

# VẬT LÝ BIÊN

*Đình Văn Ưu - Nguyễn Minh Huân*



NXB Đại học Quốc gia Hà Nội 2003

Từ khoá: nhiệt động lực học, chính áp, tà áp, địa thế vị, dòng địa chuyển, mô hình hai chiều, âm học biên. ánh sáng. bức xạ, quang học biên

---

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

TailieuVNU.com Tổng hợp & Sưu tầm

**ĐINH VĂN ƯU - NGUYỄN MINH HUẤN**

# **VẬT LÝ BIẾN**

**NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI**

## MỤC LỤC

<b>Chương 1. NHỮNG KHÁI NIỆM CƠ BẢN VỀ NHIỆT ĐỘNG HỌC NƯỚC BIỂN.....</b>	<b>4</b>
1.1. NHỮNG KHÁI NIỆM CƠ BẢN VỀ NHIỆT ĐỘNG HỌC.....	4
1.1.1. Hệ nhiệt động và tham số nhiệt động.....	4
1.1.2. Các luận điểm xuất phát cơ bản của nhiệt động học.....	4
1.1.3. Entropi và phương trình cơ bản nhiệt động học.....	5
1.2. PHƯƠNG TRÌNH NHIỆT ĐỘNG HỌC CƠ BẢN VÀ CÁC ĐẶC TRƯNG NHIỆT ĐỘNG CỦA NƯỚC BIỂN.....	8
1.2.1. Phương trình nhiệt động học cơ bản của nước biển.....	8
1.2.2. Các đặc trưng nhiệt động của nước biển.....	10
<b>Chương 2. ĐỘ ỔN ĐỊNH CỦA NƯỚC BIỂN.....</b>	<b>26</b>
2.1. KHÁI NIỆM VỀ NHIỆT ĐỘ, MẬT ĐỘ THỂ VỊ VÀ CÁC LOẠI GRADIENT MẬT ĐỘ. ĐỘ ỔN ĐỊNH THẲNG ĐỨNG VÀ NĂNG LƯỢNG BẤT ỔN ĐỊNH CỦA NƯỚC BIỂN.....	26
2.1.1. Nhiệt độ thể vị.....	26
2.1.2. Mật độ thể vị.....	27
2.2. ĐIỀU KIỆN ỔN ĐỊNH THẲNG ĐỨNG CỦA NƯỚC BIỂN.....	29
2.3. NĂNG LƯỢNG BẤT ỔN ĐỊNH CỦA NƯỚC BIỂN.....	31
<b>Chương 3. HỆ CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN THUYẾT NHIỆT ĐỘNG HỌC.....</b>	<b>34</b>
3.1. QUY MÔ CÁC QUÁ TRÌNH THUYẾT NHIỆT ĐỘNG HỌC BIỂN.....	34
3.2. NHỮNG KHÁI NIỆM CƠ BẢN VỀ CHUYỂN ĐỘNG RỐI.....	37
3.2.1. Về hai dạng chuyển động của chất lỏng.....	37
3.2.2. Các đại lượng trung bình và nhiễu động rối.....	37
3.2.3. Tenxơ ứng suất rối.....	39
3.2.4. Các hệ số trao đổi rối.....	41
3.2.5. Sự phân bố của dòng rối ở gần mặt tường dài vô hạn.....	43
3.3. CÁC PHƯƠNG TRÌNH CHUYỂN ĐỘNG, DẪN NHIỆT VÀ KHUYẾT TÁN RỐI Ở BIỂN.....	46
3.3.1. Phương trình chuyển động.....	46
3.3.2. Các phương trình liên tục, biến đổi nhiệt và khuếch tán ở biển.....	48
3.4. DẠNG TỔNG QUÁT CỦA PHƯƠNG TRÌNH THUYẾT NHIỆT ĐỘNG LỰC HỌC VÀ KHUYẾT TÁN.....	53
3.4.1. Định luật bảo toàn khối lượng và phương trình khuếch tán.....	53
3.4.2. Phép xấp xỉ Boussinesq và phương trình liên tục.....	54
3.4.3. Các phương trình nhiệt động học.....	55
3.4.4. Dạng tổng quát của phương trình thủy động học.....	57
3.4.5. Cân bằng thủy tĩnh, lực nổi và phương trình thủy nhiệt động học.....	58
3.4.6. Phương trình trạng thái và phương trình tổng quát đối với độ nổi.....	60
<b>Chương 4. RỐI BIỂN.....</b>	<b>62</b>
4.1. CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN CỦA CHUYỂN ĐỘNG RỐI.....	62
4.1.1. Sự biến đổi của đại lượng trung bình. Phương trình khuếch tán trong biển.....	62
4.1.2. Các lý thuyết rối cơ bản.....	64
4.2. PHƯƠNG TRÌNH CÂN BẰNG NĂNG LƯỢNG RỐI.....	67
4.2.1. Phương trình ứng suất Reynolds.....	67
4.2.2. Phương trình cân bằng năng lượng rối.....	70
4.2.3. Trường hợp riêng của phương trình cân bằng năng lượng rối và hệ số trao đổi rối trong biển.....	71

<b>Chương 5. QUANG HỌC BIỂN.....</b>	<b>75</b>
5.1 CÁC ĐẶC TRƯNG QUANG HỌC CỦA NƯỚC BIỂN .....	75
5.1.1. Tổng quan các phương pháp đo đạc .....	75
5.1.2. Các đặc trưng cơ bản.....	75
5.2 CÁC TÍNH CHẤT QUANG HỌC CỦA NƯỚC TINH KHIẾT .....	80
5.2.1 Những nghiên cứu lý thuyết.....	80
5.2.2 Các số liệu thực nghiệm.....	82
5.3 HIỆN TƯỢNG HẤP THỤ ÁNH SÁNG TRONG NƯỚC BIỂN .....	82
5.3.1 Thành phần của nước biển .....	82
5.3.2 Hấp thụ ánh sáng trong nước biển.....	85
5.4 TÁN XẠ ÁNH SÁNG CỦA NƯỚC BIỂN.....	86
5.4.1 Tán xạ phân tử.....	86
5.4.2 Tán xạ do các hạt lơ lửng.....	86
5.5 CÁC ĐẠI LƯỢNG ĐẶC TRƯNG CỦA TRƯỜNG ÁNH SÁNG TRONG BIỂN.....	89
5.6 HIỆN TƯỢNG TRUYỀN ÁNH SÁNG QUA MẶT BIỂN.....	90
5.6.1 Phản xạ bức xạ từ mặt biển.....	90
5.6.2. Sự truyền ánh sáng qua bề mặt biển:.....	93
5.7 ĐỘ RỌI NGẦM.....	94
5.7.1 Các chuẩn N. Erlov : .....	94
5.7.2 Sự biến động của độ rọi ngầm.....	96
5.8 ĐỘ CHÓI CỦA TRƯỜNG ÁNH SÁNG TRONG BIỂN .....	97
5.8.1 Phân vùng trường độ chói trong biển .....	97
5.8.2 Vùng dưới bề mặt - vùng Snell .....	99
5.9 MÀU CỦA BIỂN.....	100
<b>Chương 6. ÂM HỌC BIỂN.....</b>	<b>104</b>
6.1 SÓNG ÂM VÀ MỐI LIÊN HỆ GIỮA THÔNG SỐ CỦA CHÚNG VỚI CÁC ĐẶC TRƯNG CỦA MÔI TRƯỜNG ĐÀN HỒI.....	104
6.2 PHƯƠNG TRÌNH SÓNG.....	106
6.3 CÁC DẠNG SÓNG ÂM.....	109
6.3.1 Các sóng phẳng.....	109
6.3.2 Sóng cầu .....	111
6.3.3 Sóng trụ.....	113
6.4 NHỮNG ĐẶC TRƯNG NĂNG LƯỢNG CỦA SÓNG ÂM .....	114
6.5 PHẢN XẠ VÀ KHÚC XẠ SÓNG ÂM.....	117
6.6 TỐC ĐỘ SÓNG ÂM TRONG MÔI TRƯỜNG BIỂN .....	120
6.7 HIỆN TƯỢNG HẤP THỤ SÓNG ÂM TRONG BIỂN .....	122
6.8 SỰ LAN TRUYỀN CHÙM TIA ÂM TRONG MÔI TRƯỜNG PHÂN LỚP KHÔNG ĐỒNG NHẤT.....	123
6.9 TÁN XẠ SÓNG ÂM TRONG MÔI TRƯỜNG BIỂN (ÂM VANG BIỂN) VÀ TẠP ÂM.....	128
6.9.1 Âm vang biển.....	128
6.9.2 Tiếng ồn trong biển (tạp âm).....	130
<b>TÀI LIỆU THAM KHẢO.....</b>	<b>133</b>

## Chương 1

### NHỮNG KHÁI NIỆM CƠ BẢN VỀ NHIỆT ĐỘNG HỌC NƯỚC BIỂN

#### 1.1. NHỮNG KHÁI NIỆM CƠ BẢN VỀ NHIỆT ĐỘNG HỌC

##### 1.1.1. Hệ nhiệt động và tham số nhiệt động

Nhiệt động học là một khoa học nghiên cứu trạng thái của một hệ được cấu thành bởi một lượng vật chất nhất định không quá lớn và không quá bé. Sự hạn chế về khối lượng đối với một hệ vĩ mô liên quan tới các đặc trưng thống kê theo tập hợp có hạn các đại lượng.

Để nghiên cứu trạng thái của hệ nhiệt động, được thể hiện qua các dấu hiệu đặc trưng cho hệ và quan hệ giữa hệ đó và môi trường xung quanh, người ta sử dụng các tham số vĩ mô.

Trong thực tiễn người ta phân ra thành *hai loại tham số cơ bản*: tham số ngoài và tham số trong.

Tham số ngoài là các tham số được xác định bởi ảnh hưởng bên ngoài bao gồm thể tích, cường độ lực, v.v...

Tham số trong là mật độ, áp suất, năng lượng, v.v...

Các đại lượng không phụ thuộc vào tiền sử của hệ và hoàn toàn được xác định bởi trạng thái của hệ bằng tập hợp các tham số độc lập được gọi là *các hàm trạng thái*. Ví dụ mật độ của nước biển được xác định như một hàm của áp suất, nhiệt độ và độ muối:

$$\rho = \rho(p, T, S) \quad (1.1)$$

là một hàm trạng thái.

*Trạng thái của hệ được xem là dừng* nếu như các tham số trạng thái không phụ thuộc trực tiếp vào thời gian.

Trạng thái dừng sẽ tồn tại khi không có các thông lượng nhiệt, năng lượng và vật chất nào tác động từ bên ngoài vào hệ được xem là trạng thái cân bằng động.

Người ta phân biệt các *tham số cường tính* và các *tham số quang tính*.

Tham số cường tính là các tham số không phụ thuộc vào số lượng các phần tử hay khối lượng của hệ: áp suất, nhiệt độ là những tham số cường tính.

Tham số quang tính lại phụ thuộc vào khối lượng của hệ: thể tích, năng lượng là những tham số quang tính.

##### 1.1.2. Các luận điểm xuất phát cơ bản của nhiệt động học

Tồn tại hai luận điểm xuất phát cơ bản của nhiệt động học liên quan tới định nghĩa

cân bằng nhiệt động và mối quan hệ của nó.

Cân bằng nhiệt động là trạng thái có xác suất lớn nhất. Theo thời gian, các hệ cô lập không tham gia trao đổi năng lượng với bên ngoài bao giờ cũng chuyển sang trạng thái cân bằng nhiệt động và không tự tách khỏi trạng thái đó.

Luận điểm bắc cầu cho rằng trạng thái cân bằng không những được xác định bởi các tham số ngoài như thể tích, cường độ lực v.v... mà còn được xác định bởi một đại lượng xác định cho trạng thái bên trong của hệ. Khi tiếp xúc với nhau do kết quả trao đổi năng lượng, đại lượng này sẽ trở nên cân bằng giữa các hệ tiếp xúc.

Đại lượng nêu trên do được xác định bởi năng lượng của hệ nên được gọi là nhiệt độ. Cũng như năng lượng, nhiệt độ biểu thị số đo của chuyển động vật chất trong hệ khi chuyển từ dạng này qua dạng khác và nó là một hàm đơn trị của trạng thái hệ.

Trong nhiệt động học, năng lượng được phân ra thành nội năng và ngoại năng

$$E = E_{in} + E_{ex} \quad (1.2)$$

Trong đó ngoại năng  $E_{ex}$  bao gồm năng lượng chuyển động tương đối của hệ (động năng  $E_v$ ) và thế năng của hệ trong trường trọng lực  $E_{pot}$ .

$$E_{ex} = E_{pot} + E_v \quad (1.3)$$

### 1.1.3. Entropi và phương trình cơ bản nhiệt động học

Trạng thái vĩ mô của hệ nhiệt động là tập hợp một số lớn các trạng thái vi mô. Đối với mỗi trạng thái vi mô, trong nhiệt động học thống kê, người ta xác định xác suất  $p_i$  và nội năng  $\varepsilon_i$  của chúng.

Như vậy nội năng của toàn hệ sẽ là

$$\varepsilon = \sum p_i \varepsilon_i \quad (1.4)$$

Mức độ xác định hay bất xác định của một hệ nhiệt động phụ thuộc vào xác suất tồn tại của các hệ vi mô  $p_i$ . Người ta đưa ra khái niệm entropi như một tham số đặc trưng cho độ bất xác định của hệ:

$$\eta = -k \sum_1^n p_i \ln p_i \quad (1.5)$$

trong đó  $k$  là hằng số Boltzman

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$$

Theo công thức (1.5) ta dễ dàng thấy rằng nếu hệ đã được xác định bằng một trạng thái  $j$  nào đó,  $p_j=1$ , thì entropi sẽ bằng 0.

Cũng theo công thức trên mức độ không xác định lớn nhất khi xác suất của tất cả các hệ vi mô đều như nhau,  $p_i=1/n$ , với  $n$  hệ vi mô, ta có

$$\eta = -k \sum_1^n \frac{1}{n} \ln \frac{1}{n} = k \ln n \quad (1.6)$$

Như vậy entropi đặc trưng cho trạng thái vĩ mô của hệ phụ thuộc vào cấu trúc vi mô của nó.

Trên quan điểm cho rằng trạng thái hệ vĩ mô được xác định bởi năng lượng và khối lượng của n các hợp phần của hệ:  $\varepsilon_i$  và  $m_i$ , người ta đưa ra khái niệm về nhiệt độ T và thế hoá học  $\mu_i$  từ định nghĩa entropi, năng lượng và khối lượng cho các hợp phần của hệ.

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} &= \left( \frac{\partial \eta}{\partial \varepsilon} \right)_{v, m_j}, \\ \mu_j &= -T \left( \frac{\partial \eta}{\partial m_j} \right)_{\varepsilon, v, m_i} \end{aligned} \quad (1.7)$$

$(i, j = 1, \dots, n)$

Chúng ta sẽ xem xét quá trình đoạn nhiệt, trong đó không xảy ra trao đổi nhiệt giữa hệ và bên ngoài, với điều kiện diễn biến đủ nhanh để không có trao đổi nhiệt và đủ chậm để quá trình được xem là đảm bảo cân bằng. Khi chỉ có một lực duy nhất tác động từ bên ngoài, công mà quá trình thực hiện sẽ là

$$\delta A = -p dv \quad (1.8)$$

trong đó v là thể tích (hoặc thể tích riêng).

Để đảm bảo cân bằng, nội năng của hệ sẽ có giá trị ngược dấu với công do áp suất thực hiện

$$d\varepsilon = -\delta A = p dv$$

và từ đây ta có công thức định nghĩa áp suất p theo nội năng:

$$p = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial v} \right)_{n, m_j} \quad (1.9)$$

Kết hợp hai công thức (1.7) và (1.9) ta có

$$\frac{p}{T} = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial v} \right)_{n, m_j} \left( \frac{\partial \eta}{\partial \varepsilon} \right)_{v, m_j} = \left( \frac{\partial \eta}{\partial v} \right)_{\varepsilon, m_j} \quad (1.10)$$

Viết vi phân toàn phần của entropi sẽ có dạng sau, cho rằng entropi là một hàm của các tham số nhiệt động

$$\begin{aligned} d\eta &= \left( \frac{\partial \eta}{\partial \varepsilon} \right)_{v, m_j} d\varepsilon + \left( \frac{\partial \eta}{\partial v} \right)_{\varepsilon, m_j} dv + \sum \left( \frac{\partial \eta}{\partial m_j} \right)_{\varepsilon, v, m_i} d m_j = \\ &= \frac{d\varepsilon}{T} + \frac{p}{T} dv - \frac{\mu}{T} dS \end{aligned} \quad (1.11)$$

trong đó biến đổi của nồng độ các chất hoà tan trong nước tương tự độ muối S được xác định như sau

$$dS = \frac{\sum \mu_j d m_j}{\mu}$$

với  $\mu$  là thế hoá chung của hệ vĩ mô.

Ta có thể viết phương trình (1.11) về dạng

$$Td\eta = d\varepsilon + pdv - \mu dS \quad (1.12)$$

Phương trình này được gọi là phương trình Gibbs hay là phương trình cơ bản của nhiệt động học.

Theo nguyên lý thứ nhất của nhiệt động học (quy luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng) thì:

$$d\varepsilon = \delta Q - \delta G \quad (1.13)$$

trong đó  $\delta Q$  là biến đổi nhiệt lượng của hệ, còn  $\delta G$  là biến đổi công mà hệ sản sinh ra.

Thay vào phương trình (1.11) ta có

$$d\eta = \frac{1}{T} [\delta Q - \delta G + pdv - \mu dS]$$

Cho rằng  $\delta G$  là công tổng cộng thu được từ kết quả tác động của áp suất riêng phần của hệ:  $\delta G = p^*dv$  ( $p^*$  liên quan tới áp suất riêng phần), ta có thể viết:

$$d\eta = \frac{1}{T} [\delta Q + (p - p^*)dv - \mu dS] \quad (1.14)$$

Số hạng biểu thị công thực hiện do chênh lệch áp suất bên ngoài  $p$  và áp suất riêng phần  $p^*$  tương ứng hiệu giữa công sản sinh và công hữu ích do chống lại ma sát. Thành phần này thường xuyên làm tăng entropi. Điều này cũng dễ hiểu vì nếu  $p^* > p$  sẽ dẫn tới việc giảm thể tích và  $(p - p^*)dv > 0$  (lực tác động từ bên ngoài lên hệ sẽ lớn hơn nội lực) và ngược lại, nếu áp suất bên ngoài nhỏ hơn áp suất riêng phần  $p > p^*$  thì dẫn đến thể tích tăng và  $(p - p^*)dv > 0$ .

Như vậy đối với một hệ cô lập và thành phần vật chất không đổi  $dS = 0$  entropi luôn luôn tăng.

Khi hai hệ A và B có nhiệt độ khác nhau tương ứng  $T_a$  và  $T_b$  và có mối liên hệ với nhau nhưng lại cô lập với bên ngoài thì từ phương trình (1.14) ta có

$$d\eta = \frac{\delta Q_a}{T_a} + \frac{\delta Q_b}{T_b}$$

cũng do giả thiết hệ cô lập nên

$$\delta Q_a + \delta Q_b = 0$$

vì vậy

$$d\eta = \delta Q_a \left( \frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_b} \right) \quad (1.15)$$

Theo tương quan giữa  $T_a$ ,  $T_b$  và  $\delta Q_a$  ta luôn có  $d\eta > 0$ . Ví dụ nếu  $T_a > T_b$  và nhiệt đi từ phần A đến phần B, thì  $\delta Q_a < 0$  và phần A mất nhiệt, nếu  $T_b > T_a$  và phần A nhận nhiệt, hay  $\delta Q_a > 0$  ta vẫn có  $d\eta > 0$ .

Như vậy với hệ cô lập, trao đổi nhiệt luôn dẫn tới tăng entropi, hay nói một cách khác



sự phân bố lại năng lượng giữa các phần của hệ luôn có xu thế dẫn tới trạng thái cân bằng. Điều này là phát biểu của nguyên lý thứ hai nhiệt động học.

Ý nghĩa vật lý của nguyên lý này được hiểu rằng sự phân bố năng lượng giữa các thành phần của hệ có xu thế dẫn tới sự đồng đều, hay có xác suất lớn nhất.

Đối với quá trình lý tưởng, khi không có ma sát trên chu trình kín, về lý thuyết thì cần có xu thế quay trở về trạng thái ban đầu. Trong trường hợp đó tích phân theo đường khép kín sẽ bằng 0:

$$\oint \frac{\delta Q}{T_k} = \oint d\eta = 0$$

tương ứng quá trình thuận nghịch. Trong thực tiễn tất cả các quá trình đều không thuận nghịch, vì ít ra đều có lực ma sát. Điều này cũng nói lên rằng trong thực tế không thể tồn tại động cơ vĩnh cửu được.

## 1.2. PHƯƠNG TRÌNH NHIỆT ĐỘNG HỌC CƠ BẢN VÀ CÁC ĐẶC TRƯNG NHIỆT ĐỘNG CỦA NƯỚC BIỂN

### 1.2.1. Phương trình nhiệt động học cơ bản của nước biển

Phương trình cơ bản nhiệt động học hay phương trình Gibbs (12) có thể viết trong dạng

$$d\varepsilon = Td\eta - pdv + \mu dS \quad (1.16)$$

Ta lần lượt biến đổi phương trình (1.16) theo cách nhóm các số hạng lần lượt như sau

$$dH = d(\varepsilon + pv) = Td\eta + vdp + \mu dS \quad (1.17)$$

$$d\Psi = d(\varepsilon - T\eta) = -\eta dT - pdv + \mu dS \quad (1.18)$$

$$d\xi = d(\varepsilon + pv - T\eta) = -\eta dT + vdp + \mu dS \quad (1.19)$$

Hàm  $H = \varepsilon + pv$  được gọi là entanpi của hệ,  $\Psi = \varepsilon - T\eta$  là năng lượng tự do,

$\xi = \varepsilon + pv - T\eta$  là hàm thế nhiệt động Gibbs.

Ba hàm này được gọi là các thế nhiệt động và là các hàm của 3 trong 4 biến  $T, v, p$  và  $S$ .

Theo đúng ý nghĩa của các hàm thế, đạo hàm riêng của các hàm này cho ta các tham số nhiệt động.

Đối với nhiệt độ, áp suất, thể tích riêng và entropi, từ các phương trình (1.17-1.19) ta có

$$\left. \begin{aligned} T &= \left(\frac{\partial H}{\partial \eta}\right)_{p, m_j} = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \eta}\right)_{v, m_j} \\ p &= -\left(\frac{\partial \Psi}{\partial v}\right)_{T, m_j} = -\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_{\eta, m_j} \\ v &= \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{\eta, m_j} = \left(\frac{\partial \xi}{\partial p}\right)_{T, m_j} \\ \eta &= -\left(\frac{\partial \Psi}{\partial T}\right)_{v, m_j} = -\left(\frac{\partial \xi}{\partial T}\right)_{p, m_j} \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

Đối với các thể hoá học  $\mu_i$  ta có thể rút ra được công thức định nghĩa bằng cách sử dụng tính chất cộng được của các hàm thể, rằng thế nhiệt động Gibbs được thể hiện qua dạng sau

$$\xi = \sum m_j f_j(T, p, c_j) \quad (1.21)$$

trong đó  $c_j = m_j/v$  là nồng độ của thành phần j.

Theo định nghĩa của thế hoá trong phần trước (1.7), ta có

$$\mu_j = -T \left( \frac{\partial \eta}{\partial m_j} \right)_{\varepsilon, v, m_i}$$

Mặt khác nếu sử dụng (1.16) trong dạng

$$d\varepsilon = Td\eta - pdv + \sum \mu_j dm_j$$

ta có

$$\mu_j = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial m_j} \right)_{\eta, v}$$

Từ các công thức (1.17)-(1.19) ta có

$$\mu_j = \left( \frac{\partial \Psi}{\partial m_j} \right)_{T, v} = \left( \frac{\partial \xi}{\partial m_j} \right)_{T, p} = \left( \frac{\partial H}{\partial m_j} \right)_{\eta, p} \quad (1.22)$$

Kết hợp các công thức (1.21) và (1.22) ta thu được

$$\mu_j = \left( \frac{\partial \xi}{\partial m_j} \right)_{T, p} = f_j(T, p, c_j)$$

hay

$$\xi = \sum m_j \mu_j \quad (1.23)$$

Biểu thức (1.23) cho ta mối tương quan giữa thế nhiệt động Gibbs và thế hoá của các phần tử trong hệ nhiệt động.

Sử dụng công thức (1.19) trong dạng sau

$$d\xi = -\eta dT + vdp + \sum_1^n \mu_j dm_j$$

cùng với việc lấy vi phân của  $\xi$  từ (1.23)

$$d\xi = \sum m_j d\mu_j + \sum \mu_j dm_j$$

ta có

$$\sum m_j d\mu_j + \sum \mu_j dm_j = -\eta dT + vdp + \sum \mu_j dm_j$$

hay

$$\eta dT - vdp + \sum m_j d\mu_j = 0 \quad (1.24)$$

Phương trình (1.24) được gọi là phương trình Gibbs - Duhem, đây là phương trình cơ

bản của nhiệt động học nước biển.

Nếu xem nước biển chỉ bao gồm hai thành phần là nước tinh khiết và muối, ta có

$$m = m_w + m_s$$

và phương trình Gibbs - Duhem có dạng

$$\eta dT - v dp + m_w d\mu_w + m_s d\mu_s = 0 \quad (1.25)$$

Đối với một đơn vị khối lượng  $m = m_w + m_s = 1$ , ta có

$$\eta dT - v dp + d\mu_w + m_s d\mu' = 0 \quad (1.26)$$

trong đó  $\mu' = \mu_s - \mu_w$  hiệu thế hóa của muối và nước tinh khiết.

### 1.2.2. Các đặc trưng nhiệt động của nước biển

*Nhiệt dung của nước biển*

Chúng ta cho rằng đối với một hệ bao gồm một khối lượng nước biển nào đó, nếu có công thực hiện và biến đổi nhiệt lượng thì sẽ dẫn tới làm biến đổi nội năng của hệ đó.

Nếu cho rằng thể tích và thành phần hoá học của khối lượng nước nêu trên không thay đổi, từ phương trình 1.16 ta có

$$\begin{aligned} d\varepsilon &= dE_{in} = \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial T} \right)_{v,S} dT + \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial v} \right)_{T,S} dv + \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial S} \right)_{T,v} dS = \\ &= Td\eta + \mu dS - pdv \end{aligned} \quad (1.27)$$

$$\left( \frac{\partial E_{in}}{\partial T} \right)_{v,S} = T \left( \frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_{v,S}$$

Trong biểu thức trên đạo hàm riêng sẽ là đạo hàm thường trong điều kiện thể tích và độ muối không biến đổi. Trên cơ sở 1.27 ta có thể đưa ra định nghĩa nhiệt dung của nước khi thể tích và thành phần hoá học không đổi.

$$c_{v,S} = \left( \frac{dE_{in}}{dT} \right)_{v,S} = T \left( \frac{d\eta}{dT} \right)_{v,S} \quad (1.28)$$

Mặt khác, theo định nghĩa  $d\eta = dQ/T$ , đối với quá trình không thuận nghịch, nên

$$c_{v,S} = \left( \frac{dQ}{dT} \right)_{v,S}$$

Đây là công thức định nghĩa nhiệt dung như một tham số nhiệt động của hệ, nó đặc trưng cho nhiệt lượng cần thiết để thay đổi nhiệt độ của hệ đi 1 độ. Người ta cũng xác định nhiệt dung riêng khi tính nhiệt dung cho một đơn vị khối lượng.

Tương tự, ta cũng có thể rút ra công thức đối với nhiệt dung khi áp suất và thành phần hoá học không đổi:

$$C_{p,S} = T \left( \frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_{p,S} \quad (1.29)$$

Từ phương trình (1.17) ta có biểu thức:  $T \left( \frac{d\eta}{dT} \right)_{p,S} = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_{p,S} = C_{p,S}$

Khi thành phần hoá học (độ muối) không đổi  $dS = 0$ , từ phương trình (1.27) ta có

$$\left( \frac{\partial E_{in}}{\partial T} \right)_{v,S} dT + \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial v} \right)_{T,S} dv = Td\eta - pdv$$

hay

$$\left( \frac{\partial E_{in}}{\partial T} \right)_{v,S} = T \frac{d\eta}{dT} - \left[ \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial v} \right)_{T,S} + p \right] \frac{dv}{dT} \quad (1.30)$$

Kết hợp với các phương trình (1.28) và (1.29) ta có

$$C_{p,S} = c_{v,S} + \left[ \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial v} \right)_{T,S} + p \right] \left( \frac{dv}{dT} \right)_{p,S} \quad (1.31)$$

Số hạng cuối của công thức (1.31) cho ta lượng nhiệt do công thực hiện  $p(dv/dT)$  và biến đổi nội năng do thể tích  $v$  biến đổi. Như vậy

$$C_{p,S} = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_{p,S}$$

cho ta ý nghĩa của nhiệt dung khí áp suất không đổi và của entanpi.

Để biến đổi phương trình trên về dạng tiện lợi cho tính toán, người ta sử dụng biểu thức vi phân toàn phần của entropi, xem entropi là một hàm của nhiệt độ và thể tích

$$d\eta = \left( \frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_v dT + \left( \frac{\partial \eta}{\partial v} \right)_T dv$$

So sánh biểu thức trên với phương trình rút ra từ (1.27)

$$Td\eta = \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial T} \right)_v dT + \left[ \left( \frac{\partial E_{in}}{\partial v} \right)_T + p \right] dv$$

ta có

$$\left( \frac{\partial E_{in}}{\partial T} \right)_v = T \left( \frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_v$$

$$\left( \frac{\partial E_{in}}{\partial v} \right)_T + p = T \left( \frac{\partial \eta}{\partial v} \right)_T$$

Xuất phát từ định nghĩa đối với áp suất,  $p$  và entropi,  $\eta$  (1.20) ta có đẳng thức sau

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$$

Từ đây ta có thể biến đổi công thức (1.31) về dạng

$$C_{p,S} - C_{v,S} = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad (1.32)$$

Xem áp suất  $p$  là một hàm của nhiệt độ và thể tích, đồng thời thể tích lại là hàm của nhiệt độ và áp suất, ta có thể viết vi phân của áp suất trong dạng sau

$$\begin{aligned} dp &= \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dT = \\ &= \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left[ \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT \right] + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dT \end{aligned}$$

Chia hai vế biểu phương trình này cho  $dT$ , ta có

$$\frac{dp}{dT} = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dT} + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$$

Cho điều kiện thể tích  $v$  không đổi thì

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_v = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \left(\frac{dp}{dT}\right)_v + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$$

Sau khi khử các số hạng giống nhau cuối cùng ta thu được

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{-\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}$$

Thay biểu thức này vào (1.32) ta có

$$C_{p,S} - C_{v,S} = -\frac{\left(\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{p,S}\right)^2}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,S}}$$

Nếu lấy hệ số giãn nở vì nhiệt là  $a$ :

$$a = \frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{S,p}$$

và hệ số nén đẳng nhiệt  $k$

$$k = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,S}$$

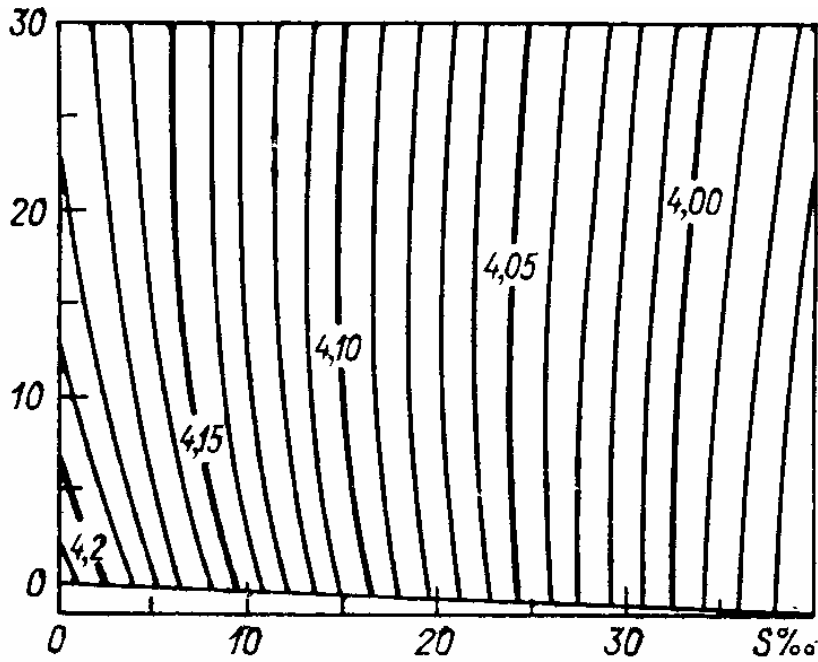
cuối cùng ta có:

$$c_{p,S} - c_{v,S} = \frac{T v_0 a^2}{k} \quad (1.33)$$

và công thức tỷ lệ giữa nhiệt dung khí áp suất không đổi và nhiệt dung khí thể tích không đổi sẽ là:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \left[ 1 + \frac{T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{c_p \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T} \right]^{-1}$$

Do giá trị của vế trái của phương trình (1.33) luôn luôn dương vì vậy  $c_p \geq c_v$ . Tuy nhiên sự khác nhau giữa chúng thường nhỏ hơn 1% và phụ thuộc chủ yếu vào nhiệt độ. Đối với nhiệt độ cực đại mật độ  $k = 0$  và  $c_p = c_v$ . Việc xác định nhiệt dung bằng phương pháp thực nghiệm chủ yếu áp dụng cho  $c_p$ . Còn nhiệt dung  $c_v$  thì tính theo công thức (1.33).



Hình 1.1. Nhiệt dung khí áp suất không đổi phụ thuộc vào nhiệt độ và độ muối

Trên hình 1.1 cho ta mối tương quan giữa nhiệt dung khí áp suất không đổi phụ thuộc

vào nhiệt độ và độ muối. Đối với các giá trị áp suất cố định thì cp giảm khi áp suất tăng (bảng 1.1).

Tuy nhiệt dung phụ thuộc vào nhiệt độ, độ muối và áp suất nhưng sự biến đổi này nhìn chung không vượt qua giới hạn 5% vì vậy trong các bài toán hải dương học có thể chấp nhận một giá trị không đổi của nhiệt dung.

Bảng 1.1. Hiệu giữa nhiệt dung [j/gr.độK] khi áp suất bằng áp suất khí quyển và ở các độ sâu với độ muối 34,85 ‰

T°C	p dbar				
	2000	4000	6000	8000	10000
-2	0,0715	0,1318			
0	0,0665	0,1218	0,1820	0,2060	0,2368
5	0,0569	0,1037	0,1680	0,1740	0,2050
10	0,0502	0,0920	0,1422		
15	0,0460	0,0850			
20	0,0440				

#### *Độ dẫn nhiệt*

Một trong những đặc trưng nhiệt động học quan trọng của nước biển là *độ dẫn nhiệt* cho ta tốc độ truyền nhiệt trong môi trường. Người ta lấy hệ số truyền nhiệt làm đại lượng đặc trưng, hoàn toàn tương tự như trong vật lý học, đó là lượng nhiệt đi qua một đơn vị diện tích bề mặt trong một đơn vị thời gian với gradien nhiệt độ bằng 1 đơn vị. Người ta phân biệt hệ số truyền nhiệt phân tử  $\lambda_m$  và hệ số truyền nhiệt rối  $\lambda$ . Trong đó hệ số truyền nhiệt phân tử phụ thuộc vào các tính chất vật lý của nước, tốc độ chuyển dịch các phân tử, hay là quãng đường chạy tự do và mật độ. Giá trị của hệ số này đối với nước ngọt dưới tác động của áp suất khí quyển và nhiệt độ bằng 20 °C vào khoảng 0,6 wat/(m.độ) và giảm khoảng  $10^{-2}$  wat/(m.độ) khi nhiệt độ giảm xuống từng 10 độ. Độ muối không ảnh hưởng đáng kể đến độ dẫn nhiệt.

Tính chất truyền nhiệt rối là một đặc trưng quan trọng của nước biển vì nó quyết định cho tính chất động học của nước và hiện tượng xáo trộn rối. Hệ số truyền nhiệt rối vào khoảng hai đến ba bậc lớn hơn hệ số truyền nhiệt phân tử.

#### *Hiện tượng chuyển pha*

Phụ thuộc vào nhiệt độ và áp suất, nước có thể tồn tại trong các pha khác nhau : hơi, lỏng và rắn. Để thu được phương trình biểu thị sự tồn tại của các pha và điều kiện chuyển từ pha này sang pha khác, chúng ta dựa trên nguyên lý cho rằng entropi của hệ bằng tổng entropi các thành phần. Như vậy entropi của hệ bao gồm hai pha với tỷ lệ f và 1 - f sẽ là

$$\eta = f\eta_1 + (1-f)\eta_2 = \eta_2 + f(\eta_1 - \eta_2) \quad (1.34)$$

Khi xem xét một đơn vị thể tích của hệ, thì  $\eta_1$  và  $\eta_2$  sẽ là entropi riêng phần tương ứng các thể tích riêng  $v_1$  và  $v_2$ :

$$v = fv_1 + (1-f)v_2 = v_2 + f(v_1 - v_2) \quad (1.35)$$

Trong quá trình chuyển pha, đối với từng phần df sẽ có một lượng entropi tương ứng biến đổi

$$d\eta = (\eta_1 - \eta_2)df$$

$$dv = (v_1 - v_2)df$$

trong đó

$$\frac{d\eta}{dv} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1 - v_2} \quad (1.36)$$

Nếu chúng ta sử dụng một trong những mối tương quan của Mác-xoel

$$\frac{d\eta}{dv} = \frac{dp}{dT}$$

ta có thể thay về trái của phương trình (1.36)

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1 - v_2} \quad (1.37)$$

Như chúng ta đã biết, khi nhiệt độ không đổi thì

$$\eta_1 - \eta_2 = \frac{\delta Q}{T}, \quad \delta Q = H_1 - H_2$$

do đó

$$\frac{dp}{dT} = \frac{H_1 - H_2}{T(v_1 - v_2)} \quad (1.38)$$

Phương trình vừa nhận được là phương trình Clayperon. Phương trình này được thể hiện trên toán đồ pT, theo đó có thể xác định các đường cong giới hạn chuyển pha của chất lỏng (hình 1.2). Hiệu entapi trên tử số cho ta lượng nhiệt ẩn cần thiết mà chất lỏng thu được hoặc giải phóng trong quá trình chuyển từ pha này sang pha khác.

Nếu xét tương quan các pha hơi (I) và nước (II) thì  $v_h \gg v_n$ . Thực vậy, thể tích riêng đặc trưng của nước tương ứng ba pha tại 0°C là:  $v_h = 206000 \text{ cm}^3/\text{gr}$ ;  $v_n = 1 \text{ cm}^3/\text{gr}$ ;  $v_b = 1,09 \text{ cm}^3/\text{gr}$ . Nếu sử dụng phương trình trạng thái khí lý tưởng đối với hơi nước ( $p_h v_h = R_h T$ ) ta có thể viết

$$\frac{d p_h}{dT} = \frac{p_h (H_h - H_n)}{R_h T^2} \quad (1.39)$$

Trong công thức này  $p_h$  được hiểu như sức tương bão hoà của hơi nước trên mặt nước và  $R_h = 460 \text{ j}/(\text{kg} \cdot \text{độK})$  - là hằng số đối với hơi nước. Trong khi chuyển 1 gam nước từ trạng thái hơi vào trạng thái lỏng (nước) sự biến đổi của entanpi sẽ là  $H_h - H_n = L_{bh} = 250 \text{ j}$ , đại lượng này được gọi là nhiệt hoá hơi riêng (trên một đơn vị khối lượng).

Lấy tích phân phương trình (1.39) ta thu được biểu thức tương quan giữa độ tương bão hoà của hơi nước và nhiệt độ



$$p_h = p_0 \exp \left[ \frac{L_{bh}}{R_h} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (1.40)$$

Phương trình này thường được gọi là phương trình Clausius-Clayperon. Trong đó  $p_0$  là áp suất của hơi nước khi nhiệt độ bằng  $T_0$ . Đối với  $T_0 = 273,075^\circ\text{K}$  độ tương bão hoà  $p_0 = 6,1$  mbar. Chúng ta dễ dàng nhận thấy trên hình (1.2) tương quan giữa độ tương bão hoà của hơi nước và nhiệt độ, được xây dựng trên cơ sở công thức (1.40) và thể hiện bằng đường cong OA.

Trong khi xác định giới hạn giữa các pha khí (I) và rắn (III) chúng ta cũng sử dụng các giả thiết như trường hợp đầu, cho rằng thể tích riêng của hơi nước lớn hơn nhiều lần thể tích riêng của băng. Trạng thái bão hoà hơi nước cũng được thể hiện bằng phương trình trạng thái khí lý tưởng. Theo các giả thiết trên chúng ta thu được phương trình sau đây, tương tự phương trình (1.40)

$$\begin{aligned} p_s &= p_0 \exp \left[ \frac{H_s - H_b}{R_s} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] = \\ &= p_0 \exp \left[ \frac{L_{sb}}{R_s} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.41)$$

Hiệu của entanpi giữa hơi nước và băng đối với một gam nước vào khoảng 2830 j và được gọi là nhiệt thăng hoa (hoặc hơi hoá băng). Trên hình 1.2, giới hạn giữa hai pha hơi và băng được thể hiện bằng đường cong OB. So sánh với đường cong OA ta thấy rằng sức tương bão hoà hơi nước trên băng nhỏ hơn nhiều so với trên mặt nước. Điều này cho ta thấy sự cần thiết phải kể đến trạng thái pha của mặt nước trong khi tính toán bốc hơi.

Các công thức (1.40) và (1.41) được sử dụng rộng rãi trong thực tiễn tính toán hải dương học vì khi xác định lượng bốc hơi người ta không đo độ tương bão hoà hơi nước trên mặt biển mà phải tính toán theo nhiệt độ.

Để xác định đường cong phân cách các pha lỏng (II) và rắn (III) của nước người ta cũng xuất phát từ phương trình Clayperon. Nếu như pha thứ nhất (1) là rắn (băng hoặc tuyết) và pha hai (2) là nước thì vế phải của phương trình luôn có giá trị âm, vì  $H_n - H_b > 0$ , và  $v_n - v_b < 0$ . Vì vậy đường phân cách giữa hai pha này có hướng ngược lại với OB. Trên hình vẽ cho thấy đường này OC có hướng trùng với hướng trục tung, vì đạo hàm của áp suất theo nhiệt độ bằng hàng triệu lần đạo hàm đối với hai trường hợp trên, tuy hiệu entanpi chỉ có 335 j. Đại lượng này được gọi là nhiệt hoá lỏng (hay tan băng).

Do các đặc điểm vừa nêu, ta có thể thu được lời giải từ phương trình Clayperon như sau

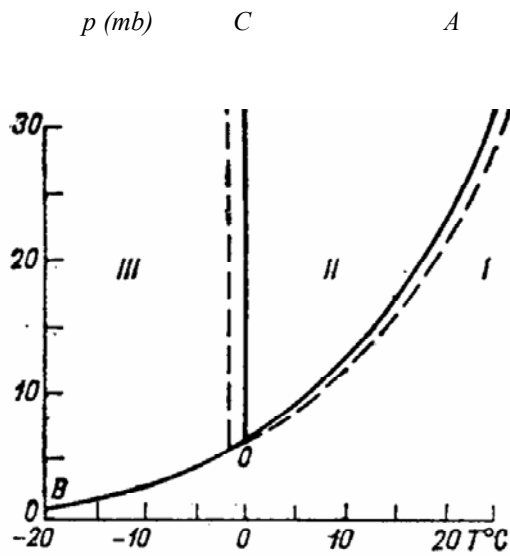
$$p = p_0 + \frac{H_b - H_n}{v_b - v_n} \ln \left( \frac{T}{T_0} \right) = p_0 + \frac{L_b}{v_b - v_n} \ln \left( \frac{T}{T_0} \right) \quad (1.42)$$

Cả ba đường cong nêu trên đều bắt đầu từ một trạng thái  $p_0$  và  $T_b$ . Điều này có nghĩa rằng đối với nhiệt độ và áp suất này nước có thể tồn tại và chuyển hoá qua ba pha. Trên toán đồ pT điểm này được gọi là điểm cặp ba.

Sự hiện diện của muối trong nước biển đã làm biến đổi các đặc điểm của quá trình chuyển pha. Điều này xuất phát từ quy luật xác định áp suất bão hòa hơi của các dung dịch của chất hoà tan lý tưởng, nhưng do nước biển có chứa các ion và các chất điện phân nên các quy luật trên bị ảnh hưởng. Tuy chưa có một lý thuyết đầy đủ về các quá trình này cho hệ nước biển, song điều rõ ràng nhất là nhiệt độ đóng băng của nước biển bị giảm. Sau đây là công thức thực nghiệm của Crumel

$$g = -10^{-2} (0,3 + 5,27S + 4 \cdot 10^{-3} S^2 + 4 \cdot 10^{-5} S^3) \quad (1.43)$$

Các tác động liên quan tới độ muối biển có thể nhận thấy trên hình 2 thông qua vị trí của các đường chuyển đổi pha trên toán đồ pT (các đường chấm chấm).



