

บทที่ 3

ทฤษฎีเกี่ยวกับฮีทไปป์

การทำงานของฮีทไปป์จะเกิดขึ้นได้ก็ต่อเมื่อ ^{(10) (26)} ความดันสูงสุดของท่อรูเข็ม $(\Delta P_c)_{\max}$ มีค่ามากกว่าผลจากความดันทั้งหมดที่เกิดขึ้นในท่อฮีทไปป์ ผลจากความดันนี้ประกอบด้วย 3 ส่วนคือ

1. ผลจากความดันที่เกิดจากการไหลกลับของของเหลวควบแน่นจากช่วงการควบแน่นไปสู่ช่วงการระเหย, (ΔP_l)
2. ผลจากความดันที่เกิดจากการไหลของไอจากช่วงการระเหยไปสู่ช่วงการควบแน่น, (ΔP_v)
3. ผลจากความดันที่เกิดจากแรงโน้มถ่วงของโลกคือของเหลว (ΔP_g) ซึ่งอาจมีค่าเป็นศูนย์, บวกหรือลบ

นั่นคือ แสดงได้ความสัมพันธ์ต่อไปนี้

$$(\Delta P_c)_{\max} \geq \Delta P_l + \Delta P_v + \Delta P_g \quad (3.1)$$

การหมุนเวียนของของเหลวใช้งานในท่อฮีทไปป์เพื่อถ่ายเทความร้อนเป็นองค์ประกอบหนึ่งที่สำคัญ นอกเหนือจากองค์ประกอบอื่น ๆ ที่มีผลต่อสมรรถนะการทำงานของฮีทไปป์ การถ่ายเทความร้อนของฮีทไปป์ยังมีขีดจำกัด (limit) ในลักษณะต่าง ๆ ซึ่งมีอยู่ 5 ประการที่สำคัญดังนี้คือ ^{(5), (6), (10)}

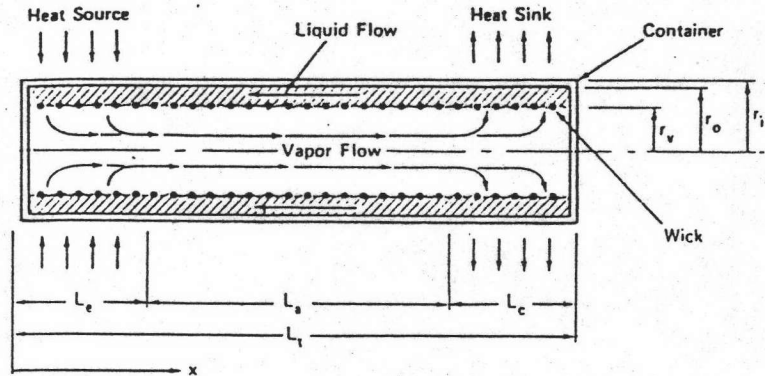
1. ขีดจำกัดเนื่องจากความหนืด (viscous limit)
2. ขีดจำกัดเนื่องจากความเร็วเสียง (sonic limit)
3. ขีดจำกัดเนื่องจากท่อรูเข็มหรือวิกค์ (capillary limit or wick limit)
4. ขีดจำกัดเนื่องจากของเหลวหลุดลอยตามไอ (entrainment limit)
5. ขีดจำกัดเนื่องจากการเดือด (boiling limit)

การศึกษาปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นในฮีทไปป์ และการคำนวณขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนต่าง ๆ อาศัยกฎของกลศาสตร์ของของไหล (law of fluid mechanics) และการถ่ายเทความร้อน (heat transfer) มาอธิบาย

3.1 ความดัน (pressure)

ที่สภาวะการทำงานคงที่ ไอของของเหลวใช้งานจะไหลอย่างต่อเนื่องจากช่วงการระเหยไปสู่ช่วงการควบแน่น และของเหลวควบแน่นก็จะไหลผ่านวิกค์กลับสู่ช่วงการระเหย ดังรูปที่ 3.1 ผลอันนี้ทำให้เกิดเกรเดียนท์ของความดันไอ (vapour

pressure gradient) และ เกรเดียนต์ความดันของของเหลว (liquid pressure gradient) ขึ้นที่ผิวสัมผัสร่วมระหว่างของเหลวและไอ (liquid - vapour interface) ตลอดความยาวของท่อฮีทไปป์ ยกเว้นจุดที่ผลต่างของทั้งสองมีค่าต่ำสุดและมีค่าเป็นศูนย์ เรียกความดันที่แตกต่างกันนี้ว่า ความดันท่อรูเข็ม (capillary pressure), P_c



รูปที่ 3.1 การหมุนเวียนของของเหลวใช้งานในท่อฮีทไปป์

จากหลักความดันสมดุลย์ ได้ว่า

$$\begin{aligned}
 [P_v(x_{ref}) - P_v(x)] + [P_v(x) - P_l(x)] + [P_l(x) - P_l(x_{ref})] \\
 + [P_l(x_{ref}) - P_v(x_{ref})] = 0
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

โดยนิยาม

$$P_c(x) = P_c(x_{ref}) + \Delta P_v(x - x_{ref}) + \Delta P_l(x_{ref} - x) \tag{3.3}$$

โดยที่

$$\begin{aligned}
 P_c(x) &= \text{ความดันท่อรูเข็มที่ตำแหน่ง } x \\
 &= P_v(x) - P_l(x)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_c(x_{ref}) &= \text{ความดันท่อรูเข็มที่ตำแหน่งอ้างอิง, } x_{ref} \\
 &= P_v(x_{ref}) - P_l(x_{ref})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta P_v(x - x_{ref}) &= \text{ผลลดความดันของไอเนื่องจากการไหลจาก } x \text{ ถึง } x_{ref} \\ &= P_v(x) - P_v(x_{ref})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta P_l(x_{ref} - x) &= \text{ผลลดความดันของของเหลวเนื่องจากการไหล} \\ &\text{จาก } x_{ref} \text{ ถึง } x \\ &= P_l(x_{ref}) - P_l(x)\end{aligned}$$

