

การศึกษาลักษณะเฉพาะของเจ็ตแบบระนาบในกระแสนว้างโดยใช้แบบจำลอง Low-Reynolds Number $k-\varepsilon$

รุ่งโรจน์ วัฒนจิรานนท์ และ สมพงษ์ พุทธิวิสุทธิศักดิ์

ภาควิชาวิศวกรรมเครื่องกล คณะวิศวกรรมศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย กรุงเทพฯ 10330

โทรศัพท์ (662) 218-6637,

E-mail: Sompong.pu@chula.ac.th

บทคัดย่อ

บทความนี้นำเสนอการใช้ระเบียบวิธีไฟไนต์วอลุ่มเพื่อคำนวณการไหลแบบปั่นป่วนของเจ็ตแบบระนาบสองมิติในกระแสนว้าง โดยมีวัตถุประสงค์เพื่อจำลองรูปแบบการกระจายอากาศทั้งการเปลี่ยนแปลงของอุณหภูมิและรูปแบบการไหลที่มีผลต่อพลังงานความร้อน การฟุ้งกระจายของฝุ่นหรือสารจากเจ็ตแบบระนาบ ซึ่งสามารถพิจารณาในรูปสองมิติได้ โดยพิจารณาจากวิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ต (Jet trajectory) และความเข้มข้นของปริมาณสเกลาร์ (Scalar concentration) ซึ่งใช้เป็นตัวแทนของความเข้มข้นโดยมวลหรืออุณหภูมิ โดยแบบจำลองความปั่นป่วนที่เลือกใช้คือแบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$ และ Low-Reynolds number $k-\varepsilon$ โดยมีพารามิเตอร์ที่พิจารณาคือ อัตราส่วนความเร็วของกระแสนเจ็ตต่อกระแสนว้าง (R) ทั้งในส่วนที่ค่า $R < 1$ และค่า $R > 1$ ผลลัพธ์ที่ได้จากโปรแกรมคอมพิวเตอร์ชี้ให้เห็นว่า ค่า R ที่เพิ่มขึ้นทำให้เกิดการกระจายตัวที่เพิ่มขึ้นของปริมาณสเกลาร์ด้านหลังทางออกเจ็ต นอกจากนี้รัศมีความโค้งของวิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ตและเส้นศูนย์กลางการเคลื่อนที่ของปริมาณสเกลาร์ก็เพิ่มขึ้นเช่นกัน ในกรณีที่ค่า $R > 1$ ปริมาณสเกลาร์สามารถกระจายตัวได้กว้างตามขนาดการไหลวน แต่ปริมาณสเกลาร์ที่มีค่าสูงยังคงอยู่ใกล้กับปากทางออกของเจ็ต ในขณะที่กรณีค่า $R < 1$ ปริมาณสเกลาร์ที่มีค่าสูงจะเคลื่อนที่ได้ไกลกว่าถึงแม้ว่าการกระจายตัวจะอยู่ในบริเวณใกล้เคียงกับผนังด้านล่าง ในส่วนของแบบจำลองความปั่นป่วนจะเห็นว่าแบบจำลอง Low-Reynolds number $k-\varepsilon$ สามารถทำนายขนาดการไหลวนและการเปลี่ยนแปลงบริเวณใกล้ผนังได้ดีกว่าแบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$

คำสืบค้น

เจ็ตในกระแสนว้าง, การไหลแบบปั่นป่วน, แบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$, แบบจำลอง Low-Reynolds number $k-\varepsilon$

A Study of Plane Jet Characteristics in Crossflow via Low-Reynolds Number k - ε Model

Rungroj Watjiranont and Sompong Putivisutisak*

Department of Mechanical Engineering, Chulalongkorn University, Bangkok, Thailand 10330

*Corresponding Author: Tel: (662) 218-6637, Fax: (662) 252-2889,

E-mail: Sompong.pu@chula.ac.th

ABSTRACT

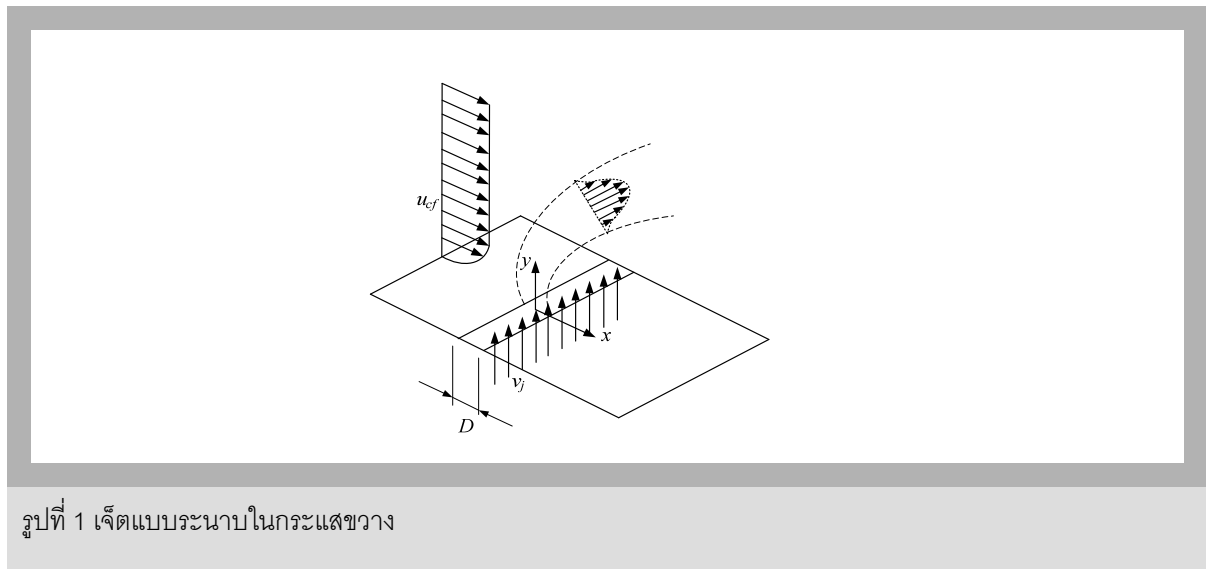
This article presents a finite volume method for prediction of turbulent plane jet in crossflow. The purpose is to numerically simulate two-dimensional air ventilation and heat dissipation of the jet. The results are present by the flow or substance dissipation patterns which can be determined by considering the jet trajectory, scalar concentration and flow behavior around the jet exit. The Standard k - ε and Low-Reynolds number k - ε models are utilized here. The primary parameter is the jet to cross-stream velocity ratios (R) in two specific ranges i.e. $R < 1$ and $R > 1$. The results from the computer program indicate that, when the velocity ratio, R increases, the scalar dissipation behind the jet exit increases. Furthermore, the radii of jet trajectory and scalar centerline trajectory also increase with the increasing velocity ratio. For $R > 1$, the scalar concentration yields large dissipation with the high values dissipating nearby the jet exit. When $R < 1$, the high scalar concentration dissipates close to the bottom wall and further away from the jet exit because of the crossflow influence. It can be seen that the Low-Reynolds number k - ε model is able to predict the recirculation and near wall effect better than the standard k - ε model.

