

# ĐỘ DẪN ĐIỆN TẦNG ĐIỆN LY THEO SỐ LIỆU ĐÀI ĐIỆN LY PHÚ THỤY, HÀ NỘI

PHẠM THỊ THU HỒNG<sup>1,2</sup>, AMORY-MAZAUDIER CHRISTINE<sup>1</sup>, LÊ HUY MINH<sup>2</sup>

E - mail: hongnd76@yahoo.com

<sup>1</sup>*Viện Vật lý Địa cầu - Viện Khoa học và Công nghệ Việt Nam*

<sup>2</sup>*Viện Vật lý Plasma, 4 Avenue de Neptune 94 107 Saint-Maur-des-Fosses, Pháp*

Ngày nhận bài: 24 - 4 - 2012

## 1. Mở đầu

Tầng điện ly là phần bên trên của khí quyển ở độ cao từ khoảng 60 đến 1500km bị ion hóa dưới tác động của bức xạ Mặt Trời. Sự chuyển động của các ion và điện tử (plasma điện ly) ở vùng bên dưới của tầng điện ly giữa độ cao từ 90 đến 160km tạo thành hệ dòng điện trong tầng điện ly là nguồn gốc của biến thiên ngày đêm của từ trường Trái Đất quan sát được trên mặt đất. Phân bố và điện động lực của plasma điện ly phụ thuộc rất phức tạp vào gió khí quyển trung hòa, bức xạ Mặt Trời, sự ion hóa, độ dẫn điện điện ly và sự tương tác với trường từ Trái Đất.

Nhằm bước đầu tìm hiểu về độ dẫn trong tầng điện ly, trong bài báo này chúng tôi giới thiệu sơ bộ cơ sở lý thuyết dẫn tới các biểu thức giải tích độ dẫn điện ly, sau đó sử dụng số liệu điện ly của thiết bị thăm dò thẳng đứng tại trạm Phú Thụy và mô hình khí quyển để xây dựng một mô hình độ dẫn điện địa phương tương ứng với số liệu của trạm. Kết quả thu được trong bài báo này sẽ cho chúng ta làm quen với cấu trúc độ dẫn điện điện ly ở khu vực Hà Nội, khu vực đỉnh dị thường điện ly xích đạo, cũng như có cái nhìn sơ bộ về biến đổi của độ dẫn tầng điện ly theo chu kỳ hoạt động Mặt Trời và theo mùa trong năm.

## 2. Cơ sở lý thuyết độ dẫn tầng điện ly

Việc tính toán độ dẫn tầng điện ly còn chưa được phổ biến ở Việt Nam, do vậy dưới đây chúng tôi giới thiệu một cách tương đối chi tiết về cơ sở lý thuyết độ dẫn tầng điện ly [1-4, 6,13].

Phương pháp tính độ dẫn điện tầng điện ly dựa trên sự cân bằng của các lực khác nhau tác dụng

lên các hạt chuyển động trong tầng điện ly với các giả thiết xấp xỉ và điều kiện giới hạn thích hợp. Trong tầng điện ly chuyển động của các ion với vận tốc  $\vec{V}_i$  và điện tử với vận tốc  $\vec{V}_e$  được miêu tả bởi phương trình:

$$m_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} = 0 = m_i \vec{g} - \frac{1}{N_i} \vec{\nabla} (N_i k T_i) + \quad (1)$$

$$+ e (\vec{E} + \vec{V}_i \wedge \vec{B}) - m_i v_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) - m_e v_{ie} (\vec{V}_i - \vec{V}_e)$$

$$m_e \frac{d\vec{V}_e}{dt} = 0 = m_e \vec{g} - \frac{1}{N_e} \vec{\nabla} (N_e k T_e) - \quad (2)$$

$$- e (\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) - m_e v_{en} (\vec{V}_e - \vec{V}_n) - m_e v_{ei} (\vec{V}_e - \vec{V}_i)$$

Trong đó, phương trình (1) miêu tả chuyển động của các ion dương, phương trình (2) áp dụng cho các điện tử,  $m_i$  và  $m_e$  là khối lượng của ion và của điện tử,  $p_i = N_i k T_i$  và  $p_e = N_e k T_e$  là các áp suất riêng của các ion và các điện tử,  $N_i$  và  $N_e$  tương ứng là mật độ ion và điện tử,  $k$  là hằng số Boltzman,  $T_i$  và  $T_e$  là nhiệt độ của ion và điện tử,  $\vec{g}$  là gia tốc trọng trường,  $e$  là điện tích yếu tố (mang dấu dương với điện tích dương và mang dấu âm với điện tích âm),  $\vec{E}$  là điện trường và  $\vec{B}$  là từ trường,  $\vec{V}_n$  là vận tốc hạt trung hòa;  $v_{en}$ - tần số va chạm của các điện tử với các hạt trung hòa và  $v_{ei}$ - tần số va chạm của các điện tử với các ion;  $v_{in}$ -là tần số va chạm của các ion với các hạt trung hòa và  $v_{ie}$ -tần số va chạm của các ion với các điện tử.

Giả thiết rằng các hạt tích điện cân bằng và các lực áp suất và trọng lực là bỏ qua. Ở độ cao trên 90km, các ion chiếm phần lớn, và chúng ta xem

các ion là cùng loại tạo nên một chất lỏng có mật độ bằng mật độ điện tử, được ký hiệu là  $N_e$ . Bỏ qua biến thiên theo thời gian của các vận tốc của ion và điện tử, điều kiện cân bằng các lực tác dụng lên các ion và lên các điện tử được xác định một cách tương ứng bởi các phương trình:

$$\begin{aligned} N_e e (\vec{E} + \vec{V}_i \wedge \vec{B}) - N_e m_i v_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) - \\ - N_e m_i v_{ie} (\vec{V}_i - \vec{V}_e) = \vec{0} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} -N_e e (\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) - N_e m_e v_{en} (\vec{V}_e - \vec{V}_n) - \\ - N_e m_e v_{ei} (\vec{V}_e - \vec{V}_i) = \vec{0} \end{aligned} \quad (4)$$

Lực ma sát mà các ion thực hiện lên các điện tử phải bằng và ngược với lực ma sát mà các điện tử thực hiện lên các ion, kết quả là:

$$m_i v_{ie} = m_e v_{ei} \quad (5)$$

Xét trường hợp dịch chuyển theo phương song song với trường từ  $\vec{B}$ , chia cả 2 vế của các phương trình (3) và (4) cho  $N_e$ ,  $\vec{V}_e - \vec{V}_i = -(\vec{V}_i - \vec{V}_e)$  và  $e(\vec{E} + \vec{V}_i \wedge \vec{B})\vec{B} = e\vec{E}_{||} + e(\vec{V}_i \wedge \vec{B})\vec{B} = e\vec{E}_{||}$ , vì  $(\vec{V}_i \wedge \vec{B})\vec{B} = 0$ ). Do đó, phương trình rút gọn có dạng:

$$m_i v_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n)_{||} + m_i v_{ie} (\vec{V}_i - \vec{V}_e)_{||} = e\vec{E}_{||} \quad (6)$$

$$m_e v_{en} (\vec{V}_i - \vec{V}_n)_{||} - m_e v_{ei} (\vec{V}_i - \vec{V}_e)_{||} = -e\vec{E}_{||} \quad (7)$$

(ký hiệu  $||$  diễn tả các chuyển động theo phương song song với đường sức từ trường).

