

ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

Iu. P. ĐORONHIN

VẬT LÝ ĐẠI DƯƠNG

BIÊN DỊCH: PHẠM VĂN HUẤN

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**

Ю. П. ДОРОНИН

ФИЗИКА ОКЕАНА

Рекомендовано Министерством образования Российской Федерации в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению «Гидрометеорология», специальности «Океанология»



**Санкт-Петербург
2000**

MỤC LỤC

Mở đầu	7
1. Nhiệm vụ môn học và phương pháp nghiên cứu	7
2. Mối liên hệ giữa vật lý đại dương với các bộ môn khoa học khác	10
3. Cấu tạo của nước như một vật thể vật lý	13
Tài liệu tham khảo bổ sung	24
Chương 1. Cơ sở nhiệt tĩnh học đại dương	25
1.1. Những định nghĩa cơ bản của nhiệt tĩnh học nước biển	25
1.2. Phương trình trạng thái của nước biển	34
1.3. Các đặc trưng vật lý nhiệt của nước biển	40
1.4. Quá trình đoạn nhiệt	50
1.5. Các chỉ tiêu phân tầng mật độ trên phương thẳng đứng của đại dương	55
Tài liệu tham khảo bổ sung	59
Câu hỏi tự kiểm tra	60
Chương 2. Những định luật cơ bản về biến đổi các đặc trưng nhiệt động lực học đại dương	61
2.1. Phương trình chuyển động của nước biển	61
2.2. Phương trình liên tục và phương trình khuếch tán muối	69
2.3. Các phương trình biến đổi năng lượng đại dương như một hệ nhiệt động lực học	73
2.4. Phương trình biến đổi entropy và phương trình truyền nhiệt	78
2.5. Hệ phương trình tổng quát nhiệt động lực học đại dương	84
Tài liệu tham khảo bổ sung	88
Câu hỏi tự kiểm tra	88
Chương 3. Những tính chất cơ bản và mô tả về rối trong đại dương	89
3.1. Định nghĩa rối	89
3.2. Lấy trung bình các phương trình nhiệt động lực học	95
3.3. Các hệ số trao đổi rối chất thể	103
3.4. Phương trình cân bằng năng lượng rối	110
3.5. Mật độ phổ của các đặc trưng rối	118
3.6. Rối quy mô vừa và quy mô lớn	132
3.7. Nguyên lý mô tả xác suất rối đại dương quy mô lớn	136
Tài liệu tham khảo bổ sung	141
Câu hỏi tự kiểm tra	142
Chương 4. Những quy luật của các quá trình nhiệt muối	143
4.1. Phân tích bậc đại lượng của những số hạng trong các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối	143
4.2. Các phương trình cân bằng nhiệt và cân bằng muối	152
4.3. Những quy luật trao đổi nhiệt và muối của đại dương với khí quyển	159
4.4. Biến đổi nhiệt độ và độ muối lớp trên của đại dương do trao đổi nhiệt và nước với khí quyển	173
4.5. Ảnh hưởng của sự bất đồng nhất xáo trộn rối tới các trắc diện thẳng đứng của nhiệt độ và độ muối nước biển	185
4.6. Đối lưu tự do và cưỡng bức trong đại dương	189
4.7. Biến đổi nhiệt độ và độ muối của các dòng biển	208
Tài liệu tham khảo bổ sung	217
Câu hỏi tự kiểm tra	218

Chương 5. Những tính chất vật lý của băng biển	220
5.1. Sự hình thành và tăng trưởng của tinh thể băng	220
5.2. Thành phần pha của băng biển	227
5.3. Các đặc trưng vật lý nhiệt của băng biển	234
5.4. Những quy luật chung trong sự tăng trưởng và tan băng biển	243
5.5. Những tính chất cơ học của băng biển	257
5.6. Diễn biến của băng dưới tải trọng	266
Tài liệu tham khảo bổ sung	274
Câu hỏi tự kiểm tra	274
Chương 6. Các hiện tượng điện từ trong đại dương	276
6.1. Những tính chất điện từ vĩ mô của nước và băng biển	276
6.2. Các phương trình mô tả trường điện từ đại dương	286
6.3. Từ trường của Trái Đất	289
6.4. Trường điện từ đại dương bản chất động lực học do sóng bề mặt gây nên	292
6.5. Sự phát sinh trường điện từ bởi các dòng biển	302
6.6. Lý thuyết về các dòng địa điện trong đại dương	311
Tài liệu tham khảo bổ sung	318
Câu hỏi tự kiểm tra	319
Chương 7. Quang học đại dương	320
7.1. Các định nghĩa cơ bản	320
7.2. Sự hấp thụ ánh sáng trong nước biển	323
7.3. Sự tán xạ ánh sáng trong nước biển	328
7.4. Sự suy yếu ánh sáng bởi nước biển	337
7.5. Sự phát quang của nước biển	341
7.6. Độ chiếu sáng của đại dương	347
7.7. Độ rọi của trường ánh sáng	356
7.8. Phương trình vận chuyển ánh sáng trong đại dương	360
7.9. Độ nhìn thấy của các đối tượng dưới nước	365
7.10. Màu biển	372

Tài liệu tham khảo bổ sung	377
Câu hỏi tự kiểm tra	378
Chương 8. Âm học đại dương	380
8.1. Những định nghĩa cơ bản	380
8.2. Các phương trình lan truyền sóng âm	387
8.3. Các đặc trưng năng lượng của sóng âm	392
8.4. Truyền âm qua ranh giới các môi trường có mật độ khác nhau	396
8.5. Sự khúc xạ tia âm	401
8.6. Biến đổi cường độ âm với khoảng cách	408
8.7. Sự phản xạ và tán xạ sóng âm	417
8.8. Các nhiễu âm	423
Tài liệu tham khảo bổ sung	431
Câu hỏi tự kiểm tra	431

MỞ ĐẦU

1. Nhiệm vụ môn học và phương pháp nghiên cứu

Vật lý đại dương nghiên cứu những tính chất vật lý cơ bản của nước biển và những định luật đặc trưng cho trạng thái của đại dương và các quá trình vật lý diễn ra trong nó; nghiên cứu mối quan hệ qua lại giữa các tham số khác nhau của nước biển và giữa các quá trình vật lý; xem xét mối phụ thuộc của các quá trình đại dương vào những nguyên nhân gây nên chúng. Trong đó không những cần xác lập một cách định tính mối liên hệ nhân quả, mà còn đưa ra biểu diễn toán học của mối liên hệ đó.

Nhiệm vụ của môn học không chỉ là nghiên cứu các quá trình, mà còn xem xét những khả năng sử dụng các mối liên hệ nhân quả để đưa ra dự báo các hiện tượng vật lý, bởi vì dự báo là một trong những đỉnh cao cuối cùng mà tất cả các khoa học về Trái Đất vươn tới. Bản thân dự báo không phải là nhiệm vụ trực tiếp của giáo trình, nhưng những căn cứ để nghiên cứu các phương pháp dự báo được đặt nền móng trong vật lý đại dương.

Đỉnh cao thứ hai mà các khoa học về Trái Đất muốn vươn tới là những khuyến cáo về sử dụng tự nhiên vì lợi ích loài người mà không làm tổn hại sinh thái đối với trạng thái của nó. Về nguyên tắc, các khuyến cáo chỉ có thể có cơ sở khoa học một khi vật lý của các quá trình được nghiên cứu kỹ lưỡng và những hệ quả có thể nảy sinh do con người can thiệp vào quá trình tự

nhiên được làm sáng tỏ.

Việc đảm bảo thông tin về các quá trình vật lý ở đại dương và xu thế của chúng cho các tổ chức kinh tế và những tổ chức khác đòi hỏi phải có tri thức về những quy luật phát triển của các quá trình đó. Không phải bao giờ trình độ hiểu biết của chúng ta về những quá trình này hay quá trình kia trong đại dương cũng đủ cao. Đôi khi, tư liệu thực nghiệm mới làm người ta phải xét lại những quan niệm đã hình thành trước đây về đặc điểm diễn biến của quá trình và về những nguyên nhân gây nên nó. Trong giáo trình này trình bày những quy luật của các quá trình vật lý diễn ra ở đại dương được phát hiện trên cơ sở tư liệu thực nghiệm thu thập được tới cuối thế kỷ 20. Thông tin mới có thể dẫn tới sự hoàn thiện hoặc xét lại những luận điểm đã được trình bày. Những tính quy luật chưa được làm rõ đến cùng như vậy về các quá trình diễn ra ở đại dương hoặc phép mô tả còn rất gần đúng về nó sẽ được nêu ra trong sách giáo khoa nhằm làm cho sinh viên khỏi có ấn tượng là đại dương đã được nghiên cứu đến tận cùng, để khơi dậy trong sinh viên niềm ham muốn tự tham gia giải quyết nhiệm vụ đã được nêu lên.

Khoa học chỉ đạt tới những kết quả đáng kể một khi nó sử dụng được công cụ toán học. Điều này là do: thay vì mô tả quá trình tự nhiên một cách định tính gần đúng, toán học cho phép xác định những chỉ tiêu định lượng về cường độ của quá trình và xác lập những mối liên hệ giải tích giữa nguyên nhân và hệ quả. Vì vậy trong vật lý đại dương áp dụng rộng rãi công cụ toán học.

Bởi vì các quá trình đại dương diễn ra trong những điều kiện địa lý tự nhiên cụ thể, có lẽ không có một công cụ toán học nào có thể mô tả được thật chi tiết, nên trong khi mô tả quá

trình bằng toán học người ta hay sử dụng phép trừu tượng hóa bỏ đi những nét ít quan trọng. Trừu tượng hóa càng mạnh và càng rộng thì quy luật tìm ra được áp dụng đối với một lớp hiện tượng càng rộng hơn, nhưng đồng thời quá trình tính toán sẽ càng khác biệt với quá trình thực. Ví dụ, đã biết quy luật tăng nhiệt độ lớp trên của đại dương theo sự tăng lên của dòng bức xạ Mặt Trời và nhiệt lượng từ khí quyển. Tuy nhiên, biến thiên nhiệt độ thực tế sẽ khác biệt với biến trình chung ở mức độ mà những đặc điểm địa phương của thủy vực chưa được kể tới trong khi tính toán: sự phân tầng mật độ, độ dẫn nhiệt, bình lưu nhiệt bởi các dòng biển v.v.. Mô tả quá trình bằng toán học đáng quý chính là ở chỗ áp dụng trừu tượng hóa trong ví dụ này cho phép sử dụng quy luật tăng nhiệt độ theo sự tăng lên của lượng nhiệt đi tới đối với tất cả các đại dương và các biển. Trong số các nhân tố tác động muôn hình muôn vẻ chỉ cần nhận ra và tính đến những gì quan trọng và bỏ đi những gì thứ yếu.

Nhiều quá trình đại dương được mô tả bằng những phương trình khá phức tạp, hiện chưa thể có được nghiệm dưới dạng giải tích. Trong trường hợp này máy tính điện tử các loại sẽ trợ giúp, chúng cho phép nhận được nghiệm cụ thể bằng số của bài toán. Thay đổi các tham số khác nhau và những số hạng của các phương trình sẽ tạo cơ hội đánh giá vai trò của một tham số hay của một nhân tố nào đó trong quá trình vật lý được mô phỏng.

Đối với nhiều quá trình vật lý thậm chí còn chưa biết được những quy luật phát triển chung và những mối liên hệ của chúng với môi trường địa lý xung quanh. Ở giai đoạn phát triển nhận thức hiện nay của chúng ta, thì với những quá trình như vậy hợp lý nhất là nghiên cứu bằng mô hình hóa hiện trường,

khi mô hình tái tạo thật tỷ mỉ các điều kiện tự nhiên ở một tỷ lệ thu nhỏ hơn và quá trình cần nghiên cứu được tái lập theo các tham số bên ngoài. Đương nhiên, trong đó phải chú ý tuân thủ những điều kiện đồng dạng giữa quá trình ở trong phòng thí nghiệm và quá trình đại dương hay biển tự nhiên.

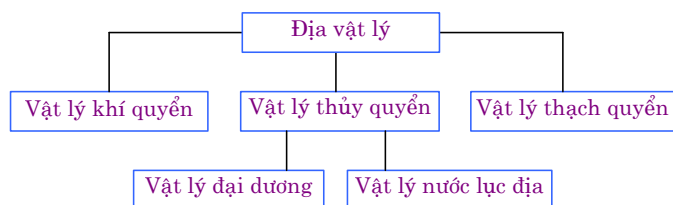
Như vậy, về phương diện phương pháp luận thì nhiệm vụ không chỉ là nghiên cứu các quy luật vật lý đại dương chủ yếu đã biết, mà còn là làm quen với những phương pháp nghiên cứu.

2. Mối liên hệ giữa vật lý đại dương với các bộ môn khoa học khác

Đại dương tiếp giáp với thạch quyển và khí quyển, vì vậy tất cả các quá trình ở đại dương phụ thuộc vào sự trao đổi chất và năng lượng với các môi trường đó. Vật lý đại dương liên hệ mật thiết nhất với vật lý khí quyển, cả hai bộ môn cùng có nhiều nhiệm vụ khoa học và thực tiễn gần gũi với nhau. Điều này được phản ánh ở chỗ khi nghiên cứu những vấn đề chung người ta liên kết hải dương học và khí tượng học vào cùng một khái niệm “Khí tượng thủy văn”.

Xét theo tính chất các nhiệm vụ cần giải quyết và những phương pháp nghiên cứu thì môn vật lý đại dương có thể xem như một bộ phận của vật lý, hay chính xác hơn, của địa vật lý – môn khoa học đề cập tới tập hợp những hiện tượng vật lý xuất hiện trên hành tinh của chúng ta và nó bao gồm các bộ phận như vật lý khí quyển, vật lý thạch quyển, vật lý đại dương v.v.. Giữa các bộ phận đó có nhiều thứ chung, đặc biệt giữa vật lý khí quyển và vật lý đại dương, nhưng đồng thời chúng đề cập các

môi trường rất khác nhau về những tính chất vật lý, nhiều quá trình vật lý trong đó diễn ra khác nhau. Tương quan chung giữa các bộ phận chính của địa vật lý có thể biểu diễn bằng sơ đồ:



Cách phân loại này chú trọng vào đối tượng mà những tính chất và quá trình vật lý được đề cập ở trong mỗi bộ phận.

Có một quan điểm phổ biến hơn về vật lý đại dương như là một bộ phận của khoa học chung hơn về đại dương – hải dương học, nó còn đề cập tới cả những tính chất và quá trình hóa học, hình thái đáy và đường bờ, động vật và thực vật của đại dương v.v.. Trong trường hợp này người ta nhấn mạnh về đặc điểm của các tính chất được xem xét của đại dương và các quá trình diễn ra trong nó.

Hai hệ thống phân loại này hợp lý như nhau, nhưng khi nghiên cứu vật lý đại dương thì hệ thống thứ nhất hay hơn.

Một số phân của vật lý đại dương là những bộ phận của giáo trình vật lý đại dương. Đó là nhiệt động lực học, quang học, điện học, âm học v.v.. Khác biệt là ở chỗ trong trường hợp này các quá trình được nghiên cứu áp dụng vào môi trường cụ thể, tức ít trừu tượng hơn.

Vật lý đại dương liên quan mật thiết với hóa học đại dương. Chỉ cần nhận xét rằng nước biển là dung dịch gần như của tất cả những nguyên tố hóa học. Nhiều quá trình vật lý ở đại dương

diễn ra theo cách khác nhau tùy thuộc vào nồng độ các muối trong nước. Ở đây có thể nêu ra sự phụ thuộc của mật độ nước, nhiệt độ đóng băng, đặc điểm tạo thành băng biển vào độ muối. Trong trường hợp cuối cùng thì không chỉ nồng độ chung của các muối trong nước muối thay đổi, mà tỷ lệ giữa chúng cũng thay đổi. Các tính chất điện từ của nước biển cũng phụ thuộc rất mạnh vào độ muối. Vì vậy, tính đến thành phần hóa học của nước cũng là cần thiết để giải quyết những vấn đề vật lý của hướng này.

Đồng thời ở mức độ nào đó phải coi vật lý đại dương là khoa học địa lý, bởi vì trong khi nghiên cứu các quá trình vật lý cần nhớ rằng: mặc dù với nhiều nét chung, song các quá trình vật lý diễn ra có phần khác nhau tùy thuộc vào mùa và vị trí địa lý của vùng mà ở đó chúng được xem xét. Ví dụ, quá trình hình thành hoàn lưu nhiệt muối phụ thuộc vào vị trí địa lý của vùng nghiên cứu, địa hình đáy, hình dạng các bờ, tác động của khí quyển v.v.. Nhiều quá trình vật lý trong các đại dương và các biển ở vĩ độ cực diễn ra theo cách khác so với ở những vĩ độ trung bình và nhiệt đới do có mặt, ví dụ, của băng.

Sự tất yếu phải tính đến môi trường địa lý biểu lộ đặc biệt rõ trong những trường hợp khi nào cần đưa ra ước lượng định lượng về các đặc trưng của quá trình vật lý cho các vùng lựa chọn địa phương trong các dự báo. Ở đây, những yêu cầu tăng cao về độ chính xác mô tả quá trình buộc ta phải giảm thiểu mức độ trừu tượng hóa và tính đến những đặc thù địa phương thuần túy.

Không những gắn bó mật thiết với vật lý, khí tượng học, hóa học, địa lý học, vật lý đại dương còn liên quan không kém phần chặt chẽ với một loạt các bộ môn khoa học thuộc diện thực

dụng và kỹ thuật. Hiện nay, xuất hiện nhu cầu rất bức xúc phải giải quyết kịp thời vấn đề như nghiên cứu các nguyên nhân làm ô nhiễm nước các đại dương và các biển và đề ra những giải pháp đấu tranh với ô nhiễm. Có thể nhận thấy rằng thậm chí ở vùng khơi đại dương đã có những khu vực nước bị ô nhiễm với diện tích hàng nghìn km². Điều vừa nêu buộc chúng ta, trong khi nghiên cứu những phân tương ứng của môn vật lý đại dương, phải hướng tới những môn học kế cận.

Kết quả nghiên cứu giáo trình vật lý đại dương không phải chỉ là làm quen với các quá trình chính diễn ra ở đại dương, không chỉ là nghiên cứu những quy luật quyết định đặc điểm của các quá trình đại dương, mà còn là tạo ra những kỹ năng phương pháp luận nghiên cứu, có được khái niệm về những vấn đề nào cần phải giải quyết trước.

3. Cấu tạo của nước như một vật thể vật lý

Nhiều tính chất vật lý và hóa học của nước ngọt và nước biển dị thường so với các chất có công thức hóa học tương tự (H₂Te, H₂Se, H₂S). Những tính chất “dị thường” như vậy là: sự biến đổi mật độ nước, sự biến đổi thể tích của nước khi đóng băng, sự phụ thuộc của nhiệt độ đóng băng vào áp suất, một số đặc trưng nhiệt v.v..

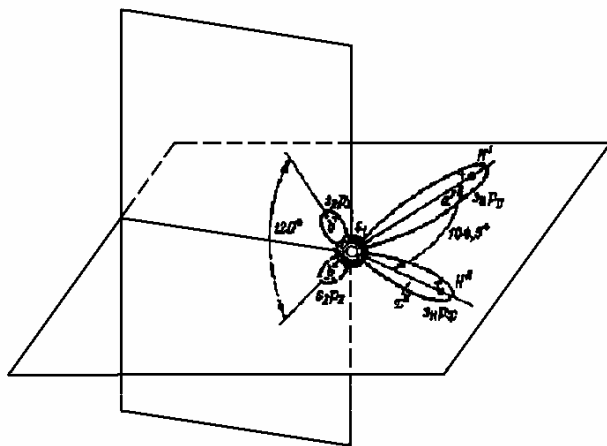
Để hiểu và giải thích những tính chất của nước ở các trạng thái pha khác nhau của nó trước hết phải xem xét một phân tử H₂O. Nghiên cứu cho thấy rằng nhiều tính chất hóa học của nước bị chi phối bởi cấu tạo phân tử, nó tạo ra ở xung quanh một trường điện từ đặc biệt, định hướng các phân tử nước tương

đối với nhau và liên kết chúng.

Một số tính chất của phân tử nước đã được lý giải nhờ những khảo sát thực nghiệm, một số khác đến nay vẫn chưa thể kiểm tra bằng thực nghiệm, mà được giải thích bằng lý thuyết trên cơ sở các mô hình của phân tử. Tổng quan đầy đủ nhất về những công trình nghiên cứu cấu trúc và các tính chất của nước có trong các cuốn sách [1, 3]. Theo chương trình của môn học, những tính chất phân tử thuần túy của nước ngọt không phải là đối tượng của giáo trình này, nhưng phải biết đến khi giải thích nhiều tính chất của nước biển và băng. Vì vậy, trong phần mở đầu này sẽ cung cấp một số dẫn liệu về cấu trúc của nước ngọt và băng cũng như những tính chất cơ bản rút ra từ đó dưới dạng ngắn gọn.

Lý thuyết quỹ đạo phân tử, tức lý thuyết về tập hợp các vị trí có thể có của các điện tử, đã đưa ra quan niệm về cấu tạo của nguyên tử nước. Giả định rằng cặp điện tử với các spin hướng đối ngược nhau chuyển động theo một quỹ đạo. Trong tám điện tử của nguyên tử oxy thì cặp điện tử thứ nhất nằm trên quỹ đạo hình cầu s_1 gần hạt nhân nhất và liên hệ vững chắc với hạt nhân, cặp điện tử thứ hai nằm trên quỹ đạo hình cầu s_2 xa hạt nhân hơn và liên hệ với hạt nhân ít vững chắc hơn, còn cặp điện tử thứ ba thì phân bố không phải trên quỹ đạo hình cầu, mà là quỹ đạo vòng tròn p_z . Hai điện tử còn lại phân bố trên hai quỹ đạo p_x và p_y theo kiểu mỗi điện tử trên một quỹ đạo, hai quỹ đạo này nằm trong mặt phẳng vuông góc với quỹ đạo trước (hình 1). Vì các điện tử này không phải là những điện tử cặp, nên chúng có thể tương tác với các điện tử của quỹ đạo thứ nhất của hai nguyên tử hydro, tạo thành các liên hệ O – H. Cho rằng với liên kết đơn giản như vậy giữa các điện tử của oxy và hydro

góc giữa các liên hệ O – H phải là 90° . Tuy nhiên, do các lực đẩy giữa các nhân hydro và ảnh hưởng bổ sung của các điện tử quỹ đạo s_2 (hiệu ứng lai hóa) mà góc tăng lên tới $104,5^\circ$.



Hình 1. Sơ đồ phân bố các quỹ đạo lai hóa của phân tử nước
 a'' – các liên hệ O – H, b' và b'' – các cặp lai không phân chia

Sự lai hóa các điện tử của các quỹ đạo s_2 và p_z của oxy dẫn tới chỗ ở gần hạt nhân của nó hình thành hai khu vực điện tích. Chúng phân bố đối xứng với mặt phẳng mà trên đó có các liên hệ O – H. Kết quả là phân tử nước có được cấu tạo tứ diện với hai khu vực tích điện dương ở lân cận các hạt nhân của hydro và hai khu vực tích điện âm gần các hạt nhân của oxy. Bốn cực này cho phép mỗi phân tử nước tạo với các phân tử láng giềng bốn liên hệ hydro. Sự phân bố các hạt nhân hydro và oxy và các điện tử lai hóa đặc trưng đối với phân tử nước dẫn tới chỗ các mô men của những liên hệ O – H và các mô men của các hạt

nhân tạo ra mô men lưỡng cực lớn, bằng $1,86D$. Những điện tử còn lại không góp phần vào mô men lưỡng cực chung do vị trí đối xứng của chúng đối với các hạt nhân oxy.

Khi xem xét các tham số của phân tử H_2O phải nhớ rằng các hạt nhân nguyên tử của nó không ngừng dao động gần vị trí cân bằng. Vì vậy khoảng cách giữa các hạt nhân, do đó chiều dài của các liên hệ O – H, và góc giữa chúng không ngừng biến đổi. Về trung bình chiều dài của liên hệ O – H bằng $0,96 \cdot 10^{-10}$ m. Trong khi dao động cả chiều dài của các liên hệ lẫn góc giữa chúng có thể biến đổi đến 5–8 %.

Khi nghiên cứu các tính chất năng lượng khác nhau của nước, điều quan trọng là phải có quan niệm về năng lượng của phân tử H_2O . Năng lượng chung của nó được xác định bằng hiệu giữa năng lượng của phân tử bất động và những bộ phận cấu thành của nó phân bố trên các khoảng cách lớn vô tận so với nhau. Tổng của những thứ sau cùng ở trạng thái tách giãn lớn hơn so với ở trạng thái liên kết một lượng 2080,6 eW ($1 \text{ eW} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). Đây là động năng của phân tử, trong đó 10,1 eW làm thành năng lượng liên kết điện tử. Năng lượng cần để phá bỏ liên hệ O – H (để phân ly) tại 0° K bằng 4,4 eW. Sự phân ly phân tử nước tại 0° K thành H^+ và OH^- đòi hỏi 5,11 eW năng lượng. Nội năng của phân tử trong khi chuyển đổi pha biến đổi còn ít hơn. Thật vậy, khi sôi nó biến đổi 0,39 eW, còn khi nóng chảy – 0,06 eW.

Tồn tại ba đồng vị ổn định của hydro và oxy, những đồng vị này có thể liên kết với nhau. Phổ biến nhất là tổ hợp H_2O^{16} – nước bình thường. Dưới 0,3 % thể tích nước tự nhiên là tổng của tất cả các đồng vị còn lại.

Mặc dù cấu tạo của tất cả các đồng vị của phân tử nước như nhau, nhiều đặc trưng vật lý tỏ ra khác nhau. Các chiều dài của những liên hệ O – H và các góc giữa chúng, mô men quán tính v.v.. có khác nhau. Nhưng do các phân tử đồng vị có tỷ phần nhỏ trong nước tự nhiên nên chúng không quyết định các tính chất vĩ mô của nước.

Trước khi xem xét cấu tạo của nước nên khái quát về cấu trúc của pha thái cực không trật tự của nó – hơi nước và pha trật tự – băng. Trong trường hợp hơi nước các lực tương tác giữa những phân tử tồn tại, nhưng các phân tử không liên hệ nhiều lắm thành những khối liên kết nào đó. Về nguyên tắc nhờ có các mô men lưỡng cực mà các phân tử H₂O định hướng tương đối với nhau. Khi đó chúng có thể hút nhau hay đẩy nhau tùy thuộc vào định hướng của chúng.

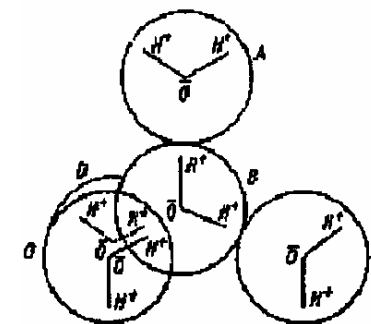
Những ước tính về các lực tác động xa cho thấy rằng với khoảng cách giữa các phân tử $10 \cdot 10^{-10}$ m các lực chỉ bằng vài phần trăm của giá trị cực đại của chúng và thực tế không ảnh hưởng tới hành vi tương hỗ của các phân tử. Trong khi khoảng cách trung bình giữa các phân tử, xuất phát từ mật độ hơi nước, xác định được bằng $30 \cdot 10^{-10}$ m, vì vậy do hệ quả chuyển động nhiệt các phân tử tách rời nhau. Các thí nghiệm cho biết rằng trong hơi nước có thể có mật không quá 1 % các phân tử kép, tức các khối liên kết hai phân tử H₂O, nhưng bản chất liên hệ của chúng còn chưa rõ.

Trong trường hợp băng các phân tử H₂O liên hệ với nhau, và vị trí tương hỗ của các nguyên tử oxy được nghiên cứu khá kỹ. Do hình thành bốn khu vực tích điện xung quanh nguyên tử oxy, mỗi nguyên tử oxy liên kết với bốn nguyên tử khác ở cách

nó một khoảng cách $2,76 \cdot 10^{-10}$ m, tạo thành hình tứ diện. Khi đó giữa cặp điện tử không phân chia của một nguyên tử oxy và liên hệ O – H của nguyên tử khác xuất hiện lực hút, gọi là *liên hệ hydro*. Sự liên kết các phân tử như thế dẫn tới một mạng tinh thể với sức hút giữa các phân tử đáng kể, nhưng không phải là một kết cấu rất bền chắc.

Trên hình 2 biểu diễn khối liên kết của năm phân tử H₂O (để cho trực quan chúng đã được thể hiện thành các viên hình cầu), trong đó chỉ ra vị trí tương hỗ của các liên hệ O – H [2]. Nếu liên kết các phân tử nằm bên ngoài với nhau bằng các mặt phẳng thì được khối tứ diện với một phân tử nằm ở bên trong, tạo thành các góc 109,5° với với các phân tử nằm ở bên ngoài.

Nhờ ảnh hưởng định hướng của trường điện từ của các phân tử mà vị trí tương hỗ của chúng sẽ không đối xứng trên tất cả các hướng, điều này có thể thấy nếu ta bổ sung thêm những phân tử khác vào hình thể ở trên hình 2. Trên hình 3 có dẫn một hình thể như vậy, trong đó

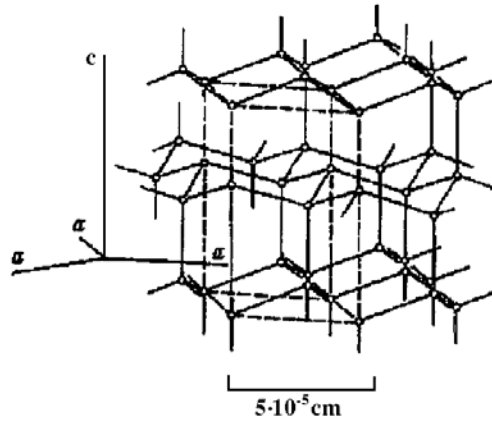


Hình 2. Sơ đồ cấu tạo tứ diện của băng

chỉ biểu diễn vị trí của các nguyên tử oxy.

Từ hình này thấy rõ rằng sự đối xứng về vị trí của các nguyên tử oxy trên các hướng thẳng đứng và ngang khác nhau. Khi đó dường như phân biệt được những lớp, trong đó mỗi phân tử được liên kết bằng các liên hệ với ba phân tử láng giềng của

cùng lớp và một phân tử của lớp khác. Những lớp này được quy ước gọi là *mặt phẳng cơ sở* của mạng tinh thể, còn hướng vuông góc với nó gọi là *trục quang học* hay *trục C* của tinh thể.



Hình 3. Phân bố các nguyên tử oxy trong tinh thể theo Begg.
Đường gạch nối ký hiệu nhân đơn vị

Các phân tử H_2O trong mạng tinh thể băng liên hệ với nhau không vững chắc, bởi vì các định hướng của chúng sẽ thay đổi do các dao động nhiệt. Vì vậy, không thể chỉ ra vị trí chính xác của chúng trong tinh thể băng không những là do bức tranh phân bố chung của các nguyên tử hydro trong tinh thể phức tạp, như đã thấy từ hình 3, mà còn là do các dao động nhiệt.

Các ước lượng cho biết rằng tại nhiệt độ tan phân tử H_2O cứ mỗi giây chịu 10^5 lần thay đổi định hướng của mình, tức chu kỳ tái định hướng trung bình bằng $\Delta t_n \approx 10^{-5}$ s. Nếu nhiệt độ giảm cường độ kích thích nhiệt đối với các phân tử giảm đi và sự

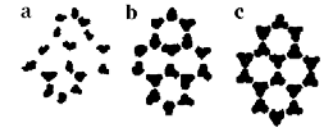
thay đổi định hướng các phân tử trở nên chậm hơn.

Ngoài các chuyển động quay, các phân tử trong tinh thể dao động gần những vị trí trung bình của mình với chu kỳ đặc trưng $\Delta t_k \approx 10^{-13}$ s. Các chuyển động quay – dao động của những phân tử, ảnh hưởng không những tới vị trí tương hỗ của chúng, mà cả tới định hướng của các liên hệ O – H.

Trong cuốn sách [3] đã cho biết đặc điểm cấu trúc của băng tùy thuộc vào thời gian lấy trung bình vị trí của các phân tử. Nếu như có thể chụp ảnh được các phân tử H_2O với khoảng dừng 10^{-13} s, thì trên ảnh tinh thể băng hình dáng của các phân tử sẽ phải rất khá rõ nét, còn mạng tinh thể thì không trật tự, bởi vì do các dao động các phân tử không nhất thiết phải nằm ở những vị trí trung bình của chúng (hình 4 a). Cấu trúc kiểu như vậy được gọi là *cấu trúc tức thời*, hay *cấu trúc I*.

Hình 4. Biểu diễn sơ đồ cấu trúc nước ứng với các chu kỳ lấy trung bình khác nhau:

- a) tức thời, b) dao động – trung bình,
- c) khuếch tán – trung bình



Nếu chụp ảnh với khoảng lộ sáng lớn hơn so với trên đây nhưng bé hơn so với Δt_n thì hình ảnh của các phân tử trên ảnh sẽ rất lu mờ do chuyển động dao động của chúng, nhưng sẽ có những định hướng trật tự hơn do lấy trung bình. Cấu trúc như thế được gọi là *cấu trúc dao động – trung bình*, hay *cấu trúc II* (hình 4 b).

Cuối cùng, nếu khoảng lộ sáng lớn hơn Δt_n , trên ảnh sẽ hiện lên mạng tinh thể băng khá trật tự, tại các nút của mạng

là các hình ảnh lu mờ của các phân tử do đã lấy trung bình đầy đủ các chuyển động dao động và quay của chúng. Cấu trúc này được gọi là *cấu trúc khuếch tán – trung bình* hay *cấu trúc III* (hình 4 c). Cấu trúc *III* ở những khu vực khác nhau của cùng một tinh thể là như nhau, và có thể định nghĩa nó không chỉ như là sự lấy trung bình của các cấu trúc *II* theo thời gian, mà còn như là sự lấy trung bình chúng theo không gian.

Mô hình cấu trúc của nước còn chưa được xác định với mức tin cậy như là của hơi nước và băng. Mặc dù vậy, đã có nhiều tư liệu thực nghiệm chứng tỏ về mức độ trật tự cao trong sự sắp xếp tương đối của các phân tử H₂O ở pha này.

Các chuyển động phân tử trong nước được phân chia thành những dao động nhanh gần các vị trí cân bằng tạm thời và những di chuyển khuếch tán chậm hơn. Chu kỳ của các chuyển động thứ nhất được ước lượng bằng 10^{-13} s, tức có cùng bậc như của băng, còn chu kỳ của chuyển động thứ hai tỏ ra bé hơn nhiều so với của băng và bằng 10^{-11} s. Vì vậy trên các “ảnh” vị trí của các phân tử trong nước với khoảng dừng khác nhau thì ảnh tức thời với thời gian lộ sáng bé hơn Δt_k có thể ghi nhận được cấu trúc *I* (xem hình 4 a). Với thời gian lộ khoảng 10^{-12} s có thể nhận được ảnh cấu trúc *II* (xem hình 4 b). Còn nếu chụp ảnh cấu trúc của nước với thời gian lộ sáng lớn hơn Δt_n thì khác với băng, ảnh cấu trúc *III* của nước sẽ lu mờ hoàn toàn. Chỉ có thể thu được thứ tương tự với bức tranh được thể hiện trên hình 4 c trong trường hợp nếu như đặt máy ảnh vào phân tử nước và chụp ảnh lấy không gian xung quanh phân tử đang xét với thời gian lộ sáng sau cùng. Khi đó có thể là sự sắp xếp các phân tử

xung quanh phân tử H₂O địa phương được chọn gần giống với sự sắp xếp tứ diện, nhưng ít chặt chẽ hơn so với trong băng. Sự trật tự như thế được nhận thấy trong phạm vi những khoảng cách không lớn. Còn nếu như cùng một lúc nhìn bao quát một thể tích nước lớn, thì đặc điểm trật tự bị biến mất. Vì vậy người ta thường nói rằng băng có trật tự cấu trúc xa và gần, nước chỉ có trật tự gần trong sự sắp xếp của các phân tử, còn hơi nước không có trật tự cấu trúc.

Các mô hình khác nhau đã được sử dụng để giải thích cấu trúc nước như đã được trình bày, trong số đó có một mô hình gọi là mô hình các liên hệ hydro lệch lạc, thỏa mãn tốt nhất các kết quả thực nghiệm. Trong mô hình này đã cho rằng phần lớn các phân tử trong nước liên hệ qua lại thông qua các liên hệ hydro. Nhưng khác với băng, trong nước các liên hệ đó không thể giữ các phân tử ở các nút của mạng tinh thể về trung bình; mạng trở nên cong, còn các liên hệ hydro trở nên không thẳng, mà cong. Khoảng cách kể từ một phân tử được chọn bất kỳ càng lớn thì càng có nhiều những lệch lạc và càng mất đi tính đều đặn của vị trí các phân tử so với các phân tử trung tâm.

Cũng giống như ở băng, mỗi phân tử nước được gọi là phân tử trung tâm, được bao quanh bởi bốn phân tử láng giềng, tạo thành một tứ diện không đều đặn như ở pha rắn. Thông thường người ta gọi bốn phân tử này từ trong khoảng lân cận gần nhất là những *láng giềng sơ cấp*. Sau chúng là những láng giềng *nhị cấp, tam cấp* v.v.. Đối với nước có nét đặc trưng là sự uốn cong các liên hệ hydro cho phép một số những phân tử nhị cấp và tam cấp xâm nhập vào khu vực gần phân tử trung tâm, điều đó

dẫn tới làm tăng mật độ nước so với băng.

Năng lượng của liên hệ hydro, biến thiên trong phạm vi từ 0,2 đến 0,3 eW trong băng và giảm xuống tới 0,06 eW trong nước, nhỏ hơn nhiều so với các dạng năng lượng nội phân tử khác. Mặc dù vậy, như đã cho thấy, vai trò của những liên hệ này rất lớn. Bằng các lực gắn kết giữa các phân tử giải thích được những tính chất nhiệt của nước như nhiệt dung, nhiệt lượng kết tinh và hóa hơi.

Đặc thù phân bố điện tích xung quanh phân tử chi phối sự tồn tại mô men lưỡng cực trong nước, dẫn tới tạo thành một số đặc điểm của trường điện từ. Nước ngọt là chất điện phân yếu, bởi vì các phân tử H_2O khá bền vững và khó phân tách thành các ion. Về số lượng ion có thể xét theo giá trị pH. Tuy nhiên, có lẽ các lực điện từ của các ion nước khá lớn để phá vỡ các phân tử muối trong nước biến thành các ion khác tên.

Các ion tích cực điện của các muối xâm lấn vào cấu trúc của nước, liên kết với phân tử nước tùy theo dấu của điện tích hoặc từ phía hydro, hoặc từ phía oxy trên hướng của quỹ đạo lai hóa không phân chia. Khi đó cấu trúc của nước bị phá hủy. Do hệ quả của những biến đổi địa phương của cấu trúc nước do các ion và các chất hòa tan khác gây nên, nhiều tính chất của nước biển khác biệt với nước ngọt. Về thực chất, một số nhà khoa học đang đề nghị xem nước biển không phải như là hỗn hợp các phân tử H_2O , các ion và các chất hòa tan khác, mà như một chất đặc biệt phức tạp.

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. Путинцев Н. М. *Физические свойства вещества (лед, вода, пар)*. Мурманск, Мурманская государственная академия рыбопромыслового флота, 1995. 255 с.
2. Шулейкин В. В. *Физика моря*. Глава 8. М., Наука, 1968
3. Эйзенберг Д., Кауцман В. *Структура с свойства воды*. Пер. с англ. Л., Гидрометеиздат, 1975. 280 с.

Chương 1

CƠ SỞ NHIỆT TĨNH HỌC ĐẠI DƯƠNG

1.1. Những định nghĩa cơ bản của nhiệt tĩnh học nước biển

Khi nghiên cứu các quá trình đại dương không thể không gặp phải những dạng biến đổi năng lượng khác nhau. Trước hết, đó là sự biến đổi năng lượng tia của Mặt Trời, nhờ đó mà hình thành nên tất cả những dạng chuyển động của nước trên hành tinh của chúng ta. Những quy luật biến đổi một dạng năng lượng này thành dạng khác, quy luật liên hệ của năng lượng với trạng thái của chất được nghiên cứu trong nhiệt động lực học, nó xác lập những định luật chung nhất áp dụng cho chất bất kỳ. Trong trường hợp này sẽ chỉ xem xét những luận điểm và các định luật của nhiệt động lực học cần thiết trong khi nghiên cứu các tính chất vật lý của các đại dương và các biển.

Nhiệt động lực học nghiên cứu trạng thái của hệ thống, tức trạng thái của một lượng chất xác định nào đó, lượng ấy không thể là lớn vô tận, cũng không thể là bé vô cùng, kể cả ví dụ một số phân tử. Điều hạn định như vậy đối với thể tích của hệ thống đã trở nên đặc biệt rõ sau khi thu được các đặc trưng vĩ mô nhờ những phép thống kê đối với tập hợp hữu hạn các đại lượng vi mô. Nước của toàn bộ Đại dương Thế giới, của các đại dương hay

biển nói chung hoặc trong các thể tích giới hạn đều thỏa mãn những đòi hỏi trên. Vì vậy, các luận điểm của nhiệt động lực học áp dụng được đối với nước, và bản thân các thể tích nước được định ra hoặc toàn bộ Đại dương Thế giới được gọi là các hệ nhiệt động lực học.

Tập hợp các tính chất của hệ như mật độ ρ , nhiệt độ T , áp suất P , độ muối S v.v.. xác định *trạng thái* của hệ nhiệt động lực học. Sự biến đổi trạng thái của hệ, và do đó, sự biến đổi các tính chất của nó, gọi là *quá trình*. Theo tinh thần của những định nghĩa này thì những biến đổi bất kỳ của năng lượng, những thay đổi của lượng chất và của các tính chất của nó đối với toàn Đại dương Thế giới nói chung cũng như đối với một thể tích hạn chế của nó, sự vận chuyển chất v.v.. là những quá trình diễn ra trong hệ nhiệt động lực học. Những biến đổi về trạng thái nhiệt và trạng thái tổ hợp của nước, những biến đổi về lượng các muối trong nước biển, hoàn lưu nước và nhiều thứ khác có thể là ví dụ về các quá trình nhiệt động lực học.

Nếu trong khi diễn ra quá trình một hệ không trao đổi chất với môi trường xung quanh thì người ta gọi nó là *hệ đóng kín*, còn nếu nó không trao đổi cả về nhiệt lượng và công thì người ta gọi hệ như vậy là *hệ biệt lập hoàn toàn*. Thực tế đại dương không phải là một hệ đóng kín, càng không phải là một hệ biệt lập. Nhưng trong nhiều trường hợp sự trao đổi các tính chất đã liệt kê không ảnh hưởng một cách đáng kể tới một số tính chất của hệ, và xét theo những tính chất đó, một thể tích nước xác định có thể được xem như một hệ kín hay hệ biệt lập.

Nước biển là một *hệ nhiều hợp phần*, tạo thành từ các phân tử nước, các anion và cation các muối và nhiều tạp chất khác. Một số tham số của hệ như vậy trong phần lớn trường hợp được

xác định bằng cơ cấu thành phần riêng phần của các yếu tố trong nó. Các muối là những yếu tố biến đổi nhiều nhất trong nước biển và đồng thời có ảnh hưởng nhiều nhất tới diễn biến của nước biển. Bởi vì thành phần muối của nước biển thực tế không thay đổi, nên với mức chính xác đủ cho nhiều bài toán hải dương học có thể coi nước biển là *hệ hai hợp phần*, gồm nước ngọt và muối.

Hàm lượng muối trong nước biển thường không vượt quá 4%, vì vậy muối không có ảnh hưởng đáng kể tới một số quá trình nhiệt động lực học. Trong những trường hợp như vậy có thể xem nước biển như là hệ một hợp phần, điều đó rất giản ước các mối liên hệ giữa các tham số của nó. Sau này tính chất hai hợp phần của nước biển sẽ được chú ý chỉ khi nào muối có ảnh hưởng nhiều tới quá trình thủy văn.

Khi xem xét các tính chất và trạng thái của đại dương từ góc độ nhiệt động lực học người ta quan niệm nước biển như là *hệ thống vật chất đậm đặc* có phân bố chất và các đặc trưng vật lý một cách liên tục. Khi đó cấu trúc phân tử của chất không được chú ý, còn các tham số vĩ mô của nó được xác định bằng lấy trung bình theo một thể tích nguyên tố nào đó và ứng với tâm điểm của thể tích đó. Vì vậy mật độ, nhiệt độ, độ muối và các tham số khác của nước tại một điểm không gian nào đó trong trường hợp này phải hiểu là các đặc trưng tương ứng của thể tích nước nguyên tố chứa đựng khá nhiều phân tử với tâm điểm nằm ở điểm đã nêu.

Trong nhiệt động lực học người ta phân biệt hai dạng năng lượng: nội năng và ngoại năng của hệ. Nội năng chủ yếu hình thành từ năng lượng của chuyển động tịnh tiến và quay của các phân tử, năng lượng tương tác của chúng, từ năng lượng nội

nguyên tử và nội hạt nhân. Dạng thứ hai gồm năng lượng chuyển động của toàn bộ hệ như một thể thống nhất và năng lượng của vị trí của hệ trong trường lực với điều kiện bất biến nội năng. Trong trường hợp ngược lại phần năng lượng vị trí sẽ chuyển vào nội năng.

Dạng năng lượng bất kỳ là một hàm đơn trị của trạng thái hệ và không phụ thuộc vào quỹ đạo chuyển đổi từ một trạng thái này sang trạng thái khác. Nhiệt lượng và công là những hình thức nhiệt động lực học duy nhất có thể chuyển đổi năng lượng từ một hệ sang hệ khác. Nếu quan niệm thể tích chung của hệ nhiệt động lực học V như là tổng của các thể tích không lớn v_j , từng thể tích đó có năng lượng riêng E_j không đổi theo thể tích, tức năng lượng thuộc một đơn vị thể tích, thì năng lượng riêng của hệ có thể biểu diễn bằng công thức

$$E = \sum_j \frac{V_j}{V} E_j = \sum_j p_j E_j, \quad (1.1)$$

trong đó

$$\sum_j p_j = 1.$$

Trong nhiệt động lực học thống kê tham số $p_j = v_j / V$ gọi là xác suất trạng thái [5]. Khi chuyển đổi sang các quy mô phân tử p_j thể hiện xác suất của sự kiện phân tử nước được chọn tùy ý có trạng thái năng lượng vi mô thứ j .

Biến đổi năng lượng chung được xác định bằng biểu thức

$$dE = \sum_j E_j dp_j + \sum_j p_j dE_j. \quad (1.2)$$

Số hạng thứ nhất của phương trình này

$$\sum_j E_j dp_j = \delta Q^e \quad (1.3)$$

đặc trưng cho hình thức biến đổi năng lượng trong đó thay đổi xác suất phân bố của toàn bộ tập hợp của các năng lượng được phân chia ra E_j , tức nhiệt lượng. Nói cách khác số hạng này gọi là biến đổi nội năng của hệ do sự trao đổi với môi trường xung quanh. Số hạng thứ hai

$$\sum_j p_j dE_j = -\delta G^i \quad (1.4)$$

là sự biến đổi có trật tự trạng thái năng lượng của các yếu tố của hệ nhiệt động lực học, tức tương ứng với định nghĩa công do hệ thực hiện. Như vậy, phương trình (1.2) có thể được viết lại dưới dạng biểu thức

$$dE = \delta Q^e - \delta G^i \quad (1.5)$$

thường được dùng khi phát biểu tiên đề thứ nhất của nhiệt động lực học, ý nghĩa của biểu thức này là năng lượng gia nhập vào hệ dưới dạng nhiệt lượng được chi phí cho biến thiên nội năng của nó và cho công.

Mặc dù các số hạng vế phải của công thức (1.5) để riêng biệt có thể không phải là các vi phân, tổng của chúng (và do đó, biến thiên của nội năng) không phụ thuộc vào quãng đường của quá trình và là vi phân toàn phần. Trong một số trường hợp phụ thuộc của nhiệt lượng và công vào quãng đường của quá trình không còn và chúng có thể được xem như các vi phân, tức

$$dQ^e = dE + dG^i. \quad (1.6)$$

Một tham số nhiệt động lực học rất quan trọng là *entropy* η đặc trưng cho trạng thái vĩ mô của hệ tùy thuộc vào cấu trúc vi

mô của nó. Trong nhiệt động lực học entropy được biểu diễn bằng công thức

$$\eta = -k_B \sum_j p_j \ln p_j, \quad (1.7)$$

ở đây $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K – hằng số Boltzman.

Tham số p_j , như đã nhận xét, cho thấy sự phân bố của các đặc trưng quy mô nhỏ trong hệ. Ứng dụng vào hải dương học các đặc trưng quy mô nhỏ có thể hiểu là các tham số năng lượng, nhiệt độ, độ muối, áp suất v.v.. Cực đại của entropy xảy ra tại những giá trị như nhau của chúng ở trong mỗi khoảng thứ j được chia ra, tức tại những p_j như nhau chỉ có thể có trong trạng thái cân bằng của hệ.

Biểu thức entropy thông qua các đặc trưng hải dương học vĩ mô bằng phương pháp thống kê có trong sách giáo khoa [5]. Biểu thức này cũng có thể nhận được bằng phương pháp quy nạp, mặc dù kém chặt chẽ hơn. Trong trường hợp này cho rằng biến thiên entropy của hệ diễn ra do kết quả trao đổi nhiệt của hệ với môi trường xung quanh và các quá trình bên trong, tức

$$d\eta = \frac{dQ^e}{T} + \frac{dQ'}{T}, \quad (1.8)$$

ở đây Q' – nhiệt lượng không bù trừ, tức nhiệt lượng làm cho quá trình trở thành không đảo ngược. Thay thế dQ^e trong công thức này bằng biểu thức từ phương trình (1.6) dẫn tới

$$Td\eta = dE + dG^i + dQ'. \quad (1.9)$$

Nếu trong hệ không có các nguồn nhiệt, ví dụ các nguồn hạt nhân, hóa học v.v.. thì dQ' có thể có mặt chỉ do sự tiêu tán cơ

năng thành nội năng.

Trong hệ hai hợp phần, nhiệt lượng không bù trừ còn xuất hiện do kết quả biến thiên tương quan của các hợp phần. Trong nước biển điều này được biểu diễn bằng sự biến thiên của độ muối, tức

$$dQ' = -\mu dS, \quad (1.10a)$$

nếu ở đây không bao gồm tiêu tán cơ năng. Tham số μ được gọi là thế hóa học của nước biển. Nó tỷ lệ với hiệu các thế của muối và nước ngọt.

Công của các nội lực dẫn tới sự nén hay nở của hệ, tức

$$dG^i = PdV. \quad (1.10b)$$

Tính tới điều vừa trình bày, phương trình (1.9) được viết lại dưới dạng

$$dE = Td\eta - Pdv + \mu dS. \quad (1.11)$$

Phương trình này được gọi là *phương trình cơ bản của nhiệt động lực học*, hay phương trình Gibbs. Cách dẫn lập một cách đầy đủ phương trình này có thể tìm trong sách [5].

Thế hóa học của nước biển phụ thuộc vào độ muối, và để xác định nó người ta sử dụng một quan hệ thu được bằng số liệu thực nghiệm ứng với $T = 27^\circ\text{C}$ và $P = P_a$

$$S\left(\frac{\partial\mu}{\partial S}\right)_{TS} = 75 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}. \quad (1.12)$$

Phương trình (1.11) có thể cải biên bằng cách chuyển đổi sang các tọa độ khác. Khi sử dụng tọa độ đẳng áp thay cho tọa độ đẳng thể tích trong phương trình (1.11) thay vì nội năng sẽ xuất hiện hàm thế mới – *entalpy* χ :

$$d(E + Pv) = d\chi = Td\eta + v dP + \mu dS. \quad (1.13)$$

Nếu thay thế biến thiên của entropy bằng biến thiên của nhiệt độ, thì trong phương trình (1.11) sẽ xuất hiện hàm thế mới – *năng lượng tự do* E_c :

$$d(E - T\eta) = dE_c = -\eta dT - Pdv + \mu dS. \quad (1.14)$$

Trong trường hợp sử dụng các tọa độ nhiệt độ, áp suất và độ muối trong phương trình (1.14) sẽ xuất hiện *hàm thế nhiệt động lực học toàn phần (hàm thế Gibbs)* ζ :

$$d(E - T\eta + Pv) = d\zeta = -\eta dT + v dP + \mu dS. \quad (1.15)$$

Tất cả các hàm thế nhiệt động lực học này không phụ thuộc vào quỹ đường, và lượng giảm của chúng đặc trưng cho hiệu số giữa công cực đại có thể và công thực tế trong các hệ tọa độ khác nhau hoặc ứng với lượng biến thiên của các hàm trạng thái khác nhau. Bởi vì thế nhiệt động lực học bất kỳ không phụ thuộc vào quỹ đường, tức là vi phân toàn phần, nên giữa chúng một số tương quan sẽ được xác lập. Dưới dạng tổng quát biến thiên của thế F được biểu diễn bằng biểu thức

$$dF(x, y, z) = \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{yz} dx + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)_{xz} dy + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_{xy} dz = Xdx + Ydy + Zdz. \quad (1.16)$$

Phương trình này được gọi là phương trình Pfaf. Phương trình này thỏa mãn phép hoán vị tuần hoàn

$$\left(\frac{\partial X}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial Y}{\partial z}\right)_x \left(\frac{\partial Z}{\partial x}\right)_y = -1, \quad (1.17)$$

và các quan hệ

$$\left(\frac{\partial X}{\partial y}\right)_{xz} = \left(\frac{\partial Y}{\partial x}\right)_{yz}; \quad \left(\frac{\partial X}{\partial z}\right)_{xy} = \left(\frac{\partial Z}{\partial x}\right)_{zy}; \quad \left(\frac{\partial Y}{\partial z}\right)_{xy} = \left(\frac{\partial Z}{\partial y}\right)_{xz}, \quad (1.18)$$

chúng được gọi là các quan hệ Maxwell. Nhờ những quan hệ này có thể nhận được mối liên hệ giữa các đặc trưng nhiệt động lực học khác nhau. Ví dụ, từ phương trình (1.14) suy ra

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial v}\right)_{TS} = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{vS}, \quad (1.19)$$

đây là phương trình Klapeton.

Từ phương trình (1.15) nhận được tương quan

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial S}\right)_{TP} = -\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{SP}, \quad (1.20)$$

đặc trưng cho sự phụ thuộc của thế hóa học vào nhiệt độ. Vì entropy của nước biển thay đổi không mạnh khi độ muối biến đổi, nên thế hóa học của nước biển thay đổi yếu theo biến đổi của nhiệt độ.

Phương trình (1.15) có thể biểu diễn dưới dạng

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial T}\right)_{PS} dT + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial P}\right)_{TS} dP + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial S}\right)_{TP} dS = -\eta dT + v dP + \mu dS. \quad (1.21)$$

Từ phương trình này suy ra, chẳng hạn

$$\mu = \left(\frac{\partial \zeta}{\partial S}\right)_{TP}, \quad (1.22)$$

tức thế hóa học được đặc trưng bởi biến thiên của thế nhiệt động lực học toàn phần của nước biển do độ muối trong quá trình đẳng áp – đẳng nhiệt. Nếu lấy đạo hàm công thức sau cùng theo P , ta có

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial P}\right)_{TS} = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial S \partial P} = \left(\frac{\partial v}{\partial S}\right)_{TP}. \quad (1.23)$$

Như vậy các quan hệ Maxwell đã cho phép biểu diễn sự phụ thuộc của thế hóa học của nước biển vào nhiệt độ, độ muối và áp suất. Cũng có thể nhận được những tương quan nhiệt động lực học khác, do đó mà các công thức (1.17) và (1.18) được sử dụng rộng rãi trong nhiệt động lực học.

1.2. Phương trình trạng thái của nước biển

Nước, trong đó có nước tinh khiết, là chất lỏng nén được, tức mật độ của nó thay đổi. Phụ thuộc của mật độ ρ hay thể tích riêng v vào các nhân tố quyết định được biểu diễn bằng *phương trình trạng thái*. Trong hải dương học, các nhân tố đó là nhiệt độ T , độ muối S và áp suất P được đo một cách dễ dàng nhất, tức $\rho = \rho(T, S, P)$ và $v = v(T, S, P)$. Trong trường hợp này có thể viết

$$d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{SP} dT + \left(\frac{\partial \rho}{\partial S}\right)_{TP} dS + \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_{TS} dP. \quad (1.24)$$

Nếu chia tất cả các số hạng của biểu thức này cho mật độ, thì các hệ số đứng trước các vi phân của nhiệt độ, độ muối và áp suất sẽ là *hệ số giãn nở nhiệt*

$$k_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{SP}, \quad (1.25)$$

hệ số co nén do độ muối

$$k_S = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial S}\right)_{TP}, \quad (1.26)$$

hệ số nén đẳng nhiệt

$$k_P = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_{TS}. \quad (1.27)$$

Trong trường hợp sử dụng những hệ số này, phương trình trạng thái của nước biển dưới dạng vi phân sẽ có dạng

$$\frac{\partial \rho}{\rho} = -k_T dT + k_S dS + k_P dP. \quad (1.28)$$

Đôi khi phương trình trạng thái được biểu diễn một cách tương tự qua thể tích riêng

$$\frac{\partial v}{v} = \alpha dT - \beta dS + k dP, \quad (1.29)$$

$$\text{ở đây } \alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{SP}, \quad \beta = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial S} \right)_{TP}, \quad k = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_{TS}.$$

Những hệ số này cũng được gọi là các hệ số giãn nở nhiệt, co nén do độ muối và nén mật độ đẳng nhiệt. Vì $v = 1/\rho$, nên

$$\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right), \text{ tức } \alpha = -k_T.$$

Cũng có một quan hệ tương tự như vậy giữa các cặp hệ số khác.

Khoảng biến thiên của các hệ số nêu trên trong điều kiện tự nhiên là:

$$-1 \leq k_T \cdot 10^4 \leq 3,3 \text{ K}^{-1},$$

$$7,5 \leq k_S \cdot 10^4 \leq 8,3 \text{ (‰)}^{-1},$$

$$3,2 \leq k_P \cdot 10^{10} \leq 4,7 \text{ Pa}^{-1}.$$

Mặc dù phương trình trạng thái dạng vi phân có hình thức

viết tương đối đơn giản, song nó không phải luôn thuận tiện để sử dụng thực tế do chưa có nhiều nghiên cứu về sự phụ thuộc của các hệ số đã nêu trên đây vào nhiệt độ, độ muối và áp suất. Vì vậy, người ta vẫn tiếp tục tìm các biểu thức thể hiện phương trình trạng thái của nước biển sao cho thích hợp đối với các tính toán hải dương học. Phổ biến nhất trong thực hành hải dương học là phương trình trạng thái do Knudsen nhận được năm 1901 theo 24 mẫu nước đại dương. Nó xác định sự phụ thuộc của mật độ nước biển vào nhiệt độ và độ muối. Muộn hơn, năm 1908, Ekman đã đưa ra một hiệu chỉnh tính tới ảnh hưởng của áp suất tới mật độ. Biểu thức tổng quát của phương trình trạng thái thực nghiệm của Knudsen – Ekman khá công kênh và có dạng sau

$$\sigma(T, S, P) = (\sigma_0 + 0,1324) [\delta_2 + \delta_3 (\sigma_0 - 0,1324)] - \delta_1 + \tilde{k}_P P, \quad (1.30)$$

$$\text{trong đó } \delta_1 = \frac{(T - 3,98)^2}{503,57} \cdot \frac{T + 283}{T + 67,26},$$

$$\delta_2 = 1 - (4,7867 - 0,098185 T + 0,0010843 T^2) T \cdot 10^{-3},$$

$$\delta_3 = (18,030 - 0,8164 T + 0,01667 T^2) T \cdot 10^{-6},$$

$$\delta_0 = -0,069 + 1,4708 \text{ Cl} - 1,57 \cdot 10^{-3} \text{ Cl}^2 + 3,98 \cdot 10^{-5} \text{ Cl}^3.$$

Nhiệt độ trong công thức này tính bằng độ bách phân.

Hệ số σ_0 , trong hải dương học gọi là *trọng lượng riêng quy ước*, phụ thuộc vào hàm lượng muối trong nước biển. Trong đại dương thành phần muối thực tế không đổi, vì vậy, hàm lượng chung của các muối được xác định theo một hợp phần nào đó. Trong hải dương học chấp nhận xác định độ muối của nước biển

theo hàm lượng các anion clo (Cl) chứa trong đó trên cơ sở công thức Knudsen

$$S = (0,030 + 1,8050 \text{ Cl}) \text{‰} \quad (1.31)$$

hay công thức của UNESCO

$$S = 1,80655 \text{ Cl‰} . \quad (1.32)$$

Có mặt trong các công thức này không phải là số ion clo thực tế, mà là *độ clo*, được xác định bằng số gam bạc cần thiết để làm kết tủa tất cả các halogen trong một thể tích nước nhất định. Để tránh việc trung gian xác định độ muối, nên độ clo có mặt trực tiếp trong công thức của thể tích riêng quy ước.

Bắt đầu từ những năm 70, trong thực hành nghiệp vụ độ muối thường hay được xác định theo độ dẫn điện của nước biển, vì vậy, trong các phương trình trạng thái về sau này không dùng độ clo, mà là độ muối.

Từ năm 1980 bắt đầu dần dần sử dụng phương trình trạng thái quốc tế của nước biển nhận được theo hơn 2000 mẫu nước. Thường người ta gọi nó là phương trình ES-80. Nó có dạng

$$\rho(T, S, P) = \frac{\rho(T, S, 0)}{1 - P/k(T, S, P)10^5}, \quad (1.33)$$

trong đó

$$\rho(T, S, 0) = \rho_n + AS - BS^{3/2} + CS^2, \quad (1.34)$$

$$\rho_n = 999,842594 + 6,793952 \cdot 10^{-2} T - 9,09529 \cdot 10^{-3} T^2 + 1,001685 \cdot 10^{-4} T^3 - 1,120083 \cdot 10^{-6} T^4 + 6,536332 \cdot 10^{-9} T^5,$$

$$A = 0,824493 - 4,0899 \cdot 10^{-3} T + 7,6438 \cdot 10^{-5} T^2 -$$

$$- 8,2647 \cdot 10^{-7} T^3 + 5,3875 \cdot 10^{-9} T^4,$$

$$B = 5,72466 \cdot 10^{-3} - 1,0227 \cdot 10^{-4} T + 1,6546 \cdot 10^{-6} T^2,$$

$$C = 4,8314 \cdot 10^{-4},$$

$$k_p(T, S, P) = k_p(T, S, 0) + A_1 \cdot 10^{-5} P + B_1 \cdot 10^{-10} P^2,$$

$$k_p(T, S, 0) = k_n + aS + bS^{3/2},$$

$$k_n = 19652,21 + 148,4206 T - 2,327105 T^2 +$$

$$d(E + Pv) = d\chi = T d\eta + v dP + \mu dS,$$

$$a = 54,6746 - 0,603459 T + 1,09987 \cdot 10^{-2} T^2 - 6,61670 \cdot 10^{-5} T^3,$$

$$b = 7,944 \cdot 10^{-2} + 1,6483 \cdot 10^{-2} T - 5,3009 \cdot 10^{-4} T^2,$$

$$A_1 = A_w + (2,2838 \cdot 10^{-3} - 1,0981 \cdot 10^{-5} T - 1,6078 \cdot 10^{-6} T^2) S + 1,91075 \cdot 10^{-4} S^{3/2},$$

$$B_1 = B_w - (9,9348 \cdot 10^{-7} - 2,0816 \cdot 10^{-8} T - 9,1697 \cdot 10^{-10} T^2) S,$$

$$A_w = 3,239908 + 1,43713 \cdot 10^{-3} T + 1,16092 \cdot 10^{-4} T^2 - 5,77905 \cdot 10^{-7} T^3,$$

$$B_w = 8,50935 \cdot 10^{-5} - 6,12293 \cdot 10^{-6} T + 5,2787 \cdot 10^{-8} T^2.$$

Trong phương trình (1.33) T tính bằng °C, S bằng ‰, P bằng Pa.

Phương trình này tỏ ra còn công kênh hơn phương trình Knudsen. Vì vậy, trong nhiều trường hợp khi không đòi hỏi độ chính xác lớn, người ta có thể chỉ cần những mối phụ thuộc gần đúng, không tính đến một số hiệu chỉnh nào đó trong các phương trình đã dẫn ở trên. Trong thực hành hải dương học ở

nước Nga thường hay dùng các công thức gần đúng:

a) *phương trình tuyến tính hóa*

$$\frac{\rho(T, S, P)}{\rho_0(T_0, S_0, P_0)} = 1 - k_T(T - T_0) + k_S(S - S_0) + k_P(P - P_0). \quad (1.35)$$

Phương trình này nhận được từ phương trình (1.28) ứng với các hệ số không biến đổi k_T, k_S, k_P . Nếu T, S, P không khác nhiều so với những trị số mốc của các đại lượng này T_0, S_0, P_0 mà theo đó những hệ số đã liệt kê được tính, thì mật độ tính toán có thể gần bằng mật độ thực. Nhược điểm chính của phương trình trạng thái này là ở chỗ: khi sử dụng nó vào nghiên cứu sự hòa trộn các khối nước khác nhau, không bao giờ tính ra được mật độ nước lớn hơn mật độ trung bình của các khối nước.

b) *phương trình trạng thái của Mamaev*, là phương án đơn giản hóa của phương trình Knudsen

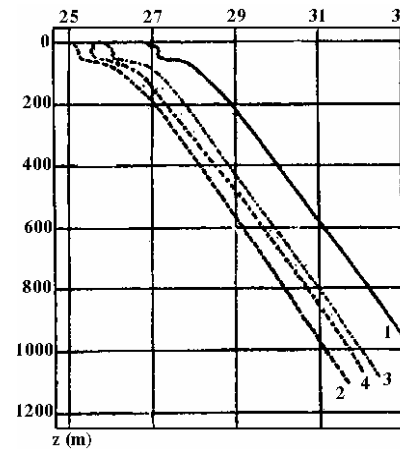
$$\sigma_3(T, S, P) = 0,01[2815,2 - 7,35T - 0,469T^2 + (80,2 - 0,2T)(S - 35)] + 4,6 \cdot 10^{-7}P, \quad (1.36)$$

ở đây T lấy bằng °C, S bằng ‰, P bằng Pa.

Còn có những phương trình trạng thái thực nghiệm của nước biển khác nữa, song chúng ít được dùng hơn và chỉ dùng trong những điều kiện đặc thù, ví dụ cho các vùng xích đạo và cực. Vì vậy ở đây không giới thiệu.

Về độ chính xác khác nhau của các phương trình trạng thái có thể thấy trên hình 1.1, trên hình này dẫn ra các trắc diện thẳng đứng của mật độ nước được tính theo cùng những giá trị nhiệt độ và độ muối quan trắc vào thời kỳ lạnh trong năm ở phần phía bắc của đới vĩ độ trung bình. Ứng với phân bố khác

của nhiệt độ và độ muối thì tương quan giữa các trắc diện mật độ có thể khác, nhưng ít khi chúng trùng hợp với nhau.



Hình 1.1. Các trắc diện mật độ quy ước tính theo các phương trình: 1 – (1.33), 2 – (1.30), 3 – (1.36), 4 – (1.35)

Vì các điểm mốc trong các phương trình trạng thái gần đúng thường là khác nhau, nên không có phân tích bổ sung thì không thể đánh giá về độ chính xác của mật độ nước tính toán ở xa các điểm mốc đó. Về trung bình, có thể xem phương trình ES-80 (1.23) là chính xác nhất, vì vậy nó ngày càng hay được sử dụng khi tính toán mật độ và độ ổn định mật độ của đại dương. Không nên sử dụng những

phương trình trạng thái khác nhau trong khi mô tả trường mật độ đại dương hoặc biển, bởi vì khi đó có thể xuất hiện những gradien mật độ giả, làm sai lệch nhiều quá trình nhiệt động lực học của khu vực.

1.3. Các đặc trưng vật lý nhiệt của nước biển

Các đặc trưng vật lý nhiệt của nước biển gồm: nhiệt dung, độ dẫn nhiệt phân tử, năng lượng chuyển pha, các ranh giới chuyển pha.

Nhiệt dung của một chất, trong đó có nước, đặc trưng cho sự liên hệ giữa biến thiên nội năng, hay entalpy của nó và nhiệt độ. Đây là một đặc trưng nhiệt động lực học quan trọng nhất được sử dụng trong nhiều bài toán liên quan tới việc xác định trạng thái nhiệt của chất. Khi nghiên cứu sự liên hệ của nhiệt dung nước biển với những tham số khác của hệ nên sử dụng phương trình cơ bản của nhiệt động lực học (1.11). Vì trong phương trình đó nội năng là vi phân toàn phần, nó có thể biểu diễn qua các đạo hàm riêng theo ba tham số của phương trình trạng thái: nhiệt độ, thể tích riêng và độ muối:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_{vS} dT + \left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_{TS} dv + \left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_{Tv} dS = Td\eta - Pd v + \mu dS. \quad (1.37)$$

Nếu giả thiết rằng thể tích và thành phần hỗn hợp của hệ nhiệt động lực học không biến đổi, tức $dv=0$ và $dS=0$, thì từ phương trình này suy ra

$$\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_{vS} = T \left(\frac{d\eta}{dT}\right)_{vS}. \quad (1.38)$$

Vế phải và vế trái của phương trình này được gọi là *nhiệt dung khi thể tích và thành phần hỗn hợp không đổi* C_{vS} . Nếu hệ là một pha, thì đây đơn giản là nhiệt dung khi thể tích không đổi. Đôi khi người ta gọi nó là *nhiệt dung đẳng thể tích*.

Nếu sử dụng biểu thức entropy đối với quá trình đảo ngược

$$d\eta = \frac{dQ^e}{T}, \quad (1.39)$$

thì

$$C_{vS} = \left(\frac{\partial E'}{\partial T}\right)_{vS} = \left(\frac{dQ^e}{dT}\right)_{vS}. \quad (1.40)$$

Đây là định nghĩa quen thuộc nhất về nhiệt dung như là một tham số của hệ, đặc trưng cho lượng nhiệt cần truyền cho nó để làm biến đổi nhiệt độ 1°C . Thường người ta sử dụng khái niệm *nhiệt dung riêng*, xác định lượng nhiệt cần thiết để làm cho nhiệt độ của 1 kg chất biến đổi 1°C .

Quá trình nhiệt động lực học có thể diễn ra không phải trong khi thể tích không đổi, mà trong khi áp suất không đổi. Trong trường hợp này người ta sử dụng *nhiệt dung khi áp suất không đổi (nhiệt dung đẳng áp)*, nó được tìm bằng cách tương tự từ phương trình (1.13)

$$C_{PS} = \left(\frac{\partial \mathcal{X}}{\partial T}\right)_{PS} = T \left(\frac{d\eta}{dT}\right)_{PS}. \quad (1.41)$$

Nếu so sánh hai công thức sau cùng thì thấy rằng các nhiệt dung đẳng thể tích và đẳng áp không như nhau. Nếu sử dụng phương trình (1.37), cho rằng áp suất và độ muối bất biến, thì

$$C_{PS} = C_{vS} + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_{TS} + P\right] \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{PS}. \quad (1.42)$$

Từ công thức này thấy rằng sự khác nhau giữa các nhiệt dung là do sự biến đổi nội năng và công của các lực áp suất liên quan tới sự biến đổi thể tích của hệ chi phối.

Công thức (1.42) có thể được biến đổi thành một dạng khác được dùng nhiều hơn. Nếu trong phương trình (1.37) vi phân toàn phần của entropy biểu diễn dưới dạng các đạo hàm riêng và của nội năng, sau đó cho những số hạng chứa dv bằng nhau, ta có

$$\left[\left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_{TS} + P\right] = T \left(\frac{\partial \eta}{\partial v}\right)_{PS}, \quad (1.43)$$

hay, nếu tính đến quan hệ (1.19)

$$\left[\left(\frac{\partial E}{\partial v} \right)_{TS} + P \right] = T \frac{\partial P}{\partial T}. \quad (1.44)$$

Nếu thay thế $\partial P / \partial T$ từ phương trình (1.17) viết lại dưới dạng

$$\left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_P = -1,$$

thì quan hệ (1.42) sẽ dẫn tới biểu thức

$$C_{PS} = C_{vS} + \frac{T\alpha^2 v}{k_p}. \quad (1.45)$$

Chỉ ở nhiệt độ mật độ lớn nhất, khi đó hệ số giãn nở nhiệt $\alpha=0$, thì các nhiệt dung mới bằng nhau. Trong tất cả các trường hợp còn lại nhiệt dung đẳng áp lớn hơn nhiệt dung đẳng thể tích, nhưng khác biệt tương đối giữa chúng nhỏ hơn 1 %.

Bằng con đường thực nghiệm thường xác định được nhiệt dung đẳng áp, bởi vì trong các thí nghiệm duy trì sự bất biến áp suất dễ hơn. Công thức của Coks và Smith là một trong những biểu thức thực nghiệm kiểu đó. Với các điều kiện áp suất khí quyển, công thức có dạng

$$C_{PS} = 4,1784 + 8,46 \cdot 10^{-6} (T - 33,67)^2 - 5,075 \cdot 10^{-3} S - 1,4 \cdot 10^{-5} S^2, \quad (1.46)$$

ở đây T lấy bằng °C, S bằng ‰, C_{PS} bằng kJ/(kg.K).

Phụ thuộc của nhiệt dung vào áp suất có thể được biểu diễn trên cơ sở phương trình nhiệt động lực học (1.15). Nếu trong phương trình đó ta viết lại hàm thế Gibbs qua các đạo hàm

riêng theo T , P , S và cho bằng nhau các số hạng với cùng dT và dP như nhau, thì

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial T} \right)_{PS} = -\eta, \quad \left(\frac{\partial \zeta}{\partial P} \right)_{TS} = v.$$

Từ các phương trình này suy ra

$$\left(\frac{\partial^3 \zeta}{\partial T^2 \partial P} \right)_S = -\frac{1}{T} \left(\frac{\partial C_P}{\partial P} \right)_S = \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_S,$$

tức

$$\frac{\partial C_{PS}}{\partial P} = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_S. \quad (1.47)$$

Nếu lấy đạo hàm biểu thức (1.20) theo T và nhớ lại định nghĩa (1.41), ta có

$$\frac{\partial C_P}{\partial S} = -T \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T^2} \right). \quad (1.48)$$

Như vậy, khi tăng độ muối và áp suất, nhiệt dung của nước biển giảm, nhưng nếu tăng nhiệt độ thì với độ muối bằng khoảng dưới 20 ‰ nhiệt dung sẽ giảm, với độ muối cao hơn nhiệt dung tăng lên một ít khi tăng nhiệt độ. Tuy nhiên, những biến thiên nhiệt dung như vậy không vượt quá 5 % giá trị của C_{PS} , vì vậy khi giải nhiều bài toán hải dương học người ta không phân biệt sự khác biệt giữa nhiệt dung đẳng áp và nhiệt dung đẳng thể tích, mà bản thân nhiệt dung thường được chấp nhận dưới dạng một hằng số $C = 4 \text{ kJ}/(\text{kg.K})$.

Đặc trưng vật lý nhiệt quan trọng nữa của nước biển là *độ dẫn nhiệt*, xác định tốc độ truyền nhiệt lượng. Nó được biểu diễn

bằng hệ số truyền nhiệt độ. Trong vật lý được biết, *hệ số truyền nhiệt độ* là lượng nhiệt đi qua một đơn vị diện tích thiết diện trong nước trong một đơn vị thời gian với điều kiện gradien nhiệt độ bằng đơn vị. Người ta phân biệt *độ dẫn nhiệt phân tử* λ_m và *độ dẫn nhiệt rối* λ . Đại lượng thứ nhất được xác định bởi các tính chất vật lý của nước và phụ thuộc vào tốc độ chuyển động của các phân tử, độ dài quãng đường tự do của chúng, mật độ nước

$$\lambda_m = C_{pS} \rho \kappa_T, \quad (1.49)$$

ở đây κ_T – hệ số truyền nhiệt độ phân tử.

Giá trị của hệ số dẫn nhiệt phân tử của nước ngọt tại áp suất khí quyển và nhiệt độ 20 °C bằng 0,6 W/(m.K) và giảm đi một lượng bằng khoảng 10^{-2} W/(m.K) khi giảm nhiệt độ 10 °C. Độ muối không có ảnh hưởng đáng kể tới giá trị của λ_m .

Độ dẫn nhiệt rối của nước được xác định chủ yếu bởi các tính chất động học của nước biển và phụ thuộc vào cường độ xáo trộn rối. Hệ số dẫn nhiệt rối thường lớn hơn hệ số dẫn nhiệt phân tử khoảng một số bậc và nó đóng vai trò chính trong sự vận chuyển nhiệt.

Tùy thuộc vào nhiệt độ và áp suất, nước ngọt có thể ở trong ba trạng thái tổ hợp: dạng khí, lỏng và rắn. Để thu được phương trình đặc trưng cho các ranh giới chuyển từ một trạng thái pha này sang trạng thái pha khác, có thể sử dụng quan hệ (1.19). Vì trong đó nhiệt độ và độ muối bất biến, nên đạo hàm của entropy ở vế trái của phương trình biến thiên một cách nhảy vọt và ta có thể viết

$$\frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1 - v_2} = \frac{\partial P}{\partial T}. \quad (1.50)$$

Để tách nhiệt độ trên ranh giới chuyển pha ở vế trái của quan hệ (1.50), entropy được thay thế bằng entalpy

$$\frac{\chi_1 - \chi_2}{T(v_1 - v_2)} = \frac{\partial P}{\partial T}. \quad (1.51)$$

Biểu thức này gọi là phương trình Clapeiron. Nghiệm tổng quát của nó có thể biểu diễn dưới dạng

$$P = P_0 + \int_{T_0}^T \left(\frac{\chi_1 - \chi_2}{v_1 - v_2} \right) \frac{dT}{T}. \quad (1.52)$$

Ở đây P_0 – giá trị áp suất trên biên phân cách các pha tại nhiệt độ T_0 .

Hiệu các entalpy là nhiệt lượng chuyển pha. Bởi vì entalpy của hơi nước lớn hơn entalpy của nước, và entalpy của nước lớn hơn entalpy của băng, khi chuyển nước từ trạng thái pha với entalpy lớn hơn sang trạng thái pha với entalpy bé hơn sẽ diễn ra quá trình giải phóng lượng entalpy thừa, còn khi chuyển đổi ngược lại thì cần phải bổ sung hiệu các entalpy này từ bên ngoài phạm vi của hệ nhiệt động lực học. Các hiệu entalpy này có tên là nhiệt lượng chuyển pha: khi chuyển 1 kg nước từ trạng thái hơi sang lỏng biến thiên entalpy bằng 2500 kJ và được gọi là *nhiệt lượng hóa hơi riêng* (L). Để thực hiện chuyển đổi ngược lại phải bổ sung vào hệ chính lượng entalpy đó – gọi là *nhiệt lượng hóa hơi riêng*. Vì chúng như nhau về giá trị, nhưng khác dấu, người ta thường biểu diễn chúng bằng cùng một ký hiệu.

Khi chuyển đổi nước từ pha lỏng sang pha rắn, thì hiệu entalpy dương và đối với khối lượng chất 1 kg được gọi là *nhiệt lượng kết tinh riêng* ($L_k = 335$ kJ). Hiệu entalpy ngược lại với nó được gọi là *nhiệt lượng nóng chảy riêng*. Bởi vì nhiệt lượng kết

ting và nhiệt lượng nóng chảy chỉ khác nhau về dấu, nên chúng được biểu diễn bằng cùng một ký hiệu.

Hiệu các entalpy của trạng thái khí và rắn của nước tính trên khối lượng chất 1 kg được gọi là *nhiệt lượng thăng hoa riêng* $L_c = 2835 \text{ kJ}$. Giá trị hiệu entalpy ngược dấu với nó gọi là *nhiệt lượng ngưng kết riêng*, được biểu diễn bằng cùng một ký hiệu như nhiệt lượng thăng hoa.

Nếu một trong các pha là khí, thì thể tích của nó lớn hơn thể tích của cùng một khối lượng ở pha rắn hoặc lỏng khoảng 10^5 lần, vì vậy trong phương trình (1.51) thể tích của hai pha sau cùng có thể không tính tới. Ngoài ra, thể tích của hơi được mô tả khá chính xác bằng phương trình trạng thái của chất khí lý tưởng

$$P_v v_v = R_v T. \quad (1.53)$$

Hằng số chất khí của hơi nước $R_v = 461,5 \text{ J/(kg.K)}$.

Với những điều kiện đó, phương trình (1.51) nhận được dạng

$$\frac{dP_v}{dT} = \frac{LP_v}{R_v T^2}. \quad (1.54)$$

Nghiệm của nó sẽ là

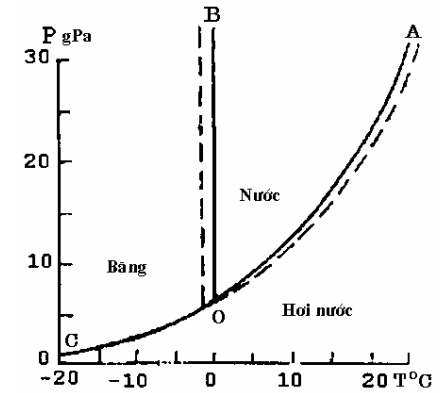
$$P_v = P_{v0} \exp \left[\frac{L}{R_v} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right]. \quad (1.55)$$

Biểu thức này được người ta gọi là phương trình Clauzius–Clapeiron. Trong đó P_{v0} – áp suất hơi nước tại nhiệt độ T_0 . Đối với nhiệt độ $T_0 = 273^\circ\text{K}$ sức trương của hơi bão hòa $P_{v0} = 610 \text{ Pa}$.

L – nhiệt lượng riêng chuyển pha của nước giữa pha khí và

pha lỏng hay pha rắn, P_v – áp suất hơi nước bão hòa ở bên trên mặt phẳng tương ứng của nước hay của băng.

Các phương trình (1.51) và (1.55) mô tả các biên phân cách giữa ba pha của nước trên biểu đồ trạng thái pha (hình 1.2). Tất cả ba đường cong hội tụ tại một điểm, gọi là *điểm ngã ba*. Từ biểu đồ thấy rằng: khi tăng nhiệt độ, áp suất hơi bên trên nước và băng có độ nghiêng nào đó về phía giảm nhiệt độ với một góc rất lớn tạo với trục nhiệt độ. Điều này được giải thích là do giá trị lớn của đạo hàm theo nhiệt độ trong các pha đó.



Hình 1.2. Biểu đồ các trạng thái pha của nước.
Các đường liên nét – nước ngọt,
các đường gạch nối – nước muối

Sự hiện diện của muối trong nước biển làm thay đổi chút ít ranh giới các pha. Trước hết, đó là do theo định luật Paul áp suất hơi bão hòa của chất hòa tan trong các dung dịch loãng lý tưởng tỷ lệ với phần chất hòa tan và áp suất hơi của chất hòa tan tinh khiết – trong trường hợp này là nước ngọt. Nước biển có thể được xem như dung dịch yếu, nhưng không phải là dung dịch lý tưởng, bởi vì các ion muối tương tác với nhau, đồng thời có ảnh hưởng tới cấu trúc của nước và cản trở sự bay hơi của nó. Vì vậy, áp suất của hơi nước bão hòa ở bên trên nước biển tỏ ra có phần nhỏ hơn so với suy ra từ định luật Paul. Điều này được thể hiện bằng việc đưa ra hệ số thực nghiệm a làm cho sức trương bão hòa của hơi nước bên trên nước biển P_s được biểu

diễn bằng công thức thực nghiệm

$$P_s = (1 - aS)P_v. \quad (1.56)$$

Nếu biểu diễn độ muối bằng ‰, hệ số $a = 0,0053$.

Hệ quả quan trọng thứ hai của độ muối là làm xê dịch ranh giới phân cách giữa pha rắn và pha lỏng về phía các nhiệt độ thấp hơn. Sự khác nhau về kích thước của các phân tử nước và các ion, các tương tác điện từ giữa chúng dẫn tới chỗ khi tăng nồng độ các ion, tức khi tăng độ muối, sự liên kết các phân tử H₂O vào tinh thể gặp khó khăn. Muốn vậy phải giảm động năng của các phân tử, tức giảm nhiệt độ. Lý thuyết về quá trình này đối với hệ nhiệt động lực học phức tạp như nước biển còn chưa được xây dựng. Đối với dung dịch hai hợp phần sự phụ thuộc của nhiệt độ đóng băng θ vào nồng độ chất hòa tan S được biểu diễn bằng một phương trình đã biết trong nhiệt động lực học

$$\frac{d\theta}{dS_m} = -\frac{k_b N_a \theta^2}{\chi_w - \chi}, \quad (1.57)$$

ở đây $k_b = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K – hằng số Boltzman,

$N_a = 6,6023 \cdot 10^{23}$ mol⁻¹ – hằng số Avogadrô,

$\Delta\chi = \chi_w - \chi$ – hiệu các entalpy của các pha lỏng và rắn,

S_m – nồng độ mol của dung dịch.

Nghiệm của phương trình này có dạng

$$\theta = -\frac{k_b N_a \theta_0^2 S_m}{\Delta\chi(1 - k_b N_a \theta_0 S_m / \Delta\chi)} = \frac{k_b N_a \theta_0^2}{\Delta\chi} \times \left[S_m - \frac{k_b N_a \theta_0 S_m^2}{\Delta\chi} + \frac{1}{2} \left(\frac{k_b N_a \theta_0}{\Delta\chi} \right)^2 S_m^3 - \dots \right], \quad (1.58)$$

ở đây $\theta_0 = 273$ °K – nhiệt độ đóng băng của nước ngọt.

Do cấu tạo phức tạp của nước biển, biểu thức lý thuyết (1.58) không mô tả đúng nhiệt độ đóng băng của nó. Để tính nhiệt độ này phải sử dụng các công thức thực nghiệm khác nhau, trong số đó công thức Criummel là công thức chính xác nhất và gần giống về dạng với công thức lý thuyết

$$\theta = -10^{-3} (3 + 52,7 S + 0,04 S^2 + 0,0004 S^3). \quad (1.59)$$

Trong công thức này có mặt một số hạng tự do đặc trưng cho mức độ hạ nhiệt cần thiết để nước đóng băng. Nhiệt độ trong công thức này tính bằng °C, còn độ muối – bằng ‰.

Đặc điểm biến đổi ranh giới chuyển pha của nước biển thể hiện trên hình 1.2 bằng đường cong gạch nối.

1.4. Quá trình đoạn nhiệt

Nhiều khi trong chuyển động của khối nước trên phương thẳng đứng sự trao đổi nhiệt của nó với môi trường xung quanh tỏ ra không đáng kể, còn nhiệt độ thì biến đổi do chênh lệch của áp suất. Quá trình nhiệt động lực học diễn ra không có sự trao đổi nhiệt giữa hệ thống và môi trường xung quanh được gọi là *quá trình đoạn nhiệt*. Ngoài ra, nếu sự trao đổi các muối cũng không diễn ra, thì quá trình như vậy được gọi là *quá trình đẳng entropy*, bởi vì trong những điều kiện đó, như sau này ta sẽ thấy, entropy có thể biến đổi chỉ do các quá trình ở bên trong hệ thống, mà không do sự trao đổi với môi trường xung quanh. Với những điều kiện đã nêu, phương trình (1.37) biểu diễn sự biến đổi của nội năng thông qua nhiệt dung và biến thiên nhiệt độ sẽ

có dạng

$$C_{vS}dT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial v} \right)_{TS} + P \right] dv = 0. \quad (1.60)$$

Nếu chú ý tới các quan hệ (1.43) và (1.45) thì

$$\left(\frac{\partial E}{\partial v} \right)_{TS} + P = T \frac{\alpha}{k_P}. \quad (1.61)$$

Do đó,

$$dT = -\frac{T\alpha}{C_{vS}k_P} dv. \quad (1.62)$$

Công thức này đặc trưng cho sự biến thiên nhiệt độ nước trong khi nó di chuyển thẳng đứng. Trong trường hợp nước nâng từ dưới lên phía trên và đồng thời thể tích của nó nở ra ($dv > 0$) thì sẽ diễn ra sự giảm nhiệt độ đoạn nhiệt ($dT < 0$). Khi nước chìm xuống và thể tích co nén lại thì nhiệt độ sẽ tăng lên. Vì tại nhiệt độ thấp hơn nhiệt độ mật độ cực đại của α thay đổi thành dấu ngược lại, nên ở dải nhiệt độ này trong khi giãn nở nước bị nóng lên đoạn nhiệt, còn khi co nén nó bị lạnh đi đoạn nhiệt.

Trong nhiều tính toán thực tế, thay vì biến thiên của thể tích riêng, người ta sử dụng biến thiên của áp suất sẽ thuận tiện hơn. Để có được công thức như vậy, có thể sử dụng biểu thức (1.42), nhân nó với dT , sau đó nhờ các công thức (1.60) và (1.61) loại bỏ C_{vS} và năng lượng. Kết quả nhận được

$$C_{PS}dT = \frac{T\alpha}{k_P} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{PS} dT - dv \right]. \quad (1.63)$$

Sử dụng phương trình trạng thái (1.29) cho phép biến đổi

biểu thức trong cặp dấu ngoặc vuông và thu được

$$dT = \frac{T\alpha v}{C_{PS}} dP. \quad (1.64)$$

Từ công thức này thấy rằng do tăng áp suất trong chuyển động giáng đoạn nhiệt của khối nước mà nhiệt độ của nó tăng lên, còn trong chuyển động thăng, khi áp suất giảm thì nhiệt độ giảm. Vì

$$\frac{dT}{dz} = \frac{dT}{dP} \frac{dP}{dz},$$

và dựa theo phương trình tĩnh học $dP/dz = g/v$, từ công thức (1.64) suy ra

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_a = \frac{gT\alpha}{C_{PS}} \equiv \Gamma. \quad (1.65)$$

Gradien nhiệt độ này được gọi là *gradien đoạn nhiệt*. Từ công thức thấy rằng nó không giữ nguyên không đổi. Tại nhiệt độ mật độ cực đại, $\Gamma = 0$ vì khi đó $\alpha = 0$. Tại nhiệt độ cao hơn, $\Gamma > 0$, nhưng nó không lớn, chỉ có bậc 10^{-4} K/m.

Do hệ quả các quá trình đoạn nhiệt, trong chuyển động di chuyển thẳng đứng nhiệt độ của nước biến đổi. Trong nhiều trường hợp cần phải biết những biến đổi này, ví dụ khi xác định độ ổn định thẳng đứng của khối nước và khi phân tích các khối nước. Vì vậy trong hải dương học quy ước chuyển dẫn nhiệt độ đoạn nhiệt về áp suất tại bề mặt đại dương, bằng cách đó loại trừ được những biến đổi đoạn nhiệt của nhiệt độ.

Nhiệt độ đã được chuyển dẫn bằng cách như vậy được gọi là nhiệt độ thế vị (θ). Để tính nhiệt độ đó, chỉ cần lấy tích phân công thức (1.65) theo độ sâu

$$\vartheta = T \exp \int_z^0 \frac{g\alpha}{C_{PS}} dz, \quad (1.66)$$

hay

$$\vartheta \approx T - T \int_0^z \frac{g\alpha}{C_{PS}} dz. \quad (1.67)$$

Số hạng sau cùng trong công thức (1.67) gọi là *hiệu chỉnh đoạn nhiệt*.

Với tư cách là phương trình xuất phát khi thu nhận biểu thức của nhiệt độ thế vị, có thể sử dụng phương trình (1.64). Trong trường hợp này phép lấy tích phân được thực hiện theo áp suất từ P đến áp suất tại bề mặt P_a

$$\vartheta = T \exp \int_P^{P_a} \frac{\alpha v}{C_{PS}} dP \approx T \left(1 - \int_{P_a}^P \frac{\alpha v}{C_{PS}} dP \right). \quad (1.68)$$

Do hệ số giãn nở nhiệt của nước có giá trị nhỏ, nên hiệu chỉnh đoạn nhiệt không lớn và với mức chênh lệch độ sâu đặc trưng 1 km, nó có giá trị bằng khoảng $10^{-1} - 10^{-2}$ độ tùy thuộc vào nhiệt độ nước.

Tương tự như nhiệt độ thế vị, người ta đưa ra khái niệm *mật độ thế vị* của nước biển ρ_ϑ , tức mật độ được dẫn đoạn nhiệt về áp suất khí quyển:

$$\rho_\vartheta(\vartheta, S, P) = \rho(T, S, P) - \int_{P_a}^P \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_\eta dP. \quad (1.69)$$

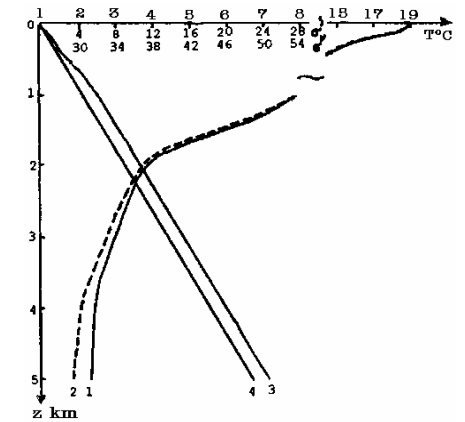
Biểu thức dưới dấu tích phân là gradien mật độ đoạn nhiệt của nước và theo nó *hệ số nén đoạn nhiệt* được định nghĩa như sau:

$$k_\eta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_\eta. \quad (1.70)$$

Nó liên hệ với hệ số nén đẳng nhiệt bằng quan hệ

$$k_\eta = \frac{C_{VS}}{C_{PS}} k_P. \quad (1.71)$$

Điều này được rút ra từ các công thức (1.45) và (1.64).



Hình 1.3. Ví dụ về biến thiên theo độ sâu của nhiệt độ nước (1), nhiệt độ thế vị (2), mật độ quy ước (3) và mật độ thế vị quy ước (4)

Mật độ thế vị và gradien mật độ đoạn nhiệt thường hay được dùng nhất khi xác định độ ổn định thẳng đứng của nước đại dương và khi xác định tốc độ âm. Trên hình 1.3 dẫn ví dụ về các trục diện thẳng đứng của nhiệt độ thế vị và mật độ thế vị quy ước. Cần phải nhớ rằng các đại lượng này bao giờ cũng được quy chiếu từ tầng sâu đòi hỏi hoặc từ áp suất tại tầng đó. Biến thiên của mật độ thế vị diễn ra chủ yếu do áp suất. Phần đóng góp của nhiệt độ nhỏ hơn hai bậc, vì vậy, tại các độ sâu lớn hơn 1 km, nơi nhiệt độ và độ muối của nước ít biến đổi theo độ sâu,

thì các trục diện thẳng đứng của mật độ thực và mật độ thể vị tương tự như nhau.

1.5. Các chỉ tiêu phân tầng mật độ trên phương thẳng đứng của đại dương

Về trung bình đại dương có phân tầng mật độ ổn định, tức những lớp nước đậm đặc hơn phân bố ở bên dưới các lớp ít đậm đặc. Gradient mật độ thẳng đứng càng lớn thì càng khó xáo trộn nước, bởi vì cần chi phí năng lượng lớn hơn. Trong điều kiện đó sự xâm nhập của nhiệt, muối và các chất thể khác qua các lớp có độ ổn định mật độ lớn thường khó khăn. Nhiều khi do tác động của những nguyên nhân nào đó mà tình hình trên đây bị phá vỡ và những khối nước ít đậm đặc có thể nằm bên dưới những lớp đậm đặc hơn. Sự phân tầng dị thường như vậy không thể duy trì trong thời gian dài, và theo định luật Acsimet thì nước nặng hơn sẽ chìm xuống và nước nhẹ hơn sẽ nổi lên. Đặc điểm của hoàn lưu kiểu này và quá trình vận chuyển các chất thể khác liên quan với nó lại phụ thuộc vào gradient thẳng đứng của mật độ. Vì vậy trong thực hành hải dương học gần như luôn luôn phải đánh giá độ ổn định mật độ của các đại dương và biển ở trạm nào đó.

Chỉ tiêu ổn định được xác định theo tương quan giữa mật độ của thể tích nước xáo trộn theo phương thẳng đứng ρ_v và mật độ của môi trường xung quanh ρ . Cho rằng mật độ của thể tích nước xáo trộn biến thiên đoạn nhiệt

$$\rho_v(z + \Delta z) = \rho_v(z) + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial z} \right)_a \Delta z, \quad (1.72a)$$

còn mật độ của môi trường xung quanh có thể biến thiên theo cách khác

$$\rho(z + \Delta z) = \rho(z) + \left(\frac{d\rho}{dz} \right) \Delta z. \quad (1.72b)$$

Nếu tại mực xuất phát z mật độ của thể tích được tách ra và mật độ của môi trường xung quanh như nhau ($\rho_v = \rho$), thì hiệu các biến thiên theo phương thẳng đứng của hai mật độ này sẽ làm xuất hiện lực Acsimet gây nên gia tốc

$$G_a = \frac{g}{\rho} \left[\frac{d\rho}{dz} - \left(\frac{d\rho_v}{dz} \right)_a \right] \Delta z. \quad (1.73)$$

Trong trường hợp khi gradient mật độ nước ở đại dương bằng gradient đoạn nhiệt, lực Acsimet bằng không và phân tầng mật độ được gọi là *phiếm định*. Nếu gradient mật độ đoạn nhiệt lớn hơn gradient thực tế (điểm a trên hình 1.4), tức hiệu của chúng trong cặp dấu ngoặc vuông của công thức (1.73) có giá trị âm, thì thể tích nước nguyên tố bị đưa ra khỏi trạng thái cân bằng từ mực z trong khi chuyển động xuống dưới ($\Delta z > 0$) sẽ có mật độ lớn hơn so với môi trường xung quanh và sẽ có xu hướng chìm tiếp. Khi chuyển động nâng lên ($\Delta z < 0$), thể tích nước này trở nên nhẹ hơn so với môi trường xung quanh và sẽ nổi lên. Phân tầng, trong đó thể tích nước bị đưa ra khỏi trạng thái cân bằng không có xu hướng quay trở lại mực xuất phát, được gọi là *bất ổn định*.

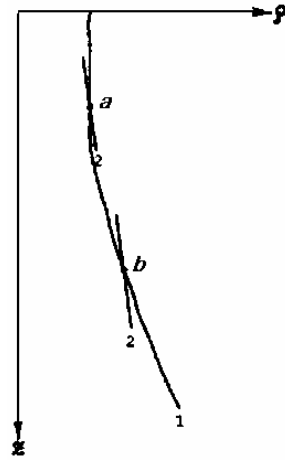
Nếu gradient mật độ đoạn nhiệt nhỏ hơn gradient thực tế (điểm b trên hình 1.4), tức hiệu của chúng trong cặp dấu ngoặc vuông của công thức (1.73) có giá trị dương, thì thể tích nước bị đưa ra khỏi trạng thái cân bằng sẽ cố gắng quay trở lại mực ban

đầu, bởi vì trong khi nâng lên nó nặng hơn môi trường xung quanh, còn khi chìm xuống – nó nhẹ hơn. Phân tầng như vậy gọi là *phân tầng ổn định*.

Trong công thức (1.73) thừa số Δz là tùy ý, do đó người ta thường bỏ đi. Khi đó công thức có thứ nguyên s^{-2} :

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \left[\frac{d\rho}{dz} - \left(\frac{d\rho_v}{dz} \right)_a \right]. \quad (1.74)$$

Tham số N gọi là *tần số Vaisial–Brent*. Nó đặc trưng cho tần số của các dao động quán tính của thể tích nước bị đưa ra khỏi trạng thái cân bằng trong điều kiện phân tầng ổn định của đại dương.



Hình 1.4. Sơ đồ tương quan mật độ nước thực tế (1) và mật độ thế vị (2) trong phân tầng bất ổn định (a) và ổn định (b)

Khi ước lượng thực tế về sự phân tầng của đại dương, để thuận tiện người ta không dùng mật độ, mà dùng các đặc trưng quan trắc như nhiệt độ, độ muối, áp suất. Vì đã giả thiết rằng

trong quá trình đoạn nhiệt thể tích nước bị tách ra không biến đổi độ muối của mình, gradient mật độ được biểu diễn dưới dạng

$$\left(\frac{d\rho_v}{dz} \right)_a = \frac{\partial \rho}{\partial T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_a + \frac{\partial \rho}{\partial P} \left(\frac{dP}{dz} \right)_a. \quad (1.75)$$

Gradient mật độ của môi trường xung quanh được mô tả bằng biểu thức

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{dT}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{dS}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial P} \frac{dP}{dz}. \quad (1.76)$$

Thế hai biểu thức gradient mật độ cuối cùng này vào công thức (1.74), với điều kiện là do áp suất nhanh chóng được san bằng nên áp suất ở bên trong thể tích nước di chuyển và ở môi trường xung quanh sẽ như nhau, ta có

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial T} \left[\frac{dT}{dz} - \left(\frac{dT}{dz} \right)_a \right] + \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{dS}{dz} \right\}. \quad (1.77)$$

Dưới dạng này, bình phương của tần số Vaisial–Brent được gọi là chỉ tiêu độ ổn định Hesselberg–Sverdrup. Nó được sử dụng để đặc trưng cho độ phân tầng mật độ ở đại dương.

Để đánh giá ảnh hưởng tương đối của gradient nhiệt độ và độ muối tới độ ổn định của nước, chỉ cần theo phương trình trạng thái xác định sự phụ thuộc của mật độ nước vào nhiệt độ và độ muối, các đạo hàm của mật độ theo nhiệt độ và độ muối có mặt trong công thức (1.77) dưới dạng những nhân tử đứng trước các gradient tương ứng. Nhân tử đứng trước gradient độ muối lớn hơn nhân tử đứng trước gradient nhiệt độ gần một bậc. Do đó, mặc dù gradient độ muối nhỏ, nó có ảnh hưởng lớn tới phân tầng mật độ của đại dương. Vì vậy, ở những vùng Đại dương Thế giới nơi có dòng nước sông, sự tan băng và giáng thủy làm ngọt hóa

lớp nước mặt, thì phân tầng mật độ sẽ rất ổn định và thực tế khó có thể chuyển sang trạng thái bất ổn định chỉ do biến đổi của nhiệt độ. Ví dụ, vào mùa hè của năm do tan băng làm ngọt hóa ở các biển Bắc Băng Dương mà gradien độ muối đạt tới trị số khoảng 0,5 ‰ trên 1 m. Để khắc phục độ ổn định cao như vậy do độ muối chi phối, cần có gradien nhiệt độ không dưới 5°C trên 1 m, điều mà thực tế không bao giờ chúng ta quan sát thấy.