ถ้า $x_{ref} = x_{min}$ นั่นคือความดันท่อรู เข็มมีค่าต่ำสุดและเท่ากับศูนย์
เขียนสมการ(3.3) ได้เป็น

$$P_c(x) = \Delta P_v(x - x_{min}) + \Delta P_l(x_{min} - x) \quad (3.4)$$

โดยทั่วไป ผลลดความดัน ΔP_v และ ΔP_l จะเพิ่มขึ้นตามภาระความร้อน (heat load)

3.2 ความดันสูงสุดท่อรูเข็ม (5), (10) (maximum capillary pressure), P_{cm}
จากสมการของ Laplace และ Young

$$P_c = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3.5)$$

โดยทั่วไปในทางปฏิบัติ สมการ(3.5) เขียนเป็น

$$P_{cm} = \frac{2\sigma}{r_c} \quad (3.6)$$

โดยนิยาม

$$\frac{2}{r_c} = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

นั่นคือ

$$r_{h,1} = \frac{2A_1}{C_1}$$

ψ = มุม เอียงของฮีท ไปป์ที่ทำกับแนวราบ
 ρ_1 = ความหนาแน่นของของเหลว
 g = ความเร่ง เนื่องจากแรงโน้มถ่วงของโลก

ตัวเลขเรย์โนลด์ (Reynolds number); Re_1 และสัมประสิทธิ์
ความเสียดทาน (friction coefficient); f_1

$$Re_1 = \frac{2r_{h,1}\rho_1 V_1}{\mu_1}$$

$$f_1 = \frac{2\tau_1}{\rho_1 V_1^2} \quad (3.9)$$

V_1 = ความเร็วของของเหลว ซึ่งสัมพันธ์กับฟลักซ์ความร้อนใน
แนวแกน ดังนี้

$$V_1 = \frac{Q}{\epsilon A_w \rho_1 \lambda} \quad (3.10)$$

โดยที่

λ = ความร้อนแฝงของการระเหย
 A_w = พื้นที่หน้าตัดของวิกค์
 ϵ = ความพรุนของวิกค์ (wick porosity)

เมื่อแทนสมการ (3.9) และสมการ (3.10) ลงในสมการ (3.8) จะได้

$$\frac{dP_1}{dx} = - \frac{(f_1 Re_1) \mu_1}{2 \epsilon A_w r_{h,1}^2 \lambda \rho_1} Q \pm \rho_1 g \sin \psi \quad (3.11)$$

หรือ

$$\frac{dP_1}{dx} = - F_1 Q \pm \rho_1 g \sin \psi \quad (3.12)$$

เมื่อ $F_1 =$ สัมประสิทธิ์ความเสียหาย เนื่องจากการไหลของของเหลว

โดยนิยาม $F_1 = \frac{\mu_1}{KA_w \lambda \rho_1}$ (3.13)

และค่า permeability ของวิกค์ (wick permeability, K)

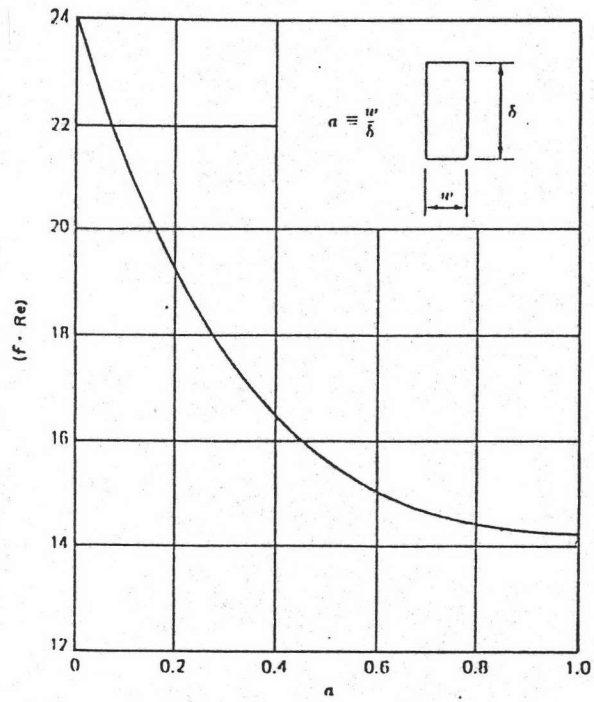
$$K = \frac{2 \epsilon r_{h,l}^2}{(f_1 Re_1)} \quad (3.14)$$