Nhân phương trình (6) và (7) tương ứng với  $m_e v_{en} ||$  và  $m_i v_{in} ||$ , sau đó trừ cho nhau, chúng ta sẽ có phương trình:

$$\begin{aligned} m_i m_e (v_{in} v_{en} || + v_{ie} || v_{en} || + v_{ei} || v_{in} ||) (\vec{V}_i - \vec{V}_e)_{||} = \\ = (m_i v_{in} + m_e v_{en} ||) e\vec{E}_{||} \end{aligned} \quad (8)$$

Do khối lượng của ion rất lớn so với khối lượng điện tử ( $m_i \gg m_e$ ), ion chiếm phần lớn nên  $v_{in} \gg v_{en}$ , vì vậy các tỷ số  $\frac{m_e}{m_i}$  và  $\frac{v_{en} ||}{v_{in} ||}$  là rất nhỏ,

phương trình được rút gọn như sau:

$$(\vec{V}_i - \vec{V}_e)_{||} = \frac{e\vec{E}_{||}}{m_e (v_{en} || + v_{ei} ||)} \quad (9)$$

Thành phần của mật độ dòng song song với trường từ:

$$\vec{J}_{||} = N_e e (\vec{V}_i - \vec{V}_e)_{||} = \sigma_{||} \vec{E}_{||} \quad (10)$$

Trong đó,  $\sigma_{||}$  là độ dẫn theo phương song song. Từ phương trình (9) và (10) biểu thức độ dẫn song song dọc theo trường từ được suy ra:

$$\sigma_{||} = \frac{N_e e^2}{m_e (v_{en} || + v_{ei} ||)} \quad (11)$$

Để suy ra các biểu diễn đối với dịch chuyển và độ dẫn theo phương vuông góc với trường từ, chúng ta có thể bỏ qua sự va chạm giữa các ion và các điện tử trong phương trình (3) và (4). Đây là một xấp xỉ tốt, vì va chạm giữa điện tử và ion là quan trọng so với va chạm giữa ion và hạt trung hòa và va chạm giữa điện tử và hạt trung hòa chỉ ở phần trên của tầng điện ly, ở đó như chúng ta sẽ thấy, các điện tử và các ion dịch chuyển với cùng một vận tốc theo hướng vuông góc với trường từ  $\vec{B}$ . Như vậy  $(\vec{V}_i - \vec{V}_e)_{\perp}$  gần như bằng 0 trong đó  $v_{ei}$  là đáng kể; ở đây ký hiệu  $\perp$  chỉ thành phần vuông góc với  $\vec{B}$ . Cộng  $-e(\vec{V}_n \wedge \vec{B})$  vào 2 vế của phương trình (3), sau khi rút gọn phương trình (3) ta có:

$$\begin{aligned} e(\vec{V}_i - \vec{V}_n) \wedge \vec{B} - m_i v_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n)_{\perp} = \\ = -e(\vec{E}_{\perp} + \vec{V}_n \wedge \vec{B}) \end{aligned} \quad (12)$$

Nhân véc tơ  $\vec{B}$  với hai vế của phương trình (12) ta có:

$$\begin{aligned} -eB^2 (\vec{V}_i - \vec{V}_n)_{\perp} - m_i v_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) \wedge \vec{B} = \\ = -e(\vec{E}_{\perp} + \vec{V}_n \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B} \end{aligned} \quad (13)$$

Loại bỏ  $(\vec{V}_i - \vec{V}_n) \wedge \vec{B}$  trong các phương trình (12) và (13), chúng ta thu được phương trình của vận tốc ion so với vận tốc các hạt trung hòa:

$$(\vec{V}_i - \vec{V}_n)_{\perp} = \frac{v_{in} \Omega_i (\vec{E}_{\perp} + \vec{V}_n \wedge \vec{B}) - \Omega_i^2 \vec{b} \wedge (\vec{E}_{\perp} + \vec{V}_n \wedge \vec{B})}{B(v_{in}^2 + \Omega_i^2)} \quad (14)$$

Trong đó  $\vec{b}$  là vector đơn vị theo hướng  $\vec{B}$  và  $\Omega_i = eB / m_i$  (15) là tần số góc hồi chuyển của

ion, miêu tả sự hồi chuyển của ion trong trường từ. Các phương trình tương tự đối với các điện tử:

$$\left(\vec{V}_e - \vec{V}_n\right)_\perp = \frac{-v_{en\perp}\Omega_e\left(\vec{E}_\perp + \vec{V}_n \wedge \vec{B}\right) - \Omega_e^2 \vec{b} \wedge \left(\vec{E}_\perp + \vec{V}_n \wedge \vec{B}\right)}{\vec{B}\left(v_{en\perp}^2 + \Omega_e^2\right)} \quad (16)$$

trong đó:  $\Omega_e = \frac{eB}{m_e}$  là tần số hồi chuyển của điện tử.

Bằng cách trừ phương trình (16) cho phương trình (14) chúng ta thu được hiệu vận tốc  $\left(\vec{V}_i - \vec{V}_e\right)_\perp$ , sau đó nhân với  $N_e e$  chúng ta thu được mật độ dòng theo hướng vuông góc với  $\vec{B}$ . Sau đó, một biểu diễn đối với định luật Ohm có thể thu được, biểu thị mật độ dòng tổng cộng  $\vec{J}$  theo điện trường tồn tại trong hệ quy chiếu gắn với khí trung hòa chuyển động,  $\vec{E}_\perp + \vec{V}_n \wedge \vec{B}$  (biểu thị biến đổi Lorentz từ hệ quy chiếu gắn với Trái Đất sang hệ quy chiếu chuyển động với vận tốc  $\vec{V}_n$ ):

$$\vec{J} = \sigma_p \left(\vec{E}_\perp + \vec{V}_n \wedge \vec{B}\right) + \sigma_H \vec{b} \wedge \left(\vec{E}_\perp + \vec{V}_n \wedge \vec{B}\right) + \sigma_{||} E_{||} \vec{b} \quad (17)$$

Trong đó:

$$\sigma_p = \frac{N_e e}{B} \left( \frac{v_{in} \Omega_i}{v_{in}^2 + \Omega_i^2} + \frac{v_{en\perp} \Omega_e}{v_{en\perp}^2 + \Omega_e^2} \right) \quad (18)$$

$$\sigma_H = \frac{N_e e}{B} \left( \frac{\Omega_e^2}{v_{en\perp}^2 + \Omega_e^2} - \frac{\Omega_i^2}{v_{in}^2 + \Omega_i^2} \right) \quad (19)$$

Độ dẫn  $\sigma_p$ - được gọi là độ dẫn Pedersen và  $\sigma_H$ - độ dẫn Hall. Đối với các dòng vuông góc với  $\vec{B}$ , độ dẫn Pedersen cho thành phần theo hướng trường điện, trong khi độ dẫn Hall cho thành phần vuông góc với cả điện trường  $\vec{E}$  và từ trường  $\vec{B}$ , đại lượng  $\vec{V}_n \wedge \vec{B}$  được gọi là trường điện dynamo. Lưu ý rằng việc dẫn ra các độ dẫn điện ly ở trên vẫn ở trong giả thiết rằng các tần số va chạm là độc lập so với các vận tốc chuyển động. Đây là một giả thiết hợp lý khi các vận tốc tương đối là nhỏ so với vận tốc chuyển động nhiệt, cỡ 300-1000m/s đối với các ion và các hạt trung hòa, phụ thuộc vào hợp phần và nhiệt độ của các khí. Tuy nhiên, các vận tốc vi phân của các ion và khí trung hòa đôi khi có thể so sánh được với vận tốc chuyển động nhiệt, đặc biệt là ở vùng cực, ở đó các điện trường mạnh liên quan với các quá trình trong từ quyển có thể

tồn tại. Dưới các điều kiện như vậy, các công thức nêu ra ở trên có thể trở nên không chính xác.