Hình 1.2. Toán đồ pT biến đổi pha của nước biển

*Quá trình đoạn nhiệt*

Xét sự biến đổi nhiệt độ theo thể tích v

Sử dụng nguyên lý thứ nhất nhiệt động lực học với điều kiện không có biến thiên độ muối, từ phương trình cơ bản của nguyên lý thứ nhất nhiệt động lực học ta có thể viết;

$$dQ = d\varepsilon + pdv$$

Tiến hành triển khai vi phân đối với  $\varepsilon$  và sử dụng công thức nhiệt dung vừa thu được trên đây, ta có

$$\begin{aligned}
dQ &= \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_v dT + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial v} \right)_T dv + p dv = \\
&= c_v dT + \left[ \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial v} \right)_T + p \right] dv = c_v dT + T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv = \\
&= c_v dT - T \frac{\left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{\left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T} dv = c_v dT + \frac{Ta}{k} dv
\end{aligned} \tag{1.44}$$

Trong khi biến đổi (1.44) đã sử dụng đẳng thức sau rút ra từ các đẳng thức (1.20) và (1.31)

$$T \left( \frac{\partial \eta}{\partial v} \right)_T = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial v} \right)_T + p = T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v$$

Đối với các quá trình đoạn nhiệt do  $dQ = 0$  nên từ phương trình (1.44) ta có

$$dT = -\frac{Ta}{c_v k} dv \tag{1.45}$$

Như vậy, nhiệt độ sẽ giảm khi thể tích tăng và ngược lại nhiệt độ sẽ tăng khi thể tích giảm.

Xét sự biến đổi của nhiệt độ khi áp suất thay đổi

Cũng dựa trên cơ sở của nguyên lý thứ nhất nhiệt động lực học (phương trình (1.17)) có

$$\begin{aligned}
dQ &= d\varepsilon + d(pv) - vdp = d(\varepsilon + pv) - vdp = \\
&= dH - vdp
\end{aligned} \tag{1.46}$$

trong đó H là entanpi.

Tiếp tục biến đổi (1.46) bằng cách triển khai vi phân toàn phần của entanpi

$$dQ = dH - vdp = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp - vdp$$

ta có

$$\frac{dQ}{dT} = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p + \left[ \left( \frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - v \right] \frac{dp}{dT} = c_p + \left[ \left( \frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - v \right] \frac{dp}{dT}$$

Đối với các quá trình đoạn nhiệt do  $dQ = 0$  nên

$$c_p + \left[ \left( \frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - v \right] \frac{dp}{dT} = 0$$

hay

$$dT = -\frac{1}{c_p} \left[ \left( \frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - v \right] dp$$

Để biến đổi công thức này về dạng tiện lợi cho tính toán, chúng ta trở lại sử dụng các định nghĩa entropi và entanpi và các vi phân toàn phần của chúng

Do  $H = \varepsilon + pv$ , ta có

$$dH = d\varepsilon + pdv + vdp,$$

đồng thời  $d\varepsilon = Td\eta - pdv$ , vì vậy

$$dH = Td\eta - pdv + pdv + vdp = Td\eta + vdp,$$

và từ đó

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = T\left(\frac{\partial \eta}{\partial p}\right)_T + v$$

Đồng thời từ các định nghĩa T, p, v và  $\eta$  ta lại có

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

( biểu thức này rút ra từ định nghĩa

$$\eta = -\left(\frac{\partial \xi}{\partial T}\right)_p, \quad v = \left(\frac{\partial \xi}{\partial p}\right)_T$$

và tiến hành tính đạo hàm chéo theo T và p)

Như vậy cuối cùng ta có

$$\frac{dT}{dp} = \frac{v - \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T}{C_p} = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{C_p}$$

Nếu sử dụng khái niệm về hệ số giãn nở vì nhiệt ở phần trên ta có thể viết

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T \nu_0 a}{C_p} \quad (1.47)$$

Đại lượng  $dT/dp = G$  được gọi là gradient nhiệt độ đoạn nhiệt.

Trong biển và đại dương áp suất phụ thuộc vào độ sâu, vì vậy gradient theo độ sâu cũng có thể tính từ gradient theo áp suất.

Từ đẳng thức

$$\frac{dT}{dz} = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right) \frac{dp}{dz} = \rho g \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right) = \frac{\rho T \nu_0 a g}{C_p}$$

Đối với một đơn vị khối lượng

$$\frac{dT}{dz} = \frac{T a g}{C_p}$$

Từ đây ta có thể xác định sự biến thiên của nhiệt độ trong khoảng độ sâu từ đáy ( $z = 0$ ) đến độ sâu  $z$  bất kỳ

$$\delta T = T(z) - T(0) = \int_0^z \frac{T a g}{C_p} dz$$

Để dàng nhận thấy rằng khi nước đi xuống thì nhiệt độ tăng lên và khi nước đi lên thì nhiệt độ giảm xuống.

Trong các công thức trên hệ số giãn nở vì nhiệt  $a$  vào khoảng  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ (}^\circ\text{C)}^{-1}$ . Hệ số nén đẳng nhiệt  $k$

$$k = -\frac{1}{V_0} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_{T,S}$$

Hệ số  $k$  phụ thuộc một cách phức tạp vào nhiệt độ, độ muối và áp suất. Sau đây là công thức thực nghiệm của Ekman đối với toàn bộ cột nước từ mặt đến độ sâu có áp suất  $p$

$$\begin{aligned} 10^{+8} \bar{k} = & 4886 / (1 + 0,000183p) - (227 + 28,33 T - 0,551 T^2 + 0,004 T^3) + \\ & + (105,5 + 9,5 T - 0,158 T^2) p \cdot 10^{-3} - 1,5 \cdot 10^{-6} T p^2 - \\ & - [(\sigma_0 - 28) / 10] [147,3 - 2,72 T + 0,04 T^2 - (32,4 - 0,87 T - 0,02 T^2) p \cdot 10^{-3}] \\ & + [(\sigma_0 - 28) / 10]^2 [4,5 - 0,1 T - (1,8 - 0,06 T) p \cdot 10^{-3}] \end{aligned} \quad (1.48)$$

trong đó:  $T$  ( $^\circ\text{C}$ ) - nhiệt độ,  $p$  (bar) - áp suất,  $\sigma_0$  - tỷ trọng quy ước ( $\sigma_0 = -0,069 + 1,4708 \text{ Cl} - 1,57 \cdot 10^{-3} \text{ Cl}^2 + 3,98 \cdot 10^{-5} \text{ Cl}^3$ ),  $S$  - độ muối ( $S = 1,806 \text{ Cl}$ ),  $\text{Cl}$  độ Cờ-lo.

Trong điều kiện nước biển giá trị hệ số giãn nở vì nhiệt  $a \sim 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ (}^\circ\text{C)}^{-1}$ , gradien  $dT/dz$  vào khoảng  $10^{-4} \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$ .

Để tính biến thiên nhiệt độ theo áp suất, từ phương trình (1.48) ta có

$$\frac{dT}{T} = \frac{a V_0}{C_p} dp$$

Tích phân hai vế theo  $p$  ta thu được

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \int_{p_1}^{p_2} \frac{a V_0}{C_p} dp$$

và từ đó

$$T_2 = T_1 \exp \int_{p_1}^{p_2} \frac{a V_0}{C_p} dp$$

Phương trình trạng thái của nước biển

### **Phương trình trạng thái**

Nước biển cũng như các chất lỏng thông thường đều là chất lỏng nén được, nghĩa là mật độ của nó có thể biến đổi. Trong thực tiễn hải dương học phương trình trạng thái là mối tương quan giữa thể tích riêng hoặc mật độ và các đặc trưng nhiệt động khác của nước biển.

Những đặc trưng nhiệt động đó chủ yếu là những yếu tố hay được quan trắc nhất như nhiệt độ  $T$ , độ muối  $S$  và áp suất  $p$ . Có thể viết phương trình trạng thái phụ thuộc vào entropi  $\eta$ . Dạng tổng quát của phương trình trạng thái có thể viết như sau

$$f(\rho, S, T, p) = 0, \quad (1.49)$$

$$f(\rho, S, p, \eta) = 0, \quad (1.50)$$

hay

$$f(\varepsilon, S, T) = 0 \quad (1.51)$$

Trong số đó phương trình dạng (1.49) và (1.50) được gọi là phương trình trạng thái nhiệt, còn phương trình (1.51) gọi là phương trình trạng thái calo.

Trong thực tế hải dương học người ta hay sử dụng phương trình (1.49) viết trong dạng

$$= \rho(T, S, p)$$

hoặc

$$v = v(T, S, p),$$

trong đó  $v$  là thể tích riêng:  $v = 1/\rho$ .

Tiến hành lấy vi phân toàn phần đối với thể tích riêng, ta có

$$dv = \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_{S,p} dT + \left( \frac{\partial v}{\partial S} \right)_{T,p} dS + \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_{S,T} dp \quad (1.52)$$

Trong các phân trên chúng ta đã đưa ra các hệ số giãn nở vì nhiệt  $a$ , hệ số nén đẳng nhiệt  $k$

$$a = \frac{1}{v_0} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_{S,p}, \quad k = -\frac{1}{v_0} \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_{T,S}$$

Ngoài ra hệ số trong số hạng thứ hai được xem là hệ số nén do muối  $\beta$

$$\beta = -\frac{1}{v_0} \left( \frac{\partial v}{\partial S} \right)_{T,p}$$

Trên cơ sở đó phương trình (1.52) có thể viết qua dạng

$$\frac{dv}{v_0} = a dT - \beta dS - k dp \quad (1.53)$$

Các hệ số  $a$ ,  $\beta$  và  $k$  không phải là hằng số mà vẫn phụ thuộc vào nhiệt độ, độ muối và áp suất, chúng cũng có mối quan hệ với nhau thông qua các hệ số nhiệt áp  $\gamma$  và nhiệt muối  $\delta$

$$a = \beta \delta S_0 + \gamma k p_0 \quad (1.54)$$

trong đó

$$\gamma = \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{v,S},$$

$$\delta = \frac{1}{S_0} \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_p$$

Do sự phức tạp của các mối liên hệ đó mà đối với nước biển luôn tồn tại các biến đổi phi tuyến của các đặc trưng vật lý, nhiệt động học, như thể tích riêng, vận tốc truyền âm, v.v...

vào nhiệt độ và độ muối.

Để đánh giá chính xác vai trò của các thành phần và sai số có thể xảy ra trong khi làm đơn giản hoá phương trình trạng thái, chúng ta cần nghiên cứu các mối quan hệ chung của chúng.

Trong công trình của mình O. Mamaev đã tiến hành phân tích thể tích riêng vào chuỗi Taylor theo các biến  $T, S, p$  tại điểm có tọa độ  $S = 35 \text{ ‰}$ ,  $T = 0^\circ\text{C}$ ,  $p = 0$  (cho rằng áp suất trên mặt biển bằng 0 trong đương áp suất khí quyển, nhỏ hơn nhiều so với áp suất trong nước). Dạng cuối cùng của chuỗi đó có dạng 1.55.

Biểu thức trong dấu ngoặc vuông cho ta phân hiệu chỉnh đối với số hạng đầu, đặc trưng cho thể tích riêng của nước đại dương chuẩn  $v(35, 0, 0) = 0,97264$ .

Nếu như chúng ta xem xét sự biến đổi của thể tích riêng chỉ phụ thuộc vào một tham số và cho rằng các tham số khác được giữ nguyên không đổi, ta có thể viết công thức tính gần sự biến đổi của mật độ hoặc thể tích riêng sử dụng phép phân tích các hàm đó vào chuỗi đối với từng biến riêng rẽ trong dạng 1.56. Trong các công thức này các giá trị quy chiếu của độ muối, áp suất và nhiệt độ được chọn tương ứng  $35\text{‰}$ ,  $0^\circ\text{C}$  và  $0 \text{ mb}$ .

$$\begin{aligned}
 v(S, T, p) = & v(35, 0, 0) + \left[ \frac{\partial v}{\partial S} dS + \frac{\partial v}{\partial T} dT + \frac{\partial v}{\partial p} dp \right]_{35, 0, 0} + \\
 & + \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial S^2} dS^2 + \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} dT^2 + \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} dp^2 + 2 \left( \frac{\partial^2 v}{\partial S \partial T} dS dT + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\partial^2 v}{\partial S \partial p} dS dp + \frac{\partial^2 v}{\partial p \partial T} dp dT \right) \right]_{35, 0, 0} + \frac{1}{6} \left[ \frac{\partial^3 v}{\partial S^3} dS^3 + \right. \\
 & + \frac{\partial^3 v}{\partial T^3} dT^3 + \frac{\partial^3 v}{\partial p^3} dp^3 + 3 \left( \frac{\partial^3 v}{\partial S^2 \partial T} dS^2 dT + \frac{\partial^3 v}{\partial S^2 \partial p} dS^2 dp + \right. \\
 & + \frac{\partial^3 v}{\partial T^2 \partial S} dT^2 dS + \frac{\partial^3 v}{\partial p^2 \partial S} dp^2 dS + \frac{\partial^3 v}{\partial T^2 \partial p} dT^2 dp + \\
 & \left. \left. + \frac{\partial^3 v}{\partial p^2 \partial T} dp^2 dT + 2 \frac{\partial^3 v}{\partial S \partial T \partial p} dS dT dp \right) \right] \quad (1.55)
 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned}
\delta v_s &= v(S,0,0) - v(35,0,0) = \\
&= \frac{\partial v}{\partial S} dS + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial S^2} dS^2 + \dots; \\
\delta v_T &= v(35,T,0) - v(35,0,0) = \\
&= \frac{\partial v}{\partial T} dT + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} dT^2 + \dots; \\
\delta v_p &= v(35,0,p) - v(35,0,0) = \\
&= \frac{\partial v}{\partial p} dp + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial p^2} dp^2 + \dots;
\end{aligned} \right\} \quad (1.56)$$

Như đã phân tích, các biểu thức thu được trong (1.56) có thể xem như các hàm của một tham số đã được cho không đổi, vì vậy để nâng cao độ chính xác có thể biểu thị tham số này vào chuỗi theo biến mới, trong đó có thể cho đồng thời 1 hoặc 2 biến không đổi. Điều này có thể thấy rõ trong các công thức 1.57 đối với các cặp biến nhiệt-muối, muối-áp và nhiệt-áp.

$$\left. \begin{aligned}
\delta v_{ST} &= [v(S,T,0) - v(35,T,0)] - \\
&\quad - [v(S,0,0) - v(35,0,0)]; \\
\delta v_{Sp} &= [v(S,0,p) - v(35,0,p)] - \\
&\quad - [v(S,0,0) - v(35,0,0)]; \\
\delta v_{Tp} &= [v(35,T,p) - v(35,0,p)] - \\
&\quad - [v(S,0,0) - v(35,0,0)];
\end{aligned} \right\} \quad (1.57)$$

Bằng cách tương tự chúng ta có thể thu được các hiệu số bậc cao như

$$\delta v_{STp} = \{ [v(S,T,P) - v(35,T,p)] - [v(S,T,0) - v(35,T,0)] \} - \{ [v(S,0,p) - v(35,0,p)] - [v(S,0,0) - v(35,0,0)] \} \quad (1.58)$$

Sau khi thay các hệ số vừa dẫn vào công thức (1.55), Mamaev đã đi đến công thức tính thể tích riêng của nước biển thông qua thể tích riêng của nước biển chuẩn và các phân hiệu chỉnh

$$\begin{aligned}
v(S,T,p) &= v(35,0,0) + \delta v_s + \delta v_T + \delta v_p + \delta v_{ST} + \\
&\quad + \delta v_{Sp} + \delta v_{Tp} + \delta v_{STp}
\end{aligned} \quad (1.59)$$

Công thức này cũng đã được Bierkness và Sandstrem đưa ra và sử dụng trước đây.

Hoàn toàn tương tự ta có thể viết công thức tính mật độ nước biển theo nhiệt độ, độ muối và áp suất trong dạng



$$\rho(S, T, p) = \rho(35, 0, 0) + \delta\rho_s + \delta\rho_T + \delta\rho_p + \delta\rho_{ST} + \delta\rho_{Sp} + \delta\rho_{Tp} + \delta\rho_{STp} \quad (1.60)$$

Biết rằng  $\rho = 1/v$  chúng ta có thể thu được tương quan giữa  $\delta\rho$  và  $\delta v$ , bằng cách lấy đạo hàm:

$$\delta\rho = -\frac{\delta v}{v^2} \quad (1.61)$$

Để xác định các hiệu chỉnh trong các công thức (1.59) và (1.60) chúng ta cần xác định được các đạo hàm riêng. Do hiện nay chúng ta vẫn chưa tìm ra được dạng giải tích của phương trình trạng thái vì vậy các đạo hàm này thường được lấy từ các công thức thực nghiệm của Knudsen và được đưa vào trong các bảng hải dương học.

Đối với nước mặt đại dương công thức phổ biến hiện nay là

$$\rho(S, T, 0) = \rho(0, 4, 0) \left\{ 1 + [\delta_1 + \delta_2 \sigma_0 + \delta_3 (\sigma_0^2 + 0,1324 \sigma_0)] 10^{-3} \right\} \quad (1.62)$$

trong đó các hệ số  $\delta_i$  chỉ là các hàm của nhiệt độ

$$\delta_1 = 0,1324(\delta_2 - 0,1324 \delta_3) - \frac{(T - 3,98)^2}{503,570} \frac{T + 283}{T + 67,26};$$

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

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

Hệ số  $\sigma_0$  trong hải dương học được gọi là trọng lượng riêng giả định, phụ thuộc vào độ muối nước biển. Do tính ổn định của thành phần các ion chính trong nước biển mà độ muối thường được tính theo một thành phần cơ bản như Cơ-lo bằng công thức Knudsen

$$S = (0,030 + 1,8050Cl)\% \circ \quad (1.63)$$

hoặc công thức UNESCO

$$S = 1,80655 Cl \% \circ, \quad (1.64)$$

Công thức để tính trọng lượng riêng giả định sẽ là

$$\sigma_0 = -0,069 + 1,4708Cl - 1,57 \cdot 10^{-3} Cl^2 + 3,98 \cdot 10^{-5} Cl^3 \quad (1.65)$$

Do sự biến đổi thành phần muối đối với các vùng nội hải nên các hệ số tương quan có thể thay đổi.

Sự biến đổi của mật độ và thể tích riêng của nước biển theo độ sâu, được tính theo công thức trong đó ảnh hưởng của độ nén dưới tác động của áp suất  $\bar{k}$  (công thức (1.48)) được kể đến

$$v(S, T, p) = v(S, T, 0) [1 - \bar{k}p] \quad (1.66)$$

Những công thức thực nghiệm nêu trên cho thấy tính phức tạp của mối phụ thuộc của thể tích riêng hoặc mật độ vào các đặc trưng nhiệt động học của nước biển. Vì vậy trong những trường hợp không đòi hỏi độ chính xác cao có thể sử dụng các công thức trong đó một số hệ số có thể bỏ qua. Sau đây là công thức được sử dụng phổ biến do Lineikin đề xuất

$$\rho(T,S,p) = 1 + 10^{-5}(6,89T - 9,18T^2 - 0,39ST + 82S + 5 \cdot 10^{-3}p); \quad (1.67)$$

Trong nhiều trường hợp còn có thể sử dụng các công thức đơn giản hơn như công thức Robinson - Stomel

$$= \rho_0(1 - \alpha T)$$

hay công thức Lineikin - Stomel

$$= \rho(1 - \alpha T + \beta S)$$

Hiện nay để phục vụ các tính toán chính xác, UNESCO đã đưa ra công thức chuẩn đối với mật độ nước biển trong dạng

$$\rho(S, T, p) = \frac{\rho(S, T, 0)}{1 - \frac{\rho(S, T, 0)}{k(S, T, p)}}$$

trong đó  $\rho(S, T, 0)$  và  $k(S, T, p)$  là các đa thức có bậc cao nhất là 5 với các hệ số không đổi.

***Hiện tượng cô đặc trong khi xáo trộn: hệ quả phi tuyến của phương trình trạng thái***

Như đã trình bày trên đây, do tính chất phi tuyến của phương trình trạng thái nên mật độ, thể tích riêng và các đặc trưng nhiệt động học của nước biển đều không có tính cộng được, nghĩa là mật độ tính theo nhiệt độ và độ muối (và áp suất) trung bình cộng của hai khối nước xáo trộn khác với mật độ trung bình

$$\rho[(T_1+T_2)/2, (S_1+S_2)/2] \neq \rho_{trung\ bình}$$

Ví dụ hai khối lượng nước như nhau có nhiệt độ  $T_1 = 30^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = -1,5^\circ\text{C}$  và độ muối tương ứng  $S_1 = 35,36 \text{ ‰}$ ,  $S_2 = 27,38 \text{ ‰}$  có cùng mật độ  $\rho_1 = \rho_2 = 1,02205$ . Khi xáo trộn mật độ trung bình sẽ không thay đổi. Nhưng vì khối lượng như nhau nên nhiệt độ và độ muối hỗn hợp sẽ bằng trung bình cộng:

$$\bar{T} = 14,28 \text{ và } \bar{S} = 31,18 \text{ ‰, mật độ tính theo nhiệt độ và độ muối này sẽ là } 1,0238.$$

Như vậy khi xáo trộn mật độ đã tăng lên 0,00136 hay  $\delta_{\sigma_T} \sim 1,36$ .

Hiện tượng này được gọi là cô đặc trong khi xáo trộn, đóng một vai trò đáng kể trong phát triển xáo trộn và đối lưu tại các khu vực gặp nhau của các khối nước.

## Chương 2

### ĐỘ ỔN ĐỊNH CỦA NƯỚC BIỂN

#### 2.1. KHÁI NIỆM VỀ NHIỆT ĐỘ, MẬT ĐỘ THỂ VỊ VÀ CÁC LOẠI GRADIEN MẬT ĐỘ. ĐỘ ỔN ĐỊNH THẲNG ĐÚNG VÀ NĂNG LƯỢNG BẤT ỔN ĐỊNH CỦA NƯỚC BIỂN

##### 2.1.1. Nhiệt độ thể vị

Nhiệt độ thể vị là nhiệt độ của hệ có thể thu được trong khi chuyển áp suất thực tế p sang áp suất khí quyển  $p_a$  bằng đoạn nhiệt.

$$\theta(\eta, S) = T(\eta, p_a, S) = T(\eta, p, S) - \int_{p_a}^p G(\eta, p, S) dp \quad (2.1)$$

Các tính toán cho thấy rằng biến đổi từ áp suất p sang áp suất khí quyển tương đương chuyển từ độ sâu z (nơi có áp suất p) lên độ sâu 0, vì vậy nếu biết được chênh lệch nhiệt độ có thể tính được  $\theta$ :

$$\theta = T(z) - \delta T_0^z$$

Bằng cách sử dụng công thức tích phân nhiệt độ theo áp suất 1.47 và định nghĩa nêu trên ta có thể viết

$$\theta = T \exp \int_p^{p_a} \frac{a V_0}{C_p} dp$$

**Bảng 2.1. Biến đổi nhiệt độ đoạn nhiệt khi độ sâu biến đổi**

Khoảng cách từ đáy (km)	0	1	2	4	8
$\delta T(^{\circ}C)$	0	0,06	0,141	0,34	0,98
		2		7	5

Trong bảng 2.1 đưa ra mức độ biến thiên đoạn nhiệt của nhiệt độ nước biển khi độ sâu biến đổi.

Như vậy nếu hai loại nước ở hai độ sâu khác nhau có cùng nhiệt độ thể vị thì nhiệt độ thực tế sẽ khác nhau, ngược lại khi chúng có cùng nhiệt độ thì nhiệt độ thể vị phải khác nhau.

Nhiệt độ của nước biển đo được tại chỗ được gọi là nhiệt độ in situ, nhiệt độ này sẽ là

tổng của nhiệt độ thế vị và biến đổi nhiệt độ do độ sâu (áp suất)

$$T = \theta + \delta T$$

Ví dụ: Nếu nhiệt độ in situ tại đáy  $H = 8$  km là  $4^\circ\text{C}$ , loại nước này sẽ có nhiệt độ  $1,653^\circ\text{C}$  tại 4 km và  $1,015^\circ\text{C}$  tại độ sâu 2 km.

### 2.1.2. Mật độ thế vị

Mật độ ứng với nhiệt độ thế vị được gọi là mật độ thế vị.

$$\rho_{pot} = \rho(\eta, p_a, S) = \rho(\eta, p, S) - \int_{p_a}^p \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{\eta, S} dp = \rho(\theta, p_a, S)$$

Xét biến thiên của mật độ theo độ sâu, ta có

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial S} dS + \frac{\partial \rho}{\partial T} dT + \frac{\partial \rho}{\partial p} dp$$

Biết rằng  $T = \theta + \delta T$ , ta có

$$\frac{d\rho}{dp} = \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{dS}{dp} + \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{d(\theta + \delta T)}{dp} + \frac{\partial \rho}{\partial p} \quad (2.2)$$

Trong điều kiện đại dương lý tưởng, nhiệt độ và độ muối không đổi theo độ sâu

$$\frac{dT}{dp} = \frac{dS}{dp} = 0$$

và

$$\left( \frac{d\rho}{dp} \right)_{\substack{T=const \\ S=const}} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{\theta}$$

là gradien mật độ áp lực *in situ*.

Xét biến thiên của thể tích riêng, thể tích đối với mật độ bằng 1, ta có thể viết

$$v_{S,T,p} = v_{S,T,0} (1 - \alpha p)$$

với  $\alpha$  là hệ số nén trung tính. Để xem xét ý nghĩa của hệ số này cũng như các hệ số nén khác, chúng ta tiến hành lấy đạo hàm riêng hai vế theo áp suất  $p$ :

$$\frac{\partial v_{S,T,p}}{\partial p} = -v_{S,T,0} \left( \alpha + p \frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)$$

So sánh với định nghĩa hệ số nén tổng quát được viết dạng sau

$$k_p = - \frac{1}{v_{S,T,p}} \frac{\partial v_{S,T,p}}{\partial p}$$

thì

$$k_p = \frac{\alpha + p \frac{\partial \alpha}{\partial p}}{1 - \alpha p}$$

Như vậy khi áp suất bằng 0 ( $p = 0$ ) thì  $k_p = \alpha$ . Như vậy

$$\frac{\partial v_{S,T,0}}{\partial p} = -v_{S,T,0} \alpha, \quad \frac{\partial \rho_{S,T,0}}{\partial p} = -\frac{\alpha}{v_{S,T,0}} \quad (2.3)$$

Bên cạnh hệ số nén tổng quát  $k_p$ , trong chương 1 chúng ta đã đưa ra hệ số nén đẳng nhiệt

$$k_T = k = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{T,S}$$

và độ nén đoạn nhiệt

$$k_\eta = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{\eta,S}$$

Với định nghĩa vận tốc lan truyền sóng âm ta có

$$c = \sqrt{\left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\eta,S}} \Leftrightarrow c^2 = \frac{1}{\rho k_\eta}$$

Đối với đại dương thực tế mật độ là hàm của độ sâu và áp suất theo công thức (2.2). Đối với đại dương chuẩn, do không có sự biến đổi của độ muối và nhiệt độ thể vị theo áp suất nên

$$\frac{dS}{dp} = 0, \quad \frac{d\theta}{dp} = 0$$

ta có

$$\left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_A = \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_\theta + \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right) \left( \frac{dT}{dp} \right)_A = \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_\theta + \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right) G \quad (2.4)$$

trong đó  $G$  là gradient nhiệt độ đoạn nhiệt.

Gradient nhiệt độ toàn phần được thể hiện như sau

$$\frac{dT}{dp} = \frac{d\theta}{dp} + G = G_{S,T,p}$$

Biểu thức (2.4) cho ta gradient mật độ đoạn nhiệt. Để tính toán đại lượng này, người ta thường tính qua gradient đối với áp suất  $p=0$  và xem đại lượng này là áp suất khí quyển trên mặt biển (điều này không gây ra sai số lớn nếu so với giá trị  $p$  rất lớn ở các tầng sâu).

$$\left[ \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_A \right]_{S,T,p} = \left[ \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_A \right]_{S,T,0} - \Delta \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_A$$

Một cách tổng quát có thể viết như sau

$$G_{S,T,p} = G_{S,T,0} + \Delta G_{T,p} + \Delta G_{S,p} \dots \quad (2.5)$$

Trong trường hợp mật độ không đổi  $d\rho = 0$ , ta có

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial S} dS + \frac{\partial \rho}{\partial T} dT \Rightarrow \frac{dS}{dT} = - \frac{\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)}{\left(\frac{\partial \rho}{\partial S}\right)}$$

Đây là biểu thức đạo hàm nhiệt độ theo độ muối được xác định bằng tỷ số giữa độ giãn nở vì nhiệt và độ nén do muối. Thông thường tỷ số này được thay bằng  $\tan \varphi$ ,  $\varphi$  là góc hình của tiếp tuyến của đường đẳng mật độ trong hệ tọa độ T,S. Trong toán đồ TS với trục ngang là nhiệt độ T và trục tung là độ muối S, các đường cong đẳng mật độ cho phép ta xác định mật độ khi biết nhiệt độ và độ muối. Phân tích toán đồ này cho thấy  $\tan \varphi$  là một hàm của nhiệt độ và độ muối, khi nhiệt độ và độ muối thấp thì góc  $\varphi$  không đổi, hay có mối liên hệ tuyến tính.

## 2.2. ĐIỀU KIỆN ỔN ĐỊNH THĂNG ĐỨNG CỦA NƯỚC BIỂN

Nước biển và đại dương nhìn chung được phân bố tương đối ổn định theo phương thẳng đứng, nghĩa là nước có mật độ thấp hơn được nằm trên lớp có mật độ cao. Tuy vậy, trong thực tế do các tác động khác nhau, thường xảy ra hiện tượng nước có mật độ thấp hơn lại nằm dưới. Tuy nhiên do quy luật vật lý thể hiện qua định luật về độ nổi Archimedes sẽ xảy ra hiện tượng đi lên của loại nước nhẹ và đồng thời nước nặng hơn sẽ đi xuống.

Các chuyển động thẳng đứng do phân tầng mật độ đóng một vai trò hết sức quan trọng trong các quá trình hải dương học.

Chỉ tiêu xác định mức độ ổn định và nhân tố quyết định cho cường độ chuyển động thẳng đứng chính là tương quan giữa mật độ nước chuyển dịch theo độ sâu và mật độ nước bao quanh. Mật độ của nước dịch chuyển sẽ biến đổi theo quy luật đoạn nhiệt

$$\rho_v(z + \Delta z) = \rho_v(z) + \left(\frac{d\rho_v}{dz}\right)_a \Delta z$$

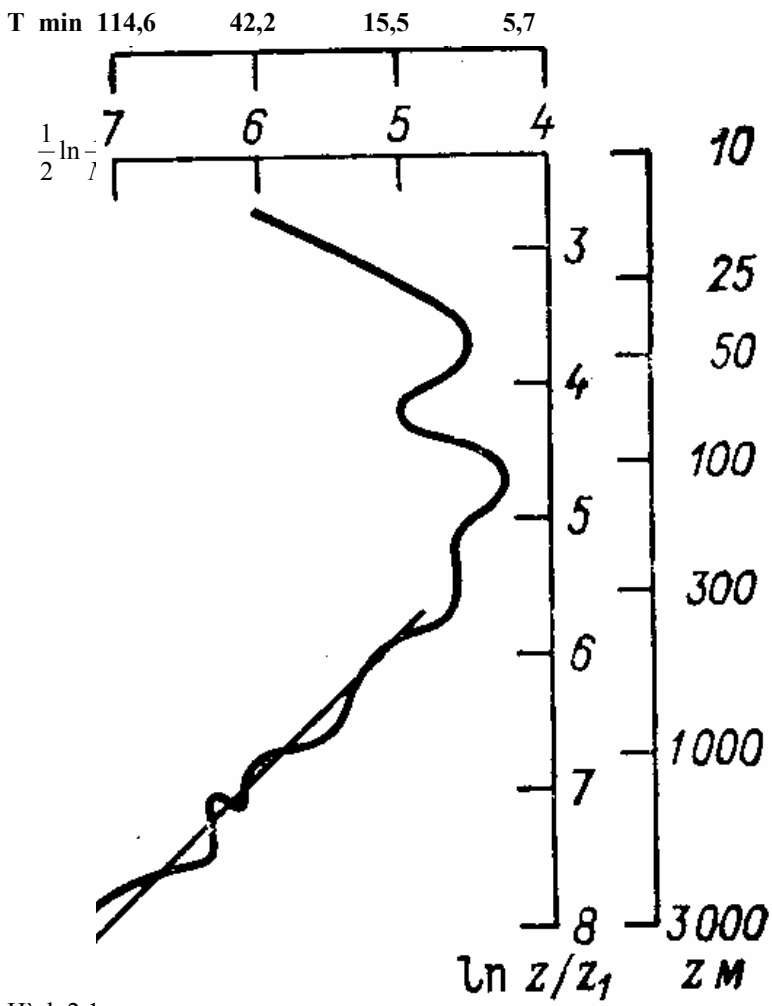
còn mật độ của môi trường xung quanh lại biến đổi khác

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

Nếu như tại vị trí ban đầu mật độ chúng như nhau thì do kết quả biến đổi khác nhau sẽ làm xuất hiện lực Archimedes, tạo ra gia tốc

$$g_a = \frac{g}{\rho} \left[ \left(\frac{d\rho_v}{dz}\right)_a - \left(\frac{d\rho}{dz}\right) \right] \Delta z \quad (2.6)$$

Trong điều kiện khi gradien mật độ bằng gradien nhiệt độ đoạn nhiệt thì lực Aschmed sẽ bằng 0 và phân tầng mật độ được xem là phiếm định. Nếu gradien đoạn nhiệt lớn hơn gradien môi trường thì khi  $\Delta z > 0$  mật độ nước dịch chuyển sẽ lớn hơn môi trường sẽ chìm xuống, còn khi  $\Delta z < 0$  mật độ sẽ nhỏ hơn mật độ xung quanh và tiếp tục đi lên, ta có thể nói nước phân tầng không ổn định. Khi gradien đoạn nhiệt nhỏ hơn gradien môi trường thì nước dịch chuyển sẽ có xu thế quay về vị trí ban đầu vì khi  $\Delta z > 0$ , mật độ nhỏ hơn mật độ môi trường bắt buộc nước đi lên, còn khi  $\Delta z < 0$  thì mật độ lại lớn hơn mật độ môi trường làm nước chìm trở lại. Ta nói trường hợp này có sự phân tầng ổn định.



Hình 2.1. Biến đổi của độ ổn định tầng ứng theo độ sâu

Khi có phân tầng ổn định, thể tích nước bị đưa khỏi vị trí ban đầu có thể vượt qua vị trí đó khi quay trở lại do quán tính và từ đó làm xuất hiện các dao động quán tính. Để xác định tần số dao động đó có thể sử dụng công thức (2.6) chia cho một đơn vị khoảng cách và lấy

dấu ngược lại.

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \left[ \left( \frac{d\rho}{dz} \right) - \left( \frac{d\rho_v}{dz} \right)_a \right] \quad (2.7)$$

Tần số này được gọi là tần số Brunt - Vaisialia.

Trên hình 2.1 cho ta kết quả tính toán phân bố của tần số này theo độ sâu đặc trưng cho các đại dương. Theo phân bố đó thì độ ổn định tăng lên từ mặt đến độ sâu nêm nhiệt (thermocline) mà nơi nó đạt cực đại, sau đó độ ổn định giảm dần và trong lớp từ 0,5 km đến 5 km, tần số N giảm tuyến tính theo độ sâu.

Trong thực tế nhiều khi do việc sử dụng mật độ gặp khó khăn vì cần tính toán, người ta sử dụng trực tiếp các yếu tố như nhiệt độ T, độ muối S và áp suất. Từ kết quả đã dẫn ra tại các phần trên chúng ta có

$$\left( \frac{d\rho_v}{dz} \right)_a = \frac{\partial\rho}{\partial T} \left( \frac{dT}{dz} \right)_a + \frac{\partial\rho}{\partial p} \left( \frac{dp}{dz} \right) \quad (2.8)$$

Trong khi gradien mật độ của môi trường có thể viết trong dạng.

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\partial\rho}{\partial T} \frac{dT}{dz} + \frac{\partial\rho}{\partial S} \frac{dS}{dz} + \frac{\partial\rho}{\partial p} \frac{dp}{dz} \quad (2.9)$$

Thay các biểu thức (2.8), (2.9) vào phương trình (2.7) ta có

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \left\{ \frac{\partial\rho}{\partial T} \left[ \frac{dT}{dz} - \left( \frac{dT}{dz} \right)_a \right] + \frac{\partial\rho}{\partial S} \frac{dS}{dz} \right\} \quad (2.10)$$

Đây là chỉ tiêu Hesselberg - Sverdrup được sử dụng rộng rãi trong thực tiễn hải dương học.

Trong công thức này vai trò của gradien nhiệt độ và độ muối được tách rời trong đó thành phần liên quan tới độ muối thường có một bậc lớn hơn thành phần nhiệt độ. Hai thành phần này cũng có giá trị ngược dấu nhau: sự tăng của độ muối theo độ sâu làm tăng độ ổn định, còn nhiệt độ tăng theo độ sâu lại làm giảm độ ổn định của nước biển.

### 2.3. NĂNG LƯỢNG BẤT ỔN ĐỊNH CỦA NƯỚC BIỂN

Chỉ tiêu ổn định N mang tính đặc trưng cục bộ cho từng độ sâu, vì vậy nhiều khi gây bất tiện cho việc đánh giá cường độ xáo trộn phụ thuộc vào phân bố mật độ trong toàn bộ các lớp nước. Một trong những chỉ tiêu phục vụ mục đích này là năng lượng bất ổn định của nước biển. Năng lượng bất ổn định được xác định như công mà lực Archimed có thể thực hiện trong quá trình dịch chuyển theo phương thẳng đứng của một đơn vị khối lượng nước.

Dưới sự tác động của lực nổi, các chuyển động của nước trong điều kiện phân tầng bất ổn định sẽ nhận thêm gia tốc mà không cần mất năng lượng. Trong trường hợp đó năng lượng



bất ổn định có giá trị dương. Nếu nước biển phân tầng ổn định thì lực nổi thường xuyên có hướng ngược lại với hướng chuyển động thẳng đứng của nước. Để bảo toàn chuyển động cần phải mất một công để chống lại lực đó. Trong điều kiện này thì năng lượng bất ổn định có giá trị âm.

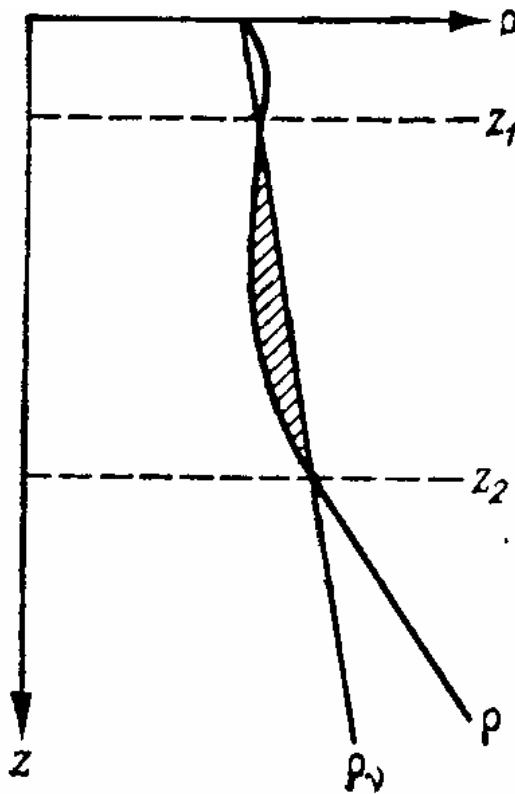
Trong điều kiện phân tầng phiếm định, năng lượng bất ổn định bằng 0.

Đối với chuyển động thẳng đứng không ma sát, ta có thể thu được biểu thức năng lượng bất ổn định từ công thức (2.6) bằng cách nhân với khối lượng  $M$  chứa trong thể tích nước đã chọn và quãng đường  $dz$ . Sau khi đơn giản hoá ta có

$$d E_{ko} = Mg(1 - \frac{\rho}{\rho_v})dz \quad (2.11)$$

$\rho_v > \rho$ , thì phân tầng bất ổn định và sẽ có hiện tượng nước chìm xuống sâu và  $E_{ko} > 0$ .

Lấy tích phân biểu thức trên theo độ sâu từ  $z_1$  đến  $z_2$  (hình 2.2) ta tìm được biểu thức năng lượng bất ổn định trong lớp nước đó



Hình 2.2. Sơ đồ tách các lớp có năng lượng bất ổn định

$$E_{ko} = Mg \int_{z_1}^{z_2} \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_v} \right) dz \quad (2.12)$$

Từ biểu thức này dễ nhận thấy rằng khi  $\rho > \rho_v$  phân tầng trong đại dương sẽ ổn định và  $E_{ko} < 0$ . Nếu Năng lượng bất ổn định được thể hiện bằng diện tích được đánh dấu trên hình 2.2.

Trên cơ sở số liệu về năng lượng bất ổn định ta có thể xác định được vận tốc cực đại mà thể tích nước dịch chuyển được theo độ sâu khi không có ma sát.

Thực vậy

$$dE_{ko} = M \frac{dw}{dz} dz = M \frac{dw}{dt} w dt = Md \left( \frac{w^2}{2} \right) \quad (2.13)$$

từ đó

$$w = \sqrt{\frac{2E_{ko}}{M} + w_0^2} \quad (2.14)$$

trong đó  $w_0$  là vận tốc thẳng đứng bắt đầu tại điểm xuất phát.

Như vậy vận tốc dịch chuyển thẳng đứng của một thể tích cơ bản tỷ lệ với căn của 2 lần năng lượng bất ổn định chia cho khối lượng của thể tích nước đó.

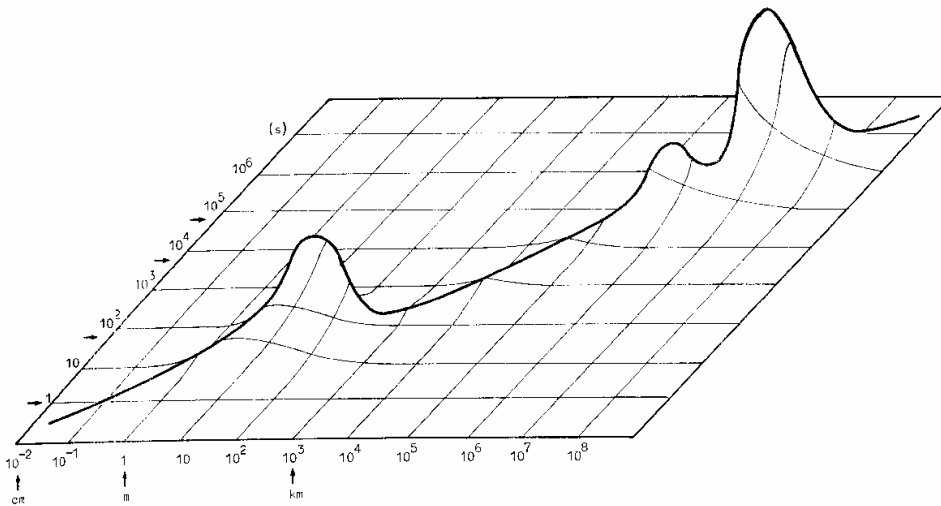
### Chương 3

## HỆ CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN THỦY NHIỆT ĐỘNG HỌC

### 3.1. QUY MÔ CÁC QUÁ TRÌNH THỦY NHIỆT ĐỘNG HỌC BIỂN

Các bài toán hải dương học luôn liên quan tới môi trường nước chứa trong các bể tự nhiên với dạng bờ, đáy, các cửa với kích thước và vị trí địa lý cụ thể. Vì vậy việc sử dụng phương pháp địa thủy động lực là cần thiết. Các đặc trưng cơ bản của môi trường biển có sự biến động liên tục do tổng hợp các quy mô thời gian và không gian khác nhau: từ quy mô nhỏ (khoảng một vài giây đến hàng giờ) đến quy mô trung bình (ngày, tuần) và quy mô lớn.

Trên hình 3.1 đưa ra đồ thị kết quả phân tích phổ năng lượng hai chiều (T và L) đặc trưng cho các quá trình biển và khí quyển.



Hình 3.1. Phân bố hai chiều phổ năng lượng các quá trình đại dương- khí quyển

Trong bảng 3.1 đưa ra bức tranh biến động của các quá trình địa - thủy động lực biển với toàn bộ các giải phổ thường gặp (Nihoul, 1989), thể hiện thông qua các tần số  $f = 1/T$  ( $s^{-1}$ ) và quy mô thời gian  $T$  tương ứng. Các đỉnh phổ tương ứng các tần suất dao động tự do (t.s.riêng) của hệ: sóng nội, dao động quán tính, sóng Rossby, El-Nino... hoặc dao động do ngoại lực: biến động ngày, năm của bức xạ; triều, bão, biến động khí hậu, v.v..