ค่า permeability, K ใช้แทนคุณสมบัติของวิกค์ได้ เนื่องจาก

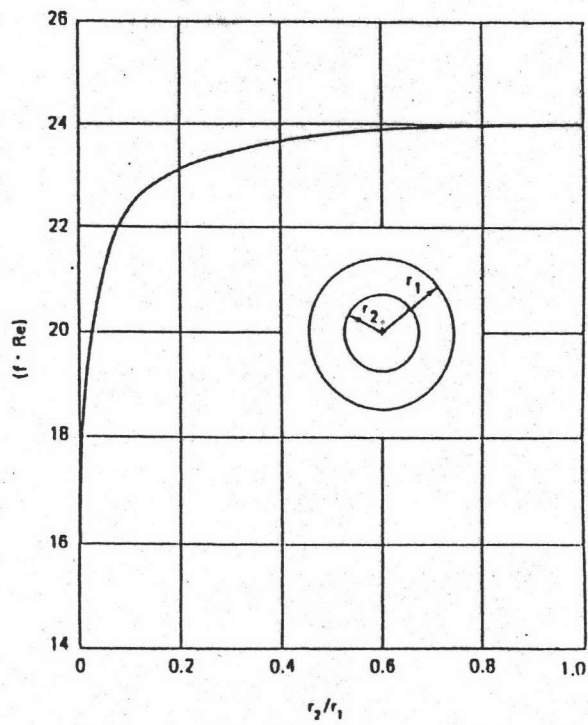
1. การไหลของของเหลวในวิกค์เป็นแบบชั้น ๆ (laminar)
2. สำหรับการไหลแบบชั้น ๆ ค่า $(f_1 Re_1)$ คงที่

ตารางที่ 3.2 แสดงการหาค่า permeability, K ของวิกค์ชนิดต่าง ๆ

| Wick structures | K Expressions |
|--------------------------|--|
| Circular artery | $K = \frac{r^2}{8}$ |
| Open rectangular grooves | $K = \frac{2r_{h,l}^3}{(f_l Re_l)}$ $r_{h,l} = \frac{2w\delta}{w + 2\delta}$ $\epsilon = \text{porosity} = \frac{w}{s}$ $s = \text{groove pitch}$ $w = \text{groove width}$ $\delta = \text{groove depth}$ $(f_l Re_l)$ from Fig. 3.2 |
| Circular annular wick | $K = \frac{2r_{h,l}^3}{(f_l Re_l)}$ $r_{h,l} = r_1 - r_2$ $(f_l Re_l)$ from Fig. 3.3 $d = \text{wire diameter}$ |
| Wrapped screen wick | $K = \frac{d^3 \epsilon^3}{122(1 - \epsilon)^2}$ $\epsilon = 1 - \frac{1.05\pi Nd}{4}$ $N = \text{mesh number}$ |
| Packed sphere | $K = \frac{r_s^3 \epsilon^3}{37.5(1 - \epsilon)^2}$ $r_s = \text{sphere radius}$ $\epsilon = \text{porosity (value depends on packing mode)}$ |



รูปที่ 3.2 ค่าสัมประสิทธิ์ความเสียดทานสำหรับการไหลแบบชั้น ๆ ในท่อสี่เหลี่ยม



รูปที่ 3.3 ค่าสัมประสิทธิ์ความเสียดทานสำหรับการไหลแบบชั้น ๆ ในท่อกลม

3.4 ผลลดความดันของไอ⁽⁵⁾ (vapour pressure drop)

ผลลดความดันของไอ หาได้จากการอินทิเกรตเกรเดียนต์ความดันไอ

$$\begin{aligned} \Delta P_v(x - x_{\min}) &= P_v(x) - P_v(x_{\min}) \\ &= \int_{x_{\min}}^x \frac{dP_v}{dx} dx \end{aligned} \quad (3.15)$$

ที่สภาวะคงที่ η ที่ตำแหน่งเดียวกัน การไหลของมวลของไอเท่ากับการไหลของมวลของของเหลว อย่างไรก็ตามความหนาแน่นของไวมีน้อยเมื่อเทียบกับของเหลวและความเร็วของไวมีนี้อาจมากกว่า ดังนั้นในกรณีนี้ต้องคำนึงถึงผลของความดันเชิงจลน์และความอัดตัวได้ (compressibility) ของไอจากหลักการอนุรักษ์ของโมเมนตัมและพลักซ์ความร้อนในแนวแกน จะได้ว่า

$$\frac{dP_v}{dx} = - F_v Q - D_v \frac{dQ^2}{dx} \quad (3.16)$$

โดยที่

$$\begin{aligned} F_v &= \text{สัมประสิทธิ์ความเสียหายเนื่องจากการไหลของไอ} \\ F_v &= \frac{(f_v Re_v) \mu_v}{2r_{h,v}^2 A_v \rho_v \lambda} \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} D_v &= \text{ความดันเชิงจลน์เนื่องจากการไหลของไอ} \\ D_v &= \frac{\beta}{A_v^2 \rho_v \lambda^2} \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$f_v, \beta = \text{ค่าคงที่ซึ่งขึ้นกับการไหล}$$

$$Re_v = \frac{2r_{h,v} Q}{A_v \mu_v \lambda} \quad (3.19)$$

M_v = ตัวเลขแมคท์ของไอ (vapour Mach number)

$$= \frac{Q}{A_v \rho_v \lambda \sqrt{\gamma_v R_v T_v}} \quad (3.20)$$

γ_v = อัตราส่วนความร้อนจำเพาะของไอ (vapour specific heat ratio) มีค่าเป็น 1.67 1.4 และ 1.33 สำหรับ ก๊าซอะตอมเดี่ยว, สองอะตอม และหลายอะตอมตามลำดับ

