

Chương 7 CÁC QUÁ TRÌNH SÓNG VEN BỜ

7.1 Suy giảm sóng do ma sát đáy

Trong phần này, ta sẽ đánh giá sự suy giảm sóng do cản trở của đáy biển. Sự suy giảm này bao gồm suy giảm do chuyển động của đáy, do nước thấm vào đáy và suy giảm trực tiếp do lực ma sát nhớt. Thông thường, sự suy giảm do chuyển động của đáy là rất quan trọng đối với đáy bùn; tuy nhiên, cho tới nay, các kiến thức về vấn đề này lại là nghèo nàn nhất.

Ký hiệu ứng suất tại đáy là τ_b và vận tốc quỹ đạo của hạt nước ngay phía ngoài lớp biên mỏng là u_b , ta có thể biểu thị tốc độ tiêu tán năng lượng trên một đơn vị diện tích như sau (trong hệ đơn vị S.I.: Wm^2):

$$D = \overline{\tau_b u_b} \quad (7.1)$$

Giả thiết rằng ta có một lớp biên rối, ta sẽ có thể viết lại công thức (7.1) như sau:

$$\tau_b = C_r \rho u_b |u_b| \quad (7.2)$$

trong đó C_r là hệ số cản trở (không thứ nguyên), là hàm của tỷ số giữa biên độ dịch chuyển của hạt lỏng ($\hat{\chi}_b$) và thông số nhám của đáy, và số Reynold tại biên. Một giá trị điển hình của C_r trong các điều kiện thực tế ngoài hiện trường là 10^{-2} .

Thế (7.2) và (3.72) vào (7.1) ta có:

$$D = \frac{4}{3\pi} C_r \rho \left(\frac{\omega a}{\sinh kh} \right)^3 \quad (7.3)$$

Sau khi đã tính tốc độ tiêu tán năng lượng trên một đơn vị diện tích, ta hãy tính biên độ suy giảm gây ra do quá trình tiêu tán này. Để làm việc này, hãy xem xét lượng năng lượng chứa trong một thể tích lỏng có chiều rộng đơn vị và nằm giữa hai mặt cắt $x = x_1$ và $x_2 = x_1 + \delta x$. Ký hiệu tốc độ vận chuyển năng lượng qua các mặt cắt này là E_{f1} và E_{f2} , với

$E_{f2} \approx E_{f1} + dE_{f1}/dx \delta x$. Hiệu số $E_{f2} - E_{f1}$ là tốc độ tiêu tán năng lượng trên khoảng δx và bằng $D \delta x$ (trên một đơn vị chiều rộng), sao cho cân bằng năng lượng trở thành

$$\frac{dE_f}{dx} + D = 0 \quad (7.4)$$

Thế (7.3) và (3.112) vào (7.4) ta có:

$$\rho g n c a \frac{da}{dx} + \frac{3}{4\pi} C_r \rho \left(\frac{\omega a}{\sinh kh} \right)^3 = 0 \quad (7.5)$$

phương trình này còn có thể được viết là:

$$\frac{da}{a^2} + \beta dx = 0 \quad (7.6)$$

trong đó β là một hệ số có thứ nguyên được cho bởi:

$$\beta = \frac{4}{3\pi} C_r \frac{\left(\frac{\omega}{\sinh kh}\right)^3}{gnc} \quad (7.7)$$

Dùng mối liên hệ phân tán giữa vận tốc pha, bước sóng và chu kỳ sóng, (7.7) còn có thể được viết là:

$$\beta = \frac{4}{3\pi} C_r \frac{k^2}{n(\sinh kh)^2 \cosh kh} \quad (7.8)$$

Cuối cùng, tích phân (7.6) cho ta:

$$\frac{1}{a(x)} = \frac{1}{a(x_1)} + \beta(x - x_1) \quad (7.9)$$

Điều này cho thấy sự suy giảm theo quy luật hyperbolic của biên độ theo khoảng cách lan truyền. Công thức (7.9) có thể được viết lại như sau:

$$\frac{a}{a_1} = (1 + \beta a_1 \Delta x)^{-1} \quad (7.10)$$

trong đó $a = a(x)$, $a_1 = a(x_1)$ và $\Delta x = x - x_1$. Ta có thể thấy rằng tốc độ suy giảm tương đối không chỉ phụ thuộc vào β , mà còn vào biên độ ban đầu. Các sóng lớn suy giảm nhanh hơn các sóng nhỏ. Điều này là do ảnh hưởng của quy luật giả định về ứng suất đáy là hàm bậc hai của vận tốc (7.2).

Sự tiêu tán ở đây là do trở kháng đáy, và như vậy tốc độ tiêu tán tăng với sự giảm của độ sâu. Xem xét kỹ (7.8), ta có thể thấy rằng $\beta \rightarrow \frac{4}{3\pi} C_r h^2$ khi mà $kh \rightarrow 0$.

7.2 Hiệu ứng nước nông

Cho tới nay ta chỉ mới nghiên cứu tính chất của sóng lan truyền trên một bề mặt nhẵn nằm ngang với độ sâu không đổi trong các điều kiện không có dòng chảy hay chướng ngại vật trên đường lan truyền. Tuy nhiên, trong thực tế, khi mà một chuỗi sóng lan truyền vào một vùng nước nông, chúng ta có thể quan sát thấy sự thay đổi của một loạt các thông số sóng như độ cao sóng, vận tốc pha, vận tốc nhóm và bước sóng v.v... Quá trình này thường được mô tả là hiệu ứng nước nông. Việc giải bài toán biên hoàn chỉnh của phương trình truyền sóng có tính đến điều kiện biên tại đáy biển là rất khó khăn. Tuy nhiên, có cả một loạt các kỹ thuật để giải quyết các vấn đề như thế này. Hiệu ứng nước nông có thể được đánh giá bằng một lý thuyết sóng nào đó với giả thiết rằng chuyển động là hai chiều, chu kỳ sóng là không đổi và tốc độ vận chuyển năng lượng theo hướng truyền sóng là không đổi. Tuy nhiên, các giả thiết này yêu cầu đáy biển có độ dốc nhỏ sao cho không có phản xạ sóng, and sóng không phát triển do gió hay bị suy giảm do ma sát đáy.

Trên cơ sở của lý thuyết tuyến tính, chúng ta ký hiệu mỗi liên hệ phân tán (3.67) và (3.68) cho sóng nước sâu như sau:

$$c_0 = gT / 2\pi, L_0 = gT^2 / 2\pi, k_0 = 2\pi / (gT^2) \quad (7.11)$$

với chỉ số 0 dùng để ký hiệu sóng nước sâu.

Mỗi liên hệ phân tán (3.66) giờ có thể viết như sau:

$$gk \tanh kh = \omega^2 = gk_0 = \text{constant} \quad (7.12)$$

Từ đó ta có:

$$ck = c_0 k_0 = \omega = \text{constant} \quad (7.13)$$

Như vậy từ các phương trình (7.12) và (7.13) chúng ta phải có:

$$c / c_0 = k_0 / k = L / L_0 = \tanh kh \quad (7.14)$$

Mỗi liên hệ phân tán được cho bởi $k \tanh kh = k_0$, hay:

$$kh \tanh kh = hk_0 = \frac{2\pi h}{L_0} = \frac{4\pi^2 h}{gT^2} \quad (7.15)$$

cho thấy rằng kh là một hàm duy nhất của h / gT^2 . Giờ đã rõ ràng là các tỷ số trong phương trình (7.15) là được xác định duy nhất cho mỗi độ sâu cho trước.

