

การศึกษาการกระจายตัวของคลื่นน้ำจากปีกที่แกว่งตัวและมีความเร็วมุ่งหน้า

Analysis of Wave Radiated by Surface Piercing Wing Oscillating at Forward Speed

พรเทพ กิตติสารวุฒิเวทย์, อุดมเกียรติ นนทแก้ว, *จักร์ อัครวานันท์
ภาควิชาวิศวกรรมเครื่องกล คณะวิศวกรรมศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าพระนครเหนือ
ถ.พิบูลสงคราม เขตบางซื่อ กรุงเทพฯ 10800 ,E-Mail: mme08019@kmitnb.ac.th
*ภาควิชาคณิตศาสตร์ คณะวิทยาศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย เขตปทุมวัน กรุงเทพฯ 10330

บทคัดย่อ

ความเข้าใจในพฤติกรรมของการเคลื่อนที่ของเรือไปบนคลื่นและการสร้างคลื่นนับเป็นสิ่งสำคัญยิ่งในการพัฒนาเทคโนโลยีการต่อเรือ ความเร็วสูง การออกแบบรูปทรงเรือที่เหมาะสมกับภาระกิจจะทำให้เกิดความปลอดภัย สะดวกสบายและสามารถลดอัตราการสิ้นเปลืองพลังงานลง ดังนั้นการศึกษากลศาสตร์ของน้ำรอบเรือจึงเป็นสิ่งจำเป็น เนื่องจากเมื่อเรือลงสู่ผิวน้ำแล้วจะมีการเคลื่อนที่ตลอดเวลาอาจถึงขั้นความอิสระ อันเกิดจากการขับเคลื่อนของเรือและคลื่นที่มากระทบลำเรือ มีแรงและโมเมนต์กระทำต่อเรืออย่างต่อเนื่องเกิดเป็นคลื่นถ่ายพลังงานออกจากเรือ งานวิจัยนี้จะศึกษาผลกระทบของความหนาต่อสัมประสิทธิ์มวลเพิ่มและสัมประสิทธิ์ความหน่วงของปัญหาการไหลฮาโมนิคแบบไม่คงตัวรอบๆปีกสมมาตรเคลื่อนแนวทวนผิวอิสระพร้อมกับแกว่งแบบฮาโมนิคในทิศทางที่มีขอบเขตไม่จำกัด ใช้ฟังก์ชันของกรีนแบบ *Diffraction-radiation with forward speed* สอดคล้องกับเงื่อนไขเชิงเส้นของ *Neumann-Kelvin* ที่ตำแหน่งเฉลี่ยของผิวอิสระ สัมประสิทธิ์มวลเพิ่มและความหน่วงเนื่องจากปีกบางแกว่งในทิศทาง *Yaw* และ *Sway* ที่ได้จากการคำนวณมีความสอดคล้องกันดีกับผลที่ได้จากการทดลอง

Abstract

The understanding about behavior of ship motion on wave along the seaway and wave making are essential for development of high-speed shipbuilding. The appropriate design of ship hull form will provide safety, comfort and energy saving. Therefore, the study of ship hydrodynamics is necessary. A ship after being put on water always moves, possibly in six degree of freedom. That causes the forces and moments exerting on ship. For present study, we propose the calculation method, which concerns the effect of body thickness to hydrodynamics coefficient, due to harmonic motion of surface piercing thin symmetric wing in unbounded fluid. *Diffraction-radiation with forward speed* Green's function satisfying linearized *Neumann-Kelvin* boundary condition at the mean position of free surface is

used. Added mass and damping coefficients in *Sway* and *Yaw* motion are calculated. The numerical results obtained are good agreement with the tests.

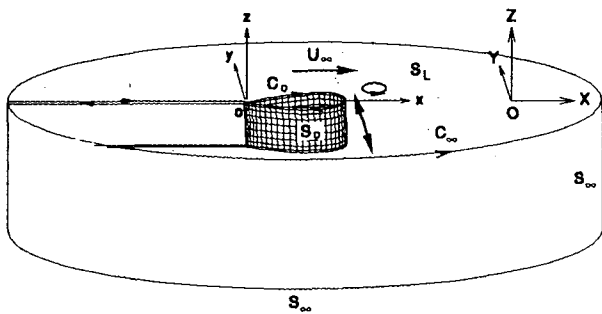
1. บทนำ

สามารถกล่าวได้ว่าคลื่นมีอยู่ทั่วไปในน้ำที่มีการเคลื่อนที่ ดังนั้นเรา จะไม่สามารถหลีกเลี่ยงผลกระทบของคลื่นได้หากต้องการเดินทางทาง น้ำ อีกทั้งคลื่นยังมีผลกระทบ (เป็นอุปสรรค) ก่อนข้างมากต่อการเคลื่อนที่ของวัตถุบนผิวน้ำ เมื่อคลื่นเคลื่อนที่มากระทบวัตถุลอยจะทำให้เกิดแรงและโมเมนต์กระทำต่อวัตถุ ก่อให้เกิดการเคลื่อนที่ ขณะที่วัตถุเคลื่อนที่ก็จะเข้าไปแทนที่น้ำที่อยู่รอบๆดันออกไปก่อให้เกิดคลื่น แพร่ออกจากวัตถุพร้อมๆกับการส่งถ่ายพลังงานออกจากวัตถุ แรงและโมเมนต์ที่กระทำต่อวัตถุจะเป็นแบบฮาร์โมนิก (ไม่คงตัว) เมื่อรวมกับแรงต้านที่เกิดจากการเดินทาง (แบบคงตัว) จะส่งผลต่อความแข็งแรง และความล้าของโครงสร้างเรือและความสิ้นเปลืองพลังงาน ยิ่งไปกว่านั้นยังส่งผลไปยังเสถียรภาพของการแล่นไปข้างหน้า เป็นไปได้ที่เรือจะแล่นคดเคี้ยวเหมือนงูเลื้อย ทำให้ยากต่อการควบคุม (ต้องใช้พลังงานมาก) คลื่นที่แพร่กระจายออกไปจากวัตถุลอยที่กำลังเคลื่อนที่ เช่น เรือ จักรกแล่วสิ่งที่เคลื่อนที่ออกไปเป็นพลังงานมีทิศทางกระแสน้ำ พลังงานที่ใช้ในการขับเคลื่อนเรือส่วนหนึ่งใช้เพื่อเอาชนะแรงต้าน อีกส่วนหนึ่งเสียไปเพื่อการผลิตคลื่น ในส่วนหลังนี้หลีกเลี่ยงไม่ได้แต่สามารถจำกัดให้น้อยที่สุดเท่าที่จำเป็นได้ถ้าเรื่อนั้นได้รับการออกแบบมาดี ดังนั้นการศึกษา เรืองของคลื่นจึงเป็นสิ่งจำเป็นต่อกิจกรรมขนส่งทางน้ำ เพื่อจะนำความ เข้าใจในธรรมชาติของคลื่นและการสร้างคลื่นไปช่วยในการพัฒนาออกแบบลำเรือ ปรับปรุงระบบขับเคลื่อนและควบคุมทิศทาง ปรับปรุงรูปร่าง โครงสร้างของเรือ เพื่อจะทำให้สามารถลดการสิ้นเปลืองพลังงาน เพิ่ม ความปลอดภัยและความสะดวกสบายในการเดินทางได้

