\sim 1$  eV) y gran densidad ( $10^2-10^3 \text{ cm}^{-3}$ ). Su alta densidad y su ligadura a las líneas de campo magnético terrestre hacen que corrote con la Tierra. El límite de la plasmasfera, la plasmapausa, lo establece la caída brusca (hasta  $1 \text{ cm}^{-3}$ ) en la densidad del plasma.

Coexistiendo espacialmente con la plasmasfera se encuentran los cinturones de radiación o de Van Allen. Son dos regiones concéntricas en forma de toro formadas por partículas de alta energía que se encuentran describiendo movimientos de giro alrededor de las líneas de campo, a la vez que se desplazan a lo largo de estas líneas de un polo a otro rebotando en los denominados puntos espejo. Al mismo tiempo sufren un

movimiento de deriva alrededor de la Tierra, los protones hacia el Oeste y los electrones hacia el Este, constituyendo una de las corrientes fundamentales de la magnetosfera, el anillo de corriente.

Las partículas que forman estos cinturones colisionan con los átomos de la plasmasfera, formando átomos neutros o nuevas partículas que precipitan hacia la ionosfera. Por tanto, para que se mantenga estable la población de los cinturones, debe haber algún mecanismo que los provea de partículas.

Se consideran dos mecanismos principales de inyección de partículas. Por un lado, la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera produce neutrones muy inestables que se transforman en un par electrón-protón que pasa a formar parte de los cinturones. Los protones que provienen de esta fuente son más energéticos y se sitúan en la parte más interna del anillo. Sin embargo, aunque también se producen electrones energéticos, el proceso no es lo suficientemente intenso como para nutrir el cinturón de electrones.

Por otro lado, tras el proceso de reconexión, se produce una entrada de partículas del viento solar a la magnetosfera a través de la cola. Éstas son aceleradas por fenómenos de convección en dirección a la Tierra y entran a formar parte de la población de los cinturones.

El cinturón de protones se sitúa en torno a 1.5-2  $R_T$  poblando las regiones más próximas a la Tierra, formando así el cinturón de radiación interno (Mitchell, 1962; Bothmer y Daglis, 2007); sus partículas tienen energías en el rango de 10-100 MeV y su densidad varía con el ciclo solar, siendo máxima durante el periodo de mínimo solar, cuando el flujo de radiación cósmica es máximo.

Los electrones forman el denominado cinturón externo, que se localiza entre 4-5  $R_T$  (Mitchell, 1962; Bothmer y Daglis, 2007). Las partículas que lo forman tienen energías en el rango de 0.1-10 MeV. Las principales fuentes que lo nutren son la lámina de plasma y las regiones aurorales de la ionosfera que, por diferentes mecanismos de aceleración (difusión radial y energización por interacción onda-partícula (Bothmer y Daglis, 2007)), aumentan la energía de las partículas hasta que pasan a formar parte del cinturón externo.

La región más interna de la magnetosfera es la ionosfera. Esta capa separa la región activa con plasma magnetosférico de la región neutra de la atmósfera. Su nombre proviene del plasma parcialmente ionizado que la constituye. Esta ionización se produce debido a la radiación solar UV, la precipitación de partículas energéticas magnetosféricas (debida a colisiones) y la ionización mantenida tras procesos de pérdidas por unión de electrones a átomos o moléculas neutras para formar iones negativos. Estos últimos procesos de ionización y pérdida están muy relacionados con los eventos de las auroras.

### **2.3 CORRIENTES MAGNETOSFÉRICAS**

El plasma situado en las diferentes regiones de la magnetosfera está en continuo movimiento a causa de los campos electromagnéticos presentes y las fuerzas que se ejercen sobre las partículas del plasma. De esta manera, se generan corrientes que a su vez crean campos electromagnéticos que influyen en la estructura final de la magnetosfera. Entre el conjunto de sistemas de corrientes magnetosféricas, las más significativas son las que se señalan en los siguientes apartados.

### 2.3.1 CORRIENTES DE CHAPMAN FERRARO

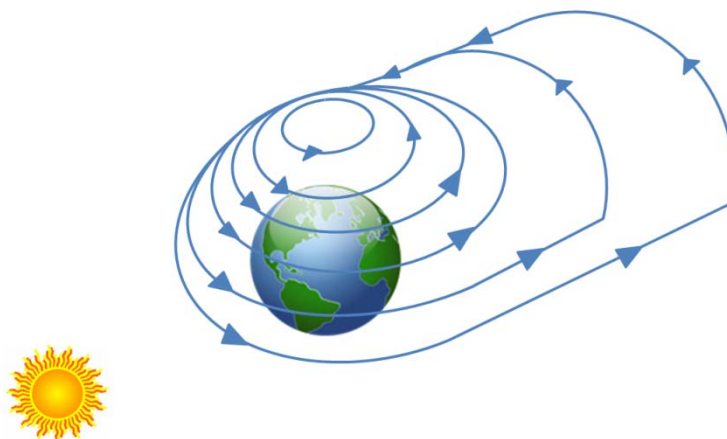
Son corrientes que fluyen en la magnetopausa y en la magnetocola, como puede verse en la Figura 2-5, donde están representadas estas corrientes en el hemisferio norte.

Se crean por el movimiento de los iones y electrones provenientes del viento solar al interaccionar con el campo geomagnético de la región de la magnetopausa. Los electrones e iones se desvían en sentidos opuestos debido a la fuerza de Lorentz, y esto crea una lámina de corriente eléctrica.

Estas corrientes se cierran creando así corrientes circulares centradas en las cúspides polares, como muestra la Figura 2-5. Su sentido de giro es opuesto en ambos hemisferios: sentido antihorario en el hemisferio norte y sentido horario en el hemisferio sur.

Este conjunto de corrientes refuerza el campo magnético terrestre imposibilitando la entrada, en principio, del viento solar en la magnetosfera.

Estas corrientes en el lado nocturno y en las regiones más alejadas de la Tierra pueden cerrar el circuito también a través de las corrientes que se generan en la magnetocola.



**Figura 2-5.** Esquema en tres dimensiones de las corrientes de Chapman Ferraro en el hemisferio norte.

### **2.3.2 CORRIENTES DE BIRKELAND**

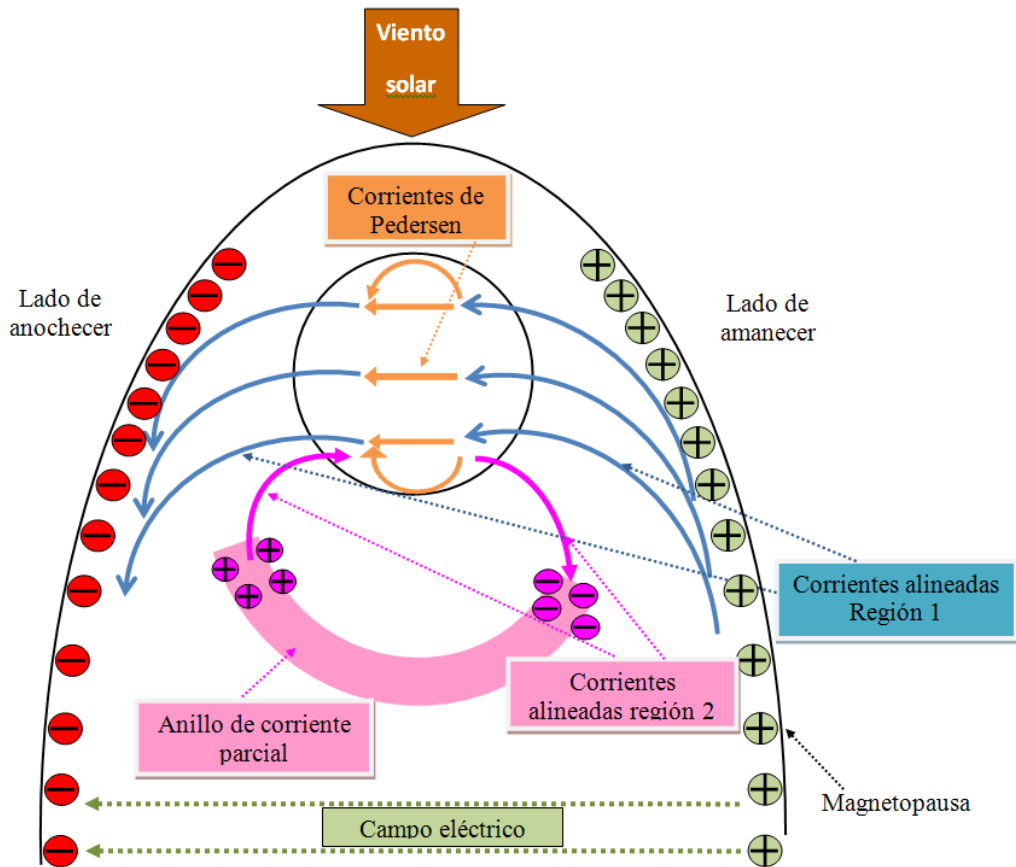
Son corrientes alineadas con las líneas de campo magnético y su característica principal es que conectan las corrientes magnetosféricas con aquéllas que fluyen por la ionosfera polar.

El plasma del viento solar cuando interacciona con la magnetopausa sufre una separación de carga debido a la fuerza de Lorentz y se polariza. Se produce, de este modo, una acumulación de carga positiva en el lado del amanecer de la magnetosfera y negativa en el lado del anochecer. Esta separación de carga se extiende por la magnetocola produciendo un campo eléctrico dirigido desde el amanecer hacia el anochecer de la magnetosfera. Este campo eléctrico genera unas corrientes que se cierran con las corrientes de Chapman Ferraro en el lado nocturno de la magnetosfera, como se ha mencionado.

Este campo eléctrico, denominado campo eléctrico convectivo, es también el responsable de la aceleración de las partículas que pueblan la magnetocola en regiones cercanas a la Tierra dirigiéndolas hacia el lado de día. Este flujo de partículas, con dirección hacia el lado de día, sigue las trayectorias de las líneas de campo magnético terrestre, llegando a las regiones de alta latitud de la ionosfera en el lado del amanecer.

En el lado del anochecer, sin embargo, el sentido de las corrientes es opuesto: desde la ionosfera hacia la magnetosfera. Estas corrientes se denominan corrientes alineadas de la región 1 (representadas por las flechas azules en la Figura 2-6).

El circuito formado por estas corrientes se cierra en las regiones polares mediante las denominadas corrientes de Pedersen, como muestra la Figura 2-6.



**Figura 2-6.** Representación del plano ecuatorial de las corrientes alineadas de la región 1 (azul), región 2 (rosa) y corrientes de Pedersen (naranja), vistos por encima del polo Norte magnético.

En la Figura 2-6 se muestran en color rosa unas corrientes similares a las corrientes alineadas de la región 1 pero de polaridad opuesta; son las denominadas corrientes alineadas de la región 2. En las regiones cercanas a la Tierra en el lado de noche, se produce una nueva separación de carga de las partículas inyectadas desde la magnetocola a consecuencia de la interacción con el campo geomagnético. Esta nueva separación provoca una acumulación de carga negativa en el lado del amanecer y positiva en el lado del anochecer, favoreciendo así la formación de estas corrientes. En el lado del amanecer el sentido de las corrientes de la región 2 es desde la ionosfera hacia la magnetosfera y en el lado del atardecer es opuesto. Se cierra el circuito mediante el anillo de corriente parcial o asimétrico, como muestra la figura.



### **2.3.3 CORRIENTES AURORALES**

A consecuencia del fenómeno de la reconexión en el lado de día y a la presión del viento solar, el plasma ligado a las líneas de campo geomagnético es desplazado hacia el lado de noche en las zonas más cercanas a los polos magnéticos.

Estas líneas de campo se van desplazando hacia los lóbulos de la magnetocola y vuelven a reconectar en la magnetocola moviéndose hacia el lado de día. Se producen así a muy altas latitudes, unas corrientes en la ionosfera denominadas corrientes Hall, que tienen estructura de 2 celdas caracterizadas por tener su dirección de convección hacia el lado de noche en la región polar y con dirección hacia el lado de día en regiones de menor latitud, denominadas óvalo auroral.

En el óvalo auroral se produce la conexión entre las corrientes alineadas y la ionosfera, y tiene lugar la precipitación de las partículas provenientes de la lámina de plasma hacia la ionosfera y provenientes de las cúspides polares. Tiene forma circular excéntrica del polo magnético localizándose a unos  $70^\circ$  de latitud con un espesor en torno a 100 km y un radio medio de 2000 km. Tanto su localización como su radio dependen de la actividad solar. Así, en momentos de mucha actividad se extienden hacia el ecuador y por tanto aumenta su radio.

Dentro del óvalo auroral se desarrolla la actividad auroral, entendida como un fenómeno global muy relacionado con los cambios en el viento solar y en la actividad geomagnética; por eso las auroras se consideran las manifestaciones visibles de la conexión entre el Sol y la Tierra. Son consecuencia de la entrada de partículas, principalmente de electrones energéticos (del orden de keV) acelerados por las corrientes alineadas que al precipitarse en la atmósfera, colisionan con las moléculas y átomos que pueblan estas regiones, principalmente  $N_2$ ,  $O_2$  y O. Los electrones, al

colisionar con ellos, los excitan e ionizan produciéndose emisiones de radiación prácticamente en todo el rango electromagnético. Se denominan boreales si se producen en el hemisferio norte y australes si los hacen en el hemisferio sur.

Los colores de las auroras dependen de los átomos neutros con los que colisionen los electrones. Así, la radiación de color verde se debe a la excitación de los átomos de O y suele producirse a una altitud de 100-200 km. La radiación de color rojo es también debida a la excitación del O atómico, sólo que a mucha mayor altitud (300-500 km). Finalmente, la radiación de color azul y violeta es debida a la excitación de las moléculas de nitrógeno. Aunque también pueden producirse, las auroras originadas por la precipitación de protones son raras.

El comportamiento de las auroras está reflejado en los llamados electrojets aurorales. Es el nombre con el que se conoce a las corrientes horizontales en sentido este u oeste que recorren parte de la ionosfera y que en periodos de tiempo en calma se localizan dentro del óvalo auroral.

El electrojet dirigido hacia el Este fluye por el lado del atardecer mientras que el orientado hacia el Oeste lo hace por el lado del amanecer. Estas corrientes son alimentadas por las corrientes de Birkeland y circulan por una región específica de la ionosfera (región E).

Aunque los principales electrojets son los que se producen en las zonas aurorales, en las cercanías del ecuador también se produce el conocido como electrojet ecuatorial. Es el resultado de la convergencia de algunas corrientes ionosféricas en esta región (denominadas corrientes  $Sq$ ), que aumentan su intensidad debido al incremento de la conductividad de la ionosfera en latitudes ecuatoriales, causado, a su vez, por la incidencia de la radiación solar junto con el campo geomagnético en esa región.

En las regiones polares la conductividad de la ionosfera es mayor que en otras latitudes, por tanto, el electrojet auroral será más intenso y persistente que el ecuatorial.

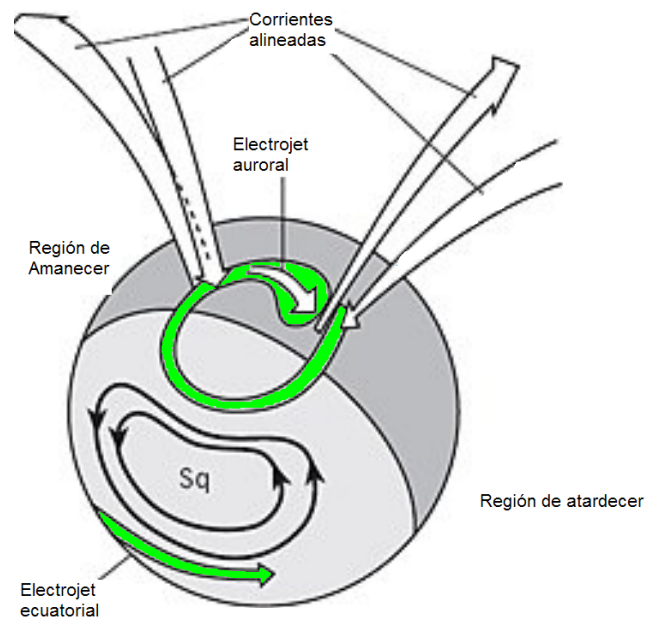


Figura 2-7. Representación tanto de las corrientes del electrojet auroral y ecuatorial como de las corrientes alineadas.

### 2.3.4 ANILLO DE CORRIENTE

Esta corriente es la principal responsable de que se produzcan variaciones significativas en el campo geomagnético medido en la superficie terrestre y constituye una de las corrientes fundamentales de la magnetosfera.

El anillo de corriente está formado por las partículas cargadas de menor energía de los cinturones de radiación, que forman una estructura toroidal alrededor de la Tierra centrada en el plano del ecuador. Comparte ubicación con la geocorona, a unos  $4 R_T$  de distancia, aunque esta localización puede variar mucho desde los  $2 R_T$  hasta los  $9 R_T$  en momentos de gran actividad geomagnética. En estas regiones, la densidad es suficiente

como para que se produzcan colisiones entre los iones de la corriente del anillo y los átomos neutros de la geocorona.

El anillo de corriente está formado por iones y electrones procedentes de la ionosfera y del viento solar que son transportados desde sus ubicaciones hasta la magnetosfera interna durante intervalos de actividad geomagnética. El principal mecanismo de transporte de partículas es la deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  producida en la magnetocola, donde  $\vec{E}$  es el campo eléctrico convectivo, mostrado en la Figura 2-6, resultado de la separación de carga en la magnetocola, y  $\vec{B}$  es el campo magnético terrestre.

A medida que las partículas se acercan hacia la magnetosfera interna, al estar enlazadas con las líneas de campo magnético que tiene una estructura dipolar, adquieren los movimientos característicos de las partículas cargadas en presencia de un campo magnético de este tipo: movimiento ciclotrónico de las partículas alrededor de las líneas de campo magnético, movimiento de rebote entre los puntos espejo (descritos más adelante) debido al gradiente de campo magnético paralelo a las líneas de campo, y, finalmente, el movimiento de deriva producido por un lado por el gradiente de campo magnético perpendicular a las líneas de campo y por el otro por la curvatura de las líneas de campo magnético.

Las corrientes, resultado de estos movimientos, se pueden expresar en función de las componentes de la presión de las partículas perpendicular y paralela al campo magnético ( $P_{\perp}, P_{\parallel}$ , respectivamente) (Parker, 1957). Por tanto, las densidades de corriente debidas a las derivas producidas por el gradiente perpendicular de campo magnético, por la curvatura de las líneas de campo y por el movimiento ciclotrónico, vienen expresadas, respectivamente, por las siguientes ecuaciones (Daglis et al., 1999):

$$\vec{j}_v = P_{\perp} \frac{(\vec{B} \times \nabla B)}{B^3} \quad 2.6$$

$$\vec{j}_c = \frac{P_{\parallel}}{B^2} \vec{B} \times (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \quad 2.7$$

$$\vec{j}_G = \frac{\vec{B}}{B^2} \times \left( \nabla P_{\perp} - \frac{P_{\perp}}{B} \nabla B - \frac{P_{\perp}}{B^2} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \right) \quad 2.8$$

donde  $\vec{B}$  es el campo geomagnético a una distancia correspondiente al anillo de corriente.

El efecto total de estas corrientes es un movimiento de deriva cuyo sentido es opuesto para iones y para electrones: los electrones se mueven hacia el Este y los iones hacia el Oeste. Los iones  $H^+$  y  $O^+$  con energías desde los 10 keV hasta en torno a 200 keV (Daglis et al., 1999) se consideran las partículas dominantes en el anillo de corriente y, por tanto, sólo se les tendrá en cuenta al tratar la corriente del anillo (Dessler y Parker, 1959). El sentido de la corriente equivalente del anillo es el correspondiente a los iones, es decir, hacia el Oeste.

De este movimiento global de las partículas puede obtenerse una densidad total de corriente como hizo Parker (1957) considerando la superposición de las tres anteriores:

$$\vec{j}_T = \vec{j}_v + \vec{j}_c + \vec{j}_G = \frac{\vec{B}}{B^2} \times \left[ \nabla (P_{\perp}) + \frac{(P_{\parallel} - P_{\perp})}{B^2} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \right] \quad 2.9$$

Lee et al. (2004) utilizaron los datos de campo magnético obtenidos a partir de los magnetómetros ubicados en tres satélites (*ISEE*, *AMPTE/CCE* y *POLAR*) para elaborar un “mapa” de campo magnético en la región del anillo, obteniendo, de esta forma, la densidad de corriente tridimensional del anillo a partir del rotacional de este campo

magnético. Estos resultados experimentales confirman la previsión teórica de la ecuación 2.9.

La densidad de corriente total del anillo (ecuación 2.9) crea un campo magnético que altera el campo magnético dipolar terrestre. Para determinarlo es adecuado considerar, por un lado, la corriente de deriva generada por la curvatura de las líneas de campo y el gradiente de campo magnético perpendicular a las mismas y, por otro lado, la corriente producida por el movimiento ciclotrónico de las partículas. Esta separación es conveniente puesto que las dos primeras corrientes crean un campo de sentido opuesto al dipolar terrestre y la tercera del mismo sentido.

La corriente neta de deriva debida al gradiente y curvatura es:

$$\vec{j}_D = \vec{j}_\nabla + \vec{j}_C \quad 2.10$$

Introduciendo las componentes de la velocidad de la partícula,  $\vec{v}$ , perpendicular y paralela al campo magnético ( $v_\perp$  y  $v_\parallel$ , respectivamente) y considerando únicamente latitudes ecuatoriales, las componentes del tensor presión quedan de esta forma:

$$\begin{cases} 2P_\perp = n^+ m^+ v_\perp^{+2} + n^- m^- v_\perp^{-2} = P \\ P_\parallel = n^+ m^+ v_\parallel^{+2} + n^- m^- v_\parallel^{-2} = 0 \end{cases}$$

donde se ha incluido la contribución de todas las especies de partículas. El factor 2 aparece en  $P_\perp$  debido a que hay dos direcciones de movimiento perpendiculares a la dirección de campo magnético. De esta forma, la densidad de corriente  $\vec{j}_D$  a latitudes ecuatoriales en términos de la presión se puede determinar con la siguiente expresión:

$$\vec{j}_D = \frac{P}{2B^3} (\vec{B} \times \nabla B) \quad 2.11$$

Haciendo uso de algunas identidades vectoriales se obtiene la siguiente expresión para la densidad de corriente  $\vec{j}_D$ :

$$\vec{j}_D = \frac{P}{2B^3} \left[ -\frac{3B^2}{r} \right] \vec{u}_\phi \quad 2.12$$

La ecuación anterior se puede expresar en función de la densidad de energía cinética de las partículas ( $u = \frac{1}{2}nmv^2$ ) como sigue:

$$\vec{j}_D = -3 \frac{u}{rB} \vec{u}_\phi \quad 2.13$$

Con la intención de calcular el campo magnético producido en la superficie de la Tierra por el anillo de corriente mediante la ley de Biot y Savart, se considera dicho anillo, en una primera aproximación, como una espira de corriente de radio  $r$  constante. La densidad de corriente de deriva da lugar a una corriente  $I$  cuyo valor es:

$$I_D = \frac{3E}{2\pi r^2 B} \quad 2.14$$

donde  $E$  es la energía cinética de las partículas del anillo de corriente obtenida de la densidad de energía  $u$ . El campo magnético que esta espira de corriente genera en su centro, pudiendo considerar éste como un punto cualquiera de la superficie terrestre, tiene la expresión:

$$\vec{B}_D = -\frac{3\mu_0 E}{4\pi r^3 B} \vec{u}_z \quad 2.15$$

que representa el campo magnético inducido por los movimientos de deriva de las partículas en el anillo de corriente. Por otra parte, para determinar el campo magnético debido al movimiento ciclotrónico de las partículas alrededor de las líneas de campo, se

hace uso del momento magnético,  $\vec{\mu}$ , asociado a la densidad de corriente  $\vec{J}_G$  (ecuación 2.8) y cuyo valor puede determinarse a partir de la expresión  $\vec{\mu} = -\frac{E}{B^2}\vec{B}$ , es decir, a partir de la energía cinética de las partículas,  $E$ , y del campo magnético terrestre a la distancia del anillo,  $\vec{B}$ . Por tanto, el campo magnético producido por este dipolo viene determinado por la expresión:

$$\vec{B}_G = -\frac{\mu_0\vec{\mu}}{4\pi r^3} = +\frac{\mu_0 E}{4\pi r^3 B} \vec{u}_z \quad 2.16$$

Como puede apreciarse, el campo magnético de deriva (ecuación 2.15) tiene dirección opuesta al campo magnético producido por el movimiento ciclotrónico (ecuación 2.16). Por tanto, partiendo de la expresión para el campo geomagnético dipolar en la posición del anillo y para latitudes ecuatoriales (ecuación 2.1), donde  $m_T$  es el momento dipolar magnético terrestre, la expresión del campo magnético total inducido por el anillo de corriente en el ecuador terrestre, queda de la siguiente manera:

$$\vec{B}_T = -\frac{2\mu_0 E}{4\pi r^3 B} \vec{u}_z = -\frac{2E}{m_T} \vec{u}_z \quad 2.17$$

Las variaciones de este campo van a ser las responsables de las variaciones que experimente el campo geomagnético en tiempo de perturbación, como se verá en el siguiente apartado.

La relación que existe en la superficie terrestre entre el módulo del campo  $\vec{B}_T$  y el módulo del campo geomagnético,  $\vec{B}_E$ , viene dado por la siguiente expresión:

$$\frac{B_T}{B_E} = \frac{2}{\mu_0} \frac{4\pi R_T^3 E}{m_T^2} \quad 2.18$$



El momento magnético terrestre puede expresarse en función de la energía magnética ( $E_{mag} = \int \frac{B_T^2}{\mu_0} dV = 10^{18} J$ , donde  $B_T$ , que es el módulo del campo geomagnético en la superficie de la Tierra tiene un valor de aproximadamente 0.3 gauss a latitudes ecuatoriales) de la siguiente forma:

$$m_T^2 = \frac{12\pi R_T^3}{\mu_0} E_{mag} \quad 2.19$$

Por tanto la ecuación 2.18 queda finalmente:

$$\frac{B_T}{B_E} = \frac{2}{3} \frac{E}{E_m} \quad 2.20$$

Dessler y Parker (1959), y posteriormente Scopke (1966), mostraron, de esta forma, que la variación del campo medido en la superficie terrestre,  $B_T$ , es proporcional a la energía cinética de las partículas del anillo de corriente,  $E$ . Así, la ecuación 2.20 se conoce con el nombre de ecuación Dessler-Parker-Scopke (DPS).

## 2.4 MAGNETOSFERA PERTURBADA

Por estado perturbado se entiende la alteración del denominado tiempo en calma al romperse, como consecuencia de un suceso solar violento, el equilibrio existente entre la magnetosfera y el viento solar normal. Esta ruptura del equilibrio implica una entrada de energía en la magnetosfera procedente del viento solar y una reestructuración de las regiones de la magnetosfera. Este conjunto de cambios que se producen en el entorno terrestre se denominan tormentas y subtormentas geomagnéticas.

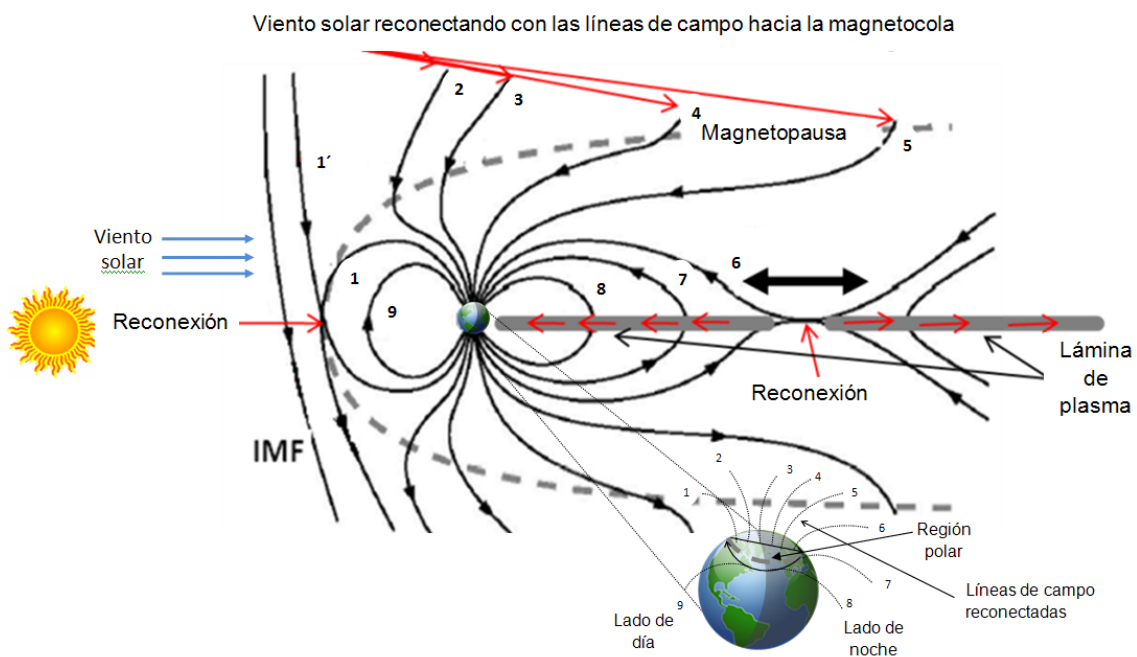
Los efectos de estas tormentas y subtormentas se producen entre 1 y 4 días después del momento en que se originó el suceso violento en el Sol; el tiempo que tarda en llegar a la Tierra depende de la velocidad con la que el viento solar perturbado se propaga en el medio interplanetario hacia la Tierra. Cuando el equilibrio entre la magnetosfera y el viento solar se rompe, se producen cambios globales que van desde el frente de choque hasta la superficie terrestre, como se describe a continuación.

La región que se altera en primer lugar es el frente de choque, debido a la gran velocidad de las partículas del viento solar que impactan en el lado de día con la parte externa de la magnetosfera. La presión dinámica del viento solar aumenta considerablemente comprimiendo la magnetosfera por el lado de día, juntando las líneas de campo y aumentando, por tanto, su densidad. Esto provoca un aumento en la intensidad de campo magnético que incrementa la presión magnética, tendiendo a establecer un nuevo estado de equilibrio.

Esta nueva situación de compresión de la magnetosfera implica también un aumento en las corrientes de la magnetopausa y una reestructuración en la lámina de corriente que separa los campos magnéticos antiparalelos de los lóbulos. Esta reestructuración es necesaria para mantener el balance de presión entre la presión del plasma de la lámina de plasma y la de los lóbulos: la corriente de la cola aumenta y la lámina de plasma se hace mucho más estrecha (centenares de kilómetros) favoreciendo el proceso de reconexión en la magnetocola.

Como se comentó en la sección 2.1.2, la reconexión es el fenómeno responsable de la entrada de plasma en la magnetosfera y, por tanto, de la modificación e intensificación de las corrientes que en ella existen y de todas las repercusiones que conllevan.

Dungey introdujo en 1961 este proceso físico como responsable de la transferencia de energía del viento solar a la magnetosfera, en el que las líneas de campo magnético terrestre e interplanetario orientadas con sentidos opuestos se podían conectar directamente. En los puntos en los que contactan las líneas (puntos neutros) se aniquilan los campos produciéndose así un enlace o reconexión entre dichas líneas. El primer punto de reconexión se produce en el lado de día de la magnetosfera puesto que es la primera región con la que se encuentra el *IMF* del viento solar.



**Figura 2-8.** Esquema de la evolución de la interacción entre el viento solar y la magnetosfera terrestre. La línea 1' corresponde al *IMF* que reconecta en un primer instante con la línea 1 de la magnetosfera terrestre. La enumeración del 1 al 9 corresponde a etapas progresivas de la interacción del viento solar con la magnetosfera según éste se aleja desde la magnetopausa en el lado de día hacia la magnetocola. Se muestra ampliada la configuración de la región polar terrestre a consecuencia de este proceso.

Como se muestra en la Figura 2-8, las líneas de campo geomagnético (número 1) reconectadas en el lado de día con las líneas de campo magnético interplanetario (número 1') son desplazadas por convección desde el lado de día hacia el lado de noche (numeradas 1-5), pasando a formar parte de la magnetocola y estirándose en forma de una elongada cola, hasta quedar colocadas paralelas (número 6).

En esta nueva configuración de la topología magnética, las líneas de campo magnético de ambos hemisferios interaccionan de nuevo, produciéndose, otra vez, el fenómeno de la reconexión. Tras esta segunda reconexión en la cola, las líneas de campo (números 7 y 8) regresan con dirección hacia la Tierra hasta volver a la configuración inicial (número 9). El plasma, por tanto, fluye en dirección hacia la Tierra provocando el fenómeno de las subtormentas o tormentas geomagnéticas, pero también hacia el lado de noche pasando de nuevo a formar parte del viento solar del medio interplanetario (Baumjohann y Treumann, 1997).

La penetración de plasma en la magnetosfera produce una transferencia de momento y energía del viento solar a la magnetosfera a un ritmo que depende, entre otras causas, del tamaño de la región de reconexión, de la geometría de las líneas de campo y de las condiciones del plasma en las cercanías. Así, la reconexión producida por un *IMF* de orientación norte se localiza en regiones pequeñas (normalmente en el lado nocturno y alejadas de la Tierra y del plano ecuatorial) donde los puntos de campo nulo se dan en zonas no muy extensas y donde la intensidad de campo es también reducida; la estructura de los puntos neutros es muy aplanada y la entrada de plasma en la magnetosfera es moderada. Por tanto, aunque tiene lugar el fenómeno de la reconexión, no representa un acoplamiento fuerte entre la magnetosfera y el viento solar.

Sin embargo, la reconexión producida por un *IMF* de orientación sur se produce en una amplia región de la magnetopausa del lado de día de la magnetosfera, proporcionando una zona extensa de cancelación de campo. La intensidad de campo magnético en las proximidades de esa región es muy elevada, por lo que proporciona una entrada considerable de masa, momento y energía a la magnetosfera. Por otro lado, la reconexión producida por un *IMF* de orientación sur en el lado de noche se produce

en regiones donde la intensidad de campo es menor y la geometría de los puntos neutros es más aplanada. La entrada de masa por estos puntos es también considerable y no se produce de manera simultánea a la reconexión en el lado de día, lo cual puede provocar procesos de acumulación de energía que podrá ser liberada.

Tras el proceso de reconexión en la cola, el plasma inyectado en dirección hacia la Tierra puede pasar directamente a formar parte del anillo de corriente, en cuyo caso se hablará de tormentas geomagnéticas, o se dirigirá hacia las regiones aurorales vía corrientes alineadas, generando los eventos conocidos como subtormentas.

Las subtormentas se producen a consecuencia de los procesos de almacenamiento y posterior liberación de energía producidos en la magnetocola. Pueden producirse del orden de 4-5 por día con una duración de 2-3 horas.

En una subtormenta se distinguen tres fases: una primera fase de crecimiento donde, tras la reconexión en el lado de día, cambia la configuración de la magnetosfera, principalmente de la magnetocola, aumentando la corriente de la lámina de plasma; una segunda fase de expansión, donde la lámina de corriente se hace inestable y libera gran cantidad de energía y se intensifican principalmente tanto las corrientes alineadas como los electrojets aurorales. Finalmente, se da la fase de recuperación, donde se vuelve a las condiciones iniciales de la magnetosfera.

En la superficie terrestre las subtormentas son observadas como perturbaciones del campo geomagnético en las regiones aurorales, ya que, debido al recorrido natural del plasma en dirección hacia la Tierra, las regiones aurorales se ven muy afectadas como consecuencia de este fenómeno. Así, el tamaño de las cúspides polares aumenta gradualmente durante la fase de crecimiento, al igual que la entrada de partículas por convección. Aumentan también las corrientes alineadas durante esta fase y por tanto se

incrementa el número de choques de las partículas transportadas por estas corrientes con los constituyentes atmosféricos. Así, también aumentan el electrojet auroral y tiene lugar el fenómeno de las auroras.

Las tormentas geomagnéticas, por otro lado, son consecuencia principalmente de la intensificación de la corriente del anillo por la entrada de plasma procedente del viento solar por la magnetocola así como de la ionosfera. Se producen varias tormentas al año, en función del ciclo solar, y su duración puede ser del orden de algunos días.

Al igual que las subtormentas, la evolución de las tormentas geomagnéticas comprende tres fases: fase inicial, fase principal y fase de recuperación. La fase inicial es consecuencia del aumento de la presión dinámica del viento solar que comprime la magnetosfera, aumentando así la densidad de líneas de campo geomagnético en el lado de día; a continuación tiene lugar la fase principal en la que el plasma energizado proveniente de la magnetocola circula en dirección al anillo de corriente (simétrico y parcial) pasando a formar parte de él y por tanto incrementando la corriente. Por último tiene lugar la fase de recuperación (objeto de estudio de este trabajo) en la que el anillo de corriente (y toda la magnetosfera en general) vuelve a la situación anterior a la perturbación.

Durante el tiempo en calma el anillo de corriente está poblado en torno al 99% por los iones  $H^+$  con rangos de energía cercanos a 40 keV a distancias  $L=3-5$  ( $L$  representa la distancia medida a la superficie de la Tierra en radios terrestres), siendo despreciable la población de otros iones (Hamilton et al., 1988); sin embargo, cuando se produce una entrada de energía al anillo de corriente, la producción de iones  $O^+$  y  $He^+$  ionosféricos aumenta significativamente, incrementando así su población en el anillo respecto a la

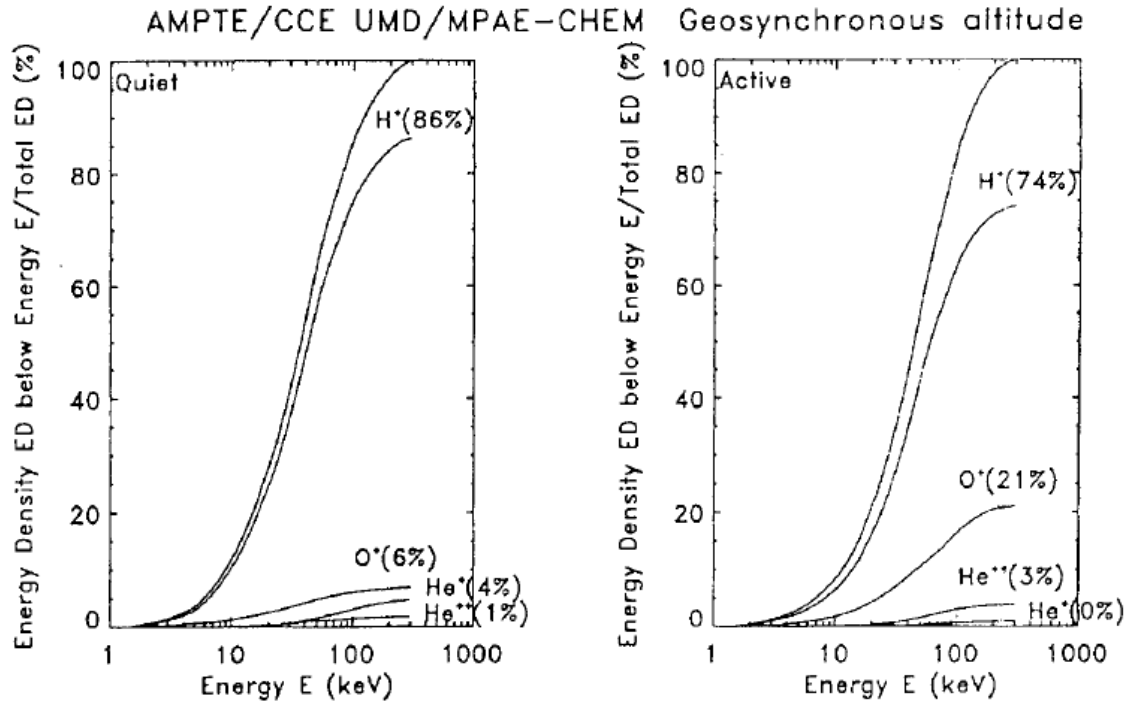
población de  $H^+$  e incrementando la energía a unos 220 keV (Gloeckler et al., 1985; Hamilton et al., 1988; Daglis et al., 1993).

Hamilton et al. (1988) muestran en su trabajo las poblaciones de los iones en el anillo de corriente durante el evento de febrero de 1986, en el que destacan a los iones  $H^+$  como la población dominante durante el tiempo en calma a distancias  $L = 3 - 7$ . Durante las primeras horas de la fase de entrada de energía en la magnetosfera, a distancias  $L= 3 - 5$  los iones  $H^+$  dominan para dejar paso más adelante a los iones  $O^+$  de origen ionosférico, que se convierten en la población mayoritaria unas pocas horas antes del máximo de la perturbación. Más tarde, su densidad disminuye de manera brusca al comienzo de la fase de recuperación a partir de la cual siguen dominando los iones  $H^+$ . Por otro lado, a distancias  $L= 5 - 7$  la población dominante a lo largo de la tormenta geomagnética siempre es la de los iones  $H^+$ .

Daglis et al. (2003) sugieren que la población de iones  $O^+$  en el anillo de corriente durante una tormenta geomagnética varía en función de los ciclos solares, siendo estos iones los dominantes en el anillo durante los ciclos de máximo solar.

La Figura 2-9 (extraída de Daglis et al., 1993) muestra las contribuciones de las principales poblaciones del anillo de corriente ( $H^+$ ,  $O^+$ ,  $He^{++}$  y  $He^+$ ) a la densidad total de energía respecto a la densidad de energía total. Las curvas representan los promedios durante 2.5 años de las medidas obtenidas del instrumento *CHEM* perteneciente a la misión *AMPTE/CCE* y muestran el porcentaje acumulado de la densidad de energía a altitudes características del anillo de corriente geo-sincrónico como funciones de la energía total. El panel izquierdo corresponde a tiempo en calma y el derecho a tiempo de tormenta. Se puede apreciar en la figura que la mayor cantidad de la densidad de energía medida se sitúa entre los valores de 10-100 keV y que para tiempo en calma los

iones  $H^+$  dominan considerablemente sobre los demás, mientras que para tiempo de tormenta los iones  $O^+$  aumentan de manera notable su contribución a la energía.



**Figura 2-9.** (Figura extraída de Daglis et al., 1993) Porcentaje acumulado de densidad de energía total y de las cuatro poblaciones principales de iones en el anillo de corriente ( $H^+$ ,  $O^+$ ,  $He^+$  y  $He^{++}$ ) en función de la energía (curvas marcadas con los iones característicos). El panel de la izquierda muestra la situación en tiempo en calma, y el panel de la derecha la situación para tiempo de tormenta. (Para más explicaciones consultar el texto)

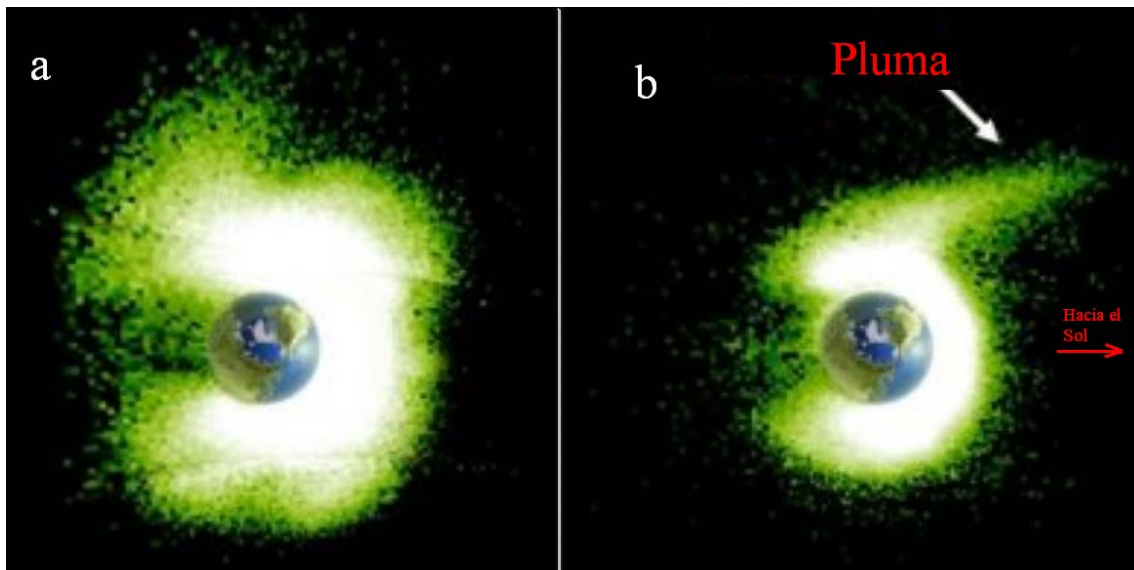
Durante años se ha pensado que los iones de la lámina de plasma que se adentran en regiones cercanas a la Tierra durante los sucesos de tormentas geomagnéticas, eran atrapados en las líneas de campo cerradas produciendo un anillo simétrico de corriente. Hoy conocemos con más exactitud que el anillo de corriente simétrico adquiere realmente importancia en las últimas horas del proceso de recuperación de la magnetosfera.

Durante las primeras horas, después de la entrada de energía a la magnetosfera por el proceso de reconexión, parte de los iones provenientes de la cola son transportados por convección hacia las regiones polares siguiendo las corrientes alineadas y formando



parte de las corrientes del óvalo auroral terminando, en su mayoría, a formar parte de un anillo de corriente parcial que se forma en el lado del atardecer de la magnetosfera. En este anillo parcial, en torno a un 90% de su energía fluye por trayectorias de deriva que no se cierran alrededor de la Tierra, sino que permanecen abiertas (Ebihara y Ejiri, 1998; Kozyra et al., 1998; Liemohn et al., 1999; Liemohn et al., 2001a; Liemohn et al., 2001b; Daglis y Kozyra, 2002; Kozyra et al., 2002; Fok et al., 2003; Burch, 2005; Weygand y McPherron, 2006; Kalegaev et al., 2008).

Las trayectorias de deriva abiertas posibilitan que los iones de la lámina de plasma atraviesen la magnetosfera interna con dirección hacia la magnetopausa del lado de día y no se queden confinados en el anillo de corriente pudiendo escapar así por la región que recibe el nombre de “pluma” (Takahashi et al., 1990; Liemohn et al., 1999).



**Figura 2-10.** Imagen tomada en longitud de onda de ultravioleta extremo por el satélite IMAGE que muestra la forma de la plamasfera antes (panel a) y después (panel b) de una perturbación causada por la entrada de energía proveniente del viento solar en la magnetosfera. En el panel b se puede apreciar la denominada pluma.

En otro orden de cosas, el aumento de la corriente del anillo como consecuencia del aumento de las poblaciones y energización de sus partículas, tiene repercusiones en la superficie de la Tierra, ya que, según la ecuación DPS (ecuación 2.20), el campo

medido en la superficie terrestre es proporcional a la energía cinética de las partículas del anillo de corriente. Por lo tanto, una variación del campo medido en la superficie de la Tierra,  $\Delta B$ , será proporcional al aumento de la energía del anillo. Generalmente, durante una perturbación,  $\Delta B$  será negativo, ya que el sentido del campo magnético creado por el anillo de corriente es opuesto al del campo dipolar terrestre.

Las perturbaciones en la magnetosfera, como consecuencia del plasma inyectado en dirección hacia la Tierra durante los fenómenos de subtormentas o de tormentas geomagnéticas, tienen también importantes repercusiones a altitudes menores, donde se localiza la ionosfera. En las regiones ionosféricas localizadas a altas latitudes los principales efectos son dos: la precipitación de partículas y la convección del plasma ionosférico.

La precipitación de partículas aumenta la conductividad ionosférica, ya que ésta es proporcional a la densidad de electrones y principalmente son estas partículas (de energías del orden de keV) las que colisionan con los constituyentes ionosféricos. Este aumento de la conductividad causa una intensificación importante de corrientes eléctricas en las regiones aurorales a unos 90 - 150 km de altitud. Como consecuencia, se produce un calentamiento del plasma ionosférico así como el fenómeno de las auroras.

De igual forma, la convección de plasma refuerza las corrientes eléctricas, principalmente en las regiones aurorales, cuyas consecuencias son el calentamiento del plasma ionosférico por efecto Joule, que, a su vez, provoca inestabilidades en el plasma y cambios observables en el campo geomagnético a nivel de la superficie terrestre.

Otro efecto en la ionosfera a latitudes más bajas es la precipitación de las partículas del anillo de corriente, neutralizadas por haber colisionado con los neutros de

la plasmasfera. En latitudes intermedias, las partículas que precipitan son principalmente los electrones provenientes del cinturón externo, que producen una ionización extra en regiones específicas de la ionosfera (región D).

Finalmente, debido a que las corrientes magnetosféricas producen campos magnéticos en la superficie terrestre, la variación de estas corrientes implica la variación temporal del campo magnético en la superficie, lo que produce, a su vez, campos eléctricos inducidos que generan intensas corrientes inducidas cuya distribución dependerá de la naturaleza del terreno y que pueden tener importantes repercusiones.

## **2.5 EFECTOS DE LA MAGNETOSFERA PERTURBADA**

Todos estos efectos que los sucesos solares producen en la magnetosfera a diferentes escalas espaciales se ven reflejados en diferentes sistemas tecnológicos y en los seres vivos a nivel de la superficie terrestre. Estos efectos son estudiados por la Meteorología Espacial (*Space Weather* en inglés). Este término se refiere al estado físico y fenomenológico de los entornos espaciales naturales y engloba las repercusiones mencionadas para escalas de tiempo diferentes.

Para escalas cortas de tiempo, se estudian sucesos concretos y transitorios y el término utilizado es el de Tiempo Espacial. Se pretende, por un lado, comprender y predecir el estado del Sol y del entorno planetario e interplanetario, así como de las perturbaciones que les afectan, sean de origen solar o no a través de la observación, monitorización, análisis y modelado. Por otro lado, pretende también analizar en tiempo real y prever los posibles efectos en los sistemas biológicos y tecnológicos.

Para escalas de tiempo mayores, del orden de los ciclos solares, se analizan sucesos cíclicos y relativamente predecibles, y el término utilizado es el de Climatología Espacial, que pretende estudiar los efectos sobre el clima atmosférico. Estos efectos son fundamentalmente debidos a la variación del espectro de radiación solar. Así, por ejemplo, la irradiancia solar, que varía en función de la evolución del ciclo solar, afecta a la temperatura media de la atmósfera; la variación en la radiación ultravioleta produce cambios en las reacciones químicas de la atmósfera responsables, entre otros, de la producción de ozono, cuya variación es de vital importancia en la superficie de la Tierra; los sucesos de partículas energéticas solares varían con los ciclos solares y son importantes también en la producción de ozono. Puede mencionarse también la modulación con la actividad solar de la influencia de los rayos cósmicos galácticos en la producción de densidad nubosa a bajas altitudes.

Los efectos de las emisiones solares para escalas cortas de tiempo, estudiadas hoy por el Tiempo Espacial, se notaron mucho antes del comienzo de la era espacial; en 1847, durante el ciclo solar número 8, los sistemas de telégrafo registraron anomalías considerables. Marconi en 1928 relacionó los sucesos de mal funcionamiento de las emisiones de radio que se reflejaban en la ionosfera con la aparición de manchas solares y de intensas auroras boreales. Esta observación y detección han evolucionado considerablemente hasta la actualidad, basadas en investigaciones sobre los datos obtenidos a partir de diferentes satélites lanzados en misiones espaciales tales como *AMPTE*, *Yohkoh*, *CRRES*, *SOHO*, *Ulysses*, *TRACE*, *WIND* o *ACE*.

Uno de los efectos más notables a escalas cortas de tiempo se produce en los satélites y naves espaciales debido a que las partículas cargadas (protones, iones pesados y electrones) de altas energías producen daños severos en los materiales internos y externos de las naves debido a procesos de ionización y acumulación de carga

que pueden producir descargas eléctricas, degradación de los materiales, daños en sensores ópticos y detectores, etc.

Los estudios geológicos también se ven influidos por los efectos de las emisiones solares, ya que se necesitan medidas de campo magnético en estado de calma para poder realizar diferentes análisis del terreno y llevar a cabo, por ejemplo, extracciones petrolíferas.

Otro de los efectos más notables son las corrientes geomagnéticas inducidas (*GIC*, por sus siglas en inglés) que se producen en las redes eléctricas de alta tensión o en las grandes conducciones de gas y petróleo. En el primer caso se generan diferencias de potencial entre las líneas de alta tensión y tierra a través de los bobinados de los transformadores y, por tanto, fluye corriente inducida entre ellos produciendo saturación de los transformadores, reducción de eficiencia y fallos en la transmisión de la corriente eléctrica así como posibles daños en los transformadores que pueden derivar en apagones, incendios, etc. En los segundos, las *GIC* favorecen que se produzcan reacciones electroquímicas que corroen las conducciones que están enterradas o sumergidas en agua.

Las consecuencias en las telecomunicaciones y técnicas de posicionamiento globales mediante satélites (*GNSS* en inglés) entre las que se encuentra la más conocida *GPS* (y entre otros *GLONAS*, *EGNOS*, *WAAS*, *MSAS* y en un futuro *GALILEO*), pueden ser muy importantes debido a que las capas de la ionosfera se ven afectadas por la actividad solar variando tanto la capacidad de reflexión de la radiación en sus capas como la posibilidad de que las ondas las atraviesen.

Los efectos biológicos se hacen notables sobre todo en astronautas que se sitúan por encima de las capas atmosféricas y cuando atraviesen los cinturones de radiación

pudiendo causar desde leves malestares hasta mutaciones genéticas y cáncer. Los vuelos comerciales a altas latitudes y altitudes se ven también afectados por la radiación de las altas capas de la atmósfera. Otros efectos biológicos se dan entre las poblaciones de especies animales que utilizan el magnetismo terrestre como guía para sus migraciones.

Los daños materiales y biológicos a consecuencia de los eventos solares intensos y geoefectivos se tratan de evitar o minimizar a través de la protección de los sistemas tecnológicos y biológicos y a través de la anticipación mediante la predicción de dichos sucesos. Para ello es necesario comprender la evolución del sistema Sol-magnetosfera-Tierra.

## **2.6 RECUPERACIÓN DEL EQUILIBRIO: PROCESOS DE PÉRDIDAS**

Después del conjunto de alteraciones que sufre el entorno terrestre como consecuencia de un suceso solar geoelectivo, la magnetosfera tiende a recuperar su situación de equilibrio.

Como se ha visto en el apartado 2.4, el principal efecto de las perturbaciones sufridas por la magnetosfera es el incremento de sus corrientes, principalmente la corriente del anillo. Por tanto, para estudiar la recuperación de la magnetosfera hay que analizar los diferentes mecanismos físicos que influyen en la pérdida de energía de dicha corriente.

Se destacó en las secciones anteriores que las partículas cargadas, al interactuar con el campo magnético terrestre, sufren diferentes movimientos. Los puntos espejo implicados en el movimiento de rebote a consecuencia del gradiente de campo

magnético a lo largo de las líneas de campo suelen producirse a alturas cercanas a los 100 km y, puesto que son puntos de concentración de líneas de campo, las partículas cargadas tenderán a concentrarse también en esta misma región colisionando entre ellas y con los neutros de las capas altas de la atmósfera. De esta forma, se produce la precipitación de estas partículas en la atmósfera.

Por otra parte, la trayectoria helicoidal descrita por las partículas alrededor de las líneas de campo depende, entre otros parámetros, del ángulo de ataque ( $\alpha$ ) formado por la velocidad de incidencia de la partícula y la dirección de la línea de campo, es decir  $\vec{v}$  y  $\vec{B}$ , descrito por la ecuación:

$$\alpha = \operatorname{tg}^{-1} \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \quad 2.21$$

donde  $v_{\perp}$  y  $v_{\parallel}$  corresponden a las componentes perpendicular y paralela de la velocidad de la partícula respecto a la línea de campo magnético. Debido al gradiente de campo magnético a lo largo de las líneas de campo, este ángulo varía a medida que la partícula se desplaza. Así, su mayor valor se alcanza en los denominados “puntos espejo”. En estos puntos la componente  $v_{\parallel}$  de la partícula se hace cero y, puesto que la partícula está sometida a una fuerza  $\vec{F} = -\mu \nabla_{\parallel} B$  (siendo  $\mu$  el invariante adiabático momento magnético de la partícula,  $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$  y  $B$  el valor del campo en el punto considerado), ésta es acelerada en sentido contrario al que tenía inicialmente describiendo un movimiento de “rebote”. Teniendo en cuenta la invariancia del momento magnético de la partícula en su trayectoria, el ángulo de ataque puede expresarse como:

$$\operatorname{sen} \alpha = \left( \frac{B}{B_m} \right)^2 \quad 2.22$$

donde  $B_m$  indica el valor del campo magnético en el punto a lo largo de la línea donde  $\alpha = 90^\circ$ , es decir, en los puntos espejo, y  $B$  el valor del campo en el punto considerado.

En las regiones ecuatoriales, que corresponden a la región con menor intensidad de campo magnético, se define un ángulo de ataque concreto ( $\alpha_l$ ) que sirve de referencia para establecer el denominado cono de pérdidas, que indica que todas las partículas cuyo ángulo de ataque ecuatorial sea mayor que el valor  $\alpha_l$  se perderán por dispersión en la atmósfera, siendo este ángulo  $\alpha_l$  el que define la apertura del cono de pérdidas.

Los principales mecanismos de pérdida que tienen lugar en el anillo de corriente y que se describen a continuación son:

1. Los debidos a los choques entre partículas (intercambio de carga y scattering\* por interacciones de Coulomb).
2. Los debidos a la interacción onda - partícula.
3. Los debidos a pérdidas de iones por el lado de día de la magnetosfera debido a las trayectorias de deriva abiertas.

### 2.6.1 INTERCAMBIO DE CARGA

El intercambio de carga es el mecanismo físico de pérdida de energía dominante en el anillo de corriente (Dessler y Parker, 1959; Smith et al., 1976). Se produce debido a la colisión de los iones energéticos del anillo de corriente con los átomos neutros de baja energía de la geocorona. A consecuencia de la colisión, los iones energéticos del anillo de corriente adquieren un electrón proveniente de los átomos neutros de la geocorona. De esta manera se convierten en átomos neutros que, por su carga nula, escapan de la interacción con el campo geomagnético y, por su alta energía (conservan la energía del ion incidente) escapan del campo gravitatorio terrestre, tomando así

\* Se mantiene el término scattering en inglés debido a la ambigüedad en la traducción al castellano.



trayectorias diferentes a la de las partículas en el anillo de corriente, abandonando el lugar en el que residían. Tras este proceso, el anillo de corriente habrá perdido de esta forma gran parte de su energía inicial.

De manera general esta interacción puede describirse como (Spjeldvik y Fritz, 1978):

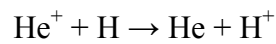
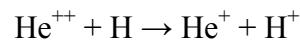
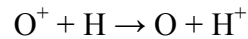
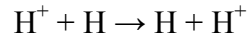


donde  $X$  representa los átomos neutros y poco energéticos de la geocorona,  $Y$  denota los iones energéticos con número de carga representada por  $p$ , donde  $p = q + s$ , siendo  $q$  y  $s$  números enteros. El nuevo ión  $Y^{q+}$ , resultado de la interacción, con menor carga que el ión inicial  $Y^{p+}$ , continuará perdiendo carga mediante nuevas interacciones como la de la ecuación 2.23 hasta convertirse en el átomo neutro  $Y$  (donde  $q = 0$ ).

Finalmente, los productos obtenidos como resultado del proceso de intercambio de carga son átomos neutros muy energéticos, denominados ENA (por sus siglas en inglés), e iones poco energéticos que constituyen ahora la población del anillo de corriente. La medida de los ENA es una herramienta muy útil para el estudio de plasmas espaciales, en este caso magnetosféricos, ya que, midiendo su energía y masa, es posible tener la distribución de la energía de los iones de los que procede y su composición.

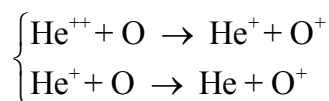
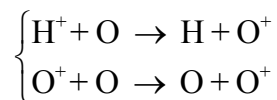
La primera evidencia clara de la existencia de los *ENA* la proporcionaron los detectores de iones a bordo de los satélites *IMP7*, *IMP8* e *ISEE1* (Roelof et al., 1985) y más recientemente han sido confirmadas por las medidas realizadas por instrumentos a bordo de satélites como *GEOTAIL* (Lui et al., 1996), *POLAR* (Henderson et al., 1997) e *IMAGE* (C:son Brandt et al., 2002, entre otros).

Los *ENA* producidos por los iones del anillo de corriente tienen un rango de energías de 10 a 500 keV y son fundamentalmente átomos de hidrógeno, oxígeno y helio (Daglis et al., 1999). Son debidos a las interacciones con los átomos neutros de hidrógeno de la geocorona de la siguiente forma:



En el lado izquierdo de las reacciones, los iones corresponden a las poblaciones energéticas del anillo de corriente y los hidrógenos a los átomos neutros de la geocorona; en la parte de la derecha, los átomos neutros son los que adquieren la energía y pueden salir de sus órbitas mientras que los iones son partículas poco energéticas que pasan a poblar las regiones de la geocorona.

A altitudes menores que las del anillo de corriente se producen también pérdidas por intercambio de carga debido al choque con los átomos neutros de oxígeno de la alta atmósfera. Por otro lado, los iones  $\text{He}^{++}$  y  $\text{O}^{++}$  tienen que pasar por el proceso dos veces para poder convertirse en átomos neutros suficientemente energéticos para poder escapar de la región de interacción. A continuación se describen estos procesos:



Los principales parámetros implicados en el intercambio de carga son la densidad de átomos neutros de hidrógeno y oxígeno de la geocorona, su sección eficaz y el ángulo de ataque ecuatorial. El tiempo de vida del ión del anillo de corriente, considerando este mecanismo de pérdida como el único implicado, depende, además de estos parámetros, de la velocidad del ion, como muestra la expresión (Daglis et al., 1999):

$$\tau_{IC} = \frac{I}{n(r_0)\sigma v} \quad 2.24$$

donde  $\tau_{IC}$  es el tiempo de vida medio de un ión situado en el plano ecuatorial para el proceso de intercambio de carga con los átomos neutros de la geocorona;  $n(r_0)$  es la densidad de átomos neutros de la geocorona que, como puede verse, es dependiente de la distancia radial ( $r_0$ );  $\sigma$  representa la sección eficaz de los iones implicados en el proceso de intercambio de carga y  $v$  es su velocidad.

Así, los cambios en la composición del anillo de corriente afectan de manera decisiva en los tiempos de vida del proceso y, por tanto, en la forma en la que el anillo de corriente recupera su estado de calma. El tiempo de vida tiene también una fuerte dependencia de la localización de los iones, ya que la densidad de neutros varía con la distancia radial. Consecuentemente, la recuperación del anillo de corriente se producirá más rápido en algunas regiones que en otras.

Daglis et al. (2003) estimaron los tiempos de vida del intercambio de carga para los iones  $H^+$  y  $O^+$  en función de su energía y distancia radial; así, a una distancia en torno a  $L=3.5$  y con una energía de 10 keV, los tiempos de vida de este proceso son de 5.5 h para el  $H^+$  y 28 h para el  $O^+$ , mientras que en rangos energéticos mayores, 50-100 keV, los tiempos de vida cambian drásticamente a 110 h para los  $H^+$  y 11 h para los  $O^+$ .

A mayores distancias,  $L=5$ , los tiempos de vida son considerablemente diferentes a los anteriores; para los  $H^+$  y  $O^+$  de energías de 10 keV se sitúan en 17 h y 56 h respectivamente, mientras que para energías de 50-100 keV son 470 h y 46 h respectivamente. Estos valores se encuentran recogidos en la siguiente tabla:

ENERGÍA (keV)	$\tau_{IC}$ (h) $L \approx 3.5$		$\tau_{IC}$ (h) $L \approx 5$	
	$O^+$	$H^+$	$O^+$	$H^+$
10	28	5.5	56	17
50 – 100	11	110	46	470

**Tabla 2-1.** Tiempo de vida ( $\tau_{IC}$ ) de los iones  $H^+$  y  $O^+$  del anillo de corriente, en función de su distancia radial a la Tierra y su energía.

Como se aprecia en la Tabla 2-1, los tiempos de vida del proceso son muy diferentes en función de la energía y de la naturaleza de los iones; a altas energías los iones  $O^+$  tienen tiempos de recuperación muy cortos en comparación con los de los  $H^+$ , lo que modifica las poblaciones del anillo de corriente durante la recuperación de su estado en calma.

Los iones que tienen mayor importancia en este mecanismo de pérdida de energía son los iones  $H^+$  y  $O^+$  con energías en torno a los 100 keV (Sheldon y Hamilton, 1993); a mayores energías la sección eficaz decrece y el mecanismo de pérdida de energía más relevante pasa a ser el de interacción onda-partícula. Igualmente, a energías menores que 10 keV, entra en acción otro mecanismo de pérdida, el scattering de Coulomb.

## 2.6.2 SCATTERING DE COULOMB

Este mecanismo tiene también gran importancia en el proceso de pérdida de energía en el anillo de corriente, como muchos autores destacan en sus trabajos

(Wentworth et al., 1959; Liemohn y Harold, 1961; Kistler et al., 1989; Fok et al., 1991). Básicamente consiste en la desviación de partículas debido al potencial de Coulomb. No se produce un choque directo entre las partículas como en el caso del intercambio de carga, sino que se origina una desviación de la trayectoria de la partícula más energética debida a la repulsión producida por el campo eléctrico del resto de las partículas.

A consecuencia de la interacción entre los iones del anillo de corriente y las poblaciones de la plasmasfera se produce una transferencia de energía por parte del anillo al plasma de la plasmasfera. Según Fok et al. (1995) la mayor parte de esta energía transferida al plasma es recibida por los electrones y sólo una pequeña cantidad se emplea en aumentar la energía de los iones plasmasféricos. Esta transferencia de energía produce, en algunos casos, dispersión en el cono de pérdidas por la variación del ángulo de ataque y un consiguiente incremento en la temperatura de la plasmasfera.

Algunos trabajos (Kozyra et al., 1987) explican cómo el decaimiento de los iones del anillo de corriente por este mecanismo produce un aumento de la energía de la plasmasfera, excitando los electrones plasmasféricos responsables de las auroras de color rojo.

El ritmo de pérdida de partículas en el anillo de corriente depende de su energía cinética inicial y de la densidad de la población de la plasmasfera. Así, otros autores (Fok et al., 1991; Fok et al., 1993) muestran, por un lado, que para energías del orden de 10 keV en regiones de la plasmasfera de densidad cercana a  $2000 \text{ cm}^{-3}$  y distancias  $L=2 - 2.5$ , el tiempo de vida de los iones  $\text{O}^+$  y  $\text{H}^+$  es del mismo orden que el correspondiente al de intercambio de carga, es decir, de días para los  $\text{O}^+$  y unas pocas horas para los  $\text{H}^+$ , estando el tiempo de vida de los iones  $\text{He}^+$  entre los dos anteriores; por otro lado, para energías superiores a los 10 keV, el proceso pierde efectividad.

Aunque está aceptado que el principal mecanismo de pérdida de energía en el anillo de corriente es el intercambio de carga, el scattering por colisiones de Coulomb cobra gran importancia cuando las poblaciones dominantes en el anillo son los iones  $O^+$ , cosa que sucede durante la entrada de energía en el anillo de corriente (Fok et al., 1991). Así, Fok et al. (1993) obtienen que los porcentajes de pérdida de energía debidas a este mecanismo a una distancia  $L = 2.5$ , están en torno a un 22% para las poblaciones de  $O^+$  y un 54 % para  $He^+$ .

En los procesos en que se ven implicados los electrones del anillo de corriente y los iones de la plasmasfera se transfieren pequeñas cantidades de energía aunque tienen grandes repercusiones en el calentamiento plasmasférico debido a las diferencias en las conductividades de los iones y electrones. Otros procesos similares que implican iones del anillo e iones de la plasmasfera tienen los mismos efectos, sobre todo en el lado nocturno (Fok et al., 1993).

### 2.6.3 INTERACCIÓN ONDA-PARTÍCULA

A lo largo de la evolución de la comprensión de la fase de decaimiento del anillo de corriente se han elaborado muchos modelos que han tenido que completarse añadiendo otros mecanismos de pérdida de energía. Así, Kistler et al. (1989) propusieron un modelo basado exclusivamente en el intercambio de carga como mecanismo de pérdida de iones  $H^+$ ,  $O^+$ ,  $He^+$  y  $He^{++}$  durante tormentas moderadas, que más tarde se encontró que tenía algunas incoherencias y que, por tanto, era necesario añadir otro mecanismo de pérdida.

Más tarde, Fok et al. (1995) elaboraron un modelo de la fase de recuperación del anillo basado en el intercambio de carga y el scattering de Coulomb como mecanismos

de pérdida de energía y se vio que, aunque ajustaban bien los resultados para las poblaciones de  $O^+$  y  $He^+$ , no era así para las de  $H^+$  de energías por encima de los 100 keV. Yeh y Foster (1990) y posteriormente Fok et al. (1995) sugirieron la necesidad de incluir algún mecanismo de pérdida de energía en el anillo de corriente basado en la interacción onda-partícula.

La interacción onda-partícula se produce en un plasma al interaccionar una onda de frecuencia determinada con una partícula cargada que describe un movimiento ciclotrónico con su correspondiente frecuencia (frecuencia del movimiento ciclotrónico de las partículas cargadas alrededor de las líneas de campo magnético). Si la velocidad del movimiento ciclotrónico de la partícula es mayor (o menor) que la velocidad de fase de la onda, serán frenada (o acelerada) hasta que se muevan con la velocidad de fase de la onda; de esta manera se reduce (o aumenta) la energía en la corriente del anillo a través de este mecanismo. Esta interacción provoca scattering por ángulo de ataque hacia el interior del cono de pérdidas.

El proceso de interacción onda-partícula involucra, al menos, dos tipos de ondas: las ondas magnetosónicas de baja frecuencia y las ondas electromagnéticas ión-ciclotrón (*EMIC* por sus siglas en inglés).

Las ondas magnetosónicas tienen una frecuencia comprendida entre la girofrecuencia del electrón y la del ión. Se cree que son las responsables, entre otros fenómenos, de la precipitación de protones del anillo de corriente así como de la aceleración de los iones pesados en dirección hacia la Tierra (Kozyra et al., 1994).

Las ondas *EMIC* son las principales participantes en la interacción con los iones del anillo de corriente en el proceso de pérdida de energía. Son ondas electromagnéticas de frecuencias inferiores a la girofrecuencia del protón.

Estas ondas se producen fundamentalmente en la magnetosfera externa ( $L=7$ ) y son altamente dependientes del tiempo local magnético\* ( $MLT$ , por sus siglas en inglés).

El tiempo de actuación de las ondas *EMIC* como mecanismo de pérdida de energía en el anillo es muy corto. Prigancova y Fel'Dshtein (1992) sugieren que el tiempo de vida de este proceso durante tormentas muy intensas se sitúa en torno a 0.5 - 1 h, tiempo muy inferior al tiempo de vida de los iones a través de cualquier otro mecanismo de pérdida visto anteriormente.

Tanto la anisotropía en la distribución del ángulo de ataque de las partículas producido por el intercambio de carga, como la energización de los iones producida por la aceleración betatrón (proceso de aceleración en el que los cambios de energía de las partículas en el seno de un campo magnético son debidos a las variaciones de dicho campo), representan fuentes de energía libre que aprovechan las ondas *EMIC* (Cornwall, 1977; Solomon y Picon, 1981). Sin embargo, procesos como las colisiones de Coulomb reducen esta anisotropía y la energía en la distribución de partículas dentro del anillo de corriente, aunque, por el momento, no es posible estimar su influencia. Sin lugar a dudas, aún es necesario resolver varios aspectos del escenario científico relacionado con las pérdidas de energía del anillo de corriente debido a la interacción onda-partícula.

*\*El  $MLT$  es una manera de medir la posición relativa de la Tierra respecto del Sol, trazando una red de meridianos utilizando las líneas de campo magnético, y paralelos que nacen y mueren en los polos magnéticos terrestres. Así  $MLT=12:00$  equivale a estar de frente al Sol y  $MLT= 00:00$  localiza una región en la parte de noche de la Tierra más alejada del Sol*



#### 2.6.4 PÉRDIDA DIRECTA DE PLASMA

La pérdida directa de plasma permite explicar el proceso por el que los iones del anillo de corriente escapan por el lado de día de la magnetosfera, al seguir trayectorias de deriva abiertas. Estas trayectorias se crean durante la entrada de energía a la magnetosfera y se mantienen durante las primeras horas de la recuperación del anillo de corriente. Algunos autores (Keika et al., 2005) han estudiado este mecanismo estimando estadísticamente la energía y su contribución a la recuperación del anillo de corriente a partir de los datos de los iones energéticos obtenidos por el instrumento *EPIC* a bordo del satélite *GEOTAIL*.

Kozyra y Liemohn (2002) explican que, para las tormentas geomagnéticas muy intensas, los iones  $O^+$  son la población dominante en el anillo de corriente, y que siguen trayectorias abiertas en dirección hacia la magnetosfera interna. Su movimiento no se confina en líneas cerradas y, por tanto, puede ser el principal mecanismo de pérdida durante los primeros momentos de la recuperación de la magnetosfera.

El paso de las trayectorias de deriva abiertas de las partículas hacia las cerradas que conforman el anillo simétrico de corriente es debido a la disminución de la intensidad del *IMF* de dirección sur y a la consecuente disminución del campo eléctrico convectivo (Takahashi et al., 1990). Si esta variación ocurre de manera casi instantánea, las trayectorias de deriva abiertas durante la entrada de energía pasan de manera inmediata a ser trayectorias cerradas y no se produce pérdida de energía hasta que los mecanismos introducidos en los apartados anteriores empiezan a actuar.

No obstante, si la disminución del campo es gradual, gran cantidad de partículas del anillo de corriente se pierden por el lado de día de la magnetosfera y son remplazadas gradualmente por el plasma de la lámina de corriente. Este plasma se mueve por diferentes trayectorias de deriva bajo un campo convectivo más débil y, por tanto, con una energización adiabática menor. Se produce así, una pérdida neta de energía.

Las escalas de tiempo del proceso, así como la cantidad de energía perdida, dependen del ritmo de variación del campo eléctrico convectivo formado por la separación de carga en la magnetocola (sección 1.3). Por otro lado, las variaciones de densidad en la lámina de plasma también se relacionan con la pérdida de energía en el anillo, puesto que el plasma energético que sale por el lado de día es sustituido gradualmente por otro plasma menos denso. Las escalas de tiempo en este último caso suelen ser del orden de horas, coincidiendo con el tiempo que tardan los iones en recorrer el trayecto desde el lado nocturno de la magnetosfera hacia el diurno (Kozyra et al., 2002; Daglis et al., 2003).

Actualmente, el tiempo de vida de este mecanismo se considera una combinación del ritmo de variación del campo eléctrico convectivo con las escalas de tiempo de cambio de densidad y temperatura de la lámina de plasma, estimándose en 4-6 h (Kozyra et al., 2002).

La sustitución del plasma energético rico en iones  $O^+$  por otro menos energético y con menor densidad de estos iones se da en las primeras horas de la recuperación de la magnetosfera, donde, también gradualmente, las trayectorias de los iones pasan de ser abiertas a ser cerradas formando, por tanto, el anillo simétrico de corriente más pobre en iones  $O^+$ .

Keika y Nosé (2005) sugieren que las partículas del anillo mantienen sus trayectorias abiertas aun bajo las circunstancias que otros autores (Kozyra et al., 2002; Daglis et al., 2003) sugieren determinantes para el paso a trayectorias de deriva cerradas: la disminución del *IMF* de orientación sur y del campo eléctrico convectivo. También defienden que la cantidad de energía que se pierde en el anillo debido a este mecanismo está determinada por la localización del lugar en el que las trayectorias de deriva abiertas pasan a ser cerradas. Esta localización a su vez depende de la configuración del campo magnético en la magnetosfera y de la intensidad del campo eléctrico convectivo. Sugieren también que el gradiente de campo magnético que se forma en la magnetosfera a consecuencia de la compresión por el lado de día provocada por la presión dinámica del viento solar, es responsable, en gran medida, de la generación de las trayectorias de deriva abiertas.

Simulaciones numéricas realizadas por diversos autores (Liemohn et al., 2001a; Kozyra et al., 2002; Daglis et al., 2003) sugieren que este mecanismo domina durante los primeros momentos de la recuperación del anillo de corriente, estimándose en un 23% la contribución de este mecanismo a la pérdida total de energía. Transcurridas las primeras horas, se deja paso al resto de los mecanismos vistos en apartados anteriores.

Con objeto de proporcionar una visión global, a continuación se resumen en una tabla todos los mecanismos de pérdida mencionados anteriormente y sus tiempos de vida típicos descritos según la energía de las partículas en el anillo de corriente.

ENERGÍA	MECANISMO	TIEMPO DE ACTUACIÓN (h)
ALTA (~ 50-100 keV)	Interacción Onda-Partícula	0.5 - 1
	Pérdida directa de plasma	4 - 6
	Intercambio de carga	Primeras 11h (O <sup>+</sup> )
		1-10 días (H <sup>+</sup> )
MEDIA (~ 10 keV)	Intercambio de carga	Primeras 5.5 h (H <sup>+</sup> )
		A partir de 5.5 h (O <sup>+</sup> )
	Scattering Coulomb	Toda la fase de recuperación

**Tabla 2-2.** Mecanismos de pérdida con los tiempos de vida del proceso en función de los rangos energéticos.



### ***3. ÍNDICES GEOMAGNÉTICOS***

Las alteraciones que se producen en el entorno terrestre debido a sucesos solares violentos y geoefectivos, vistas en el capítulo 2, presentan ciertas peculiaridades en cuanto a los datos experimentales que se utilizan para su estudio. Así, resulta inviable medir directamente las variaciones que se producen en las distintas corrientes magnetosféricas, por lo que se tiene que recurrir al efecto que éstas producen, es decir, a medir los campos magnéticos generados por ellas principalmente en la superficie terrestre. El estudio de estos campos y su relación con el campo geomagnético sirven de aproximación experimental de lo que realmente está ocurriendo en las distintas regiones magnetosféricas e ionosféricas.

El campo geomagnético en cualquier punto de la superficie de la Tierra se representa por un vector,  $\vec{B}$ , que se expresa utilizando coordenadas cartesianas ( $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ), siendo la dirección  $X$  la componente que apunta al Norte geográfico; la dirección  $Y$

la componente horizontal que apunta al Este geográfico y la dirección Z la componente que apunta hacia el centro de la Tierra, como se ilustra en la Figura 3-1.

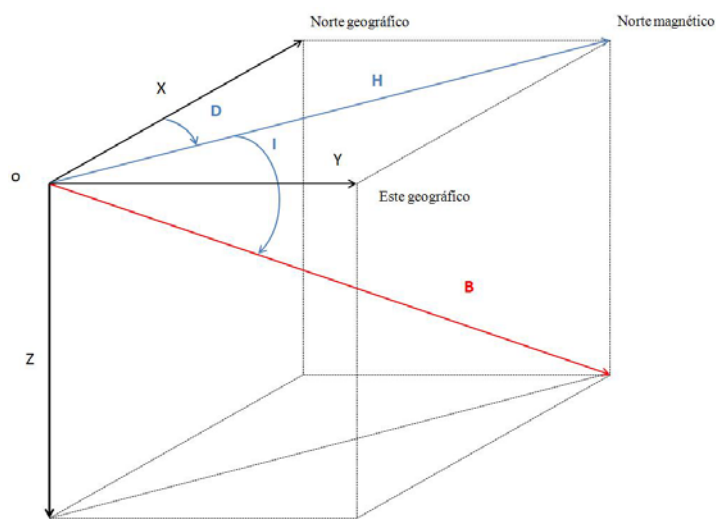


Figura 3-1. Representación del campo magnético total  $B$  para altitudes cercanas a la superficie terrestre. Pueden apreciarse las componentes rectangulares  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  y las componentes magnéticas  $H$ ,  $D$  e  $I$ .

Por otro lado, el vector  $\vec{B}$  suele descomponerse también en componentes magnéticas ( $H$ ,  $D$ ,  $I$ ), siendo  $H$  la magnitud de la componente horizontal de  $\vec{B}$ , orientada siempre hacia el Norte magnético,  $D$  la declinación magnética que es el ángulo entre el polo Norte geográfico y el polo Norte geomagnético (positiva desde el Norte hacia el Este geográfico), e  $I$  la inclinación magnética que representa el ángulo entre el campo magnético  $\vec{B}$  y el plano horizontal (positiva hacia abajo).

El estudio de las variaciones del campo magnético terrestre se remonta al siglo XIX con trabajos de diversos autores (Broun, 1861; Adams, 1892; Moos, 1910). Posteriormente, otros autores (Chapman, 1935; 1952 y Sugiura y Chapman, 1960) hablan de tormentas geomagnéticas como la variación de la componente  $H$  del campo magnético durante periodos de perturbación magnética, para después volver a su situación original de tiempo en calma (Gonzalez et al. 1994 y referencias incluidas allí).

Las medidas de la intensidad y la dirección del campo geomagnético se realizan mediante magnetómetros distribuidos por toda la superficie de la Tierra. El registro de un magnetómetro colocado en la superficie terrestre depende, no sólo de la alteración producida en la magnetosfera por el viento solar que la alcanza, sino también de la longitud y latitud en la que éste se encuentre posicionado y de si, en el instante del registro, se encuentra situado en el lado de día o de noche.

Las medidas de los magnetómetros muestran las variaciones que se producen en el campo geomagnético y a partir de ellas se elaboran los llamados índices geomagnéticos, considerados como indicadores de la intensidad de la perturbación en la superficie de la Tierra.

Los índices geomagnéticos poseen un papel muy importante en la descripción de la configuración magnética de la magnetosfera terrestre. En los últimos 15 años se han convertido en un parámetro esencial en la investigación en Meteorología Espacial, siendo usados principalmente para detectar y describir acontecimientos que puedan tener repercusiones negativas en la Tierra y en regiones del espacio ocupadas por satélites y naves espaciales tripuladas.

Los primeros intentos de registrar la actividad geomagnética fueron a través de la determinación diaria de la diferencia entre el valor máximo y mínimo de las componentes  $H$  y  $D$  del campo geomagnético, registradas por primera vez en el observatorio de Greenwich en 1885. Por otro lado, la caracterización diaria de la actividad geomagnética irregular también se llevaba a cabo desde 1884 por el denominado “carácter  $C$ ” medido en varios observatorios y que asignaba valores desde 0 hasta 2 para clasificar el grado de perturbación magnética en cada observatorio. El



índice  $C_i$  se obtenía como el promediado de los valores del carácter  $C$  en los observatorios y fue muy utilizado desde el año 1884 hasta 1975.

Más adelante, se introdujeron otros índices para suplir las deficiencias de estas medidas diarias de la actividad irregular geomagnética, entre ellos, el conocido índice  $K$  (Lincoln, 1967; Menvielle y Berthelier, 1992).

Bartels et al. en 1939 definieron el índice  $K$  para estudiar las variaciones del campo geomagnético respecto de su tiempo en calma a través de la medida de la componente  $H$  del campo geomagnético en diferentes observatorios en la superficie terrestre (13 observatorios en su origen y 200 a partir de 1988). Se definió con una resolución de 3 horas (UT), obteniendo así 8 valores diarios.

Este índice se expresa en una escala propia (cuasilogarítmica) comprendida por valores enteros desde 0 hasta 9 para clasificar los niveles de variación del campo geomagnético. Se define una escala de intensidades en la que el valor de  $K=9$  corresponde aproximadamente a 500 nT de perturbación geomagnética a latitudes de  $50^\circ$ . La escala propia del índice  $K$  no permite que se realicen cálculos con los valores de los observatorios sin un proceso de estandarización, por ello, se elaboró el índice  $aK$  que linealiza la escala de  $K$  y está medido en nT.

Más detalles relativos a la variación de los valores en función de la latitud y de la escala pueden encontrarse en la página web proporcionada por *The International Association of Geomagnetism and Aeronomy* IAGA Resolution 4, IAGA Bulletin 19, Berkeley, Calif., 1963 (<http://www.iugg.org/IAGA/index.html>).

En 1975 IAGA (*The International Association of Geomagnetism and Aeronomy*) recomendó la sustitución del índice  $C_i$  por el índice  $aa$ , introducido por Mayaud en

1973, porque podía ser procesado de manera más objetiva y con resolución de 3 horas. Este índice se elabora a partir del promedio de las medidas de  $K$  disponibles desde 1868 de dos observatorios casi antipodales.

Con la introducción en los años 70 de la digitalización en la medida de las perturbaciones magnéticas, se solucionó la necesidad de tener mayor resolución en los índices, y de ahí surge la evolución de los índices derivados del índice  $K$ , entre los que destacan los índices  $Kp$  y  $am$ .

Actualmente, hay varios tipos de índices que se pueden clasificar en 3 grupos según el carácter global o particular de la región en la que están colocados los observatorios que se utilizan para su cálculo:

- Índices planetarios: principalmente los índices  $K$ , y sus derivados  $Kp$  y  $am$
- Índices aurorales, entre los que se encuentran los encargados de controlar el electrojet auroral,  $AE$ ,  $AO$ ,  $AU$  y  $AL$ , de uso muy extendido, y el encargado de controlar la actividad en la región polar,  $PC$ .
- Índices ecuatoriales:  $Dst$ ,  $SYM-H$  y  $ASY-H$

### 3.1 ÍNDICES PLANETARIOS

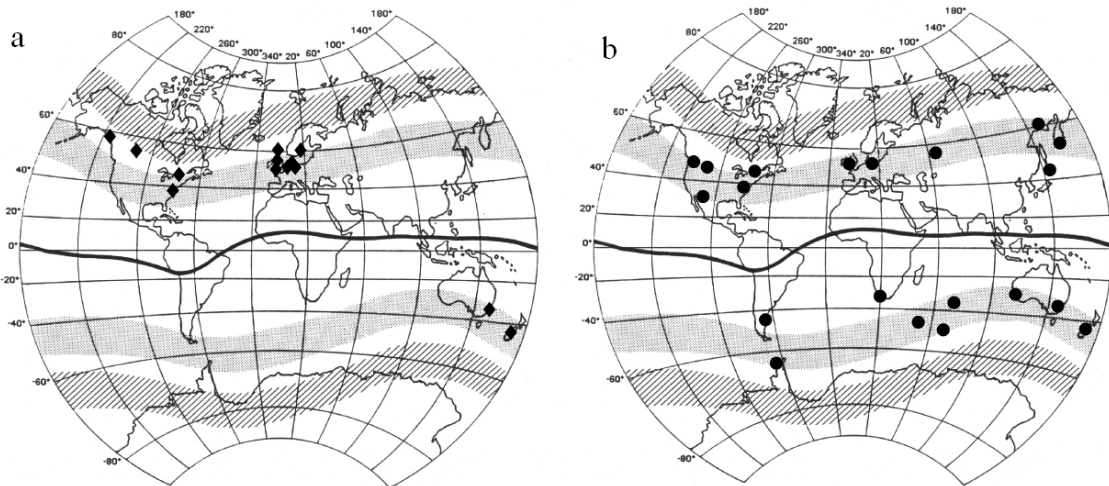
La principal función de estos índices es la de medir las perturbaciones magnéticas a escala planetaria para tener una visión global de las repercusiones en la superficie terrestre de las entradas de energía en la magnetosfera. Los principales índices geomagnéticos planetarios derivados del índice  $K$  (por eso se denominan *índices  $K$ -derivados*) son el índice  $Kp$ , introducido por Bartels en 1949, y el índice  $am$ , introducido por Mayaud en 1968.

El índice  $K_p$  se obtiene del promedio de los valores del índice  $K$  para los 13 observatorios repartidos por la superficie terrestre (Figura 3-2 a) y situados en latitudes cercanas (Mayaud, 1980); de esta forma se obtiene el índice  $K$  a nivel planetario.  $K_p$  está expresado en las unidades propias de  $K$  y viene presentado en ternas de datos, es decir, para cada valor de  $K$ , el índice  $K_p$  puede asumir tres valores añadidos: 0, +, -; de esta manera, los posibles valores del índice  $K_p$  serán desde 00 hasta 90.

Es un índice ampliamente utilizado en Meteorología Espacial y en otros campos tecnológicos que se relacionan con las comunicaciones. Su disponibilidad es de dos días después de cada mes de medida y se pueden consultar en la página oficial de *Deutsches GeoForschungsZentrum* (GFC) ([www.gfz-potsdam.de](http://www.gfz-potsdam.de)) y anualmente en los servicios de *The International Service of Geomagnetic Indices* (ISGI) (<http://isgi.cetp.ipsl.fr>). Al igual que el índice  $K$ , tiene su equivalente en escala lineal a través del índice  $ap$ .

La localización de 11 observatorios en el hemisferio norte en regiones de Europa del Oeste y Norte-América y sólo dos en el hemisferio sur (Figura 3-2 a) hace que este índice no proporcione una descripción verdadera de la actividad geomagnética a nivel planetario, ya que, por ejemplo, si se produjera una subtormenta durante la noche en tiempo local en regiones de Europa del Este y Asia, prácticamente no sería detectada por ningún observatorio.

Para solucionar el problema de la desigual distribución de los observatorios a la hora de realizar estudios científicos, se desarrolló el índice  $am$ , que proporciona una mejor caracterización que el índice  $K_p$  de la actividad geomagnética medida en la Tierra (Menvielle y Marchaudon, 2007). Está elaborado a partir de un mayor número de observatorios que  $K_p$  a lo largo de latitudes cercanas a los  $50^\circ$  (Figura 3-2 b).



**Figura 3-2.** Situación de los diferentes observatorios que miden los principales índices geomagnéticos planetarios. La línea sólida representa el ecuador magnético, la zona sombreada la región subauroral y la zona rayada la extensión promediada de la región auroral. Panel a: red de observatorios para el índice  $K_p$ . Panel b: red de observatorios para el índice  $am$ . (Figura obtenida de Menvielle y Marchaudon, 2007)

Los observatorios se reparten en 9 grupos (G1-G9) cubriendo un sector de longitud en cada hemisferio. Cinco de estos grupos se localizan en el hemisferio norte (G1 - G5) y 4 en el hemisferio sur (G6 - G9). Para cada uno de estos 9 grupos se obtiene un valor promedio del índice  $K$  de los observatorios incluidos,  $\overline{K}_i$  ( $i$  es el número de grupo, desde 1 hasta 9), que posteriormente se linealiza mediante el índice  $aK$ . Para cada hemisferio se obtiene el promedio de los valores  $aK$  de los grupos de observatorios y se normaliza mediante un coeficiente,  $\lambda_i$ , para cada grupo de observatorios. De esta manera, para el hemisferio norte queda  $an$  y para el hemisferio sur  $as$  de la siguiente manera:

$$an = \frac{\sum_{i=1}^{i=5} aK_i \cdot \lambda_i}{\sum_{i=1}^{i=5} \lambda_i}; \quad as = \frac{\sum_{i=6}^{i=9} aK_i \cdot \lambda_i}{\sum_{i=6}^{i=9} \lambda_i}$$

Finalmente el índice  $am$  se obtiene como (Menvielle y Berthelier, 1992; Pollock et al., 2001)

$$am = \frac{(an + as)}{2}$$

La resolución del índice  $am$  es también de 3 horas y está medido en escala lineal y en unidades magnéticas (nT). Su disponibilidad es de seis semanas después de cada mes de medida para valores provisionales. Es procesado en el *Centre d'études des Environnements Terrestre et Planétaires (CETP) Saint Maur, France*, y están disponibles electrónicamente a través de la página de *ISGI* ([www.cetp.ipsl.fr](http://www.cetp.ipsl.fr)). Los valores definitivos están disponibles algunos años después del final del año considerado, cuando están disponibles los valores definitivos del índice  $K$  para todos los grupos de observatorios de  $am$ . Son publicados en el "*IAGA Bulletin 32 series*" (anual), y electrónicamente vía *ISGI* ([www.cetp.ipsl.fr](http://www.cetp.ipsl.fr)).

El índice  $am$  tiene asociados los índices  $Am$ ,  $An$  y  $As$  que controlan el promedio diario de  $am$ ,  $an$  y  $as$  respectivamente, y otros índices cuya función es la de convertir la escala lineal de  $am$ ,  $an$  y  $as$  en la escala propia logarítmica del índice  $K$ .

Tanto el índice  $am$  como el índice  $Kp$  están relacionados estadísticamente con el estado energético global de la magnetosfera; no obstante, el índice  $am$  refleja una mejor estimación del estado de la magnetosfera ya que tomó mucha ventaja al índice  $Kp$  en los años cuarenta y después del Año Geofísico Internacional (*IGY*, por sus siglas en inglés) en 1957 al disponer de una mejor distribución de observatorios. Como indican Menvielle y Berthelier (1991): “*el índice  $Kp$  se usa por costumbre, mientras que para estudios estadísticos el índice  $am$  es la mejor opción*”.

