

hưởng của biến động không gian – thời gian của các đới front vĩ mô tới sự hình thành và dao động của thời tiết và khí hậu Trái Đất, song đồng thời chính sự biến động đó có thể dùng làm cái chỉ thị về sự biến đổi khí hậu toàn cầu. Cuối cùng, các đới front là những vùng sản lượng sinh học cao, cực kỳ quan trọng về phương diện nghề cá và có thể là những ranh giới tự nhiên giữa các hệ sinh thái khác nhau.

Chương 2 - SÓNG TRONG ĐẠI DƯƠNG

2.1. Phân loại sóng và những yếu tố cơ bản của sóng

Như đã biết, sóng là chuyển động dao động của các phần tử nước. Sóng xuất hiện dưới tác động của những lực khác nhau. Vì vậy, đương nhiên người ta phân loại sóng trong đại dương trước hết theo các lực gây nên sóng.

Sự tồn tại của *các sóng âm* đã được xét ở phần 1 sách giáo khoa này liên quan tới tính nén được của nước. Độ dẫn điện của nước và sự hiện diện của từ trường dẫn tới khả năng xuất hiện *các sóng Alwen*. Tuy nhiên, do từ trường Trái Đất rất yếu, nên các lực phục hồi điện từ trường liên quan với nó quá nhỏ so với các lực phục hồi đàn hồi và các

lực phục hồi khác trong đại dương, và vì vậy, trong hải dương học người ta thường bỏ qua không xem xét chúng.

Các sóng trọng lực xuất hiện nhờ tác động phục hồi của trọng lực lên những phần tử nước bị di dời khỏi các mực cân bằng. Các mực cân bằng có thể là mặt tự do hoặc một mặt bất kỳ ở bên trong chất lỏng phân tầng. Loại sóng này trong đại dương sẽ là đối tượng nghiên cứu chính của chúng ta.

Ngoài trọng lực, tại mặt tiếp xúc bất kỳ của hai chất lỏng với mật độ khác nhau, chẳng hạn nước và không khí, lực phục hồi còn có thể là lực căng bề mặt sinh ra *các sóng mao dẫn* ngắn tần số cao. Những sóng này không có vai trò đáng kể trong đại dương, ngoại trừ vào thời điểm bắt đầu phát triển sóng gió trọng lực mà sau này chúng ta sẽ nói tới.

Liên quan với sự xoay của Trái Đất là sự hiện diện của lực Coriolis, tác động vuông góc với vectơ vận tốc. Sự tồn tại của nó dẫn tới *các sóng quán tính*.

Cuối cùng, những biến thiên của độ xoáy thế vị cân bằng liên quan tới biến đổi độ sâu hoặc vĩ độ địa lý sẽ sinh ra các dao động vĩ mô chậm, được gọi là các dao động hành tinh, hay *các sóng Rossby*.

Năm loại sóng đại dương cơ bản này (âm, mao dẫn, trọng lực, quán tính và hành tinh) thường quan sát thấy

đồng thời, bởi vì năm lực phục hồi chính tác động đồng thời, là nguyên nhân của những kiểu dao động hỗn hợp phức tạp hơn. Phần đóng góp tương đối của mỗi lực phục hồi trong trường hợp cụ thể nào đó tùy thuộc vào các tính chất của môi trường, hình học của thủy vực, các đặc trưng của bản thân các sóng.

Chúng ta sẽ xét chi tiết hơn về các sóng trọng lực. Theo nguồn gốc có thể chia chúng thành bốn loại chính.

Sóng gió xuất hiện do tác động của gió với chu kỳ 0,1–30 s.

Sóng phong áp được gây nên bởi những biến thiên của áp suất khí quyển, tác động dâng – dạt của gió và những nguyên nhân khí tượng khác dẫn tới biến thiên mực nước. Chu kỳ của chúng từ một số phút đến một số giờ, thậm chí ngày.

Sóng địa chấn xuất hiện khi có những di dịch đột ngột đáy đại dương, có chu kỳ từ một số phút đến hàng chục phút.

Sóng thủy triều do các lực tạo triều của Mặt Trăng và Mặt Trời gây nên và có chu kỳ từ một số giờ đến nhiều ngày.

Ngoài ra, các sóng trọng lực có thể được phân loại theo

những tham số quyết định khác. Thí dụ, theo vị trí tương đối so với mặt nước biển các sóng có thể là *sóng mặt* và sóng dưới sâu, hay *sóng nội* – xuất hiện trong chất lỏng phân tầng. Các sóng nội thể hiện rõ nhất tại biên phân cách các loại nước có mật độ khác nhau. Tùy thuộc vào tương quan giữa bước sóng và độ sâu biển, các sóng được phân chia thành *sóng ngắn* có bước sóng không đáng kể so với độ sâu và *sóng dài* với bước sóng lớn hơn độ sâu rất nhiều. Ở biển khơi, chúng ta thường gặp sóng ngắn, còn các sóng dài thực tế không nhận thấy. Trong khi ở gần bờ, những vùng nước nông, sóng dài thường là áp đảo. Theo mức độ phát triển, các sóng được phân chia thành *sóng ổn định* và *sóng không ổn định*, tức đang phát triển hoặc tắt dần.

Theo đặc điểm lan truyền, các sóng được phân loại thành *sóng tiến*, khi hình dạng biểu kiến của sóng di chuyển trong không gian, và *sóng đứng*, khi hình dạng biểu kiến của nó không di chuyển trong không gian.

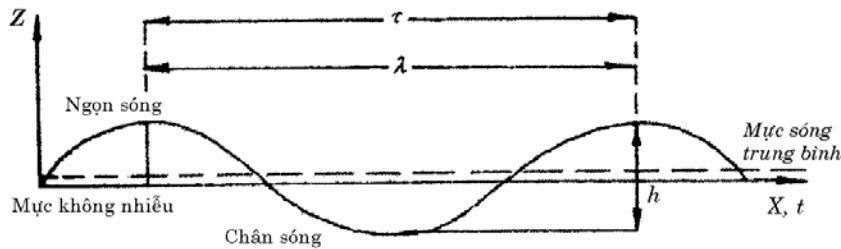
Cuối cùng, người ta thường phân chia các sóng gió mặt thành ba loại tùy theo đặc điểm tác động của lực cưỡng bức: sóng gió chịu tác động trực tiếp của gió gọi là *sóng cưỡng bức*; sóng quan sát được sau khi ngừng gió hoặc sóng đi ra khỏi vùng tác động của gió gọi là *sóng tự do* hay *sóng lừng*; khi sóng gió cưỡng bức tồn tại trên nền sóng lừng thì gọi là

sóng hỗn hợp.

Sóng có những yếu tố cơ bản sau:

Trắc diện sóng – đường giao nhau của mặt biển dấy sóng với mặt phẳng thẳng đứng định hướng theo hướng truyền sóng;

Mức sóng trung bình – đường thẳng nằm ngang cắt trắc diện sóng sao cho các tổng diện tích phần bên trên và phần bên dưới đường này bằng nhau.



Hình 2.1. Các yếu tố cơ bản của sóng

Mức không nhiều động – mực nước khi không có sóng.

Một số đoạn của trắc diện sóng cũng có những tên riêng (hình 2.1):

Ngọn sóng – phần sóng nằm cao hơn mực không nhiều động;

Chân sóng – phần sóng nằm thấp hơn mực không nhiều động;

Đỉnh sóng – điểm cao nhất của ngọn sóng;

Đáy sóng – điểm thấp nhất của chân sóng;

Front sóng – đường ngọn sóng trên bình đồ.

Các yếu tố hình học của sóng:

Độ cao sóng h – hiệu độ cao của đỉnh sóng và độ cao của đáy sóng lân cận;

Bước sóng λ – khoảng cách theo phương ngang giữa hai đỉnh hay đáy sóng liên nhau trên hướng lan truyền sóng;

Độ dài ngọn sóng l – khoảng cách ngang giữa các ngọn sóng hay các đáy sóng của hai chân sóng liên nhau trên hướng vuông góc với hướng chung của sóng.

Ngoài các yếu tố sóng cơ bản (h , λ , l) người ta thường sử dụng các yếu tố thứ sinh như:

Độ dốc sóng $d = \frac{h}{\lambda}$ – tỷ số độ cao và bước sóng;

Hệ số ba chiều $j = \frac{l}{\lambda}$ – tỷ số độ dài ngọn sóng và bước sóng.

Các yếu tố động học của sóng: chu kỳ và vận tốc sóng.

Chu kỳ sóng τ – khoảng thời gian giữa các thời điểm hai đỉnh sóng kế cận đi qua một đường thẳng đứng cố định.

Vận tốc sóng C_ϕ – tốc độ di chuyển ngọn sóng trên hướng truyền sóng được xác định trong một thời khoảng ngắn bằng khoảng một chu kỳ sóng. Điều này là do ngọn của một sóng cụ thể chỉ có thể theo dõi được trong một khoảng thời gian ngắn, bởi vì mặt sóng ở biển thực là kết quả cộng gộp các dao động sóng khác chu kỳ, khác về pha (hình 2.2). Vì chỉ có hình dạng sóng là di chuyển đi, nên tốc độ này thường được gọi là *vận tốc pha*. Hệ quả của cộng dồn như vậy là các sóng đi qua thành những nhóm với số sóng khác nhau trong từng nhóm. Tại trung tâm nhóm thường có sóng cao nhất, còn ở phía trước và phía sau – các sóng thấp hơn. Trong quá trình lan truyền nhóm sóng, sóng phía trước của nhóm hình như “lặn” xuống dưới mặt sóng, còn ở đằng sau nhóm xuất hiện những sóng mới. Điều này dẫn tới chỗ ngọn của một con sóng cụ thể tồn tại một thời gian rất ngắn ngủi; một số ngọn sóng biến mất, một số khác xuất hiện. Chỉ có thể quan sát được ngọn sóng của con sóng cụ thể tương đối lâu trong trường hợp lan truyền sóng lừng.

Hiển nhiên ta có quan hệ:

$$C_\phi = \frac{\lambda}{\tau} \quad \text{hay} \quad \lambda = C_\phi \tau.$$

Ngoài vận tốc pha C_ϕ , vận tốc góc quay của các phần tử (ω) và vận tốc thẳng (v) của chuyển động theo quỹ đạo cũng là những yếu tố sóng. Hiển nhiên ta có quan hệ:

$$v = \omega r \quad \text{hay} \quad v = \omega a,$$

ở đây r – bán kính quỹ đạo hạt, bằng biên độ sóng a .

Để đặc trưng nhóm sóng sử dụng các tham số sau đây:

- số sóng trong nhóm m ,
- thời gian nhóm sóng đi qua một điểm cố định T – chu kỳ của nhóm,
- tốc độ nhóm – C_{gr} ,
- độ cao sóng lớn nhất h^0 trong nhóm và chu kỳ của nó τ^0 ,
- độ cao h^+ và chu kỳ τ^+ của sóng sau con sóng lớn nhất,
- độ cao h^- và chu kỳ τ^- của sóng trước con sóng chính,
- hiệu giữa các độ cao của các con sóng lớn nhất và nhỏ nhất trong nhóm H .

2.2. Cơ sở lý thuyết sóng trôcôit

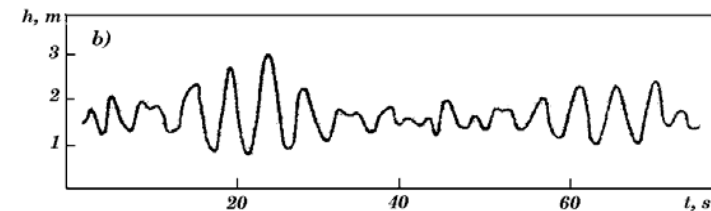
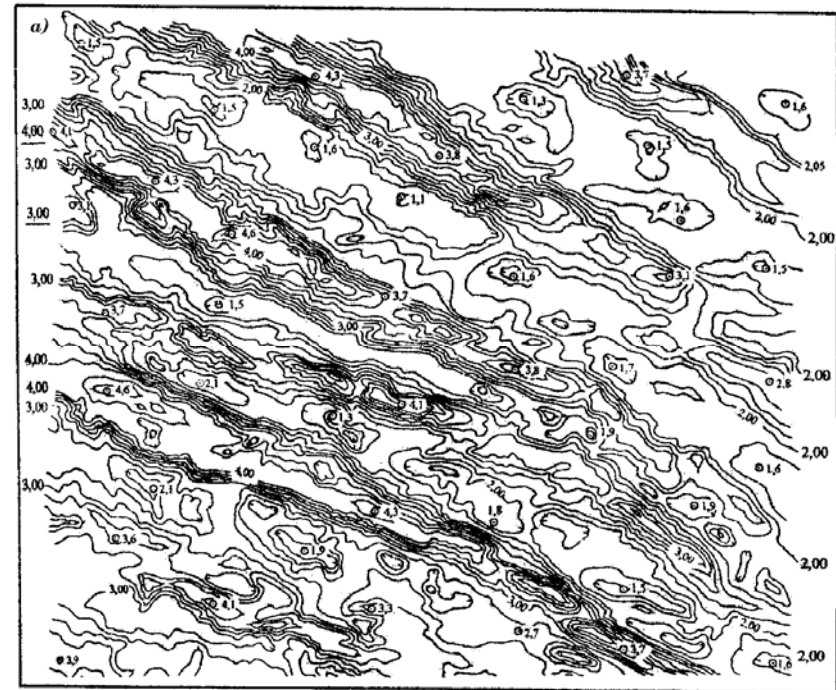
Các nghiên cứu lý thuyết sóng đầu tiên thuộc về

Newton. Những nghiên cứu này đã dựa trên một giả thiết sai lầm rằng các phần tử nước dao động theo đường dây rơi giống như con lắc thủy lực. Tuy nhiên, những nghiên cứu đó là khởi điểm cho các công trình tiếp sau.