Bảng 3.1. Sơ đồ tổng quát biến động địa-thủy động lực biển

Quy mô	Khí hậu Climatisc le	Vĩ mô Macroscale	Trung bình Mesoscale	Vừa Mesialscal e	Nhỏ Small- scale	Vĩ mô Microsc ale
$f (s^{-1})$	$10^{-9}$	$10^{-8}$ $10^{-7}$ $10^{-6}$	$10^{-5}$ $10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$ $10^{-1}$	
T	Nhiều năm	Năm, Tháng	Tuần, Ngày	Giờ	Phút giây	< 1 giây
Hiện tượng và quá trình		Sóng Rossby	Dao động quán tính	Sóng nội	Sóng mặt	Sóng âm
		Biến động mùa	Bão/triều Biến động thời tiết	Sóng Langmuir	Xáo trộn gió	Tản mát năng lượng
		Biến đổi phân tầng do đổi lưu	Luân phiên xáo trộn và phân tán tầng trong lớp phân tử nước trên cùng	Cấu trúc nhỏ thẳng đứng 3D xáo trộn		Khuếch tán trong lớp
		Hoàn lưu chung đại dương Hoàn lưu sâu Xoáy synop Trao đổi qua thêm lục địa Dải front - Thời tiết biển -				

Trong các quá trình nhiệt thủy động lực cơ sở có ba tần số đặc trưng chủ yếu đó là:

- tần số Brunt-Vaisailia  $N$  phụ thuộc vào độ phân tầng mật độ, giá trị cực đại của  $N$  vào khoảng  $10^{-2} s^{-1}$ .

tần số Coriolis :  $f = 2\omega$  và có bậc đại lượng trung bình vào khoảng  $10^{-4} s^{-1}$

tần số Kibel  $j$  liên quan đến độ cong của mặt cầu quả đất  $j \sim \beta r$  với  $\beta = \text{grad} f$  và  $r = (NH/f)$  - bán kính biến dạng Rossby tương ứng với độ sâu đặc trưng  $H$ ;  $j$  có bậc đại lượng vào khoảng  $10^{-6} s^{-1}$ . Các thành phần chuyển động với quy mô thời gian trong khoảng  $j^{-1}$  (một vài tuần) do tác động của độ cong mặt đất gây nên.

Với các phương pháp nghiên cứu của các khoa học cơ bản như toán học, vật lý, cơ học, chúng ta đã thu được các kiến thức tương đối vững chắc về các quá trình quy mô nhỏ và vi mô (rối), cho phép tính toán được các đặc trưng của các hiện tượng như sóng gió, sóng âm, xáo trộn rối, v.v... Những kết quả này đã tạo tiền đề cho việc nghiên cứu các quá trình quy mô vừa và lớn trong biển.

Bên cạnh các quá trình quy mô lớn đặc trưng cho chế độ (khí hậu), các quá trình quy mô vừa (triều, bão, lũ, gió đất-biển, v.v...) có một ý nghĩa đặc biệt quan trọng đối với sự ổn định và phát triển của toàn hệ thống.

Đối với các đặc trưng thủy động lực biển, các biến động ngày đêm và mùa có một ý nghĩa hết sức quan trọng vì các quá trình động lực học, sinh học, sinh thái và các hiện tượng khí quyển liên quan đều có năng lượng lớn trong dải phổ này. Những hiện tượng hải dương quy mô này đã được giáo sư Nihoul gọi là 'thời tiết biển' và đề xuất ý kiến nên tập trung nghiên cứu chúng.

Những kết quả nghiên cứu bằng thực nghiệm cũng như mô hình hóa hệ thống biển, bao gồm dải ven bờ, đã cho thấy rằng các quá trình thủy nhiệt động lực học đóng một vai trò có tính quyết định đối với sự hình thành và biến đổi của môi trường, sinh thái nước, đất và không khí.

Theo các kết quả nghiên cứu, các quy mô thời gian và không gian đối với hệ sinh thái cũng có bậc đại lượng từ  $10^4$  s đến  $10^8$  s. Đối với phytoplankton quy mô thời gian từ 1 ngày đến 6-7 tháng, còn đối với zooplankton thì kéo dài gấp đôi. Đối với các yếu tố môi trường khác như các chất ô nhiễm, độ đục, các chất dinh dưỡng, thì quy mô thời gian sẽ phụ thuộc thêm vào chu kỳ phân huỷ hoặc suy giảm, song các yếu tố nhiệt động lực học và sinh thái cũng giữ một vai trò quyết định. Việc tính toán và dự báo các đặc trưng thủy nhiệt động lực học sẽ là cơ sở cho dự báo và kiểm soát môi trường.

Các lực tác động lên mặt biển có chu kỳ ngày đêm hoặc tuần lễ (quy mô thời gian của biến động trường gió) và biến động mùa của động lượng đồng thời các thông lượng nhiệt - chất có các tần số đặc trưng tương ứng  $10^{-4}s^{-1}$ ,  $10^{-5}s^{-1}$  và  $10^{-8}s^{-1}$ . Tần số  $10^{-4}s^{-1}$  còn có liên quan tới sóng triều bán nhật M2, còn tần số  $10^{-8}s^{-1}$  có thể kết nối với biến động nhiều năm trên một khu vực lớn của đại dương và khí quyển, ví dụ: dao động của hệ thống hoàn lưu Gonstrim hay dao động Nam El-Nino. Từ bảng 3.1 cho thấy các vấn đề liên quan tới môi trường biển tương ứng quy mô thời gian từ một vài giờ đến một vài năm, hay tần số  $10^{-4}s^{-1}$  đến  $10^{-8}s^{-1}$ . Giới hạn này bao gồm các quá trình quy mô trung bình như hiện tượng nước dâng do bão gây tác động mạnh lên hiện tượng xói lở bờ và đáy biển; biến động hàm lượng các chất dinh dưỡng, ô nhiễm cũng như trao đổi qua sườn lục địa. Trong giới hạn trên còn có các quá trình quy mô lớn liên quan tới hoàn lưu chung và các cấu trúc synop như front, nước trời, xoáy..., những quá trình này có ý nghĩa quyết định đối với biến đổi dài hạn của các hợp chất hữu cơ và ô nhiễm.

Tương ứng các quy mô thời gian, chuyển động rối trong biển cũng có các quy mô không gian hay kích thước rối tương ứng:

kích thước vĩ mô khoảng 1000 km, tản mát năng lượng rối  $\varepsilon$  đối với các quá trình quy mô này vào khoảng  $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ .

kích thước trung bình khoảng 10 km, tản mát năng lượng rối  $\varepsilon$  tương ứng  $10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ .

kích thước vi mô  $\sim 1$  km, tản mát năng lượng rối  $\varepsilon$  vào khoảng  $10^{-1} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ .

Nguồn năng lượng chủ yếu của chuyển động rối được lấy từ chuyển động quy mô lớn,

từ các rối vĩ mô đến rối vi mô và cuối cùng tản mát thành nhiệt do ma sát.

### 3.2.NHỮNG KHÁI NIỆM CƠ BẢN VỀ CHUYỂN ĐỘNG RỐI

#### 3.2.1. Về hai dạng chuyển động của chất lỏng

Dưới tác động của ngoại lực, chất lỏng luôn nằm trong trạng thái chuyển động. Cùng với sự hiện diện của chuyển động kết hợp với các tác động của môi trường bên ngoài, các lực thứ cấp xuất hiện làm thay đổi các đặc tính của chuyển động ban đầu (sơ cấp). Phụ thuộc vào mức độ tác động của các lực mà chất lỏng chuyển động theo các dạng khác nhau. Trong thực tế tồn tại hai dạng chuyển động cơ bản của chất lỏng: chuyển động theo lớp (lamina) và chuyển động rối (turbulent). Trong chuyển động theo lớp, các phần tử chất lỏng ở tại mọi điểm đều có hướng chuyển động như nhau. Còn trong chuyển động rối, ngoài chuyển động theo hướng chính còn có những dòng chất lỏng theo hướng vuông góc.

Tại các lớp biên, chuyển động chất lỏng chuyển từ chế độ theo lớp sang rối, quá trình này phụ thuộc chủ yếu vào tương quan giữa lực quán tính và lực ma sát, hay số Reynold:

$$Re = VL/\nu,$$

trong đó  $V$  – kích thước vận tốc chất lỏng,  $L$  - kích thước độ dài,  $\nu$  - hệ số nhớt động học:  $\nu = \mu/\rho$ , với  $\mu$  - hệ số nhớt động lực, hệ số này được xác định theo định nghĩa ứng suất  $\tau = \mu \partial u / \partial y$ . Giá trị tới hạn của số Reynold mà từ đó chuyển động theo lớp chuyển sang chuyển động rối đối với các máng thủy lực  $Re_{th} = 1100$ .

Trong tất cả các hiện tượng cơ học chất lỏng thì hiện tượng rối là phổ biến nhất và nó cũng phổ biến nhất đối với các hiện tượng khí tượng và hải dương, vì trong điều kiện thực tế biển và khí quyển số Reynold luôn vượt giá trị tới hạn.

Các hiện tượng truyền nhiệt, trao đổi khối lượng (khuyếch tán) trong môi trường biển cũng xảy ra theo quy luật của quá trình trao đổi rối. Ngoài ra giữa các hiện tượng nêu trên và chuyển động của môi trường luôn có sự tương tác mạnh mẽ, vì vậy muốn nghiên cứu quy luật phân bố và biến động của các đặc trưng thủy nhiệt động lực thì nhất thiết phải tính đến các mối liên hệ mật thiết nêu trên.

#### 3.2.2. Các đại lượng trung bình và nhiễu động rối.

Khi tiến hành quan trắc tỷ mỉ các đặc trưng trong dòng rối, người ta nhận thấy rằng tốc độ chuyển động (vận tốc), áp suất, nhiệt độ .v.v..., tại một điểm cố định, luôn biến đổi không tuân theo một thứ tự nào cả. Những biến đổi đó được gọi là nhiễu động thẳng giáng là một đặc trưng rất quan trọng của chuyển động rối. Trong chuyển động rối, những khối lượng chất lỏng chuyển dịch theo các hướng dọc và ngang hướng chuyển động trung bình không chỉ bao gồm các phần tử riêng biệt như trong thuyết động học chất khí mà là những lượng xoáy khá lớn. Các chuyển động này gây nên nhiễu động của các đặc trưng dòng chất lỏng. Về giá trị tuyệt đối, lượng nhiễu động thẳng giáng thường nhỏ so với đặc trưng chính, nhưng lại có một

ý nghĩa quan trọng trong sự phát triển chung. Nhiễu động thăng giáng có thể xem như là kết quả của quá trình hình thành các cuộn xoáy tự do trên dòng trung bình. Trong quá trình chuyển động, các cuộn xoáy và thăng giáng tự hình thành và mất đi, giá trị của chúng đặc trưng cho quy mô (kích thước) của cuộn xoáy. Quy mô này phụ thuộc chủ yếu vào điều kiện bên ngoài và tính chất vật lý của chất lỏng.

Để tiện cho việc tính toán và nghiên cứu chuyển động rối bằng các phương pháp khác nhau, người ta phân tích chuyển động chất lỏng ra hai thành phần trung bình và nhiễu động:

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.1)$$

trong đó  $u$  được ký hiệu chung cho các đặc trưng như vận tốc, áp suất, mật độ, nhiệt độ v.v...

Các đại lượng trung bình là giá trị của các đặc trưng tương ứng được lấy trung bình theo thời gian tại một điểm cố định theo công thức sau:

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \varphi dt \quad (3.2)$$

trong đó  $T$  là chu kỳ lấy trung bình.

Trong quá trình lấy trung bình cần tuân thủ các yêu cầu cơ bản sau đây:

$T$  cần đủ lớn so với chu kỳ của các quá trình riêng biệt.

$T$  phải đủ nhỏ so với thời gian mà trong đó các đại lượng trung bình chịu sự biến đổi.

Trong trường hợp, khi chuyển động không những biến đổi theo thời gian mà cả theo không gian, thì giá trị trung bình xác định theo không gian như sau đối với trường hợp bề mặt  $\sigma$ :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\sigma} \iint_{\sigma} \varphi dx dy \quad (3.3)$$

Dựa vào chu kỳ lấy trung bình mà bản thân đại lượng trung bình vẫn có thể biến động theo thời gian:

$$\bar{\varphi} \neq \varphi$$

Tuy vậy vẫn có thể chọn chu kỳ  $T$  sao cho giá trị trung bình không biến đổi:

$$\bar{\varphi} = \varphi$$

Phương pháp lấy trung bình theo công thức (3.2), (3.3) có một số tính chất cơ bản sau đây:

$$\begin{aligned} \overline{\varphi'} &= 0, & \overline{\varphi} &= \overline{\overline{\varphi}}, & \overline{\sum \varphi_i} &= \sum \overline{\varphi_i} \\ \frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial x} &= \frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial x}, & \frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial t} &= \frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial t} \\ \overline{\varphi_1 \varphi_2} &= \overline{\varphi_1} \overline{\varphi_2} + \overline{\varphi_1' \varphi_2'} \end{aligned} \quad (3.4)$$

ý nghĩa vật lý của của các đại lượng nhiễu động đối với chuyển động rối thể hiện trực tiếp qua việc tăng masát (trở kháng) hay độ nhớt do sự xuất hiện ứng suất phụ trong phương trình chuyển động (sẽ được trình bày ở phần sau).

Để nghiên cứu quy luật phát triển của chuyển động rối cần phải tính đến sự phức tạp của các nhiễu động rối, hiện tại chưa có một phương pháp hoàn chỉnh nào để tính toán các đặc trưng đó. Trong nghiên cứu chuyển động rối hiện có hai hướng lý thuyết chủ yếu, đó là : hướng nghiên cứu bán thực nghiệm dựa trên cơ sở giải thích, tìm kiếm các mối tương quan của các đặc trưng rối với các đại lượng trung bình và hướng lý thuyết thống kê nghiên cứu các quy luật phân bố những đặc trưng thăng giáng.

Hai hướng nghiên cứu nói trên vẫn chưa giải quyết hết được những bài toán đặt ra khi xem xét chuyển động rối trong chất lỏng nói chung cũng như trong các vấn đề liên quan tới khí quyển và đại dương.

### 3.2.3. Tenxơ ứng suất rối

Để nghiên cứu tương quan giữa dòng trung bình và ứng suất bổ sung xuất hiện trong chuyển động rối, chúng ta lần lượt xét các thành phần trên quan điểm lý thuyết ứng lực.

Trước hết, xét các thành phần động lượng đi qua mặt phẳng tiết diện  $dF$  vuông góc với hướng  $x$  với vận tốc  $u$ :

$$dJ_x = MV = (dF \rho u dt) u = dF \rho u^2 dt$$

tương tự theo hướng  $y$  với vận tốc  $v$ :

$$dJ_y = dF \rho v dt$$

và theo hướng  $z$  với vận tốc  $w$ :

$$dJ_z = dF \rho w dt.$$

Giá trị trung bình của chúng trong khoảng thời gian  $T$  sẽ là:

$$\overline{dJ_x} = dF \rho \overline{u^2}, \quad \overline{dJ_y} = dF \rho \overline{uv}, \quad \overline{dJ_z} = dF \rho \overline{uw}$$

Trên cơ sở các tính chất của phép lấy trung bình nêu trên, đối với các thành phần vận tốc chúng ta có:



$$\overline{dJ_x} = dF\rho\left(\overline{u^2} + \overline{u'^2}\right)$$

$$\overline{dJ_y} = dF\rho\left(\overline{uv} + \overline{u'v'}\right),$$

$$\overline{dJ_z} = dF\rho\left(\overline{uw} + \overline{u'w'}\right)$$

Nếu chia các động lượng cho diện tích  $dF$  sẽ thu được ứng lực. ứng lực liên quan tới lực tác động lên bề mặt môi trường chuyển động. Dòng động lượng đi qua trong một đơn vị thời gian thông qua một đơn vị diện tích luôn tỷ lệ với lực mà môi trường xung quanh tác động lên diện tích đó theo hướng ngược lại với hướng thông lượng. Như vậy trên mặt phẳng  $dF$  vuông góc với trục  $x$  bị các ứng lực sau đây tác động :

theo hướng  $x$ :

$$-dF\rho\left(\overline{u^2} + \overline{u'^2}\right)$$

theo hướng  $y$ :

$$-dF\rho\left(\overline{uv} + \overline{u'v'}\right),$$

theo hướng  $z$ :

$$-dF\rho\left(\overline{uw} + \overline{u'w'}\right)$$

trong đó thành phần thứ nhất theo hướng  $x$  là ứng suất pháp tuyến, còn hai thành phần sau là ứng suất tiếp tuyến.

Như vậy trong chuyển động rối, các nhiễu động vận tốc làm xuất hiện thêm các ứng suất bổ sung. Đối với mặt phẳng vuông góc với hướng  $x$  các thành phần ứng suất bổ sung sẽ là:

$$\sigma'_x = -\rho\left(\overline{u'^2}\right), \quad \tau'_{xy} = -\rho\overline{u'v'}, \quad \tau'_{xz} = -\rho\overline{u'w'} \quad (3.5)$$

Những thành phần ứng suất này cũng có thể thu được từ phương trình Navier-Stokes, bằng cách áp dụng phép lấy trung bình đối với hai vế theo quy tắc nêu trên. Tập hợp các ứng suất tác động lên cả ba mặt phẳng vuông góc với các hướng  $x,y,z$  tạo nên tenxơ ứng suất ma sát rối:

$$\begin{pmatrix} \sigma'_x & \tau'_{xy} & \tau'_{xz} \\ \tau'_{xy} & \sigma'_y & \tau'_{yz} \\ \tau'_{xz} & \tau'_{yz} & \sigma'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho\overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \rho\overline{v'^2} & \overline{w'v'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \rho\overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

### 3.2.4. Các hệ số trao đổi rối

Do sự phức tạp của quá trình rối, hiện nay chúng ta vẫn chưa nắm vững cơ chế chi tiết của các hiện tượng đó. Đối với các yêu cầu thực tiễn, việc xác định các quy luật phân bố của những đặc trưng trung bình theo thời gian của chuyển động rối là rất cần thiết. Tuy nhiên một lý thuyết phù hợp cho vấn đề này cũng chưa được khám phá, vì vậy con đường đáng tin cậy nhất vẫn phải dựa vào các kết quả thực nghiệm và bán thực nghiệm.

Đối với dòng động lượng việc sử dụng biểu thức thực nghiệm của Boussinesq được đồng ý của các nhà nghiên cứu chấp nhận, theo đó dòng ứng suất tỷ lệ với hệ số trao đổi rối và gradient vận tốc trung bình.

$$\tau_r = -\rho \overline{u'v'} = A_r \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.7)$$

trong đó  $\bar{u}$  - vận tốc trung bình tại độ cao  $y$  tính từ biên dưới,  $A_r$  - hệ số trao đổi rối. Thông thường người ta sử dụng hệ số trao đổi rối động học  $K = A_r/\rho$  thay vì hệ số động lực học  $A_r$ . Khác với hệ số nhớt phân tử  $\gamma$ , không đổi đối với từng chất lỏng, hệ số nhớt rối  $K$  còn phụ thuộc vào vận tốc trung bình  $\bar{u}$ . Mối phụ thuộc này có thể được thiết lập thông qua các giả thiết bổ sung khác.

Prandtl là người đầu tiên thu được những kết quả đáng kể khi đưa ra giả thiết về “quãng đường (khoảng cách) xáo trộn”. Xét dòng chất lỏng chuyển động trên mặt phẳng với giả thiết vận tốc trung bình không biến đổi trên các đường dòng song song và hướng chuyển động chính song song với trục  $x$ . Như vậy các điều kiện biên sẽ là:  $u = u(y)$ ,  $v = 0$  và  $w = 0$ .

Trong trường hợp này thì tất cả các ứng suất chỉ còn lại ứng suất tiếp tuyến:

$$\tau'_{xy} = \tau_r = -\rho \overline{u'v'} = A_r \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.8)$$

Theo Prandtl thì dòng rối xuất hiện những khối lượng chất lỏng có vận tốc riêng, chuyển động trong một phạm vi nào đó theo hướng  $x$  và hướng vuông góc, với điều kiện thành phần ứng suất theo hướng  $x$  không biến đổi. Cho rằng một khối chất lỏng như vậy xuất hiện ở tầng  $y_1-1$  có vận tốc  $u(y_1-1)$  đã chuyển dịch được một quãng đường  $l$  theo hướng vuông góc với hướng chuyển động chính. Gọi quãng đường  $l$  này là khoảng cách xáo trộn rối. Trên các tầng khác, vận tốc của khối chất lỏng này sẽ khác với vận tốc môi trường xung quanh một đại lượng tỷ lệ với khoảng cách  $l$  và mức độ phân lớp của dòng trung bình:

$$\Delta u_1 = \bar{u}(y_1) - \bar{u}(y_1 - l) \approx l \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1$$

Tương tự đối với khối chất lỏng từ tầng  $y_1+1$  khi đến tầng  $y_1$  cũng có hiệu vận tốc  $\Delta u_2 = u(y_1-1)$

$$\Delta u_2 = \bar{u}(y_1 + l) - \bar{u}(y_1) \approx l \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1$$

Xem  $\Delta u_1$  và  $\Delta u_2$  như các nhiễu động rối, giá trị trung bình của chúng sẽ là :

$$\overline{|\mathbf{u}'|} = \frac{1}{2} (\Delta u_1 + \Delta u_2) = l \left| \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1 \right| \quad (3.9)$$

Từ biểu thức 3.9 có thể thấy rằng quãng đường xáo trộn  $l$  là khoảng cách theo hướng vuông góc với dòng chính mà chất lỏng có thể đi được sao cho hiệu vận tốc của nó ở vị trí xuất phát và vị trí mới bằng giá trị tuyệt đối của đại lượng nhiễu động trung bình của vận tốc  $u$ .

Đối với nhiễu động vận tốc ngang có thể hình dung như sau: khi hai khối chất lỏng từ các tầng  $y_1 - l$  và  $y_1 + l$  rơi vào tầng  $y_1$ , chúng sẽ đi lại gần nhau hoặc tách xa nhau với một vận tốc  $2u'$ . Như vậy trên tầng  $y_1$  sẽ xuất hiện chuyển động theo phương ngang từ  $y_1$  hoặc tới  $y_1$ . Đại lượng này ( $v'$ ) sẽ có độ lớn tương tự  $u'$ :

$$\overline{|\mathbf{v}'|} = \varepsilon \overline{|\mathbf{u}'|} = \varepsilon l \left| \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1 \right| \quad (3.10)$$

Các nhiễu động vận tốc  $v'$  và  $u'$  có dấu ngược nhau, vì vậy có thể viết:

$$\overline{(\mathbf{u}' \mathbf{v}')} = -k \overline{|\mathbf{u}'|} \overline{|\mathbf{v}'|} \quad (3.11)$$

với  $k$  là hệ số tương quan dương ( $k > 0$ ).

Sử dụng các công thức (3.9) và (3.10) ta có:

$$\overline{(\mathbf{u}' \mathbf{v}')} = -\varepsilon l^2 \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1 \right]^2 \quad (3.12)$$

Gộp tích số  $-\varepsilon l^2$  vào  $l^2$  ta có:

$$\tau_t = \rho l^2 \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1 \right]^2 = \rho l^2 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1 \quad (3.13)$$

Biểu thức cuối cùng này cho ta mối liên quan trực tiếp giữa ứng suất tiếp tuyến và gradient vận tốc trung bình.

So sánh với công thức (3.6) biểu thức đối với hệ số  $A_\tau$  có thể biến đổi thành:

$$A_\tau = \rho l^2 \left| \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_1 \right| \quad (3.14)$$

Dựa vào các công thức này, kết hợp với các giả thiết khác về quãng đường xáo trộn để dàng tính được các đặc trưng rối trong lớp biên. Các công thức (3.13) và (3.14) đã được

Taylor đưa ra trên cơ sở giả thiết về bảo tồn thể rối.

Karman đã ứng dụng lý thuyết đồng dạng và thứ nguyên, theo đó thì trường nhiễu động vận tốc tại mọi điểm chỉ khác nhau về quy mô và kích thước: có thể chọn kích thước độ dài là quãng đường xáo trộn  $l$ , còn kích thước vận tốc là vận tốc động lực  $u_*$ :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_t}{\rho}} = \sqrt{\overline{u'v'}}$$

Vận tốc động lực  $u_*$  là đại lượng đặc trưng cho cường độ của dòng rối cũng như cường độ trao đổi động lượng do nhiễu động vận tốc gây nên.

Sau khi phân tích thứ nguyên, từ phương trình chuyển động ta cũng có thể rút ra công thức (3.13)

Mặt khác, bằng cách tương tự ta có:

$$\overline{u'v'} = f\left(\frac{d\bar{u}}{dy}, \frac{d^2\bar{u}}{dy^2}\right)$$

hay:

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} = \kappa^2 \rho \frac{\left(\frac{d\bar{u}}{dy}\right)^4}{\left(\frac{d^2\bar{u}}{dy^2}\right)^2}, \quad \kappa = 0,4$$

So sánh với công thức Bousinesq, ta có biểu thức đối với hệ số rối:

$$A_r = \kappa^2 \rho \frac{\left(\frac{d\bar{u}}{dy}\right)^3}{\left(\frac{d^2\bar{u}}{dy^2}\right)^2}$$

### 3.2.5. Sự phân bố của dòng rối ở gần mặt tường dài vô hạn.

*Dạng tổng quát của phân bố (profil) vận tốc*

Trên cơ sở các suy luận thứ nguyên thì các đặc trưng thống kê trung bình của dòng trên khoảng cách  $z$  từ mặt tường sẽ phụ thuộc vào ứng suất ma sát  $\tau_0$ , khoảng cách  $z$  và các tham số của chất lỏng như hệ số nhớt  $\nu$  và mật độ  $\rho$ , trong đó tham số  $\tau_0$  và  $\rho$  chỉ nằm trong dạng  $\tau_0/\rho$  và không phụ thuộc trực tiếp vào mật độ. Thông thường đại lượng này được thay bằng vận tốc động lực  $u_*$  tính theo ứng suất tại lớp biên sát mặt:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$

Từ 3 tham số  $u_*$ ,  $\nu$  và  $z$  có thể thiết lập một biểu thức không thứ nguyên và vận tốc trung bình không thứ nguyên sẽ là một hàm của đại lượng không thứ nguyên này:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = f\left(\frac{z u_*}{\nu}\right) \quad (3.15)$$

Công thức này được áp dụng cho mặt tường trong dạng nhám động lực, hay nói cách khác độ gồ gề bề mặt  $h_0$  tỷ lệ với kích thước  $z_* = (\nu / u_*)$ .

*Các dạng phân bố cụ thể của vận tốc gần mặt tường phẳng:*

Tại khu vực sát mặt tường và trên bề mặt vận tốc cũng như nhiễu động vận tốc bị triệt tiêu:

$$\rho(\overline{u'v'}) = 0,$$

nên:

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \nu \frac{d\bar{u}}{dz},$$

lớp chất lỏng nằm trong khu vực này được gọi là lớp (phân lớp) nhớt phân tử, các quá trình trao đổi phân tử lớn hơn trao đổi rối.

Trong lớp này:

$$\rho \nu \frac{d\bar{u}}{dz} = \tau_0 = const, \quad (3.16)$$

Tích phân hai vế biểu thức này theo độ cao từ mặt lên khoảng cách  $z$  ta có:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*^2}{\nu} z, \quad (3.17)$$

Đây là số hạng đầu tiên khi phân tích hàm  $f$  trong công thức tổng quát (3.15) vào chuỗi Taylor theo  $z$  tại  $z = 0$ . Giới hạn trên cùng của lớp này có thể đánh giá theo khoảng cách  $z$  thoả mãn điều kiện ứng suất rối nhỏ hơn ứng suất nhớt phân tử. Có thể lấy chỉ tiêu: ứng suất rối bằng 10% ứng suất nhớt phân tử, hay:

$$\overline{u'v'} = 0,1 \nu \frac{d\bar{u}}{dz}$$

Cho rằng khoảng cách này ( $\delta_\nu$ ) phụ thuộc vào cường độ rối hay vận tốc động lực và hệ số nhớt phân tử ta có:

$$\delta_\nu = \alpha_\nu \frac{\nu}{u_*} = \alpha_\nu \nu_*$$

với  $\alpha_\nu$  là hằng số.

Việc chọn giá trị của hằng số này cần bảo đảm cho phân bố vận tốc qua độ cao chuyển tiếp này không bị đột biến. Thông thường  $\alpha_\gamma = 5$  và

$$\delta_v = 5 \frac{v}{u_s}$$

Trường hợp tới hạn khác khi  $z \gg z_*$ , ta có thể bỏ qua thành phần nhớt và ứng suất chủ yếu do chuyển động rối tạo ra:

$$\tau_0 = -\rho \overline{u'v'}$$

Như vậy, phân bố vận tốc trung bình không còn phụ thuộc vào  $v$  mà được xác định bởi  $\tau_0$  và  $\rho$ .

Trong trường hợp này thông thường chúng ta chưa đề cập tới giá trị tuyệt đối của vận tốc trung bình mà chỉ nghiên cứu sự biến đổi tương đối của nó giữa các tầng:  $u(z_1) - u(z_2)$ . Trị số vận tốc trung bình còn phụ thuộc vào vận tốc tại giới hạn dưới của lớp rối phát triển  $u(\delta_1)$ . Kích thước của lớp này cũng được tính toán tương tự như kích thước của phân lớp nhớt:

$$\delta_1 = \alpha_1 \frac{v}{u_*}$$

trong đó hằng số thực nghiệm  $\alpha_1$  vào khoảng 30.

Như vậy bằng phân tích thứ nguyên ta có thể đưa ra biểu thức về phân bố vận tốc cho trường hợp vừa nêu:

khi  $z > \delta_1$ :

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = A \frac{u_*}{z} \quad (3.18)$$

hay sau khi lấy tích phân:

$$\bar{u}(z) = A u_* \ln z + A_1 \quad (3.19)$$

Đây là quy luật phân bố vận tốc trong lớp biên sát mặt thường được gọi là lớp biên logarit.

Nếu biểu diễn hằng số  $A_1$  qua dạng:

$$A_1 = A u_* \ln \frac{u_s}{v} + B u_*$$

với  $B$  là hằng số, công thức (3.19) có thể viết dưới dạng sau:

$$\bar{u}(z) = u_* \left( A \ln \frac{z u_*}{v} + B \right) = \frac{u_*}{\kappa} \left( \ln \frac{z u_*}{v} + \beta \right)$$

Trong đó người ta sử dụng số Karman thay  $\kappa$  cho  $A$ :  $\kappa = 1/A$  và  $\beta$  thay cho  $B$ , giá trị của chúng tương ứng:  $A=2,5$ ,  $B=5,5$ .

Trở lại khái niệm về hệ số nhớt phân tử  $\nu$  và hệ số nhớt rối  $K$ :

trong lớp nhớt phân tử, do không tồn tại chuyển động rối nên không có ứng suất rối bổ

Comment [CB1]:

Comment [CB2]:

sung, hệ số nhớt rôi  $K = 0$  và hệ số nhớt phân tử  $\gamma = \text{const}$ ,

trong lớp biên logarit chuyển động rôi đóng vai trò quyết định nên hệ số nhớt rôi lớn hơn nhiều lần hệ số nhớt phân tử ( $\gamma \ll K$ ) vì vậy các quá trình nhớt phân tử có thể bỏ qua. Hệ số nhớt rôi  $K$  sẽ phụ thuộc vào độ cao  $z$  và cường độ rôi, hệ số này được xác định theo công thức sau:

$$K = \kappa u_* z$$

Các quy luật tương tự có thể rút ra đối với các momen khác của trường vận tốc trên mặt tường phẳng.

*Các dạng phân bố cụ thể của vận tốc gần mặt tường gồ ghề.*

Trong trường hợp độ gồ ghề của mặt tường  $h_0$  không nhỏ hơn so với kích thước  $z^*$  thì các quy luật phân bố vận tốc phụ thuộc vào hai trường hợp: khoảng cách  $z$  lớn hay nhỏ hơn độ gồ ghề.

Khi khoảng cách nhỏ hơn độ gồ ghề, thì vận tốc trung bình sẽ phụ thuộc vào hình dạng và phân bố của các gồ ghề trên mặt tường, nhìn chung có sự khác biệt giữa các khu vực chân và đỉnh của các gồ ghề.

Khi khoảng cách lớn hơn độ gồ ghề, phân bố vận tốc sẽ không còn phụ thuộc vào nhớt phân tử cũng như tính chất cục bộ của các gồ ghề, các dòng ứng suất luôn hướng xuống mặt tường và các công thức (3.18-3.19) vẫn áp dụng được và giá trị  $A=1/\kappa$  vẫn giữ nguyên như trường hợp mặt tường trơn, còn  $A_1$  sẽ phụ thuộc vào vận tốc ở lớp sát mặt gồ ghề.

### 3.3. CÁC PHƯƠNG TRÌNH CHUYỂN ĐỘNG, DẪN NHIỆT VÀ KHUYẾT TÁN RỐI Ở BIÊN

#### 3.3.1. Phương trình chuyển động

Sau khi đã trình bày các khái niệm cơ bản về chuyển động rôi, chúng ta quay trở lại hệ các phương trình chuyển động hay phương trình bảo toàn động lượng, phương trình dẫn nhiệt và khuyết tán rôi ở biên.

Đối với đại dương, do có sự phân tầng mật độ theo độ sâu và sự biến đổi các đặc trưng vật lý hoá học của nước theo hướng này lớn hơn nhiều so với các hướng ngang, vì vậy hệ các phương trình thủy động lực Navier- Stokes có thể phân thành các phương trình đối với vận tốc ngang và phương trình tĩnh học.

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \rho \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \nabla p_r - \left( \rho - \rho_r \right) \mathbf{g} = \bar{\mathbf{F}} \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \rho_r}{\partial z} + \rho_r g = 0 \quad (3.21)$$

trong đó chỉ số  $r$  liên quan tới trạng thái đại dương chuẩn: entropi và độ muối không

đôi, chất lỏng không chuyển động;  $\mathbf{g}$  là véc tơ lực trọng trường với module  $g$ ;  $\boldsymbol{\Omega}$  là véc tơ vận tốc quay của quả đất;  $\mathbf{v}$  là véc tơ vận tốc;  $\nabla$  là toán tử Laplace:  $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}$  với các véc tơ đơn vị  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ .

Trong thực tế mật độ của nước biển không khác mấy so với giá trị ổn định  $\rho_0$  và được lấy làm giá trị áp suất thủy tĩnh.

Về trái của phương trình 3.20 cho ta tổng các lực quán tính, lực Coriolis, lực do chênh lệch áp suất, và trọng lực. Nếu số hạng  $\vec{F}$ , thể hiện tổng các lực còn lại tác động lên chất lỏng, ở về phải chỉ kể đến lực ma sát rồi thì phương trình chuyển động (3.20) có thể viết dưới dạng sau:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p_t - \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} \mathbf{g} = \nu \Delta \mathbf{v} \quad (3.22)$$

trong đó  $p_t$  là hiệu giữa giá trị thực và giá trị thủy tĩnh của áp suất  $p_t = P_0 - p_r$ , còn hệ số nhớt phân tử  $\nu = \mu / \rho_0$ .

Trong phương trình này, gia tốc trọng trường và biến đổi mật độ nằm trong một biểu thức:

$$\mathbf{b} = \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} \mathbf{g} \quad (3.23)$$

cho ta véc tơ của lực nổi (lực đẩy) trên một đơn vị diện tích hay lực đẩy Archimedes.

Phương trình (3.22) bây giờ có thể viết dưới dạng sau:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p_t - b \vec{e} = \nu \Delta \mathbf{v} \quad (3.24)$$

trong đó  $\vec{e}$  - vectơ đơn vị theo  $z$  và  $b$  là module của véc tơ lực nổi.

Bằng cách thể hiện các đại lượng khác thành hai phần: trung bình và nhiễu động phương trình (3.24) có thể viết:

$$\begin{aligned} \frac{d(\mathbf{U} + \mathbf{u})}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{U} + \mathbf{u}) + \frac{1}{\rho_0} \nabla (P + p) - (B + b) \vec{e} = \\ = \nu \Delta (\mathbf{U} + \mathbf{u}) \end{aligned} \quad (3.25)$$

trong đó véc tơ vận tốc  $\mathbf{v}$  được thể hiện thành hai phần véc tơ vận tốc trung bình  $\mathbf{U}$  và nhiễu động  $\mathbf{u}$ .



### 3.3.2. Các phương trình liên tục, biến đổi nhiệt và khuếch tán ở biển.

Đối với chất lỏng chuyển động các định luật bảo toàn khối lượng, động lượng cùng với phương trình trạng thái và các định luật nhiệt động lực học phải được bảo đảm.

Định luật bảo toàn khối lượng thể hiện qua phương trình liên tục và bảo toàn độ muối trong dạng sau:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \text{div}(\rho_s \mathbf{v}_s) = \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \text{div}(\rho_s \mathbf{v} + \mathbf{I}_s) = 0 \quad (3.27)$$

trong đó

$$\mathbf{I}_s = \rho_s (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}), \quad M = \rho \mathbf{v}$$

là mật độ dòng muối và khối lượng nước trao đổi đối lưu do chuyển động vĩ mô  $\mathbf{v}$ .

Với giá trị mật độ muối được tính bằng tích mật độ nước và độ muối:  $\rho_s = \rho \cdot s$ , các phương trình trên chuyển về dạng sau:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \text{div}(\mathbf{v}) = 0 \quad (3.28)$$

$$\rho \frac{\partial s}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{I}_s) = 0 \quad (3.29)$$

Phương trình bảo toàn năng lượng (nhiệt lượng) đối với một hệ mở được xác định theo phương trình sau:

$$\delta Q = d\varepsilon + \delta A - \sum_1^n h_j \delta e_{mj} \quad (3.30)$$

trong đó

$$h_j = \left( \frac{\partial H}{\partial m_j} \right)_{T, p, m_j}$$

là entanpi riêng phần j,  $\delta e_{mj}$  - phần khối lượng thêm vào do trao đổi với môi trường xung quanh.

Đối với trường hợp cân bằng của hệ khi nhiệt độ và áp suất không đổi, ta có:

$$\delta Q = d\varepsilon + p dV - \sum_1^n h_j \delta e_{mj} = dH - \sum_1^n h_j \delta e_{mj} = 0 \quad (3.31)$$

Với một thể tích xác định V, phương trình trên có thể viết cho hệ cân bằng:

$$\begin{aligned}
-\oint_{\Sigma} q(\mathbf{n}) d\Sigma &= \frac{d}{dt} \int_V \rho \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \varepsilon \right) dV - \int_V \left( \rho \vec{X} \cdot \mathbf{v} \right) dV - \\
-\oint_{\Sigma} \left( \vec{\pi}(\mathbf{n}) \cdot \mathbf{v} \right) d\Sigma &+ \oint_{\Sigma} \left\{ \mathbf{h}_s \left( \vec{I}_s \cdot \mathbf{n} \right) + \mathbf{h}_w \left( \vec{I}_w \cdot \mathbf{n} \right) \right\} d\Sigma,
\end{aligned} \tag{3.32}$$

Dấu trừ ở bên trái cho ta hướng của thông lượng lấy theo pháp tuyến ngoài, đại lượng này cho ta tổng nhiệt lượng trao đổi. Các số hạng bên phải cho ta các thành phần biến đổi năng lượng của hệ: thành phần đầu - vận tốc biến đổi, thành phần thứ hai và ba - tương ứng công của lực khối và lực mặt tác động từ bên ngoài, thành phần thứ tư năng lượng biến đổi do trao đổi khối lượng với môi trường xung quanh tương ứng do dòng muối và nước gây nên. Khi thể tích tới 0, đại lượng vô hướng  $q(\mathbf{n})$  phụ thuộc vào hướng của véc tơ pháp tuyến  $\mathbf{n}$  của bề mặt.

Sau khi biến đổi các tích phân và sử dụng toán tử đạo hàm toàn phần theo thời gian:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$$

công thức (3.32) biến đổi về dạng sau:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \left\{ \rho \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \varepsilon \right) \right\} = \\
\nabla_{\alpha} \left\{ \rho \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \varepsilon \right) \mathbf{v}^{\alpha} + \mathbf{q}^{\alpha} - \pi^{\alpha\beta} \mathbf{v}^{\beta} + \mathbf{h}_s I_s^{\alpha} + \mathbf{h}_w I_w^{\alpha} \right\} + \rho \vec{X} \times \mathbf{v}
\end{aligned} \tag{3.33}$$

Để đảm bảo sự cân bằng cần có sự bảo tồn khối lượng:  $I_s + I_w = 0$  và  $\mathbf{h}_s I_s + \mathbf{h}_w I_w = (\mathbf{h}_s - \mathbf{h}_w) I_s$ , mặt khác theo định nghĩa của entanpi:

$$\mathbf{h}_s - \mathbf{h}_w = \left( \frac{\partial H}{\partial S} \right)_{T,p}$$

Nếu lực khối  $\vec{X}$  có hàm thế là  $U$  có thể viết:

$$\rho \vec{X} \cdot \mathbf{v} = \rho \nabla_{\alpha} U \cdot \mathbf{v}_{\alpha} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho U) + \nabla_{\alpha} (\rho U \mathbf{v}_{\alpha}) - \rho \frac{\partial}{\partial t} U. \tag{3.34}$$

Phương trình (3.31) bây giờ có thể biến đổi như sau:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \varepsilon + U \right) \right\} = \\
-\nabla_{\alpha} \left\{ \rho \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \varepsilon + U \right) \mathbf{v}^{\alpha} + \mathbf{q}^{\alpha} - \pi^{\alpha\beta} \mathbf{v}^{\beta} + \frac{\partial H}{\partial S} I_s^{\alpha} \right\} + \rho \frac{\partial U}{\partial t}
\end{aligned} \tag{3.35}$$

Gọi  $\varepsilon = (\mathbf{v}^2/2) + \varepsilon + U$  là năng lượng riêng toàn phần của chất điểm và nếu hàm thế của

lực không đổi ( $\partial U/\partial t=0$ ) như đối với trường hợp lực trọng trường thì từ (3.35) ta có phương trình bảo toàn năng lượng trong dạng sau:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) = -\text{div} \vec{I}_s \quad (3.36)$$

trong đó

$$I_s^\alpha = \rho \varepsilon^\alpha \mathbf{v}^\alpha + \mathbf{q}^\alpha - \boldsymbol{\pi}^{\alpha\beta} \mathbf{v}^\beta + \left( \frac{\partial H}{\partial S} \right)_{T,p} I_s^\alpha \quad (3.37)$$

Vế trái của phương trình là các thành phần của véctơ mật độ dòng năng lượng,  $\rho \varepsilon^\alpha \mathbf{v}^\alpha$  - dòng năng lượng đối lưu do chuyển động với vận tốc  $\mathbf{v}$ , các số hạng còn lại liên quan tương ứng tới dòng nhiệt, công của lực mặt và trao đổi khối lượng.

Mặt khác từ phương trình chuyển động, nhân vô hướng với véctơ vận tốc ta có:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) + \rho \mathbf{v}^\alpha \nabla_\alpha \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) = \rho X_\alpha \mathbf{v}^\alpha + \mathbf{v}^\alpha \nabla_\beta \boldsymbol{\pi}^{\alpha\beta} \quad (3.38)$$

cho rằng lực khối có thể U, phương trình chuyển về dạng sau:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + U \right) \right\} = \\ & - \nabla_\alpha \left\{ \rho \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + U \right) \mathbf{v}^\alpha - \boldsymbol{\pi}^{\alpha\beta} \mathbf{v}^\beta \right\} - \frac{1}{2} \boldsymbol{\pi}^{\alpha\beta} \mathbf{e}_{\alpha\beta} + \rho \frac{\partial U}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.39)$$

trong đó:

$$\boldsymbol{\pi}^{\alpha\beta} = p \mathbf{m}^{\alpha\beta} + \boldsymbol{\sigma}^{\alpha\beta}$$

là tenxơ ứng suất nhớt;  $\mathbf{m}_{\alpha\beta}$  là tenxơ đơn vị:  $\mathbf{m}_{\alpha\beta} = 1$ , nếu  $\alpha=\beta$  và  $\mathbf{m}_{\alpha\beta} = 0$ , nếu  $\alpha \neq \beta$  và

$\mathbf{e}_{\alpha\beta}$  là tenxơ biến dạng  $\mathbf{e}_{\alpha\beta} = \frac{\partial \mathbf{v}^\alpha}{\partial \mathbf{x}^\beta} + \frac{\partial \mathbf{v}^\beta}{\partial \mathbf{x}^\alpha} = \nabla_\beta \mathbf{v}^\alpha + \nabla_\alpha \mathbf{v}^\beta$  và ta có thể dễ dàng rút ra

được biểu thức sau  $\nabla_\alpha \mathbf{v}^\alpha = \text{div} \vec{\mathbf{v}}$ .

Trong phương trình trên vế trái thể hiện biến đổi năng lượng cơ học, biểu thức trong toán tử grad là vectơ dòng năng lượng cơ học do vận chuyển (bình lưu) và hai số hạng cuối cho ta nguồn năng lượng cơ học sản sinh trong một đơn vị thời gian.