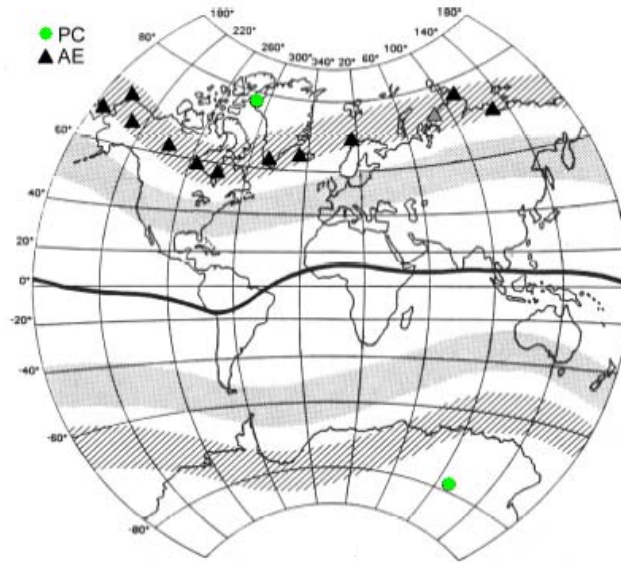
### 3.2 ÍNDICES AURORALES

A diferencia de los índices planetarios, los aurorales se encargan de medir las perturbaciones magnéticas en regiones más localizadas de la superficie terrestre, dentro del óvalo auroral y de la región polar. Entre estos índices destacan aquellos que miden la actividad de los electrojets, conocidos como índices *AE*, *AU*, *AL*, *AO*, y el que registra la actividad de la región polar, conocido como índice *PC*.

El principal índice del electrojet auroral es el índice *AE*, que fue introducido junto con los índices *AU*, *AL* y *AO* por Davis y Sugiura (1966). Este grupo de índices miden las variaciones de la actividad geomagnética del electrojet auroral en el hemisferio norte, controlando la componente *H* del campo geomagnético con resolución de 1 minuto. Los observatorios que registran estas medidas son 11 y se sitúan en torno a la latitud del óvalo auroral (65°-70°), distribuyéndose longitudinalmente para cubrir la mayoría de las franjas horarias (Figura 3-3).

Para cada observatorio, se consideran los valores máximo y mínimo de las medidas de la componente *H* respecto del nivel de máxima quietud,  $H_0$ . Este último valor  $H_0$  se calcula como el promedio de todas las lecturas de los 5 días de mínima actividad del mes en el que se realicen las medidas. Estas medidas se representan en función del Tiempo Universal (UT).

Las medidas de máxima y mínima actividad vienen representadas por los índices  $AU(t) = \max_{i=1,11}\{H(t) - H_0\}$  y  $AL(t) = \min_{i=1,11}\{H(t) - H_0\}$  donde *i* representa el observatorio que se considere y *t* se refiere al tiempo local.



**Figura 3-3.** Situación de los diferentes observatorios que miden los principales índices aurales. La línea sólida representa el ecuador magnético, la zona sombreada la región subauroral y la zona rayada la extensión promediada de la región auroral. La red de observatorios para el índice *AE* viene representada por triángulos negros (el triángulo gris corresponde a una estación cerrada en 1996) y la red de observatorios para el índice *PC* por círculos verdes. (Figura extraída de Menvielle y Marchaudon, 2007).

El índice *AU* representa la máxima actividad del electrojet de sentido este y el índice *AL* la mide para el electrojet de sentido oeste.

Los índices *AE* y *AO* se obtienen a partir de los anteriores como:

$$AE = \frac{AU - AL}{2}; \quad AO = \frac{AU + AL}{2}$$

Esta forma de combinar los índices *AU* y *AL* permite cuantificar, mediante el índice *AE*, la actividad magnética producida por el aumento de las corrientes ionosféricas en la zona auroral mediante la diferencia entre los valores máximo (consecuencia del electrojet con dirección este) y mínimo (consecuencia del electrojet con dirección oeste). Por otro lado, mediante el índice *AO* se cuantifica la simetría entre los electrojets de orientación este y oeste. Tanto *AE* como *AO* son índices promediados sobre los valores obtenidos en los observatorios situados en diferentes longitudes.

Las principales carencias de estos índices son, por un lado, que en su distribución longitudinal existen intervalos en los que no hay observatorios, como ocurre en la región de Siberia, en la que pueden darse del orden de 2 horas (tiempo local) sin medida de *AE*, lo que implica, por ejemplo, la pérdida de información de algunas subtormentas. Por otro lado, la distribución en latitud en el óvalo auroral, cerca de los 70°, subestima la intensidad de los sucesos muy intensos ya que el electrojet tiende a extenderse hacia latitudes ecuatoriales (Menvielle y Marchaudon, 2007).

La disponibilidad de dichos índices es continua a partir de 1978 (con un intervalo sin datos desde julio de 1988 a diciembre de 1989, con la excepción de marzo de 1989 que cuenta con los datos provisionales ya que se produjeron eventos muy energéticos en ese mes). Con anterioridad a 1976 la resolución es de 2.5 minutos o una hora y entre los años 1976 y 1977 no hay datos. Están disponibles en *World Data Centre for Geomagnetism, Kyoto* (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>) de manera provisional con pocos años de retraso respecto a su medida. Los valores definitivos se obtienen varios años más tarde de cuando fueron realizadas las medidas y sólo están disponibles a partir de 1988, publicados en el *IAGA Bulletin*.

Para medir la actividad geomagnética en la región polar a latitudes mayores, se utiliza el índice *PC*, que fue introducido y estudiado por Troshichev y Andrezen en 1985 (Troshichev y Andrezen, 1985; Troshichev et al., 1988). Mide la actividad magnética en la región polar causada por los cambios en el viento solar.

Se obtiene a partir de dos estaciones polares que se encuentran una en cada hemisferio y, por tanto, producen dos series de datos: *PCn* para el hemisferio norte y *PCs* para el hemisferio sur. Cada serie de datos se procesa por métodos diferentes



(Troshichev et al., 1979). Su resolución es de 1 minuto, aunque también viene dado con resolución de 15 minutos, resultado de promediar los valores de 1 minuto.

Este índice controla los sistemas de corrientes en la ionosfera polar causados por los campos eléctricos convectivos que surgen por la interacción de la magnetosfera con el viento solar (Menvielle y Marchaudon, 2007).

Se obtiene a partir de la desviación de las componentes del campo magnético  $H$  y  $D$  de los valores de máxima quietud en las estaciones de las regiones polares. Los valores de quietud se deducen para la estación del hemisferio norte por interpolación entre los valores del campo determinados durante la noche en los días de mayor calma de invierno durante dos años consecutivos, mientras que el nivel de quietud para la estación del hemisferio sur se determina a partir de los días de máxima quietud para un mes.

El índice  $PCn$  está disponible en el *World Data Center for Geomagnetism Copenhagen* (Dinamarca) (<http://web.dmi.dk/projects/wdcc1/>) y el índice  $PCs$  en el *Arctic and Antarctic Research Institute (AARI)*, St Petersburgo (Rusia) ([http://www.aari.ru/default\\_en.asp](http://www.aari.ru/default_en.asp)).

Las limitaciones claras de este índice son el reducido número de observatorios en que se mide, ya que cada valor se refiere a una sola estación.

### 3.3 ÍNDICES ECUATORIALES

Estos índices, al igual que los aurales y a diferencia de los planetarios, miden las perturbaciones magnéticas en una región muy concreta de la superficie terrestre, localizada en torno al ecuador terrestre.

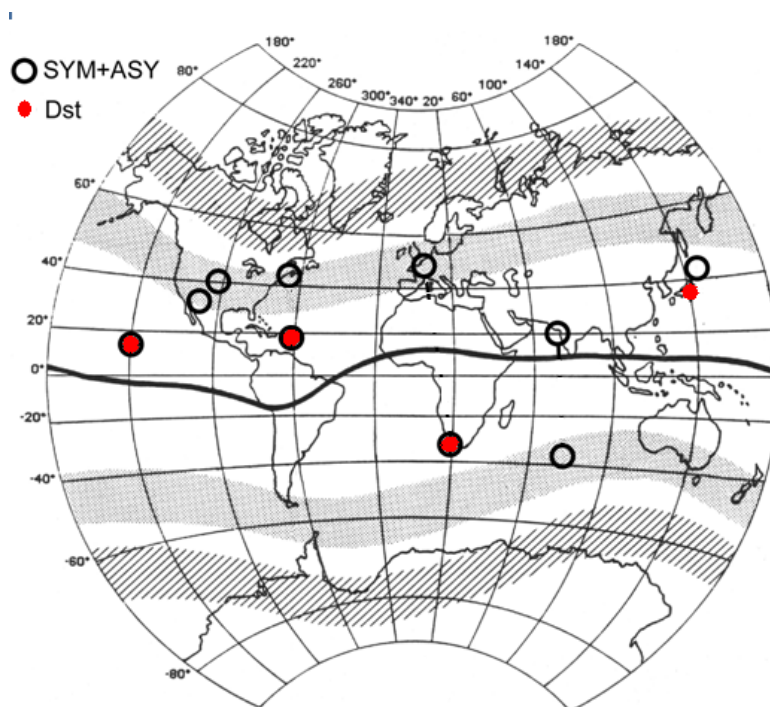
La principal seña de identidad a latitudes ecuatoriales de una tormenta geomagnética es una depresión en la componente  $H$  del campo geomagnético mantenida, normalmente, durante varios días. Esta depresión, que es causada principalmente por la corriente del anillo, se cuantifica a través del índice  $Dst$ , siendo, por tanto, el índice ecuatorial más utilizado.

Los primeros intentos de definir el índice se remontan a finales de la década de los años cincuenta y principio de los sesenta (Kertz, 1958, 1964; Sugiura, 1964). Más tarde, Sugiura y Hendriks (1967) propusieron una versión mejorada que sería adoptada por IAGA (Resolution 2, p. 123, in IAGA Bulletin 27, Madrid, 1969).

Este índice se obtiene a partir de las medidas realizadas por los magnetómetros de cuatro observatorios situados cerca del ecuador y separados entre sí suficiente distancia en longitud como para cubrir todo el perímetro terrestre (Figura 3-4) y cuya localización se muestra en la Tabla 3-1. Por un lado, la localización alejada de las regiones aurales asegura que los efectos de las corrientes aurales serán mínimos, y por otro lado, la latitud no ecuatorial de los observatorios evita la contribución del electrojet ecuatorial. Por lo tanto, el índice elaborado a partir de estos observatorios resulta muy útil para estudiar los efectos de la corriente del anillo.

OBSERVATORIO	COORDENADAS GEOGRÁFICAS		COORDENADAS GEOMAGNÉTICAS
	LONGITUD	LATITUD	LATITUD DIPOLAR
Hermanius	19,22°	-34,40°	-33,30°
Kakioka	140,18°	36,23°	26,00°
Honolulu	201,98°	21,32°	21,10°
San Juan	293,85°	18,01°	29,90°

Tabla 3-1. Coordenadas de los observatorios utilizados para calcular el índice *Dst*.



**Figura 3-4** Situación de los diferentes observatorios que miden los índices ecuatoriales. La línea sólida representa el ecuador magnético, la zona sombreada la región subauroral y la zona rayada la extensión promediada de la región auroral. La red de observatorios de *Dst* está señalada con círculos rojos mientras que la red de observatorios de *SYM* y *ASY* está marcado con circunferencias. (Figura extraída de Menvielle y Marchaudon, 2007).

El método utilizado actualmente para obtener el índice *Dst* (Sugiura y Kamei, 1991) está detallado en el boletín N° 40 de IAGA y comienza por el estudio de la componente *H* del campo geomagnético en función de los valores de  $H_{base}$  que se establecen con carácter anual para cada observatorio.  $H_{base}$  se obtiene en cada observatorio a través del promedio de los valores mensuales de la componente *H* correspondientes a los 5 días de más calma de cada mes del año en que se está midiendo.

Con estos datos de mínima actividad promediados para un año y los correspondientes a los cuatro años anteriores, se realiza un ajuste por mínimos cuadrados a un polinomio de segundo grado obteniendo, de esta forma, los coeficientes de dicho polinomio para cada hora ( $UT$ ) del año que se está analizando. Se obtiene así  $\Delta H(T) = H_{obs} - H_{base}(T)$ , donde  $T$  representa el Tiempo Universal.

El siguiente paso consiste en la eliminación en la medida de la variación magnética de los días de menor actividad solar ( $Sq$ , por sus siglas en inglés). Estas medidas son específicas de cada observatorio y tienen en cuenta la variación diaria de la componente  $H$  del campo geomagnético durante los 5 días más calmados de cada mes durante el año que se realice la medida. Las perturbaciones que se producen en la componente  $H$  durante el tiempo en calma son debidas a las corrientes ionosféricas y a las corrientes alineadas y, por tanto, tienen una fuerte dependencia del tiempo local.

Por último, para cada observatorio, se obtiene la medida de la perturbación definida como

$$D(T) = \Delta H(T) - S_q(T) \quad 3.1$$

Finalmente, asumiendo que la perturbación es producida por el anillo de corriente en el plano ecuatorial, es necesario normalizar las medidas de cada observatorio ya que tienen localizaciones con latitudes diferentes entre sí y distantes a la ecuatorial (Tabla 3-1). Para ello, se normaliza para cada observatorio mediante el coseno de su latitud.

$$Dst(T) = \frac{\sum_{n=1}^4 D_n(T)}{\sum_{n=1}^4 \cos \phi_n} \quad 3.2$$

Los datos del índice *Dst* son elaborados por el *World Data Center* de Kyoto y proporcionados en la base de datos de la dirección <http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>.

La resolución del índice *Dst* es horaria, debido a que los datos utilizados no están convertidos a formato digital. Esta carencia provoca que el índice *Dst* deba ser mejorado con un aumento en su resolución para no subestimar o ignorar muchos de los valores de las perturbaciones en el campo geomagnético.

El índice *Dst* se introdujo como medida de las perturbaciones provocadas por el anillo de corriente (Sugiura y Kamei, 1991), pero se sabe que hay otras corrientes que afectan a la medida de este índice, tales como las corrientes de la magnetopausa del lado de día así como las corrientes de la lámina de plasma del lado nocturno. En tiempo en calma estas contribuciones se consideran pequeñas pero en periodos de actividad geomagnética intensa se vuelven importantes y se deben considerar. Así, la expresión general que toma el índice *Dst* (ecuación 3.2) se puede aproximar como el promedio a los *N* observatorios de la diferencia entre la perturbación y el valor estacionario de la componente *H* (Burton et al., 1975):

$$Dst = \frac{1}{N} \sum_1^N (H_{\text{perturbado}} - H_{\text{estacionario}}) = \overline{H^p - H^e} \quad 3.3$$

Esta expresión se desarrolla diferenciando explícitamente en la componente *H* total, la contribución del anillo y de las demás corrientes con los subíndices *AC* para el anillo de corriente y *MP* para la magnetopausa. De esta forma:

$$Dst = \overline{(H_{MP}^p + H_{AC}^p)} - \overline{(H_{MP}^e + H_{AC}^e)} \quad 3.4$$

Por tanto, la contribución del anillo de corriente,  $\overline{H_{AC}^P}$ , que suele representarse por  $Dst^*$ , se obtiene como:

$$Dst^* = Dst - \overline{H_{MP}^P} + \left( \overline{H_{MP}^e} + \overline{H_{AC}^e} \right) \quad 3.5$$

El término  $\overline{H_{MP}^P}$  se considera proporcional a la presión dinámica del viento solar ( $P_{din}$ ) y el término  $\left( \overline{H_{MP}^e} + \overline{H_{AC}^e} \right)$  proporcional a las corrientes de la magnetopausa y del anillo en tiempo en calma. Por tanto la ecuación 3.5 se expresa como (Burton et al., 1975):

$$Dst^* = Dst - b\sqrt{P_{din}} + c \quad 3.6$$

donde  $b$  y  $c$  son constantes determinadas empíricamente por diferentes autores (Burton et al., 1975; Feldstein et al., 1984; Pudovkin et al., 1985; O'Brien y McPherron, 2000). Una de las determinaciones más recientes es la de O'Brien y McPherron (2000):  $c = 11$  nT y  $b = 7.26$  nT(nPa)<sup>-1/2</sup>.

De esta manera, el índice  $Dst^*$  mide las contribuciones al índice  $Dst$  debidas al campo magnético creado por el anillo de corriente, puesto que se eliminan las demás contribuciones.

Considerando las carencias de los índices  $Dst$  y  $Dst^*$  debidas al reducido número de observatorios y a la resolución horaria, y teniendo en cuenta el actual conocimiento del anillo parcial de corriente, los índices  $SYM$  y  $ASY$  pueden considerarse como los actuales representantes de la dinámica del anillo simétrico y parcial o asimétrico, respectivamente, en la superficie de la Tierra.

Fueron propuestos por Iyemori en 1990 y su finalidad es medir las perturbaciones en el campo geomagnético a bajas latitudes producidas por los anillos de corriente simétrico y parcial con resolución de 1 minuto. Se obtienen a través de 6 observatorios (más 4 estaciones de *backup*) distribuidos en longitud como muestra la Figura 3-4. De los observatorios señalados en la Tabla 3-2 sólo se utilizan los datos de 6 de ellos para las medidas de cada mes en función de su calidad y disponibilidad. Los datos de los observatorios de Honolulu y Memambetsu siempre se utilizan y para los otros 4 se elige uno de cada pareja marcadas con el mismo color en la Tabla 3-2.

El índice de medida del anillo simétrico, *SYM*, y del parcial, *ASY*, están basados en las dos componentes *H* y *D* del campo geomagnético en la superficie terrestre. Por tanto, se desglosan en: *SYM-H*, *SYM-D*, *ASY-H* y *ASY-D*. El índice *SYM-H* mide esencialmente lo mismo que el índice *Dst*, pero con la ventaja de tener mayor resolución y mayor número de observatorios (Menvielle y Marchaudon, 2007).

El procesado de los índices (Iyemori, 1990) es muy similar al realizado para el índice *Dst* con la salvedad de que se utiliza un mayor número de observatorios y que la componente  $H_{base}$  utilizada es promediada mensualmente a diferencia del promedio anual que se obtiene para el índice *Dst*.

A continuación, se calculan las componentes de la variación del campo y se transforman las coordenadas a un sistema de coordenadas dipolares para calcular la componente simétrica longitudinal mediante el promedio de las 6 estaciones, y la componente asimétrica mediante la diferencia entre el campo perturbado y la componente simétrica. Ambos índices están disponibles en el *World Data Center de Kyoto* a partir del año 1981.

OBSERVATORIO	COORDENADAS GEOGRÁFICAS		COORDENADAS GEOMAGNÉTICAS
	LONGITUD	LATITUD	LATITUD DIPOLAR
Honolulu	201.98	21.32	21.10
Memambetsu	144.2	43.9	34.6
San Juan	293.85	18.01	29.90
Fredericksburg	282.6	38.2	49.1
Alibag	72.9	18.6	9.9
Martin de Vivies	77.6	37.8	46.9
Chambon-la-Foret	2.3	48.0	50.1
Hermanus	19.22	-34.40	-33.30
Boulder	254.8	40.1	48.7
Tucson	249.2	32.3	40.4

**Tabla 3-2.** Coordenadas de los observatorios de medida de los índices *SYM* y *ASY*. Están marcadas las parejas de observatorios de los cuales sólo se utilizan las medidas de uno de ellos para los datos de cada mes. Las medidas de los observatorios de Honolulu y Memambetsu siempre se utilizan.

Al igual que para el índice *Dst* se elabora la corrección *Dst\**, Weygand y McPherron (2006) elaboraron una corrección al índice *SYM-H*, denominada *SYM-H\** de la forma  $SYM-H^* = SYM-H - 8\sqrt{P_{din}}$ , en la que elimina los efectos de la presión dinámica ejercida por el viento solar en la magnetopausa siguiendo el trabajo de O'Brien y Mc Pherron (2000). No obstante, en la bibliografía en general, se considera el índice *SYM-H* como la medida del anillo simétrico y, por lo tanto, así se ha considerado en este trabajo.

Como se indicó anteriormente, tanto el índice *Dst* como el índice *SYM-H* miden el mismo fenómeno, pero el número de observatorios utilizados en la obtención de ambos índices es diferente. En el caso del índice *SYM-H* el número de observatorios es mayor y además están mejor distribuidos longitudinalmente en la superficie terrestre, por lo que proporciona una descripción más precisa de las variaciones en el campo geomagnético con la longitud que el índice *Dst*. La mayor resolución temporal del índice *SYM-H* también favorece que éste proporcione además una descripción más detallada de las variaciones geomagnéticas en el tiempo (Wanliss y Showalter, 2006).



Wanglis et al. (2006) destacan las diferencias más notables entre ambos índices. En primer lugar, sus medidas se atribuyen principalmente al anillo de corriente, habiendo otras fuentes tales como la corriente de la cola cuya contribución a la variación de la componente  $H$  a bajas latitudes puede resultar considerable. Así mismo, Turner et al. (2000) y Skoug et al. (2003) sugieren que 1/4 de la contribución es debida a la corriente de cola con una presencia fundamental en el lado nocturno de la superficie terrestre, por lo que la distribución longitudinal de los observatorios determinará la medida final introduciendo diferencias entre los índices  $Dst$  y  $SYM-H$ .

En segundo lugar, las variaciones solares diarias en tiempo en calma ( $Sq$ ) son un sistema muy dinámico (Tarpley, 1973; Sugiura y Kamei, 1991) que pueden cambiar en periodos de pocas horas y, al ser considerados en la elaboración de ambos índices, la mayor resolución del índice  $SYM-H$  permitirá considerar estas variaciones mientras que el índice  $Dst$  puede no registrarlas.

Quizá la mayor diferencia sea la debida a las corrientes inducidas en la superficie terrestre, que producen campos magnéticos inducidos. Éstos interfieren en la señal detectada por los magnetómetros, incluso llegando a contribuir con un 25% de la señal total detectada (Price, 1967; Wanliss y Antoine, 1995; Häkkinen et al., 2002). Estas corrientes no afectan por igual a todas las regiones y, por lo tanto, su influencia en la medida de los observatorios será diferente creando registros distintos de  $Dst$  y de  $SYM-H$  en los observatorios.

La resolución horaria del índice  $Dst$  frente a la de 1 minuto de  $SYM-H$  provoca que el primero pierda información de eventos cuya influencia dure menos de 1 hora. Por ejemplo, Wanglis (1995) indica que fenómenos como las micropulsaciones magnéticas o las compresiones en la magnetopausa durante eventos relacionados con nubes

magnéticas tienen periodos de actuación menores de 1 hora y pueden llegar a tener contribuciones (en el caso de las micropulsaciones) de hasta 10 nT que el índice *Dst* no puede reflejar.

Por último, trabajos como el de Iyemori y Rao (1996) y Reeves et al. (2003) sugieren que el estudio de las medidas de alta resolución del índice *SYM-H* ayudará a aclarar la relación entre las tormentas y las subtormentas debido a las contribuciones de corta duración de estas últimas a las distintas fases de la tormenta y al anillo parcial de corriente.

Estas diferencias entre los índices *SYM-H* y *Dst*, implican que el primero no sea exactamente una versión en alta resolución del segundo, como se indicaba con anterioridad. El uso de *SYM-H* será importante en el proceso de aislar las causas que provocan el desencadenamiento de las tormentas geomagnéticas, ya que la alta resolución temporal permite localizar los sistemas de corrientes inducidas así como los efectos de la presión dinámica del viento solar en la medida de las perturbaciones de la componente *H* del campo geomagnético (Wanliss y Showalter, 2006).

### 3.3.1 EL TÉRMINO “TORMENTA GEOMAGNÉTICA”

A mediados del siglo XIX, los episodios de gran fluctuación en el campo magnético terrestre fueron denominados con el término “tormentas geomagnéticas”. Se describía como su principal característica el decrecimiento en la componente *H* del campo magnético y su posterior recuperación (Chapman y Bartels, 1940). Sugiura y Champan (1960) asignaron un índice para describir numéricamente la intensidad de cada tormenta analizando las medidas realizadas de la componente *H* del campo geomagnético de 26 observatorios colocados en medias y bajas latitudes. En función de

este índice catalogaron las tormentas en tres niveles: débiles, moderadas y grandes o intensas. Más tarde, Sugiura en 1964, reorganizó las medidas de los observatorios y publicó el índice *Dst* como ya se ha mencionado anteriormente.

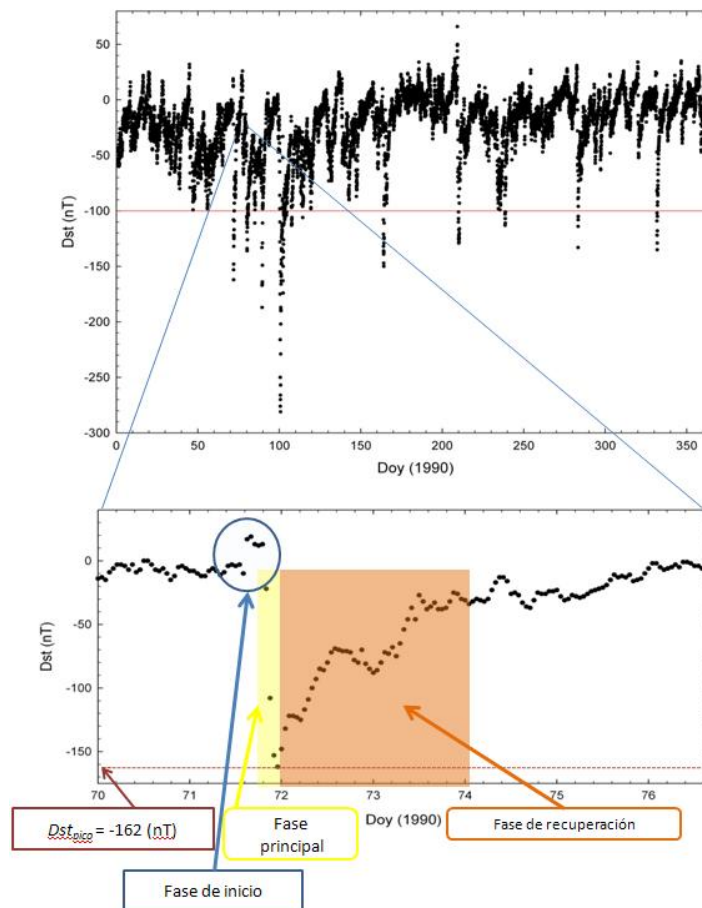
Gonzalez et al. (1994) redefinieron el concepto de tormenta geomagnética como el intervalo de tiempo en el que el campo eléctrico convectivo es suficientemente intenso y duradero como para aumentar la energía del sistema magnetosfera-ionosfera e intensificar la corriente del anillo y cuyas repercusiones en la superficie de la Tierra sobrepasa los niveles de tiempo en calma.

Desde el punto de vista del índice *Dst*, y en base a la Figura 3-5, una tormenta geomagnética puede describirse como la disminución del valor de dicho índice desde valores cercanos a cero hacia valores negativos hasta alcanzar un valor mínimo. Este proceso suele tardar unas pocas horas. A partir de este momento empieza a hacerse menos negativo empleando incluso varios días en recuperar los valores cercanos a cero. Este mínimo valor alcanzado, denominado  $Dst_{pico}$ , se considera como la magnitud de la intensidad de la tormenta.

Siguiendo el criterio de Sugiura (1964) de la clasificación de las tormentas por intensidades, Gonzalez (1994) estableció la siguiente categorización atendiendo al valor del índice *Dst*:

- *Débiles*       $-30 \text{ nT} > Dst_{pico} \geq -50 \text{ nT}$
- *Moderadas*     $-50 \text{ nT} > Dst_{pico} \geq -100 \text{ nT}$
- *Intensas*       $-100 \text{ nT} > Dst_{pico}$

La Figura 3-5 representa el índice  $Dst$  en función del día del año ( $doy$ , por sus siglas en inglés) para el año 1990. Se ha marcado con una línea roja el límite de  $-100$  nT para que se identifiquen fácilmente las tormentas geomagnéticas intensas. Aunque la media anual suele ser de 8-9 tormentas geomagnéticas, este número varía en función del ciclo solar.



**Figura 3-5.** En la parte superior se representa el índice  $Dst$  correspondiente a un año completo (1990) con una marca en  $-100$  nT para identificar fácilmente el número de tormentas geomagnéticas intensas que se produjeron. En la parte inferior se amplía una parte de esa representación y se muestran las fases de una tormenta, así como el valor del  $Dst_{pico}$  que sirve de referencia de la intensidad de la misma.

La parte inferior de la figura, que corresponde a una ampliación de la figura superior para un intervalo de cinco días, representa una tormenta geomagnética intensa ( $Dst_{pico} = -162$  nT). Se aprecia la variación rápida del índice donde los valores de  $Dst$  son cada vez más negativos y la posterior recuperación hasta alcanzar de nuevo valores de  $Dst$  próximos a cero.

Desde el punto de vista físico, la evolución descrita antes y mostrada en la Figura 3-5 comienza con un periodo de tiempo, cuya duración varía entre 3 y 13 horas, denominado fase principal, donde se produce la entrada de energía en la magnetosfera, intensificando principalmente la corriente del anillo y las corrientes ionosféricas. Es característica de esta fase la evolución de los datos de  $Dst$  hacia valores cada vez más negativos hasta alcanzar el valor de  $Dst_{pico}$ .

A continuación, la magnetosfera tiende a recuperar la situación de calma que tenía antes de haber sido perturbada, comenzando así la fase de recuperación, que es la última parte de las tormentas geomagnéticas. Esta fase se reconoce por una tendencia suave de los valores de  $Dst$  a volver a la situación en calma. Esto es debido a la pérdida de la energía que entró en el anillo durante la fase principal producida por la acción de los mecanismos físicos explicados en el apartado 2.6.

En algunas tormentas, debido a la fuerte interacción del plasma del viento solar con el frente de choque, se produce un ligero aumento hacia valores positivos del índice  $Dst$  antes de que dé comienzo la fase principal. Esta situación se denomina comienzo repentino (*sudden commencement*, en inglés) y marca el principio de la fase de inicio, la cual comprende desde el comienzo repentino hasta la fase principal. Al contrario que la fase principal y la fase de recuperación, que son comunes a todas las tormentas, la fase de inicio sólo se produce en algunas tormentas.

Estas fases de inicio fueron usadas como señales de la llegada de tormentas geomagnéticas, estando catalogadas en *Solar Geophysical Data* (publicación mensual) y *IAGA Bulletin 32*, aunque en la actualidad está prácticamente descartado como mecanismo de aviso debido a su vaga relación con las tormentas y a que no en todos los sucesos se producen (Gonzalez et al., 1994).

***4. MODELO PARA LA FASE DE  
RECUPERACIÓN DE  
TORMENTAS  
GEOMAGNÉTICAS  
INTENSAS VISTAS DESDE  
EL ÍNDICE  $D_{st}$***

## 4.1 ANTECEDENTES Y ESCENARIO ACTUAL

En apartados anteriores se ha visto que el anillo de corriente es uno de los principales contribuyentes a la perturbación geomagnética detectada en tierra durante las tormentas geomagnéticas y, por tanto, es necesario estudiar su naturaleza para comprender la evolución de las mismas.

Con objeto de estudiar la evolución temporal del anillo de corriente desde el punto de vista energético, se consideró que en cada instante de tiempo el balance energético del anillo lo establecían dos términos: uno correspondiente a la entrada de energía en el anillo,  $U(t)$ , y otro correspondiente a la pérdida de energía. Davis y Parthasarathy (1967) asumieron que este término de pérdidas era proporcional a la energía del anillo de corriente en cada instante. De esta manera, se estableció, y se sigue adoptando hasta la actualidad, que la evolución temporal de la energía cinética,  $E(t)$ , del anillo de corriente viene expresada por:

$$\frac{d}{dt} E(t) = U(t) - \frac{E(t)}{\tau} \quad 4.1$$

donde  $\tau$  representa el tiempo de recuperación del sistema, que engloba todos los procesos de pérdida de energía vistos en la sección 2.6.

A través de la ecuación de Dessler-Parker-Scopke (ecuación 2.20) queda vinculada la variación del campo magnético medida en el ecuador terrestre producida por el anillo de corriente con la energía del anillo de corriente perturbado. Por otro lado, en la sección 3.3 se vio que estas variaciones del campo geomagnético son medidas por el índice  $Dst^*$  y, por tanto, a través de la ecuación 2.20, el índice  $Dst^*$  y la energía cinética del anillo de corriente,  $E$ , son proporcionales. De esta manera, el índice  $Dst^*$ , además de

ser una medida de las variaciones de la componente  $H$  del campo geomagnético, se interpreta como una medida de la energía cinética de las partículas en el anillo de corriente perturbado (Siscoe y Crooker, 1974; Burton et al., 1975).

Por tanto, es posible reescribir la ecuación 4.1 en función del índice  $Dst^*$ , obteniendo así su ritmo de variación mediante la siguiente ecuación (Burton et al., 1975):

$$\frac{dDst^*}{dt} = Q(t) - \frac{Dst^*}{\tau} \quad 4.2$$

En la ecuación 4.2, conocida como ecuación de Burton,  $Q(t)$  corresponde a la función de inyección y es proporcional a la entrada de energía en el anillo. Este término tiene una importancia considerable durante la fase principal de la tormenta, ya que es cuando se produce la principal entrada de energía al anillo de corriente. El segundo término, que es el que representa la pérdida de energía del anillo, es el significativo durante la fase de recuperación.

Como caso particular, si durante la fase de recuperación no se producen entradas de energía considerables al anillo de corriente, el término  $Q(t)$  puede ser despreciado respecto al término de pérdidas (Davis y Parthasarathy, 1967; Burton et al., 1975). En este trabajo el interés se centra en el estudio de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas como hecho puro y aislado, es decir, en el estudio de aquellas fases de recuperación en las que no se produce una nueva entrada de energía a la magnetosfera y por tanto el término  $Q(t)$  puede ser despreciado. Consecuentemente, siguiendo el trabajo de Davis y Parthasarathy (1967) que indica que el ritmo de decaimiento en el anillo de corriente depende de la intensidad del mismo en ausencia de



fuentes de energía externas, la evolución de la recuperación del anillo de corriente queda descrita por la ecuación diferencial

$$\frac{dDst^*}{dt} = -\frac{Dst^*}{\tau} \quad 4.3$$

cuya solución es una función exponencial de la forma:

$$Dst^* = Dst_0^* e^{-\frac{t}{\tau}} \quad 4.4$$

siendo  $Dst_0^*$  el valor del índice en el instante que representa el comienzo de la fase de recuperación. Esta dependencia temporal para  $Dst^*$  se utiliza ampliamente en la bibliografía (Burton et al., 1975; Prigancova y Fel'Dshtein, 1992; Fenrich y Luhmann, 1998; O'Brien y McPherron, 2000; Dasso et al., 2002; Wang et al., 2003; Monreal MacMahon y Llop-Romero, 2008) con diferentes valores para el tiempo de recuperación,  $\tau$ , obtenidos empíricamente.

Así, Burton et al. (1975) proporcionaron un valor constante de  $\tau = 7.7$  h. Otros autores, sin embargo, para obtener el tiempo de recuperación consideran que  $\tau$  depende del campo eléctrico convectivo, es decir, del campo que porta el plasma por su movimiento, que se expresa como:

$$\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B} \quad 4.5$$

donde  $\vec{V}$  es el vector velocidad del viento solar y  $\vec{B}$  el vector del *IMF*. Dado que el viento solar se propaga en la dirección de la línea Sol-Tierra, eje X en el sistema de referencia “*geocentric solar magnetospheric coordinates*” (GSM), el vector velocidad lo constituye básicamente su componente a lo largo de esa línea; además, debido a que la entrada de energía en la magnetosfera se debe principalmente al proceso de

reconexión en el lado de día de la magnetopausa y en ésta la componente del *IMF* más significativa es la  $B_z$ , es posible aproximar el campo eléctrico convectivo del viento solar por  $E_y = +V_x B_z$ .

Por otra parte, únicamente cuando  $B_z$  tiene orientación hacia el sur se producirá reconexión significativa en la magnetosfera, y por ello se la compara con un rectificador de media onda de un circuito electrónico. Así, la componente  $B_z$  en ocasiones se denomina como  $B_s$ , definida de la siguiente manera:

$$B_s = \begin{cases} 0, & \text{si } B_z \geq 0, \text{ es decir, orientación norte} \\ |B_z|, & \text{si } B_z < 0, \text{ es decir, orientación sur} \end{cases}$$

Por tanto, el campo eléctrico convectivo del viento solar se expresa como  $E_y = V B_s$ , donde  $V$  es la velocidad del viento solar  $\approx |V_x|$

Entre los autores que consideran la relación entre el tiempo de recuperación y el campo eléctrico convectivo destacan Fenrich y Luhmann (1998), que estimaron valores diferentes para  $\tau$  en función de la magnitud de dicho campo:

$$\tau = 3 - 5 \text{ h si } V B_s > 4 \text{ mV/m}$$

$$\tau = 7.7 \text{ h si } V B_s \leq 4 \text{ mV/m}$$

Más tarde O'Brien y McPherron (2000) propusieron un valor  $\tau$  dependiente también del campo eléctrico convectivo de la forma:

$$\tau = 2.40 \exp \left[ \frac{9.74}{(4.69 + V B_s)} \right]$$

Wang et al. (2003) propusieron un valor de  $\tau$  dependiente de la presión dinámica del viento solar ( $P_{din}$ ) para situaciones de orientación norte de  $B_z$ , obteniendo una función definida por tramos para el tiempo de recuperación:

$$\tau = 8.70 \exp \left[ \frac{6.66}{(6.04 + P_{din})} \right] \text{ si } B_z \geq 0$$

$$\tau = 2.40 \exp \left[ \frac{9.74}{(4.69 + VB_s)} \right] \text{ si } B_z < 0$$

Se puede comprobar que el tiempo de recuperación propuesto por Wang et al. (2003) coincide con el propuesto por O'Brien y McPherron (2000) para el caso de que la componente  $B_z$  del *IMF* tenga orientación sur.

Otro planteamiento, diferente a la influencia del viento solar en el tiempo de recuperación, es la dependencia de éste con la intensidad de la tormenta, lo que constituye parte de los objetivos de este trabajo. En esta línea, Prigancova y Feldstein (1992) separaron la fase de recuperación en dos intervalos diferenciados: un primer tramo próximo al pico del *Dst* y un segundo tramo hasta la llegada al estado en calma. Así propusieron:

Primer tramo:  $\tau = 1$  h ( $\tau = 0.5$  h sólo para las más intensas)

Resto de la fase:  $\tau = 5 - 10$  h

Posteriormente, Dasso et al. (2002) sugirieron una relación entre la intensidad de la tormenta y el tiempo de recuperación, proponiendo valores para  $\tau$  desde 32 horas para las tormentas menos intensas, hasta 6 horas para las más intensas ( $Dst < -250$  nT).

En la Tabla 4-1 quedan resumidas las principales aportaciones que distintos autores han realizado acerca del tiempo de recuperación de la magnetosfera.

AUTOR	TIEMPO DE RECUPERACIÓN
Burton et al. (1975)	$\tau = 7 \text{ h}$
Pudovkin et al. (1985)	$\tau = 7\text{-}17 \text{ h}$
Gonzalez (1989)	$\tau = 4 \text{ h}$ para $Dst \geq -50 \text{ nT}$ $\tau = 0.5 \text{ h}$ para $-50 \text{ nT} > Dst \geq -120 \text{ nT}$ $\tau = 0.25 \text{ h}$ para $Dst < -120 \text{ nT}$
Prigancova y Fel'Dshtein (1992)	$\tau = 1 \text{ h}$ Primeras horas de la fase de recuperación $(\tau = 0.5 \text{ h}$ más intensas) $\tau = 5 - 10 \text{ h}$ en el resto de la fase de recuperación
Fenrich y Luhmann (1998)	$\tau = 3 - 5 \text{ h}$ ( $VB_s > 4 \text{ mV/m}$ ) $\tau = 7.7 \text{ h}$ ( $VB_s \leq 4 \text{ mV/m}$ )
O'Brien y Mc Pherron (2000)	$\tau = 2.40 \exp \left[ \frac{9.74}{4.69 + VB_s} \right]$
Wang et al. (2003)	$\tau = 8.70 \exp \left[ \frac{6.66}{(6.04 + P_{din})} \right] \text{ si } B_z \geq 0$ $\tau = 2.40 \exp \left[ \frac{9.74}{(4.69 + VB_s)} \right] \text{ si } B_z < 0$

**Tabla 4-1.** Valores del tiempo de recuperación  $\tau$  propuestos por diferentes autores.

La fase de recuperación separada en dos tramos ha sido ampliamente estudiada por muchos autores (Chapman, 1952; Akasofu et al., 1963; Davis y Parthasarathy, 1967;

Hamilton et al., 1988; Gonzalez et al., 1989; Prigancova y Fel'Dshtein, 1992; Daglis, 1997; Kozyra et al., 1998; Liemohn et al., 1999, Monreal MacMahon y Llop-Romero, 2008). Como ejemplo de este tipo de estudios, en la Figura 4-1 se muestra una tormenta intensa ocurrida en el año 1986 cuya fase de recuperación se ha dividido en dos tramos: en color rojo la denominada fase de recuperación temprana y en color azul la fase de recuperación tardía.

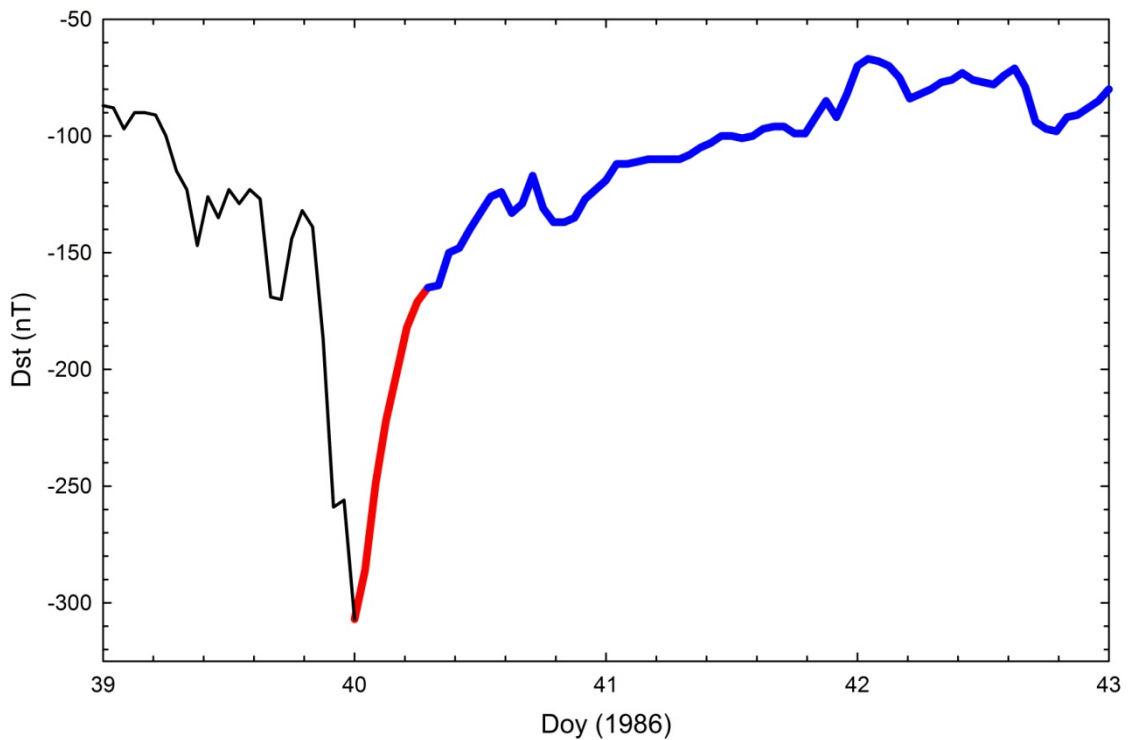


Figura 4-1. Tormenta de fecha 1986 doy 40, considerada como suceso intenso. Se muestra en rojo la fase de recuperación temprana, y en azul, la fase de recuperación tardía.

En general, la fase de recuperación temprana suele desarrollarse en las primeras horas después de que el índice *Dst* alcance su valor mínimo ( $Dst_{pico}$ ) y se caracteriza fundamentalmente porque la recuperación se produce de manera más súbita que en el resto de la fase de recuperación. La fase de recuperación tardía se extiende hasta alcanzar de nuevo la situación de calma de la magnetosfera y muestra una recuperación más lenta.

Algunos autores (Hamilton et al., 1988; Kozyra et al., 1998, Tinsley y Akasofu, 1982, Daglis et al., 2003, entre otros) justifican la separación de la fase de recuperación en dos tramos en base a los diferentes tiempos de vida de los principales mecanismos de pérdida descritos en el apartado 2.6, ya que dichos tiempos de vida influyen en el ritmo de decaimiento de la energía en el anillo de corriente. Así, por ejemplo, el tiempo de vida del mecanismo de pérdida directa de plasma, de gran capacidad de reducción de energía en el anillo (Liemohn et al., 2001a; Kozyra et al., 2002; Daglis et al., 2003), tendrá una influencia considerable en el ritmo de decaimiento haciendo que aumente durante el tiempo que esté actuando.

No obstante, no todos los mecanismos tienen la misma importancia ni capacidad para reducir la energía almacenada en el anillo de corriente. A raíz de los trabajos de Fok et al. (1991, 1993), que sugieren que el mecanismo de scattering de Coulomb sólo tiene relevancia a bajas energías (10 keV) (ver sección 2.6), se descarta este mecanismo como posible causa de la repentina pérdida de energía durante la fase de recuperación temprana, ya que se produce en rangos de energía elevados, del orden de 50-100 keV (Tabla 2.2). De igual manera, otros autores (Jordanova et al., 2001; Khazanov et al., 2002; Soraas et al., 2002; Khazanov et al., 2003; Soraas et al., 2003) descartan la interacción onda-partícula como uno de los mecanismos de pérdidas principales ya que demuestran que es un contribuyente menor al ritmo total de pérdida del anillo de corriente.

Tinsley y Akasofu (1982), Hamilton et al. (1988) y Daglis (1997), entre otros, atribuyen los tramos de la fase de recuperación principalmente a los diferentes tiempos de vida de las poblaciones del anillo de corriente involucradas en el intercambio de carga. Así, sugieren que la repentina fase de recuperación temprana se debe al corto

tiempo de vida de los iones  $O^+$ , que se estima en torno a 11 h, y que se considera la población dominante en el anillo de corriente a altas energías (100 keV). Por otro lado, sugieren que la tendencia más suave de la fase de recuperación tardía (dentro del mismo rango de energía) se debe al tiempo de vida más largo de los iones  $H^+$ , que se extiende prácticamente hasta al resto de la fase de recuperación, como queda reflejado en la Tabla 2.2.

No obstante, autores como Liemohn et al. (1999), Liemohn y Kozyra (2005), Kozyra et al. (2002), Ebihara y Ejiri (1998, 2000), Jordanova et al. (2003) y Kozyra y Liemohn (2003), basándose en simulaciones, concluyeron que la pérdida directa de plasma permite explicar la cantidad de energía que se pierde durante la fase de recuperación inicial. Así, la separación en dos tramos de la fase de recuperación se considera debida a la transición del mecanismo de la pérdida directa de plasma al de intercambio de carga como mecanismo predominante.

## **4.2 MODELO EXPONENCIAL**

### **4.2.1 CONSIDERACIONES PREVIAS**

El planteamiento del balance energético del anillo durante la fase de recuperación, fue propuesto en los trabajos iniciales de Davis y Parthasarathy (1967) y Burton et al. (1975) y quedó bien establecido desde entonces en la comunidad científica. Este planteamiento, que ha sido descrito en la sección 4.1, supone la relación lineal entre la variación del índice  $Dst^*$ ,  $dDst^*/dt$ , y el propio índice, lo que conlleva la obtención de

un modelo exponencial (ecuación 4.4) que explica la fase de recuperación cuando la entrada de energía a la magnetosfera durante la misma no es significativa.

Como se explicó en la sección 3.3, el índice  $Dst^*$  se entiende como una modificación del índice  $Dst$  (ecuación 3.6) a consecuencia de que corrientes diferentes a la corriente del anillo contribuyen también a la variación del campo magnético en la superficie terrestre. Algunas de estas corrientes (Greenspan y Hamilton, 2000) son las producidas en el lado de día de la magnetosfera debido a la presión dinámica que ejerce el viento solar sobre la magnetopausa y en la magnetocola como consecuencia de la entrada de energía en la magnetosfera. En cualquier caso, tienen su contribución substancial durante la fase principal de las tormentas geomagnéticas. Por ello, es posible considerar que, durante la fase de recuperación, tanto el índice  $Dst$  como el índice  $Dst^*$  permiten describir igualmente la evolución temporal del anillo de corriente.

Además, para calcular el índice  $Dst^*$  es preciso utilizar datos de velocidad y densidad del viento solar para introducir la corrección por presión dinámica (ecuación 3.3). Estos datos son obtenidos por satélites como *ACE* o *WIND*, que utilizan sensores que en algunos casos se saturan y no pueden proporcionarlos. De esta manera, muchas de las tormentas catalogadas así a la vista del índice  $Dst$  no pueden ser estudiadas si se considera el índice  $Dst^*$ .

Por todo ello, como el estudio que se ha llevado a cabo en este trabajo de tesis se centra en el análisis de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas, se ha utilizado el índice  $Dst$  en lugar del índice  $Dst^*$



### 4.2.2 MÉTODO DE ANÁLISIS

El método de análisis que se ha utilizado en este estudio ha sido el denominado de superposición de épocas. Esta superposición de épocas, o intervalos temporales, es un método muy útil cuando se dispone de varias observaciones de un mismo tipo de evento (en este caso, las fases de recuperación de tormentas geomagnéticas) durante una época o intervalo de tiempo establecido y se pretende ignorar otros agentes que puedan influir en las medidas. En este caso, estos agentes son ligeras variaciones de la presión dinámica o la orientación de la componente  $B_z$  del *IMF* durante la fase de recuperación.

El método consiste en definir un tiempo de época y establecer un intervalo, en este caso la duración de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas, al que se refieren los correspondientes datos experimentales (valores del índice *Dst*) que forman los sucesos objeto de estudio. Con intención de extraer información sobre la influencia de la intensidad de la tormenta en el tiempo de recuperación de la misma, se establecen diferentes intervalos de intensidad, que se han denominado categorías. Esto permite agrupar sucesos homogéneos en cada categoría. Así, para cada una de las categorías creadas, se promedian los datos de los sucesos incluidos en ella, obteniéndose lo que se ha denominado “suceso promedio” de cada categoría de intensidad. Finalmente, la comparación de estos distintos sucesos promedio permitirá estudiar cómo afecta la intensidad de la tormenta geomagnética en la evolución de la fase de recuperación.

Las diferentes etapas llevadas a cabo para el objetivo propuesto son las que se detallan a continuación:

- ***Definición de tiempo de época y establecimiento de intervalo.*** Se ha comentado con anterioridad que el intervalo de tiempo seleccionado abarca la duración de la fase de

recuperación de las tormentas geomagnéticas, que se ha establecido en 48 horas, que corresponde a las 48 horas posteriores al momento de alcanzarse el valor del  $Dst_{pico}$ . Esta elección está motivada porque todas las tormentas estudiadas recuperan prácticamente el mismo valor de  $Dst$  que tenían en situación de calma transcurridas 48 horas después del  $Dst_{pico}$ . Se puede afirmar, por tanto, que la magnetosfera se recupera en su totalidad al cabo de este tiempo. El valor del instante de tiempo en el que el  $Dst_{pico}$  es alcanzado se establece como tiempo de época cero.

- **Selección de tormentas.** Se han considerado en el análisis todas las tormentas intensas ocurridas desde el 27 de noviembre del año 1963 hasta el 31 de diciembre de 2003. Este periodo incluye los datos definitivos del índice  $Dst$  disponibles en World Data Center of Geomagnetism, Kyoto (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp/>).
- **Selección de sucesos.** Se ha considerado como suceso aquella fase de recuperación que no muestra ninguna entrada de energía significativa que impida despreciar la contribución de la función de inyección de energía, término  $Q(t)$  en la ecuación 4.2. Para ello, se han revisado todas las fases de recuperación de las tormentas seleccionadas en el paso anterior y se han descartado aquellas en las que el índice  $Dst$  mostraba una caída igual o superior al 15% del valor del  $Dst_{pico}$ . En la Figura 4-2 se muestra un ejemplo de una tormenta intensa (correspondiente, en este caso, al año 1973) cuya fase de recuperación ha sido descartada por no cumplir con el criterio descrito antes. En la figura están marcados con los números 1 y 2 los valores que delimitan el salto en  $Dst$  producido durante el intervalo de las 48 horas posteriores al pico. En el caso mostrado en la figura, el salto en  $Dst$  desde el punto 1 al 2 corresponde al 45 % del valor de  $Dst_{pico}$ . Por otro lado, en la Figura 4-3 se muestra una tormenta geomagnética intensa (correspondiente al año 1999) seleccionada en el estudio ya que su fase de recuperación no muestra ningún salto en

el índice *Dst* que indique una entrada de energía importante, según el criterio establecido.

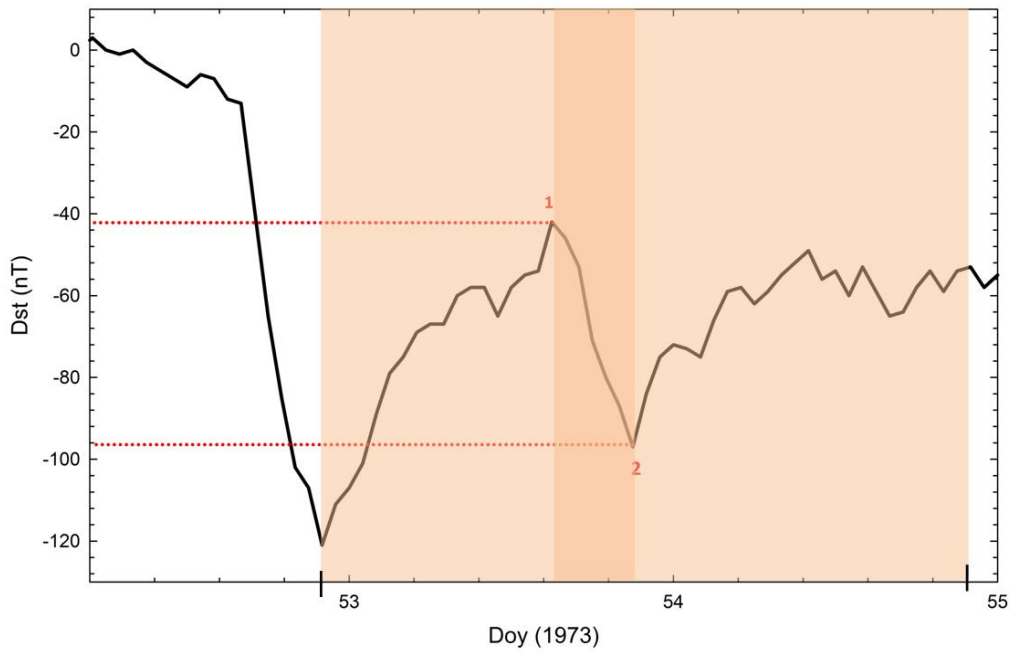
Finalmente, el número de sucesos incluidos en el análisis es de 147, como se recoge en la Tabla 4-2.

- **Clasificación en categorías.** Para la clasificación de los sucesos en función de su intensidad, es decir, en función del valor de  $Dst_{pico}$ , se han establecido 5 categorías, con un rango de variación de 50 nT. La categoría V incluye todas las tormentas cuyo  $Dst_{pico}$  es menor que -300 nT. Las categorías consideradas, así como el número de sucesos en cada una de ellas están reflejados en la Tabla 4-2. El apéndice A recoge la lista de sucesos incluidos en este estudio.

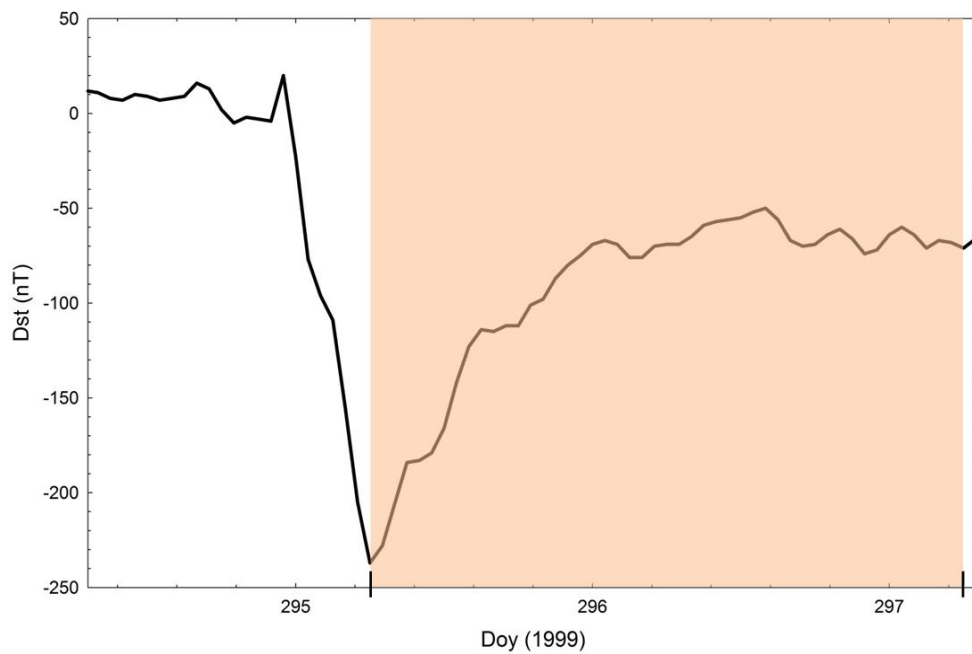
CATEGORÍA	$Dst$ máximo (nT)	$Dst$ mínimo (nT)	Número de sucesos
I	-101	-150	90
II	-151	-200	32
III	-201	-250	12
IV	-251	-300	6
V	-301		7
<b>Total</b>			<b>147</b>

**Tabla 4-2.** Categorías y número de sucesos incluidos en ellas para el estudio de las fases de recuperación. La categoría V incluye todas las tormentas cuyo  $Dst_{pico}$  es menor que -300 nT.

- **Obtención del suceso promedio para cada categoría.** En cada una de las cinco categorías se han promediado los sucesos incluidos en ella para obtener así el suceso promedio de dicha categoría.



**Figura 4-2.** Tormenta de fecha 1973 (doy 52). Aparece sombreada la región correspondiente a las 48 horas después del valor del pico del índice  $Dst$ , o fase de recuperación. Se muestra como ejemplo de tormenta descartada del análisis al presentar durante la fase de recuperación una discontinuidad en el valor del índice  $Dst$  (marcado por los puntos 1 y 2) superior al 15% del valor de  $Dst_{pico}$ . Durante la región sombreada más oscura (de 1 a 2) el término de inyección de energía no es despreciable frente al de pérdidas en la ecuación del balance de energía del anillo de corriente.



**Figura 4-3.** Tormenta de fecha 1999 (doy 295). Aparece sombreada la región correspondiente a las 48 horas después del valor del pico del índice  $Dst$ , o fase de recuperación. Se muestra como ejemplo de tormenta seleccionada como suceso a incluir en el análisis de superposición de épocas.

En la Figura 4-4 se representan los 5 sucesos promedio correspondientes a las 5 categorías obtenidos con el método de superposición de épocas. Se observa que los datos de los sucesos promedio correspondientes a las categorías IV y V muestran un perfil más irregular que el resto de categorías. Esto es debido a que, como se muestra en la Tabla 4-2, el número de sucesos incluidos en estas dos categorías es reducido. Si bien el estudio se ha llevado a cabo considerando la desviación estándar asociada a cada suceso promedio, no se muestran las barras de error de los datos con el fin de que se pueda apreciar con mayor claridad la evolución de los sucesos promedio con la categoría.

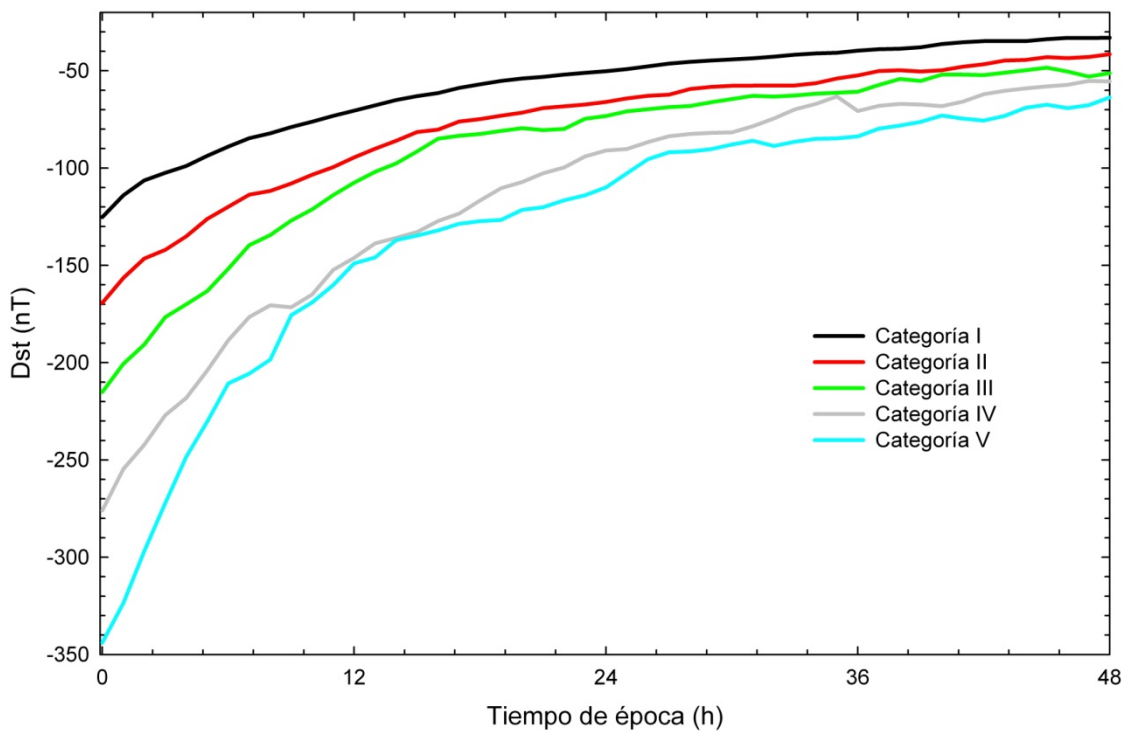


Figura 4-4. Sucesos promedio de las 5 categorías.

Como se observa en la Figura 4-4, los sucesos promedio de las categorías más intensas tienden a alcanzar el valor de tiempo en calma más rápido que los menos intensos; de hecho, durante las primeras 12 horas del tiempo de época, el suceso promedio de la categoría V ha perdido cerca del 56% de la energía que tenía en el

tiempo de época cero, mientras que el suceso promedio de la categoría I ha perdido en torno al 40%. Por tanto, de la figura se deduce que el tiempo de recuperación depende de la intensidad de la tormenta.

Asumiendo una relación lineal entre  $dDst/dt$  y  $Dst$ , como se expuso al principio de este capítulo, se ha realizado el ajuste a los datos experimentales correspondientes a los sucesos promedio mediante una ley de decaimiento exponencial del tipo  $Dst = Dst_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$  donde  $t$  es el tiempo de época medido en horas,  $Dst_0$  representa el valor correspondiente de  $Dst$  para  $t = 0$  y  $\tau$  es el parámetro correspondiente al tiempo de recuperación, el cual mide el tiempo necesario para que el índice  $Dst$  alcance el  $1/e$  del valor inicial. Los resultados del ajuste quedan recogidos en la Tabla 4-3. A partir de ella se comprueba que  $\tau$  disminuye a medida que aumenta la categoría, es decir, a medida que aumenta la intensidad.

En la Figura 4-5 se muestran cinco paneles correspondientes a los 5 sucesos promedio de las categorías. En cada uno de los paneles se aprecian los datos experimentales (puntos negros) con sus correspondientes barras de error y la función exponencial obtenida del ajuste a los datos experimentales (línea azul).

CATEGORÍA	$\tau$ (h)	$Dst_0$ (nT)	$r^2$
I	$33 \pm 1$	$-108 \pm 2$	0.95
II	$32 \pm 1$	$-148 \pm 3$	0.95
III	$27 \pm 1$	$-188 \pm 5$	0.93
IV	$26 \pm 1$	$-247 \pm 4$	0.97
V	$25 \pm 1$	$-290 \pm 8$	0.92

**Tabla 4-3.** Valores de los parámetros del ajuste exponencial para cada categoría.

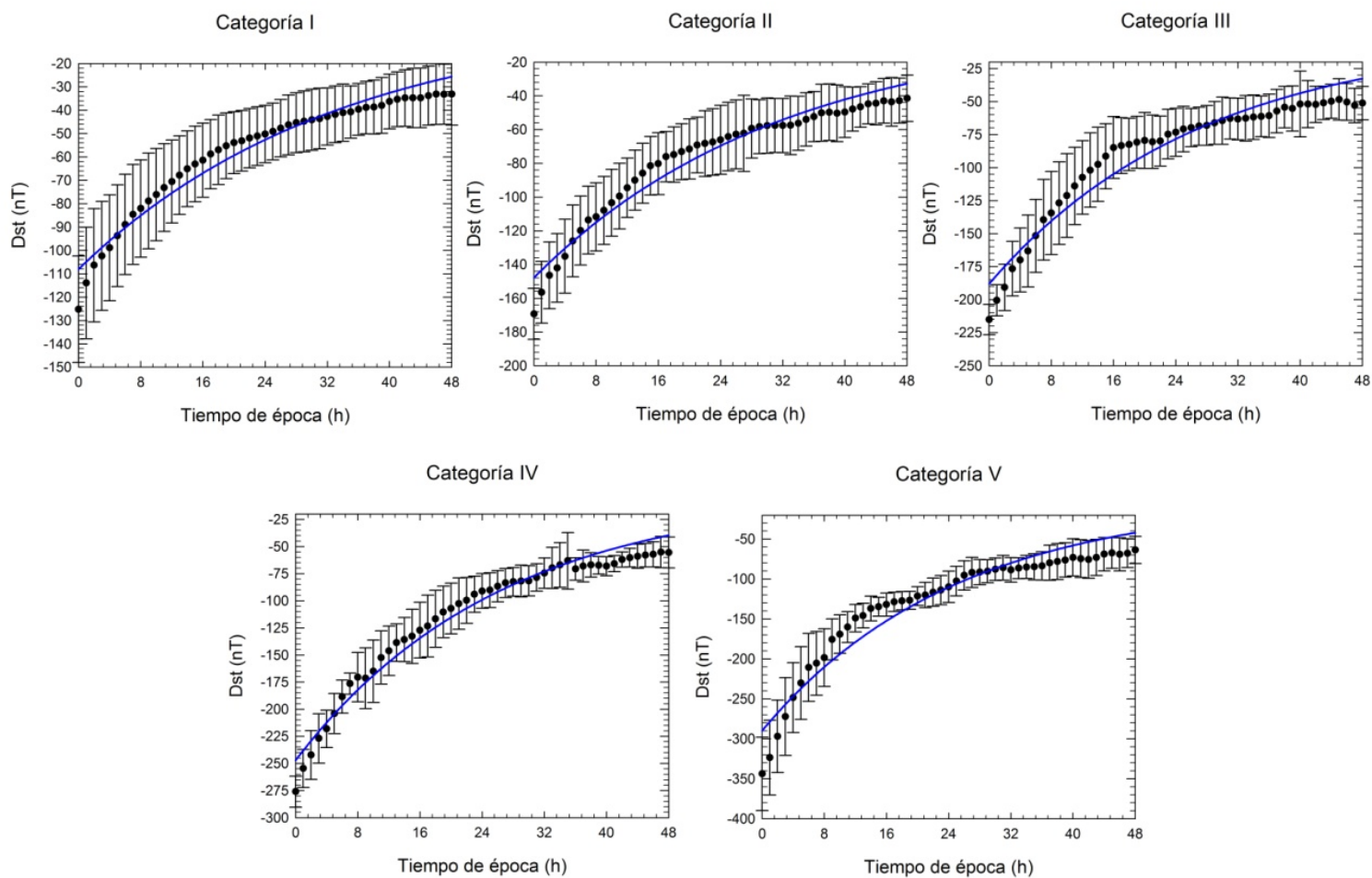
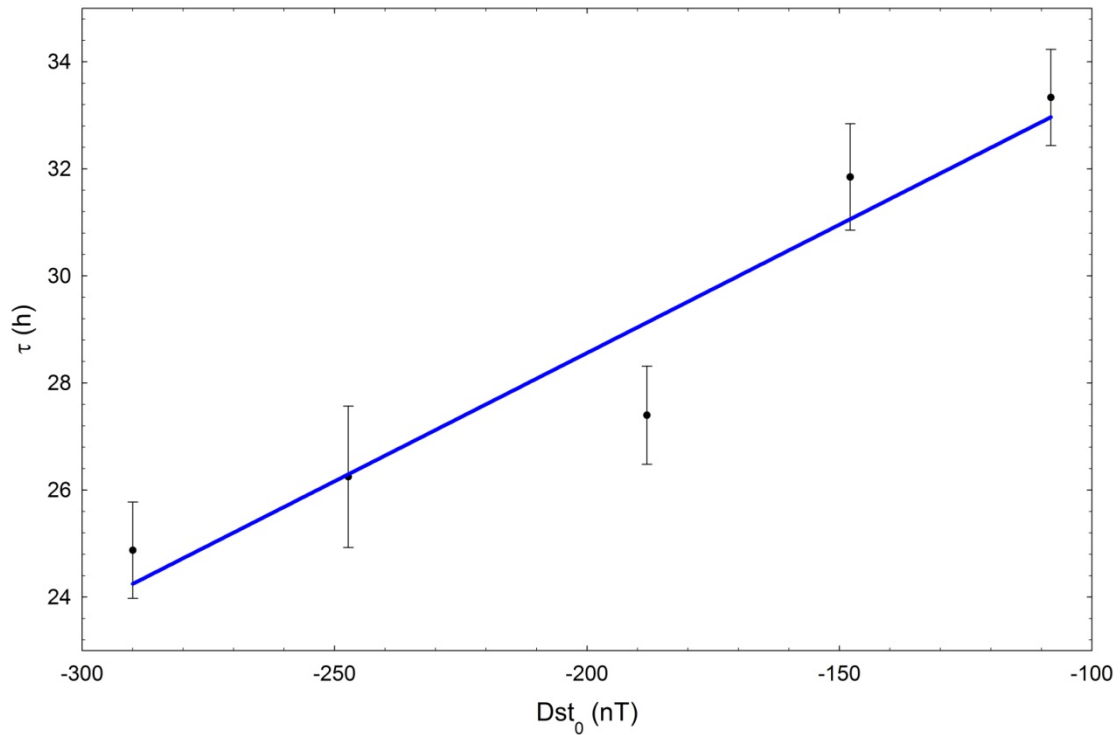


Figura 4-5. Valores de *Dst* del suceso promedio para cada categoría en función del tiempo de época. Las líneas azules corresponden a la curva de ajuste de una función exponencial a los datos experimentales.

Con objeto de determinar la dependencia entre el tiempo de recuperación y la intensidad de la tormenta, en la Figura 4-6 se ha representado gráficamente  $\tau$  en función del parámetro del ajuste  $Dst_0$ , como indicador de la intensidad de cada suceso promedio.



**Figura 4-6.** Dependencia entre el tiempo de recuperación  $\tau$ , en función de la intensidad de la tormenta.

Del ajuste a una función lineal se obtiene:

$$\tau(\text{h}) = (38 \pm 2) + (0.048 \pm 0.008) Dst_0 \text{ (nT)} \quad 4.6$$

con un coeficiente de correlación  $r^2 = 0.96$ , lo que permite afirmar que existe una dependencia lineal del tiempo de recuperación con la intensidad de la tormenta.



### 4.3 MODELO HIPERBÓLICO

Siguiendo el modelo establecido por Burton et al. (1975), en el apartado anterior se ha utilizado la función exponencial para ajustar a los datos experimentales de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas, desde el punto de vista del índice *Dst*.

Como se ha comentado en apartados anteriores, la función exponencial ha sido utilizada hasta ahora para modelizar la evolución temporal del índice *Dst* durante la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas, ya que procede de la suposición de un ritmo de cambio del *Dst* proporcional al propio índice *Dst*, considerando éste proporcional a la energía del anillo. Sin embargo, diferentes argumentos llevan a pensar que la función exponencial puede no ser la más adecuada en el modelado de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas.

En primer lugar, el estudio mostrado en apartados anteriores sobre la participación gradual de los diferentes mecanismos de pérdidas en la disminución de la energía del anillo de corriente, así como su relación con los diferentes tramos de la fase de recuperación, llevan a constatar que la magnetosfera recupera más deprisa durante las primeras horas de la fase de recuperación, en la denominada fase de recuperación temprana, que en las últimas horas o fase de recuperación tardía. De hecho, como se trató al comienzo del capítulo 4, algunos autores citados allí han realizado ajustes a la función exponencial para diferentes tramos de la fase de recuperación, descartando el ajuste de la fase de recuperación completa a sólo una función exponencial.

En segundo lugar, en la Figura 4-5 se aprecia que, durante las primeras 6 horas (tiempo de época) de la fase de recuperación y durante las últimas 15 horas, el ajuste

exponencial se sitúa por encima de los datos experimentales; sin embargo, en el intervalo intermedio se sitúa por debajo.

Todo ello lleva a proponer en esta sección una función hiperbólica para el ajuste de la fase de recuperación completa, incluyendo la rápida primera parte seguida de la segunda más suave. Para comprobar la validez de esta función en la modelización de la fase de recuperación, se han utilizado los 5 sucesos promedio obtenidos en el apartado anterior. La expresión de la función hiperbólica que se ha utilizado para el ajuste es la siguiente:

$$Dst(t) = \frac{Dst_0}{1 + \frac{t}{\tau_h}} \quad 4.7$$

donde  $t$  corresponde al tiempo de época medido en horas,  $Dst_0$  es el valor de  $Dst$  para  $t=0$  y por último,  $\tau_h$  es el parámetro correspondiente al tiempo característico de recuperación, que indica el tiempo empleado por el sistema en alcanzar el valor

$$Dst(\tau_h) = \frac{Dst_0}{2} .$$

En la Figura 4-7 se exponen cinco paneles correspondientes a los 5 sucesos promedio de las categorías. Se muestran los datos experimentales (puntos negros) con sus correspondientes barras de error y la curva de la función hiperbólica correspondiente al ajuste a dichos datos experimentales (línea roja).

En primer lugar cabe destacar que el factor de correlación del ajuste a la función hiperbólica para todas las categorías es 0.99. En segundo lugar, el tiempo de recuperación  $\tau_h$  es menor para los sucesos promedio de las categorías más intensas dado

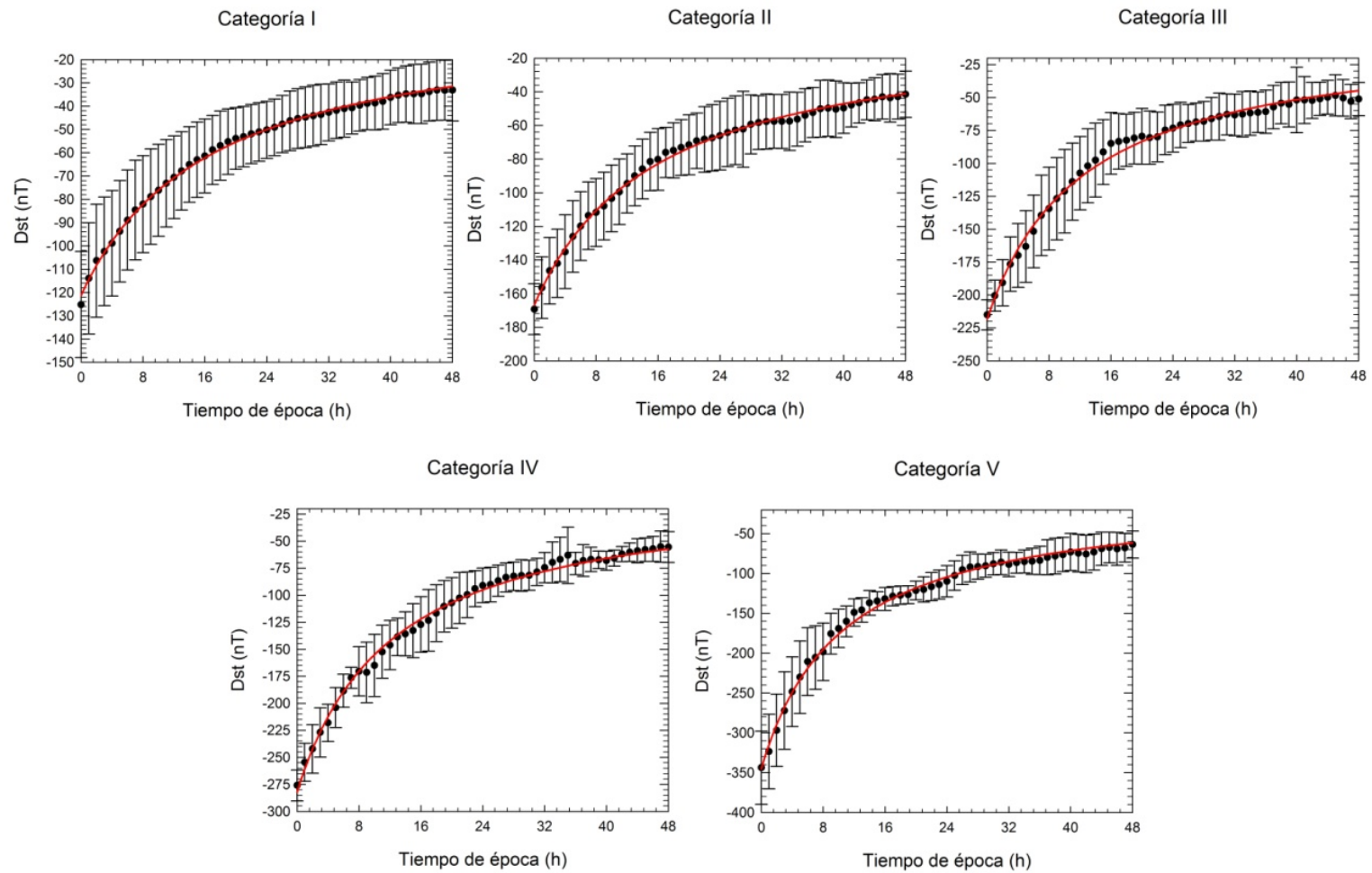
que, como se vio también en la sección anterior, la recuperación es más rápida cuanto mayor es la intensidad de la tormenta promedio.

En la Tabla 4-4 se muestran los parámetros del ajuste obtenidos en cada categoría de intensidades.

CATEGORIA	$\tau_h$ (h)	$Dst_0$ (nT)	$r^2$
I	$16.9 \pm 0.2$	$-121 \pm 1$	0.99
II	$15.7 \pm 0.2$	$-167 \pm 1$	0.99
III	$12.4 \pm 0.3$	$-218 \pm 2$	0.99
IV	$12.2 \pm 0.2$	$-282 \pm 2$	0.99
V	$10.4 \pm 0.2$	$-345 \pm 3$	0.99

Tabla 4-4 Valores de los parámetros del ajuste hiperbólico para cada categoría.

Al igual que se realizó en la parte correspondiente al modelado exponencial, y con objeto de estudiar la dependencia del tiempo de recuperación característico con la intensidad de la tormenta, en la Figura 4-8 se muestra una representación de  $\tau_h$  frente a  $Dst_0$ . Esta figura muestra una dependencia lineal entre ambos parámetros. También se puede apreciar que el punto experimental correspondiente a la categoría III ( $\tau_h = 12.4 \pm 0.3$ ,  $Dst_0 = -218 \pm 2$ ) se aleja de la tendencia general de los valores de las demás categorías.



**Figura 4-7.** Valores de  $Dst$  del suceso promedio para cada categoría en función del tiempo de época. Las líneas rojas corresponden a la curva de ajuste de una función hiperbólica a los datos experimentales.

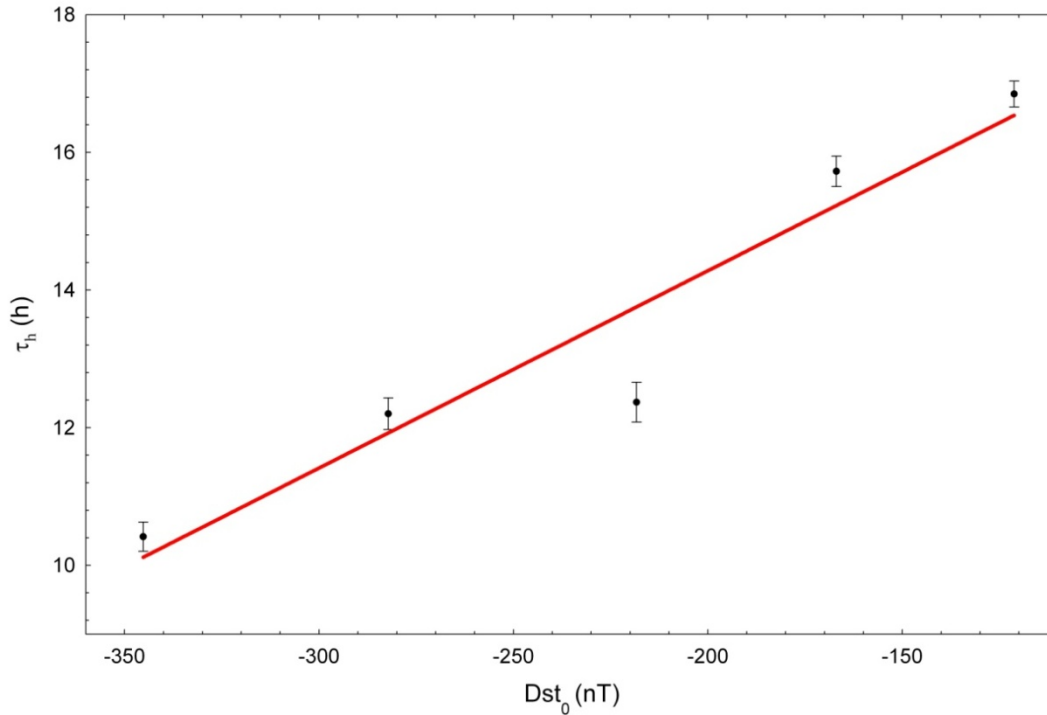


Figura 4-8. Dependencia entre el tiempo de recuperación  $\tau_h$ , y la intensidad de la tormenta.

Del ajuste de una función lineal que incluye los datos experimentales de todas las categorías se obtiene:

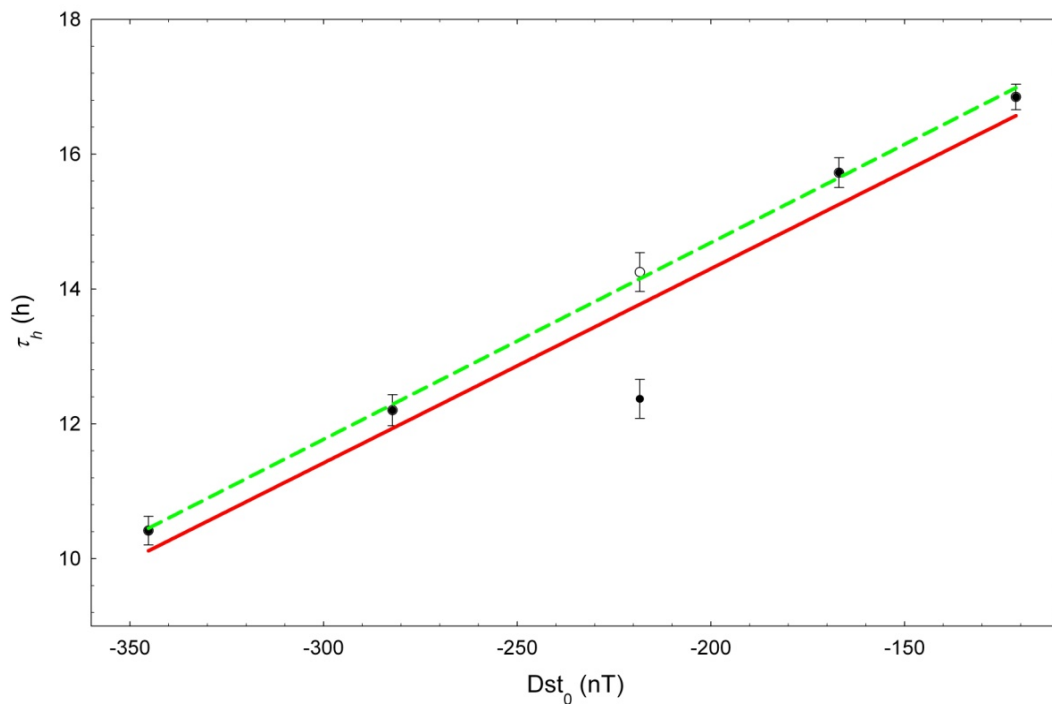
$$\tau_h(\text{h}) = (20 \pm 1) + (0.029 \pm 0.005) Dst_0 (\text{nT}) \quad 4.8$$

con un coeficiente de correlación de  $r^2 = 0.92$ , mientras que si el ajuste se realiza excluyendo el dato correspondiente a la categoría III el valor de  $r^2$  aumenta hasta 0.99.

Este hecho ha llevado a una revisión de las tormentas incluidas en la categoría III, pudiendo atribuir que el alejamiento de dicho punto podría ser debido al criterio utilizado para descartar o aceptar una tormenta si se daba o no una entrada de energía durante la fase de recuperación. Por ello, y sólo en esa categoría, se modificó el criterio de manera que sólo se tuvieron en cuenta como sucesos de la nueva categoría III aquellos cuyas fases de recuperación no mostraban una caída del *Dst* mayor al 5 % del valor de  $Dst_{\text{pico}}$ . Así, el número de sucesos en esta categoría se redujo de 12 a 3. Tras el ajuste de la función hiperbólica de nuevo a todas las categorías con el nuevo suceso

promedio (categoría III) se obtiene un nuevo valor  $\tau'_h(h) = (20.5 \pm 0.2) + (0.0292 \pm 0.0008)Dst_0$  (nT). En la Figura 4-9 se muestra el ajuste con el punto correspondientes a la categoría III original (línea continua roja) y, superpuesto, el ajuste con el nuevo punto de la categoría III (línea verde discontinua), representado ahora como un círculo blanco. Se aprecia que sigue la tendencia de los demás puntos del resto de categorías y se sitúa muy cercano a la línea del nuevo ajuste; por otro lado, ésta queda incluida dentro de las barras de error de los datos experimentales.

Este análisis es puntual, ya que de aplicarse el nuevo criterio de selección de sucesos a todas las categorías, el número de eventos quedaría muy reducido (de 147 a 26) y no tendría sentido realizar ningún estudio de superposición de épocas con una muestra tan baja de sucesos.



**Figura 4-9.** Dependencia entre el tiempo de recuperación  $\tau_h$  y la intensidad de la tormenta. Con línea continua roja el ajuste lineal a los datos originales y con línea discontinua verde el correspondiente al ajuste que incluye el nuevo punto de la categoría III, marcado con un círculo blanco.

## 4.4 COMPARACIÓN DE LOS MODELOS EXPONENCIAL E HIPERBÓLICO

La Figura 4-10, muestra en cada panel los datos experimentales del suceso promedio de cada categoría y las curvas correspondientes a los ajustes a la función exponencial (representado por una línea en color azul) e hiperbólica (representado por una línea en color rojo) con la intención de compararlos. Como se ha visto en el apartado anterior, la función hiperbólica reproduce los datos experimentales con mayor fidelidad que la función exponencial, como corresponde a un valor mayor de  $r^2$  en todos los casos e igual a 0.99 para la función hiperbólica.

Sin embargo, la importancia del modelado según una función hiperbólica frente a la exponencial no se encuentra sólo en la mayor precisión del ajuste, sino fundamentalmente en que ambas funciones indican una respuesta diferente de la magnetosfera. Para comparar el comportamiento exponencial e hiperbólico de la magnetosfera después de una entrada de energía proveniente del viento solar, es conveniente calcular el grado de reducción,  $G$ , del índice  $Dst$  para ambas funciones, definido mediante la siguiente expresión:

$$G = \frac{-\frac{dDst}{dt}}{Dst} \quad 4.9$$

Por tanto,  $G$  constituye una magnitud relacionada con la evolución del índice  $Dst$ , ya que cuantifica la rapidez con la que cambia dicho índice.

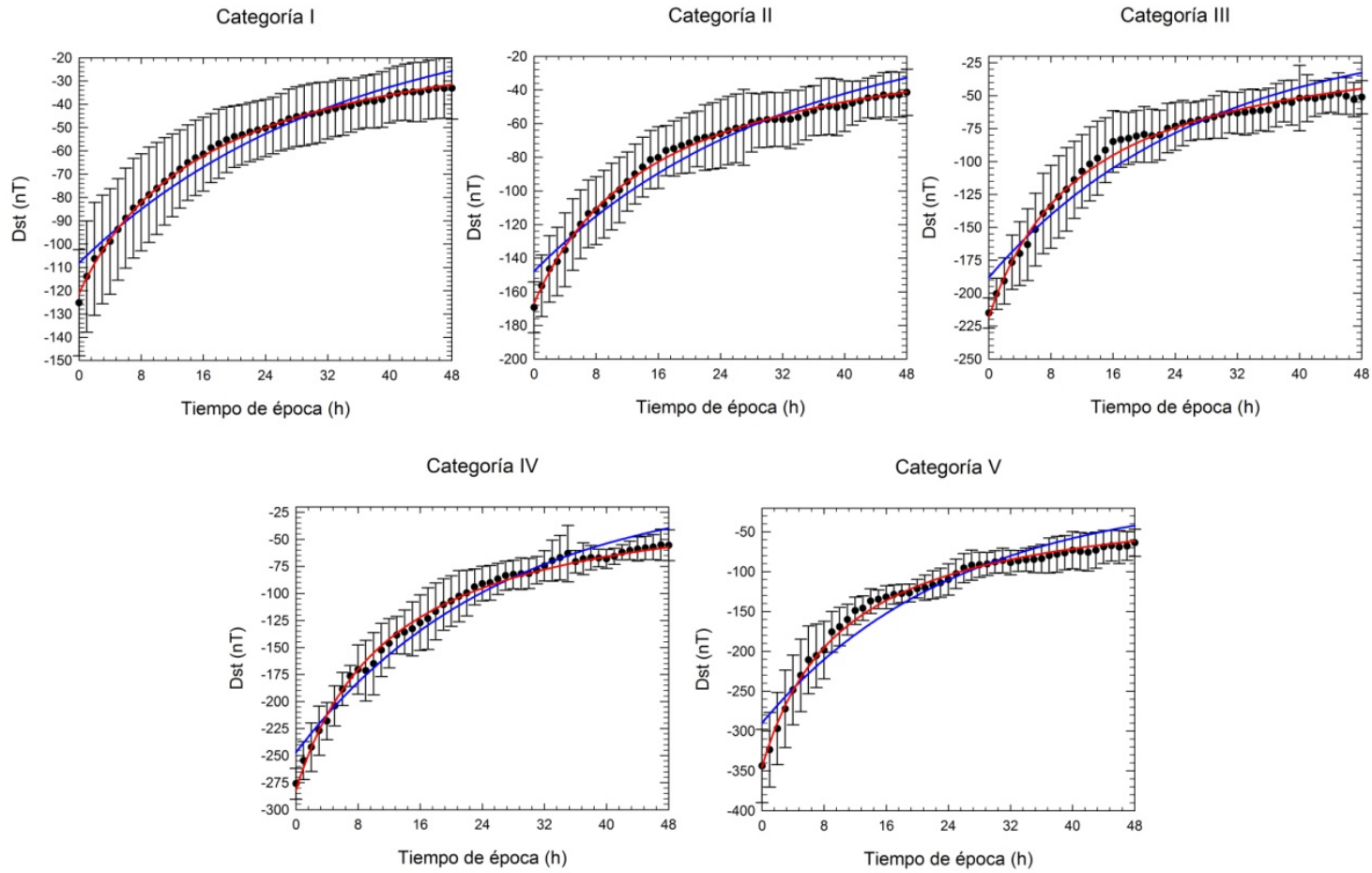


Figura 4-10. Comparación del ajuste de una función exponencial y una hiperbólica a las 5 categorías.



