

## บทที่ 2

### รังสีแกมมาและเทคนิคดีฟเฟอเรนเชียลแกมมาเรย์สแกดเทอริง

#### 2.1 รังสีแกมมา

รังสีแกมมาเป็นรังสีชนิดคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า (Electromagnetic radiation) ไม่มีประจุ ไม่มีมวล ไม่เบี่ยงเบนในสนามไฟฟ้า มีความเร็วเท่ากับแสง พลังงานของรังสีแกมมาจะมีความสัมพันธ์กับความถี่ ดังต่อไปนี้

$$E = h\nu \quad \dots(2.1)$$

$$E = \frac{1.240 \times 10^{-6}}{\lambda} \quad \dots(2.2)$$

เมื่อ  $E$  คือ พลังงานของรังสีแกมมา (eV)

$h$  คือ ค่าคงที่ของพลังค์ (Planck's constant =  $4.135 \times 10^{-15}$  eV.s)

$\nu$  คือ ความถี่ของคลื่น ( $\text{sec}^{-1}$ )

$\lambda$  คือ ความยาวคลื่น (m)

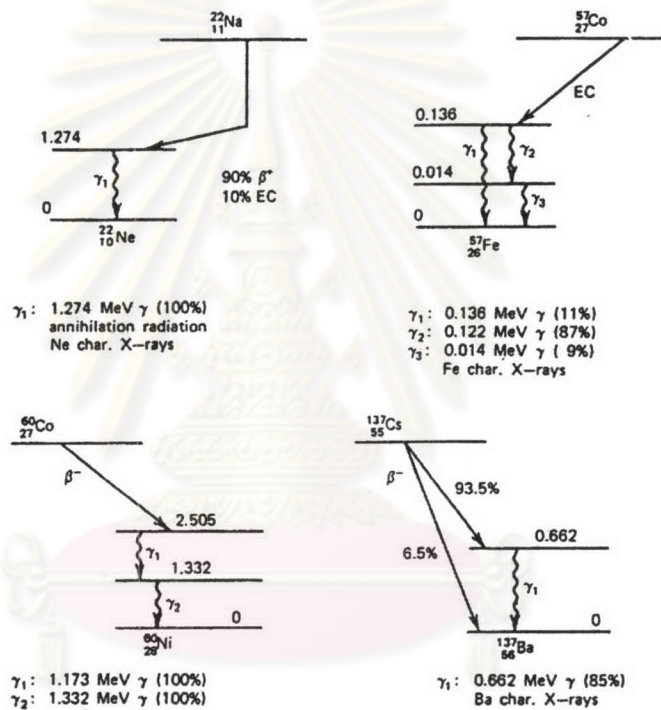
เมื่อนิวเคลียสเกิดการเปลี่ยนแปลง หลังจากการสลายตัวหรือเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ นิวเคลียสจะอยู่ในสถานะกระตุ้น (excited state) การลดระดับพลังงานลงมาอยู่ในสถานะพื้น (ground state) จะปลดปล่อยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาในรูปรังสีแกมมา ถ้าให้สถานะเริ่มต้น นิวเคลียสมีระดับพลังงาน  $E_i$  (สถานะกระตุ้น) และ  $E_f$  เป็นสถานะสุดท้าย ถ้าสถานะสุดท้ายเป็นสถานะพื้น การลดระดับพลังงานจะสิ้นสุด แต่ถ้าสถานะสุดท้ายยังเป็นสถานะกระตุ้นอยู่ การลดระดับพลังงานก็จะเกิดขึ้นอีกจนกระทั่งเป็นสถานะพื้น พลังงานของรังสีแกมมาที่ถูกปลดปล่อยออกมาจะเท่ากับผลต่างระหว่างพลังงานของสถานะเริ่มต้นกับพลังงานของสถานะสุดท้าย ดังนี้

$$h\nu = \Delta E = E_i - E_f \quad \dots(2.3)$$

## 2.2 ต้นกำเนิดรังสีแกมมา <sup>[6],[7]</sup>

### 2.2.1 รังสีแกมมาที่เกิดจากการสลายตัวของสารกัมมันตรังสี

เมื่อสารกัมมันตรังสีสลายให้รังสีบีตา รังสีแอลฟา หรือการจับอิเล็กตรอน นิวไคลด์ลูกที่เกิดขึ้นมักจะอยู่ในสถานะกระตุ้น และจะลดระดับพลังงานมาสู่สถานะพื้น โดยการปล่อยรังสีแกมมาออกมา อาจจะมีพลังงานพลังงานเดียวหรือหลายพลังงานก็ได้ ต้นกำเนิดรังสีที่นิยมใช้ในห้องปฏิบัติการทางรังสี เช่น <sup>22</sup>Na, <sup>57</sup>Co, <sup>137</sup>Cs



รูปที่ 2.1 ผังการสลายตัวของต้นกำเนิดรังสีบางชนิด <sup>[7]</sup>

### 2.2.2 ปรากฏการณ์แอนนิลเซชัน (Annihilation radiation)

หลังจากนิวเคลียสสลายตัวให้รังสีบีตาบวก และหลังจากการเกิดอันตรกิริยา แพร่โพรงชักัน จะได้โพสิตรอนออกมา เมื่อโพสิตรอนสูญเสียพลังงานจะกระทั่งพลังงานลดต่ำลง จะไปรวมตัวกับอิเล็กตรอน โพสิตรอนและอิเล็กตรอนจะหายไปเกิดเป็นรังสีแกมมา 2 ตัว พลังงาน 0.511 MeV ออกมา

### 2.2.3 รังสีแกมมาที่เกิดจากปฏิกิริยานิวเคลียร์

ปฏิกิริยานิวเคลียร์บางปฏิกิริยาผลิตภัณฑ์ที่ได้จะอยู่ในสถานะกระตุ้นซึ่งจะปล่อยรังสีแกมมาพลังงานสูงกว่าจากการสลายตัวของรังสีบีตาออกมา เช่น



ผลิตภัณฑ์ที่ได้ คือนิวเคลียส  ${}^{12}\text{C}$  ซึ่งอยู่ในสถานะกระตุ้น ซึ่งจะปล่อยรังสีแกมมาพลังงาน 4.4 MeV ออกมา ตัวอย่างอีกปฏิกิริยาหนึ่ง คือ



ผลิตภัณฑ์ที่ออกมาคือนิวเคลียส  ${}^{16}\text{O}$  ซึ่งอยู่ในสถานะกระตุ้น ซึ่งจะปล่อยรังสีแกมมาพลังงานสูงถึง 6.130 MeV

## 2.3 อันตรกิริยาของรังสีแกมมา

### 2.3.1 ปฏิกิริยาโฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ (photoelectric effect) <sup>[6]. [7]. [8]</sup>

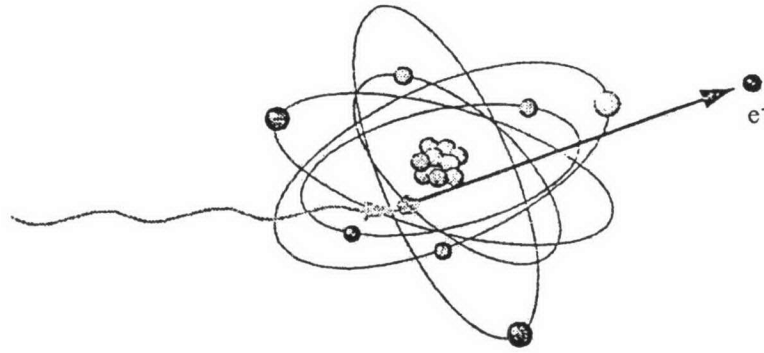
ปฏิกิริยาโฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ เกิดจากรังสีแกมมาพลังงานต่ำแต่มากกว่าพลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอนในวงโคจร เมื่อรังสีแกมมาเคลื่อนเข้าชนอะตอมจะถ่ายเทพลังงานทั้งหมดให้อิเล็กตรอน ทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากอะตอม อิเล็กตรอนอยู่ภายในวงโคจรด้วยพลังงานยึดเหนี่ยวจำนวนหนึ่ง ดังนั้น พลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน ที่หลุดออกมาจึงมีค่าเท่ากับพลังงานของรังสีแกมมาลบด้วยพลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอน ดังสมการ (2.4)

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad \dots(2.4)$$

เมื่อ  $E_e$  คือ พลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่หลุดออกจากอะตอม