### 3. Số liệu và phương pháp phân tích

Trong bài báo này chúng tôi sử dụng số liệu thăm dò thẳng đứng để nghiên cứu độ dẫn điện tầng điện ly ở Phú Thọ, Hà Nội. Các điện ly đo thu được từ trạm thăm dò thẳng đứng tầng điện ly IPS71 tại Phú Thọ trong khoảng thời gian 1996-2004 đã được sử dụng.

Để tính được độ dẫn Pedersen và độ dẫn Hall theo công thức (18) và (19), đầu tiên chúng tôi phải tính tuyến mật độ điện tử theo chiều cao thực bằng thuật toán Titheridge, được lập trình bằng ngôn ngữ Fortran từ việc nghịch đảo các điện ly đồ [8, 16]. Sau đó tính các tần số va chạm giữa các ion với các hạt trung hòa và giữa các điện tử với các hạt trung hòa.

Mật độ các hạt trung hòa, nhiệt độ của ion, điện tử và hạt trung hòa được tính bởi mô hình MSIS 90 [5]. Mô hình này là một mô hình khí quyển chuẩn cho phép xác định các tham số đặc trưng của khí quyển trung hòa ở trạm Phú Thọ có liên quan tới tần số va chạm. Ở đây, chúng tôi dùng công thức Richmond (1995) [12] đưa ra để xác định tần số va chạm của điện tử với các hạt trung hòa ( $O$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ) và tần số va chạm của các ion ( $O^+$ ,  $NO^+$ ,  $O_2^+$ ) với các hạt trung hòa trong lớp E và tầng thấp nhất của lớp F được rút ra từ phương trình chuyển động liên tục:

$$v_{en} = (7,2N_{N_2}R_e^{0,95} + 5,2N_{O_2}R_e^{0,79} + 1,9N_O R_e^{0,85}) \times 10^{15} m^3 s^{-1} \quad (20)$$

$$v_{in}(NO) = [3,4(N_{N_2} + N_{O_2})R_i^{0,16} + 1,9N_O R_i^{0,19}] \times 10^{16} m^3 s^{-1}$$

$$v_{in}(O_2^+) = [3,3N_{N_2}R_i^{0,17} + 6,1N_{O_2}R_i^{0,37} + 1,8N_O R_i^{0,19}] \times 10^{16} m^3 s^{-1}$$

$$v_{in}(O^+) = [5,4N_{N_2}R_i^{0,20} + 7,0N_{O_2}R_i^{0,05} + 8,9N_O R_i^{0,5}] \times 10^{16} m^3 s^{-1}$$

Trong đó,  $N_{N_2}$ ,  $N_{O_2}$ ,  $N_O$  lần lượt là mật độ phân tử Nitơ, mật độ phân tử Oxy và mật độ nguyên tử Oxy. Trong đó biểu thức  $R_e = T_e/300K$ ,  $R_i = (T_i + T_n)/1000K$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $T_n$  là nhiệt độ của điện tử, ion và hạt trung hòa.

Bước đầu làm quen với độ dẫn Hall và độ dẫn Pedersen là các độ dẫn liên quan tới các hệ dòng trong tầng điện ly, trong đó có hệ dòng tạo nên biến thiên ngày đêm của trường từ, chúng tôi tiến hành nghiên cứu sự phân bố độ dẫn Hall và độ dẫn

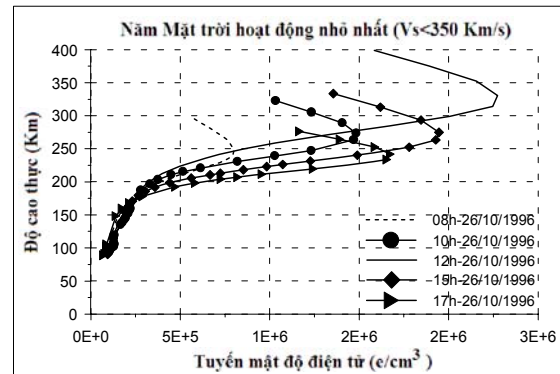
Perderson theo chiều cao đối với các pha hoạt động Mặt Trời khác nhau từ năm 1996 đến năm 2004: pha nhỏ nhất ( $Rz < 20$ ), pha tăng ( $20 \leq Rz \leq 100$ ), pha cực đại ( $Rz > 100$ ), pha giảm ( $100 \geq Rz \geq 20$ ) [7, 9-11, 14]. Đối với mỗi năm chúng tôi lựa chọn bốn trường hợp tương ứng với các mùa khác nhau để nghiên cứu hiệu ứng mùa. Bảng 1 là các ngày lựa chọn trong nghiên cứu, với các ngày lựa chọn là những ngày yên tĩnh với chỉ số  $A_m < 20$ .

**Bảng 1. Các ngày lựa chọn trong bốn chu kỳ**

Ngày	Vị trí pha của chu kỳ Mặt Trời	Chỉ số $a_m$	Vận tốc gió Mặt Trời
04/03/1996	Cực tiểu	15	Vs<350
14/06/1996	Cực tiểu	5	Vs<350
26/10/1996	Cực tiểu	7	Vs<350
27/12/1996	Cực tiểu	6	Vs<350
10/03/1997	Tăng	4	Vs<350
14/05/1997	Tăng	9	Vs<350
19/10/1997	Tăng	5	Vs<350
15/12/1997	Tăng	7	Vs<350
09/03/1998	Tăng	5	Vs<350
16/06/1998	Tăng	12	Vs<350
26/10/1998	Tăng	7	Vs<350
15/12/1998	Tăng	8	Vs<350
22/03/1999	Tăng	4	Vs<350
19/06/1999	Tăng	6	Vs<350
19/10/1999	Tăng	10	Vs<350
15/12/1999	Tăng	12	Vs<350
16/03/2000	Cực đại	3	Vs<350
16/06/2000	Cực đại	8	Vs<350
09/10/2000	Cực đại	7	Vs<350
05/12/2000	Cực đại	9	Vs<350
17/03/2001	Cực đại	12	Vs<350
16/06/2001	Cực đại	8	Vs<350
19/10/2001	Cực đại	19	Vs<350
09/12/2001	Cực đại	5	Vs<350
09/03/2002	Cực đại	9	Vs<350
14/06/2002	Cực đại	6	Vs<350
13/10/2002	Cực đại	9	Vs<350
12/12/2002	Cực đại	7	Vs<350
25/03/2003	Giảm	5	Vs<350
13/06/2003	Giảm	13	Vs<350
11/10/2003	Giảm	2	Vs<350
19/12/2003	Giảm	3	Vs<350
24/08/2004	Giảm	5	Vs<350
05/10/2004	Giảm	4	Vs<350

