

Raz jeszcze o obciążeniu hydrodynamicznym falochronu pionowościennego falą stojącą

Dr hab. inż. Waldemar Magda

Politechnika Gdańska, Wydział Inżynierii Lądowej i Środowiska

Zagadnieniu obciążania morskiej konstrukcji hydrotechnicznej powierzchnią falą stojącą, mającemu istotne znaczenie w praktyce inżynierskiej z zakresu budownictwa morskiego i inżynierii brzegowej, poświęcono już wiele prac naukowo-badawczych, opisanych w literaturze fachowej. Pomimo tego, nadal daje się zauważyć w sporej części tych prac wiele niejasności, a nawet błędnych sformułowań i interpretacji wcześniej opracowanych rozwiązań teoretycznych, co prowadzi na ogół do frustrujących sytuacji w momencie podejmowania próby ich praktycznego wykorzystania.

Na łamach „Inżynierii Morskiej i Geotechniki” przedstawiono ostatnio dwa artykuły [2, 3], w których dokonano m.in. krytycznej oceny przedstawianych w literaturze polsko- i obcojęzycznej wzorów pozwalających określić wysokość wzniesienia poziomu falowania, czy też wzorów opisujących ciśnienie hydrodynamiczne pod falą stojącą. W pracy [2] przedstawiono w zwartej formie rozwiązanie dotyczące ciśnienia hydrodynamicznego, otrzymane dla fali stojącej Stokesa o aproksymacji drugiego rzędu. Dodatkowo, na przykładzie wypadkowej poziomej siły hydrodynamicznej obciążającej falochron pionowościenny, dokonano także analizy porównawczej odpowiednich rozwiązań w przypadku fali stojącej Stokesa rzędu drugiego i piątego dla wybranych warunków wodno-falowych.

W celu przeprowadzenia analizy stateczności falochronu pionowościennego niezbędna jest znajomość wszystkich istotnych sił działających w rozpatrywanym układzie. Siły pochodzące ze strony środowiska morskiego mogą mieć m.in. zarówno charakter sił hydrostatycznych, jak i sił hydrodynamicznych.

Wypadkowe siły hydrodynamiczne (poziome i pionowe), działające na konstrukcję falochronu pionowościennego, powstają w efekcie pewnego rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego, generowanego na zewnętrznych powierzchniach falochronu (na ścianie pionowej oraz na podstawie falochronu) w wyniku cyklicznych oscylacji powierzchniowej fali stojącej.

Poniżej przedstawiono aparat matematyczny do określenia rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego na pionową ścianę falochronu według:

- metody Sainflou [7],
- metody Miche’a-Rundgrena [5,6],
- metody opartej na teorii fali stojącej Stokesa w przybliżeniu drugiego rzędu.

Metodę Sainflou [7], którą zaproponowano jako pierwszą prawie sto lat temu, opracowano z wykorzystaniem związków wynikających z teorii fali trochoidalnej. Wyniki otrzymywane z tej metody są do zaakceptowania z praktycznego punktu widzenia wyłącznie w przypadku fali o stosunkowo małej stromości (tzn. fali o znacznej długości i stosunkowo niewielkiej wysokości), czyli w przypadku, który jest na ogół mało interesujący z punktu widzenia możliwie ekstremalnych obciążeń falochronu pionowościennego falą stojącą. Metoda Sainflou ma raczej w dzisiejszych czasach charakter poznawczy i jest dość dobrze opisana w literaturze, chociaż nie ustrzeżono się pewnych niejasności, o czym w dalszej części artykułu.

W wyniku przeprowadzonych badań laboratoryjnych, z wykorzystaniem fal stromych, Rundgren [6] wykazał istnie-

nie większych ciśnień hydrodynamicznych na ścianie pionowej w porównaniu z odpowiednimi wartościami uzyskanymi z metody Sainflou. Opierając się na wynikach własnych badań laboratoryjnych oraz wykorzystując teorię Miche'a [5] fali stojącej drugiego rzędu i dokonując w niej pewnych modyfikacji, Rundgren opracował wzory opisujące ciśnienie hydrodynamiczne pod falą stojącą. Zaproponowana procedura obliczeniowa nosi dzisiaj nazwę metody Miche'a-Rundgrena dla fali niezalanej (tzn. fali stojącej). Metoda Miche'a-Rundgrena nazywana jest także zmodyfikowaną metodą Sainflou [10]. Ogólnie rzecz ujmując, metoda Miche'a-Rundgrena uznawana jest dzisiaj za lepszą od metody Sainflou, chociaż – według niektórych badaczy – w sytuacji stosunkowo niewielkiej względnej głębokości wody (tzn. głębokości wody wyrażonej względem długości fali), także i metoda Miche'a-Rundgrena nie daje wyników satysfakcjonujących z praktycznego punktu widzenia.

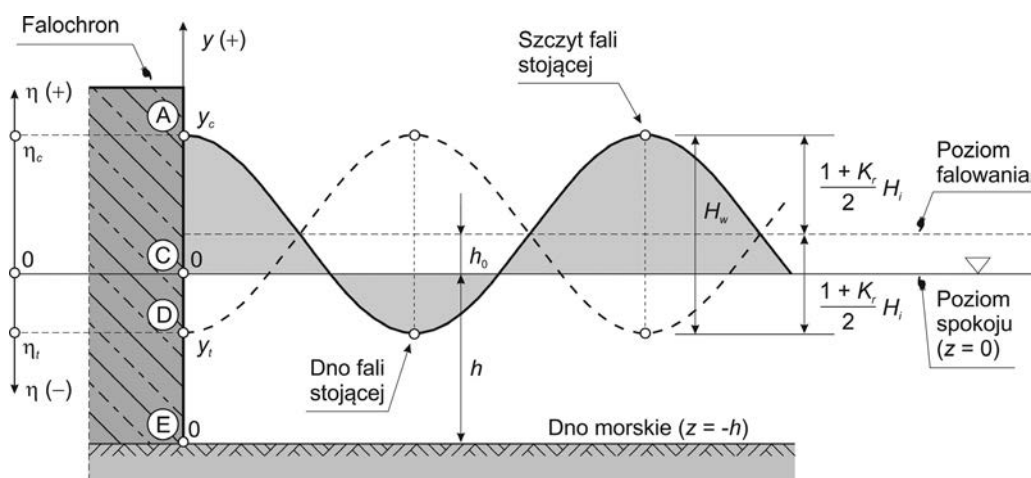
W obu metodach, tzn. metodzie Sainflou i metodzie Miche'a-Rundgrena, przyjęto następujące założenia:

- rozkład ciśnienia hydrodynamicznego pomiędzy wartościami charakterystycznymi tego ciśnienia jest liniowy,
- falochron traktowany jest jako konstrukcja wysoka (brak przelewania się fali ponad koronę falochronu),
- dno morskie na przedpolu falochronu jest poziome,
- do ściany pionowej podchodzi fala niezalana, która inicjuje zjawisko fali stojącej przed falochronem.

Dodatkowo, metodę Sainflou opracowano dla przypadku pełnego odbicia fali podchodzącej od ściany pionowej falochronu (współczynnik odbicia $K_r = 1$), podczas gdy w metodzie Miche'a-Rundgrena możliwe jest uwzględnienie efektu częściowego odbicia fali, odzwierciedlonego w zalecanych do praktyki inżynierskiej wartościach współczynnika odbicia z zakresu $K_r = 0,9 \div 1,0$.

METODY OBLICZENIOWE

Obraz powierzchniowej wodnej fali stojącej powstałej na przedpolu falochronu pionowościennego przedstawiono schematycznie w przekroju poprzecznym na rys. 1, na którym zaznaczono powszechnie znane parametry.



Rys. 1. Schemat powierzchniowej wodnej fali stojącej na przedpolu typowej pionowościennego morskiej konstrukcji hydrotechnicznej, jaką jest stawiany falochron grawitacyjny

W celu wykonania analizy związanej z obciążaniem falochronu pionowościennego falą stojącą rozpatruje się zwykle dwie ekstremalne fazy ruchu falowego, określane mianem faz szczytu i dna fali stojącej w profilu ściany pionowej. Rzędne (współrzędne pionowe), opisujące położenie zwierciadła wody w profilu ściany pionowej względem poziomu dna morskiego, w obu tych przypadkach ekstremalnych określane są następującymi związkami:

$$y_c = h + h_0 + \frac{1 + K_r}{2} H_i \quad (1)$$

$$y_t = h + h_0 - \frac{1 + K_r}{2} H_i \quad (2)$$

gdzie:

y_c – wysokość szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],

y_t – wysokość dna fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],

h – głębokość wody [m],

h_0 – wysokość wzniesienia poziomu falowania (wzniesienie falowania) [m],

K_r – współczynnik odbicia fali podchodzącej od ściany pionowej [-],

H_i – wysokość fali podchodzącej (progressywnej, inicjującej zjawisko fali stojącej) [m].

