

MÔ HÌNH ĐỘNG HỌC PHẪNG HOÀN LƯU XOÁY THUẬN NHIỆT ĐỐI

HOÀNG MINH HIỀN

Cục Dự báo KTTV

I - ĐẶT VẤN ĐỀ

Y Một trong những vấn đề rất quan trọng trong nghiên cứu cũng như trong phân tích và dự báo XTND là việc tìm hiểu phân bố của trường vận tốc gió ở các tầng thấp của khí quyển trong XTND. Các nhà nghiên cứu đã lập các mô hình khác nhau về phân bố của trường vận tốc gió trong XTND. Tuy nhiên, phần lớn các mô hình này mang tính chất thống kê thực nghiệm và không đảm bảo được điều kiện về tính liên tục của trường vận tốc trong toàn bộ phạm vi của hoàn lưu XTND. Ngoài ra cũng tồn tại một số mô hình thủy động với các giả thiết ban đầu khác nhau. Tuy nhiên các mô hình thủy động cho các kết quả còn xa với thực tế và chưa giải thích được nhiều đặc tính quan trọng trong phân bố của trường vận tốc gió trong XTND. Việc tính toán vận tốc gió cực đại, bán kính vùng gió cực đại và bán kính mắt bão vẫn là vấn đề rất khó khăn đối với các mô hình thủy động. Thậm chí cho đến nay vẫn chưa tìm được mối quan hệ phụ thuộc nào giữa phân bố của trường vận tốc trong XTND thông qua các phương trình thủy động lực rất phức tạp, bởi lẽ ta phải hiểu rõ cơ chế vật lý của XTND, nghĩa là phải tìm được tất cả các nguyên nhân động lực cơ bản gây ra chuyển động của không khí trong XTND. Dựa theo các giả thiết này thiết lập mô hình động học phẳng hoàn lưu XTND. Sau đó với những hiểu biết về cơ chế vật lý và tính chất chuyển động của không khí trong XTND, sẽ phân tích những khác biệt cơ bản giữa mô hình được đưa ra và bức tranh chuyển động thực tế của không khí trong XTND nhằm lập cơ sở lý thuyết cho việc xây dựng mô hình toán lý hoàn thiện hơn về phân bố phẳng của trường vận tốc gió trong XTND.

II - MÔ HÌNH ĐỘNG HỌC PHẪNG HOÀN LƯU XOÁY THUẬN NHIỆT ĐỐI

Như ta đã biết, không khí trong khí quyển là nén được, có nội ma sát và ở một mức độ nào đó chuyển động trong XTND luôn luôn mang tính bất đối xứng. Tuy nhiên, khi tìm hiểu cấu trúc phẳng của hoàn lưu XTND, ta có thể giả thiết rằng chuyển động của không khí trong XTND là chuyển động đối xứng trụ của chất lỏng lý tưởng không nén được. Từ đó tìm bức tranh chuyển động phẳng tương tự của XTND với các giả thiết kể trên và hiệu chỉnh dần mô hình được chọn bằng cách thêm vào đó những đặc tính mới thông qua việc phân tích những khác biệt cơ bản so với chuyển động thực tế của không khí nén được trong XTND bất đối xứng.

Như vậy có thể thiết lập bức tranh về chuyển động phẳng của không khí trong XTND như là chuyển động phẳng không xoáy của chất lỏng lý tưởng do sự chống chất của một điểm hút và một điểm xoáy cùng đặt ở tâm XTND gây ra. Như ta đã biết trong cơ học chất lỏng lý thuyết, những điểm như thế được gọi là điểm hút xoáy (nếu thành phần chuyển động pháp tuyến hướng từ tâm ra thì điểm được gọi là nguồn—xoáy).