KEYWORDS

Jet in crossflow, Turbulent flow, standard k - ε model, Low-Reynolds number k - ε

I. บทนำ

การไหลแบบเจ็ตปั่นป่วนในกระแสวิกฤตเป็นลักษณะการไหลของเจ็ตซึ่งเคลื่อนที่เข้ามาในกระแสวิกฤตและทำมุมกับทิศทางการไหลจนทำให้ทิศทางการไหลของเจ็ตเบี่ยงเบนไปตามทิศทางการไหลของกระแสวิกฤตที่เรียกว่า วิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ต (Jet trajectory) พร้อมทั้งเกิดการเหนี่ยวนำการแพร่ซึม (Entrainment) ของของไหลทั้งสองชนิด ซึ่งคุณลักษณะดังกล่าวได้รับความสนใจและเกิดการประยุกต์ใช้ในงานด้านวิศวกรรมด้านต่างๆ เช่น การระบายความร้อน การฉีดพ่นละอองน้ำมันเชื้อเพลิงเข้าสู่ห้องเผาไหม้แบบ Gas turbine เป็นต้น นอกจากนี้ยังพบการไหลประเภทนี้ในปรากฏการณ์ธรรมชาติ เช่น ควีนจากปล่องภูเขาไฟที่ไหลเข้าสู่ชั้นบรรยากาศ โดยพฤติกรรมการไหลและลักษณะเฉพาะที่เกิดขึ้นของเจ็ตในกระแสวิกฤตนั้นมีความน่าสนใจและศึกษาถึงตัวแปรที่เกี่ยวข้อง อาทิเช่น อัตราส่วนความเร็วกระแสวิกฤตต่อกระแสวิกฤต (Velocity ratio, R) รูปร่างปากทางออกของเจ็ต สำหรับบทความนี้ได้ให้ความสนใจกับเจ็ตแบบระนาบในกระแสวิกฤตซึ่งสามารถจำลองการไหลเป็นแบบสองมิติได้ และยังคงมีตัวอย่างการใช้งานที่พบเห็นโดยทั่วไป เช่น ช่องระบายอากาศ โดยผลการศึกษาที่ได้สามารถนำไปทำนายบริเวณที่มีการเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิอันเกิดจากลักษณะเฉพาะของการไหลแบบพาความร้อนของเจ็ตแบบนี้ได้ สำหรับเจ็ตแบบระนาบในกระแสวิกฤตได้แสดงไว้ในรูปที่ 1 โดยค่า R เป็นอัตราส่วนระหว่างความเร็วกระแสวิกฤต (v_j) กับความเร็วกระแสวิกฤต (u_{cf}) และ D เป็นความกว้างของช่องทางออกเจ็ต



รูปที่ 1 เจ็ตแบบระนาบในกระแสวิกฤต

ในอดีตที่ผ่านมา มีผู้ให้ความสนใจและเสนอทฤษฎีเพื่อแก้ปัญหา รวมทั้งทดลองการไหลแบบเจ็ตปั่นป่วนในกระแสวิกฤตหลายท่าน อาทิเช่น Girshovich [1] ได้สร้างความสัมพันธ์ของการไหลในรูปของสมการจากการตั้งสมมติฐานในการแก้ปัญหของเจ็ตแบบระนาบในกระแสวิกฤต ขณะที่ Carter [2] ได้นำเสนอวิถีการเคลื่อนที่ของอุณหภูมิของเจ็ตแบบระนาบในกระแสวิกฤต โดยผลการทดลองชี้ให้เห็นว่าอุณหภูมิของเจ็ตแปรผันตามทิศทางการเคลื่อนที่ Flacks et al. [3] ได้ทดลองวัดสนามความเร็วด้วย Laser velocimeter ที่อัตราส่วนความเร็วเจ็ตต่อกระแสวิกฤตที่แตกต่างกัน 3 ค่า ได้แก่ 3.1, 8.1 และ 16.2 โดยสรุปว่า เจ็ตมีลักษณะเป็นสองมิติในบริเวณ Mixing region ขณะที่ Huang et al. [4] ทดลองวัดด้วยวิธี Laser-induced fluorescence (LIF) เพื่อดูการกระจายตัวของเจ็ต สำหรับ Ramaprian and Haniu [5] ได้ทดลองเจ็ตแบบระนาบในกระแสวิกฤตด้วยของไหลทั้งแบบ Buoyant jet และ Nonbuoyant jet ที่อัตราส่วนความเร็วเท่ากับ 6, 9 และ 10 และ O'Malley [6] ได้ทดลองที่อัตราส่วนความเร็วเท่ากับ 0.1, 0.3, 0.5 และ 0.8 นอกจากนี้ยังมีผู้นำเสนอการใช้แบบจำลองความปั่นป่วนประเภท Two-equation model สำหรับจำลองการคำนวณเจ็ตแบบระนาบในกระแสวิกฤตโดยมีตัวอย่างงานของ Demuren [7],

Sarkar and Bose [8] และ Kalita et al. [9] ซึ่งให้ผลการคำนวณที่สอดคล้องกับการทดลอง รวมถึงการใช้แบบจำลองความปั่นป่วน LES ในการคำนวณที่เสนอโดย Jones and Wille [10]

บทความนี้มีวัตถุประสงค์เพื่อพัฒนาระเบียบวิธีเชิงตัวเลขสำหรับการคำนวณเจ็ตแบบระนาบหรือสองมิติในกระแสน้ำ ด้วยการใช้แบบจำลองความปั่นป่วน Standard $k-\varepsilon$ และ Low-Reynolds number $k-\varepsilon$ เพื่อทำนายลักษณะเฉพาะของการไหลที่มีความซับซ้อนไม่มากนัก เช่น วิธีการเคลื่อนที่ของเจ็ต การหมุนวนด้านหลังเจ็ต และการเหนี่ยวนำการแพร่ซึมของกระแสน้ำ รวมถึงการคำนวณปริมาณสเกลาร์ที่เป็นตัวแทนแสดงความเข้มข้นของมวลหรืออุณหภูมิเพื่อศึกษาตัวแปรที่มีอิทธิพลต่อพฤติกรรมการไหลของเจ็ตในกระแสน้ำ

II. ปัญหาและสมการที่เกี่ยวข้อง

ปัญหาการไหลได้ถูกพิจารณาให้การไหลเป็นแบบปั่นป่วนและอัดตัวไม่ได้ในสองมิติ คุณสมบัติของของไหลมีค่าคงที่ โดยกระแสน้ำและเจ็ตเป็นของไหลประเภทเดียวกัน และไม่คิดผลกระทบจากแรงลอยตัวตลอดทั้งขอบเขตที่พิจารณา โดยมีสมการที่เกี่ยวข้องดังต่อไปนี้

