

ĐỐI LƯU KHÍ QUYỀN

Trần Tân Tiến



NXB Đại học Quốc gia Hà Nội 2001

Từ khoá: Đông, lỗc, xoáy, vôi rồng, hình thể, khí áp, front, xoáy thuận, xoáy nghịch, bão, áp thấp

Tài liệu trong Thư viện điện tử Đại học Khoa học Tự nhiên có thể được sử dụng cho mục đích học tập và nghiên cứu cá nhân. Nghiêm cấm mọi hình thức sao chép, in ấn phục vụ các mục đích khác nếu không được sự chấp thuận của nhà xuất bản và tác giả.

TRẦN TÂN TIẾN

ĐỔI LƯU KHÍ QUYỀN

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

MỤC LỤC

LỜI GIỚI THIỆU	4
1.1. Biểu hiện chuyển động đối lưu trong khí quyển.....	5
1.2. Các ổ đối lưu trong khí quyển.....	6
CHƯƠNG 1. CÁC QUÁ TRÌNH ĐỐI LƯU TRONG KHÍ QUYỂN.....	7
1.1. Khái niệm về đối lưu	7
1.2. Lực nổi.....	7
1.3. Đối lưu do các nguồn địa phương gây ra	11
1.3.1. Khái niệm về cái bong bóng nhiệt và cột nhiệt.....	11
1.3.2. Ổ đối lưu rối hình lông chim hình thành từ nguồn là một điểm	12
1.3.3. Ổ đối lưu rối dạng lông chim hình thành từ nguồn là một đường.....	13
1.3.4. Bong bóng nhiệt	13
1.3.5. Ổ đối lưu hình lông chim khởi động	14
1.4. Đối lưu rối trong dòng chảy phân tầng ổn định	14
1.5. Đối lưu khô trong lớp bùn	23
1.5.1. Số Rayleigh và Reynolds	23
1.5.2. Vấn đề Rayleigh nguyên bản.....	24
1.5.3. Lớp biên đối lưu	31
1.5. Đối lưu ẩm.....	36
1.6. Mây đối lưu không mưa	39
1.7. Đối lưu có mưa	41
1.8. Các tổ chức quy mô vừa của đối lưu.	43
1.8.1. Đường đứt	44
1.8.2. Cụm mây và hệ hỗn hợp đối lưu quy mô vừa.	44
1.9. Quần thể đối lưu.....	44
1.10. Phương trình trạng thái của không khí ẩm chưa bão hòa và không khí trong mây.....	45
1.11. Nước và sự chuyển pha của nước	48
1.12. Entropi ẩm	49
1.13. Gradient đoạn nhiệt của nhiệt độ.....	52
1.14. Năng lượng tính ẩm	53
1.15. Bất ổn định của khí quyển.....	54
CHƯƠNG 2. THAM SỐ HÓA ĐỐI LƯU MÂY TÍCH.....	58
2.1. Ảnh hưởng của mây tích đến các quá trình quy mô lớn	58
2.2. Phương pháp thích ứng đối lưu	60
2.2.1. Thích ứng đối lưu khô	61
2.2.2. Thích ứng đối lưu ẩm	61
2.3. Phương pháp tham số hóa đối lưu mây tích dựa trên giả thiết bất ổn định có điều kiện loại hai (CISK)	64
2.4. Phương pháp tham số hóa đối lưu mây tích dựa trên giả thiết vận chuyển đối lưu của các nhân tố nổi ẩm.....	67
2.5. Phương pháp tham số hóa đối lưu mây tích có tính đến các quá trình xáo trộn ngang và sự hạ xuống của không khí.	69
2.5.1. Phương trình cho năng lượng tính ẩm.....	69
2.5.2. Các mô hình mây.....	70
2.5.3. Các nguồn nhiệt và ẩm đối với các quá trình quy mô lớn.	71
2.6. Phương pháp tham số hóa đối lưu của Arakawa A., Schubeck W.	72
2.7. Mô hình quần thể mây tích dừng.....	75
2.8. Tham số hóa đối lưu mây tích dựa trên mô hình mây có dòng thẳng và dòng giáng.	79
2.9. So sánh các phương pháp tham số hóa đối lưu.	84
2.10. Sơ đồ chẩn đoán các đặc trưng mây tích	85
2.11. Điều kiện xuất hiện đối lưu mây tích.....	89
TÀI LIỆU THAM KHẢO	91

LỜI GIỚI THIỆU

Cuốn sách này trình bày một số kết quả nghiên cứu chính về vai trò của đối lưu trong khí quyển, các quá trình nhiệt động lực hình thành và phát triển, đối lưu khô, đối lưu ẩm và các đặc trưng của mây tích.

Các phương pháp tham số hóa đối lưu như thích ứng đối lưu, tham số hóa dựa trên giả thuyết bất ổn định có điều kiện loại hai và tham số hóa dựa trên giả thuyết vận chuyển đối lưu của các phần tử nổi trong các mô hình số trị dự báo thời tiết và khí hậu được mô tả một cách chi tiết trong cuốn sách này. Đặc biệt tài liệu còn giới thiệu các mô hình mây tích và phương pháp xác định các đặc trưng quần thể mây tích từ số liệu quy mô lớn.

Cuốn sách này có thể được sử dụng làm tài liệu học tập của các sinh viên và tài liệu tham khảo cho các học viên sau đại học cũng như các nhà nghiên cứu trong lĩnh vực khí tượng và vật lý khí quyển.

In this book, some main research results related to the role of atmospheric convection, the thermodynamic processes of formation and development of dry and moist convection in the atmosphere as well as the characteristics of convective cloud are described.

The methods of convective parameterization such as convective adjustment, the methods based on the supposition of conditional instability of the second kind and the methods based on the supposition of convective transport by implicit buoyant elements, which used in numerical models of weather and climate forecast are provided in detail. It is also introduced in this book the convective cloud models and the methods applied to determine the characteristics of ensemble convective cloud from macroscale data.

This book would be used as the text book for undergraduated students of meteorological speciality as well as one of reference books for post graduated students and researchers working in the area of meteorology and atmospheric physics.

MỞ ĐẦU

Nghiên cứu các quá trình khí quyển ở nhiệt đới là một trong những vấn đề quan trọng của khí tượng hiện nay và ngày càng được nhiều nhà khoa học quan tâm. Các quá trình khí tượng ở nhiệt đới có những nét đặc biệt mà ngoài nhiệt đới không có và chưa được nghiên cứu một cách đầy đủ. Ở nhiệt đới tồn tại các đối tượng cần nghiên cứu như bão, dải hội tụ nhiệt đới v.v... Trên quy mô lớn các quá trình ở nhiệt đới tương phai với các quá trình ở ngoài nhiệt đới. Do sự tương phai này phần lớn cân bằng bởi xa dương ở vùng nhiệt đới đã được vận chuyển lên vĩ độ cao. Như vậy nhiệt đới đóng vai trò của một nguồn nhiệt trong cơ chế hoàn lưu hành trình nghiên cứu các quá trình khí quyển ở nhiệt đới giúp cho việc hiểu sâu hơn về hoàn lưu khí quyển, về năng lượng và các cơ chế khác của khí quyển.

Nhiệt trong những quá trình khí tượng quan trọng ở nhiệt đới là quá trình đối lưu trong khí quyển. Quá trình đối lưu liên tục vận chuyển năng lượng từ dưới lên cao, phân bố lại năng lượng theo phương thẳng đứng. Và nhờ có quá trình đối lưu mà các nhiễu động do các quá trình quy mô lớn gây ra bị mất đi. Để cân bằng được năng lượng ở đai xích đạo $\pm 10^0$ cần tồn tại khoảng 1500 - 5000 đám mây tích lớn hoạt động đồng thời. Mỗi đám mây vận chuyển khoảng 2.10^{12} - 4.10^{12} J/s. Lượng nhiệt này do ngưng kết hơi nước trong mây sản ra. Chính vì thế ở nhiệt đới thường có mưa rất lớn trên vùng rộng.

Từ đầu thế kỷ XX Benard (1900) Rayleigh (1916) đã bắt đầu nghiên cứu về đối lưu trong khí quyển. Ngày nay có nhiều nhà khoa học lớn nghiên cứu các khía cạnh khác nhau của đối lưu như Emanuel K, A Smith R.K, Bért A.K, Morton B.R v.v... Giáo trình này trình bày các quá trình đối lưu khô và đối lưu ẩm trong khí quyển, mô hình hóa các quá trình trên với các giả thiết từ đơn giản đến phức tạp. Giáo trình đã hệ thống hóa và đi sâu vào các loại mô hình tham số hóa đối lưu được sử dụng trong các mô hình số trị dự báo và chẩn đoán thời tiết.

Giáo trình là tài liệu học tập cho sinh viên và là tài liệu tham khảo cho học viên sau đại học cũng như các nhà khoa học lĩnh vực khí tượng - thủy văn.

1.1. Biểu hiện chuyển động đối lưu trong khí quyển

Nghiên cứu các ảnh vệ tinh cho thấy trong khí quyển thường hình thành các hệ thống mây với kích thước ngang từ vài km đến một hai trăm km. Các hệ thống này được gọi là các hệ thống quy mô vừa. Mây cấu tạo lên hệ thống này thường ở dạng ổ hình lục lăng và các dải mây. Các hệ thống mây quy mô vừa này hình thành do chuyển động đối lưu phát triển trong lớp khí quyển có phân tầng ổn định hoặc trên mặt đệm không đồng nhất. Khi đối lưu phát triển mạnh các hệ thống mây được cấu tạo từ mây vũ tích. Ở dạng các khối rừng biệt, các luồng mây hoặc các đường xoáy ốc.

Ở mây được Benard (1900) nghiên cứu thực nghiệm và Rayleigh (1916) nghiên cứu về mặt lý thuyết. Lý thuyết tuyến tính của Rayleigh đã đưa đến hai kết luận chính:

a) Chế độ chuyển động phụ thuộc vào một số không thể nguyên (số Rayleigh)

$$Ra = \frac{g}{T} \frac{\gamma - \gamma_a}{\nu K} h^4$$

Ở đây g là gia tốc rơi tự do, $\bar{T}$ là nhiệt độ của lớp, γ là gradien nhiệt độ theo phương thẳng đứng, γ_a gradien đoạn nhiệt khô, ν là hệ số nhớt phân tử, K là hệ số dẫn nhiệt độ, h là độ dày lớp đối lưu.

b) Khi số Rayleigh lớn hơn giá trị giới hạn của nó (Rath) thì trong chất lỏng xuất hiện dao động tuần hoàn dạng ổ biên độ của nó tăng theo thời gian. Khi $R_a < R_{ath}$ thì biên độ chuyển động sóng không đổi theo thời gian.

Trong điều kiện khí quyển thì các hệ số V và K phải thay bằng các giá trị rơi tương ứng chứ không phải giá trị do chuyển động phân tử gây ra. Số R_a nhận được nằm từ 10^4 đến 10^6 ứng với $h = 1$ đến 3 km. Như vậy trong lớp đối lưu dày 1-3km ở khí quyển có thể tồn tại các chuyển động tuần hoàn ổn định dạng ổ đối lưu. Ổ đối lưu có hai dạng ổ hở và ổ kín. Ổ hở thì chuyển động thẳng và mây phát triển ở xung quanh ở tâm không khí đi xuống và không có mây. Ổ kín thì ngược lại. Đường kính của các ổ mở D khoảng từ 11km đến 100 km với tần suất 47% là từ 31 đến 40km (khảo sát 635 trường hợp). Kích thước ổ kín từ 11 đến 80 km với tần suất cực đại 47% ở trong khoảng 31 - 40km (tổng 386 trường hợp). Tỷ lệ giữa h/D nằm từ 1/35 đến 1/7, trung bình là 1/16. Theo lý thuyết Rayleigh là 1/3. Sở dĩ có sự khác biệt giữa lý thuyết và thực nghiệm là do các hệ số rơi theo phương ngang và thẳng đứng khác nhau.

1.2. Các ổ đối lưu trong khí quyển

Các ổ đối lưu mở xuất hiện trong lớp gradien thẳng đứng của nhiệt độ giảm theo chiều cao ($\frac{\partial \gamma}{\partial z} < 0$) còn các ổ đối lưu kín thì trong các lớp có $\frac{\partial \gamma}{\partial z} > 0$. Theo số liệu thực nghiệm thì giá trị trung

bình của $\frac{\partial \gamma}{\partial z}$ là $-2,2 \cdot 10^{-6}$ độ/m² đối với ổ mở và $0,2 \cdot 10^{-6}$ độ/m² đối với ổ kín. Số liệu này cho phép ta giải thích các ổ thường hình thành trên các dòng nóng vào mùa lạnh khi hiệu nhiệt độ mặt nước và không khí dương khoảng 3- 4°C. Các ổ kín thường quan sát thấy trên dòng hải lưu lạnh có $\Delta T < 0$, trung bình khoảng -1°C.

Các ổ đối lưu đối xứng, đều đặn thường quan sát thấy khi giá nhẹ ($V < 5 - 7\text{m/s}$). Theo lý thuyết thì khi $V = 0$. Chính vì vậy các ổ đối lưu ổn định thường thấy ở vùng xoáy nghịch, nơi giá trị xoáy tuyệt đối nhỏ.

Các dải mây đối lưu thường quan trắc thấy ở lớp đối lưu có gió tăng theo độ cao. Các ổ đối lưu từng biệt liên kết lại thành một dải như các luống cày. Khoảng cách các ổ mây trong một luống nhỏ hơn khoảng cách giữa các ổ mây của các luống liền nhau. Độ rộng của các luống mây dao động từ 5 đến 25 km trên đất liền với giá trị trung bình là 9,1km, và từ 6 đến 50km trên biển với giá trị trung bình là 15,8km. Các luống mây thường nằm theo hướng gió.

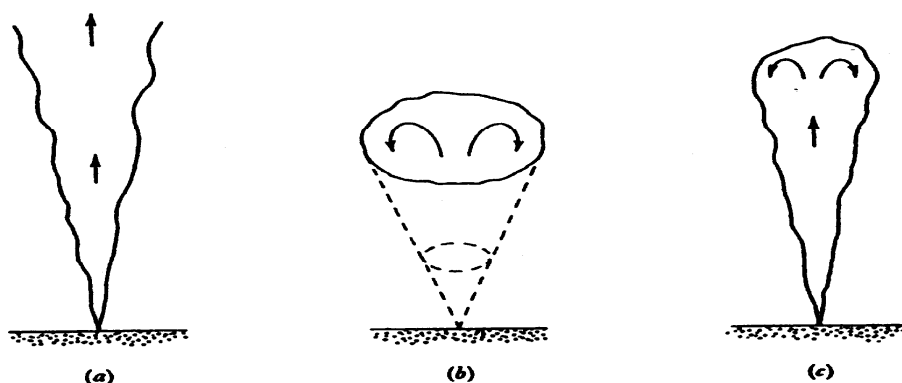
CHƯƠNG 1. CÁC QUÁ TRÌNH ĐỔI LƯU TRONG KHÍ QUYỂN

1.1. Khái niệm về đối lưu

Tất cả các chuyển động của chất lỏng trong trường trọng lực ổn định do sự khác nhau của mật độ chất lỏng có thể được gọi là chuyển động đối lưu. Chính vì thế mà toàn bộ động năng của khí quyển và đại dương của trái đất đều do đối lưu tạo ra. Trong khoa học khí quyển người ta quan niệm về chuyển động đối lưu hẹp hơn. Họ coi chuyển động đối lưu chỉ gồm có các chuyển động quy mô tương đối nhỏ, hoàn lưu thuần túy nhiệt và do hoạt động của trọng lực dưới tác động của phân bố bất ổn định theo phương thẳng đứng của khối khí. Ở đây chúng ta sử dụng định nghĩa này để nghiên cứu.

1.2. Lực nổi

Ta nghiên cứu chuyển động của một vật có kích thước $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, mật độ là P_1 nằm trong một chất lỏng có mật độ P_2 . Lực tác động lên vật thể gồm có trọng lực và lực áp suất từ các bề mặt của vật thể. Vì chất lỏng đồng nhất ngang nên gradient áp suất tác động vào các bề mặt của nó theo phương ngang bằng không. Nếu vật đứng yên thì gradient áp suất theo phương thẳng đứng của môi trường xung quanh phải cân bằng với trọng lực.



Hình 1.1. Các dạng của hiện tượng đối lưu

Gradient áp suất thẳng đứng được xác định theo phương trình tính học:

$$\frac{dP_2}{dz} = -\rho_2 g \quad (1.1)$$

Tích phân phương trình (1.1) từ 0 đến h, coi $\rho_2 = \text{const}$ ta được

$$P_2 = \rho_2 g h \quad (1.2)$$

ở đây h là độ sâu. Lực tác động trên bề mặt trên của vật là $\rho_2 g h_1 \Delta x \Delta y$, bề mặt dưới của vật là $\rho_2 g h_2 \Delta x \Delta y$. Lực tác động lên vật là:

$$F = \rho_2 g (h_2 - h_1) \Delta x \Delta y - \rho_1 g \Delta x \Delta y \Delta z$$

vì $h_2 - h_1 = \Delta z$ nên:

$$F = g(\rho_2 - \rho_1) \Delta x \Delta y \Delta z \quad (1.3)$$

Lực này bằng hiệu trọng lượng của thể tích chất lỏng mà vật chiếm chỗ và trọng lượng của vật thể (Lực Asimét). Nếu lực này khác không thì vật sẽ chuyển động với gia tốc:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_1} \quad (1.4)$$

Khi chuyển động thì xuất hiện lực ma sát và áp suất động. Các lực này góp phần làm thay đổi gia tốc chuyển động của vật.

Trong khí quyển mật độ của các khối khí biến động theo không gian và thời gian nên lực nổi xuất hiện ở một số thể tích khí và gây ra chuyển động thẳng đứng với tốc độ lớn hơn nhiều so với tốc độ chuyển động trung bình của khí quyển. Trong quá trình chuyển động thể tích khí luôn xáo trộn rối với môi trường xung quanh nên quá trình sẽ trở nên phức tạp hơn.

Ta có thể xác định lực nổi dựa trên phương trình chuyển động theo phương thẳng đứng. Giả thiết là biến đổi địa phương của mật độ và áp suất nhỏ hơn nhiều so với giá trị trung bình tương ứng của chúng. Giả thiết này tương đương với giả thiết gia tốc do lực nổi gây ra nhỏ hơn nhiều so với gia tốc trọng trường. Điều này thỏa mãn với hầu hết các quá trình địa vật lý nên giả thiết đưa ra là hoàn toàn thỏa mãn trong điều kiện thực tế.

Đối với chất lỏng lý tưởng phương trình chuyển động theo phương thẳng đứng có dạng:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial Z} - g \quad (1.5)$$

Ở đây W là tốc độ thẳng đứng.

Áp suất và mật độ chất lỏng được biểu diễn ở dạng tổng của giá trị trung bình và độ lệch của chúng. Trường trung bình của mật độ và áp suất thỏa mãn điều kiện đồng nhất ngang, tức là chúng chỉ phụ thuộc vào độ cao Z.

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}(Z)$$

$$\bar{p} = \bar{p}(Z)$$

và điều kiện thủy trình:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial Z} = -\bar{\rho}g \quad (1.6)$$

Khi đó áp suất và mật độ chất lỏng được biểu diễn ở dạng:

$$P = \bar{P}(Z) + P'$$

$$\rho = \bar{\rho}(Z) + \rho' \quad (1.7)$$

Thay (1.7) vào (1.5) ta được:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \frac{\partial(\bar{P} + P')}{\partial Z} - g \quad (1.8)$$

Ta tính đại lượng:

$$\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{1}{1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \left[1 - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} + \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)^2 + \dots \right]$$

Vì $\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \ll 1$ nên ta bỏ các thành phần có bậc cao hơn đi và viết lại (1.8) về dạng:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial Z} - g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P'}{\partial Z} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial Z} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)$$

Sử dụng phương trình tính học (1.6) ta viết phương trình trên về dạng:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P'}{\partial Z} - g \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) \quad (1.9)$$

Thành phần đầu ở vế phải (1.9) chỉ gia tốc phi tính học của gradien áp suất. Thành phần này thường xuất hiện // các hiệu ứng động lực biến đổi mômen lực. Thành phần thứ hai là gia tốc nổi, nó do sự bất bình thường của mật độ chất lỏng trong trường trọng lực gây ra. Ta ký hiệu là B.

$$B = -g \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) \quad (1.10)$$

Nhiều động mật độ trong dòng chảy có thể do biến động áp suất, nhiệt độ gây ra. Biến động áp suất thường gây ra biến động mật độ rất nhỏ nên có thể bỏ qua hiệu ứng này trong các trường hợp tốc độ của nó nhỏ hơn tốc độ âm trong khí quyển.

Từ phương trình trạng thái cho không khí khô:

$$\rho = \frac{P}{RT} \quad (1.11)$$

với ρ là mật độ, P là áp suất, T là nhiệt độ và R là hằng số khí cho không khí ta tìm được:

$$\frac{\rho'}{\bar{\rho}} = \frac{p'}{\bar{p}} - \frac{T'}{\bar{T}} \quad (1.12)$$

Trong biểu thức (1.12) thành phần đầu của vế phải nhỏ hơn nhiều so với thành phần thứ hai. Ta làm sáng tỏ điều này như sau:

Ta xét một bong bóng khí, sự nhiễu động về áp suất và nhiệt độ trong đó là P' và T' . Giả thiết Gradien nằm ngang của nhiễu động áp suất cân bằng với chuyển động của không khí bên trong nó. Khi đó theo phương trình chuyển động theo trục Ox ta có thể viết:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (1.13)$$

Trong (1.13) các thành phần vế trái có cùng bậc đại lượng. Nếu bong bóng có đặc trưng tốc độ là u_0 thì bậc của đại lượng gradien áp suất sẽ là:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x} \cong u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} \quad (1.14)$$

Ta thay

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} = \frac{\bar{\rho} - \rho'}{\bar{\rho}^2 - \rho'^2} \approx \frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \approx \frac{1}{\bar{\rho}}$$

vào (1.14) thì ta được

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P'}{\bar{\rho}} \right) \cong \frac{1}{2} \frac{\partial u_0^2}{\partial x}$$

Tích phân biểu thức trên ta được:

$$\frac{P'}{\bar{\rho}} \cong u_0^2$$

Sử dụng phương trình trạng thái

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{P}}{RT}$$

ta tìm được

$$\frac{P'}{\bar{P}} \cong \frac{u_0^2}{RT} = \gamma \frac{u_0^2}{c^2}$$

$$\text{Ở đây } \gamma = \frac{CP}{CV}, \quad C = \sqrt{\gamma RT}$$

là tốc độ âm trong chất lỏng lý tưởng đẳng hướng.

Ta biết tốc độ chuyển động của chất lỏng nhỏ hơn nhiều so với tốc độ âm trong nó ($u_0 \ll C$) vì vậy:

$$\frac{u_0^2}{c^2} \ll \left| \frac{T'}{T} \right|$$

Từ đây ta thấy đóng góp của nhiễu động áp suất vào nhiễu động mật độ là không đáng kể so với nhiễu động nhiệt độ. Biểu thức (1.12) có thể bỏ đi thành phần đầu ở vế phải và có dạng:

$$B = -g \left(\frac{T'}{T} \right) \quad (1.15)$$

Một cách gần đúng ta viết biểu thức (1.10) về dạng:

$$B = -g \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) = -g \frac{d\rho}{\rho} \quad (1.16)$$

Ta ký hiệu:

$$\alpha = \frac{1}{\rho}$$

là thể tích riêng của chất lỏng thì

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = - \frac{d\rho}{\rho} \quad (1.17)$$

Thay (1.17) vào (1.16) ta được:

$$B = g \frac{d\alpha}{\alpha} \quad (1.18)$$

Đối với chất lỏng lý tưởng ta có α là một hàm phụ thuộc vào nhiệt độ và áp suất:

$$\alpha = \frac{RT}{P}$$

Trên thực tế chất lỏng thường có chứa các tạp chất khác hòa tan. Ta ký hiệu đại lượng này là S thì ta có vi phân toàn phần của α là:

$$d\alpha = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{P,S} dT + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial P} \right)_{T,S} dP + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial S} \right)_{PT} dS \quad (1.19)$$

Bỏ qua hiệu ứng của áp suất thì (1.19) có dạng:

$$d\alpha = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{P,S} dT + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial S} \right)_{P,T} dS$$

Thay biểu thức này vào (1.18) ta thu được biểu thức cho lực nổi:

$$B = g \left[\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{P,S} T' + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial S} \right)_{P,T} S' \right] \quad (1.20)$$

Lực nổi tham gia vào phương trình chuyển động theo trục thẳng đứng. Nếu áp suất được chia thành hai thành phần trình học $\bar{P}(Z)$ và phi trình học $P'(x, y, z, t)$ thì phương trình Navestok-Boussines có thể viết ở dạng:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial z} + B + \nu \nabla^2 w \end{aligned} \quad (1.21)$$

1.3. Đối lưu do các nguồn địa phương gây ra

1.3.1. Khái niệm về cái bong bóng nhiệt và cột nhiệt

Khi nghiên cứu chuyển động của chất lỏng ổn định, các biến phụ thuộc biến động đơn giản cùng với các biến độc lập và các điều kiện biên thì người ta thường sử dụng lý thuyết thứ nguyên để tìm mối quan hệ giữa chúng. Lý thuyết này cũng được áp dụng để nghiên cứu chuyển động đối lưu. Schmidt (1941) và Batchelor (1954) là những người đầu tiên ứng dụng thành công lý thuyết trường từ và phân tích thứ nguyên để nghiên cứu dòng đối lưu đơn giản. Tiếp theo là các công trình của Morton (1957); Marton, Taylor, Turner (1956); Turner (1969). Các kết quả nghiên cứu trên càng được khẳng định bởi các thí nghiệm của Morton, Taylor, Turner (1956), Richards (1961), Sauder (1961), các công trình trên đều nghiên cứu đối lưu ở dạng bong bóng nhiệt hoặc cột nhiệt do lực nổi tạo ra từ nguồn là một điểm hoặc là một đường trong chất lỏng có phân tầng đơn giản và chất lỏng không chịu ảnh hưởng của đối lưu. Với mục đích nghiên cứu trên bong bóng nhiệt và cột nhiệt được hiểu như sau:

Bong bóng nhiệt là thể tích chất lỏng nhỏ, /////////////// biệt nổi lên, trong đó lực nổi chỉ xuất hiện ở một

thể tích hữu hạn của chất lỏng (hình 1.1.b)

Ổ đối lưu hình lông chim là tia nổi trong đó lực nổi được cung cấp một cách ổn định từ một nguồn là một điểm: vùng nổi là liên tục (hình 1.1.a)

Ổ đối lưu hình lông chim khởi động đó là ổ đối lưu có đường gờ ở bên trên xác định rõ. (hình 1.1.c).

a) ổ đối lưu, bong bóng nhiệt c) ổ đối lưu hình lông chim khởi động

1.3.2. Ổ đối lưu rối hình lông chim hình thành từ nguồn là một điểm

Trước hết ta hiểu khái niệm dòng lực nổi F . Đây là đại lượng vật lý tỷ lệ với lực nổi, tốc độ thẳng đứng và diện tích vùng nổi.

$F \sim \text{lực nổi} \times \text{tốc độ thẳng} \times \text{diện tích}$

Thứ nguyên của đại lượng này sẽ là:

$$[F] = L.S^{-2} \times L.S^{-1} \times L^2 = L^4 S^{-3}$$

Các đặc trưng trung bình của ổ đối lưu này có thể tìm được dưới dạng hàm số của dòng lực nổi F và độ cao Z trên nguồn điểm. Thí dụ tốc độ thẳng đứng trung bình $\bar{W}$, lực nổi trung bình $\bar{B}$, bán kính trung bình của ổ đối lưu $\bar{r}$... đều có thể biểu diễn ở dạng

$$\bar{W} = f(F, Z) \quad (1.22)$$

Sử dụng lý thuyết thứ nguyên ta tìm được

$$\bar{W} = C_1 \cdot F^{1/3} Z^{-1/3} \quad (1.23)$$

$$\bar{B} = C_2 \cdot F^{2/3} Z^{-5/3} \quad (1.24)$$

$$\bar{R} = C_3 \cdot Z \quad (1.25)$$

Ở đây C_1, C_2, C_3 là các hằng số.

Các giá trị trung bình theo thời gian của các đặc trưng kể trên phụ thuộc vào bán kính r kể từ trục thẳng đứng của ổ đối lưu và bán kính của toàn bộ ổ đối lưu R . Sự phụ thuộc này có thể biểu diễn ở dạng

$$W(r) = \frac{F^{1/3}}{Z^{1/3}} \cdot f_1\left(\frac{r}{R}\right)$$

$$B(r) = \frac{F^{2/3}}{Z^{5/3}} \cdot f_2\left(\frac{r}{R}\right) \quad (1.26)$$

$$R = \alpha \cdot Z$$

Thông thường khối lượng của ổ đối lưu sẽ tỷ lệ với WR^2 tức là tỷ lệ với $Z^{5/3}$. Điều này cho thấy nó sẽ tăng theo độ cao. Như vậy độ cuốn hút của không khí xung quanh vào ổ đối lưu hình lông chim sẽ tỷ lệ tuyến tính với w .

Bằng thực nghiệm Yih (1951) đã tìm được các hàm f_1, f_2 và α trong công thức (1.26):

$$W = 4,7 \cdot \frac{F^{1/3}}{Z^{1/3}} \exp\left(-\frac{96r^2}{Z^2}\right)$$

$$B = 11,0 \cdot \frac{F^{2/3}}{Z^{5/3}} \exp\left(-\frac{71r^2}{Z^2}\right)$$

$$R = 0,12Z \quad (1.27)$$

Ông đã chứng minh các ổ đối lưu trung bình có dạng lông chim có tiết diện hình nón với biên của nó nằm từ 7° đến thẳng đứng.

1.3.3. Ổ đối lưu rối dạng lông chim hình thành từ nguồn là một đường

Trường hợp nguồn nhiệt là một đường thì đối lưu có dạng cái bình hoa và thông lượng nổi của nhiệt được xác định trên một đơn vị độ dài dọc theo đường nguồn

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} WB \, dx \quad (1.28)$$

x : là hướng vuông góc với đường nguồn. Ta biết dòng rối không thể phụ thuộc vào hệ số khuếch tán nhiệt phân tử và độ nhớt động học của chất lỏng mà chỉ phụ thuộc vào F và các biến x, z . Sử dụng lý thuyết thứ nguyên ta dễ dàng tìm được các biểu thức cho các đặc trưng của dòng rối. Năm 1952 Humphreys đã làm thí nghiệm và tìm được các biểu thức cho W, B và R :

$$W = 1,80 G(F, Z) \cdot \exp\left(-\frac{32x^2}{Z^2}\right)$$

$$B = 2,6 H(F, Z) \cdot \exp\left(-\frac{41x^2}{Z^2}\right)$$

$$R = 0,16Z \quad (1.29)$$

Trường hợp có hai đường nguồn song song thì các đường nguồn này không thể cuốn hút không khí môi trường giữa hai nguồn mà chúng cuốn hút lẫn nhau và tạo ra đối lưu như do một đường nguồn nằm giữa hai đường nguồn gây nên.

1.3.4. Bong bóng nhiệt

Khi lực nổi tạo ra chốc lát ở 1 điểm trong chất lỏng thì một đám mây của chất lỏng nổi lên và sau đó có sự cuốn hút của môi trường vào đám mây nào đó. Quá trình phát triển của bong bóng nhiệt nó là hàm của thời gian và độ cao song vai trò của biến thời gian quan trọng hơn. Trong điều kiện như vậy thì nhiều giả thiết về tính chất của đối lưu hình lông chim có thể dùng cho ổ nhiệt như:

a) Profil của tốc độ và lực nổi theo phương bán kính tương tự nhau về hình học trong toàn bộ thời gian.

b) Tốc độ cuốn hút trung bình tỷ lệ với tốc độ thẳng đứng trung bình

c) Nhiễu động mật độ trong bong bóng nhiệt nhỏ hơn nhiều so với mật độ trung bình (gần đúng Boussinesq).

Đối với đối lưu rối trong chất lỏng phân tầng phiếm định thì chỉ có 1 tham số ngoài được xem đó là sức nổi giải phóng ra nguồn điểm. Ký hiệu đại lượng này là Q ta có:

$$Q = \iiint_V B \, dV$$

Tích phân theo thể tích V .

Gọi Z là độ cao của tâm ổ nhiệt ở thời điểm t , sử dụng lý thuyết thứ nguyên ta tìm được các đặc trưng:

$$W = \frac{Q^{1/2}}{Z} f\left(\frac{r}{R}\right)$$

$$B = \frac{Q}{Z^3} f\left(\frac{r}{R}\right) \quad (1.30)$$

$$R = \gamma Z$$

Ở đây f là các hàm số có đối số $\left(\frac{r}{R}\right)$, γ là hằng số, R là giá trị bán kính trung bình của ổ nhiệt.

1.3.5. Ổ đối lưu hình lông chim khởi động

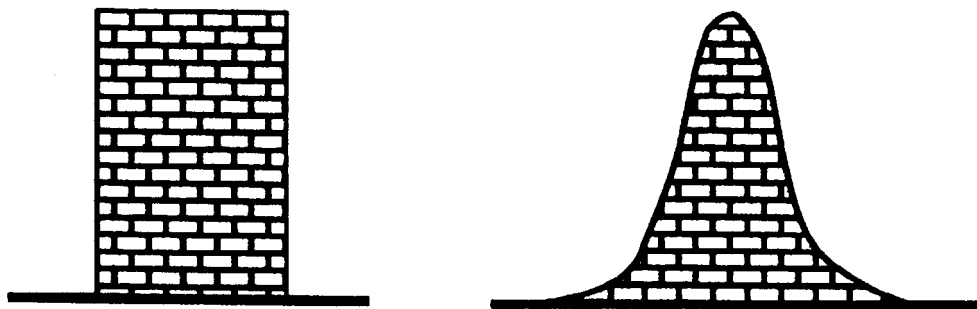
Turner (1962) đã tìm được lời giải cho ổ đối lưu hình lông chim khởi động với giả thiết là lưới phía trước của nó có tính chất như một bong bóng nhiệt còn thân của nó giống như ổ đối lưu hình lông chim hoàn chỉnh. Điểm đáng lưu ý ở đây là mức độ tiến lên phía trước của lưới này không nhanh như chuyển động thẳng đứng ở trung tâm lưới tiến về phía trước.

Các kết quả của Turner và số liệu thực nghiệm cho thấy mức độ tiến về phía trước của lưới nằm giữa độ đi lên của ổ nhiệt thuần thùy và tốc độ của ổ đối lưu hình lông chim thuần thùy, và gần như một nửa độ cuốn hút không khí môi trường vào ổ đối lưu được đi qua lưới phía trước này.

1.4. Đối lưu rối trong dòng chảy phân tầng ổn định

Sự phân tầng mật độ của chất lỏng xung quanh ổ đối lưu hình lông chim ảnh hưởng đến lực nổi của ổ đối lưu. Lực nổi sẽ dương khi môi trường có phân tầng bất ổn định và nó sẽ âm hoặc bằng không khi phân tầng là ổn định. Để xác định hệ thống môi trường và ổ đối lưu thì ngoài các tham số đã kể ở trên tham số xác định sự phân tầng của môi trường giữ vai trò quan trọng các đặc trưng của hệ thống này có thể xác định được nhờ lý thuyết thứ nguyên với các tham số đã kể ở trên và một số giả thuyết khác nữa. Hợp lý hơn cả ở đây là sử dụng trực tiếp các phương trình cơ bản và tìm các nghiệm đơn giản của chúng rồi suy diễn cho trường hợp phân tầng của môi trường tương tự và bất ổn định. Theo Morton, Taylor ta giả thiết tốc độ và sự nổi chỉ phụ thuộc vào bán kính ngang khi đó sẽ tích phân được các phương trình Boussinesq theo mặt nằm ngang. Dạng phụ thuộc của các đại lượng trên bán kính ta chỉ chọn để có hiệu ứng lên giá trị số của các hệ số trong các biểu thức của W và B chứ không chọn sự phụ thuộc của nó vào Z hoặc các dòng ở biên của sự nổi.

