

ระเบียบวิธีขอบเขตมูลฐานกับการคำนวณแรงคลื่นกระทำกับโครงสร้างเลียบชายฝั่ง Boundary Element Method for Wave Force Acting on Offshore Structure

ยอดชาย เตียบเป็น¹ อุดมเกียรติ นนทแก้ว²

ศูนย์วิจัยวิศวกรรมคำนวณขั้นสูง (ศคส)

ภาควิชาวิศวกรรมเครื่องกล คณะวิศวกรรมศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าพระนครเหนือ

1518 ถ.พิบูลสงคราม เขตบางซื่อ กรุงเทพฯ 10800

โทร 0-29132500 ต่อ 8320 โทรสาร 0-25870026 กด 111 E-mail: dme29102@kmitnb.ac.th¹, unk@kmitnb.ac.th²

Yodchai Tiaple* Udomkiat Nontakaew

Research centre for Advanced Computational Engineering (RACE)

Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering, King Mongkut's Institute of Technology North Bangkok

1518 Pibulsongkram Rd, Bangsue Bangkok 10800 Thailand

Tel: 0-29132500 Ext. 8320 Fax: 0-25870026 press 111 E-mail: dme29102@kmitnb.ac.th¹, unk@kmitnb.ac.th²

บทคัดย่อ

บทความนี้เป็นการศึกษา ปฏิกริยาของคลื่นทะเลที่มีต่อสิ่งปลูกสร้างเลียบชายฝั่ง อันเนื่องมาจากคลื่นทยอยเข้าปะทะอยู่ตลอดเวลา สมมติให้ของไหลอัดตัวไม่ได้ ไม่คิดอิทธิพลของความหนืด และการไหลไม่เกิดการหมุนวน ภายใต้สมมุติฐานดังกล่าว ส่งผลให้ความเร็วศักยะสอดคล้องกับสมการลาปลาซ ประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีขอบเขตมูลฐานร่วมกับฟังก์ชันกรีน โดยให้สอดคล้องกับเงื่อนไขที่ผิววัตถุ ณ ชั่วขณะ และ เงื่อนไขเชิงเส้น นอยมันน์-เคลวิน ที่ผิวอิสระ ผิววัตถุถูกแบ่งออกเป็นพานเล็ก ๆ และสมมติให้ค่าความเข้มของซอร์สที่กระจายอยู่มีค่าคงที่ ฟังก์ชันกรีนในส่วนอิทธิพลของคลื่นถูกคำนวณโดยใช้วิธี Adaptive Clenshaw-Curtis Quadrature แรงคลื่นที่กระทำกับวัตถุทรงกระบอกสามารถคำนวณได้ ผลการคำนวณมีความสอดคล้องกันมากเมื่อเปรียบเทียบกับผลการทดลอง และการคำนวณ

Abstract

In this paper, we study the interaction of ocean wave with the offshore structure due to incident wave acting on offshore structure thoroughly. We assume that the fluid is inviscid, incompressible and irrotational. With these assumptions, there exists a velocity potential which satisfies the Laplace equation. Presented here is the boundary element method (BEM) and Green's function towards solving this problem. The body boundary condition is satisfied on each instantaneous wetted body surface and the linearized Neumann-Kelvin free surface

condition is applied. The wetted body surface is discretized into a number of small panels. In each panel the source strength is assumed to be constant. The Kelvin singularity is calculated by an Adaptive Clenshaw-Curtis Quadrature. The wave exciting forces on the vertical cylinder are computed. The results are also compared favorably with the experimental and numerical results.

1. บทนำ

คลื่นที่เกิดขึ้นตามธรรมชาติ จะเป็นปัญหาหลักของความเสียหายที่มีต่อสิ่งปลูกสร้างเลียบชายฝั่ง อันเนื่องมาจากคลื่นทยอยเข้าปะทะอยู่ตลอดเวลา เมื่อมีคลื่นหน้าเข้าปะทะกับสิ่งปลูกสร้างทางทะเล รูปร่างกระแสน้ำจะมีความซับซ้อนมากขึ้น โดยเฉพาะบริเวณใกล้กับสิ่งปลูกสร้าง ก่อให้เกิดแรงคลื่นกระทำกับสิ่งปลูกสร้าง การออกแบบจึงมีความจำเป็นต้องคำนึงถึงภาระที่จะเกิดจากแรงคลื่นเสมอ เพื่อลดอัตราความเสียหายที่จะเกิดขึ้นกับสิ่งปลูกสร้าง การรู้ถึงพฤติกรรมของแรงคลื่นที่กระทำกับโครงสร้าง ว่าจะผันแปรตามรูปทรงของโครงสร้างอย่างไร จึงเป็นแนวทางที่จำเป็นจะต้องทำการศึกษา