Aplicando la definición, el grado de reducción del índice *Dst* para la función exponencial es constante e igual a  $1/\tau$ , siendo  $\tau$  el tiempo de recuperación del modelado exponencial. Esto tiene su origen en la asunción de que la relación entre la tasa de variación del índice *Dst*,  $dDst/dt$ , y el propio *Dst* es lineal, o lo que es equivalente, en la asunción de que el ritmo de variación de la energía del anillo es proporcional a su propia energía. Sin embargo, como ha quedado evidenciado en el apartado anterior, los datos experimentales indican que durante las primeras horas de la fase de recuperación la tendencia es mucho más rápida que durante las últimas y, por tanto, es lógico pensar que el factor de reducción tiene que depender del tiempo. En otro caso, será imposible reproducir la física involucrada en la recuperación del anillo de corriente y, en definitiva, de la magnetosfera.

El grado de reducción de la función hiperbólica, según la ecuación 4.9, es:

$$\frac{I}{\tau_h + t} \quad 4.10$$

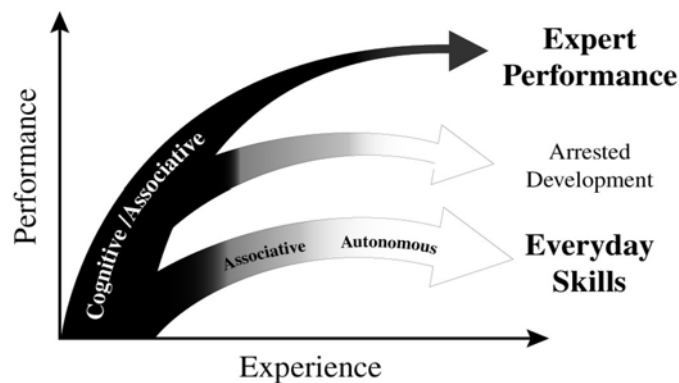
que decrece monótonamente con el tiempo. Este grado de reducción implica que la relación entre  $dDst/dt$  y *Dst* deja de ser lineal para ser de la forma:  $dDst/dt \propto Dst^2$ .

La propuesta de la función hiperbólica se ha realizado ante la necesidad de incluir en el proceso de recuperación la impulsividad de la fase durante las primeras horas. Además, disciplinas diferentes en estudios de comportamientos similares también contemplan tendencias hiperbólicas.

En el ámbito de la Psicología, autores como Ericsson (1998, 2009) explican cómo, en el aprendizaje experto de nuevas actividades específicas, se evoluciona muy

rápidamente en poco tiempo hasta alcanzar un nivel determinado de pericia, a partir del cual el desarrollo es más moderado.

En la Figura 4-11 se muestran, por un lado, la evolución del rendimiento del aprendizaje ante nuevas habilidades desde “principiante” hasta “experto” (como, por ejemplo, llegar a ser jugador profesional de tenis), denominada *expert performance*; por otro lado, se muestra el rendimiento del aprendizaje ante las habilidades diarias (como escribir a máquina) denominado *everyday skills*, y la diferencia entre ambos.



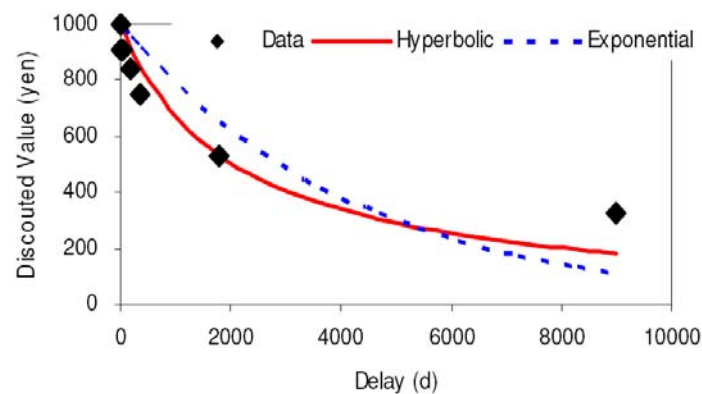
**Figura 4-11.** Representación de la diferencia cualitativa entre el rendimiento en la adquisición de nuevas habilidades y el rendimiento de las actividades diarias (Figura obtenida de Ericsson, 2009 © *European Council for High Ability*).

Durante la primera fase del aprendizaje de las nuevas habilidades, denominada fase cognitiva (*Cognitive phase*, segmento negro en la figura), los individuos tratan de comprender la actividad y de alcanzar un nivel de experto en el menor tiempo posible y, por tanto, el rendimiento crece mucho en poco tiempo. La segunda fase, denominada fase asociativa (*associative phase*, segmento gris en la figura), tiene un crecimiento equivalente al de las habilidades cotidianas donde la evolución del rendimiento es más suave. La fase final autónoma (*autonomous phase*, segmento blanco en la figura) sólo se da en el desarrollo de habilidades cotidianas ya que se llega a un nivel típico de desarrollo estable en el que los individuos no necesitan mejoras ni incrementos en su aprendizaje y pueden realizarlas de forma prácticamente automática, mientras que los

expertos pueden seguir mejorando en su rendimiento aunque de forma moderada y con un esfuerzo cognitivo mayor.

En el ámbito de la Economía, Takahashi et al. (2007) explican, mediante un modelo hiperbólico, cómo decaen las expectativas de recibir una recompensa por una acción realizada, o el valor que se atribuye a dicha recompensa, a medida que aumenta el tiempo en recibirla.

En la Figura 4-12 se muestra en el eje de ordenadas el valor atribuido a una recompensa por una acción realizada (en este caso valor económico, en yenes) y en el eje de abscisas el retardo (en días) en recibir la recompensa. Tras realizar el ajuste a funciones de decaimiento hiperbólico (con una línea continua en color rojo) y exponencial (con una línea discontinua en color azul) concluye que el ajuste hiperbólico es más conveniente que el exponencial. Takahashi et al. (2007) sugieren que los individuos valoran más una recompensa inmediata por una acción realizada, y esta valoración, o “probabilidad subjetiva” como ellos la denominan, disminuye hiperbólicamente a medida que aumenta el tiempo en recibirla.



**Figura 4-12.** Representación del decaimiento del valor atribuido a las recompensas (medido en yenes) por una acción realizada frente al retardo en días de la obtención de dicha recompensa. Se muestra con una línea continua y de color rojo el ajuste a una función hiperbólica y con una línea discontinua y de color azul el ajuste a una función exponencial (Figura obtenida de Takahashi, et al. 2007, *Behavioral and Brain Functions*).

Haciendo referencia de nuevo a la comparación de ambas funciones, exponencial e hiperbólica, también existen diferencias en cuanto al significado de los parámetros de cada función. En cuanto al parámetro  $Dst_0$ , éste tiene el mismo significado para ambas, es decir, el valor inicial de  $Dst$  para el tiempo de época  $t = 0$ . Sin embargo, en la Tabla 4-5 se puede comprobar que los valores de  $Dst_0$  del ajuste hiperbólico son muy cercanos a los correspondientes al valor  $Dst_{pico}$  de los sucesos promedio, a diferencia de los valores de  $Dst_0$  obtenidos en el ajuste exponencial. De hecho, los valores del parámetro  $Dst_0$  hiperbólico de todas las categorías están incluidos en el margen de error del valor  $Dst_{pico}$ , a diferencia de lo que ocurre con el parámetro  $Dst_0$  exponencial. Se confirma, por tanto, el hecho de que la función hiperbólica ajusta los datos experimentales con mayor precisión que la función exponencial.

CATEGORÍA	$Dst_{pico}$	$Dst_0$ (Ajuste hiperbólico)	$Dst_0$ (Ajuste exponencial)
I	$-125 \pm 20$	$-121 \pm 1$	$-108 \pm 2$
II	$-168 \pm 15$	$-167 \pm 1$	$-148 \pm 3$
III	$-216 \pm 11$	$-218 \pm 2$	$-188 \pm 5$
IV	$-276 \pm 14$	$-282 \pm 2$	$-247 \pm 4$
V	$-344 \pm 46$	$-345 \pm 3$	$-290 \pm 8$

**Tabla 4-5.** Valores de  $Dst_0$  para los ajustes hiperbólico y exponencial y los valores de  $Dst_{pico}$  para cada categoría

En cuanto al tiempo de recuperación ( $\tau$  para la función exponencial y  $\tau_h$  para la hiperbólica), su significado es distinto para cada función. En la función exponencial,  $\tau$  es el tiempo necesario para alcanzar el valor  $Dst = Dst_0/e$ , mientras que  $\tau_h$  es el tiempo necesario para que  $Dst = Dst_0/2$ .

Por otro lado, existe también una gran diferencia al comparar el comportamiento de ambas funciones cuando, para un tiempo fijo, las dos deben alcanzar el mismo valor

de *Dst*, por ejemplo, un valor igual al 1% del valor de  $Dst_0$  (comparable con el final de la fase de recuperación). Para ello la función exponencial emplea un tiempo  $T = 4.6 \tau$ , mientras que la hiperbólica necesita un tiempo  $T = 99 \tau_h$ . Considerando que el tiempo  $T$  es igual para ambos ajustes, se obtiene  $\tau_h \approx 0.05 \tau$ .

A partir de la expresión general que permite obtener el radio de curvatura de una función:

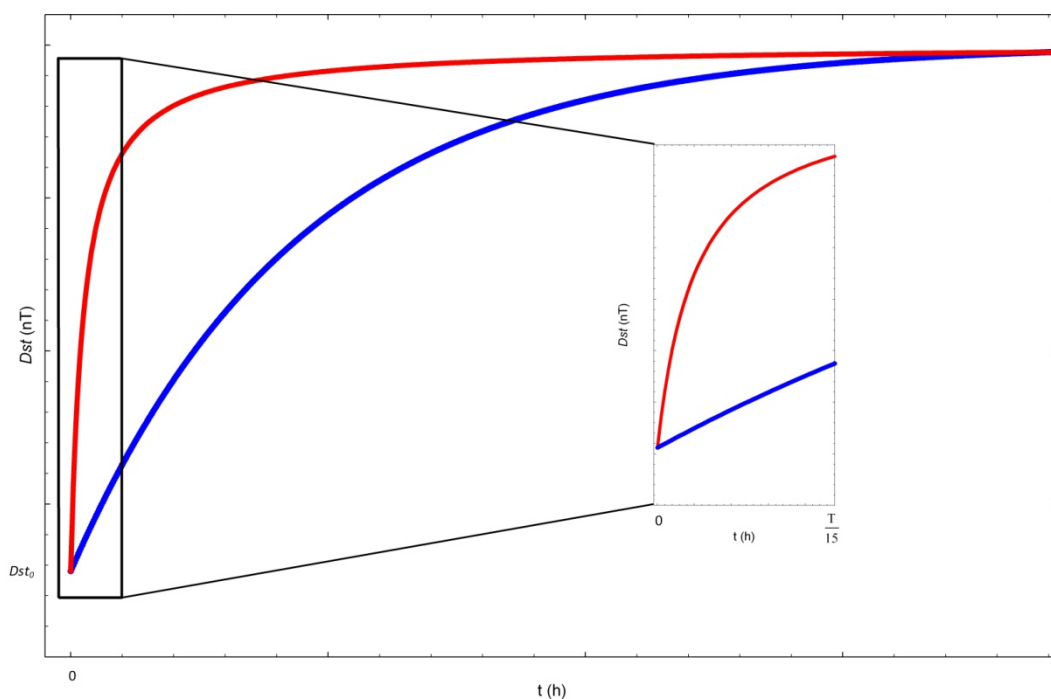
$$\rho = \left( \left| \frac{d^2 Dst}{dt^2} \right| \right)^{-1} \quad 4.11$$

y aplicándola a las funciones exponencial e hiperbólica se obtienen las expresiones:

$$\begin{cases} \rho_h = \frac{\tau_h^2}{2Dst_0} \\ \rho_{exp} = \frac{\tau^2}{Dst_0} \end{cases} \quad 4.12$$

Teniendo en cuenta tanto el radio de curvatura de la función hiperbólica como la relación  $\tau_h \approx 0.05 \tau$ , obtenida anteriormente para la condición impuesta,  $\rho_h$  es  $1.25 \times 10^{-3}$  veces menor que el correspondiente a la función exponencial. La Figura 4-13 muestra las funciones hiperbólica (color rojo) y exponencial (color azul), ambas cumpliendo que  $Dst(t = 0) = Dst_0$  y  $Dst(t = T) = 0.01Dst_0$ . En el panel interior se representa la misma figura con la escala ampliada hasta  $t = T/15$ , donde se puede comprobar que para tiempos que tienden a cero, la función hiperbólica presenta una curvatura mayor que la función exponencial. Este resultado sugiere que la función hiperbólica reproduce mejor que la exponencial un comportamiento inicial impulsivo.

Finalmente, y como se ha mostrado en las secciones 4.2 y 4.3, tanto en el caso hiperbólico como en el exponencial, el tiempo de recuperación y el valor  $Dst_0$ , están relacionados linealmente (ecuaciones 4.6 y 4.8.) Algunos autores como Monreal MacMahon y Llop-Romero (2008) han sugerido que el tiempo de recuperación no puede ser constante durante toda la fase de recuperación, aunque no se ha encontrado en la bibliografía ningún estudio que proponga una relación entre el tiempo de recuperación y la intensidad de la tormenta, como la obtenida en este trabajo.



**Figura 4-13.** Representación de las funciones hiperbólica (en color rojo) y exponencial (en color azul) para los mismos valores de  $Dst_0$  y de  $Dst(t) = 0.01Dst_0$  para un mismo tiempo  $T$ .

Sin lugar a dudas, desde el punto de vista físico, la función hiperbólica, con un grado de reducción del índice  $Dst$  no constante, permite entender que los diferentes mecanismos de pérdidas en la recuperación del anillo de corriente, se implican gradualmente, debido a su diferente naturaleza. Según se expuso en la sección 2.6, los mecanismos de pérdida durante la fase de recuperación se espera que se sucedan de

forma gradual, en función de la energía del anillo de corriente; así, durante las primeras horas, cuando la energía es mayor, los principales mecanismos implicados en la pérdida de energía serían la pérdida directa de plasma, intercambio de carga de los iones  $O^+$  y la interacción onda-partícula, seguido por el intercambio de carga de los iones  $H^+$  hasta que la energía del anillo se redujera lo suficiente como para que comenzasen a participar otros mecanismos como el scattering de Coulomb. De esta manera, un grado de reducción variable del *Dst* permite explicar que durante las primeras horas de la fase de recuperación ( $\sim 11h$  a partir del tiempo del  $Dst_{pico}$ ), mientras el anillo se encuentra a niveles altos de energía ( $\sim 100$  keV), haya varios mecanismos actuando al mismo tiempo. Se entiende, por tanto, que se suceden de manera gradual, con tiempos de vida cortos, dando lugar al perfil impulsivo de la fase de recuperación temprana, mientras que en el resto de la fase sólo algunos mecanismos con tiempos de vida largos perduran, lo que explica el carácter más relajado de la fase de recuperación tardía.

# **5. LAS TORMENTAS**

## ***GEOMAGNÉTICAS A LA LUZ***

## ***DE DIFERENTES ÍNDICES***

## ***GEOMAGNÉTICOS***

En el proceso de reconexión que da lugar al fenómeno de tormenta geomagnética, el plasma inyectado en la magnetosfera se dirige hacia las regiones donde se localiza el anillo de corriente y hacia las regiones polares, aumentando así tanto las corrientes del anillo simétrico y parcial como las corrientes alineadas, los electrojets aurorales y las corrientes ionosféricas polares (ver capítulo 2). Estas perturbaciones en la magnetosfera



se miden en la superficie terrestre tanto de manera global como en las diferentes regiones donde están colocados los observatorios que las registran. De esta manera, este capítulo se centra en el estudio de los efectos de las tormentas geomagnéticas medidos en la superficie de la Tierra mediante diferentes índices geomagnéticos (ver una descripción detallada de los índices en el capítulo 3). Así,

- A nivel planetario, el estado general de la actividad magnetosférica se registra mediante el índice *am*
- En las regiones aurorales, las perturbaciones causadas por las tormentas geomagnéticas se miden a través de los índices *AE* y *PCn*
- En latitudes subaurorales, las perturbaciones causadas por el anillo de corriente simétrico se registran a través de los índices *Dst* y *SYM-H* y del anillo de corriente parcial mediante el índice *ASY-H*.

En capítulos anteriores se estableció una relación entre el índice *Dst* (utilizado como indicador de la intensidad de la tormenta geomagnética) y las perturbaciones causadas por la variación en la corriente del anillo simétrico. Sin embargo, no siempre es posible establecer una relación entre un determinado índice y una única corriente. Así, en cuanto al índice *SYM-H*, que mide esencialmente lo mismo que el índice *Dst* aunque con mayor resolución, se le considera también como indicador de la corriente del anillo simétrico; el índice *ASY-H* mide las perturbaciones causadas por la variación del anillo parcial de corriente y el índice *AE* las debidas al electrojet auroral. Sin embargo, los índices *PCn* o *am* están relacionados con el efecto global de las corrientes ionosféricas del hemisferio norte o magnetosféricas, respectivamente.

El estudio realizado en el capítulo 4 del índice *Dst* durante la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas mostró que el comportamiento del anillo de

corriente durante esta fase se puede modelizar mediante una función hiperbólica. Este modelo hiperbólico permite entender la fase de recuperación como la participación progresiva de los mecanismos de pérdidas estudiados en el capítulo 2. La concepción de la magnetosfera como un sistema global de corrientes interrelacionadas sugiere la hipótesis de que el mismo modelo puede ser válido para los diferentes índices que miden los efectos de las tormentas geomagnéticas en la superficie de la Tierra a distintas latitudes, o de forma global. La comprobación de esta hipótesis será el objeto de estudio del presente capítulo.

## **5.1 EL MODELO DE DECAIMIENTO HIPERBÓLICO PARA LA FASE DE RECUPERACIÓN DE LOS DIFERENTES ÍNDICES MAGNETOSFÉRICOS**

Tanto el anillo de corriente parcial como el anillo simétrico, ante la entrada de energía en la magnetosfera proveniente del viento solar, se nutren de partículas esencialmente por los mismos procesos y, por tanto, cabe esperar que su comportamiento sea similar en tiempo de tormenta (Liemohn et al., 1999; Liemohn et al., 2001a; Daglis y Kozyra, 2002; Kozyra et al., 2002; Fok et al., 2003; Burch, 2005; Weygand y McPherron, 2006; Kalegaev et al., 2008).

Así, al igual que se describió en el capítulo 4 respecto al modelado del índice *Dst* mediante una función exponencial a tramos, Weygand y McPherron (2006) modelaron el índice *ASY-H* durante la fase de recuperación de algunas tormentas geomagnéticas utilizando dos funciones exponenciales consecutivas con tiempos de recuperación

diferentes: 2.4 h para el tramo más próximo al pico de *ASY-H* y 20.4 h para el resto de la fase de recuperación. La existencia de dos tiempos de recuperación tan diferentes estaría justificada considerando que el mecanismo de pérdida directa de plasma es el principal responsable del primer tramo y el paso de las trayectorias de deriva abiertas a cerradas, del segundo tramo.

En la bibliografía conocida hasta el momento no aparece ningún estudio sobre la fase de recuperación de ningún otro índice geomagnético, salvo del índice *SYM-H*. Como se comentó en el capítulo 3, este índice se utiliza indistintamente al índice *Dst* para estudiar el anillo de corriente, considerando que la diferencia entre ambos se encuentra básicamente en su resolución.

En este capítulo se ha realizado el estudio de la fase de recuperación utilizando de nuevo el método de superposición de épocas (ver capítulo 4), aplicado, en esta ocasión, a los diferentes índices por separado. El estudio de la perturbación a bajas latitudes nuevamente se ha realizado, en este caso considerando el índice *SYM-H* en lugar del índice *Dst* ya que tiene la misma resolución de un minuto que el resto de los índices utilizados (salvo el índice *am* que la tiene de 3 horas). El índice *Dst*, como se comentó con anterioridad (ver sección 3.3), tiene una resolución horaria.

Las tormentas analizadas incluyen las que se estudiaron en el capítulo 4, salvo las ocurridas con anterioridad a 1981 por no disponer de datos de estas tormentas para todos los índices. Además, se han incluido otras tormentas que cumplen los requisitos explicados en la sección 4.2 y que se produjeron en los años posteriores: 2004, 2005 y 2006. De esta manera, la muestra de este estudio está constituida por 107 tormentas intensas que tuvieron lugar entre 1981 y 2006 (ver Apéndice A).

Las etapas seguidas en el método de superposición de épocas han sido las siguientes:

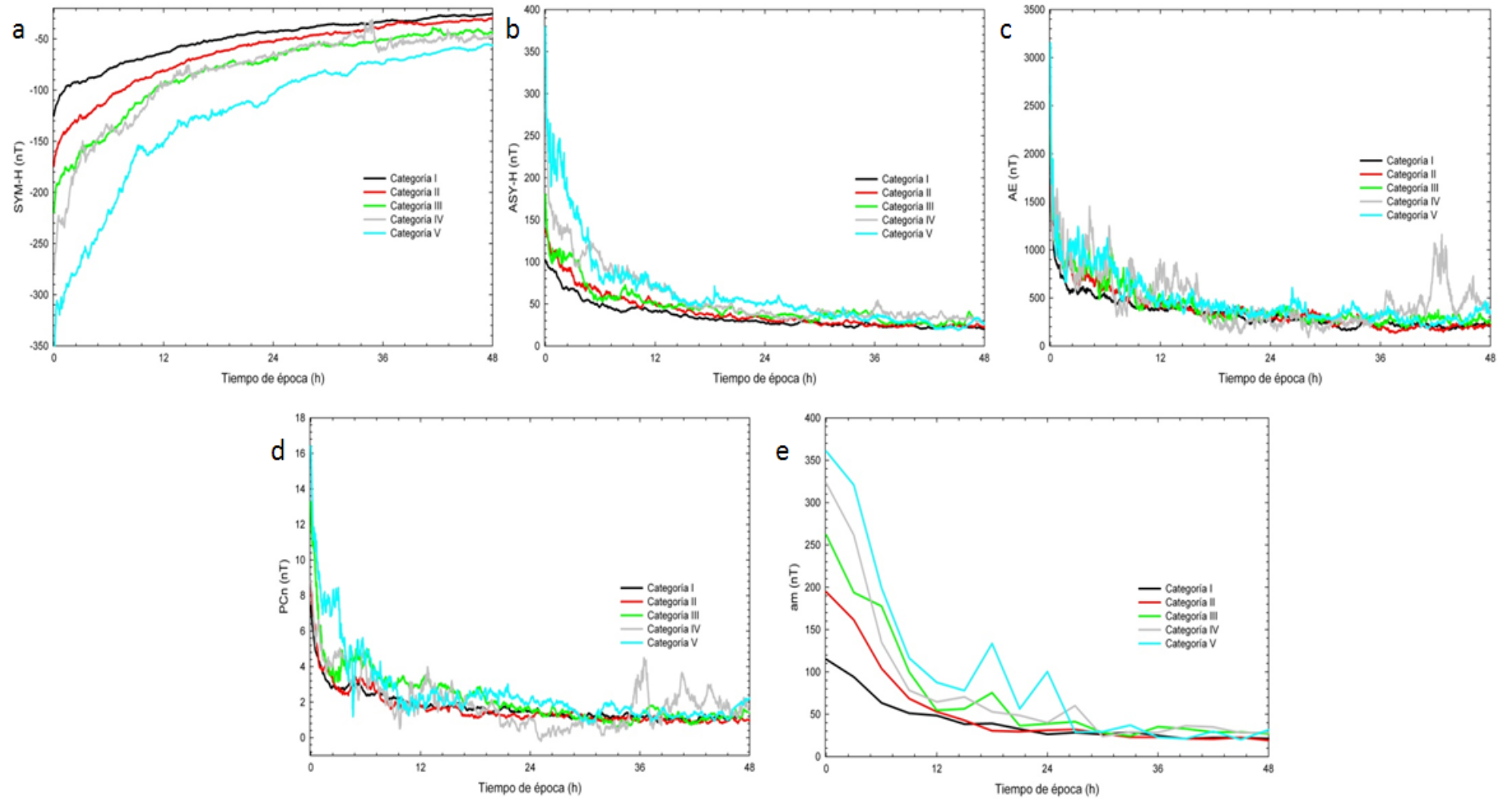
- **Definición de tiempo de época y establecimiento de intervalo.** El valor del pico de cada índice, entendido como el valor máximo (o mínimo en el caso de *SYM-H*) registrado durante cada tormenta a partir del cual comienza la fase de recuperación, se utiliza como referencia para establecer los valores en el tiempo de época  $t = 0$  para el análisis de cualquier índice. Se establece un intervalo temporal extendiendo el tiempo de época hasta 48 horas después del día del pico de cada índice, correspondiendo con el tiempo de época  $t = 48 h$ , que coincidirá así con el final de la fase de recuperación.
- **Clasificación en categorías.** Se clasifican los eventos en función de su intensidad considerando el valor de  $SYM-H_{pico}$  en 5 categorías, con un rango de variación de 50 nT. La Tabla 5-1 muestra las diferentes categorías seleccionadas y el número de sucesos que se incluyen en cada una.
- **Obtención del suceso promedio para cada categoría.** En cada una de las 5 categorías, y para cada uno de los índices considerados, se han promediado los sucesos obteniendo, así, 5 sucesos promedio para cada índice geomagnético. En ocasiones, el índice *PCn* no dispone de datos debido a problemas en la toma de medidas. En estos casos, al ser datos aislados, se han obtenido mediante interpolación. En el caso del índice *AE* ocurre algo similar con la excepción de que esta ausencia de datos se produce durante periodos prolongados de tiempo. Por tanto, los sucesos en los que eso ocurre no son considerados para la obtención del suceso promedio del índice *AE*.

CATEGORÍA	$SYM-H$ máximo (nT)	$SYM-H$ mínimo (nT)	Número de sucesos
I	-101	-150	53
II	-151	-200	28
III	-201	-250	12
IV	-251	-300	4
V	-301		10

**Tabla 5-1.** Categorías y número de sucesos incluidos en ellas para el estudio de las fases de recuperación. La categoría V incluye todas las tormentas cuyo  $SYM-H_{pico}$  es menor que  $-300$  nT.

En la Figura 5-1 se representan en diferentes paneles los 5 sucesos promedio, correspondientes a las 5 categorías obtenidos con el método de superposición de épocas. Así, desde el panel *a* hasta el panel *e* se muestran las 5 fases de recuperación promedio de los índices  $SYM-H$ ,  $ASY-H$ ,  $AE$ ,  $PCn$  y  $am$ , respectivamente. No se muestran en la figura las barras de error de los datos para que se aprecie con mayor claridad la tendencia de los índices.

Puede observarse en todos los paneles que los datos del suceso promedio correspondiente a la categoría IV muestran un perfil más irregular que el del resto de categorías. Esto puede ser debido a que, como se muestra en la Tabla 5-1, el número de sucesos incluidos en esta categoría es reducido.



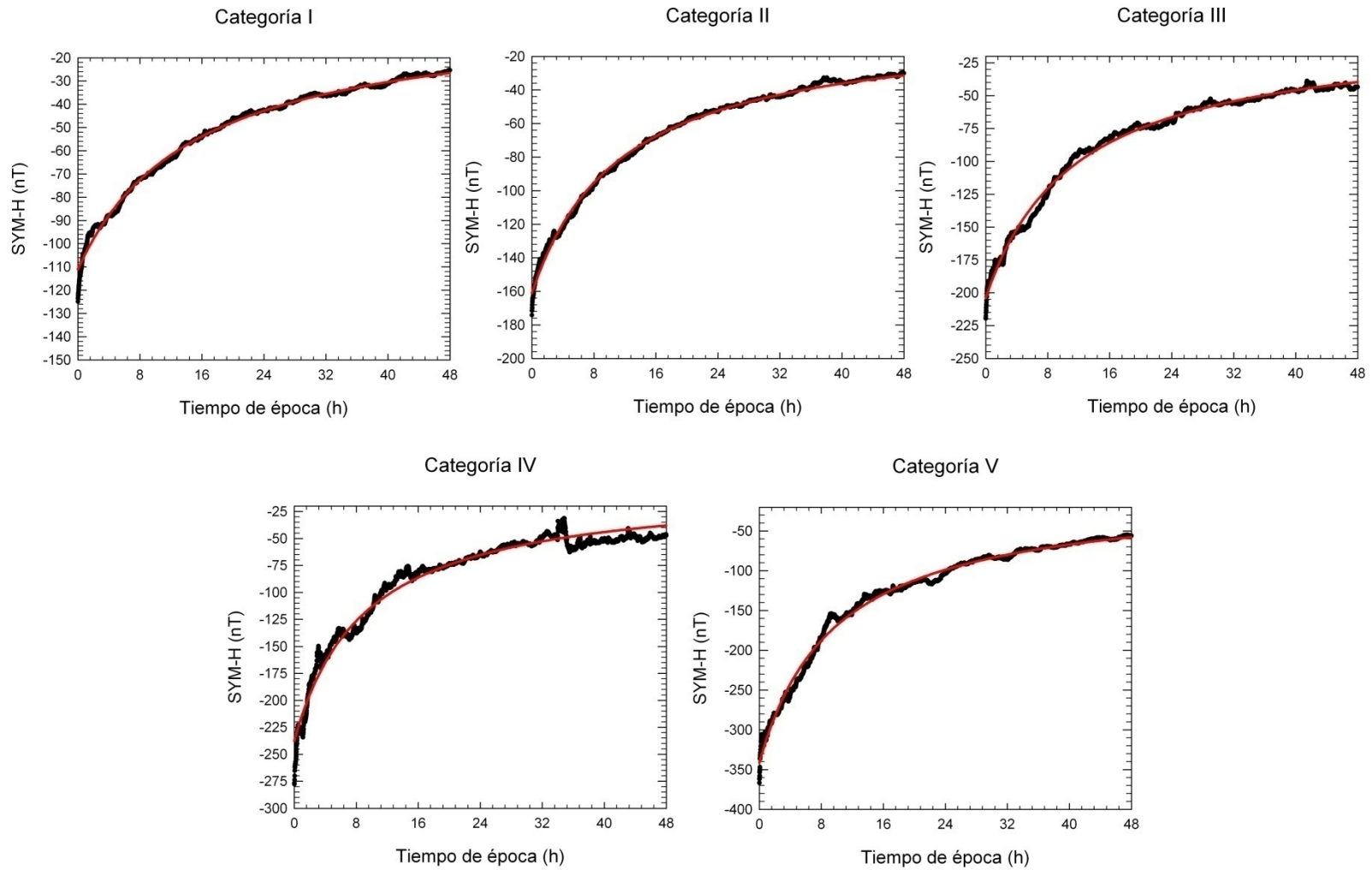
**Figura 5-1.** Sucesos promedio de las 5 categorías para los índices *SYM-H* (panel a), *ASY-H* (panel b), *AE* (panel c), *PCn* (panel d) y *am* (panel e).

Asumiendo el modelo de decaimiento hiperbólico (ecuación 4.7) establecido para el índice  $Dst$ , se realiza el ajuste de esta función a los datos experimentales de los sucesos promedio, concretada para cada índice según la expresión:

$$\dot{Índice}(t) = \frac{\dot{Índice}_0}{1 + \frac{1}{\tau_h}} \quad 5.1$$

donde  $\dot{Índice}_0$  denota el parámetro correspondiente a  $SYM-H_0$ ,  $ASY-H_0$ ,  $AE_0$ ,  $PCn_0$  y  $am_0$  en cada caso y  $\tau_h$  el tiempo de recuperación del índice correspondiente. Los resultados aparecen en las Figuras 5-2 a 5-6. Cada una de ellas muestra cinco paneles correspondientes a los 5 sucesos promedio de las categorías para los índices  $SYM-H$  (Figura 5-2),  $ASY-H$  (Figura 5-3),  $AE$  (Figura 5-4),  $PCn$  (Figura 5-5) y  $am$  (Figura 5-6). Los datos experimentales se han representado mediante puntos de color negro y la función hiperbólica, resultado del ajuste, utilizando un trazo continuo de color rojo. Así mismo, no se muestran las barras de error para poder apreciar con claridad los ajustes de cada categoría.

En la Tabla 5-2 quedan recogidos los parámetros obtenidos del ajuste para cada una de las categorías.



**Figura 5-2.** Índice *SYM-H* en función del tiempo de época para cada categoría representado mediante puntos de color negro. La línea roja corresponde a la curva de ajuste de la función hiperbólica a los datos experimentales.



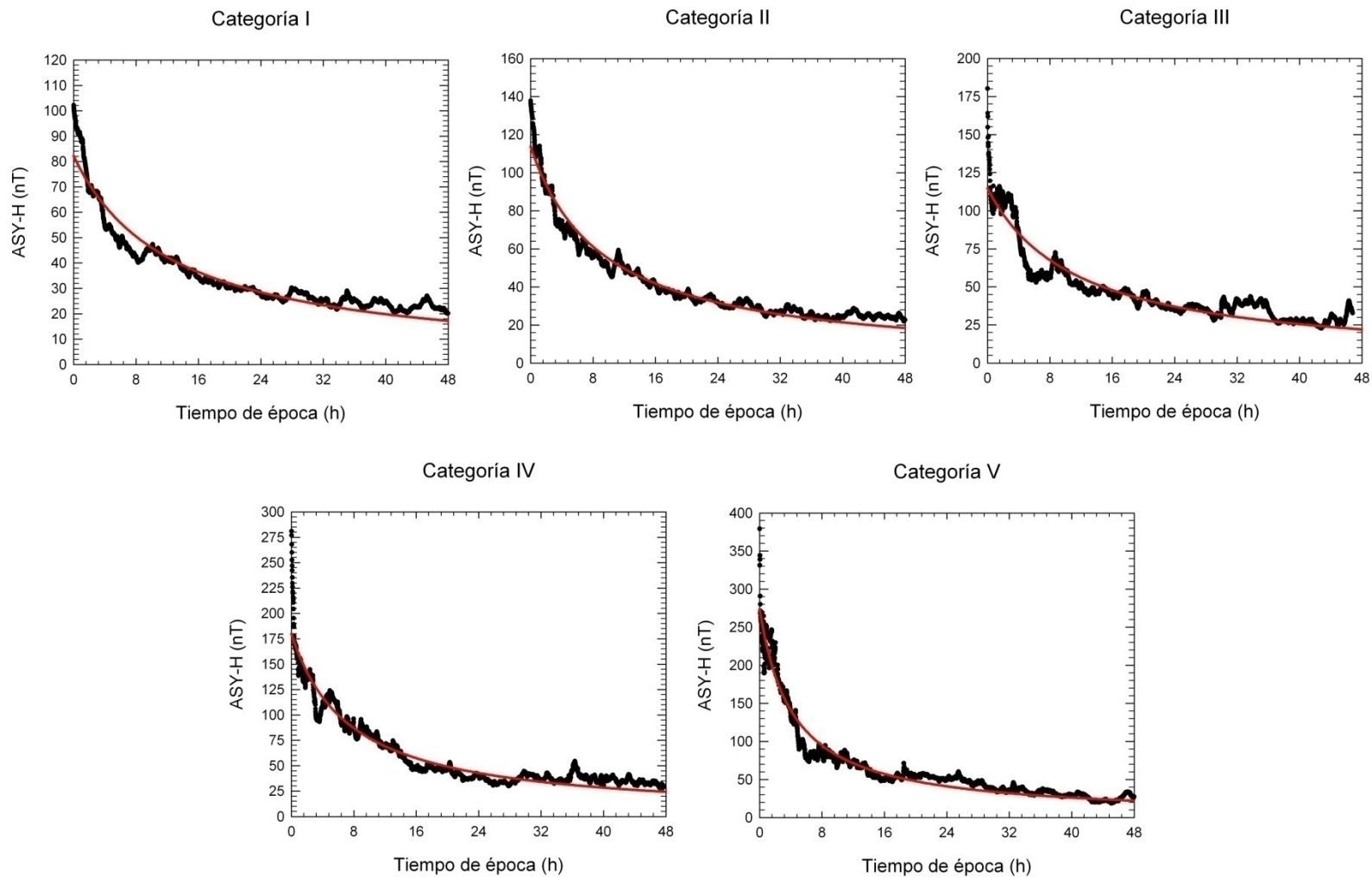
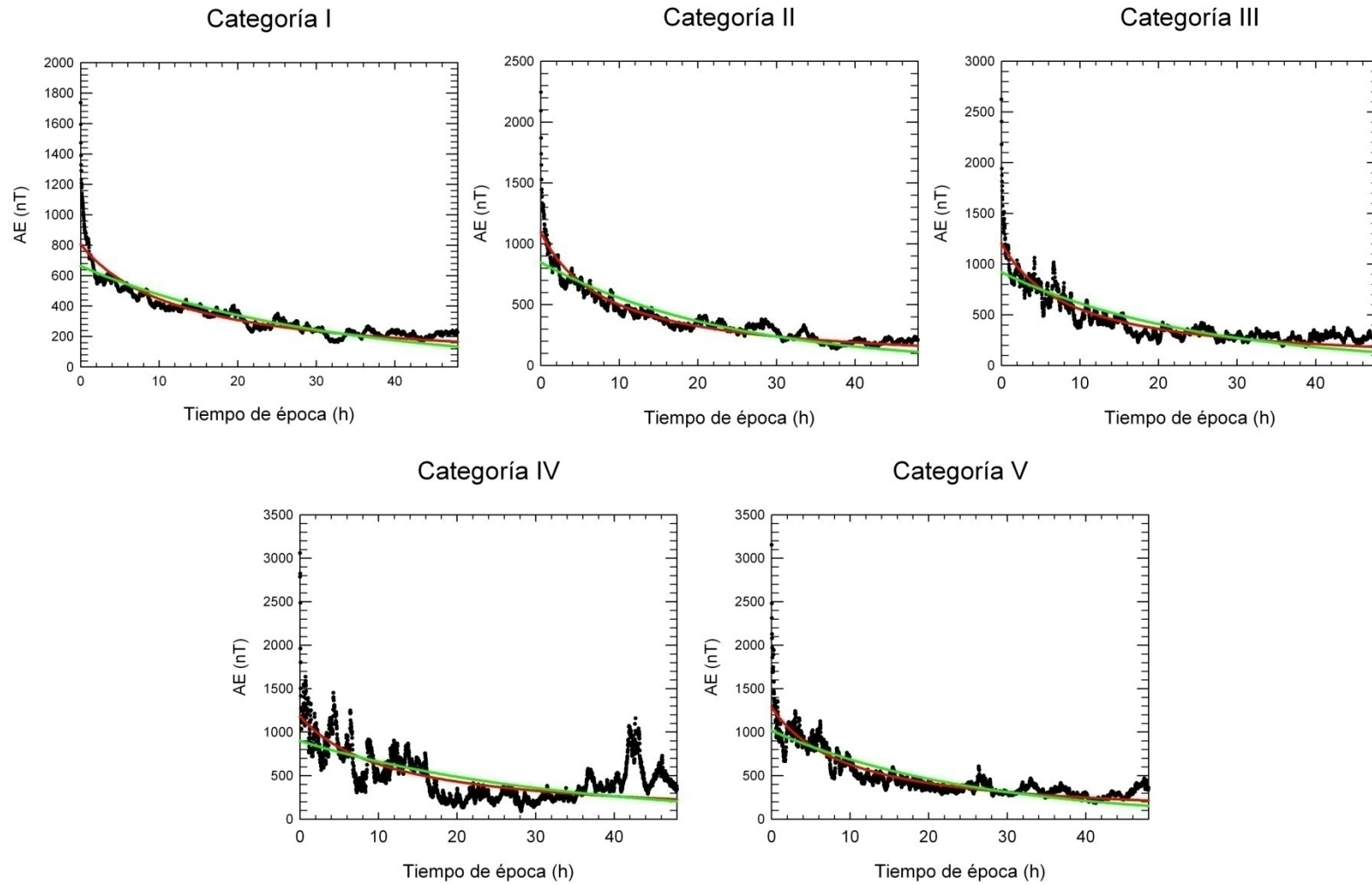


Figura 5-3. Índice  $ASY-H$  en función del tiempo de época para cada categoría representado mediante puntos de color negro. La línea roja corresponde a la curva de ajuste de la función hiperbólica a los datos experimentales.



**Figura 5-4.** Índice  $AE$  en función del tiempo de época para cada categoría representado mediante puntos de color negro. La línea roja corresponde a la curva de ajuste de la función hiperbólica a los datos experimentales y la línea verde corresponde a la curva de ajuste de la función exponencial.

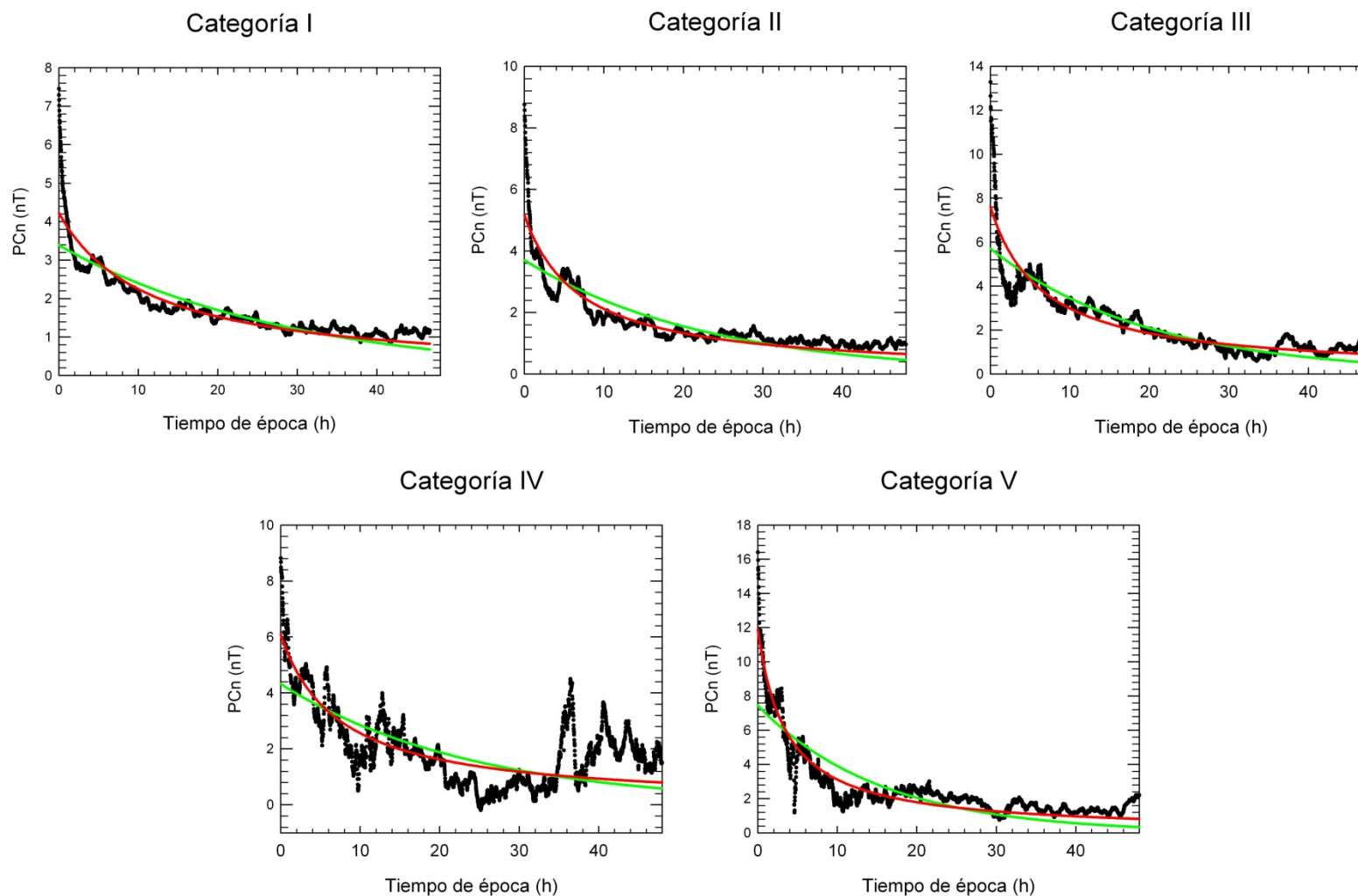
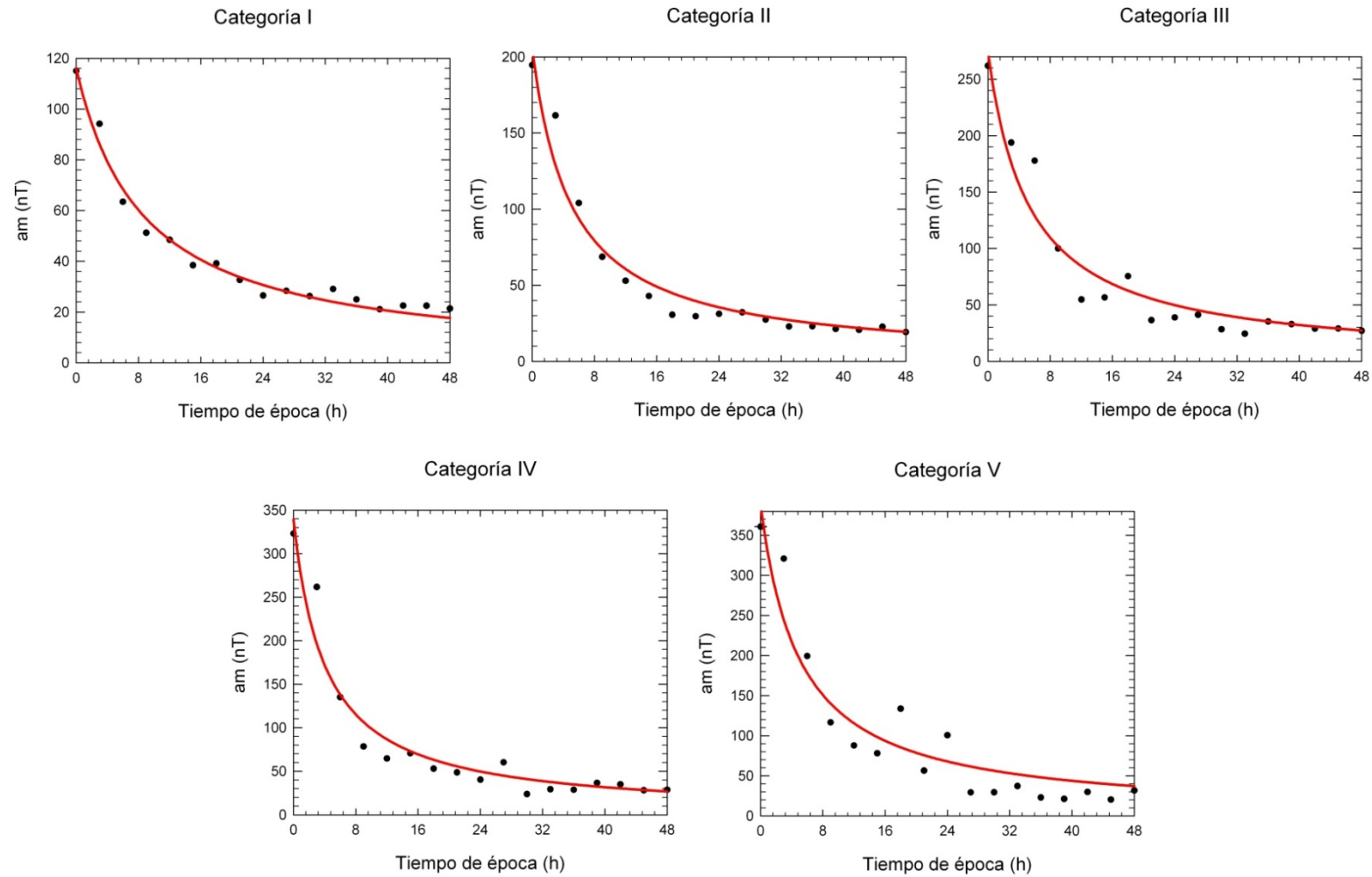


Figura 5-5. Índice  $PCn$  en función del tiempo de época para cada categoría representado mediante puntos de color negro. La línea roja corresponde a la curva de ajuste de la función hiperbólica a los datos experimentales y la línea verde corresponde a la curva de ajuste de la función exponencial.



**Figura 5-6.** Índice  $am$  en función del tiempo de época para cada categoría representado mediante puntos de color negro. La línea roja corresponde a la curva de ajuste de la función hiperbólica a los datos experimentales.

CATEGORÍA		$\tau_h$ (h)	Índice <sub>0</sub> (nT)	$r^2$
<i>SYM-H</i>	I	15.07 ± 0.03	-110.9 ± 0.1	<b>0.99</b>
	II	11.58 ± 0.02	-161.1 ± 0.1	<b>0.99</b>
	III	11.58 ± 0.04	-203.9 ± 0.3	<b>0.99</b>
	IV	9.12 ± 0.06	-237.6 ± 0.7	<b>0.99</b>
	V	9.77 ± 0.03	-341.2 ± 0.5	<b>0.99</b>
<i>ASY-H</i>	I	12.7 ± 0.1	82.2 ± 0.4	<b>0.96</b>
	II	9.3 ± 0.1	113.8 ± 0.3	<b>0.98</b>
	III	11.4 ± 0.1	114.8 ± 0.6	<b>0.93</b>
	IV	7.5 ± 0.1	180 ± 1	<b>0.96</b>
	V	4.22 ± 0.04	274 ± 1	<b>0.97</b>
<i>AE</i>	I	12.4 ± 0.2	807 ± 5	<b>0.87</b>
	II	8.4 ± 0.1	1093 ± 6	<b>0.91</b>
	III	8.6 ± 0.1	1205 ± 9	<b>0.84</b>
	IV	11.4 ± 0.4	11.90 ± 18	<b>0.44</b>
	V	9.5 ± 0.1	1290 ± 10	<b>0.82</b>
<i>PCn</i>	I	11.7 ± 0.1	4.21 ± 0.02	<b>0.86</b>
	II	7.0 ± 0.1	5.17 ± 0.04	<b>0.85</b>
	III	6.6 ± 0.1	7.6 ± 0.1	<b>0.82</b>
	IV	7.2 ± 0.2	6.1 ± 0.1	<b>0.54</b>
	V	3.54 ± 0.05	11.9 ± 0.1	<b>0.90</b>
<i>am</i>	I	8.6 ± 0.6	116 ± 3	<b>0.99</b>
	II	5.0 ± 0.6	210 ± 10	<b>0.97</b>
	III	5.3 ± 0.7	270 ± 20	<b>0.97</b>
	IV	4.1 ± 0.6	340 ± 20	<b>0.97</b>
	V	5 ± 1	390 ± 30	<b>0.95</b>

**Tabla 5-2.** Valores de los parámetros del ajuste hiperbólico para el suceso promedio de cada categoría correspondiente a los diferentes índices.

Al igual que ocurre para el índice *Dst*, el modelo hiperbólico reproduce con gran fiabilidad el decaimiento de la fase de recuperación del índice *SYM-H*, con una correlación también muy alta: 0.99 en todas las categorías (Tabla 5-2). Asimismo, los valores del tiempo de recuperación para el índice *SYM-H* son menores para las categorías de mayor intensidad de tormenta que para las de menor intensidad. De esta manera, se comprueba que, para el propósito de este trabajo, las diferencias señaladas en la toma de medida de los índices *Dst* y *SYM-H* (explicadas en la sección 3.3) no afectan de forma considerable.

Respecto al resto de los índices, como se puede ver en la Tabla 5-2, el factor de correlación del ajuste a la función hiperbólica para todos ellos es siempre superior a 0.82, excepto en la categoría IV para los índices *AE* y *PCn* (donde únicamente están incluidos cuatro sucesos). Estos resultados confirman que durante la fase de recuperación de la magnetosfera, el comportamiento de las corrientes magnetosféricas estudiadas del anillo parcial de corriente y el electrojet auroral (representadas por los índices *ASY-H* y *AE*, respectivamente) así como el estado global de la ionosfera y magnetosfera (representados por los índices, *PCn* y *am*, respectivamente), puede explicarse mediante una función de decaimiento hiperbólico, al igual que el anillo simétrico (representado por el índice *SYM-H*).

Considerando los argumentos expuestos ya en el capítulo 3 para justificar la utilización del ajuste hiperbólico, es razonable que el comportamiento del anillo parcial sea similar al del anillo simétrico durante la fase de recuperación, debido a que comparten ubicación y, por tanto, los mismos mecanismos de pérdida que actúan progresivamente en el anillo simétrico lo harán también en el anillo parcial.

En el caso de los índices *AE* y *PCn*, el modelo hiperbólico no responde con tanta fiabilidad como para el resto de índices. Así, mientras que para los índices *SYM-H*, *ASY-H* y *am* el valor de  $r^2$  está siempre por encima de 0.93, en el caso de los índices *AE* y *PCn* está siempre por debajo de 0.91. En cualquier caso, aunque no muestra una correlación muy elevada, el modelo hiperbólico se ajusta mejor que el exponencial (líneas de trazo continuo de color verde en las Figuras 5-4 y 5-5) ya que los resultados con este último son valores de  $r^2$  menores que 0.82 para el índice *AE* y menores que 0.76 para el índice *PCn*. Un análisis más en profundidad de las Figuras 5-4 y 5-5 indica que, durante las primeras horas del tiempo de época, tanto el índice *AE* como el índice *PCn* presentan un decrecimiento muy pronunciado. Así, por ejemplo, para el índice *AE* en la categoría V la curva de ajuste a la función hiperbólica corta el eje de ordenadas en torno al valor de 1300 nT, mientras que los datos experimentales alcanzan los 3150 nT para el tiempo de época igual a cero. Esta situación se reproduce en el resto de las categorías al igual que sucede para el índice *PCn* en sus 5 categorías. Este hecho sugiere que es necesaria la búsqueda de otra función que ajuste los datos experimentales siguiendo esa tendencia todavía más impulsiva que la descrita con el modelo hiperbólico durante las primeras horas de la fase de recuperación de la tormenta.

Una posible explicación de este comportamiento en las primeras horas puede estar en los mecanismos de pérdidas de energía que actúan en estas regiones. Mecanismos tales como la precipitación de partículas energéticas debida a colisiones con las poblaciones de la ionosfera que reduzcan la energía en menos tiempo, incluso, que la pérdida directa de plasma.

Sin embargo, el comportamiento global de la magnetosfera, medido por el índice *am*, también queda reproducido de forma fiable por una función hiperbólica ( $r^2$  siempre mayor que 0.95 en cada categoría). Dado que los índices a los que mejor se ajusta el

modelo de decaimiento hiperbólico son aquéllos que miden las repercusiones del anillo de corriente simétrico (*SYM-H*) y parcial (*ASY-H*), esto sugiere que tanto el anillo de corriente simétrico como el anillo parcial son las corrientes que dominan el comportamiento de la magnetosfera.

## 5.2 LA PERTURBACIÓN DE LA MAGNETOSFERA VISTA DESDE DISTINTOS ÍNDICES

La entrada de plasma en la magnetosfera procedente del viento solar provoca una perturbación global que, como se ha visto, queda adecuadamente reflejada por la medida del índice *am*. Esta perturbación se propaga por las diferentes regiones magnetosféricas siguiendo el camino natural de las partículas. En efecto, las partículas, cuando llegan a la magnetosfera interna, pueden penetrar, por un lado, en las regiones del anillo de corriente simétrico y parcial, provocando una perturbación cuyos efectos se miden mediante los índices *SYM-H* y *ASY-H*. Por otro lado, las partículas se pueden dirigir hacia las regiones aurorales de la ionosfera terrestre, vía corrientes alineadas, y pasar así a formar parte de los electrojets aurorales y de las corrientes en las regiones polares ionosféricas. Las perturbaciones provocadas en estas regiones son medidas mediante los índices *AE* y *PC*.

Estudios como el de Kamide y Fukushima (1971) y Weygand y McPherron (2006) sugieren que el anillo parcial cierra el circuito a través de las corrientes alineadas y los electrojets aurorales estableciéndose así una relación entre el anillo de corriente simétrico, el anillo de corriente parcial y las corrientes de los electrojets aurorales. Esto da idea de que las diferentes regiones y sus correspondientes corrientes magnetosféricas



están vinculadas entre sí y, por tanto, se podrían establecer relaciones entre los índices que las miden.

La relación entre los índices que miden los electrojets aurales y el índice *Dst* ha sido abordada en estudios anteriores. Algunos trabajos, por ejemplo Cade et al. (1995), muestran la existencia de una relación estadística entre el índice *Dst* y los índices de medida de los electrojets aurales. Otros autores (Akasofu, 1981a; 1981b), sugieren que la relación entre los índices *AE* y *Dst* se basa en que el comportamiento de ambos está determinado por el viento solar. En esta misma línea de dependencia con el *IMF*, Siscoe (1982) propone que el índice *AE* varía linealmente con la componente  $B_z$  del *IMF*, mientras que el índice *Dst* lo hace con la componente  $B_z^2$  del *IMF*.

Por otro lado, Davis y Parthasarathy (1967) y Akasofu (1981b) estudiaron la relación entre los índices aurales *AL* y *AE* y el índice ecuatorial *Dst*, y sugieren que la actividad de *AE* precede a la variación de *Dst* coincidiendo con los argumentos de otros autores (Kamide y Fukushima, 1971).

En esta línea, Hamilton et al. (1988), Daglis et al. (1992) y Ahn et al. (2002), tratando de encontrar un vínculo entre las subtormentas (reflejadas por los índices *AL* y *AE*) y las tormentas geomagnéticas (reflejadas por el índice *Dst*), muestran que la densidad de energía de los iones  $O^+$  de origen ionosférico que pueblan la magnetosfera interna se correlaciona con la intensidad del electrojet auroral y sugieren que existe una fuerte correlación entre los índices acumulativos de los electrojets (valores integrados durante un intervalo de tiempo: fase principal y fase de recuperación) y el índice del anillo de corriente (*Dst*) durante el tiempo de tormenta.

Sin embargo, Stauning (2007) sugiere que ante cambios en el campo eléctrico convectivo interplanetario a consecuencia de una entrada de energía en la magnetosfera,

el índice *PCC* (combinación de los valores positivos de los índices *PCn* y *PCs*) reacciona uno o dos minutos antes que la función inyección del *Dst* (cuando el índice *Dst* comienza a variar) y posteriormente (10-15 minutos) el índice *AE* muestra actividad.

Los índices *PCn* y *PCs* han sido utilizados por numerosos autores (Papitashvili et al., 2001; Troshichev y Lukianova, 2002; Huang, 2005) para el estudio de las perturbaciones magnéticas de las regiones polares y parámetros interplanetarios, así como la relación con el potencial eléctrico en la ionosfera de las regiones polares (Troshichev et al., 1996; Nagatsuma, 2002; Ridley y Kihn, 2004). De esta manera, los índices polares *PC* y *AL* están relacionados entre sí ya que una de las fuentes dominantes del índice *PC* son las corrientes alineadas durante la época de invierno que también están fuertemente relacionadas con los electrojets aurorales. Por ejemplo, Takalo y Timonen (1999) sugieren que existe una buena correlación (0.8-0.9 durante el invierno) entre estos índices.

Los índices planetarios también muestran relación con los índices aurorales. En algunos trabajos (Rostoker, 1991) se establecen relaciones empíricas entre el índice del electrojet auroral *AE* y el índice planetario *Kp*, llegando a obtener expresiones analíticas.

En base a estos argumentos, se plantea la hipótesis de que todos los índices magnetosféricos miden prácticamente en el mismo momento las alteraciones debidas a una misma perturbación en distintas regiones de la superficie de la Tierra. Por tanto, se propone a continuación el estudio comparativo de los diferentes índices.

### 5.2.1 RELACIÓN ENTRE LOS VALORES DE MÁXIMA PERTURBACIÓN

La búsqueda de una posible relación entre las diferentes corrientes magnetosféricas y sus efectos en distintas latitudes es la que lleva a extender el estudio de las relaciones entre los índices que los miden no sólo a la fase de recuperación sino a los valores de máxima perturbación o incluso a periodos de la fase principal.

En la Figura 5-7 se muestra la tormenta geomagnética correspondiente al doy 145 del año 2000, en la que figuran 6 paneles que muestran, de arriba a abajo, la componente  $B_z$  del  $IMF$  y los índices  $SYM-H$ ,  $ASY-H$ ,  $AE$ ,  $PCn$  y  $am$ . Se ha marcado con una línea vertical de color azul el doy correspondiente al valor de  $SYM-H_{pico}$  que, como se ha visto en otros apartados, determina el comienzo de la fase de recuperación vista por este índice. En el panel correspondiente a la componente  $B_z$  se muestra una línea horizontal continua de color rojo que marca el valor cero de dicha componente. Así mismo, sombreadas también en color rojo, se marcan las regiones en las que la componente del campo magnético adquiere valores negativos, es decir, cuando se produce mayoritariamente la entrada de energía en la magnetosfera a través del fenómeno de la reconexión. Así, de manera más concreta, se aprecia que durante la fase principal de la tormenta geomagnética (desde el punto de vista del índice  $SYM-H$ ), la componente  $B_z$  adquiere valores negativos que llegan a alcanzar los -30 nT.

En los 5 paneles restantes se observa, de manera general, que todos los índices se alteran ante el mismo estímulo: una entrada de energía del viento solar. Puede observarse que los valores pico de los índices geomagnéticos se alcanzan prácticamente en el mismo momento por lo que se intuye que las distintas regiones de la magnetosfera responden, en su conjunto, ante una misma perturbación en la magnetosfera, en

intervalos de tiempo muy próximos. A continuación se observa cómo cada índice, después de reflejar su valor máximo, tiende a recuperar el estado original de calma anterior a la perturbación.

En el panel correspondiente a la componente  $B_z$  del *IMF* se aprecia que, en torno a las 12 horas anteriores al *doy* correspondiente al  $SYM-H_{pico}$ , esta componente oscila entre valores positivos y negativos. Los valores de  $B_z$  negativos durante estas oscilaciones son los que inducen al índice *SYM-H* a registrar una variación similar durante el mismo periodo de tiempo al igual que los índices *AE* y *PCn* que también muestran una oscilación considerable durante este mismo periodo de tiempo. Parece claro, por tanto, que la entrada de energía en la magnetosfera produce perturbaciones en las diferentes regiones magnetosféricas y que los diferentes índices así las registran.

En el caso del índice *am*, cuya resolución es mucho menor que la del resto de los índices, muestra su valor máximo antes que lo hace el  $SYM-H_{pico}$ . Se puede apreciar también que el aumento de valores hasta alcanzar su valor pico se produce en el mismo intervalo de tiempo en el que la componente  $B_z$  comienza a oscilar. De esta manera, se puede ver que desde el comienzo de la entrada de energía en la magnetosfera, ésta queda perturbada globalmente.

En el apéndice B quedan recogidas todas las tormentas analizadas en este capítulo y se muestran los diferentes índices en paneles con casi igual formato que la Figura 5-7, a excepción del panel correspondiente a la componente  $B_z$ . Este panel sólo se muestra en la Figura 5-7 para mostrar los periodos en los que se producen entradas de energía a la magnetosfera, es decir, cuando la componente  $B_z$  adquiere valores negativos.

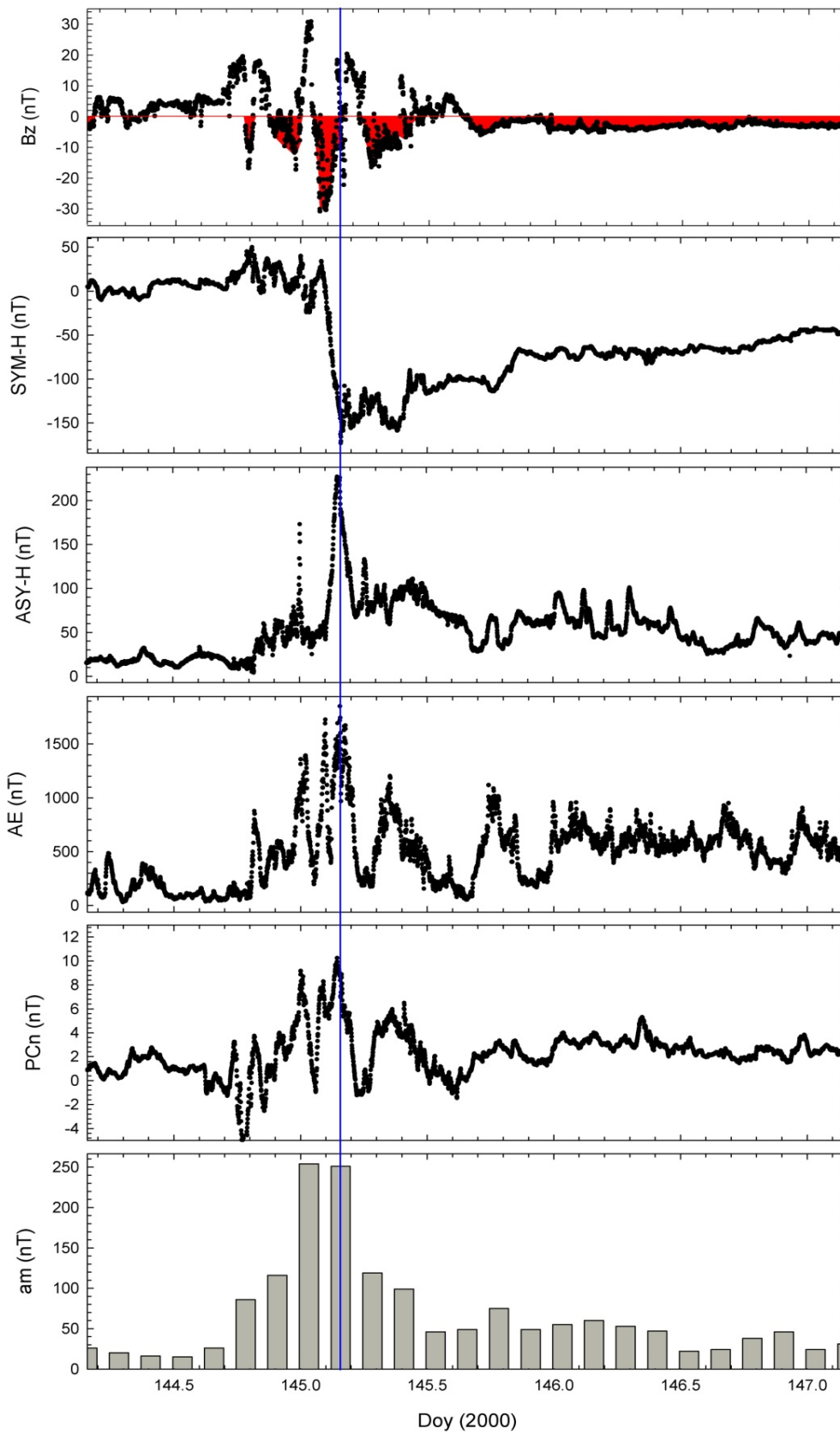
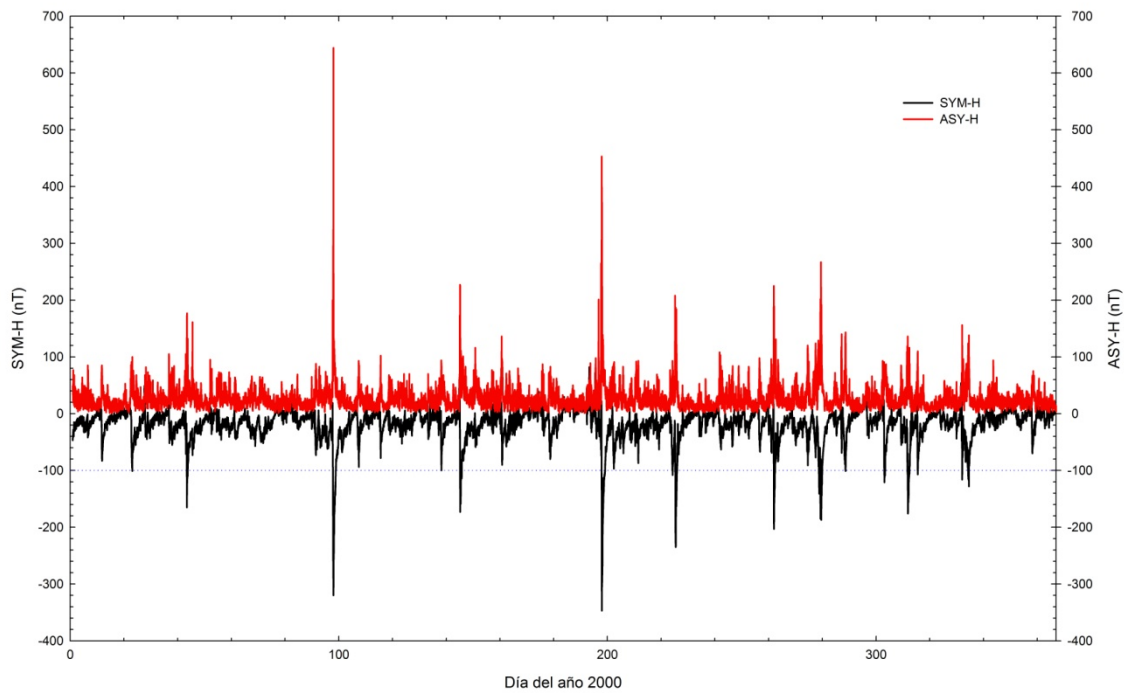


Figura 5-7. Representación de la tormenta geomagnética ocurrida en el año 2000 doy 145, en la que se muestra (de arriba a abajo) la componente  $B_z$  del IMF y los índices  $SYM-H$ ,  $ASY-H$ ,  $AE$ ,  $PCn$  y  $am$ .

En la Figura 5-8 se muestran los índices *SYM-H* (en color negro) y *ASY-H* (en color rojo) para todo el año 2000 en el que se registró mucha actividad geomagnética. Se aprecia una similitud en el comportamiento de ambos índices ya que se destacan picos de intensidad que se producen aproximadamente en el mismo día, generándose así, una figura casi especular en cuanto a actividad intensa se refiere.



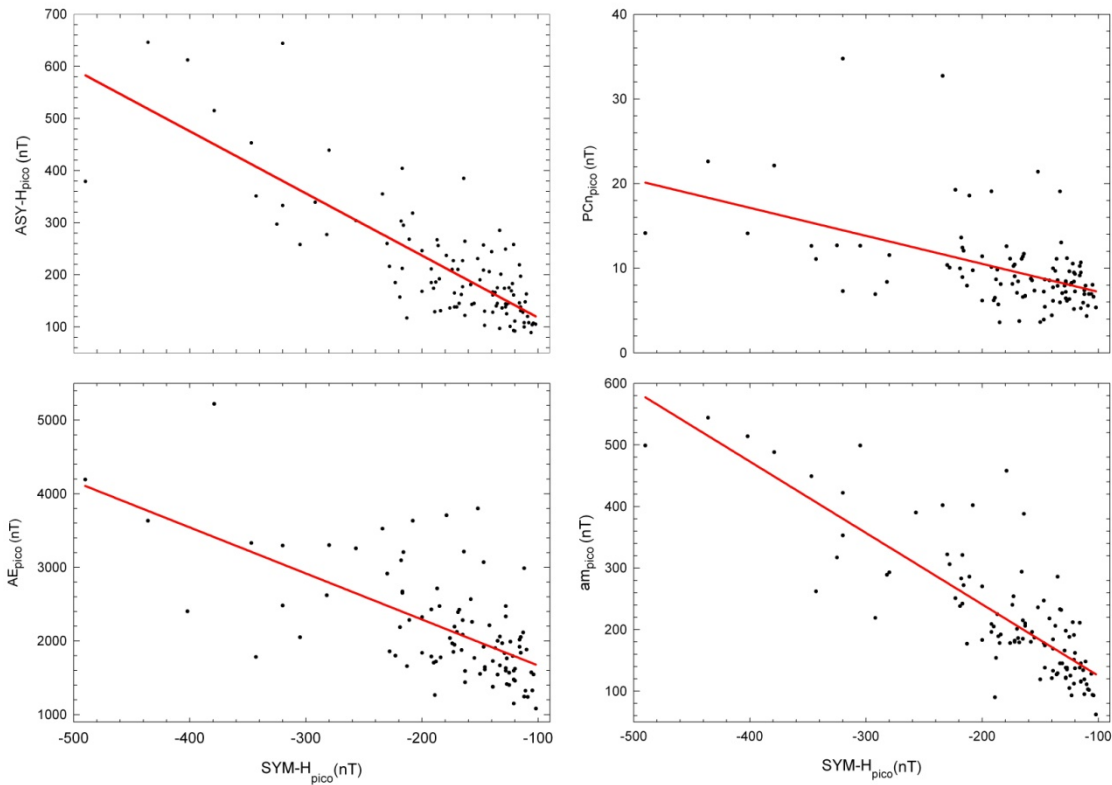
**Figura 5-8.** Representación de los índices *SYM-H* y *ASY-H* para todo el año 2000. Se ha marcado con una línea azul punteada el valor de -100 nT para indicar las tormentas geomagnéticas intensas por analogía con el criterio establecido por Gonzalez et al. 1994 para el índice *Dst*.

A partir de la figura, se pueden confirmar los resultados obtenidos por numerosos autores (Liemohn et al., 2001b; Kozyra et al., 2002, entre otros) que sugieren que durante la fase principal de las tormentas geomagnéticas, la evolución del anillo simétrico medida por el índice *SYM-H* es prácticamente simultánea a la del anillo parcial, medida por el índice *ASY-H*.

Sin embargo, al estudiar detenidamente la relación entre  $SYM-H_{pico}$  y  $ASY-H_{pico}$  se obtiene que el instante correspondiente al valor de  $SYM-H_{pico}$  no corresponde con el instante en el que se alcanza el valor de  $ASY-H_{pico}$ , dándose un desfase temporal de 4-5 horas para las tormentas menos intensas ( $-100 \text{ nT} > ASY-H_{pico} > -300 \text{ nT}$ ) y de 1-2 horas para las más intensas ( $ASY-H_{pico} < -300 \text{ nT}$ ). Estos valores están cercanos a los sugeridos por Weygand y McPherron (2006) que establecen un desfase de 2 horas para tormentas de intensidad alta (225 nT).

Por otro lado, se ha obtenido que en torno al 80% de los valores de  $ASY-H_{pico}$  tienen lugar antes que los de  $SYM-H_{pico}$ , lo que sugiere que los efectos del anillo parcial se revelan antes que los debidos a los del anillo simétrico.

En la Figura 5-8 se puede ver que, en general, cuanto más intenso es un pico en el índice  $SYM-H$ , más intenso lo es también en el índice  $ASY-H$ . Para tratar de encontrar una relación entre las intensidades máximas de las perturbaciones en las regiones magnetosféricas medidas por los diferentes índices, en la Figura 5-9 se han representado los valores pico de los índices en función de los valores de  $SYM-H_{pico}$  en diferentes paneles. El conjunto de sucesos analizados corresponde al mismo que ha sido utilizado en el apartado anterior. En cada uno de los paneles se ha incluido, en color rojo, la curva correspondiente al ajuste lineal de los datos experimentales para cada índice.



**Figura 5-9.** Valores pico de los índices en función de los valores de  $SYM-H_{pico}$  con el correspondiente ajuste lineal. En el panel superior izquierdo  $ASY-H_{pico}$ , en el panel superior derecho  $PCn_{pico}$ , en el panel inferior izquierdo  $AE_{pico}$  y en el panel inferior derecho  $am_{pico}$ .

A la vista de los resultados, puede considerarse que existe una relación lineal entre los valores de  $ASY-H_{pico}$  y los de  $SYM-H_{pico}$  ( $r^2 = 0.64$ ) así como entre los valores de  $am_{pico}$  y los de  $SYM-H_{pico}$  ( $r^2 = 0.68$ ). Sin embargo, entre los valores de  $PCn_{pico}$  y  $SYM-H_{pico}$  no existe buena correlación ( $r^2 = 0.24$ ) así como tampoco entre los valores de  $AE_{pico}$  y  $SYM-H_{pico}$  ( $r^2 = 0.40$ ).

Estas relaciones entre los valores máximos de la perturbación sugieren que, tanto la intensidad máxima de la corriente del anillo parcial (representada por  $ASY-H_{pico}$ ) como la intensidad máxima de la perturbación en la respuesta global de la magnetosfera (representada por  $am_{pico}$ ) están relacionadas con la intensidad máxima de la corriente del anillo simétrico (representada por  $SYM-H_{pico}$ ).



## 5.2.2 RELACIÓN ENTRE LA DENSIDAD DE ENERGÍA MAGNÉTICA EN LAS DIFERENTES REGIONES MAGNETOSFÉRICAS

Las perturbaciones en la magnetosfera, provocadas por el aumento de las corrientes que la pueblan, llevan consigo también una variación del campo magnético que éstas crean en las diferentes regiones de la superficie de la Tierra. Esta variación del campo magnético provoca, por tanto, una variación en la densidad de energía magnética en estas regiones ya que ésta es proporcional al cuadrado de la intensidad del campo magnético. Por consiguiente, es posible calcular la densidad de energía magnética (en realidad, una magnitud proporcional a ella) en cada región magnetosférica a partir del índice relacionado.

Se plantea así la hipótesis de que en la magnetosfera, como consecuencia de la entrada de energía procedente del viento solar, están relacionadas no sólo las variaciones del campo magnético creado por las corrientes perturbadas en la superficie terrestre, sino también las densidades de energía magnética asociadas a dichos campos.

Para el cálculo de esta densidad de energía magnética promedio es necesario considerar todo el intervalo de tiempo en el que la magnetosfera, vista por cada índice, está almacenando energía. Esto se traduce en tener que considerar fundamentalmente, la parte correspondiente a la fase principal de la tormenta geomagnética.

Por tanto, se calcula una magnitud,  $E(SYM-H_j)$ , proporcional a la densidad de energía magnética promedio asociada al suceso promedio de la categoría  $j$ , vista por el índice  $SYM-H$ , mediante la siguiente expresión:

$$E(SYM-H_j) = \frac{I}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} SYM-H_j^2 dt \quad 5.2$$

Considerando, como en secciones anteriores, que el tiempo de época  $t = 0$  se corresponde con el valor de  $SYM-H_{pico}$ , el límite inferior,  $t_i$ , de la integral es el valor del doy correspondiente al tiempo de época  $t = -24$  h. En el sentido estricto, el valor de  $t_i$  correcto para cada suceso promedio debería ser el tiempo de época del comienzo repentino de la tormenta, pero debido a la dificultad en su determinación en cada suceso promedio, se ha elegido un intervalo de tiempo suficientemente amplio como para incluir el comienzo repentino de aquellos sucesos promedio en los que se produce antes.

Finalmente, para el límite superior de la integral,  $t_f$ , se ha escogido un tiempo de época de 6 h para todos los sucesos promedio ya que es muy próximo al tiempo de vida de los principales mecanismos de pérdida de energía (pérdida directa de plasma, intercambio de carga de los iones  $O^+$  y pérdidas por interacción onda-partícula, ver capítulo 2); así, se asegura que el intervalo de tiempo en el que está presente la mayor cantidad de energía queda incluido en el cálculo de  $E(SYM-H_j)$ .

De igual manera, se obtiene un valor proporcional a la densidad de energía magnética promedio asociada a las diferentes corrientes: anillo parcial (expresada por la ecuación 5.3), electrojet auroral (expresada por la ecuación 5.4), corrientes de la región polar (expresada por la ecuación 5.5) y, finalmente, un valor proporcional a la densidad de energía magnética promedio asociada al estado global de la magnetosfera (expresada por la ecuación 5.6).

$$E(ASY-H_j) = \frac{I}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} ASY-H_j^2 dt \quad 5.3$$

$$E(AE_j) = \frac{I}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} AE_j^2 dt \quad 5.4$$

$$E(PCn_j) = \frac{I}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} PCn_j^2 dt \quad 5.5$$

$$E(am_j) = \frac{I}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} am_j^2 dt \quad 5.6$$

Metallinou et al. (2004) realizaron un estudio similar al comparar densidades de energía magnética de las corrientes a partir de la integral definida de los índices *AE* y *SYM-H* al cuadrado para 53 tormentas con rangos de intensidad entre -50 nT y -350 nT, obteniendo una correlación muy alta ( $r^2 = 0.98$ ). Así, concluyeron que el anillo de corriente reacciona de manera acumulativa ante las subtormentas y no de manera inmediata sugiriendo una influencia significativa de las subtormentas como mecanismo de nutrición de iones para el anillo de corriente.

Siguiendo el trabajo de Metallinou et al. (2004), se ha utilizado de nuevo el método de superposición de épocas para los diferentes índices geomagnéticos y se ha comparado la densidad de energía magnética promedio en cada región de la superficie terrestre.

Para llevar a cabo dicho estudio se han considerado las mismas tormentas geomagnéticas que en el apartado 5.1 y se han clasificado, en este caso, en 10 categorías, con un rango de variación de 25 nT. Se han separado en intervalos más estrechos para conseguir aislar con mayor precisión los niveles de intensidad para los que cada índice pudiera tener un cambio en su comportamiento. La Tabla 5-3 muestra las diferentes categorías seleccionadas y el número de sucesos que se incluyen en cada una. La categoría VII no tiene una amplitud de 25 nT como las demás, sino de 50 nT debido a que únicamente cuatro sucesos están clasificados en dicho intervalo y sólo uno de ellos alcanza un valor de *SYM-H<sub>pico</sub>* comprendido entre -251 nT y -275 nT. Por tanto,

se han agrupado los cuatro sucesos en una única categoría. La última categoría incluye todos los sucesos cuyos  $SYM-H_{pico}$  son menores que -350 nT.

CATEGORÍA	$SYM-H_{máximo}$ (nT)	$SYM-H_{mínimo}$ (nT)	Número de sucesos
I	-101	-125	27
II	-126	-150	26
III	-151	-175	17
IV	-176	-200	11
V	-201	-225	9
VI	-226	-250	3
VII	-251	-300	4
VIII	-301	-325	4
IX	-326	-350	2
X	-351		4

**Tabla 5-3.** Categorías y número de sucesos incluidos en ellas. La categoría X incluye todas las tormentas cuyo  $SYM-H_{pico}$  es menor que -351 nT.

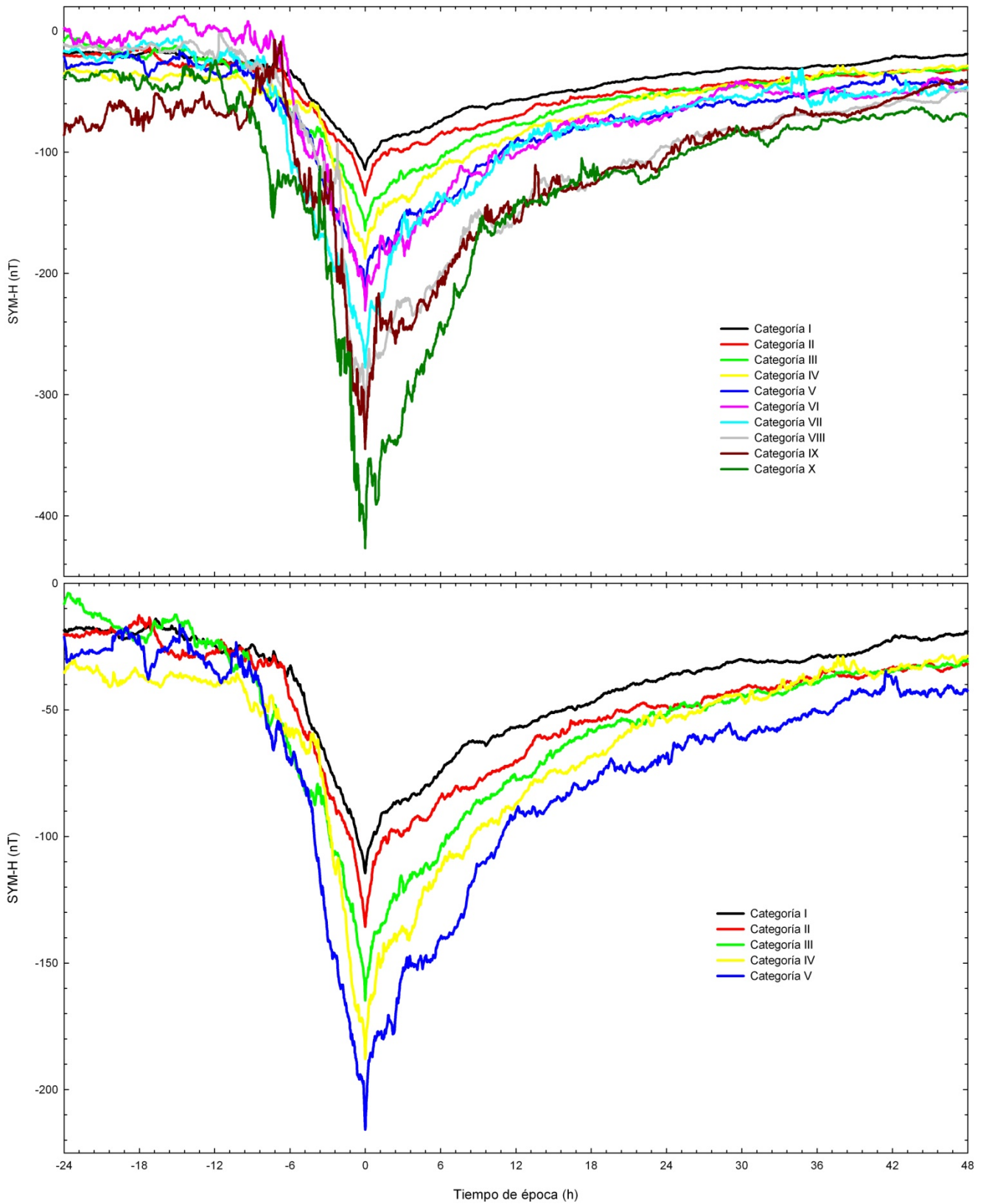
En cada una de las 10 categorías, y para cada uno de los 4 índices, se han promediado los datos en el intervalo de tiempo de época [-24 h, 6 h] obteniendo así 10 sucesos promedio para cada índice.

En la Figura 5-10 se muestran los sucesos promedio del índice  $SYM-H$ , mostrando el tiempo de época desde 24 horas antes de  $SYM-H_{pico}$  hasta 48 horas después para poder apreciar correctamente la evolución de cada intervalo respecto al anterior. En el panel superior se muestran los sucesos promedio de las 10 categorías mientras que en el inferior se han seleccionado únicamente los sucesos promedio de las primeras 5 categorías por ser realmente representativos estadísticamente. Como se puede ver en la Tabla 5-3, el número de sucesos de las categorías superiores a la categoría V es reducido y por tanto no representativo estadísticamente. No obstante, a partir del panel superior de la Figura 5-10 se puede concluir que los sucesos promedio de estas categorías siguen la tendencia determinada por los 5 primeros sucesos promedio del

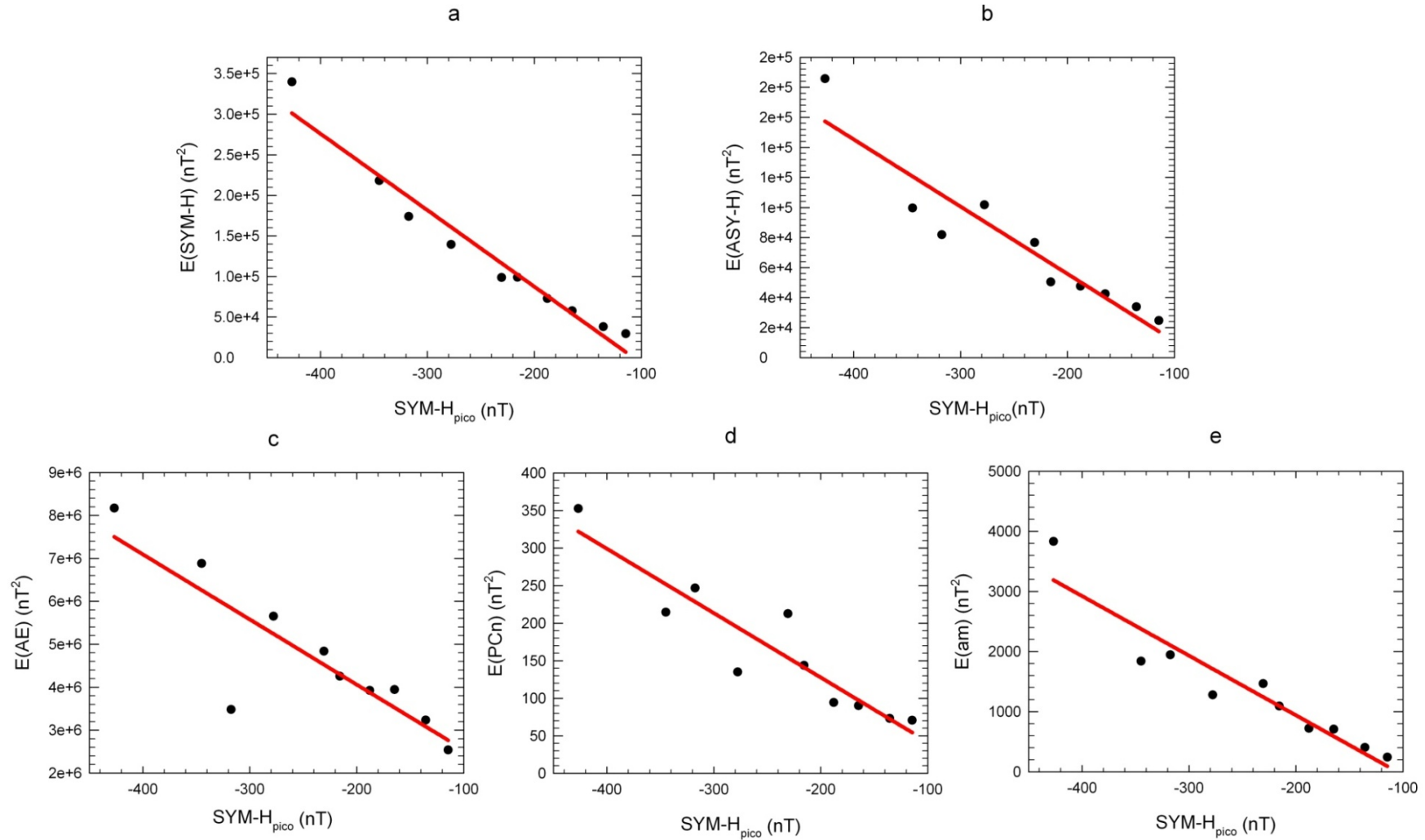
panel inferior. Por tanto, aunque estos sucesos promedio no sean representativos, por completitud se tendrán en cuenta para el resto del trabajo. En la Figura 5-10 no se muestran las barras de error para que pueda verse con mayor claridad la evolución temporal de los índices.

En la Figura 5-11 se muestran distintos paneles en los que se representa la densidad de energía magnética promedio asociada a cada índice, que ha sido correspondientemente calculada a partir de las ecuaciones 5.2 a 5.6, en función del valor de  $SYM-H_{pico}$ . Así, el panel *a* corresponde a la densidad de energía magnética promedio del anillo simétrico de corriente, el panel *b* a la densidad de energía magnética promedio del anillo parcial, el panel *c* a la densidad de energía magnética promedio del electrojet auroral, el panel *d* a la densidad de energía magnética promedio de las corrientes de la región polar y, finalmente, el panel *d* corresponde a la densidad de energía magnética promedio de la magnetosfera global.

Puede observarse que en cada uno de los paneles, existe una clara tendencia lineal en los datos experimentales. Por ello se ha incluido también, en cada panel, la correspondiente curva del ajuste lineal. La bondad del ajuste se deduce a partir de la buena correlación entre  $SYM-H_{pico}$  y la densidad de energía magnética promedio asociada a cada índice, siendo los coeficientes de correlación  $r^2 = 0.96$  para  $E(SYM-H)$ ,  $r^2 = 0.88$  para  $E(ASY-H)$ ,  $r^2 = 0.75$  para  $E(AE)$ ,  $r^2 = 0.86$  para  $E(PCn)$  y  $r^2 = 0.90$  para  $E(am)$ . Estos resultados permiten afirmar que existe una relación entre la energía cinética máxima del anillo de corriente, representada por  $SYM-H_{pico}$ , y la densidad de energía magnética promedio asociada a las diferentes corrientes magnetosféricas.