Trừ hai vế tương ứng phương trình (3.39) và (3.35) ta thu được phương trình biến đổi nội năng của hệ:

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \rho(\varepsilon) \} = - \nabla_\alpha \left\{ \rho(\varepsilon) \mathbf{v}^\alpha + \mathbf{q}^\alpha + \frac{\partial H}{\partial S} I_s^\alpha \right\} + \frac{1}{2} \boldsymbol{\pi}^{\alpha\beta} \mathbf{e}_{\alpha\beta} \quad (3.40)$$

Kết hợp phương trình bảo toàn khối lượng, phương trình (3.40) trở thành:

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -\nabla_\alpha \left\{ \mathbf{q}^\alpha + \frac{\partial H}{\partial s} \mathbf{I}_s^\alpha \right\} + \frac{1}{2} \pi^{\alpha\beta} \mathbf{e}_{\alpha\beta} \quad (3.41)$$

Trong cơ sở lý thuyết nhiệt động học, người ta sử dụng phương trình biến đổi entropi qua dạng phương trình Gibbs.

$$T \frac{d\eta}{dt} = \frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{dv}{dt} - \mu \frac{ds}{dt}$$

Có thể biến đổi phương trình này về dạng phụ thuộc vào các thông lượng muối  $\mathbf{I}_s$ , nhiệt  $\mathbf{q}$  và ứng suất nhớt  $\sigma_{\alpha\beta}$ . Ta có thể viết:

$$\rho \frac{d\eta}{dt} = \frac{\rho}{T} \left( \frac{d\varepsilon}{dt} \right) + \frac{p\rho}{T} \frac{dv}{dt} - \frac{\mu\rho}{T} \frac{ds}{dt}$$

Trong quá trình biến đổi công thức trên đã sử dụng các tính chất biến đổi tenxơ:

$$\begin{aligned} \pi_{\alpha\beta} \mathbf{e}^{\alpha\beta} &= -p \operatorname{div} \mathbf{v} + \frac{1}{2} \sigma_{\alpha\beta} \mathbf{e}^{\alpha\beta} \\ \rho \frac{d\eta}{dt} &= -\frac{1}{T} \operatorname{div} \left\{ \mathbf{q}^\alpha + \frac{\partial H}{\partial s} \mathbf{I}_s^\alpha \right\} + \frac{1}{2T} \pi^{\alpha\beta} \mathbf{e}_{\alpha\beta} + \mu \operatorname{div} \vec{\mathbf{I}}_s \end{aligned} \quad (3.42)$$

Từ công thức (3.42) kết hợp định nghĩa về nhiệt độ T, áp suất p và độ muối, có thể thu được phương trình tương quan các yếu tố đó qua dạng :

$$\begin{aligned} \rho T \left( \frac{C_p}{T} \frac{dT}{dt} - \frac{\partial v}{\partial T} \frac{dp}{dt} + \frac{\partial \eta}{\partial s} \frac{ds}{dt} \right) &= -\operatorname{div} \vec{\mathbf{q}} + \\ \left( -\frac{\partial H}{\partial s} + \mu \right) \operatorname{div} \vec{\mathbf{I}}_s + \frac{1}{2} \sigma^{\alpha\beta} \mathbf{e}_{\alpha\beta} + \mathbf{I}_s \nabla_\alpha \left( \frac{\partial H}{\partial s} \right) & \end{aligned} \quad (3.43)$$

Sử dụng các công thức định nghĩa thế hoá  $\mu$  và Entanpi H:  $dH=d(\varepsilon+pv) = Td\eta+vd p+\mu ds$  với điều kiện áp suất không đổi theo độ muối, ta có:

$$\mu = \frac{\partial H}{\partial s} - T \frac{\partial \eta}{\partial s}$$

Ta có thể viết (3.43) về dạng sau đây:

$$\rho C_p \left( \frac{dT}{dt} - \Gamma \frac{dp}{dt} \right) = -\operatorname{div} \vec{\mathbf{q}} + \frac{1}{2} \sigma_{\alpha\beta} \mathbf{e}^{\alpha\beta} + \mathbf{I}_s \nabla_\alpha \left( \frac{\partial H}{\partial s} \right), \quad (3.44)$$

trong đó  $\Gamma$ - gradient nhiệt độ biến đổi đoạn nhiệt:

$$\Gamma = \frac{T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{C_p} = \frac{\partial T}{\partial p}$$

Có thể thấy rõ rằng  $\Gamma dp$  nhỏ hơn nhiều so với  $dT$  nhất là khi có quá trình xáo trộn ngang

( $\Gamma dp$  vào khoảng  $1-2^0C$  đối với  $z = 2000$  m, trong khi đó  $dT$  vào khoảng  $10^0C$ ) vì vậy đối với nước mặt biển  $\Gamma dp/dt$  có thể bỏ qua. Cũng có thể bỏ qua các thành phần nhỏ như  $\nabla_\alpha T$ ,  $\nabla_\alpha p$ ,  $\nabla_\alpha S$  và  $\nabla_\alpha v_\beta$  và ta thu được phương trình truyền nhiệt cho môi trường chuyển động :

$$\rho C_p \left( \frac{dT}{dt} \right) = -div \vec{q} \quad (3.45)$$

Trong thực tế , mật độ nước đại dương thường ít biến đổi:  $(\delta\rho/\rho) \approx 10^{-3}$ , vì vậy phương trình liên tục có thể đơn giản hoá:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div \mathbf{v} = 0 \quad (3.46)$$

Ngoại trừ trường hợp sóng âm, khi  $\partial\rho/\partial t$  có giá trị lớn, trong những trường hợp khác đại lượng này có thể bỏ qua vì vậy phương trình liên tục có dạng đơn giản :

$$div \mathbf{v} = 0 \quad (3.47)$$

Cuối cùng các hệ phương trình cơ bản có thể viết lại dưới dạng sau đây:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 v^\alpha) = -\nabla_\beta \Pi_{\alpha\beta} + \rho g^\alpha + 2\rho_0 \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} v_\beta \Omega_\gamma \quad (3.48)$$

$$div \mathbf{v} = 0 \quad (3.49)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 S) = -div \left( \rho_0 S \mathbf{v} + \vec{I}_s \right) \quad (3.50)$$

trong đó:

$$\Pi_{\alpha\beta} = \rho_0 v^\alpha v^\beta + p m_{\alpha\beta} - \sigma^{\alpha\beta}$$

$\Gamma = 0$  khi 2 trong 3 chỉ số như nhau

$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} = \begin{cases} -1 & \text{khi hoán vị số lẻ lần 3 số 1, 2, 3} \\ 1 & \text{khi hoán vị số chẵn lần 3 số 1, 2, 3} \end{cases}$

$\Gamma = +1$  khi hoán vị số chẵn lần 3 số 1, 2, 3

ứng dụng phép lấy trung bình đối với các phương trình nêu trên, ta thu được hệ các phương trình đối với các đặc trưng trung bình của vận tốc, nhiệt độ và độ muối:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 \bar{v}^\alpha) = -\nabla_\beta \bar{\Pi}_{\alpha\beta} + \bar{\rho} g^\alpha + 2\rho_0 \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \bar{v}_\beta \bar{\Omega}_\gamma \quad (3.51)$$

$$div \bar{\mathbf{v}} = 0 \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 \bar{T}) = -div \left( \rho_0 \bar{T} \bar{\mathbf{v}} + \vec{q} + C_p \rho_0 \bar{T}' \bar{\mathbf{v}}' \right) \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 \bar{S}) = -div \left( \rho_0 \bar{S} \bar{\mathbf{v}} + \vec{I}_s + \rho_0 \bar{S}' \bar{\mathbf{v}}' \right) \quad (3.54)$$

trong đó :

$$\overline{\Pi}^{\alpha\beta} = \rho_0 \overline{v^\alpha v^\beta} + \overline{p} m^{\alpha\beta} - \left( \overline{\sigma}^{\alpha\beta} - \rho_0 \overline{v^\alpha v^\beta} \right) \quad (3.55)$$

Như vậy đối với các đặc trưng trung bình, ta cũng rút ra được các phương trình tương tự như đối với các đặc trưng tức thời, nhưng ở đây các thông lượng được bổ sung thêm các thành phần rối tương ứng:

$$\vec{q} + \vec{J}_q, \quad \vec{I}_s + \vec{J}_s, \quad \sigma^{\alpha\beta} + R^{\alpha\beta}$$

trong đó:

$$\vec{J}_q = \rho_0 C_p \overline{T' v'}, \quad \vec{J}_s = \rho_0 \overline{S' v'}, \quad R^{\alpha\beta} = -\rho_0 \overline{v^\alpha v^\beta}$$

Thông thường các thông lượng rối trên đây lớn hơn rất nhiều so với các đặc trưng tương ứng do các quá trình phân tử gây nên. Như vậy bài toán dẫn tới việc xác định các mối tương quan giữa các thông lượng rối và các đặc trưng trung bình.

### 3.4. DẠNG TỔNG QUÁT CỦA PHƯƠNG TRÌNH THUYẾT ĐỘNG LỰC HỌC VÀ KHUYẾT TÁN

#### 3.4.1. Định luật bảo toàn khối lượng và phương trình khuếch tán

Do đặc điểm của nước sông, biển và không khí được xem là các hỗn hợp. Theo quan điểm này thì bên cạnh các thành phần cơ bản như Ôxy và Nitơ chiếm 99% trong khí quyển và các phân tử nước chiếm 96,5% trong biển, còn có các thành phần thứ cấp như hơi nước trong khí quyển và muối hoà tan trong nước và cuối cùng là các thành phần tỷ trọng thấp chỉ thể hiện trong dạng các vệt.

Nếu xem xét mật độ và vận tốc dịch chuyển của từng thành phần là  $\rho^i$  và  $v^i$  thì ta có phương trình bảo toàn khối lượng trong dạng sau:

$$\frac{\partial \rho^i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^i v^i) = S^i + I^i \quad (3.56)$$

trong đó  $S^i$  và  $I^i$  là tốc độ biến đổi nguồn đối với thành phần “i” trên một đơn vị thể tích do các tác động bên ngoài (sông đổ vào biển, nguồn thải, v.v...) và các quá trình bên trong (các phản ứng hoá học, sinh thái học, v.v...). Các đại lượng này được xem là nguồn nếu có giá trị dương và khi có dấu ngược lại được xem là phân huỷ.

Để tiện lợi trong thực tế nghiên cứu người ta đưa ra đại lượng mật độ  $\rho$  và động lượng theo vận tốc tổng thể  $v$  của hỗn hợp được xác định theo biểu thức sau:

$$\rho = \sum \rho^i, \quad (3.57)$$

$$\rho v = \sum \rho^i v^i \quad (3.58)$$

trong đó  $\Sigma$  là tổng tất cả các thành phần của hỗn hợp. Đại lượng  $\rho v$  là động lượng trên một đơn vị thể tích ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ).

Các vận tốc của từng thành phần không nhất thiết phải bằng vận tốc của hỗn hợp, như vậy phần tải pivi của từng thành phần sẽ được phân tích thành phần tải do dòng tổng thể  $v$  và phần trượt qua chất lỏng:

$$\rho^i v^i = \rho^i v + \rho^i (v^i - v) \quad (3.59)$$

Phần trượt này có thể do khuếch tán phân tử hay chuyển động thăng, giáng (migration) trong trường trọng lực khi các phần tử nặng hơn sẽ lắng đọng xuống, các phần tử nhẹ hơn sẽ bốc lên cao.

Nếu cho rằng:

$$\rho^i (v^i - v) = \rho^i m^i + \phi^i \quad (3.60)$$

trong đó  $m^i$  là tốc độ thăng giáng và  $\phi^i$  là thông lượng phân tử.

Như vậy phương trình (3.56) có thể viết:

$$\frac{\partial \rho^i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^i v) = \phi^i - \nabla \cdot \phi^i \quad (3.61)$$

trong đó

$$\phi^i = S^i + I^i - \nabla \cdot (\rho^i m^i)$$

đặc trưng cho tốc độ chung nguồn (hoặc phân huỷ) cục bộ của thành phần “i” do tương tác với bên ngoài, tương tác bên trong và thăng giáng.

Phương trình (2.43) chỉ thể hiện quy luật bảo tồn khối lượng: biến đổi theo thời gian khối lượng cục bộ của mỗi thành phần do kết quả chuyển dịch bởi chất lỏng, do khuếch tán phân tử và do tốc độ nguồn và phân huỷ.

### 3.4.2. Phép xấp xỉ Boussinesq và phương trình liên tục

Các chất lỏng trong thực tế khí tượng và hải dương bao gồm nước và không khí luôn được đặc trưng bởi sự biến động không đáng kể của mật độ, nhiệt độ, ... so với các giá trị cơ bản  $\rho_0, T_0, \dots$

Chúng ta có thể viết :

$$= \rho_0 + \rho' \quad \text{với } \rho' \ll \rho_0$$

Lấy tổng tất cả các thành phần trên cơ sở phương trình (2.42) với điều kiện về phải không đáng kể ta thu được phương trình liên tục.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) \equiv \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot v = 0. \quad (3.63)$$

Thay mật độ vào phương trình liên tục ta có:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho' + (\rho_0 + \rho') \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (3.64)$$

Nếu lấy các đại lượng đặc trưng cho vận tốc và khoảng cách là  $v$  và  $l$ , ta có thể rút ra từ biểu thức trên:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} \sim \frac{v}{l} \frac{\rho'}{\rho_0} \ll \frac{v}{l} \quad (3.65)$$

Điều này cho thấy rằng các thành phần có chứa đại lượng  $\nabla \cdot \mathbf{v}$  thường có bậc nhỏ hơn rất nhiều  $v/l$  và có thể cho rằng nhìn chung khi vận tốc không lớn thì có thể xấp xỉ bỏ qua chúng:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.66)$$

Việc thay phương trình liên tục (3.63) bằng phương trình điều kiện chất lỏng không nén (3.66) được gọi là xấp xỉ Boussinesq.

Tuy nhiên điều kiện chất lỏng không nén (3.66) không áp dụng cho tất cả các thành phần của phương trình chuyển động, truyền nhiệt và khuếch tán trong biển.

Chúng ta cần giữ mật độ biến đổi trong biểu thức lực hấp dẫn (trọng lực) vì  $g$  có giá trị lớn hơn nhiều so với các gia tốc thông thường trong chất lỏng vì vậy  $(\rho - \rho_0)g$  không thể xem là không đáng kể được.

### 3.4.3. Các phương trình nhiệt động học

Phương trình mô tả biến đổi nhiệt độ được lấy từ phương trình cân bằng nhiệt. Nếu lấy ký hiệu entropi là  $\eta$  [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{độ}^{-1}$ ] và nhiệt độ là  $T$  [độ], ta có:

$$\begin{aligned} \rho T \left[ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \eta \right] &\equiv \rho c_p \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right] - \alpha T \left[ \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p \right] = \\ &= \Phi^\xi - \nabla \cdot \varphi^\xi \end{aligned} \quad (3.67)$$

trong đó  $\Phi^\xi$  là tốc độ nguồn nhiệt (lượng nhiệt trong một đơn vị thời gian) trên một đơn vị thể tích (nhiệt lượng tia, tản mát do ma sát, phản ứng hoá học, v.v...) và  $\varphi^\xi$  là thông lượng nhiệt phân tử,  $c_p$  [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{độ}^{-1}$ ] là nhiệt dung riêng khi áp suất không đổi và  $\alpha$  [độ<sup>-1</sup>] hệ số giãn nở vì nhiệt.

Các hệ số nhiệt động  $c_p$  và  $\alpha$  có thể được xem không đổi cho từng môi trường nước hoặc không khí. Thông thường để tiện lợi người ta đưa ra khái niệm về nhiệt độ thế vị  $\theta$  [độ] hay năng lượng nhiệt riêng  $\xi$  [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ] theo định nghĩa sau:

$$T d\eta \sim T_0 d\eta = c_p d\theta \quad (3.68)$$

$$\xi = \rho c_p \theta \quad (3.69)$$



Trong trường hợp đó ta có phương trình:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla \cdot (\xi \mathbf{v}) = \Phi^\xi - \nabla \cdot \varphi^\xi \quad (3.70)$$

Như vậy chúng ta đã thừa nhận các tác động của quá trình tải do chất lỏng, của các nguồn cục bộ và của thông lượng phân tử trong biến đổi các tính chất nhiệt theo thời gian.

Trong thực tiễn khí tượng và hải dương chúng ta thường sử dụng các đặc trưng đối với một đơn vị khối lượng hơn là đối với một đơn vị thể tích, cụ thể là:

*nồng độ* (kg/kg hay %):

$$\delta^a = \rho_0^{-1} \rho^a \quad (3.71)$$

*vận tốc*:

$$\mathbf{v} = \rho_0^{-1} \boldsymbol{\pi} \quad (3.72)$$

( $\pi$  là động lượng)

và *nhiệt độ thế vị*:

$$\theta = (\rho_0 c_p)^{-1} \xi \quad (3.73)$$

Bằng cách đưa ra các biểu thức đối với tốc độ nguồn và thông lượng trên một đơn vị khối lượng:

$$\psi = \rho^{-1} \Phi \quad (3.74)$$

$$\Psi = \rho^{-1} \varphi \quad (3.75)$$

chúng ta có thể viết các phương trình (3.61), (3.63), (3.66), (3.70) về dạng tổng quát (trong đó phương trình (3.76) thu được khi  $y = 1$  và vế phải bằng 0):

$$\psi^\theta = (\rho_0 c_p)^{-1} \Phi^\xi \quad (3.76)$$

$$\Psi^\theta = (\rho_0 c_p)^{-1} \varphi^\xi \quad (3.77)$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \nabla \cdot (y \mathbf{v}) = \Phi^y - \nabla \cdot \Psi^y \quad (3.78)$$

Phương trình này cho ta thấy sự biến đổi theo thời gian của  $y$  ( $y = \delta, v_j, \theta, \delta_w, I$ ) phụ thuộc vào bình lưu và đối lưu (advection) do chuyển tải và đối lưu của chất lỏng  $\nabla \cdot (y \mathbf{v})$ , do nguồn và phân huỷ cục bộ  $\psi y$  và do khuếch tán phân tử  $-\nabla \cdot \Psi^y$ .

Trong cơ học chất lỏng địa vật lý, các biến nhiệt động học không chỉ bao gồm nhiệt độ và áp suất. Cần phải tính đến các yếu tố như độ muối (trong biển và cửa sông), độ ẩm (trong khí quyển) và độ đục có thể gây ảnh hưởng tới mật độ.

Nếu chúng ta cho rằng độ muối là khối lượng tất cả các thành phần hoà tan trong một

khối lượng nước, độ ẩm là khối lượng hơi nước trong một đơn vị thể tích không khí và độ đục là khối lượng các chất lơ lửng trong một đơn vị thể tích, thì hệ phương trình sẽ thể hiện quy luật bảo toàn khối lượng cho ba thành phần tương ứng.

Ký hiệu  $\rho^a$  thay cho từng thành phần tương ứng  $\rho^s, \rho^h, \rho^l$  ta có thể viết các biểu thức sau đây:

$$\rho^a = \sum_{(a)} \rho^i \quad (3.79)$$

$$\rho^a \mathbf{v}^a = \sum_{(a)} \rho^i \mathbf{v}^i = \rho^a \mathbf{v} + \rho^a \mathbf{m}^a + \varphi^a \quad (3.80)$$

$$\Phi^a = \sum_{(a)} (S^i + I^i) - \nabla \cdot (\rho^a \mathbf{m}^a) \quad (3.81)$$

Tuy nhiên trong đó các hàm nguồn và phân huỷ đã được đơn giản hoá tới mức tối đa. Trong trường hợp này phương trình tiến triển có dạng tổng quát sau đây:

$$\frac{\partial \rho^a}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^a \mathbf{v}) = \Phi^a - \nabla \cdot \varphi^a, \quad (3.82)$$

Chúng ta dễ dàng thấy sự giống nhau giữa phương trình này và phương trình khuếch tán (2.42). Điều này nói lên sự biến đổi cục bộ của độ muối, độ ẩm và độ đục theo thời gian là kết quả của sự tải do chất lỏng, của các nguồn (hay phân huỷ) tại chỗ và khuếch tán phân tử trong môi trường.

### 3.4.4. Dạng tổng quát của phương trình thủy động học

Để mô tả trạng thái chất lỏng bên cạnh các phương trình liên tục và nhiệt động lực, chúng ta cần viết phương trình chuyển động từ định luật Niuton. Theo định luật này thì đạo hàm của động lượng theo thời gian sẽ bằng tổng tất cả các lực tác động. Trong những lực đó cần kể đến các ngoại lực như trọng lực, các ứng suất và các lực gradient áp suất, lực ma sát nhớt.

Trên hệ tọa độ gắn liền với mặt đất, ta có:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\pi}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \boldsymbol{\pi}) = -2\boldsymbol{\Omega} \wedge \boldsymbol{\pi} + \rho \mathbf{g} + \chi - \nabla p + \mathbf{F} \quad (3.83)$$

trong đó  $\boldsymbol{\pi} = \rho \mathbf{v}$  là động lượng trên một đơn vị thể tích,  $\boldsymbol{\Omega}$  là véc-tơ vận tốc quay của quả đất,  $-2\boldsymbol{\Omega} \wedge \boldsymbol{\pi}$  là lực Coriolit,  $\mathbf{g}$  – véc-tơ gia tốc trọng trường,  $\chi$  lực thiên văn tổng cộng trên một đơn vị thể tích (lực tạo triều, ...),  $p$  – áp suất và  $\mathbf{F}$  là lực ma sát nhớt. Lực ma sát nhớt được thể hiện qua thông lượng phân tử của động lượng, vì vậy các thành phần của nó được biểu diễn trong dạng div của véc-tơ thông lượng  $\varphi^j$ .

Có thể viết phương trình chuyển động trên về dạng các thành phần theo trục tọa độ như

sau:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\pi}_j}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\pi}_j \boldsymbol{v}) = \boldsymbol{\Phi}^j - \nabla \cdot \boldsymbol{\varphi}^j \quad j=1,2,3 \quad (3.84)$$

trong đó

$$\boldsymbol{\Phi}^j = \left[ -2\boldsymbol{\Omega} \wedge \boldsymbol{\pi} + \rho \boldsymbol{g} + \boldsymbol{\chi} - \nabla p \right]_j \quad (3.85)$$

cho ta tốc độ nguồn (hoặc phân huỷ) cục bộ của động lượng do các ngoại lực và nội lực, trong đó  $\varphi_j$  là thông lượng phân tử của động lượng. Dễ dàng thấy sự giống nhau của phương trình này và các phương trình (3.61), (3.68).

### 3.4.5. Cân bằng thủy tĩnh, lực nổi và phương trình thủy nhiệt động học

Trong cơ học chất lỏng địa vật lý, người ta thường so sánh trạng thái của hệ trong thực tế với trạng thái chuẩn với điều kiện entropi ( và đương nhiên cả nhiệt độ thế vị), độ muối hay độ ẩm cũng như độ đục không biến đổi và chất lỏng nằm trong trạng thái tĩnh.

Trong trạng thái cân bằng thủy tĩnh nêu trên, gradient áp suất sẽ cân bằng lực hấp dẫn (trọng lực-  $\chi \sim 10^{-7} \rho g$ ):

$$\rho \boldsymbol{g} - \nabla p = 0, \quad (3.86)$$

Gradient áp suất theo độ cao sẽ tương ứng với phân tầng thẳng đứng; mật độ sẽ thỏa mãn phương trình sau:

$$\frac{d\rho}{d\boldsymbol{x}_3} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{d\boldsymbol{x}_3} = -\frac{\rho g}{c^2} \quad (3.87)$$

trong đó  $c$  là vận tốc truyền âm ( $c^2$  là đạo hàm riêng của mật độ theo áp suất và entropi, độ muối hay độ ẩm và độ đục không biến đổi).

Theo độ cao, mật độ tương ứng cân bằng thủy tĩnh  $\rho_e$  biến đổi tuân theo quy luật sau:

$$\rho_e = \rho_0 \exp\left(-\frac{\boldsymbol{x}_3}{H}\right) \quad (3.88)$$

trong đó  $\rho_0$  là mật độ khi  $\boldsymbol{x}_3 = 0$ , có thể chọn làm mật độ quy chuẩn, còn

$$H = c^2 g^{-1}$$

là khoảng cách đặc trưng cho biến động của mật độ theo độ cao.

Trong biển và đại dương,  $H$  có giá trị vào khoảng 200 km, lớn hơn rất nhiều so với độ sâu của biển vì vậy có thể xem đảm bảo cân bằng thủy tĩnh. Trong không khí,  $H$  có bậc từ 1 km đến 10 km, vì vậy biến đổi của mật độ theo độ cao không thể bỏ qua được. Tuy nhiên đối với các giá trị

$$\boldsymbol{x}_3 \ll H$$

quy luật (3.88) có thể thay bằng biểu thức tuyến tính:

$$\rho_e = \rho_0 \left( 1 - \frac{x_3}{H} \right) \quad (3.89)$$

Khác với trạng thái chuẩn, mật độ phụ thuộc vào nhiệt độ thể vị, độ muối (hay độ ẩm) và cả độ đục và áp suất. Khi chất lỏng chuyển động thì gradien áp suất không những theo hướng thẳng đứng mà còn cả hướng ngang.

Tiến hành đánh giá và so sánh các số hạng của phương trình chuyển động, chúng ta thấy rằng trọng lực có bậc đại lượng lớn hơn nhiều so với lực quán tính và ma sát nhớt, nó cần được cân bằng bởi thành phần thẳng đứng của gradien áp suất, điều này nói lên điều kiện cân bằng thủy tĩnh:

$$-\frac{\partial}{\partial x_3} \left( \frac{p}{\rho_0} \right) \sim \frac{\rho}{\rho_0} g \quad (3.90)$$

Bằng cách so sánh với trạng thái chuẩn, chúng ta có thể viết:

$$\frac{\rho}{\rho_0} g = \frac{\rho_e}{\rho_0} g + \frac{\rho - \rho_e}{\rho_0} g = -\nabla \gamma + b \quad (3.91)$$

với

$$\gamma = g \int \frac{\rho_e}{\rho_0} dx_3; \quad (3.92)$$

$$b = b e_3;$$

$$b = -\frac{\rho - \rho_e}{\rho_0} g \quad (3.93)$$

trong đó  $b$  và  $g$  là giá trị (module) tương ứng của véc lực nổi  $b$  và trọng lực  $g$ .

Trong các biểu thức trên ta thấy vai trò của lực nổi  $b$  trong chuyển động của chất lỏng.

Nhìn chung, khi các lực  $\chi$  có một hàm thế ta có thể viết:

$$\rho_0^{-1} \chi = -\nabla \tilde{\omega} \quad (3.94)$$

Nếu ký hiệu:

$$q = \frac{p}{\rho_0} + \gamma + \tilde{\omega} \quad (3.95)$$

Ta có thể biến đổi biểu thức liên quan tới nguồn-phân huỷ trong phương trình chuyển động đối với biến:

$$\psi_j = \left[ -2\Omega \wedge v + b - \nabla q \right]_j \quad (3.96)$$

### 3.4.6. Phương trình trạng thái và phương trình tổng quát đối với độ nổi

Trong điều kiện sử dụng phép xấp xỉ Boussiesq, thành phần liên quan tới biến đổi mật độ chỉ còn xuất hiện trong số hạng lực nổi của các phương trình thủy động lực. Các phương trình này hợp thành một hệ gồm 4 phương trình vô hướng đối với 5 ẩn là  $p$ ,  $\rho$  (hay  $b$ ) và ba thành phần vận tốc.

Điều này đòi hỏi thêm một phương trình nữa để khép kín hệ. Phương trình này gọi là phương trình trạng thái cho ta mối tương quan đại số giữa mật độ và các biến nhiệt động ( $\theta$ ,  $p$ ,  $\delta^s$ ,  $\delta^h$ ,  $\delta^t$ ).

Giới hạn trong các số hạng đầu của phép triển khai vào chuỗi Taylor tại điểm chuẩn, ta có:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial\theta} \frac{d\theta}{dt} + \frac{\partial\rho}{\partial\delta^s} \frac{d\delta^s}{dt} + \frac{\partial\rho}{\partial\delta^t} \frac{d\delta^t}{dt} + \frac{\partial\rho}{\partial p} \frac{dp}{dt} \quad (3.97)$$

trong không khí thì  $\delta^h$  sẽ thay  $\delta^s$ .

Mặt khác,  $\rho_e$  chỉ là hàm của  $x_3$ , vì vậy:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = \frac{\partial\rho_e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_e = v_3 \frac{\partial\rho_e}{\partial x_3} \quad (3.98)$$

ảnh hưởng của áp suất lên mật độ nhìn chung không lớn lắm. Chỉ chú trọng tới các thành phần chính ta có:

$$\frac{\partial\rho}{\partial p} \frac{dp}{dt} \sim \frac{\partial\rho}{\partial p} v_3 \frac{\partial p}{\partial x_3} = \frac{v_3}{c^2} \frac{\partial p}{\partial x_3} \quad (3.99)$$

Vì cân bằng thủy tĩnh đảm bảo đối với biến đổi độ cao, ta có thể viết:

$$\frac{\partial p}{\partial x_3} \sim -\rho g \sim c^2 \frac{\partial\rho_e}{\partial x_3} \quad (3.100)$$

Nhóm các biểu thức trên ta có:

$$\frac{\partial\rho}{\partial p} \frac{dp}{dt} \sim \frac{\partial\rho_e}{\partial x_3} \quad (3.101)$$

Nếu trừ hai vế của phương trình (3.97) bởi đại lượng  $\frac{d\rho_e}{dt}$  và nhân chúng với  $-g/\rho_0$ , sau khi biến đổi với điều kiện phương trình (3.101), ta có:

$$\frac{db}{dt} = \frac{\partial b}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} b) = \psi^b - \nabla \cdot \boldsymbol{\varphi}^b \quad (3.102)$$

trong đó  $\psi^b$  (tương ứng  $\Psi^b$ ) là các tổ hợp tuyến tính của  $\psi^0$ ,  $\psi^s$ ,  $\psi^t$  (tương ứng  $\Psi^0$ ,  $\Psi^s$ ,

$\Psi^t$ ) cho ta thành phần nguồn (tương ứng các thông lượng) của  $b$ .

Có thể cho rằng  $\psi^b$  và  $\Psi^b$  được thể hiện thông qua hàm của riêng  $b$  và các phương trình tiến triển đối với  $\theta$ ,  $\delta^s$  và  $\delta^t$  cần có dạng như phương trình đối với  $b$  (3.102).

Nhìn chung, các biến đổi của mật độ được xác định chủ yếu theo một trong các yếu tố  $\theta$ ,  $\delta^s$  và  $\delta^t$  (thông thường là  $\theta$ ). Các hàm  $\psi^b$  và  $\Psi^b$  thường được tính khá chính xác theo công thức phụ thuộc vào  $b$ , ví dụ:

$$\Psi^b = -k\nabla b \quad (3.103)$$

trong đó  $k$  là hệ số khuếch tán.

Trong thực tiễn, công thức gần đúng này không gây nên hậu quả xấu nào đối với bài toán biến và khí quyển, khi các quá trình rồi có tính chất quyết định.

## Chương 4 RỐI BIẾN

### 4.1. CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN CỦA CHUYỂN ĐỘNG RỐI

#### 4.1.1. Sự biến đổi của đại lượng trung bình. Phương trình khuếch tán trong biến

Trong khi mô tả trạng thái của hệ biến, khí quyển nhằm mục đích dự báo sự biến động của nó, người ta chú trọng tới các đại lượng trung bình và không khi sâu vào các đặc trưng nhiễu động của chúng.

Như chúng ta đều đã chấp nhận, các đặc trưng của hệ được phân tách thành hai phần trung bình và nhiễu động. Đối với từng chu kỳ lấy trung bình thì giá trị trung bình của nhiễu động sẽ bằng 0:  $\langle a' \rangle = 0$ .

Nếu ta lấy trung bình phương trình tiến triển trong dạng tổng quát

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \nabla \cdot (y \mathbf{v}) = \psi^y + \nabla \cdot (\alpha^y \nabla y) \quad (4.1)$$

trong đó  $y = 1, v_j, b, \rho^*$ , ta thấy rằng các nhiễu động sẽ bị triệt tiêu trong các số hạng tuyến tính, nhưng sẽ tồn tại trong các số hạng phi tuyến. Trung bình của đại lượng  $\nabla \cdot (y \mathbf{v})$  cho ta hai thành phần, thành phần đầu là tích các đại lượng trung bình, còn thành phần thứ hai là trung bình của tích các nhiễu động.

Ta có thể viết tách riêng các phương trình cơ bản thành hai phần, một cho đại lượng trung bình và một cho các nhiễu động. Có thể thể hiện các biến vận tốc, lực nổi và áp suất giả định trong dạng sau đây:

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{v}', \quad b = a + b' \quad \text{và} \quad q = p + r$$

Các phương trình viết cho các đại lượng trung bình sẽ là:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{u}_\alpha) = \quad (4.3)$$

$$\left[ -2 \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{u} + \mathbf{a} - \nabla p \right]_\alpha + \nabla \cdot (\mathbf{v} \nabla \mathbf{u}_\alpha) - \nabla \cdot \langle \mathbf{v}' \mathbf{v}'_\alpha \rangle$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} a) = \psi^a + \nabla \cdot (\kappa \nabla a) - \nabla \cdot \langle \mathbf{v}' b' \rangle \quad (4.4)$$

Phương trình tương tự đối với các biến vô hướng

$$\frac{\partial \mu^*}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mu^*) = \langle S^* + I^* \rangle - \nabla \cdot (m^* \mu^*) + \nabla \cdot (\kappa^* \nabla \mu^*) - \nabla \cdot (\mathbf{v}' \rho^*) \quad (4.5)$$

với  $\rho^* = \mu^* + \rho^{*'}$

Các phương trình tương ứng đối với các nhiễu động thu được bằng cách trừ hai vế tương ứng các phương trình tổng quát và các phương trình trên.

$$\nabla \cdot \mathbf{v}' = 0 \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}'_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{v}'_\alpha + \mathbf{v}' u_\alpha + \mathbf{v}' \mathbf{v}'_\alpha - \langle \mathbf{v}' \mathbf{v}'_\alpha \rangle) = \\ = \left[ -2 \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v}' + \mathbf{b}' - \nabla r \right]_\alpha + \nabla \cdot (\mathbf{v} \nabla \mathbf{v}'_\alpha) \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{b}'}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{b}' + \mathbf{v}' a + \mathbf{v}' \mathbf{b}' - \langle \mathbf{v}' \mathbf{b}' \rangle) = \\ = \psi^b - \langle \psi^b \rangle + \nabla \cdot (\kappa \nabla \mathbf{b}') \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^{*'}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \rho^{*'} + \mathbf{v}' \mu^* + \mathbf{v}' \rho^{*'} - \langle \mathbf{v}' \rho^{*'} \rangle) = \\ = \langle S^* + I^* \rangle - \langle S^* + I^* \rangle - \nabla \cdot (m^* \rho^{*'}) + \nabla \cdot (\kappa^* \nabla \rho^{*'}) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Từ các phương trình này ta có thể thu được các phương trình đối với động năng của chuyển động trung bình  $E_s = (1/2) \mathbf{u}^2$  và của nhiễu động  $k = \langle (1/2) \mathbf{v}'^2 \rangle$ .

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} E_s) = Q^u + \nabla \cdot [\mathbf{v} \nabla E_s] - \nabla \cdot \langle (\mathbf{u} \mathbf{v}') \mathbf{v}' \rangle \quad (4.10)$$

Bằng cách nhân vô hướng hai vế của các phương trình đối với vận tốc trung bình và nhiễu động với vận tốc tương ứng ta có thể thu được:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} k) = Q^w + \nabla \cdot [\mathbf{v} \nabla k] - \nabla \cdot \langle \mathbf{v}' (k + r) \rangle \quad (4.11)$$

Trong đó

$$Q^u = \sum_\alpha \sum_\beta \left\{ \langle \mathbf{v}'_\alpha \mathbf{v}'_\beta \rangle \frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial \mathbf{x}_\beta} - \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial \mathbf{x}_\beta} \frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial \mathbf{x}_\beta} \right\} + a u_3 - \nabla \cdot (\mathbf{u} p) \quad (4.12)$$



$$Q^w = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left\{ \langle v_{\alpha} v_{\beta} \rangle \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} - v \left\langle \frac{\partial v'_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} \frac{\partial v'_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} \right\rangle \right\} + \langle b' v'_{\alpha} \rangle \quad (4.13)$$

Các phương trình trên có thể được viết trong dạng tổng quát sau đây:

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \nabla \cdot (y \mathbf{u}) = Q^y + \nabla \cdot (\lambda^y \nabla y) - \nabla \cdot \mathbf{j}^y \quad (4.14)$$

Phương trình này được gọi là phương trình khuếch tán, ý nghĩa của các thành phần có thể khái quát trong bảng 3. 2.

Thực tế cho thấy rằng thông lượng rối gây nên khuếch tán rối tương tự như khuếch tán phân tử nhưng có bậc đại lượng lớn hơn nhiều lần.

Bảng 3.2. Các thành phần của phương trình tổng quát 4.14

$\nabla \cdot (y \mathbf{u})$	Bình lưu do dòng trung bình;
$Q^y$	Nguồn cục bộ (hoặc phân hủy) trung bình do kết quả của thăng, giáng ngoài hoặc do tương tác trong hệ trong đó có tương tác giữa dòng trung bình và các nhiễu động;
$\nabla \cdot (\lambda^y \nabla y)$	Khuếch tán phân tử ( $\lambda^y \nabla y$ là thông lượng phân tử)
$\nabla \cdot \mathbf{j}^y$	Thành phần liên quan tới thông lượng rối $\mathbf{j}^y$ từ chuyển động trung bình do các nhiễu động gây nên

Tương tự như đối với các thông lượng phân tử, các thông lượng rối có thể biểu diễn qua tích hệ số rối và gradien đại lượng trung bình:

$$\mathbf{j}^y = - \left\{ \tilde{\alpha}_1^y \frac{\partial y}{\partial x_1} \mathbf{e}_1 + \tilde{\alpha}_2^y \frac{\partial y}{\partial x_2} \mathbf{e}_2 + \tilde{\alpha}_3^y \frac{\partial y}{\partial x_3} \mathbf{e}_3 \right\} \quad (4.15)$$

trong đó các hệ số rối lại là hàm của không gian và thời gian cần được xác định. Trong nhiều trường hợp người ta ký hiệu hệ số rối tương tự hệ số phân tử với dấu ”~” trên đầu.

#### 4.1.2. Các lý thuyết rối cơ bản

##### Lý thuyết Prandtl

Như chúng ta đã nhận xét trên đây, các thông lượng rối đóng vai trò quyết định đối với quá trình khuếch tán trong biển và khí quyển. Khuếch tán do các nhiễu động xuất hiện trên nền chuyển động trung bình và bao gồm các xoáy có kích cỡ và thời gian tồn tại khác nhau, chúng sẽ lấy nguồn năng lượng từ động năng và thế năng của chuyển động trung bình.

Prandtl đưa ra một tần số M đặc trưng cho quá trình trao đổi năng lượng và quá trình khuếch tán rối phụ thuộc trực tiếp vào tần số này.

Trong trường hợp chất lỏng không phân tầng, năng lượng rối hoàn toàn có nguồn gốc cơ học và phụ thuộc chủ yếu vào gradien vận tốc trung bình.

Có thể xuất phát từ biểu thức năng lượng

$$\sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left\langle \mathbf{v}_{\alpha} \cdot \mathbf{v}_{\beta} \right\rangle \frac{\partial \mathbf{u}_{\alpha}}{\partial \mathbf{x}_{\beta}} = - \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \rangle (\nabla \mathbf{u}) = \tilde{\mathbf{v}} (\nabla \mathbf{u}) (\nabla \mathbf{u}) \quad (4.16)$$

với một tần số đặc trưng được gọi là tần số Prandtl

$$M \sim \|\nabla \mathbf{u}\| \quad (4.17)$$

Prandtl cho rằng hệ số nhớt rối phụ thuộc trực tiếp vào M và

$$\tilde{\mathbf{v}} = l_m^2 M \quad (4.18)$$

trong đó  $l_m$  là khoảng cách được gọi là quãng đường xáo trộn.

Lý thuyết nêu trên được áp dụng cho tất cả các hướng trong không gian.

Cho rằng:

$$M = \left\{ \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \frac{\partial \mathbf{u}_{\alpha}}{\partial \mathbf{x}_{\beta}} \frac{\partial \mathbf{u}_{\alpha}}{\partial \mathbf{x}_{\beta}} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

ta có thể viết:

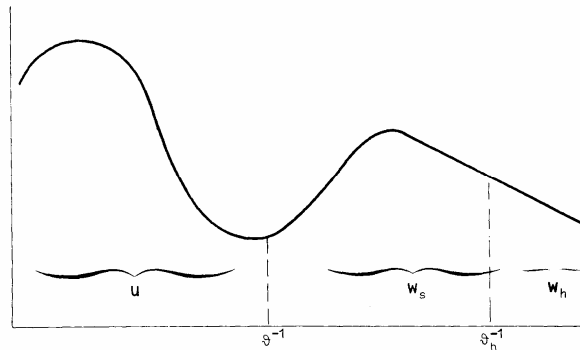
$$\tilde{\mathbf{v}}_1 = \tilde{\mathbf{v}}_2 = \tilde{\mathbf{v}}_3 = l_m^2 M \quad (4.19)$$

trong đó  $l_m$  là quãng đường xáo trộn như đã trình bày trên đây.

*Lý thuyết Konmogorov*

Trong khi phân tích các đặc trưng chuyển động rối ra đại lượng trung bình  $u$  và nhiễu động  $v'$ , phụ thuộc vào khoảng thời gian lấy trung bình  $\vartheta$  mà đại lượng này sẽ đặc trưng cho các quá trình có thời gian đặc trưng lớn hơn  $\vartheta$  (hình 4.1), còn các nhiễu động thì lại có thời gian đặc trưng nhỏ hơn. Việc phân tách tương tự cũng được tiến hành với trường lực nổi:  $b = a + b'$ .

***E(f)***



Hình 4.1. Các đặc trưng rối (năng lượng rối) phụ thuộc vào chu kỳ lấy trung bình

Năng lượng các nhiễu động được lấy từ trường trung bình  $u$  (và trong một số điều kiện cụ thể từ  $a$ ) do các xoáy phản ánh tính không dừng, bất đồng nhất và dị hướng của trường trung bình. Năng lượng này được truyền tiếp cho các xoáy có kích thước nhỏ hơn, bậc thang năng lượng này luôn gắn liền với hiện tượng ‘xa rời quá khứ’, nghĩa là bắt đầu từ một kích thước nào đó ta có thể xem các xoáy rồi có tính thống kê dừng, đồng nhất và đẳng hướng. Người ta xác định một kích thước tới hạn của xoáy  $l_H$  mà bắt đầu từ đó tính thống kê dừng được thể hiện. Kích thước này phụ thuộc vào kích thước đặc trưng cho sự biến động của trường trung bình, vào khoảng cách tới biên (tường, vách) và nếu như  $L$  là đại lượng bé nhất trong số các kích thước đặc trưng thì  $l_H \ll L$ .

Trong môi trường nước và không khí thì các biến đổi theo phương thẳng đứng hay xảy ra và lớn hơn cả vì vậy  $L$  gắn liền với khoảng cách đặc trưng của độ sâu hay độ cao. Do khoảng thời gian lấy trung bình  $\vartheta_h$  không trùng với thời đoạn có cực tiểu năng lượng trong phổ chuyển động rồi nên bên cạnh nhiễu động  $v'_h$  đặc trưng cho những nhiễu động sẽ bị triệt tiêu tại  $\vartheta_h$  còn có thêm thành phần  $v'_s = v - u - v'_h$  có quy mô thời gian đặc trưng trùng với  $\vartheta_h$ . Đối với lực nổi thì  $b'_h$  không đáng kể và ta có thể cho rằng  $b = a + b'_s$ .

Nếu lấy trung bình các phương trình đối với  $v$  và  $b$  theo chu kỳ  $\vartheta_h$ , ta thu được các phương trình tương tự như phần trên, nhưng thay vào  $u$  sẽ là  $u + v'_s$ ,  $a$  sẽ là  $a + b'_s$ ,  $v'$  là  $v'_h$  và  $b'$  là  $b'_h$  (với  $b'_h = 0$ ).

Trong điều kiện này  $v'_h$  được xem là thống kê dừng và đồng nhất và phương trình đối với năng lượng rối ( $\epsilon$ ) sẽ có dạng sau:

$$\sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left\{ - \langle v_{h\alpha} v_{h\beta} \rangle \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} \right\} + \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left\{ - \langle v_{h\alpha} v_{h\beta} \rangle \frac{\partial v'_{s\alpha}}{\partial x_{\beta}} \right\} + = \epsilon \quad (4.20)$$

Có thể thấy rằng hai số hạng trong vế trái đặc trưng cho năng lượng lấy từ chuyển động trung bình trong một đơn vị thời gian và năng lượng trao đổi trên một đơn vị thời gian giữa  $v'_s$  và  $v'_h$ , nghĩa là giữa hai xoáy có kích thước gần kề nhau.

Số hạng thứ nhất cũng tương ứng nguồn năng lượng trực tiếp từ rối vi mô, được trường trung bình nuôi dưỡng, còn số hạng thứ hai tương ứng sự thành tạo xoáy rối vi mô bởi xoáy có kích thước lớn hơn liền kề trong thang chuyển hoá năng lượng đã mô tả trên đây. Tàn mát năng lượng sẽ bao gồm tổng của hai số hạng đó.

Nếu cho  $L$  là quy mô nhỏ nhất của biến đổi  $u$  và  $l$  là quy mô không gian của  $v'_s$ , hai số hạng trên sẽ có bậc đại lượng như sau:

$$\langle v'^2 \rangle (u/L) \quad \text{và} \quad \langle v'^2 \rangle (v'_s/l).$$

Theo đó, nếu các xoáy giảm chậm hơn so với kích thước của chúng, thì ta luôn tìm được  $l \ll L$  làm sao cho quá trình truyền năng lượng theo bậc thang sẽ có tính quyết định và công thức (4.16) có thể viết:

$$\sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left\{ - \left\langle v_{h\alpha} v_{h\beta} \right\rangle \frac{\partial v'_{s\alpha}}{\partial x_{\beta}} \right\} \sim \varepsilon \quad (4.21)$$

Lựa chọn một hệ số nhớt rối đặc trưng cho thông lượng rối tương ứng  $v'_h$ , có thể rất phù hợp nếu lấy quãng đường xáo trộn Prandtl bằng kích thước  $l$  của xoáy phân cách giữa  $v'_s$  và  $v'_h$ .

Cuối cùng ta có thể viết:

$$l^2 M^3 = \varepsilon$$

hay

$$M \sim \varepsilon^{1/3} l^{-2/3} \quad (4.22)$$

$$\tilde{V} \sim \varepsilon^{1/3} l^{4/3} \quad (4.23)$$

Kolmogorov đã đề xuất một đại lượng gọi là số sóng

$$k = l^{-1}$$

đặc trưng cho quy mô rối và một hàm phổ năng lượng  $E_k$  sao cho  $kE_k$  là động năng chứa trong dải phổ  $k$ .