Từ các điện ly đồ chúng ta có thể tính toán tuyến mật độ điện tử theo chiều cao tại một thời điểm nhất định sử dụng thuật toán của Titheridge như đã nêu. Hình 1 minh họa kết quả tính toán tuyến mật độ điện tử ở các giờ khác nhau của ngày 26/10/1996 (năm Mặt Trời hoạt động cực tiểu): lúc 08h LT (đường đứt nét), lúc 10hLT (đường liền nét xen vòng tròn), lúc 12hLT (đường liền nét), lúc 15hLT (đường liền nét xen tứ giác) và lúc 17hLT (đường liền nét xen tam giác). Các tuyến mật độ điện tử biểu thị hai cực đại tương ứng với mật độ cực đại của lớp E và lớp F, các giá trị này tương ứng với các tần số tới hạn  $f_oE$  và  $f_oF2$ . Mật độ điện tử tăng đều đặn từ giá trị nhỏ nhất để đạt tới giá trị cực đại đầu tiên của lớp E, sau đó có một độ lệch

do một thung lũng nằm giữa lớp E và lớp F2, được gọi là lớp F1. Từ thung lũng đó, mật độ điện tử tăng dần tới mật độ cực đại của lớp F2. Ở bên trên giá trị cực đại, mật độ giảm dần, biểu thị sự giảm số lượng điện tử. Mật khác hình vẽ còn cho chúng ta thấy biên độ cực đại của lớp E và lớp F2 đạt giá trị lớn nhất vào lúc 12 giờ địa phương khi mà Mặt Trời ở thiên đỉnh. Các độ dẫn điện điện ly mà chúng tôi sẽ xem xét ở đây chỉ quan trọng trong lớp E, vì vậy mà trong phạm vi bài báo này, chúng tôi sẽ không đề cập tới lớp F.

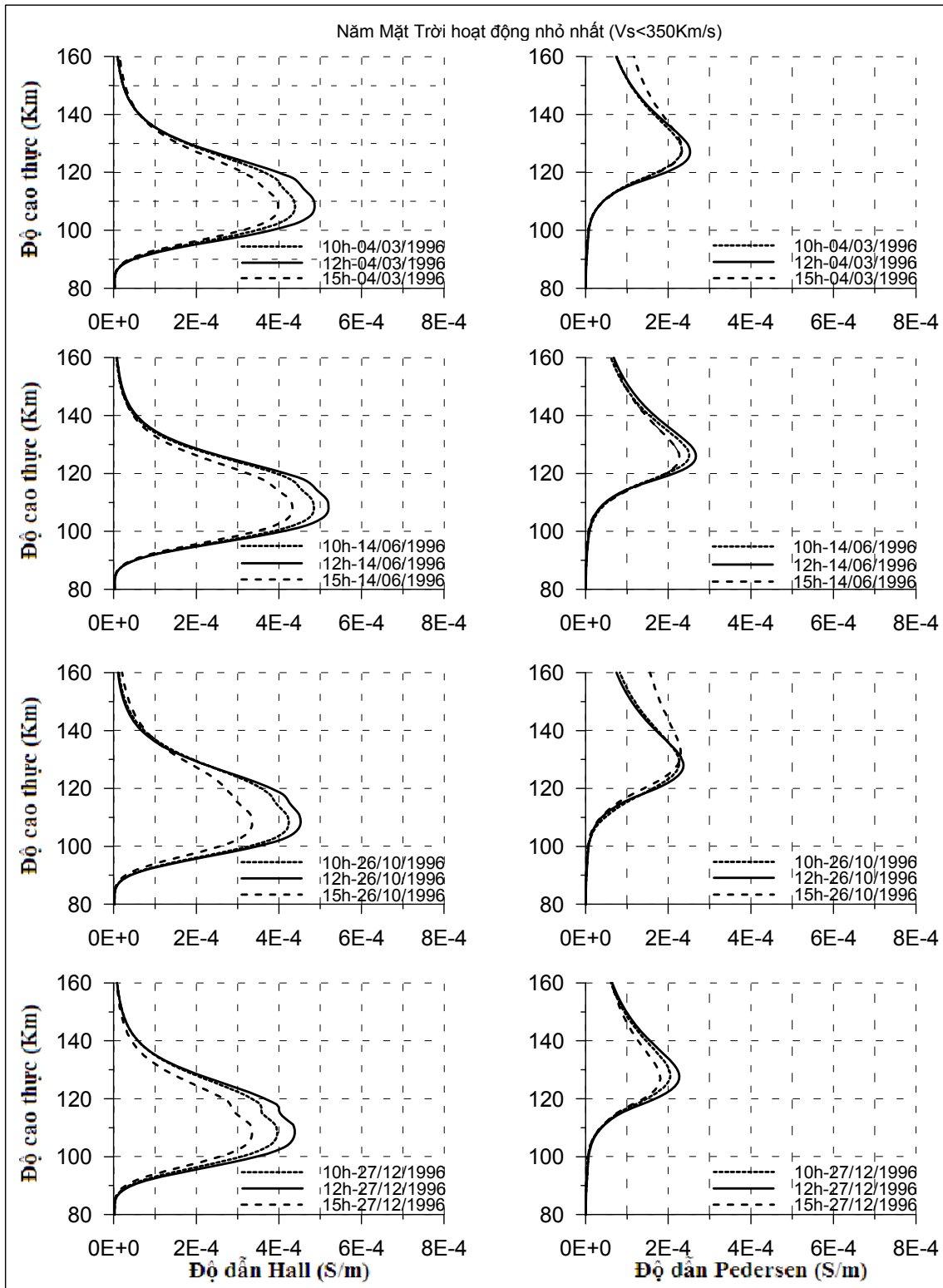


Hình 1. Tuyến mật độ điện tử ở các giờ khác nhau của ngày 26/10/1996 (đặc trưng cho các thời điểm của mùa thu) ở năm Mặt Trời hoạt động cực tiểu