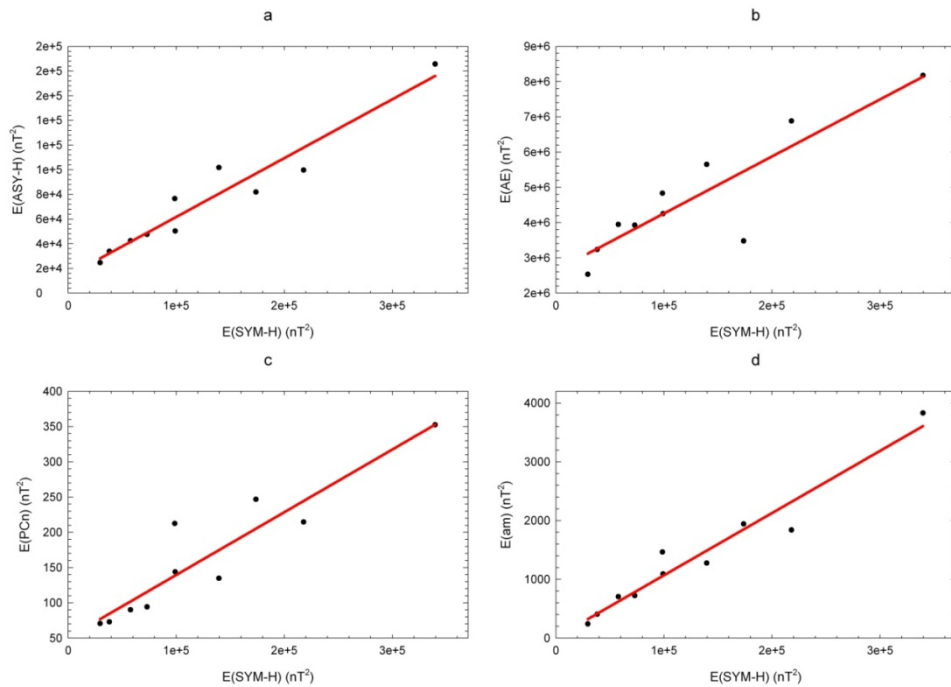
**Figura 5-10.** Representación de los sucesos promedio correspondientes a las 10 categorías para el índice *SYM-H*. En el panel superior se representan los de las 10 categorías, mientras que en el panel inferior sólo los de las 5 primeras menos intensas.



**Figura 5-11.** Representación del valor de la densidad de energía magnética promedio de cada índice en función del valor de SYM-H<sub>pico</sub>. Panel a: la densidad de energía magnética promedio del anillo simétrico de corriente; panel b: la densidad de energía magnética promedio del anillo parcial; panel c: la densidad de energía magnética promedio del electrojet; panel d: la densidad de energía magnética promedio de las corrientes de la región; panel e: la densidad de energía magnética promedio del estado global de la magnetosfera. En cada panel se ha incluido la curva del ajuste lineal a los datos experimentales.

A diferencia del apartado anterior, en el que se mostró que entre los valores de  $PCn_{pico}$  y  $SYM-H_{pico}$  no existe correlación ( $r^2 = 0.24$ ) así como tampoco entre los valores de  $AE_{pico}$  y  $SYM-H_{pico}$  ( $r^2 = 0.40$ ), en este apartado se puede observar que sí existe correlación entre las densidades de energía magnética promedio asociadas a dichas corrientes y la energía cinética máxima de la corriente del anillo. Este resultado sugiere que las densidades de energía magnética promedio en las distintas regiones de la magnetosfera pueden estar relacionadas.

Para evidenciar tal hipótesis, en la Figura 5-12 se ha representado la densidad de energía magnética promedio asociada al índice  $SYM-H$  frente a las densidades de energía magnética promedio de los índices  $ASY-H$  (panel a),  $AE$  (panel b),  $PCn$  (panel c) y  $am$  (panel d), así como la curva del ajuste a una función lineal para cada una de ellas:



**Figura 5-12.** Representación de  $E(indice)$ , correspondiente a la densidad de energía magnética promedio asociada a cada índice en función de la densidad de energía magnética promedio de  $SYM-H$ . Panel a: la densidad de energía magnética promedio del índice  $ASY-H$ ; panel b: densidad de energía magnética promedio del índice  $AE$ ; panel c: densidad de energía magnética promedio del índice  $PCn$ ; panel d: densidad de energía magnética promedio del índice  $am$ .



Como se observa en los distintos paneles de la Figura 5-12, existe buena correlación entre las densidades de energía magnética promedio representadas en cada uno de ellos respecto a la del anillo simétrico, siendo las funciones del ajuste las siguientes:

$$E(ASY-H) = (48 \pm 5) \times 10^2 E(SYM-H) + (14 \pm 7) \times 10^3 \quad 5.7$$

$$E(AE) = (16 \pm 3) E(SYM-H) + (26 \pm 5) \times 10^5 \quad 5.8$$

$$E(PCn) = (9 \pm 1) \times 10^4 E(SYM-H) + (51 \pm 20) \quad 5.9$$

$$E(am) = (11 \pm 1) \times 10^3 E(SYM-H) + (11 \pm 138) \quad 5.10$$

con los siguientes coeficientes de correlación:  $r^2 = 0.93$  para  $E(ASY-H)$ ,  $r^2 = 0.79$  para  $E(AE)$ ,  $r^2 = 0.86$  para  $E(PCn)$  y  $r^2 = 0.95$  para  $E(am)$ , lo que permite afirmar que existe una relación de proporcionalidad entre la densidad de la energía magnética promedio asociada a las diferentes corrientes magnetosféricas.

## **6. CONCLUSIONES**

La motivación de esta tesis ha sido el estudio de la magnetosfera terrestre en su fase de recuperación tras la ocurrencia de sucesos solares geoefectivos y participar así en el avance en el conocimiento de la Meteorología Espacial. Para ello, en esta memoria se ha llevado a cabo un estudio de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas. El trabajo se ha centrado en las perturbaciones de la magnetosfera medidas en diferentes regiones de la superficie terrestre a través de los índices geomagnéticos *Dst*, *SYM-H*, *ASY-H*, *AE*, *PCn* y *am*, considerados como indicadores de la perturbación generada por los diferentes sistemas de corrientes magnetosféricas en la superficie terrestre.

Tras una descripción general de la magnetosfera (capítulo 2) y de los índices geomagnéticos (capítulo 3), en el capítulo 4 se ha estudiado la fase de recuperación, desde el punto de vista del índice *Dst*, de las tormentas geomagnéticas intensas

( $Dst < -100$  nT). El estudio se ha llevado a cabo utilizando el método de superposición de épocas, separando el conjunto de tormentas analizado en distintos subconjuntos de rangos de intensidad o categorías. Este método ha sido elegido con el fin de poder ignorar, por un lado, la influencia de diferentes condiciones interplanetarias durante la recuperación de las tormentas geomagnéticas y, por otro, tratar de diferenciar posibles cambios de comportamiento dependiendo de la intensidad de la perturbación.

Como resultado del estudio, se ha propuesto un modelo empírico con objeto de tener en cuenta los diferentes tiempos de vida típicos de cada uno de los mecanismos de pérdidas, en base a su diversa naturaleza, implicados durante la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas. Este modelo consiste en un decaimiento hiperbólico y presenta dos parámetros: el valor del índice para el instante de máxima perturbación ( $Dst_0$ ) y el tiempo de recuperación característico ( $\tau$ ). En el apartado 4.3 se han comparado el modelo hiperbólico propuesto y el modelo exponencial (empleado ampliamente en la literatura), obteniéndose las siguientes conclusiones:

- El modelo hiperbólico reproduce los datos experimentales con mayor fidelidad que lo hace el modelo exponencial, como corresponde a un factor de correlación  $r^2$  siempre igual a 0.99 para todos los ajustes realizados.
- Los valores del parámetro  $Dst_0$  del modelo hiperbólico de todas las categorías están incluidos en el margen de error del valor experimental de  $Dst_{pico}$ , cosa que no ocurre con los valores de este parámetro obtenidos aplicando el modelo exponencial.
- El tiempo de recuperación en ambos modelos decrece linealmente con la intensidad de la perturbación.

- El comportamiento de la función hiperbólica durante las primeras horas de la fase de recuperación denota una curvatura mayor que la exponencial. Esto permite reproducir más fielmente la observada impulsividad inicial de la recuperación de la magnetosfera (en rangos altos de energía  $\sim 50\text{-}100$  keV), a causa de los mecanismos de pérdidas debidos a la interacción onda-partícula, pérdida directa de plasma e intercambio de carga de los iones de origen ionosférico  $O^+$ . Así mismo, siguiendo el tiempo, el comportamiento de la función permite también reproducir la suave recuperación de las últimas horas, consecuencia de la acción de los mecanismos de pérdidas debidos al scattering de Coulomb e intercambio de carga de los iones  $H^+$ . De esta forma, con una única función, es posible reproducir la evolución de la fase de recuperación completa de la tormenta geomagnética.
- La dependencia con el tiempo del grado de reducción de la función hiperbólica lleva consigo que la tasa de variación del índice  $Dst$  no sea proporcional al propio índice sino al índice  $Dst$  al cuadrado, implicando una respuesta no lineal de la magnetosfera durante la recuperación.

En el capítulo 5 se han estudiado los efectos de las tormentas geomagnéticas intensas durante la fase de recuperación medidos en diferentes regiones de la superficie terrestre a través de los índices geomagnéticos:  $SYM-H$ ,  $ASY-H$ ,  $AE$ ,  $PCn$  y  $am$ . Para ello, en la sección 5.1 se ha partido de la hipótesis de que el mismo modelo hiperbólico, válido para el índice  $Dst$ , puede ser válido para los diferentes índices que miden los efectos de las tormentas geomagnéticas en la superficie de la Tierra a distintas latitudes, o de forma global. De esta forma, se ha aplicado dicho modelo a la fase de recuperación

de los índices mencionados, confirmando la hipótesis de partida y llegando a las siguientes conclusiones:

- La fase de recuperación del índice *SYM-H*, al igual que ocurría con el índice *Dst*, queda descrita de forma completa con el modelo hiperbólico obteniéndose factores de correlación  $r^2$  en las distintas categorías siempre iguales a 0.99.
- Asimismo, los valores del tiempo de recuperación del índice *SYM-H* disminuyen con la intensidad de la perturbación.
- El modelo hiperbólico se ajusta a las fases de recuperación correspondientes a los índices *ASY-H* y *am* al reproducir la evolución de los datos experimentales con factores de correlación  $r^2$  siempre mayores a 0.93. Este resultado indica que los procesos de pérdidas de energía son similares en las regiones magnetosféricas cuyas perturbaciones son medidas por los índices anteriores.
  - La alta correlación en el ajuste del modelo hiperbólico para los índices *SYM-H* y *ASY-H* era la esperada puesto que ambos índices miden las corrientes del anillo simétrico y del anillo parcial respectivamente, los cuales comparten ubicación y mecanismos de pérdidas: pérdida directa de plasma, intercambio de carga, scattering de Coulomb e interacción onda-partícula.
  - La alta correlación obtenida en el ajuste del modelo hiperbólico al índice *am* permite concluir que las corrientes del anillo simétrico y parcial son las principales contribuyentes a la perturbación global de la magnetosfera, que es lo que mide este índice.

- El modelo hiperbólico aplicado a la fase de recuperación vista desde los índices aurorales *AE* y *PCn* no reproduce la evolución de los valores experimentales con tan buena precisión como lo hace con los demás índices. No obstante, el modelo hiperbólico mejora los resultados del modelo exponencial.

En la sección 5.2.1 se partió de la hipótesis de que todos los índices magnetosféricos miden, prácticamente en el mismo momento pero en distintas regiones de la superficie terrestre, las alteraciones debidas a una misma perturbación. Por tanto, se han estudiado las relaciones entre los diferentes índices geomagnéticos analizados en este trabajo de tesis obteniéndose las siguientes conclusiones:

- Efectivamente, las diferentes regiones de la magnetosfera y, por tanto, las diferentes corrientes que las pueblan, son perturbadas prácticamente en el mismo momento por una entrada de energía procedente del viento solar. Estas perturbaciones son registradas en las diferentes regiones de la superficie terrestre por los índices magnetosféricos, que, analizados en su conjunto, muestran un comportamiento similar como consecuencia de dichas perturbaciones. Se puede identificar en cada uno de ellos la fase principal, hasta el valor de máxima perturbación (o valor índice-pico), y a continuación la fase de recuperación.
- Los resultados mostrados de la correlación existente entre los valores  $SYM-H_{pico}$  y  $ASY-H_{pico}$  inducen a pensar que tanto la corriente del anillo simétrico como la del anillo parcial reciben de igual manera el aporte extra de energía que aumenta la energía cinética de sus partículas. Esto puede explicarse teniendo en

cuenta que ambas corrientes comparten ubicación y son nutridas de partículas por los mismos mecanismos.

- Existe una correlación entre la intensidad máxima del anillo parcial (representada por  $ASY-H_{pico}$ ) y la energía cinética máxima del anillo simétrico (representada por  $SYM-H_{pico}$ ), así como entre la intensidad máxima en la respuesta global de la magnetosfera (representada por  $am_{pico}$ ) y la energía cinética máxima del anillo simétrico. De esta manera, el anillo simétrico de corriente destaca como la corriente principal en la magnetosfera en tiempo de tormenta.

Finalmente, en la sección 5.2.2 se estableció la hipótesis de que en la magnetosfera están relacionadas no sólo las variaciones del campo magnético creado por las corrientes perturbadas en la superficie terrestre, sino también las densidades de energía magnética asociadas a dichos campos. Para su comprobación se han analizado las relaciones existentes entre los efectos de las tormentas geomagnéticas medidos en diferentes regiones de la superficie terrestre a través de una magnitud proporcional a la densidad de energía magnética promedio. Esta magnitud se ha definido a partir de la integral del cuadrado de los diferentes índices geomagnéticos estudiados. Tras la comparación de estas magnitudes para los distintos índices, se ha llegado a las siguientes conclusiones:

- Los resultados mostrados de la correlación existente entre la integral del cuadrado de cada índice geomagnético y  $SYM-H_{pico}$  permiten concluir que cuanto mayor es la cantidad de energía que entra en la magnetosfera y, por tanto, mayor la energía cinética máxima de las partículas del anillo de

corriente, mayor es la densidad de energía magnética promedio asociada a cada corriente magnetosférica.

- La densidad de energía magnética promedio implicada en la perturbación de las corrientes de las regiones aurales está relacionada linealmente con la energía cinética máxima de la corriente del anillo. Este resultado se explica teniendo en cuenta que la región auroral, y por lo tanto las corrientes que se generan en ella, está conectada con el anillo de corriente vía corrientes alineadas formando el recorrido natural de las partículas que entran por la magnetocola.
- Existe buena correlación entre las densidades de energía magnética promedio en las diferentes regiones magnetosféricas y la densidad de energía magnética promedio en el anillo simétrico de corriente, lo que permite obtener una relación lineal entre la densidad de energía magnética promedio asociada a cada corriente y la densidad de energía magnética promedio del anillo de corriente.
- Partiendo de las correlaciones existentes entre las densidades de energía magnética promedio en las diferentes regiones magnetosféricas y la densidad de energía magnética promedio en el anillo simétrico de corriente, se ha obtenido un modelo empírico, para cada índice, mostrado en las expresiones 5.7 a 5.10, que permite reproducir el comportamiento de las corrientes magnetosféricas en función del comportamiento del anillo simétrico de corriente.



Es evidente que quedan muchas cuestiones aún por resolver pendientes para trabajos futuros. De manera general se han destacado las siguientes:

- En el aspecto teórico, es necesario el desarrollo de un modelo de balance de energía para los índices en función del tiempo. El modelo debe estar basado en una expresión matemática que relacione de manera no lineal la evolución temporal del índice *Dst* y el propio índice durante la fase de recuperación de las tormentas. De esta manera, reflejará la dinámica del anillo de corriente como una participación gradual de los mecanismos de pérdidas.
- Debido a que el modelo hiperbólico reproduce con mucha exactitud la fase de recuperación para todos los índices excepto para los índices aurales (*AE* y *PCn*), se plantea el estudio de otro tipo de función que ajuste con mayor precisión a los datos experimentales. Para ello, se hace necesario el estudio de los mecanismos de pérdidas en esas regiones que produzcan la tendencia aún más impulsiva que la mostrada por el ajuste hiperbólico durante las primeras horas de la fase de recuperación. Finalmente, habrá que comprobar si también se produce una participación gradual de dichos mecanismos de pérdida en función de la energía de las corrientes.

Finalmente, este trabajo se ha basado en las medidas realizadas por los observatorios situados en la superficie de la Tierra presentadas como índices geomagnéticos, y se espera que con el transcurso de los años se incremente el número de tormentas detectadas, lo que permitirá una ampliación del trabajo realizado.

# ***7. SUMMARY AND CONCLUSIONS***

The work in this thesis is framed in the field of Space Weather. This new area of research aims to understand the phenomena that occur on Earth (and other planets), mainly due to its interaction with the Sun. In this interaction the plasma coming from the Sun, called the solar wind, could disturb the terrestrial environment causing the phenomenon called geomagnetic storm. When the disturbance is over, the environment begins to recover its quiet situation developing the recovery phase of the storm.

Hence, the main objective of this thesis is to contribute to a deeper knowledge of the recovery phase of intense geomagnetic storms and to make progress in the area of magnetospheric physics.

To do that, after an introduction in Chapter one, the other chapters of this work show the current state of knowledge of the key areas related to geomagnetic storms and the main contributions to progress in this area.

In the second chapter, it has been described, firstly, the origin of Earth's magnetic field and the magnetosphere structure and its different regions, particle populations and currents. Secondly, it has been explained the impact of the imbalance in the Sun-magnetosphere system as a result of a disturbance from the Sun in different regions of the magnetosphere. At the end of the chapter, the main physical loss mechanisms, which induce to the recovery of the original situation, have been summarized.

The imbalance in the Sun-magnetosphere system involves a variation in the magnetosphere currents that cannot be directly measured. Therefore it is necessary to consider its effects at the terrestrial surface, i.e. the induced magnetic fields produced by these currents. Those effects modify the geomagnetic field and can be measured by the main geomagnetic indices, described in Chapter 3.

One of the main indices is the *Dst* index (Disturbance Storm Time) which is used to define the term geomagnetic storm and it is the object of study in the Chapter 4. Although this index is influenced from other current systems such as the magnetopause, magnetotail and induced Earth's currents, nowadays it is considered that the ring current is the dominant contributor to the *Dst* index.

From the standpoint of the *Dst* index, the main feature of a geomagnetic storm is a depression, corresponding to the main phase of the storm, lasting between approximately 3 and 12 hours, which is followed by a slower recovery to quiet time, when *Dst* increases back towards zero over hours to tens of hours (recovery phase) because of the ring current decay. The minimum value reached by the *Dst* index

corresponds to the peak value and it is considered as a magnitude of the intensity of the storm, so that a storm is considered intense if the peak value reaches at least -100 nT.

The temporal evolution of the *Dst* index is modeled in terms of an injection function,  $Q(t)$ , and a recovery characteristic time scale,  $\tau$ , leading to an exponential decay for the *Dst* index. This work is based on the study of the recovery phase of intense geomagnetic storms, during which a negligible injection of energy is expected; therefore the injection function has not been taken into account.

Until now, the exponential function has been commonly considered as the most accurate for reproducing the recovery phase of magnetosphere, as seen by the *Dst* index. In this study, 147 storms from 1963 to 2006 (included in the Appendix A), which do not include substantial injection of energy during the recovery phase, have been included, and a superposed epoch analysis of the recovery phases of those intense storms has been performed, categorizing the storms by their intensity into five subsets or categories. For every subset the mean recovery phase has been obtained.

The exponential fit has been plotted along with the mean recovery phase for the five storm subsets (Figure 4-5) and the parameters obtained from the fit,  $\tau$  and  $Dst_0$ , and the corresponding correlation factor, are summarized in the Table 4-3.

Figure 4-6 shows a scatter plot of the parameters obtained for different subsets:  $\tau$  versus  $Dst_0$ . At a first glance, the figure suggests a linear dependence between the recovery time, and the intensity of the storm. A linear fit provides the regression function (eq. 4.6):

$$\tau(\text{h}) = (38 \pm 2) + (0.048 \pm 0.008)Dst_0 \text{ (nT)} \quad \text{with } r^2 = 0.96$$

The exponential fit of the five mean recovery phases show similar features. Although all of them seem to fit well, considering the  $r^2$  value (always higher than 0.92), the exponential curve is always above the experimental data during the first 4-6 hours (epoch time) and after 30 hours (epoch time) of the recovery phase; otherwise, it is below experimental data. This indicates that the recovery of magnetosphere is faster than that of the exponential function during the initial stage in the first hours and slower during the late stage. The early steepness followed by the late smoothness in the magnetospheric response is a feature that leads to the proposal of a hyperbolic decay function to reproduce the recovery phase, instead of the exponential function, suggesting thereby a hyperbolic decay function to explain the evolution of the  $Dst$  index as written in equation 4.7:

$$Dst(t) = \frac{Dst_0}{1 + \frac{t}{\tau_h}}$$

This hyperbolic decay function reproduces experimental data better than what the exponential function does for any storm subset, which indicates a non-linear coupling between  $dDst/dt$  and  $Dst$ . Moreover, this kind of mathematical function, where the degree of reduction of the  $Dst$  index depends on time, allows for explaining different lifetimes of the physical mechanisms involved in the recovery phase and provides new insights for the modeling of the  $Dst$  index.

The recovery of the magnetosphere, faster than that of the exponential function during the initial stage and slower during the late stage, suggests a hyperbolic decay function to explain the evolution of  $Dst$ .

The hyperbolic decay fit have been plotted along with the mean recovery phase for the same five storm subsets used for the exponential model (Figure 4-7) and the

parameters obtained from the fit,  $\tau_h$  and  $Dst_0$ , and the corresponding correlation factor, are summarized in the Table 4-4.

Figure 4-8 shows a scatter plot of the parameters obtained from the fit of the hyperbolic function for each mean recovery phase of different subsets:  $\tau_h$  versus  $Dst_0$  and suggests a linear dependence between the recovery time,  $\tau_h$ , and the intensity of the storm,  $Dst_0$ . A linear fit provides the following regression function:

$$\tau_h(h) = (20 \pm 1) + (0.029 \pm 0.005)Dst_0 \text{ (nT)} \text{ with } r^2 = 0.92$$

The lowering of the  $r^2$  in the fit is related to the deviation of the point ( $\tau_h = (12.4 \pm 0.3)$  h,  $Dst_0 = (-218 \pm 2)$  nT), corresponding to the subset III. This fact is evidenced by the new linear fit removing this point from the regression where the  $r^2$  value increases until 0.99. The 12 events included in the subset III have been examined, modifying the criterion for a negligible injection of energy to dips which do not exceed 5 per cent of the  $Dst_{peak}$  value,. Only three events remain in the new subset III. The new  $\tau_h$  value obtained from the superposed epoch analysis of these three events has been plotted in the Figure 4-9 with a white-circle symbol. As it can be seen, the new point follows the trend of the other points included in the graph and is close to the dashed line, corresponding to the linear regression with higher  $r^2$  value.

Although it might be tempting to go through a revision of the whole analysis made in the study, modifying the criterion for a negligible injection of energy to dips which do not exceed 5 per cent of  $Dst_{peak}$  value, it would not be statistically reliable because of the drastic reduction in the number of events (from 147 to 26, including the five subsets).

A notable distinction exists between exponential and hyperbolic decay functions in so far as the degree of reduction of the decaying magnitude (in this case the *Dst* index), defined as  $-(dDst/dt)/Dst$ , is concerned. Exponential decay function assumes that the degree of reduction of *Dst* is independent of time and of  $Dst_0$  (minimum value of the *Dst* index). In fact, the degree of reduction of exponential function is  $1/\tau$ ,  $\tau$  being the characteristic recovery time.

On the other hand, different recovery times have been proposed in literature depending on the intensity of the storm. Therefore, a recovery characteristic time, dependent on time and  $Dst_0$ , would be expected.

The hyperbolic decay function assumes that the degree of reduction of *Dst*, is  $\frac{1}{\tau_h + t}$ . Thus, it decreases monotonously with time, instead of being a constant value ( $1/\tau$ ) as in the exponential decay one.

Other key difference arises considering the modeling of temporal evolution of the *Dst* index by a hyperbolic law instead of an exponential one: if the coupling of the  $dDst/dt$  upon *Dst* is linear, then, it results in an exponential decay law, but if the coupling becomes non-linear, that is  $dDst/dt \propto Dst^2$ , then, hyperbolic law represents the corresponding solution of the problem.

Concerning the meaning of the parameters involved in both decay functions, hyperbolic and exponential, it is important to note that both, approach zero value when time goes to infinite and the same value ( $Dst_0$ ) when time goes to zero, that is, to the intensity of the storm. As a result, the meaning of the parameter  $Dst_0$  is the same for the two decay functions: the initial value of the function. Also, the meaning of the corresponding 'recovery time' ( $\tau$  or  $\tau_h$ ) differs from the exponential function to the

hyperbolic function. In the first one,  $\tau$  represents the time needed to reach initial value/ $e$ , while for the second one  $\tau_h$  represents the time needed to reach initial value/2

An outstanding difference between hyperbolic and exponential decay arises when both functions are supposed to reproduce experimental data which reach 1% of the initial value (which is comparable to the end of the decay) for a fixed time interval. In doing so, the exponential function will last a time  $t = 4.6\tau$  while the hyperbolic function will need  $t = 99\tau_h$ . As the time interval is fixed, it should be the same for both functions, and then, the relationship between both recovery times is  $\tau_h \approx 0.05 \tau$ . As a consequence, the curvature of the hyperbolic function (obtained as the inverse of the second derivative of the function) at initial stages is  $1.25 \times 10^{-3}$  times less than the curvature of the exponential function, which evidences that the hyperbolic function will provide a steeper response than the exponential function for decaying 99% of the initial value during the same time interval.

The results obtained in Chapter 4, applying the hyperbolic model to the *Dst* index, let to question about the possibility to study the recovery phase of the intense geomagnetic storms from the point of view of the main magnetosphere geomagnetic indices.

In order to compare and relate different magnetospheric indices, in Chapter 5 it is inspected the behavior of several indices which are considered as proxies of the geomagnetic field disturbances measured at different latitudes on the terrestrial surface. The main magnetospheric indices studied are the following:

- At the auroral regions, the magnetosphere perturbations are measured by the *AE* and *PCn* (in the north hemisphere) indices.



- At low latitudes, the magnetosphere perturbations are measured by the *SYM-H* and *ASY-H* indices.
- The global state of the perturbed magnetosphere is measured by the *am* index.

In this part of the work, the *SYM-H* index has been considered as a proxy of the ring current instead of *Dst* because the *SYM-H*, *ASY-H*, *AE* and *PCn* indices have the same resolution (1 minute). The time resolution of the *am* index is 3 hours.

The same hyperbolic study done with *Dst* has been performed with the *SYM-H* index, and it has been expanded to the rest: *ASY-H*, *AE*, *PCn* and *am* indices using the following equation:

$$Index(t) = \frac{Index_0}{1 + \frac{1}{\tau_h}}$$

For that purpose, those events included in the period January 1981 - December 2003 out of the set of events selected in the *Dst* study have been used. Besides, all the events for which  $SYM-H_{peak} < -100$  nT during the period from January 2004 to December 2006 have been added. Finally, 107 storms (included in the Appendix A), which do not contain substantial injection of energy during the recovery phase, have been included in the study and a superposed epoch analysis of the recovery phases of those intense storms has been performed, categorizing the storms by their intensity into five subsets for each index. Finally, five mean recovery phases have been obtained for every index. The curve corresponding to the hyperbolic fit has been plotted along with the mean recovery phase for the five storm subsets and for the different indices (Figures 5-2 to 5-6) and the parameters obtained from the fit,  $\tau_h$  and  $Index_0$ , and the corresponding correlation factor, are summarized in the Table 5-2.

Equally to the *Dst* index, the hyperbolic decay model reproduces with great accuracy the complete recovery phase of the different indices, with a very high correlation factor: 0.99 in all categories (Table 5-2).

Likewise, the recovery time values for the *SYM-H* index are lower for most intense subset and higher for the lowest intense ones, as happened with the *Dst* index.

The hyperbolic fits of the mean recovery phases for the rest of the indices show similar features. All of them seem to fit well, considering that the  $r^2$  value is always bigger than 0.8, except to the subset IV for the *AE* and *PCn* indices.

In the case of the *AE* and *PCn* indices, the hyperbolic model does not respond as reliably as for the other indices. Thus, while the  $r^2$  values for the *SYM-H*, *ASY-H* and *am* indices are always above 0.93, in the case of the *AE* and *PCn* indices are always below 0.91. Although they do not show a very high correlation factor, the hyperbolic model (solid red line in Figures 5-4 and 5-5) fits better than the exponential one (solid green line in Figures 5-4 and 5-5), whose  $r^2$  values are less than 0.82 for the *AE* index and less than 0.76 for the *PCn* index.

Several studies suggest that the asymmetric ring closes the magnetosphere currents circuit through field aligned currents and auroral electrojets. Thus, it establishes a relationship between the symmetric and asymmetric ring current and auroral electrojets. This illustrates that the different regions and their magnetospheric currents are linked and, therefore, it is possible to ascertain the existence of relationships between the indices that measure them.

Based on this hypothesis, a comparative study of various indices has been developed, focusing not only on the recovery phase, but also in the main phase, in order to consider periods of time when the energy is entering into the magnetosphere.

The set of events analysed is the same as the one used previously. First of all, in Figure 5-9 are represented, for each index and in different panels, the peak values of the indices and the  $SYM-H_{peak}$ . In every panel the curve for the linear fit is included in red color. A linear correlation could be considered for the values of  $ASY-H_{peak}$  and  $SYM-H_{peak}$  ( $r^2= 0.64$ ); likewise for  $am_{peak}$  and  $SYM-H_{peak}$  ( $r^2= 0.68$ ). However, there is no a linear correlation for the peak values of  $PCn$  and  $SYM-H$  indices ( $r^2= 0.24$ ) neither for peaks of the  $AE$  and  $SYM-H$  indices ( $r^2= 0.40$ ).

Disturbances in the magnetosphere caused by the increase of its currents, carry a variation of the magnetic field created by them on different regions at the Earth's surface. This magnetic field variation causes a variation in the magnetic energy density in these regions since it is proportional to the square of the magnetic field strength. Therefore, it is possible to calculate a magnitude (called  $E(index)$ ) proportional to the average magnetic energy density in each region from every magnetospheric index. For this purpose, the equations 5.2 – 5.6 are used considering the whole time interval, that is, from 24 hours (epoch time) before the peak of the index to 6 hours (epoch time) after it. This is the time interval in which the magnetosphere is storing energy, i.e. mainly the main phase of geomagnetic storm.

The set of events analysed is the same as the one used previously, and a superposed epoch analysis of the recovery phases of those intense storms has been performed. Besides, in the present study, the storms have been categorized by their intensity into ten subsets for each index, incrementing 25 nT, obtaining 10 mean recovery phases for each index.

Figure 5-11 shows different panels which represent  $E(index)$  depending on the value of  $SYM-H_{peak}$ . It can be seen that there is a clear linear trend in the experimental

data for every index. The correlation coefficients are:  $r^2 = 0.96$  for  $E(SYM-H)$ ,  $r^2 = 0.88$  for  $E(ASY-H)$ ,  $r^2 = 0.75$  for  $E(AE)$ ,  $r^2 = 0.86$  for  $E(PCn)$  and  $r^2 = 0.90$  for  $E(am)$ .

Undoubtedly from these results it can be induced that the average magnetic energy density of the different magnetospheric currents are related. To make firm this hypothesis, in Figure 5-12, the average magnetic energy density of each index is represented with the average magnetic energy density of the  $SYM-H$  index and a linear fit is included with the following linear functions (equations 5.7 – 5.10):

$$E(ASY-H) = (48 \pm 5) \times 10^2 E(SYM-H) + (14 \pm 7) \times 10^3$$

$$E(AE) = (16 \pm 3) E(SYM-H) + (26 \pm 5) \times 10^5$$

$$E(PCn) = (9 \pm 1) \times 10^4 E(SYM-H) + (51 \pm 20)$$

$$E(am) = (11 \pm 1) \times 10^3 E(SYM-H) + (11 \pm 138)$$

with correlation factors:  $r^2 = 0.93$  for  $E(ASY-H)$ ,  $r^2 = 0.79$  for  $E(AE)$ ,  $r^2 = 0.86$  for  $E(PCn)$  and  $r^2 = 0.95$  for  $E(am)$ .

The conclusions of this PhD thesis are the following:

- The hyperbolic model proposed for the recovery phase of intense geomagnetic storms, as seen by the  $Dst$  index, reproduces experimental data with higher accuracy than the exponential one, with correlation factors  $r^2 = 0.99$  for every subset.

- The hyperbolic  $Dst_0$  parameter values for all categories are included into the uncertain of the  $Dst_{peak}$ , in contrast to what happens with exponential  $Dst_0$  parameter values.
- The recovery time in both hyperbolic and exponential models decreases linearly as the intensity of the storm increases.
- During the first hours of the recovery phase, the hyperbolic function shows a higher curvature than the exponential one. It reflects more accurately the initial impulsivity of the recovery of the magnetosphere and allows us to describe the complete recovery phase with only one function.
- The degree of reduction for the hyperbolic function depends on time in such a way that the rate of change of  $Dst$  is proportional to  $Dst^2$ . That means that the recovery of the magnetosphere leads to the existence of several non-linearly coupled loss processes.
- The hyperbolic model also describes with high correlation the recovery phase of the intense geomagnetic storms as seen by the  $SYM-H$  index, just like  $Dst$  index, obtaining correlation factors  $r^2 = 0.99$  for every subset.
- The hyperbolic model reproduces accurately the evolution of the experimental data of the recovery phases given by the  $ASY-H$  and  $am$  indices, with  $r^2$  always greater than 0.93. This suggests that energy loss processes are similar in the magnetospheric areas whose disturbances are measured by these indices.
  - o The goodness of hyperbolic fit for both  $SYM-H$  and  $ASY-H$  indices was expected, as both indices measure the symmetric and asymmetric ring currents respectively, and therefore they share location and loss mechanisms.

- The good correlation factor obtained in the hyperbolic fit for the *am* index allows us to conclude that the symmetric and partial ring current are the main contributors to the global disturbance of magnetosphere, that is what the *am* index measures.
- In the case of the *AE* and *PCn* indices, it seems necessary to look for another function that could represent with greater accuracy the trend in the recovery phase of experimental data, which is more impulsive than the one described by the hyperbolic model during the first hours.
- As seen by magnetospheric indices, the different regions of the magnetosphere and their currents are disturbed approximately at the same moment when an energy input coming from the solar wind takes place. When these indices are analysed as a whole, they show a similar behaviour, and it is possible to identify in all of them a main phase, a index-peak value, and the corresponding recovery phase.
- The correlation found between *SYM-H<sub>peak</sub>* and *ASY-H<sub>peak</sub>* suggests that both the symmetric and asymmetric ring currents receive the energy inflow in the same way, increasing the kinetic energy of the particles.
- The higher the maximum kinetic energy of the ring current particles (represented by the *SYM-H<sub>peak</sub>* value) the higher the average magnetic energy density associated to each magnetospheric current (represented by the integral of the corresponding square index). A linear dependence exists between them. Therefore, the ring current emerges as the main current system in the magnetosphere during a storm event.
- There is a high linear correlation between the average magnetic energy density of the different magnetospheric regions and the average magnetic energy

density of the symmetric ring current. As a result, an empirical model for each index has been obtained (equations 5.7 - 5.10) that let reproduce the behaviour of the magnetospheric currents based on that of the symmetric ring current.

# **8. APÉNDICES**

## **A LISTA DE SUCESOS ANALIZADOS.**

En la siguiente lista se muestran los sucesos analizados en los capítulos 4 y 5 para la realización del método de superposición de épocas. Se muestran los picos en los índices *Dst* y *SYM-H* y el doy correspondiente.



AÑO	Doy Dst	Dst <sub>pico</sub>	Doy SYM-H	SYM-H <sub>pico</sub>
2006			349	-211
2005			135	-305
2005			164	-113
2005			236	-179
2004			209	-208
2003	149	-144	149	-164
2003	169	-141	169	-163
2003	193	-105	193	-125
2003	230	-148	230	-139
2003	324	-422	324	-490
2002	110	-149	110	-185
2002	131	-110	131	-110
2002	143	-109	143	-116
2002	247	-109	247	-109
2002	251	-181	251	-168
2002	325	-128	325	-127
2001	79	-149	79	-165
2001	92	-101	92	-189
2001	101	-271	101	-280
2001	108	-114	108	-122
2001	112	-102	112	-104
2001	229	-105	229	-131
2001	276	-166	276	-188
2001	294	-187	294	-219
2001	301	-157	301	-150
2001	305	-106	305	-102
2001	310	-292	310	-320
2001	328	-221	328	-234
2000	43	-133	43	-165
2000	97	-287	98	-320
2000	145	-147	145	-173
2000	198	-301	197	-347
2000	279	-182	279	-187
2000	288	-107		
2000	303	-127	303	-121
2000	311	-159	311	-176
2000	334	-119	334	-128
1999	13	-112	13	-111
1999	49	-123	49	-128
1999	265	-173	265	-166
1999	295	-237	295	-228
1999	317	-106	317	-106

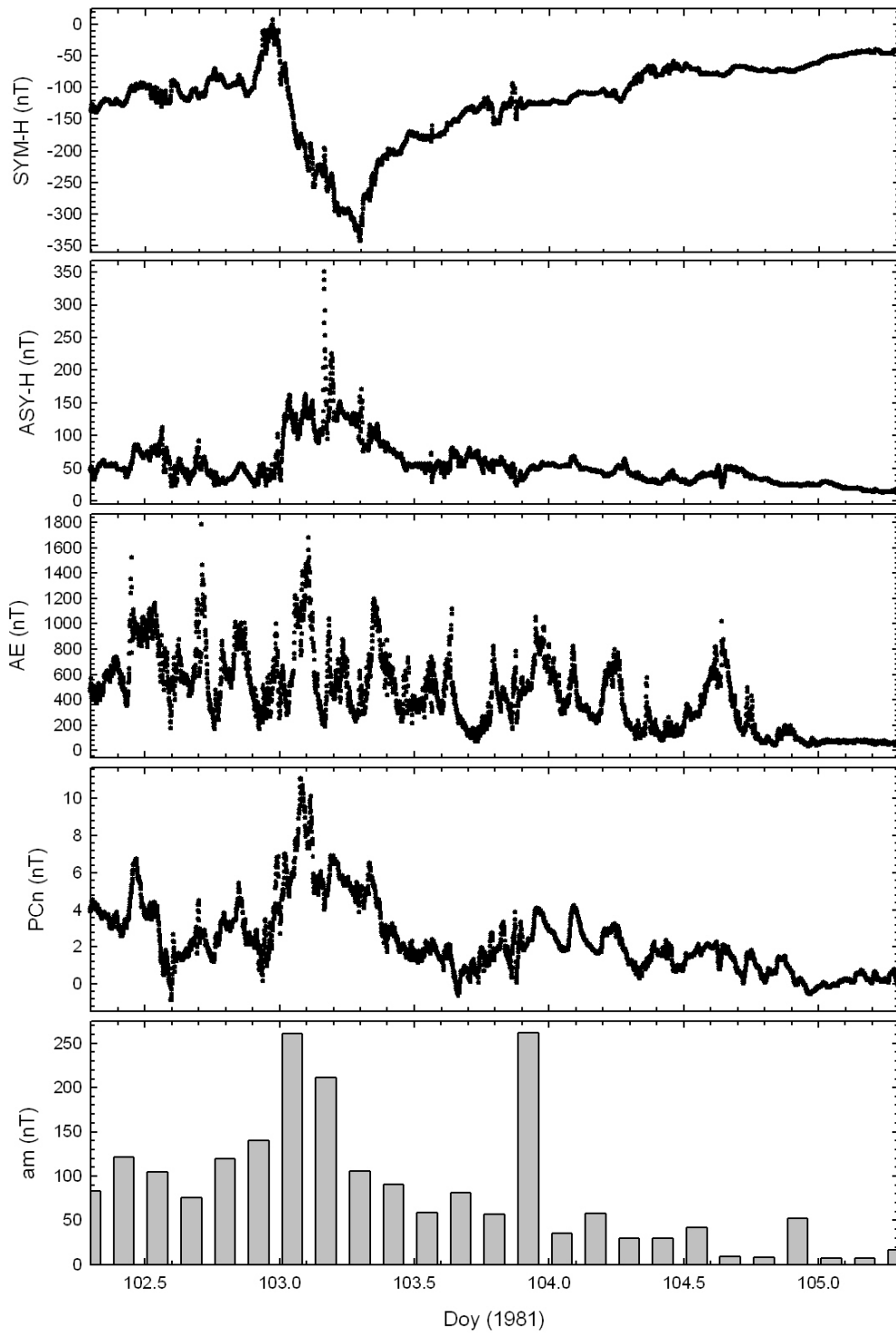
AÑO	Doy Dst	Dst <sub>pico</sub>	Doy SYM-H	SYM-H <sub>pico</sub>
1998	69	-116	69	-121
1998	239	-155	239	-174
1998	268	-207	268	-217
1997	284	-130	284	-139
1997	311	-110	311	-125
1997	327	-108	327	-121
1996	297	-105	297	-123
1995	97	-149	97	-163
1994	53	-144	53	-152
1994	94	-111	94	-129
1994	107	-201	107	-282
1994	330	-117	330	-115
1993	68	-137	68	-146
1993	256	-161	256	-190
1993	308	-119	308	-128
1993	337	-117	337	-116
1992	40	-201	40	-218
1992	254	-127	254	-142
1992	273	-115	273	-135
1992	364	-105	364	-124
1991	137	-105	137	-112
1991	164	-114	164	-133
1991	190	-194	190	-216
1991	305	-196	305	-200
1991	313	-354	313	-402
1990	71	-162	72	-184
1990	80	-136	80	-139
1990	89	-187	89	-192
1990	104	-104	103	-192
1990	107	-113	107	-128
1990	210	-129	210	-169
1990	331	-135	331	-158
1989	20	-120	20	-132
1989	161	-142	161	-140
1989	241	-152	241	-186
1989	259	-124	259	-115
1989	262	-255	262	-292
1989	269	-151	269	-136
1989	317	-121	317	-108
1989	321	-262	321	-325
1988	14	-147	15	-172
1988	53	-130	53	-147

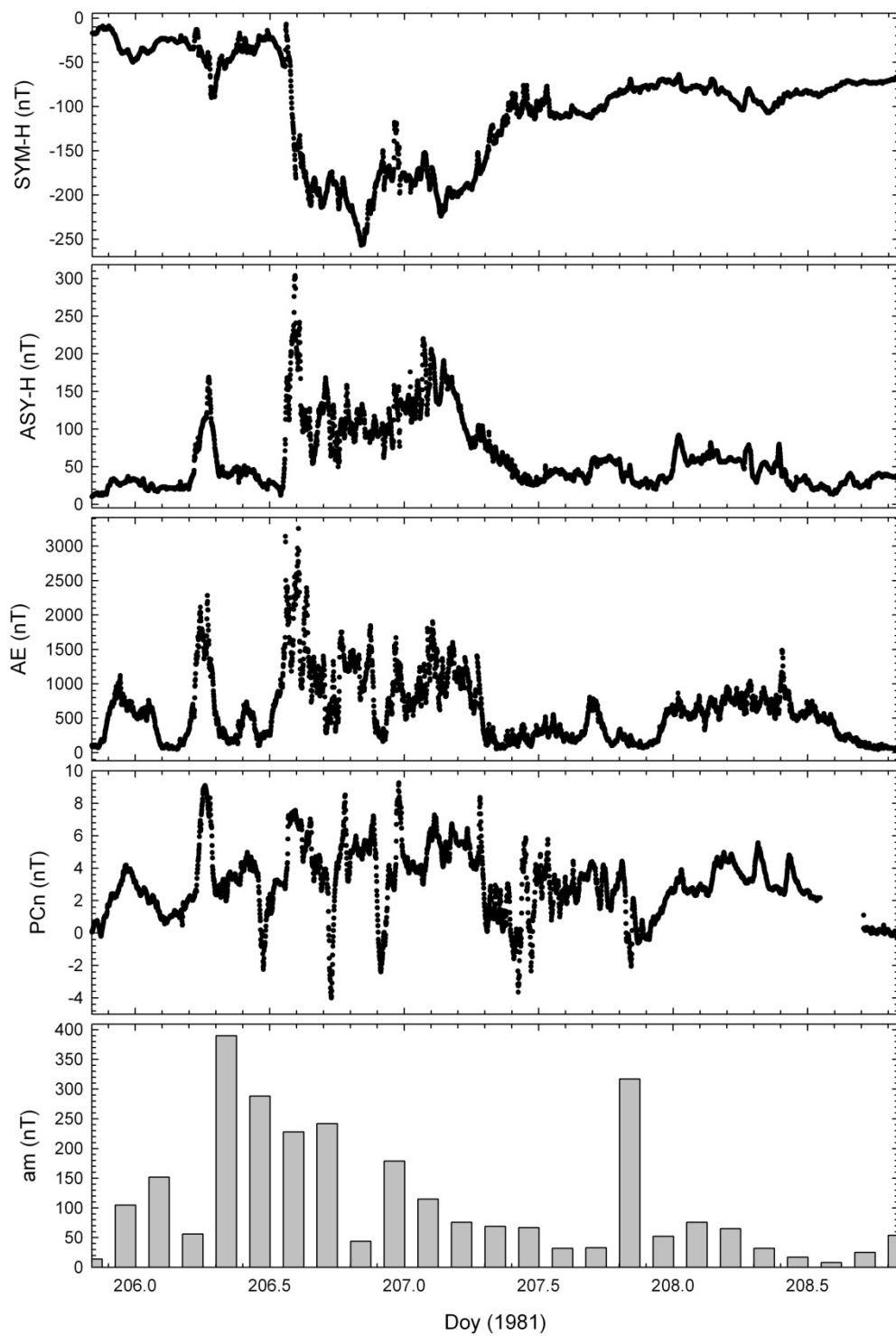
AÑO	Doy Dst	Dst <sub>pico</sub>	Doy SYM-H	SYM-H <sub>pico</sub>
1988	127	-160	127	-200
1986	40	-307	40	-379
1986	329	-105	329	-112
1985	28	-125	28	-133
1985	111	-158	111	-217
1985	333	-147	334	-172
1984	88	-105	88	-120
1984	214	-112	214	-146
1984	249	-125	249	-137
1984	321	-141	321	-157
1983	10	-213	10	-223
1983	61	-167	61	-213
1983	71	-132	72	-120
1983	84	-103	84	-127
1983	164	-127	164	-135
1983	220	-149	220	-155
1982	195	-325	195	-436
1982	265	-210	265	-230
1982	269	-187	269	-170
1982	356	-101	356	-115
1981	103	-311	103	-343
1981	206	-226	206	-257
1981	284	-112	284	-105
1981	287	-133	287	-147
1980	47	-132		
1980	146	-126		
1980	285	-104		
1979	69	-140		
1979	88	-129		
1979	115	-149		
1979	241	-140		
1978	95	-109		
1978	124	-152		
1978	240	-226		
1978	272	-224		
1978	300	-103		
1978	329	-149		
1977	301	-159		
1977	336	-124		
1976	10	-156		
1974	187	-204		
1974	258	-159		

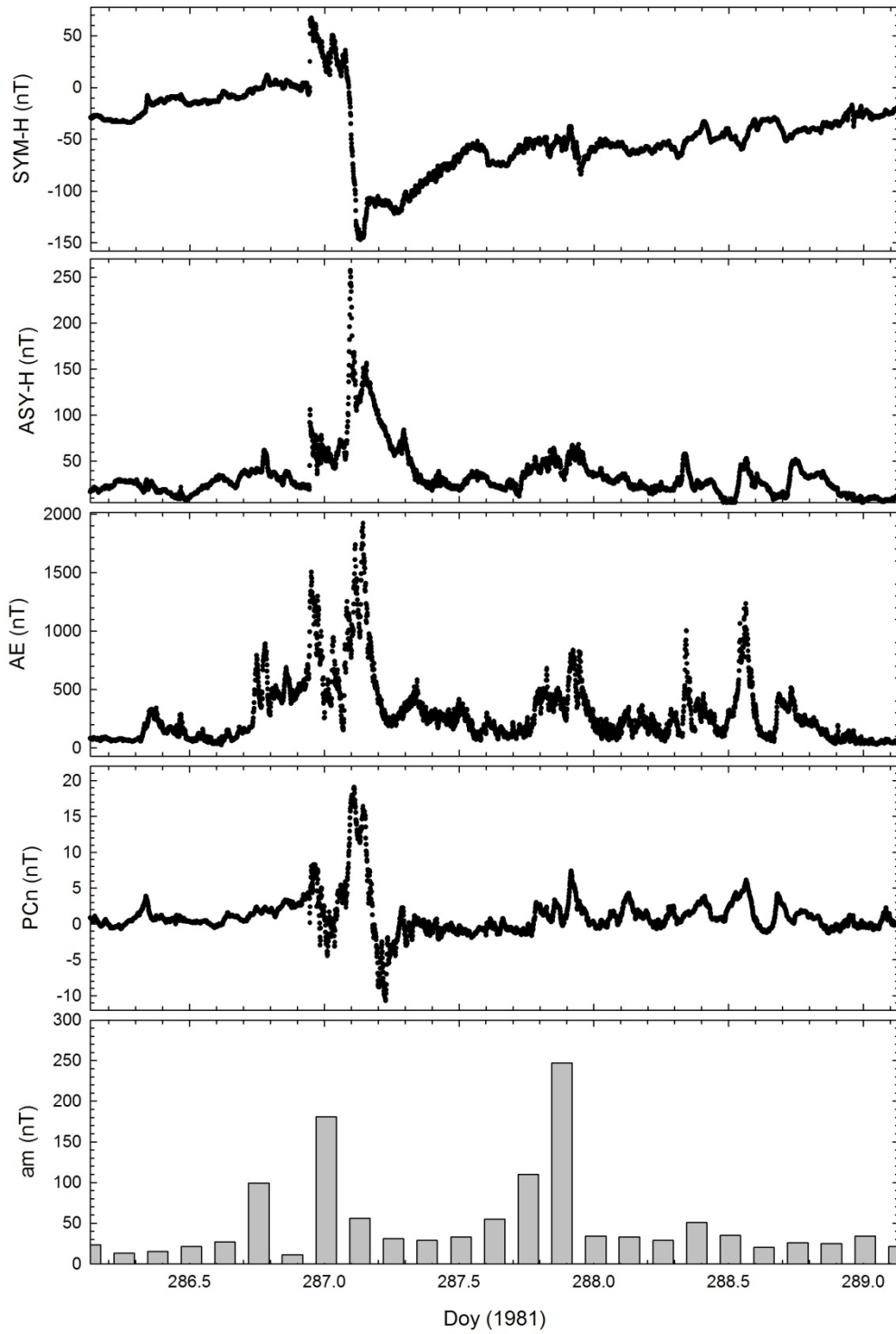
AÑO	Doy <i>Dst</i>	<i>Dst</i> <sub>pico</sub>	Doy <i>SYM-H</i>	<i>SYM-H</i> <sub>pico</sub>
1973	91	-211		
1972	222	-154		
1972	258	-146		
1972	306	-199		
1971	105	-143		
1971	351	-171		
1970	67	-284		
1970	111	-141		
1970	206	-108		
1970	229	-181		
1970	311	-108		
1970	325	-110		
1970	348	-153		
1969	33	-186		
1969	42	-136		
1968	42	-124		
1968	96	-112		
1967	8	-128		
1967	14	-160		
1967	47	-130		
1967	123	-123		
1967	146	-387		
1966	73	-105		
1966	146	-118		
1966	247	-189		
1965	108	-162		

## **B REPRESENTACIÓN DE LOS ÍNDICES DE LAS TORMENTAS ANALIZADAS**

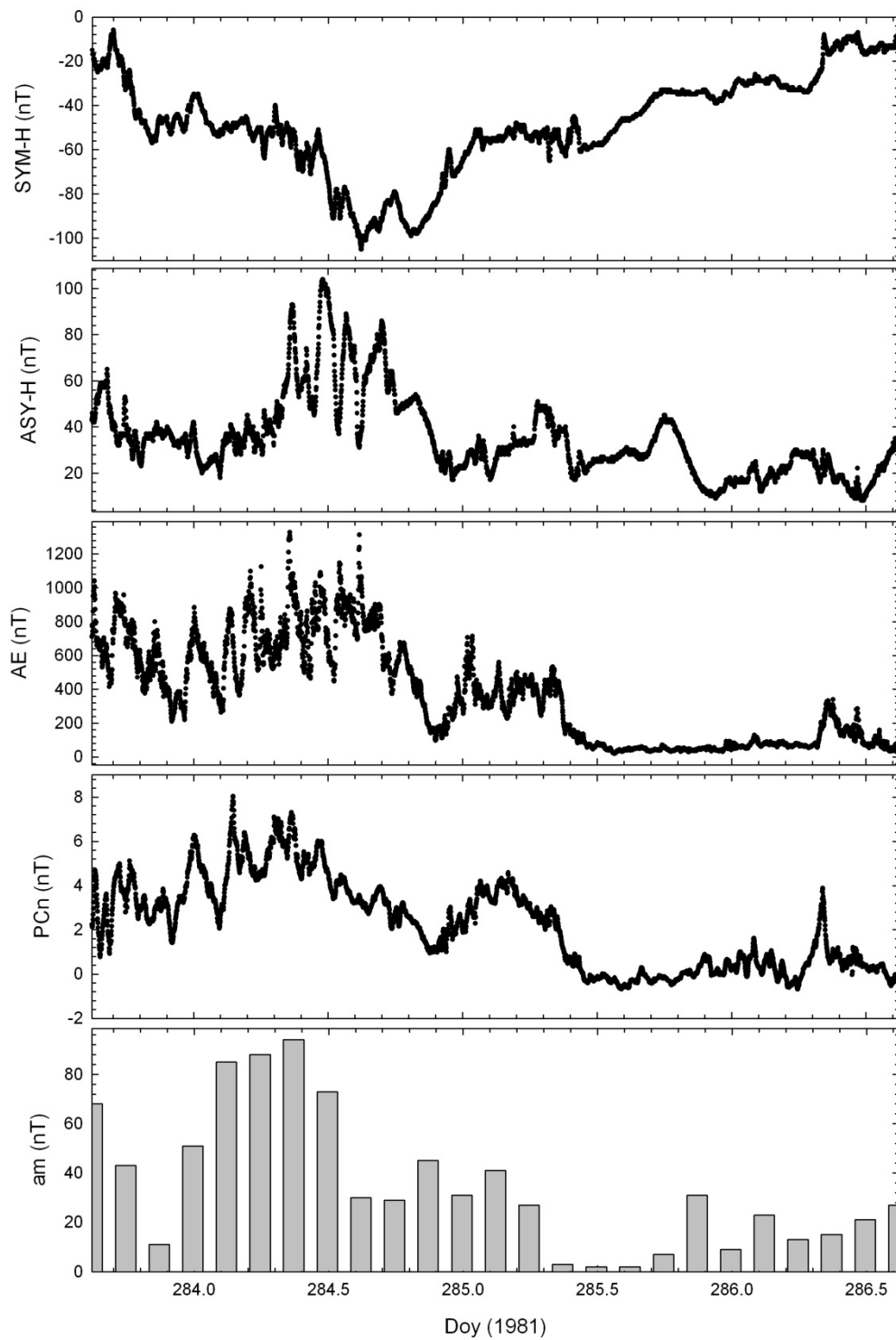
A continuación se muestran las figuras correspondientes a los índices *SYM-H*, *ASY-H*, *AE*, *PCn* y *am* correspondientes a todos los sucesos analizados.