การคำนวณในการแก้ปัญหาทางพลศาสตร์ของน้ำ แบบสามมิติที่ คณิตศาสตร์ของการมีอยู่ของผิวอิสระ และมีความเร็วมุ่งหน้า ได้มีผู้เสนอระเบียบวิธีการคำนวณไว้หลายวิธี เช่น *Chapman* [1] ใช้วิธีไฟน์ทิลลิเมนต์ ในการคำนวณกับแผ่นบาง *Salvesen* [2] ใช้ *Strip theory* คำนวณลำเรือ และการใช้ฟังก์ชันของกรีนที่มีต้นแบบมาจาก

Wehausen and Laitone [3] ซึ่งได้นำมาใช้และพัฒนากันอย่างแพร่หลาย Raven [4] และ Squires and Wilson [5] ได้ทำการวิเคราะห์ฟังก์ชันของกรีนสำหรับปัญหารูปแบบนี้ โดย Scragg and Talcott [6] และ Ba, Guilbaud and Coirier [7] นำมาคำนวณปัญหาแบบคงตัว Zou [8] Inglis and Price [9] และ Noblesse, Yang and Chen [10] นำมาใช้กับปัญหาแบบไม่คงตัว และการคำนวณยังสามารถกระทำได้ในขอบเขตของเวลาเช่น ผลงานของ Wang, Horng and Chiu [11] หรือคำนวณในขอบเขตของความถี่ ซึ่งจะใช้ในงานวิจัยนี้ เพื่อศึกษาวัตถุลอยที่มีความหนา พิจารณาผลของความหนาและค่าสัมประสิทธิ์สำหรับปัญหาการไหลฮาโมติกแบบไม่คงตัว โดยอยู่ภายในการไหลของผิวอิสระที่มีขอบเขตไม่จำกัด ลักษณะของปัญหาลักษณะคล้ายคลึงกับ P. Guevel and Bougis [12] แต่ใช้การแก้ปัญหาโดยใช้คณิตศาสตร์เชิงซ้อนช่วยในการคำนวณและฟังก์ชันของกรีนพัฒนาโดย Nontakaew, Guilbaud and Ba [13] ที่ใช้ในงานที่ไม่มีควมหนาหน้าแก่ปัญหาวัตถุลอยที่มีความหนา จะกำหนดให้วัตถุลอยมีการเคลื่อนที่แบบสั่นแล้วศึกษาคลื่นที่เกิดขึ้น และเมื่อเรารู้พฤติกรรมของคลื่นที่เกิดจากการสั่นในรูปแบบต่างๆของวัตถุลอยแล้ว เราก็จะสามารถทำนายพฤติกรรมของวัตถุลอยที่ถูกคลื่นเคลื่อนที่มากกระทบได้

2. ลักษณะของปัญหาและการวิเคราะห์



รูปที่ 1 ลักษณะของปัญหา

ศึกษาแรงและโมเมนต์เนื่องจากพลศาสตร์ของน้ำที่กระทำต่อวัตถุลอยมีความหนา ที่มีการเคลื่อนที่ตามทิศทางมุ่งหน้ามีการแกว่งตัว ที่ทิศทางรอบแกนตั้ง (Yaw) และตามแนวขวาง (Sway) อันจะทำให้เกิดคลื่นแผ่กระจายไปรอบๆ และคลื่นที่เกิดขึ้นจะทำให้เกิดแรงและโมเมนต์กระทำต่อวัตถุลอยนั้นๆ (ตามรูปที่ 1)

พิจารณาให้ของไหลเป็นแบบอัดตัวไม่ได้และไม่มีความหนืด การไหลเป็นแบบไม่หมุนวนทั่วทั้งบริเวณ ยกเว้นภายในเวด ซึ่งเป็นชั้นบางๆไม่มีความหนาทอดตัวจาก Trailing edge ไปทางปลายการไหล จนถึงระยะอนันต์ สมมุติให้การรบกวนมีค่าน้อยสามารถเขียนศักยะความเร็วได้เป็น

$$\Phi(M; t) = -Ux + \tilde{\Phi}(M) + \phi(M; t) \quad (1)$$

ในงานวิจัยนี้จะพิจารณาเฉพาะพจน์ของศักยะความเร็วไม่คงตัว

$$\phi(M; t) = \Re(\tilde{\Phi}(M)\exp(i\omega t)) \quad (2)$$

2.1 สมการควบคุมและเงื่อนไขขอบ

ศักยะความเร็วทั้งหมดต้องสอดคล้องกับสมการลาปลาซทั่วทั้งบริเวณการไหล

$$\nabla^2\phi = 0 \quad (3)$$

และต้องสอดคล้องกับเงื่อนไขขอบเขตดังต่อไปนี้

เงื่อนไขที่ผิววัตถุ ผิววัตถุเป็นผิวแข็งไม่รั่วซึม ดังนั้นความเร็วของของไหลในแนวตั้งฉากที่สัมผัสกับผิววัตถุจะเท่ากับความเร็วของผิววัตถุในแนวตั้งฉากที่จุดนั้นๆ