$E_\gamma$  คือ พลังงานของรังสีแกมมาที่วิ่งเข้าชนอะตอม

$E_b$  คือ พลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอน



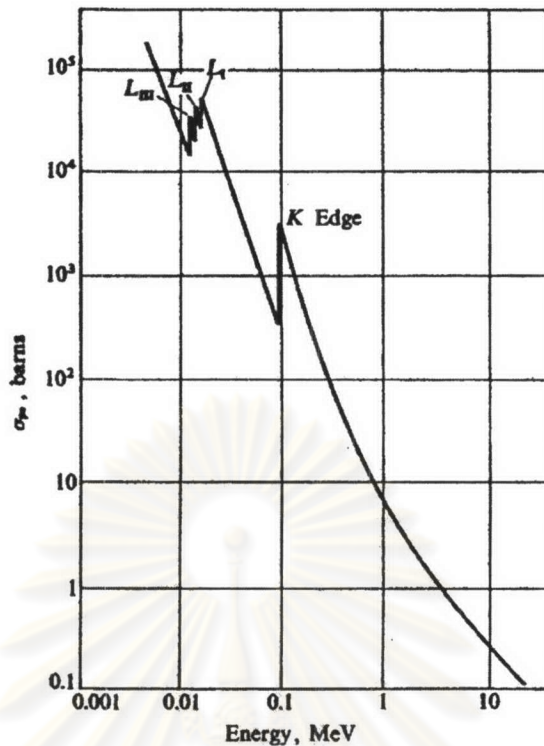
รูปที่ 2.2 การเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์<sup>[9]</sup>

อิเล็กตรอนที่หลุดออกมาเรียกว่า โฟโตอิเล็กตรอน (photoelectron) กระบวนการนี้โฟตอนจะเสียพลังงานทั้งหมดให้กับอิเล็กตรอนแล้วโฟโตอิเล็กตรอนจะเป็นตัวทำให้เกิดการแตกตัวเมื่อเคลื่อนผ่านอะตอมของสาร และเมื่อมีโฟโตอิเล็กตรอนหลุดออกจากอะตอมจะทำให้เกิดช่องว่างในอะตอม อิเล็กตรอนที่อยู่ชั้นนอกจะเลื่อนเข้ามาแทนตำแหน่งเดิมที่ว่างพร้อมกับปล่อยรังสีเอกซ์เฉพาะ (characteristic x-ray) ออกมา และอาจจะชนกับอิเล็กตรอนที่อยู่ในรอบนอกแล้วทำให้เกิดไอเจริอิเล็กตรอน (Auger electron) ซึ่งมีพลังงานเท่ากับผลต่างระหว่างพลังงานของรังสีเอกซ์เฉพาะกับพลังงานยึดเหนี่ยวอิเล็กตรอนในวงโคจร เมื่อรังสีแกมมาพลังงานสูง โฟโตอิเล็กตรอนจะถูกผลักไปในทิศทางข้างหน้าในแนวเดียวกับทิศของรังสีแกมมา ส่วนรังสีแกมมาที่มาตกกระทบมีพลังงานต่ำมักจะส่งอิเล็กตรอนในแนวทำมุมฉาก

ถ้าให้  $\sigma_{pe}$  เป็นค่าภาคตัดขวางของการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ต่ออะตอมของตัวกลาง เมื่อรังสีแกมมาความเข้ม  $I$  ( $\gamma$  - photon /cm<sup>2</sup>.s) ตกกระทบเป้าซึ่งมีความหนาแน่นของอะตอมเท่ากับ  $N$  อะตอมต่อลูกบาศก์เซนติเมตร อัตราการเกิดโฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ต่อปริมาตรของเป้า,  $F_{pe}$  (cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup>) จะแสดงได้ดังนี้

$$F_{pe} = I N \sigma_{pe} \quad \dots(2.5)$$

ค่า  $\sigma_{pe}$  ขึ้นอยู่กับเลขอะตอมของตัวกลางและพลังงานของรังสีแกมมา  $\sigma_{pe}$  จะมีค่าลดลงเมื่อรังสีแกมมามีพลังงานสูงขึ้น และ  $\sigma_{pe}$  จะมีค่าเพิ่มขึ้นตามเลขอะตอมของตัวกลาง รูปที่ 2.3 แสดงค่า  $\sigma_{pe}$  ของตะกั่วที่พลังงานของรังสีแกมมาต่าง ๆ ซึ่งจะเห็นได้ว่าเมื่อพลังงานต่ำกว่า 1 MeV ค่า  $\sigma_{pe}$  ของตะกั่วมีค่าสูงและจะสูงขึ้นเรื่อย ๆ เมื่อรังสีแกมมามีพลังงานลดลง นั่นก็หมายความว่ารังสีแกมมาพลังงานต่ำจะทะลุผ่านตะกั่วได้ยาก



รูปที่ 2.3 ค่าภาคตัดขวางของการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ของตะกั่วที่พลังงานต่างกัน<sup>[6]</sup>

จากรูปที่ 2.3 ค่า  $\sigma_{pe}$  มีความไม่ต่อเนื่อง (discontinuities) ในบางพลังงานแสดงว่ามีการเปลี่ยนแปลงค่า  $\sigma_{pe}$  อย่างรวดเร็ว บริเวณรอยหยักนี้เรียกว่า “แอบซอร์พชันเอจ” (absorption edge) ซึ่งบริเวณนี้จะเป็นบริเวณที่ค่าพลังงานของรังสีแกมมามีค่าเท่ากับพลังงานที่ใช้ในการทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากอะตอมพอดี เนื่องจากอิเล็กตรอนในอะตอมแบ่งเป็นชั้นระดับพลังงานต่าง ๆ แต่ละชั้น จึงมีค่าแอบซอร์พชันเอจ ต่างกันคือ  $K_{edge}$ ,  $L_{edge}$ ,  $M_{edge}$  เป็นต้น อิเล็กตรอนที่อยู่ในชั้นระดับพลังงานต่ำ (ใกล้นิวเคลียส) จะหลุดออกมาจากอะตอมได้ยากกว่าอิเล็กตรอนที่อยู่ชั้นนอกที่มีระดับพลังงานสูงกว่า ดังนั้นค่าสันขอบการดูดกลืนของชั้น K จึงมีพลังงานสูงกว่าชั้น L สำหรับชั้น K มีพลังงานค่าเดียวเนื่องจากในชั้น K มีระดับพลังงานเดียว ส่วนชั้น L จะมีระดับพลังงานย่อย 3 พลังงานจึงมียอดสันขอบการดูดกลืน 3 ค่าพลังงานที่ใกล้เคียงกัน

$K_{edge}$  เป็นค่าพลังงานที่สอดคล้องกับพลังงานยึดเหนี่ยว หรือ พลังงานที่ทำให้เกิดการไอออไนซ์ (ionization energy) ของอิเล็กตรอนในวงโคจร K เมื่อรังสีแกมมามีพลังงานเท่ากับค่าพลังงานยึดเหนี่ยวของอิเล็กตรอนในวงโคจร K (K- electron) พอดี อะตอมจะมีค่า  $\sigma_{pe}$  สูงขึ้น เพราะฉะนั้นอะตอมจะดูดกลืนพลังงานของรังสีแกมมาพลังงานเท่ากับ  $K_{edge}$  ได้ดีกว่าในช่วง

พลังงานใกล้เคียงกันในกรณีที่รังสีแกมมาที่มีพลังงานต่ำกว่า  $K_{edge}$  ก็ไม่สามารถที่จะทำให้เกิดโฟโตอิเล็กตริกเอฟเฟกต์กับอิเล็กตรอนในวงโคจร K (K-electron) ได้

ส่วน  $L_I$ ,  $L_{II}$  และ  $L_{III}$  ก็ทำนองเดียวกันคือ เป็นจุดที่สอดคล้องกับพลังงานยึดเหนี่ยว หรือ พลังงานที่ทำให้เกิดการไอออไนซ์ (ionization energy) ของอิเล็กตรอนในวงโคจร L (L – electron) ในวงโคจรย่อย (subshell) ที่ 1, 2 และ 3 ตามลำดับ

ช่วงที่รังสีแกมมาพลังงานสูงกว่า  $K_{edge}$  ขึ้นไป ค่า  $\sigma_{pe}$  จะลดลงตามค่าพลังงาน ดังนี้

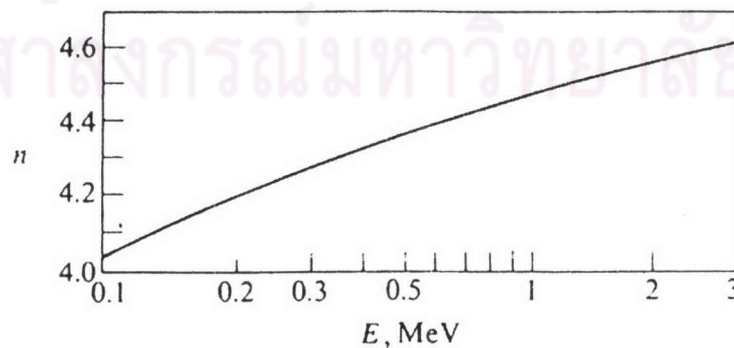
$$\sigma_{pe} \approx E^{-3} \quad \dots(2.6)$$