Wysokość fali stojącej, H_w , można obliczyć z prostego wzoru:

$$H_w = y_c - y_t = (1 + K_r) H_i \quad (3)$$

Metoda Sainflou

Wysokość szczytu i doliny fali stojącej w profilu ściany pionowej Sainflou [7] opisał odpowiednio następującymi dwoma związkami [4]:

$$y_c = y_0 + H_i \frac{\sinh[k(h + y_0)]}{\sinh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{\sinh[k(h + y_0)] \cosh[k(h + y_0)]}{\sinh^2(kh)} \quad (4)$$

$$y_t = y_0 - H_i \frac{\sinh[k(h + y_0)]}{\sinh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{\sinh[k(h + y_0)] \cosh[k(h + y_0)]}{\sinh^2(kh)} \quad (5)$$

Po zdefiniowaniu poziomu spokoju, przyjmując warunek $y = y_0 = 0$, wzory (4) i (5) można przekształcić do postaci opisujących ekstremalne położenia fali w profilu ściany pionowej względem poziomu spokoju. I tak dla $y = y_0 = 0$ następuje $y_c \rightarrow \eta_c$ oraz $y_t \rightarrow \eta_t$, co w konsekwencji prowadzi do zapisu:

$$\eta_c = H_i + \frac{\pi H_i^2}{L} \operatorname{ctgh}(kh) \quad (6)$$

$$\eta_t = -H_i + \frac{\pi H_i^2}{L} \operatorname{ctgh}(kh) \quad (7)$$

gdzie:

η_c – rzędna szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej względem poziomu spokoju [m],

η_t – rzędna dna fali stojącej w profilu ściany pionowej względem poziomu spokoju [m],

H_i – wysokość fali podchodzącej [m],

h – głębokość wody [m],

k – liczba falowa ($k = 2\pi/L$) [m^{-1}],

L – długość fali (długości fal: podchodzącej, odbitej i stojącej są identyczne) [m].

W wyniku krótkiej analizy wzorów (6) i (7) można stwierdzić, że przy założeniu prostych kosinusoidalnych oscylacji zwierciadła wody (tzn. takich, w których amplituda „górną” jest taka sama jak amplituda „dolną”), oscylacje zwierciadła wody odbywają się względem nowego poziomu, nazywanego poziomem falowania. A zatem, wzniesienie poziomu falowania ponad poziom spokoju (czyli tzw. wzniesienie falowania) można określić z wzoru

$$h_0 = \frac{\pi H_i^2}{L} \operatorname{ctgh}(kh) \quad (8)$$

Wzór (8), otrzymany z metody Sainflou, jest identyczny z wzorem wynikającym z zastosowania teorii fali stojącej Stokesa w przybliżeniu drugiego rzędu.

Ogólne wzory, zaproponowane przez Sainflou [7], opisujące ciśnienie całkowite (składowa hydrostatyczna plus składowa hydrodynamiczna) dla obu ekstremalnych faz ruchu falowego są następujące [4] (w celu uproszczenia zapisu w dalszej części artykułu wykorzystywane będzie pojęcie wysokości ciśnienia):

$$\bar{p}_c = \frac{p_c}{\rho g} = \frac{p_c}{\gamma} = -y_0 - H_i \frac{\sinh(ky_0)}{\sinh(kh) \cosh(kh)} \quad (9)$$

$$\bar{p}_t = \frac{p_t}{\rho g} = \frac{p_t}{\gamma} = -y_0 + H_i \frac{\sinh(ky_0)}{\sinh(kh) \cosh(kh)} \quad (10)$$

gdzie:

\bar{p}_c – wysokość ciśnienia całkowitego pod szczytem fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],

\bar{p}_t – wysokość ciśnienia całkowitego pod dnem fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],

p_c – ciśnienie całkowite pod szczytem fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],

p_t – ciśnienie całkowite pod dnem fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],

H_i – wysokość fali podchodzącej [m],

h – głębokość wody [m],

k – liczba falowa [m^{-1}],

ρ – gęstość wody morskiej [kg/m^3],

g – przyspieszenie ziemskie ($g = 9,81 m/s^2$),

γ – ciężar objętościowy wody morskiej ($\gamma = \rho g \cdot 10^{-3}$) [kN/m^3].

W literaturze można spotkać przykład [10], w którym wzory (9) i (10) przedstawione są w trochę innych postaciach, a mianowicie:

$$\bar{p}_c = -y_0 + H_i \left\{ \frac{\cosh[k(h + y_0)]}{\cosh(kh)} - \frac{\sinh[k(h + y_0)]}{\sinh(kh)} \right\} \quad (11)$$

$$\bar{p}_t = -y_0 - H_i \left\{ \frac{\cosh[k(h + y_0)]}{\cosh(kh)} - \frac{\sinh[k(h + y_0)]}{\sinh(kh)} \right\} \quad (12)$$

Wykazanie równości pomiędzy członem ułamkowym we wzorach (9) i (10) a członem ujętym w nawiasy klamrowe w wzorach (11) i (12) nie powinno nastręczać czytelnikowi zbyt trudności, posiłkując się przy tym odpowiednimi przekształceniami funkcji hiperbolicznych zapisanych za pomocą funkcji eksponencjalnych.

Początek „ruchomej” rzędnej lokalnej y_0 , występującej we wzorach (9) i (10), zaczepiony jest na powierzchni swobodnej ($y_0 = 0$), a oś ujemna skierowana jest w stronę dna morskiego (dla poziomu dna morskiego zachodzi $y_0 = -h$). Ciśnienia całkowite, będące sumą składowej hydrostatycznej i składowej hydrodynamicznej, dla obu ekstremalnych faz ruchu falowego można obliczyć z następujących wzorów:

- dla fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej:

$$\bar{p}_c|_{y_0=0} = 0 \quad (13)$$

$$\bar{p}_c|_{y_0=-h} = h + H_i \frac{1}{\cosh(kh)} \quad (14)$$

- dla fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej:

$$\bar{p}_t|_{y_0=0} = 0 \quad (15)$$

$$\bar{p}_t|_{y_0=-h} = h - H_i \frac{1}{\cosh(kh)} \quad (16)$$

Na kolejnych dwóch rysunkach (rys. 2 i 3) przedstawiono schematy obliczeniowe w celu określenia obciążenia falochronu pionowościennego falą stojącą w metodzie Sainflou.

Długości poszczególnych odcinków pionowych, określających odpowiednie odległości pomiędzy punktami A, B, C i D, położonymi na ścianie pionowej, są opisane są następującymi wzorami:

$$|AC| = \eta_c = H_i + h_0 \quad (17)$$

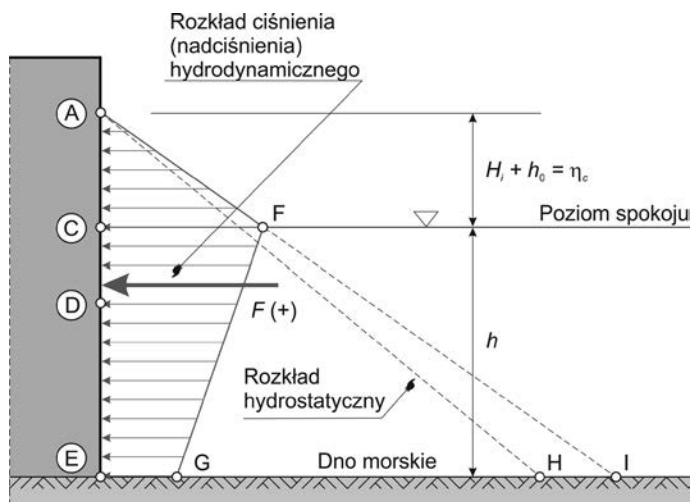
$$|CE| = h \quad (18)$$

$$|CD| = |\eta_t| = -\eta_t = H_i - h_0 \quad (19)$$

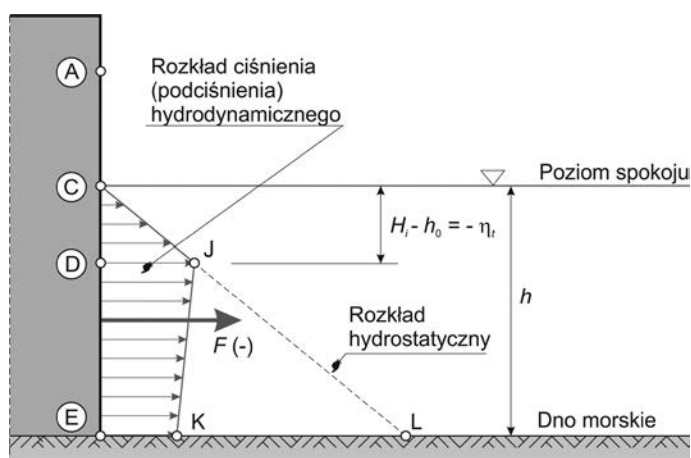
$$|DE| = |CE| - |CD| = h + h_0 - H_i \quad (20)$$

$$|AE| = h + h_0 + H_i \quad (21)$$

W celu uzyskania, według metody Sainflou, pełnego obrazu rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego (składowej hydrodynamicznej ciśnienia) potrzebna jest znajomość ciśnień na kilku charakterystycznych poziomach. Ciśnienia charakterystyczne (zarówno hydrostatyczne, jak i hydrodynamiczne) będą w dalszej części artykułu podane w postaci wysokości ciśnienia (wyrażonej w metrach słupa wody) i oznaczone wielką literą P .