2.1 สมการเชิงอนุพันธ์

สมการการเคลื่อนที่ของการไหลแบบปั่นป่วนนั้นประกอบไปด้วย สมการอนุกรมมวล และสมการอนุกรมโมเมนตัม เช่นเดียวกับการไหลแบบราบเรียบแต่แบบจำลองความปั่นป่วนมีความซับซ้อนกว่า เนื่องจากการพิจารณาในรูปของค่าเฉลี่ยและค่าการสั่น (Fluctuation) ของการไหลแบบปั่นป่วน จึงได้นำวิธีการเฉลี่ยเรย์โนลด์มาใช้กับสมการการเคลื่อนที่เพื่อแปลงชุดสมการการไหลให้อยู่ในรูปของค่าเฉลี่ย รวมทั้งสร้างสมการพลังงานจลน์ของความปั่นป่วน (Turbulent kinetic energy, k) และสมการ Dissipation rate ของ Turbulent kinetic energy (ε) เพิ่มขึ้น ซึ่งสามารถเขียนในรูปแบบเทนเซอร์ได้ดังนี้

สมการอนุกรมมวล

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

สมการอนุกรมโมเมนตัม

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \rho \bar{u}_i' u_j'}{\partial x_j} \quad (2)$$

สมการ Turbulent kinetic energy

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon \quad (3)$$

สมการ Dissipation rate of turbulent kinetic energy

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4)$$

โดยมีค่า Eddy viscosity (μ_t)

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

และ Reynolds stresses

$$\tau_{ij} = 2\mu_t \bar{s}_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (6)$$

สำหรับแบบจำลองความปั่นป่วน Standard $k-\varepsilon$ ได้ใช้ค่าคงที่ที่เสนอโดย Launder and Spalding [11] คือ

$C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ และ $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ สำหรับสมการอนุพันธ์สเกลาร์สามารถเขียนได้ดังนี้

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{C}) = \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x_j^2} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x_j^2} \quad (7)$$

โดยที่ $\bar{C}$ เป็นปริมาณความเข้มข้นของมวลหรืออุณหภูมิ ที่ใช้ในการทำนายทิศทาง และบริเวณที่มีความเข้มข้นต่างกันในขอบเขตที่พิจารณา กำหนดให้ $\bar{C} = 1$ สำหรับกระแสเจ็ต และ $\bar{C} = 0$ สำหรับกระแสขวาง ส่วน Sc คือ Schmidt number และ Sc_t คือ Turbulent Schmidt number โดยนับจากนี้จะกำหนดตัวแปร $\bar{u} = u$, $\bar{v} = v$ และ $\bar{C} = C$

ส่วนแบบจำลองความปั่นป่วน Low-Reynolds number $k-\varepsilon$ หรือเรียกสั้นๆ ว่า Low-Re $k-\varepsilon$ นั้น ได้เพิ่ม Damping function (f_1 , f_2 , f_μ) และพจน์พิเศษ (D , E) ในสมการ Turbulent kinetic energy และ Dissipation rate เพื่อคิดผลของความหนืดโดยตรงบริเวณใกล้กับผนังแทนการใช้ Wall function ของแบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$ ดังแสดงในสมการที่ (8) และ (9) ตามลำดับ

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + D \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} f_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + E \quad (9)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (10)$$

สำหรับบทความนี้ เลือกใช้แบบจำลอง Low-Re $k-\varepsilon$ ที่เสนอโดย Chang et al. [12] ซึ่งได้ปรับปรุงแบบจำลองให้สามารถทำนายการไหลแบบแยกตัวให้ได้ผลที่ดีขึ้น โดยกำหนดให้พจน์พิเศษในสมการที่ (8) และ (9) มีค่า $D = 0$ และ $E = 0$ ตามลำดับ รวมทั้ง Damping function มีค่าดังสมการ (11) – (13)

$$f_1 = 1.0 \quad (11)$$

$$f_2 = [1 - 0.01 \exp(-R_t^2)] \times [1 - \exp(-0.0631 R_k)] \quad (12)$$

$$f_\mu = [1 - \exp(-0.0215 R_k)]^2 \times \left[1 + \frac{31.66}{R_t^{5/4}} \right] \quad (13)$$

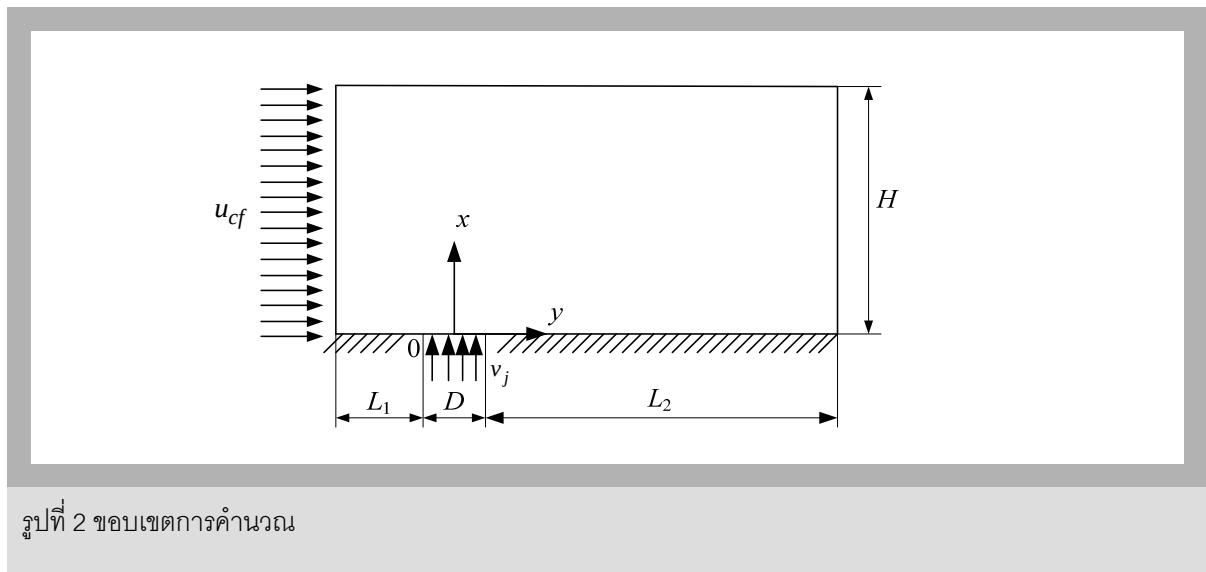
เมื่อ $R_k = \frac{\sqrt{k} y}{\nu}$ และ $R_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}$ และใช้ค่าคงที่เดียวกับ Laufer and Spalding [11]

2.2 การทดสอบความถูกต้องของโปรแกรม

โปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่ประดิษฐ์ขึ้นมาได้ทำการทดสอบความถูกต้องโดยเปรียบเทียบกับผลการทดลองของปัญหาที่มีความสอดคล้องกับการไหลแบบเจ็ตในกระแสขวาง ได้แก่ การทดลองการไหลในท่อของ Laufer [13] การไหลผ่าน Backward facing step ของ Kasagi and Matsunaga [14] การไหลแบบเจ็ตปั่นป่วนในกระแสดำของ Mi et al. [15] และ Xu and Antonia [16] ผลการทดสอบแสดงให้เห็นว่าโปรแกรมที่ประดิษฐ์ขึ้นมา มีความสอดคล้องกับผลการทดลองเป็นอย่างดี (ดูรายละเอียดได้จาก Watjiranont [17])