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = [\tilde{V}\exp(i\omega t) + \tilde{\Omega}\exp(i\omega t) \times \overline{OM}] \cdot \vec{n} \quad (4)$$

โดย $\tilde{V}\exp(i\omega t)$ และ $\tilde{\Omega}\exp(i\omega t)$ คือการแกว่งตัวเชิงเส้นในแนวขวางและเชิงมุมรอบแกนตั้ง ตามลำดับ

เงื่อนไขเชิงเส้นที่ผิวอิสระ ในมุมมองของแกนอ้างอิงเคลื่อนที่

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2U\frac{\partial^2}{\partial t \partial x} + U^2\frac{\partial^2}{\partial x^2} + g\frac{\partial}{\partial z}\right)\phi = 0 \quad (5)$$

เนื่องจากว่าปัญหาที่เราจะแก้เป็นการไหลไม่คงตัวที่ผ่านช่วงสภาวะเปลี่ยนผ่าน (transient) มาแล้ว ดังนั้นเพื่อประกันความเป็นหนึ่งเดียวของผลเฉลย (uniqueness) ของปัญหาการแพร่ของคลื่น จึงต้องเพิ่มเติมข้อมูลของปัญหาค่าเริ่มต้น (initial value problem) เข้าไปด้วยโดยคิดว่าการไหลเริ่มต้นจากหยุดนิ่งที่เวลา $t = -\infty$ ดังนั้น $\phi(x, y, z; -\infty) = 0$ และ $\frac{\partial\phi}{\partial t}(x, y, z; -\infty) = 0$ นิยามศักยะความเร็ว

$$\phi(x, y, z; t) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \Phi(x, y, z)\exp(\epsilon t + i\omega t) \quad (6)$$

เขียนสมการ(5)ได้ใหม่โดยละทิ้งพจน์ที่อันดับมากกว่า $o(\epsilon^2)$ เป็น

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \left(2\epsilon i\omega - \omega^2 - 2\epsilon U\frac{\partial}{\partial x} - 2iU\omega\frac{\partial}{\partial x} + U^2\frac{\partial^2}{\partial x^2} + g\frac{\partial}{\partial z} \right) \Phi = 0 \quad (7)$$

$$\text{ได้} \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{g} \left[\omega^2 + 2i\omega U\frac{\partial}{\partial x} - U^2\frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \quad (8)$$

เงื่อนไขที่ระยะอนันต์ จากพฤติกรรมที่ว่า การไหลที่ถูกรบกวนจะจางหายไปเมื่ออยู่ไกลออกไปจากการรบกวน

$$\lim_{|OM| \rightarrow \infty} \phi = O\left(\frac{1}{\sqrt{OM}}\right) \quad (9)$$

เงื่อนไขบนผิวเวด หากค่าความดันที่ตำแหน่งใดๆ จากสมการเบอร์นูลลีเชิงเส้น และผิวเวดเป็นผิวเสมือนไม่รับแรงดัน ได้ความสัมพันธ์

$$p_w(x, z) = p_{TE}(x_{TE}, z)\exp\left[\frac{i\omega}{U}(x_w - x_{TE})\right] \quad (10)$$

2.2 การหาผลเฉลยของปัญหา

จากสมการควบคุม (สมการที่ 3) และเงื่อนไขขอบเขต(สมการที่ 4, 7, 8 และ 10) อันเป็นปัญหาแบบเงื่อนไขขอบ (Boundary Value Problem) เราจะแก้ปัญหานี้โดยวิธีขอบเขตมูลฐานใช้ฟังก์ชันกรีน (Green's function) ที่สอดคล้องกับเงื่อนไข เพื่อหาผลเฉลยเป็นศักยะความเร็ว อาศัยเอกลักษณ์ที่สามของกรีน (Green's 3rd identity)

$$4\pi\phi = \iint \left(\phi \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) dS \quad (11)$$

โดยที่ ϕ คือฟังก์ชันฮาร์โมนิก หรือฟังก์ชันศักยะ สอดคล้องกับสมการลาปลาซคือ $\nabla^2\phi=0$ สำหรับทุกจุดในโดเมนของไหลและบนผิววัตถุ ส่วน G คือผลเฉลยจำเพาะ ซึ่งสอดคล้องกับสมการลาปลาซและเงื่อนไขขอบเขตต่างจุดที่ใดกล่าวมาแล้ว

2.3 ลักษณะฟังก์ชันของกรีน

รูปแบบฟังก์ชันของกรีนที่สอดคล้องกับปัญหานี้ เป็นแบบเส้นด้วยความถี่ ω

$$G(M, M'; t) = \Re \left(\tilde{G}(M, M') \exp(i\omega t) \right)$$

โดยมีช่วงกว้าง $\tilde{G}(M, M') = G_0 + \tilde{g}_1 + \text{conj}(\tilde{g}_2)$ พจน์ G_0 สำหรับจำลองการมีอยู่ของผิวอิสระที่ $z=0$ และสอดคล้องกับเงื่อนไขที่ระยะอนันต์ตามสมการที่ (9) พจน์ $\tilde{g}_1 + \text{conj}(\tilde{g}_2)$ เป็นพจน์ที่เพิ่มเพื่อให้ฟังก์ชันของกรีนนี้สอดคล้องกับเงื่อนไขการแพร่กระจายของคลื่น ตามสมการที่ (7)

$$G_0 = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2}}$$

$$\tilde{g}_1 = -\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \frac{1}{\pi l} \int_{-\eta_2}^{\eta_2} \int_0^\infty \frac{\exp(K\xi)K}{(\omega - FK\cos\theta)^2 - K - i2\epsilon(\omega - FK\cos\theta)} dK d\theta$$

$$\tilde{g}_2 = -\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \frac{1}{\pi l} \int_{-\eta_2}^{\eta_2} \int_0^\infty \frac{\exp(K\xi)K}{(\omega + FK\cos\theta)^2 - K + i2\epsilon(\omega + FK\cos\theta)} dK d\theta$$