Năm 1802, nhà khoa học Tiệp Khắc, giáo sư Đại học Tổng hợp Praha, Herstner đã công bố những bài giảng về cơ học lý thuyết và thực hành, trong đó trình bày lời giải bài toán về lý thuyết sóng ở điều kiện chất lỏng lý tưởng độ sâu lớn vô hạn. Đó chính là diễn đạt đầu tiên của lý thuyết các sóng trôcôit.

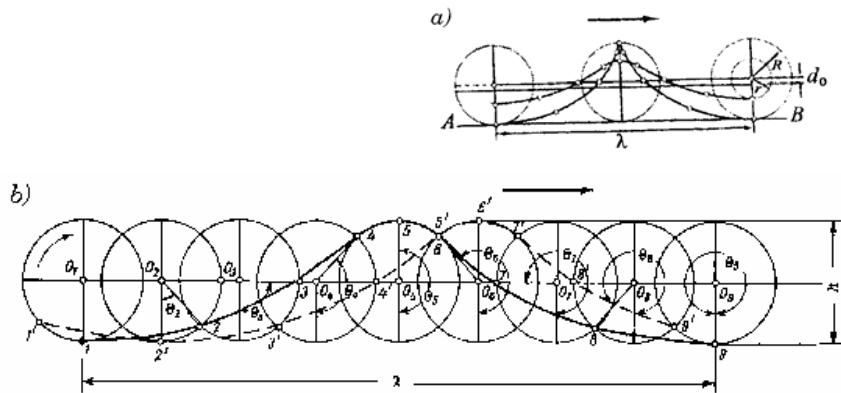
Lý thuyết sóng trôcôit là lời giải của một trong những trường hợp riêng về sóng biên độ hữu hạn trong chuyển động của các phần tử chất lỏng theo quỹ đạo tròn khép kín.

Ta sẽ thực hiện một thí nghiệm như sau. Ném lên sóng lừng một phao nhỏ. Người quan sát sẽ có cảm giác là các sóng chuyển động, chúng chạy. Song trên thực tế, chiếc phao lúc thì nâng lên, lúc thì hạ xuống, vẽ lên một đường cong khép kín có dạng gần giống vòng tròn và luôn luôn quay trở lại cùng một vị trí ban đầu. Chính những quan sát này là căn cứ cho lý thuyết trôcôit. Theo lý thuyết này, hình dạng bề ngoài của sóng và các quy luật chuyển động của các phần tử theo quỹ đạo được xác định với những giả thiết sau:



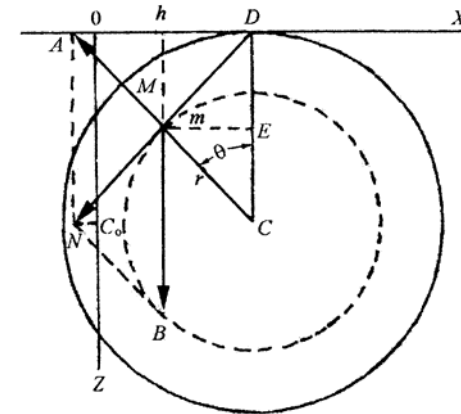
Hình 2.2. Các đường đẳng độ cao của mặt biển dấy sóng theo dữ liệu ảnh máy bay từ hai máy bay (a) và thí dụ về băng ghi mực nước tại một điểm cố định (b) (theo I. N. Đavidan và nnk)

- 1) Biên sâu vô hạn và không ranh giới.
- 2) Không có lực ma sát trong.
- 3) Tất cả các phần tử tham gia vào chuyển động sóng đều chuyển động theo các quỹ đạo hình tròn.
- 4) Các bán kính quỹ đạo của tất cả các phần tử nằm trên cùng một mặt phẳng ngang trước khi xuất hiện sóng là bằng nhau.
- 5) Tất cả các phần tử nằm trên cùng một đường thẳng đứng trước khi bắt đầu sóng thì có cùng pha chuyển động trong thời gian sóng.



Hình 2.3. Đồ thị hình trôcôit và siclôit (a); chuyển động của các phần tử nước và hình dạng sóng trôcôit (b)

Trắc diện sóng trôcôit với độ cao và bước sóng đã cho được xây dựng như sau. Nếu cho vòng tròn bán kính R lăn theo một đường thẳng nằm ngang (hình 2.3a), thì đầu mút bán kính vẽ lên đường siclôit, còn các điểm còn lại của bán kính vẽ lên các đường trôcôit tương ứng với các quỹ đạo bán kính r . Thấy rằng, đường siclôit là đường cong tới hạn đối với họ các đường trôcôit. Từ hình 2.3a thấy rằng, độ cao sóng $h=2r$ và $\lambda=2\pi r$. Từ đây suy ra rằng, để xây dựng trắc diện sóng trôcôit phải chấp nhận $R=2\pi/\lambda$ và $r=h/2$. Chuyển động của các phần tử nước trong sóng trôcôit và chuyển động tịnh tiến của hình dạng sóng được biểu diễn trực quan trên hình 2.3b.



Hình 2.4. Sơ đồ xây dựng trắc diện sóng trôcôit

Để xác định tọa độ x và z của các điểm của trôcôit, ta quy ước trục x là đường thẳng mà vòng tròn đã lăn trên đó, còn trục z là đường thẳng đứng hướng xuống phía dưới (hình 2.4). Góc tọa độ là điểm 0 nơi điểm M của hình tròn bán kính R vào thời điểm ban đầu tiếp xúc với đường thẳng, tức $OD = MD$.

Khi đó, đối với điểm bất kỳ của đường trôcôit m ta có các giá trị tọa độ như sau:

$$\begin{aligned} x &= MD - mE = R\theta - r \sin \theta, \\ z &= DC - EC = R\theta - r \cos \theta, \end{aligned} \quad (2.1)$$

ở đây θ - pha hay góc giữa bán kính mà điểm m nằm trên đó với trục z .

Đối với điểm M , tức trường hợp $r = M$ (siclôit), ta có:

$$\begin{aligned} x &= R(\theta - \sin \theta), \\ z &= R(1 - \cos \theta). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Giả sử m là vị trí phần tử nước với khối lượng bằng đơn vị. Xuất phát từ những tính chất của trôcôit, đường thẳng mD là pháp tuyến với trôcôit tại điểm m . Đồng thời mặt sóng ở điểm m phải vuông góc với lực tổng hợp của hai lực tác động lên phần tử này, cụ thể là lực trọng trường $mD = g$ và lực ly tâm $mA = \omega^2 r$. Vì $\Delta mNB \sim \Delta mDC$, nên

$$\frac{R}{g} = \frac{r}{\omega^2 r} \quad \text{hay} \quad \frac{R}{g} = \frac{1}{\omega^2}. \quad (2.3)$$

Từ đây dễ dàng nhận được các biểu thức cho các yếu tố sóng cơ bản:

1) Bước sóng λ :

$$\lambda = 2\pi R = \frac{2\pi g}{\omega^2}. \quad (2.4)$$

2) Vận tốc góc ω . Từ (2.3) $\omega = \sqrt{\frac{g}{R}}$, nhưng $R = \frac{\lambda}{2\pi}$, khi đó

$$\omega = \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda}}. \quad (2.5)$$

3) Chu kỳ sóng τ

$$\tau = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi R}{\omega R} = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Kết hợp với (2.5), ta có:

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g}}. \quad (2.6)$$

4) Vận tốc pha C_ϕ

$$C_\phi = \frac{\lambda}{\tau} = \sqrt{\frac{\lambda^2 g}{2\pi\lambda}} = \sqrt{\frac{\lambda g}{2\pi}}. \quad (2.7)$$

5) Vận tốc chuyển động các phần tử theo quỹ đạo v

$$v = \omega r = \omega \frac{h}{2} = h \sqrt{\frac{\pi g}{2\lambda}}. \quad (2.8)$$

Từ các công thức (2.4)–(2.7) suy ra rằng, trong sóng trôcôit bước sóng, vận tốc góc, chu kỳ và vận tốc pha liên hệ với nhau và chỉ cần tìm được một trong số các yếu tố đó thì có thể xác định được các yếu tố khác.

Vận tốc chuyển động theo quỹ đạo của các phần tử nước tại mặt tỷ lệ thuận với độ cao sóng, đại lượng này không phụ thuộc vào các yếu tố khác của sóng.

Phải nhận thấy một đặc điểm quan trọng của sóng trôcôit. Nó không đối xứng qua đường thẳng mực nước không nhiễu: các tâm quỹ đạo nằm cao hơn đường này (xem hình 2.3a). Từ đây suy ra rằng, vị trí trung bình trong một chu kỳ sóng của các điểm mặt biển dấy sóng ở cao hơn mặt mực không nhiễu động. Theo tính chất hình học của đường trôcôit suy ra rằng, lượng nâng lên d_0 nói trên bằng

$$d_0 = \frac{\pi r^2}{\lambda} = \frac{\pi h^2}{4\lambda}.$$

Còn một đặc điểm nữa của mặt biển dấy sóng. Được biết rằng, độ dài cung đường cong xác định theo công thức

$$dS = \sqrt{dx^2 + dz^2}.$$

Xét trường hợp tới hạn của đường siclôit, ta có:

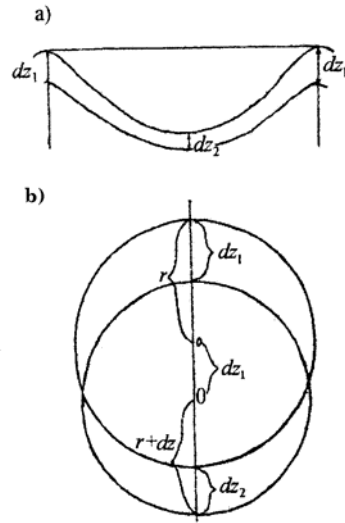
$$dS = \sqrt{[R^2(1 - \cos^2 \theta) + R^2 \sin^2 \theta]d\theta^2} = 2R \sin \frac{\theta}{2} d\theta. \quad (2.9)$$

Lấy tích phân biểu thức (2.9) từ 0 đến 2π , ta có $S = 8R$. Từ đây suy ra rằng, nếu so sánh với $S = 2\pi R$ ta thấy cung tăng lên xấp xỉ 27 %, chứng tỏ là diện tích mặt biển dấy sóng đã tăng lên đáng kể so với trạng thái không nhiễu động.

Bây giờ ta xem xét độ cao sóng h biến đổi như thế nào với độ sâu. Hình dạng bề ngoài của sóng trôcôit là sự uốn cong mặt biển hay uốn cong mặt đẳng áp 0. Hiển nhiên là tất cả các mặt đẳng áp nằm phía dưới phải rập khuôn theo dạng uốn cong của mặt 0 sao cho bước sóng ở các mặt là như nhau.

Trên hình 2.5a biểu diễn hai đường đẳng áp uốn cong theo các đường trôcôit. Khoảng cách giữa các đường đẳng áp được đặc trưng bằng gia lượng áp suất $dp = \rho g dz$ (dz – độ dày lớp nước giữa các đường đẳng áp). Biết rằng, lực ly tâm trong khi phần tử quay ở trên ngọn sóng hướng lên phía trên, còn ở chân sóng hướng xuống phía dưới, ta viết

$$dp = \rho(g - \omega^2 r)dz_1 = \rho(g + \omega^2 r)dz_2. \quad (2.10)$$



Hình 2.5. Sự uốn cong các đường đẳng áp trong sóng tròn (a) và khoảng cách giữa chúng tại đỉnh và đáy sóng (b)

Trên hình 2.5b các điểm O và O' là các tâm quỹ đạo của các phần tử mà trong thời gian yên tĩnh nằm trên dưới nhau tại hai đường đẳng áp vô hạn gần nhau. Rõ ràng là khoảng cách OO' xấp xỉ bằng khoảng cách giữa các đường đẳng áp đã cho tại thời điểm yên tĩnh. Nếu ký hiệu $OO' = dz$, thì từ hình 2.4 ta có

$$\begin{aligned} dz_1 &= dz + r - (r + dr) = dz - dr, \\ dz_2 &= dz + (r + dr) - r = dz + dr, \end{aligned} \quad (2.11)$$

ở đây dr – hiệu giữa các bán kính của các quỹ đạo đang xét.

Thế (2.11) vào (2.10), ta được

$$\rho(g - \omega^2 r)(dz - dr) = \rho(g + \omega^2 r)(dz + dr).$$

Bỏ dấu ngoặc và giản ước các thừa số chung, cuối cùng ta có

$$gdr = \omega^2 r dz. \quad (2.12)$$

Từ đây

$$\frac{dr}{r} = -\frac{\omega^2}{g} dz. \quad (2.12)$$

Tích phân biểu thức (2.12) cho

$$\ln r = -\frac{\omega^2}{g} z + c.$$

Nếu xác định hằng số tích phân từ điều kiện trên mặt biển bán kính quỹ đạo bằng r_0 , ta nhận được

$$\ln r_z = \ln r_0 - \frac{\omega^2}{g} z.$$

Nếu loại bỏ các hàm logarit, ta được

$$r_z = r_0 e^{-\frac{\omega^2}{g} z}. \quad (2.13)$$

Kết hợp với (2.5) ta viết lại biểu thức (2.13) dưới dạng

$$r_z = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z} \quad (2.14)$$

hay

$$h_z = h_0 e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}. \quad (2.15)$$

Từ đây thấy rằng, độ cao sóng biến đổi với độ sâu theo quy luật hàm số mũ, tức các bán kính quỹ đạo hay các độ cao sóng giảm nhanh. Trong bảng 2.1 biểu diễn sự giảm độ cao sóng h khi tăng độ sâu z .

