บทที่ 4

การทดลองเกี่ยวกับนิวตรอนช้า

ในบทนี้จะกล่าวถึงทฤษฎีและวิธีทำการทดลองเกี่ยวกับนิวตรอนช้า ทั้งนี้เพื่อที่จะศึกษาถึงการแจกแจงของนิวตรอนช้าในน้ำ โดยถือว่านิวตรอนเร็ววิ่งเข้ามาเกือบเป็นลำขนาน

4.1 <u>ทฤษฎีการแพร่กระจายของนิวตรอน</u> (neutron diffusion theory)

เป็นทฤษฎีที่ใช้สำหรับอธิบายการแจกแจงของนิวตรอนช้าในตัวกลางเนื่องจากมีนิวตรอนเร็วที่แผ่ออกมาจากแหล่งกำเนิดนิวตรอนวิ่งเข้ามาชน โดยถือว่านิวตรอนเร็วที่วิ่งออกมาจากแหล่งกำเนิดนั้นจะวิ่งเข้ามายังตัวกลางเป็นลำขนาน

สมการการแพร่กระจายของระบบ (system) ที่อยู่ในสภาวะสม่ำเสมอ (steady state) มีค่าเป็น

$$D\nabla^2\varphi - \Sigma_a\varphi + S = 0 \qquad \text{.................(4.1)}$$

D = สัมประสิทธิ์การกระจายของนิวตรอน (diffusion coefficient) มีหน่วยเป็น ซ.ม.

φ = นิวตรอนฟลักซ์มีหน่วยเป็น นิวตรอน/ตร.ซ.ม.วินาที

Σ_a = ภาคตัดขวางมหภาคสำหรับการดูดกลืน มีหน่วยเป็น ซ.ม.$^{-1}$

S = อัตราการเกิดนิวตรอนในตัวกลาง มีหน่วยเป็น นิวตรอน/ลบ.ซ.ม.วินาที

ในกรณี 1 มิติ สมการ (4.1) จะกลายมาเป็น

$$D \frac{d^2\varphi}{dx^2} - \Sigma_a\varphi + S = 0 \quad \text{----------(4.2)}$$

เมื่อมีปริมาณนิวตรอนเร็ว q วิ่งเข้ามาชนกับตัวกลางที่มีภาคตัดขวางมหภาคสำหรับการกระเจิง Σ_S จะทำให้มีอัตราการเกิดนิวตรอนช้าในตัวกลางที่ระยะต่าง ๆ มีค่าเป็น

$$S = \Sigma_S \, q e^{-\Sigma_S x} \quad \text{----------(4.3)}$$

โดยที่ Σ_S = ภาคตัดขวางมหภาคสำหรับการกระเจิงมีหน่วยเป็น ซ.ม.$^{-1}$

q = ปริมาณของนิวตรอนเร็วที่มาปะทะกับตัวกลาง 1 ตร.ซ.ม. ใน 1 วินาที มีค่าเท่ากับ $\frac{\text{ความแรงของแหล่งกำเนิด}}{4\pi r^2}$ มีหน่วยเป็น นิวตรอน/ตร.ซ.ม.วินาที

ในการศึกษาถึงการแจกแจงของนิวตรอนช้าในตัวกลาง (ในที่นี้คือน้ำ) นั้น เราจะใช้สมการ (4.2) และ (4.3) ในการพิจารณา ซึ่งการพิจารณานั้นแบ่งออกได้เป็น 4 วิธีคือ

4.1.1) วิธีที่ 1 ถ้าคิดว่านิวตรอนเร็วจากแหล่งกำเนิดมาปะทะกับตัวกลางแล้วกลายไปเป็นนิวตรอนช้าทันที

จากสมการ (4.2) และ (4.3) เขียนใหม่ได้เป็น

$$\frac{d^2\varphi_{th}}{dx^2} - K_1^2\varphi_{th} = -\frac{\Sigma_S}{D} q \, e^{-\Sigma_S x} \quad \text{----------(4.4)}$$