Từ phương trình trạng thái suy ra rằng dấu của nhân tử đứng trước gradien độ muối trong công thức (1.77) là dấu dương, còn trước gradien nhiệt độ – dấu âm. Vì vậy tầng độ muối theo độ sâu làm tăng độ ổn định, còn tầng nhiệt độ nước theo độ sâu – làm giảm độ ổn định.

Chỉ tiêu độ ổn định rất hay được sử dụng trong thực hành hải dương học, và để việc xác định chỉ tiêu độ ổn định được thuận tiện người ta đã lập ra các bảng hải dương học [2]. Tuy nhiên, khi sử dụng các bảng này cần nhớ rằng biến thiên mật độ theo nhiệt độ và độ muối trong đó được tính theo phương trình trạng thái của Knudsen. Nếu sử dụng phương trình trạng thái khác, thì các giá trị N^2 có thể khác so với những gì dẫn trong các bảng.

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. Мамаев О. И. *Термохалинный анализ вод Мирового океана*. Л., Гидрометеиздат, 1987. 296 с.
2. *Океанографические таблицы*. Изд. 4-е. Л., Гидрометеиздат, 1975. 477 с.
3. Попов Н. И., Федоров К. Н., Орлов В. М. *Морская вода. Справочное*

чное руководство. М., Наука, 1979. 327с.

4. Савельев И. В. *Курс общей физики. Кн. 3. Молекулярная физика и термодинамика*. Изд. 4-е. М., Наука, 1998. 208 с.
5. Трайбус М. *Термостатика и термодинамика*. Пер. с англ. М., Энергия, 1970. 501 с.

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Ý nghĩa vật lý của năng lượng, entropy, entalpy và thế hóa học của hệ nhiệt động lực học nước biển?
2. Phương trình cơ bản của nhiệt động lực học nước biển đặc trưng cho cái gì?
3. Phương trình trạng thái nước biển dạng vi phân và phương trình của Knudsen, ES-80 và những phương trình khác nhau ở chỗ nào?
4. Tại sao người ta phân biệt nhiệt dung đẳng áp và đẳng thể tích của nước biển?
5. Entalpy nước biển biến đổi như thế nào khi thay đổi trạng thái pha của nó? Mối liên hệ của nó với nhiệt lượng chuyển pha?
6. Bản chất của các quá trình đoạn nhiệt và đẳng entropy và ảnh hưởng của chúng tới nhiệt độ và mật độ nước đại dương?
7. Độ ổn định thẳng đứng của nước đại dương liên hệ như thế nào với phân bố nhiệt độ và độ muối?

$$F = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} (\Delta \mathbf{F}_0 / \rho \Delta v). \quad (2.1)$$

Thứ nguyên của \mathbf{F} trong hệ SI sẽ là N/kg, hay m/s².

Các lực mặt cũng được biểu diễn bằng mật độ phân bố của chúng \mathbf{P} , nhưng không theo thể tích, mà theo bề mặt Π

$$\mathbf{P} = \lim_{\Pi \rightarrow 0} (\Delta \mathbf{P}_0 / \Delta \Pi). \quad (2.2)$$

Thứ nguyên của \mathbf{P} trong hệ SI sẽ là N/m².

Độ lớn của lực mặt phụ thuộc vào định hướng của diện tích mà nó tác động lên. Để tránh điều đó, mật độ phân bố của lực này (để ngắn gọn người ta thường gọi đơn giản là lực mặt) được chiếu lên các mặt phẳng tọa độ. Từ thủy cơ học biết rằng hình chiếu như vậy được thể hiện bằng biểu thức

$$\mathbf{P} d\Pi = \mathbf{P}_x d\Pi_x + \mathbf{P}_y d\Pi_y + \mathbf{P}_z d\Pi_z, \quad (2.3)$$

trong đó $d\Pi_x, d\Pi_y, d\Pi_z$ – các hình chiếu của diện tích $d\Pi$ lên các mặt phẳng hệ tọa độ. Chúng còn có thể được biểu diễn qua diện tích này và cosin của các góc nghiêng với các mặt phẳng hệ tọa độ

$$\mathbf{P} d\Pi = \mathbf{P}_x \cos(n, x) d\Pi + \mathbf{P}_y \cos(n, y) d\Pi + \mathbf{P}_z \cos(n, z) d\Pi. \quad (2.4)$$

ở đây n – pháp tuyến ngoài của diện tích. Từ đây suy ra

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_x \cos(n, x) + \mathbf{P}_y \cos(n, y) + \mathbf{P}_z \cos(n, z). \quad (2.5)$$

Thường để viết ngắn gọn người ta thể hiện biểu thức này như sau

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_x n_x + \mathbf{P}_y n_y + \mathbf{P}_z n_z. \quad (2.6)$$

Từ quan hệ này thấy rằng vectơ lực mặt ở điểm bất kỳ của môi trường phụ thuộc vào định hướng của bề mặt mà nó tác

Chương 2

NHỮNG ĐỊNH LUẬT CƠ BẢN VỀ BIẾN ĐỔI CÁC ĐẶC TRƯNG NHIỆT ĐỘNG LỰC HỌC ĐẠI DƯƠNG

2.1. Phương trình chuyển động của nước biển

Nước ra khỏi trạng thái yên tĩnh và bắt đầu chuyển động dưới tác động của các lực khác nhau; các lực đó được chia thành hai loại: *các lực thể tích* hay *các lực khối* và *các lực mặt*. Loại thứ nhất quy ước gồm những lực tác động trực tiếp lên tất cả các nguyên tố của thể tích: các lực trọng trường, các lực điện từ v.v.. Loại thứ hai là các lực trực tiếp ảnh hưởng tới bề mặt của thể tích khối lượng, rồi sau đó sự ảnh hưởng này mới truyền vào sâu bên trong thể tích bằng cách thức nào đó. Loại này gồm các lực ma sát và áp suất giữa các thể tích chất lỏng.

Khi nghiên cứu động lực học nước biển như một môi trường liên tục người ta không xem xét bản thân các lực thể tích, mà là mật độ phân bố của chúng. Theo định nghĩa trong cơ học các môi trường liên tục, *mật độ phân bố của lực thể tích* ở điểm O được hiểu là giới hạn của tỷ số giữa tổng hợp lực của các lực thể tích $\Delta \mathbf{F}_0$ tác động lên các phần tử của thể tích bé Δv với tâm nằm ở điểm O và khối lượng của thể tích đó

động lên.

Sau này, để ngắn gọn việc trình bày, các mật độ phân bố của các lực khối và lực mặt sẽ được gọi đơn giản là các lực như đã quy ước trong văn liệu.

Để nhận được phương trình chuyển động của thể tích nước nguyên tố người ta sử dụng định luật biến đổi động lượng, theo đó, biến thiên của *vectơ chính của động lượng* của hệ các phần tử vật chất **I** bằng *vectơ chính của các ngoại lực khối và mặt*:

$$\frac{d\mathbf{I}}{dt} = \int \mathbf{F}dM + \int \mathbf{P}dn. \quad (2.7)$$

Vectơ chính của động lượng đối với thể tích v được xác định bằng tích phân của tích các tốc độ tuyệt đối \mathbf{V}_a và các khối lượng nguyên tố của các phần tử ở trong thể tích

$$\mathbf{I} = \int_v \mathbf{V}_a dM. \quad (2.8)$$

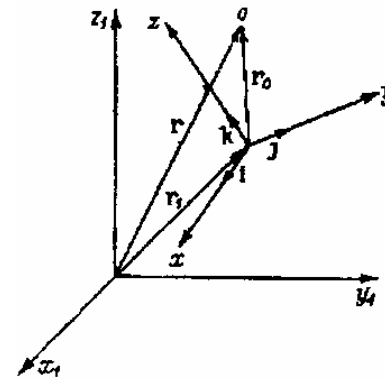
Nếu thể tích chất lỏng được tách ra là bất biến và không lớn, nó cho phép gán tốc độ nói trên không chỉ cho các bộ phận riêng lẻ của nó, mà còn cho toàn bộ thể tích, thì có thể viết lại phương trình (2.7) dưới dạng

$$\int_v \frac{d\mathbf{V}_a}{dt} dM = \int_v \mathbf{F}dM + \int_{\Pi} \mathbf{P}d\Gamma. \quad (2.9)$$

Trong hải dương học không sử dụng phương trình trên đây mà không có những biến đổi bổ sung. Trước hết cần phải chuyển từ tốc độ chuyển động tuyệt đối của chất lỏng sang tốc độ tương đối so với Trái Đất xoay. Để tính đến gia tốc xuất hiện do sự xoay của Trái Đất đơn giản nhất là xem xét hai hệ tọa độ: hệ bất động x_1, y_1, z_1 và hệ di động x, y, z (hình 2.1).

Giả sử vectơ \mathbf{r} xác định vị trí tâm của thể tích nguyên tố được tách ra trong hệ tọa độ thứ nhất, còn \mathbf{r}_0 – trong hệ thứ hai. Khi đó, nếu \mathbf{r}_1 chỉ vị trí tâm của hệ tọa độ di động trong hệ bất động, có thể viết

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_1 + (x \cdot \mathbf{i} + y \cdot \mathbf{j} + z \cdot \mathbf{k}). \quad (2.10)$$



Hình 2.1. Sơ đồ vị trí của thể tích được tách ra trong các hệ tọa độ bất động và di động

Để chuyển sang các gia tốc, phải lấy đạo hàm biểu thức này hai lần theo t , kết quả nhận được

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{V}_a}{dt} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = & \left(\frac{d^2\mathbf{r}_1}{dt^2} + x \frac{d^2\mathbf{i}}{dt^2} + y \frac{d^2\mathbf{j}}{dt^2} + z \frac{d^2\mathbf{k}}{dt^2} \right) + \\ & + \left(\frac{d^2x}{dt^2} \mathbf{i} + \frac{d^2y}{dt^2} \mathbf{j} + \frac{d^2z}{dt^2} \mathbf{k} \right) + 2 \left(\frac{dx}{dt} \frac{d\mathbf{i}}{dt} + \frac{dy}{dt} \frac{d\mathbf{j}}{dt} + \frac{dz}{dt} \frac{d\mathbf{k}}{dt} \right). \quad (2.11) \end{aligned}$$

Như đã biết, biểu thức đứng trong cặp dấu ngoặc thứ nhất ở vế phải của đẳng thức này xác định gia tốc vận chuyển, biểu thức trong cặp dấu ngoặc thứ hai – gia tốc tương đối, biểu thức trong cặp dấu ngoặc thứ ba – gia tốc Coriolis. Các đạo hàm của

các vectơ định hướng thường biểu diễn qua tốc độ góc xoay của hệ di động, tức của Trái Đất, ω

$$\frac{d\mathbf{i}}{dt} = \omega \times \mathbf{i}, \quad \frac{d\mathbf{j}}{dt} = \omega \times \mathbf{j}, \quad \frac{d\mathbf{k}}{dt} = \omega \times \mathbf{k}.$$

Sau khi thế các tương quan này vào phương trình (2.11) và tính đến chuyển động tịnh tiến đều của Trái Đất, do đó mà $\frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} = 0$, và $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ là đại lượng không đổi, phương trình (2.11) có dạng

$$\frac{d\mathbf{V}_a}{dt} = \omega \times (\omega \times \mathbf{r}_0) + \frac{d\mathbf{V}}{dt} + 2(\omega \times \mathbf{V}), \quad (2.12)$$

ở đây \mathbf{V} – tốc độ chuyển động của nước tương đối so với Trái Đất.

Bước biến đổi phương trình (2.9) tiếp theo là thay thế tích phân của các lực mặt thành tích phân thể tích trên cơ sở định lý Gauss–Ostrogradski và tương quan (2.6)

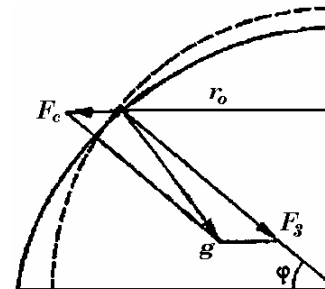
$$\int_n \mathbf{P} dn = \int_v \left(\frac{\partial \mathbf{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{P}_z}{\partial z} \right) dv = \int_v \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \mathbf{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{P}_z}{\partial z} \right) dM. \quad (2.13)$$

Thế các biểu thức (2.12) và (2.13) vào phương trình (2.9) sẽ đưa phương trình này tới dạng trong đó từng số hạng được biểu diễn qua tích phân thể tích. Vì thể tích của tất cả các tích phân như nhau và có thể giả thiết là bé vô cùng, nên phương trình tích phân được quy về phương trình vi phân

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F} - \omega \times (\omega \times \mathbf{r}_0) - 2(\omega \times \mathbf{V}) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \mathbf{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{P}_z}{\partial z} \right). \quad (2.14)$$

Nhờ những biến đổi đã thực hiện ở vế phải của phương trình chuyển động đã xuất hiện hai số hạng mới. Trong đó số hạng thứ nhất luôn luôn tồn tại, không phụ thuộc vào chuyển động của nước. Đó là gia tốc ly tâm. Nó hướng vuông góc với trục xoay của Trái Đất và phụ thuộc không những vào tốc độ góc, mà cả vào khoảng cách từ trục xoay (r_0) như ta đã thấy từ phương trình này. Số hạng thứ hai – gia tốc Coriolis, phụ thuộc vào tốc độ dòng chảy. Đó là gia tốc quán tính, giống như số hạng thứ nhất, nó đã xuất hiện do hệ quả của việc chuyển sang hệ tọa độ di động.

Trong hải dương học, trong số các lực thể tích người ta thường chú ý tới mật độ phân bố của lực hấp dẫn của Trái Đất và cộng gia tốc do nó gây nên vào với gia tốc hướng tâm. Gia tốc thứ nhất hướng vào phía tâm của Trái Đất, còn gia tốc thứ hai – theo hướng của đường vuông góc từ tâm xoay của Trái Đất (hình 2.2). Vì gia tốc ly tâm ở điều kiện Trái Đất bằng khoảng 1/3 % gia tốc của lực hấp dẫn, nên trên hình vẽ không thể biểu diễn được bằng quy mô thực.



Hình 2.2. Hướng của các gia tốc trên Trái Đất xoay

Tổng của hai gia tốc này gọi là gia tốc rơi tự do g . Do gia tốc ly tâm mà giá trị của g biến thiên theo vĩ độ: ở các cực nó cực đại, còn ở xích đạo – cực tiểu.

Nếu như chỉ có gia tốc rơi tự do tác động lên đại dương thì bề mặt đại dương sẽ phân bố sao cho vuông góc

với vectơ g tại mọi điểm.

Tích phân của gia tốc g theo độ sâu z

$$\Phi_{1,2} = \int_{z_1}^{z_2} g \, dz \quad (2.15)$$

trong hải dương học gọi là *độ sâu động lực*. Mặt có các độ sâu động lực như nhau thường được gọi là *mặt thế vị*.

Trong các điều kiện Trái Đất trọng lực và gia tốc do nó tạo ra không giữ nguyên không đổi, mà biến thiên tùy thuộc vào vị trí của Mặt Trăng và Mặt Trời. Vì vậy người ta thường phân biệt giá trị trung bình của g và phần gia tốc tuần hoàn gây nên thủy triều \mathbf{F}_n .

Thể hiện các lực mặt dưới dạng viết trong phương trình (2.14) không thật thuận tiện để sử dụng thực tế. Vì vậy các lực tác động lên các mặt phẳng tọa độ được chiếu lên các trục tọa độ. Đối với các tọa độ Đề-các ta có thể viết

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_x &= p_{xx}\mathbf{i} + p_{xy}\mathbf{j} + p_{xz}\mathbf{k}, \\ \mathbf{P}_y &= p_{yx}\mathbf{i} + p_{yy}\mathbf{j} + p_{yz}\mathbf{k}, \\ \mathbf{P}_z &= p_{zx}\mathbf{i} + p_{zy}\mathbf{j} + p_{zz}\mathbf{k}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Trong hệ thống các ký hiệu đã dùng chỉ số thứ nhất ở p_{ij} chỉ sự định hướng của mặt phẳng mà lực mặt tác động lên (định hướng của một mặt phẳng được xác định theo trục tọa độ vuông góc với mặt phẳng đó), còn chỉ số thứ hai – trục mà ứng lực đã được chiếu lên đó. Các ứng lực với những chỉ số như nhau định hướng theo đường pháp tuyến của các diện tích tương ứng và được gọi là *các ứng lực pháp tuyến*, còn các ứng lực với những chỉ số khác nhau là các hình chiếu trên trục nằm trong mặt

phẳng của diện tích, vì vậy mà chúng được gọi là *các ứng lực tiếp tuyến*.

Giá trị trung bình của các ứng lực pháp tuyến lấy với dấu “trừ”:

$$P = -\frac{1}{3}(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz}) \quad (2.17)$$

được gọi là *áp suất thủy tĩnh*, hay đơn giản là *áp suất*.

Ảnh hưởng của áp suất tới chuyển động của chất lỏng rất lớn, vì vậy người ta tách nó khỏi các ứng lực, còn dấu trừ được đưa ra nhằm mục đích thuận tiện, bởi vì tốc độ hướng về phía ngược lại với gradien áp suất. Phần còn lại của các ứng lực pháp tuyến τ_{ii} sau khi tách áp suất riêng ra thì nhỏ hơn trước đó và được thể hiện bằng tương quan $\tau_{ii} = p_{ii} + P$. Còn các ứng lực tiếp tuyến mới sau khi tách áp suất thủy tĩnh thì bằng các ứng lực cũ $\tau_{ij} = p_{ij}$. Những ứng lực được biến đổi như vậy gọi là *ứng lực nhớt*, bởi vì chúng tỷ lệ với độ nhớt của nước κ và các gradien tốc độ dòng chảy

$$\tau_{ij} = \rho\kappa \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right), \quad (2.18)$$

$$\tau_{ii} = 2\rho\kappa \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} \right). \quad (2.19)$$

Hệ số nhớt phân tử động học của nước κ có độ lớn bậc 10^{-6} m²/s. Trong các công thức (2.18) và (2.19) các chỉ số i và j biểu thị từng trục trong số ba trục tọa độ và các hình chiếu tương ứng của tốc độ dòng chảy.

Tập hợp tất cả các ứng lực nhớt có thể biểu diễn bằng tenxơ

của chúng

$$\begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}.$$

Nếu tính tới những biến đổi đã nêu ở trên thì phương trình chuyển động (2.14) dẫn tới dạng

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{g} + \mathbf{F}_n - 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) - \frac{1}{\rho} \nabla P + \kappa \left(\nabla^2 \mathbf{V} + \frac{1}{3} \nabla \operatorname{div} \mathbf{V} \right), \quad (2.20)$$

ở đây ∇, ∇^2 – tuần tự là các dấu toán tử gradient và laplacian.

Như vậy là vế phải của phương trình chuyển động của nước chứa các gia tốc được gây nên bởi phần không đổi (gia tốc rơi tự do) và phần biến thiên của các lực trọng trường, gia tốc Coriolis, gia tốc từ gradient áp suất và gia tốc liên quan tới các ứng lực nhớt. Phương trình chuyển động dưới dạng như vậy là một phương trình khá đầy đủ để mô tả tất cả các chuyển động chủ yếu của nước.

2.2. Phương trình liên tục và phương trình khuếch tán muối

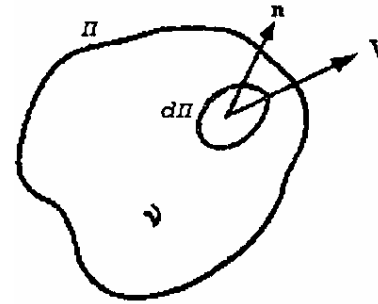
Phương trình *liên tục*, hay bảo tồn khối lượng của nước biển biểu thị một trong những định luật cơ bản của hải dương học vật lý. Bản chất của định luật này là: nếu bên trong một thể tích được tách ra của nước không xảy ra quá trình tạo thành hay biến mất một khối lượng nước nào đó thì tổng lượng nước đi vào qua bề mặt của thể tích này sẽ làm biến thiên mật độ nước ở bên trong thể tích. Thật vậy, nếu nước chảy với tốc độ \mathbf{V} qua

diện tích nguyên tố $d\Pi$ của thể tích v , thì trên hướng của đường pháp tuyến ngoài n sẽ có một lượng nước $\rho V_n d\Pi$ chảy qua. Lượng nước chảy qua toàn bộ bề mặt Π sẽ là $\int_{\Pi} \rho V_n d\Pi$. Do

có lượng nước chảy vào thể tích hay chảy ra khỏi nó mà mật độ nước trong thể tích sẽ biến đổi, tức

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv = - \int_{\Pi} \rho V_n d\Pi. \quad (2.21)$$

Dấu “trừ” ở vế phải của đẳng thức là do pháp tuyến n hướng từ bề mặt đi ra phía ngoài thể tích.



Hình 2.3. Sơ đồ hướng dòng chất lỏng

Để chuyển sang dạng vi phân của phương trình, người ta thay thế tích phân mặt bằng tích phân thể tích theo định lý Gauss–Ostrogradski, như đã làm ở mục 2.1:

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} = - \int_v \rho \operatorname{div} \mathbf{V} dv. \quad (2.22)$$

Vì vùng tích phân được chọn tùy ý nên có thể viết

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} = 0. \quad (2.23)$$

Đây chính là phương trình liên tục viết dưới dạng vi phân.

Người ta thường hay sử dụng một dạng viết khác của phương trình này, nó liên quan tới việc tách bạch biến thiên cục bộ của mật độ:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathbf{V}\nabla\rho. \quad (2.24)$$

Sau khi thế biểu thức này vào phương trình (2.23) sẽ nhận được

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\mathbf{V}) = 0. \quad (2.25)$$

Các phương trình liên tục ở dạng đã dẫn hay được viết với một cách đơn giản hóa nào khác thực tế bao giờ cũng được sử dụng đi kèm với phương trình chuyển động nếu như cần tính trường tốc độ dòng chảy trong một thể tích nào đó của Đại dương Thế giới.

Khi xem xét không phải là dòng khối lượng nước, mà là dòng muối, thì tất cả các lập luận vẫn giữ nguyên như vậy, song cần phải thay thế dòng muối Φ_S vào vị trí của dòng khối lượng nước trong phương trình. Thay vì mật độ nước trong phương trình phải có mật hàm lượng muối ρS . Trong trường hợp này phương trình (2.25) có dạng

$$\frac{\partial\rho S}{\partial t} + \text{div}\Phi_S = 0. \quad (2.26)$$

Dòng muối bị chi phối bởi hai nhân tố chính: sự vận chuyển có trật tự theo dòng nước chuyển động – *bình lưu* và sự xáo trộn phân tử hỗn loạn – *khuếch tán*. Được biết, nhân tố thứ nhất tỷ lệ thuận với tốc độ dòng chảy, còn nhân tố thứ hai tỷ lệ với hệ số khuếch tán phân tử κ_S và gradien độ muối, tức

$$\Phi_S = -\rho(\mathbf{V}S - \kappa_S\nabla S). \quad (2.27)$$

Dấu “trừ” đứng trước phần khuếch tán của dòng biểu thị

rằng dòng này hướng về phía ngược lại với gradien độ muối.

Trong nhiều trường hợp khi nghiên cứu sự khuếch tán vi mô và đối lưu, ở số hạng khuếch tán phải tính tới không chỉ gradien độ muối, mà cả gradien nhiệt độ với hệ số tương ứng thể hiện sự khuếch tán nhiệt (hiệu ứng Cope) và gradien áp suất thể hiện sự khuếch tán áp [1]. Vì vai trò của các hiệu ứng đó nhỏ hơn nhiều so với sự vận chuyển khuếch tán do gradien độ muối, nên những hiện tượng đó không được xem xét trong sách giáo khoa này.

Sau khi tách riêng các số hạng liên quan tới biến thiên mật độ nước từ (2.26), biểu thức đó có thể biến đổi thành

$$S\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho\frac{\partial S}{\partial t} = -S\text{div}(\rho\mathbf{V}) - \rho\mathbf{V}\cdot\nabla S + \text{div}(\kappa_S\rho\nabla S). \quad (2.28)$$

Các số hạng thứ nhất ở vế phải và vế trái của biểu thức này nếu cộng lại với nhau sẽ bằng không theo phương trình liên tục (2.25), còn tổng của các số hạng thứ hai ở cả hai vế của (2.28) làm thành đạo hàm riêng của độ muối. Kết quả là phương trình cuối cùng được quy về dạng

$$\rho\frac{dS}{dt} = \text{div}(\kappa_S\rho\nabla S). \quad (2.29)$$

Bản chất của phương trình vừa nhận được là ở chỗ: nếu trong thể tích nước nguyên tố không có các nguồn muối và các dòng thất thoát muối, thì biến thiên độ muối trong đó diễn ra do sự phân kỳ của dòng muối phân tử. Nếu trong thể tích được tách ra có các nguồn sinh ra hay chảy thất thoát nước hoặc muối, thì các thành phần tính đến những nhân tố này phải có mặt ở vế phải của phương trình (2.26), do đó, chúng cũng phải

có mặt ở các vế phải của phương trình liên tục và phương trình khuếch tán muối.

2.3. Các phương trình biến đổi năng lượng đại dương như một hệ nhiệt động lực học

Khi xem xét năng lượng của một thể tích nước biển nào đó người ta thường phân biệt các dạng năng lượng động năng E_k , thế năng E_p và nội năng E . Các dạng năng lượng này có thể chuyển hóa lẫn nhau từ dạng này sang dạng khác và nguồn dự trữ năng lượng thuộc một dạng nào đó sẽ đặc trưng cho một trạng thái nhất định của thể tích nước và khả năng của nó thực hiện một công nào đó. Nhận thức về năng lượng đại dương có vai trò gia tăng đặc biệt mạnh vì gần đây người ta triển khai nhiều thí nghiệm mô hình hóa trạng thái đại dương và các biển. Khi đó việc đánh giá những biến đổi năng lượng của đại dương sẽ cho phép suy xét về tính đúng đắn của việc mô hình hóa.

Phương trình biểu diễn động năng sẽ được rút ra từ phương trình chuyển động (2.20), trong đó để viết ngắn gọn tất cả các dạng gia tốc trọng trường được ký hiệu bằng một biểu tượng G , còn số hạng cuối cùng được biểu diễn qua các ứng lực nhớt

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{G} - 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) - \frac{\nabla P - \nabla \tau}{\rho}. \quad (2.30)$$

Nếu nhân phương trình này với $\mathbf{V}\rho dV$ rồi lấy tích phân theo toàn thể tích v , ta thu được

$$\int_v \frac{d}{dt} \left(\frac{V^2}{2} \right) \rho dV = \int_v \mathbf{V} \cdot \mathbf{G} \rho dV - \int_v \mathbf{V} \nabla P dV + \int_v \mathbf{V} \nabla \tau dV. \quad (2.31)$$

Gia tốc Coriolis bị mất đi trong khi biến đổi, vì tích vô hướng $(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) \cdot \mathbf{V}$ bằng không. Điều này chứng tỏ rằng cái gọi là lực Coriolis là một lực biểu kiến và không gây nên những biến đổi về năng lượng.

Vế trái của phương trình (2.31) biểu diễn sự biến đổi động năng của thể tích nước được tách ra. Số hạng thứ nhất ở vế phải của phương trình này biểu diễn sự biến đổi của thế năng. Nhớ lại rằng biểu thức đơn giản nhất của biến đổi thế năng là

$$dE_p = -gMdz, \quad (2.32)$$

trong đó M chỉ khối lượng, còn dấu “trừ” được dùng là do trục thẳng đứng hướng từ mặt đại dương xuống đáy. Mà dự trữ thế năng thì giảm theo độ sâu. Biến đổi theo thời gian của thế năng trong một đơn vị thể tích với điều kiện g và M không đổi tuân theo biểu thức sau:

$$\frac{dE_p}{dt} = -\rho g \frac{dz}{dt} = -\rho g V_z = -\rho \mathbf{G} \cdot \mathbf{V}. \quad (2.33)$$

Như vậy, có thể viết

$$\int_v \rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{G} dV = - \int_v \frac{dE_p}{dt} dV. \quad (2.34)$$

Để dễ hiểu về bản chất vật lý của hai số hạng cuối cùng trong phương trình (2.31), ta nên biến đổi chúng như sau:

$$\begin{aligned} \int_v \mathbf{V} \cdot \nabla P dV + \int_v \mathbf{V} \cdot \nabla \tau dV &= - \int_v \text{div}(P\mathbf{V}) dV + \int_v P \text{div}\mathbf{V} dV + \\ &+ \int_v \text{div}(\mathbf{V}\tau) dV - \int_v \tau \text{div}\mathbf{V} dV. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Các thành phần thứ nhất và thứ ba ở vế phải của biểu thức

này thể hiện sự phân kỳ của các vectơ trong thể tích khép kín. Và theo định lý Gauss–Ostrogradski thì các tích phân theo thể tích ở trên đây có thể được biến đổi thành các tích phân theo mặt. Khi đó thành phần thứ nhất được lý giải như là công của các lực áp suất thủy tĩnh, thành phần thứ ba – là công của các lực ma sát. Trong số hạng thứ hai phân kỳ của tốc độ có thể được thay thế bằng biến đổi theo thời gian của mật độ nước dựa trên phương trình liên tục. Nhưng cùng phép toán này không thể thực hiện được với số hạng cuối cùng vì ở đó τ là tenxơ. Số hạng này thể hiện sự ảnh hưởng đồng thời của các ứng lực nhớt và gradien tốc độ tới năng lượng của hệ. Nó luôn luôn âm và thể hiện sự mất mát động năng do nhớt, tức nó xác định tốc độ tiêu tán động năng D do nhớt.

Vì thể tích trong phương trình (2.31) là một đại lượng tùy ý và có thể là đại lượng vô cùng bé, nên sau khi lưu ý tới những gì đã trình bày ở trên ta được phép viết phương trình này dưới dạng vi phân

$$\frac{dE_k}{dt} + \frac{dE_p}{dt} = \frac{dG_n}{dt} - \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - D, \quad (2.36)$$

ở đây G_n – thể hiện công của các lực mặt, tức các thành phần thứ nhất và thứ ba của (2.35). Dấu đứng trước thành phần này được xác định bằng cách lưu ý rằng khi tách áp suất thủy tĩnh ra thì thành phần này đổi dấu thành ngược lại.

Sau khi thay thế các ứng lực nhớt bằng những biểu thức của chúng (2.18), (2.19), tốc độ tiêu tán năng lượng D được biểu diễn bằng công thức

$$D = \rho\kappa \left[2 \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{2}{3} (\text{div}\mathbf{V})^2 \right], \quad (2.37)$$

ở đây i, j – chỉ ký hiệu trục tọa độ của các giá trị.

Trong công thức từng số hạng có giá trị dương. Vì số hạng cuối cùng biểu diễn phân kỳ của tốc độ nhỏ hơn tổng của hai thành phần còn lại, nên tất cả biểu thức D sẽ là một đại lượng dương với mọi tốc độ dòng chảy bất kỳ.

Tổng của động năng và thế năng được gọi là năng lượng cơ học. Khái niệm này thường hay được sử dụng, bởi vì trong một số quá trình ở đại dương với một chút giản lược có thể xem rằng năng lượng cơ học là bất biến, chỉ có động năng và thế năng chuyển đổi lẫn nhau. Hiện tượng như vậy xảy ra ví dụ như với sóng lừng.

Phương trình (2.36) chứng tỏ rằng cơ năng biến thiên chủ yếu do tác động của các lực mặt. Ảnh hưởng của các hiệu ứng nén không lớn, và không được tính đến khi xem xét nhiều quá trình ở đại dương. Tốc độ tiêu tán năng lượng cũng không lớn và thông thường không vượt quá một số phần trăm của số hạng thứ nhất, nhưng dấu của nó không thay đổi và D luôn làm giảm sự gia tăng của động năng. Vì vậy, nhất thiết phải chú ý tới tiêu tán năng lượng trong các tính toán với thời hạn dài cũng như trong khi mô phỏng bức tranh khí hậu của hoàn lưu nước, thủy triều và các quá trình động lực học khác.

Trong một số trường hợp để thuận tiện người ta có thể biểu diễn phương trình cơ năng dưới một dạng khác. Khi đó hai số hạng sau cùng trong biểu thức (2.31) không được biến đổi, còn các số hạng động năng và thế năng được tách riêng thành một hợp phần biến đổi địa phương và một hợp phần bình lưu

$$\frac{dE_k}{dt} + \frac{dE_p}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right) + \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right).$$

Thành phần thứ hai của biểu thức (2.31) chứa áp suất, trong trường hợp đang xét nên gộp vào số hạng bình lưu của năng lượng.

Nếu tính tới những biến đổi đã nêu ở trên, phương trình (2.31) có thể biểu diễn dưới dạng vi phân như sau

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right) + \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z + P \right) = \mathbf{V} \cdot \nabla \tau. \quad (2.38)$$

Tổng ở số hạng thứ hai của phương trình biểu thị áp suất tổng cộng gồm áp suất động lực học và áp suất tĩnh học.

Có thể thu được phương trình biểu diễn sự biến đổi của nội năng, nếu từ phương trình năng lượng toàn phần trong đó đã bổ sung thêm số hạng tính đến nhập lượng entalpy do biến đổi độ muối của hệ

$$\frac{dE_M}{dt} + \frac{dE}{dt} = \frac{dG^i}{dt} + \frac{dG^e}{dt} + \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta \frac{dS}{dt}, \quad (2.39)$$

ta đem trừ đi phương trình (2.36), khi đó

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dQ^e}{dt} + \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + D + \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta \frac{dS}{dt}. \quad (2.40)$$

Ở đây đã giả thiết rằng công thực hiện trên hệ chỉ là do các lực mặt thực hiện, vì vậy những số hạng nào chứa G_n và G^i đã bị giản ước.

Biến đổi của độ muối của hệ có thể được thay thế qua phân kỳ của dòng muối khuếch tán $\Phi_s = -\kappa_s \rho \nabla S$. Bằng những gì đã nêu, phương trình mô tả sự biến đổi nội năng của hệ có dạng

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dQ^e}{dt} + \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + D - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta \operatorname{div} \Phi_s. \quad (2.41)$$

Nó cho thấy rằng lượng biến đổi nội năng của khối lượng nước biển được tạo thành từ lượng năng lượng nhập vào khối lượng nước theo con đường truyền nhiệt, công cơ nén hay giãn nở, tiêu tán động năng và dòng muối. Nếu so sánh bậc đại lượng của các thành phần trong phương trình này thì thấy rằng hiệu ứng tiêu tán động năng trong trường hợp nhiều nhất bằng một số phần trăm của hiệu ứng cơ nén. Vì vậy, trong các tính toán biến đổi nội năng người ta thường không tính đến sự tiêu tán. Số hạng sau cùng của phương trình cũng nhỏ hơn số hạng tiêu tán, vì vậy, ảnh hưởng của muối tới sự biến đổi nội năng cũng thường không được tính đến.

2.4. Phương trình biến đổi entropy và phương trình truyền nhiệt

Entropy của nước biển là hàm số của trạng thái, nó biểu thị sự hiện diện của các quá trình làm phân bố lại các yếu tố thủy văn ở trong hệ. Vì vậy xác định biến đổi entropy rất quan trọng để biết xu hướng của các quá trình thủy văn trong nước biển.

Để có được biểu thức mô tả sự biến đổi entropy, người ta thường sử dụng phương trình cơ bản của nhiệt động lực học, trong đó xét sự biến đổi của các tham số trạng thái của một đơn vị thể tích của hệ trong một khoảng thời gian nguyên tố:

$$T \frac{d\eta}{dt} = \frac{dE}{dt} + P \rho \frac{dv}{dt} - \mu \frac{dS}{dt}. \quad (2.42)$$

Nếu tiếp tục thay thế biến đổi nội năng bằng biểu thức của nó (2.41) sẽ dẫn tới phương trình

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{1}{T} \left\{ \frac{dQ^e}{dt} + D + \frac{1}{\rho} \left[\mu - \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta \right] \text{div} \Phi_S \right\}. \quad (2.43)$$

Phương trình này cho thấy rằng tốc độ biến đổi entropy của thể tích đơn vị nước biển được xác định bằng: lượng nhiệt nhập vào thể tích đó từ bên ngoài và nhiệt lượng chuyển đổi pha ở bên trong thể tích; nhập lượng nhiệt do sự tiêu tán động năng và nhập lượng entalpy do kết quả trao đổi muối với môi trường xung quanh.

Tổng biến đổi entropy có thể biểu diễn dưới dạng các tổng biến đổi entropy chỉ do kết quả trao đổi nhiệt và khối lượng với môi trường bên ngoài $d\eta^e$ và do diễn biến của các quá trình bên trong hệ $d\eta^i$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{d\eta^e}{dt} + \frac{d\eta^i}{dt}.$$

Bởi vì khi mô tả số hạng biến đổi entropy từ bên ngoài chúng ta cho rằng số hạng đó thể hiện sự khác biệt về trạng thái của hệ so với trạng thái cân bằng, nên để tách riêng nó trong phương trình (2.43) chỉ cần chấp nhận các tham số trạng thái T , μ không đổi, tốc độ tiêu tán $D=0$, không có sự chuyển đổi pha trong hệ, vì vậy lượng nhiệt nhập vào hệ được mô tả bằng phân kỳ của nó, tức

$$\frac{dQ^e}{dt} = -\text{div} \Phi_Q. \quad (2.44)$$

Trong trường hợp này số hạng biến đổi entropy từ bên

ngoài cũng được xác định bằng phân kỳ của các dòng nhiệt và dòng muối

$$\frac{d\eta^e}{dt} = -\text{div} \Phi_\eta, \quad (2.45)$$

$$\text{trong đó } \Phi_\eta = \frac{1}{T} \left\{ \Phi_Q + \frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta - \mu \right] \Phi_S \right\}.$$

Vì dòng entropy phụ thuộc vào phân kỳ của các dòng nhiệt và muối, nên nó có thể có cả giá trị dương lẫn giá trị âm.

Để thu được biểu thức biểu diễn biến đổi entropy do các quá trình bên trong hệ chỉ cần lấy phương trình tổng quát (2.43) trừ đi công thức (2.45), trong khi đó nhớ rằng các tham số của hệ có thể thay đổi và phân kỳ của tích số hai biến số được thể hiện dưới dạng hai số hạng. Khi đó

$$\frac{d\eta^i}{dt} = \Phi_Q \nabla \left(\frac{1}{T} \right) + \Phi_S \nabla \left\{ \frac{1}{\rho T} \left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta - \mu \right] \right\} + \frac{1}{T} \frac{dQ_\Phi}{dt} + \frac{D}{T} \equiv \varphi(\eta^i). \quad (2.46)$$

Từ biểu thức vừa nhận được thấy rằng phần biến đổi entropy này được xác định bằng sự phân bố không đều của các tham số trạng thái ở trong thể tích nước biển nguyên tố đã được tách ra, bằng nhiệt lượng chuyển đổi pha Q_Φ và bằng tiêu tán cơ năng thành nhiệt. Biến đổi entropy bên trong hệ còn được gọi theo một cách khác là sự sản xuất entropy và theo tiên đề thứ hai của nhiệt động lực học nó không thể có giá trị âm.

Đạo hàm riêng của entropy có thể được biểu diễn dưới dạng tổng của giá trị địa phương của nó và bình lưu, vì vậy dựa trên các biểu thức (2.45) và (2.46) nhận được

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \varphi(\eta) - \mathbf{V} \cdot \nabla \eta - \text{div} \Phi_\eta. \quad (2.47)$$

Biểu thức này cho thấy rằng sự biến đổi entropy ở vùng đại dương nào đó phụ thuộc vào sự sản sinh ra nó ở địa phương, vào bình lưu và phân kỳ của dòng entropy. Như đã nhận xét, thành phần thứ nhất của phương trình này không âm, còn hai số hạng còn lại có thể có dấu bất kỳ. Vì vậy biến đổi địa phương của entropy cũng có thể là tăng lên, cũng có thể là giảm đi.

Các mối tương quan đã thu được ở chương 1 giữa entropy và những tham số như nhiệt độ, độ muối và áp suất cho phép ta biến đổi phương trình (2.43) sao cho có thể xác định được sự biến thiên của nhiệt độ nước. Muốn vậy phải thay thế vi phân toàn phần của entropy bằng các vi phân riêng của nhiệt độ, độ muối và áp suất, sau đó thay thế chúng thông qua các quan hệ Maxwell. Kết quả nhận được biểu thức

$$\begin{aligned} C_{PS} \rho \frac{dT}{dt} - \frac{T}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{PS} \frac{dP}{dt} - T \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_{PS} \frac{dS}{dt} = \\ = \frac{dQ^e}{dt} + D + \frac{1}{\rho} \left[\mu - \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta \right] \text{div} \Phi_S. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Thành phần thứ hai ở vế trái của biểu thức vừa nhận được chính là lượng bổ sung đoạn nhiệt cho nhiệt độ. Thật vậy, như có thể suy ra từ công thức (1.64),

$$\frac{T}{C_{PS}} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{PS} \frac{dP}{dt} = \frac{Tv k_T}{C_{PS}} \frac{dP}{dt} \quad (2.49)$$

biểu diễn sự biến thiên nhiệt độ đoạn nhiệt. Vì vậy, khi đưa ra nhiệt độ thế vị theo công thức (1.69), số hạng này bị biến mất và phương trình xác định ϑ nhận được dạng

$$C_{PS} \rho \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{dQ^e}{dt} + D + \varphi(\mu) \text{div} \Phi_S, \quad (2.50)$$

ở đây

$$\varphi(\mu) = \frac{1}{\rho} \left[\mu - \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\eta - T \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_{PS} \right].$$

Một biểu thức tương tự sẽ nhận được nếu phương trình nội năng được sử dụng làm biểu thức xuất phát.

Thành phần cuối cùng của biểu thức (1.50) đặc trưng cho các quá trình nhiệt trong nước biển do có sự hiện diện của gradien độ muối gây nên. Tuy nhiên, trong các điều kiện thực số hạng này chỉ được chú ý khi nghiên cứu những quá trình vi mô trong đó sự khuếch tán phân tử có ảnh hưởng đáng kể và có thể có những gradien địa phương lớn của độ muối. Khi xét các quá trình quy mô lớn, đặc biệt nếu như sự xáo trộn mạnh hơn sự khuếch tán phân tử, thì vai trò của số hạng vừa nêu nhỏ và nó không được đưa vào phương trình.

Lượng nhập nhiệt tổng cộng thường được phân chia thành nhiệt biến đổi pha Q_L và phân kỳ của các dòng nhiệt khuếch tán Φ và nhiệt tia \mathbf{B} . Sau khi sử dụng phép thay thế này và bỏ qua lượng nhập nhiệt do khuếch tán muối thì phương trình biểu diễn sự biến đổi nhiệt độ thế vị của nước được thể hiện bằng biểu thức

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{1}{\rho C_{PS}} \left[\frac{dQ_L}{dt} + D - \text{div}(\Phi + \mathbf{B}) \right]. \quad (2.51)$$

Phương trình này gọi là *phương trình truyền nhiệt* hay *phương trình nhiệt động lực học*. Chuyên từ sau thường được dùng trong văn liệu ngoại quốc.

Lượng nhập nhiệt do biến đổi pha trong nước chỉ xảy ra ở những vùng tạo và tan băng ở bên trong nước. Chi phí nhiệt cho bay hơi nước từ bề mặt đại dương không được đưa vào phương trình đang xét, bởi vì quá trình này quy ước tính đến trong phương trình cân bằng nhiệt của mặt đại dương. Sự phân biệt các dòng nhiệt như vậy không phải là điều bắt buộc, mà chỉ là để làm cho dạng viết của phương trình đơn giản hơn.

Vì nguồn nhiệt chuyển đổi pha ở bên trong nước và sự tiêu tán cơ năng có vai trò nhỏ nên hai số hạng đầu của phương trình (2.51) không được tính đến trong nhiều bài toán thực tế của hải dương học. Những biến đổi tiếp theo đối với phương trình là làm sao dòng nhiệt tia chỉ được tính đến bằng thành phần thẳng đứng (B) do sự hấp thụ năng lượng Mặt Trời sóng ngắn trực xạ và tán xạ. Dòng nhiệt khuếch tán được xem là tỷ lệ thuận với gradien nhiệt độ

$$\Phi = -\lambda_m \nabla \vartheta, \quad (2.52)$$

ở đây $\lambda_m \approx 0,6 \text{ W/(m.K)}$ – hệ số truyền nhiệt phân tử của nước.

Trong nhiều trường hợp người ta cũng không phân biệt giữa các nhiệt dung đẳng áp và đẳng thể tích của nước biển, mà sử dụng khái niệm nhiệt dung không đổi trung bình C . Tất cả những điều giản ước và những biến đổi đã nêu dẫn tới một phương trình truyền nhiệt có dạng đơn giản hơn

$$C\rho \frac{d\vartheta}{dt} = \lambda_m \nabla^2 \vartheta - \frac{\partial B}{\partial z}. \quad (2.53)$$

Sau này sẽ chỉ ra rằng do sự xáo trộn rối của nước ở các đại dương và các biển và do khó mô tả xáo trộn rối nên những phép đơn giản hóa trên đây đối với phương trình truyền nhiệt làm giảm độ chính xác xác định nhiệt độ không nhiều như trường hợp thực hiện các phép đơn giản hóa đối với quá trình rối.

2.5. Hệ phương trình tổng quát nhiệt động lực học đại dương

Hệ các phương trình đã thu được ở trên mô tả đầy đủ các quá trình động lực và nhiệt muối ở đại dương. Thật vậy, chuyển động của nước được mô tả bằng các phương trình (2.20) và (2.23) hay những phương trình tương tự với chúng, biến thiên của nhiệt độ và độ muối – các phương trình (2.50) và (2.29), mật độ nước – một trong những phương trình trạng thái, các phương trình tương ứng biểu diễn sự biến thiên của những dạng năng lượng và entropy khác nhau. Dĩ nhiên, muốn giải các phương trình đó phải sử dụng những điều kiện biên quy định sự trao đổi những dạng năng lượng và những dòng khối lượng khác nhau. Song trong nhiều trường hợp khi mô tả những quá trình nhiệt động lực học đại dương nào đó không nhất thiết phải sử dụng tất cả những phương trình đã nêu.

Nếu được phép xem mật độ nước là không đổi, thì mô hình đại dương giản ước như vậy gọi là mô hình *đồng nhất*. Người ta sử dụng nó khi xem xét sóng gió, các dòng chảy trôi, thủy triều.

Một mô hình đầy đủ hơn là mô hình đại dương trong đó có tính đến sự biến thiên mật độ nước chỉ do áp suất. Mô hình như vậy được gọi là mô hình *chính áp (barotrop)*. Nó được dùng khi mô tả các sóng nội, dòng chảy gió và dòng chảy gradien.

Trạng thái đại dương mà khi mô tả nó phải tính đến biến thiên mật độ nước do áp suất, nhiệt độ và độ muối được gọi là trạng thái *tà áp (baroclin)*. Mô hình này được dùng nhiều nhất khi mô tả các dòng chảy trong đó sự bổ sung mật độ có vai trò đáng kể, khi mô tả đối lưu, khi mô tả phần lớn các quá trình nhiệt muối và băng v.v.. Nhưng ngay trong trường hợp này cũng có thể sử dụng một số giản ước, một trong số những giản

ước đó là do Boussinesq đề xuất. Xuất phát từ chỗ trong các điều kiện tự nhiên mật độ nước biển biến đổi không nhiều hơn vài chục phần trăm, còn biến thiên tốc độ có thể vượt trên 100%, ông đã đề xuất bỏ qua số hạng thứ nhất trong phương trình liên tục (2.23). Trong trường hợp này phương trình liên tục có dạng

$$\operatorname{div}\mathbf{V}=0. \quad (2.54)$$

Sai số của phương trình viết như trên đối với các chuyển động quy mô vừa và quy mô lớn không vượt quá một phần trăm, vì vậy trong thực hành hải dương học phương trình này thường được sử dụng.

Khi xét sự phân tầng thẳng đứng của đại dương người ta nhận thấy rằng nếu trắc diện mật độ nước biển khác với trắc diện đoạn nhiệt thì trong đại dương xuất hiện lực Acimet ảnh hưởng tới sự xáo trộn nước theo phương thẳng đứng. Boussinesq đã đề xuất xem xét sự sai lệch của trạng thái đại dương thực so với *trạng thái chuẩn*, trạng thái chuẩn được hiểu là trạng thái bất động của nó với entropy không đổi. Và trong trường hợp này nhiệt độ thế vị và độ muối thế vị không đổi, các mặt đẳng áp vuông góc với trọng lực, còn phương trình chuyển động biểu thị sự cân bằng giữa gradien áp suất, ở đây nó chỉ còn là gradien phương thẳng đứng, và gia tốc rơi tự do

$$\nabla P_c = \frac{\partial P_c}{\partial z} = \rho_c g. \quad (2.55)$$

Ký hiệu “ c ” chỉ các tham số của đại dương ở trạng thái chuẩn.

Vì mật độ thực tế của nước biển chỉ khác với mật độ chuẩn dưới một phần trăm, nên mối quan hệ vừa nhận được – gọi là phương trình thủy tĩnh, cũng đúng đối với các điều kiện đại dương thực với cùng sai số như vậy.

Các gradien áp suất, mật độ và gia tốc rơi tự do có mặt trong phương trình chuyển động có thể biểu diễn dưới dạng những giá trị chuẩn của chúng và những sai lệch so với chuẩn

$$\mathbf{g} - \frac{\nabla P}{\rho} = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_c} (\nabla P_c + \nabla P') \left(1 - \frac{\rho'}{\rho_c} + \dots \right) = \mathbf{g} \frac{\rho'}{\rho_c} \frac{\nabla P'}{\rho_c}. \quad (2.56)$$

Phép xấp xỉ Boussinesq đối với phương trình chuyển động là thay thế mật độ thực bằng mật độ chuẩn và sử dụng phép xấp xỉ (2.56). Cuối cùng phương trình chuyển động không tính đến các lực tạo triều được viết dưới dạng

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) = g \frac{\rho'}{\rho_c} - \frac{\nabla P'}{\rho_c} + \kappa \nabla^2 \mathbf{V}. \quad (2.57)$$

Số hạng thứ nhất ở vế phải của phương trình này biểu diễn độ nổi, tức sự ảnh hưởng của lực Acimet. Khi xét các dòng chảy phương ngang có thể bỏ sung áp suất chuẩn P_c không biến đổi trên hướng ngang vào gradien dị thường áp suất. Trong trường hợp đó không sử dụng dị thường, mà là áp suất thực tế.

Phương trình chuyển động có thể được biến đổi bằng cách thay thế đạo hàm riêng của tốc độ dòng chảy thành các số hạng địa phương và bình lưu, trong đó số hạng bình lưu liên hệ với xoáy tốc độ Ω bằng công thức

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla) \cdot \mathbf{V} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \Omega \times \mathbf{V} + \nabla \left(\frac{V^2}{2} \right). \quad (2.58)$$

Trong trường hợp này phương trình (2.20) trong xấp xỉ Boussinesq nhận được dạng

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\Omega + 2\boldsymbol{\omega}) \times \mathbf{V} + \nabla \left(\frac{P}{\rho_c} + \frac{V^2}{2} + gz \right) = \kappa \nabla^2 \mathbf{V}. \quad (2.59)$$

Khi xét các sóng trọng lực kiểu sóng lừng chỉ cần tính đến các thành phần thứ nhất và thứ ba từ phương trình này. Các thành phần khác có vai trò nhỏ. Nếu tính thủy triều thì phải đưa thêm lực tạo triều \mathbf{F}_n vào phương trình đã dẫn, còn độ nhớt của chất lỏng cũng có thể không cần chú ý. Trong cả hai trường hợp này phương trình (2.59) chứa hai ẩn số \mathbf{V} và P , vì vậy phương trình liên tục (2.54) được sử dụng bổ sung.

Trong trường hợp tính toán đường đầu tốc dòng chảy trôi thì không chú ý tới thành phần thứ ba của phương trình (2.59) và độ xoáy Ω , còn độ nhớt phân tử được thay thế bằng nhớt rối. Nhưng khi tính toán dòng chảy gió thì cần đến gradien phương ngang của áp suất trong điều kiện thủy tĩnh, do đó nó được biểu diễn thông qua gradien của mực nước

$$\nabla P = \rho_c g \nabla \zeta. \quad (2.60)$$

Vì ảnh hưởng của các dao động mực nước biển phổ biến tại tất cả các độ sâu do độ nén nhỏ của nước biển, nên nhiều khi cả trong tính toán dòng chảy gió cũng phải kể tới các gradien mật độ nước biển

$$\nabla P = \rho_c g \nabla \zeta + g \int_0^z \nabla \rho dz. \quad (2.61)$$

Đương nhiên là trong khi đó phải dùng tới phương trình mô tả sự biến thiên của mật độ nước. Nếu tính đến mật độ nước biến thiên thì dòng chảy nhận được sẽ thuộc về loại dòng chảy tà áp.

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. Карлин Л. Н., Кяюйков Е. Ю., Кутько В. П. *Мелкомасштабная структура гидрофизических полей верхнего слоя океана*. М., Гидрометеиздат, 1988. 162 с.
2. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. *Теоретическая физика. т. VI. Гидродинамика: (учебное пособие)*. 4-е изд. М., Наука, 1988. 733 с.

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Những lực nào trong phương trình chuyển động thuộc loại các lực mặt và tại sao?
2. Đặc thù của phương trình chuyển động của môi trường lỏng là gì?
3. Vì sao trong phương trình chuyển động xuất hiện gradien áp suất thủy tĩnh và các ứng lực nhớt?
4. Ý nghĩa vật lý của phương trình liên tục là gì và vì sao nó thực tế luôn được sử dụng cùng với phương trình chuyển động?
5. Hãy giải thích những khác biệt của biến thiên riêng và biến thiên địa phương của mật độ nước và độ muối trong các phương trình liên tục và khuếch tán muối.
6. Cơ năng của một thể tích nước biển là gì và những nhân tố nào ảnh hưởng tới sự biến đổi của nó?
7. Cái gì ảnh hưởng tới sự biến thiên nội năng của nước biển?
8. Có tồn tại không sự liên hệ giữa các dạng năng lượng khác nhau của nước biển như một hệ nhiệt động lực học?
9. Làm thế nào để chuyển từ phương trình cơ bản của nhiệt động lực học sang phương trình truyền nhiệt?
10. Cái gì ảnh hưởng tới sự biến thiên entropy của thể tích nước biển?
11. Ý nghĩa của các phép xấp xỉ Boussinesq là gì?

Chương 3

NHỮNG TÍNH CHẤT CƠ BẢN VÀ MÔ TẢ VỀ RỐI TRONG ĐẠI DƯƠNG

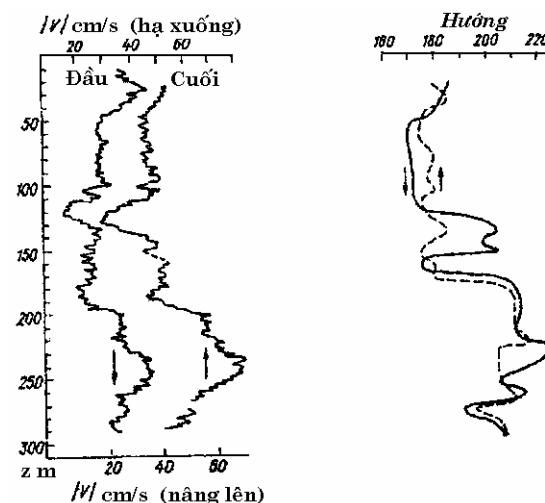
3.1. Định nghĩa rối

Trong tự nhiên nhận thấy có hai kiểu chuyển động của các môi trường chất lỏng và chất khí: *chuyển động phân lớp* và *chuyển động rối*. Kiểu chuyển động thứ nhất được đặc trưng bằng tốc độ dòng chảy không đổi hoặc biến đổi từ từ đều đặn. Nếu đưa một chất nhuộm màu có mật độ không khác với mật độ nước vào trong dòng chảy như vậy, sẽ nhận thấy rõ một đường đều đặn, đường này chỉ hơi loe rộng ra một chút do sự khuếch tán phân tử của chất màu.

Dòng chảy rối có đặc điểm là trên nền vận chuyển chung nhận thấy rõ những thăng giáng vô trật tự của tốc độ với cường độ khác nhau (hình 3.1).

Nếu chất lỏng không đồng nhất, thì đồng thời với những thăng giáng của tốc độ dòng chảy còn nhận thấy những thăng giáng của nhiệt độ và độ muối cũng như của các yếu tố hải dương học khác. Các nhiễu động này ngẫu nhiên về độ lớn, hướng và thời gian. Bởi vì khi đó thể tích ngẫu nhiên của chất lỏng được vận chuyển đi cùng với những tính chất đặc thù của

mình, nên sự tái phân bố những tính chất đó trong không gian và thời gian diễn ra nhanh hơn rất nhiều so với trong quá trình phân tử thuần túy. Tính ngẫu nhiên của quá trình, trong đó không thể xác định chính xác các trường tức thời của những đặc trưng hải dương học, buộc người ta phải tìm những chỉ tiêu quá độ từ dòng chảy phân lớp sang dòng chảy rối và ngược lại, những nguyên nhân phát sinh rối ở đại dương, phương pháp mô tả và tính tới rối trong các quá trình hải dương học.



Hình 3.1. Ví dụ về băng ghi tốc độ và hướng dòng chảy [2]

Reynolds đã xác định điều kiện quá độ từ dòng chảy phân lớp sang dòng chảy rối vào cuối thế kỷ 19 khi nghiên cứu chuyển động của chất lỏng trong các ống thủy động. Ông đã đề xuất chỉ tiêu đồng dạng động lực của các dòng chảy của chất lỏng nhớt không nén

$$Re = \frac{Vl}{\kappa},$$

về sau gọi là số *Reynolds*.

Ở đây V và l – các giá trị đặc trưng của tốc độ dòng chảy và quy mô của nó, κ – hệ số nhớt động học.

Số Reynolds thường được lý giải như là tương quan giữa lực quán tính và lực nhớt trong dòng chảy của chất lỏng. Nếu trong dòng chảy phân lớp có một nhiễu động ngẫu nhiên xuất hiện, thì gia tốc quán tính sẽ giúp nguyên tố chất lỏng tiếp tục đi chệch khỏi tia phân lớp, còn gia tốc nhớt thì sẽ làm tắt dần nhiễu động đó.

Tồn tại một giá trị tới hạn nào đó của số Reynolds Re_c đặc trưng cho sự mất tính ổn định thủy động của dòng chảy phân lớp đối với những nhiễu động nhỏ. Khi $Re < Re_c$ chuyển động ổn định đối với những nhiễu động và là chuyển động phân lớp. Khi $Re > Re_c$ chuyển động không ổn định đối với những nhiễu động và trở thành chuyển động rối.

Sự quá độ từ dòng chảy phân lớp sang dòng chảy rối xảy ra tại các giá trị Re_c khác nhau tùy thuộc vào dạng dòng chảy. Theo dữ liệu của [2] đối với những thí nghiệm trong phòng thí nghiệm sự phát sinh rối của dòng chảy dạng mặt phẳng bắt đầu tại $Re_c \sim 1000-2500$. Nếu như ngăn chặn trước các nhiễu ban đầu, thì có thể trì hoãn sự quá độ sang rối đến $Re_c \sim 10^6$ [3].

Vì ước lượng giá trị Re_c vô định như vậy, nên người ta không thể chỉ giới hạn bằng một số thí nghiệm, mà phải phát triển lý thuyết xuất hiện rối. Theo lý thuyết này thì sự quá độ từ dòng chảy phân lớp sang dòng chảy rối được mô tả dưới dạng mất mát độ ổn định của nghiệm phương trình chuyển động, kết

quả là xuất hiện những chia nhánh, tức những rối loạn về căn bản trong dòng chảy [3]. Hiện nay những nghiên cứu như vậy mới thực hiện được cho một số hạn chế các dòng chảy đơn giản.

Những thí nghiệm trong phòng thí nghiệm tiến hành trong hai chục năm gần đây về tạo thực nghiệm các dòng chảy rối đã cho thấy rằng rối không thể xem là chuyển động hỗn loạn hoàn toàn. Trong rối có biểu hiện một tính trật tự nào đó. Ví dụ trong dòng rối chảy xiết nhận thấy những chuyển động xoáy lớn trên toàn mặt cắt. Trong lớp biên rối sát tường ghi nhận được các xoáy dạng móng ngựa và các xoáy dọc quay về các phía ngược lại v.v.. [1].

Đối với điều kiện tự nhiên đại dương người ta đã nhận thấy một tính trật tự nào đó ở lớp váng dầu do tàu chở dầu để lại. Có thể đây là phản ánh đặc thù của rối phương ngang ở lớp mặt đại dương. Sự tồn tại những yếu tố trật tự trong chuyển động rối không cho phép định nghĩa rối như là một chuyển động hỗn loạn với biến thiên ngẫu nhiên của các đặc trưng hải dương học. Vì vậy việc định nghĩa rối trở thành vấn đề thận trọng hơn. Ví dụ, trong cuốn sách [3] đã đề xuất gọi rối là sự tiến hóa ngẫu nhiên của dòng chảy cuộn xoáy của chất lỏng nhớt.

Khi sử dụng số Re_c để xác định đặc điểm của dòng chảy đại dương đã xuất hiện thêm những khó khăn về lựa chọn quy mô đặc trưng l . Có lẽ để ước lượng l có thể sử dụng bán kính tương quan của các thẳng giáng tốc độ dòng chảy, tức khoảng cách mà tại đó hệ số tương quan chuẩn hóa đạt cực tiểu về trị tuyệt đối.

Xáo trộn rối ở đại dương xuất hiện do tác động của nhiễu lực. Đánh giá bậc đại lượng của năng lượng rối do các lực đó gây nên được thực hiện trong cuốn sách [2]. Năng lượng rối E_T

nhieu nhất được phát sinh do sự đổ nhào các sóng mặt. Mặc dù người ta cho rằng chỉ vài phần trăm năng lượng của sóng bị chi phí cho rối, song sóng gió với độ cao khoảng 1 m mỗi giây tạo ra năng lượng khoảng $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ cho một đơn vị khối lượng nước. Đại lượng này biểu thị tốc độ biến thiên năng lượng của một đơn vị khối lượng nước (dE_T / dt).

Phần năng lượng rối đáng kể được sinh ra trong các dòng chảy trôi vì sự bất ổn định của các dòng chảy do gradien thẳng đứng lớn của tốc độ ngang. Trong gió vừa giá trị của dòng năng lượng tới này có thể đạt tới $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$.

Sóng và dòng chảy trôi phát sinh rối ở lớp Ekman trên của đại dương. Bởi vì sóng và dòng chảy trôi thực tế luôn tồn tại, nên lớp này thường luôn là lớp rối.

Thủy triều có tác động rối đáng kể. Năng lượng thủy triều chủ yếu bị tiêu tán ở lớp sát đáy. Nếu xuất phát từ những ước lượng về tổng năng lượng thủy triều có thể cho rằng phần năng lượng rối do thủy triều đóng góp là $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}^3$.

Nhân tố tiếp theo gây nên xáo trộn rối ở đại dương là đối lưu, chủ yếu xuất hiện ở lớp trên của đại dương do giảm nhiệt độ và tăng độ muối. Các ước lượng về tác động của lực Acsimet dẫn tới con số $(dE_T / dt) \sim 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$. Đối lưu trong bề dày đại dương và ở lớp sát đáy yếu hơn, ở đó phân tầng mật độ ổn định.

Sự bất ổn định của sóng nội và hoàn lưu nước trong sóng nội do gradien tốc độ chảy lớn cũng tạo rối ở các lớp có sóng nội phát triển. Tốc độ phát sinh năng lượng rối ở đây được ước tính bằng bậc đại lượng $10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}^3$. Các dòng chảy đại dương lớn cũng có tốc độ phát sinh rối bằng khoảng như vậy. Rối còn được phát sinh bởi sự đối lưu xuất hiện trong bề dày đại dương do có

những khu vực phân tầng mật độ bất ổn định hình thành cục bộ ở nơi đó.

Mặc dù có rất nhiều lực gây nên rối đại dương như thế, song rối phân bố trong đại dương không phải ở mọi nơi. Trong bề dày chính của đại dương rối tập trung thành những khu vực cục bộ – các vết rối. Những nghiên cứu cấu trúc vi mô của đại dương đã cho biết rằng các vết này có độ dày khoảng một số mét, còn bán kính – vài trăm mét. Trong [6] đề xuất mô tả kích thước và khả năng tồn tại của các vết đó bằng những quan hệ xác suất.

Vậy ở đại dương thực tế luôn tồn tại lớp phía trên có rối khá phát triển. Lớp này có ranh giới phía dưới là nêm mật độ và biểu lộ cục bộ khá rõ nét. Trong bề dày chính của đại dương rối phổ biến dưới dạng các vết có ranh giới phân định rất rõ nét. Những vết này phân bố theo thời gian và không gian rất không đều đặn và liên quan tới những vùng sóng nội và đối lưu nội tại khối nước. Ở lớp sát đáy, mặc dù có yếu hơn so với ở lớp mặt, nhưng theo các dữ liệu quan trắc thì rối phát triển rộng khắp.

Tất cả những nhân tố đã nêu dẫn tới hình thành những nhiễu động rối quy mô khác nhau. Đã xác định được rằng rối phát sinh mạnh mẽ nhất ở ba khu vực chuyển động đại dương: 1) ở quy mô các xoáy đại dương và uốn khúc của các dòng chảy đại dương (gần 10^6 m), 2) ở quy mô các dao động quán tính và dao động thủy triều (khoảng 10^4 m), 3) ở quy mô các sóng gió (khoảng 10^1 m). Tương ứng có ba quy mô rối: quy mô lớn (rối vĩ mô), quy mô trung bình (rối quy mô vừa), quy mô nhỏ (rối vi mô). Trong phạm vi những khu vực rối này các kích thước của nhiễu động phương ngang và thẳng đứng và thời gian kéo dài của chúng rất khác nhau (bảng 3.1).

Từ bảng 3.1 thấy rằng rối quy mô lớn và trung bình là *rối tựa hai chiều*, tức các kích thước của nó theo phương ngang lớn hơn nhiều so với theo phương thẳng đứng. Rối quy mô nhỏ đồng nhất hơn, đặc biệt ở khu vực các nhiễu động nhỏ nhất, theo dữ liệu quan trắc, nó thực tế là đẳng hướng. Điều này làm giảm nhẹ rất nhiều cho việc nghiên cứu rối, vì vậy chính là rối quy mô nhỏ được nghiên cứu kỹ nhất.

Bảng 3.1. Các quy mô không gian – thời gian đặc trưng của nhiễu động rối

Khu vực rối	Quy mô của các nhiễu động không gian		Quy mô của các nhiễu động theo thời gian, s
	phương ngang	thẳng đứng	
Quy mô lớn	10^5-10^6	10^2-10^3	10^5-10^7
Quy mô trung bình	10^4-10^5	10^1-10^2	10^3-10^5
Quy mô nhỏ	10^1-10^2	10^1-10^1	10^0-10^3

3.2. Lấy trung bình các phương trình nhiệt động lực học

Tại những trị số lớn của số Re, trong dòng chất lỏng có những nhiễu động vô trật tự của tốc độ, áp suất, nhiệt độ và của các đại lượng khác. Do đó sự phụ thuộc của các giá trị tức thời của những yếu tố hải dương học với thời gian và không gian là không thể tính trước được. Thậm chí ứng với cùng những điều kiện bên ngoài như nhau thì mỗi lần chúng sẽ khác nhau. Chỉ có thể mô tả được những đặc trưng trung bình nào đó của dòng chảy rối. Trên thực tế thường người ta giới hạn ở lấy trung bình trong một khoảng thời gian nào đó. Còn lấy trung bình theo một vùng không gian nào đó [4] hoặc lấy trung bình không gian –

thời gian đồng thời thì hiếm khi được thực hiện. Lấy trung bình theo thời gian thực hiện dễ hơn, bởi vì để làm việc đó thường có thông tin cần thiết dưới dạng các số liệu quan trắc tại điểm nào đó. Khi chọn phương pháp lấy trung bình người ta sử dụng những quy tắc do Reynolds đề xuất từ cuối thế kỷ 19. Áp dụng những quy tắc lấy trung bình đối với các phương trình vi phân của thủy động lực học không được làm thay đổi bản chất của chúng và phải thu được các phương trình đủ đơn giản để xác định các giá trị trung bình của các đặc trưng thủy động lực học.

Giả thiết rằng giá trị tức thời của một đặc trưng bất kỳ φ có thể biểu diễn qua giá trị trung bình của nó $\bar{\varphi}$ trong khoảng thời gian đã chọn và qua độ lệch khỏi đại lượng trung bình đó φ' , tức

$$\varphi(t) = \bar{\varphi} + \varphi', \quad (3.1)$$

ở đây $\bar{\varphi} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} \varphi(\xi) d\xi$. Khoảng thời gian Δt nhỏ nhất trong đó

thực hiện lấy trung bình phải làm sao để thỏa mãn điều kiện

$$\bar{\varphi}' = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} \varphi'(\xi) d\xi = 0. \quad (3.2)$$

Giá trị lớn nhất của khoảng Δt phải đáp ứng yêu cầu: trong phạm vi khoảng thời gian đó giá trị trung bình của hàm φ không được biến đổi

$$\bar{\bar{\varphi}} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} \bar{\varphi}(\xi) d\xi = \bar{\varphi}. \quad (3.3)$$

Tùy thuộc vào những yêu cầu về mức độ chi tiết mô tả quá trình mà người ta chọn quy mô lấy trung bình Δt . Ví dụ, nếu

đòi hỏi mô tả đặc điểm dòng chảy trong một chu trình triều, thì chu kỳ lấy trung bình phải là khoảng chục phút, trong thời gian đó giá trị trung bình của dòng chảy không biến thiên một cách đáng kể. Trong trường hợp cần mô tả biến thiên mùa của dòng chảy chu kỳ lấy trung bình có thể lớn hơn nhiều, bởi vì không cần tái hiện những biến thiên triều của dòng chảy và những dao động vô trật tự quy mô giờ hay ngày mà những dao động này có thể rất lớn. Thông thường khi tăng khoảng thời gian lấy trung bình thì quy mô dao động của các đặc trưng thủy văn ở trong khoảng Δt đó tăng lên.

Yêu cầu tiếp theo về lấy trung bình là điều kiện

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi} = \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi}, \quad (3.4)$$

ở đây ξ – tọa độ thời gian hay không gian. Ngoài ra còn cần tuân thủ những quy tắc sau đây:

$$\overline{\varphi + \psi} = \bar{\varphi} + \bar{\psi}, \quad (3.5)$$

$$\overline{c\varphi} = c\bar{\varphi}, \text{ nếu } c = \text{const}, \quad (3.6)$$

$$\overline{\varphi\psi} = \bar{\varphi}\bar{\psi} + \overline{\varphi'\psi'}.$$

Theo phương pháp lấy trung bình đã trình bày thì các giá trị trung bình của các hàm thu được không thể chính xác xem là kỳ vọng toán học của chúng được. Nhưng dù sao do tính chất không dừng của các quá trình thủy động lực tự nhiên và do tính đa quy mô của các nhiễu động rối không cho phép thu được những biểu thức đơn giản và có cơ sở chặt chẽ để xác định các giá trị trung bình trong khoảng lấy trung bình đã chọn theo một tập mẫu duy nhất, nên chúng ta buộc phải sử dụng những quan

hệ đã dẫn trên đây.

Việc lấy trung bình nên bắt đầu từ phương trình liên tục. Trong trường hợp đơn giản nhất có thể viết phương trình này trong hệ tọa độ Đêcac. Phương trình này được viết dưới dạng gọn và thuận tiện cho các thao tác tiếp sau như sau:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (3.7)$$

trong đó chỉ số j liên tiếp nhận các giá trị 1, 2, 3 và đặc trưng tuần tự cho các tọa độ x, y, z . Dấu lấy tổng các thành phần với các biến x_j thường được bỏ đi.

Sau khi tiến hành lấy trung bình tuân theo công thức (3.6) trong phương trình liên tục sẽ xuất hiện tích các thăng giáng

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{V}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\overline{\rho'V'_j})}{\partial x_j} = 0. \quad (3.8)$$

Thông thường $\frac{V'}{V} \sim 1$, còn $\frac{\rho'}{\rho} \sim 10^{-3}$. Điều đó có nghĩa rằng số

hạng cuối cùng của phương trình (3.8) bé hơn số hạng thứ hai ba bậc. Vì vậy trong thực hành hải dương học số hạng này bị bỏ đi. Trong trường hợp như vậy các phương trình đã được lấy trung bình và chưa được lấy trung bình có cùng dạng và có thể áp dụng gần đúng Boussinesq, tức

$$\frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_j} = 0. \quad (3.9)$$

Khi lấy trung bình phương trình chuyển động nên biểu diễn dưới dạng tenxơ để phân định những thành phần tốc độ

theo các tọa độ khác nhau

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \kappa \nabla^2 V_i. \quad (3.10)$$

Dạng viết này liên kết các phương trình của ba thành phần tốc độ: V_1, V_2, V_3 theo ba trục tọa độ x, y, z . Trong phương trình này để viết gọn đã ký hiệu F_i là tổng của các gia tốc rơi tự do và Coriolis. Chúng không chứa các tích của các đặc trưng có tính thẳng giáng, do đó trong khi lấy trung bình sẽ không xuất hiện tích các thẳng giáng. Ngoài ra trong nó đã tính tới xấp xỉ Boussinesq và biểu thức (3.9).

Để làm cho thao tác lấy trung bình được đơn giản phải biến đổi phương trình (3.10) thành phương trình của xung. Muốn vậy người ta nhân phương trình này với mật độ ρ , nhân phương trình (3.7) với V_i và cộng các biểu thức thu được

$$\frac{\partial \rho V_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_i V_j) = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \kappa \rho \nabla^2 V_i. \quad (3.11)$$

Trong khi lấy trung bình phương trình này có thể nhớ rằng những thành phần chứa thẳng giáng mật độ ba bậc nhỏ hơn các số hạng tương tự chứa mật độ trung bình. Vì vậy, sau này giống như trong phương trình liên tục các thành phần với thẳng giáng mật độ sẽ bị bỏ đi. Trong trường hợp như vậy phương trình lấy trung bình của (3.11) sẽ có dạng

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{V}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{V}_i \bar{V}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho V_i' V_j'}) = \bar{\rho} \bar{F}_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \kappa \bar{\rho} \nabla^2 \bar{V}_i. \quad (3.12)$$

Phương trình trung bình này được gọi là *phương trình Reynolds*, còn số hạng chứa tích các thẳng giáng tốc độ dòng

chảy gọi là *ứng suất Reynolds*. Nếu liên kết các số hạng cuối ở vế trái và vế phải của phương trình (3.12), ta được

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{V}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{V}_i \bar{V}_j) = \bar{\rho} \bar{F}_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa \bar{\rho} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_i} - \overline{\rho V_i' V_j'} \right). \quad (3.13)$$

Số hạng chứa độ nhớt phân tử đặc trưng cho sự trao đổi động lượng giữa các phân tử nước, tức biểu diễn các ứng suất nhớt. Thành phần thẳng giáng cũng đặc trưng cho sự trao đổi động lượng, nhưng không phải là trao đổi phân tử, mà là giữa những thể tích nước có tốc độ chuyển động tức thời khác nhau. Trong dòng chảy rối số hạng này lớn hơn nhiều so với các ứng suất nhớt, do đó ứng suất nhớt thường không được tính đến.

Nếu viết ra tất cả các số hạng thẳng giáng theo từng trục trong ba trục tọa độ thì nhận được tenxơ các ứng suất rối T_{ij}

$$T_{ij} = \begin{pmatrix} \overline{\rho u' u'} & \overline{\rho u' v'} & \overline{\rho u' w'} \\ \overline{\rho v' u'} & \overline{\rho v' v'} & \overline{\rho v' w'} \\ \overline{\rho w' u'} & \overline{\rho w' v'} & \overline{\rho w' w'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Các ứng suất T_{xx}, T_{yy}, T_{zz} vuông góc với những mặt phẳng tương ứng, các ứng suất còn lại – tiếp tuyến với chúng.

Việc lấy trung bình các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối thực hiện hoàn toàn tương tự. Người ta cũng nhân chúng với mật độ, còn phương trình liên tục – nhân với nhiệt độ ở trường hợp phương trình truyền nhiệt và nhân với độ muối ở trường hợp phương trình khuếch tán. Sau đó tiến hành lấy tổng của các phương trình truyền nhiệt và phương trình liên tục hoặc của phương trình khuếch tán và phương trình liên tục đã được biến đổi. Cuối cùng nhận được

$$\frac{\partial \rho \vartheta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_j \vartheta) = \kappa_T \rho \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x_i^2} + \frac{1}{C_{PS}} \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_j S) = \kappa_S \rho \frac{\partial^2 S}{\partial x_i^2}. \quad (3.16)$$

Để cho tương tự với phương trình chuyển động ở đây cũng sử dụng cách viết gọn các số hạng bình lưu, còn ký hiệu dòng nhiệt Q là tổng của nhiệt chuyển đổi pha, tiêu tán cơ năng thành nhiệt và dòng năng lượng tia thẳng đứng trong nước

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial Q_L}{\partial t} + \varepsilon - \frac{\partial B}{\partial z}.$$

Khi lấy trung bình cũng sẽ lưu ý rằng những số hạng chứa thăng giáng mật độ, giống như trong phương trình (3.8), ba bậc bé hơn so với các số hạng tương tự nhưng chứa mật độ trung bình. Vì vậy sau khi lấy trung bình các số hạng với thăng giáng mật độ đó sẽ bị bỏ đi. Kết quả các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối trung bình có dạng

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{\vartheta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{V}_j \bar{\vartheta}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa_T \bar{\rho} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x_j} - \overline{\bar{\rho} \vartheta' V_j'} \right) + \frac{1}{C_{PS}} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial t}, \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{S}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{V}_j \bar{S}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa_S \bar{\rho} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j} - \overline{\bar{\rho} S' V_j'} \right). \quad (3.18)$$

Ý nghĩa vật lý của các số hạng của phương trình truyền nhiệt trung bình dễ dàng hiểu nếu nhân tất cả các thành phần của nó với C_{PS} . Trong trường hợp đó thành phần thứ nhất của phương trình (3.17) biểu thị sự biến thiên địa phương của entalpy, số hạng thứ hai – vận chuyển entalpy bởi dòng chảy

trung bình dọc theo tọa độ x_j . Số hạng ở vế phải của phương trình chứa độ dẫn nhiệt phân tử κ_T biểu thị phân kỳ của dòng entalpy phân tử.

Số hạng

$$C_{PS} \overline{\bar{\rho} V_j' \vartheta'} = \phi_{Tj} \quad (3.19)$$

biểu thị dòng entalpy rối dọc trục x_j , tức dòng này là do chuyển động vô trật tự của nước thực hiện, vì vậy nó luôn lớn hơn nhiều so với dòng entalpy phân tử. Tương tự như phân kỳ của dòng entalpy phân tử, số hạng $\frac{\partial \phi_{Tj}}{\partial x_j}$ có thể xem là phân kỳ của dòng entalpy rối.

Trong phương trình (3.18) số hạng thứ nhất biểu thị sự biến thiên địa phương của khối lượng muối trong một đơn vị thể tích nước, số hạng thứ hai – vận chuyển khối lượng muối bởi dòng chảy trung bình dọc trục x_j . Ở vế phải chứa phân kỳ của dòng muối phân tử và dòng muối rối

$$\phi_{Sj} = \overline{\bar{\rho} V_j' S'}. \quad (3.20)$$

Giá trị của dòng muối rối cũng lớn hơn nhiều so với dòng muối phân tử, bởi vì ở đây sự vận chuyển muối được thực hiện bởi những khối lượng của chất lỏng.

Nếu tập trung các dòng entalpy và muối theo các trục tọa độ, giống như đối với tenxơ các ứng suất (3.14), có thể viết

$$\begin{pmatrix} C_{PS} \overline{\bar{\rho} u' \vartheta'} & C_{PS} \overline{\bar{\rho} v' \vartheta'} & C_{PS} \overline{\bar{\rho} w' \vartheta'} \\ \overline{\bar{\rho} u' S'} & \overline{\bar{\rho} v' S'} & \overline{\bar{\rho} w' S'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_{Tx} & \phi_{Ty} & \phi_{Tz} \\ \phi_{Sx} & \phi_{Sy} & \phi_{Sz} \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

Các giá trị của những số hạng trong (3.14) và (3.21) phụ thuộc vào độ dài khoảng lấy trung bình. Như đã nhận xét, khoảng đó càng lớn thì xác suất mà các thăng giáng quy mô lớn rơi vào khoảng đó càng lớn. Thực tế quan trắc hải dương học cho thấy rằng khi tăng quy mô lấy trung bình thì giá trị tuyệt đối của tích các đại lượng thăng giáng sẽ tăng lên.

Sự xuất hiện của những số hạng bổ sung chứa tích các thăng giáng trong các phương trình trung bình làm cho chúng khó giải, bởi vì những tích đó thường là không được biết trước. Thậm chí khi lấy trung bình các dòng chất thể rối đã xuất hiện các khó khăn với việc ước tính chúng theo các đặc trưng thăng giáng, bởi vì cần phải có những phương pháp quan trắc đặc biệt.

3.3. Các hệ số trao đổi rối chất thể

Vì đo các tích thăng giáng của các đặc trưng hải dương học khó khăn, do nhu cầu biểu diễn chúng thông qua các đặc trưng trung bình để làm giảm số ẩn số trong các phương trình nhiệt động lực học, nên từ cuối thế kỷ 19 Boussinesq đã có ý tưởng tham số hóa ứng suất ma sát thông qua gradien tốc độ trung bình và một hệ số tỷ lệ nào đó K . Boussinesq đã giả thiết rằng ứng suất rối trong dòng phẳng song song, giống như ứng suất phân tử, có thể biểu diễn qua gradien của tốc độ chỉ biến thiên theo pháp tuyến với dòng. Thay vì hệ số nhớt động học phân tử κ đã đề xuất *hệ số nhớt rối động học* K , hệ số này phải lớn hơn nhiều so với hệ số nhớt phân tử, bởi vì sự trao đổi động lượng trong trường hợp đang xét là do chuyển động vô trật tự của các thể tích chất lỏng thực hiện

$$T_{xz} = \overline{\rho u'w'} = -\overline{\rho} K_{xz} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (3.22)$$

Về sau hình thức viết các ứng suất như thế này cũng được áp dụng cho những biểu thức ứng suất ma sát theo các trục tọa độ khác.

Smidth (năm 1917) đã truyền bá ý tưởng của Boussinesq sang biểu diễn dòng nhiệt rối qua gradien nhiệt độ trung bình và hệ số tỷ lệ K_T , gọi là hệ số truyền nhiệt độ rối,

$$\phi_{Tj} = C_{PS} \overline{\rho V_j' T'} = -C_{PS} \overline{\rho} K_{Tj} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}. \quad (3.23)$$

Ở đây thay vì nhiệt độ thế vị đã sử dụng nhiệt độ thông thường, bởi vì trong đại dương các thăng giáng cũng như các gradien của chúng thực tế là như nhau.

Dòng muối rối được biểu diễn hoàn toàn tương tự

$$\phi_{Sj} = \overline{\rho V_j' S'} = -\overline{\rho} K_{Sj} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j}. \quad (3.24)$$

Trong các công thức (3.22)–(3.24) thay vì một ẩn số – tích các thăng giáng, đã có ẩn số khác – hệ số trao đổi rối, phụ thuộc vào cấu trúc bên trong của dòng chảy rối và quy mô lấy trung bình. Ngoài ra chúng ta không có một căn cứ nào về sự tỷ lệ của các dòng chất thể với gradien của giá trị trung bình của chất thể đó ngoài sự tương tự với trao đổi phân tử. Đã có những thử nghiệm tính đến các đạo hàm bậc cao hơn khi mô tả các dòng chất thể, nhưng khi đó lại xuất hiện thêm những hệ số mới cần phải xác định. Vì vậy kiểu chính xác hóa như thế đã không được truyền bá.

Nếu khái quát hóa hình thức viết các ứng suất Reynolds và

các dòng nhiệt và muối rối có mặt ở các phương trình chuyển động, truyền nhiệt và khuếch tán muối, thì tương tự với các biểu thức (3.14) và (3.21) có thể viết

$$\frac{T_{ij}}{\bar{\rho}} = - \begin{pmatrix} K_{xx} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} & K_{xy} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} & K_{xz} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ K_{yx} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & K_{yy} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} & K_{yz} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ K_{zx} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} & K_{zy} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} & K_{zz} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \end{pmatrix}, \quad (3.25)$$

$$\frac{\phi_{Tj}}{C_{PS} \bar{\rho}} = - \left(K_{Tx} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} \quad K_{Ty} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} \quad K_{Tz} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial z} \right), \quad (3.26)$$

$$\frac{\phi_{Sj}}{\bar{\rho}} = - \left(K_{Sx} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x} \quad K_{Sy} \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} \quad K_{Sz} \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} \right). \quad (3.27)$$

Từ sự so sánh các biểu thức (3.14) và (3.25) thấy rằng trong nhiều trường hợp sự đối xứng của các ứng suất khi biểu diễn chúng qua các hệ số rối không được thực hiện.

Ví dụ, nếu như $\overline{u'v'} = \overline{v'u'}$ thì không có căn cứ nào để cho rằng

$$K_{xy} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = K_{yx} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}.$$

Để tránh những điều không tương đồng như vậy, giống như khi viết các ứng suất nhớt, người ta chấp nhận

$$\frac{T_{ij}}{\bar{\rho}} = -K_{ij} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.28)$$

Mặc dù thứ nguyên của tất cả các hệ số trao đổi rối như

nhau (m^2/s), song không có căn cứ nào để cho rằng những hệ số nhớt rối động học, truyền nhiệt độ và khuếch tán theo cùng các hướng là như nhau. Điều này là do không có cơ sở để cho rằng các giá trị thăng giáng tương đối của các chất thể khác nhau thì bằng nhau.

Vì các thăng giáng chất thể liên quan tới sự di chuyển ngẫu nhiên của các thể tích chất lỏng, nên ở các trường phẳng đều của các đặc trưng hải dương học thì cùng một thể tích chất lỏng sẽ vận chuyển những nhiễu động của các yếu tố khác nhau. Vì vậy có cơ sở cho rằng có sự tỷ lệ giữa những thăng giáng tương đối của các đặc trưng khác nhau. Do đó, phải có sự tỷ lệ giữa các hệ số trao đổi rối về nhiệt độ, muối và xung lượng. Tương tự như các tỷ số giữa những hệ số trao đổi phân tử được thể hiện qua số Prantl (Pr) và số Smidth (Sc)

$$Pr = \frac{\kappa}{\kappa_T}, \quad Sc = \frac{\kappa}{\kappa_S}, \quad (3.29)$$

người ta đưa ra số Prantl rối (Pr_T) và số Smidth rối (Sc_T)

$$Pr_T = \frac{K}{K_T}, \quad Sc_T = \frac{K}{K_S}. \quad (3.30)$$

Khác với các số Pr và Sc phân tử, các số Pr_T và Sc_T rối phụ thuộc vào đặc điểm của dòng nhiễu hơn là vào những tính chất vật lý của chất.

Các hệ số trao đổi rối rất khác nhau theo các hướng tương đối với chuyển động trung bình. Thông thường các thăng giáng trên phương thẳng đứng của các đặc trưng thủy văn nhỏ hơn so với trên phương ngang do sự phân tầng mật độ ổn định, vì vậy các dòng rối theo phương ngang lớn hơn theo phương thẳng đứng. Ngoài ra, do lấy trung bình các gradien thẳng đứng của

chất thể lớn hơn các gradien ngang. Tất cả những điều đó làm cho những hệ số rối phương thẳng đứng và phương ngang rất khác nhau: các hệ số thẳng đứng nhỏ hơn các hệ số phương ngang. Ví dụ, tỷ số giữa hệ số truyền nhiệt rối ngang K_{TL} và thẳng đứng có thể biểu diễn dưới dạng

$$\frac{K_{TL}}{K^T} = \frac{\overline{u'T'}}{\overline{w'T'}} \frac{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial x}}. \quad (3.31)$$

Nếu giả sử rằng các tích thẳng giáng ở tử số và ở mẫu số là như nhau, thì gradien thẳng đứng của nhiệt độ xấp xỉ 3–4 bậc đại lượng lớn hơn gradien ngang. Điều đó có nghĩa rằng hệ số truyền nhiệt độ rối ngang bằng ngàn ấy lần lớn hơn hệ số thẳng đứng K_{TL} . Con số ước lượng này cũng đúng đối với những hệ số khuếch tán rối và nhớt rối. Sự khác biệt giữa các hệ số nhớt rối và truyền nhiệt độ rối không chỉ ở những gì đã trình bày trên đây, mà còn ở chỗ trong khi tương tác giữa các thể tích nước chuyển động hỗn loạn sự truyền động lượng còn diễn ra do các hiệu áp suất ở trong những thể tích nước đó. Trong các công thức đã dẫn điều này chưa được tính đến.

Về hình thức các hệ số trao đổi rối có thể được xác định theo những công thức

$$K_{ij} = \frac{\overline{V_i'V_j'}}{\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i}}, \quad (3.32)$$

$$K_{Tj} = \frac{\overline{V_j'T'}}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}}, \quad (3.33)$$

$$K_{sj} = \frac{\overline{V_j'S'}}{\frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j}}. \quad (3.34)$$

Tuy nhiên muốn vậy phải biết các tích thẳng giáng của chất thể. Trong phần lớn các trường hợp không có thông tin này. Ngoài ra, để sử dụng các hệ số trao đổi rối trong các phương trình với những đặc trưng thủy động lực trung bình phải biết biểu diễn các hệ số đó qua những giá trị trung bình của các yếu tố. Nhiệm vụ này đã được giải quyết thành công nhất đối với trường hợp rối ở sát tường.

Khi nghiên cứu dòng chảy rối phẳng song song Prantl (năm 1925) đã đề xuất rằng các thẳng giáng tốc độ dòng chảy bị chi phối bởi quá trình di chuyển những thể tích chất lỏng từ một mực này tới một mực khác trên khoảng cách ℓ . Nếu gradien tốc độ trung bình là $\partial \bar{u} / \partial z$, thì một xoáy trong khi giữ nguyên tốc độ ban đầu của mình khi di chuyển tới khoảng cách ℓ , nơi tốc độ trung bình đã khác, sẽ gây nên lượng biến thiên tốc độ dòng chảy là

$$u' = \ell \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (3.35)$$

Nếu cho rằng rối quy mô nhỏ là đẳng hướng thì tỷ số giữa thẳng giáng tốc độ thẳng đứng và gradien tốc độ trung bình cũng sẽ bằng như thế. Do đó,

$$\overline{u'w'} = \ell^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2. \quad (3.36)$$

Đối sánh các công thức (3.36) và (3.32) dẫn đến định nghĩa

$$K_{xz} = \ell^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|. \quad (3.37)$$

Trị tuyệt đối của gradien tốc độ được đưa vào công thức trên là do hệ số trao đổi rối được xem là dương tương tự như hệ số nhớt rối động học.

Khoảng cách ℓ trên đó các xoáy rối bị phá hủy, hòa trộn với nước xung quanh và làm mất xung của mình, được gọi là *độ dài quãng đường xáo trộn*. Theo định nghĩa của Prantl, độ dài này tỷ lệ với khoảng cách từ tường cứng

$$\ell = \kappa z. \quad (3.38)$$

Người ta đã giả thiết rằng khi khoảng cách từ tường tăng lên thì kích thước của các xoáy tăng và chúng đi qua được quãng đường lớn hơn khi chưa bị phá hủy.

Từ các công thức (3.37) và (3.38) suy ra

$$K_{xz} = \kappa^2 z^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|. \quad (3.39)$$

Phương pháp tính K_{xz} này thích hợp để xác định hệ số trao đổi rối thẳng đứng ở trong lớp sát đáy khá mỏng của đại dương. Bên ngoài phạm vi lớp đó thì sự tăng kích thước các nhiễu động rối theo khoảng cách từ đáy không còn ổn định nữa. Ở đây một công thức khác do Karman đề xuất sẽ thích hợp hơn

$$\ell = \kappa \left| \frac{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}} \right|, \quad (3.40)$$

mặc dù công thức này đã thu được theo số liệu quan trắc ở trong lớp ma sát.

Trong các công thức (3.38) và (3.40) $\kappa \approx 0,40$ nhận được theo số liệu thực nghiệm và được gọi là tham số Karman. Nếu thế biểu thức (3.40) vào (3.37), nhận được

$$K_{xz} = \kappa^2 \left| \frac{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^3}{\left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)^2} \right|. \quad (3.41)$$

Trong công thức này không có sự phụ thuộc vào khoảng cách z như trong (3.39), song sử dụng nó để tính K_{xz} theo số liệu quan trắc trực diện thẳng đứng của tốc độ dòng chảy là rất khó khăn vì độ chính xác xác định mẫu số thấp.

Còn có những khái niệm khác nữa về độ dài quãng đường xáo trộn ℓ . Ví dụ, Taylor đã chấp nhận ℓ là khoảng cách mà sau đó độ xoáy của tốc độ dòng chảy rối triệt tiêu. Kết quả là ℓ sẽ tùy thuộc vào khoảng cách di chuyển đối với tốc độ và đối với xoáy, có nghĩa nó là một đặc trưng còn ít xác định hơn nữa và vì thế ít được sử dụng. Để xác định hệ số trao đổi rối thẳng đứng người ta rất hay dùng phương trình cân bằng năng lượng rối.

3.4. Phương trình cân bằng năng lượng rối

Phương trình cân bằng năng lượng rối được sử dụng rộng rãi trong hải dương học để đánh giá sự phát triển và tắt dần rối cũng như để xác định hệ số trao đổi rối theo nó. Phương trình này thu được từ các phương trình Navier–Stokes và Reynolds. Vì gia tốc Coriolis không thực hiện công, nên số hạng này sẽ không được đưa vào phương trình chuyển động xuất phát. Ngoài ra, nên sử dụng phương trình chuyển động không phải dưới hình thức biểu diễn vectơ, mà ở dạng biểu thức (3.11), nó cho phép theo dõi sự liên hệ của các thành phần tốc độ theo các

trục tọa độ khác nhau. Có thể viết phương trình đó dưới dạng ngắn gọn

$$\frac{\partial \rho V_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_i V_j + P \delta_{ij} - \tau_{ij}) = \rho F_i. \quad (3.42)$$

Hàm đơn vị $\delta_{ij} = 1$ nếu $i = j$ và $\delta_{ij} = 0$ trong tất cả các trường hợp còn lại.

Để thu được phương trình cân bằng động năng, phương trình (3.42) được nhân vô hướng với V_i . Cuối cùng, đối với mật độ động năng $E_\kappa = 0,5 \rho V_i V_i$, có tính tới phương trình liên tục dưới dạng xấp xỉ Boussinesq [3] nhận được

$$\frac{\partial E_\kappa}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (E_\kappa V_j + P V_j \delta_{ij} - \tau_{ij} V_i) = \rho F_i V_i - \rho \varepsilon, \quad (3.43)$$

ở đây $\varepsilon = \frac{\tau_{ij}}{\rho} \frac{\partial V_i}{\partial x_j}$ - tốc độ tiêu tán năng lượng riêng.

Phương trình cho thấy rằng sự biến thiên động năng tại điểm nào đó của đại dương phụ thuộc vào mật độ của dòng động năng được biểu diễn bằng biểu thức ở trong cặp dấu ngoặc. Dòng này bị chi phối bởi sự vận chuyển trực tiếp với tốc độ V_i , áp suất và ma sát nội phân tử. Ở vế phải có chứa công của các lực F_i và tiêu phí động năng do tiêu tán thành nội năng.

Trên cơ sở phương trình (3.13) bằng cách tương tự nhận được phương trình cho mật độ động năng của chuyển động trung bình $\bar{E}_\kappa = 0,5 \bar{\rho} \bar{V}^2$:

$$\frac{\partial \bar{E}_\kappa}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{E}_\kappa \bar{V}_j + \bar{P} \bar{V}_j \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} \bar{V}_i + \overline{\rho V_i' V_j' V_i'}) = \overline{\rho F_i V_i} - \overline{\rho \varepsilon} + \overline{\rho V_i' V_j'} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} \quad (3.44)$$

So với phương trình trước, ở vế trái của phương trình sau có mặt sự vận chuyển động năng bởi các thăng giáng, còn ở vế phải, số hạng cuối cùng biểu diễn sự chuyển động năng của chuyển động trung bình sang năng lượng của các nhiễu động rối. Nếu tiến hành lấy trung bình phương trình (3.43) theo cùng thời đoạn như với phương trình (3.44), chú ý rằng $E = \bar{E} + E_T$, $V = \bar{V} + V'$, $F = \bar{F} + F'$ v.v., sau đó từ biểu thức thu được trừ theo từng thành phần đi phương trình (3.44), ta có

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (E_T \bar{V}_j + 0,5 \bar{\rho} \overline{V_i' V_j' V_j'} + \overline{P' V_j' \sigma_{ij}} - \overline{V_i' \tau_{ij}}) = \\ = \overline{\rho V_i' F_i'} - \bar{\rho} \varepsilon_v - \overline{\rho V_i' V_j'} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Phương trình cân bằng năng lượng rối này đặc trưng cho sự biến thiên theo thời gian của mật độ năng lượng rối $E_T = 0,5 \bar{\rho} \overline{V_i' V_j'}$. Các số hạng trong dấu ngoặc ở vế trái của phương trình chỉ sự vận chuyển E_T bởi dòng chảy trung bình, các dòng năng lượng được gây nên bởi các nhiễu động rối của tốc độ dòng chảy, các nhiễu động của áp suất và độ nhớt phân tử. Các số hạng ở vế phải của phương trình biểu diễn sự biến thiên của năng lượng rối do công của các nhiễu của ngoại lực, do sự tiêu tán dưới tác động của nhớt và chuyển năng lượng của chuyển động trung bình thành chuyển động rối hay theo hướng ngược lại. Số hạng

$$\bar{\rho} \varepsilon_v = \frac{\bar{\rho} \kappa}{2} \sum_{ij} \overline{\left(\frac{\partial V_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j'}{\partial x_i} \right)^2} \quad (3.46)$$

là lượng tiêu tán riêng trung bình của năng lượng chuyển động

thăng giáng dưới tác động của nhớt, dòng này thực tế luôn luôn phải xác định trong phương trình cân bằng năng lượng rối.

Phải chú ý tới số hạng cuối cùng ở vế phải của các phương trình (3.44) và (3.45). Nó có mặt trong các phương trình với các dấu ngược nhau. Nếu mang dấu âm thì nó làm giảm động năng của chuyển động trung bình và làm tăng năng lượng rối, tức nó biểu diễn sự chuyển hóa động năng của chuyển động trung bình thành năng lượng rối. Khi số hạng này có giá trị dương thì năng lượng từ chuyển động thăng giáng được chuyển vào cho chuyển động trung bình. Hiện tượng này có thể xảy ra cả ở khí quyển lẫn đại dương trong điều kiện tự nhiên. Người ta gọi là *độ nhớt âm* khi những nhiễu động quy mô lớn như các xoáy synop tích lũy lấy năng lượng từ những nguồn bên ngoài (từ khí quyển dưới dạng ứng suất ma sát gió, năng lượng Mặt Trời, dòng nước sông v.v.), sau đó truyền năng lượng đó cho chuyển động trung bình. Dữ liệu quan trắc về những biến thiên tốc độ dòng chảy và gradien tốc độ trung bình của dòng chảy trong Gontrim khi nó tương tác với các xoáy quy mô vừa đã cho thấy rằng ở đây có thể xảy ra kiểu trao đổi như vậy.

Khi ứng dụng phương trình (3.45) để nghiên cứu những quá trình hải dương học phương trình này có thể được đơn giản hóa. Trong nó có thể bỏ qua lượng vận chuyển năng lượng bởi các nhiễu động áp suất rối và ứng suất nhớt. Ngoài ra, do tính đồng nhất trên các phương ngang lớn hơn nhiều so với phương thẳng đứng, nên thường người ta chỉ tính đến sự biến đổi năng lượng theo độ sâu. Kết quả là phương trình (3.45) có dạng giản ước hơn

$$\frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(b\bar{w} + b'w') = \overline{g'w'} - \epsilon_v - \left(\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right), \quad (3.47)$$

ở đây $b = E_T / \bar{\rho}$, $g' = g\rho' / \bar{\rho} = F_3'$.

Trong phương trình (3.47) với tư cách là ngoại lực chỉ tính đến lực độ nổi g' . Thay vì công của lực Acsimet có thể sử dụng *số thông lượng không thứ nguyên của Richardson Rf*

$$Rf = \frac{\overline{g'w'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}. \quad (3.48)$$

Nó xác định phần năng lượng của các nhiễu động rối bị tiêu phí mất trong trường hợp phân tầng ổn định hoặc được giải phóng ra trong trường hợp phân tầng bất ổn định để chuyển hóa thế năng thành động năng.

Nếu biểu diễn tích các thăng giáng qua hệ số trao đổi rối và gradien của đặc trưng trung bình thì phương trình cân bằng năng lượng rối (3.47) có dạng

$$\frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial b\bar{w}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{bz} \frac{\partial b}{\partial z} \right) = \left[K_{xz} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + K_{yz} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] (1 - Rf) - \epsilon_v. \quad (3.49)$$

Ở đây K_{bz} là hệ số vận chuyển năng lượng rối theo phương ngang.

Trong nhiều trường hợp thay vì Rf nên sử dụng số Richardson thông thường

$$Ri = \frac{g}{\bar{\rho}} \frac{\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2}. \quad (3.50)$$

Mối liên hệ giữa chúng được biểu diễn qua tương quan của các hệ số khuếch tán khối lượng $K_{\rho z}$ và động lượng với điều kiện

$$K_{xz} = K_{yz} = K :$$

$$Rf = \frac{K_{\rho z}}{K} Ri . \quad (3.51)$$

Phương trình (3.49) cho thấy rằng sự biến thiên địa phương của năng lượng rối diễn ra do sự vận chuyển năng lượng đó theo phương thẳng đứng nhờ tốc độ có trật tự và nhờ sự xáo trộn rối, do sự phát sinh từ chuyển động trung bình, độ nổi cũng như do kết quả tiêu tán năng lượng đó thành nội năng.