Tạm thời ta sẽ dừng lại xem xét một số đặc trưng động học cơ bản của chuyển động phẳng không xoáy do điểm hút xoáy gây ra. Dòng do điểm hút—xoáy gây ra được xác định bởi thế phức.

$$W = \frac{q}{2\pi} \ln z \quad \text{trong đó } q = m - g \quad (1)$$

Như ta đã phân tích trong [2] nếu q thực thì gốc tọa độ là một điểm hút với công suất m , còn nếu q thuần túy ảo thì gốc tọa độ là một điểm xoáy với công suất g . Trong trường hợp mà ta đang xét q là phức và gốc tọa độ là một điểm kỳ dị, được gọi là điểm hút—xoáy. Đưa vào môđun r và argumen θ của biến phức

$$z = r(\cos\theta + i\sin\theta) = re^{i\theta} \quad (2)$$

Tách phần thực và phần ảo trong thế phức

$$W = \frac{m - ig}{2\pi} (\ln z + i\theta)$$

ta sẽ tìm được những biểu thức sau đây cho thế vận tốc φ và hàm dòng ψ

$$\varphi = \frac{1}{2} (m \ln r + g\theta); \quad \psi = \frac{1}{2\pi} (m\theta - g \ln r). \quad (3)$$

Các biểu thức này chứng tỏ rằng các đường dòng là một họ các đường xoắn lôgarít (hình 1)

$$r = C_1 e^{\frac{m}{g}\theta} \quad (4)$$

còn các đường đẳng thế là một họ các đường xoắn khác

$$r = C_2 e^{-\frac{g}{m}\theta} \quad (5)$$

vuông góc với các đường xoắn của họ thứ nhất.

Việc phân tích các ảnh mây vệ tinh từ lâu đã cho thấy rằng giữa trường mây và trường dòng tồn tại mối quan hệ chặt chẽ. Hiện nhiên có thể coi rằng hình dạng của các dải mây là hệ quả trực tiếp của đặc điểm hoàn lưu ở các vùng tương ứng. Các dải mây xoáy thuận có hình dạng rất khác nhau. Đặc trưng cho các xoáy thuận ngoại nhiệt đới là các dải mây dạng xoắn hypecôn, dạng xoắn parabôn là dạng xoắn asimét. Đặc trưng cho các XTND lại là các dải mây dạng xoắn lôgarít. Dạng xoắn lôgarít của các dải mây XTND có thể giải thích được là do tính đối xứng trụ cao của trường vận tốc gió trong các XTND. Như đã phân tích ở trên là các đường dòng trong chuyển động do điểm hút—xoáy gây ra có dạng xoắn lôgarít. Như vậy, dạng xoắn lôgarít của các đường dòng và của các dải mây XTND càng chứng tỏ rằng có thể chấp nhận bức tranh tương tự giữa chuyển động phẳng trong XTND và chuyển động phẳng không xoáy của chất lỏng lý tưởng do điểm hút—xoáy đặt tại tâm XTND gây ra.

Bây giờ ta xem xét phân bố của trường vận tốc trong chuyển động do điểm hút - xoáy gây ra. Trong hệ tọa độ cực ta có

$$V = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}; \quad V_{\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = - \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (6)$$

trong đó V_r là thành phần vận tốc pháp tuyến, V_{θ} là thành phần vận tốc tiếp tuyến. Thay (3) vào (6) ta tìm được

$$V_r = \frac{m}{2\pi r}; \quad V_{\theta} = \frac{g}{2\pi r} \quad (7)$$

và từ đó dễ dàng tìm được

$$V = \sqrt{V_r^2 + V_{\theta}^2} = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{m^2 + g^2} \quad (8)$$