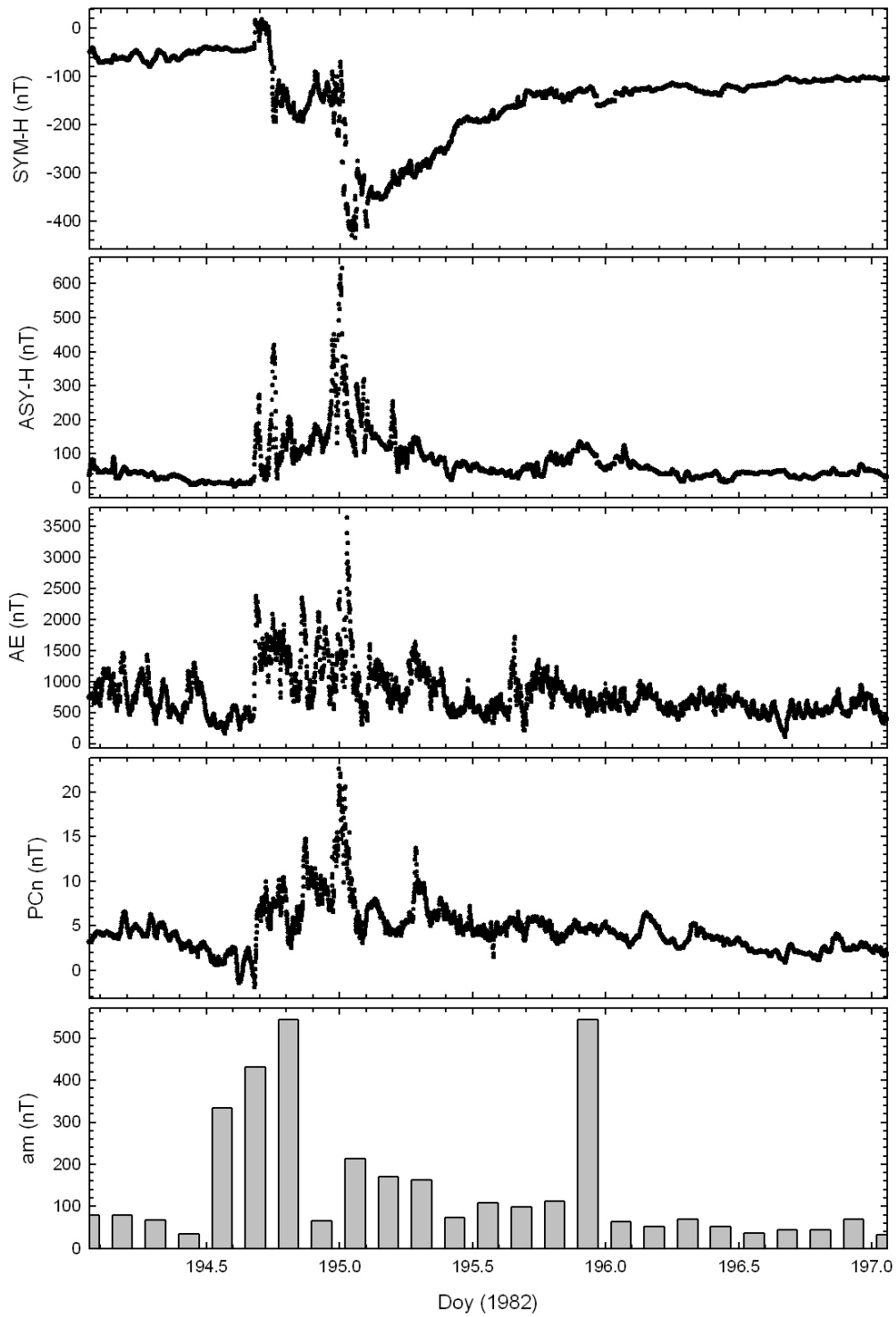


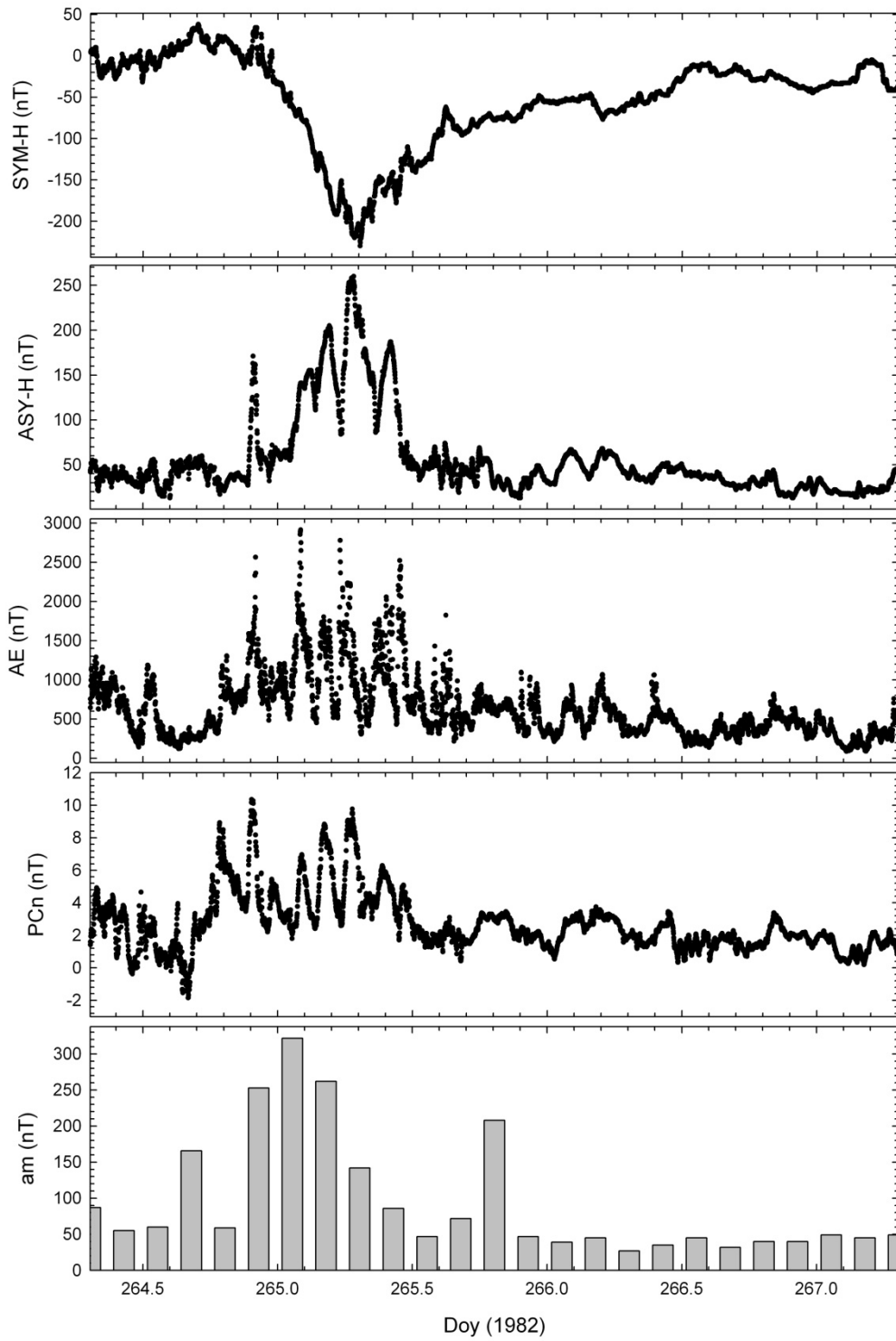


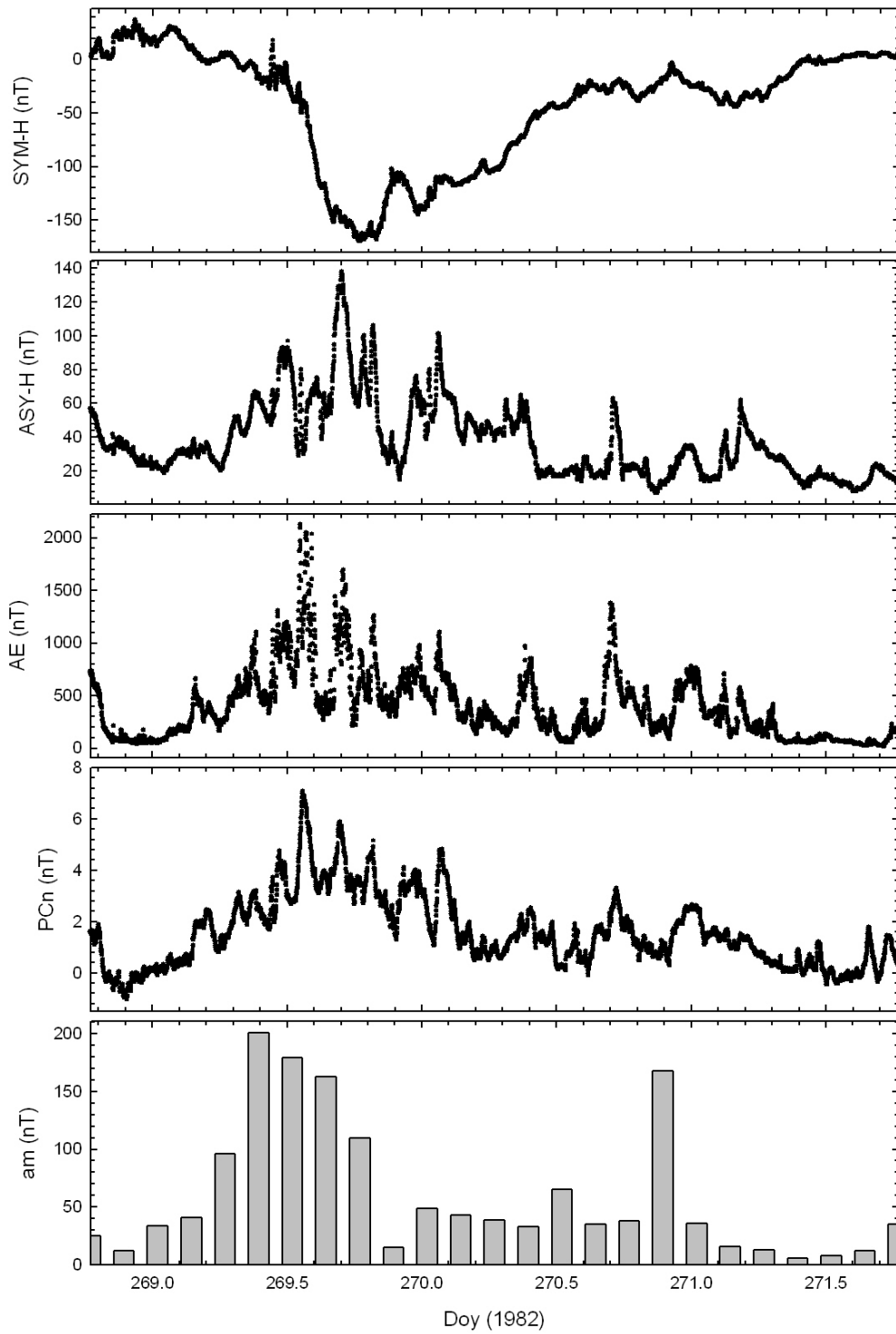


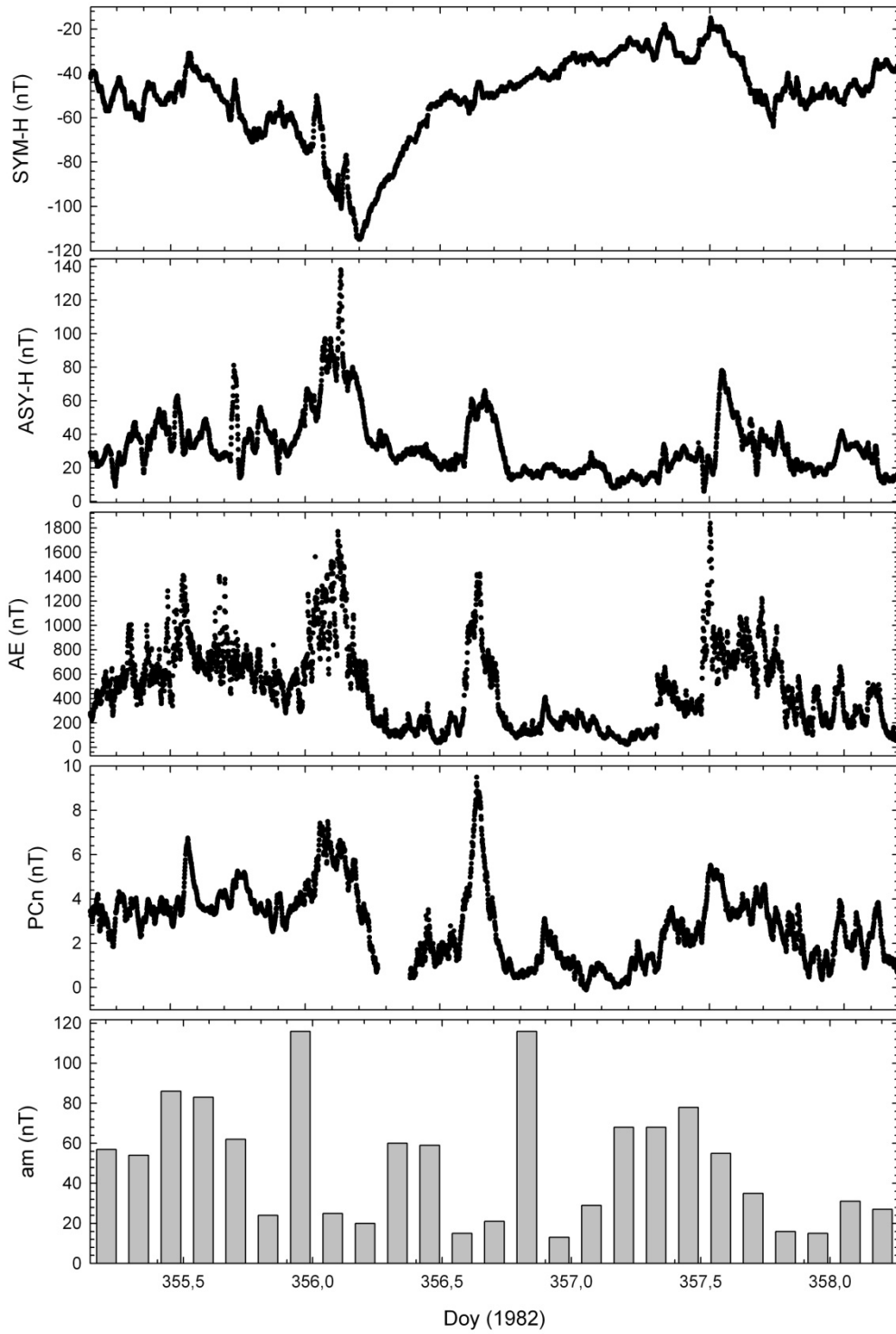


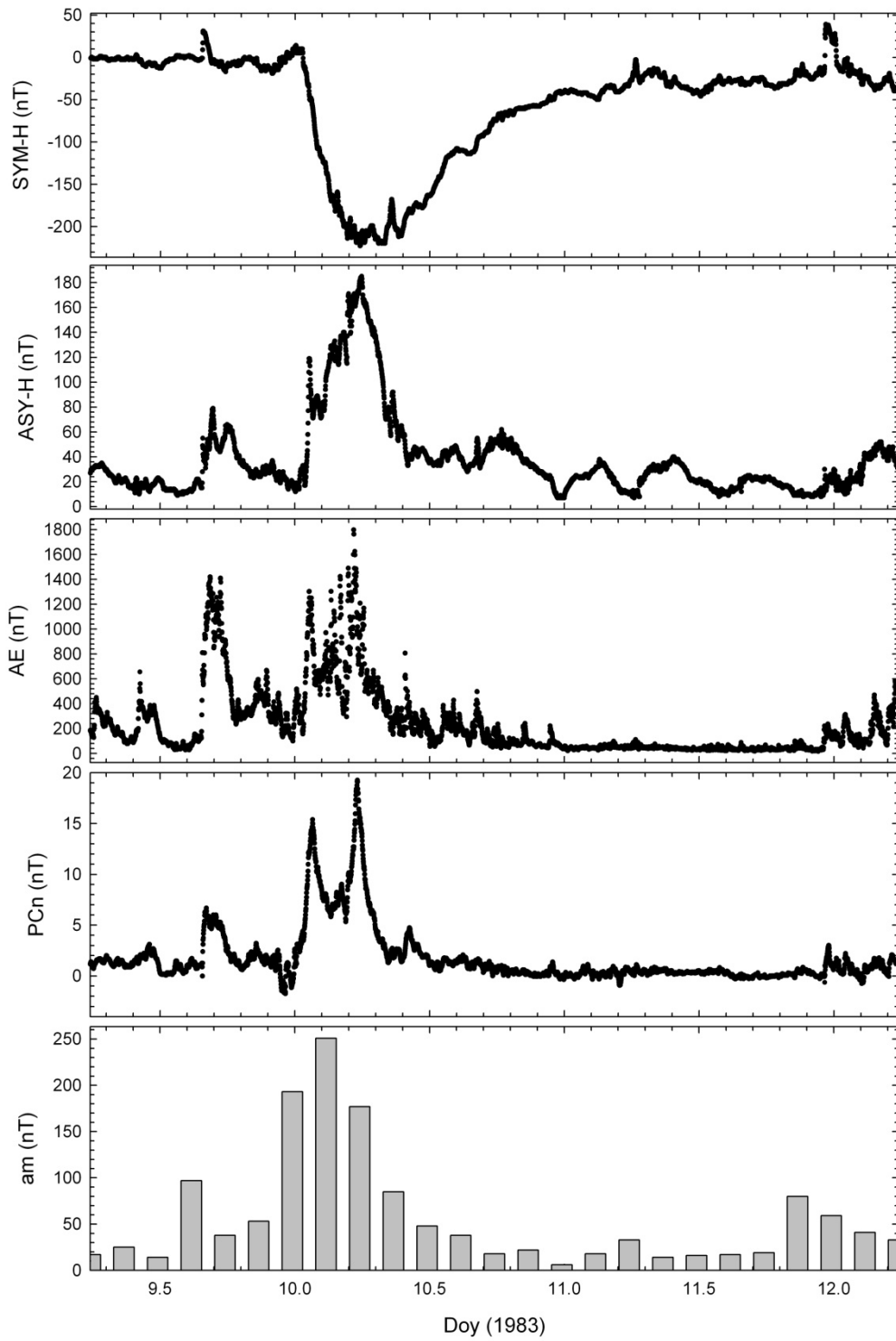


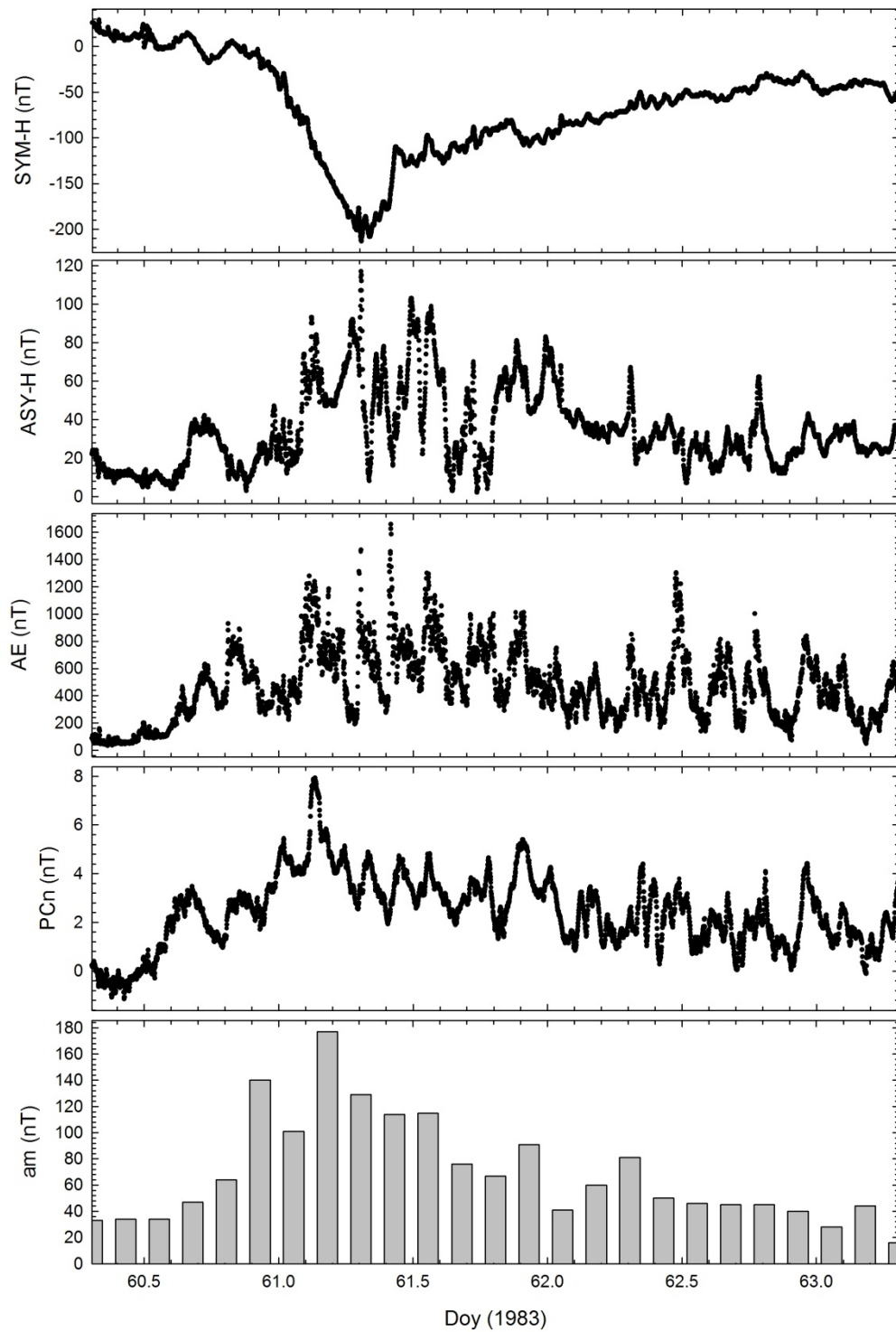


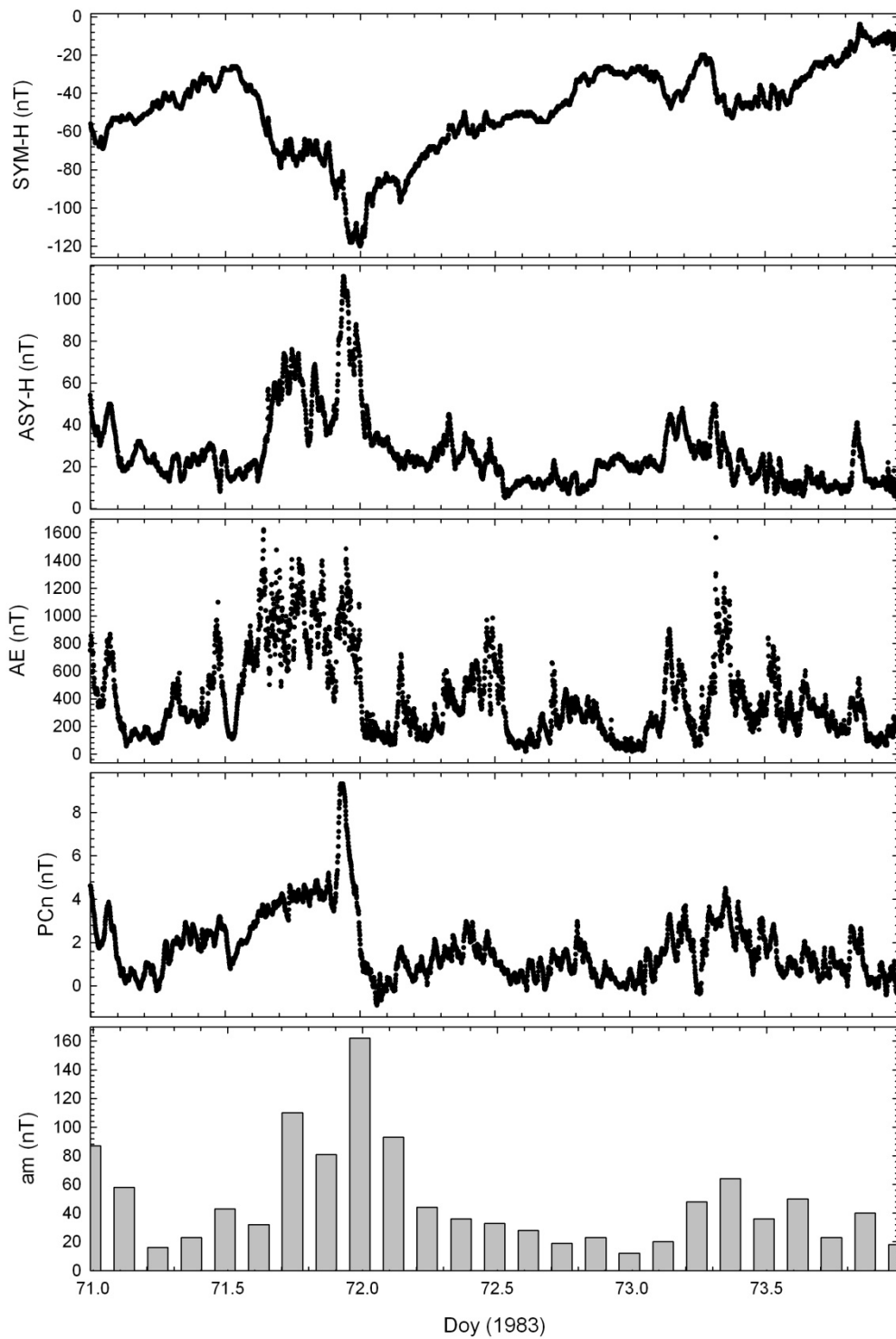




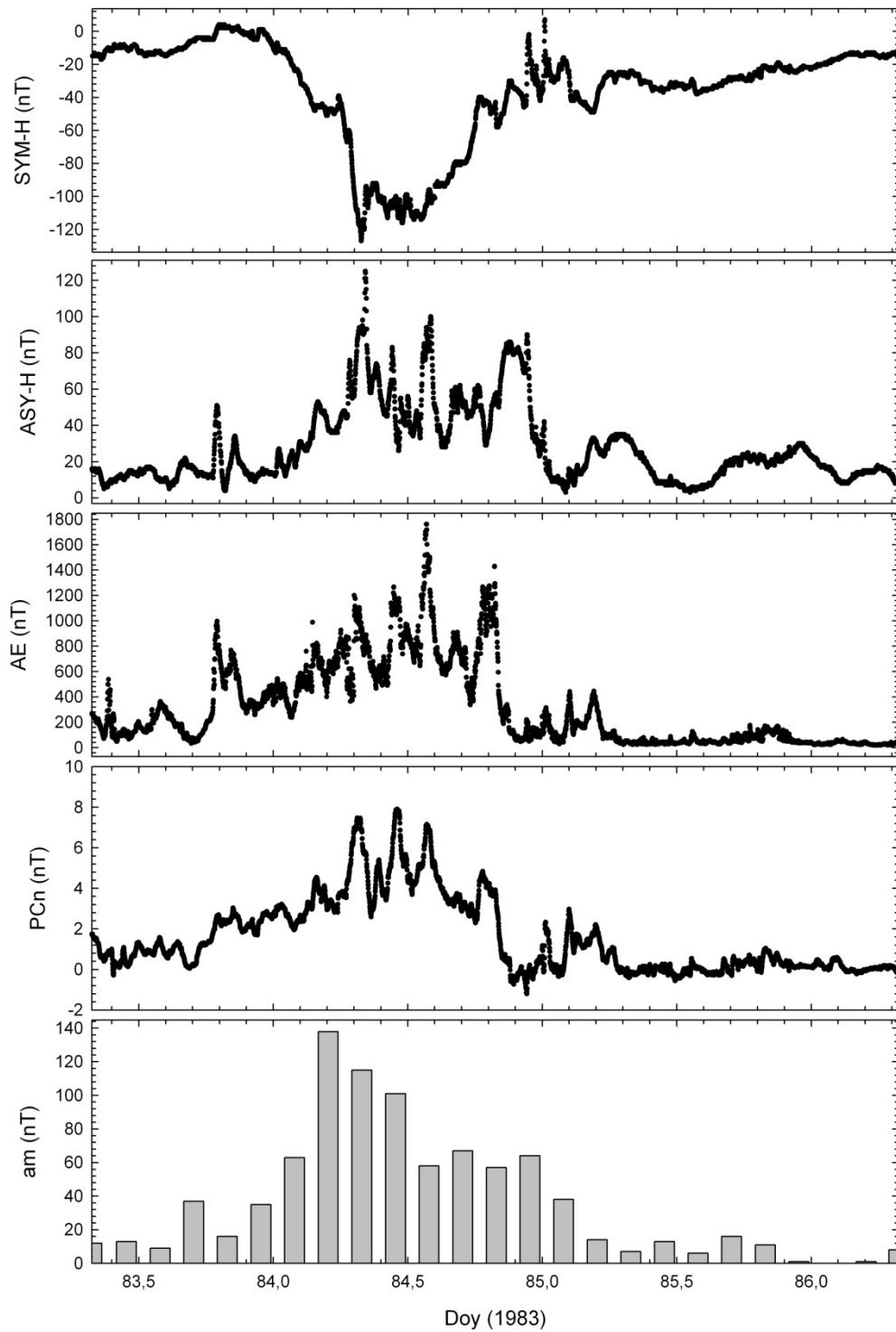


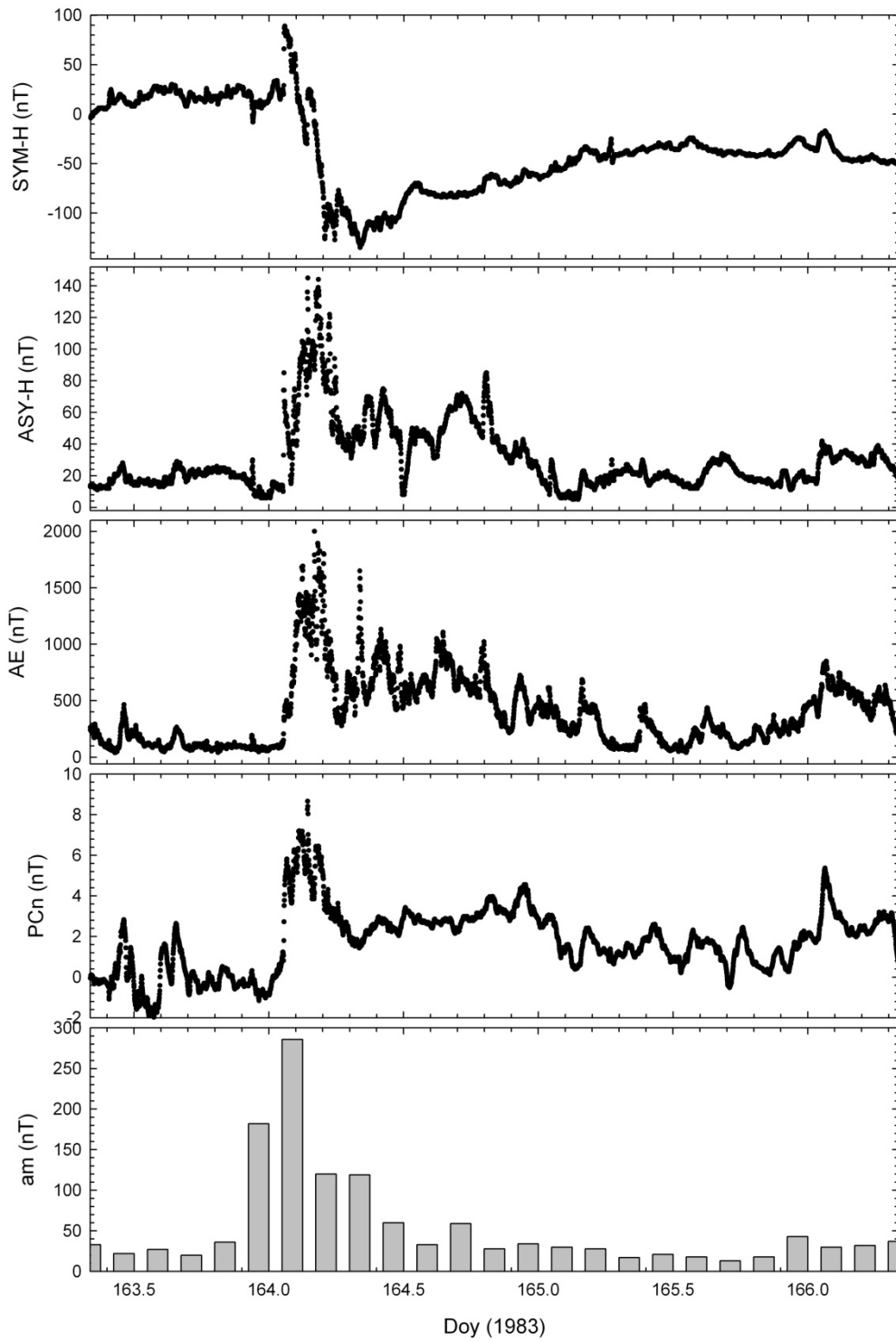


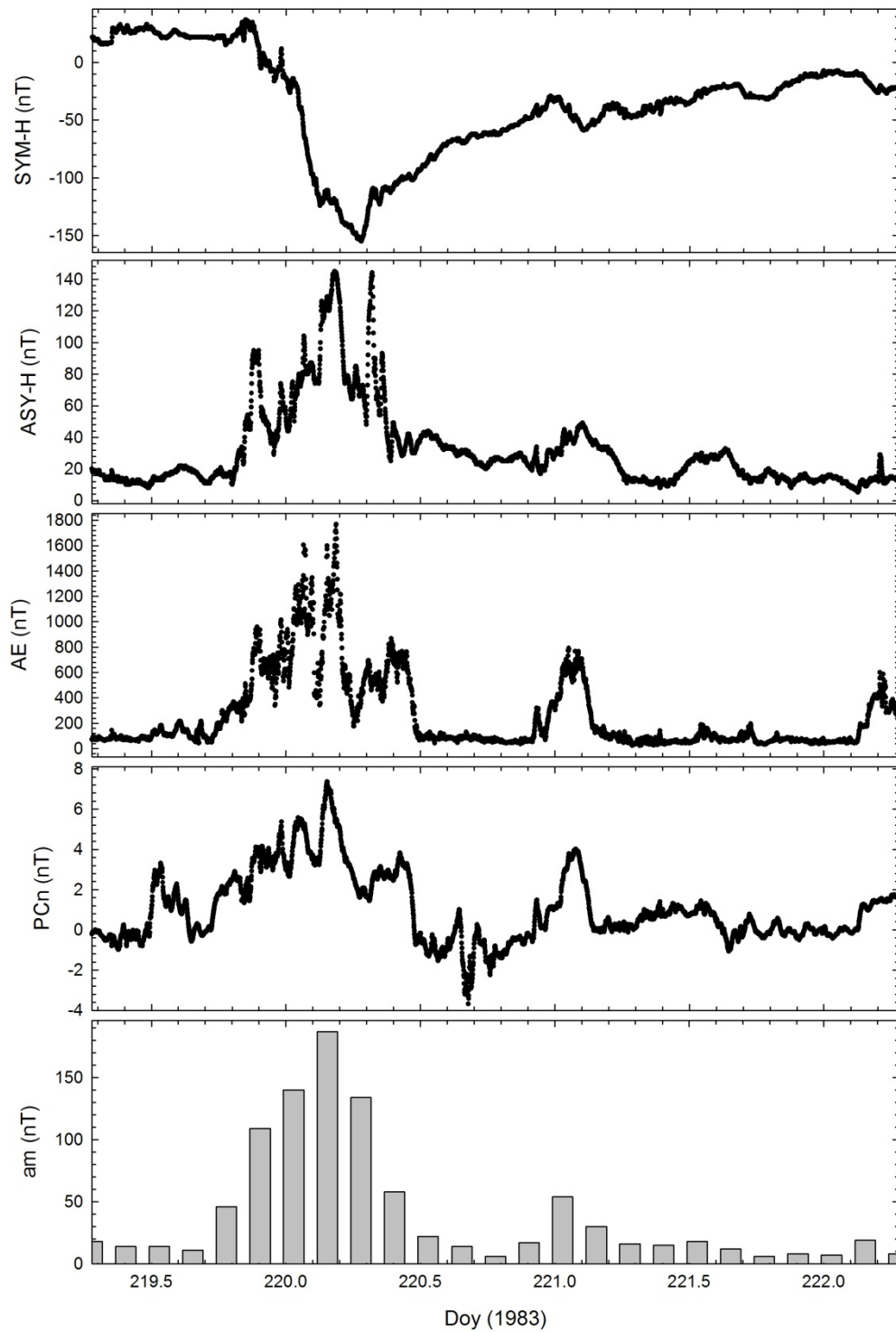


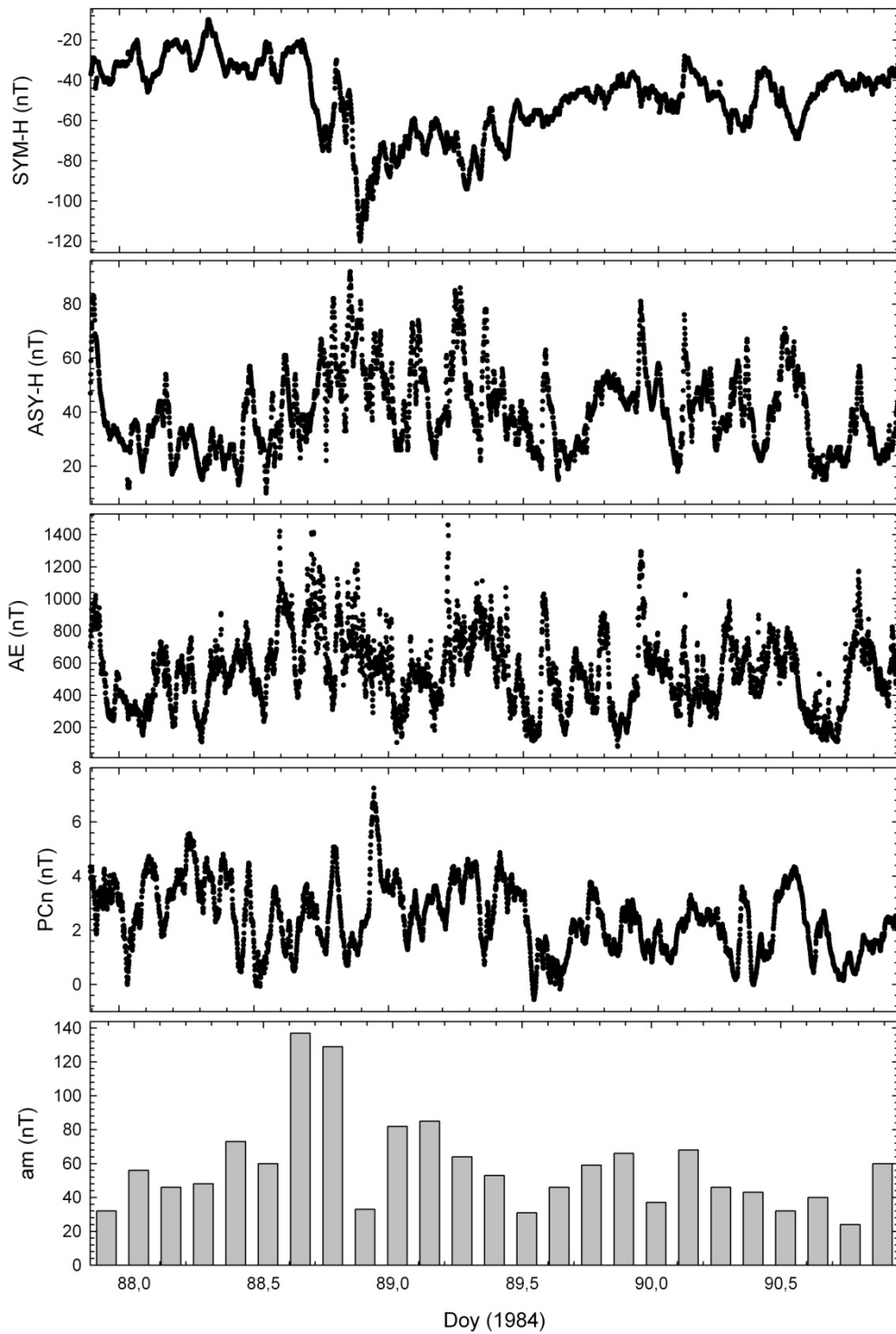


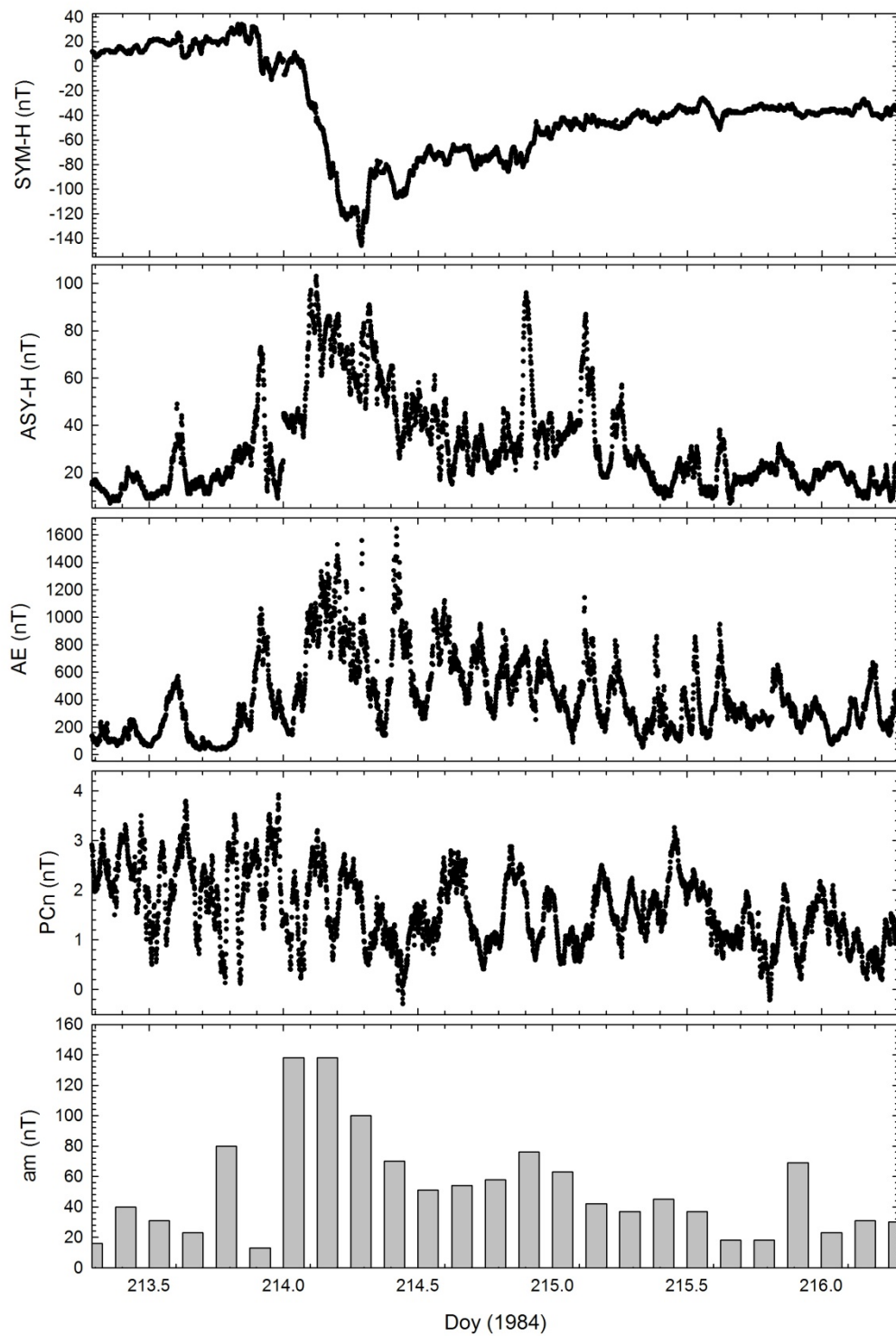


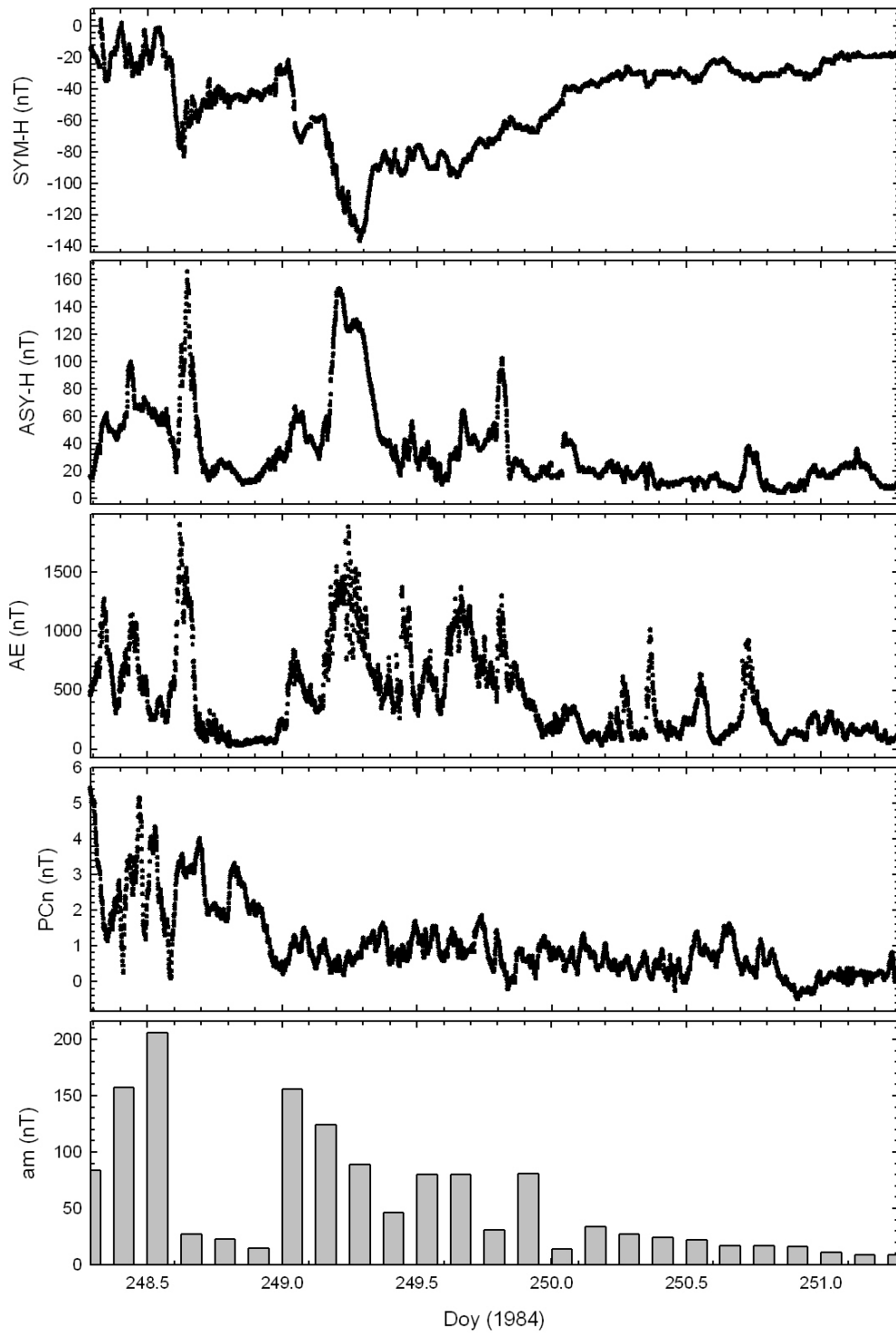


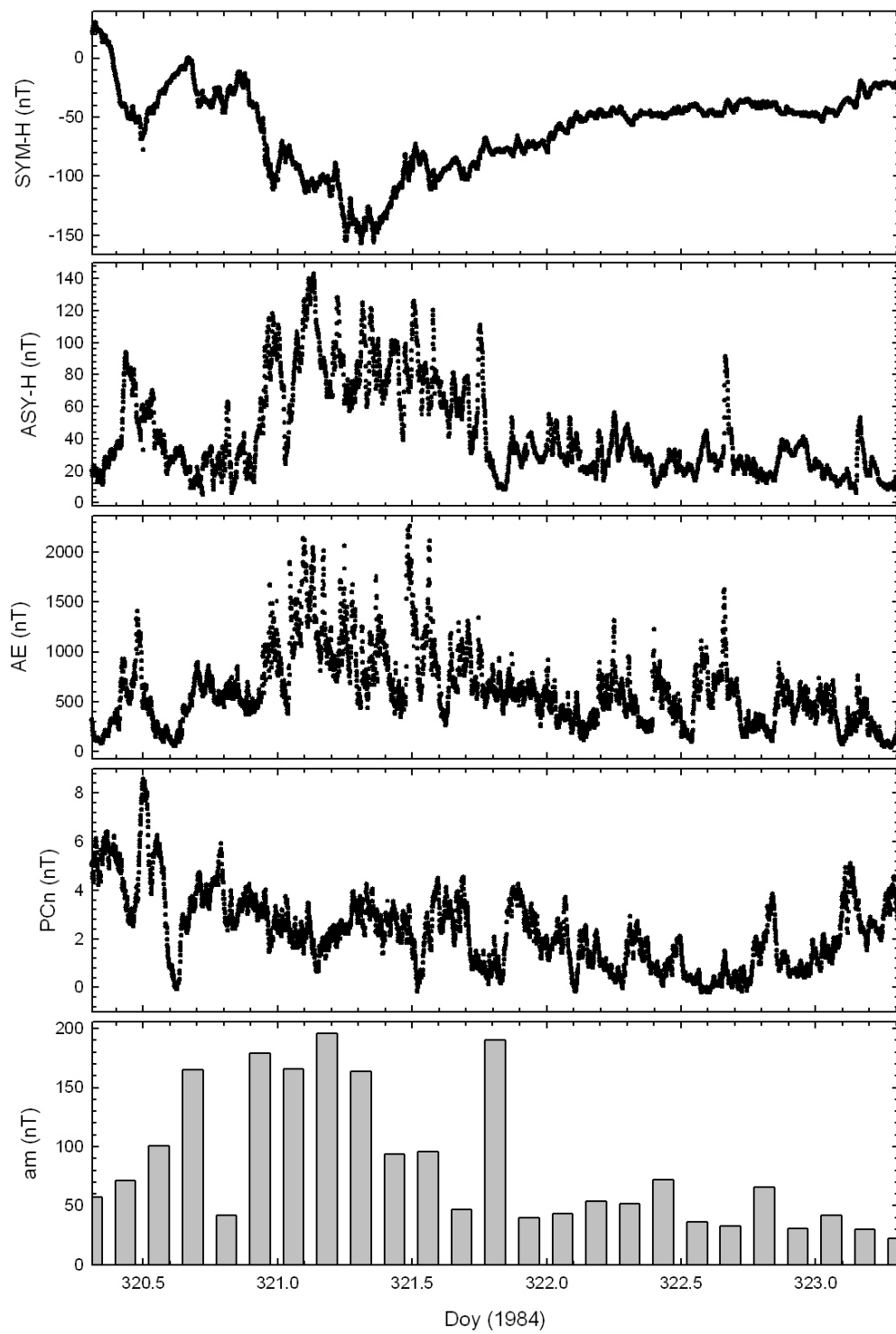


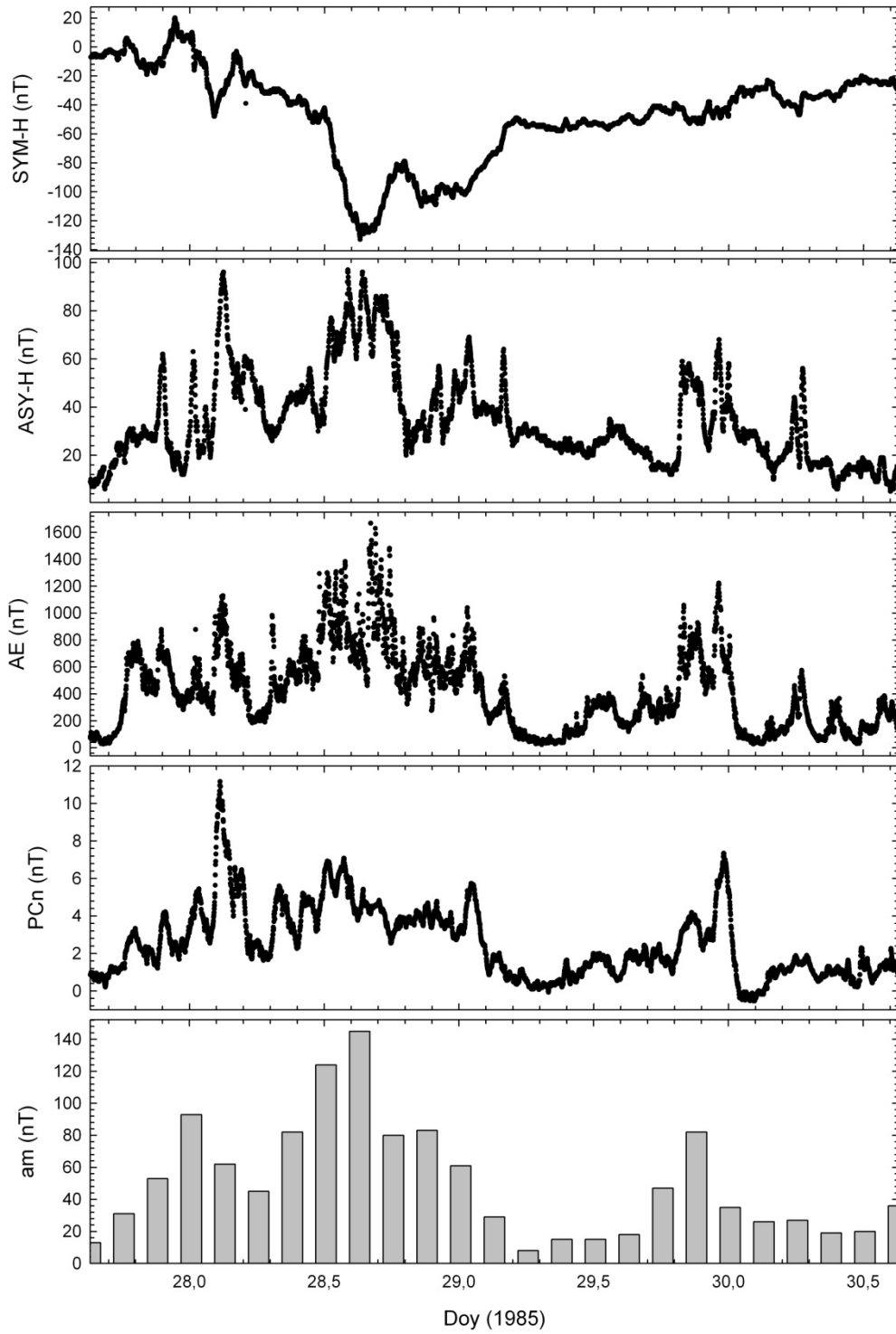




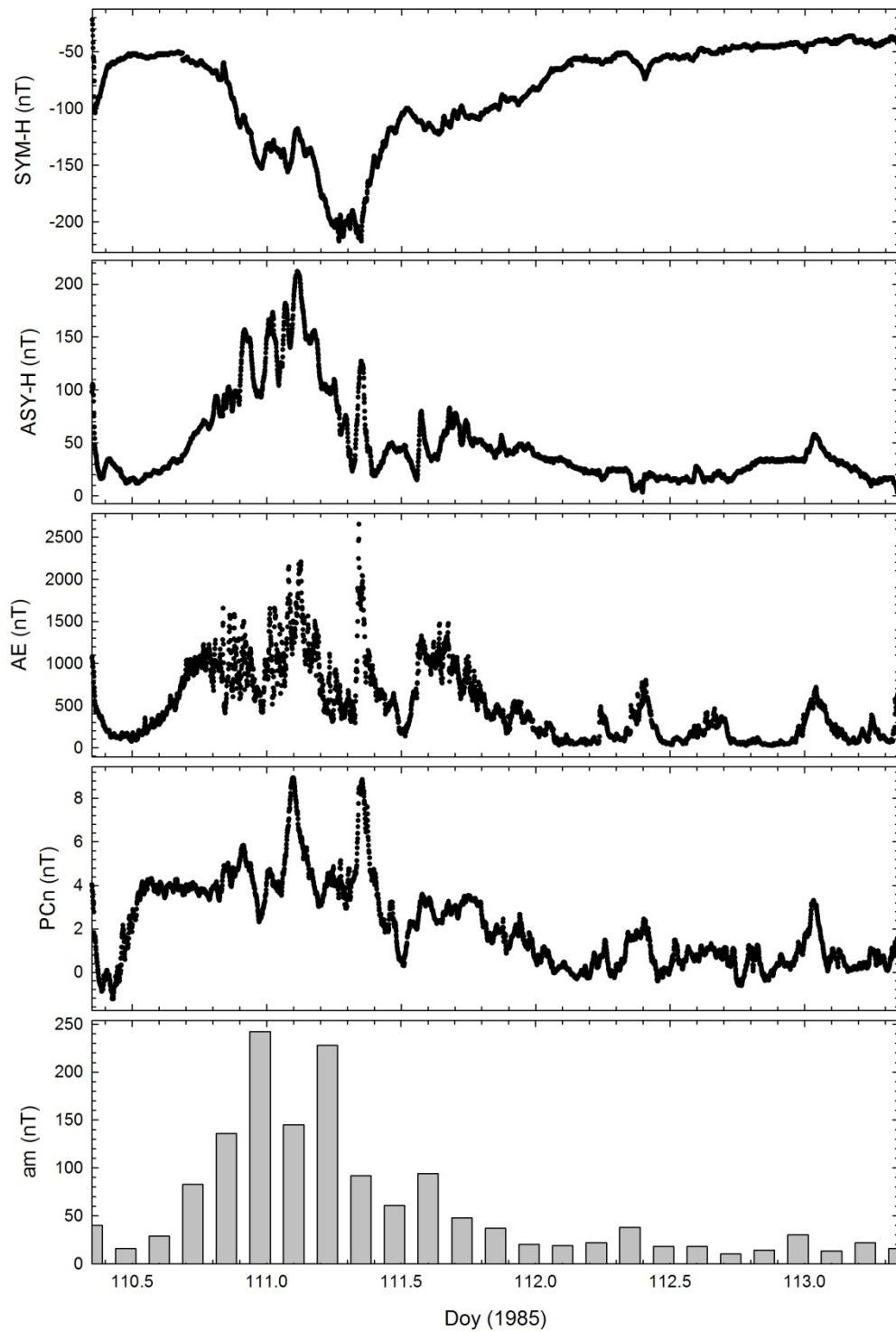


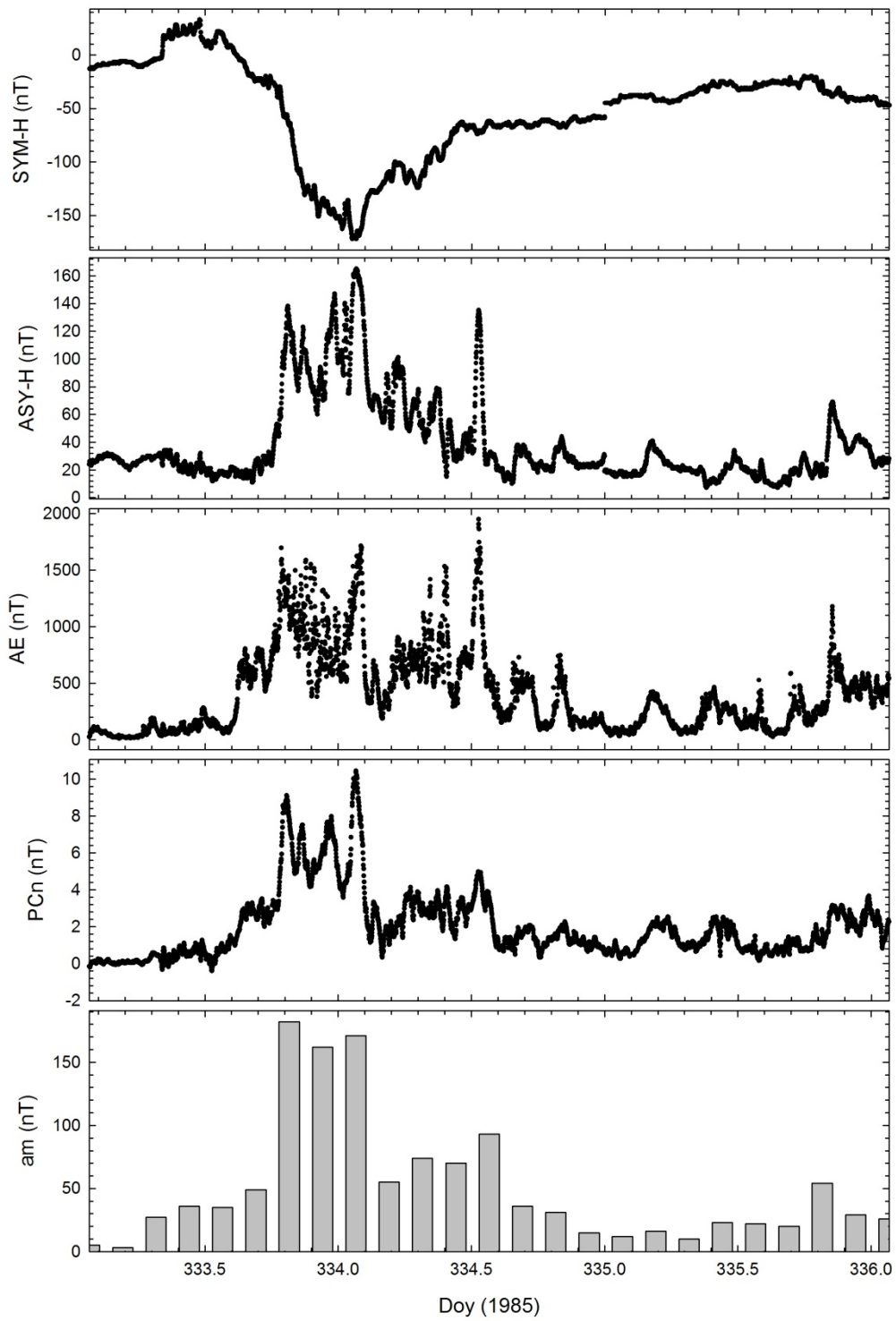


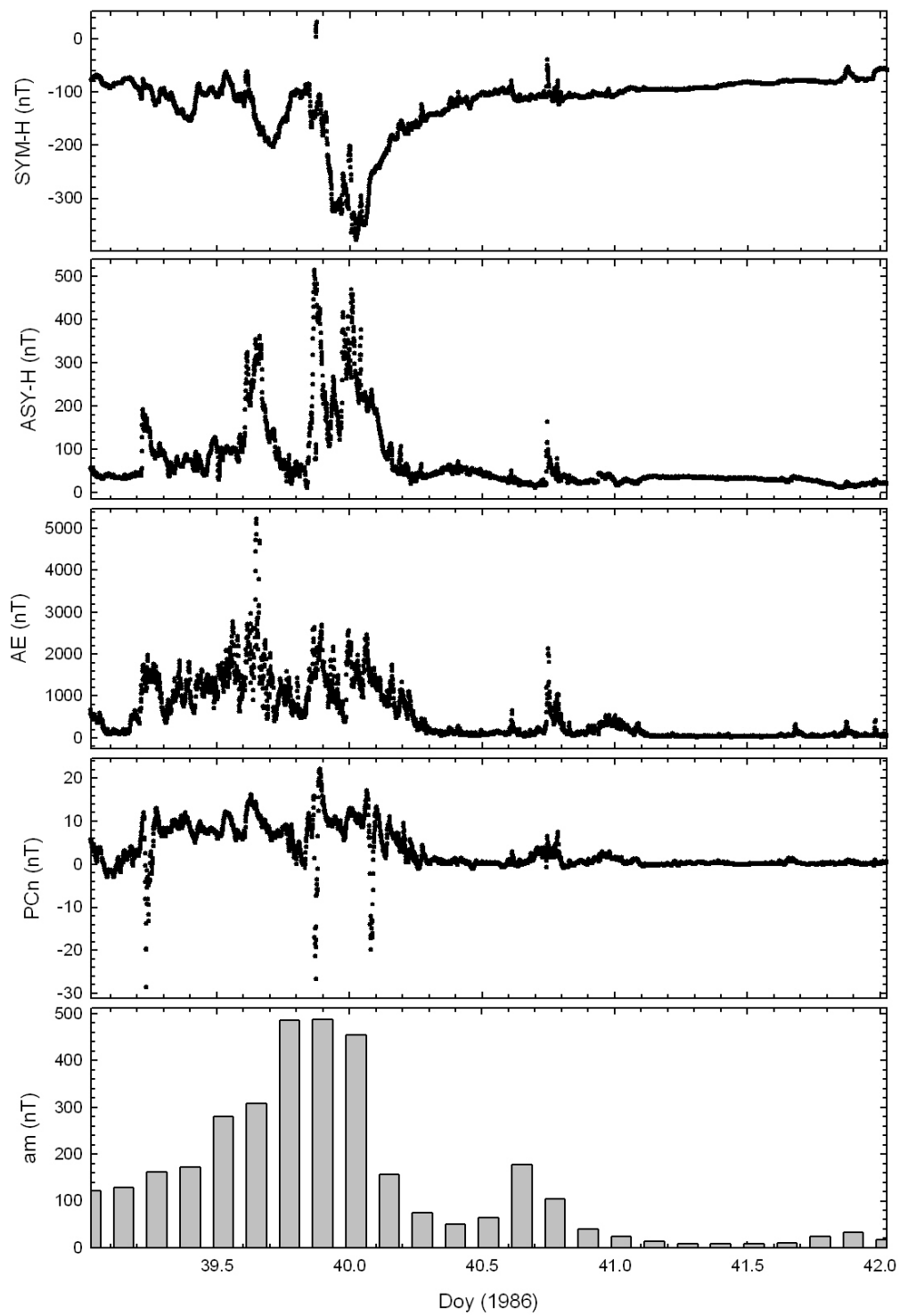


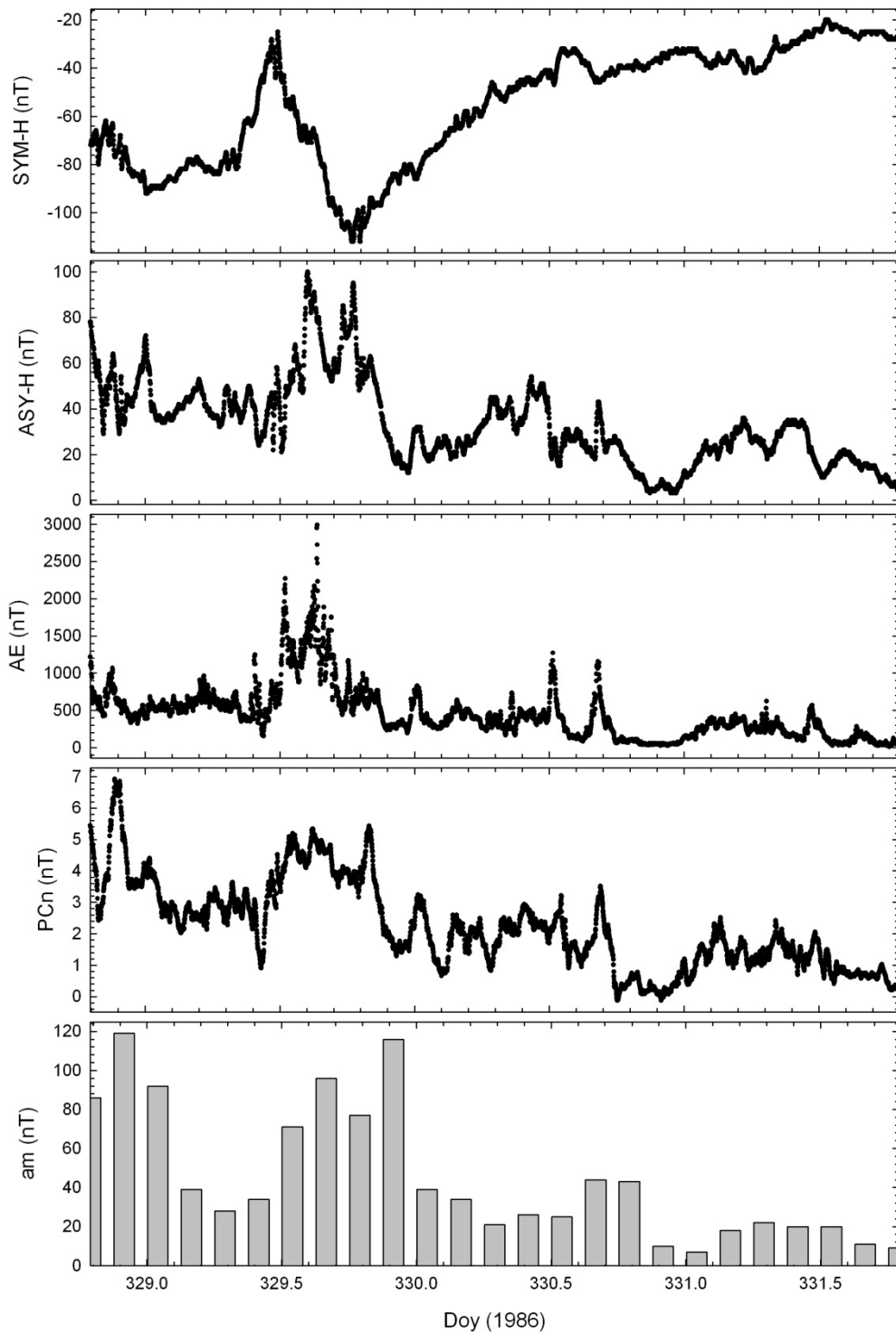


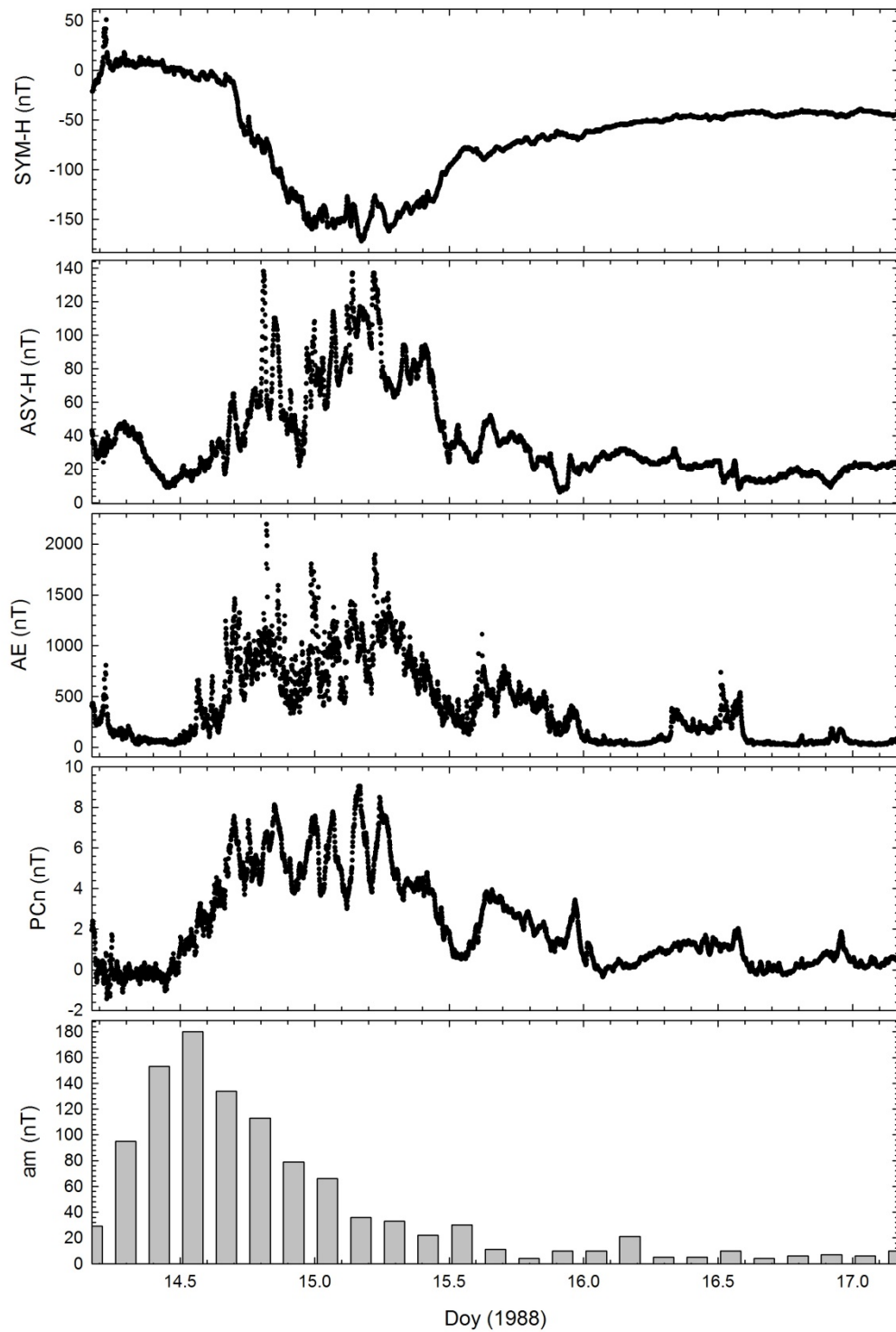


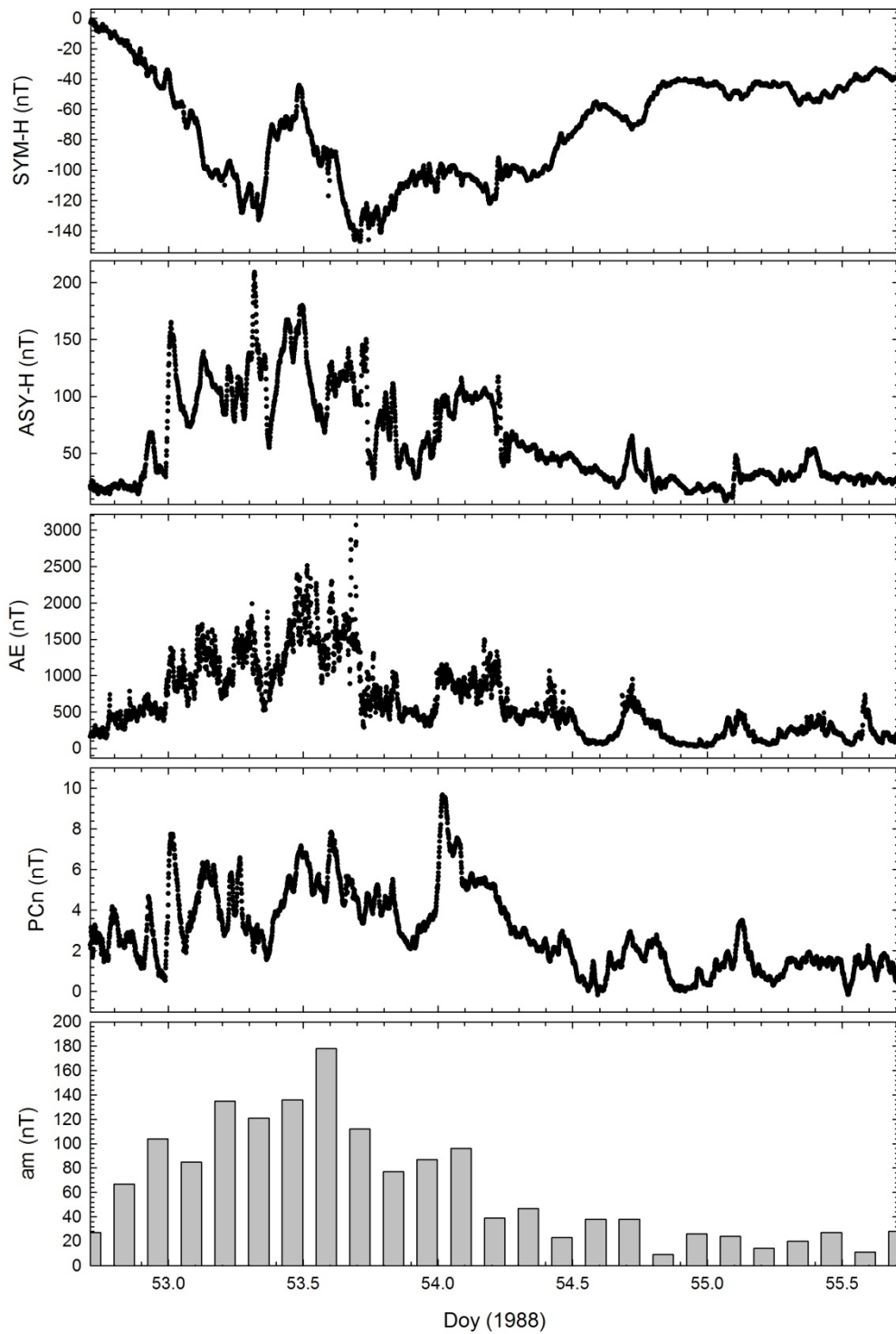


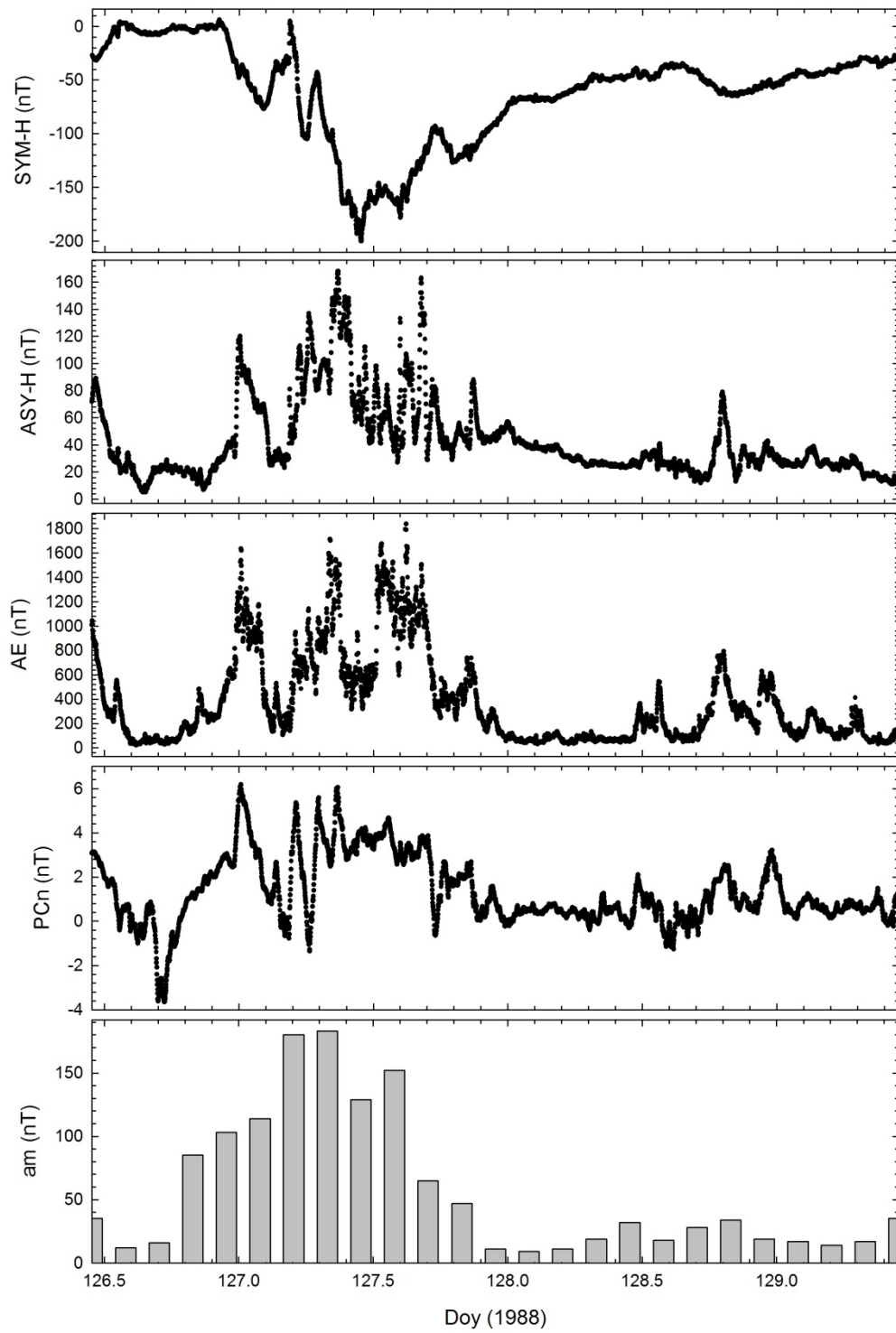


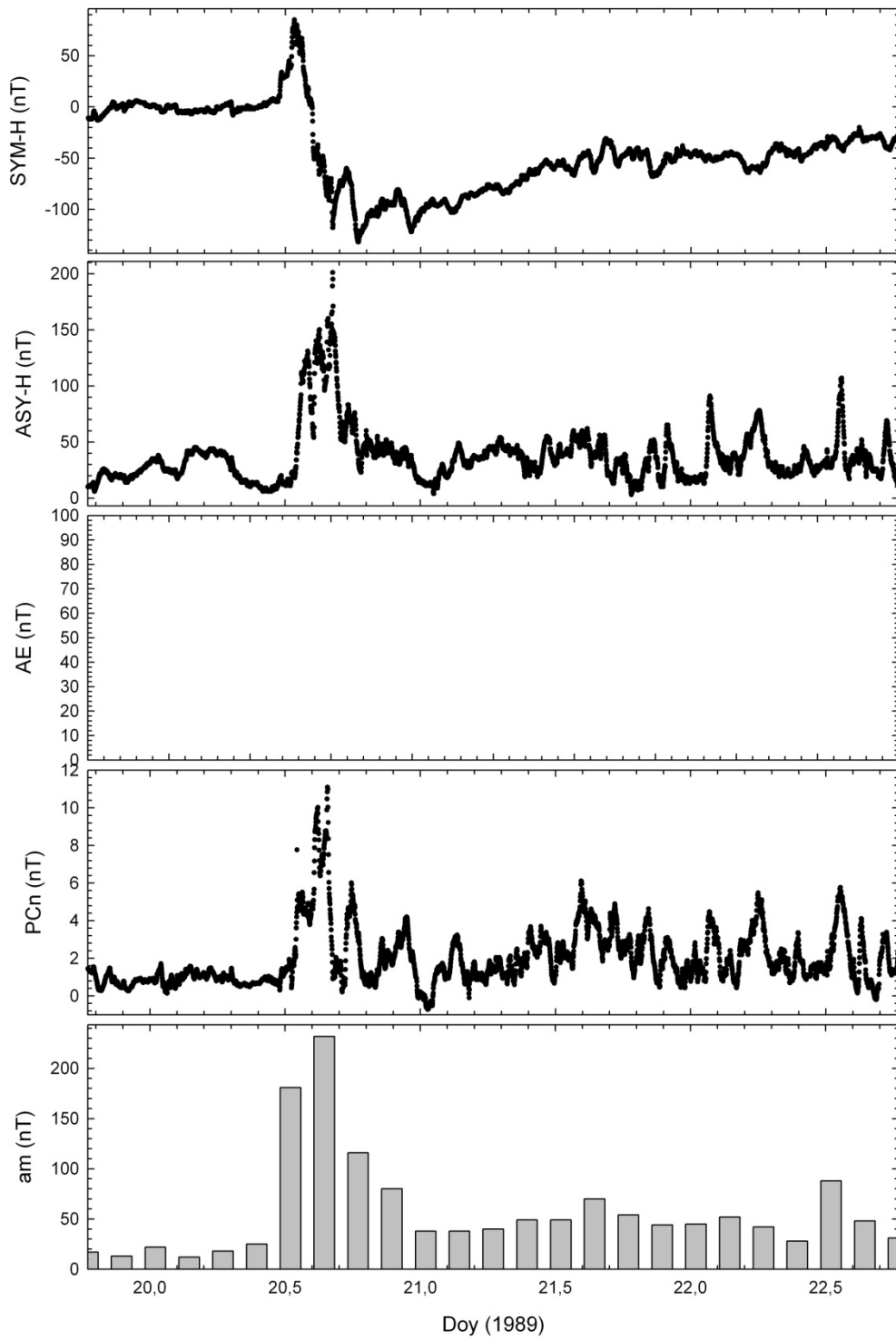




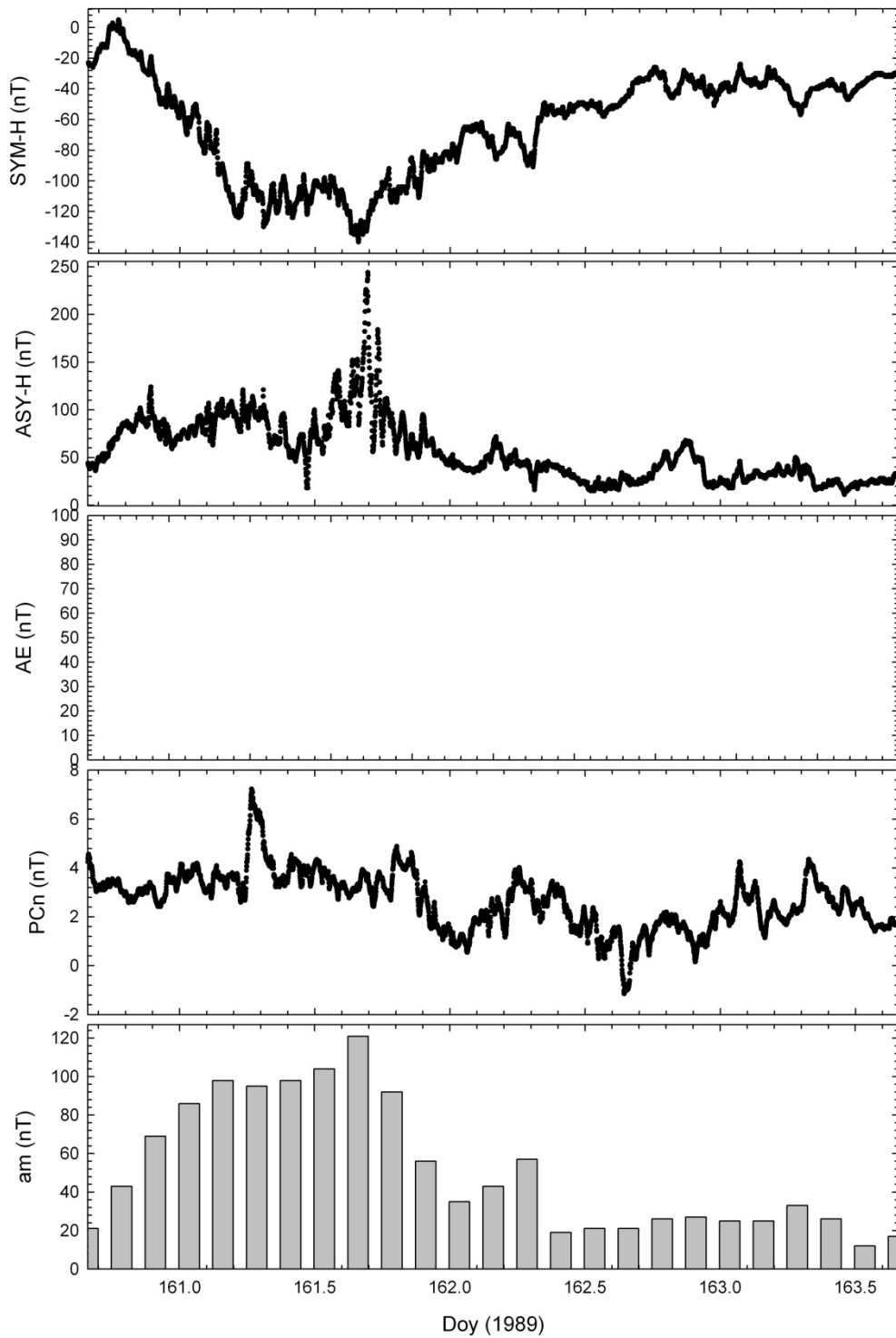


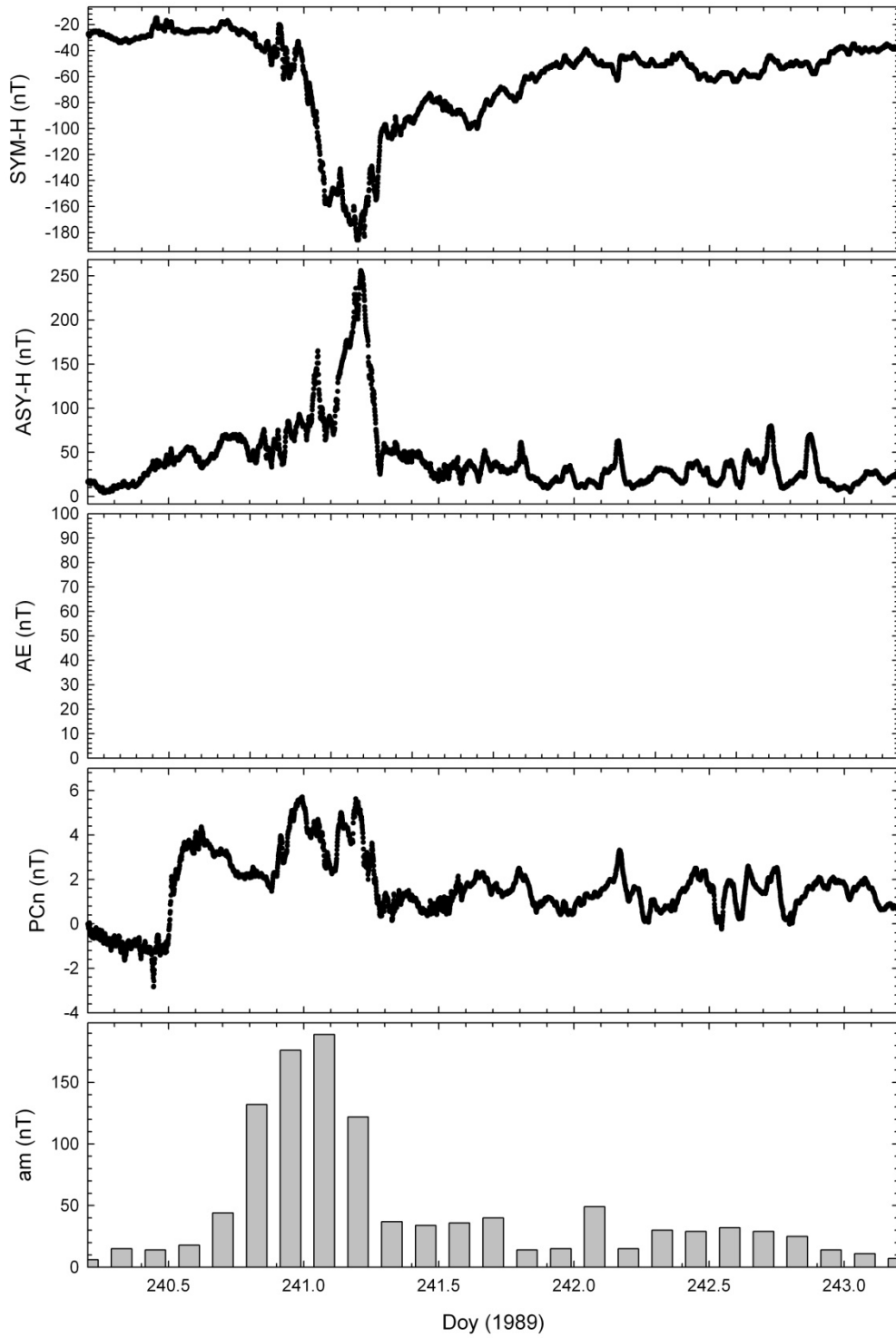


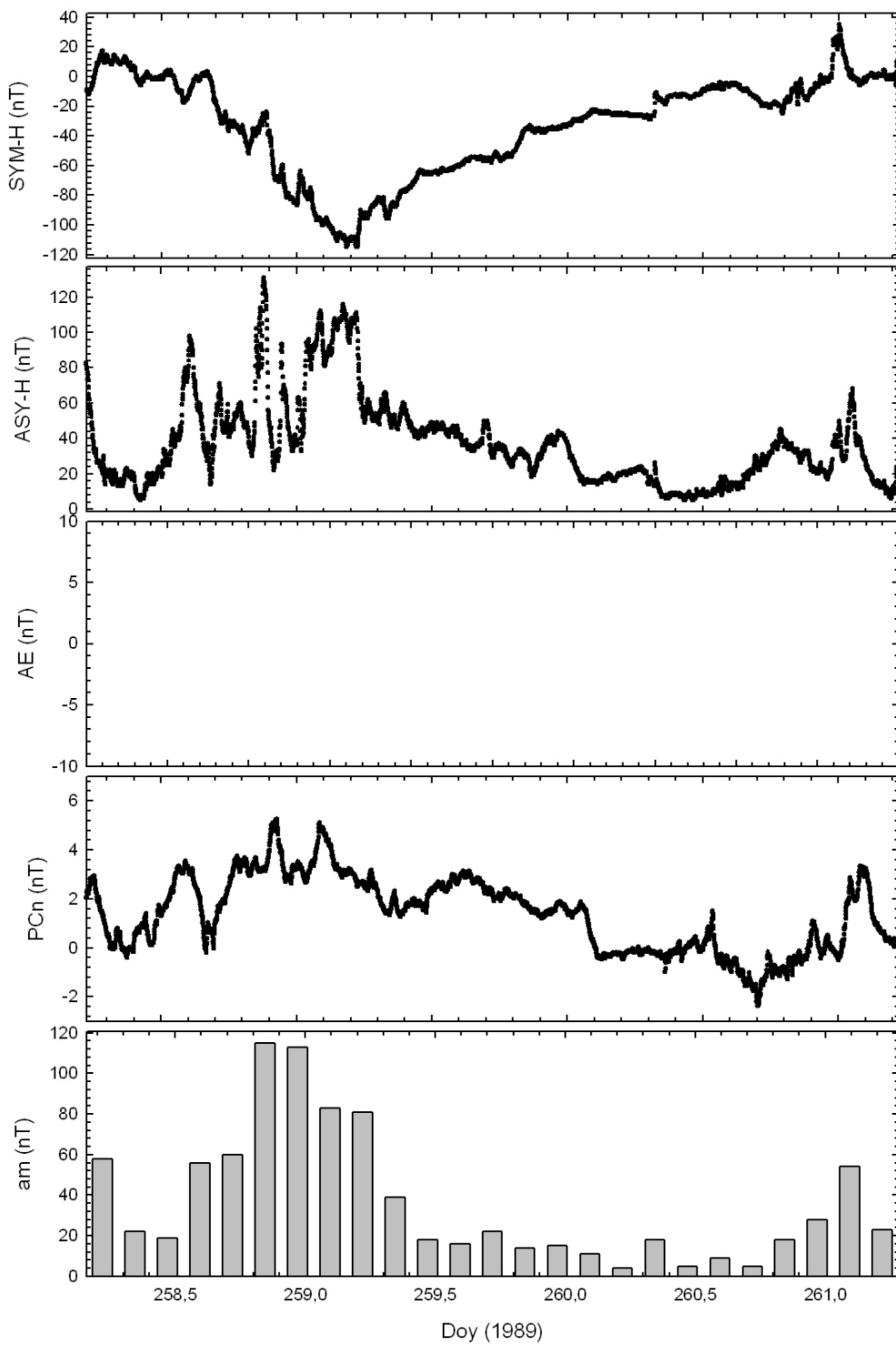


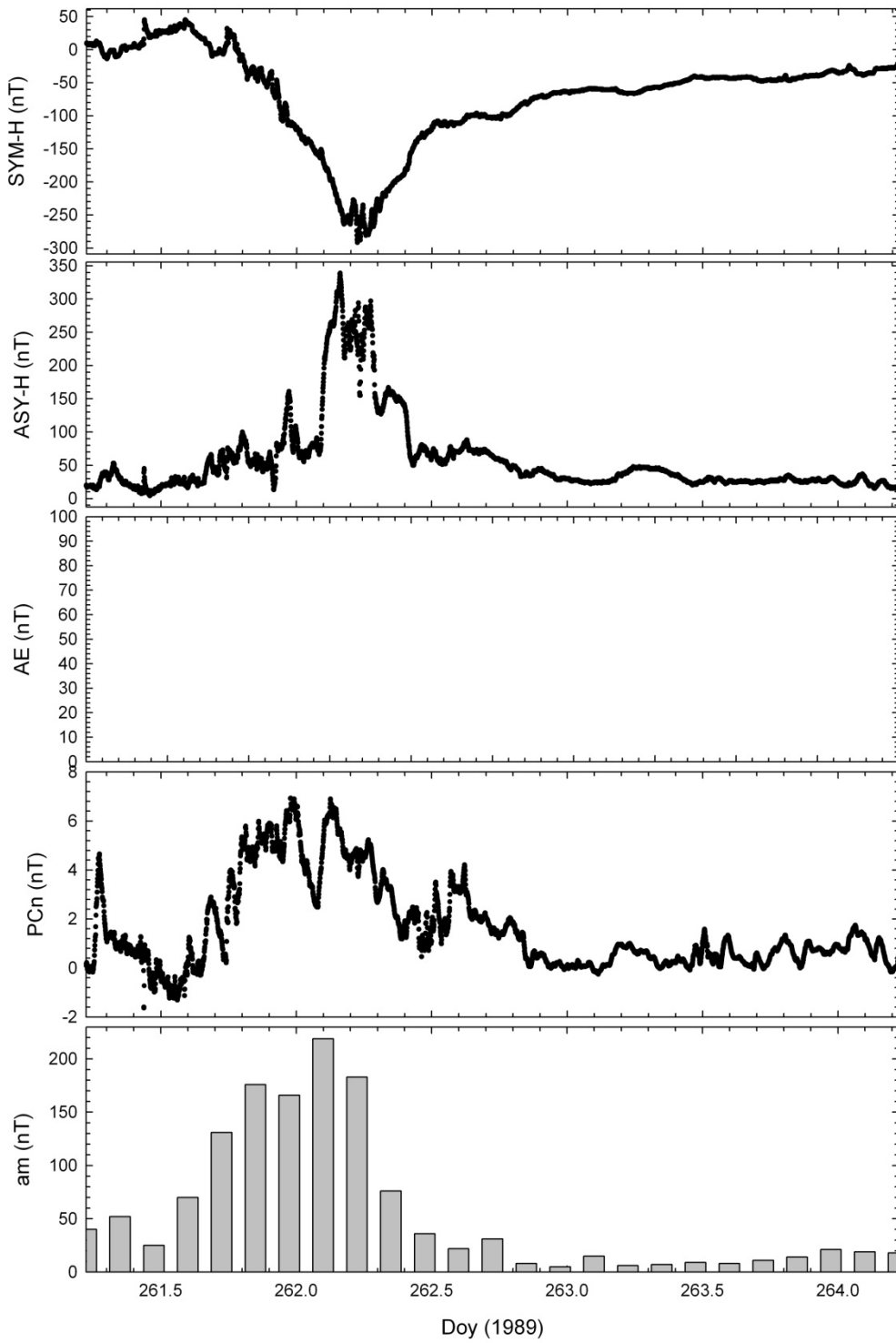


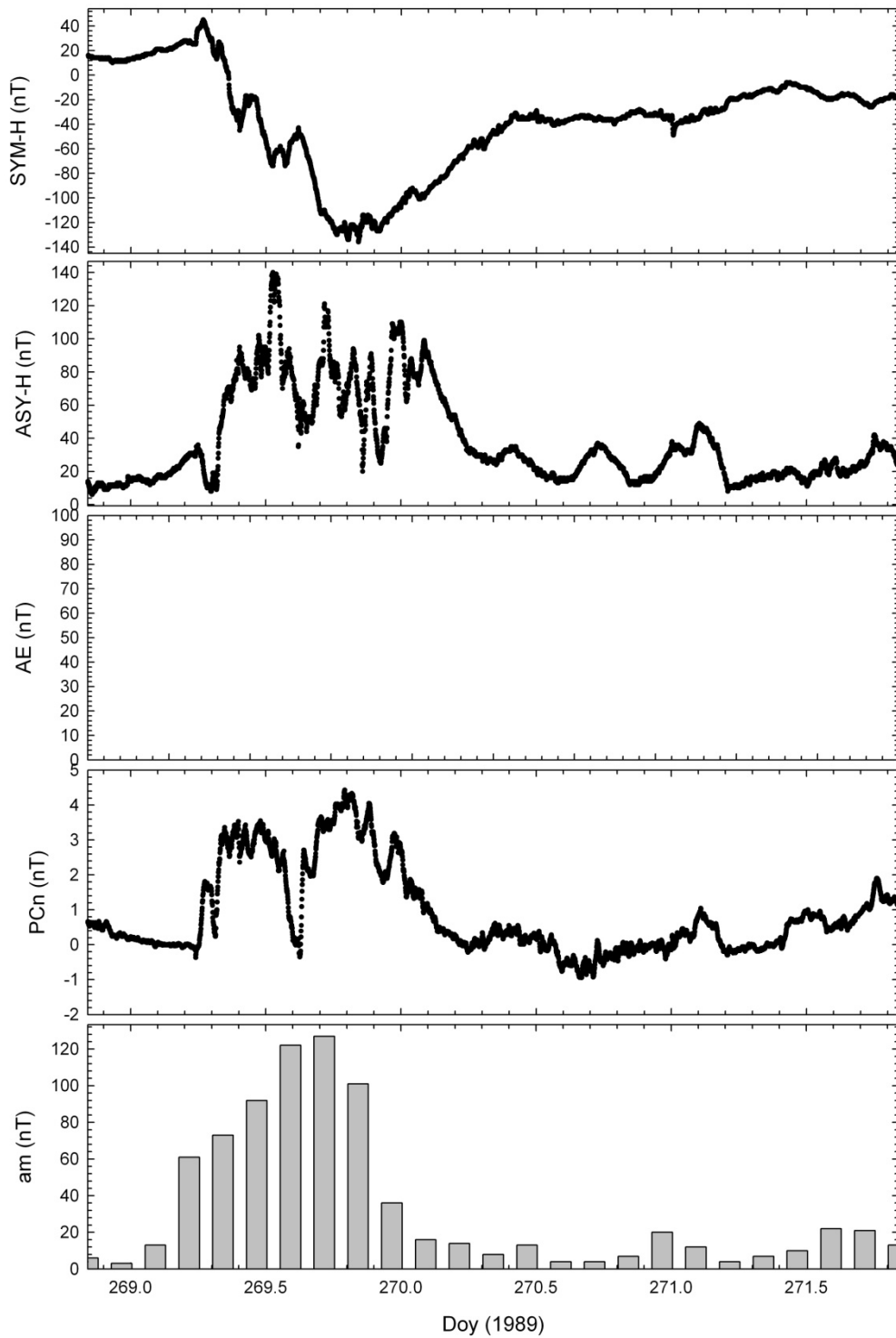


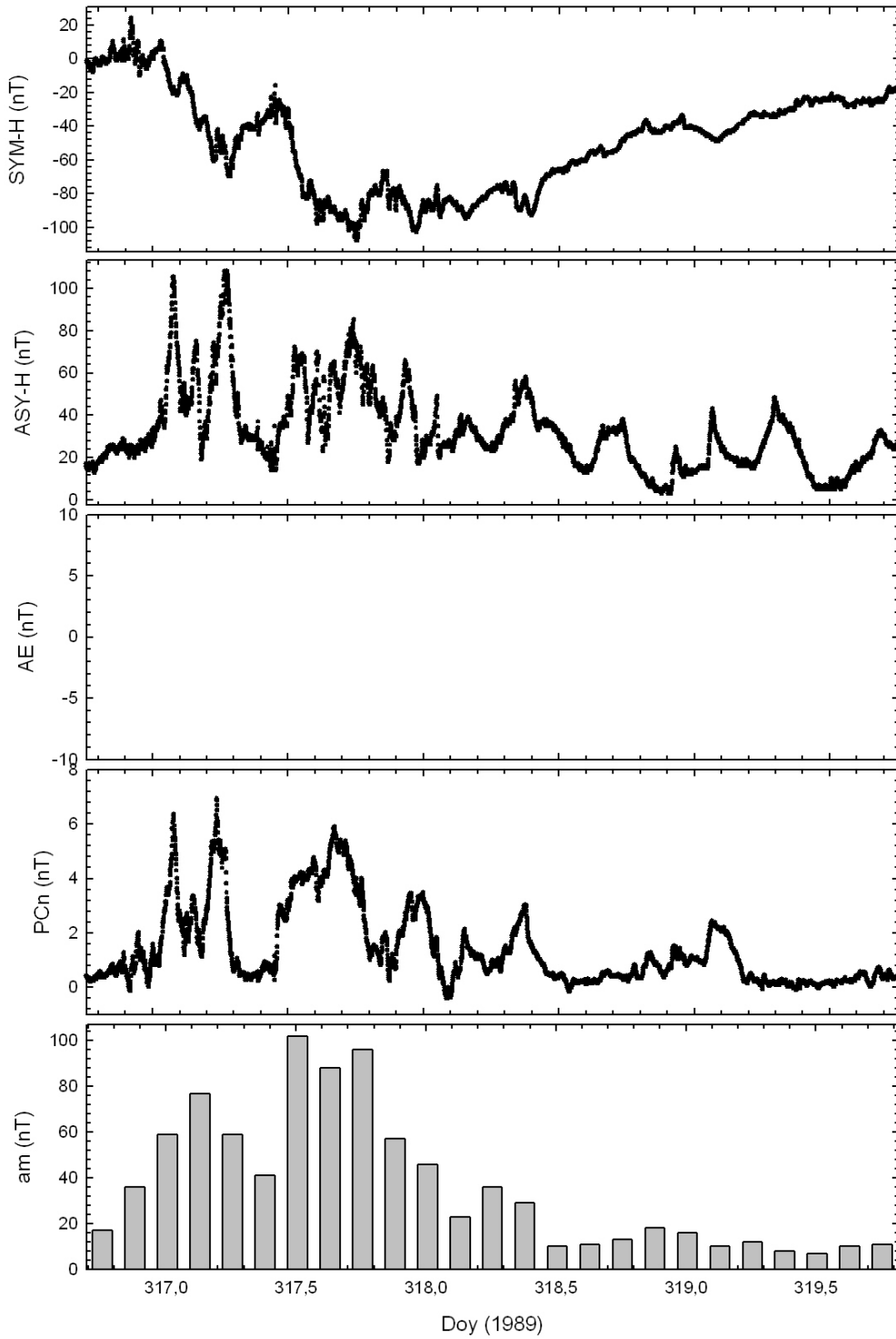


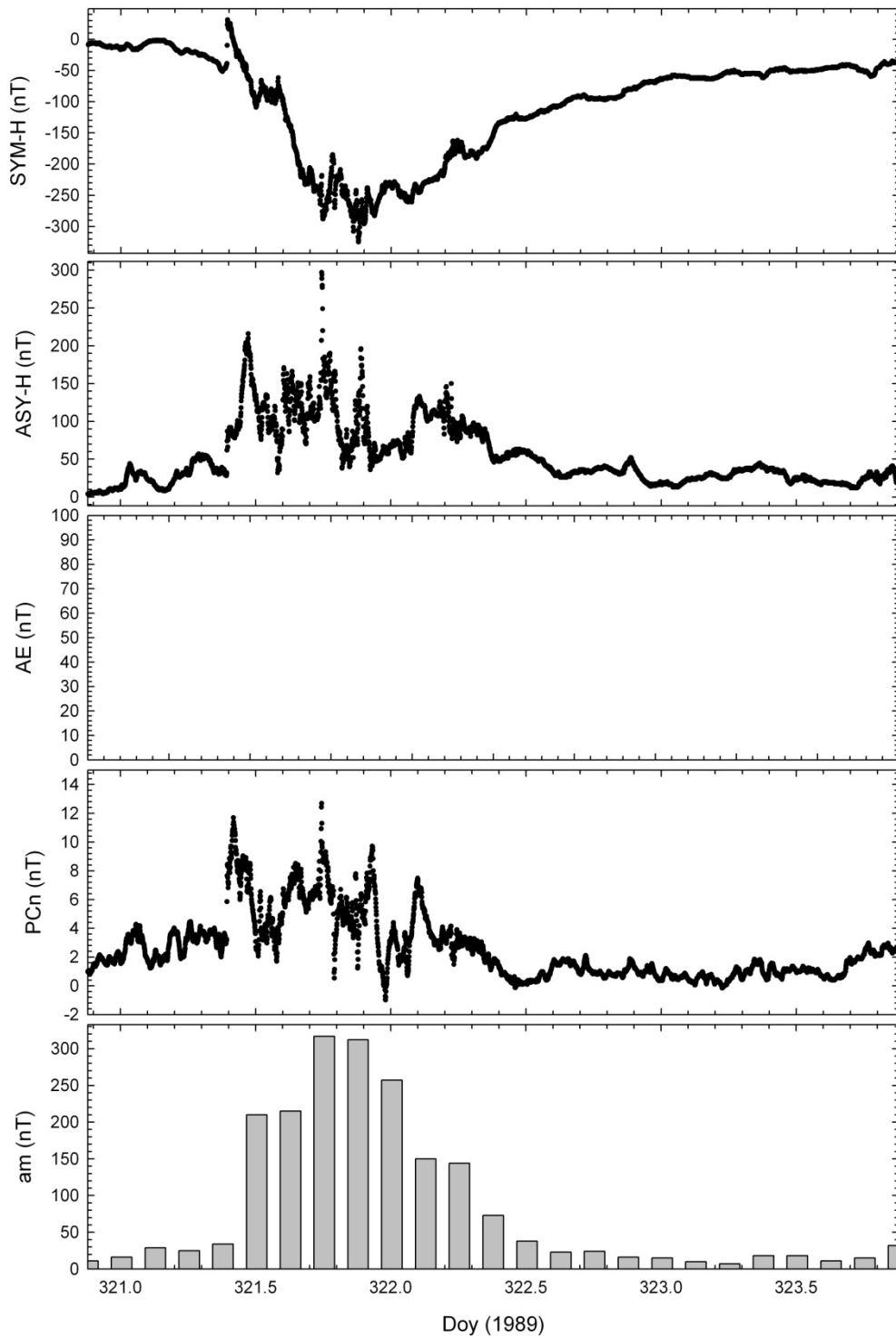


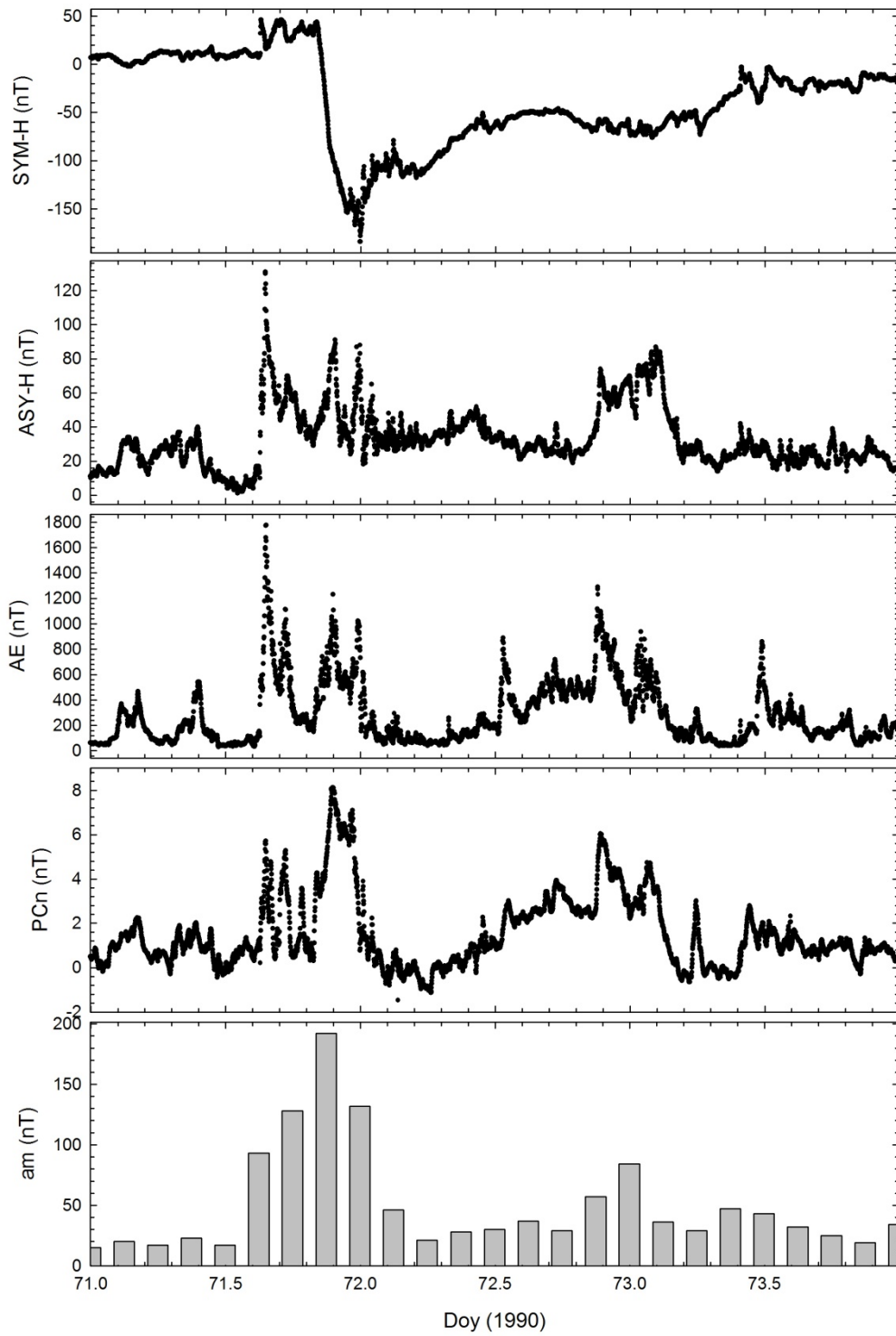




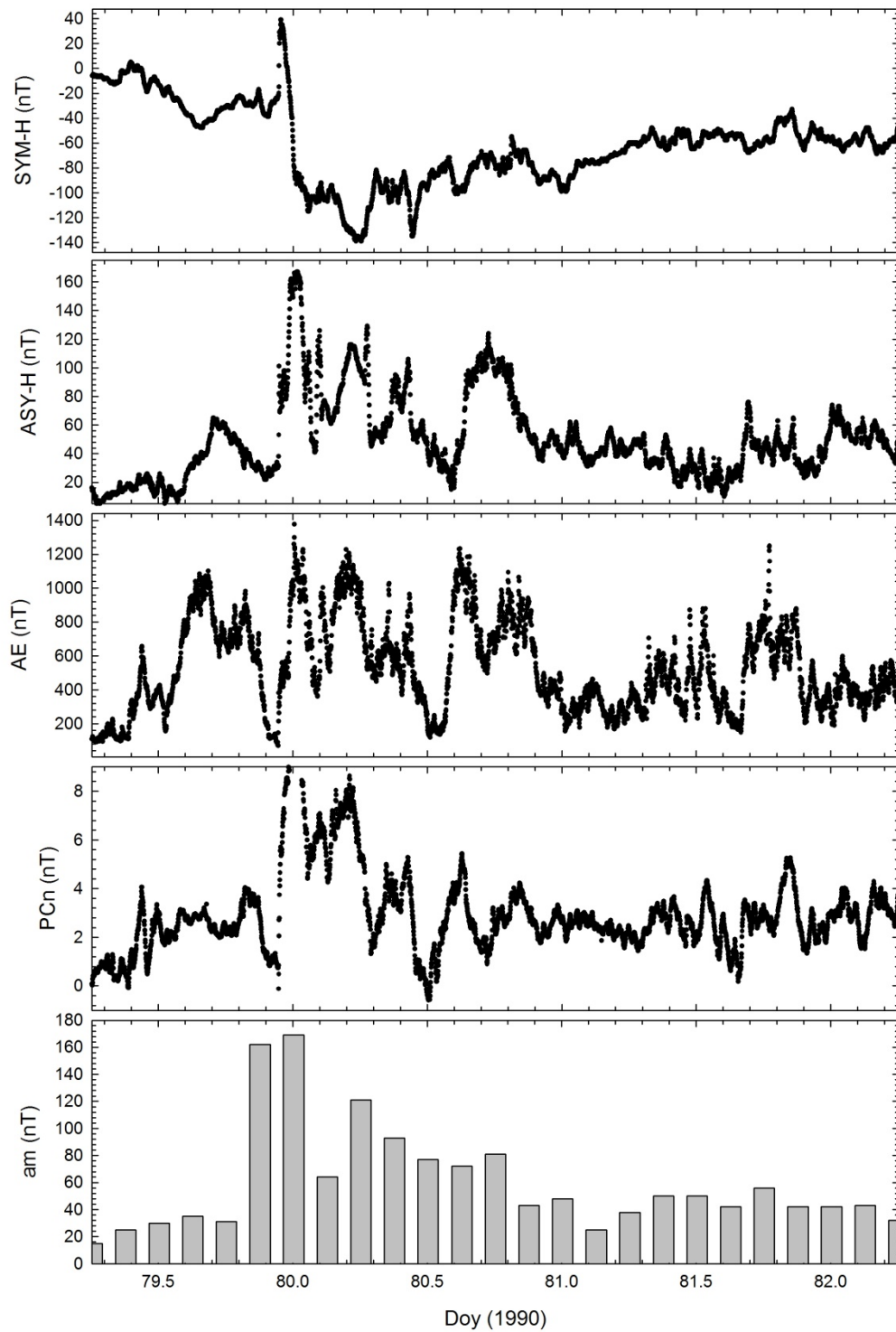


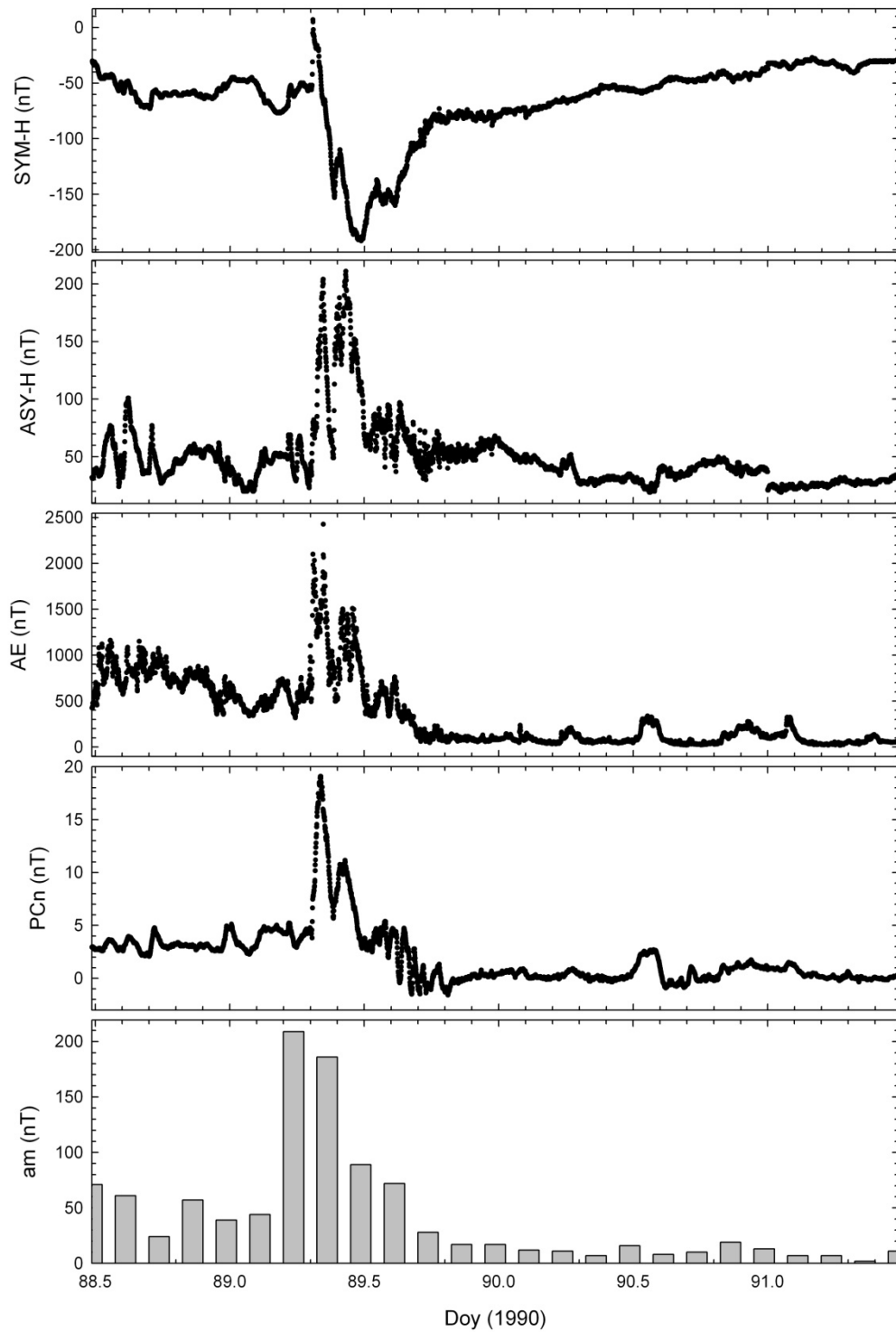


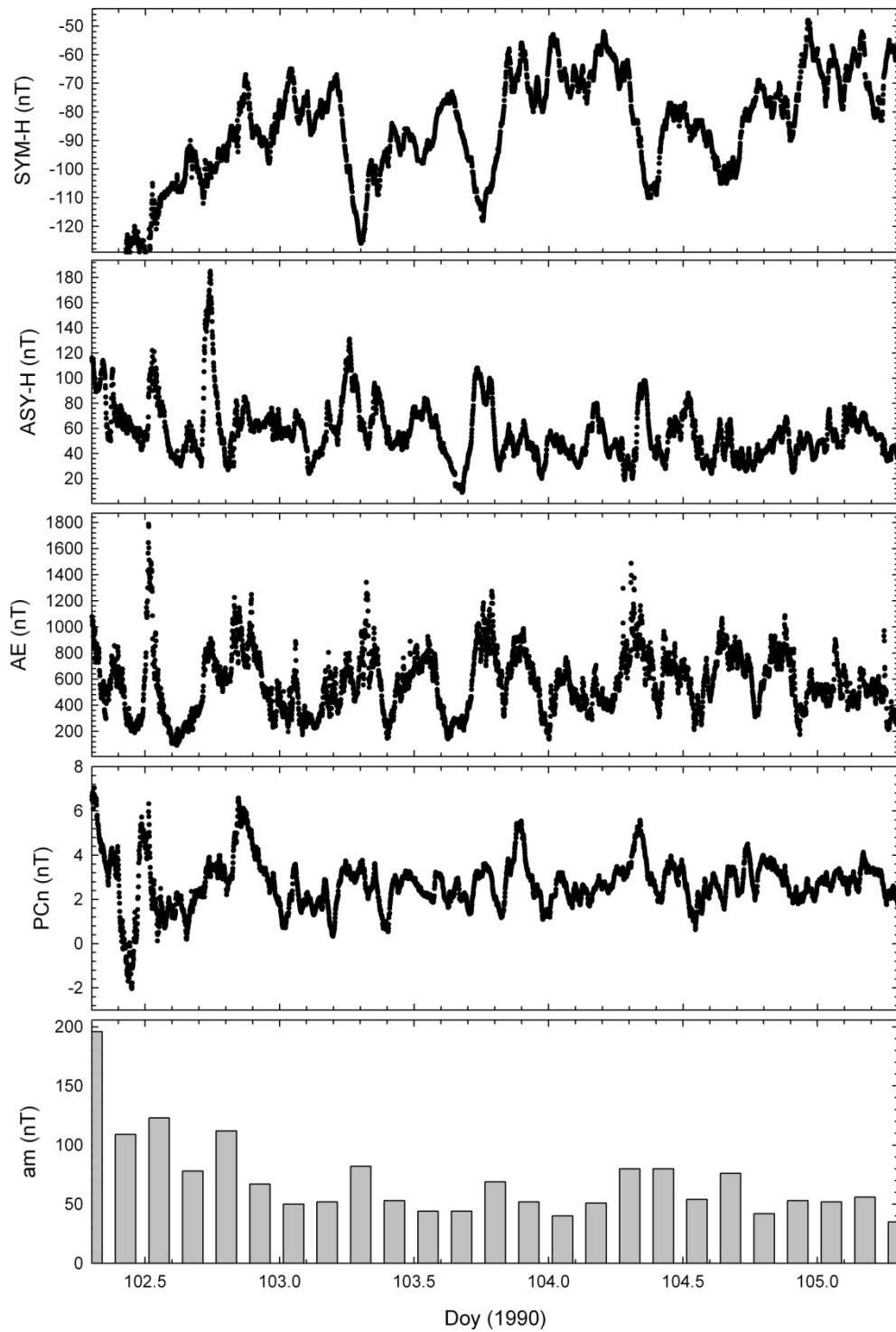


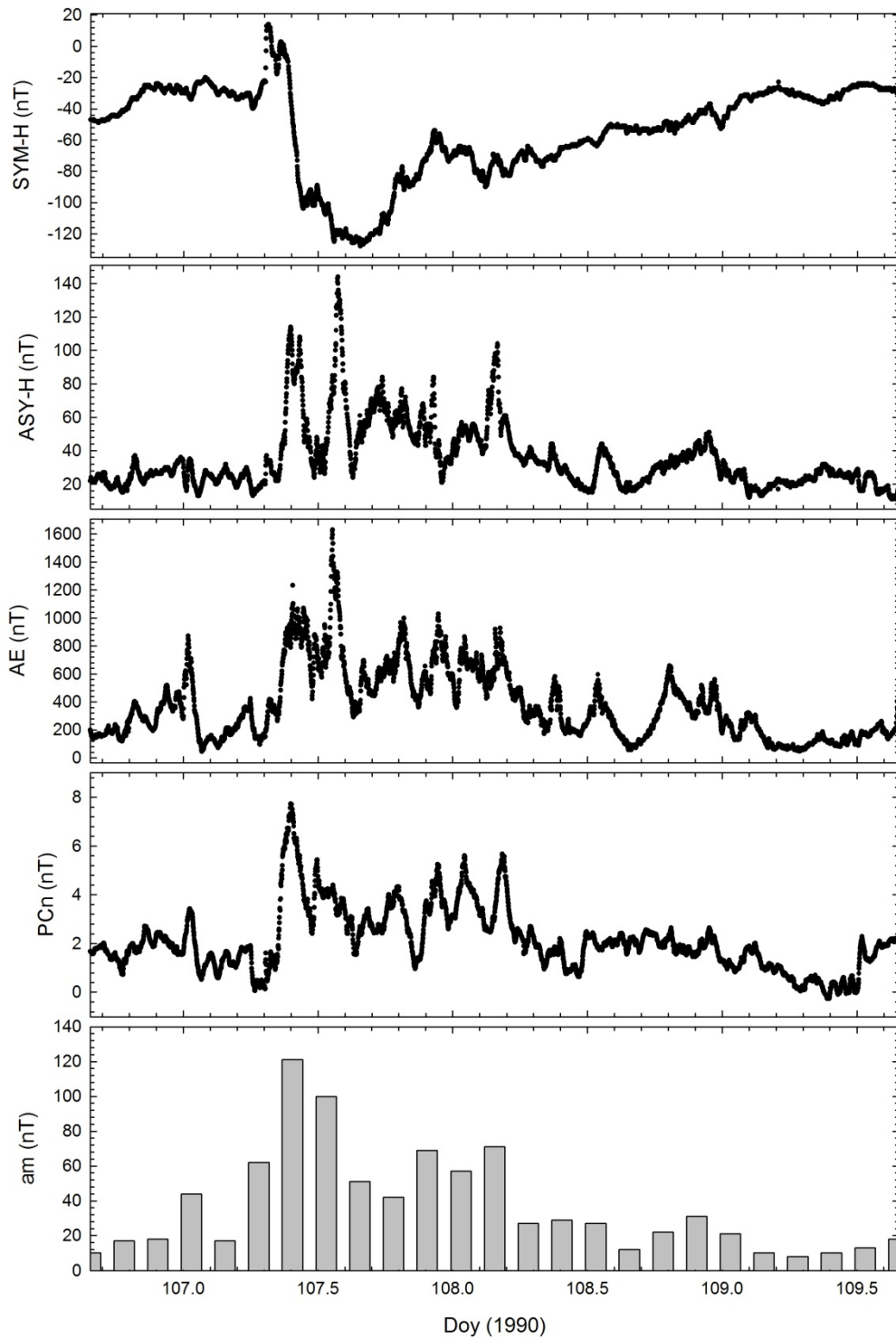


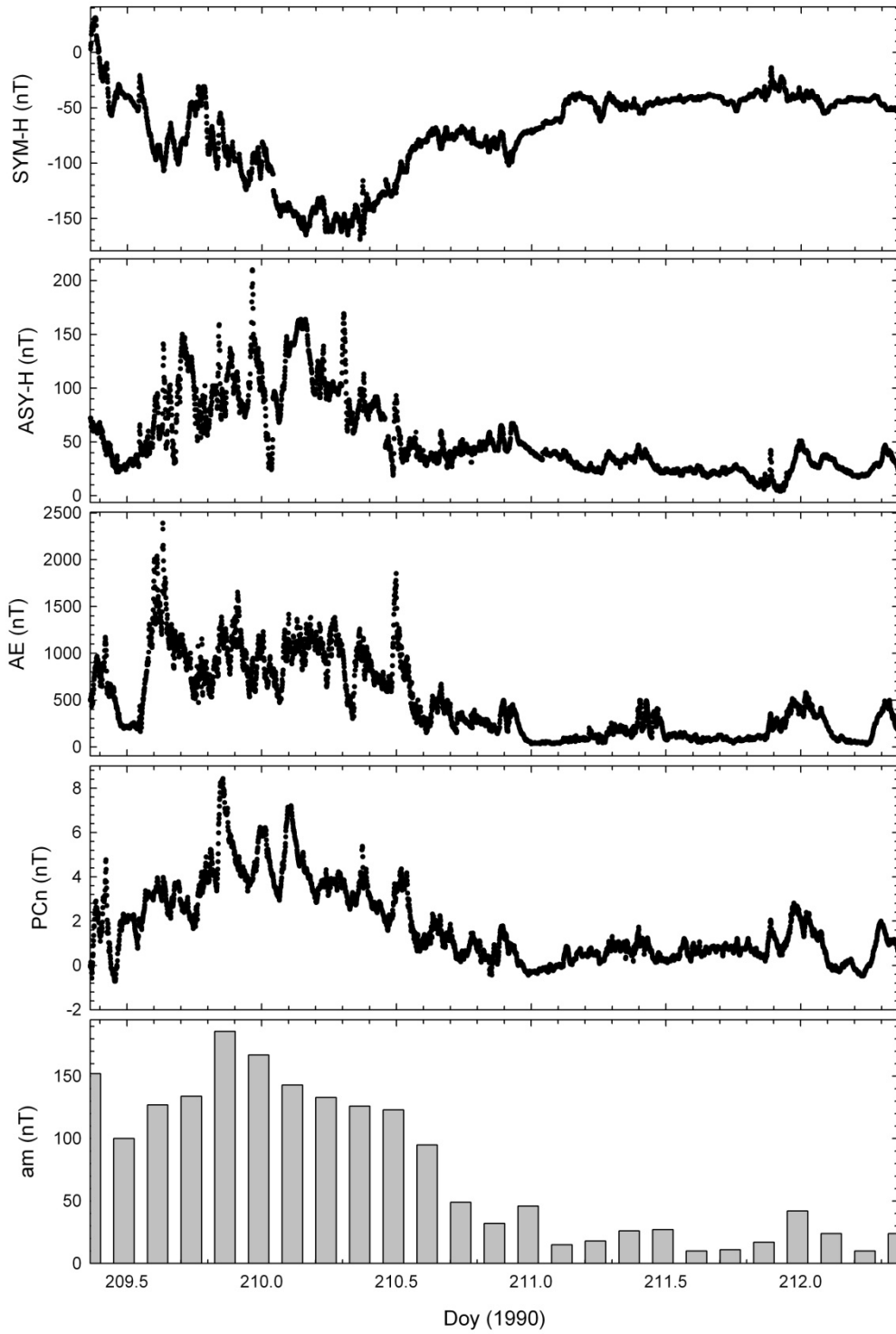


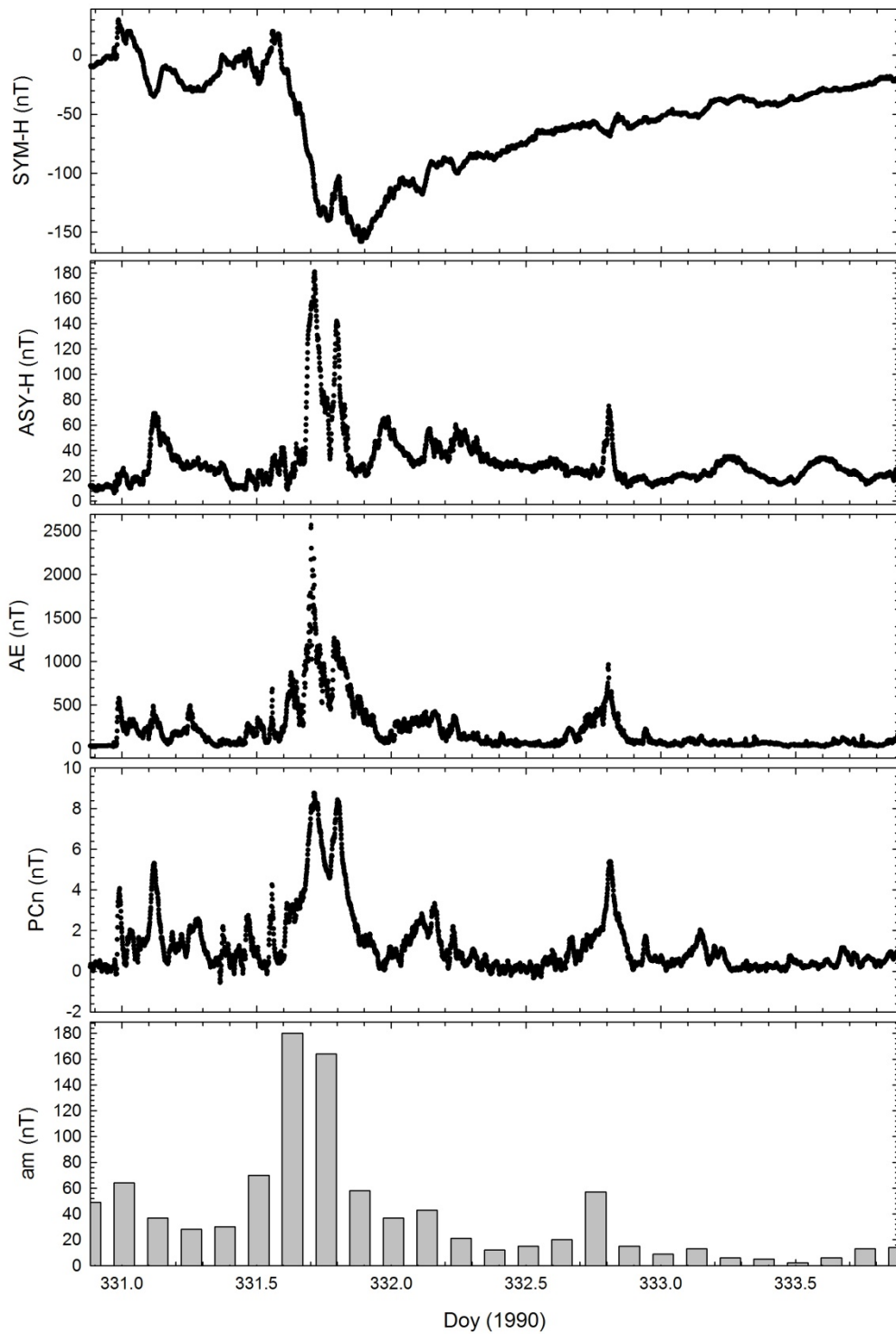


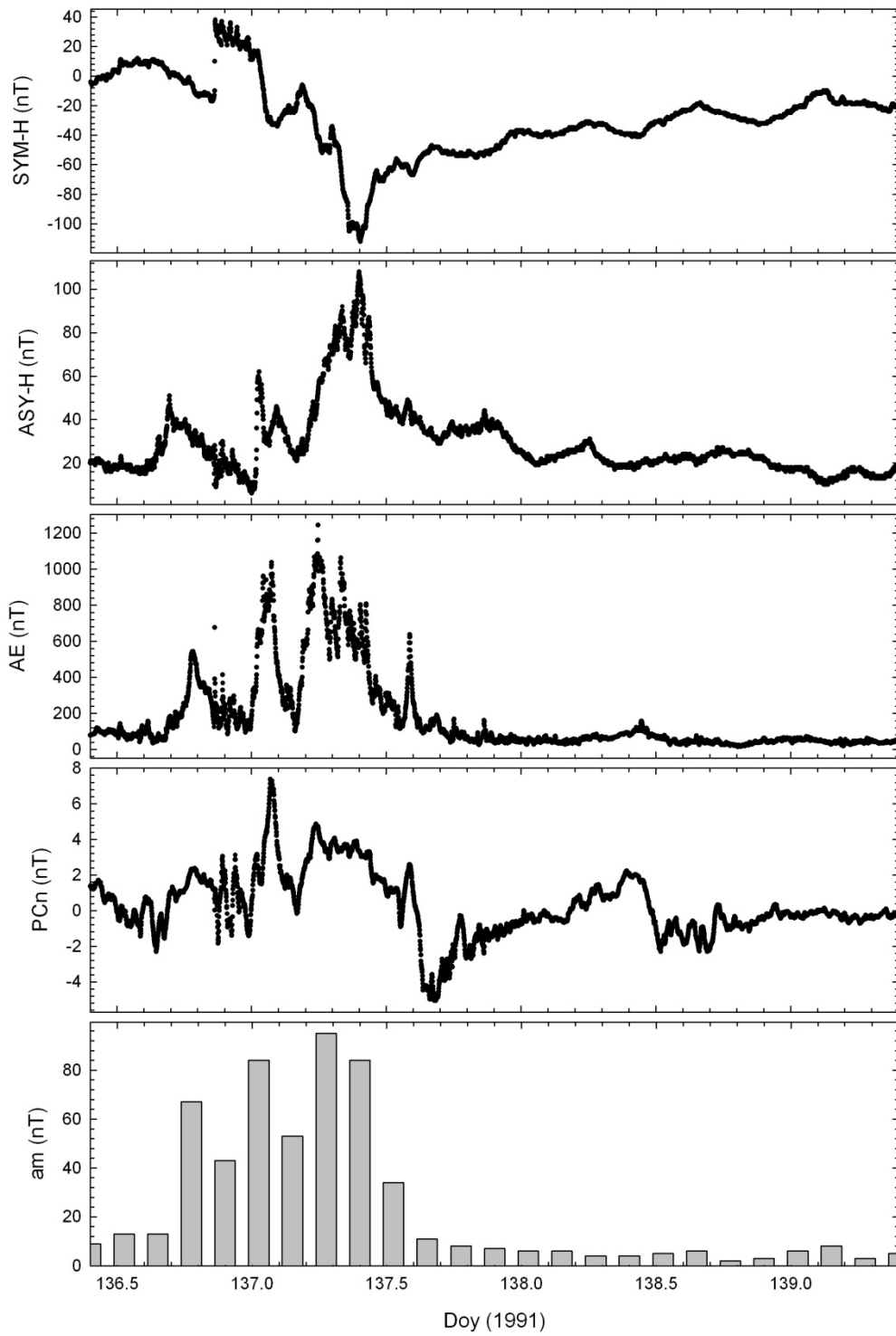


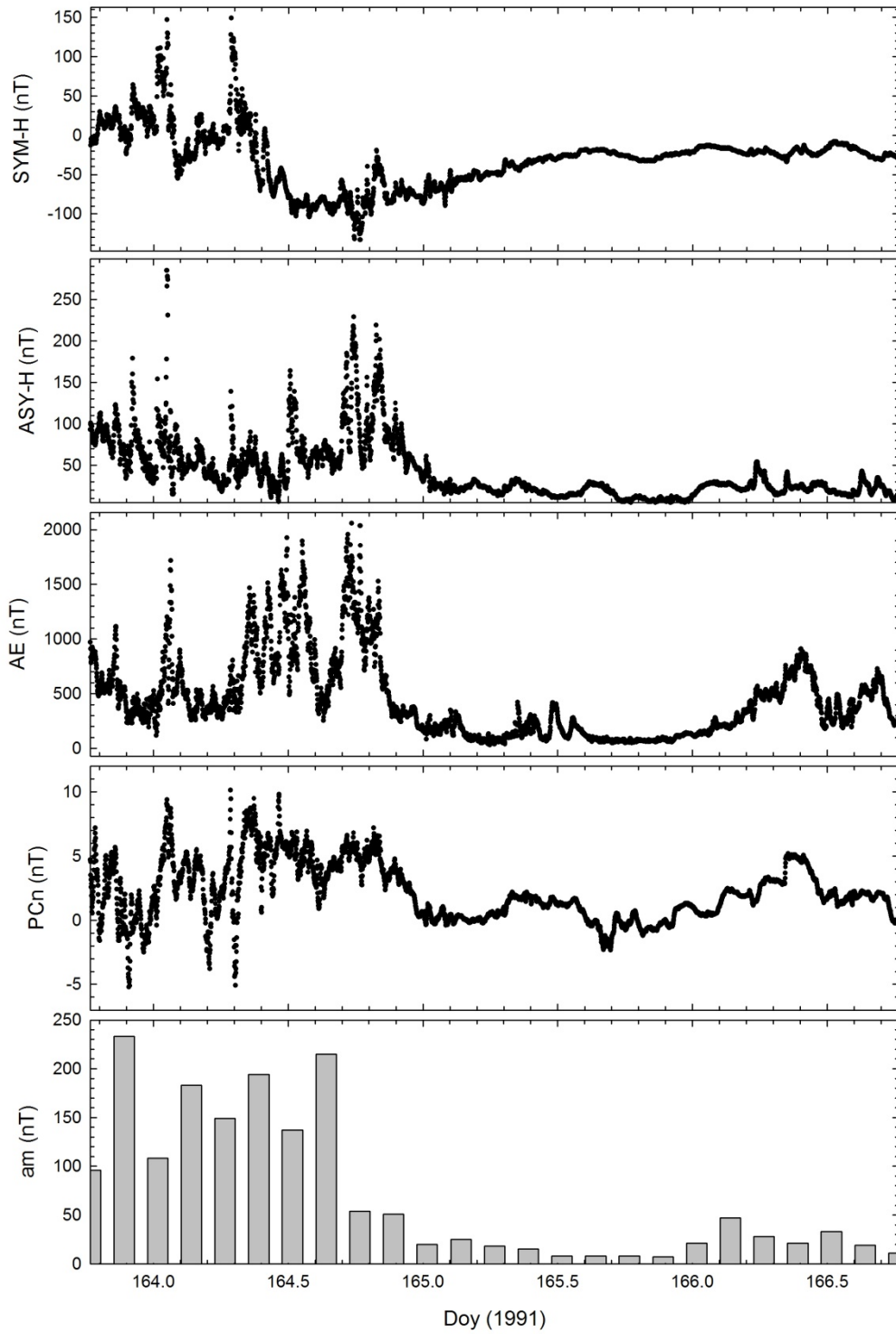




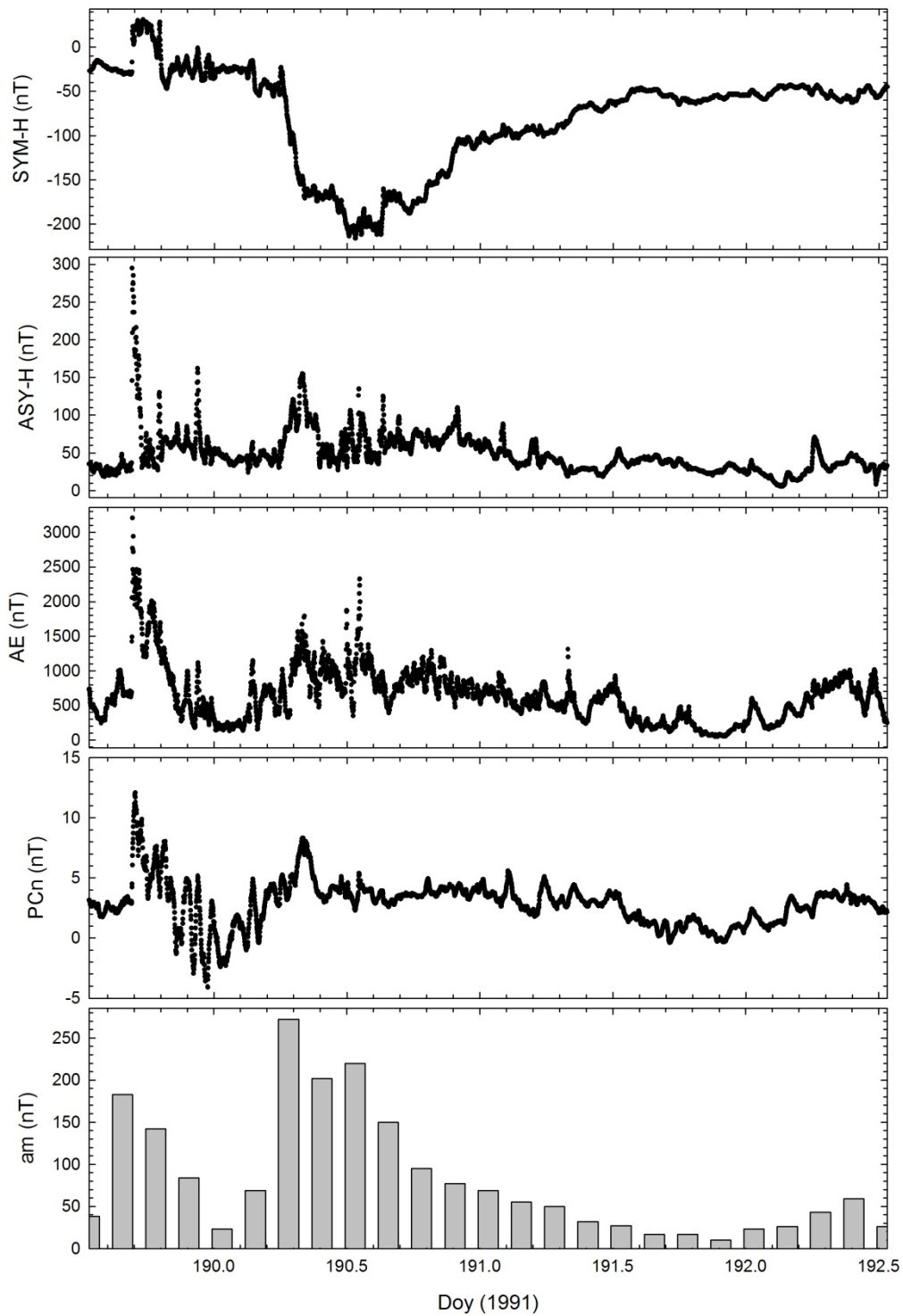


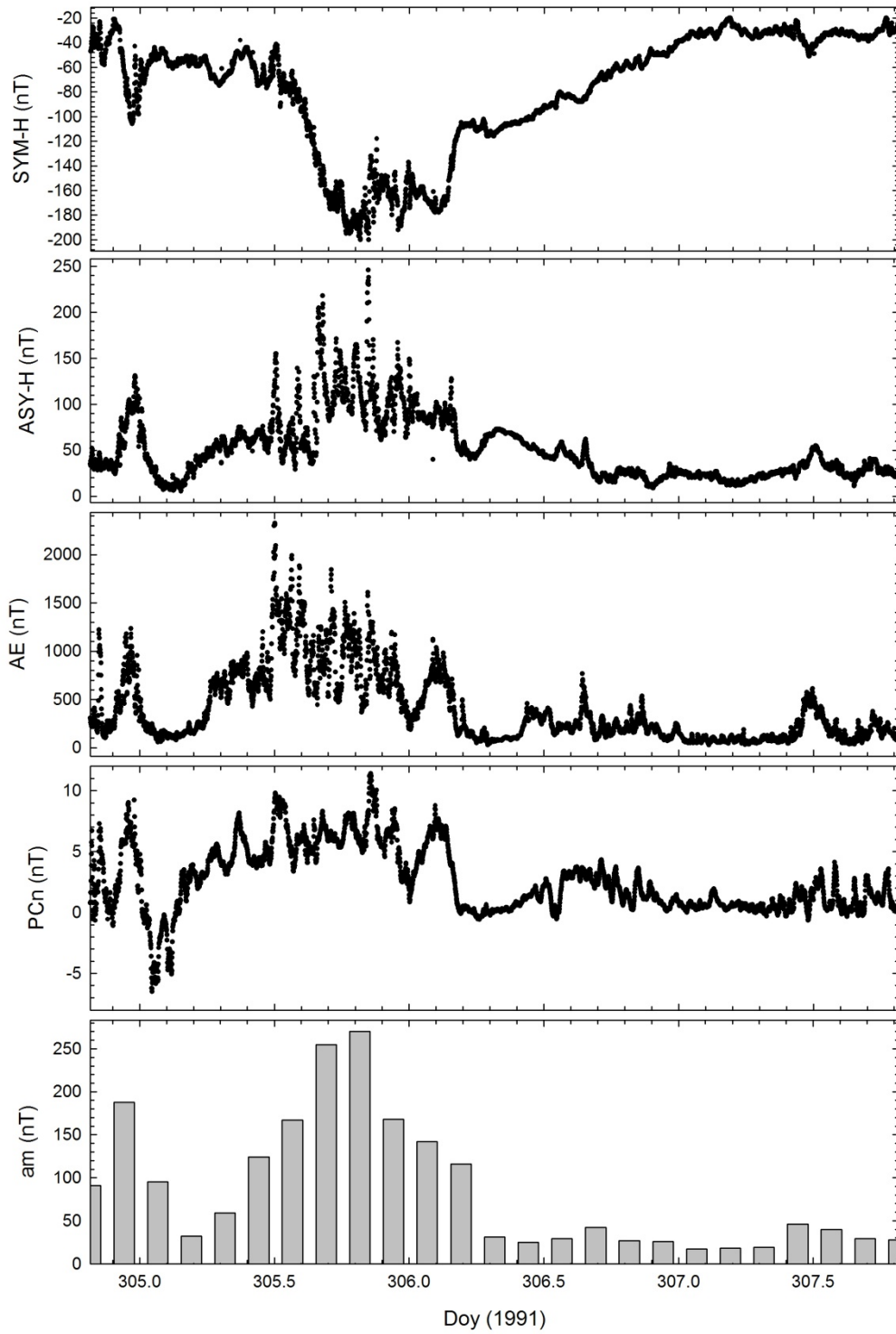


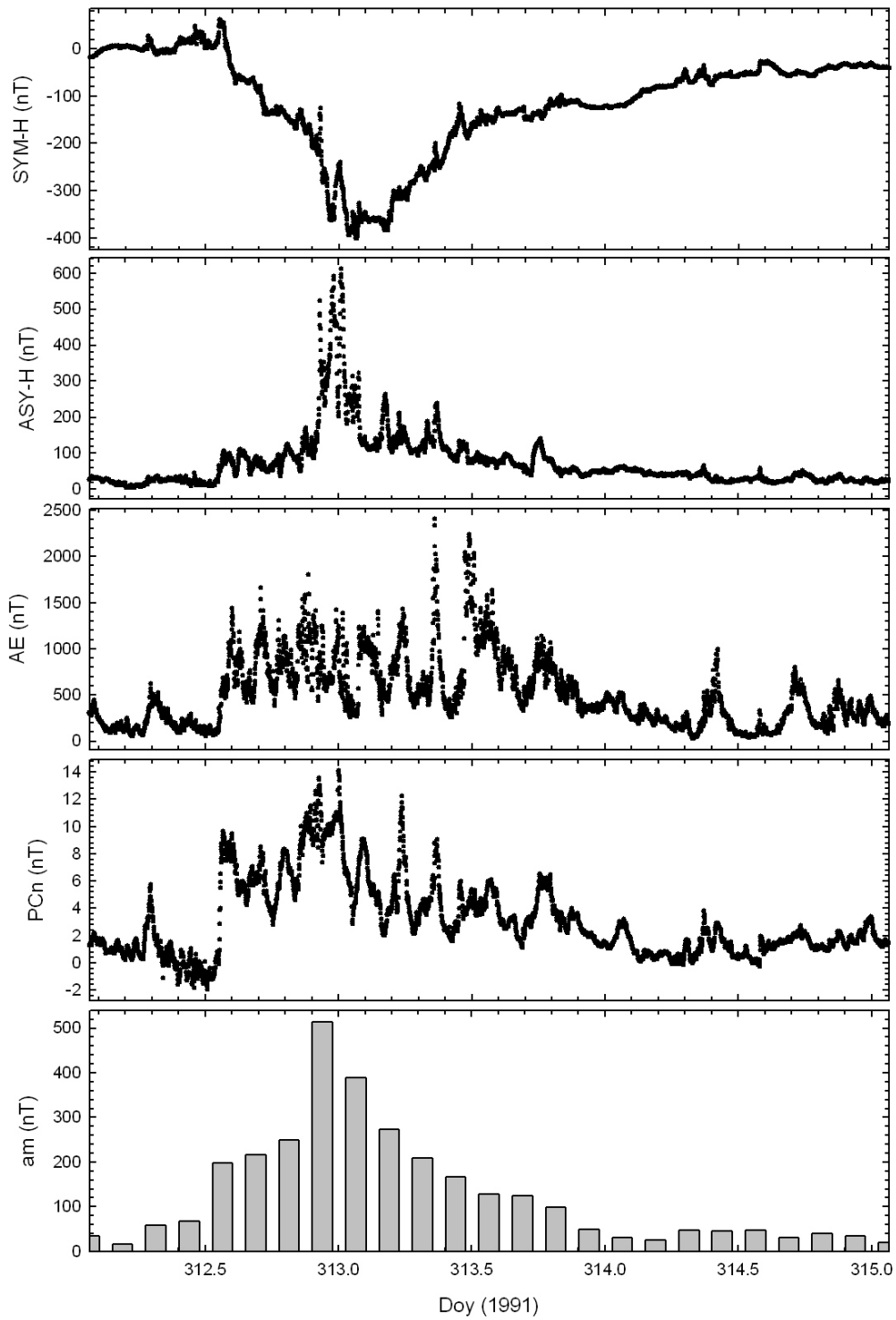


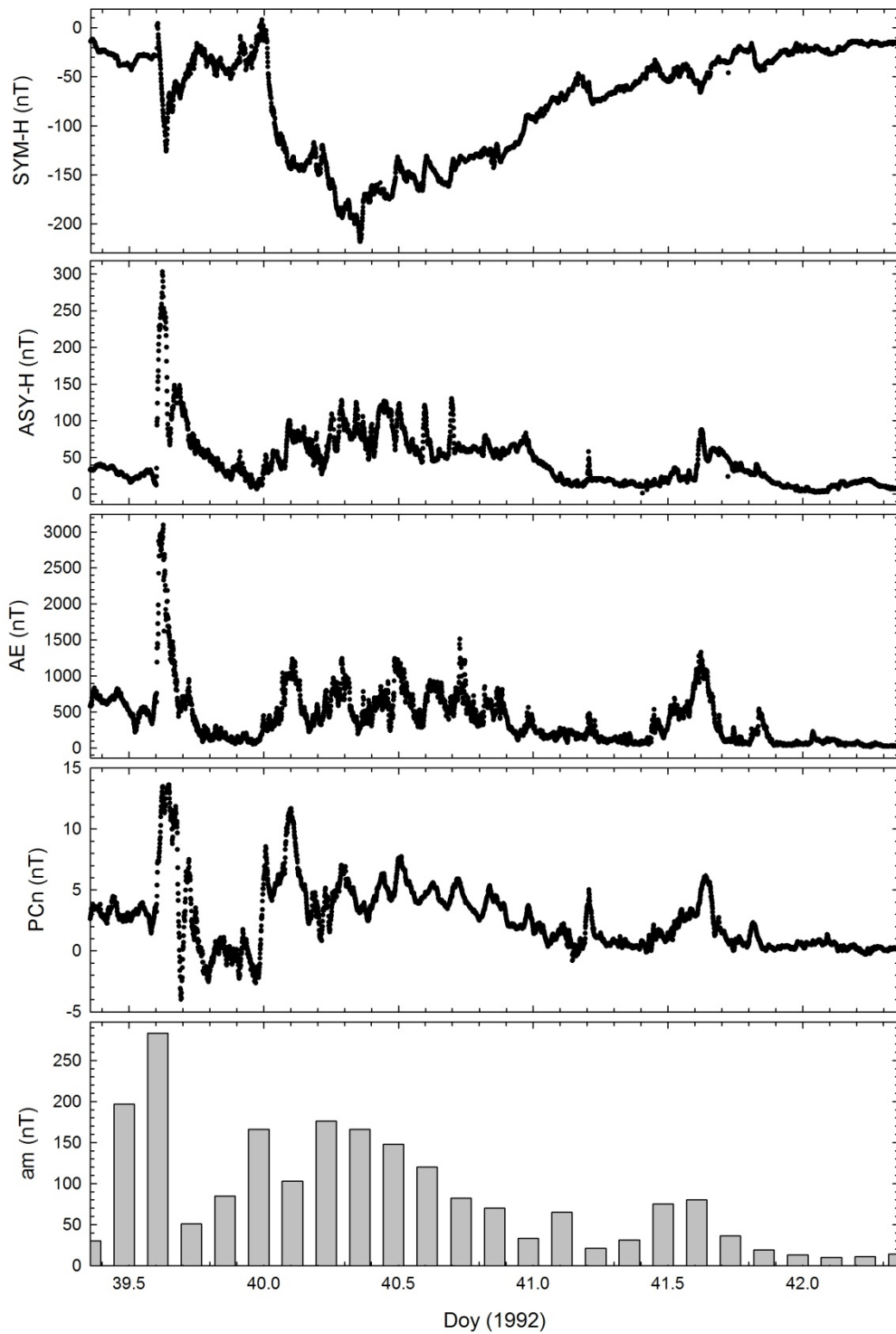


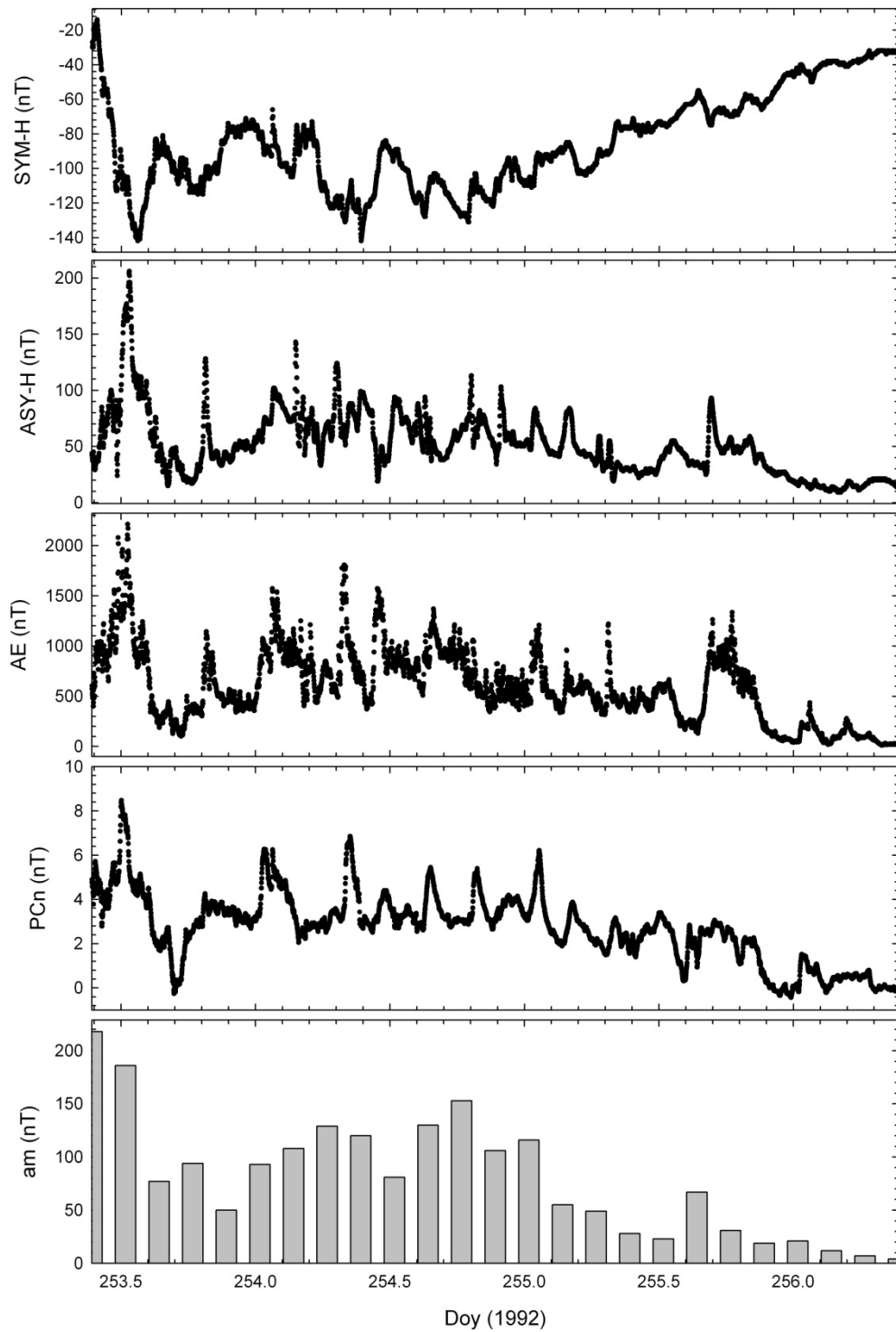


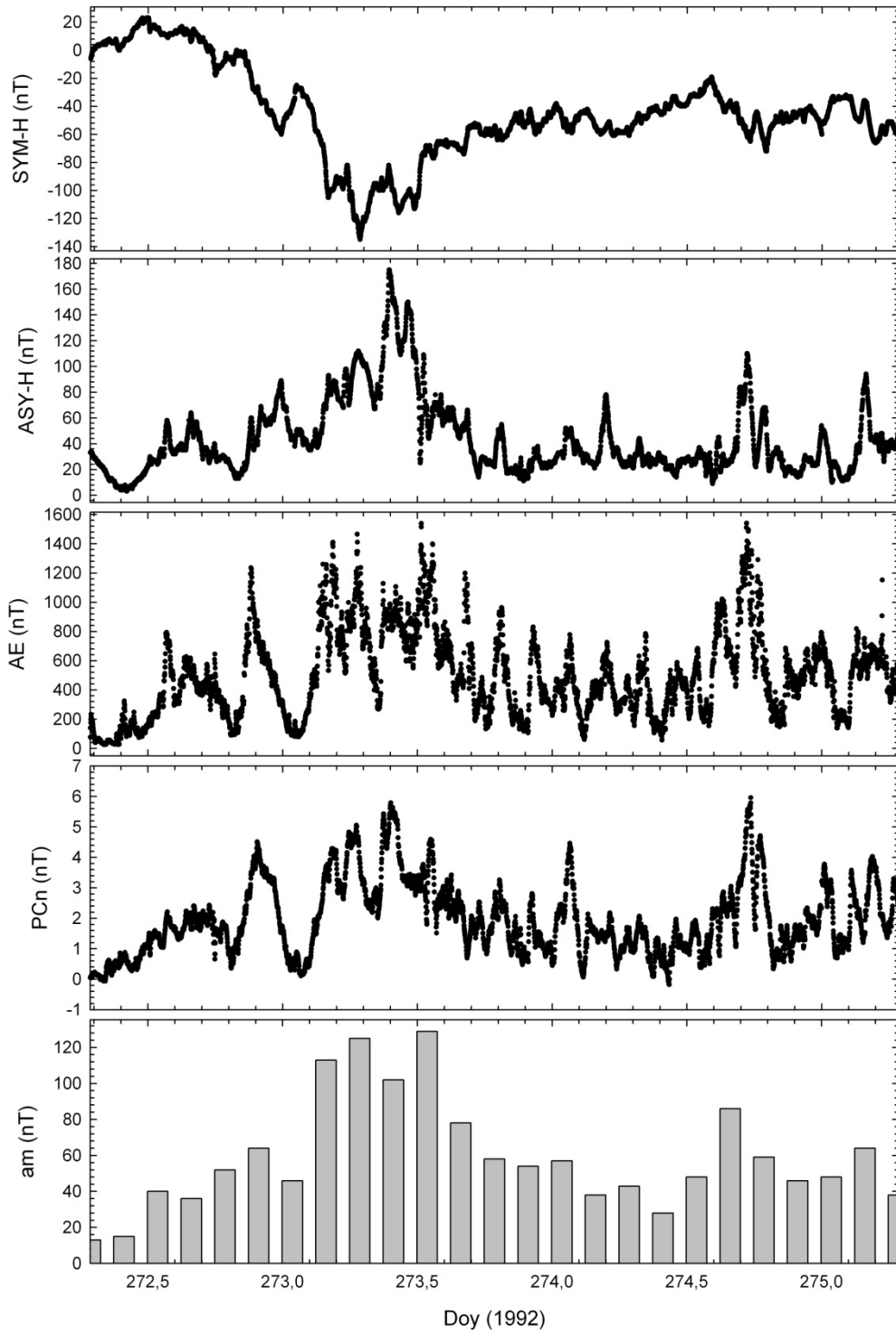


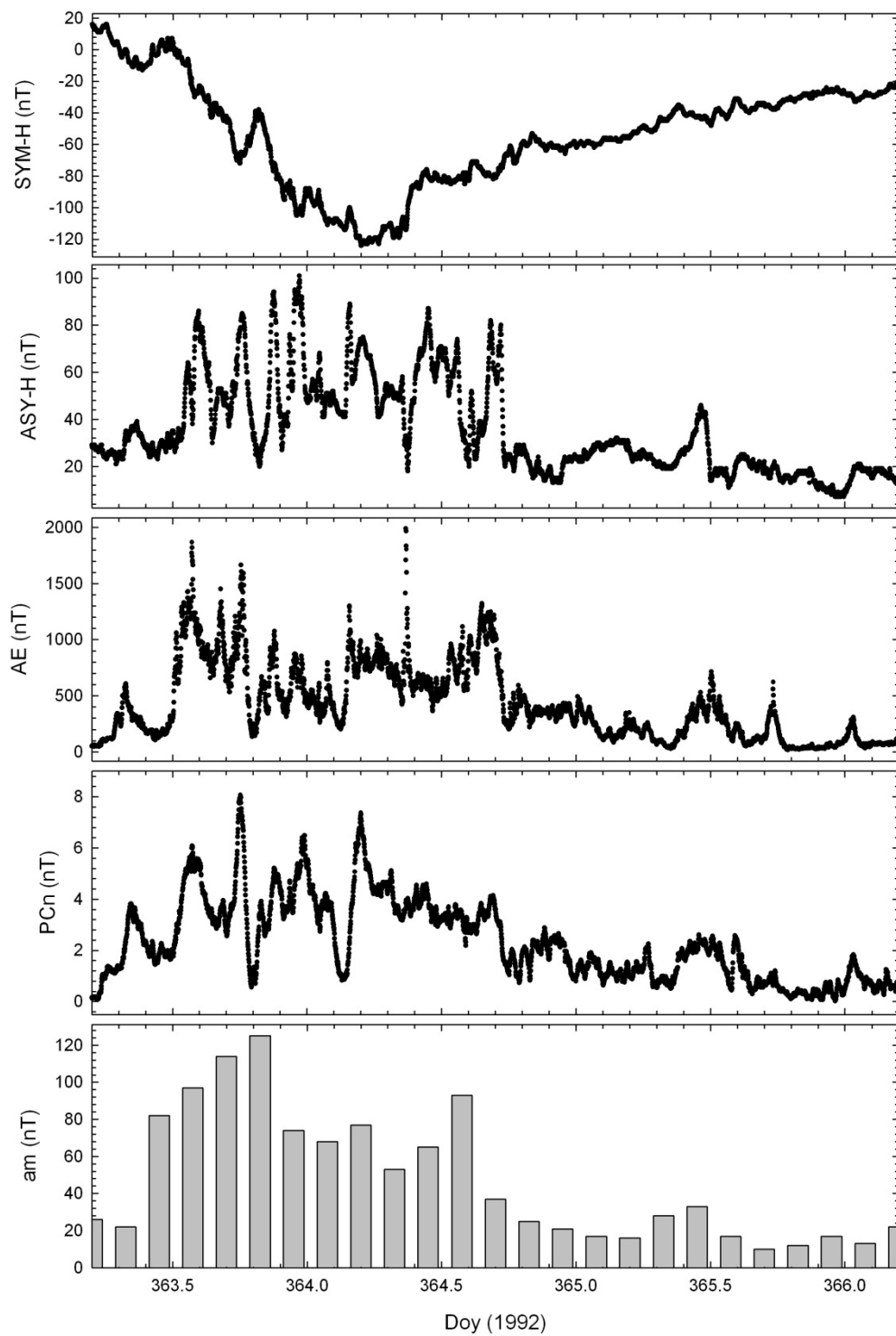


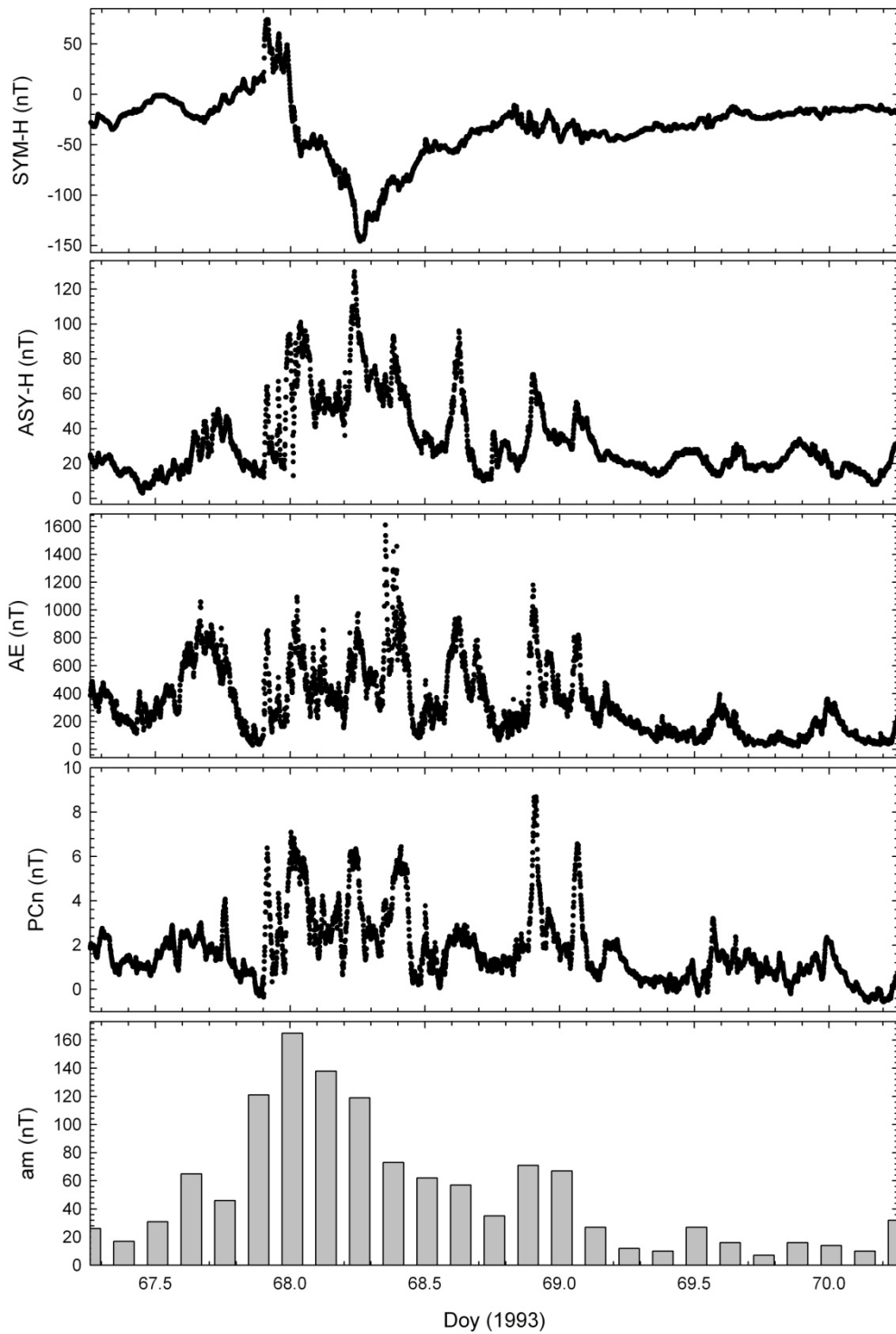




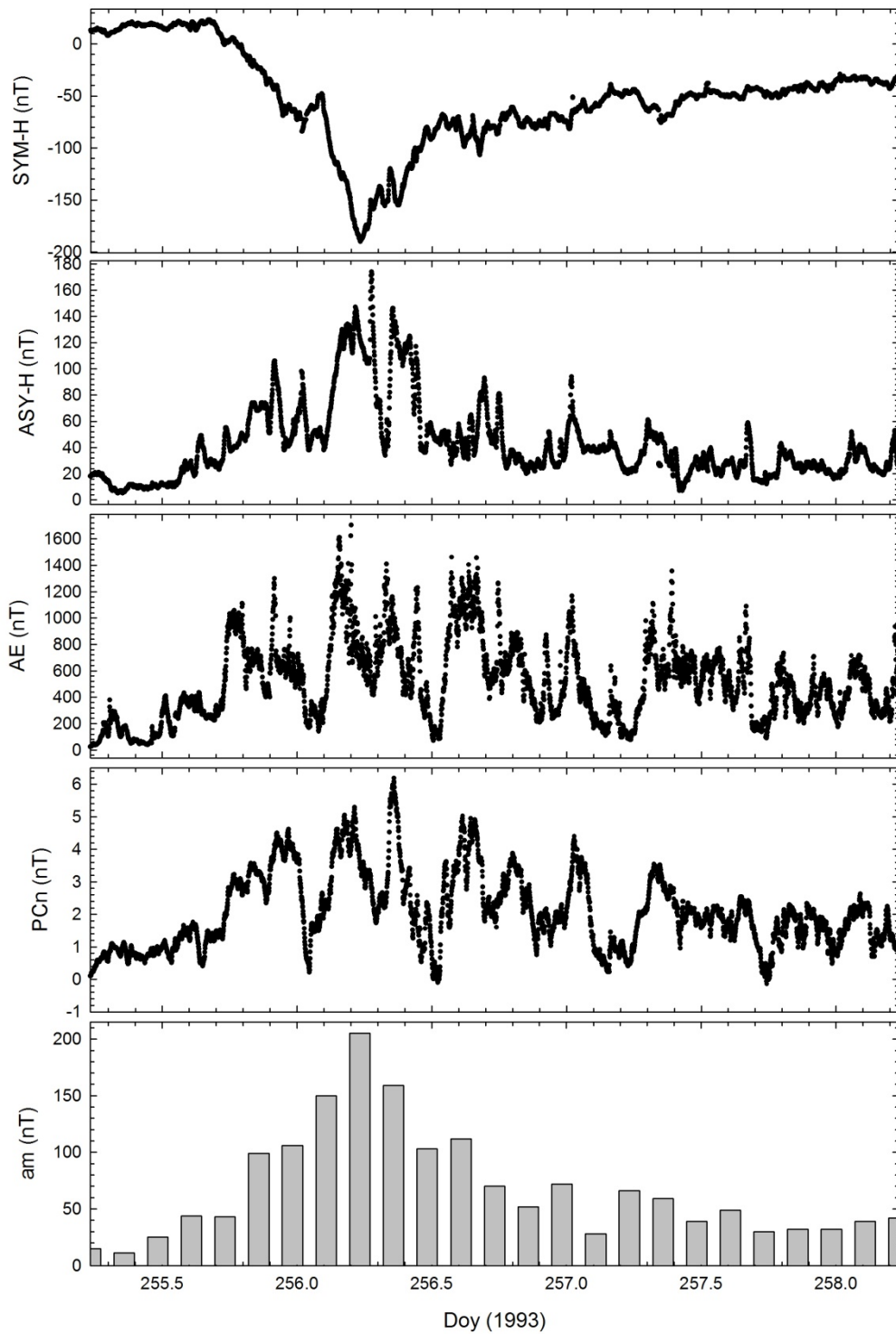


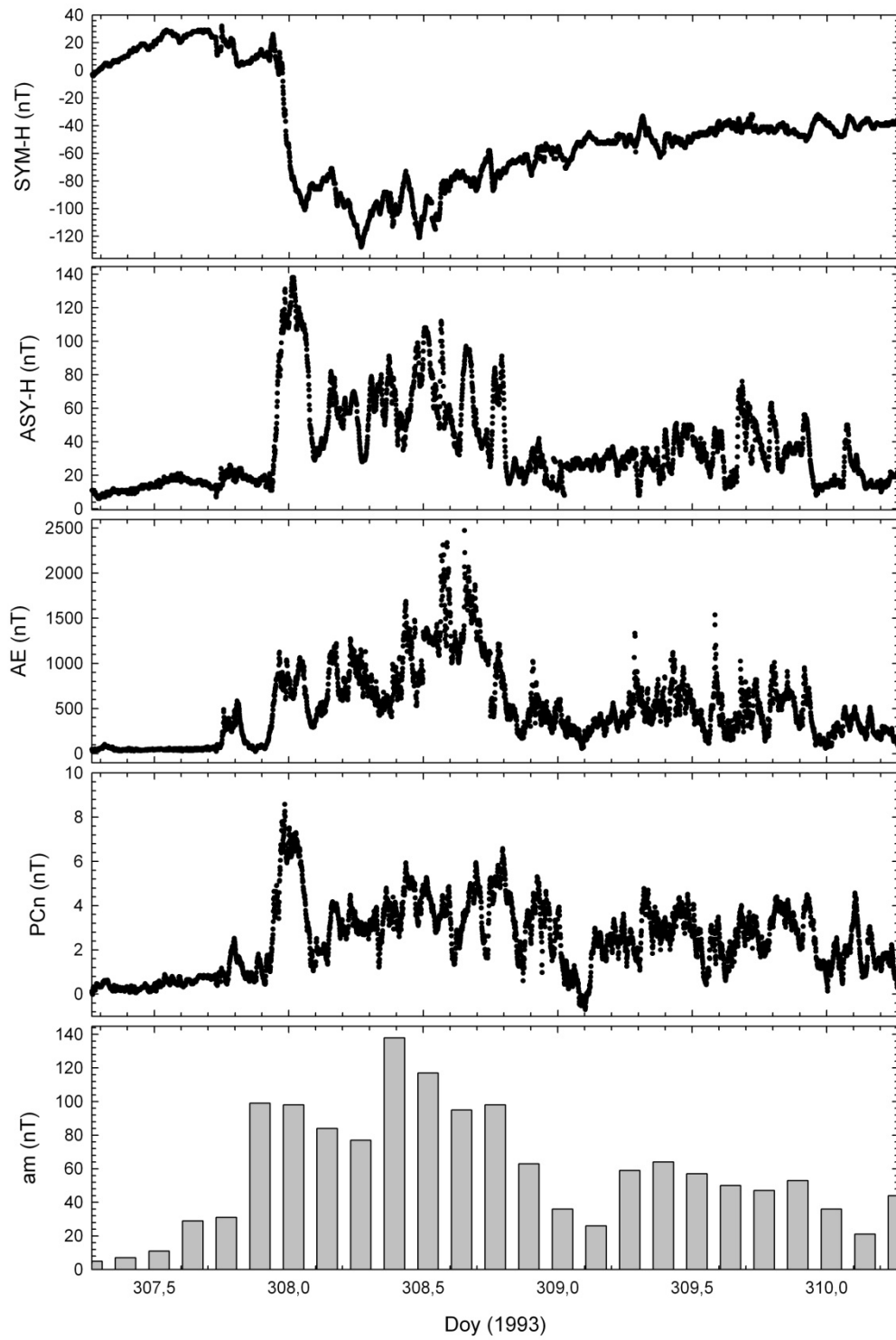


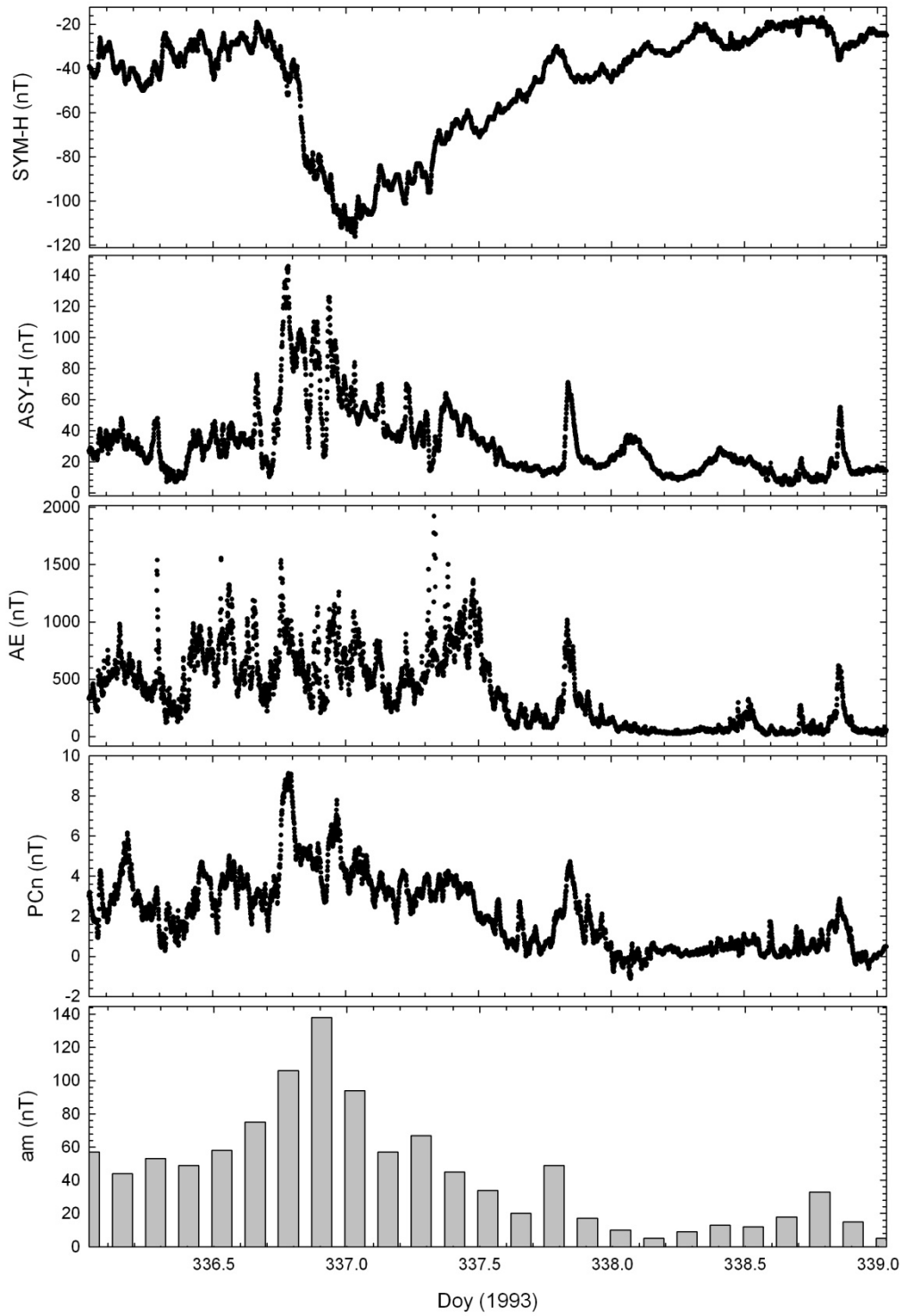


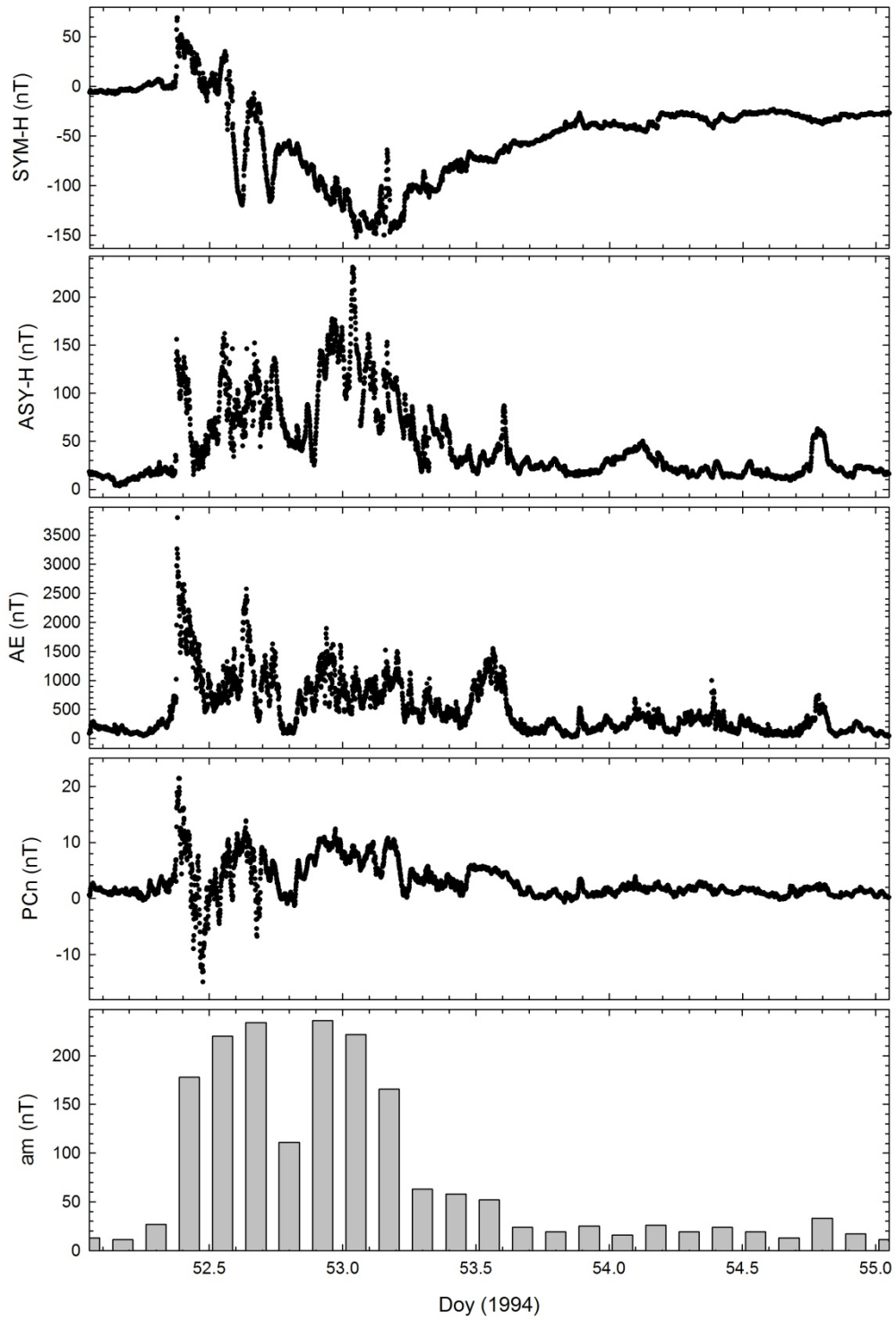


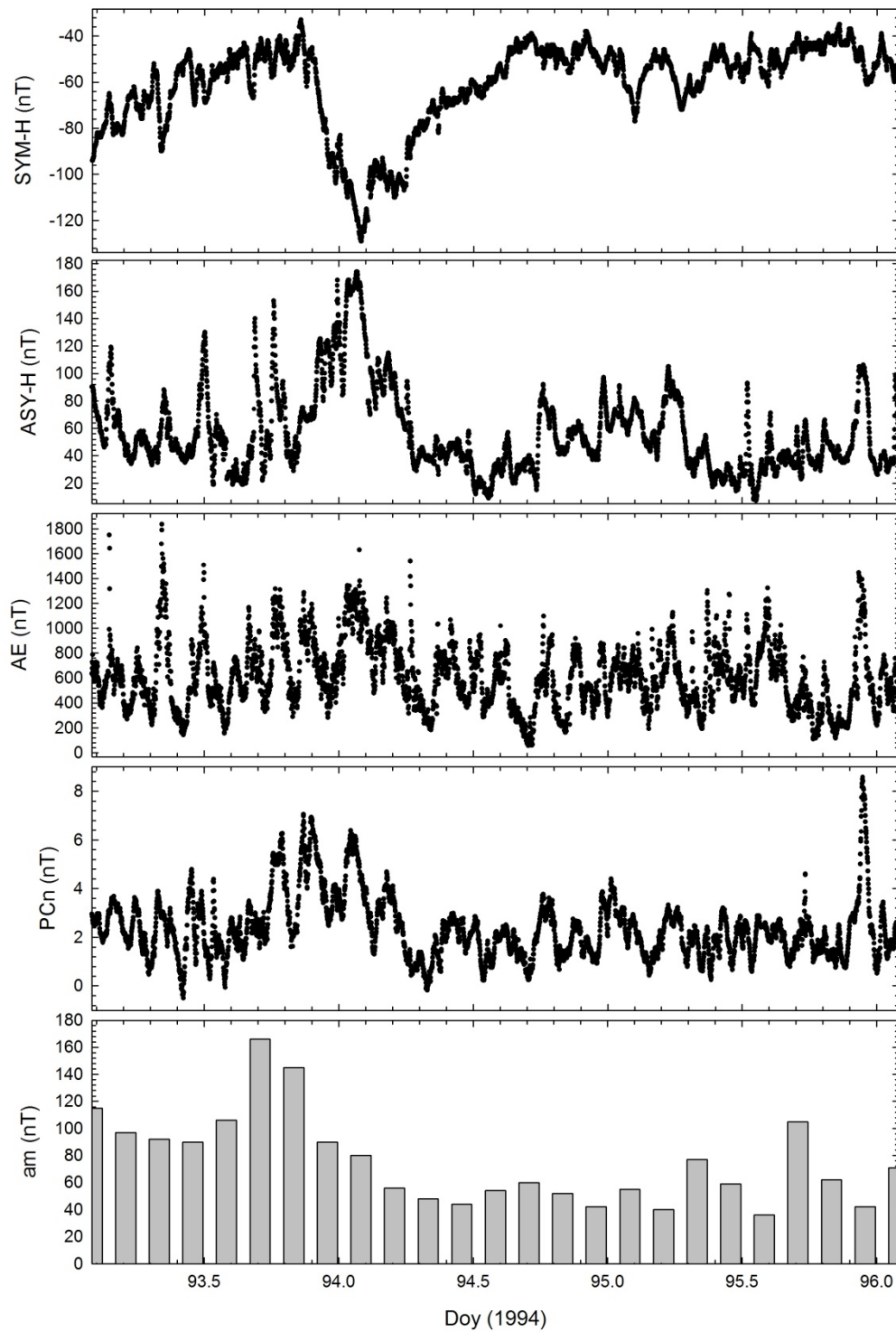


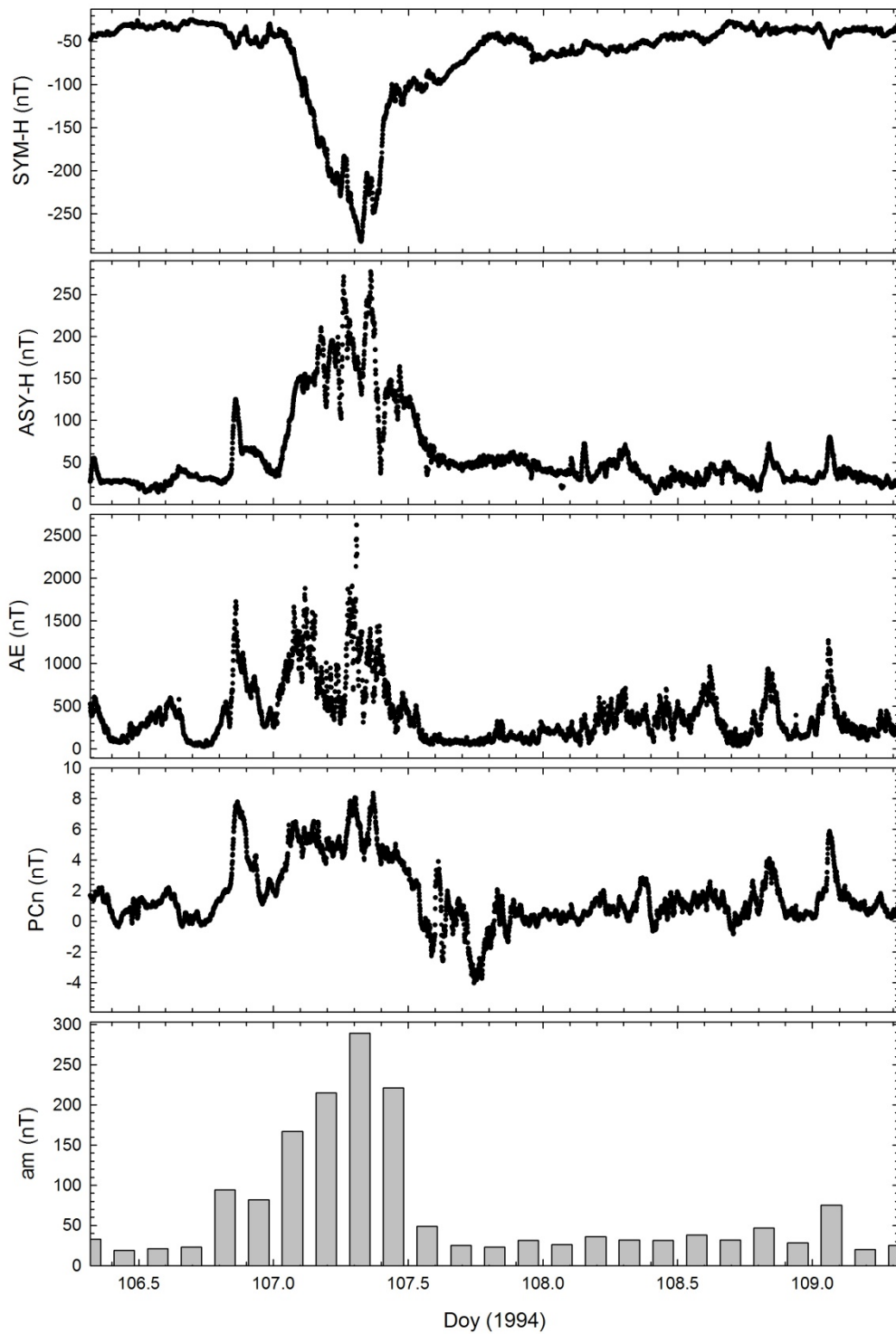


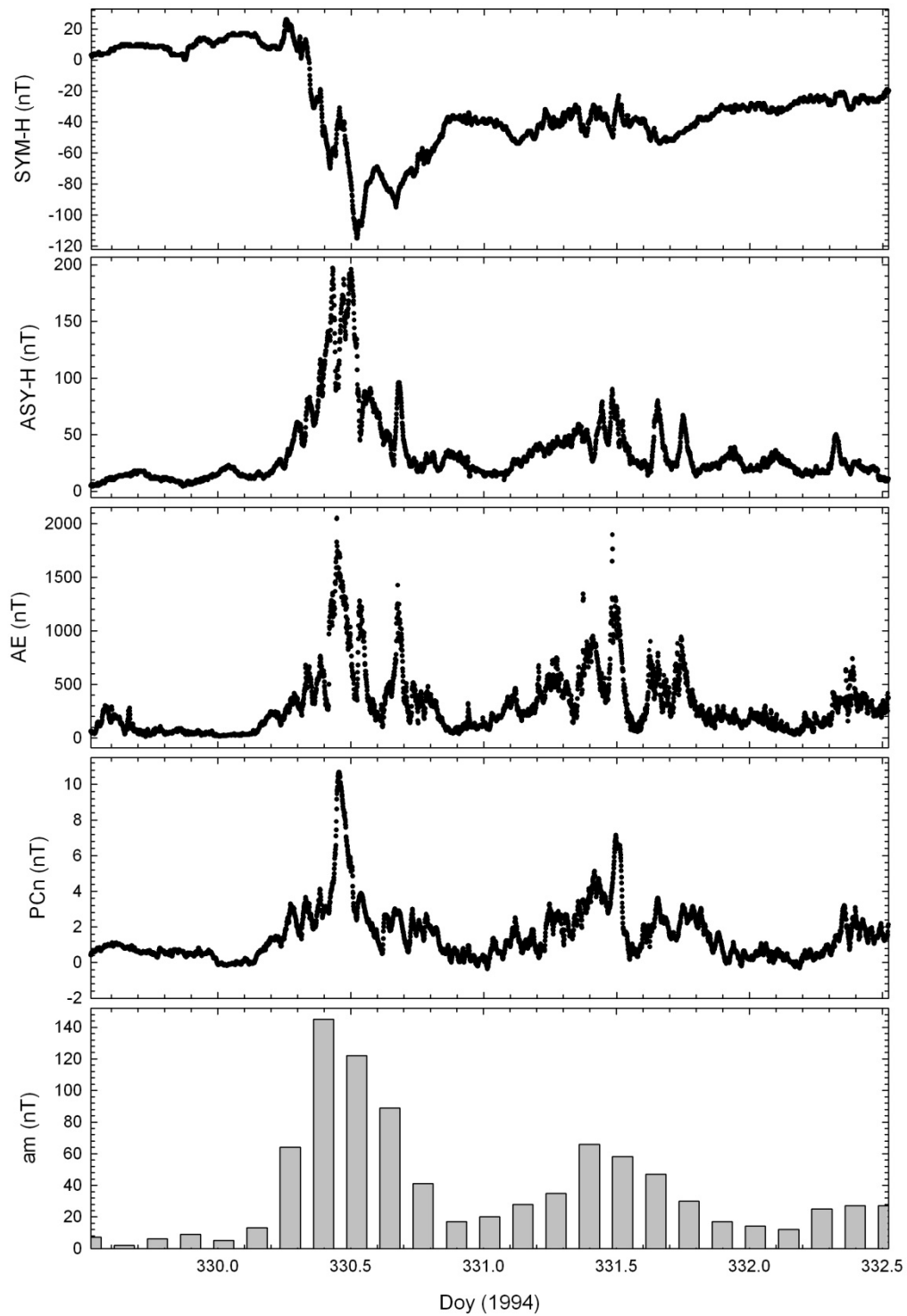


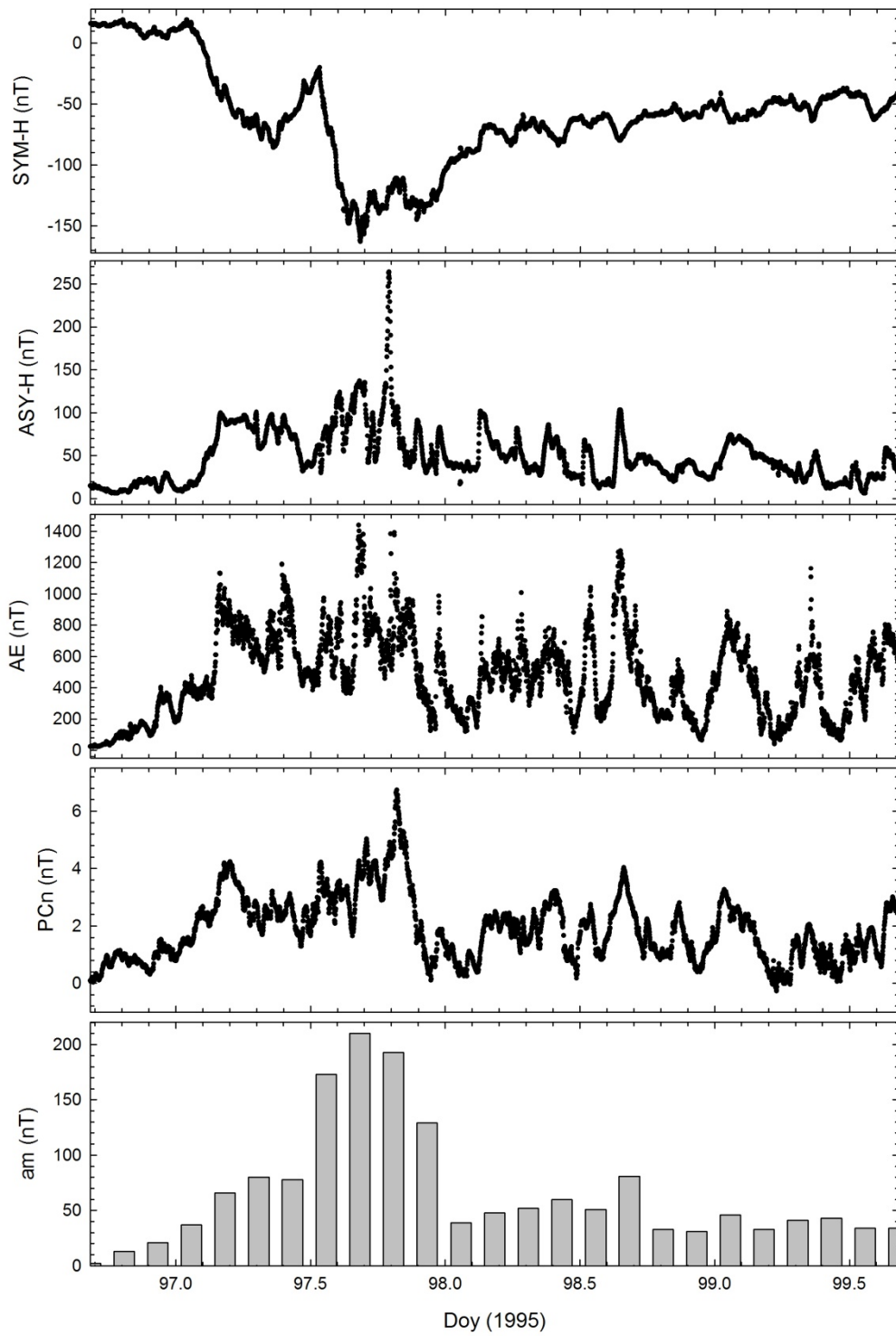




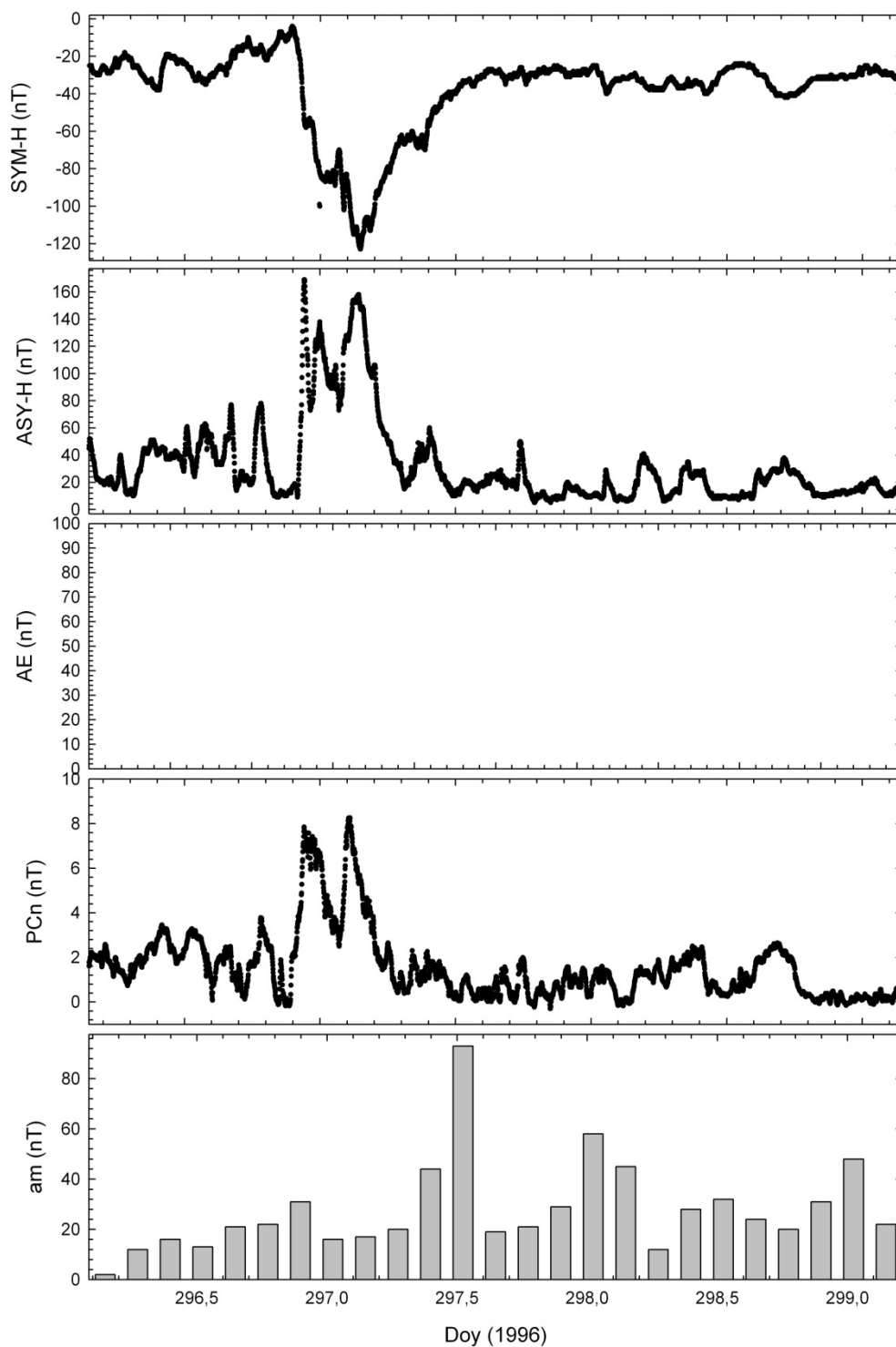


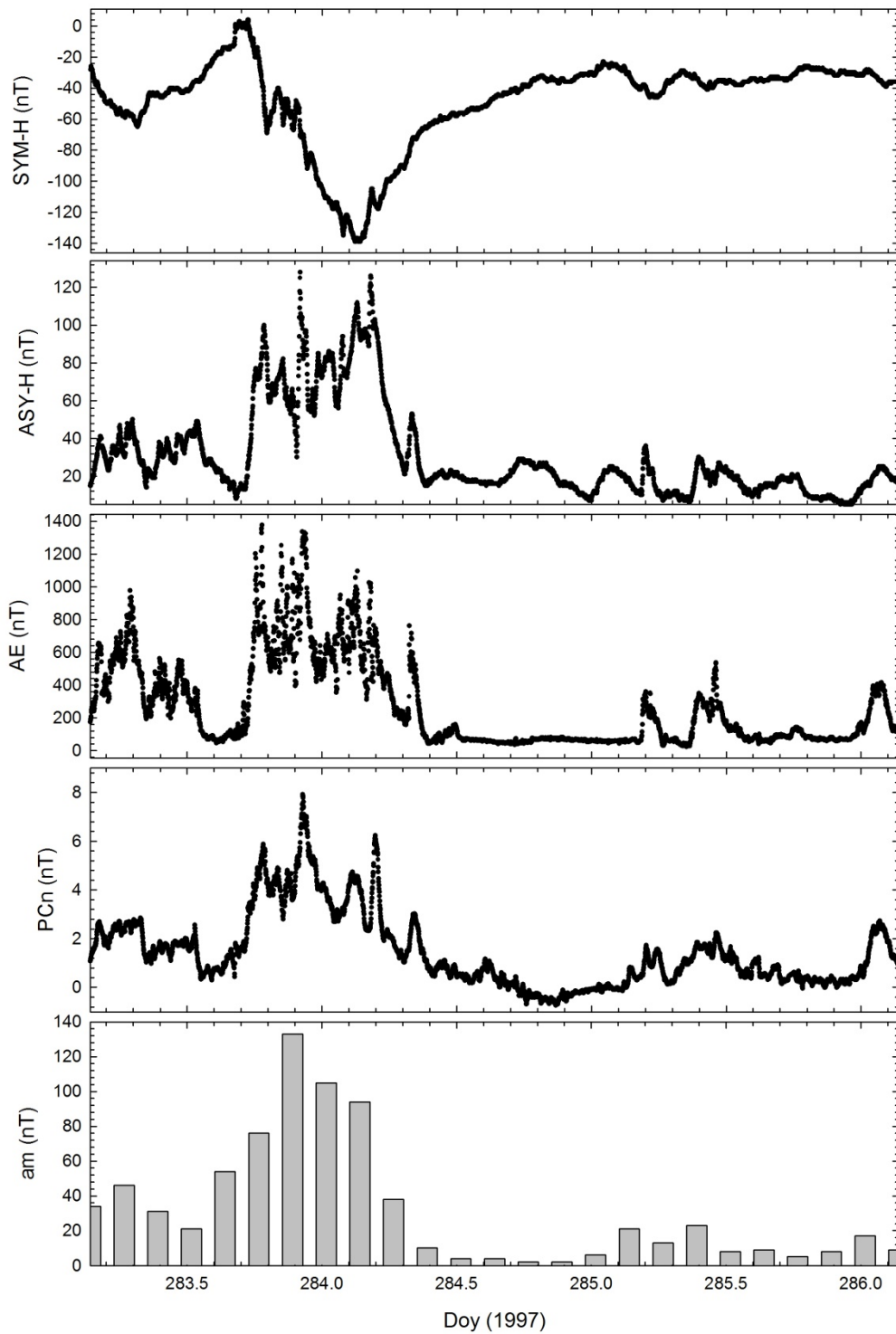


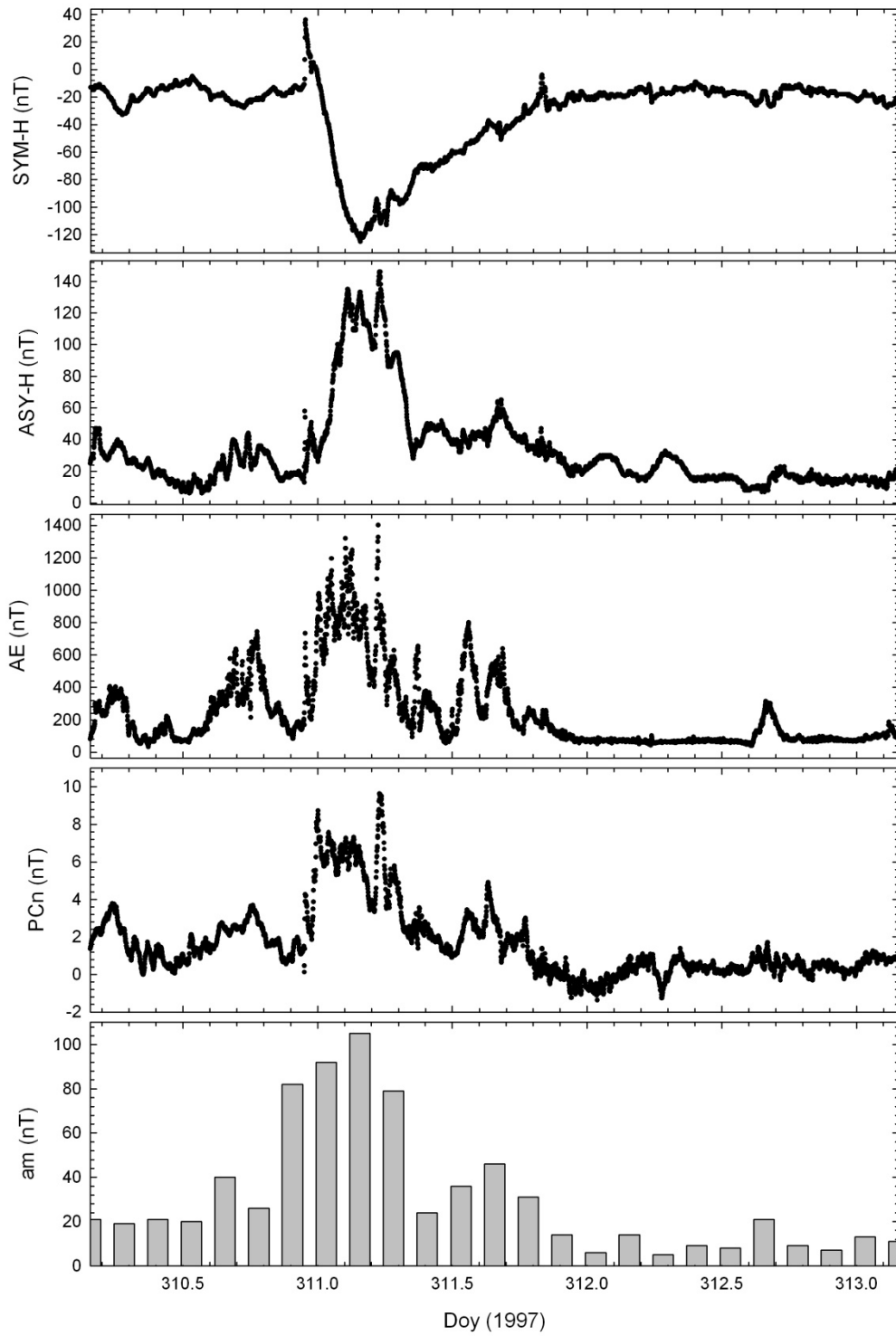


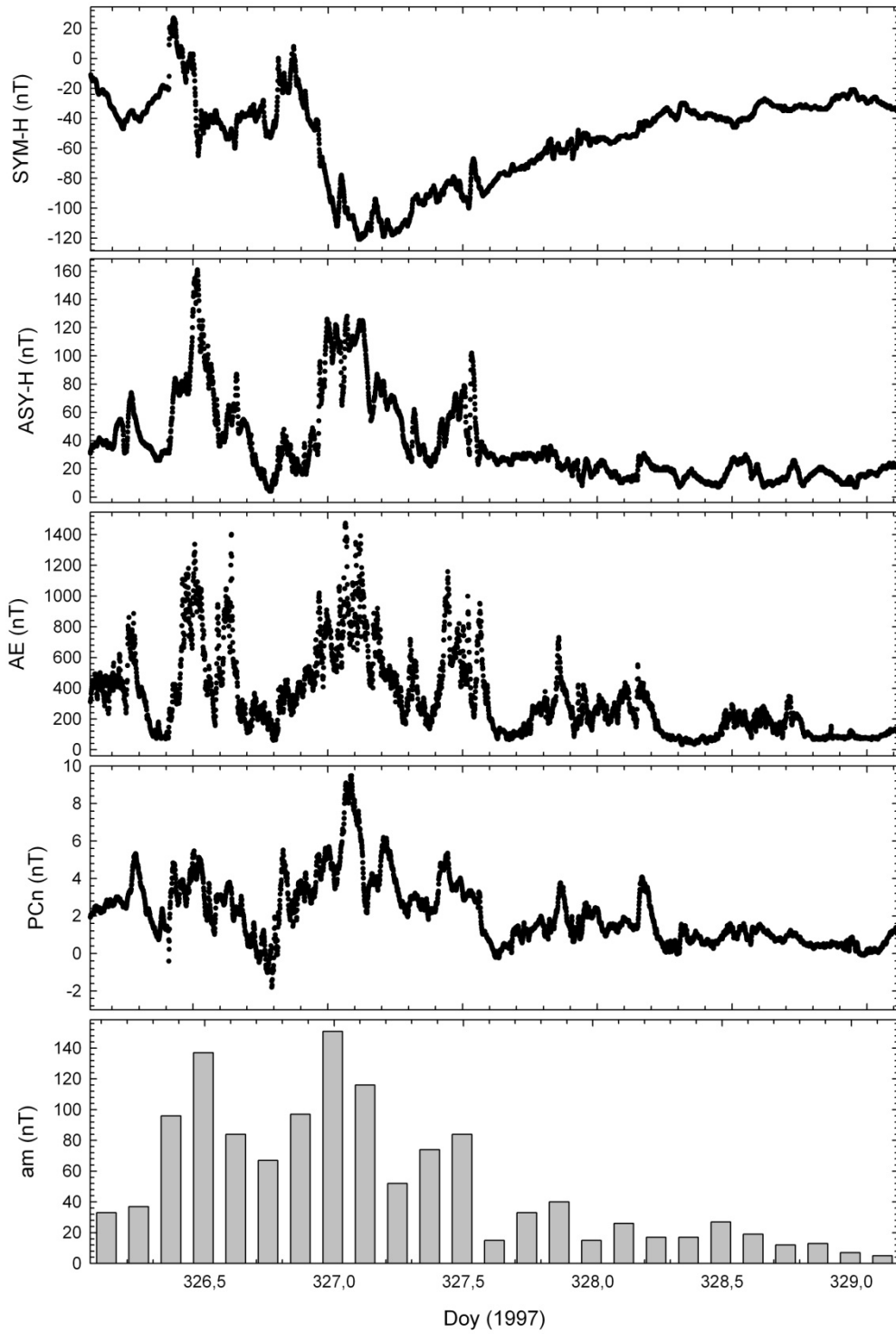


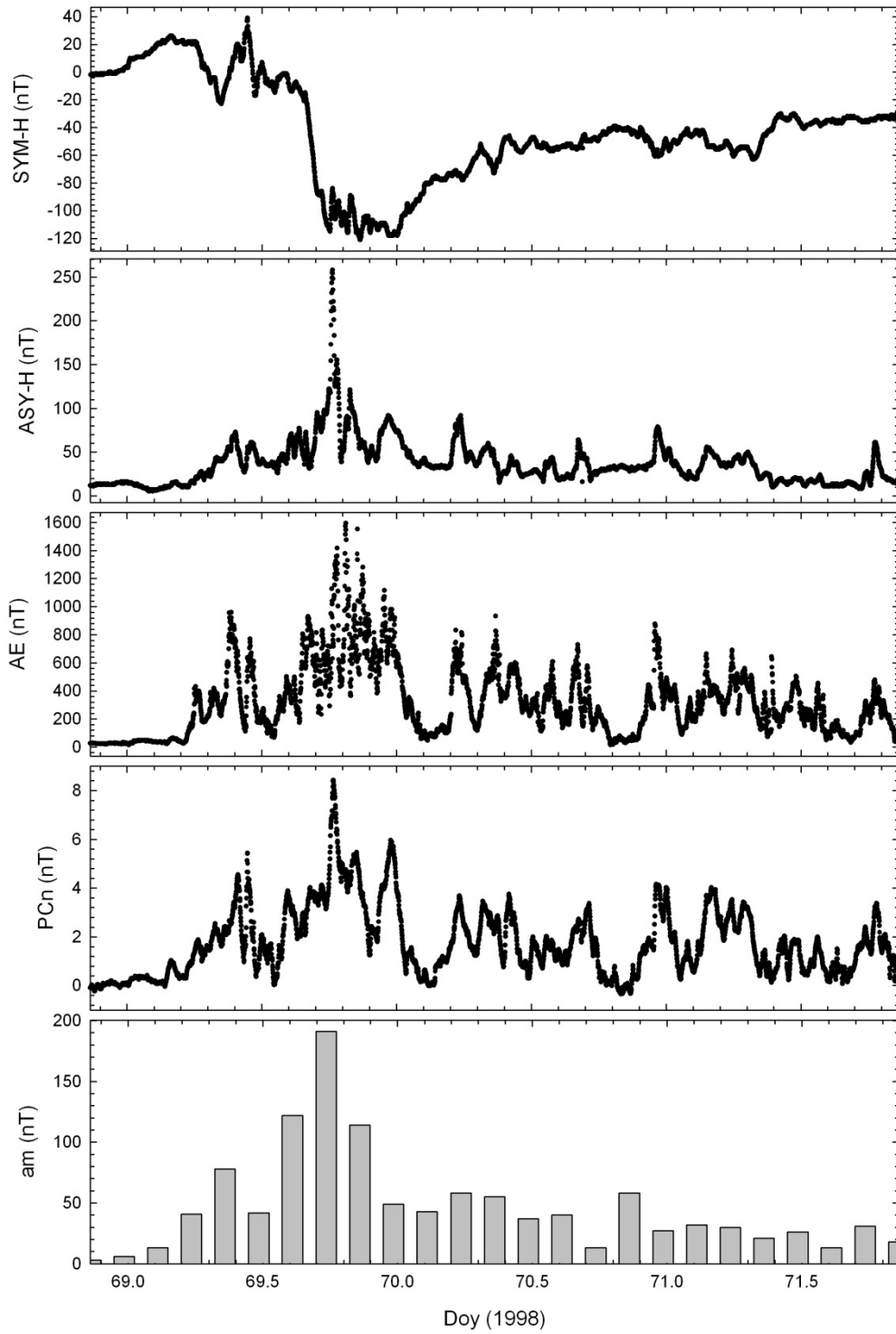


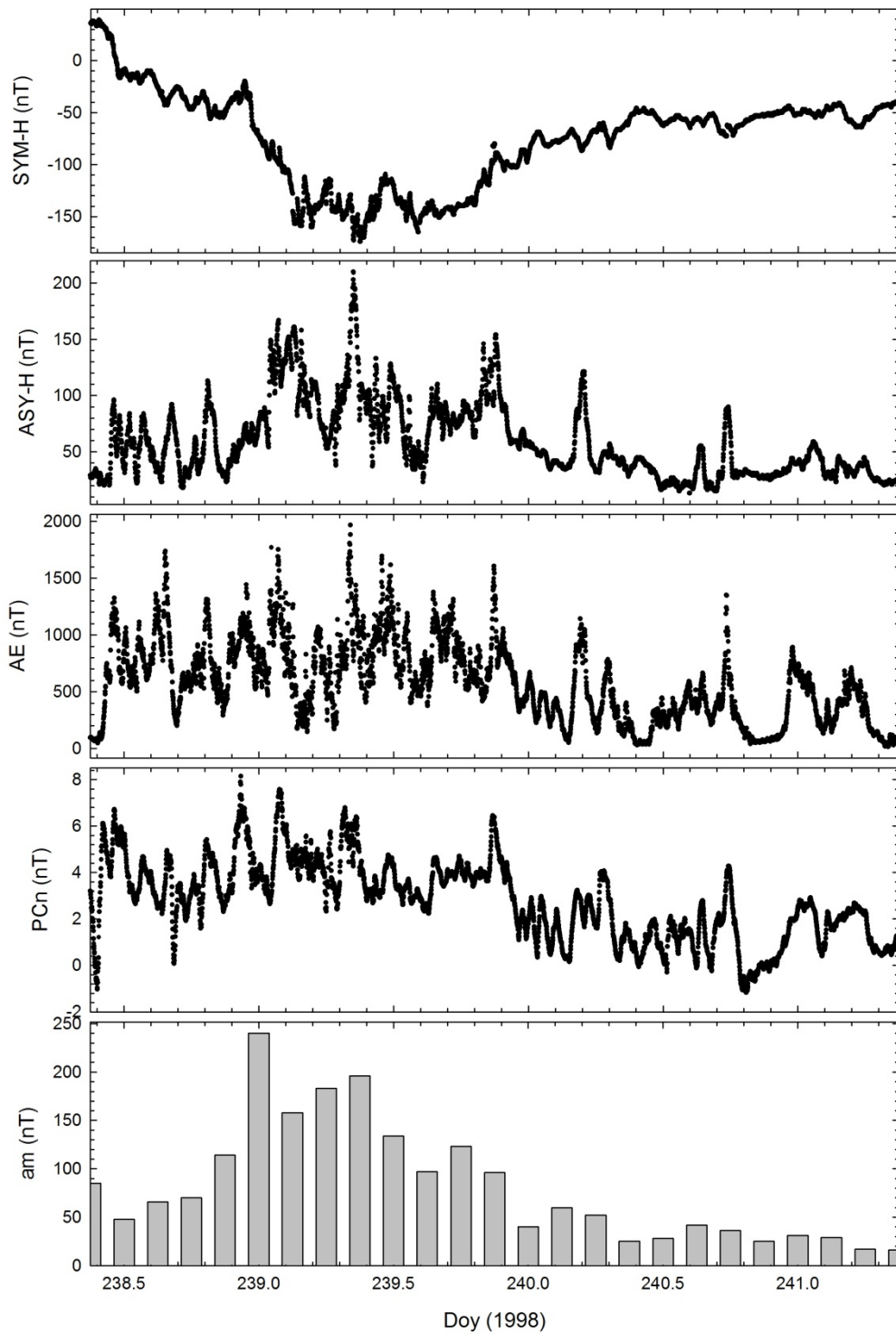


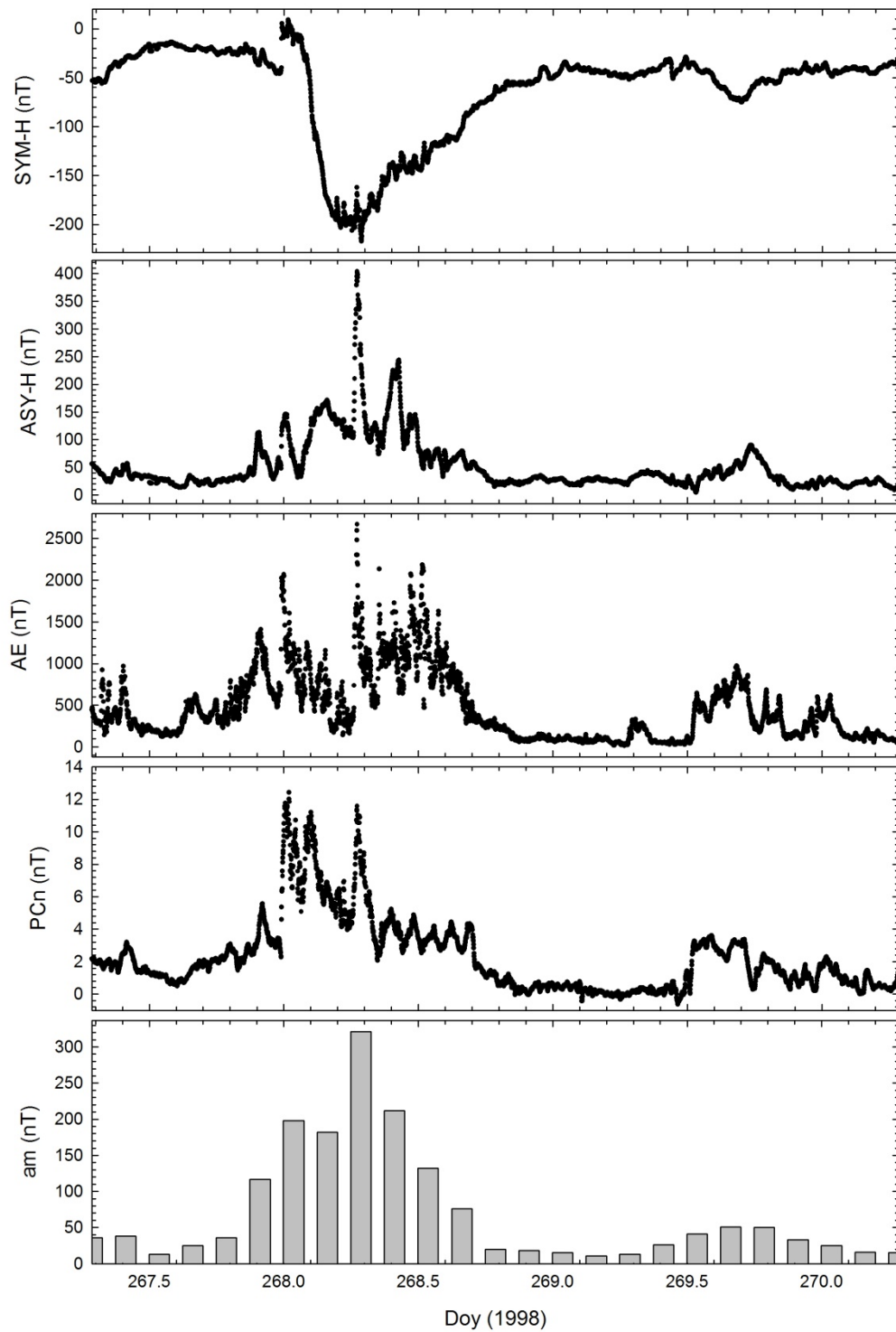


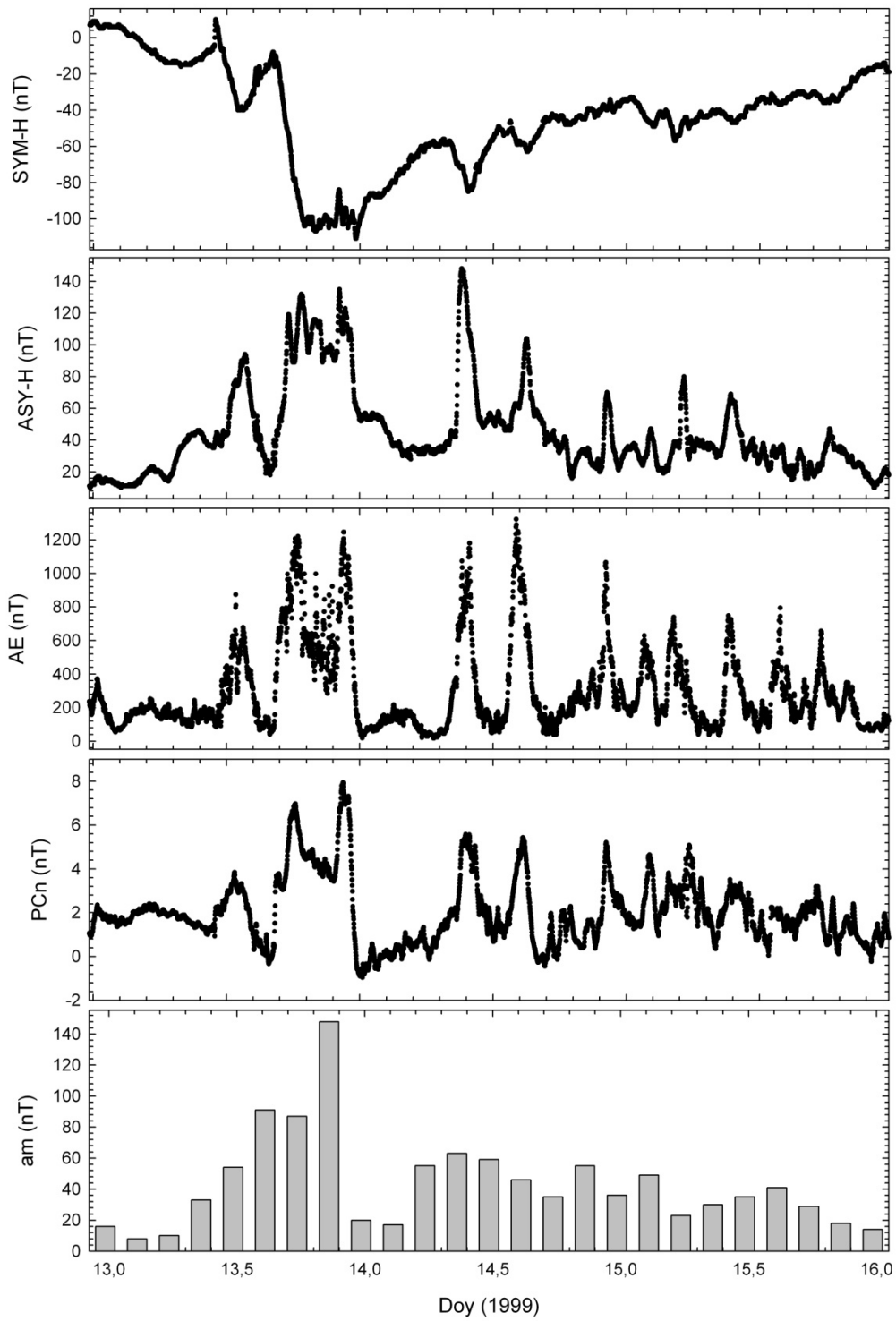




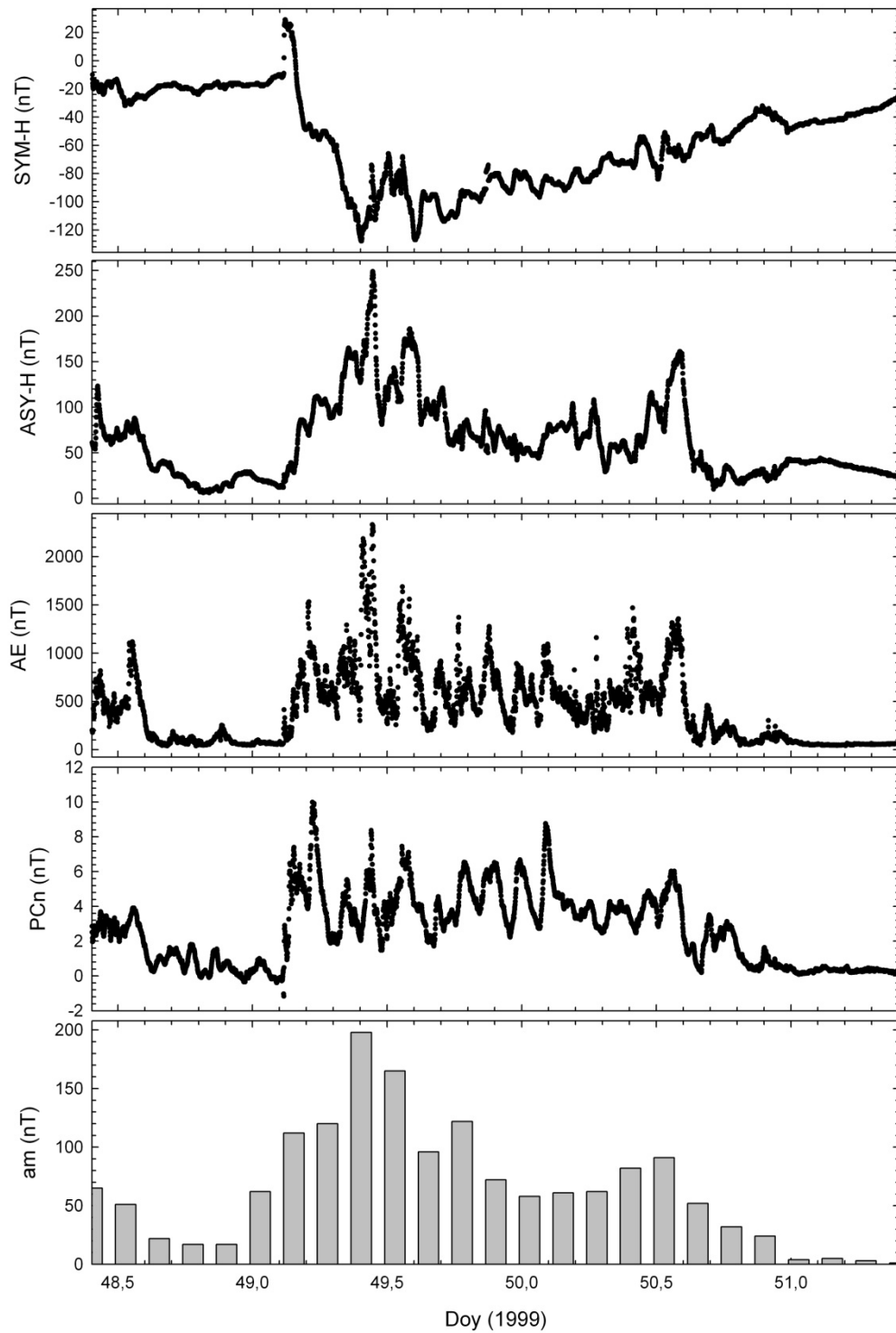


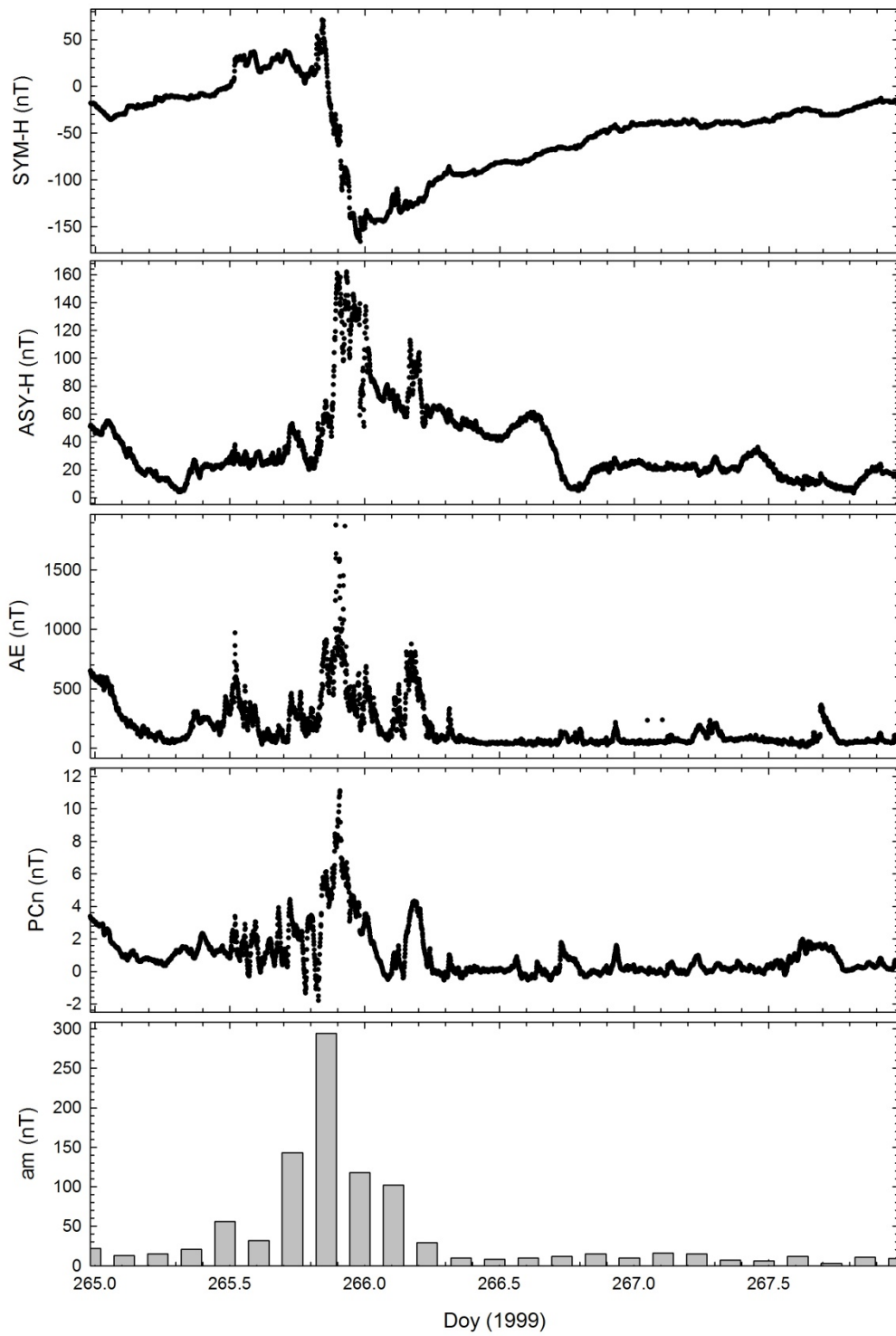


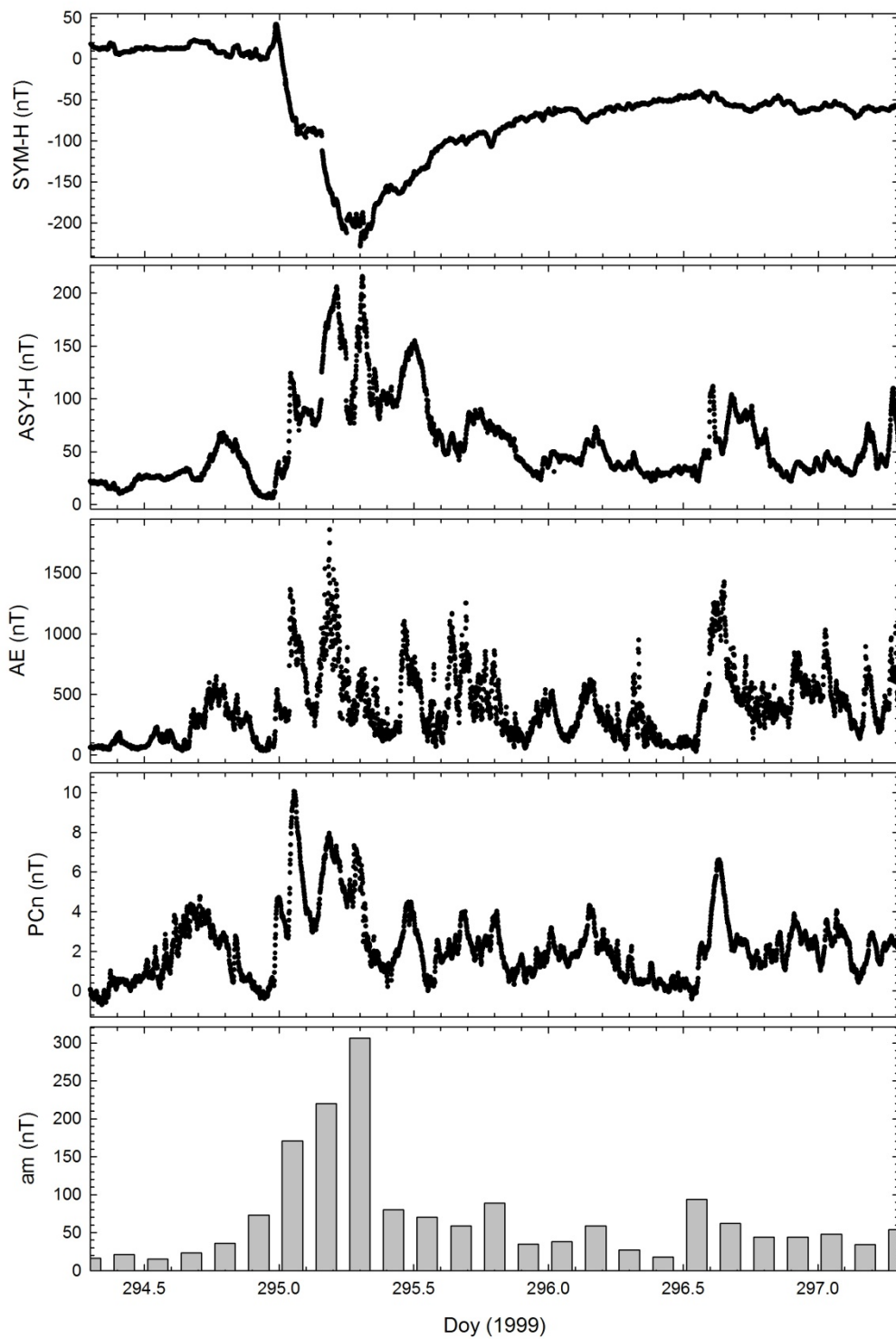


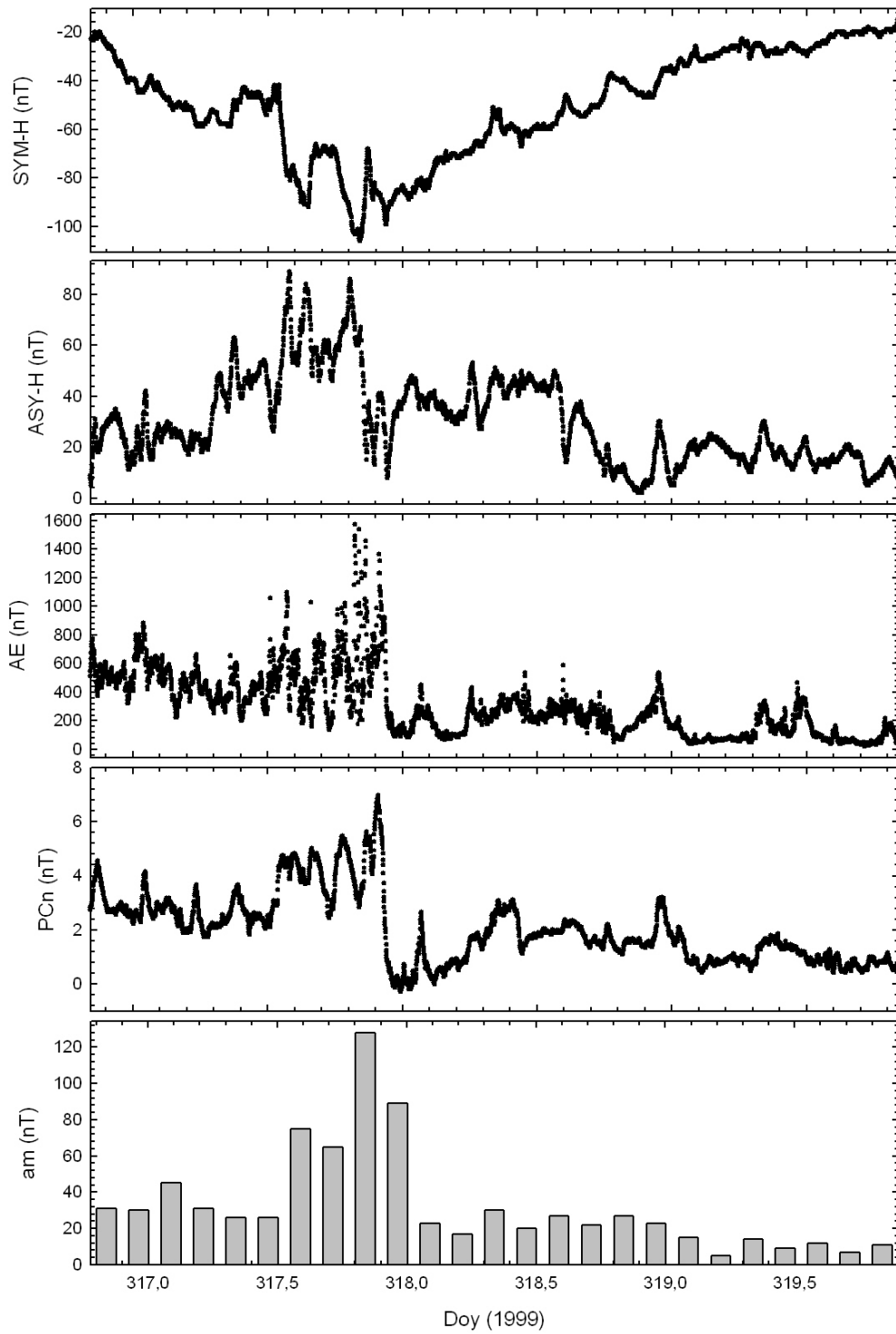


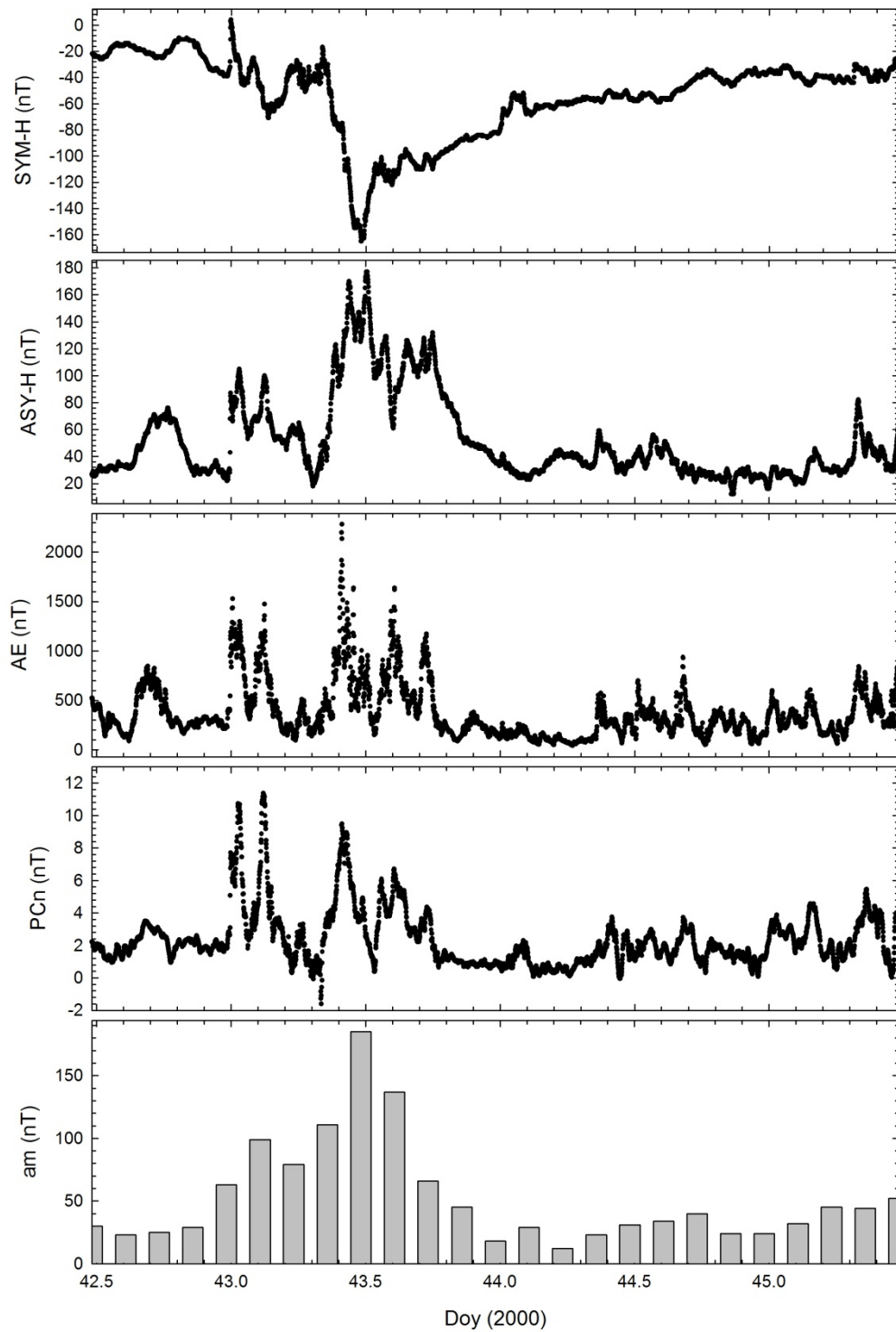


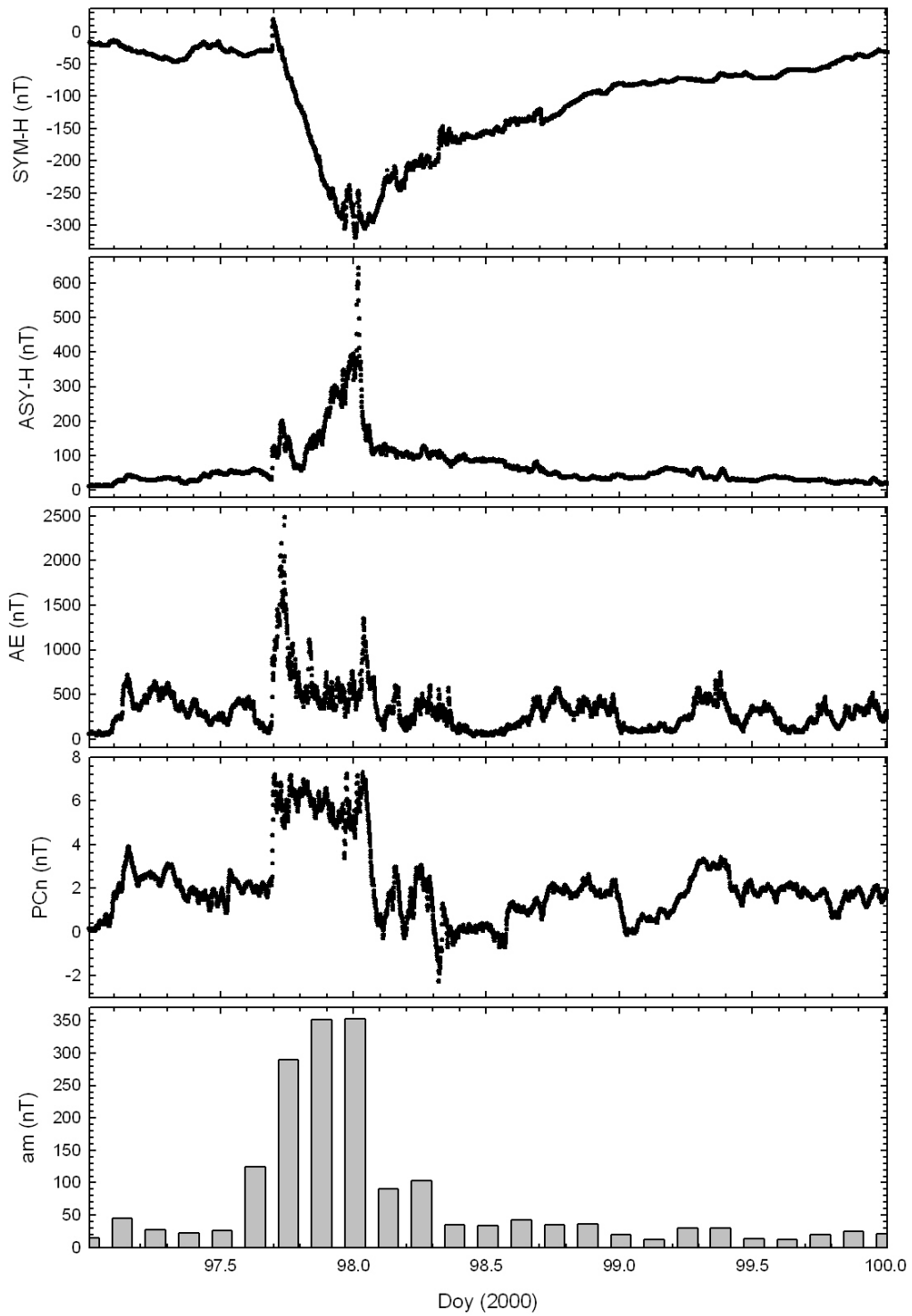


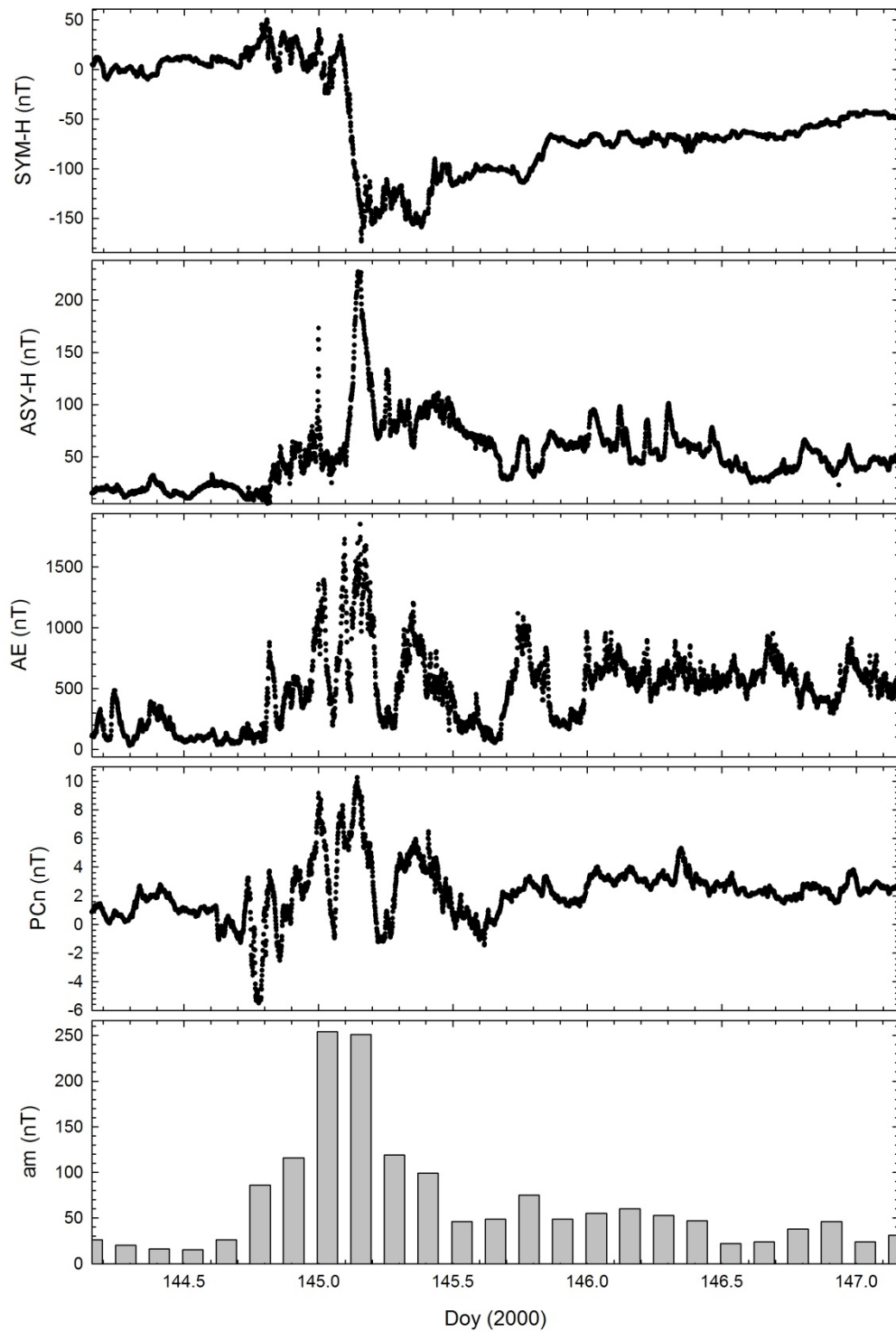


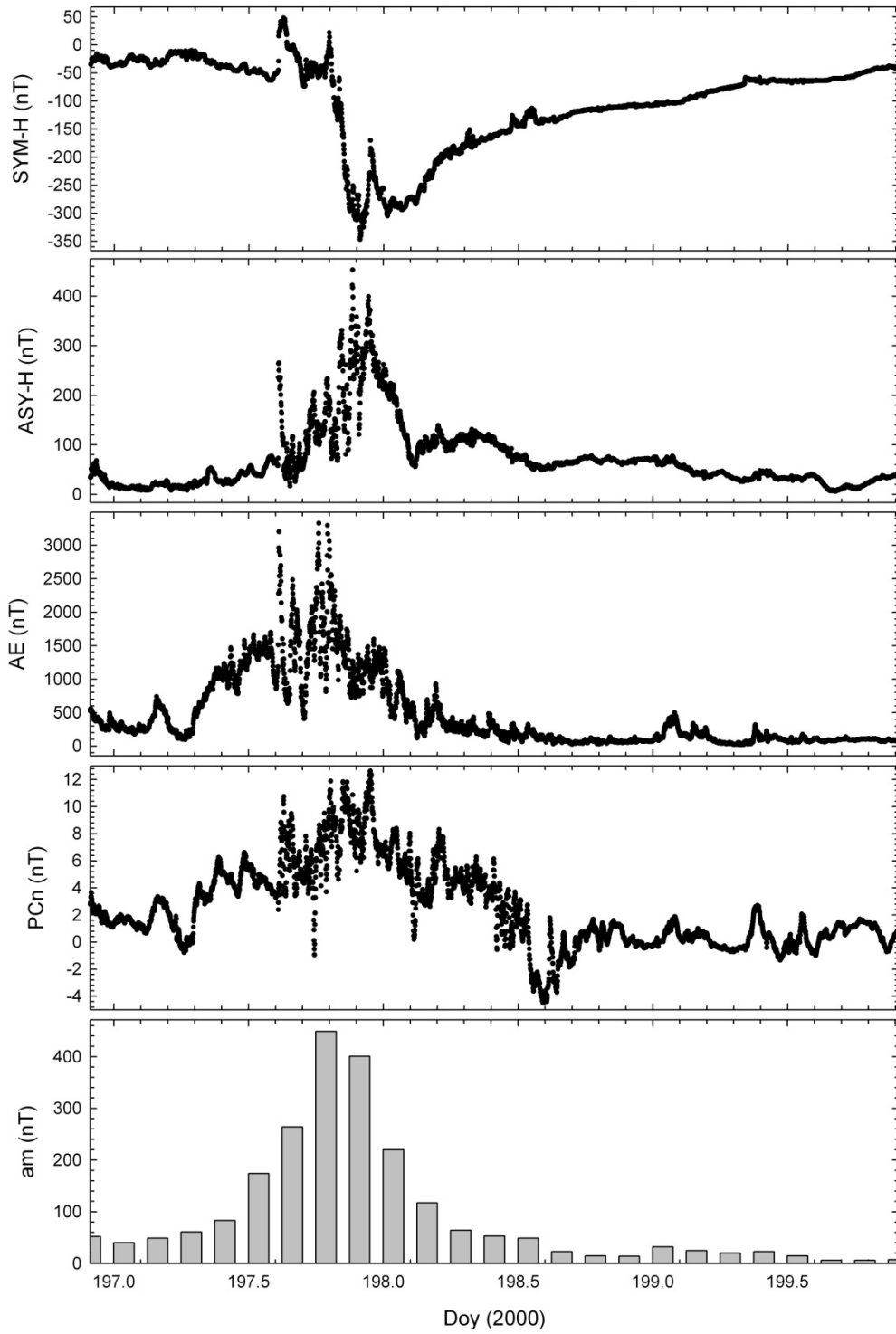




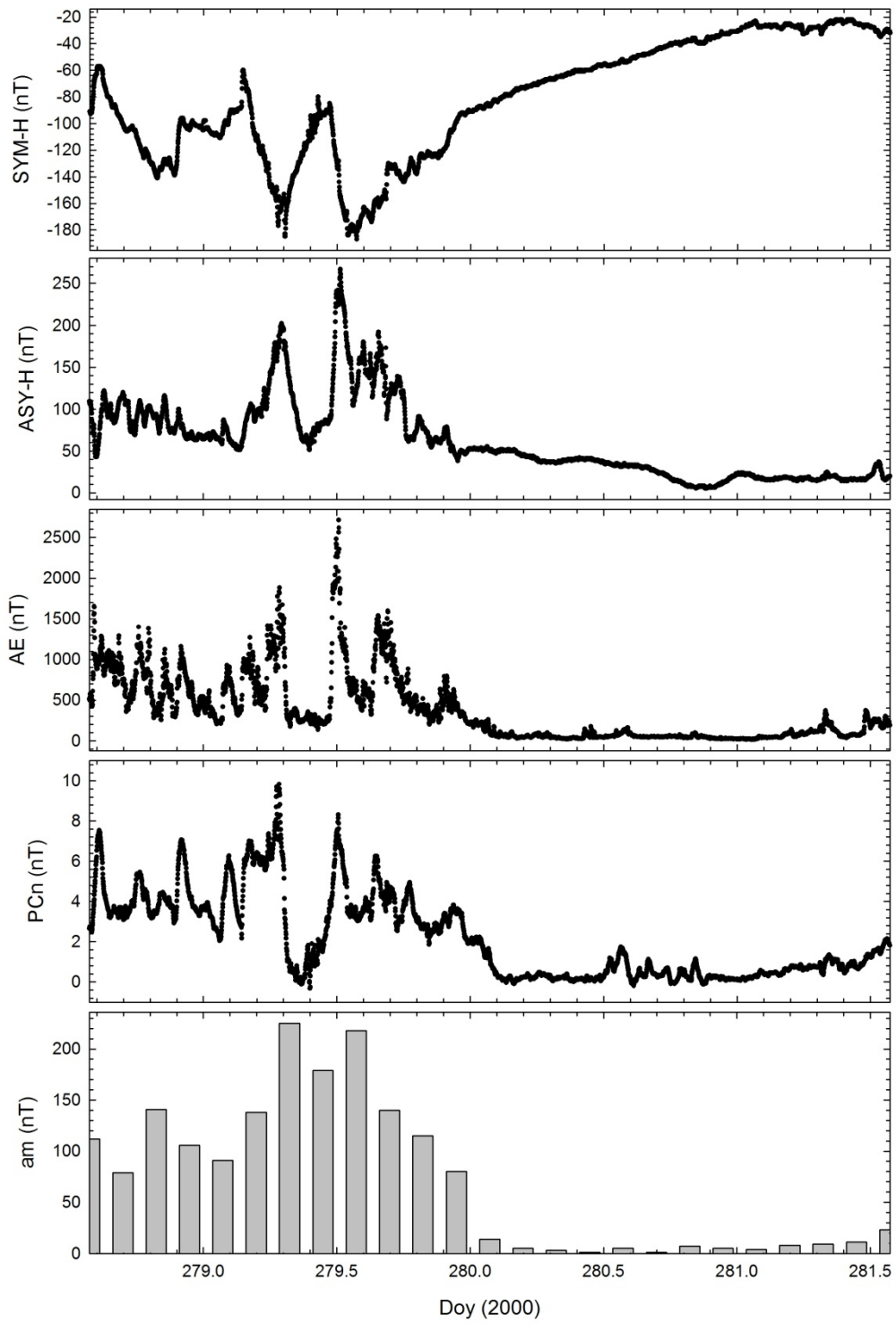


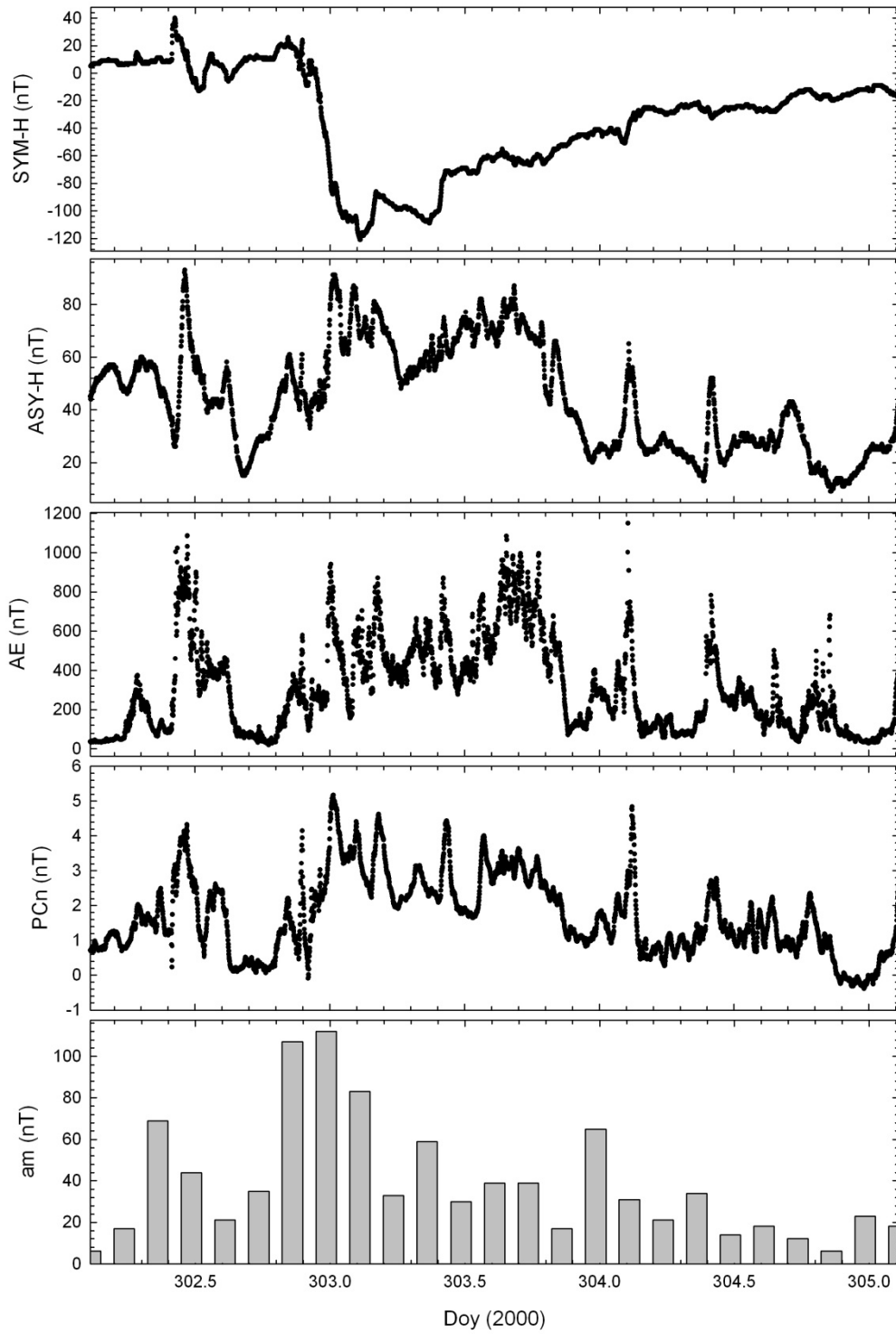


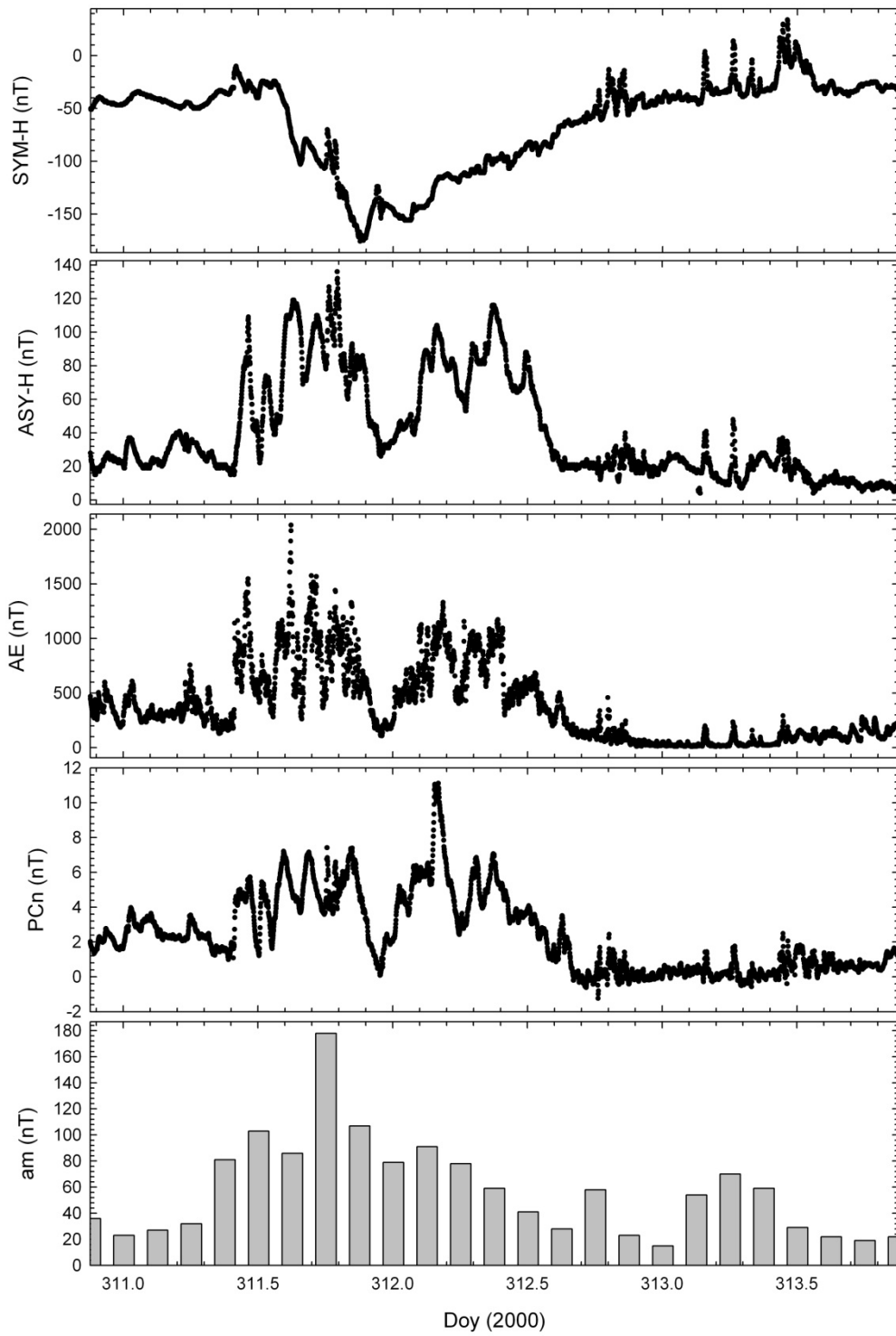


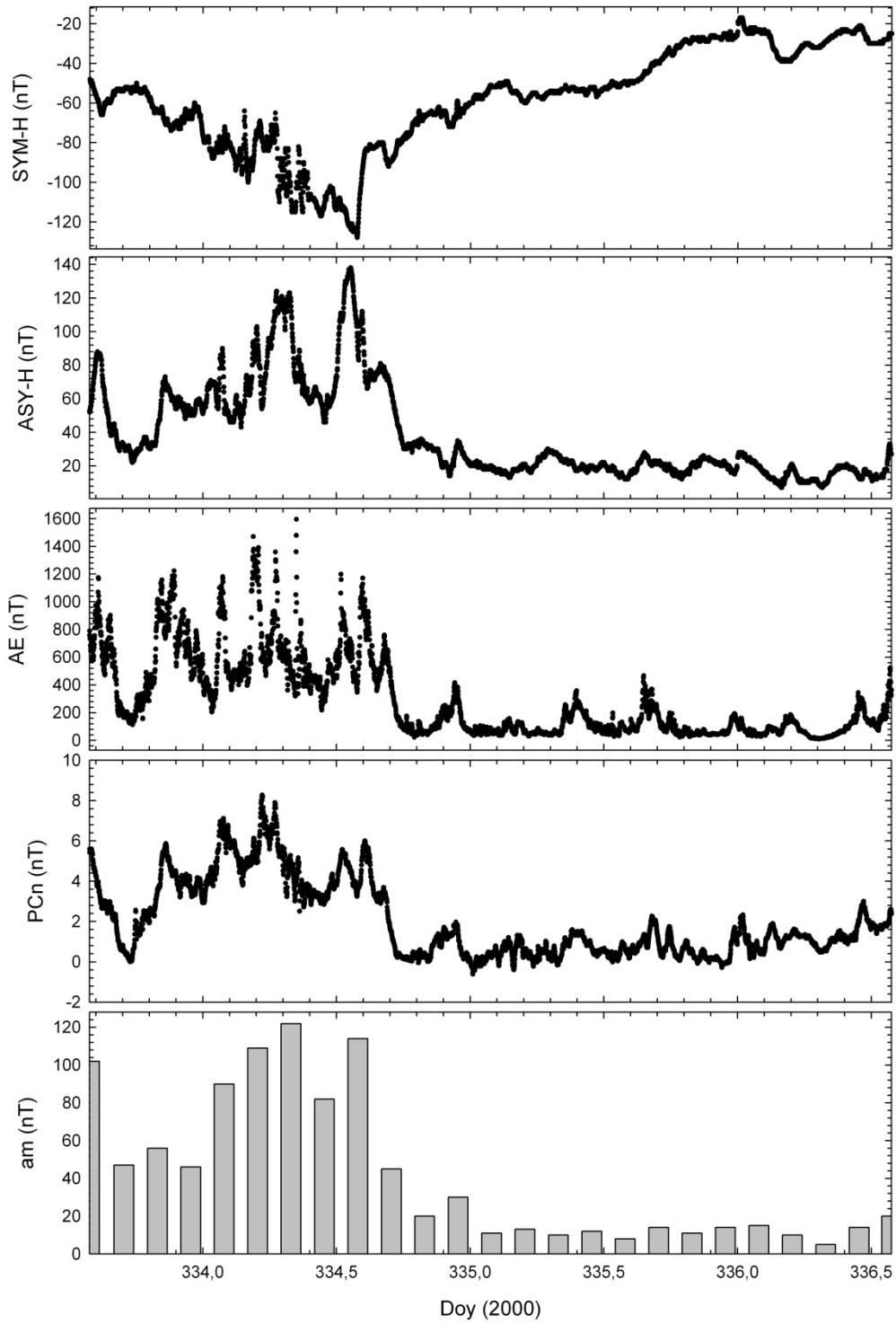


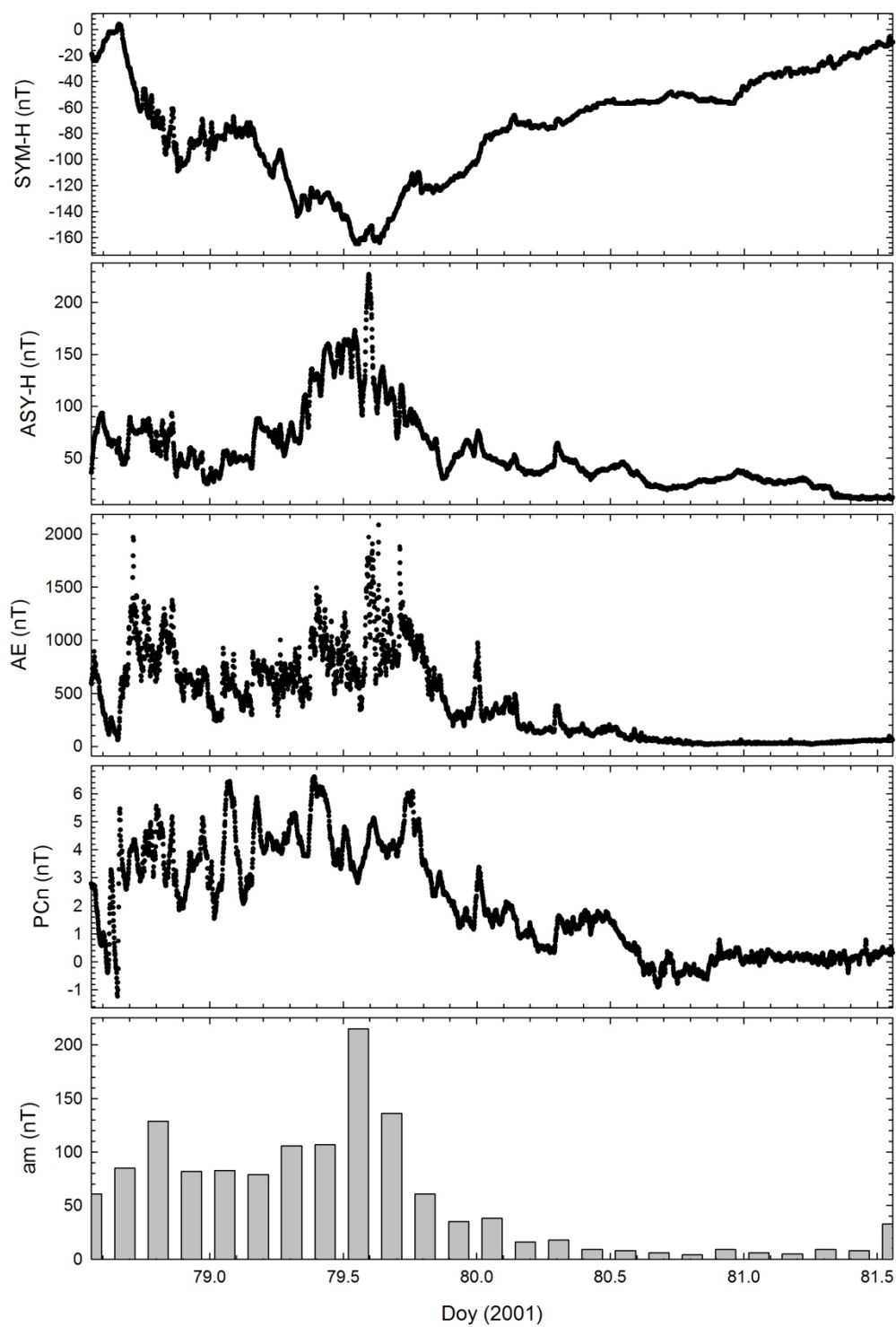


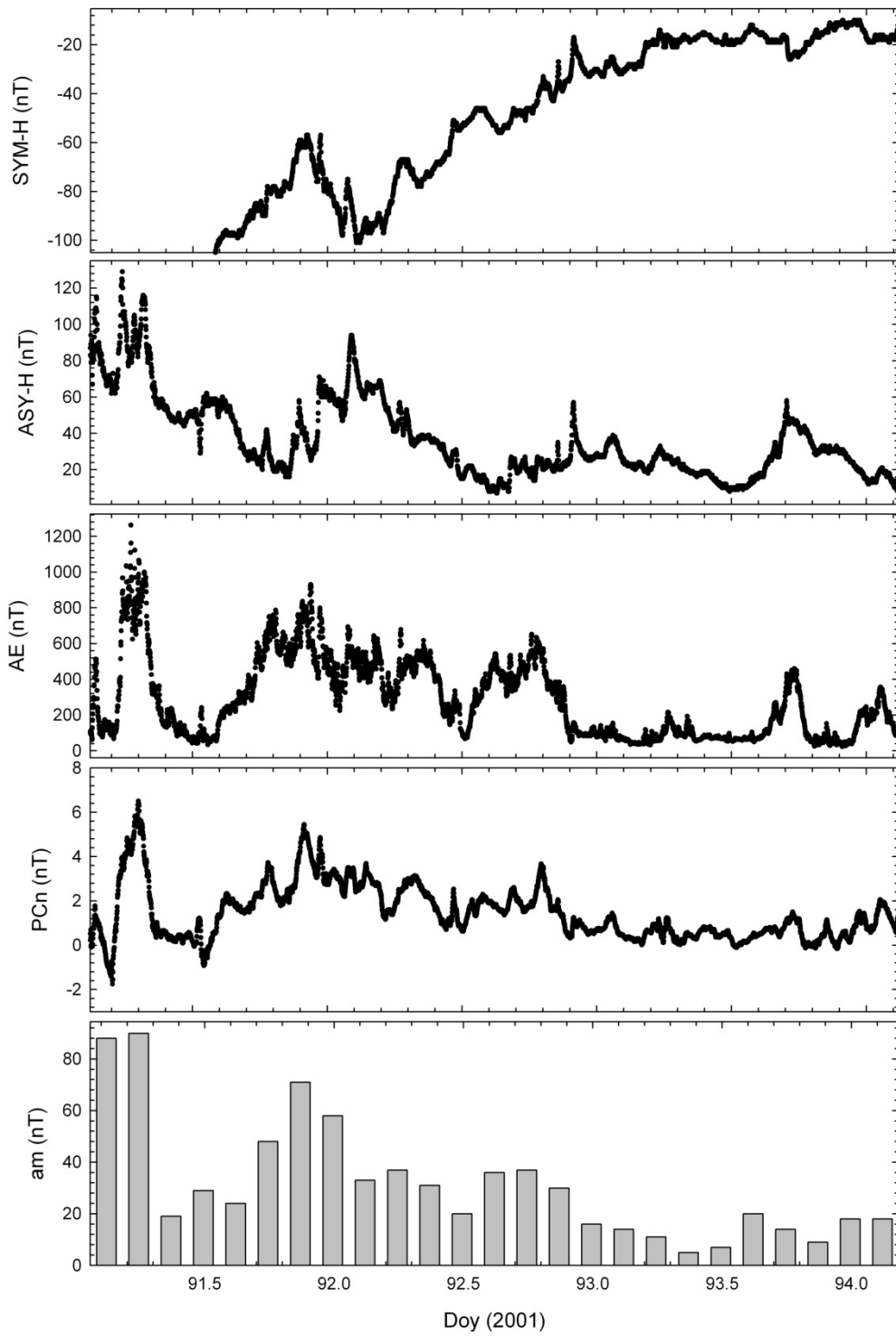


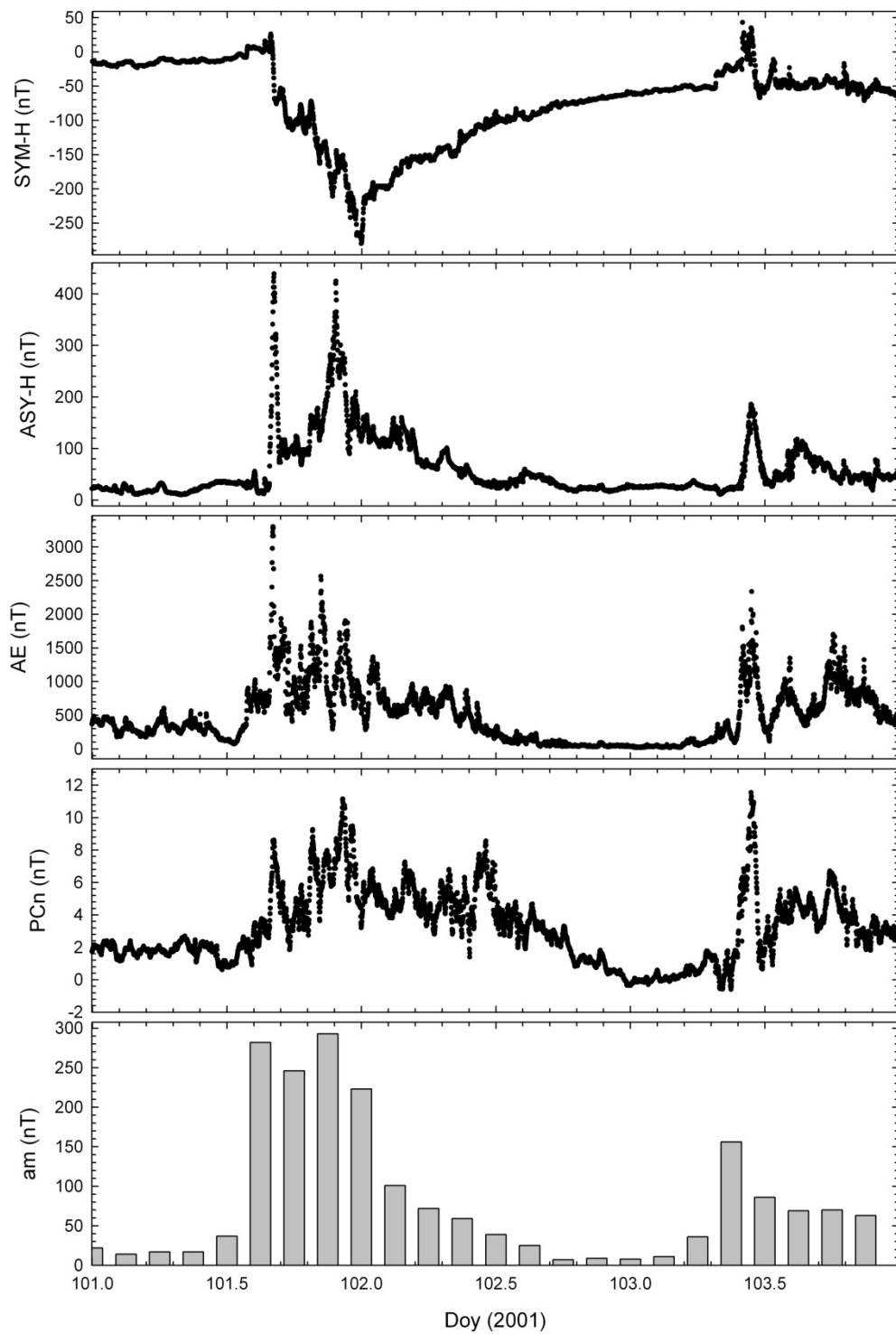


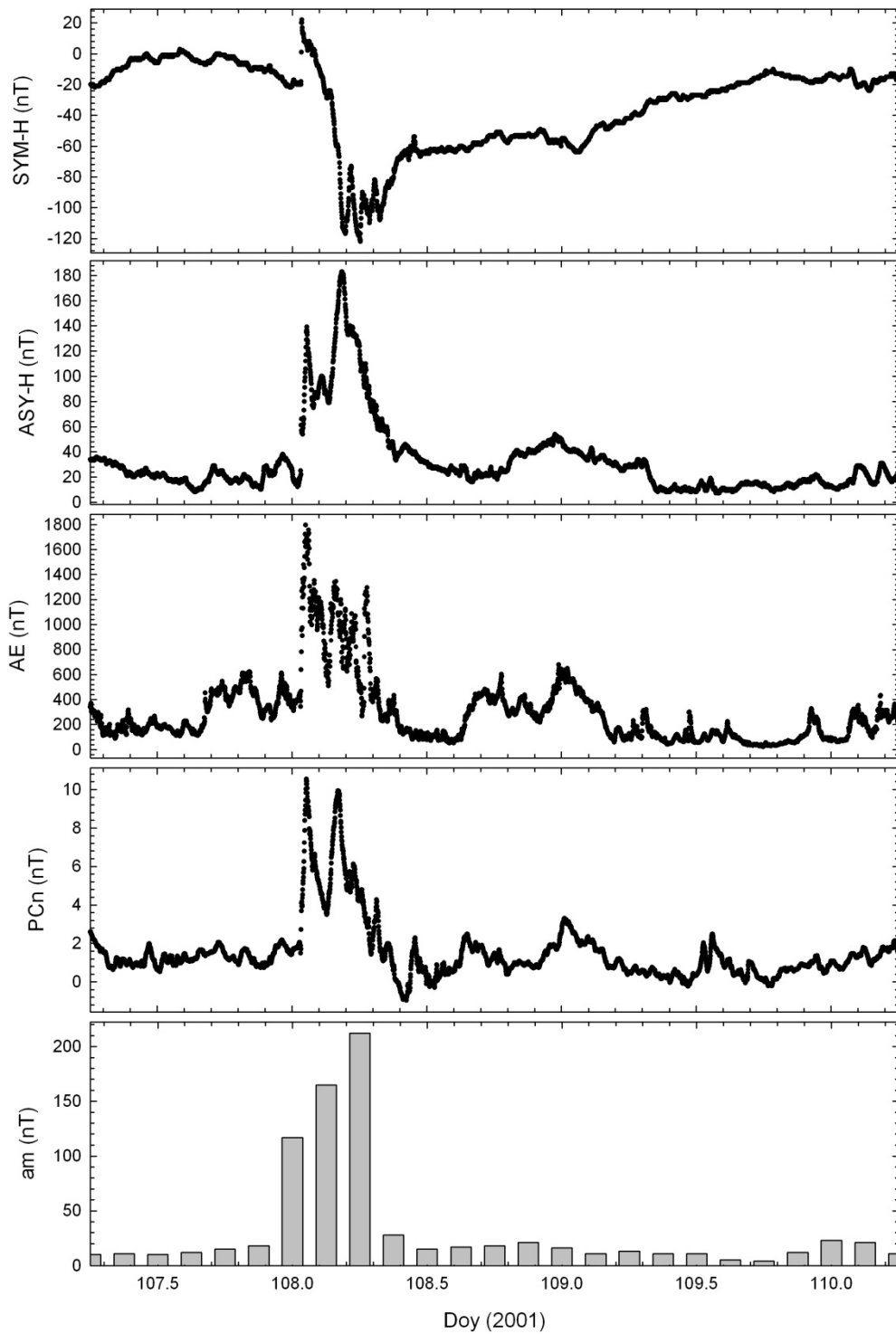




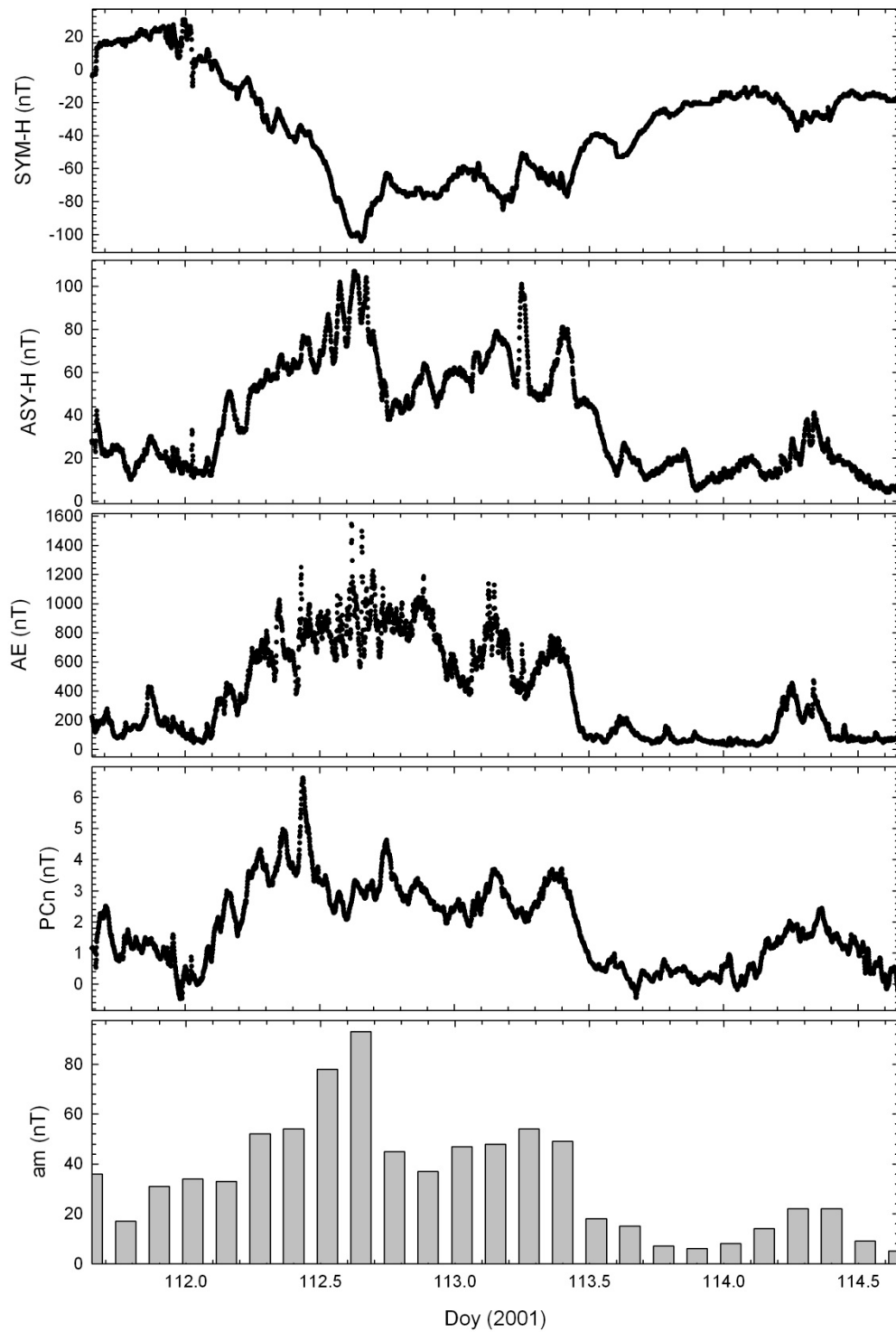


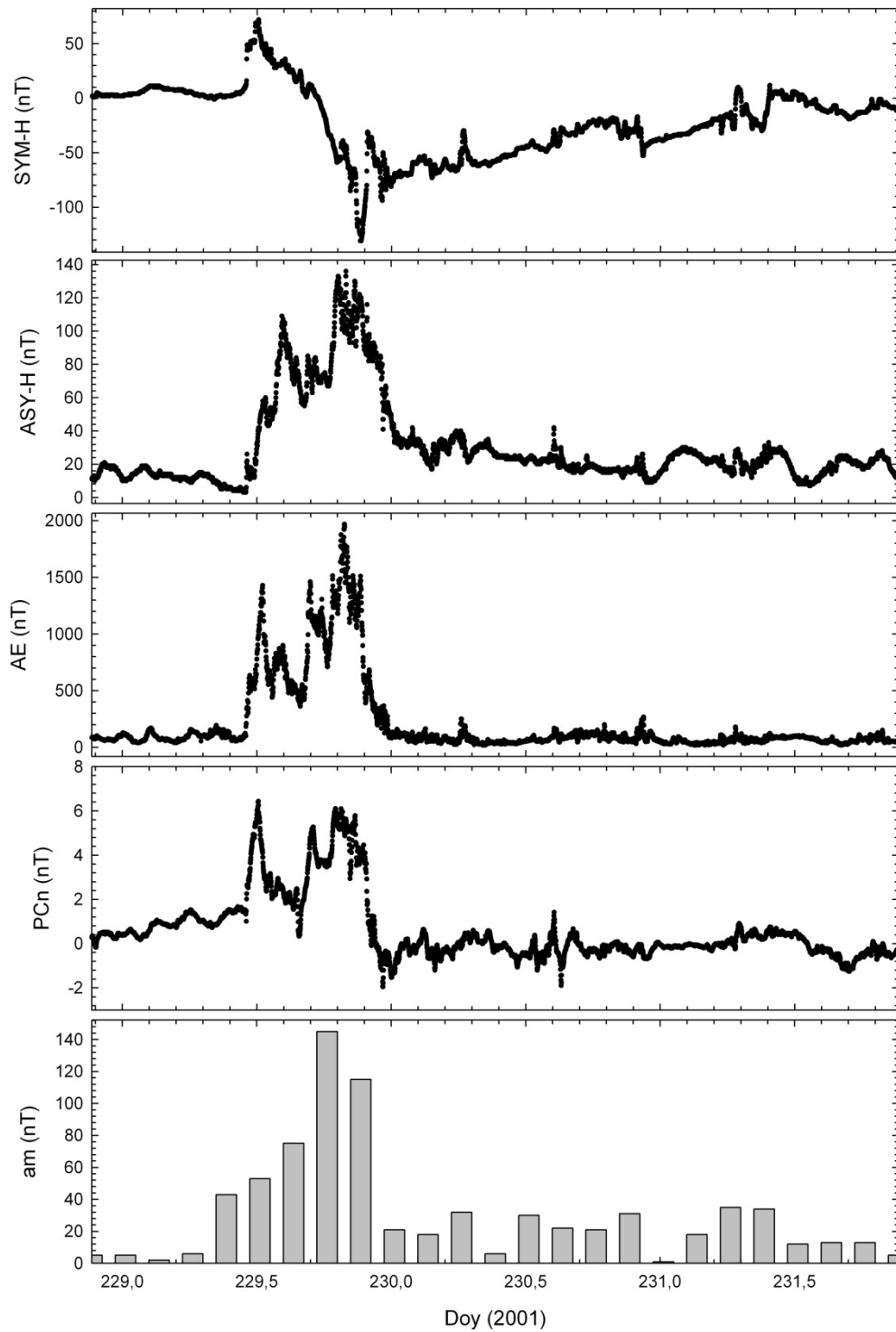


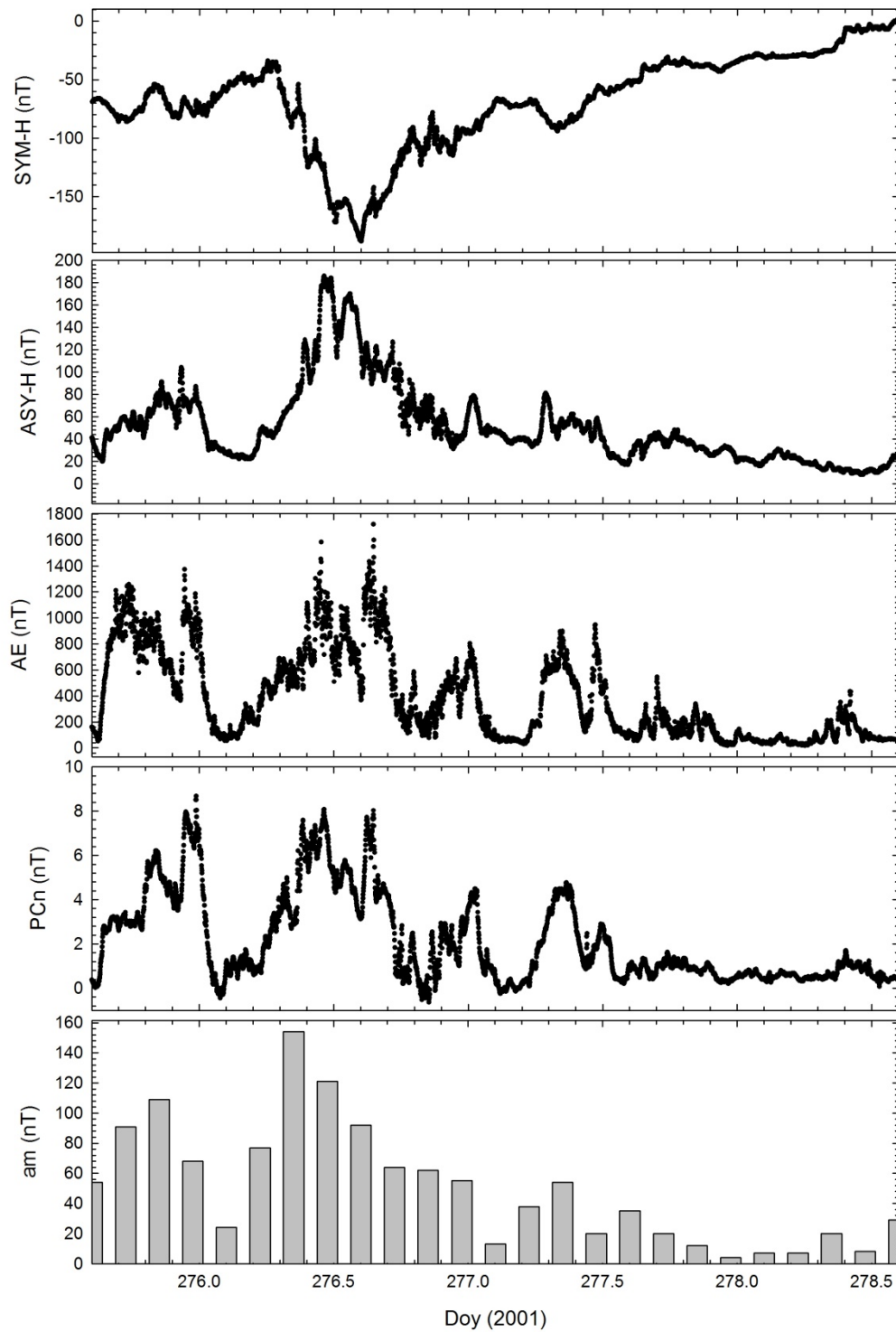


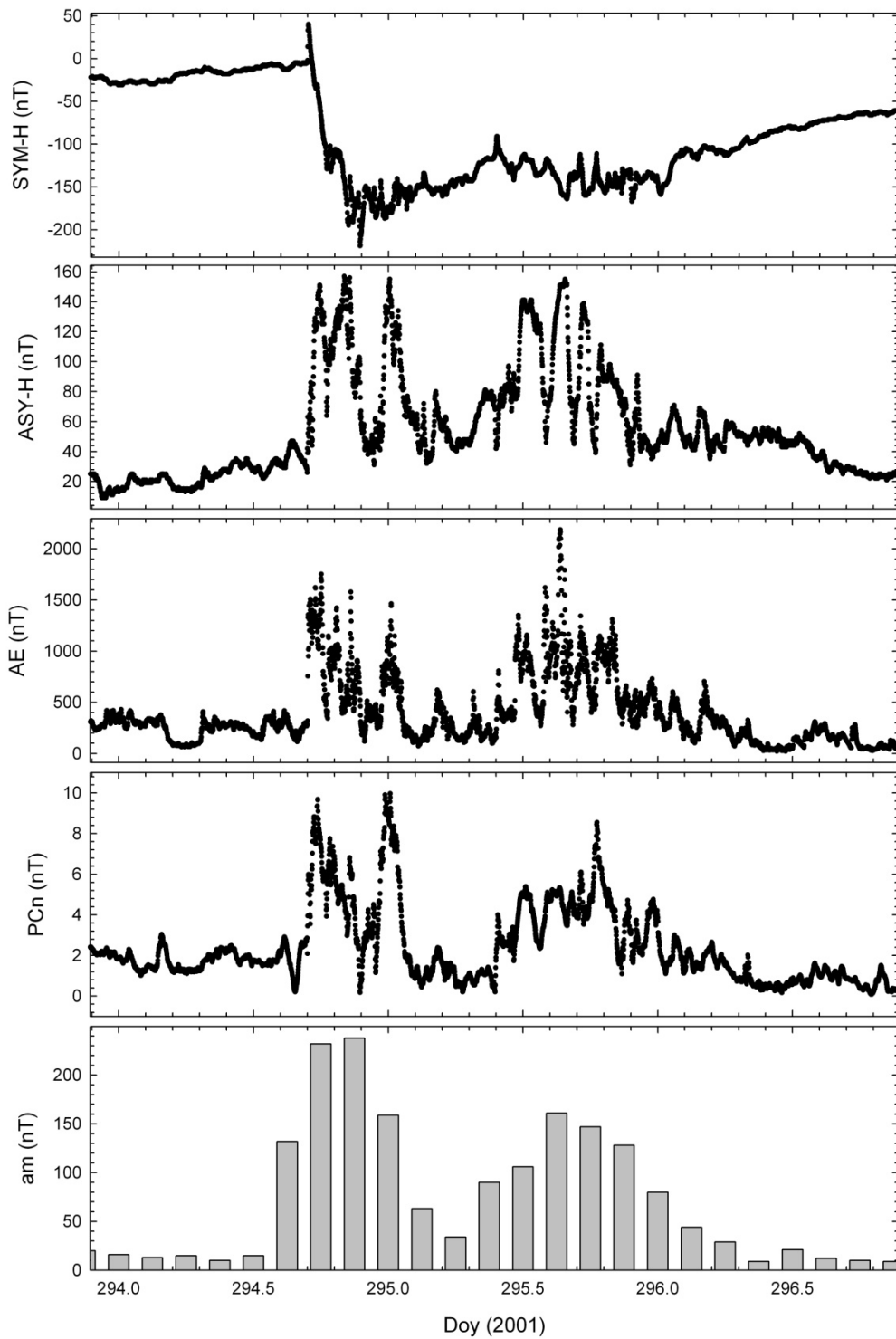


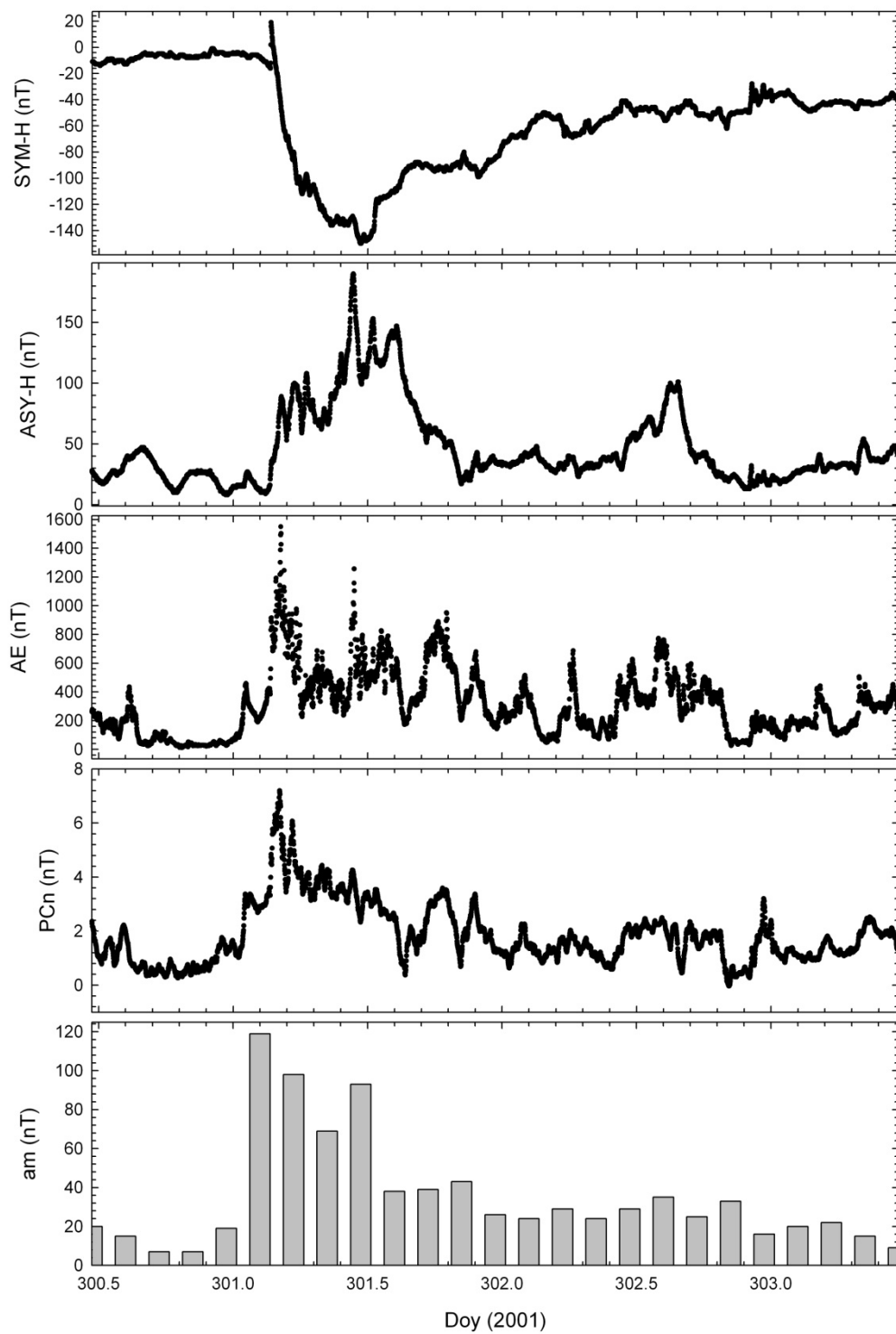


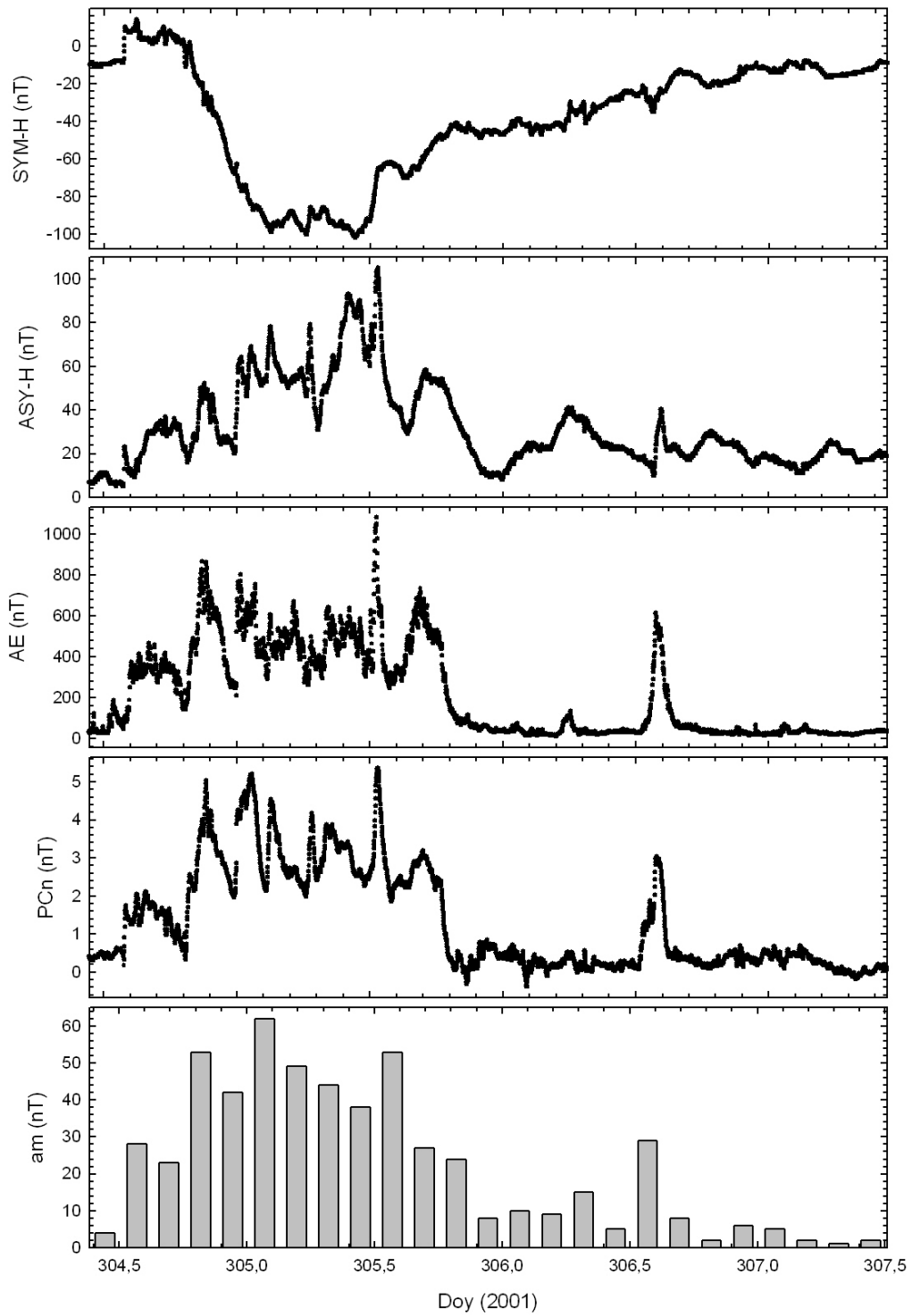


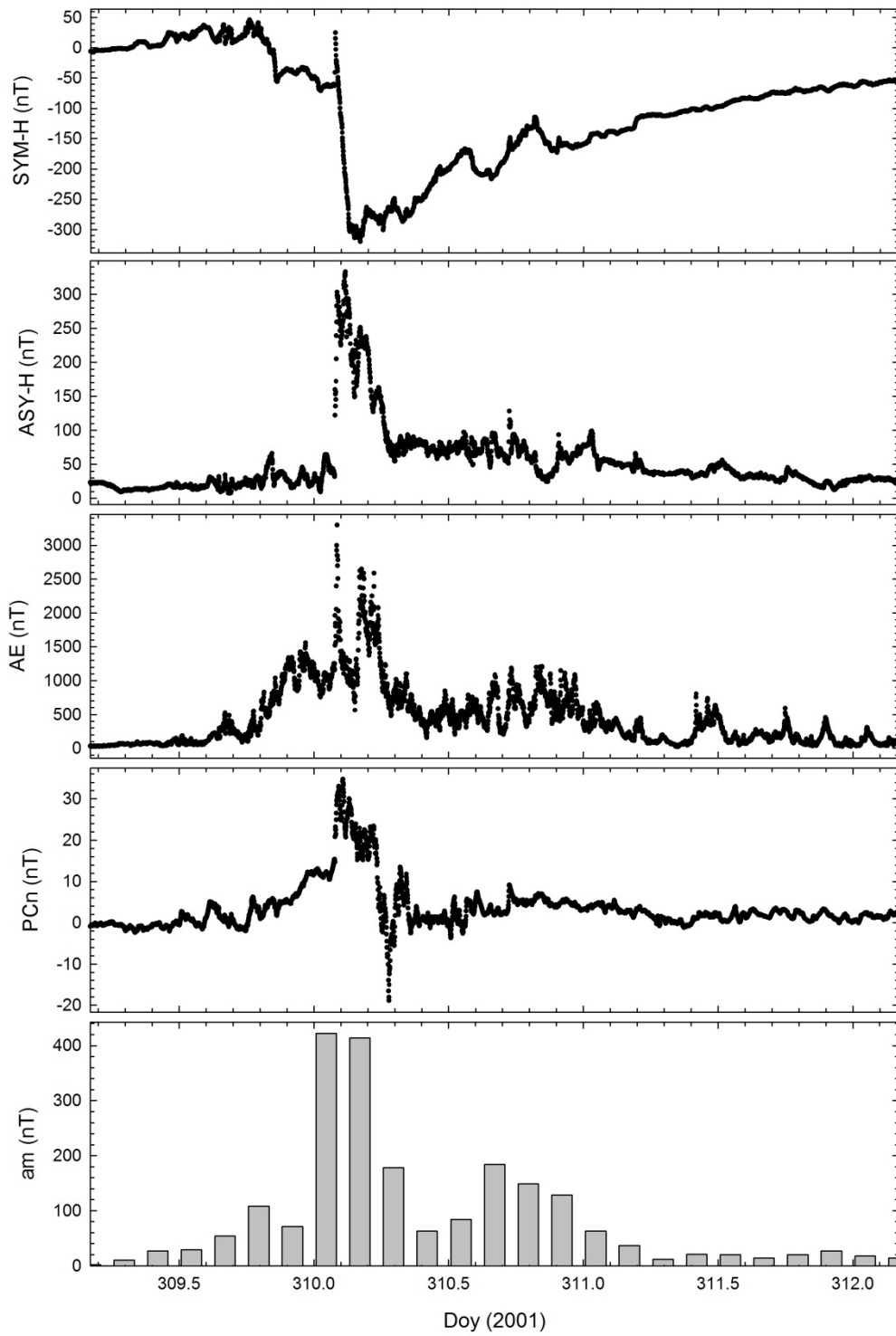


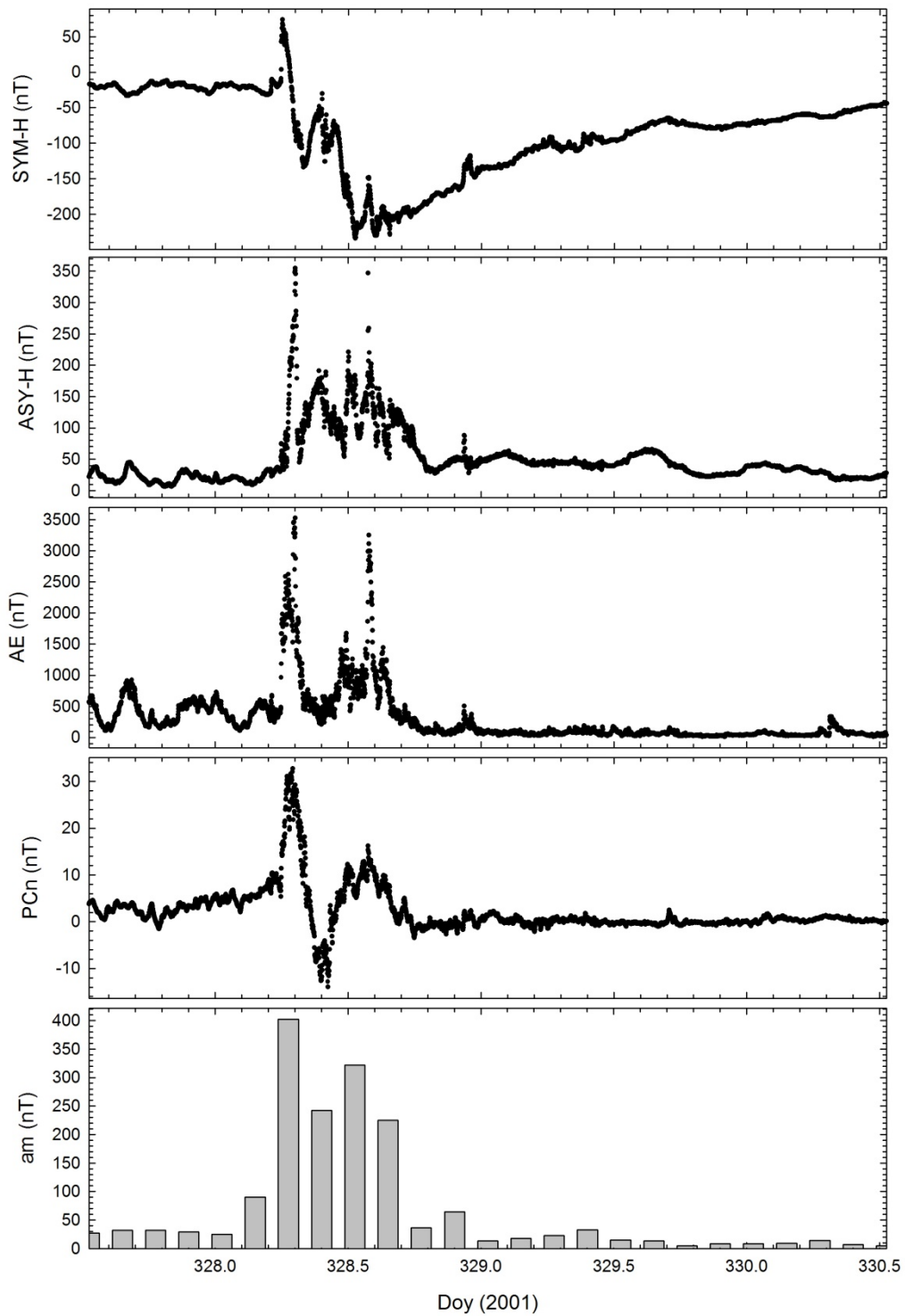




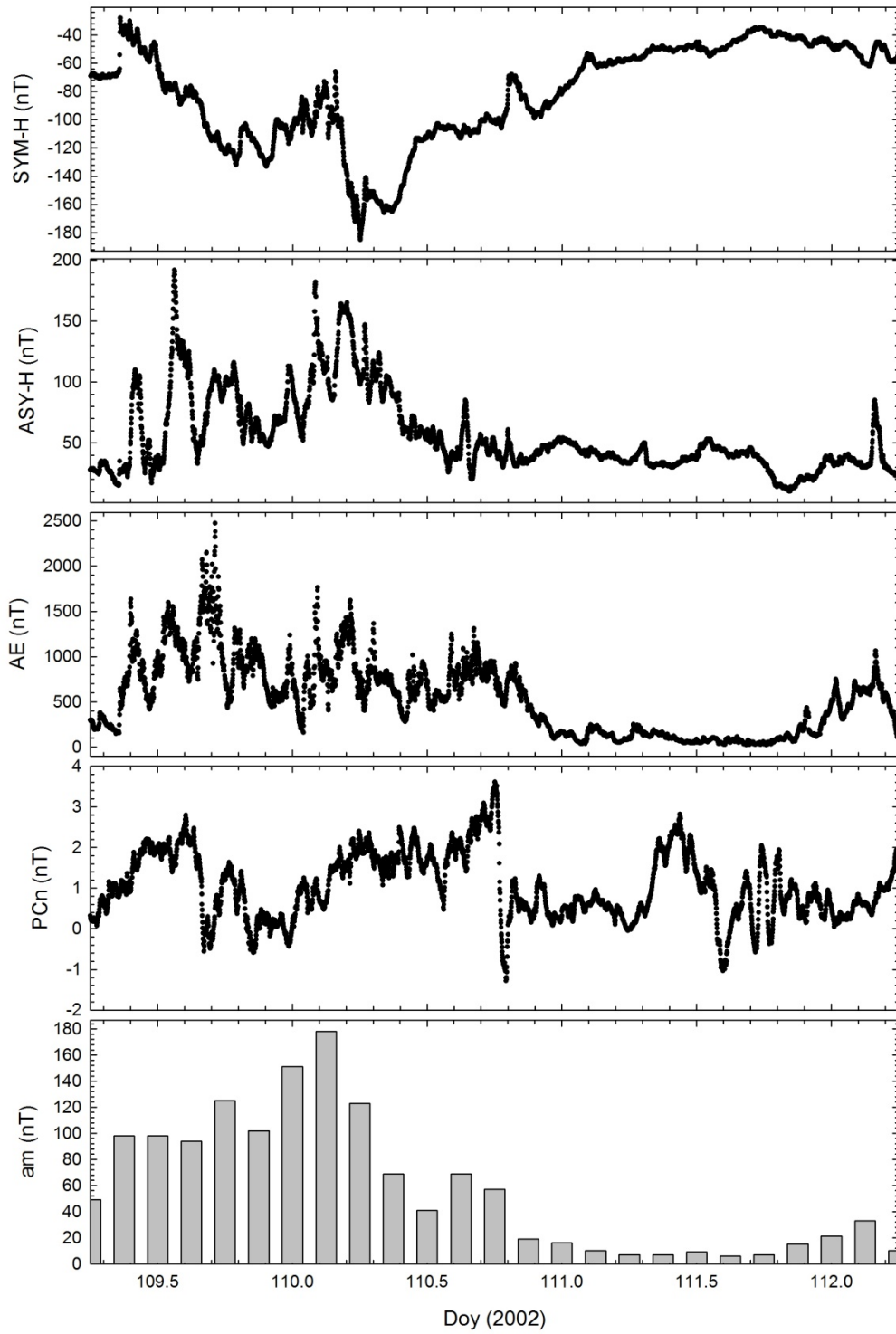


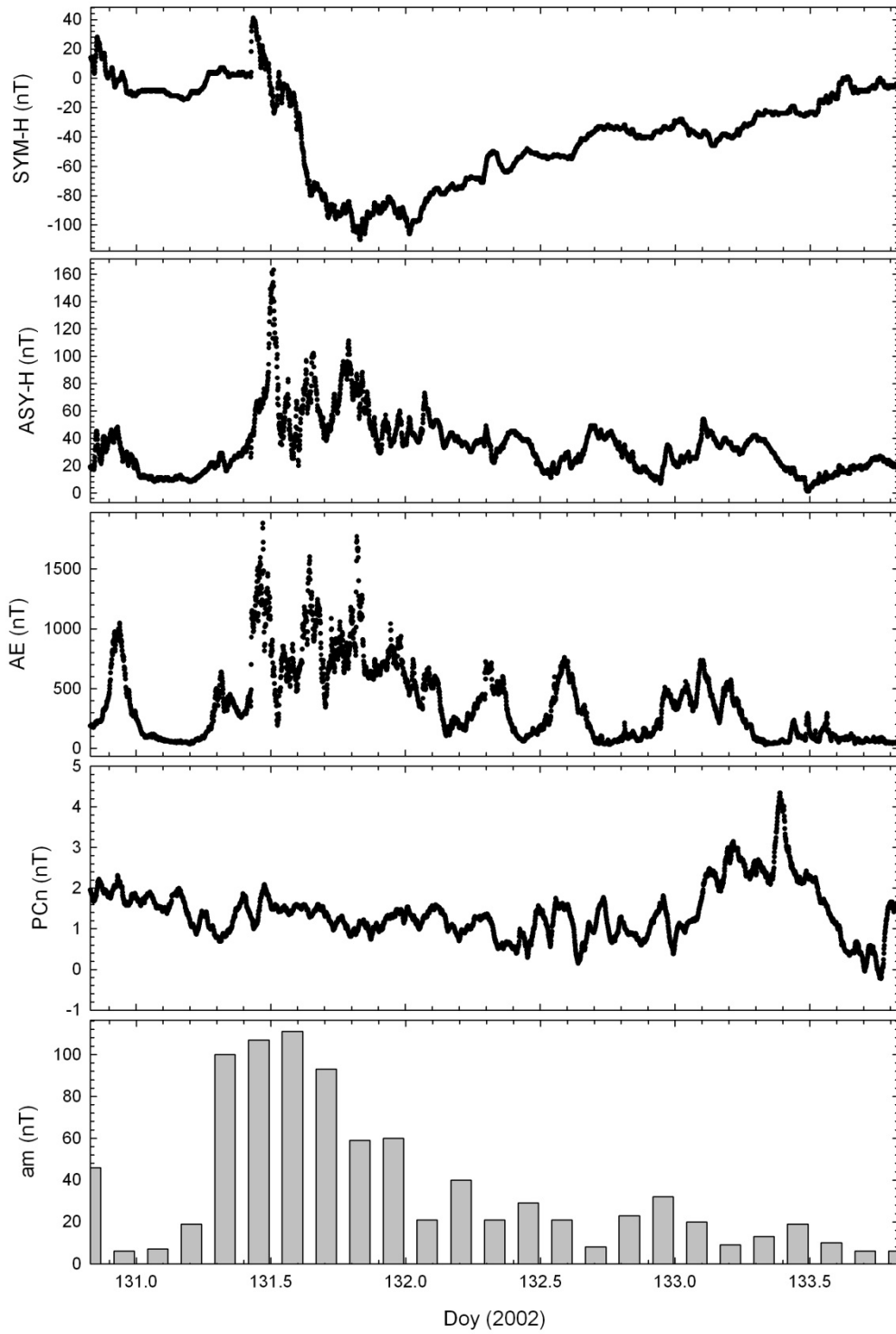


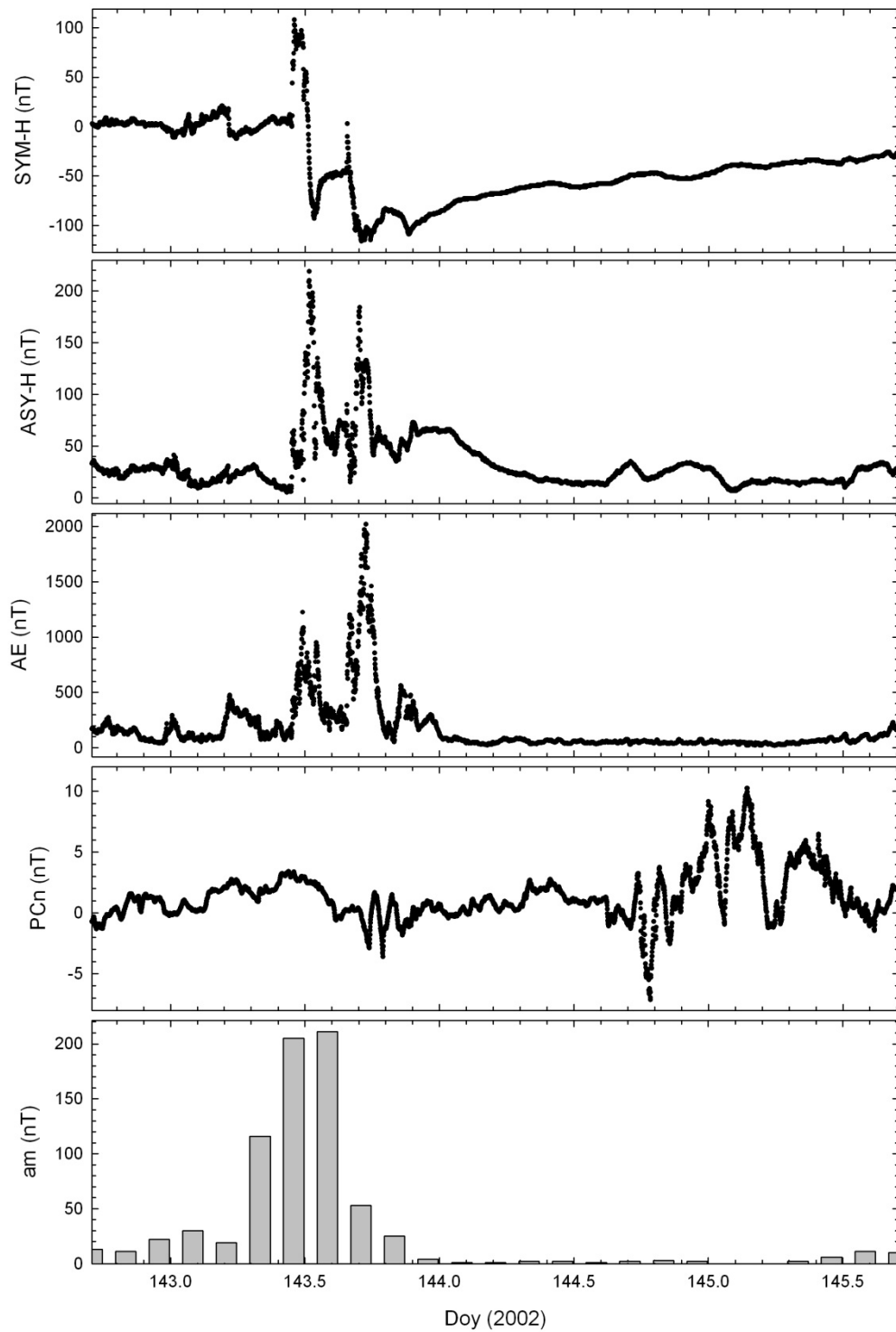


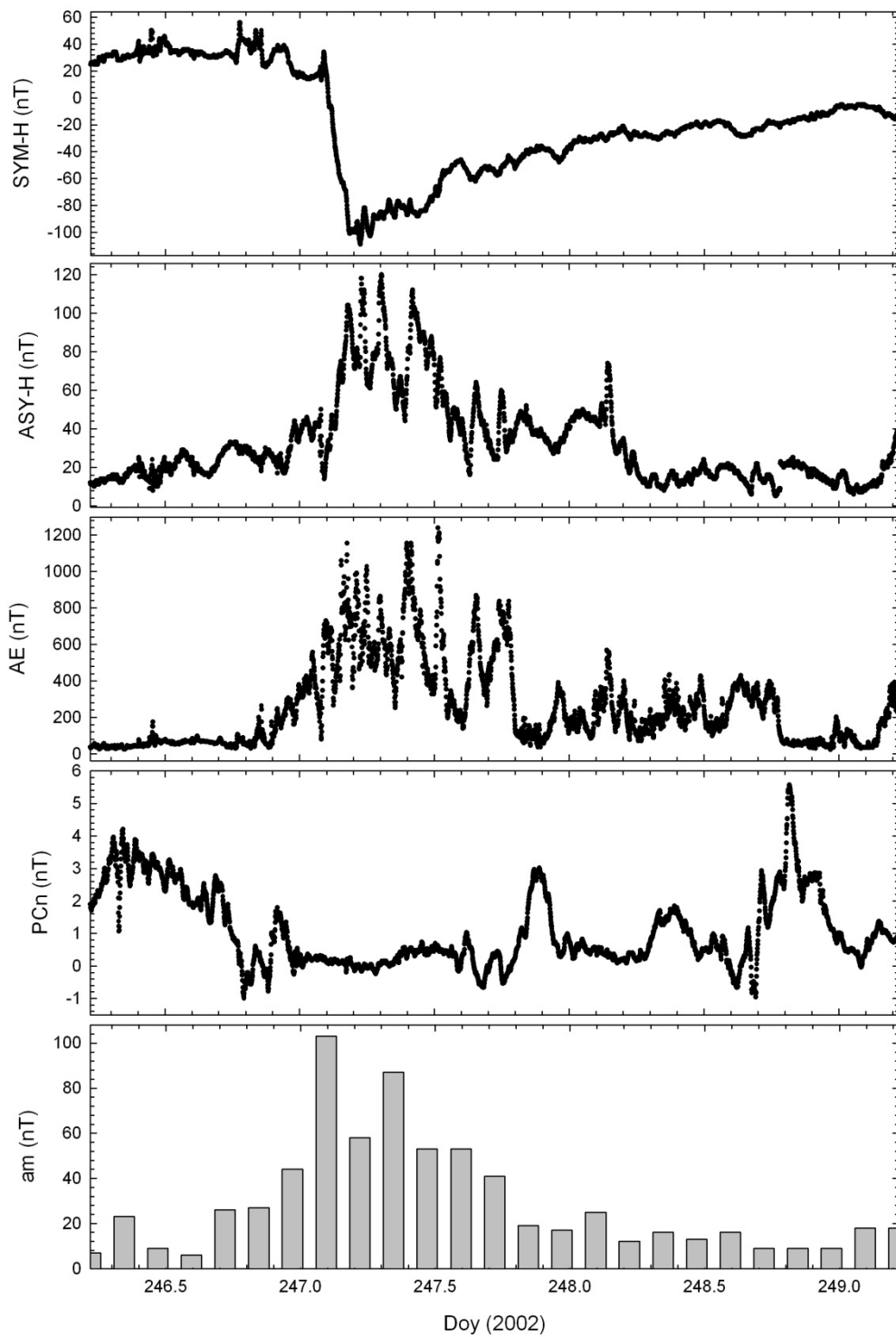


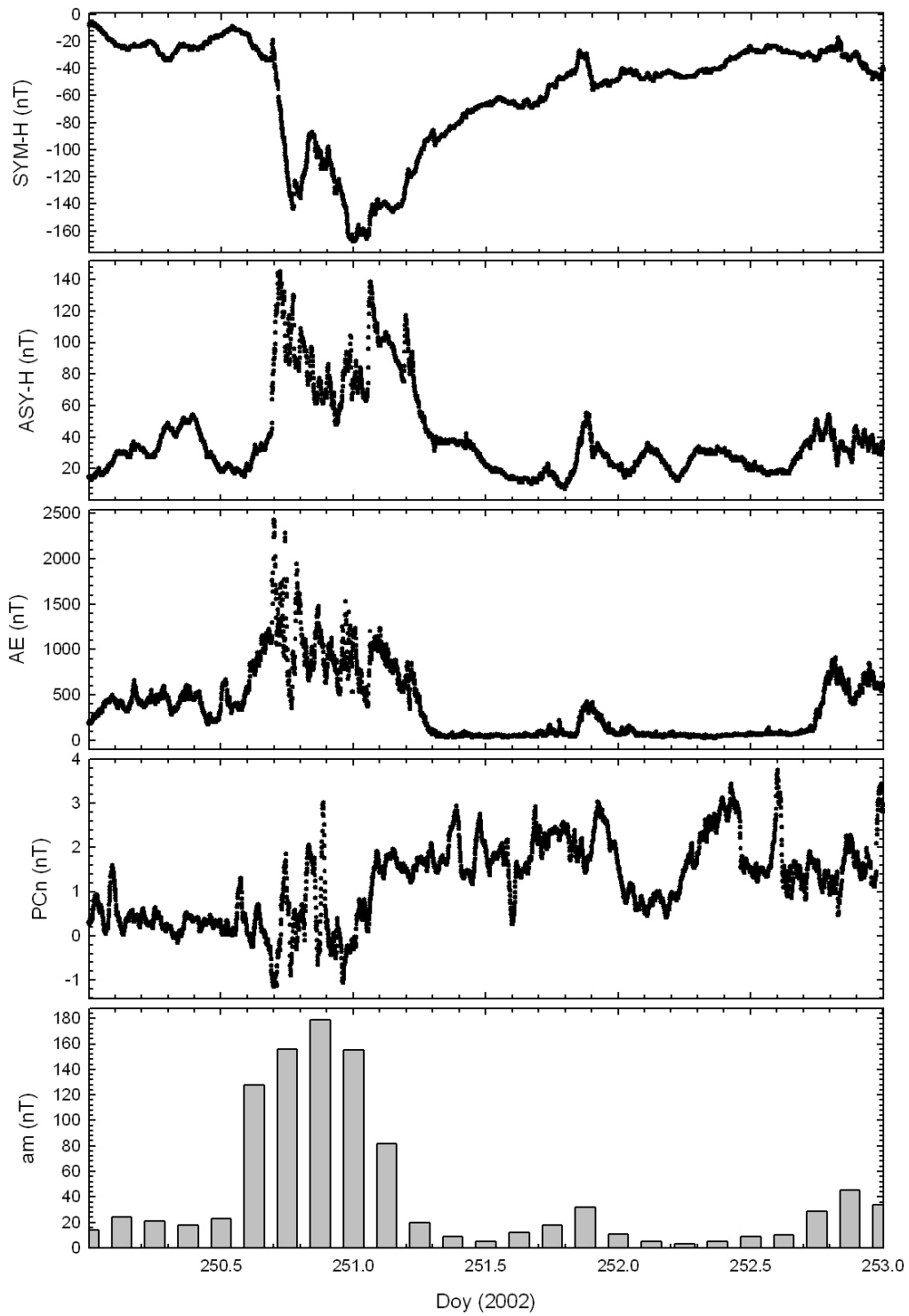


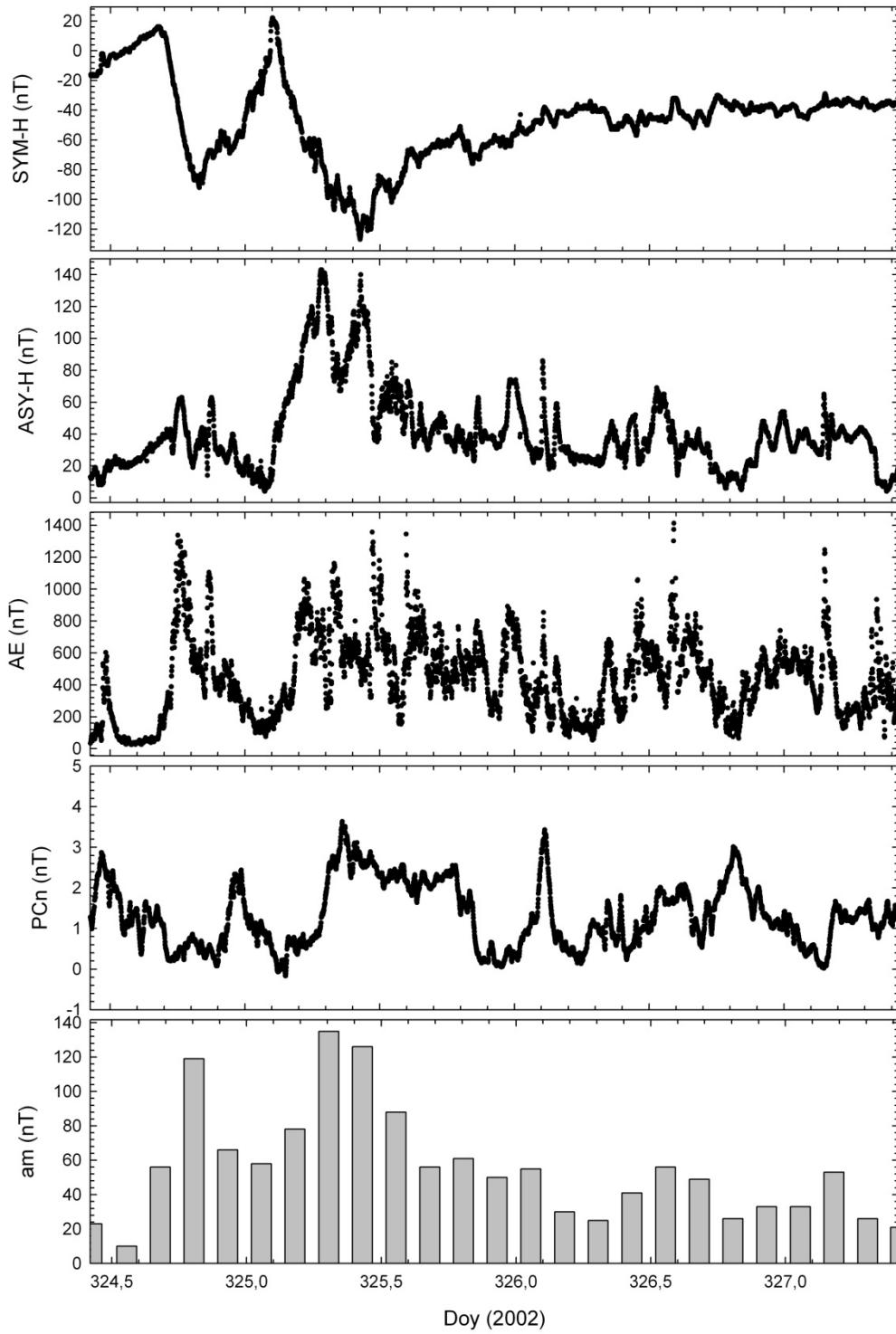


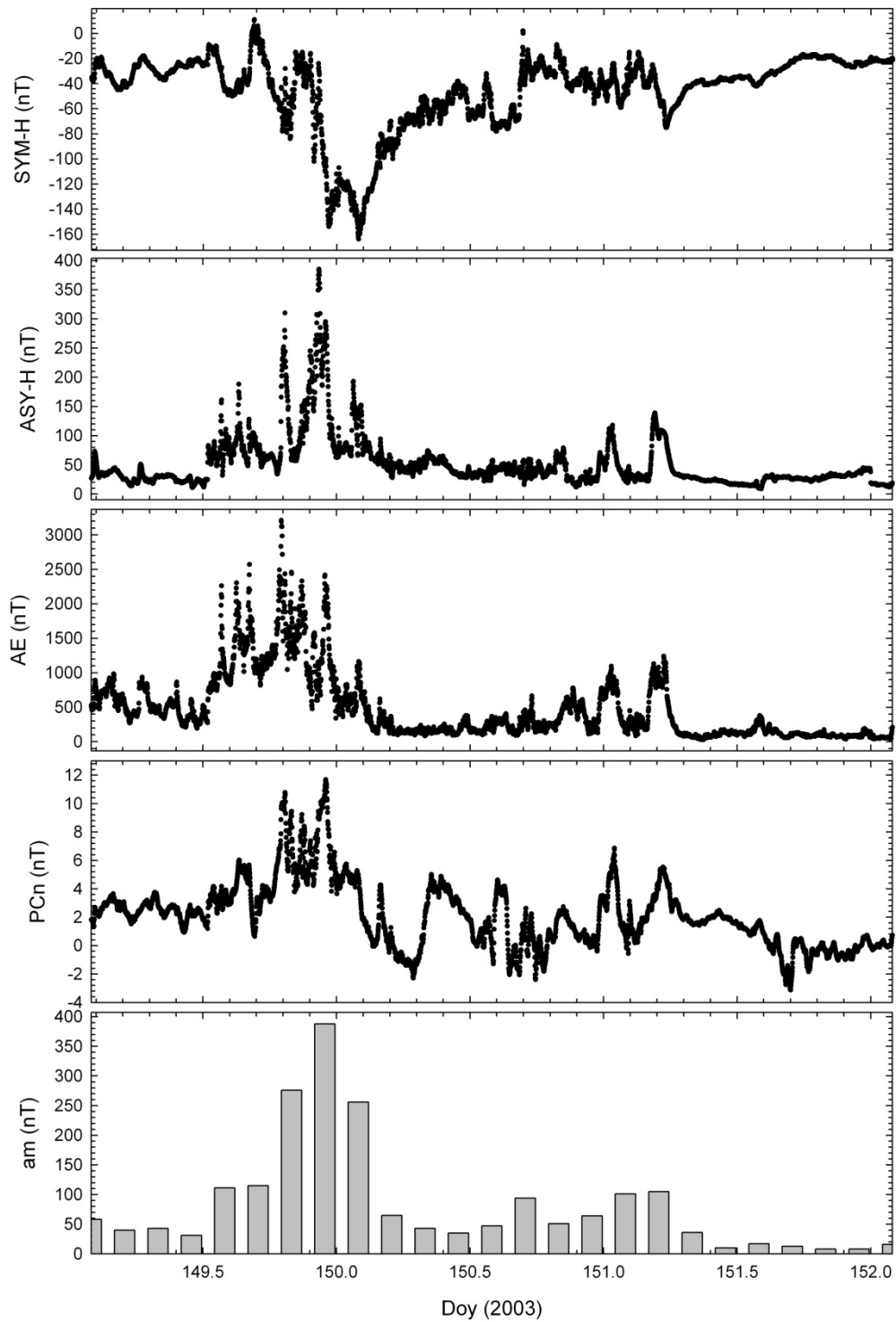


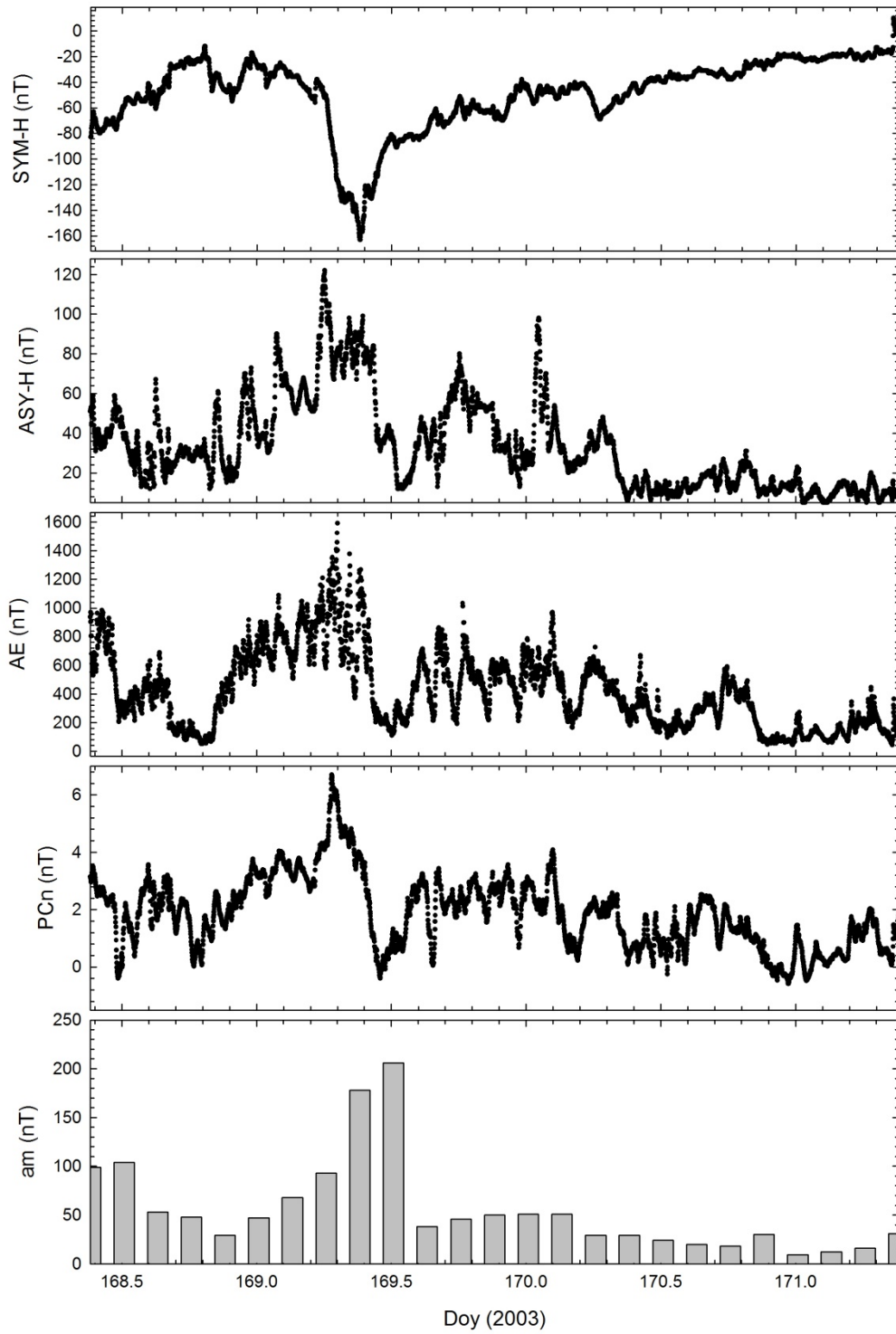




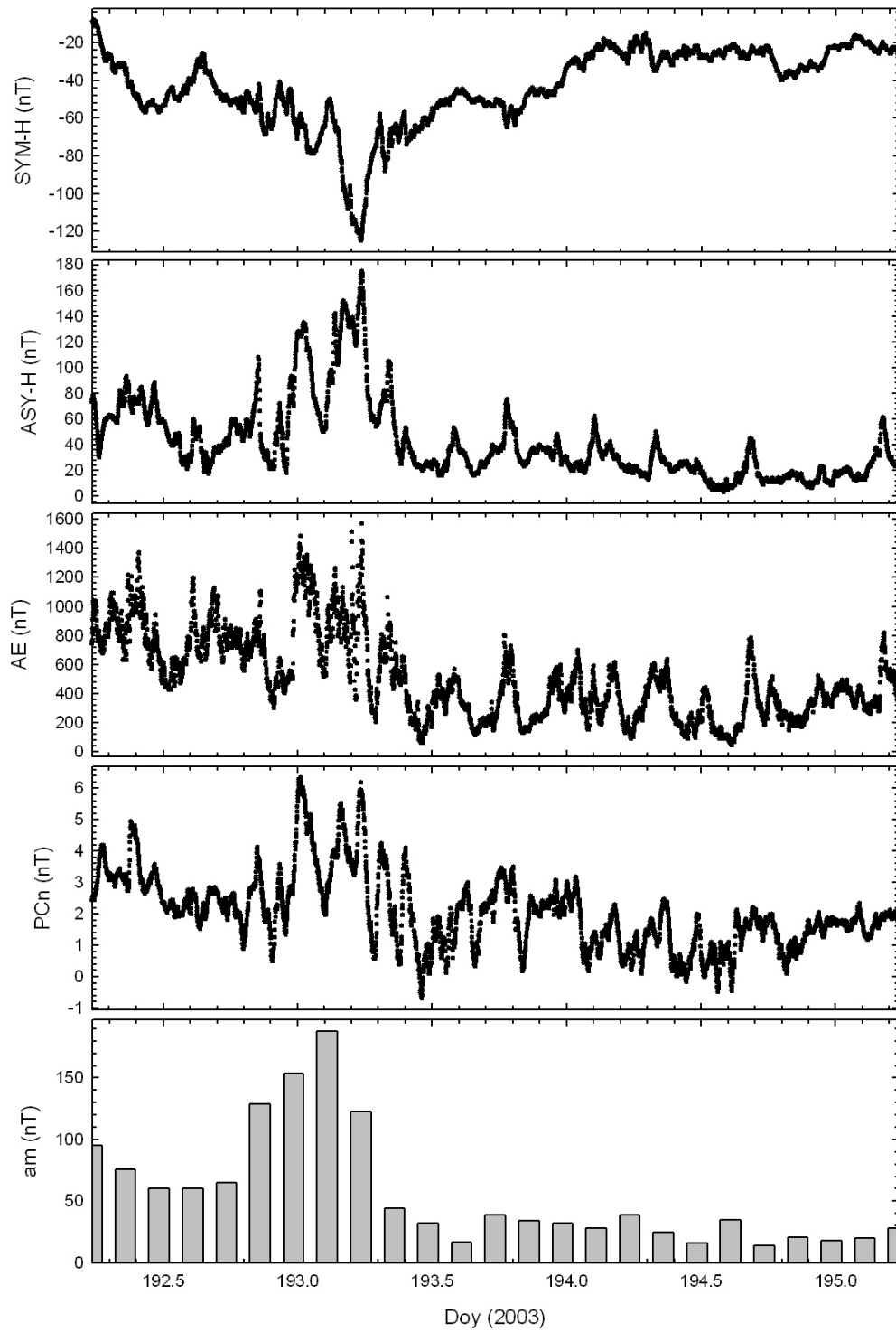


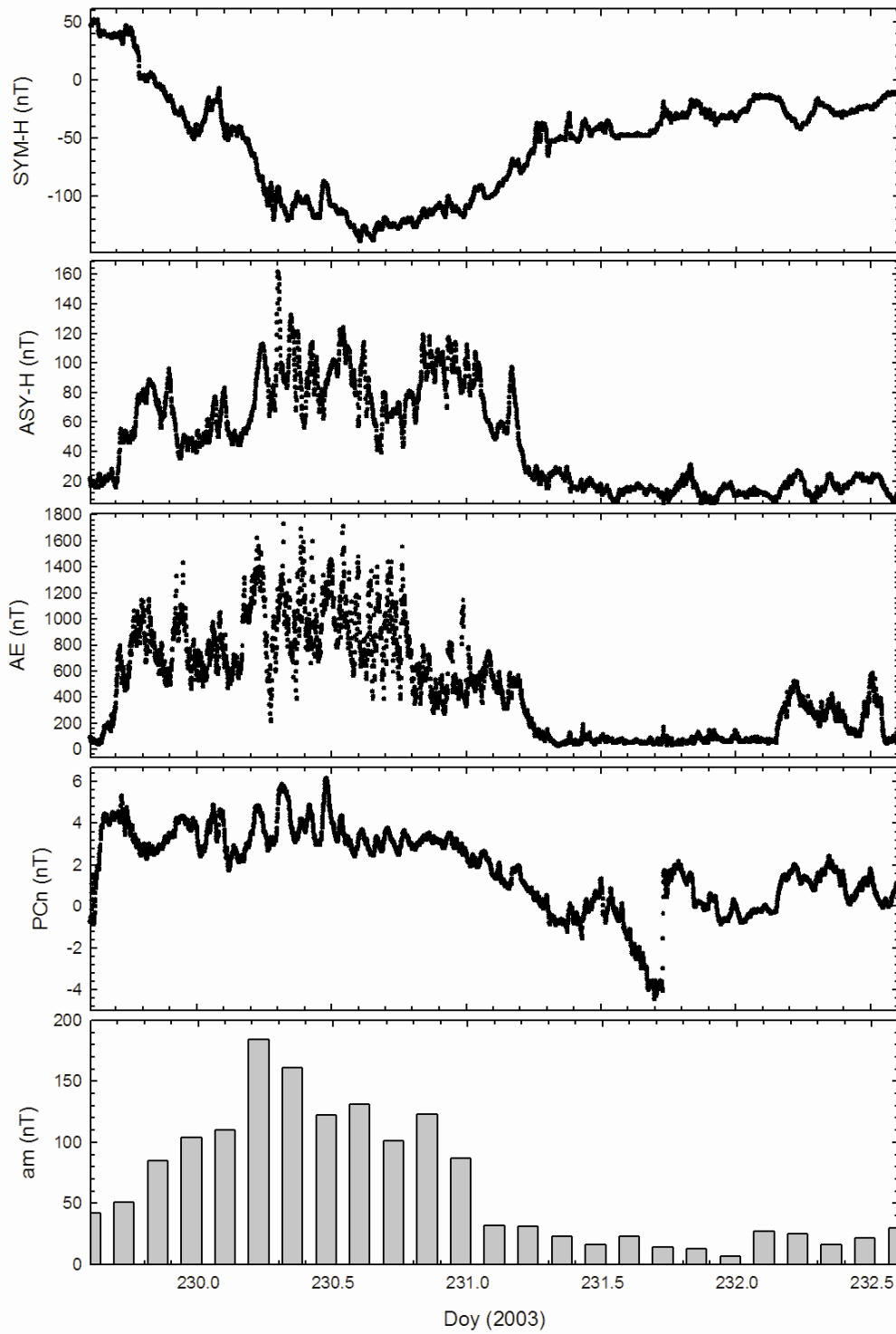


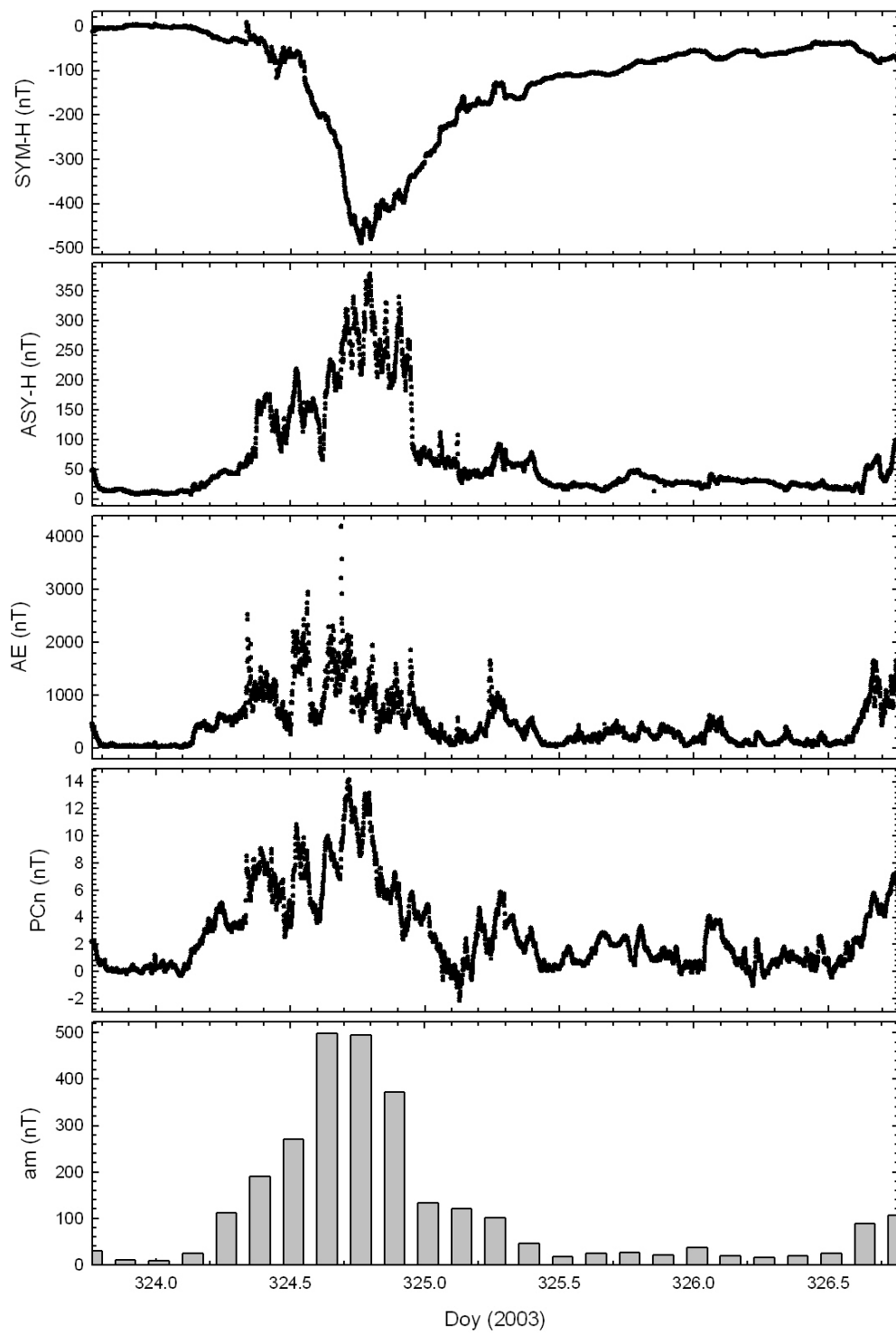


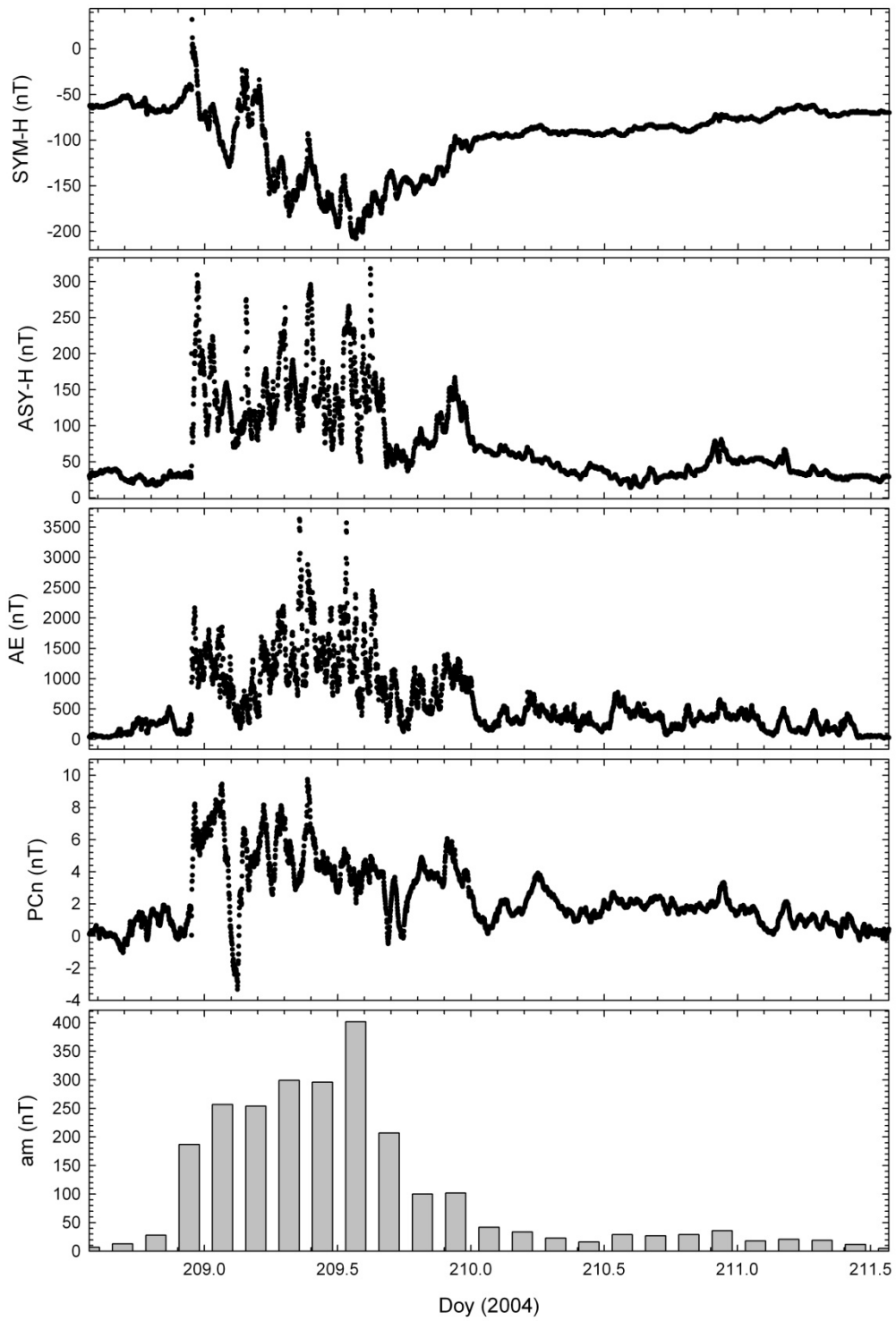


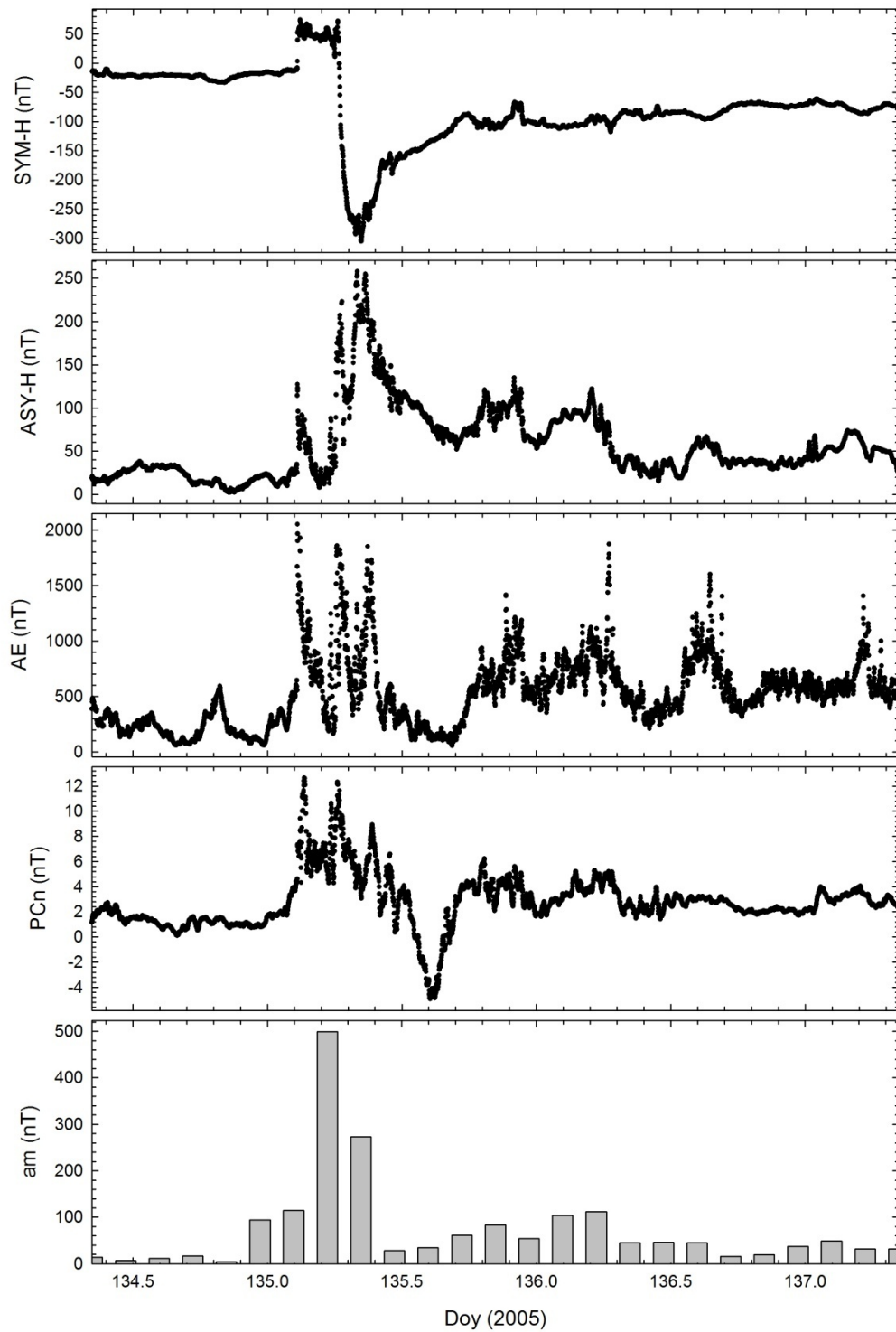


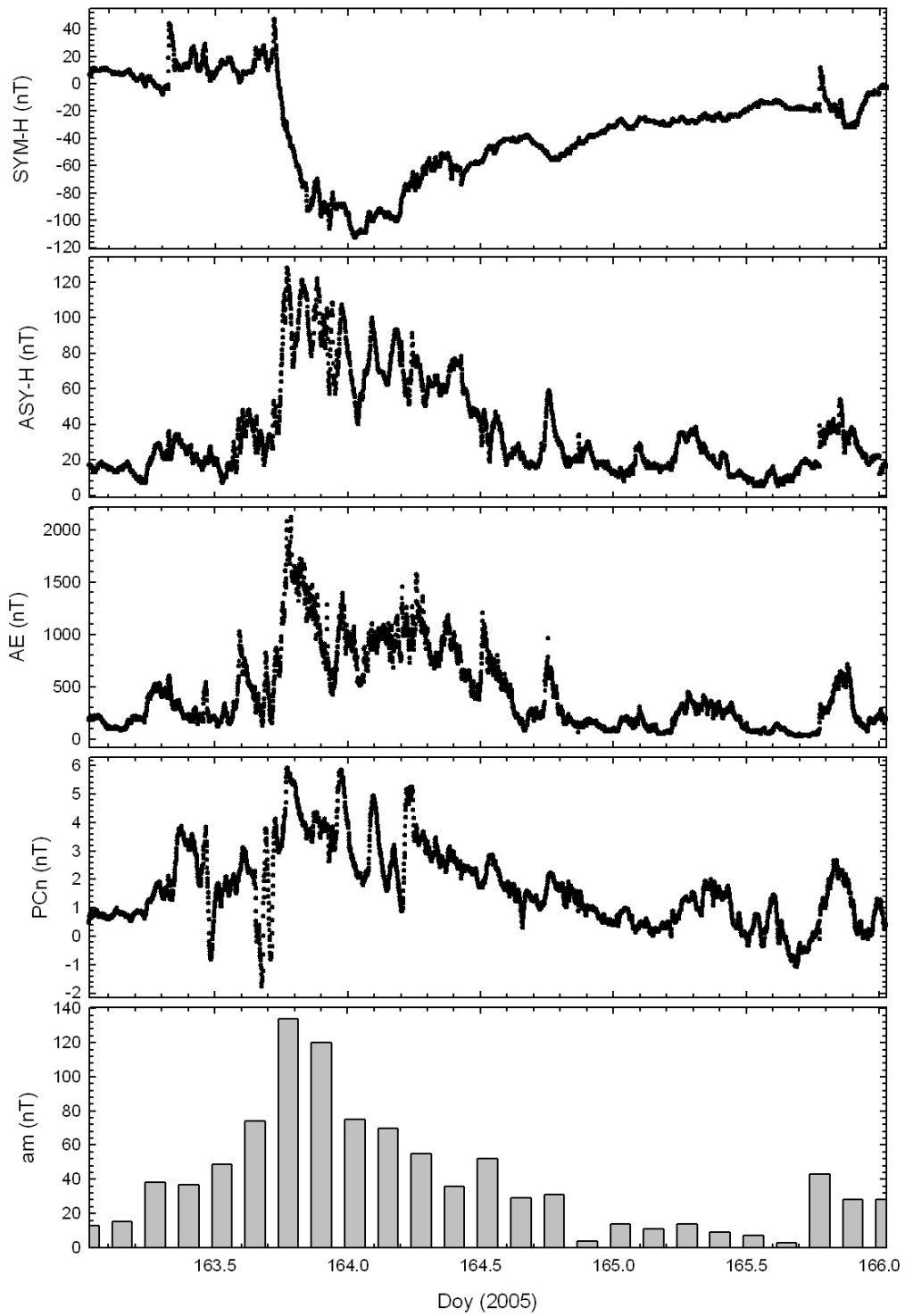


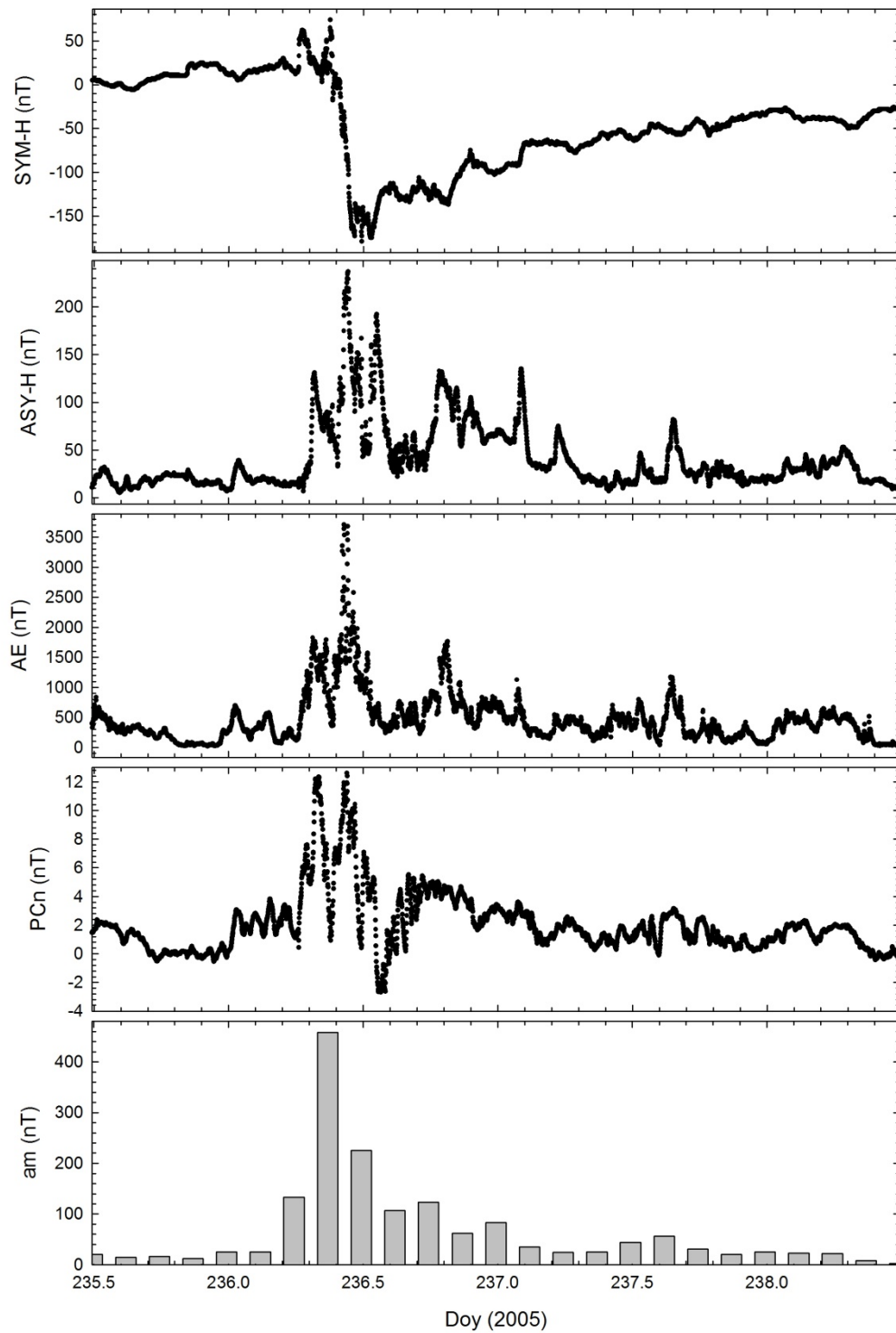


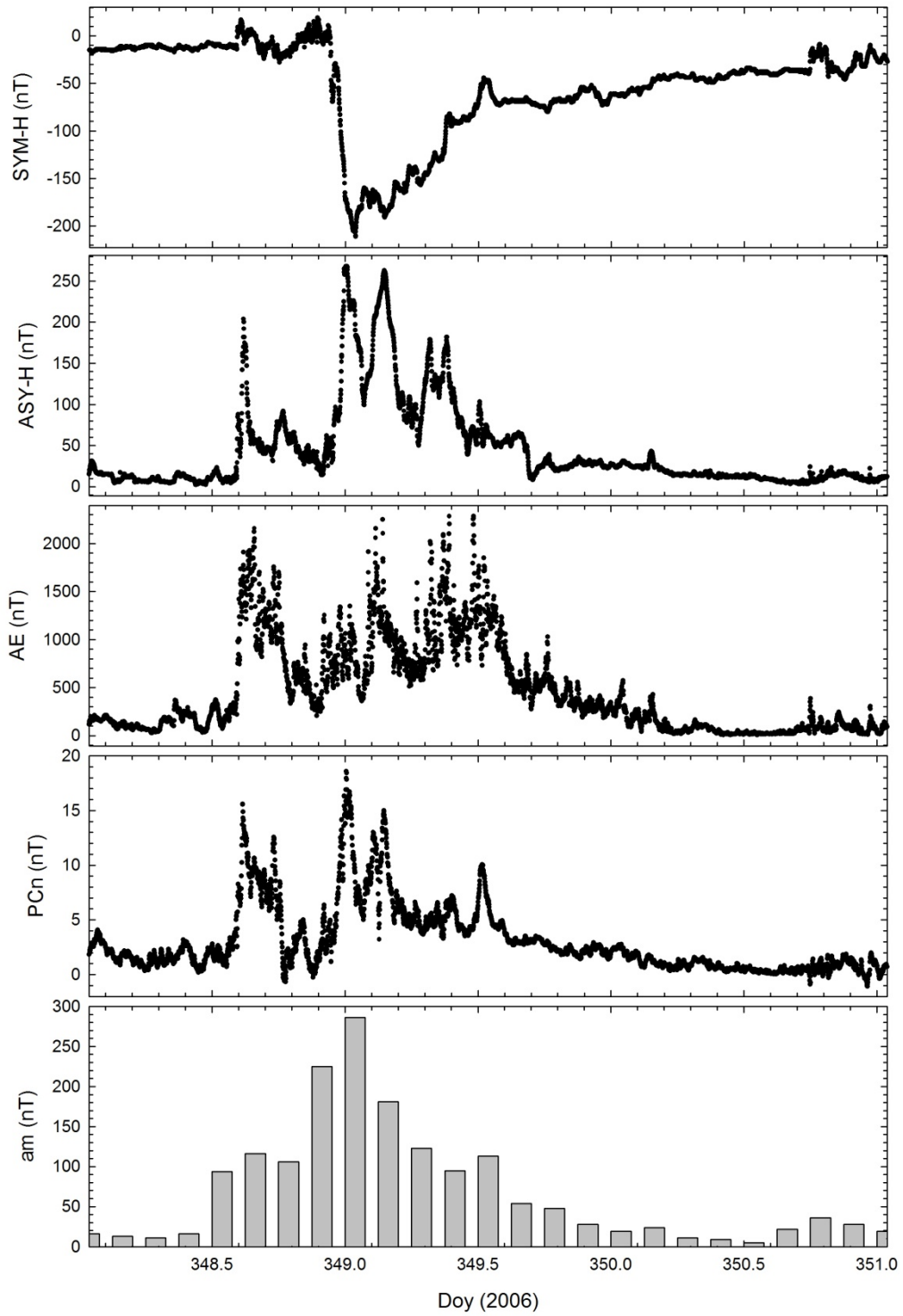
















## 9. REFERENCIAS

Adams, W. G. (1892), Comparison of simultaneous magnetic disturbance at several observatories, *Phil. Trans. London (A)*, **183**, 131-139.

Ahn, B. H., G.-H. Moon, W. Sun, S. I. Akasofu, G. X. Chen, Y. D. Park (2002), Universal time variation of the Dst index and the relationship between the cumulative AL and Dst indices during geomagnetic storms, *Journal of Geophysical Research* **107**, 1409-1417.

Akasofu, S. I. (1981a), Prediction of development of geomagnetic storms using the solar wind-magnetosphere energy coupling function epsilon, *Planetary and Space Science* **29**, 1151-1158.

Akasofu, S. I. (1981b), Relationships between the AE and Dst indices during geomagnetic storms, *Journal of Geophysical Research* **86**, 4820-4822.

Akasofu, S. I., S. Chapman, B. Venkatesan (1963), The Main Phase of Great Magnetic Storms, *Journal of Geophysical Research* **68**, 3345-3350.

Anastasiadis, A., I. A. Daglis, I. D. Kontodinas, (2001), Ion Acceleration through an Auroral Potential Structure - Numerical Simulations, Conference Proceedings, 5th Hellenic Astronomical Conference.

Bartels, J. (1949), The standardized index, Ks, and the planetary index, Kp, *IATME Bull. 12b.*,97, Paris.

Bartels, J., N. H. Heck, H. F. Johnston (1939), The Three-Hour Index Measuring Geomagnetic Activity, *Journal of Geophysical Research* **44**, 411-454.

Baumjohann, W., R. A. Treumann (1997), Basic Space Plasma Physics, *Imperial College Press*, London.

Bothmer, V., I. A. Daglis (2007), Space Weather -- Physics and Effects, *Praxis Publishing, Chichester, UK and Springer Science+Business Media, LLC, New York, NY USA*.

Broun, J. A. (1861), On the horizontal force of the Earth's magnetism, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, 22-511.

Burch, J. L. (2005), Magnetospheric imaging: Promise to reality, *Reviews of Geophysics* **43**, 3001-3025.

Burton, R. K., R. L. McPherron, C. T. Russell (1975), An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst, *Journal of Geophysical Research* **80**, 4204-4214.

C:son Brandt, P., R. Demajistre, E. C. Roelof, S. Ohtani, D. G. Mitchell, S. Mende (2002), IMAGE/high-energy energetic neutral atom: Global energetic neutral atom imaging of the plasma sheet and ring current during substorms, *Journal of Geophysical Research* **107**, 1454-1467.

Cade, W. B., III, J. J. Sojka, L. Zhu (1995), A correlative comparison of the ring current and auroral electrojets usig geomagnetic indices, *Journal of Geophysical Research* **100**, 97-105.

Cornwall, J. M. (1977), On the role of charge exchange in generating unstable waves in the ring current, *Journal of Geophysical Research* **82**, 1188-1196.

Chapman, S. (1918), An Outline of a Theory of Magnetic Storms, *Royal Society of London Proceedings Series A* **95**, 61-83.

Chapman, S. (1935), The Electric Current-Systems of Magnetic Storms, *Journal of Geophysical Research* **40**, 349-370.

Chapman, S. (1952), The Earth's Magnetism, *American Journal of Physics* **20**, 316-316.

