ภาคผนวก

ภาคผนวก (I)

การเกิดเม็ดเงินและทฤษฎีของการวัดความหนาแน่นของเม็ดเงิน

(ก) การเกิดเม็ดเงินในนิวเคลียร์อิมัลชั่น[18]

เมื่ออนุภาคผ่านตัวกลางไป ถ้าระยะทางที่มันเข้าไปใกล้อะตอมที่สุดเท่ากับขนาดของอะตอมมันจะสูญเสียพลังงานให้แก่อิเลคตรอนในอะตอมของตัวกลาง ถ้าพลังงานที่อิเลคตรอนได้รับมากกว่าพลังงานยึดเหนี่ยวระหว่างอิเลคตรอนกับแกนกลางของอะตอม (binding energy) อิเลคตรอนนั้นจะหลุดออกไปจากวงโคจร และเคลื่อนที่เป็นอิสระได้ เรียกว่าเกิดการแตกตัวเป็นอิออน (ionization) ฉะนั้นเมื่ออนุภาคผ่านเข้าไปในอะตอมของอิมัลชั่น จึงเกิดการแตกตัวเป็นอิออนขึ้น อนุภาคจะถ่ายเทพลังงานให้กับอะตอมของเงินโบรไมด์ (AgBr) ทำให้เงินโบรไมด์แตกตัวเป็นเงินอิออน (Ag^+) และโบรไมด์อิออน (Br^-) เงินอิออนซึ่งมีประจุเป็นบวกจะได้รับอิเลคตรอนตอนเอาไปล้าง (develope) กลายเป็นอะตอมของเงิน ส่วนเงินไนเตรตที่เหลือซึ่งไม่แตกตัวเป็นอิออนจะถูกล้างออกไป คงเหลือแต่เม็ดอะตอมของเงิน (silver grain) มองเห็นเรียงติดกันไป เรียกว่าทาง (track) เมื่อใช้กล้องจุลทัศน์กำลังขยายต่ำส่องดูจะเห็นเป็นเส้น และถ้าใช้กล้องกำลังขยายสูง จะเห็นเป็นเม็ด ๆ สำหรับทางของอนุภาคที่มี $z \leqslant 2$ เม็ดจะไม่ติดกัน อาจจะนับเม็ดต่อหน่วยความยาวได้ ส่วนอนุภาคที่มี $z > 2$ เม็ดจะติดกันทำให้นับไม่ได้ ลักษณะของทางขึ้นอยู่กับชนิดและความเร็วของอนุภาคที่เข้ามา

(ข) ทฤษฎีของการวัดความหนาแน่นของเม็ดเงิน

(The Measurement of Grain Density)[19]

เมื่ออนุภาคสูญเสียพลังงานไปในการทำให้ตัวกลางแตกตัวเป็นอิออน อาจคำนวณหาพลังงานที่เสียไปต่อหน่วยความยาวได้ จากสมการของ บีเต้ (Bethe formula) คือ

ที่ความเร็วน้อย (non relativity); $-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi NZ^2e^4}{m\beta^2c^2}\ln\frac{2m\beta^2c^2}{I}$ ——— (1)

ที่ความเร็วมาก (relativity);

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r^2mc^2NZ^2}{\beta^2}\left[\ln\frac{2mc^2\beta^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \Delta(\beta)\right] \text{——(2)}$$

เมื่อ $-\frac{dE}{dx}$ = พลังงานที่สูญเสียไปต่อหน่วยความยาว หรือการแตกตัวเป็นอิออน ต่อหน่วยความยาว

N = จำนวนอะตอมต่อลูกบาศก์เซ็นติเมตรของตัวกลาง

Z = เลขอะตอมของอนุภาคที่เข้ามา

e = ประจุของอิเลคตรอน

m = มวลของอิเลคตรอน

$\beta = \frac{v}{c}$ = ความเร็วของอนุภาค/ความเร็วของแสง

c = ความเร็วของแสง

r = รัศมีของอะตอม (Bohr's radius)

ในสมการ (2) เทอม $\ln\frac{2mc^2\beta^2}{I}$ คือเทอมที่เกิดการแตกตัวเป็นอิออน

เทอม $\ln(1-\beta^2)$ คือเทอมแก้ความเร็วมาก (relativistic correction)

และ เทอม $\Delta(\beta)$ คือเทอมแก้ความหนาแน่นของตัวกลาง (density correction)