Rys. 2. Metoda Sainflou – schemat obciążenia falochronu pionowościennego składową hydrodynamiczną ciśnienia pod falą stojącą w fazie szczytu fali stojącej na ścianie pionowej



Rys. 3. Metoda Sainflou – schemat obciążenia falochronu pionowościennego składową hydrodynamiczną ciśnienia pod falą stojącą w fazie dna fali stojącej na ścianie pionowej

W przypadku fazy szczytu fali w profilu ściany pionowej (patrz rys. 2 i wzór (14)), Sainflou zaproponował następujące wzory opisujące charakterystyczne ciśnienie hydrodynamiczne:

- w poziomie szczytu fali stojącej ($z = \eta_c$)

$$\bar{p}_{d1} = 0 \quad (22)$$

- w poziomie spokoju ($z = 0$)

$$\bar{p}_{d2} = P_{CF} = \left[\frac{AC}{AE} \right] P_{EI} = \frac{H_i + h_0}{h + h_0 + H_i} \left[h + H_i \frac{1}{\cosh(kh)} \right] \quad (23)$$

- w poziomie dna morskiego ($z = -h$)

$$\bar{p}_{d3} = P_{EG} = H_i \frac{1}{\cosh(kh)} \quad (24)$$

gdzie:

- \bar{p}_{d1} – wysokość ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie szczytu fali stojącej ($z = \eta_c$) dla fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],
- \bar{p}_{d2} – wysokość ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie spokoju ($z = 0$) dla fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],
- \bar{p}_{d3} – wysokość ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie dna morskiego ($z = -h$) dla fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej [m].

Pomocnicze ciśnienia charakterystyczne, występujące we wzorach (23) i (24), wyrażone są związkami:

$$P_{EI} = \bar{p}_c \Big|_{y_0=-h} = P_{EH} + P_{HI} = h + H_i \frac{1}{\cosh(kh)} \quad (25)$$

$$P_{EH} = h \quad (26)$$

$$P_{HI} = P_{EG} \quad (27)$$

Ciśnienie hydrodynamiczne w poziomie spokoju ($z = 0$, patrz wzór (23)) wyznaczono po skorzystaniu z odpowiednich proporcji długości boków trójkątów podobnych ACF i AEI (patrz rys. 2).

W przypadku fazy dna fali w profilu ściany pionowej (patrz rys. 3 i wzór (16)), Sainflou zaproponował następujące wzory opisujące charakterystyczne ciśnienie hydrodynamiczne:

- w poziomie spokoju ($z = 0$)

$$\bar{p}_{d4} = 0 \quad (28)$$

- w poziomie dna fali stojącej ($z = \eta_t$)

$$\bar{p}_{d5} = P_{DJ} = -|CD| = \eta_t = -H_i + h_0 \quad (29)$$

- w poziomie dna morskiego ($z = -h$)

$$\bar{p}_{d6} = P_{EK} = -P_{EG} = -H_i \frac{1}{\cosh(kh)} \quad (30)$$

gdzie:

- \bar{p}_{d4} – wysokość ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie spokoju ($z = 0$) dla fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],
- \bar{p}_{d5} – wysokość ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie dna fali stojącej ($z = \eta_t$) dla fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej [m],
- \bar{p}_{d6} – wysokość ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie dna morskiego ($z = -h$) dla fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej [m].

Jak widać (patrz wzory (28) i (29)), w modelu Sainflou dla fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej, zakłada się na odcinku od poziomu spokoju do poziomu dna fali stojącej istnienie ciśnienia hydrodynamicznego o rozkładzie odpowiadającym rozkładowi ciśnienia hydrostatycznego.

Wzory opisujące odległości, (17) ÷ (20) oraz (8), wraz z wzorami opisującymi ciśnienie hydrodynamiczne na kilku poziomach charakterystycznych, (22) ÷ (24) oraz (28) ÷ (30), umożliwiają jednoznaczne skonstruowanie rozkładów ciśnienia hydrodynamicznego, działającego na pionową ścianę falochronu w obu przypadkach ekstremalnych faz ruchu falowego, tzn. fazy szczytu i fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej.

Prace [5, 6, 7], ze względu na zamierzone czasy ich opublikowania, są bardzo trudne do osiągnięcia w oryginale. Niestety prac współczesnych, w których przedstawiano by szczegółowy opis matematyczny metod Sainflou oraz Miche'a-Rundgrena praktycznie nie ma. Jedynym, znanym autorowi niniejszego artykułu, źródłem niezbędnych informacji jest niedawno opublikowana praca [4]. Praca ta nie jest jednak pozbawiona pewnych nieścisłości. O ile pomylenie ekstremalnych faz ruchu falowego fali stojącej z falą podchodzącą i falą odbitą (rys. 4.2 w pracy [4]) można autorowi pracy [4] jeszcze wybaczyć, o tyle pomyłka w oznaczeniach na rys. 4.4 w pracy [4] może wprowadzać niepotrzebne wątpliwości i zakłopotanie wśród osób chcących dokładnie prześledzić prezentowany w pracy [4] tok myślowy, dotyczący metody Sainflou. Błąd polega na zamianie poziomu

spokoju (oznaczonego jako SWL, ang. *Still Water Level*) na poziomie falowania (oznaczony jako MWL, ang. *Mean Water Level*). Podobny błąd popełniono w pracy [1], w której poziom spokoju przedstawiono powyżej poziomu falowania, a jak powszechnie wiadomo, sytuacja powinna być odwrotna (patrz rys. 1).

Rozróżnienie poziomów spokoju i falowania jest także przyczyną niepoprawnego (tzn. innego niż uczynił to Sainflou w swojej metodzie) określenia wartości maksymalnej ciśnienia hydrodynamicznego dla fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej. Według metody Sainflou wartość ta powinna wystąpić na poziomie spokoju, a nie na poziomie falowania, jak to zasugerowano np. w pracy [8].

Kolejny istotny błąd zawarty w pracach [1, 4] dotyczy wzorów opisujących ciśnienie hydrodynamiczne na poziomach charakterystycznych (tzn. na poziomie dna fali stojącej i poziomie dna akwenu) w przypadku rozpatrywanych dwóch ekstremalnych faz ruchu falowego fali stojącej. W obu przypadkach odpowiednie wzory podane w pracach [1, 4] sugerują dodatnie wartości ciśnienia, co oczywiście mniej zorientowanego czytelnika może wprowadzać w błąd, szczególnie przy wyznaczaniu wartości sił wypadkowych i ich dalszym wykorzystaniu w analizie stateczności konstrukcji falochronu. Dodatkowo w pracy [1] przyjęto, nie wiadomo z jakiego powodu, trójkątne rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego dla obu ekstremalnych faz ruchu falowego fali stojącej. Jak pokazano na rys. 2 i 3, rozkłady te są nieco bardziej skomplikowane od rozkładów o kształcie trójkątnym.

Stosowanie metody Sainflou jest rekomendowane m.in. w renomowanej normie brytyjskiej [12]. Niestety występujące tam błędy (zarówno w odniesieniu do oznaczeń na rys. 21 w pracy [12], jak i wzorów na wartości ekstremalne ciśnienia całkowitego w poziomie dna morskiego) całkowicie dyskwalifikują tę część normy, czyniąc ją bezużyteczną do stosowania w praktyce inżynierskiej.

W kolejnej publikacji [11], uznawanej za bardzo istotną w rzemiośle inżynierii brzegowej, również nie ustrzeżono się przed błędem uniemożliwiającym poprawne zastosowanie metody Sainflou. Tym razem chodzi o błędną postać wzoru na maksymalną wartość ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie dna morskiego. Oprócz tego, tu także zapomniano różnicować znak wartości ciśnienia hydrodynamicznego dla dwóch przeciwstawnych faz ruchu falowego fali stojącej. W przypadku fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej mamy zawsze do czynienia z tzw. nadciśnieniem hydrodynamicznym, nazywanym także ciśnieniem hydrodynamicznym dodatnim lub pozytywnym (+), natomiast w przypadku fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej występuje zawsze tzw. podciśnienie hydrodynamiczne, nazywane także ciśnieniem hydrodynamicznym ujemnym lub negatywnym (-).