Từ bảng 2.1 suy ra rằng, tại độ sâu bằng bước sóng trên bề mặt, sóng thực tế sẽ triệt tiêu. Hơn nữa, thậm chí tại độ sâu bằng nửa bước sóng thì độ cao sóng sẽ nhỏ không đáng kể so với độ cao sóng trên mặt.

Bảng 2.1. Sự giảm độ cao sóng theo độ sâu

Tỷ số giữa độ sâu z và bước sóng λ_0	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1
Tỷ số giữa độ cao sóng ở độ sâu và h_0	1,0	0,53	0,28	0,15	0,08	0,04	0,02	0,006	0,002

Ghi chú: λ_0 – bước sóng tại mặt biển, h_0 – độ cao sóng tại mặt biển.

Vì vận tốc góc của tất cả các phần tử tại tất cả các độ sâu bằng nhau, nên vận tốc thẳng theo quỹ đạo của phần tử nằm ở độ sâu z bằng

$$v_z = v_0 e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}, \quad (2.16)$$

tức giảm theo quy luật giảm của độ cao sóng.

2.3. Năng lượng sóng trôcôit

Năng lượng của phần tử nước thực hiện chuyển động quỹ đạo trong sóng trôcôit gồm động năng và thế năng. Do quay theo quỹ đạo với vận tốc thẳng không đổi v , phần tử với khối lượng đơn vị có động năng

$$E_k = \frac{v^2}{2} = \frac{\omega^2 r^2}{2}. \quad (2.17)$$

Thế giá trị ω từ (2.5) vào (2.17), ta được

$$E_k = \frac{\pi g r^2}{\lambda}. \quad (2.18)$$

Trước đây đã nhận xét rằng, do những đặc điểm hình học của đường trôcôit, đường thẳng các tâm quỹ đạo nằm cao hơn mực biển không nhiều động. Vì vậy, về trung bình trong một chu kỳ quay theo quỹ đạo, các phần tử nước được nâng lên độ cao $d_0 = \pi r^2 / \lambda$ bên trên mực biển không nhiều động. Do đó, thế năng trung bình chu kỳ của phần tử bằng

$$E_p = \frac{\pi g r^2}{\lambda}. \quad (2.19)$$

Từ các biểu thức (2.18) và (2.19) suy ra rằng, động năng và thế năng trung bình của phần tử lấy trung bình trong chu kỳ sóng bằng nhau. Năng lượng trung bình chu kỳ của khối lượng đơn vị bằng

$$E = \frac{2\pi g r^2}{\lambda}. \quad (2.20)$$

Thế giá trị r từ (2.14) vào (2.20), ta được

$$E = \frac{2\pi g}{\lambda} r_0^2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda} z}. \quad (2.21)$$

Lấy tích phân biểu thức này theo phương thẳng đứng từ 0 đến ∞ đối với một cột nước đơn vị mật độ ρ

$$\int_0^{\infty} E dz = \frac{2\pi g \rho}{\lambda} r_0^2 \int_0^{\infty} e^{-\frac{4\pi}{\lambda} z} dz = \frac{g r_0^2 \rho}{2} = \frac{g h_0^2 \rho}{8}. \quad (2.22)$$

Để xác định năng lượng toàn phần của sóng có bước sóng λ và chiều rộng ngọn sóng l , phải nhân biểu thức (2.22) với λl . Khi đó, nếu bỏ chỉ số ở đại lượng h , ta được

$$E_{\text{sóng}} = \frac{g \rho h^2}{8} \lambda l. \quad (2.23)$$

Từ công thức (2.22) suy ra rằng, năng lượng của một diện tích đơn vị mặt biển phụ thuộc vào độ cao sóng. Sự phụ thuộc bình phương cho thấy năng lượng tăng nhanh khi tăng độ cao sóng. Vì các bán kính quỹ đạo giảm nhanh

theo độ sâu, nên rõ ràng năng lượng chính của sóng chứa ở trong lớp nước bên trên.

2.4. Lý thuyết cơ sở về các sóng dài

Như đã nêu, thí dụ về các sóng ngắn đều đặn là sóng lừng – đó là các sóng tự do hai chiều hình thành trên biển sau khi chấm dứt gió. Điều kiện bắt buộc tạo thành các sóng như vậy là độ sâu biển đủ lớn.

Sóng lừng lan truyền từ những độ sâu lớn vào những độ sâu nhỏ có thể biến đổi thành các sóng dài hai chiều. Song các sóng dài hai chiều đều đặn nhất là các sóng thủy triều tự do.

Quan trắc cho thấy rằng: trong kênh hẹp, qua một chu kỳ triều chiếc phao nổi di chuyển tới và lui song song với trục kênh và đồng thời di chuyển lên và xuống, vẽ lên một quỹ đạo khép kín. Tuy nhiên, đây không phải là chuyển động vòng tròn như trong trường hợp sóng lừng trên độ sâu lớn. Chiếc phao nổi di chuyển trong phương ngang một khoảng cách hàng nghìn lần lớn hơn khoảng cách trong phương thẳng đứng. Vì vậy, quỹ đạo thẳng đứng của phần tử trong sóng dài là hình ellip dãn dài trong phương ngang. Hình dạng bề ngoài của sóng dài chính là một hình trôcôit

ellip. Nhưng độ cao sóng thường hết sức nhỏ so với bước sóng. Vì vậy, với độ chính xác khá cao, có thể xem sóng này là sóng hình sin, điều này giảm nhẹ các tính toán.

Sau này chúng ta sẽ thấy, các công thức của lý thuyết sóng dài đơn giản hơn các công thức của lý thuyết sóng ngắn, nhưng đồng thời lại khá phù hợp với dữ liệu quan trắc. Bây giờ chúng ta sẽ rút ra công thức vận tốc truyền sóng dài theo cách đơn giản của Saint-Venan đã được N. N. Zubov trình bày.

Giả sử trong kênh (hình 2.6) với độ rộng b , độ sâu H , một bức tường AB chắn kênh từ một phía di chuyển trong một đơn vị thời gian tới vị trí DF . Hệ quả là mực nước tại khoảng cách nào đó $EG = n$ nâng lên độ cao a .

Thể tích $ABFE$ bằng thể tích DEG , hay

$$(k - n)H = na \quad \Rightarrow \quad kH - nH = na,$$

$$n = \frac{kH}{H + a}.$$

Giả sử quãng trong một đơn vị thời gian, hay nói cách khác tốc độ dịch chuyển của tường, bằng

$$AE = v = k - n = k - \frac{kH}{H + a} = \frac{kH + ka - kH}{H + a} = \frac{ka}{H + a}. \quad (2.24)$$

Tốc độ này tỷ lệ thuận với tốc độ mà lực truyền cho thể tích

$DFJG$ làm dịch chuyển tường từ vị trí AB tới vị trí DF .

Lực tác động trong một đơn vị thời gian có thể biểu diễn bằng tích của khối lượng với tốc độ, tức bằng xung lực trong một đơn vị thời gian. Khi đó, lực làm dịch chuyển tường được viết như sau:

$$\rho kv = \rho \frac{ak^2}{H + a}, \quad (2.25)$$

ở đây ρ – mật độ chất lỏng.

Tuy nhiên, lực làm dịch chuyển tường bằng áp suất của lớp nước bổ sung có độ cao a , tức bằng ρga .

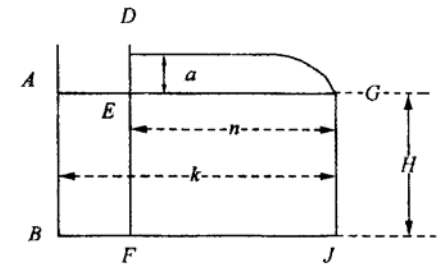
Cho áp suất này bằng biểu thức (2.25), ta được

$$\rho \frac{ak^2}{H + a} = \rho ga \quad \text{hay} \quad g = \frac{k^2}{H + a}.$$

Nhưng k – là khoảng cách mà trong một đơn vị thời gian vòm nước dâng lên lan truyền đi được, hay chính là tốc độ truyền sóng, vậy:

$$C^2 = g(H + a). \quad (2.26)$$

Công thức này tương ứng với công thức Russele nhận



Hình 2.6. Sơ đồ tạo thành sóng dài theo N. N. Zubov

được bằng thực nghiệm đối với các độ sâu nhỏ.

Nếu $a \ll H$, thì

$$C^2 = gH, \quad \text{hay} \quad C = \sqrt{gH}. \quad (2.27)$$

Đây là công thức quen thuộc của Lagrange–Airy xác định tốc độ của sóng dài được rút ra từ các phương trình thủy động lực học.

Thế giá trị $C = k$ từ công thức (2.26) vào (2.24), ta được

$$v = a \sqrt{\frac{g}{H+a}},$$

ở đây v – thành phần phương ngang của vận tốc thẳng của phần tử nước theo quỹ đạo.

Khi $H \gg a$

$$v = a \sqrt{\frac{g}{H}}. \quad (2.28)$$

Đây là công thức Comoa quen thuộc (thường được rút ra bằng cách khác). Từ công thức (2.28) suy ra rằng, tốc độ ngang của các phần tử trong chuyển động đã mô tả tỷ lệ nghịch với căn bậc hai của độ sâu biển.

Từ kết luận của Saint–Venan suy ra rằng, tất cả các phần tử, không tùy thuộc vào độ sâu của chúng kể từ mặt biển, đều có cùng một vận tốc ngang, tức $v_z = v_0$.

Nếu thế giá trị $g = \frac{C^2}{H}$ từ công thức (2.7) vào công thức (2.28), ta được

$$v = \frac{a}{H} C.$$

Công thức này cho phép tính tốc độ dòng chảy triều v theo độ cao mực nước thủy triều $a = \frac{h}{2}$, độ sâu biển H và tốc độ truyền sóng thủy triều C .

Từ công thức (2.28) dễ dàng xác định năng lượng của sóng dài. Động năng của sóng dài (thế năng của sóng dài không đáng kể so với động năng, nên có thể xem bằng không) trên một đơn vị diện tích mặt biển bằng

$$E = \rho H \frac{v^2}{2},$$

trong đó

$$v^2 = a^2 \frac{g}{H} \quad \text{hay} \quad v^2 = \frac{h^2 g}{4H};$$

cuối cùng, ta có

$$E = \frac{\rho g h^2}{8}.$$

Đối với toàn bộ sóng, động năng bằng

$$E = \frac{g\rho h^2}{8} \lambda. \quad (2.29)$$

Như vậy, nếu so sánh (2.29) và (2.23) ta thấy rằng, các biểu thức tính năng lượng sóng ngắn và sóng dài giống nhau.

Các kết luận trên đây về giá trị của tốc độ truyền sóng ngắn và sóng dài chỉ đúng với những điều kiện nhất định, cụ thể là khi $\frac{H}{\lambda} \leq 0,1$ (sóng dài) hay khi $\frac{H}{\lambda} > 0,5$ (sóng ngắn).

Trong dải tỷ lệ $\frac{H}{\lambda}$ từ 0,5 đến 0,1 các sóng nằm trong giai đoạn chuyển tiếp từ sóng ngắn sang sóng dài (đôi khi người ta gọi là sóng nước nông). Tốc độ của các sóng như vậy được xác định chính xác bằng công thức

$$C_\phi^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \operatorname{th}\left(2\pi \frac{H}{\lambda}\right). \quad (2.30)$$

Trong bảng 2.2 dẫn các giá trị hàm tang hyperbôn tùy thuộc vào tỷ số độ sâu và bước sóng.

Như đã thấy từ bảng 2.2, khi $\frac{H}{\lambda} \geq 0,5$ giá trị $\operatorname{th}\left(2\pi \frac{H}{\lambda}\right) = 1$ và do đó, vận tốc pha được xác định theo công thức $C_\phi^2 = \frac{g\lambda}{2\pi}$ đúng với các sóng ngắn.

Bảng 2.2. Các giá trị của $\operatorname{th}\left(2\pi \frac{H}{\lambda}\right)$

$\frac{H}{\lambda}$	6,28	3,14	1,57	0,78	0,63	0,31	0,10
$2\pi \frac{H}{\lambda}$	1,0	0,5	0,25	0,12	0,10	0,05	0,016
$\operatorname{th}\left(2\pi \frac{H}{\lambda}\right)$	1,00	1,00	0,91	0,65	0,56	0,29	0,10

Khi $\frac{H}{\lambda} \leq 0,1$, thấy rằng $2\pi \frac{H}{\lambda} = \operatorname{th}\left(2\pi \frac{H}{\lambda}\right)$ và do đó, $C_\phi^2 = \frac{g\lambda}{2} 2\pi \frac{H}{\lambda} = gH$, tức ta có công thức thỏa mãn để xác định vận tốc sóng dài.

2.5. Các nhóm sóng

Sở dĩ sóng đa dạng là do các sóng có bước và độ cao khác nhau lan truyền với tốc độ khác nhau. Kết quả là các sóng liên tục giao thoa và dần tới tạo thành các nhóm sóng tuần hoàn.