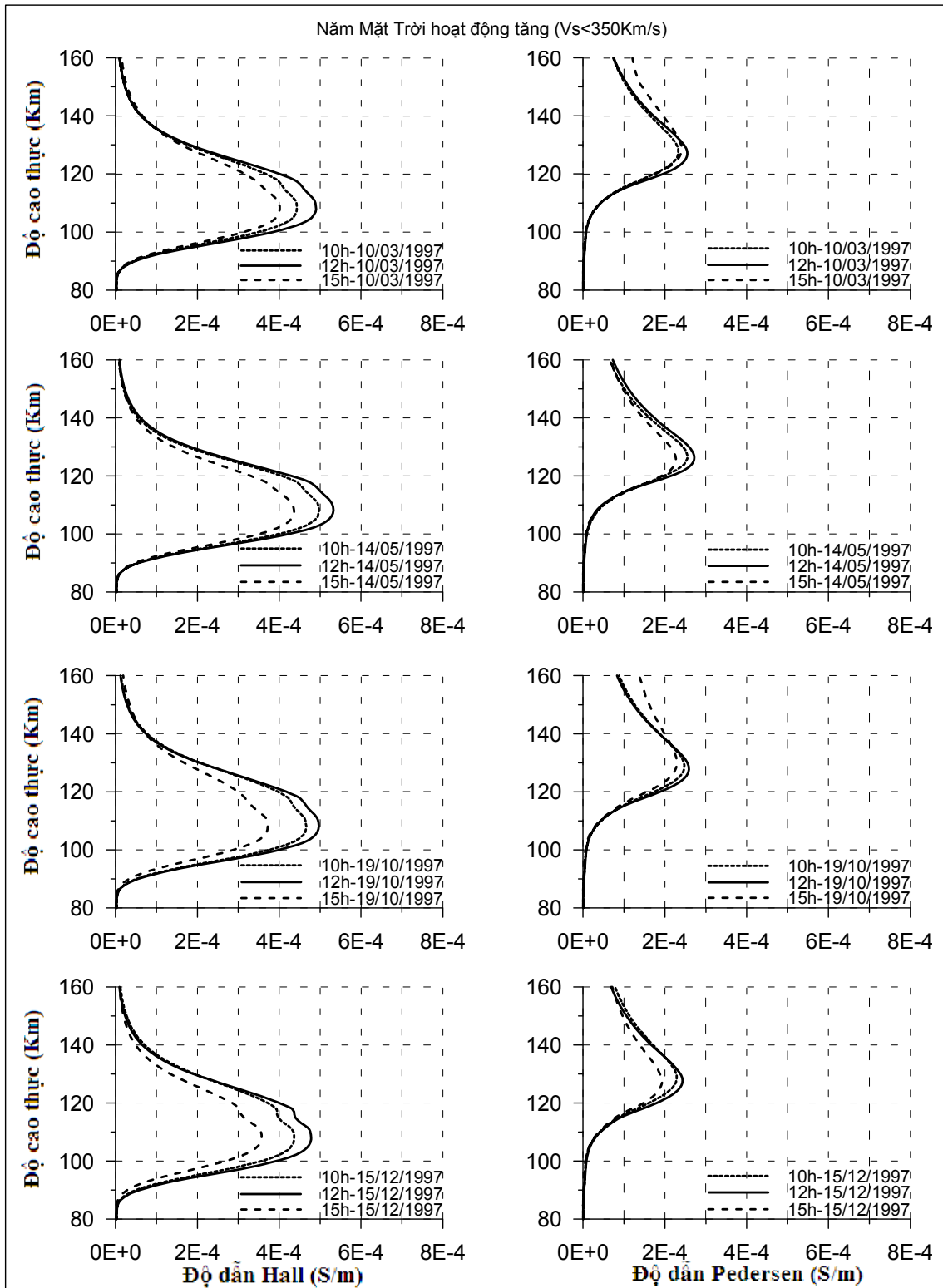
#### 4. Kết quả tính toán độ dẫn tầng điện ly và thảo luận

Dưới đây chúng tôi minh họa kết quả tính toán tuyến độ dẫn Pedersen và độ dẫn Hall trong các năm ứng với các pha khác nhau của hoạt động Mặt Trời tương ứng từ pha cực tiểu năm 1996 (hình 2), đi lên năm 1997 (hình 3), cực đại năm 2001 (hình 4) và pha đi xuống năm 2004 (hình 5). Trong mỗi năm chúng tôi cũng chọn thời gian tiêu biểu của mùa xuân (tháng 3), mùa hè (tháng 5 hoặc tháng 6), mùa thu (tháng 10) và mùa đông (tháng 12), trong các ngày được chọn chúng tôi tính toán tuyến các độ dẫn ở 3 thời điểm 10h00, 12h00 và 15h00 giờ địa phương. Các hình vẽ đều được biểu diễn cùng tỷ lệ để có thể so sánh một cách trực quan độ lớn của các độ dẫn ở những thời điểm quan sát khác nhau.

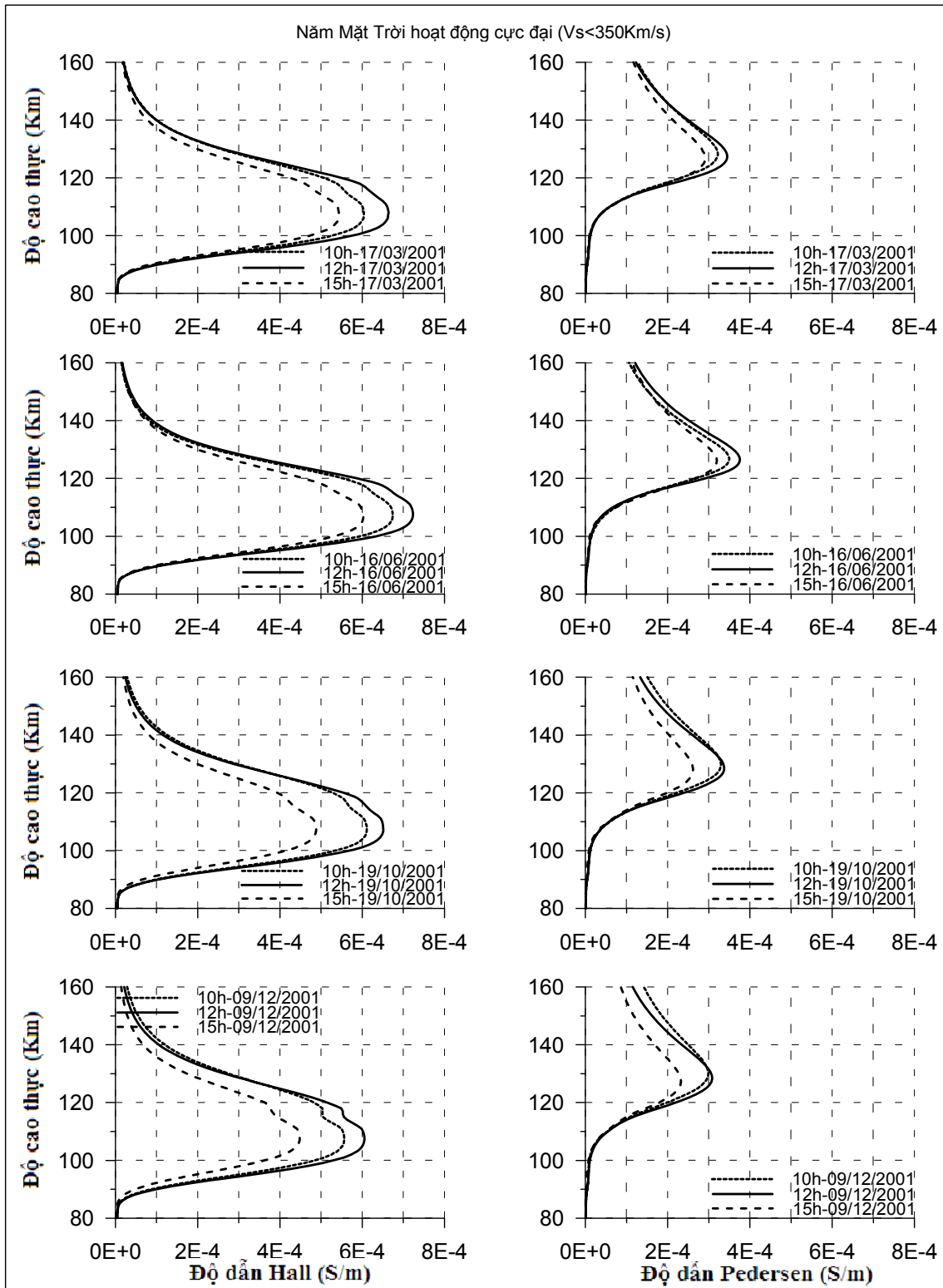
Trên hình vẽ 2, 3, 4 và 5 chúng tôi luôn quan sát thấy sự biến thiên đồng dạng theo thời gian của các tuyến độ dẫn Pedersen (ở bên phải hình vẽ) và các tuyến độ dẫn Hall (ở bên trái hình vẽ) từ thời điểm này sang thời điểm khác cũng như từ mùa này sang mùa khác. Giá trị của độ dẫn Pedersen biến đổi giữa  $10^{-7}$  và  $10^{-4}$  S/m, giá trị của độ dẫn