Chapman, S. (1952), The morphology of magnetic storms: an extension of the analysis of Ds, the disturbance local-time inequality, *Annali di Geofisica* **5**, 481-499.

Chapman, S., J. Bartels (1940), Geomagnetism, *Clarendon Press Oxford*, England, 5.

Daglis, I. (1997), The Role of Magnetosphere-Ionosphere Coupling in Magnetic Storm Dynamics, Magnetic Storms, Geophysical Monograph Series, **98** T. B.T., G. W. D., K. Y. and a. A. J. K., *American Geophysical Union*, 107, Washington DC.

Daglis, I., (2001), Space Storms, Ring Current and Space-Atmosphere Coupling, Conference Proceedings, Space Storms and Space Weather Hazards, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Space Storms and Space Weather Hazards, Hersonissos, Crete, Greece, *Kluwer Academic Publishers*.

Daglis, I., J. U. Kozyra (2002), Outstanding issues of ring current dynamics, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **64**, 253-264.

Daglis, I., J. U. Kozyra, Y. Kamide, D. Vassiliadis, A. S. Sharma, M. W. Liemohn, W. D. Gonzalez, B. T. Tsurutani, G. Lu (2003), Intense space storms: Critical issues and open disputes, *Journal of Geophysical Research* **108**, 1208-1232.

Daglis, I., E. T. Sarris, W. Axford, G. Karagevrekisl, G. Kasotakisl, S. Livi, B. Wilken (1999), Influence of interplanetary disturbances on the terrestrial ionospheric outflow, *Physics and Chemistry of the Earth C* **24**, 61-65.

Daglis, I., E. T. Sarris, G. Kremser, B. Wilken, (1992), On the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling: AMPTE/CCE particle data and the AE indices, Conference Proceedings, Study of the Solar-Terrestrial System.

Daglis, I., E. T. Sarris, B. Wilken (1993), AMPTE/CCE CHEM observations of the energetic ion population at geosynchronous altitudes, *Annales Geophysicae* **11**, 685-696.

Daglis, I., R. M. Thorne, W. Baumjohann, S. Orsini (1999), The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay, *Reviews of Geophysics* **37**, 407-438.

Daglis, I. (1997), The Role of Magnetosphere-Ionosphere Coupling in Magnetic Storm Dynamics, Magnetic Storms, Geophysical Monograph Series, Vol. **98**, 107-116.

Dasso, S., D. Gómez, C. H. Mandrini (2002), Ring current decay rates of magnetic storms: A statistical study from 1957 to 1998, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107**, 1-9.

Davis, T. N., R. Parthasarathy (1967), The Relationship between Polar Magnetic Activity DP and Growth of the Geomagnetic Ring Current, *Journal of Geophysical Research* **72**, 5825-5837.

Davis, T. N., M. Sugiura (1966), Auroral Electrojet Activity Index AE and Its Universal Time Variations, *Journal of Geophysical Research* **71**, 785-801.

Dessler, A. J., E. N. Parker (1959), Hydromagnetic Theory of Geomagnetic Storms, *Journal of Geophysical Research* **64**, 2239-2252.

Dungey, J. W. (1961), Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones, *Physical Review Letters* **6**, 47-48.

Ebihara, Y., M. Ejiri (1998), Modeling of solar wind control of the ring current buildup: A case study of the magnetic storms in April 1997, *Geophysical Research Letters* **25**, 3751-3754.

Ebihara, Y., M. Ejiri (2000), Simulation study on fundamental properties of the storm-time ring current, *Journal of Geophysical Research* **105**, 15843-15860.

Ericsson, K. A. (1998), The scientific study of expert levels of performance: General implications for optimal learning and creativity, *High Ability Studies* **9**(1), 75-100.

Ericsson, K. A. (2009), Discovering deliberate practice activities that overcome plateaus and limits on improvement of performance, *International Symposium on Performance Science*, 12-21.

Feldstein, Y. I., V. I. Pisarskii, N. M. Rudneva, A. Grafe (1984), Ring current simulation in connection with interplanetary space conditions, *Planetary and Space Science* **32**, 975-984.

Fenrich, F. R., J. G. Luhmann (1998), Geomagnetic response to magnetic clouds of different polarity, *Geophysical Research Letters* **25**, 2999-3002.

Fok, M.-C., P. D. Craven, T. E. Moore, P. G. Richards, (1995), Ring Current-Plasmasphere Coupling Through Coulomb Collisions, Conference Proceedings, Cross-Scale Coupling in Space Plasmas, Geophysical Monograph 93.

Fok, M. C., J. U. Kozyra, A. F. Nagy, T. E. Cravens (1991), Lifetime of ring current particles due to Coulomb collisions in the plasmasphere, *Journal of Geophysical Research* **96**, 7861-7867.

Fok, M. C., J. U. Kozyra, A. F. Nagy, C. E. Rasmussen, G. V. Khazanov (1993), Decay of equatorial ring current ions and associated aeronomical consequences, *Journal of Geophysical Research* **98**, 19381-19393.

Fok, M. C., T. E. Moore, J. U. Kozyra, G. C. Ho, D. C. Hamilton (1995), Three-dimensional ring current decay model, *Journal of Geophysical Research* **100**, 9619-9632.

Fok, M. C., T. E. Moore, G. R. Wilson, J. D. Perez, X. X. Zhang, P. C. S. Brandt, D. G. Mitchell, E. C. Roelof, J. M. Jahn, C. J. Pollock, R. A. Wolf (2003), Global ena Image Simulations, *Space Science Reviews* **109**, 77-103.

Glatzmaiers, G. A., P. H. Roberts (1995), A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal, *Nature* **377**, 203-209.

Gloeckler, G., F. M. Ipavich, D. C. Hamilton, R. A. Lundgren, W. Studemann, B. Wilken, G. Kremser, D. Hovestadt, F. Gliem, W. Rieck (1985), The charge-energy-mass spectrometer for 0.3-300 keV/e ions on the AMPTE CCE, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **23**, 234-240.

Gonzalez, W. D., A. L. C. Gonzalez, B. T. Tsurutani, E. J. Smith, F. Tang (1989), Solar wind-magnetosphere coupling during intense magnetic storms (1978-1979), *Journal of Geophysical Research* **94**, 8835-8851.

Gonzalez, W. D., J. A. Joselyn, Y. Kamide, H. W. Kroehl, G. Rostoker, B. T. Tsurutani, V. M. Vasyliunas (1994), What is a geomagnetic storm?, *Journal of Geophysical Research* **99**, 5771-5792.

Greenspan, M. E., D. C. Hamilton (2000), A test of the Dessler-Parker-Sckopke relation during magnetic storms, *Journal of Geophysical Research* **105**, 5419-5430.

Häkkinen, L. V. T., T. I. Pulkkinen, H. Nevanlinna, R. J. Pirjola, E. I. Tanskanen (2002), Effects of induced currents on Dst and on magnetic variations at midlatitude stations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107**, 1014-1022.

Häkkinen, L. V. T., T. I. Pulkkinen, R. J. Pirjola, H. Nevanlinna, E. I. Tanskanen, N. E. Turner (2003), Seasonal and diurnal variation of geomagnetic activity: Revised Dst versus external drivers, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1060-1073.

Hamilton, D. C., G. Gloeckler, F. M. Ipavich, B. Wilken, W. Studemann (1988), Ring current development during the great geomagnetic storm of February 1986, *Journal of Geophysical Research* **93**, 14343-14355.

Henderson, M. G., G. D. Reeves, H. E. Spence, R. B. Sheldon, A. M. Jorgensen, J. B. Blake, J. F. Fennell (1997), First energetic neutral atom images from Polar, *Geophysical Research Letters* **24**, 1167-1170.

Huang, C.-S. (2005), Variations of polar cap index in response to solar wind changes and magnetospheric substorms, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110**, 1203-1220.

Iyemori, T. (1990), Storm-time magnetospheric currents inferred from mid-latitude geomagnetic field variations, *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity* **42**, 1249-1265.

Iyemori, T., D. R. K. Rao (1996), Decay of the Dst field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implication to storm-substorm relation, *Annales Geophysicae* **14**, 608-618.