พิจารณาสูตร (1) จะเห็นได้ว่าถ้าอนุภาคมีความเร็วมากจะทำให้เกิดการแตกตัวเป็นอิออนน้อย ฉะนั้นอนุภาคที่พุ่งมาด้วยความเร็วสูงจะทำให้เกิดการแตกตัวเป็นอิออนได้น้อยกว่าเมื่ออนุภาคนั้นใกล้จะหยุด และพิจารณาสูตร (2) จะเห็นได้ว่าค่าอื่น ๆ คงที่นอกจาก Z จึงอาจเขียนสูตรเป็น

$$-\frac{dE}{dx} = Z^2 f(\beta) \text{——— (3)}$$

พิจารณาสมการที่ (3) ถ้า $\beta = 1$, $f(\beta)$ จะเป็นค่าคงที่

$$-\frac{dE}{dx} \propto Z^2$$

ฉะนั้นถ้าอนุภาคที่เข้ามามีความเร็วมากผ่านตัวกลางไป การแตกตัวเป็นอิออนจะมีค่ามากน้อยตามค่าเลขอะตอม ธาตุที่หนักจะทำให้เกิดการแตกตัวมากกว่าธาตุที่เบา

เนื่องจากการเกิดอิออนในนิวเคลียร์อิมัลชั่นทำให้เห็นเม็ดเงิน จำนวนเม็ดเงิน

ต่อหน่วยความยาวของทางเรียกว่า "ความหนาแน่นของเม็ดเงิน (silver grain density)" ฉะนั้นถ้าเกิดอิออนมาก ค่าความหนาแน่นของเม็ดเงินจะมากตาม หรืออาจเขียนได้เป็น

"ความหนาแน่นของเม็ดเงินเป็นสัดส่วนโดยตรงกับอัตราการแตกตัวเป็นอิออน"

ถ้าให้ g = ความหนาแน่นของเม็ดเงิน จะได้

$$g \propto \frac{dE}{dx}$$

$$g = Q\,\frac{dE}{dx} \qquad (4)$$

ค่า Q เป็นค่าคงที่ขึ้นอยู่กับองศาของการล้าง (degree of development) ของอิมัลชั่นชุดหนึ่ง ๆ ถ้าเป็นอิมัลชั่นชุดเดียวกัน ค่า Q จะเท่ากัน

ถ้าอนุภาคมีมวลสาร M และมีเลขอะตอม Z วิ่งไปหยุดในวัตถุเป็นระยะ R (range) มีสูตรแสดงความสัมพันธ์คือ

$$R \sim \frac{M}{Z^2}\, f(v) \qquad (5)$$

เมื่อ v เป็นความเร็วของอนุภาค เช่น :-

ถ้าเป็นโปรตอน $M = 1$, $Z = 1$ จะได้ $R \sim f(v)$

ถ้าเป็นอนุภาคอัลฟ่า $M = 4$, $Z = 2$ จะได้ $R \sim f(v)$

แสดงว่า ที่ความเร็วเท่ากัน โปรตอนกับอนุภาคอัลฟ่าจะมีระยะเท่ากันด้วย

จากสมการ (3), (4) และ (5) จะได้ความสัมพันธ์ระหว่าง R กับ g คือ

$$R \sim \frac{M}{g}\, f(v) \qquad (6)$$

อนุภาคที่มีความเร็วสูงมาก (relativistic velocity) ถือว่า v เท่ากับความเร็วของแสงและเป็นค่าคงที่ จากสมการที่ (6) จึงเห็นได้ว่าถ้า R เพิ่มขึ้น ค่า g จะลดลง หรือกลับกัน.

ภาคผนวก (II)

ทฤษฎีของการวัดความหนาแน่นของรังสีเดลต้า (The Measurement of Delta Ray Density)[20]

โดยอาศัยหลักของ Rutherford เกี่ยวกับการกระจาย (scattering) ของอิเลคตรอนของตัวกลางเมื่อถูกชนด้วยอนุภาคที่มีความเร็วสูง อาจนำมาหาสูตรสำหรับคำนวณหาจำนวนอิเลคตรอนที่ถูกชนให้กระเด็นออกไปจากวงวิ่งของมันได้ ถ้าคิดในช่วงของพลังงาน w_1 และ w_2 ซึ่งอนุภาคประจุ z ให้ (พลังงาน) แก่อิเลคตรอนตามทางที่ผ่านไปในตัวกลาง จะได้ความสัมพันธ์ดังนี้

$$N_\delta = 2\pi N \frac{e^4 Z^2}{mc^2 \beta^2} \left\{ \frac{1}{w_1} - \frac{1}{w_2} \right\} \qquad (1)$$