Metoda Miche'a-Rundgrena

Przedstawiony w dalszej części tok obliczeniowy metody Miche'a-Rundgrena należy konfrontować z tymi samymi schematami sytuacyjnymi, jak przy poprzednim opisie metody Sainflou, czyli z rys. 2 i 3. Według metody Miche'a-Rundgrena, wysokości szczytu i doliny fali stojącej w profilu ściany pionowej przedstawiają się odpowiednio [4]:

$$y_c = y_0 + H_i \frac{1 + K_r}{2} \frac{\sinh[k(h + y_0)]}{\sinh(kh)} + \frac{\pi H_i^2 \sinh[k(h + y_0)] \cosh[k(h + y_0)]}{4L \sinh^2(kh)} B \quad (31)$$

$$y_t = y_0 - H_i \frac{1 + K_r}{2} \frac{\sinh[k(h + y_0)]}{\sinh(kh)} + \frac{\pi H_i^2 \sinh[k(h + y_0)] \cosh[k(h + y_0)]}{4L \sinh^2(kh)} B \quad (32)$$

w których:

$$B = (1 + K_r)^2 A_1 + (1 - K_r)^2 A_2 \quad (33)$$

a występujące tu współczynniki są opisane wzorami:

$$A_1 = 1 + \frac{3}{4 \sinh^2(kh)} - \frac{1}{4 \cosh^2(kh)} \quad (34)$$

$$A_2 = \frac{3}{4 \sinh^2(kh)} + \frac{1}{4 \cosh^2(kh)} \quad (35)$$

Podobnie, jak miało to miejsce przy omawianiu metody Sainflou, przyjęcie nowego układu współrzędnych o początku na poziomie spokoju ($y_0 = 0$) pozwala sformułować wzory opisujące oscylacje swobodnej powierzchni fali stojącej względem poziomu spokoju:

$$\eta_c = H_i \frac{1 + K_r}{2} + \frac{\pi H_i^2}{4L} \operatorname{ctgh}(kh) B \quad (36)$$

$$\eta_t = -H_i \frac{1 + K_r}{2} + \frac{\pi H_i^2}{4L} \operatorname{ctgh}(kh) B \quad (37)$$

Do celów porównawczych z wzorami metody Sainflou przyjęto założenie pełnego odbicia fali podchodzącej od ściany pionowej falochronu, czyli $K_r = 1,0$. W takiej sytuacji wzór (33) przyjmie postać

$$B = 4A_1 \quad (38)$$

co w konsekwencji pozwala zapisać wzory (36) i (37) w następujących postaciach:

$$\eta_c = H_i + \frac{\pi H_i^2}{L} \operatorname{ctgh}(kh) A_1 \quad (39)$$

$$\eta_t = -H_i + \frac{\pi H_i^2}{L} \operatorname{ctgh}(kh) A_1 \quad (40)$$

Analiza wzorów (39) i (40) wykazuje, że w takiej sytuacji wznesienie poziomu falowania jest opisane wzorem

$$h_0 = \frac{\pi H_i^2}{L} \operatorname{ctgh}(kh) A_1 \quad (41)$$

który różni się od wzoru (8) z metody Sainflou wyłącznie współczynnikiem A_1 . Jednocześnie warto zauważyć, że wzory (39) ÷ (41), uwzględniające wzór (34), są w metodzie Miche'a-Rundgrena identyczne z odpowiednimi wzorami wynikającymi z opisu fali stojącej Stokesa w przybliżeniu drugiego rzędu, przedstawionymi w pracy [3].

Ciśnienie całkowite (hydrostatyczne i hydrodynamiczne) można wyznaczyć z następujących związków [4]:

$$\bar{p}_c = -y_0 - H_i \frac{1 + K_r}{2} \frac{\sinh(ky_0)}{\sinh(kh) \cosh(kh)} - \frac{\pi H_i^2}{4L} \frac{\sinh(ky_0)}{\sinh^2(kh)} C \quad (42)$$

$$\bar{p}_t = -y_0 + H_i \frac{1 + K_r}{2} \frac{\sinh(ky_0)}{\sinh(kh) \cosh(kh)} - \frac{\pi H_i^2}{4L} \frac{\sinh(ky_0)}{\sinh^2(kh)} C \quad (43)$$

w których:

$$C = (1 + K_r)^2 A_3 + (1 - K_r)^2 A_4 \quad (44)$$

$$A_3 = 1 - \frac{1}{4 \cosh^2(kh)} \cosh[k(2h + y_0)] - 2 \operatorname{tgh}(kh) \sinh[k(2h + y_0)] + \frac{3}{4} \left\{ \frac{\cosh(ky_0)}{\sinh^2(kh)} - \frac{2 \cosh[k(h + y_0)]}{\cosh(kh)} \right\} \quad (45)$$

$$A_4 = \frac{\cosh[k(2h + y_0)]}{4 \cosh^2(kh)} - 2 \operatorname{tgh}(kh) \sinh[k(2h + y_0)] + \frac{3}{4} \left\{ \frac{\cosh(ky_0)}{\sinh^2(kh)} - \frac{2 \cosh[k(h + y_0)]}{\cosh(kh)} \right\} \quad (46)$$

Przyjmując ponownie $K_r = 1,0$, wzór (44) przyjmie prostszą postać

$$C = 4A_3 \quad (47)$$

Przyjmując następnie $y_0 = 0$ dla warunku na powierzchni swobodnej oraz $y_0 = -h$ dla warunku na poziomie dna morskiego (poziomie posadowienia falochronu), otrzymano następujące wzory opisujące ciśnienie całkowite:

- na powierzchni swobodnej ($y_0 = 0$)

$$\bar{p}_c|_{y_0=0} = 0 \quad (48)$$

$$\bar{p}_t|_{y_0=0} = 0 \quad (49)$$

- w poziomie dna morskiego ($y_0 = -h$)

$$\bar{p}_c|_{y_0=-h} = h + H_i \frac{1}{\cosh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{1}{\sinh(kh)} A_3|_{y_0=-h} \quad (50)$$

$$\bar{p}_t|_{y_0=-h} = h - H_i \frac{1}{\cosh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{1}{\sinh(kh)} A_3|_{y_0=-h} \quad (51)$$

w których

$$A_3|_{y_0=-h} = 1 - \frac{1}{4 \cosh(kh)} - 2 \operatorname{tgh}(kh) \sinh(kh) + \frac{3}{4} \left\{ \frac{\cosh(kh)}{\sinh^2(kh)} - \frac{2}{\cosh(kh)} \right\} \quad (52)$$

Biorąc pod uwagę wzory (50) i (51), wraz z wzorem (52), oraz oznaczenia prezentowane już na rys. 2 i 3, można stwierdzić, że wzory (23), (24) i (30), opisujące charakterystyczne ciśnienia hydrodynamiczne, przyjmują w metodzie Miche'a-Rundgrena odpowiednio następujące postaci:

$$\bar{p}_{d2} = P_{CF} = \frac{|AC|}{|AE|} P_{Ei} = \frac{H_i + h_0}{h + h_0 + H_i} \left[h + H_i \frac{1}{\cosh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{1}{\sinh(kh)} A_3|_{y_0=-h} \right] \quad (53)$$

$$\bar{p}_{d3} = P_{EG} = H_i \frac{1}{\cosh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{1}{\sinh(kh)} A_3|_{y_0=-h} \quad (54)$$

$$\bar{p}_{d6} = P_{EK} = -H_i \frac{1}{\cosh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{1}{\sinh(kh)} A_3|_{y_0=-h} \quad (55)$$

Pomocnicze ciśnienie charakterystyczne, występujące w wzorze (53), opisane jest związkiem:

$$P_{Ei} = h + H_i \frac{1}{\cosh(kh)} + \frac{\pi H_i^2}{L} \frac{1}{\sinh(kh)} A_3|_{y_0=-h} \quad (56)$$

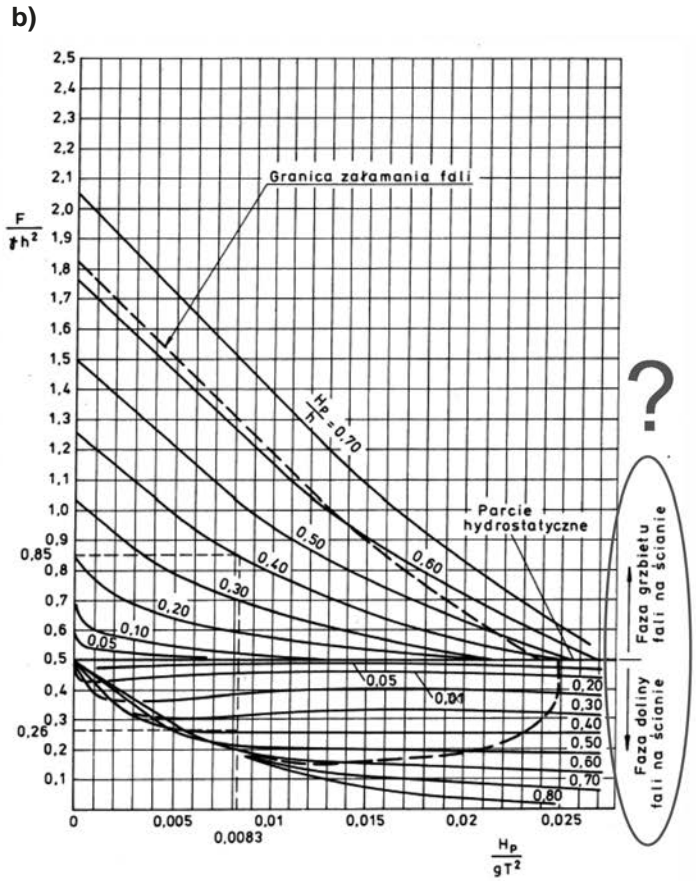
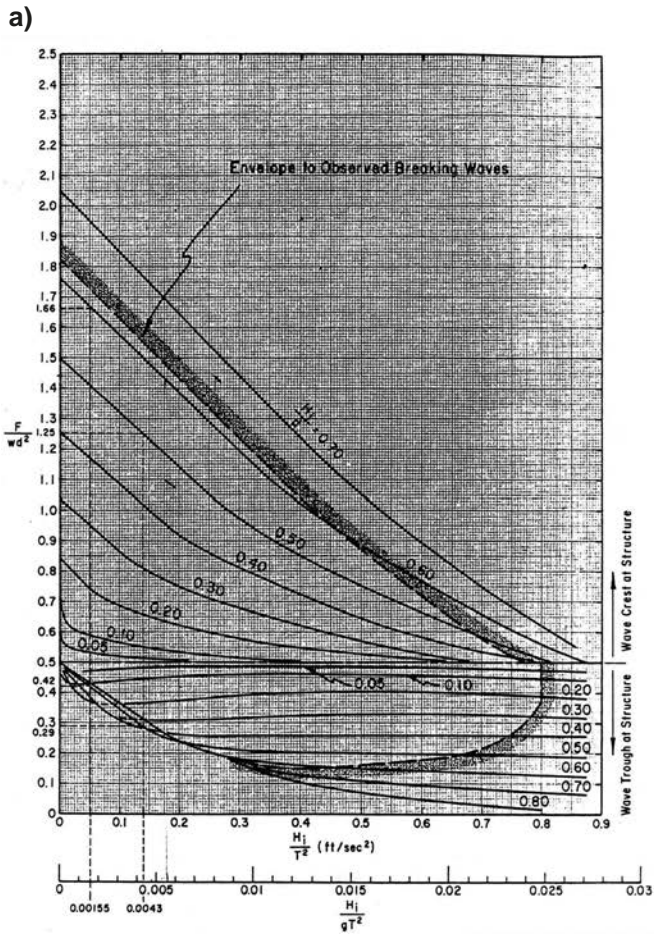
Wzory (22), (28) i (29), przedstawione w opisie metody Sa-inflou, pozostają niezmienione i w metodzie Miche'a-Rundgrena obowiązują nadal.