Thêm vào đó, tốc độ vận chuyển năng lượng E_f là không phụ thuộc vào độ sâu. Do vậy ta có:

$$E_f = \frac{1}{2} \rho g a^2 C_g = \frac{1}{2} \rho g a_0^2 C_{g0} = \text{constant} \quad (7.16)$$

sao cho:

$$\frac{a}{a_0} = \left(\frac{C_{g0}}{C_g} \right)^{\frac{1}{2}} = (2n \tanh kh)^{-\frac{1}{2}} \quad (7.17)$$

Hay:

$$a = a_0 \left(\frac{C_{g0}}{C_g} \right)^{\frac{1}{2}} = a_0 K_s \quad (7.18)$$

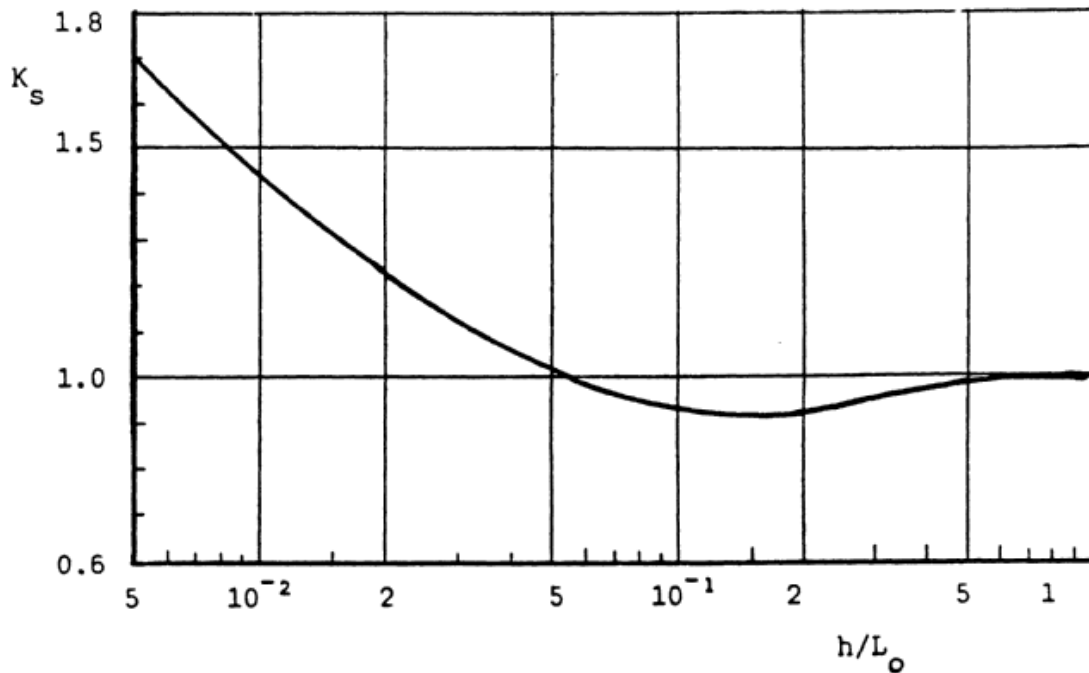
trong đó K_s được gọi là hệ số nước nông, định nghĩa như sau:

$$K_s = \left(\frac{C_{g0}}{C_g} \right)^{\frac{1}{2}} = (2n \tanh kh)^{-\frac{1}{2}} \quad (7.19)$$

Với các sóng nước sâu, phép xấp xỉ thông thường cho ta các mối liên hệ được đơn giản hoá như sau:

$$\frac{c}{c_0} = \frac{L}{L_0} = 2\pi \sqrt{\frac{h}{gT^2}} = \sqrt{\frac{2\pi h}{L_0}} \quad (7.20)$$

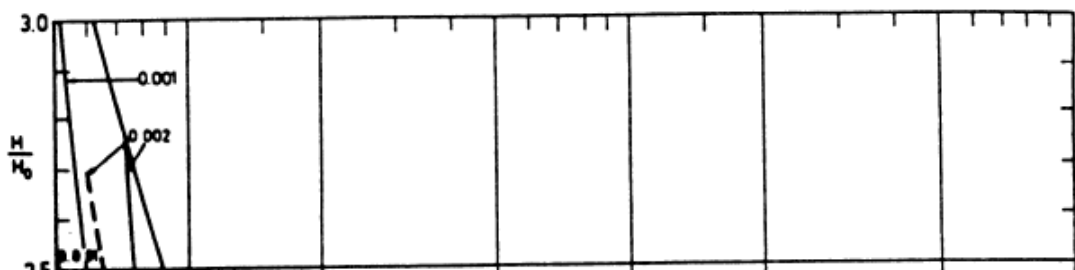
$$K_s = \left(\frac{16\pi^2 h}{gT^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{8\pi h}{L_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.21)$$



Hình 7.1. Hệ số nước nông tính từ lý thuyết sóng tuyến tính

Hình (7.1) cho thấy sự biến đổi của hệ số nước nông dựa trên lý thuyết sóng tuyến tính. Đường như là K_s có một giá trị cực tiểu khoảng 0.91 tại một độ sâu ($h/L_0 \cong 0.16$ or $kh \cong 0.20$). Hệ số này tăng vô hạn khi mà độ sâu tương đối tiệm cận giá trị zero. Tuy nhiên, trong khoảng độ sâu tương đối tiệm cận zero phương trình (7.21) là không áp dụng được vì rằng khi mà độ sâu giảm, độ cao sóng tăng lên thì lý thuyết sóng tuyến tính không còn áp dụng được nữa. Hơn nữa, tại một số điểm sóng sẽ bị vỡ và không thể bỏ qua mất mát năng lượng do sóng vỡ.

Thay vì cho việc dùng tốc độ vận chuyển năng lượng xấp xỉ E_f trong lý thuyết tuyến tính, ta còn có thể áp dụng lý thuyết phi tuyến. Trong trường hợp này, tỷ số a/a_0 (hay H/H_0) phụ thuộc không chỉ vào độ sâu tương đối (kh hay h/L_0) mà còn vào độ dốc sóng ban đầu ($k_0 a_0$ or H_0/L_0). Các kết quả dựa trên giả thiết về tốc độ vận chuyển năng lượng không đổi E_f theo lý thuyết Cokelet được cho trên hình 7.2 (các đường liền). Đường cong $H_0/L_0 = 0$ biểu thị các xấp xỉ dựa trên lý thuyết sóng tuyến tính, phương trình 7.18.



Hình 7.2 Các đường liên biểu thị các đường cong nước nông dựa trên lý thuyết Cokelet. Các đường đứt là các đường cong dựa trên Shuto (1974); các giá trị H_0 / L_0 được chỉ ra trên hình (Sakai và Battjes, 1980).