R_v = ค่าคงที่ของก๊าซ

สำหรับการไหลแบบชั้น η และไม่ยืดหดตัว (incompressible)

$$Re_v \leq 2300, \quad M_v \leq 0.2$$

และ $(f_v Re_v)$ = 16 สำหรับการไหลของไอในท่อกลม

β = 1.25 สำหรับการไหลผ่านท่อวงแหวนที่มีอัตราส่วนรัศมี
เข้าใกล้หนึ่ง

= 1.33 สำหรับการไหลในท่อกลม

= 1.44 สำหรับการไหลในท่อสี่เหลี่ยม

ตารางที่ 3.3 แสดงค่าสัมประสิทธิ์ความเสียหาย, F_v และสัมประสิทธิ์เชิงจลน์, D_v

| Flow conditions | F_v^a | D_v^a |
|------------------------------|---|---------------------------------------|
| $Re_v < 2300$ $M_v < 0.2$ | $\frac{8\mu_v}{r_{h,v}^2 A_v \rho_v \lambda}$ | $\frac{1.33}{A_v^2 \rho_v \lambda^2}$ |
| $Re_v < 2300$ $M_v > 0.2$ | $\left(\frac{8\mu_v}{r_{h,v}^2 A_v \rho_v \lambda}\right) \left(1 + \frac{\gamma_v - 1}{2} M_v^2\right)^{-1/2}$ | $\frac{1.33}{A_v^2 \rho_v \lambda^2}$ |
| $Re_v > 2300$ $M_v < 0.2$ | $\left(\frac{0.019\mu_v}{A_v r_{h,v}^2 \rho_v \lambda}\right) \left(\frac{2r_{h,v} Q}{A_v \lambda \mu_v}\right)^{3/4}$ | $\frac{1}{A_v^2 \rho_v \lambda^2}$ |
| $Re_v > 2300$ $M_v > 0.2$ | $\left(\frac{0.019\mu_v}{A_v r_{h,v}^2 \rho_v \lambda}\right) \left(\frac{2r_{h,v} Q}{A_v \lambda \mu_v}\right)^{3/4} \left(1 + \frac{\gamma_v - 1}{2} M_v^2\right)^{-3/4}$ | $\frac{1}{A_v^2 \rho_v \lambda^2}$ |

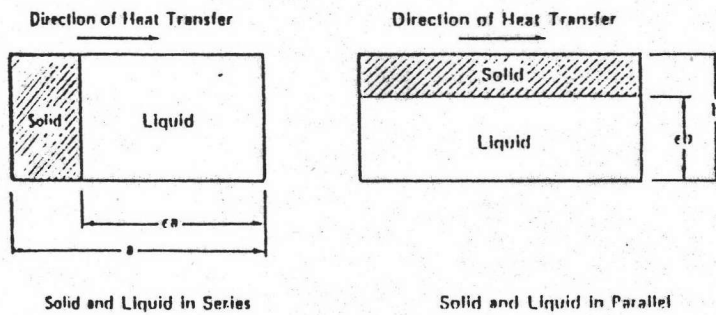
^aFor circular vapor core cross section.

3.5 ความนำความร้อนเชิงประสิทธิผลของวิกค์ (5), (6), (10)
 (effective thermal conductivity of wick)

กลไกการถ่ายเทความร้อนที่เกิดขึ้นในฮีทไปป์ เป็นดังนี้

1. การนำความร้อนผ่านผนังท่อและวิกค์ที่อึดตัวด้วยของเหลวที่ช่วงการระเหย
2. การพาความร้อนแฝงของการระเหยโดยไอจากช่วงการระเหยไปยังช่วงการควบแน่น
3. การนำความร้อนผ่านวิกค์ที่อึดตัวด้วยของเหลวและผนังท่อที่ช่วงการควบแน่น

Gorring และ Churchill⁽¹³⁾ เสนอแบบจำลองการถ่ายเทความร้อน ซึ่งสามารถนำไปประยุกต์ในการคำนวณได้ แบบจำลองที่เสนอดังแสดงในรูปที่ 3.4



รูปที่ 3.4 แบบจำลองการถ่ายเทความร้อน; Gorring และ Churchill กรณีวิกค์และของเหลววางตัวอย่างอนุกรม (wick and liquid in series)

$$k_e = \frac{k_l k_w}{\epsilon k_w + k_l (1 - \epsilon)} \quad (3.21)$$

กรณีวิกค์และของเหลววางตัวอย่างขนาน (wick and liquid in parallel)

$$k_e = \epsilon k_l + (1 - \epsilon) k_w \quad (3.22)$$

โดยที่

- k_e = ความนำความร้อนเชิงประสิทธิผลของวิกค์ที่อึดตัว
- k_l = ความนำความร้อนของช่องของเหลว
- k_w = ความนำความร้อนของวิกค์

ตารางที่ 3.4 ค่าความนำความร้อนเชิงประสิทธิผลของวิกค์, k_e ที่อิมิตด้วยของเหลว

| Wick structures | k_e Expressions ^a |
|-----------------------------|---|
| Wick and liquid in series | $k_e = \frac{k_l k_w}{\epsilon k_w + k_l(1 - \epsilon)}$ |
| Wick and liquid in parallel | $k_e = \epsilon k_l + (1 - \epsilon)k_w$ |
| Wrapped screen | $k_e = \frac{k_l [(k_l + k_w) - (1 - \epsilon)(k_l - k_w)]}{[(k_l + k_w) + (1 - \epsilon)(k_l - k_w)]}$ |
| Picked spheres | $k_e = \frac{k_l [(2k_l + k_w) - 2(1 - \epsilon)(k_l - k_w)]}{[2k_l + k_w + (1 - \epsilon)(k_l - k_w)]}$ |
| Rectangular grooves | $k_e = \frac{(w_f k_l k_w \delta) + w k_l (0.185 w_f k_w + \delta k_l)}{(w + w_f)(0.185 w_f k_f + \delta k_l)}$ |

^aWhere k_e = effective thermal conductivity
 k_l = liquid thermal conductivity
 k_w = thermal conductivity of wick material
 ϵ = wick porosity
 w_f = groove fin thickness
 w = groove thickness
 δ = groove depth

3.6 ผลของแรงโน้มถ่วงของโลก (10)