Tak więc, w metodzie obliczeniowej Miche'a-Rundgrena wzory: (17) ÷ (20), opisujące odległości, wraz z wzorami (22), (28), (29) oraz (53) ÷ (55), pozwalającymi wyznaczyć charakterystyczne ciśnienia hydrodynamiczne, dają możliwość jednoznacznego określenia rozkładów ciśnienia hydrodynamicznego, działającego na pionową ścianę falochronu w obu przypadkach ekstremalnych faz ruchu fali stojącej.

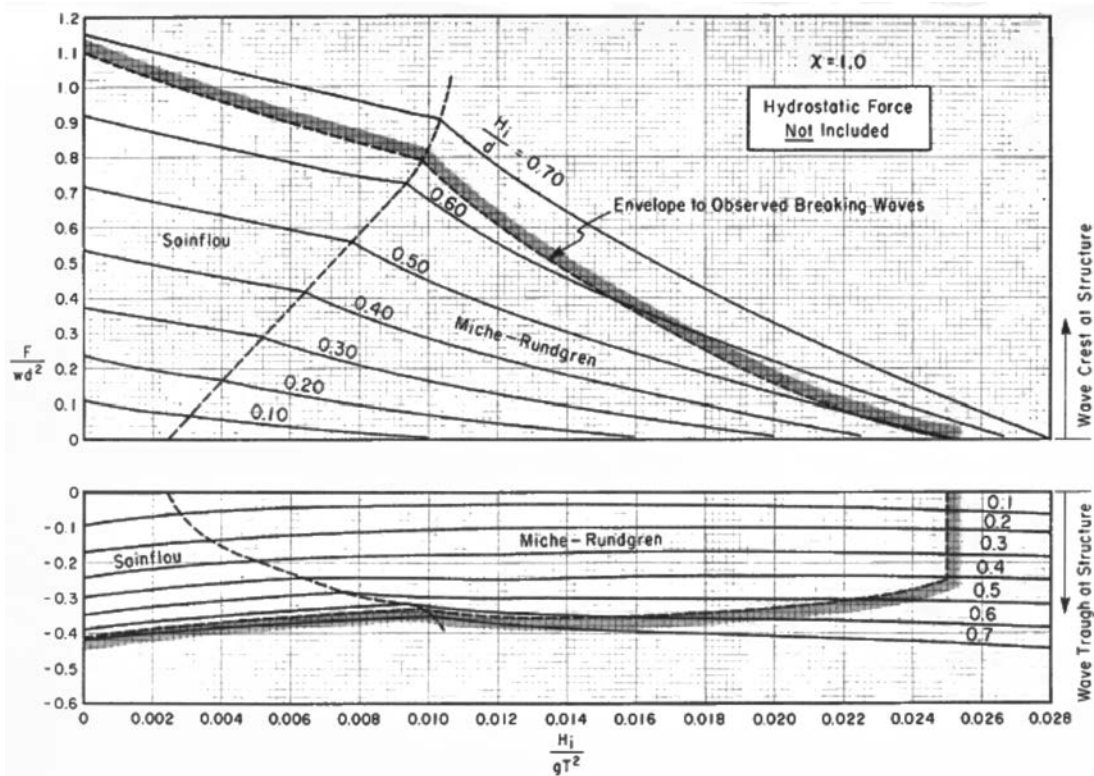
Metoda Miche'a-Rundgrena jest już od lat metodą rekomendowaną do projektowania [14, 15, 16]. Jednak w procedurze obliczeniowej proponuje się skorzystanie z odpowiednich nomogramów. Nomogramy przedstawione w dwóch kolejnych wydaniach amerykańskich zaleceń do projektowania [15, 16] różnią się od siebie na pierwszy rzut oka. Różnica ta jest jednak pozorna i wynika wyłącznie z faktu, że nomogram przedstawiony w pracy [15] (rys. 4a) służy określeniu względnej wypadkowej poziomej siły całkowitej (składowa hydrostatyczna plus składowa hydrodynamiczna), podczas gdy nomogram zawarty w pracy [16] (rys. 5) daje możliwość odczytu względnej wypadkowej poziomej siły hydrodynamicznej (wyłącznie składowa hydrodynamiczna). Zgodność obu nomogramów można łatwo wykazać, korzystając z prostej zależności, według której całkowite ciśnienie hydrodynamiczne jest sumą składowej hydrostatycznej i składowej hydrodynamicznej tego ciśnienia.

Także krajowa literatura fachowa odnosi się do zagadnienia oddziaływania falowania na morskie budowle hydrotechniczne, w tym na konstrukcje pionowościenne. Informacje zawarte w zaleceniach do projektowania [13] poddano już wnikliwej krytyce w pracy [3]. Informacje te są niewystarczające, aby w sposób możliwie poprawny określić rozkład ciśnienia hydrodynamicznego wzdłuż pionowej ściany falochronu. Brak jest zupełnie informacji dotyczących sposobu obliczania jakże ważnego parametru, jakim jest wzniesienie poziomu falowania.

W pracy [14] wymagana byłaby większa precyzja w opisie nomogramu do odczytu całkowitej poziomej siły hydrodynamicznej (patrz rys. 4b). Nomogram ten jest kopią nomogramu podanego w pracy [15], ale zaproponowane tłumaczenie terminów angielskich nie jest najszcześniejsze. Zamiast określić w rodzaju: „faza grzbietu fali na ścianie” oraz „faza doliny fali na ścianie”, w celu uniknięcia jakichkolwiek wątpliwości nale-



Rys. 4. Nomogramy do odczytu całkowitej poziomej siły wypadkowej działającej na falochron pionowościennej obciążony falą stojącą w fazach szczytu oraz dna fali stojącej w profilu ściany pionowej: (a) według [15], (b) według [14]



Rys. 5. Nomogram do odczytu składowej hydrodynamicznej poziomej siły wypadkowej działającej na falochron pionowościennej obciążony falą stojącą w fazach szczytu oraz dna fali stojącej w profilu ściany pionowej [16]

żałoby użyć precyzyjnych określeń, odpowiednio: „faza szczytu fali stojącej w profilu ściany” oraz „faza dna fali stojącej w profilu ściany”. Różnicę pojęć: szczyt a grzbiet fali oraz dno a dolina fali odpowiednio wyjaśniono w artykule [3].

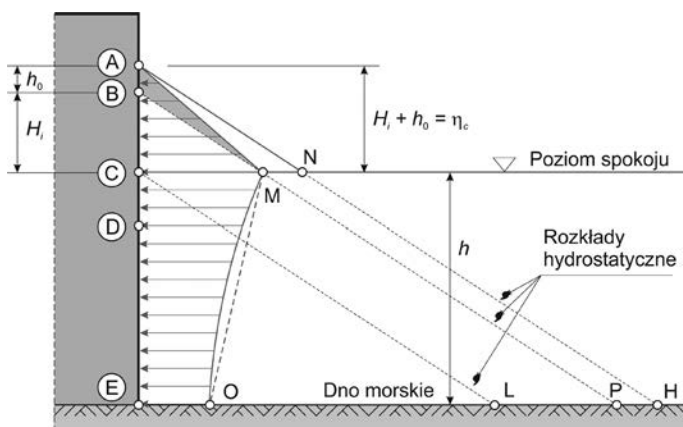
Należy wyraźnie zaznaczyć, że rysunki przedstawiane w wielu publikacjach traktujących o metodzie Miche'a-Rundgrena – chociaż poglądowe i schematyczne – są prezentowane w złej postaci, zupełnie nieprzystającej do opisywanego zjawiska. Rysunki prezentowane w takich pracach, jak np. [4, 13, 14, 15, 16], ilustrujące w sposób jakościowy rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego na pionowej ścianie konstrukcji, są błędne i dezorientujące, gdyż ukazują najpierw początkowy spadek, a następnie wzrost składowej hydrodynamicznej ciśnienia na głębokości wody. Z drugiej strony wiadomo, że ciśnienie hydrodynamiczne generowane falowaniem powierzchniowym powinno zanikać (być tłumione) monotonicznie wraz z głębokością. Rysunki, nawet bardzo schematyczne, powinny prawidłowo odzwierciedlać najistotniejsze jakościowe zależności opisywanego zjawiska.