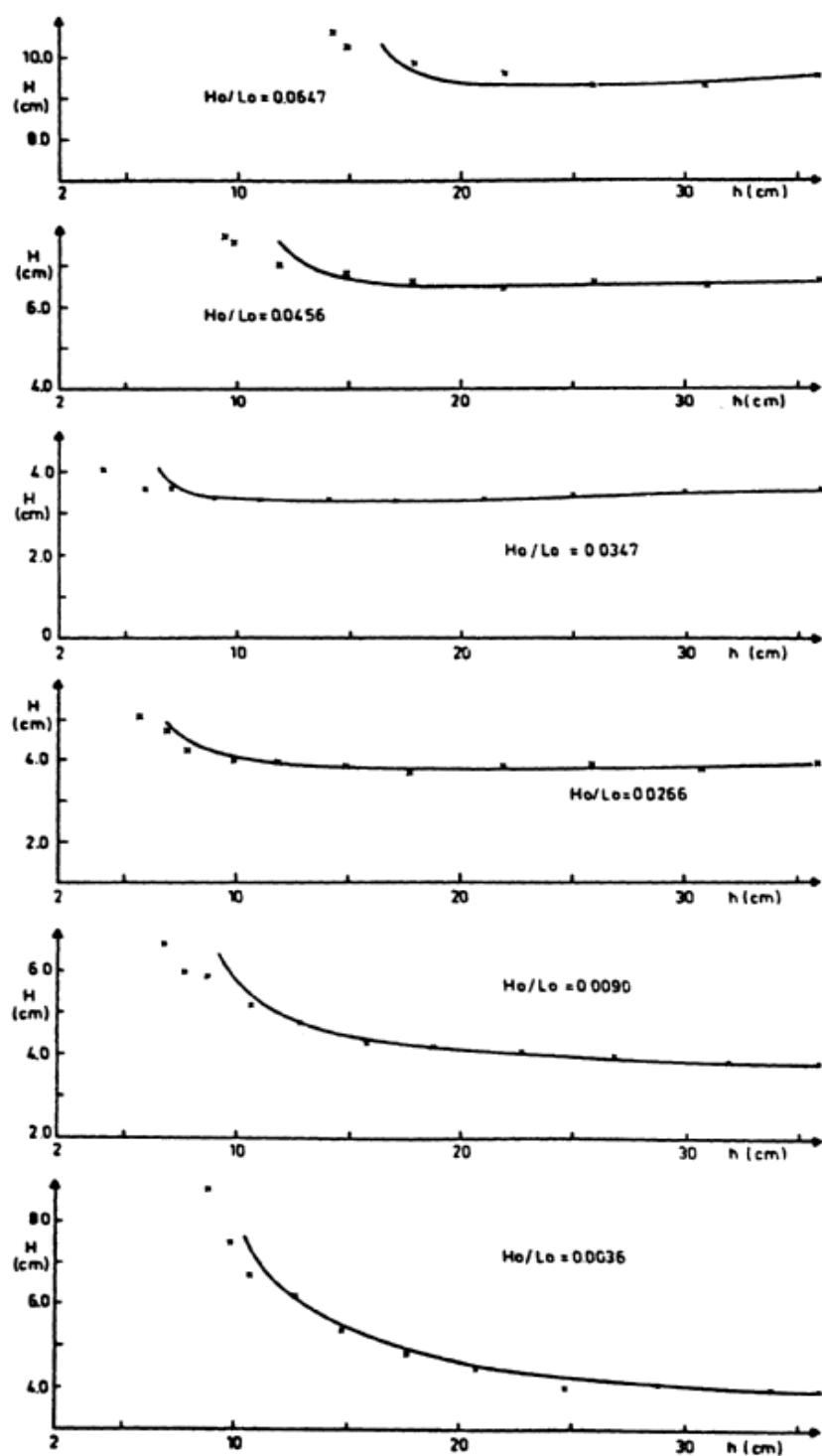
Một xấp xỉ phi tuyến khác đã được Shuto (1974) rút ra. Các kết quả của ông có thể được viết như sau:

$$\begin{aligned} K_s &= H / H_0 & \tilde{U} < 30 \\ Hh^{2/3} &= \text{const} & \text{với } 30 < \tilde{U} < 50 \\ Hh^{5/2}(\tilde{U} - 2\sqrt{3}) &= \text{const} & \tilde{U} > 50 \end{aligned} \quad (7.22)$$

trong đó, $\tilde{U}$ là số Ursell đã được biến đổi, định nghĩa như sau: $\tilde{U} = \frac{gHT^2}{h^2}$

số này lại được xấp xỉ từ phương trình (4.6) với bước sóng xấp xỉ là $L \cong T\sqrt{gh}$.

Xấp xỉ của Shuto (7.22) được vẽ trên hình 7.2 (các đường đứt).



Hình 7.3 So sánh các đường cong nước nông dựa trên lý thuyết Cokelet (được hiệu chỉnh với suy giảm rôi) với các kết quả thí nghiệm của Svendsen và Buhr-Hansen (1976) trên độ dốc 1:35 (Sakai và Battjes, 1980).

Xấp xỉ của E_f theo lý thuyết cnoidal bậc thấp nhất được cho bởi phương trình 4.8 cho một giá trị thông lượng năng lượng quá cao với các giá trị cho trước của h , H và T . Vì vậy,

nó cho ta một đánh giá quá thấp độ cao sóng nước nông cho các giá trị thông lượng năng lượng cho trước được tính từ sóng nước sâu.

So sánh đường cong tuyến tính với các đường cong phi tuyến trên hình (Hình 7.2) cho ta thấy rằng các đường cong phi tuyến cho tốc độ tăng của độ cao sóng với độ sâu lớn hơn. Điều này cũng được cho bởi các kết quả thí nghiệm. Một thí dụ về so sánh các kết quả thí nghiệm với các tính toán lý thuyết dựa trên lý thuyết Cokelet được cho trên hình 7.3.

Đối với sóng ngẫu nhiên thì cần phải thay đổi cách tính hệ số nước nông theo phương trình (7.19). Một lý do là hiệu ứng của phân bố năng lượng trong miền tần số được biểu thị qua phổ tần số, và một lý do khác là hiệu ứng biên độ hữu hạn của các sóng đơn. Có thể đánh giá được hiệu ứng thứ nhất bằng cách tính toán hệ số nước nông tại nhiều khoảng tần số trong phổ sóng và sau đó tính hệ số nước nông tổng cộng dựa trên các kết quả cho mỗi dải tần. Việc này sẽ cho ta một đường cong nước nông phụ thuộc vào độ sâu một cách phẳng phiu. Thí dụ như giá trị cực tiểu của hệ số nước nông trở thành $(K_s)_{\min} = 0.937$ bằng cách đưa vào phổ tần số (Goda, 1975), trong khi đó $(K_s)_{\min} = 0.913$ với sóng thường. Sự sai khác với bậc 2 tới 3% này giữa sóng ngẫu nhiên và sóng điều hoà có thể được bỏ qua trong thực tế thiết kế.

7.3 Khúc xạ sóng

7.3.1 Sự khúc xạ của sóng thường có đỉnh dài

Người ta quan sát thấy rằng trong đại dương khi mà sóng tới xiên với một đáy dốc, theo mối liên hệ phân tán $c^2 = (g/k) \tanh kh$ (có nghĩa là $c^2 = gh$ với nước nông và $c^2 = (g/k)$ với nước sâu) thì vận tốc truyền sóng tại phần nông hơn nhỏ hơn nhiều so với phần sâu hơn. Kết quả là đường đỉnh sóng bị cong đi và trở nên gần với đường đẳng sâu hơn. Hiện tượng sóng này được gọi là khúc xạ sóng.

Hiện tượng này được diễn giải trên hình 7.4 cho một khoảng thời gian nhỏ δt , xảy ra qua một đường đẳng sâu mà độ sâu ở hai bên của nó được cho là không đổi và chỉ khác nhau bởi một lượng rất nhỏ. Đỉnh sóng đi được một quãng đường l sao cho trong các miền 1 và 2 ta có:

$$c_1 = \frac{l_1}{\delta t} = \frac{s \sin \alpha_1}{\delta t} \quad (7.23)$$

$$c_2 = \frac{l_2}{\delta t} = \frac{s \sin \alpha_2}{\delta t} \quad (7.24)$$

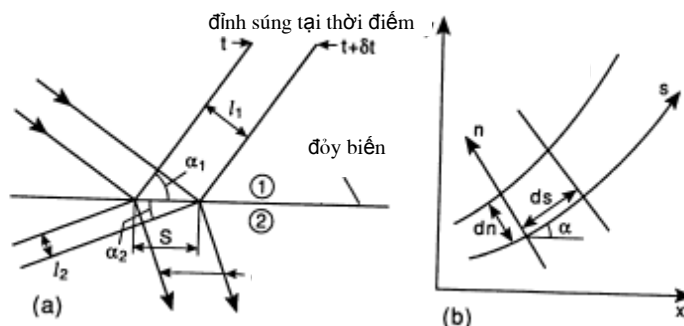
Vậy ta có:

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} \quad (7.25)$$

Đây chính là định luật Snell. Với α là góc mà đỉnh sóng tạo với đường đẳng sâu; Chỉ số ký hiệu miền tương ứng. Phương trình (7.25) có thể được áp dụng cho các đường đẳng sâu ngày càng sâu hơn để cuối cùng có các điều kiện sóng nước sâu được dùng để tính toán. Nói

chung là đối với một độ sâu bất kỳ:

$$\frac{c}{c_0} = \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} \quad (7.26)$$



Hình 7.4. Khúc xạ của các đỉnh sóng và các tia sóng (các đường vuông góc với đỉnh sóng) trên một khoảng cách ngắn (a) đối với đường đẳng sâu (b) đối với một hệ tọa độ (X, Y) cho trước.