ค่าความดัน เนื่องจากแรงโน้มถ่วงของโลก จะมีค่าเป็นศูนย์, บวกหรือลบ ย่อมขึ้นกับตำแหน่งการวางของช่วงการระเหยและช่วงการควบแน่นของท่อฮีทไปป์ สมการ ความดัน เนื่องจากแรงโน้มถ่วงของโลกคือ

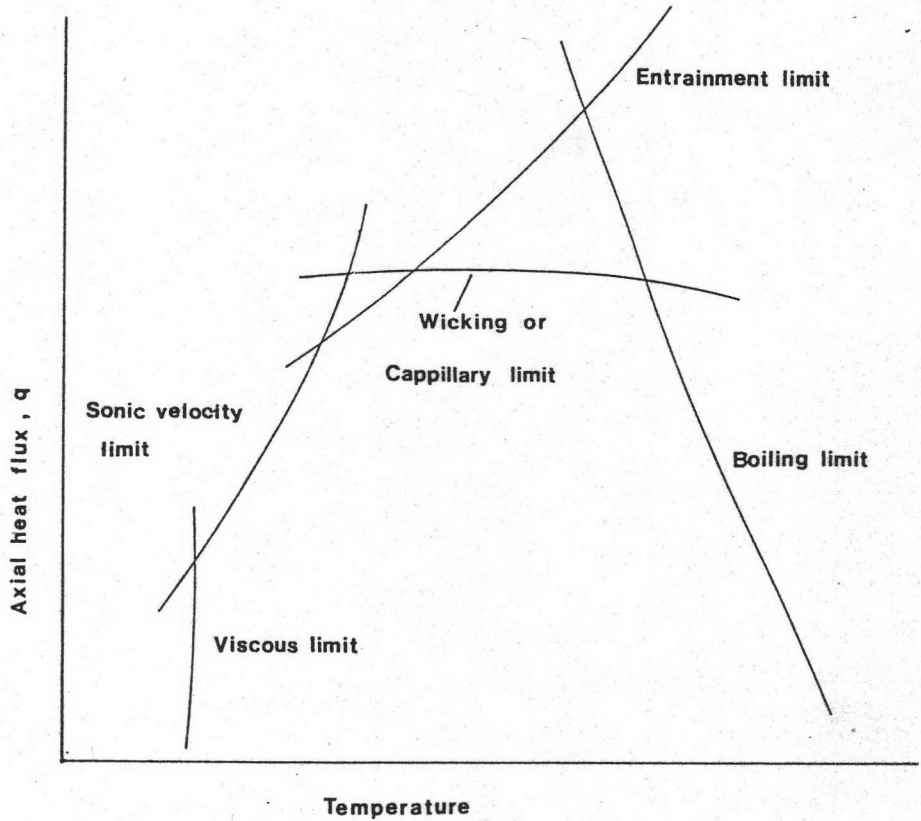
$$\Delta P_g = \rho_l g l \sin \psi \quad (3.23)$$

โดยที่ ρ_l = ความหนาแน่นของของเหลว
 g = ความเร่ง เนื่องจากแรงโน้มถ่วงของโลก
 l = ความยาวของฮีทไปป์
 ψ = มุมเอียงของฮีทไปป์ที่ทำกับแนวระดับ (มีค่าเป็นบวก เมื่อช่วงการควบแน่นอยู่ต่ำกว่าช่วงการระเหย)

กรณีที่ฮีทไปป์วางทำมุมกับแนวระดับ แรงโน้มถ่วงของโลกจะมีผลต่อสมรรถนะการทำงานของฮีทไปป์ โดยจะเสริมหรือต้านการไหลกลับของของเหลวควบแน่นจากช่วงการควบแน่นสู่ช่วงการระเหย ; Bilegan และ Fetcu⁽¹⁶⁾ ได้ศึกษาผลของแรงโน้มถ่วงของโลก ต่อการทำงานของฮีทไปป์ สรุปได้ว่าการไหลสูงสุดของความร้อนในแนวแกนจะมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็ว เมื่อมุมเพิ่มขึ้นแล้วจะให้ค่าค่อนข้างคงที่ เมื่อถึงจุดหนึ่งแม้มุมจะเพิ่มขึ้นอีกก็ตาม

3.7 ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนของฮีทไปป์⁽⁵⁾, (10)

ดังได้กล่าวมาแล้วข้างต้น การหมุนเวียนของของเหลวใช้งานเป็นกระบวนการสำคัญอย่างหนึ่งของการทำงานของฮีทไปป์ เพื่อให้ได้ค่าการถ่ายเทความร้อนสูงสุด (maximum heat transfer) แต่คุณสมบัติและขีดจำกัดต่าง ๆ ของการทำงานของฮีทไปป์ จะเป็นตัวแปรที่กำหนดขอบเขตการใช้งาน ดังรูป



รูปที่ 3.5 ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนของฮีทไปป์

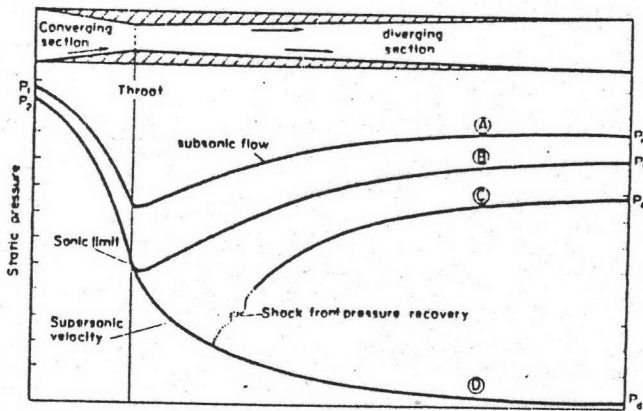
การทำงานของฮีทไปป์เป็นไปอย่างมีประสิทธิภาพ ก็ต่อเมื่อการใช้งานต้องอยู่ภายในขอบเขตพื้นที่ได้ส่วนโค้งของขีดจำกัดต่าง ๆ ที่เกิดขึ้น สำหรับฮีทไปป์แต่ละชนิด รูปร่างและลักษณะของพื้นที่ได้ส่วนโค้งขึ้นกับคุณสมบัติของของเหลวใช้งาน, อุณหภูมิการใช้งาน และวัสดุที่ใช้ทำวิกค์ เป็นสำคัญ