โดยที่ $K_1^2 = \frac{\Sigma_a}{D} = \frac{1}{L^2}$

φ_{th} = ฟลักซ์ของนิวตรอนช้าที่เกิดขึ้นในตัวกลาง

L = ความยาวของการแพร่กระจายของนิวตรอนช้า (diffusion length of the slow neutron)

โดยใช้เงื่อนไขขอบเขต (boundary condition) สำหรับการหาค่าฟลักซ์ของนิวตรอนช้าในสมการ (4.4) ดังนี้คือ

"ฟลักซ์ของนิวตรอนช้าจะมีค่าเป็นศูนย์ ที่ระยะ $x = 0$ และระยะ $x = a$ โดยที่ a เป็นความกว้างของตัวกลาง"

โดยใช้เงื่อนไขดังกล่าวสามารถหาคำตอบของสมการ (4.4) ได้คือ

$$\varphi_{th} = \frac{q \cdot \Sigma_S}{D(\Sigma_S^2 - k_1^2)\sinh k_1 a}\left[\sinh k_1(a-x) + e^{-\Sigma_S a}\sinh k_1 x - e^{-\Sigma_S x}\sinh k_1 a\right] \qquad \text{.............} (4.5)$$

จากสมการ (4.5) นี้เป็นสมการที่ได้มาเนื่องจากคิดว่าพลังงานของนิวตรอนเร็วที่วิ่งออกมาจากแหล่งกำเนิดนิวตรอนมีพลังงานเฉลี่ยคงที่ (ประมาณ 5 MeV) และมี Σ_S ของตัวกลางคงที่ (ประมาณ 0.2 ซ.ม.$^{-1}$)

4.1.2) <u>วิธีที่</u> 2 จะคิดคำนวณเหมือนกันกับวิธีที่ 1 แต่เนื่องจากปริมาณนิวตรอนที่ออกมาจากแหล่งกำเนิดนิวตรอน Am-Be นั้นจะมีพลังงานที่แตกต่างกันดังแสดงในตารางที่ 4.1[1]

---

[1] ปรีชา เทียนสมประสงค์ "การกระจายของนิวตรอนจากตัวกำเนิดขนาดจุดในน้ำ" (วิทยานิพนธ์ปริญญามหาบัณฑิต แผนกวิชาฟิสิกส์ บัณฑิตวิทยาลัย จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, 2517), หน้า 27

E_i;(MeV)	$f(E_i)$
2	0.2
4	0.3
6	0.26
8	0.17
10	0.07

ตารางที่ 4.1 แสดงปริมาณนิวตรอนที่ออกมาจากแหล่งกำเนิดนิวตรอนแบบอเมอริเชียม–เบอริลเลียม ซึ่งมีความแรง 1.15×10^6 นิวตรอน/วินาที ใน 1 วินาทีที่ค่าพลังงานต่าง ๆ กัน

$f(E_i)$ เป็นสัดส่วน (fraction)ของนิวตรอนที่มีพลังงานเท่ากับ E_i ซึ่งวิ่งออกมาจากแหล่งกำเนิดแบบอเมอริเชียม–เบอริลเลียม

และเนื่องจากการที่ใช้น้ำ (H_2O) เป็นตัวกลางในการรับนิวตรอนเร็ว ดังนั้นสามารถคำนวณหา Σ_S ของน้ำได้ ซึ่งจะเปลี่ยนแปลงไปตามพลังงานของนิวตรอนเร็วที่วิ่งเข้ามาชนได้ดังต่อไปนี้

น้ำจะมีจำนวนโมเลกุล $\dfrac{0.602 \times 10^{24}}{18} = N$ โมเลกุล/ลบ.ซ.ม.