โดย

$$\xi = \frac{z + z' + i[(x-x')\cos\theta + (y-y')\sin\theta]}{l}$$

K คือขั้วของฟังก์ชันของกรีน F คือ *Fryde number* และ ω คือความถี่ของการแกว่ง (Harmonic frequency)

2.4 สมการของปัญหา

พิจารณาสมการผลเฉลยให้อยู่ในรูปที่พร้อมจะแทนเงื่อนไขขอบบนผิววัตถุตามสมการที่ (4)

$$4\pi \frac{\partial \phi}{\partial n_i}(l) = [I_o + I_w + I_L] \quad (12)$$

โดยที่

$$I_o = \left[\left(\phi_o \frac{\partial}{\partial n} \iint \frac{\partial}{\partial n'} G dS' \right) - \left(\frac{\partial}{\partial n'} \phi_o \frac{\partial}{\partial n} \iint G dS' \right) \right] \quad (13)$$

$$I_w = -(\phi_{TE^+} - \phi_{TE^-}) \left[\int_{-\infty}^{x_{TE}} \exp\left[\frac{i\omega}{U}(x - x_{TE})\right] \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{\partial}{\partial y'} G dz' dx' \right] \right] \quad (14)$$

และจะแปลงการอินทิเกรตบนพื้นผิวของผิวอิสระซึ่งมีพื้นที่ถึงระยะอนันต์ ให้เป็นการอินทิเกรตรอบวงปิดของพื้นผิว โดยใช้เงื่อนไขเชิงเส้นที่ผิวอิสระ(สมการที่ 8) เขียนพจน์อินทิเกรตบนผิวอิสระได้เป็น

$$I_L = \frac{1}{g} [2i\omega U I_{L1} - U^2 I_{L2}] \quad (15)$$

สำหรับในพจน์ที่สอง

$$I_{L2} = \left[\frac{\partial}{\partial n} \oint_{C_o} \phi_L \frac{\partial}{\partial x'} G - n_x G \frac{\partial}{\partial n'} \phi_L - i_x G \frac{\partial}{\partial c'} \phi_L dy' \right] \quad (16)$$

สามารถแปลงเป็นการอินทิเกรตทางปิดรอบพื้นที่ได้ ส่วนพจน์แรก

$$I_{L1} = \frac{\partial}{\partial n} \iint \left[\phi_L \frac{\partial}{\partial x'} G - G \frac{\partial}{\partial x'} \phi_L \right] dS_L \quad (17)$$

ยังไม่สามารถนำมาพิจารณาในการแก้ปัญหานี้ได้ ในที่นี้จะพิจารณาเฉพาะพจน์ที่สอง(สมการที่ 16) ดังนั้นสมการที่จะนำมาพิจารณา ได้นัก

$$4\pi \sigma(l) = \left[I_o + I_w - \frac{U^2}{g} I_{L2} \right] \quad (18)$$

โดยที่

$$I_o = \sum_{i=1}^{n_o} \left[\mu_o(i) M_1(li) - \sigma_o(i) M_2(li) \right] \quad (19)$$

$$I_w = \sum_{j=1}^{n_w} \left[(\mu_{TE^+}(j) - \mu_{TE^-}(j)) M_3(lj) \right] \quad (20)$$

$$I_{L2} = \sum_{k=1}^{n_L} \left[\mu_L(k) M_4(lk) - \sigma_L(k) n_x(k) M_5(lk) - \frac{\partial}{\partial c_k} \mu_L(k) i_x(k) M_5(lk) \right] \quad (21)$$

และ

$$M_1(li) = \frac{\partial}{\partial n_i} \iint_{S_p} \frac{\partial}{\partial n_i} G dS_p(i) \quad (22)$$

$$M_2(li) = \frac{\partial}{\partial n_i} \iint_{S_p} G dS_p(i) \quad (23)$$

$$M_3(lj) = - \int_{-\infty}^{x_{TE}} \exp \left[\frac{i\omega}{U} (x_w(j) - x_{TE}) \right] \frac{\partial}{\partial n_1} \left(\frac{\partial}{\partial y_j} G dz_p(j) dx_p(j) \right) \quad (24)$$

$$M_4(lk) = \frac{\partial}{\partial n_1} \oint_{C_0} \frac{\partial}{\partial x_k} G dy_p(k) \quad (25)$$

$$M_5(lk) = \frac{\partial}{\partial n_1} \oint_{C_0} G dy_p(k) \quad (26)$$

2.5 ผลเฉลยเชิงตัวเลข

เมื่อพิจารณาเงื่อนไขบนผิววัตถุลงในสมการก็จะสามารถแก้สมการหาค่าศักยะความเร็วที่กระจายตัวบนผิวต่างๆได้

1. ค่าด้านซ้ายมือของสมการที่ 18) สามารถหาได้ด้วยการพิจารณาเงื่อนไขที่ผิววัตถุตามสมการที่ (4)

$$\sigma(l) = \frac{\partial \phi}{\partial n_1} = i\omega \left[\bar{h} \exp(i\omega t) + \alpha \exp(i\omega t) \times \overline{OM} \right] \cdot \bar{n}_1 \quad (27)$$

โดย $\bar{h}$ และ α เป็นช่วงกว้างของการสั่นเชิงเส้นตามแนว Sway และเชิงมุมตามแนว Yaw ตามลำดับ

2. ค่าของการอินทิเกรตฟังก์ชันของกรีน M_n ดังสมการที่(22) ถึงสมการที่ (26) สามารถหาได้ อันจะสัมพันธ์กับตำแหน่งและลักษณะของแผงจุดกำเนิด (source panel) กับจุดในสนาม (field point)