นอกจากนี้ค่า  $\sigma_{pe}$  ยังขึ้นอยู่กับค่า  $Z$  ของตัวกลางอย่างมาก คือ

$$\sigma_{pe} \approx Z^n \quad \dots(2.7)$$

ค่า  $n$  จะแปรผันตามพลังงานของรังสีแกมมาแต่จะมีค่าประมาณ 4 กราฟของค่า  $n$  แสดง ดังรูปที่ 2.4 ดังนั้นอันตรกิริยาแบบโฟโตอิเล็กตริกเอฟเฟกต์จึงเกิดกับธาตุที่เลขอะตอมสูง เช่น ตะกั่ว โดยเฉพาะอย่างยิ่งกับรังสีแกมมาพลังงานต่ำ โอกาสของการเกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กตริกเอฟเฟกต์ จะมีค่าประมาณดังสมการ

$$\sigma_{pe} \approx \frac{Z^n}{E^3} \times const \quad \dots(2.8)$$



รูปที่ 2.4 ค่า  $n$  ที่พลังงานรังสีแกมมาต่างๆ<sup>[6]</sup>

### 2.3.2 ปฏิกิริยาการกระเจิงคอมป์ตัน (The Compton Effect) <sup>[6]. [7]. [8]. [10]</sup>

เมื่อรังสีแกมมาเข้าชนกับอะตอมของตัวกลางจะถ่ายเทพลังงานบางส่วนให้กับอิเล็กตรอนทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกมา ส่วนรังสีแกมมาจะกระเจิงทำมุม  $\theta$  กับแนวการเคลื่อนที่เดิมดังรูปที่ 2.5



รูปที่ 2.5 การเกิดปรากฏการณ์คอมป์ตัน <sup>[9]</sup>

ให้รังสีแกมมาที่มีพลังงาน  $h\nu$  และโมเมนตัม  $h\nu/c$  ตกกระทบกับอิเล็กตรอนที่มีมวลนิ่ง ( $m_0$ ) รังสีแกมมาที่กระเจิงออกมาเป็นมุม  $\theta$  มีพลังงาน  $h\nu'$  และโมเมนตัม  $h\nu'/c$  ( $\nu'$  น้อยกว่า  $\nu$ ) จึงทำให้ความยาวคลื่น  $\lambda'$  มากกว่า  $\lambda$  พลังงานของรังสีแกมมาที่ลดลงไป ( $h\nu - h\nu'$ ) กลายเป็นพลังงานจลน์  $E_k$  ของอิเล็กตรอนที่ถอยกลับออกมา ถ้ามวลของอิเล็กตรอนเคลื่อนที่เท่ากับ  $m$  จะได้

$$E_k = mc^2 - m_0c^2$$

$$= m_0c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad \dots(2.9)$$

เมื่อ  $\beta = v/c$  โดย  $v$  เป็นความเร็วของอิเล็กตรอนถอยกลับและโมเมนตัมของอิเล็กตรอน ( $p_e$ ) จะมีค่า

$$p_e = m\beta c$$

$$= \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \dots(2.10)$$

เมื่อแยกโมเมนตัมออกเป็น 2 แนวแกน x และ y และใช้หลักการอนุรักษ์โมเมนตัม และพลังงานทำให้ได้

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos\phi \quad \dots(2.11)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin\theta - \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin\phi \quad \dots(2.12)$$

$$\begin{aligned} h\nu &= h\nu' + E_k \\ &= h\nu' + m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \end{aligned} \quad \dots(2.13)$$

เมื่อให้ค่าของมุม  $\phi$  คงที่ จะหาค่าของสมการได้

$$p_e c \cos\phi = h\nu - h\nu' \cos\theta \quad \dots(2.14)$$

$$p_e c \sin\phi = h\nu' \sin\theta \quad \dots(2.15)$$

ยกกำลังสองทั้งสองสมการแล้วนำมารวมกันได้

$$p_e^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') \cos\theta + (h\nu')^2 \quad \dots(2.16)$$

พลังงานรวมของอิเล็กตรอนมีค่า

$$E_e = E_k + m_0 c^2 \quad \dots(2.17)$$

และจากทฤษฎีสัมพันธภาพได้

$$E_e = \sqrt{(p^2 c^2 + m_0^2 c^4)} \quad \dots(2.18)$$



แทนค่าลงในสมการ (2.17) ได้

$$p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4 = (E_k + m_0 c^2)^2 \quad \dots(2.19)$$

และแทนค่า  $E_k = h\nu - h\nu'$  จากสมการ (2.12) ได้

$$p_e^2 c^2 = (h\nu - h\nu')^2 + 2(h\nu - h\nu') m_0 c^2 \quad \dots(2.20)$$

สมการ (2.16) และสมการ (2.20) เท่ากันดังนั้น

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad \dots(2.21)$$

เมื่อ  $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$  ซึ่งเท่ากับพลังงานของโฟตอนที่ตกลงบนอิเล็กตรอนที่อยู่ในหน่วยของมวลนิ่งของอิเล็กตรอน

ทำนองเดียวกัน สามารถหาค่าของพลังงานจลน์ได้

$$\begin{aligned} E_k &= h\nu - h\nu' \\ &= h\nu \left( 1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right) \\ &= h\nu \left( \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right) \end{aligned} \quad \dots(2.22)$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{2}{(1 + \alpha)^2 \tan^2 \phi + 1} \quad \dots(2.23)$$

จากสมการ (2.21) เมื่อเปลี่ยนความถี่คลื่นให้อยู่ในรูปความยาวคลื่นจะได้เป็น

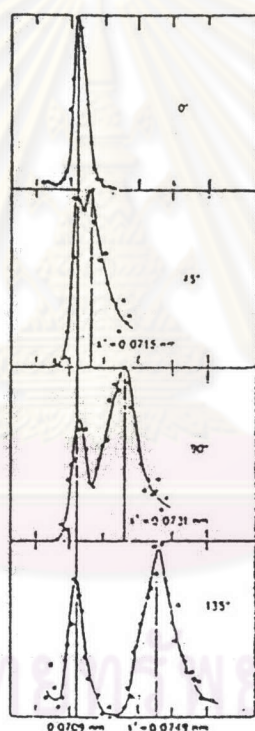
$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) \quad \dots(2.24)$$

โฟตอนที่กระเจิงออกมามีความยาวคลื่นมากกว่าโฟตอนที่ตกกระทบกับอิเล็กตรอน และความยาวคลื่นที่เปลี่ยน ( $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ) ไม่ขึ้นอยู่กับความยาวคลื่นที่ตกกระทบอิเล็กตรอน แต่จะขึ้นอยู่กับมุมกระเจิง  $\theta$  และมวลของอิเล็กตรอน  $m_0$  สำหรับค่า  $h/m_0 c$  มีหน่วย

เป็นความยาวเรียกว่า ความยาวคลื่นคอมป์ตัน (compton wavelength) เมื่อแทนค่า  $m_0$ ,  $h$  และ  $c$  แล้วจะได้  $h/m_0c = 0.02426 \text{ \AA}$  ดังนั้นจากสมการ (2.24) ได้

$$\Delta\lambda = 0.02426(1 - \cos\theta) \text{ \AA} \quad \dots(2.25)$$

ที่  $\theta = 0^\circ$  ความยาวคลื่นของรังสีแกมมาไม่เปลี่ยนแปลง ส่วนที่มุม  $\theta = 90^\circ$  ความยาวคลื่นของรังสีแกมมาเปลี่ยนไป  $\Delta\lambda = 0.02426 \text{ \AA}$  และที่มุม  $\theta = 180^\circ$  ทำให้ได้  $\Delta\lambda = 2 \times 0.02426 = 0.04852 \text{ \AA}$  ผลการทดลองหาค่าความเข้มรังสีแกมมาที่กระเจิงเป็นฟังก์ชันของความยาวคลื่นนั้นแสดงดังรูปที่ 2.6 จากรูปจะเห็นว่าความเข้มของรังสีและความยาวคลื่นของรังสีเพิ่มขึ้นตามค่ามุมกระเจิง