เพราะฉะนั้น $\Sigma_S(H_2O) = N\sigma_T = N(2\sigma_H + \sigma_O)$

จะเห็นว่า จะไม่คิด $\Sigma_a(H_2O)$ เนื่องจากสาเหตุที่ว่านิวตรอนที่วิ่งเร็วจะทำให้ค่า $\Sigma_a(H_2O)$ มีค่าน้อยมากเมื่อเทียบกับค่า $\Sigma_S(H_2O)$ จนสามารถตัดทิ้งไปได้

หน่วยของ σ คือ บาร์น มีค่าเท่ากับ 10^{-24} ตร.ซ.ม.

$$\Sigma_S(H_2O) \quad = \quad \frac{0.602}{18}(2\sigma_H + \sigma_O) \qquad \text{ซ.ม.}^{-1}$$

ค่า σ_H, σ_O และ $\Sigma_S(H_2O)$ ที่คำนวณได้ แสดงไว้ในตารางที่ 4.2

E_i (Mev)	σ_H (barn)	σ_O (barn)	$\Sigma_S(H_2O)$ (ซ.ม.$^{-1}$)
2	3.13	3.8	0.34
4	1.95	1.8	0.19
6	1.43	1.4	0.14
8	1.15	1.23	0.12
10	0.94	1.4	0.11

ตารางที่ 4.2 แสดงค่า Σ_S ของน้ำเมื่อมีนิวตรอนเร็วที่พลังงานค่าต่าง ๆ กันวิ่งเข้ามาชน

จะเห็นว่าค่า Σ_S ของน้ำจะมีค่าแตกต่างกันออกไปขึ้นอยู่กับพลังงานของนิวตรอนเร็วที่วิ่งเข้ามาชน จะไม่คงที่เหมือนวิธีแรก ที่คิดว่านิวตรอนเร็วที่วิ่งเข้ามาชนนั้นมีพลังงานเพียงค่าเดียวเท่านั้น

จากเหตุผลข้างต้นทั้ง 2 กรณี คือ การที่มีปริมาณนิวตรอนซึ่งมีพลังงานหลายค่าออกมาจากแหล่งกำเนิด และการที่มีค่า Σ_S ของน้ำแตกต่างกันออกไปขึ้นอยู่กับพลังงานของนิวตรอนเร็วเหล่านั้น จะทำให้อัตราการเกิดนิวตรอนช้าในสมการ (4.3) เปลี่ยนแปลงไป โดยเขียนใหม่ได้คือ

$$S = \sum_{i=1}^{5} S_i \qquad \text{..............(4.6)}$$

โดยที่ $S_i = \Sigma_{S_i}\, q\, f(E_i) e^{-\Sigma_{S_i} x}$

แทนสมการ (4.6) ลงในสมการ (4.2) แล้วแก้สมการโดยใช้เงื่อนไขขอบเขตเหมือนเดิม จะได้ค่า ϕ_{th} มีลักษณะเหมือนกันกับสมการ (4.5) แต่มีอยู่ 5 เทอมรวมกันอยู่ ดังนี้

$$\varphi_{th} = \sum_{i=1}^{5} \varphi_{th_i} \qquad \text{..............(4.7)}$$

โดยที่
$$\varphi_{th_i} = \frac{q f(E_i) \Sigma_{S_i}}{D(\Sigma_{S_i}^2 - K_1^2)\sinh K_1 a} \cdot \left[\sinh K_1(a-x) + e^{-\Sigma_{S_i} a} \sinh K_1 x - e^{-\Sigma_{S_i} x} \sinh K_1 a \right]$$

จากสมการ (4.5) และ (4.7) ค่า K_1 จะคงที่เสมอ โดยที่ $K_1^2 = K_{th}^2 = \frac{1}{L^2} = \frac{1}{L_{th}^2}$ เนื่องจากคิดว่านิวตรอนเร็วเมื่อวิ่งมากระทบกับตัวกลางแล้วจะกลายไปเป็นนิวตรอนช้าในทันที