Ở mức độ nào đó phương trình cân bằng (3.49) tỏ ra là phương trình hình thức, bởi vì trong nó có chứa một số ẩn số. Trở ngại lớn nhất liên quan tới việc xác định tốc độ tiêu tán năng lượng rối ε_v . Khi không có những quan trắc về các thăng giáng tốc độ thì không thể tính nó theo công thức (3.46). Vì vậy đã có những cố gắng lập phương trình tương tự như phương trình cân bằng năng lượng rối làm sao để trong đó ε_v là một hàm số của cùng những lực như trong phương trình đối với b . Ý tưởng này được giới thiệu trong cuốn chuyên khảo [3]. Tuy nhiên, khi đó phải đưa ra một loạt giả thiết về biểu diễn các số hạng chứa các thăng giáng qua các đặc trưng trung bình. Xuất hiện những hệ số tỷ lệ, được chấp nhận là các hằng số và được xác định bằng thực nghiệm. Chẳng hạn với cùng những giản ước như đã được sử dụng khi viết phương trình cân bằng năng lượng dưới dạng (3.49), phương trình đối với tiêu tán năng lượng rối có dạng

$$\frac{d\varepsilon_v}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{z\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon_v}{b} \left\{ c_1 K \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] - c_2 \varepsilon_v + c_3 K_{z\rho} \frac{g}{\rho} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right\} \quad (3.52)$$

Theo những dữ liệu thực nghiệm khác nhau $c_1 = 1,38 - 1,44$, $c_2 = 1,40 - 1,92$, $c_3 = 0,8 - 1,40$. Trong phương trình này giả thiết rằng $K_{xz} = K_{yz} = K$. Các hệ số trao đổi rối đối với các dòng b và ε_v được biểu diễn qua hệ số nhớt động học K và số Smidth Sc_T :

$$K_{bz} = K_{\varepsilon z} = \frac{K}{Sc_T} .$$

Để tiếp tục khép kín hệ phương trình (3.49) và (3.52) người ta đưa ra một tỷ lệ nhận được từ những lập luận về thú nguyên

$$K = \frac{cb^2}{\varepsilon_v} , \quad (3.53)$$

ở đây $c = 0,08 - 0,09$.

Sự hiện diện của nhiều tham số thực nghiệm chứng tỏ rằng lý thuyết xác định cân bằng năng lượng rối và sự tiêu tán năng lượng đó còn cần phải phát triển tiếp. Điều này còn rất quan trọng bởi vì cả b lẫn ε_v biến thiên trong phạm vi rất rộng.

Năng lượng rối phụ thuộc vào khoảng lấy trung bình tốc độ dòng chảy, bởi vì khi khoảng đó tăng lên thì những giá trị tốc độ lớn hơn sẽ được tính đến. Vì vậy mối phụ thuộc trên được người ta chấp nhận biểu diễn dưới dạng sự biến thiên của mật độ năng lượng phổ với quy mô rối. Tốc độ tiêu tán biến đổi trong phạm vi nhỏ hơn, nhưng không thể chấp nhận một giá trị trung bình nào đó được. Theo một số nguồn dữ liệu khác nhau được tổng quan trong sách [2] thì năng lượng rối chuyển thành nội năng mạnh mẽ nhất ở các vùng biển nước nông và ở trong lớp sóng mặt, nơi tiêu tán trên một đơn vị khối lượng nước về trung bình bằng $10^{-4} - 10^{-6} \text{ m}^2/\text{c}^3$.

Trong lớp 100 m bên trên, nơi các dòng chảy trôi, sự đối lưu

và sóng phát triển, tốc độ tiêu tán ε_ν bằng $10^{-6} - 10^{-7} \text{ m}^2/\text{c}^3$. Ở những vùng đại dương sâu ε_ν giảm tới $10^{-7} - 10^{-8} \text{ m}^2/\text{c}^3$. Việc mô tả chi tiết hơn về các nhiễu động rối của các chất thể khác, của năng lượng và sự tiêu tán có thể dựa trên các phổ phân bố của chúng.

Phương trình (3.49) dưới dạng giản hóa thường hay được sử dụng để xác định hệ số trao đổi rối động học. Khi đó người ta thường xem rằng rối nằm trong trạng thái ổn định và dòng năng lượng b trên hướng thẳng đứng không có, điều đó dẫn tới về trái của phương trình có giá trị bằng không. Do đó

$$K \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] (1 - Rf) = \varepsilon_\nu. \quad (3.54)$$

Thông thường không thể xác định giá trị ε_ν theo công thức (3.46) do không có số liệu đo các thẳng giáng tốc độ. Vì vậy người ta thường sử dụng một quan hệ nhận được từ lập luận thứ nguyên:

$$\varepsilon_\nu = \frac{K^3}{c^4 l^4}, \quad (3.55)$$

trong đó c – tham số thực nghiệm. Theo số liệu của các nhà nghiên cứu tham số này biến đổi trong phạm vi rộng, nhưng người ta thường hay dùng $c^{-4} = 0,046$.

Nếu biết quy mô rối l thì giá trị K dễ dàng tìm được khi sử dụng các công thức (3.54) và (3.55). Trong trường hợp đang xét K phụ thuộc vào sự phát sinh năng lượng rối bởi dòng chảy trung bình, bởi lực Acimet và vào sự tiêu tán năng lượng rối. Nếu $Rf = 1$ thì theo phương trình (3.54) không có rối. Người ta

thường xuyên cho rằng không có rối trong đại dương phân tầng nếu Rf thực tế nhỏ hơn giá trị tới hạn Rf_k . Theo lý thuyết ổn định thủy động lực dòng chảy của chất lỏng phân lớp tỏ ra ổn định đối với những nhiễu động vô cùng bé nếu như tại tất cả các điểm của nó $Ri < 1/4$ [3]. Khi đó theo công thức (3.51) Rf_k có thể khác nhiều so với Ri_k bởi vì không phải luôn luôn $K_{\rho z} = K$.

3.5. Mật độ phổ của các đặc trưng rối

Các trường đặc trưng thủy văn trong dòng rối tại thời điểm bất kỳ t có thể xem như những trường ngẫu nhiên và để mô tả chúng phải xuất phát từ quan điểm của lý thuyết các quá trình ngẫu nhiên. Ở trên đã nhận xét rằng không phải bao giờ cũng thỏa mãn điều kiện cho phép xem giá trị trung bình của một đặc trưng thủy văn như là kỳ vọng toán học. Đồng thời rất khó mô tả sự phân bố xác suất của các giá trị nhiễu thậm chí của những yếu tố vô hướng như nhiệt độ và độ muối nước biển. Nguyên nhân không chỉ là do tính nhiễu quy mô và tính bất đồng nhất không gian của các nhiễu rối, tính biến thiên của chúng theo thời gian, mà còn là do sử dụng các chuỗi quan trắc trong những thời khoảng ngắn.

Trong lý thuyết rối điều quan trọng là biết được quy luật biến đổi quy mô của các đặc trưng thủy văn, bởi vì giá trị của các dòng rối của các chất thể phụ thuộc vào nó. Muốn vậy người ta sử dụng khái niệm mật độ phổ của các nhiễu động. Ngoài ra mật độ phổ liên quan với hàm tương quan R giữa các nhiễu, mà hàm tương quan thực chất mô tả dòng quy chuẩn của chất thể rối. Thật vậy, hàm tương quan của các nhiễu tốc độ dòng chảy

có thể biểu diễn dưới dạng

$$R_{ij}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \Delta t) = \overline{\mathbf{V}'_i(\mathbf{x}, t) \mathbf{V}'_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \Delta t)}. \quad (3.56)$$

Khi $\mathbf{r} = 0$ và $\Delta t = 0$ hàm tương quan mô tả các ứng suất Reinôn, còn tenxơ R_{ij} là tenxơ các ứng suất Reinôn chia cho mật độ trung bình (3.14). Các hàm tương quan của nhiễu nhiệt độ và độ muối được biểu diễn bằng cách tương tự

$$R_T(\mathbf{x}, t; \mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \Delta t) = \overline{\mathbf{T}'(\mathbf{x}, t) \mathbf{T}'(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \Delta t)}. \quad (3.57)$$

Cũng có thể lập các quan hệ tương quan với các đặc trưng thủy văn khác: tích các nhiễu tốc độ và nhiệt độ, các nhiễu tốc độ và độ muối v.v..

Mật độ phổ của dòng F tham số hóa sự phân bố dòng chất thể rối hoặc theo thời gian, hoặc theo quy mô các vectơ sóng \mathbf{k} , hay các số sóng k

$$F(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\mathbf{r}, t) e^{-i(\mathbf{k}\mathbf{r})} d\mathbf{r}. \quad (3.58)$$

Trong đó

$$R(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{k}, t) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r})} d\mathbf{k}. \quad (3.59)$$

Do đó, nếu biết mật độ phổ, thì theo đó có thể xác định được mô men tương quan và về nguyên tắc xác định được các dòng rối của những chất thể.

Ở trên đã nhận xét rằng rối đại dương có đặc điểm là ở vùng các quy mô bé (rối quy mô nhỏ) thì rối thực tế đồng nhất và đẳng hướng hay tựa đẳng hướng. Điều này có nghĩa rằng hàm tương quan như nhau theo tất cả các hướng và chỉ phụ

thuộc vào độ chênh thời gian hay khoảng cách giữa các nhiễu chất thể và không phụ thuộc vào tọa độ. Thông thường hơn cả thì người ta xem rối là đẳng hướng cục bộ. Tại vùng rối quy mô trung bình và lớn thì các nhiễu chất thể trở nên có tính chất rất không đẳng hướng: các giá trị phương ngang của chúng lớn hơn nhiều so với phương thẳng đứng.

Rối đẳng hướng quy mô nhỏ được nghiên cứu nhiều nhất. Các viện sĩ A. N. Kolmogorov và A. M. Obukhov đã thiết lập được rằng chế độ năng lượng của rối đẳng hướng có tính dừng. Điều đó có nghĩa là ở vùng các quy mô của rối năng lượng xuất hiện thông qua con đường biến đổi theo từng nấc động năng từ những xoáy quy mô lớn tồn tại ở bên ngoài phạm vi rối. Sự chi phí động năng được thực hiện bằng quá trình tiêu tán thành nội năng ở bên trong các xoáy bé nhất do nhớt.

A. N. Kolmogorov đã đề xuất tách trong vùng rối quy mô nhỏ một *phụ vùng nhớt*, trong đó diễn ra quá trình tiêu tán động năng thành nội năng với tốc độ $\bar{\epsilon}_v$ do nhớt được xác định bằng hệ số động học κ . Từ những tham số này, trên cơ sở thứ nguyên đã lập ra những quy mô “bên trong” của các thăng giáng rối l_1 và thời gian sống của chúng t_1 :

$$l_1 = \left(\frac{\kappa^3}{\bar{\epsilon}_v} \right)^{1/4}, \quad t_1 = \left(\frac{\kappa}{\bar{\epsilon}_v} \right)^{1/2}. \quad (3.60)$$

Với những giá trị đặc trưng $\kappa \approx 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$ và $\bar{\epsilon}_v \approx 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ thì $O(l_1) \approx 10^{-1} \text{ cm}$ và $O(t_1) \approx 1 \text{ s}$.

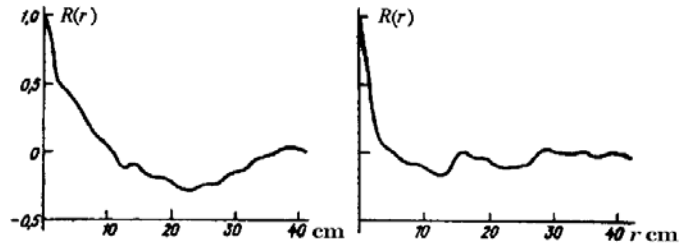
Theo giả thuyết của Kolmogorov sau phụ vùng nhớt về phía các quy mô lớn hơn sẽ là *phụ vùng quán tính*. Trong đó người ta cho rằng cả nhớt lẫn độ nổi đều không ảnh hưởng tới rối, bởi vì

các nhiễu động rối đã khá lớn. Trong phụ vùng này năng lượng rối được truyền từ những xoáy quy mô lớn hơn tới những xoáy quy mô bé hơn do quá trình chúng bị chia nhỏ từng nấc. Các đặc trưng thống kê của rối ở đây được xác định bằng một tham số thứ nguyên duy nhất – tốc độ tiêu tán năng lượng rối ε_v . Người ta cho rằng ε_v bằng tốc độ gia nhập năng lượng từ phụ vùng với các kích thước thẳng giáng rối lớn hơn.

Quy mô rối đặc trưng trong phụ vùng quán tính l_2 có thể được xác định theo bán kính tương quan (hình 3.2)

$$l_2 = \frac{1}{\sigma^2} \int_0^{\infty} R(r) dr. \quad (3.61)$$

Từ hình 3.2 suy ra rằng $O(l_2)$ bằng $10^0 - 10^1$ cm.



Hình 3.2. Dạng điển hình của các hàm tương quan quy chuẩn của các nhiễu tốc độ dòng chảy [2]

Phụ vùng tiếp theo về quy mô rối là *phụ vùng độ nổi*. Ở đây các đặc trưng thống kê của rối phụ thuộc cả vào ε_v , lẫn độ nổi được xác định bằng công thức giản hóa $B = (g/\rho)(\partial\bar{\rho}/\partial z)$. Do các thẳng giáng có quy mô lớn nên vai trò của nhớt phân tử

không lớn và nó không được chú ý nữa. Trong số các tham số B và ε_v trên cơ sở thứ nguyên người ta có quy mô

$$l_3 = \varepsilon_v^{1/2} B^{-3/4}. \quad (3.62)$$

Để có căn cứ hơn, thay vì B người ta sử dụng tần số Vaisial N^2 . Khi đó quy mô l_3 được xác định bằng công thức

$$l_3 = \left(\frac{\varepsilon_v}{N^3} \right)^{1/2}. \quad (3.63)$$

Trong phụ vùng này quy mô của các nhiễu động rối phụ thuộc rất mạnh vào gradien mật độ: khi gradien giảm thì quy mô tăng lên. Các giá trị đặc trưng của quy mô rối nằm trong phạm vi từ một số cm đến hàng chục mét. Trong trường hợp sau cùng rối trở nên không còn là đẳng hướng, mà ít ra là rối hai chiều và các kích thước ngang áp đảo hơn nhiều so với các kích thước thẳng đứng.

Nếu trong môi trường phân tầng mà nhiệt độ có ảnh hưởng chủ yếu tới độ ổn định thì thay vì gradien mật độ người ta sử dụng hệ số giãn nở nhiệt α . Người ta còn đưa ra khái niệm *tốc độ san bằng các thẳng giáng nhiệt độ* ε_T có vai trò như là ε_v . Với rối đồng nhất cục bộ ε_T được biểu diễn bằng công thức

$$\varepsilon_T = 6\kappa_T \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial r} \right)^2}, \quad (3.64)$$

ở đây $\kappa_T \approx 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ – hệ số truyền nhiệt độ phân tử.

Giống như ε_v , tham số ε_T ở đại dương biến thiên trong phạm vi rất rộng, từ 10^{-3} đến $10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$ [2] và được tính đến khi tiêu tán các thẳng giáng nhiệt độ do sự trao đổi nhiệt phân tử.

Các phụ vùng rối quy mô nhỏ đã phân ra không có những ranh giới rõ rệt, mà phụ thuộc vào cường độ rối (số Re) và độ nổi. Tại những số Re lớn phụ vùng quán tính thường mở rộng. Tăng độ nổi sẽ làm mở rộng phụ vùng tương ứng về phía phụ vùng quán tính lẫn về phía rối quy mô vừa.

Khi phân tích các phổ nhiễu tốc độ dòng chảy F_v ở các khu vực rối quy mô nhỏ phải chú ý tới sự phụ thuộc của phổ vào các quy mô thời gian hay độ dài l . Thay vì đại lượng này người ta thường sử dụng số sóng $k = 2\pi/l$. Vì vậy trong phụ vùng nhất phổ cần phải được xác định không chỉ bằng ε_v và κ , mà còn bằng số sóng. Theo lý thuyết thứ nguyên để ước lượng F_v chỉ cần hai tham số: ε_v và κ

$$F_v = c_1 (\varepsilon_v \kappa^5)^{1/4}. \quad (3.65)$$

Trong trường hợp này tham số k được đưa vào bằng một hàm không thứ nguyên $(l_1 k)^m$. Số mũ m cần phải sao cho khi chuyển sang vùng quán tính của phổ trong công thức sẽ không còn độ nhớt. Điều này xảy ra tại $m = -5/3$. Do đó

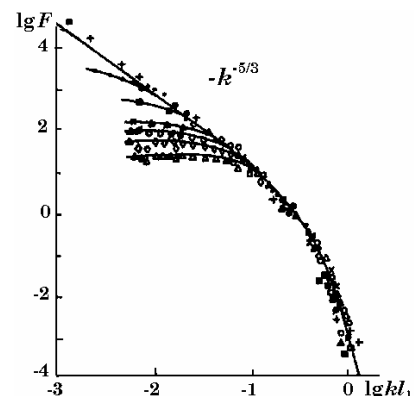
$$F_v = c_1 (\varepsilon_v \kappa^5)^{1/4} (l_1 k)^{-5/3}. \quad (3.66)$$

Theo kết quả phân tích số liệu quan trắc hằng số $c_1 \approx 1$.

Trên hình 3.3 biểu diễn sự biến thiên của mật độ quy chuẩn F_v trong khoảng các số sóng nhất quán tính.

Đoạn nhớt của khoảng rối nằm trong phạm vi các số sóng lớn, tại đây theo kết quả chuẩn hóa những số liệu đo của các tác giả khác nhau chập thành một đường thẳng. Khoảng quán tính của phổ bắt đầu ở vùng các số sóng nơi mà kết quả thí nghiệm không trùng nhau. Những số liệu này có thể nằm trên một

đường thẳng trong trường hợp nếu như sự chuẩn hóa sẽ được tiến hành bằng công thức của khoảng quán tính.



Hình 3.3. Phổ quy chuẩn của tốc độ theo số liệu đo trong phòng thí nghiệm tại những giá trị khác nhau của số Re [2]. $F = F_v (\varepsilon_v \kappa^5)^{-1/4}$

Trong khoảng quán tính mật độ phổ cần phải chỉ phụ thuộc vào ε_v và k . Theo lý thuyết thứ nguyên thì điều này dẫn tới công thức

$$F_v = c_2 \varepsilon_v^{2/3} k^{-5/3}, \quad (3.67)$$

ở đây theo số liệu thí nghiệm $c_2 \approx 1,4$.

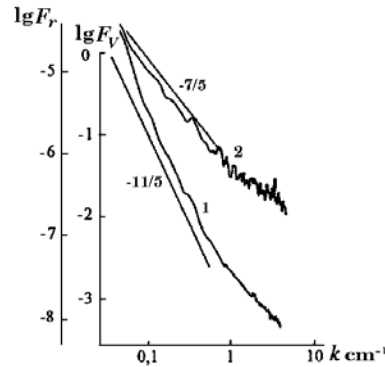
Công thức (3.67) được gọi là *định luật Kolmogorov-Obukhov* theo tên của các tác giả đã tìm ra biểu thức đó. Theo số liệu thí nghiệm sự chuyển từ khoảng nhớt sang khoảng quán tính diễn ra tại $kl_1 \sim 1/8$ [2], còn bản thân khoảng quán tính trải rộng chủ yếu từ $k \sim 10^1 \text{ cm}^{-1}$ đến $k \sim 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Ở phần tần cao của khoảng độ nổi, được người ta quy ước gọi là khoảng quán tính – đối lưu, khi phân tầng ổn định thì năng lượng rối chỉ phí chủ yếu cho công chống lại lực Acimet

và chỉ một phần nhỏ bé tiêu tán thành nhiệt. Vì vậy, theo giả thuyết Bonjiano tốc độ tiêu tán nhất ε_v trong dải số sóng này không ảnh hưởng nhiều tới các đặc trưng thống kê của rối phát triển và có thể không cần phải chú ý tới. Chẳng hạn mật độ phổ các nhiễu tốc độ cần phải phụ thuộc vào độ nổi, mà như đã nhận xét ở trên, được đặc trưng bằng hệ số giãn nở nhiệt và bằng gia tốc rơi tự do g cũng như bằng tốc độ san bằng các bất đồng nhất nhiệt độ ε_T . Theo các tham số này và số sóng, trên cơ sở những quan hệ thứ nguyên, nhận được biểu thức

$$F_v = c_3 (\alpha g)^{4/5} \varepsilon_T^{2/5} k^{-11/5}. \quad (3.68)$$

Người ta thường gọi biểu thức này là công thức Bonjiano-Obukhov. Đặc điểm của phổ trong khoảng k này được thể hiện trên hình 3.4.



Hình 3.4. Các mật độ phổ của tốc độ dòng chảy (1) và nhiệt độ (2) trong khoảng rối quán tính – đối lưu [2]; F_r tính bằng $K^2\text{cm}$, F_v bằng cm^3/s^2

Từ hình vẽ thấy rằng độ nổi bắt đầu đóng vai trò đáng kể khi các nhiễu có độ lớn $10^1 - 10^2$ cm. Khi các nhiễu rối có kích thước lớn hơn thì các gradien thẳng đứng của nhiệt độ cần phải có vai trò lớn, còn vai trò của ε_r trở nên nhỏ.

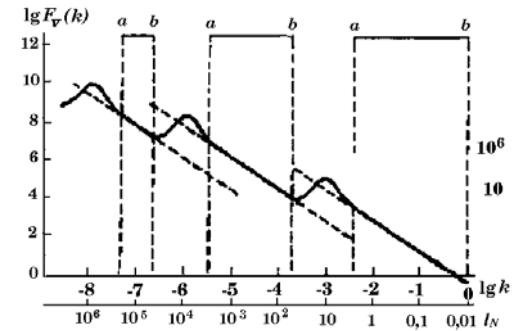
Vì vậy tại phần lớn của khoảng độ nổi trong rối đẳng hướng và phân tầng độ muối trung hòa, phổ các nhiễu tốc độ dòng chảy trên cơ sở lập luận thứ nguyên được mô tả bằng công thức

$$F_v \sim \alpha g \left| \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right| k^{-3}. \quad (3.69)$$

Hiện nay phổ dạng này mới chỉ được phát hiện trong khí quyển, song đối với những điều kiện phân tầng đã nhắc tới ở trên thì nó cần phải mô tả cả rối đại dương. Có thể là đối với đại dương phải xem xét sự thỏa mãn điều kiện

$$F_v \sim \frac{g}{\rho} \left| \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right| k^{-3}. \quad (3.70)$$

So sánh các công thức biểu diễn sự phụ thuộc của phổ năng lượng rối vào k cho thấy rằng khi kích thước các nhiễu động giảm thì năng lượng lúc đầu giảm nhanh, sau đó – chậm.



Hình 3.5. Sơ đồ phân bố mật độ năng lượng phổ rối theo quy mô chuyển động của nước đại dương [5]. a-b – vùng thỏa mãn các định luật rối vạn năng

Đặc điểm biến đổi năng lượng rối trên toàn bộ dải các nhiễu động từ quy mô lớn đến quy mô nhỏ thể hiện trên hình 3.5.

Từ hình 3.5 thấy rằng khi quy mô rối tăng thì năng lượng của nó tăng, bởi vì các thăng giáng tốc độ dòng chảy tăng. Những điểm cực đại của phổ tại khoảng một số sóng nào đó chúng tỏ có sự gia nhập năng lượng vào đại dương tại những vùng đó. Cực đại thứ nhất rơi vào các quá trình toàn cầu, thứ hai – tại vùng các chuyển động quán tính và thủy triều, thứ ba – tại quy mô sóng gió.

Các giá trị của F_v trên các hình 3.3–3.5 là những trị số đặc trưng của hàm này. Còn khoảng biến thiên F_v đối với mỗi k cụ thể tùy thuộc vào những điều kiện thủy văn là rất lớn và giảm xuống hầu như tới không nếu rối không tồn tại.

Để có được bức tranh phân bố năng lượng của nhiễu động rối theo các số sóng chỉ cần xây dựng đồ thị hàm kF_v . Về cơ bản đặc điểm của các hình vẽ không thay đổi, nhưng độ dốc của đường cong này đối với trục hoành sẽ nhỏ hơn độ dốc của đường cong F_v do thừa số k .

Mật độ phân bố năng lượng rối cho phép xác định tốc độ tiêu tán năng lượng đó trên các dải phổ [2]

$$\varepsilon_v = 2\kappa \int_{k_1}^{k_2} k^2 F_v(k) dk. \quad (3.71)$$

Dựa trên số liệu quan trắc hải dương học đã nhận được rằng cực đại của ε_v nằm ở khoảng k gần bằng 1 cm^{-1} .

Vì năng lượng rối biến đổi tùy thuộc vào quy mô các thăng giáng tốc độ dòng chảy nên đương nhiên người ta cho rằng cả hệ số rối cũng phụ thuộc vào quy mô của các nhiễu động rối hay các số sóng. Trong trường hợp này nếu tính tới thứ nguyên ta có quan hệ

$$K(k) = c_4 \left[\int_k^\infty \frac{F_v(k)}{k^2} dk \right]^{1/2}, \quad (3.72)$$

ở đây c_4 là hằng số.

Thường người ta sử dụng một biểu thức khác của hệ số rối do Reynolds nhận được lần đầu tiên bằng thực nghiệm và mang tên ông. Trên cơ sở thứ nguyên, đối với khoảng quán tính ta có

$$K = c_5 \varepsilon_v^{1/3} l^{4/3}, \quad (3.73)$$

ở đây $c_5 = 0,1$.

Thực nghiệm cho thấy rằng khi xác định rối phương ngang công thức này áp dụng cho những quy mô lớn hơn khoảng quán tính. Đó là do các thăng giáng ngang của tốc độ dòng chảy phụ thuộc yếu hơn nhiều vào độ ổn định mật độ của đại dương so với các thăng giáng thẳng đứng.

Tương tự như các thăng giáng tốc độ, người ta thiết lập phân bố mật độ phổ cho các đặc trưng hải dương học khác. Đối với khoảng nhớt mật độ phổ của nhiễu động nhiệt độ F_T phụ thuộc không chỉ vào ε_v và k , mà còn vào κ_T và ε_T . Khi đó theo thứ nguyên khi $[F_T] = K^2 \text{ m}$ ta có

$$F_T = c_6 \left(\frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_v} \right) (\varepsilon_v \kappa_T^5)^{1/4} \varphi_T(lk, \text{Pr}). \quad (3.74)$$

Những điều kiện để chọn dạng hàm φ_T cũng giống như khi chọn φ_v . Tại phần tần số cao nhất của khoảng nhớt (tại khu vực khuếch tán nhớt) các hệ số truyền nhiệt độ và nhớt động học cũng như ε_v và ε_T cần phải đóng vai trò chính trong quá trình làm san bằng những bất đồng nhất nhiệt độ. Dĩ nhiên trong biểu thức của F_T trên vùng phổ này cần phải có mật số sóng.

Nếu tính đến các tham số đã liệt kê và lập luận thứ nguyên, người ta có biểu thức mật độ phổ

$$F_T(k) = \varepsilon_T \varepsilon_V \text{Pr}^{1/4} \left(\frac{\kappa}{\kappa_T} \right)^4 k^{-7}. \quad (3.75)$$

Sự suy giảm F_T nhanh như trên theo sự tăng của số sóng là do tác động làm trơn của khuếch tán phân tử của nhiệt và nhớt. Khu vực phổ này rất ngắn, thỏa mãn các điều kiện $kl_1 \gg (\text{Pr})^{1/2}$ và chuyển thành khu vực đối lưu - khuếch tán của khoảng nhớt. Người ta cho rằng ở khu vực này κ_T không cần phải có ảnh hưởng đáng kể tới dạng của F_T và phải loại bỏ nó ra khỏi các tham số quyết định, khi đó công thức (3.74) có dạng

$$F_T(k) = c_6 \varepsilon_T \left(\frac{\kappa}{\varepsilon_V} \right)^{1/2} k^{-1}. \quad (3.76)$$

Trong khoảng quán tính các tham số quyết định không bao gồm κ và F_T , do đó

$$F_T(k) = c_7 \varepsilon_V^{-1/3} \varepsilon_T k^{-5/3}, \quad (3.77)$$

ở đây $c_7 \sim 1,1$.

Tại khu vực gần của khoảng độ nổi (khoảng quán tính - đối lưu) các tham số quyết định của mật độ phổ F_T phải bao gồm (αg) và ε_T . Điều này dẫn tới mối phụ thuộc của F_T vào k dưới dạng

$$F_T(k) = c_8 (\alpha g)^{-2/5} \varepsilon_T k^{-7/5}. \quad (3.78)$$

Cuối cùng, tại khu vực xa của khoảng độ nổi, nơi ảnh hưởng của gradien nhiệt độ là đáng kể, biểu thức F_T có dạng

$$F(k) \sim \left| \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right|^2 k^{-3}. \quad (3.79)$$

Nếu tính tới sự phụ thuộc F_T vào gradien mật độ thì có thể giả thiết tồn tại công thức

$$F_T(k) \sim \varepsilon_T g^{-1/2} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right)^{3/2} k^{-3}. \quad (3.80)$$

Dạng liên hệ với số sóng khi đó không thay đổi so với công thức (3.79), còn sự ảnh hưởng của phân tầng được tính tới một cách đầy đủ hơn.

So sánh các mật độ phổ của nhiễu tốc độ và nhiệt độ cho thấy rằng ở các khoảng độ nổi và quán tính sự phụ thuộc của chúng vào số sóng là như nhau. Điều này là do các xoáy khá lớn có vai trò chính trong quá trình truyền năng lượng và các nhiễu động nhiệt độ. Còn ở khoảng nhớt thì ảnh hưởng tới tốc độ tiêu tán năng lượng rồi gồm có độ nhớt của nước, còn ảnh hưởng tới tốc độ san bằng các bất đồng nhất nhiệt độ gồm cả độ nhớt và độ dẫn nhiệt độ. Vì vậy sự phụ thuộc của các phổ F_v và F_T vào k là khác nhau. Ở khu vực quán tính - đối lưu của phổ cũng nhận thấy có chút khác biệt nào đó về sự phụ thuộc của các phổ vào k , ở đây khi k tăng thì F_v giảm nhanh hơn nhiều so với F_T . Có thể là điều đó do chúng ta biểu diễn sự phân tầng một cách giản lược dưới dạng (αg) . Nếu biểu diễn sự phân tầng bằng tần số Vaisial-Brent N và chú ý tới ε_v chứ không phải là ε_T , thì sự phụ thuộc của mật độ phổ các nhiễu động tốc độ vào k sẽ giống như là $F_T(k)$

$$F_v(k) \sim \left(\frac{\varepsilon_v^4}{N^2} \right)^{1/5} k^{-7/5}. \quad (3.81)$$

Mật độ phổ các nhiễu độ muối được xác định theo các nhiễu độ dẫn điện C' , bởi vì không có cách nào khác đo được S' . Vì nhiệt độ góp phần chính vào độ dẫn điện của nước biển nên phổ C' giống phổ T' . Ở khoảng nhớt $F_s \sim k^{-1}$, ở khoảng quán tính $F_s \sim k^{-5/3}$, ở khoảng quán tính - đối lưu $F_s \sim k^{-7/5}$.

Vì sự vận chuyển xung lượng, nhiệt độ và muối trong đại dương được thực hiện bởi cùng những xoáy nên giữa V' , T' và S' phải có sự tương quan. Trên đây đã nhận xét rằng giá trị trung bình của tích thăng giáng tốc độ và nhiệt độ $\overline{V'T'}$ sẽ thể hiện dòng nhiệt rối quy chuẩn theo nhiệt dung thể tích. Vì vậy sự phụ thuộc của dòng nhiệt rối vào k cũng có thể đặc trưng cho mật độ phổ. Đối với dòng nhiệt thăng đứng cũng đã nhận được những biểu thức phổ trên cơ sở thứ nguyên [2]. Trong khoảng quán tính mật độ phổ của dòng biến thiên theo đúng như quy luật mà các thành phần T' và w' biến thiên, tức

$$F_{TW} \sim \varepsilon_T^{1/2} \varepsilon_v^{1/6} k^{-5/3}, \quad (3.82)$$

còn trong khoảng quán tính - đối lưu mật độ phổ được giả thiết là tỷ lệ thuận với trung bình hình học của F_T và F_v :

$$F_{TW} \sim (\sigma g)^{1/5} \varepsilon_T^{3/5} k^{-3/5}. \quad (3.83)$$

Hai công thức sau cùng với độ chính xác tới một thừa số không đổi sẽ biểu diễn dòng nhiệt rối trên những vùng phổ khác nhau và từ các công thức đó suy ra rằng dòng nhiệt rối giảm khi số sóng tăng.

Trong một số công thức đã dẫn trên đây hằng số không thứ

nguyên hoặc là hoàn toàn không được dẫn ra, hoặc là chưa cho giá trị số của nó. Đó là do chưa có số liệu quan trắc để xác định nó. Cần thực hiện nghiên cứu theo hướng này trong tương lai.

3.6. Rối quy mô vừa và quy mô lớn

Loại rối này được nghiên cứu ít hơn nhiều so với rối quy mô nhỏ do hạn chế các quan trắc thực địa và do nhu cầu chưa cao từ phía các nhà hải dương học. Tuy nhiên, những nét cơ bản cũng đã được nghiên cứu và mô tả trong văn liệu hải dương học [2]. Nét đặc trưng của rối quy mô vừa và quy mô lớn là tính bất đẳng hướng. Những thăng giáng rối của các chất thể trên hướng thẳng đứng nhỏ hơn nhiều so với trên hướng ngang. Vì vậy người ta thường xem rối loại này là rối hai chiều. Nhưng ngay cả trên hướng ngang thì các thăng giáng dọc theo trục dòng chảy thường lớn hơn so với hướng pháp tuyến dòng chảy. Số liệu quan trắc chứng tỏ rằng các giá trị trung bình của các nhiễu tốc độ dòng chảy làm thành một ellip với trục lớn hướng dọc theo trục dòng chảy. Sự phân bố các nhiễu tốc độ như vậy dẫn tới sự biến thiên tương tự của các hệ số rối phương ngang xét theo hướng của tốc độ dòng chảy.

Đặc điểm tiếp theo của rối quy mô vừa và quy mô lớn là ở chỗ: vì tính hai chiều biểu lộ rõ nên trong rối người ta phân tách ra không chỉ động năng, mà còn có *enstrophy* (Ω). Đại lượng này được hiểu là một nửa bình phương của xoáy tốc độ ($\Omega = (\text{rot}\mathbf{V})^2 / 2$). Tốc độ biến thiên enstrophy $\varepsilon_\omega = \partial\Omega / \partial t$ có vai trò như là tốc độ tiêu tán năng lượng rối ε_v . Thứ nguyên của Ω là t^{-2} , còn $[\varepsilon_\omega] \sim t^{-3}$. Quy mô chuyển đổi từ rối ba chiều sang rối

hai chiều được ước lượng theo biểu thức có tính đến thứ nguyên của chúng

$$O(L) \approx \left(\frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_\omega} \right)^{1/2}. \quad (3.84)$$

Nếu trên vùng phổ chỉ có ε_ω ảnh hưởng tới mật độ năng lượng thì theo thứ nguyên ta có

$$F_v = c_\omega \varepsilon_\omega^{2/3} k^{-3}, \quad (3.85)$$

ở đây $c_\omega = 1,74$.

Từ công thức này thấy rằng quy luật biến thiên F_v theo số sóng tỏ ra giống như trong rối quy mô nhỏ ở khoảng độ nổi.

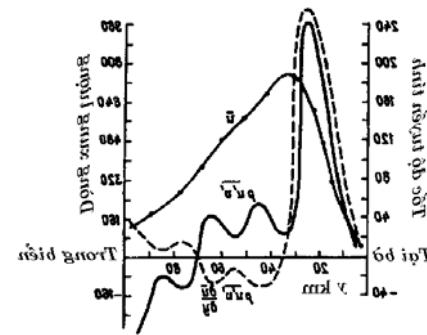
Trên những vùng phổ rối quy mô lớn, nơi có ảnh hưởng lớn của tốc độ tiêu tán năng lượng, còn ảnh hưởng của các nhân tố khác nhỏ bé, thì sự biến thiên của mật độ phổ có thể tỷ lệ thuận với $k^{-5/3}$ giống như ở khoảng quán tính của rối quy mô nhỏ. Khi đó định luật Richardson biểu diễn hệ số rối ngang tăng tỷ lệ thuận với $l^{4/3}$ cho đến l khoảng hàng trăm kilômet vẫn còn đúng [2].

Sự khác nhau giữa rối đang xét với rối quy mô nhỏ là ở chỗ các nguồn tiếp năng lượng nằm bên trong dải các số sóng của nó (hình 3.5) chứ không phải ở bên ngoài như ở rối quy mô nhỏ.

Theo lý thuyết rối đẳng hướng hai chiều của chất lỏng không nhớt, một khi có nhập lượng năng lượng và enstrophy từ bên ngoài ở lân cận số sóng k_1 của khoảng phổ quán tính nào đó thì diễn ra quá trình tiêu thoát năng lượng và enstrophy về các phía khác nhau. Tỷ phần chính của enstrophy gia nhập sẽ được vận chuyển về phía các số sóng lớn hơn và dần dần tiêu tán, còn tỷ phần chính của năng lượng được vận chuyển về phía các số

sóng nhỏ. Trong các dòng chảy thực bức tranh có thể khác với bức tranh lý tưởng hóa này. Tuy nhiên, xu thế vận chuyển vừa mô tả được khẳng định bằng kết quả xử lý số liệu quan trắc. Sự vận chuyển năng lượng rồi về phía các số sóng nhỏ hay thậm chí sang dòng chảy trung bình là ngược lại với luận điểm đã chấp nhận đối với rối quy mô nhỏ, trong đó hệ số tỷ lệ giữa các tích trung bình của thăng giáng tốc độ và gradien tốc độ dưới dạng hệ số rối cần phải có giá trị dương. Để điều hòa hướng của dòng năng lượng được biểu diễn thông qua các thăng giáng tốc độ dòng chảy và thông qua gradien tốc độ trung bình thì phải xem hệ số rối ngang là đại lượng âm. Như trước đây đã nhận xét, sự vận chuyển năng lượng như thế được gọi là *độ nhót âm*.

Lần đầu tiên sự vận chuyển năng lượng từ rối quy mô lớn sang dòng chảy trung bình được phát hiện ở khu vực Gontrim (hình 3.6). Từ hình vẽ thấy rằng ở khoảng các khoảng cách xấp xỉ 30–70 km kể từ bờ $\partial \bar{u} / \partial y < 0$, còn $\rho \overline{u'v'}$ vẫn giữ nguyên là một đại lượng dương.

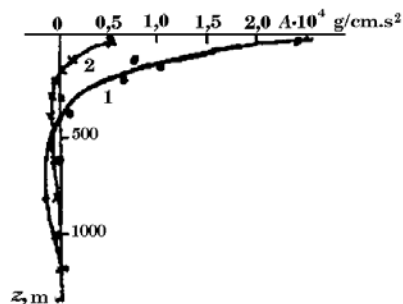


Hình 3.6. Đặc điểm biến thiên tốc độ dòng chảy trung bình \bar{u} , dòng xung lượng rối $\rho \overline{u'v'}$ và tốc độ chuyển hóa lẫn nhau giữa năng lượng rối và động năng của dòng chảy trung bình trong Gontrim [2]

Tuân theo công thức (3.34) điều này chỉ có thể xảy ra trong

trường hợp nếu hệ số rối ngang $K_L < 0$. Giá trị âm của số hạng phương trình cân bằng năng lượng rối $\rho \overline{u'v'}(\partial \bar{u} / \partial y)$ trong phạm vi khoảng cách từ 35 đến 70 km đặc trưng cho sự suy giảm năng lượng rối do nó bị tiêu thoát sang chuyển động trung bình.

Những hiện tượng với độ nhót âm được phát hiện ở nhiều vùng khác của Đại dương Thế giới. Ví dụ, theo số liệu quan trắc ở biển Ả-rập phát hiện thấy rằng với khoảng lấy trung bình lớn sao cho các xoáy synop có thể được gộp vào phạm trù rối thì xuất hiện hiện tượng nhót âm, còn với khoảng lấy trung bình bé thì hệ số rối có giá trị dương. Trên hình 3.7 dẫn ra các giá trị biến thiên năng lượng rối có thể chuyển vào chuyển động trung bình hoặc lượng tăng năng lượng rối từ chuyển động trung bình $A = -\rho \left[\overline{V'_i V'_j} (\partial \overline{V}_i / \partial x_j) \right]$.

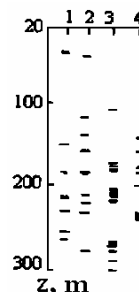


Hình 3.7. Tốc độ biến đổi qua lại của năng lượng rối và chuyển động trung bình ứng với hai quy mô lấy trung bình: 10 hải lý (1) và 60 hải lý (2) [2]

Từ hình 3.7 thấy rằng trong lớp khoảng 150–400 m với quy mô lấy trung bình nhỏ (đường cong 1) $A > 0$, còn với quy mô lấy trung bình lớn (đường cong 2) $A < 0$. Điều này có nghĩa rằng sự vận chuyển động năng diễn ra theo hai hướng: từ các xoáy quy mô lớn đi vào dòng trung bình và về phía rối quy mô nhỏ. Có lẽ trong điều kiện tồn tại nhót âm sự vận chuyển năng lượng rối bình thường về phía các số sóng lớn cần phải luôn luôn xảy ra.

3.7. Nguyên lý mô tả xác suất rối đại dương quy mô lớn

Dữ liệu quan trắc cho thấy rằng ở bên ngoài phạm vi lớp mặt xáo trộn sóng và xâm nhập của dòng chảy trôi (độ dày tới 30–50 m) sự xáo trộn rối diễn ra một cách thoảng hoặc và trong những thể tích hạn chế. Hiện tượng này có tên là *rối xen kẽ*. Nó thường là hệ quả của sự mất ổn định tại các khu vực cục bộ do tác động của sóng nội, thủy triều, do các xoáy quy mô vừa và các nhiễu động khác đi qua. Khi đó sẽ xuất hiện một vết loang hoặc nhóm vết loang với cường độ xáo trộn rối lớn hơn. Bên ngoài phạm vi các vết loang đó rối hoặc là không tồn tại, hoặc rất yếu. Bề dày vết loang rối trung bình bằng $10^0 - 10^1$ m, còn bề rộng phương ngang $10^2 - 10^3$ m. Những vết rối như vậy tồn tại một thời gian hạn chế từ vài phần giờ đến một số giờ và biến mất để lại xuất hiện ở chỗ khác (hình 3.8).



Hình 3.8. Phân bố các vết rối theo kết quả thám sát tháng 5/1985 (20°N, 37°W). Các chữ số trên trục hoành chỉ các lần thám sát liên tiếp nhau [6]

Đặc điểm thể hiện xáo trộn rối kiểu như vậy không cho phép áp dụng những phương pháp xác định cường độ rối và sự vận chuyển các chất thể đã được dùng đối với trường hợp xáo trộn rối liên tục.

Khi mô tả rối xen kẽ xuất hiện ít nhất hai vấn đề: xác định xác suất phân bố các vết rối và xác định cường độ xáo trộn rối

trong một vết. Sự thể nghiệm giải quyết vấn đề thứ nhất được mô tả trong công trình [6], ở đó kết quả quan trắc về các vết rỗng được thể hiện dưới dạng phân bố xác suất. Thấy rằng có thể biểu diễn phân bố xác suất của các vết rỗng đơn độc bằng công thức sau:

$$P_1(n) = \frac{(\mu H)^n}{n!} e^{-\mu H}, \quad (3.86)$$

trong đó $P_1(n)$ – xác suất của sự kiện trong lớp độ dày H có n vết, μ – tham số phân bố, là một đại lượng ngẫu nhiên đặc trưng cho số vết trung bình trong một mét độ sâu.

Nếu trong đại dương tồn tại các nhóm vết rỗng có quy luật phân bố riêng (các lớp), thì đưa ra khái niệm xác suất có điều kiện của sự kiện có n vết trong m lớp $P(n/m)$. Xác suất này được mô tả bằng công thức

$$P_1\left(\frac{n}{m}\right) = \frac{(\bar{n}m)^n}{n!} e^{-\bar{n}m}, \quad (3.87)$$

ở đây \bar{n} – số vết trung bình trong một lớp. Tham số phân bố m cũng là một đặc trưng xác suất và về nó hiện có rất ít thông tin.

Khi sử dụng những công thức đã dẫn phải tính tới một thực tế là rỗng thường phát triển trong điều kiện nước có sự ổn định mật độ được đặc trưng bằng số Richardson bé hơn số Richardson tới hạn $Ri_\kappa = 0,1$ và hiện diện các gradien thẳng đứng của tốc độ dòng chảy G có phân bố được đặc trưng bằng tham số δ . Trong những lớp nước có mặt cả hai điều kiện này thì có thể phát sinh rỗng và hình thành vết rỗng. Xác suất tồn tại vết rỗng được mô tả bằng hàm phát sinh $P(z)$

$$P(z) = \exp\left[-\frac{\delta(z)}{\sqrt{Ri_\kappa}} N(z)\right], \quad (3.88)$$

trong đó N – tần số Vaisial–Brent. Theo dữ liệu quan trắc giá trị δ trung bình nằm trong khoảng 1–2 phút [6]. Nếu tính đến hàm phát sinh và biểu diễn xác suất tham số μ thì xác suất phân bố các vết rỗng được thể hiện bằng các công thức

$$P(0) = \left(1 - \frac{b}{2}\right) e^{-a}, \quad (3.89)$$

$$P(1) = \left[a - b \frac{a-2}{2}\right] e^{-a}, \quad (3.90)$$

$$P(n) = \left\{ \frac{a^n}{n!} - \frac{b}{2} \frac{a^{n-2}}{(n-2)!} \left[\frac{a^2}{n(n-1)} - \frac{2a}{n-1} + 1 \right] \right\} e^{-a}, \quad n \geq 2. \quad (3.91)$$

trong đó $a = \sum_{i=1}^k P(z_i)$, $b = \sum_{i=1}^k P(z_i)^2$.

Các công thức (3.89)–(3.91) đặc trưng cho xác suất vắng mặt các vết rỗng trong lớp H (3.89), sự hiện diện một vết (3.90) hay một số vết (3.91). Các tham số a và b phụ thuộc cả vào độ dày của lớp đã chọn lẫn vào số lần đo hay các hàm phát sinh được xác định bằng một phương pháp khác.

Ngoài hàm phân bố các vết rỗng còn xác định các hàm phân bố độ dày của các vết cũng như khoảng cách giữa các vết

$$P(h_i) \sim h_i e^{-\alpha_i h_i}, \quad (3.92)$$

ở đây $i=1$ tương ứng với độ dày các lớp, còn $i=2$ tương ứng với khoảng cách giữa các lớp.

Theo các số liệu quan trắc, các tham số phân bố α_i biến đổi

trong khoảng 0,32 – 0,44 m⁻¹, α_2 – trong khoảng 0,15 – 0,33 m⁻¹.

Có thể xem trong mỗi vết rối cường độ rối được mô tả bằng công thức (3.73), trong đó l phải hiểu là độ dày của lớp, tức

$$K_i = c_5 \varepsilon_v^{1/3} h_i^{4/3}. \quad (3.93)$$

Khó khăn lớn nhất khi sử dụng công thức này là xác định ε_v . Trong công trình [5] đề xuất xem rằng với trị số tối hạn của số Richardson Ri_κ thì tốc độ tiêu tán động năng được mô tả bằng công thức (3.46), trong đó các thăng giáng tốc độ được thay thế bằng chính các tốc độ và chỉ tính đến các đạo hàm thăng đứng của chúng. Trong trường hợp đó công thức đã nói có thể được viết lại dưới dạng

$$\varepsilon_v = 2\kappa N^2 Ri_\kappa^{-1}, \quad (3.94)$$

ở đây chấp nhận $Ri_\kappa = 0,25$.

Tính chất phân bố của độ dày các vết rối và tốc độ tiêu tán năng lượng (3.94) cho phép có được quan niệm về sự phân bố cường độ rối (3.93) theo phương thẳng đứng.

Trong đại dương sự xáo trộn nước ở bên trong các lưỡi muối hay dưới dạng đối lưu khuếch tán có thể xem như sự xáo trộn rối được biểu diễn bằng hệ số rối. Do sự xáo trộn như vậy mà hình thành các lớp với phân bố nhiệt độ và độ muối đồng nhất theo phương thẳng đứng. Nếu xem nhân đối lưu nằm trong phạm vi lớp h tựa đồng nhất như vậy là một cuộn xoáy rối, thì theo [5] tốc độ tiêu tán năng lượng trong đó được biểu thị bằng công thức

$$\varepsilon_v = h^2 N^3 Ri_\kappa^{-3/2}. \quad (3.95)$$

Thế giá trị ε_v này vào công thức biểu diễn K trong khoảng phổ quán tính sẽ cho

$$K = c_1 h^2 N Ri_\kappa^{-1/2}. \quad (3.96)$$

Ứng với những giá trị đặc trưng của các bậc thang tự đồng nhất $h \sim 1$ m và các tần số $N \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ s⁻¹ hệ số rối thẳng đứng biến thiên trong phạm vi từ $10^{-3} - 10^{-4}$ m²/s. Đây là những giá trị K khá lớn đối với các lớp sâu của đại dương, nơi không có sự xáo trộn rối liên tục. Vì vậy cấu trúc quy mô nhỏ hình thành có thể có ảnh hưởng đáng kể tới sự xáo trộn chung của các lớp sâu ở đại dương.

Công thức (3.96) trùng với công thức (3.93) nếu trong công thức thứ nhất thay ε_v theo công thức (3.95). Sự khác biệt chỉ là ở chỗ ε_v trong các công thức (3.94) và (3.95) được biểu diễn dựa trên các mối quan hệ khác nhau.

Quá trình đối lưu quy mô nhỏ nội tại khối nước có thể được xem như là một quá trình xác suất, vì vậy những luận điểm đã xét cũng được áp dụng với quá trình đó.

Đôi khi cần xác định giá trị trung bình \tilde{K} trong lớp H . Trong công trình [5] đề xuất mô tả K bằng một hàm bậc thang $F((z - z_i)/h_i)$ bằng 1 nếu đối số của nó nằm trong phạm vi từ 0 đến 1 và bằng 0 trong tất cả các trường hợp còn lại. Như vậy,

$$\tilde{K} = \sum_{i=1}^n K_i F\left(\frac{z - z_i}{h_i}\right), \quad (3.97)$$

trong đó n – số vết rối theo phương thẳng đứng. Phân bố độ dày của các lớp h_i và hàm F được đặc trưng bằng các hàm phân bố P_h và P_F tương ứng. Kết quả là quan hệ (3.97) cần phải được biến đổi thành biểu thức

$$\tilde{K} = \sum_{i=1}^n \int \int_{h_i z_i} K_i P_h(h_i) P_z(z_i) F\left(\frac{z - z_i}{h_i}\right) dz_i dh_i. \quad (3.98)$$

Trong biểu thức này số biến đã giảm đi bởi vì đại lượng K_i chủ yếu phụ thuộc vào độ dày của các lớp h_i .

Với phân bố đồng đều của mật độ các lớp rối trong phạm vi độ sâu H

$$\int_{z_i} F\left(\frac{z-z_i}{h_i}\right) P_z(z_i) dz_i \approx \frac{h_i}{H}. \quad (3.99)$$

Trong trường hợp này biểu thức (3.98) trở nên đơn giản:

$$\tilde{K} = \frac{1}{H} \sum_{i=1}^n \int_{h_i} K_i h_i P_h(h_i) dh_i. \quad (3.100)$$

Theo dữ liệu quan trắc ở nôm nhiệt chính của phần phía bắc Thái Bình Dương, đối với hàm P_h thể hiện bằng công thức (3.92) ta có $\alpha = 0,46$ 1/m và $\tilde{h}^2 = 9,4$ m². Ở lớp trên ($H = 250$ m) của Ấn Độ Dương $\alpha = 0,021$ 1/m và $\tilde{h}^2 = 21$ m². Với những giá trị trên của các tham số đã nhận được \tilde{K} biến thiên trong phạm vi từ 1,6 đến 16 cm²/s. Phương sai của K cũng có cùng bậc như \tilde{K} [5]. Từ những gì đã trình bày suy ra rằng ước lượng xác suất của cường độ xáo trộn rối sẽ dẫn tới những kết quả giống sự thật, mặc dù độ chính xác xác định K hiện vẫn còn chưa cao.

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. Кантуэлл Б. Дж. *Организационные движения в турбулентных потоках*. Сер. Механика. Новое в зарубежной науке, т. 33. Вихри и волны. М., Мир, 1984, с. 9-79
2. Монин А. С., Ozmidov P. V. *Океанская турбулентность*. Л., Гидрометеоздат, 1981. 319 с.
3. Монин А. С., Яглом А. М. *Статистическая гидромеханика. Т. 1.*

Теория турбулентности. СПб: Гидрометеоздат, 1992, гл. 2, 3, 6, 7.

4. Никояевский В. Н. *Пространственное осреднение и теория турбулентности*. Сер. Механика. Новое в зарубежной науке, т. 33. Вихри и волны. М., Мир, 1984, с. 266-335
5. Ozmidov P. V. *Диффузия примесей в океане*. Гл. 1, 3. Л., Гидрометеоздат, 1986.
6. Поздынин В. Д. *Элементы вероятностного описания мелко-масштабной турбулентности в океане*. Л., Гидрометеоздат, 1989. 50 с.

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Hãy giải thích nguyên tắc lấy trung bình các phương trình thủy nhiệt động lực học đối với đại dương rối. Hãy giải thích ý nghĩa của các ứng suất Reynolds.
2. Bạn biết những quy mô rối nào trong đại dương? Tại sao người ta phân biệt rối phương ngang và thẳng đứng?
3. Ý nghĩa vật lý của các hệ số trao đổi rối là gì? Chúng có phụ thuộc vào quy mô lấy trung bình không? Các phương pháp xác định chúng trực tiếp và gián tiếp là gì?
4. Hãy giải thích vì sao để đặc trưng cho sự phát triển rối ở đại dương thực thì một tiêu chuẩn Reynolds là không đủ?
5. Làm thế nào để nhận được phương trình cân bằng năng lượng rối? Ý nghĩa vật lý của các số hạng của nó là gì?
6. Những đặc trưng thống kê nào được sử dụng để mô tả cấu trúc của các chuyển động rối ở đại dương?
7. Hãy nêu những tính chất chính của rối đẳng hướng cục bộ.
8. Nêu những quy luật biến thiên các đặc trưng phổ chủ yếu của rối tùy thuộc vào quy mô rối.
9. Hãy giải thích độ nhớt "âm".
10. Khái niệm về rối xen kẽ. Nó được mô tả như thế nào?

Chương 4

NHỮNG QUY LUẬT CỦA CÁC QUÁ TRÌNH NHIỆT MUỐI

4.1. Phân tích bậc đại lượng của những số hạng trong các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối

Các quá trình nhiệt muối được hiểu là những quá trình hình thành nên các trường nhiệt độ và độ muối của các đại dương. Người ta thường xem xét chúng một cách đồng thời, bởi vì những biến thiên của nhiệt độ và độ muối nước biển được mô tả bằng các phương trình khuếch tán giống nhau. Trong các phương trình đó thông qua cân bằng nhiệt và nước đã tính đến ảnh hưởng của khí quyển, ảnh hưởng này được truyền từ mặt xuống dưới sâu đại dương và đặc biệt rõ nét từ mùa này tới mùa khác. Đặc điểm biến thiên nhiệt độ và độ muối nước đại dương dưới tác động của các quá trình khí quyển và trong các dòng chảy có nhiều nét tương tự.

Khi nghiên cứu sự ổn định mật độ và hoàn lưu của nước người ta tính đến ảnh hưởng đồng thời của nhiệt độ và độ muối. Nhiệt độ đóng băng của nước tùy thuộc vào các giá trị của chúng. Còn nhiều hiện tượng khác phụ thuộc đồng thời vào hai đặc trưng hải dương học này.

Trong đại đa số trường hợp đối với những nhu cầu thực tiễn

người ta quan tâm ở mức độ khác nhau tới biến trình là trơn chứ không phải là những giá trị tức thời của nhiệt độ và độ muối. Vì vậy, như đã nhận xét ở chương trước, các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối được lấy trung bình trong một khoảng thời gian nào đó, độ dài của khoảng thời gian này được xác định bằng những tiêu chí đã xét ở chương 3. Vì các thăng giáng tương đối của mật độ nước ít nhất hai bậc đại lượng bé hơn các thăng giáng tương đối của nhiệt độ, độ muối và tốc độ dòng chảy, điều này suy ra từ phương trình trạng thái, khi lấy trung bình các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối những thăng giáng mật độ đã không được tính đến. Kết quả là phương trình truyền nhiệt có dạng

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \nabla \nabla \vartheta = \nabla (\kappa_T \nabla \vartheta - \overline{\mathbf{V}' \vartheta'}) + \frac{1}{C_{PS} \rho} \left(\frac{\partial Q_L}{\partial t} - \frac{\partial B}{\partial z} \right). \quad (4.1)$$

Để viết ngắn gọn dấu lấy trung bình chỉ được để lại ở bên trên các số hạng thăng giáng. Tất cả các đặc trưng còn lại ở đây và sau này được xem là các đặc trưng trung bình và không đổi trong phạm vi khoảng lấy trung bình.

Phương trình (4.1) đặc trưng cho sự biến thiên của nhiệt độ thế vị ϑ bị chi phối bởi: a) quá trình bình lưu theo phương ngang và thẳng đứng được mô tả bằng số hạng thứ hai ở vế trái của phương trình; b) sự vận chuyển phân tử và rối được phản ánh bởi số hạng thứ nhất ở vế phải của phương trình; c) các chuyển đổi pha trong khi tạo thành và tan băng bên trong nước, sự tiêu tán cơ năng và các hiệu ứng nhiệt liên quan tới thông lượng muối (Q_L); d) thông lượng nhiệt tia (B).

Các số hạng có mặt trong phương trình truyền nhiệt rất không đồng nhất về độ lớn và có vai trò không như nhau trong

các quá trình quy mô khác nhau. Vì vậy nên ước lượng giá trị của chúng và giữ lại các số hạng cùng bậc đại lượng khi giải phương trình (4.1). Còn các số hạng bậc bé phải loại bỏ, bởi vì chúng có thể gây khó khăn trong khi giải phương trình, còn khi giải bằng số có thể tạo nên những nhiễu động gây khó khăn cho việc xác định giá trị nhiệt độ thực.

Để đánh giá vai trò của mỗi thành phần phải biến đổi phương trình (4.1) tới dạng không thứ nguyên (với chỉ số “n”) sau khi sử dụng những quy mô đại lượng đặc trưng (với chỉ số “x”) theo các quan hệ kiểu như $\Phi = \Phi_n \Phi_x$.

Khi sử dụng những quan hệ này và nếu tính tới phép chuyển đổi từ vectơ tốc độ dòng chảy \mathbf{V} và từ gradien nhiệt độ sang các số hạng theo các trục tọa độ, phương trình (4.1) được biến đổi thành dạng

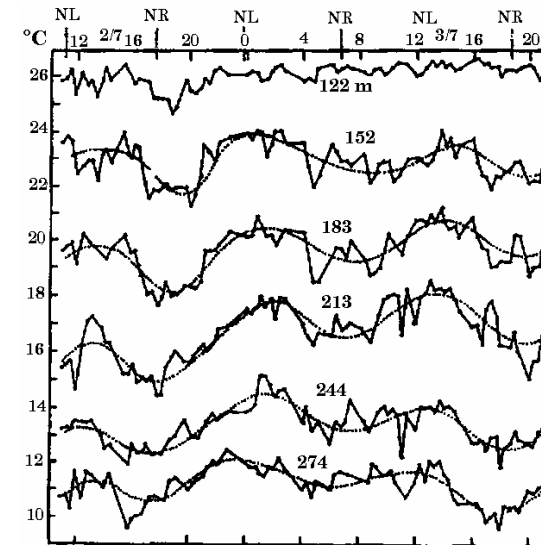
$$\begin{aligned} & \frac{\partial \vartheta_n}{\partial t_n} + \frac{t_x V_x}{L_x} \left(u_n \frac{\partial \vartheta_n}{\partial x_n} + v_n \frac{\partial \vartheta_n}{\partial y_n} \right) + \frac{t_x w_x}{z_x} w_n \frac{\partial \vartheta_n}{\partial z_n} = \\ & = \frac{\kappa_T t_x}{L_x^2} \left(\frac{\partial^2 \vartheta_n}{\partial x_n^2} + \frac{\partial^2 \vartheta_n}{\partial y_n^2} \right) + \frac{\kappa_T t_x}{z_x^2} \frac{\partial^2 \vartheta_n}{\partial z_n^2} - \frac{t_x \overline{V_x' \vartheta_x'}}{V_x L_x} \left[\frac{\partial}{\partial x_n} \left(\overline{u_n' \vartheta_n'} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial y_n} \left(\overline{v_n' \vartheta_n'} \right) \right] - \frac{t_x \overline{w_x' \vartheta_x'}}{z_x \vartheta_x} \frac{\partial}{\partial z_n} \left(\overline{w_n' \vartheta_n'} \right) - \frac{B_x t_x}{C_{PS} \rho z_x \vartheta_x} \frac{\partial B_n}{\partial z_n} + \frac{Q_{Lx}}{C_{PS} \rho \vartheta_x} \frac{\partial Q_{Ln}}{\partial t_n}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

ở đây V_x – tốc độ phương ngang đặc trưng của dòng chảy trên khoảng cách L_x .

Vì các thừa số không thứ nguyên có độ lớn bậc 1, nên tỷ phần của một số hạng nào đó được xác định bằng giá trị của các

hệ số quy mô, tức tùy thuộc vào quy mô của hiện tượng đang được xét. Trong khi đó quan trọng là phải biết quy mô lấy trung bình, bởi vì như đã nêu ở chương 3, khoảng lấy trung bình càng lớn thì các thừa số thẳng giáng có thể càng lớn.

Nếu xét những biến thiên quy mô nhỏ của nhiệt độ trong khoảng thời gian từ một số giây đến khoảng chục phút thì chu kỳ lấy trung bình tối ưu thường cũng là khoảng đó. Trong phạm vi khoảng này do phép lấy trung bình mà biến thiên nhiệt độ bị loại trừ và phương trình (4.1) không thích hợp để mô tả những biến thiên nhiệt độ như vậy. Vì vậy khi mô tả các quá trình quy mô như thế phải sử dụng không phải là phương trình truyền nhiệt lấy trung bình.



Hình 4.1. Dao động nhiệt độ quy mô vừa tại các độ sâu khác nhau ở lớp trên của đại dương [7]

Trong trường hợp sử dụng phương trình (4.1) để mô tả những hiện tượng quy mô vừa với thời hạn kéo dài từ một số giờ đến một số ngày và với $L_x \sim 10^3$ m, $z_x \sim 10^1$ m giá trị của thừa số $t_x V_x / L_x \sim 10^{-1}$, nhưng ở những vùng với dòng chảy triều lớn nó có thể đạt tới giá trị cỡ 10^0 . Vì vậy khi nghiên cứu những biến thiên nhiệt độ đại dương quy mô ngày thì bình lưu nhiệt bởi dòng chảy chỉ có thể không phải tính tới đối với những khu vực nào mà dòng triều không mạnh.

Ở những vùng không có thủy triều thừa số của số hạng tiếp theo ở biểu thức (4.2) $t_x w_x / z_x^2 \sim 10^{-2}$ và vì vậy người ta thường loại bỏ nó khỏi phương trình, nhưng ở các vùng nước có thủy triều hay có sóng nội lớn thì thừa số này có thể tăng lên 2–3 bậc. Trong những trường hợp đó sự bình lưu nhiệt thẳng đứng cần phải được tính đến.

Ảnh hưởng của thủy triều tới nhiệt độ nước được chỉ ra trên hình 4.1. Thấy rõ rằng biến thiên của nhiệt độ ở các lớp nước sâu lớn hơn so với ở mặt.

Vai trò của độ dẫn nhiệt phân tử phương ngang làm biến thiên nhiệt độ nước ở quy mô đang xét hoàn toàn không đáng kể. Thừa số $\kappa_T t_x / L_x^2$ có độ lớn bậc 10^{-7} , vì vậy số hạng thứ nhất ở vế phải phương trình (4.2) luôn luôn bị bỏ đi. Vai trò của độ dẫn nhiệt phân tử trong sự vận chuyển nhiệt theo chiều thẳng đứng cũng nhỏ, bởi vì $\kappa_T t_x / z_x^2 \sim 10^{-3}$. Vì vậy số hạng thứ hai của phương trình (4.2) không được tính đến. Chỉ khi nào ở dưới băng hay gần đáy, nơi chuyển động rối tắt dần, thì số hạng này mới có thể được tính đến.

Sự hấp thụ nhiệt tia có vai trò rõ nét trong phạm vi 10 m phía trên. Ở đây thừa số ở số hạng thứ năm của phương trình

(4.2) đối với thời gian ban ngày có độ lớn bậc 10^{-1} . Vì vậy để mô tả phân bố nhiệt độ thẳng đứng trong lớp này cần tính tới sự xâm nhập nhiệt tia vào đại dương. Nếu trong cân bằng bức xạ mà bức xạ sóng dài có vai trò chính, nhưng bức xạ loại này thực tế không xâm nhập vào đại dương, thì số hạng này bị loại bỏ khỏi phương trình (4.2).

Tác động của các nguồn sinh và mất nhiệt bên trong do những quá trình biến đổi pha của nước và sự tiêu tán cơ năng không đáng kể. Sự bay hơi nước ảnh hưởng mạnh nhất tới biến thiên nhiệt độ. Nhưng đây là quá trình ở trên mặt, và vì vậy nó được tính đến không phải trong phương trình truyền nhiệt, mà trong phương trình cân bằng nhiệt của mặt đại dương, phương trình này được dùng với tư cách là một trong những điều kiện biên cho phương trình truyền nhiệt.

Sự tỏa ra hay hấp thụ nhiệt trong khi tạo hay tan băng ở trong nước nếu xét theo tốc độ của dạng biến đổi pha này thì rất nhỏ, và có thể đánh giá thừa số đứng trước số hạng cuối cùng có độ lớn bậc 10^{-3} . Vai trò của tiêu tán cơ năng còn nhỏ hơn, có bậc 10^{-4} . Vì vậy số hạng cuối cùng của (4.2) trong các quá trình quy mô vừa không được tính đến.

Vì trong các quá trình ở quy mô đang xét những di dịch nước trên phương thẳng đứng không thể vượt quá vài trăm mét nên hiệu chỉnh đoạn nhiệt có thể coi như tỷ lệ tuyến tính với độ sâu $\vartheta = T(1 + \gamma_a z)$. Khi đó phần đóng góp của những biến thiên nhiệt độ đoạn nhiệt được xác định bằng tham số

$$\frac{t_x w_x \gamma_a}{1 + \gamma_a z_x} \sim 10^{-4}, \quad (4.3)$$

điều này cho phép trong phương trình (4.1) thay vì nhiệt độ thể

vị có thể sử dụng nhiệt độ thông thường mà không cần một phân bố sung nào.

Trong trường hợp xác định biến thiên nhiệt độ nước ở các quy mô synop từ một số ngày tới hàng chục ngày, tức $t_x \sim 10^6$ s, có thể cho rằng $L_x \sim 10^2$ km và $z_x \sim 5 \cdot 10$ m. Với những quy mô không gian - thời gian như thế và với những giá trị tốc độ dòng chảy đặc trưng đã nêu ra ở trên thì $t_x V_x / L_x \sim 1$ và $t_x w_x / z_x \sim 10^{-1} - 10^0$. Điều này có nghĩa rằng bình lưu nhiệt phương ngang và bình lưu nhiệt thẳng đứng ở những khu vực chuyển động thẳng và giáng mạnh có vai trò quan trọng trong sự biến thiên nhiệt độ nước. Thừa số của số hạng vận chuyển nhiệt rối thẳng đứng cũng có độ lớn bậc 10^0 và cũng có vai trò quan trọng giống như trường hợp các quá trình quy mô vừa.

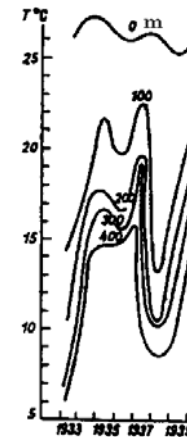
Do có biến trình ngày tuần hoàn, giá trị đặc trưng trung bình của thông lượng nhiệt tia giảm so với biến động quy mô vừa, vì vậy sự xâm nhập năng lượng tia vào đại dương trong các quá trình đang xét có thể không phải tính đến.

Vì các thừa số tại những số hạng còn lại của phương trình (4.2) có bậc đại lượng không lớn hơn 10^{-3} nên khi giải các số hạng này bị loại bỏ.

Tương quan giữa các thừa số đứng trước các số hạng của phương trình (4.2) cũng giữ nguyên đại loại như vậy khi xét những biến thiên mùa của nhiệt độ đại dương. Có thể là vai trò của sự vận chuyển nhiệt có trật tự trên phương thẳng đứng hơi tăng lên một chút do sự tăng thời hạn kéo dài tác động của nhân tố này. Giống như trường hợp các quy mô biến động đã xét, sự xáo trộn rối thẳng đứng là cơ chế chủ yếu phân bố nhiệt theo chiều thẳng đứng. Ở các lớp bên trên của đại dương, đặc biệt khi xuất hiện đối lưu, thừa số $t_x \overline{w'_x \vartheta'_x} / z_x \vartheta_x$ có thể đạt tới

những giá trị từ 1 đến 10. Ở các lớp dưới sâu mà đối lưu không đạt tới thừa số này nhỏ hơn nhiều.

Khi tiếp tục tăng quy mô biến động của nhiệt độ đại dương thì các thừa số ở những số hạng mô tả bình lưu phương ngang càng tăng lên. Bình lưu thẳng đứng chỉ giữ vai trò rõ nét ở một số vùng có xu hướng nước nâng lên hoặc chìm xuống ổn định, ví dụ như ở vùng nước trườn theo sườn lục địa Nam Cực. Vai trò của xáo trộn rối trong các quá trình ở quy mô này giảm. Những dao động giữa các năm của nhiệt độ nước dẫn trên hình 4.2 có thể là ví dụ về dạng biến động nhiệt độ vừa nói.



Hình 4.2. Những dao động giữa các năm của nhiệt độ nước tại một số tầng sâu ở Thái Bình Dương (35–36°N, 150–151°E, tháng 8) [6]

Từ hình này thấy rằng nhiệt độ mặt đại dương biến đổi yếu hơn nhiều so với ở dưới sâu. Do đó, nguyên nhân của hiện tượng không thể là sự trao đổi nhiệt với khí quyển. Đó là do sự di chuyển có trật tự của nước lạnh hay nước ấm bởi dòng chảy.

Như vậy, việc đánh giá các thừa số tỷ lệ trong phương trình truyền nhiệt cho phép làm sáng tỏ vai trò của từng thành phần

trong sự biến thiên nhiệt độ ở quy mô tương ứng. Vì tốc độ chuyển động của nước, các nguồn sinh và mất nhiệt trong điều kiện tự nhiên luôn luôn được xác định với những sai số nào đó, cho nên không nên chú ý tới những thành phần bé của phương trình, vì phần đóng góp của chúng có thể nhỏ hơn những sai số. Đối với những quy mô biến động đã nêu ở trên thì cũng có thể không cần phân biệt giữa nhiệt dung đẳng áp và nhiệt dung đẳng thể tích của nước.

Sau khi lấy trung bình và không kể tới các số hạng bé phương trình khuếch tán muối biểu diễn sự khuếch tán nhiệt và sự khuếch tán hơi nước có dạng tương tự như truyền nhiệt (4.1):

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla S = \nabla \left(\kappa_S \nabla S - \overline{\mathbf{V}'S'} \right). \quad (4.4)$$

Tương quan giữa các thành phần của phương trình này tùy thuộc vào quy mô hiện tượng giống như ở trường hợp phương trình truyền nhiệt. Vì vậy trước hết phải chú ý tới quy mô của quá trình được xét, đánh giá bậc đại lượng của các số hạng, chỉ để lại các thành phần có nghĩa trong phương trình, rồi sau đó mới tiến hành giải phương trình đã được biến đổi. Nếu chuyển sang quy mô độ muối S_x và thừa số S_n tương tự như nhiệt độ không thứ nguyên, đồng thời quy tỷ lệ các tham số còn lại như đã làm với phương trình truyền nhiệt, thì từ phương trình (4.4) nhận được phương trình viết cho hệ tọa độ vuông góc:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S_n}{\partial t_n} + \frac{t_x V_x}{L_x} \left(u_n \frac{\partial S_n}{\partial x_n} + v_n \frac{\partial S_n}{\partial y_n} \right) + \frac{t_x w_x}{z_x} \left(w_n \frac{\partial S_n}{\partial z_n} \right) &= \frac{\kappa_S t_x}{L_x^2} \left(\frac{\partial^2 S_n}{\partial x_n^2} + \frac{\partial^2 S_n}{\partial y_n^2} \right) + \\ &+ \frac{\kappa_S t_x}{z_x^2} \frac{\partial^2 S_n}{\partial z_n^2} - \frac{t_x \overline{V'_x S'_x}}{L_x S_x} \left[\frac{\partial}{\partial x_n} \left(\overline{u'_n S'_n} \right) + \frac{\partial}{\partial y_n} \left(\overline{v'_n S'_n} \right) \right] - \frac{t_x \overline{w'_x S'_x}}{z_x S_x} \frac{\partial}{\partial z_n} \left(\overline{w'_n S'_n} \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Các quy mô đặc trưng có cùng bậc đại lượng như trong phương trình truyền nhiệt và được tổ hợp theo cùng cách. Vì vậy tất cả những đặc điểm về biến đổi tỷ phần đóng góp của các thành phần của phương trình tùy thuộc vào quy mô của quá trình đã được nêu ra đối với phương trình truyền nhiệt đều đúng đối với phương trình vận chuyển muối, dĩ nhiên ngoại trừ các nguồn nhiệt bên trong.

4.2. Các phương trình cân bằng nhiệt và cân bằng muối

Phương trình cân bằng nhiệt là một dạng của định luật bảo toàn năng lượng. Nó đặc trưng cho sự phân bố các dòng năng lượng theo các hướng khác nhau và cho phép đánh giá tương quan giữa chúng. Người ta phân biệt phương trình cân bằng nhiệt của mặt đại dương, của các lớp và các thể tích khác nhau của đại dương.

Để tạo lập nhất là phương trình cân bằng nhiệt của mặt đại dương được biểu diễn bằng một mặt phẳng độ dày vô cùng bé. Vì vậy trong nó không thể tích lũy hay tiêu hao năng lượng, trong nó không thể có các dòng nhiệt theo chiều ngang. Do đó tổng các dòng năng lượng thẳng đứng từ phía khí quyển bằng dòng năng lượng thẳng đứng ở lớp dưới mặt của đại dương, tức

$$B_a + \Phi_e + \Phi_a = \Phi_T. \quad (4.6)$$

Từ phía khí quyển sự trao đổi nhiệt với đại dương diễn ra chủ yếu do trao đổi nhiệt tia, được đặc trưng bằng cân bằng bức xạ B_a , nhiệt lượng bay hơi hay ngưng tụ nước Φ_e và trao đổi nhiệt do xáo trộn phân tử và rối Φ_a . Tổng tất cả các dòng này cân bằng với dòng nhiệt thẳng đứng ở trong đại dương Φ_T . Nếu

trao đổi nhiệt rối yếu hay đòi hỏi độ chính xác cao hơn thì trong các thông lượng Φ sẽ bao gồm thêm cả những thông lượng trao đổi phân tử của chất thể.

Về nguyên tắc ở vế trái của phương trình (4.6) có thể có số hạng đặc trưng cho sự nhập nhiệt hay mất nhiệt do giáng thủy nếu nhiệt độ của giáng thủy khác với nhiệt độ mặt đại dương

$$\Phi_{\infty} = C_p \Delta T \frac{\partial M}{\partial t}.$$

Tuy nhiên, do khó tính trước hiệu các nhiệt độ và tốc độ giáng thủy $\frac{\partial M}{\partial t}$ nên số hạng này thực tế không bao giờ được tính đến.

Trong trường hợp cần tính đến sự xâm nhập dòng nhiệt tia vào trong đại dương, thành phần B_a bị giảm đi một lượng B_0 đi qua vào trong đại dương, tức

$$B_a - B_0 + \Phi_e + \Phi_a = \Phi_T. \quad (4.7)$$

Để thuận tiện người ta quy ước các thông lượng nhiệt từ phía khí quyển là dương nếu chúng hướng xuống mặt đại dương, còn các thông lượng từ phía đại dương là dương nếu chúng hướng từ mặt đại dương vào trong bề dày đại dương.

Để có phương trình cân bằng nhiệt của một lớp nước đại dương giữa các độ sâu z_1 và z_2 ta cần lấy phương trình truyền nhiệt, trong đó chấp nhận thay thế nhiệt độ thể vị bằng T , đem nhân với nhiệt dung và mật độ nước rồi cộng với phương trình liên tục (2.25) đã được nhân với nhiệt độ. Sau đó lấy tích phân phương trình nhận được theo z trong phạm vi lớp từ z_1 đến z_2 .

Trong hệ tọa độ Đêcac những thao tác đó dẫn đến phương trình

$$\int_{z_1}^{z_2} C_{PS} \frac{\partial \rho T}{\partial t} dz = \int_{z_1}^{z_2} \left\{ \frac{\partial Q}{\partial t} - C_{PS} \rho \left[\frac{\partial}{\partial x} (Tu + \overline{T'u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (Tv + \overline{T'v'}) \right] \right\} dz + [C_{PS} \rho (Tw + \overline{T'w'}) + B_0]_{z_1}^{z_2}. \quad (4.8)$$

Trong khi rút ra phương trình này người ta đã bỏ qua các thông lượng nhiệt phân tử mà như đã chỉ ra ở mục trước chúng nhỏ hơn nhiều so với các số hạng còn lại. Từ nay về sau chỉ số PS ở nhiệt dung C_{PS} sẽ được bỏ đi.

Vế trái phương trình cân bằng nhiệt của lớp nước đại dương (4.8) thể hiện sự biến đổi nội năng của cột nước với thiết diện đơn vị và độ cao h . Trong thực tế người ta thường hay xác định cân bằng nhiệt hoặc là của một lớp mặt đại dương nào đó và khi đó $z_1 = 0$, hoặc là của toàn bộ bề dày đại dương hay biển và khi đó z_2 là độ sâu đáy $z_2 = H$.

Ở vế phải biểu thức (4.8) thể hiện các thông lượng nhiệt được gây nên bởi những nguồn nhiệt bên trong Q , bởi bình lưu ngang và bởi vận chuyển nhiệt rối tại các biên của lớp z_2 và z_1 cũng như bởi các dòng năng lượng tia tại các biên của lớp đó.

Cân bằng nhiệt tại một thời điểm nào đó được sử dụng chỉ trong các mô hình toán học và với tư cách là điều kiện biên. Trong thực tế người ta hay cần biết cân bằng nhiệt trong một khoảng thời gian nào đó $t = t_{j+1} - t_j$. Có thể rút ra biểu thức cân bằng nhiệt của lớp nước đại dương dưới dạng đó bằng cách nhân từng số hạng của phương trình (4.8) với ∂t và lấy tích phân trong phạm vi từ t_j đến t_{j+1} . Vì thông thường người ta quan tâm tới cân bằng nhiệt của mặt đại dương, nên từ (4.8) suy ra:

$$\int_0^h C\rho(T_{j+1} - T_j) dz = \int_0^h (Q_{j+1} - Q_j) dz - \int_{t_j}^{t_{j+1}} \int_0^h C\rho \left[\frac{\partial}{\partial x} (Tu + \overline{T'u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (Tv + \overline{T'v'}) \right] dz dt + \int_{t_j}^{t_{j+1}} \left\{ C\rho [(Tw + \overline{T'w'})_0 - (Tw + \overline{T'w'})_h] + B_0 - B_h \right\} dt. \quad (4.9)$$

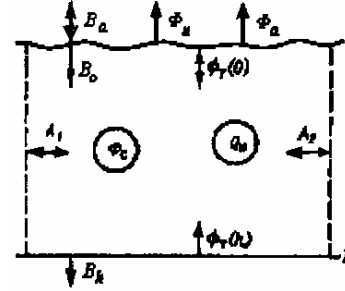
Để có được phương trình cân bằng nhiệt không phải của một cột nước thiết diện đơn vị, mà của toàn bộ vùng nước diện tích Π , chỉ cần lấy tích phân từng phần biểu thức (4.9) theo x và theo y từ biên tới biên của diện tích đã được tách ra, xem $\partial\Pi = \partial x \partial y$. Kết quả lấy tích phân có thể biểu diễn dưới dạng

$$\int_{\Pi} \int_0^h C\rho(T_{j+1} - T_j) dz d\Pi = \int_{\Pi} \int_0^h (Q_{j+1} - Q_j) dz d\Pi - \int_{\Pi} \int_{t_j}^{t_{j+1}} \int_0^h C\rho \left[\frac{\partial}{\partial x} (Tu + \overline{T'u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (Tv + \overline{T'v'}) \right] dz dt d\Pi + \int_{\Pi} \int_{t_j}^{t_{j+1}} \left\{ C\rho [(Tw + \overline{T'w'})_0 - (Tw + \overline{T'w'})_h] + B_0 - B_h \right\} dt d\Pi. \quad (4.10)$$

Thành phần thứ hai ở vế phải phương trình (4.10) chỉ các thông lượng nhiệt bình lưu ngang và rối ở biên của vùng có độ dài Γ , nó đã xuất hiện khi lấy tích phân số hạng thứ hai của vế phải phương trình (4.9). Sơ đồ tổng quát về tất cả các thông lượng nhiệt chính được thể hiện trên hình 4.3.

Trong các phương trình (4.8)–(4.10) không thể hiện sự ảnh hưởng nhiệt của khí quyển dưới dạng hiện. Nó biểu lộ thông qua thông lượng nhiệt rối thẳng đứng liên hệ với các thông

lượng nhiệt khí quyển bằng phương trình cân bằng nhiệt của mặt đại dương (4.6), bởi vì $\overline{T'w'} = \Phi_T / C\rho$.



Hình 4.3. Sơ đồ các thông lượng nhiệt tới và thất thoát: Φ_c – biến thiên entalpy của lớp nước; Q – các nguồn nhiệt nội tại; $A_{1,2}$ – vận chuyển nhiệt bởi dòng chảy và rối ngang; B_a, B_0, B_h – các thông lượng năng lượng tia mặt đại dương, ở dưới mặt và ở độ sâu h ; Φ_T – thông lượng nhiệt rối thẳng đứng ở bên trong đại dương; Φ_a – trao đổi nhiệt rối giữa khí quyển và đại dương; Φ_u – mất nhiệt do bay hơi từ mặt đại dương

Phương trình (4.10) thường rất hay được dùng để ước lượng những thông lượng nhiệt phương ngang khó đo đạc tại các biên của vùng nước nghiên cứu. Có lẽ giải pháp này được V. V. Suleikin sử dụng lần đầu tiên [14] khi xác định cân bằng nhiệt năm của biển Karơ. Nếu xem xét cân bằng nhiệt của biển trong năm, nhiệt độ trung bình của biển không thay đổi trong thời gian đó, thì vế trái của phương trình (4.10) bằng không. Có thể giả thiết rằng không có sự trao đổi nhiệt qua đáy. Ở các thủy vực đóng băng nguồn nhiệt nội tại chủ yếu là sự tỏa nhiệt trong khi tạo băng và sự hấp thụ nhiệt trong khi tan băng. Nếu băng được tạo ra trong biển lại tan luôn trong đó thì tổng năng lượng năm từ nguồn nhiệt này bằng không. Do đó, nếu tính tới các phương trình (4.7) và (4.10) suy ra:

$$\int_{\Pi} \int_{t_j}^{t_{j+1}} (B_a + \Phi_e + \Phi_a) dt d\Pi = \int_{\Gamma} \int_{t_j}^{t_{j+1}} \int_0^h C\rho (Tu + Tv + \overline{T'u'} + \overline{T'v'}) dz dt d\Pi, \quad (4.11)$$

tức trao đổi nhiệt với khí quyển cân bằng với bình lưu phương ngang và trao đổi nhiệt rối tại các biên của vùng. Theo các ước lượng của V. V. Suleikin về trái của phương trình trên cơ sở quan trắc bằng $-176 \text{ kJ}/(\text{cm}^2 \text{ năm})$. Lượng nhiệt mất vào khí quyển này được bù trừ bằng lượng nhiệt do nước Đại Tây Dương và các dòng nước lục địa mang tới.

Phương trình cân bằng nhiệt tại đáy đại dương và các biển được lập giống như đối với biên phân cách với khí quyển. Thông lượng nhiệt thẳng đứng ở đáy

$$\Phi_H = -C\rho\left(\kappa_T \frac{\partial T}{\partial z} - \overline{T'w'}\right)$$

được cho bằng thông lượng nhiệt thẳng đứng đi vào đất đáy

$$\Phi_g = -\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial z} \Big|_H,$$

tứ là

$$C\rho\left(\kappa_T \frac{\partial T}{\partial z} - \overline{T'w'}\right) = \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial z} \Big|_H. \quad (4.12)$$

Mặc dù tính đơn giản toán học của phương trình cân bằng, nhưng chúng ta có rất ít thông tin về đặc điểm chuyển động của nước ở lớp sát đáy, về các giá trị thẳng giáng rối của nhiệt độ và tốc độ dòng chảy. Các thông tin về thông lượng nhiệt đi vào đất đáy còn ít hơn nữa. Về trung bình thông lượng này được ước lượng bằng $10^{-2} \text{ W}/\text{m}^2$ và hướng từ đáy lên nước. Phần đóng góp của thông lượng này vào cân bằng nhiệt đại dương không lớn và thường không được chú ý. Tuy nhiên, ở một số biển thông lượng nhiệt từ đáy tỏ ra đáng kể, ví dụ ở những khu vực sâu của Hắc Hải, và dẫn tới hiện tượng nghịch nhiệt trong trắc diện thẳng

đứng của nhiệt độ nước.

Phương trình cân bằng muối của mặt đại dương biểu diễn tổng của tất cả các thông lượng muối tích phân tại biên phân cách khí quyển - đại dương

$$\rho\left(\kappa_S \frac{\partial S}{\partial z} - \overline{S'w'}\right) = S_0 \frac{\partial M}{\partial t}, \quad (4.13)$$

trong đó M - thông lượng khối lượng nước ngọt đến hoặc đi do giáng thủy hoặc bay hơi, quá trình tan và tạo băng, S_0 - độ muối của mặt đại dương.

Nếu có lượng nước ngọt đi đến, thì $\partial M / \partial t > 0$ và làm cho độ muối của lớp mặt đại dương giảm. Còn nếu nước ngọt bị mất đi ($\partial M / \partial t < 0$), thì muối ở lại sẽ làm tăng độ muối.

Phương trình cân bằng muối của cột nước nhận được bằng cách tương tự như phương trình cân bằng nhiệt. Từ phương trình (4.4) nếu không kể đến thông lượng muối phân tử, suy ra

$$\int_0^h \frac{\partial \rho S}{\partial t} dz = \rho(S_w + \overline{S'w'})_0 - \rho(S_w + \overline{S'w'})_h - \int_0^h \rho \left[\frac{\partial}{\partial x} (Su + \overline{S'u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (Sv + \overline{S'v'}) \right] dz. \quad (4.14)$$

Ở vế phải của phương trình hai số hạng đầu tiên biểu diễn các thông lượng muối thẳng đứng ở mặt đại dương và ở độ sâu h , còn số hạng thứ ba chỉ các thông lượng muối theo phương ngang trong lớp h do bình lưu và xáo trộn rối.

Có thể biến đổi phương trình (4.14) thành một biểu thức thể hiện sự cân bằng muối của một vùng nước nào đó với độ sâu H trong khoảng thời gian $t = t_{j+1} - t_j$. Muốn vậy, tương tự như phương trình cân bằng nhiệt, phải lấy tích phân theo t trong

khoảng thời gian đã chọn và theo diện tích Π

$$\int_{\Pi} \int_0^H \rho (S_{j+1} - S_j) dz d\Pi = \int_{\Pi} S_0 (M_j - M_{j+1}) d\Pi - \int_{\Pi} \int_{t_j}^{t_{j+1}} \rho (S_w + \overline{S'w'})_H dt d\Pi - \int_{\Gamma} \int_{t_j}^{t_{j+1}} \int_0^H \rho (Su + Sv + \overline{S'u'} + \overline{S'v'}) dz dt d\Gamma. \quad (4.15)$$

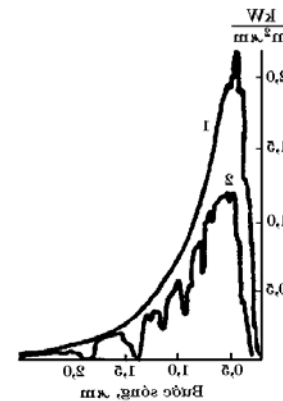
Số hạng thứ nhất ở vế phải phương trình này đặc trưng cho lượng nước ngọt đến hoặc đi, số hạng thứ hai – thông lượng muối qua đáy và số hạng thứ ba – thông lượng muối đến thủy vực theo phương ngang do bình lưu và rối ngang.

Giống như phương trình cân bằng nhiệt (4.11), phương trình này đôi khi được dùng để đánh giá lượng vận chuyển nước qua các eo biển. Khi đó thường chấp nhận khoảng thời gian năm để sao cho với trạng thái ổn định không có sự tích lũy hay mất muối ở thủy vực và vế trái phương trình (4.15) bằng không. Nếu không có thông lượng muối đi qua đáy, thì ảnh hưởng làm nhạt hóa của dòng nước ngọt hay ảnh hưởng làm mặn khi mất nước ngọt sẽ cân bằng với thông lượng muối đi qua các eo biển.

4.3. Những quy luật trao đổi nhiệt và muối của đại dương với khí quyển

Trao đổi nhiệt của đại dương với khí quyển diễn ra thông qua các thông lượng nhiệt tia, rối và phân tử cũng như nhờ những quá trình biến đổi năng lượng trong khi chuyển đổi pha của nước. Mối liên hệ qua lại của tất cả các thông lượng nhiệt này được thể hiện bằng phương trình cân bằng nhiệt (4.6) và (4.7). Rất khó đo trực tiếp được thông lượng nhiệt tổng hợp giữa

mặt đại dương và các lớp nước nằm phía dưới bị chi phối bởi sự xâm nhập của thông lượng tia đi vào đại dương và các thông lượng rối, phân tử theo phương thẳng đứng. Chỉ nhờ xạ kế chuyên dụng mới có thể đo được bức xạ xâm nhập vào trong đại dương. Vì vậy người ta thường hay xác định lượng trao đổi nhiệt tổng cộng của đại dương với khí quyển như là số hạng dư của phương trình cân bằng nhiệt, bằng tổng của cân bằng bức xạ, trao đổi nhiệt với khí quyển và mất nhiệt do bay hơi. Tuy nhiên, ngay cả những dòng nhiệt này không phải bao giờ cũng đo được, do đó phần lớn trường hợp buộc phải tính toán chúng theo số liệu quan trắc khí tượng tiêu chuẩn.



Hình 4.4. Phân bố phổ của dòng bức xạ Mặt Trời: 1 – tại ranh giới ngoài của khí quyển; 2 – tại bề mặt đại dương

Dòng năng lượng tia đi tới bề mặt đại dương là cả một phổ các sóng với bước sóng và năng lượng khác nhau biến thiên theo sự thay đổi của các điều kiện khí quyển và độ cao Mặt Trời. Đặc điểm phân bố năng lượng trong phổ Mặt Trời tại bề mặt đại dương dẫn trên hình 4.4.

Trong phổ này quy ước phân chia ra phần sóng ngắn tới

bước sóng khoảng 700 Nm và phần sóng dài với các bước sóng lớn hơn. Trong hải dương học điều này quan trọng vì sóng dài thực tế không xâm nhập vào trong đại dương mà bị hấp thụ trong một lớp mặt rất mỏng của nó.

Từ hình 4.4 thấy rằng phần chủ yếu của năng lượng tia Mặt Trời có phổ rất phức tạp với nhiều dải hấp thụ bởi các khí và hơi nước khí quyển. Vì vậy để ước lượng được năng lượng đi tới đại dương phải sử dụng không phải những công thức chính xác mô tả toàn bộ phổ bức xạ, mà những công thức gần đúng đặc trưng cho dòng tổng cộng hoặc là theo toàn bộ phổ, hoặc là riêng biệt đối với phần sóng ngắn và phần sóng dài. Ngoài ra, đi tới đại dương còn có năng lượng tia phát xạ của khí quyển. Dòng này tập trung ở vùng phổ sóng dài, có hình dạng rất phức tạp do chỗ sự phát xạ và hấp thụ phát xạ diễn ra trong toàn bộ bề dày khí quyển và phụ thuộc vào hàm lượng hơi nước, lượng mây, son khí, thành phần khí của không khí và nhiệt độ. Vì vậy cả thành phần cân bằng bức xạ này trong thực tế cũng thường hay được tính toán theo các công thức giản ước. Những chỉ dẫn về tính toán các thành phần cân bằng bức xạ của bề mặt đại dương theo các công thức giản ước có dẫn trong tài liệu trợ giúp [2].

Việc xác định dòng bức xạ Mặt Trời tại mặt đại dương bớt khó khăn do giá trị tổng cộng của dòng này trong một khoảng thời gian, trong điều kiện bầu trời không có mây và đối với mỗi vùng cụ thể biến đổi không nhiều. Vì vậy thông thường theo dữ liệu quan trắc người ta lập ra các bảng *bức xạ có thể* Q_0 , tức tổng trực xạ và tán xạ đi tới bề mặt nằm ngang ứng với bầu trời quang mây. Sự phụ thuộc tổng quát của bức xạ có thể vào độ cao Mặt Trời h_c được xấp xỉ bằng công thức

$$Q_0 = C_0 (\sin h_c)^D, \quad (4.16)$$

ở đây các hệ số thực nghiệm C_0 và D phụ thuộc vào độ trong suốt của khí quyển P_a tính theo công thức

$$P_a = 0,790 - 0,003T^0. \quad (4.17)$$

Tùy thuộc vào nhiệt độ không khí T^0 tham số P_a biến đổi trong khoảng từ 0,71 ở các vùng xích đạo đến 0,80 vào thời kỳ mùa đông ở các vùng cực. Đối với khoảng biến đổi như trên của P_a hệ số $1,01 < D < 1,18$ và giảm khi P_a tăng, $1,01 < C_0 < 1,12$ và tăng khi P_a tăng. Ứng với những giá trị như trên của các hệ số C_0, D và P_a thứ nguyên của Q_0 sẽ là kW/m^2 .

Lượng bức xạ Mặt Trời đi tới mặt đại dương, còn gọi là *bức xạ tổng cộng* Q , rất phụ thuộc vào lượng mây bởi vì nó bao gồm trực xạ và tán xạ. Hiện chưa có những công thức chính xác biểu diễn mối liên hệ như vậy cho dạng mây và phân bố mây bất kỳ. Bởi vậy người ta sử dụng những công thức xấp xỉ có độ phức tạp khác nhau. Để tính bức xạ tổng cộng một ngày có công thức

$$Q/Q_0 = 1 + 0,19\bar{n} - 0,71\bar{n}^2, \quad (4.18)$$

ở đây \bar{n} – lượng mây trung bình ngày tính bằng phần mười của đơn vị.

Trong “Các bảng hải dương học” [8] giới thiệu một quan hệ chính xác hơn so với công thức (4.18), ở đó có tính tới tầng của mây và độ cao Mặt Trời.

Trong thực tế phát xạ nhiệt của khí quyển được tính toán theo những công thức có độ phức tạp khác nhau. Thông thường nhất, với tư cách là những tham số xuất phát trong các công thức đó người ta sử dụng nhiệt độ và độ ẩm không khí ở lớp khí

quyển sát mặt nước

$$Q_{a0} = \sigma T_k^4 (a + b\sqrt{e}), \quad (4.19)$$

ở đây $\sigma = 5,673 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}^4)$ – hằng số Stephan–Bolzman, a và b – các hệ số thực nghiệm thay đổi tùy thuộc vào địa điểm và thời gian ($0,34 < a < 0,66$; $0,03 < b < 0,09 \text{ m}^{-1}$), T_k – nhiệt độ không khí ở mặt đại dương theo thang Kelvin.

Vì độ ẩm không khí e ở bên trên đại dương gần bằng độ ẩm bão hòa, nên có thể loại bỏ nó và nhận được mối phụ thuộc của phát xạ nhiệt khí quyển chỉ vào nhiệt độ không khí dưới dạng

$$Q_{a0} = 1,026 T_k^2 \cdot 10^{-5} - 0,541. \quad (4.20)$$

Thứ nguyên của Q_{a0} ở đây là thứ nguyên chuẩn – kW/m².

Ảnh hưởng của lượng mây tới phát xạ khí quyển rất lớn, bởi vì Q_a phụ thuộc rất mạnh vào nhiệt độ không khí. Tính toán chính xác điều này rất khó, bởi vì các độ cao của mây khác nhau, do đó nhiệt độ của mây khác nhau, đồng thời còn do sự biến tính của bức xạ nhiệt trong lớp giữa mây và đại dương. Vì vậy hình thức truyền thống tính đến lượng mây bằng thực nghiệm là đưa ra một thừa số cho đại lượng Q_{a0} . Dưới dạng đơn giản nhất người ta chỉ tính đến giá trị lượng mây tổng

$$Q_n = Q_{a0} [1 + c\bar{n}^2], \quad (4.21)$$

ở đây c – hệ số thực nghiệm biến thiên trong khoảng từ 0,1 đến 0,7 tùy thuộc vào nhiệt độ không khí, khi nhiệt độ không khí giảm thì hệ số này tăng lên.

Trong các công thức chi tiết hơn có tính đến tầng của mây, với mỗi tầng mây giá trị c được xác định riêng.

Năng lượng tia đi tới mặt đại dương bị phản xạ một phần.

Tỷ số giữa bức xạ bị phản xạ và bức xạ tới được đặc trưng bởi hệ số phản xạ r . Giá trị của hệ số phản xạ ở các vùng phổ khác nhau là khác nhau. Ở vùng ánh sáng nhìn thấy hệ số này đối với bức xạ Mặt Trời trực tiếp được mô tả bằng các công thức quen thuộc của Frenel, trong trường hợp các tia ánh sáng phân bố xác suất đều trên mặt phẳng tới có thể viết dưới dạng một biểu thức

$$r_n = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\varphi - \varphi_1)}{\sin^2(\varphi + \varphi_1)} + \frac{\text{tg}^2(\varphi - \varphi_1)}{\text{tg}^2(\varphi + \varphi_1)} \right], \quad (4.22)$$

trong đó φ – góc tới của tia ánh sáng tại mặt nước, φ_1 – góc khúc xạ của tia ánh sáng ở trong nước.

Góc tới khi mặt đại dương yên lặng được xác định bởi khoảng cách thiên đỉnh của Mặt Trời, còn khi có sóng – bởi góc giữa pháp tuyến của mặt nước và hướng tới Mặt Trời. Như vậy sự phản xạ đối với bức xạ trực tiếp phụ thuộc không những vào độ cao Mặt Trời mà cả vào sóng biển (bảng 4.1).

Bảng 4.1. Hệ số phản xạ của bức xạ trực tiếp, %

Độ cao Mặt Trời, °	Biển lặng	Trong sóng
90	2,1	13,1
60	2,2	3,8
30	6,2	2,4

Trong điều kiện biển lặng, nếu độ cao Mặt Trời giảm thì góc φ tăng, do đó khả năng phản xạ của đại dương tăng. Nếu có sóng, độ cao Mặt Trời càng nhỏ thì góc tới càng nhỏ và hệ số phản xạ càng nhỏ.

Các tia bức xạ tán xạ đi tới mặt nước với mọi góc có thể, vì vậy sự phản xạ của tán xạ không phụ thuộc vào sóng đại dương. Giá trị của hệ số phản xạ của ánh sáng tán xạ r_p có thể nhận được bằng cách tích phân công thức (4.22) theo tất cả các hướng và lấy kết quả cho một đơn vị cung. Với định nghĩa này thì $r_p = 0,066$.

Ngoài các giá trị của r_n và r_p giá trị chung của hệ số phản xạ của bức xạ tổng cộng còn phụ thuộc vào tỷ phần của bức xạ tán xạ và được ước lượng theo công thức

$$r = r_n(1 - \xi) + r_p \xi \quad (4.23)$$

Nếu toàn bộ bầu trời bị mây bao phủ thì $\xi = 1$. Còn trong ngày quang mây tỷ phần bức xạ tán xạ trong bức xạ tổng cộng tăng lên khi độ cao Mặt Trời giảm.

Bảng 4.2. Tỷ phần bức xạ tán xạ trong bức xạ tổng cộng

Độ cao Mặt Trời, °	70–90	60	40	20	10	0
ξ , %	10,5	12,3	16,1	25,6	42,1	100

Ngoài ra, đại lượng ξ phụ thuộc vào mức độ ánh sáng đi qua mây, tức phụ thuộc vào kiểu và sự phân bố mây trên bầu trời. Vì vậy hệ số phản xạ của tổng xạ phụ thuộc không những vào độ cao Mặt Trời, sóng biển, mà cả vào lượng mây.

Năng lượng tia xâm nhập vào trong đại dương bị tán xạ một phần theo tất cả các hướng, trong đó có cả hướng lên phía trên. Phần năng lượng này đi ra khỏi đại dương và không ảnh hưởng tới trạng thái nhiệt của đại dương. Vì vậy người ta quy ước cộng gộp bức xạ này với bức xạ phản xạ và gọi tỷ số giữa

tổng năng lượng tia thu được và bức xạ tới tổng cộng là *albedô*. Như vậy, albedô luôn luôn hơi lớn hơn hệ số phản xạ. Vì năng lượng tia xâm nhập và tán xạ trong đại dương chủ yếu ở vùng phổ nhìn thấy nên việc trình bày chi tiết về ánh sáng đi ra từ đại dương sẽ được thực hiện trong chương quang học đại dương.

Vì có nhiều nhân tố ảnh hưởng tới albedô và những nhân tố đó lại khó tính đến nên giá trị albedô rất biến động. Do đó trong thực tế người ta thường sử dụng những giá trị lấy trung bình của nó. Ứng với độ cao Mặt Trời 80–90° albedô của tổng xạ nằm trong phạm vi từ 0,05 trong thời tiết quang mây hay ít mây đến 0,06 trong thời tiết nhiều mây. Khi độ cao Mặt Trời giảm tới 40° các giá trị vừa dẫn của albedô tăng lên 0,03. Với độ cao Mặt Trời nhỏ hơn 30° albedô trong trường hợp thời tiết ít mây lớn hơn so với khi bầu trời nhiều mây. Ví dụ, khi $h_c = 20^\circ$ thì albedô biến thiên từ 0,16 đến 0,10. Đó là do tỷ phần của trực xạ tăng lên khi ít mây và nó bị phản xạ mạnh khi độ cao Mặt Trời nhỏ.

Vì đại dương hấp thụ bức xạ sóng dài bởi một lớp mỏng gần mặt và thực tế không có sự tán xạ ngược lại ở vùng phổ này nên đối với vùng phổ này hệ số phản xạ và albedô như nhau. Albedô biến đổi yếu và được ước lượng bằng 0,04.