Metoda wykorzystująca falę stojącą Stokesa drugiego rzędu

Tym razem, przy opisie metody obliczeniowej opartej na teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu, należy skorzystać z rys. 6 i 7, na których – w sposób schematyczny – przedstawiono rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego na pionowej ścianie falochronu w dwóch skrajnych fazach ruchu falowego, czyli w fazie szczytu fali stojącej (rys. 6) i w fazie dna fali stojącej (rys. 7) w profilu ściany pionowej falochronu.

Równanie ogólne, opisujące ciśnienie hydrodynamiczne pod falą stojącą i podane w pracach [2, 3], dla przypadku fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej można uprościć do postaci

$$\bar{p}_{dc} = H_i \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} - \frac{kH_i^2}{8} \left\{ 4\operatorname{tgh}(kh) + \frac{3[\operatorname{tgh}^4(kh)-1]}{\operatorname{tgh}^3(kh)} \frac{\cosh[2k(h+z)]}{\cosh(2kh)} \right\} \quad (57)$$



Rys. 6. Rozkład ciśnienia (naciśnienia) hydrodynamicznego powstały w wyniku obciążenia falochronu pionowościennego falą stojącą w fazie szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej (dla fali stojącej Stokesa w przybliżeniu drugiego rzędu)

natomiast dla fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej można uprościć do postaci

$$\bar{p}_{dt} = -H_i \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} - \frac{kH_i^2}{8} \left\{ 4\operatorname{tgh}(kh) + \frac{3[\operatorname{tgh}^4(kh)-1]}{\operatorname{tgh}^3(kh)} \frac{\cosh[2k(h+z)]}{\cosh(2kh)} \right\} \quad (58)$$

gdzie:

\bar{p}_{dc} – wysokość składowej hydrodynamicznej ciśnienia pod szczytem fali stojącej Stokesa 2 rzędu w profilu ściany pionowej [m],

\bar{p}_{dt} – wysokość składowej hydrodynamicznej ciśnienia pod dnem fali stojącej Stokesa 2 rzędu w profilu ściany pionowej [m],

H_i – wysokość fali podchodzącej [m],

h – głębokość wody [m],

k – liczba falowa [m⁻¹].

A zatem, w przypadku fazy szczytu fali stojącej na ścianie pionowej, wzory opisujące charakterystyczne ciśnienia hydrodynamiczne w profilu ściany pionowej można przedstawić w następujących postaciach (patrz rys. 6 i wzór (57)):

– w poziomie spokoju ($z = 0$)

$$\bar{p}_{d2} = P_{CM} = \bar{p}_{dc} \Big|_{z=0} = H_i - \frac{kH_i^2}{8} \left\{ 4\operatorname{tgh}(kh) + \frac{3[\operatorname{tgh}^4(kh)-1]}{\operatorname{tgh}^3(kh)} \right\} \quad (59)$$

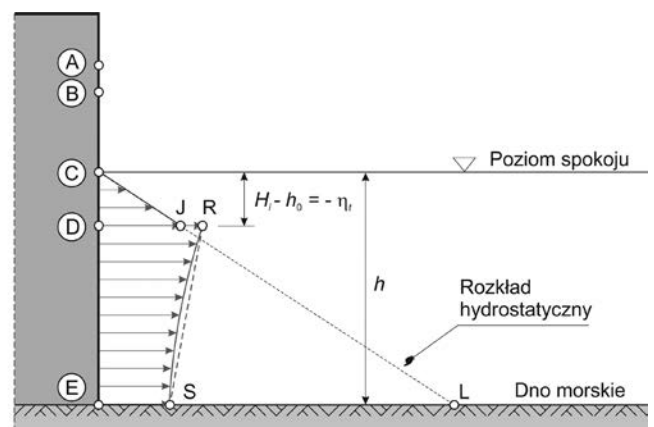
– w poziomie dna morskiego ($z = -h$)

$$\bar{p}_{d3} = P_{EO} = \bar{p}_{dc} \Big|_{z=-h} = H_i \frac{1}{\cosh(kh)} - \frac{kH_i^2}{8} \left\{ 4\operatorname{tgh}(kh) + \frac{3[\operatorname{tgh}^4(kh)-1]}{\operatorname{tgh}^3(kh)} \frac{\cosh(2kh)}{\cosh(2kh)} \right\} \quad (60)$$

natomiast w przypadku fazy dna fali stojącej na ścianie pionowej (patrz rys. 7 i wzór (58)):

– w poziomie dna fali stojącej ($z = \eta_t$)

$$\bar{p}_{d5} = P_{DR} = \bar{p}_{dt} \Big|_{z=\eta_t} = -H_i \frac{\cosh[k(h+\eta_t)]}{\cosh(kh)} - \frac{kH_i^2}{8} \left\{ 4\operatorname{tgh}(kh) + \frac{3[\operatorname{tgh}^4(kh)-1]}{\operatorname{tgh}^3(kh)} \frac{\cosh[2k(h+\eta_t)]}{\cosh(2kh)} \right\} \quad (61)$$



Rys. 7. Rozkład ciśnienia (podciśnienia) hydrodynamicznego powstały w wyniku obciążenia falochronu pionowościennego falą stojącą w fazie dna fali stojącej w profilu ściany pionowej (dla fali stojącej Stokesa w przybliżeniu drugiego rzędu)

– w poziomie dna morskiego ($z = -h$)

$$\bar{p}_{d6} = P_{ES} = \bar{p}_{dr}|_{z=-h} = -H_i \frac{1}{\cosh(kh)} - \frac{kH_i^2}{8} \left\{ 4\operatorname{tgh}(kh) + \frac{3[\operatorname{tgh}^4(kh) - 1]}{\operatorname{tgh}^3(kh) \cosh(2kh)} \right\} \quad (62)$$

Ponadto przyjęto, że wzory (22), (28) i (29), przedstawione w opisie metody Sainflou, pozostają niezmienione i obowiązują nadal.

Wykorzystując teorię fali stojącej Stokesa drugiego rzędu i posługując się wzorami (17) ÷ (20), a także wzorami (22), (28), (29) oraz (59) ÷ (62) wraz z wzorem (40), można określić rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego, działającego na pionową ścianę falochronu dla obu przypadków ekstremalnych faz ruchu fali stojącej.

Charakter rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w fazie dna fali stojącej w profilu ściany pionowej wymaga dodatkowego komentarza. Pierwsza uwaga dotyczy przyjęcia poprawnego zakresu działania ciśnienia hydrodynamicznego na wysokości ściany pionowej. W pracy [14] można znaleźć przykład obliczeniowy wraz z graficzną ilustracją wyników, pokazaną na rys. 8. Niestety obliczanie i prezentacja wyników ciśnienia hydrodynamicznego wyłącznie w zakresie od poziomu dna fali stojącej do poziomu dna akwenu jest niewystarczające i może prowadzić do znacznych błędów.

Ten często występujący błąd myślowy polega na nieuwzględnieniu części rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego, odpowiadającego rozkładowi o przebiegu hydrostatycznym w strefie od poziomu spokoju (punkt C na ścianie pionowej) do swobodnej powierzchni fali w fazie dna fali stojącej w profilu ściany pionowej (punkt D na ścianie pionowej). Najprawdopodobniej wielu autorów uważa, że powyżej swobodnego zwierciadła wody nie może być żadnego ciśnienia hydrodynamicznego. Nic bardziej mylnego! Oczywiście nie może być żadnego ciśnienia całkowitego, ale nie składowej hydrodynamicznej tego ciśnienia. Tego rodzaju niedopatrzenie ma miejsce wówczas, gdy zapominamy o tym, że rozkład ciśnienia hydrostatycznego (składowej hydrostatycznej ciśnienia całkowitego) jest stały, istnieje zawsze (przy-

najmniej tak długo, jak długo istnieje w akwenu o stałym poziomie spokoju) i ma charakter referencyjny w stosunku do jakiegokolwiek składowej hydrodynamicznej ciśnienia, czyli do jakiegokolwiek zmiany (przyrostu) wywołanej falowaniem powierzchniowym, w szczególności falą stojącą. Prawidłowy jakościowy charakter rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w fazie dna fali stojącej w profilu ściany pionowej przedstawiono przez Sainflou [7] już w 1928 roku (patrz rys. 3). Od tego czasu nie pojawiły się żadne istotne przesłanki, mogące wskazywać na potrzebę zmiany podejścia do przedmiotowego zagadnienia.