Ta xét sự tạo thành nhóm sóng qua thí dụ đơn giản về sự giao thoa hai hệ sóng đơn hình sin có độ cao h như nhau, chu kỳ và bước sóng gần bằng nhau. Các dao động mực nước theo phương thẳng đứng tại một điểm gây nên bởi mỗi

hệ sóng đơn được mô tả bằng những biểu thức sau:

$$\zeta_1 = \frac{h}{2} \sin \omega_1 t, \quad \zeta_2 = \frac{h}{2} \sin \omega_2 t, \quad (2.31)$$

ở đây

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{\tau_1}; \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{\tau_2}.$$

Khi đó dao động tổng có thể viết bằng biểu thức

$$\zeta = h \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right). \quad (2.32)$$

Công thức (2.32) mô tả những dao động có hai chu kỳ tương ứng với các đối số của hàm sin và hàm cosin.

Bằng cách thế τ' vào vị trí thời gian trong đối số của hàm sin và cho bằng 2π , ta tìm được chu kỳ thứ nhất τ' :

$$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \tau' = 2\pi \quad \text{hay} \quad \frac{2\pi/\tau_1 + 2\pi/\tau_2}{2} \tau' = 2\pi.$$

Do đó

$$\tau' = \frac{2\tau_1\tau_2}{\tau_1 + \tau_2}. \quad (2.33)$$

Chu kỳ thứ hai tìm tương tự:

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \tau'' = 2\pi \quad \text{hay} \quad \frac{2\pi/\tau_1 - 2\pi/\tau_2}{2} \tau'' = 2\pi$$

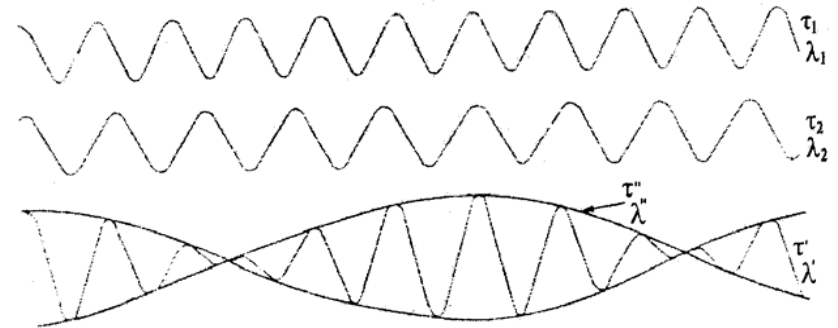
và

$$\tau'' = \frac{2\tau_1\tau_2}{\tau_1 - \tau_2}. \quad (2.34)$$

Từ các công thức (2.33) và (2.34) thấy rằng, chu kỳ thứ nhất gần với các chu kỳ của những dao động hợp thành. Chu kỳ thứ hai lớn hơn nhiều so với chu kỳ của mỗi sóng giao thoa. Từ biểu thức (2.32) suy ra biên độ của dao động tổng biến đổi từ 0 đến h , tức từ không đến hai lần biên độ của từng dao động đơn.

Sau khi xác định được chu kỳ, dễ dàng nhận được các biểu thức để tính bước sóng, nhớ rằng $\lambda = c\tau$:

$$\lambda' = 2 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}; \quad \lambda'' = 2 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$



Hình 2.7. Sơ đồ hình thành các nhóm sóng

Như vậy, khi giao thoa các sóng sẽ tạo thành mạch

động, tức các nhóm sóng. Trong đó τ'' và λ'' chính là đặc trưng cho các mạch động như vậy (hình 2.7).

Di chuyển không chỉ là các sóng bên trong nhóm sóng, mà cả chính nhóm (đường bao các sóng của nhóm) nói chung. Lý thuyết cho thấy rằng, vận tốc pha di chuyển nhóm sóng hình thành từ hai sóng đơn được biểu diễn bằng công thức

$$C_{nh} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Nếu các chu kỳ của những sóng giao thoa, và do đó vận tốc truyền của chúng, khác nhau không nhiều, thì ta có xấp xỉ

$$C_{nh} \approx 0,5C_\phi.$$

Tỷ số $\frac{C_{nh}}{C_\phi} \approx 0,5$ đặc trưng cho những độ sâu lớn. Khi giảm độ sâu, giá trị này tiến tới đơn vị (khi độ sâu là rất nhỏ so với bước sóng).

2.6. Sự xuất hiện và phát triển của sóng gió

Về chuyện gió thổi trên biển là nguyên nhân chính phát triển sóng đã được biết tới từ thời Aristôt (năm 384–322 trước CN). Tuy nhiên, cho tới tận thế kỷ 20 người

ta vẫn chưa hiểu biết hết cơ chế phát sinh các sóng trọng lực ở trên mặt biển. Phải nhận xét rằng, ngay hiện nay cũng chưa thể xem là tất cả các quá trình phát sinh sóng do gió đã hoàn toàn rõ ràng. Dù sao thì người ta cũng đã có được một quan niệm chung về sự hình thành sóng và cách thức gió truyền năng lượng cho các sóng nhờ những nghiên cứu trong phòng thí nghiệm và thực nghiệm ở hiện trường.

Được biết, trong lớp biên khí quyển luôn quan sát thấy rối, vì vậy, trong chuyển động của dòng rối bên trên bề mặt nước bằng phẳng, ở bên trên bề mặt xuất hiện những nhiễu do tác động của thăng giáng áp suất. Kết quả là tại mặt nước xuất hiện những sóng rất nhỏ dạng đều đặn – các sóng mao dẫn. Chúng không ổn định và ngay sau khi gió ngừng thổi sẽ nhanh chóng tắt do tác động của lực nhớt và lực căng bề mặt nước. Biên độ của chúng bằng $10^{-3} - 10^{-2}$ cm, bước sóng 1–2 cm, tốc độ 22 cm/s và chu kỳ 0,06 s, tức đó là những sóng chậm nhất trong toàn bộ phổ sóng biển. Các sóng mao dẫn truyền trên mọi hướng, trong đó những sóng chuyển động theo hướng gió có thể tăng trưởng tới những kích thước mà lực trọng trường bắt đầu phát huy tác dụng tới sự hình thành của chúng. Đương nhiên là sự tăng trưởng sóng, tức gia tăng năng lượng của sóng, là do tác động của gió truyền năng lượng cho nước.

Lần đầu tiên quá trình sinh ra và phát triển sóng dưới tác động gió được Kelvin và Helmholtz thử lý giải vào cuối thế kỷ 19. Theo lý thuyết của Kelvin và Helmholtz, tốc độ gió tới hạn, tại đó bắt đầu xuất hiện các sóng trọng lực tùy thuộc vào sức căng bề mặt nước và bằng 650 cm/s. Giá trị này tỏ ra rất mâu thuẫn với những gì người ta quan trắc được trong thực tế.

Năm 1925, Jeffris là một trong những người đầu tiên đề xuất cho rằng, nguyên nhân tăng trưởng sóng là những xoáy của dòng không khí tạo thành ở phía đằng sau ngọn sóng do áp suất không như nhau ở sườn trước và sườn sau của sóng. Ông này bỏ qua ứng suất tiếp tuyến của gió, tức chấp nhận rằng cơ chế duy nhất truyền năng lượng từ gió cho nước là chênh lệch áp suất pháp tuyến giữa phía đón gió và phía khuất gió. Khi đó sóng có thể tăng trưởng chỉ trong trường hợp nếu thông lượng năng lượng đi vào nước lớn hơn tốc độ tiêu tán động lượng sóng bởi nhớt phân tử. Jeffris đã xác định được rằng, chỉ tiêu tăng trưởng sóng có thể mô tả bằng biểu thức:

$$s\rho'(u-c)^2c > 4\mu g,$$

ở đây u – tốc độ gió, μ – độ nhớt động học, ρ' – tỷ số mật độ không khí và mật độ nước, s – hằng số tỷ lệ không thứ nguyên mà ông gọi là *hệ số vách chắn*. Theo số liệu quan

trắc, Jeffris đã xác lập được $s \approx 0,27$. Tuy nhiên, về sau các số liệu thực nghiệm trong phòng thí nghiệm cho thấy rằng s có thể biến đổi trong phạm vi rộng và nhỏ hơn một bậc.

Năm 1937, Makkaveev nêu ra ý kiến rằng, truyền năng lượng từ gió cho sóng không phải do sự bất đối xứng áp suất trên trắc diện sóng, mà do tác động của các ứng suất tiếp tuyến, xuất hiện tại mặt nước khi tốc độ gió lớn hơn tốc độ phân tử nước. Trong đó chấp nhận rằng, ứng suất tiếp tuyến trùng về hướng với chuyển động của các phân tử nước trên quỹ đạo sóng do nguyên nhân các xoáy của dòng không khí ở sau ngọn sóng.

Về sau, một số tác giả đã phát triển quan điểm giải quyết bài toán do Jeffris đề xuất, một số khác thì ủng hộ quan điểm của Makkaveev. Đã có những nỗ lực đồng thời tính tới truyền năng lượng từ gió cho sóng do cả thành phần áp suất pháp tuyến lẫn thành phần gió tiếp tuyến (Sverdrup và Munk, 1947).

V. V. Suleikin đã tiến hành khảo sát đầy đủ nhất về cơ chế gió cấp năng lượng cho sóng. Ông kiểm tra kết quả lý thuyết bằng dữ liệu thực nghiệm nhận được trong bể sóng do ông thiết kế chuyên dụng cho mục đích này. Theo Suleikin, gió cấp năng lượng cho sóng trước hết do phân bố áp suất không đều ở sườn sóng đón gió và sườn khuất gió.

Suleikin đã bố trí thí nghiệm này trong ống khí động lực. Đã mô phỏng các sóng bằng tấm thép biến thể mỏng lắp ráp trên các khuôn mẫu xẻ rãnh chính xác với $\lambda = 50$ cm trong hai phương án: $h=3$ và 6 cm. Trên chiều dài ống bố trí năm sóng. Dòng không khí đi vào và đi ra được thực hiện ở đáy sóng. Tấm thép được khoan các lỗ đường kính 1,2 mm. Trên các sườn sóng có 17 cặp lỗ nối với những ống đồng tới máy áp kế. Chênh lệch áp suất từ sóng thứ nhất đến sóng tiếp theo được xác định theo áp kế thứ nhất và áp kế tiếp theo tại các đáy sóng. Suleikin đã nhận được kết quả rất rõ rệt. Tại mọi nơi trên cùng một mực ở sườn đón gió áp suất lớn hơn so với ở sườn khuất gió.

Các phần tử nước M_1 và M_2 (hình 2.8) ở phía đón gió nằm trong pha chuyển động đi xuống, còn các phần tử N_1 và N_2 ở phía khuất gió nằm trong pha chuyển động đi lên. Hai phần tử nằm trên một mặt phẳng ngang ở phía đón gió và khuất gió sẽ chịu áp suất khác nhau. Trong khi đi xuống áp suất sẽ lớn hơn, trong khi đi lên thì nhỏ hơn, kết quả là sẽ có một dư lượng năng lượng bằng

$$(\rho'' - \rho') \cos \alpha dz,$$

ở đây α – góc giữa yếu tố mặt biển và mặt phẳng ngang.

Tổng dư lượng năng lượng trong quá trình một chu kỳ

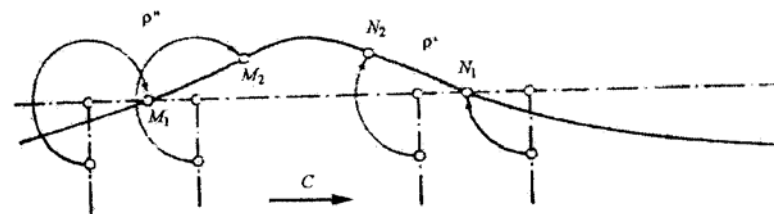
xác định bằng công thức

$$N_u = \frac{1}{\tau} \int_0^h (\rho_z'' - \rho_z') dz.$$

Các thí nghiệm của Suleikin đã cho phép ước lượng được đại lượng $(\rho_z'' - \rho_z')$. Ông đưa ra khái niệm hệ số khí động lực

$$\chi = \frac{P_z'' - P_z'}{\rho_a u^2},$$

ở đây ρ_a – mật độ không khí, u – tốc độ gió.

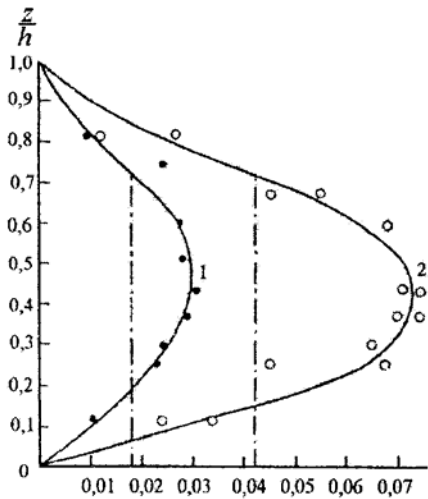


Hình 2.8. Sơ đồ cấp năng lượng từ gió cho sóng theo Suleikin

Với hai mô hình sóng ($h=3$ và 6 cm), ông đã nhận được các đồ thị phụ thuộc χ vào z/h (hình 2.9). Thấy rằng, đối với mô hình $h=3$, giá trị trung bình $\chi=0,018$, còn đối với mô hình $h=6$ cm, giá trị trung bình $\chi=0,042$. Từ đây suy ra

hiệu $\rho_z'' - \rho_z'$ tỷ lệ với độ dốc sóng. Suleikin nhận được rằng, tổng năng lượng gió truyền cho cho sóng trên một đơn vị mặt biển nổi sóng tỷ lệ với độ cao sóng và tốc độ gió tương đối so với vận tốc sóng:

$$N_u = \chi \rho_a \frac{h^2}{\tau} (u - c)^2. \quad (2.35)$$



Hình 2.9. Đồ thị phụ thuộc hệ số khí động lực học vào tham số z/h theo V. V. Suleikin

Theo Suleikin, sự tăng trưởng sóng sẽ chấm dứt khi $c_{th}/u = 0,82$, tức giá trị tối hạn của vận tốc sóng bằng $0,82u$, còn độ cao tối hạn đối với sóng 5% độ đảm bảo $h_{th} = 0,0205u^2$.