Các hàm thường được chọn là Profil "đỉnh - mũ" hoặc profil Gaussian (Hình 1.2)



Hình 1.2. a) Profil "Đỉnh - mũ"

b) Profil Gauss

Để giải hệ các phương trình ta giả thiết giống như khi giải bài toán tương tự trong dòng chảy không phân tầng. Cụ thể là:

- 1) Dòng chảy là ổn định.
- 2) Profil theo các tia bán kính của tốc độ thẳng đứng và sức nổi trung bình ở tất cả các độ cao đồng dạng với nhau.
- 3) Tốc độ dòng rối trung bình tỷ lệ với tốc độ thẳng đứng.
- 4) Dòng chảy là Boussinesq.

Theo giả thiết 3 ta lấy $U = -\alpha W$.

Ở đây α là hằng số tỷ lệ, nó phụ thuộc vào độ cuốn hút của khối lượng. Giả thiết này chỉ đúng với chất lỏng không phân tầng còn đối với chất lỏng phân tầng thì nó là gần đúng.

Sử dụng profil "đỉnh - mũ" để thay vào phương trình liên tục rồi tích phân nó theo mặt nằm ngang ta được:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial \tau} (\tau u) \tau d\tau d\theta + \frac{\partial}{\partial Z} \int_0^{2\pi} \int_0^R w \tau d\tau d\theta = 0$$

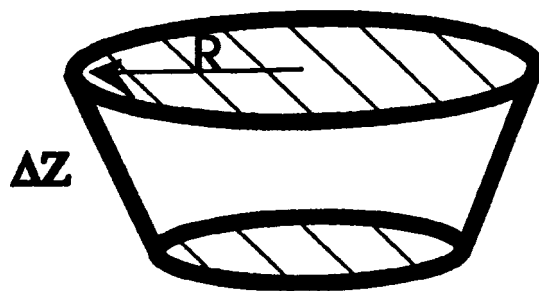
$$\text{hay} \quad 2\pi\alpha RW = \frac{\partial}{\partial Z} (\pi R^2 W) \quad (1.31)$$

Từ đẳng thức (1.31) cho thấy dòng khối lượng tăng theo độ cao tỷ lệ với độ cuốn hút khối lượng qua biên của cột khí.

Ta xét phương trình chuyển động theo phương thẳng đứng với gần đúng Boussinesq và bỏ qua gia tốc do nhiễu động gradient áp suất:

$$\frac{dW}{dt} = \nabla \cdot \vec{V} W = B$$

Tích phân theo thể tích



Hình 1.3. Thể tích để lấy tích phân

$$\int_0^{2\pi} \int_0^R \int_z^{z+\Delta z} \nabla \cdot \vec{V} W d\tau = \int_0^{2\pi} \int_0^R \int_z^{z+\Delta z} B d\tau$$

Thay tích phân theo thể tích bằng tích phân mặt ta được

$$\int_0^{2\pi} \int_0^R \int_z^{z+\Delta z} \nabla \cdot \vec{V} W d\tau = \iint_S \vec{V} \cdot \vec{n} W ds$$

Ở đây $\vec{n}$ là pháp tuyến của mặt S bao bọc thể tích khí. Vì tốc độ thẳng ở trên biên xung quanh thể

tích khí bằng không nên tích phân trên tính được:

$$\frac{d}{dz}(\pi R^2 W^2) = \pi R^2 B \quad (1.32)$$

Tích phân phương trình cho lực nổi theo thể tích trên:

$$\frac{dB}{dt} = \nabla \cdot \vec{V} B = 0$$

$$\iiint_{\tau} \nabla \cdot \vec{V} B d\tau = 0$$

Thay tích phân thể tích bằng tích phân mặt

$$\iint_S B \vec{V} \cdot \vec{n} ds = 0$$

Thay biểu thức của lực với B và ký hiệu θ là nhiệt độ của vật, $\bar{\theta}$ là nhiệt độ không khí xung quanh, θ_0 là nhiệt độ không đổi ta đánh giá được tích phân trên cho thể tích hình 1.3.

$$\left\{ g \frac{(\theta - \theta_0)}{\theta_0} W \Pi R^2 + \frac{d}{dz} \left[g \left(\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0} \right) \Pi R^2 W \right] \Delta Z \right\} -$$

$$g \left(\frac{\theta - \theta_0}{\theta_0} \right) W \Pi R^2 - 2 \Pi R \Delta Z \alpha W \left[g \frac{\bar{\theta} - \theta_0}{\theta_0} \right] = 0$$

Biến đổi biểu thức trên ta được:

$$\frac{d}{dZ} [\Pi R^2 W (\theta - \theta_0)] = 2 \Pi R \alpha W (\bar{\theta} - \theta_0)$$

Thay (1.31) vào vế phải của phương trình trên ta được:

$$\frac{d}{dZ} [\Pi R^2 W (\theta - \theta_0)] = (\bar{\theta} - \theta_0) \frac{d}{dZ} (\Pi R^2 W)$$

$$= \frac{d}{dZ} [\Pi R^2 W (\bar{\theta} - \theta_0)] - \Pi R^2 W \frac{d\bar{\theta}}{dZ}$$

hay

$$\frac{d}{dZ} [\Pi R^2 W (\theta - \bar{\theta})] = -\Pi R^2 W \frac{d\bar{\theta}}{dZ}$$

Nhân hai vế của phương trình trên với g/θ_0 và sử dụng ký hiệu:

$$B = g \frac{\theta - \bar{\theta}}{\theta_0}$$

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{d\bar{\theta}}{dZ}$$

Ta viết lại phương trình trên về dạng

$$\frac{d}{dZ} [\Pi R^2 W B] = -\Pi R^2 W N^2 \quad (1.33)$$

Ở đây N có thứ nguyên S^{-1} và được gọi là tần số Brunt - Vaisala hay tần số nổi. Trong chất lỏng phân tầng ổn định N là tần số dao động của cột khí quyển theo phương thẳng đứng.

Như vậy các phương trình Boussines tích phân theo mặt phẳng ngang cho khối lượng, moment và nhiệt có dạng:

$$\frac{d}{dZ}(R^2 W) = 2R\alpha W \quad (1.34)$$

$$\frac{d}{dZ}(RW^2) = R^2 B \quad (1.35)$$

$$\frac{d}{dZ}(R^2 WB) = -RWN^2 \quad (1.36)$$

Khi phân tầng khí quyển là phiếm định $\bar{\theta} = \text{const}$ nên $N = 0$. Từ (1.36) ta thấy:

$$R^2 W B = \text{const} \quad (1.37)$$

Vì thông lượng nổi trên bề mặt là

$$F = \pi R^2 WB$$

nên biểu thức (1.37) cho thấy thông lượng nổi trên biên trong khí quyển phân tầng phiếm định là không đổi theo chiều cao. Trong trường hợp này nghiệm của các phương trình (1.34) và (1.35) tìm được ở dạng:

$$W = A \cdot Z^n$$

$$R = C \cdot Z^l$$

Các hằng số A, C, n, l xác định được từ điều kiện biên của bài toán.

Đối với chất lỏng phân tầng bất ổn định $\left(\frac{d\bar{\theta}}{dZ} < 0\right)$ nên $N^2 < 0$ và nó có dạng:

$$N^2 = -SZ^P$$

với S, P là các hằng số.

Ta tìm nghiệm của các phương trình (1.34) - (1.36) ở dạng:

$$W = A \cdot Z^n$$

$$B = C \cdot Z^m$$

$$R = D \cdot Z^l$$

với A, C, D, n, m, l là các hằng số. Thay các nghiệm trên vào phương trình (1.34) - (1.36) ta tìm được

$$l = 1, \quad n = 1 + \frac{P}{2}, \quad m = 1 + P$$

$$C = \frac{S}{\left(4 + \frac{3P}{2}\right)}$$

$$A^2 = \frac{S^2}{\left(4 + \frac{3P}{2}\right)(4 + P)}$$

$$D = \frac{2\alpha}{\left(3 + \frac{P}{2}\right)}$$

Khi $S = 0$ và $P = -\frac{8}{3}$ lời giải trùng với kết quả của trường hợp cân bằng phiếm định ở trên.

Trường hợp bất ổn định ($S > 0$) và có $P < -\frac{8}{3}$ thì lời giải không hợp lý.

Trường hợp dòng chảy có phân tầng ổn định $\frac{d\bar{\theta}}{dZ} > 0$ ($N^2 > 0$) thì có thể ở độ cao nào đó tốc độ thẳng đứng sẽ triệt tiêu do lực nổi ở độ cao thấp hơn.

Năm 1956 Morton, Taylor và Turner đã tìm được lời giải số trị của bài toán. Sử dụng hệ phương trình đã được tích phân với giả thiết lực nổi và tốc độ thẳng đứng thỏa mãn phân bố chuẩn theo bán kính hệ này cho khác hệ (1.34)-(1.36) ở các hệ số:

$$\frac{d}{dZ}(R^2W) = 2\alpha RW \quad (1.38)$$

$$\frac{d}{dZ}(RW^2) = 2R^2B \quad (1.39)$$

$$\frac{d}{dZ}(R^2WB) = -2R^2WN^2 \quad (1.40)$$

Đơn giản các phương trình (1.38)-(1.40) bằng cách thay biến:

$$V = RW, \quad U = R^2W, \quad F = R^2WB$$

Khi đó ta được

$$\frac{dU}{dZ} = 2\alpha V \quad (1.41)$$

$$\frac{dV^4}{dZ} = 4FU \quad (1.42)$$

$$\frac{dF}{dZ} = -2UN^2 \quad (1.43)$$

Các phương trình trên giải với điều kiện biên sau:

$$\text{Tại } Z = 0$$

$$U = V = 0$$

$$F = \frac{2}{\Pi} F_0$$

với F_0 là thông lượng lực nổi trên biên.

Các biến độc lập và phụ thuộc được tiến hành và thứ nguyên như sau:

$$Z^* = 2^{-7/8} \Pi^{-1/4} \alpha^{-1/2} F_0^{1/4} N^{-3/4} . Z$$

$$V^* = 2^{3/4} \Pi^{-1/2} F_0^{1/2} N^{-1/2} . V$$

$$U^* = 2^{7/8} \Pi^{-3/4} \alpha^{1/2} F_0^{3/4} N^{-5/4} U$$

$$F^* = 2\Pi^{-1}F_0.f$$

Ở đây các đại lượng z, v, u, f là các đại lượng không thứ nguyên.

Thay các đại lượng trên vào (1.41)-(1.43) ta được các phương trình cho các đại lượng không thứ nguyên

$$\frac{dU}{dZ} = v \quad (1.44)$$

$$\frac{dV^4}{dZ} = fU \quad (1.45)$$

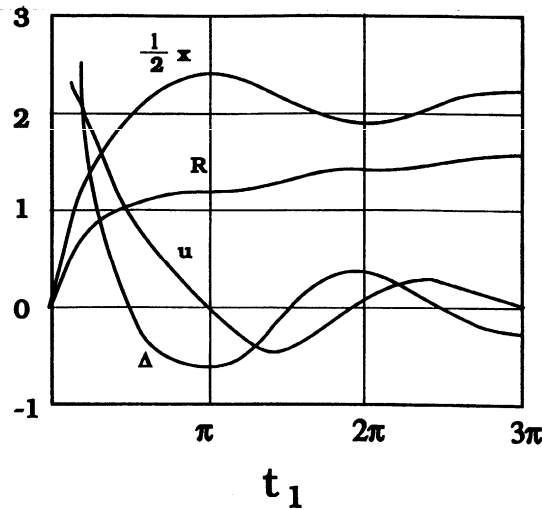
$$\frac{df}{dZ} = -U \quad (1.46)$$

Điều kiện biên cho các phương trình trên là: Tại $Z = 0$

$$U = V = 0$$

$$f = 1$$

Nghiệm của các phương trình (1.44) - (1.46) biểu diễn trên hình (1.4).



Hình 1.4. Bán kính ngang R , tốc độ thẳng đứng U , lực nổi Δ cho các cột rối trong môi trường chất lỏng phân tầng ổn định.

Trong trường hợp ổ nhiệt rối hình cầu bán kính trung bình R tốc độ cuốn hút trung bình $U = -\alpha W$ hình thành trong chất lỏng phân tầng ổn định thì có thể tìm được nghiệm giải tích. Cũng làm tương tự như trên ta được hệ phương trình bảo toàn khối lượng, moment và nhiệt cho ổ nhiệt:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \Pi R^3 \right) = 4 \Pi R^2 \alpha W \quad (1.47)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \Pi R^3 W \right) = \frac{4}{3} \Pi R^3 B \quad (1.48)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \Pi R^3 B \right) = -\frac{4}{3} \Pi R^3 W N^2 \quad (1.49)$$

Khi môi trường phân tầng phiếm định ($N^2 = 0$) từ (1.49) ta có

$$R^3 B = \text{const}$$

Các phương trình trên giải được dễ dàng bằng cách thay biến:

$$R = A \cdot t^n$$

$$W = C \cdot t^m$$

Nghiệm tìm được giống như nghiệm đã tìm được ở trên (1.30).

Trường hợp chất lỏng phân tầng ổn định, không đổi theo chiều cao ($N^2 = \text{const} > 0$) hệ các phương trình (1.47) - (1.49)

Có thể giải giải tích. Để làm điều này ta đặt:

$$M = R^3 W$$

$$V = R^3$$

$$F = R^3 B$$

Tại thời điểm ban đầu nếu chưa có thể tích máy hình thành, tốc độ thẳng đứng bằng không thì điều kiện cho bài toán sẽ là:

$$M = V = 0$$

$$F = F_0 = \frac{3Q}{4\Pi} \quad \text{tại } t = 0$$

Về thứ nguyên hóa các biến độc lập và phụ thuộc như sau:

$$F^* = F_0 \cdot f$$

$$M^* = \frac{3}{4\Pi} \cdot F_0 N^{-1} m$$

$$V^* = \left(\frac{3}{\Pi} \right)^{3/4} \alpha^{3/4} F_0^{3/4} N_v^{-3/2}$$

$$t^* = N^{-1} t.$$

Ở đây f, m, v, t là các đại lượng không thứ nguyên.

Khi đó hệ (1.47) - (1.49) có dạng

$$\frac{dv^{4/3}}{dt} = m \quad (1.50)$$

$$\frac{df}{dt} = -m \quad (1.51)$$

$$\frac{dm}{dt} = f \quad (1.52)$$

Để xác định độ cao của ổ nhiệt ta tích phân phương trình:

$$\frac{dZ}{dt} = W$$

Tiến hành vô thứ nguyên hóa phương trình trên bằng cách đặt:

$$Z^* = \frac{1}{4} \left(\frac{3}{\Pi} \right)^{1/4} \alpha^{-3/4} F_0^{1/4} N^{-1/2} . Z$$

ta tìm được phương trình cho đại lượng không thứ nguyên Z:

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{m}{v} \quad (1.53)$$

Điều kiện biên cho hệ phương trình trên là: Tại $t = 0$

$$z = m = v = 0$$

$$f = 1$$

Các phương trình trên được tích phân theo thời gian. Khi xuất hiện $W < 0$ thì xảy ra độ cuốn hút $u = +\alpha w$ sẽ âm. Để khắc phục điều này ở đây phải lấy

$$U = -\alpha |W| \quad (1.54)$$

Khi đó phương trình cho chuyển động giáng (1.50) được thay bằng

$$\frac{dv^{3/4}}{dt} = -m \quad \text{khi } m < 0 \quad (1.55)$$

Các điều kiện cần đầu cũng phải thay đổi chúng với chuyển động giáng.

Phương trình (1.51) và (1.52) là một hệ kín ta có thể giải giải tích dễ dàng. Nghiệm của phương trình (1.50) và (1.53) sẽ tìm được sau khi biết m và f . Nếu ta ký hiệu R , W , B là các đại lượng không thứ nguyên của bán kính, tốc độ thẳng đứng và sức nổi thì lời giải cho thành phần dao động thứ nhất là:

$$0 \leq t \leq \pi$$

$$R = v^{1/3} = (1 - \cos t)^{1/4}$$

$$w = \frac{m}{v} = \frac{\sin t}{(1 - \cos t)^{3/4}}$$

$$B = \frac{f}{v} = \frac{\cos t}{(1 - \cos t)^{3/4}}$$

$$Z = 4(1 - \cos t)^{1/4}$$

$$\pi \leq t \leq 2\pi$$

$$R = (3 + \cos t)^{1/2}$$

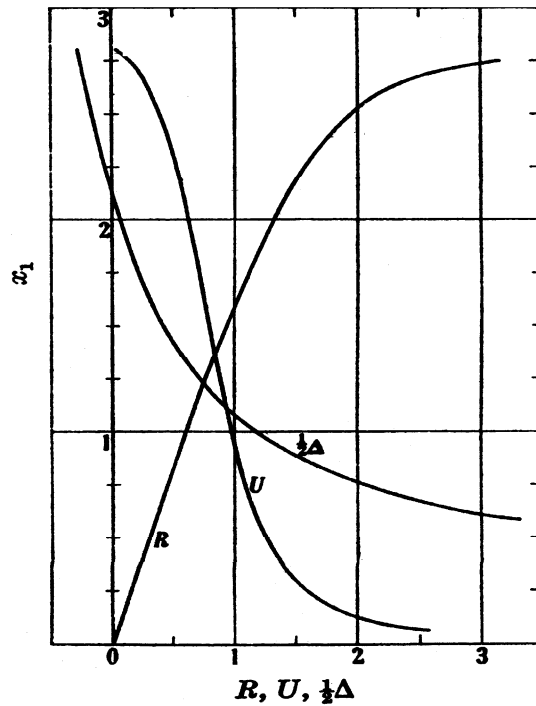
$$W = \frac{\sin t}{(3 + \cos t)^{3/4}}$$

$$B = \frac{\cos t}{(3 + \cos t)^{3/4}}$$

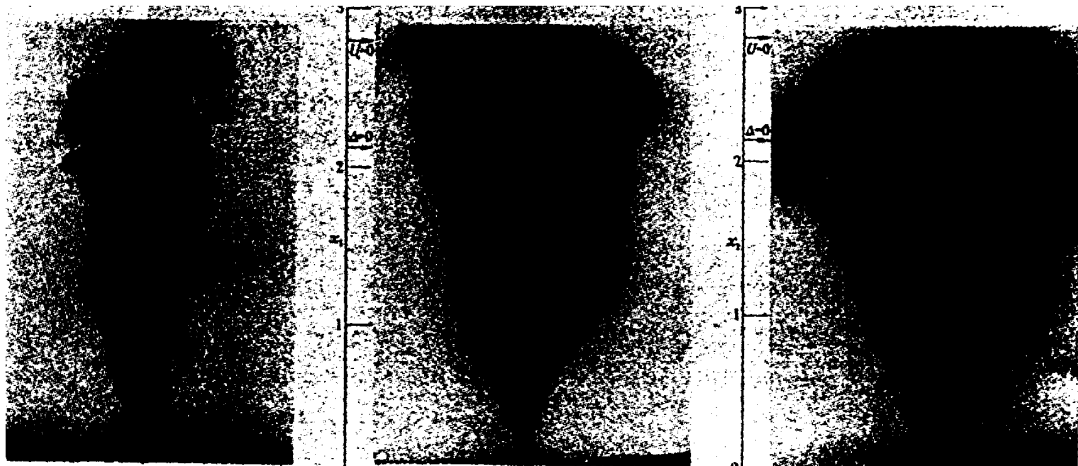
$$Z = 2^{13/4} - 4(3 + \cos t)^{1/4}$$

Các nghiệm này biểu diễn trên hình 1.5.

Bán kính (R), độ cao (x), độ nổi Δ , tốc độ thẳng đứng (U) của ổ nhiệt trong chất lỏng phân tầng ổn định. Để chứng minh cho lý thuyết, các tác giả kể trên đã tiến hành thí nghiệm. Họ đã giải phóng một chất lỏng sáng màu từ đáy của một bình chứa chất lỏng khác nặng hơn, có phân tầng mật độ ổn định. Kết quả thí nghiệm là tạo thành cột đối lưu hình lông chim. Hình dạng và kích của nó phụ thuộc vào phân tầng mật độ của chất lỏng môi trường (hình 1.6)



Hình 1.5. Các đại lượng không thứ nguyên:



Hình 1.6. Cột đối lưu hình lông chim

- Phân tầng phiếm định.
- Phân tầng ổn định ở giai đoạn đầu.
- Phân tầng ổn định ở giai đoạn cuối.

1.5. Đối lưu khô trong lớp bùn

1.5.1. Số Rayleigh và Reynolds

Trong các thí nghiệm ta nghiên cứu sự phát triển đối lưu trên các nguồn điểm riêng biệt, trên thực tế đối lưu trong chất lỏng địa vật lý luôn được hình thành từ các nguồn lực nổi phân bố trên một không gian rộng so với độ dày của lớp đối lưu. Trong trường hợp này chất lỏng tham gia vào vòng quay của đối lưu và quá trình đối lưu có đặc trưng quy mô lớn hơn đặc trưng quy mô địa phương.

Để nghiên cứu đối lưu năm 1900 Benazd đã nghiên cứu chuyển động của chất lỏng ở giữa hai mặt phẳng có nhiệt độ xác định khác nhau. Kết quả nghiên cứu cho thấy tồn tại một gradien nhiệt độ bất ổn định tới hạn, khi gradien nhiệt độ vượt khỏi giá trị này thì xuất hiện đối lưu và chuyển động mang tính chất ổ cố định không lan rộng ra. Ổ đối lưu xuất hiện phù hợp với sự phân bố bất ổn định của khối chất lỏng do đốt nóng mặt dưới và làm lạnh mặt trên. Rayleigh đã đưa ra tham số không thứ nguyên xác định độ ổn định của hệ thống

$$R_a = \frac{g \alpha \beta}{\nu K} H^4 \quad (1.56)$$

Ở đây α là hằng số, H là khoảng cách giữa hai mặt phẳng, β là hệ số nở nhiệt của chất lỏng.

Khi số Rayleigh R_a vượt khỏi giá trị tới hạn thì đối lưu xuất hiện. Số Rayleigh là thước đo vai trò tương đối của vận chuyển nhiệt do đối lưu và phân tử. Nếu chuyển động đối lưu là trật tự, từng lớp thì lực nổi cân bằng với ma sát nhớt

$$B \sim \frac{W_0 \nu}{H^2}$$

Tỷ số của thông lượng nhiệt đối lưu và thông lượng nhiệt phân tử là số Nusselt

$$N_u = \frac{W_0 B}{K B / H} = \frac{W_0 \cdot H}{K} = \frac{B H^3}{\nu \cdot K} = \frac{\alpha g \beta H^4}{\nu K} \equiv R_a$$

Nếu đối lưu là rối thì lực nổi cân bằng với gia tốc của chất lỏng. Khi đó quy mô tốc độ sẽ là:

$$W_0^2 \sim C B H = C \cdot \alpha g \beta H^2$$

Ở đây C là số Froude. Như vậy số Nu được xác định:

$$N_u^2 = \frac{W_0^2 H^2}{K} \sim \frac{C \cdot \alpha g \beta H^4}{K^2} = C \cdot R_a \cdot \sigma$$

Ở đây σ là số Prandtl ($\sigma = \nu / K$)

Số Rayleigh lại tương đương với số Reynolds trong dòng đối lưu. Số Reynolds trong chuyển động tầng là:

$$R_e = \frac{W_0 H}{\nu} = \frac{\alpha g B H^3}{\nu^2} = \frac{R_a}{\sigma} \quad (1.57)$$

trong chuyển động rối là:

$$R_e^2 = \frac{C R_a}{\sigma} \quad (1.58)$$

Vì thế mà số R_a cũng là thước đo sự ổn định của dòng chảy và nó là một chỉ tiêu xác định sự chuyển đổi từ dòng chảy tầng sang đối lưu rối.

Giả thiết này đã được kiểm định bằng các thực nghiệm. Trong một số chế độ cụ thể của đối lưu tầng có thể xác định bằng các số Reyleigh và Prandtl.

1.5.2. Vấn đề Rayleigh nguyên bản

Xét một hệ thống chất lỏng. Nếu nó tồn tại dừng thì không có tham số nào đặc trưng cho hệ thống phụ thuộc vào thời gian. Nếu như có một số nhiễu động nào đó được đưa vào hệ thống thì có thể xảy ra hai khả năng. Thứ nhất là các nhiễu động yếu đi theo thời gian và hệ thống lại trở lại trạng thái ban đầu, trường hợp này hệ thống là ổn định. Khả năng thứ hai là, một hoặc vài nhiễu động phát triển theo thời gian, trường hợp này hệ thống là bất ổn định.

Các nhiễu động ban đầu phụ thuộc vào thời gian phủ lên một hệ thống chất lỏng dừng, về toán học có thể xác định bằng cách tuyến tính hóa hệ phương trình cơ bản có chú ý đến các nhiễu động. Điều này thực hiện bằng cách chia các biến phụ thuộc thành tổng của hai thành phần: thành phần mô tả hệ thống dừng, nó là lời giải của hệ phương trình dừng và thành phần nhiễu động của hệ thống:

$$u = \bar{u} + \varepsilon u'$$

Ở đây ε là thông số nhỏ. Đại lượng gạch là giá trị trạng thái nền của biến, đại lượng phẩy là nhiễu động. Ở đây $\bar{u}$ và u' coi như có cùng bậc đại lượng. Thay các biến trên vào hệ phương trình và cho các đại lượng cùng bậc của hai vế bằng nhau ta được 2 hệ phương trình cho các biến trường nền và cho các nhiễu động. Các thành phần bậc hai và cao hơn của ε ta bỏ đi vì chúng rất nhỏ. Hệ phương trình cho các nhiễu động bậc một của ε là hệ tuyến tính, ta có thể giải giải tích để tìm được các nhiễu động phụ thuộc vào thời gian.

Các phương trình Navier - Stokes với gần đúng Boussinesq có dạng:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (1.59)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla^2 v$$

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial Z} - g + \nu \nabla^2 W$$

$$\frac{dT}{dt} = K \nabla^2 T$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0$$

Lời giải cho trạng thái nền thỏa mãn hệ phương trình (1.59) và các điều kiện biên

$$P|_{z=0} = P_0$$

$$T|_{z=0} = T_b, \quad T|_{z=H} = T_t \quad (1.50)$$

$$\bar{u} = \bar{v} = \bar{W} = 0$$

$$\bar{T} = -\alpha Z = \frac{T_b - T_t}{H} \cdot Z \quad (1.61)$$

$$\bar{P} = P_0 - \frac{1}{2} P_0 \alpha z^2$$

Hệ phương trình tuyến tính cho các nhiễu động có dạng:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) u' &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial x} \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) v' &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial y} \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) w' &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial z} + B' \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} - K \nabla^2\right) B' &= \gamma W' \\
\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} &= 0 \quad (1.62)
\end{aligned}$$

Ở đây $\beta' = g \beta T'$, $\gamma = g \beta \alpha$

β là hệ số giãn nở nhiệt.

Từ hệ phương trình (1.62) rút ra phương trình vi phân đạo hàm riêng xác định nhiễu động tốc độ W :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - K \nabla^2\right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \nabla^2 W = \gamma \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) W \quad (1.63)$$

Để giải phương trình (1.63) ta tiến hành về thứ nguyên hóa các biến độc lập x, y, z và t như sau:

$$x = \frac{x^*}{H}, \quad y = \frac{y^*}{H}, \quad z = \frac{z^*}{H}, \quad t = \frac{t^*}{H^2/\nu} \quad (1.64)$$

Ở đây các dấu sao ký hiệu các đại lượng có thứ nguyên, các đại lượng về trái là không có thứ nguyên.

Thay (1.63) vào (1.64) ta được:

$$\left(\partial \frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2\right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2\right) \nabla^2 W = R_a \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) W \quad (1.65)$$

Ở đây ký hiệu

$$\sigma = \frac{\nu}{K}$$

$$R_a = \frac{\gamma H^4}{\nu K} \quad (1.66)$$

Các hệ số trong phương trình (1.65) là hằng số. Phương trình (1.65) không có điều kiện biên ngang nên ta giả thiết các nhiễu động là tuần hoàn theo biến x và y . Do vậy ta có thể tìm nghiệm (1.65) ở dạng chuỗi Fourier.

$$W = W_1(z) \cdot \text{RE} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\omega t} \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} \right] dk_x dk_y \quad (1.67)$$

Các đại lượng k_x và k_y là các số song ω là số phức. Các số Reyheigh và Prandtl đặc trưng cho trạng thái của chất lỏng. Thay (1.67) vào (1.65) ta tìm được phương trình xác định w_1 và từ đó tìm được w và các biến u, v, p, B .

Trong trường hợp đơn giản nhất và $k_x = 0$ thì (1.67) có dạng

$$W = W_1(Z) \cdot \cos k_c \cdot y \quad (1.68)$$

$$\text{Ở đây } k_c = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = k_y$$

$W_1(Z)$ được xác định từ phương trình

$$\frac{dW_1}{dz} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}$$

Với ϕ là hàm thế tốc độ

$$\phi = \phi_1 \cdot \exp(ik_c y)$$

Trong trường hợp này các thành phần ngang của tốc độ có dạng

$$u = 0$$

$$v = -\frac{1}{k_c} \cdot \frac{dW_1}{dZ} \sin k_c \cdot y$$

Lực nổi và áp suất được xác định theo biểu thức sau:

$$B = \frac{v}{k_c^2} \left(\frac{d^2}{dz^2} - k_c^2 \right)^2 \cdot W_1 \exp(i k_c y)$$

$$P = \rho_0 \frac{v}{k_c^2} \left(\frac{d^2}{dz^2} - k_c^2 \right) \frac{dW_1}{dz} \exp(i k_c y)$$

Đối với các ô chữ nhật lời giải sẽ là:

$$W = W_1(z) \cos k_x X \cos k_y Y$$

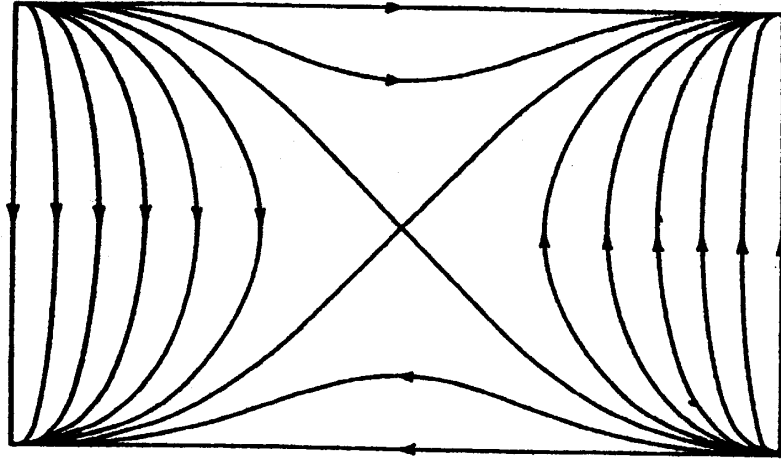
$$u = -\frac{k_x}{k_c^2} \frac{dw_1}{dz} \sin k_x X \cdot \cos k_y Y$$

$$v = -\frac{k_y}{k_c^2} \frac{dw_1}{dz} \cos k_x X \cdot \sin k_y Y$$

$$B = \frac{v}{k_c^2} \left(\frac{d^2}{dz^2} - k_c^2 \right)^2 w_1 \cos k_x X \cos k_y Y$$

$$P = \rho_0 \frac{v}{k_c^2} \left(\frac{d^2}{dz^2} - k_c^2 \right) \frac{dw_1}{dz} \cos k_x X \cos k_y Y$$

Đường dòng trên mặt nằm ngang trong trường hợp này được biểu diễn trên hình (1.7)



Hình 1.7. Đường dòng đối với ô hình chữ nhật (Chandrasekhar 1961)

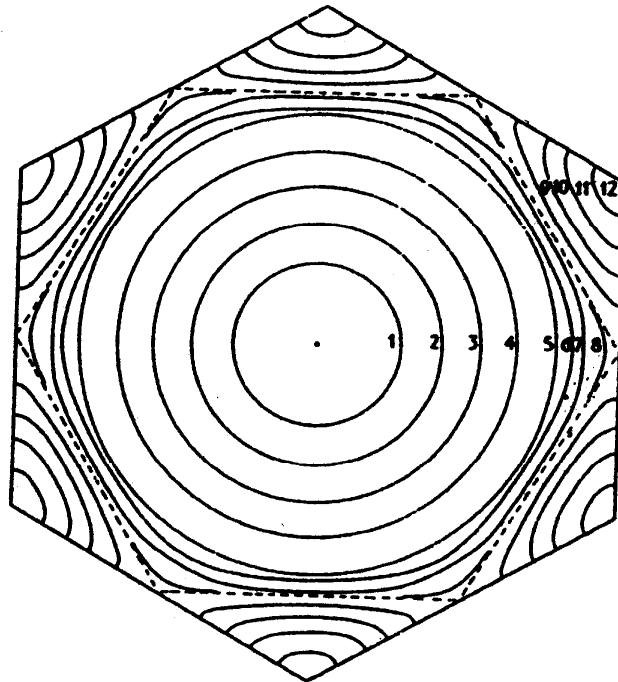
Năm 1940 Christopherson đã tìm được lời giải cho các ô hình lục giác. Trong trường hợp này các thành phần tốc độ có dạng:

$$W = \frac{1}{3} W_1(z) \left[2 \cos\left(\frac{dc}{\sqrt{3}} x\right) \cos\left(\frac{kc}{3} y\right) + \cos\left(2 \frac{kc}{3} y\right) \right]$$

$$u = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{1}{k_c} \frac{dW_1}{dz} \sin\left(\frac{k_c}{\sqrt{3}} x\right) \cos\left(\frac{k_c}{3} y\right)$$

$$v = -\frac{2}{9k_c} \frac{dW_1}{dz} \left[\cos\left(\frac{k_c}{\sqrt{3}} x\right) + 2 \cos\left(\frac{k_c}{3} y\right) \right] \sin\left(\frac{k_c}{3} y\right)$$

Dạng của W được biểu diễn trên hình (1.8)



Hình 1.8. Đường đẳng trị của W trong ô hình lục giác.

Các dòng địa vật lý xuất hiện trên các hành tinh quay nên hiệu ứng quay ảnh hưởng đến đối lưu. Do vậy phải giải bài toán Rayleigh gốc có đưa thêm hiệu ứng quay vào. Hệ phương trình Navier - Stokes ở trong hệ tọa độ quay với tốc độ góc Ω cố định sẽ có hai gia tốc tưởng tượng xuất hiện trong các phương trình gia tốc thứ nhất là gia tốc hướng tâm do sự quay. Gia tốc này kết hợp với các lực hút tạo trọng lực thực. Gia tốc thứ hai tỷ lệ với tốc độ tương đối so với hệ tọa độ quay và gọi là gia tốc Coriolis. Gia tốc này phụ thuộc vào vĩ độ nhưng đối với một vùng nhỏ trong đó xuất hiện đối lưu thì có thể coi nó là hằng số. Ở đây độ sâu của đối lưu phải nhỏ hơn nhiều so với bán kính của hành tinh. Ta lấy hai mặt phẳng song song là hai mặt đẳng thế vị để xét bài toán này. Các phương trình Boussinesq được tuyến tính hóa sẽ có dạng:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \mathbf{u} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{x}} + f \mathbf{v} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{y}} + f \mathbf{u}\end{aligned}\quad (1.69)$$

Ở đây $f = 2\Omega$. Các phương trình khác trong (1.62) vẫn giữ nguyên như cũ.