3. ค่าของศักยะความเร็วบนวัตถุ μ_o หรือ ϕ_o เป็นตัวไม่ทราบค่า

4. ค่าของศักยะความเร็วในเวก μ_w หรือ ϕ_w จะสัมพันธ์กับศักยะความเร็วบนวัตถุที่ขอบปลายการไหล (trailing edge) ตามเงื่อนไขบนผิวเวก (สมการที่ 10)

5. ค่าของศักยะความเร็ว μ_L และ σ_L ในแนวเส้นที่มีอิสระสัมพันธ์กับผิววัตถุ พิจารณามาค่าเดียวกันกับศักยะความเร็วบนผิววัตถุที่จุดเดียวกัน ค่า $\frac{\partial \phi}{\partial C}$ พิจารณาเช่นเดียวกันโดยใช้การแก้ปัญหาเชิงตัวเลข

เพราะฉะนั้นจะมีตัวไม่ทราบค่าเพียงตัวเดียวคือ μ_o จึงสามารถแก้สมการหาได้ จากนั้นนำค่าศักยะความเร็วที่ได้มาคำนวณหาการกระจายของความดันซึ่งหาได้จากสมการเบอร์นูลีเชิงเส้น

$$\bar{p} = - \rho \left(i\omega \phi - U \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \quad (28)$$

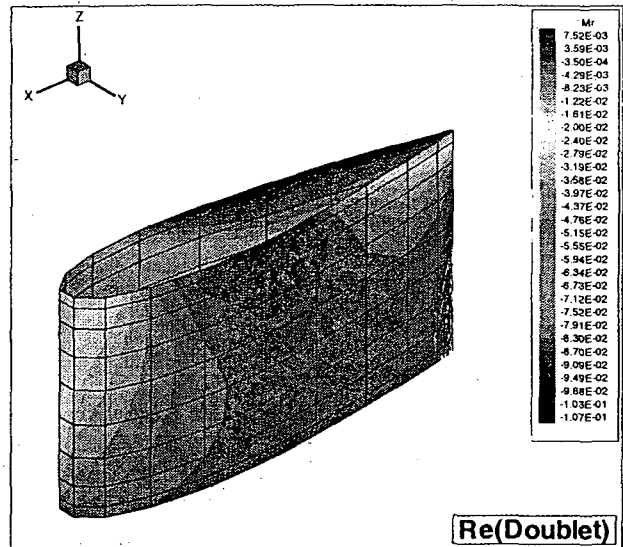
นำความดันที่กระจายบนผิวปีกมาหาแรงกระทำและคำนวณค่าสัมประสิทธิ์มวลเพิ่มและสัมประสิทธิ์ความหน่วง

$$a_{22} = \frac{29\bar{F}_y}{\rho S l h \omega^2}, \quad b_{22} = - \frac{2S(\bar{F}_y)}{\rho S U h \omega} \quad (29)$$

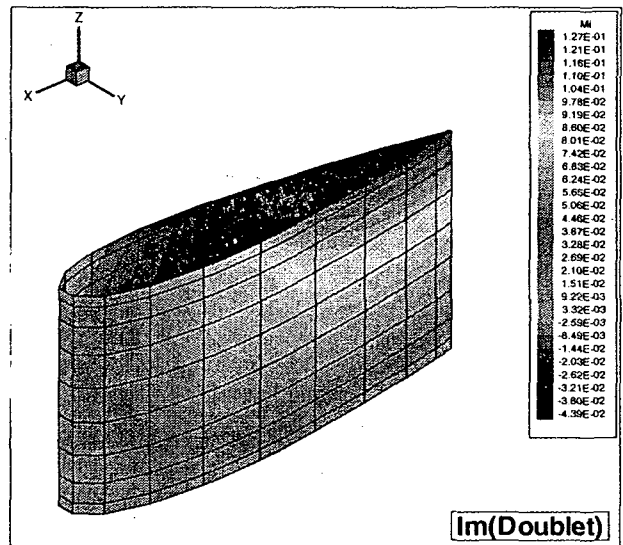
$$a_{26} = \frac{29\bar{F}_y}{\rho S l^2 \omega^2}, \quad b_{26} = \frac{2S(\bar{F}_y)}{\rho S U \omega} \quad (30)$$

3. ผลการคำนวณ

ทำการคำนวณหาค่าสัมประสิทธิ์เพื่อนำผลที่ได้มาเปรียบเทียบกับ การทดลองแผ่นบาง และเปรียบเทียบการคำนวณที่ความหนาต่างๆกัน เริ่มจากหาค่าศักยะความเร็วของปัญหาโดยแก้สมการที่ (18) ได้ผลดังรูปที่ 2 และรูปที่ 3

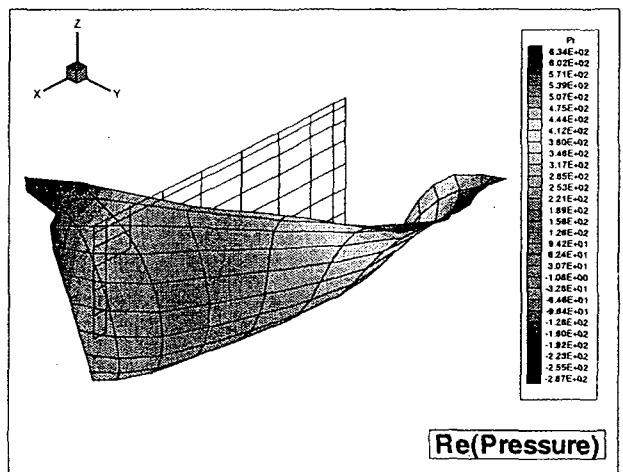


รูปที่2 การกระจายของ doublet (ค่าฝั่งจริง)