การศึกษาในอดีตใช้ Strip theory [1, 2] และ Slender theory [3] ซึ่งเป็นสมการสองมิติ ต่อมา Newman and Sclavounos [4] ได้นำทั้งสองทฤษฎีข้างต้น มาปรับปรุงรวมกันเพื่อลดข้อบกพร่อง เรียกว่า Unified theory แต่ก็ยังไม่สามารถคิดอิทธิพลของสามมิติได้ ต่อมาคอมพิวเตอร์ได้ถูกพัฒนาและมีประสิทธิภาพมาก มีศักยภาพที่จะนำมาใช้กับการคำนวณ ทฤษฎีที่ได้รับความนิยมเป็นอย่างมากก็คือ ระเบียบวิธีขอบเขตมูลฐาน ได้ถูกนำเสนอโดย Hess and Smith [5] ใช้คำนวณ

* Corresponding author

กับอากาศยาน ต่อมา Chang [6] ได้นำวิธีดังกล่าวใช้ร่วมกับฟังก์ชันกรีนแบบ Kelvin's singularity ประยุกต์คำนวณกับปัญหาทาง Hydrodynamics บน Frequency domain และต่อมาได้รับความนิยมนับเป็นอย่างมากจากหลายๆ นักวิจัย เช่น Inglis and Price [7] และ Guével and Bougis [8] เป็นต้น ส่วนงานของ Newman [9] ที่คำนวณบน Time domain สามารถนำไปคำนวณกับวัตถุทรงกระบอกวางแนวตั้ง เช่นเดียวกับงานของ Higo and Ha [10] และ Ye and Hsiung [11]

วัตถุประสงค์ของการศึกษาค้นคว้าครั้งนี้ เพื่อตรวจสอบประสิทธิภาพของคลื่นทะเลที่มีผลกับโครงสร้างเรียบชายฝั่ง อีกทั้งต้องการพัฒนาโปรแกรมเพื่อทำนายพฤติกรรมที่เกิดขึ้นกับ โครงสร้างทางทะเล หรือเรือบรรทุกสินค้า ผ่านทางระเบียบวิธีขอบเขตมูลฐานร่วมกับฟังก์ชันกรีนที่เรียกว่า Kelvin's singularity

2. ทฤษฎีและขอบเขตปัญหา

สมมุติให้สิ่งปลูกสร้างถูกล้อมรอบด้วยของไหลภายในโดเมนที่ไม่มีขอบเขตจำกัด ของไหลเป็นแบบอัดตัวไม่ได้ และไม่คิดอิทธิพลของความหนืด ดังนั้นสามารถนำความเร็วศักยะ $\Phi(x, y, z; t)$ (velocity potential) มาพิจารณาใช้ได้ และความเร็วของของไหลหาได้จากค่าแกรดเตียนของความเร็วศักยะ ($\vec{v} = \nabla\Phi$) กำหนดแกนอ้างอิงอยู่กับที่ $S(x_0, y_0, z_0)$ วางอยู่ที่ตำแหน่งผิวน้ำที่ไม่ถูกรบกวน แกน x ชี้ไปยังทิศทางมุ่งหน้า แกน z มีทิศชี้ขึ้น ส่วนอีกแกนถูกวางอยู่กับวัตถุ เคลื่อนที่ไปด้วยกันแต่ไม่ได้ถูกยึดติดกัน และมีทิศทางเดียวกับแกนอ้างอิงหลัก ความเร็วศักยะรวมซึ่งได้รวมอิทธิพลของความเร็วมุ่งหน้า U ประกอบด้วย

$$\Phi(x, y, z; t) = -Ux + \text{Re}[\phi(x, y, z)e^{i\omega_0 t}] \quad (1)$$

เมื่อ

$$\phi(x, y, z) = \phi_i + \phi_o \quad (2)$$

ϕ_i คือ ศักยะคลื่นปะทะ (incident wave potential) และ ϕ_o คือ ศักยะแพร่คลื่น (diffracted wave potential) โดยศักยะคลื่นปะทะ ϕ_i สามารถเขียนเป็นสมการได้ดังนี้

$$\phi_i = -\frac{igA}{\omega_0} e^{kz - ik(x \cos \beta + y \sin \beta)} \quad (3)$$