Đặt

$$M = \frac{1}{2\pi} \sqrt{m^2 + g^2} \quad (9)$$

và thay vào (8) ta có

$$V = \frac{M}{r} \quad (10)$$

Từ hai biểu thức cuối cùng dễ dàng thấy rằng M đặc trưng cho cường độ xoáy của điểm hút - xoáy. Vì m và g là những lượng không đổi, do đó từ (10) ta suy ra

$$V \cdot r = M = \text{const} \quad (11)$$

Thực tế cho thấy rằng trong các XTND, thành phần vận tốc tiếp tuyến lớn hơn rất nhiều so với thành phần vận tốc pháp tuyến. Vì vậy trong nhiều trường hợp chỉ xem xét thành phần vận tốc tiếp tuyến. Từ hệ thức (7) dễ dàng suy ra

$$V_{\theta}^r = L = \text{const} \quad (12)$$

trong đó $L = \frac{1}{2\pi} g$ là đại lượng đặc trưng cho cường độ xoáy của điểm hút - xoáy. Nhưng theo định nghĩa trong cơ học thì L được xác định theo (12) lại chính là mô men động lượng chuyển động của các phần tử không khí trong XTND.

III - SỰ KHÁC BIỆT GIỮA CHUYỂN ĐỘNG DO ĐIỂM HÚT - XOÁY GÂY RA VÀ CHUYỂN ĐỘNG CỦA KHÔNG KHÍ TRONG XTND

Từ các biểu thức (1) và (10) dễ dàng thấy rằng gốc tọa độ là một điểm kỳ dị cụ thể là điểm lôgarit đối với thế phức và là điểm cực đơn đối với vận tốc - ở đó mô đun vận tốc là vô cùng lớn. Từ các biểu thức này có thể phát biểu tính chất thứ nhất của chuyển động do điểm hút - xoáy gây ra như sau: độ lớn của vận tốc không đạt giá trị cực đại tại điểm nào trong chất lỏng, càng vào gần điểm hút - xoáy (gốc tọa độ) vận tốc của các hạt lỏng càng tăng và đạt giá trị vô cùng lớn tại gốc tọa độ.

Từ biểu thức (12) có thể phát biểu tính chất thứ hai của chuyển động do điềm hút - xoáy gây ra như sau: đối với chuyển động do điềm hút - xoáy gây ra, mô men động lượng chuyển động của các hạt lỏng giữ không đổi dọc theo ống dòng và bằng cường độ xoáy của điềm hút - xoáy.

Đối với chuyển động của không khí trong XTND thì các tính chất kể trên không còn đúng nữa. Các số liệu thực tế cho thấy rằng: vận tốc gió tăng dần từ rìa biên vào khu vực trung tâm XTND và đạt giá trị cực đại tại một khoảng nào đó gần tâm XTND, sau đó vận tốc gió giảm nhanh và đạt giá trị rất nhỏ hoặc bằng không tại khu vực mắt bão. Việc khảo sát mô men động lượng trong các XTND cho thấy rằng mô men động lượng chuyển động của các phần tử không khí giảm dần từ rìa biên XTND và bị triệt tiêu tại khu vực mắt bão. Sự hao tổn mô men động lượng thể hiện rõ ở vùng trung tâm XTND. Ở đây ta phải tính đến tác động của lực ly tâm, sự nén của không khí và quá trình động nhiệt diễn ra ở vùng nhân nóng trung tâm XTND.

Riehl [9] đã khảo sát nhiều số liệu thực tế về các XTND trên toàn cầu và chỉ ra rằng có thể chấp nhận được tương quan sau:

$$vr^{\lambda} = \text{const} \quad \text{với } r > r_{\max} \quad (13)$$

trong đó $r_{\max}$ là bán kính vùng gió cực đại. Đối với các XTND khác nhau, λ nhận các giá trị khác nhau trong khoảng 0,4 - 0,7. Việc tính toán cân bằng mô men động lượng và năng lượng trong XTND Đại Tây Dương, Daisy và trong mô hình storm [5] cho thấy có thể sử dụng công thức tính xấp xỉ sau:

$$\frac{v^3 r^2}{\theta} = \text{const} \quad \text{với } r > 1-2^\circ \text{ vĩ} \quad (14a)$$

đối với XTND đối xứng, công thức này có dạng

$$v_{\theta} r^{2/3} = \text{const} \quad \text{với } r > 1-2^\circ \text{ vĩ} \quad (14b)$$