Ngoài những thành phần cân bằng bức xạ đã nêu còn phải tính tới sự phát xạ nhiệt của đại dương. Nó gần giống sự phát xạ của vật đen tuyệt đối và được biểu diễn bằng công thức

$$Q_u = \delta \sigma T_{0k}^4, \quad (4.24)$$

ở đây $\delta \cong 0,95$, T_{0k} – nhiệt độ của bề mặt đại dương tính theo thang Kelvin.

Như vậy, cân bằng bức xạ của đại dương đặc trưng cho

thông lượng năng lượng tia tổng cộng đi vào đại dương được mô tả bằng công thức

$$B_a = Q(1 - A) + Q_a(1 - A_0) - \delta \sigma T_{0k}^4. \quad (4.25)$$

Do albedô phụ thuộc vào vùng phổ nên bức xạ sóng ngắn được gộp vào số hạng thứ nhất, còn bức xạ sóng dài gộp vào số hạng thứ hai. Tổng của các số hạng thứ hai và thứ ba được gọi là *phát xạ hiệu dụng* Q_e . Nó thường hay có giá trị âm do phát xạ nhiệt của đại dương. Số hạng đầu của (4.25) luôn luôn dương. Vì vậy cân bằng bức xạ có thể là dương hoặc âm.

Nếu đòi hỏi lập phương trình cân bằng bức xạ của mặt đại dương B_0 thì cần phải tính đến sự xâm nhập của bức xạ sóng ngắn ra khỏi giới hạn lớp mặt. Vì phần sóng dài của tổng xạ không xâm nhập ra ngoài giới hạn lớp mặt, nên

$$B_0 = Q(1 - A)(1 - \delta_0) + Q_e, \quad (4.26)$$

ở đây $\delta_0 \approx 0,2$ – tỷ phần tổng xạ đi qua vào đại dương.

Sự suy yếu của bức xạ sóng ngắn đã xâm nhập vào trong nước diễn ra theo quy luật hàm mũ với các hệ số mũ khác nhau đối với những vùng phổ khác nhau:

$$Q_j(z) = Q_j(1 - A) \delta_0 \exp(-\varepsilon_j z), \quad (4.27)$$

ở đây j – khu vực khoảng phổ.

Sự phụ thuộc của cân bằng bức xạ đại dương vào trạng thái của khí quyển và đại dương chưa được tính đến một cách đầy đủ trong các công thức làm cho các giá trị tính toán B có thể khác biệt với các giá trị thực. Sai số sẽ càng nhỏ nếu thời kỳ lấy trung bình càng lớn, bởi vì khi đó giảm sự thiên lệch dị thường của trạng thái hai môi trường. Nhưng về trung bình khác biệt giữa

kết quả tính và quan trắc ở các vùng Đại Tây Dương là 7–18 % [2]. Người ta cho rằng có sự khác biệt đó không chỉ là do độ chính xác tính toán chưa đủ, mà còn do độ chính xác thấp của quan trắc.

Việc xác định trao đổi nhiệt với khí quyển do rối, bay hơi và những mất mát nhiệt liên quan theo số liệu đo thẳng giáng của các đặc trưng khí tượng tương ứng còn khó khăn hơn nữa. Vì vậy đo thẳng giáng các dòng nhiệt và hơi nước chỉ được thực hiện trong những đợt khảo sát chuyên đề hoặc với tư cách là đo kiểm tra. Còn trong các tính toán chuẩn về các thông lượng nhiệt và hơi nước do rối người ta chuyển từ các thẳng giáng sang các giá trị của đặc trưng khí tượng thủy văn đã lấy trung bình như đã nói ở chương 3, tức sử dụng giả thiết rằng các thông lượng rối tương tự như các thông lượng phân tử, nhưng với các hệ số truyền nhiệt độ K_a và khuếch tán rối K_q có giá trị lớn hơn:

$$\frac{\Phi_a}{C_a \rho_a} = \kappa_a \frac{\partial T_a}{\partial z} - \overline{T_a' w_a'} = (\kappa_a + K_a) \frac{\partial T_a}{\partial z}, \quad (4.28)$$

$$\frac{E}{\rho_a} = \kappa_q \frac{\partial q}{\partial z} - \overline{q' w_a'} = (\kappa_q + K_q) \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (4.29)$$

ở đây q – độ ẩm riêng của không khí, C_a, ρ_a – tuần tự là nhiệt dung riêng của không khí tại áp suất không đổi và mật độ không khí.

Các dấu của vế phải công thức được chọn sao cho các thông lượng là dương nếu chúng hướng lên phía mặt đại dương trong khi định hướng trục z trong không khí lên phía trên.

Giống như trong mọi tính toán các thông lượng rối bất kỳ,

khó khăn chủ yếu là ở việc xác định các hệ số K_a và K_q . Trong trường hợp khi xáo trộn rối chỉ là do các nhân tố động lực chi phối được thể hiện thông qua tốc độ động lực $v_{*j} = \sqrt{T_{aj} / \rho_a}$, hệ số rối sẽ là hàm của tốc độ động lực và kích thước của các xoáy rối tỷ lệ thuận với khoảng cách z kể từ mặt đại dương. Trong lớp khí quyển sát mặt nước dày 30–50 m cũng như trong lớp đại dương sát đáy, hệ số rối tăng dần theo khoảng cách từ mặt đại dương theo quy luật

$$K = \kappa v_* z. \quad (4.30)$$

Trong khí quyển, cũng giống như trong đại dương, các hệ số truyền nhiệt độ rối K_a và khuếch tán hơi nước K_q thường được xác định qua K có sử dụng các số rối Prantl Pr và Smidth Sc:

$$K_a = \frac{\kappa v_* z}{Pr}, \quad K_q = \frac{\kappa v_* z}{Sc}, \quad (4.31)$$

trong đó $\kappa \approx 0,4$ – hằng số Karman.

Tốc độ động lực thường được tính theo tốc độ gió V_a khi sử dụng điều kiện trong lớp sát mặt nước v_* không biến đổi theo độ cao. Trong trường hợp này

$$v_*^2 = (\kappa_v + K) \frac{dV_a}{dz} = (\kappa_v + \kappa v_* z) \frac{dV_a}{dz}. \quad (4.32)$$

ở đây κ_v – hệ số nhớt động học phân tử của không khí.

Tích phân phương trình này theo z dẫn tới biểu thức

$$v_* = \frac{\kappa [V_a(z_2) - V_a(z_1)]}{\ln \frac{\kappa_v + \kappa v_* z_2}{\kappa_v + \kappa v_* z_1}}. \quad (4.33)$$

Nếu các độ cao đo tốc độ gió không quá bé và các số hạng chứa chúng dưới dấu logarit lớn hơn nhiều so với độ nhớt động học phân tử, thì người ta bỏ qua nhớt phân tử và khi đó dưới dấu logarit sẽ chỉ có tỷ số các độ cao. Công thức (4.33) được giản hóa và theo đó dễ dàng xác định v_* . Còn nếu như tốc độ gió chỉ được đo tại một mực, thì tại $z_1 = 0$ xem $V_a(z_1)$ bằng tốc độ dòng chảy mặt. Vì tốc độ dòng chảy mặt luôn nhỏ hơn nhiều so với tốc độ gió gây nên nó, nên thường khi tính v_* tốc độ dòng chảy mặt không được tính đến. Nhưng ngay trong trường hợp này công thức đã biến đổi (4.33) vẫn còn khá phức tạp để tính toán tốc độ động lực v_* .

Đôi khi người ta đưa ra khái niệm *tham số gồ ghề* z_0 – được hiểu là một mực mà từ mặt tới đó chỉ tồn tại các thăng giáng tốc độ gió. Nó biến đổi từ vài phần của milimet đến xăngtimet theo mức độ tăng tốc độ gió và sóng biển. Người ta cho rằng xáo trộn rối cả ở phía dưới mực gồ ghề vượt trội xáo trộn phân tử, vì vậy không cần tính đến xáo trộn phân tử và khi đó công thức (4.33) được giản ước

$$v_* = \frac{\kappa V_a(z)}{\ln \frac{z}{z_0}}. \quad (4.34)$$

Trong lớp khí quyển sát mặt nước thường không có những nguồn nhiệt và nước đi tới và mất, vì vậy có thể cho rằng các thông lượng thẳng đứng Φ_a và E trong lớp này không biến đổi theo độ cao. Luận điểm này cho phép lấy tích phân theo độ cao đối với biểu thức (4.28) và (4.29) có tính tới những mối phụ thuộc (4.31). Kết quả nhận được các công thức

$$\frac{\Phi_a}{c_a \rho_a} = \frac{\aleph v_* (T_{a2} - T_{a1})}{\text{Pr} \cdot \ln \frac{x_2}{x_1}}, \quad (4.35)$$

$$\frac{E}{\rho_a} = \frac{\aleph v_* (q_2 - q_1)}{\text{Sc} \cdot \ln \frac{y_2}{y_1}}, \quad (4.36)$$

ở đây $x_j = \kappa_a + \frac{\aleph v_* z_j}{\text{Pr}}$, $y_j = \kappa_q + \frac{\aleph v_* z_j}{\text{Sc}}$, $j=1,2$ – các độ cao đo nhiệt độ và độ ẩm không khí.

Nếu quan trắc gió, nhiệt độ và độ ẩm riêng của không khí thực hiện tại một mực, thì dựa trên các công thức (4.33), (4.35) và (4.36) nhận được những công thức khá đơn giản để xác định các thông lượng nhiệt và ẩm:

$$\frac{\phi_a}{c_a \rho_a} = C_T V_{a1} (T_{a2} - T_0), \quad (4.37)$$

$$\frac{E}{\rho_a} = C_q V_{a1} (q_2 - q_0), \quad (4.38)$$

ở đây:

$$C_T = \frac{\aleph^2}{\text{Pr} \ln \left(1 + \frac{\aleph v_* z_1}{\kappa_v} \right) \ln \left(1 + \frac{\aleph v_* z_2}{\text{Pr} \kappa_a} \right)} - \text{hệ số cấp nhiệt,}$$

$$C_q = \frac{\aleph^2}{\text{Sc} \ln \left(1 + \frac{\aleph v_* z_1}{\kappa_v} \right) \ln \left(1 + \frac{\aleph v_* z_2}{\text{Sc} \kappa_q} \right)} - \text{hệ số bay hơi,}$$

T_0 – nhiệt độ mặt đại dương, q_0 – độ ẩm riêng ở mặt đại dương.

Trong trường hợp sử dụng khái niệm độ gồ ghề của mặt đại dương và bỏ qua các hệ số $\kappa_v, \kappa_a, \kappa_q$ phân tử, biểu thức của các hệ số C_T và C_q sẽ đơn giản

$$C_T = \frac{\aleph^2}{\text{Pr} \cdot \ln \frac{z_1}{z_0} \cdot \ln \frac{z_2}{z_0}}, \quad C_q = \frac{\aleph^2}{\text{Sc} \cdot \ln \frac{z_1}{z_0} \cdot \ln \frac{z_2}{z_0}}.$$

Vì C_T và C_q phụ thuộc vào độ cao quan trắc, nên dựa theo quan trắc tiêu chuẩn người ta chấp nhận độ cao đo tốc độ gió là $z_1 = 10$ m, đo nhiệt độ và độ ẩm không khí $z_2 = 2$ m. Các hệ số này gần bằng nhau và biến đổi trong phạm vi từ $1 \cdot 10^{-3}$ đến $2 \cdot 10^{-3}$. Trong trường hợp sử dụng các giá trị trung bình v_* hay z_0 thì cho $C_r \approx (0,8 - 1,4) \cdot 10^{-3}$, $C_q \approx (1,0 - 1,7) \cdot 10^{-3}$ [5]. Để làm đơn giản tính toán các thông lượng Φ_a và E trong thực tế nghiệp vụ theo các công thức (4.37) và (4.38) các giá trị hệ số C_r và C_q được ghi thành bảng [8]. Khi đó trong các công thức có bao gồm mật độ không khí, có tính đến ảnh hưởng của tốc độ gió và lực Acsimet. Lực Acsimet được đưa vào dưới dạng một thừa số làm tăng K khi phân tầng là bất ổn định và làm giảm K khi phân tầng là ổn định.

Tương tự với các hệ số trao đổi nhiệt và trao đổi nước người ta đưa ra hệ số ma sát C_v . Trong trường hợp này công thức (4.33) được biến đổi thành

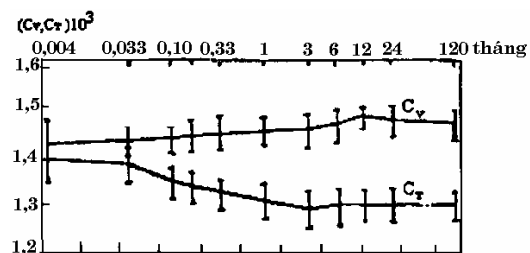
$$v_*^2 = C_v V_a^2(z), \quad (4.39)$$

ở đây $C_v = \aleph^2 / \ln^2 \left(1 + \frac{\aleph v_* z}{\kappa_v} \right)$, hoặc khi sử dụng tham số gồ ghề

$$C_v = \kappa^2 / \ln^2 \left(\frac{z_1}{z_0} \right).$$

Các hệ số C_v , C_r và C_q phụ thuộc vào khoảng thời gian lấy trung bình, bởi vì các hệ số rối được sử dụng trong khi nhận được chúng, như đã nêu ở chương 3, phụ thuộc vào khoảng lấy trung bình (hình 4.5), do đó trong khi tính toán bao giờ cũng phải lưu ý tới quy mô lấy trung bình.

Do việc thay thế tích các thăng giáng trong các thông lượng rối bằng gradien giá trị trung bình của chất thể và hệ số rối, cũng như do sử dụng điều kiện các thông lượng nhiệt, hơi nước và động lượng không đổi ở trong lớp sát mặt nước nên các giá trị tính toán của chúng có thể khá khác biệt với các giá trị thực. Điều này thể hiện rõ theo phương sai C_T và C_v trên hình 4.5.



Hình 4.5. Phụ thuộc của các hệ số ma sát và trao đổi nhiệt vào chu kỳ lấy trung bình [5]

4.4. Biến đổi nhiệt độ và độ muối lớp trên của đại dương do trao đổi nhiệt và nước với khí quyển

Việc nghiên cứu các quy luật biến đổi nhiệt độ đại dương quan trọng không chỉ để mô tả trạng thái hay chế độ nhiệt của

đại dương mà còn để giải quyết nhiều bài toán ứng dụng. Trước hết đó là vấn đề dự báo nhiệt độ của lớp trên đại dương cần để giải quyết một loạt bài toán khí tượng thủy văn và sinh học. Nhiệt độ nước và trắc diện thẳng đứng của nó chi phối mạnh trắc diện mật độ và trắc diện mật độ ảnh hưởng tới cường độ xáo trộn rối và thành phần tà áp của dòng chảy.

Để phân tích đặc điểm ảnh hưởng của sự trao đổi nhiệt với khí quyển tới nhiệt độ nước và sự biến đổi của nó theo độ sâu chúng ta nên xem xét trường hợp đại dương đồng nhất theo phương ngang trong đó không có các nguồn nhiệt nội tại và sự vận chuyển nhiệt bình lưu thẳng đứng. Giả thiết rằng hệ số truyền nhiệt độ rối thẳng đứng K_T không đổi. Những điều kiện đã nêu làm giản ước rất nhiều phương trình truyền nhiệt (4.1), trong đó chỉ còn ba thành phần

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{Q(1-A)\delta_0}{C\rho} \varepsilon e^{-\varepsilon z}. \quad (4.40)$$

Như đã nhận xét ở mục 4.3, khả năng hấp thụ của nước đối với tất cả phổ năng lượng tia không thể mô tả được bằng một hệ số ε . Tuy nhiên, trong mỗi khoảng phổ sự suy yếu bức xạ với độ sâu diễn ra theo luật hàm mũ, vì vậy bức tranh định tính về ảnh hưởng của năng lượng tia tới nhiệt độ tỏ ra đúng.

Với tư cách là điều kiện biên tại mặt đại dương nên sử dụng phương trình cân bằng nhiệt, bởi vì nó liên hệ thông lượng nhiệt trong đại dương với các thông lượng nhiệt trong khí quyển. Trên cơ sở các công thức (4.7), (4.26), (4.37) và (4.38) phương trình được viết dưới dạng

$$-C\rho K_T \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{z=0} = c_a \rho_a C_T (T_a - T_0) V_a + L_u \rho_a C_q (q - q_0) V_a + Q(1-A)(1-\delta_0) + Q_e. \quad (4.41)$$

Vì độ ẩm riêng ở mặt đại dương q_0 là một hàm của nhiệt độ, nên biểu diễn nó thông qua nhiệt độ, ví dụ bằng công thức

$$q - q_0 = q_H [r_q - e^{v(T_0 - T_a)}] \approx q_H [r_q - 1 - v(T_0 - T_a)], \quad (4.42)$$

ở đây q_H - sức trương hơi nước bão hòa tại nhiệt độ không khí T_a , r_q - độ ẩm tương đối của không khí tính bằng phần mười của đơn vị.

Phương trình cân bằng nhiệt (4.41) có tính đến (4.42) thuận tiện hơn nên thể hiện dưới dạng một biểu thức trong đó liên kết các đặc trưng cần tìm đã biết:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{z=0} = \Psi - RT_0, \quad (4.43)$$

trong đó:

$$R = C_a \rho_a C_T V_a (1 + L_e C_q v q_e / c_a C_T),$$

$$\lambda = C \rho K_T,$$

$$\Psi = Q(1 - a)(1 - \delta_0) + Q_s - L_N C_q c_a V_a (1 - r_q) q_H + RT_a.$$

Vì xem rằng đã biết thông tin khí tượng, nên giá trị của các tham số R và Ψ cũng đã biết.

Điều kiện biên thứ hai thường được xác định sao cho ở rất xa cách mặt đại dương những biến đổi của nhiệt độ giảm đi và bản thân nhiệt độ giữ nguyên là một đại lượng hữu hạn, tức

$$T \neq \infty \text{ khi } z \rightarrow \infty.$$

Khi giải bằng số điều kiện này khó sử dụng, vì vậy giả thiết rằng tại độ sâu $z = z_D$ nhiệt độ nước đã biết $T = T_D$ hay không có thông lượng nhiệt $\partial T / \partial z|_{z=D} = 0$.

Để giải cần biết phân bố nhiệt độ nước ban đầu $T = T_z$ khi $t = 0$. Như vậy là bài toán vật lý đã được thể hiện dưới dạng toán học.

Ở dạng chung nhất nghiệm được nhận dưới dạng số. Khi đó cần cho những giá trị R và Ψ cụ thể tại mỗi thời điểm, trên cơ sở đó nhận được trường nhiệt độ theo các tọa độ t và z . Với một số hạn định có thể thu được nghiệm giải tích của phương trình (4.40) để theo đó dễ dàng phân tích về ảnh hưởng của những nhân tố khác nhau tới trường nhiệt độ nước.

Thuận tiện nhất là giải giải tích phương trình thu được bằng phương pháp toán tử, biến đổi tất cả các hàm thành các ánh xạ theo công thức

$$\bar{X}(p) = p \int_0^{\infty} X(t) e^{-pt} dt. \quad (4.44)$$

Sau phép biến đổi này phương trình truyền nhiệt có dạng

$$\frac{d^2 \bar{T}}{dz^2} - \frac{p}{K_T} (\bar{T} - T_z) + \frac{\bar{\varphi}}{K_T} e^{-\varepsilon z}, \quad (4.45)$$

trong đó để viết gọn đã dùng ký hiệu

$$\bar{\varphi} = \frac{Q(1 - A)\delta_0 \varepsilon}{C \rho}.$$

Các điều kiện biên cũng phải chuyển sang các ánh xạ. Với các giá trị không đổi λ và R phương trình cân bằng nhiệt (4.43) sẽ có dạng

$$-\lambda \frac{d\bar{T}}{dz} \Big|_{z=0} = \bar{\Psi} - R\bar{T}_0. \quad (4.46)$$

Điều kiện thứ hai khi $z \rightarrow \infty$ $T \neq \infty$ giữ nguyên. Nghiệm

của phương trình (4.45) với các điều kiện biên (4.46) và nếu $T_z = \text{const}$ sẽ là

$$\bar{T}(p, z) - T_z = \frac{\bar{\varphi}}{p - \varepsilon^2 K_T} \left[e^{-\varepsilon z} - \frac{R + \varepsilon \lambda}{R + \lambda \sqrt{p/K_T}} e^{-z \sqrt{p/K_T}} \right] + (\bar{\Psi} - RT_z) \frac{e^{-z \sqrt{p/K_T}}}{R + \lambda \sqrt{p/K_T}}. \quad (4.47)$$

Có thể rút ra một số kết luận về đặc điểm biến thiên của nhiệt độ - ánh xạ từ biểu thức vừa thu được. Từ biểu thức suy ra rằng ảnh hưởng của bức xạ hấp thụ tới nhiệt độ nước suy giảm theo độ sâu càng mạnh hơn nếu hệ số truyền nhiệt độ thẳng đứng càng nhỏ. Phân tích đầy đủ hơn phải thực hiện theo nguyên gốc của biểu thức (4.47). Phép chuyển đổi về nguyên gốc được thực hiện theo công thức Riman-Mellin

$$X(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} e^{pt} \bar{X}(p) \frac{dp}{p}, \quad (4.48)$$

dựa trên công thức này đã lập ra những bảng khác nhau liên hệ giữa ánh xạ và nguyên gốc*. Nguyên gốc của ánh xạ (4.47) sẽ là

$$T(t, z) - T_z = e^{-\varepsilon z} \int_0^t \varphi(\xi) e^{\varepsilon^2 K_T (t-\xi)} d\xi + \frac{1}{C\rho\sqrt{K_T}} \int_0^t \left[\Psi(\xi) - RT_z - (R + \varepsilon z) \int_0^\xi \varphi(\xi) e^{\varepsilon^2 K_T (\xi-\zeta)} d\zeta \right] \eta(t - \xi) d\xi, \quad (4.49)$$

* Ví dụ, Диткин В.А., Прудников А. П. *Справочник по операционному исчислению* – М., Высшая школа, 1965.

ở đây

$$\eta(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{z^2}{4K_T\tau}} - \frac{R\sqrt{K_T}}{\lambda} \exp\left(\frac{Rz}{\lambda} + \frac{R^2 K_T \tau}{\lambda^2}\right) \times \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{K_T\tau}} + \frac{R\sqrt{K_T\tau}}{\lambda}\right),$$

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-r^2} dr.$$

Ở vế trái của biểu thức (4.49) có mặt độ lệch nhiệt độ nước so với nhiệt độ ban đầu, còn ở vế phải – các hàm số xác định độ lệch đó. Mỗi hàm trong số đó chứa thừa số có giá trị giảm nếu độ sâu tăng, tức sự ảnh hưởng của các thông lượng nhiệt khí quyển giảm theo độ sâu. Nếu chấp nhận $z=0$, tức xét nhiệt độ mặt đại dương, thì nhiệt độ này khác với nhiệt độ không khí có mặt trong biểu thức Ψ . Lượng khác biệt này phụ thuộc vào tương quan của các thông lượng tia, mất nhiệt cho bay hơi và hệ số rối trong lớp trên của đại dương. Từ hàm Ψ suy ra rằng càng nhiều năng lượng tia được hấp thụ bởi mặt đại dương, tức δ_0 càng nhỏ, thì nhiệt độ của lớp trên càng cao. Phát xạ hiệu dụng và sự bay hơi làm giảm nhiệt độ lớp trên. Bức xạ xâm nhập vào trong nước và được lớp mặt hấp thụ có mặt trong biểu thức (4.49) với các thừa số khác nhau và phụ thuộc khác nhau vào thời gian, vì vậy giả thiết về năng lượng tia không xâm nhập vào trong đại dương sẽ dẫn tới làm sai nhiệt độ mặt đại dương.

Vế phải của biểu thức (4.49) chứa các tích phân theo thời gian của những đặc trưng khí tượng. Điều này có nghĩa rằng sự ảnh hưởng của chúng được cộng lại trong khoảng thời gian đã nêu. Trong đó mốc thời gian tại các thừa số đối với các nhân tố

khí tượng được lấy từ thời điểm hữu hạn. Điều này có nghĩa rằng nếu ta bắt đầu đánh giá tác động của các nhân tố khí tượng đã tác động ở thời gian trước đó càng sớm, thì sự ảnh hưởng của chúng sẽ càng suy yếu đi nhiều, tức là sự trễ về thời gian càng gần với thời điểm ban đầu.

Vai trò tương đối của các nhân tố khí tượng ảnh hưởng tới nhiệt độ nước thay đổi một ít nếu độ sâu tăng lên. Ảnh hưởng của tổng xạ xâm nhập vào trong đại dương suy yếu càng nhanh nếu chỉ số suy yếu ε càng lớn. Hệ số truyền nhiệt hay truyền nhiệt độ rồi thẳng đứng hiện diện ở mẫu số trong nhân tử của các ký hiệu hàm mũ trong dấu tích phân. Vì vậy nó càng lớn thì hàm mũ càng biến đổi chậm và nhiệt độ nước càng biến đổi chậm, tức xáo trộn mạnh tạo thuận lợi cho sự san bằng nhiệt độ nước theo độ sâu, còn xáo trộn yếu sẽ dẫn tới hình thành những gradien nhiệt độ thẳng đứng lớn. Điều này dễ dàng phân tích trực tiếp theo biểu thức của gradien nhiệt độ rút ra bằng cách lấy đạo hàm (4.49) theo z

$$\frac{dT}{dz} = -\varepsilon e^{-\varepsilon z} \int_0^t \varphi(\xi) e^{\varepsilon^2 K_T (t-\xi)} d\xi + \frac{1}{C\rho\sqrt{K_T}} \times \int_0^t \left[\Psi(\xi) - RT_z - (R + \varepsilon\lambda) \int_0^\xi \varphi(\xi) e^{\varepsilon^2 K_T (\xi-\zeta)} d\zeta \right] \eta_1(t-\xi) d\xi, \quad (4.50)$$

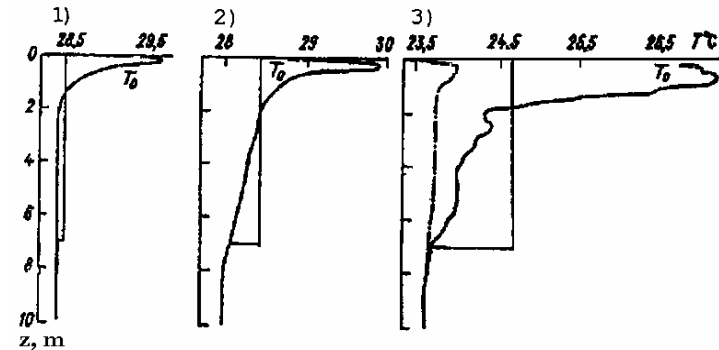
ở đây

$$\eta_1(\tau) = \frac{e^{-z^2/4K_T\tau}}{\sqrt{\pi\tau}} \left\{ \frac{z}{2K_T\tau} + \frac{R}{\lambda} \left[\frac{R\sqrt{\pi K_T\tau}}{\lambda} \exp\left(\frac{z}{2\sqrt{K_T\tau}} + \frac{R\sqrt{K_T\tau}}{\lambda}\right)^2 \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{K_T\tau}} + \frac{R\sqrt{K_T\tau}}{\lambda}\right) - 1 \right] \right\}.$$

Thành phần thứ nhất của biểu thức (4.50) luôn luôn âm và đặc trưng cho sự giảm gradien nhiệt độ theo độ sâu do sự hấp

thụ bức xạ và kèm theo là sự tăng nhiệt độ lớn hơn ở trong lớp mặt đại dương. Trong thành phần thứ hai thừa số η_1 có thể là dương hoặc âm. Với những giá trị K_T và λ bé đại lượng η_1 ở mặt đại dương sẽ dương trong trường hợp mặt đại dương hấp thụ ít bức xạ sóng ngắn và thành phần thứ hai của biểu thức (4.50) trở thành dương. Nó có thể dẫn tới giá trị gradien nhiệt độ dương hoàn toàn, tức phản ánh sự hiện diện của một lớp mặt nhiệt độ thấp, gọi là lớp màng lạnh, trong khi toàn nền nhiệt độ đại dương tăng.

Trên hình 4.6 cho thấy đặc điểm của trắc diện nghịch nhiệt như vậy vào thời gian khác nhau của một ngày ghi nhận được bằng thiết bị thăm dò nhạy.



Hình 4.6. Trắc diện thẳng đứng của nhiệt độ nước đo bằng thiết bị dò 1) ngày 1/10/1977, 14 g 47ph; 2) ngày 25/8/1978, 14 g; 3) ngày 28/5/1973, 18 g 40 ph (đường liền), 21 g 25 ph (gạch nổi). Đường thẳng chỉ nhiệt độ trung bình tính toán của lớp 7 m gần mặt [13]

Theo kết quả rất nhiều quan trắc vào mùa hè, gió dưới 10 m/s, trong phần lớn trường hợp nhiệt độ ngay tại mặt đại dương

thấp hơn tối đa khoảng từ 0,3 đến 0,5°C so với nhiệt độ tại độ sâu một số xăngtimet. Lớp màng lạnh tồn tại không lâu, khi xáo trộn tầng nó bị phá hủy, sau đó lại xuất hiện dưới dạng các vết. Điều này được phản ánh trong biểu thức (4.50). Khi xáo trộn tầng, tức K_T và λ lớn, hàm η_1 trở thành âm, chứng tỏ về gradien âm, tức nhiệt độ giảm bình thường theo độ sâu.

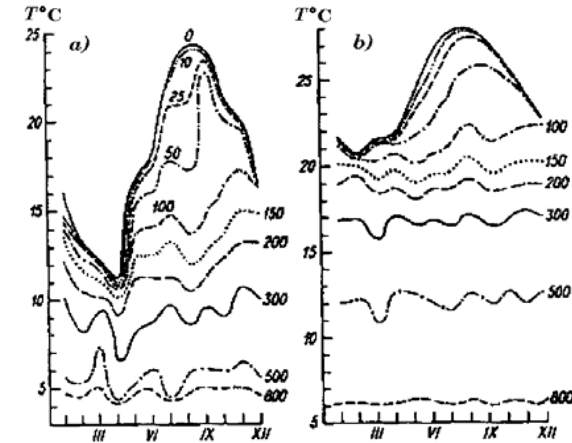
Như vậy điều kiện tốt nhất để hình thành lớp màng lạnh là thời tiết quang mây gió nhẹ làm tăng hiệu quả phát xạ và bay hơi và đồng thời làm suy yếu sự xáo trộn nước. Tại độ sâu khoảng 1 m hàm η_1 luôn luôn âm và do đó tại các độ sâu đó không thể tồn tại nghịch nhiệt.

Ban đêm và thời kỳ lạnh của năm, khi $T_a < T_0$, tổng xạ nhỏ, hiện tượng nghịch nhiệt độ ổn định hơn và thường dẫn tới đối lưu tự do, tạo ra lớp mặt đồng nhất với độ dày lớn hay nhỏ tùy thuộc vào cường độ của đối lưu.

Để theo dõi biến thiên của nhiệt độ đại dương theo thời gian dưới tác động của các nhân tố khí tượng chỉ cần xem xét diễn biến của hàm η có mặt trong biểu thức (4.49). Tầng độ sâu dẫn tới tăng đối số và giảm hàm η , thời gian có mặt ở tử số của nhiều hạng tử của đối số của hàm η . Thấy rằng trên nền chung những biến thiên nhiệt độ nước giảm theo độ sâu sẽ diễn ra sự di dịch về độ trễ của chúng. Độ dẫn nhiệt của nước càng nhỏ thì độ trễ càng lớn. Về mặt vật lý điều này hoàn toàn dễ hiểu bởi vì khi λ giảm thì thông lượng nhiệt thẳng đứng suy giảm.

Trong hạng tử thứ nhất của biểu thức (4.49) không tồn tại sự trễ về cực trị nhiệt độ theo độ sâu, bởi vì thông lượng tia xâm nhập vào trong đại dương không có quán tính và tại tất cả các độ sâu nó lập tức gây ra những biến đổi tương ứng của nhiệt độ.

Nếu xem xét thời gian xuất hiện cực trị nhiệt độ nước tại các độ sâu khác nhau thì cũng được kết quả đúng như vậy. Muốn làm điều này phải lấy đạo hàm biểu thức (4.49) theo thời gian và đạo hàm nhiệt độ cho bằng không, sau đó xét sự liên hệ giữa thời gian và độ sâu.



Hình 4.7. Biến trình năm nhiệt độ tại một số độ sâu trong lớp trên của Đại dương Thế giới [1]

Các quan trắc về biến thiên nhiệt độ nước trong phạm vi lớp trên của đại dương cho thấy tồn tại sự trễ pha nhiệt độ khi độ sâu tăng, nhưng do bình lưu và biến đổi của hệ số dẫn nhiệt theo độ sâu mà các đường cong T không có đặc điểm chuyển đổi trơn đều (hình 4.7). Ngoài ra, khi giảm nhiệt độ thường phát triển đối lưu, nhanh chóng dẫn tới sự đồng nhất nhiệt, vì vậy trong những trường hợp đó sự trễ pha thường nhỏ và thực tế khó nhận thấy. Nghiệm giải tích (4.49) mặc dù rất đơn giản về phương diện K_T không đổi, không có mặt bình lưu theo phương thẳng đứng và phương ngang, đã cho phép rút ra nhiều kết

luận về đặc điểm ảnh hưởng của sự trao đổi nhiệt với khí quyển tới nhiệt độ đại dương. Cũng có thể rút ra những kết luận như thế dựa trên nghiệm số trị của phương trình (4.40), nhưng muốn vậy phải thực hiện một số thí nghiệm số dù chỉ là với những giá trị K_T khác nhau.

Có thể tìm hiểu về đặc điểm biến đổi độ muối nước biển do sự trao đổi nước với khí quyển chỉ phối trên cơ sở phân tích nghiệm của phương trình khuếch tán muối trong đại dương đồng nhất phương ngang (4.5), trong đó thành phần thăng giáng được biểu diễn qua gradien độ muối trung bình và hệ số khuếch tán muối rồi

$$\frac{\partial S}{\partial t} = K_S \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}. \quad (4.51)$$

Với tư cách là điều kiện biên tại mặt đại dương chấp nhận điều kiện cân bằng (4.13), trong đó bỏ qua khuếch tán phân tử, còn thành phần thăng giáng được biểu diễn qua hệ số khuếch tán rồi

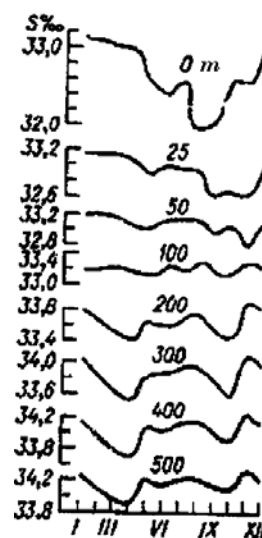
$$K_S \rho \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_{z=0} = S_0 \frac{\partial M}{\partial t}. \quad (4.52)$$

Để giản hóa quá trình giải nên cho rằng giá trị độ muối ban đầu S_z không biến đổi theo độ sâu và ở xa mặt đại dương sẽ triệt tiêu những biến thiên độ muối. Nghiệm của phương trình (4.51) được tìm giống như với trường hợp truyền nhiệt và với tốc độ trao đổi nước không đổi có dạng

$$S(t, z) - S_z = S_z \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{K_S t}} \right) - \exp \left(\frac{z}{\rho} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{K_S}{\rho^2} \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)^2 t \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{K_S t}} + \frac{\partial M}{\rho \partial t} \sqrt{K_S t} \right) \right]. \quad (4.53)$$

Biến thiên độ muối nước đại dương phụ thuộc vào dấu của $\frac{\partial M}{\partial t}$. Khi bay hơi vượt trội giáng thủy hay một nguồn nước ngọt nào khác $\frac{\partial M}{\partial t} < 0$ thì độ muối tăng, mức tăng cực đại tại mặt đại dương và yếu dần theo độ sâu. Còn nếu như có nhiều nước ngọt hơn đi tới mặt đại dương so với bay hơi thì bức tranh biến đổi độ muối sẽ ngược lại, tức ở mặt đại dương độ muối giảm và sự giảm S tắt dần với độ sâu.

Sự phụ thuộc của biến thiên độ muối vào hệ số khuếch tán và chậm pha biến thiên S với độ sâu hoàn toàn tương tự như trường hợp nhiệt độ. Ở đây cũng phải lưu ý rằng độ muối ảnh hưởng mạnh tới mật độ nước và thông qua nó – tới cường độ khuếch tán rối: khi nước bị pha loãng nó làm suy yếu sự vận chuyển muối, còn khi nước bị mặn hóa nó làm tăng cường vận chuyển muối, có thể hình thành đối lưu dẫn tới đồng nhất độ muối. Vì vậy sự trễ pha biến thiên độ muối theo độ sâu chỉ nhận thấy khi giảm S , điều này thấy khá rõ theo ba đường cong phía trên của hình 4.8.



Hình 4.8. Biến trình năm độ muối tại các độ sâu, Thái Bình Dương, 50°N, 160°E [1]

4.5. Ảnh hưởng của sự bất đồng nhất xáo trộn rối tới các trắc diện thẳng đứng của nhiệt độ và độ muối nước biển

Khi phân tích các phương trình khuếch tán nhiệt và muối đã nhận thấy rằng trong các quá trình quy mô vừa cũng như trong nhiều trường hợp quy mô dài hơn xáo trộn rối thẳng đứng đóng vai trò quan trọng trong sự hình thành các trắc diện của nhiệt độ và độ muối. Ở mục 4.4 đã nhận xét rằng khi xáo trộn yếu những biến thiên của nhiệt độ tắt dần với độ sâu một cách nhanh chóng, còn khi xáo trộn mạnh – chậm. Những quy luật này đúng không chỉ ở lớp trên của đại dương, mà cả tại các độ sâu khác. Để chứng minh điều này ta giả thiết rằng tại độ sâu nào đó z' hệ số truyền nhiệt độ K_T thay đổi đột biến từ K_1 tới K_2 . Nếu đặt gốc tọa độ tại độ sâu đó và xét sự lan truyền nhiệt dọc theo trục z về hai phía, thì bài toán quy về tìm nghiệm của hai phương trình truyền nhiệt một chiều

$$\frac{\partial T_j}{\partial t} = K_j \frac{\partial^2 T_j}{\partial z_j^2}, \quad 0 \leq z_j < \infty, \quad (4.54)$$

ở đây $j=1, 2$.

Với tư cách là các điều kiện biên, ta giả thiết về tính có hạn của nhiệt độ của các khối nước (khi $z_j \rightarrow \infty$ $T_j \neq \infty$) và không có sự gián đoạn các nhiệt độ và các thông lượng nhiệt tại biên tiếp giáp của các khối nước, tức khi $z_j = 0$

$$T_1 = T_2 = T_0, \quad K_1 \frac{\partial T_1}{\partial z_1} + K_2 \frac{\partial T_2}{\partial z_2} = 0. \quad (4.55)$$

Nghiệm của phương trình (4.54) với những điều kiện đã nêu và các giá trị nhiệt độ ban đầu không đổi, biểu diễn thành

các ánh xạ sẽ là

$$\bar{T}_1 = \frac{T_{2z} - T_{1z}}{1 + \sqrt{K_1 K_2}} \exp(-z_1 \sqrt{p/K_1}) + T_{1z}. \quad (4.56)$$

Từ công thức (4.56) khi $z_1 = z_2 = 0$ tìm được nhiệt độ ở nơi phân cách các khối nước

$$T_0 = \frac{T_{1z} \sqrt{K_1} + T_{2z} \sqrt{K_2}}{\sqrt{K_1} + \sqrt{K_2}}. \quad (4.57)$$

Thấy rằng phần đóng góp của từng khối nước vào nhiệt độ của biên phân cách giữa chúng tỷ lệ với căn bậc hai của hệ số truyền nhiệt độ. Đây là công thức quen thuộc về sự hòa trộn các khối nước mà V. B. Stokman đã nhận được năm 1943. Về sau O. I. Mamaev đã nhận được các công thức hòa trộn đối với một số khối nước thể tích hữu hạn. Biểu thức biểu diễn độ muối của biên phân cách các khối nước ứng với những điều kiện biên tương tự sẽ hoàn toàn tương tự.

Sự biến thiên của nhiệt độ nước ở xa biên phân cách giữa các khối nước được biểu diễn bằng một biểu thức thu được sau khi chuyển đổi trong công thức (4.56) từ các ánh xạ về hàm nguyên gốc

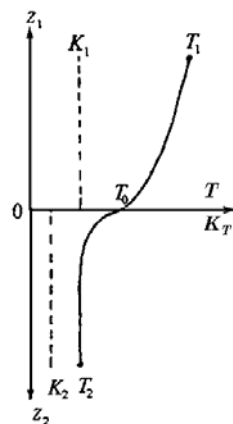
$$T_1(t, z) = T_0 + (T_{1z} - T_0) \operatorname{erf} \left(\frac{z_1}{2\sqrt{K_1 t}} \right). \quad (4.58)$$

Biểu thức cho T_2 sẽ giống như vậy, chỉ cần thay thế các chỉ số 1 thành 2 trong công thức (4.58).

Từ công thức đã nhận được suy ra rằng hệ số truyền nhiệt độ càng nhỏ thì trắc diện nhiệt độ dọc theo trục z trong khối nước đang xét càng có dạng dốc đứng hơn (hình 4.9). Vì vậy

giảm K_T thường đi kèm với tăng gradien nhiệt độ.

Đồng thời gradien nhiệt độ lớn làm giảm cường độ truyền nhiệt độ do nó làm tăng độ ổn định phân tầng. Như vậy hai đặc trưng thủy văn này liên quan lẫn nhau, từ đây có thể rút ra kết luận rằng thậm chí trong một khối nước với gradien nhiệt độ không đồng nhất hình thành những lớp với gradien thiên tăng và K_T thiên giảm.



Hình 4.9. Phụ thuộc của trắc diện nhiệt độ nước vào hệ số truyền nhiệt độ

Đặc biệt biểu hiện rõ một lớp với cường độ truyền nhiệt thiên giảm tại biên phía dưới của lớp xáo trộn sóng. Điều này thúc đẩy hình thành nên gradien nhiệt độ nước lớn ở đây. Lớp nước với gradien nhiệt độ tăng như vậy được gọi là *nêm nhiệt*. Nó được hình thành khi nước bắt đầu bị sưởi nóng và dần dần lan xuống sâu do xáo trộn rối. Phía trên nêm nhiệt hệ số rối lớn hơn, còn gradien nhiệt độ nhỏ hơn so với trong nêm nhiệt.

Giữa gradien độ muối và hệ số khuếch tán muối rối cũng tồn tại mối liên hệ tương tự. Trong lớp xáo trộn sóng hình thành

sự *đồng nhất độ muối* dần dần lan xuống sâu, còn tại biên phía dưới của lớp đó hình thành một *nêm muối*.

Sự phụ thuộc của phân bố nhiệt độ và độ muối vào trắc diện của các hệ số K_T và K_S buộc người ta phải sử dụng các đại lượng K_T và K_S biến thiên trong các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối. Từ năm 1953 A. G. Kolesnicov đã giải phương trình truyền nhiệt một chiều đối với mô hình biển hai lớp với hệ số K_T lúc đầu tăng dần tới một độ sâu và sau đó giảm dần. Tiếp sau người ta đã giải bằng giải tích cũng như bằng số phương trình truyền nhiệt với các dạng trắc diện thẳng đứng khác nhau của hệ số truyền nhiệt độ. Tất cả những lời giải đã cho thấy rằng sự giảm K_T ở lân cận mặt đại dương và nhiệt từ khí quyển tới đại dương sẽ dẫn tới nhiệt độ mặt đại dương cao hơn và gradien nhiệt độ cao hơn so với trường hợp giá trị K_T cao. Quy luật này được nhận thấy ở tất cả các thủy vực, kể cả các hồ. Mùa hè trong thời tiết lặng gió luôn luôn nhận thấy lớp nước sát mặt bị sưởi nóng hơn. Như đã nhận xét ở trên hệ số truyền nhiệt độ nhỏ sẽ cản trở sự truyền nhiệt xuống sâu, vì vậy lớp mặt đại dương mùa hè được sưởi nóng mạnh hơn. Vào thời gian lạnh của năm, nhiệt mất từ đại dương vào khí quyển, hệ số K_T nhỏ làm yếu thông lượng nhiệt đi lên mặt đại dương và tạo điều kiện cho sự giảm nhiệt độ mặt đại dương nhanh hơn. Với giá trị K_T lớn bức tranh hiện tượng sẽ ngược lại. Do trao đổi nhiệt tăng cường giữa mặt và các lớp nước phía dưới mà một khối lượng nước lớn hơn tham gia vào quá trình trao đổi nhiệt với đại dương, vì vậy nhiệt độ của nó sẽ biến đổi chậm hơn và gradien nhiệt độ thẳng đứng không lớn. Nhiều khi gradien bé tới mức có thể coi lớp xáo trộn là lớp đồng nhất hay *tựa đồng nhất*.

Ảnh hưởng của trắc diện K_S tới phân bố độ muối trong lớp trên đại dương cũng như vậy.

Những mối phụ thuộc của trắc diện nhiệt độ và độ muối trong đại dương vào K_T và K_S đã trình bày có thể được sử dụng dưới góc độ chẩn đoán.

Về phương diện dự báo khi tính toán nhiệt độ và độ muối phải tính đến sự phụ thuộc của K_T và K_S vào gradien mật độ. Vì vậy hiện nay người ta không cho trước dạng phân bố K_T và K_S nào đó, mà sử dụng các phương trình cân bằng năng lượng rối và tiêu tán rối cho phép tính K_T và K_S dựa theo các trắc diện nhiệt độ, độ muối và tốc độ dòng chảy (ví dụ, xem [10]).

4.6. Đối lưu tự do và cưỡng bức trong đại dương

Đối lưu là dạng hoàn lưu đặc biệt của nước dưới dạng các thông lượng tia, ở phần trung tâm của chúng nước chuyển động về một phía và ở ngoại vi – về phía ngược lại. Trong đại dương dạng hoàn lưu như vậy phát triển mạnh nhất ở lớp trên, vào thời kỳ nguội lạnh thu đông lan truyền tới độ sâu một số trăm mét. Đối lưu có thể xảy ra trong các lớp sát đáy ở một số vùng đại dương và có thể xảy ra trong bề dày của đại dương. Động lực của quá trình đối lưu là độ nổi, nó làm cho sự phân tầng mật độ không ổn định và kết quả là những thể tích nước đậm đặc hơn thì chìm xuống, còn nhẹ hơn thì nổi lên. Kiểu đối lưu như vậy thường được gọi là *đối lưu tự do*. Hoàn lưu nước như đã mô tả xét trung bình theo diện tích vùng nước sẽ dẫn tới sự san bằng nhiệt độ, độ muối và nhiều đặc trưng khác ở trong lớp đối lưu, tức hình thành lớp đồng nhất hay tựa đồng nhất.

Trong mục 4.5 đã chỉ ra rằng khi cường độ xáo trộn rối tăng thì các gradien phương thẳng đứng của nhiệt độ và độ muối sẽ giảm. Ở lớp trên của đại dương sự xáo trộn rối do sóng và dòng chảy trôi có thể mạnh tới mức tạo ra sự phân bố các đặc trưng hải dương học hầu như đồng nhất theo phương thẳng đứng. Hiện tượng xáo trộn nước như vậy trong hải dương học thường được gọi là *đối lưu cưỡng bức*, mặc dù trong trường hợp này năng lượng cơ học là động lực, còn lực Acsimet tác động ngược lại với nó. Và trong lớp xáo trộn không hề hình thành một hoàn lưu nước có trật tự đáng kể. Vì vậy tên gọi đối lưu ở đây thường chỉ là hình thức và chỉ phù hợp theo nghĩa nó cũng tạo ra lớp tựa đồng nhất. Ngoài ra, nếu chỉ quan tâm tới độ dày lớp tựa đồng nhất, nhiệt độ và độ muối trung bình của nó, thì các phương trình mô tả trong cả hai trường hợp tỏ ra giống nhau.

Người ta thường phân chia đối lưu tự do thành ba dạng: đối lưu nung nóng, đối lưu nguội lạnh và đối lưu nhiễm muối. Ở kiểu thứ nhất diễn ra quá trình làm nóng một khối lượng nước nào đó từ phía dưới, ở kiểu thứ hai – nước bị nguội lạnh từ phía trên, nhưng trong cả hai trường hợp sự phân tầng bất ổn định được hình thành. Phân tầng bất ổn định cũng có thể gây nên bởi sự bay hơi làm tăng độ muối ở bề mặt đại dương. Berna (năm 1901) lần đầu tiên xác định bằng thực nghiệm đặc điểm chuyển động của chất lỏng trong đối lưu nung nóng. Thấy rằng ở pha ban đầu chuyển động diễn ra dưới dạng những nhân có hình dạng ít nhiều đều đặn, về sau này được gọi là các nhân Berna theo tên của nhà nghiên cứu. Trong đối lưu nguội lạnh cũng xuất hiện các nhân có dạng những tia nước đậm đặc hơn bị chìm xuống.

Lý thuyết về đối lưu tự do phân lớp lần đầu tiên được Reley

xây dựng. Thực chất của lý thuyết này là nếu trong phương trình chuyển động đối với thành phần tốc độ thẳng đứng mà động lực là độ nổi bị gây nên bởi sự chênh nhiệt độ T so với gradien nhiệt độ tuyến tính từ ban đầu $\gamma = (T_1 - T_2) / h$, còn bản thân sự biến thiên nhiệt độ T được mô tả bằng phương trình truyền nhiệt có tính đến tốc độ thẳng đứng w và khuếch tán phân tử, thì bằng cách loại bỏ liên tiếp các tốc độ chuyển động ngang và T từ hệ phương trình ta có thể thu được phương trình

$$\nabla^3 w = \frac{\alpha g h^4 \Delta T}{\kappa_T \kappa_v} \frac{\partial T}{\partial z} \nabla_1 w, \quad (4.59)$$

trong đó ∇ và ∇_1 – toán tử Laplace ba chiều và toán tử Laplace phẳng, α – hệ số giãn nở nhiệt của nước, $\Delta T = T_1 - T_2$ – hiệu các nhiệt độ tại các biên của lớp đối lưu h .

Tổ hợp không thứ nguyên $Ra = \frac{\alpha g h^3 \Delta T}{\kappa_T \kappa_v}$ có mặt trong nghiệm của phương trình (4.59) gọi là số *Reley*. Thấy rằng tồn tại một trị số tối hạn của số này Ra_c tại các biên tự do của lớp. Nếu $Ra < Ra_c$ thì các giá trị w trở nên có tính tuần hoàn, tức là sẽ xuất hiện dạng hoàn lưu đặc thù – đối lưu. Tại các biên cứng Ra_c tăng lên xấp xỉ hai lần. Theo dữ liệu thực nghiệm ở trong phòng thí nghiệm cũng nhận được Ra_c bậc như vậy.

Trong điều kiện đối lưu phân lớp có thể ước lượng được những quy mô đặc trưng của các nhân đối lưu, tốc độ chuyển động của nước trong chúng, thời hạn tồn tại của chúng. Tất cả những đặc trưng này phụ thuộc vào nhiệt đi vào lớp đối lưu hay đi ra từ nó. Thông thường thông lượng nhiệt này được biểu diễn không phải thành đại lượng tuyệt đối, mà thông qua số *Nusselt*

Nu , là tỷ số giữa thông lượng nhiệt thực tế Φ_T và thông lượng phân tử tại cùng gradien nhiệt độ:

$$Nu = \frac{\Phi_T h}{C \rho \kappa_T \Delta T}. \quad (4.60)$$

Trong các cuộc thử nghiệm trong phòng thí nghiệm về đối lưu nguội lạnh kích thước của các nhân đối lưu bằng từ vài phần mười xăngtimet đến một số xăngtimet, thời gian tồn tại của chúng – vài chục giây và tốc độ nước chìm xuống trong đó – một số mm/s [13].

Trong những trường hợp mật độ nước biến đổi không chỉ do nhiệt độ, mà còn do độ muối, thì số Reley biến dạng tới dạng

$$Ra = \frac{\Delta \rho g h^3}{\rho \kappa_T \kappa_v}, \quad (4.61)$$

ở đây $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$ – hiệu các mật độ tại các biên của lớp đối lưu.

Nếu trong những điều kiện phòng thí nghiệm h thường là độ dày của lớp nước trong bể thí nghiệm, thì trong những điều kiện tự nhiên h khá khó ước lượng, từ đó nảy sinh vấn đề xác định Ra . Vì vậy người ta mưu tính dùng những mối quan hệ không sử dụng h . Chẳng hạn, giữa các số Nusselt và Reley có mối quan hệ

$$Ra = (Nu / A)^3, \quad (4.62)$$

ở đây $A \approx 0,1 - 0,2$ – hằng số thực nghiệm.

Các giá trị tính toán Ra_c theo công thức (4.62) tỏ ra bé hơn nhiều so với Ra_c lý thuyết đã dẫn ở trên. Đối với đối lưu nguội lạnh đã nhận được những giá trị Ra_c khác nhau: có thể lớn hơn 100 một ít và có thể cả nhỏ hơn [13].

Tính chất rối của đối lưu tự do được nhận thấy từ $Ra \approx 2,5 \cdot 10^5$, ngoài ra sự quá độ từ đối lưu phân lớp sang đối lưu rối diễn ra trong một dải hẹp Ra , gần như theo cách đột biến [3]. Khi đó trong chất lỏng không còn nhận thấy một chuyển động ít nhiều đều đặn. Vì vậy trong hải dương học trong trường hợp đối lưu rối người ta thường xác định độ dày lớp xáo trộn đối lưu, các giá trị nhiệt độ và độ muối trung bình theo bề dày, các thông lượng nhiệt và muối v.v..

N. N. Zubov lần đầu tiên vào năm 1928 đã đề xuất sơ đồ tính độ sâu lan truyền đối lưu ở các biển Bắc Cực cũng như nhiệt độ và độ muối của lớp xáo trộn. Ông đã xuất phát từ chỗ đối lưu luôn luôn xuất hiện trong điều kiện phân tầng mật độ bất ổn định của biển. Thông thường điều này diễn ra trong điều kiện tự nhiên do có rối khá mạnh ở lớp trên của biển phá hủy trạng thái bất ổn định. Về sau phương pháp của N. N. Zubov được hoàn thiện, được bổ sung bằng việc tính đến các quá trình bình lưu phương ngang của nhiệt và muối, trao đổi rối của nhiệt và muối giữa lớp đối lưu và các lớp nằm phía dưới của biển. Ngày nay phương pháp được biết như là phương pháp tích phân xác định các đặc trưng của lớp đối lưu. Phương pháp này sử dụng một thực tế đã được các nhà quan trắc nhận ra là trong lớp đối lưu sự xáo trộn diễn ra nhanh hơn nhiều so với sự biến đổi mật độ nước. Vì vậy, theo quy tắc, sự biến đổi theo thời gian của độ sâu xâm nhập đối lưu đồng nhịp với tốc độ gia tăng mật độ nước. Bản thân mật độ nước trong lớp trên của biển biến thiên phụ thuộc vào những biến đổi của nhiệt độ và độ muối, mà những đại lượng này được mô tả bằng các phương trình cân bằng nhiệt và muối:

$$\int_0^h C\rho \frac{\partial T}{\partial t} dz = \Phi_0 - \Phi_h + \Phi_a, \quad (4.63)$$

$$\int_0^h \rho \frac{\partial S}{\partial t} dz = \varphi_0 - \varphi_h + \varphi_a, \quad (4.64)$$

ở đây Φ và φ – tuần tự là các thông lượng nhiệt và muối ở mặt đại dương, tại độ sâu h và nhờ bình lưu phương ngang.

Trong một cách tiếp cận gần đúng sơ lược nhất, khi đòi hỏi nghiệm dưới dạng giải tích, thì sử dụng phương trình trạng thái tuyến tính hóa

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T + \beta S). \quad (4.65)$$

Trong phạm vi lớp đối lưu mật độ nước không biến đổi theo phương thẳng đứng, mà chỉ tại biên của lớp đó nó mới bắt đầu tăng, tức

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_{z=h} = 0. \quad (4.66)$$

Khi đã biết được các thông lượng nhiệt Φ và muối φ , thì các phương trình đã liệt kê hoàn toàn xác định nhiệt độ, độ muối, mật độ nước trong lớp xáo trộn đối lưu và độ dày h của lớp. Khi giải hệ phương trình này người ta thường tránh các vi phân bằng cách lấy tích phân các phương trình (4.63) và (4.64) theo thời gian trong phạm vi từ t_j tới t_{j+1} , cho rằng tại thời điểm t_j tất cả các yếu tố hải dương học (T_j, S_j, ρ_j, h_j) được biết

$$\int_0^{h_{j+1}} \rho_{j+1} T_{j+1} dz - \int_0^{h_j} \rho_j T_j dz - \int_{h_j}^{h_{j+1}} \rho_{j1} T_j dz = \int_{t_j}^{t_{j+1}} \frac{\Phi_0 - \Phi_h + \Phi_a}{C} dt \equiv \Psi_T, \quad (4.68)$$

$$\int_0^{h_{j+1}} \rho_{j+1} S_{j+1} dz - \int_0^{h_j} \rho_j S_j dz - \int_{h_j}^{h_{j+1}} \rho_{j+1} S_j dz = \int_{t_j}^{t_{j+1}} (\varphi_0 - \varphi_h + \varphi) dt \equiv \Psi_S. \quad (4.69)$$

Tuân theo quy luật đã nói về sự bất biến của nhiệt độ và độ muối theo chiều thẳng đứng trong lớp đối lưu các tích phân của những số hạng đầu tiên ở vế trái của các phương trình (4.68) và (4.69) dễ tính toán. Với những khoảng thời gian không lớn biến đổi của $T(z)$ và $S(z)$ trong phạm vi độ sâu sẽ có thể xấp xỉ bằng các hàm tuyến tính

$$\begin{aligned} T(z) &= T_j + \Gamma_T (z - h_j), \\ S(z) &= S_j + \Gamma_S (z - h_j). \end{aligned} \quad (4.70)$$

Sử dụng những xấp xỉ này cho phép tính được các tích phân ở các số hạng thứ hai của các phương trình (4.68) và (4.69) và nhận được các công thức

$$T_{j+1} = T_j + \frac{\Gamma_T}{2} (h_{j+1} - 2h_j + h_j^2 / h_{j+1}) + \frac{\Psi_T}{\rho h_{j+1}}, \quad (4.71)$$

$$S_{j+1} = S_j + \frac{\Gamma_S}{2} (h_{j+1} - 2h_j + h_j^2 / h_{j+1}) + \frac{\Psi_S}{\rho h_{j+1}}. \quad (4.72)$$

Giá trị gradien mật độ tại biên dưới của lớp đối lưu (4.66) có thể lý giải theo nghĩa rằng: tại thời điểm t_{j+1} mật độ trong lớp đối lưu $\rho(t_{j+1})$ phải bằng mật độ tại mực h_{j+1} , tức $\rho(h_{j+1})$. Theo các công thức (4.65) và (4.70) điều này sẽ dẫn tới biểu thức

$$\beta S_{j+1} - \alpha T_{j+1} = \beta [S_j + \Gamma_S (h_{j+1} - h_j)] - \alpha [T_j + \Gamma_T (h_{j+1} - h_j)]. \quad (4.73)$$

Từ các công thức (4.71), (4.72) và (4.73) suy ra

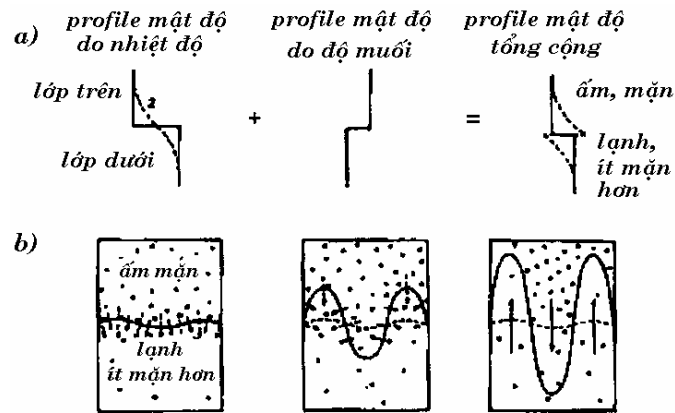
$$h_{j+1} = \sqrt{h_j^2 + \frac{2(\beta \Psi_S - \alpha \Psi_T)}{\rho(\beta \Gamma_S - \alpha \Gamma_T)}}. \quad (4.74)$$

Như vậy, độ sâu lan truyền xáo trộn đối lưu phụ thuộc vào tỷ số giữa các thông lượng nhiệt và muối nhập vào lớp đối lưu và các gradien nhiệt độ và độ muối ở trong lớp nước nằm dưới. Dòng muối đến, nếu nó không đi kèm với sự tăng đồng thời của gradien độ muối Γ_S sẽ làm tăng mật độ và sự đối lưu xâm nhập sâu hơn. Dòng nhiệt mất cũng dẫn tới cùng hiệu ứng như vậy. Ngoài ra gradien nhiệt độ dương, tức nhiệt độ tăng theo độ sâu, làm giảm độ ổn định của phân tầng mật độ và thúc đẩy sự phát triển đối lưu. Vì vậy ở những vùng với lượng mưa và dòng nước sông lớn, tức tương đương với dòng muối thất thoát, thì mật độ nước gần mặt giảm và xáo trộn đối lưu gặp khó khăn. Ví dụ, ở biển Karơ đối lưu không lan sâu dưới 50–70 m, còn ở các biển Na Uy và Grinlan do sự bình lưu nước mặn và ấm mà đối lưu ở một số khu vực vượt trên 200 m. Từ công thức (4.74) thấy rằng sự xâm nhập sâu của lớp đối lưu tỷ lệ với căn bậc hai của các nhân tố đã liệt kê. Vì vậy với thời gian tăng lên thì sự gia tăng h chậm dần.

Sau khi tìm được h_{j+1} thì dễ dàng xác định được nhiệt độ và độ muối trong lớp đối lưu theo các công thức (4.72).

Việc xác định đầy đủ hơn đối với các đặc trưng của lớp xáo trộn đối lưu bằng phương pháp tích phân mà không đòi hỏi phải sử dụng những giản hóa đã nêu được trình bày trong công trình [10]. Về thực chất cách tiếp cận chính xác hơn cũng không khác với những gì đã giới thiệu, nên ở đây sẽ không trình bày lại.

Trong đại dương thường gặp hiện tượng đối lưu bên trong nước gây nên bởi các trắc diện thẳng đứng của nhiệt độ và độ muối có cùng xu hướng. Bản chất của hiện tượng như sau: khi nhiệt độ và độ muối giảm theo độ sâu (hình 4.10) phân tầng mật độ có thể là ổn định. Nếu không có xáo trộn rồi phát triển thì hệ số truyền nhiệt độ phân tử $\kappa_T \approx 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ xấp xỉ ba bậc vượt trội hệ số khuếch tán muối phân tử $\kappa_S \approx 1,3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$.



Hình 4.10. Sơ đồ hình thành các lưòi muối đối lưu bên trong nước [4]

a – các trắc diện mật độ nước ở thời điểm ban đầu (1) và sau xáo trộn (2); b – sơ đồ hình thành các lưòi muối. Những mũi tên liền nét – hướng của dòng muối, những mũi tên gạch nối – hướng của dòng nhiệt; mật độ điểm biểu diễn độ muối

Với sự phân bố các lớp nước ấm và mặn như đã thấy trên hình vẽ, do khuếch tán phân tử mà trắc diện nhiệt độ tại đoạn $z_1 - z_2$ nào đó trở nên ít dốc đứng hơn, tức lớp trên của đoạn này lạnh hơn, còn lớp dưới – ấm hơn. Kết quả là phân tầng mật độ nước trong phạm vi đoạn $z_1 - z_2$ trở nên không ổn định và ở đó

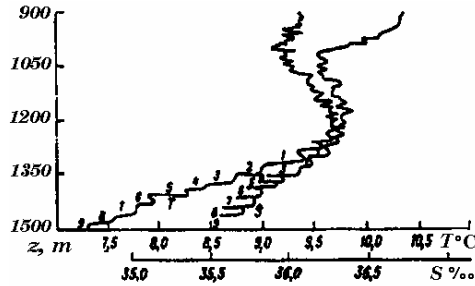
có thể phát triển đối lưu tự do, thường gọi là đối lưu “nhiệt muối”. Nó làm cho trong phạm vi đoạn đó các gradien thẳng đứng của nhiệt độ và độ muối trở nên gần bằng không, nhưng ở cao hơn và thấp hơn – các gradien của những đặc trưng này tăng lên. Các nhân đối lưu có hình dạng những cột nước hẹp và dài với thiết diện ngang cỡ 1 cm và chiều dài cỡ 10 cm. Người ta gọi chúng là “các lưòi muối”, bởi vì ở bên trong chúng những chỗ nước chìm xuống có độ muối cao hơn so với xung quanh.

Sự hình thành đối lưu như vậy đã được khẳng định trong điều kiện phòng thí nghiệm, đã có lý thuyết về sự hình thành ra nó và thí nghiệm bằng mô hình số đã tái lập được nó [4]. Những khu vực nước xáo trộn đồng nhất có độ dày tới hàng chục mét mà người ta ghi nhận được trong khi thám sát đại dương chính là được hình thành bằng cơ chế đối lưu như vậy.

Đối lưu bên trong nước còn có thể xuất hiện trong trường hợp ban đầu phân tầng mật độ ổn định, nhưng nhiệt độ và độ muối tăng theo chiều sâu, ví dụ tình hình này có thể xảy ra ở các lớp trên của Bắc Băng Dương. Nếu khối nước nào đó được nâng lên phía trên với những giá trị T, S và ρ của nó, thì do sự trao đổi nhiệt nhanh hơn so với khuếch tán muối, khối nước này xét theo nhiệt sẽ trở thành gần giống với nước xung quanh, nhưng xét theo độ muối thì trở thành mặn hơn, và do đó – nặng hơn. Điều này dẫn tới phân tầng bất ổn định và sự chìm đối lưu của khối nước đó.

Phân tầng bất ổn định cũng có thể xuất hiện trong trường hợp nếu một khối nước nào đó bị chìm xuống. Khi đó, do trao đổi nhiệt nhiệt độ khối nước sẽ trở thành gần giống với nhiệt độ của môi trường xung quanh, nhưng độ muối sẽ trở thành thấp hơn, mật độ cũng trở thành thấp hơn, và khối nước bắt đầu nổi lên

trên. Đặc điểm đối lưu như vậy gọi là *sự khuếch tán kép* do những đặc thù của sự khuếch tán nhiệt và muối. Nó cũng dẫn tới sự hình thành vi cấu trúc dạng bậc thang trong các trắc diện thẳng đứng của nhiệt độ và độ muối (hình 4.11).



Hình 4.11. Vi cấu trúc nhiệt độ và độ muối dạng bậc thang ở bên dưới khối nước Địa Trung Hải ở Đại Tây Dương [13]

Như vậy bản chất của đối lưu, cả kiểu các lưỡi muối lẫn kiểu khuếch tán kép, là như nhau – đó là quá trình phá hủy phân tầng mật độ ổn định của đại dương do cường độ khuếch tán nhiệt và muối khác nhau. Vì vậy mà việc mô tả lý thuyết về chúng cũng giống nhau, nhưng khác với đối lưu nhiệt thuần túy, trong trường hợp này phải tính đến ảnh hưởng của độ muối tới mật độ. Ứng với phương trình trạng thái tuyến tính hóa, phương trình tuyến tính hóa hai chiều của Boussinesq sẽ chứa số Reley cải biên, đôi khi được gọi là “số Reley đối với độ muối”

$$Rs = \beta \Delta S Ra / \alpha \Delta T, \quad (4.75)$$

ở đây ΔS và ΔT – lượng sụt độ muối và nhiệt độ trong phạm vi lớp vi đối lưu, β và α – tuân tự là các hệ số co nén độ muối và giãn nở nhiệt.

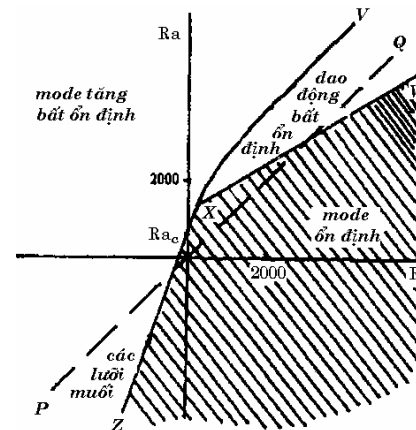
Nghiệm thậm chí của các phương trình tuyến tính hóa của chuyển động, khuếch tán nhiệt và muối trong mặt phẳng thẳng

đứng tỏ ra khá phức tạp và công kên, vì vậy đặc điểm đối lưu thường được mô tả bằng toán đồ với các tọa độ Ra và Rs (hình 4.12). Trên hình này đường thẳng PQ ngăn cách vùng ổn định trọng lực với vùng bất ổn định. Sự đối lưu của cả hai kiểu như đã nhận xét xuất hiện ngay từ trong khi phân tầng ổn định. Các ranh giới cho phép khả năng xuất hiện đối lưu được thể hiện bằng những đường thẳng XZ và XW , chúng được mô tả bằng các phương trình

$$XZ: Ra = \frac{Rs}{\xi} + \frac{27\pi^4}{4}, \quad (4.76)$$

$$XW: Ra = \frac{Pr + \xi}{Pr + 1} Rs + (1 + \xi) \left(1 + \frac{\xi}{Pr}\right) \frac{27\pi^4}{4},$$

ở đây $\xi = \frac{\kappa_S}{\kappa_T}$.



Hình 4.12. Toán đồ các vùng độ ổn định thủy tĩnh khác nhau [12]

Đối lưu dưới dạng các lưỡi muối xuất hiện với những giá trị

Ra và Rs âm trong vùng ổn định trọng lực (bên phải của đường thẳng PQ), nhưng bên trái đường thẳng XZ.

Đối lưu kiểu khuếch tán kép thường xảy ra với những giá trị Ra và Rs dương trong vùng hẹp ở ngay bên trên đường thẳng XW. Bên trái đường thẳng XV đặc điểm phân tầng làm cho các dao động đã xuất hiện sẽ gia tăng theo hàm mũ [12].

Trong phạm vi lớp trên dày 4 km ở Đại dương Thế giới từ 56 đến 73 % toàn bộ thể tích nước có phân tầng nhiệt độ và độ muối ổn định. Trong phạm vi 25–42 % thể tích nước phân tầng của T và S thuận lợi cho sự phát triển đối lưu dưới dạng các lưỡi muối và trong 1–2 % thể tích nước có thể phát triển đối lưu theo kiểu khuếch tán kép [4]. Điều này có nghĩa rằng khoảng một phần ba số trường hợp trong khi tồn tại sự phân tầng ổn định có thể phát triển vì đối lưu thúc đẩy sự xáo trộn thẳng đứng trong đại dương.

Khi xét các hiện tượng đối lưu cưỡng bức ở lớp trên của đại dương người ta sử dụng một luận điểm có căn cứ từ dữ liệu quan trắc rằng trong phạm vi lớp đối lưu đó nhiệt độ, độ muối và mật độ nước không biến đổi theo chiều thẳng đứng. Khi tầng độ dày lớp đồng nhất thì sẽ lôi kéo theo lượng nước ở phía bên dưới với những đặc trưng của nó vào lớp xáo trộn. Những luận điểm cơ bản này đã là cơ sở của các mô hình tích phân về đối lưu cưỡng bức. Mô hình đơn giản nhất trong số đó do Kraus và Turner đề xuất năm 1957 dựa trên phương trình cân bằng năng lượng của lớp đối lưu cưỡng bức, trong đó chỉ tính đến năng lượng rôi do gió và thế năng độ nổi liên quan tới dòng năng lượng này tại ranh giới với khí quyển và sự lôi kéo chất lỏng đậm đặc hơn vào lớp xáo trộn. Nếu thông lượng động năng đi tới vượt trội thông lượng thế năng thì quá trình thâm nhập sâu

xuống của lớp tựa đồng nhất sẽ xảy ra.

Về sau số nhân tố ảnh hưởng tới đối lưu cưỡng bức đã được tính đến nhiều hơn, trong đó có các thông lượng nhiệt và muối thẳng đứng đi vào nê-mật độ, sự bình lưu nhiệt và muối ở trong lớp xáo trộn cũng như ở bên dưới nó. Trong nhiều mô hình tích phân phương trình cân bằng năng lượng rôi không tính đến thông lượng phương ngang khó xác định và đồng thời giả thiết rằng năng lượng rôi trong lớp xáo trộn không được tích lũy mà tồn tại sự cân bằng giữa lượng đến và lượng mất E_T , tức $\partial E_T / \partial t = 0$. Trong trường hợp này phương trình cân bằng năng lượng rôi (3.47) ở lớp xáo trộn độ dày $h(t)$ được viết dưới dạng

$$\int_0^h \left[\overline{u'w'} \cdot \frac{du}{dz} + \overline{v'w'} \cdot \frac{dv}{dz} - \frac{g}{\rho} \overline{\rho'w'} + \frac{d}{dz} (\overline{b'w'}) \right] dz - \int_0^h \varepsilon dz = 0. \quad (4.77)$$

Hai số hạng đầu của phương trình biểu diễn nhập lượng năng lượng rôi quy chuẩn do động năng của dòng chảy trung bình. Ở chương 3 đã cho thấy rằng tích của thăng giáng tốc độ được biểu diễn qua gradient tốc độ và hệ số rôi thẳng đứng

$$G_v = \int_0^h K \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz. \quad (4.78)$$

Nếu giả thiết rằng trắc diện tốc độ dòng chảy trong phạm vi lớp tựa đồng nhất là do dòng chảy trôi chi phối, thì khi K không đổi theo chiều thẳng đứng tốc độ của dòng chảy trôi ổn định trong đại dương được biểu diễn bằng các công thức

$$u(z) = \frac{e^{-z\sqrt{\omega_z/K}}}{2\rho\sqrt{\omega_z K}} \left[(\tau^x + \tau^y) \cos(z\sqrt{\omega_z/K}) + (\tau^x - \tau^y) \sin(z\sqrt{\omega_z/K}) \right],$$

$$v(z) = \frac{e^{-z\sqrt{\omega_z/K}}}{2\rho\sqrt{\omega_z K}} \left[(\tau^y - \tau^x) \cos(z\sqrt{\omega_z/K}) + (\tau^x + \tau^y) \sin(z\sqrt{\omega_z/K}) \right], \quad (4.79)$$

trong đó τ^x, τ^y – các ứng suất ma sát gió theo các trục tọa độ x và y , $\omega_z = \omega \sin \varphi$.

Sử dụng các tốc độ dòng chảy này trong công thức (4.78) cho phép nhận được

$$G_v = u_0 u_{*0}^2 + v_0 v_{*0}^2 - u_h u_{*h}^2 - v_h v_{*h}^2, \quad (4.80)$$

ở đây $u_*^2 = \tau^x / \rho$, $v_*^2 = \tau^y / \rho$ – các tốc độ động lực theo các tọa độ x và y tại các tầng sâu 0 và h .

Vế phải của công thức (4.80) phụ thuộc vào ứng suất ma sát gió và dễ dàng tính được.

Công của lực Acsimet

$$G_A = - \int_0^h \frac{g}{\rho} \overline{\rho' w'} dz = \frac{g}{\rho Sc} \int_0^h K \frac{\partial \rho}{\partial z} \approx \frac{gh}{2\rho Sc} \left[K \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_h + K \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_0 - w_h \Delta \rho \right]. \quad (4.81)$$

Mật độ nước trong lớp xáo trộn biến đổi yếu theo chiều thẳng đứng, vì vậy theo định lý về trung bình tích phân được biểu diễn bằng nửa tổng của biểu thức dưới dấu tích phân tại các giới hạn trên và dưới. Số hạng bổ sung được đưa vào là do khi tầng h với tốc độ w_h xảy ra sự lôi kéo vào lớp xáo trộn một lượng nước nào đó với mật độ khác biệt với mật độ trong lớp đối lưu cưỡng bức tại tầng sâu h một lượng $\Delta \rho$. Sự lôi kéo nước nặng hơn luôn làm giảm G_A .

Với phương trình trạng thái tuyến tính hóa, thì

$$\frac{\partial \rho}{\rho \partial z} = \beta \frac{\partial \rho}{\partial z} - \alpha \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (4.82)$$

Do đó, công của lực Acsimet có thể được biểu diễn bằng biểu thức

$$G_A = \frac{gh}{2\rho} \left[\left(\frac{\alpha \Phi_T}{C} - \Phi_S \right)_h + \left(\frac{\alpha \Phi_T}{C} - \Phi_S \right)_0 - w_h \Delta \rho \right], \quad (4.83)$$

ở đây Φ_T và Φ_S – các thông lượng nhiệt và muối tại các biên của lớp.

Khuếch tán năng lượng rối

$$G_k = \int_0^h \frac{d}{dz} (b' \overline{w'}) dz \quad (4.84)$$

được xác định bằng các thông lượng năng lượng rối qua các biên của lớp. Tại mặt đại dương thông lượng năng lượng bị chi phối bởi sự phá hủy sóng. Thông thường người ta giả thiết rằng giá trị của nó tỷ lệ với năng lượng của gió truyền cho sóng. Theo dữ liệu thực nghiệm

$$G_w \approx c_a \rho_a V_a^3 / \rho, \quad (4.85)$$

ở đây c_a – tham số không thứ nguyên phụ thuộc vào rối của sóng và vào sự đổ nhào sóng.

Ở chương 3 đã nhận xét rằng khuếch tán năng lượng rối là một đặc trưng rất khó xác định. Từ lý thuyết rối bán thực nghiệm suy ra rằng $\varepsilon = cK^3/l^4$. Nếu ta giới hạn ở lý thuyết của Karman trong khi ước lượng K và l , thì khi không có thông lượng năng lượng tiêu tán ra bên ngoài phạm vi lớp đối lưu

$$G_d = \int_0^h \varepsilon dz = b \left(\frac{\tau_0}{\rho} \right)^3, \quad (4.86)$$

$$\text{ở đây } b = \frac{\kappa C_E}{3(2\omega_z K)^{3/2}}, \quad \tau_0 = \sqrt{(\tau^x)^2 + (\tau^y)^2}.$$

Với những lý lẽ như trên về các số hạng của phương trình cân bằng năng lượng rồi thì phương trình này sẽ có được dạng

$$G_v + \frac{gh}{2\rho} (\Phi_{\rho h} - \Phi_{\rho 0}) + G_\omega - G_d = \frac{gh}{2\rho} \Delta\rho w_h, \quad (4.87)$$

ở đây $\Phi_{\rho h} = \frac{\alpha \Phi_{Th}}{C} - \Phi_{Sh}$, $\Phi_{\rho 0} = \frac{\alpha \Phi_{T0}}{C} - \Phi_{S0}$ - các thông lượng mật độ tại các tầng sâu h và 0.

Nếu không chú ý tới sự lồi cuốn lớp phía dưới vào lớp rồi thì

$$h = (G_v + G_\omega - G_d) \left[\frac{g}{2\rho} (\Phi_{\rho 0} - \Phi_{\rho h}) \right]^{-1}. \quad (4.88)$$

Còn nếu $w_h \neq 0$ thì

$$w_h = \frac{dh}{dt} = \frac{2\rho}{gh\Delta\rho} (G_v + G_\omega - G_d) + \frac{1}{\Delta\rho} (\Phi_{\rho 0} - \Phi_{\rho h}). \quad (4.89)$$

Từ biểu thức (4.89) suy ra rằng chênh lệch mật độ giữa lớp xáo trộn và nước phía dưới càng lớn thì sự xâm nhập sâu của lớp xáo trộn càng chậm. Ảnh hưởng của các nhân tố cơ học tới sự gia tăng h sẽ suy giảm khi tăng độ dày của lớp xáo trộn.

Với cùng giả thiết như vậy về sự đồng nhất phương ngang của đại dương và T_0 và S_0 bất biến theo chiều thẳng đứng trong lớp xáo trộn, thì T_0 và S_0 sẽ được xác định từ chính các phương trình khuếch tán nhiệt và muối đã được sử dụng khi mô tả đối

lưu tự do (4.68)–(4.69) hay dưới dạng đơn giản hóa (4.71)–(4.72).

Về nguyên tắc, các thông lượng nhiệt và muối thẳng đứng tối biên dưới của lớp xáo trộn được tính toán theo những giá trị đã biết của các gradien thẳng đứng và theo những hệ số xáo trộn rối của các chất thể đó. Tuy nhiên, phần lớn trường hợp các giá trị đó ít khi được biết. Vì vậy phải dùng một số giải pháp phụ để xác định các thông lượng này [10]. Giải pháp đơn giản nhất trong số đó là sử dụng nhiệt độ và độ muối trung bình trong phạm vi nêp nhiệt ở phía dưới lớp xáo trộn. Trong trường hợp này sự biến đổi của T và S được mô tả bằng phương trình

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_T \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad h \leq z \leq H. \quad (4.90)$$

Từ đây suy ra

$$\int_h^H \frac{\partial T}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_h^H T dz + T_h \frac{\partial h}{\partial t} = K_T \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_H + \frac{\Phi_{Th}}{C_p \rho}. \quad (4.91)$$

Nếu đưa ra ký hiệu

$$\bar{T} = \frac{1}{H-h} \int_h^H T dz, \quad (4.92)$$

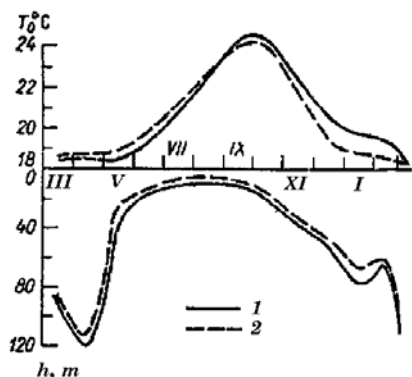
thì khi H không đổi và không có thông lượng nhiệt tại H biểu thức (4.91) được viết lại dưới dạng

$$\frac{\Phi_{Th}}{C_p} = (H-h) \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + (T_h - \bar{T}) \frac{\partial h}{\partial t}. \quad (4.93)$$

Bằng cách tương tự nhận được biểu thức để xác định thông lượng muối

$$\frac{\Phi_{Sh}}{\rho} = (H - h) \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + (S_h - \bar{S}) \frac{\partial h}{\partial t}. \quad (4.94)$$

Nếu không tồn tại sự gián đoạn của nhiệt độ và độ muối tại biên dưới lớp đối lưu cưỡng bức, thì $T_h = T_0$ và $S_h = S_0$. Thông thường thì điều kiện này thỏa mãn trong đại dương và sử dụng nó sẽ làm giảm nhẹ rất nhiều việc dự tính các đặc trưng của lớp xáo trộn. Để tìm nhiệt độ và độ muối trung bình trong nê-m nhiệt người ta sử dụng hoặc là các phép tham số hóa bổ sung, hoặc là các thông tin về sự biến đổi của chúng dựa trên những quy luật biến đổi của các đặc trưng này ở bên ngoài phạm vi lớp tựa đồng nhất. Đối lưu tự do và cưỡng bức có thể tồn tại đồng thời. Trong trường hợp này độ dày của lớp h được quyết định bởi sự tác động của một quá trình đối lưu mạnh mẽ hơn. Các quá trình đối lưu có thể tác động không đồng thời, chẳng hạn vào mùa hè và ban ngày thì đối lưu cưỡng bức áp đảo, còn mùa đông và ban đêm – đối lưu tự do (hình 4.13).



Hình 4.13. Độ dày và nhiệt độ của lớp tựa đồng nhất các năm 1967–1968 (trạm November)
1 – theo số liệu đo; 2 – tính toán

4.7. Biến đổi nhiệt độ và độ muối của các dòng biển

Phần lớn nước biển không ở trong trạng thái bất động, mà di chuyển trong không gian dưới tác động của các nhân tố khác nhau, và khi đó chúng tiếp xúc với các khối nước khác biệt về những đặc trưng thủy văn, trong đó có nhiệt độ và độ muối. Các lớp bề mặt của những dòng chảy tiếp xúc với khí quyển cũng có những điều kiện khí tượng khác nhau trong thời gian cũng như không gian. Sự tương tác nhiệt của các dòng chảy với khí quyển và các môi trường nước xung quanh, sự trao đổi nước và muối sẽ dẫn tới sự biến đổi nhiệt độ và độ muối của các dòng chảy. Những biến đổi đó được quy ước gọi là *sự biến tính nhiệt và độ muối của các khối nước*.

Người ta phân biệt hai dạng biến tính của các khối nước: 1) *biến tính dừng*, khi nhiệt độ và độ muối của nước không biến đổi theo thời gian mà chỉ biến đổi trong không gian, trong trường hợp này là biến đổi dọc theo và ngang hướng với dòng nước của dòng chảy; 2) *biến tính không dừng*, khi các đặc trưng hải dương học này còn biến đổi cả theo thời gian.

Để làm quen với những quy luật biến đổi nhiệt độ và độ muối của nước trong các dòng chảy phải lưu ý rằng chiều sâu của dòng chảy D thường nhỏ hơn chiều rộng hai bậc đại lượng. Vì vậy trong chúng sự trao đổi chủ yếu về nhiệt và muối với môi trường xung quanh diễn ra thông qua bề mặt phía trên và phía dưới. Trong trường hợp đơn giản nhất đặc điểm biến tính chung dễ đánh giá trên ví dụ sự biến tính của toàn bộ lớp dòng chảy dọc theo trục của nó. Nếu xét sự biến đổi của độ muối, thì nó có thể được mô tả bằng phương trình khuếch tán

$$u \frac{\partial S}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial z} K_s \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (4.95)$$

ở đây u – tốc độ chuyển động nước trên hướng l .

Tại biên trên với khí quyển thông lượng muối phụ thuộc vào hiệu khối lượng nước do giáng thủy và bay hơi M , tức

$$K_s \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{S}{\rho} \frac{\partial M}{\partial t}, \quad z=0. \quad (4.96)$$

Tại biên dưới của dòng chảy thông lượng muối tỷ lệ với hiệu các độ muối của dòng chảy và của nước nằm dưới, cũng như với tốc độ tương đối của dòng chảy

$$K_s \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_{z=D} = C_s \Delta u (S_1 - S), \quad (4.97)$$

ở đây C_s – hệ số trao đổi muối, S_1 – độ muối của lớp nước nằm phía dưới dòng chảy.

Sau khi tích phân phương trình (4.95) theo toàn độ dày lớp dòng chảy D và tính đến các điều kiện biên (4.96) và (4.97) ta nhận được biểu thức

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial l} + a \bar{S} = b S_1, \quad (4.98)$$

trong đó $a = \frac{1}{uD} \left(C_s \Delta u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial M}{\partial t} \right)$, $b = \frac{C_s \Delta u}{uD}$.

Trong phương trình này \bar{S} chỉ độ muối lấy trung bình theo toàn độ dày lớp dòng chảy.

Nghiệm của phương trình (4.98) với độ muối xuất phát \bar{S}_H có thể được biểu diễn dưới dạng

$$\bar{S}(\ell) = \bar{S}_H e^{-a\ell} + \int_0^\ell b e^{-a(\ell-x)} dx. \quad (4.99)$$

Số hạng thứ nhất của nghiệm thu được biểu diễn sự biến thiên của độ muối ban đầu của dòng chảy do sự trao đổi muối với lớp nước nằm phía dưới cũng như với khí quyển. Số hạng thứ hai biểu diễn phần đóng góp của sự trao đổi muối với lớp nước nằm phía dưới.

Để dễ phân tích ảnh hưởng của các nhân tố khác nhau tới sự biến thiên độ muối, nên chấp nhận độ dày và tốc độ dòng chảy cũng như độ muối của lớp nước nằm phía dưới là không đổi. Nếu như ngoài ra còn xem rằng bay hơi và giáng thủy bù trừ lẫn nhau, tức $M = 0$, thì từ (4.99) suy ra

$$\bar{S}(\ell) = \bar{S}_H \exp\left(-\frac{C_s \Delta u \ell}{uD}\right) + S_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{C_s \ell \Delta u}{uD}\right)\right]. \quad (4.100)$$

Từ biểu thức thu được thấy rằng độ muối của dòng chảy biến đổi từ giá trị ban đầu của nó \bar{S}_H đến độ muối của lớp nước nằm phía dưới S_1 tuân theo quy luật hàm mũ. Biến đổi này diễn ra càng nhanh nếu độ dày của dòng chảy càng nhỏ.

Nếu độ muối của dòng chảy thay đổi chỉ do hiệu giáng thủy và bay hơi, thì

$$\bar{S}(\ell) = \bar{S}_H \exp\left(-\frac{\ell}{\rho u D} \frac{\partial M}{\partial t}\right). \quad (4.101)$$

Nó tăng lên khi bay hơi áp đảo giáng thủy $\partial M / \partial t < 0$ và suy giảm trong trường hợp ngược lại ($\partial M / \partial t > 0$). Sự phụ thuộc vào độ dày lớp và vào quãng đường đi qua l cũng giống như trong công thức (4.100), tức nếu quãng đường đi qua tăng thì biến tính độ muối của dòng chảy tăng lên.

Quy luật biến đổi nhiệt độ của dòng chảy cũng tương tự như những gì đã trình bày với trường hợp biến tính độ muối. Nếu viết phương trình cân bằng nhiệt của bề mặt dòng chảy dưới dạng công thức (4.43), còn trao đổi nhiệt giữa dòng chảy với lớp nước nằm phía dưới bằng công thức tương tự như (4.97), thì giá trị của nhiệt độ trung bình theo chiều sâu của dòng chảy có thể thể hiện bằng một biểu thức tương tự với (4.99). Khi đó

$$a = \frac{1}{uD} \left(C_T \Delta u + \frac{R}{C\rho} \right), \quad b = \frac{1}{uD} \left(C_T \Delta u + \frac{\Psi}{C\rho T_1} \right).$$

Sự khác biệt với những công thức dẫn trên đây chỉ xảy ra khi tính đến sự biến tính nhiệt do trao đổi nhiệt với khí quyển. Trong trường hợp này thay vì công thức (4.101) phải sử dụng biểu thức

$$\bar{T}(l) = \bar{T}_H \exp\left(-\frac{Rl}{C\rho uD}\right) + \frac{\Psi}{R} \left[1 - \exp\left(-\frac{Rl}{C\rho uD}\right) \right]. \quad (4.102)$$

Từ công thức (4.102) thấy rằng nhiệt độ trung bình của dòng chảy trong trường hợp đang xét biến đổi từ giá trị ban đầu của nó \bar{T} đến giá trị được xác định bằng tỷ số Ψ/R .

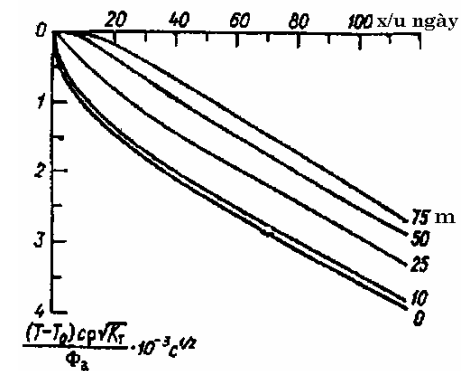
Trong trường hợp cần phải biết sự phân bố nhiệt độ của dòng chảy theo chiều thẳng đứng, nó có thể được mô tả bằng biểu thức (4.49), nếu trong đó t được thay thế bằng x/u . Khi đó giá trị ban đầu của nhiệt độ tương ứng với $x=0$.

Bằng cách tương tự, trắc diện thẳng đứng của độ muối trong biến tính dừng có thể được mô tả bằng biểu thức (4.53) với $t = x/u$.

Tất cả những quy luật chính về biến đổi nhiệt độ và độ muối theo độ sâu giữ nguyên như đã trình bày khi xem xét sự

biến tính không dừng của nước bất động.

Trên hình 4.14 cho thấy đặc điểm biến đổi theo khoảng cách của cường độ biến tính nhiệt của nước chuyển động bị chi phối bởi thông lượng nhiệt từ khí quyển. Lớp bề mặt của dòng chảy bị biến tính mạnh nhất, còn với độ sâu tăng lên thì biến đổi nhiệt độ giảm dần. Ở đầu đoạn đường biến tính nước bề mặt là cực đại, sau đó dọc theo trục tốc độ biến đổi nhiệt độ giảm dần do các lớp nước sâu hơn bị lôi cuốn vào quá trình trao đổi nhiệt. Đặc điểm biến tính độ muối của dòng chảy cũng sẽ như vậy, nếu thay thế các đặc trưng nhiệt trên trục tung của hình vẽ bằng các đặc trưng độ muối. Ở đây phải lưu ý rằng ví dụ nêu ra với phân tầng mật độ trong dòng chảy là ổn định. Nếu trong dòng chảy xuất hiện đối lưu thì những quy luật biến tính sẽ phần nào khác tùy thuộc vào độ dày lớp xáo trộn đối lưu.



Hình 4.14. Biến đổi nhiệt độ của nước chuyển động do trao đổi nhiệt với khí quyển

Ở trên đã nhận xét rằng tỷ số giữa kích thước thẳng đứng của dòng chảy và kích thước ngang có giá trị cỡ 10^{-2} hoặc bé hơn, vì vậy biến tính của dòng chảy do kết quả trao đổi rồi qua

cạnh bên với nước xung quanh diễn ra yếu hơn nhiều so với qua mặt trên và mặt dưới. Dù sao cũng phải đánh giá vai trò biến tính cạnh bên. Làm điều này đơn giản nhất đối với trường hợp quá trình dừng. Ví dụ, nếu xét ảnh hưởng của trao đổi nhiệt cạnh bên thông qua xáo trộn rối thì biến đổi nhiệt độ được mô tả bằng phương trình

$$u \frac{\partial T}{\partial x} - K_{\Gamma} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad 0 \leq y \leq Y, \quad (4.103)$$

ở đây y – trục ngang hướng với dòng chảy với gốc tại trục dòng chảy, Y – tọa độ ranh giới dòng chảy, K_{Γ} – cường độ xáo trộn rối ngang dọc theo trục y .

Nên xem rằng biến đổi nhiệt độ xảy ra ở cả hai phía của trục dòng chảy, do đó tại trục tồn tại điểm uốn, tức

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0. \quad (4.104)$$

Điều kiện biên thứ hai hợp lý nhất là tại ranh giới của dòng chảy chấp nhận các thông lượng nhiệt và nhiệt độ của các khối nước tiếp xúc bằng nhau, tức

$$C\rho K_{\Gamma} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_Y = C\rho K_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_Y = \Phi_Y, \quad T = T_2 \text{ khi } y = Y. \quad (4.105)$$

Nếu trao đổi nhiệt của dòng chảy với nước tiếp xúc Φ_Y đã được biết thì nghiệm của bài toán như vậy không khác với những bài toán đã xét và có thể được biểu diễn dưới dạng

$$T\left(\frac{x}{u}, y\right) = T_H + \frac{1}{C\rho Y} \int_0^{x/u} \Phi_Y \left(\frac{x}{u} - \xi\right) \varphi(\xi, y) d\xi, \quad (4.106)$$

ở đây $\varphi(\xi, y) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cos\left(\frac{n\pi y}{Y}\right) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 K_{\Gamma} \xi}{Y^2}\right)$, T_H – giá trị ban đầu của nhiệt độ tại $x = 0$.

Từ biểu thức thu được thấy rằng biến đổi nhiệt độ của dòng chảy tỷ lệ với thông lượng nhiệt qua cạnh bên, với quãng đường đi qua, và phụ thuộc vào hệ số truyền nhiệt độ phương ngang và chiều rộng dòng chảy.

Trường hợp tổng quát hơn, khi thông lượng nhiệt Φ_Y chưa biết, bởi vì do kết quả biến tính nhiệt độ của nước xung quanh cũng thay đổi, phải đánh giá sự biến đổi của nhiệt độ nước xung quanh. Nếu nước xung quanh chuyển động thì để mô tả sự biến tính tương hỗ của các khối nước phải sử dụng thêm một phương trình bổ sung kiểu như (4.103), nhưng với tốc độ dòng chảy có thể khác và với hệ số K_2 khác. Còn nếu như nước xung quanh bất động thì chấp nhận điều kiện $t = x/u$, tức tại mỗi đoạn của quãng đường x dòng chảy tiếp xúc với khối nước đã bị biến tính một thời gian t nào đó. Nghiệm biến tính dòng chảy trong những điều kiện như vậy có thể biểu diễn bằng biểu thức

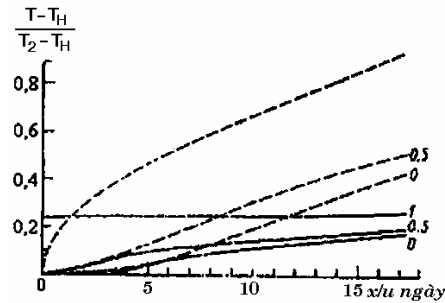
$$\frac{T - T_H}{T_2 - T_H} = \frac{1}{1 + \sqrt{\kappa_{\Gamma} / \kappa_2}} \sum \left(\frac{\sqrt{\kappa_{\Gamma}} - \sqrt{\kappa_2}}{\sqrt{\kappa_{\Gamma}} + \sqrt{\kappa_2}} \right)^n \left[\operatorname{erfc} \frac{(2n+1)Y - y}{2\sqrt{\kappa_{\Gamma} x / u}} + \operatorname{erfc} \frac{(2n+1)Y + y}{2\sqrt{\kappa_{\Gamma} x / y}} \right], \quad (4.107)$$

ở đây T_2 – nhiệt độ không đổi của nước xung quanh ở xa ranh giới dòng chảy (hình 4.15).

Trong cùng những điều kiện khác, tốc độ biến đổi nhiệt độ nước tuân theo công thức (4.107) nhỏ hơn so với tuân theo công thức (4.106). Đó là do ở trường hợp sau không chỉ có nhiệt độ dòng chảy biến đổi, mà nhiệt độ nước xung quanh cũng biến đổi,

kết quả là chiều rộng nhiệt của dòng nước hình như tăng lên khi nó di chuyển về phía trước. Về phương diện định tính, đặc điểm biến đổi nhiệt độ như vậy phù hợp với đặc điểm quan trắc được ở tất cả các dòng chảy, kể cả các dòng chảy ấm (ví dụ, Nodcap, Curosyo) lẫn các dòng chảy lạnh (ví dụ, Đông Grinlan, Pêru). Còn về phương diện định lượng có thể có những khác biệt bởi vì sự trao đổi nhiệt với môi trường xung quanh diễn ra đồng thời trên hướng thẳng đứng lẫn hướng ngang. Ngoài ra còn có quá trình uốn khúc dòng chảy diễn ra liên tục làm tăng cường sự trao đổi nhiệt một cách đáng kể.

Hình 4.15. Biến đổi nhiệt độ nước trong dòng chảy do trao đổi nhiệt với nước xung quanh tại các khoảng cách kể từ trục $y/Y = 0; 0,5; 1,0$ (đường gạch nối - $\Phi_y = \text{const}$)



Những quy luật biến đổi nhiệt độ và độ muối trong các dòng chảy đã trình bày cũng đúng cả trong các trường hợp khi trao đổi nhiệt và muối diễn ra đồng thời trên tất cả các hướng và sự biến tính là không dừng. Nghiệm giải tích khi đó tỏ ra rất phức tạp hoặc nói chung không thể có được. Vì vậy trong thực tế các phương trình khuếch tán nhiệt và muối được giải bằng số khi nghiên cứu đặc điểm hình thành các trường nhiệt độ và độ muối. Nhưng ngay cả trong trường hợp này cũng xuất hiện những khó khăn liên quan tới độ ổn định và hội tụ của nghiệm.

Để giải ước thủ tục giải số người ta thường sử dụng các phương pháp phân rã trong đó phương trình khuếch tán được phân tách ra các số hạng, mỗi số hạng trong đó chứa một hay một số nhân tố ảnh hưởng tới sự biến đổi nhiệt độ và độ muối. Thông thường hơn cả là tách ra quá trình bình lưu và khuếch tán rối nhiệt và muối. Ví dụ, phương trình truyền nhiệt được biểu diễn bằng tổng của ba phương trình sai phân

$$T^{(n+1/3)} = T^{(n)} + V \nabla T^{(n)} \Delta t,$$

$$T^{(n+2/3)} = T Y^{(n)} + w \frac{\partial T^{(n+1/3)}}{\partial z} \Delta t,$$

$$T^{(n+1)} = T^{(n)} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_T \frac{\partial T^{(n+2/3)}}{\partial z} \right) \Delta t + K_\Gamma \nabla^2 T^{(n+2/3)} \Delta t. \quad (4.108)$$

Trong đó ở hai phương trình đầu thành phần bình lưu được biểu diễn bằng sơ đồ sai phân một hướng để sao cho không xuất hiện những sóng chuyển động ngược hướng với dòng vận chuyển nhiệt chủ yếu. Thông thường điều này được biểu diễn dưới dạng

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{u(T_j - T_{j-1})}{\Delta x} \quad \text{khi } u > 0$$

và

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{u(T_{j+1} - T_j)}{\Delta x} \quad \text{khi } u < 0.$$

Việc biểu diễn các số hạng bình lưu của phương trình khuếch tán như vậy sẽ nâng cao được độ nhớt tính toán và sẽ dẫn tới sự ổn định nghiệm. Những nhiễu động xuất hiện trong trường nhiệt độ trong phép xấp xỉ như vậy được mang theo dòng chảy. Dĩ nhiên là những điều kiện biên đã được sử dụng trong khi giải giải tích cũng có mặt trong các nghiệm số, tức có mặt

trong các sơ đồ tại những nút tương ứng của miền và tại thời điểm ban đầu [11].

Vì trường dòng chảy phụ thuộc vào phân bố nhiệt độ và độ muối, nên trong các mô hình số có tính chất dự báo người ta phải đồng thời tính toán dòng chảy, nhiệt độ và độ muối.