เมื่อ A คือ ขนาดความสูงคลื่น, g คือ ความเร่งเนื่องจากแรงโน้มถ่วงของโลก, i คือ ส่วนจินตภาพของจำนวนเชิงซ้อน, k คือ wave number, $\omega_0 = \sqrt{gk}$ คือ ความถี่คลื่นปะทะ (frequency of incident wave), β คือ มุมคลื่นปะทะ และ $\omega_e = \omega_0 - kU \cos \beta$ คือ ความถี่เข้าปะทะ (encounter frequency)

ภายใต้สมมุติฐานทฤษฎีเชิงเส้น ขนาดของความสูงคลื่นมีปริมาณน้อยมากเมื่อเปรียบเทียบกับความยาวคลื่น ความเร็วศักยะ ϕ จึงสอดคล้องกับสมการลาปลาซ (Laplace equation) ซึ่งเป็นสมการควบคุม (governing equation) ของปัญหา และ สอดคล้องกับเงื่อนไข ขอบที่ตำแหน่งเชิงเส้นผิวน้ำอิสระ เงื่อนไขไม่มีการไหลข้ามผิวน้ำวัตถุ เงื่อนไขที่ตำแหน่งใต้ท้องทะเล และที่ตำแหน่งระยะอนันต์ ตามลำดับ

คือ $\nabla^2 \phi_D = 0$ ทั้งโดเมน (4)

$$\left(-\omega_e^2 - i2\omega_e U \frac{\partial}{\partial x} + U^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + g \frac{\partial}{\partial z} \right) \phi_D = 0 \quad \text{ที่ } z = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_i}{\partial n} \quad \text{บนผิวน้ำวัตถุ} \quad (6)$$

$$\nabla \phi_D \rightarrow 0 \quad \text{เมื่อ } z \rightarrow -\infty \quad (7)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \phi_D = 0 \quad \text{เมื่อ } R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \rightarrow \infty \quad (8)$$

ปัญหาข้างต้นเป็นแบบ Boundary Value Problem สามารถแก้สมการได้ โดยใช้วิธี Boundary Integral Equation ร่วมกับฟังก์ชันกรีน (Green function, $G(M, M')$) ที่สอดคล้องกับเงื่อนไขเชิงเส้นผิวน้ำอิสระ เมื่อ M คือตำแหน่งสนามการไหล (field point) และ M' คือตำแหน่งที่วางซอร์ส (source point) นำเอาเอกลักษณ์ที่สามของกรีนมาประยุกต์ใช้กับทั่วทั้งโดเมน ซึ่งได้แปลงปัญหาจากสมการดิฟเฟอเรนเชียลเป็นสมการอินทิกรัล ศักยะแพร่คลื่นที่กระจายบนผิวน้ำวัตถุสามารถเขียนในรูปของสมการอินทิกรัลได้ดังนี้

$$\frac{\phi_o(M)}{2} = \frac{1}{4\pi} \iint_S \sigma(M') G(M, M') ds - \frac{U^2}{4\pi g} \int_C \sigma(M') G(M, M') n_x(M') dy \quad (9)$$

เมื่อ σ คือ ค่าซอร์สซึ่งเป็นตัวไม่รู้ค่า c คือ เส้นตัดรอบวัตถุที่ตำแหน่งผิวน้ำอิสระ และ n_x คือเวกเตอร์ตั้งฉากในทิศทางแกน x