4.1.3) วิธีที่ 3 จะคิดคำนวณเหมือนกันกับวิธีที่ 2 แต่ถ้าคิดว่านิวตรอนเร็วเมื่อวิ่งมากระทบกับตัวกลางแล้วไม่กลายไปเป็นนิวตรอนช้าในทันที แต่จะค่อย ๆ กลายไปเป็นนิวตรอนช้า ซึ่งจะสามารถคำนวณค่า K ได้ใหม่ดังนี้ คือ

$$K_m = \frac{1}{\sqrt{L_{th}^2 + L_{sd}^2}} = \frac{1}{L_m}$$

โดยที่ L_{sd} = ความยาวของการแพร่กระจายของนิวตรอนเร็วที่วิ่งช้าลง แต่ยังไม่กลายเป็นนิวตรอนช้า (slowing down length)

เรียกความยาวของการแพร่กระจายที่เกิดขึ้นใหม่นี้ว่า 'migration Length (L_m)"

ค่า L_m ที่คำนวณได้จะมีค่าแตกต่างกันออกไปตามพลังงานของนิวตรอนเร็วที่วิ่งเข้ามา ทั้งนี้เนื่องมาจากค่า L_{sd} จะมีค่าเปลี่ยนแปลงไปตามพลังงานของนิวตรอนเร็วที่วิ่งเข้ามาชนกับตัวกลาง ดังแสดงไว้ในตารางที่ 4.3 สำหรับค่า L_{sd} ที่อยู่ในตารางที่ 4.3 นั้น เป็นค่า L_{sd} ของนิวตรอนเร็วที่มีพลังงาน 1, 2, 3, 4 และ 5 Mev ตามลำดับ แต่สามารถนำมาใช้กับนิวตรอนเร็วที่มีพลังงาน 2, 4, 6, 8 และ 10 Mev ได้ทั้งนี้เนื่องมาจากคิดว่าที่พลังงาน 1, 2, 3, 4 และ 5 Mev นี้เป็นค่าพลังงานเฉลี่ยของนิวตรอนเร็วที่ 2, 4, 6, 8 และ 10 Mev หลังจากที่ชนกับอะตอมของตัวกลางแล้ว โดยเรียงกันตามลำดับ

E_i (Mev)	L_{th} (ซ.ม.)	L_{sd} (ซ.ม.)	L_m (ซ.ม.)	K_m (ซ.ม.$)^{-1}$
2		3.4	3.42	0.29
4		4.2	4.21	0.24
6	0.362	5	5.01	0.2
8		5.6	5.61	0.18
10		6.2	6.21	0.16

<u>ตารางที่</u> 4.3 แสดงค่า L_m และ K_m

ในการคำนวณจะใช้สมการ (4.7) เพียงแต่เขียนสมการใหม่คล้ายกันกับสมการที่ 4.7 โดยเปลี่ยนค่า K_1 เป็น K_m ที่พลังงานค่าต่าง ๆ กันเท่านั้น

4.1.4) วิธีที่ 4 ถ้าคิดว่านิวตรอนเร็วจากแหล่งกำเนิดวิ่งเข้ามาปะทะกับตัวกลางแล้วจะไม่กลายไปเป็นนิวตรอนช้าในทันที แต่จะค่อย ๆ ลดความเร็วลงจนกลายไปเป็นนิวตรอนช้า ซึ่งวิธีนี้ไม่เหมือนกันกับวิธีที่ 3 เพราะจะเริ่มคิดว่ามีนิวตรอน 2 กลุ่ม คือ กลุ่มหนึ่งเป็นนิวตรอนที่วิ่งช้าลง อีกกลุ่มหนึ่งเป็นนิวตรอนช้า โดยคิดแยกกันดังนั้น

จากสมการ (4.2) และ (4.3) ทำให้ได้สมการใหม่ดังนี้คือ

$$\frac{d^2\varphi_{sd}}{dx^2} - K_{sd}^2\varphi_{sd} = \frac{-\Sigma_S}{D_{sd}} q\, e^{-\Sigma_S x} \quad \text{--------------- (4.8)}$$

และ
$$\frac{d^2\varphi_{th}}{dx^2} - K_{th}^2\varphi_{th} = \frac{-\Sigma_{sd}}{D_{th}} \varphi_{sd} \quad \text{--------------- (4.9)}$$