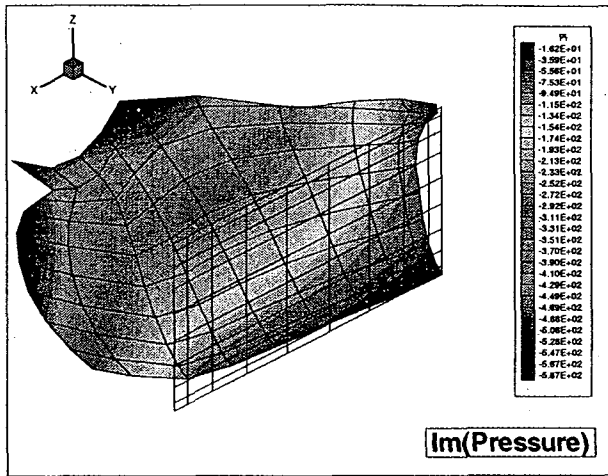


รูปที่3 การกระจายของ doublet (ค่าฝั่งจินตภาพ)

หลังจากนั้นนำค่าศักยะความเร็วที่ได้มาคำนวณการกระจายของความดันตามสมการ(28) ได้ผลดังรูปที่ 4 และรูปที่ 5



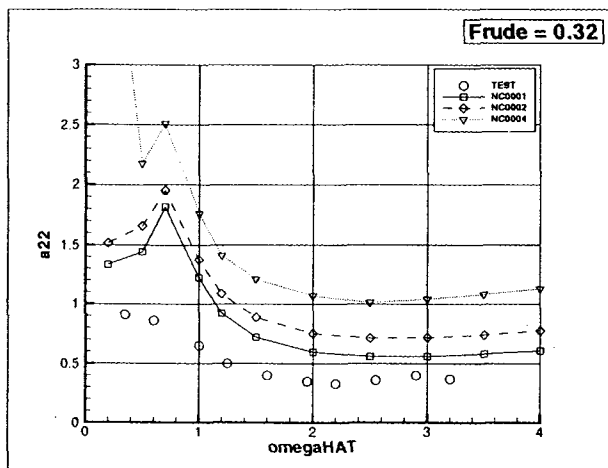
รูปที่4 การกระจายของความดัน(ค่าฝั่งจริง)



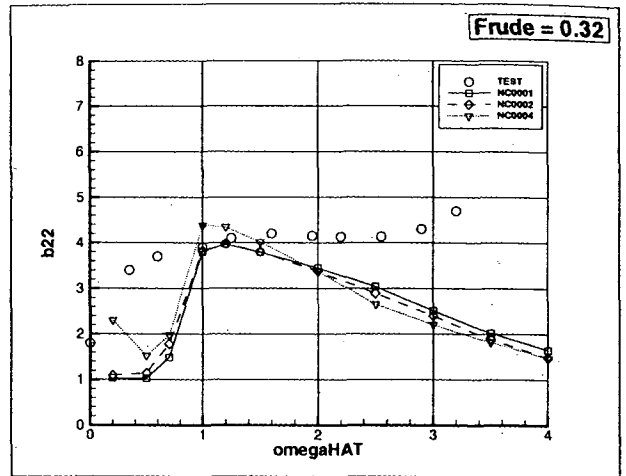
รูปที่5 การกระจายของความดัน(ค่าฝั่งจินตภาพ)

ซึ่งเป็นผลจากการคำนวณปีกสมมาตร NACA0001 มีค่าสัดส่วน(aspect ratio)เท่ากับ 0.5 ที่ความเร็ว $F=0.32$ สันด้วยความถี่ 1 หน่วย มีช่วงกว้างในการสั่น 0.04 หน่วยความยาว ได้การกระจายของ doublet และความดันออกมามีค่าต่อเนื่องดี มีความดันสูงที่ส่วนหัวซึ่งปะทะกับของไหล และตรงกลางเกิดจากการเคลื่อนที่ของปีกตามแนว Sway ด้านของไหลออกไป สำหรับการกระจายของ doublet และความดัน จะมีรูปแบบแตกต่างกันออกไป ทั้งนี้ขึ้นอยู่กับสภาวะที่ใส่เข้าไป เช่น สัดส่วนของปีก ความเร็ว ความถี่ในการสั่น และช่วงกว้างในการสั่น เป็นต้น จากการกระจายความดันที่ได้สามารถนำมาหาค่าสัมประสิทธิ์ได้ตามสมการที่ (29) และสมการที่ (30)

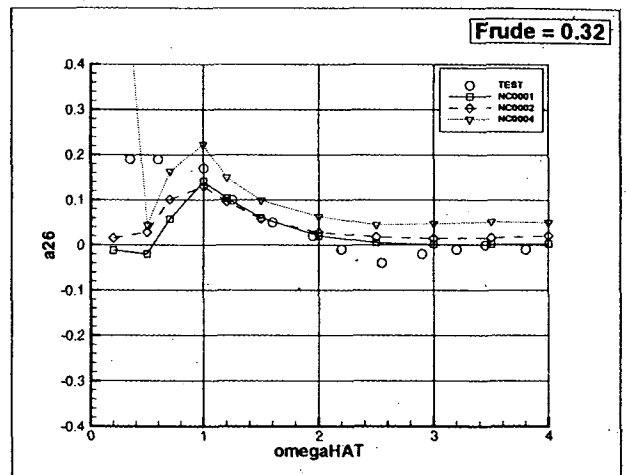
ทำการคำนวณปีกสมมาตร NACA0001 NACA0002 และ NACA0004 ที่มีความหนาต่างกัน เปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลองแผ่นบางที่มีค่าสัดส่วนเดียวกันเป็น 0.5 ที่ความเร็ว $F=0.32$ สันด้วยความถี่ 0.2 ถึง 4 ตามทิศทาง Sway ด้วยช่วงกว้าง 0.04 หน่วยความยาว (รูปที่ 6 และรูปที่ 7) และตามทิศทาง Yaw ด้วยช่วงกว้าง 0.0873 หน่วยมุม(รูปที่ 8 และรูปที่ 9) ได้ผลออกมามีพฤติกรรมเดียวกันกับผลการทดลองแผ่นบาง คือมีการเปลี่ยนแปลงในรูปแบบเดียวกันเมื่อเปลี่ยนความถี่ไป และจะมีค่าสัมประสิทธิ์เพิ่มขึ้นเมื่อเพิ่มความหนา คือเมื่อเพิ่มความหนาขึ้นมวลของของไหลรอบๆปีกก็จะตามไปมากขึ้น