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. *Гидрология Тихого океана*. М., Наука, 1968. 520 с.
2. Гирдюк Г. В., Егоров Б. Н, Малевский-Мапевич СП. *Определение радиационного баланса поверхности океана*. Справочное пособие. СПб., Гидрометеоздат, 1992. 147 с.
3. Зимин В. Д., Фрик П. Г. *Турбулентная конвекция*. М., Наука, 1988. 173 с.
4. Карлин П. Н., Ключиков Е. Ю., Кутько В. П. *Мелкомасштабная структура гидрофизических полей верхнего слоя океана*. М., Гидрометеоздат, 1988. 162 с.
5. Лаппо С. С., Гулев С. К., Рождественский А. Е. *Крупномасштабное тепловое взаимодействие в системе океан-атмосфера и энергоактивные области Мирового океана*. Л., Гидрометеоздат, 1990. 335 с.
6. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. *Изменчивость Мирового океана*. Л., Гидрометеоздат, 1974. 261 с.
7. *Океанографическая энциклопедия*. Пер. с англ. Л., Гидрометеоздат, 1974. 631 с.
8. *Океанографические таблицы*. Л., Гидрометеоздат, 1975. 477 с.
9. *Оптика океана. Физическая оптика океана*. Т. 1. М., Наука, 1983, гл. 7, 8

10. Полонский А. Б. *Горизонтально-неоднородный деятельный слой океана и его моделирование*. Севастополь-Обнинск, 1989. 233 с.
11. Саркисян А. С. *Моделирование динамики океана*. Глава 5. СПб., Гидрометеоздат, 1991
12. Тернер Дж. *Эффекты плавучести в жидкостях*. Главы 6, 8, 9. Пер. с англ. М., Мир, 1977
13. Федоров К. Н., Гинзбург А. И. *Приповерхностный слой океана*. Глава 3. Л., Гидрометеоздат, 1988
14. Шулейкин В. В. *Физика моря*. Глава 4. М., Наука, 1968

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Hãy giải thích nguyên tắc lấy trung bình các phương trình truyền nhiệt và muối.
2. Hãy lập các phương trình cân bằng nhiệt và muối cho mặt biển, lớp hoạt động và toàn bộ biển.
3. Xác định các thông lượng nhiệt và muối giữa đại dương và khí quyển theo thông tin khí tượng như thế nào?
4. Cường độ xáo trộn rối ảnh hưởng như thế nào tới biến trình ngày và mùa của nhiệt độ và độ muối và sự biến đổi của chúng theo độ sâu? Giữa những đặc trưng đó có mối liên hệ qua lại không?
5. Những nguyên nhân nào hình thành nên lớp lạnh bề mặt đại dương (skin-layer)?
6. Sự bất ổn định phân tầng mật độ của đại dương và đối lưu được hình thành như thế nào?
7. Cái gì dẫn tới hình thành trong đại dương các lớp trên tựa đồng nhất quy mô ngày và mùa, nê-m nhiệt và nê-m muối?
8. Hãy giải thích sự tạo thành và tiêu tán cấu trúc nhiệt muối vi mô của đại dương.

9. Hãy viết phương trình và các điều kiện biên đối với biến tính độ muối dừng của nước trong dòng chảy. Hãy giải thích đặc điểm biến đổi độ muối của dòng chảy trên ví dụ một luồng nước sông chảy vào biển.
10. Hãy viết phương trình và các điều kiện biên đối với biến tính nhiệt không dừng của nước trong dòng chảy. Hãy giải thích đặc điểm biến đổi nhiệt độ của dòng chảy do sự trao đổi nhiệt với khí quyển và với các lớp nước nằm phía dưới.

Chương 5

NHỮNG TÍNH CHẤT VẬT LÝ CỦA BĂNG BIỂN

5.1. Sự hình thành và tăng trưởng của tinh thể băng

Sự quá độ của chất từ một trạng thái tổ hợp này sang trạng thái khác có thể diễn ra chỉ trong trường hợp nếu các tham số trạng thái của nó trở nên khác với những giá trị cân bằng. Điều này có nghĩa rằng nhiệt độ, độ muối và áp suất của nước cần phải làm sao để trên biểu đồ trạng thái pha (xem hình 1.2) điểm giao nhau của các đặc trưng này không nằm trên đường phân chia các pha.

Mức độ chênh lệch của tọa độ trạng thái của một thể tích nước riêng rẽ khỏi vị trí cân bằng sẽ quyết định động lực của quá trình kết tinh, nó bằng hiệu giữa các năng lượng tự do của hệ nhiệt động lực học, phụ thuộc rất nhiều vào *suất nguội lạnh*. Suất nguội lạnh được hiểu là hiệu giữa nhiệt độ cân bằng và nhiệt độ thực. Động lực đặc trưng cho khả năng của nước tiến tới kết tinh, chứ không phải là tốc độ của chính quá trình kết tinh, bởi vì tác động tới nó còn có những nhân tố như: động năng của các phân tử, ảnh hưởng định hướng của các tạp chất trong nước, cường độ của sự trao đổi nhiệt v.v..

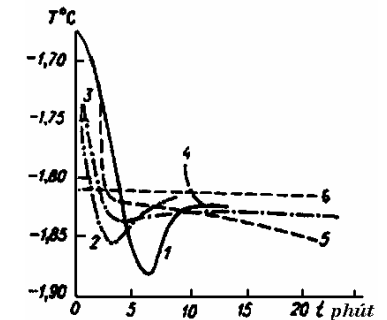
Suất nguội lạnh của nước phụ thuộc vào sự khác biệt về

cấu tạo của các pha lỏng và rắn. Mặc dù các phân tử nước có độ trật tự gần giống với băng, nhưng một số mối liên kết giữa các phân tử bị phá hủy, vì vậy cấu tạo của nước có phần khác với cấu tạo của băng. Điều này gây trở ngại cho việc liên kết các phân tử nước thành cấu tạo của băng và tạo thuận lợi cho suất nguội lạnh của nước, nếu nước ở dạng các giọt nước suất nguội lạnh có thể đạt tới hàng chục độ. Ở điều kiện tự nhiên, những thăng giáng nhiệt độ, độ muối và áp suất kích thích các chuyển động dao động và xoay của các phân tử, tạo ra điều kiện để liên kết các phân tử và các tổ hợp phân tử nước vào dạng cấu trúc băng. Vì vậy ở đại dương không xảy ra suất nguội lạnh lớn của nước.

Do sự thăng giáng của các tham số trạng thái nhiệt động lực học của nước mà những điều kiện thuận lợi cho sự kết tinh nước xuất hiện không phải ngay tức thì trong toàn bộ khối nước hay trong toàn lớp đang nguội lạnh, mà ở những điểm riêng lẻ, gọi là các tâm kết tinh. Lý thuyết nhất nguyên giải thích cơ chế kết tinh trong môi trường đồng nhất cho rằng ở các tâm kết tinh do kết quả va chạm ngẫu nhiên của các phân tử có thể tạo ra những tổ hợp có cấu tạo tinh thể. Người ta gọi tinh thể băng nguyên tố nhỏ bé vừa tạo thành là *mầm băng*.

Theo lý thuyết đa nguyên, sự kết tinh nước diễn ra không phải theo cách hình thành tùy tiện các mầm băng do kết quả thăng giáng của các tham số nhiệt động lực học, mà do kết quả tác động của những vật ngoại lai nằm bên trong nước, gọi là *những ngòi kích*. Ảnh hưởng xúc tác của một ngòi kích như thế càng lớn nếu cấu tạo mạng tinh thể của nó càng gần với mạng tinh thể của băng. Trong trường hợp đó công để tạo ra mầm băng nhỏ hơn so với trong môi trường đồng nhất. Những thực

nghiệm về suất nguội lạnh của nước và sự hình thành các mầm tinh thể trong nước đã cho thấy rằng sự xuất hiện các mầm riêng rẽ có tác động định hướng tới những phân tử nước phân bố ở lân cận, thúc đẩy sự xuất hiện các tâm kết tinh mới, tức xuất hiện một thứ phản ứng dây truyền. Vì vậy sự kết tinh nước bị nguội lạnh diễn ra rất nhanh, đặc biệt trong khi nước xáo trộn, mà suất nguội lạnh không phải là lớn (hình 5.1).



Hình 5.1. Suất nguội lạnh của nước khi có trộn thêm băng:
1) 5 viên băng đường kính 2–3 mm; 2) 0,1 g vụn băng; 3) 0,1 g băng đặt ở trong bình khác; 4) 1 g băng; 5) 5 g băng; 6) nhiệt độ đóng băng của nước

Khả năng tăng trưởng tiếp theo chỉ có ở những tinh thể mầm nào mà kích thước của chúng lớn hơn những kích thước tới hạn. Trong trường hợp ngược lại chúng bị tan rã. Từ quan điểm nhiệt động lực học, mầm băng sẽ bền vững chỉ trong trường hợp nếu như lượng giảm năng lượng tự do chung trong khi chuyển đổi các phân tử bên trong tinh thể vượt trội hơn năng lượng tự do bề mặt cần thiết để tạo ra mặt phân cách các pha rắn và lỏng của nước. Điều đó xảy ra khi số phân tử bên trong tinh thể vượt trội đáng kể so với số phân tử ở các mặt của tinh thể. Điều kiện này được thỏa mãn khi kích thước thẳng của tinh thể cỡ 10^{-6} cm, tức khi độ dài của cạnh tinh thể bằng một số chục lần khoảng cách nguyên tử.

Tốc độ tăng trưởng của tinh thể phụ thuộc vào cường độ mà “chất nuôi dưỡng” – các phân tử nước đi tới tiếp cận với tinh thể, và vào năng lượng tối thiểu không cho phép các phân tử đó bứt ra khỏi tinh thể do thăng giáng. Lượng các phân tử nước đi tới tinh thể, sự hội nhập giữa chúng và dòng năng lượng giải phóng ra trong khi đó là một hàm số của cường độ xáo trộn nước ở xung quanh tinh thể và suất nguội lạnh của nước. Điều này được tính đến trong các công thức mà người ta đề xuất để xác định khối lượng tinh thể M_κ .

Trong trường hợp tăng trưởng các tinh thể băng trên mặt đại dương lượng năng lượng xuất ra được xem là tỷ lệ với gradien nhiệt độ dT/dn :

$$\frac{dM_\kappa}{dt} = \frac{\Lambda_n}{L} \frac{dT}{dn}, \quad (5.1)$$

ở đây Λ_n – độ dẫn nhiệt của băng theo hướng n .

Từ phương trình này suy ra rằng những bề mặt nào mà hệ số dẫn nhiệt theo hướng pháp tuyến với mặt là bé nhất thì sự tăng trưởng sẽ nhanh hơn. Vì vậy tinh thể bị hạn chế bởi những bề mặt nào mà tốc độ tăng trưởng của nó là bé nhất.

Trong nước bất động, các phân tử H_2O đi tới tinh thể băng bằng quá trình khuếch tán phân tử, “vật liệu xây dựng” tiến tới các đỉnh và cạnh của tinh thể mạnh mẽ hơn, bởi vì từ những chỗ đó năng lượng giải phóng ra trong khi kết tinh sẽ xuất ra nhanh hơn. Điều này thường hay dẫn tới sự phát triển những dạng tinh thể khung xương. Nếu sự xáo trộn tăng lên sẽ làm cho trường nhiệt độ xung quanh tinh thể được san bằng và càng nhiều phân tử nước tiếp cận tới tinh thể và do đó thúc đẩy sự tăng trưởng của những tinh thể đồng nhất ít mọc nhánh. Khi

xáo trộn nước rất mạnh thì sẽ tăng xác suất kết dính và chia rẽ các tinh thể, không cho hình thành các tinh thể đơn đều đặn.

Độ muối của nước có ảnh hưởng lớn tới sự tăng trưởng và hình dạng các tinh thể. Trong khi đóng băng nước biển, các mạng cấu trúc của băng và của mỗi chất muối được hình thành một cách riêng biệt, các mạng đó không thể liên kết và nhập gộp vào tinh thể chỉ ở những chỗ khiếm khuyết của tinh thể. Vì các muối bị đẩy về phía rìa của các tinh thể, nên các muối bị bao quanh bởi nước mặn hơn so với nước mà từ đó đã sinh ra những tinh thể băng. Sự xáo trộn làm cho lớp độ muối cao hơn bị bứt tách ra và trong lớp đó xuất hiện những bất đồng nhất trong phân bố độ muối. Sự tăng trưởng tinh thể có xu thế hướng về phía những giá trị độ muối thấp hơn với nhiệt độ đóng băng cao hơn, do đó tinh thể thực tế là tinh thể nước ngọt.

Trong những điều kiện tự nhiên ở biển luôn có một số lượng lớn những nhân kết tinh, thường phân bố ít nhiều đồng đều, vì vậy biển luôn sẵn sàng đóng băng và trong biển hiếm khi gặp những suất nguội lạnh lớn. Từ đó sự kết tinh xuất hiện ở một số ổ riêng rẽ sẽ nhanh chóng lan ra khắp thủy vực lớn. Sau một số giờ nó trở thành một lớp váng băng bao phủ mặt biển lấp lánh như dầu.

Váng băng cấu tạo từ những tinh thể băng nguyên thủy. Gió và sóng biển khuấy trộn các tinh thể làm cho chúng định hướng một cách hỗn loạn tới tận độ sâu mà xáo trộn rồi mang chúng tới. Cường độ hình thành các dạng băng nguyên thủy chịu tác động đặc biệt lớn bởi tuyết rơi trên bề mặt váng băng, khi đó tuyết nhanh chóng bị thấm nước và biến thành một lớp băng mặn xốp.

Sự tăng trưởng tự do của tinh thể diễn ra cho tới khi nào nó

bị một tinh thể khác cản trở. Lạnh dính lại với nhau, chúng tạo thành thảm băng. Khi đó giữa các tinh thể có thể vẫn còn nước biển với nồng độ muối cao hơn và do đó có nhiệt độ đóng băng thấp hơn. Các thể xâm nhập của pha mặn lỏng này được gọi là *nước muối*. Hình dạng và kích thước của chúng rất khác nhau: từ những lớp mỏng phẳng hoặc những thể dạng sợi giữa các tinh thể với thiết diện một số μm đến những đốm hình cầu và những kênh xuyên lớn giữa các tinh thể chứa nước muối với thể tích một số xăngtimet khối.

Hiện nay còn chưa có một quan điểm chắc chắn nào về sự tăng trưởng của các tinh thể trong thảm băng. Chỉ có thể giả thiết là trong cơ chế tăng trưởng băng có biểu hiện sự bất đẳng hướng về độ dẫn nhiệt so với trục quang học của tinh thể, do đó mà dòng nhiệt ngăn cản sự tăng trưởng tinh thể trên hướng trục quang học nhiều hơn so với trên các hướng khác. Vì vậy trong thảm băng những tinh thể nào định hướng tới dòng nhiệt một cách bất lợi sẽ dần dần giảm tăng trưởng, tức sẽ diễn ra quá trình tái định hướng các tinh thể.

Sự phân tầng mật độ và nhiệt độ nước dưới băng có ảnh hưởng bổ sung tới sự định hướng và tăng trưởng của các tinh thể băng. Nếu phân tầng ổn định thì sự xáo trộn gặp khó khăn và chủ yếu là những tinh thể với trục quang học hướng theo phương thẳng đứng mới tăng trưởng, còn bề mặt phía dưới trở nên phẳng và trơn. Nếu ở lớp nước dưới băng có đối lưu và trao đổi nhiệt mạnh mẽ sẽ tạo ra các điều kiện cho sự tăng trưởng của những tinh thể theo các bề mặt cơ sở (trục C nằm ngang). Trong những điều kiện đó ranh giới phía dưới của băng thành ra gồ ghề do những tinh thể băng mọc trôi ra. Còn nếu gradien nhiệt độ thẳng đứng trong nước cỡ 10^{-2} K/m, thì sự tăng trưởng và định hướng của các tinh thể phụ thuộc vào vị trí của các tinh

thể nguyên thủy và những điều kiện tăng trưởng của chúng [2]. Trong những điều kiện tĩnh lặng các tinh thể băng tạo thành cấu trúc băng dạng sợi. Nếu trong khi tăng trưởng mà băng càng chịu nhiều những nhiễu động thì độ vươn dài của các tinh thể càng nhỏ hơn, thậm chí tạo thành cấu trúc dạng hạt với định hướng hỗn loạn. N. V. Trerepanov [2] đã chia ra chín kiểu cấu trúc băng biển được đặc trưng không chỉ bởi hình dạng của các tinh thể mà bởi cả những thể xâm nhập bọt khí và nước muối lẫn trong đó. Sự biến đổi của dòng nhiệt đi ra từ tinh thể đang lớn lên có thể chấm dứt sự tăng trưởng của nó. Sau đó sự tăng trưởng không tiếp tục và tinh thể sẽ chỉ là một nhân kết tinh để các tinh thể mới lớn lên trên nó. Sự chấm dứt tăng trưởng của các tinh thể do hệ quả biến đổi các điều kiện bên ngoài thường được biểu lộ khá rõ trên mặt cắt thẳng đứng của băng (hình 5.2).



Hình 5.2. Ranh giới phân chia của hai dạng tinh thể băng khác nhau

Trong khi tăng trưởng các tinh thể mọc trôi lên ở mặt phân chia kết tinh sẽ rẽ nhánh vươn tới những khu vực nước có độ muối thấp hơn. Xen giữa các tinh thể giữ lại nước với độ muối cao hơn. Lớp băng này có bề dày một số xăngtimet kể từ mặt phân chia kết tinh có tên là băng khung xương hay băng bậc thang. Khi nhiệt độ tiếp tục giảm một phần nước từ nước muối bị đóng băng, làm cho các tinh thể thì dày thêm, còn các lớp nước muối mỏng giữa các tinh thể giảm đi và băng càng xa dần khỏi bề mặt phía dưới của nó càng trở nên đậm đặc hơn.

5.2. Thành phần pha của băng biển

Băng biển như đã nhận xét là một vật thể phức tạp. Ngoài các tinh thể thực tế là của nước ngọt, trong nó còn chứa pha lỏng và các muối ở trạng thái hòa tan và rắn. Thông thường trong nó còn gặp những đốm bọt khí, vi tảo, đặc biệt ở những vùng nước Nam Cực, và những tạp chất ngoại lai khác.

Giữa lượng nước muối, nồng độ của nó và nhiệt độ của băng tồn tại một mối liên hệ có thể biểu thị dưới dạng giải tích. Ta sẽ xem rằng một thể tích băng biển nào đó có khối lượng chung M gồm băng ngọt (pha rắn) M_{Π} , nước M_B và muối M_C

$$M = M_{\Pi} + M_B + M_C. \quad (5.2)$$

Tùy thuộc vào nhiệt độ băng một phần muối nằm ở trạng thái hòa tan trong nước muối M_{pc} , một phần ở trạng thái tinh thể M_{kc}

$$M_C = M_{pc} + M_{kc}. \quad (5.3)$$

Thông thường người ta đặc trưng về băng không phải bằng

khối lượng chung của các muối mà bằng lượng các muối trong một đơn vị trọng lượng băng biển, tức bằng độ muối

$$s = \frac{M_C}{M}, \quad (5.4)$$

còn độ muối của nước muối S_p được đặc trưng bằng khối lượng các muối hòa tan trong một đơn vị trọng lượng nước muối

$$S_p = \frac{M_{pc}}{M_{pc} + M_B}. \quad (5.5)$$

Chia biểu thức (5.2) cho M và thế s và S_p vào các số hạng tương ứng, ta có

$$1 = \frac{M_{\Pi}}{M} + \frac{M_B}{M} + s.$$

Sau khi thay thế M_B theo các quan hệ (5.3) và (5.5) ta được tỷ phần tương đối của băng ngọt trong băng biển:

$$\frac{M_{\Pi}}{M} = 1 - \frac{s}{S_p} - \frac{M_{kc}}{MS_p}(S_p - 1). \quad (5.6)$$

Với nhiệt độ cao hơn $-7,5^{\circ}\text{C}$ tỷ phần muối ở trạng thái tinh thể không đáng kể và công thức (5.6) không kể số hạng cuối cùng sẽ trùng với một biểu thức do F. Malmgren nhận được từ năm 1927.

Khối lượng nước muối trong băng biển bằng tổng các khối lượng của nước ngọt và của các muối hòa tan

$$M_p = M_B + M_{pc}. \quad (5.7)$$

Nếu chia tất cả các số hạng của tổng này cho M và sử dụng quan hệ (5.3) và (5.5) ta có

$$\frac{M_p}{M} = \frac{s}{S_p} - \frac{M_{\text{KC}}}{MS_p}. \quad (5.8)$$

Ở chương 1 đã nhận xét rằng giữa nồng độ muối và nhiệt độ cân bằng các pha tồn tại một quan hệ hoàn toàn xác định và duy nhất khi áp suất không đổi. Vì vậy nếu nhiệt độ bằng thay đổi thì sẽ thay đổi khối lượng và nồng độ nước muối. Để biểu diễn giải tích mối liên hệ này phải lấy đạo hàm công thức (5.2) theo nhiệt độ:

$$\frac{dM}{dT} = \frac{dM_{\Pi}}{dT} + \frac{dM_C}{dT} + \frac{dM_B}{dT}.$$

Khối lượng chung của băng biển và muối ở trong nó khi biến đổi nhiệt độ là không thay đổi, do đó

$$\frac{dM_{\Pi}}{dT} = -\frac{dM_B}{dT}. \quad (5.9)$$

Vì vậy để xác định sự biến đổi của khối lượng băng ngọt hay nước ở trong băng biển chỉ cần lấy đạo hàm công thức (5.6) theo nhiệt độ, xem rằng độ muối của băng khi đó không thay đổi:

$$\frac{1}{M} \frac{dM_{\Pi}}{dT} = \frac{s}{S_p^2} \left(1 - \frac{M_{\text{KC}}}{sM} \right) \frac{dS_p}{dT} + \frac{1}{MS_p} (1 - S_p) \frac{dM_{\text{KC}}}{dT}. \quad (5.10)$$

Để thực hiện tính toán theo công thức này phải biết độ muối của nước muối và khối lượng của muối tinh thể như là một hàm của nhiệt độ.

Các chuyển đổi pha trong băng biển – hiện tượng cực kì phức tạp, bởi vì sự kết tinh các muối của nước muối diễn ra một cách riêng rẽ tùy thuộc vào các nhiệt độ otecti của chúng. Hiện nay các nhiệt độ otecti được xác định chỉ cho các hệ thống hai hợp phần biệt lập cấu tạo từ một muối và nước. Các nhiệt độ

otecti của những muối chủ yếu chứa trong nước biển được dẫn ở bảng 5.1.

Trong nước muối các muối nằm dưới dạng các ion tương tác với nhau, vì vậy sự kết tinh của các muối diễn ra tại những nhiệt độ khác biệt với những nhiệt độ đã dẫn trong bảng về phía thấp hơn. Đối với một số muối độ khác biệt này đạt tới một số độ. Nhưng nói chung những muối kết tinh trước hết là những muối có nhiệt độ otecti cao hơn.

Bảng 5.1. Nhiệt độ otecti của các muối

Muối	CaCO ₃	Na ₂ CO ₃	K ₂ SO ₄	Na ₂ SO ₄	MgSO ₄
Nhiệt độ otecti	-1,9	-2,1	-2,9	-3,6	-3,9
Muối	KCl	CaSO ₄	NaCl	MgCl ₂	CaCl ₂
Nhiệt độ otecti	-11,1	-17,0	-21,1	-33,6	-55

Về khối lượng của các muối tinh thể trong băng biển có thể xét theo dữ liệu thực nghiệm được tổng kết trong công trình [3] và được thể hiện trong bảng 5.2.

Bảng 5.2. Khối lượng của các muối tinh thể (gam) trong 1 kg băng với độ muối 10 ‰

T °C	-7,6	-9,5	-10,6	-12,3	-17,0	-22,6
M _{KC}	0,05	0,52	0,87	0,90	1,07	1,83
T °C	-24,2	-26,0	-28,0	-30,8	-34,2	-35,5
M _{KC}	5,29	6,59	7,14	7,54	7,93	8,04

Để nhận được khối lượng các muối tinh thể đối với băng có độ muối khác chỉ cần lấy các giá trị đã dẫn trong bảng nhân với tỷ số độ muối mới của băng so với 10 ‰.

Do sự phức tạp của quá trình chuyển đổi pha trong băng hiện nay chưa có được mối phụ thuộc giải tích của nồng độ nước muối vào nhiệt độ. Mối chỉ có những dữ liệu thực nghiệm và trên hình 5.3 có dẫn một số trong đó. Đường cong của hình này chia thành một số khoảng, mỗi khoảng được thay thế bằng một đường thẳng. Trong công trình [3] đã chia ra ba khu vực với các ranh giới $-7,5^\circ$ $-22,4^\circ$ và -30°C . Sự thay thế đường cong như vậy cho phép biểu diễn đường cong phụ thuộc của nồng độ nước muối vào nhiệt độ bằng công thức đơn giản

$$\frac{dS_p}{dT} = \frac{\alpha}{1 + M_{pc} / M_B}, \quad (5.11)$$

ở đây α – các hệ số thực nghiệm:

$$-1,848 \cdot 10^{-2} \text{ khi } 0 \geq T \geq -7,5^\circ\text{C}$$

$$-1,077 \cdot 10^{-2} \text{ khi } -7,5 \geq T \geq -22,4^\circ\text{C}$$

$$-1,532 \cdot 10^{-2} \text{ khi } -22,4 \geq T \geq -30^\circ\text{C}.$$

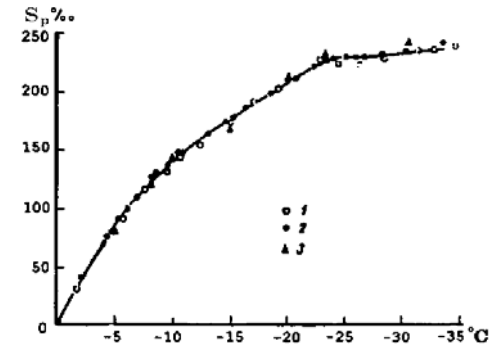
Trong khi đó tỷ phần tương đối của các muối hòa tan cũng thay đổi. Trong các khoảng nhiệt độ khác nhau nó được biểu diễn bằng những công thức thực nghiệm (bảng 5.3).

Bảng 5.3. Phụ thuộc M_{pc} / M_B vào nhiệt độ băng

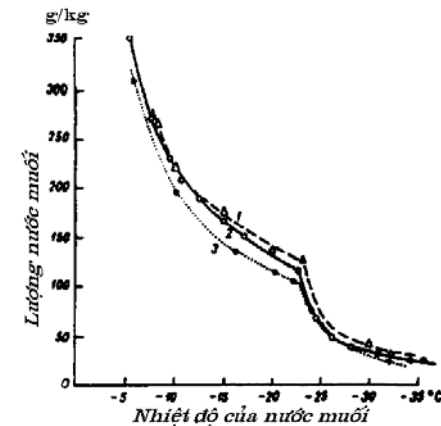
$\alpha T \cdot 10^{-2}$	khi	$0 \geq T \geq -7,5^\circ\text{C}$
$(5,670 - 1,077 T) 10^{-2}$	khi	$-7,5 \geq T \geq -22,4^\circ\text{C}$
$(16,770 - 0,532 T) 10^{-2}$	khi	$-22,4 \geq T \geq -30^\circ\text{C}$

Xuất phát từ độ muối chung của băng, khối lượng của các muối kết tinh và độ muối của nước muối có thể xác định khối lượng nước muối

$$M_p = M_{pc} + M_B = \frac{M_s - M_{kc}}{S_p}. \quad (5.12)$$



Hình 5.3. Nồng độ nước muối khi đóng băng nước [3]
1, 2, 3 – dữ liệu của các nhà thực nghiệm khác nhau



Hình 5.4. Khối lượng nước muối trong 1 kg băng biển tại các nhiệt độ khác nhau: 1, 2, 3 – kết quả của các nhà thực nghiệm khác nhau
Bởi vì độ muối của nước muối và khối lượng các muối kết

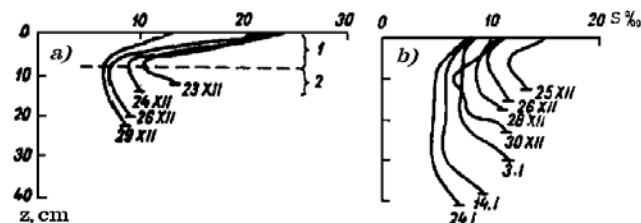
ting phụ thuộc vào nhiệt độ, nên khối lượng nước muối, như đã thấy từ công thức (5.12), cũng là hàm số của nhiệt độ. Hình 5.4 là biểu diễn trực quan về điều này. Thấy rằng tốc độ giảm hàm lượng pha lỏng theo độ giảm nhiệt độ suy giảm đều từ thời điểm kết tinh của clorua natri. Tại nhiệt độ này khối lượng nước muối bắt đầu giảm nhanh và tiếp theo tốc độ giảm suy giảm dần. Sự di cư của nước muối ra khỏi băng biển góp phần làm cho những quan hệ giữa hàm lượng các muối, pha lỏng và nhiệt độ bị sai lệch phần nào.

Sự di cư chủ yếu diễn ra do tác động của lực trọng trường tạo điều kiện cho nước muối nặng chảy thoát xuống phía dưới, do gradien nhiệt độ dẫn tới làm nóng chảy băng ở gần phần phía dưới của nhân với nước muối có nhiệt độ cao hơn so với phần trên của nhân nơi diễn ra quá trình đông lạnh nước muối, do các lực căng bề mặt trên các thể xâm nhập nước muối, do quá trình thẩm thấu v.v..

Dữ liệu thực nghiệm cho thấy rằng khối lượng nước muối chủ yếu chảy ra khỏi băng vào thời kỳ tạo băng, lúc đó băng còn tương đối mỏng và nhiệt độ của nó khá cao và vào mùa hè. Khi nhiệt độ trong băng cao thì khối lượng pha lỏng tăng lên, tuyết lỏng giữa các tinh thể bị phá hủy và mở ra những lỗ hổng để nước muối chảy thoát. Trong thời kỳ lạnh của năm tốc độ di cư chậm đi nhiều.

Quan trắc cho thấy rằng độ muối của băng trẻ phụ thuộc rất mạnh vào nhiệt độ không khí và tốc độ gió trong thời kỳ hình thành thảm băng. Điều này là do khi nhiệt độ không khí thấp tốc độ tăng trưởng của các tinh thể lớn hơn so với khi nhiệt độ cao, vì vậy từ các lớp mỏng giữa các tinh thể lượng nước muối chảy thoát ít hơn. Gió và sóng làm cho các tinh thể xáo trộn hỗn

loạn, khi đó tốc độ chảy thoát nước muối nhỏ hơn so với khi các tinh thể định hướng trật tự, đặc biệt định hướng thẳng đứng.



Hình 5.5. Các trắc diện độ muối của băng biển trẻ.
Băng tạo thành trong thời kỳ sóng gió (a) và tĩnh lặng (b)
1 – băng dạng tinh thể ruyết và băng, 2 – băng đông cứng

Tuyết rơi trên mặt biển và do các bông tuyết xốp mỏng giữ được nhiều nước biển nên làm cho độ muối của băng tăng lên đáng kể. Điều này thấy rất rõ trên hình 5.5 được xây dựng theo dữ liệu quan trắc ở các vĩ độ cực [6]. Về sau do sự di cư của nước muối mà độ muối của băng dần dần giảm và tới khi bắt đầu thời kỳ tan băng ở Bắc Băng Dương và các biển thuộc thủy vực này thì độ muối của băng biển bằng 3–6 ‰. Băng của các thủy vực ôn đới có độ muối 1–2 ‰ nhỏ hơn, còn băng biển ở Nam Cực 1–2 ‰ cao hơn. Tới cuối mùa hè độ muối của băng nhiều tuổi hiếm khi lớn hơn 1–2 ‰.

5.3. Các đặc trưng vật lý nhiệt của băng biển

Sự có mặt nước muối, bọt khí và các tạp chất khác trong băng biển làm cho các đặc trưng vật lý nhiệt của nó không giữ nguyên là hằng số, mà thay đổi theo sự biến đổi của tương quan

pha, độ xốp băng và các tạp chất trong nó. Những nghiên cứu đầu tiên về ảnh hưởng của thành phần pha của băng biển tới một số tính chất nhiệt của nó là do F. Malmgren thực hiện. Về sau nhiều nhà khoa học trong nước và ngoại quốc đã tham gia làm chính xác thêm những nghiên cứu đó và tới nay những đặc trưng vật lý nhiệt cơ bản của băng biển đã được nghiên cứu khá đầy đủ. Nhiệt dung băng C_l , thường hay gọi là nhiệt dung hiệu dụng, phụ thuộc rất mạnh vào thành phần pha của băng biển. Nhiệt dung này được hiểu là giá trị trung bình tỷ trọng của tổng các nhiệt dung của các tinh thể băng và nước muối cũng như nhiệt lượng tách ra hay tiêu thụ trong khi chuyển đổi pha:

$$C_l = C_{\pi} \frac{M_{\pi}}{M} + C_p \frac{M_p}{M} + C_{\text{kc}} \frac{M_{\text{kc}}}{M} + \frac{L_{\pi}}{M} \frac{dM_{\pi}}{dT} + \frac{L_c}{M} \frac{dM_{\text{kc}}}{dT}. \quad (5.13)$$

Ở đây ba số hạng đầu của vế phải biểu diễn phần đóng góp của các nhiệt dung của băng ngọt (các tinh thể), của nước muối và của các muối tinh thể, còn hai số hạng cuối đặc trưng cho nhiệt lượng biến đổi pha của nước và các muối. Phần đóng góp năng lượng của các muối tinh thể và những chuyển đổi của chúng không đáng kể, và vì vậy nó thường không đáng chú ý. Sau khi biểu diễn tương quan giữa các khối lượng của các hợp phần băng biển và sự phụ thuộc của chúng vào nhiệt độ thông qua độ muối nhờ các công thức của mục 5.2, ta có

$$C_l = C_{\pi} \left(1 - \frac{s}{S_p} \right) + C_p \frac{s}{S_p} - L_{\pi} \frac{s}{S_p^2} \frac{dS_p}{dT}. \quad (5.14)$$

Các nhiệt dung của băng ngọt và của nước muối phụ thuộc tương đối yếu vào nhiệt độ và theo kết quả xác định thực nghiệm chúng được biểu diễn bằng các công thức

$$C_{\pi} = (2,12 + 0,0078 T^{\circ}\text{C}) \text{ J/(g K)}, \quad (5.15)$$

$$C_p = (4,19 - 4,55 \cdot 10^{-3} S_p) \text{ J/(g K)}. \quad (5.16)$$

Phần đóng góp lớn nhất vào nhiệt dung hiệu dụng của băng biển là nhiệt lượng biến đổi pha của nước ngọt, điều này thấy rõ theo số liệu của bảng 5.4.

Nói một cách chặt chẽ, nhiệt lượng tách ra hoặc hấp thụ trong khi chuyển đổi pha của nước muối không thực sự là nhiệt dung, nhưng nó đóng vai trò như nhiệt dung khi biến thiên nhiệt độ của băng do kết quả băng trao đổi nhiệt với môi trường xung quanh. Vì vậy nhiệt lượng này được gộp vào nhiệt dung.

Bảng 5.4. Nhiệt dung băng biển (kJ/(kg K): tử số – chưa tính nhiệt lượng biến đổi pha, mẫu số – nhiệt dung hiệu dụng theo thực nghiệm của Saveliev [5]

$T^{\circ}\text{C}$	S ‰				
	2	5	10	15	20
-5,6	2,11	2,16	2,26	2,30	2,43
	3,52	4,65	7,96	8,71	12,61
-10,6	2,06	2,08	2,13	2,18	2,22
	2,85	3,35	4,66	–	6,41
-15,0	2,01	2,03	2,07	2,10	2,13
	2,60	2,97	3,52	4,53	4,65

Nhiệt lượng biến đổi pha có vai trò đáng kể khi nhiệt độ của băng cao, khi đó khối lượng nước muối trong băng lớn. Khi nhiệt độ giảm dần phần lớn nước muối bị đóng băng, nhiệt dung hiệu dụng tiến dần tới nhiệt dung của băng ngọt.

Đặc trưng vật lý nhiệt tiếp theo của băng biển phụ thuộc rất mạnh vào lượng nước muối là *nhiệt lượng kết tinh (nóng chảy)*. Như đã nhận xét, băng biển khác với băng băng nước

ngọt, không phải là một vật thể đơn nhất. Nhiệt độ càng cao thì trong nó càng ít nước bị đóng băng và càng nhiều nước muối, tức băng biển kết tinh không phải tại một nhiệt độ cố định như băng ngọt, mà liên tục từ nhiệt độ đóng băng của nước biển đến nhiệt độ tại đó toàn bộ nước muối đóng băng. Sự tan băng biển diễn ra dần dần, bắt đầu từ nóng chảy bên trong xung quanh các nhân với nước muối. Đặc điểm chuyển đổi pha như vậy trong băng biển lần đầu tiên được Malmgren nhận ra, ông đã đề xuất thay vì nhiệt lượng kết tinh riêng phải sử dụng khái niệm *nhiệt hiệu dụng* L_e cần để làm nóng chảy một đơn vị khối lượng băng biển lấy tại nhiệt độ T nào đó. Nó bao gồm năng lượng tiêu phí làm nóng chảy các tinh thể băng và để nâng nhiệt độ của băng và nước muối lên đến nhiệt độ nóng chảy hoàn toàn băng biển Θ , nhiệt độ này có thể khác với nhiệt độ đóng băng θ . Biểu thức để xác định nhiệt hiệu dụng này có thể nhận được nếu tích phân nhiệt dung hiệu dụng của băng (5.14) theo nhiệt độ từ T đến Θ và sự phụ thuộc của độ muối nước muối vào nhiệt độ biểu diễn bằng công thức (5.11)

$$L_e = [C_{\pi}(1-s) + C_{p,s}](T - \Theta) + (C_p - C_{\pi}) \frac{s}{\alpha} \ln \frac{T}{\Theta} - L_{\pi} \left(\frac{s}{\alpha T} - \frac{s}{\alpha \Theta} \right). \quad (5.17)$$

Số hạng cuối của công thức này có thể biến đổi khác đi nếu chấp nhận rằng quan hệ (5.11) và bảng 5.3 vẫn đúng tại nhiệt độ đóng băng, nhưng khi đó S_p có thể thay thế bằng s , tức

$$s = \frac{\alpha \Theta}{1 + \alpha \Theta}. \quad (5.18)$$

Thay thế mẫu số trong số hạng cuối cùng của biểu thức (5.17) nhờ các công thức (5.11) và (5.18) làm cho nó có dạng

$$L_e = [C_{\pi}(1-s) + C_{p,s}](T - \Theta) + (C_p - C_{\pi}) \frac{s}{\alpha} \ln \frac{T}{\Theta} - L_{\pi} \left(\frac{s}{S_p} - 1 \right). \quad (5.19)$$

Hai số hạng đầu của công thức này đặc trưng cho lượng năng lượng tiêu thụ để nung nóng các tinh thể băng và nước muối từ T tới Θ , còn số hạng cuối cùng – năng lượng chuyển đổi pha. Nếu băng là băng ngọt thì $s = 0$ và năng lượng cần để nóng chảy 1 kg băng tại $T = \Theta$ bằng nhiệt lượng kết tinh riêng của nước ngọt $L_{\pi} = 334$ kJ/kg.

Trong bảng 5.5 dẫn một số giá trị L_e tính toán theo công thức (5.19).

Bảng 5.5. Năng lượng cần để nóng chảy 1 kg băng biển (kJ)

$T^{\circ}\text{C}$	S ‰					
	0	1	2	4	6	8
-0,5	335	300	264	194	124	53
-1,0	336	318	301	266	230	195
-2,0	338	329	320	302	284	264
-3,0	340	334	328	316	303	291

So sánh những giá trị dẫn trong bảng cho thấy rằng khi nóng chảy băng ngọt đòi hỏi một lượng năng lượng đến tương đối nhỏ để làm tăng nhiệt độ của nó tới điểm nóng chảy và lượng năng lượng lớn cho chính sự nóng chảy. Ở băng biển các quá trình chuyển đổi pha diễn ra không phải theo cách đột ngột, mà từ từ, và do đó để làm tăng nhiệt độ, đặc biệt trong trường hợp độ muối cao, đòi hỏi lượng năng lượng đi tới lớn hơn đáng kể so với băng ngọt.

Một đặc trưng vật lý nhiệt quan trọng của băng biển là *độ*

dẫn nhiệt Λ biểu diễn dòng nhiệt đi qua băng trên hướng ngược lại với gradien nhiệt độ. Các hợp phần khác nhau của băng biển có khả năng dẫn nhiệt khác nhau. Những tinh thể băng có độ dẫn nhiệt lớn nhất. Theo ước lượng của V. V. Suleikin [7] độ dẫn nhiệt của băng Λ_k bằng 2,22 W/(m K). Độ dẫn nhiệt của nước muối Λ_p bằng khoảng 4 lần nhỏ hơn Λ_k , còn độ dẫn nhiệt phân tử của các bọt khí trong băng Λ_b hai lần nhỏ hơn Λ_k . Vì vậy khi tăng độ muối và độ xốp của băng thì khả năng dẫn nhiệt của nó giảm.

Để tính đến ảnh hưởng của các bọt khí tới độ dẫn nhiệt của băng thường sử dụng công thức dẫn nhiệt của các vật xốp theo Maxwell, trong đó giả thiết các bọt khí có thể tích chung tương đối v_b được phân bố đều trong băng:

$$\Lambda_{\text{tt}} \approx \Lambda_k \frac{1 - v_b}{1 + 0,5 v_b}, \quad (5.20)$$

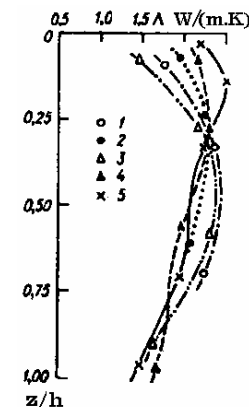
ở đây Λ_{tt} – độ dẫn nhiệt của băng xốp.

Do độ dẫn nhiệt của băng và nước muối khác nhau ít nên nước muối ảnh hưởng yếu hơn tới độ dẫn nhiệt chung của băng biển so với không khí. Nếu các nhân nước muối phân bố đều trong băng thì có lẽ để xác định sự ảnh hưởng của chúng tới độ dẫn nhiệt của băng có thể dùng công thức (5.20), trong đó thay vì v_b phải sử dụng thể tích tương đối của nước muối.

Trong những trường hợp nước muối trong băng phân bố thành các kênh hình trụ thẳng đứng thì người ta đề xuất một dạng phụ thuộc khác của Λ vào độ muối của băng. Ví dụ, trong Bảng hải dương học [4] độ dẫn nhiệt trung bình của băng mặn được xác định như là tổng các độ dẫn nhiệt của băng ngọt và của nước muối có tính tới vai trò tương đối của nước muối. Dưới dạng giản ước mỗi phụ thuộc này được thể hiện bằng công thức

$$\Lambda = \Lambda_{\text{tt}} - (\Lambda_{\text{tt}} - \Lambda_p) \frac{s}{S_p}. \quad (5.21)$$

Từ công thức thấy rằng độ dẫn nhiệt của băng biển giảm khi độ muối tăng. Nhiệt độ băng càng cao làm cho nồng độ nước muối giảm thì lượng giảm độ dẫn nhiệt của băng biển càng trở nên nhỏ hơn.



Hình 5.6. Trắc diện thẳng đứng của độ dẫn nhiệt băng biển theo số liệu quan trắc trên các trạm trôi ở Bắc Băng Dương [3]

- 1 - băng một tuổi năm 1957;
- 2 - băng hai tuổi năm 1957;
- 3 - băng một tuổi năm 1956;
- 4 - băng hai tuổi năm 1956;
- 5 - băng nhiều tuổi năm 1956

Sự phụ thuộc của độ dẫn nhiệt băng biển vào độ xốp, độ muối và nhiệt độ của nó làm cho Λ trở thành thay đổi, mặc dù với mức độ yếu hơn so với nhiệt dung hiệu dụng. Các quan trắc Λ theo từng lớp đã cho thấy rằng do tăng độ xốp của các lớp băng biển phía trên mặt mà độ dẫn nhiệt của băng có phần suy giảm. Λ của các lớp băng phía dưới cũng giảm do nhiệt độ băng ở đó cao hơn và hàm lượng nước muối lớn hơn. Điều này được thấy khá rõ trên hình 5.6.

Khả năng hấp thụ năng lượng tia của thảm băng là một trong những tính chất rất thay đổi của nó. Dòng bức xạ tích phân Q đi tới thảm băng bị phản xạ một phần, phần còn lại đi vào bề dày băng. Ở đây diễn ra sự hấp thụ và sự tán xạ bức xạ

làm cho một bộ phận bức xạ đi ngược lại lên phía bề mặt băng và cộng thêm vào bức xạ phản xạ tại chính bề mặt. Dòng tổng cộng này được gọi là *bức xạ phản xạ*. Tỷ số giữa bức xạ phản xạ tích phân và bức xạ tới, tức albedo A , thay đổi với quy mô rất rộng và phụ thuộc vào bước sóng ánh sáng cũng như trạng thái của băng.

Các đo đạc đã cho thấy rằng albedo của thảm băng tuyết đối với bức xạ với bước sóng trên 760 nm không vượt quá 3,5 % và sự hấp thụ dòng tia này diễn ra ở trong lớp băng mặt rất mỏng hoặc trong tuyết trên bề mặt băng. Lượng phát xạ của băng tập trung ở khu vực phổ sóng dài và bằng khoảng 98 % phát xạ của vật đen tuyệt đối.

Đối lập với sóng dài albedo của bức xạ sóng ngắn phụ thuộc rất mạnh vào trạng thái của bề mặt băng tuyết (bảng 5.6).

Bảng 5.6. Albedo trung bình của thảm băng tuyết (A) phụ thuộc vào độ phá hủy của băng (N_p %)

Đặc điểm của bề mặt	N_p	A	Đặc điểm của bề mặt	N_p	A
Tuyết mới rơi trên băng	0	0,88	Băng tan với bề mặt màu trắng	30	0,51
Tuyết nén chặt trên băng	0	0,77	Băng tan với màng nước phát triển yếu	40	0,47
Tuyết trên băng bắt đầu tan	0	0,67	Băng tan với màng nước	50	0,41
Tuyết tan, đôi chỗ lộ ra vết băng màu trắng	10	0,62	Băng tan, màng nước phủ hoàn toàn	70	0,33
Tuyết và băng tan mạnh	20	0,56			

Từ bảng này thấy rằng albedo thay đổi mạnh nhất trong thời gian tan băng, khi đó trên mặt băng các khu vực có tuyết

phủ, băng trần và màng nước xen kẽ nhau. Do rất khó đánh giá định lượng về tỷ lệ giữa chúng và mức độ tan băng nên các giá trị đã dẫn chỉ mang tính chất định hướng.

Bức xạ sóng ngắn xâm nhập vào băng bị tán xạ và hấp thụ với cường độ tùy theo độ cứng chắc của băng. Độ xốp của băng và độ muối của nó càng lớn thì dòng tia bị suy yếu càng nhanh; sự suy yếu được đánh giá bằng hệ số suy yếu ϵ . Chỉ số này phụ thuộc vào vùng phổ. Tại vùng nhìn thấy đối với băng tinh khiết hệ số suy yếu bằng khoảng 2 m^{-1} ở khu vực phổ xanh lục và tăng lên đến xấp xỉ 5 m^{-1} ở cuối vùng. Tại vùng phổ hồng ngoại giá trị ϵ tăng nhanh từ 5 m^{-1} lên 10^3 m^{-1} khi bước sóng tăng.

Suy yếu chung của dòng bức xạ trong băng diễn ra theo quy luật hàm mũ biểu thị sự giảm nhanh dòng nhiệt tia trong bề dày băng

$$Q(z) = Q(0) e^{-\epsilon z} \quad (5.22)$$

Sự suy yếu bức xạ diễn ra đặc biệt nhanh khi nó đi qua tuyết có khả năng hấp thụ còn lớn hơn của băng. Tuy nhiên, cũng có một bộ phận nào đó của dòng tia đi xuyên qua được lớp băng mỏng làm ảnh hưởng tới nhiệt độ của nước dưới băng. Dòng nhiệt tia của vùng phổ nhìn thấy bị hấp thụ trong bề dày băng có tác động làm tăng nhiệt độ băng và sự tan băng bên trong băng. Năng lượng tia đi qua lớp băng mỏng cũng làm giảm tỷ phần bức xạ tán xạ và giảm dòng bức xạ sóng ngắn phản xạ tổng cộng. Vì vậy albedo của các loại băng mỏng nhỏ hơn so với băng dày. Bức xạ sóng dài thực tế không xâm nhập vào băng và chỉ có cân bằng bức xạ của bề mặt băng tuyết mới phụ thuộc vào dạng bức xạ này.

5.4. Những quy luật chung trong sự tăng trưởng và tan băng biển

Trong các lý thuyết về đóng băng ở biển và sự tăng trưởng độ dày băng thường chấp nhận rằng khi nguội lạnh lớp mặt biển tới nhiệt độ đóng băng θ các tinh thể băng được tạo thành lập tức tạo nên những tích tụ mỡ băng. Đó là một lớp dẻo; độ dày của nó tăng dần do hiệu các dòng nhiệt từ băng đi lên khí quyển Φ và từ biển đi vào băng Φ_M . Nếu dòng thứ nhất lớn hơn dòng thứ hai thì lượng hụt nhiệt được bồi hoàn bởi nhiệt lượng kết tinh trong khi đóng băng những bộ phận nước mới ở bề mặt băng phía dưới.

Vì dòng nhiệt đi qua băng tỷ lệ với độ dẫn nhiệt của băng Λ và gradien nhiệt độ, còn nhiệt lượng kết tinh tỷ lệ với khối lượng băng được tạo thành M , nên phương trình cân bằng nhiệt biểu diễn tương quan giữa các dòng nhiệt đó tại ranh giới băng – nước như sau

$$L \frac{\partial M}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \Phi_M. \quad (5.23)$$

Nếu tính đến lượng băng ngọt trong băng biển và mối phụ thuộc của nhiệt lượng nóng chảy băng biển vào độ muối và nhiệt độ của nó thì sau khi quy tất cả các dòng nhiệt về một đơn vị diện tích ta có

$$L' \rho_I \frac{\partial h}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \Phi_M, \quad (5.24)$$

ở đây $L' = L \left(1 - \frac{s}{S_p} \right) + \theta \left(\frac{\rho}{\rho_I} C - C_I \right)$, C – nhiệt dung nước, ρ_I – mật độ băng biển. Ở đây thành phần thứ nhất biểu diễn nhiệt lượng được giải phóng ra trong khi tạo thành một thể tích đơn

vị băng biển, thành phần thứ hai – nhiệt lượng do sự thay đổi nhiệt dung đẳng thể tích của nước tại nhiệt độ đóng băng.

Độ dày băng chỉ tăng trong trường hợp dòng nhiệt đi mất từ bề mặt phía dưới lên phía trên vượt trội dòng nhiệt từ nước nhập vào, tức khi vế phải phương trình (5.24) có giá trị dương.

Giải phương trình (5.24) kèm theo rất nhiều khó khăn không những do gradien nhiệt độ trong bề dày băng biến đổi và các đặc trưng vật lý nhiệt của băng phụ thuộc vào nhiệt độ và độ muối, mà còn do các dòng nhiệt từ nước phụ thuộc vào tốc độ tăng trưởng độ dày băng. Vì vậy người ta chỉ nhận được những nghiệm gần đúng nếu sử dụng những phép xấp xỉ nào đó.

Khi băng còn tương đối mỏng, ví dụ với độ dày dưới 0,5 m, gradien nhiệt độ theo phương thẳng đứng trong nó biến đổi yếu và xấp xỉ được xem như tỷ lệ với hiệu các nhiệt độ tại bề mặt băng phía trên T_0 và phía dưới θ $\partial T / \partial z = (\theta - T_0) / h$. Với phép giản hóa này phương trình (5.24) có thể biểu diễn dưới dạng

$$\frac{\partial h^2}{\partial t} = \frac{2\Lambda}{L' \rho_I} (\theta - T_0) - \frac{2\Phi_M h}{L' \rho_I}. \quad (5.25)$$

Một cách hình thức nghiệm của phương trình này được viết như sau:

$$h^2(t) = h_0^2 + 2 \int_0^t \frac{1}{L' \rho_I} [\Lambda(\theta - T_0) - \Phi_M h] dt, \quad (5.26)$$

trong đó $h_0 = h(t=0)$. Ở đây độ dày băng cần tìm nằm dưới dấu tích phân làm cho rất khó tính được nó. Chỉ khi không có lượng nhập nhiệt tới bề mặt băng phía dưới thì nghiệm mới đơn giản:

$$\hbar(t) = \hbar_0 \left(1 + \frac{2}{\hbar_0^2} \int_0^t \Lambda \frac{\theta - T_0}{L' \rho_l} dt \right)^{1/2}. \quad (5.27)$$

Khi các đặc trưng vật lý nhiệt là không đổi, người ta thường gọi tích phân chứa hiệu các nhiệt độ là *tổng ngày nhiệt độ đóng băng*.

Từ công thức thu được thấy rằng nếu nhiệt độ không đổi với thời gian thì tốc độ tăng độ dày băng bị chậm dần, tức sự tăng trưởng băng mỏng diễn ra nhanh hơn so với băng dày. Đó là do ở những điều kiện đó gradien nhiệt độ thẳng đứng bị giảm đi trong khi tăng \hbar , mà lượng nhiệt mất lên trên từ bề mặt băng phía dưới lại phụ thuộc vào gradien nhiệt độ. Vì vậy ở điều kiện tự nhiên trong khu vực có khí hậu đồng nhất thường thấy xu hướng độ dày băng đều như nhau.

Trong điều kiện tự nhiên dòng nhiệt từ nước đi lên băng thường tồn tại, từ biểu thức (5.26) thấy rằng nó làm giảm giá trị của tích phân càng nhiều nếu độ dày băng càng lớn. Dưới tác động của dòng nhiệt này thậm chí có thể làm tan băng từ bề mặt băng phía dưới, mặc dù nhiệt độ không khí âm. *Độ dày băng tới hạn* \hbar_x tại đó dòng nhiệt đến từ biển bằng dòng nhiệt mất lên trên được tìm từ phương trình (5.25) nếu cho vế trái của nó bằng không. Khi đó

$$\hbar_x = \Lambda(\theta - T_0) / \Phi_M. \quad (5.28)$$

Công thức này được dùng khi đánh giá độ dày có thể của băng nhiều tuổi.

Giải phương trình (5.26) thường tiến hành bằng phương pháp xấp xỉ liên tiếp, trong đó độ dày băng tính được ở bước lặp trước có mặt ở trong biểu thức dưới dấu tích phân. Còn phương

pháp khai triển phương trình (5.25) thành chuỗi lũy thừa được sử dụng ít hơn.

Điều kiện không đổi gradien nhiệt độ thẳng đứng trong bề dày băng chấp nhận ở phương trình (5.25) tương đương với điều kiện không có các nguồn và các dòng mất nhiệt trong bề dày băng. Do đó, dòng nhiệt mất từ bề mặt băng phía dưới bằng dòng nhiệt mất từ bề mặt băng phía trên. Với những điều kiện này phương trình (5.24) có thể viết lại dưới dạng

$$L' \rho_l \frac{\partial \hbar}{\partial t} = -(B + \Phi_a + \Phi_e + \Phi_M), \quad (5.29)$$

ở đây B – cân bằng bức xạ của bề mặt băng, Φ_a – trao đổi nhiệt rối giữa băng và không khí, Φ_e – chi phí nhiệt cho sự bay hơi từ mặt băng.

Từ phương trình này nhận được công thức để xác định độ dày băng đơn giản hơn so với biểu thức (5.26):

$$\hbar(t) = \hbar_0 - \int_0^t \frac{B + \Phi_a + \Phi_e + \Phi_M}{L' \rho_l} dt. \quad (5.30)$$

Ở đây dòng nhiệt được xem là dương nếu nó hướng vào phía băng.

Biểu thức (5.30) trong tính toán thực tế ít được dùng hơn phương trình (5.26) bởi vì các dòng nhiệt rối trong không khí, trong nước cũng như chi phí nhiệt cho bay hơi từ mặt băng được xác định với độ chính xác thấp.

Gradien nhiệt độ thẳng đứng trong băng thường không phải là bất biến trong khi nhiệt độ không khí dao động, mà tăng lên khi nhiệt độ không khí giảm và giảm khi nhiệt độ không khí tăng. Tuy nhiên, bởi vì trong phương trình (5.26) có tích phân

của T_0 , việc lấy tổng những độ lệch dương và âm khỏi biến trình đều của nhiệt độ không khí ở mức độ nào đó làm giảm biến thiên trung bình của gradien nhiệt độ trong chu kỳ tích phân. Vì vậy biểu thức (5.26) mô tả khá tốt mối phụ thuộc của tăng trưởng độ dày băng vào nhiệt độ thậm chí khi độ dày băng tới 1 m. Trong trường hợp băng nhiều tuổi với độ dày một số mét điều kiện bất biến gradien nhiệt độ thẳng đứng theo bề dày tỏ ra rất thô, vì vậy để tăng độ chính xác trong khi tính độ dày băng phải dùng phương trình (5.23), trong đó gradien nhiệt độ được xác định từ phương trình dẫn nhiệt.

Tuyết trên băng ảnh hưởng rất nhiều tới sự tăng trưởng độ dày băng. Để chứng tỏ điều này có thể xem rằng các trắc diện nhiệt độ thẳng đứng theo bề dày trong từng môi trường tuyết và băng không biến thiên, có nghĩa rằng dòng nhiệt thẳng đứng trong các môi trường không biến đổi theo bề dày, tức

$$\Lambda \frac{\theta - T_0}{h} = \lambda_c \frac{T_0 - T_c}{h_c}, \quad (5.31)$$

ở đây h_c, λ_c – tuân tự là độ dày và độ dẫn nhiệt của tuyết, T_c – nhiệt độ bề mặt tuyết.

Từ công thức đã dẫn suy ra

$$T_0 = \frac{T_c + \Lambda \theta h_c / \lambda_c h}{1 + \Lambda h_c / \lambda_c h}. \quad (5.32)$$

Thay thế T_0 trong các biểu thức (5.26) hay (5.27) bằng công thức này sẽ đưa các đặc trưng của tuyết vào trong các biểu thức đó và cho phép tính đến ảnh hưởng của tuyết tới tăng trưởng độ dày băng. Ví dụ, công thức (5.27) nếu tính đến tuyết sẽ có dạng

$$h(t) = h_0 \left[1 + \frac{2}{h_0^2} \int_0^t \frac{\Lambda(\theta - T_c) dt}{L' \rho_l (1 + \Lambda h_c / \lambda_c h)} \right]^{1/2}. \quad (5.33)$$

Ở đây mẫu số của biểu thức dưới dấu tích phân lớn hơn so với ở công thức (5.27), vì vậy độ dày của băng bị tuyết phủ tỏ ra nhỏ hơn băng không tuyết; giảm nhiều hay ít tùy thuộc vào độ dày lớp tuyết và độ dẫn nhiệt của nó.

Tuyết cũng ảnh hưởng tới độ dày băng tới hạn. Công thức để ước lượng nó thu được từ phương trình (5.25) sau khi thế biểu thức (5.32) vào đó và cho vế trái bằng không:

$$h_x = \frac{\Lambda(\theta - T_c)}{\Phi_M (1 + \Lambda h_c / \lambda_c h)}. \quad (5.34)$$

Độ dày băng tới hạn tính theo công thức này nhỏ hơn so với công thức (5.28). Đó là do nhiệt độ bề mặt băng dưới tuyết cao hơn so với băng trần.

Công thức (5.34) khi không có tuyết trên băng chuyển thành công thức (5.28), tức nó tổng quát hơn.

Trong tất cả các công thức để tính độ dày băng có mặt dòng nhiệt từ nước. Vai trò của nó rất đáng kể. Nếu nó bằng dòng nhiệt đi lên qua băng, thì độ dày băng thôi không tăng nữa.

Dòng nhiệt đi tới bề mặt băng phía dưới Φ_M phụ thuộc vào tốc độ tăng trưởng băng, bởi vì khi đó diễn ra quá trình mặn hóa lớp nước dưới băng làm tăng mật độ nước và thúc đẩy phát triển đối lưu tự do dưới băng. Trong khi lan sâu lớp đối lưu h nước phía dưới thường có nhiệt độ cao hơn được lôi kéo vào lớp đối lưu. Ngoài ra khi tăng độ muối của lớp nước phía dưới thì nhiệt độ đóng băng của nó giảm. Thậm chí khi không có bình lưu nhiệt phương ngang trong nước xuất hiện dòng nhiệt thẳng

đứng được gây nên bởi sự thay đổi nhiệt độ đóng băng và sự lôi kéo lớp nước mới vào đối lưu

$$\Phi_M = C\rho \left(h \frac{\partial \theta}{\partial t} + T \frac{\partial h}{\partial t} \right). \quad (5.35)$$

Đôi khi trong biểu thức này có tính đến số hạng đặc trưng cho dòng nhiệt rớt đi vào lớp xáo trộn đối lưu. Tuy nhiên, vì khối lượng hệ số dẫn nhiệt rớt, dòng nhiệt này được xác định một cách rất thô và khi đối lưu lan sâu dòng nhiệt này thường không được tính đến trong phần lớn trường hợp.

Trong biểu thức (5.35) đã xuất hiện hai đặc trưng mới: θ và h . Để xác định chúng phải biết độ muối của lớp nước dưới băng. Nó phụ thuộc vào khối lượng muối nhập vào nước trong khi tạo thành băng biển và vào sự lôi kéo nước mới vào đối lưu

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{S\rho_I - s\rho}{\rho h} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{S}{h} \cdot \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (5.36)$$

ở đây $(S\rho_I - s\rho) \frac{\partial h}{\partial t} = \Phi_S$ - dòng muối nhập vào nước.

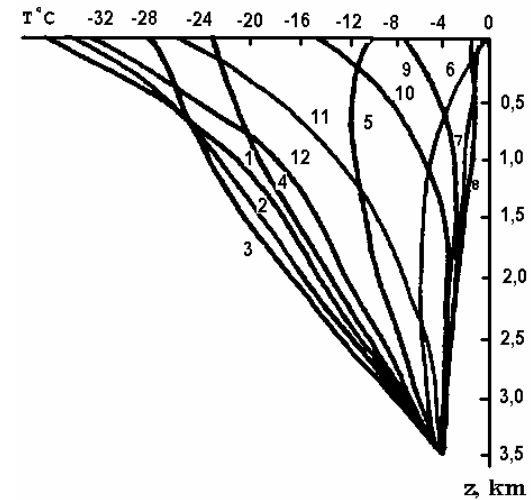
Sau khi xác định độ muối của nước dưới băng nhiệt độ đóng băng để dàng tính theo công thức Criummel (1.59). Biến đổi độ dày lớp xáo trộn đối lưu đã được bàn luận ở chương 4 và để xác định nó đã có công thức (4.74).

Sự khác nhau về phân tầng mật độ của các đại dương và biển đóng băng và các dòng nhiệt do nó chi phối trong thời kỳ tăng trưởng băng là một trong những nguyên nhân của sự bất đồng nhất không gian về độ dày băng. Trên các vùng nước đại dương, nơi xáo trộn đối lưu lan sâu tới những độ sâu lớn, băng có thể hoàn toàn không tạo thành. Ví dụ điển hình có thể là

phần lớn biển Grinlan, các vùng nước sườn lục địa biển Okhotsk và Bering, nơi đối lưu xâm nhập tới độ sâu vài trăm mét và tạo ra dòng nhiệt lớn ngăn cản quá trình nguội lạnh của lớp mặt biển tới nhiệt độ đóng băng.

Nếu băng dày thì không phải bao giờ nhiệt độ của nó cũng có trắc diện tuyến tính, đặc biệt khi nhiệt độ không khí biến đổi nhanh. Bởi vậy gradien nhiệt độ băng trong phương trình (5.23) không tỷ lệ thuận với hiệu các nhiệt độ bề mặt băng phía dưới và phía trên, mà được tìm từ phương trình truyền nhiệt; đối với băng phương trình này tỏ ra phức tạp do những chuyển đổi pha và độ dày băng biến đổi

$$C_I \rho_I \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\Lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad 0 \leq z \leq h(t). \quad (5.37)$$



Hình 5.7. Nhiệt độ trung bình tháng của băng biển nhiều tuổi

Thảm băng biển ở mức độ nào đó có thể xem như một tấm mỏng, một trong các bề mặt của nó có nhiệt độ biến đổi rất ít; nhiệt độ của băng biển đổi theo phương thẳng đứng mạnh hơn nhiều so với phương ngang. Điều này giải thích tại sao phần lớn trường hợp người ta chỉ nghiên cứu những quy luật phân bố nhiệt độ thẳng đứng. Trong thời kỳ lạnh của năm nhiệt độ băng biển biến đổi từ nhiệt độ đóng băng tại ranh giới giữa băng và nước tới nhiệt độ thấp hơn tại bề mặt thảm băng. Dưới dạng sơ đồ trắc diện nhiệt độ thẳng đứng trong mùa đông của băng được thể hiện trên hình 5.7.

Giải phương trình (5.37) gặp rất nhiều khó khăn không chỉ do phải tính đến nhiệt lượng chuyển đổi pha, mà còn do sự biến đổi độ dày băng. Vì vậy nó được giải bằng số. Trong nhiều trường hợp, đặc biệt khi tiến hành phân tích sự phụ thuộc của nhiệt độ băng vào biến thiên nhiệt độ tại bề mặt băng, vào tốc độ tăng trưởng độ dày băng, vào những biến đổi pha trong bề dày băng cũng như khi giải quyết nhiều vấn đề khác chúng ta cần đến nghiệm giải tích dù chỉ là nghiệm gần đúng của phương trình truyền nhiệt. Dưới dạng đơn giản nhất nghiệm này nhận được từ phương trình (5.37) bằng phương pháp xấp xỉ liên tiếp với những giá trị nhiệt độ biết trước tại bề mặt băng phía trên T_0 và phía dưới θ . Lúc đầu ta tìm nghiệm của phương trình này không có vế trái. Biểu thức thu được được thế vào vế trái phương trình và lại tiến hành giải nó với cùng những điều kiện biên v.v.. Nếu giới hạn ở lần xấp xỉ thứ hai có thể thu được biểu thức để xác định nhiệt độ băng dưới dạng

$$\begin{aligned}
 T(t, z) = & T_0 - \frac{z}{h}(T_0 - \theta) + \\
 & + \hbar \frac{\partial T_0}{\partial t} \left\{ \frac{z}{6\kappa} \left(3 \frac{z}{h} - \frac{z^2}{h^2} - 2 \right) + \right. \\
 & + \frac{s'\hbar}{(T_0 - \theta)^2} \left[\left(\frac{T_0 + \theta}{T_0 - \theta} - \frac{z}{h} \right) \ln \left[\frac{T_0}{\theta} \left(1 - \frac{z}{h} \right) + \frac{z}{h} \right] - \frac{T_0 + \theta}{T_0 - \theta} \left(1 - \frac{z}{h} \right) \ln \frac{T_0}{\theta} \right] \left. + \right. \\
 & + \frac{\partial \hbar}{\partial t} \left[\frac{T_0 - \theta}{6\kappa} \left(\frac{z^2}{h^2} - 1 \right) z + \right. \\
 & \left. \left. + \frac{s'\hbar T_0}{T_0 - \theta} \left[2 \left(1 - \frac{z}{h} \right) \ln \frac{T_0}{\theta} - \left(\frac{2T_0}{T_0 - \theta} - \frac{z}{h} \right) \ln \left[\frac{T_0}{\theta} \left(1 - \frac{z}{h} \right) + \frac{z}{h} \right] \right] \right] \right\}
 \end{aligned}
 \tag{5.38}$$

ở đây $\kappa = \Lambda / C_1 \rho_1$ - độ dẫn nhiệt độ của băng, $s' = \frac{Ls\rho_1}{\Lambda\delta}$, $\delta = -0,0182$ g/K - tham số thực nghiệm.

Từ biểu thức này thấy rằng trắc diện thẳng đứng của nhiệt độ băng chỉ tuyến tính trong trường hợp không có những biến thiên độ dày băng và nhiệt độ bề mặt băng theo thời gian. Tuy nhiên, với những giá trị \hbar nhỏ và biến thiên T_0 cỡ vài độ bách phân trong một ngày thì đóng góp của các số hạng thứ ba và thứ tư sẽ là không lớn, vì vậy phân bố nhiệt độ thẳng đứng gần với phân bố tuyến tính.

Ảnh hưởng của nhiệt lượng chuyển đổi pha trong bề dày băng tới nhiệt độ băng, và do đó tới sự tăng trưởng độ dày, được thể hiện bằng các thành phần chứa thừa số s' . Thấy rằng các thành phần này không bằng không chỉ khi nhiệt độ bề mặt và độ dày băng biến đổi, bởi vì với nhiệt độ không biến đổi thì không xảy ra chuyển đổi pha trong băng. Những biến thiên

nhiệt độ băng do nhiệt lượng chuyển đổi pha không lớn và thường chỉ bằng vài phần mười độ. Chỉ khi nào nhiệt độ bề mặt băng biến đổi mạnh cỡ 10° một ngày và độ muối băng cỡ 10 ‰ thì những biến đổi đó có thể đạt tới 1°C .

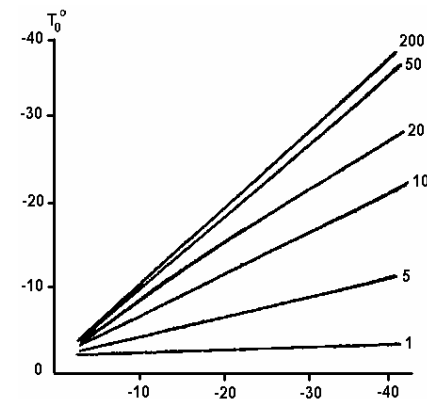
Thường là nhiệt độ bề mặt băng không được biết và thay vì nó người ta sử dụng nhiệt độ không khí T_a . Khi thay thế như vậy đòi hỏi phải đánh giá những khác biệt giữa chúng. Tương quan giữa các nhiệt độ này dễ dàng xác định được, nếu trong trường hợp đơn giản nhất với trục diện thẳng đứng tuyến tính của nhiệt độ trong băng và tuyết thì gradien nhiệt độ biểu diễn qua các thành phần cân bằng nhiệt

$$\frac{T_0 - \theta}{(\hbar/\Lambda) + (\hbar_c/\lambda_c)} = B + \Phi_a + \Phi_e = B + C_a \rho_a c_T V \left[T_a - T_0 + \frac{L_e}{C_a} (q - q_0) \right], \quad (5.39)$$

ở đây C_a, ρ_a – nhiệt dung riêng và mật độ không khí, c_T – hệ số mất nhiệt, V – tốc độ gió, L_e – nhiệt lượng bay hơi riêng từ băng, q, q_0 – độ ẩm riêng của không khí tại độ cao quan trắc và tại mực bề mặt băng tuyết.

Trên hình 5.8 dẫn tương quan nhiệt độ bề mặt băng tuyết (theo trục tung) tùy thuộc vào nhiệt độ không khí (theo trục hoành) ứng với những độ dày băng khác nhau (tính bằng cm ghi ở đầu mút các đường). Các giá trị T_0 được tính theo công thức ứng với trị số trung bình của các tham số xuất phát đặc trưng cho các biển Bắc Băng Dương vào thời kỳ mùa đông của năm. Đã giả thiết rằng trên mặt băng với độ dày dưới 5 cm không có tuyết, sau đó đối với băng với độ dày dưới 20 cm có tương quan

$\hbar_c/\hbar = 0,05$, còn đối với băng dày hơn $\hbar_c/\hbar = 0,1$ và ứng với $\lambda_c/\Lambda = 0,1$. Từ hình vẽ thấy rằng nhiệt độ bề mặt băng tuyết sẽ gần với nhiệt độ không khí khi băng dày và T_a thấp hoặc khi băng mỏng và T_a tương đối cao.



Hình 5.8. Tương quan giữa nhiệt độ bề mặt băng tuyết và nhiệt độ không khí ứng với độ dày băng khác nhau

Việc xác định những biến thiên độ dày băng trong thời kỳ xuân hè của năm là một trong những bài toán cơ bản trong thực hành dự báo băng. Độ dày của lớp băng ổn định và các thời hạn giải phóng mặt nước sẽ tùy thuộc vào độ dày băng quyết định thời gian bắt đầu mùa hàng hải. Vì vậy khả năng tính tan băng có ý nghĩa thực tế to lớn.

Khi đó thoát tiên bao giờ người ta cũng tạm thời xác định ngày bắt đầu tan băng, bởi vì ngày đó là khởi điểm từ đó nhiệt đi vào băng được chi phí cho sự tan băng.

Vì cân bằng bức xạ dương nâng nhiệt độ bề mặt băng tuyết lên cao hơn nhiệt độ không khí, nên sự tan băng hay tuyết trên băng bắt đầu ngay từ khi nhiệt độ không khí còn âm. Vì vậy

trong các công thức thực nghiệm ngày bắt đầu tan băng ổn định thường được liên hệ với ngày xuất hiện một nhiệt độ không khí âm nào đó. Đối với một số điều kiện khí hậu, nhiệt độ này có thể xác định theo công thức (5.39), nếu chấp nhận $T_0 = 0^\circ\text{C}$. Nếu không có tuyết trên mặt băng và độ muối của băng không bằng không, thì nhiệt độ nóng chảy băng $\Theta(s)$ phụ thuộc vào độ muối của băng. Trong trường hợp này thời điểm khi $T_0 = \Theta$ được chấp nhận làm ngày bắt đầu tan băng. Khi đó cho $t = 0$.

Biểu thức căn cứ vào đó để tính sự tan băng hay tuyết trên mặt băng được xác định từ phương trình cân bằng nhiệt của bề mặt băng tuyết (5.39), trong phương trình này bổ sung thêm số hạng đặc trưng cho những chi phí nhiệt cho sự tan băng:

$$B + C_a \rho_a c_T V \left[T_a - \Theta + \frac{L_e}{C_a} (q - q_0) \right] + \Lambda \frac{\partial T}{\partial z} = L \rho_I \frac{\partial h}{\partial t}. \quad (5.40)$$

Trong phương trình này thành phần cuối cùng ở vế trái biểu diễn dòng nhiệt để chi cho quá trình nung nóng băng.

Nếu băng bị tuyết bao phủ, thì ở vế phải phương trình cuối cùng thay vì mật độ và độ dày băng phải là mật độ và độ dày tuyết. Dòng nhiệt mất từ bề mặt băng tuyết xuống phía dưới do “dự trữ lạnh” ở bên trong bề dày băng và do trong thời kỳ tan băng nhiệt độ của bề mặt băng phía dưới thấp hơn phía trên dẫn tới chỗ không phải tất cả nhiệt đi vào băng được chi cho sự tan băng. Vì vậy nếu tính đến dòng nhiệt này thì lớp băng đã bị tan tỏ ra phần nào ít hơn so với trường hợp không tính tới. Đối với băng nhiều tuổi với độ dày 3–4 m dòng nhiệt chuyển từ bề mặt xuống phía dưới làm giảm sự tan băng 6–8 cm một tháng. Nhưng ngay từ khi độ dày băng còn 2 m dòng nhiệt này chỉ làm giảm sự tan băng 1–2 cm một tháng. Do độ chính xác xác định

lượng nhiệt đi vào băng không phải là cao, khi tính tan băng người ta thường bỏ qua chi phí nhiệt lượng để làm nóng băng và dòng nhiệt mất xuống phía dưới. Điều này rất giản lược việc tính toán tan băng, bởi vì trong biểu thức (5.40) bỏ đi thành phần cuối cùng của vế trái và cho $\Theta = 0$. Nghiệm của phương trình cân bằng nhiệt giản ước như vậy sẽ là

$$\Delta h = \frac{1}{L \rho_I} \int_0^t \left\{ B + C_a \rho_a c_T V \left[T_a + \frac{L_e}{C_a} (q - q_0) \right] \right\} dt - h_c \frac{\rho_c}{\rho_I}. \quad (5.41)$$

Thành phần cuối cùng của biểu thức này đặc trưng cho sự tăng độ dày băng do tuyết nằm trên băng, bởi vì một phần nhiệt đi vào bị chi phí để làm tan tuyết.

Sự phụ thuộc mạnh của quá trình tan tuyết và băng vào cân bằng bức xạ nhiều khi được lợi dụng để đẩy nhanh sự tan băng tuyết theo cách làm tăng B bằng cách làm giảm nhân tạo albedo của bề mặt băng tuyết.

Những khu vực nước thoáng giữa các mảng băng có ảnh hưởng rất lớn tới quá trình tan băng trong biển. Do khả năng phản xạ thấp nước tích lũy nhiều năng lượng tia hơn so với băng. Điều đó làm tăng nhiệt độ nước và tăng phần nhiệt hấp thụ để làm tan các mảng băng. N. N. Zubov lần đầu tiên đã chú ý tới đặc điểm tái phân bố nhiệt lượng như vậy khi ông phân tích về sự tan băng diễn ra nhanh hơn đối với băng phân tán. Thật vậy, nếu độ dày đặc của băng là N và trao đổi nhiệt với khí quyển là Φ thì trong thời gian dt dòng nhiệt đi vào bề mặt nước sẽ bằng $\Phi(1-N)dt$. N. N. Zubov chấp nhận rằng lượng nhiệt nhập vào được chi phí để làm nóng chảy băng với diện tích dN và độ dày h . Do đó

$$\Phi(1-N)dt + L\rho_l \hbar dN = 0. \quad (5.42)$$

Tích phân phương trình này sẽ cho công thức

$$N = 1 - (1 - N_0) \exp\left(\frac{1}{L\rho_l} \int_0^t \frac{\Phi}{\hbar} dt\right), \quad (5.43)$$

ở đây N_0 – độ dày đặc của băng tính bằng phần mười đơn vị trước khi bắt đầu tan.

Giả thiết về sự chi phí toàn bộ nhiệt do nước hấp thụ cho sự tan băng phần nào phù hợp với thực tế chỉ khi độ dày đặc của băng lớn. Khi khoảng không gian mặt nước thoáng tăng lên thì phần nhiệt để làm tăng nhiệt độ nước và làm nóng các lớp sâu hơn cũng tăng. Vì vậy quá trình giảm độ dày đặc băng do tan sẽ xảy ra chậm hơn so với gì suy ra từ công thức (5.43).

5.5. Những tính chất cơ học của băng biển

Hiểu biết về những tính chất cơ học của băng – tức khả năng của băng chống lại tác động của các lực cơ học từ bên ngoài, có ý nghĩa hàng đầu khi giải quyết các bài toán như bảo vệ công trình cảng, tháp khoan dầu trên thềm khối tác động của băng, khi tính toán những tính chất bền chắc của tàu hoạt động trong băng, xây dựng đường chuyển tải trên băng và các sân bay v.v.. Tuy nhiên, do sự phức tạp về cấu tạo băng và đặc điểm diễn biến của nó dưới tải trọng mà nhiều đặc trưng cơ học của băng biển còn chưa tính toán được bằng giải tích, mà chỉ xác định từ thực nghiệm. Ở đây phải lưu ý rằng băng biển có tính chất đa tinh thể. Trong nó luôn có những khoảng rỗng, và vì vậy thậm chí nếu ta chọn các mẫu băng từ cùng một mảng băng để

phân tích cũng không tránh khỏi những khác biệt về kết quả thực nghiệm. Ngoài ra, khác với phần lớn các vật rắn, băng trong các điều kiện tự nhiên nằm ở nhiệt độ không khác nhiều với nhiệt độ nóng chảy. Tình trạng này cũng có ảnh hưởng tới diễn biến của băng dưới tải trọng.

Người ta quy định lực tác động lên băng biểu diễn qua *ứng lực* σ , bằng lực trên một đơn vị diện tích. Giống như trong chất lỏng, các ứng lực theo những trục tọa độ khác nhau là khác nhau và được biểu diễn bằng tenxơ kiểu (2.18), (2.19). Dưới tác động của ứng lực này băng sẽ bị biến dạng hoặc là theo kiểu đàn hồi, hoặc là theo kiểu dẻo. *Biến dạng* ε thường được hiểu là biến đổi tương đối của một đặc trưng hình học nào đó của mẫu băng. Nếu băng bị kéo dãn ra hoặc nén lại thì người ta ước lượng biến đổi độ dài tương đối của nó theo các hướng của ứng lực tác động. Nếu dưới tác động tải trọng mà hình dạng của mẫu băng thay đổi thì hình dạng được ước lượng bằng biến dạng dịch chuyển đặc trưng bởi góc φ tính từ góc ban đầu. Người ta còn phân biệt biến dạng uốn cong, trong đó một phần của mẫu băng bị kéo dãn và một phần bị nén.

Biến dạng *đàn hồi* được hiểu là một giai đoạn biến dạng mà trong đó sau khi ứng lực ngừng tác động thì hình dạng của vật trở lại trạng thái ban đầu. Ở giai đoạn đó giữa ứng lực và biến dạng tồn tại mối liên hệ tuyến tính

$$\sigma_{xx} = E\varepsilon_{xx}, \quad (5.44)$$

$$\sigma_{xy} = G\varepsilon_{xy}, \quad (5.45)$$

ở đây E – mô đun đàn hồi dọc, G – mô đun dịch chuyển, σ_{xx}, σ_{xy} – tuần tự là ứng lực pháp tuyến và tiếp tuyến.

Biến dạng của băng dưới tải trọng diễn ra trong tất cả các hướng và được mô tả hoàn toàn bởi tenxơ biến dạng, nó tương tự về hình thức như tenxơ ứng lực. Nhưng trong tính toán thực tế thường xác định 2–3 dạng biến dạng. Đó là các biến dạng dọc và dịch chuyển như đã nói ở trên và biến dạng ngang. Người ta không ước lượng trực tiếp biến dạng ngang, mà là *hệ số Poisson*, đó là tỷ số biến dạng ngang và biến dạng dọc. Về trung bình giá trị của nó nằm trong khoảng 0,3–0,4.

Ở băng biển thì giai đoạn biến dạng đàn hồi tồn tại trong trường hợp các ứng lực không lớn, khoảng 10^{-1} MPa, và tốc độ duy trì ứng lực cao, khoảng 10^{-2} MPa/s, tức giai đoạn này được đặc trưng bởi những ứng lực và những biến dạng tương đối nhỏ. Trong phạm vi giai đoạn biến dạng đàn hồi các mô đun kéo dãn và dịch chuyển không giữ nguyên không đổi. Chúng tùy thuộc vào cấu trúc tinh thể của băng, độ xốp, nhiệt độ và độ muối của nó. Thậm chí trong khi kéo dãn một đơn tinh thể mô đun kéo dãn (*mô đun Young*) $E_p \approx 5-8$ GPa, còn theo một số dữ liệu ở băng đa tinh thể mô đun đó đạt tới 11 GPa [1, 2]. Tăng nhiệt độ, tăng độ xốp và độ muối của băng sẽ làm giảm mô đun Young. Vì vậy vào mùa đông ở băng nhiều tuổi Bắc Băng Dương mô đun này đạt 8–8,4 GPa, còn vào mùa hè giảm xuống tới 7 GPa với giải biến đổi, đặc biệt mùa hè, tới 2 GPa.

Tùy theo sự phân bố các khoảng rỗng và độ muối, E_p ở các lớp băng phía trên và phía dưới nhỏ hơn 2–3 GPa so với những giá trị đã dẫn trên đây. Đương nhiên rằng ở băng mỏng mô đun Young sẽ nhỏ hơn, giảm tới 2–4 GPa, so với băng dày. Đáng tiếc hiện nay chưa có những công thức đủ tin cậy để tính E_p , bởi vậy trong thực tế thường sử dụng những giá trị điển hình nhận

được theo dữ liệu đo đối với những dạng băng đặc trưng và có tính đến mùa. Mỗi phụ thuộc của các mô đun đàn hồi khác vào thành phần rắn và các chất xâm nhập của băng cũng như vậy, nhưng mô đun dịch chuyển E_ϕ 2,5–3 lần nhỏ hơn E_p , còn mô đun nén ít khác với E_p .

Nếu các ứng lực và tốc độ duy trì chúng trên băng vượt trội hơn những giá trị đã nêu ở trên thì băng sẽ bị biến dạng dẻo. Cơ chế của biến dạng này là do sự dịch chuyển tương đối của các tinh thể, đặc biệt mạnh dọc theo các lớp mỏng nước muối, sự biến đổi kích thước và hình dạng của các tinh thể, những biến dạng nội tại tinh thể liên quan tới sự di dịch của các khiếm khuyết của mạng tinh thể băng và sự dịch chuyển của các nguyên tử trong tinh thể.

Khác với biến dạng đàn hồi, giữa ứng lực và biến dạng dẻo có mối liên hệ không tuyến tính và phụ thuộc không chỉ vào tải trọng, mà còn vào thời gian tác động của tải trọng; thông thường theo dữ liệu thực nghiệm, nó được biểu diễn bằng phương trình

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\sigma^n}{\eta}, \quad (5.46)$$

ở đây η – hệ số có vai trò độ nhớt và phụ thuộc rất mạnh vào nhiệt độ; n – chỉ số không thứ nguyên, tùy theo cấu trúc của băng nó có giá trị khoảng từ 2 đến 4.

Do ảnh hưởng của cấu trúc băng, độ muối và nhiệt độ mà dải biến thiên η rất lớn: từ 10^9 đến 10^{15} Pa.s. Chẳng hạn, theo dữ liệu thực nghiệm với những mẫu băng biển có độ muối dưới 1‰ và nhiệt độ 0–5 °C thu được $\eta \sim 10^{12} - 10^{13}$ Pa.s [2].

Để có được những tiêu chuẩn nào đó cho phép phân tách các giai đoạn biến dạng đàn hồi và biến dạng dẻo của băng biển, người ta xét tốc độ biến dạng tổng cộng của băng trong khi ứng lực biến đổi tuần hoàn $\sigma = \sigma_0 \sin(\xi t)$. Trong trường hợp này dựa trên các công thức (5.44) và (5.45) suy ra

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon_y}{dt} + \frac{d\varepsilon_n}{dt} = \frac{\sigma_0 \xi}{E} \cos \xi t + \frac{\sigma_0^n}{\eta} (\sin \xi t)^n. \quad (5.47)$$

Sau khi tích phân phương trình này với điều kiện rằng không tồn tại thời điểm biến dạng ban đầu, đối với trường hợp n trung bình bằng 3 ta sẽ được

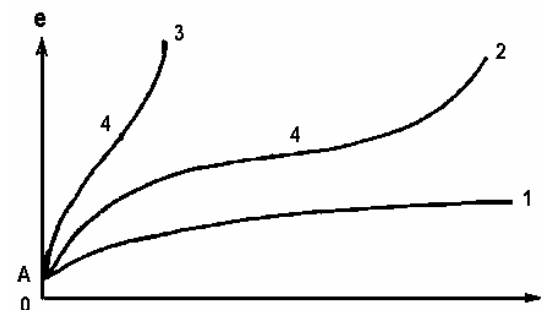
$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{E} \sin \xi t + \frac{\sigma_0^3}{3\eta \xi} \left(1 + \frac{1}{4} \cos 3\xi t - \frac{9}{4} \cos \xi t \right). \quad (5.48)$$

Thành phần thứ nhất của công thức này biểu diễn phần đóng góp của biến dạng đàn hồi, thành phần thứ hai – biến dạng dẻo. Từ công thức suy ra biến dạng băng diễn ra theo kiểu đàn hồi trong trường hợp $3\eta \xi / E \sigma_0^2 \gg 1$; nếu thành phần thứ hai lớn hơn một cách đáng kể so với thành phần thứ nhất, tức $\sigma_0^2 E / 3\eta \xi \gg 1$, thì biến dạng diễn ra theo kiểu dẻo, vậy đặc điểm biến dạng phụ thuộc vào tải trọng và tốc độ duy trì tải trọng.

Đặc điểm điển hình của biến dạng dẻo là sự phụ thuộc của nó vào thời gian tác động của tải trọng. Trên các đường cong biến thiên ε ứng với tải trọng tĩnh tùy thuộc vào thời gian tác động của tải ở hình 5.9, gọi là *các đường cong trượt* của băng, thấy rằng có các chế độ trượt ổn định và không ổn định.

Nếu ứng lực nhỏ hơn một giá trị σ_n tới hạn phụ thuộc vào cấu trúc, nhiệt độ và độ muối... của băng, thì biến dạng không đổi sẽ được thiết lập sau một khoảng thời gian – *chế độ trượt ổn*

định. Còn nếu như tải trọng vượt trội tải trọng tới hạn, thì tốc độ biến dạng sẽ tăng cùng với thời gian, tức *chế độ trượt không ổn định*, sau đó băng bắt đầu bị phá hủy. Một số giá trị ứng lực tới hạn theo thực nghiệm của K. F. Voitkovsky được dẫn trong bảng 5.7.



Hình 5.9. Các đường cong trượt của băng [1]: OA – biến dạng đàn hồi; 1 – trượt ổn định; 2, 3 – trượt không ổn định ($\sigma_3 > \sigma_2$); 4 – điểm quá độ từ trượt chậm dần sang trượt nhanh dần.

Bảng 5.7. Ứng lực tới hạn của băng (Pa) tùy thuộc vào nhiệt độ của băng (T °C)

T	-1,2	-1,8	-4,0
$\sigma \cdot 10^{-5}$	1,6	2	3

Như vậy biến dạng dẻo của băng tại tải trọng không đổi có xu thế tăng. Muốn cho điều đó không xảy ra cần phải giảm ứng lực theo luật hàm số mũ do Maxwell nhận được đối với vật rắn từ năm 1868:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-t/\Delta t}, \quad (5.49)$$

ở đây σ_0 – ứng lực ban đầu; Δt – thời gian trong đó ứng lực duy trì cho biến dạng không đổi phải giảm đi e lần (*chu kỳ nghỉ*).

Maxwell gọi tính chất của vật rắn giảm lực kháng lại tải trọng là *sự nghỉ*, tức sự thư giãn của vật. Sau này M. T. Shved (năm 1890) đã xác lập được rằng theo định luật Maxwell chỉ có dư lượng ứng lực trên σ_y đàn hồi tới hạn bị suy giảm và ông cải biên công thức (5.49):

$$(\sigma - \sigma_y) = (\sigma_0 - \sigma_y) e^{-t/\Delta t}. \quad (5.50)$$

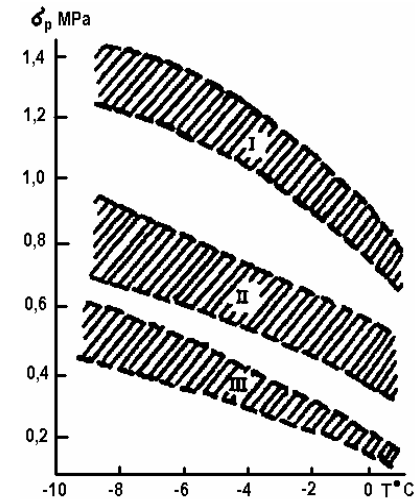
Nếu ứng lực không giảm theo thời gian thì sau khi đạt tới biến dạng tới hạn băng bị phá hủy. Nếu duy trì nhanh ứng lực thì biến dạng dẻo có thể không xảy ra và băng bị phá hủy ở giai đoạn đàn hồi. Đặc điểm phá hủy như thế người ta gọi là *phá hủy ròn*, khác với kiểu *kiểu dẻo* thứ nhất. Ứng lực tối thiểu gây phá hủy băng đặc trưng về số cho các tính chất vững chắc của băng và được gọi là *độ bền* của băng.

Độ bền của các tinh thể băng khá cao. Theo các ước lượng lý thuyết sự phá vỡ mạng nguyên tử không có khiếm khuyết của một tinh thể về trung bình diễn ra tại ứng lực 0,8 GPa. Do trong băng biển có những lỗ hổng và các nhân nước muối, do các liên kết giữa các tinh thể yếu, nên sự phá hủy băng diễn ra tại các ứng lực bé hơn hàng nghìn lần so với giá trị nhận được cho các tinh thể riêng lẻ.

Sức bền của băng biển đối với sự phá hủy phụ thuộc vào tốc độ duy trì ứng lực: tốc độ càng cao thì độ bền của băng càng thấp. Điều này là do khi tác dụng tải chậm diễn ra biến dạng dẻo, kết quả là tải phân bố trên thể tích băng lớn và độ bền

chuẩn của băng tăng lên. Các thực nghiệm đã cho thấy rằng độ bền của băng trong khi phá hủy dẻo 4–6 lần lớn hơn trong khi phá hủy ròn.

Độ bền của băng phụ thuộc mạnh vào cấu trúc băng và định hướng của các tinh thể đối với ứng lực đặt lên. Nếu ứng lực hướng vuông góc với mặt cơ sở của các tinh thể, thì sự phá hủy băng diễn ra tại một ứng lực 10–15 % lớn hơn so với khi tải tác động dọc theo mặt cơ sở. Khái niệm về sự phụ thuộc của độ bền băng vào cấu trúc của nó được biểu diễn trên hình 5.10.



Hình 5.10. Phụ thuộc của độ bền đối với kéo dãn của băng ngọt vào nhiệt độ [1]: I – băng đơn tinh thể (A1); II – băng tinh thể độ lớn trung bình (A4); III – băng hạt nhỏ (A8)

Để cho độ muối không làm sai lệch kết quả đo, trên hình vẽ đã dẫn số liệu thực nghiệm với băng ngọt. Thấy rằng độ bền

băng đối với kéo dãn giảm khi kích thước các tinh thể giảm, bởi vì khi đó sẽ tăng số lượng các kết nối giữa các tinh thể là những chỗ kém bền vững so với bản thân các tinh thể. Mẫu băng đơn tinh thể cấu tạo từ một số tinh thể bền vững hơn. Hiện nay chưa có một mối phụ thuộc khác chính xác hơn giữa độ bền băng và cấu trúc của nó. Vì vậy nên sử dụng thông tin từ hình vẽ với tư cách như một điểm tựa nào đó.

Độ bền băng biển phụ thuộc mạnh vào nhiệt độ và độ muối của nó: độ bền giảm khi các đại lượng này tăng. Đó là do khi nhiệt độ và độ muối tăng sẽ tăng thể tích nước muối làm giảm liên kết giữa các tinh thể, và do đó, làm giảm độ bền của băng. Các thực nghiệm đã cho thấy độ bền băng giảm tuyến tính khi T tăng và tỷ lệ với căn bậc hai của thể tích nước muối tương đối ν_p . Thường mối phụ thuộc này được thể hiện bằng công thức thực nghiệm

$$\sigma_p(s) = \sigma_{pn} \left(1 - \sqrt{a\nu_p}\right), \quad (5.51)$$

ở đây σ_{pn} – độ bền đối với kéo dãn của băng ngọt, $a \sim 4$ – hệ số thực nghiệm.

Sức chống lại phá hủy của băng phụ thuộc vào dạng biến dạng. Băng biển có độ bền lớn nhất khi chịu nén. Trong trường hợp biến dạng dẻo giới hạn độ bền $\sigma_{nén}$ của nó về trung bình trong mùa đông biến đổi từ 2 đến 8 MPa tùy theo định hướng của các tinh thể. Băng biển có độ bền nhỏ nhất khi chịu kéo dãn hoặc uốn. Các thực nghiệm về sự phá hủy các mẫu băng đã cho thấy rằng các giới hạn độ bền chịu kéo dãn $\sigma_{dãn}$ và chịu uốn $\sigma_{uốn}$ xấp xỉ như nhau khi hàm lượng nước muối chưa vượt quá 12–14 %. Trong trường hợp này, vào mùa đông chúng bằng

1,4–1,8 MPa, và vào mùa hè tại nhiệt độ 0–5 °C giảm xuống còn 0,6–1,1 MPa. Băng biển có giới hạn độ bền nhỏ nhất trong biến dạng dịch chuyển. Vào mùa đông nó nằm trong giới hạn 0,5–0,7 MPa, nếu tăng nhiệt độ tới dải đã nêu ở trên thì giảm đến 0,2–0,3 MPa.

Những giới hạn độ bền đã dẫn của băng biển nhận được từ thực nghiệm với các mẫu băng. Còn nếu khảo sát các tảng băng bị cưa ra khỏi băng và không lấy ra khỏi nước thì sự phá hủy chúng xảy ra ở những ứng lực nhỏ hơn. Có lẽ giảm độ bền như vậy là do có nhiều các nhân nước muối lớn và khe nứt ở bên trong những cục băng lớn.

Những gì đã trình bày cho thấy rằng giới hạn độ bền băng phụ thuộc vào nhiều nhân tố, vì vậy không thể tính trước được giá trị chính xác của nó. Điều này dẫn tới chỗ khi xác định những tính chất bên chắc của băng người ta sử dụng các giá trị σ nhận được theo quan trắc ở khu vực tương ứng và điều kiện khí hậu phù hợp.

5.6. Diễn biến của băng dưới tải trọng

Thảm băng đã tạo thành luôn luôn chịu tác động của các ứng lực khác nhau, chủ yếu trong số đó là tác động của gió, dòng chảy và dao động mực nước biển. Ngoài ra, những ứng lực từ phía các phương tiện kỹ thuật có thể có ý nghĩa thực tế.

Các lực nguồn gốc khí tượng thủy văn tạo ra những di động băng, dẫn tới sự dồn nén băng ở quy mô khá lớn, phá vỡ băng trên diện rộng, tạo thành những khe nứt và khoảng nước trống. Các phương tiện kỹ thuật làm biến dạng băng, thường là trên

khoảng không gian tương đối nhỏ ở xung quanh. Tuy nhiên diễn biến của băng dưới tác động của những tải trọng như thế rất quan trọng khi giải quyết nhiều bài toán kỹ thuật liên quan tới sự bảo toàn các vật trên băng, tính toán phẩm chất bên của tàu làm việc với băng và các công trình khác bị băng tác động.

Mặc dù quy mô biến dạng của băng dưới tác động của các lực nguồn gốc khí tượng thủy văn và kỹ thuật là khác nhau, song trong cả hai trường hợp đều phụ thuộc vào đặc điểm đặt ứng lực và các tính chất cơ học của băng.

Sự xô đẩy và phá vụn băng là hiện tượng thường xảy ra, làm cho thảm băng biển không còn là một tấm phẳng đều nữa, mà là tập hợp các khối băng riêng lẻ và những đụn đóng độ dày khác nhau, kích thước và hình dáng khác nhau với những đụn băng cao đến chục mét và chiếm những diện tích rộng lớn. Từ đầu thế kỷ 20 S. O. Makarov đã thử giải thích cơ chế phá vỡ băng và tạo thành các đụn băng. Kể từ đó nhiều nhà nghiên cứu đã đề cập vấn đề này, nhưng chưa giải quyết được đến cùng.

Để xác định khu vực tại đó có thể xảy ra xô đẩy băng người ta đánh giá sự biến đổi nồng độ băng trên cơ sở giải phương trình liên tục của thảm băng. Phương trình này thực tế có cùng dạng như đối với nước song không cần kể tới tốc độ thẳng đứng

$$\frac{\partial(N\rho_I\hbar)}{\partial t} = -\text{div}(N\rho_I\hbar\mathbf{V}), \quad (5.52)$$

ở đây N – nồng độ (độ dày đặc) của băng tính bằng phần của đơn vị. Khi không có băng $N=0$, khi thảm băng dày đặc liên tục $N=1$.

Phương trình này biểu diễn biến đổi khối lượng băng ở một khu vực cục bộ nào đó do kết quả di chuyển theo phương ngang:

khi di chuyển phân kỳ khối lượng băng giảm, khi hội tụ – tăng. Nếu trong trường hợp thứ hai độ dày đặc băng lớn hơn 1 thì dư lượng băng có thể tạo ra sự dồn đóng nếu những ứng lực xuất hiện trong băng khi đó vượt trội ứng lực bên vững hoặc là các ứng lực trong băng làm giảm tốc độ trôi băng và sự di chuyển của băng.

Khi độ dày và mật độ băng đồng nhất thì biểu thức của chúng trong phương trình liên tục được giản ước và phương trình có dạng đơn giản hơn, cho phép tính được độ dày đặc của băng.

Để xác định khả năng dồn đóng băng có thể sử dụng phương trình cân bằng năng lượng của thảm băng và trong trường hợp đơn giản nhất so sánh động năng của băng chuyển động với năng lượng đòi hỏi để phá hủy băng. Băng bị phá hủy và dồn đóng trong trường hợp thỏa mãn điều kiện

$$\rho_I\hbar\frac{(V_1^2 - V_2^2)}{2} > \int_0^{\hbar} \sigma_n dz. \quad (5.53)$$

Vế trái của biểu thức này biểu diễn động năng của băng chuyển động, trong đó có mặt hiệu các tốc độ của các tầng băng tương tác hoặc giữa băng và công trình kỹ thuật bất động hay chuyển động. Vế phải của bất đẳng thức thể hiện cái gọi là *khả năng kháng tiềm năng* của băng, trong đó có mặt độ bền của băng. Nếu băng bị phá hủy do nén, thì đó là độ bền chịu nén; nếu băng bị uốn, thì đó là độ bền chịu uốn.

Thông thường người ta cho rằng kích thước tối hạn của đụn băng được xác định bằng điều kiện bằng nhau giữa động năng chi phí để tạo thành nó, và thế năng xuất hiện do độ nổi dương của băng trong nước. Trong trường hợp đơn giản nhất điều kiện này có thể thể hiện bằng đẳng thức

$$\rho_l \frac{V_1^2 - V_2^2}{2} = g \left[(\rho - \rho_l) \frac{v_h}{n_h} - \rho_l \frac{v_0}{n_0} \right], \quad (5.54)$$

ở đây v_0, v_h, n_0, n_h – các thể tích phần đụn băng nổi trên nước và chìm trong nước và các diện tích của những thể tích đó tại ranh giới phân chia chúng.

Trong công thức đã dẫn cho rằng các thể tích băng có dạng hình hộp chữ nhật. Nếu chúng có dạng khác thì đưa ra những thừa số suy giảm tương ứng đặc trưng cho tỷ lệ giữa thể tích và diện tích. Ngoài ra còn đưa ra hệ số lấp đầy, tức mật độ lấp đầy đụn băng bởi các mảng băng, vào mật độ phần băng nằm bên trên nước.

Để ước lượng thể tích các phần nằm trên và trong nước của đụn băng phải lưu ý về tỷ lệ các mật độ nước và băng, trên cơ sở đó 9/10 độ dày băng nằm trong nước.

Các ước lượng độ cao đụn băng theo công thức đã dẫn và sử dụng những giá trị đặc trưng của các đại lượng có mặt trong đó cho thấy rằng độ cao đụn băng bằng một số mét.

Trong luận cứ tạo đụn băng trên đây đã không xét tới ảnh hưởng riêng rẽ của gió, dòng chảy và các nhân tố khác gây nên chuyển động băng. Phép phân tích như vậy sẽ được tiến hành khi trình bày các lý thuyết trôi băng. Đánh giá ảnh hưởng dao động mực nước biển tới sự phá hủy băng bất động cho thấy rằng độ nghiêng mặt biển ở xa bờ thường là không lớn và không thể phá hủy mảng băng do làm cong. Ở gần các bờ xác suất làm gãy băng phụ thuộc chỉ vào sự biến dạng uốn cong của băng do biến đổi mực nước, bởi vì ứng lực do nước tạo ra khi đó lớn hơn độ bền băng rất nhiều. Vì vậy nếu độ nghiêng mực nước tạo ra sự uốn cong băng vượt trội giá trị tối hạn của nó trong uốn dạng

đẻo (10^{-3} – 10^{-4}), thì băng sẽ bị gãy. Điều này giải thích các khe nứt trong đồng băng trải dài dọc theo dải bờ.