Các thí nghiệm ở biển đã cho thấy rằng: khi $5 \text{ m/s} < u < 10 \text{ m/s}$, kết quả tính phù hợp với số liệu quan trắc. Khi tăng dần tốc độ gió thì sai lệch tăng lên và tại $u = 17 \text{ m/s}$ thì giá trị N tính toán nhỏ hơn 2,5 lần so với thí nghiệm.

Theo Suleikin, sai khác như vậy là do có những sóng thứ cấp khá lớn xuất hiện trên ngọn các sóng chính. Cái đó tạo điều kiện làm đứt đoạn các tia không khí, làm tăng sự bất đối xứng của trường áp suất bên trên sóng. Giả thiết này đã được kiểm tra trong phòng thí nghiệm: Ở trên ngọn của các mô hình sóng đã nói trên chỉ cần đặt những thấu kính có độ cao bằng $1/7,5$ độ cao sóng mô hình thì các giá trị của N đã tăng lên sáu lần so với những giá trị nhận được trước đây. Vì vậy, có thể cho rằng, biểu thức (2.35) phản ánh đúng bản chất chính của quá trình.

Sau này đã xuất hiện những lý thuyết mới về sự phát triển sóng gió. Thật vậy, năm 1963, Phillips đã giả thiết rằng, gió thổi giáng nhanh xung quanh giá trị trung bình, còn trường sóng thì liên hệ mật thiết với trường gió rối. Tuy nhiên, ở đây nảy sinh những trở ngại lớn về mô hình hóa sự phân bố ứng suất liên tục biến đổi do các xoáy xuất hiện. Do vậy mà lý thuyết của Phillips, gọi là lý thuyết cộng hưởng, tuy có giúp cho chúng ta hiểu thực chất sự việc, song vẫn không thể mô tả đúng tất cả những tính chất của

sóng mà người ta quan trắc thấy. Một lý thuyết phức tạp hơn nữa của Miles, sau này được Phillips liên kết thành một lý thuyết thống nhất (lý thuyết Miles–Phillips), cũng đã không mô tả được đầy đủ những đặc điểm của sóng gió. Vì vậy, có thể đồng ý với ý kiến của rất nhiều nhà nghiên cứu rằng gió thổi trên mặt nước, sinh ra sóng bằng những quá trình vật lý mà tới nay chưa thể xem là hoàn toàn biết rõ.

Kết thúc mục này là vài lời về sự tiêu tán năng lượng sóng. Chúng tôi lưu ý ngay rằng, những quy luật tiêu tán năng lượng sóng được nghiên cứu tương đối ít. Tuy nhiên, chúng ta biết các nhân tố chính quyết định sự tiêu tán năng lượng sóng. Đó là nhớt phân tử và nhớt rối, sự đổ nhào đỉnh sóng, sự tương tác các sóng mặt với dòng chảy và sóng nội, gió ngược v.v.. Vai trò của mỗi nhân tố đã liệt kê trong quá trình tiêu tán năng lượng sóng khác nhau. Các nghiên cứu đã cho thấy rằng, mất mát năng lượng chủ yếu vẫn là do sự đổ nhào sóng.

Năng lượng bị tiêu tán nhiều trong khi truyền sóng trên nước nông, đặc biệt trong thời gian đổ nhào đỉnh sóng ở đới sóng vỗ bờ. Sự tiêu tán cũng đáng kể trong khi sóng truyền ngược hướng với những dòng chảy mạnh.

2.7. Phụ thuộc của sóng gió vào tốc độ, thời gian tác động của gió và đà

Những trận gió mạnh, ổn định về hướng và tốc độ, thổi trong khoảng thời gian dài trên những vùng nước rộng lớn thường hay gây nên sóng gió lớn. Tuy nhiên, rất hiếm khi gặp thấy những trường hợp sóng phát triển dưới tác động của dòng không khí thổi thẳng, ổn định trong thời gian và không gian, không có mặt sóng lừng.

Đối với những điều kiện tạo sóng lý tưởng như vậy, nhiều tác giả đã đề xuất những biểu thức quan hệ giữa các yếu tố trung bình của sóng gió và các nhân tố tạo sóng trong thời khoảng tựa dừng và trên khu vực tựa đồng nhất của quá trình. Tốc độ gió u , đà gió x và thời gian tác động của gió t được xem là những nhân tố tạo sóng chính.

Người ta thường tìm kiếm những quan hệ nói trên dưới dạng không thứ nguyên, muốn vậy, phải chuyển đổi các yếu tố sóng trung bình và các nhân tố tạo sóng thành dạng các giá trị không thứ nguyên:

$$\tilde{h} = \frac{g\bar{h}}{u^2}; \quad \tilde{\tau} = \frac{g\bar{\tau}}{u}; \quad \tilde{x} = \frac{g\bar{x}}{u^2}; \quad \tilde{t} = \frac{g\bar{t}}{u}.$$

Sau khi quy chuẩn như vậy, người ta chấp nhận các mối phụ thuộc có dạng những hàm lũy thừa, thí dụ, có thể biểu diễn như sau:

$$\frac{g\bar{h}_x}{u^2} = 0,0042 \left(\frac{gx}{u^2} \right)^{1/3}, \quad \frac{g\bar{h}_t}{u^2} = 0,0013 \left(\frac{gt}{u^2} \right)^{5/12},$$

$$\frac{g\bar{\tau}_x}{u} = 0,70 \left(\frac{gx}{u^2} \right)^{1/5}, \quad \frac{g\bar{\tau}_t}{u} = 0,34 \left(\frac{gt}{u^2} \right)^{1/4},$$

ở đây h, x – tính bằng m, τ, t – tính bằng s, u – tính bằng m/s, còn đối với nước nông:

$$\frac{g\bar{h}_H}{u^2} = 0,07 \left(\frac{gH}{u^2} \right)^{3/5}.$$

Trên cơ sở các mối phụ thuộc đã nêu, người ta có thể nhận được: 1) đà sóng cần thiết để với tốc độ gió u đã cho tạo thành được trường sóng phát triển hoàn toàn, 2) các độ cao sóng trung bình của trường sóng phát triển hoàn toàn ứng với tốc độ gió khác nhau, 3) thời gian phát triển sóng ứng với các đà và tốc độ khác nhau v.v.. (các bảng 2.3 – 2.6).

Bảng 2.3. Biến thiên đà x và độ cao sóng trung bình h tùy thuộc vào tốc độ gió u đối với giai đoạn sóng phát triển hoàn toàn (ổn định) (theo I. N. Davidan)

u (m/s)	5	10	20	30
x (km)	100	400	1500	3400
h (m)	0,4	1,4	5,6	12

Bảng 2.4. Thời gian phát triển sóng t_d (giờ) ứng với các giá trị đà x và tốc độ gió v khác nhau (theo I. N. Davidan)

u (m/s)	x (km)			
	50	100	500	1000
5	15	26	88	150
10	11	18	61	104
20	7	12	42	72
30	6	10	35	58

Bảng 2.5. Độ cao sóng trung bình \bar{h} (m) ứng với thời gian tác động của gió với tốc độ khác nhau (theo I. N. Davidan)

u (m/s)	T_d (giờ)			
	50	10	20	50
5	0,3	0,4	0,6	0,9
10	0,7	1,0	1,5	2,5
20	1,8	2,7	4,0	6,7
30	3,2	4,9	7,2	12,1

Bảng 2.6. Độ cao sóng trung bình \bar{h} (m) ứng với đà x và tốc độ gió v khác nhau (thời gian tác động của gió tuân tự lớn hơn giá trị dẫn trong bảng 2.4 (theo I. N. Davidan))

u (m/s)	x (km)			
	50	100	500	1000
5	0,3	0,4	0,7	0,9
10	0,6	0,8	1,6	2,1
20	1,3	1,8	3,5	4,8
30	2,1	2,9	5,7	7,6

Trong các đại dương và biển, những điều kiện tạo sóng “lý tưởng” thực tế không gặp thấy, vậy chỉ nên ứng dụng phương pháp tính đề xuất ở đây trong trường hợp cần ước lượng gần đúng các yếu tố sóng.

2.8. Các đặc trưng thống kê của sóng gió

Ngay từ giai đoạn phát triển đầu tiên, sóng gió đã có các đặc trưng rất đa dạng. Khi trường sóng khá phát triển, thì có mặt đủ các sóng: từ những sóng bắt đầu phát triển đến các sóng cực đại, với năng lượng cân bằng, cũng như các sóng lừng.

Ứng với những điều kiện tạo sóng khác nhau thì hình thành các tập hợp sóng khác nhau. Tuy nhiên, trong sự đa dạng của các đặc trưng sóng, người ta thấy tồn tại những tính quy luật thống kê nhất định. Điều này cho phép nghiên cứu không chỉ từng sóng riêng rẽ, mà đồng thời toàn bộ tập hợp sóng hình thành dưới tác động của gió. Để xác định các đặc trưng thống kê của độ cao sóng đủ tin cậy, cần phải có 150–200 quan trắc liên tục về sóng.

Phép phân tích thống kê đơn giản nhất về sự đa dạng các yếu tố sóng là xác định độ lặp lại và độ đảm bảo của các yếu tố sóng. Muốn vậy, từ toàn bộ dải biến thiên của các giá

trị quan trắc yếu tố sóng từ cực tiểu đến cực đại, người ta tính ra những giá trị trung bình \bar{h} , $\bar{\lambda}$, $\bar{\tau}$. Sau đó, tìm tỷ số của yếu tố đang xét theo giá trị trung bình, thí dụ h_i/\bar{h} , tức quy chuẩn các giá trị yếu tố quan trắc theo giá trị trung bình của nó. Chia dải biến thiên của các giá trị nhận được thành một số khoảng và tính phần trăm số quan trắc rơi vào từng khoảng. Sau đó, dựng *đường cong độ lặp lại* của các giá trị tương đối của yếu tố.

Theo dữ liệu quan trắc người ta đã nhận được những đường cong tổng quát độ lặp lại của độ cao (hình 2.10), chu kỳ và bước sóng, cho phép xác lập một số tính quy luật. Thật vậy, cực đại độ lặp lại rơi vào khoảng $0,8\bar{h}$. Độ lặp lại của các sóng lớn hơn và các sóng nhỏ hơn giảm nhanh (xem hình 2.10).

Một đặc trưng phân bố yếu tố sóng quan trọng nữa là *đường cong độ đảm bảo* (đường cong tích phân độ lặp lại hay *hàm phân bố*). Để dựng đường cong này, người ta cộng các độ lặp lại, bắt đầu từ độ lặp lại của các giá trị lớn nhất của yếu tố (đường cong 2 trên hình 2.10). Thấy rằng, sự phân bố các yếu tố sóng trong khoảng tựa dừng của quá trình và trên vùng tựa đồng nhất của nó được mô tả khá tốt bằng quy luật lý thuyết của Weibull, theo luật này, đối với dãy các giá trị đại lượng ngẫu nhiên đã quy chuẩn về giá trị

trung bình thì

$$F(x) = \exp(-Ax^k).$$

Đối với các yếu tố sóng đã nhận được những giá trị sau đây của các tham số k và A :

	A	k
h	2,0	0,785
τ	3,0	0,712
λ	2,3	0,757

Trong bảng 2.7 biểu diễn những giá trị của hàm phân bố các yếu tố sóng.

Bảng 2.7. Hàm phân bố $F(x)$ đối với các giá trị quy chuẩn của đối số ($x^0 = x/\bar{x}$)

$F(x)$	h^0	λ^0 và l^0	τ^0	$F(x)$	h^0	λ^0 và l^0	τ^0
0,1	2,97	2,62	2,13	30,0	1,24	1,22	1,19
1,0	2,42	2,19	1,86	50,0	0,94	0,96	0,99
3,0	2,11	1,95	1,70	70,0	0,67	0,72	0,79
5,0	1,95	1,82	1,61	90,0	0,37	0,42	0,53
10,0	1,71	1,62	1,48	95,0	0,26	0,31	0,42
20,0	1,43	1,39	1,31				

Thí dụ, theo đường cong tổng quát, độ đảm bảo của độ cao sóng trung bình là 46 %, tức chỉ có 46 % sóng có độ cao

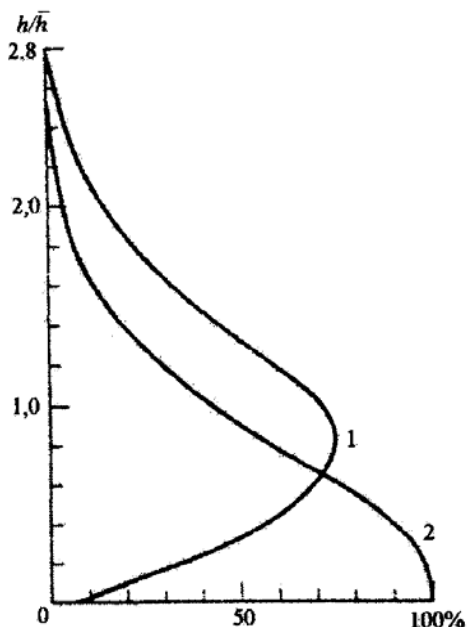
bằng và lớn hơn độ cao trung bình. Độ đảm bảo của độ cao $2\bar{h}$ bằng khoảng 5 %, tức chỉ có năm sóng trong số 100 sóng sẽ có độ cao bằng và lớn hơn $2\bar{h}$. Các sóng với độ đảm bảo 0,01 % có độ cao $3\bar{h}$. Xác suất của bước sóng và chu kỳ sóng khác biệt với giá trị trung bình nhỏ hơn xác suất của độ cao.