รูปที่ 2.6 สเปกตรัมของรังสีแกมมาที่เกิดจากการกระเจิงคอมป์ตันโดยมีความยาวคลื่นที่เปลี่ยนแปลงไปตามมุมกระเจิงต่างๆ<sup>[10]</sup>

สามารถคำนวณหาค่าพลังงาน  $h\nu$  ของโฟตอนที่ตกกระทบกับอิเล็กตรอนได้โดยใช้สมการ (2.22) จากการวัดพลังงานของอิเล็กตรอนซึ่งมีค่าสูงสุดที่มุมกระเจิง  $180^\circ$  จาก

$$E_k = h\nu \left( \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \right)$$

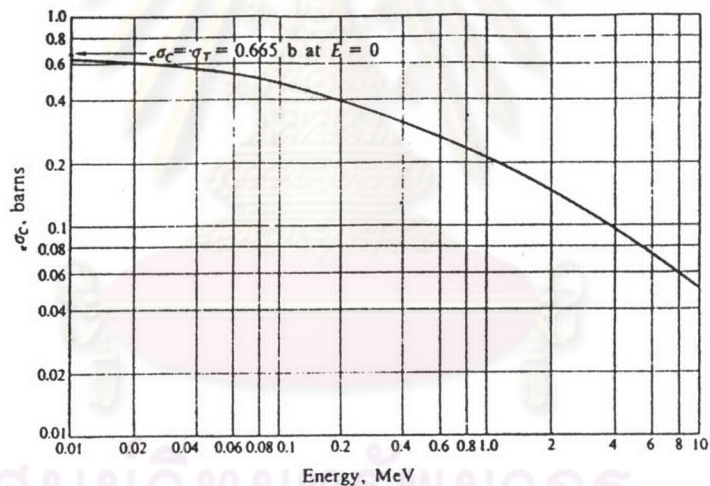
$$= hv \left( \frac{2hv/m_0c^2}{1+2hv/m_0c^2} \right) \quad \dots(2.26)$$

เนื่องจากปรากฏการณ์คอมป์ตันเกิดขึ้นเนื่องจากอันตรกิริยาระหว่างรังสีแกมมา กับอิเล็กตรอนในอะตอม ดังนั้นค่าภาคตัดขวางของการเกิดปรากฏการณ์คอมป์ตันต่ออะตอม ( $\sigma_c$ ) จึงเป็นค่าภาคตัดขวางการกระเจิงคอมป์ตันต่ออิเล็กตรอน ( ${}_e\sigma_c$ ) ซึ่ง

$${}_e\sigma_c = {}_e\sigma_s + {}_e\sigma_a \quad \dots(2.27)$$

เมื่อ  ${}_e\sigma_s$  คือ ภาคตัดขวางคอมป์ตันต่ออิเล็กตรอนในการกระเจิงพลังงานของ รังสีแกมมา

${}_e\sigma_a$  คือ ภาคตัดขวางคอมป์ตันต่ออิเล็กตรอนในการดูดกลืนพลังงานโดย อิเล็กตรอน



รูปที่ 2.7 ค่า  ${}_e\sigma_c$  ที่พลังงานของรังสีแกมมาต่างๆ<sup>[6]</sup>

และค่าภาคตัดขวางนี้จะลดลงเมื่อพลังงานของรังสีแกมมาเพิ่มขึ้นจากที่สูงสุด 0.655 บาร์น (barns) ที่พลังงาน 0 MeV ซึ่งเรียกว่าภาคตัดขวางทอมสัน (Thomson cross section,  $\sigma_T$ ) ดังรูปที่ 2.7 จะเห็นว่าที่รังสีแกมมามีพลังงานสูงขึ้นไปจน  $E_\gamma \gg E_e$  ค่า  ${}_e\sigma_c$  จะแปรผกผันตรงตามค่า  $E^{-1}$  และค่าภาคตัดขวางการกระเจิงคอมป์ตันต่ออะตอม ( $\sigma_c$ ) จะขึ้นอยู่กับเลขอะตอมของตัวดูดกลืน ดังสมการ

$$\sigma_c = Z {}_e\sigma_c \quad \dots(2.28)$$

$$e\sigma_c \propto E_\gamma^{-1} \quad \dots(2.29)$$

ดังนั้นโอกาสของการเกิดปรากฏการณ์คอมป์ตันเอฟเฟคต์จึงขึ้นกับจำนวนอิเล็กตรอนที่อยู่ในอะตอมของตัวดูดกลืน และจะเกิดได้ดีกับสารที่มีเลขอะตอม,  $Z$  สูง และจะลดลงเมื่อพลังงานของรังสีแกมมา,  $E_\gamma$  สูงขึ้นจึงประมาณโอกาสของการเกิดปรากฏการณ์คอมป์ตันเอฟเฟคต์ได้ว่า

$$\sigma_c \approx \frac{Z}{E_\gamma} \quad \dots(2.30)$$

ค่าภาคตัดขวางจุลภาคของการกระเจิง ที่กระเจิงเป็นมุมต่าง ๆ สามารถคำนวณหาได้จากสูตรของ Klein-Nishina ดังสมการ

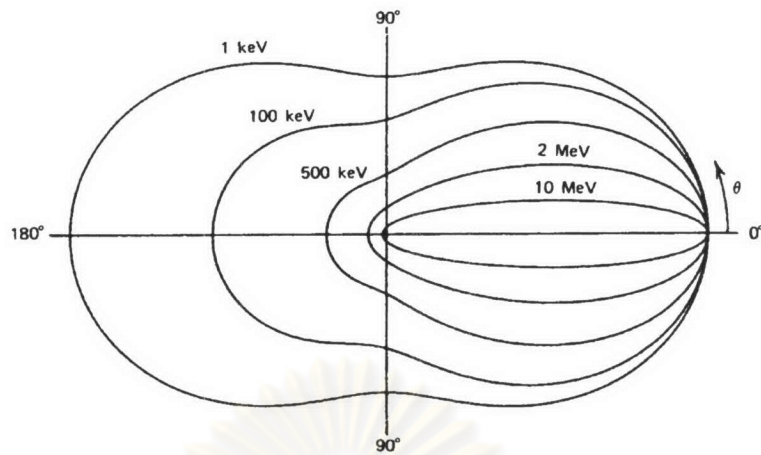
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \dots(2.31)$$

เมื่อ  $r_0$  คือ classical electron radius =  $2.82 \times 10^{-13}$  cm

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0c^2} = \frac{662 \text{ keV}}{511 \text{ keV}} = 1.29 \quad \text{for } ^{137}\text{Cs}$$

$\theta$  คือ มุมกระเจิง

ค่าภาคตัดขวางของการกระเจิงจากโฟตอนระดับพลังงานต่าง ๆ แสดงดังรูปที่ 2.8 จากสมการของ Klein-Nishina เมื่อพลังงานของรังสีตกกระทบยิ่งสูงมาก การกระเจิงส่วนใหญ่จะเป็นการกระเจิงไปข้างหน้า (forward scattering) และที่พลังงานต่ำ ๆ  $E \approx E_0$  สมการ (2.34) จะลดรูปเหลือเป็น  $(1 + \cos^2\theta)$  ซึ่งจะสมมาตรที่มุม  $90^\circ$



รูปที่ 2.8 ความสัมพันธ์ระหว่างค่าภาคตัดขวางของ Klein-Nishina ที่กระเจิงเป็นมุม  $\theta$  จากรังสีแกมมาที่แต่ละพลังงาน [7]

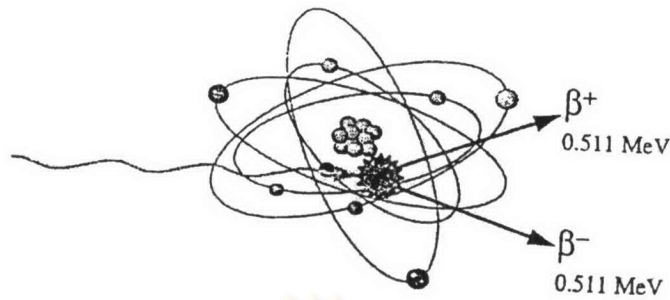
ข้อแตกต่างระหว่างปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์และปรากฏการณ์คอมป์ตันเอฟเฟกต์ก็คือ ปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์เป็นการดูดกลืนโฟตอนทั้งหมดที่ตกกระทบกับอิเล็กตรอน แต่ในกระบวนการเกิดปรากฏการณ์คอมป์ตันเอฟเฟกต์นั้นเพียงแต่ลดขนาดพลังงานเดิมของโฟตอน เกิดโฟตอนใหม่ที่มีพลังงานลดลงและอิเล็กตรอนที่มีพลังงานค่าหนึ่ง หลังจากการเกิดคอมป์ตันแล้วโฟตอนที่มีพลังงานต่ำลงก็อาจจะทำอันตรกิริยากับอิเล็กตรอนตัวอื่นทำให้เกิดปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ได้อีก