ค่าความเข้มซอร์ส (σ) หาได้จากการนำเอาเงื่อนไขไม่มีการไหลข้ามผิวน้ำวัตถุ (6) ประยุกต์ใช้กับสมการที่ (9) เขียนเป็นสมการใหม่ได้ดังนี้

$$2\pi\sigma(M) - \iint_S \sigma(M') \frac{\partial G(M, M')}{\partial n_m} ds + \frac{U^2}{g} \int_C \sigma(M') \frac{\partial G(M, M')}{\partial n_m} n_x(M') dy = \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \quad (10)$$

จากสมการที่ (9) และ (10) การอินทิเกรตกระทำเฉพาะบนพื้นผิวน้ำของวัตถุส่วนที่จมหน้า กับเส้นตัดรอบวัตถุที่ตำแหน่งผิวน้ำอิสระเท่านั้น ส่วนอิทธิพลของผิวน้ำอิสระนั้นได้ถูกนำไปรวมอยู่ในฟังก์ชันกรีนแล้ว เรียกฟังก์ชันกรีนแบบนี้ว่า Kelvin's singularity ซึ่งมีข้อดีก็คือ ไม่จำเป็นจะต้องกระจายซอร์สลงบนผิวน้ำอิสระ จึงส่งผลให้ต้องการขนาดของหน่วย

ความจำน้อยลง และเวลาที่ใช้ในการคำนวณสั้นลงด้วย ส่วนข้อเสียของวิธีการนี้คือ ความสลับซับซ้อนของฟังก์ชันกรีน ซึ่งยากต่อการคำนวณ

ฟังก์ชันกรีนมีความหมายทางกายภาพว่า การไหล ณ ตำแหน่งสนามการไหล (M) ที่เกิดจากการเหนี่ยวนำของซิงกูลาร์วางอยู่ ณ ตำแหน่งวางซอร์ส (M') ส่วนความหมายทางคณิตศาสตร์ถือว่าเป็นผลเฉลยของ Poisson equation

$$\nabla^2 G(M, M') = \delta(M - M') \quad \text{ในโดเมน} \quad (11)$$

เมื่อ δ คือ Dirac delta function

สำหรับฟังก์ชันกรีนที่เลือกใช้ก็จะเป็นในรูปแบบของ Guével and Bougis [8] ซึ่งสอดคล้องกับเงื่อนไขเชิงเส้นผิวอิสระของ Neumann-Kelvin (5) และได้พัฒนาต่อมาโดย Nontakaew [12] มีรูปแบบดังนี้

$$G(M, M') = g_0 + g_1 + \text{conj}(g_2) \quad (12)$$

สมการฟังก์ชันกรีนสามารถดูรายละเอียดได้จาก Tiaple *et al* [13] ค่าอินทิเกรตของฟังก์ชันกรีนจะมีพฤติกรรมความถี่สูง เมื่อผลรวมของค่า $z + z'$ เข้าใกล้ศูนย์ ส่งผลให้ยากต่อการคำนวณ

3. ระเบียบวิธีเชิงตัวเลข

สมการที่ (9) และ (10) เป็นสมการอินทิกรัลที่มีความซับซ้อนมาก และไม่สามารถหาผลเฉลยได้แบบ analytical solution จึงต้องใช้วิธีการเชิงตัวเลขช่วย การศึกษาที่น่าสนใจเกี่ยวกับวิธีขอบเขตมูลฐาน (BEM) หรือเรียกว่า panel method โดยมีวิธีการคือ แบ่งพื้นผิวของวัตถุออกเป็นพื้นที่เล็กๆ ที่เรียกว่า พาเนล สมมติให้ค่าความเข้มของซอร์ส (σ) มีค่าคงที่ และถูกวางอยู่ที่จุดกึ่งกลางของแต่ละพาเนล จากสมการที่ (10) สามารถเขียนอยู่ในระบบสมการเชิงเส้นได้ดังนี้

$$\sum_{j=1}^{NB} A_{ij} \sigma_j + \sum_{k=1}^{NC} B_{ik} \sigma_k = \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right)_i ; i=1, 2, \dots, NB \quad (13)$$

เมื่อ

$$A_{ij} = 2\pi \delta_{ij} - \iint_{s_j} \frac{\partial G(M_i, M_j)}{\partial n_{M_i}} ds \quad (14)$$

$$B_{ik} = \frac{U^2}{g} n_{x_k} \int_{c_k} \frac{\partial G(M_i, M_k)}{\partial n_{M_i}} dy \quad (15)$$