เมื่อ N = จำนวนอิเลคตรอนต่อ 1 ลูกบาศก์เซ็นติเมตรซึ่งมีพลังงาน $\geqslant w_1$

Ze = ประจุของอนุภาคที่เข้ามา

βc = ความเร็วของอนุภาค

m = มวลสารอิเลคตรอน

w_1 = พลังงานน้อยที่สุดที่อนุภาคทำให้อิเลคตรอนหลุดกระเด็นไปได้

w_2 = พลังงานของอนุภาคที่เข้ามา

ถ้า w_2 มีค่าน้อยกว่าพลังงานมากที่สุดที่อนุภาคให้แก่อิเลคตรอน, จาก:-

$$W_{max} = \frac{2\beta^2}{1-\beta^2} \cdot mc^2$$

และถ้าอนุภาคที่เข้ามามีความเร็วน้อย จะแทน W_2 ด้วย W_{max}

$$\therefore \quad N_\delta = \frac{2\pi N e^4 Z^2}{mc^2 \beta^2} \left\{ \frac{1}{w_1} - \frac{1}{W_{max}} \right\} \qquad (2)$$

ในการหาจำนวนรังสีเดลต้า หรือ N_δ, เราจะนับเฉพาะรังสีเดลต้าที่เกิดจากพลังงานมากกว่า

ประมาณ 15 Kev เท่านั้น (w_1) ค่านี้ทำให้เห็นเม็ดเงินตั้งแต่ 4 เม็ดขึ้นไป ถ้าคิดตามหลักการแล้ว รังสีเดลต้าซึ่งเกิดจากพลังงานสูงกว่า 15 Kev อาจนับรวมไปได้ทุกค่า แต่โดยทางปฏิบัติถ้าพลังงานสูงกว่า 75 Kev ขึ้นไปเราไม่ใช้ เพราะทำให้เกิดเม็ดเงินน้อยกว่า 3 เม็ด เป็นการยากแก่การพิจารณาว่าเกิดจากอนุภาคที่เข้ามาหรือไม่ ฉะนั้น N_δ ที่จะนับจึงมีพลังงานระหว่าง 15 Kev ถึง 75 Kev ซึ่งค่าของ β ที่พลังงานทั้งสองเป็น 0.25 และ 0.5 ตามลำดับ ในอิมัลชั่นที่มีจำนวนรังสีเดลต้าที่นับเม็ดตั้งแต่ 4 เม็ดขึ้นไปมีน้อย อาจทำให้ผลทางสถิติผิดไปมาก กรณีนั้นอาจนับพวกที่มีเม็ดเงินตั้งแต่ 3 เม็ดขึ้นไปได้

สมการ (2) จะใช้ได้เมื่อสมมุติให้ เดิมอิเลคตรอนอยู่นิ่ง, เป็นอิสระ และความเร็วของอนุภาคที่เข้ามามีค่ามากกว่าความเร็วของอิเลคตรอนรอบอะตอมของตัวกลาง ซึ่งทั้งนี้จะทดลองไม่ได้ แต่ทราบได้โดยใช้ค่า w อยู่ระหว่าง 15 Kev ถึง 75 Kev และทราบว่าความเร็วของอิเลคตรอนรอบอะตอมของเงินและโบรมีน (bromine) มีค่าประมาณ 0.1 c นอกจากนี้ยังไม่ได้คำนึงถึง spin ของอิเลคตรอนอีกด้วย ฉะนั้นสมการ (2) จึงใช้สำหรับคำนวณได้อย่างประมาณเท่านั้น

แทนค่า $\beta = \frac{v}{c}$ ในสมการ (2)

$$N_\delta = \frac{2\pi Ne^4 Z^2}{m\frac{v^2}{c^2}\cdot c^2}\left\{\frac{1}{W_1} - \frac{1}{W_{max}}\right\} \quad (3)$$

และ

$$W_{max} = \frac{2\frac{v^2}{c^2}}{1-\frac{v^2}{c^2}}\cdot mc^2 = \frac{2v^2}{c^2-v^2}\cdot mc^2$$