Đây chính là cơ sở để phát triển nhiều sơ đồ số trị khác nhau dùng để theo dõi các tia sóng từ nước sâu tới nước nông trong điều kiện các đường đẳng sâu cho trước. Có rất nhiều phương pháp số trị để tính toán sóng khúc xạ, thí dụ phương pháp của Jen (1969), Keulegan và Harrison (1970), và Skovgaard, Jonsson và Bertelsen (1975). Với các biến phân độ dài ds và dn như chỉ ra trên hình 7.4(b), có thể tìm ra phương trình vi phân của định luật Snell như phương trình (7.26) (Sarpkaya và Isaacson (1981)):

$$\frac{d\alpha}{ds} = -\frac{1}{c} \frac{dc}{dn} \quad (7.27)$$

nó có thể được biểu thị bằng:

$$\frac{d\alpha}{ds} = -\frac{1}{c} \left(\frac{dc}{dx} \frac{dx}{dn} + \frac{dc}{dy} \frac{dy}{dn} \right) \quad (7.28)$$

Với:

$$dx/dn = -\sin \alpha \quad (7.29)$$

$$dy/dn = -\sin \alpha \quad (7.30)$$

Dùng các mối liên hệ trong (7.28), ta có:

$$\frac{d\alpha}{ds} = \frac{1}{c} \left(\sin \alpha \frac{dc}{dx} - \cos \alpha \frac{dc}{dy} \right) \quad (7.31)$$

Ta còn có:

$$dx/ds = \cos \alpha \quad (7.32)$$

$$dy/ds = \sin \alpha \quad (7.33)$$

Các phương trình (7.31), (7.32) và (5.133) thường được biết tới là các phương trình tia và có thể được giải số trị để xác định sự biến đổi của α và như vậy là quỹ đạo của các tia.

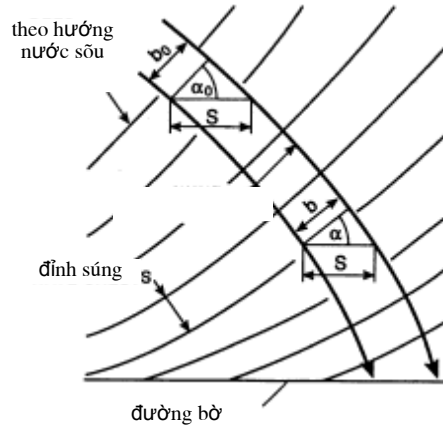
Có thể đánh giá sự biến đổi của độ cao các sóng khúc xạ bằng cách xem xét sự vận

chuyển năng lượng. Năng lượng được coi là không được cung cấp thêm cũng như không tiêu tán đi. Hãy xem xét khoảng cách giữa hai tia sóng cạnh nhau (xem hình 7.5). Có thể biến đổi phương trình vận chuyển năng lượng (7.16) để có được:

$$\frac{1}{2} \rho g A^2 C_g b = \frac{1}{2} \rho g A_0^2 C_{g0} b_0 = \text{constant} \quad (7.34)$$

Phương trình này còn có thể được viết là:

$$\frac{A}{A_0} = \left(\frac{b_0}{b} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{c_{g0}}{c_g} \right)^{\frac{1}{2}} = K_r K_s \quad (7.35)$$



Hình 7.5 Khúc xạ của các tia sóng tới xiên với một đường bờ thẳng với độ dốc đáy không đổi .

với $K_r = (b_0 / b)^{\frac{1}{2}}$ là hệ số khúc xạ, và $K_s = (c_{g0} / c_g)^{\frac{1}{2}}$ là hệ số nước nông.

Để hiểu được quá trình này ta hãy xem một tia sóng tới xiên với một đường bờ thẳng có độ dốc đáy không đổi (xem hình 7.5). Góc tới tạo bởi đỉnh sóng và đường đẳng sâu là α_0 . Dùng các mối liên hệ (7.14) và (7.26), ta có:

$$\frac{c}{c_0} = \frac{L}{L_0} = \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} = \tanh kh \quad (7.36)$$

$$kh \tanh kh = \frac{4\pi^2 h}{gT^2} \quad (7.37)$$

Từ hình 7.5, rõ ràng là khoảng cách s độc lập với vị trí và như vậy $s \cos \alpha_0 = b_0$, $s \cos \alpha = b$

$$\text{Hoặc } \frac{b_0}{\cos \alpha_0} = \frac{b}{\cos \alpha} = s = \text{constant} \quad (7.38)$$

Do đó, sự biến đổi của độ cao sóng được cho bởi:

$$\begin{aligned}\frac{a}{a_0} &= \left(\frac{b_0}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{c_{g0}}{c_g}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2 \cosh^2 kh}{2kh + \sinh 2kh}\right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \left(\frac{1 - \sin^2 \alpha_0 \tanh^2 kh}{\cos^2 \alpha_0}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{2 \cosh^2 kh}{2kh + \sinh 2kh}\right)^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (7.39)$$

Với nước nông, các mối liên hệ (7.36), (7.37) và (7.39) có thể được đơn giản hoá để có:

$$\frac{c}{c_0} = \frac{L}{L_0} = 2\pi \left(\frac{h}{gT^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.40)$$

$$\frac{a}{a_0} = \left(\frac{1 - \sin^2 \alpha_0 4\pi^2 \left(\frac{h}{gT^2}\right)}{\cos^2 \alpha}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{16\pi^2 h}{gT^2}\right)^{-\frac{1}{4}} \quad (7.41)$$

Các mối liên hệ này chỉ đúng cho lý thuyết sóng tuyến tính.

7.3.2 Sự khúc xạ của sóng ngẫu nhiên

Hệ số khúc xạ ở trên tương ứng với sóng thường với chu kỳ không đổi và một hướng lan truyền. Sự biến đổi của độ cao sóng trong biển thực không nhất thiết được đặc trưng bởi một hệ số khúc xạ cho sóng điều hoà. Như ta đã thảo luận trước, sóng trong biển thực là tổng hợp của một số vô hạn các thành phần có tần số và hướng khác nhau. Bởi vậy, sự biến đổi của độ cao sóng biển được xác định bởi sự đóng góp của tất cả các thành phần mà mỗi thành phần khúc xạ với các hệ số khác nhau. Bởi vậy, công thức cơ bản để tính hệ số khúc xạ với sóng ngẫu nhiên được cho bởi

$$(K_r)_{eff} = \left[\frac{1}{m_{s0}} \int_0^\infty \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} S(\omega, \theta) K_s^2(\omega) K_r^2(\omega, \theta) d\theta d\omega \right]^{1/2} \quad (7.42)$$

trong đó:

$$m_{s0} = \int_0^\infty \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} S(\omega, \theta) K_s^2(\omega) d\theta d\omega \quad (7.43)$$

Chỉ số "eff", có nghĩa là hiệu dụng theo từ Tiếng Anh "effective", được dùng để biểu thị các đại lượng liên quan tới sóng ngẫu nhiên. Trong các phương trình trên, $S(\omega, \theta)$ ký hiệu phổ hướng, $K_s(\omega)$ là hệ số nước nông, và $K_r(\omega, \theta)$ là hệ số khúc xạ của một sóng thành phần (tức là một sóng điều hoà) với tần số ω và hướng θ . Trong các tính toán thực tế, tích phân được thay thế bằng tổng.