3.7.1 ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากความหนืด⁽¹⁰⁾

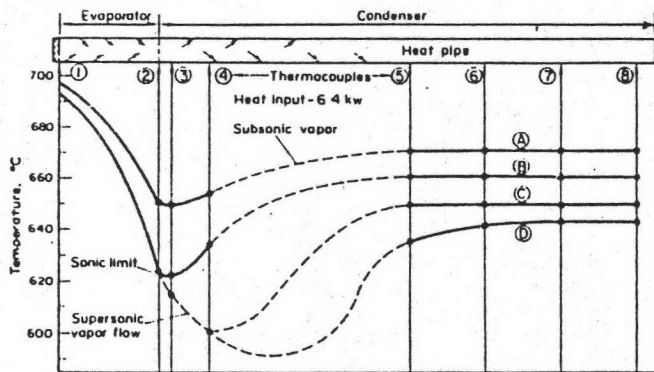
เกิดขึ้นเนื่องจากคุณสมบัติความหนืดของของเหลวใช้งาน ซึ่งจะมีผลมากที่อุณหภูมิต่ำ ๆ ความหนืดนี้จะมีผลต่อการถ่ายเทความร้อนของไอ Busse⁽⁴⁾ ได้แสดงให้เห็นว่า ฟลักซ์ความร้อนในแนวแกน จะมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วขณะที่ความดันที่ช่วงการควบแน่นลดลง และจะให้ค่าสูงสุดเมื่อความดันเป็นศูนย์ และพบว่าความเร็วในแนวแกน (radial velocity) มีผลสำคัญ

3.7.2 ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อน เนื่องจากความเร็วเสียง

เกิดขึ้น เมื่อใช้งานฮีทไปป์ที่ความหนาแน่นไอค่าและความเร็วไอสูง โดยทั่วไปเราไม่คำนึงถึงผลความอัดตัวของไอในการทำงานของฮีทไปป์ แต่ความอัดตัวของไอนี้ มีความสำคัญอย่างยิ่งในระหว่างการเริ่มต้น โดยเฉพาะของฮีทไปป์อุณหภูมิสูง (high temperature heat pipe) ซึ่งใช้โลหะเหลวเป็นของเหลวใช้งาน เพราะเมื่อฮีทไปป์ใช้งานในสภาวะที่ความหนาแน่นไอค่าและความเร็วไอสูง ขีดจำกัดเนื่องจากความเร็วเสียงจะมีผลให้สมรรถนะสูงสุดลดลง Levy⁽²⁹⁾, Kemme Deverall⁽⁹⁾ ได้อธิบายและแสดงให้เห็นถึงการเกิดขีดจำกัดความเร็วเสียง เมื่อของเหลวแบบอัดตัวได้ไหลผ่าน converging-diverging nozzle ต่อมา Kemme⁽³⁰⁾ ก็ได้ทำการทดลองกับฮีทไปป์ โดยใช้โซเดียมเป็นของเหลวใช้งาน ผลที่ได้สอดคล้องกัน ดังรูป



รูปที่ 3.6 ลักษณะของความดัน เมื่อผ่านส่วนคอ



รูปที่ 3.7 ลักษณะอุณหภูมิของฮีทไปป์

Deverall และคณะได้เสนอสมการโดยใช้ทฤษฎีการไหลของไอในทิศ
ทางเดียว (one - dimensional vapour flow) และตั้งสมมุติฐานดังนี้

1. คุณสมบัติของไอเป็นเสมือนก๊าซอุดมคติ (ideal gas)
2. ผลความเฉื่อย (inertia) มีความสำคัญ
3. ผลความเสียดทาน มีน้อยมาก

ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากความเร็วเสียง, $Q_{s,max}$ ของฮีทไปป์หาได้
จากสมการ

$$Q_{s,max} = A_v \rho_v \lambda \left[\frac{\gamma_v R_v T_v}{2(\gamma_v + 1)} \right]^{1/2} \quad (3.24)$$

เนื่องจากสมการนี้ Levy เป็นผู้เสนอคนแรก บางครั้งเรียกว่า สมการเลวี (Levy's
equation)

$$\begin{aligned} \gamma_v &= \text{อัตราส่วนความร้อนจำเพาะของไอ มีค่าเป็น } 5/3, \\ & \quad 7/5 \text{ หรือ } 4/3 \text{ สำหรับก๊าซอะตอมเดี่ยว สองอะตอม} \\ & \quad \text{หรือหลายอะตอมตามลำดับ} \\ R_v &= \text{ค่าคงที่ของไอมีค่าเท่ากับค่าคงที่สากลของก๊าซหารด้วย} \\ & \quad \text{น้ำหนักโมเลกุลของก๊าซ} \end{aligned}$$

3.7.3 ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากของเหลวหลุดลอยตามไอ

ไอและของเหลวมีทิศทางการไหลสวนกัน ทำให้เกิดแรงเฉือน
(shear force) ขึ้นที่ผิวสัมผัสระหว่างของเหลวและไอ แรงเฉือนนี้ขึ้นกับคุณสมบัติ
ของไอและความเร็วของไอ ซึ่งเป็นสาเหตุให้มีของเหลวแยกจากผิวของวิกค์แล้วลอยปน
ไปกับไอสู่ช่วงการควบแน่น