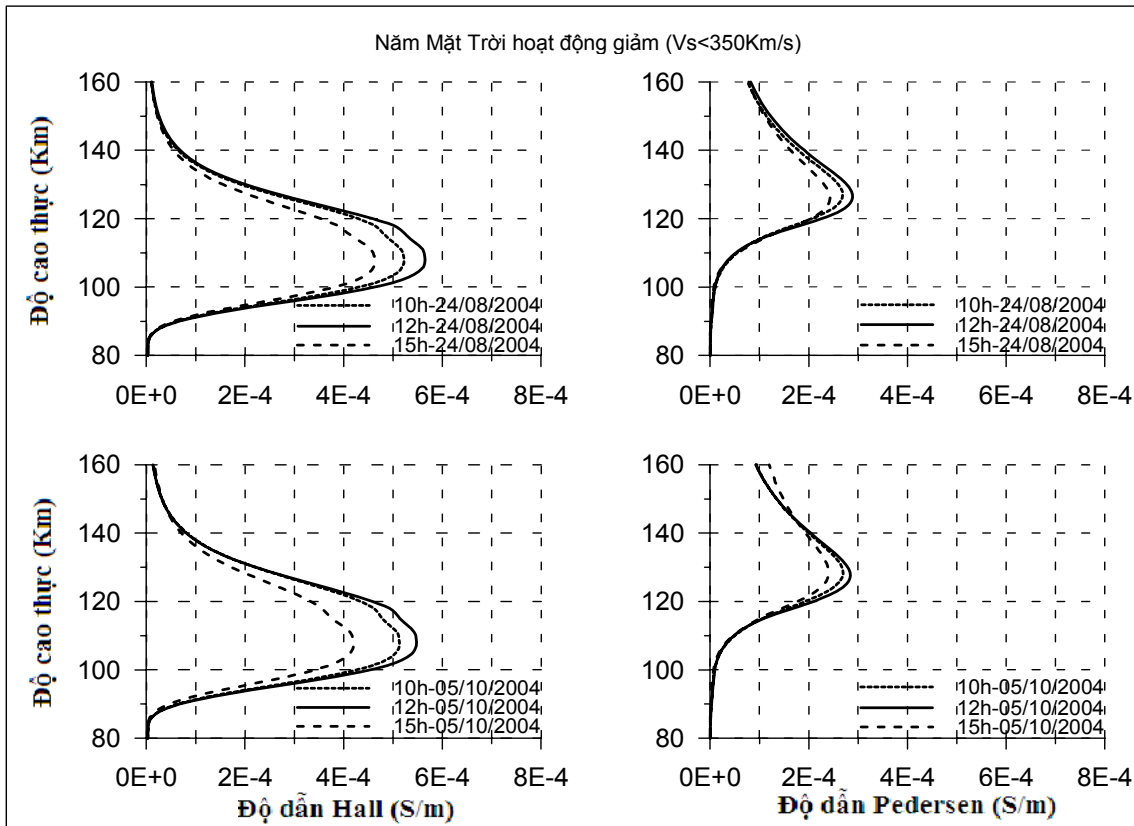
Hình 2. Tuyến độ dẫn Hall và Pedersen của tầng điện ly ở các giờ khác nhau của các ngày 04/03/1996, 14/06/1996, 26/10/1996 và 27/12/1996 ở pha cực tiểu của hoạt động mặt trời



Hình 3. Tuyến độ dẫn Hall và Pedersen của tầng điện ly ở các giờ khác nhau của các ngày 10/03/1997, 14/05/1997, 19/10/1997 và 15/12/1997 trong các pha tăng của hoạt động Mặt trời



Hình 4. Tuyến độ dẫn Hall và Pedersen của tầng điện ly ở các giờ khác nhau của các ngày 17/03/2001, 16/06/2001, 19/10/2001 và 09/12/2001 ở pha cực đại của hoạt động Mặt Trời



Hình 5. Tuyến độ dẫn Hall và Pedersen của tầng điện ly ở các giờ khác nhau của các ngày 24/08/2004 và 05/10/2004 trong pha giảm của hoạt động Mặt Trời

Hall biến đổi giữa  $10^{-6}$  và  $10^{-4} \text{ S/m}$ . Trong thời gian ban ngày, tuyến độ dẫn tăng dần ở các giờ buổi sáng, đạt giá trị lớn nhất ở 12 giờ trưa địa phương khi Mặt Trời ở góc thiên đỉnh, sau đó giảm dần ở các giờ buổi chiều. Như đã nêu, tuyến độ dẫn thể hiện sự dao động theo mùa rất rõ rệt. Ở mùa xuân và mùa thu, độ dẫn biến đổi gần như tương đương về biên độ, biên độ của độ dẫn luôn lớn nhất ở thời điểm mùa hè và nhỏ nhất vào mùa đông. Tuyến độ dẫn Pedersen cực đại ở độ cao khoảng  $127,1 \pm 0,8 \text{ km}$ , tuyến độ dẫn Hall cực đại ở độ cao  $107,3 \pm 0,5 \text{ km}$  và độ cao của các cực đại này thay đổi ít theo mùa. Trên hình vẽ chúng tôi cũng quan sát thấy cực đại của độ dẫn Hall luôn luôn lớn hơn cực đại của độ dẫn Pedersen.