Một cách đơn giản để tính hệ số khúc xạ của sóng ngẫu nhiên là dùng phương trình sau:

$$(K_r)_{eff} = \left[\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \Delta E_{ij} K_{rij}^2 \right]^{1/2} \quad (7.44)$$

với giả thiết rằng có thể bỏ qua ảnh hưởng của hiệu ứng nước nông.

Đại lượng ΔE_{ij} trong phương trình trên ký hiệu năng lượng tương đối của các sóng thành phần với tần số i và hướng j , khi mà dải tần của sóng biển được chia thành các khoảng tần được đánh số từ $i = 1$ tới M và dải hướng được chia thành các khoảng được đánh số từ $j = 1$ tới N . Có nghĩa là:

$$\Delta E_{ij} = \left[\frac{1}{m_0} \int_{\omega_i}^{\omega_i + \Delta \omega_i} \int_{\theta_j}^{\theta_j + \Delta \theta_j} S(\omega, \theta) d\theta d\omega \right]^{1/2} \quad (7.45)$$

trong đó:

$$m_0 = \int_0^\infty \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} S(\omega, \theta) d\theta d\omega \quad (7.46)$$

Trong các tính toán thực tế, cần phải chọn các chọn các tần số và hướng đại biểu của các sóng thành phần. Nếu như phổ tần số là phổ Bretschneider-Mitsuyasu, việc chia dải tần có thể được tiến hành sao cho năng lượng sóng trong mỗi khoảng tần là bằng nhau. Cách chia này giảm thời gian tính hệ số khúc xạ của sóng ngẫu nhiên. Tần số đại diện trong mỗi khoảng được xác định tốt nhất như là giá trị trung bình của moment phổ bậc hai của mỗi khoảng sao cho sự biến đổi của chu kỳ sóng gây ra do khúc xạ có thể được ước tính với sai số nhỏ nhất (bởi vì chu kỳ trung bình được cho bởi moment bậc hai của phổ tần số).

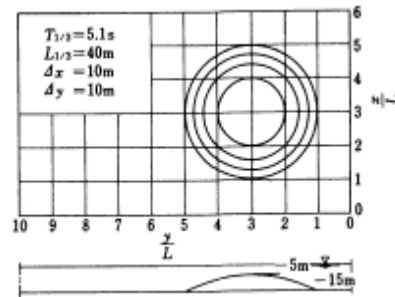
7.3.3 Tính sự khúc xạ của sóng ngẫu nhiên bằng phương trình thông lượng năng lượng

Cùng với phương pháp tính hệ số khúc xạ bằng cách tổng hệ số khúc xạ của các sóng thành phần, sự khúc xạ của sóng ngẫu nhiên có thể được tính toán bằng cách giải số trị phương trình thông lượng năng lượng do Karlsson (1969) đề nghị. Phương trình cơ bản có dạng:

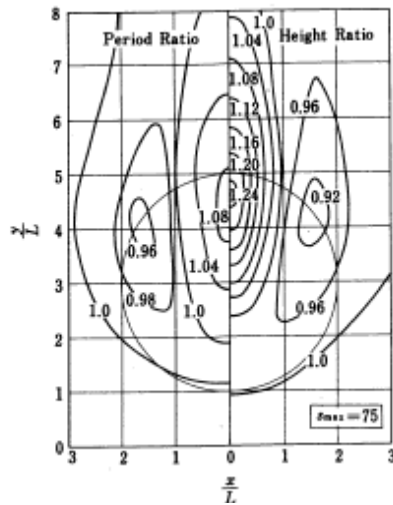
$$\frac{\partial}{\partial x}(Sv_x) + \frac{\partial}{\partial y}(Sv_y) + \frac{\partial}{\partial \theta}(Sv_\theta) = 0 \quad (7.47)$$

với S ký hiệu mật độ phổ năng lượng sóng và v_x , v_y và v_θ được cho bởi:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= c_g \cos \theta \\ v_y &= c_g \sin \theta \\ v_\theta &= \frac{c_g}{c} \left(\frac{\partial c}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial c}{\partial y} \cos \theta \right) \end{aligned} \right\} \quad (7.48)$$



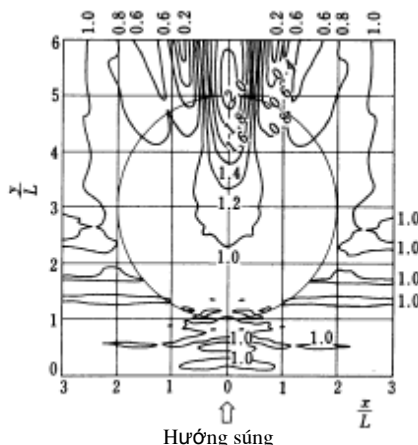
Hình 7.6. Dạng của khu nước nông hình cầu



Hình 7.7. Phân bố tỷ số của độ cao và chu kỳ sóng ngẫu nhiên trên một khu nước nông hình cầu

Phương pháp này đã được áp dụng để tính sự khúc xạ sóng tại một khu vực nước nông hình cầu như thấy trên hình 7.6, có đường kính 40 m và độ sâu nước 5 m tại đỉnh, đặt trong một khu vực nước có độ sâu không đổi bằng 15 m (Karlsson, 1969). Phân bố độ cao và chu kỳ sóng do sự khúc xạ của sóng ngẫu nhiên được cho thấy trên hình 7.7 với sóng với chu kỳ có nghĩa $T_{1/3} = 5.1$ s. Phổ sóng được giả thiết là có dạng Bretschneider-Mitsuyasu liên kết với phổ hướng dạng Mitsuyasu có $s_{\max} = 75$. Phần bên phải của Hình 7.7 cho ta sự biến đổi của độ cao sóng khúc xạ trong khi phần bên trái cho ta sự biến đổi của chu kỳ sóng. Sự biến đổi của sóng ngẫu nhiên thường được kèm theo một số biến đổi trong chu kỳ sóng vì phổ hướng biến đổi khi sóng biến dạng, như ta thấy trên hình 7.7.

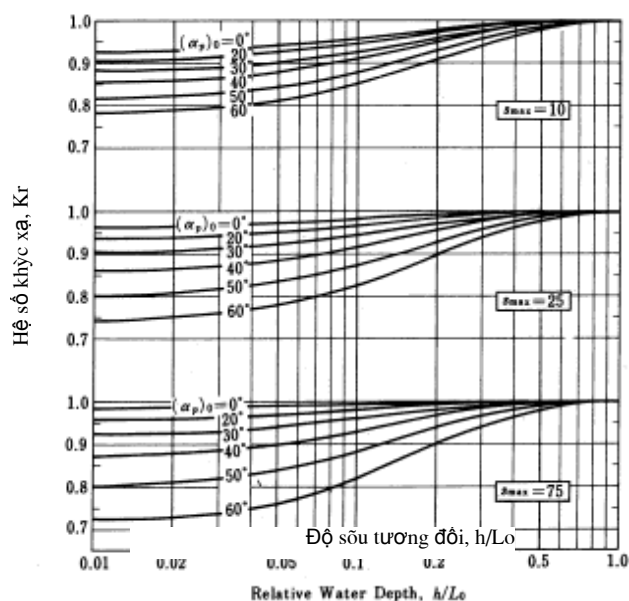
Sự khúc xạ của sóng ngẫu nhiên tại vùng nước nông này đã được Ito et al. (1972) tính bằng một mô hình số trị. Kết quả về sự phân bố của độ cao sóng được biểu thị trên hình 7.8. Như ta đã thấy trên hình, sự khúc xạ của sóng ngẫu nhiên thường tạo ra những biến đổi không gian đáng kể của độ cao sóng. Việc tính toán sự khúc xạ sóng dùng các thành phần phổ với các hướng và tần số khác nhau làm trơn những biến đổi không gian đó đi. Vincent và Briggs (1989) đã nghiên cứu dạng của độ cao sóng phía sau một vùng nước nông dạng elliptic trong phòng thí nghiệm cho cả sóng ngẫu nhiên và sóng điều hoà. Họ thấy rằng yếu tố quan trọng nhất ảnh hưởng đến phân bố độ cao sóng là độ đàn trải về hướng của sóng.



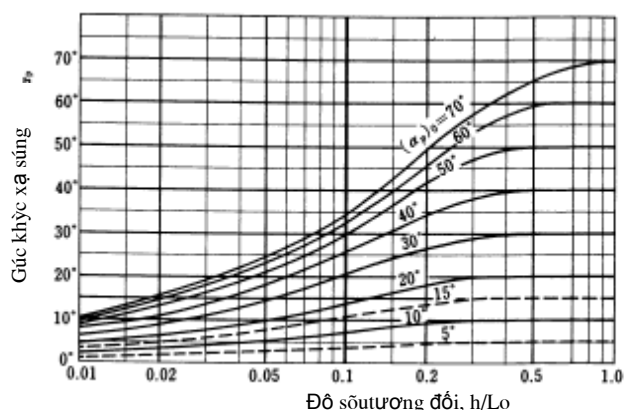
Hình 7.8 Phân bố độ cao sóng điều hoà trên một vùng nước nông hình cầu
(theo Ito et al., 1972)

Nói một cách chặt chẽ thì sóng phía trên một vùng nước nông không chỉ bị ảnh hưởng bởi quá trình khúc xạ mà còn bị ảnh hưởng bởi quá trình nhiễu xạ, đặc biệt là khi mà các tia sóng cắt nhau. Một số sơ đồ số trị đã được đưa ra để giải quyết bài toán sóng nhiễu xạ và khúc xạ này. Cho dù rằng các phương trình thông lượng năng lượng (7.47) và (7.48) không có khả năng tính tới sự nhiễu xạ, nó vẫn có khả năng cho ta một đánh giá chấp nhận được về độ cao sóng ngẫu nhiên xung quanh vùng nước nông hay là độ cao sóng tại một vùng có địa hình đáy phức tạp mà phương pháp phân tích sóng khúc xạ thông thường sẽ cho các tia sóng cắt nhau.

7.3.4 Sự khúc xạ của sóng ngẫu nhiên tại vùng biển có các đường đẳng sâu thẳng song song



Hình 7.9 Hệ số khúc xạ của sóng ngẫu nhiên trên một vùng bờ biển có các đường đẳng sâu thẳng, song song



Hình 7.10 Sự biến đổi của hướng sóng chính do khúc xạ của sóng ngẫu nhiên tại một vùng bờ có các đường đẳng sâu thẳng, song song

Đối với trường hợp một vùng ven bờ có các đường đẳng sâu thẳng, song song, có thể tính được sự biến đổi của hướng tia sóng và hệ số khúc xạ của các sóng thành phần bằng phương pháp giải tích. Khi đó, có thể dễ dàng thực hiện việc tính toán sự khúc xạ của các sóng biển ngẫu nhiên bằng phương pháp chồng chất. Hệ số khúc xạ của sóng ngẫu nhiên và sự biến đổi của nó theo hướng sóng chính đã được tính và trình bày trên các hình 7.9 và 7.10, (Goda và Suzuki, 1975).

Các tính toán đã được tiến hành với số lượng các thành phần tần số và hướng $M = N = 36$, dùng phổ tần số Bretschneider-Mitsuyasu và hàm phân tán dạng Mitsuyasu. Bước sóng L_0 trên trục hoành của các hình 7.9 và 7.10 là bước sóng nước sâu tương ứng với chu kỳ

sóng có nghĩa. Thông thường, $(\alpha_p)_0$ ký hiệu góc tới của sóng nước sâu.

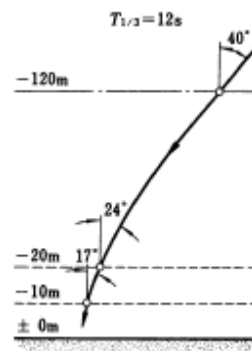
Hệ số khúc xạ của sóng ngẫu nhiên biến thiên theo giá trị $s_{\max}$, nhưng chỉ trong khoảng chừng vài phần trăm. Hướng tới chính của sóng, theo định nghĩa của Nagai (1972) là hướng tương ứng với mật độ năng lượng hướng lớn nhất, ít chịu ảnh hưởng của giá trị của hệ số $s_{\max}$.

Cần phải nhận thấy trên hình 7.9 là hệ số khúc xạ giảm đi khi sóng truyền vào gần bờ hơn. Điều này là do sự khúc xạ của các tia sóng tới ở cả hai bên của hướng tới chính.

Thí dụ 7.1

Hãy mô tả các sóng khúc xạ tại các độ sâu 20 và 10 m, khi mà các sóng lừng với chiều cao 2 m và chu kỳ 12 s tới với 1 góc 40° tại một vùng bờ biển có các đường đẳng sâu thẳng, song song.

Lời giải



Hình 7. Tính thay đổi của hướng sóng

Với sóng lừng, thông số phân tán $s_{\max}$ là 75. Bởi vì bước sóng nước sâu tương ứng với $T_{1/3} = 12$ s là $L_0 = 225$ m ($L_0 = gT_{1/3}^2 / 2\pi$), độ sâu tương đối $h/L_0 = 0.089$ tại $h = 20$ m. Hệ số khúc xạ xác định theo hình 7.9 là $K_r = 0.92$ và hướng sóng chính theo hình 7.10 là $\alpha_p = 24^\circ$. Tại độ sâu $h = 10$ m, $K_r = 0.90$ và $\alpha_p = 17^\circ$ with $h/L_0 = 0.044$. Sự biến đổi của hướng sóng chính được trình bày trên hình 7.11.

7.4 Sự phản xạ sóng

7.4.1 Phân tích lý thuyết sự phản xạ sóng điều hoà

Phần này sẽ thảo luận sự phản xạ sóng và hệ quả của nó là các sóng đứng. Giả thiết rằng

sự phản xạ sóng gây ra bởi một chướng ngại vật có tường thẳng đứng đặt tại $x = b$. Biên độ tần số và số sóng của sóng phản xạ có giá trị đúng bằng các giá trị tương ứng của sóng tới.

Theo định nghĩa ta biết rằng hệ số phản xạ K_r được cho bởi:

K_r = biên độ của sóng phản xạ / biên độ của sóng tới và phải bằng 1 đối với trường hợp phản xạ hoàn toàn.

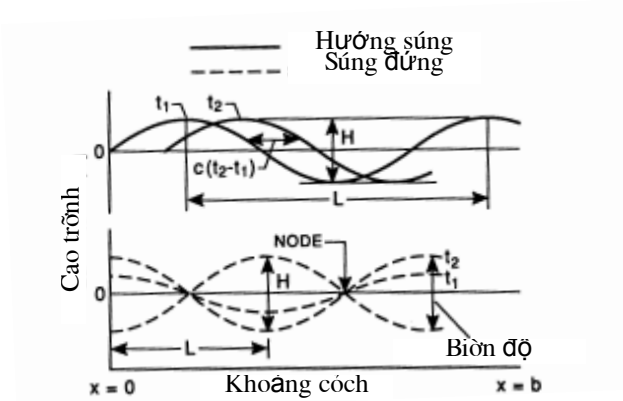
Chúng ta biết rằng phương trình Laplace là tuyến tính. Như vậy, thế vận tốc của một hệ sóng Φ_T , được cho là tổng của thế vận tốc của các sóng đơn

$$\Phi_T = \frac{ag}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} [\cos(kx - \omega t) - \cos(kx + \omega t + \delta_2)] \quad (7.49)$$

Nếu chướng ngại vật là không thấm thì thành phần vận tốc dòng chảy theo phương pháp tuyến với bề mặt chướng ngại vật tại $x = b$ bằng 0. Như vậy, điều kiện biên là

$$u_T = -\frac{\partial \Phi_T}{\partial x} = 0 \quad \text{tại} \quad x=b \quad (7.50)$$