3.7.3.1 ตัวเลขวีเบอร์ (Weber number) We
นิยาม

$$We = \frac{\text{แรงเฉือน (shear force)}}{\text{แรงดึงผิวของของเหลว (liquid surface force)}}$$

ขีดจำกัดเนื่องจากของเหลวหลุดลอยตามไอ เกิดขึ้นก็ต่อเมื่อ ค่า We เข้าใกล้หนึ่ง

$$We = F_s / F_t \quad (3.25)$$

$$F_s = \text{แรงเฉือน}$$

$$F_s = K_1 \frac{\rho V A_s^2}{2} \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} F_t &= \text{แรงดึงผิวของของเหลว} \\ &= K_2 C_s \delta \end{aligned} \quad (3.27)$$

ดังนั้นที่สภาวะการเกิดขีดจำกัด เนื่องจากของเหลวหลุดลอยตามไอ

$$We = \frac{2 r_{h,s} \rho V^2}{\delta} = 1 \quad (3.28)$$

โดยที่ $r_{h,s}$ = รัศมีเชิงไฮดรอลิกของรูวิก์

$$= \frac{2A_s}{C_s}$$

A_s = พื้นที่ผิวของรูวิก์

C_s = เส้นรอบรูปของพื้นที่ผิวของรูวิก์

K_1, K_2 = ค่าสัดส่วนคงที่

K_1/K_2 = 8

V = ความเร็วของไอซึ่งสัมพันธ์กับฟลักซ์ความร้อนตามแนวแกน ดังนี้

$$V = \frac{Q}{A_v \rho_v \lambda} \quad (3.29)$$

นั่นคือ ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากของเหลวหลุดลอยตามไอ จากสมการ (3.28) เขียนได้เป็น

$$Q_{e,max} = A_v \lambda \left(\frac{\delta \rho_v}{2 r_{h,s}} \right)^{1/2} \quad (3.30)$$

3.7.4 ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากท่อ เชื้อหรือวิกค์

การทำงานของฮีทไพป์จะเกิดขึ้นได้ เป็นไปตามสมการ(3.1)

จากสมการ(3.4)

$$P_c(x) = \Delta P_l(x_{\min} - x) + \Delta P_v(x - x_{\min}) \quad (3.4)$$

$$= \int_{x_{\min}}^x \left(\frac{dP_v}{dx} - \frac{dP_l}{dx} \right) dx \quad (3.31)$$

กรณีที่ฮีทไพป์ทำงานภายใต้แรงโน้มถ่วงของโลก ความดันสูงสุดที่ท่อ เชื้อเชิงประสิทธิผล $P_{cm,e}$ จะมีค่าต่ำกว่าความดันสูงสุดที่ท่อ เชื้อที่คำนวณได้จากสมการ(3.6) เนื่องจากผลของแรงโน้มถ่วงของโลกที่กระทำในทิศทางตั้งฉากกับแกนของฮีทไพป์ ฉะนั้น

$$P_{cm,e} = \frac{2\sigma}{r_c} - \Delta P_l \quad (3.32)$$

$$= \frac{2\sigma}{r_c} - \rho_l g d_v \cos \psi \quad (3.32a)$$

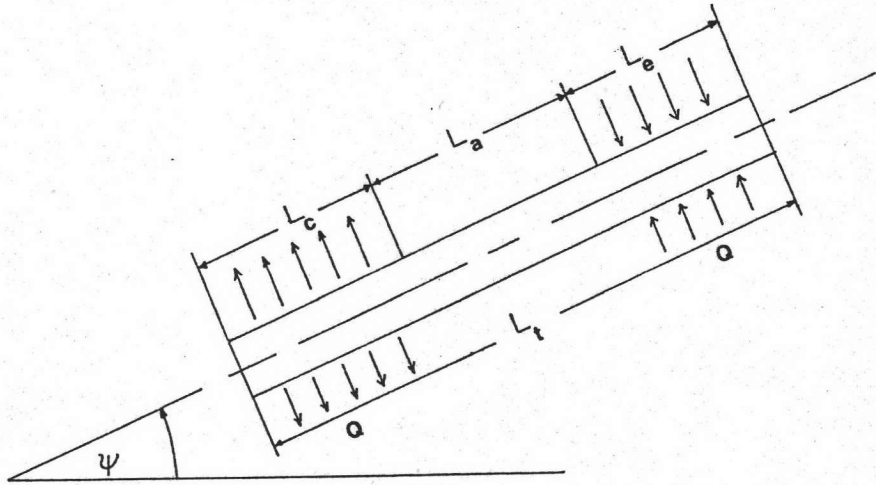
ที่ $x = x_{\max}$ จะเกิดการแห้งของวิกค์(dry out) นั่นคือค่าอินทิกรัลของสมการ(3.31)

จะมีค่าเท่ากับความดันสูงสุดที่ท่อ เชื้อเชิงประสิทธิผล นั่นคือ

$$\frac{2\sigma}{r_c} - \Delta P_l = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \left(\frac{dP_v}{dx} - \frac{dP_l}{dx} \right) dx \quad (3.33)$$

3.7.4.1 วิธีการคำนวณในกรณีของฮีทไพป์รูปแบบทั่วไป⁽⁵⁾ (conventional heat pipe)