Theo các công thức trên có thể thấy rằng ứng với một giá trị  $k$  sẽ có một năng lượng  $\varepsilon$  trong miền đồng nhất của rối và nó sẽ được truyền theo thang năng lượng trong một đơn vị thời gian, tần số của quá trình này sẽ là:

$$\omega_k \sim \varepsilon^{1/3} k^{2/3}$$

Ta có thể viết:

$$\varepsilon \sim \omega_k (k E_k) \quad (4.24)$$

Sau khi biến đổi có thể rút ra

$$E_k \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \sim \varepsilon^{2/3} l^{5/3} \quad (4.25)$$

Biểu thức này đã được Kolmogorov rút ra trên cơ sở phân tích thứ nguyên cho ta quy luật phân bố năng lượng trong miền các xoáy đồng nhất.

Công thức của Kolmogorov đã được kiểm nghiệm bằng các số liệu đo đạc trong khí quyển và đại dương đối với phần suy giảm của phổ.

## 4.2. PHƯƠNG TRÌNH CÂN BẰNG NĂNG LƯỢNG RỐI

### 4.2.1. Phương trình ứng suất Reynolds

Từ biểu thức khai triển đạo hàm riêng:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i v_j = \rho v_i \frac{\partial}{\partial t} v_j + \rho v_j \frac{\partial}{\partial t} v_i$$

kết hợp với phương trình Navier-Stokes (phương trình chuyển động của chất lỏng nhớt) ta có:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial \mathbf{x}_\alpha} = \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{v}_\alpha \mathbf{v}_i)}{\partial \mathbf{x}_\alpha} =$$

$$X_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}_i} + \nu \Delta \mathbf{v}_i = X_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}_i} + \nu \frac{\partial^2 \mathbf{v}_i}{\partial \mathbf{x}_\alpha^2}$$

Sau khi nhóm các số hạng phương trình có dạng:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j}{\partial t} +$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \left[ \rho \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j \mathbf{v}_\alpha + (p \mathbf{v}_i \delta_{j\alpha} + p \mathbf{v}_j \delta_{i\alpha}) - (\mathbf{v}_i \sigma_{j\alpha} + \mathbf{v}_j \sigma_{i\alpha}) \right] =$$

$$= (\rho \mathbf{v}_i X_j + \rho \mathbf{v}_j X_i) + p \left( \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) -$$

$$\left( \sigma_{i\alpha} \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial \mathbf{x}_i} + \sigma_{j\alpha} \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial \mathbf{x}_j} \right) \quad (4.26)$$

Trong quá trình biến đổi đã sử dụng đẳng thức sau:

$$\left( \mathbf{v}_i \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}_j} + \mathbf{v}_j \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}_i} \right) = \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \left[ p \mathbf{v}_i \delta_{j\alpha} + p \mathbf{v}_j \delta_{i\alpha} \right] - p \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial \mathbf{x}_j} - p \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial \mathbf{x}_i}$$

và biểu thức tenxơ ứng suất nhớt:

$$\sigma_{ij} = \mu \left( \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right)$$

Phương trình (4.26) cho ta dạng tổng quát những biến đổi của các thành phần ứng suất do bình lưu và do các lực tác động bao gồm lực mặt và lực khối. Từ phương trình này ta có thể rút ra phương trình cân bằng năng lượng rồi.

Từ phương trình Navier-Stokes ta có thể tiến hành phép lấy trung bình, kết hợp phương trình liên tục, kết quả thu được phương trình Reynolds- phương trình chuyển động đối với trường vận tốc trung bình:

$$\frac{\partial \rho \overline{\mathbf{v}_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \left( \rho \overline{\mathbf{v}_i \mathbf{v}_\alpha} + \rho \overline{\mathbf{v}_i' \mathbf{v}_\alpha'} + \overline{p} \delta_{i\alpha} - \overline{\sigma_{i\alpha}} \right) = \rho \overline{X_i} \quad (4.27)$$

Trong khi biến đổi ta đã sử dụng đồng thời với các điều kiện  $\rho = \text{const}$ , và  $\text{div } \overline{\mathbf{v}} = 0$ .

Tương tự phương trình (4.26) ta có thể viết phương trình đối với ứng suất đối với các đại lượng trung bình:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left[ \overline{\rho \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j \mathbf{v}_\alpha} + \overline{\rho \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j \mathbf{v}_\alpha} + \overline{\rho \mathbf{v}'_j \mathbf{v}'_i \mathbf{v}_\alpha} \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left[ \left( \overline{\rho p \mathbf{v}_i} \delta_{j\alpha} + \overline{\rho p \mathbf{v}_j} \delta_{i\alpha} \right) - \left( \overline{\mathbf{v}_i \sigma_{j\alpha}} + \overline{\mathbf{v}_j \sigma_{i\alpha}} \right) \right] = \\
& = \left( \overline{\rho \mathbf{v}_i X_i} + \overline{\rho \mathbf{v}_j X_j} \right) + \overline{p} \left( \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_j}}{\partial x_i} \right) - \left( \overline{\sigma_{i\alpha}} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_j}}{\partial x_i} + \overline{\sigma_{j\alpha}} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_i}}{\partial x_j} \right) + \\
& + \overline{\rho \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_j}}{\partial x_\alpha} + \overline{\rho \mathbf{v}'_j \mathbf{v}'_i} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_i}}{\partial x_\alpha}
\end{aligned} \tag{4.28}$$

Ta có thể viết các phương trình (4.26) và (4.28) về dạng phương trình năng lượng .

Đối với động năng toàn phần  $E$ :  $E = \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}_\alpha \mathbf{v}_\alpha$ , trong phương trình (4.26) cho  $i = j$  ta

có:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left[ E \mathbf{v}_\alpha + \left( \rho \mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta \sigma_{\beta\alpha} \right) \right] = \\
& = \left( \rho \mathbf{v}_\alpha X_\alpha \right) + \varepsilon
\end{aligned} \tag{4.29}$$

trong đó  $\varepsilon$  - tần mát năng lượng:  $\varepsilon = \sigma_{\alpha\beta} \frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial x_\beta}$

Trong quá trình biến đổi đã sử dụng đẳng thức sau đây

$$\sigma_{i\alpha} \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial x_i} \equiv \sigma_{\alpha i} \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial x_\alpha}$$

Đối với động năng của chuyển động trung bình  $E_s$ , phương trình (4.28) có thể viết:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left[ E_s \overline{\mathbf{v}_\alpha} + \overline{\rho \mathbf{v}'_\alpha \mathbf{v}'_\beta \mathbf{v}_\beta} + \left( \overline{\rho \mathbf{v}_\alpha} - \overline{\mathbf{v}_\beta \sigma_{\beta\alpha}} \right) \right] = \\
& = \left( \overline{\rho \mathbf{v}_\alpha X_\alpha} \right) + \varepsilon_s + \overline{\rho \mathbf{v}'_\alpha \mathbf{v}'_\beta} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}_\beta}}{\partial x_\alpha} \\
& E_s = \frac{1}{2} \overline{\rho \mathbf{v}_\alpha \mathbf{v}_\alpha},
\end{aligned} \tag{4.30}$$

với  $\varepsilon_s$  tương tự thành phần tần mát năng lượng do nhót phân tử  $\varepsilon$ , tần mát năng lượng rối do ứng suất rối gây nên.

Lấy trung bình hai vế phương trình (2.110), sau đó trừ theo từng vế phương trình (2.114) ta thu được phương trình biến đổi của tenxơ ứng suất Reynolds trong dạng sau:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \left[ \overline{\rho \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j \mathbf{v}'_\alpha} + \overline{\rho \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j \mathbf{v}'_\alpha} \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \left[ \rho \left( \overline{\mathbf{p}' \mathbf{v}'_i} \delta_{j\alpha} + \overline{\mathbf{p}' \mathbf{v}'_j} \delta_{i\alpha} \right) - \left( \overline{\mathbf{v}'_i \sigma_{j\alpha}} + \overline{\mathbf{v}'_j \sigma_{i\alpha}} \right) \right] = \\
& = \left( \overline{\rho \mathbf{v}'_i X'_j} + \overline{\rho \mathbf{v}'_j X'_i} \right) + \mathbf{p}' \left( \frac{\partial \mathbf{v}'_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{v}'_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) - \\
& \left( \overline{\sigma_{i\alpha} \frac{\partial \mathbf{v}'_j}{\partial \mathbf{x}_i}} + \overline{\sigma_{j\alpha} \frac{\partial \mathbf{v}'_i}{\partial \mathbf{x}_i}} \right) - \left( \overline{\rho \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_\alpha} \frac{\partial \mathbf{v}'_j}{\partial \mathbf{x}_\alpha} + \overline{\rho \mathbf{v}'_j \mathbf{v}'_\alpha} \frac{\partial \mathbf{v}'_i}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \right)
\end{aligned} \tag{4.31}$$

Trong phương trình này xuất hiện nhiều thành phần mới liên quan tới khuếch tán động lượng.

#### 4.2.2. Phương trình cân bằng năng lượng rối

Từ phương trình (4.31), cho  $i = j$  ta thu được phương trình đối với năng lượng rối  $E_t$ :

$$\begin{aligned}
E_t &= \frac{1}{2} \overline{\rho \mathbf{v}'_\beta \mathbf{v}'_\beta}, \text{ ta có:} \\
& \frac{\partial E_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \left[ E_t \overline{\mathbf{v}'_\alpha} + \overline{\rho \mathbf{v}'_\beta \mathbf{v}'_\beta \mathbf{v}'_\alpha} + \left( \overline{\mathbf{p}' \mathbf{v}'_\alpha} - \overline{\mathbf{v}'_\beta \sigma_{\beta\alpha}} \right) \right] = \\
& = \left( \overline{\rho \mathbf{v}'_\alpha X'_\alpha} \right) - \overline{\varepsilon_t} - \overline{\rho \mathbf{v}'_\alpha \mathbf{v}'_\beta} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}'_\beta}}{\partial \mathbf{x}_\alpha}
\end{aligned} \tag{4.32}$$

Trong phương trình này biến đổi của năng lượng rối (số hạng đầu) phụ thuộc vào lan truyền năng lượng rối do dòng trung bình (số hạng đầu trong dấu ngoặc vuông), do nhiễu động rối của áp suất, nội ma sát và nhớt rối. Thành phần cuối cùng:

$$A = \overline{\rho \mathbf{v}'_\alpha \mathbf{v}'_\beta} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}'_\beta}}{\partial \mathbf{x}_\alpha}$$

có dấu khác nhau trong các phương trình đối với  $E_s$  và  $E_t$ , cho ta hướng hướng chuyển hoá năng lượng giữa chuyển động trung bình và chuyển động rối: năng lượng rối được lấy từ chuyển động trung bình quy mô lớn.

Bên cạnh phương trình đối với  $E_t$  người ta có thể viết phương trình đối với mật độ động năng rối  $e = (E_t/\rho)$ . Nếu sử dụng toán tử đạo hàm toàn phần  $D$  phương trình đó sẽ có dạng sau:

$$\begin{aligned}
\frac{De}{Dt} &= \frac{\partial e}{\partial t} + \overline{\mathbf{v}_\alpha} \frac{\partial e}{\partial \mathbf{x}_\alpha} = \\
\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_\alpha} &\left[ -\frac{1}{2} \overline{\rho \mathbf{v}'_\beta \mathbf{v}'_\beta \mathbf{v}'_\alpha} - \frac{1}{\rho} \left( \overline{\mathbf{p}' \mathbf{v}'_\alpha} - \overline{\mathbf{v}'_\beta \sigma'_{\beta\alpha}} \right) \right] = \\
&= \left( \overline{\rho \mathbf{v}'_\alpha X'_\alpha} \right) - \overline{\rho \varepsilon_t} - \overline{\rho \mathbf{v}'_\alpha \mathbf{v}'_\beta} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}'_\beta}}{\partial \mathbf{x}_\alpha} \\
E_t &= \frac{1}{2} \overline{\rho \mathbf{v}'_\beta \mathbf{v}'_\beta}
\end{aligned} \tag{4.33}$$

### 4.2.3. Trường hợp riêng của phương trình cân bằng năng lượng rối và hệ số trao đổi rối trong biển

*Phương trình cân bằng năng lượng rối biển*

Từ phương trình chuyển động ta thu được phương trình cân bằng năng lượng rối theo các biến đổi như đã trình bày ở các phần trên, đối với trường hợp chỉ có dòng cơ bản theo hướng ngang  $U$ , kết quả cuối cùng có thể viết trong dạng sau:

$$\begin{aligned}
&\left( \frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \right) \left( \frac{1}{2} \overline{\mathbf{v}'_i{}^2} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left[ \overline{\mathbf{v}'_j} \left( \frac{p}{\rho_0} + \frac{\mathbf{v}'_i{}^2}{2} \right) \right] = \\
&-\overline{\mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j} \frac{\partial U_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \overline{\mathbf{b}' \mathbf{w}'} - \varepsilon
\end{aligned} \tag{4.34}$$

Như đã phân tích ở trên, thành phần đầu cho ta biến thiên của động năng rối do dòng trung bình  $U$ , thành phần thứ hai trong dấu ngoặc vuông cho ta sự phân bố lại năng lượng trong không gian vật lý của dòng rối, toàn bộ về trái không liên quan tới quá trình phát sinh hay phân huỷ của năng lượng rối.

Những số hạng bên phải của phương trình cho ta các thành phần nguồn động năng sản sinh và bị phân huỷ. Thành phần đầu, như đã trình bày ở phần trên, thường có giá trị dương ( $>0$ ) cho thấy động năng chuyển hoá từ dòng trung bình sang động năng rối thông qua các ứng suất Reynolds chống lại gradient vận tốc trung bình  $U$ , hay sự phân lớp vận tốc. Thành phần thứ hai liên quan tới công của thăng giáng lực đẩy Acshimed và vận tốc thẳng đứng. Nếu sự phân tầng mật độ không ổn định, giá trị  $N^2(z)$  sẽ nhỏ hơn 0

$$\left( N(z) \right)^2 = \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right) = \left( -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \overline{\rho}}{\partial z} \right) < 0, \quad \overline{\mathbf{b}' \mathbf{w}'} > 0,$$

Lực Acshimed đóng vai trò nguồn phát sinh động năng (chuyển động) rối. Ngược lại khi  $N^2(z) > 0$  hay sự phân tầng ổn định đại lượng năng lượng rối chịu tổn thất do phải chống lại lực Acshimed. Còn thành phần cuối của phương trình là vận tốc tán mát năng lượng rối:



năng lượng chuyển thành nhiệt năng và tiêu tán do nhót phân tử.

Trên tầng mặt đại dương, dòng trung bình thường có hướng ngang và rối có thể xem như đồng nhất theo hướng vuông góc với trục chính có thể lấy hướng x, trong điều kiện này phương trình trên sẽ có dạng như sau:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(\frac{1}{2}\overline{v_i^2}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left[w\left(\frac{p}{\rho_0} + \frac{v_i^2}{2}\right)\right] = -\overline{v_i w}\frac{\partial U_i}{\partial z} + \overline{bw} - \varepsilon, \quad i = 1, 2. \quad (4.35)$$

Trong phương trình trên, các đại lượng thăng giáng không viết kèm dấu ‘ vì cho rằng đại lượng bất kỳ sẽ bao gồm 2 phần trung bình A và thăng giáng a.

So sánh các thành phần bên vế phải cho thấy, nếu phân tầng mật độ ổn định thì bắt đầu từ một giới hạn nào đó phần năng lượng mất đi do lực nổi Acsimet sẽ lớn hơn nguồn động năng nhận được từ dòng trung bình, vì vậy các đặc trưng rối chỉ có thể bảo tồn trong trường hợp có các nguồn năng lượng bổ sung nào khác từ bên ngoài.

Như vậy, điều kiện tồn tại và phát triển rối có thể được biểu diễn thông qua tương quan giữa hai thành phần kể trên như sau:

$$\frac{\overline{bw}}{-\overline{v_\alpha w}\frac{\partial U_\alpha}{\partial z}} \geq 1 \quad (4.36)$$

Nếu sử dụng khái niệm về hệ số trao đổi rối cho động năng do lực đẩy cũng như đối với ứng suất Reynolds:

$$\overline{bw} = K_b \frac{\partial B}{\partial z}, \quad -\overline{v_\alpha w} = K_M \frac{\partial U_\alpha}{\partial z} \quad (4.37)$$

Biểu thức (4.36) sẽ biến đổi về dạng sau:

$$R_f = \frac{K_b}{K_M} \frac{\frac{\partial B}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U_\alpha}{\partial z}\right)^2} = \frac{K_b}{K_M} R_i = \frac{K_b}{K_M} \frac{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U_\alpha}{\partial z}\right)^2} \geq 1 \quad (4.38)$$

Đại lượng  $R_f$  được gọi là số Richardson động lực hay số Richardson thông lượng được sử dụng đồng thời với số Richardson Ri thông thường. Công thức (4.38) thể hiện điều kiện suy giảm hay không cho rối phát triển trong biển.

Nếu sử dụng khái niệm về tần số Brunt- Vaisalia N cũng như tần số Prandtl M:

$$(N(z))^2 = \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right) = \left( -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right), M^2 = \left( \frac{\partial U_\alpha}{\partial z} \right)^2$$

thì số Richardson Ri có thể viết đơn giản hơn, thể hiện tương quan giữa nguồn chi và thu động năng trong chuyển động rối biển:

$$R_i = \frac{N^2}{M^2}$$

Trong bảng 4.1 thể hiện ảnh hưởng của sự phân tầng mật độ lên phát triển của rối trong biển.

Tồn tại hai giá trị số Richardson tới hạn, giá trị đầu  $R_f = 1$ , tại đó biến đổi động năng theo thời gian bị triệt tiêu, chuyển động rối bắt đầu giảm khi số Richardson tăng. Đối với giá trị tới hạn thứ hai khi  $R_f \gg 1$  thì rối không còn tồn tại nữa.

Bảng 4.1. Điều kiện phát triển rối trong biển

Điều kiện phân tầng	Không ổn định	Trung gian	ổn định	
Mật độ $\partial\rho/\partial z$	<0	=0	>0	
Năng lượng $dE/dt$	>0	=0	<0	
Số Richardson $R_f$	<0	=0	=1	>>1
Đặc điểm phát triển rối	Rối phát triển	Không phụ thuộc	giảm	không tồn tại

*Hệ số trao đổi rối trong biển*

Khi tìm cách giải các bài toán thủy nhiệt động lực học biển người ta thừa kế các lý thuyết rối khác nhau, trong đó hệ số rối được xem là đặc điểm có tính quyết định. Hệ số này cho ta mức độ phụ thuộc giữa các thông lượng vật chất, năng lượng, v.v.. với các trường trung bình của các yếu tố vật lý như nhiệt độ, độ muối, vận tốc, v.v... Công thức 3.11 là thí dụ về các hệ số đó. Nghiên cứu ảnh hưởng của phân tầng mật độ lên chế độ rối người ta có thể thu được mối tương quan giữa hệ số trao đổi động lượng  $K_m$  và nhiệt rối  $K_\theta$  vào số Richardson, ví dụ:

$$K_\theta = K_{\theta 0} (1 + \beta_T Ri)^{-3/2},$$

$$K_M = K_{M0} (1 + \beta_v Ri)^{-1/2},$$

trong đó

$K_{00} = K_{M0}$ , khi  $Ri = 0$  và  $\beta_1 = 3,33$ ,  $\beta_v = 10$

Những kết luận nêu trên nói chung chỉ đúng trong trường hợp các yếu tố động lực không đổi. Khi các yếu tố động lực mạnh thì xáo trộn rối vẫn có thể xảy ra, ngay đối với điều kiện phân tầng ổn định. Những quá trình có thể gây nên xáo trộn rối động lực mạnh đó là sóng gió, dòng chảy biên, các hiện tượng sóng dài và thủy triều... Nghiên cứu phân bố vận tốc tán mát năng lượng rối trung bình trong lớp xáo trộn sóng cho thấy tán mát năng lượng  $\varepsilon$  vào khoảng  $10^{-2} \text{cm}^2/\text{s}^3$ .

Đối với lớp nước xáo trộn sóng, Kitaigorotxki đã tìm ra mối tương quan giữa hệ số trao đổi rối và các đặc trưng sóng như sau:

$$K_{Mw} = \beta \bar{\delta} \gamma^3 \frac{V^3}{g} \quad (4.39)$$

trong đó  $\bar{\delta} = h/\lambda$  - độ dốc trung bình của sóng,  $\bar{\gamma} = \bar{c}/V$  - tuổi sóng,  $V$  - vận tốc gió,  $h$  - độ cao sóng,  $\lambda$  - độ dài sóng,  $\bar{c}$  - vận tốc truyền sóng và  $\beta = 0,002$ .

Có thể sử dụng biểu thức biến đổi hệ số  $K$  theo độ sâu trong dạng sau đây:

$$K(z) = 8\kappa^2 (z + ah)^2 \left( \frac{\bar{\delta}}{\bar{\tau}} \right) e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \quad (4.40)$$

trong đó:  $a = 0,2$ ,  $\kappa = 0,4$ ,  $\bar{\tau}$  - chu kỳ sóng.

Trong trường hợp nếu dòng chảy là nhân tố cơ bản thì hệ số  $K$  có thể viết trong dạng sau (Suleikin):

$$K = \frac{\kappa^4 V_0^2}{2\omega_z} e^{-2(i+1)z\sqrt{\frac{\omega_z}{k}}}$$

trong đó  $\omega_z$  - vận tốc quay của quả đất theo hướng  $z$ ,  $V_0$  - vận tốc dòng chảy trên mặt biên,  $k$  - số sóng:  $k = 1/(\bar{\tau})$ .

## Chương 5

### QUANG HỌC BIỂN

#### 5.1 CÁC ĐẶC TRƯNG QUANG HỌC CỦA NƯỚC BIỂN

##### 5.1.1. Tổng quan các phương pháp đo đạc

Đo đạc các tính chất quang học của nước biển là một nhiệm vụ khó khăn do nước biển là một hệ thống sinh hoá lý phức tạp, nó chứa đựng các chất hoà tan, chất lơ lửng và vô số các sinh vật nhỏ. Do sự không đồng nhất về tính chất quang học của các thành phần nên nước biển tán xạ mạnh ánh sáng. Theo quan điểm của quang vật lý, nước biển là môi trường không trong suốt. Các thành phần nhạy cảm chứa trong nước biển như các vi sinh vật sống hay các chất “vẩn” tồn tại trong các khoảng nhiệt độ và nồng độ nhất định, sinh ra và mất đi ngay cả khi chúng ta thực hiện việc đo đạc chúng. Do đó tính chất quang học của nước biển thường được nghiên cứu trực tiếp ở thực địa.

Hiện tượng phát quang và một số hiện tượng quang học khác xuất hiện ở biển, biến đổi ngay cả trong thời gian đo đạc do đó cũng rất khó khăn để khẳng định chính xác các hiện tượng đó trong điều kiện tự nhiên khi không có các tác động của cả các dụng cụ đo.

Ngoài ra, chúng ta cũng biết rằng nước biển là một môi trường hoạt hoá cao cần phải có các phương pháp đặc biệt để các dụng cụ có thể hoạt động lâu dài và chịu được áp lực ở các độ sâu lớn.

##### 5.1.2. Các đặc trưng cơ bản

Các tính chất quang học của nước biển được thể hiện đầy đủ bằng ma trận tán xạ, thể hiện sự biến đổi của tất cả các tính chất phân cực của chùm ánh sáng khi bị tán xạ. Cho đến nay quang học biển xem xét một hệ thống đánh giá đơn giản hơn, thể hiện bằng sự thay đổi độ chói của chùm tia ánh sáng khi bị tán xạ và hấp thụ đó chính là *chỉ số hấp thụ  $\chi$*  và *tán xạ  $\sigma$*  và *hàm số chỉ thị tán xạ  $x(\gamma)$* .

Hệ thống các đặc trưng này được gọi là các đặc trưng quang học cơ bản loại I của nước biển. Dưới đây chúng ta chỉ hạn chế trong việc phân tích các đặc trưng này, ý nghĩa vật lý của

các đại lượng được thể hiện rõ ràng trong bảng 5.1 :

Bảng 5.1 - Các đặc trưng quang học của nước biển

Tên	Ký hiệu	Công thức
<i>Các đặc trưng cơ bản</i>		
Hệ số hấp thụ bức xạ trong môi trường nước	$\chi$	$\chi = -\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi_{\chi}}{dl}$
Hệ số tán xạ	$\sigma$	$\sigma = -\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi_{\sigma}}{dl}$
Hàm chỉ thị tán xạ	$x(\gamma)$	$x(\gamma) = \frac{4\pi\sigma(\gamma)}{\sigma}$
<i>Các đặc trưng thứ cấp</i>		
Hệ số suy giảm bức xạ	$\varepsilon$	$\varepsilon = -\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi_{\varepsilon}}{dl}$
Xác suất tồn tại của hạt Photon	$\Lambda$	$\Lambda = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma}{\chi + \sigma}$
Hệ số tán xạ đẳng hướng	$\sigma(\gamma)$	$\sigma(\gamma) = \frac{1}{E_n} \frac{dI(\gamma)}{dv}$
Độ dày lớp quang học của nước	$\tau$	$\tau = \int_0^l \varepsilon(x) dx$
Hệ số truyền qua của lớp nước	$T$	$T = \frac{\Phi(l)}{\Phi(0)} = e^{-\tau}$

Các ký hiệu sử dụng trong bảng :

- dòng bức xạ đơn sắc song song do một đơn vị thể tích  $dv$  phát ra, độ dài trên hướng lan truyền là  $dl$ ;

$d\Phi_{\chi}$ ,  $d\Phi_{\sigma}$ ,  $d\Phi_{\varepsilon}$  - dòng bức xạ đơn vị bị hấp thụ, tán xạ và suy giảm khi đi qua thể tích  $dv$ ;

- góc tán xạ (góc giữa hướng bức xạ tới và bức xạ tán xạ);

$E_n$  - độ chiếu sáng gây ra bởi dòng bức xạ  $\Phi$  trên bề mặt thể tích  $dv$ ;

$dI(\gamma)$  - cường độ của ánh sáng tán xạ bởi thể tích  $dv$  trên hướng  $\gamma$ ;

(1) - dòng bức xạ đi qua môi trường có độ dày giới hạn  $l$ ;

(0) - dòng bức xạ trước khi đi vào môi trường nước.

Công thức đối với hệ số  $\chi$ , trong bảng 5.1 có ý nghĩa như sau: giả sử có một chùm tia bức xạ song song đi vào nước có độ dài đơn vị  $dl$ . Rõ ràng rằng năng lượng của chùm  $d\Phi\chi$  hấp thụ bởi lớp nước này sẽ tỉ lệ với cường độ của chùm  $\Phi$  và độ dài quãng đường  $dl$ :

$$d\Phi\chi = -\chi \Phi dl \quad (5.1)$$

Đại lượng  $\chi$  - hệ số tỉ lệ trong công thức 5.1. ý nghĩa tương tự đối với các hệ số  $r$  và  $\varepsilon$ . Sự suy giảm tổng cộng của chùm tia  $d\Phi$  -  $d\Phi\varepsilon$  là tổng  $d\Phi\chi$  và  $d\Phi\varepsilon$

$$d\Phi - d\Phi\varepsilon = d\Phi\chi + d\Phi\sigma = -(\chi + \sigma) dl = -\varepsilon\Phi dl \quad (5.2)$$

$$\text{Do đó :} \quad \varepsilon = \chi + \sigma \quad (5.3)$$

Trong tác dụng tương hỗ của dòng photon phần  $\chi$  của các photon biến thành nhiệt (hay bị triệt tiêu), phần  $\sigma$  bị tán xạ (vẫn còn là ánh sáng).

Do đó tỉ số  $\Lambda = \sigma/\varepsilon$  gọi là xác suất tồn tại của photon, trong môi trường chỉ hấp thụ  $\Lambda = 0$ , môi trường chỉ tán xạ  $\Lambda = 1$ . Vùng sóng hồng ngoại và khoảng hấp thụ cực tiểu ở vùng bước sóng  $\lambda = 500\text{nm}$  có thể coi là tương ứng với các mô hình lý thuyết trên.

Trong các điều kiện đồng nhất từ công thức (5.2) đối với dòng bức xạ  $\Phi(l)$  đi qua lớp có độ dày  $l$  ta có :

$$\Phi(l) = \Phi(0) e^{-\varepsilon l} = \Phi(0) T = \Phi(0) e^{-\tau} \quad (5.4)$$

Trong công thức (5.4) chúng ta sử dụng dòng bức xạ coi là song song chưa được thật chính xác, cần phải áp dụng công thức (5.4) cho dòng bức xạ dạng nón nghĩa là có độ chói.

$$B(l) = B(0) e^{-\varepsilon l} = B(0) T = B(0) e^{-\tau} \quad (5.5)$$

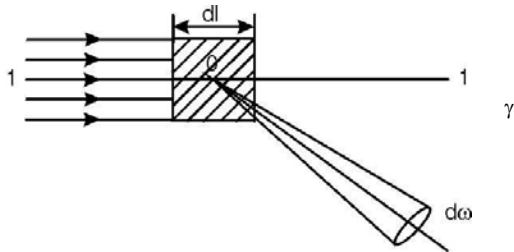
Với:  $B(0)$  - độ chói của chùm tia tới;

$B(l)$  - độ chói của chùm tia sau khi đi qua quãng đường  $l$ .

Công thức (5.3) hoặc (5.4) là quy luật Bugar - Lambert, một trong những công thức

quan trọng nhất của quang học các môi trường không trong suốt.

Nước biển tán xạ ánh sáng theo các hướng khác nhau không đồng đều. Phần lớn ánh sáng tán xạ tập trung trong một góc nhỏ. Hàm số  $\sigma(\gamma)$  thể hiện sự phân bố độ chói của ánh sáng tán xạ theo góc tán xạ  $\gamma$  gọi là hàm chỉ thị tán xạ. Để hiểu ý nghĩa ta xem hình vẽ 5.1.



Hình 5.1 Vùng gạch chéo - thể tích tán xạ; 101 - Hướng truyền của tia tới  
02 - dòng tán xạ;  $\gamma$  - góc tán xạ

Cường độ ánh sáng  $dI$ , tán xạ bởi nguyên tố  $dv$  trên hướng  $\gamma$  sẽ là :

$$dI = \sigma(\gamma) E_n dv \quad (5.6)$$

$E_n$  - độ chiếu sáng.

Hàm số tỉ lệ  $\sigma(\gamma)$  - hệ số tán xạ trên hướng đã định.

Ta thấy tổng lượng ánh sáng tán xạ  $F$  sẽ là tích phân của  $dI$  theo mọi hướng

$$dF = \int_{(4\pi)} dI d\omega$$

Ngoài ra

$$dF = \sigma \Phi dl$$

Với:  $\Phi = E_n S$  ;  $dv = S dl$

So sánh các biểu thức ta có :

$$\sigma = \int_{(4\pi)} \sigma(\gamma) d\omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sigma(\gamma) \sin(\gamma) d\gamma = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\gamma) \sin(\gamma) d\gamma \quad (5.7)$$

Công thức (5.7) thiết lập mối quan hệ giữa hệ số  $\sigma$  và  $\sigma(\gamma)$ , có thể biểu diễn mối quan hệ dưới dạng sau:

$$\int_{(4\pi)} 4\pi \frac{\sigma(\gamma)}{\sigma} \frac{d\omega}{4\pi} = \int x(\gamma) \frac{d\omega}{4\pi} = 1, \quad x(\gamma) = \frac{4\pi\sigma(\gamma)}{\sigma} \quad (5.8)$$

Hàm chỉ thị tán xạ  $x(\gamma)$  là mật độ xác suất tán xạ dưới góc  $\gamma$ , nó thoả mãn biểu thức sau :

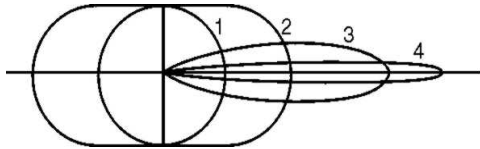
$$\int_0^\pi x(\gamma) \frac{2\pi \sin \gamma d\gamma}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_0^\pi x(\gamma) \sin \gamma d\gamma = 1 \quad (5.9)$$

Công thức này gọi là điều kiện chuẩn của hàm chỉ thị đối với môi trường tán xạ đẳng hướng với  $x(\gamma) = \text{const} = c$  có thể dễ dàng tìm ra :

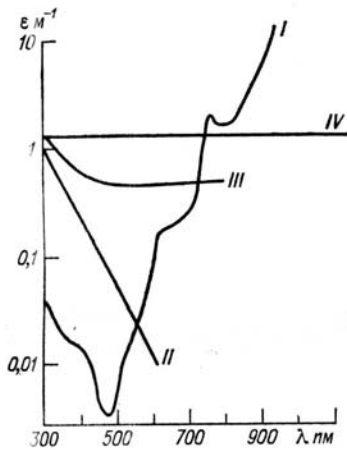
$$c \cdot \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \gamma d\gamma = c = 1 \quad (5.10)$$

Nghĩa là trong môi trường đẳng hướng, mật độ xác suất tán xạ dưới mọi góc  $x(\gamma) = 1$ .

Trên hình 5.2 là một số dạng của hàm chỉ thị tán xạ, trong hệ toạ độ cực thể hiện sự phân bố không gian của ánh sáng tán xạ khi lan truyền.



Hình 5.2 Các hàm chỉ thị tán xạ trong các môi trường sóng cầu; 2. sóng Reler; 3. không khí; 4- nước biển



Hình 5.3 Mối liên hệ phổ của hệ số suy giảm  $\epsilon$



Đường I – hệ số suy giảm ánh sáng trong nước tinh khiết, giá trị cực tiểu nằm ở vùng bước sóng xanh (do đó bất kỳ vật thể thả vào nước biển có màu xanh dễ dàng nhìn thấy xuyên qua lớp nước).

Đường II – Hệ số hấp thụ ánh sáng của các chất hữu cơ hoà tan, hấp thụ tăng mạnh ở vùng ánh sáng xanh và cực tím.

Đường III – Hệ số suy giảm ánh sáng của các hạt khoáng chất, tăng ở vùng ánh sáng xanh.

Đường IV – Hệ số suy giảm ánh sáng của các hạt có nguồn gốc sinh vật.

Trước khi xem xét mối liên hệ phổ  $\epsilon$  ta cần biết rằng nước biển chứa đựng 3 thành phần có tính chất quang học chính là : nước tinh khiết, các chất hoà tan (vô cơ và hữu cơ) và các chất lơ lửng (khoáng vật và hữu cơ). ảnh hưởng của các thành phần này lên các đặc trưng quang học của nước biển không giống nhau, phụ thuộc vào nồng độ các thành phần tương ứng và phụ thuộc vào độ dài bước sóng. Mối liên hệ đặc trưng cơ bản giữa hệ số suy giảm  $\epsilon$  và độ dài bước sóng  $\lambda$  với các thành phần khác nhau của nước biển thể hiện trên hình vẽ 5.3.

Ta có hai thí dụ đặc trưng : nước đại dương trong suốt và nước đục của biển Bantic. Đối với mỗi loại nước với bước sóng  $\lambda = 550\text{nm}$ , các phép đo đặc kỹ càng cho ta  $\epsilon_I = 0.036\text{m}^{-1}$  (suy giảm do nước tinh khiết trong hai trường hợp là như nhau).  $\epsilon_{II} = 0,010; 0,030\text{m}^{-1}$  (trong nước biển Bantic các thành phần hữu cơ hoà tan – chất “vẩn” lớn hơn nên  $\epsilon_{II}$  lớn hơn tương ứng 3 lần)

$\epsilon_{III} = 0.01$  và  $0.11\text{m}^{-1}$ ;  $\epsilon_{IV} = 0.050$  và  $0.2\text{m}^{-1}$  (các hạt gây tán xạ có nồng độ lớn hơn).

Tổng hệ số suy giảm  $\epsilon = \sum_{i=1}^4 \epsilon_i$  cũng là  $0.11$  và  $0.38\text{m}^{-1}$  tương ứng, nghĩa là hệ số suy giảm  $\epsilon$  của nước biển khơi nhỏ hơn gần 4 lần so với nước biển Bantic.

## 5.2 CÁC TÍNH CHẤT QUANG HỌC CỦA NƯỚC TINH KHIẾT

Nước là một hợp chất phổ biến và được nghiên cứu kỹ nhất trên trái đất. Tuy nhiên các tính chất quang học của nước tinh khiết lại chưa được biết đến một cách đầy đủ. Trong các điều kiện vật lý nước tồn tại trong đại dương (áp suất 1-1100 at, nhiệt độ 2 đến 36°C), các tính chất quang học của nước hầu như không thay đổi. Loại trừ các đặc trưng của nước biển do nước tinh khiết sinh ra chúng ta có thể nghiên cứu vai trò của các thành phần hoà tan và lơ lửng, đó chính là một trong những nhiệm vụ quan trọng của quang học biển.

### 5.2.1 Những nghiên cứu lý thuyết

Bản chất vật lý của các hiện tượng hấp thụ và tán xạ ánh sáng khác nhau. Hấp thụ sinh

ra trong vật chất đồng nhất về quang học và liên hệ tới phần ảo của hệ số khúc xạ phức  $k$  của vật chất  $m$  ( $m = n - ik$ ):

$$\chi = \frac{4\pi}{\lambda} k \quad (5.10)$$

Tán xạ ánh sáng trong vật chất đồng nhất về quang học hầu như không xảy ra. Dưới ảnh hưởng của trường sóng điện từ các nguyên tử của vật thể phân cực và trở thành nguồn của sóng thứ cấp. Có thể chứng minh một cách chắc chắn rằng trong vật thể đồng nhất chỉ phát sinh sóng khúc xạ. Trong tất cả các hướng khác (ngoài hướng khúc xạ) chúng tự tắt dần. Tán xạ có thể quan sát được trong vật thể không đồng nhất và sự phân bố của tính không đồng nhất là ngẫu nhiên.

*Hấp thụ* : Nước là một hệ thống sắp xếp bền chặt, trong đó lực tương hỗ giữa các phân tử khác lớn. Do vậy hàng loạt các tác giả cho rằng chất lỏng nước có thể coi là các tinh thể tổng hợp từ các nguyên tử oxy và hydro.

Trong phân tử nước có các dải hấp thụ mạnh, nằm ở vùng quang phổ  $\lambda \leq 18.6$  nm (dải điện tử), dải hấp thụ yếu ở vùng khả kiến trong khoảng 543 – 847nm và dải hấp thụ mạnh ở vùng hồng ngoại 944nm và lớn hơn (tần số dao động quay của phân tử H<sub>2</sub>O nằm trong dải 2.66; 2.71; 3.17; 6.25 $\mu$ m).

Phần lớn dải hấp thụ của nước liên quan tới dải hơi nước (nghĩa là quang phổ của các phân tử riêng biệt). Nói chung dải hấp thụ của nước dịch chuyển về hướng các bước sóng  $\lambda$  lớn và tự các dải che khuất (triệt tiêu) lẫn nhau do đó hiện tượng hấp thụ trở nên hoàn toàn. Các tính toán lý thuyết tất cả các biến đổi đó cần phải xác định vị trí của bậc năng lượng của hệ thống tích tụ, điều này đến nay chưa làm được.

*Tán xạ* : Nguyên nhân tán xạ ánh sáng là do tính không đồng nhất quang học của vật thể, đã được L.I.Mandelstam xác định vào năm 1907. Trong nước tinh khiết tính không đồng nhất quang học xuất hiện do sự biến đổi nồng độ và biến đổi định hướng của các phân tử nước dưới tác động của chuyển động nhiệt. Công thức tính tán xạ do biến đổi mật độ và định hướng sẽ là :

$$\sigma(\gamma) = \sigma(90^\circ) \left[ 1 + \frac{1 - \Delta_U}{1 + \Delta_U} \cos^2 \gamma \right] \quad (5.11)$$

$$\sigma(90^\circ) = \frac{2\pi^2}{\lambda^4} \rho^2 n^2 \left( \frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T^2 k_p k_B T_K \left( \frac{6 + 6\Delta_U}{6 - 7\Delta_U} \right) \quad (5.12)$$

Với:  $\Delta_U$  - hệ số phân cực Caban;

$\rho$  - mật độ;  $n$  - hệ số khúc xạ;

$k_p$  - hệ số nén đẳng nhiệt của nước;

Do tán xạ gây ra bởi các biến đổi nhiệt, do đó cường độ của nó tỉ lệ với nhiệt độ và hệ số nén. Đối với nước ở 20°C  $\lambda = 436\text{nm}$  và  $\Delta_U = 8,8 \cdot 10^{-2}$  và hàm chỉ thị tán xạ có dạng:

$$\sigma(\gamma) = \sigma(90^\circ) (1 + 0,838 \cos^2 \gamma) \quad (5.13)$$

Tổng hệ số tán xạ  $\sigma$  sẽ là :

$$\begin{aligned} \sigma &= 2\pi \int_0^\pi \sigma(\gamma) \sin \gamma \, d\gamma = \frac{16\pi}{3} \sigma(90^\circ) \frac{1 + 0,5\Delta_U}{1 + \Delta_U} = \\ &= 16,1 \sigma(90^\circ) \end{aligned} \quad (5.14)$$

Trong vùng khả kiến tất cả các đại lượng xác định mối quan hệ phổ  $\sigma(\lambda)$  theo công thức (5.11) và (5.12) và hệ số  $n^2/\lambda^4$  ta có :

$$\sigma(\lambda) = \sigma(436) \left[ \frac{n(\lambda)}{n(436)} \right]^2 \left( \frac{436}{\lambda} \right)^4 \quad (5.15)$$

Như vậy khác với hấp thụ, tán xạ ánh sáng của nước tinh khiết có thể tính toán một cách đầy đủ.

### 5.2.2 Các số liệu thực nghiệm

Các thực nghiệm nghiên cứu tính chất quang học của nước tinh khiết đã được thực hiện từ cuối thế kỷ trước. Do độ trong suốt của nước ở vùng khả kiến cao nên việc đo đạc hệ số suy giảm của nước rất khó khăn. Khó khăn chính liên quan tới việc loại trừ các chất thể ngoại lai (bụi, các hợp chất hữu cơ và việc giữ độ tinh khiết trong quá trình đo đạc). Giá trị hệ số suy giảm của nước ổn định ở vùng cực tím.

Bảng 5.2 thể hiện các đặc trưng quang học của nước tinh khiết ở vùng quang phổ 250 – 800nm.

## 5.3 HIỆN TƯỢNG HẤP THỤ ÁNH SÁNG TRONG NƯỚC BIỂN

### 5.3.1 Thành phần của nước biển

Trong nước biển có các muối vô cơ hoà tan, khí và các hợp chất hữu cơ. Các chất khí hoà tan có mặt trong nước biển với nồng độ rất nhỏ và hầu như không ảnh hưởng tới tính chất

quang học của nước biển. Các muối vô cơ hoà tan và các hợp chất hữu cơ ảnh hưởng tới tính chất quang học của nước biển, những ảnh hưởng chính này nằm trong vùng ánh sáng tím và cực tím.

*Các muối vô cơ:* các muối NaCl, KCl, MgCl, MgSO<sub>4</sub>, CaSO<sub>4</sub> là thành phần chính của các muối hoà tan trong nước biển. Trong nước phân tử các muối phân chia thành các ion. Giới hạn biến đổi của độ muối ở biển khơi là 33 - 37 ‰, giá trị trung bình là gần 35 ‰.

Bảng 5.2 Các tính chất quang học của nước biển (t = 20°C)

$\lambda$ nm	$n(\lambda)$	$10^3 \sigma(90^\circ) \text{ m}^{-1}$	$10^3 \sigma \text{ m}^{-1}$	$10^3 \kappa \text{ m}^{-1}$	$10^3 \chi \text{ m}^{-1}$	$\Delta$
250	1,337	2,00	32,0	220	190	0,15
300	1,359	0,96	15,0	55	40	0,27
320	1,354	0,74	12,0	32	20	0,38
350	1,349	0,51	8,2	20	12	0,41
400	1,343	0,30	4,8	11	6	0,44
420	1,342	0,25	4,0	9	5	0,44
440	1,340	0,20	3,2	7	4	0,46
460	1,339	0,17	2,7	5	2	0,54
480	1,337	0,14	2,2	5	3	0,44
500	1,336	0,12	1,9	8	6	0,24
520	1,3355	0,10	1,6	16	14	0,10
530	1,335	0,095	1,5	23	22	0,065
540	1,335	0,088	1,4	30	29	0,047
550	1,334	0,082	1,3	36	35	0,036
560	1,334	0,076	1,2	40	39	0,030
580	1,333	0,066	1,12	75	74	0,015
600	1,333	0,058	0,93	200	200	0,0046
620	1,332	0,051	0,82	240	240	0,0034
640	1,332	0,045	0,72	270	270	0,0027
660	1,331	0,040	0,64	310	310	0,0021
680	1,331	0,035	0,56	380	380	0,0015
700	1,330	0,031	0,50	600	600	0,0008
740	1,329	0,025	0,40	2250	2250	0,0002
750	1,329	0,024	0,39	2620	2620	0,0001
760	1,329	0,022	0,35	2560	2560	0,0001
800	1,328	0,018	0,29	2020	2020	0,0001

*Các hợp chất hữu cơ:* một nửa các hợp chất hữu cơ chứa trong nước biển có nguồn gốc từ cacbon hữu cơ. Nồng độ trung bình của cacbon hữu cơ ở vùng biển khơi khoảng 1mg/l. Các chất hữu cơ trong nước biển nằm trong thành phần các hạt (Plankton) và phân tử hoà tan, ngoài ra phần lớn các chất hữu cơ nằm ở trạng thái hoà tan. Trong nước giàu Phytoplankton nồng độ các chất hữu cơ hoà tan cao hơn 7-8 lần so với lượng cacbon ở dạng hạt. Theo quan điểm quang học phần các chất hữu cơ được gọi là chất "vẩn" có nhiều ý nghĩa đặc biệt, các hợp chất này là tổ hợp của các chất dạng mùn, chúng được tạo thành theo phản ứng Meier giữa cacbon và amoni axít, hiện tượng này xảy ra trên toàn đại dương khi các chất hữu cơ tạo nên Plankton và các sản phẩm trong vòng đời của nó bị phân hủy.

Nguồn gốc khác của chất “vẩn” là các hợp chất mùn trong nước sông, sản phẩm thứ cấp khi tạo ra chất “vẩn” là các thành phần phát quang.

Các thí nghiệm phân tách chất “vẩn” từ nước biển và nghiên cứu tính chất của chúng trong các phòng thí nghiệm đến nay chưa đạt được kết quả, các liên kết hoá học yếu tạo nên hợp chất này không tồn tại được trong quá trình phân tách.

*Chất lơ lửng:* Chất lơ lửng trong nước biển rất đa dạng đó là các hạt bụi từ lục địa do sóng và gió mang tới, các tế bào của phytoplankton, vi trùng, các hạt có nguồn gốc núi lửa hay vũ trụ và Detrit – Các thành phần còn lại khi các tế bào của Phitoplankton và Zooplankton phản ứng. Theo quan điểm quang học, ta chỉ quan tâm tới hỗn hợp các kích thước từ phần trăm micromét đến hàng chục micromét, các hạt nhỏ hơn hay lớn hơn thường rất ít để có thể ảnh hưởng tới tính chất quang học của nước biển.

Do thiếu các phương pháp đo tin cậy, chúng ta chỉ có thể đo được những chỉ số của nồng độ các chất lơ lửng cơ bản. Trong lớp nước bề mặt nồng độ các chất lơ lửng vào khoảng 0,05 – 0,5mg/l, ở các vùng gần bờ giá trị của nó có thể tăng hàng chục thậm chí hàng trăm lần, trong nước ở dưới sâu nồng độ giảm xuống từ 0,001 – 0,250mg/l

Số lượng các hạt N trong một đơn vị thể tích đến nay vẫn còn có nhiều kết quả khác nhau.

Theo phương pháp đếm bằng kính hiển vi :  $N = 10^4 \div 10^6$  hạt/l;

Theo phương pháp đếm bằng bộ đếm COUNTER :  $N = 10^6 \div 10^8$  hạt/l;

Các phương pháp quang học cho :  $N = 10^8 \div 10^{10}$  hạt/l;

Các sự khác biệt này liên quan tới đặc điểm tăng đột ngột của lượng hạt khi kích thước của chúng giảm. Thực nghiệm chỉ ra rằng hàm phân bố  $n(r)$  các hạt theo bán kính  $r$  tuân thủ theo hàm mũ.

$$n(r) = Ar^{-v}$$

Với:  $v = 3 - 5$ ;

Chất lơ lửng ở biển là tập hợp của các hạt với các hệ số khúc xạ  $m$  khác nhau. Đối với các hạt khoáng  $m = 1,13 \div 1,25$ ; Đối với các hạt hữu cơ  $m < 1,05$

Sự phân biệt các hạt của chất lơ lửng theo kích thước ở một vài mức độ là sự phân biệt hệ số khúc xạ. Các hạt phù sa rơi vào biển suy giảm phần lớn khối lượng ở vùng gần bờ. Trong nước biển hầu như không có các hạt phù sa, kích thước lớn hơn 1 $\mu$ m. Các hạt hữu cơ ngược lại có kích thước lớn hơn 1 $\mu$ m: detrit thành phần chính của lơ lửng hữu cơ là các hạt từ 1 : 20 $\mu$ m, kích thước các tế bào phytoplankton > 2 : 3 $\mu$ m, các vi trùng 1,5 : 2 $\mu$ m, trong tự nhiên Plankton chứa tới 30% các loại hạt có kích thước 5 : 8 $\mu$ m.

Hình dạng các hạt của chất lơ lửng có thể khác hẳn hình cầu. Ví dụ: Tế bào vi trùng thường có dạng que hay chúng liên kết với nhau ở dạng chuỗi xích, quan sát dưới kính hiển vi điện tử chúng vô cùng đa dạng.

### 5.3.2 Hấp thụ ánh sáng trong nước biển

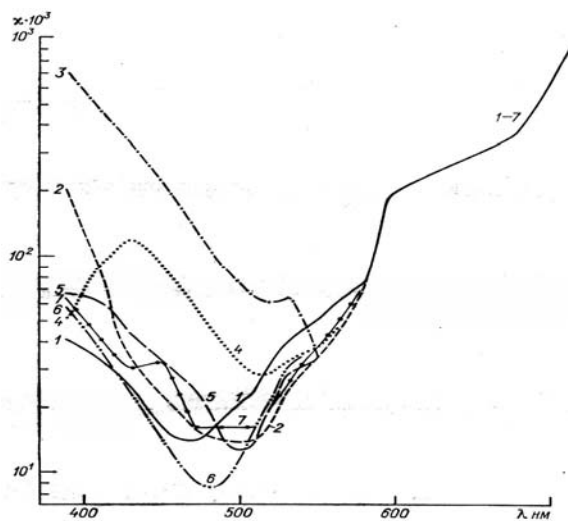
ánh sáng bị hấp thụ trong nước biển do nước tinh khiết, các chất hoà tan (ion muối vô cơ và chất “vẩn”), các hạt (Phytoplankton).

Trong nước tinh khiết, như phần trên đã đề cập, hấp thụ đạt cực tiểu  $\alpha = 460\text{nm}$  với  $\chi = 0,002 \text{ m}^{-1}$ .

Các ion của muối vô cơ không ảnh hưởng tới hấp thụ trong vùng khả kiến. Tuy nhiên chúng gây ra sự hấp thụ liên tục tăng lên khi  $\alpha$  giảm, ở vùng cực tím. Đối với  $\alpha \leq 250\text{nm}$ , chất “vẩn” cũng hấp thụ sóng ngắn rất nhanh. Đường cong hấp thụ của chất “vẩn” tăng lên đơn điệu và trường sóng ngắn, mối liên hệ đặc trưng của  $\chi$  vào  $\lambda$  trong điều kiện chất “vẩn” có nồng độ cao là đường cong II (hình vẽ 5.3) nó có thể biểu hiện xấp xỉ bằng công thức:

$$\chi_{II} = ce^{-\gamma\lambda}; \quad c = 88 \text{ m}^{-1}; \quad \gamma = 0,015\text{nm}^{-1} \quad (5.16)$$

Hấp thụ ánh sáng bởi các hạt phần lớn liên quan tới phytoplankton chứa các sắc tố – chlorophyl, caratil v.v... Khác với chất “vẩn” sự hấp thụ của các sắc tố có các cực đại địa phương.



Hình 5.3 Phổ hấp thụ của một số hạt và các vùng nước khác nhau

1- Biển Sagaxovo; 2- Biển Caribê; 3- Biển Ban tích; 4- Thái Bình Dương  
5- 20m; 6- 200m; ; 6- Khu vực Tonga; 7- Biển Ấn Độ.

Khi  $\chi$  tăng cùng với sự tăng của  $\lambda$  là do nước tinh khiết, sự giảm  $\lambda$  là do các chất hoà tan và các hạt. Vị trí cực tiểu liên quan đến các đại lượng hấp thụ ; trong nước biển sạch hấp thụ nhỏ nhất ở vùng  $\lambda = 510\text{nm}$ , ở một mẫu nước (thường là trong hơn) cực tiểu chuyển dịch tới  $\lambda = 490\text{nm}$  hoặc thậm chí tới  $470\text{nm}$  (nghĩa là trùng với cực tiểu hấp thụ của nước tinh khiết).

Kết quả đo đạc các giá trị  $\chi(\lambda)$  đối với các mẫu nước khác nhau được thể hiện trên hình 5.3, rõ ràng rằng hệ số hấp thụ của nước biển ở vùng sóng ngắn khác biệt hẳn so với nước biển khơi, trong vùng đó hệ số cho các mẫu không khác nhau nhiều. Đó là một hiện tượng rất quan trọng, đặc trưng cho nước biển :

+ Đối với  $\lambda < 570\text{nm}$  phổ hấp thụ của các mẫu nước  $\chi(\lambda)$  khác nhau và mang các thông tin về các thành phần hấp thụ trong chúng.

+ Đối với  $\lambda > 570\text{nm}$  tất cả các đường cong trùng nhau – sự hấp thụ xuất hiện chỉ do nước tinh khiết.

## 5.4 TÁN XẠ ÁNH SÁNG CỦA NƯỚC BIỂN

Trong nước biển tồn tại hai dạng tán xạ: tán xạ do phân tử nước và do các hạt lơ lửng.

### 5.4.1 Tán xạ phân tử.

Sinh ra do sự biến động của mật độ, định hướng của các phân tử nước, nồng độ của các chất hoà tan. Vì các dạng biến động này không ảnh hưởng tới nhau do đó tán xạ phân tử tổng hợp  $\sigma_M$  là tổng của cả 3 thành phần. Bảng 5.2 thể hiện các giá trị  $\sigma_M = f(\lambda)$ .

Bảng 5.2 Hệ số tán xạ phân tử của nước tinh khiết

$\lambda$ [nm]	$\sigma_M$ $\text{m}^{-1}$	$\lambda$ [nm]	$\sigma_M$ $\text{m}^{-1}$	$\lambda$ [nm]	$\sigma_M$ $\text{m}^{-1}$	$\lambda$ [nm]	$\sigma_M$ $\text{m}^{-1}$
25	40.	36	10.	48	27.	60	11
0	$10^{-3}$	0	$10^{-3}$	0	$10^{-4}$	0	$5.10^{-4}$
30	19.	40	59.	52	20.	64	
0	$10^{-3}$	0	$10^{-4}$	0	$10^{-4}$	0	$89.10^{-4}$
32	15.	44	40.	56	15.	64	
0	$10^{-3}$	0	$10^{-4}$	0	$10^{-4}$	0	$69.10^{-5}$

Tán xạ phân tử với sai số không lớn có thể coi là đồng nhất cho tất cả các đại dương.

### 5.4.2 Tán xạ do các hạt lơ lửng

Các hạt lơ lửng trong nước biển, có hình dạng hình học rất đa dạng, kích thước của

chúng thường tương tự hoặc  $> \lambda$ , lý thuyết tán xạ chính xác của ánh sáng do các hạt này vẫn chưa có, phần lớn các tác giả khi phân tích lý thuyết sử dụng các mô hình tương tự hình cầu, trong mô hình này, các hạt được coi là hình cầu đồng nhất.

Trong mô hình các hạt của chất lơ lửng được coi là các vật tán xạ độc lập, nếu trong thị trường của một đầu đo có nhiều hạt thì độ chói tổng hợp của ánh sáng tán xạ  $\sigma(\gamma)$  sẽ bằng tổng độ chói tạo ra bởi các hạt riêng rẽ  $\sigma(\gamma, r)$ .

Việc sử dụng rộng rãi các mô hình tương tự hình cầu là do lý thuyết tán xạ ánh sáng của hình cầu đồng nhất khá phát triển, có các thí nghiệm chi tiết và các bảng, theo lý thuyết này trường sóng tán xạ được thể hiện là tập hợp của các sóng thứ cấp sinh ra do các hình cầu, các sóng thứ cấp này là sóng điện từ, biên độ của chúng phụ thuộc vào 2 đại lượng :

+ Tham số nhiễu xạ  $\rho$

$$\rho = 2\pi \frac{a}{\lambda}$$

Với:  $a$  - đường kính hạt;

$\lambda$  - độ dài sóng ánh sáng trong môi trường .

+ Hệ số khúc xạ phức  $m$

Việc tính toán các hướng theo các công thức chính xác khá phức tạp do các đại lượng thành phần giảm chậm và để nhận được độ chính xác cao cần phải lưu giữ nhiều tham số. Các tính toán này thường được xử lý bằng máy tính và kết quả thể hiện ở dạng bảng.

Đối với chất lơ lửng của nước biển đã có các bảng do C.X. Shifzin và I.N. Salganic tính toán, là tập thứ 5 của “Bảng tán xạ ánh sáng” do nhà xuất bản Khí tượng Thủy văn Nga xuất bản gồm 2 phần :

Phần I : Các mô hình tán sắc đơn, mặt cắt ngang của tán xạ đối với các hạt với tham số nhiễu xạ  $f$  trong khoảng từ 0,3 ÷ 200 đối với 2 giá trị của hệ số khúc xạ  $m = 1,02$  (chất lơ lửng sinh vật) và  $m = 1,15$  (lơ lửng phù sa).

- Phần II : các mô hình tán sắc phức hợp, hệ số tán xạ cũng như ma trận tán xạ và mức phân cực của trường ánh sáng.

*Sự biến đổi ánh sáng tán xạ của nước biển* : Tán xạ ánh sáng của nước biển biến đổi trong khoảng rất rộng giá trị của hệ số tán xạ  $\sigma$  biến đổi từ phần trăm đến hàng đơn vị ( $m^{-1}$ ).

Giá trị nhỏ nhất  $\sigma = 0,022m^{-1}$  ( $\lambda = 546nm$ ) đo được ở độ sâu 500m tại Thái Bình Dương vùng Tây Bắc đảo Raroton. Giá trị đặc trưng  $\sigma$  đối với nước bề mặt biển khơi  $\sigma = 0,10 \div 0,16m^{-1}$  đối với nước sâu :  $0,05 \div 0,10m^{-1}$ . Giá trị lớn nhất  $\sigma = 2,7m^{-1}$  quan trắc được ở vùng

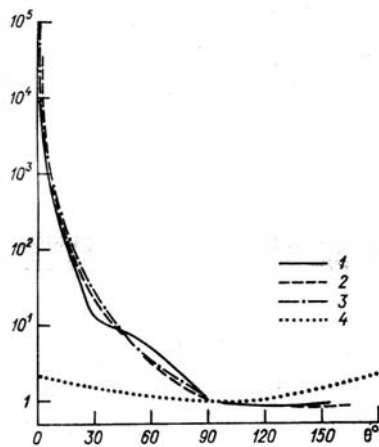


ven bờ biển Peru.

Có thể nói rằng tán xạ phân tử chỉ chiếm 7 - 8% trong tổng đại lượng  $\sigma$  của nước biển sạch và trong phần lớn các trường hợp có thể bỏ qua.

Sự biến đổi trong không gian của hệ số tán đặc trưng cho cấu trúc quang học của nước biển đại dương thế giới (nguyên nhân biến đổi nằm trong các quá trình tạo thành trường các chất lơ lửng). Đó là dòng chảy, chuyển động rối, sự nâng hạ của nước, các quá trình sinh vật liên quan tới việc sản sinh các hạt trực tiếp trong môi trường nước, sự xuất hiện các hạt từ không khí, từ bờ, từ sóng, hoà tan và lắng đọng.

Sự biến đổi theo thời gian liên quan tới sự dao động của thành phần chất lơ lửng, nó có thể gây ra bởi sự đến và đi của các hạt trong thị trường quan sát, chuyển động Braonơ với quy mô nhỏ, sự biến đổi theo thời gian của các yếu tố sinh vật và động lực, do đó phổ biến đổi của  $\sigma$  rất rộng.



Hình 5.5 : Chi số tán xạ 1,2,3 với  $\lambda = 546, 522, 510\text{nm}$   
4 - đối với nước sạch.

*Sự phân bố theo góc của ánh sáng tán xạ* : đặc trưng chủ yếu của hàm chi thị tán xạ nước biển là hiện tượng tập trung cao ở luồng ánh sáng tới, điều này liên quan tới sự xuất hiện trong nước các hạt lớn trong suốt có  $m \approx 1$ , dưới góc tán xạ nhỏ các hạt này đóng vai trò chủ yếu, nhưng đối với góc gần bằng  $135^\circ$  tán xạ phân tử lại đóng vai trò chính, trong nước biển sạch, tán xạ phân tử lại đóng vai trò chính chiếm 40% và thậm chí trong nước đục như gần biển Peru cũng chiếm không ít hơn 5%. Vai trò của tán xạ phân tử giảm nhanh khi bức xạ giảm, trong nước biển sạch tán xạ phân tử không vượt quá 15% đối với góc  $45^\circ$  và 1% đối với góc  $10^\circ$ , sự suy giảm cường độ trên toàn dải góc tán xạ có thể thay đổi tới 5 bậc đại lượng. Cực tiểu tán xạ xuất hiện khi  $\gamma = 105 \div 120^\circ$ .

Hình 5.5 thể hiện một số hàm chi thị của một số mẫu nước biển đo trên thực địa.

*Mối quan hệ phổ của tán xạ* : các đặc trưng phổ rất hiếm khi được đo đạc, các số liệu thực tiễn chỉ ra rằng hệ số tán xạ tổng hợp ít phụ thuộc vào độ dài sóng, tăng chậm khi độ dài sóng giảm.

Hàm chi thị tán xạ của nước tinh khiết biến đổi rõ ràng khi độ dài bước sóng biến đổi – khi  $\lambda$  giảm sự kéo dài của hàm chi thị giảm, điều này sinh ra là do sự đóng góp tăng lên của tán xạ phân tử.

## 5.5 CÁC ĐẠI LƯỢNG ĐẶC TRƯNG CỦA TRƯỜNG ÁNH SÁNG TRONG BIỂN

Ánh sáng mặt trời có thể chiếu tới các độ sâu lớn ở đại dương, khi sử dụng các cảm biến quang điện mạnh có thể quan trắc thấy ánh sáng mặt trời ở độ sâu 1200m. Để mô tả trường ánh sáng ở biển ta thường sử dụng hệ thống các đại lượng đặc trưng như ở bảng 5.3.

Bảng 5.3 Các đại lượng đặc trưng mô tả trường ánh sáng trong biển

Tên gọi	Ký hiệu	Công thức	Thứ nguyên	Đơn vị đo
Độ chói	B	$B = \frac{dE_n}{d\omega}$	$MT^{-3}$ $L^{-2}I$	$W/m^2$
Mức phân cực	p	$p = \frac{B_{max} - B_{min}}{B_{max} + B_{min}}$	Không thứ nguyên	
Độ rọi trên mặt phẳng ngang từ trên xuống	$E_{\downarrow}$ ( $E_{\uparrow}$ )	$E_{\downarrow\uparrow} = \frac{d\Phi_{\downarrow\uparrow}}{dS}$	$MT^{-3}$ $L^{-2}I$	$W/m^2$
Hệ số suy giảm độ rọi	$\alpha_{\downarrow\uparrow}(z)$	$\alpha_{\downarrow\uparrow} = -\frac{dE_{\downarrow\uparrow}}{E_{\downarrow\uparrow} dz}$	$L^{-1}$	$m^{-1}$
Hệ số phản xạ ánh sáng tán xạ	$R(z)$	$R(z) = \frac{E_{\uparrow}(z)}{E_{\downarrow}(z)}$	Không thứ nguyên	
Độ trong suốt	$Z_b$		L	m

*Độ chói* : là đặc trưng cơ bản của quang học chất lỏng. Để mô tả đầy đủ trường ánh sáng tại một điểm cho trước ở biển và tại một thời điểm ta cần phải biết được hàm phân bố độ

chói (là một đại lượng vô hướng  $B(l) = B(\theta, \varphi)$  trong góc phát xạ  $4\pi$ , hàm số này trong một vài hướng cho trước.

*Véc tơ dịch chuyển bức xạ* :  $H$  là một véc tơ với hình chiếu của nó trên bất kỳ hệ tọa độ  $l$  có thể biểu hiện qua các giá trị thành phần  $H_x, H_y, H_z$ .

$$H_l = (H, l) = H_x l_x + H_y l_y + H_z l_z$$

Các đặc trưng thứ sinh ở trong bảng 5.3 khá rộng rãi, tự do vì việc đo trực tiếp trường độ chói rất khó khăn, và thường các thông tin chi tiết và đầy đủ cũng không thật cần thiết, chúng ta chỉ cần các đặc trưng đơn giản và trung bình.

Các đại lượng trong bảng 5.3 đã được nghiên cứu một cách hệ thống trong quang học biển. Giữa các đặc trưng tồn tại các mối quan hệ thực nghiệm, do đó khi biết một đại lượng có thể xác định các đại lượng khác. Các mối quan hệ thực nghiệm này rất có ích vì chúng giúp ta biết được các đặc trưng của trường ánh sáng trong biển từ một số ít các số liệu quan trắc.

## 5.6 HIỆN TƯỢNG TRUYỀN ÁNH SÁNG QUA MẶT BIÊN

### 5.6.1 Phản xạ bức xạ từ mặt biển.

Bức xạ đi tới mặt biển phản xạ và truyền qua. Hệ số phản xạ  $r_{p,s}$  và truyền qua  $d_{p,s}$  đối với chùm tia trên các hướng song song  $r_p$  và vuông góc  $r_s$  của mặt phẳng tới được thể hiện qua công thức Frenell

$$\begin{aligned} r_s &= \frac{\sin^2(i-j)}{\sin^2(i+j)}; & d_s &= 1 - r_s; & n &= \frac{\sin i}{\sin j} \\ r_p &= \frac{\text{tg}^2(i-j)}{\text{tg}^2(i+j)}; & d_p &= 1 - r_p \end{aligned} \quad (5.17)$$

Nếu bề mặt được chiếu bằng chùm tia mà trong đó các thành phần phân cực là như nhau thì hệ số phản xạ  $r$  sẽ là

$$r = \frac{1}{2} (r_s + r_p) \quad (5.18)$$

Kết quả tính toán hệ số phản xạ đối với  $n = 1.333$  theo các công thức được thể hiện ở bảng 5.4 (các giá trị  $r_p, r_s, r$  theo giá trị tỷ lệ phần trăm).

Ta có thể chú ý tới hai đặc điểm chính của hiện tượng:

1. Đối với các tia đi tới vuông góc với bề mặt ( $i = 0$ ), hệ số phản xạ  $r$  rất nhỏ ( $\approx 2\%$ ). Khi góc tới tăng dần khi  $i = 60^\circ$ ,  $r \approx 5,9\%$ , hệ số tăng nhanh xảy ra trên hướng gần tiếp tuyến,  $i =$

90° phản xạ sẽ là toàn phần  $r = 100\%$ .

Bảng 5.4 hệ số phản xạ Frenell đối với mặt nước tĩnh

i	$r_p$	$r_s$	r	i	$r_p$	$r_s$	r
0	2,0	2,0	2,0	60	0,4	11,	5,9
10	1,9	2,1	2,0	70	4,7	5	13,
20	1,7	2,5	2,1	75	11,	21,	3
30	1,2	3,1	2,1	80	0	9	21,
40	0,6	4,3	2,4	85	24,	31,	2
50	0,1	6,7	3,4	90	0	3	34,
					49,	45,	9
					3	9	58,
					10	67,	3
					0,00	4	10
						10	0,00
						0,00	

2. Đối với các tia song song khi góc tới  $i$  khi  $i + j = \pi/2$ , đại lượng  $r_p$  sẽ bằng không. Trong trường hợp này ánh sáng phản xạ sẽ bị phân cực hoàn toàn (chỉ còn lại các tia vuông góc).

ở phía trên chúng ta đã nói tới các chùm tia song song và có thể áp dụng trực tiếp đối với ánh sáng mặt trời đi tới bề mặt biển.

Như vậy, chùm tia sáng mặt trời  $I$ , phản xạ từ mặt biển và nhận được bởi một đầu đo đặt nằm ngang sẽ là:

$$E'_r = I r(i) \cos i$$

Phần bức xạ tới bị phản xạ từ mặt biển gọi là hệ số phản xạ  $A_r$  của mặt biển, phần bức xạ truyền qua bề mặt gọi là hệ số truyền qua  $T$

Ta có  $A_r + T = 1$

Hệ số phản xạ tổng hợp của biển

$$A = A_r + A_d$$

Với:  $A_d$  – Hệ số phản xạ thành phần sinh ra bởi phần bức xạ tán xạ của cả lớp nước của biển.

Giả sử  $E'$  – dòng bức xạ trực tiếp

Các đại lượng  $A_r$  và  $T$  sẽ là:

$$A'_r = \frac{E'_r}{E'} = \frac{I r(i) \cos i}{I \cos i} = r(i) \quad (5.19)$$

$$T' = 1 - r(i)$$

Để tính được dòng ánh sáng của bầu trời  $E_r''$ , phản xạ từ biển ta giả thiết đã biết được độ chói của bầu trời  $B(\theta, \varphi)$  là hàm của các góc  $\theta$  và  $\varphi$ . Dòng bức xạ đơn vị từ bầu trời tới một đầu đo nằm ngang hướng  $(\theta, \varphi)$  sẽ là :

$$dE'' = B(\theta, \varphi) \cos\theta \, d\theta \, d\varphi$$

Và tổng bức xạ phản xạ sẽ là

$$E_r'' = \frac{1}{2} \int_{(2\pi)} r(\theta) B(\theta, \varphi) \sin 2\theta \, d\theta \, d\varphi$$

Albedo đối với phần bức xạ tán xạ

$$A_r'' = \frac{E_r''}{E''} = \frac{\frac{1}{2} \int_{(2\pi)} r(\theta) B(\theta, \varphi) \sin 2\theta \, d\theta \, d\varphi}{\int_{(2\pi)} B(\theta, \varphi) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi} \quad (5.20)$$

Nếu bầu trời có độ chói đồng đều ( $B(\theta, \varphi) = B_0 = \text{const}$ )

Trong trường hợp này ta có

$$A_r'' = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r(\theta) \sin 2\theta \, d\theta \quad (5.21)$$

Sử dụng giá trị  $r(\theta)$  theo bảng 5.4 ta có thể xác định được :  $A_r'' = 6,6\%$

Đối với hệ số phản xạ của dòng bức xạ tổng hợp ta có :

$$A_r = \frac{E_r' + E_r''}{E' + E''} \quad (5.22)$$

Giả sử  $\eta$  là phần khúc xạ tán xạ trong dòng bức xạ tổng hợp,

$$\eta = E'' / (E' + E'')$$

Ta có:

$$A_r = A_r' (1 - \eta) + A_r'' \eta \quad (5.23)$$

Như vậy albedo của dòng bức xạ tổng phụ thuộc vào đại lượng  $\eta$ , khi bầu trời không có mây giá trị của đại lượng  $\eta$  [%] được thể hiện trên bảng 5.5

Bảng 5.5 Thành phần bức xạ tán xạ.

Khoảng cách thiên đỉnh của mặt trời i	$\eta$ [%]	Khoảng cách thiên đỉnh của mặt trời i	$\eta$ [%]
0 - 20	10,5	70	25,6
30	12,3	75	32,3
40	13,3	80	42,1
50	16,1	85	54,0
60	19,1	90	100,00

Sử dụng công thức (5.23) và số liệu của  $A_r'$ ,  $A_r''$ ,  $\eta$  ta có thể tính được hệ số phản xạ, hệ số truyền qua đối với dòng bức xạ tổng cộng. Các số liệu này của mặt biển yên tĩnh khi mặt biển có sóng, tính giá trị  $A_r$  sẽ phức tạp hơn. Sử dụng các số liệu quan trắc các giá trị A trong điều kiện ngày ít mây và có sóng cấp 3, tính toán ta có kết quả thể hiện trong bảng 5.6.

Khi các giá trị i lớn, hệ số phản xạ của biển ban đầu sẽ tăng đạt cực đại =70% khi  $i = 85^\circ$ , sau đó bắt đầu giảm đột ngột do sự ảnh hưởng mạnh của  $\eta$  và phần bức xạ tán xạ trong tổng bức xạ.

Bảng 5.6 Các hệ số phản xạ thành phần của biển có sóng.

	Khoảng cách thiên đỉnh của mặt trời [độ]			
	0 - 30	40	60	80
$A_r$	2,6	3,2	7,9	25
$A_d$	1,4	1,8	2,1	9
A	4	5	10	34

### 5.6.2. Sự truyền ánh sáng qua bề mặt biển:

Chùm tia sáng đi vào trong nước nên lại. Góc nên tuyến tính sẽ bằng hệ số khúc xạ n và do đó góc phát xạ sẽ là  $n^2$ , độ chói của chùm tia sáng trong nước sẽ lớn hơn  $n^2$  lần tương ứng do phần năng lượng sẽ lan truyền trong chùm tia hẹp. Nếu tính đến phần phản xạ sẽ liên hệ với nhau qua công thức :

$$B_M = n^2(1 - r) B_a \quad (5.24)$$

Đối với các đại lượng độ rọi đơn vị  $dE_a$ ,  $dE_M$  do các chùm tia tạo ra trong không khí và nước sẽ là :

$$dE_a = B_a \cos i \, d\Omega = B_a \cos i \sin i \, di \, d\Omega$$

$$dE_M = B_M \cos j \, d\Omega = B_M \cos j \sin j \, dj \, d\Omega$$

Theo định luật khúc xạ có thể chứng minh rằng:

$$dE_M = (1 - r) dE_a \quad (5.25)$$

Điều đó nghĩa là độ rọi của mặt phẳng song song với bề mặt phân cách chỉ biến đổi do phản xạ. Hệ số truyền qua của mặt phẳng  $d = 1 - r$  được xác định bằng biểu thức (5.17).

Từ bảng 28 ta thấy rằng chùm tia tới theo phương vuông góc với bề mặt phân cách khi bề mặt phẳng lặn ( $i = 0^\circ$ ) sẽ đi qua tới 98%, khi chùm tia tới theo phương tiếp tuyến ( $i = 90^\circ$ ), mặt biển sẽ không cho ánh sáng đi qua.

## 5.7 ĐỘ RỌI NGẦM

### 5.7.1 Các chuẩn N. Erlov :

Bức xạ đi qua bề mặt biển bị suy giảm do các hiện tượng hấp thụ (chùm quang phổ hồng ngoại và đỏ) và hiện tượng tán xạ. Khi độ sâu tăng lên phổ của độ rọi thu hẹp lại và cực tiểu của đường cong phân bố phổ của nước biển sạch nằm ở vùng  $\lambda = 450 - 460\text{nm}$  hình vẽ 5.7 thể hiện sự biến đổi đặc trưng theo độ sâu của phổ độ rọi (giá trị 100% là  $E_{\text{max}}$  dưới bề mặt).

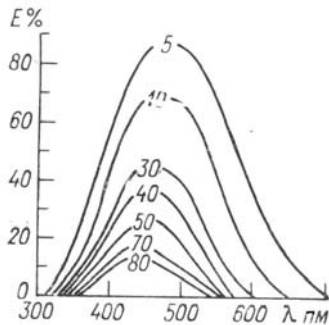
Nhiều thực nghiệm chỉ ra rằng độ rọi giảm theo quy luật số mũ theo độ sâu

$$E(z) = E(0) e^{-\alpha z} \quad (5.26)$$

Với :  $E(0)$  - độ rọi của mặt phẳng nằm ngang nằm ngay dưới bề mặt biển;

$E(z)$  - độ rọi của mặt phẳng ngang nằm ở độ sâu  $z$ ;

$\alpha$  - hệ số suy giảm theo chiều thẳng đứng luôn nhỏ hơn  $\varepsilon$  và  $\sim 0.25 \varepsilon$ .



Hình 5.7 Phổ ánh sáng khả kiến trong biển ở các độ sâu khác nhau (độ sâu thể hiện trên các đường cong)

Hệ số  $\alpha$  không chỉ phụ thuộc vào các tính chất quang học của nước mà còn phụ thuộc vào cấu trúc của trường ánh sáng trong biển, phụ thuộc vào độ cao của mặt trời

$$\alpha = \alpha_0 \sec j$$

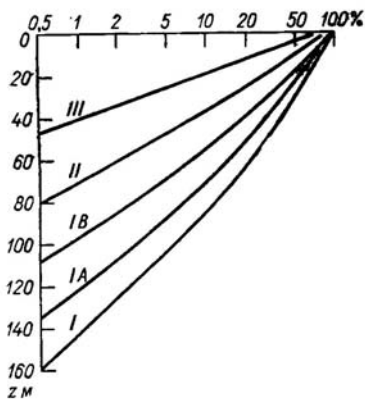
Với:  $\alpha_0$  - hệ số suy giảm thẳng đứng khi mặt trời ở thiên đỉnh;  $j$  - góc khúc xạ của ánh sáng mặt trời.

Thực nghiệm chỉ ra rằng trong điều kiện trời nắng giá trị của hệ số  $\alpha$  đối với nước đồng nhất, giảm theo độ sâu và ở chế độ nước sâu đạt giá trị tới hạn.

Erlov áp dụng phân loại nước bề mặt theo tính chất quang học bằng giá trị truyền qua 1m nước (khi độ cao mặt trời lớn) có ba loại I, II và III với 2 loại trung gian IA, IB, phổ phân bố giá trị truyền qua T với 1m nước bề mặt của các loại nước thể hiện trên bảng 5.7 ( $T = e^{-\alpha}$ ).

Bảng 5.7 Bảng hệ số Erlov

Dạng phân loại	Độ dài bước sóng $\lambda$ [nm]									
	10	30	40	50	60	70	80	90	100	110
I	8	9	9	9	9	9	8	7	5	5
IA	6	4	7,2	8,1	7,2	4,2	5	0	9	5
IB	3	2,5	5,1	7,4	6,6	3,6	4	9,5	8,5	5
II	0	0,5	5,5	6,7	6,0	3,0	3	9	8	5
III	9	4	2	4	3,5	0,0	0	7,5	6	5
IV	0	1	9	8,5	9	6,5	5	5	4	5





Hình 5.8 Sự suy giảm độ rọi theo độ sâu của các dạng nước được phân loại theo Erlov.

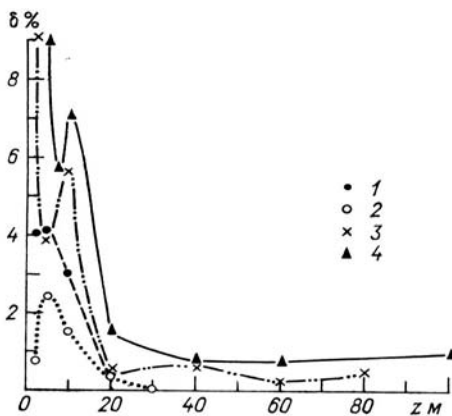
Sự biến đổi của độ rọi theo độ sâu của các loại nước đã phân loại so sánh với độ rọi từ bề mặt đối với  $\lambda = 465 \text{ nm}$  thể hiện trên hình 5.8, ở các độ sâu lớn hơn 100m, thực tế chỉ còn ánh sáng xanh tím.

Rõ ràng rằng các giá trị tuyệt đối độ rọi ở các độ sâu khác nhau của đại dương phụ thuộc vào độ rọi trên bề mặt và có thể tính được khi biết hệ số suy giảm  $\alpha$ . Năng lượng mặt trời, trong biển được các loại thực vật hấp thụ và sử dụng. Trong vùng phổ  $\lambda = 350 \div 700 \text{ nm}$  được gọi là bức xạ quang hợp tích cực. Nghiên cứu dạng bức xạ này được các nhà sinh vật rất quan tâm vì quá trình quang hợp tạo ra các sản phẩm sinh học sơ cấp.

### 5.7.2 Sự biến động của độ rọi ngầm

Độ rọi ngầm đặc biệt ở lớp bề mặt chịu nhiều dao động, nghiên cứu các biến động này rất quan trọng vì liên quan đến một loạt các vấn đề, nhất là hiện tượng quang hợp. Các thực nghiệm chỉ ra rằng sự biến động này không chỉ ảnh hưởng tới tốc độ của quá trình quang hợp mà còn ảnh hưởng tới cả cơ chế của quá trình, mặc dù sự biến động được phát hiện từ lâu, nhưng nghiên cứu hiện tượng này mới chỉ bắt đầu từ những năm gần đây.

Thực nghiệm cho thấy rằng chỉ có độ rọi hướng xuống  $E_{\downarrow}$  biến động (độ rọi hướng lên  $E_{\uparrow}$  hầu như không thay đổi) và sự biến động của  $E_{\downarrow}$  khi mặt trời rõ lớn hơn 15-20 lần khi thời tiết xấu, tất cả các điều trên dẫn tới kết luận rằng các dao động tần số cao của  $E_{\downarrow}$  trong khoảng tần số từ phần mười Hz đến hàng chục Hz là do sóng bề mặt gây ra. Thực nghiệm cho thấy rằng: hệ số biến đổi độ rọi  $\delta$  giảm theo độ sâu gần như theo tỷ lệ  $z^{-1,2}$ , giá trị tuyệt đối của hệ số biến đổi được thể hiện trên hình 5.8.



Hình 5.8 Mối hệ giữa hệ số biến đổi độ rọi  $\delta$  và độ sâu ở các trạm khác nhau tại Thái

Bình Dương.

Trong một số thực nghiệm, đường cong  $\delta(z)$  có thể có một vài cực đại trung gian, có thể những cực đại đầu tiên ở độ sâu nhỏ liên quan tới sự biến đổi theo độ sâu tương quan giữa bức xạ trực tiếp và ánh sáng tán xạ, còn các cực đại khác liên quan tới tác dụng của sóng dài ngẫu nhiên.

Để mô tả được sự biến động của trường ánh sáng ngằm ngay từ đầu chúng ta cần đến các hàm ngẫu nhiên, nếu toàn bộ mặt biển được coi là tập hợp của các vi mặt phẳng, định hướng ngẫu nhiên. Do sự định hướng của các vi mặt phẳng thay đổi theo thời gian do đó trường ánh sáng tạo bởi chùm tia đi qua các vi mặt phẳng này cũng sẽ biến đổi theo thời gian – số lượng  $N$  các vi mặt phẳng là số ngẫu nhiên tạo nên độ rọi sẽ tăng theo tỷ lệ  $z^2$  và nếu coi các số phẳng này độc lập thì hệ số biến động  $\delta \sim \frac{1}{\sqrt{N}} = z^{-1}$ , điều này có thể dùng để giải thích mối liên hệ  $z^{-1,2}$  quan sát được trong thực nghiệm.

## 5.8 ĐỘ CHÓI CỦA TRƯỜNG ÁNH SÁNG TRONG BIỂN

### 5.8.1 Phân vùng trường độ chói trong biển

Độ chói của trường ánh sáng trong biển phụ thuộc vào các yếu tố sau :

- + Điều kiện chiếu sáng của biển.
- + Sự lan truyền ánh sáng qua bề mặt nổi sóng.
- + Sự lan truyền ánh sáng trong môi trường tán xạ và hấp thụ – môi trường biển.

Các yếu tố thứ nhất sẽ được xác định bởi độ bị che phủ của mặt trời, nếu mặt trời không bị che phủ thì được xác định bởi độ cao mặt trời  $h_{\odot}$ .

Các yếu tố thứ hai – sự khúc xạ chùm tia tới trên bề mặt nổi sóng

Các yếu tố thứ ba – hiện tượng tán xạ và hấp thụ có chọn lọc nhiều lần.

Cấu trúc của trường ánh sáng biển độ liên tục theo độ sâu. Bỏ qua các xung động có thể coi độ chói chỉ phụ thuộc vào độ sâu và hướng  $(\theta, \varphi)$  ( $\theta, \varphi$  - là các góc thiên đỉnh và góc hướng phương vị). Ta xem xét việc xây dựng hàm  $B(z, \theta, \varphi)$ .

Các quan trắc cho thấy rằng đặc điểm cấu trúc của hàm số này (trong các điều kiện đặc trưng) có thể chia làm 3 vùng :

1. Vùng dưới bề mặt.
2. Vùng trung gian.

### 3. Vùng sâu.

Vùng thứ nhất I nằm ở gần độ sâu nhỏ hơn  $Z_b$  ( $Z_b$  – là độ sâu nhìn thấy đĩa trắng)

Vùng thứ ba III ở các độ sâu lớn hơn  $4.Z_b$

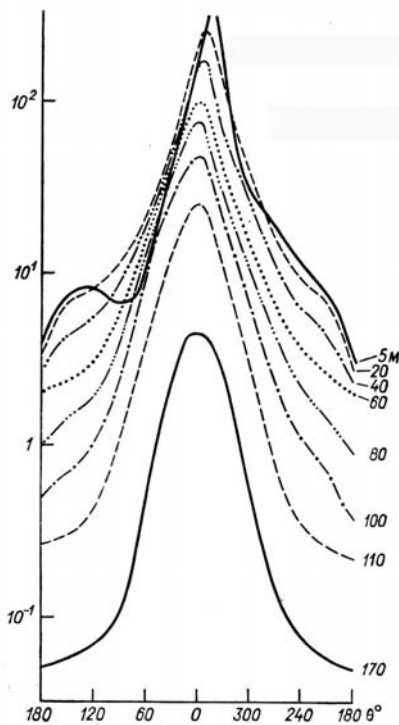
Vùng thứ hai II ở trung gian giữa vùng I và III.

Trên hình vẽ 5.9 thể hiện bức tranh đặc trưng của bức xạ mặt trời trong nước biển đồng nhất trong vùng góc  $15 - 150^\circ$ , ở độ sâu 5m.

Trong vùng dưới bề mặt (đến độ sâu khoảng 40m tại trạm khảo sát trên) vẫn xuất hiện bức xạ mặt trời trực tiếp.

Trong vùng trung gian chỉ còn bức xạ mặt trời bị tán xạ nhưng phổ độ chói vẫn còn bị kéo dài về phía mặt trời do đó giá trị độ chói ở đây phụ thuộc góc thiên đỉnh và góc phương vị.

Khi độ sâu tăng lên, hướng cực đại của độ chói sẽ dịch chuyển về hướng thiên đỉnh và đạt đến độ đối xứng theo chiều thẳng đứng là đặc trưng của vùng thứ III, độ sâu của vùng thứ III tại trạm khảo sát này vào khoảng 170m, ở đây dạng phổ của độ chói không còn biến đổi theo độ sâu, những độ lớn theo các hướng giảm theo quy luật hàm mũ  $\exp(-\alpha_{00}z)$  với  $\alpha_{00}$  - hệ số suy giảm theo độ sâu.



Hình 5.9. Phân bố độ chói  $B(\theta)$  ánh sáng mặt trời ở các độ sâu khác nhau.

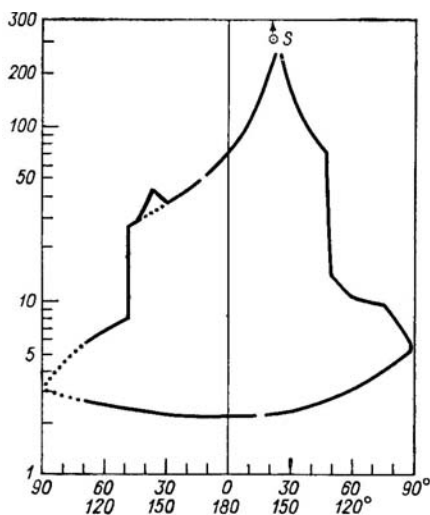
Trong vùng dưới bề mặt, độ chói có nhiều biến động, hệ số suy giảm ở đây phụ thuộc vào góc tới của bức xạ mặt trời tắt dần (độ sâu của vùng này đến 100 – 110m). Độ phân cực ánh sáng tại đây phụ thuộc vào các hiện tượng như ở trên bề mặt và còn phụ thuộc vào tính chất tán xạ của môi trường, vùng phổ của bức xạ liên tục bị thu hẹp. Hệ số suy giảm thẳng đứng tiến gần tới giá trị của hệ số này tại vùng sâu.

Trong vùng III sự biến động của độ chói bằng không, sự thay đổi của độ chói, độ rọi chỉ liên quan đến sự thay đổi của độ chiếu sáng của bề mặt biển (ảnh hưởng của mây, độ chiếu sáng trong ngày của mặt trời ..). Sự phân bố góc của độ chói trong vùng nước sâu chỉ mang các thông tin và các tính chất đặc trưng của môi trường, không có các thông tin về điều kiện chiếu sáng. Sự phân tích ánh sáng ở vùng nước sâu cũng chỉ phụ thuộc vào các đặc trưng sơ cấp của môi trường mà không phụ thuộc vào điều kiện chiếu sáng. Phổ bức xạ ở đây rất hẹp chỉ có vùng ánh sáng xanh – xanh lục.

### 5.8.2 Vùng dưới bề mặt - vùng Snell

Các đặc điểm cơ bản của cấu trúc trường độ chói ở các lớn bề mặt biển có thể xác định dễ dàng chỉ cần hạn chế trong các quan trắc ở điều kiện thời tiết tốt. Trên hình 5.10 thể hiện sự phân bố độ chói ở độ sâu 1.75m, quan trắc thực hiện khi bầu trời trong, biển lặng, góc khúc xạ của mặt trời là  $22^\circ$ .

Phân bố độ chói của ánh sáng hướng lên được thể hiện ở phần dưới của đường cong trên hình 5.10. Độ chói biến đổi hướng ngang ngược với hướng mặt trời ( $90^\circ$ ) qua thiên đỉnh ( $180^\circ$ ) và tới hướng xuôi mặt trời ( $90^\circ$ ). Cực tiểu của độ chói nằm ở điểm ngược sáng mặt trời.

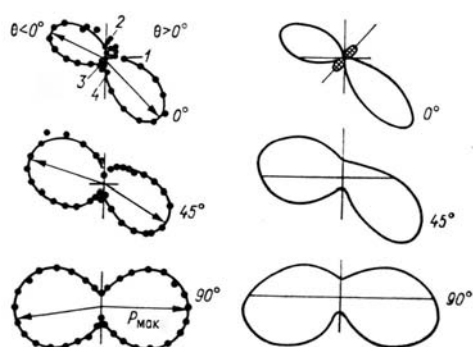


Hình 5.10 Phân bố độ chói  $B(\theta)$  ánh sáng mặt trời ở độ sâu nhỏ

Nghiên cứu trường độ chói, hiện tượng phân cực trong trường hợp này rất thú vị vì trong chế độ nước sâu, các đặc trưng này không phụ thuộc vào điều kiện chiếu sáng, nó chỉ mang các thông tin về tính chất của môi trường.

Hiện tượng phân cực ánh sáng trong biển xuất hiện khi dòng bức xạ mặt trời bị khúc xạ trên bề mặt do ánh sáng từ bầu trời phân cực và do hiện tượng tán xạ.

Bức tranh đầy đủ về sự phân bố không gian của hiện tượng phân cực ánh sáng song song p trong biển đã được V.A. Timopheva đưa ra khi nghiên cứu dung dịch sữa (bên trái) và nước biển Đen (bên phải), các số liệu thu được liên quan tới các mặt phẳng đứng khác nhau xác định bởi các góc phương vị  $\varphi$ .



Hình 5.10 Phân bố không gian độ phân cực của ánh sáng mặt trời

Trong mặt phẳng đi qua chùm tia tới ( $\varphi = 0$ ) có 4 điểm trung hoà tương đương với bức tranh phân cực của bầu trời đã được nghiên cứu kỹ (các điểm trung hoà được ký hiệu 1 : 4). Ta thấy không có vòng tròn đối xứng xung quanh hướng mặt trời. Bức tranh này được khẳng định bằng các số liệu đo đạc  $\rho(\theta)$  ở các độ sâu z trong các vùng biển khác.

## 5.9 MÀU CỦA BIỂN

Ta thấy rằng màu của các biển khác nhau hoàn toàn không giống nhau. Hiện tượng này đã dẫn tới ý định sử dụng màu khả kiến của nước biển như là một đặc trưng hải dương.

Để xác định màu của biển, cuối thế kỷ trước đã có 1 bảng đặc biệt so màu (Forel - Uha) – tập hợp các ống nghiệm chứa nước màu. Xác định màu của biển bằng cách quan sát chọn ra ống nghiệm chứa dung dịch có màu gần với màu biển. Màu biển được ký hiệu bằng số liệu tương ứng của ống nghiệm.

Màu khả kiến của biển không những thay đổi từ vùng này tới vùng khác mà còn phụ

thuộc vào các điều kiện chiếu sáng và cả góc quan trắc.

Điều này đã làm phức tạp thêm ý định chọn lựa chỉ số màu cho các vùng nước khác nhau nhưng do sự giản đơn trong việc quan trắc màu biển nên cho đến nay nó đã được sử dụng rộng rãi như là một đặc trưng hải dương học.

Để giảm thiểu sự ảnh hưởng của góc quan trắc và các điều kiện khí tượng thủy văn, phương pháp quan trắc đã được chuẩn hoá.

Như chúng ta đã biết mỗi tông màu bất kỳ đều có thể nhận được bằng cách trộn theo tỷ lệ khác nhau của 3 màu cơ bản đỏ – xanh lục – xanh tím (RGB). Chùm tia sáng đi vào mắt gây ra ở các tế bào cảm quang của mắt các phản ứng phụ thuộc vào thành phần phổ của chùm tia sáng tới.

Nếu loại bỏ các dạng điều kiện dị thường (TD : kích thích quá nhỏ của vật v.v..) cảm giác màu của mắt người có thể đánh giá một cách định lượng bằng các tọa độ màu bức xạ x, y, và z. Các tọa độ này xác định theo công thức.

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}; \quad y = \frac{Y}{X + Y + Z}; \quad z = \frac{Z}{X + Y + Z}; \quad (5.27)$$

Các đại lượng X, Y, Z được tính qua mật độ phổ của dòng bức xạ E ( $\lambda$ ), đi tới mắt người quan sát theo công thức :

$$X = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda$$

$$Y = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda$$

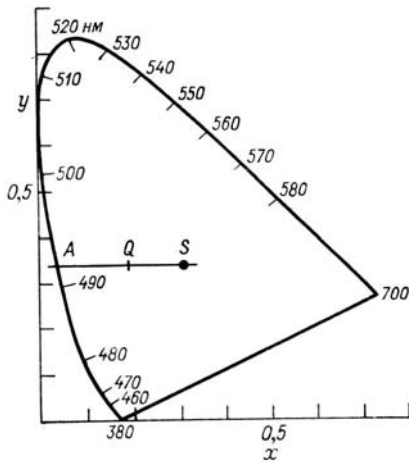
$$Z = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda$$

Với :  $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$  – tọa độ riêng của các màu.

Giới hạn của tích phân  $\lambda_1$  và  $\lambda_2$  là biên giới của ánh sáng khả kiến và bằng 380 và 780nm. Do  $x + y + z = 1$  nên để xác định vị trí của màu bất kỳ chỉ cần biết 2 tọa độ (TD : x và y).

Tính các tọa độ x và y của các bức xạ đơn sắc khả kiến và sắp đặt lần lượt từ 380 đến 780nm trên mặt phẳng (x,y), chúng sẽ tạo thành 1 đường cong gọi là giản độ màu. Nếu ta nối các điểm cận ở cuối phổ tím và đỏ, nhận được một hình khép kín chứa đựng tập hợp của tất cả các màu thực.

Bên cạnh phương pháp xác định các tọa độ  $x$  và  $y$ , còn có phương pháp khác xác định màu, dựa trên quan niệm ánh sáng trắng: có thể coi một màu bất kỳ là sự pha trộn của màu trắng tạo nên bởi tập hợp ba màu cơ bản  $E(\lambda) = \text{const}$ , tọa độ của nó ( $x = y = z = 1/3$ ). Trên giản đồ màu nó được thể hiện là điểm  $S$  ( $x = y = 1/3$ ).



Hình 5.11 Giản đồ màu

Vị trí của điểm  $Q$  bất kỳ trên mặt phẳng sẽ xác định điểm  $A$ , giao điểm của màu trắng  $S$  đối với bức xạ đơn sắc điểm  $Q$  trùng với điểm  $A$ . Trong trường hợp này  $P = 100\%$ .

*Lý thuyết về màu sắc:* Khi biết thành phần phổ của bức xạ đo được từ biển, khi sử dụng hệ thống đo màu  $X, Y, Z$  ta xác định các tọa độ  $(x, y)$ , màu của bức xạ và độ chuẩn màu  $P$ .

Độ chói tổng hợp của biển : là tổng độ chói của ánh sáng phản xạ  $B_r$  và ánh sáng tán xạ trong nước biển  $B_d$

$$B = B_r + B_d \quad (5.28)$$

Tỷ lệ giữa các độ chói  $B_r$  và  $B_d$  phụ thuộc vào góc quan trắc  $(\theta, \varphi)$ , độ cao mặt trời và điều kiện khí tượng. Hệ số tán xạ và hấp thụ ánh sáng của nước biển biến đổi phụ thuộc vào các yếu tố này. TD: khi quan trắc thẳng từ trên cao xuống, biển có màu xanh do giảm thành phần phản xạ (trắng), tăng phần ánh sáng đi ra từ biển (xanh), khi góc quan sát nhỏ phần ánh sáng phản xạ chiếm ưu thế so với phần ánh sáng đi ra từ biển, do đó màu của biển sẽ nhạt đi và lẫn vào màu bầu trời, sóng bề mặt làm giảm thành phần ánh sáng phản xạ.

Sự biến đổi màu của các biển và đại dương khác nhau gây ra do sự biến đổi thành phần phổ của chùm tia đi ra từ biển.

Hệ số chói của lớn nước biển xác định bằng biểu thức

$$\rho(\lambda) = \frac{\sigma(180^\circ)}{2\chi} \quad (5.29)$$

Như vậy, hệ số chói  $\rho(\lambda)$  ở mỗi vùng phụ thuộc vào tính chất quang học riêng của nước  $\chi$  và  $\sigma(180^\circ)$ .

Trong vùng bước sóng ngắn các đường cong của các vùng khác nhau, rất khác nhau do ảnh hưởng của hệ số hấp thụ và điều đó sẽ dẫn tới sự khác nhau về màu của biển. Trong thời tiết nhiều mây, bức xạ đi ra từ biển rất nhỏ so với ánh sáng phản xạ đi tới từ các đám mây do đó biển có màu xám.



## Chương 6 ÂM HỌC BIỂN

### 6.1 SÓNG ÂM VÀ MỐI LIÊN HỆ GIỮA THÔNG SỐ CỦA CHÚNG VỚI CÁC ĐẶC TRƯNG CỦA MÔI TRƯỜNG ĐÀN HỒI

Chúng ta biết rằng dưới tác dụng của các lực, trong bất kỳ môi trường nào có trọng lượng, đàn hồi đều có thể gây ra các dao động. Trong các môi trường đàn hồi liên tục bao gồm cả nước biển, tinh đàn hồi và quán tính tạo ra lực tương hỗ đàn hồi giữa các hạt của môi trường và lực quán tính khối lượng của chúng.

Trong các môi trường này với các đặc trưng xác định trước có thể gây ra các dao động nén, giãn lan truyền với vận tốc xác định. Quá trình lan truyền nối tiếp các dao động từ phần này của môi trường đến phần khác gọi là sóng âm. Tốc độ dao động các hạt của môi trường đàn hồi gần vị trí cân bằng của chúng gọi là vận tốc dao động, vận tốc truyền trạng thái dao động trong môi trường là vận tốc lan truyền sóng âm.

Trong chất lỏng và chất khí chỉ đặc trưng bởi đàn hồi thể tích có thể xuất hiện và lan truyền sóng âm dọc, trong dạng sóng âm này hướng dao động của các hạt môi trường trùng với hướng lan truyền sóng.

Trong vật cứng có sự đàn hồi chuyển vị, ngoài sóng dọc còn sinh ra các sóng ngang (dịch chuyển của các hạt từ vị trí cân bằng vuông góc với hướng truyền sóng), sóng biển điệu và sóng bề mặt.

Khoảng cách trên hướng lan truyền sóng giữa hai điểm gần nhất khi nén, giãn cực đại hoặc giữa hai điểm gần nhất có cùng pha dao động là độ dài của bước sóng. Tương quan giữa độ dài bước sóng  $\lambda$ , vận tốc sóng âm  $c$  và tần số dao động xác định bằng biểu thức:

$$\lambda = c / f \quad (6.1)$$

Các sóng âm theo tần số dao động có thể phân loại ra: sóng hạ âm, tiếng động, siêu âm và sóng siêu cao.

Sóng hạ âm là các dao động với tần số từ 16 - 20 Hz và thấp hơn.

Tiếng động là các dao động với tần số từ 16 - 20 Hz đến 16 - 20 KHz.

Siêu âm là các dao động với tần số từ 16 - 20 KHz tới  $10^6$  KHz.

Sóng siêu cao là các dao động với tần số lớn hơn  $10^6$  KHz.

Chúng ta xem xét mối tương quan giữa các tính chất đặc trưng của môi trường đàn hồi với các đặc trưng của sóng âm. Ký hiệu thể tích của một phần tử chất lỏng hoặc chất khí là  $\Delta V$ , mật độ là  $\rho$ , và áp suất tĩnh tác dụng lên phần tử này trước khi có tác động của sóng âm là  $P_0$ .

Ngoại lực tác dụng từ bên ngoài sẽ gây ra sự dịch chuyển các hạt phân tử của môi trường làm biến đổi thể tích, mật độ và áp suất đến các giá trị  $\Delta V$  và  $p$ . Sự biến đổi tương đối của các đại lượng sẽ là:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{\Delta p}{p_0} \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -k^2 \xi \quad (6.3)$$

Các đại lượng  $\xi, \eta$  có thể mang dấu dương hoặc âm.

Đối với các biến động nhỏ, khi  $\xi \ll \lambda$  và  $\eta \ll \lambda$  theo định luật bảo toàn khối lượng ( $\rho_0 \xi + \rho \eta = \rho_0 \xi_0$ ) ta có:

$$\rho \eta = -\rho_0 \xi$$

Từ biểu thức (6.4) chúng ta thấy đối với các biến động nhỏ, giá trị nén và giãn bằng nhau nhưng ngược dấu.

Sự biến đổi mật độ của thể tích nguyên tố môi trường sẽ dẫn tới sự biến đổi áp suất, áp suất tức thời sẽ là tổng của áp suất tĩnh và áp suất động lực dư

$$P = P_0 + p$$

áp suất động lực dư này được gọi là âm áp (áp lực sinh ra do sóng âm). Chúng ta chỉ giới hạn trong việc xem xét các quá trình mà ở đó âm áp nhỏ hơn áp suất tĩnh nhiều lần ( $p \ll P_0$ ) hay sóng âm biên độ nhỏ.

Trong trường hợp khi  $p \gg P_0$  sẽ là đối tượng trong âm học phi tuyến.

Trong trường hợp cơ bản, theo phương trình trạng thái, áp suất trong chất lỏng và chất khí là hàm số của mật độ và nhiệt độ. Nhưng trong sóng âm hiện tượng nén giãn xảy ra xen kẽ nhau nhanh tới mức việc truyền nhiệt giữa các vùng này trong một chu kỳ dao động không xảy ra và quá trình lan truyền sóng âm là quá trình đẳng áp. Trong trường hợp này áp suất  $p$  chỉ là hàm của mật độ

$$p = f(\rho)$$

Phân tích (6.5) vào dãy Taylor. Đối với trường hợp dao động với biên độ nhỏ ( $\xi \ll \lambda$ ), có thể loại bỏ một số đại lượng ta có:

$$p = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0 \rho + \dots \quad (6.6)$$

Vậy áp suất dư có thể biểu diễn bằng công thức sau:

$$p = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0 \rho \quad (6.7)$$

Theo định luật Gue, khi các biến động nhỏ, áp suất gây ra các biến động đó tỷ lệ trực tiếp với độ lớn của nó

$$p = \rho_0 c^2 \xi \quad (6.8)$$

Với:  $\rho_0$  mô đun của tính đàn hồi thể tích, đại lượng nghịch đảo của  $\rho_0$  là hệ số nén. Mô đun đàn hồi cũng như âm áp trong hệ đơn vị SI có đơn vị là Pascal (Pa, 1 Pa = 1 N/m<sup>2</sup> = 10 din/cm<sup>2</sup>).

Từ các biểu thức (5.7) và (5.8) ta có

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \rho_0 c^2 \xi \quad (6.9)$$

Với  $c^2 = \rho_0 p / \rho_0^2$  là đại lượng không đổi đối với mỗi môi trường và là vận tốc lan truyền của sóng âm. Do đó vận tốc lan truyền sóng âm trong chất lỏng và chất khí được xác định bằng các đặc trưng đàn hồi, mật độ, mô đun đàn hồi thể tích và độ nén đẳng áp  $K_p$  của môi trường:

$$c = \sqrt{\frac{\chi}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{1}{K_p \rho_0}} \quad (6.10)$$

Vận tốc sóng âm trong nước biển phụ thuộc vào nhiệt độ, độ muối và áp suất thủy tĩnh. Các đại lượng  $K_p$ ,  $\chi$  xác định giá trị của vận tốc sóng âm  $c$ .

Vận tốc sóng dọc và sóng ngang trong môi trường cứng (đáy biển) phụ thuộc vào các đặc tính cơ học. Vận tốc lan truyền các loại sóng này được xác định bằng công thức sau:

$$c_l = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1-\nu)(1-2\nu)}} \quad (6.11)$$

$$c_t = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (6.12)$$

Với:  $c_l, c_t$  - vận tốc lan truyền của sóng dọc và sóng ngang.

$E, G$  - mô đun đàn hồi và mô đun dịch chuyển

- hệ số Poisson.

## 6.2 PHƯƠNG TRÌNH SÓNG

Chúng ta xem xét các phương trình vi phân cơ bản trong đó có các đại lượng biến đổi xác định quy luật lan truyền sóng âm trong nước biển. Các phương trình này là phương trình thủy động lực, phương trình chuyển động và phương trình liên tục của môi trường.

Phương trình chuyển động trong hệ tọa độ Đề các có dạng sau:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial u}{\partial y} v + \frac{\partial u}{\partial z} w &= F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} u + \frac{\partial v}{\partial y} v + \frac{\partial v}{\partial z} w &= F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \quad (6.13)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial x} u + \frac{\partial w}{\partial y} v + \frac{\partial w}{\partial z} w = F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

Với  $u, v, w$  - các vận tốc thành phần của các phân tử môi trường.

$F_x, F_y, F_z$  - các thành phần ngoại lực ổn định.

Đối với môi trường sóng âm có thể coi rằng các vận tốc thành phần và đạo hàm riêng của chúng có giá trị nhỏ. Bỏ qua các giá trị của các đạo hàm riêng trong (6.13), chúng ta xem xét quá trình lan truyền của các dao động trong quá trình truyền áp suất của một số phần của môi trường cho một số khác (nghĩa là không có ngoại lực tác dụng trực tiếp). Ta sẽ có hệ phương trình vi phân tuyến tính thỏa mãn đối với trường sóng âm:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} &= - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} &= - \frac{\partial p}{\partial y} \\ \rho \frac{\partial w}{\partial t} &= - \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \quad (6.14)$$

thể hiện dưới dạng véc tơ sẽ là:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p \quad (6.15)$$

Nếu trong phương trình (6.15) ta biểu diễn mật độ qua độ nén (6.3), lấy đạo hàm riêng và bỏ qua các đại lượng nhỏ bậc hai ta nhận được phương trình sau:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} + \text{div } \mathbf{V} = 0 \quad (6.16)$$

Khi tính tới (6.3) và (6.8) phương trình (6.16) sẽ có dạng:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \chi \text{div } \mathbf{V} = 0 \quad (6.17)$$

Phương trình (6.14) và (6.17) có thể dùng để mô tả một cách đầy đủ quá trình sóng âm. Dưới dạng đơn giản hơn ta có thể sử dụng một hàm riêng gọi là hiệu vận tốc bằng việc lấy tích phân phương trình (6.14) sẽ có:

$$\begin{aligned} u &= -\int_0^t \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} dt + u_0 \\ v &= -\int_0^t \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} dt + v_0 \\ w &= -\int_0^t \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} dt + w_0 \end{aligned} \quad (6.18)$$

Với  $u_0, v_0, w_0$  - các vận tốc dao động thành phần của điểm có tọa độ  $(x, y, z)$  tại thời điểm ban đầu  $t = 0$ .

Giả sử  $u_0, v_0, w_0$  là các đại lượng tự do (với dấu -) theo các trục tọa độ của một hàm ngẫu nhiên đơn dấu  $\Phi_0(x, y, z)$ :

$$u_0 = \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \quad ; \quad v_0 = \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \quad ; \quad w_0 = \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \quad (6.19)$$

Biểu thức (6.19) cho ta thấy trong chuyển động của chất lỏng lý tưởng

$$\text{rot } \mathbf{V} \Big|_{t=0} = 0$$

Hàm  $\Phi_0$  có thể biểu diễn dưới dạng sau:

$$\Phi_0(x, y, z) = \int \left( \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} dx + \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} dy + \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} dz \right)$$

Từ biểu thức (6.19) có thể viết thành

$$u = -\frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^t \left( \frac{p}{\rho} \right) dt + \Phi_0 \right]$$

$$v = -\frac{\partial}{\partial y} \left[ \int_0^t \left( \frac{p}{\rho} \right) dt + \Phi_0 \right]$$

$$w = -\frac{\partial}{\partial z} \left[ \int_0^t \left( \frac{p}{\rho} \right) dt + \Phi_0 \right]$$

Ta ký hiệu:

$$\left[ \int_0^t \left( \frac{p}{\rho} \right) dt + \Phi_0 \right] = \Phi(x, y, z) \quad (6.20)$$

Do đó:

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}; \quad v = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}; \quad w = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}; \quad (6.21)$$

Hàm  $\Phi(x, y, z)$  gọi là thế vận tốc.

Giả sử trong thời điểm ban đầu thế vận tốc bằng không và biên độ của các dao động sóng âm nhỏ ( $\rho \sim \rho_0$ ) ta có:

$$\Phi = \frac{1}{\rho_0} \int_0^t p dt \quad (6.22)$$

Lấy vi phân (6.22) theo thời gian, ta nhận được biểu thức liên hệ giữa âm áp và thế vận tốc

$$p = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (6.23)$$

Nếu trong (6.17) đạo hàm riêng của  $p$  theo  $t$  thay thế theo (6.23) qua giá trị  $\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}$  và đạo hàm riêng của vận tốc theo  $x, y, z$  được thay bằng đạo hàm bậc 2 của  $\Phi$  theo (6.21) ta có:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{\rho}{\chi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (6.24)$$

và thỏa mãn (6.10)

$$c^2 \nabla^2 \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (6.25)$$

Với:  $\nabla^2$  - toán tử Laplas

Phương trình (6.25) gọi là phương trình sóng. Nếu lấy đạo hàm riêng theo t của  $\Phi$  trong phương trình (6.25) và tính tới (6.23) ta có phương trình sóng dưới dạng khác:

$$c^2 \nabla^2 p = \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (6.26)$$

Trong quá trình tìm phương trình sóng ta đã sử dụng một số giả thiết:

Độ nhớt trong môi trường bằng không.

Trong phương trình chuyển động không tính tới sự biến đổi theo thời gian của lực thể tích, ngoại lực biến đổi, chuyển động không xoáy.

Biến động của môi trường nhỏ, môi trường đồng nhất.

Các phương trình sóng đã mô tả các tính chất cơ bản của sóng âm khá chính xác, điều đó khẳng định sự đúng đắn của các giả thuyết nêu ở trên.

## 6.3 CÁC DẠNG SÓNG ÂM

### 6.3.1 Các sóng phẳng

Chúng ta xem xét trường hợp khi quá trình sóng lan truyền vào một hướng nào đó và đặc tính của sóng âm chỉ phụ thuộc vào tọa độ x. Trường sóng âm sẽ được mô tả bằng phương trình:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \quad (6.27)$$

suy ra từ (6.25) trong điều kiện

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0$$

Tìm nghiệm của (6.27), ta đưa thêm một số biến mới

$$\eta = x - ct; \quad \theta = x + ct \quad (6.28)$$

Đạo hàm riêng của thể vận tốc theo các biến mới sẽ là

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} + 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta \partial \theta} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= -c \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + c \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} &= c^2 \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} - 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta \partial \theta} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \right) \end{aligned}$$

Thay thế vào (6.27) ta có

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta \partial \theta} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (6.29)$$

Từ (6.29) thấy rằng  $\partial \Phi / \partial \theta$  không phụ thuộc vào  $\eta$  và có thể là hàm số bất kỳ của  $\theta$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = f(\theta) \quad (6.30)$$

Tích phân (6.30) theo  $\theta$  ta có:

$$\Phi = \int f(\theta) d\theta + c = f_1(\theta) + f_2(\eta) \quad (6.31)$$

Coi  $c$  là hàm bất kỳ của  $\eta$

Quay trở lại các biến ban đầu, tìm tích phân của phương trình sóng (6.27)

$$\Phi = f_1(x - ct) + f_2(x + ct) \quad (6.32)$$

Nghiệm này của phương trình sẽ đúng cho âm áp, vận tốc và độ nén. Dạng của hàm  $f_1$  và  $f_2$  xác định dạng của các xung động ban đầu và các đối số của chúng không thay đổi độ lớn khi thay thế  $x$  thành  $x + \Delta x$  (đối với  $f_1$ ) và  $x - \Delta x$  (đối với  $f_2$ ) và  $t$  thành  $t + \Delta t$  với điều kiện  $\Delta t = \Delta x/c$ .

Do đó:

$$x - ct = x + \Delta x - c(t + \Delta t) = x + \Delta x - ct - c \frac{\Delta x}{c} = x - ct$$

Suy ra, hàm số  $f_1(x - ct)$  là dạng sóng, lan truyền theo hướng dương của trục  $x$  và đại lượng  $c$  là tốc độ lan truyền các nhiễu động - vận tốc của sóng âm. Hàm số  $f_2(x + \Delta x)$  - là sóng truyền theo hướng ngược lại.

Do giá trị của thể vận tốc tại thời điểm cho trước ở điểm bất kỳ của mặt phẳng, vuông góc với trục  $x$  không biến đổi, nên mặt phẳng này gọi là bề mặt sóng và sóng được mô tả bằng phương trình (6.27) gọi là sóng phẳng.

Trường sóng phẳng có thể tạo ra bởi các pít tông sinh dao động phẳng. Trong môi trường không bị giới hạn, mặt phẳng cần có kích thước vô cùng lớn, do đó trên thực tế trường sóng phẳng có thể tạo ra trong môi trường có giới hạn. Thí dụ: trong các ống có thành cứng. Trong đại dương ở khoảng cách xa nguồn nhiễu động, có thể phân tách ra một vùng mà trong đó có thể coi sóng âm là sóng phẳng.

Nếu trường các sóng âm phẳng tạo ra từ nguồn phát các dao động điều hoà thì thể vận tốc có thể biểu diễn dưới dạng:

$$\Phi = A e^{j(\omega t - kx)} \quad (6.33)$$

Với  $A$  - biên độ sóng âm

$k = \omega/c$  - số sóng

Giá trị hiệu dụng của âm áp đối với sóng phẳng điều hoà có thể nhận được từ công thức:

$$p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial x} = j\omega A e^{j(\omega t - kx)} = j\omega \rho \Phi \quad (6.34)$$

và giá trị hiệu dụng của vận tốc dao động từ công thức (6.21):

$$u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = jk A e^{j(\omega t - kx)} = jk \Phi \quad (6.35)$$

Giá trị hiệu dụng là giá trị căn bậc hai của các đại lượng (áp suất, vận tốc...) trong bán chu kỳ dao động.

Biểu thức (6.34) và (6.35) minh chứng rằng trong sóng phẳng, vận tốc dao động và âm áp đồng pha. Từ các biểu thức này có thể tìm ra các mối quan hệ đơn giản giữa vận tốc dao động và âm áp

$$p = \rho c u \quad (6.36)$$

Đại lượng  $R = \rho c$  là sức cản sóng của môi trường, đại lượng nghịch đảo của nó sẽ là độ dẫn sóng của môi trường.

### 6.3.2 Sóng cầu

Sóng cầu chính tắc hay sóng cầu đối xứng là các sóng có thể vận tốc là hàm số của hai biến số độc lập - khoảng cách từ trung tâm sóng  $r$  và thời gian  $t$ . Nguồn lý tưởng của sóng cầu là các hình cầu thay đổi thể tích theo chu kỳ, kích thước không đáng kể so với bước sóng. Khoảng cách  $r$  trong hệ tọa độ cầu liên hệ với các tọa độ  $x, y, z$  bằng các phương trình sau:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (6.37)$$

Khi sử dụng những phương trình này, biểu diễn các phương trình đạo hàm riêng (6.24) qua đạo hàm riêng của thế vận tốc  $\Phi$  theo khoảng cách  $r$ .

Lấy đạo hàm của (6.37) theo  $x, y$  và  $z$  ta có:

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r} ; \frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r} ; \frac{\partial r}{\partial z} = \frac{z}{r} ; \quad (6.38)$$

Sau đó ta có

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \frac{\partial \Phi}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial r} \frac{x}{r} \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \frac{x}{r} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{x}{r} \right) = \\ &= \frac{x^2}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{r^2 - x^2}{r^3} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \end{aligned} \quad (6.39)$$

Tương tự ta có



$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = \frac{y^2}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{r^2 - y^2}{r^3} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (6.40)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{z^2}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{r^2 - z^2}{r^3} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (6.41)$$

Gộp về phải của (6.39), (6.40) và (6.41) ta có

$$\nabla^2 \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r\Phi)}{\partial r^2} \quad (6.42)$$

Suy ra, phương trình sóng có thể biểu diễn ở dạng sau

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \Phi = \frac{c^2}{r} \frac{\partial^2 (r\Phi)}{\partial r^2} \quad (6.43)$$

Phương trình (6.43) trong mối liên hệ với đại lượng  $r\Phi$  là phương trình sóng một chiều và nghiệm của nó so với  $r\Phi$  phải trùng hợp theo dạng với nghiệm của phương trình sóng đối với sóng phẳng, nghĩa là:

$$r\Phi = f_1 \left( t - \frac{r}{c} \right) + f_2 \left( t + \frac{r}{c} \right) \quad (6.44)$$

Nghiệm tổng hợp của phương trình sóng là tập hợp sóng tiến đi ra từ trung tâm với có thể vận tốc :

$$\Phi_1 = \frac{1}{r} f_1 \left( t - \frac{r}{c} \right)$$

và sóng lùi đi vào trung tâm với thể vận tốc:

$$\Phi_2 = \frac{1}{r} f_2 \left( t - \frac{r}{c} \right)$$

Khác với nghiệm của sóng phẳng, thể vận tốc trong sóng cầu đối xứng đi ra giảm nghịch đảo với khoảng cách  $r$ . Do bề mặt sóng là mặt cầu đường kính  $r = ct$  ( $c$  - vận tốc sóng âm) do đó thể vận tốc trong sóng tiến đi ra sẽ mở rộng front sóng.

Trong thực tiễn thường chỉ gặp sóng cầu tiến đi ra từ đầu phát, sự cần thiết tính đến sóng lùi chỉ xuất hiện trong một số ít trường hợp, thí dụ: khi nghiên cứu phản xạ sóng âm từ biên của các dụng cụ hình cầu với nguồn phát hình cầu ở trung tâm.

Đối với sóng cầu điều hòa tiến, thể vận tốc có thể viết dưới dạng:

$$\Phi = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (6.45)$$

Với:  $A$  - hằng số phụ thuộc vào tham số của nguồn phát.

Khi lấy đạo hàm (6.45) chúng ta tìm được biểu thức đối với âm áp và vận tốc dao động cực:

$$p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{j\omega \rho A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (6.46)$$

$$u_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \left( \frac{1 + jkr}{r^2} \right) A e^{j(\omega t - kr)} \quad (6.47)$$

Từ (6.46) và (6.47) ta sẽ có

$$u_r = \frac{(1 + jkr) p}{r j \omega \rho} = \frac{p}{\rho c k r} (kr - j) = \frac{p}{\rho c} \frac{\sqrt{1 + k^2 r^2}}{kr} x$$

$$x \left( \frac{kr}{\sqrt{1 + k^2 r^2}} - j \frac{1}{\sqrt{1 + k^2 r^2}} \right) = \frac{p e^{-j\omega}}{\rho c \cos \varphi} \quad (6.48)$$

$$\text{với } \cos \varphi = \frac{kr}{\sqrt{1 + k^2 r^2}}; \quad \sin \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + k^2 r^2}}; \quad \text{tg} \varphi = \frac{1}{kr}$$

Từ (6.48) ta thấy rằng vận tốc dao động lệch pha với âm áp một góc bằng  $\varphi$ , là hàm số  $k$  và khoảng cách  $r$  còn âm áp là một đại lượng phức.

Ở xa vùng phát sóng (khi  $kr \gg 1$ )  $\cos \varphi \rightarrow 1$  và  $\sin \varphi \rightarrow 0$ , sóng cầu sẽ có tính chất của sóng phẳng chỉ có âm áp và vận tốc dao động biến đổi nghịch đảo với  $r$ . Trong vùng gần điểm phát sóng  $kr \ll 1$ ,  $\cos \varphi \rightarrow kr$ ,  $\sin \varphi \rightarrow 1$ ,  $\varphi \rightarrow \pi/2$ , vận tốc dao động lệch pha so với áp suất một đại lượng =  $90^\circ$ .

$$u_2 = \frac{p e^{-j\frac{\pi}{2}}}{\rho c k r}$$

Âm áp do sóng cầu sinh ra tỉ lệ nghịch với  $r$  còn vận tốc dao động tỉ lệ nghịch với  $r^2$ .

### 6.3.3 Sóng trụ

Chúng ta xem xét trường hợp khi thể vận tốc  $\Phi$  chỉ phụ thuộc vào khoảng cách  $r$  từ trục  $Z$  trong một hệ thống trụ và thời gian  $t$ . Với các điều kiện tương tự như trong trường hợp nghiên cứu sóng bức xạ bởi hình trụ có trục kéo dài vô tận.

Chập trục  $Z$  của hệ tọa độ Đề các với trục của hình trụ và coi  $\Phi$  không phụ thuộc vào  $Z$  có thể viết toán tử Laplas dưới dạng:

$$\nabla^2 \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2}$$

Nếu  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  và biểu diễn các đạo hàm riêng của  $\Phi$  qua  $r$ , tương tự như trong trường hợp sóng cầu ta có phương trình sóng đối xứng trong tọa độ trụ:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \quad (6.49)$$

Nghiệm của phương trình này biểu diễn qua hàm Bessel hoặc Hankel là tập hợp của các sóng trụ tiến và lùi.

Trên khoảng cách  $r$  khá lớn, khi thay thế hàm Hankel bằng các biểu thức tương tự ta có thể nhận được công thức cho sóng trụ điều hoà thẳng

$$\Phi = \frac{1}{2} A \sqrt{\frac{2}{\pi k}} \frac{e^{-j(kr - \omega t)}}{\sqrt{r}} \quad (6.50)$$

Từ (6.50) ta thấy rằng biên độ của sóng trụ đối xứng ở vùng xa sẽ giảm tỉ lệ nghịch với  $\sqrt{r}$ , âm áp và vận tốc cũng biến đổi theo quy luật này.

Khi phân tích nghiệm của của phương trình sóng đối với các dạng sóng đơn giản, môi trường có thể coi là đồng nhất, vô hạn và không hấp thụ năng lượng của sóng âm khi chúng lan truyền.

Trong biển và đại dương những điều kiện tương tự hầu như không tồn tại, mức độ xấp xỉ trong từng điều kiện riêng biệt phụ thuộc vào sự tương quan giữa độ dài bước sóng của các dao động bức xạ, kích thước của nguồn phát, khoảng cách từ nguồn phát đến vùng khảo sát, độ sâu nơi đặt nguồn phát... Trong một số trường hợp khi độ dài bước sóng lớn hơn kích thước của nguồn phát, bề mặt nước và đáy nằm khá xa, bề mặt sóng sẽ là sóng cầu. Trên thực tế không tồn tại sóng phẳng, tuy nhiên trên một khoảng cách khá xa từ nguồn phát có thể tách ra một mặt phẳng vô cùng nhỏ mà ở đó sóng có tính chất của sóng phẳng.

Ngoài ra cũng cần phải lưu ý rằng khi chuyển hệ phương trình phi tuyến thủy động lực và phương trình trạng thái thành phương trình tuyến tính của sóng âm, chúng ta loại bỏ một số thành phần chứa các đại lượng bậc hai và tích của các đại lượng bậc nhất (áp suất, vận tốc, độ nén). Sai số trong nghiệm càng nhỏ khi số Mach =  $v/c$  càng nhỏ và biên độ âm áp càng nhỏ. Tuy nhiên cả khi  $M$  nhỏ, sai số vẫn tích lũy và sóng âm khi lan truyền vẫn sai lệch so với sóng của nghiệm phương trình tuyến tính, khi tạo sóng tiến có biên độ giới hạn vận tốc lan truyền xung động phụ thuộc vào áp suất, vận tốc càng lớn áp suất càng lớn, nên khi quá trình xảy ra càng dài thì sai lệch so với nghiệm phương trình của sóng âm tuyến tính càng lớn.

## 6.4 NHỮNG ĐẶC TRƯNG NĂNG LƯỢNG CỦA SÓNG ÂM

Năng lượng của trường sóng âm bao gồm động năng của các hạt dao động, thế năng của các biến động đàn hồi. Chúng ta xác định mật độ của năng lượng âm (năng lượng trong một

đơn vị thể tích) trong sóng so với trạng thái không nhiễu động.

Mật độ động năng của một thể tích nguyên tố môi trường trong sóng

$$E_k = \frac{1}{2} \rho_0 u^2 \quad (6.51)$$

Với:  $u$  - vận tốc dao động.

Thế năng của thể tích nguyên tố sẽ là công cần phải thực hiện để tay đổi thể tích nguyên tố này từ  $v_0$  đến  $v$  dưới tác dụng của áp dư. Theo (6.4), sự biến đổi của thể tích gây ra sự biến đổi vô cùng nhỏ của mật độ từ  $\Delta\rho$  đến  $\Delta\rho + d\Delta\rho$ , theo phép xấp xỉ bậc nhất sẽ là  $v_0 d\Delta\rho$  và công sinh ra sẽ là  $- \beta v_0 d\Delta\rho$ . Tính công sinh ra khi thể tích biến đổi từ  $v_0$  đến  $v$  theo (6.8) bằng cách lấy tích phân của

$$p v_0 d\Delta\rho = \chi v_0 \Delta\rho d\Delta\rho$$

$$v_0 \chi \int_0^{\Delta\rho} \Delta\rho d\Delta\rho = \frac{1}{2} v_0 \chi \sigma^2 = \frac{v_0 p^2}{2\chi} \quad (6.52)$$

Từ (6.52) ta thấy rằng mật độ thế năng sẽ là:

$$E_{\Pi} = \frac{p^2}{2\rho c^2}$$

và mật độ năng lượng tổng cộng trong sóng

$$E = E_k + E_{\Pi} = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho c^2} \quad (6.53)$$

Do trong sóng phẳng  $p = \pm \rho c u$  nên tại một điểm bất kỳ và thời điểm bất kỳ mật độ năng lượng âm sẽ là:

$$E = \rho u^2 = \frac{p^2}{\rho c^2} \quad (6.54)$$

Cường độ âm là độ lớn của năng lượng âm truyền trong một đơn vị thời gian qua một đơn vị diện tích vuông góc với hướng truyền sóng.

Do năng lượng sóng âm lan truyền với tốc độ sóng âm nên biểu thức đối với cường độ sóng âm trong sóng âm phẳng đứng sẽ là tích của (6.54) với  $c$ :

$$I = E \cdot c = \frac{p^2}{\rho c} \quad (6.55)$$

với:  $I$  - cường độ sóng âm.

Thứ nguyên của cường độ sóng âm trong hệ SI -  $W/m^2$ ; trong hệ SGS -  $eri/s.cm^2$ ; hệ số chuyển đổi sẽ là:  $1W/m^2 = 10^3 eri/s.cm^2$

Đại lượng  $I$  là một đại lượng véc tơ và mang tên là véc tơ Umov (tên của nhà vật lý đầu tiên nghiên cứu dòng năng lượng cơ học trong vật thể).

Cường độ âm có thể xác định như là công sinh ra do áp suất tác dụng dịch chuyển theo phương  $X$  trong một đơn vị thời gian. Do đó giá trị tức thời của cường độ có thể viết dưới dạng sau:

$$I_t = p_t \cdot u_t \quad (6.56)$$

với:  $p_t$  và  $u_t$  - là các giá trị tức thời của áp suất và vận tốc dao động.

Đối với sóng phẳng hình sin ta có thể viết:

$$p_t = p_m \sin(\omega t - kx)$$

$$u_t = u_m \sin(\omega t - kx)$$

Ta sẽ nhận được giá trị trung bình của cường độ trong chu kỳ  $\Delta t$ :

$$I = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} I_t dt = \frac{p_m u_m}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \sin^2(\omega t - kx) dt = \frac{p_m u_m}{2} \quad (6.57)$$

Do  $\rho_m/u_m = \omega\rho/u_m = \rho c$ , cường độ của sóng phẳng điều hoà có thể biểu diễn dưới dạng:

$$I = \frac{p_m^2}{2\rho c} = \rho c \frac{u_m^2}{2} \quad (6.58)$$

Thay thế trong (6.58) các giá trị biên độ của áp suất, vận tốc bằng giá trị hiệu dụng  $p_{hd} = p_m/\sqrt{2}$  và  $u_{hd} = u_m/\sqrt{2}$  ta sẽ có:

$$I = \frac{p_{hd}^2}{\rho c} = \rho c u_{hd}^2 \quad (6.59)$$

Như vậy mật độ dòng năng lượng trong sóng phẳng đồng nhất theo không gian và không phụ thuộc vào khoảng cách đến nguồn phát trong môi trường đồng nhất không hấp thụ.

Để xác định cường độ của sóng cầu ta sử dụng công thức (6.56). Theo mục 6.3 trong vùng gần nguồn phát ( $kr \ll 1$ ) vận tốc dao động lệch pha  $\pi/2$  với áp suất, giá trị cường độ trung bình trong khoảng thời gian  $\Delta t$  sẽ bằng không và không bức xạ vào môi trường.

Ở các vùng xa ( $r \gg \lambda$ ) âm áp và vận tốc dao động trùng pha. Đối với các dao động điều hoà:

$$p = \frac{\rho\omega A}{r} \sin(\omega t - kr)$$

$$u_r = \frac{kA}{r} \sin(\omega t - kr)$$

$$I = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} p u_r dt = \frac{\omega\rho k A^2}{2r^2} = \frac{\rho c k^2 A^2}{2r^2} = \rho c u_{hd}^2$$

Như vậy cường độ âm giảm tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách, khi rời xa nguồn phát sóng, sóng cầu đối xứng trong môi trường đồng nhất có công suất phân bố theo bề mặt sóng tiến diện tích tỉ lệ với  $r^2$ .

ở các vùng xa, sóng trụ đối xứng có biên độ, âm áp và vận tốc dao động biến đổi theo pha và giảm tỉ lệ nghịch với  $\sqrt{r}$ . Khi xác định giá trị cường độ trung bình trong một chu kỳ ta sẽ có:

$$I = \rho c \frac{Bk}{\pi r}$$

Từ đây suy ra trong loại sóng này cường độ suy giảm khi rời xa nguồn phát chậm hơn trong trường hợp sóng cầu.

Đại lượng độ sóng âm có ý nghĩa trong nghiên cứu khá rộng, trong khoảng biến đổi này người ta thường dùng tỉ lệ lôgarít.

Ký hiệu  $p$  và  $p_0$  là các giá trị của âm áp và  $I, I_0$  là các cường độ âm tương ứng. Tỉ số giữa các cường độ âm và âm áp có thể biểu diễn dưới dạng:

$$\frac{I}{I_0} = 10 \lg \frac{p}{p_0} = 20 \lg \frac{p}{p_0} \quad (6.60)$$

Đại lượng  $N$ , xác định bằng biểu thức (8.60) gọi là mức cường độ âm hay cường độ âm, đơn vị đo là Đề xi ben (dB). Để đánh giá các đại lượng đo bằng Đề xi ben cần xác định giá trị 0dB, trong âm học chất lỏng mức không của áp suất được chấp nhận tương ứng với áp suất  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa, âm áp này tương ứng với cường độ âm trong không khí  $10^{-12}$  W/m<sup>2</sup>.

Trong âm học người ta sử dụng đơn vị lôgarít khác gọi là Neper, là lôgarít tự nhiên của tỉ số giữa hai đại lượng:

$$\frac{1}{2} \ln \frac{I}{I_0} = \ln \frac{p}{p_0}$$

1 Ne = 8.68 dB.

## 6.5 PHẢN XẠ VÀ KHÚC XẠ SÓNG ÂM

Trong phần 6.3 chúng ta đã xem xét các tính chất của sóng âm lan truyền trong môi trường đồng nhất không giới hạn. Trong môi trường biên, trên đường lan truyền sóng âm thường gặp các vật cản hoặc rơi vào các mặt phân cách giữa nước - đáy, nước - không khí. Nếu sóng âm phẳng rơi vào mặt phân cách phẳng của hai môi trường đồng nhất dưới một góc phẳng thì một phần năng lượng sóng âm phản xạ từ mặt phân cách, một phần đi vào trong môi trường thứ hai. Do tính chất đối xứng các sóng phản xạ và sóng đi qua mặt phân cách cũng là sóng phẳng.

Trên biên phân cách giữa các môi trường, giá trị của âm áp, vận tốc dao động không tồn tại các bước nhảy, vì vậy tại hai điểm gần vô hạn ở hai hướng của mặt phân cách giá trị của âm áp và vận tốc dao động là như nhau.

Ta ký hiệu biên độ áp suất của sóng tới là  $p_1$  và sóng phản xạ là  $p_1'$ , sóng truyền qua  $p_2$ . Các vận tốc dao động tương ứng là  $u_1, u_1'$  và  $u_2$ . Theo điều kiện liên tục của âm áp trên biên ta có:

$$p_1 + p_1' = p_2 \quad (6.61)$$

Tổng vận tốc dao động trên biên phân cách cũng bằng vận tốc dao động của sóng truyền qua

$$u_1 + u_1' = u_2 \quad (6.62)$$

Thay thế vào (6.36) ta có:

$$u_1 = \frac{p_1}{\rho_1 c_1} \quad (6.63)$$

$$u_1' = - \frac{p_1'}{\rho_1 c_1} \quad (6.64)$$

$$u_2 = \frac{p_2}{\rho_2 c_2} \quad (6.65)$$

Với  $\rho_1, \rho_2$  - mật độ của môi trường thứ nhất và thứ hai  
 $c_1, c_2$  - vận tốc lan truyền của sóng âm ở trong các môi trường 1, 2 tương ứng.

Dấu (-) trong (6.64) cho thấy rằng véc tơ vận tốc dao động trong sóng phản xạ trùng với hướng lan truyền sóng phản xạ.