Áp dụng điều kiện biên này vào phương trình (7.49), ta có $\sin(kb - \omega t) = \sin(kb + \omega t + \delta_2)$. Khai triển và cho các hệ số của các số hạng $\sin(\omega t)$ và $\cos(\omega t)$ ở cả hai vế bằng nhau, ta có $\sin kb = \sin(kb + \delta_2)$ và $\cos kb = -\cos(kb - \delta_2)$. Nghiệm của các phương trình này là: $\delta_2 = (2n+1)\pi - 2kb$, $n = 0, 1, 2, \dots$



Hình 7. Sự tạo thành của hệ sóng đứng

Đối với hai sóng tiến chuyển động theo hai phương ngược nhau và có biên độ bằng nhau:

$$\begin{aligned} \zeta_T &= a \sin(kx - \omega t) + a \sin(kx + \omega t + \delta_2) \\ &= a \sin(kx - \omega t) + a \sin(kx + \omega t) \cos \delta_2 + a \cos(kx + \omega t) \sin \delta_2 \end{aligned} \quad (7.51)$$

Thế giá trị của δ_2 trong biểu thức này của ζ_T và sau một chút biến đổi, ta có:

$$\zeta_T = 2a \sin(kb - \omega t) \cos(kx - kb) \quad (7.52)$$

Phương trình (7.52) là tích của hai số hạng: một số hạng độc lập với x và một số hạng độc lập với t . Như vậy, có những thời điểm mà $\zeta_T = 0$ cho tất các giá trị của x và có những giá trị của x mà tại đó $\zeta_T = 0$ tại mọi thời điểm. Những điểm mà $\zeta_T = 0$ tại mọi thời điểm được gọi là những điểm nút và thỏa mãn điều kiện $\cos(kx - kb) = 0$, với các nghiệm là $x = b + [(2n + 1)\pi]/2k$, $n = 0, 1, 2, 3, 4, \text{v.v...}$. Điều kiện của các điểm nút như thế này định nghĩa các sóng đứng. Hình 7.12 chỉ ra các sóng thành phần của sóng đứng.

Có thể nhận thấy rằng độ dốc của ζ_1 là ζ_2 luôn luôn bằng nhau và ngược dấu tại $x = b$. Điều này cho ta điều kiện sau:

$$\frac{\partial \zeta_T}{\partial x} = 0 \quad \text{tại} \quad x = b \quad \text{tại mọi thời điểm} \quad (7.53)$$

Như thấy rõ ràng từ (7.52). Có thể là rất thuận tiện nếu như lấy gốc của x tại chương ngại vật. Điều này tránh cho ta khỏi phải xác định giá trị x để tìm b . Cho $b = 0$, ta có $\delta_2 = (2n + 1)\pi$. Đặt $x = 0$, ta thấy rằng các sóng phản xạ giữ nguyên pha của các sóng tới.

Phương trình (7.52) khi đó trở thành:

$$\zeta_T = -2A \sin(\omega t) \cos(kx) \quad (7.54)$$

Trái ngược với các sóng đứng, các sóng tiến:

$$\zeta = A \sin(kx - \omega t) \quad (7.55)$$

có các điểm nút “tiến” tương ứng với $\sin(kx - \omega t) = 0$ với lời giải $x_{node} = (n\pi + \omega t)/k$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Dùng giá trị của δ_2 trong (7.49), thể vận tốc của sóng đứng có thể được cho như sau:

$$\Phi_T = \frac{2Ag}{\omega} \frac{\cosh k(z + h)}{\cosh kh} [\cos(kb - \omega t) \cos(kx - kb)] \quad (7.56)$$

Với (7.56), các thành phần vận tốc của các sóng đứng được cho như sau:

$$u = -\frac{\partial \Phi_T}{\partial x} = \frac{2Akg}{\omega} \frac{\cosh k(z + h)}{\cosh kh} [\cos(kb - \omega t) \sin(kx - kb)] \quad (7.57)$$

$$u = -\frac{\partial \Phi_T}{\partial z} = -\frac{2Akg}{\omega} \frac{\sinh k(z + h)}{\cosh kh} [\cos(kb - \omega t) \cos(kx - kb)] \quad (7.58)$$

Ta đã thấy rằng các điểm nút là tại các vị trí $\cos(kx - kb) = 0$; vì vậy tại các điểm nút các hạt nước chỉ chuyển động theo phương nằm ngang và tại các điểm bụng (là những điểm có biên độ bằng hai lần biên độ của sóng tới), các hạt nước chỉ chuyển động theo phương thẳng đứng.

7.4.2 Sự phản xạ sóng ngẫu nhiên từ các công trình ven bờ

Cho tới nay, ta đã nghiên cứu sự phản xạ của sóng điều hoà cho trường hợp đơn giản nhất là trường hợp phản xạ hoàn toàn với hệ số phản xạ bằng 1. Tuy nhiên, thực tế phức tạp hơn nhiều và đòi hỏi ta phải nghiên cứu sự phản xạ sóng từ các công trình ven bờ.

Khi sóng phản xạ từ công trình, sóng phản xạ sẽ gây ra nhiễu động nước phía trước của công trình hoặc là lan truyền một khoảng cách nào đó và gây nhiễu động tại những vùng lạng

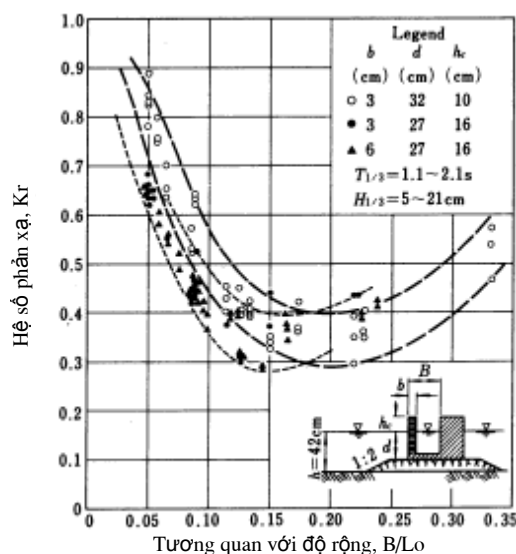
sóng. Vì vậy, cần phải triệt tiêu sóng phản xạ càng nhiều càng tốt. Hệ số phản xạ sóng với hầu hết các công trình thường được đánh giá nhờ mô hình vật lý trong phòng thí nghiệm vì không thể tiến hành các phân tích lý thuyết với các sóng phản xạ khi có sóng vỡ một phần tại các công trình. Các giá trị xấp xỉ của các hệ số phản xạ sóng của các loại công trình biển khác nhau được cho trên bảng 7.1 (theo Hội Kỹ sư công chính Nhật, JSCE). Khoảng giá trị của các hệ số đối với một bức tường thẳng đứng phụ thuộc vào mức độ sóng vượt, và tăng lên khi mà cao trình đỉnh công trình tăng lên. Với các công trình có mái nghiêng và bãi biển tự nhiên, hệ số phản xạ tỷ lệ nghịch với độ dốc của sóng tới và cận trên của hệ số này tương ứng với các sóng lừng có chu kỳ dài. Seeling và Ahrens (1981) đã tìm ra một công thức thực nghiệm để đánh giá hệ số phản xạ cho các bãi biển, kè và đập phá sóng bằng đá học dựa trên một lượng lớn các số liệu thí nghiệm trong đó có cả các thí nghiệm với các sóng ngẫu nhiên.

Bảng 7.1. Các giá trị xấp xỉ của các hệ số phản xạ (JSCE).