ค่า $\delta_{ij} = 1$ เมื่อ $i = j$ และ $\delta_{ij} = 0$ เมื่อ $i \neq j$ ค่า NB คือ จำนวนพาเนลทั้งหมดบนวัตถุ และ NC คือ จำนวนที่ถูกแบ่งทั้งหมดของเส้นตัดรอบวัตถุที่ตำแหน่งผิวอิสระ

การคำนวณสัมประสิทธิ์เมตริก A_{ij} เป็นการอินทิเกรตฟังก์ชันกรีนบนแต่ละพาเนล ซึ่งสามารถแยกการคำนวณออกเป็นส่วนๆ ตามเทอมของฟังก์ชันกรีน การอินทิเกรตเทอม g_0 เป็นการอินทิเกรตบนพื้นที่จะถูกเปลี่ยนไปเป็นการอินทิเกรตเส้นรอบพื้นที่แทน และได้ผลเฉลยเป็น

แบบ exact solution [14] ส่วนการคำนวณเทอม g_1 และ g_2 จะมีขั้นตอนการคำนวณเหมือนกัน เริ่มจากการแปลงการอินทิเกรตบนพื้นที่ไปเป็นการอินทิเกรตเส้นรอบพื้นที่ของพาเนล โดยใช้ Stoke's theorem สุดท้ายเหลือเฉพาะการอินทิเกรต g_1 และ g_2 จาก $[0, \pi/2]$ โดยใช้เทคนิค Adaptive Chenshaw-Curtis Quadrature [15] ส่วนการคำนวณสัมประสิทธิ์เมตริก B_{ik} ก็มีวิธีการคำนวณทำนองเดียวกันกับ A_{ij} โดยแตกต่างที่เทอม g_0 จะมีค่าเป็นศูนย์ ระบบสมการเชิงเส้นถูกแก้โดยใช้วิธี LU-decomposition ทำให้ทราบค่าซิงกูลาร์ซอร์สที่กระจายอยู่บนพื้นผิวของวัตถุ นำไปแทนค่าลงในสมการที่ (9) ค่าศักยะแปรคลื่นก็ถูกคำนวณ

นำค่าศักยะมาหาความดันที่กระจายอยู่บนผิววัตถุ จากสมการเชิงเส้น Bernoulli's equation

$$P = -\rho \left(i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right) (\phi_i + \phi_o) \quad (16)$$

แรงทาง hydrodynamic สามารถหาได้จากกรอินทิเกรตความดันที่กระจายอยู่บนผิววัตถุ จะได้

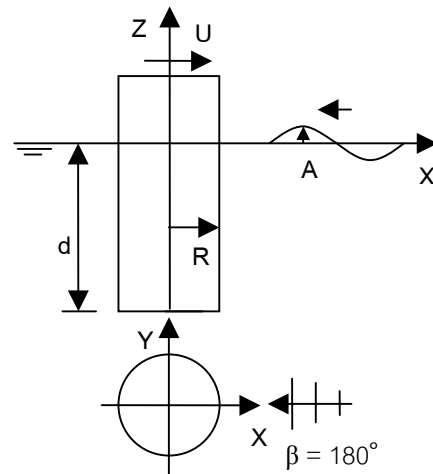
$$F_i = \iint_s P \cdot n_i ds \quad (17)$$

นอกจากนั้น ก็ยังสามารถคำนวณหาความสูงคลื่นที่เกิดจากการรบกวนของวัตถุที่ตำแหน่งต่างๆ ได้จากสมการดังนี้

$$E = -\frac{1}{g} \left(i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right) (\phi_i + \phi_o) \quad (18)$$

4. ผลการคำนวณ

เพื่อตรวจสอบความถูกต้องของระเบียบวิธีข้างต้น และ โปรแกรมคอมพิวเตอร์เขียนด้วยภาษา Fortran90 ที่ได้พัฒนาขึ้นเอง เราได้เลือกวัตถุทรงกระบอกมีขนาด $d=600 \text{ m}$, $R=133.7 \text{ m}$ และ $A=1.0 \text{ m}$ ดังรูปที่ 1