Khi nghiên cứu biến dạng băng do tải trọng kỹ thuật người ta thường tìm cách giải hai loại bài toán: xác định tải cực đại mà băng không bị phá hủy, và xác định ứng lực cực tiểu tại đó băng bị phá hủy. Các bài toán loại thứ nhất được giải khi cần bố trí và bảo quản các vật khác nhau trên thảm băng. Trong trường hợp thứ hai sẽ đánh giá sự phá hủy băng khi tàu phá băng hay các loại tàu khác tác động vào băng cũng như khi băng va chạm vào các công trình kỹ thuật khác. Khi đó cảnh tượng phá hủy băng tương tự như đã xét ở trên, còn ứng lực mà băng chịu trước khi nó bị phá hủy dùng để ước lượng cực trị độ bền cần thiết của công trình kỹ thuật.

Khi xác định độ nâng tải của thảm băng dày đặc và của các đồng băng lớn trôi nổi trên mặt biển, người ta thường xem chúng như các tấm phẳng nằm bên trên đế đàn hồi. Biến dạng của một tấm như vậy phụ thuộc vào đặc điểm đặt tải và thời gian tác động của tải. Người ta phân biệt *tải tĩnh*, tức tải không biến đổi trong thời gian và *tải động*, tức tải biến đổi trong thời gian. Ở trường hợp thứ nhất, do các tính chất dẻo của băng sự biến dạng, như đã thấy ở mục 5.5, có thể là không ổn định và ổn định. Giá trị tối hạn của biến dạng ổn định được mô tả bằng phương trình

$$\sigma = \rho g \zeta + D \nabla^4 \zeta, \quad (5.55)$$

ở đây ζ – độ cong của băng, $D = \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)}$ – độ cứng chịu uốn của tấm băng.

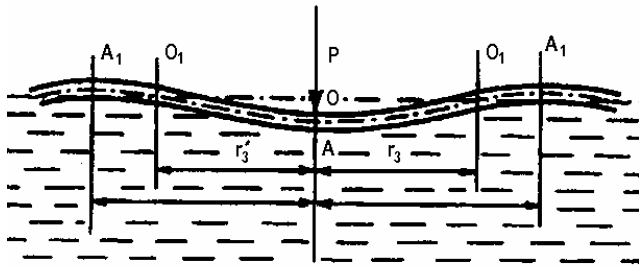
Các nghiệm của phương trình (5.55) đối với những ứng lực

và các điều kiện biên khác nhau có tính chất dao động với các độ cong tắt dần khá nhanh khi xa dần khỏi vùng chịu tải, đó là do tác động chống lại thủy tĩnh của nước. Với tư cách là ví dụ ở đây dẫn ra nghiệm của bài toán một chiều, khi tấm phẳng bị uốn cong bởi vật nặng dạng hình trụ độ dài lớn vô cùng

$$\zeta = \frac{\sigma\alpha}{2g\rho} e^{-\alpha r} (\cos \alpha r + \sin \alpha r), \quad (5.56)$$

ở đây $\alpha = (g\rho/4D)^{1/4}$.

Đặc điểm biến dạng của băng do nghiệm này mô tả được nêu trên hình 5.11.



Hình 5.11. Độ cong của tấm băng nổi dưới tác động của lực tập trung

Các mô men uốn cong trong băng đạt tới những trị cực đại ngay dưới vật nặng ở điểm A , sau đó ở điểm uốn thứ nhất (A_1), sau đó ở điểm uốn thứ hai và v.v.. Khoảng cách $AA_1 = r_1$ được

tìm từ điều kiện $\left. \frac{\partial \zeta}{\partial r} \right|_{r=r_1} = 0$, dựa vào đó và từ công thức (5.56)

suy ra $r_1 = \pi/\alpha$. Khoảng cách từ điểm đặt tải (O) tới giao điểm

của mảng băng biến dạng và mặt biển (O_1) làm thành bán kính của đĩa uốn cong $r_1 = 3\pi/4\alpha$. Trong phạm vi bán kính này nửa trên của độ dày băng thì chịu nén, còn nửa dưới – chịu kéo dãn. Đặc điểm biến dạng cho đến đĩa uốn cong tiếp theo thay đổi thành ngược lại, tức nửa trên của độ dày thì băng chịu kéo dãn, còn nửa dưới – chịu nén.

Biến dạng của mảng băng ở dưới điểm đặt ứng lực có thể được ước lượng theo quan hệ $\varepsilon = \zeta/r_s|_{r=0}$. Bởi vì trong những luận điểm vừa trình bày người ta đã xuất phát từ điều kiện trượt ổn định của băng, nên dựa theo biến dạng đã cho có thể xác định được ứng lực cho phép mà vật nặng chưa làm vỡ băng.

Diễn biến của băng trong trường hợp trượt không ổn định, và hơn nữa trong khi có tải động tác động, được mô tả chủ yếu bằng các công thức thực nghiệm. Thật vậy, ví dụ, khi xác định ứng lực cực tiểu dẫn tới phá hủy băng sức bền chống uốn cong tới hạn $J_{th} = \sigma_{th} h^2 / 6$ được cho bằng mô men uốn của khối lượng băng ứng với sải vai bằng bán kính của đĩa uốn cong $J = \rho_l g h r_s^2$. Điều này dẫn tới công thức

$$r_s = \left(\frac{\sigma_{th} h}{3g\rho_l} \right)^{1/2}, \quad (5.57)$$

xác định bán kính của đĩa uốn cong khi biết trước giá trị độ bền chịu uốn của băng đối với các độ dày băng khác nhau. Độ bền này nhỏ hơn nhiều so với trường hợp trượt ổn định của băng.

Trong nhiều trường hợp khi ước lượng tải trọng tới hạn phá hủy băng người ta sử dụng một công thức đơn giản hơn

$$P_n = kgh_i^2, \quad (5.58)$$

ở đây P_n – tải trọng tối hạn tính bằng N, h_i – độ dày băng tính bằng cm, $k=3$, song giá trị của hệ số này phụ thuộc rất mạnh vào các tính chất bên vững của băng, trong các tài liệu hướng dẫn kỹ thuật khác nhau nó được tính thông qua nhiệt độ băng, độ muối băng, sự hiện diện của các khe nứt trong băng, đặc điểm phân bố tải v.v..

Thời gian cho phép vật nặng nằm trên băng trước khi nó bị phá hủy Δt ở chế độ trượt không ổn định phụ thuộc trước hết vào chỗ khối lượng vật nặng khác với khối lượng tối hạn, khác với những tính chất bên vững của băng bao nhiêu và đặc điểm phân bố vật nặng. Các công thức tính toán để ước lượng thời gian này (bằng giờ) cũng thu được theo dữ liệu thực nghiệm. Một trong số đó do I. S. Peschansky khuyến cáo có dạng

$$\Delta t = 20 \left[\frac{(P_n - P)^2}{P_n P} (n + 1) \right]^3, \quad (5.59)$$

trong đó n – hệ số phụ thuộc vào sự hiện diện của tuyết trên băng và vào nhiệt độ không khí. Khi có tuyết nó được chấp nhận bằng không, nếu tuyết không có và nhiệt độ không khí thấp thì $n = 2$.

Sự phá hủy băng bắt đầu từ khi xuất hiện những khe nứt tỏa tia, lúc đầu xuất hiện ở bề mặt băng phía dưới ngay bên dưới vật nặng. Tiếp theo, khi các ứng lực kéo dẫn đạt giá trị tối hạn sẽ hình thành những khe nứt hình tròn đồng tâm và theo đó diễn ra sự phá hủy các phân cung tạo thành. Nhưng ngay cả sau đó khả năng mang của thảm băng chưa trở thành bằng không nếu không diễn ra sự dịch trượt các cục băng. Thảm băng bị mất khả năng mang nếu dưới tác động của vật nặng các cục băng có thể tản ra và bị lộn nhào.

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. Богородский В. В., Гаврило В. П. *Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии*. Л., Гидрометеиздат, 1980. 384 с.
2. *Морской лед (справочное пособие. Главы 1, 2)*. Под ред. И. Е. Фролова, В. П. Гаврило. СПб., Гидрометеиздат, 1997
3. Назинцев Ю. Л., Дмитраж Ж. А., Моисеев В. И. *Теплофизические свойства морского льда*. Л., Изд. ЛГУ, 1988. 260 с.
4. *Океанографические таблицы*. Изд. 4-е. Л., Гидрометеиздат, 1975. 477 с.
5. Савельев Б. А. *Термика и механика природных льдов*. М., Наука, 1983. 223 с.
6. Цуриков В. Л. *Жидкая фаза в морских льдах*. М., Наука, 1976. 210 с.
7. Шулейкин В. В. *Физика моря*. Глава 8. М., Наука, 1968

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Sự giống nhau và khác nhau trong cấu tạo phân tử của nước và của băng.
2. Vì sao nước mặn đóng băng ở nhiệt độ thấp hơn so với nước ngọt?
3. Hãy giải thích các khái niệm kiến trúc và cấu trúc của băng biển.
4. Thành phần pha của băng biển phụ thuộc vào những nhân tố nào và nó biến đổi ra sao?

5. Nhiệt dung và nhiệt lượng nóng chảy của băng biển phụ thuộc vào cái gì?
6. Tại sao tuyết và dòng nhiệt từ dưới biển ảnh hưởng tới sự tăng trưởng độ dày băng?
7. Hãy giải thích khái niệm “độ dày tối hạn” của băng biển.
8. Băng biển bắt đầu tan ở nhiệt độ không khí nào?
9. Hãy nêu đặc trưng của các dạng và các giai đoạn biến dạng của băng biển.
10. Thời gian có thể vật nặng nằm trên băng phụ thuộc vào những đặc trưng nào?

Chương 6

CÁC HIỆN TƯỢNG ĐIỆN TỪ TRONG ĐẠI DƯƠNG

6.1. Những tính chất điện từ vĩ mô của nước và băng biển

Trường điện từ trong một chất phụ thuộc vào những tính chất của chất đó. Các phân tử của chất có thể có những mô men từ, trong chất có thể có những điện tử tự do và các ion tạo ra dòng điện dưới tác động của các trường từ và điện. Trường điện từ trong nước biển phụ thuộc vừa vào cấu trúc của bản thân nước, vừa vào sự hiện diện các ion muối thực hiện vai trò những vật mang điện tích.

Đặc trưng cơ bản của điện trường tại điểm nào đó là *cường độ* E (V/m), tức lực mà điện trường tác động lên một điện tích điểm được đặt tại điểm đã nói. Bởi vì các phân tử nước là những lưỡng cực, nên dưới tác động của điện trường bên ngoài chúng sẽ bị định hướng có trật tự. Các dao động nhiệt của các phân tử ảnh hưởng mạnh tới sự định hướng tương hỗ của chúng, và chỉ có một phần các phân tử định hướng theo vectơ cường độ, tức chỉ biểu hiện xu thế tới sự định hướng có trật tự của các lưỡng cực – các phân tử. Nó được đặc trưng bằng tổng các mô men điện lưỡng cực của các phân tử $\sum_i \mathbf{P}_i$ thuộc về thể tích v , tức mô

men lưỡng cực hay mô men phân cực $\mathbf{P}_e = \frac{1}{v} \sum_i \mathbf{P}_i$ (C/m²).

Trong điện trường yếu đặc trưng cho đại dương có quan hệ

$$\mathbf{P}_e = \chi \mathbf{E}. \quad (6.1)$$

Trong nước biển còn diễn ra chuyển động của các ion và sẽ tạo ra hiệu điện thế. Tất cả cái đó được kết hợp với mô men lưỡng cực kinh điển và ảnh hưởng tới giá trị của tham số χ – độ cảm điện của nước biển. Nó phụ thuộc vào tần số biến thiên của \mathbf{E} , nhiệt độ và một số đặc trưng khác. Nếu \mathbf{E} biến thiên với tần số $f < 10^8$ Hz ở nhiệt độ gần 20°C tham số $\chi \approx 7,1 \cdot 10^{-10}$ F/m.

Cường độ tổng cộng của điện trường, gọi là cảm ứng điện \mathbf{D} (C/m²) được thể hiện bằng biểu thức

$$\mathbf{D} = \mathbf{P}_e + \varepsilon_0 \mathbf{E}. \quad (6.2)$$

Nhân tử $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m, gọi là hằng số điện môi, được đưa ra trong hệ SI bởi vì \mathbf{D} và \mathbf{E} có thứ nguyên khác nhau.

Công thức (6.2) có thể viết lại dưới dạng

$$\mathbf{D} = (\chi + \varepsilon_0) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \left(\frac{\chi}{\varepsilon_0} + 1 \right) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}. \quad (6.3)$$

Tỷ số không thứ nguyên χ/ε_0 cũng thường được gọi là độ cảm điện và ký hiệu là χ_e . Tham số $\varepsilon = \chi_e + 1$ gọi là độ điện thẩm.

Độ điện thẩm của nước phụ thuộc vào tần số biến thiên của cường độ điện trường và nhiệt độ (bảng 6.1). Nếu điện trường bên ngoài tác động lên nước có cường độ không đổi, thì người ta thường gọi đại lượng ε là điện thẩm tĩnh và ký hiệu là ε_s .

Bảng 6.1. Điện thẩm ε của nước ngọt theo A. Hippel [5]

T °C	f mHz				
	1	300	$3 \cdot 10^3$	10^4	$2,5 \cdot 10^4$
1,5	87,0	86,5	80,5	38,0	15,0
5,0	85,5	85,2	80,2	41,0	17,5
25,0	78,2	77,5	76,7	55,0	34,0
45,0	71,5	71,0	70,7	59,0	46,0

Bởi vì tốc độ định hướng lại của các phân tử nước dưới tác động của \mathbf{E} biến thiên là hữu hạn, nên tần số biến thiên \mathbf{E} càng lớn thì \mathbf{P}_e càng nhỏ, vì khi đó càng nhiều phân tử không kịp định hướng lại. Ngoài ra còn có độ xê dịch về pha nào đó của vectơ \mathbf{P}_e so với vectơ \mathbf{E} . Vì vậy trong công thức (6.1) hệ số χ giảm khi tần số f tăng. Và ε cũng giảm một cách tương ứng. Sự dịch pha được mô tả bằng cách đưa ra số hạng ảo, tức

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''. \quad (6.4)$$

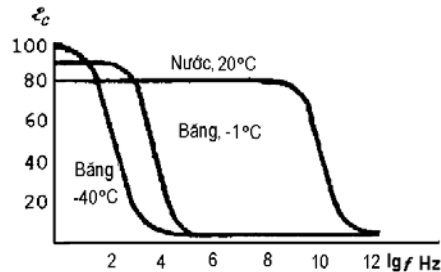
Các thành phần thực và ảo của độ điện thẩm thay đổi theo sự biến thiên tần số dao động của \mathbf{E} . Trong chất điện môi lý tưởng các thành phần đó được thể hiện bằng các hệ thức tán sắc của Debye

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (2\pi f \tau)^2}, \quad \varepsilon'' = \frac{2\pi f \tau (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)}{1 + (2\pi f \tau)^2},$$

ở đây ε_∞ – độ điện thẩm tần cao, $\tau \approx 10^{-11}$ s – thời gian phục hồi điện của nước.

Với tần số biến thiên rất cao của \mathbf{E} các phân tử nước sẽ không kịp nhận vị trí có trật tự và trong trường hợp đó $\mathbf{P}_e = 0$, do đó $\varepsilon' = 1$, $\varepsilon'' = 0$ (hình 6.1).

Thành phần ảo của độ điện thẩm đặc trưng cho sự hấp thụ năng lượng của điện trường ở trong nước, và để ước lượng vai trò tương đối của nó người ta đưa ra *góc thất thoát điện* $\text{tg}\delta = \epsilon''/\epsilon'$.



Hình 6.1. Phụ thuộc ϵ_c vào tần số dao động của \mathbf{E} và nhiệt độ [4]

Từ bảng 6.1 thấy rằng độ điện thẩm phụ thuộc vào nhiệt độ nước. Khi nhiệt độ tăng thì độ nhớt của nước giảm và chuyển động nhiệt của các phân tử tăng cường. Nhân tố thứ nhất tạo ra những điều kiện thuận lợi để định hướng lưỡng cực các phân tử dưới tác động của điện trường bên ngoài dẫn tới tăng χ và do đó cả ϵ . Nhân tố thứ hai cản trở sự định hướng có trật tự của các lưỡng cực và làm giảm χ và ϵ . Trong điều kiện các tần số dao động của \mathbf{E} tương đối nhỏ thì vai trò chuyển động nhiệt của các phân tử là thống trị, còn khi tần số lớn – độ nhớt thống trị. Vì vậy với các giá trị f nhỏ khi nhiệt độ tăng thì ϵ giảm, còn khi f lớn – ϵ tăng.

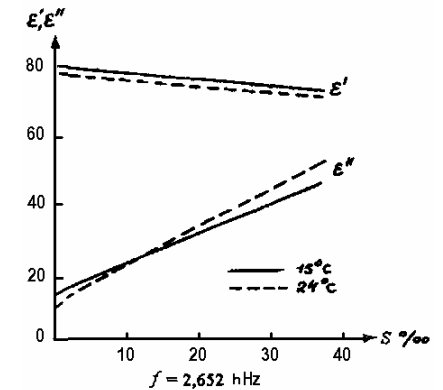
Trong dung dịch muối có nồng độ thấp như nước biển thì độ cảm điện có phần giảm khi độ muối tăng, bởi vì các ion muối tụ tập các phân tử lưỡng cực xung quanh mình, cản trở sự định hướng có trật tự của các lưỡng cực. Điều đó làm giảm ϵ' . Đồng

thời tăng cường sự hấp thụ năng lượng của điện từ trường và tăng sự dịch chuyển về pha của vectơ \mathbf{P}_e làm tăng ϵ'' (hình 6.2). Thay vì độ điện thẩm có thể sử dụng *chỉ số khúc xạ* n và *chỉ số hấp thụ* κ của năng lượng các sóng điện trong nước

$$n + ik = \sqrt{(\epsilon' + i\epsilon'')} . \quad (6.5)$$

Độ dẫn điện riêng của nước biển γ (S/m) là đại lượng nghịch đảo với điện trở riêng và đặc trưng cho tỷ số giữa cường độ của điện trường và mật độ dòng điện \mathbf{J}

$$\mathbf{J} = \gamma \mathbf{E} . \quad (6.6)$$

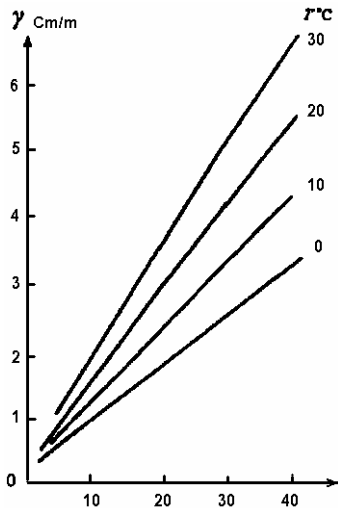


Hình 6.2. Phụ thuộc ϵ' và ϵ'' của nước biển vào độ muối [5]

Đại lượng γ chủ yếu phụ thuộc vào nồng độ và độ linh động của các ion trong nước: H^+ , OH^- và những ion tự do của các muối hòa tan. Nồng độ các ion tăng khi độ muối tăng và do đó γ tăng khi độ muối tăng (hình 6.3).

Độ linh động của các ion khác nhau. Ví dụ độ linh động của các ion H^+ và OH^- khác nhau hai lần. Vì vậy γ phụ thuộc vào

tỷ lệ giữa ion các muối khác nhau và ở các biển với thành phần muối khác so với đại dương thì độ dẫn điện trong cùng những điều kiện khác sẽ là khác nhau (bảng 6.2).



Hình 6.3. Phụ thuộc độ dẫn điện nước biển vào độ muối và nhiệt độ

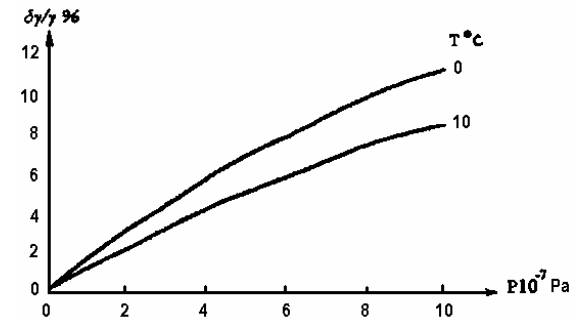
Bảng 6.2. Phân đóng góp của các ion chính vào độ dẫn điện nước biển [5] (T = 23 °C, S = 35 ‰)

Ion	Cl ⁻	Na ⁺	Mg ⁺⁺	SO ₄ ⁻⁻	K ⁺
Tỷ phần, %	64	29	2,7	2,3	1,1

Độ linh động của các ion, và do đó độ dẫn điện tăng khi nhiệt độ tăng, điều này thấy rõ ở hình 6.3. Khi đó đồng thời tốc độ thực của các ion tăng, độ nhớt của nước giảm và mức độ phân ly các muối tăng.

Độ dẫn điện của nước tăng lên một chút khi tăng áp suất. Người ta cho rằng khi đó độ nhớt của nước giảm, nồng độ các

ion tăng chút ít và kích thước ion giảm (hình 6.4).



Hình 6.4. Phụ thuộc của độ dẫn điện nước biển vào áp suất

Nồng độ ion lớn trong nước biển làm cho nó có độ dẫn điện riêng cao, bằng 3–7 S/m ở đại dương. Ở nước tinh khiết γ chỉ bằng $2 \cdot 10^{-4}$ S/m.

Sự phụ thuộc của độ dẫn điện riêng của nước biển vào độ muối được sử dụng trong thực hành hải dương học để xác định độ muối, bởi vì γ dễ đo trong các điều kiện tự nhiên nhờ các dụng cụ chuyên dụng – các máy đo độ muối. Khi xác định độ muối theo độ dẫn điện đồng thời phải biết nhiệt độ và áp suất tại điểm đo γ . Công thức tính độ muối theo độ dẫn điện rất phức tạp và có dạng:

$$S (\text{‰}) = a_0 + \sum_{i=1}^5 a_i R_T^{(i/2)} + \frac{T-15}{1+0,0162(T-15)} \left[b_0 + \sum_{i=1}^5 b_i R_T^{i/2} \right], \quad (6.6)$$

ở đây a và b – các hệ số bằng số, R_T – các tham số phụ thuộc một cách phức tạp vào độ dẫn điện tương đối và nhiệt độ của nước biển [8].

Vì sự phức tạp trong khi tính độ muối của nước biển theo độ dẫn điện dựa trên công thức (6.6) người ta đã xây dựng các

toán đồ hay các đồ thị hiệu chỉnh để dùng trong nghiệp vụ khi xác định độ muối.

Tương tự như điện trường, từ trường được đặc trưng bằng cường độ \mathbf{H} (A/m). Đôi khi người ta còn dùng đơn vị cường độ từ trường là osted, 1 osted bằng $1000/(4\pi)$ A/m. Nếu không có điện từ trường thì nước không có mô men từ vĩ mô. Dưới ảnh hưởng của từ trường bên ngoài mà các phân tử nước và ion muối có được các mô men cảm ứng từ và nước bị nhiễm từ đặc trưng bởi mô men từ trung bình trong một thể tích nguyên tố – vectơ từ hóa \mathbf{P}_m (A/m). Nó phụ thuộc vào thành phần nước và trong điều kiện tự nhiên tỷ lệ với cường độ của từ trường bên ngoài

$$\mathbf{P}_m = \chi_m \mathbf{H}. \quad (6.7)$$

Hệ số tỷ lệ không thứ nguyên χ_m được gọi là độ cảm từ.

Từ trường cảm ứng trong các chất từ hóa che chắn từ trường bên ngoài, làm suy yếu từ trường bên ngoài. Nước bị từ hóa yếu, vì vậy hệ số χ_m nhỏ về độ lớn và có giá trị âm (tại $T = 20^\circ\text{C}$ $\chi_m = -12,97 \cdot 10^{-6}$, tại $T = 0^\circ\text{C}$ $\chi_m = -12,93 \cdot 10^{-6}$). Nó phụ thuộc yếu vào nhiệt độ, độ muối và áp suất.

Từ trường tổng cộng trong đại dương được đặc trưng bằng vectơ cảm ứng từ \mathbf{B} (tesla, T)

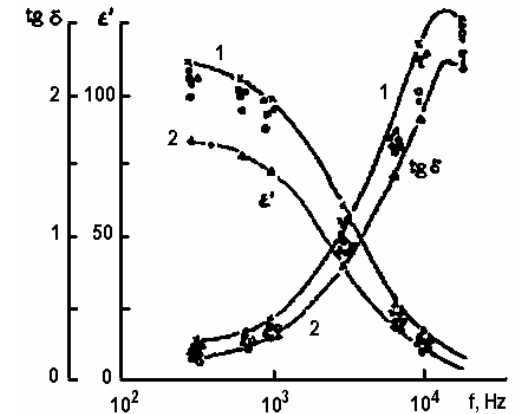
$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{P}_m). \quad (6.8)$$

Do thứ nguyên khác nhau của các đại lượng \mathbf{B} và \mathbf{H} trong hệ SI mà người ta đưa ra hằng số từ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m để hòa hợp các vế phải và vế trái của công thức (6.8). Công thức (6.8) thường được viết lại dưới dạng

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (6.9)$$

ở đây $\mu = (1 + \chi_m)$ – từ thẩm.

Các tính chất điện từ của băng biển phụ thuộc vào cấu trúc của băng, thể tích pha lỏng trong băng, độ muối và nhiệt độ. Giống như ở nước, điện thẩm của băng phụ thuộc mạnh vào tần số dao động của điện từ trường bên ngoài (hình 6.5).



Hình 6.5. Phụ thuộc của điện thẩm ϵ' và góc thất thoát điện $\text{tg}\delta$ vào tần số dao động f của vectơ \mathbf{E} đối với các loại băng: đơn nhất (1) và xốp (2) tại $T = -10^\circ\text{C}$ [1]

Tại các tần số thấp, thành phần thực ϵ' lớn, còn thành phần ảo ϵ'' nhỏ, tức mô men lưỡng cực của tinh thể băng kịp cấu trúc lại dưới tác động của cường độ điện trường biến thiên. Các giá trị ϵ' và ϵ'' phụ thuộc vào kiến trúc và cấu trúc của băng: băng càng đơn nhất thì các giá trị ϵ' và ϵ'' càng lớn. Điện thẩm của băng khi chịu tác động của điện trường tần thấp có phần cao hơn so với của nước (hình 6.1). Điều này có nghĩa rằng băng bị phân cực mạnh hơn so với nước. Khi giảm nhiệt độ ϵ' của băng tăng lên đến 130 ở $T = -60^\circ\text{C}$. Theo một số dữ liệu thực nghiệm tham số này có thể tăng thậm chí đến 10^4 [1].

Phần thực của điện thẩm của băng bắt đầu giảm đi kể từ

các tần số của điện trường thấp hơn so với nước. Vì vậy có thể tách ra một dải tần số mà trong đó các điện thẩm của nước biển và của băng khác nhau mạnh. Trong dải tần này tồn tại mối phụ thuộc ϵ vào hàm lượng pha lỏng trong băng biển, điều này được sử dụng khi xác định hàm lượng nước muối trong băng.

Độ dẫn điện riêng của băng ngọt nhỏ ($\gamma \approx 10^{-8}$ S/m), tức nó thực tế không dẫn điện. Trong băng biển do có nước muối mà γ tăng tỷ lệ với thể tích pha lỏng đến $10^{-3} - 10^{-1}$ S/m. Mối phụ thuộc này cũng cho phép xác định thể tích pha lỏng trong băng theo dữ liệu đo độ dẫn điện.

Băng biển có khả năng phát sinh điện từ trường. Ví dụ, trong băng khi biến dạng đàn hồi có thể diễn ra sự kích tạo điện từ trường do hệ quả của hiện tượng tham số. Một tụ điện tích điện có thể là vật tương tự đơn giản nhất của một tấm băng phân cực. Những biến dạng đàn hồi của tấm băng có tác dụng tương tự như những biến đổi khoảng cách giữa hai bản cực của tụ điện tương đương. Điều đó dẫn tới sự hình thành nên thành phần biến thiên của điện trường với cùng những đặc trưng như ở quá trình biến dạng. Cường độ của hiệu ứng tăng lên cùng với tăng tốc độ và độ lớn biến dạng. Ví dụ điển hình có thể là sự hình thành những khe nứt trong mảng băng với hiện tượng phân cực hóa “đông lạnh”. Trong trường hợp này biến thiên của mô men lưỡng cực có đặc điểm xung. Trong những tình huống như vậy trường điện từ phát sinh sẽ có thể ghi được một cách chắc chắn bằng các phương tiện đo hiện đại [2].

Sự phân cực của băng cũng diễn ra trong khi kết tinh nước tại ranh giới băng – nước, trong khi có ma sát của tuyết trượt trên bề mặt băng, trong khi chuyển động của nước muối theo

các mạch thẩm thấu của băng. Tuy nhiên, phần đóng góp của các quá trình đó vào sự phân cực chung của băng là nhỏ và chỉ được tính đến khi giải quyết những bài toán chuyên biệt.

6.2. Các phương trình mô tả trường điện từ đại dương

Những đặc điểm cơ bản và mối liên hệ qua lại của các trường điện và từ trong môi trường liên tục dẫn điện được mô tả bằng các phương trình của Maxwell. Chúng cũng được sử dụng khi mô tả các trường điện từ trong đại dương.

Mật độ dòng điện \mathbf{J} trong môi trường chuyển động với tốc độ \mathbf{V} ở trong từ trường có độ cảm ứng \mathbf{B} được mô tả bằng định luật Ôm

$$\mathbf{J} = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (6.10)$$

ở đây $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ – hiệu chỉnh Laurence.

Số hạng thứ nhất của công thức biểu diễn dòng điện trong môi trường bất động, số hạng thứ hai là hiệu chỉnh xuất hiện khi nước biển chuyển động trong từ trường.

Khi có mật độ dòng điện \mathbf{J} trong môi trường dẫn điện sẽ xuất hiện một từ trường cảm ứng từ nó, đặc trưng bằng phương trình

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (6.11)$$

Số hạng thứ hai ở vế phải phương trình này mô tả phần đóng góp của cảm ứng điện (dòng dịch chuyển). Về bản chất phương trình này là khái quát hóa của định luật Ampe về sự kích phát ra từ trường bởi dòng điện.

Phương trình quan trọng tiếp theo là phát biểu toán học

của định luật Faraday về sự cảm ứng điện từ

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}. \quad (6.12)$$

Khi mô tả trường điện từ trong đại dương người ta sử dụng luận điểm rằng từ trường được hình thành trong đó là không phân kỳ, tức trong đó không có các nguồn và các dòng tiêu mất cảm ứng từ

$$\text{div}\mathbf{B} = 0. \quad (6.13)$$

Trong nhiều trường hợp người ta sử dụng phương trình khái quát hóa của định luật Culong rằng phân kỳ cảm ứng điện được gây nên bởi những điện tích trong nước biển

$$\text{div}\mathbf{D} = \rho_e, \quad (6.14)$$

ở đây ρ_e – mật độ khối của các điện tích.

Khi không có các điện tích trong nước biển, tức ở bên ngoài phạm vi các bãi tảo và phù du sinh vật có khả năng phát ra điện, thì các phương trình Maxwell quy về một phương trình đặc trưng cho trường cường độ từ hay trường cường độ điện. Từ (6.10) và (6.11) suy ra

$$\text{rot}\mathbf{H} = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}. \quad (6.15)$$

Nhờ phương trình (6.12) có thể loại bỏ \mathbf{E} ra khỏi phương trình vừa nhận được. Muốn vậy phải thực hiện toán tử xoáy đối với (6.15):

$$\text{rot}(\text{rot}\mathbf{H}) = \text{rot}(\lambda\mathbf{E}) + \text{rot}[\gamma(\mathbf{V} \times \mathbf{B})] + \varepsilon_0 \text{rot}\left(\varepsilon \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}\right). \quad (6.16)$$

Giả sử γ và ε gần đúng không đổi. Khi đó nếu sử dụng

(6.12) ta có

$$\text{rot}(\text{rot}\mathbf{H}) = -\gamma \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \gamma \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2\mathbf{B}}{\partial t^2}. \quad (6.17)$$

Bởi vì với nước biển có thể chấp nhận $\mu = 1$, nên $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ và phương trình (6.17) có thể viết lại dưới dạng

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot}(\text{rot}\mathbf{B}) = -\gamma \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \gamma \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2\mathbf{B}}{\partial t^2}. \quad (6.18)$$

Nhưng do công thức (6.13) ta có

$$\text{rot}(\text{rot}\mathbf{B}) = \text{grad}(\text{div}\mathbf{B}) - \nabla^2\mathbf{B} = -\nabla^2\mathbf{B}.$$

Do đó

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\gamma} \frac{\partial^2\mathbf{B}}{\partial t^2} + \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\mu_0 \gamma} \nabla^2\mathbf{B}. \quad (6.19)$$

Phương trình này đặc trưng cho trường cảm ứng từ trong đại dương. Nếu nó được xem xét cùng với từ trường khí quyển hay trong đại dương phân lớp, thì tại các ranh giới các lớp thành phần pháp tuyến của B_n không có gián đoạn, tức

$$B_{n1} = B_{n2}. \quad (6.20)$$

Đối với cường độ từ trường điều kiện tại ranh giới các lớp sẽ khác: các thành phần tiếp tuyến bằng nhau

$$H_{t1} = H_{t2}. \quad (6.21)$$

Phương trình chung đặc trưng cho \mathbf{E} tỏ ra phức tạp hơn một ít. Nó có thể nhận được từ các phương trình xuất phát (6.10)–(6.13) và sau này sẽ được dẫn ở mục mà nó được sử dụng trực tiếp.

Từ phương trình (6.19) thấy rằng trường cảm ứng từ phụ thuộc vào chuyển động của nước (ngoài những nguyên nhân khác). Bởi vì \mathbf{B} – đó là lực, nên về phần mình nó phải ảnh hưởng tới chuyển động của nước và nó có mặt trong phương trình chuyển động chính xác bằng số hạng bổ sung

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) = \mathbf{G} - \frac{1}{\rho} \nabla P + \kappa \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{\rho}, \quad (6.22)$$

trong phương trình này giữ nguyên các ký hiệu của chương 2.

Thành phần cuối ở vế phải của phương trình không lớn, nhưng về nguyên tắc với các tốc độ chuyển động nhỏ thì nó có thể có vai trò nhất định. Như vậy các trường điện từ và trường động lực có liên hệ qua lại với nhau được phản ánh bởi các phương trình (6.19) và (6.22).

6.3. Từ trường của Trái Đất

Điện từ trường đại dương là tổ hợp các trường nguồn gốc khác nhau. Trong số đó phần đóng góp lớn nhất thuộc về các trường có nguồn gốc do sự hiện diện của từ trường Trái Đất sinh ra. Nó gây nên bởi các quá trình điện từ diễn ra ở trong nhân Trái Đất, trong magma cũng như trong vỏ Trái Đất. Ngoài ra, từ trường được hình thành dưới tác động bức xạ hạt của Mặt Trời dẫn tới sự vận chuyển các điện tử trong quyển ion. Ở đó hình thành điện trường và cùng với nó là từ trường. Trong địa vật lý quy ước phân chia từ trường tổng cộng thành trường tựa dừng, thường gọi là *từ trường chính*, được đặc trưng bằng vectơ cường độ \mathbf{F} , và *từ trường biến thiên* \mathbf{H}_i biến đổi theo thời gian:

$$\mathbf{H} = \mathbf{F} + \sum \mathbf{H}_i \sin \left(\frac{2\pi t}{\Delta t_i} + \phi_i \right). \quad (6.23)$$

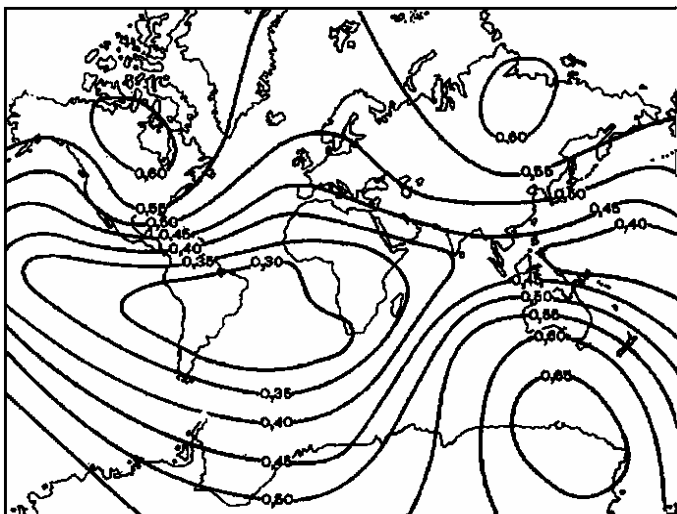
Cường độ của từ trường chính luôn nhiều lần lớn hơn cường độ của từ trường biến thiên. Từ trường chính không đồng nhất trong không gian.

Phân bố đặc trưng của mô đun \mathbf{F} thể hiện trên hình 6.6. Nó biến đổi tương đối chậm và không đồng nhất theo thời gian. Tại niên đại hiện nay ở bắc bán cầu vectơ \mathbf{F} hướng vào phía trong Trái Đất. Góc giữa nó và bề mặt Trái Đất thay đổi từ 0 đến 90° và được gọi là *độ nghiêng từ*. Trong 400–500 năm gần đây độ nghiêng từ đã biến đổi trong phạm vi 8°. Góc giữa hình chiếu phương ngang F_n , được đặc trưng bằng kinh tuyến từ, và kinh tuyến địa lý gọi là *độ lệch từ*. Nó biến đổi trong phạm vi 35° và có thể mang giá trị dương khi kinh tuyến từ lệch với kinh tuyến địa lý về phía đông cũng như giá trị âm.

Tại niên đại hiện nay một cực của từ trường chính, quy ước gọi là cực “bắc”, nằm ở điểm có tọa độ $\varphi \approx 74^\circ$ vĩ bắc và $\lambda \approx 100^\circ$ kinh tây. Cực khác, cực “nam” nằm ở vùng $\varphi \approx 68^\circ$ vĩ nam và $\lambda \approx 143^\circ$ kinh đông. Các đường sức từ trường nối giữa hai cực không đều đặn, mà uốn lượn, vì vậy độ lệch từ có thể biến đổi.

Mô đun cường độ từ về trung bình tăng từ các vĩ độ thấp tới các vĩ độ cao. Nhưng trong đó có những vùng với các giá trị mô đun cao hơn hoặc thấp hơn. Người ta gọi chúng là những dị thường từ, trong đó có những dị thường thế giới lớn và dị thường khu vực. Diện tích các vùng dị thường thế giới bằng hàng triệu km^2 , còn các dị thường khu vực thì nhỏ hơn nhiều. Trên hình 6.6 thể hiện khá rõ các vùng dị thường thế giới dương: vùng Đông Siberi, Bắc Mỹ, Nam Cực, và hai vùng dị thường âm.

Người ta cho rằng những dị thường từ lớn như vậy là do các quá trình điện từ đang diễn ra trong macma và nhân Trái Đất gây nên. Chúng biến đổi chậm với thời gian, vì vậy các đặc trưng trung bình năm của từ trường cũng biến đổi chậm, tức tồn tại biến trình thế kỉ của từ trường chính.



Hình 6.6. Phân bố mô đun cường độ từ (đo bằng oset) của từ trường chính của Trái Đất [7]

Vị trí và độ lớn của các dị thường từ thay đổi, chúng đang trôi. Các dị thường từ khu vực gây nên bởi cấu tạo của lớp mặt Trái Đất. Các núi dưới nước đặc trưng bằng từ trường thiên cao, còn các trũng nước sâu do có lớp trầm tích dày – thiên thấp. Giá trị của dị thường cường độ từ trường ở những khu vực đó thường không vượt quá 1–2 A/m.

Ngoài biến trình thế kỉ đã nêu còn có những biến thiên của

từ trường Trái Đất với thời hạn ngắn hơn. Chúng gây nên bởi các quá trình điện từ diễn ra trong quyển ion của Trái Đất dưới tác động bức xạ hạt của Mặt Trời. Người ta chia ra các dạng biến động chu kỳ dài với thời gian kéo dài từ 11 đến 27 ngày do hoạt tính Mặt Trời biến thiên. Biên độ cường độ từ của các biến động đó có bậc 10 mA/m. Các biến động ngày nguồn gốc Mặt Trời cũng bằng khoảng như vậy. Các biến động ngày nguồn gốc Mặt Trăng thì nhỏ hơn một bậc.

Có những biến động từ không thường xuyên diễn ra trên một bộ phận lớn hay trên toàn Trái Đất. Chúng có thể kéo dài từ một số giây đến 2–3 ngày và có cường độ dị thường cường độ của từ trường từ một số đơn vị đến nghìn mA/m. Những biến động từ mạnh được gọi là các đợt bão từ.

Những biến động từ trường Trái Đất biểu lộ rõ nét không chỉ trong khí quyển, mà cả trong đại dương. Trên những biến động đó luôn kèm theo từ trường thứ sinh được cảm ứng bởi nước chuyển động: các dòng hải lưu, sóng thủy triều.

6.4. Trường điện từ đại dương bản chất động lực học do sóng bề mặt gây nên

Sự hiện diện của từ trường chính và nước biển là vật dẫn chuyển động trong đó đã dẫn tới hình thành nên một điện trường và về phần mình điện trường này tạo ra từ trường thứ sinh; nó được gọi như vậy là để phân biệt với từ trường chính. Từ trường thứ sinh này được mô tả bằng phương trình (6.19), trong đó có thể thực hiện một số phép giản ước áp dụng cho các trường có bản chất động lực học.

Vì các biến động của từ trường chính nhỏ so với mô đun cường độ của nó, nên khi xem xét sự phát sinh điện từ trường bởi nước chuyển động người ta thường cho rằng \mathbf{F} không biến đổi với thời gian. Ngoài ra nó lớn hơn nhiều so với từ trường thứ sinh có cường độ \mathbf{H}_i . Vì vậy phương trình (6.19) có thể biểu diễn một cách gần lược dưới dạng

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\gamma} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{F}) + \frac{\nabla^2 \mathbf{H}}{\gamma \mu_0}. \quad (6.24)$$

Từ các phương trình (6.10)–(6.13) bằng cách loại \mathbf{B} và \mathbf{H} một cách tương tự sẽ nhận được một phương trình đặc trưng cho vectơ cường độ điện trường, nhưng nó phức tạp hơn so với (6.24) và dưới dạng đầy đủ thường không được sử dụng trong hải dương học:

$$\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \text{rot}(\text{rot} \mathbf{E}) + \mu_0 \gamma \left[\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \times \mathbf{F} \right) \right] = 0. \quad (6.25)$$

Điều kiện biên cho phương trình này tương tự như điều kiện đã nhận được khi mô tả cảm ứng từ và cường độ từ, tức

$$D_{n1} = D_{n2}, \quad E_{t1} = E_{t2}. \quad (6.26)$$

Biểu thức đặc trưng cho mật độ dòng điện ở trong nước chuyển động sẽ nhận được bằng cách loại bỏ vectơ \mathbf{E} ra khỏi định luật Ôm (6.10).

Muốn vậy phải hai lần thực hiện toán tử xoáy đối với phương trình (6.10) và trong phương trình này chỉ tính đến từ trường chính mà thôi:

$$\text{rot}(\text{rot} \mathbf{J}) = \gamma \text{rot}(\text{rot} \mathbf{E}) + \gamma \mu_0 \text{rot}[\text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{F})]. \quad (6.27)$$

Khi chuyển động nước biến đổi với thời gian, do đó mà từ

trường cũng biến đổi, ví dụ theo quy luật đơn giản

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{i\omega t} \quad (6.28)$$

thì phương trình (6.12) được viết lại dưới dạng

$$\text{rot} \mathbf{E} = -i\omega \mu_0 \mathbf{H}. \quad (6.29)$$

Thế biểu thức này vào (6.27) khi γ không đổi sẽ cho

$$\text{rot}(\text{rot} \mathbf{J}) = -i\omega \gamma \mu_0 \text{rot} \mathbf{H} + \gamma \mu_0 \text{rot}[\text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{F})].$$

Loại bỏ \mathbf{H} nhờ định luật (6.11) không tính đến các dòng điện dịch chuyển sẽ cho phép nhận được một biểu thức đặc trưng cho mật độ dòng điện phụ thuộc vào tốc độ dòng chảy và cường độ của từ trường chính:

$$\nabla^2 \mathbf{J} = \gamma \mu_0 \{i\omega \mathbf{J} - \text{rot}[\text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{F})]\}. \quad (6.30)$$

Trong trường hợp này đã xem rằng $\text{div} \mathbf{J} = 0$. Điều này suy ra từ các phương trình (6.11) và (6.13) không tính đến các dòng điện dịch chuyển.

Từ các biểu thức đã dẫn thấy rằng nếu điện từ trường được hình thành bằng nước chuyển động trong từ trường Trái Đất thì khi $(\mathbf{V} \times \mathbf{F}) = \text{const}$ điện từ trường sẽ không xuất hiện.

Trong sóng biển có sự chuyển động của chất lỏng dẫn điện trong từ trường Trái Đất và vì vậy bên trong nước biển sẽ xuất hiện điện từ trường. Thành phần từ của nó được mô tả bằng phương trình (6.24), phương trình này có thể được thay đổi một chút. Nếu sóng biển có tần số ω thì dao động của từ trường do nó cảm ứng cũng phải diễn ra với tần số đó. Vì vậy biến thiên của vectơ cường độ từ được biểu diễn bằng công thức (6.28). Thế công thức này vào phương trình (6.24) ta được

$$\nabla^2 \mathbf{H} - k^2 \mathbf{H} + \gamma \mu_0 \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{F}) = 0, \quad (6.31)$$

trong đó $k^2 = \omega \mu_0 (i\gamma - \varepsilon \varepsilon_0 \omega)$ – số sóng của phương trình đã nhận được.

Thông thường người ta chấp nhận rằng các thành phần của vectơ cường độ không biến đổi trong phạm vi một vùng đại dương giới hạn với trường sóng ổn định. Về nguyên tắc điều hạn chế này là không bắt buộc. Nếu bỏ điều kiện đó thì chỉ làm cho kết quả chính xác thêm chút ít do các gradien không gian tương đối nhỏ của \mathbf{F} và dẫn tới một hệ thức phụ thuộc khá công kênh giữa từ trường thứ sinh và các tham số xuất phát.

Cũng nhằm mục đích giản lược nghiệm số người ta giả sử rằng sóng là hai chiều và chuyển động trong biển sâu dọc trục x . Trong trường hợp này thành phần tốc độ dọc trục y $v = 0$, còn những thành phần tốc độ khác dọc theo trục này là không đổi. Với những điều kiện đó những hình chiếu của phương trình (6.31) lên các trục tọa độ được biểu diễn bằng các biểu thức

$$\nabla^2 H_x - k^2 H_x + \gamma \mu_0 \left(F_z \frac{\partial u}{\partial z} - F_x \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0, \quad (6.32)$$

$$\nabla^2 H_y - k^2 H_y = 0, \quad (6.33)$$

$$\nabla^2 H_z - k^2 H_z + \gamma \mu_0 \left(F_x \frac{\partial w}{\partial x} - F_z \frac{\partial u}{\partial x} \right) = 0. \quad (6.34)$$

F_y không có mặt trong các phương trình đã nhận được.

Điều này có nghĩa rằng nó không cảm ứng ra từ trường. Thành phần cường độ của từ trường thứ sinh theo trục y bằng không, bởi vì không có những nhân tố nào có thể cảm ứng ra nó.

Ở sóng hai chiều tốc độ có thể biểu diễn qua hàm dòng ψ

$$u = -\frac{\nabla \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (6.35)$$

Trên nước sâu ψ được biểu diễn bằng hàm

$$\psi = \frac{g \zeta}{\omega} \exp(imx - nz), \quad (6.36)$$

trong đó ζ – biên độ sóng; g – gia tốc rơi tự do. Trong sóng không ma sát các số sóng n và m bằng nhau.

Thay thế tốc độ qua hàm dòng ψ , đồng thời tính đến sự bất biến của H dọc theo trục y sẽ làm giản lược các phương trình (6.32)–(6.34). Ví dụ, biến thiên H_z được biểu diễn bằng biểu thức

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} - k^2 H_z = A \exp(imx - nz), \quad (6.37)$$

ở đây $A \equiv \frac{\gamma \mu_0 g \zeta m}{\omega} (F_x m + F_z n i)$.

Dựa trên dạng của vế phải ở biểu thức này ta suy ra rằng H_z dọc trục x là một hàm tuần hoàn, vì vậy có thể không đặt ra các điều kiện biên đối với hàm đó. Khi xác định các điều kiện biên trên trục thẳng đứng phải xuất phát từ điều kiện liên tục của thành phần cảm ứng pháp tuyến tại ranh giới phân cách đại dương (môi trường 1) và khí quyển (môi trường 2)

$$B_{z1} = B_{z2} \quad \text{hay} \quad \mu_1 H_{z1} = \mu_2 H_{z2}. \quad (6.38)$$

Điều kiện biên thứ hai được tìm từ phương trình phân kỳ

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = -\frac{\partial H_z}{\partial z}.$$

Vì tồn tại sự liên tục của các thành phần cường độ từ tiếp

tuyến trong hai mô trường tiếp giáp, nên

$$\frac{\partial H_{z1}}{\partial z} = \frac{\partial H_{z2}}{\partial z}. \quad (6.39)$$

Còn hai điều kiện cần nữa được xác định theo điều kiện tắt dần của từ trường thứ sinh ở xa bề mặt dẫy sóng trong từng môi trường, tức

$$H_{z1} \rightarrow 0, \quad H_{z2} \rightarrow 0 \quad \text{khi} \quad z_{1,2} \rightarrow \infty. \quad (6.40)$$

Do tính chất tuần hoàn của hàm H_z dọc theo trục x ta có thể biểu diễn

$$H_z = he^{imx}. \quad (6.41)$$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial z^2} - l^2 h = Ae^{-nz}, \quad (6.42)$$

ở đây $l^2 = k^2 + m^2$.

Các điều kiện biên bên (6.38)–(6.40) giữ nguyên hình dạng nếu thay thế H_z bằng h .

Nghiệm của phương trình (6.42) nếu tính đến tương quan (6.41) được biểu diễn bằng biểu thức

$$H_{z_j} = \left(c_j e^{-l_j z_j} + \frac{A_j e^{-n_j z_j}}{n_j^2 - l_j^2} \right) e^{imx}, \quad (6.43)$$

ở đây $j=1$ tương ứng với đại dương và z_1 hướng xuống phía dưới; $j=2$ tương ứng với khí quyển và z_2 hướng lên phía trên kể từ mặt đại dương,

$$C_1 = \left[\frac{A_2}{n_2 + l_2} + \frac{A_1(\mu_1 l_2 - \mu_2 n_1)}{\mu_2(n_1^2 - l_1^2)} \right] \frac{\mu_2}{l_1 \mu_2 - l_2 \mu_1},$$

$$C_2 = \left[\frac{A_1}{n_1 + l_1} + \frac{\mu_2 l_1 - \mu_1 n_2}{\mu_1(n_2^2 - l_2^2)} \right] \frac{\mu_1}{l_2 \mu_1 - l_1 \mu_2}.$$

Vì độ từ thẩm của nước và không khí khác 1 rất ít, nên các hằng số C_1 và C_2 được giản lược:

$$C_1 = \left[\frac{A_2}{n_2 + l_2} + \frac{A_1(n_1 - l_2)}{n_1^2 - l_1^2} \right] \frac{1}{l_1 - l_2},$$

$$C_2 = \left[\frac{A_1}{n_1 + l_1} + \frac{A_2(n_2 - l_1)}{n_2^2 - l_2^2} \right] \frac{1}{l_2 - l_1}.$$

Để xác định thành phần phương ngang của từ trường thứ sinh có thể sử dụng phương trình (6.32). Nó có cùng hình dạng như ở thành phần thẳng đứng H_z và vì vậy nghiệm có thể nhận được theo cách tương tự. Đối với sóng hai chiều việc tìm nghiệm được giản ước, bởi vì trong phương trình phân kỳ của cường độ từ chỉ có hai thành phần từ, vì vậy đối với mỗi môi trường

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = -\frac{\partial H_z}{\partial z}.$$

Do đó

$$H_{x_j} = -\int \frac{\partial H_{z_j}}{\partial z} d\xi = \left[C_j l_j e^{-l_j z_j} - \frac{A_j n_j e^{-n_j z_j}}{l_j^2 - n_j^2} \right] \frac{ie^{imx}}{m}. \quad (6.44)$$

Như vậy, từ trường thứ sinh dưới tác động của sóng được tạo thành ở cả trong lớp trên của đại dương lẫn trong lớp sát nước của khí quyển có tính chất hàm mũ, nhưng tắt dần khi xa khỏi biên phân cách hai môi trường theo cách khác nhau. Trong không khí do độ dẫn điện rất nhỏ tham số A_2 rất bé, và trong không khí khô nó hoàn toàn bằng không. Tuy nhiên từ các công

thức (6.43) và (6.44) thấy rằng H_{z2} và H_{x2} không bằng không. Nếu $\gamma_2 = 0$, thì tham số l_2 không chứa số hạng ảo và từ trường trong không khí giảm dần theo độ cao không có sự dịch pha.

Khi xác định các thành phần của mật độ dòng điện có thể xuất phát từ phương trình (6.11), bỏ qua các dòng điện dịch chuyển:

$$J_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = 0,$$

$$J_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \left[\frac{n^3 - nm^2 - m^3}{n^2 - l^2} A e^{-nz} - (l^3 + l^2 m - m^3) c e^{-lz} \right] \frac{i e^{imx}}{m^2},$$

$$J_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0. \quad (6.45)$$

Ở đây và về sau các chỉ số j đã được bỏ đi để viết cho gọn.

Vậy là trong sóng hai chiều chỉ tồn tại dòng điện theo sóng.

Các thành phần của cường độ điện trường có thể xác định từ phương trình (6.10), trong đó phải lưu ý tới các giá trị của dòng điện (6.45):

$$E_x = \mu_0 \omega F_y = \frac{\mu_0 m g \zeta i}{\omega} F_y \exp(imx - nz),$$

$$E_z = -\mu_0 u F_y = -\frac{\mu_0 n g \zeta}{\omega} F_y \exp(imx - nz),$$

$$E_y = \frac{J_y}{\gamma} - \mu_0 (\omega F_x - u F_z) = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) - \frac{\mu_0 g \zeta}{\omega} (F_x m i - F_z n) e^{imx - nz}. \quad (6.46)$$

Biểu thức để xác định thành phần E_y cũng có thể nhận được từ phương trình

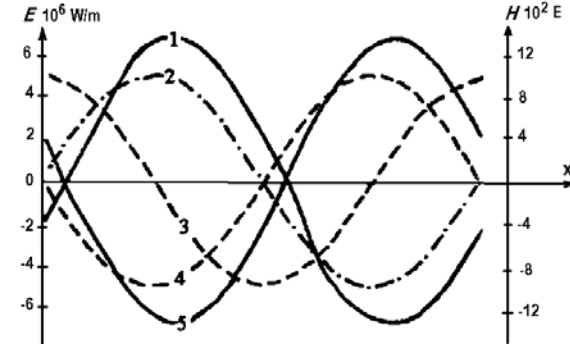
$$\text{rot} \mathbf{E} = -i \omega \mu_0 \mathbf{H}. \quad (6.47)$$

Khi đó không cần thiết phải xác định trước các thành phần dòng điện. Ví dụ

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i \omega \mu_0 H_z. \quad (6.48)$$

Từ đó

$$E_y = -\frac{i \omega \mu_0}{m} \left(C e^{-lz} + \frac{A e^{-nz}}{n^2 - l^2} \right) e^{imx}. \quad (6.49)$$

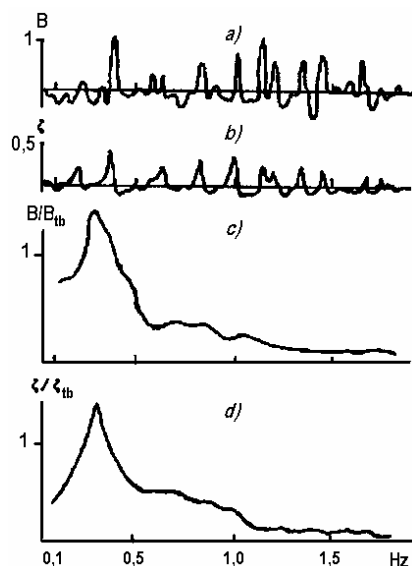


Hình 6.7. Các đặc trưng biến thiên của cường độ điện từ trường ở mặt biển do sóng hai chiều phát sinh
1 - H_x , 2 - ψ , 3 - E_x , 4 - E_z , 5 - H_z

Với tư cách là ví dụ trên hình 6.7 dẫn các đặc trưng của điện từ trường ở mặt biển do sóng hai chiều phát sinh với $n = m$, $\gamma_1 = 3$ S/m và $\gamma_2 = 0$. Giả sử $\zeta = 1$ m, $\lambda = 38$ m và $\tau = 5$ s. Chấp

nhận $F_x = 0,17$, $F_y = 0,1$, $F_z = 0,47$ ostet. Với độ sâu tất cả các đặc trưng của điện từ trường sẽ giảm theo hàm mũ.

Các công thức (6.45)–(6.49) áp dụng được cho cả đại dương và khí quyển, chỉ cần sử dụng các tham số tương ứng của các môi trường đó. Cũng cần lưu ý rằng các nhiễu động sóng của lớp không khí sát mặt nước giảm nhanh theo độ cao và tại $z_2 = 0,2\lambda$ chúng thực tế không còn nữa. Trong trường hợp này khi $\gamma_2 \neq 0$ và $n_2 \neq m$ sẽ thấy một vài khác biệt về độ lớn và đặc điểm biến thiên của cường độ điện từ trường so với những gì đã dẫn trên hình 6.7.



Hình 6.8. Đặc điểm từ trường tại độ sâu 7 m do sóng cảm ứng ở đới ven bờ [6]: a) từ trường cảm ứng; b) biến thiên mực nước biển (m); c) phổ từ trường; d) phổ sóng

Trên hình 6.8 biểu diễn bằng ghi đồng bộ các quan trắc từ trường thứ sinh do sóng cảm ứng tại độ sâu 7 m. Như đã thấy từ hình vẽ sóng không lớn với chu kỳ khoảng 3 s và từ trường do

nó cảm ứng khá yếu.

Khi xem xét điện từ trường do sóng phát sinh ở biển nông hay trên vùng thềm phải tính đến một dạng thể vận tốc khác cũng như sự lan truyền các từ trường và điện trường ở trong bùn đáy. Vì vậy các đặc trưng của điện từ trường trong nước và trong lớp không khí sát mặt nước phụ thuộc vào độ sâu biển và độ dẫn điện của bùn.

Điện từ trường được phát sinh không chỉ bởi các sóng mặt, mà bởi cả các sóng nội. Các đặc điểm chính về phụ thuộc của nó vào các tham số sóng vẫn giữ nguyên. Nhưng do sóng phát triển trong một khoảng cách hữu hạn kể từ đáy nên biểu thức đối với thể vận tốc không có dạng hàm mũ, mà là hàm hypecbôn. Vì vậy mà các biểu thức cuối cùng đối với các đặc trưng của điện từ trường cũng phức tạp hơn so với trường hợp đã xét.

6.5. Sự phát sinh trường điện từ bởi các dòng biển

Stommel từ năm 1948 đã khái quát về sự phát sinh điện trường bởi dòng chảy dưới dạng đơn giản nhất [8]. Ông xuất phát từ giả thiết rằng trong đại dương với độ sâu h tồn tại dòng chảy không đổi với bề rộng $2b$, lan sâu từ mặt tới độ sâu h_1 . Tốc độ dòng chảy chỉ biến thiên trong phương ngang với luồng chảy theo quy luật

$$V(x) = V_0 \cos(\pi x / 2b), \quad (6.50)$$

ở đây V_0 – tốc độ tại trục luồng chảy.

Cho rằng điện từ trường có thể được đặc trưng bằng phương trình Maxwell

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} = \gamma[\mathbf{E} + \mu_0(\mathbf{V} \times \mathbf{F})]. \quad (6.51)$$

Nếu xác định div từ hai vế của phương trình này, thì khi $\operatorname{div}(\operatorname{rot}\mathbf{H}) = 0$ và γ không đổi ta có

$$-\operatorname{div}\mathbf{E} = \mu_0 \operatorname{div}(\mathbf{V} \times \mathbf{F}) = \mu_0(\mathbf{F} \operatorname{rot}\mathbf{V} - \mathbf{V} \operatorname{rot}\mathbf{F}). \quad (6.52)$$

Có thể chấp nhận rằng $\mathbf{F} = \text{const.}$ Khi đó thành phần cuối cùng của phương trình (6.52) sẽ bằng không. Ngoài ra trong điều kiện \mathbf{F} không đổi, điện trường theo quy luật (6.12) sẽ là không xoáy, và do đó, có thể biểu diễn qua thế của nó

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\Phi. \quad (6.53)$$

Trong trường hợp này phương trình (6.52) có thể viết lại dưới dạng

$$\nabla^2\Phi = \mu_0 \mathbf{F} \operatorname{rot}\mathbf{V} = \mu_0 F_z \frac{\partial V}{\partial x} = -\mu_0 F_z \frac{\pi V_0}{2b} \sin\left(\frac{\pi x}{2b}\right). \quad (6.54)$$

Một phương trình tương tự thu được để mô tả điện trường ở trong nước tĩnh bên dưới dòng chảy. Trong phương trình đó chỉ cần cho $V_0 = 0$. Do đó, điện trường được đặc trưng bằng hai phương trình

$$\begin{aligned} \nabla^2\Phi_1 &= \delta \sin(\beta x), & 0 \leq z \leq h_1, \\ \nabla^2\Phi_2 &= 0, & h_1 < z < h, \end{aligned} \quad (6.55)$$

ở đây để viết gọn đã sử dụng các ký hiệu

$$\delta = -\mu_0 F_z \frac{\pi V_0}{2b}, \quad \beta = \frac{\pi}{2b}.$$

Khi xác định các điều kiện biên đã giả thiết rằng lớp khí quyển sát mặt nước và đáy không dẫn điện.

Vì vậy tại các biên

$$D_z = \varepsilon \varepsilon_0 E_z = 0 \quad (6.56)$$

hay

$$\left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \right|_{z=h} = 0. \quad (6.57)$$

Tại ranh giới giữa nước tĩnh và nước chuyển động không có sự gián đoạn về thế và cảm ứng điện. Do đó, tại $z = h_1$

$$\Phi_1 = \Phi_2, \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial z}. \quad (6.58)$$

Bài toán vật lý đã phát biểu dưới dạng toán học (6.55)–(6.58) dễ dàng giải được. Đặc điểm biến thiên của vế phải của phương trình thứ nhất ở (6.55) cho phép tìm nghiệm dưới dạng

$$\Phi_1 = \varphi_1(z) \sin(\beta x), \quad \Phi_2 = \varphi_2(z) \sin(\beta x). \quad (6.59)$$

Thế các hàm này vào các phương trình xuất phát (6.55) và các điều kiện biên, sau đó giải ra đối với φ_1 và φ_2 cho phép thu được các biểu thức của thế

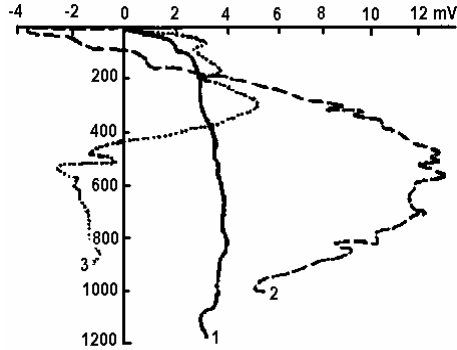
$$\Phi_1 = \left[\frac{\operatorname{sh}\beta(h-h_1)}{\operatorname{sh}\beta h} \operatorname{ch}\beta z - 1 \right] \frac{\delta \sin \beta x}{\beta^2}, \quad (6.60)$$

$$\Phi_2 = -\frac{\delta}{\beta^2} \frac{\operatorname{sh}\beta h_1}{\operatorname{sh}\beta h} \operatorname{ch}\beta(h-z) \sin \beta x. \quad (6.61)$$

Từ các biểu thức (6.60) và (6.61) suy ra rằng trước độ sâu h_1 thế tăng, rồi sau đó giảm. Điều này phù hợp với đặc điểm thể hiện trên trục điện thẳng đứng của thế các dòng điện tự nhiên mà trong đó các dòng chảy đóng góp phần lớn (hình 6.9).

Các thành phần cường độ điện theo các trục z và x bằng đạo hàm của Φ_1 và Φ_2 theo các trục tọa độ đó. Ví dụ,

$$E_{1x} = -\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{\delta \cos \beta x}{\beta} \left[1 - \frac{\text{sh} \beta (h - h_1)}{\text{sh} \beta h} \text{ch} \beta z \right]. \quad (6.62)$$



Hình 6.9. Hiệu điện thế đặc trưng của các điện cực ở lớp dưới mặt và lớp dưới sâu [2]:
1) vùng biển Sagami; 2) ngoại vi Gontrim; 3) trung tâm Đại Tây Dương

Vì bề rộng của các hải lưu lớn hơn nhiều so với độ sâu đại dương, tức $\beta h \ll 1$, nên

$$E_{1x} \approx \frac{\delta \cos \beta x}{\beta} \frac{h_1}{h} = -\frac{\mu_0 F_z V_0 h_1}{h} \cos\left(\frac{\pi x}{2b}\right). \quad (6.63)$$

Từ công thức này thấy rằng thành phần cường độ phương ngang của điện trường tỷ lệ với tốc độ dòng chảy. Vì vậy nếu đo được điện thế hay hiệu điện thế của điện trường thì có thể xác định tốc độ dòng chảy.

Khi xác định điện trường cảm ứng phải lưu ý tới vị trí của điện tích cảm ứng. Mật độ khối của nó được đặc trưng bằng công thức (6.14) và nếu điện thẩm không đổi sẽ có dạng

$$\rho_e = \varepsilon_0 \varepsilon \text{div} \mathbf{E}. \quad (6.64)$$

Sử dụng tiếp công thức (6.52) với \mathbf{F} bất biến sẽ dẫn tới biểu thức

$$\rho_e = -\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \text{rot} \mathbf{V}. \quad (6.65)$$

Biểu thức này chứng tỏ rằng điện tích cảm ứng sẽ xuất hiện ở nơi nào có xoáy của tốc độ. Trong các dòng chảy lý tưởng với tốc độ không đổi mật độ khối điện tích tập trung tại các ranh giới của dòng chảy, nơi có gián đoạn tốc độ.

Trong dòng chảy đã xét, nếu tính đến số hạng thẳng đứng của từ trường chính và biểu diễn tốc độ dòng chảy bằng công thức (6.50) thì phân bố mật độ khối của điện tích cảm ứng được đặc trưng bằng biểu thức

$$\rho_e = \frac{\pi \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0}{2b} F_z \sin\left(\frac{\pi x}{2b}\right). \quad (6.66)$$

Thấy rằng mật độ của các điện tích tăng từ trục tới ranh giới dòng chảy.

Biết các thành phần cường độ của điện trường sẽ cho phép từ công thức (6.10) xác định được mật độ dòng điện theo các trục tọa độ tương ứng, và sau đó là cường độ từ trường thứ sinh theo phương trình (6.11). Tuy nhiên, các thành phần của từ trường thứ sinh tìm bằng cách như vậy không thật thuận lợi. Thường chúng được xác định từ phương trình cơ bản (6.27), phương trình này trong trường hợp dòng chảy không đổi theo thời gian được giản lược do \mathbf{H} không đổi theo thời gian và có dạng

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \gamma \mu_0 \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{F}) = 0, \quad 0 \leq z \leq h_1. \quad (6.67)$$

Bên ngoài phạm vi dòng chảy không có số hạng thứ hai của phương trình này và nó trở thành

$$\nabla^2 \mathbf{H} = 0, \quad z > h_1. \quad (6.68)$$

Phương trình cho lớp khí quyển bên trên dòng chảy cũng có

dạng đúng như thế.

Với tư cách là ví dụ đơn giản nhất có thể xét từ trường thứ sinh do dòng chảy trôi cảm ứng; dòng chảy trôi được giả thiết không đổi trong mặt phẳng ngang để khỏi phải phát biểu các điều kiện biên tại rìa của dòng chảy. Với những giới hạn đó, từ trường thứ sinh được mô tả bằng phương trình (6.67). Trong khi biến đổi nó tới dạng vô hướng sẽ xem rằng cường độ của từ trường chính không đổi, còn thành phần tốc độ dòng chảy thẳng đứng nhỏ hơn nhiều so với thành phần ngang và có thể bỏ qua. Kết quả thu được các biểu thức

$$\begin{aligned}\nabla^2 H_x + \mu_0 F_z \frac{\partial u}{\partial z} &= 0, \\ \nabla^2 H_y + \mu_0 F_z \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, \\ \nabla^2 H_z &= 0.\end{aligned}\quad (6.69)$$

Hai phương trình đầu trong số các phương trình đã dẫn được kết hợp lại cho cường độ phức $H_c = H_x + iH_y$ và tốc độ phức $c = u + iv$. Khi đó do không có biến thiên tốc độ trong mặt phẳng ngang nên cường độ từ cũng không biến thiên. Vì vậy trong toán tử Laplace chỉ còn đạo hàm bậc hai theo phương thẳng đứng:

$$\frac{d^2 H_c}{dz^2} + \mu_0 F_z \frac{dc}{dz} = 0. \quad (6.70)$$

Tại các ranh giới của dòng chảy có điều kiện liên tục của cường độ từ tiếp tuyến

$$H_{c1} = H_{cj}. \quad (6.71)$$

Ở đây các chỉ số 1 và j đặc trưng cho các giá trị của từ

trường ở trong nước tại các ranh giới dòng chảy và tại các ranh giới bên ngoài phạm vi dòng chảy tuần tự trong khí quyển và trong đại dương.

Còn hai điều kiện biên nữa thường được thiết lập dựa trên sự tắt dần của từ trường cảm ứng ở xa dòng chảy, tức

$$H_{cj} \rightarrow 0 \quad \text{khí } z_j \rightarrow \infty. \quad (6.72)$$

Trong cách viết này trục z được chấp nhận là dương trong khí quyển và trong đại dương, còn gốc của nó nằm tại mặt của đại dương.

Trong trường hợp đơn giản nhất – dòng chảy trải dài và đồng nhất dọc theo luồng chảy, từ trường trên hướng này không thay đổi, hai điều kiện biên còn lại có thể nhận được trên cơ sở phương trình phân kỳ cường độ từ. Vì các thành phần cường độ tiếp tuyến ở hai phía ranh giới bằng nhau, nên các đạo hàm của chúng theo trục ngang cũng bằng nhau, do đó

$$\frac{\partial H_{c1}}{\partial z} = \frac{\partial H_{cj}}{\partial z}. \quad (6.73)$$

Cũng có thể sử dụng các điều kiện biên khác, ví dụ các điều kiện nhận được trên cơ sở các phương trình (6.10) và (6.11).

Đối với dòng chảy trải rất rộng theo bề ngang cho phép ta bỏ qua những điều kiện biên tại các biên bên thì việc giải các phương trình (6.67) và (6.68) với những điều kiện biên đã liệt kê không có gì khó khăn.

Tốc độ dòng chảy trôi ở bắc bán cầu trong trường hợp hệ số rối thẳng đứng K không đổi được biểu diễn dưới dạng phức bằng công thức

$$c = c_0 \exp(-az\sqrt{2i}), \quad (6.74)$$

ở đây $a^2 = \frac{f}{2K}$, f – tham số Coriolis.

Vì tốc độ dòng chảy giảm đều theo độ sâu nên không cần thiết phải tính đến phương trình (6.68).

Việc giải phương trình (6.70) có tính đến (6.74) nên được thực hiện với giả thiết rằng khi độ sâu tăng các giá trị H_c và $\frac{dH_c}{dz}$ giảm dần dần. Khi đó

$$H_c = \frac{\mu_0 F_z c_0}{a \sqrt{2i}} \exp(-za \sqrt{2i}). \quad (6.75)$$

Từ công thức thấy rõ là từ trường cảm ứng tắt dần theo độ sâu theo hàm mũ giống như dòng chảy trôi. Trong khi đó các thành phần của nó có biểu hiện quay

$$H_x = \frac{\mu_0 F_z}{2a} e^{-za} [(u_0 + v_0) \cos za + (v_0 - u_0) \sin za], \quad (6.76)$$

$$H_y = \frac{\mu_0 F_z}{2a} e^{-za} [(v_0 - u_0) \cos za - (u_0 + v_0) \sin za]. \quad (6.77)$$

Các thành phần của cường độ điện trường sẽ được tìm từ phương trình (6.15), trong đó tính đến sự bất biến của tốc độ dòng chảy và cường độ từ trường theo các tọa độ ngang:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{1}{\gamma} \frac{dH_y}{dz} - \mu_0 v F_z, \\ E_y &= \frac{1}{\gamma} \frac{dH_x}{dz} + \mu_0 u F_z. \end{aligned} \quad (6.78)$$

Nếu thế các biểu thức gradien cường độ từ trường và tốc độ dòng chảy vào các công thức này sẽ dẫn tới $E_x = E_y = 0$, còn

$$E_z = \mu_0 (vF_x - uF_y) =$$

$$= \mu_0 e^{-za} [F_x (v_0 \cos za - u_0 \sin za) - F_y (u_0 \cos za + v_0 \sin za)]. \quad (6.79)$$

Trong điều kiện đó mật độ các dòng điện cảm ứng được tìm từ định luật Ôm (6.10)

$$J_x = \gamma \mu_0 v F_z, \quad J_y = -\gamma \mu_0 u F_z, \quad J_z = 0, \quad (6.80)$$

Tại mặt đại dương thỏa mãn điều kiện các thành phần tiếp tuyến của cường độ từ trường của đại dương H_{c1} và của khí quyển H_{c2} bằng nhau. Do đó các đại lượng này được biểu diễn bằng công thức (6.75) với $z=0$. Điều này có nghĩa rằng từ trường thứ sinh được cảm ứng bởi dòng chảy có thể biểu hiện trong khí quyển. Nó biến đổi với độ cao theo phương trình (6.75), trong đó phải sử dụng độ dẫn điện của không khí γ_2 và tốc độ gió c_2 . Điều này cho phép theo dữ liệu quan trắc về trường điện từ thứ sinh trong khí quyển về nguyên tắc có thể có được khái niệm về sự tồn tại các dòng chảy ở đại dương.

Do những giả ước đã chấp nhận mà những biểu thức thu được trên đây về các đặc trưng điện từ trường chỉ là gần đúng, xong nói chung chúng cung cấp một khái niệm về sự phụ thuộc của các đặc trưng đó vào tốc độ dòng chảy và độ sâu.

Ở điều kiện tự nhiên các dòng chảy có kích thước hữu hạn, vì vậy phải biết các đặc trưng của từ trường tại các biên bên. Các phương trình ba chiều của từ trường giải khó hơn nhiều so với các phương trình một chiều. Bởi vậy hiện nay mới chỉ đạt tới giải pháp lý thuyết phức tạp cho bài toán hai chiều, trong đó dòng chảy được biểu diễn dưới dạng một tia nước với thiết diện hình tròn hoặc một vòng xoáy hình trụ [4]. Khi đó các phương trình (6.67) và (6.68) được chuyển sang hệ tọa độ trụ với điều

kiện biên tại bề mặt của dòng chảy hình trụ hoặc của xoáy dưới dạng các thành phần tiếp tuyến của cường độ trong dòng chảy và bên ngoài dòng chảy bằng nhau và các điều kiện kiểu như (6.43) và (6.44).

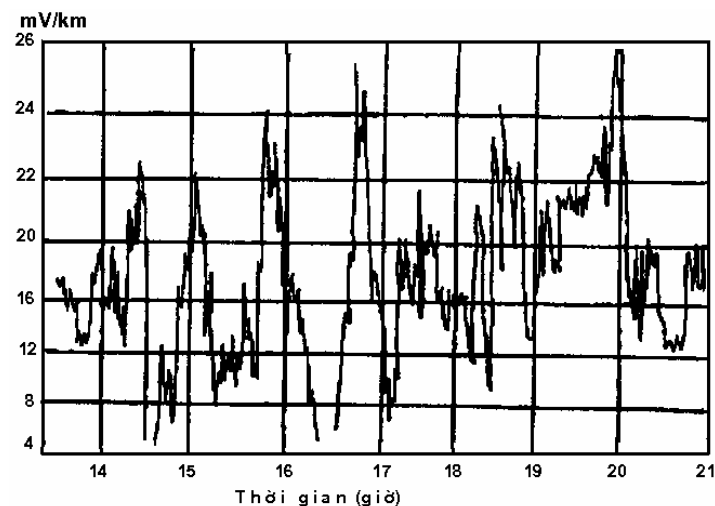
Hệ tọa độ như vậy tiện lợi ở chỗ nó làm cho các điều kiện biên được đơn giản, đặc biệt nếu các điều kiện đó như nhau theo toàn bộ ngoại vi của hình trụ. Phương pháp giải về nguyên tắc không khác gì với những ví dụ đã xét. Phân tích kết quả tính toán điện trường được cảm ứng bởi một xoáy đối xứng quy mô synop với $B_z = 4,45 \cdot 10^{-5} \text{ T}$ và $B_{\text{ngang}} = 2,25 \cdot 10^{-5} \text{ T}$ đã cho thấy rằng ở gần ranh giới ngoài của xoáy và tại bề mặt thành phần thẳng đứng của cường độ bằng 70–110 $\mu\text{V/m}$ và thành phần ngang 150–170 $\mu\text{V/m}$ [4]. Thậm chí nếu như xoáy bị chìm dưới ngầm thì điện trường mặc dù yếu hơn, song vẫn được nhận thấy ở bề mặt đại dương.

Sự đối xứng đặc trưng của cường độ E với cực tiểu tại phần tâm của xoáy, biến đổi dấu, tăng E ở ngoại vi xoáy và sau đó giảm dần sẽ giúp ta chẩn đoán được xoáy về nguyên tắc.

6.6. Lý thuyết về các dòng địa điện trong đại dương

Các dòng địa điện được hiểu là các đặc trưng của điện trường trong đại dương xuất hiện dưới tác động của từ trường Trái Đất biến thiên. Chúng được A. T. Mironov phát hiện lần đầu tiên vào năm 1935 ở biển Baren. Ông đã để ý tới hiện tượng phản ứng của cá biển đối với dòng điện khác với cá nước ngọt và cho rằng trong đại dương tồn tại điện trường và ở mức độ nào đó cá đã thích nghi với điện trường. Để kiểm tra ông đã thả các

điện cực xuống biển và ghi nhận được hiệu điện thế. Nó chỉ bằng vài đơn vị hoặc vài phần mười của mV trên khoảng cách 200 m giữa các điện cực và như về sau đã phát hiện nó biến đổi theo từ trường biến thiên của Trái Đất (hình 6.10).



Hình 6.10. Dao động của các dòng địa điện trong biển [8]

Những trị số cường độ chưa lấy trung bình của điện trường có thể một số lần vượt trội các trị số dẫn trên hình này. Về sau các đặc điểm hình thành điện trường trong đại dương dưới tác động của từ trường biến thiên đã được nghiên cứu cả ở ngoài thực địa cũng như trong phòng thí nghiệm [8]. Lý thuyết về hiện tượng này đã được xây dựng [7]. Theo cách trình bày đơn giản nhất thì thực chất của lý thuyết đó là người ta giả thiết đại dương là di động và từ trường biến thiên có tác động lên nó. Từ

trường thứ sinh trong trường hợp đó có thể mô tả bằng phương trình (6.31) với $\mathbf{V} = 0$, tức

$$\nabla^2 \mathbf{H} - k^2 \mathbf{H} = 0. \quad (6.81)$$

Một phương trình tương tự thu được để xác định \mathbf{E} với điều kiện là cường độ điện trường sẽ dao động như từ trường, tuân theo quy luật

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t). \quad (6.82)$$

Biểu thức này phải được thế vào phương trình (6.25) và xem rằng đại lượng là di động. Khi đó

$$\nabla^2 \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0. \quad (6.83)$$

Về nguyên tắc các phương trình (6.81) và (6.83) mô tả những biến thiên của điện từ trường trong phạm vi Đại dương Thế giới và toán tử Laplace cần phải được biểu diễn trong các tọa độ cầu. Tuy nhiên, nếu ta quan tâm trước hết tới sự biến đổi của các đặc trưng cường độ chỉ theo độ sâu (cho rằng biến thiên của từ trường chính là giống nhau trên vùng diện tích rộng), thì có thể giả thiết các sóng điện từ là những sóng phẳng, không biến đổi trong mặt phẳng ngang. Vì vậy trong toán tử Laplace chỉ còn lại đạo hàm bậc hai theo phương thẳng đứng. Điều này được tính đến khi xem xét điện từ trường xuất hiện dưới tác động của những biến thiên từ. Kết quả là phương trình (6.83) có dạng đơn giản

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - k^2 E_x = 0. \quad (6.84)$$

Các phương trình của những thành phần khác của cường độ cũng có dạng tương tự.

Để giải được đơn giản ta giả thiết rằng trong đại dương độ

sâu h số sóng $k = k_1$. Nếu có các nguồn điện trường khác nào đó trong đất đáy thì trường đó cũng được mô tả bằng phương trình (6.84) với $k = k_2$ được xem là không đổi trong trường hợp này.

Nghiệm của phương trình (6.84) đối với từng môi trường là:

$$E_{x1} = C_1 e^{k_1 z} + C_2 e^{-k_1 z}, \quad 0 \leq z \leq h \quad (6.85)$$

$$E_{x2} = C_3 e^{k_2(z-h)}, \quad z \geq h \quad (6.86)$$

Xem rằng E_{x2} tắt dần khi tăng khoảng cách từ đáy vào sâu trong lòng Trái Đất. Vì vậy sẽ không có số hạng thứ hai của biểu thức (6.86).

Các điều kiện để xác định những hằng số của các biểu thức (6.85) và (6.86) được tìm xuất phát từ những luận điểm sau đây. Đối với bề mặt đại dương ($z=0$) phải thỏa mãn phương trình (6.12), từ đó suy ra

$$\left. \frac{\partial E_{x1}}{\partial z} \right|_{z=0} = -i\omega\mu_0 H_{y0}, \quad (6.87)$$

ở đây $H_{y0} = H_0(z=0)$.

Tại đáy đại dương ($z=h$) phải thỏa mãn sự liên tục của các thành phần tiếp tuyến của các trường điện và từ

$$E_{x1} = E_{x2}, \quad H_{y1} = H_{y2}, \quad \frac{\partial E_{x1}}{\partial z} = \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial E_{x2}}{\partial z}. \quad (6.88)$$

Đối với lớp vỏ đại dương độ từ thẩm μ_2 có thể khác với 1, vì vậy tham số này được giữ. Sau khi xác định các hằng số biểu thức (6.85) có được dạng

$$E_{x1} = \frac{i\omega\mu_0}{k_1} H_{y0} \frac{k_2 \operatorname{sh}[k_1(h-z)] + k_1\mu_2 \operatorname{ch}[k_1(h-z)]}{k_2 \operatorname{ch}(k_1 h) + k_1\mu_2 \operatorname{sh}(k_1 h)}. \quad (6.89)$$

Khi biết $E_{x1}(z)$ cho phép trên cơ sở phương trình (6.12) xác định sự biến đổi theo độ sâu của thành phần phương ngang của cường độ từ trường:

$$H_{y1} = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_{x1}}{\partial z} = H_{y0} \frac{k_2 \operatorname{ch}[k_1(h-z)] + k_1\mu_2 \operatorname{sh}[k_1(h-z)]}{k_2 \operatorname{ch}(k_1h) + k_1\mu_2 \operatorname{sh}(k_1h)}. \quad (6.90)$$

Thành phần phương ngang của cường độ điện trường trong đất đáy được biểu diễn bằng quan hệ

$$E_{x2} = i\omega\mu_0\mu_2 H_{y0} \frac{\exp[-k_2(h-z)]}{k_2 \operatorname{ch}(k_1h) + k_1\mu_2 \operatorname{sh}(k_1h)}. \quad (6.91)$$

Bằng cách tương tự ta thu được các biểu thức đối với thành phần phương ngang khác của cường độ các trường điện và từ ở trong đại dương cũng như trong đất đáy.

Từ các công thức (6.89) và (6.90) thấy rằng thành phần ngang của các trường điện và từ phụ thuộc vào biên độ của các biến thiên cường độ từ trường H_0 gây nên chúng. Ảnh hưởng tới giá trị của chúng không chỉ có số sóng của nước biển, mà còn có độ từ thẩm và số sóng của đất đáy đại dương.

Sự suy giảm các thành phần ngang của cường độ của cả hai trường với độ sâu diễn ra xấp xỉ theo luật hàm mũ và phụ thuộc vào tần số của các biến thiên từ trường. Tần số càng lớn, tức bước sóng điện từ càng ngắn thì **E** và **H** suy yếu càng nhanh. Có thể dễ theo dõi mối phụ thuộc này nếu đại dương có độ sâu lớn. Khi đó các hàm hypecbôn có thể biểu diễn bằng các hàm mũ và bỏ qua những số hạng bé. Ngoài ra, khi thực hiện những tính toán trực tiếp các thành phần của điện trường và từ trường phải lưu ý rằng tần số biến thiên của địa từ trường Trái Đất gây nên các dòng địa điện là không lớn. Điều cuối cùng dẫn tới chỗ trong các số sóng k_1 và k_2 số hạng chứa độ dẫn điện của nước hay của

đất lớn hơn nhiều so với số hạng khác. Vì vậy có thể chấp nhận

$$k \approx \sqrt{i\gamma\omega\mu_0} = (1+i) \sqrt{\frac{\gamma\omega\mu_0}{2}}. \quad (6.92)$$

Kết quả ta có đối với đại dương sâu:

$$E_{x1} = \frac{\omega\mu_0}{2\hat{k}} H_{y0} e^{-z\hat{k}} \left[(\cos z\hat{k} + \sin z\hat{k}) + i (\cos z\hat{k} - \sin z\hat{k}) \right], \quad (6.93)$$

$$H_{y1} = H_{y0} e^{-z\hat{k}} (\cos z\hat{k} - i \sin z\hat{k}), \quad (6.94)$$

ở đây $\hat{k} = \sqrt{\gamma_1\mu_0\omega/2}$.

Từ những biểu thức này thấy rằng trong khi các thành phần cường độ điện từ trường giảm theo hàm mũ với độ sâu, chúng còn quay. Về đặc điểm giảm các mô đun của các thành phần ngang của cường độ **E** và **H** còn có thể xét theo những trị số đã dẫn ở bảng 6.3.

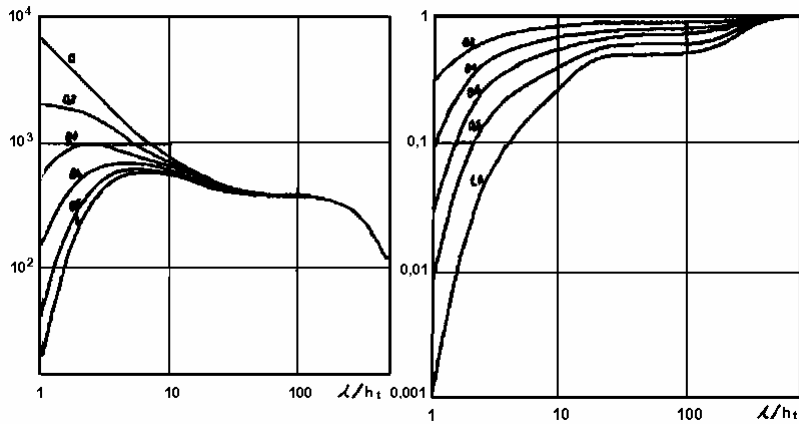
Bảng 6.3. Biến đổi của **E** và **H** với độ sâu [7]

Các tham số	Chu kỳ dao động (s)	H_0 (10^{-5} E)	$ E_x $ mV/km		$ H_y $ 10^{-5} E	
			$z=0$	$z=h_1$	$z=0$	$z=h_1$
h_1 của biển 200 m	2	1	0,8	0,60	1	0,28
h_2 của đất 2 km	20	2	0,8	0,80	2	1,0
γ_1 5 S/m	60	5	2,0	2,0	5	2,5
γ_2 0,5 S/m	200	10	4,0	4,0	10	5,0
$h_3=100$ km, $\gamma_3=0$	1200	20	6,6	6,6	20	14,4

Khái niệm trực quan hơn về sự suy yếu của cường độ điện và từ trường với độ sâu tùy thuộc vào bước sóng, tức tần số dao

động từ trường có thể thấy trên hình 6.11. Thấy rằng điện từ trường sóng dài thực tế không tắt dần khi tăng độ sâu.

Phụ thuộc của các thành phần cường độ điện từ trường vào độ sâu và độ dẫn điện của đáy dẫn tới cái gọi là *hiệu ứng bờ*. Đó là ở đới ven bờ khi giảm bề dày lớp nước biển dẫn điện tốt, thì tính chất chắn của đại dương giảm và những biến thiên từ trường tỏ ra khá mạnh ở trong đất đá đáy, độ dẫn điện của đất đá đáy thường yếu hơn so với của nước.



Hình 6.11. Phụ thuộc của các cường độ điện và từ của trường địa điện vào độ sâu và bước sóng đối với mặt cắt ba lớp: $h_2/h_1 = 10$, $h_3/h_1 = 500$, $\gamma_1/\gamma_2 = 10$, $\gamma_1/\gamma_3 = \infty$, Γ – độ dẫn điện theo chiều dọc tổng cộng của mặt cắt. Trên các đường cong có chỉ ra độ sâu tương đối z/h_1 [7]

Đất đá của bờ cũng khác với nước biển về độ dẫn điện. Do đó ở vùng bờ sự đồng nhất phương ngang của môi trường về độ dẫn điện bị phá hủy mạnh. Điều này dẫn đến giảm vectơ cảm ứng từ: xuất hiện thành phần thẳng đứng của từ trường thứ

sinh tắt dần theo khoảng cách kể từ bờ.

Địa hình đáy có ảnh hưởng tới các dòng địa điện và tới từ trường. Bản chất của nhiễu động ở đây cũng giống như người ta đưa một vật cách điện vào điện từ trường đồng nhất. Bên trên dãy núi ngầm thì độ lớn của các thành phần phương ngang của cường độ các trường điện và từ tăng lên. Dị thường của trường thứ nhất trong số các trường là tương đối yếu và độ lớn tương đối của nó theo các tính toán chỉ bằng 4–8 % ở đáy và giảm dần về phía bề mặt đại dương.

Dị thường thành phần ngang của từ trường lớn hơn đáng kể – tới 40 % và cũng giảm dần khi càng dần xa đáy [7].

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. Богородский В. В., Гаврило В. П. *Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. Глава 6.* Л., Гидрометеоздат, 1980
2. Деменицкая Р. М., Городницкий А. М. *Измерение электрических полей в океане.* Труды Севморгео, 1979. т. 181
3. Доронин Ю. П., Степанюк И. А. *Электромагнитное поле океана (учебное пособие).* СПб., РГГМИ, 1992. 86 с.
4. Карнаушенко Н. Н., Жилина А. И. *Возможность диагностики вихрей открытого океана путем измерения электромагнитных полей.* В кн.: Проблемы исследования электромагнитных полей на акваториях. Материалы 5-го Всесоюзного Семинара. Звенигород, 1983 (1984), с. 98-105
5. Парселл Э. *Электричество и магнетизм. Барклевский курс физики*, т. 2. Главы 9, 10. М., Наука, 1975

6. Попов Н. И., Федоров К. Н., Орлов В. М. *Морская вода*. М., Наука, 1979. 327 с.
7. Сочельников В. В. *Основы теории естественного электромагнитного поля в море*. Л., Гидрометеиздат, 1979. 215 с.
8. Шулейкин В. В. *Физика моря*. Глава 10. М., Наука, 1968
9. Lewis E. D. *The practical Salinity Scale 1978 and its Antecedents*. UNESCO technical papers in marine science, 37, UNESCO, 1981. p. 13-18

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Bạn biết những đặc trưng điện từ vĩ mô nào của nước biển và cái gì ảnh hưởng tới chúng?
2. Các tính chất điện từ vĩ mô của nước và của băng khác nhau như thế nào?
3. Do đâu có từ trường Trái Đất và nó được đặc trưng bằng gì? Sự biến động không gian và thời gian của từ trường đó như thế nào?
4. Hãy phân loại các trường điện từ trong đại dương theo nguồn gốc.
5. Bản chất của trường địa điện từ trong đại dương là gì? Thực chất của lý thuyết về trường này là gì?
6. Hãy trình bày lý thuyết điện từ trường phát sinh bởi sóng biển hai chiều. Các đặc trưng của trường này liên quan với sóng biển như thế nào?
7. Thực chất của lý thuyết điện từ trường phát sinh bởi dòng chảy là gì? Các đặc trưng của trường này biến đổi trong không gian như thế nào?
8. Các trường điện từ nguồn gốc động lực học và nguồn gốc địa khác nhau như thế nào?
9. Tư liệu về các trường điện từ ở đại dương được sử dụng trong hải dương học như thế nào?

Chương 7

QUANG HỌC ĐẠI DƯƠNG

7.1. Các định nghĩa cơ bản

Quang học đại dương là một bộ phận của vật lý đại dương và mô tả sự lan truyền và biến tính của ánh sáng trong đại dương. Ở mức độ nào đó đây là sự nối tiếp của phần các hiện tượng điện từ trong đại dương, bởi vì từ quan điểm sóng thì ánh sáng là trường điện từ đặc biệt. Các dòng tia sáng với bước sóng dưới 380 nm gọi là dòng cực tím. Mắt người phân biệt được các dòng tia ở khu vực 380–760 nm và chúng được gọi là ánh sáng nhìn thấy, còn các dòng tia ở ngoài 760 nm được gọi là các dòng hồng ngoại.

Trong quang học đại dương xem xét dải ánh sáng nhìn thấy, bởi vì các tia cực tím và hồng ngoại bị hấp thụ rất nhanh và thực tế không lan truyền trong nước.

Ánh sáng ở các vùng bước sóng khác nhau biểu hiện dưới dạng một màu nhất định: từ 370 đến 435 nm ánh sáng có màu tím, tiếp theo đến 480 nm – chàm, đến 560 nm – lục, đến 610 – vàng, đến 730 – da cam và cuối cùng, đến 760 nm – đỏ. Các ranh giới màu chỉ là tương đối, bởi vì từ màu này chuyển sang màu khác là từ từ. Sự hòa trộn các sóng ánh sáng khác nhau,

tức các màu với nhau, trong phạm vi dải phổ nhìn thấy dẫn tới tạo thành màu trắng thông thường.

Các tính chất quang học của nước biển biến đổi chậm và vì vậy là thông tin bổ sung khi xác định các khối nước. Về phương diện năng lượng tại dải các sóng nhìn thấy tập trung phần lớn bức xạ của Mặt Trời. Nó xâm nhập vào trong đại dương, tạo nên tính đặc thù phân tầng nhiệt ở các lớp bên trên của đại dương. Những đặc điểm hấp thụ và tán xạ ánh sáng trong nước dẫn tới làm thay đổi phổ ánh sáng với độ sâu cần tính đến trong khi truyền hình và chụp ảnh dưới nước. Nhiều phương pháp viễn thám thu nhận thông tin về trạng thái của đại dương dựa trên quan trắc ánh sáng phản xạ từ bề mặt đại dương và ánh sáng tán xạ từ trong nước đi lên. Dựa theo sự suy yếu của dòng ánh sáng khi đi qua thể tích nước nào đó người ta có khái niệm về sự hiện diện các tạp chất trong nước, điều này được dùng trong địa chất và sinh học đại dương. Các ứng dụng này và nhiều ứng dụng khác của quang học đại dương đã dẫn tới phải nghiên cứu mạnh các tính chất quang học của nước biển và sự lan truyền ánh sáng từ các nguồn tự nhiên và nhân tạo trong đại dương.

Trong nghiên cứu quang học đại dương người ta phân chia tối thiểu thành hai phần: các tính chất quang học của nước biển và trường ánh sáng của đại dương. Phần thứ nhất gồm những tính chất của nước biển không phụ thuộc trực tiếp vào ánh sáng tự nhiên. Đó là sự hấp thụ và tán xạ ánh sáng, sự phát quang của các chất hòa tan và lơ lửng. Trường ánh sáng của đại dương không chỉ phụ thuộc vào các tính chất quang học của nước, mà cả vào độ chiếu sáng bên ngoài.

Những định nghĩa cơ bản về các đặc trưng ánh sáng ở phần này thường dựa trên các luận điểm của quang học sóng. Trong

đó cường độ ánh sáng I được hiểu là mô đun của giá trị mật độ dòng năng lượng lấy trung bình theo thời gian. Nó tỷ lệ thuận với bình phương của mô đun vectơ cường độ điện và tồn tại trong toàn bộ dải các sóng điện từ. Nếu chỉ tách ra dải quang học thì người ta chấp nhận *candela* (cd) là đơn vị đo I . Người ta xem rằng ánh sáng từ 1 cm² bạch kim đang kết tinh tại nhiệt độ 2042 K bằng 60 cd (nén).

Đường mà dọc theo đó năng lượng ánh sáng lan truyền được gọi là *tia*. Trong môi trường đồng nhất và đẳng hướng ánh sáng từ nguồn điểm lan truyền tỏa tia hình cầu. Khi đó *thông lượng ánh sáng* Φ được hiểu là giá trị của dòng ánh sáng trong góc lập thể Ω , tức

$$\Phi = \int_{\Omega} I d\omega. \quad (7.1)$$

Nếu $I=1$ cd, còn góc $\Omega=1$ sr, thì thông lượng ánh sáng bằng 1 *lumen* (1 lm = 1 cd.1 sr).

Thông lượng ánh sáng bằng 1 lm và đi tới bề mặt diện tích 1 m² sẽ tạo ra *độ rọi* E bằng 1 lux (1 lx = 1 lm/1 m²), tức

$$E = \frac{d\Phi}{d\Pi} = \frac{Id\Omega}{d\Pi}. \quad (7.2)$$

Mức độ được chiếu sáng của bề mặt được đặc trưng bằng *độ sáng* B . Nó được đo bằng số candela (nén) đi tới 1 m². Nếu từ 1 m² bề mặt trên hướng pháp tuyến với mặt đó mà cường độ ánh sáng bằng 1 cd, thì độ sáng bằng 1 nit (1 nt = 1 cd/m²)

$$B = \frac{dI}{d\Pi_{\perp}}. \quad (7.3)$$

Các đặc trưng quang học khác sẽ được dẫn ở những mục tương ứng của chương này.

7.2. Sự hấp thụ ánh sáng trong nước biển

Sự hấp thụ ánh sáng bởi các phân tử nước, các ion muối, khí hòa tan và những tạp chất trong nước ở những khu vực phổ khác nhau diễn ra với cường độ khác nhau. Điều này vừa phụ thuộc vào các tính chất của chất hấp thụ, vừa phụ thuộc vào những tính chất của photon. Trong nước gồm tập hợp các phân tử liên hệ qua lại với nhau, phổ hấp thụ là phổ liên tục.

Trong quang học đại dương người ta thường không sử dụng cách mô tả điện từ đối với ánh sáng, mà cách mô tả trắc màu, theo đó ánh sáng được quan niệm như một dòng chất thể liên tục nào đó, có những khả năng hấp thụ và tán xạ khác nhau trên các vùng phổ khác nhau. Phép xấp xỉ như vậy làm cho việc xem xét những tính chất quan trọng đối với hải dương học của ánh sáng được dễ dàng, mặc dù không phải là bao giờ cũng làm rõ được bản chất vật lý của những tính chất đó.

Khi xét sự hấp thụ ánh sáng cho rằng dòng ánh sáng thẳng trong khu vực phổ nhỏ Φ_λ trong khi đi qua khoảng cách dl trong nước do bị hấp thụ nên suy yếu một lượng $d\Phi_\lambda$, tức

$$\frac{d\Phi_\lambda}{\Phi_\lambda} = -\chi_\lambda dl. \quad (7.4)$$

Hệ số χ_λ được gọi là *chỉ số hấp thụ*. Giá trị của nó thay đổi đáng kể trên các khu vực phổ khác nhau. Trong nước tinh khiết, tức chất nước tinh khiết hóa học, thì chỉ số hấp thụ có các giá trị bé ở vùng phổ từ 400 đến 500 nm, cực tiểu bằng $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ ở gần 460 nm. Về phía phần phổ cực tím χ_λ tăng lên một ít và tăng khá nhanh khi bước sóng giảm. Kể từ khu vực cực tiểu chỉ số hấp thụ ánh sáng cũng tăng về phía các sóng dài. Nó tăng đặc

biệt nhanh bắt đầu từ bước sóng khoảng 560 nm và tới đoạn cuối phổ nhìn thấy tăng lên đến 2 m^{-1} .

Trong nước biển tinh khiết khác với nước tinh khiết hóa học do có mặt các muối vô cơ hòa tan, sự hấp thụ ánh sáng bởi các ion muối diễn ra chủ yếu ở phần phổ cực tím. Theo dữ liệu của công trình [3] đối với $\lambda = 250 \text{ nm}$ $\chi_\lambda \approx 0,64 \text{ m}^{-1}$ và đối với $\lambda = 300 \text{ nm}$ $\chi_\lambda \approx 0,14 \text{ m}^{-1}$, tức sự hấp thụ diễn ra mạnh hơn về phía giảm bước sóng. Tuy nhiên dữ liệu quan trắc ở phần phổ này còn ít, do đó thông tin này chỉ có tính chất định hướng.

Trong nước biển tự nhiên chất hữu cơ hòa tan và các hạt lơ lửng ảnh hưởng mạnh tới sự hấp thụ. Chất hữu cơ hòa tan gồm các axit amin, axit béo, hợp chất clo nhuộm màu, đường amin, hydro cacbonat, phenol và nhiều hợp phần khác. Thành phần hóa học chính xác của chất hữu cơ hòa tan hiện nay còn được biết rất ít.

Có thể do thành phần chất hữu cơ hòa tan khác nhau nên số liệu ước lượng về χ_λ khác nhau. Nhờ kết quả tổng kết dữ liệu quan trắc đã xác lập được rằng chỉ số hấp thụ của chất hữu cơ hòa tan biến đổi theo quy luật

$$\chi_p(\lambda) \approx \chi_i e^{-\mu(\lambda-\lambda_0)}, \quad (7.5)$$

ở đây chỉ số μ phụ thuộc vào nồng độ chất hữu cơ hòa tan. Cho rằng ở trong các vùng nước nghèo chất dinh dưỡng trong đó hàm lượng tổng cộng chlorophyll ở lớp 100 mét phía trên không vượt quá $0,02 \text{ g/m}^2$ $\mu_1 = 0,015 \text{ nm}^{-1}$. Ở trong các vùng nước chất dinh dưỡng vừa phải với hàm lượng chlorophyll $0,02-0,04 \text{ g/m}^2$ chấp nhận $\mu_2 = 0,012 \text{ nm}^{-1}$. Ở trong các vùng nước phú dưỡng có hơn $0,04 \text{ g/m}^2$ chlorophyll tham số $\mu_3 = 0,015 \text{ nm}^{-1}$. Tại $\lambda_0 = 390$

nm các giá trị của chỉ số hấp thụ ánh sáng đối với các loại nước trên đây biến đổi từ giá trị cỡ 10^{-3} m^{-1} ở nước nghèo dưỡng đến lớn hơn 10^{-1} m^{-1} ở nước phú dưỡng. Ở các đới ven bờ với năng suất sinh học cao χ_λ có thể tăng lên đến 0,6–0,8 m^{-1} .