2.3 ขอบเขตการคำนวณและเงื่อนไขขอบ

รูปที่ 2 เป็นขอบเขตที่ใช้ในการคำนวณซึ่งขนาดของขอบเขตแสดงในรูปความสัมพันธ์กับขนาดช่องทางออกเจ็ต (D) และตารางที่ 1 แสดงขนาดที่ใช้ในการคำนวณ โดยแยกการพิจารณาตามค่าอัตราส่วนความเร็วในช่วง $R < 1$ และค่า $R > 1$



Velocity Ratio	D (m.)	L_1	L_2	H
$R < 1$	0.04	$2D$	$72D$	$6D$
$R > 1$	0.005	$100D$	$400D$	$600D$

ตารางที่ 1 ขนาดขอบเขตการคำนวณสำหรับกรณีที่ $R < 1$ และค่า $R > 1$

เมื่อ L_1 = ระยะก่อนถึงทางออกเจ็ต

L_2 = ระยะด้านหลังทางออกเจ็ต

H = ความสูงของช่องทางเข้าของกระแสขวาง

โดยกำหนดเงื่อนไขขอบดังนี้

เงื่อนไขขอบที่ทางเข้าสำหรับกระแสขวางนั้นกำหนดให้ความเร็ว u_{cf} มีค่าคงตัวและ

$$v = 0, \quad k = 0.0001u_{cf}^2, \quad \varepsilon = k^{3/2} / 0.2H \quad (14)$$

ส่วนของไหลเจ็ตกำหนดให้มีความเร็ว v_j เป็นแบบคงตัวและ

$$u = 0, \quad k = 0.002v_j^2, \quad \varepsilon = k^{3/2} / 0.5D \quad (15)$$

สำหรับเงื่อนไขขอบทางออก กำหนดให้ที่ผิวของทางออกมีค่าตัวแปรไม่เปลี่ยนแปลงค่าตามทิศทาง การไหล (Zero gradient) ส่วนเงื่อนไขขอบที่ผนังด้านล่างนั้น เลือกใช้ Wall function สำหรับแบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$ ในขณะที่

แบบจำลอง Low-Re $k-\varepsilon$ กำหนดให้ $\varepsilon_{wall} = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right)$

เงื่อนไขขอบด้านบน พิจารณาเป็นการไหลแบบอิสระ (Free flow) ที่ไม่ก่อให้เกิดผลกระทบกับการไหลในบริเวณที่สนใจ โดยกำหนดให้การเปลี่ยนแปลงของตัวแปรตามแนวแกน x และ y เป็นศูนย์

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad \text{และ} \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (21)$$

เงื่อนไขขอบด้านบนแบบอิสระนี้ใช้กับกรณีที่ $R > 1$ ส่วนกรณีที่ $R < 1$ นั้น กำหนดให้เป็นเงื่อนไขขอบแบบผนัง เพื่อให้สอดคล้องกับผลการทดลองที่ใช้ในการเปรียบเทียบ

III. ระเบียบวิธีเชิงตัวเลข

สมการเชิงอนุพันธ์ข้างต้นถูกประยุกต์ให้อยู่ในรูปโปรแกรมคอมพิวเตอร์ด้วยระเบียบวิธีไฟไนต์วอลุ่ม และใช้ SIMPLE algorithm [18] ในการแก้ปัญหาคำนวณการไหลเพื่อให้ได้ความสัมพันธ์ระหว่างความเร็วและความดันที่ถูกต้อง กริดที่ใช้เป็นแบบเดียวกันและมีระยะห่างแบบไม่สม่ำเสมอในพิกัดคาร์ทีเซียน โดยเปรียบเทียบประสิทธิภาพของโปรแกรมกับผลการทดลองของ O'Malley [6] สำหรับกรณีที่ $R < 1$ โดยค่าที่ทดสอบคือ $R = 0.1$ และ 0.8 สำหรับกรณีที่ $R > 1$ นั้น ได้ถูกเปรียบเทียบกับผลการทดลองของ Ramaparian and Haniu [5] ที่ค่า $R = 6$ และ 10

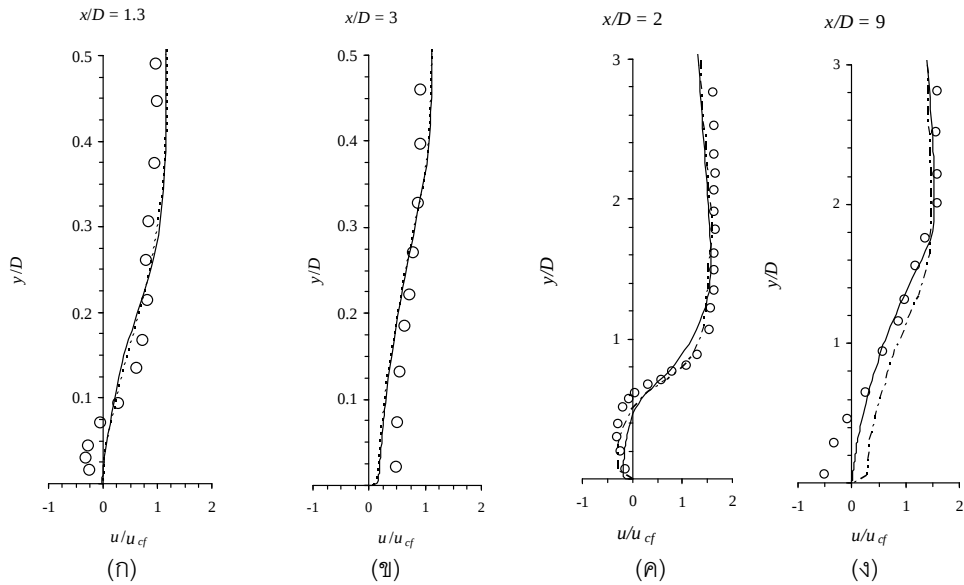
IV. ผลการคำนวณและการวิเคราะห์ผล

การวิเคราะห์ลักษณะเฉพาะของเจ็ตแบบระนาบในกระแสขวงที่ได้จากโปรแกรมการคำนวณ จะแบ่งออกเป็นสองกรณี ได้แก่ ค่าอัตราส่วนความเร็วในช่วง $R < 1$ และ $R > 1$