### 2.3.3 แพร่โปรดักชัน (pair production) [6] . [7] . [8]

ปรากฏการณ์นี้ จะเกิดขึ้นเมื่อรังสีแกมมาที่มีพลังงานสูงกว่า 1.02 MeV เคลื่อนผ่านสนามไฟฟ้าของอิเล็กตรอนในอะตอม รังสีแกมมาจะหายไปกลายเป็นอิเล็กตรอนและโพสิตรอนวิ่งไปในทิศทางตรงกันข้าม อันตรกิริยานี้เป็นตัวอย่างการเปลี่ยนแปลงพลังงานไปเป็นมวล ดังนั้นพลังงานเริ่มต้นจะต้องมีค่าอย่างน้อยเท่ากับมวลนิ่ง (rest mass energy) ของอิเล็กตรอนและโพสิตรอน นั่นคือ 1.02 MeV

$$h\nu = e^+ + e^- + 2E_k \quad \dots(2.32)$$

เมื่อ  $2E_k$  คือพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนและโพสิตรอน



รูปที่ 2.9 การเกิดเพริโพรดักชัน<sup>[9]</sup>

ถ้าพลังงานของรังสีแกมมาทำให้เกิดอันตรกิริยาแบบโพรดักชันมีค่ามากกว่า 1.02 MeV พลังงานที่เหลือจะกลายเป็นพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนและโพสิตรอน โพสิตรอนที่เกิดก็จะสามารถไปรวมตัวกับอิเล็กตรอนทำให้เกิดโฟตอน 2 ตัวที่มีพลังงานแต่ละ 0.511 MeV เคลื่อนที่ไปในทิศทางตรงกันข้าม เรียกว่า ปฏิกิริยาแอนนิฮิเลชัน (annihilation) ได้เป็นตัวอย่างการเปลี่ยนแปลงมวลไปเป็นพลังงาน ตรงข้ามกับอันตรกิริยาแบบเพริโพรดักชัน

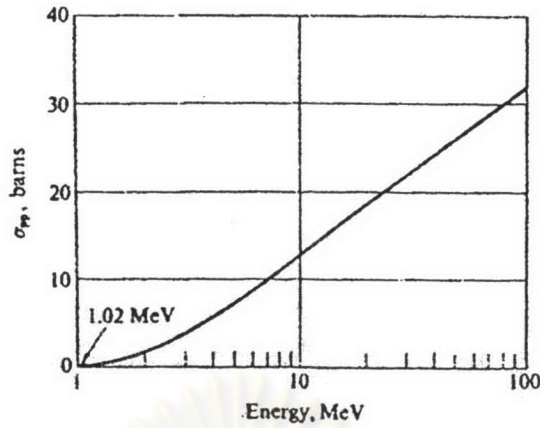
$$e^+ + e^- \rightarrow 2h\nu \quad \dots(2.33)$$

ค่าภาคตัดขวางของการเกิดเพริโพรดักชัน ( $\sigma_{pp}$ ) จะเพิ่มขึ้นกับพลังงานที่เพิ่มขึ้น ดังรูปที่ 2.10 ซึ่งแสดงค่าภาคตัดขวางของการเกิดเพริโพรดักชันของตะกั่ว และจะเกิดได้มากเมื่ออะตอมของตัวกลางมีค่าสูงขึ้น

$$\sigma_{pp} \cong Z^2$$

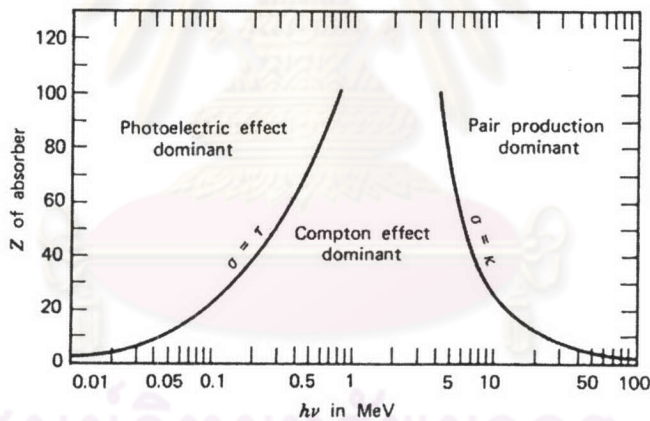
โอกาสที่จะเกิดอันตรกิริยาแบบเพริโพรดักชันจะประมาณได้ว่า

$$\sigma_{pp} \cong Z^2(E-1.02)$$



รูปที่ 2.10 ภาคตัดขวางของการเกิดแฟร์ไอพอดักชัน ( $\sigma_{pp}$ ) ของตะกั่วที่พลังงานต่าง ๆ <sup>[6]</sup>

เมื่อเปรียบเทียบความสัมพันธ์ในการเกิดอันตรกิริยาทั้ง 3 แบบ จะพบว่าโอกาสในการเกิดอันตรกิริยาแต่ละแบบนี้จะมีความสัมพันธ์กับพลังงานของรังสีแกมมาและตัวกลางที่รังสีแกมมาไปทำอันตรกิริยาดังรูปที่ 2.11



รูปที่ 2.11 โอกาสในการเกิดอันตรกิริยาของรังสีแกมมาที่พลังงานสัมพันธ์กับเลขอะตอมของตัวกลาง <sup>[7]</sup>

### 2.3 สัมประสิทธิ์การลดทอน (Attenuation Coefficient) <sup>[6]</sup>

การลดความเข้มรังสีแกมมา เมื่อ  $\sigma$  เป็นภาคตัดขวางรวม (total cross section) ต่ออะตอมของตัวกลาง ประกอบด้วยผลรวมของภาคตัดขวางจากอันตรกิริยาของรังสีแกมมา คือ โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ แฟร์ไอพอดักชันและการกระเจิงคอมป์ตัน

$$\sigma = \sigma_{pe} + \sigma_{pp} + \sigma_c \quad \dots(2.36)$$

เมื่อคูณด้วยค่าความหนาแน่นอะตอมของตัวกลาง (N) เข้าไปในสมการ (2.36) จะได้

$$N\sigma = N(\sigma_{pe} + \sigma_{pp} + \sigma_c) \quad \dots(2.37)$$

ผลคูณระหว่าง  $N\sigma$  นี้เรียกว่า "สัมประสิทธิ์การลดทอน" (attenuation coefficient) แทนด้วยสัญลักษณ์  $\mu$  ดังนี้

$$\mu = \mu_{pe} + \mu_{pp} + \mu_c \quad \dots(2.38)$$

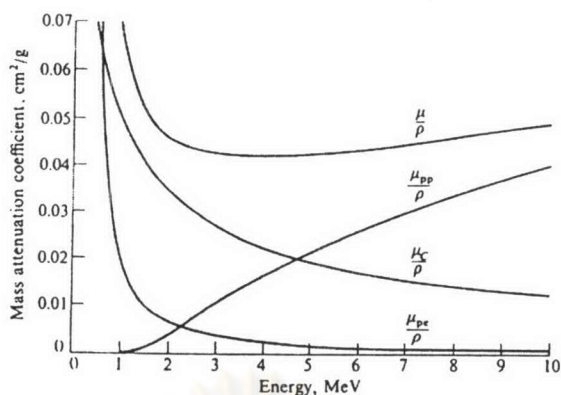
เมื่อ  $\mu$  เป็น สัมประสิทธิ์การลดทอนรวม และ  $\mu_{pe}$ ,  $\mu_{pp}$  และ  $\mu_c$  สัมประสิทธิ์การลดทอนของอันตรกิริยาแบบ โฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์ แพรีโพรดักชันและการกระเจิงคอมป์ตัน ตามลำดับ ในการคำนวณเกี่ยวกับค่าสัมประสิทธิ์การลดทอน มักจะพบค่า  $\mu$  ใน เทอมของ  $(\mu/\rho)$  เมื่อ  $\rho$  คือ ค่าความหนาแน่น (physical density) ของตัวกลาง จากสมการที่ (2.38) จะได้

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \frac{\mu_{pe}}{\rho} + \frac{\mu_{pp}}{\rho} + \frac{\mu_c}{\rho} \quad \dots(2.39)$$

ค่า  $(\mu/\rho)$  นี้เรียกว่า "สัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงมวล" (mass attenuation coefficient) มีหน่วยเป็น  $\text{cm}^2/\text{g}$