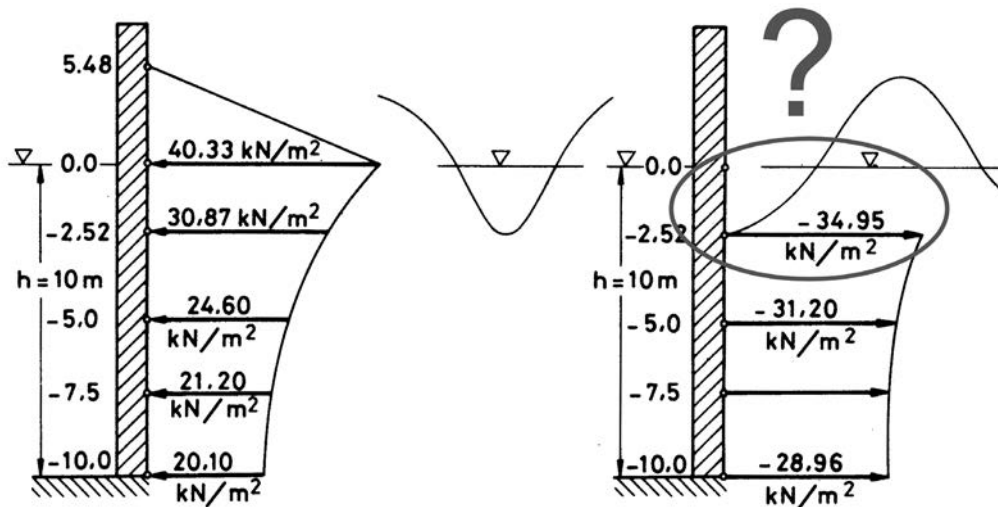
Druga istotna uwaga dotyczy możliwej nieciągłości rozkładu ciśnienia, co wyraźnie zilustrowano na rys. 7. Nieciągłość, o której mowa, może pojawić się w punkcie D, położonym na ścianie pionowej w poziomie dna fali stojącej. Nieciągłość ta wynika z faktu przyjęcia na odcinku CD prostego rozkładu trójkątnego, odpowiadającego rozkładowi hydrostatycznemu, a na odcinku DE bardziej złożonego rozkładu wynikającego z zastosowania teorii falowej wyższego rzędu. Oczywiście wspomnianej nieciągłości można by zaradzić w sztuczny sposób poprzez przyjęcie trójkąta CDR, zamiast trójkąta CDJ, do opisu rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego działającego na odcinku CD ściany pionowej. Taka operacja spowodowałaby jednak, że ciśnienie całkowite na odcinku CD w fazie dna fali stojącej w profilu ściany pionowej byłoby niezerowe, co należałoby uznać za sprzeczność.

Pisząc o nieciągłości rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego, stwierdzono, że nieciągłość ta „może” pojawić się. Oznacza to, że w przypadku większości kombinacji wartości parametrów wodno-falowych nieciągłość rozkładu wystąpi, ale można także określić specyficzne wartości tych parametrów, przy których nieciągłość rozkładu zniknie. Dla danego okresu fali, T (dla danej długości fali, L), oraz dla danej wysokości fali podchodzącej, H_p , zakładając równość ciśnień hydrodynamicznych

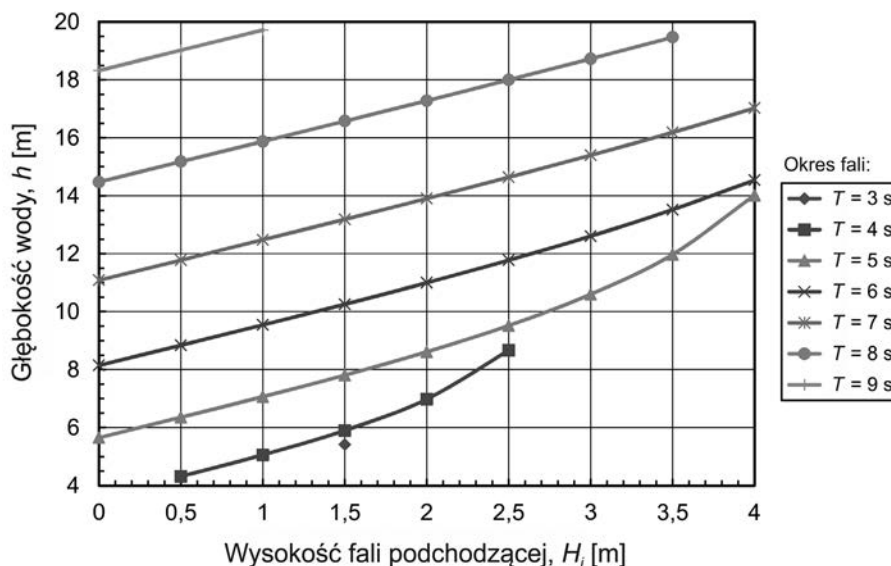
$$\bar{p}'_{ds} = P_{Dl} = \bar{p}''_{ds} = P_{DR} \quad (63)$$

otrzymuje się następujące równanie nieliniowe

$$\frac{\cosh\{k[h + (h_0 - H_i)]\}}{\cosh(kh)} = 1 - \frac{h_0}{H_i} \quad (64)$$



Rys. 8. Rozkład ciśnienia hydrodynamicznego powstały w wyniku obciążenia falochronu pionowościennego falą stojącą w fazach szczytu i dna fali stojącej w profilu ściany pionowej – ilustracja przykładu obliczeniowego zaczerpnięta z pracy [14]



Rys. 9. Wzajemna relacja pomiędzy wysokością fali podchodzącej H_i , a głębokością wody h , dla różnych okresów fali T , zapewniająca ciągłość rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego na poziomie dna fali stojącej w fazie dna fali stojącej w profilu ściany pionowej

które należy rozwiązać ze względu na niewiadomą głębokość wody, h . Rozwiązanie powyższego równania nieliniowego przedstawiono na rys. 9 dla okresu fali w zakresie $T = 3 \div 9$ s. Przyjmując przykładowo wysokość fali podchodzącej $H_i = 2,0$ m i okres fali $T = 6$ s, głębokość wody, wymagana do spełnienia ciągłości wykresu ciśnienia hydrodynamicznego w punkcie C (patrz rys. 7), wynosi $h = 11,0$ m. Przy zachowaniu tych samych warunków falowych, każda inna głębokość wody spowoduje nieciągłość rozkładu, przy czym $P_{DR} < P_{DJ}$ dla $h > 11,0$ m oraz $P_{DR} > P_{DJ}$ dla $h < 11,0$ m.

Kwestię możliwej nieciągłości rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w profilu pionowym ściany można także podnieść w nawiązaniu do przypadku fazy szczytu fali stojącej (patrz rys. 6). Jak wynika to z teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu, obliczenia ciśnienia hydrodynamicznego w profilu pionowym można wykonywać w zakresie od poziomu spokoju ($z = 0$) do poziomu dna morskiego ($z = -h$). Oznacza to, że w przypadku, gdy powierzchnia swobodna w ruchu falowym sięga powyżej poziomu spokoju, należy przyjąć pewien sposób aproksymacji rozkładu tego ciśnienia na odcinku od powierzchni swobodnej do poziomu spokoju, tzn. na odcinku AC (patrz rys. 6). Praktycznie rzecz ujmując, istnieją dwa proste sposoby, a mianowicie:

- aproksymacja liniowa pomiędzy zerową wartością ciśnienia hydrodynamicznego w punkcie A a wartością hydrostatyczną $\bar{p}_{d2} = P_{CN}$, obliczoną w punkcie C (aproksymacja rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego rozkładem hydrostatycznym),
- aproksymacja liniowa pomiędzy zerową wartością ciśnienia hydrodynamicznego w punkcie A a wartością $\bar{p}_{d2} = P_{CM}$, obliczoną w punkcie C na podstawie teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu.

Przyjęcie pierwszego z wyżej wymienionych sposobów aproksymacji prowadzi do powstania wspomnianej nieciągłości rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego, co można zapisać nierównościami

$$\bar{p}'_{d2} = P_{CM} < \bar{p}''_{d2} = P_{CN} \quad (65)$$

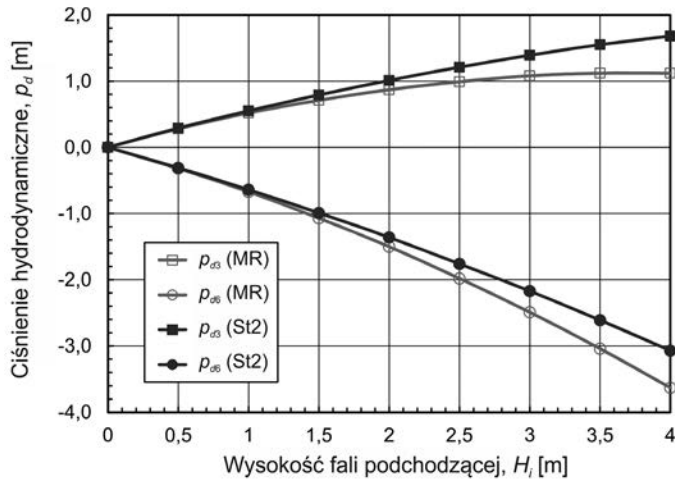
Nieciągłość rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w profilu pionowym w przypadku fazy szczytu fali wystąpi zawsze, gdy obliczenia ciśnienia hydrodynamicznego będą wykonane z wykorzystaniem wzorów wynikających z teorii fali stojącej wyższego rzędu (np. fali Stokesa drugiego rzędu). Zrównanie się obu ciśnień hydrodynamicznych

$$\bar{p}'_{d2} = P_{CM} = \bar{p}''_{d2} = P_{CN} \quad (66)$$

oznaczające brak nieciągłości, będzie miało miejsce wyłącznie w sytuacji, gdy $h_0 = 0$. A to zajdzie wówczas, gdy obliczenia będą wykonywane zgodnie z wzorami wynikającymi z liniowej teorii fali stojącej (teorii fali o małej amplitudzie). Taki przypadek należy jednak uznać za mało praktyczny, prowadzący zwykle do obliczenia wartości znacznie odbiegających od tych, których należy spodziewać się w rzeczywistości.