แทนค่า W_{max} ในสมการ (3)

$$N_\delta = \frac{2\pi Ne^4 Z^2}{mv^2}\left\{\frac{1}{W_1} - \frac{c^2-v^2}{2v^2\cdot mc^2}\right\}$$

ที่พลังงานต่ำ v มีค่าน้อยเมื่อเทียบกับ c, $c^2 - v^2 \sim c^2$

$$N_\delta \text{ (พลังงานต่ำ)} = \frac{2\pi Ne^4 Z^2}{mv^2}\left\{\frac{1}{W_1} - \frac{1}{2mv^2}\right\} \quad (4)$$

จากสมการ (4) เห็นได้ว่า ถ้าอนุภาคมีความเร็วน้อย จำนวน N_δ จะมีค่ามาก ฉะนั้นที่ปลายทางก่อนที่อนุภาคจะหยุด จะเกิดรังสีเดลต้ามาก เมื่อ v น้อยลงจนถึงขีดจำกัดขีดหนึ่ง (cut off energy) ที่ทำให้ค่า $W_1 = W_{max}$ ขณะนั้นจะไม่มี δ-ray เกิดขึ้น

<u>ที่พลังงานสูง</u> v มีค่าใกล้เคียงกับ c, $c^2 - v^2 \sim 0$

$$N_\delta \text{ (ที่พลังงานสูง)} = \frac{2\pi N e^4 Z^2}{mv^2} \cdot \frac{1}{W_1}$$

ที่พลังงานจำกัดค่าหนึ่ง, W_1 จะเป็นค่าคงที่ และถ้าเขียน v ในเทอมของ β สมการ (5) จะเป็น

$$N_\delta = \frac{2\pi N e^4 Z^2}{m\beta^2 c^2 W_1}$$

หรือ

$$N_\delta = \frac{k Z^2}{\beta^2}$$

เมื่อ k = ค่าคงที่

$$= \frac{2\pi N e^4 c^2}{mv^2}$$

หรือ

$$N_\delta = Z^2 f(\beta)$$

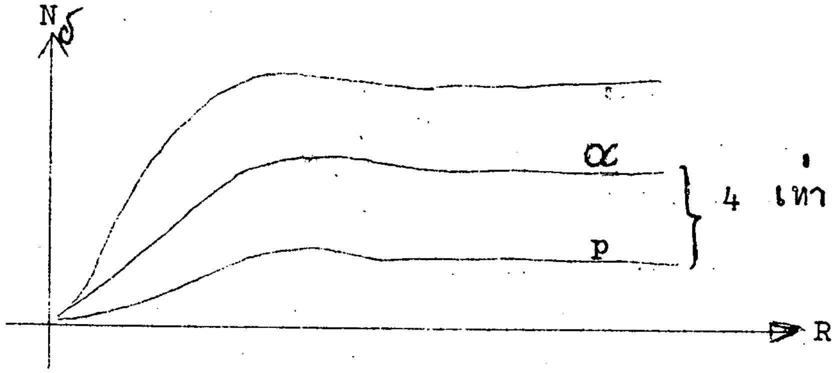
ซึ่งจำนวน δ - ray จะแปรตามค่า β, ที่ความเร็วค่าหนึ่งสำหรับอนุภาคต่างชนิด ค่า N_δ จะไม่เท่ากัน

เช่น สำหรับโปรตอน, $Z = 1$, $N_\delta = \frac{k \times 1}{2} = \frac{k}{\beta^2}$

สำหรับอนุภาคอัลฟ่า $Z = 2$, $N_\delta = \frac{k \times 2^2}{\beta^2} = \frac{4k}{\beta^2}$

ฉะนั้นที่ความเร็วเท่ากัน ปริมาณ N_δ ที่นับได้ของอนุภาคอัลฟ่าจะเป็น 4 เท่าของอนุภาคโปรตอนซึ่งเป็นข้อดีของวิธีการนับความแนนของรังสีเดลต้า เพราะการนับจำนวนรังสีเดลต้า สดวกกว่าการนับเม็ดเงิน และปริมาณที่นับได้จะต่างกันเป็น Z^2 เท่าของโปรตอน

เนื่องจากความเร็ว (ค่า β) ของอนุภาค เป็นสัดส่วนโดยตรงกับระยะ R ถ้าเขียนกราฟระหว่างจำนวน N_δ กับ R จะได้กราฟตามรูปที่ 10