Như đã nói nhiều lần, các sóng truyền thành những nhóm. Phân tích và khái quát số lượng lớn các băng ghi sóng cho phép nhận được hàm phân bố số lượng các sóng gió trong các nhóm đối với trường sóng cường độ khác nhau. Chúng ta sẽ dẫn ra hàm phân bố ứng với độ cao sóng trung bình từ 0,2 đến 4,5 m, và do đó, ứng với các sóng cực đại từ 0,5 đến 14 m (bảng 2.8).

Bảng 2.8. Hàm phân bố $F(x)$ số lượng sóng trong nhóm ứng với độ cao trung bình từ 0,2 đến 4,5 m

Số sóng trong nhóm	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$F(x)$ %	90	70	50	45	30	20	10	8	5	3	2	1	0,5

Từ bảng 2.8 thấy rằng, 50 % nhóm sóng gồm 5 sóng. Cái gọi là đợt sóng thứ chín chỉ gặp trong 10 % tất cả các nhóm sóng.



Hình 2.10. Các đường cong tổng quát độ lặp lại (1) và độ đảm bảo (2) của độ cao sóng tương đối (theo la. G. Vilensky và V. V. Glukhovsky)

Dữ liệu quan trắc còn cho phép xác định được rằng, số sóng trong nhóm càng nhiều thì sóng lớn nhất trong nhóm càng cao. Trong nhóm gồm 14 sóng, sóng lớn nhất cao hơn độ cao trung bình 2,5 lần. Đối với trường sóng bão, giá trị trung bình của độ cao sóng lớn nhất trong nhóm h^0 lớn hơn 1,6 lần so với độ cao trung bình của tất cả các sóng, tức

$$h^0 = 1,6\bar{h}.$$

Cũng thấy rằng, về trung bình, các nhóm đối xứng nhau, các độ cao và chu kỳ sóng đứng trước và sau sóng lớn nhất trong nhóm xấp xỉ bằng nhau và về trung bình bằng $(0,5 - 0,6)h^0$.

Nói chung, nếu biết \bar{h} , $\bar{\tau}$ và $\bar{\lambda}$, thì dựa vào các luật phân bố hay các bảng phân bố có thể tính xác suất của các giá trị khác nhau của các yếu tố sóng hay của tập hợp chúng.

2.9. Sự biến dạng của sóng gió khi tiến về phía bờ

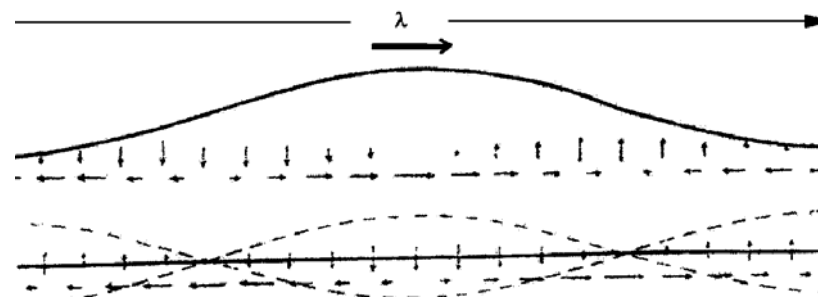
Ở vùng khơi đại dương, sau khi gió ngừng tác động thì sóng tắt dần. Nhớt rối là nhân tố chính làm sóng tắt dần. Các sóng ngắn, dốc bị biến mất trước tiên. Các sóng lừng dài thoải duy trì được lâu nhất. Vì có vận tốc pha lớn, sóng lừng có thể truyền đi những khoảng cách lớn mà không bị yếu đi nhiều. Thật vậy, thí dụ, sóng lừng với độ cao 2 m và chu kỳ 16 s sau 18 giờ đi được quãng đường 2800 km và vẫn còn khá cao. Người ta quan trắc kích thước và hướng chuyển động của các sóng như vậy để dự báo bão.

Khi tiến vào bờ sâu và dốc đứng, các sóng sẽ phản xạ mà không bị phá hủy. Khi đó sóng gây ra một áp suất động

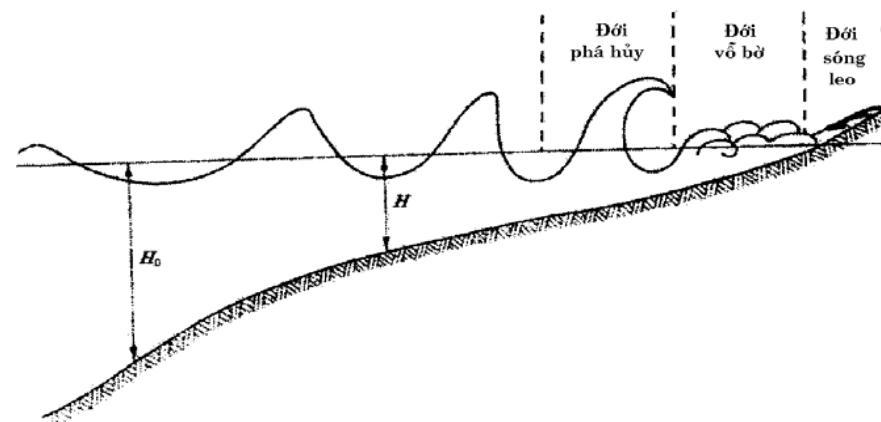
lực học lớn lên tường bờ. Phía trước tường xảy ra *sự giao thoa* sóng tới và sóng phản xạ, tạo thành hệ thống sóng đứng đặc trưng. Trong *sóng đứng*, biên độ của tất cả các phần tử khác nhau (nhưng không đối đối với mỗi phần tử), song tất cả các phần tử nằm giữa hai nút lân cận, tức các điểm ở đó không có dao động thẳng đứng, có cùng pha dao động. Điều này có nghĩa rằng chúng đồng thời nâng lên hay hạ xuống. Khi chuyển qua nút, pha thay đổi 180° . Bước của sóng đứng bằng bước của sóng tiến mà từ đó nó đã được tạo thành.

Khác biệt quan trọng giữa sóng tiến và sóng đứng là ở chỗ: trong *sóng tiến* đều đặn, tốc độ phương ngang lớn nhất của các phần tử quan sát thấy ở đỉnh và đáy (hình 2.11), tức gần các điểm cực trị mực nước, còn tốc độ thẳng đứng lớn nhất – ở mực trung bình. Trong *sóng đứng*, tốc độ phương ngang lớn nhất quan sát thấy ở gần các điểm nút, còn tốc độ thẳng đứng lớn nhất – ở các điểm bụng.

Phải nhớ rằng, các sóng đứng hai chiều đều đặn được tạo thành chỉ khi sóng tiến bị phản xạ bởi vật cản nằm vuông góc với hướng truyền sóng. Khi phản xạ các sóng tiến hai chiều đều đặn bởi tường thẳng đứng nằm dưới một góc so với hướng truyền sóng thì tạo thành các sóng đứng ba chiều đều, gọi là *hiện tượng sóng xô đáy*.



Hình 2.11. Sơ đồ chuyển động thẳng đứng và ngang của các phần tử nước trong sóng tiến và sóng đứng



Hình 2.12. Biến dạng sóng ở bờ thoải

Ở bờ thoải nông, các sóng tới sẽ bị biến dạng, sau đó bị phá hủy, tạo thành *sóng vô bờ* (hình 2.12). Sóng bắt đầu bị

biến dạng khi độ sâu H trở nên nhỏ hơn nửa bước sóng và sóng biến đổi từ sóng ngắn thành sóng dài. Trong khi đi qua vùng độ sâu giảm dần, sóng truyền năng lượng của nó cho một khối lượng nước mỗi lúc một nhỏ dần. Vì thế mà độ cao sóng tăng lên, và theo công thức (2.29), cùng với ảnh hưởng của ma sát đáy, bước sóng và tốc độ sóng giảm. Quan trắc cho thấy rằng, trong quá trình này chu kỳ sóng biến thiên chậm hơn so với những yếu tố sóng khác.

Có thể ước lượng gần đúng sự biến đổi của bước sóng và tốc độ sóng trên nước nông gần bờ bằng cách từ những lập luận như sau.

Vì $c = \sqrt{gh}$ và $\lambda = c\tau$, nên

$$\lambda = \tau \sqrt{gH}. \quad (2.36)$$

Cho rằng, khi sóng di chuyển từ độ sâu H tới độ sâu H_0 chu kỳ sóng thực tế không biến đổi, từ công thức (2.36) ta có:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{H}{H_0}} = \frac{C_\phi}{C_{\phi_0}}. \quad (2.37)$$

Từ (2.37) suy ra khi độ sâu giảm 50 % bước sóng và tốc độ truyền sóng giảm 29 %.

Sự biến đổi độ cao sóng có thể ước lượng gần đúng nhờ biểu thức năng lượng toàn phần của sóng (2.29).

Nếu chấp nhận rằng, giữa các độ sâu H và H_0 năng lượng toàn phần của sóng không đổi, ta được

$$h_0^2 \lambda_0 = h^2 \lambda.$$

Từ đây kết hợp với (2.37) ta có

$$\frac{h_0^2}{h^2} = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{H}{H_0}}. \quad (2.38)$$

Vậy là khi độ sâu giảm 2 lần, thì độ cao sóng tăng lên khoảng 1,2 lần.

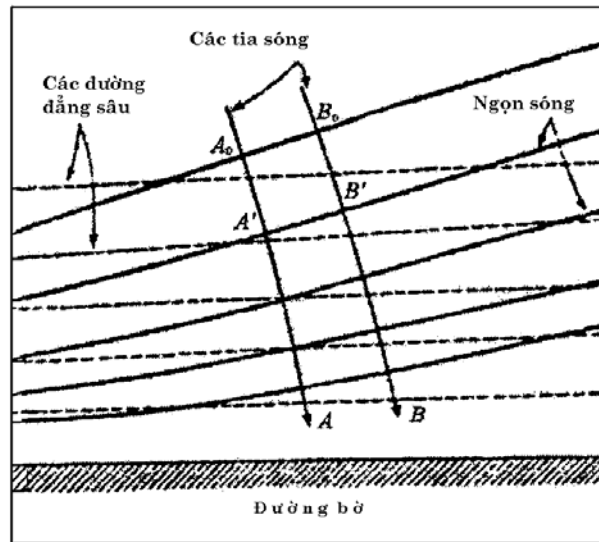
Giảm bước sóng và tăng độ cao sóng khi truyền vào bờ dẫn đến độ dốc sóng h/λ tăng mạnh, sóng mất tính ổn định và bị đổ nhào, tạo thành sóng vỡ bờ. Ngoài ra, dòng nước chảy ngược lại do sóng vỡ bờ tung lên bờ cũng giúp thêm cho sự đổ nhào sóng. Quan trắc cho thấy rằng, thông thường sóng vỡ bờ tạo thành ở độ sâu bằng khoảng từ 1,14 h đến 1,45 h , tức về trung bình, ở độ sâu $H = 1,3 h$.

Trong một số trường hợp riêng lẻ, khi sóng tiến vào bờ có thể đồng thời giảm độ sâu biển và giảm độ dài đỉnh sóng l . Thật vậy, thí dụ ta có thể tưởng tượng là sóng đi vào một vịnh hẹp dần, độ sâu giảm từ cửa tới đỉnh vịnh. Trong trường hợp này $h_0^2 \lambda_0 l_0 = h^2 \lambda l$. Do đó

$$\left(\frac{h_0}{h}\right)^2 = \frac{\lambda l}{\lambda_0 l_0}, \quad \text{hay} \quad \left(\frac{h_0}{h}\right)^4 = \frac{H l^2}{H_0 l_0^2}, \quad (2.39)$$

ở đây l – độ rộng của vịnh, bằng đoạn ngọn sóng. Từ công thức (2.39) suy ra nếu độ sâu và đồng thời độ rộng vịnh cùng giảm 2 lần, thì độ cao sóng tăng 1,7 lần.

Các sóng đi xiên vào bờ dưới một góc luôn có xu hướng đổi hướng đường đỉnh sóng sao cho song song với bờ. Hiện tượng rất quen thuộc này gọi là *khúc xạ sóng*, được giải thích là do những ngọn sóng nào cập vào nước nông trước thì chuyển động chậm lại, nhờ đó mà các đường đỉnh sóng quay hướng (hình 2.13).



Hình 2.13. Phản xạ sóng khi tiến vào bờ có các đường đẳng sâu song song
(ngọn sóng tại tia B luôn nằm ở nơi sâu hơn so với tia A)

Quá trình này tương tự như quá trình gây nên sự uốn cong những tia sáng trong các hệ thống quang học, vì vậy mà được gọi là “khúc xạ”. Trong trường hợp các đường đẳng sâu song song với bờ, có thể tiếp tục sử dụng sự tương tự này để áp dụng định luật Snellius của sóng ánh sáng cho sóng đại dương:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} = \frac{C}{C_0}, \quad (2.40)$$

ở đây α – góc giữa đường đỉnh sóng và đường đẳng sâu tại độ sâu nào đó, C – tốc độ sóng tại độ sâu đó, còn các tham số với chỉ số “0” ứng với nước sâu, nơi hướng và tốc độ sóng không đổi.