รูปที่ 1 แสดงรายละเอียดวัตถุทรงกระบอกวางแนวตั้ง

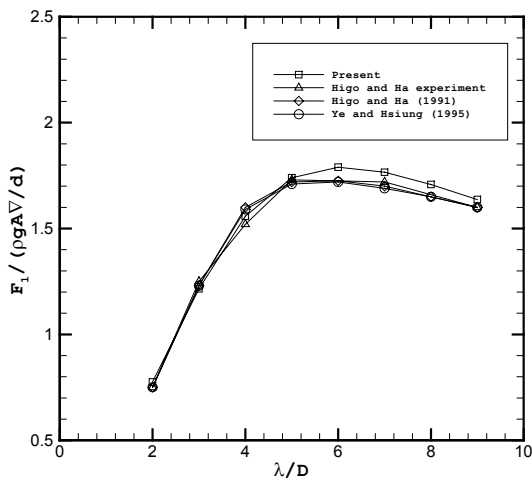
เนื่องจากเป็นโมเดลที่ได้รับความนิยมจากหลายๆ นักวิจัย เช่น Higo and Ha [10] และ Ye and Hsiung [11] เป็นต้น

พื้นผิวที่จมน้ำของทรงกระบอกถูกแบ่งออกเป็น 400 พานเกล รูปที่ 2 แสดงผลการคำนวณค่าแรงคลื่นที่กระทำกับทรงกระบอกในทิศทางแกน x มุมปะทะ $\beta = 180^\circ$ เรียกว่า Head sea ที่ Froude number $F_n = 0.0$ ($F_n = U/\sqrt{gD}$) เมื่อ ∇ คือ ปริมาตร D คือ เส้นผ่านศูนย์กลาง และ $\lambda = 2\pi/k$ คือ ความยาวคลื่น (wave length) เปรียบเทียบกับ ผลการทดลอง และ คำนวณของ Higo and Ha และ ผลการคำนวณ ของ Ye and Hsiung ที่คำนวณบน time domain ผลที่ได้มีความสอดคล้องกันมาก รูปที่ 3 แสดงผลคำนวณค่าแรงคลื่นที่กระทำกับทรงกระบอกในทิศทางแกน x มุมปะทะ $\beta = 180^\circ$ ที่ $F_n = 0.08$ ผลที่ได้มีความสอดคล้องกับผลการทดลอง และ ผลการคำนวณ รูปที่ 4 แสดงผลคำนวณค่าแรงคลื่นที่กระทำกับทรงกระบอกในทิศทางแกน x มุมปะทะ $\beta = 180^\circ$ ที่ $F_n = 0.00, 0.05, 0.08, 0.10$ และ 0.15 รูปที่ 5 แสดงผลคำนวณค่าแรงคลื่นที่กระทำกับทรงกระบอกในทิศทางแกน x ที่ $F_n = 0.10$ มุมปะทะ $\beta = 0^\circ, 45^\circ, 135^\circ$ และ 180° โดยที่มุมปะทะต่างๆ จะมีชื่อเรียกที่แตกต่างกัน เช่น $\beta = 0^\circ$ เรียกว่า Following sea และ $\beta = 45^\circ, 135^\circ$ จะเรียกว่า Oblique sea

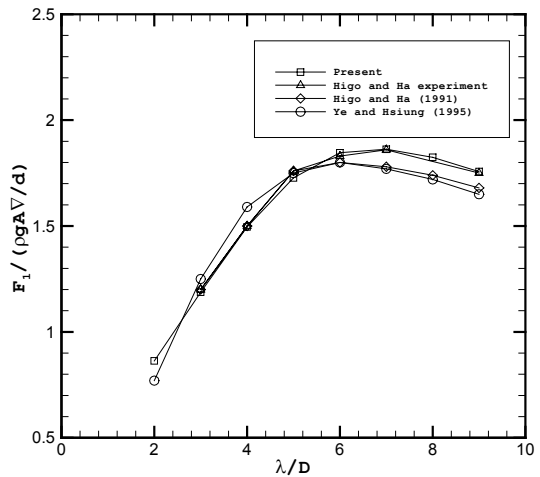
รูปที่ 6 แสดง 6 รูปร่างของผิวอิสระที่ถูกรบกวนด้วยวัตถุทรงกระบอก วางขวางการเคลื่อนที่ของคลื่น ที่ $F_n = 0.00$ มุมปะทะ $\beta = 180^\circ$ ความยาวคลื่นไร้หน่วย $\lambda/D = 1.5$ ณ ตำแหน่งมุมเฟสต่างๆ