Dễ dàng thấy rằng, các công thức (11), (12) khác với các công thức (13), (14). Tuy nhiên, dạng phân bố của vận tốc trong các công thức này tương đối giống nhau. Đó là sự phụ thuộc duy nhất vào khoảng cách: càng vào gần tâm XTND vận tốc gió càng tăng. Dễ dàng có thể giải thích sự khác biệt giữa các công thức này là do trong phân bố (11) và (12) của điềm hút - xoáy, không có sự hao tổn của mô men động lượng. Vì vậy, các hằng số ở vế phải của (11) và (12) sẽ lớn hơn các hằng số ở vế phải của (13) và (14).

Thực tế cho thấy rằng hoàn lưu XTND không lan truyền khắp khí quyển mà bị giới hạn bởi các hệ thống khí tượng khác bao quanh. Kích thước của các XTND rất khác nhau và dao động trong khoảng 500 - 3000km. Cho đến nay, việc xác định kích thước XTND còn gặp nhiều khó khăn. Các tác giả khác nhau đưa ra các tiêu chuẩn khác nhau về kích thước XTND. Thông qua việc so sánh hai quá trình chuyển động ở trên, ta có thể đưa ra tiêu chuẩn sau đây về kích thước XTND: hoàn lưu XTND được giới hạn ở vùng mà ở đó mô

men động lượng đạt giá trị tới hạn và là giá trị cực đại. Thông qua các số liệu thực tế có thể tìm giá trị này bằng phương pháp vẽ đồ thị hoặc tìm giá trị tiệm cận của đường cong mô men động lượng bằng phương pháp bình phương nhỏ nhất. Việc thử nghiệm với nhiều số liệu thực tế cho thấy rằng các công thức (11) và (12) cho các kết quả rất tốt trong phạm vi của hoàn lưu bên ngoài đĩa máy dày đặc trung tâm XTND. Các giá trị vận tốc tangential thường lớn hơn một chút so với các giá trị vận tốc thực trong XTND. Nhược điểm chung của các công thức (11), (12) cũng như các công thức (13), (14) là không sử dụng được cho vùng trung tâm XTND, tức là không đảm bảo tính liên tục của phân bố vận tốc trong toàn bộ phạm vi hoàn lưu XTND.

Các phân tích về sự khác nhau giữa hai quá trình chuyển động cho thấy rằng có thể coi dòng phẳng của không khí trong XTND là kết quả sự chồng lên nhau của dòng gây ra bởi điểm hút — xoáy với cường độ M đặt tại tâm XTND. « Nguồn cản » này là kết quả tổng hợp của tất cả các quá trình vật lý gây ra hao tổn mô men động lượng. Như vậy, ta có thể biểu diễn véc tơ vận tốc gió trong XTND như sau

$$\vec{V} = \vec{V}_{hx} + \vec{V}_{cản} \quad (15)$$

trong đó ký hiệu $\vec{V}_{hx}$ là véc tơ vận tốc của điểm hút — xoáy, $\vec{V}_{cản}$ là véc tơ vận tốc của « nguồn cản ». Tương tự như trường hợp của lực ma sát, trong trường hợp này ta có thể giả thiết về dạng của véc tơ vận tốc nguồn cản như sau

$$\vec{V}_{cản} = -k \cdot \vec{V}_{hx} \quad (16)$$

Trong biểu thức này dễ dàng thấy rằng: hệ số k đặc trưng cho cường độ của « nguồn cản » đối với điểm hút — xoáy tương ứng. Thay (16) vào (15) và viết dưới dạng mô đun ta có.