Các dữ liệu đã dẫn chứng tỏ rằng χ phụ thuộc vào nồng độ chất hữu cơ hòa tan và vào bước sóng. Khi nồng độ chất hữu cơ hòa tan tăng chỉ số hấp thụ tăng và khi bước sóng tăng chỉ số hấp thụ giảm. Hiện nay chưa xác lập được những mối phụ thuộc chính xác vào các đặc trưng này và công thức (7.5) chỉ cho những giá trị xấp xỉ của chỉ số hấp thụ bởi chất hữu cơ hòa tan. Chất hữu cơ tách ra từ nước có màu vàng nhạt, vì vậy mà người ta thường gọi là “chất màu vàng”, mặc dù không đồng nhất chất màu vàng với chất hữu cơ. Cho rằng không phải tất cả chất hữu cơ hòa tan có màu vàng.

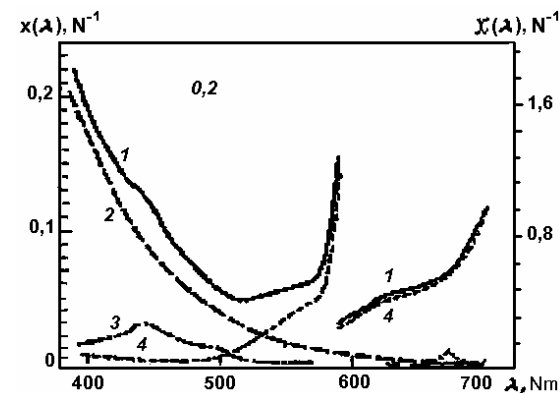
Chất lơ lửng trong nước biển rất đa dạng về thành phần và nguồn gốc. Đó là thực vật phù du, vi khuẩn, sản phẩm phân hủy mô, các hạt lục nguyên. Tất cả chúng khác nhau về kích thước, hình dạng và chúng hấp thụ ánh sáng khác nhau. Nồng độ chất lơ lửng trung bình ở lớp mặt vùng khơi đại dương nằm trong phạm vi 0,05–0,5 mg/l, nhưng ở các vùng ven bờ của đại dương và trong các biển nó tăng lên 10–100 lần.

Sự khác biệt về các tính chất quang học của chất lơ lửng hiện chưa cho phép xác định chính xác những quy luật hấp thụ ánh sáng bởi các chất này. Theo dữ liệu thực nghiệm suy ra rằng chất thể hấp thụ cơ bản là thực vật phù du. Trong phổ hấp thụ của nó có một số điểm cực đại ở các vùng phổ cực tím và nhìn thấy: tại các vùng 265, 290 và 340 nm – do các chất đạm và mỡ chi phối, tại bước sóng 485 nm – do các chất nhuộm màu vàng cam chi phối, các cực đại tại 430, 585, 620 và 680 nm – do

chlorophyll chi phối [3]. Vì các chỉ số hấp thụ phụ thuộc vào nồng độ chất, với tư cách chỉ số hấp thụ người ta dùng giá trị hấp thụ riêng của nó χ'_λ có thứ nguyên m^2/mg . Theo dữ liệu thực nghiệm χ'_λ của thực vật phù du ở vùng các cực đại của phần phổ nhìn thấy bằng khoảng 0,1 m^2/mg . Vì ở trong các vùng nước đại dương nghèo và vừa dưỡng chất nồng độ chlorophyll bằng 0,09–0,35 mg/m^3 , nên giá trị tuyệt đối của chỉ số hấp thụ ánh sáng bởi thực vật phù du không vượt quá 0,03 m^{-1} .

Theo dữ liệu thực nghiệm đối với vùng nước nghèo, vừa và giàu dưỡng chất thì hấp thụ tổng cộng ở dải 390 nm bởi chất chứa trong nước biển được ước lượng tuần tự bằng các chỉ số hấp thụ χ_λ như sau: 0,032, 0,047 và 0,19 m^{-1} .

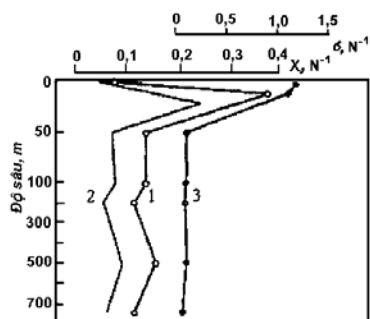
Các trị số xấp xỉ của χ_λ đối với những dải phổ khác có thể tính theo công thức (7.5).



Hình 7.1. Chỉ số hấp thụ của các chất trong nước biển [3]: 1 – nước biển, 2 – chất hữu cơ hòa tan, 3 – chất nhuộm màu của thực vật phù du, 4 – nước tinh khiết. Nồng độ chất lơ lửng 0,3 mg/m^3

Đặc điểm biến thiên của chỉ số hấp thụ ánh sáng tùy thuộc vào bước sóng được chỉ ra trên hình 7.1.

Giá trị của chỉ số hấp thụ ánh sáng phụ thuộc rất mạnh vào lượng tạp chất chứa trong nước biển. Vì vậy ở các đại dương và các biển khác nhau, tại các độ sâu khác nhau và tại những khoảng cách từ bờ khác nhau các giá trị χ_λ có thể biến đổi đáng kể. Tuy nhiên, dù có khác biệt như thế nào nữa thì vẫn nhận ra một nét chung là những biến đổi đó phụ thuộc vào bước sóng. Ở vùng phổ sóng dài, đối với các loại nước khác nhau χ_λ thực tế là như nhau bởi vì sự hấp thụ ánh sáng bởi nước tinh khiết vẫn áp đảo so với sự hấp thụ bởi các chất khác. Ở vùng phổ sóng ngắn sự hấp thụ ánh sáng bởi chất hữu cơ hòa tan và chất lơ lửng áp đảo so với sự hấp thụ bởi nước. Vì nồng độ chất hữu cơ hòa tan và chất lơ lửng trong mỗi loại nước một khác nên giá trị χ_λ trong chúng cũng biến đổi mạnh. Trong nước tinh khiết cực trị hấp thụ ánh sáng nằm ở vùng $\lambda \sim 470$ nm. Tuy nhiên, do chỗ sự giảm giá trị χ_λ vì lý do các tạp chất trong nước biển chi phối từ vùng các sóng ngắn đến vùng sóng dài diễn ra gần như với cùng cường độ cho nên khi nồng độ tạp chất tăng thì vùng cực tiểu χ_λ dịch về phía các sóng dài, còn giá trị của cực tiểu đó thì tăng lên.



Hình 7.2. Biến thiên theo độ sâu của các chỉ số hấp thụ (1 – 390 nm và 2 – 430 nm) và tán xạ ánh sáng (3) ở các vùng nước sườn lục địa gần Pêru [3]

Sự phụ thuộc mạnh của chỉ số suy yếu ánh sáng vào nồng độ chất hữu cơ hòa tan và chất lơ lửng dẫn tới sự suy yếu ánh sáng cũng biến đổi trong đại dương theo không gian và thời gian. Trong thời kỳ phát triển các quá trình sinh học χ_λ tăng lên. Nó phụ thuộc vào phân bố các tạp chất trên phương thẳng đứng (hình 7.2), vì vậy theo giá trị của χ_λ có thể xác định nồng độ chất hữu cơ hòa tan và các chất lơ lửng.

7.3. Sự tán xạ ánh sáng trong nước biển

Như đã nhận xét ở mục 7.2, nước biển là vật thể vật lý phức tạp, các bộ phận cấu thành của nó khác nhau và bất đồng nhất về mặt quang học. Thậm chí trong nước biển tinh khiết không chứa các tạp chất hòa tan và lơ lửng, thì các ion muối khác biệt về kích thước và các tính chất quang học so với các phân tử nước cũng gây nên sự tán xạ ánh sáng. Các tạp chất làm rối loạn đáng kể tính đồng nhất quang học của nước biển càng dẫn tới sự tán xạ ánh sáng mạnh hơn. Hơn nữa các chất lơ lửng thường có hình dạng phức tạp và tán xạ ánh sáng theo kiểu khác nhau trên các hướng khác nhau. Tất cả điều này làm cho rất khó xây dựng một lý thuyết đầy đủ về sự tán xạ ánh sáng trong nước biển tự nhiên. Tuy nhiên, những quy luật cơ bản về tán xạ đã được luận chứng và tổng quan những lý thuyết cơ bản đã được trình bày trong cuốn sách [3].

Khi lý giải sự tán xạ theo quan điểm sóng người ta cho rằng sóng ánh sáng điện từ gây nên trong các phân tử của chất sự phát xạ điện từ. Sự phát xạ được biểu hiện trên tất cả các hướng và mức độ phát xạ suy yếu dần với khoảng cách kể từ phân tử

tán xạ được mô tả bằng chỉ số tán xạ σ_λ . Trên các hướng khác nhau so với tia ánh sáng tới sự tán xạ là khác nhau. Vì vậy chỉ số tán xạ tổng cộng được xác định theo công thức

$$\sigma_\lambda = \int_{4\pi} \sigma_\lambda(\gamma) d\Omega, \quad (7.6)$$

ở đây γ – góc tính từ đường kéo dài của tia tới.

Sự bất đồng nhất tán xạ ánh sáng chủ yếu diễn ra ở trên mặt phẳng đi qua đường thẳng đứng và tia tới, còn trên hướng vuông góc với mặt phẳng đó thì sự tán xạ gần như nhau. Điều này cho phép biến đổi công thức (7.6) tới dạng

$$\sigma_\lambda = \int_0^{2\pi} \left(\int_0^\pi \sigma_\lambda(\gamma) \sin \lambda d\gamma \right) d\varphi = 2\pi \int_0^\pi \sigma_\lambda(\gamma) \sin \lambda d\gamma. \quad (7.7)$$

Thông thường thay vì giá trị tuyệt đối của $\sigma_\lambda(\gamma)$ người ta sử dụng đại lượng tương đối

$$X_\lambda(\gamma) = \frac{4\pi\sigma_\lambda(\gamma)}{\sigma_\lambda}, \quad (7.8)$$

gọi là *indicatrice tán xạ*.

Trong trường hợp này công thức (7.7) viết lại dưới dạng

$$\sigma_\lambda = \frac{1}{2} \int_0^\pi X_\lambda(\gamma) \sin \lambda d\gamma. \quad (7.9)$$

Trong sự tán xạ chung người ta phân chia ra sự tán xạ về phía trước

$$\delta_\lambda = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sigma_\lambda(\gamma) \sin \lambda d\gamma \quad (7.10)$$

và tán xạ về phía sau

$$\beta_\lambda = 2\pi \int_{\pi/2}^\pi \sigma_\lambda(\gamma) \sin \lambda d\gamma. \quad (7.11)$$

Những khái niệm này rất quan trọng trong ứng dụng thực tế của quang học để xác định chất lơ lửng trong nước và trong phương pháp đo đạc từ xa.

Chỉ số tán xạ và indicatrice phụ thuộc vào những bất đồng nhất của cấu trúc nước, dạng và kích thước của chất tán xạ, bước sóng của ánh sáng tới. Relay (năm 1871) đã từng chỉ ra rằng sự tán xạ ánh sáng bởi một phân tử chất đơn lẻ, tác động như một máy phát dao động điện từ nguyên tố, tỷ lệ nghịch với lũy thừa bậc bốn của bước sóng ánh sáng tới. Khi đó indicatrice có dạng

$$X(\gamma) = 1 + \cos^2 \gamma.$$

Sự tán xạ ánh sáng do tính bất đồng nhất quang học của chất khi có thăng giáng về mật độ của chất được trình bày trong lý thuyết thống kê của Smolukhovskiy và Einstein. Theo thuyết này tại một khu vực cục bộ nhỏ mật độ bất đồng nhất ν của môi trường sẽ có sự biến đổi độ điện thẩm $\Delta\epsilon$ so với giá trị trung bình của nó. Nếu cho rằng sự tán xạ ánh sáng bởi khu vực ν diễn ra như bởi một máy phát dao động điện từ trong lý thuyết của Relay, thì

$$\sigma_\lambda(\gamma) \approx \frac{\pi^2 \nu \Delta\epsilon^2}{2\lambda^4 \epsilon^2} (1 + \cos^2 \gamma). \quad (7.12)$$

Sự phụ thuộc của chỉ số tán xạ vào bước sóng và indicatrice tán xạ trong công thức này giống như theo Relay, nhưng có tính thêm ảnh hưởng của độ điện thẩm. Được biết độ điện thẩm phụ thuộc vào nhiệt độ, độ muối và áp suất. Biến thiên nhiệt độ

nước từ 0 tới 40°C tại $S=35\%$ và $P=1$ gPa làm tăng σ_λ lên khoảng 10 %. Tăng độ muối từ 0 tới 40 ‰ tại $T=5^\circ\text{C}$ và $P=1$ gPa cũng làm tăng σ_λ lên khoảng 35 %, còn tăng áp suất từ 1 tới 10^3 gPa tại $T=5^\circ\text{C}$ và $S=35\%$ làm giảm σ_λ tới 15 %. Nhưng nói chung sự tán xạ ánh sáng do thăng giáng mật độ là bé so với sự tán xạ bởi chất lơ lửng.

Do các phần tử chất lơ lửng trong nước có hình dạng khác nhau và các chỉ số khúc xạ khác nhau nên chưa có một lý thuyết chính xác về sự tán xạ ánh sáng trên các phần tử đó. Để cho đơn giản, vật lơ lửng được quan niệm như là những phần tử đồng nhất hình cầu (các hình cầu tương đương). Nếu sóng điện từ ánh sáng chiếu tới một phần tử như vậy thì sẽ xuất hiện sự khúc xạ phụ thuộc vào tham số khúc xạ $d=2\pi a/\lambda$ và chỉ số khúc xạ tương đối của chất tạo nên phần tử $m=m_i/m_0$. Ở đây a – bán kính phần tử, m_i và m_0 – tuần tự là các chỉ số khúc xạ phức của phần tử và của nước

$$m = n - i\kappa,$$

trong đó n – chỉ số khúc xạ ánh sáng, κ – chỉ số hấp thụ ánh sáng liên quan với chỉ số hấp thụ χ_λ qua quan hệ

$$\chi_\lambda = 4\pi\kappa/\lambda.$$

Các biểu thức đối với các sóng điện từ mà hình cầu phát ra do tác động điện từ bên ngoài được tìm nhờ giải các phương trình cầu Maxwell, dạng đơn giản nhất đã dẫn ở chương 6. Kết quả giải được biểu diễn dưới dạng những chuỗi hội tụ chậm và do đó tính toán theo chúng phải thực hiện bằng số [6]. Khi đó xem rằng các phần tử chất lơ lửng phân bố vô trật tự trong nước biển và từng phần tử có thể xem như một vật tán xạ ánh sáng

độc lập. Vì vậy cường độ ánh sáng trong thể tích nước nguyên tố được chấp nhận bằng tổng các cường độ tán xạ từ tất cả các phần tử của thể tích đó. Do tính chất phân bố các sóng tán xạ ngẫu nhiên trong thời gian và không gian nên khi tổng cộng chúng sẽ triệt tiêu những hiệu ứng giao thoa.

Nếu xét sự tán xạ bởi một phần tử riêng lẻ thì khi $d \ll 1$ và $|md| \ll 1$ đặc điểm tán xạ sẽ gần với tán xạ Relay, còn khi d tăng hệ số tại λ trở thành nhỏ hơn 4, giảm dần cho đến 1 và indicatrice duỗi dài dọc theo tia ánh sáng tới. Mỗi phụ thuộc này được duy trì cho trường hợp tán xạ ánh sáng bởi chất lơ lửng gồm các phần tử hình cầu giống nhau.

Giải bài toán khúc xạ trường điện từ bởi các phần tử hình dạng không đều và kích thước khác nhau sẽ khó hơn nữa. Trong trường hợp này sử dụng thủ pháp tính toán cho phần tử “trung bình” có hình dáng được làm trơn. Người ta cũng sử dụng thủ pháp mô tả kích thước các phần tử bằng những đường cong xác suất nào đó.

Trên cơ sở tất cả những nghiên cứu lý thuyết về tán xạ ánh sáng bởi chất lơ lửng có thể rút ra những tính chất chung của indicatrice: 1) cực đại tán xạ nằm trên hướng tia sáng; 2) cực tiểu tán xạ mờ nằm trong khoảng $\pi/2$ kể từ hướng của tia sáng; 3) sự tán xạ hơi tăng lên ở trên hướng ngược lại với tia sáng (hình 7.3).

Những giá trị cụ thể của chỉ số tán xạ và indicatrice của nó đối với các điều kiện tự nhiên thường không thể tính được bởi vì không có thông tin về chất lơ lửng chứa trong nước. Trong trường hợp đó đơn giản hơn hết là đo các đặc trưng quang học của nước chứ không phải là hàm lượng và đặc điểm của chất lơ

lững. Trên cơ sở các quan trắc tiến hành phân loại với những giá trị áp đảo của σ và $\chi(\gamma)$. Sau đó người ta mô tả đại lượng sau cùng bằng một đa thức nào đó, song thường làm hơn cả là chỉ cần chỉ ra hệ số bất đối xứng K – nó thể hiện tỷ số giữa tán xạ về phía trước và tán xạ về phía sau. Trong tán xạ Ray $K=1$, còn trong nước biển với những vật lơ lững K có thể đạt tới vài chục như ta thấy trên hình 7.3. Các indicatrice đặc biệt dài ở trong các loại nước có hàm lượng lớn các vật lơ lững kích thước lớn. Ví dụ, ở vùng nước trôi Pêru ghi được $K > 150$. Nhưng trong trường hợp vật lơ lững bé indicatrice tán xạ dài về phía trước yếu hơn. Ví dụ, ở vùng cửa sông Hằng nơi có nhiều hạt bé mang ra, giá trị K bằng 15–20.

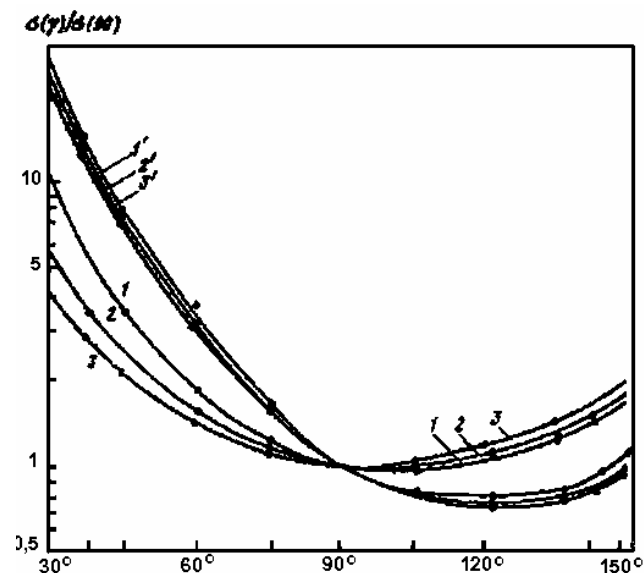
Ngoài hệ số bất đối xứng, để đặc trưng cho tính chất tán xạ của nước còn sử dụng các chỉ số tán xạ dưới góc $\gamma=1^\circ$ và 45° với $\lambda=546\text{nm}$. Các giá trị $\sigma_\lambda(\gamma)$ được phân chia thành các kiểu thấp (L), trung bình (M) và cao (H).

Bảng 7.1. Đặc trưng các tính chất tán xạ của nước

$\sigma(1^\circ)$	$\sigma(45^\circ)$		
	$< 0,002$	$0,002 - 0,006$	$> 0,006$
< 5	LL	ML	HL
$5 - 20$	LM	MM	HM
> 20	LH	MH	HH

Tán xạ về phía trước liên quan với giá trị $\sigma(1^\circ)$, còn tán xạ bên liên quan với giá trị $\sigma(45^\circ)$. Sự phân loại trên đây tương ứng với những điều kiện hải dương học nhất định. Kiểu MM đặc

trưng cho các lớp nước mặt biển khơi, các kiểu LM, LL và ML – cho nước sâu đại dương, các kiểu MH và HM gặp thấy ở nước mặt gần bờ hay ở các vùng năng suất sinh học cao.



Hình 7.3. Các indicatrice tán xạ tích phân chuẩn hóa theo $\sigma_\lambda(90^\circ)$ [3]

1, 2, 3 – biển Tiren; 1', 2', 3' – Bắc Hải; 1, 1' – $\lambda = 456\text{nm}$;
2, 2' – $\lambda = 436\text{nm}$; 3, 3' – $\lambda = 366\text{nm}$

Đặc điểm tiếp theo của các indicatrice tán xạ là độ dài của chúng giảm khi bước sóng ánh sáng giảm (xem hình 7.3). Đó là do sự tán xạ tăng lên khi giảm λ như đã nhận xét và khi đó đồng thời sự tán xạ dưới các góc lớn γ tăng lên.

Như vậy chỉ số tán xạ thay đổi trong những phạm vi rộng. Giá trị nhỏ nhất của nó $\sigma_\lambda(546\text{nm}) = 0,022\text{m}^{-1}$ đo được tại các

vùng nước trong suốt ở Thái Bình Dương. Con số này một bậc lớn hơn so với ở nước biển tinh khiết ($\sigma_\lambda = 0,002 \text{ m}^{-1}$), bởi vì thậm chí trong nước đại dương trong suốt nhất thì phần đóng góp của tán xạ phân tử vào độ lớn chung σ_λ không vượt quá 10 %. Các giá trị lớn nhất $\sigma_\lambda \approx 2,7 - 3,3 \text{ m}^{-1}$ đo được ở các vùng nước ven bờ gần bờ Pêru. Tại vùng nước nông nếu có trầm tích đáy bị vẩn đục σ_λ có thể lớn hơn nữa.

Ta có thể có được khái niệm nào đó về chỉ số tán xạ chung σ nếu sử dụng công thức gần đúng biểu diễn indicatrice tán xạ:

$$\lg \sigma = \sum_{i=1}^m b_i \lg \sigma(\gamma_i) + a, \quad (7.13)$$

công thức này khi sử dụng hai góc (1° và 45°) với các hệ số $b_1 = 0,658$, $b_2 = 0,449$ và $a = -0,47$ cho phép xác định σ với sai số tương đối 15 %.

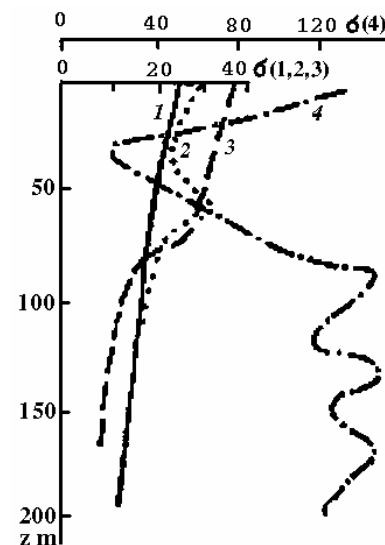
Nếu biết nồng độ tương đối của các chất lơ lửng kích thước bé v_1 và kích thước lớn v_2 thì công thức để xác định σ_λ sẽ chính xác hơn. Trong trường hợp này

$$\sigma(\gamma) = \sigma_0(\gamma) + \sigma_1(\gamma)v_1 + \sigma_2(\gamma)v_2, \quad (7.14)$$

trong đó σ_0 , σ_1 và σ_2 - tuần tự các chỉ số tán xạ của nước biển tinh khiết, chất lơ lửng bé và chất lơ lửng lớn.

Bởi vì ảnh hưởng chủ yếu tới sự tán xạ ánh sáng trong đại dương là do chất lơ lửng, nên về trung bình σ sẽ giảm theo độ sâu. Các quan trắc cho thấy rằng có thể phân chia ra một số trắc diện thẳng đứng điển hình của σ (hình 7.4). Giảm đơn điệu σ theo độ sâu đặc trưng cho nước có hàm lượng lơ lửng nguồn gốc sinh học thấp và nê-mật độ ở dưới sâu (đường cong 1). Nếu có nồng độ lơ lửng sinh học và lơ lửng khác tại độ sâu

nê-mật độ thì ở vùng đó hình thành nên lớp giá trị σ thiên cao (đường cong 2). Với hàm lượng lơ lửng thiên cao tại lớp trên của biển ở bên trên nê-mật độ thì các giá trị σ cao sẽ có thể quan trắc được trong toàn lớp từ mặt cho tới nê-mật độ và phía dưới lớp đó giảm khá đột ngột (đường cong 3). Với cấu trúc mật độ nước theo chiều thẳng đứng có nhiều lớp và phân bố lơ lửng tương ứng thì có thể gặp thấy kiểu trắc diện σ với một số điểm cực trị (đường cong 4). Như vậy, theo đặc điểm phân tầng mật độ của nước có thể suy xét về trắc diện thẳng đứng của chỉ số tán xạ ánh sáng.



Hình 7.4. Các kiểu trắc diện thẳng đứng σ_λ biểu thị bằng đơn vị quy ước [6] Các ký hiệu quy ước xem trong chính văn

7.4. Sự suy yếu ánh sáng bởi nước biển

Sự suy yếu ánh sáng trong nước biển được đặc trưng bởi *chỉ số suy yếu* ánh sáng ε_λ là tổng các chỉ số hấp thụ và tán xạ

$$\varepsilon_\lambda = \chi_\lambda + \sigma_\lambda. \quad (7.15)$$

Chỉ số này phụ thuộc vào bước sóng, vào kích thước và bản chất của tạp chất. Do hấp thụ ánh sáng bởi chất hữu cơ hòa tan và các vật lơ lửng ε_λ có giá trị cao ở vùng phổ màu lam. Tại dải 400–500 nm có cực tiểu ε_λ do ở đây giảm chỉ số hấp thụ. Ngoài ra, càng nhiều tạp chất chứa trong nước thì cực tiểu ε_λ càng di chuyển mạnh sang dải 500–600 nm. Tiếp theo tại vùng phổ màu đỏ do giảm mạnh χ_λ nên chỉ số suy yếu ánh sáng tăng (hình 7.5). Tuy nhiên, do sự tán xạ ánh sáng mà không có sự trùng hợp các chỉ số suy yếu ánh sáng trong các loại nước vào một đường thẳng như ta thấy trên phổ chỉ số hấp thụ. Từ đây suy ra kết luận rằng phần đóng góp của hấp thụ và tán xạ vào sự suy yếu chung của ánh sáng khác nhau tại các vùng phổ khác nhau. Sự hấp thụ ảnh hưởng chủ yếu tại các bước sóng nhỏ hơn 510–530 nm. Phần đóng góp của tán xạ được biểu diễn bằng tham số Λ , có tên là *xác suất sóng của photon*, là tán xạ riêng

$$\Lambda = \sigma_\lambda / \varepsilon_\lambda. \quad (7.16)$$

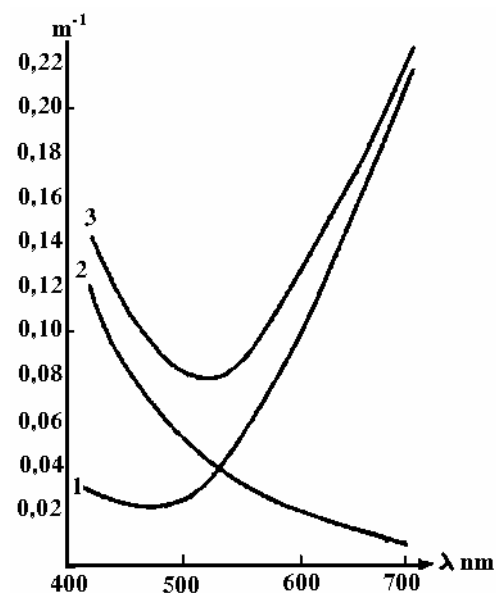
Trong nước đại dương giá trị Λ tại vùng phổ lam – lục bằng khoảng 0,8 và giảm đến 0,25 tại vùng phổ đỏ. Trong nước tinh khiết hơn Λ giảm chút ít, còn ở các vùng nước ven bờ Λ tăng do có chất lơ lửng.

Liên quan tới những gì đã trình bày trên đây, người ta đề xuất mô tả sự ảnh hưởng của hấp thụ và tán xạ tới chỉ số suy

yếu chung bằng công thức thực nghiệm

$$\varepsilon_\lambda = \varepsilon_{\text{nước}}(\lambda) + c\chi_{\text{vàng}}(\lambda) + \frac{550 \text{ nm}}{\lambda} \sigma_{\parallel}, \quad (7.17)$$

ở đây $\varepsilon_{\text{nước}}$ – chỉ số suy yếu ánh sáng bởi nước biển tinh khiết, c , $\chi_{\text{vàng}}$ – nồng độ và chỉ số hấp thụ ánh sáng bởi chất hữu cơ hòa tan (chất màu vàng), σ_{\parallel} – chỉ số tán xạ của chất lơ lửng tại $\lambda = 550 \text{ nm}$.

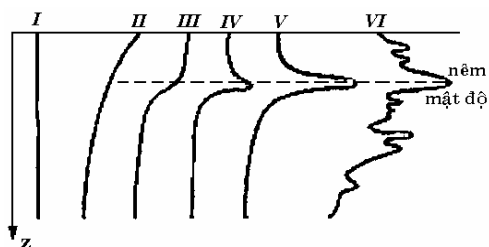


Hình 7.5. Phân bố phổ đặc trưng của các chỉ số hấp thụ (1), tán xạ (2) và suy yếu ánh sáng (3) trong nước đại dương ven bờ

Với tư cách làm ví dụ, trên hình 7.5 dẫn các giá trị của những đặc trưng quang học của nước đại dương ven bờ [5]. Tuy

ràng đặc điểm biến đổi các chỉ số hấp thụ và tán xạ ánh sáng giống như của nước tinh khiết, song các giá trị tuyệt đối của những chỉ số này lớn hơn rất nhiều. Ngoài ra chỉ số tán xạ trước vùng phổ lam – lục thường lớn hơn chỉ số hấp thụ, còn nếu có vật lơ lửng lớn σ_λ có thể lớn hơn χ_λ cho tới tận phần phổ vàng – đỏ. Vì vậy cả ở phần phổ lam cũng như ở phần phổ đỏ chỉ số suy yếu ánh sáng đều lớn hơn. Do ở phần phổ đỏ nước hấp thụ ánh sáng mạnh, thậm chí dù có tán xạ mạnh, thì chỉ số suy yếu ánh sáng vẫn gần với chỉ số hấp thụ.

Tầng chất lơ lửng trong nước biển, đặc biệt các hạt lớn, làm cho σ_λ giảm chậm hơn khi tăng bước sóng ánh sáng. Vì vậy trong các loại nước như vậy cực tiểu chỉ số suy yếu ở phần phổ lam – lục thể hiện yếu hơn, còn giá trị ε_λ tăng lên.



Hình 7.6. các kiểu phân bố thẳng đứng của chỉ số suy yếu ánh sáng ε ở các vùng khơi đại dương [4]

Qua đánh giá vai trò của những nhân tố khác nhau làm suy yếu ánh sáng thấy rằng nước ảnh hưởng tới ε_λ ở vùng phổ cực tím và đồng thời ở các vùng phổ đỏ và hồng ngoại. Tại vùng phổ 670 nm phần đóng góp của nước có thể vượt trội 80 %. Tầng ε_λ ở dải 350–550 nm chủ yếu là do chất lơ lửng. Tại phần phổ màu lục phần đóng góp của chất lơ lửng có thể đạt tới 90 %. Phần đóng góp của chất hữu cơ hòa tan làm suy yếu ánh sáng ở

đây không quá 7 %. Chỉ có ở phần phổ cực tím vai trò của nó mới tăng lên đến 25–60 %. Sự suy yếu ánh sáng phụ thuộc mạnh như vậy vào các tạp chất trong nước biển dẫn tới sự phân bố thẳng đứng rất đặc biệt của ε , có thể quy thành sáu kiểu phân bố điển hình nhất như trên hình 7.6.

Phần lớn trường hợp trong lớp xáo trộn gần mặt chỉ số suy yếu ánh sáng biến đổi không đáng kể và nếu không có nê-m muối rõ rệt thì phân bố thẳng đứng của ε thuộc kiểu I. Trong trường hợp chất lơ lửng nguồn gốc sinh học hay khoáng vật nằm trong lớp mặt, quá trình xáo trộn mạnh và không có nê-m muối hoặc nê-m muối nằm dưới sâu thì độ trong suốt của nước tăng dần dần theo độ sâu và trắc diện ε có thể có kiểu II. Nếu tồn tại lớp xáo trộn gió có thể hình thành kiểu trắc diện III. Nê-m mật độ có ảnh hưởng lớn tới sự di chuyển thẳng đứng của thực vật phù du và các tạp chất, trong nê-m mật độ sự khuếch tán vật chất bị suy yếu. Vì vậy chất lơ lửng tích tụ trong đó, làm tăng chỉ số suy yếu ánh sáng. Nếu xáo trộn rối diễn ra khá mạnh ở phía trên nê-m mật độ thì kiểu trắc diện ε có dạng IV, còn nếu xáo trộn yếu thì độ trong suốt của nước giảm mạnh trong phạm vi nê-m mật độ và phân bố ε có kiểu V.

Kiểu trắc diện IV và V của ε biểu hiện rõ nét nhất khi độ sâu nê-m mật độ nhỏ, điều thường xảy ra vào mùa hè ở các vùng cực và ôn đới cũng như ở dải xích đạo của đại dương. Nếu vị trí của nê-m mật độ ở sâu, phân bố ε theo độ sâu thường là thuộc các kiểu II và III.

Trường hợp cấu trúc mật độ của đại dương phức tạp có thể nhận thấy một số điểm cực trị trên trắc diện ε (kiểu VI). Ở đây có thể biểu lộ những đặc điểm vì cấu trúc liên hệ tương quan với cấu trúc nhiệt muối tinh của đại dương. Khi đó giữ vai trò chủ

yếu trong cấu trúc vi mô của ε không phải là những bất đồng nhất mật độ nước, mà là cấu trúc vi mô của chất lơ lửng và chất hữu cơ hòa tan liên quan với bất đồng nhất mật độ.

7.5. Sự phát quang của nước biển

Sự phát sáng của nước dưới tác động của năng lượng tia sáng truyền cho nước cũng là một trong những tính chất quang học của nước biển. Lượng tử năng lượng do phân tử chất hấp thụ được sẽ làm cho phân tử bị kích thích, còn khi phân tử trở lại trạng thái xuất phát thì nó phát ra ánh sáng, gọi là *phát quang*. Quá trình chuyển hóa năng lượng ngược đó, cũng giống như sự tán xạ, được đặc trưng bởi phổ phát xạ, tùy thuộc vào loại chất mà phổ này thể hiện trên một khoảng bước sóng và có dạng đặc thù, cho phép người ta dựa theo phổ phát xạ mà có được khái niệm về thành phần của nước biển. Vì vậy nghiên cứu các hiện tượng phát quang là bước đầu tiên tiến tới ứng dụng những phương pháp nhanh phát hiện các chất trong nước biển, thậm chí khi nồng độ các chất thấp.

Cường độ phát quang J_λ phụ thuộc vào cường độ dòng ánh sáng ban đầu I , vào nồng độ C và vào chỉ số hấp thụ riêng của chất χ' cũng như vào hiệu quả kích thích ξ

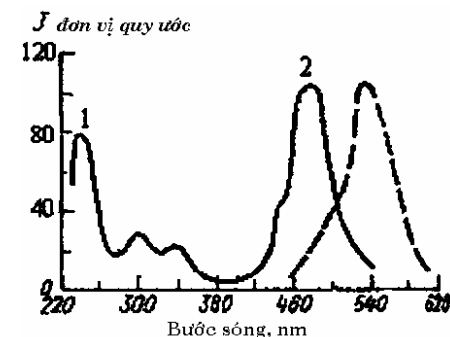
$$J_\lambda = \xi \chi' CI. \quad (7.18)$$

Hiệu quả kích thích (xuất lượng tử) là tỷ lệ giữa số các lượng tử phát quang và số các lượng tử được hấp thụ. Tham số này luôn nhỏ hơn đơn vị.

Do mất mát một phần năng lượng của dòng ánh sáng để làm tăng nội năng của phân tử chất nên phổ phát quang bị dịch

về phía các sóng dài so với phổ kích thích, phổ phát quang bé hơn về mật độ phổ và có thể biểu hiện trên dải bước sóng rộng hơn so với tín hiệu ban đầu. Vì vậy người ta muốn sao cho phổ kích thích thật hẹp, thậm chí hẹp tới phổ đơn sắc và không làm lu mờ phổ phát quang.

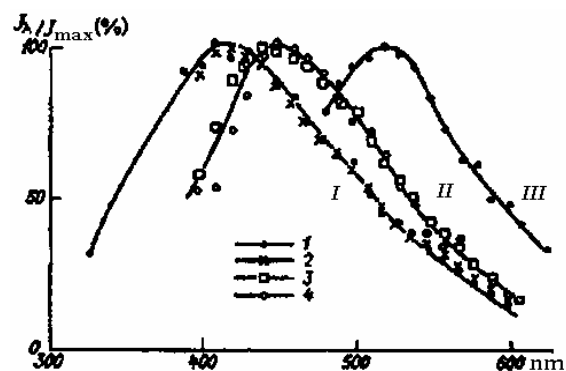
Hình dáng khoảng phổ phát quang là do sự phân bố các mức dao động quay của trạng thái năng lượng cơ bản của phân tử chất chi phối và không phụ thuộc vào vị trí phổ kích thích. Vì vậy sự phát quang có thể xảy ra cả khi ánh sáng tự nhiên tác động tới nước. Để làm ví dụ trên hình 7.7 cho thấy rằng phổ phát quang của khoáng vật uranin không phụ thuộc vào vị trí phổ kích thích dù nó ở khu vực 1 hay 2.



Hình 7.7. Các phổ kích thích (đường liền nét) và phát quang (đường gạch nối) của uranin [2]

Trong đại dương sự phát quang rõ nhất thuộc về chất hữu cơ hòa tan, các chất nhuộm màu của thực vật phù du, mô tế bào của thực vật biển và những động vật nhỏ bé, một số dạng chất ô nhiễm nguồn gốc kỹ nghệ. Nước tinh khiết không phát quang, nhưng nó có khả năng *tán xạ phức hợp* ánh sáng bởi các phân tử nước thường được sử dụng làm tín hiệu so sánh. Trong nước

các phân tử H₂O có thể ở trong trạng thái đơn (đơn độc) cũng như đa phân tử, tức dưới dạng các á tinh thể. Tỷ lệ giữa chúng phụ thuộc vào nhiệt độ, khi nhiệt độ tăng tỷ phần các hợp phân đa phân tử sẽ giảm. Hình dáng và vị trí của phổ tán xạ phức hợp phụ thuộc vào tương quan giữa các hợp phân đơn và đa phân tử, điều này được sử dụng chẳng hạn như trong thám sát đại dương nhằm mục đích xác định nhiệt độ nước.



Hình 7.8. Phân bố phổ quy chuẩn cường độ phát quang ($I_{\lambda} / I_{\max} \%$) của chất hữu cơ hòa tan do thủy ngân kích thích tại các khoảng 313 (I), 365 (II) và 436 nm (III) theo đo đạc từ lớp mặt, biển Bantic (1 và 3) và từ độ sâu 10 km tại rãnh sâu Tonga, Thái Bình Dương (2 và 4) [2]

Sự phát quang của chất hữu cơ hòa tan được kích thích bởi ánh sáng cực tím cũng như ánh sáng nhìn thấy. Trong đó khi giảm bước sóng bức xạ kích thích thì phổ phát quang dịch chuyển về phía sóng ngắn. Điều này thể hiện rõ trên hình 7.8, trên đó dẫn các phổ phát quang của chất hữu cơ hòa tan được kích thích bởi bức xạ của thủy ngân với bước sóng 313, 365 và

436 nm. Để so sánh các mật độ phổ với nhau, các phổ đã được quy chuẩn về giá trị phổ cực đại đối mỗi nguồn kích thích.

Hình 7.8 được xây dựng theo số liệu quan trắc trong các khối nước khác nhau, nhưng điều đó đã không ảnh hưởng tới hình dáng các phổ, vậy có thể xem chất hữu cơ hòa tan là hỗn hợp những hợp chất hữu cơ có tương quan tỷ phần thực tế không đổi trong đại dương.

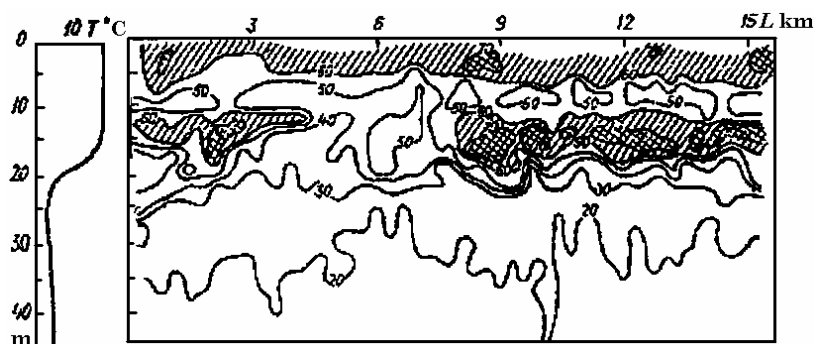
Cực đại các phổ phát quang của chất hữu cơ hòa tan dịch chuyển sang vùng sóng dài hơn so với các vạch kích thích khoảng 100–85 nm, còn độ rộng lớn hơn của bản thân các phổ chứng tỏ những phân tử chất hữu cơ bị kích thích chuyển về trạng thái ban đầu với đặc điểm phức tạp.

Cường độ phát quang của chất hữu cơ hòa tan phụ thuộc vào nồng độ chất và có thể thay đổi độ lớn tới hai bậc, điều này cho phép theo cường độ phát quang xác định được nồng độ chất hữu cơ hòa tan. Cường độ phát quang thiên tăng ở đới ven bờ, gần các cửa sông, các vùng nước trôi. Cường độ phát quang của chất hữu cơ hòa tan cũng thay đổi theo phương thẳng đứng. Ở những vùng nước sản lượng sinh học thấp cường độ phát quang của chất hữu cơ hòa tan trong phạm vi lớp trên đại dương tăng theo độ sâu, còn ở các vùng cao sản – nó giảm theo độ sâu tới những trị số đặc trưng cho các lớp giữa của đại dương.

Phát quang của thực vật phù du bị quy định chủ yếu bởi chlorophyll tạo nên cực đại phổ ở vùng sóng dài, vì vậy nó phát ra màu đỏ rực rỡ. Phù du chết có các đặc trưng phổ hơi khác và phát quang bằng ánh sáng lục lam.

Phản ứng của thực vật phù du đối với ánh sáng không như nhau trong ngày: ban ngày nó phản ứng yếu, còn ban đêm

mạnh hơn. Kết quả là sự phát quang tỏ ra mạnh hơn vào ban đêm. Điều này được nhận thấy không chỉ trong điều kiện tự nhiên, mà cả trong phòng thí nghiệm. Người ta cho rằng nồng độ chlorophyll trong các tế bào phù du cực đại vào lúc bắt đầu thời gian sáng, sau đó quá trình tổng hợp của chất này kết thúc và tới đầu ban đêm xuất hiện lại. Ngoài ra ban ngày động vật phù du ăn thực vật phù du. Đó là nguyên nhân tạo nên biến trình ngày của cường độ phát quang.

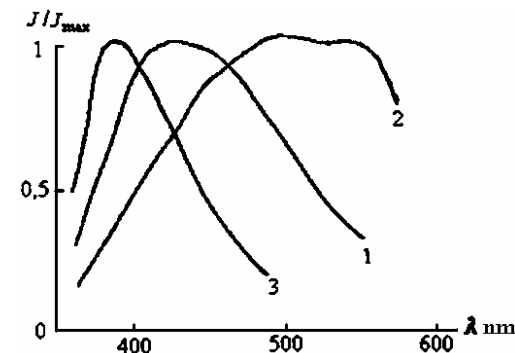


Hình 7.9. Phân bố cường độ phát quang của chlorophyll (đơn vị quy ước) trong lớp 0–45 m ở rãnh trũng Gotlan biển Bantic tháng 8 năm 1979 [2]

Vì sự phát quang của chlorophyll do thực vật phù du chi phối nên sự biến động không gian của phát quang liên quan tới sự phân bố của thực vật phù du: cường độ phát quang lớn nhất ở trong lớp giàu ánh sáng và ở những khu vực tập trung thực vật phù du. Ví dụ trên hình 7.9 dẫn phân bố của cường độ phát quang của chlorophyll ở vùng rãnh trũng Gotlan biển Bantic. Thấy rằng phát quang cao hơn trong phạm vi lớp 10 mét bên trên và phía trên nôm nhiệt, nơi tập trung phù du.

Việc xác định phát quang của các chất có giá trị rất quan trọng để phát hiện một số chất ô nhiễm đại dương. Về phương diện này người ta đặc biệt chú ý tới các sản phẩm dầu, các chất tẩy, chất thải sinh hoạt xâm nhập vào biển.

Dữ liệu quan trắc chứng tỏ rằng phổ phát quang của các sản phẩm dầu phụ thuộc vào thành phần, nguồn gốc và thời gian chúng lưu giữ trong đại dương. Dưới tác động của bức xạ Mặt Trời, do kết quả phân hủy bởi vi khuẩn và do tương tác với nước biển dầu bị mất các hợp phần nhẹ bốc hơi, do đó sự phát xạ của nó thay đổi. Thành phần rất phức tạp của sản phẩm dầu dẫn tới chỗ sự phát quang của các chất trong thành phần dầu phủ khắp vùng phổ nhìn thấy (hình 7.10).



Hình 7.10. Phổ phát quang của nước biển Bantic (1), dầu thô (2), các chất tẩy thải (3) bị kích thích bởi bức xạ tia laser nitơ tại bước sóng 337 nm (quy chuẩn theo những trị số cực đại của chúng) [2]

Về trung bình hình dáng phổ và vị trí của nó phụ thuộc vào tương quan giữa các hợp phần nhẹ và nặng của dầu. Khi chuyển từ benzin, dầu hỏa, nhiên liệu diezen sang mỡ thì màu phát quang thay đổi từ tím sang xanh vàng hay đậm, tức khi tăng các hợp phần nặng trong các sản phẩm dầu thì thì phổ phát xạ thay đổi về phía các sóng dài. Điều này cho phép phân biệt

không chỉ các sản phẩm dầu, mà cả các dạng dầu thô.

Phổ phát quang của chất ô nhiễm như kiềm rất khác với các sản phẩm dầu và thay đổi tùy theo thành phần của nó. Hình dáng của phổ này không đối xứng, đường cong có chỗ cao lên khá đột ngột hoặc hạ thấp thoải. Cực đại nằm ở vùng chàm lam của phổ nhìn thấy.

Như đã lưu ý ở trên, phổ của nước biển đã dẫn trên hình vẽ nhằm để so sánh phụ thuộc không phải vào bản thân nước, mà vào thành phần của nước.

7.6. Độ chiếu sáng của đại dương

Độ chiếu sáng của đại dương bị chi phối bởi bức xạ Mặt Trời trực tiếp và tán xạ. Tùy thuộc vào lượng mây, độ cao Mặt Trời và độ trong suốt của khí quyển mà tương quan của các dòng bức xạ này và mật độ phổ của chúng khác nhau. Dòng trực xạ Mặt Trời tạo nên độ chiếu sáng của bề mặt đại dương E_a có thể được tính theo công thức

$$E_a(\lambda, \gamma) = E_\infty(\lambda) e^{-\tau \sec \gamma} \cos \gamma, \quad (7.19)$$

ở đây $E_\infty(\lambda)$ – độ chiếu sáng phổ của một diện tích tại ranh giới trên của khí quyển vuông góc với hướng của các tia Mặt Trời; γ – khoảng thiên đỉnh của Mặt Trời; τ – độ dày quang học phổ của khí quyển trên phương thẳng đứng.

Độ dày quang học phụ thuộc vào chỉ số suy yếu ánh sáng trong khí quyển và do sự hấp thụ của ozon thực tế cắt mất hẳn phần phổ bức xạ cực tím và nó không đi tới đại dương. Ở vùng phổ nhìn thấy sự hấp thụ ánh sáng bởi các chất khí không

mạnh và các đường cong mật độ phổ độ chiếu sáng tại mực mặt đại dương và tại ranh giới trên của khí quyển tương tự như nhau (xem hình 4.4). Ở vùng hồng ngoại trên đường cong phổ nhận thấy những khu vực hấp thụ mạnh bức xạ bởi hơi nước, khí cacbonic, oxy v.v..

Sự hấp thụ bức xạ mạnh bởi nước dạng lỏng và dạng khí dẫn tới chỗ dòng bức xạ tán xạ tập trung chủ yếu ở vùng phổ nhìn thấy và độ lớn của nó nhỏ hơn nhiều so với trực xạ Mặt Trời. Thậm chí trong thời tiết quang đãng dòng năng lượng tia tán xạ tồn tại, mặc dù nó nhỏ hơn so với trong thời tiết mù trời, bởi vì tán xạ phân tử yếu hơn những dạng tán xạ khác, đặc biệt tán xạ bởi mây. Ngoài ra tán xạ bởi mây phụ thuộc vào dạng mây, độ cao và mật độ mây. Các ước lượng cho thấy rằng ở vùng phổ nhìn thấy mây tầng tích làm giảm độ chiếu sáng khoảng hai lần so với thời tiết quang đãng, còn trong những khoảng sáng giữa các đám mây – tầng hai lần. Điều này có nghĩa độ chiếu sáng tại mực đại dương – là một đặc trưng rất biến động, đặc biệt khi có mây trong khí quyển. Vì vậy rất khó tính đặc trưng này theo những công thức chính xác. Do sự biến động của độ chiếu sáng các mà đợt đo riêng lẻ không phải bao giờ cũng có tính đại diện và người ta buộc phải dùng những công thức gần đúng kiểu như

$$E_a(\lambda, n) = E_a(\lambda, \gamma)(1 - an^m). \quad (7.20)$$

trong đó n – lượng mây tính bằng phần mười của đơn vị, a, m – các tham số thực nghiệm ($a \approx 0,5 - 0,7$; $m \approx 1,3 - 1,0$).

Theo công thức này thì không có sự di dịch nào của mật độ phổ theo bước sóng và vì vậy nó phù hợp để mô tả độ chiếu sáng tổng cộng trong đó trực xạ là áp đảo (đường cong 2 trên hình

4.4). Cũng phải lưu ý rằng trong dòng tia chung E_a có một phần thuộc về ánh sáng tán xạ, thậm chí trong khi không có mây. Phần này càng lớn nếu góc thiên đỉnh Mặt Trời lớn (bảng 7.2).

Bảng 7.2. Tỷ phần dòng tia tán xạ (η %) trong dòng tổng cộng tùy thuộc vào góc thiên đỉnh γ

γ °	0–20	40	60	75	85	90
η %	10	13	19	32	54	100

Những khó khăn mô tả toán học và tính toán độ chiếu sáng khiến người ta lập ra các bảng độ chiếu sáng bởi ánh sáng trực tiếp và tán xạ tùy thuộc vào độ cao Mặt Trời, loại và lượng mây.

Độ chiếu sáng bề mặt phụ thuộc vào độ nghiêng của nó đối với tia ánh sáng. Trong công thức (7.19) đối với bề mặt đại dương phẳng độ nghiêng của nó được mô tả bằng khoảng thiên đỉnh của Mặt Trời. Nếu bề mặt được chiếu sáng định hướng tùy ý dưới góc ϑ giữa tia và đường pháp tuyến của mặt phẳng thì khi xác định góc lập thể

$$d\Omega = d\Pi_{\perp} / R^2$$

từ công thức (7.2) suy ra

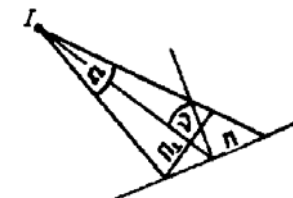
$$E = \frac{I d\Pi_{\perp}}{R^2 d\Pi}, \quad (7.21)$$

trong đó Π và Π_{\perp} – các diện tích mặt được chiếu sáng và hình chiếu của nó (hình 7.11). Vì $d\Pi_{\perp} = \cos \vartheta d\Pi$, nên công thức (7.21) có dạng

$$E = I \cos \vartheta / R^2. \quad (7.22)$$

Trong trường hợp chùm tia song song, như trong ánh sáng

Mặt Trời trực xạ thì độ chiếu sáng không còn phụ thuộc vào khoảng cách nữa nếu không có sự suy yếu ánh sáng, nhưng vẫn phụ thuộc vào góc tới.



Hình 7.11. Sơ đồ định hướng của diện tích được chiếu sáng đối với tia sáng tới

Khi chiếu sáng bề mặt đại dương bằng ánh sáng tán xạ thì không còn phụ thuộc vào định hướng của bề mặt nếu dòng ánh sáng này không có một hướng áp đảo nào đó.

Ánh sáng đi tới mặt đại dương bị phản xạ một phần. Để mô tả hiện tượng này hoàn toàn có thể sử dụng các định luật của quang hình: các tia tới, phản xạ và khúc xạ nằm trong cùng mặt phẳng với đường pháp tuyến tại điểm tới trên ranh giới phân chia các môi trường; góc tới γ_1 bằng góc phản xạ; tỷ số giữa sin của góc tới và sin của góc khúc xạ γ_2 là đại lượng không đổi đối các môi trường đang xét

$$\frac{\sin \gamma_1}{\sin \gamma_2} = \frac{C_1}{C_2} = n_{1,2}, \quad (7.23)$$

ở đây C_1 và C_2 – tốc độ ánh sáng tuần tự trong môi trường thứ nhất và thứ hai, $n_{1,2}$ – chỉ số khúc xạ tương đối. Khi ánh sáng đi từ không khí tới nước $n_{1,2} \approx 4/3$.

Hệ số phản xạ r đặc trưng cho tỷ số giữa ánh sáng phản xạ và ánh sáng tới phụ thuộc vào góc tới và vào sự phân cực của

vectơ cường độ điện so với mặt phẳng tia tới vẽ qua các tia tới, tia phản xạ và đường pháp tuyến tới mặt phân cách các môi trường tại điểm tới của tia sáng. Nếu vectơ nằm trong mặt phẳng tới, thì

$$r' = \frac{\operatorname{tg}^2(\gamma_1 - \gamma_2)}{\operatorname{tg}^2(\gamma_1 + \gamma_2)}. \quad (7.24)$$

Còn nếu vectơ vuông góc với mặt phẳng tia tới, thì

$$r'' = \frac{\sin^2(\gamma_1 - \gamma_2)}{\sin^2(\gamma_1 + \gamma_2)}. \quad (7.25)$$

Đây là những công thức đã biết của Frenel.

Vì γ_2 được tính theo công thức Snell (7.23), nên dễ dàng xác định được các giá trị r' và r'' tùy theo góc tới (bảng 7.3).

Bảng 7.3. Các hệ số phản xạ ánh sáng (%)

γ_1°	r'	r''	r_d
0	2	2	2
30	1,2	3,1	2,2
50	0,1	6,7	3,4
70	4,7	21,9	13,3
80	24,0	45,9	35,0

Nếu ánh sáng tới không phân cực thì định hướng của vectơ cường độ điện trong đó là ngẫu nhiên và hệ số phản xạ ánh sáng trực xạ r_{\perp} được chấp nhận bằng giá trị trung bình của r' và r'' .

Trong sóng biển r_d có thể khác nhiều so với như đã dẫn ở bảng 7.3. Khi các góc thiên đỉnh bé sóng biển làm tăng γ_1 và hệ số phản xạ tăng lên. Nếu các góc thiên đỉnh lớn, thì sóng biển

làm giảm γ_1 và do đó làm giảm r_d .

Hệ số phản xạ của ánh sáng tán xạ r_r được xác định như là trung bình có tỷ trọng từ r_d đối với tất cả các góc tới. Thu được $r_r \approx 6,6\%$. Hệ số phản xạ chung của dòng ánh sáng tổng cộng được đặc trưng bằng công thức (4.23).

Sự phản xạ làm suy yếu độ chiếu sáng dưới bề mặt E_0 so với ánh sáng đi tới mặt đại dương

$$E_{\lambda 0} = E_{\lambda a}(1 - r). \quad (7.26)$$

Để mô tả sự suy yếu độ chiếu sáng theo độ sâu do hấp thụ và tán xạ ánh sáng người ta sử dụng tương quan

$$dE_{\lambda} / E_{\lambda} = -\alpha_{\lambda} dz, \quad (7.27)$$

từ đây

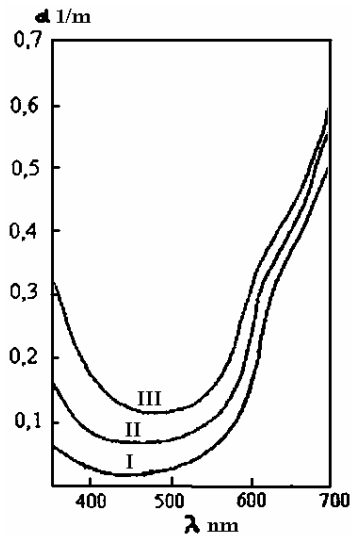
$$E_{\lambda}(z) = E_{\lambda 0} e^{-\alpha_{\lambda} z}. \quad (7.28)$$

Ở đây α_{λ} – chỉ số suy yếu thẳng đứng độ chiếu sáng. Bởi vì hấp thụ và tán xạ ánh sáng thay đổi theo bước sóng, nên đại lượng α cũng phụ thuộc vào bước sóng (hình 7.12). Đặc điểm chiếu sáng cũng có ảnh hưởng tới giá trị của α , vì vậy α không trùng với ε . Để ước lượng gần đúng người ta cho $\alpha \approx (1/4)\varepsilon$, nhưng trong trường hợp này đã không chú ý tới sự biến thiên của độ chiếu sáng.

Sự phụ thuộc vào các tính chất quang học của nước cũng giống như trường hợp ε . Nước càng tinh khiết thì α càng nhỏ. Với các loại nước đại dương tinh khiết quang học nhất (kiểu I) ở dải bước sóng 350–550 nm giá trị α bé hơn ε , sau đó bắt đầu từ 600 nm giá trị α vượt trội ε (xem hình 7.5 và 7.12). Nếu tầng tạp chất trong nước biển ε tăng lên đáng kể do sự tán xạ ánh sáng ở phần phổ màu lam (kiểu III) và bé hơn chút ít ở

phân phổ vàng đỏ.

Tuy chỉ số α phụ thuộc không chỉ vào các tính chất quang học của nước, mà cả vào độ chiếu sáng, nhưng vì nó xác định đơn giản và nhanh nên người ta sử dụng để phân loại quang học các khối nước đại dương. Để giảm thiểu biến thiên của độ chiếu sáng, đo đạc được tiến hành khi trời quang và các góc thiên đỉnh Mặt Trời nhỏ. Theo độ lớn và đặc điểm biến thiên α với bước sóng Erlov đã phân chia ra ba loại nước đại dương cơ bản (xem hình 7.12) và năm loại nước ven bờ có α lớn hơn so với nước đại dương. Loại *I* gồm nước các vùng trung tâm Ấn Độ Dương và Thái Bình Dương, vùng nhiệt đới Đại Tây Dương; loại *II* – nước hải lưu Guan; loại *III* – nước vùng nước trôi California và Pêru.



Hình 7.12. Đặc điểm phụ thuộc chỉ số suy yếu thẳng đứng của độ chiếu sáng vào bước sóng và loại nước quang học [1]

Vì có tương quan khá cao giữa α tại các bước sóng khác nhau với α ($\lambda = 500\text{ nm}$), nên khi đặc trưng về mặt quang học

một khối nước người ta thường sử dụng đại lượng sau cùng, hoặc là sự suy yếu độ chiếu sáng khi tăng 1 mét độ sâu theo α ($\lambda = 500\text{ nm}$), tức

$$T = \exp(-\alpha_{\lambda=500\text{ nm}} \cdot 1\text{ m}). \quad (7.29)$$

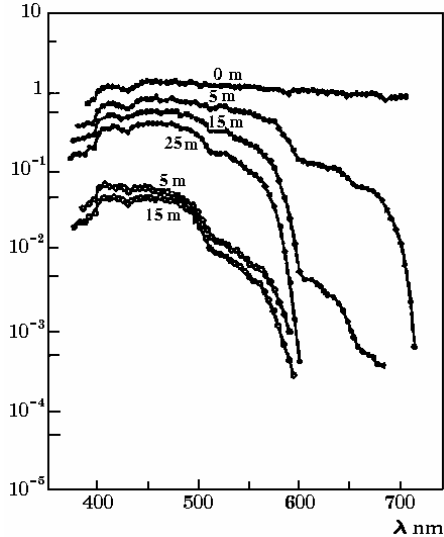
Đại lượng này khi biểu diễn bằng phần trăm được gọi là *độ trong suốt*.

Dựa trên dữ liệu về độ trong suốt các cộng tác viên của Viện Hải dương học mang tên Sirshov đã xác lập được đặc trưng quang học chính xác hơn của các khối nước trong Đại dương Thế giới. Đương nhiên độ trong suốt biến động mạnh nhất trong các khối nước mặt, nhưng cả trong các khối nước trung gian nó cũng thay đổi từ 90 đến 60 %. Trong các khối nước sâu độ trong suốt thay đổi từ 85 đến 60 %. Các khối nước đáy nói chung là đồng nhất hơn về mặt quang học, nhưng cũng gặp thấy những khu vực với chỉ số suy yếu ánh sáng rất cao.

Sự gia tăng α về phía cuối dải phổ nhìn thấy dẫn tới chỗ càng xuống sâu các phần phổ vàng đỏ và lam bị hấp thụ nhanh hơn. Trên hình 7.13 cho thấy sự thay đổi độ chiếu sáng theo độ sâu so sánh với độ chiếu sáng ở mặt theo dữ liệu quan trắc. Thấy rằng ngay từ độ sâu 5 m phần màu đỏ của phổ nhìn thấy bị suy yếu không ít hơn 10 lần, còn tới độ sâu 25 m trong phổ chủ yếu chỉ còn lại phần màu chàm và lục, mặc dù cũng đã bị suy yếu gần hai lần.

Độ chiếu sáng lên trên E^\uparrow là một đặc trưng quang học quan trọng của trường ánh sáng đại dương, bởi vì như đã nhận xét, nó mang thông tin về sự tán xạ ngược lại, phụ thuộc vào các tạp chất trong đại dương. Trên hình 7.13 cho thấy phổ và giá trị của độ chiếu sáng lên trên. Phổ của nó hẹp hơn phổ E^\downarrow do

không có dòng ánh sáng bị nước hấp thụ. Ngoài ra phổ E^\uparrow thay đổi yếu theo độ sâu.



Hình 7.13. Sự suy yếu độ chiếu sáng theo độ sâu so với trên mặt, Gorntrim, mùa hè [1]. Các hình tròn tô đặc – độ chiếu sáng xuống dưới, các hình tròn để trắng – độ chiếu sáng lên trên

Người ta quy ước biểu thị tương quan giữa độ chiếu sáng lên trên và độ chiếu sáng xuống dưới bằng hệ số phản xạ khuếch tán $R(z)$

$$R(z) = \frac{E^\uparrow(z)}{E^\downarrow(z)}. \quad (7.30)$$

Hệ số này thay đổi trong phạm vi dải phổ nhìn thấy, có giá trị bằng gần 10 % ở phần phổ chàm lam, nơi tán xạ mạnh, và giảm đến 1 % ở phần phổ vàng đỏ. Thực tế này được sử dụng để ước lượng sơ bộ về hàm lượng chất hữu cơ hòa tan và chất lơ lửng trong nước biển.

Độ chiếu sáng lên trên một phần đi ra khỏi đại dương vào khí quyển. Tương tự như công thức (7.26) có thể viết

$$E_a^\uparrow = E_0^\uparrow (1 - r_w), \quad (7.31)$$

ở đây r_w – hệ số phản xạ của ánh sáng lên trên từ bề mặt đại dương. Nó không bằng r , bởi vì các tia sáng đi tới bề mặt dưới một góc lớn hơn hoặc bằng góc phản xạ nội toàn phần không đi lên khí quyển. Góc này theo định luật Snell được xác định bằng công thức

$$\gamma_2 = \arcsin \frac{\pi}{2n_{1,2}}. \quad (7.32)$$

Dòng ánh sáng đi ra khỏi đại dương làm tăng ánh sáng phản xạ, có nghĩa là làm tăng biểu kiến hệ số phản xạ r . Để điều đó không xảy ra người ta dùng khái niệm albedô sử dụng trong khí tượng học

$$A = r + R(1 - r)(1 - r_w). \quad (7.33)$$

Xuất phát từ sự phụ thuộc của R vào bước sóng suy ra rằng A cũng phụ thuộc vào bước sóng, mặc dù nói chung số hạng cuối ở vế phải công thức (7.33) không lớn. Khi ước lượng albedô tổng cộng đối với tất cả các bước sóng phần hiệu chỉnh này có vai trò không lớn, nhưng khi xác định albedô phổ việc tính đến ánh sáng đi ra khỏi nước có thể làm tăng đáng kể A ở phần phổ chàm lam.

7.7. Độ rọi của trường ánh sáng

Khái niệm độ rọi của trường ánh sáng là một đặc trưng trắc quang cơ bản. Theo định nghĩa, trong khái niệm độ rọi thì

cường độ ánh sáng ứng với bề mặt vuông góc với các tia sáng. Đây chính là chỗ khác biệt với độ chiếu sáng của bề mặt định hướng tùy ý. Nếu sử dụng mối liên hệ giữa biến thiên độ chiếu sáng và cường độ ánh sáng từ công thức (7.2) dưới dạng

$$dE = Id\Omega / d\Pi, \quad (7.34)$$

thì sau khi thế công thức (7.3) vào đây và tính đến hình chiếu của bề mặt được chiếu sáng lên pháp tuyến với các tia sẽ dẫn tới biểu thức

$$dE = B \cos \vartheta d\Omega. \quad (7.35)$$

Công thức này đặc trưng cho độ chiếu sáng của diện tích từ hướng ϑ tới đường thẳng đứng trong phạm vi góc lập thể nguyên tố. Nó có thể giải nghĩa như là độ chiếu sáng của diện tích nghiêng với các tia dưới một góc ϑ .

Trường độ rọi của ánh sáng tự nhiên trong đại dương được tạo thành từ ánh sáng đi vào từ khí quyển. Khi trời không mây phân bố độ rọi phụ thuộc vào độ cao Mặt Trời và cường độ tán xạ có tính đến indicatrice tán xạ. Trên hướng Mặt Trời độ rọi là cực đại và dần dần giảm đến cực tiểu ở phía 180° theo phương vị. Tới đường chân trời nó lại tăng lên do tăng độ dày quang học của khí quyển và sự tán xạ. Khi mây phủ dày đặc trường độ rọi thực tế không phụ thuộc vào phương vị, mà chỉ phụ thuộc vào độ cao Mặt Trời, tăng theo độ cao Mặt Trời. Khi mây từng phần phần đóng góp của ánh sáng tán xạ vào thông lượng chung thay đổi từ 20–40 % nếu độ cao Mặt Trời lớn đến 50–90 % nếu độ cao Mặt Trời nhỏ.

Trong hải dương học thường yêu cầu biết độ chiếu sáng của mặt đại dương từ nửa hình cầu. Trong trường hợp này từ công thức (7.35) suy ra

$$E_a = \int_{2\pi} B \cos \vartheta d\Omega. \quad (7.36)$$

Nếu trong phạm vi nửa hình cầu B không thay đổi, công thức (7.36) có thể được biến đổi như sau:

$$E_a = B \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right) d\varphi = \pi B. \quad (7.37)$$

Khi ánh sáng đi qua phía dưới mặt nước độ rọi thay đổi theo kiểu khác với độ chiếu sáng. Thật vậy, do sự khúc xạ ánh sáng ở mặt đại dương mà ánh sáng tới trong góc lập thể Ω_1 tập trung trong một góc lập thể Ω_2 bé hơn Ω_1 (hình 7.14). Để chứng minh điều này có thể sử dụng công thức (7.35), trong đó độ chiếu sáng phải biểu diễn qua độ rọi không phải đối với nửa hình cầu, mà đối với góc lập thể Ω , khi đó

$$(1-r)B_a\Omega_1 = B_0\Omega_2 \quad (7.38)$$

Các diện tích phần đáy của các góc lập thể sẽ tuần tự bằng

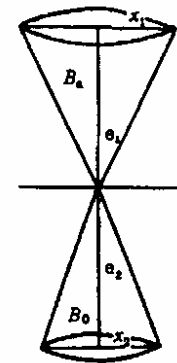
$$\Omega_1 = \pi x_1^2 \quad \text{và} \quad \Omega_2 = \pi x_2^2,$$

ở đây x_1 và x_2 – các bán kính của các đáy các góc.

Trong trường hợp như vậy từ tương quan (7.38) suy ra

$$B_0 = B_a(1-r) \left(\frac{x_1}{x_2} \right)^2. \quad (7.39)$$

Nếu xét thiết diện của các



Hình 7.14. Sơ đồ khúc xạ các tia sáng và thay đổi góc lập thể tại ranh giới khí quyển – đại dương

góc lập thể, thì

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n_{1,2}. \quad (7.40)$$

Do đó,

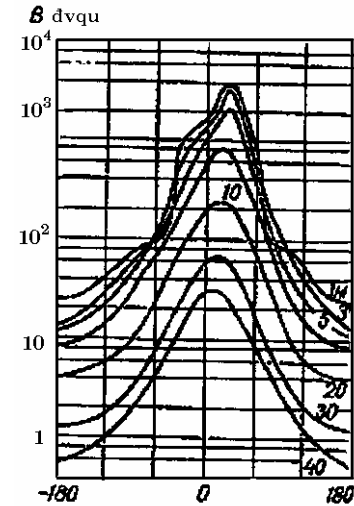
$$B_0 = B_a(1-r)n_{1,2}^2. \quad (7.41)$$

Công thức này cho thấy sự tập trung độ rọi ở bên dưới mặt đại dương. Nó thường biểu lộ rõ với những hệ số phản xạ bé, vì vậy trong sóng biển xảy ra những nơi tập trung cục bộ độ rọi ở lớp dưới bề mặt, kết quả là độ rọi và do đó độ chiếu sáng có những thăng giáng khá lớn.

Ở lớp dưới mặt độ rọi cực đại ở trên hướng tới nguồn sáng, tức tới Mặt Trời đối với ánh sáng tự nhiên. Trong phạm vi góc lập thể bị giới hạn bằng góc khúc xạ tới hạn ($48,6^\circ$) độ rọi dưới nước được tạo ra bởi ánh sáng trực xạ và ánh sáng khí quyển tán xạ, còn ở ngoài phạm vi góc lập thể đó độ rọi chỉ là do ánh sáng tán xạ bởi nước chi phối (hình 7.15).

Khi độ sâu tăng lên ánh sáng Mặt Trời trực xạ liên tục bị tán xạ và hấp thụ, kết quả là cực đại độ rọi dần dần chuyển dịch về phía thiên đỉnh, còn sự thăng giáng độ rọi biến mất.

Dựa theo phân bố độ rọi trong đại dương mà người ta phân chia ra ba lớp: lớp dưới mặt, lớp trung gian và lớp sâu. Lớp thứ nhất lan tới độ sâu nhìn thấy đĩa trắng (Z_b). Trong lớp này có thể thấy bức xạ Mặt Trời trực xạ, cực đại độ rọi hướng lên phía Mặt Trời, có thể thấy những thăng giáng độ rọi. Trong lớp trung gian chỉ thấy ánh sáng tán xạ, nhưng cực đại vẫn hướng lên phía Mặt Trời, các thăng giáng độ rọi tắt dần về phía biên dưới của lớp. Lớp trung gian lan rộng từ độ sâu Z_b đến $4Z_b$. Lớp sâu



lan rộng xuống sâu hơn $4Z_b$, có đặc điểm là cực đại độ rọi nằm ở thiên đỉnh với mọi độ chiếu sáng của đại dương và phân bố độ rọi trở nên đối xứng so với đường thẳng đứng.

Hình 7.15. Phân bố độ rọi trong mặt phẳng hướng tới Mặt Trời [5]. Các số bên cạnh đường cong – độ sâu tính bằng mét

7.8. Phương trình vận chuyển ánh sáng trong đại dương

Phân bố dòng ánh sáng nguồn gốc tự nhiên hay nhân tạo trong đại dương dưới một góc bất kỳ với đường chân trời không được mô tả bằng các công thức độ chiếu sáng. Phải sử dụng tới khái niệm về độ rọi B , đại lượng này không phụ thuộc vào sự định hướng của diện tích được chiếu sáng. Do sự tán xạ ánh sáng nhiều lần và tính chất phân bố ngẫu nhiên các đối tượng tán xạ trong nước biển mà rất khó theo dõi sự biến dạng của một tia sáng riêng rẽ.

Lý thuyết vận chuyển ánh sáng được phát biểu trong các thuật ngữ quang học tia và dựa trên những quan niệm trắc quang chứ không phải là những quan niệm điện từ về ánh sáng. Xét độ rọi của một vùng phổ nào đó, tức

$$B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) d\lambda.$$

Độ rọi $B(l)$ trong thể tích nước nguyên tố nào đó phụ thuộc vào B_0 ban đầu và biến thiên của nó trên đoạn tia dl

$$B(l) = B_0 + \frac{\partial B}{\partial l} dl. \quad (7.42)$$

Số hạng sau cùng của công thức (7.42) phụ thuộc vào quá trình suy yếu ánh sáng do hấp thụ và tán xạ cũng như vào lượng ánh sáng tán xạ đi vào thể tích nguyên tố

$$\frac{\partial B}{\partial l} = -\varepsilon B + Q, \quad (7.43)$$

ở đây εB biểu diễn sự suy yếu ánh sáng do hấp thụ và tán xạ, $Q = \int_{4\pi} \sigma B d\omega$ – dòng tới ánh sáng tán xạ tỷ lệ với chỉ số tán xạ σ

và độ rọi. Ánh sáng tán xạ này đi tới từ tất cả các phía, vì vậy được mô tả bằng góc lập thể của toàn bộ hình cầu (4π).

Phương trình (7.43) có thể viết không chỉ cho hướng l mà cả cho một góc lập thể Ω nào đó. Trong các bài toán hải dương học đạo hàm của B theo thời gian thường không cần tính đến bởi vì tốc độ truyền ánh sáng lớn hơn nhiều so với tốc độ biến đổi độ rọi.

Rất khó thu được nghiệm của phương trình (7.43) vì thực ra không thể xác định được thông lượng ánh sáng tán xạ. Có nhiều phương pháp gần đúng khác nhau.

A. *Xác định độ rọi trong lớp sâu của đại dương.* Chọn như vậy là vì cực đại độ rọi trong lớp đó hướng về thiên đỉnh, do đó dẫn tới biểu thức $E = \pi B$. Vì $dE = -\alpha E dz$ hay $dE/dz = -\alpha E$, nên

$dB/dz = -\alpha B$. Với tia nghiêng γ

$$\frac{\partial B}{\partial l} = -\alpha B \cos \gamma. \quad (7.44)$$

Thế công thức này vào phương trình (7.43), ta được

$$Q = (\varepsilon - \alpha \cos \gamma) B. \quad (7.45)$$

Thực ra đây không phải là nghiệm, mà là mối liên hệ giữa độ rọi và ánh sáng tán xạ. Đôi khi nó được sử dụng để ước lượng Q theo B đã biết.

B. *Mô hình đơn giản biến đổi độ rọi theo độ sâu.* Mô hình này thực chất cho giá trị gần đúng rất thô $B(l)$.

Từ phương trình (7.43) suy ra

$$B(l) = B_0 e^{-\varepsilon l} + e^{-\varepsilon l} \int_0^l Q(\xi) e^{\varepsilon \xi} d\xi. \quad (7.46)$$

Giả sử rằng do sự tỷ lệ giữa Q và B có thể theo công thức (7.44) biểu diễn

$$Q(l) = Q(0) e^{-\alpha l \cos \gamma}. \quad (7.47)$$

Do đó

$$B(l) = B_0 e^{-\varepsilon l} + e^{-\varepsilon l} \int_0^l Q(0) e^{(\varepsilon - \alpha \cos \gamma) \xi} d\xi \quad (7.48)$$

hay

$$B(l) = B_0 e^{-\varepsilon l} + \frac{Q(0) e^{-\varepsilon l}}{\varepsilon - \alpha \cos \gamma} [e^{(\varepsilon - \alpha \cos \gamma) l} - 1]. \quad (7.49)$$

Nếu nhìn thẳng đứng từ trên xuống ($\gamma = 180^\circ$)

$$B(z) = B_0 e^{-\varepsilon z} + \frac{Q(0)e^{-\alpha z}}{\varepsilon + \alpha} [1 - e^{-(\varepsilon + \alpha)z}]. \quad (7.50)$$

Công thức này cho ta khái niệm gần đúng về độ rọi ánh sáng tại độ sâu z . Trong trường hợp này $Q(0)$ được xác định theo độ rọi ánh sáng lớp dưới mặt (7.45) khi biết các giá trị của chỉ số suy yếu ánh sáng ε và chỉ số suy yếu độ chiếu sáng α đối với khoảng $\Delta\lambda$ đã chọn.

C. *Phép xấp xỉ hai thông lượng.* Trong trường hợp này từ độ rọi người ta chuyển sang độ chiếu sáng của mặt phẳng ngang từ phía trên E^\downarrow và từ phía dưới E^\uparrow trong khoảng phổ yêu cầu $\Delta\lambda$. Ánh sáng tán xạ được biểu diễn qua indicatrice $X(\gamma)$. Trong điều kiện độ rọi không phụ thuộc vào thiên đỉnh thì

$$Q = \frac{\sigma}{2} \int_0^\pi XB \sin \gamma d\gamma \quad (7.51)$$

và phương trình (7.43) có được dạng

$$\frac{\partial B}{\partial l} + \varepsilon B = \frac{\sigma}{2} \int_0^\pi XB \sin \gamma d\gamma. \quad (7.52)$$

Để sao cho từ tia nghiêng dưới một góc tới γ chuyển sang tọa độ thẳng đứng người ta sử dụng tương quan $dz = \cos \gamma d\ell$. Tiếp theo đưa ra biến mới $\mu = \cos \gamma$. Khi đó phương trình (7.52) sẽ có dạng

$$\mu \frac{dB}{dz} + \varepsilon B = \frac{\sigma}{2} \int_{-1}^1 XB d\mu'. \quad (7.53)$$

Để tiếp tục chuyển đổi sang độ chiếu sáng theo nửa bán cầu tất cả các thành phần của phương trình (7.53) được nhân với $d\mu d\varphi$ và tích phân từ 0 đến 2π theo góc thiên đỉnh φ và theo

các góc nghiêng (μ) từ -1 đến 0 và từ 0 đến 1, tức là đối với hai bán cầu, có tính đến tương quan (7.37). Khi đó tích phân trong phương trình (7.53) được tách thành hai: cho bán cầu trên và bán cầu dưới. Kết quả thu được hai phương trình

$$\frac{dE^\downarrow}{dz} + \frac{\chi + \sigma\varphi_1}{\mu_1} E^\downarrow = \frac{\sigma\varphi_2}{\mu_2} E^\uparrow, \quad (7.54)$$

$$\frac{dE^\uparrow}{dz} - \frac{\chi + \sigma\varphi_2}{\mu_2} E^\uparrow = -\frac{\sigma\varphi_1}{\mu_1} E^\downarrow, \quad (7.55)$$

ở đây

$$\mu_1 = \frac{\int_0^1 B\mu d\mu}{\int_0^1 B d\mu}, \quad \mu_2 = -\frac{\int_{-1}^0 B\mu d\mu}{\int_{-1}^0 B d\mu}$$

là những giá trị cosin trung bình của các góc nghiêng của các chùm sáng tuần tự trong ánh sáng đi xuống và đi lên;

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} \int_0^1 B \left(\int_{-1}^0 X(\mu, \mu') d\mu' \right) d\mu \Big/ \int_0^1 B d\mu,$$

$$\varphi_2 = \frac{1}{2} \int_{-1}^0 B \left(\int_0^1 X(\mu, \mu') d\mu' \right) d\mu \Big/ \int_{-1}^0 B d\mu$$

là những tỷ phần của các thông lượng đi xuống và đi lên bị tán xạ tuần tự lên trên và xuống dưới bởi lớp nước độ dày đơn vị.

Chỉ số hấp thụ χ trong phương trình (7.54) và (7.55) đã xuất hiện trong khi tách ε thành χ và σ .

Các phương trình của phép gần đúng hai thông lượng được sử dụng khi xác định chính xác độ chiếu sáng, khi xác định định

lượng màu đại dương, khi ước lượng sự hấp thụ ánh sáng trong đại dương và các tính toán chỉ số hấp thụ ánh sáng χ . Ví dụ, từ (7.54) và (7.55) suy ra

$$\frac{dE^\uparrow}{dz} - \frac{dE^\downarrow}{dz} = \chi \frac{E^\downarrow}{\mu_1} \left(1 + \frac{\mu_1}{\mu_2} R \right). \quad (7.56)$$

Thông thường xem rằng $\mu_1 \approx \mu_2 \approx 0,5$. Vì hệ số phản xạ khuếch tán bé như đã nhận xét, nên trong khi ước lượng gần đúng χ có thể bỏ qua nó. Khi đó thu được biểu thức đơn giản dùng để xác định

$$\chi = \frac{0,5}{E^\downarrow} \left(\frac{dE^\uparrow}{dz} - \frac{dE^\downarrow}{dz} \right). \quad (7.57)$$

Nếu tích phân phương trình (7.56) trong một lớp nào đó thì thu được một biểu thức, theo đó có thể ước lượng sự hấp thụ ánh sáng bên trong lớp đó.

Ngoài những nghiệm gần đúng đơn giản đã dẫn của bài toán vận chuyển được biết còn có các nghiệm chính xác hơn, nhưng trong hải dương học chúng chỉ được sử dụng khi nghiên cứu sự lan truyền ánh sáng nhân tạo hoặc khi xác định các tạp chất trong nước theo biến thiên của độ rọi ánh sáng.

7.9. Độ nhìn thấy của các đối tượng dưới nước

Đối tượng trong nước có thể nhìn thấy nếu nó khác về độ rọi hoặc màu với nền xung quanh. Giả sử B_ϕ – độ rọi của nền,

B – độ rọi của đối tượng. Người ta đưa ra khái niệm *tương phản*

$$K = (B - B_\phi) / B_\phi. \quad (7.58)$$

Nếu đối tượng là đen tuyệt đối ($B=0$) thì $K=-1$, nếu nền đen tuyệt đối ($B_\phi=0$) thì $K=\infty$, tức $-1 < K < \infty$. Người ta phân biệt các giá trị tương phản khác nhau. Nếu người quan sát nhìn đối tượng trong nước mà dần dần cách xa khỏi đối tượng thì tương phản mà tại đó đối tượng không còn nhìn thấy được nữa gọi là *tương phản ngưỡng biến mất* K_n . Trong trường hợp đối tượng tiến dần tới người quan sát và đối tượng trở nên nhìn thấy được thì ta có *tương phản ngưỡng phát hiện* K_s . Khi đó đối tượng được phân biệt chỉ dưới dạng một vết mờ nhạt, còn hình hài của nó không phân biệt được. Cuối cùng, tại khoảng cách tới người quan sát gần hơn hình hài của đối tượng được phân biệt và có thể nhận ra nó. Trạng thái chất lỏng như vậy được đặc trưng bằng *tương phản ngưỡng nhận biết* K_r . Giả thiết rằng trong tất cả các trường hợp kích thước góc của đối tượng lớn hơn kích thước tới hạn. Do những đặc điểm của mắt thích nghi với tầm nhìn các vật trên nền môi trường xung quanh

$$K_n < K_s < K_r.$$

Khi chiếu sáng đại dương và đối tượng trong đó bằng ánh sáng tự nhiên thì sự khác biệt về độ rọi của đại dương và của đối tượng sẽ phụ thuộc vào các tính chất quang học của nước và sự biến đổi độ chiếu sáng theo độ sâu.

Từ phương trình chung vận chuyển ánh sáng (7.46) được dùng để mô tả sự suy giảm độ rọi của đối tượng cũng như của nền theo khoảng cách không thể xác định được sự biến đổi của các độ rọi nếu không có những giả thuyết bổ sung, bởi vì không có thông tin về Q .

Số hạng thứ hai của phương trình (7.46) mô tả phần đóng góp của ánh sáng tán xạ vào độ rọi của đối tượng. Nó giống như

“màn khói”. Rõ ràng khi tăng l độ rọi ban đầu của đối tượng $B(0)$ giảm đi, còn “màn khói” thì tăng lên. Người ta biểu diễn một cách gần đúng số hạng này bằng cách xuất phát từ những lập luận rằng

$$\frac{dE^\downarrow}{dz} = -\alpha E^\downarrow, \quad (7.59)$$

nhưng trong điều kiện chiếu sáng từ bán cầu thì $E^\downarrow = \pi B$. Do đó

$$\frac{dB_\Phi}{dz} = -\alpha B_\Phi, \quad (7.60)$$

còn trong điều kiện tia nghiêng

$$\frac{dB_\Phi}{dl} = -\alpha B_\Phi \cos \gamma. \quad (7.61)$$

Do đó

$$B_\Phi(l) = B_\Phi(0)e^{-\alpha l \cos \gamma}. \quad (7.62)$$

Vì độ rọi của nền cần phải cùng là một khi xác định nó bằng các biểu thức (7.46) và (7.62), nếu ta cho các vế trái của các biểu thức đó bằng nhau thì sẽ có thể biểu diễn “màn khói”

$$\int_0^l Q e^{-\varepsilon(l-\xi)} d\xi = B_\Phi(0) (e^{-\alpha l \cos \gamma} - e^{-\varepsilon l}). \quad (7.63)$$

Bây giờ có thể ước lượng sự biến đổi của độ tương phản với khoảng cách bằng cách thế công thức (7.46) vào công thức (7.58) đối với đối tượng cũng như đối với nền, trong đó “màn khói” được biểu diễn bằng công thức (7.63):

$$K(l) = \frac{B(0) - B_\Phi(0)}{B_\Phi(0)} e^{(\alpha \cos \gamma - \varepsilon)l} = K(0) e^{(\alpha \cos \gamma - \varepsilon)l}. \quad (7.64)$$

Như vậy độ tương phản giảm với khoảng cách theo quy luật hàm mũ, phụ thuộc cả vào sự hấp thụ lẫn sự tán xạ ánh sáng. Trong trường hợp đang xét chưa tính đến ảnh hưởng của môi trường trung gian, ví dụ không khí, nếu nhìn tới đối tượng trong nước từ khí quyển. Xem rằng mắt hay một máy thu ánh sáng khác (máy ảnh) được thả vào trong nước.

Thông thường đối với mỗi máy thu ánh sáng tồn tại một ngưỡng độ tương phản tại đó vật được phân biệt

$$\frac{K(l)}{K(0)} = e^{(\alpha \cos \gamma - \varepsilon)l}. \quad (7.65)$$

Thường xuyên hơn cả là người ta sử dụng giá trị trung bình từ các giá trị đã liệt kê của K . Trong trường hợp này từ công thức (7.65) suy ra

$$l = \frac{\ln[K(l)/K(0)]}{\alpha \cos \gamma - \varepsilon}, \quad (7.66)$$

tức có thể xác định khoảng cách nhìn thấy đối tượng. Trong đó nếu vật được chiếu sáng từ phía trên, phải thêm 180° vào γ , bởi vì ánh sáng không chỉ đi tới đối tượng, mà còn đi ngược lại vào máy thu.

Người ta sử dụng công thức (7.66) trong phương pháp quan trắc bằng đĩa trắng để xác định gần đúng các tính chất quang học của nước. Trong trường hợp này thì $\gamma = 180^\circ$, $\cos \gamma = -1$ và khoảng cách l bằng độ sâu nhìn thấy đĩa trắng Z_b . Khi đó

$$(\alpha + \varepsilon) = -\frac{\ln[K(l)/K(0)]}{Z_b}. \quad (7.67)$$

Nếu biết độ sâu tại đó đĩa trắng biến mất có thể xác định $(\alpha + \varepsilon)$, cũng như các giá trị riêng rẽ của α và ε xuất phát từ

điều kiện rằng $\alpha \approx (0,2 - 0,25) \varepsilon$.

Người ta gọi độ sâu nhìn thấy đĩa trắng là độ *trong suốt tương đối*. Từ công thức (7.67) suy ra rằng Z_b phụ thuộc không chỉ vào các tính chất quang học của nước, mà còn vào chỉ số suy yếu độ chiếu sáng.

Người ta còn sử dụng công thức (7.67) đối với các đĩa màu, nhưng khi đó K có những giá trị khác.

Những công thức đã dẫn việc xác định sự phụ thuộc của tương phản và các đặc trưng quang học của nước và biển vào tầm nhìn thấy đĩa trắng, nói một cách chính xác chỉ đúng trong trường hợp người quan sát không ở bên ngoài nước. Còn nếu quan trắc thực hiện từ khí quyển thì đi tới mắt người quan sát còn có thêm ánh sáng phản xạ từ mặt đại dương. Chính ánh sáng này ảnh hưởng tới độ rọi của nền. Vì vậy mặc dù công thức cơ bản của tương phản (7.58) không thay đổi, nhưng các độ rọi của đối tượng và của nền có mặt trong đó sẽ khác.

Độ rọi của đối tượng phụ thuộc vào độ rọi của bản thân đĩa B_d và vào độ rọi của biển B_m loại trừ đi độ rọi của cột nước che phủ đĩa B_c (hình 7.16), tức

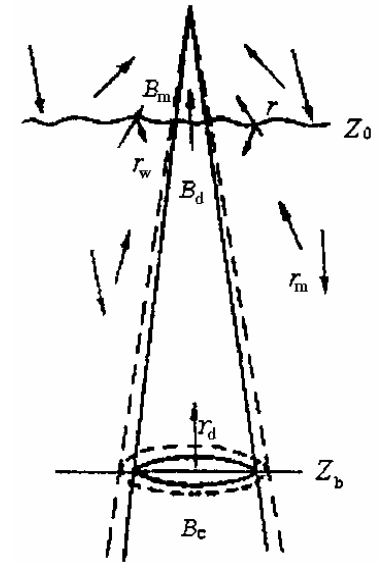
$$B = B_d + B_m - B_c. \quad (7.68)$$

Độ rọi của nền được xác định bằng độ rọi của biển và độ rọi của vầng hào quang xung quanh đĩa. Khi đó loại trừ đi độ rọi của cột nước không nhìn thấy đằng sau đĩa

$$B_\phi = B_m + y(B_d - B_c). \quad (7.69)$$

Ở đây y – độ rọi của vầng hào quang tính trên độ rọi của đĩa. Trong khi thu nhận các biểu thức của các độ rọi ở trong các công thức (7.68) và (7.69) phải lưu ý rằng nguồn ánh sáng là

bức xạ trực tiếp và tán xạ tạo nên độ chiếu sáng của bề mặt đại dương.



Hình 7.16. Phân bố các độ rọi và các hệ số phản xạ trong sơ đồ quan trắc đĩa trắng

Trong trường hợp như vậy độ chiếu sáng của đĩa được biểu diễn bằng công thức

$$E_d^\downarrow = E_a^\downarrow (1 - r) e^{-\alpha_1 Z_b}, \quad (7.70)$$

trong đó biểu thức ở mũ đặc trưng cho sự suy yếu của độ chiếu sáng dưới bề mặt đi tới đĩa. Nếu khả năng phản xạ của đĩa r_d , còn suy yếu ánh sáng đi từ đĩa lên trên được biểu diễn bằng nhân tử $e^{-\alpha_2 Z_b}$ thì độ chiếu sáng đi lên ở mặt đại dương sẽ là

$$E_0^\uparrow = E_a^\downarrow (1 - r) r_d e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) Z_b}. \quad (7.71)$$

Khi ánh sáng đi vào khí quyển một phần ánh sáng sẽ bị phản xạ ngược lại vào nước tỷ lệ thuận với hệ số phản xạ r_w . Độ

chiếu sáng còn lại phải chuyển thành độ rọi theo tương quan đã nói tới ở trên $E^\downarrow = \pi B$ và $B_0 = B_a n_{1,2}^2$. Do đó

$$B_d = E_a^\downarrow (1-r) r_d e^{-(\alpha_1+\alpha_2)Z_b} (1-r_w) \pi^{-1} n_{1,2}^{-2}. \quad (7.72)$$

Những lập luận tương tự cũng được sử dụng khi thu nhận biểu thức B_c . Trong biểu thức đó thay vì r_d phải là hệ số phản xạ của lớp nước sâu r_m . Nó phụ thuộc vào indicatrice của tán xạ ngược

$$B_c = E_a^\downarrow (1-r) r_m e^{-(\alpha_1+\alpha_2)Z_b} (1-r_w) \pi^{-1} n_{1,2}^{-2}. \quad (7.73)$$

Độ rọi của biển phụ thuộc vào ánh sáng do biển phản xạ $E_a^\downarrow r$ và ánh sáng tán xạ đi ra từ biển

$$B_m = \left[E_a^\downarrow r + E_a^\downarrow (1-r) r_m (1-r_w) n_{1,2}^{-2} \right] \pi^{-1}. \quad (7.74)$$

Thế các công thức (7.22)–(7.74) vào (7.68), (7.69) và sau đó vào (7.58) sẽ dẫn tới biểu thức tương phản dưới dạng

$$K = \frac{(1-y)(r_d - r_m) e^{-(\alpha_1+\alpha_2)Z_b}}{y e^{-(\alpha_1+\alpha_2)Z_b} (r_d - r_m) + r_m + \delta}, \quad (7.75)$$

trong đó

$$\delta = \frac{n_{1,2}^2 r}{(1-r)(1-r_w)}.$$

Giống như trước đây, giới hạn nhìn thấy được xác định từ điều kiện bằng nhau giữa K và giá trị tương phản ngưỡng. Lý thuyết nhìn thấy đĩa trắng được trình bày chi tiết hơn trong công trình [3].

Các đặc trưng quang học của nước chứa đựng trong các chỉ số suy yếu ánh sáng α_1 và α_2 . Không thể tính được chúng nếu

không biết các hệ số phản xạ của độ chiếu sáng xuống dưới và lên trên. Vì vậy người ta đã lập ra những quy tắc quan trắc đĩa sao cho trong đó có thể xem các hệ số đó là đã biết. Thông thường nhất là người ta khuyến cáo thực hiện quan trắc từ phía bong tàu khuất ánh sáng và từ phía đón gió.

Độ sâu lớn nhất nhìn thấy đĩa trắng, tức *độ trong suốt tương đối*, được ghi nhận ở trung phần Thái Bình Dương bằng 45–50 m. Nó nhỏ hơn một chút (40 m) ở biển Sagaso và nhiều vùng Ấn Độ Dương. Ở các vùng đại dương và biển ven bờ với năng suất sinh học cao độ trong suốt thiên thấp và nhiều trường hợp không quá 10 m.

7.10. Màu biển

Màu của đối tượng được tạo thành do đặc thù của mắt phản ứng với phổ của dòng ánh sáng tia đi tới mắt. Bởi vì mắt người phản ứng không chỉ với bản thân đường cong phổ, mà còn với độ rọi, tức với cường độ ánh sáng đi tới mắt, nên có thể xảy ra trường hợp độ rọi đóng vai trò áp đảo. Tại một giá trị bé $B(\lambda)$ nào đó mắt không cảm nhận được màu. Ví dụ, trong đêm trắng biển có vẻ có màu xám mặc dù phổ của ánh sáng Mặt Trăng thực tế không khác với Mặt Trời, tức tồn tại một giá trị B_{\min} nào đó mà thấp hơn thì màu không còn phân biệt. Cũng tồn tại B_{\max} mà cao hơn thì ánh sáng không phân biệt. Ví dụ, vết đường đi của Mặt Trời tỏ ra có màu trắng chói sáng. Như vậy mắt người phân biệt màu ở dải độ rọi giữa B_{\min} và B_{\max} . Do đó màu đại dương phụ thuộc vào thành phần phổ của ánh sáng đi tới mắt và độ rọi của nó. Người ta còn đưa ra khái niệm *độ màu* của vật,

nó chỉ phụ thuộc vào thành phần phổ của bức xạ.

Màu đại dương ở dải độ rọi B_{\min} và B_{\max} phụ thuộc vào các phổ của ánh sáng phản xạ bởi đại dương và ánh sáng tán xạ đi ra từ đại dương. Về nguyên tắc chúng khác biệt nhau, và với giá trị lớn của ánh sáng phản xạ thì nhìn thấy màu của nguồn ánh sáng, chứ không phải màu biển, bởi vì các hệ số phản xạ ở dải ánh sáng nhìn thấy thay đổi ít theo bước sóng. Ví dụ, trong thời tiết mây mù, khi ánh sáng phản xạ vượt trội ánh sáng đi ra từ biển thì màu biển trở nên xám. Với các độ cao Mặt Trời bé tán xạ cũng lớn và biển có màu của phần bầu trời mà từ đó các tia sáng đi tới biển và bị phản xạ. Vì vậy màu biển được xác định tốt nhất trong điều kiện sao cho sự phản xạ ánh sáng yếu, tức trong khi độ cao Mặt Trời lớn và sóng biển không lớn.

Năm 1921 V. V. Suleikin lần đầu tiên đưa ra lý thuyết gần đúng về màu biển sau khi luận chứng về phổ của ánh sáng đi lên từ biển. Ông đã sử dụng luận điểm về sự biến tính của độ chiếu sáng trong nước

$$E^\downarrow = E_0^\downarrow e^{-\alpha z} = E_0^\downarrow \exp\left[-\left(\chi\lambda + \frac{a}{\lambda^4}\right)z\right], \quad (7.76)$$

trong đó ông đã cho rằng chỉ số suy yếu thẳng đứng của độ chiếu sáng phụ thuộc vào các chỉ số hấp thụ và tán xạ.

Trong lớp nguyên tố dz sẽ tán xạ lên trên một lượng

$$dE^\downarrow = \beta E_0^\downarrow \frac{a}{\lambda^4} \exp\left[-\left(\chi\lambda + \frac{a}{\lambda^4}\right)z\right] dz. \quad (7.77)$$

Trên đường đi của ánh sáng tán xạ lên phía trên lại diễn ra sự hấp thụ và tán xạ, tức biểu thức này phải nhân với hàm mũ

$$\exp\left[-\left(\chi\lambda + \frac{a}{\lambda^4}\right)z\right].$$

Từ toàn bộ bề dày biển sẽ đi lên mặt một lượng

$$E_0^\uparrow = \int_0^\infty \beta E_0^\downarrow \frac{a}{\lambda^4} \exp\left[-2\left(\chi\lambda + \frac{a}{\lambda^4}\right)z\right] dz = \frac{E_0^\downarrow \beta a}{2\lambda^4 \left(\chi\lambda + \frac{a}{\lambda^4}\right)}. \quad (7.78)$$

Nếu tính đến phản xạ từ phía trên r và từ phía dưới r_w , thì phổ tổng cộng sẽ có dạng

$$E^\uparrow = rE_a^\downarrow + \frac{a\beta E_a^\downarrow (1-r)(1-r_w)}{2\lambda^4 \left(\chi\lambda + \frac{a}{\lambda^4}\right)}. \quad (7.79)$$

Nếu như không có hấp thụ ánh sáng trong biển ($\chi=0$) thì ở mẫu số của thành phần cuối cùng λ^4 bị giản ước đi và phổ ánh sáng chỉ phụ thuộc vào phổ E_a^\downarrow của ánh sáng tới. Nếu không có tán xạ ($a=0$), thì không có thành phần cuối cùng và màu biển chỉ xác định bằng ánh sáng phản xạ. Như vậy không nên xem rằng màu biển phụ thuộc chỉ vào hấp thụ hay chỉ vào tán xạ ánh sáng. Nó được xác định bằng tương quan χ và σ .

Khái niệm chính xác hơn cả về E_0^\uparrow nhận được dựa trên các công thức xấp xỉ hai thông lượng của lý thuyết truyền ánh sáng trong đại dương (7.54)–(7.75).

Trong nước biển tinh khiết χ ở phần phổ chàm lam nhỏ và vì vậy mật độ của ánh sáng đi lên từ nước thiên cao làm cho biển có màu chàm. σ và χ sẽ tăng nếu nồng độ tạp chất trong nước biển tăng, ngoài ra cực tiểu của χ dịch chuyển về phía các

sóng dài hơn. Điều này làm cho cực đại mật độ phổ ánh sáng từ đại dương cũng dịch chuyển về phía các sóng dài và màu đại dương trở thành màu lục, nếu lượng tạp chất lớn thì thậm chí trở thành màu vàng.

Trong thực tế quan trắc màu đại dương sử dụng rộng rãi phương pháp xác định màu bằng cách so sánh với các dung dịch chuẩn (thang Phorel-Ule). Tuy nhiên do rất hay xảy ra những khác biệt độ rọi nên khó xác định màu một cách đơn tri.

Năm 1931 Ủy ban Quốc tế về Chiếu sáng đã khuyến cáo sử dụng biểu đồ độ màu, theo đó ước lượng được cả màu và độ bão hòa màu (hình 7.17). Thực chất của phương pháp xác định màu biển này là nhờ hòa trộn ba màu cơ sở (chàm, lục và đỏ) với những tỷ lệ khác nhau có thể thu được tất cả các màu còn lại, thậm chí tới màu trắng. Để từ dòng ánh sáng quan sát tách ra được các màu cơ sở người ta sử dụng những bộ lọc phổ: $x'(\lambda)$, $y'(\lambda)$ và $z'(\lambda)$. Chúng là những đường cong mô tả độ nhạy phổ của các bộ phận tiếp nhận màu của mắt. Nhờ những đường cong đó từ phổ độ chiếu sáng quan trắc của biển tách ra được các giá trị màu cơ sở tương ứng theo các công thức

$$\begin{aligned} X &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)x'(\lambda)d\lambda, \\ Y &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)y'(\lambda)d\lambda, \\ Z &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)z'(\lambda)d\lambda. \end{aligned} \quad (7.80)$$

Các cận tích phân cần phải tùy khả năng bao hết toàn bộ

dải ánh sáng nhìn thấy. Tiếp theo tính các tọa độ độ màu

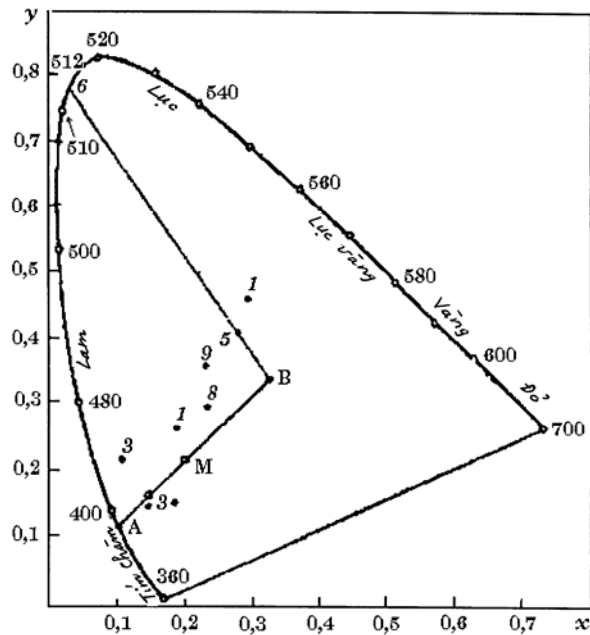
$$x = \frac{X}{X+Y+Z}, \quad y = \frac{Y}{X+Y+Z}, \quad z = \frac{Z}{X+Y+Z}. \quad (7.81)$$

Rõ ràng $x + y + z = 1$. Vì vậy trong số ba tọa độ thì hai là độc lập và dùng làm các trục của biểu đồ độ màu. $x = y = z = 1/3$ (điểm B) sẽ là tọa độ của màu trắng. Vị trí của các màu khác trên mặt phẳng tọa độ được tính theo bức xạ đơn sắc, và các điểm được nối với nhau bằng một đường cong đều gọi là biểu đồ độ màu (hình 7.17).