Biến đổi hệ (1.69), sử dụng phương trình liên tục ta tìm được

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial z} = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial y^2}\right) - f \xi \quad (1.70)$$

Ở đây $\xi = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y}$ là thành phần thẳng đứng của xoáy tương đối.

Khi áp suất trong (1.70) và // // // thứ nguyên hóa các biến độc lập ta được:

$$\begin{aligned}\left(\sigma \frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2\right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2\right)^2 \nabla^2 \mathbf{W} &= \mathbf{R}_a \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2\right) \left(\frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial y^2}\right) \\ &\quad - \mathbf{T}_0 \left(\sigma \frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2\right) \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial z^2}\end{aligned}\quad (1.71)$$

Ở đây $\mathbf{T}_0 = \frac{f^2 H^4}{\nu^2}$ là số Taylor nó đặc trưng cho mức độ quan trọng tương đối của gia tốc coriolis và gia tốc nhớt.

Vì các hệ số của (1.71) là cố định và giả thiết các nghiệm tuần hoàn theo phương ngang và thời gian nên ta thay (1.67) vào (1.71) sẽ nhận được phương trình cho số sóng k :

$$\begin{aligned}\left(\sigma \mathbf{w} + k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right) \left(\mathbf{w} + k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right)^2 \left(k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right) \mathbf{w}_1 &= \\ \mathbf{R}_a \left(\mathbf{w} + k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right) k^2 \mathbf{w}_1 + \mathbf{T}_0 \left(\mathbf{v} \mathbf{w} + k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right) \frac{d^2 \mathbf{w}}{dz^2}\end{aligned}\quad (1.72)$$

Ta xét trường hợp đối lưu xuất hiện không có dao động. Trạng thái ổn định được xác định bằng tần số góc của dao động bằng không ($w = 0$). Khi đó (1.72) có dạng:

$$\left(k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right) \left[\left(k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right)^2 W_1 - R_a k^2 W_1 - T_0 \frac{d^2 W_1}{dz^2} \right] = 0 \quad (1.73)$$

Tích phân hai lần (1.73) ta được

$$\left[\left(k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right)^3 - R_a k^2 - T_0 \frac{d^2}{dz^2} \right] W_1 + F = 0 \quad (1.74)$$

Ở đây F là hàm số thỏa mãn

$$\left(k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right) F = 0 \quad (1.75)$$

và điều kiện biên

$$F = 0 \quad \text{tại} \quad Z = 0, 1 \quad (1.76)$$

Từ (1.75) và (1.76) ta thấy F phải bằng không trong miền xác định của nó nên (1.74) có dạng:

$$\left[\left(k^2 - \frac{d^2}{dz^2}\right)^3 - T_0 \frac{d^2}{dz^2} - R_a k^2 \right] W_1 = 0 \quad (1.77)$$

Nghiệm của (1.77) lại có thể tìm ở dạng:

$$W_1 = \sum_{n=1}^{\infty} A^n \sin(\pi n z)$$

Với $n = 1$ thì hệ thức cho số Reyleigh tới hạn sẽ là:

$$R_a = \frac{1}{k} \left[(k^2 + \pi^2)^3 + \pi^2 T_0 \right] \quad (1.78)$$

Từ hệ thức này cho thấy sự quay làm tăng số Rayleigh tới hạn và do vậy nó làm ổn định chất lỏng.

Ta tìm giá trị k để R_a đạt giá trị nhỏ nhất. R_a đạt giá trị nhỏ nhất khi

$$(\tau + 1)^2 (2\tau - 1) = \frac{T_0}{\pi^4}$$

với $\tau = k^2 / \pi^2$

Khi $T_0 \rightarrow \infty$ thì $\tau = \tau_c$ ta có thể tìm được

$$\lim_{T_0 \rightarrow \infty} \tau_c = \left(\frac{T_0}{2\pi^4} \right)^{1/3}$$

$$\lim_{T_0 \rightarrow \infty} k_c = \left(\frac{1}{2} \pi^2 T_0 \right)^{1/6}$$

và từ (1.78) tìm được

$$\lim_{T_0 \rightarrow \infty} R_{ac} = \frac{3}{2} (2\pi^4)^{1/3} T_0^{2/3} \quad (1.79)$$

Với sự quay hữu hạn, hệ số nhớt ν nhỏ thì T_0 cũng lớn và R_{ac} cũng lớn. Vì thế Gradient nhiệt độ tới hạn trong trường hợp này cũng có thể xác định được từ công thức R_a

$$R_a = \frac{\gamma H^4}{\nu K}$$

và (1.79):

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} \gamma_c = \frac{3}{2} (2\pi^4)^{1/3} \cdot \left(\frac{f}{H} \right)^{4/3} \cdot K \nu^{-1/3} \quad (1.80)$$

Từ đây ta thấy với giá trị f xác định và ở giá trị giới hạn của nhớt triệt tiêu thì đối lưu không thể hình thành.

Khi điều kiện biên đối xứng được áp dụng cho hình vuông, hình tam giác hay hình lục giác thì lời giải cho ô đối lưu hai chiều với điều kiện biên WB triệt tiêu trên biên sẽ có dạng:

$$W = W_0 \cos k_x \sin \pi z$$

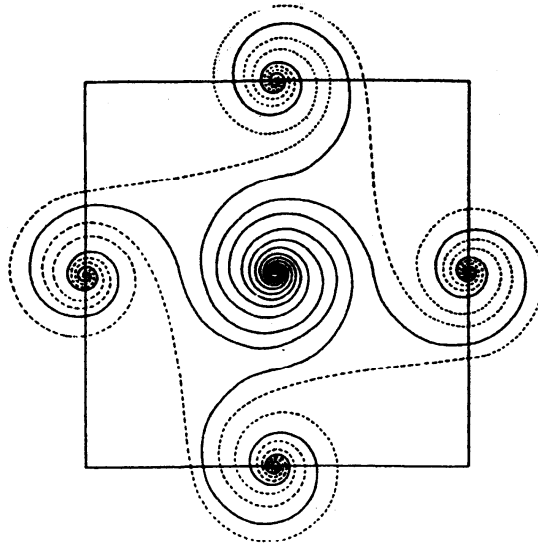
$$u = -\frac{\pi}{k} W_0 \sin k_x \cos \pi z$$

$$v = \sqrt{T_0} \frac{\pi}{k} (\pi^2 + k^2)^{-1} w_0 \sin k_x \cos \pi x.$$

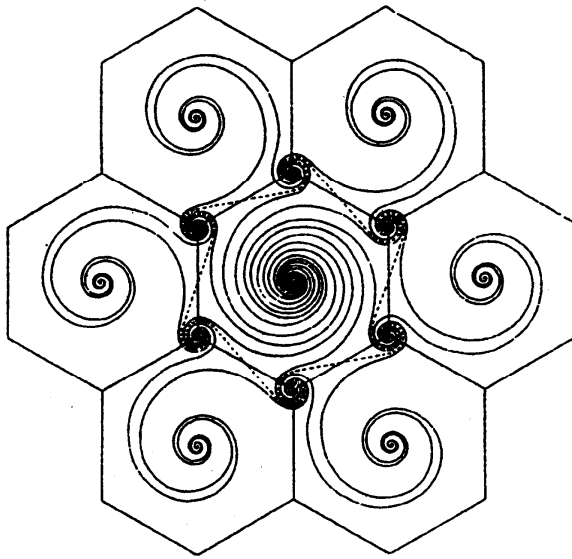
Ở đây u và v là các thành phần tốc độ vuông góc và song song với trục của ô vì

$$\frac{v}{u} = \frac{\sqrt{T_0}}{\pi^2 + k} = \text{const}$$

nên chuyển động ngang dọc theo đường thẳng. Các đường dòng trong ô hình vuông và lục giác được biểu diễn trên hình (1.9) và (1.10).



Hình 1.9. Đường dòng trong ô đối lưu quay hình vuông (chandrasekha 1961)



Hình 1.10. Đường dòng trong ô đối lưu quay hình lục giác (chandrasekha 1961)

1.5.3. Lớp biển đối lưu

Lớp biển đối lưu là mặt gần mặt đất. Lớp này thường thấy vào ngày hè khi mặt đất nóng hơn không khí và nóng hơn nhiều so với mặt biển. Đối lưu quy mô lớn trong dòng chảy địa vật lý khác với đối lưu trong phòng thí nghiệm là bề mặt đất gồ ghề bởi địa hình, thực vật, nhà cửa và thường có gió nhẹ trên mặt đất. Chính gió nhẹ này có một hiệu ứng quan trọng lên cấu trúc của lớp biển đối lưu.

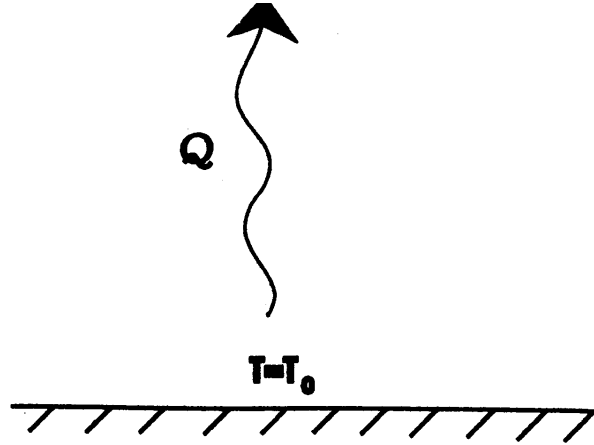
Giả thiết ta có một lớp chất lỏng không giới hạn đứng yên trên mặt sàn. Lớp này lạnh đi một đại lượng Q trong khi đó biên dưới được giữ ở nhiệt độ không đổi (hình). Do mặt dưới nóng hơn chất lỏng nên ta hy vọng chất lỏng sẽ đối lưu. Sau một thời gian dài hệ thống sẽ đạt trạng thái cân bằng tĩnh, trong đó lượng nhiệt tiêu tán Q cân bằng với dòng nhiệt đối lưu. Ở thời điểm đó nếu như ta bỏ qua khuếch tán phân tử thì chỉ có một tham số có thứ nguyên trong hệ thống:

$$Q_0 = \int_0^{\infty} g \beta \dot{T} dz$$

Ở đây $\dot{T}$ biểu diễn tốc độ làm lạnh, β là hệ số giãn nở nhiệt. Đại lượng Q_0 có thứ nguyên $L^2 T^{-3}$. Thông lượng nổi $W'B'$ thỏa mãn:

$$\overline{W'B'} = Q_0 \quad (1.81)$$

và nó không đổi theo độ cao.



Hình 1.11: Lớp chất lỏng không giới hạn, đứng yên có nhiệt độ mặt dưới là T_0

Do mặt đất gồ ghề nên ta cảm thấy có một yếu tố gồ ghề quy mô nhỏ với kích thước khoảng vài cm và nó lớn hơn nhiều so với độ dày của lớp khuếch tán. Ta ký hiệu quy mô độ dài của độ gồ ghề này là Z_0^T . Nếu ta ký hiệu q_0 là quy mô tốc độ đối lưu rồi thì ta tìm được:

$$q_0 \sim (Z_0^T Q_0)^{1/3}$$

và

$$g\beta |T'|_0 \approx Q_0^{2/3} (Z_0^T)^{-1/3}$$

Khi đó gradien nhiệt độ trung bình trong chất lỏng sẽ là:

$$g\beta \cdot \frac{d\bar{T}}{dz} = -c_1 Q_0^{2/3} z^{-4/3}$$

Ở đây C_1 là hằng số. Nếu tích phân phương trình trên ta tìm được

$$\bar{T} = \bar{T}_0 - \frac{3c_1}{g\beta} Q_0^{2/3} \left[(Z_0^T)^{-1/3} - Z^{-1/3} \right]$$

Ở đây $\bar{T}_0$ là nhiệt độ trung bình ở mực Z_0^T . Ở độ cao lớn nhiệt độ sẽ tiến đến giá trị $\bar{T}_A$

$$\bar{T}_A = \bar{T}_0 - \frac{3c_1}{g\beta} Q_0^{2/3} (Z_0^T)^{-1/3} \quad (1.82)$$

Từ (1.81) và (1.82) ta tìm được thông lượng nổi

$$\overline{W'B'} = (3c_1)^{-3/2} (Z_0^T)^{1/2} [g\beta(\bar{T}_0 - \bar{T}_A)]^{3/2}$$

Nếu ta biết $\bar{T}_0$ và $\bar{T}_A$ ta có thể tính được thông lượng nổi $\overline{W'B'}$.

Nếu ta ký hiệu θ là đại lượng thụ động có thông lượng nổi của nó là F thì ta tìm được:

$$\frac{d\bar{\theta}}{dz} = -c_2 F \cdot Q_0^{-1/3} z^{-4/3}$$

Ở đây c_2 là hằng số không thứ nguyên. Tích phân phương trình này ta được:

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_A + 3c_2 F Q_0^{1/3} z^{-1/3}$$

Ở đây $\bar{\theta}_A$ là giá trị của θ ở $z = \theta$.

Lớp biên đối lưu thực phức tạp hơn do độ dày của nó giới hạn và có gió nhẹ. Gió này tương tác với rối được hình thành trên bề mặt. Nếu ta ký hiệu

$$M = \overline{u'w'}$$

và quy mô tốc độ rối q :

$$q \sim M^{1/2}$$

thì gradien tốc độ giờ trung bình sẽ là

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = c_3 \cdot \frac{M^{1/2}}{z} \quad (1.83)$$

Ở đây c_3 là hằng số không thứ nguyên $(c_3)^{-1}$ được gọi là hằng số carman được xác định thực nghiệm nằm giữa 0,35 và 4,0.

Tích phân (1.83) theo z với điều kiện

$\bar{u} = 0$ tại $z = z_0$ ta được

$$\bar{u} = c_3 M^{1/2} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1.84)$$

Ở đây z_0 là độ gồ ghề cho động lượng.

Nếu ký hiệu F là thông lượng bề mặt của đại lượng θ thì

$$\frac{d\bar{\theta}}{dz} = -c_4 \frac{FM^{-1/2}}{Z}$$

Ở đây c_4 là hằng số. Tích phân phương trình trên ta được

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_0 - c_4 FM^{-1/2} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1.85)$$

Ở đây $\bar{\theta}_0$ là giá trị của $\bar{\theta}$ ở mặt dưới.

Từ (1.84) và (1.85) ta có thể tìm được F khi biết $\bar{u}$ và $\bar{\theta}$ ở mực z bất kỳ:

$$F = \frac{1}{c_3 c_4} \bar{u}_a (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}) \left(\ln \frac{z}{z_0} \right)^{-2} \quad (1.86)$$

Từ các thông số có thứ nguyên Q_0 và M ta đưa ra quy mô độ dài:

$$L = -M^{3/2} Q_0^{-1} \quad (1.87)$$

Nếu ta lấy giá trị M và Q_0 ở bề mặt thì sẽ được

$$L = - \frac{\overline{u'w'}}{\overline{w'B'}}$$

Đây là quy mô độ dài Monin - Qbukov. Giá trị này âm khi thông lượng nổi dương. Ở đây $-L$ có nghĩa là độ cao mà trên đó thì vai trò đối lưu là chính còn dưới nó thì vai trò rối là chính. Như vậy tính chất của rối là hàm của $\left(\frac{z}{L} \right)$. Hàm này được xác định từ thực nghiệm nhưng nó phải là quan hệ hàm chính xác khi chỉ có đối lưu ($-L \rightarrow 0$) (lớp biên đối lưu) và chỉ có rối (lớp biên cơ học) ($-L \rightarrow \infty$).

Nếu ta xem T là đại lượng thụ động trong lớp biên cơ học và u là đại lượng thụ động trong lớp biên đối lưu thì từ các hệ thức trên ta tìm được:

$$\begin{aligned}
 g\beta \frac{d\bar{T}}{dz} &= \begin{cases} -c_4 Q_0 M^{-1/2} Z^{-1} & \frac{Z}{-L} \rightarrow 0 \\ -c_1 Q_0^{2/3} Z^{-4/3} & \frac{Z}{-L} \rightarrow \infty \end{cases} \\
 \frac{d\bar{u}}{dz} &= \begin{cases} c_3 M^{1/2} Z^{-1} & \frac{Z}{-L} \rightarrow 0 \\ -c_2 M Q_0^{-1/3} Z^{-4/3} & \frac{Z}{-L} \rightarrow \infty \end{cases} \\
 \frac{d\bar{\theta}}{dz} &= \begin{cases} -c_4 F M^{-1/2} Z^{-1} & \frac{Z}{-L} \rightarrow 0 \\ -c_2 F Q_0^{-1/3} Z^{-4/3} & \frac{Z}{-L} \rightarrow \infty \end{cases} \quad (1.88)
 \end{aligned}$$

Các hàm thỏa mãn điều kiện trên đã được Businger tìm được năm 1971.

$$\begin{aligned}
 g\beta \frac{d\bar{T}}{dz} &= -c_4 Q_0 M^{-1/2} Z^{-1} \left[1 + \left(\frac{c_4}{c_1} \right)^3 \cdot \left(\frac{Z}{-L} \right) \right]^{-1/3} \\
 \frac{d\bar{u}}{dz} &= c_3 M^{1/2} Z^{-1} \left[1 + \left(\frac{c_3}{c_2} \right) \cdot \left(\frac{Z}{-L} \right) \right]^{-1/3} \\
 \frac{d\bar{\theta}}{dz} &= -c_4 F M^{-1/2} Z^{-1} \left[1 + \left(\frac{c_4}{c_2} \right)^3 \cdot \left(\frac{Z}{-L} \right) \right]^{-1/3}
 \end{aligned}$$

Năm 1974 Dyer đã tìm được các hàm này ở dạng:

$$\begin{aligned}
 g\beta \frac{d\bar{T}}{dz} &= -\frac{0,74}{k} Q_0 M^{-1/2} Z^{-1} \left[1 + 9 \left(\frac{Z}{-L} \right) \right]^{-1/2} \\
 \frac{d\bar{u}}{dz} &= \frac{1}{k} M^{-1/2} Z^{-1} \left[1 + 15 \left(\frac{Z}{-L} \right) \right]^{-1/4}
 \end{aligned}$$

Ở đây k là hằng số carman ($\approx 0,35$)

Các hàm này cho biết kết quả khá phù hợp với thực tế.

Nếu ta tích phân các hệ thức (1.88) trong các trường hợp chỉ có đối lưu hoặc chỉ có xáo trộn rối thì sẽ được:

$$Q_0 = g\beta(\bar{T}_0 - \bar{T}_a) \begin{cases} \frac{c_3}{c_4} & \text{khi } \frac{Z}{-L} \rightarrow 0 \\ w^* & \text{khi } \frac{Z}{-L} \rightarrow \infty \end{cases}$$

$$M = \bar{u}_a \begin{cases} u^* & \text{khi } \frac{Z}{-L} \rightarrow 0 \\ \frac{c_1}{c_x} w^* & \text{khi } \frac{Z}{-L} \rightarrow \infty \end{cases}$$

$$F = (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_a) \begin{cases} \frac{c_3}{c_4} u^* & \text{khi } \frac{Z}{-L} \rightarrow 0 \\ \frac{c_1}{c_x} w^* & \text{khi } \frac{Z}{-L} \rightarrow \infty \end{cases}$$

Ở đây các đại lượng có chỉ số a là giá trị hàm tại độ cao Z_a bất kỳ thường lấy ở mực máy gió cầm tay

$$u^* = c_3^{-2} \left(\ln \frac{Z_a}{Z_0} \right)^{-2} \bar{u}_a$$

$$w^* = (3c_1)^{-3/2} \left[g\beta(\bar{T}_0 - \bar{T}_a) Z_0^T \right]^{1/2}$$

Các đại lượng u^* và w^* có thứ nguyên tốc độ và được gọi là tốc độ ma sát và tốc độ đối lưu.

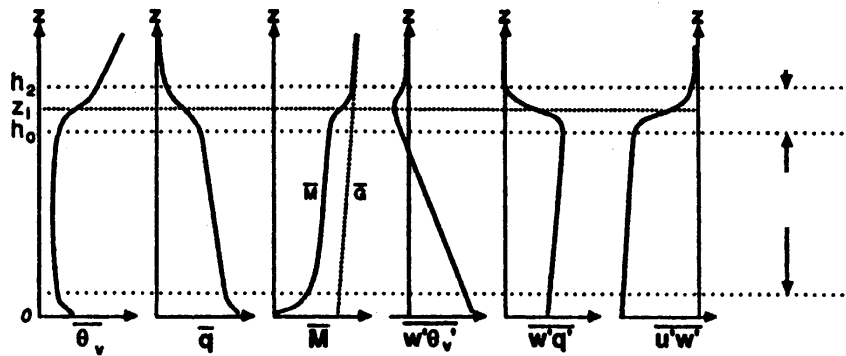
Các dạng đơn giản cho các công thức nội suy có thể là:

$$Q_0 = g\beta(\bar{T}_0 - \bar{T}_a) \sqrt{\left(\frac{c_3}{c_4} u^* \right)^2 + w^{*2}}$$

$$M = \bar{u}_a \sqrt{u^{*2} + \left(\frac{c_1}{c_2} w^* \right)^2}$$

$$F = (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_a) \sqrt{\left(\frac{c_3}{c_4} u^* \right)^2 + \left(\frac{c_1}{c_2} w^* \right)^2}$$

Giá trị của các Profil nhiệt độ thế vị ảo (θ_v) độ ẩm riêng và tốc độ ngang được biểu diễn trên hình (1.12)



Hình 1.12. Các Profil đặc trưng của các đại lượng trong lớp biến đổi lưu: ($\bar{\theta}_v$) nhiệt độ thế vị ảo trung bình

$\bar{q}$: độ ẩm riêng

$\bar{M}$: tốc độ trung bình

$\overline{W'\theta'_v}$: thông lượng nổi

$\overline{W'q'}$: thông lượng ẩm

$\overline{U'W'}$: thông lượng động lượng.

Đến lớp nghịch nhiệt Z_i thì độ dài Mômin-obukhov L_i bị gián đoạn, quy mô độ dài Z_i trở nên quan trọng. Lớp mỏng chuyển tiếp biến đổi hầu như tất cả các tính chất khi đi qua lớp này và nó được gọi là "dải cuốn hút" vì rồi cuốn hút không khí từ khí quyển tự do vào lớp biên khí quyển.

Lớp biên rối có ý nghĩa lớn đối với hoàn lưu khí quyển vì nó truyền nhiệt, động lượng hơi nước, tạp chất, v.v... từ mặt đất vào khí quyển.

1.5. Đối lưu ẩm

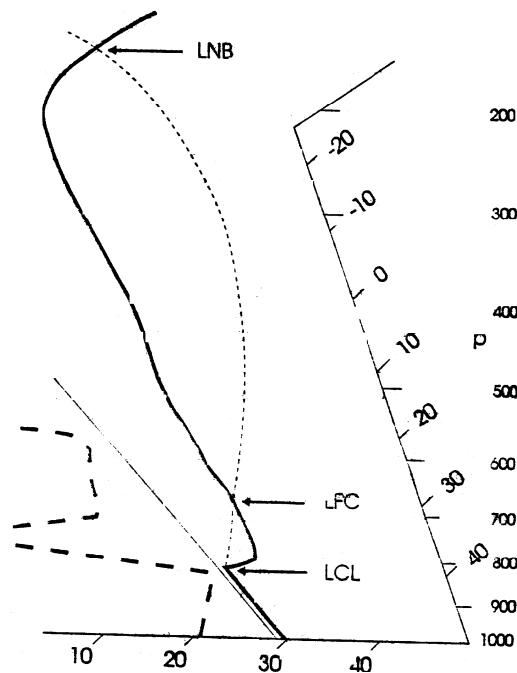
Khi không khí đi lên, áp suất giảm đi nếu không có nguồn nhiệt hoặc mất nhiệt thì nó sẽ lạnh đi theo gradien đoạn nhiệt khô (/////////100m). Nếu trong thể tích khí có ép hơi nước thì độ ẩm tương đối tăng dần và đạt bão hòa ở độ cao nào đó. Sau khi bão hòa hơi nước sẽ ngưng kết thành nước hoặc băng. Phần tử khí có các tính chất nhiệt động lực xác định thì đến mức áp suất nhất định xảy ra ngưng kết. Mức đó gọi là mức nâng ngưng kết (lifted condensation level) viết tắt là LCL. Hơi nước ngưng kết trên các nhân ngưng kết. Sự phân bố của các hạt nước theo kích thước được xác định bằng sự phân bố ban đầu của các nhân ngưng kết theo kích thước các hạt nước nhỏ ban đầu hình thành do ngưng kết sau đó chúng lớn lên do tái hợp.

Khi ngưng kết hơi nước sẽ có nhiệt tỏa ra dQ

$$dQ = -L_v dq$$

Ở đây L_v là ẩn nhiệt hóa hơi của nước khi đi qua mức ngưng kết của mình phần tử đó trở nên bão hòa và quá trình ngưng kết hơi nước vẫn tiếp tục. Nhiệt ngưng kết đốt nóng phần tử khí nên gradien nhiệt độ của phần tử ở đây nhỏ hơn gradien đoạn nhiệt khô. Nó gọi là gradien đoạn nhiệt ẩm. Gradien đoạn nhiệt ẩm không phải là hằng số như gradien đoạn nhiệt khô ở lớp thấp, nhiệt độ cao, độ ẩm lớn nó chỉ bằng 1/3 gradien đoạn nhiệt khô. Khi lên cao, hơi nước ngưng kết hết gradien đoạn nhiệt ẩm tiến đến giá trị của gradien đoạn nhiệt khô. Phần tử khí của không khí mây đi lên là đoạn nhiệt nhưng "chất lỏng" ở đây là tổng hợp của không khí khô, hơi nước và nước. Chúng ta coi sự di chuyển của không khí trong mây như đoạn nhiệt ẩm. Khi ngưng kết tất cả các sản phẩm ngưng kết rời khỏi hệ thống thì

quá trình đó là quá trình đoạn nhiệt giả. Để đánh giá độ ổn định khí quyển cho quá trình đối lưu ẩm người ta thường dùng giản đồ nhiệt động học (hình 1.13)



Hình 1.13. Giản đồ nhiệt động học biểu diễn thám sát khí quyển 0^h ngày 7/5/1986.

Trên hình (1.13) đường mảnh là đường đoạn nhiệt khô, đường cong đứt là đường đoạn nhiệt giả, đường liền đậm là đường phân tầng, đường đứt dày là đường nhiệt độ điểm sương.

Sự ổn định có thể đánh giá gần đúng bằng cách dịch chuyển phần tử khí theo đường đoạn nhiệt khô đến mực ngưng kết của nó, sau đó đi theo đường đoạn nhiệt giả, đồng thời so sánh nhiệt độ của nó với nhiệt độ môi trường mà nó đã đi qua.

Phần tử đi lên từ gần mặt đất đầu tiên không có lực nổi vì nó đi lên qua lớp biển đối lưu khô lực nổi là hằng số. Sau khi nó đi qua mực ngưng kết của nó (LCL) nó thường có lực nổi âm trên một khoảng nào đó. Ở đây phần tử đi lên bị lực nổi âm kéo xuống buộc phần tử quay trở lại. Như vậy đối với sự dịch chuyển nhỏ đi lên ở đây là ổn định. Đối với các phần tử dịch chuyển đi lên với tốc độ lớn nó trở nên có độ nổi dương và có gia tốc đi lên đến độ cao lớn. Mực áp suất mà ở đó phần tử đã xét lần đầu có độ nổi dương được gọi là mực đối lưu tự do (level of free convection-LFC).

Mực áp suất mà ở đó lực nổi trở nên âm được gọi là mực độ nổi trung tính (level of neutral buoyancy - LNB). Như vậy khí quyển là ổn định đối với sự di chuyển nhỏ theo phương thẳng đứng của không khí lớp biển và nó là bất ổn định đối với sự di chuyển lớn theo phương thẳng đứng. Loại ổn định trung gian như thế này thường gặp trong đối lưu ẩm. Đôi khi vấn đề này được đề cập đến như trạng thái bất ổn định có điều kiện nhưng kỹ thuật xác định đại lượng này chỉ bao hàm nghĩa bất ổn định cho không khí đã bão hòa chứ không bao hàm nghĩa cho trạng thái trung gian.

Khả năng của khí quyển là tích và lưu giữ năng lượng sau hàng rào thế năng. Hàng rào này tồn tại trong trạng thái ổn định trung gian và cho phép giải phóng năng lượng khi nó dịch chuyển hoặc phá vỡ. Điều này giải thích được sự mạnh mẽ của các dạng đối lưu ẩm như dòng, mưa đá.

Điều này còn có nghĩa là đối lưu xuất hiện thì nó không thể xem là có ích trong điều kiện cân bằng trình học với các quá trình tạo ra bất ổn định như trong trường hợp của lớp biển đối lưu. Dự báo đối lưu "không cân bằng" là một bài toán khó, phức tạp tổng hợp các đại lượng về độ bất ổn định, hàng

rào thế năng sự tồn tại và độ lớn của ngưỡng bùng nổ. Mặt khác độ lớn của hàng rào thế năng tồn tại ở nhiệt đới nhỏ hơn nhiều so với ở vĩ độ trung bình (hình 1.14) và một sự tranh luận rất lớn là đối lưu ẩm ở nhiệt đới là khép kín đối với trạng thái cân bằng trình học.

Thế năng đối với phần tử khí khi di chuyển từ vị trí hiện tại của nó đến mực lực nổi trung tính được gọi là thế năng đối lưu có thể (convective available Potential Enesegy - CAPE).

$$\begin{aligned} \text{CAPE} &= \int_{Z}^{\text{LNB}} B dz = \int_{Z}^{\text{LNB}} \frac{g}{T_a} (T_{ap} - T_a) dz \\ &= \int_{\text{LNB}}^P R(T_{vp} - T_v) dP \quad (1.89) \end{aligned}$$

Ở đây B là lực nổi đối với 1 đơn vị khối lượng, T_a - nhiệt độ ảo, T_{ap} là nhiệt độ ảo của phần tử.

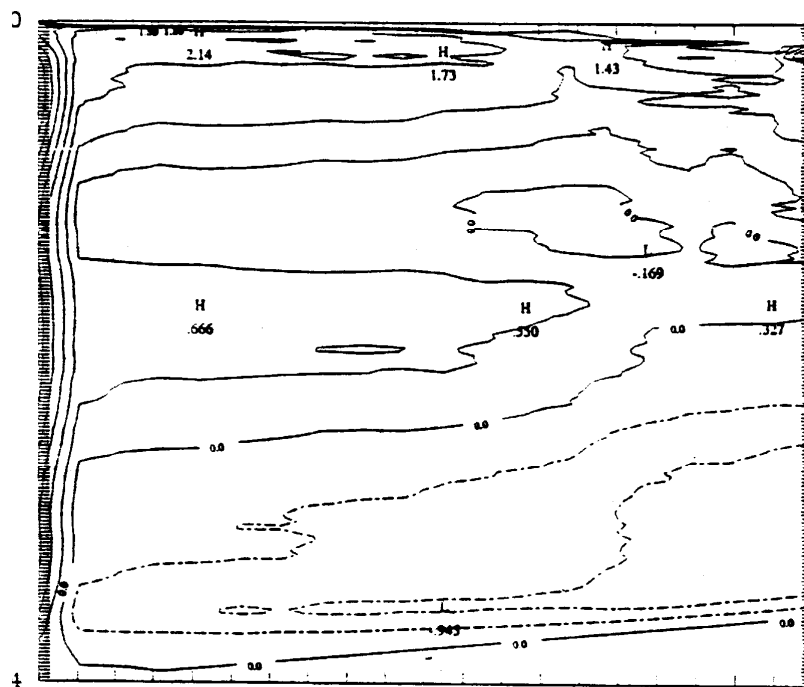
Thế năng đối lưu có thể của phần tử khí được chia thành hai phần. Phần dương được tính từ mực đối lưu tự do lên trên và phần âm từ mực ngưng kết đến mực đối lưu tự do của nó và ký hiệu là PA (Positive are) và NA (Negative area).

$$\text{CAPE} = \text{PA} - \text{NA}$$

$$\begin{aligned} \text{PA} &= \int_{\text{LNB}}^{\text{LFC}} R(T_{vp} - T_v) d \ln P \\ \text{NA} &= \int_{\text{LFC}}^{\text{LCL}} R(T_v - T_{vp}) d \ln P \quad (1.90) \end{aligned}$$

Như vậy NA biểu diễn độ lớn của hàng rào thế năng đối với đối lưu. Lưu ý là hình 1.13 được biểu diễn dưới trên hệ tọa độ trục nhiệt độ là tuyến tính còn trục kia là logarit của áp suất. Điều này có nghĩa là các đại lượng CAPE và PA, NA tỷ lệ với diện tích của miền giới hạn bởi các đường nhiệt độ môi trường và nhiệt độ phần tử dịch chuyển đoạn nhiệt. Lượng CAPE đối với phần tử không nhằm với tổng thế năng có thể dành cho đối lưu chuyển thành động năng của cột khí. Động năng của cột khí được gọi là thế năng có thể available Potential Energy APE và nó được xác định như hiệu giữa toàn bộ năng lượng chứa trong không khí và năng lượng tối thiểu nó có thể có sau khi chuyển dịch khối lượng đoạn nhiệt một cách hợp lý. Đối với không khí gần mặt đất thì CAPE có thể rất lỏng song APE lại rất nhỏ, nếu như không khí bất ổn định. Vì thế năng chiếm giữ một lớp mỏng. Trong trường hợp này khối lượng không khí bất ổn định đi lên chiếm một phần rất nhỏ trong tổng khối lượng không khí trong cột khí quyển.

Việc tính toán trên giản đồ các đại lượng đặc trưng của đối lưu là phương pháp cổ điển, ngày nay ta có thể tính trên các máy tính và việc dùng các giản đồ trở nên không cần thiết. Một cách hợp lý, thuận tiện biểu diễn độ ổn định khí quyển đối với đối lưu ẩm được biểu diễn trên hình (1.15)

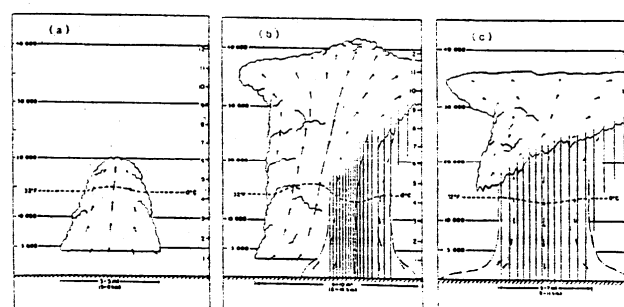


Hình 1.15. Sự khác nhau giữa nhiệt độ của phần tử đi lên và môi trường được lấy trung bình từ vài trăm lần quan trắc ở vùng đảo ở nhiệt đới Tây Thái bình dương thuộc Kapingamaranga.