4.1 ค่าอัตราส่วนความเร็ว $R < 1$

กรณีนี้ได้พิจารณาที่ค่า $R = 0.1$ และ 0.8 เพื่อแสดงให้เห็นอิทธิพลจากการเพิ่มขึ้นของค่าอัตราส่วนความเร็ว แต่ยังคงมีค่าน้อยกว่า 1 โดยผลการคำนวณที่ได้จะถูกนำไปเปรียบเทียบกับผลการทดลอง ดังแสดงในรูปที่ 3(ก) และ 3(ข) โดยในรูปที่ 3(ก) นั้น พิจารณาที่ค่า $R = 0.1$ กรณีนี้เจ็ตมีความเร็วต่ำกว่ากระแสขวงเป็นอย่างมากทำให้การไหลบริเวณใกล้ปากทางออกของเจ็ตที่มีลักษณะเป็นเหลี่ยมมุมมีการเปลี่ยนแปลงค่อนข้างมาก ในขณะที่การกำหนดขอบเขตการคำนวณไม่ได้นำลักษณะเหลี่ยมมุมของปากทางออกเจ็ตเข้ามาร่วมพิจารณาด้วย ดังนั้นที่ระยะ $x/D = 1.3$ และ 3 จึงทำนายผลได้ไม่ดีเท่าที่ควร ส่วนในรูปที่ 3(ค) และ 3(ง) ซึ่งมีค่า $R = 0.8$ พบว่า ที่ระยะ $x/D = 2$ ซึ่งมีระยะไกลจากทางออกเจ็ตมากกว่าระยะ $x/D = 1.3$ ยังคงมีการไหลวนเกิดขึ้นและมีขนาดที่ใหญ่กว่าอันเนื่องมาจากค่า R ที่เพิ่มขึ้น โดยผลการคำนวณจากทั้งสองแบบจำลองสามารถทำนายการไหลวนที่ตำแหน่งนี้ได้และมีความใกล้เคียงกับผลการทดลอง แต่เมื่อระยะ $x/D = 9$ ผลการคำนวณจากแบบจำลอง Low-Re $k-\varepsilon$ ให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลการทดลองมากกว่าแบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$

เมื่อพิจารณาความแตกต่างของการไหลจากอัตราส่วนความเร็วที่เปลี่ยนแปลงด้วย Streamline ดังแสดงในรูปที่ 4(ก) และ 4(ข) นั้น พบว่ามีความแตกต่างที่ชัดเจนของขนาดการไหลวนทางด้านหลังของเจ็ต โดยขนาดการไหลวนจะมีขนาดใหญ่ขึ้นตามการเพิ่มขึ้นของค่า R เมื่อพิจารณาโดยรวมในกรณีที่ $R < 1$ ในช่วงนี้บ่งบอกว่ากระแสขวงมีอิทธิพลเป็นอย่างมากเมื่อเปรียบเทียบกับกระแสเจ็ต ดังนั้นจึงเห็นได้ชัดว่าพฤติกรรมของการไหลจะเกิดขึ้นบริเวณใกล้กับผนังด้านล่าง ซึ่งรวมไปถึงการเปลี่ยนแปลงความเข้มข้นของปริมาณสเกลาร์ด้วยเช่นกัน ดังแสดงในรูปที่ 5(ก) และ 5(ข)



รูปที่ 3 การเปลี่ยนแปลงความเร็ว u/u_{cf} กับระยะ y/D เปรียบเทียบกับผลการทดลองของ O'Malley [6]

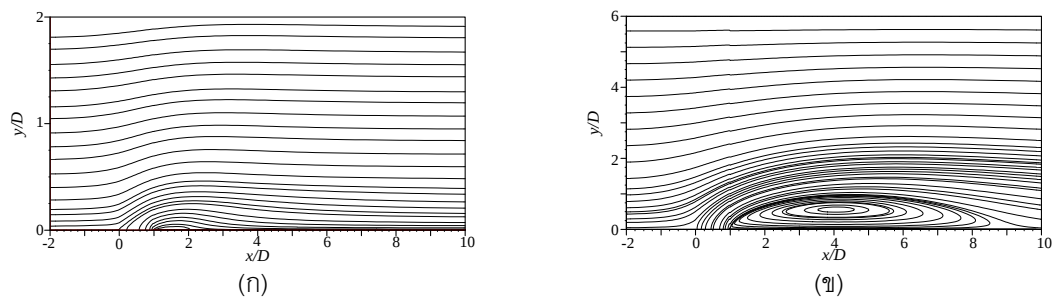
(ก) ตำแหน่งที่ $x/D = 1.3$ เมื่อ $R = 0.1$

(ข) ตำแหน่งที่ $x/D = 3$ เมื่อ $R = 0.1$

(ค) ตำแหน่งที่ $x/D = 2$ เมื่อ $R = 0.8$

(ง) ตำแหน่งที่ $x/D = 9$ เมื่อ $R = 0.8$

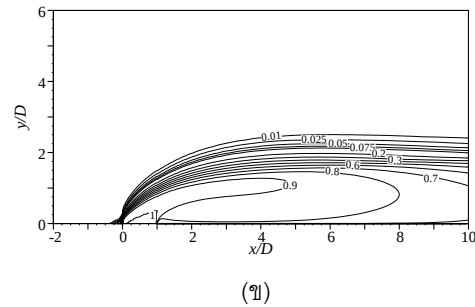
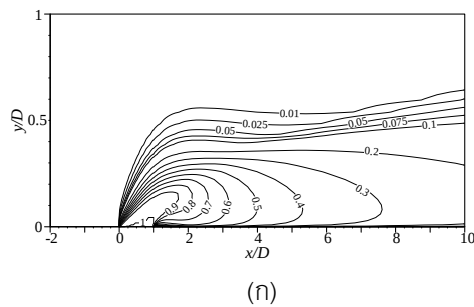
(○ O'Malley[6], --- Standard $k-\varepsilon$, — Low-Re $k-\varepsilon$)



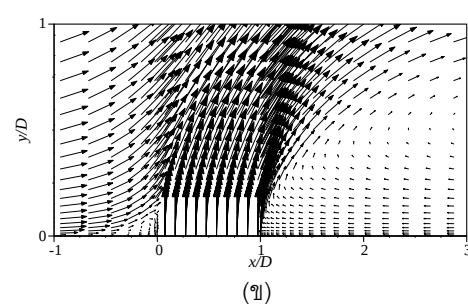
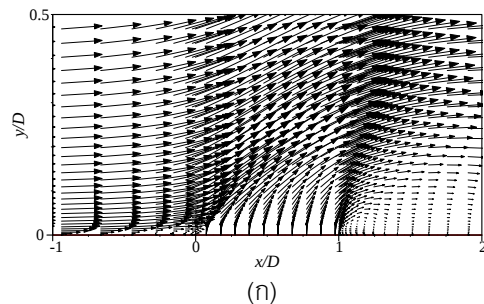
รูปที่ 4 Streamline

(ก) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 0.1$

(ข) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 0.8$



รูปที่ 5 ปริมาณความเข้มข้นสเกลาร์

(ก) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 0.1$ (ข) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 0.8$ 

รูปที่ 6 ภาพขยายบริเวณปากทางออกเจ็ต

(ก) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 0.1$ (ข) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 0.8$