รูปที่ 2.12 แสดงค่า  $\mu/\rho$  ของตะกั่ว จะเห็นได้ว่าค่า  $\mu_{pe}/\rho$  และ  $\mu_c/\rho$  ลดลงเมื่อรังสีแกมมาพลังงานสูงขึ้น ส่วนค่า  $\mu_{pp}/\rho$  จะเริ่มที่พลังงาน 1.02 MeV และสูงขึ้นเรื่อย ๆ เมื่อรังสีแกมมาพลังงานสูงขึ้น ถ้าพิจารณา  $(\mu/\rho)$  จะพบว่าที่พลังงานรังสีแกมมาเท่ากับ 3.5 MeV ค่า  $(\mu/\rho)$  รวมมีค่าต่ำสุด ในช่วงพลังงาน 0.5 ถึง 5 MeV ค่า  $\mu_c/\rho$  ของตะกั่วจะสูงกว่า  $\mu_{pe}/\rho$  และ  $\mu_{pp}/\rho$  กล่าวคือในช่วงพลังงานดังกล่าวอันตรกิริยาที่เกิดขึ้นส่วนใหญ่จะเป็นการกระเจิงแบบคอมป์ตัน (compton scattering) เนื่องจากค่า  $\sigma_{pe}$  และ  $\sigma_{pp}$  นั้นขึ้นอยู่กับการกระเจิงแบบคอมป์ตัน ดังนั้นธาตุที่มีค่าเลขอะตอมต่ำ ช่วงที่  $\mu_c/\rho$  จะมีค่ามากกว่า  $\mu_{pe}/\rho$  และ  $\mu_{pp}/\rho$  จึงมีช่วงกว้างกว่า ตัวอย่างเช่น อะลูมิเนียม ค่า  $\mu_c/\rho$  จะมีค่ามากกว่า  $\mu_{pe}/\rho$  และ  $\mu_{pp}/\rho$  ในช่วงที่รังสีแกมมามีพลังงาน 0.06 ถึง 20 MeV





รูปที่ 2.12 ค่าสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงมวลของตะกั่ว<sup>[6]</sup>

ในกรณีที่รังสีแกมมามีพลังงานต่ำกว่า 1.02 MeV จะไม่เกิดอันตรกิริยาแบบแฟร์โพรดักชัน ค่า  $\mu_{pp}/\rho$  จะเท่ากับ 0 ดังนั้น  $(\mu/\rho)$  รวมจะเท่ากับ  $\mu_{pe}/\rho + \mu_c/\rho$  และในช่วงที่  $\mu_c/\rho$  มีค่าสูงเมื่อเทียบกับค่า  $\mu_{pe}/\rho$  และค่า  $\mu_{pp}/\rho$  จะได้

$$\frac{\mu}{\rho} \cong \frac{\mu_c}{\rho} = \frac{N\sigma_c}{\rho} \quad \dots(2.40)$$

แทนค่า ความหนาแน่นอะตอม,  $N = \frac{\rho N_A}{M}$  ในสมการที่ (2.40) เมื่อ  $N_A$  คือ เลขอวกาโดร (Avogadro's number) และ  $M$  คือ น้ำหนักของอะตอม (g) จะได้

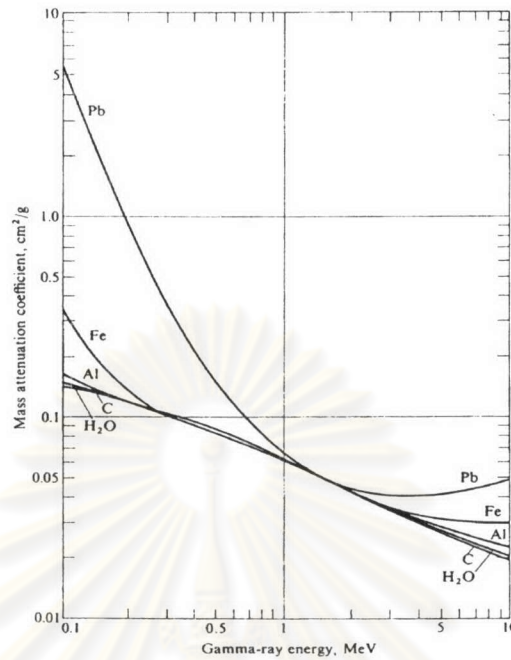
$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A \sigma_c}{M} = N_A \left( \frac{Z}{M} \right)_e \sigma_c \quad \dots(2.41)$$

ค่า  $Z/M$  มีค่าประมาณ 1/2 ยกเว้นไฮโดรเจน และธาตุหนัก ๆ ดังนั้น

$$\frac{\mu}{\rho} \cong \frac{1}{2} N_A e \sigma_c \quad \dots(2.42)$$

เมื่อ  $e\sigma_c$  คือ ภาคตัดขวางคอมป์ตันต่ออิเล็กตรอน (Compton crosssection per electron)

จากสมการที่ 2.42 จะเห็นได้ว่าในช่วงการกระเจิงแบบคอมป์ตันเมื่อเทียบกับโฟโตอิเล็กทริกเอฟเฟกต์และแฟร์โพรดักชันนั้น ค่า  $\mu/\rho$  ของธาตุเกือบทุกธาตุจะมีค่าเท่า ๆ กัน ซึ่งจะเห็นได้ชัดเจนจากรูปที่ 2.14 โดยเฉพาะในช่วงพลังงาน 1-2 MeV



รูปที่ 2.13 ค่าสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงมวลของธาตุบางชนิด <sup>[6]</sup>

ในกรณีนี้ตัวกลางเป็นของผสม ดังนั้น

$$\mu_{total} = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \dots \quad \dots(2.43)$$

เมื่อ  $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots$  เป็นสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงเส้น (linear attenuation coefficient) ของธาตุที่ 1, 2, 3, ... ในของผสม ตามลำดับ และ

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{total} = 0.01 \left[ w_1 \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_1 + w_2 \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_2 + \dots \right] \quad \dots(2.44)$$

เมื่อ  $(\mu/\rho)_1, (\mu/\rho)_2, \dots$  เป็นสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงมวล (mass attenuation coefficient) ของธาตุที่ 1, 2, ... ในส่วนผสม และ  $w_1, w_2, \dots$  เป็นร้อยละโดยน้ำหนักของธาตุที่ 1, 2, ... ตามลำดับ

ระยะทางเฉลี่ยอิสระ (mean free path,  $\lambda$ ) ของรังสีแกมมาในตัวกลางมีค่าเท่ากับส่วนกลับของสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงเส้น หมายถึงระยะทางเฉลี่ยที่รังสีจะเคลื่อนไปได้ในตัวกลางโดยไม่เกิดอันตรกิริยาใด ๆ )

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \text{ cm} \quad \dots(2.45)$$

ถ้ามีรังสีแกมมาพลังงานเดียว (monoenergetic  $\gamma$ -ray) มีความเข้ม  $I_0$  ( $\gamma$ -rays/cm<sup>2</sup>-s) ตกกระทบเป้าหมายหนา  $x$  ซม. ความเข้มรังสีแกมมาที่ทะลุผ่านไปได้โดยไม่ทำอันตรกิริยาใด ๆ กับเป้าหมายจะคำนวณได้จากความสัมพันธ์ดังต่อไปนี้

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad \dots(2.46)$$

เมื่อ  $I$  คือความเข้มรังสีแกมมาที่ทะลุผ่านวัสดุหนา  $x$  ไปโดยไม่เกิดอันตรกิริยาใด ๆ ในเทอมของค่าสัมประสิทธิ์การลดทอนเชิงมวล จะเขียนได้เป็น

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)(\rho x)} \quad \dots(2.47)$$

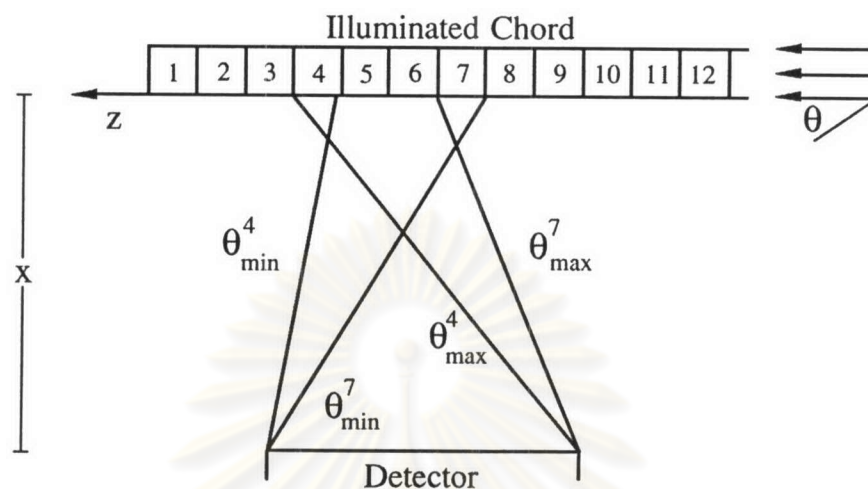
ค่า  $\rho x$  นี้เรียกว่า “ความหนาแน่นเชิงมวล (density thickness)” มีหน่วยเป็น g/cm<sup>2</sup>