Ở đây đi lên đoạn nhiệt được máy tính tính còn sự khác nhau giữa nhiệt độ ảo của phần tử đi lên và của môi trường được lấy trung bình theo nhiều quan trắc ở nhiệt đới. Trục tung là mực áp suất phần tử chuyển đến trục hoành là mực áp suất mà ở đó phần tử khí hình thành.

1.6. Mây đối lưu không mưa

Khi mây đối lưu mỏng hoặc tồn tại ngắn thì các quá trình vi mô liên kết các hạt nhỏ thành hạt lớn đủ để rời khỏi mây và đạt đến mặt đất thành mưa. Trong trường hợp tốc độ dòng thành đủ lớn thì quá trình trên sẽ không tạo ra mưa. Trong trường hợp này toàn bộ nước ngưng kết trong mây cuối cùng lại bay hơi và như vậy tích phân theo phương thẳng đứng và theo thời gian của giải phóng ẩn nhiệt bằng không.



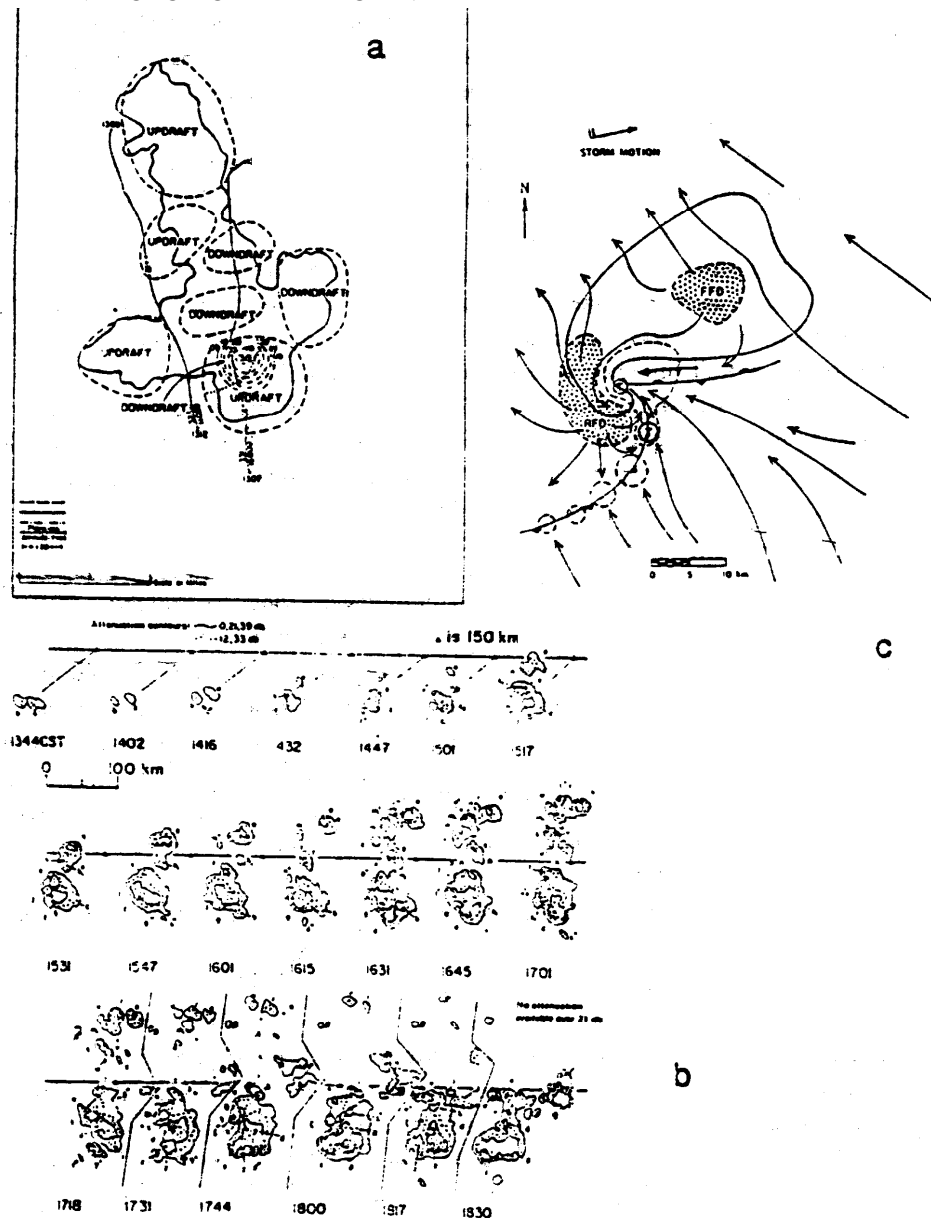
Hình 1.16. Hàm lượng nước (g/m³) trong mây cumulus ở độ cao 2000, 2350 và 2650 met chân mây ở khoảng 1000met.

Cụ thể như trong trường hợp Cumulus humilis trade cumulus và mây stratocumulus. Mặc dù không có ẩn nhiệt giải phóng ngưng kết và bay hơi của nước có hiệu ứng mạnh đến động lực mây và đến vận chuyển thẳng đứng nhiệt và nước do đối lưu. Trên hình (1.16) trình bày thí dụ về cấu trúc vi mô quan trắc được của mây đối lưu.

Một đặc điểm nữa của đối lưu ẩm khác với đối lưu thông thường là sự lạnh đi rất mạnh xuất hiện khi các hạt nước ngưng kết bay hơi lại. Để thấy rõ điều này ta xét đại lượng năng lượng hình học ẩm.

$$h_l = (C_{pd} + \tau_t C_{pv})T + gZ - L_v l \quad (1.91)$$

Đại lượng này bảo toàn trong quá trình dịch chuyển đoạn nhiệt và động năng được chuyển đổi thành nhiệt đồng thời nó là đại lượng đặc trưng cho sự nổi khí không có nước ngưng kết. Ở đây C_{pd} và C_{pv} là nhiệt dung đẳng áp của không khí và các hơi nước, Z là độ cao, l là độ chứa nước, τ_t là tỷ ẩm toàn phần của nước (dạng ngưng kết và dạng hơi).



Hình 1.17. Profil thẳng đứng của năng lượng tĩnh có hạt nước trong mây tích không mưa.

Trên hình (1.17) biểu diễn không khí đi lên đoạn nhiệt từ lớp biển vào mây không có mưa. Ngoài mây $l = 0$, h tăng tuyến tính theo độ cao vì tầng đối lưu có phân tầng ổn định với dịch chuyển chưa bão hòa. Như vậy h_l của không khí đi lên từ lớp biển thường nhỏ hơn giá trị đo của môi trường ở bất kỳ mực nào trên lớp biển. Giả sử không khí đi lên này xáo trộn với môi trường đến khi toàn bộ hạt nước bay hơi thì hỗn hợp cuối này sẽ có h_l nhỏ hơn giá trị h_l của môi trường không có xáo trộn rồi. Như vậy

ta có thể kết luận là hỗn hợp khí này có lực nổi âm so với môi trường. Ta có thể rút ra từ đây là bất kỳ hỗn hợp khí nước ở thể lỏng tự do nào đi lên đoạn nhiệt từ lớp biên khí quyển cùng với không khí môi trường thì đều là có lực nổi âm, mặc dù lực nổi không âm có thể xuất hiện dưới chân mây. Điều này không có đối với đối lưu thường. Hiệu ứng này rất lớn. Vì lý do đó mà mây đối lưu không mưa để có dòng giáng mạnh hình thành từ xáo trộn với môi trường. Các dòng giáng mạnh này là các thành phần cơ bản của mây đối lưu. Trong suốt quá trình tồn tại của loại mây này ở gần đỉnh mây có sự lạnh đi và ở gần chân mây thì có sự nóng lên, kết quả là tích phân dòng nhiệt theo chiều cao bằng không.

Số lượng mây "mây dịch" xuất hiện phụ thuộc điều kiện yếu đi trên quy mô lớn của các nhánh thấp cận nhiệt đới của hoàn lưu Hadley-walker. Đỉnh của mây loại này ở khoảng 2km trên mặt đất và nó tạo ra nghịch nhiệt lớn. Lớp nghịch nhiệt này được gọi là nghịch nhiệt mây dịch. Trên mực nghịch nhiệt này sự nóng lên của không khí hạ xuống cân bằng với sự lạnh đi bức xạ. Trong nghịch nhiệt mây dịch sự nóng lên do chuyển động giáng lớn hơn một chút và được cân bằng bởi lạnh đi bức xạ và bay hơi ở gần đỉnh mây. Sự lạnh đi bức xạ được cân bằng bởi tổng hợp của sự hạ xuống quy mô lớn và ổn nhiệt trong mây tích mây dịch. Lớp bao gồm nghịch nhiệt mây dịch, mây tích mây dịch và lớp dưới mây được gọi là lớp biển mây mây dịch.

Khi sự hạ xuống mạnh lên, hoặc mặt trái dưới lạnh đi hoặc cả hai quá trình trên đồng thời xảy ra thì đỉnh của lớp biển nói trên được phủ đầy mây và gọi là mây Stracumulus. Ở đây sự hạ xuống của không khí ở trên đỉnh của lớp biển này không đủ lớn để làm bay hơi hết hạt nước đã ngưng kết trong mây. Tổng ngân hàng nhiệt của lớp biển đỉnh mây stracumulus hoàn toàn khác với đại lượng này của lớp biển mây đối lưu mây dịch bởi vì toàn bộ sự lạnh đi do bức xạ tập trung của đỉnh mây.

Lớp Stracumulus là thành phần quan trọng của hệ thống khí hậu vì nó phản xạ bức xạ mặt trời đồng thời phát xạ sóng dài như bề mặt mây tự do. Chính vì thế lớp mây này được quan tâm nghiên cứu của nhiều nhà khoa học.

1.7. Đối lưu có mưa

Khi nồng độ hạt mây đủ lớn các quá trình vật lý tạo ra các hạt lớn hơn và các hạt này rơi với tốc độ cuối cùng tới hạn thì gọi là mưa. Ở đây có hai quá trình xảy ra là quá trình dính kết và quá trình Bergeron – Findeise. Quá trình dính kết tác động ở phần mây có nhiệt độ gần và trên điểm đóng băng và đòi hỏi có sự va chạm và dính kết các hạt nước riêng biệt. Không phải tất cả các hạt nước va chạm đều dính kết, một số hạt lớn còn bị vỡ ra. Khi nồng độ nước gần đến cân bằng giữa ngưng kết, dính kết và rơi khỏi mây thì phân bố theo kích thước của các hạt mây gần với phân bố loga – chuẩn. Phân bố này được gọi là phân bố Marshall – Palmer. Trong vùng mây mà ở đó sự dính kết đóng vai trò chính thì phổ kích thước tổng các hạt có hai đỉnh – một đỉnh ở các hạt mây nhỏ và một của phân bố Marshall – Palmer ở kích thước hạt mưa. Tốc độ hình thành mưa là hàm phi tuyến của nồng độ nước trong mây nó thường là hàm nhảy trong các mô hình mây: Toàn bộ nồng độ nước mây trong mây vượt một ngưỡng nhất định sẽ chuyển thành mưa theo một tốc độ xác định.

Khi nhiệt độ của mây thấp hơn 0°C hầu hết nước trong mây ở dạng các hạt nước quá lạnh. Độ kéo dài của mây ở dạng hạt nước quá lạnh phụ thuộc vào nhiều yếu tố, trong đó có tốc độ dòng thăng bản chất và nồng độ, sự phân bố của các nhân ngưng kết. Khi tuyết hoặc băng rơi vào vùng mây quá lạnh các hạt nước sẽ bay hơi và ngưng kết lại trên phần tử băng và làm cho phần tử băng lớn lên nhanh chóng. Đây là quá trình Bergeron – Findeisen. Quá trình này có thể phát triển vì áp suất hơi nước bão hòa trên băng nhỏ hơn trên hạt nước, khi ở cùng nhiệt độ. Như vậy hơi nước ở trạng thái cân bằng nhiệt động lực với hạt nước sẽ là quá bão hòa với hạt băng. Quá trình Bergerron – Findeisen tác động

mạnh trong mây có dòng thẳng mạnh và nhiệt độ nằm trong khoảng từ -40 đến 0°C . Ở nhiệt độ thấp hơn hạt nước đóng băng ngay nên không có các hạt nước quá lạnh.

Khi mây tích phát triển đủ rộng thì một hoặc cả hai quá trình nói trên bắt đầu hoạt động, động lực của nó bắt đầu thay đổi rất mạnh. Trước hết nước đã ngưng kết biến thể tích khí đó thành một thể tích khí với các tính chất nhiệt động lực khác hẳn. Vì nước ngưng kết có ma sát lớn với không khí và nó gây ra sự dịch chuyển lực nổi từ phân tử khí này sang phân tử khí khác. Sự xuất hiện nguồn lực nổi hay mất đi này không liên quan trực tiếp đến trạng thái nhiệt động lực của khí. Điều này cho thấy là hiệu ứng trên làm biến đổi động lực của đối lưu, đặc biệt là các dòng thẳng chứa đầy các hạt nước sẽ lan truyền rất chậm.

Như vậy đối lưu có thể chuyển từ đứng tại chỗ thành dao động

Đối lưu có mưa được hình thành dẫn đến sự sắp xếp không có trật tự các ổ đối lưu mỗi ổ kéo dài khoảng 45 phút và có đường kính 5-10 km. Sự tiến triển của các ổ đối lưu qua 3 giai đoạn: giai đoạn mây tích, giai đoạn trưởng thành và giai đoạn tan rã. Trong giai đoạn mây tích thì mây phát triển nhưng chưa có mưa hình thành. Quy mô thời gian của quá trình dính kết khoảng vài chục phút, nó cũng cùng bậc với quy mô thời gian động lực phát triển mây. Mưa bắt đầu với ổ khi bắt đầu giai đoạn trưởng thành và dòng giáng do mưa được hình thành và trải dài đến mặt đất. Sự lạnh được trải rộng và đọng lại trên mặt đất làm cho không thể có nhiều động áp suất và bất ổn định của không khí lớp biên bị dừng phát triển, dòng thẳng bắt đầu giảm dần và bắt đầu thời kỳ tan rã.

Mưa rào đối lưu điển hình là tập hợp của một nhóm các ổ đối lưu với các giai đoạn khác nhau của quá trình phát triển mây. Nhóm này có thể kéo dài vài giờ. Đây là dạng phổ biến của đối lưu có mưa, điều kiện nhất định các ổ mây phát triển mạnh, đối lưu đạt cường độ lớn thực tế, cường độ đối lưu và các tổ chức mây tăng theo độ lớn của độ lệch thẳng đứng của gió theo phương ngang và năng lượng bất ổn định (CAPE). Ở điều kiện tối đa mây đối lưu có thể mạnh tạo ra mưa đá, bão tố, không khí trong điều kiện này có entropi lớn. Đại lượng này tỷ lệ với logarit của nhiệt độ thể vị tương đương θ_e :

$$\theta_e = T \left(\frac{P_o}{P} \right)^{R/c_p} \exp \left[\frac{L_v \tau}{c_p T_{TCL}} \right] \quad (1.92)$$

Ở đây T_{LCL} là nhiệt độ ở mực ngưng kết của phần tử đi lên mà ta xét. Nhiệt độ này gần như không đổi trong quá trình đoạn nhiệt của không khí. Ở đây nhiệt độ nóng không khí do ngưng kết và bay hơi của nước.

Giá trị năng lượng bất ổn định CAPE lớn thường dẫn đến đối lưu với dòng thẳng mạnh và đôi khi cả dòng giáng cũng mạnh. Khi tốc độ dòng thẳng lớn, băng rơi qua dòng thẳng có thể lơ lửng đủ lâu để gặp các phần tử nước quá lạnh đi lên trong dòng thẳng. Các hạt nước quá lạnh đóng băng khi gặp các hạt băng rơi và hạt băng lớn lên do dính kết. Hạt nước đá được sinh ra. Nếu tốc độ phát triển đủ lớn các hạt nước đá rơi khỏi dòng thẳng đạt tới mặt đất thành mưa đá.

Dòng thẳng trong mây đối lưu mạnh có thể đạt đến tốc độ khoảng 50m/s. Thời gian dịch chuyển của phần tử khí trong dòng này nhỏ hơn nhiều so với quy mô thời gian hình thành mưa như vậy toàn bộ lượng nước ngưng kết ở dạng hạt mây (không mưa). Mây này rất đậm đặc và độ dày quang học lớn màu đen sẫm. Mây này quan sát được trên radar khí tượng. Dòng thẳng thường quan sát được ở dạng các mô hình tổ ong và đượ gọi là các vòm ra đa.

Giá trị lớn của năng lượng bất ổn định (CAPE) không đủ để đảm bảo đối lưu sẽ mạnh. Một thành phần quan trọng khác là độ lệch thẳng đứng của gió ngang. Độ lệch này quan trọng vì nó tạo ra sự tương tác giữa dòng thẳng đối lưu mạnh và trường gió xung quanh. Sự tương tác này làm tăng nhiều

động áp suất.

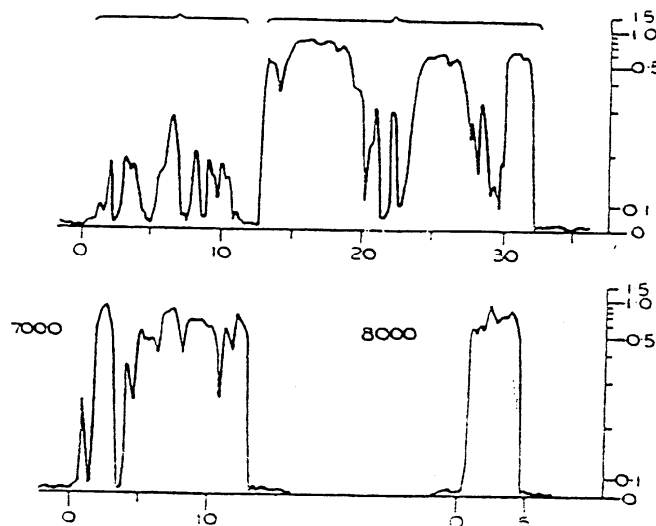
Nhiều động áp suất sẽ tạo ra gia tốc cho dòng thẳng vượt xa gia tốc do riêng lực nổi gây ra đồng thời nó tạo ra gia tốc nằm ngoài giai đoạn dòng thẳng của mình và nó làm cho phát sinh dòng, tổ. Điều này quan trọng vì nó cho phép dòng thẳng mãnh liệt này chuyển sang giai đoạn trưởng thành với vùng lạnh kéo dài ở mặt đất. Vùng lạnh này ngăn cách dòng thẳng với không khí có thể nâng nổi.

Sự tương tác giữa đối lưu mạnh và độ đứt của dòng chảy ở môi trường có thể dẫn đến sự quay của dòng thẳng và dòng giáng theo trục thẳng đứng một cách đáng kể. Điều này xảy ra vì các dòng thẳng và giáng làm nghiêng các thành phần xoáy ngang liên quan đến độ đứt dòng chảy xung quanh theo phương thẳng đứng. Điều này dẫn đến phát triển các xoáy quy mô vừa với đường kính khoảng 10 km và nó thường trùng khớp với dòng thẳng mạnh. Đây không hẳn là lốc song nó là bước chính của quá trình hình thành lốc.

Vì độ lệch thẳng đứng và CAPE tăng, sự hình thành các cơn lốc đối lưu lớn tạo ra sự hình thành của ổ đối lưu nhỏ. Những ổ dòng hình thành có thể mạnh kéo theo mưa đá, gió mạnh hoặc đôi khi thành bão yếu.

Mức độ hoàn hảo nhất của một ổ đối lưu ẩm được hình thành trong siêu ổ dòng sét. Dòng sét này được hình thành trong điều kiện khí quyển có CAPE lớn và độ đứt của gió cũng lớn.

Ổ này bao gồm hai phần là dòng thẳng và dòng giáng. Các dòng dày tồn tại ở trạng thái gần như ổn định. Cũng như các ổ dòng nhỏ, các ổ dòng sét lớn này lan truyền theo gió trung bình của lớp mây. Sự quay của dòng thẳng thường theo chiều xoáy thuận và vùng lạnh ở mặt đất chuyển động gắn chặt với đối lưu. Các siêu ổ có thể tạo ra lốc tố và các cơn lốc tố mạnh nhất thường xuất hiện từ các siêu ổ. Một vài dạng tổ chức ổ của các dạng khác nhau của đối lưu có mưa được biểu diễn trên hình (1.117)



Hình 1.17 Ba dạng tổ chức ổ của đối lưu có mưa.

- a/ Đối lưu có mưa rào thông thường.
- b/ Phản hồi ra đa của ổ dòng sét nhỏ ở các bước thời gian liên tiếp.
- c/ Sơ đồ chuyển động của không khí và mưa của một siêu ổ dòng sét.

1.8. Các tổ chức quy mô vừa của đối lưu.

Đối lưu thương tạo thành một cấu trúc có kích thước lớn hơn nhiều so với ổ đối lưu. Hai dạng

thông thường nhất của các hệ thống đối lưu quy mô vừa là đường đứt và hệ hỗn hợp đối lưu quy mô vừa. Ta xét từng loại trên.

1.8.1. Đường đứt

Đó là các đường thẳng hoặc đường cong của các ổ đối lưu. Các đường này dài từ 50 đến 1000 km. Các đường này dịch chuyển theo gió ở hầu hết hoặc tất cả các mực trong lớp mây và có cấu trúc hoàn toàn xác định như trên hình (1.18). Đường đứt tồn tại vài giờ trong khi đó các ổ đối lưu chỗi tồn tại từ 1/2 đến 1 giờ. Các ổ chủ yếu động thẳng được hình thành ở giai đoạn phát triển của hệ thống gần với dải mưa rào tạo ra giai đoạn phát triển của vùng lạnh. Các dòng thẳng này chuyển động lùi tương đối với hệ thống song vị trí của chúng trong các ổ lại tiến về phía trước. Các khối mây của các ổ tan rã tạo ra mây tầng rộng lớn ở phần trên của tầng đối lưu và được gọi là mây báo bão. Phụ thuộc gió của môi trường mây báo bão có thể trải rộng đến mặt froht hoặc chồm lên hệ thống hoặc cả hai.

Trung bình theo thời gian dòng khí của đường đứt bao gồm nhánh dòng thẳng hình thành trong lớp biên ở phía trước của hệ thống, phía sau của vùng dòng thẳng đối lưu mạnh và vùng mây báo bão ở phía trên của tầng đối lưu. Các dòng giáng được hình thành ở khu vực không khí có θ_e thấp ở giữa tầng đối lưu không khí này có thể đi vào hệ thống từ các sườn, vào thời gian hoặc không gian giữa các ổ dòng thẳng hoặc từ phía sau nơi thường giả thiết hình thành dòng giáng bên dưới lớp mây báo bão.

Đường đứt rất hay gặp nhưng trong điều kiện cụ thể đã cho thì đường đứt, cụm mây ổ dòng nhỏ hay các ổ siêu mạnh sẽ hình thành thì không xác định được một cách rõ ràng. Đây là một khó khăn của khí tượng.

1.8.2. Cụm mây và hệ hỗn hợp đối lưu quy mô vừa.

Mưa rào đối lưu thường hình thành các cụm mây với kích thước lớn hơn nhiều so với chính ổ dòng. Mây báo bão do ổ dòng sinh ra có thể rộng đến hàng chục ngàn km^2 . Nếu như đám mây báo bão đã lớn, đủ lạnh và đủ tròn trên ảnh vệ tinh thì hệ thống này được gọi hệ hỗn hợp đối lưu quy mô vừa. Ở vĩ độ trung bình hệ thống này thường cho mưa rào và gây lụt lớn. Ở nhiệt đới các cụm mây thường đứng trước các xoáy thuận nhiệt đới. Cũng như các đường đứt về mặt động lực của cụm mây và hệ hỗn hợp đối lưu quy mô vừa chưa hiểu hết được. Dường như cụm mây thể hiện pha đi lên của hoàn lưu quy mô lớn như sóng Rossby truyền trong khí quyển đối lưu.

1.9. Quần thể đối lưu

Từ lâu đã có quan điểm coi đối lưu là một quá trình cân bằng thống kê, trong đó các đặc tính thống kê (thí dụ vận chuyển nhiệt đối lưu) được xem như nó có do đạt cân bằng nhờ lực bên ngoài. Mặt khác đối lưu ẩm thường được coi là phản ứng lại của một hệ trung gian đối với sự nhiễu động. Như vậy đối lưu được tạo ra còn cách trạng thái cân bằng rất xa. Khả năng của thể năng cân trong đối lưu ẩm tạo ra sự ngăn cách đối lưu với trạng thái cân bằng. Một số dạng đối lưu ẩm như đối lưu mậu dịch, lớp biên mây tầng bình lưu được coi và mô hình hóa như các quá trình cân bằng. Trong khi đó nhiều quá trình khác lại xem như các quá trình đối lưu không cân bằng. Năm 1974 Azakawa – Schubert đã đóng kín sự mô tả đối lưu bằng giải thiết cân bằng thống kê của năng lượng giống như đóng kín đối với chuyển động tối. Đối lưu ở nhiệt đới được khép kín ở trạng thái cân bằng năng lượng, trong đó năng lượng nổi do các quá trình quy mô lớn tạo ra khi giải phóng sẽ cân bằng với sự tiêu tán trong mây. Điều này đúng trên quy mô không gian và thời gian lớn song không ứng dụng được cho các ổ mây riêng biệt. Từ đây cho thấy sự khác biệt giữa động lực ở mây và quần thể mây không rõ ràng.

Kiểm tra quần thể đối lưu về vật lý được tiến hành như sau: Trước hết coi không khí lớp biên khi quyển ổn định đến đỉnh lớp biên. Giả thiết cân bằng thống kê cho phép cho biến đổi theo thời gian của

sự bất ổn định bằng không tức là:

$$\frac{\partial}{\partial t} (h_b - b_{PBL}^*) = 0 \quad (1.93)$$

ở đây h_b là năng lượng tĩnh ẩm của không khí dưới mây.

$$h_b = (c_{pd} + \tau_t c_l) T + gz + L_v \tau \quad (1.94)$$

và

$$h^* = (c_{pd} + \tau_t c_l) T + gz + L_v \tau^* \quad (1.95)$$

Ở đây C_e là nhiệt dung của nước, τ^* là tỷ số hỗn hợp bão hòa. Chỉ số “b” là ký hiệu lớp dưới mây, chỉ số PBL ký hiệu trên đỉnh lớp biên.

Trong lớp biên, năng lượng tĩnh ẩm bị ảnh hưởng bởi các dòng bề mặt, các dòng giáng đối lưu từ trên cao vào lớp biên, sự cuốn hút rồi của không khí trên đỉnh lớp biên và sự lạnh đi do bức xạ. Trên lớp biên, năng lượng tĩnh ẩm bão hòa bị ảnh hưởng trực tiếp bởi các chuyển động thẳng đứng và sự lạnh bức xạ. Bỏ qua bình lưu quang, tính tất cả các hiệu ứng trên từ (1.93) có thể tìm được biểu thức cho thông lượng khối lượng đi lên qua chân mây M_b :

$$M_b = W_{PBL} + C_D |V_s| (h_o^* - h_b) + H_b Q_{rad} \left(\frac{\gamma_a}{\gamma_b} - 1 \right) \quad (1.96)$$

Ở đây W_{PBL} là tốc độ thẳng quy mô lớn ở đỉnh lớp dưới mây, M_b là độ sâu của lớp này. γ_a và γ_b là gradien đoạn nhiệt khô và đoạn nhiệt ẩm của nhiệt độ. c_p là hệ số trao đổi bề mặt không thư nguyên. V_s là modul tốc độ gió ở mặt đất, Q_{rad} là tốc độ làm lạnh bức xạ ở lớp dưới của tầng đối lưu, h_o^* là năng lượng tĩnh ẩm bão hòa ở mặt biển, h_m là giá trị trung bình của năng lượng tĩnh ẩm trên toàn bộ không khí đi vào lớp dưới mây từ bên trên có thể ở trong dòng giáng do mưa hoặc là trong không khí hạ xuống do ảnh hưởng của làm lạnh bức xạ. Giá trị của M_b không thể âm.

Khi M_b không âm đối lưu được thích ứng ngay theo nguyên tắc bảo toàn độ bất ổn định của không khí khi đưa nó đến độ cao thích hợp ở bên trên đỉnh lớp dưới mây. Điều này cho thấy thông lượng khối lượng ở chân mây tỷ lệ với tổng của tốc độ đi lên quy mô lớn ở tĩnh lớp dưới mây, giá trị của dòng enthalpy bề mặt và tốc độ lạnh bức xạ. Đại lượng này thay đổi phụ thuộc vào sự khác nhau của năng lượng tĩnh ẩm ở lớp dưới mây và ở lớp giữa tầng đối lưu, nơi hình thành dòng giáng. Biểu thức (1.96) không có nghĩa là giữa tốc độ thẳng đứng quy mô lớn và thông lượng khối lượng đối lưu có quan hệ trực tiếp.

1.10 1 Phương trình trạng thái của không khí ẩm chưa bão hòa và không khí trong mây.

Đối với không khí khô phương trình trạng thái biểu diễn mối quan hệ của áp suất P , nhiệt độ T và mật độ ρ ở dạng.

$$P = \rho R T \quad (1.97)$$

Ở đây R là hằng số khô riêng cho không khí khô.

Đối với không khí ẩm chưa bão hòa ngoài ba đại lượng trên không khí còn chứa một lượng ẩm. Nếu ta dùng tỷ số hỗn hợp hơi nước τ thì nó là khối lượng hơi nước trong một thể tích chứa một đơn vị khối lượng không khí khô. Phương trình trạng thái cho không khí ẩm có dạng

$$P = \rho RT \frac{\left(1 + \frac{\tau}{\varepsilon}\right)}{(1 + \varepsilon)} \approx \rho RT (1 + 0,61\tau) \quad (1.98)$$

Ở đây $\varepsilon = R/R_v = 0,6220$. R_v là hằng số khí riêng cho hơi nước. τ phải dùng ở dạng không thử nguyên (kg/kg) hoặc (g/g) trong công thức (1.98)

Các đặc trưng khác của độ ẩm không khí được sử dụng trong khí tượng đều có thể biểu diễn qua tỷ số hỗn hợp τ :

Áp suất hơi nước (sức trường hơi nước) đây là áp suất do hơi nước gây ra

$$e = \frac{\tau p}{\varepsilon + \tau}$$

Độ ẩm tương đối $f = e/e^*(T) \times 100$. Ở đây $e^*(T)$ là áp suất hơi nước bão hòa.

Độ ẩm riêng $q = \frac{\tau}{1 + \tau}$ là khối lượng hơi nước trong một đơn vị khối lượng không khí ẩm.

Nhiệt độ điểm sương T_d là nhiệt độ mà ở đó phần tử khí lần đầu tiên trở nên bão hòa do nó bị lạnh đi đẳng áp.

Nhiệt độ của nhiệt kế ướt T_n là nhiệt độ ở đó phần tử khí trở nên bão hòa khi nó bị lạnh đi đẳng áp do bay hơi nước ở trong phần tử. Nhiệt hóa hơi được lấy từ phần tử khí.

Không khí trong mây có thể coi là một hệ không đồng nhất. Một cách gần đúng các hạt mây, tinh thể băng hoặc hạt mưa ở bất kỳ dạng nào có thể rơi trong trạng thái lơ lửng với tốc độ giới hạn của mình. Thể tích riêng của hệ thống này là:

$$\alpha = \frac{V_d + V_\ell + V_i}{M_d + M_v + M_\ell + M_i}$$

Các chỉ số d, l, i, v - ký hiệu cho không khí khô, nước, băng và hơi nước. Chia cho M_d ta được:

$$\alpha = \alpha_d \left[1 + \tau_\ell \left(\frac{\alpha_\ell}{\alpha_d} \right) + \tau_i \left(\frac{\alpha_i}{\alpha_d} \right) \right] / (1 + \tau_T)$$

Ở đây τ_T là tỷ số hỗn hợp tổng cộng của nước nói chung.

Khi đó thể tích riêng xác định được

$$\alpha = \frac{RT}{P_d} \cdot \frac{1}{1 + \tau_T} = \frac{RT}{P} \cdot \frac{P_d + e}{P_d} \frac{1}{1 + \tau_T}$$

$$\alpha = \frac{RT}{P} \frac{1 + \frac{\tau}{\varepsilon}}{1 + \tau_T} \quad (1.99)$$

Công thức (1.99) có thể viết về dạng

$$\rho = \frac{P}{RT_p} \quad (1.100)$$

Ở đây $T_p = T \frac{1 + \frac{\tau}{\varepsilon}}{1 + \tau_T}$ là nhiệt độ tỷ trọng cho không khí mây.

1.10. Các quá trình đoạn nhiệt. Gradient đoạn nhiệt của nhiệt độ.

Nguyên lý thứ nhất của nhiệt động lực học cho một phần tử không khí ẩm có thể viết ở dạng:

$$dQ = C'_v dT + P d\alpha$$

hoặc

$$dQ = C'_p dT - \alpha dP \quad (1.101)$$

Ở đây dQ là dòng nhập nhiệt đến một đơn vị khối lượng của thể tích khí.

$$C'_v = C_v (1 + 0,94 \tau)$$

$$C'_p = C_p (1 + 0,85 \tau)$$

là nhiệt dung riêng của không khí ẩm đẳng tích và đẳng áp. C_v và C_p là các đại lượng tương ứng đối với không khí khô.

$$C_v = 1410 \text{ Jkh}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$C_p = 1870 \text{ Jkh}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Đối với các quá trình không có dòng nhập nhiệt ($dQ = 0$) thì được gọi là quá trình đoạn nhiệt. Thực tế ở đây bỏ qua dòng nhiệt mất đi do ma sát. Đối với các quá trình này (1.101) có dạng:

$$d \ln T = \left(\frac{R'}{C'_p} \right) d \ln P.$$

$$\text{Ở đây } R' = R \left(1 + \frac{\tau}{\varepsilon} \right) / (1 + \tau)$$

Đối với các quá trình chưa bão hòa τ là hằng số ta lấy tích phân biểu thức trên sẽ tìm được.

$$\ln T = \left(\frac{R'}{C'_p} \right) \ln P + \ln A$$

Ở đây A là hằng số tích phân. Xác định A theo điều kiện: Khi $P = P_o = 1000$ máy bay, $T = \theta$ - nhiệt độ thế vị. Khi đó ta được:

$$\theta = T \left(\frac{P_o}{P} \right)^{R'/C'_p} = T \left(\frac{P_o}{P} \right)^{\frac{R}{C_p} \frac{1 + \tau/\varepsilon}{1 + \tau c_{pv}/\varphi}}$$

$$\theta = T \left(\frac{P_o}{P} \right)^{k'} \quad (1.102)$$

Ở đây $k' = k (1 - 0,24 \tau)$ và $k = R/c_p$.

Biến động của k nhỏ hơn 1% nên thường được bỏ qua.

Tương tự ta có nhiệt độ thế vị ảo xác định bằng biểu thức:

$$\theta_v = T_v \left(\frac{P_o}{P} \right)^k \quad (1.103)$$

Vì τ và θ bảo toàn trong quá trình thuận nghịch nên θ_v là biến bảo toàn đối với không khí chưa bão hòa và nó liên quan trực tiếp với mật độ. Do vậy sự khác nhau về nhiệt độ thế vị giả của hai phần tử khí ở cùng áp suất tỷ lệ với sự khác nhau nhiệt độ ảo của chúng và thế vị nó tỷ lệ với sự khác nhau về mật độ của chúng.