Các tọa độ màu tính được không phải theo độ chiếu sáng đơn sắc, mà theo độ chiếu sáng thực được đánh dấu bằng những con số, trong đó có điểm M . Chúng thường không trùng hợp với đường cong độ màu. Nếu nối các điểm B và M bằng đường thẳng đến giao điểm với biểu đồ độ màu, thì điểm A trên đó đặc trưng cho màu biển, còn tỷ số $\xi = BM/BA$ gọi là *độ tinh khiết màu*. Đại lượng này lớn ở các vùng trung tâm Ấn Độ Dương và Thái Bình Dương, bằng 55%. Màu đại dương ở đây là màu chàm ($\lambda_A = 473 - 474$ nm). Ở các vùng ven bờ (nhiệt đới Đại Tây Dương) màu trở thành lục nhạt ($\lambda_A = 512 - 515$ nm), còn độ tinh khiết màu giảm xuống tới 26-31%. Dữ liệu quan trắc chứng tỏ rằng khi độ trong suốt tăng thì nên màu dịch chuyển về phía màu chàm và độ tinh khiết màu tăng lên.

Vì độ chiếu sáng quan trắc của đại dương $E(\lambda)$ phụ thuộc không chỉ vào các tính chất quang học của nước, mà còn vào lượng mây, độ cao Mặt Trời, sóng biển, nên màu đại dương ở cùng một vùng sẽ khác nhau tùy theo các điều kiện khí tượng

và thời gian trong ngày.



Hình 7.17. Biểu đồ độ màu của Ủy ban Quốc tế về Chiếu sáng (Các ký hiệu đã được giải thích trong chính văn)

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. Иванов А. *Введение в океанографию*. Пер. с франц. Главы 15, 16. М., Мир, 1978
2. Карабашев Г. С. *Флюоресценция в океане*. Л., Гидрометеоздат, 1987. 200 с.
3. *Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана*. Под ред. А. С.

Монина. М., Наука, 1983. 371 с.

4. *Оптика океана. Т. 2. Прикладная оптика океана*. Под ред. А. С. Монина. М., Наука, 1983. 236 с.
5. Соколов О. А. *Видимость под водой. Главы 2-5*. Л., Гидрометеоздат, 1974
6. Шифрин К. С. *Введение в оптику океана*. Л., Гидрометеоздат, 1983. 278 с.

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Cái gì ảnh hưởng tới chỉ số suy yếu ánh sáng trong nước biển ở những khoảng phổ khác nhau và bậc đại lượng của nó bằng bao nhiêu?
2. Sự tán xạ ánh sáng trong đại dương phụ thuộc như thế nào vào thành phần các tạp chất và khoảng phổ của ánh sáng?
3. Dạng đặc trưng của indicatrice tán xạ ánh sáng bởi nước tinh khiết và nước có chứa chất lơ lửng nhỏ và lớn.
4. Cho biết có những lý thuyết tán xạ ánh sáng trong đại dương và thực chất của các lý thuyết đó là gì?
5. Sự khác biệt giữa chỉ số suy yếu ánh sáng và chỉ số suy yếu thẳng đứng của độ chiếu sáng trong đại dương.
6. Hãy viết phương trình vận chuyển ánh sáng trong đại dương. Tại sao giải phương trình này khó và có những phương pháp giải gần đúng nào?
7. Những đặc trưng quang học nào của đại dương có thể xác định được theo quan trắc đĩa nhìn thấy?

8. Trạng thái mặt đại dương và điều kiện chiếu sáng của Mặt Trời ảnh hưởng như thế nào tới sự xâm nhập của ánh sáng vào đại dương và màu của nó?
9. Thành phần phổ của ánh sáng tự nhiên thay đổi như thế nào theo độ sâu?
10. Bản chất của sự phát quang ánh sáng trong đại dương là gì và hiện tượng này được sử dụng ở trong những hướng nghiên cứu nào?
11. Hiểu biết về các tính chất quang học đại dương được sử dụng vào những mục đích thực tế nào?

Chương 8

ÂM HỌC ĐẠI DƯƠNG

8.1. Những định nghĩa cơ bản

Âm học đại dương là một trong những bộ phận phát triển nhất của vật lý đại dương có ứng dụng thực tế rộng lớn. Những hiểu biết đầu tiên về tốc độ truyền âm trong đại dương là do yêu cầu sử dụng máy hồi âm để đo độ sâu. Nó đã được sử dụng trong hàng hải vào đầu thế kỷ 19 và từ thời gian đó người ta tiến hành nghiên cứu những quy luật biến thiên tốc độ âm trong đại dương.

Trong những năm Thế chiến thứ 2 thủy định vị phát triển rất mạnh. Đó là một lĩnh vực của âm học đại dương có mục đích phát hiện tàu ngầm, tàu trên mặt nước từ tàu ngầm, các vật dưới nước khác thông qua phát và thu tín hiệu âm phản xạ từ vật. Muốn vậy cần biết đặc điểm truyền tín hiệu âm trong đại dương, sự phụ thuộc của tốc độ âm vào các trường nhiệt độ, độ muối, áp suất, tốc độ dòng chảy, những đặc điểm phản xạ âm từ mặt đại dương và đáy v.v.. Được biết rằng tín hiệu âm trong đại dương có thể truyền tới khoảng cách lớn. Điều này là cơ sở để sử dụng nó như phương tiện liên lạc. Bắt đầu phát triển lĩnh vực thám xa âm học.

Định vị âm học được sử dụng rộng rãi trong thăm dò khai thác cá và để xác định trữ lượng cá, trong tìm kiếm địa chất để xác định cấu tạo đáy.

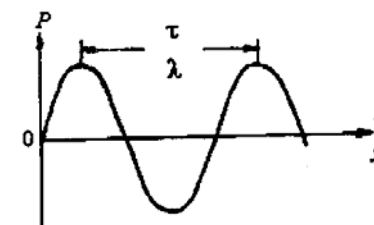
Sự xuất hiện các máy thu âm nhạy đã cho thấy rằng nhờ các máy đó có thể theo dõi được các tín hiệu do những sinh vật biển khác nhau phát ra, thu được nhiều gây bởi sóng biển, chuyển động đáy, chuyển động và dãn nở băng v.v.. Điều này cho phép người ta “nghe” đại dương để có được khái niệm về các quá trình xảy ra trong đại dương. Từ những năm 70 của thế kỷ 20 đã bắt đầu hình thành chuyên ngành thám âm lát cắt (*tomography*) – khoa học cho phép dựa theo sự biến đổi của tín hiệu âm phát ra ở điểm thu xác định được cấu trúc đại dương và dòng chảy trên khu vực giữa máy phát và máy thu tín hiệu.

Nước biển như một môi trường liên tục có độ đàn hồi khối, vì vậy những nhiễu động đàn hồi dẫn tới nén hay giãn nở nước trong một thể tích nào đó sẽ lan truyền ra ngoài phạm vi thể tích đó. Tốc độ V của những dao động này so với vị trí cân bằng được gọi là *tốc độ dao động sóng*, còn tốc độ lan truyền những nén và giãn gọi là *tốc độ âm* hay *tốc độ truyền âm*.

Vì hướng các dao động của các phần tử môi trường diễn ra dọc theo hướng lan truyền sóng nên sóng âm trong đại dương thuộc loại các sóng dọc.

Sự nén và giãn trong nước được đặc trưng bằng sự biến thiên áp suất P so với áp suất thủy tĩnh. Vì vậy người ta thường biểu diễn sóng âm dưới dạng biến thiên P trong thời gian hay với khoảng cách. Trường hợp thứ nhất mô tả sóng âm đi qua một điểm x nào đó, còn trường hợp thứ hai cung cấp hình dạng sóng ở một thời điểm t dọc theo hướng truyền sóng (hình 8.1). Khi sử dụng trục hoành là thời gian thì khoảng cách

giữa hai điểm nén hay giãn cực đại kế cận hoặc giữa hai điểm cùng pha dao động gần nhất sẽ là chu kỳ sóng τ . Nếu trục hoành là khoảng cách, thì các khoảng cách tương tự giữa các điểm đã nhắc tới của đường cong sóng sẽ là bước sóng λ .



Hình 8.1. Sơ đồ biểu diễn sóng âm

Dựa theo tần số các sóng âm được quy ước chia thành một số dải. Những dao động với tần số thấp khoảng dưới 20 Hz thuộc dải ngoại âm, với tần số cao hơn, đến khoảng 20 kHz thuộc dải sóng âm, với tần số cao hơn, tới 10^9 Hz gọi là siêu âm và cao hơn nữa gọi là ngoại siêu âm. Bước sóng cũng biến đổi trong những dải tần đó. Ở dải ngoại âm bước sóng lớn hơn 70–80 m, ở dải âm – từ một số cm đến vài chục mét, ở dải siêu âm bước sóng biến đổi từ một số cm đến 10^{-4} cm. Bước sóng còn nhỏ hơn nữa ở dải tần ngoại siêu âm.

Tốc độ truyền sóng được xác định bằng quan hệ

$$C = \lambda / \tau . \quad (8.1)$$

Biến thiên áp suất trong sóng âm có thể biểu diễn bằng công thức

$$\frac{dP}{dt} = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\eta} \frac{d\rho}{dt} = C^2 \frac{d\rho}{dt} , \quad (8.2)$$

ở đây $C^2 = (\partial P / \partial \rho)_\eta$ trong quá trình đẳng entropy.

Vì những biến thiên áp suất trong sóng âm diễn ra nhanh và sự trao đổi entropy trong thời khoảng là yếu, nên hoàn toàn có thể xem quá trình này là quá trình đẳng entropy.

Những biến thiên áp suất âm đi kèm theo những biến thiên tương đối nhỏ của mật độ nước $\delta\rho / \rho$. Theo định luật Hook, với những biến dạng bé của chất lỏng thì ứng lực tỷ lệ thuận với biến dạng

$$P = \chi \frac{\delta\rho}{\rho}, \quad (8.3)$$

ở đây χ – mô đun đàn hồi khối (Pa).

Cũng theo tương tự với công thức (8.2) còn có thể viết

$$P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_\eta \delta\rho. \quad (8.4)$$

Từ hai công thức sau cùng suy ra

$$\chi = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_\eta \rho = C^2 \rho \quad (8.5)$$

hay

$$C^2 = \frac{\chi}{\rho} = (\kappa_p \rho)^{-1}, \quad (8.6)$$

ở đây κ_p – hệ số nén đoạn nhiệt.

Các biểu thức tốc độ truyền âm trong nước thông qua đạo hàm của áp suất theo mật độ, thông qua mô đun đàn hồi hoặc thông qua hệ số nén đơn giản về hình thức, nhưng rất khó tính toán, bởi vì tất cả những đối số đó phụ thuộc vào nhiệt độ, độ

muối và áp suất. Vì vậy trong thực tế thường sử dụng những công thức thu được từ thực nghiệm biểu diễn C qua nhiệt độ, độ muối và áp suất. Các công thức đó có dạng

$$C(T, S, P) = C_0 + \Delta C_T + \Delta C_S + \Delta C_P + \Delta C_{TSP}, \quad (8.7)$$

ở đây C_0 – giá trị gốc của C đối với khoảng T , S và P đã chọn, $\Delta C_T, \Delta C_S, \Delta C_P$ – các hiệu chỉnh cho C_0 tuân tự do nhiệt độ, độ muối và áp suất, còn ΔC_{TSP} – hiệu chỉnh tính đến ảnh hưởng phi tuyến đồng thời của T, S, P ...

Công thức của Winson được xem là công thức chính xác nhất, trong đó

$$C_0 = 1449,14 \text{ m/s},$$

$$\Delta C_T = 4,5721T - 4,4532 \cdot 10^{-2} T^2 - 2,6045 \cdot 10^{-4} T^3 + 7,985 \cdot 10^{-6} T^4,$$

$$\Delta C_S = 1,3980(S - 35) + 1,692 \cdot 10^{-3} (S - 35)^2,$$

$$\Delta C_P = 0,160272P + 1,0268 \cdot 10^{-5} P^2 + 3,5216 \cdot 10^{-9} P^3 - 3,3603 \cdot 10^{-12} P^4$$

$$\begin{aligned} \Delta C_{TSP} = & (S - 35)(-1,1244 \cdot 10^{-2} T + 7,7711 \cdot 10^{-7} T^2 + \\ & + 7,7016 \cdot 10^{-5} P - 1,2943 \cdot 10^{-7} P^2 + 3,5080 \cdot 10^{-8} PT + \\ & + 1,5790 \cdot 10^{-9} PT^2) + P(-1,8607 \cdot 10^{-4} T + 7,4812 \cdot 10^{-6} T^2 + \\ & + 4,5283 \cdot 10^{-8} T^3) + P^2(-2,5294 \cdot 10^{-7} T + 1,8563 \cdot 10^{-9} T^2) + \\ & + P^3(-1,9646 \cdot 10^{-10} T). \end{aligned}$$

Ở đây tất cả các hiệu chỉnh ΔC biểu diễn bằng m/s, T – bằng độ bách phân, S – phần nghìn, P – kg/cm². Nếu không có dữ liệu về áp suất thì áp suất được ước lượng gần đúng theo độ sâu quan trắc

$$P = 1,033 + 0,1028z + 2,38 \cdot 10^{-7} z^2 - 6,8 \cdot 10^{-17} z^4,$$

trong đó z – độ sâu bằng m. Để biểu diễn áp suất thành Pa, phải nhân giá trị P với $10^4 g$. Sai số của kết quả tính theo công thức này ước lượng bằng $\pm 0,3$ m/s.

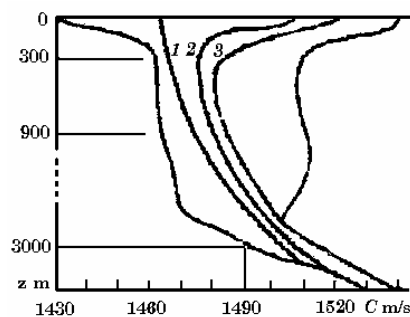
Tốc độ âm phụ thuộc phi tuyến vào T , S và P như đã thấy từ công thức (8.7). Nhiệt độ tăng 1° làm tăng C trung bình 2–4 m/s. Khi độ muối tăng 1 ‰ C tăng khoảng 1,2 m/s. Độ sâu tăng mỗi trăm mét làm tăng tốc độ âm khoảng 1,6 m/s. Vậy nhiệt độ nước ảnh hưởng mạnh nhất tới sự biến thiên tốc độ âm.

Còn có những công thức thực nghiệm khác đơn giản hơn, nhưng kém chính xác hơn. Ví dụ, công thức của Del-Grosso đảm bảo độ chính xác xác định tốc độ âm tới 0,5 m/s. Trong công thức này $C_0 = 1448,6$ m/s và các biểu thức $\Delta C_T, \Delta C_S, \Delta C_P$ và ΔC_{TSP} khác chút ít. Trong công thức của Fra và Pag $C_0 = 1449,3$ m/s và các biểu thức hiệu chỉnh cho C_0 đơn giản hơn so với công thức (8.7). Công thức đơn giản nhất, nhưng kém chính xác nhất là công thức trong đó $C_0 = 1450$ m/s, $\Delta C_T = 4,206T - 0,0366T^2$, $\Delta C_S = 1,137(S - 35)$, $\Delta C_P = 0,018z$, $\Delta C_{TSP} = 0$.

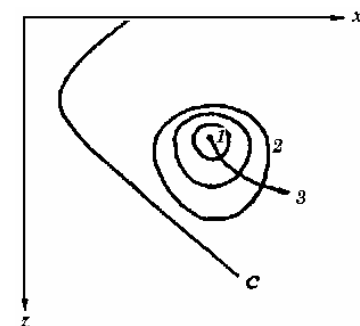
Nếu lưu ý rằng nhiệt độ trong lớp trên của đại dương tới độ sâu khoảng 0,3–0,5 km giảm rồi sau đó biến đổi yếu thì tốc độ âm cũng giảm cho tới độ sâu này. Sau đó ảnh hưởng của áp suất bắt đầu biểu lộ mạnh hơn và tốc độ âm tăng theo độ sâu, như vậy tại một độ sâu nào đó ở phần lớn khu vực Đại dương Thế giới tồn tại cực tiểu C . Ở các vùng cực, nơi xét về trung bình nhiệt độ và độ muối ít biến đổi với độ sâu, tốc độ âm tăng theo độ sâu do áp suất thủy tĩnh. Khái niệm chung về khoảng biến đổi tốc độ âm trong Đại dương Thế giới dẫn trên hình 8.2.

Phụ thuộc của tốc độ truyền sóng âm vào nhiệt độ, độ muối và áp suất dẫn tới chỗ hình dạng của front sóng và tia âm biến

đổi với khoảng cách. Điều này biểu hiện trực quan nhất dưới dạng uốn cong tia âm ở trên hình 8.3.



Hình 8.2. Khoảng tốc độ âm trong Đại dương Thế giới: 1 – Bắc Băng Dương; 2 – vùng ôn đới Thái Bình Dương; 3 – vùng ôn đới Đại Tây Dương



Hình 8.3. Sơ đồ lan truyền front (2) và tia (3) từ nguồn âm (1). C – trắc diện tốc độ âm

Trong trường hợp đơn giản nhất khi đặc trưng sự lan truyền sóng âm và khi ước lượng các tính chất năng lượng của nó có thể chỉ cần giới hạn ở việc mô tả đường đi của tia âm và các tính chất sóng dọc theo đường đi đó. Phương pháp tiếp cận này gọi là *âm học tia*. Bức tranh đầy đủ hơn về trường âm trong đại dương gây nên bởi nguồn âm nào đó sẽ thu được bằng mô tả theo quan điểm sóng, chứ không phải theo quan điểm tia. Phương pháp tiếp cận này gọi là *âm học sóng*.

Những luận điểm cơ bản của âm học tia đã được phát biểu từ giữa thế kỷ 19 dựa trên các định luật của quang hình phát triển từ thế kỷ 18. Tuy nhiên, có thể xem âm học tia là một trường hợp riêng của âm học sóng và nhiều luận điểm tỏ ra

sáng tỏ hơn nếu sử dụng một lý thuyết tổng quát hơn. Đến nay âm học tia đã được xây dựng khá đầy đủ áp dụng cho đại dương và được trình bày trong tài liệu chuyên khảo [1, 2, 5], chương sách này cũng dựa trên những tài liệu đó.

8.2. Các phương trình lan truyền sóng âm

Chuyển động nước trong đại dương, trong đó có chuyển động của các sóng âm, được mô tả bằng các phương trình của thủy động lực học. Ta có thể xem các sóng như những nhiễu động với biên độ bé và tiến hành tuyến tính hóa các phương trình và chúng trở nên đơn giản hơn

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla P = \frac{1}{\rho_0} \mathbf{F}, \quad (8.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho_0 \mathbf{V}) = 0, \quad (8.9)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = C^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (8.10)$$

ở đây \mathbf{V} , P và ρ – những nhiễu động của các đặc trưng tương ứng do sóng âm gây nên, ρ_0 – mật độ nền của nước biển, \mathbf{F} – thông lượng động lượng do ma sát và các ngoại lực khác.

Từ các phương trình (8.9) và (8.10) suy ra

$$\frac{\partial P}{\partial t} + C^2 \text{div}(\rho_0 \mathbf{V}) = 0. \quad (8.11)$$

Nếu đạo hàm phương trình này theo t và áp dụng toán tử div vào phương trình (8.8) thì có thể loại bỏ nhiễu động tốc độ và thu được

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = C^2 \text{div}(\nabla P - \mathbf{F}). \quad (8.12)$$

Người ta gọi phương trình này là phương trình sóng biểu diễn áp suất âm P . Nó đồng nhất khi $\mathbf{F} = 0$ và không đồng nhất ở những trường hợp còn lại.

Có thể nhận được phương trình mô tả tốc độ dao động trong sóng. Muốn vậy phải đạo hàm phương trình (8.8) theo t và thay thế $\partial P / \partial t$ trong đó từ phương trình (8.11)

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho_0} \nabla (C^2 \text{div} \rho_0 \mathbf{V}) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}. \quad (8.13)$$

Trong trường hợp chuyển động không xoáy, tức khi

$$\text{rot} \mathbf{V} = 0, \quad (8.14)$$

có thể đưa ra hàm ϕ gọi là thế âm học của trường \mathbf{V}

$$\mathbf{V} = -\nabla \phi. \quad (8.15)$$

Do đó

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\nabla \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (8.16)$$

Thế biểu thức này vào phương trình (8.8) sẽ cho

$$\nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \nabla P - \frac{1}{\rho_0} \mathbf{F}. \quad (8.17)$$

Trong điều kiện đồng nhất, tức khi $\mathbf{F} = 0$ đối với quá trình dao động, từ phương trình (8.17) suy ra

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{P}{\rho_0}. \quad (8.18)$$

Nếu đạo hàm phương trình này theo t và đạo hàm $\partial P / \partial t$

thay thế qua $\text{div } \mathbf{V}$ (8.11) và chú ý tới điều kiện (8.15) ta có

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = C^2 \nabla^2 \phi. \quad (8.19)$$

Ở đây đã xem rằng $\rho_0 \approx \text{const}$.

Như vậy các phương trình (8.12), (8.13) và (8.19) là những phương trình sóng tuần tự mô tả dao động của áp suất âm, tốc độ dao động và thế vận tốc. Nếu trong phương trình đối với ϕ đòi hỏi phải tính đến \mathbf{F} thì trong phương trình đó sẽ xuất hiện một số hạng bổ sung biểu diễn thế của trường \mathbf{F} .

Sóng âm có thể là *sóng phẳng*, nếu nó truyền trong một hướng nào đó – giả sử được ký hiệu bằng trục ox . Khi đó không có sự biến thiên của các đặc trưng âm theo các hướng khác. Do đó các phương trình (8.12), (8.13) và (8.19) trở nên đơn giản. Ví dụ, phương trình (8.19) sẽ có dạng

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = C^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}. \quad (8.20)$$

Nếu các sóng phẳng được tạo ra bởi bề mặt dao động điều hòa thì thế vận tốc từ phương trình (8.20) sẽ được biểu diễn bằng công thức

$$\phi(t, x) = A \exp[i(\omega t - kx)], \quad (8.21)$$

trong đó A – biên độ, $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$ – tần số, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – số sóng, $i = \sqrt{-1}$.

Vì trong khi nhận được nghiệm (8.21) đã không tính đến ma sát, nên ϕ của sóng phẳng không tắt dần theo khoảng cách.

Với những phép giản hóa như trên dựa theo công thức (8.18) suy ra

$$P = i\rho_0 \omega \phi, \quad (8.22)$$

và tốc độ dao động

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = ik\phi. \quad (8.23)$$

Do đó

$$P = \frac{\rho_0 u \omega}{k} = \rho_0 u C. \quad (8.24)$$

Công thức cuối cùng cho thấy rằng trong sóng âm phẳng tốc độ dao động và áp suất âm đồng pha.

Sóng âm hình trụ được biểu diễn bằng phương trình

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = C^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right), \quad (8.25)$$

ở đây trục x hướng theo trục của hình trụ, còn trục z vuông góc với nó.

Nếu xem rằng $r^2 = x^2 + z^2$, chấp nhận ϕ chỉ phụ thuộc vào r và không phụ thuộc vào góc giữa r và z thì phương trình (8.25) được biến đổi thành dạng

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = C^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right). \quad (8.26)$$

Nghiệm của nó được biểu diễn qua hàm Hankel, nhưng với những r đủ lớn nghiệm sẽ được giản hóa và có dạng

$$\phi(t, r) = \frac{A}{\sqrt{2\pi kr}} e^{i(\omega t - kr)}. \quad (8.27)$$

Theo các công thức (8.15) và (8.18) sẽ xác định được áp suất âm và tốc độ dao động

$$P = i\rho_0\omega\phi, \quad V = \frac{\phi}{2r}(1 + 2ikr). \quad (8.28)$$

Do đó tương quan giữa P và V sẽ được xác định bằng công thức

$$P = \frac{2ir\rho_0\omega V}{1 + 2ikr}. \quad (8.29)$$

Từ đây thấy rằng các dao động của tốc độ V và áp suất sẽ dịch pha so với nhau. Chỉ trên những khoảng cách kể từ nguồn âm sao cho $2kr \gg 1$ và số 1 ở mẫu số có thể bỏ qua được thì

$$P = \rho_0 CV, \quad (8.30)$$

tức các dao động V và P mới cùng pha như trong sóng phẳng, nhưng bản thân V và P cùng suy giảm tỷ lệ nghịch với \sqrt{r} giống như ϕ .

Trong trường hợp sóng cầu ϕ chỉ phụ thuộc vào t và khoảng cách từ nguồn âm r phương trình sóng được biểu diễn dưới dạng

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{C^2}{r} \frac{\partial^2 (r\phi)}{\partial r^2}. \quad (8.31)$$

Nghiệm phương trình này có dạng

$$\phi(t, r) = \frac{A}{kr} e^{i(\omega t - kr)}. \quad (8.32)$$

Khi đó

$$P = i\rho_0\omega\phi, \quad V = \frac{1 + ikr}{r}\phi. \quad (8.33)$$

Tương quan giữa P và tốc độ dao động V biểu diễn bằng công thức

$$P = \frac{i\rho_0\omega r V}{1 + ikr}. \quad (8.34)$$

Giống như trong các sóng âm hình trụ, trên khoảng cách $kr \gg 1$ công thức (8.34) được giản hóa tới dạng (8.30) và sóng cầu sẽ có những tính chất của sóng phẳng, nhưng P và V suy giảm giống như ϕ tỷ lệ nghịch với khoảng cách. Ở vùng lân cận nguồn âm P và V lệch pha so với nhau và suy giảm với khoảng cách theo kiểu khác nhau như đã thấy từ các công thức (8.33).

8.3. Các đặc trưng năng lượng của sóng âm

Các đặc trưng năng lượng của sóng dọc giống như sóng ngang gồm động năng E_k , thế năng E_p và cơ năng E , thông lượng năng lượng hay cường độ âm. Tất cả những đặc trưng đó được xác định so với trạng thái không nhiễu động của đại dương. Động năng của thể tích nước đơn vị trong sóng được xác định bằng động năng của các thể tích nước nguyên tố dao động và được biểu diễn bằng công thức

$$E_k = \frac{1}{2} \rho_0 V^2. \quad (8.35)$$

Thứ nguyên của động năng trong hệ SI sẽ là J/m^3 .

Thế năng của thể tích nước đơn vị trong sóng được xác định bằng công xảy ra trong khi biến dạng thể tích đó trong phạm vi biến thiên tương đối của mật độ:

$$E_p = \int_0^{\delta} P d\delta, \quad (8.36)$$

trong đó $\delta = \frac{\delta p}{\rho_0}$.

Vì theo định nghĩa $P = \chi \delta$, khi $\chi = \text{const}$ từ (8.36) suy ra

$$E_p = \chi \frac{\delta^2}{2} = \frac{P^2}{2\chi} = \frac{P^2}{2\rho_0 C^2}. \quad (8.37)$$

Nếu tính đến tương quan (8.30) thì

$$E_p = \frac{1}{2} \rho_0 V^2. \quad (8.38)$$

Ta thấy thế năng bằng động năng. Đó là vì chưa chú ý tới chi phí năng lượng cho ma sát. Do đó cơ năng của sóng âm sẽ là

$$E = E_k + E_p = \rho_0 V^2 = \frac{P^2}{\rho_0 C^2}. \quad (8.39)$$

Thông lượng cơ năng được mang đi trong một đơn vị thời gian qua một diện tích đơn vị vuông góc với hướng truyền sóng được gọi là *cường độ (sức mạnh)* âm. Vì cơ năng của sóng truyền với vận tốc C nên

$$J_t = EC = \frac{P^2}{\rho_0 C^2} = PV. \quad (8.40)$$

Cường độ âm còn được gọi là mật độ dòng năng lượng âm và trong hệ SI có thứ nguyên W/m^2 .

Do P và V đều dao động, nên không phải bao giờ dùng đại lượng biến thiên J_t cũng thuận tiện để đặc trưng cho sức mạnh âm. Vì vậy thay vì J_t dao động người ta thường dùng một đại lượng bằng giá trị trung bình của nó trong một chu kỳ sóng.

Nếu máy phát tạo ra sóng phẳng hình sin thì giá trị tức

thời J_t và u_t được biểu diễn bằng các công thức

$$P_t = P_m \sin(\omega t - kx), \quad u_t = u_m \sin(\omega t - kx), \quad (8.41)$$

trong đó P_m và u_m – các biên độ dao động của áp suất và tốc độ.

Trong trường hợp này

$$J = \frac{1}{\tau} \int P_m u_m \sin^2(\omega t - kx) dt = \frac{P_m u_m}{2}. \quad (8.42)$$

Thông thường thay vì P_m và u_m người ta sử dụng những cái gọi là các trị số hiệu dụng $P_e = \frac{P_m}{\sqrt{2}}$ và $u_e = \frac{u_m}{\sqrt{2}}$. Khi đó dạng viết của cường độ âm tức thời cũng như trung bình không thay đổi

$$J = P_e u_e = \frac{P_e^2}{\rho_0 C} = \rho_0 C u_e^2. \quad (8.43)$$

Từ công thức (8.43) thấy rằng cường độ âm trong sóng phẳng không thay đổi với khoảng cách từ nguồn nếu tốc độ âm không thay đổi và không tính đến sự hấp thụ âm.

Trong trường hợp sóng âm hình trụ đối xứng biến thiên theo quy luật hình sin các giá trị tức thời của áp suất và tốc độ dao động ở vùng xa ($kr \gg 1$) theo tương tự với công thức (8.41) có thể biểu diễn bằng các biểu thức

$$P_t = \frac{P_m}{\sqrt{r}} \sin(\omega t - kr), \quad V_t = \frac{V_m}{\sqrt{r}} \sin(\omega t - kr). \quad (8.44)$$

Các công thức này suy ra từ các công thức (8.27) và (8.28). Với những lập luận như đã làm đối với sóng phẳng, ta có

$$J_{\text{trụ}} = \frac{P_e V_e}{r}. \quad (8.45)$$

Khác với sóng phẳng, cường độ âm trong sóng hình trụ suy giảm tỷ lệ nghịch với khoảng cách thậm chí chưa có sự hấp thụ và tán xạ âm. Đó là do sóng âm phân kỳ.

Nếu P_t và V_t trong các sóng cầu dao động theo hình sin thì ở vùng xa của môi trường đồng nhất dựa trên các công thức (8.32) và (8.33) có thể viết

$$P_t = \frac{P_m}{r} \sin(\omega t - kr), \quad V_t = \frac{V_m}{r} \sin(\omega t - kr).$$

Từ đây suy ra

$$J_{\text{cầu}} = \frac{P_e V_e}{r^2}, \quad (8.46)$$

tức cường độ âm suy giảm tỷ lệ nghịch với bình phương khoảng cách từ nguồn âm do tăng bề mặt hình cầu mà âm đi tới.

Vì khi chuyển sang P_e và V_e các công thức đối với cường độ âm lấy trung bình vẫn giữ nguyên như với các giá trị tức thời J_t nên trong thực tế những dấu t và e trong các ký hiệu J, P và V thường không cần dùng nữa. Trong phần trình bày tiếp sau cũng làm như vậy.

Dải cường độ âm gặp trong thực tế có độ lớn một số bậc. Để nén dải đó lại và thuận tiện trong khi giải nhiều bài toán thủy định vị người ta sử dụng thang logarit của J . Giả sử có cường độ âm cơ sở nào đó J_p , người ta đưa ra quan hệ

$$N = 10 \lg \left(\frac{J}{J_p} \right). \quad (8.47)$$

Đại lượng không thứ nguyên N tính theo công thức này được biểu diễn thành decibel (dB).

Vì $J = \frac{P^2}{C\rho_0}$ nên khi C và ρ_0 không thay đổi công thức

(8.47) có thể biểu diễn dưới dạng

$$N = 20 \lg \left(\frac{P}{P_p} \right). \quad (8.48)$$

Người ta sử dụng các giá trị khác nhau để làm những trị số cơ sở J_p và P_p . Trong hải dương học thường sử dụng $P_p = 0,1 \text{ Pa}$.

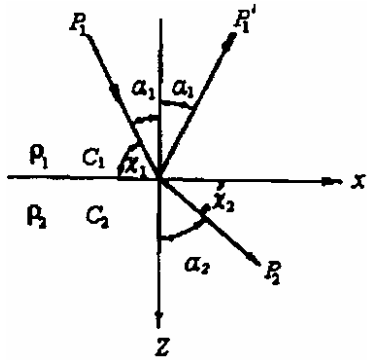
Tuy nhiên, trong khi ước lượng tín hiệu âm phản xạ người ta chấp nhận P_p bằng áp suất sóng âm đi tới vật cản. Trong trường hợp này áp suất sóng phản xạ thường bé hơn áp suất sóng tới. Khi đó thấy rằng $N < 0$.

Để phân biệt cường độ âm tính theo đơn vị có thứ nguyên và tính theo decibel, người ta gọi cường độ âm tính theo decibel là *mức cường độ* hay *sức mạnh* âm.

8.4. Truyền âm qua ranh giới các môi trường có mật độ khác nhau

Giống như sóng bất kỳ nào, sóng âm khi đi từ môi trường có một mật độ và tốc độ truyền vào môi trường có mật độ và tốc độ truyền khác bị phản xạ một phần, còn sóng đi qua bị lệch hướng so với sóng ban đầu. Chẳng hạn trên hình 8.3 đã thể hiện điều này trong trường hợp tốc độ âm biến đổi liên tục. Theo quan điểm tia mô tả các đặc trưng âm đại dương người ta thường giả thiết rằng đại dương chia thành nhiều lớp, trong mỗi lớp mật độ nước và tốc độ truyền âm không đổi. Cũng cần phải biết những đặc điểm truyền âm qua mặt và qua đáy đại dương, bởi vì nhiều trường hợp sóng âm đi tới những ranh giới đó.

Để khái quát về sự biến tính sóng âm tại biên phân cách hai môi trường ρ_1, C_1 và ρ_2, C_2 người ta thường xuất phát từ quan niệm về sóng phẳng có tia đi tới dưới một góc tới α_1 so với biên của hai lớp (hình 8.4).



Hình 8.4. Sơ đồ phản xạ và khúc xạ tia âm tại biên phân cách hai lớp có mật độ và tốc độ truyền khác nhau

Áp suất của sóng ban đầu P_1 tại biên bị phản xạ một phần P_1' theo cùng góc α_1 , phần áp suất còn lại P_2 đi qua vào lớp thứ hai, lệch đi một góc α_2 . Tại biên ($z=0$) cần phải thỏa mãn các điều kiện

$$P_1 + P_1' = P_2 \quad (8.49)$$

và

$$\frac{1}{\rho_1} \left(\frac{\partial P_1}{\partial z} + \frac{\partial P_1'}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial z}. \quad (8.50)$$

Điều này có nghĩa là tại biên không có sự gián đoạn áp suất âm và gia tốc thủy tĩnh.

Từ các biểu thức (8.21) và (8.22) suy ra rằng áp suất âm có

thể được mô tả bằng các công thức

$$\begin{aligned} P_1 &= A e^{i(\omega t - x k_1 \sin \alpha_1 - z k_1 \cos \alpha_1)}, \\ P_1' &= A R_0 e^{i(\omega t - x k_1 \sin \alpha_1 + z k_1 \cos \alpha_1)}, \\ P_2 &= A R_n e^{i(\omega t - x k_2 \sin \alpha_2 - z k_2 \cos \alpha_2)}, \end{aligned} \quad (8.51)$$

trong đó A – biên độ của áp suất âm, $R_0 = \frac{P_1'}{P_1}$, $R_n = \frac{P_2}{P_1}$ – các hệ số phản xạ và truyền qua của sóng âm, k_1 và k_2 – các mô đun vectơ sóng trong hai môi trường, $z=0$ – biên phân cách của các môi trường.

Thế các biểu thức (8.51) tại $z=0$ vào phương trình (8.49) sẽ cho biểu thức

$$(1 + R_0) = R_n e^{ix(k_1 \sin \alpha_1 - k_2 \sin \alpha_2)}. \quad (8.52)$$

Vì vế trái công thức (8.52) không phụ thuộc vào x nên vế phải cũng không thể phụ thuộc vào x , do đó ta có điều kiện

$$k_1 \sin \alpha_1 - k_2 \sin \alpha_2 = 0. \quad (8.53)$$

Viết lại biểu thức này dưới dạng

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1}.$$

Hay, vì $k = \omega / C$, ta có công thức đã biết của Snell

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1}. \quad (8.54)$$

Trong nhiều trường hợp thuận tiện hơn cả là viết công thức này không phải qua các góc tới mà qua các góc khúc xạ χ

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{\cos \chi_2}{\cos \chi_1}. \quad (8.55)$$

Về thực chất công thức này là công thức cơ bản của toàn bộ âm học tia và được sử dụng rộng rãi trong thực tế.

Nếu đạo hàm các biểu thức (8.51) theo z , sau đó cho $z=0$ và thế các kết quả vào phương trình (8.50) ta có

$$\frac{1-R_0}{Z_1} = \frac{R_n}{Z_2}, \quad (8.56)$$

ở đây $Z_i = \frac{C_i \rho_i}{\cos \alpha_i}$ – trở âm (acoustic impedance).

Từ công thức (8.52) nếu tính đến quan hệ (8.53) và (8.56) suy ra

$$R_0 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad R_n = \frac{2Z_2}{Z_2 - Z_1}. \quad (8.57)$$

Những công thức này có thể biến đổi nếu chỉ đưa vào trong đó góc tới, tỷ số các tốc độ $n = C_1 / C_2$ và các mật độ $m = \rho_2 / \rho_1$

$$R_0 = \frac{m \cos \alpha_1 - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1}}{m \cos \alpha_1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1}},$$

$$R_n = \frac{2m \cos \alpha_1}{m \cos \alpha_1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1}}. \quad (8.58)$$

Như vậy khi sóng âm chuyển từ một môi trường vào môi trường khác với mật độ chất lỏng và tốc độ truyền sóng khác nhau sẽ diễn ra sự phản xạ một phần áp suất âm. Trong trường hợp sóng phẳng đi tới biên phân cách dưới góc

$$\alpha_1 = \arcsin \sqrt{(m^2 - n^2)(m^2 - 1)}$$

thì $R_0 = 0$ và không xảy ra sự phản xạ. Trị số này của góc nhận được từ điều kiện tử số trong công thức của R_0 bằng không.

Trong trường hợp sóng âm đi tới biên phân cách phẳng giữa đại dương và khí quyển ta thấy rằng $R_n \sim 5 \cdot 10^{-4}$ và $R_0 = -1$, tức áp suất âm thực tế không đi từ nước vào không khí, mà tất cả bị phản xạ ngược lại.

Sự phản xạ sóng âm từ đáy và đi qua vào đất đáy diễn ra khác so với ở mặt. Đó là do trong đất đáy sẽ xuất hiện không chỉ sóng dọc mà cả sóng ngang. Những quy luật truyền các sóng này trong đất đáy được xem xét trong văn liệu âm học chuyên đề [1]. Ở đây chỉ nhấn mạnh rằng khi mô tả hướng truyền của sóng ngang trong đất đáy định luật Snell vẫn đúng. Nếu tốc độ sóng ngang là C_r , còn góc giữa đường thẳng đứng và đường pháp tuyến của front sóng này là γ thì

$$\frac{C_r}{C_1} = \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha_1}, \quad (8.59)$$

trong đó C_1 và α_1 – tốc độ và góc tới của sóng phẳng từ đại dương đi tới đáy.

Khi mô tả các định luật về phản xạ sóng từ đáy và đi qua vào đất đáy người ta cũng sử dụng khái niệm trở âm của sóng ngang $Z_r = C_r \rho_r / \cos \gamma$ và trở âm đi vào đối với bán không gian rắn $Z_b = Z_r \sin^2 2\gamma + Z_2 \cos^2 2\gamma$. Trong trường hợp này Z_2 được hiểu là trở âm của sóng dọc trong đất đáy, tức $Z_2 = C_2 \rho_2 / \cos \alpha_2$.

Sử dụng các khái niệm trở âm cho phép biểu diễn ngắn gọn hệ số phản xạ từ đáy

$$R_0 = \frac{Z_b - Z_1}{Z_b + Z_1} \quad (8.60)$$

và sự đi qua của áp suất âm vào đất đáy dẫn tới hình thành sóng dọc

$$R_2 = \frac{1}{m} \frac{2Z_2 \cos 2\gamma}{Z_b + Z_1} \quad (8.61)$$

và sóng ngang

$$R_r = -\frac{1}{m} \frac{2Z_r \cos 2\gamma}{Z_b + Z_1} \quad (8.62)$$

Các chỉ số 1 ở trường hợp này là để biểu diễn các đặc trưng của đại dương.

Những công thức đã dẫn cho thấy rằng khi sóng đi tới đáy vuông góc ($\alpha_1 = 0$) $\alpha_2 = \gamma = 0$, tức $R_r = 0$ và các sóng ngang không được sinh ra trong đất đáy. Hệ số phản xạ (8.60) khi đó trùng với R_0 của công thức (8.57). Nếu sóng đi tới đáy dưới góc tới $\alpha_1 = \arcsin(C_1 / C_2 \sqrt{2})$ thì $\gamma = 45^\circ$. Trong trường hợp đó $R_2 = 0$, tức sóng dọc không được sinh ra trong đất đáy.

8.5. Sự khúc xạ tia âm

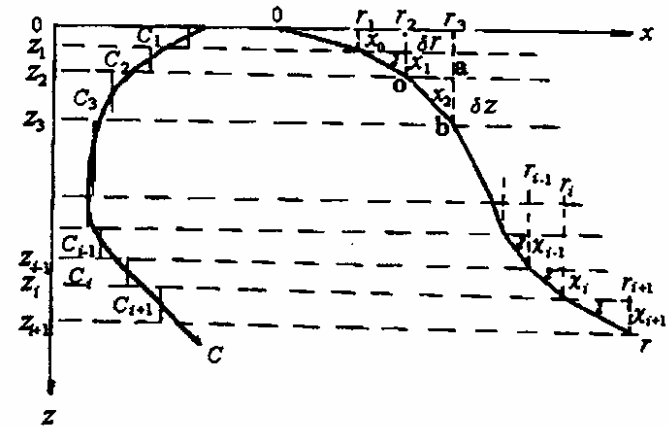
Vì tốc độ âm trong đại dương biến thiên nên góc khúc xạ của tia âm khi chuyển từ lớp này vào lớp khác cũng thay đổi. Tương quan giữa các tốc độ âm và hướng của tia được biểu diễn bằng công thức (8.55). Khi áp dụng công thức này vào thực tế thì đại dương được quan niệm gồm những lớp với mật độ nước và tốc độ âm không đổi. Bởi vì trên phương ngang đại dương

đồng nhất hơn so với phương thẳng đứng nên người ta chia các lớp theo độ sâu. Các lớp có thể có độ dày khác nhau và độ dày các lớp càng nhỏ thì trắc diện tốc độ âm càng được xấp xỉ tốt hơn và hướng đi của tia âm càng được mô tả chính xác hơn. Từ công thức (8.55) suy ra

$$\frac{\cos \chi_i}{C_i} = \frac{\cos \chi_{i+1}}{C_{i+1}} = \frac{\cos \chi}{C} = \text{const}, \quad (8.63)$$

ở đây i – số hiệu lớp.

Dựa trên công thức này suy ra rằng sự tăng tốc độ âm sẽ dẫn tới giảm góc khúc xạ của tia và ngược lại, tức khi tốc độ âm biến đổi tia âm bị uốn khúc – nó bị *khúc xạ* (hình 8.5).



Hình 8.5. Trắc diện thẳng đứng của tốc độ âm C và tia âm r

Từ công thức (8.63) suy ra và từ hình vẽ thấy rõ rằng tia âm bị uốn cong về phía giảm C . Từ tam giác Oab suy ra $\delta r / \delta z = \text{ctg} \chi$. Nếu xem tam giác là bé vô cùng, ta có

$$dr = \pm dz \operatorname{ctg} \chi. \quad (8.64)$$

Dấu + được dùng trong trường hợp tia hướng xuống dưới, còn dấu - nếu tia đi lên phía trên.

Công thức này cho phép tính hình chiếu của tia lên phương nằm ngang khi tia đi từ điểm z_0 xuống độ sâu z

$$r = \pm \int_{z_0}^z \operatorname{ctg} \chi dz = \pm \cos \chi_0 \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}}. \quad (8.65)$$

Trong khi dẫn lập biểu thức (8.65) đã sử dụng công thức (8.63) và các kí hiệu $n(z) = C_0 / C(z)$, C_0 và χ_0 - các tốc độ và góc khúc xạ của tia tại tầng z_0 . Biểu thức này thuận tiện ở chỗ khi chỉ có tốc độ truyền âm là biến. Từ tam giác Oab suy ra $ob = \delta l = \delta z / \sin \chi$. Khi chuyển tới tam giác vô cùng bé có thể viết

$$dl = \frac{dz}{\sin \chi}. \quad (8.66)$$

Từ công thức này theo tương tự với công thức (8.65) có thể nhận được độ dài tia l khi nó đi từ tầng z_0 tới z . Nhưng thường xuyên hơn cả là người ta sử dụng công thức (8.66) để xác định thời gian đi của xung âm

$$dt = \frac{dl}{C} = \frac{dz}{C \sin \chi}. \quad (8.67)$$

Từ công thức này suy ra

$$t = \int_{z_0}^z \frac{dz}{C \sin \chi} = \frac{1}{C_0} \int_{z_0}^z \frac{n^2 dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}}. \quad (8.68)$$

Trong nhiều trường hợp sự uốn cong của tia âm trong khi khúc xạ được đánh giá thông qua biến đổi của góc khúc xạ dọc

theo tia, tức thông qua đạo hàm $d\chi / dl$. Trị số này có thể nhận được bằng cách đạo hàm công thức của Snell theo z

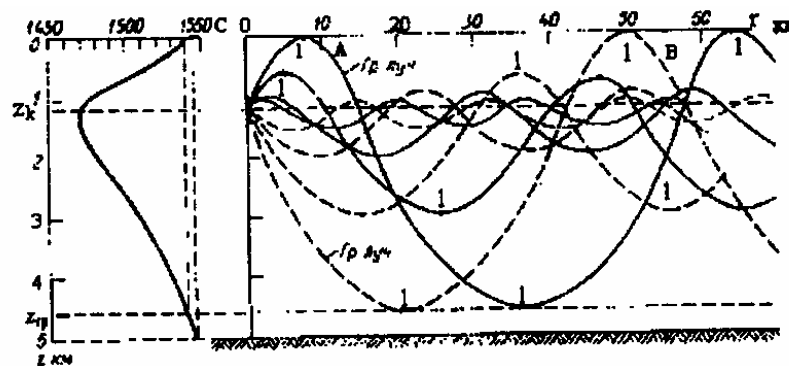
$$-C_0 \sin \chi \frac{d\chi}{dz} = \cos \chi_0 \frac{dC}{dz}.$$

Sử dụng công thức (8.66) cho phép biến đổi biểu thức này tới dạng

$$\frac{d\chi}{dl} = -\frac{\cos \chi_0}{C_0} \frac{dC}{dz}. \quad (8.69)$$

Thấy rằng độ cong của tia tỷ lệ thuận với gradient tốc độ âm. Khi trị số đó dương góc khúc xạ giảm, khi trị số âm - tăng.

Độ cong tia tại tầng nào đó có thể làm cho xảy ra trường hợp $\chi = 0$. Khi đó tia âm thay đổi hướng, còn điểm tại đó xảy ra sự kiện này được gọi là điểm *phản xạ nội toàn phần* (hình 8.6).



Hình 8.6. Sơ đồ khúc xạ các tia âm trong kênh âm ngầm A, B - các vùng tối âm, 1 - các điểm phản xạ nội toàn phần

Trong trường hợp này từ công thức Snell suy ra

$$\frac{C_0}{C(z)} = \cos \chi_0. \quad (8.70)$$

Tức là tùy thuộc vào trắc diện $C(z)$ trong điều kiện về trái của công thức nhỏ hơn 1 có thể xác định góc χ_0 của tia tới sao cho tại tầng đang xét sẽ xảy ra sự phản xạ nội toàn phần.

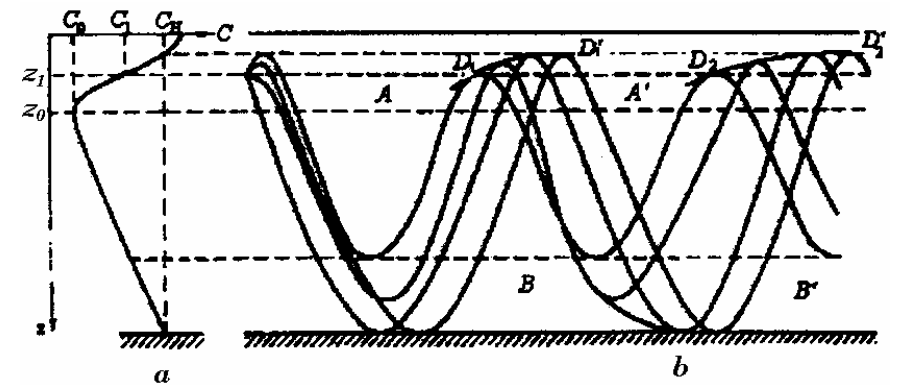
Phải nhận thấy rằng tất cả những công thức đã dẫn ở mục này để tính các góc khúc xạ, khoảng cách và thời gian đi qua của tín hiệu đúng khi tính đến điểm phản xạ nội toàn phần. Tiếp sau các tính toán cũng thực hiện theo những công thức đó nhưng phải tính đến sự thay đổi dấu do sự quay ngoặt của tia âm. Nếu theo phương ngang tốc độ âm không biến đổi thì đường cong tia âm sẽ là ánh xạ gương của tia khúc xạ ở trước điểm phản xạ nội toàn phần.

Khi tốc độ âm giảm theo độ sâu tia ở phía dưới nguồn âm không thể bị phản xạ nội toàn phần. Bởi vì đối với điều kiện đó về trái của công thức (8.70) lớn hơn 1 và không tương ứng với vế phải. Vùng (A, B) không có các tia không bị phản xạ từ bề mặt biển hay từ đáy biển đi tới được gọi là *vùng tối*. Cường độ âm ở đó suy giảm do mất mát trong khi phản xạ tia.

Nếu tồn tại điểm cực tiểu trên trắc diện thẳng đứng của tốc độ âm như trên hình 8.6 thì sẽ hình thành điều kiện sao cho không phải tất cả các tia âm bị phản xạ từ bề mặt hay từ đáy biển. Lớp nước biển có những tia bị phản xạ nội toàn phần ở mặt biển hay ở đáy và được xác định như là *các tia giới hạn* được gọi là *kênh âm ngầm*. Vì trong phạm vi lớp này cường độ âm không bị mất mát do phản xạ từ môi trường khác hay đi ra môi trường khác, nên âm trong lớp này bị suy yếu với khoảng cách ít hơn so với ở bên ngoài lớp. Tầng sâu tại đó tốc độ âm cực

tiểu được gọi là *trục kênh âm ngầm*.

Trong phạm vi kênh âm ngầm ở phần bên ngoài các tia giới hạn có thể hình thành những vùng tối hình học (các vùng A, B trên hình 8.6), còn ở gần các điểm phản xạ nội toàn phần diễn ra sự tập trung các tia, gọi là *vùng hội tụ*. Nguồn âm càng gần trục kênh thì độ rộng của các vùng tối giảm và các vùng hội tụ tăng. Nếu nguồn âm nằm tại trục kênh âm ngầm thì các vùng tối không xuất hiện (hình 8.7).



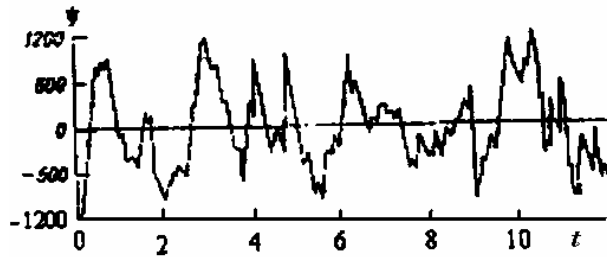
Hình 8.7. Sơ đồ các vùng hội tụ (DD'), các đường bao DD' – các điểm tụ âm, A, B, A', B' – các vùng tối âm; a – trắc diện thẳng đứng tốc độ âm, b – sự khúc xạ của các tia âm

Vì ở các vùng đại dương ôn đới và xích đạo – nhiệt đới tại độ sâu nhất định tồn tại cực tiểu tốc độ âm nên ở đó có kênh âm ngầm. Do những đặc thù truyền âm ở những nơi đó mà người ta đã tiến hành nghiên cứu tỉ mỉ mọi khía cạnh của hiện tượng và mô tả trong văn liệu chuyên đề [1, 5].

Các công thức đã trình bày của âm học tia cũng có thể áp

dụng trong trường hợp nếu xét sự khúc xạ phương ngang của tia âm do sự biến đổi tốc độ âm theo phương ngang (do nhiệt độ và độ muối).

Quỹ đạo tia bị thay đổi mạnh nhất nếu nó gặp phải dòng chảy lạnh hoặc nóng, các xoáy synop có phân bố nhiệt độ và độ muối khác biệt với môi trường xung quanh. Trong trường hợp đó tia bị lệch về phía nhiệt độ hoặc độ muối thấp hơn. Khi tia âm đi qua các sóng nội nó cũng bị lệch khỏi hướng ban đầu trên cả phương thẳng đứng và phương ngang do những thăng giáng tốc độ âm trong sóng nội.



Hình 8.8. Biến đổi pha của tia âm khi đi qua sóng nội [5]

Sự khúc xạ tia âm rất khó ghi nhận bằng quan trắc, vì vậy thường người ta ghi nhận độ lệch pha hoặc biên độ của tín hiệu. Pha của tín hiệu phụ thuộc vào tần số của nó và thời gian đi qua $\psi = 2\pi ft$, mà thời gian đi qua thì liên quan tới sự khúc xạ tia. Trên hình 8.8 dẫn ví dụ biến đổi ψ do quá trình khúc xạ tia âm trong khi nó đi qua sóng nội.

Khi tia âm đi qua dòng chảy độ lệch pha biến đổi tỷ lệ với khoảng cách đi qua trong dòng chảy, tức tỷ lệ với sự khúc xạ tia.

Mô tả sự khúc xạ tia trong môi trường biến đổi tốc độ âm ba chiều rất phức tạp. Trong trường hợp này các phương trình xuất phát tỏ ra khá phức tạp đối với việc giải. Có thể làm quen với những phương trình đó và phương pháp giải trong văn liệu chuyên đề [1, 3, 5].

8.6. Biến đổi cường độ âm với khoảng cách

Ở mục 8.3 đã nhận xét rằng cường độ âm của các sóng trụ và sóng cầu suy giảm với khoảng cách thậm chí trong khi không có sự hấp thụ và tán xạ trong đó. Đã nhận xét rằng các công thức (8.45) và (8.46) đúng nếu tốc độ âm không đổi. Còn nếu đại dương không đồng nhất mà phân tầng, thì phải tính đến sự uốn cong của ống tia âm làm cho công suất của nguồn âm W bị phân bố ra một diện tích khác so với phân bố trong môi trường không phân tầng. Thật vậy, nếu trong môi trường đồng nhất nguồn phát ra âm với công suất W thì tại khoảng cách R từ nguồn cường độ âm không kể tới sự hấp thụ và tán xạ sẽ là

$$J_H = \frac{W}{4\pi R^2}. \quad (8.71)$$

Trong môi trường phân tầng ống tia âm với thiết diện $d\chi_0$ đi ra từ nguồn âm dưới góc khúc xạ χ_0 bị uốn cong (hình 8.9).

Có thể xem rằng công suất âm trong ống quan hệ với toàn bộ công suất W đúng như là góc lập thể của ống quan hệ với góc lập thể của hình cầu, tức

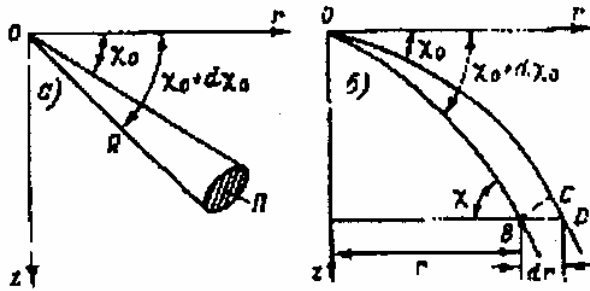
$$\frac{dW}{W} = \frac{2\pi \cos \chi_0 d\chi_0}{4\pi}. \quad (8.72)$$

Gia số nguyên tố của diện tích bề mặt $d\Pi$ mà công suất dW phân bố trên đó có thể biểu diễn bằng công thức

$$d\Pi = d(\pi r^2) = 2\pi r dr. \quad (8.73)$$

Vì khi ước lượng cường độ âm phải sử dụng thiết diện vuông góc của ống tia, tức BC chứ không phải là dr , nên trong công thức (8.73) phải nhân thêm vế phải với $\sin \chi$. Ngoài ra, để tiếp tục giản lược công thức ta sử dụng biểu diễn

$$dr = \frac{\partial r}{\partial \chi_0} d\chi_0.$$



Hình 8.9. Các ống tia âm trong môi trường đồng nhất (a) và không đồng nhất (b)

Kết quả là gia số diện tích thiết diện ống tia $d\Pi_{\perp}$ được xác định bằng công thức

$$d\Pi_{\perp} = 2\pi r \frac{\partial r}{\partial \chi_0} d\chi_0 \sin \chi. \quad (8.74)$$

Do đó từ công các công thức (8.72) và (8.74)

$$J = \frac{dW}{d\Pi_{\perp}} = \frac{W \cos \chi_0}{4\pi r \left| \frac{\partial r}{\partial \chi_0} \right| \sin \chi}. \quad (8.75)$$

Từ công thức thu được suy ra rằng cường độ âm của sóng cầu trong đại dương phân tầng phụ thuộc không chỉ vào công suất nguồn âm, mà còn vào sự uốn cong của ống tia đặc trưng bởi các góc khúc xạ χ_0 và χ cũng như độ di dịch ngang r .

Để ước lượng ảnh hưởng phân tầng đại dương tới cường độ âm người ta sử dụng tỷ số

$$f_c = \frac{J}{J_H} = \frac{R^2 \cos \chi_0}{r \left| \frac{\partial r}{\partial \chi_0} \right| \sin \chi}, \quad (8.76)$$

gọi là *nhân tố tiêu điểm*. Khi $f_c < 1$ sự phân tầng đại dương sẽ gây nên suy yếu âm do sự phân kỳ các ống tia. Khi $f_c > 1$ xảy ra sự tập trung âm như đã thấy ví dụ ở các vùng hội tụ. Đương nhiên rằng $f_c = 1$ chứng tỏ không có ảnh hưởng của phân tầng tới sự biến đổi cường độ âm với khoảng cách. Phải nhận thấy rằng khi ước lượng nhân tố tiêu điểm theo công thức (8.76) đã không chú ý tới sự hấp thụ và tán xạ các sóng âm. Nhân tố f_c chỉ phụ thuộc vào đặc điểm khúc xạ các tia âm.

Đôi khi trong khi phân tích ảnh hưởng phân tầng tới cường độ âm người ta sử dụng khái niệm dị thường phân bố âm được xác định bằng công thức

$$A = 10 \lg f_c. \quad (8.77)$$

Trong trường hợp này A được biểu diễn thành decibel.

Từ công thức (8.76) thấy rằng tại điểm phản xạ nội toàn phần ($\chi=0$) $f_c = \infty$. Điều này mâu thuẫn với bản chất vật lý và là do những phép gần đúng của lý thuyết tia truyền sóng âm. Vì vậy ở lân cận những điểm đó (đường bao các điểm đó được gọi là *vùng tụ tia*) f_c không được xác định theo công thức đã dẫn.

Người ta thường gọi sự biến đổi âm với khoảng cách như đã mô tả ở trên là *biến đổi hình học*, tức nó diễn ra do sự phân kỳ và khúc xạ các tia âm.

Sự suy yếu âm do kết quả hấp thụ và tán xạ sóng được mô tả thông qua biến đổi áp suất âm trong sóng phẳng

$$\frac{dP}{P} = -\beta dl, \quad (8.78)$$

ở đây β – chỉ số suy yếu âm.

Do đó, với β không đổi dọc theo tia

$$P = P_0 e^{-\beta l}, \quad (8.79)$$

trong đó P_0 – trị số áp suất âm ở đầu quỹ đạo.

Dựa trên quan hệ (8.43) ta có

$$J = J_0 e^{-2\beta l}, \quad (8.80)$$

trong đó J_0 – cường độ âm ban đầu.

Sự suy yếu âm này bổ sung vào sự suy yếu hình học, vì vậy để tính tới suy yếu hình học phải thêm nhân tử mũ theo kiểu công thức (8.80) vào các công thức của mục 8.3.

Ta có thể có được quan niệm về bản chất của β từ quan hệ của cường độ âm trung bình và tiêu tán trung bình D . Trong trường hợp sóng phẳng tốc độ dao động dọc theo trục Ox có thể mô tả bằng công thức $u = u_m \sin kx$. Khi đó

$$J = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \rho_0 C u^2 dx = \frac{\rho_0 C u_m^2}{2}. \quad (8.81)$$

Sự tiêu tán năng lượng sóng D diễn ra do ma sát giữa các lớp nước dao động và các quá trình phục hồi. Sự tiêu tán động năng thành nội năng đã xem xét ở chương 2. Trong trường hợp đơn giản nhất sự tiêu tán tỷ lệ với hệ số nhớt động học và bình phương gradien tốc độ.

Các quá trình phục hồi bị chi phối bởi sự biến dạng gần có trật tự của các phân tử H_2O , trong đó sự cân bằng nhiệt động lực học bị phá hủy và để khôi phục sự cân bằng phải chi phí cơ năng. Ngoài ra, sự tăng và hạ áp suất khi sóng âm đi qua ảnh hưởng tới sự phân ly và tái kết hợp các ion muối trong nước biển. Ví dụ, khi tăng áp suất sẽ tăng mức phân ly các phân tử muối $MgSO_4$, còn khi giảm áp suất sẽ tăng sự tái kết hợp các hợp phần ion của muối này. Điều đó diễn ra không phải đồng thời với những dao động áp suất trong sóng, mà với một độ trễ pha với hằng số thời gian bằng gần 10^{-6} s.

Các quá trình tương tự cũng diễn ra với những muối khác trong nước biển. Để khôi phục cân bằng giữa phân ly và tái kết hợp ion của tất cả các muối như ở điều kiện bình thường cũng phải tiêu phí cơ năng của sóng. Nó được xem là tỷ lệ với độ nhớt khối của nước biển κ_v , độ nhớt này lớn hơn độ nhớt trượt κ 3–5 lần. Một cách gần đúng có thể xem

$$D = \frac{4}{3} \kappa \rho_0 \left(\frac{du}{dx} \right)^2 + \kappa_v \rho_0 \left(\frac{du}{dx} \right)^2,$$

trong đó số hạng thứ nhất biểu diễn sự tiêu tán do ma sát, còn số hạng thứ hai – do các quá trình phục hồi.

Với cách mô tả tốc độ dao động như trên, tiêu tán trung bình trong chu kỳ sóng sẽ bằng

$$D = \frac{\rho_0}{\lambda} \left(\frac{4}{3} \kappa + \kappa_v \right) \int_0^\lambda \left(\frac{du}{dx} \right)^2 dx = \frac{u_m^2 \rho_0 k^2}{2} \left(\frac{4}{3} \kappa + \kappa_v \right). \quad (8.82)$$

Trong trường hợp này

$$\beta = \frac{D}{J} = \left(\frac{4}{3} \kappa + \kappa_v \right) \frac{k^2}{C} = \left(\frac{4}{3} \kappa + \kappa_v \right) \frac{\omega^2}{C^3}, \quad (8.83)$$

tức là những sóng tần cao bị suy yếu mạnh hơn so với những sóng tần thấp.

Công thức thu được sẽ được chính xác hóa chút ít nếu tính thêm các hiệu ứng liên quan tới sự khác nhau giữa các hệ số nhiệt dung đẳng thể tích và đẳng áp của nước biển.

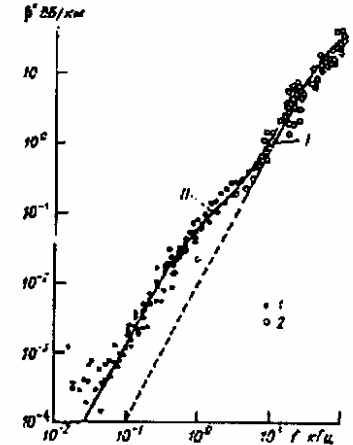
Trong đại dương phân tầng có những bất đồng nhất mật độ nước, các bọt khí, các đối tượng sinh học và những đối tượng khác ngoài sự hấp thụ còn có sự tán xạ âm cũng ảnh hưởng tới sự suy yếu âm. Tính đến hiệu ứng này rất khó, vì vậy để ước lượng sự tắt dần chung về cường độ âm người ta thường sử dụng những công thức thực nghiệm, trong đó đặc điểm phụ thuộc quan trọng của β vào tần số âm được bảo tồn. Ví dụ

$$\beta' = 8,68 \cdot 10^{-3} f^2 \left(\frac{S a f_T}{f^2 + f_T^2} + \frac{b}{f_T} \right), \quad (8.84)$$

ở đây f_T – tần số phục hồi tính bằng kHz, $a = 2,34$, $b = 3,38$ – các hệ số thực nghiệm, S – độ muối của nước. Hệ số β' thường được biểu diễn thành dB/km và quan hệ với β bằng mối phụ thuộc sau

$$\beta' = 10\beta \lg e. \quad (8.85)$$

Từ hình 8.10, trên đó biểu diễn kết quả xác định thực nghiệm hệ số tắt dần âm, thấy rằng khoảng biến thiên của hệ số này rất rộng.



Hình 8.10. Phụ thuộc của chỉ số suy yếu cường độ âm vào tần số [5]: 1, 2 – kết quả xác định thực nghiệm, I – tính theo công thức không có các hiệu ứng phục hồi, II – tính theo công thức (8.84)

Tại những tần số thấp sự suy yếu âm có thể nhận thấy chỉ trên khoảng cách một số nghìn km và β' có giá trị cỡ 10^{-3} dB/km. Vì vậy âm từ các vụ phun núi lửa dưới nước hay những chuyển động đáy lan truyền đi những khoảng cách lớn hầu như không tắt dần. Khi đó ảnh hưởng chính tới β' không phải là sự hấp thụ thuần túy, mà là sự tán xạ âm. Khi tần số tăng phần đóng góp của hấp thụ âm làm nó suy yếu sẽ tăng lên.

Biến đổi cường độ âm từ nguồn hình cầu không định hướng được biểu diễn dưới dạng các công thức (8.71) và (8.80) trong một số trường hợp nên viết lại dưới dạng có thay đổi đôi chút sẽ thuận tiện hơn. Thật vậy, J có thể biểu thị như sau:

$$J = \frac{W}{4\pi R^2} e^{-2\beta R}. \quad (8.86)$$

Nếu J_1 trên khoảng cách đơn vị R_1 từ nguồn âm được biểu diễn bằng công thức

$$J_1 = \frac{W}{4\pi R_1^2},$$

trong đó sự tắt dần âm không được đưa vào tính do R_1 bé, thì

$$J = J_1 \left(\frac{R_1}{R} \right)^2 e^{-2\beta R}. \quad (8.87)$$

Việc chuyển đổi J thành dB được thực hiện theo công thức (8.47), tức đem chia cho J_p , sau đó lấy logarit và nhân với 10:

$$10 \lg \frac{J}{J_p} = 10 \lg \frac{J_1}{J_p} - 20 \lg \frac{R}{R_1} - 20\beta R \lg e. \quad (8.88)$$

Vế trái của công thức, gọi là *sức mạnh âm* trên khoảng cách R kể từ nguồn, thường được ký hiệu bằng $N(R)$. Ở vế phải của công thức tuần tự chứa: *mức phát của máy phát* N_1 , đặc trưng cho sức mạnh âm trên khoảng cách $R_1 = 1$ m kể từ nguồn; tiếp theo đến thành phần đặc trưng cho mất mát âm do phân kỳ hình học $L(R)$ và mất mát âm do kết quả hấp thụ và tán xạ. Với những ký hiệu như trên, công thức (8.88) biến đổi thành

$$N(R) = N_1 - L(R) - 2\beta' R. \quad (8.89)$$

Dĩ nhiên tùy thuộc vào kiểu sóng mà thành phần L thay đổi. Ví dụ, trong sóng phẳng thành phần này hoàn toàn không tồn tại.

Khi xét sự phản xạ tín hiệu âm, trong công thức (8.87) cần

phải tính tới hệ số phản xạ K_0 biến đổi từ 0 trong khi hấp thụ âm hoàn toàn bởi vật cản đến 1 trong khi phản xạ âm hoàn toàn. Tín hiệu âm đi tới máy phát từ vật phản xạ cũng bị suy yếu do kết quả phân kỳ hình học, sự hấp thụ và tán xạ sóng âm. Nếu tính tới những hiệu ứng này sẽ dẫn tới các công thức

$$J = K_0 J_1 \left(\frac{R_1}{R} \right)^4 e^{-4\beta R}, \quad (8.90)$$

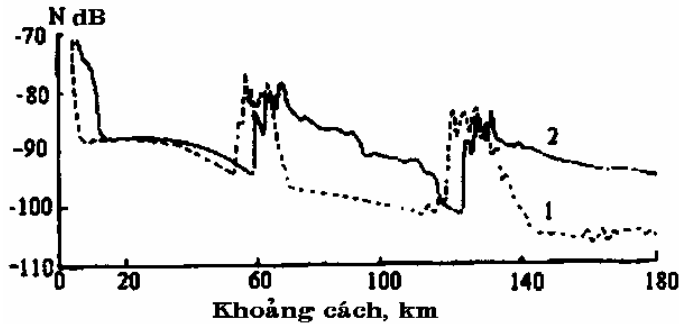
$$N_0 = N_1 - 2L(R) - 4\beta'R + K', \quad (8.91)$$

trong đó N_0 – mức tín hiệu bằng dB do máy thu âm tiếp nhận, $K' = 10 \lg \frac{J'(R)}{J(R)}$ – hệ số phản xạ bằng dB tỷ lệ thuận với tỷ số

giữa cường độ tín hiệu phản xạ từ vật cản J' và tín hiệu đi tới vật đó. Vì tỷ số này thường là nhỏ hơn 1, nên K' được biểu diễn bằng những trị số dB âm. Nhiều khi người ta gọi K' là *sức mạnh của đích*. Công thức (8.91) trong thực tế thường được gọi là *phương trình máy thủy định vị*. Phương trình này có thể được bổ sung nếu tính đến diện tích tương đối của vật phản xạ, góc lập thể phát âm và góc lập thể phản xạ âm v.v.. Tất cả những hiệu chỉnh đó không làm thay đổi về nguyên tắc các công thức.

Trong các công thức (8.87)–(8.91) khoảng cách R phụ thuộc vào sự khúc xạ tia âm, vì vậy mà sức mạnh âm khi đó cũng thay đổi. Trên hình 8.11 là ví dụ về biến đổi sức mạnh âm với khoảng cách từ một nguồn không định hướng đặt tại độ sâu 200 m ở phần trung tâm vòng xoáy xoáy thuận bên rìa Gơntrim (1). Để so sánh đã dẫn ra đường cong (2) theo tính toán đối với máy phát tương tự đặt ở bên ngoài vòng xoáy [5]. Từ hình vẽ thấy rằng do khúc xạ tia mức sức mạnh âm ở trường hợp thứ nhất

giảm nhanh hơn so với trường hợp thứ hai. Cực đại N tại các khoảng cách 60 km và 120 km từ máy phát là do sự hội tụ tia ở các vùng đó chi phối.



Hình 8.11. Biến đổi mức sức mạnh âm đi qua vòng xoáy xoáy thuận (1) và theo tính toán ở bên ngoài vòng xoáy (2) [5]

8.7. Sự phản xạ và tán xạ sóng âm

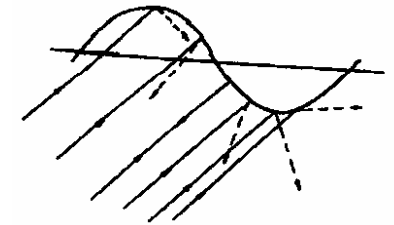
Những quy luật đã dẫn ở mục 8.4 về sự phản xạ và đi qua của âm qua bề mặt phân cách các môi trường chất lỏng với mật độ khác nhau đúng nếu bề mặt này phẳng đều. Chúng sẽ không thỏa mãn khi xấp xỉ đại dương thành lớp tại bề mặt và tại đáy đại dương. Sự thật là các tia sóng âm đi tới những khu vực khác nhau của bề mặt đại dương dẫy sóng và tới những chỗ gồ ghề của địa hình đáy dưới những góc khác nhau. Vì vậy sự phản xạ hình học diễn ra trong các hướng khác nhau (hình 8.12).

Khi xét đặc điểm phản xạ như vậy người ta quy ước chia ra thành thành phần liên hiệp (đều đặn) và không liên hiệp (ngẫu

nhiên). Giống như trước đây, nếu lấy áp suất âm làm tham số xuất phát thì đối với thành phần thứ nhất giá trị trung bình $\bar{P}_0 \neq 0$, còn đối với thành phần thứ hai $\bar{P}_0' = 0$. Theo thành phần liên hiệp của áp suất phản xạ xác định hệ số phản xạ $R_0 = \bar{P}_0 / \bar{P}$, còn theo thành phần không liên hiệp – hệ số tán xạ

$$m_s = \frac{R^2 \bar{J}_s}{\bar{J}\Pi}, \quad (8.92)$$

ở đây \bar{J}_s, \bar{J} – các cường độ lấy trung bình của tín hiệu âm tán xạ và tín hiệu tới, Π – diện tích khu vực bề mặt tán xạ, R – khoảng cách từ điểm quan trắc đến tâm của diện tích Π .



Hình 8.12. Sơ đồ tán xạ (các đường gạch nối) của các tia âm (các đường liền) từ bề mặt sóng

Do sự tán xạ một phần năng lượng sóng âm hệ số phản xạ sẽ luôn bé hơn so với trường hợp bề mặt bằng phẳng lý tưởng. Tương quan giữa năng lượng âm phản xạ và tán xạ phụ thuộc vào tham số Relay $Ra = 2k\sigma_\zeta \cos \alpha$, trong đó k – số sóng âm, σ_ζ – trị số bình phương trung bình của các yếu tố gồ ghề ở biên phân cách các môi trường (trong trường hợp đang xét – là độ cao sóng), α – góc tới của tia sóng. Khi $Ra \ll 1$ bề mặt tán xạ năng lượng sóng một cách yếu ớt, năng lượng chủ yếu bị phản xạ gương. Điều này có thể xảy ra với những σ_ζ bé cũng như với

những sóng âm dài. Trong trường hợp $Ra \gg 1$ sự tán xạ âm diễn ra mạnh mẽ và hệ số phản xạ trở nên bé. Ngay từ khi $Ra \rightarrow \pi$ độ liên hiệp phản xạ thực tế không còn và sự phản xạ có tính chất khuếch tán.

Bởi vì m_s thông qua J_s phụ thuộc vào đặc điểm sóng biển, nên theo hệ số tán xạ người ta có thể suy xét về bề mặt dẫy sóng của đại dương.

Thông tin về các hệ số phản xạ và tán xạ âm bởi bề mặt đại dương dẫy sóng có giá trị thực tế to lớn, vì vậy người ta đã xây dựng các phương pháp xác định những hệ số đó theo đặc điểm sóng biển đã cho. Có thể làm quen với các phương pháp này trong văn liệu chuyên đề [2, 5].

Đánh giá phản xạ và tán xạ năng lượng sóng âm bởi đáy biển còn phức tạp hơn nữa, bởi vì một phần năng lượng đáng kể có thể xâm nhập vào đất đáy, nhưng các thành phần liên hiệp và không liên hiệp của âm phản xạ cũng phụ thuộc vào tham số Relay. Tham số này càng lớn thì tỷ phần năng lượng tán xạ càng lớn so với năng lượng liên hiệp. Quan trắc cho thấy rằng thậm chí với các góc tới gần bằng 0° hệ số phản xạ từ đáy bằng phẳng bé hơn 0,5, còn từ đáy với địa hình phức tạp – không vượt quá 0,1.

Phản xạ và tán xạ âm còn diễn ra trong bề dày đại dương bởi các bọt không khí, cá và các sinh vật khác, các thể tích nước với nhiệt độ và độ muối nhiễu động. Những hiện tượng này là do các xoáy quy mô vừa, sóng nội, rối chi phối.

Tán xạ năng lượng sóng âm mạnh mẽ nhất là do các bọt không khí và cá bơi; dưới tác động của áp suất âm biến đổi chúng rung động và phát vào nước xung quanh những sóng dọc

hình cầu. Trong đó tán xạ đặc biệt mạnh diễn ra ở trường hợp cộng hưởng, tần số cộng hưởng được xác định theo công thức [5]:

$$f_r = \frac{327}{r} \sqrt{1 + 0,1z}, \quad (8.93)$$

ở đây r – bán kính bọt bằng cm, z – độ sâu bằng m.

Thấy rằng bọt cộng hưởng tán xạ âm 20 nghìn lần mạnh hơn so với vật tán xạ không cộng hưởng cùng kích thước. Vì vậy lớp xáo trộn sóng bão hòa các bọt khí tán xạ âm rất mạnh. Các đàn cá cũng gây nên tán xạ tín hiệu âm cao bởi vì những sủi bọt trong khi chúng bơi đóng vai trò giống như các bọt không khí.

Tán xạ âm trong bề dày nước được ước lượng bằng công thức tương tự như (8.92), trong đó thể tích tán xạ v được đưa vào thay thế cho diện tích bề mặt

$$m_v = \frac{R^2 \bar{J}_v}{vJ}. \quad (8.94)$$

Trong thực tế người ta thường quan tâm hơn cả không phải là tán xạ nói chung, mà là tán xạ trong hướng tới nguồn âm, tức tán xạ ngược. Bởi vì tán xạ ngược có thể đồng nhất với phản xạ để theo đó nhận thông tin về đối tượng tán xạ. Trong nhiều trường hợp cần xác định giá trị tích phân của tán xạ ngược trong một lớp nào đó

$$M = \int_{z_1}^{z_2} m_v dz. \quad (8.95)$$

Đại lượng này gọi là *sức mạnh của lớp*. Theo số liệu đo tại các tần số 1–2 kHz giá trị M bằng từ -60 đến -70 dB. Nếu tăng tần số tới 10–20 kHz thì sức mạnh của lớp tăng lên đến khoảng -50 dB.

Người ta nhận thấy có mối phụ thuộc của M vào vĩ độ do những đặc điểm tập trung sinh vật. Giá trị lớn nhất của M là ở xích đạo. Trong các xoáy nghịch cận nhiệt đới M giảm xuống 5–10 dB, còn ở ôn đới lại tăng đến giá trị xích đạo. Giá trị M nhỏ nhất ghi nhận được ở các vĩ độ cực và lân cận.

Phản xạ và tán xạ tín hiệu âm bởi những yếu tố bất đồng nhất và các đối tượng trong đại dương một mặt có thể xem như hiện tượng tích cực, cho phép suy xét về các đối tượng tán xạ. Mặt khác tín hiệu phản xạ bởi chúng có thể gây khó khăn cho việc phát hiện tín hiệu có ích của định vị hồi âm. Vì vậy người ta thường chỉ tiến hành ước lượng cường độ tín hiệu phản xạ nào khác nhiều về hình dạng so với tín hiệu phát ra. Tín hiệu phản xạ mờ nhạt hơn do phản xạ bởi các đối tượng gần và xa và trong tín hiệu đó nhận thấy những đỉnh cường độ âm. Hiện tượng như vậy thực chất là hồi âm dưới nước, cũng như là âm vang, được gọi là *âm vọng*. Trong trường hợp âm vọng bên trong nước đơn giản nhất thì cường độ của nó J_r tỷ lệ thuận với cường độ tín hiệu đi đến J và thể tích tán xạ v

$$dJ_r = \frac{\alpha_r J e^{-2\beta R}}{4\pi r^2} dv, \quad (8.96)$$

trong đó α_r – hệ số âm vọng, phụ thuộc vào số lượng, thể tích của các vật phản xạ và các hệ số phản xạ âm từ chúng. Theo số liệu quan trắc hệ số âm vọng biến thiên trong phạm vi rất lớn từ 10^{-5} đến 10^{-9} m^{-1} .

Đương nhiên phải giả thiết rằng âm tán xạ tắt dần với khoảng cách giống như sóng cầu. Khoảng cách r liên quan với độ dài tín hiệu âm τ . Nếu tín hiệu được ghi nhận sau thời gian t sau khi phát, thì trong thời gian đó nó đi qua quãng đường tới

và ngược lại từ thể tích phản xạ, tức $Ct = 2R$.

Tín hiệu chuyển động thành một dải độ rộng r , nhưng bởi vì sau khi phản xạ nó phải đi qua cùng khoảng cách đó, nên $2r = Ct$. Vậy để nhận được biểu thức cường độ âm vọng, công thức (8.96) phải tích phân trong giới hạn từ R đến $R+r$. Trong khi đó cần phải tính đến sự biến đổi cường độ tín hiệu được đặc trưng bởi công thức (8.87) và thể tích $dv = 4\pi r^2 dr$. Cuối cùng ta thu được

$$J_r = J_1 R_1^2 \int_R^{R+r} \alpha_r e^{-4\beta r} r^{-2} dr. \quad (8.97)$$

Thông thường khi tính tích phân này người ta sử dụng giá trị trên của J_r bằng cách chấp nhận $r=R$ trong mẫu số của biểu thức dưới dấu tích phân. Cũng xem rằng trong phạm vi khoảng lấy tích phân α_r không thay đổi. Với những giả định đó

$$J_r = \frac{\alpha_r J_1}{4\beta} \left(\frac{R_1}{R} \right)^2 e^{-4\beta R} (1 - e^{-4\beta R}). \quad (8.98)$$

Bởi vì thay vì R và r ta chỉ được biết t và τ , nên các đại lượng này được đưa vào theo các quan hệ đã nêu ở trên và ta nhận được

$$J_r = \frac{2\alpha_r J_1 R_1^2 \tau}{Ct^2} e^{-2\beta Ct}. \quad (8.99)$$

Từ công thức suy ra rằng cường độ âm vọng tỷ lệ với độ dài các tín hiệu phát τ , vì vậy để giảm J_r nên thực hiện thủy định vị bằng các tín hiệu ngắn. Cũng thấy rằng thời gian kể từ thời điểm phát ra tín hiệu càng lớn thì J_r càng yếu. Điều này hoàn toàn tự nhiên, bởi vì khi đó âm phản xạ đi đến từ các đối tượng

xa bị tắt dần trên đường đi cả trên hướng tới lẫn trên hướng ngược lại.

Công thức (8.99) trong khi sử dụng thực tế có thể được chính xác hóa bằng cách tính đến góc lập thể định hướng của âm phát, các đặc trưng kỹ thuật của máy phát và máy thu v.v.. Các công thức cũng thay đổi ít nhiều khi xác định J_r ở trong lớp mặt đại dương hay ở đáy. Về cơ bản sự khác biệt là ở chỗ biểu diễn thể tích v của công thức (8.96) không phải bằng hình cầu, mà bằng một lớp nào đó hay hình chóp cụt. Khi đó công thức cuối cùng (8.99) có thay đổi hình dạng, nhưng đặc điểm chính của nó được bảo tồn. Chi tiết hơn về các phương pháp ước lượng âm vọng có thể làm quen trong văn liệu chuyên đề, ví dụ [4].

8.8. Các nhiễu âm

Nhiều quá trình tự nhiên trong đại dương gây nên các sóng dọc với tần số khác nhau, truyền trên mọi hướng và tương tác với nhau. Những sóng đó có thể được ghi nhận bằng các máy thu âm dưới dạng nhiễu có cường độ và phổ khác nhau. Nhiễu có vai trò hai mặt trong âm học đại dương: một mặt nó gây khó khăn cho việc tách tín hiệu có ích trong khi định vị thủy âm, nhưng mặt khác nó là thông tin về vật phát âm tự nhiên. Trong thực tế sử dụng nhiễu đã dẫn đến sự phát triển của một hướng định vị thụ động, trong đó người ta xây dựng các phương pháp giải đoán nhiễu để xác định loại và vị trí của nguồn phát.

Vì nhiễu âm là hiện tượng ngẫu nhiên không dừng, nên nó được đặc trưng bởi một loạt chỉ tiêu thống kê, trong đó trước hết là mật độ phổ tần của áp suất, giá trị trung bình và phương sai.

Do có khó khăn nên những đặc trưng sau đây ít khi được xác định hơn: phân bố góc của cường độ nhiễu, các mối liên hệ tương quan và các nhân tố gây nhiễu v.v..

Trong khi đo nhiễu ở điểm máy thu người ta xác định mối phụ thuộc của cường độ nhiễu hay áp suất âm vào thời gian $P(t)$. Trong thực tế thời gian đo nhiễu luôn có hạn và gồm một chu kỳ thời gian τ trong đó có thể xem nhiễu là dừng. Điều này cho phép sử dụng các công thức chuẩn để xác định hàm tự tương quan R và mật độ phổ F . Số đo biến đổi áp suất lấy từ mức trung bình thống kê \bar{P} ở điểm quan trắc và ở trường hợp đang xét để đơn giản tính toán thường được xem bằng không.

Phổ các nhiễu âm đại dương nói chung giảm khi tăng tần số f và một cách gần đúng có thể xấp xỉ bằng biểu thức

$$F(f) = P_1^2 f^{-n}, \quad (8.100)$$

ở đây P_1 – áp suất âm tại $f=1$, $n > 1$.

Trong thực tế thường sử dụng mật độ phổ hay áp suất âm đối với một khoảng tần số nào đó, chứ không phải là giá trị điểm của chúng rất khó đo. Khi đó công thức (8.100) được tích phân trong phạm vi các tần số đã cho

$$F_{\Delta f} = \int_{f_1}^{f_2} P_1^2 f^{-n} df = \frac{P_1^2}{n-1} \left(\frac{1}{f_1^{n-1}} - \frac{1}{f_2^{n-1}} \right). \quad (8.101)$$

Những giá trị áp suất âm đã dẫn trên hình 8.13 nhận được cho dải tần số $\Delta f^{-0.5}$.

Các nhiễu động lực được phát sinh bởi sóng, thủy triều, nước mưa rơi, sự xuất hiện hay phá hủy các xoáy rối, các nhiễu động tốc độ dòng chảy bất kỳ nào dẫn tới những biến thiên áp

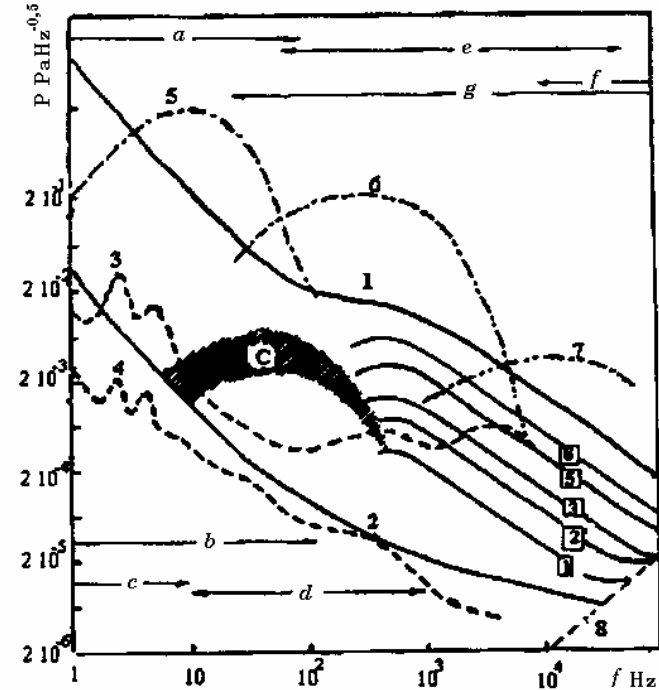
suất, và vì vậy chúng được phát hiện thấy ở mọi vùng đại dương. Do có rất nhiều nhân tố gây nên những biến thiên áp suất địa phương, những biến thiên đó phát sinh ra các sóng dọc, nên khoảng nhiễu loạn này rất rộng (giữa các đường cong 1 và 2 trên hình 8.13) và trải rộng trong khắp dải tần số đã dẫn trên hình. Trong khoảng tần số kHz trên hình đã chỉ ra mối phụ thuộc của nhiễu loạn vào tốc độ gió tính bằng cấp gió (các chữ số ghi trong các hình vuông). Nhiễu loạn này bị chi phối chủ yếu bởi quá trình tạo bọt khí trong nước. Các dao động áp suất từ chính sóng gió và từ sự đổ nhào sóng gây nên những sóng âm tần thấp. Nhiễu loạn từ các hiện tượng thủy triều được khuếch đại trong pha triều xuống, khi tốc độ dòng chảy tăng lên. Đương nhiên là nhiễu loạn mạnh nhất ở những vùng ven bờ, nơi các dao động mực nước gia tăng. Và chính nơi đây cũng xuất hiện nhiễu loạn từ các hiện tượng sóng dài không tuần hoàn khác.

Các nhiễu loạn áp suất do rối cũng có tần số khá thấp và không vượt quá vài trăm Hz. Nhiễu loạn tần số cao hơn được phát sinh bởi mưa và phụ thuộc vào cường độ mưa, tăng theo cường độ mưa. Cực đại của nhiễu loạn này nằm ở khoảng 1–3 kHz, nhưng khi mưa mạnh nó trải rộng tới 10 kHz.

Các nhiễu loạn lực chủ yếu tập trung ở lớp mặt đại dương, nhưng cường độ và khoảng tần số của chúng biến đổi trong không gian và theo thời gian tùy theo tác động của những nhân tố gây nên chúng. Trong đó thành phần tần số cao của chúng tập trung ở vùng phát sinh, còn thành phần tần số thấp phổ biến trên khoảng cách lớn, cho phép chúng ta có được khái niệm về vị trí, ví dụ của những nhiễu loạn khí áp gây nên nhiễu loạn.

Thuộc loại các nhiễu loạn lực đôi khi còn bao gồm các nhiễu loạn nhiệt do chuyển động của các phân tử gây nên. Đó là

những sóng tần cao, trải rộng tới dải tần mHz, nhưng những biến thiên áp suất do chúng gây nên rất bé (đường 8 trên hình 8.13). Do suy yếu nhanh với khoảng cách các sóng này tạo ra nên nhiễu loạn ở gần máy thu nhạy.



Hình 8.13. Các phổ nhiễu áp suất âm đại dương [5]

1, 2 – các mức cực đại và cực tiểu của nhiễu động lực. Các số trong hình vuông – tốc độ gió (cấp); 3, 4 – các mức cực đại và cực tiểu của nhiễu dưới băng; 5 – nhiễu lấy trung bình của phun núi lửa dưới nước; 6, 7 – nhiễu của cá và tôm; 8 – nhiễu nhiệt; C – nhiễu các tuyến đường bộ. Các khoảng nhiễu: a – địa chấn, b – rối, c – sóng mặt, d – kỹ thuật, e – tạo bọt và mưa, f – nhiệt, g – sinh học.

Loại *nhiều địa chấn* được phân ra do chúng có tần số thấp, bằng cỡ từ phần mười đến vài chục Hz và có mức nhiễu động áp suất khá cao (đường cong 5 trên hình 8.13). Chúng do hoạt động núi lửa dưới nước, các vụ trượt lở và chuyển động đáy chi phối. Các dãy núi giữa đại dương và rìa sườn lục địa tích cực nhất về phương diện địa chấn. Ở đó liên tục diễn ra những dao động đáy với cường độ lớn hoặc nhỏ; khi phun núi lửa có thể tạo ra hiện tượng tương tự như vụ nổ dưới nước được nhận ra ở khoảng cách hàng nghìn km. Khả năng đoán trước ở xuất hiện sóng âm từ những chuyển động đáy có khả năng dẫn tới sóng thần có giá trị to lớn để phục vụ cảnh báo hiện tượng này. Đáy đại dương liên tục chịu những dao động vi địa chấn. Chúng có thể là do hậu quả của những vụ động đất lớn cũng như những nhiễu động địa phương, trượt lở đất, hậu quả thành tạo các sóng đứng ở trên mặt đại dương mà áp suất được truyền cho đáy. Phổ nhiễu gây nên bởi những dao động đó ít biến đổi với thời gian và đồng nhất theo toàn đại dương. Khoảng tần số và dao động áp suất của nhiễu loại này không vượt quá vài chục Hz và vài Pa.

Trong các biển đóng băng còn có loại *nhiều băng*. Chúng do sự va chạm các mảng băng, sự xô đẩy băng, sự nén cong các tảng băng trong khi biến đổi mực nước biển, sự rạn nứt do biến đổi thể tích trong khi hạ nhiệt độ, ma sát của tuyết chuyển động trên bề mặt băng gây nên. Dải rộng các nhân tố tác động như vậy đã dẫn tới chỗ phổ tần của nhiễu trải rộng từ một số Hz đến hàng nghìn Hz. Thành phần tần thấp của nhiễu là do sự xô đẩy băng gây nên. Trong đó có thể xuất hiện những cực đại áp suất tại các tần số một vài chục Hz. Những tín hiệu âm như thế luôn thu hút sự quan tâm của những người làm công tác thực tế bởi vì chúng cho phép người ta xác định được hướng chuyển động

của front xô đẩy băng.

Biến thiên nhiệt của thể tích băng biển và sự rạn nứt diễn ra trong khi đó gây nên nhiễu ở dải tần cao hơn một chút với cực đại ở 100–300 Hz, ở đây áp suất bằng khoảng 10^{-3} Pa/Hz^{0,5}. Từ cực đại này áp suất âm giảm về phía các tần số cao lẫn các tần số thấp.

Nhiều của các tảng băng di chuyển và va chạm nhau nằm ở khoảng tần số còn cao hơn, từ 10^2 đến 10^4 Hz. Quan trắc cho thấy rằng nó phụ thuộc vào độ dày của băng, tăng lên khi độ dày băng giảm, và vào tốc độ chuyển động của băng. Nhưng giá trị biến đổi áp suất âm tỏ ra không lớn, không vượt quá 10^{-3} Pa/Hz^{0,5}. Mặc dù có cường độ khá yếu, loại nhiễu này có thể thu hút sự chú ý của các nhà hải dương học để theo nó mà ước lượng hệ số tương tác rìa của các tảng băng; thông tin này rất quan trọng khi tính toán sự trôi thảm băng. Ma sát của tuyết chuyển động trên mặt băng gây nên thành phần nhiễu băng tần số cao hơn. Hiện tượng này gây ra nhiễu ở dải tần kHz, nhưng với cường độ không lớn.

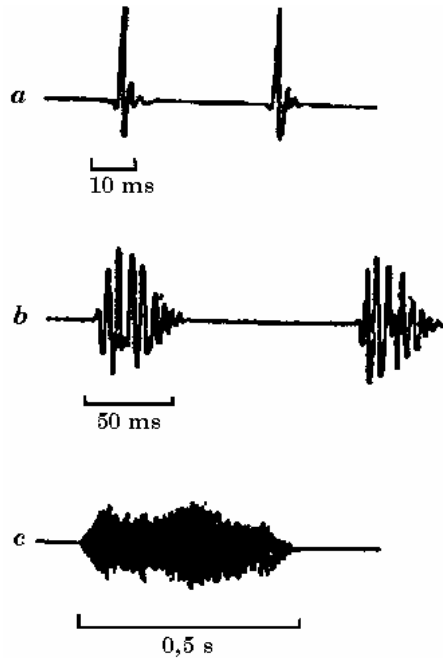
Nét đặc trưng của các nhiễu băng là chúng có tính chất cục bộ ở trong lớp mặt đại dương tại những vùng hạn chế và, như ta thấy từ hình 8.14, áp suất âm của nhiễu giảm khi tăng tần số.

Nhiều sinh học là do kích thích cộng hưởng từ hoạt động bơi của cá, rung động càng giáp xác và vỏ nhuyễn thể, những tín hiệu xung của các loài cá voi và động vật biển khác v.v.. Tất cả những tín hiệu đó rất đa dạng về hình dạng, chúng cho phép theo đó mà xác định dạng của vật phát âm (hình 8.14).

Một số loài cá phát ra âm thanh tần thấp với cực đại áp suất tại tần số vài chục Hz, một số khác (các loài vây cánh rộng)

– tần số cao hơn với cực đại tại tần số vài trăm Hz.

Cực đại phổ nhiễu của nhuyễn thể, tôm nằm ở giới hạn từ một số đơn vị đến vài chục kHz.



Hình 8.14. Các băng dao động âm thanh của sinh vật biển
a – tôm, b – cá vây rộng, c – cá-ếch

Những tín hiệu của các loài cá voi rất độc đáo, tạo thành các phổ rất hẹp nằm ở khoảng một số Hz và ở dải tần kHz. Tất cả những phổ đó có hình dạng đặc biệt cho phép phân biệt chúng thuộc về một đối tượng nhất định và áp suất âm cũng rất đặc biệt.

Cực đại áp suất trong phổ nhiễu của cá bằng $10^{-1} - 10^{-2}$ Pa/Hz^{0.5}, trong nhiễu của các loài giáp xác – nhỏ hơn một bậc. Cá voi phát ra những âm thanh đặc biệt lý thú. Áp suất âm ở chúng quy dẫn về khoảng cách 1 m từ nguồn bằng $10^2 - 10^4$ Pa. Cá phát ra nhiều mạnh vào thời kỳ đẻ trứng, tức tồn tại biến trình nhiễu chu kỳ năm, ngày liên quan tới hoạt động của cá.

Việc nghiên cứu âm thanh do những đại diện động vật biển phát ra có ý nghĩa thực tế lớn trong hải dương học nghề cá, cho phép dùng phương pháp định vị thụ động, tức theo nhiễu phát hiện ra nơi tập trung cá.

Nhiều kỹ thuật do sóng âm phát ra từ những công trình khác nhau. Đó là nhiễu từ tàu, các công trình kỹ thuật, công trình cảng, công trình trên bờ; trong khi vận hành các dao động nền đất được truyền cho nước. Phần đóng góp lớn nhất vào nhiễu ở biển khơi thuộc về các nhiễu tàu. Chúng do nhiễu của chân vịt, rung chấn thành tàu và nhiễu lác trong dòng nước sóng tàu và sóng bọt mũi tàu gây nên. Tồn tại mối liên hệ tỷ lệ thuận giữa tốc độ quay của chân vịt, số cánh chân vịt và tần số nhiễu dẫn tới đỉnh ở phần phổ tần thấp tại khoảng vài chục Hz.

Quá trình tạo bọt khí gây nên nhiễu tần số cao hơn. Tập hợp tất cả các quá trình đã liệt kê dẫn tới chỗ khoảng nhiễu tàu trải rộng từ 10 đến 10³ Hz. Từ hình 8.13 thấy rằng phổ nhiễu tàu khác biệt với các nhiễu khác, cho phép phân biệt chúng. Điều này được dùng rộng rãi trong khi phát hiện các tàu nổi và ngầm bằng phương tiện âm học. Trong đó có thể xác định được loại tàu.

Phổ của tất cả các loại nhiễu dẫn ở hình 8.13 tỏ ra khá phức tạp và chỉ có thể tách được nhiễu từ một đối tượng cụ thể

trong trường hợp nó khác biệt về tần số và mức so với các nhiễu khác và có thể lọc được.

Tài liệu tham khảo bổ sung

1. *Акустика океана*. Под ред. Л. М. Бреховских. Части 1, 2, 9. М., Наука, 1974
2. *Акустика океана*. Под ред. Дж. Де Санто. Пер. с англ. Глава 2. М., Мир, 1982
3. Алексеев Г. В. *Математические основы акустики океана*. (Учебное пособие). Главы 1, 2, 3. Владивосток, ДВГУ, 1988
4. Богородский А. В., Яковлев Г. В., Корепин Е. А., Должиков А. К. *Гидроакустическая техника исследования и освоения океана*. Главы 1, 2. Л., Гидрометеиздат, 1984
5. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. *Теоретические основы акустики океана*. Л., Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
6. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. *Акустика океана*. В кн.: *Океанология*. Т. 2. Гидродинамика океана. Глава 2. М., Наука, 1978

Câu hỏi tự kiểm tra

1. Tại sao trong thực tế để tính tốc độ âm ở đại dương không dùng công thức giải tích chính xác mà là những công thức gần đúng?
2. Những ưu điểm và nhược điểm của quan điểm sóng và quan điểm tia mô tả sự lan truyền âm trong đại dương là gì?
3. Áp suất âm và cường độ âm biến đổi với khoảng cách như thế nào đối với các sóng âm phẳng, hình trụ và hình cầu trong chất lỏng lý tưởng?

4. Sự phân tầng đại dương ảnh hưởng như thế nào tới quỹ đạo của tín hiệu âm và cường độ âm dọc quỹ đạo?
5. Các biên kênh âm ngầm được xác định như thế nào và kênh âm ngầm có đặc trưng gì?
6. Các quy luật khúc xạ phương ngang của tín hiệu âm là gì?
7. Sự suy yếu âm trong đại dương phụ thuộc như thế nào vào tần số của tín hiệu phát?
8. Phương trình thủy định vị là gì?
9. Vì sao xuất hiện hiện tượng âm vọng trong đại dương?
10. Các nhiễu âm trong đại dương được phân biệt bằng những gì và giá trị thực tế của chúng là gì?
11. Bản chất của bộ phận của âm học gọi là thám âm lát cắt là gì?