Pierwszy z wymienionych sposobów aproksymacji ciśnienia hydrodynamicznego może dać satysfakcjonujące w praktyce inżynierskiej wyniki tylko w nielicznych przypadkach przy zaistnieniu dość specyficznych warunków wodno-falowych. Należy stosować go z dużą ostrożnością. Aproksymacja oparta na wartości ciśnienia obliczonej na podstawie teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu wydaje się dużo lepszym rozwiązaniem. Pozwala ona uniknąć problemu nieciągłości ciśnienia, który przecież w rozpatrywanym zagadnieniu nie może istnieć w rzeczywistości.

Na zakończenie artykułu przedstawiono ilustrację rozbieżności pomiędzy ciśnieniami hydrodynamicznymi, obliczonymi według metody Sainflou oraz metody wykorzystującej teorię fali stojącej Stokesa drugiego rzędu. W celu uzyskania pełnej informacji na temat istotnych różnic konieczne jest przeprowadzenie szerokiej analizy parametrycznej, w której należałoby zbadać wpływ wszystkich parametrów wodno-falowych, występujących w opisie zagadnienia, w zakresach ich praktycznych zmienności. Na potrzeby niniejszego artykułu dokonano wybiórczego zobrazowania problemu, wykonując obliczenia ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie dna morskiego ($z = 0$) w profilu ściany pionowej w obu przypadkach ekstremalnych faz ruchu



Rys. 10. Porównanie ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie dna morskiego ($z = 0$) dla obu ekstremalnych faz ruchu falowego, obliczonego metodą Miche'a-Rundgrena i metodą wykorzystującą teorię fali stojącej Stokesa drugiego rzędu, przy różnych wysokościach fali podchodzącej, H_i (obliczenia wykonano dla okresu fali $T = 6,0$ s oraz głębokości wody $h = 8,0$ m)

falowego. Przyjmując przykładowo okres fali $T = 6,0$ s i głębokość wody $h = 8,0$ m, co implikuje długość fali $L = 45,23$ m, na rys. 10 przedstawiono wyniki obliczeń:

- dla fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej:
 - \bar{p}_{d3} (MR) – według metody Miche'a-Rundgrena
 - \bar{p}_{d3} (St2) – według teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu
- dla fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej:
 - \bar{p}_{d6} (MR) – według metody Miche'a-Rundgrena
 - \bar{p}_{d6} (St2) – według teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu

dla różnych wysokości fali podchodzącej, zmieniającej się w zakresie $H_i = 0,0 \div 4,0$ m.

Analizując wyniki przedstawione na rys. 10, dają się zauważyć dwie charakterystyczne tendencje. Po pierwsze, różnica pomiędzy odpowiednimi wartościami obliczonymi dwiema metodami wzrasta wraz ze wzrostem wysokości fali podchodzącej. W przypadku maksymalnej analizowanej wartości wysokości fali podchodzącej, $H_i = 4,0$ m, różnice te – obliczone według wzoru

$$\Delta \bar{p}_d = \frac{\bar{p}_d \text{ (MR)} - \bar{p}_d \text{ (St2)}}{|\bar{p}_d \text{ (St2)}|}$$

wynoszą: $\Delta \bar{p}_{d3} = +50\%$ dla fazy szczytu dna fali stojącej w profilu ściany pionowej oraz $\Delta \bar{p}_{d6} = -18\%$ dla fazy dna fali. Druga tendencja jest także wyraźnie widoczna na rys. 10. Otóż, w przypadku fazy szczytu fali stojącej w profilu ściany pionowej ciśnienie hydrodynamiczne obliczone z wykorzystaniem teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu jest zawsze większe od ciśnienia obliczonego metodą Miche'a-Rundgrena, tzn. $\Delta \bar{p}_{d3} \text{ (St2)} > \Delta \bar{p}_{d3} \text{ (MR)}$. Natomiast w przypadku fazy dna występuje zależność odwrotna, tzn. $\Delta \bar{p}_{d6} \text{ (St2)} < \Delta \bar{p}_{d6} \text{ (MR)}$.

W artykule przedstawiono szczegółowo sformułowanie matematyczne pozwalające na określenie rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego na pionową ścianę falochronu przy zastosowaniu jednej z następujących metod obliczeniowych:

- metody Sainflou,
- metody Miche'a-Rundgrena,
- metody opartej na teorii fali stojącej Stokesa w przybliżeniu drugiego rzędu.

Omawiając kolejne metody, zwrócono uwagę na pewne niejasności, a nawet istotne błędy, z jakim czytelnik może spotkać się, studiując krajową lub zagraniczną literaturę fachową. Szczególnego znaczenia nadano kwestii poprawności rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w przypadku fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej falochronu, a także kwestii ciągłości rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w profilu pionowym na ścianie w punktach położonych na: poziomie spokoju (w przypadku fazy szczytu fali stojącej na ścianie) oraz poziomie dna fali stojącej (w przypadku fazy dna fali stojącej na ścianie).

Ilościowe różnice pomiędzy metodą Miche'a-Rundgrena a metodą opartą na teorii fali stojącej Stokesa drugiego rzędu wykazano na podstawie prezentacji wyników obliczeń ciśnienia hydrodynamicznego w poziomie dna morskiego w obu ekstremalnych przypadkach fazy ruchu falowego, tzn. w fazie szczytu oraz fazy dna fali stojącej w profilu ściany pionowej. Stwierdzono zależność pomiędzy wzrostem badanej różnicy a wzrostem wysokości fali podchodzącej, a tym samym i wysokości fali stojącej.

Materiał przedstawiony w artykule umożliwia w pełni ich zastosowanie w odniesieniu do konkretnych zagadnień, z jakimi w praktyce może spotkać się inżynier-projektant, oraz może służyć prowadzeniu bardziej skomplikowanych porównawczych analiz parametrycznych praktycznego zastosowania poszczególnych metod obliczeniowych w inżynierii brzegowej.

LITERATURA

1. Deo M. C.: Waves and Structures, Indian Institute of Technology, Bombay.
2. Magda W.: Fala stojąca Stokesa – aproksymacja ciśnienia hydrodynamicznego 2. czy 5. rzędu? Inżynieria Morska i Geotechnika, nr 2/2012, 150-158.
3. Magda W.: Fala stojąca Stokesa – krytyczna analiza wzorów wynikających z aproksymacji 2. rzędu. Inżynieria Morska i Geotechnika, nr 6/2012, str. 727-738.
4. Mani J. S.: Coastal Hydrodynamics, PHI Learning Private Limited, New Delhi, 2012.
5. Miche R.: Mouvements ondulatoires de la mer in profondeur constante ou decroissante. Annals des Ponts et Chaussées, Paris, Vol. 114, 1944.
6. Rundgren L.: Water wave forces. Bulletin No. 54, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 1958.
7. Sainflou M.: Treatise on vertical wall breakwaters. Annals des Ponts et Chaussées, Paris, (translated by W. J. Yardoff, U.S. Army Corps of Engineers), 1928.

8. Smit S. B.: Wave Damping Characteristics of Dynamic Breakwater, Final report, Master's thesis, Delft, August 1999.
9. Sobey R. J.: Analytical solutions for steep standing waves. Engineering and Computational Mechanics 162, Proceedings of the Institution of Civil Engineers, Issue EM4, December 2009, str. 185–197.
10. Composite/Vertical Wall Breakwater Design. Notes: EOC 6430, Coastal Structures, University of Florida, 14.03.2000.
11. Empfehlungen des Arbeitsausschusses „Ufereinfassungen“ Häfen und Wasserstraßen (EAU 2004), 10. Auflage, Ernst & Sohn Verlag, Berlin, 2005.
12. Maritime structures. Part 1: Code of practice for general criteria. British Standard 6349, 2000.
13. Morskie budowle hydrotechniczne. Zalecenia do projektowania i wykonywania Z1 – Z45. Zespół Roboczy Zasad Projektowania Budowli Morskich, wydanie IV, Fundacja Promocji Przemysłu Okrętowego i Gospodarki Morskiej, Gdańsk 2006.
14. Poradnik hydrotechnika. Obciążenia budowli hydrotechnicznych wywołane przez środowisko morskie. Wydawnictwo Morskie, Gdańsk 1992.
15. Shore Protection Manual, U.S. Army Coastal Engineering Research Center, Department of the Army Corps of Engineers, Washington D.C., USA, 1977.
16. Shore Protection Manual, Coastal Engineering Research Center, Department of the Army, Waterways Experiment Station, Corps of Engineers, Washington D.C., USA, 1984.