2.10. Những độ cao sóng quan trắc được trong đại dương

Câu hỏi sóng gió ở đại dương có thể đạt tới độ cao bao nhiêu đã từng làm người ta phân vân từ những thời xa xưa. Trong văn liệu có thể thấy những thông báo về những cơn sóng cao khổng lồ: 40 – 50 m và hơn nữa.

I. N. Davidan và L. I. Lopatukhin đã tiến hành một tổng hợp đầy đủ nhất về dữ liệu quan trắc độ cao sóng ở các vùng khác nhau của Đại dương Thế giới, bảng tổng hợp đó về trạng thái sóng ở các vùng đại dương và các biển được

dẫn dưới đây (bảng 2.10). Sóng lớn nhất trong số tất cả các con sóng đo được bằng dụng cụ được ghi nhận ở Thái Bình Dương ngày 2 tháng 4 năm 1966 tại 60°S từ boong tàu “Obi” nhờ hai máy chụp ảnh. Độ cao sóng bằng 24,9 m. Từ bảng 2.10 thấy rằng, theo tính toán ở vùng vĩ độ trung bình của Thái Bình Dương, một lần trong 30 năm có thể gặp thấy sóng độ cao 29 m.

Những sóng cao nhất ghi nhận bằng mắt cũng gặp thấy ở Thái Bình Dương. Thật vậy, ngày 7 tháng 2 năm 1933 trên hải trình từ Manila đến San-Điego (bang California), từ tàu chở dầu của Mỹ “Ramano”, người ta đã quan sát bằng mắt được sóng cao 34 m, còn ngày 10 tháng 12 năm 1993 tại vùng thêm bờ tây Canada, từ tháp khoan đã ghi được sóng cao 30,8 m. Nói chung, những con số ước lượng này không mâu thuẫn với dữ liệu tính toán.

Tại khu vực được nghiên cứu kỹ nhất của Đại dương Thế giới – vùng vĩ độ trung bình Đại Tây Dương, từ tàu thời tiết “Julietta” (54°N, 20°W), bằng máy sóng ký đã ghi được sóng với độ cao 20,5 m, chu kỳ 15 s. Các sóng với độ cao 14 m đã đo được nhiều lần ở Bắc Đại Tây Dương. Ở khu vực phía tây Bắc Đại Tây Dương, vùng đảo Niuphônlen và mũi Gatteras, đã quan trắc bằng mắt được sóng cao 30 m.

Ở Ấn Độ Dương, cũng có một số ít quan trắc bằng mắt

và thấy được sóng cao tới 30 tại khu vực vĩ độ trung bình.

Trong các biển thì kích thước sóng nhỏ hơn một ít. Thí dụ, ở biển Baltic, sóng lớn nhất ghi được bằng máy có độ cao 9 m, bước sóng 130 m và chu kỳ 10 s. Ở Bắc Hải, phao đo sóng “Waverider” của Hà Lan đã ghi được sóng cao 21,8 m vào ngày 20 tháng 10 năm 1970. Các sóng độ cao lớn đã quan trắc thấy ở các biển Nauy, Grinlen và Baren, mặc dù ở những nơi này sóng cao nhất ghi nhận được bằng dụng cụ chỉ là 12 m. Các biển Bering và Ôkhôt được xem là những biển sóng rất dữ tợn. Nơi đây, các sóng cao 8 m và hơn nữa không phải là hiếm. Thậm chí trong biển Kaspi, một biển nội địa, tại phần trung tâm và phía nam khoảng năm năm một lần độ cao sóng có thể hơn 14 m. Tuy nhiên, thường thì độ cao sóng nhỏ hơn nhiều so với các độ cao cực đại có thể. Theo dữ liệu thống kê của Liên Xô trước đây, độ lặp lại trung bình nhiều năm của các sóng với độ cao 6 m và hơn ở bắc phần Đại Tây Dương và Thái Bình Dương không vượt quá 17–18 %, ở các vùng nhiệt đới của các đại dương – 3–5 %. Ở các biển sóng dữ nhất: Nauy, Grinlen, Baren, Bering, Ôkhôt và Bắc Hải – 8 %, Bạch Hải, Baltic và Nhật Bản – 5 %, Hắc Hải và Kaspi – 3 %.

Bảng 2.10. Đặc trưng mức độ sóng các vùng đại dương và một số biển theo Davidan và Lopatukhin

Vùng đại dương và biển	Độ cao sóng lớn nhất có thể 1 lần trong 30 năm, m	Độ cao sóng lớn nhất quan trắc (bằng mắt), m	Giá trị có thể của độ cao sóng đo bằng mắt, m	Độ cao sóng lớn nhất đo bằng máy, m
Ồn đới Bắc Đại Tây Dương	28	30,5	21 – 35	21
Ồn đới Nam Đại Tây Dương và Ấn Độ Dương	32	24	26 – 40	–
Ồn đới và cận nhiệt đới Bắc Thái Bình Dương và ôn đới Nam Thái Bình Dương	29	34	22 – 36	24,9
Nhiệt đới Bắc Đại Tây Dương	22	11	17 – 27	–
Nhiệt đới Nam Đại Tây Dương và Ấn Độ Dương	20	19	15 – 25	–
Nhiệt đới THải Bình Dương và vùng gió mùa xích đạo nhiệt đới Ấn Độ Dương	17	15	13 – 21	15
Xích đạo	17	12	13 – 21	–
Bắc Hải, Baren, Ókhót, Bering, Nauy và Grinlen	227	21	17 – 27	21,8
Baltic, Nhật Bản, Địa Trung Hải, Hắc Hải, Kaspi	17	12	13 – 21	12

Ghi chú: Các độ cao sóng quan trắc và đo ở dòng trước cuối cùng thuộc Bắc Hải, ở dòng cuối cùng – Hắc Hải (độ cao quan sát) và Kaspi (độ cao đo).

Bảng 2.11. Thang cấp sóng

Mức độ sóng, (cấp)	Độ cao sóng lớn nhất, (m)	Đặc trưng sóng bằng lời
0	0	Không có sóng Sóng yếu
1	dưới 0,25	
2	0,25 – 0,75	
3	0,75 – 1,25	Sóng đáng kể
4	1,25 – 2,00	
5	2,00 – 3,50	
6	3,50 – 6,00	Sóng mạnh
7	6,00 – 8,50	
8	8,50 – 11,00	
9	hơn 11,00	Sóng rất mạnh Sóng cực kỳ mạnh

Bảng 2.12. Thang trạng thái mặt biển (đại dương) dưới ảnh hưởng của gió

Cấp	Các dấu hiệu để xác định trạng thái mặt biển (đại dương)
0	Phẳng lặng như gương
1	Gợn sóng, xuất hiện các ngọn sóng nhỏ
2	Các ngọn sóng nhỏ bắt đầu đổ nhào nhưng bọt không trắng mà trong xanh
3	Có những con sóng không lớn nhưng rõ, một số ngọn sóng đổ nhào đôi chỗ tạo thành những đám bọt trắng
4	Sóng có hình dạng khá rõ, bọt trắng tạo thành khắp nơi
5	Xuất hiện những ngọn sóng lớn, đỉnh có bọt chiếm diện tích lớn, gió bắt đầu tung bọt từ ngọn sóng
6	Các ngọn sóng tạo thành những luồng sóng gió dài; bọt tung trắng thành các dải trên sườn sóng
7	Các dải bọt dài tung lên trong gió, phủ kín sườn sóng và đôi chỗ lan tới tận đáy sóng
8	Bọt nước dày đặc bao phủ khắp sườn sóng, mặt biển trở nên trắng xóa, chỉ thừa đôi chỗ ở chân sóng
9	Lớp bọt dày đặc phủ kín mặt biển, bụi nước tung tóe trong không khí, tầm nhìn giảm

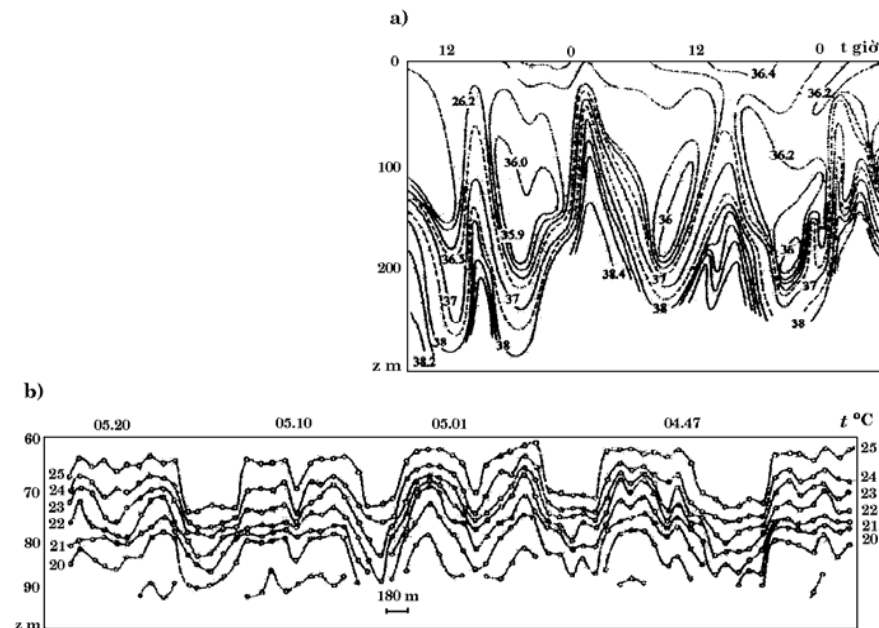
Bên cạnh rất nhiều thiết bị đo cho phép thu được số liệu khá chính xác về các tham số sóng, trong thực hành vẫn thường sử dụng cách ước lượng trạng thái sóng bằng cấp sóng. Trong phương pháp này, mức độ sóng và trạng thái mặt biển được xác định theo thang 10 cấp (các bảng 2.11 và 2.12). Mặt biển phẳng lặng như gương, tức khi không có sóng, được đánh giá bằng cấp 0. Mức độ sóng cực đại (cấp 9) tương ứng với độ cao sóng lớn nhất bằng hơn 11m.

2.11. Sóng nội

Trong trạng thái phân tầng ổn định của nước đại dương và các biển có thể phát triển những sóng nội với kích thước lớn bên trong tầng nước. Chu kỳ của các sóng nội bằng từ một số phút đến một số ngày, độ cao tới 100 m và bước sóng tới 100 km.

Cơ chế vật lý tạo thành các sóng nội rất đơn giản. Nếu trong chất lỏng phân tầng ổn định xuất hiện nhiễu động làm di chuyển phần tử chất lỏng ra khỏi vị trí cân bằng, thì dưới tác động của trọng lực và lực Acsimet phần tử này sẽ thực hiện dao động so với vị trí cân bằng. Những dao động đó lan truyền trong đại dương dưới dạng các sóng nội. Sóng nội trong đại dương tồn tại khắp nơi, và do biến thiên mật

độ trong phương thẳng đứng trong đại dương nhỏ, nên những di chuyển thẳng đứng không đòi hỏi mất nhiều năng lượng, vì vậy, biên độ sóng nội có thể tăng đến những giá trị rất lớn.



Hình 2.14. Những thí dụ về sóng nội

a – ở eo Gibraltar theo số liệu quan trắc độ muối ngày 16–18/5/1961 (theo Bokelli, 1962); b – ở vùng tín phong Bắc Đại Tây Dương theo dao động nhiệt độ (theo Sabinhin, 1974)

Các sóng nội có ảnh hưởng to lớn tới những quá trình xảy ra trong đại dương. Chúng có vai trò quan trọng trong

sự trao đổi phương ngang và thẳng đứng, xáo trộn nước. Nghiên cứu sóng nội cần thiết đối với thủy âm học và thủy quang học, thủy sinh học, hải trình dưới nước v.v.. Chính những lý do này giải thích vì sao người ta rất quan tâm nghiên cứu các sóng nội trong những năm gần đây.

Trên hình 2.14 dẫn những thí dụ sóng nội quan trắc được tại hai vùng đại dương. Từ các thí dụ thấy rằng, biên độ sóng nội lớn hơn nhiều so với sóng mặt, điều này, như đã nói, liên quan tới hiệu mật độ trong đại dương nhỏ. Ta giải thích điều này thông qua thí dụ.

Giả sử sóng nội độ cao h_2 tại ranh giới hai lớp đồng nhất có các mật độ ρ_1 và ρ_2 được tạo thành dưới tác động của sóng mặt h_1 (hình 2.15). Trong trường hợp này, ngọn sóng mặt sẽ tương ứng chân sóng nội và ngược lại. Ta chọn ở độ sâu nào đó một mực z_0 , tại đó sóng nội không còn quan sát thấy nữa và do đó, các đường đẳng áp nằm ngang. Từ điều kiện áp suất không đổi tại mực z_0 , có thể viết

$$\rho_1 g z_1 + \rho_2 g z_2 = \rho_1 g (z_1 + h_1 + h_2) + \rho_2 (z_2 - h_2).$$

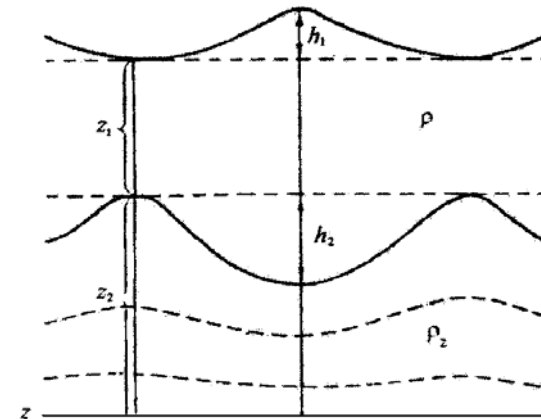
Từ đẳng thức này dễ dàng nhận được

$$\rho_1 h_1 = h_2 (\rho_2 - \rho_1)$$

hay

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1}.$$

Từ tương quan này suy ra rằng, độ cao sóng nội càng lớn nếu hiệu mật độ của các lớp càng nhỏ. Điều này giải thích vì sao trong các lớp sâu phân tầng yếu biên độ các sóng nội đạt tới hàng trăm mét. Song trong phân tầng yếu các sóng nội có thể đạt tới độ cao làm chúng trở nên không ổn định và bị phá hủy. Khi đó sự xáo trộn các lớp diễn ra mạnh mẽ.