Chúng ta tìm hiểu tại sao độ dẫn Pedersen và độ dẫn Hall cực đại ở các độ cao khác nhau. Ta biết rằng chuyển động của các hạt tích điện vuông góc với trường từ phụ thuộc và tỷ số giữa tần số va chạm  $\nu$  và tần số hồi chuyển  $\omega_c$ . Nếu  $\nu > \omega_c$  thì các va chạm ngăn cản hạt chuyển động tuế sai và

hạt chuyển động theo hướng của điện trường, như một dòng Pedersen. Nếu  $\nu < \omega_c$  thì các hạt trôi dạt chủ yếu theo hướng vuông góc với trường điện. Trạng thái của các ion và các điện tử khác nhau dẫn tới những thay đổi rõ rệt của các đặc trưng điện của tầng điện ly theo chiều cao. Quan sát chỉ ra rằng dưới độ cao khoảng  $70 \text{ km}$ , mật độ khí trung hòa lớn, tần số va chạm lớn hơn nhiều tần số hồi chuyển đối với cả ion và điện tử, nên độ dẫn dọc và độ dẫn Pedersen chiếm ưu thế. Phía trên khoảng  $70 \text{ km}$ , các điện tử bắt đầu chuyển động tuế sai và trôi dạt vuông góc với trường điện, trong khi các ion vẫn chuyển động theo hướng của trường điện. Sự khác nhau về hướng chuyển động của các ion và điện tử dẫn tới việc hình thành độ dẫn Hall. Một quan điểm khác: gió trung hòa ở độ cao trên  $70 \text{ km}$  có thể kéo các ion chuyển động theo hướng gió. Các điện tử va chạm với khí trung hòa nhiều hơn, nhưng chúng vẫn chuyển động tuế sai. Kết quả là các điện tử ngay lập tức thay đổi hướng chuyển động và không thể bị kéo theo chuyển động của gió

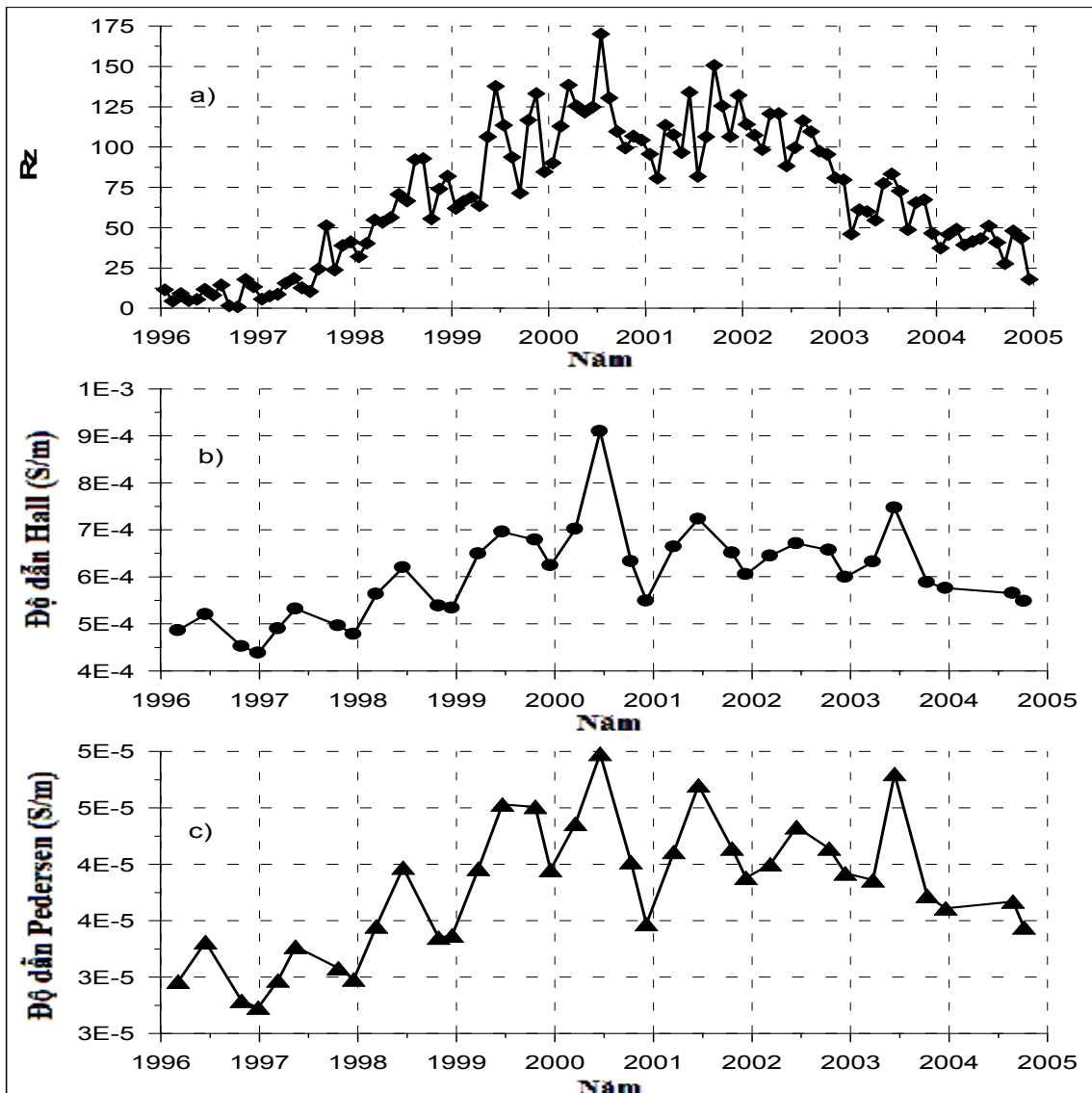


trung hòa. Điều này sẽ dẫn tới sự phân tách của hạt tương tự như một dynamo, vùng dynamo có mật độ dòng Hall và độ dẫn Pedersen cực đại trong khoảng 100 đến 130km như đã thấy ở các hình vẽ trên.

Phía trên độ cao khoảng 120km, các ion cũng bắt đầu chuyển động tuế sai và trôi dạt vuông góc với trường điện. Do sự trôi dạt của ion và điện tử theo cùng hướng không tạo nên dòng điện, điều này dẫn tới sự giảm rất rõ rệt của độ dẫn Hall. Các va chạm ngẫu nhiên vẫn còn đóng vai trò nhất định ở độ cao trên 120km, điều này làm cho độ dẫn

Pedersen suy giảm ở độ cao lớn hơn so với độ dẫn Hall [12, 15].

Để thấy được rõ hơn về sự biến đổi của độ dẫn theo mùa và theo số vết đen Mặt Trời, chúng tôi tính toán biên độ cực đại của độ dẫn Hall và độ dẫn Pedersen ở 12hLT vào các thời kỳ yên tĩnh trong các tháng 3, 6, 10 và 12 từ 1996 đến 2004 như đã nêu trong *bảng 1*, kết quả được trình bày trên *hình 6*; *hình 6a* là trung bình tháng của số vết đen Mặt Trời, *hình 6b* và *6c* là đỉnh độ dẫn Hall và đỉnh độ dẫn Pedersen.