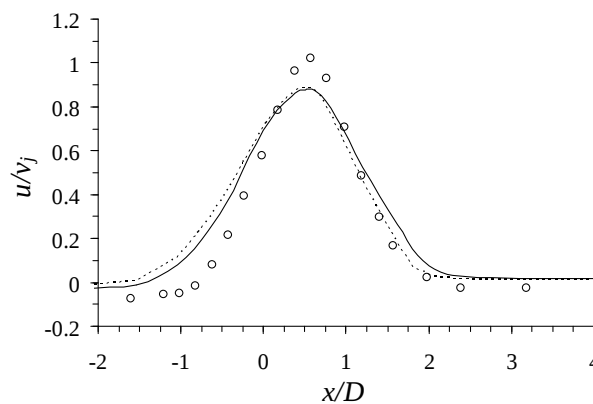
จากรูปที่ 5(ก) และ 5(ข) จะเห็นได้ว่า เมื่อค่า R เพิ่มขึ้นหรือที่ $R = 0.8$ ปริมาณสเกลาร์ที่มีค่ามากๆ เช่น ค่า $C = 0.9$ สามารถกระจายตัวไปได้ไกลกว่าเดิมตามทิศทางการไหลของเจ็ตจากเดิมที่อยู่ใกล้กับปากทางออกดังในกรณีนี้ที่ $R = 0.1$ รวมทั้งปริมาณสเกลาร์ยังสามารถเคลื่อนที่ห่างออกจากผนังด้านล่างได้มากขึ้น เมื่อเราให้ปริมาณสเกลาร์เป็นตัวแทนของความเข้มข้นมวล ความหมายทางกายภาพก็คือ ความเข้มข้นของมวลที่มีค่ามากสามารถเคลื่อนที่ได้ไกลขึ้นและกระจายตัวได้มากขึ้นตามค่า R ที่เพิ่มขึ้น หรือเปรียบปริมาณสเกลาร์เป็นอุณหภูมิก็หมายความว่าอุณหภูมิสูงๆ ก็จะถูกพัดพาให้ไกลออกไปจากทางออกของเจ็ตมากขึ้น ซึ่งสามารถใช้ลักษณะเฉพาะของการไหลนี้ในการระบายความร้อนแบบ **Film cooling**

เมื่อพิจารณาการเหนี่ยวนำการแพร่ซึ่งมีระหว่างเจ็ตกับกระแสขวางนั้นจะพบว่า แบบจำลองการคำนวณสามารถแสดงให้เห็นได้ชัดเจน โดยเฉพาะบริเวณใกล้ๆ กับปากทางออกของเจ็ต ซึ่งจะพบว่า เมื่อค่า R เพิ่มขึ้น ขนาดการไหลวนบริเวณด้านหน้าของทางออกเจ็ตจะมีขนาดใหญ่ขึ้น และพบการเหนี่ยวนำการแพร่ซึ่งมีของกระแสขวางเข้าไปยังเจ็ตอย่างชัดเจน ดังแสดงในรูปที่ 6(ก) และ 6(ข)

4.2 ค่าอัตราส่วนความเร็ว $R > 1$

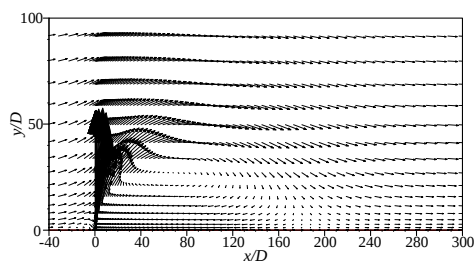
ในกรณีนี้อิทธิพลของเจ็ตที่ทางออกจะมีผลต่อกระแสขวางมากขึ้น ดังนั้นบางคุณลักษณะจึงแตกต่างกันอย่างเห็นได้ชัด อย่างไรก็ตาม การเปลี่ยนแปลงดังกล่าวยังคงแปรผันตามค่า R เมื่อทดสอบผลการคำนวณที่ได้จากโปรแกรมเปรียบเทียบกับผลการทดลองของ Ramaprian and Haniu [5] โดยพิจารณาที่ค่า $R = 6$ ดังแสดงในรูปที่ 7 จะพบว่าทั้งแบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$ และ Low-Re $k-\varepsilon$ สามารถทำนายผลได้ใกล้เคียงกับผลการทดลอง แต่แบบจำลอง Low-Re $k-\varepsilon$ สามารถทำนายการไหลวนบริเวณด้านหน้าเจ็ตได้ดีกว่า ซึ่งเป็นลักษณะเฉพาะที่พบได้ในกรณีที่ $R < 1$ เช่นเดียวกัน

เมื่อเปรียบเทียบการไหลที่เกิดขึ้นดังแสดงในรูปที่ 8(ก) และ 8(ข) พบว่า ขนาดการไหลวนที่เกิดขึ้นด้านหลังทางออกเจ็ตมีขนาดใหญ่ขึ้นและกระจายตัวออกห่างจากผนังไปตามทิศทางการไหลของกระแสเจ็ตโดยขนาดการไหลวนจะมากขึ้นตามค่า R ที่เพิ่มขึ้น

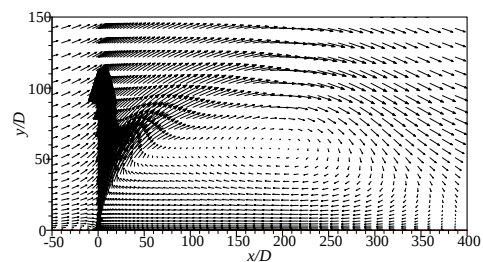


รูปที่ 7 การกระจายตัวของความเร็ว u/v_j กับระยะ x/D ที่ $y/D = 5$ สำหรับ $R = 6$ เปรียบเทียบผลการทดลองของ Ramaprian and Haniu [5]

(○ Ramaprian and Haniu[5], - - Standard $k-\varepsilon$, — Low-Re $k-\varepsilon$)



(ก)



(ข)

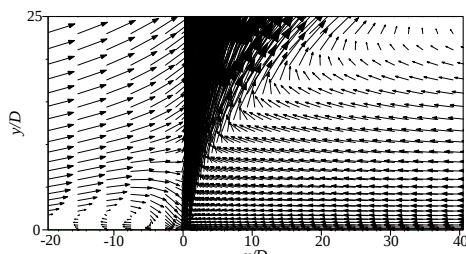
รูปที่ 8 เวกเตอร์ความเร็ว

(ค) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 6$

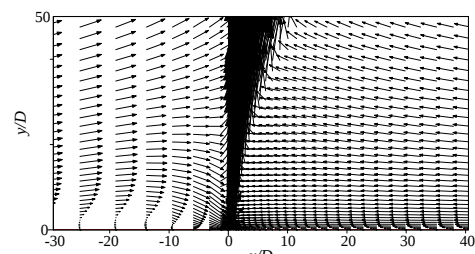
(ง) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 10$

เมื่อพิจารณาการไหลบริเวณใกล้ปากทางออกของเจ็ตจะพบว่า ขนาดการไหลวนและการเหนี่ยวนำการแพร่ซึมทางด้านหน้าของเจ็ตมีมากกว่ากรณีนี้ที่ $R < 1$ และมากขึ้นตามค่า R ที่เพิ่มขึ้น ดังแสดงในรูปที่ 9(ก) และ 9(ข)