Hình 2.15. Sơ đồ tạo thành sóng nội

Các sóng nội di chuyển chậm hơn nhiều so với các sóng gió ở trên mặt. Vận tốc pha của các sóng nội thường không lớn hơn một số mét trong một giây và càng nhỏ nếu hiệu số

mật độ giữa các lớp càng bé. Trong điều kiện sóng nội phát triển trong chất lỏng đứng yên và bước sóng bé so với độ dày các lớp, giá trị vận tốc pha được xác định từ biểu thức sau:

$$C = \sqrt{\frac{g\lambda(\rho_2 - \rho_1)}{2\pi(\rho_2 + \rho_1)}}. \quad (2.41)$$

Nhận thấy rằng, các sóng gió trên mặt cũng có thể biểu diễn như là các sóng nội xuất hiện tại mặt phân cách hai môi trường – nước và không khí. Tuy nhiên, ở trường hợp này $\rho_2 \gg \rho_1$ (ba bậc) và bởi vậy, thừa số cuối cùng trong biểu thức (2.41) bằng đơn vị.

Hình dáng các sóng nội trong đại dương rất đa dạng. Các sóng nội tương đối dài và thấp tần có thể có dạng tựa hình sin. Các sóng nội chu kỳ ngắn có dạng rất khác với sóng hình sin (với các ngọn sóng phẳng hơn và chân sóng dốc hơn). Các sóng nội có thể quan sát thấy dưới dạng sóng đơn độc và các nhóm.

Thông thường, các sóng nội chỉ gây nên những dao động không đáng kể của bề mặt đại dương. Tuy nhiên, mặc dù những dao động này rất bé, nhưng chắc chắn không phải bằng không. Trên các băng ghi của máy đo địa chấn trên băng Bắc Cực nhận thấy những dao động với chu kỳ có tính chất sóng nội.

Có nhiều cơ chế phát sinh các sóng nội. Các sóng nội trong đại dương phát triển dưới tác động của những hiện tượng khí quyển khác nhau như front khí quyển đi qua, dao động áp suất, gió. Các sóng nội xuất hiện do tác động của các lực tạo triều, khi sóng thủy triều tiến tới sườn lục địa, khi các vùng đáy đại dương chuyển động, khi tương tác với các sóng mặt, khi dòng chảy phân tầng chảy bao quanh những gồ ghề tại đáy đại dương và nhiều nhân tố khác nữa.

Sự suy thoái (tiêu tán) các sóng nội cũng có thể do một số cơ chế khác nhau. Chúng tắt dần do tác động của lực nhớt phân tử. Tuy nhiên, sự tắt dần này rất chậm. Sóng nội có thể bị đổ nhào khi nào gia tốc địa phương của nó $\omega^2 r$ so sánh được với gia tốc rơi tự do g . Song vì tần số của sóng nội nhỏ nên điều này hầu như không thể thực hiện. Tuy nhiên, khi có mặt dòng chảy, sóng nội có thể bị đổ nhào do đỉnh sóng bị trôi đi theo dòng trong phương ngang. Độ bất ổn định thủy động lực của sóng nội có thể là cơ chế suy thoái rất hiệu quả.

2.12. Dao động lắc

Nếu như ở một khu vực của thủy vực (kín hoặc nửa kín) dưới tác động của một lực nào đó tạo nên sự dâng hoặc hạ

mực nước, thì ngay sau khi lực ngừng tác động, toàn bộ nước của thủy vực trở nên chuyển động dao động nhằm quay trở về vị trí cân bằng. Những dao động tự do tắt dần này được gọi là *dao động lắc*. Quỹ đạo của các phần tử trong đó giống như trong các sóng đứng. Lần đầu tiên những dao động mực nước như vậy được Pherelle nghiên cứu ở các hồ Thụy Sĩ.

Dao động lắc là dạng dao động rất phổ biến. Nó xuất hiện dưới tác động của các ngoại lực, thông thường nhất là những lực như: gió tạo nên nước dâng rồi nhanh chóng tắt, những biến thiên ngắn hạn đột ngột của khí áp, mưa lớn ở vùng nào đó của thủy vực. Để tạo thành dao động lắc chỉ cần một năng lượng tương đối nhỏ. Nếu trắc diện sóng có dạng hình sin thì năng lượng dao động lắc trong thủy vực hình chữ nhật có thể tính theo công thức

$$E = \frac{1}{4} \rho g S a^2, \quad (2.42)$$

ở đây E – năng lượng của dao động lắc, a – biên độ lớn nhất, S – diện tích thủy vực.

Nếu độ cao sóng biến đổi tuyến tính từ đường nút tới phía bờ, công thức sẽ có dạng

$$E = \frac{1}{6} \rho g S^a 2. \quad (2.43)$$

Tính toán theo các công thức (2.42) và (2.43) cho thấy rằng, để kích thích những dao động lắc bình thường với biên độ bằng một số cm, chỉ cần một nguyên nhân bất kỳ trong số những nguyên nhân phát sinh đã liệt kê ở trên.

Trong dao động lắc ở thủy vực, bao giờ cũng quan sát thấy một hay một số điểm (đường) tại đó không có biến thiên mực nước. Những điểm (đường) như vậy gọi là nút (đường nút). Dạng dao động lắc đơn giản nhất là dao động một nút. Nhưng nó thường kèm theo một số dao động bậc cao hơn. Dao động lắc ở biển Baltic (hình 2.16) có thể là thí dụ về các dao động phức tạp.

Chu kỳ của dao động lắc một nút có thể xác định đối với thủy vực hình chữ nhật độ sâu không đổi theo công thức tổng quát của Merian, người đã từng xây dựng cơ sở lý thuyết dao động lắc từ năm 1828:

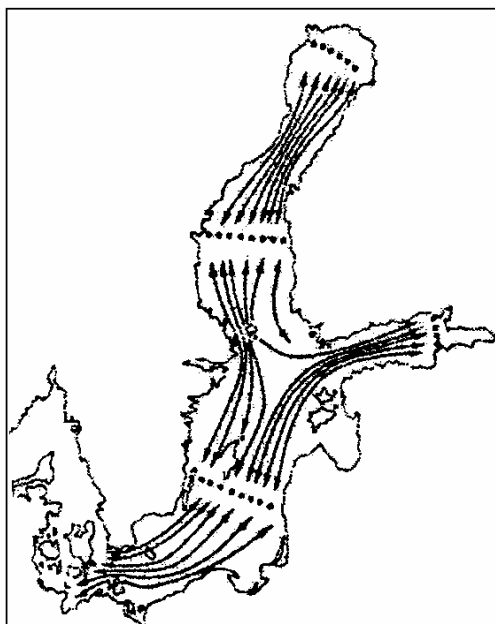
$$\tau = \frac{2L}{m \sqrt{gH}},$$

ở đây L – chiều dài thủy vực, m – số nút, H – độ sâu thủy vực.

Công thức chung hơn là công thức của Đuyboa để xác định các chu kỳ dao động lắc trong thủy vực hình chữ nhật nhưng độ sâu thay đổi:

$$\tau = (\sqrt{g})^{-1} 2 \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{H}}$$

Dao động lắc của biển Baltic có chu kỳ cơ bản bằng 27 giờ.



Hình 2.16. Dao động lắc ở biển Baltic (theo V. P. Dubov)

Các nghiên cứu lý thuyết và quan trắc cho biết rằng, trong cùng một thủy vực có thể tạo thành cả dao động lắc một nút lẫn nhiều nút, trong đó dao động lắc một nút có

chu kỳ lớn nhất. Đối với các dao động lắc nhiều nút và cấu tạo đáy thủy vực không đều đặn, thì khoảng cách giữa các nút càng lớn nếu độ sâu ở vùng đang xét càng lớn. Trong các thủy vực thông với biển khơi, chỉ có 1/4 sóng nằm gọn trong thủy vực, do đó chu kỳ dao động lắc bằng

$$\tau = \frac{4L}{\sqrt{gH}}$$

Trong các vịnh đủ dài cũng quan trắc thấy các dao động lắc, ngoài ra những đường nút ở các vịnh như vậy gặp thấy tại các đầu của vịnh.

2.13. Sóng thần

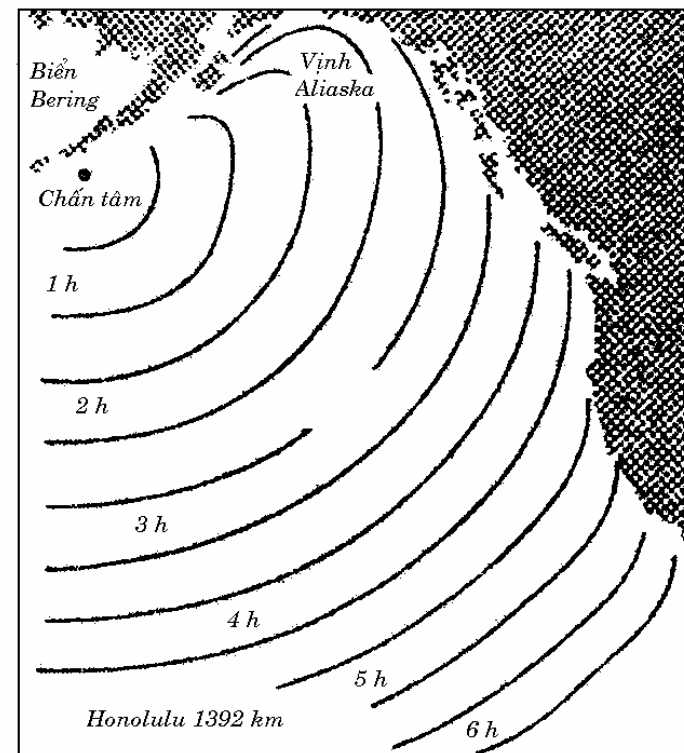
Sóng thần – đó là những hệ thống sóng trọng lực chu kỳ dài lan truyền theo kiểu tỏa tia, được gây nên ở trên mặt đại dương bởi những nhiễu động xung vĩ mô bất kỳ. Những vụ động đất dưới nước, phun núi lửa, trượt đáy quy mô lớn kích thích các dao động của toàn bề dày nước rồi chúng truyền đi từ ổ xuất hiện thường là như các nhóm sóng. Chính những sóng loại này được gọi bằng tên Nhật Bản là “sóng thần” (tsunami). Từ thời cổ, người ta coi sóng thần là một trong những tai biến thiên nhiên đáng sợ nhất. Các sóng thần lớn ở biển khơi hầu như không tắt dần, vì vậy,

thậm chí trên khoảng cách khá xa kể từ ổ phát sinh, chúng có khả năng gây tàn phá lớn vào thời điểm khi độ cao sóng tăng lên một số lần trên nước nông. Trong đại dương có nhiều vùng tích cực địa chấn, đặc biệt ở Thái Bình Dương, vì vậy, sóng thần quan trắc được khá thường xuyên. Những nơi hay bị sóng thần hơn cả là bờ Kamchatka, bờ nước Nhật, các quần đảo Kurin và Ha Oai.

Ở khu vực chấn tâm động đất, vào thời điểm xuất hiện, độ cao của sóng thần trên nước sâu bằng 30–60 cm, bước sóng 300 km. Tùy thuộc vào đặc điểm của động đất, sóng thần lan truyền từ ổ hoặc theo kiểu các sóng đồng tâm, hoặc theo kiểu các sóng “có hướng”. Trên hình 2.17 cho thấy sự lan truyền sóng thần xuất hiện trong động đất ở phía nam đảo Unimak ngày 1/4/1946 (động đất Aleut).

Bảng 2.12. Các tham số sóng thần tùy thuộc vào khoảng cách từ ổ xuất hiện (theo Van Dorn)

Đảo san hô	Khoảng cách từ Bikini, km	Độ cao cực đại, m	Bước sóng, km	Chu kỳ sóng, ph
Ailinghinas	113	1,4	49,0	5,8
Enivetok	345	1,16	67,2	5,8
Ueik	850	0,31	94,5	7,6
Joneston	2800	0,16	112,5	11,0



Hình 2.17. Sự lan truyền sóng thần ngày 1/4/1946 do động đất có chấn tâm ở phía nam đảo Unimak (theo Van Dorn)

Bước và chu kỳ sóng thần biến thiên trong giới hạn rộng, tùy thuộc vào đặc điểm động đất và khoảng cách mà sóng đã đi qua. Thí dụ, trong vụ động đất Aleut, chu kỳ sóng thần ở bờ Canada bằng 9 phút và khi đi được khoảng cách tới Valparaixô (9000 km), sóng thần đã tăng chu kỳ