5. สรุปผลการคำนวณ

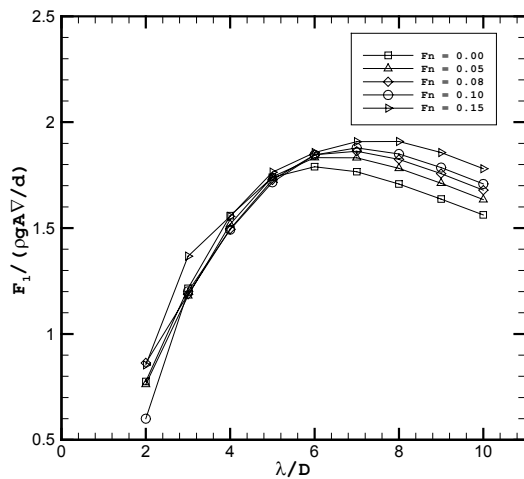
ระเบียบวิธีขอบเขตมูลฐาน ร่วมกับฟังก์ชันกรีน บน Frequency domain สำหรับการคำนวณแรงคลื่นที่กระทำกับโครงสร้างเรียบชายฝั่งที่มีรูปทรงง่ายๆ เช่น ทรงกระบอก ก็ได้ถูกพัฒนาขึ้น ผลการคำนวณแรงคลื่นกระทำกับวัตถุทรงกระบอก มีความสอดคล้องกันมากเมื่อเปรียบเทียบกับผลจากการทดลอง และ ผลจากการคำนวณ



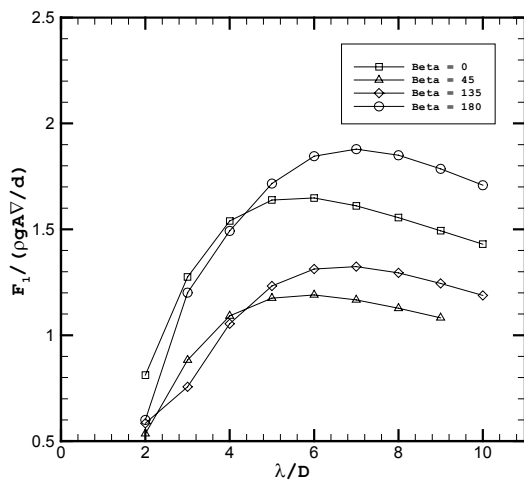
รูปที่ 2 แรงคลื่นกระทำกับทรงกระบอก ที่ $F_n = 0.0$



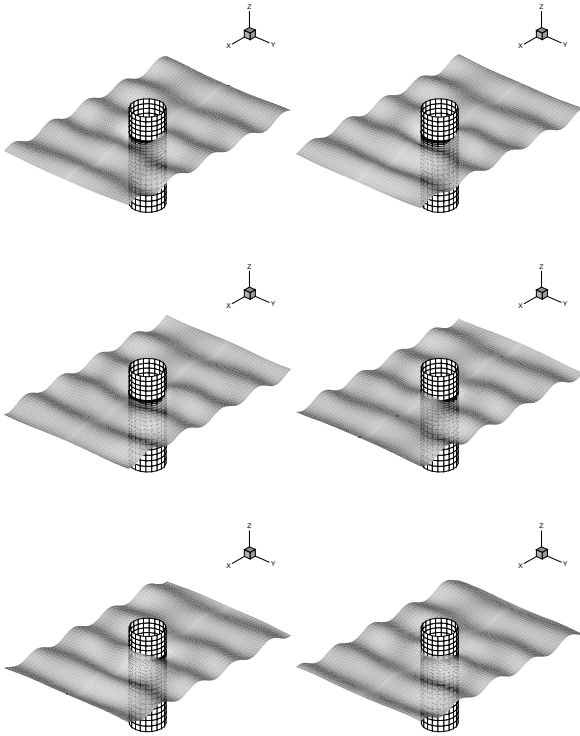
รูปที่ 3 แรงคลื่นกระทำกับทรงกระบอก ที่ $F_n = 0.08$