Nguyên lý thứ nhất có thể viết vào dạng

$$dQ = d(U + P\alpha) - \alpha dP = dk - \alpha dP$$

Ở đây $k = U + P\alpha$ được gọi là entanpi riêng. Nó là đại lượng đặc trưng cho dung lượng nhiệt ở áp suất nhất định và nó bảo toàn nếu áp suất không thay đổi. Đối với chất khí lý tưởng nó là $K = C_p T$.

Entanpi ẩm của phần tử không khí mây được xác định bởi công thức:

$$M_d k = M_d k_d + M_v k_v + M_e k_e.$$

$$\text{khí đó: } k = k_d + \tau k_v + \tau_e l_e \quad (1.104)$$

biểu diễn cho một đơn vị khối lượng không khí khô.

$$\text{Vì } L_v(T) = k_v - k_l$$

$$\text{nên } k = k_d + L_v \tau + \tau_l k_l$$

$$\text{Ở đây } \tau_l = \tau + \tau_l$$

$$\text{vì } k_d = c_p T, k_e = c_e T$$

$$\text{nên } k = (c_p + \tau_l c_l) T + L_v \tau$$

Ở đây C_l là nhiệt dung riêng của nước lỏng. Entanpi ẩm bảo toàn trong các quá trình đẳng áp nếu $dq = 0$ và $d\tau_l = 0$

1.11. Nước và sự chuyển pha của nước

Khi hơi nước ngưng kết hoặc nước lỏng dòng băng thì ẩn nhiệt được giải phóng còn khi băng tan hay nước bay hơi ẩn nhiệt tiêu thụ. Chuyển pha được giả thiết xảy ra một cách thuận nghịch, tức là ở một nhiệt độ và áp suất nhất định hai pha của nước ở trạng thái cân bằng.

Ẩn nhiệt liên quan với sự chuyển pha của thực thể được xác định bằng hiệu của dung lượng nhiệt hoặc entanpi của hai pha.

$$L_{i, ii} = k_{ii} - k_i$$

Ở đây các chỉ số ký hiệu hai pha.

Thay biểu thức của entanpi vào ta tìm được

$$L_{i, ii} = L_{i, iio} + (C_{pii} - C_{pi}) (T - 273,16)$$

Ở đây $L_{i, iio}$ là ẩn nhiệt ở điểm chập ba ($T = 273,16^\circ \text{K} = 0,01^\circ \text{C}$ và $e = 6,112 \text{ mb}$). Tại đây ba pha nước hơi, băng cân bằng.

Áp suất và nhiệt độ tại đó hai pha cân bằng được xác định bởi phương trình clausius - clapeyron

$$\left(\frac{dq}{dt} \right)_{ii,i} = \frac{L_{i, ii}}{T(\alpha_{ii} - \alpha_i)}$$

Đối với hai pha nước và hơi nước do $\alpha_e \ll \alpha_v$ đồng thời sử dụng phương trình trạng thái của chất khí lý tưởng cho hơi nước ta tìm được:

$$\frac{dE}{dT} = \frac{L_v E}{R_v T^2} \quad (1.105)$$

Ở đây $E(T)$ là sự trường hơi nước bão hòa ở nhiệt độ T , L_v là ẩn nhiệt hóa hơi.

Ta có thể tích phân phương trình trên để tìm E , song trên thực tế thường sử dụng các công thức thực nghiệm:

$$\ln E = 23,33086 - \frac{6111,72784}{T} + 0,15215 \ln T$$

Ở đây E do bằng mb và T là độ k. Khi không khí chưa bão hòa cần tìm áp suất hơi nước thì ta thay nhiệt độ điểm sương vào các công thức trên để tính.

1.12. Entropi ẩm

Tương tự như định nghĩa entranpi ta xác định entropi riêng tổng cộng đối với một đơn vị khối lượng không khí khô S :

$$S = s_d + \tau s_v + \tau_e s_l \quad (1.106)$$

Ở đây s_d , s_v , s_l là entropi riêng của không khí khô, hơi nước và nước lỏng tương ứng.

Ta thay $L_v = T(s_v^* - s_l)$ vào sẽ rút ra: (1.106)

$$S = s_d + \tau_T s_l + \frac{L_v \tau}{T} + \tau(s_v - s_v^*) \quad (1.107)$$

Ta thay

$$s_d = C_p \ln T - R \ln p_d$$

$$s_v = C_{pv} \ln T - R_v \ln e$$

$$s_l = c_l \ln T - R_v \ln e^*$$

vào công thức trên và biến đổi sẽ nhận được:

$$S = (C_p + \tau_T C_l) \ln T - R \ln p_d + \frac{L_v \tau}{T} + \tau R_v \ln f \quad (1.108)$$

Entropi được xác định bởi quá trình trong đó nhiệt và thực thể nước được bổ xung vào không khí để cho không khí được giữ ở trạng thái bão hòa do bay hơi thuận nghịch từ mặt nước phẳng trong khi nhiệt độ ta xét và áp suất riêng p_d đến trạng thái (T, p_d) .

Đại lượng S được bảo toàn trong quá trình biến đổi đoạn nhiệt ẩm thuận nghịch. Các điều kiện mà ở đó đại lượng này không bảo toàn gồm có:

- Khi có nguồn nhiệt bên ngoài ($dQ \neq 0$) liên quan đến sự nóng lên hay lạnh đi do bức xạ hoặc dẫn nhiệt.

- Khi có bay hơi từ ngoài thí dụ từ đại dương hay ao hồ.

- Khi có bay hơi hạt mưa vào không khí chưa bão hòa.

Biểu thức (1.108) có thành phần cuối cùng bằng không khí $f = 1$ hoặc $\tau = 0$. Dạng vi phân của (1.108) cho phần tử không khí máy sẽ là:

$$ds = (c_p + \tau_T C_l) \frac{dT}{T} + d\left(\frac{L_v \tau}{T}\right) - R \frac{dp_d}{p_d}$$

Phương trình này có thể biến đổi về dạng tiện lợi hơn. Kết hợp phương trình Clasius – Clapeizon và phương trình

$$\frac{dL_v}{dT} = C_{pv} - C_l$$

giả thiết tổng lượng nước được bảo toàn trong quá trình này tức là:

$$d\tau^* + d\tau_l = 0$$

phương trình trên có thể viết về dạng:

$$ds = (C_p + \tau_T C_{pv}) \frac{dT}{T} - d\left(\frac{L_v \tau_l}{T}\right) - \tau_T R_v \frac{de^*}{e} - R \frac{dP_d}{P_d} \quad (1.109)$$

Để nhận được phương trình ở dạng đối xứng hơn ta đưa vào các đặc trưng trung bình C_{pm} , R_m , q^* , q_l sau:

$$(1 + \tau_T) c_{pm} = c_p + \tau^* c_{pv} + \tau_l \cdot c_l$$

$$(1 + \tau_T) c_{pm} = (R + \tau_v^* R_v)$$

$$q^* = \frac{\tau}{1 + \tau_T}$$

$$q_l = \frac{\tau_e}{1 + \tau_T}$$

Với các đặc trưng trên phương trình (1.110) biến đổi về dạng:

$$\frac{ds}{1 + \tau_T} = c_{pm} \frac{dT}{T} - \frac{L_v}{T} dq^* - R_m \frac{dq}{q} \quad (1.111)$$

hoặc ở dạng

$$\frac{ds}{1 + \tau_T} = c_{pm} \frac{dT}{T} - \frac{L_v}{T} dq_l - R_m \frac{dp}{p} \quad (1.112)$$

Ta xét hai đại lượng: nhiệt độ thế vị tương đương bao hàm θ_e^* và nhiệt độ thế vị nước lỏng θ . Hai đại lượng này xác định bởi các phương trình sau:

$$c_{pm} \frac{d\theta_e^*}{\theta_e^*} = c_{pm} \frac{dT}{T} + \frac{L_v}{T} dq^* - R_m \frac{dp}{p}$$

và

$$c_{pm} \frac{d\theta_e}{\theta_e} = c_{pm} \frac{dT}{T} + \frac{L_v}{T} dq_l - R_m \frac{dp}{p} \quad (1.113)$$

Khi $ds = 0$ tức là quá trình đoạn nhiệt thuận nghịch thì θ_e^* và θ_l bảo toàn

Emanuel đã xác định nhiệt độ thế vị tương đương cho không khí bão hòa và không bão hòa bằng cách thay s trong công thức (1.108) bằng $(c_p + \tau_T C_l) \ln \theta_e - R \ln P_o$: (ở điều kiện chuẩn $P_o = 1000$ máy bay)

$$\theta_e = T \left(\frac{P_o}{P_d} \right)^{\frac{R}{c_p + \tau_T C_l}} \exp \left[\frac{L_v \tau}{(c_p + \tau_T c_l) T} \right] \quad (1.114)$$

Khi không khí khô ($\tau = 0$, $\tau_l = 0$) thì θ_e trở thành nhiệt độ thể vị θ .

Đối với θ Emanuel đã nhận được biểu thức

$$\theta_l = T \left(\frac{p_o}{p} \right)^\lambda \left(1 - \frac{\tau_l}{\varepsilon + \tau_T} \right)^\lambda \left(1 - \frac{\tau_l}{\tau_T} \right)^{-\gamma} \exp \left[\frac{-L_v \tau_e}{(c_p + \tau_T c_{pv}) T} \right] \quad (1.115)$$

Ở đây:

$$\chi = \frac{R + \tau_T R_v}{c_p + \tau_T c_{pv}}$$

$$\gamma = \frac{\tau_T R_v}{c_p + \tau_T c_{pv}}$$

Đối với không khí bão hòa các biểu thức (1.114) và (1.115) nhận được bằng cách tích phân (1.115)

Emanuel còn xác định nhiệt độ thể vị ảo nước lỏng θ_{lv} :

$$\theta_{lv} = T_v \left(\frac{p_o}{p} \right)^\chi \left(1 - \frac{\tau_e}{1 + \tau_T} \right) \left(1 - \frac{\tau_l}{\varepsilon + \tau_T} \right)^{\chi-1} \left(1 - \frac{\tau_l}{\tau_T} \right)^{\chi-1} \exp \left[\frac{-L_v \tau_l}{(c_p + \tau_T c_{pv}) T} \right] \quad (1.116)$$

Khi $\tau_l = 0$ thì $\theta_l = \theta$ và $\theta_{lv} = \theta_v$.

Ba đại lượng θ_e , θ_l và θ_{lv} bảo toàn trong các quá trình đoạn nhiệt thuận nghịch bao gồm cả biến đổi trạng thái của không khí chưa bão hòa và không khí mây. Các đại lượng này là hàm của P , T , τ và τ_l , vì vậy các đường cong biểu diễn các quá trình thuận nghịch đoạn nhiệt không thể in trên giản đồ thiên khí. Vì vậy chỉ tính được một cách gần đúng đó là đối với các quá trình bão hòa $\tau = \tau^*(P, T)$. Nếu ta bỏ qua đại lượng nhỏ τ_e thì khi tích phân các phương trình nhiệt động lực ta có thể tìm được biểu thức gần đúng cho θ_e , θ_l và θ_{lv} . Các đại lượng này là hàm của P và T , và khi đó ta có thể in trên giản đồ thiên khí. Các quá trình đoạn nhiệt, trong đó nước ở thể lỏng được bỏ qua được coi như các quá trình đoạn nhiệt giả.

Công thức thực nghiệm để tính nhiệt độ thể vị giả θ_{ep} do Bolton đưa ra (1980) có dạng:

$$\theta_{ep} = T \left(\frac{p_o}{p} \right)^{\frac{0,2854}{1-0,28\tau}} \exp \left[\tau(1 + 0,81\tau) \left(\frac{3376}{T_{LCL}} - 2,54 \right) \right]$$

Ở đây T_{LCL} là nhiệt độ ở mực ngưng kết, P đo bằng máy bay.

Nhiệt độ thể vị tương đương giả là nhiệt độ thể vị mà phần tử khí có được nếu như nó đi lên đoạn nhiệt giả cho tới mực mà ở đó toàn bộ hơi nước ngưng kết hết và

So sánh (1.102) và (1.115) cho thấy $\theta = \theta$ khi $\tau_1 = 0$. Từ đây ta có thể giải thích nhiệt độ thế vị nước lỏng như nhiệt độ thế vị nếu như bay hơi toàn bộ nước lỏng trong phần tử khí hạ xuống thuận nghịch ẩm.

Vì θ_{ep} chỉ phụ thuộc vào P và T nên các đường đẳng trị của nó có thể in trên gian đồ thiên khí. Các đường đẳng trị đánh dấu bởi nhiệt độ của nó ở 1000 máy bay gọi là nhiệt độ thế vị của nhiệt kế ẩm θ_w . Giữa θ_{ep} và θ_w liên hệ với nhau bằng công thức:

$$\theta_{ep} = \theta_w \exp \left[\tau' (1 + 0,81 \tau') \left(\frac{3376}{\theta_w} - 2,54 \right) \right] \quad (1.117)$$

ở đây $\tau' = \tau^* (1000, \theta_w)$

Đối với lớp không khí dày vài km thì nhiệt dung riêng trung bình lấy bằng nhiệt dung riêng của không khí khô $c_{pm} = c_p$ và hằng số khí bằng hằng số khí riêng trung bình bằng hằng số khí riêng $R_m = R$. Khi đó phương trình (1.113) có dạng:

$$c_p \frac{d\theta_e^*}{\theta_e^*} = c_p \frac{d\theta}{\theta} + \frac{L_v}{T} d\tau^*$$

$$c_p \frac{d\theta_1}{\theta_1} = c_p \frac{d\theta}{\theta} - \frac{L_v}{T} d\tau_1$$

Giả thiết: $\frac{L_v}{T} d\tau^* = d \left(\frac{L_v \tau^*}{T} \right)$

$$\frac{L_v}{T} d\tau_1 = d \left(\frac{L_v \tau_1}{T} \right)$$

Các phương trình trên có thể tích phân và tìm được

$$\theta_e^* \approx \theta \exp \left(\frac{L_v \tau^*}{c_p T} \right)$$

$$\theta_1 \approx \theta \exp \left(- \frac{L_v \tau_1}{T} \right)$$

Cái gần đúng này có thể dùng để phân tích mây đối lưu nóng và mây strocumulus Berts (1982) đã đưa ra các công thức thực nghiệm.

$$\theta_e^* \approx \theta \exp \left(\frac{2,67 \tau^*}{T} \right)$$

$$\theta_1 \approx \theta \exp \left(- \frac{2,67 \tau_1}{T} \right)$$

1.13. Gradient đoạn nhiệt của nhiệt độ.

Khi phần tử khí đi lên đoạn nhiệt nó sẽ giãn nở và lạnh đi, nhiệt độ thế vị ảo của nó được bảo toàn. Mức độ lạnh đi của phần tử theo độ cao gọi là gradient đoạn nhiệt khô γ_a . Từ phương trình cao quá trình đoạn nhiệt khô ta tìm được

$$\gamma_a = - \left(\frac{dT}{dz} \right)_{dQ=0} = \frac{g}{c_p} \frac{1 + \tau}{1 + \tau \frac{c_{pv}}{c_p}} \quad (1.118)$$

Đại lượng tỷ số hỗn hợp τ được bảo toàn trong quá trình đi lên nhưng tỷ số hỗn hợp bão hòa giảm đi vì $e^*(T)$ giảm nhanh hơn áp suất. Cuối cùng phần tử trở thành bão hòa khi $\tau = \tau^*(T, P)$. Mức mà ở đó bão hòa xảy ra được gọi là mức ngưng kết đi lên LCL (lifting condensation level). Nhiệt độ mà ở đó xuất hiện bão hòa T_{LCL} được tính bằng công thức thực nghiệm với độ chính xác $0,1^\circ\text{C}$

$$T_{LCL} = \left[\frac{1}{T_d - 56} + \frac{\ln\left(\frac{T_K}{T_d}\right)}{800} \right]^{-1} + 56 \quad (1.119)$$

Ở đây T_K và T_d là nhiệt độ và điểm sương của phần tử chưa bão hòa ở thang độ tuyệt đối.

Đây là công thức do Bolton đề xuất năm 1980

Không khí ẩm bão hòa đi lên giảm nhiệt độ chậm hơn không khí khô do tỏa nhiệt ngưng kết. Ta có thể tìm được gradien của nhiệt độ trong trường hợp đoạn nhiệt ở dạng

$$\gamma_{\text{ẩm}} = - \left(\frac{dT}{dz} \right)_s = \frac{g}{c_p} \frac{1 + \tau_T}{1 + \tau \frac{c_{pv}}{c_p}} \left[\frac{1 + \frac{L_v \tau}{RT}}{1 + \tau_1 \frac{c_l}{c_p + \tau c_{pv}} + \frac{L_v^2 \left(1 + \frac{\tau}{\varepsilon}\right) \tau}{R_v T^2 (c_p + \tau c_{pv})}} \right]$$

Khi tổng nước lỏng nhỏ thì

$$\frac{\gamma_{\text{ẩm}}}{\gamma_a} \approx 1 \quad (1.120)$$

Khi khí quyển ẩm thì tỷ số này nhỏ hơn 1 nhiều.

1.14. Năng lượng tính ẩm

Phương trình nguyên lý thứ nhất của nhiệt động lực học cho một đơn vị khối lượng không khí khô có dạng

$$dQ = dK - \alpha_d dP = \quad (1.121)$$

Đối với quá trình đoạn nhiệt $dQ = 0$ ta có:

$$dK - \alpha_d dP = 0 \quad (1.122)$$

Ta thay $\alpha_d = \alpha (1 + \tau_T)$ và sử dụng phương trình tĩnh học

$$\alpha dP = -gdz$$

để biến đổi (1.122) sẽ được

$$dh \equiv (C_p + \tau_T C_l) T + d(L_v \tau) + (1 + \tau_T) gdz = 0 \quad (1.123)$$

Nếu z_T được bảo toàn ta có thể tích phân phương trình (1.123) và tìm được

$$H = (C_p + \tau_T C_l) T + L_v \tau + (1 + \tau_T) gz = \text{const} \quad (1.124)$$

Đại lượng h được gọi là năng lượng tĩnh ẩm. Đại lượng này bảo toàn trong quá trình biến đổi đoạn nhiệt bão hòa hoặc không bão hòa mà ở đó khối lượng được bảo toàn và biến đổi áp suất thỏa mãn thủy tĩnh một cách chính xác h là đại lượng đặc trưng cho tổng năng lượng (nội năng + tiềm năng + thế năng) trừ động năng.

Đối với không khí chưa bão hòa thì năng lượng tĩnh khô hoạt động được bảo toàn trong biến đổi thỏa mãn thủy tĩnh học và chưa bão hòa.

$$h_d = (c_p + \tau c_l) T + (1 - \tau) gz \quad (1.125)$$

Các đại lượng h_d và h liên quan chặt chẽ với các biên θ và θ_e tương ứng.

Ta đưa ra khái niệm về năng lượng tĩnh nước lỏng h_w và năng lượng tĩnh nước lỏng ảo h_{lv} xác định bằng các công thức sau:

$$\begin{aligned} h_w &= (c_p + \tau_T c_{pv})T - L_v \tau_l + (1 + \tau_T) gz \\ h_w &= (c_p + \tau_T c_{pv})T - L_v \tau_l + (1 + \tau_T) gz \\ h_{lv} &= c_p \left(\frac{\varepsilon + \tau_T}{\varepsilon + \tau_T - \tau_l} \right) T_p - \frac{L_v \tau_l}{1 + \tau_T} + gz \end{aligned} \quad (1.126)$$

Đại lượng h_{lv} gần như bảo toàn chính xác trong quá trình biến đổi đoạn nhiệt chậm. Trong không khí không chứa nước lỏng h_{lv} trở thành $C_p T_v + gz$.

1.15. Bất ổn định của khí quyển.

Để đánh giá độ ổn định của khí quyển cách thường dùng là xét sự dịch chuyển thẳng đứng của phần tử khí từ vị trí cân bằng của nó. Ta tính lực nổi tác động lên phần tử khí ở vị trí mới của nó với giả thiết là lực này lớn so với nhiễu động của gradien áp suất.

Dịch chuyển của phần tử có khối lượng là một đơn vị theo phương thẳng đứng ξ được biểu diễn bởi phương trình cho momen thẳng đứng:

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = \sigma \quad (1.127)$$

Ở đây σ là lực nổi tác động lên 1 đơn vị khối lượng. Lực này có thể viết ở dạng.

$$\sigma(\zeta) = -g \frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_p} = g \frac{\alpha_p - \alpha_a}{\alpha_a}$$

Đối với sự dịch chuyển nhỏ ζ từ trạng thái cân bằng $\delta(\zeta) = \frac{\partial \sigma}{\partial \zeta} \cdot \xi$ thì (1.127) có dạng:

$$\frac{d^2 \zeta}{dt^2} + N^2 \zeta = 0 \quad (1.128)$$

$$\text{ở đây } N^2 = -\frac{\partial \sigma}{\partial \zeta}$$

Khi $N^2 > 0$ thì lực nổi ngược chiều với hướng chuyển động của phần tử khí khi đó phương trình mô tả dao động với tần số nổi N (tần số Brunt – vaiala). Khi $N^2 < 0$ lực nổi cùng chiều với chiều dịch chuyển của phần tử, nghiệm sẽ phát triển theo thời gian theo hàm mũ cơ số e . Trường hợp này sự dịch chuyển là bất ổn định. Khi $N = 0$ thì lực nổi bằng không, phần tử dịch chuyển sẽ trở lại vị trí ban đầu.

Trong trường hợp này dịch chuyển sẽ là cân bằng phiếm định.

Ta sẽ biểu diễn N qua profil của nhiệt độ môi trường. Giả thiết là sự dịch chuyển xảy ra đoạn

hiệt, sử dụng phương trình trạng thái ta có

$$\sigma(\xi) = g \frac{T_{vp} - T_{va}}{T_{va}} = g \frac{\theta_{vp} - \theta_{va}}{\theta_{va}}$$

Vì θ_{vp} là hằng số, một cách gần đúng ta thay nó bằng θ_{va} nên ta tìm được

$$N^2 = -\frac{\partial \delta}{\partial z} = g \frac{\theta_{vp}}{\theta_{va}^2} \cdot \frac{\partial \theta_{va}}{\partial z} \approx \frac{g}{\theta_{va}} \frac{\partial \theta_{va}}{\partial z} \quad (1.129)$$

Như vậy phụ thuộc $\frac{\partial \theta_{va}}{\partial z}$ mà N^2 có thể âm, dương hay bằng không, tức là $\frac{\partial \theta_{va}}{\partial z} > 0$ sự dịch chuyển của phần tử là ổn định, $\frac{\partial \theta_{va}}{\partial z} < 0$ - bất ổn định và $\frac{\partial \theta_{va}}{\partial z} = 0$ - trạng thái cân bằng phiếm định

Đây là tiêu chuẩn để đánh giá độ ổn định của lớp khí quyển. Nếu phần tử khí ở trong lớp khí bão hòa (trong mây) thì sử dụng entropi ẩm và nhiệt độ mật độ để tính lực nổi của phần tử. Trong trường hợp này biểu thức cho N^2 có dạng:

$$N^2 = \frac{1}{1 + \tau_T} \left[\gamma_{\text{ẩm}} \frac{\partial s}{\partial z} - (c_\ell \gamma_a \ln T + G) \frac{\partial \tau_T}{\partial z} \right] \quad (1.130)$$

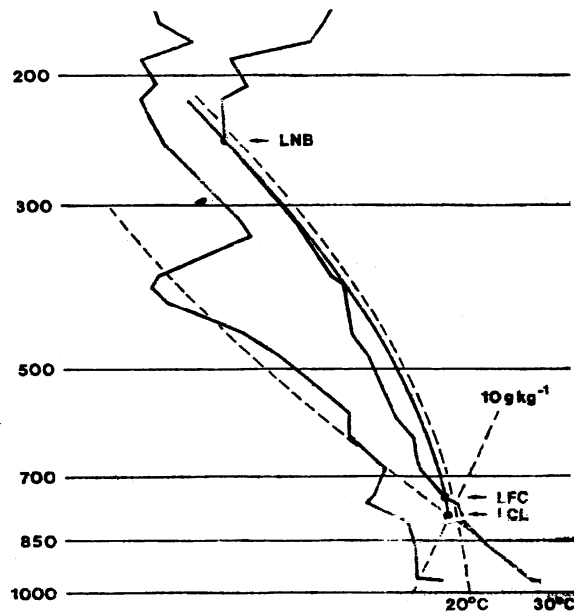
Nếu $\frac{\partial s}{\partial z} > 0$; $\frac{\partial \tau_T}{\partial z} < 0$ lớp khí quyển trong mây sẽ là ổn định đối với sự di chuyển nhỏ của phần tử khí.

Điều kiện (1.130) chỉ sử dụng cho lớp không khí mây song nó không cho ta thông tin gì về mức độ, xác định của bất ổn định của lớp không khí chưa bão hòa mà lớp này sẽ tạo ra mây. Để nghiên cứu sự bất ổn định ta sử dụng phương pháp phần tử nhưng phải coi sự dịch chuyển hữu hạn của phần tử hình thành từ lớp chưa bão hòa.

Trường hợp điển hình là trường hợp trong đó sự dịch chuyển là ổn định và làm cho phần tử ở trạng thái không bão hòa nhưng nó sẽ trở nên bất ổn định nếu xuất hiện bão hòa.

Trường hợp này được coi là bất ổn định có điều kiện hoặc ổn định trung gian. Để kiểm tra bất ổn định có điều kiện chúng ta khảo sát lực nổi của phần tử chưa bão hòa ban đầu như hàm của độ cao khi phần tử được nâng lên qua tầng đối lưu với giả thiết thỏa mãn một quá trình nhiệt động lực nào đó (ví dụ như đoạn nhiệt ẩm hoặc đoạn nhiệt giả). Nếu như có độ cao nào đó mà ở đó lực nổi dương thì ta nói sự dịch chuyển là bất ổn định có điều kiện. Nếu như một số phần tử trong khí quyển chưa bão hòa là bất ổn định có điều kiện thì ta nói khí quyển là bất ổn định có điều kiện. Bất ổn định có điều kiện cần thiết cho việc hình thành mây đối lưu sâu. Sự bất ổn định được giảm đi phụ thuộc vào sự nâng lên đủ lớn của các phần tử. Sự giải phóng bất ổn định có điều kiện đòi hỏi phải có sự kích động ban đầu với biên độ nhất định.

Để nghiên cứu bất ổn định có điều kiện người ta thường sử dụng giản đồ thiên khí (hình 1.18)



Hình 1.18. Gian đồ thiên khí trực ngang là nhiệt độ. Trục đứng là log P.

Phần tử ở đỉnh của lớp siêu đoạn nhiệt có tỷ số hỗn hợp là 10 g/kg , nhiệt độ thế vị 30°C . Nếu như phần tử này đi lên đoạn nhiệt thì các đặc trưng trên dưới bảo toàn và mực ngưng kết LCL ở khoảng 790 máy bay. Tại mức này nó lạnh hơn nhiệt độ môi trường. Nếu như phần tử được đẩy lên theo đường đoạn nhiệt giả trên mực này thì trạng thái của nó theo đường đoạn nhiệt giả đi qua mực ngưng kết LCL (đường liên đậm song song với đường đứt có đánh số 20° ở 1000 máy bay). Ở khoảng 740 máy bay nó trở nên nóng hơn môi trường, đó là điểm cắt của đường đoạn nhiệt giả và đường phân tầng của khí quyển. Mực này gọi là mực đối lưu tự do (LFC – level of free convection). Sau đó phần tử có thể đi lên tự do dưới tác động của lực nổi dương của mình cho đến khi nó đạt mực độ nổi trung tính (level of neutral buoyancy – LNB) ở khoảng 240 máy bay. Trên mực này độ nổi của nó âm và phần tử chuyển động chậm dần. Trên thực tế sự chậm dần này tương đối nhanh và mực độ nổi trung tính (LNB) là độ cao cao nhất mây tích có thể đạt tới được lớp đối lưu tự do của nó (LFC). Thực tế mực đối lưu tự do (LFC) và mực nổi trung tính (LNB) giảm đi nếu như phần tử xáo trộn với không khí lạnh hơn hoặc khô hơn từ môi trường. Theo số liệu thám sát thì LNB thấp hơn, nó nằm ở giữa mực 450 và 380 máy bay. Đây là lớp tương đối ổn định.

Diện tích giới hạn bởi đường phần tử đi lên và đường phân tầng từ mực đối lưu tự do của phần tử đến mực đã nổi trung tính được gọi là diện tích dương và nó tỷ lệ với động năng mà động năng này có thể được sinh ra do lực nổi dương giữa các mực này khi bỏ qua các hiệu ứng ma sát, giải phóng nhiệt ẩn do đóng băng v.v. Nếu phần tử ở mực đối lưu tự do có tốc độ thẳng W_{LFC} thì tại mực nổi trung tính (LNB) sẽ đạt tốc độ

$$W_{LNB} = W_{LFC} + \sqrt{2 \cdot PA}$$

ở đây

$$PA = \int_{P_{LNB}}^{P_{LFC}} (T_{vp} - T_{va}) R \, d \ln P \quad (1.131)$$

Nếu như quá trình đi lên là thuận nghịch thì ta phải thay T_{vp} bằng T_{ep} trong công thức trên. Như vậy bất ổn định có điều kiện phụ thuộc cả vào quá trình đi lên đã được giả thiết.

Nhìn chung cần phải thực hiện công để đưa phần tử đi lên mức đối lưu tự do. Lượng công này tỷ lệ với diện tích giới hạn bởi đường phần tử đi lên và đường phân tầng của môi trường giữa mức phần tử và mọi LFC của nó. Diện tích này được gọi là diện tích âm (NA) hoặc gọi là độ ngăn chặn đối lưu (convective inhibition CIN).

$$NA = CIN = - \int_{P_{LFC}}^{P_{parcel}} (T_{vp} - T_{va}) R d \ln P$$

Lượng năng lượng mà nó cần giải phóng do nâng phần tử từ mức ban đầu của nó đến mức nổi phẩm định gọi là năng lượng thế năng đối lưu có thể (convective available potential energy CAPE). Giá trị CAPE và CIN của phần tử nâng lên từ các độ cao khác nhau được biểu diễn trên bảng 1.1.

Bảng 1.1. Giá trị CAPE và CIN

Độ cao của phần tử nâng lên (m)	Quá trình đoạn nhiệt giá đi lên		Quá trình thuận nghịch đi lên	
	CAPE J/kg	CIN J/kg	CAPE J/kg	CINJ/kg
Mặt đất	1837	0	1311	0
100	390	20	115	23
200	339	23	91	26
400	218	32	22	37
500	203	31	15	37

CHƯƠNG 2. THAM SỐ HÓA ĐỐI LƯU MÂY TÍCH

2.1. Ảnh hưởng của máy tính đến các quá trình quy mô lớn

Mỗi đặc trưng của các quá trình quy mô lớn ở một điểm có thể xem là tổng của giá trị trung bình theo diện tích mà tâm của nó là điểm ta xét và độ lệch của nó khỏi giá trị trung bình này. Đối với bất kỳ đại lượng X nào đều thỏa mãn công thức:

$$X = \bar{X} + X' \quad (2.1)$$

với:

$$\bar{X} = \frac{1}{A} \int_A x \, dA \quad (2.2)$$

Diện tích A phải đủ lớn để chứa được quần thể mây tích và nó lại phải đủ nhỏ để chỉ là một phần của nhiễu động quy mô lớn.

Phương trình nhập nhiệt và ẩm trong hệ tọa độ (x, y, p, t) có dạng:

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial \tau} + \nabla \cdot \bar{s} \mathbf{v} + \frac{\partial \bar{s} \bar{\omega}}{\partial p} - \bar{Q}_R + L \bar{C}^* + L \frac{(c - e)}{\bar{S}' \bar{\omega}'} - \frac{\partial}{\partial p} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial \tau} + \nabla \cdot \bar{q} \mathbf{v} + \frac{\partial \bar{q} \bar{\omega}}{\partial p} - \bar{C}^* - (c - e) - \frac{\partial}{\partial p} \bar{q}' \bar{\omega}' \quad (2.4)$$

Ở đây $\bar{Q}_R$ là nguồn nhập nhiệt bức xạ trung bình. $\bar{C}^*$ là tốc độ ngưng kết hơi nước do các chuyển động quy mô lớn gây ra. C là tốc độ ngưng kết hơi nước do đối lưu, e là tốc độ bay hơi các hạt mây, q là độ ẩm riêng.

$$S = CqT + gz \quad (2.5)$$

là năng lượng tính của không khí khô. Đối với không khí ẩm thì ta sử dụng năng lượng tính và không khí ẩm

$$h = S = Lq \quad (2.6)$$

Ở đây L là nhiệt hóa hơi của nước.

Giả sử các độ lệch S' , q' , h' , ω' đều do đối lưu gây ra khi đó các thông lượng đối lưu của năng lượng tính khô, năng lượng tính ẩm và độ ẩm được xác định.

$$-\overline{S' \omega'} = -\overline{S \omega} - \bar{S} \bar{\omega}$$

$$-\overline{h' \omega'} = -\overline{h \omega} - \bar{h} \bar{\omega}$$

$$-\overline{q' \omega'} = -\overline{q \omega} - \bar{q} \bar{\omega} \quad (2.7)$$

Ta xét một đơn vị diện tích của mặt đẳng áp. Gọi phần diện tích của bề mặt bị đám mây i chiếm giữ là σ_i , của tất cả các đám mây là σ , ta có:

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \quad (2.8)$$

Theo định nghĩa về trung bình theo diện tích ta có:

$$\overline{S\omega} = (1 - \sigma) \tilde{S} \tilde{\omega} + \sum_i \sigma_i S_i \omega_i \quad (2.9)$$

$$\bar{S} = (1 - \sigma) \tilde{S} + \sum_i \sigma_i S_i$$

$$\bar{S} = \tilde{S} + \sum_i (S_i - \tilde{S}) \sigma_i \quad (2.10)$$

Ở đây S_i và $\tilde{S}$ là năng lượng tính của không khí khô trong đám mây i và của môi trường quanh mây, ký hiệu gạch bên trên là trung bình theo diện tích.

Theo (2.10) đối với tương tự tốc độ thẳng đứng ta cũng có:

$$\bar{\omega} = \tilde{\omega} + \sum_i (\omega_i - \tilde{\omega}) \sigma_i \quad (2.11)$$

thay (2.9), (2.10) và (2.7) ta được

$$\begin{aligned} -\overline{S'\omega'} &= -\sum_i \sigma_i \omega_i (S_i - \tilde{S}) + \tilde{\omega} \sum_i \sigma_i (S_i - \tilde{S}) \\ &+ \sum_i \sigma_i (S_i - \tilde{S}) \cdot \sum_i \sigma_i (\omega_i - \tilde{\omega}) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Theo số liệu quan trắc thì phần trời bao phủ mây chỉ chiếm khoảng 2%, như vậy ta có $\sigma^2 \ll 1$ và $|\tilde{\omega}| \ll |\omega_i|$. Trong biểu thức (2.12) ta có thể bỏ qua thành phần tích của các đại lượng nhỏ và tìm được hệ thức:

$$-\overline{S'\omega'} = \sum_i m_i (S_i - \tilde{S}) \quad (2.13)$$

Ở đây ký hiệu

$$m_i = -\sigma_i \omega_i$$

$$\text{Ta thay: } \omega = \frac{dp}{dt} = \frac{dp}{dz} \cdot \frac{dz}{dt}$$

$$\omega = -pgw$$

vào biểu thức của m_i và ký hiệu thông lượng khối lượng trong đám mây i là M_i :

$$M_i = \rho \sigma_i W_i$$

thì ta sẽ có

$$m_i = g M_i$$

Như vậy m_i là thông lượng khối lượng trong đám mây i nhân với gia tốc trọng trường.