ปริมาณสเกลาร์ที่ได้จากแบบจำลองในกรณีนี้ที่ $R = 6$ และ 10 ซึ่งแสดงไว้ในรูปที่ 10(ก) และ 10(ข) นั้น บ่งบอกว่าปริมาณสเกลาร์ที่แปรผันตามค่า R มีการกระจายตัวขยายเป็นบริเวณกว้างมากขึ้น แต่ปริมาณ สเกลาร์ที่มีค่าสูงยังคงอยู่ใกล้ๆ กับทางออกของกระแสเจ็ต นั่นคืออิทธิพลของความเร็วเจ็ตมีมากกว่ากระแสขวางที่บริเวณใกล้กับทางออก เมื่อแทนปริมาณสเกลาร์ด้วยความเข้มข้นมวลจึงหมายความว่า ความเข้มข้นมวลที่มีค่าสูง ยังคงกระจายอยู่ใกล้ๆ กับปากทางออกของเจ็ต และมีเพียงความเข้มข้นมวลที่มีค่าต่ำซึ่งถูกพัดไปตามกระแสขวาง หรืออีกนัยหนึ่ง เมื่อเราเปรียบเทียบปริมาณ สเกลาร์เป็นอุณหภูมิ นั้นหมายถึงบริเวณที่อุณหภูมิมีค่าสูง จะอยู่ตรงช่วงปากทางออกของเจ็ตเท่านั้น ซึ่งสามารถประยุกต์ใช้การไหลแบบเจ็ตในกระแสขวางในช่วง $R = 5-10$ นี้ สำหรับการฉีดน้ำมันเชื้อเพลิงในห้องเผาไหม้ของ Gas turbine เพื่อรักษาระดับกระบวนการเผาไหม้บริเวณใกล้หัวฉีดให้คงที่



(ก)

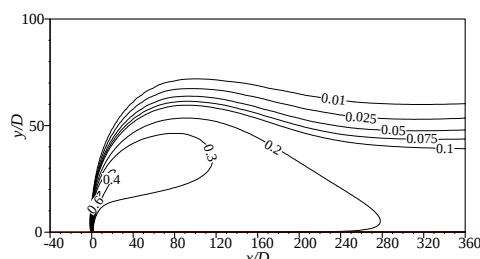


(ข)

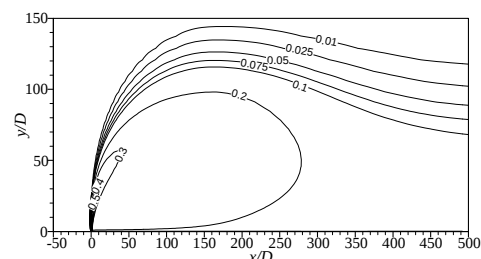
รูปที่ 9 ภาพขยายบริเวณปากทางออกเจ็ต

(ก) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 6$

(ข) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 10$



(ก)



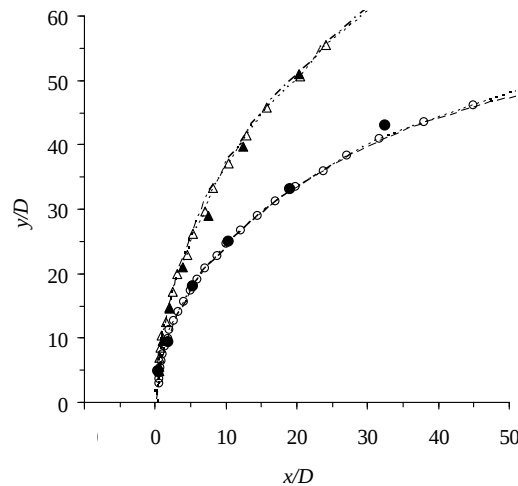
(ข)

รูปที่ 10 ปริมาณความเข้มข้นสเกลาร์

(ก) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 6$

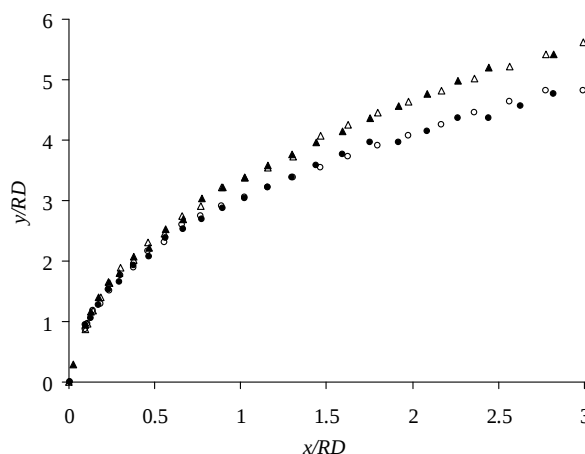
(ข) สำหรับอัตราส่วนความเร็ว $R = 10$

วิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ตเป็นการศึกษาทิศทางการเคลื่อนที่ โดยนิยามให้เป็นเส้นทางของตำแหน่งที่มีความเร็วสูงสุดในแต่ละแนวพิกัดที่เคลื่อนที่ และทำนองเดียวกัน เส้นศูนย์กลางการเคลื่อนที่ของปริมาณสเกลาร์ (Scalar trajectory) ก็เป็นเส้นแสดงตำแหน่งที่มีปริมาณสเกลาร์มากที่สุดเช่นกัน ในรูปที่ 11 เป็นการเปรียบเทียบวิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ตที่ได้จากแบบจำลองกับผลการทดลอง จะเห็นได้ว่า เมื่อค่า R เพิ่มขึ้น รัศมีความโค้งก็จะเพิ่มขึ้นและสอดคล้องกับขนาดการไหลวนทางด้านหลังเจ็ต โดยผลการคำนวณที่ได้นั้น แบบจำลองทั้งสองก็ทำนายวิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ตได้ใกล้เคียงกันถึงแม้ว่าแบบจำลอง Low-Re $k-\varepsilon$ จะสามารถทำนายบริเวณใกล้เคียงได้ดีกว่าแต่ในบริเวณอื่นๆ ซึ่งห่างจากผนังมากๆ ก็จะได้รูปแบบเดียวกับแบบจำลอง Standard $k-\varepsilon$



รูปที่ 11 วิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ตเปรียบเทียบกับผลการทดลองของ Ramaprian and Haniu [5] สำหรับ $R = 6$ และ 10

($R = 6$, ● Ramaprian and Haniu[5], ○ - Standard $k - \varepsilon$, -- Low-Re $k - \varepsilon$)
($R = 10$, ▲ Ramaprian and Haniu[5], - △ - Standard $k - \varepsilon$, - · - Low-Re $k - \varepsilon$)



รูปที่ 12 วิถีการเคลื่อนที่ของเจ็ตและเส้นศูนย์กลางการเคลื่อนที่ของปริมาณสเกลาร์ในกรณีนี้ที่ $R = 5.7$