รูปที่ 10 แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง N_δ กับ range

จะเห็นว่าเมื่อระยะ R มากขึ้นถึงค่าหนึ่ง, จำนวน N_δ จะคงที่สำหรับแต่ละอนุภาค แสดงว่าที่ระยะ R ค่านั้นอาจถือได้ว่า v = c

ฉะนั้นสมการ (6) มี β = 1 จะได้ $N_\delta = aZ^2$ ——— (7)

$$\text{เมื่อ} \quad a = \frac{k}{\beta} = k$$

จำนวน N_δ ในสมการ (7) เป็นผลรวมของจำนวนอิเลคตรอนที่ถูกชนออกมาโดยอนุภาคส่วนหนึ่ง อีกส่วนหนึ่งเกิดจากสาเหตุอื่น (back ground) เช่นจากการเก็บอิมัลชั่นไว้ระยะหนึ่งก่อนนำไปล้าง เกิดจากองศาของการล้าง (degree of development) และเกิดจากความผิดพลาดในการนับเป็นต้น ให้ b แทนปริมาณ δ – ray ส่วนนี้

$$\boxed{N_\delta = aZ^2 + b} \qquad (8)$$

พิจารณาจากกราฟรูปที่ 10 จำนวน N_δ ที่ใช้ได้กับสมการ (8) ต้องมีปริมาณต่อหน่วยความยาวคงที่ และต้องนับจากปลาย (end) ของทางเข้ามาเสมอ

ส่วนค่า a และ b อาจหาได้จากปฏิกริยาของการแตกตัวเป็นธาตุอื่น (break up event) หรือปฏิกริยาเฉพาะที่แสดงลักษณะของประจุ (charge - indicating interaction) เช่น ปฏิกริยาของการแตกตัวเป็นธาตุอื่นได้แก่

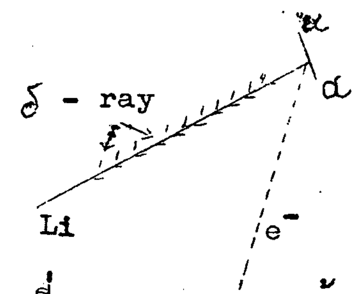
$${}_{6}C^{12} \longrightarrow 3\alpha$$

$${}_{7}N^{14} \longrightarrow {}_{5}B^{10} + \alpha$$

$${}_{10}Ne^{16} \longrightarrow 3\alpha + 4p$$

$${}_{18}A^{30} \longrightarrow {}_{6}C^{12} + 3\alpha + 6p'$$ เป็นต้น

ส่วนปฏิกริยาเฉพาะที่แสดงลักษณะของประจุได้แก่ ทางรูปฆ้อน (hammer track) ตามรูปที่ (11)



รูปที่ 11 แสดงทางรูปฆ้อน

ซึ่งเป็นปฏิกริยาของ

$${}_{3}Li^{7} \longrightarrow {}_{4}Be^{8} + e^{-}$$
$${}_{4}Be^{8} \downarrow {}_{2}He^{4} + 2\,He^{4}$$

แสดงว่าอนุภาคที่เข้ามาเป็น Li และตอนที่เป็น เบอลิเลี่ยม (Be) มองไม่เห็น และเห็นทางเดินของอนุภาคอัลฟ่าตอนปลายกับทางเดินของอิเลคตรอน

ภาคผนวก (III)

การหาค่าของ a และ b โดยวิธี Least square

ให้ $z^2 = x$

และ $N\delta = y$

	x^0 $(z^2)^0$	x^1 $(z^2)^1$	x^2 $(z^2)^2$	y $(N\delta)$	xy
He^4	1	4	16	0.23	0.92
C	1	36	1296	2.40	86.40
A	1	324	104976	21.40	6933.60
Σ	3 (N)	364 (Σx)	107288 (Σx^2)	24.03 (Σy)	7020.92 (Σxy)

จากสูตร $\Sigma y = a\Sigma x + bN$

$\therefore 24.03 = 364a + 3b$ ——— (1)

และสูตร $\Sigma xy = a\Sigma x^2 + b\Sigma x$

$\therefore 7020.92 = 107288 + 364b$ ——— (2)

(1) × 364:- $8746.92 = 132496a + 1092b$ ——— (3)

(2) × 3 :- $21062.76 = 318864a + 1092b$ ——— (4)