Hình 6. a) Số vết đen Mặt Trời, b) đỉnh độ dẫn Hall và c) đỉnh độ dẫn Pedersen vào lúc 12h00 LT

Hình 6 cho thấy độ dẫn điện Hall và Pedersen biến đổi rõ rệt theo các mùa trong năm, luôn luôn cực đại vào mùa hè (tháng 6) và biến đổi theo số vết đen Mặt Trời, các độ dẫn đạt cực khi số vết đen Mặt Trời đạt cực đại, cực tiểu khi vết đen Mặt Trời cực tiểu. Kết quả quan sát thấy sự xuất hiện của cực đại độ dẫn Hall và độ dẫn Pedersen trong lớp E tầng điện ly ở giữa trưa địa phương, cực đại vào mùa hè và cực tiểu ở mùa đông cho phép chúng ta khẳng định rằng những biến động trong lớp E bị chi phối chủ yếu bởi hoạt động của Mặt Trời.

Trên lãnh thổ nước ta, trong thời gian gần đây còn thu được số liệu thăm dò thẳng đứng tại Bạc Liêu, vị trí nằm gần trung tâm của dòng điện xích đạo. Việc phân tích cấu trúc độ dẫn ở Bạc Liêu và so sánh với kết quả tính toán độ dẫn ở Phú Thọ sẽ là cơ sở để tìm hiểu sự khác biệt với điện ly vùng xích đạo ở nước ta, đây là chủ đề cho nghiên cứu tiếp theo.

## 5. Kết luận

Từ kết quả nghiên cứu độ dẫn Hall và Pedersen trên cơ sở số liệu thăm dò thẳng đứng tầng điện ly ở Phú Thọ chúng tôi rút ra những kết luận sau:

- Tuyến độ dẫn Hall và Pedersen ở khu vực Phú Thọ cực đại ở giữa trưa địa phương, cực đại độ dẫn Hall nằm ở độ cao khoảng  $107,3 \pm 0,5$  km và cực đại của độ dẫn Pedersen nằm ở độ cao khoảng  $127,1 \pm 0,8$  km. Biên độ cực đại của độ dẫn Hall lớn hơn biên độ cực đại của độ dẫn Pedersen.

- Trong năm, độ dẫn Hall và độ dẫn Pedersen đều lớn nhất vào mùa hè.

- Cả độ dẫn Hall và độ dẫn Pedersen đều biến đổi theo thời gian phụ thuộc rất rõ rệt vào số vết đen của Mặt Trời.

- Độ dẫn điện trong lớp E của tầng điện ly chịu tác động chính bởi quá trình quang ion hóa do bức xạ Mặt Trời biến đổi ngày đêm, biến đổi theo mùa và cả bức xạ hạt Mặt Trời biến đổi theo số vết đen.

- Nghiên cứu này là một đóng góp bước đầu cho việc đánh giá mô hình độ dẫn tầng điện ly trong khu vực Việt Nam.

Lời cảm ơn: Bài báo được hoàn thành với sự tài trợ về kinh phí của chương trình học bổng 322, Bộ Giáo dục và Đào tạo. Bài báo này được hoàn thành tại “Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP)”,

CNRS Pháp và tại Viện Vật lý Địa cầu, Viện Khoa học và Công nghệ Việt Nam.

## TÀI LIỆU DẪN

[1] Breit G. and Tuve M.A., 1925: Test of the existence of the conducting layer. Phys. Rev., 28, 554-57.

[2] Gagnpain J., Crochet M. and Richmond A.D., 1977: Comparaison of Equatorial Electrojet Models, J. Atmos. Terr. Phys., 39, 1119-1124.

[3] Galand M. and Richmond A.D., 2001: Ionospheric electrical conductances produced by auroral proton precipitation, Journal of geophysical research, 106, 117-125.

[4] Hasegawa M. and Maeda H., 1951: A suggestion of the electrical conductivity of the upper atmosphere from an analysis of diurnal variations of terrestrial magnetism. Rep Ionosph. Res. Japan, 5, 167.

[5] Hedin A.E., 1991: Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, J. Geophys. Res., 96, 1159.

[6] Hill R.J. and Bowhill S.A., 1977: Collision frequency for use in the continuum momentum equations applied to the lower ionosphere, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 39, 803-811.

[7] Legrand J.P. and Simon P.A., 1989: Solar cycle and geomagnetic activity: A review for Geophysicists. Part I. The contributions to geomagnetic activity of shock waves and of the solar wind, Annales Geophysicae, 7 (6), 565-578.

[8] Lê Huy Minh, Trần Thị Lan, Phạm Thị Thu Hồng, 2004: Bão từ và bão điện ly ngày 6-7/4/2000 và ngày 31/3/2001 quan sát được tại Phú Thọ, Tạp chí Các Khoa học về Trái Đất, 26(2), 122-135.

[9] Mayaud P.N., 1971: Une mesure planétaire d'activité magnétique basée sur deux observatoires antipodaux, Ann. Geophys., 27, 71.

[10] Mayaud P.N., 1972: The aa indices: a 100-year series characterizing the magnetic activity, J. Geophys. Res., 77, N° 34, 6870-6874.

[11] Mayaud P.N., 1973: A hundred year series of geomagnetic data, 1868-1967, indices aa, Storm sudden commencements, IAGA Bull. 33, IUGG Publ. Office, Paris. Mayaud, 252.

- [12] *Richmond A.D.*, 1995: Handbook of atmospheric Electrodynamics, 2, 254-259.
- [13] *Rishbeth, H.*, and *Garriott O.K.*, 1960: Introduction to ionospheric physics, Academic Press.
- [14] *Simon P. A. and Legrand J.P.*, 1989: Solar cycle and geomagnetic activity: A review for Geophysicists. Part II. The solar sources of geomagnetic activity and their links with sunspot cycle activity, *Annales Geophysicae*, 7(6), 579-594.
- [15] *Stefan M.*, 2006: Conductivity of the ionosphere, CIRES, University of Colorado.
- [16] *Titheridge J.E.*, 1985: Ionogram analysis with generalised program Polan, Report UAG-93, Word data center a for Solar-Terrestrial Physics.

## SUMMARY

### **Ionospheric conductivity from the ionograms recorded at Phu Thuy, Hanoi**

This is the first study result about the structure of the ionospheric conductivity at the northern tropical crest of ionization in Vietnam. This paper presents briefly the theory of the ionospheric conductivity and shows the Pedersen and Hall conductivity profiles derived from ionograms recorded at Phu Thuy, Hanoi during the 1996 - 2004 period and the MISIS90 atmospheric model. We analyzed the diurnal, seasonal and sunspot cycle variations of ionospheric conductivity during magnetically quiet days during the period of interest.

The profiles of the Hall and Pedersen ionospheric conductivities showed a maximum at 12.00 LT; Hall conductivity reached to maximum at an altitude of around  $107.3 \pm 0.5$  Km, meanwhile the profiles of the ionospheric Pedersen conductivity reached to maximum at altitude of around  $127.1 \pm 0.8$  Km. Maximum amplitude of Hall conductivity was greater than the one of Pedersen conductivity. Both conductivities varied clearly with the season and the amplitude of these maximums was greater in summer than in other seasons. The Hall and Pedersen ionospheric conductivities varied also on the time depending on the sunspot number.