Tương tự ta có:

$$\begin{aligned} -\overline{h'\omega'} &= \sum_i m_i (h_i - \tilde{h}) \\ -\overline{q'\omega'} &= \sum_i m_i (q_i - \tilde{q}) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Thay (2.13), (2.14) vào phương trình (2.4), cho $\tilde{S} = \bar{S}$ và $\tilde{q} = \bar{q}$ bỏ các dấu trung bình đi ta nhận được các phương trình dự báo các đại lượng trung bình quy mô lớn S và h có tính đến ảnh hưởng của đối lưu máy tính.

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + \nabla \cdot s\mathbf{v} + \frac{\partial s\omega}{\partial p} = Q_R + LC^* - L(c - e) + \frac{\partial}{\partial p} \sum_i m_i (s_i - s) \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} + \nabla \cdot q\mathbf{v} + \frac{\partial q\omega}{\partial p} = C^* - (c - e) + \frac{\partial}{\partial p} \sum_i m_i (q_i - q) \quad (2.16)$$

Ở đây giả thiết

$$\begin{aligned} \overline{\nabla \cdot s\mathbf{v}} &= \nabla \cdot \bar{s} \bar{\mathbf{v}} \\ \overline{\nabla \cdot q\mathbf{v}} &= \nabla \cdot \bar{q} \bar{\mathbf{v}} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Tương tự các phương trình chuyển động theo trục ox và oy khi tính ảnh hưởng của đối lưu sẽ có dạng:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \tau} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + \omega \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} = \nabla p - l\mathbf{k} \times \mathbf{v} + \frac{\partial}{\partial p} \sum_i m_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}) \quad (2.18)$$

Ở đây $\mathbf{v}$ là véc tơ theo phương ngang

Ảnh hưởng của đối lưu mây tích chủ yếu đến trường nhiệt và trường ẩm, vì thế trong các mô hình dự báo người ta thường tính chúng trong các phương trình nhiệt và phương trình dự báo ẩm. Trong các phương trình này chứa các đặc trưng của mây tích. Để tính ảnh hưởng của chúng đến các quá trình quy mô lớn ta tiến hành tham số hóa tức là tính các đặc trưng mây qua các trường quy mô lớn.

Ngày nay tồn tại nhiều phương pháp tham số hóa các quá trình đối lưu. Trên cơ sở giống nhau và khác nhau của nguyên lý đặt và giải bài toán người ta chia chúng thành ba nhóm: phương pháp tham số hóa dựa trên giả thiết thích ứng đối lưu (convective adjustment). Phương pháp dựa trên giả thiết bất ổn định loại hai (conditional instability of the second kind - CISK) và phương pháp dựa trên giả thiết vận chuyển đối lưu của các phần tử nổi ẩn (convective transport by implicit buoyant element - Contribute) phần này sẽ trình bày các phương pháp kể trên:

2.2. Phương pháp thích ứng đối lưu

Gradient thẳng đứng của nhiệt độ là tiêu chuẩn thuận tiện đặc trưng cho trạng thái khí quyển. Nếu như gradient nhiệt độ nhỏ hơn gradient đoạn nhiệt ($\gamma < \gamma_a$) thì cân bằng là ổn định, ngược lại cân bằng là bất ổn định. Gradient thẳng đứng của nhiệt độ được lấy trung bình theo diện tích khoảng vài chục Km^2 hoặc theo thời gian vài giờ ở trong khí quyển tự do thì nó nhỏ hơn gradient đoạn nhiệt. Ta biết rằng quá trình bức xạ và một số quá trình khác trong khí quyển dẫn đến phân tầng khí quyển với gradient nhiệt độ lớn hơn γ_a . Chuyển động đối lưu vận chuyển không khí ẩm và nóng hơn từ phía dưới lên trên cao đồng thời tạo ra sự chuyển động giáng của không khí khô hơn, lạnh hơn từ trên cao xuống dưới các quá trình trên làm cao phần tầng của khí quyển trở nên trung hòa ($\gamma = \gamma_a$). Quá trình này xảy ra tương đối nhanh và được gọi là thích ứng đối lưu. Đối lưu xảy ra đồng thời với ngưng kết hơi nước được gọi là đối lưu ẩm. Trong trường hợp này vai trò của gradient đoạn nhiệt không được thay bằng gradient đoạn nhiệt ẩm của nhiệt độ γ ẩm. Trong khí quyển ẩm, đối lưu sẽ làm thay đổi profile nhiệt độ thế vị tương đương θ_e cho đến khi gradient thẳng đứng của nó bằng không $\frac{\partial \theta_e}{\partial z} = 0$.

Trường hợp với hai dạng đối lưu, thích ứng đối lưu được chia thành thích ứng đối lưu khô và

thích ứng đối lưu ẩm.

Sơ đồ thích ứng đối lưu đầu tiên được Manabe S., Smagazinsky J., Stricklez R. đề suất vào năm 1965.

Sơ đồ này đầu tiên được sử dụng trong mô hình hoàn lưu khí quyển, sau đó được sử dụng trong các mô hình dự báo số trị và trong các mô hình xoáy thuận nhiệt đới. Ta xét bản chất của phương pháp thích ứng đối lưu.

2.2.1. Thích ứng đối lưu khô

Các giả thiết chính được sử dụng trong sơ đồ thích ứng đối lưu của Manabe như sau:

a/ Khi gradien nhiệt độ trong lớp khí quyển chưa bão hòa vượt khỏi gradien đoạn nhiệt khô, đối lưu tự do phát triển đủ mạnh để làm cho gradien nhiệt độ thế vị bằng không.

b/ Động năng do đối lưu tạo ra tiền tán chuyển ngay thành nhiệt tức là thế năng tổng cộng không thay đổi.

c/ Sơ đồ không áp dụng cho lớp khí quyển sát đất nơi thường có đối lưu cưỡng bức.

Các quá trình này được mô tả bởi các phương trình sau:

$$\frac{\partial}{\partial p} \theta (T + \delta T, p) = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{C_p}{g} \int_{P_B}^{P_T} \delta T \, dP = 0 \quad (2.20)$$

Ở đây P_B và P_T là áp suất ở biên dưới và biên trên của lớp bất ổn định, δT là biến đổi nhiệt độ do thích ứng đối lưu. Để xác định biến đổi nhiệt độ ở từng mực trong lớp chứa n mực thì cần giải $(n-1)$ phương trình dạng (2.19) viết cho $(n-1)$ mực cùng với phương trình (2.20). Các lớp như thế này trong khí quyển có thể có vài lớp. Sau khi áp dụng thích ứng đối lưu nhiệt độ không khí trên biên của các lớp thay đổi. Điều này dẫn đến làm thay đổi gradien nhiệt độ trong các lớp bên cạnh. Sự thay đổi này có thể làm xuất hiện bất ổn định trong các lớp bên cạnh. Khi đó quá trình thích ứng được lặp lại cho đến khi toàn bộ cột khí quyển ở trạng thái ổn định hoặc cân bằng phiếm định ($\gamma \leq \gamma_a$).

Để chính xác hóa điều kiện xuất hiện đối lưu trong khí quyển ẩm người ta đưa vào hiệu chỉnh ảo trong chỉ tiêu bất ổn định. Thích ứng đối lưu xảy ra khi thỏa mãn điều kiện.

$$\gamma > \gamma_a - 0,61 T \frac{\partial q}{\partial z}$$

Theo đánh giá thì hiệu chỉnh này nhỏ hơn γ_a khoảng 50 lần đối với khí quyển tự do ở nhiệt đới.

Nhược điểm của phương pháp thích ứng đối lưu khô là profil tỷ số hỗn hợp không thay đổi khi nhiệt độ thay đổi.

2.2.2. Thích ứng đối lưu ẩm

Để tìm chỉ tiêu xuất hiện đối lưu ẩm và cả đối lưu khô bằng lý thuyết thì không thành công. Bằng phương pháp thực nghiệm các tác giả khác nhau tìm được các chỉ tiêu khác nhau song tất cả đều gần như giống với quan điểm của Manabe (1965). Theo Manabe thì các giả thiết chính cho đối lưu ẩm là.

a/ Khi gradien nhiệt độ trong lớp không khí bão hòa vượt khỏi gradien đoạn nhiệt ẩm, đối lưu tự do phát triển đủ mạnh để làm cho gradien nhiệt độ thế vị tương đương bằng không.

b/ Độ ẩm tương đối không khi nào vượt quá 100%

c/ Động năng của xoáy quy mô nhỏ do đối lưu tạo ra bị tiêu tán ngay và chuyển thành nhiệt.

d/ Toàn bộ nước ngưng kết trong quá trình đối lưu ẩm với ở dưới dạng mưa ngay tức khắc.

Về toán học điều kiện xuất hiện đối lưu ẩm có thể viết ở dạng.

$$\gamma > \gamma_k \quad (2.21)$$

$$q > q_k = k \cdot q_s \quad (2.22)$$

Ở đây γ_k là gradien nhiệt độ tiêu chuẩn k là hệ số thực nghiệm ($k < 1$)

Ta ký hiệu biến đổi nhiệt độ và độ ẩm do thích ứng đối lưu là δT và δq . Khi đó sau khi áp dụng thích ứng đối lưu ẩm sẽ thỏa mãn các điều kiện sau:

$$\frac{\partial}{\partial p} \theta_e(T + \delta T, q + \delta q, p) = 0 \quad (2.23)$$

$$q + \delta q = k_1 q_s \quad (2.24)$$

$$\int_{P_B}^{P_T} (c_p \delta T + L \delta q) dP = 0 \quad (2.25)$$

Gradien nhiệt độ sau khi tiến hành thích ứng đối lưu ẩm được xác định bởi công thức:

$$\frac{\partial T}{\partial P} = \frac{RT}{c_p P} \frac{P + \tau_c \frac{0,622 L e_s}{RT}}{P + \tau_c \frac{0,622 L}{c_p} \frac{de_s}{dT}} \quad (2.26)$$

Ở đây e_{ph} là sức tương bão hòa, $\tau_c = 1$. Trên thực tế lấy $\tau_c = 0,8$.

Lượng mưa được tính theo công thức sau:

$$M = -\frac{1}{g} \int_0^{P_s} \delta q dP$$

Ở đây P_s là áp suất mặt đất.

Áp dụng phương pháp thích ứng đối lưu ẩm trong các mô hình số trị gặp phải một số khó khăn liên quan đến chỉ tiêu xuất hiện đối lưu ẩm và hiệu ứng của phương pháp. Một cách hợp lý thì đối lưu ẩm xuất hiện khi bão hòa nhưng trên thực tế nó quan sát được ở độ ẩm tương đối dưới 100%, cụ thể là ở 60%. Chính vì thế mà các tác giả khác nhau sử dụng giá trị K trong công thức (2.22) khác nhau. Trong công trình [35] giá trị K biến đổi từ 0,8 đến 0,9. Trong các mô hình dự báo ngắn hạn bằng hệ các phương trình đủ ở nhiệt đới [26] thì lấy $7,5 K = 0,75 K = 0,75$. Trong công trình [36] thì K biến đổi từ 0,75 đến 1 phụ thuộc vào kích thước của miền dự báo và bước không gian. Trong công trình này còn lưu ý là theo số liệu quan trắc điều kiện $\frac{\partial \theta_e}{\partial p} = 0$ được thỏa mãn trong lớp dưới của khí quyển nhiệt

đới đến độ cao mực 600 – 800 máy bay và nó không thay đổi trong vùng đối lưu mạnh, trong dải hơi tụ nhiệt đới và trong bão. Từ đây tác giả này đã rút ra kết luận là chỉ tiêu nói trên không thể là điều kiện bắt đầu và kết thúc đối lưu ẩm. Chính vì thế trong công trình này đã đưa ra chỉ tiêu xác định sự xuất hiện đối lưu ẩm là năng lượng bất ổn định của lớp ta xét. Nếu năng lượng này dương thì đối lưu ẩm sẽ xuất hiện. Sau khi thực hiện thích ứng đối lưu đối với lớp khí quyển có biên dưới là P_B biên trên là P_T

thì profil nhiệt độ thể vị tương đương được thay bằng profil nhiệt độ thể vị tương đương giới hạn θ_e . Nhiệt độ này được xác định bằng phương pháp lặp theo các hệ thức sau:

$$\int_{P_B}^{P_T} h(\theta_e) dP = \int_{P_B}^{P_T} h_{gh}(\theta_e \cdot gh) dP$$

$$(\theta_{e_{gh}}) = \theta_e(P = P_T) \quad (1.27)$$

Ở đây h là năng lượng tính ẩm.

Độ ẩm tương đối sau khi áp dụng thích ứng đối lưu ẩm được lấy bằng 80%.

Thích ứng đột ngột dẫn đến hiệu ứng “sốc” trong các mô hình tính. Để giảm hiệu ứng này Gadd A và Keets J. [57] đã sử dụng sơ đồ thích ứng sau:

$$\gamma_k = \begin{cases} \gamma_a & \text{đối với } 0 \leq \tau \leq \tau_c \\ \gamma_a \frac{1 - \tau}{1 - \tau_c} + \gamma_{\text{ẩm}} \frac{\tau - \tau_c}{1 - \tau_c} & \text{đối với } \tau_c \leq \tau \leq 1 \end{cases} \quad (2.28)$$

Ở đây γ_k là gradien nhiệt độ sau khi áp dụng thích ứng. τ là độ ẩm tương đối, τ_c là hệ số thực nghiệm nó được lấy bằng 0,5.

Trong công trình [75] đã đề xuất phương pháp tính hiệu ứng cuốn hút. Theo công trình này đối lưu mây tích xuất hiện ở lớp, nơi có gradien thẳng đứng nhiệt độ trung bình lớn hơn gradien thẳng đứng của nhiệt độ trong mây. Gradien nhiệt độ trong mây được xác định như sau:

$$\gamma_M = \gamma_{\text{ẩm}} + E \frac{q_s - q}{c_P + \frac{0,622}{P} \cdot \frac{de_s}{dT}} \quad (2.29)$$

Ở đây E là thừa số tính hiệu ứng cuốn hút không khí môi trường vào mây. Nó được xác định bằng thực nghiệm.

$$E = 0,2 \left[\tau_o \sqrt{\frac{q}{q_s}} \right]^{-1} \quad (2.30)$$

Ở đây $\tau_o \sqrt{\frac{q}{q_s}}$ là bán kính mây với τ_o là 600m. Sơ đồ này được áp dụng để mô hình hóa xoáy thuận nhiệt đới.

Áp dụng phương pháp thích ứng đối lưu cho một số lớp bất ổn định sẽ dẫn đến làm thay đổi nhiệt độ trên biên của các lớp này. Do vậy tích phân năng lượng tính ẩm theo cả cột khí quyển không được bảo toàn. Để tránh điều này trong công trình [66, 67] đã đưa ra thủ thuật sau: Nếu như trong lớp dưới của tầng đối lưu tồn tại một lớp phân tầng bất ổn định có điều kiện thì áp suất ở biên trên của lớp này P và năng lượng tính ẩm tại mực P là $h(P)$ được xác định từ điều kiện nhỏ nhất hệ thức sau:

$$\left| h(P) (\ln P_o - \ln P) - \int_{\ln P}^{\ln P_o} (e_p T + gz + Lq) d \ln P \right| = \varepsilon \quad (1.31)$$

Ở đây P_o là áp suất biên dưới của lớp bất ổn định. Mực P nằm trong lớp ổn định. Sau khi áp dụng thích ứng đối lưu profil nhiệt độ và độ ẩm trong lớp từ P_o đến P được xác định từ hệ các phương trình sau:

$$\begin{aligned}
gz_s + ep T_s + Lq_s &= h(P) = \text{const} \\
g \frac{\partial z_s}{\partial P} &= -\frac{RT_s}{P} \\
e_s &= 6,11 \exp \left[25,22 \left(1 - \frac{273}{T_s} \right) \right] \cdot \left(\frac{273}{T_s} \right)^{5,31} \\
q_s &= 0,622 \frac{e_s}{P - 0,278 e_s} \quad (2.32)
\end{aligned}$$

Tính theo phương pháp này cho thấy biến đổi nhiệt độ lớn nhất khoảng 3°C độ ẩm cùng 6 g/kg.

Ưu điểm của phương pháp thích ứng đối lưu khô và ẩm là chúng đơn giản. Chính vì vậy mà chúng được sử dụng rất rộng rãi trong thực tế.

2.3. Phương pháp tham số hóa đối lưu mây tích dựa trên giả thiết bất ổn định có điều kiện loại hai (CISK)

Khái niệm về bất ổn định loại hai (CISK - Conditional instability of the second kind) được Chazney và Euphemism liassen đưa ra vào năm 1964 để phân biệt với bất ổn định có điều kiện của khí quyển nhiệt đới - bất ổn định có điều kiện loại một. Khác với bất ổn định có điều kiện loại một, bất ổn định có điều kiện loại hai gây ra bởi ma sát bề mặt và tỏa nhiệt ẩm ngưng kết. Chuyển động đối lưu trong bất ổn định loại hai thường luồn sâu vào lớp ổn định bên trên lớp bất ổn định, và chiếm hầu như toàn bộ tầng đối lưu.

Nghiên cứu khí quyển bất ổn định có điều kiện nhờ hệ phương trình tuyến tính CuO [71] đã rút ra kết luận là quy mô của xoáy thuận nhiệt đới không phải là bất ổn định trọng lực vì quy mô của mây tích là quy mô có mode bất ổn định nhất lại có tỷ trọng hơn hẳn các quy mô khác. Từ đây ông đã rút ra là khi mô hình hóa các quá trình khí quyển cần đẩy mode bất ổn định nhất về phía các quy mô lớn.

Đồng thời Chazney và Elissen, O Oyama cùng thực hiện tư tưởng đó trong các mô hình xoáy thuận nhiệt đới. Theo các tác giả trên cơ chế hình thành mây và tích như sau. Các xoáy quy mô lớn tạo ra sự hội tụ hơi nước trong lớp biên khí quyển mây và tích được hình thành và các đám mây này đã vận chuyển hơi nước từ dưới lên trên. Khi hơi nước này ngưng kết đã tỏa ra lượng ẩm nhiệt rất lớn và nó lại làm cho xoáy quy mô lớn mạnh lên. Do ma sát với bề mặt xoáy này làm tăng độ hội tụ hơi nước trong lớp biên và quá trình cứ tiếp diễn như vậy. Trong các công trình này đã đưa ra biểu thức xác định độ đốt nóng do đối lưu mây tích như sau:

$$\frac{\partial}{\partial P} Q = \begin{cases} -\eta s \omega^* & \text{khí } \omega^* < 0 \\ 0 & \text{khí } \omega^* > 0 \end{cases} \quad (2.33)$$

Ở đây $S = -\alpha \frac{d \ln \theta}{dP}$ là tham số ổn định tĩnh học, $\alpha = RT/P$, ω^* là tốc độ thẳng đứng trên đỉnh lớp biên.

$$\omega^* = \frac{1}{2} H_E \Omega g \sin 2\varphi \quad (2.34)$$

H_E là độ cao lớp biên Ecman, Ωg là xoáy địa chuyển trong lớp sát đất, λ là vĩ độ địa lý, η là thông số không thể nguyên nó liên quan đến cường độ cuốn hút và xác định sự phân bố đốt nóng theo phương thẳng đứng. Với thủ tục tính toán này các tác giả đã nhận được mode bất ổn định quy mô khoảng vài trăm km chứ không phải quy mô mây tích. Sơ đồ này rất thuận tiện và được sử dụng rộng

rãi. Dạng hàm phân bố thẳng đứng của ẩn nhiệt $\eta(z)$ đóng vai trò quan trọng trong việc mô hình hóa xoáy nhiệt đới. CuO là người đầu tiên đề xuất dạng hàm $\eta(z)$. Ngày nay có rất nhiều sơ đồ tham số hóa thuộc loại này.

Các giả thiết của CuO đã đưa ra như sau:

a/ Đối lưu mây tích xuất hiện ở vùng nơi lớp bên dưới có phân tầng bất ổn định có điều kiện và hội tụ.

b/ Chuyển động đối lưu vận chuyển không khí lớp sát đất lên đến độ cao rất lớn. Trong chuyển động này không khí trong mây đi lên theo quá trình đoạn nhiệt giả.

c/ Chân mây nằm ở mực ngang kết của không khí lớp sát đất, đỉnh mây đạt tới độ cao nơi nhiệt độ của phần tử đi lên bằng nhiệt độ môi trường.

d/ Mây tích tồn tại một thời gian rất ngắn sau đó chúng “hòa tan” vào môi trường ở mực đó. Vì vậy nhiệt và ẩm mà mây đem theo truyền cho không khí môi trường.

Giả thiết sau khoảng thời gian Δt trong cột khí quyển có tiết diện đơn vị hình thành mây tích với tiết diện là α , nhiệt độ là T_c , tỷ số hỗn hợp q_c , khi đó giá trị nhiệt độ trung bình và tỷ số hỗn hợp trung bình được xác định như sau:

$$\bar{T}(P) = \alpha T_c(P) + (1 - \alpha) \tilde{T}(P) \quad (2.35)$$

$$\bar{q}(P) = \alpha q_c(P) + (1 - \alpha) \tilde{q}(P) \quad (2.36)$$

Ở đây $\tilde{T}(P)$ và $\tilde{q}(P)$ là giá trị nhiệt độ và tỷ số hỗn hợp của không khí môi trường trước khi xáo trộn.

Từ (2.35) và (2.36) rút ra tốc độ đốt nóng và làm ẩm không khí do đối lưu mây tích xác định theo các công thức sau:

$$Q_T = \frac{C_P \delta T}{\Delta t} = \frac{C_P \alpha}{\Delta t} (T_c - \tilde{T}) \approx \frac{C_P \alpha}{\Delta t} (T_c - \bar{T}) \quad (2.37)$$

$$Q_q = \frac{\delta q}{\Delta t} = \frac{\alpha}{\Delta t} (T_c - \tilde{T}) \approx \frac{\alpha}{\Delta t} (q_c - \bar{q}) \quad (2.38)$$

Ở đây $\delta T = \bar{T} - \tilde{T}$, $\delta q = \bar{q} - \tilde{q}$ là biến đổi nhiệt độ và tỷ số hỗn hợp trên diện tích đã cho do tác động của đối lưu. CuO đã xác định α như sau. Giả sử lượng hơi nước đi vào cột khí quyển có tiết diện đơn vị, sau một đơn vị thời gian là I và được xác định bằng công thức sau:

$$I = \frac{1}{g} \int_0^{P_s} \Delta(qv) dp + \frac{\Delta P}{g} \cdot M_E \quad (2.39)$$

Ở đây M_E là tốc độ bay hơi từ mặt biển

$$M_E = \frac{g}{\Delta P} [P_o c_d |V_{sea}| (q_{sea} - q_{1000})] \quad (2.40)$$

ΔP là chênh lệch áp suất ở mực mặt biển với mực 100m máy bay P_o là mật độ trung bình trong lớp, C_D là hệ số cản của bề mặt ($C_D = 1,5 \cdot 10^{-3}$) q_{sea} là tỷ số hỗn hợp của không khí ở nhiệt độ mặt biển, q_{1000} ở mực 1000m máy bay. V_{sea} là tốc độ gió ngang ở mặt biển.

Sau khoảng thời gian tồn tại mây Δt tổng lượng hơi nước đi vào cột khí quyển sẽ là $I \Delta t$. Một phần hơi nước được ngưng kết và rơi thành mưa. Nhiệt ẩn ngưng kết tỏa ra đốt nóng không khí trong mây

đưa nhiệt độ từ $\tilde{T}$ lên T_c . Một phần ẩm khác làm tăng tỷ số hỗn hợp của không khí trong mây từ $\tilde{q}$ lên q_c . Từ đây ta có phương trình cân bằng ẩm.

$$I \Delta t = \alpha (\delta q_1 + \delta q_2)$$

Ta tìm được

$$\alpha = \frac{I \Delta t}{\delta q_1 + \delta q_2} \quad (2.41)$$

δq_1 và δq_2 là lượng ẩm cần thiết để đưa nhiệt độ không khí từ $\tilde{T}$ lên T_c và đưa độ ẩm từ $\tilde{q}$ lên q_c .

Lượng ẩm mây có thể xác định bằng các công thức sau:

$$\delta q_1 = \frac{1}{g} \int_{P_T}^{P_B} \frac{c_p}{L} (T_c - \bar{T}) dP \quad (2.42)$$

$$\delta q_2 = \frac{1}{g} \int_{P_T}^{P_B} (q_c - \bar{q}) dP \quad (2.43)$$

P_B và P_T là áp suất chân mây và đỉnh mây.

Cường độ mưa khi đó được xác định theo công thức:

$$M = -\frac{1}{gL} \int_{P_T}^{P_B} Q_T dP = \frac{c_p \alpha}{gL \Delta t} \int_{P_T}^{P_B} (T_c - \bar{T}) dP \quad (2.44)$$

Năm 1974 CuO đã đưa bỏ xung điều kiện xuất hiện đối lưu mây tích sau:

$$D_1 D_2 \Delta \theta_e > C_1$$

$$-\tau_o \omega_B > 3 (P_s - P_c) \quad (2.45)$$

Ở đây $\Delta \theta_e$ là sự khác biệt lớn nhất của nhiệt độ thể vị tương đương trong lớp bất ổn định ẩm, D_1 là độ dày của lớp bất ổn định, D_2 là độ dày của lớp khí quyển có biên trên là mực θ_e đạt giá trị nhỏ nhất và biên dưới là mực nơi θ_e lần đầu đạt giá trị cực đại của nó trong lớp biên kể từ trên xuống, C_1 là giá trị chuẩn xác định từ thực nghiệm. τ_o là thời gian kéo dài của dòng quy mô lớn, ω_B là tốc độ cực đại trong lớp biên ở hệ tọa độ áp suất, P_c là áp suất ở mực ngưng kết. Dòng nhập nhiệt do đối lưu mây tích được tính theo công thức sau:

$$Q_T = \frac{Lg(1-\tau)I(T_c - \bar{T}) \cdot \Pi}{C_P (P_B - P_T) < T_c - T >} \quad (2.46)$$

Ở đây $(1-b)$ là phần dòng ẩm đi vào cột khí quyển ngưng kết tạo ra mưa. ($b \ll 1$), $< T_c - T >$ là giá trị trung bình theo độ dày mây của hiệu $(T_c - T) \Pi = (P_o/P) R/c_p$.

Rosenthal đã cải tiến sơ đồ của CuO và ông cho $\delta q_2 = 0$ nên lượng mưa của theo sơ đồ này nhận được lớn hơn sơ đồ của CuO trong điều kiện như sau:

Ưu điểm của loại sơ đồ này là quá trình đốt nóng khí quyển cho đối lưu mây tích được giải thích rõ ràng hơn so với phương pháp thích ứng đối lưu và áp dụng vào thực tế cho kết quả tốt hơn sơ đồ thích ứng đối lưu. Bên cạnh đó loại sơ đồ này có hai nhược điểm chính. Nhược điểm thứ nhất là nó không tính đến quá trình cuốn hút không khí vào mây. Nhược điểm này đã được khắc phục bằng cách giả thiết tốc độ cuốn hút tỷ lệ với hiệu nhiệt độ của mây và môi trường [87]. Do cuốn hút nhiệt độ

không khí trong mây ở mức z giảm đi một lượng là $E \delta T = E (T_c - \tilde{T})$. Ở đây $E = M \cdot \delta T / T$, $M = 7,5$ là hằng số. Nhiệt độ không khí trong mây ở mức $z + \Delta z$ không tính đến ảnh hưởng của cuốn hút được xác định bằng cách đưa lên đoạn nhiệt không khí từ mức z với nhiệt độ

$$T_c^*(z) = T_c(z) - E \delta T.$$

đến mức $z + \Delta z$. Quá trình tiếp tục được lập lại.

Nhược điểm thứ hai của phương pháp này là tham số α được coi là hằng số theo độ cao. Sundqvist [99] đã khôi phục nhược điểm này bằng cách giả thiết α là hằng số trong lớp khí quyển bất ổn định có điều kiện $\left(\frac{\partial \theta_e}{\partial P} > 0\right)$. Ở phần trên của khí quyển nơi $\left(\frac{\partial \theta_e}{\partial P} < 0\right)$ thông số α giảm theo độ cao. Gọi áp suất mực $\left(\frac{\partial \theta_e}{\partial P} = 0\right)$ là P^* . Khi đó:

$$\alpha = \alpha_0 n(P) \quad (2.47)$$

Ở đây

$$n(P) = \begin{cases} 1 & \text{khi } P > P^* \\ \frac{\Delta \theta_e(P)}{\Delta \theta_e(P^*)} & \text{khi } P \leq P^* \end{cases} \quad (2.48)$$

Ở đây $\Delta \theta_e$ là hiệu nhiệt độ tương đương trong mây và ngoài môi trường α_0 được xác định như sơ đồ CuO.

Trong công trình [37, 91] tính biến đổi α theo độ cao bằng cách chia khí quyển thành K lớp. Mây có thể hình thành từ các lớp bên dưới và mây có chân ở lớp thấp thì có độ cao đỉnh cao hơn đỉnh của mây hình thành ở các lớp trên nó. Tiết diện của từng đám mây được coi là không đổi theo độ cao.

2.4. Phương pháp tham số hóa đối lưu mây tích dựa trên giả thiết vận chuyển đối lưu của các nhân tố nổi ẩn.

Trong các phương pháp tham số hóa đối lưu mây tích trình bày ở trên, các tính chất chủ yếu của mây tích được biểu diễn qua các đặc trưng của các quá trình quy mô lớn. Năm 1971 Ooyama đã đề xuất giả thiết vận chuyển đối lưu do các nhân tố nổi ẩn (convective transport by implicit Buoyant element Contribution). Phương pháp này cho phép xác định tính chất của các nhóm mây tích riêng rẽ. Các giả thiết chính của phương pháp như sau:

a/ Mây là công cụ vận chuyển khối lượng năng lượng và động lượng theo phương thẳng đứng. Các thực thể trên được vận chuyển từ dưới lên trên có tính đến sự cuốn hút vào mây và đồng thời ra từ mây. Sự tích lũy thực thể trong mây có thể bỏ qua.

b/ Sự vận chuyển của mây rất hiệu quả. Diện tích vùng mây và thời gian hoạt động của mây rất nhỏ, có thể bỏ qua. Điều này chỉ có nghĩa đối với vùng hoạt động tích cực của mây còn khối mây nhìn thấy ta coi như phân động lại quán tính và thuộc môi trường.

c/ Các yếu tố mây hình thành và xáo trộn vào môi trường không phụ thuộc vào nhau.

Để tính các đặc trưng của mây Ooyama đã sử dụng mô hình ở nhiệt. Quần thể ở nhiệt được chia thành các cụm, mỗi cụm bao gồm các ổ nhiệt có trạng thái ban đầu giống nhau. Giả sử trong mỗi cụm số ổ nhiệt hình thành trên một đơn vị diện tích, sau một đơn vị thời gian là N_i , bất kỳ thực thể nào mà cụm mây này mang theo được là A_{ci} thì dòng thực thể mà tất cả các ổ nhiệt vận chuyển sẽ là

$$F(a_c) = \sum_i a_{ci} m_i N_i \quad (2.49)$$

Ở đây m_i là khối lượng của từng ổ nhiệt của cụm mây i .

Giả sử là khi đã lên đoạn đường dz khối lượng từng ổ nhiệt thuộc cụm i tăng lên một lượng là dm do sự cuốn hút và giảm đi một lượng dm do dòng thổi ra từ mây. Khi đó biến đổi theo độ cao của thông lượng thực thể xác định theo phương trình sau:

$$\frac{\partial F(a_c)}{\partial z} = E[a_c] - D[a_c] \quad (2.50)$$

Ở đây $E[a_c]$ và $D[a_c]$ là thông lượng thực thể đi vào và đi ra khỏi mây. Các đại lượng này được xác định theo công thức:

$$E[a_c] = \sum_i a_{ei} \left(\frac{dm_+}{dz} \right)_i N_i \quad (2.51)$$

$$D[a_c] = \sum_i a_{ci} \left(\frac{dm_-}{dz} \right)_i N_i \quad (2.52)$$

Chỉ số e chỉ môi trường, C_i là của cụm mây i .

Thông lượng thẳng đứng của bất kỳ thực thể nào được ôyama biểu diễn qua dòng thực thể này trong mây và của môi trường xung quanh:

$$F(a) = F(a_c) + F(a_e) \quad (2.53)$$

Từ mối quan hệ giữa dòng thẳng trong mây m_c , dòng giáng của ngoài môi trường quanh mây $\tilde{m}$ và dòng thẳng đứng trung bình $\bar{m}$ ta có:

$$\bar{a} \bar{m} = a_{mc} - a_{\tilde{m}} \quad (2.54)$$

Do mây không tích lũy thực thể a nên Ooyama giả thiết.

$$a_e = \bar{a} \quad (2.55)$$

Từ (2.54) và (2.55) ta có

$$F(a_e) = \tilde{a} \cdot \tilde{m} = \bar{a} \bar{m} - a_{mc} \quad (2.56)$$

Thay (2.56) vào (2.53) và lấy vi phân theo z biểu thiếu tìm được đồng thời thay

$$\frac{dm_c}{dz} = \sum_i \left(\frac{dm_+}{dz} \right)_i N_i - \sum_i \left(\frac{dm_-}{dz} \right)_i N_i$$

ta tìm được

$$\frac{\partial F(a)}{\partial z} = \frac{\partial \bar{a} \bar{m}}{\partial z} - m_c \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} - D[a_c - \bar{a}] \quad (2.57)$$

Sử dụng (2.57) ta tìm được phương trình xác định giá trị trung bình của thực thể $\bar{a}$:

$$\frac{d\bar{a}}{dt} = \frac{m_c}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\rho}} D[a_c - \bar{a}] + S \quad (2.58)$$

Ở đây S là nguồn không do đối lưu gây ra của thực thể a .

Tham số hóa đối lưu do Ooyama đưa ra là không đóng kín vì số ở nhiệt xuất hiện trên một đơn vị

diện tích sau một đơn vị thời gian cho bằng phương pháp thực nghiệm. Rozenthal đã sử dụng sơ đồ tham số đối lưu này để mô hình hóa xoáy thuận nhiệt đới. Ở đây ông đã cho số ô nhiệt xuất hiện sau một đơn vị thời gian và trên một đơn vị tiết diện là

$$N(b_o) db = N_o \exp\left(-\frac{b}{B}\right) \cdot \frac{db_o}{B} \quad (2.59)$$

Ở đây β là hằng số, b_o là bán kính của ô nhiệt ở nơi nó hình thành.

2.5. Phương pháp tham số hóa đối lưu mây tích có tính đến các quá trình xáo trộn ngang và sự hạ xuống của không khí.

2.5.1. Phương trình cho năng lượng tính ẩm

Như ta đã biết, phương pháp tham số hóa được dựa trên giả thiết CISK tính độ biến đổi giá trị hỗn hợp của không khí do sự hòa tan của các tháp mây nóng và môi trường còn các phương pháp dựa trên giả thiết CONTRIBE thì tính ảnh hưởng của các quá trình hạ xuống của không khí quanh mây và thổi không khí mây ra môi trường đến biến đổi trường nhiệt độ và độ ẩm. Trên thực tế trong vòng nhiễu động thì quan sát thấy các đám mây khổng lồ tồn tại một thời gian rất ngắn và trong giai đoạn phát triển chúng tạo ra sự hạ xuống của không khí quanh mây còn ở giai đoạn tan rã chúng hòa tan vào môi trường xung quanh. Hai hiệu ứng này phải ảnh hưởng đến trường trung bình của nhiệt độ và độ ẩm. F. raedrich [53, 54] là người đầu tiên chú ý đến vấn đề này.