รูปที่ 4 แรงคลื่นกระทำกับทรงกระบอก ที่ $\beta = 180^\circ$



รูปที่ 5 แรงคลื่นกระทำกับทรงกระบอก ที่ $F_n = 0.10$



รูปที่ 6 แสดง 6 รูปร่างผิวอิสระ ณ ตำแหน่งเฟสต่างๆ

จากการคำนวณทำให้ทราบถึงพฤติกรรมที่ว่า แรงคลื่นที่กระทำกับวัตถุทรงกระบอก จะแปรผันตรงกับขนาดของความยาวคลื่นที่เข้าปะทะ และจะมีค่าลดลงเมื่อค่า $\lambda/D > 7.0$ ความเร็วของวัตถุจะมีผลต่อแรงเมื่อค่า $\lambda/D > 6.0$ ส่วนมุมปะทะของคลื่นกับความเร็วของวัตถุ จะมีผลต่อแรงคลื่น ทิศทางของคลื่นที่ก่อให้เกิดแรงสูงสุดคือ Head sea

6. กิตติกรรมประกาศ

ขอขอบคุณมหาวิทยาลัยเกษตรศาสตร์วิทยาเขตกระบี่ ที่ให้ทุนสนับสนุนในการศึกษาระดับปริญญาโท-เอก

เอกสารอ้างอิง

[1] B. Korvin-Kroukoski and W. Jacobs. "Pitching and heaving motions of ship in regular wave", Trans. SNAME, 1957, Vol. 65, pp. 590-632.

[2] T.F. Ogilvie and O.E. Tuck. "A rational strip theory of ship motions Part I", Department of Naval Architecture and Marine Engineering, College of Engineering, The university of Michigan, March 1969, Report No. 013.

[3] N. Salvensen, O.E. Tuck and O. Faltisen. "Ship motions and sea loads", Trans. SNAME, 1970, Vol. 78, pp. 250-287

[4] J.N. Newman and P. Sclavounos. "The unified theory of ship motion", Proceedings 13th Symposium on Naval Hydrodynamics, October 1980, Tokyo.

[5] J. Hess and A.M.O. Smith. "Calculation of non lifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies", J. Ship Research, Vol. 8 (2, 1964), pp. 22-44

[6] M.S. Chang. "Computations of three-dimensional ship motions with forward speed", 2nd Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Berkeley, 1997, pp. 124-135

[7] R.B. Inglis and W.G. Price. "Calculation of the velocity potential of a translating- pulsating source", RINA, 1980, pp. 163-175.

[8] P. Guével and J. Bougis. "Ship motions with forward speed in infinite depth", International Shipbuilding Progress, 1982, Vol. 29, pp.103-117

[9] J.N. Newman. "Transient axisymmetric motion of a floating cylinder", J. of Fluid Mechanics, Vol.157, pp. 17-33

[10] Y. Higo and M.K. Ha. "A study on added resistance of a restrained body with forward speed in wave", J. Soc. Naval Arch., Japan, Vol. 169, pp 75-83

[11] H.K. Ye and C.C. Hsiung. "Computation of added wave resistance of a restrained floating body in the time-domain", Int. Shipbuild. Progr., 1997, Vol. 44, No. 437, pp. 27-57

[12] U. Nontakaew. "Étude théorique et expérimentale du problème de radiation d'ondes par une plaque plane en oscillations forcées avec vitesse d'avance", Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1996.

[13] Y. Tiaple et al. "Three-dimensional solution for the radiation and diffraction of a submerged spheroid advancing in ocean waves", 2nd international conference fluid structure interaction 2003, June 24-26, 2003, Spain, pp. 23-32

[14] G. Delhommeau. "Les problèmes de diffraction-radiation et derésistance de vagues: étude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités", Thèse de Doctorat-ès-Sciences, Nantes, 1987.

[15] G. Engeln-Müllges and F. Uhlig. "Numerical algorithms with fortran", Springer, 1996.