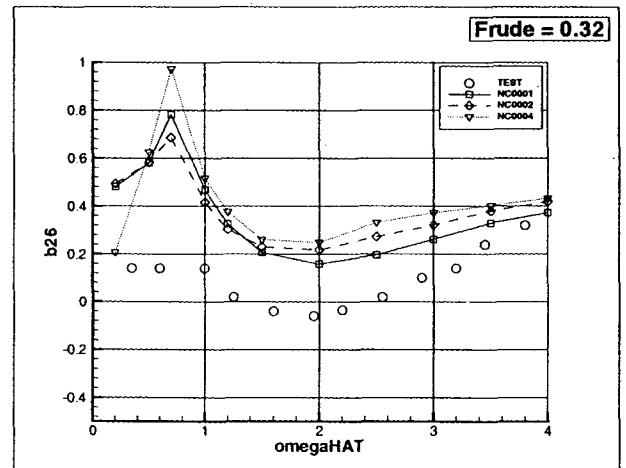
รูปที่6 ค่าสัมประสิทธิ์มวลเพิ่ม สำหรับการสั่นตามแนว Sway



รูปที่7 ค่าสัมประสิทธิ์ความหน่วง สำหรับการสั่นตามแนว Sway

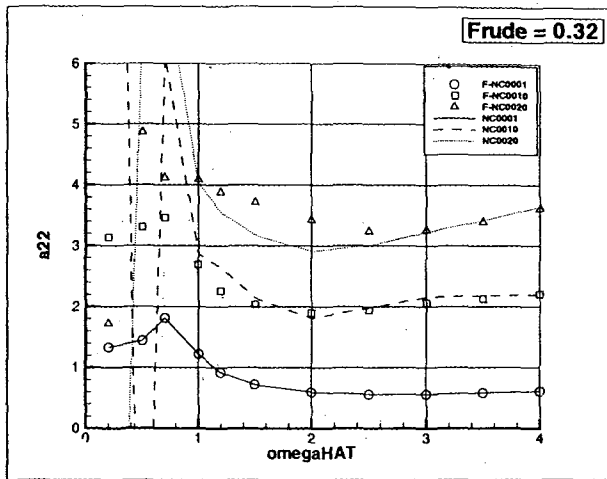


รูปที่8 ค่าสัมประสิทธิ์มวลเพิ่ม สำหรับการสั่นตามแนว Yaw

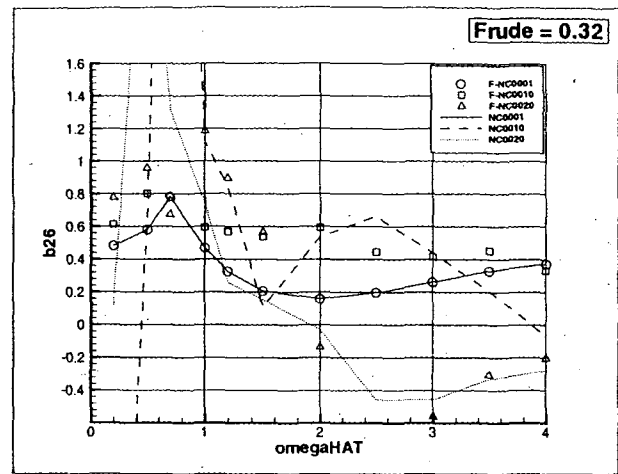


รูปที่9 ค่าสัมประสิทธิ์ความหน่วง สำหรับการสั่นตามแนว Yaw

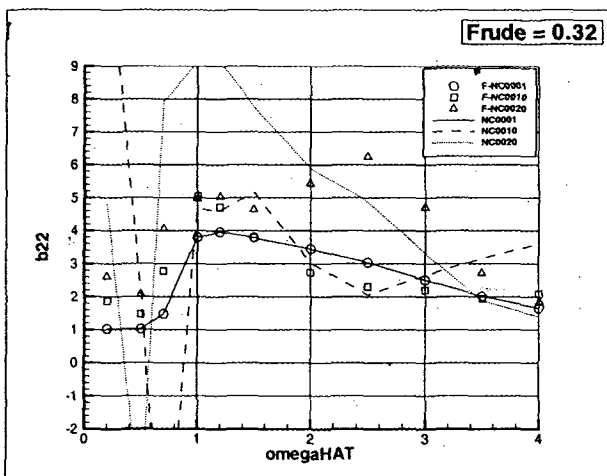
ทำการเปรียบเทียบเมื่อคำนวณโดยมีพจน์ I_{22} กับการคำนวณโดยไม่คิดผลจากผิวอิสระเลย ที่ความหนาของปีกต่างกัน คือ NACA0001 NACA0010 และ NACA0020 ที่ความเร็ว $F=0.32$ การสั่นตามแนว Sway และ Yaw ดังรูปที่ 10 ถึงรูปที่ 13



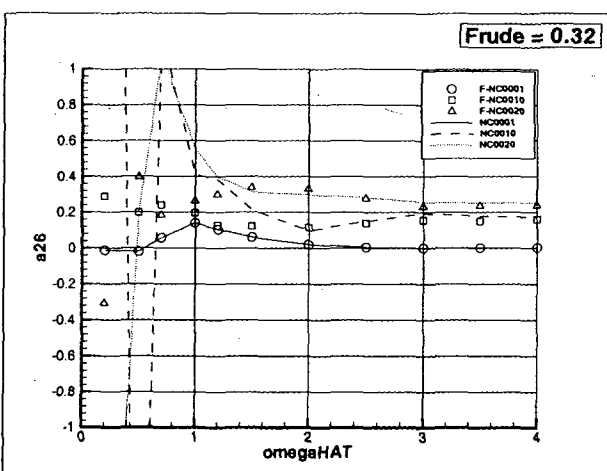
รูปที่10 ค่าสัมประสิทธิ์มวลเพิ่ม สำหรับการสั่นตามแนว Sway