Jordanova, V. K., A. Boonsiriseth, R. M. Thorne, Y. Dotan (2003), Ring current asymmetry from global simulations using a high-resolution electric field model, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1443-1457.

Jordanova, V. K., C. J. Farrugia, R. M. Thorne, G. V. Khazanov, G. D. Reeves, M. F. Thomsen (2001), Modeling ring current proton precipitation by electromagnetic ion cyclotron waves during the May 14-16, 1997, storm, *Journal of Geophysical Research* **106**, 7-22.

Kalegaev, V. V., K. Y. Bakhmina, I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, Y. I. Feldstein, N. V. Ganushkina (2008), Ring current asymmetry during a magnetic storm, *Geomagnetism and Aeronomy/Geomagnetizm i Aeronomiia* **48**, 747-758.

Kamide, Y., N. Fukushima (1971), Analysis of magnetic storms with DR indices for equatorial ring-current field, *Radio Science* **6**, 277-278.

Keika, K., M. Nosé, S. Ohtani, K. Takahashi, S. P. Christon, R. W. McEntire (2005), Outflow of energetic ions from the magnetosphere and its contribution to the decay of the storm time ring current, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110**, 9210-9223.

kertz, W. (1958), Ein neues Mass für die Feldstärke des erdmagnetischen aquatorialen Ringstroms, *Abh. Akad. Wiss.Göttingen Math. Phys.* **2**, pp. 83.

Kertz, W. (1964), Ring current variations during the IGY, *Ann. Int. Geophys*, **35**, pp. 49.

Khazanov, G. V., K. V. Gamayunov, V. K. Jordanova (2003), Self-consistent model of magnetospheric ring current and electromagnetic ion cyclotron waves: The 2-7 May 1998 storm, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1419-1437.

Khazanov, G. V., K. V. Gamayunov, V. K. Jordanova, E. N. Krivorutsky (2002), A self-consistent model of the interacting ring current ions and electromagnetic ion cyclotron waves, initial results: Waves and precipitating fluxes, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107**, 1085-1095.

Kistler, L. M., F. M. Ipavich, D. C. Hamilton, G. Gloeckler, B. Wilken (1989), Energy spectra of the major ion species in the ring current during geomagnetic storms, *Journal of Geophysical Research* **94**, 3579-3599.

Kozyra, J. U., J. E. Borovsky, M. W. Chen, M. C. Fok, V. K. Jordanova, (1998), Plasma Sheet Preconditioning, Enhanced Convection and Ring Current Development, Conference Proceedings, International Conference on Substorms-4, Lake Hamana, Japan, *Kluwer Academic Publishers, Astrophysics and Space Science library, London*.

Kozyra, J. U., M. C. Fok, E. R. Sanchez, D. S. Evans, D. C. Hamilton, A. F. Nagy (1998), The role of precipitation losses in producing the rapid early recovery phase of the Great Magnetic Storm of February 1986, *Journal of Geophysical Research* **103**, 6801-6814.

Kozyra, J. U., M. W. Liemohn (2003), Ring Current Energy Input and Decay, *Space Science Reviews* **109**, 105-131.

Kozyra, J. U., M. W. Liemohn, C. R. Clauer, A. J. Ridley, M. F. Thomsen, J. E. Borovsky, J. L. Roeder, V. K. Jordanova, W. D. Gonzalez (2002), Multistep Dst development and ring current composition changes during the 4-6 June 1991 magnetic storm, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107**, 1224-1265.

Kozyra, J. U., C. E. Rasmussen, R. H. Miller, L. R. Lyons (1994), Interaction of ring current and radiation belt protons with ducted plasmaspheric hiss. 1: Diffusion coefficients and timescales, *Journal of Geophysical Research* **99**, 4069-4084.

Kozyra, J. U., E. G. Shelley, R. H. Comfort, L. H. Brace, T. E. Cravens (1987), The role of ring current O(+) in the formation of stable auroral red arcs, *Journal of Geophysical Research* **92**, 7487-7502.

Le, G., C. Russell, K. Takahashi (2004), Morphology of the ring current derived from magnetic field observations, *Annales Geophysicae* **22**, 1267-1295.

Liemohn, M. W., Harold (1961), The Lifetime of Protons with Energies between 1 Kev and 1 Mev, *Journal of Geophysical Research* **66**, 3593-3595.

Liemohn, M. W., J. U. Kozyra, (2005), Testing the Hypothesis That Charge Exchange Can Cause a Two-Phase Decay, Conference Proceedings, The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling. Geophysical Monograph 155, Washington, DC USA, *AGU Books Board*.

Liemohn, M. W., J. U. Kozyra, C. R. Clauer, A. J. Ridley (2001b), Computational analysis of the near-Earth magnetospheric current system during two-phase decay storms, *Journal of Geophysical Research* **106**, 29531-29542.

Liemohn, M. W., J. U. Kozyra, V. K. Jordanova, G. V. Khazanov, M. F. Thomsen, T. E. Cayton (1999), Analysis of early phase ring current recovery mechanisms during geomagnetic storms, *Geophysical Research Letters* **26**, 2845-2848.

Liemohn, M. W., J. U. Kozyra, M. F. Thomsen, J. L. Roeder, G. Lu, J. E. Borovsky, T. E. Cayton (2001a), Dominant role of the asymmetric ring current in producing the stormtime Dst\*, *Journal of Geophysical Research* **106**, 10883-10904.

Lui, A. T. Y., D. J. Williams, E. C. Roelof, R. W. McEntire, D. G. Mitchell (1996), First composition measurements of energetic neutral atoms, *Geophysical Research Letters* **23**, 2641-2644.

Mayaud, P. N. (1968), Indices Kn, Ks, K<sub>rn</sub>, 1964-196, *Centre National de la Recherche Scientifique, Paris*.

Mayaud, P. N. (1973), A hundred year series of geomagnetic data, 1868-1967: indices aa, storm sudden commencements, *IUGG Publ. Office*, 256 p., Paris.

Mayaud, P. N. (1980), Derivation, Meaning, and Use of Geomagnetic Indices, *Geophys. Monogr. Ser.(AGU, Washington, D.C.)* **22**, 139-143.



Menvielle, M. (1979), A possible geophysical meaning of K indices, *Annales de Geophysique* **35**, 189-196.

Menvielle, M., A. Marchaudon (2007), Geomagnetic Indices in Solar-Terrestrial Physics and Space Weather, Space Weather : Research Towards Applications in Europe 2nd European Space Weather Week (ESWW2), **344**, 277-292.

Metallinou, F. A., I. A. Daglis, Y. Kamide, J. H. Seiradakis (2004), Study of the rm Dst-AL Correlation During Geospace Magnetic Storms, *IEEE Transactions on Plasma Science* **32**, 1455-1458.

Mitchell, D. G. (1962), The space environmental, *Oxford University Press*, Oxford.

Monreal MacMahon, R., C. Llop-Romero (2008), Ring current decay time model during geomagnetic storms: a simple analytical approach, *Annales Geophysicae* **26**, 2543-2550.

Moos, N. A. F. (1910), Magnetic observations made at the government observatory, Bombay, for the period 1846 to 1905, and their discussion, Part II: the phenomenon and its discussion, *India: Central Government Press*.

Nagatsuma, T. (2002), Saturation of polar cap potential by intense solar wind electric fields, *Geophysical Research Letters* **29**, 1422-1426.

O'Brien, T. P., R. L. McPherron (2000), An empirical phase space analysis of ring current dynamics: Solar wind control of injection and decay, *Journal of Geophysical Research* **105**, 7707-7720.

Papitashvili, V. O., I. I. Gromova, V. A. Popov, O. Rasmussen (2001), Northern polar cap magnetic activity index PCN: Effective area, universal time and solar cycle variations, *Scientific Repor. 01-01*, Danish Meteorol. Inst., Copenhagen, Denmark, 57 pp.

Parker, E. N. (1957), Newtonian Development of the Dynamical Properties of Ionized Gases of Low Density, *Physical Review* **107**, 924-933.