$$V = (1 - k) V_{hx} \quad (17)$$

Các số liệu thực tế cho thấy rằng chuyển động của không khí trong khu vực mắt bão rất phức tạp. Trong khu vực này, vận tốc gió rất nhỏ hoặc bằng không, hướng gió rất không ổn định, thậm chí quan sát thấy các dòng giáng. Tạm thời ta không xem xét chuyển động của không khí trong khu vực mắt bão và thêm vào điều kiện là vận tốc gió đạt giá trị bằng không tại giới hạn của mắt bão, nghĩa là hệ số k nhận giá trị bằng 1 tại $r = r_0$ (bán kính mắt bão). Ngoài ra các số liệu thực tế còn cho thấy rằng: tác động của « nguồn cản » giảm dần theo khoảng cách kể từ tâm XTND. Nói tóm lại hệ số của « nguồn cản » là một hàm nào đó của khoảng cách và ít nhất phải thỏa mãn các điều kiện sau:

$$\begin{cases} k(r_2) \leq k(r_1) \leq k(r_0) = 1 & \text{với mọi } r_2 \geq r_1 \geq r_0 \\ \lim_{r \rightarrow \infty} k(r) = 0 \end{cases} \quad (18)$$

Đễ dàng thấy rằng: dạng đơn giản nhất của hệ số k thỏa mãn các điều kiện (18) là hàm sau:

$$k(r) = \frac{r_0}{r} \quad (19)$$

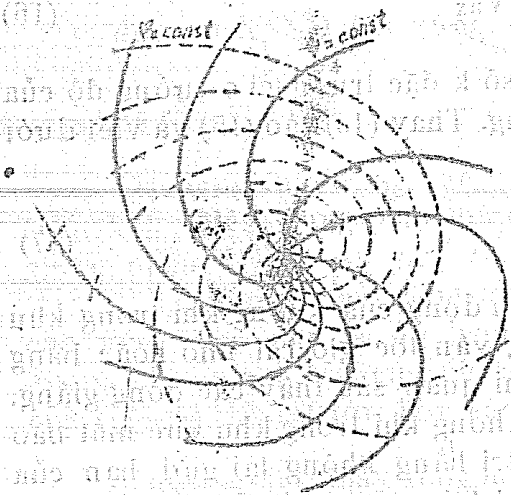
Thay (19) vào (17) và thay V_{hx} từ biểu thức (10) ta có phân bố sau đây của vận tốc gió trong XTND

$$V = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) \cdot \frac{M}{r} = \frac{M(r - r_0)}{r^2} \quad (20)$$

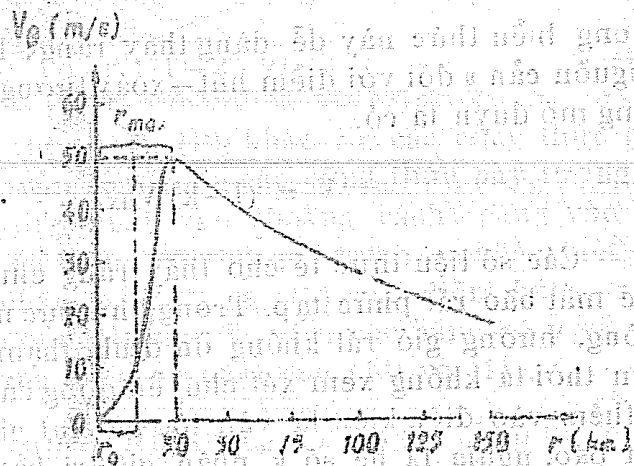
Do tính đối xứng của trường vận tốc nên từ (20) có thể rút ra phân bố sau đây cho thành phần vận tốc tiếp tuyến.:

$$V_\theta = \frac{L(r - r_0)}{r^2} \quad (21)$$

Có thể xác định được bán kính mắt bão r_0 từ các quan trắc radar hoặc thông qua việc đo đạc từ các ảnh mây vệ tinh. Như vậy sau khi tính được giá trị (M) (hoặc L) ta có thể tìm được tất cả các yếu tố cần thiết của phân bố vận tốc gió trong XTND.



Hình 1



Hình 2. Profil V_θ trong bình tương XTND Havana 26.IX.1950, mức 963 mb [9].