โดยที่ φ_{sd} = ฟลักซ์ของนิวตรอนที่มีความเร็วลดลง แต่ยังไม่เป็นนิวตรอนช้า

$K_{sd}^2 = \frac{\Sigma_{sd}}{D_{sd}} = \frac{1}{L_{sd}^2}$

Σ_{sd} = ภาคตัดขวางมหภาคในการทำให้นิวตรอนวิ่งช้าลง (slowing down or removal macroscopic cross section)

$K_{th}^2 = \frac{\Sigma_a}{D_{th}} = \frac{1}{L_{th}^2} = K_1$

L_{th} = ความยาวของการแพร่กระจายของนิวตรอนช้า = L

โดยการใช้เงื่อนไขขอบเขตเหมือนกับวิธีที่ 1 สามารถหาคำตอบของสมการ (4.8) ได้เป็น

I10296498

$$\varphi_{sd} = \frac{q\Sigma_S}{D_{sd}(\Sigma_S^2-K_{sd}^2)\sinh K_{sd}a} \cdot \left[\sinh K_{sd}(a-x)+e^{-\Sigma_S a}\sinh K_{sd}x-e^{-\Sigma_s x}\sinh K_{sd}a \right] \quad \text{..............(4.10)}$$

แทนสมการ (4.10) ลงในสมการ (4.9) และใช้เงื่อนไขขอบเขตเหมือนกันกับวิธีที่ 1 จะสามารถหาคำตอบของสมการ (4.9) ได้เป็น

$$\varphi_{th} = \frac{q\Sigma_S K_{sd}^2}{D_{th}(K_{sd}^2-K_{th}^2)(\Sigma_S^2-K_{sd}^2)(\Sigma_S^2-K_{th}^2)\sinh K_{th}a\sinh K_{sd}a} \cdot$$

$$\Big[(\Sigma_S^2-K_{sd}^2)\sinh K_{sd}a\sinh K_{th}(a-x)+(\Sigma_S^2-K_{sd}^2)e^{-\Sigma_S a}\sinh K_{sd}a\sinh K_{th}x$$

$$-(\Sigma_s^2-K_{th}^2)\sinh K_{th}a \sinh K_{sd}(a-x)-(\Sigma_S^2-K_{th}^2)e^{-\Sigma_S a}\sinh K_{th}a\sinh K_{sd}x$$

$$+ (K_{sd}^2-K_{th}^2)e^{-\Sigma_S x}\sinh K_{th}a\sinh K_{sd}a \Big] \quad \text{..............(4.11)}$$

ในการคำนวณค่า φ_{th} จากวิธีที่ 4 นี้ จะคิดว่า พลังงานของนิวตรอนเร็วจากแหล่งกำเนิดมีค่าไม่เท่ากัน และ Σ_S ของตัวกลางก็ไม่เท่ากันเหมือนกับวิธีที่ 2 โดยการแทนค่าเหล่านั้นลงในสมการ (4.11) ส่วนการคิดคำนวณค่าความยาวของการแพรกระจายนั้นจะแยกคิดเป็น $K_{sd}^2 = \frac{1}{L_{sd}^2}$ และ $K_{th}^2 = \frac{1}{L_{th}^2}$ โดยค่าต่าง ๆ ของ K_{sd} และ K_{th} ได้แสดงไว้ในตารางที่ 4.4 ดังนี้