(Scalar trajectory, ● Standard $k - \varepsilon$, ○ Low-Re $k - \varepsilon$)
(Velocity trajectory, ▲ Standard $k - \varepsilon$, △ Low-Re $k - \varepsilon$)

เมื่อพิจารณาเส้นศูนย์กลางการเคลื่อนที่ของปริมาณสเกลาร์ร่วมกับวิธีการเคลื่อนที่ของเจ็ตด้วย RD scale ที่ค่า $R = 5.7$ ดังแสดงในรูปที่ 12 จะเห็นได้ชัดเจนว่า ทั้งสองแบบจำลองทำนายรัศมีความโค้งของเส้นศูนย์กลางการเคลื่อนที่ของปริมาณสเกลาร์ต่ำกว่าวิธีการเคลื่อนที่ของเจ็ตเล็กน้อยโดยมีทิศทางไปทางเดียวกัน ซึ่งผลที่ได้นี้สอดคล้องกับหลายผลการทดลองซึ่งระบุว่า ตำแหน่งที่เจ็ตมีปริมาณความเข้มข้นสูงสุดอยู่ต่ำกว่าวิธีการเคลื่อนที่ของเจ็ตเล็กน้อย

V. การสรุปผล

สำหรับการศึกษาอิทธิพลของอัตราส่วนความเร็วที่ใช้เป็นพารามิเตอร์ในการพิจารณาการไหลแบบเจ็ตในกระแสนวนนั้น จากผลการคำนวณแสดงให้เห็นว่า เมื่ออัตราส่วนความเร็วเพิ่มขึ้น ขนาดการไหลวนด้าน หลังทางออกเจ็ต การเหนี่ยวนำการแพร่และการกระจายตัวของความเข้มข้นปริมาณสเกลาร์ก็จะเพิ่มขึ้นด้วยเช่นกัน รวมถึงวิธีการเคลื่อนที่ของเจ็ตก็จะมีรัศมีความโค้งที่มากขึ้น สำหรับในช่วงค่า $R < 1$ นั้น แม้ว่าการเพิ่มขึ้นของอัตราส่วนความเร็วจะทำให้การกระจายตัวของความเข้มข้นปริมาณสเกลาร์ที่มีค่าสูงสามารถเคลื่อนที่ออกไปไกลจากทางออกเจ็ตได้มากขึ้น แต่การกระจายตัวยังคงเกิดขึ้นที่บริเวณใกล้ๆ กับผนังด้านล่าง ในขณะที่เมื่อ ค่า $R > 1$ การกระจายตัวของความเข้มข้นปริมาณสเกลาร์จะเคลื่อนที่ได้ไกลจากผนังมากขึ้นและเป็นบริเวณกว้าง แต่ปริมาณสเกลาร์ที่มีค่าสูง ยังคงอยู่ใกล้ๆ กับปากทางออกเจ็ตเท่านั้น ดังนั้นค่าอัตราส่วนความเร็วที่ใช้เป็นพารามิเตอร์ในการศึกษาคุณลักษณะการไหลของเจ็ตปั่นป่วนในกระแสนวน สามารถกำหนดลักษณะเฉพาะที่แตกต่างกันของปริมาณสเกลาร์ การไหลวน และการเหนี่ยวนำการแพร่ได้ เมื่อนำไปประยุกต์ใช้จึงจำเป็นต้องเข้าใจถึงคุณลักษณะที่เหมาะสมในแต่ละช่วงของอัตราส่วนความเร็ว เช่น ตัวอย่างของการระบายความร้อนแบบ **Film cooling** และการฉีดพ่นน้ำมันเชื้อเพลิงในห้องเผาไหม้ เป็นต้น

VI. บรรณานุกรม

- [1] Girshovich, T.A. (1966). Theoretical and experimental study of a plane turbulent jet in a cross-flow. Izv, AN SSSR, Mekhanika Zhidkosti i Gaza 1(5): 121-126.
- [2] Carter, H. H. (1969). A Preliminary report on the characteristics of a heated jet discharged horizontally into a transverse current, part1- constant depth. Technical Report No. 61, Chesapeake Bay Inst., Johns Hopkins University, Baltimore, MD.
- [3] Flacks, R., Dullenkopf, K., and Scherer, V. (1994). Constituency measurements in the mixing region of a cross flow jet using a laser velocimeter. Experiments in Fluids 17: 198-204.
- [4] Huang, J.F., Davidson, M.J., and Nokes, R.I. (2005). Two-dimensional and line jets in a weak cross-flow. Journal of Hydraulic Research 43: 390-398.
- [5] Ramaprian, B.R., and Haniu, H. (1983). Turbulence measurements in plume jets and plumes in cross flow. Technical Report No.266. IIHR. University of Iowa, Iowa City, IA.
- [6] O'Malley, K. (1984). Theoretical aspects of film cooling. Doctoral dissertation, University of Oxford, UK.
- [7] Demuren, A.O. (1986). Modeling turbulent jets in crossflow. In N.P. Cheremisinoff(ed.) Encyclopedia of Fluid Mechanics chap. 17 vol. 2. Houston TX. Gulf Publishing Company.
- [8] Sarkar, S., and Bose, T.K. (1995). Comparison of different turbulence models for prediction of slot-film cooling, flow and temperature field. Numerical Heat Transfer Part B 28: 217-238.
- [9] Kalita, K., Dewan, A., and Dass, A.K. (2002). Prediction of turbulent plane jet in crossflow. Numerical Heat Transfer Part A 41: 101-111.
- [10] Jones, W.P., and Wille, M. (1996). Large-eddy simulation of a plane jet in a cross-flow. Journal of Heat and Fluid Flow 17: 296-306.
- [11] Launder, B.E., and Spalding, D.B. (1974). The numerical prediction of turbulent flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 3: 269-289.
- [12] Chang, K.C., Hsieh, W. D., and Chen, C. S. (1995). A modified low-Reynolds-number turbulence model applicable to recirculating flow in pipe expansion. Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering 117: 417-423.
- [13] Laufer, J. (1954). The structure of turbulence in fully developed pipe flow. NACA Report 1174.
- [14] Kasagi, N. and Matsunaga, A. (1993). Turbulence measurement in a separated and reattaching flow over a backward-facing step with the aid of three-dimensional particle tracking velocimetry. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 46 & 47: 821-829.
- [15] Mi, J., Nathan, G.J., and Nobes, D.S. (2001b). Mixing characteristics of axisymmetric free jets from a contoured nozzle, an orifice plate and a pipe. ASME Journal of Fluids Engineering 123: 878-883.
- [16] Xu, G., and Antonia, R.A. (2002). The effect of different initial conditions on turbulent round jet. Experiments in Fluids 33: 677-683.
- [17] Watjiranont, R. (2010). Numerical simulation of two-dimensional jet in crossflow using finite volume method. Master Thesis, Mechanical Engineering Department, Chulalongkorn University, Thailand.
- [18] Patankar, S.V. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere, New York.