(3) - (4) $12315.84 = 186368a$

$$a = \frac{12315.84}{186368} = \underline{\underline{0.066}}$$

แทนค่า a ใน (1)

$$24.03 = 364 \times 0.066 + 3b$$

$$24.03 = 24.024 + 3b$$

$$3b = 0.006$$

$$b = \underline{\underline{0.002}}$$

จากสมการมาตรฐาน $N\delta = aZ^2 + b$

แทนค่า $N\delta = 0.066Z^2 + 0.002$

<u>บรรณานุกรม</u>

1) Enrico Fermi, <u>Proceedings of the International School of Physics</u>, Course XIX, (a) p. 170 (b) p. 138 (c) p. 140 (d) p. 148 (The University of Chicago Press, Chicago, 1963)

2) H. Geitel, Physik Z, 2, 116 (1900)

3) C.T.R. Wilson, Proc. Cambridge Phil. Soc., 11, 32 (1900)

4) A. Cockel, Physik Z, 11, 280 (1910), 12, 595 (1911)

5) V.F. Hess, Physik Z, 13, 1084 (1912), 14, 610 (1913)

6) W. Kolhorster, Verhandl deut Physik Ges; 16, 719 (1964)

7) Bruno Rossi, <u>Cosmic Rays</u>, (a) chap. 1, p. 6 (b) chap. 1, p. 9 - 12 (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, Sanfrancisco, Toronto, London 1964)

8) After Gangnes et al, Phys. Rev., 75, 57 (1949)

9) (a) J. E Hooper and M. Scharff, <u>The Cosmic Radiation</u> chap. 3, p. 57 (London; Methuen & Co. Ltd. 1958)
   (b) F. K. Richtmyer, E.H. Kennard and T. Lauritsen, <u>Introduction to Modern Physics</u>, chap. 11, p. 572 (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, Toronto, London, 1955)

10) S. F. Singer, Nuovo Cimento 2, 550 (1958)

11) Otis B. Young and Fred E. Harvey, Phys, rev., Vol. 109, No 2, 531 (1958)

12) Max Morand, Les Rayons Cosmiques, p. 201 (Librairire Armand Colin Paris V.E 1962)

13) O.R. Frisch, O.B.E.,F.R.S. Progress in Nuclear Physics Vol. 8, chap. 1, (by C.J. Waddington)
(a) p. 14 (b) p. 21 (c) p. 22

14) C.L. Critchfield, E.P. Ney and S. Olekas, Phys. rev., 79, 402 (1950)

15) V. D. Hopper, Cosmic Radiation and High Energy Interactions chap. 4, p. 108 - 109 (Acadamic Press Inc. London Ltd. 1964)

16) H. Hasegawa, S. Nakagawa and E. Tamai, Nuovo Cimento 36, 18 (1965)

17) B. J. O'Brien and J. H. Noon, Nuovo Cimento, 3, 107 (1958)

18) David M. Ritson, Techniques of High Energy Physics 5, 128, 148 (1961)

19) Emilio Segrè, Nuclei and Particles part I, chap. 2 - 3, p. 24 - 29 (W. A. Benjamin, Inc., New York 1965.)

20) C. F. Powell, P. H. Fowler and D. H. Perkins, The Study of Elementary Particles by Photographic Nuclear Emulsion, 16, 587 (1959)

ชีวประวัติ

ที่อยู่ 1645/14 ถนนจรัลสนิทวงศ์ อำเภอบางกอกน้อย จังหวัดธนบุรี นางสาวรัตนา ชาครวัฒน์ สำเร็จชั้นมัธยมปีที่ 6 จากโรงเรียนสตรีลำพูน จังหวัดลำพูน เมื่อ พ.ศ. 2496 ได้เข้าเป็นนักเรียนฝึกหัดครูประถม ที่โรงเรียนเพชรบุรีวิทยาลงกรณ์ ถนนเพชรบุรี จังหวัดพระนคร สำเร็จชั้นประโยคครูประถมเมื่อ พ.ศ. 2499 และได้เข้าศึกษาในคณะวิทยาศาสตร์ จุฬาลงกรณมหาวิทยาลัย โดยทุนของกรมฝึกหัดครู กระทรวงศึกษาธิการ ได้รับปริญญาตรีวิทยาศาสตรบัณฑิตสาขาฟิสิกส์ (เกียรตินิยมอันดับ 2) เมื่อ พ.ศ. 2503

ปัจจุบันรับราชการอยู่ที่โรงเรียนวัดเบ็ญจมบพิตร ถนนศรีอยุธยา อำเภอดุสิต จังหวัดพระนคร