Bỏ qua thành phần v^2/z so với các thành phần khác trong biểu thức của năng lượng tính ẩm trong công trình trên đã sử dụng tính chất bảo toàn năng lượng tính ẩm trong quá trình chuyển động của phân tử khí.

$$\frac{dh}{dt} = 0 \quad (2.60)$$

Sử dụng phương trình liên tục (2.60) viết về dạng:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \omega h + \frac{\partial \omega h}{\partial p} = 0 \quad (2.61)$$

Tích phân phương trình (2.61) theo diện tích $s(t, p)$ đã tìm được

$$\left\{ \frac{\partial h_s s}{\partial t} - h_R \frac{\partial s}{\partial t} \right\} + \left\{ \frac{\partial \omega_s h s}{\partial p} - h_R \frac{\partial \omega_s}{\partial p} \right\} = 0 \quad (2.62)$$

$$\text{ở đây} \quad h_s \cdot s = \int_s h \, ds$$

$$\omega_s \cdot s = \int_s \omega \, ds$$

h_R là giá trị hàm h trên biên của diện tích s , nó được xác định bởi dấu của đại lượng $\frac{\partial s}{\partial t}$ và $\frac{\partial \omega s}{\partial p}$.

Ở đây s có thể là diện tích vùng mây σ hoặc là diện tích vùng quang mây. Để phân biệt các yếu tố trong mây và ngoài mây ta sử dụng các chỉ số “c” và “e” tương ứng. Đại lượng trung bình quy mô lớn $\overline{\omega}$ và $\overline{h}$ được xác định bằng các công thức sau:

$$\overline{\omega} = \omega_e + \omega_e$$

$$\bar{h} = \delta h_c + (1 - \delta) h_e = \delta(h_c - h_e) + h_e \quad (2.63)$$

Nếu tính đến $\sigma \ll 1$, $(h_c - h_e) \ll h_e$ thì có thể lấy $\bar{h} = h$ cho tất cả các mục đích lý thuyết và thực nghiệm.

2.5.2. Các mô hình mây

Phương trình (2.62) viết cho vùng có mây có dạng:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial p} h_c \omega_c - h_R \frac{\partial \omega_c}{\partial p} \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial t} h_c \delta - h_R \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\} = 0 \quad (2.64)$$

(I) (II)

Ở đây

$$h_R = \begin{cases} h_e & \text{nếu } \frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial \omega_c}{\partial p} > 0 \quad \text{ở lớp cuốn hút} \\ h_c & \text{nếu } \frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial \omega_c}{\partial p} < 0 \quad \text{ở lớp không khí đi ra} \end{cases}$$

Nếu quần thể mây cấu tạo từ các đám mây ổn định thì thành phần thứ II trong phương trình (2.64) bằng không. Trong trường hợp này ta có:

$$\frac{\partial h_c}{\partial p} = \frac{1}{\omega_c} \frac{\partial \omega_c}{\partial p} (h_e - h_c) \quad (2.65)$$

Thừa số thứ nhất trong vế phải (2.65) là tham số cuốn hút λ , nó có thể coi là hằng số theo độ cao. Thông lượng khối lượng trong quần thể mây tích trong trường hợp này được xác định bởi công thức.

$$\omega_e = \omega_{c0} \exp [\lambda (P - P_0)] \quad (2.66)$$

Phương trình (2.65) được Azakav lần đầu tiên đưa ra và viết ở dạng

$$\frac{\partial h_c}{\partial p} = \lambda (h_e - h_c) \quad (2.67)$$

Nếu quần thể mây cấu tạo từ các đám mây tích tồn tại trong thời gian rất ngắn thì thành phần II trong phương trình (2.64) cần được tính đến. Tích phân (2.64) theo thời gian tồn tại của mây, diện tích vùng mây khi bắt đầu hình thành mây và khi tan mây đều bằng không, trong thời gian phát triển mây bằng mưa thời gian tồn tại của nó ta có $\frac{\partial \delta}{\partial t} > 0$, $h_R = h_e$, trong thời gian tan mây

$\frac{\partial \delta}{\partial t} < 0$, $h_R = h_c$, thì ta nhận được phương trình xác định năng lượng tĩnh ẩm trong mây.

$$\frac{\delta}{\Delta t} (h_e - h_c) = \frac{\partial \omega_c h_e}{\partial p} - h_R \frac{\partial \omega_c}{\partial p} \quad (2.68)$$

Ở đây δ là diện tích cực đại mà mây chiếm, Δt là khoảng thời gian phát triển mây.

Trường hợp riêng khi thông lượng khối lượng trong quần thể mây tích không thay đổi theo độ cao tức là $\omega_c = \omega_{c0}$ thì phương trình (2.68) có dạng.

$$\frac{\partial h_c}{\partial p} = \lambda^* (h_e - h_c) \quad (2.69)$$

Ở đây $\lambda^* = \frac{\sigma}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\omega_{c_0}}$ là nhân tố cuốn hút, nó được giả thiết là không đổi theo độ cao.

Từ đây cho thấy:

a/ Tiết diện của các đám mây riêng không thay đổi theo chiều cao.

b/ Thời gian phát triển mây càng lớn thì tiết diện cực đại của quần thể mây càng lớn.

c/ Thông thường khối lượng trong mây càng lớn thì nhân tố cuốn hút càng nhỏ.

Nếu cho trước tham số cuốn hút của mây tích thì theo phương trình (2.67) hoặc (2.69) có thể tìm được năng lượng tĩnh ẩm của không khí trong mây. Sử dụng giả thiết không khí trong mây luôn bão hòa ta có thể tìm được nhiệt độ, độ ẩm riêng của không khí trong mây.

2.5.3. Các nguồn nhiệt và ẩm đối với các quá trình quy mô lớn.

Phương trình (2.62) viết cho môi trường quanh mây có dạng:

$$\left\{ \frac{\partial h_c(1-\sigma)}{\partial t} - h_R \frac{\partial(1-\sigma)}{\partial t} \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial p} h_e(\varpi - \omega_c) - h_R \frac{\partial(\varpi - \omega_c)}{\partial p} \right\} = 0$$

Sử dụng phương trình liên tục và giả thiết $\delta \ll 1$ phương trình (2.70) biến đổi về dạng.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Delta \cdot V \right) h_e = Q_h \quad (2.71)$$

Ở đây

$$Q_h = \frac{\partial \omega_c h_c}{\partial p} + h_R \left\{ \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial \omega_c}{\partial p} \right\} \quad (2.72)$$

là nguồn năng lượng tĩnh ẩm quy mô lớn.

Nếu trong môi trường quanh mây không có ngưng kết bởi nước thì từ phương trình (2.71) ta tìm được phương trình năng lượng tĩnh khô S_e và tỷ số hỗn hợp q_e :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Delta \cdot V \right) S_e = Q_s^I + Q_s^{II} \quad (2.73)$$

Ở đây

$$Q_s^I = \begin{cases} \omega_c \frac{\partial s_e}{\partial p} & \text{cho lớp cuốn hút} \\ \omega_c \frac{\partial s_e}{\partial p} + (s_e - s_c) \frac{\partial s_c}{\partial p} & \text{cho lớp thổi ra} \end{cases} \quad (2.74)$$

$$Q_s^{II} = \frac{\sigma}{\Delta t} (s_c - s_e) \quad (2.75)$$

và phương trình

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Delta \cdot V \right) q_e = Q_q^I + Q_q^{II} \quad (2.76)$$

$$Q_q^I = \begin{cases} \omega_c \frac{\partial q_e}{\partial p} & \text{cho lớp cuốn hút} \\ \omega_c \frac{\partial q_e}{\partial p} + (q_e - q_c) \frac{\partial \omega_c}{\partial p} & \text{cho lớp thổi ra} \end{cases}$$

$$Q_q^{II} = \frac{\sigma}{\Delta t} (q_c - q_e) \quad (2.77)$$

Một cách đủ độ chính xác ta thay S_e bằng $\bar{S}$ trong phương trình (2.73) và q_e bằng $\bar{q}$ trong (2.76). Các phương trình tìm được dùng để dự báo $\bar{S}$ và $\bar{q}$. Trong các phương trình trên các nguồn nhiệt và ẩm có chứa các đặc trưng của mây. Các đại lượng này được tính theo các mô hình mây ở trên.

Trong mô hình này độ cuốn hút và thông lượng khối lượng trong mây cho bằng công thức thực nghiệm.

Trong phương trình (2.64) h_R trong mỗi lớp được thay bằng h_e hoặc h_c phụ thuộc vào dấu của $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial \omega_c}{\partial p} \right)$

Điều này có nghĩa trong mỗi lớp mây chỉ có thể tồn tại cuốn hút hoặc thổi không khí ra chứ không thể đồng thời tồn tại, tức là quần thể mây chỉ cấu tạo từ một loại mây.

2.6. Phương pháp tham số hóa đối lưu của Arakawa A., Schu best W.

Arakawa A., Schu best W. đã đóng kín hệ phương trình thủy động lực học cho mây đối lưu vào năm 1974. Các ông đã đưa ra khái niệm và hàm công của mây và trạng thái tựa dừng. Đây là một sơ đồ hiện đại về mặt vật lý và áp dụng công cụ toán và phương pháp giải.

Trong sơ đồ đối lưu này đã sử dụng mô hình mây đối lưu một chiều. Mây có bán kính không đổi theo độ cao. Điều này giải thích là mây được cấu tạo từ các yếu tố hoạt động liên tiếp mà chúng có độ mở ngang rất nhỏ có thể bỏ qua đối với lớp dưới vùng đỉnh mây. Như vậy đối với mỗi cụm mây đặc trưng bởi một tham số cuốn hút không đổi theo độ cao λ . Tham số này được xác định bằng công thức.

$$\lambda = \frac{1}{m(\lambda, z)} \cdot \frac{dm(\lambda, z)}{dz} \quad (2.78)$$

Ở đây $m(\lambda, z)$ là thông lượng khối lượng trong quần thể mây con với đặc trưng là λ ở độ cao z .

Tích phân (2.78) theo độ cao ta tìm được.

$$M(\lambda, z) = m_B(\lambda) \cdot \eta(\lambda, z) \quad (2.79)$$

Ở đây $m_B(\lambda)$ là thông lượng khối lượng trong quần thể con mây tích tại chân mây có đặc trưng λ ; $\eta(\lambda, z)$ là hàm đặc trưng cho hiệu ứng cuốn hút.

$$\eta(\lambda, z) = \begin{cases} \exp[\lambda(z - z_B)] & \text{khi } z_B \leq z \leq z_d(\lambda) \\ 0 & \text{khi } z > z_D(\lambda) \end{cases} \quad (2.80)$$

Hàm này là nghiệm của phương trình

$$\frac{\partial \eta}{\partial z} = \lambda \eta \quad (2.81)$$

thỏa mãn điều kiện biên

$$\eta|_{z=z_B} = 1$$

Ở đây z_B là độ cao chân mây; $z_D(\lambda)$ là độ cao khối lượng của cụm có đặc trưng λ đi ra. Độ cao này trùng với mực độ nổi của phần tử mây bằng không.

Để xác định đặc trưng của mây cần sử dụng phương trình cân bằng khối lượng, năng lượng tĩnh ẩm, tổng lượng ẩm của từng cụm mây có đặc trưng λ và giải các phương trình này với các điều kiện biên tương ứng.

Ta biết rằng ở nhiệt đới bình lưu ngang và thẳng đứng của các dòng chảy quy mô lớn, các dòng nhiệt ở mặt đệm và đốt nóng bức xạ liên tục dẫn đến trạng thái bất ổn định này là điều kiện cần để xuất hiện mây đối lưu. Về phần mình, mây đối lưu vẫn chuyển nhiệt và ẩm từ dưới lên trên. Kết quả profil năng lượng tĩnh ẩm được san bằng, bất ổn định tĩnh mất đi.

Từ đây rút ra là lực nổi là mối quan hệ giữa các quá trình quy mô lớn và đối lưu trong khí quyển. Hàm công của mây $A(\lambda)$, nó đặc trưng cho công mà lực nổi thực hiện được Arakaw và Schubert chọn làm thước đo lực nổi trong từng cụm mây λ . Hàm này có dạng:

$$A(\lambda) = \int_{z_B}^{z_D} \frac{g}{C_P T} \eta(\lambda, z) [S_{vi}(z, \lambda) - \bar{S}_v(z)] dz \quad (2.82)$$

Ở đây S_{vi} , $\bar{S}_v$ là năng lượng tính ảo đối với cụm mây i và môi trường.

$S_v = C_P T + gz + C_P(0,608 \bar{q} - l)$ với l là độ chứa hạt nước của mây.

Nếu như các quá trình quy mô lớn không tiếp tục đưa khí quyển về trạng thái tiếp tục đưa khí quyển về trạng thái nhiễu động thì mây tích xuất hiện do sự phá hủy lúc đầu của cầu //////////////// nhiệt động lực theo phương thẳng đứng, sẽ làm giảm dần lực nổi trong khí quyển, tức là $A(\lambda)$ tiến đến không và môi trường xung quanh sẽ trở nên cân bằng phiếm định. Thời gian cần để đưa thích ứng môi trường xung quanh về trạng thái phiếm định theo Arakaw – Schubert nó khoảng từ 10^3 đến 10^4 giây và gọi là thời gian thích ứng. Quá trình mây biến đổi môi trường gọi là quá trình liên hệ ngược. Vì các đặc trưng của mây phụ thuộc tuyến tính vào thông lượng khối lượng và dòng khối lượng thổi ra của các cụm mây λ , mà các đại lượng này lại tỷ lệ với $m_B(\lambda)$ cho nên các đặc trưng của mây phụ thuộc tuyến tính vào $m_B(\lambda)$. Vì thế biến đổi theo thời gian hàm công của mây liên quan chỉ với quần thể mây tích có thể biểu diễn ở dạng

$$\left[\frac{dA(\lambda)}{dt} \right]_c = \int_0^{\lambda_{\max}} K(\lambda, \lambda') m_B(\lambda') d\lambda' \quad (2.83)$$

Ở đây $K(\lambda; \lambda')$ là nhân của phương trình tích phân, đặc trưng cho tốc độ tăng hàm công của cụm mây loại λ do cụm mây loại λ' làm biến đổi môi trường xung quanh tính trên một đơn vị $m_B(\lambda')$ $d\lambda'$. Thường $K(\lambda; \lambda')$ là âm. Điều này có nghĩa mây biến đổi môi trường xung quanh làm giảm hàm công.

Nếu như các quá trình quy mô lớn là dừng và làm tăng hàm công của mây thì môi trường xung quanh không thể đạt trạng thái phiếm định mà đạt trạng thái cân bằng. Trong trường hợp này hàm công của mây $a(\lambda)$ phải dương, ít nhất là trong một vài khoảng.

Biến đổi hàm công của mây chỉ do các quá trình quy mô lớn gây ra được gọi là nhiễu động quy mô lớn $F(\lambda)$. Như vậy biến đổi toàn phần hàm công của mây mô tả bằng phương trình sau:

$$\left[\frac{dA(\lambda)}{dt} \right]_c = \int_0^{\lambda_{\max}} K(\lambda, \lambda') m_B(\lambda') d\lambda' + F(\lambda) \quad (2.84)$$

Trên thực tế các quá trình quy mô lớn cũng biến đổi theo thời gian nên trạng thái cân bằng cũng không đạt được. Nếu quy mô thời gian của nhiễu động quy mô lớn lớn hơn nhiễu quy mô thời gian thích ứng thì $A(\lambda)$ ở trạng thái tựa dừng. Ở trạng thái này thỏa mãn điều kiện.

$$\frac{dA(\lambda)}{dt} \ll \left[\frac{dA(\lambda)}{dt} \right]_c \quad (2.85)$$

Từ điều kiện này ta tìm được phương trình gần đúng mô tả sự phân bố thông lượng khối lượng $m_B(\lambda)$:

$$\int_0^{\lambda_{\max}} K(\lambda, \lambda') m_B(\lambda') d\lambda' + F\lambda = 0 \quad (2.86)$$

Thỏa mãn điều kiện (2.86) có nghĩa là cụm mây tích dần dần đến trạng thái tựa cân bằng.

Phương trình tích phân Fredgom họ thứ nhất (2.86) phải thỏa mãn cho các loại mây tích ta có. Khi ta biết $K(\lambda, \lambda')$ và nhiễu động quy mô lớn $F(\lambda)$ từ (2.86) có thể tìm hàm phân bố thông lượng khối lượng $M_B(\lambda)$. Hàm này phải thỏa mãn điều kiện:

$$m_B(\lambda) > 0 \text{ và } \int_0^{\lambda_{\max}} K(\lambda, \lambda') m_B(\lambda') d\lambda' + F(\lambda) < 0 \quad (2.87)$$

hoặc

$$m_B(\lambda) < 0 \text{ và } \int_0^{\lambda_{\max}} K(\lambda, \lambda') m_B(\lambda') d\lambda' + F(\lambda) < 0 \quad (2.88)$$

Để tìm hàm $F(\lambda)$ cần sử dụng mô hình dự báo, trước tiên tính các trường dự báo nhiệt độ, độ ẩm cho một bước thời gian. Sau đó xác định biến đổi theo thời gian của hàm $A(\lambda)$ chỉ do các quá trình quy mô lớn gây ra. Hàm $F(\lambda)$ xác định theo công thức sau:

$$F(\lambda) = \left(\frac{dA(\lambda)}{dt} \right) \cdot \frac{\Delta t}{QML}$$

Ký hiệu QML – quy mô lớn.

Nhân $K(\lambda, \lambda')$ xác định như sau. Theo các trường nhiệt độ và độ ẩm ban đầu và dự báo tính biến đổi hàm công của mây $A(\lambda)$ với sự ảnh hưởng của một đơn vị thông lượng khối lượng ở chân mây loại λ' . Chia kết quả nhận được cho bước thời gian sẽ được $K(\lambda, \lambda')$.

Có nhiều tác giả nghiên cứu ứng dụng phương pháp tham số hóa mây tích này. BeLov đã đưa ra công thức tính hàm phân bố thông lượng khối lượng ở dạng:

$$m_B(\lambda) = M_{c1} f_1(\lambda) + M_{c2} f_2(\lambda)$$

Ở đây M_{c1} , M_{c2} là các hằng số đặc trưng cho độ hoạt động của mây tích dầy và mây tích tầng thấp; λ_1 và λ_2 xác định vị trí hai cực trị trong phân bố hàm thông lượng khối lượng.

$$f_1(\lambda) = \begin{cases} \exp\left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right) - 1 & \text{khi } 0 \leq \lambda \leq \lambda_1 \\ \exp\left(\frac{3\lambda_1 - 2\lambda}{\lambda_1}\right) - 1 & \text{khi } \lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2 \end{cases}$$

$$f_2(\lambda) = \begin{cases} \exp\left(\frac{\lambda}{\lambda_2}\right) - 1 & \text{ khi } 0 \leq \lambda \leq \lambda_2 \\ \exp\left(\frac{3\lambda_2 - 2\lambda_1}{\lambda_2}\right) - 1 & \text{ khi } \lambda > \lambda_2 \end{cases}$$

Silva D., Schubert W [94] đã nghiên cứu các phương trình dự báo để khảo sát xu thế nhiệt độ và độ ẩm. Ở đây điều kiện tựa cân bằng được áp dụng như bài toán tối ưu, mục đích của nó là làm nhỏ nhất biến đổi hàm công của mây.

Mất xích của // hệ ngược bao gồm biến đổi nhiệt độ, độ ẩm do chuyển động thẳng đứng quy mô lớn, làm lạnh bức xạ và dòng bức xạ qua bề mặt.

Nhược điểm của phương pháp này là không phân chia hạt nước trong mây thành hạt mây và hạt mưa.

2.7. Mô hình quần thể mây tích dừng.

Nếu như mây ở trạng thái dừng hoặc tựa dừng so với môi trường xung quanh thì do cuốn hút không khí từ môi trường vào thông lượng khối lượng trong mây tăng theo độ cao Arakaw và Schubert đã giả thiết từng cụm mây hoàn toàn đặc trưng bởi một tham số cuốn hút λ . Kích thước mây càng lớn tham số λ càng nhỏ và nó được xác định bằng:

$$\lambda = \frac{1}{m(\lambda, z)} \cdot \frac{dm(\lambda, z)}{dz} \quad (2.89)$$

Trong hệ tọa độ áp suất nó có dạng:

$$\lambda = \frac{p}{H m(\lambda, p)} \cdot \frac{dm(\lambda, p)}{dp} \quad (2.90)$$

Ở đây $H = \frac{RT}{g}$, P là áp suất.

Ta suy diễn hệ phương trình cho cụm mây tích dừng. Các phương trình được xây dựng trên định luật bảo toàn khối lượng năng lượng tính ẩm và độ ẩm không khí. Ở dạng vi phân phương trình cân bằng đối với bất kỳ thực thể a nào có dạng:

$$\frac{d\rho a}{dt} = -\rho a \operatorname{div} \vec{V} + I_a \quad (2.91)$$

Ở đây ρ là mật độ không khí, $\vec{V}$ là véc tơ tốc độ gió, I_a là nguồn thực thể a .

Để nhận được phương trình cân bằng khối lượng ta thay a bằng nồng độ các chất khí và lấy tổng toàn bộ các chất khí. Khi đó tổng của các nguồn chất khí bằng không ta được phương trình.

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{V} = 0 \quad (2.92)$$

Trong hệ tọa độ áp suất nó có dạng

$$\operatorname{div} \vec{V}_n + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (2.93)$$

Ở đây $\vec{V}_n$ là véc tơ gió ngang ω là tương tự tốc độ thẳng đứng.

Tích phân (2.93) theo tiết diện ngang δ_i của đám mây tích i ta được.

$$\int_{\sigma_i} \operatorname{div} \vec{V}_n d\sigma + \frac{\partial}{\partial p} \int_{\sigma_i} \omega d\sigma = 0 \quad (2.94)$$

ký hiệu:

$$m_i = \int_{\sigma_i} \omega d\sigma = \sigma_i \omega_i \quad (2.95)$$

Ở đây ω_i là giá trị trung bình theo diện tích δ_i của tương tự tốc độ thẳng đứng ω .

Thay tích phân mặt bằng tích phân đường trong (2.94) ta được.

$$\int_{\sigma_i} \operatorname{div} \vec{V}_n d\sigma = \oint_{L_i} \vec{V}_n dL \quad (2.96)$$

Ở đây L_i là đường biên của diện tích δ_i chia tích phân (2.96) thành hai tích phân sao cho $\cos(n, \vec{V}_n)$ (n là pháp tuyến với đường cong) trong từng tích phân không đổi dấu, khi đó ta được

$$\oint_{L_i} |\vec{V}_n| \cos(n, \vec{v}_n) dl = \int_{L_1} |\vec{V}_n| \cos(n, \vec{v}_n) dl - \int_{L_2} |\vec{V}_n| \cos(n, \vec{v}_n) dl \quad (2.97)$$

Ký hiệu:

$$\varepsilon_i = \int_{L_1} |\vec{V}_n| \cos(n, \vec{v}_n) dl \quad - \text{dòng thổi vào}$$

$$\delta_i = \int_{L_2} |\vec{V}_n| \cos(n, \vec{v}_n) dl \quad - \text{dòng thổi ra}$$

Khi đó phương trình bảo toàn khối lượng cho đám mây i có dạng

$$\varepsilon_i - \delta_i + \frac{\partial m_i}{\partial p} = 0 \quad (2.98)$$

Để có phương trình bảo toàn năng lượng tĩnh của không khí khô đối với đám mây i ta thay $a \equiv S_i$ trong phương trình (2.91)

$$\frac{dps_i}{dt} = -\rho s_i \operatorname{div} \vec{V} + L \bar{C}_i \quad (2.99)$$

Ở đây $\bar{C}_i$ là tốc độ, ngưng kết hơi nước trong một đơn vị thể tích.

Sử dụng phương trình liên tục ta biến đổi (2.99) về dạng:

$$\frac{\partial s_i}{\partial t} + \frac{\partial us_i}{\partial x} + \frac{\partial vs_i}{\partial y} + \frac{\partial \omega s_i}{\partial p} = \frac{L \bar{C}_i}{p}$$

Trong trường hợp dừng nó có dạng

$$\operatorname{div} S_i \vec{V}_n + \frac{\partial \omega s_i}{\partial p} = L C_i \quad (2.100)$$

Ở đây $c_i = \bar{c}_i / \rho$ - tốc độ ngưng kết. Tích phân phương trình (2.100) theo diện tích σ_i và biến

đổi tương tự như trên ta được phương trình xác định S_i cho đám mây i . Ở đây cần chú ý là năng lượng tĩnh của không khí khô đối với không khí thổi vào mây lấy giá trị của môi trường đối với không khí thổi ra lấy giá trị trong mây. Cho nên

$$\int_{L_1} |\vec{V}_n| S_i \cos(\vec{n}, \vec{V}_n) dL = \varepsilon_i \tilde{S} \quad (2.101)$$

$$\int_{L_2} |\vec{V}_n| S_i \cos(\vec{n}, \vec{V}_n) dL = \delta_i S_i \quad (2.102)$$

Phương trình cho năng lượng tĩnh khô có dạng:

$$\varepsilon_i \tilde{S} = \delta_i s_i + \frac{\partial m_i s_i}{\partial p} + L c_i = 0 \quad (2.103)$$

Tương tự ta có thể viết các phương trình bảo toàn hơi nước và hạt nước cho đám mây i :

$$\varepsilon_i \tilde{q} = \delta_i q_i + \frac{\partial m_i s_i}{\partial p} + c_i = 0 \quad (2.104)$$

$$-\delta l_i + \frac{\partial m_i l_i}{\partial p} + c_i - \tau_i = 0 \quad (2.105)$$

Ở đây q_i , l_i , τ_i là tỷ số hỗn hợp, độ chứa nước và tốc độ tạo ra hạt mưa từ hạt mây trong đám mây i .

Khử tốc độ ngưng kết hơi nước từ (2.103) và (2.104) ta được phương trình cho năng lượng tĩnh ẩm

$$\varepsilon_i \tilde{h} - \delta_i h_i + \frac{\partial m_i h_i}{\partial p} = 0 \quad (2.106)$$

Giả thiết không khí trong mây bão hòa, tốc độ tạo thành hạt mưa tỷ lệ thuận với độ chứa nước của mây, dòng khối chảy ra từ mây chỉ tồn tại ở lớp mỏng gần đỉnh mây, nơi năng lượng tĩnh ẩm của mây bằng với năng lượng tĩnh ẩm của môi trường. Các biểu thức toán mô tả các giả thiết trên như sau:

Từ giả thiết đầu ta có:

$$Q_i = q^*(T_i, p_i) \quad (2.107)$$

Ở đây $q^*(t_i, P_i)$ là tỷ số hỗn hợp bão hòa ở nhiệt độ T_i và áp suất p_i . Phân tích hàm q^* thành chuỗi Taylor theo đối số T ta được.

$$q_i = \tilde{q}^* + \left(\frac{\partial \tilde{q}^*}{\partial T} \right)_P (T_i - \tilde{T})$$

hay

$$q_i = \tilde{q}^* + \frac{1}{c_p} \left(\frac{\partial \tilde{q}^*}{\partial T} \right)_P (S_i - \tilde{S}) \quad (2.108)$$

$$\text{Vì } h_i = S_i + L q_i \quad (2.109)$$

$$\tilde{h}^* = \tilde{S} + L \cdot \tilde{q}^* \quad (2.110)$$

Từ (2.108), (2.109), (2.110)

rút ra

$$s_i - \tilde{s} = \frac{1}{1 + \gamma} (h_i - \tilde{h}^*) \quad (2.112)$$

Ở đây

$$\gamma = \frac{L}{c_P} \left(\frac{\partial \tilde{q}^*}{\partial T} \right) \quad P = \text{const} \quad (2.113)$$

Từ hai giả thiết cuối ta có

$$\tau_i = f_i(P) \cdot l_i \quad (2.114)$$

$$h_i = \tilde{h}^* \quad \text{tại } P = P_T \quad (2.115)$$

Ở đây P_T là áp suất ở đỉnh mây.

Lấy tổng hai vế các phương trình (2.98), (2.103), (2.104), (2.105) và (2.106) theo tất cả các đám mây nằm trong cụm mây có đặc trưng λ ta được hệ phương trình để xác định các đặc trưng của cụm mây λ trong lớp dưới đỉnh mây.

$$\varepsilon(\lambda, p) + \frac{\partial m(\lambda, p)}{\partial p} = 0 \quad (2.116)$$

$$\varepsilon(\lambda, p) \tilde{s}(p) + \frac{\partial m(\lambda, p) S(\lambda, p)}{\partial p} + L c(\lambda, p) = 0 \quad (2.117)$$

$$\varepsilon(\lambda, p) \tilde{q}(p) + \frac{\partial m(\lambda, p) q(\lambda, p)}{\partial p} + c(\lambda, p) = 0 \quad (2.118)$$

$$\varepsilon(\lambda, p) \tilde{h}(p) + \frac{\partial m(\lambda, p) h(\lambda, p)}{\partial p} + c(\lambda, p) = 0 \quad (2.119)$$

$$\frac{\partial m(\lambda, p) l(\lambda, p)}{\partial p} + c(\lambda, p) - \tau(\lambda, p) = 0 \quad (2.120)$$

$$s(\lambda, p) - \tilde{s}(p) = \frac{1}{1 + \gamma} [h(\lambda, p) - \tilde{h}(p)] \quad (2.121)$$

$$\tau(\lambda, p) = f(\lambda, p) \cdot l(\lambda, p) \quad (2.122)$$

$$h(\lambda, p_T) = \tilde{h}^*(P_T) \quad (2.123)$$

Tất cả các đặc trưng của cụm mây phụ thuộc vào thông số λ và mực P . Hệ phương trình (2.116) – (2.123) giúp ta xác định các đặc trưng của mây tĩnh khi thông lượng khối lượng đi vào mây được cho theo các giả thiết thích hợp và các điều kiện biểu tượng ứng.

Tại chân mây năng lượng tĩnh ẩm bằng năng lượng tĩnh ẩm bão hòa của môi trường, tức là

$$h(\lambda, P_B) = \tilde{h}^*(P_T) = \tilde{h}^*_B \quad (2.125)$$

Từ phương trình (2.90), (2.116), (2.119) ta có:

$$\frac{\partial h(\lambda, p)}{\partial P} - \frac{\lambda H}{P} h(\lambda, p) = -\frac{\lambda H}{P} \tilde{h}(P) \quad (2.125)$$

Ta thay $\tilde{h}(P) = \bar{h}(P)$ trong hệ phương trình trên vẫn đảm bảo độ chính xác cần thiết. Khi đó nghiệm của (2.125) thỏa mãn điều kiện (2.114) có dạng:

$$h(\lambda, p) = \frac{1}{\eta(\lambda, p)} \left(\bar{h}_B^* = \lambda \int_{P_B}^P \frac{H}{P} \eta \bar{h} dp \right) \quad (2.126)$$

ở đây

$$\eta(\lambda, p) = \exp \left(-\lambda \int_{P_B}^P \frac{H}{P} dp \right) \quad (2.127)$$

Để xác định λ ta viết phương trình (2.126) cho //// hình mây P_T và sử dụng (2.123) ta có:

$$\bar{h}_{P_T}^* = \frac{1}{\eta(\lambda, P_T)} \left(\bar{h}_B^* - \lambda \int_{P_B}^{P_T} \frac{H}{P} \eta \bar{h} dp \right) \quad (2.128)$$

Cho P_T các giá trị khác nhau từ (2.128) ta tìm được λ bằng phương pháp lập

$$\lambda^{(n+1)} = \frac{\bar{h}_B^* - \bar{h}_{(P_T)}^* \cdot \eta(\lambda^{(n)}, P_T)}{P_T \int_{P_B}^H \bar{h} \eta(\lambda^{(n)}, P) d \ln P} \quad (2.129)$$

Ở đây n là số lần lặp. Quá trình lặp dừng lại khi

$$|\lambda^{(n+1)} - \lambda^{(n)}| < \epsilon \lambda \quad (2.130)$$

Ở đây $\in \lambda$ là độ chính xác cho trước.

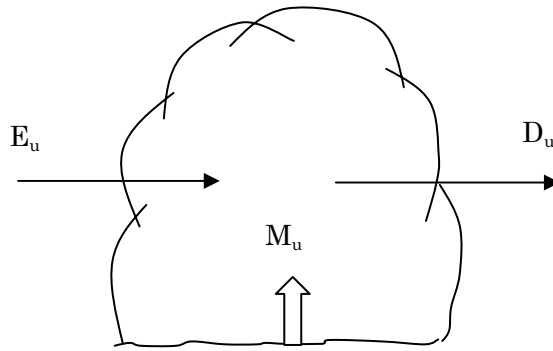
2.8. Tham số hóa đối lưu mây tích dựa trên mô hình mây có dòng thẳng và dòng giáng.

Khi nghiên cứu về động lực của mây tích cho thấy mây tích gồm hai phần, một phần dòng thẳng và một phần dòng giáng. Dòng khối trong mây khi đó là tổng của dòng thẳng và dòng giáng. Ta ký hiệu dòng thẳng các đặc trưng của dòng thẳng bằng chỉ số “u” (up) và dòng giáng, các đặc trưng của dòng giáng với chỉ số “d” (down). Biến đổi của các đặc trưng quy mô lớn như S, q, U và v do đối lưu mây tích gây ra trong phương trình (2.15), (2.16), (2.18) khi mô hình mây có dòng thẳng và dòng giáng có dạng:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t}\right)_{\text{cv}} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} \{ \mathbf{M}_u (\mathbf{S}_u - \mathbf{S}) + \mathbf{M}_d (\mathbf{S}_d - \mathbf{S}) \} + \mathbf{L} (\mathbf{c}_u - \mathbf{e}_d - \mathbf{e}_l - \mathbf{e}_p) \\ \left(\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t}\right)_{\text{cv}} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} \{ \mathbf{M}_u (\mathbf{q}_u - \mathbf{q}) + \mathbf{M}_d (\mathbf{q}_d - \mathbf{q}) \} + (\mathbf{c}_u - \mathbf{e}_d - \mathbf{e}_l - \mathbf{e}_p) \\ \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_{\text{cv}} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} \{ \mathbf{M}_u (\alpha_u - \alpha) + \mathbf{M}_d (\alpha_d - \alpha) \} \end{aligned} \quad (2.1.31)$$

ở đây α là ký hiệu cho u hoặc v . Chỉ số C_v (convection) chỉ biến đổi đại lượng do đối lưu gây ra.