Thay thế (6.63) - (6.65) vào (6.62) và tính đến (6.61) ta có:

$$\frac{p_1}{\rho_1 c_1} - \frac{p_1'}{\rho_1 c_1} = \frac{p_2}{\rho_2 c_2} - \frac{p_2'}{\rho_2 c_2} \quad (6.66)$$

Hệ số phản xạ theo âm áp  $R_p$  có thể xác định như là tỉ số giữa biên độ áp suất trong sóng phản xạ và biên độ áp suất trong sóng tới.

$$R_p = \frac{p_1'}{p_1} = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad (6.67)$$

Theo phương pháp tương tự có thể nhận được biểu thức của hệ số phản xạ đối với vận tốc dao động:

$$R_u = - \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad (6.68)$$

Chúng ta khảo sát các trường hợp đặc biệt:

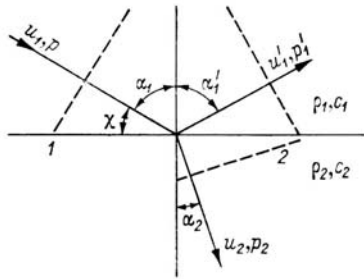
$\rho_2 c_2 = \infty$  - sóng đi tới biên phân cách cứng hoàn toàn

Từ (6.67) và (6.68) ta có:

$$R_p = 1; \quad R_u = -1$$

$$\text{Suy ra: } p_1' = p_1; \quad u_1' = -u_1$$

$$p_2 = 2p; \quad u_2 = 0 \quad (6.69)$$



Hình 6.1. Sơ đồ phản xạ và khúc xạ sóng âm trên biên phân cách giữa hai môi trường.

Tại mặt phân cách cứng âm áp được nhân đôi còn vận tốc dao động bị triệt tiêu. Sóng phản xạ và sóng tới có áp suất và vận tốc dao động ngược pha.

$p_2 c_2 = 0$  - sóng đi tới biên phân cách mềm hoàn toàn

ta có:  $R_p = -1$ ;  $R_u = 1$

$p_1' = -p_1$ ;  $u_1' = -u_1$

$p_2 = 0$ ;  $u_2 = 2u_1$  (6.70)

Như vậy: tại mặt phân cách tự do, âm áp bị triệt tiêu còn vận tốc dao động tăng gấp hai.

Nếu sóng âm phẳng đi tới biên phân cách phẳng dưới một góc  $\alpha$  thì một phần năng lượng âm phản xạ từ biên và một phần lọt vào môi trường thứ hai tạo ra sóng khúc xạ. Các đường chấm trên hình 6.1 thể hiện các front của các sóng tới, phản xạ và khúc xạ. Vận tốc âm là  $c_1$ ,  $c_2$  và mật độ môi trường là  $\rho_1$  và  $\rho_2$ .

Vận tốc dịch chuyển các front sóng dọc theo biên xác định các thành phần ngang của vận tốc sóng tương ứng. Đối với sóng tới thành phần ngang của véc tơ vận tốc là  $c_1 / \sin \alpha_1$  và sóng phản xạ là  $c_1 \sin \alpha_1'$ , sóng khúc xạ là  $c_2 / \sin \alpha_2$ . Để khép kín các điều kiện biên ta cần có tốc độ dịch chuyển các front của sóng tới, phản xạ và khúc xạ tại biên phân cách phải bằng nhau.

Do đó:  $\alpha_1 = \alpha_1'$  (6.71)

$$\frac{c_1}{\sin \alpha_1} = \frac{c_2}{\sin \alpha_2} \quad (6.72)$$

Biểu thức (6.72) có thể biểu diễn dưới dạng:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = n = \frac{c_1}{c_2} \quad (6.73)$$

Đại lượng  $n$  đo bằng tỉ số giữa các vận tốc lan truyền sóng âm tại biên gọi là hệ số khúc xạ. Biểu thức (6.73) gọi là định luật Snell.

Khi sóng âm truyền tới bề mặt phân cách dưới một góc nghiêng, một phần năng lượng truyền vào môi trường thứ hai nhờ các thành phần hình chiếu trên biên của các thành phần vận tốc dao động, do đó điều kiện biên thể hiện tính liên tục của áp suất và các vận tốc dao động thành phần sẽ có dạng:

$$p_1 + p_1' = p_2 \quad (6.74)$$

$$u_1 \cos \alpha_1 + u_1' \cos \alpha_1 = u_2 \cos \alpha_2 \quad (6.75)$$



Tổng hợp từ (6.63) - (6.65), (6.74), (6.75) ta sẽ có biểu thức của hệ số phản xạ  $R_p$  là đại lượng phụ thuộc vào kháng âm của môi trường và góc tới của sóng.

$$R_p = \frac{1 - \frac{\rho_1 c_1 \cos \alpha_2}{\rho_2 c_2 \cos \alpha_1}}{1 + \frac{\rho_1 c_1 \cos \alpha_2}{\rho_2 c_2 \cos \alpha_1}} \quad (6.76)$$

Trong điều kiện tự nhiên, đáy biển và bề mặt nước có thể coi là biên phẳng trong một số ít trường hợp, đó là khi độ dài bước sóng dao động lớn hơn hẳn độ cao nhiễu động của bề mặt phân cách, trong trường hợp khác một phần năng lượng sẽ bị tán xạ và các bất đẳng thức (6.67), (6.76) sẽ không thỏa mãn.

## 6.6 TỐC ĐỘ SÓNG ÂM TRONG MÔI TRƯỜNG BIỂN

Tốc độ lan truyền sóng âm là một đặc trưng quan trọng của môi trường biển. trong phần 6.1 chúng ta đã biết độ nén  $K_p$  và  $\rho_0$  là hàm số của nhiệt độ  $T$ , độ muối  $S$  và áp suất thủy tĩnh  $P$ . Biểu diễn mối quan hệ của vận tốc với các đại lượng này bằng lý thuyết khá phức tạp. Cho đến nay tồn tại một số công thức thực nghiệm thể hiện mối liên hệ này, công thức chính xác nhất là công thức Willson, công thức này biểu diễn tổng của nhiều đại lượng, mỗi đại lượng phụ thuộc riêng rẽ với  $T$ ,  $S$ ,  $P$  áp suất nước biển và một đại lượng đồng thời phụ thuộc vào cả 3 yếu tố.

Công thức có dạng sau:

$$c = 1449,14 + \Delta c_T + \Delta c_S + \Delta c_P + \Delta c_{TSP} \quad (6.77)$$

Với:

$$\Delta c_T = 4,5721T - 4,4532 \cdot 10^{-2}T^2 - 2,6045 \cdot 10^{-4}T^3 + 7,985 \cdot 10^{-6}T^4$$

$$\Delta c_S = 1,3980(S - 35) + 1,692 \cdot 10^{-3}(S - 35)^2$$

$$\Delta c_P = 1,60272 \cdot 10^{-1}P + 1,0268 \cdot 10^{-5}P^2 + 3,5216 \cdot 10^{-9}P^3 - 3,3603 \cdot 10^{-12}P^4$$

$$\begin{aligned} \Delta c_{TSP} = & (S - 35)(-1,1244 \cdot 10^{-2}T + 7,7711 \cdot 10^{-7}T^2 + \\ & + 7,7016 \cdot 10^{-5}P - 1,2943 \cdot 10^{-7}P^2 + 3,1580 \cdot 10^{-8}PT + \\ & + 1,5790 \cdot 10^{-9}PT^2) + P(-1,8607 \cdot 10^{-4}T + \\ & + 7,4812 \cdot 10^{-6}T^2 + 4,5283 \cdot 10^{-8}T^3) + \\ & + P^2(-2,5294 \cdot 10^{-7}T + 1,8563 \cdot 10^{-9}T^2) + \\ & + P^3(-1,9646 \cdot 10^{-10}T). \end{aligned}$$

Đơn vị của  $c = [m/s]$ ,  $T = [^{\circ}C]$ ,  $S = [^{\circ}/_{\infty}]$  và  $P = [kg/cm^2]$ .

Trên thực tế, vận tốc âm được tính theo các đại lượng đã được lập thành bảng (6.77). Đại lượng thêm vào vận tốc âm do ảnh hưởng của áp suất có thể biểu diễn qua độ sâu  $Z$  có dạng:

$$\begin{aligned} \Delta c_Z = & 0,1656 + 1,64802 \cdot 10^{-2}Z + 1,4680 \cdot 10^{-7}Z^2 + \\ & + 4,315 \cdot 10^{-12}Z^3 - 3,48 \cdot 10^{-16}Z^4 - 3,4 \cdot 10^{-21}Z^5 - \\ & - 1,2 \cdot 10^{-26}Z^6 \end{aligned} \quad (6.78)$$

Vào năm 1971 đã xuất hiện một công thức đơn giản hơn để tính toán vận tốc lan truyền âm theo các giá trị thức đo  $T$ ,  $S$ ,  $P$

$$c = 1449,30 + \Delta c_T + \Delta c_S + \Delta c_P + \Delta c_{TSP}$$

$$\text{Với: } \Delta c_P = 1,5848 \cdot 10^{-1}P + 1,572 \cdot 10^{-5}P^2 - 3,46 \cdot 10^{-12}P^4$$

$$\Delta c_T = 4,578T - 5,356 \cdot 10^{-2}T^2 + 2,604 \cdot 10^{-4}T^3$$

$$\Delta c_S = 1,19(S - 35) + 9,6 \cdot 10^{-2}(S - 35)^3$$

$$\Delta c_{TSP} = 1,35 \cdot 10^{-5}T^2P - 7,19 \cdot 10^{-7}TP^2 - 1,2 \cdot 10^{-2}(S - 35)T$$

Nhiệt độ của nước biển là yếu tố làm thay đổi vận tốc âm lớn nhất. Khi nhiệt độ tăng, giá trị của độ nén  $K_p$  tăng và mật độ  $\rho_0$  giảm. Theo biểu thức (6.10) điều này sẽ dẫn đến sự tăng lên của tốc độ âm. Trong bảng 34 của Bảng hải dương học Zubôv thể hiện sự biến đổi  $\Delta c_T$  khi nhiệt độ thay đổi một đại lượng bằng  $1^\circ\text{C}$  trong các khoảng biến thiên khác nhau.

*Bảng 6.1*

$T^\circ\text{C}$	1-10	10-20	20-30	30-40
Biến đổi				
$\Delta c_T$	4,446 - 3,635	3,635 - 2,734	2,734 - 2,059	2,059 - 1,804

Độ muối có ảnh hưởng ít hơn, các loại muối có trong nước biển ảnh hưởng khác nhau tới giá trị của  $K_p$ , gây ảnh hưởng lớn nhất trong các loại muối là muối  $\text{MgSO}_4$ , nhưng nồng độ của muối này lại nhỏ hơn rất nhiều so với  $\text{NaCl}$ , do đó muối  $\text{NaCl}$  lại có tổng ảnh hưởng lên độ nén  $K_p$  cao nhất. Trong bảng 6.2 thể hiện ảnh hưởng của các loại muối hòa tan trong nước biển lên độ nén và vận tốc lan truyền âm.

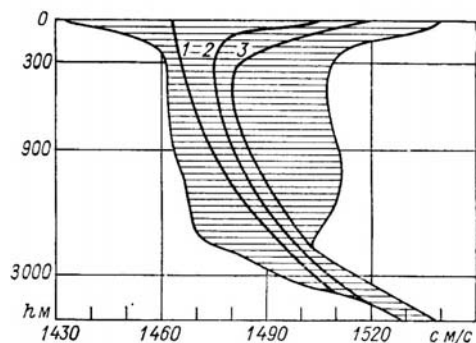
Độ chênh lệch của vận tốc âm do áp suất thủy tĩnh trong công thức (6.78) có mối liên hệ với độ sâu như sau:

$Z[\text{m}]$	0	10	100	1000	5000
$\Delta c_p [\text{m/s}]$	0,166	0,330	1,815	16,796	86,777

Sự biến đổi đặc trưng của vận tốc khi độ sâu thay đổi một đại lượng bằng 10m trong các khoảng biến thiên khác nhau được thể hiện dưới đây:

$Z [\text{m}]$	0	10	100	1000	5000
Gradient vận tốc					
$\Delta c [\text{m/s}/10\text{m}]$	0,165	0,165	0,165	0,168	0,1826

Trên các bảng trên rõ ràng rằng ở các độ sâu lớn vận tốc âm tăng nhanh hơn quy luật tuyến tính. Giá trị trung bình của vận tốc âm ở đại dương thế giới vào khoảng 1500m/s, và khoảng biến thiên có thể đạt từ 1430 đến 1540m/s, ở các độ sâu lớn (gần 7km) là 1570 đến 1580m/s. Sự biến đổi đặc tính của môi trường nước là các tác nhân chính gây ra sự biến đổi theo không gian và thời gian của trường vận tốc âm.



*Hình 6.2 Sự biến đổi vận tốc âm theo độ sâu trong đại dương thế giới*

Hình 6.2 cho ta một hình ảnh cơ bản về sự biến đổi của vận tốc âm trong đại dương thế giới, ở đây là các đường cong phân bố vận tốc âm theo độ sâu của một số đại dương thế giới từ bề mặt tới 4000m. Rõ ràng rằng ở độ sâu  $> 2000\text{m}$ , vận tốc tăng tuyến tính.

## 6.7 HIỆN TƯỢNG HẤP THỤ SÓNG ÂM TRONG BIỂN

Phương trình sóng (6.26) là phương trình đối với chất lỏng lý tưởng. Trên thực tế nước biển và nước ngọt có tính nhớt và dẫn nhiệt, trong môi trường biển thực tế luôn tồn tại các sinh vật biển, cá, sản phẩm quá trình sống của chúng, các loại hạt và bọt khí. Như trên đã biết, môi trường biển là dung dịch phân ly chứa các ion  $\text{Cl}^-$ ,  $\text{Mg}^{++}$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{SO}_4^{--}$  v.v.. Ngoài ra nhiệt độ, mật độ và độ muối nước biển luôn dao động gần giá trị trung bình tạo nên các vùng không đồng nhất trong thể tích, hiện tượng này trong cấu trúc của nước biển sẽ gây ra sự tắt dần của sóng âm khi lan truyền.

Sự tắt dần hay suy yếu năng lượng sóng âm tạo ra hiện tượng hấp thụ trong môi trường và tán xạ do sự không đồng nhất. Độ nhớt và dẫn nhiệt của nước biển cũng làm suy giảm năng lượng âm do gây nhiệt. Các chất khí cũng gây ra tán xạ sóng âm và làm suy yếu bức xạ âm.

Sự hấp thụ sóng âm có thể giải thích bằng phương trình Stok, nhưng vấn đề tương tự đã được A.P.Stachxevich xem xét.

Cơ chế hấp thụ sóng âm trong biển, liên hệ tới độ nhớt, gây ra các bước nhảy về ứng lực xuất hiện khi các lớp sát nhau dịch chuyển tương đối so với nhau. Các ứng lực này tỉ lệ với gradient vận tốc và hệ số nhớt ký hiệu là  $\mu_1$ . Hệ số  $\mu_1$  chỉ tồn tại trong sự biến dạng dịch chuyển nên được gọi là hệ số nhớt Stok dịch chuyển. Đại lượng  $\mu_1/\rho = \nu$  độ nhớt động năng. Sự hấp thụ do tính nhớt chiếm ưu thế trong nước ngọt. Trong biển chúng có vai trò lớn chỉ ở trong vùng siêu âm ( $f \geq 1\text{MHz}$ ).

Sự hấp thụ sóng âm còn xảy ra do hiện tượng biến đổi bất đối xứng của nước. Nó được xác định bằng hệ số nhớt thể tích  $\mu_2$ . Hệ số  $\mu_2$  xuất hiện trong quá trình liên quan tới sự thay đổi thể tích của chất lỏng, sự thay đổi trạng thái nén, dẫn sóng âm trong môi phần tử nước. Sự thay đổi này gây ra sự biến đổi cấu trúc của phân tử nước dẫn đến phá huỷ sự cân bằng nhiệt động lực, môi trường sẽ tự cân bằng lại sau một khoảng thời gian  $\tau_p$ , quá trình này sẽ làm tiêu tốn năng lượng âm. Ngoài ra các phân tử phân ly cũng tạo ra quá trình tương tự.

Một phần các phân tử muối, hoà tan trong nước biển dưới dạng các ion  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{SO}_4^{2-}$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Cl}^-$  v.v. khi nhiệt độ áp suất không thay đổi số lượng các ion phân ly và tái hợp cân bằng nhau. Khi sóng âm truyền qua trạng thái cân bằng này bị phá huỷ. Trong thể tích có áp suất cao độ phân ly của muối (Thí dụ: lượng  $\text{MgSO}_4$  tăng). Trong các thể tích có áp suất giảm độ phân ly giảm, tăng độ tái hợp ion với khoảng thời gian không đổi khoảng  $10^{-6}$  giây. Trong quá trình thiết lập lại cân bằng âm áp bị chậm pha và cả quá trình mang tính bất đối xứng và gây ra trong nước biển cũng như trong dung dịch sự tiêu tốn năng lượng âm. Muối  $\text{MgSO}_4$  ảnh hưởng lớn nhất đặc biệt ở vùng tần số gần  $10^4 - 10^5$  Hz.

Hệ số hấp thụ  $\beta$ , đặc trưng cho sự mất mát năng lượng âm được biểu diễn như sau:

$$\beta = \frac{\omega^2}{2\rho c^2} \left[ \left( \frac{4}{3} \mu_1 + \mu_2 \right) + \lambda_M \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right] \quad (6.78a)$$

Với  $c_v - c_p$  – nhiệt dung khi thể tích và áp suất không đổi.

$\lambda_M$  – hệ số dẫn nhiệt

Theo L.I Mandelstam và M.A.Leoutovich hệ số nhớt khối có thể biểu diễn dưới dạng.

$$\mu_2 = \frac{\tau \rho}{1 - i\omega\tau} (c_\infty^2 - c_0^2) \quad (6.78b)$$

Với  $c_0$  – tốc độ âm ở trạng thái cân bằng  
 $c_\infty$  – tốc độ âm ở tần số cao mà trong một chu kỳ trạng thái cân bằng không kịp thiết lập lại.

Ta thấy rằng độ nhớt dịch chuyển của nước biển giảm đi khi áp suất thủy tĩnh tăng. Độ nhớt khối trở nên không đổi. Khi nhiệt độ tăng cả hai giá trị độ nhớt giảm. Độ nhớt khối lớn hơn độ nhớt dịch chuyển khoảng 3-5 lần.

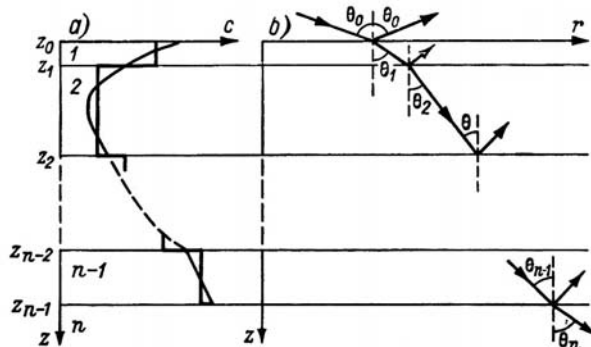
Một trong các nguyên nhân của hiện tượng hấp thụ sóng âm trong biển là các bọt khí. Lớp chứa các hạt bọt khí ở trong biển có độ dày không vượt quá 10-15m (trường hợp đặc biệt 25-30m). Khi sóng âm đi tới các hạt khí sẽ dao động và bức xạ lại sóng âm và làm suy giảm năng lượng âm.

## 6.8 SỰ LAN TRUYỀN CHùm TIA ÂM TRONG MÔI TRƯỜNG PHÂN LỚP KHÔNG ĐỒNG NHẤT

Trong môi trường phân lớp không đồng nhất. Do ở trong biển sự phụ thuộc của vận tốc sóng âm theo phương ngang nhỏ hơn nhiều so với phương thẳng đứng do đó môi trường biển trước hết có thể coi là môi trường phân tầng không đồng nhất. Không thể có nghiệm chính xác của phương trình sóng mô tả sự lan truyền trong môi trường phân lớp không đồng nhất đối với dạng bất kỳ  $c(z)$ , do đó người ta thường sử dụng các phương pháp gần đúng trong đó có lý thuyết chùm tia, được L.M Brekhovski phát triển đầy đủ nhất.

Ta có thể coi là tia sóng âm là các đường, vuông góc với bề mặt sóng (front). Chúng ta xem xét sự biến đổi của phân bố  $c(z)$  theo hướng của các tia sóng âm. Xấp xỉ các đường cong  $c(z)$  trên hình thành các đường bậc thang và toàn bộ độ sâu chia thành  $n$  lớp. Sử dụng định luật Snell cho mỗi biên phân cách và với điều kiện sao cho độ dày lớp  $\rightarrow 0$ ,  $n \rightarrow \infty$  ta có :

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_n} = \frac{c_0}{c_n} = n \quad (6.79)$$



Hình 6.3. a- Profil vận tốc âm b- Quỹ đạo tia âm.

Định luật Snell đối với môi trường nhiều lớp thường được biểu diễn qua góc trượt của tia  $\chi$  ( $\chi = 90^\circ - \theta$ )

$$\cos \chi_0 = n(z) \cos \chi(z) \quad (6.80)$$

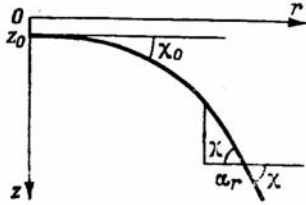
Từ (8.79) ta thấy rằng trong môi trường phân lớp không đồng nhất xảy ra hiện tượng tia sóng âm bị uốn cong. Hiện tượng này gọi là hiện tượng khúc xạ âm, sự thay đổi góc nghiêng của tia chỉ xác định bằng giá trị ban đầu và cuối cùng của vận tốc  $c$ , tia bị khúc xạ luôn

ngiêng về hướng vận tốc sóng âm giảm.

Ta xem xét một phần tử quỹ đạo tia ra từ nguồn điểm dưới góc  $\chi_0$  với tọa độ  $(z_0, O)$ . Trên hình 6.4 có

$$\frac{dz}{dr} = \pm \operatorname{tg}\chi(z) \quad \text{hoặc} \quad dr = \pm \frac{dz}{\operatorname{tg}\chi(z)} \quad (6.81)$$

Dấu (+) trong trường hợp tia âm đi xuống dưới và ngược lại.



Hình 6.4 Phân tử quỹ đạo tia âm

Từ đây, dựa vào (6.80) ta sẽ nhận được khoảng cách theo phương ngang của tia âm từ đầu phát đến điểm xét trên lớp ngang z

$$r = \int_{z_0}^z \frac{dz}{\operatorname{tg}\chi(z)} = \pm \cos \chi_0 \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}} \quad (6.82)$$

Với :  $n(z) = \frac{c_0}{c(z)}$ ,  $c_0$  - vận tốc âm tại độ sâu đặt nguồn phát

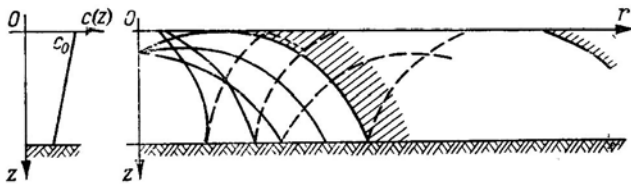
Nếu quỹ đạo tia âm có một vài điểm được xem xét thì khoảng cách sẽ là tổng các khoảng cách giữa các điểm theo (6.81).

Trên hình 6.4 - 6.6 thể hiện một số trường hợp riêng mối liên hệ giữa  $c(z)$  và các quỹ đạo tia âm trong biển.

Hình 6.4 - Thỏa mãn sự suy giảm tuyến tính vận tốc theo độ sâu với quy luật:

$$c(z) = c_0 [1 - a(z - z_0)] \quad (6.82)$$

Với  $a$  - gradient vận tốc âm thẳng đứng  
 $z_0$  - mức độ sâu đặt nguồn phát



Hình 6.5 Khúc xạ ảo của chùm tia âm trong đại dương

Hiện tượng uốn cong tia sóng âm về hướng đáy gọi là hiện tượng khúc xạ ảo. Vùng đánh dấu gạch trên hình vẽ sẽ không có các tia tới trực tiếp (nghĩa là các tia chưa bị phản xạ từ bề mặt hoặc đáy) gọi là vùng tối âm, vùng không có dấu gạch xung quanh nguồn gọi là

vùng sáng âm. Các tia tiếp xúc với bề mặt và chia các vùng này gọi là các tia biên. Các điểm của tia tương ứng với góc trượt có giá trị bằng không thể hiện hiện tượng phản xạ nội bởi bề mặt hay mức ngang  $z$  nào đó gọi là điểm quay của tia.

Thế (6.82) vào (6.81) ta có :

$$r = -\cos \chi_0 \int_{z_0}^z \frac{[1 - a(z - z_0)] dz}{\sqrt{1 - [1 - a(z - z_0)]^2 \cos^2 \chi_0}} \quad (6.83)$$

Ký hiệu  $[1 - a(z - z_0)] \cos \chi_0 = \xi$  ta có :

$$r = \frac{1}{a \cos \chi_0} \int_{\cos \chi_0}^{[1 - a(z - z_0)] \cos \chi_0} \frac{\xi d\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} =$$

$$= \frac{1}{a \cos \chi_0} [\sin \chi_0 - \sqrt{1 - [1 - a(z - z_0)]^2 \cos^2 \chi_0}] \quad (6.84)$$

Phương trình (6.84) có thể viết lại dưới dạng sau:

$$\left( r - \frac{1}{a} \operatorname{tg} \chi_0 \right)^2 + \left[ \frac{1}{a} - (z - z_0) \right]^2 = \frac{1}{a^2 \cos^2 \chi_0} \quad (6.85)$$

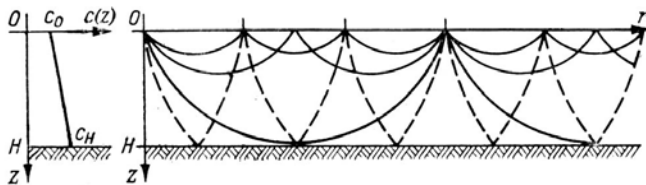
Từ (6.85) ta thấy trong trường hợp gradient vận tốc âm không biến đổi, quỹ đạo tia âm là cung tròn, bán kính bằng  $\frac{1}{a \cos \chi_0}$ , tâm là điểm có tọa độ  $\left( \frac{1}{a} \operatorname{tg} \chi_0, \text{ và } z = z_0 + \frac{1}{a} \right)$ , nghĩa là nằm trên đường thẳng nằm ngang, tương ứng với độ sâu mà ở đó vận tốc âm  $c = 0$ .

Phương trình (6.84) có thể viết lại dưới dạng sau

$$r = \frac{1}{a \cos \chi_0} [\sin \chi_0 - \sin \chi(z)] \quad (6.85b)$$

Với :  $\sin \chi(z) = \sqrt{1 - [1 - a(z - z_0)]^2 \cos^2 \chi_0}$  - hàm sin của góc trượt ở độ sâu  $z$

Lược đồ để xây dựng quỹ đạo tia trong phép xấp xỉ tuyến tính sự phân bố vận tốc âm theo độ sâu qua các khoảng cách ngang mà tia tới đi qua trong mỗi lớp được thể hiện đầy đủ trong các công trình của A.P. Stashkevich. Tồn tại các chương trình tính quỹ đạo tia âm trên máy tính đối với các phân bố vận tốc âm  $c(z)$  phức tạp.



Hình 6.6 Khúc xạ thực của chùm tia âm trong đại dương.

Thời gian lan truyền âm dọc theo các tia trên quãng đường  $R$  có thể xác định như sau: từ

hình vẽ 6.3 ta có

$$dt = \frac{dR}{c(z)} = \frac{dz}{\sin \chi(z) c(z)} \quad (6.86)$$

Như vậy tổng thời gian lan truyền của sóng âm dọc theo tia có điểm quay được tính bằng tổng các khoảng thời gian giữa các cực trị liên tiếp của đường cong  $z(r)$

$$t = \sum_{i=1}^k \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{dz}{\sin \chi(z) c(z)} \quad (6.87)$$

Hình 6.4 tương ứng với hiện tượng tăng tuyến tính vận tốc âm theo độ sâu và nơi đặt nguồn phát gần với bề mặt. Trong trường hợp này vùng tối âm không tồn tại. Tia sóng tiếp tuyến với đáy là tia biên. Góc trượt tại nguồn tương ứng với tia biên, xác định bằng công thức.

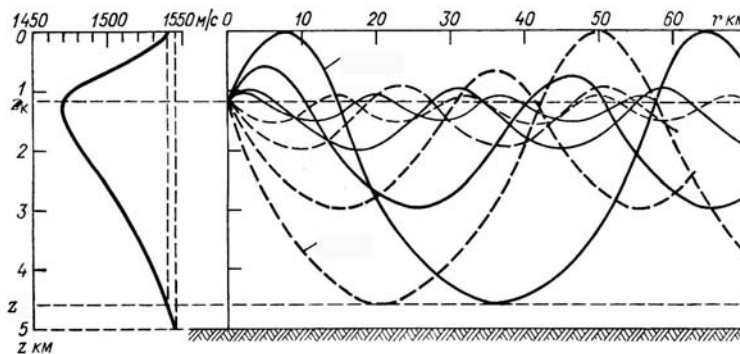
$$\chi_o^{\max} = \sqrt{2 \frac{c_H - c_o}{c_o}} \quad (6.88)$$

Với:  $c_H$  và  $c_o$  vận tốc âm tại đáy và tại bề mặt.

Do sự tiêu tán năng lượng khi phản xạ từ đáy lớn hơn sự tiêu tán năng lượng khi phản xạ từ bề mặt do đó trên khoảng cách lớn đến nguồn phát các sóng ngang có thể không tính tới.

Nếu  $c(z)$  có cực tiểu tại độ sâu  $z_k$  (hình 6.7), tạo ra các điều kiện thuận lợi để sóng âm lan truyền trên khoảng cách lớn, một nhóm sóng lan truyền trong lớp sẽ không bị tán xạ hoặc bị hấp thụ bởi đáy và mặt biển. Lớp nước này tương ứng với mức độ vận tốc của cực tiểu gọi là **kênh âm ngầm**.

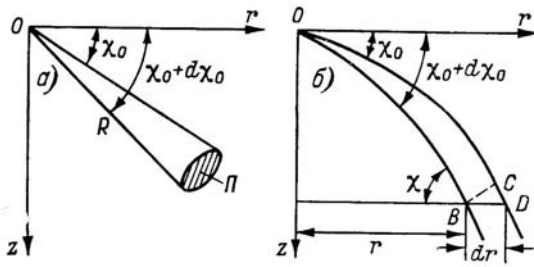
Hiện tượng lan truyền sóng âm xa trong kênh âm ngầm đã được L.M. Brekhovski và L.D. Rozenberg phát hiện và nghiên cứu từ năm 1946. Hiệu ứng của kênh âm càng lớn khi nguồn phát càng gần trục kênh.



Hình 6.7 Quỹ đạo tia âm trong kênh âm ngầm.

Theo quan điểm của lý thuyết tia có thể tính gần đúng cường độ trường âm trong môi trường. Trước tiên ta xây dựng quỹ đạo tia sóng âm đi ra từ nguồn phát dưới các góc khác nhau, sau đó trên các khoảng cách khác nhau từ nguồn phát xác định số lượng tia đi qua các điểm tính cường độ sóng âm lan truyền theo từng tia và sau đó tổng hợp lại. Khi tính cường

độ âm người ta thường sử dụng hệ số hội tụ là tỉ số giữa cường độ của âm trên khoảng cách R từ cùng một nguồn phát trong môi trường không đồng nhất và môi trường đồng nhất.



Hình 6.8 Sơ đồ quỹ đạo tia âm để xác định hệ số hội tụ  
Môi trường đồng nhất; b. Môi trường bất đồng nhất

Để tìm công thức biểu diễn của đại lượng này ta xem xét một ống tia cơ sở tạo bởi một chùm tia hẹp đi ra từ nguồn phát, nơi mà năng lượng âm lan truyền ở không gian bên trong mà không bám vào thành ống. Nếu nguồn bức xạ trong góc phát xạ  $d\Omega$  với công suất là  $dG$  thì cường độ âm trên khoảng cách R trong môi trường đồng nhất (hình 6.8.a) sẽ là :

$$I_0 = \frac{dG}{d\Pi} = \frac{G}{4\pi R^2} \quad (6.89)$$

Với:  $d\Pi$  - sự biến đổi của diện tích mặt cắt của ống tia

Mặt cắt ngang của ống tia trong môi trường bất đồng nhất trên hình vẽ phẳng là hình

6.8.b :  $BC = dr \sin \chi(z)$

$$\text{Do} \quad dr = - \frac{\partial r}{\partial \chi_0} d\chi_0$$

$$\text{nên} \quad d\Pi = - 2\pi r \frac{\partial r}{\partial \chi_0} \sin \chi(z) d\chi_0$$

$$\text{và} \quad I = \frac{G \cos \chi_0}{4\pi r \left| \frac{\partial r}{\partial \chi_0} \right| \sin \chi(z)} \quad (6.90)$$

Do đó hệ số hội tụ f sẽ là :

$$f = \frac{R^2 \cos \chi_0}{r \left| \frac{\partial r}{\partial \chi_0} \right| \sin \chi(z)} \quad (6.91)$$



Cường độ âm tại điểm có khoảng cách R từ nguồn phát (không tính sự phản xạ từ bề mặt và đáy biển) với hệ số hội tụ có thể tính theo công thức sau:

$$I = \frac{G_\gamma(\chi) \cdot 10^{-0,1\beta R}}{4\pi R^2} \sum_{i=1}^n f_i(\chi_o, R) R_p^2(\chi) \quad (6.92)$$

Với:  $f_i$  – hệ số hội tụ của tia thứ  $i$ ;  
 $G_\gamma$  – hệ số chụm quanh trục của nguồn phát;  
 $R_p$  – Đặc trưng định hướng của nguồn phát;  
 $\beta$  – hệ số tắt dần của âm (dB/km);  
 $\chi_o$  – góc đi ra từ nguồn của chùm tia.

## 6.9 TÁN XẠ SÓNG ÂM TRONG MÔI TRƯỜNG BIỂN (ÂM VANG BIỂN) VÀ TẠP ÂM

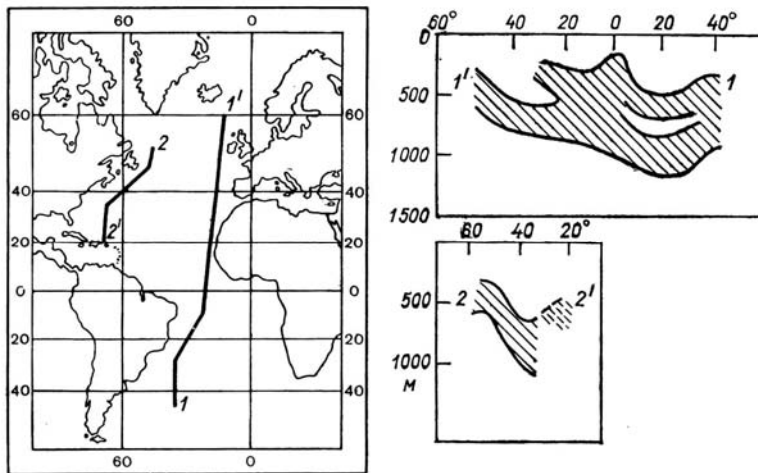
### 6.9.1 Âm vang biển

Khi sóng âm bị phản xạ từ bề mặt không phẳng so sánh với các sóng phản xạ đối xứng (đã được đề cập tới trong phần 6.5) sẽ xuất hiện các sóng tán xạ, lan truyền theo mọi hướng, cả trên hướng về nguồn phát.

Tán xạ sóng âm do sự gồ ghề của bề mặt nổi sóng, lớp băng phủ và đáy sẽ làm giảm biên độ của sóng phản xạ, và hiện tượng tán xạ còn có mặt cả trong lớp nước biển. Trong biển tồn tại các vật thể riêng biệt làm tán xạ âm như các lớp tích tụ sinh vật nằm ở các độ sâu dưới 1000m gọi là các lớp tán xạ âm. Tán xạ âm trong các lớp này có quy luật khác với tán xạ âm gây ra bởi sự không đồng nhất địa phương. Cường độ âm tán xạ tạo bởi các lớp này phụ thuộc vào độ sâu và biến đổi theo thời gian trong ngày.

Trên hình 6.9 thể hiện các vị trí hàng ngày của các lớp tán xạ âm tại hai mặt cắt 1-1 và 2-2 ở biển Đại Tây Dương.

Chúng ta xem xét ngắn gọn ý nghĩa vật lý của hiện tượng tán xạ sóng âm khi lan truyền trong biển.



Hình 6.9 Vị trí mặt cắt tại Đại Tây Dương (a) và độ sâu của lớp tán xạ âm với tần số 4 - 6 kHz (b)

Trường sóng âm tán xạ là một trường tổng hợp của nhiều vật thể tán xạ khác nhau và thường không thể chỉ ra các nguyên nhân cụ thể gây tán xạ âm, hoặc phân loại các vật thể làm tán xạ theo dạng, vai trò và đặc điểm của chúng. Chúng ta cũng có thể thấy rõ là trường tổng hợp sóng âm tán xạ quan trắc tại điểm bức xạ sẽ biến đổi theo thời gian. Quá trình mô tả sự biến đổi theo thời gian tín hiệu âm tán xạ gọi là âm vang biển.

Chúng ta sử dụng các khái niệm năng lượng để nghiên cứu tính chất các tín hiệu tán xạ, đó là việc xác định cường độ trung bình trong mỗi tương quan với thời gian  $I(t)$ , các đặc trưng của tín hiệu bức xạ, nguồn phát xạ và tính chất tán xạ của môi trường. Do đó chúng ta có thể phân ra các dạng đặc trưng của hiện tượng âm vang

Âm vang gây ra bởi sự tán xạ do tính không đồng nhất của môi trường nước.

Âm vang tại các lớp do tính không đồng nhất hoặc tích lũy nồng độ trong các lớp đó.

Âm vang trên biển gây ra bởi sự tán xạ do tính không phẳng của biên giới hạn giữa hai môi trường.

Sự phân loại này phù hợp với sự mô tả toán học của hiện tượng và cũng chỉ là gần đúng do không tính đến hiện tượng khúc xạ, biến đổi vận tốc lan truyền sóng âm và hiện tượng tán xạ thứ cấp.

Đối với cường độ trung bình  $I(t)$  gây ra bởi các vật gây tán xạ trong môi trường nước ta có biểu thức :

$$I(t) = \frac{G_A k_o \delta_{hd} \eta_o}{2\pi c t^2} \cdot 10^{-0,1\beta c t} \quad (6.93)$$

Với  $G_A$  – công suất phát xạ sóng âm;

$c$  – vận tốc lan truyền;

$t$  – thời gian;

$\square$  - hệ số hấp thụ âm trong biển [dB/km]

$\square = 0,036 f_o^{3/2}$

$f_o$  - tần số trung bình phổ của tín hiệu bức xạ [kHz];

$\eta_o, \eta_n, \eta_d$ , - hệ số phụ thuộc vào đặc trưng định hướng của anten thu;

$\square_{hd}$  - độ dài hiệu dụng của tín hiệu;

$k_o = \frac{dG_P}{I^2 dv}$  - hệ số tán xạ thể tích xác định bởi công suất tán xạ  $dG_P$ , thể tích  $dv$  của

không gian tán xạ với cường độ trung bình  $I$  của sóng tới.

Cường độ trung bình của âm vang do các vật thể gây tán xạ, tập trung trong lớp có độ dày  $h$  xác định bằng công thức :

$$I(t) = \frac{G_A k_o h \delta_{hd} \eta_n}{2\pi c^2 t^3} \cdot 10^{-0,1\beta c t} \quad (6.94)$$

Cường độ trung bình âm vang do các vật thể gây tán xạ trên mặt biển xác định bằng công thức

$$I(t) = \frac{G_A k_o H \delta_{hd} \eta_d}{\pi c^3 t^4} \quad (6.95)$$

Với  $H$  – khoảng cách từ nguồn phát đến biên tán xạ.

Khi phân tích các công thức trên ta thấy rõ ràng là  $I(t)$  tỷ lệ với công suất phát âm, giảm xuống khi hiện tượng hấp thụ tăng.

### 6.9.2 Tiếng ồn trong biển (tạp âm)

Trong biển và đại dương và trên bề mặt của chúng thường tồn tại rất nhiều các nguồn gây ra các dao động âm trong biển. Do sóng âm trong biển lan truyền trên khoảng cách rất lớn nên tạp âm tại điểm quan trắc là kết quả của sự pha trộn trường âm của rất nhiều các nguồn phát âm độc lập.

Có thể chấp nhận bằng phân loại các tạp âm trong biển theo nguồn tạo ra chúng :

Các tạp âm động lực sinh ra do các quá trình như sóng, dòng chảy trong biển, không khí, tác động của các hiện tượng khí tượng thủy văn trên bề mặt.

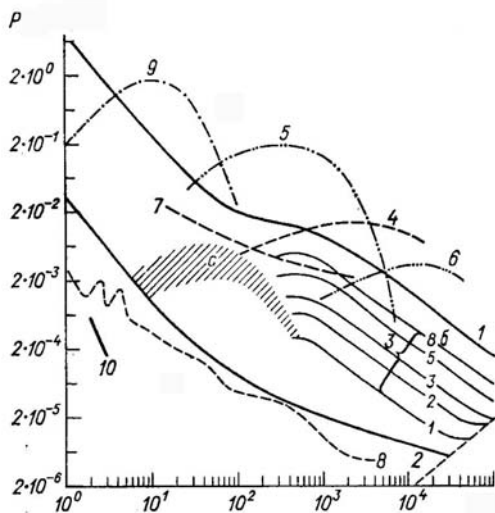
Tạp âm dưới bề mặt băng liên quan tới các tác dụng động lực của băng và khối băng, sự phá hủy băng về nhiệt, tác dụng của gió trên bề mặt băng - tuyết.

Tạp âm sinh vật, tạo ra bởi các động vật biển

Tạp âm kiến tạo cho các chuyển động kiến tạo của bề mặt trái đất, phun trào của các núi lửa ngầm hoặc trên cạn, các vi chuyển động kiến tạo thường xuyên của vỏ trái đất.

Tạp âm kỹ thuật – kết quả hoạt động của con người

Tiếng động do các loại tàu gây ra.



Hình 6.10 Phổ năng lượng đặc trưng của tạp âm biển

Các nguồn phát âm này xuất hiện khác nhau ở các vùng riêng biệt của đại dương, khác nhau về dải tần số và cường độ. Trong các điều kiện xác định phụ thuộc vào điều kiện khí tượng thủy văn, độ sâu, thời gian trong năm, khoảng cách đến nguồn v.v.. các nguồn gây âm sẽ đóng góp các vai trò trong trường tạp âm và ta có thể xác định được đặc điểm phổ năng lượng của chúng trong dải tần số rộng.

Hình 6.10 mô tả phổ năng lượng đặc trưng của tạp âm có nguồn gốc khác nhau. Trục thẳng đứng là giá trị âm áp của tạp âm trong dải 1Hz.

Đường cong 1 và 2 giới hạn vùng quan trắc các giá trị áp suất của các tạp âm có nguồn gốc động lực. Họ các đường cong có chỉ số trên đường thể hiện sự ảnh hưởng của tốc độ gió đối với tạp âm dưới nước. Các chỉ số là vận tốc gió.

Mưa trên mặt biển cũng gây ra việc nâng mức ồn trong dải tần số 1-10kHz (đường số 4)

Đường cong 7 và 8 là phổ cực đại và cực tiểu của các tạp âm dưới băng. Đường 9 phổ của tạp âm do sự phun trào núi lửa dưới nước, còn đường 10 là mức của tạp âm do chuyển động kiến tạo. Các đường gạch trong dải tần số  $10^4$ Hz liên quan tới tạp âm có nguồn gốc nhiệt phân tử của biển.

Các tạp âm có nguồn gốc sinh vật gây ảnh hưởng lớn đến hoạt động của các dụng cụ nghiên cứu thủy âm. Hiện nay chúng ta đã có khả năng nghiên cứu các dao động âm và đặc trưng của các tạp âm của các dạng cá, cá heo, tôm. Nghiên cứu các âm thanh do các loài động vật biển gây ra, phản ứng của chúng đối với các tín hiệu âm không chỉ thuần túy có ý nghĩa khoa học mà còn có ý nghĩa thực tiễn.

Phân tích các số liệu đã công bố về tạp âm của biển cho thấy mối liên hệ chặt chẽ giữa các đặc trưng của tạp âm với các điều kiện khí tượng thủy văn và các quá trình xảy ra trong lòng biển cũng như ở các môi trường tiếp xúc với biển. Ngoài ra nếu các đặc trưng của tạp âm trong vùng tần số cao xác định bởi các quá trình xảy ra trong vùng bán kính một vài kilômét thì phần tần số thấp của phổ cho phép đánh giá các quá trình trên khoảng cách lớn từ hệ thống thu.



## TÀI LIỆU THAM KHẢO

- Doronin Iu. P (hiệu đính), Vật lý biển. Khí tượng Thủy văn, Leningrad, 1978, 293 tr (Tiếng Nga).
- Necrakov A. B. (hiệu chính), Động lực biển thực hành, Khí tượng Thủy văn, St Peterburg, 1992, 317 tr (1992).
- Apel J.R., Principles of Ocean Physics, Academic Press, L,N-Y, Tokyo, 1995, 605 tr.
- Suleikin V. V., Vật lý biển. Khoa học, Moscova, 1968, 1083 tr (Tiếng Nga).
- Nihoul J.C.J. Hydrodynamic models of shallow continental seas. Etienne RIGA, 1982.
- Nihoul J.C.J Lecture on turbulence, Ele, 1979
- Roy Lewis. Dispersion in estuaries and coastal waters, John Wiley & sons, 1997.
8. Job Dronkers & Maarten Scheffers, Physics of estuaries and Coastal seas, Balkema, 1998