Dạng công trình	Hệ số phản xạ
Tường đứng có đỉnh cao hơn mặt nước	0.7~1.0
Tường đứng có đỉnh ngầm	0.5~0.7
Mái nghiêng bằng đá học (độ dốc 1/ 2 hay 1/ 3)	0.3~0.6
Mái nghiêng bằng các tầng bê tông tiêu tán năng lượng sóng	0.3~0.5
Tường đứng dạng tiêu tán năng lượng sóng	0.3~0.8
Bãi cát tự nhiên	0.05~0.2

Đối với một bức tường thẳng đứng có dạng tiêu tán năng lượng sóng, thí dụ như loại tường gắn các mặt nạ bê tông, hệ số phản xạ phụ thuộc vào dạng công trình, tỷ lệ giữa chiều rộng của mỗi tấm tiêu tán năng lượng sóng và bước sóng, và các yếu tố khác. Vì vậy, cần tiến hành các thí nghiệm trên các mô hình vật lý để đánh giá các hệ số phản xạ.

Hình 7.13 là một thí dụ về kết quả các thí nghiệm của Tanimoto và các cộng sự (1976). Nó cho ta hệ số phản xạ sóng ngẫu nhiên của đê dạng thùng chìm có tường thẳng đứng với mặt nạ tiêu sóng trên đó có các lỗ tròn. Hệ số phản xạ có giá trị cực tiểu $K_{r\min} \cong 0.3$ khi mà độ rộng tương đối của mỗi phần tử phá sóng $B/L \cong 0.15$ và tăng lên quá 0.7 khi mà độ rộng của mỗi phần tử phá sóng nhỏ hơn 0.05.



Hình 7.13 Hệ số phản xạ sóng ngẫu nhiên của một đập phá sóng dạng thùng chìm có mặt nạ tiêu sóng (Tanimoto và cộng sự, 1976)

Mỗi thành phần của sóng ngẫu nhiên được giả thiết phản xạ với một góc bằng với góc tới và tiếp tục lan truyền theo hướng phản xạ, giống như theo lý thuyết quang học. Cũng có trường hợp sự phản xạ hình học không diễn ra. Thí dụ như các sóng dài với biên độ lớn tới một công trình theo một góc lớn trong điều kiện nước nông. Trong trường hợp này, sóng tới theo hướng gần như song song với công trình sẽ không tạo ra các sóng phản xạ rõ ràng mà tạo ra các sóng lừng chạy dọc theo mặt công trình. Hiện tượng này được gọi là hiện tượng phản xạ Mach-stem và đã được quan trắc trong trường hợp sóng thần tấn công, như trong thông báo của Wiegell (1964).

Một phương diện khác của các sóng phản xạ là chúng có một chiều dài hữu hạn theo phương đỉnh sóng vì các công trình phản xạ sóng như đập phá sóng dạng thùng chìm hay các tường bên cảng có độ dài hữu hạn. Do đó, các sóng phản xạ phân tán trong quá trình lan truyền từ nguồn theo một kiểu giống như hiện tượng nhiễu xạ sóng. Có thể phân tích sự phân tán của các sóng phản xạ bằng lời giải lý thuyết sóng phản xạ từ một đảo chắn sóng (Goda và cộng sự, 1971; Mitsui và cộng sự, 1975), hoặc là bằng phương pháp tích phân số trị để mô phỏng quá trình truyền sóng (Tanimoto và cộng sự, 1975).

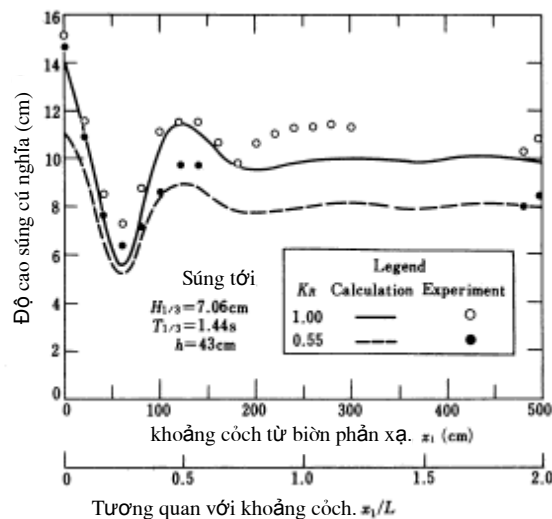
Nếu như công trình có hệ số phản xạ nhỏ hơn 1, hệ số phân tán đánh giá ở trên của các sóng phản xạ cần phải được nhân với hệ số phản xạ để tính độ cao sóng tại điểm cần tính. Một nguyên nhân khác làm suy giảm các sóng phản xạ là sự tiêu tán năng lượng do gió ngược. Đôi khi ta quan trắc thấy hiện tượng là một số đỉnh sóng phản xạ bị gió triệt tiêu. Các sóng phản xạ còn bị tiêu tán năng lượng do tương tác mạnh mẽ với sóng tới. Tuy nhiên, chưa đánh giá định lượng được mức độ tiêu tán năng lượng sóng do gió ngược. Người ta chỉ biết rằng sóng gió có chu kỳ ngắn bị tiêu tán rất nhanh trong khi đó sóng lừng có chu kỳ dài có thể truyền rất xa mà không bị tiêu tán năng lượng một cách đáng kể. Khi quy hoạch và thiết kế xây dựng cảng, có thể bỏ qua ảnh hưởng tiêu tán năng lượng của sóng phản xạ do gió. Nếu

như diện tích cảng là khá rộng và cảng được thiết kế để chống sóng do gió địa phương tạo ra, giá trị phản xạ hiệu dụng của các tường đứng trong cảng có thể giảm được tới 80% hay hơn nữa bằng cách tận dụng hiệu ứng tiêu tán năng lượng sóng do gió ngược.

Hiệu ứng các sóng phản xạ gây ra các dao động trong cảng là khá phức tạp vì không chỉ độ cao sóng mà hướng sóng cũng cần được tính. Khi mà chỉ cần quan tâm đến độ cao sóng, về mặt nguyên tắc có thể tính độ cao sóng tổng cộng bằng nguyên lý chồng chất năng lượng:

$$H_s = \sqrt{H_I^2 + H_{R1}^2 + H_{R2}^2 + \dots} \quad (7.59)$$

với H_s biểu thị độ cao có nghĩa của sóng tổng hợp, và H_{R1} , H_{R2} biểu thị các độ cao có nghĩa của các sóng phản xạ có nguồn gốc khác nhau. Phương trình (7.59) không áp dụng được ngay cạnh công trình vì có một mối liên hệ cho trước giữa pha sóng tới và pha sóng phản xạ. Tuy nhiên sự tương tác pha giữa các sóng thành phần của sóng ngẫu nhiên sẽ bị triệt tiêu khi mà khoảng cách tới công trình phản xạ trở nên lớn hơn một bước sóng, và phương trình (7.59) cho một đánh giá độ cao sóng với một độ chính xác chấp nhận được.



Hình 7.14 Biến đổi không gian của độ cao sóng đứng

Thí dụ áp dụng phương trình (7.59) được cho trên hình 7.14, trong đó cho thấy sự biến đổi không gian của sóng có nghĩa phía trước một mô hình công trình trong một máng sóng (Goda và Suzuki, 1976). Các sóng tới là một chuỗi sóng phi điều hoà có phổ tần số dạng Bretschneider-Mitsuyasu. Các hình tròn rỗng biểu thị số liệu cho trường hợp một bức tường thẳng đứng phản xạ hoàn toàn và các hình tròn đặc biểu thị trường hợp một mô hình công trình có hệ số phản xạ 0.55. Các đường liền và đường đứt quãng chỉ độ cao sóng tính từ phổ tần số của hệ thống sóng tổng hợp bằng cách tính toán biên độ của các sóng đứng tại mỗi vị trí đối với các thành phần tần số của phổ sóng tới. Tuy rằng độ cao sóng có nghĩa của sóng tổng hợp dao động tương ứng với các điểm bụng và điểm nút của các sóng đứng gần công trình; như ta thấy trên hình 7.14, sự dao động giảm nhanh theo khoảng cách từ công trình và độ cao sóng đạt một giá trị tiệm cận. Trong thực tế, phương trình (7.59) dự báo một giá trị