Để xác định được các đặc trưng của mây đối lưu ta xây dựng mô hình mây gồm một dòng thăng (up) và một dòng giáng (down). Mô hình dòng thăng trong mây được biểu diễn trên hình 2.1. Mô hình mây gồm cả dòng thăng và dòng giáng biểu diễn trên hình 2.2



Hình 2.1. Mô hình mây tích (dòng thẳng)
 M_u - Thông lượng khối lượng; E_u - Độ cuốn hút; D_u - Độ bắn ra

Hệ phương trình mô tả các quá trình trong quần thể mây dùng sẽ là:

- Đối với dòng thẳng:

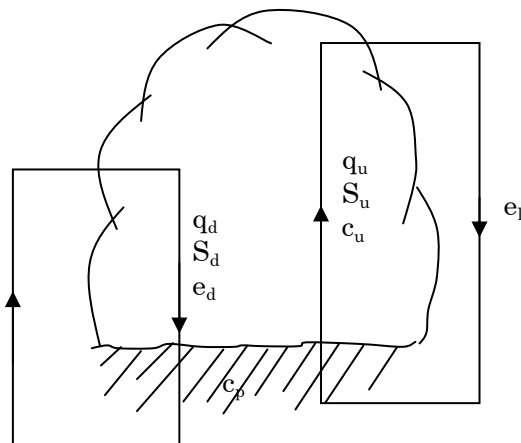
$$\frac{\partial M_u}{\partial z} = E_u - D_u$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u S_u) = E_u S - D_u S_u + L\rho C_u$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u q_u) = E_u q - D_u q_u - \rho C_u \quad (2.132)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u l) = -D_u l + \rho(C_u - G_p)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u \alpha) = E_u \alpha - D_u \alpha_u$$



Hình 2.2. Mô hình mây tích (dòng thẳng và dòng giáng)

- Đối với dòng giáng:

$$\frac{\partial M_d}{\partial z} = E_d - D_d$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}(M_d S_d) &= E_d S - D_d S_d + L \rho C_d \\ \frac{\partial}{\partial z}(M_d q_d) &= E_d q - D_d q_d + \rho C_d \quad (2.133) \\ \frac{\partial}{\partial z}(M_d \alpha_d) &= E_d \alpha - D_d \alpha_d\end{aligned}$$

Tích phân hệ phương trình (1.32) và (1.33) cho ta các đặc trưng của dòng thăng và dòng giáng trong quần thể mây tích. Các đặc trưng này thay vào (1.31) sẽ tính được ảnh hưởng của mây đối lưu đến các quá trình qui mô lớn. Để tích phân các phương trình trên ta cần cho các điều kiện biên sau:

- Tại chân mây ta phải cho trước $M_u, S_u, q_u, l, \alpha_u$.
- Tại biên trên của dòng giáng ta phải cho M_d, S_d, q_d, α_d .
- Độ cuốn hút E_u, E_d và độ bắn ra D_u, D_d là các hàm cho trước phụ thuộc vào các tham số thay đổi của mô hình.
- Các quá trình vi mô trong mây (C_u, e_d, e_l, G_p, e_p) cần được tham số hoá.

Ta lần lượt xét các vấn đề trên.

1. Tốc độ ngưng kết trong mây C_u

Trong dòng đi lên giả thiết luôn ở trạng thái bão hoà. Nếu xuất hiện quá trình bão hoà thì qu sẽ ngay tức khắc nhận giá trị bão hoà tương ứng. Lượng nước dư thừa Δq_u chuyển thành hạt nước mây l và nhiệt ngưng kết toả ra đốt nóng không khí. Nếu nhiệt độ dưới 0°C thì ta tính bão hoà trên băng và nhiệt toả ra là nhiệt đóng băng. Trong mô hình không xét đến sự đóng băng của hạt nước và tan của tuyết.

2. Bay hơi của hạt nước trong dòng giáng C_d

Trong dòng giáng luôn đạt trạng thái bão hoà nên các hạt nước mưa bay hơi và nhiệt hoá hơi được tính đến trong mô hình. Bay hơi hạt nước đạt trạng thái bão hoà ngay tức khắc.

3. Hình thành hạt mưa từ hạt mây trong dòng thăng

Giải thích hạt mưa hình thành tỷ lệ với độ chứa nước của mây

$$G_p = k(z).l$$

$$\text{ở đây hệ số } k = \begin{cases} 0 & z < z_B + \Delta z_c \\ \beta & z > z_B + \Delta z_c \end{cases}$$

z_B là độ cao chân mây, Δz_c độ dày của mây, nếu mây quá mỏng sẽ không cho mưa:

$$\Delta z_c = \begin{cases} 1500 & \text{Trên mặt nước} \\ 3000 & \text{Trên đất liền} \end{cases}$$

$$\beta = 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

ở đây bỏ qua sự dính kết của các hạt nước mưa với hạt mây.

4. Bay hơi hạt mây vào môi trường xung quanh

Hạt mây bị bắn ra ngoài mây do không khí kéo ra thì bay hơi ngay. Tốc độ bay hơi này được tính:

$$e_l = \frac{1}{\rho} D_u l$$

5. Bay hơi hạt mưa

Bay hơi của hạt mưa phụ thuộc vào độ hụt ẩm của môi trường hạt mưa đi qua.

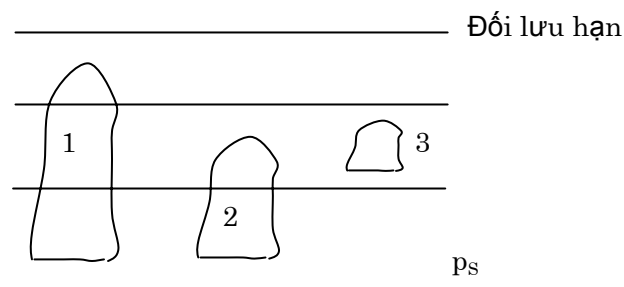
$$e_p = C\alpha_1(QS - q) \left[\frac{(p/p_s)^{1/2}}{\alpha_2} \frac{p}{C} \right]^{1/2}$$

ở đây: QS là độ ẩm riêng bão hoà; $\alpha_1 = 5.10^{-4}$; $\alpha_2 = 0.011$; nhân tố $(p/p_s)^{1/2}$ một cách gần đúng tính ảnh hưởng của mật độ không khí đến tốc độ rơi của hạt; C là hằng số được lấy là 0.05.

Các điều kiện biên

Đối lưu được chia thành ba dạng. ở mỗi nút lưới chỉ xuất hiện một dạng đối lưu. (Hình 2.3)

- Đối lưu xuyên thủng: Hội tụ không khí ở lớp biên tạo thành dòng thẳng lớn xuyên thủng tầng ổn định và đạt đến độ cao của đối lưu hạn.



Hình 2.3: 1: Đối lưu xuyên thủng; 2: Đối lưu nông; 3: Đối lưu tầng trung

- Đối lưu nông: Bên dưới có phân kỳ nhẹ và chỉ đạt đến độ cao của tầng ổn định.

- Đối lưu tầng trung: Xuất hiện ở vùng front trong lớp giữa của khí quyển.

1. Khối lượng không khí đi lên ở chân mây Mu

Đối với đối lưu nông và đối lưu xuyên thủng (đối lưu sâu) độ ẩm khí quyển dưới chân mây ($z=B$) có được do cân bằng tĩnh của các quá trình qui mô lưới, chuyển động rối và đối lưu. Điều kiện này được biểu diễn như sau:

$$\{\mu(q_u - q) + m_d(q_d - q)\}B = \int_0^B \left(\bar{V} \Delta_h q + w \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial F_q}{\partial z} \right) \rho dz \quad (2.134)$$

ở đây F_q là dòng rối của độ ẩm riêng, nó phụ thuộc vào tốc độ bay hơi của mặt đệm và sự xáo trộn rối. Mây chỉ xuất hiện khi về phải dương.

- Đối lưu xuyên thủng xuất hiện khi nhân tố động lực (hội tụ) lớn hơn xáo trộn rối.

- Đối lưu nông xuất hiện khi nhân tố bay hơi (xáo trộn rối) lớn hơn sự hội tụ ẩm.

- Đối lưu tầng trung thì lấy

$$(\mu)B = (\rho w)B \quad (2.135)$$

ở đây w là dòng thẳng qui mô lớn ở nút lưới.

2. Thông lượng khối lượng dòng giáng ở đỉnh vùng giáng

Trong mô hình đỉnh của dòng giáng được xác định là mực của mô hình mà ở đó tạo ra lực nổi âm so với môi trường. Đây là mực hạ xuống tự do "LFS". Các đặc trưng S_d , q_d , α_d được lấy giá trị tại

mức mây làm điều kiện biên. Thông lượng khối lượng đi xuống được giả thiết:

$$(M_d)LFS = \gamma(M_u)B \quad (2.136)$$

ở đây γ là tham số được lấy là 0.3.

Quá trình xác định M_u và u_d như sau:

- Xác định M_u theo (2.134) với gần đúng đầu tiên $u_d = 0$.
- Xác định mức LFS với điều kiện lực nổi bằng 0.
- Xác định $(M_d)LFS$ theo (2.136).
- Tích phân hệ (2.133) tìm M_d và đưa vào (2.134) để tính M_u . Quá trình được lặp lại cho đến khi đảm bảo độ chính xác.

Đối với nhiệt độ T , độ ẩm riêng q , độ chứa nước l và các thành phần tốc độ gió α ở chân mây được xác định như sau:

Đối với những điểm có đối lưu sâu và nông ta lấy tại mức thấp nhất của mô hình ở nút lưới gần nhất giá trị T , q , u , v . Mức ngưng kết của nó xác định được là B . Tại đây ta lấy các giá trị T_B , q_B , α_B , l_B . Nếu thỏa mãn điều kiện bất ổn định, tức là

$$(TV)_B > (TV)_{B, \text{ môi trường}} \quad (2.137)$$

thì độ cao B là chân mây đối lưu nông và xuyên thủng. Các giá trị T_B , q_B , l_B , α_B được lấy làm điều kiện biên cho mô hình mây.

Nếu (2.137) không thỏa mãn thì chỉ có thể xuất hiện mây đối lưu tầng trung với độ cao chân mây ở đâu đó trong khí quyển tự do. Việc xác định độ cao này được tiến hành như sau:

Từ mức thứ 2 của mô hình (từ dưới lên) phần tử có tính chất của môi trường đi lên đoạn nhiệt một lớp. Nếu $(TV)_B > TV$ môi trường và $l_v > 0$ thì đối lưu tầng trung xuất hiện và giá trị các đặc trưng của phần tử đi lên này được lấy làm điều kiện biên cho mô hình mây tầng trung. Loại đối lưu này chỉ có thể xuất hiện khi có dòng thăng qui mô lưới và độ ẩm ban đầu của phần tử lớn hơn 90%.

Độ cuốn hút E và đi ra từ mây D

Các quá trình xáo trộn ở trên biên ngang của mây là do sự cuốn hút và văng ra của không khí trong mây. Đối với dòng thăng các quá trình trên do xáo trộn rối và động lực gây ra. Ta ký hiệu tương ứng là ET_u , DT_u và ED_u , DD_u . Đối với dòng giáng chỉ có yếu tố xáo trộn rối gây ra nên ta ký hiệu là ET_d và DT_d . Như vậy ta có thể xác định độ cuốn hút và sự bắn ra của mây như sau:

- Đối với dòng thăng:

$$E_u = ET_u + ED_u$$

$$D_u = DT_u + DD_u$$

- Đối với dòng giáng:

$$E_d = ET_d$$

$$D_d = DT_d$$

Trong mô hình các đại lượng trên được tính như sau:

Giả thiết các đại lượng do xáo trộn rối gây ra tỷ lệ với khối lượng không khí trong mây.

$$ET_u = \varepsilon_u M_u \quad ET_d = \varepsilon_d |M_d|$$

$$DT_u = \delta_u M_u \quad DT_d = \delta_d |M_d|$$

ở đây các hệ số được lấy như sau:

$$\varepsilon_u = \begin{cases} 10^{-4} \text{ m}^{-1} & \text{cho đối lưu sau và trung} \\ 3.10^{-4} \text{ m}^{-1} & \text{cho đối lưu nông} \end{cases}$$

$$\varepsilon_d = 2.10^{-4} \text{ m}^{-1} \quad \text{cho các loại đối lưu}$$

và giả thiết $\varepsilon = \delta$.

Đối với các đại lượng do động lực gây ra được tính:

$$EDu = -\frac{\rho}{q} (\vec{V}_h \Delta_h q + w \frac{\partial q}{\partial z})$$

$$DDu = \begin{cases} \frac{(1-b)(M_u)_{k+1/2}}{\Delta z} & \text{cho lớp đỉnh mây } k \\ \frac{b(M_u)_{k+1/2}}{\Delta z} & \text{cho lớp } k-1 \end{cases}$$

ở đây k là mực trong mô hình còn b=0.33 là hằng số.

Sơ đồ tham số hoá đối lưu này được áp dụng trong mô hình dự báo của Cộng hoà Liên bang Đức cũng như nhiều nước khác. Nhược điểm của mô hình là các dòng cuốn hút và thổi ra từ mây xác định bằng thực nghiệm.

2.9. So sánh các phương pháp tham số hóa đối lưu.

Để so sánh các sơ đồ tham số hóa đối lưu với nhau người ta tiến hành theo ba hướng: Phân tích lý thuyết sự giống nhau và khác nhau giữa các sơ đồ, thí nghiệm các sơ đồ khác nhau trong cùng một mô hình số và so sánh các kết quả chẩn đoán theo mô hình dựa trên sơ đồ tham số hóa với nhau hoặc với số hiệu thực tế.

Phương pháp thứ nhất là phương pháp khó nên chỉ có một ít công trình đề cập chút ít đến phương pháp này.

Sơ đồ của Fraedrich đã trình bày ở trên là sơ đồ tổng quát hơn cả so với các sơ đồ của CuO và Ooyama.

Thực vậy nếu trong các phương trình (2.73) và (2.76) bỏ qua thành phần Q_s^1 và Q_q^1 thì ở vế phải còn lại thành phần mà sơ đồ CuO mô tả được. Ngược lại nếu xem mây là ổn định hoặc tựa ổn định thì trong vế phải của các phương trình trên còn lại thành phần do sơ đồ Ooyama mô tả.

Sơ đồ AzaKawa Schu bert theo họ là một mô hình tổng quát nhất. Lý thuyết Azakawa bao gồm kiểm tra thống kê không khác mấy so với lý thuyết của Ooyama không xét đến. So với các sơ đồ dựa trên giả thiết bất ổn định loại hai nhiều động quy mô lớn được các sơ đồ của Chazny – Eliassen, Ooyama, CuO tính đến thì trong sơ đồ Azakawa – Schu bert đưa vào bằng hàm $F(\lambda)$. Thêm vào đó thông lượng khối lượng ở chân mây tính được trong các sơ đồ dựa trên giả thiết bất ổn định loại hai gần bằng thông lượng tính được theo sơ đồ Azakawa – Schu bert khi bỏ qua chuyển động giáng của không khí ngoài mây ở mực chân mây so với chuyển động thẳng đứng trung bình quy mô lớn. Trong trường hợp tổng quát thì chúng khác nhau nhiều và chắc rằng thông lượng khối lượng tính theo sơ đồ Azakawa – Schu bert gần với thực tế hơn.

So sánh các sơ đồ dựa trên việc so sánh các kết quả dự báo được nhiều nhà khoa học thực hiện. Ebssbezzy R. Harrison E. đã áp dụng ba sơ đồ tham số hóa của CuO [72] Rosenthal [90] và Pirs – Riel trong mô hình dự báo hai và ba chiều theo số liệu ứng với giai đoạn phát triển của bão. Kết quả thử nghiệm cho thấy dự báo dịch chuyển của bão theo các sơ đồ tham số hóa đối lưu gần như nhau song

phân bố mưa ở vùng nhiều động thì khác nhau. Thêm vào đó trong tất cả các thí nghiệm với sơ đồ KyO và sơ đồ Pirs – Riel có bay hơi từ mặt đệm lớn hơn lượng mưa. Tỷ số giữa lượng mưa và lượng bay hơi trong sơ đồ thứ nhất $1/2$ trong sơ đồ thứ hai là $1/3$. Từ đây cho thấy các thí nghiệm trên đã không thỏa mãn điều kiện bảo toàn ẩm trong vùng dự báo. Đối với trường nhiệt thì trong tất cả các thí nghiệm bất ổn định của khí quyển không khắc phục được. Từ đây các tác giả của công trình nói trên đã đi đến kết luận là có thể tồn tại đối lưu quy mô nhỏ hơn quy mô mây tích và cần được tham số hóa chúng. Ceselski B. [47] đã sử dụng 6 sơ đồ tham số hóa đối lưu để thực hiện 7 thí nghiệm.

Trong thí nghiệm đều không sử dụng sơ đồ đối lưu, bốn thí nghiệm tiếp theo sử dụng sơ đồ bất ổn định loại hai với các hàm phân bố ẩm nhiệt theo phương thẳng đứng khác nhau. Thí nghiệm thứ 6 sử dụng sơ đồ thích ứng đối lưu.

Thí nghiệm thứ 7 sử dụng sơ đồ Azakawa Schubert. Kết quả thí nghiệm cho thấy dự báo trường địa thế vị 48 giờ các sơ đồ cho kết quả gần như nhau. Sơ đồ thích ứng đối lưu và của Azakawa cho nguồn nhiệt hơi lớn còn sơ đồ KyO cho nguồn nhiệt và sự phân bố của nó phù hợp với thực tế hơn cả.

Sơ đồ KyO và thích ứng đối lưu được sử dụng trong mô hình hóa xoáy thuận nhiệt đới và dự báo hạn ngắn. Kết quả cho thấy sơ đồ KyO cho trường dự báo địa thế vị và trường mưa gần với thực tế hơn. Thêm vào đó khi sử dụng sơ đồ thích ứng đối lưu ẩm trong mô hình dự báo thường làm tăng biến độ sóng trong trường còn sử dụng thích ứng đối lưu khô và sơ đồ dựa trên giả thiết bất ổn định loại hai thì không thấy.

So sánh các sơ đồ đối lưu theo hướng thứ ba không cần đến mô hình dự báo nên kết quả chẩn đoán không bị sai số của mô hình tác động. Đối lưu mây tích chủ yếu tác động đến trường lượng mưa vì vậy chẩn đoán lượng mưa là tiêu chuẩn đầu tiên đánh giá sơ đồ tham số hóa đối lưu.

Palcovich [27] và tiến hành so sánh ba sơ đồ tham số hóa. Thích ứng đối lưu, Sơ đồ KyO, sơ đồ Rosenthal trên tập số liệu cao không nhận được từ đợt khảo sát nhiệt đới đại tây dương. Đã tiến hành tính lượng mưa và sự phân bố thẳng đứng của nhiệt ẩn cho nhiều trường hợp. Kết quả tính toán cho thấy cường độ mưa chẩn đoán được theo phương pháp thích ứng đối lưu ẩm trong một số trường hợp phù hợp với thực tế khi cường độ mưa lớn thì nó bị thấp hơn thực tế, khi không có mưa thì nó rất nhỏ. Khảo sát sự phân bố nhiệt ẩn theo bước không gian theo trục thẳng đứng cho thấy đảm bảo chính xác cần thông tin đầy. Lượng mưa tính theo phương pháp KyO và Rosenthal đối với điểm giữa của đoạn khảo sát ngày 14/6/1974 là 1,5 mm và 2,5 mm sau 3 giờ, thực tế là 1,9 mm sau ba giờ. Kết quả này cho thấy phương pháp tham số hóa đối lưu dựa trên giả thiết bất ổn định loại hai cho kết quả tốt hơn phương pháp thích ứng đối lưu ẩm.

Sử dụng số liệu pha thứ 3 của cuộc khảo sát nói trên để kiểm tra các sơ đồ đối lưu cũng cho kết luận tương tự: Sơ đồ Azakawa - Schubert và sơ đồ KyO năm 1974 cho kết quả phù hợp với thực tế hơn sơ đồ thích ứng đối lưu ẩm.

Để so sánh các đặc trưng của quần thể mây quan trắc được và các đặc trưng mây chẩn đoán được, cần xây dựng các mô hình chẩn đoán phức tạp. Ta xét phương pháp xây dựng các mô hình này ở mục riêng.

2.10. Sơ đồ chẩn đoán các đặc trưng mây tích

Để xác định các đặc trưng của mây tích Vanai M [102] đã xây dựng mô hình "mây trung bình". Trong mô hình này đã sử dụng các phương trình bảo toàn năng lượng tính của không khí khô và độ ẩm cho quy mô lớn có tính đến hiệu ứng đối lưu và hệ phương trình mô tả các quá trình trong mây. Phương trình bảo toàn năng lượng tính của không khí khô và độ ẩm (2.15), (2.16) cho các quá trình

quy mô lớn viết về dạng

$$Q_1 \equiv \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \nabla \bar{s} \bar{v} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{s}}{\partial P} = Q_R + L(C - e) - \frac{\partial}{\partial P} \sum_i m_i (S_i - \tilde{S}) \quad (2.136)$$

$$Q_2 \equiv -L \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla \bar{q} \bar{v} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{q}}{\partial P} \right) = L(C - e) + L \frac{\partial}{\partial P} \sum_i m_i (q_i - \tilde{q}) \quad (2.137)$$

Từ hai phương trình trên ta tìm được

$$gF = \sum_i m_i (h_i - \tilde{h}) \quad (2.138)$$

Ở đây:

$$F = \frac{1}{g} \int_{P_T}^P (Q_1 - Q_2 - Q_R) dP \quad (2.139)$$

Ở đây P_T là áp suất đỉnh mây.

$\bar{s}$, $\bar{q}$ là giá trị trung bình theo diện tích giá trị s và q .

Hệ phương trình cho đám mây tích i bao gồm phương trình bảo toàn khối lượng, năng lượng tính khô, tỷ số hỗn hợp và độ chứa nước của mây:

$$\varepsilon_i - \delta_i + \frac{\partial m_i}{\partial P} = 0 \quad (2.140)$$

$$\varepsilon_i \tilde{s} - \delta_i s_i + \frac{\partial m_i s_i}{\partial P} + LC_i = 0 \quad (2.141)$$

$$\varepsilon_i \tilde{q} - \delta_i q_i + \frac{\partial m_i q_i}{\partial P} - C_i = 0 \quad (2.142)$$

$$-\delta_i l_i + \frac{\partial m_i l_i}{\partial P} + C_i - r_i = 0 \quad (2.143)$$

Ở đây ε_i và δ_i là độ cuốn hút không khí vào mây và dòng khối lượng thổi ra từ mây tính trên một đơn vị áp suất. r_i là tốc độ tạo thành hạt mưa từ hạt mây, l_i là độ chứa nước của đám mây i . Các ký hiệu khác được sử dụng như đã giải thích ở trên. Để đóng kín hệ phương trình giả thiết trong mây không khí luôn bão hòa nên

$$S_i - \tilde{s} = \frac{1}{1 + \gamma} (h_i - \tilde{h}^*) \quad (2.144)$$

Ở đây:

$$\gamma = \frac{L}{C_P} \left(\frac{\partial q^*}{\partial T} \right) P = \cos nt$$

Lấy tổng hai về các phương trình (2.140) - (2.144) theo quần thể mây.

Ta ký hiệu giá trị trung bình có trọng lượng h_c :

$$h_c = \frac{\sum_i m_i h_i}{m_c} \quad (2.145)$$

Ở đây $m_c = \sum_i m_i$

Tương tự ta cũng có các hệ thức cho s_c , q_c và l .

Tiếp theo ta giả thiết

a) Tầng đám mây có lớp không khí thổi ra mỏng tại đó

$$h_i = \tilde{h}^* \quad (2.146)$$

Từ (2.146) ta suy ra

$$q_i = \tilde{q}^* \quad (2.147)$$

b) Độ chứa nước của đám mây i bằng giá trị trung bình có trọng lượng theo toàn quần thể mây

$$l_i = l \quad (2.148)$$

c) Cường độ mưa tỷ lệ với độ chứa nước trung bình nói trên

$$r = f(P).l \quad (2.149)$$

d) Tốc độ bay hơi bằng tốc độ lượng nước thổi ra từ mây

$$e = \delta l \quad (2.150)$$

Với những giả thiết trên hệ phương trình để xác định các đặc trưng của quần thể mây tích có dạng:

$$Q_1 - Q_R = L(c - e) + \frac{\partial}{\partial p} [m_c (s_e - \tilde{s})]$$

$$Q_2 = L(c - e) - L \frac{\partial}{\partial p} [m_c (q_c - \tilde{q})]$$

$$\varepsilon - \delta + \frac{\partial m_c}{\partial p} = 0$$

$$(\varepsilon - \delta) \tilde{s} + \frac{\partial m_c s_c}{\partial p} + LC = 0$$

$$\varepsilon \tilde{q} - \delta \tilde{q}^* + \frac{\partial q_c m_c}{\partial p} - c = 0$$

$$-\delta l + \frac{\partial m_c l}{\partial p} + c = 0$$

$$r = f(p)l$$

$$e = \delta l$$

$$s_c - \tilde{s} = \frac{1}{1 + \gamma} (h_c - \tilde{h}^*) \quad (2.151)$$

Từ hai phương trình đầu của (2.157) ta rút ra:

$$gF = m_c(h_c - \tilde{h}) \quad (2.152)$$

$$Q_1 - Q_R + Le = -\tilde{s} \frac{\partial m_c}{\partial p} \quad (2.153)$$

Hệ các phương trình (2.151) - (2.153) là một hệ khép kín dùng để tìm các đặc trưng của quần thể mây tích.

Các điều kiện biên tìm được từ phương trình cân bằng nhiệt, ẩm cho lớp dưới mây. Các phương trình này cho phép xác định thông lượng khối lượng và năng lượng tính ẩm của không khí ở chân mây.

Hệ phương trình (2.151) - (2.153) cùng với các điều kiện biên tương ứng giải bằng phương pháp lặp với gần đúng ban đầu $e^{(0)} = 0$.

Mô hình chẩn đoán mây đã áp dụng để xác định các đặc trưng mây tích theo số liệu khảo sát ở vùng quần đảo Mazsall từ 15 đến 22/6/1962. Phân tích kết quả chẩn đoán cho thấy thông lượng khối lượng trong mây lớn hơn thông lượng trung bình theo diện tích. Điều này có nghĩa là phải tồn tại một dòng giáng của không khí giữa các đám mây. Dòng giáng này làm nóng không khí của môi trường.

Nitta T.[79] đã xây dựng mô hình chẩn đoán dựa trên khái niệm phổ của quần thể mây. Trong mô hình này đã sử dụng các phương trình cân bằng nhiệt và ẩm. Các phương trình này nhận được bằng cách biến đổi hai phương trình đầu của hệ (2.151) về dạng:

$$\rho(Q_1 - Q_R) = D(\tilde{s}_c - \tilde{s}) - LD\hat{e} + m_c \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} \quad (2.154)$$

$$- \rho Q_2 = LD(\hat{q}_c - \tilde{q} - \hat{e}) + Lm_c \frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} \quad (2.155)$$

Ở đây $\hat{s}_c$, $\hat{q}_c$ và $\hat{e}$ là các đại lượng ở mực đỉnh mây. D và E là dòng không khí thổi ra và thổi vào mây, tính trên một đơn vị độ cao; m_c là thông lượng khối lượng trong mây. Các đại lượng trên xác định bằng công thức:

$$D(z) = -m_B[\lambda_D(z)]\eta[z, \lambda_D(z)] \frac{d\lambda_D(z)}{dz} \quad (2.156)$$

$$E(z) = \int_0^{\lambda_D(z)} \lambda m_B(\lambda) \eta(\lambda, z) d\lambda \quad (2.157)$$

$$m_c(z) = \int_0^{\lambda_D(z)} m(\lambda, z) d\lambda = \int_0^{\lambda_D(z)} m_B(\lambda) \eta(\lambda, z) dz \quad (2.158)$$

Ở đây $\lambda_D(z)$ tham số cuốn hút của cụm mây tích có mực đỉnh mây ở độ cao z. Các ký hiệu khác như trong sơ đồ Arakawa - Schulert.

Từ phương trình bảo toàn khối lượng, năng lượng tính ẩm, tổng lượng nước cho từng cụm mây tích đã tìm được phương trình để xác định năng lượng tính ẩm và tổng lượng nước.

$$h_c(\lambda, z) = \frac{1}{\eta(\lambda, z)} \left[h_B + \lambda \int_{z_B}^z \eta(\lambda, z') \tilde{h}(z') dz' \right] \quad (2.159)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} [\eta(\lambda, z)(l(\lambda, z) + q_c(\lambda, z))] = \lambda \eta(\lambda, z) - \eta(\lambda, z) \tau(\lambda, z) \quad (2.160)$$

Ở đây chỉ số "B" ký hiệu giá trị ở chân mây

$$\tau(\lambda, z) = \frac{\sum_{\lambda_i \in (\lambda, \lambda + d\lambda)} R_i}{m_B(\lambda)\eta(\lambda, z)d\lambda} \quad (2.161)$$

R_i là lượng mưa hình thành trong lớp có độ dày một đơn vị của cụm mây i .

Từ điều kiện bão hòa không khí trong mây rút ra

$$S_c(\lambda, z) - \tilde{s}(z) = \frac{1}{1 + \gamma} [h_c(\lambda, z) - \tilde{h}^*(z)]$$

$$q_c(\lambda, z) - \tilde{q}^*(z) = \frac{\gamma}{L(1 + \gamma)} [h_c(\lambda, z) - \tilde{h}^*(z)] \quad (2.162)$$

Ở mức khối lượng mây đi ra thỏa mãn điều kiện

$$h_c[\lambda, z_D(\lambda)] = \hat{h}_c[z_D(\lambda)] \quad (2.163)$$

Ở đây $\hat{h}_c[z_D(\lambda)]$ nhận được từ phương trình sau:

$$\frac{1}{1 + \gamma(z_D)} [\hat{h}_c(z_D) - \tilde{h}^*(z_D)] + 0,61c_p \tilde{T}(z_D) [\hat{q}_c(z_D) - \tilde{q}(z_D)] = 0 \quad (2.164)$$

Với các điều kiện biên đã biết từ (2.163) tìm được $z_D(\lambda)$, từ (2.159) tìm được $h_c(\lambda, z)$, từ (2.162) tìm $S_c(\lambda, z)$ và $q_c(\lambda, z)$. Độ chứa nước của mây $l(\lambda, z)$ tìm được từ (2.160). Để xác định thông lượng khối lượng ở chân mây đã cộng hai phương trình (1.154) và (1.155), sử dụng (2.156) và (2.157) ta tìm được:

$$\int_0^{\lambda_D(z)} m_B(\lambda)\eta(\lambda, z)d\lambda - (\hat{h}_c - \tilde{h}) \left(\frac{\partial \tilde{h}}{\partial z} \right)^{-1} \cdot \eta[\lambda_D(z), z]$$

$$\frac{d\lambda_D(z)}{dz} m_B[\lambda_D(z)] = \rho(Q_1 - Q_2 - Q_R) \left(\frac{\partial \tilde{h}}{\partial z} \right)^{-1}$$

Điều kiện biên trong mô hình này sử dụng nhiệt độ ảo ở chân mây của không khí trong mây và môi trường như nhau.

Mô hình được tính với số liệu của giai đoạn ba thám sát Đại Tây Dương (22-29/6/1969). Kết quả cho thấy các kết quả tính khá phù hợp với số liệu đo bằng máy bay thám không.

2.11. Điều kiện xuất hiện đối lưu mây tích

Điều kiện xuất hiện đối lưu mây tích và mưa chưa được nghiên cứu một cách đầy đủ vì vậy tiêu chuẩn xuất hiện đối lưu mây tích trong các sơ đồ tham số hóa được sử dụng khác nhau. Các tiêu chuẩn này đều dựa trên các nhân tố chính như phân tầng khí quyển, độ ẩm trong tầng đối lưu, độ hội tụ gió trong lớp biên khí quyển. Các tiêu chuẩn này đôi khi đưa đến sự mâu thuẫn lẫn nhau. Thực vậy trong các sơ đồ dựa trên giả thiết bất ổn định loại hai chỉ sử dụng điều kiện hội tụ khối lượng không khí trong lớp biên khí quyển; trong các sơ đồ thích ứng đối lưu ẩm lại coi bất ổn định có điều kiện trong lớp có độ ẩm tương đối lớn hơn và bằng 100% không phụ thuộc vào dấu của hội tụ trong lớp biên. Còn trong các sơ đồ dựa trên giả thiết CONTRIBE thì tiêu chuẩn hai là lực nổi của không khí ở chân mây dương và cũng không phụ thuộc vào dấu của hội tụ không khí trong lớp biên.

Chọn chỉ tiêu xuất hiện đối lưu ảnh hưởng rất lớn đến trường mây và trường địa thế vị dự báo. Ngày nay có rất nhiều công trình nghiên cứu điều kiện xuất hiện đối lưu mây tích ở nhiệt đới. Các kết luận của các công trình đều thống nhất là ở nhiệt độ khí quyển hầu như luôn là bất ổn định có điều kiện; đối lưu tích cực quan sát thấy ở nơi độ hội tụ của gió lớn và chuyển động thẳng.

Trên cơ sở đó điều kiện xuất hiện đối lưu phải thỏa mãn đồng thời các hệ thức sau:

$$-\frac{\partial \bar{s}}{\partial p} > 0$$

$$-\frac{\partial \bar{h}}{\partial p} < 0$$

$$\int_{p_B}^{p_T} \left(\nabla \cdot \mathbf{V} \bar{h} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{h}}{\partial p} \right) dp > 0 \quad (2.165)$$

Đây là các điều kiện thường được sử dụng trong các sơ đồ tham số hóa đối lưu dựa trên giả thiết về bất ổn định loại hai song đôi khi dùng trong các sơ đồ dựa trên giả thiết CONTRIBE.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Ceselski B.F. A comparison of cumulus parametrization techniques. Tellus, 1973, Vol-25 N 5 P. 459-478.
2. Ebsberty R.L, Harrison E.L. Effects of parametrization of latent heating in a tropical prediction model. J. Appl. Met. 1972 Vol 11, N2, P.255-267.
3. Emanuel K.A. Atmospheric convection. OXFORD University press 1994, 580p.
4. Fraedrich K. On the parametrization of cumulus convection by lateral mixing and compensating subsidence. Part I - J.Atmos. Sci.1973.Vol 30 N3, P.408 - 413.
5. Fraedrich K. Dynamic and thermodynamic aspects on the parametrization of cumulus convection. Part II - J.Atmos. Sci. 1974 Vol.31, N7, P 1838-1849.
6. Gadd A.J., Keers J.F. The representation in a 10 level model atmosphere of sensible and latent heat transfers from the earth's surface to the atmospheric boundary layer. - Quart. J. Roy.Met.Soc., 1970 Vol.96. P 297-308.
7. Krishnamurti T.N. Moxim W.J. On parametrization of convective latent heat release. J. Appl. Met., 1971. Vol 10, N1, P.3-13.
8. Krishnamurti T.N. Dey and moist convective adjustment. In: Dynamics of the tropical atmosphere Notes from a colloquium: Summer 1972, P. 74-83.
9. Kuo H. L. Convection in a conditionally unstable atmosphere Tellus, 1961, Vol 13, N13, P.441-472.
10. Kuo H. L. On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. J. Atmos. Sci. 1965. Vol 22, N1, P. 40-63.
11. Kurihara Y. A scheme of moist convective adjustment. Mon. Wea. Rev. 1973, Vol 101, N7, P.549 - 553.
12. Nittl T. Observational determination of cloud mass flux distribution. J. Atmos. Sci 1975 Vol.32, N1, P.73 - 91.
13. Pend L.I. Kuo H. L. A numerical simulation of the development of tropical cyclones Tellus, 1975, Vol.27, N2, P.133 - 144.
14. Rosenthal S.L. Numerical experiments with a multi-level primitive equation model designed to simulate the development of tropical cyclones. Experiment 1. ESSA. Techn. Memo N82.1968.
15. Rosenthal S.L. A. Circularly symmetric primitive equation model of tropical cyclone development containing an explicit water vapor cycle Mon. Wea.Rev. 1970, Vol 98, N9. P.643-663.
16. Smith R.K. The physics and parameterization of moist atmospheric convection. Kluwer Academic Publishers. 498 P.
17. Yanai M., Esbensen S, Chu J. Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large - scale heat and moisture budgets. J.Atmos.Sci 1973, Vol 30, N4, P.611-627.