VI – TÍNH TOÁN THỬ NGHIỆM

Đề thử nghiệm mô hình được trình bày ở trên, tác giả đã sử dụng số liệu quan trắc trong thám sát bão quốc tế TOPEX năm 1982 – 1983 ở vùng tây bắc Thái Bình Dương. Kích thước mắt bão được đo từ các ảnh mây vệ tinh địa tĩnh của Trung tâm khí tượng Nhật Bản [7]. Trong các phân bố (20) và (21) thấy rằng tồn tại sự phụ thuộc chặt chẽ của trường vận tốc gió vào bán kính mắt bão. Vì vậy tác giả chỉ chọn và đo bán kính mắt bão từ các ảnh mây vệ tinh trong các trường hợp mắt bão tròn và thể hiện rõ. Các kết quả tính toán cho thấy phân bố (20) và (21) rất sát với thực tế của trường vận tốc gió trong các XTNĐ. Các giá trị tính của vận tốc gió cực đại cũng khá phù hợp với các giá trị trong các thông báo khí tượng chính thức. Để minh họa cụ thể hơn, tác giả chọn trường hợp của XTNĐ Helene ngày 26/IX/1958. Trung tâm nghiên cứu bão nhiệt đới của Mỹ đã tiến hành nhiều thám sát đặc biệt bằng máy bay vào các khu vực khác nhau của XTNĐ Helene. Các số liệu quan trắc rất chi tiết này đã được sử dụng và công bố trong nhiều công trình nghiên cứu khác nhau [2, 3, 4, 6, 8, 10]. Hình 2 là profin trung bình của thành phần vận tốc tiếp tuyến ở mặt đẳng áp 560mb. Trong trường hợp này vận tốc gió cực đại $V_{\max} = 50\text{m/s}$, bán kính vùng gió cực đại $r_{\max} = 30\text{km}$ và bán kính mắt bão $r_0 = 15\text{km}$.

Bảng 1 – Các giá trị thực và các giá trị tính theo (21) của phân bố vận tốc gió tiếp tuyến trong XTNĐ Helene ngày 26/IX/1958, mặt đẳng áp 560mb.

r (km)	V_θ thực (m/s)	V_θ tính (m/s)	$V_{\theta\text{tính}} - V_{\theta\text{thực}}$ (m/s)	r (km)	V_θ thực (m/s)	V_θ tính (m/s)	$V_{\theta\text{tính}} - V_{\theta\text{thực}}$ (m/s)
25	48	48,22	0,21	90	27,8	27,9	0,10
30	50	50,22	0,22	100	26,2	25,81	-0,59
40	46,5	47,01	0,51	110	23,5	23,66	0,16
50	41,5	42,18	0,68	120	21,8	21,97	0,17
60	37,5	37,66	0,16	125	21,5	21,21	-0,29
75	33	32,14	-0,86	140	19,2	19,22	0,02
90	30,5	30,6	0,10	150	18,6	18,01	-0,59

Thông qua các số liệu thực tế (bảng 1) tác giả đã tìm giá trị giới hạn L của mô men động lượng, theo phân bố (21), bằng phương pháp bình phương nhỏ nhất. Kết quả tính được $L = 3013.10^3 \text{m}^2/\text{s}$. Thay giá trị này của L và $r_0 = 15.10^3 \text{m}$ (từ số liệu thực tế) vào (21) ta có được phân bố hoàn toàn xác định của trường vận tốc tiếp tuyến. Từ đó dễ dàng tìm được $V_{\max}$ tính = $50,22\text{m/s}$ và $r_{\max}$ tính = 30km . Các kết quả này và các kết quả tính toán được trình bày ở bảng 1 cho thấy đối với trường hợp của XTNĐ Helene ngày 26/IX/1958 phân bố (21) gần như đúng tuyệt đối.