ฮีทไพป์รูปแบบทั่วไปและลักษณะการทำงาน ดังรูป



รูปที่ 3.8 ลักษณะการทำงานของฮีทไพพ์รูปแบบทAPER

เนื่องจากช่วงการระเหยอยู่เหนือช่วงการควบแน่นในรูป ความดันต่ำสุดท่อรูเข็ม เกิดขึ้นที่ปลายช่วงการควบแน่น ($x = 0$) และความดันสูงสุดท่อรูเข็ม เกิดขึ้นที่ปลายช่วงการระเหย ($x = L_t$) ดังนั้น เมื่อแทนค่า (dP_v/dx) และ (dP_l/dx) ลงในสมการ (3.33) เขียนได้เป็น

$$\frac{2\sigma}{r_c} - \Delta P_l = \int_0^{L_t} (F_v Q - D_v \frac{dQ}{dx} + F_l Q + \rho_l g \sin \psi) dx \quad (3.34)$$

ณ ที่ปลายทั้งสองข้างของฮีทไพพ์ $Q = 0$, ดังนั้นสมการ (3.34) เขียนได้เป็น

$$\frac{2\sigma}{r_c} - \Delta P_l - \rho_l g L_t \sin \psi = \int_0^{L_t} (F_l + F_v) Q dx \quad (3.35)$$

สมการ (2.35) เป็นรูปแบบทั่วไปที่ใช้คำนวณหาขีดจำกัดของท่อรูเข็ม , ดังนั้น ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากท่อรูเข็ม คำนวณได้จากสมการ

$$(QL)_{c,max} = \int_0^{L_t} Q dx$$

$$= \frac{\frac{2\sigma}{r_c} - \Delta P_l - \rho_l g L_t \sin \psi}{F_l + F_v} \quad (3.36)$$

โดยที่ $(QL)_{c,max}$ = การถ่ายเทความร้อนต่อความยาว

$$F_l = \frac{\mu_l}{KA_w \rho_l \lambda} \quad (3.13)$$

$$F_v = \frac{(f_{v, Re_v}) \mu_v}{2 r_{h,v}^2 A_v \lambda \rho_v} \quad (3.17)$$

กรณีที่เราต้องการกระจายของฟลักซ์ความร้อนตลอดความยาวของท่อฮีทไปป์ การกระจายของฟลักซ์ในแนวแกน เป็นดังนี้

$$\text{ที่ } 0 \leq x \leq L_c \quad Q = \frac{x}{L_c} Q_{c,max}$$

$$\text{ที่ } L_c \leq x \leq (L_c + L_a) \quad Q = Q_{c,max}$$

$$\text{ที่ } (L_c + L_a) \leq x \leq L_t \quad Q = \frac{L_t - x}{L_e} Q_{c,max}$$

ดังนั้นจากสมการ (3.36)

$$\begin{aligned} (QL)_{c,max} &= \int_0^{L_t} Q dx \\ &= (0.5L_c + L_a + 0.5L_e) Q_{c,max} \end{aligned} \quad (3.37)$$

นั่นคือ ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากท่อรูเข็ม

$$Q_{c,max} = \frac{(QL)_{c,max}}{L_{eff}} \quad (3.38)$$

$$\begin{aligned} L_{eff} &= \text{ความยาวของฮีทไพป์เชิงประสิทธิผล} \\ &= \frac{1}{2} L_c + L_a + \frac{1}{2} L_e \end{aligned}$$

3.7.5 ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากการเดือด

ขีดจำกัดเนื่องจากการเดือด จะเกิดขึ้นที่ฟลักซ์ความร้อนสูง ๆ เนื่องจากที่สภาวะนี้ฟลักซ์ความร้อนในแนวรัศมี (radial heat flux) มีค่ามาก และผลต่างความดันก็เพิ่มขึ้นในช่วงการระเหย ทำให้เกิดฟองของไอ (vapour bubbles) ในวิกส์ ซึ่งเป็นสาเหตุให้เกิดจุดร้อนจัด (hot spot) ขึ้นขวางการหมุนเวียนของเหลว ขีดจำกัดนี้เรียกว่า ขีดจำกัดเนื่องจากการเดือด

การเกิดฟองย่อมขึ้นกับพื้นที่ผิวร้อน, ความหยาบของผิว, ความเปียกตัวได้และการเกิดปฏิกิริยาออกซิเดชันที่ผิว

ขีดจำกัดการถ่ายเทความร้อนเนื่องจากการเดือด หาได้จากสมการ

$$Q_{b,max} = \frac{2 \pi L_e k_e T_v}{\lambda \rho_v \ln(r_i/r_v)} \left(\frac{2\sigma}{r_n} - P_c \right) \quad (3.39)$$

เนื่องจาก $\frac{2\sigma}{r_n} \geq P_c$ ดังนั้น

$$Q_{b,max} \approx \frac{2 \pi L_e k_e T_v}{\lambda \rho_v \ln(r_i/r_v)} \left(\frac{2\sigma}{r_n} \right) \quad (3.40)$$

$$r_n = \text{รัศมีของฟองการเดือด}$$

Griffith และ Wallis⁽¹⁴⁾ ได้หาค่า r_n โดยใช้แผ่นทองแดงจุ่มลงในน้ำได้ว่า มีค่าเป็น 10^{-3} นิ้ว (2.54×10^{-5} เมตร), และ 10^{-5} นิ้ว (2.54×10^{-7} เมตร) สำหรับฮีทไพป์ที่บรรจุก๊าซ (gas loaded heat pipe) และฮีทไพป์แบบทั่วไปตามลำดับ

ขีดจำกัดต่าง ๆ ที่กล่าวมาทั้งหมดเป็นขีดจำกัดของฟลักซ์ความร้อนในแนวแกน ยกเว้นขีดจำกัดเนื่องจากการเดือด ซึ่งเป็นขีดจำกัดของฟลักซ์แนวรัศมี