รูปที่13 ค่าสัมประสิทธิ์ความหน่วง สำหรับการสั่นตามแนว Yaw



รูปที่11 ค่าสัมประสิทธิ์ความหน่วง สำหรับการสั่นตามแนว Sway



รูปที่12 ค่าสัมประสิทธิ์มวลเพิ่ม สำหรับการสั่นตามแนว Yaw

พบว่าถ้าไม่คำนวณพจน์ I_{L2} ร่วมด้วยค่าสัมประสิทธิ์จะมีความเพี้ยนมาก แต่ถ้าคิด I_{L2} ด้วยจะได้ค่าออกมาสมเหตุสมผลมากขึ้น

4. ข้อสรุปเบื้องต้น

1. รูปแบบการกระจายของความดันบนปีกสมมาตรที่คำนวณได้มีความต่อเนื่องเหมาะสม น่าจะสอดคล้องกับสิ่งที่เกิดขึ้นจริงตามธรรมชาติ
2. สำหรับการคำนวณด้วยปีกสมมาตรที่มีความหนาไม่มาก ค่าสัมประสิทธิ์ที่เปรียบเทียบกับการทดลองแผ่นบาง มีพฤติกรรมไปในทิศทางเดียวกันที่ความถี่ต่างๆ แสดงให้เห็นว่าการคำนวณด้วยวิธีนี้มีความน่าเชื่อถือในระดับหนึ่ง
3. เมื่อคำนวณกับปีกสมมาตรที่มีความหนามาก จะเกิดการแกว่งตัวของค่าสัมประสิทธิ์เมื่อไม่คิดพจน์ของผิวอิสระ แต่เมื่อคิดพจน์ของผิวอิสระรวมเข้าไปด้วยพบว่าค่าของสัมประสิทธิ์ในช่วงความถี่ต่ำจะมีความราบเรียบมากขึ้น สำหรับในช่วงความถี่ที่สูงขึ้นยังคงพฤติกรรมเดียวกันอยู่ ซึ่งสอดคล้องกับสมการที่ (15)

กิตติกรรมประกาศ

ขอขอบคุณ คุณยอดชาย เตียเป็น คุณสุรศักดิ์ เพิ่มทรัพย์ทวี และคุณนิระพงษ์ สงเคราะห์ ที่ช่วยถกและวิเคราะห์ปัญหาต่างๆ

ขอขอบคุณห้องปฏิบัติการคำนวณความเร็วสูง ภาควิชาวิศวกรรมเครื่องกล คณะวิศวกรรมศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าพระนครเหนือ ที่เอื้อเฟื้อสถานที่ โปรแกรมและอุปกรณ์ต่างๆที่ใช้ในงานวิจัยนี้

เอกสารอ้างอิง

- [1] R.B. Chapman, "Free Surface Effects for Yawed Surface Piercing Plates", *Journal of Ship Research*, Vol.20, 1976, pp.125-136.
- [2] N. Salvesen, "Added Resistance of Ships in Waves", *Journal of Hydronautics*, Vol.12, 1978, pp.24-34.
- [3] J.V. Wehausen, E.V. Laitone, "Surface Waves", *Encyclopedia of Physics*, Springer-Verlag, Berlin, 1960, pp.446-778.

- [4] H.C. Raven, "Variations on a Theme by Dawson", Seventeenth Symposium on Naval Hydrodynamics, 1988.
- [5] M.A. Squires, P.A. Wilson, "An Investigation into the Translating Pulsating Green's Function for Ship Motions Prediction", Proc. of CADMO 92, 1992, pp.305-322.
- [6] C. Scragg, J. Talcott, "Numerical Solution of the Dawson Free Surface Problem Using Havelock Singularities".
- [7] M. Ba, M. Guilbaud, J. Coirier, "Hydrodynamic Flow Around Yawed and Heeled Surface Piercing Bodies", Proc. Of International Offshore and Polar Engineering Conference, 1992.
- [8] Z.J. Zou, "A 3-D Numerical Solution for a Surface Piercing Plate Oscillating at Forward Speed", 1995.
- [9] R.B. Inglis, W.G. Price, "Calculation of the Velocity Potential of a Translating Pulsating Source", RINA, 1980, pp.163-175
- [10] F. Noblesse, C. Yang, X.B. Chen, "Boundary Integral Representation of Linear Free Surface Potential Flows", Journal of Ship Research, 41, 1997, pp.10-16
- [11] C.T. Wang, S.J. Horng, F.C. Chiu, "Hydrodynamic Forces on the Advancing Slender Body with Speed Effects", Int. Shipbuild. Progr., 44, 1997, pp.105-126
- [12] P. Guevel, J. Bougis, "Ship Motions with Forward Speed in Infinite Depth", International Shipbuild Progress, 29, 1982, pp.103-117.
- [13] U. Nontakaew, M. Guilbaud, M. Ba, "Solving a Radiation Problem with Forward Speed Using a Lifting Surface Method with a Green's Function", Aerospace Science and Technology, Vol.8, 1997, pp.533-543.
- [14] อุดมเกียรติ นนทแก้ว, "การคำนวณรูปลักษณ์ของคลื่นแปรจากแผ่นระนาบปักบนผิวอิสระที่ถูกบังคับให้แกว่งตัว", สัมมนาวิชาการวิศวกรรมเครื่องกลแห่งประเทศไทยครั้งที่ 12, จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, ภาคที่ 1, ปี พ.ศ.2541, หน้า 97-101
- [15] พรเทพ กิตติสารวุฒิเวทย์, อุดมเกียรติ นนทแก้ว, "การคำนวณการไหลผ่านปีกโดยวิธีขอบเขตมูลฐาน", สัมมนาวิชาการวิศวกรรมเครื่องกลแห่งประเทศไทยครั้งที่ 12, จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, ภาคที่ 1, ปี พ.ศ.2541, หน้า 117-122