V – KẾT LUẬN

1. Mặc dù mô hình động học phẳng được trình bày ở trên không hoàn toàn đúng với bức tranh chuyển động trong thực tế, nhưng mô hình bao hàm được những đặc tính rất quan trọng của chuyển động không khí trong XTNĐ: tính đối xứng trụ, dạng xoắn lôgarit của các đường dòng và phân bố của đường vận tốc gần đúng với thực tế hoàn lưu XTNĐ vùng bên ngoài đĩa mây dày đặc trung tâm.

2. Mô hình cho phép ứng dụng lý thuyết đã được phát triển sâu sắc trong cơ học chất lỏng lý thuyết về chuyển động phẳng không xoáy của chất lỏng lý tưởng trong việc khảo sát chuyển động của không khí trong XTND.

3. Việc so sánh và phân tích những sự khác biệt giữa hai quá trình chuyển động được trình bày ở trên cho thấy rằng có thể coi dòng phẳng của không khí trong XTND là kết quả sự chồng lên nhau của dòng gây nên bởi điềm hút—xoáy đặt tại tâm XTND và dòng gây nên bởi « nguồn cản » cũng đặt tại tâm XTND. « Nguồn cản » này là kết quả tổng hợp của tất cả các quá trình vật lý gây ra sự hao tổn mô men động lượng chuyển động.

4. Sự liên hệ giữa cường độ xoáy của điềm hút—xoáy và mô men động lượng chuyển động của không khí trong XTND cho thấy rằng có thể đưa ra tiêu chuẩn về kích thước XTND thông qua giới hạn mà ở đó mô men động lượng đạt giá trị tới hạn.

5. Dựa trên cơ sở của mô hình động học này, có thể xây dựng mô hình toán lý và phân bố phẳng của trường vận tốc gió ở các tầng thấp của khí quyển trong XTND (ví dụ như phân bố (20) và (21)). Các phân bố dạng (20) và (21) không những đảm bảo được tính liên tục của trường vận tốc gió trong toàn bộ phạm vi XTND mà còn bao hàm được những đặc tính quan trọng khác như sự tồn tại của vận tốc gió cực đại, sự phụ thuộc trực tiếp của phân bố vận tốc gió vào kích thước mắt bão. Các tính toán thử nghiệm cho các kết quả rất khả quan.

Cuối cùng có thể thấy rằng phương hướng tìm hiểu cấu trúc của trường vận tốc gió ở các tầng thấp của khí quyển trong XTND mà tác giả đã nêu ra và thử nghiệm, có thể mở ra triển vọng tốt trong lĩnh vực nghiên cứu và ứng dụng trong phân tích và dự báo XTND./.

TAI LIỆU THAM KHẢO

1. Colon J.A. On the structure of hurricane Helene 1958. Natl. Hurricane Res. Proj. Rept. No. 72. 1964.
2. Kôsin N.E., Kiben I.A., Rôze N.V. Cơ học chất lỏng lý thuyết. Tập I NXB Khoa học và Kỹ thuật, 1973.
3. Krisnamurti T.N. Some numerical calculations of the vertical velocity field in hurricane. Tellus 14. 1962.
4. Gentry R.C. A study of hurricane rainbands. Natl. Hurricane Res. Proj. Rept. No. 69. 1964.
5. Malkus J.S. and Riehl H. Some relation between wind and thermal structure of steady state hurricanes. J. Atmos. Sci. 20, 1963.
6. Miller B.I. On the momentum and energy balance of hurricane Helene 1958. Natl. Hurricane Res. Proj. Rept. No. 53, 1962.
7. Monthly Report of Met. Satellite Centre. Tokyo, Japan. 1982—1983.
8. Palmen E. and Newton C.W. Atmospheric circulation System. Natl. Centre Atm. Res. Boulder, Colorado. Academic Press. New York and London. 1969.
9. Riehl H. Climate and Weather in the Tropics. Academic Press. London. New York and San Francisco. 1969.
10. Schauss C.E. Reconstruction of surface pressure and wind field of hurricane Helene. Natl. Hurricane Res. Proj. Rept. No. 59. 1962.