#### 2.4 เทคนิคดิฟเฟอเรนเชียลแกมมาเรย์สแกตเทอริง<sup>[4]</sup>

หลักการของเทคนิคดิฟเฟอเรนเชียลแกมมาเรย์สแกตเทอริงเป็นการประยุกต์ใช้การกระเจิงคอมป์ตันมาใช้ในการตรวจสอบแบบไม่ทำลาย โดยอาศัยการวัดสเปกตรัมการกระจายพลังงานของรังสีแกมมาที่กระเจิงจากตัวอย่างเข้าสู่หัววัดรังสีแล้วนำสเปกตรัมของชิ้นงานตัวอย่างไปลบกับสเปกตรัมของตัวอย่างมาตรฐานจะได้ดิฟเฟอเรนเชียลของสเปกตรัม (differential spectrum)

เมื่อ  $\theta$  คือมุมที่รังสีแกมมากระเจิงจากตัวอย่างเข้าสู่หัววัด และพลังงานของรังสีแกมมาที่ตกกระทบตัวอย่างเท่ากับ  $E$  (keV) ดังสมการ (2.48)

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{511}(1 - \cos\theta)} \quad \dots(2.48)$$



รูปที่ 2.14 การกระเจิงของรังสีแกมมาที่ตกกระทบกับแต่ละตำแหน่งในชิ้นงานวัสดุแล้วเข้าสู่หัววัดรังสีด้วยมุม  $\theta$  ต่ำสุดถึงมุม  $\theta$  สูงสุด<sup>[4]</sup>

พิจารณาจากรูปที่ 2.14 หัววัดรังสีวางห่างเป็นระยะทางเท่ากับ  $x$  จากลำรังสีแคบของต้นกำเนิดรังสีแกมมาพลังงานเดียว ถ้าตัวอย่างที่เป็นเนื้อเดียวกันมีความยาว  $dz$  วางอยู่ในแนวรังสี รังสีแกมมาจะกระเจิงจากตัวอย่างเข้าสู่หัววัดรังสี ถ้ารังสีแกมมาที่เข้าสู่หัววัดรังสีมีการกระเจิงเพียงครั้งเดียว จำนวนโฟตอนที่กระเจิงเข้าสู่หัววัดรังสี ได้จากสมการ (2.49)

$$N(\theta)d\theta = I_0 A_0 \frac{\rho N_0 Z_n}{M} \sigma(\theta) \sin\theta d\theta \delta\phi dz \quad \dots(2.49)$$

- เมื่อ  $\theta$  คือ มุมที่รังสีแกมมากระเจิงจากตัวอย่างเข้าสู่หัววัดรังสี
- $I_0$  คือ จำนวนโฟตอนในลำรังสี (photon/cm-s)
- $A_0$  คือ พื้นที่ของลำรังสี ( $\text{cm}^2$ )
- $Z_n$  คือ จำนวนอิเล็กตรอนต่ออะตอม ในตัวอย่าง
- $N_0$  คือ เลขอะโวกาโดร
- $M$  คือ น้ำหนักโมเลกุลของตัวอย่าง (g/mol)
- $\rho$  คือ ความหนาแน่นของตัวอย่าง ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )
- $\sigma(\theta)$  คือ ภาคตัดขวางจุลภาคของการกระเจิงที่มุม  $\theta$  ต่ออิเล็กตรอน ( $\text{cm}^2$ )
- $\delta\phi$  คือ มุมอะซิมุท

จากรูปที่ 2.14 ถ้าแบ่งชิ้นงานในวัสดุตัวอย่างเป็นส่วนเล็ก ๆ เท่า ๆ กันในแนวที่รังสีผ่าน รังสีที่ผ่านเข้ามาตกกระทบแต่ละตำแหน่งในชิ้นงานวัสดุด้วยมุมที่ไม่เท่ากันตั้งแต่มุมต่ำสุด ( $\theta_{\min}$ ) ถึงมุมสูงสุด ( $\theta_{\max}$ ) ภาคตัดขวางจุลภาคของการกระเจิง  $\sigma(\theta)$  สามารถหาได้จากสมการ Klein – Nishina

คอมป์ตันสแกตเทอริงสเปกตรัมที่ได้จากตำแหน่งที่ 4 และตำแหน่งที่ 7 จะแตกต่างกัน เนื่องจากช่วงของมุมที่กระเจิงไม่เท่ากัน ทำให้พลังงานของสเปกตรัมที่ได้ไม่เท่ากัน ดังสมการ (2.48) โดยที่คอมป์ตันสแกตเทอริงที่ตำแหน่งที่ 4 จะมีพลังงานสูงกว่าตำแหน่งที่ 7 เพราะมีช่วงมุม  $\theta$  ต่ำสุดถึงมุมสูงสุดต่ำกว่า

เทคนิคดิฟเฟอเรนเชียลแกมมาเรย์สแกตเทอริงเป็นวิธีการตรวจสอบความแตกต่างภายใน วัสดุ เมื่อนำคอมป์ตันสแกตเทอริงสเปกตรัมของชิ้นงานตัวอย่างและชิ้นงานอ้างอิงมาลบกัน สเปกตรัมที่ได้ก็คือดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมซึ่งแสดงถึงความแตกต่างภายในชิ้นงานทั้ง 2 ชิ้น แต่ถ้าหากชิ้นงานทั้ง 2 ชิ้นเหมือนกันทุกประการ ดิฟเฟอเรนเชียลที่ได้จะมีค่าเท่ากับศูนย์

จำนวนโฟตอนที่กระเจิงจากชิ้นงานตัวอย่างเข้าสู่หัววัดรังสีที่มุม  $\theta$  ได้จากสมการ

$$N_1(\theta)d\theta = \frac{I_0 A_0 N_0 Z_n}{M} \int_0^D [\rho_1(Z) \exp(-\mu_1 z) \times \exp(-\mu'_1 z') \sigma(\theta) d\Omega] dz \quad \dots(2.50)$$

เมื่อ  $D$  คือ ความยาวของลำรังสีที่มากกระทบในชิ้นงานอ้างอิงและชิ้นงานตัวอย่าง

$\mu, z$  คือ สัมประสิทธิ์ลดทอนและระยะทางที่รังสีเคลื่อนที่ในตัวกลางก่อนการกระเจิง

$\mu', z'$  คือ สัมประสิทธิ์ลดทอนและระยะทางที่รังสีเคลื่อนที่ในตัวกลางหลังการกระเจิง

และจำนวนโฟตอนที่กระเจิงจากชิ้นงานอ้างอิงเข้าสู่หัววัดรังสีที่มุม  $\theta$  ได้จากสมการ

$$N_2(\theta)d\theta = \frac{I_0 A_0 N_0 Z_n}{M} \int_0^D [\rho_2(Z) \exp(-\mu_2 z) \times \exp(-\mu'_2 z') \sigma(\theta) d\Omega] dz \quad \dots(2.51)$$

ดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมระหว่างชิ้นงานตัวอย่างและชิ้นงานอ้างอิง คือ

$$(N_1 - N_2)(\theta)d\theta = \frac{I_0 A_0 N_0 Z_n}{M} [\delta \rho_d(z) \exp(-\mu_d z) \times \exp(-\mu'_d z') \sigma(\theta) \delta \Omega \delta z] dz$$