Pollock, C. J., K. Asamura, M. M. Balkey, J. L. Burch, H. O. Funsten, M. Grande, M. Gruntman, M. Henderson, J. M. Jahn, M. Lampton, M. W. Liemohn, D. J. McComas, T. Mukai, S. Ritzau, M. L. Schattenburg, E. Scime, R. Skoug, P. Valek, M. Wüest (2001), First medium energy neutral atom (MENA) images of Earth's magnetosphere during substorm and storm-time, *Geophysical Research Letters* **28**, 1147-1150.

Popp, F.-A., K.-H. Li (1993), Hyperbolic relaxation as a sufficient condition of a fully coherent ergodic field, *International Journal of Theoretical Physics* **32**, 1573-1583.

Price, A. T., (1967), Electromagnetic Induction Within the Earth, Conference Proceedings, Physics of Geomagnetic Phenomena, *Academic Press, New York*, **1**, 235-298.

Prigancova, A., I. A. Fel'Dshtein (1992), Magnetospheric storm dynamics in terms of energy output rate, *Planetary and Space Science* **40**, 581-588.

Pudovkin, M. I., S. A. Zaitseva, L. Z. Sizova (1985), Growth rate and decay of magnetospheric ring current, *Planetary and Space Science* **33**, 1097-1102.

Reeves, G. D., K. L. McAdams, R. H. W. Friedel, T. P. O'Brien (2003), Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms, *Geophysical Research Letters* **30**, 1529-1533.

Ridley, A. J., E. A. Kihn (2004), Polar cap index comparisons with AMIE cross polar cap potential, electric field, and polar cap area, *Geophysical Research Letters* **31**, 7801-7806.

Roelof, E. C., D. G. Mitchell, D. J. Williams (1985), Energetic neutral atoms (E approximately 50 keV) from the ring current - IMP 7/8 and ISEE 1, *Journal of Geophysical Research* **90**, 10991-11008.

Rostoker, G. (1991), A quantitative relationship between AE and K(p), *Journal of Geophysical Research* **96**, 5853-5857.

Scopke, N. (1966), A General Relation between the Energy of Trapped Particles and the Disturbance Field near the Earth, *Journal of Geophysical Research* **71**, 3125-3130.

Sheldon, R. B., D. C. Hamilton (1993), Ion transport and loss in the earth's quiet ring current. I - Data and standard model, *Journal of Geophysical Research* **98**, 13491-13508.

Siscoe, G. L. (1982), Energy coupling between regions 1 and 2 Birkeland current systems, *Journal of Geophysical Research* **87**, 5124-5130.

Siscoe, G. L., N. U. Crooker (1974), On the Partial Ring Current Contribution to Dst, *Journal of Geophysical Research* **79**, 1110-1112.

Skoug, R. M., M. F. Thomsen, M. G. Henderson, H. O. Funsten, G. D. Reeves, C. J. Pollock, J. M. Jahn, D. J. McComas, D. G. Mitchell, P. C. Brandt, B. R. Sandel, C. R. Clauer, H. J. Singer (2003), Tail-dominated storm main phase: 31 March 2001, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1259-1271.

Smith, P. H., R. A. Hoffman, T. A. Fritz (1976), Ring current proton decay by charge exchange, *Journal of Geophysical Research* **81**, 2701-2708.

Solomon, J., O. Picon (1981), Charge exchange and wave-particle interaction in the proton ring current, *Journal of Geophysical Research* **86**, 3335-3344.

Soraas, F., K. Aarsnes, K. Oksavik, D. S. Evans (2002), Ring current intensity estimated from low-altitude proton observations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107**, 1149-1159.

Soraas, F., K. Oksavik, K. Aarsnes, D. S. Evans, M. S. Greer (2003), Storm time equatorial belt - an "image" of RC behavior, *Geophysical Research Letters* **30**, 1052-1056.

Spjeldvik, W. N., T. A. Fritz (1978), Theory for charge states of energetic oxygen ions in the earth's radiation belts, *Journal of Geophysical Research* **83**, 1583-1594.

Stauning, P. (2007), A new index for the interplanetary merging electric field and geomagnetic activity: Application of the unified polar cap indices, *Space Weather* **5**, 9001-9012.

Sugiura, M. (1964), Hourly values of equatorial Dst for the IGY, *Annals of the International Geophysical Year*, **35**, 945-948.

Sugiura, M., S. Chapman (1960), The average morphology of geomagnetic storms with sudden commencement, *Abhandl. Akad. Wiss. Goettingen Math. Physik. Kl.*, **4**, 51-53.

Sugiura, M., S. Hendricks (1967), Provisional hourly values of equatorial Dst for 1961, 1962 and 1963, *NASA Tech. note D-4047*.

Sugiura, M., T. Kamei (1991), Equatorial DST index 1957-1986, in *IAGA Bull. 40*, edited by A. Berthelier and M. Menvielle, *Int. Serv. of Geomagn. Indices Publ. Off.*, Saint-Maur-des-Fosses, France.

Takahashi, S., T. Iyemori, M. Takeda (1990), A simulation of the storm-time ring current, *Planetary and Space Science* **38**, 1133-1141.

Takahashi, T., K. Ikeda, T. Hasegawa (2007), A hyperbolic decay of subjective probability of obtaining delayed rewards, *Behavioral and Brain Function*, **3**, 52-63.

Takalo, J., J. Timonen (1999), Neural network prediction of the AE index from the PC index, *Physics and Chemistry of the Earth C* **24**, 89-92.

Tarpley, J. D. (1973), Seasonal movement of the Sq current foci and related effects in the equatorial electrojet, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* **35**, 1063-1071.

Tinsley, B. A., S. I. Akasofu (1982), A note on the lifetime of the ring current particles, *Planetary and Space Science* **30**, 733-740.

Troshichev, O., H. Hayakawa, A. Matsuoka, T. Mukai, K. Tsuruda (1996), Cross polar cap diameter and voltage as a function of PC index and interplanetary quantities, *Journal of Geophysical Research* **101**, 13429-13436.

Troshichev, O. A., V. G. Andrezen (1985), The relationship between interplanetary quantities and magnetic activity in the southern polar cap, *Planetary and Space Science* **33**, 415-419.

Troshichev, O. A., V. G. Andrezen, S. Vennerstrom, E. Friis-Christensen (1988), Magnetic activity in the polar cap - A new index, *Planetary and Space Science* **36**, 1095-1102.

Troshichev, O. A., V. A. Gizler, V. V. Osipov (1979), Indices of the growth phase of substorms developing under the influence of the northward component of the interplanetary magnetic field - Mid-latitude effects, *Geomagnitnye Issledovaniia* **24**, 71-77.

Troshichev, O. A., R. Y. Lukianova (2002), Relation of PC index to the solar wind parameters and substorm activity in time of magnetic storms, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **64**, 585-591.

Tsurutani, B. T., G. S. Lakhina (1997), Some basic concepts of wave-particle interactions in collisionless plasmas, *Reviews of Geophysics* **35**, 491-501.

Turner, N. E., D. N. Baker, T. I. Pulkkinen, R. L. McPherron (2000), Evaluation of the tail current contribution to Dst, *Journal of Geophysical Research* **105**, 5431-5440.

Virginia, L. J., (1967), Geomagnetic Indices, Conference Proceedings, Physics of Geomagnetic Phenomena, *Academic Press, New York*.

Wang, C. B., J. K. Chao, C. H. Lin (2003), Influence of the solar wind dynamic pressure on the decay and injection of the ring current, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1341-1352.

Wanliss, J. A., L. A. G. Antoine (1995), Geomagnetic micropulsations: Implications for high resolution aeromagnetic surveys, *Explor. Geophys.* **26**, 535-538.

Wanliss, J. A., K. M. Showalter (2006), High-resolution global storm index: Dst versus SYM-H, *Journal of Geophysical Research* **111**, 2202-2212.

Wentworth, R. C., W. M. MacDonald, S. F. Singer (1959), Lifetimes of Trapped Radiation Belt Particles Determined by Coulomb Scattering, *Physics of Fluids* **2**, 499-509.

Weygand, J. M., R. L. McPherron (2006), Dependence of ring current asymmetry on storm phase, *Journal of Geophysical Research* **111**, 11221-11235.

Yeh, H. C., J. C. Foster (1990), Storm time heavy ion outflow at mid-latitude, *Journal of Geophysical Research* **95**, 7881-7891.