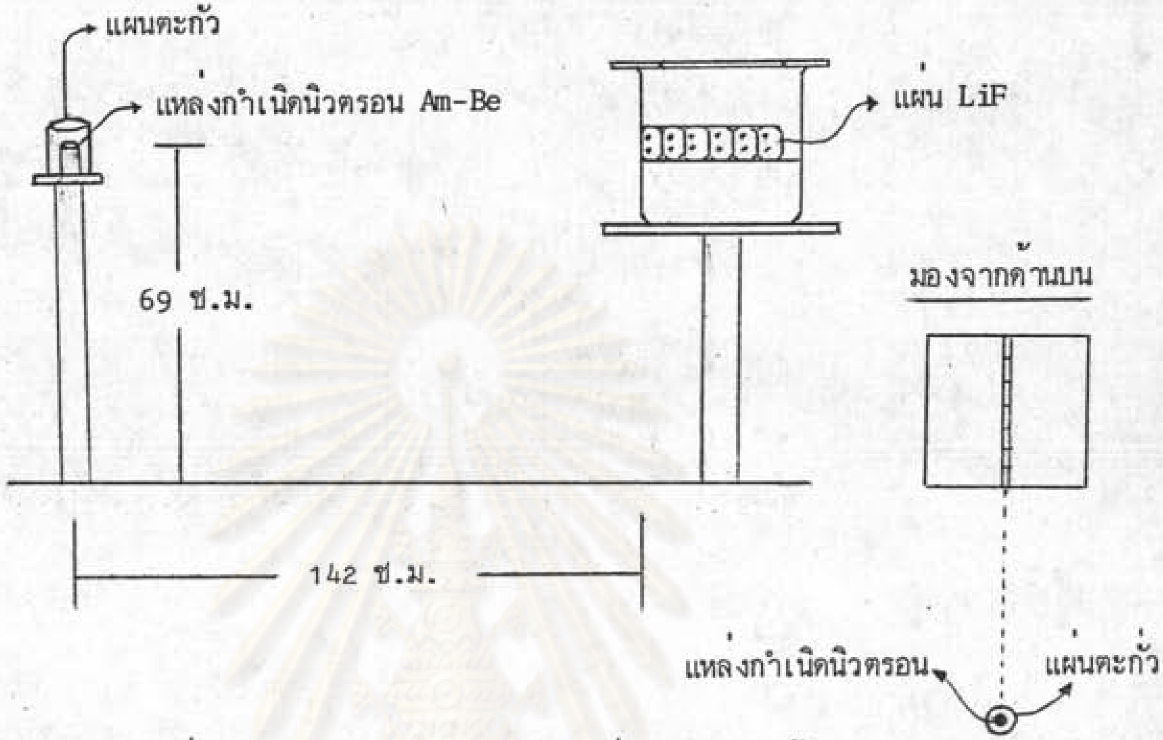
E_i (Mev)	L_{th} (ซ.ม.)	L_{sd} (ซ.ม.)	K_{th} (ซ.ม.$^{-1}$)	K_{sd} (ซ.ม.$^{-1}$)
2		3.4		0.29
4		4.2		0.24
6	0.362	5	2.76	0.2
8		5.6		0.18
10		6.2		0.16

ตารางที่ 4.4 แสดงค่า K_{th} และ K_{sd} ที่ใช้ในสมการ (4.11)

สำหรับผลการคำนวณทั้ง 4 วิธีนี้ได้แสดงไว้ในบทที่ 5 ทั้งนี้เพื่อเปรียบเทียบกับผลการทดลอง

4.2 วิธีทำการทดลอง

ในการทำการทดลองเกี่ยวกับนิวตรอนช้านี้ใช้ถังที่มีสัณฐานสี่เหลี่ยมจตุรัส ที่มีขนาดกว้าง ยาว สูง เป็น 21 ซ.ม. 21 ซ.ม. 26 ซ.ม. ตามลำดับ บรรจุน้ำจนเต็ม ใช้แผ่น LiF จำนวน 6 แผ่น หุ้มด้วยพลาสติกหย่อนลงไปในน้ำ โดยวางให้อยู่ประมาณกึ่งกลางถังน้ำไปวางรับนิวตรอนเร็วและวางห่างจากแหล่งกำเนิดนิวตรอนเป็นระยะทาง 142 ซ.ม. คงที่ตลอดระหว่างทำการทดลอง พร้อมทั้งหนุนแหล่งกำเนิดนิวตรอนและถังน้ำให้สูงจากพื้น 69 ซ.ม. ใช้แผ่นตะกั่วครอบแหล่งกำเนิดนิวตรอนด้วย ดังแสดงในรูปที่ 4.1



รูปที่ 4.1 แสดงการทำการทดลองเกี่ยวกับนิวตรอนช้า