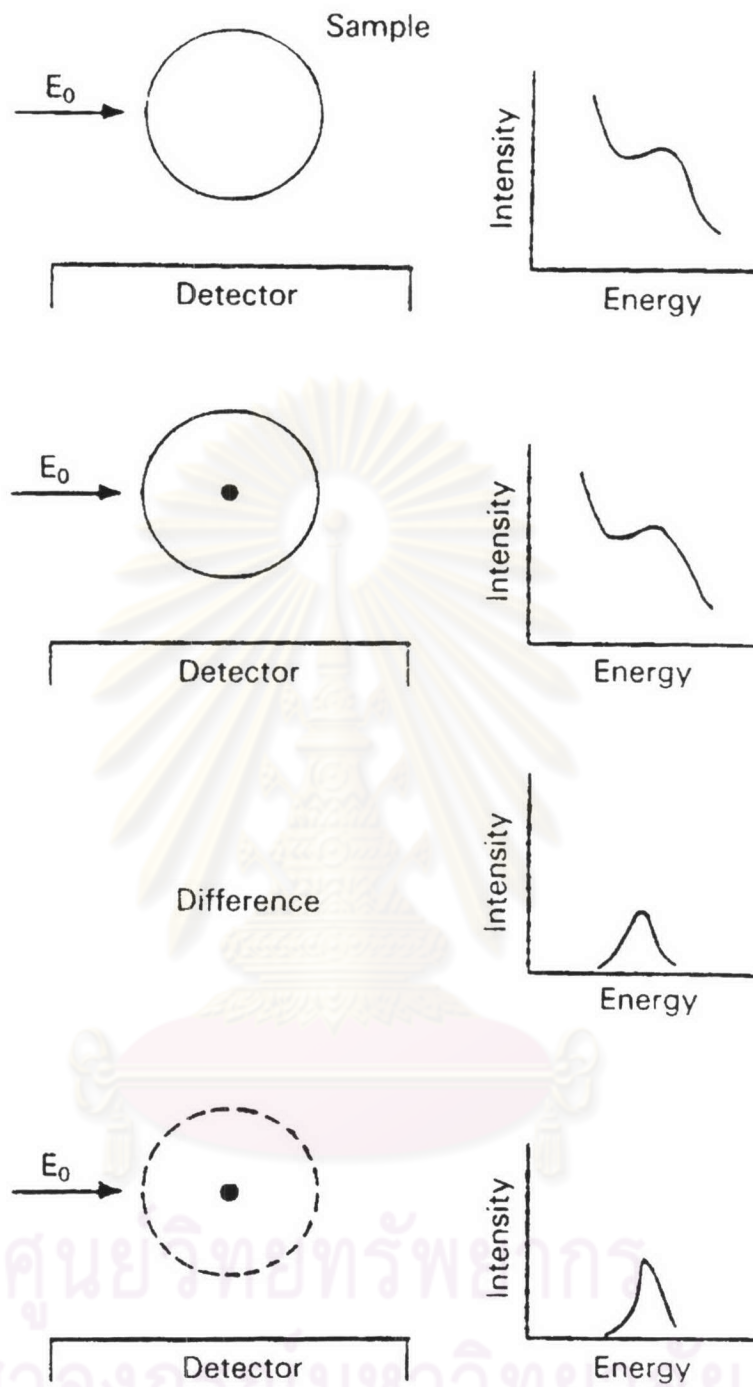
ดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมที่ได้เปรียบเสมือนเป็นสเปกตรัมที่เกิดขึ้นจากการกระเจิงของรังสีแกมมาภายในรอยบกพร่องหรือวัสดุแปลกปลอม เมื่อขนาดและตำแหน่งของรอยบกพร่องหรือวัสดุแปลกปลอม แตกต่างกัน จะทำให้ดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมที่ได้แตกต่างกันออกไป

เมื่อพิจารณาเทคนิคดิฟเฟอเรนเชียลแกมมาเรย์สแกดเทอริงพบว่าสามารถนำไปประยุกต์ใช้กับการตรวจสอบได้หลายประเภทขึ้นอยู่กับลักษณะและตำแหน่งของชิ้นงานที่ต้องการตรวจสอบ

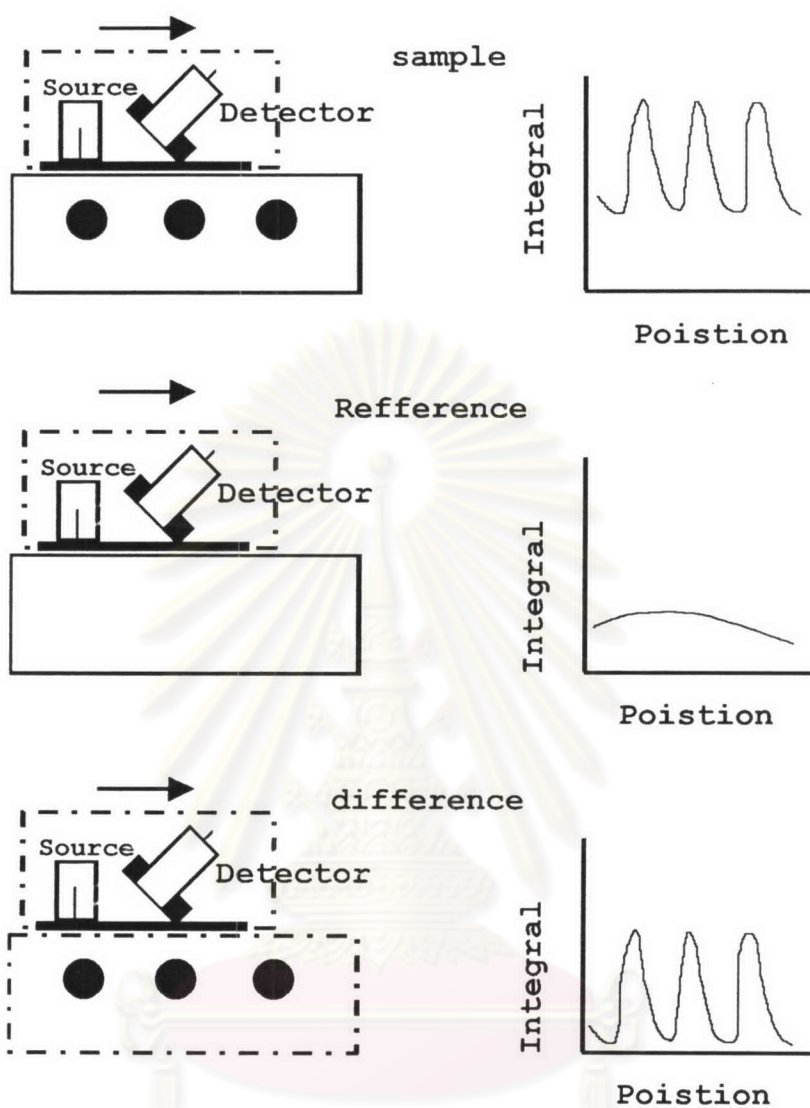
- การตรวจสอบโดยการจัดต้นกำเนิดรังสีและหัววัดรังสีให้มีตำแหน่งคงที่ ซึ่งมีความเหมาะสมกับการตรวจสอบเบื้องต้นที่ต้องการหาความผิดปกติหรือชิ้นงานที่มีขนาดเล็กไม่ใหญ่นัก เช่น รอยบกพร่องในชิ้นงานที่ผลิตในโรงงานอุตสาหกรรม จะพิจารณา รูปร่างของดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัมหรือค่าผลรวมของจำนวนนับรังสีที่ได้ ซึ่งลักษณะของสเปกตรัมหรือค่าผลรวมของจำนวนนับรังสีที่ได้จะมีค่าเป็นบวกหรือลบขึ้นอยู่กับสภาพของชิ้นงานที่ต้องการตรวจสอบและขนาดและตำแหน่งของรอยบกพร่อง ดังรูป 2.15

- การตรวจสอบโดยการเลื่อนหัววัดรังสีและต้นกำเนิดรังสีไปบนชิ้นงานที่ต้องการตรวจสอบ ค่าผลรวมของจำนวนนับรังสีที่ได้จะมีความสัมพันธ์กับตำแหน่ง ขนาด และชนิดของรอยบกพร่องหรือวัสดุในแต่ละตำแหน่งชิ้นงาน ซึ่งมีความเหมาะสมกับชิ้นงานที่มีขนาดใหญ่หรือหารอยบกพร่องในแต่ละตำแหน่งของชิ้นงาน เช่น ขนาดและตำแหน่งของเหล็กเส้นในพื้นที่คอนกรีตเสริมเหล็ก ดังรูป 2.16

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 2.15 แสดงสเปกตรัมของชิ้นงานตัวอย่าง ชิ้นงานอ้างอิง และดิฟเฟอเรนเชียลสเปกตรัม ในการตรวจสอบวัสดุแบบให้ต้นกำเนิดรังสีและหัววัดรังสีตำแหน่งคงที่<sup>[4]</sup>



รูปที่ 2.16 แสดงผลรวมของสเปกตรัมของชิ้นงานตัวอย่าง ชิ้นงานอ้างอิง และดิฟเฟอเรนเชียล เกมมาเรย์สแกตเทอริงในการตรวจสอบวัสดุแบบเล็อนตันกำเนิดรังสีและหัววัดรังสี

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย