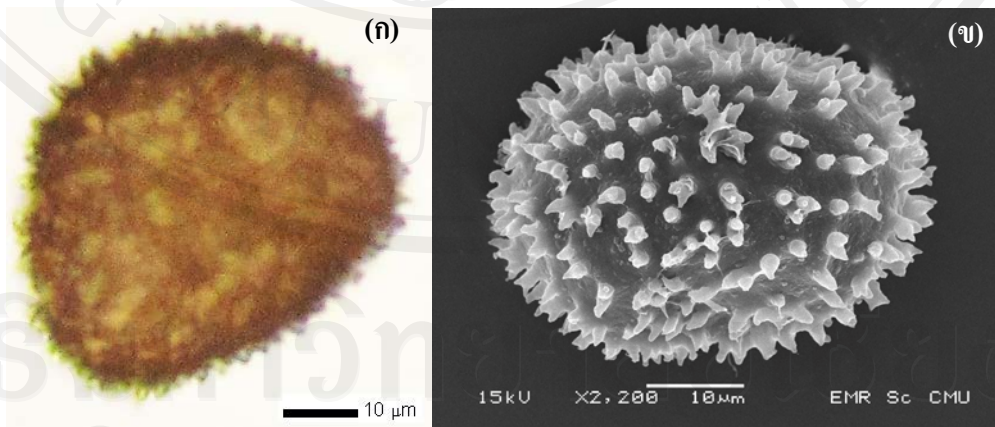


บทที่ 2

ทฤษฎีและวรรณกรรมปริทัศน์

2.1 กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอน

กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอน (electron microscope) เกิดจากการคิดค้นเพื่อพัฒนาประสิทธิภาพในการมองเห็นวัตถุของกล้องจุลทรรศน์ ให้สามารถแจกแจงรายละเอียดของภาพ และแสดงถึงความสามารถในการแยกชัดได้มากขึ้นกว่าเดิม โดยการประยุกต์นำเอาอิเล็กตรอนที่มีช่วงคลื่นสั้นกว่าคลื่นแสงมาใช้แทนคลื่นแสง และใช้เลนส์สนามแม่เหล็กไฟฟ้ามาแทนเลนส์กระจก และมีตัวตรวจวัดที่จะมาจับสัญญาณอิเล็กตรอนที่เกิดจากอันตรกิริยา (interaction) ของลำอิเล็กตรอน ที่มีความต่างศักย์ที่สูงกับอะตอมในตัวอย่าง จากนั้นก็จะมีอุปกรณ์ในการแปลงสัญญาณที่ได้ให้เป็นสัญญาณภาพปรากฏบนจอรับภาพต่อไป ผลที่ได้คือ ภาพของวัสดุหรือตัวอย่างที่กำลังขยายในเรื่อ่นพันเท่าถึงเรื่อ่นล้านเท่า (กล้องจุลทรรศน์แบบธรรมดาสามารถทำกำลังขยายได้เต็มที่ไม่เกิน 3,000 เท่า) และสามารถแจกแจงรายละเอียดของภาพได้ตั้งแต่ 3 ถึง 100 นาโนเมตร ซึ่งขึ้นกับลักษณะตัวอย่างในขณะที่กล้องจุลทรรศน์แล้วมีกำลังแยกเพียง 0.2 ไมครอนเท่านั้น (ดังรูป 2.1)



รูป 2.1 (ก) ภาพถ่ายจากกล้องจุลทรรศน์แสงของ *Anthoceros subtilis* Steph. (Anthocerotaceae) (ข) ภาพถ่ายจากกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดของ *Anthoceros subtilis* Steph. (Anthocerotaceae) แสดงให้เห็นถึงความแยกชัดและความชัดลึกของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนที่สูงกว่า

2.2 กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด

การที่จะได้ภาพถ่ายจากกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดที่กำลังขยายต่ำกว่า 1,000 เท่า นั้นเป็นเรื่องที่ไม่ยุ่งยาก แต่อย่างไรก็ตามหากต้องการข้อมูลที่มากขึ้นจากภาพถ่าย จำเป็นที่จะต้องเข้าใจถึงหลักการทำงานภายในตัวกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอน และตัวแปรต่างๆ ที่มีผลกระทบต่อข้อมูลที่จะได้จากตัวกล้องเอง ได้แก่ ขนาดลำอิเล็กตรอน กระแสอิเล็กตรอน สัตย์เร่งอิเล็กตรอน เป็นต้น ซึ่งผู้ใช้งานเกี่ยวกับกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนจำเป็นต้องเข้าใจผลจากการปรับตัวแปรข้างต้น และหาค่าที่เหมาะสมกับชิ้นงานที่ใช้ในที่สุด

กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด (scanning electron microscope, SEM) ดังตัวอย่างภาพที่แสดงในรูป 2.2 ใช้สำหรับศึกษารายละเอียดของ โครงสร้างภายนอกหรือผิวของตัวอย่าง ดังนั้นตัวอย่างไม่จำเป็นต้องตัดให้บาง สามารถใช้ศึกษาตัวอย่างที่มีขนาดใหญ่ได้ ภาพที่ได้จากกล้อง SEM จะเป็นภาพเสมือน 3 มิติที่มีความลึก และมีความสามารถในการแยกชัดของลักษณะของพื้นผิวของชิ้นงานได้ดีอีกด้วย



รูป 2.2 กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด JEOL JSM 5910LV ติดตั้งที่ศูนย์วิจัยและบริการ
จุลทรรศน์ศาสตร์อิเล็กตรอน คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่

กล้อง SEM ใช้อิเล็กตรอนที่ถูกเร่งให้มีพลังงานในช่วง 0.1 – 30 กิโลอิเล็กตรอนโวลต์ มีขนาดลำอิเล็กตรอนที่เล็กกว่า 10 นาโนเมตร กระจายไปบนผิวตัวอย่างของแข็งในคอลัมน์สุญญากาศ เมื่ออิเล็กตรอนกระทบผิวตัวอย่างจะมีอิเล็กตรอนสะท้อนกลับขึ้นมา (reflected electron) ขณะที่ลำอิเล็กตรอนส่องกราดในลักษณะแบบราสเตอร์ (raster) อิเล็กตรอนที่สะท้อนกลับดังกล่าวจะถูกตรวจจับด้วยหัวตรวจวัด และทำให้เกิดภาพบนจอแสดงผล ตารางเล็ก ๆ ที่รู้จักกันในชื่อ “พิกเซล” (pixel) ที่ประกอบกันขึ้นมาเป็นภาพ

ในกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด (SEM) สัญญาณภาพที่ได้ อาจเกิดจากการใช้หัวตรวจวัดอิเล็กตรอนทุติยภูมิ (secondary electron detector, SE detector) มาจับสัญญาณอิเล็กตรอนทุติยภูมิที่เกิดขึ้นเพื่อให้ภาพในลักษณะที่มีความสูงต่ำเสมือนสามมิติ หรือใช้หัวตรวจวัดอิเล็กตรอนกระเจิงกลับ (backscatter electron detector, BSE detector) มาจับสัญญาณอิเล็กตรอนกระเจิงกลับที่เกิดขึ้นเพื่อให้ภาพที่มีลักษณะที่มีความเปรียบต่างของค่าเลขอะตอมเฉลี่ยในแต่ละพื้นที่ของชิ้นงาน ดังนั้น กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบนี้จะสามารถนำไปประยุกต์กับการวิเคราะห์ที่หลากหลายมากขึ้นได้

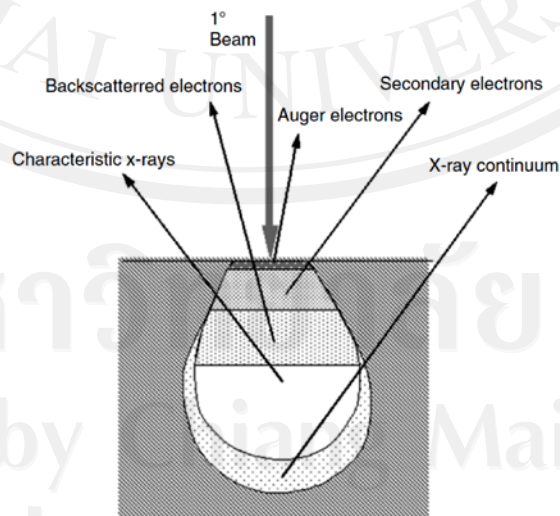
2.2.1 หลักการทำงานของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด

อิเล็กตรอนปฐมภูมิ (primary electron) จากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอน (electron gun) จะถูกเร่งด้วยศักย์ไฟฟ้าสูง (100 ถึง 30,000 อิเล็กตรอนโวลต์ หรือมากกว่า) ที่สามารถปรับค่าได้จากนั้น จึงถูกดึงดูดลงสู่เบี่ยงล่างโดยแผ่นแอโนด (anode plate) ภายใต้ภาวะความดันสุญญากาศ 10^{-5} ถึง 10^{-7} ทอร์ และมีชุดคอนเดนเซอร์เลนส์ที่ปรับลำอิเล็กตรอน (electron beam) ให้มีขนาดเล็กลงเพื่อเป็นการเพิ่มความเข้มของลำอิเล็กตรอน จากนั้นลำอิเล็กตรอนจะวิ่งลงสู่เบี่ยงล่างผ่านเลนส์วัตถุ ซึ่งทำหน้าที่ในการปรับลำอิเล็กตรอนปฐมภูมิให้มีจุดโฟกัสบนผิวตัวอย่างพอดี และลำอิเล็กตรอนที่ตกกระทบผิววัตถุหรือตัวอย่างจะมีขนาดในช่วง 5 ถึง 200 นาโนเมตร โดยมีชุดขดลวดควบคุมการกราด (scan coil) ทำหน้าที่ในการควบคุมทิศทางเคลื่อนที่ของลำอิเล็กตรอนบนพื้นผิวตัวอย่าง ซึ่งผู้ใช้สามารถกำหนดได้โดยผ่านทางชุดควบคุม (control unit) ขณะที่ลำอิเล็กตรอนกระทบผิวตัวอย่างจะเกิดอันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนปฐมภูมิกับอะตอมธาตุในวัตถุหรือตัวอย่างและเกิดการถ่ายโอนพลังงานที่ขึ้นความลึกจากพื้นผิวที่ระดับต่าง ๆ ทำให้เกิดการปลดปล่อยสัญญาณอิเล็กตรอน (electron signal) ชนิดต่าง ๆ ออกมาซึ่งใช้ประโยชน์ในการศึกษาลักษณะผิวของตัวอย่างและวิเคราะห์ธาตุที่มีในตัวอย่างได้ตามลักษณะสัญญาณภาพที่ได้จากสัญญาณอิเล็กตรอนชนิดต่าง ๆ ที่เกิดขึ้นคือ

1. สัญญาณภาพจากอิเล็กตรอนกระเจิงกลับ (*backscattered electron image, BEI*) หรือเป็นกลุ่มอิเล็กตรอนที่เกิดการกระเจิงมุมสูง (มากกว่า 90 องศา) สูญเสียพลังงานให้กับอะตอมในชิ้นงานเพียงบางส่วน และกระเจิงกลับออกมา ซึ่งมีพลังงานสูงกว่าอิเล็กตรอนทุติยภูมิ เกิดที่พื้นผิวระดับลึกกว่า 10 นาโนเมตร โดยเกิดได้ดีกับธาตุที่มีเลขอะตอมสูง สัญญาณภาพที่ได้จะเป็นการแสดงความเปรียบต่างระหว่างเลขอะตอมเฉลี่ยในแต่ละพื้นที่บนผิวชิ้นงาน

2. สัญญาณภาพจากอิเล็กตรอนทุติยภูมิ (*secondary electron image, SEI*) หรือเป็นกลุ่มอิเล็กตรอนพลังงานต่ำ 3 ถึง 5 อิเล็กตรอน โวลต์ เกิดที่พื้นผิวระดับไม่ลึก (ไม่เกิน 10 นาโนเมตร) โดยเกิดกับธาตุที่มีแรงยึดเหนี่ยวอิเล็กตรอนที่ผิวต่ำ ให้ข้อมูลลักษณะพื้นผิว และเป็นสัญญาณที่นำมาสร้างภาพใช้งานแพร่หลายมากที่สุด

3. สัญญาณภาพจากรังสีเอ็กซ์ (*X-Ray image , XRI*) รังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะเป็นคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดจากอิเล็กตรอนในระดับชั้นโคจรต่างๆ (K , L , M ,....) ถูกกระตุ้น (excited) หรือได้รับพลังงานมากพอจนหลุดออกจากวงโคจรออกมา ทำให้อะตอมต้องรักษาสมดุลของโครงสร้างรวมภายในอะตอมโดยการดึงอิเล็กตรอนจากชั้นโคจรถัดไปเข้ามาแทนที่ และต้องลดระดับพลังงานภายใน เนื่องจากอิเล็กตรอนที่ถูกดึงมาแทนมีระดับพลังงานสูงกว่า โดยการปล่อยพลังงานส่วนเกินออกมาในรูปคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า เพื่อให้ตัวเองมีพลังงานเท่ากับชั้นโคจรที่ไปแทนที่ ซึ่งคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้านี้มีความยาวคลื่นเฉพาะในแต่ละธาตุ จึงสามารถนำมาใช้ประโยชน์ในการวิเคราะห์ธาตุตามระดับพลังงานของตัวอย่างในแต่ละธาตุ จึงสามารถนำมาใช้ประโยชน์ในการวิเคราะห์ธาตุตามระดับพลังงานของตัวอย่างได้ทั้งเชิงปริมาณและคุณภาพ ปริมาตรอันตรกิริยาจากสัญญาณต่าง ๆ ในกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดแสดงในรูป 2.3

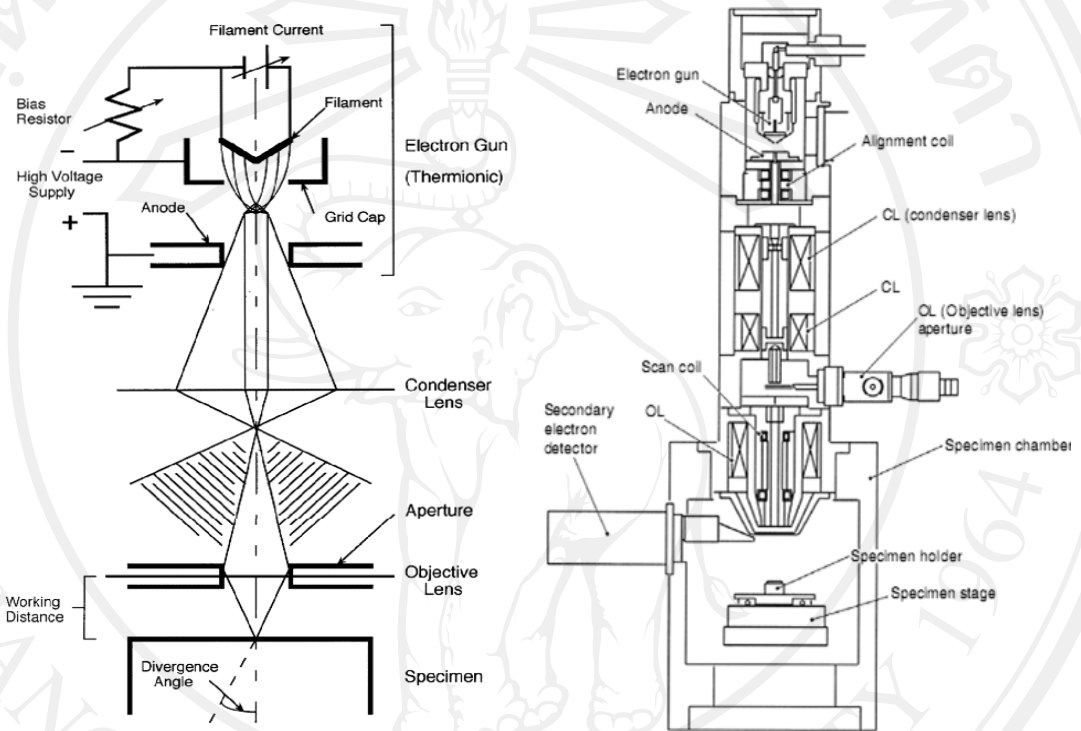


รูป 2.3 ปริมาตรอันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนปฐมภูมิกับอะตอมของชิ้นงานในกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดก่อให้เกิดสัญญาณต่างๆ [1]

2.2.2 ส่วนประกอบของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด

ส่วนประกอบหลักของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดมี 3 ส่วน ดังแสดงในรูป

2.4



รูป 2.4 แผนภาพส่วนประกอบของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด [1]

1. ตัวกล้อง เป็นท่อกลวงต่อกับระบบดูดอากาศ

2. เลนส์แม่เหล็กไฟฟ้า (Electromagnetic lens)

เลนส์แม่เหล็กไฟฟ้า มีหน้าที่ลดขนาดของจุดกำเนิดอิเล็กตรอนที่เกิดจากต้นกำเนิดอิเล็กตรอน (Electron gun) ซึ่งมีขนาดประมาณ 50 ไมโครเมตร ให้เหลือเส้นผ่านศูนย์กลางประมาณ 5 นาโนเมตร ในการลดขนาดนี้จะใช้เลนส์ 2 หรือ 3 ชุด ในระบบ 3 ชุดจะประกอบด้วย

Lenses 1 : condenser lenses ; มีหน้าที่ควบคุมกระแสน้ำอิเล็กตรอน

Lenses 2 : condenser lenses ; มีหน้าที่ควบคุมเส้นผ่านศูนย์กลางของลำอิเล็กตรอน

Lenses 3 : objective lenses ; มีหน้าที่โฟกัสลำอิเล็กตรอนลงบนชิ้นงาน

เนื่องจากอิเล็กตรอนเป็นอนุภาคที่มีประจุลบ เมื่อเคลื่อนที่ผ่านสนามแม่เหล็กจะมีแรงกระทำกับลำอิเล็กตรอน ดังนั้นสามารถใช้หลักการนี้ในการโฟกัสลำอิเล็กตรอนด้วยด้วยเลนส์แม่เหล็กไฟฟ้า

เมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่เข้าไปในสนามแม่เหล็กจะมีแรงกระทำกับอิเล็กตรอน ซึ่งแรงที่เกิดขึ้นนี้จะมีทิศทางก้ำกับทิศของสนามแม่เหล็กและทิศการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} = |q\vec{v}| |\vec{B}| \sin \theta \hat{n} \quad (2.1)$$

เมื่อ

v คือ ความเร็วของอิเล็กตรอน

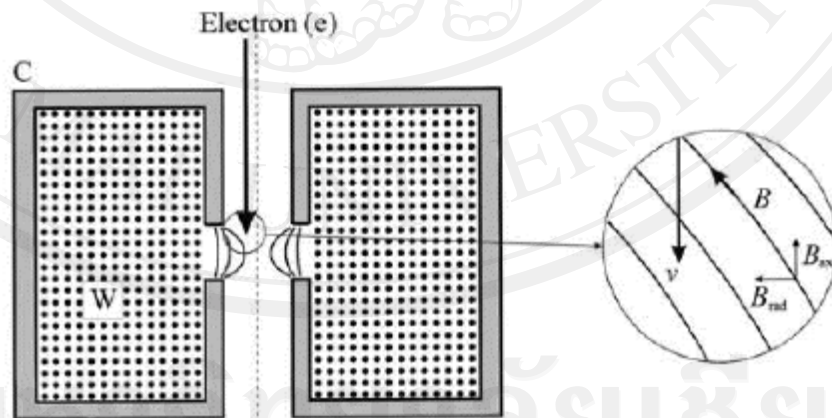
B คือ ความเข้มสนามแม่เหล็กของเลนส์

q คือ ประจุของอิเล็กตรอน

θ คือ มุมที่ทำระหว่างเส้นแรงแม่เหล็กกับทิศทางของอิเล็กตรอน

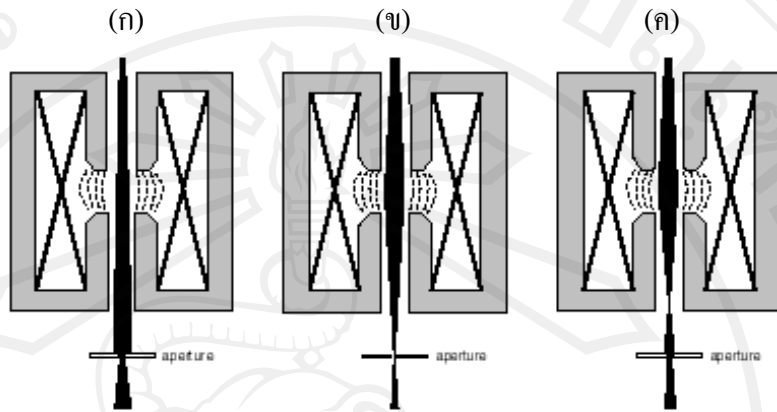
\hat{n} คือ เวกเตอร์หนึ่งหน่วยที่ตั้งฉากกับ v และ B

เลนส์แม่เหล็กไฟฟ้าจะประกอบด้วยขั้วแม่เหล็กสองขั้ว และอาศัยขดลวดทองแดงสำหรับสร้างสนามแม่เหล็กเมื่อให้กระแสไฟฟ้า กลางเลนส์แม่เหล็กจะมีช่องสำหรับให้ลำอิเล็กตรอนผ่าน ดังรูป 2.5 แรงแม่เหล็กจะบีบลำอิเล็กตรอนจะบีบลำอิเล็กตรอนให้ไปโฟกัสที่จุดโฟกัส



รูป 2.5 ภาคตัดขวางของเลนส์แม่เหล็กไฟฟ้า แสดงให้เห็นการเลี้ยวเบนของลำอิเล็กตรอนเนื่องจากสนามแม่เหล็ก [2]

การควบคุมระยะโฟกัสของลำอิเล็กตรอนโดยเลนส์แม่เหล็กไฟฟ้าสามารถทำได้โดยการควบคุมปริมาณกระแสไฟฟ้าที่ให้แก่ขดลวดทองแดงดังรูป 2.6



รูป 2.6 ตัวอย่างการควบคุมลำอิเล็กตรอนโดยการควบคุมปริมาณกระแสไฟฟ้าที่ให้แก่ขดลวดทองแดง (ก) ไม่ให้กระแสไฟฟ้า ลำอิเล็กตรอนจะไม่เกิดการโฟกัส (ข) ให้กระแสไฟฟ้าน้อย ลำอิเล็กตรอนจะมีความยาวโฟกัสมาก และ (ค) ให้กระแสไฟฟ้ามาก ลำอิเล็กตรอนจะมีความยาวโฟกัสที่สั้น [3]

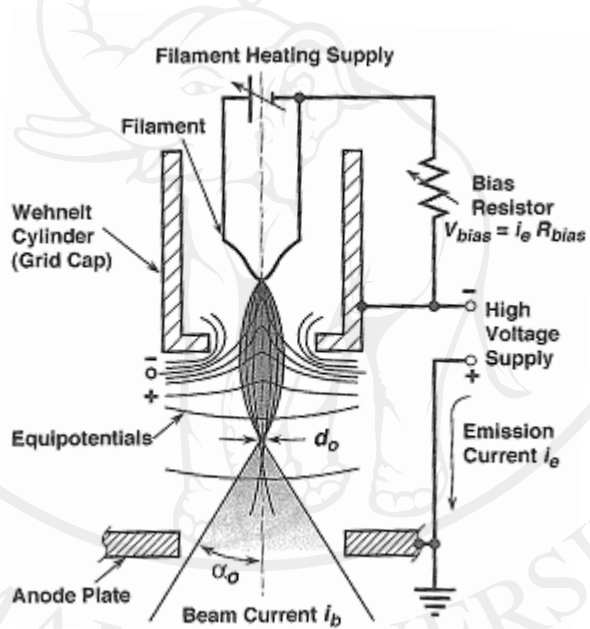
2.2.3 แหล่งกำเนิดอิเล็กตรอน (electron source)

แหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนหรือปืนอิเล็กตรอน ทำหน้าที่เป็นแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนที่สามารถผลิตกระแสได้เป็นจำนวนมาก โดยตัววัสดุที่ใช้ทำปืนอิเล็กตรอนต้องมีเสถียรภาพ และภาคตัดขวางของลำอิเล็กตรอนที่ส่งออกไปต้องเป็นจุดเล็ก ๆ มักจะเรียกว่าแคโทด (cathode) เนื่องจากเป็นขั้วลบ ปืนอิเล็กตรอนในปัจจุบันเมื่อแบ่งตามกลไกการกำเนิดอิเล็กตรอนจะประกอบด้วย (1) แหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบใช้ความร้อนปลดปล่อยอิเล็กตรอน (thermionic emission) และ (2) แหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบใช้สนามไฟฟ้าปลดปล่อยอิเล็กตรอน (field emission)

แคโทดชนิดลวดทังสเตน (tungsten filament) เป็นที่นิยมมากที่สุด เนื่องจากมีราคาถูกและไม่ต้องการสภาพสุญญากาศที่พิเศษมากนัก ปืนอิเล็กตรอนแบบลวดทังสเตน (รูป 2.7) ซึ่งจะให้ความร้อนกับลวดและใช้ความต่างศักย์ดึงให้อิเล็กตรอนออกมาจากบริเวณปลายแหลม โดยเป็นกลไกที่เรียกว่า “เทอร์มิออนิกอิมิชัน (thermionic emission)” หรือ “การปลดปล่อยอิเล็กตรอนเนื่องจากความร้อน” (ดังแสดงในรูป 2.8)

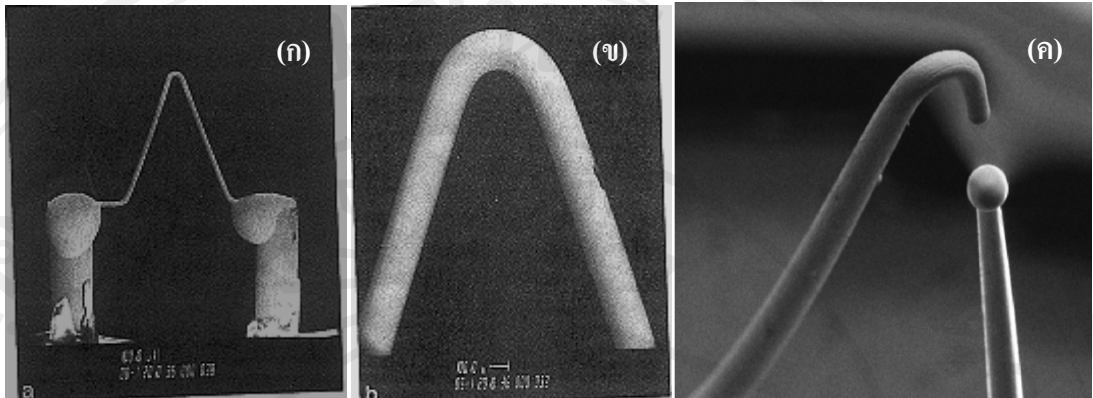


รูป 2.7 แคโทดชนิดลวดทั้งสแตน



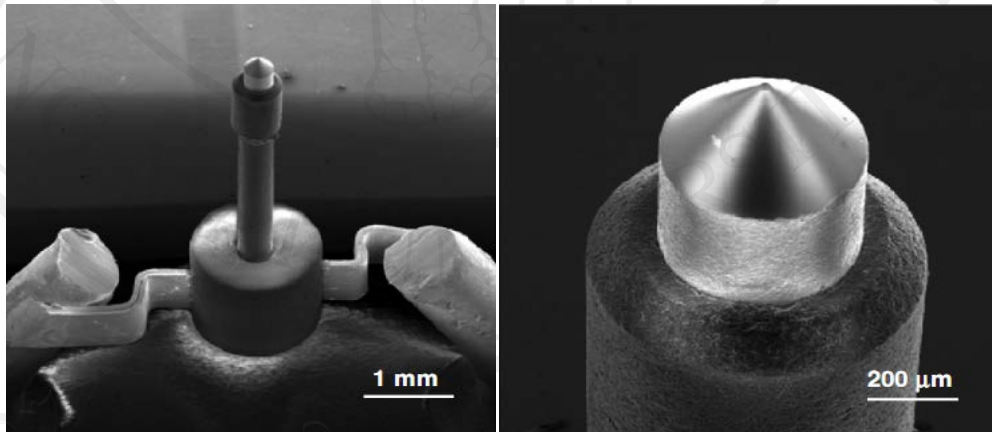
รูป 2.8 ลักษณะของอิเล็กตรอนที่เกิดจากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบเทอร์มิออนิก [4]

อายุของแคโทดชนิดลวดทั้งสแตนจะขึ้นอยู่กับอุณหภูมิของตัวลวดและสภาพสุญญากาศในคอลัมน์ของระบบกล้อง ถ้าความร้อนมากเกินไป (overheating) จะทำให้อายุของลวดสั้นลง สำหรับลวดทั้งสแตนจะมีจุดหลอมเหลวประมาณ 3683 K (3410 °C) ถ้าสภาพสุญญากาศไม่ดีพอจะทำให้อายุของลวดนั้นสั้นลง โดยทั่วไปอายุของลวดทั้งสแตน ณ อุณหภูมิ 2700 K และความสว่าง $b=10^{-5}$ A/(cm²)(Sr) ที่ความดันสุญญากาศประมาณ 10^{-5} Pa (10^{-5} torr) อายุของแคโทดชนิดลวดทั้งสแตน จะใช้งานได้นาน 30 ถึง 100 ชั่วโมง รูป 2.9 แสดงลักษณะของลวดทั้งสแตนที่ใช้งานได้และที่เสียหายจากการใช้งาน



รูป 2.9 (ก) ลวดทังสเตนจะถูกเชื่อมติดตัวแกนโลหะเพื่อเป็น สะพานนำกระแสไปเข้าสู่
ลวดทังสเตน (ข) บริเวณปลายของลวดทังสเตน (ค) ลักษณะการขาดของลวดทังสเตน
เนื่องจากให้อุณหภูมิสูงเกินไป [1, 2]

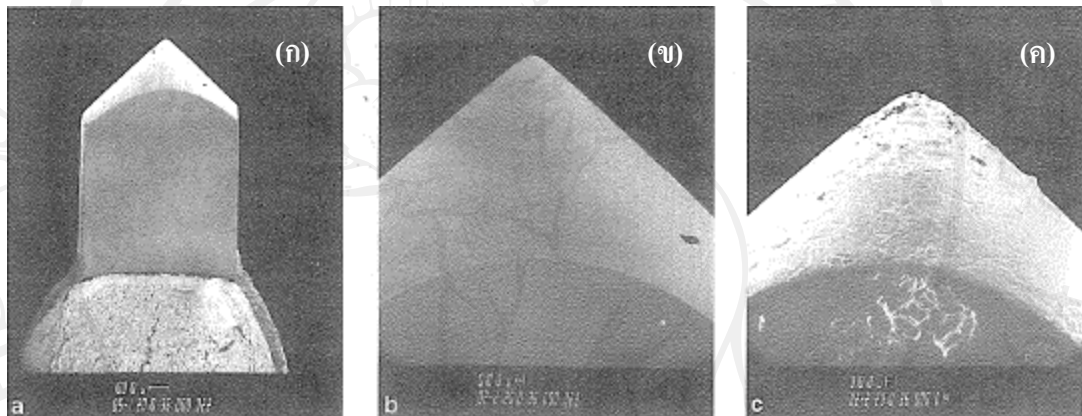
แหล่งกำเนิดแบบผลึกแลนทานัมเฮกซะโบไรด์ (lanthanum hexaboride crystal source,
 LaB_6)



รูป 2.10 แคลโทดชนิด LaB_6 [1]

แคลโทดชนิดผลึกแลนทานัมเฮกซะโบไรด์จะให้ความสว่างของลำอิเล็กตรอนสูงกว่าชนิด
ทังสเตน และมีอายุการใช้งานนานกว่า (อายุมากกว่า 100 ชั่วโมง) เนื่องจาก LaB_6 filament จะมีค่า
work function (E_w) ประมาณ 2.5 eV ซึ่งน้อยกว่า ทังสเตน ($E_w = 4.5\text{eV}$) ดังนั้นจึงทำให้ LaB_6

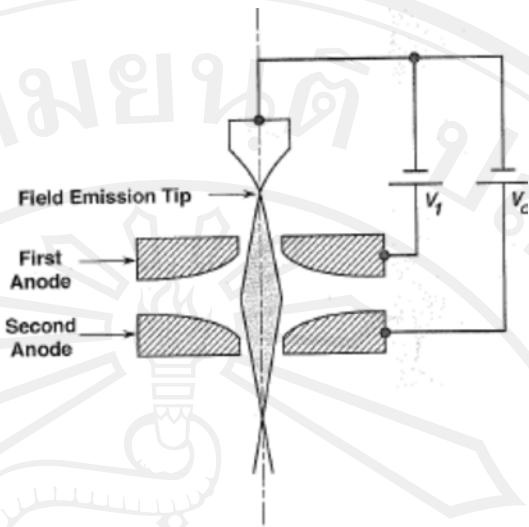
สามารถให้ความหนาแน่นอิเล็กตรอนได้สูงกว่าแคโทดชนิดทั้งสแตน โดยใช้อุณหภูมิที่ต่ำกว่าคือประมาณ 1800 K จึงทำให้อายุการใช้งานยาวนานกว่า แต่ LaB_6 ต้องทำงานในสภาพสุญญากาศสูงกว่าชนิดทั้งสแตน คือประมาณ 10^{-5} Pa (10^{-5} torr) การรักษาระดับสุญญากาศให้อยู่ในระดับ 10^{-5} Pa ขณะใช้งานนี้เป็นสิ่งสำคัญมาก ถ้ามีการรั่วของอากาศเข้าไปในระหว่างใช้งานจะทำให้ LaB_6 เกิดแตกกราวได้ เนื่องจาก LaB_6 มีลักษณะเป็นผลึกเดี่ยว ดังแสดงในรูป 2.11 ลักษณะทางกายภาพของ LaB_6 แสดงให้เห็นถึงบริเวณปลายจะมีพื้นที่เล็กกว่าชนิดทั้งสแตน ดังนั้นจึงให้ขนาดของปลายลำอิเล็กตรอนที่เล็กกว่าจุดกำเนิดอิเล็กตรอนที่เข้าใกล้ point source และให้ความสามารถในการแจกแจงรายละเอียดภาพสูงกว่า



รูป 2.11 (ก) ลวด LaB_6 ถูกยึดติดกับตัวยึด (ข) บริเวณปลายของลวด LaB_6 (ค) บริเวณปลายที่มีรอยแตกกราวและเกิดออกไซด์ [4]

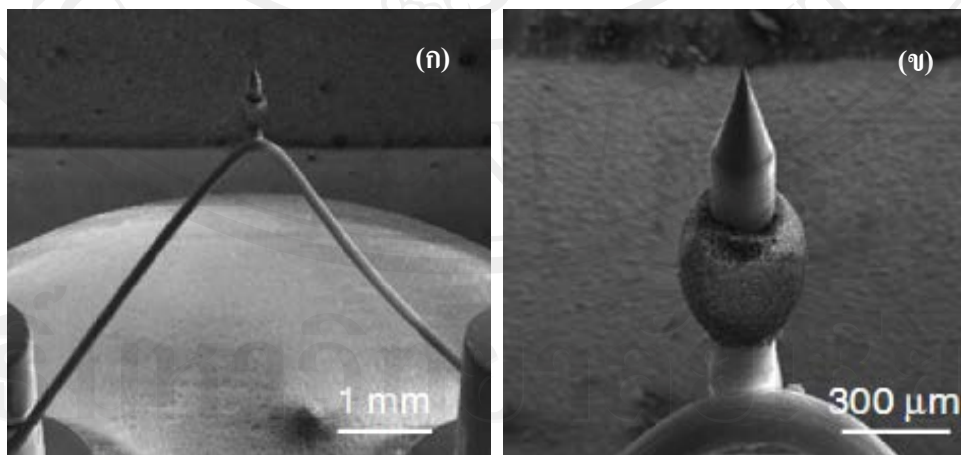
แหล่งกำเนิดแบบฟิลต์อิมิชชันเย็น (Cold field emission source)

แหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบนี้ทำจากทั้งสแตนเช่นกัน แต่ไม่ได้ใช้หลักการแบบเทอร์มิออนิกอิมิชชัน ดังเช่นแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนทั้งสองแบบแรก หลักการงาน แสดงในรูป 2.12 ลักษณะการปลดปล่อยอิเล็กตรอนเกิดจากการดึงอิเล็กตรอนออกจากผลึกเดี่ยวทั้งสแตนด้วยสนามไฟฟ้าตรงบริเวณปลายซึ่งเล็กมากมีรัศมีประมาณ 100 nm (นาโนเมตร) หรือน้อยกว่า ปลายของลวดชนิดนี้จะเล็กกว่าปลายของ LaB_6 จึงทำให้มีความสามารถในการแจกแจงความละเอียดภาพสูงขึ้นอีกและมีความสว่างของลำอิเล็กตรอนมากกว่ากรณี LaB_6



รูป 2.12 หลักการทำงานของแหล่งกำเนิดแบบฟิวด์อิมิชชันเย็น [4]

แหล่งกำเนิดแบบฟิวด์อิมิชชันเย็นใช้หลักการการทะลุผ่านกำแพงศักย์แบบควอนตัม (quantum tunneling) และสามารถให้ความสว่างสูงมาก รูป 2.13 แสดงรูปร่างของปืนอิเล็กตรอนแบบนี้ ซึ่งมีลักษณะคล้ายกับดินสอปลายแหลม ซึ่งคำว่า “เย็น (Cold)” ในที่นี้หมายถึงปืนอิเล็กตรอนแบบนี้ทำงานที่อุณหภูมิห้อง ดังรูป 2.13 แสดงรายละเอียดและสมรรถนะของแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบฟิวด์อิมิชชันเย็น



รูป 2.13 (ก) แคโทดแบบฟิวด์อิมิชชันเย็น (ข) ภาพกำลังขยายสูงจากกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอน

แบบส่องกราดของแคโทดแบบฟิวด์อิมิชชันเย็น [1]

ตาราง 2.1 การเปรียบเทียบสมบัติของแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบต่างๆ

ปัจจัยพิจารณา	ทั้งสเดน	LaB ₆	ฟิล์ดอิมิสชันเย็น
ชนิดแหล่งกำเนิด	themionic	themionic	field
ขนาดแหล่งกำเนิด (μm)	30 – 100 μm	5 – 50 μm	< 5 nm
ความสว่าง (A/cm ² steradian)	10 ⁴ – 10 ⁵	10 ⁵ - 10 ⁶	10 ⁷ - 10 ⁹
energy spread (eV)	1-5	0.3-0.5	0.2-0.3
เวลาใช้งาน (ชั่วโมง)	> 20	> 100	> 300
ความดัน (torr)	10 ⁻⁴ – 10 ⁻⁵	10 ⁻⁶ – 10 ⁻⁷	10 ⁻⁹ – 10 ⁻¹⁰

2.3 ความสัมพันธ์ระหว่างขนาดลำอิเล็กตรอนกับกระแสอิเล็กตรอน

2.3.1 ความสว่าง (brightness)

ความสว่างของแสงอิเล็กตรอน (electron-optic brightness, β) ไม่ได้ขึ้นอยู่กับเพียงกระแสลำอิเล็กตรอน (beam current, i_p) เท่านั้นแต่จะรวมถึงพื้นที่ของตัดขวางของลำอิเล็กตรอน (d_p) และกึ่งมุมสอบ (α_p) ด้วย หากมุมสอบ มุม α_p มีขนาดเล็กมาก มุมตัน (solid angle) ประมาณเท่ากับ $\pi\alpha_p^2$

ความสว่างนิยามว่าเป็น (กระแสอิเล็กตรอน) / (พื้นที่) x (มุมตัน) ดังนั้น ความสว่างในทุก ๆ จุดตลอดแนวลำกล้องจะมีค่าเท่ากับค่าความสว่างที่วัดจากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอน

การวัดค่าความสว่างที่ผิวของชิ้นงานจึงสามารถประมาณค่าความสว่างจากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนได้ ดังสมการ

$$\beta = \frac{\text{กระแสอิเล็กตรอน}}{(\text{พื้นที่})(\text{มุมตัน})} = \frac{I_p}{\left(\frac{\pi d_p^2}{4}\right) \cdot (\pi\alpha_p^2)} = \frac{4i_p}{\pi^2 d_p^2 \alpha_p^2} \quad (2.2)$$

ตามทฤษฎีแล้วค่าความสว่างจากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนของแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบหลอดทั้งสเดน จะมีค่าประมาณ 105 A/(cm²)(Sr) ที่ 20 kV

ซึ่งจากสมการ 2.2

จะได้

$$\beta = \frac{4i_p}{\pi^2 d_p^2 \alpha_p^2}$$

$$d_p = \sqrt{\frac{4i_p}{\beta \pi^2 \alpha_p^2}} \quad (2.3)$$

หรือกระแสอิเล็กตรอนสัมพันธ์กับ d_p ดังสมการ

$$i_p = \frac{\beta \pi^2 \alpha_p^2 d_p^2}{4} \quad (2.4)$$

ถ้าหากไม่มีความพัวในเลนส์สามารถเพิ่มกระแสอิเล็กตรอนได้โดยเพิ่มกึ่งมุมสอบ (α_p) ในขณะที่ขนาดของลำอิเล็กตรอน (d_p) คงที่

2.3.2 ขนาดของลำอิเล็กตรอน

การคำนวณขนาดลำอิเล็กตรอนประมาณได้จากค่าการเฉลี่ย ขนาดลำอิเล็กตรอนของเกาส์ ซึ่งนิยามว่าเป็น “ความกว้างที่ความสูงครึ่งหนึ่งของพีก (FWHM) ของการกระจายความเข้ม” และขนาดที่เกิดจากความพัวต่าง ๆ ดังนี้

$$d_p = (d_G^2 + d_s^2 + d_d^2 + d_c^2)^{1/2} \quad (2.5)$$

เมื่อ d_G คือ ขนาดลำอิเล็กตรอนของเกาส์, d_s คือ ขนาดที่เกิดจากความพัวทรงกลม (spherical aberration disc, C_s), d_d คือ ขนาดที่เกิดจากการเลี้ยวเบนผ่านช่องเปิด (aperture diffraction disc, C_d) และ d_c คือ ขนาดที่เกิดจากความพัวรงค์ (Chromatic aberration disc, C_c)

2.3.3 ขนาดลำอิเล็กตรอนที่เล็กที่สุด

เมื่อพิจารณาเฉพาะ ความพร่าทรงกลม (spherical aberration, C_s) และผลจากการการเลี้ยวเบน โดยไม่สนใจผลจากความพร่ารัศมีขนาดลำอิเล็กตรอนเล็กที่สุดจะสัมพันธ์กับ i_p ดังนี้

$$d_{\min} = \left(\left(\sqrt{\frac{4i_p}{\beta\pi^2\alpha_p^2}} \right)^2 + \left(\frac{1}{2}C_s\alpha^3 \right) + \left(\frac{0.61\lambda}{\alpha} \right)^2 \right)^{1/2}$$

$$d_{\min} = kC_s^{1/4}\lambda^{3/4} \left(\frac{i_p}{\beta\lambda^2} + 1 \right)^{3/8} \quad (2.6)$$

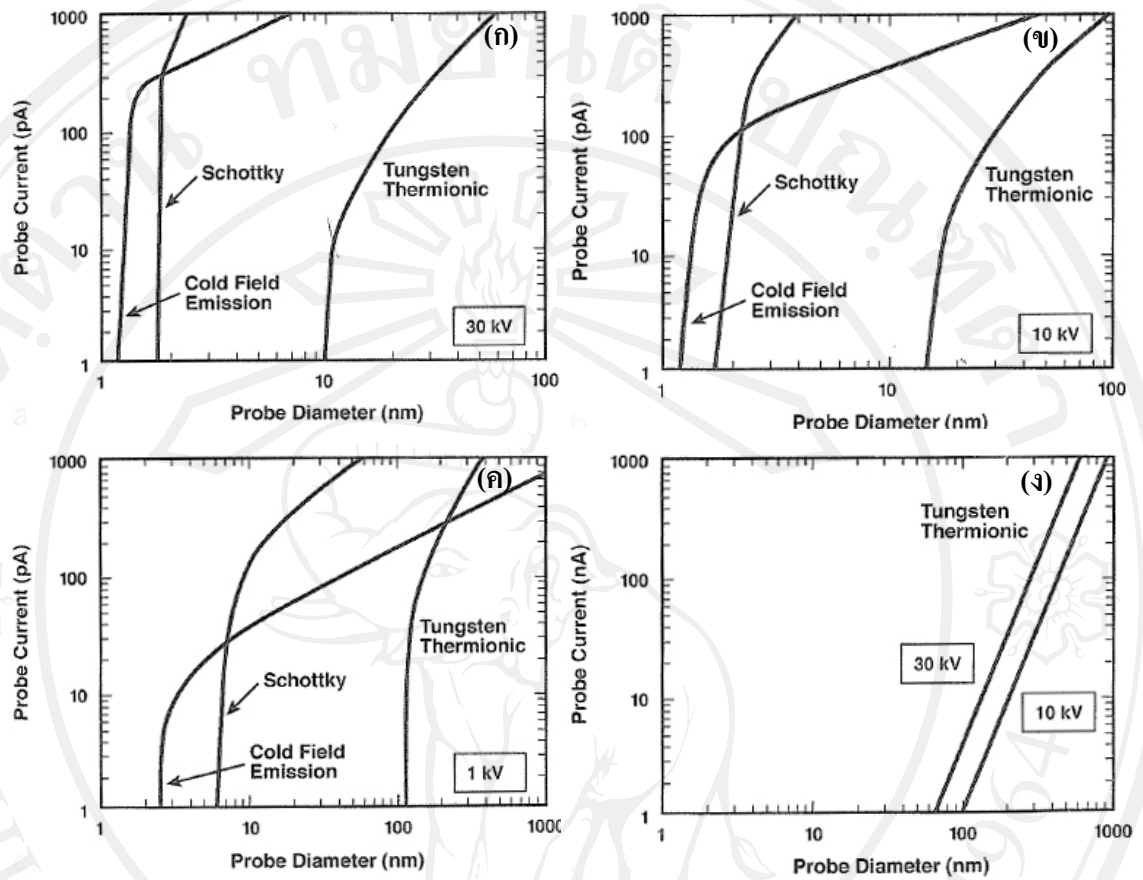
สมการ 2.6 แสดงว่าขนาดลำอิเล็กตรอนที่เล็กที่สุด d_{\min} จะมีค่าลดลงเมื่อค่าความสว่าง (β) เพิ่มขึ้นและเมื่อค่า C_s และ λ ลดลงด้วย ดังนั้น ขีดจำกัดของ d_{\min} ที่ค่า $i_p = 0$ (zero probe current) d_{\min} จะมีค่าเข้าใกล้ค่าประมาณ $C_s^{1/4}\lambda^{3/4}$ ซึ่งเป็นระยะแยกชัดของกล้องจุลทรรศน์ตามทฤษฎี

2.3.4 กระแสอิเล็กตรอนสูงที่สุด

เมื่อไม่พิจารณาผลจากความพร่ารัศมี ที่ค่ากระแสอิเล็กตรอนสูงที่สุดจะสัมพันธ์กับ d_p ดังสมการ

$$i_{\max} = \frac{3\pi^2}{16} \beta \frac{d_p^{8/3}}{C_s^{2/3}} \quad (2.7)$$

จากสมการ 2.7 จะเห็นว่าค่า i_{\max} แปรตาม $d_p^{8/3}$ ความสัมพันธ์ระหว่าง i (probe current) กับ d_p (probe diameter) สำหรับกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนทั่วไปที่ 20 kV ($C_s = 500$ mm, $\beta = 2.8 \times 10^4$ A cm⁻² sterad⁻¹) เมื่อคำนวณจากสมการ 2.7 ผลแสดงได้ดังรูป 2.14



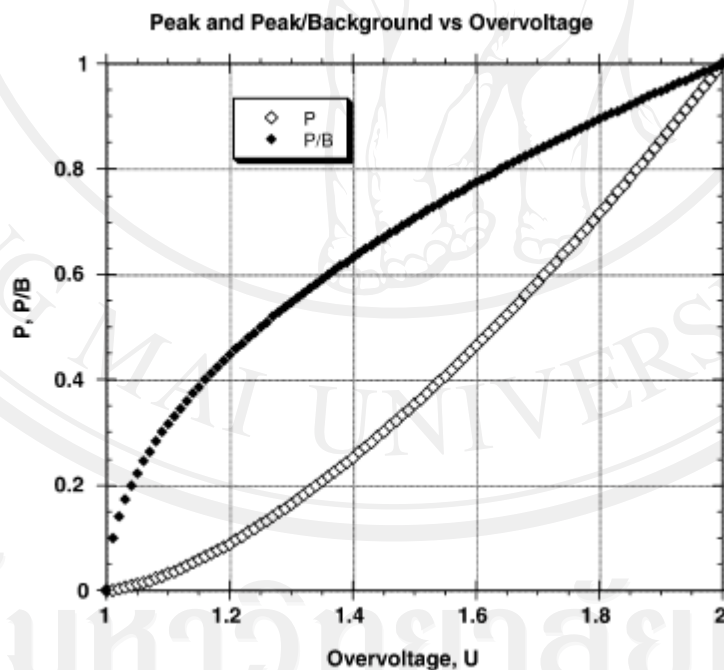
รูป 2.14 ความสัมพันธ์ระหว่างกระแสอิเล็กตรอน i_p และขนาดลำอิเล็กตรอน d_p ที่คำนวณได้จากกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดที่ใช้แหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนแบบเส้นลวดทั้งสแตนและเลนส์รูเข็ม (pin hole lens) ($C_s = 200$ mm, $C_c = 10$ mm) Schottky field emitter พร้อมด้วย Snorkel lens ($C_s = 3.2$ mm, $C_c = 2.7$ mm) และ cold field emitter พร้อมด้วย immersion objective lens ($C_s = 2$ mm, $C_c = 1.8$ mm) (ก) วัตต์ในช่วงศักย์เร่งอิเล็กตรอน 30 kV (ข) วัตต์ในช่วงศักย์เร่งอิเล็กตรอน 10 kV (ค) วัตต์ในช่วงศักย์เร่งอิเล็กตรอน 1 kV (ง) วัตต์ในช่วงการใช้งานจุลวิเคราะห์ทั่วไปที่ 30 kV [4]

2.3.5 ความเข้มรังสีเอ็กซ์ที่เกิดขึ้นในชิ้นงาน

มีงานวิจัยหลายชิ้นได้รายงานผลการทดลองจากการวัดความสูงพีครังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะ (I_c) โดยที่ความสูงพีครังสีเอ็กซ์นี้เป็นความสูงพีคที่วัดได้ก่อนที่จะมีการดูดกลืนรังสีในระหว่างที่ทะลุเข้าไปในชิ้นงาน (Joy [5] และ Newbury [6]) ซึ่งอธิบายได้ตามสมการ

$$I_c = i_p a \left(\frac{E_0 - E_c}{E_c} \right)^n = i_p a (U - 1)^n \quad (2.8)$$

โดยที่ i_p คือกระแสอิเล็กตรอน a และ n เป็นค่าคงที่ของแต่ละธาตุและชั้นของอิเล็กตรอน ค่าของ n โดยปกติอยู่ในช่วง 1.5 – 2.0 U คือศักย์เกิน (overvoltage) ดังนั้นในแต่ละแถบพลังงานของรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะความสูงพีครังสีเอ็กซ์จะเพิ่มขึ้นเมื่อพลังงานอิเล็กตรอนมีค่าเพิ่มขึ้น ดังแสดงในรูป 2.15



รูป 2.15 ความสัมพันธ์ระหว่างศักย์เกินกับความสูงพีค (P) และสัดส่วนความสูงพีคต่อพิคฐาน (P/B) [6]

2.4 อันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนและรังสีเอกซ์กับอะตอมในสถานะของแข็ง

เมื่ออิเล็กตรอนความเร็วสูงวิ่งเข้าสู่ของแข็ง มีความเป็นไปได้ว่าจะมีเหตุการณ์เกิดขึ้นอย่างน้อย 4 เหตุการณ์ดังนี้

- 1) การชนกันของอิเล็กตรอน (collision with electron)
- 2) การกระเจิงโดยอะตอม (scattering by atom)
- 3) การกระเจิงโดยนิวเคลียสและปลดปล่อยโฟตอน (scattering by nucleus with emission of photon (Bremsstrahlung)
- 4) การกระเจิงโดยผลึก (scattering by crystal)

ในการชนแบบยืดหยุ่นกับอิเล็กตรอน อิเล็กตรอนปฐมภูมิจะมีการถ่ายโอนพลังงานบางส่วนให้กับอิเล็กตรอนในชั้นงานซึ่งมีความเป็นไปได้ที่จะเกิด 2 เหตุการณ์ ดังนี้

- 1) กรณีชนกับอิเล็กตรอนตัวเดียวอาจทำให้อิเล็กตรอนที่ถูกชนถูกกระตุ้นไปอยู่ในระดับชั้นพลังงานที่สูงขึ้นทำให้เกิดช่องว่างในโครงสร้างอิเล็กตรอนเดิม อิเล็กตรอนในระดับพลังงานที่สูงกว่าจะมีการลดระดับพลังงานลงมาเพื่อแทนที่ช่องว่างนั้น การปลดปล่อยพลังงานออกมาเพื่อลดระดับพลังงานจะมีค่าเท่ากับ ผลต่างของค่าพลังงานระหว่างชั้นและเป็นลักษณะเฉพาะของแต่ละธาตุจึงเรียกว่า “รังสีเอกซ์ลักษณะเฉพาะ (characteristic X-ray)”
- 2) กลุ่มอิเล็กตรอนในแถบนำไฟฟ้า (conduction band) อาจถูกรบกวนและคลื่นซึ่งเรียกว่าการปลดปล่อย “พลาสมอน (plasmon)”

ในระหว่างที่รังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะเคลื่อนที่ออกจากผิวชิ้นงานอาจมีการถ่ายโอนพลังงานให้กับอิเล็กตรอนวงนอกทำให้เกิด โอเจียอิเล็กตรอน (Auger electron) หากรู้ถึงสัมประสิทธิ์การเกิดรังสีเอ็กซ์ในแต่ละธาตุแล้ว (เช่น excitation cross-section) ก็จะสมารถทำนายองค์ประกอบทางเคมีของชิ้นงานได้ แต่โชคไม่ดีที่ในระหว่างที่โฟตอนรังสีเอ็กซ์เดินทางเข้าสู่เครื่องตรวจวัด รังสีเอ็กซ์อาจถูกดูดกลืนโดยอะตอมข้างเคียงภายในของแข็ง จึงจำเป็นต้องอาศัยหลักทางฟิสิกส์อีกมากมายในการวิเคราะห์เชิงปริมาณ ดังนี้

- โอกาส หรือ ภาคตัดขวาง (cross-section) ของการก่อกัมมันต์อิเล็กตรอนเดี่ยว (single electron excitation)
- โอกาสของการเกิด โอเจียอิเล็กตรอน (Auger electron) จากโฟตอนรังสีเอ็กซ์
- โอกาสของการดูดกลืนโฟตอนรังสีเอ็กซ์ไว้ภายในของแข็ง
- โอกาสของการเรือง (fluorescence) รังสีเอ็กซ์พลังงานต่ำโดยรังสีเอ็กซ์ที่พลังงานสูงกว่า

2.4.1 การก่อกัมมันต์ของอิเล็กตรอนเดี่ยว (single electron excitation)

เป็นการเกิดอันตรกิริยาระหว่างลำอิเล็กตรอนความเร็วสูงกับที่อิเล็กตรอน 1 อนุภาคที่ถูกยึดเหนี่ยวอยู่ในของแข็งโดยอาศัยสมการแบบการกระเจิงของรัทเธอร์ฟอร์ด (Rutherford scattering formulae) การทดลองของรัทเธอร์ฟอร์ดบอกถึงสิ่งที่เกี่ยวข้องกับการชนของอิเล็กตรอน เส้นทางการเคลื่อนที่ของอนุภาคที่ตกกระทบ และการสูญเสียพลังงาน ซึ่งเป็นส่วนที่มีความสำคัญในการกระเจิงแบบยืดหยุ่น (elastic scattering) การทดลองของรัทเธอร์ฟอร์ด อธิบายถึงโอกาสที่ลำอิเล็กตรอนจะสูญเสียพลังงานในการชนดังสมการ

$$\frac{d\sigma_i}{dE} = \frac{\pi e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 E_0} \quad (2.9)$$

$$\text{หรือ เมื่อ } (E_0 > E > E_1) \frac{d\sigma_i}{dE} = \frac{\pi e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 E_0} \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_0} \right) \quad (2.10)$$

E_0 เป็นพลังงานตั้งต้นของลำอิเล็กตรอน และ ϵ_0 เป็นค่าซึมซาบในสภาวะสุญญากาศ (permeability of free space) σ_i เป็นโอกาสที่ลำอิเล็กตรอนจะสูญเสียพลังงานจากการกระเจิงแล้วมีพลังงานอยู่ในช่วง E_i กับ E_0 σ_i มีหน่วยเป็นพื้นที่แต่ไม่ใช่พื้นที่จริง เป็นเพียงความเป็นไปได้ของเหตุการณ์ ซึ่งในกรณีนี้คือการกระเจิงแบบยืดหยุ่นที่มีการสูญเสียพลังงานมากกว่า E_i จากสมการที่ (2.9) และ (2.10) จะเห็นได้ว่า σ_i มีความสัมพันธ์เป็นส่วนกลับกับ E_0 ซึ่งแสดงว่าพลังงานของลำอิเล็กตรอนตกกระทบที่สูงกว่าจะมีการสูญเสียน้อยกว่า

ในปี 1930 ฮานส์ เบเทอ (Hans Bethe) [7] ได้เสนอข้อแก้ไขว่า อิเล็กตรอนสามารถถูกหน่วงไว้จนหยุดได้ในอะตอม จากผลการทดลองของรัทเทอร์ฟอร์ด จำเป็นต้องมีการแยกการสูญเสียพลังงานจากการหน่วงออกจากการสูญเสียพลังงานจากการกระเจิง ดังสมการ

$$\sigma_i = \frac{\pi e^4 Z_{nl}}{(4\pi\epsilon_0)^2 E_0 E_{nl}} b_{nl} \ln\left(\frac{c_{nl} E_0}{E_{nl}}\right) \quad (2.11)$$

ค่าคงที่ b และ c หาได้จากสมการที่ fitted โดย Powel [8] จากสมการของ Bethe จากการทดลองพบว่า ชั้น k ที่มีค่าอยู่ในช่วง $4 < U_k < 25$ มีค่า $b_k \sim 0.9$ และ $c_k \sim 0.65$ สำหรับทุกธาตุ ชั้น L ช่วง $4 < U_{L23} < 20$ b_{L23} จะมีค่าอยู่ในช่วง ~ 0.6 (เลขอะตอมต่ำ) ถึง ~ 0.9 (เลขอะตอมสูง) ส่วนค่า $c_{L23} \sim 0.6$ และจากสมการ 2.11 เบเทอ (Bethe) [7] ได้พิสูจน์สมการเพื่อหาค่าเฉลี่ยของอัตราที่คาดว่าลำอิเล็กตรอนจะสูญเสียพลังงานที่เคลื่อนที่ผ่านของแข็ง ดังนี้

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{\pi e^4 Z}{(4\pi\epsilon_0)^2 E} N^v 2 \ln\left(\frac{1.166E}{J}\right) \quad (2.12)$$

เมื่อ N^v คือ จำนวนของอะตอมต่อหน่วยพื้นที่ s คือ ความยาวแนวเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน และ J มีค่าขึ้นกับเลขอะตอมมีค่าโดยประมาณเท่ากับ 11.5Z eV

2.4.2 การปลดปล่อยรังสีเอ็กซ์และโอเจอิเล็กตรอน (X-ray and Auger electron emission)

เมื่ออิเล็กตรอนพลังงานสูงเข้าไปเกิดอันตรกิริยากับอะตอม อาจทำให้เกิดมีอิเล็กตรอนหลุดออกมาจากอิเล็กตรอนวงใน (inner atomic shell) ทำให้อะตอมกลายเป็นไอออน หรืออยู่ในสภาวะกระตุ้น ซึ่งจะเกิดมีช่องว่างเกิดขึ้นในวงอะตอม ช่องว่างที่มีอยู่จะถูกแทนที่ด้วยการลดระดับพลังงานจากอิเล็กตรอนวงถัดไป การคายพลังงานออกมาจากการเปลี่ยนระดับชั้นจะเป็นสมบัติ

เฉพาะของแต่ละธาตุ เหตุการณ์ดังกล่าวเรียกว่า “ลักษณะเฉพาะ” ซึ่งพลังงานที่ปล่อยออกมาได้สองทางคือ หนึ่งการปล่อยโฟตอนของรังสีเอ็กซ์ที่มีพลังงานเฉพาะจากการเปลี่ยนระดับพลังงานและธาตุ หากสามารถตรวจจับรังสีเอ็กซ์นี้จะให้ข้อมูลเกี่ยวกับธาตุและองค์ประกอบของตัวอย่างได้ ทั้งเชิงปริมาณและคุณภาพ และอีกทางหนึ่งก็คือการปล่อยสิ่งที่เรียกว่า “ไอเจอิเล็กทรอนิกส์ (Auger electrons)”

“รังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่องหรือ bremsstrahlung” จะเกิดขึ้นเมื่อ อิเล็กตรอนเข้ากระทบกับวัตถุ การปลดปล่อยรังสีเอ็กซ์ชนิดนี้จะมีผลจากการสูญเสียความเร็วจากสนามอิเล็กทรอนิกส์ภายในอะตอม ซึ่งมีผลให้เกิดสเปกตรัมของรังสีเอ็กซ์เกิดขึ้นในช่วงพลังงานตั้งแต่ศูนย์จนถึงปริมาณพลังงานของลำอิเล็กตรอนที่ตกกระทบชิ้นงาน

2.4.2.1 การปลดปล่อยรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะ (characteristic X-ray emission)

เมื่ออิเล็กตรอนพลังงานสูงเกิดอันตรกิริยากับอะตอม มีผลทำให้อิเล็กตรอนชั้นในหลุดออกไป แล้วจะเกิดช่องว่างในชั้นอิเล็กตรอน พลังงานที่น้อยที่สุดที่จะทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกไปจากแต่ละระดับชั้นพลังงานเรียกว่า “พลังงานวิกฤตในการกลายเป็นไอออน (critical ionization energy E_c) หรือขอบการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์ (X-ray absorption edge energy)” พลังงานของลำอิเล็กตรอนที่ตกกระทบต้องมากกว่าหรือเท่ากับพลังงานวิกฤตของการกลายเป็นไอออน E_c พลังงานวิกฤตนี้จะมีปริมาณที่จำเพาะกับแต่ละระดับพลังงานซึ่งจะระบุด้วย K L หรือ M การเปลี่ยนระดับพลังงาน หรือ พลังงานจำเพาะ จะบ่งบอกถึง โครงสร้างของอิเล็กตรอนซึ่งเป็นลักษณะพิเศษของแต่ละธาตุ คุณสมบัติเฉพาะนี้พลังงานจะถูกปล่อยออกจากอะตอมสองทาง หนึ่งคือการปลดปล่อยโฟตอนของรังสีเอ็กซ์ที่เป็นพลังงานเฉพาะกับการเปลี่ยนระดับพลังงาน และกับธาตุ สองก็คือการปลดปล่อยสิ่งที่เรียกว่า ไอเจอิเล็กทรอนิกส์

ความสูงพีคของรังสีเอ็กซ์ที่วัดได้มีความสัมพันธ์กับอัตราส่วนจำนวนโฟตอนรังสีเอ็กซ์และจำนวน ไอเจอิเล็กทรอนิกส์ ดังนี้

$$\frac{\text{จำนวน โฟตอนรังสีเอ็กซ์ที่ปลดปล่อยออกมา}}{\text{จำนวนเหตุการณ์กระเจิงแบบยืดหยุ่น}} = \frac{\text{จำนวน โฟตอนรังสีเอ็กซ์ที่ถูกปลดปล่อยออกมา}}{(\text{จำนวน โฟตอนของรังสีเอ็กซ์ที่วัดได้} + \text{จำนวน ไอเจอิเล็กทรอนิกส์})}$$

อัตราส่วนนี้เรียกกันว่า “ผลได้จากการเรืองรังสี (fluorescence yield)” เนื่องจากผลได้โอเจอิเล็กตรอน (Auger yield) ไม่ได้ขึ้นกับ Z แต่ขึ้นกับผลได้รังสีเอ็กซ์ (X-ray yield) ดังนั้นผลได้จากการเรืองรังสีจึงมีค่าประมาณ

$$\omega = Z^4 / (a + Z^4)$$

เมื่อ a เป็นค่าคงที่ และเมื่อเขียนในรูป $f_k(z) = Z / a^{1/4}$ จะได้ว่า

$$\omega = \frac{f_k(Z)}{1 + f_k(Z)} \quad (2.13)$$

เมื่อ $f_k(Z)$ สามารถหาได้จากการทดลองและเขียนในรูปสมการ $f_k(Z) = A + BZ + CZ^3$

เมื่อ A, B และ C เป็นค่าคงที่ จากตัวอย่างของ Bambynek และคณะ [9] จะได้ว่า

$$f_k(Z) = 0.015 + 0.0327Z - 0.64 \times 10^{-6} Z^3$$

หากนำค่า σ_i ในสมการ 2.10 คูณกับ ω ในสมการ 2.13 แล้วจะสามารถรู้ได้ว่ามีจำนวนรังสีเอ็กซ์เกิดขึ้นที่ชั้น K หรือ L เกิดขึ้นมากเท่าใดต่อจำนวนอิเล็กตรอนที่ตกกระทบ

วิธีการปลดปล่อยของพลังงานนี้ระบุโดยโอเจอิเล็กตรอน (a) และผลได้จากการเรืองแสง (fluorescence yields, ω) ผลได้จากการเรืองแสงนี้จะถูกระบุด้วยความเป็นไปได้ที่รังสีเอ็กซ์ที่ปลดปล่อยมีค่ามากกว่า โอเจอิเล็กตรอน

$$a + \omega = 1 \quad (2.14)$$

อิเล็กตรอนในหนึ่งอะตอมจะถูกจัดอยู่ในแต่ละระดับพลังงานหรือชั้นในแบบจำลองอะตอมของบอร์ (Bohr model) ในการวิเคราะห์ด้วยรังสีเอ็กซ์นั้นเราจะกล่าวถึงชั้นหรือระดับพลังงานที่อยู่ใกล้นิวเคลียสที่สุดอย่างชั้น K อิเล็กตรอนจะถูกเติมเต็มในชั้นนี้ก่อน จากนั้นชั้นถัดไปคือ ชั้น L แล้วก็ M และ N ไปเรื่อยๆ ตั้งแต่ชั้น K เป็นชั้นที่อยู่ใกล้กับนิวเคลียสมากที่สุดจึงต้องการพลังงานเกือบทั้งหมดในการที่จะย้ายอิเล็กตรอนจะชั้นนี้ออกไป เพราะฉะนั้นถ้าสเปกตรัมจากธาตุ

ประกอบด้วยแถบจาก K, L และ M แถบ K จะมีพลังงานสูงสุด อยู่ห่างจากทางขวาของสเปกตรัมที่สุดเมื่อแกนนั้นระบุค่าพลังงาน

ความสูงของแต่ละฟิสิกในสเปกตรัมจะขึ้นอยู่กับ โอกาสของการเกิดรังสีเอ็กซ์อันเป็นผลมาจากการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน ความสัมพันธ์ของโอกาสในการเกิดรังสีเอ็กซ์ที่พลังงานในการไอออนไนซ์ต่างๆจากธาตุขึ้นอยู่กับปริมาณพลังงานของลำอิเล็กตรอนตกกระทบและโอกาสในการไอออนไนซ์ที่สัมพันธ์กับชั้นอิเล็กตรอน โดยโอกาสของการไอออนไนซ์เองจะอธิบายได้ในรูปสมการของสก็ร์เกิน (overvoltage, U) ของลำอิเล็กตรอนตกกระทบหารด้วยพลังงานวิกฤติของการไอออนไนซ์ของแต่ละชั้นพลังงาน ซึ่งหมายความว่าปริมาณความสูงฟิสิกที่ได้ในกราฟจะขึ้นอยู่กับสัดส่วนระหว่างพลังงานอิเล็กตรอนตกกระทบกับพลังงานวิกฤติของการไอออนไนซ์สำหรับการเปลี่ยนพลังงานของชั้นนั้น

2.4.2.2 การเกิดรังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่อง (continuum X-ray generation)

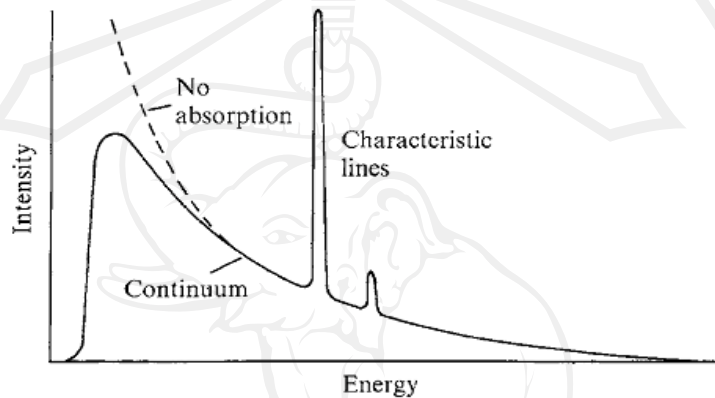
เมื่ออิเล็กตรอนพลังงานสูงเคลื่อนที่ผ่านสนามไฟฟ้าความเข้มสูงใกล้กับนิวเคลียสของอะตอมทำให้มีการกระโดดข้ามระดับพลังงานควอนตัมด้วยการปลดปล่อยโฟตอนรังสีเอ็กซ์ในทุก ๆ ช่วงพลังงานจนมีค่าถึง E_0 ทำให้เกิดสเปกตรัมรังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่อง (continuum X-ray หรือภาษาเยอรมันที่ว่า Bremsstrahlung) เป็นเหตุให้เกิดข้อจำกัดของการตรวจวัดแถบพลังงานของรังสีเอ็กซ์สมบัติเฉพาะของธาตุที่มีความเข้มขั้นต่ำ ค่าความสูงฟิสิก I ของรังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่องแสดงได้ดังกฎของเครเมอร์สต่อไป

$$I = \text{constant} \times Z(E_0 - E) / E \quad (2.15)$$

เมื่อ E คือพลังของโฟตอน และ Z คือเลขอะตอม (คิดเป็นค่าเฉลี่ยเมื่อเป็นสารประกอบ)

ตามสมการ 2.15 แล้วรูปร่างสเปกตรัม (กราฟความสัมพันธ์ระหว่างความสูงฟิสิกกับพลังงานโฟตอน) จะเหมือนกันในทุก ๆ ธาตุ ในขณะที่ความสูงฟิสิกเป็นสัดส่วนกันกับ Z ความสูงจะลดลงจนเป็นศูนย์ที่ “ขีดจำกัดดูแอน-ฮันต์ (Duane-Hunt limit)” เมื่อพลังงานรังสีเอ็กซ์มีค่าเท่ากับ E_0 และลดลงอย่างรวดเร็วอันเนื่องจากพลังงานลดทอน (decreasing energy) ในสเปกตรัมที่ทดสอบพบว่าความสูงฟิสิกจะลดที่บริเวณที่พลังงานต่ำมาก ๆ เนื่องจากเกิดการดูดกลืนที่หัวตรวจวัดและในตัวชิ้นงานเอง

รังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่อง หรือ Bremsstrahlung เกิดขึ้นเมื่ออิเล็กตรอนทำอันตรกิริยากับวัตถุ มีการปลดปล่อยพลังงานออกมาจากผลของการที่อิเล็กตรอนสูญเสียความเร็วจากสนามอิเล็กตรอน ในอะตอม มีผลให้มีปริมาณรังสีเอ็กซ์เกิดขึ้นในช่วงพลังงานที่ศูนย์กลางจนถึงพลังงานหนึ่งที่สอดคล้องกับพลังงานของอิเล็กตรอนตกกระทบ



รูป 2.16 สเปกตรัมความสูงฟลักซ์รังสีเอ็กซ์กับพลังงานโฟตอน แสดงถึงเส้นแถบรังสีเอ็กซ์สมบัติเฉพาะที่ซ้อนทับกันกับรังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่อง (หรือ continuum) ที่เกิดขึ้นจากอิเล็กตรอนตกกระทบมีผลในการชนกันกับนิวเคลียสอะตอม พร้อมแสดงถึงการลดลงของสเปกตรัมในช่วงพลังงานต่ำมาจากการดูดกลืนในหัวตรววจัด [10]

2.4.3 การดูดกลืนรังสีเอ็กซ์ (X-ray absorption)

สัมประสิทธิ์การดูดกลืนรังสีของตัวกลางของแข็งเขียนได้ดังสมการต่อไปนี้

$$\frac{dI}{dx} = -\mu I \text{ หรือ } I\mu e^{-\mu x} \quad (2.16)$$

เมื่อ I คือความสูงฟลักซ์ของรังสีเอ็กซ์ และ x คือระยะทาง ดังนั้น $\mu = N^v \sigma_a$ เมื่อ σ_a คือ โอกาสการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์ (absorption cross section) ต่ออะตอม และ N^v คือจำนวนอะตอมต่อหน่วยปริมาตร สัมประสิทธิ์การดูดกลืนจะเขียนได้เป็น μ/ρ เมื่อ ρ คือความหนาแน่นของตัวกลางการดูดกลืน μ/ρ ซึ่งสามารถหาค่าได้จากสมการ

$$\frac{\mu}{\rho} = CE_{nl}\lambda^{n_l} \text{ หรือ } C_{n'l'}\lambda^{n'l'} \quad (2.17)$$

เมื่อ λ คือความยาวคลื่นมีหน่วยเป็น Å (=12.3981/E (keV)) C เป็นค่าคงที่ของแต่ละธาตุ E_{nl} (keV) และขอบการดูดกลืน (absorption edge) n, l ใด ๆ เมื่อ n, l คือเลขควอนตัม และ n', l' และ $C_{n'l'}$ เป็นค่าคงที่

อย่างไรก็ตาม กรณีที่เป็นอะตอมหลายชนิด (สารประกอบ) จำเป็นต้องมีโอกาสการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์ของทุกอะตอมเข้าไปด้วยนั่นคือ

$$\mu = N_1^v \sigma_{a_1} + N_2^v \sigma_{a_2} + \dots = \sum N_i^v \sigma_{a_i}$$

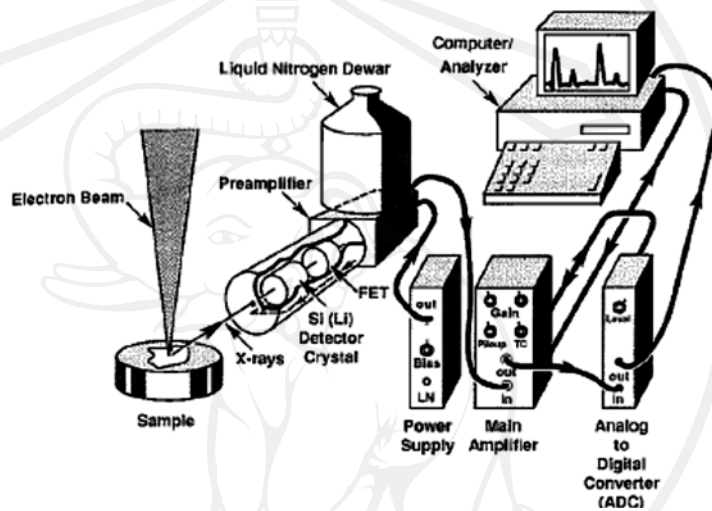
ดังนั้นสัมประสิทธิ์การดูดกลืนจึงเขียนได้ดังนี้

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \sum_i \left(\frac{\mu_i}{\rho_i}\right) C_i^m \quad (2.18)$$

เมื่อ C_i^m คือความเข้มข้นโดยมวลหรือน้ำหนักของแต่ละธาตุ

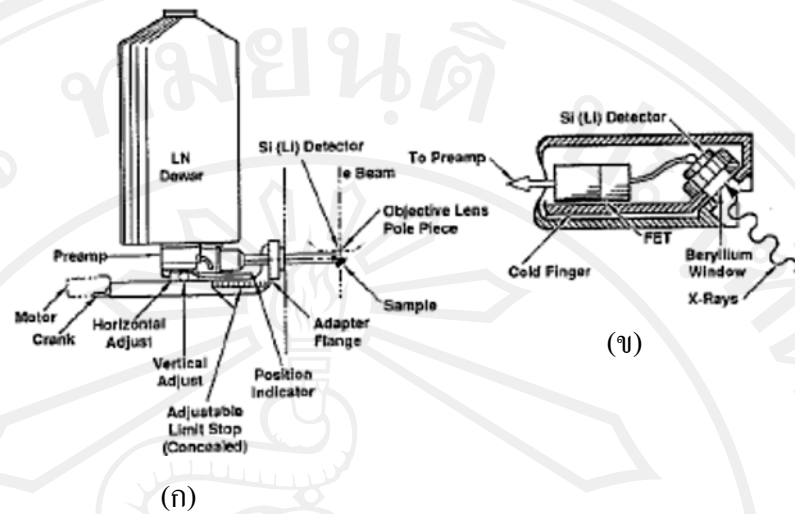
2.5 การตรวจวัดรังสีเอ็กซ์แบบกระจายพลังงาน (energy dispersive spectroscopy)

ซิลิกอนบริสุทธิ์จะเป็นสารกึ่งตัวนำด้วยตนเองไม่ไวพอที่จะใช้เป็นหัววัดรังสีได้ Pell [11] จึงพัฒนาหัวตรวจวัดโดยเติมลิเทียมซึ่งเป็น (สารเจือชนิด n-type) เคลือบบนผิวของซิลิกอนชนิด p-type เกิดเป็นรอยต่อ p-n junction ซึ่งทำให้มีความหนาเพียงไม่กี่ไมโครเมตร เมื่อได้รับสนามไฟฟ้าที่เหมาะสม



รูป 2.17 ระบบวงจรการทำงานของ EDS อย่างง่าย [4]

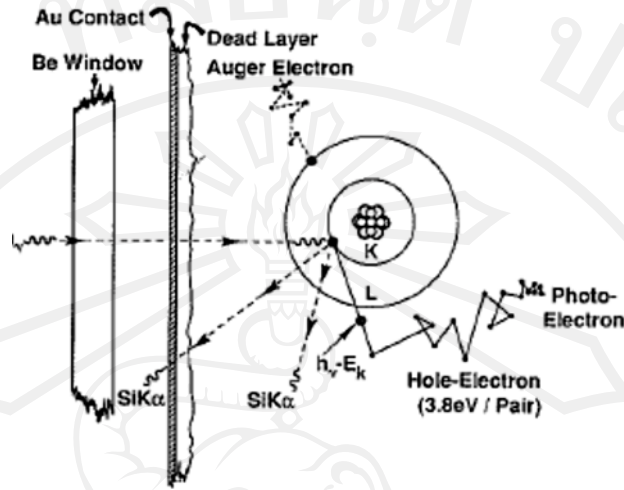
หลักการการทำงานของหัวตรวจวัดสถานะของแข็ง (solid state detector) แสดงในรูป 2.17 รังสีเอ็กซ์จากชิ้นงานจะเคลื่อนที่ผ่านช่องหน้าต่างบาง (thin window) ที่กั้นห้องใส่ชิ้นงานให้แยกจากหัวตรวจวัด Si(Li) อนุคลิ่นรังสีเอ็กซ์แต่ละตัว จะทำให้เกิดการแตกตัวเป็นคู่ของ electron-hole pair สำหรับหัววัดชนิดซิลิกอนจะเกิดคู่ของ electron-hole pair หนึ่งคู่ต่อพลังงาน 3.86 eV อิเล็กตรอนจะถูกดักโดยศักย์ตกร้อมแล้วเปลี่ยนไปเป็นสัญญาณประจุ (charge pulse) จากนั้นจะถูกแปลงไปเป็นสัญญาณแรงดันไฟฟ้า (voltage pulse) โดยตัวแปลงประจุเป็นศักย์ (charge-to-voltage convertor หรือ preamplifier) สัญญาณที่ได้จะถูกขยายและเปลี่ยนแปลงรูปร่างโดยตัวขยายเชิงเส้น (linear amplifier) และสุดท้ายจะเข้าสู่คอมพิวเตอร์ โดยข้อมูลที่ได้จะถูกแสดงเป็นรูปแบบกราฟแท่งของความสูงพิกัดต่อความต่างศักย์ แล้วสามารถนำข้อมูลไปประมวลผลต่อ เช่น การระบุธาตุ หรือการคำนวณเชิงปริมาณ เป็นต้น



รูป 2.18 (ก) ลักษณะทางกายภาพของหัวตรวจวัดที่ติดเข้ากับ preamplifier (ข) ภาพขยายของหัวตรวจวัดแสดงถึงรายละเอียดตำแหน่งของ preamplifier [4]

ลักษณะของหัวตรวจวัดโดยทั่วไปแสดงในรูป 2.19 ผลึก Si(Li) ยึดติดบนแท่งเย็น (cold finger) เชื่อมกับถังเก็บไนโตรเจนเหลว เนื่องจากผลึกไวต่อแสงจึงมีความจำเป็นที่จะต้องกันไม่ให้แสงส่องเข้ามาได้ โดยส่วนมากจะใช้หน้าต่างกันแบบทึบแสง ปัจจุบันอาจมีแบบไร้หน้าต่างกันหรือหน้าต่างกันบาง ตัวหน้าต่างกันมักรองด้วยตาข่ายรังสีเอ็กซ์พลังงานต่ำถึง 200 eV สามารถทะลุผ่าน ตัวครอบหัวตรวจวัดถูกปิดผนึกไว้ภายใต้สภาวะสุญญากาศเพื่อป้องกันการปนเปื้อนจากชั้นงาน และรักษาอุณหภูมิให้ต่ำซึ่งจำเป็นต่อการลดสัญญาณรบกวน และจำกัดการเคลื่อนที่ของลิเทียมไอออน

2.5.1 กระบวนการตรวจวัด



รูป 2.19 กระบวนการตรวจวัดรังสีเอกซ์ในหัวตรวจวัดแบบ Si(Li) [4]

รูป 2.19 ส่วนที่ทำงานของหัวตรวจวัดประกอบไปด้วย intrinsic ซิลิกอน และชั้นบาง ๆ ของวัสดุ p-type อยู่บริเวณผิวหน้าเรียกว่า “dead layer” ฉาบด้วยชั้นทองบางๆเพื่อเป็นผิวสัมผัส อิเล็กทรอนิกส์ (electrical contact) เมื่อพลังงานโฟตอนถูกตรวจจับได้ หัวตรวจวัด Si(Li) คูดกลืนรังสีเอกซ์แต่ละตัว จะทำให้เกิดการแตกตัวเป็นคู่ของ electron-hole pair สำหรับหัววัดชนิดซิลิกอนจะเกิดโอเจอิเล็กตรอนกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่นและยังสร้างคู่ของ electron-hole pair จำนวนของประจุที่เกิดขึ้นในหัวตรวจวัดต่อหนึ่งโฟตอนที่ตกกระทบที่มีพลังงาน E (eV) ในอุดมคติจะได้

$$N = E_x/E_i \quad (2.19)$$

$$E_i = 3.86 \text{ eV สำหรับ Si ที่ } 77 \text{ K}$$

$$(E_i = 2.96 \text{ eV สำหรับ Ge})$$

ยกตัวอย่างเช่น ถ้าหัวตรวจวัดตรวจจับหนึ่งโฟตอนที่มีพลังงาน 5 keV ดังนั้นจากสมการ (2.19) จำนวนของอิเล็กตรอนทั้งหมด จากหัวตรวจวัดมีค่าโดยประมาณ 1,300 อนุภาค ซึ่งทำให้เกิดประจุ $2 \times 10^{-16} \text{ C}$ ($1,300 \times 1.6022 \times 10^{-19}$) ซึ่งน้อยมากเกินกว่าจะสามารถวัดได้อย่างแม่นยำ การทำให้สัญญาณรบกวนมีค่าต่ำจึงมีความจำเป็นโดยรักษาผลึกของหัวตรวจวัดให้มีอุณหภูมิใกล้กับอุณหภูมิของไนโตรเจนเหลวเพื่อลดการเกิดสัญญาณรบกวนจากความร้อน

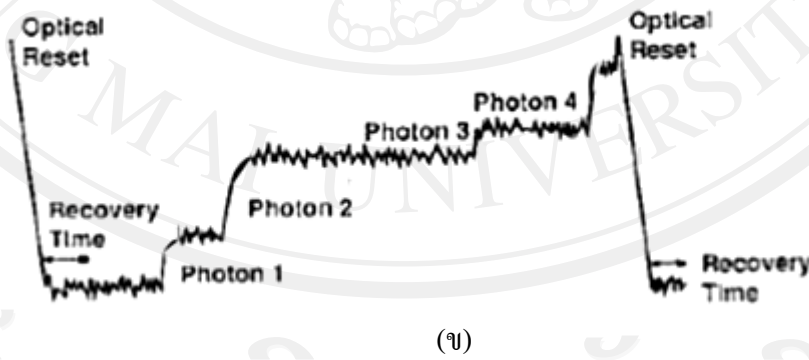
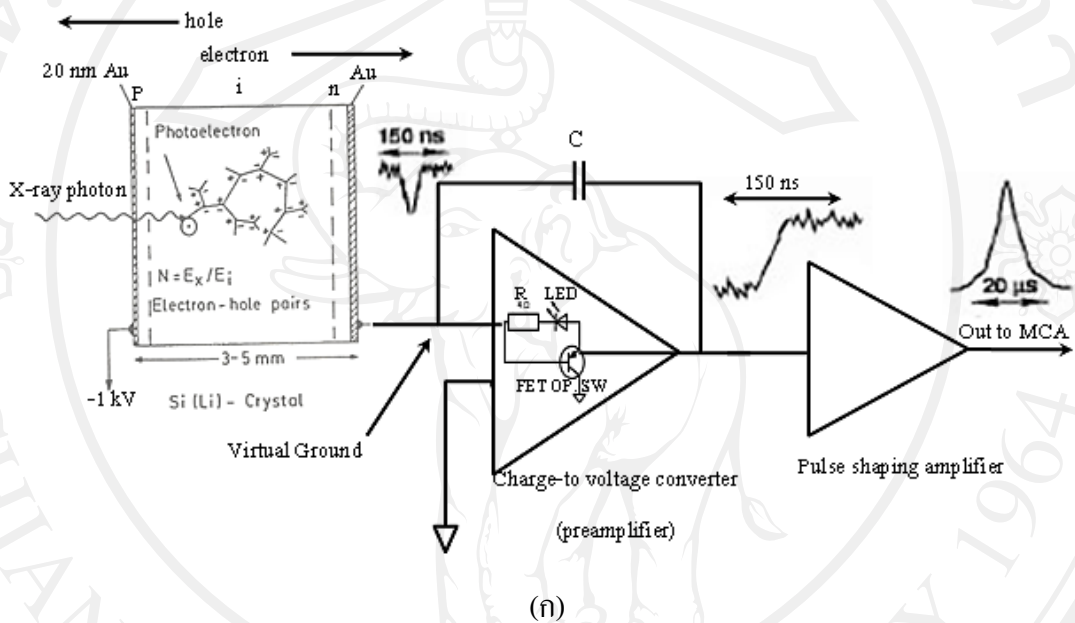
รังสีเอ็กซ์จากซิลิกอนสามารถจะถูกดูดกลืนอีกครั้งในหัวตรวจวัดหรือสามารถกระเจิงกลับแบบไม่ยืดหยุ่น เกิดโฟตอนของซิลิกอน K_{α} หลุดออกจากหัวตรวจวัดก่อให้เกิดสิ่งผิดปกติ (artifact) ซึ่งเป็นที่รู้จักกันในชื่อ “escape peak” และพลังงานที่หัวตรวจวัดซิลิกอนดูดกลืนจนอยู่ในสภาวะกระตุ้นจะคายพลังงานโฟตอนซิลิกอน K_{α} ออกมากลายเป็นพีคบริเวณจากซิลิกอน (silicon interference peak) ในการวิเคราะห์ EDS อิเล็กตรอนปฐมภูมิจะถูกยิงเข้าไปในชิ้นงานจนเกิด รังสีเอ็กซ์ (x-rays) จากพลังงานโฟตอนและความสูงของพีคของรังสีเอ็กซ์ที่วัดได้ ในแถบพลังงานนั้นจะแสดงถึงชนิดของธาตุ จะสามารถประมาณความเข้มข้นได้ ถ้าหากโฟกัสลำอิเล็กตรอนให้มีขนาดเล็กมากก็จะสามารถเลือกพื้นที่ที่จะวิเคราะห์ให้มีขนาดเล็กมากได้

การวิเคราะห์เชิงคุณภาพ (ระบุชนิดของธาตุ) ด้วยการบันทึกสเปกตรัมด้วยค่าเฉลี่ยของเครื่องตรวจวัดรังสีเอ็กซ์ บนช่วงของพลังงานที่สัมพันธ์กับแถบพลังงานนั้นก็จะถูกระบุชนิดของธาตุโดยอ้างอิงจากรางของค่าพลังงาน ในการวิเคราะห์เชิงปริมาณ ค่าความสูงของพีค รังสีเอ็กซ์ที่วัดได้จากชิ้นงานจะถูกเปรียบเทียบกับมาตรฐานที่รู้ค่าความเข้มข้นที่แน่นอน การวัดค่าความสูงของพีคที่รังสีเอ็กซ์ต้องการเครื่องมือที่เหมาะสม รวมทั้งการหักค่าฐานออก ซึ่งหลัก ๆ จะมาจากรังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่อง องค์ประกอบทางเคมีที่ได้จากจุดที่ทำกรวิเคราะห์จะถูกคำนวณหาค่าความสูงของพีคที่ถูกต้องด้วยวิธีของ “matrix corrections” ที่ประกอบไปด้วยปัจจัยตรวจแก้ต่าง ๆ ภายใต้อัตราสัมพันธ์ระหว่างความสูงของพีคที่รังสีเอ็กซ์กับความเข้มข้นขององค์ประกอบเคมี โดยทั่วไปจะอยู่ในรูปของ “ZAF corrections” ซึ่งแยกเป็นปัจจัยตรวจแก้ต่าง ๆ อันได้แก่ ค่าที่ขึ้นกับความแตกต่างของเลขอะตอม, ค่าที่ขึ้นกับการดูดกลืนรังสี, และค่าที่เกิดจากการเรืองรังสี

2.5.2 การแปลงประจุเป็นความต่างศักย์ (charge to voltage conversion)

รูป 2.20 (ก) แสดงถึงหัวตรวจวัดอันได้แก่ ตัวแปลงประจุเป็นความต่างศักย์ (charge-to-voltage converter) ส่วนมากจะเรียกว่า พรีแอมพลิไฟเออร์ (preamplifier) และตัวเปลี่ยนรูปสัญญาณภาคขยายเชิงเส้น (pulse-shaping linear amplifier) โดยเริ่มจากประจุจากหัวตรวจวัดถูกพาเข้าสู่สายดินเสมือน (virtual ground) โดยจะถูกสะสมไว้ในตัวเก็บประจุ (C) ขณะที่พรีแอมพลิไฟเออร์คือ จะใช้ทรานซิสเตอร์แบบสนามไฟฟ้าสัญญาณรบกวนต่ำ (low-noise field-effect transistor, FET) ซึ่งถูกแช่เย็นไว้ด้านหลังชิดกับหัวตรวจวัด ผลลัพธ์ของพรีแอมพลิไฟเออร์ในแต่ละเหตุการณ์คือ ขั้นตอนของความต่างศักย์ (voltage step) ซึ่งแปรผันกับพลังงานโฟตอนที่ตกกระทบ ความสูงของแต่ละขั้นความต่างศักย์ ดังรูป 2.20 (ข) แสดงรูปผลลัพธ์จากตัวแปลงประจุเป็นความต่างศักย์ (charge-to-voltage converter) ขนาดความต่างของขั้นความต่างศักย์แต่ละขั้นระบุถึงความต่างของพลังงานตามความสัมพันธ์ $V=Q/C$ โดยที่ Q ก็คือประจุจาก electron-hole pair ที่เกิดจากหนึ่งโฟตอน

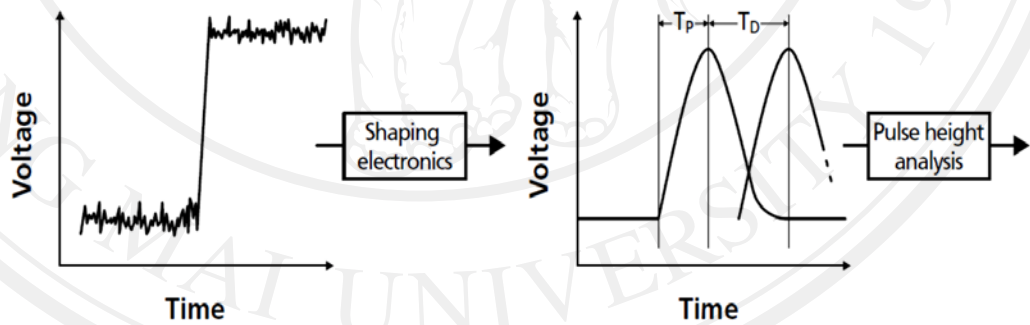
V คือความต่างศักย์ที่เกิดขึ้น ระดับชั้นของความต่างศักย์นี้จะเพิ่มขึ้นไปเรื่อย ๆ จนถึงจุดอิ่มตัวของแอมพลิไฟเออร์ ตัวเก็บประจุ C จะมีการคายประจุเพื่อให้ผลลัพธ์จากการทำงานของแอมพลิไฟเออร์กลายเป็นศูนย์จากภาพมีเพียง 4 โฟตอนเท่านั้นที่นำมาเป็นตัวอย่างในระบบจริงมีจำนวนโฟตอนเป็นหลักหรือถูกประมวลผลก่อนที่จะมีการเริ่มระบบใหม่



รูป 2.20 กระบวนการเปลี่ยนประจุเป็นศักย์ไฟฟ้า (ก) ลำดับขั้นตอนการแปลงประจุเป็นศักย์ไฟฟ้าจากหัวตรวจวัดคู่ ปริแอมพลิไฟเออร์ และตัวขยายรูปร่างสัญญาณตามลำดับ (ข) สัญญาณขาออกของกระบวนการเปลี่ยนประจุเป็นศักย์ไฟฟ้า [4]

2.5.3 ตัวขยายรูปร่างสัญญาณเชิงเส้นและการปฏิเสธสัญญาณซ้อนทับ (pulse-shaping linear amplifier and pileup rejection)

ในวงจรสร้างแบบสัญญาณอนาล็อกนั้นสัญญาณจากวงจรขยายขั้นต้น (preamplifier) จะถูกแปลงเป็นสัญญาณตามแนวทางของวงจรสร้างรูปร่างสัญญาณ (pulse-shaping amplifier) (รูป 2.20) ความสูงของสัญญาณที่วัดจะถูกแปลงเป็นสัญญาณดิจิทัลโดยตัวแปลงสัญญาณอนาล็อกเป็นดิจิทัล (analog-to-digital converter) สัญญาณขาออกจะเริ่มจากศูนย์และเพิ่มขึ้นจนมีค่าสูงสุดโดยปกติจะมีค่าไม่กี่โวลต์และจากนั้นจะมีค่าลดลงจนเป็นศูนย์อีกครั้ง ความสูงของสัญญาณยังคงเป็นสัดส่วนกับพลังงานเดิมของโฟตอนรังสีเอ็กซ์ การใช้เวลาสร้างพีค (peaking time, T_p) ที่ยาวนานขึ้นจะช่วยลดสัญญาณรบกวนและเพิ่มความแยกชัด (resolution) การจะวัดค่าความสูงของสัญญาณแต่ละตัวให้ได้แม่นยำต้องการวงจรสร้างรูปร่างสัญญาณที่จะทำให้สัญญาณกลับไปสู่ระดับเส้นฐาน (baseline) ก่อนที่จะมีสัญญาณอื่นถูกรับเข้ามา เวลาของการปลดปล่อย (decay time, T_D) ต้องมีค่าน้อยที่สุดก่อนที่พลังงานขั้นต่อไปจะถูกตรวจวัด (รูป 2.21)

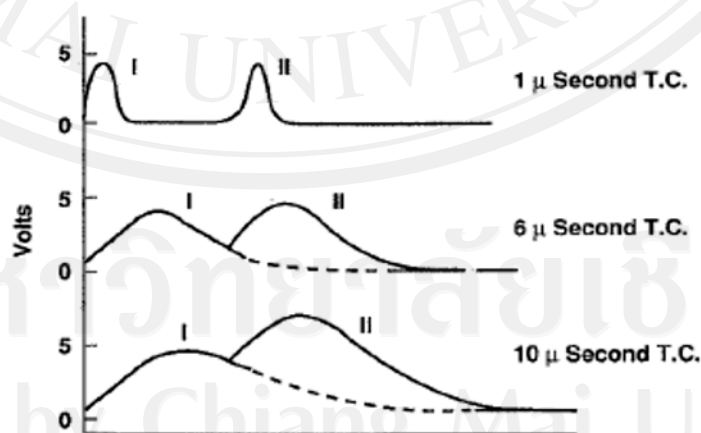


รูป 2.21 การวัดระดับความต่างชั้นของศักย์ไฟฟ้าด้วยวงจรสร้างรูปร่างสัญญาณแบบอนาล็อก โดยแต่ละ สัญญาณจะใช้เวลา T_p ในการสร้างรูปร่างและลดสัญญาณรบกวน T_D คือเวลาในการปลดปล่อยประจุจนเกือบเป็นศูนย์เพื่อให้สามารถวัดสัญญาณถัดไปได้้อย่างแม่นยำ [4]

กระบวนการลดสัญญาณรบกวนมีความสำคัญ ในการที่จะทำให้ตัวขยายเชิงเส้นแปลงแต่ละขั้นบันไดเป็นสัญญาณศักย์ไฟฟ้าจำเป็นต้องมีการหาค่าเฉลี่ยของสัญญาณรบกวนจากทั้งสองด้านของขั้นบันได ความเข้มของสัญญาณรบกวน (noise intensity) เป็นฟังก์ชันของความถี่ซึ่งมีค่าไม่แน่นอนแต่มีความแน่ชัดต่ำ การเพิ่มเวลาในการวิเคราะห์ระดับสัญญาณรบกวนจะช่วยเพิ่มความสูงสัญญาณรบกวนของการวัดพลังงานของโฟตอนรังสีเอ็กซ์ดั้งเดิม อย่างไรก็ตาม เวลาที่ใช้ในการ

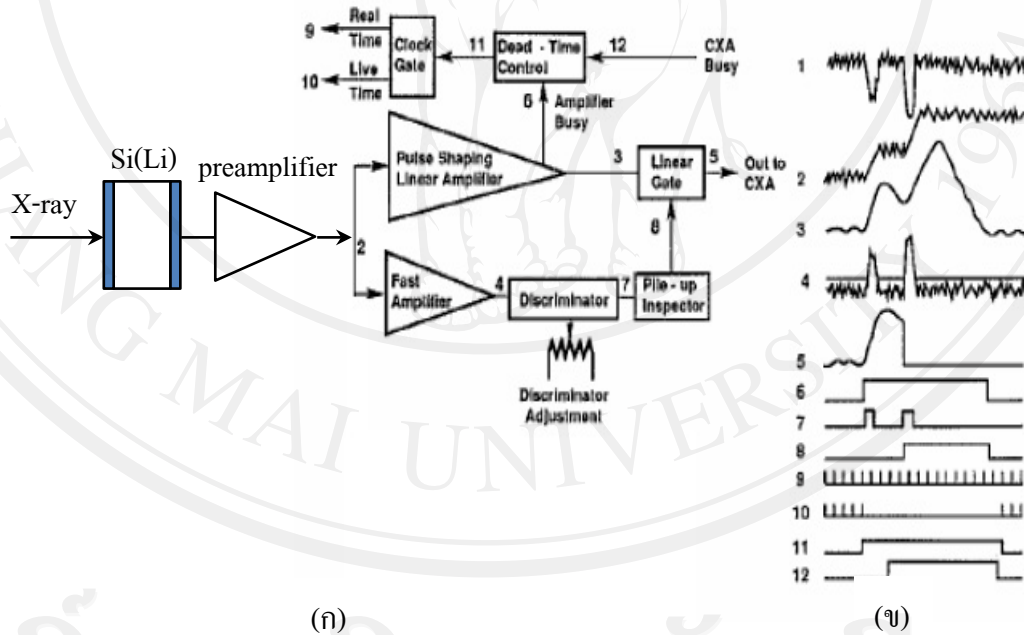
วัดขั้นศักย์ไฟฟ้า (voltage step) อาจเกิดปัญหาขึ้นเรียกว่า “ สัญญาณซ้อนทับ (pulse pileup)” สัญญาณซ้อนทับจะเกิดขึ้นถ้ามีโฟตอนตัวหนึ่งวิ่งเข้าหาหัวตรวจวัดก่อนที่ตัวขยายเชิงเส้นจะทำการตรวจวัดโฟตอนเสร็จ เกิดการเพิ่มขึ้นของความสูงสัญญาณขาออกเนื่องจากการซ้อนทับขึ้นที่ช่วงท้ายของสัญญาณขาออกอันแรก ดังที่แสดงในรูป 2.22 ที่ช่วงเวลาที่ 6 ไมโครวินาที และ 10 ไมโครวินาที และสัญญาณซ้อนทับยังสามารถเกิดขึ้นแบบสัญญาณเดี่ยวขนาดใหญ่กลายเป็นศักย์ไฟฟารวมของสองสัญญาณถ้าโฟตอนตัวที่สองเข้าสู่หัวตรวจวัดก่อนก่อนประมวลผลโฟตอนแรกจะมีค่าสูงสุด อาจมีกรณีเลวร้ายคือมีสองโฟตอนวิ่งเข้าสู่หัวตรวจวัดพร้อมกันทำให้เกิดสัญญาณขาออกเป็นสัญญาณรวมเดี่ยวนั้นมีค่าเท่ากับพลังงานของสองโฟตอนรวมกันปรากฏการณ์นี้เรียกว่า “พีครวม (sum peak)”

สัญญาณซ้อนทับทำให้ลดลงโดยการลดเวลาประมวลผล (precess time) ของแต่ละโฟตอน ผู้ใช้งานสามารถที่จะเลือกใช้งานค่าคงที่เวลาของวงจขยายเชิงเส้น (linear amplifier time constant ; T.C.) ที่เป็นตัวกำหนดความกว้างของสัญญาณขาออก (บางครั้งถูกแบบให้เป็น แบบ เร็ว ปานกลาง หรือช้า) อย่างไรก็ตาม T.C. เป็นเพียงตัวบ่งชี้ถึงความกว้างของสัญญาณเท่านั้นซึ่งค่าช่วงเวลาระหว่างสัญญาณมีค่าเป็นหลายเท่าของ T.C. ดังแสดงในรูป 2.22 แสดงถึงว่าสัญญาณตัวที่สองมีช่วงห่างเวลา 20 ไมโครวินาทีจากสัญญาณตัวแรกและสามารถตรวจวัดได้ 4 โวลต์ได้อย่างถูกต้องที่ T.C. 1 ไมโครวินาที แต่สำหรับ 6 ไมโครวินาที วัดได้ 4.5 โวลต์ และ 6.5 โวลต์ ที่ 10 ไมโครวินาที ตามลำดับดังนั้นสัญญาณซ้อนทับจึงทำให้เกิดการระบุค่าพลังงาน โฟตอนที่ผิดเพี้ยนอันเนื่องมาจากการวัดค่าความสูงสัญญาณที่ไม่ถูกต้อง



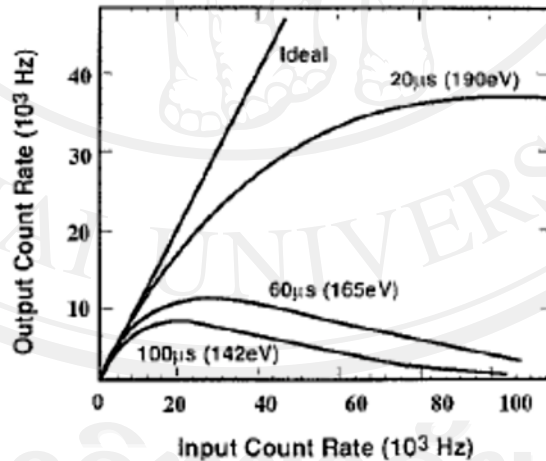
รูป 2.22 สัญญาณจากตัวสร้างรูปสัญญาณที่ใช้ค่าคงที่เวลา (T.C.) ต่างกัน [4]

วงจรอิเล็กทรอนิกส์ที่ใช้ในการกำจัดเหตุการณ์นี้แสดงในรูป 2.23(ก) และมีผลลัพธ์ของสัญญาณดังรูป 2.23(ข) วงจรขยายตัวที่สองเรียกว่า “วงจขยายเร็ว(fast amplifier)” ถูกวางขนานกับวงจขยายสัญญาณรูปร่างเชิงเส้น (pulse-shaping linear amplifier) ที่ทำงานช้ากว่าเนื่องจากมีค่าคงที่เวลาที่สั้นกว่าและให้สัญญาณขาออกที่แคบกว่าโดยไม่สนใจความถูกต้องของความสูงของสัญญาณเนื่องจากวงจรนี้ถูกนำมาใช้เพื่อตรวจจับหาสัญญาณที่เข้าสู่ วงจขยายรูปร่างสัญญาณเชิงเส้น (จุดที่ 2) ในขณะที่วงจขยายนี้กำลังยุ่งกับการประมวลผลสัญญาณตัวก่อนหน้าอยู่ ถ้าหากวงจขยายเร็วนี้มีสัญญาณเข้ามากเกินก็จะถูกกำหนด โดยการตั้งค่า “ตัวแยกแยะสัญญาณ (discriminator)” (จุดที่ 4) จากนั้นสัญญาณก็จะถูกส่งไปให้ตัวตรวจจับสัญญาณซ้อน (pulse-pileup inspector) ซึ่งสามารถที่จะป้องกันสัญญาณขาออกจากวงจขยายหลัก (main amplifier) เข้าสู่คอมพิวเตอร์ประมวลผล การทำเช่นนี้สามารถกั้นสัญญาณทั้งสองถ้าหากสัญญาณตัวที่สองเข้าสู่วงจรก่อนสัญญาณตัวแรกจะประมวลผลเป็นค่าพิก หรือกั้นเฉพาะตัวที่สองในกรณีที่มีสัญญาณตัวแรกประมวลผลเป็นค่าพิกเสร็จเรียบร้อยแล้ว



รูป 2.23 (ก) แผนผังอุปกรณ์ที่สำคัญที่ใช้ในวงจรปฏิเสธสัญญาณซ้อนทับ (ข) สัญญาณที่เกิดขึ้น ณ ตำแหน่งต่างของอุปกรณ์ [4]

ในกระบวนการของการปฏิเสธสัญญาณซ้อนทับมีผลให้ในช่วงเวลาให้มีการวัดค่าสัญญาณขณะที่สัญญาณเหล่านั้นไม่ได้ถูกวัดเรียกว่า “เดดไทม์ (dead time)” เดดไทม์มักแสดงถึงร้อยละของเวลาจริง (real time, clock time) ในทางกลับกันเวลาในช่วงที่สัญญาณถูกตรวจวัดได้จะแสดงถึง “เวลาอยู่ (live time)” ช่วงเวลาของสัญญาณที่จะไม่ถูกตรวจนับ (τ_1) เป็นตัวกำหนดเวลาตรวจวัดรังสีเอ็กซ์ และอัตราการนับที่ถูกบันทึกได้ (n') จะมีค่า $n'/n = e^{-n\tau_1}$ เมื่อ n คืออัตราการนับจริง และ n' จะลดลงเมื่อเพิ่ม n (ดังรูป 2.23) ค่าสูงสุดของ n' จะมีค่าเท่ากับ $1/e^{\tau_1}$ เครื่องมือจุลวิเคราะห์ส่วนมากในปัจจุบันผู้ควบคุมสามารถกำหนดเวลาอยู่ และช่วงเวลาวิเคราะห์จะถูกยึดออกไปอัตโนมัติ ตามค่าของเดดไทม์ดังแสดงในรูป 2.23 (ข) ช่องว่างสัญญาณนาฬิกาที่จุดที่ 9 (รูป 2.23 (ข)) จะสอดคล้องกับเวลาที่ผ่านไปจริง (real time) ที่ผ่าน clock gate ที่กลายเป็นสัญญาณขาออก (จุดที่ 10) เพื่อทำการนับ การเก็บข้อมูลจะถูกยับยั้งเมื่อจำนวนเวลาของสัญญาณนาฬิกาถูกจัดเก็บเสร็จสิ้นตัวที่เป็นตัวกั้นการไหลของสัญญาณนาฬิกาเป็นการชั่วคราวจะถูกกำหนดโดยวงจรควบคุมเดดไทม์ (dead-time control circuit) (จุดที่ 11) มาจากผลรวมของเวลาที่วงจรถายยังไม่ว่าง (จุดที่ 6) และ ตัววิเคราะห์รังสีเอ็กซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ ไม่ว่าง จากตัวอย่างแสดงให้เห็นว่ามีเพียง 8 ใน 21 สัญญาณนาฬิกาที่ ประตูนาฬิกา (clock gate) ขอมให้ผ่านและตรวจนับได้อันเป็นการบ่งบอกถึงความสำคัญของเดดไทม์ (เปรียบเทียบกับจุดที่ 9 และ 10)



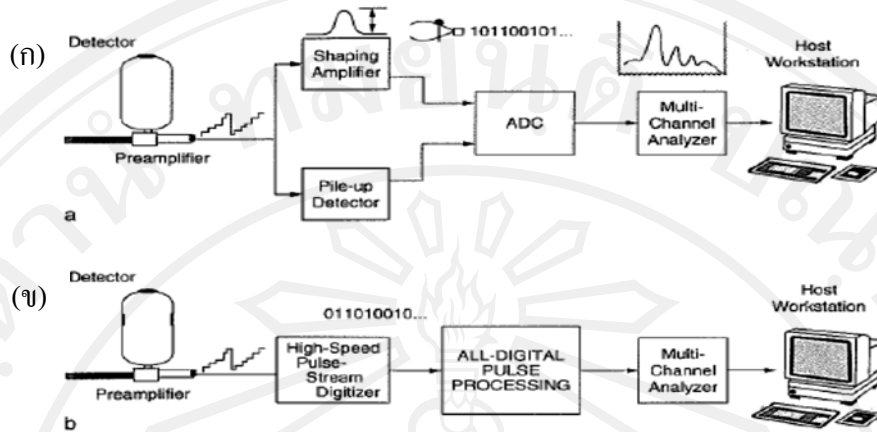
รูป 2.24 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง อัตราการนับของสัญญาณขาออกและขาเข้า เมื่อมีความยาวช่วงคลื่นและความแยกชัดที่ต่างกันสามแบบ [4]

ผลกระทบจากการสูญเสียสัญญาณดังแสดงในรูป 2.24 แสดงถึงตัวอย่างของความสัมพันธ์ระหว่างอัตราการนับได้ (input count rate) ของสัญญาณขาออกจากวงจรถายเชิงเส้น (linear amplifier) (สัญญาณขาเข้าสู่ คอมพิวเตอร์ประมวลผล) สัญญาณขาเข้าสู่วงจรถายเชิงเส้นที่ค่าคงที่เวลา (time

constant) ต่าง ๆ แสดงให้เห็นว่าที่อัตราการนับต่ำๆ (ระดับไม่ก่พ้นนับต่อวินาที) มีเพียงสองอัตราการนับเท่านั้นที่มีค่าเท่ากัน เหตุผลคืออัตราสัญญาณเข้าสู่วงจรขยายมีจำนวนเพิ่มขึ้นผลกระทบจากสัญญาณรบกวนที่เข้ามาจะมีผล โดยเฉพาะเมื่อใช้ค่าคงที่เวลาของวงจรขยายที่มีค่าสูง ในการวิเคราะห์เชิงปริมาณอาจมีความจำเป็นต้องใช้เวลาในการนับที่ยาวนานมากขึ้นกว่าปกติเพื่อให้ได้ระดับความแม่นยำเชิงสถิติที่สูงขึ้น รูป 2.24 แสดงให้เห็นว่าเมื่อเพิ่มอัตราการนับสัญญาณเข้าสู่วงจรขยายเพิ่มขึ้นด้วยการเพิ่มกระแสลำอิเล็กตรอนหรือการเลี้ยวหัวตรววดเข้าใกล้ชิ้นงานมากขึ้นย่อมมีผลให้มีสัญญาณเข้าสู่ ตัววิเคราะห์รังสีเอ็กซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ที่เพิ่มขึ้น อย่างไรก็ตามหากสังเกตจากบริเวณที่ไม่มีแนวโน้มที่ไม่เป็นเส้นตรงวิธีนี้จะทำให้อัตราการเพิ่มขึ้นของอัตรานับสัญญาณเข้าสู่ ตัววิเคราะห์รังสีเอ็กซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ มีค่าน้อยกว่าอัตราการเพิ่มขึ้นของสัญญาณเข้าสู่วงจรขยายเชิงเส้นจุดขาดดุลนี้เกิดขึ้นเมื่อมีการเพิ่มอัตราการนับสัญญาณเข้าสู่วงจรขยายจนทำให้อัตราการนับได้ของ ตัววิเคราะห์รังสีเอ็กซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ มีอัตราที่ลดลงนอกจากนี้ยังมีผลให้เดดไทม์มีค่า 100% มีผลให้ระบบโดนบล็อกโดยสิ้นเชิง รูป 2.24 จะช่วยในการตัดสินใจที่จะเลือกสภาวะที่เหมาะสมในการวิเคราะห์ภายใต้เงื่อนไขของความแยกตัวของสัญญาณ รูป 2.24 อาจไม่สามารถใช้ได้กับทุก ๆ สภาวะแต่กราฟความชันลักษณะเดียวกันนี้จะเกิดขึ้นกับทุกระบบวิเคราะห์นี้

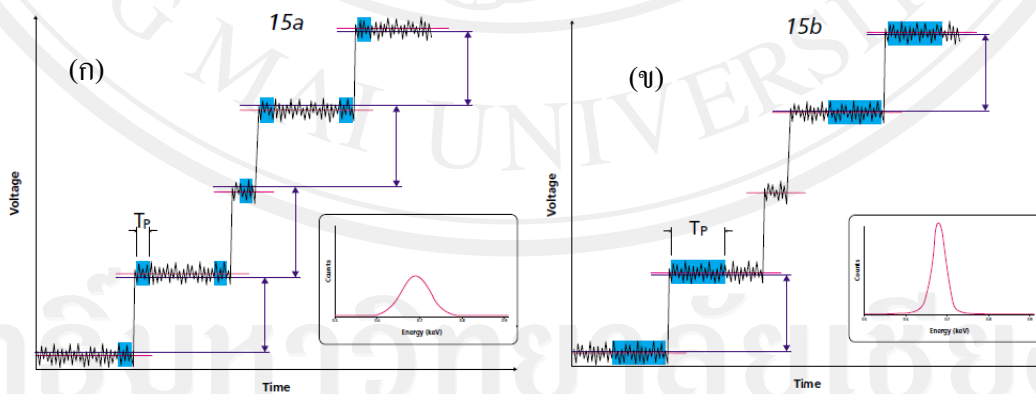
2.5.4 การประมวลผลสัญญาณดิจิทัล (digital pulse processing)

หนึ่งในการเปลี่ยนแปลงที่สำคัญของ EDS ในระยะหลังมานี้คือการนำเสนอ ตัวประมวลผลสัญญาณดิจิทัล [10, 11, 12] และวงจรไฟฟ้าความเร็วสูง (high-speed circuitry) วิธีการคือการนำสัญญาณขาออกจาก ตัวแปลงประจุเป็นศักย์ไฟฟ้าไปทำให้เป็นสัญญาณดิจิทัลโดยตรง ดังแสดงในรูป 2.25 เมื่อสัญญาณที่อยู่ในรูปของดิจิทัลจากเทคนิคของการประมวลผลสัญญาณต่าง ๆ จะถูกนำมาใช้ซึ่งจะช่วยลดสัญญาณรบกวนและเพิ่มประสิทธิภาพอัตราการนับ (count rate) รูป 2.25 (ข) แสดงตัวอย่างการปรับปรุงประสิทธิภาพอัตราการนับ (count rate) ด้วยการใช้ตัวประมวลผลสัญญาณ (digital pulse processing) ทำให้เห็นว่าเนื่องจากสัญญาณขาออก เป็นดิจิทัลเรียบร้อยแล้ว จำนวนตัวเลขของความสูงสัญญาณจะสามารถป้อนเข้าสู่ คอมพิวเตอร์วิเคราะห์รังสีเอ็กซ์ได้โดยตรงเนื่องจากการแปลงสัญญาณจากอนาล็อกเป็นดิจิทัลเสร็จเรียบร้อยแล้วในขั้นตอนต้น ๆ ของกระบวนการแล้ว ความสูงสัญญาณรังสีเอ็กซ์จะถูกวัดโดยการหาค่าเฉลี่ยจากชุดของค่าที่วัดได้จากเหตุการณ์ก่อนหน้า ผลลัพธ์ของค่าความต่างขั้นบันไดที่วัดได้จะถูกส่งตรงไปสู่คอมพิวเตอร์วิเคราะห์หลายช่องสัญญาณ (computer multichannel analyzer)



รูป 2.25 (ก) และ (ข) การเปรียบเทียบส่วนประกอบที่สำคัญระหว่างระบบประมวลผลสัญญาณแบบอนาล็อกกับแบบดิจิทัลตามลำดับ [4]

สัญญาณรบกวนจากหัวตรวจวัดก็จะถูกรองออกจากค่าเฉลี่ยสัญญาณ เวลาที่อยู่เหนือรูปคลื่นที่เป็นค่าเฉลี่ย (มักเรียกว่าเวลาประมวลผล (process time, T_p)) เทียบเคียงได้กับเวลาที่ใช้ในการสร้างพิกในวงจรสร้างแบบสัญญาณแบบอนาล็อก วิธีการนี้ช่วยให้ได้เส้นฐานที่สมบูรณ์แบบตำแหน่งของพิกไม่เลื่อนไปตามอัตราการนับที่เพิ่มขึ้น ดังรูป 2.26

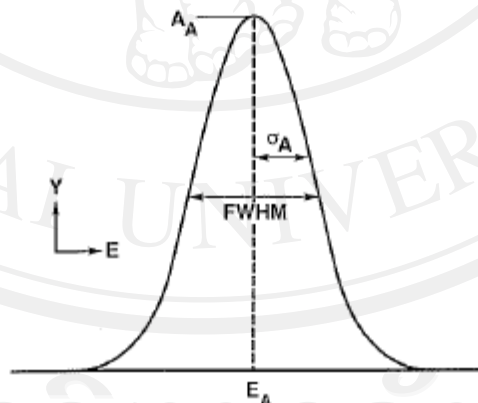


รูป 2.26 (ก) ใช้เวลาประมวลผลสั้นทำให้มีการวัดความต่างศักย์ทุกชั้น ซึ่งมีความแปรปรวนของค่าที่วัดได้สูงพลังงานรังสีเอ็กซ์ที่วัดได้จึงมีความแยกชัดต่ำ (ข) ใช้เวลาประมวลผลยาวสัญญาณที่เข้ามาในช่วงเวลาที่สั้นเกินไปจะไม่ถูกวัดแต่ค่าเฉลี่ยสัญญาณรบกวนจะต่ำทำให้ความสูงพิกเพิ่มขึ้นและมีความแยกชัดสูง

การที่สเปกตรัม EDS เกิดการถ่างออก (broadening) ในแต่ละแถบพลังงานมีปัจจัยที่เกี่ยวข้องสองอย่างคือ 1) เมื่อลำดับของโฟตอนที่มีพลังงานเดี่ยว (mono-energetic) เข้าสู่หัวตรวจวัด แต่ไม่ได้สร้างจำนวนของ electron-hole pair ในจำนวนที่เท่ากับสมการ 2.18 อย่างสมบูรณ์ และค่าที่ได้กลับกลายเป็นค่าเฉลี่ยเชิงสถิติจำนวนของประจุพาหะ (charge carrier) ที่เกิดขึ้น 2) ความไม่แน่นอนที่อาจเกิดขึ้นจากสัญญาณรบกวนทางความร้อนของกระบวนการขยายสัญญาณที่มีต้นทางจาก ทรานซิสเตอร์แบบสนามไฟฟ้าการกระจายตัวของประจุพาหะโฟตอนเดี่ยว Y ถูกอธิบายได้ด้วยสมการ

$$Y = A_A \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E_A - E}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (2.20)$$

เมื่อ A_A คือความสูงพีกสูงสุด E_A คือค่าเฉลี่ยพลังงานของพีก และ E คือพลังงานรังสีเอ็กซ์ ความสัมพันธ์ระหว่างค่าส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐาน σ ถูกใช้ในทางสถิติเพื่อวัดความถ่างของพีก (broadening) และค่าความกว้างที่ครึ่งความสูงพีก (FWHM) ในจุลทรรศน์ศาสตร์ทั่วไปคือ $FWHM = 2.35 \sigma$ ดังแสดงในรูป 2.27

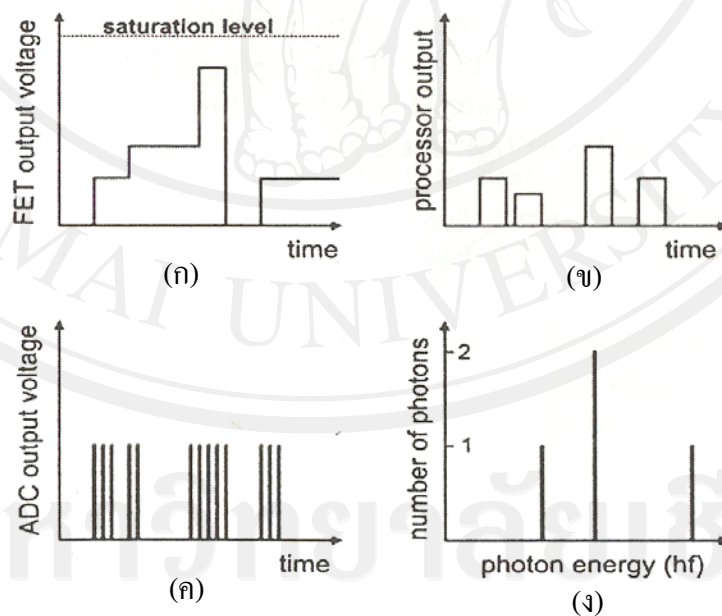


รูป 2.27 รูปร่างพีกของแก๊สที่แสดงการกระจายตัวพลังงานรังสีเอ็กซ์และการหาค่าความกว้างที่ครึ่ง

ความสูงพีก (FWHM) [4]

2.5.5 ตัววิเคราะห์รังสีเอกซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ (computer X-ray analyzer)

หน้าที่ของ ตัววิเคราะห์รังสีเอกซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ คือแสดงข้อมูลในรูปแบบที่ผู้ใช้งานสามารถเข้าใจได้ ในอดีต ตัววิเคราะห์รังสีเอกซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ จะถูกเชื่อมโยงกับ “ตัววิเคราะห์หลายช่องสัญญาณ (multichannel analyzer, MCA)” เป็นอุปกรณ์แยกส่วนกัน ซึ่งด้วยความสามารถของคอมพิวเตอร์ยุคใหม่สามารถที่จะรวมเอาส่วนโปรแกรมควบคุมและส่วนแสดงผลเข้าด้วยกัน จึงเปลี่ยนไปเป็น “ตัววิเคราะห์รังสีเอกซ์ด้วยคอมพิวเตอร์ (computer x-ray analyzer, CXA)” เริ่มจากผลลัพธ์ที่ได้จากตัวแปลงสัญญาณอนาล็อกเป็นดิจิทัลซึ่งจะเป็นลำดับสัญญาณที่มีความสูงคงที่โดยจำนวนสัญญาณจะมีความสัมพันธ์กับจำนวนไดคีย์ไฟฟ้าก่อนที่จะมีการแปลงสัญญาณรูป 2.28 (ก) ตัววิเคราะห์หลายช่องสัญญาณจะนับจำนวนสัญญาณ (n) ของแต่ละชุดสัญญาณขาออกจากตัวแปลงสัญญาณอนาล็อกเป็นดิจิทัลโดยบวกเพิ่มไปเรื่อย ๆ เก็บไว้ที่ตำแหน่ง n' ในหน่วยความจำคอมพิวเตอร์จากนั้นนำไปแสดงผลเป็นสเปกตรัมที่แกน x แสดงถึงค่าพลังงานของโฟตอนและแกน y แสดงถึงจำนวนโฟตอนที่นับได้ในช่วงพลังงานนั้นดังรูป 2.28 (ง)



รูป 2.28 สัญญาณขาออกจากส่วนต่าง ๆ ของระบบตรวจวัดรังสีเอกซ์ (ก) สัญญาณขาออกจาก FET (ข) สัญญาณขาออกจากตัวประมวลผลสัญญาณ (ค) สัญญาณขาออกจากตัวแปลงสัญญาณอนาล็อกเป็นดิจิทัล (ง) สเปกตรัมการกระจายพลังงานรังสีเอกซ์ [4]

2.6 การวิเคราะห์รังสีเอ็กซ์เชิงปริมาณ (quantitative X-ray analysis)

2.6.1 หลักการของการวิเคราะห์เชิงปริมาณด้วยรังสีเอ็กซ์

จากการที่สารบริสุทธิ์ กับชิ้นงานยังคงมีความแตกต่างทั้งความหนาแน่นและค่าน้ำหนักอะตอมเฉลี่ยของธาตุดังประกอบ เหตุจากความแตกต่างนี้จึงจำเป็นที่จะต้องมีการแก้ไขในบางกรณี การที่จะประมาณค่าความเข้มข้นของธาตุในตัวอย่างที่ไม่รู้สัดส่วนทางเคมีทำได้โดยหาค่าสัดส่วนความสูงพีกรังสีเอ็กซ์ระหว่างชิ้นงานกับสารบริสุทธิ์ (สารประกอบ) ซึ่งมีบางเหตุผลที่ทำให้ความเข้มข้นที่ได้ไม่ตรงกับค่าจริงอันเนื่องจากสาเหตุดังนี้

(i) ความแตกต่างเลขอะตอมหมายถึงอิเล็กตรอนจะเคลื่อนที่ช้าลงด้วยอัตราที่แตกต่างกันระหว่างชิ้นงานตัวอย่างที่ไม่รู้ความเข้มข้นกับสารมาตรฐาน เช่นการมีพลังหยุดยั้ง (stopping power) ที่แตกต่างกันเนื่องจากโอกาสที่จะกระตุ้นอะตอมก่อให้เกิดรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะที่แปรผันตามพลังงานของอิเล็กตรอนจึงมีผลให้มีการปลดปล่อยรังสีเอ็กซ์ที่แตกต่างกัน

(ii) ธาตุที่เป็นองค์ประกอบในสารมาตรฐานกับสารตัวอย่างมีเลขอะตอมที่แตกต่างกัน (เลขอะตอมเฉลี่ยกรณีที่เป็นสารประกอบ) ซึ่งหมายถึงมีสัดส่วนของอิเล็กตรอนตกกระทบที่ก่อให้เกิดอิเล็กตรอนกระเจิงกลับระหว่างสารตัวอย่างกับสารมาตรฐานในปริมาณที่แตกต่างกัน

(iii) การกระตุ้นให้เกิดการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์จากชิ้นงานตัวอย่างเองโดยที่ความแตกต่างระหว่างสารตัวอย่างที่ไม่รู้ความเข้มข้นกับสารมาตรฐาน

(iv) การกระตุ้นให้มีการเรืองรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะที่วัดได้จากรังสีอื่นอาจมีความแตกต่าง

(v) การเรืองของรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะที่วัดได้อันเนื่องมาจากรังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่องมีความแตกต่าง

จากผลกระทบทั้ง 5 นี้สองหัวข้อแรกขึ้นกับเลขอะตอม (Z) หัวข้อที่สามเกี่ยวกับการดูดกลืน (A) และสองหัวข้อสุดท้ายเกี่ยวกับการเรืองรังสี (F) ดังนั้นปัจจัยตรวจแก้ที่จำเป็นที่จะกำจัดผลกระทบนี้ถูกเรียกว่า ZAF หรือที่รู้จักกันทั่วไปว่า เทคนิค ZAF อย่างไรก็ตามเครื่องมือวิเคราะห์ที่เหมาะสมที่จะทำการวิเคราะห์เชิงปริมาณมักจะเชื่อมต่อกับคอมพิวเตอร์พร้อมกับโปรแกรมตรวจแก้ค่า ZAF ใให้อย่างรวดเร็ว ผู้ทำการวิเคราะห์จำเป็นต้องเข้าใจหลักการเพื่อที่จะให้เกิดความแน่ใจในการหาสมมติฐานของ ZAF ที่เหมาะสมเพื่อการวิเคราะห์ที่ดำเนินการไป

2.6.1.1 ปัจจัยตรวจแก้จากความต่างเลขอะตอม (atomic number correction (Z))

เป็นผลจากสัมประสิทธิ์ในการเกิดรังสีเอ็กซ์ของธาตุต่างๆ ซึ่งขึ้นอยู่กับสองปัจจัยคือ 1) ระยะทางที่ลึกที่สุดที่อิเล็กตรอนทะลุเข้าไปในชิ้นงานก่อนที่จะสูญเสียพลังงานทั้งหมดไปจนไปกระตุ้นให้เกิดรังสีเอ็กซ์ 2) จำนวนอิเล็กตรอนที่มีการกระเจิงกลับ โดยที่ไม่มีการกระตุ้นให้เกิดรังสีเอ็กซ์ ถ้าค่าเฉลี่ยเลขอะตอมของชิ้นงานมีค่าต่างกับมาตรฐาน อัตราการนับ (count rate) ของแต่ละธาตุก็จะไม่มีความสัมพันธ์กันแบบเส้นตรง

- ปัจจัยตรวจแก้จากพลังหยุดยั้ง (stopping power correction)

หากชิ้นงานที่ใช้ทดสอบเป็นชิ้นงานหนา เมื่อแทนที่แนวอิเล็กตรอนแต่ละตัวที่เคลื่อนที่ทะลุผ่านลงในปริมาตรของชิ้นงานภายใต้พลังงานเดียวกันแล้วเกิดการปลดปล่อยพลังงานจากผิวชิ้นงานหากย้อนกลับไปหัวข้อ 2.4 สมการที่ 2.11 ซึ่งกล่าวถึงโอกาสของการเกิดการกระตุ้นให้เกิดรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะซึ่งขึ้นกับพลังงานของลำอิเล็กตรอน แทนที่พลังงานเริ่มต้นของอิเล็กตรอน E_0 ด้วยตัวแปรต่อเนื่อง E เขียนเป็น

$$\sigma = \frac{\pi e^4 Z_{nl}}{(4\pi\epsilon_0)^2 E_0 E_{nl}} b_{nl} \ln\left(\frac{c_{nl} E_0}{E_{nl}}\right) \quad (2.21)$$

ในส่วนของศักย์เกิน $U_{nl} = E/E_{nl}$ การที่ลำอิเล็กตรอนเคลื่อนที่ช้าลงเรื่อยๆ ภายใต้ชิ้นงานจะมีการไปกระตุ้นให้ชั้น nl จากมีค่าพลังงานสูงสุด (ที่ $U_{nl} = e/C_{nl}$) จนกลายเป็นศูนย์ดังเช่น E เข้าใกล้ E_{nl} ทางที่แต่ละพลังงาน E ของอิเล็กตรอนจะลดลงจนอยู่ในระดับปกติไม่ได้ขึ้นอยู่กับความสัมพันธ์ของการชนกับพันธะภายในอะตอมจนเกิดรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะมากนักแต่พลังงานส่วนมากจะสูญเสียจากการชนหลายครั้งกับอิเล็กตรอนชั้นนอกมากกว่า โดยถูกอธิบายไว้โดย Bethe [7] แสดงไว้ดังสมการ

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{\pi e^4 Z}{(4\pi\epsilon_0)^2 E} N^v 2 \ln\left(\frac{1.166E}{J}\right) \quad (2.22)$$

เมื่อ s คือความยาวแนวเคลื่อนที่ Z คือ เลขอะตอม N^V คือจำนวนอะตอมต่อหน่วยปริมาตร และ J คือค่าพลังงานก่อกัมมันต์เฉลี่ย

พลังหยุดยั้งของชิ้นงานกับสารมาตรฐานอาจมีความแตกต่างซึ่งมีความสัมพันธ์กับสัมประสิทธิ์การเกิดรังสีเอกซ์ลักษณะเฉพาะในชิ้นงานตลอดปริมาตรที่อิเล็กตรอนตกกระทบอาจมีความแตกต่าง ดังนั้นจำนวนของ nl ที่มีการแตกตัวที่รวมได้ตลอดเส้นทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนสามารถหาได้จากสมการดังนี้

$$n_{nl}^{element} = \frac{Z_{nl} b_{nl}}{2Z} \left[U_{nl}^0 - 1 - \frac{\ln\left(\frac{X_{nl}}{c_{nl}}\right)}{X_{nl}} \left\{ Li(X_{nl} U_{nl}^0) - Li(X_{nl}) \right\} \right]$$

$$n_{nl}^{specimen} = C_i^a \frac{Z_{nl} b_{nl}}{2Z} \left[U_{nl}^0 - 1 - \frac{\ln\left(\frac{X_{nl}}{c_{nl}}\right)}{X} \left\{ Li(\overline{X_{nl}} U_{nl}^0) - Li(\overline{X_{nl}}) \right\} \right] \text{ nl ionisations per incident electron}$$

(2.23)

ในที่นี้หากสนใจในเฉพาะชั้น k จะได้เป็น

$$n_k^{specimen} = C_i^a \frac{Z_k b_k}{2Z} \left[U_k^0 - 1 - \frac{\ln\left(\frac{X_k}{c_k}\right)}{X_k} \left\{ Li(\overline{X_k} U_k^0) - Li(\overline{X_k}) \right\} \right] \text{ k ionisations per incident electron}$$

(2.24)

เมื่อ C_i^a คือค่าความเข้มข้นโดยอะตอมของธาตุในตัวอย่าง Z_k คือเลขอะตอมของธาตุในตัวอย่าง b_k และ c_k คือ Bethe ionization crosssection parameter มีค่า 0.61 และ 1.00 ตามลำดับ U_k^0 คือค่าศักย์เกินมีค่า $= \frac{E^0}{E_{nl}^0}$ Li คือ logarithmic integral ที่หาได้จากการเทียบกับค่าของ $\ln(x)$ ในตาราง A7 ในภาคผนวก \overline{Z} คือ ค่าเลขอะตอมเฉลี่ย $= \sum_i C_i^a Z_i$

$$\overline{\ln X_k} = \frac{\sum_i C_i^a Z_i \ln X_i^k}{\overline{Z}}$$

(2.25)

เมื่อ

$$X_k^i = 1.166 \frac{E_k}{J_i}$$

เมื่อ J_i คือ mean Bethe excitation energy มีค่า

$$J_i = (9.76 + 58.5Z^{-1.19})Z$$

K_α ได้จากตาราง A.3 ($K_{\alpha_1,2} = 1/3K_{\alpha_2} + 2/3K_{\alpha_1}$) E_k ได้จากตาราง A.6 ในภาคผนวก
ดังนั้นจะสามารถหาปัจจัยตรวจแก้จากพลังหยุดยั้งได้จาก

$$F_s = \frac{n_{nl}^{element}}{n_{nl}^{specimen}} C_i^m$$

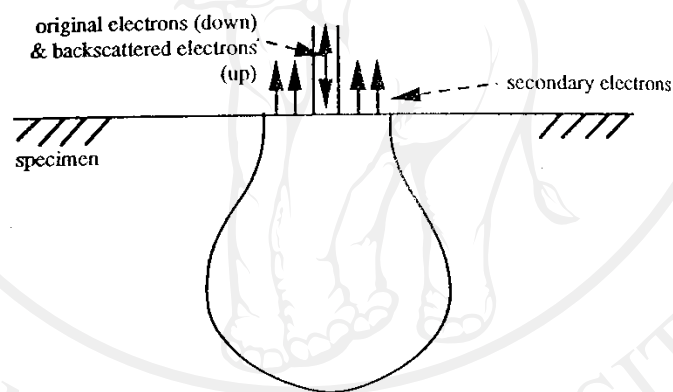
(2.26)

เมื่อ $n_{nl}^{element}$ และ $n_{nl}^{specimen}$ คือ จำนวนทั้งหมดของการเกิดไอออนไนซ์ในชั้น nl (total number of nl ionisations) ของสารบริสุทธิ์ และชันงานตามลำดับ C_i^m คือความเข้มข้นโดยมวลของธาตุที่วิเคราะห์ที่ได้จากการประมาณค่าความเข้มข้น

- ปัจจัยตรวจแก้จากความแตกต่างของอิเล็กตรอนกระเจิงกลับ
(backscattering correction)

จากรูป 2.29 แสดงรูปร่างของปริมาณอันตรกิริยาของชิ้นงานที่ถูกอิเล็กตรอนฉายรังสีใส่จะเห็นว่าอิเล็กตรอนบางส่วนหลุดออกจากชิ้นงานก่อนที่พลังงานจะลดลงจนต่ำกว่าพลังงานก่อกัมมันต์ E_n สำหรับรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะจะทำให้สัมประสิทธิ์การเกิดรังสีเอ็กซ์จะมีจำนวนน้อยกว่าที่คาดไว้ในที่นี้อธิบายด้วยปัจจัย R

$$R = \frac{\text{จำนวนรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะที่ตรวจพบ}}{\text{จำนวนของรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะที่คาดว่าจะตรวจพบ}}$$



รูป 2.29 การแพร่กระจายของลำอิเล็กตรอนภายในชิ้นงานและอิเล็กตรอนบางส่วนกระเจิงกลับอันเนื่องมาจากตัวชิ้นงาน และเหลืออิเล็กตรอนบางส่วนที่ไปกระตุ้นให้เกิดรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะและก็มีบางส่วนที่ไม่ได้ทำให้เกิดด้วย [13]

อย่างไรก็ตามจำนวนทั้งหมดของอิเล็กตรอนกระเจิงกลับขึ้นอยู่กับค่าพลังงานของอิเล็กตรอน(อย่างไม่ชัดเจนเท่าใดนัก) อย่างไรก็ตามปัจจัยตรวจแก้ของการกระเจิงกลับ R มักอธิบายด้วยฟังก์ชันของ Z และ $U(=E_0/E_n)$ ดังนี้

เมื่อ R คือ ปัจจัยของสัมประสิทธิ์การปลดปล่อยรังสีเอ็กซ์ (X-ray emission efficiency factor) อันเกิดจากอิเล็กตรอนกระเจิงกลับ

$$R = \begin{bmatrix} 1 & Z' & Z'^2 & Z'^3 & Z'^4 & Z'^5 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0.581 & 2.162 & -5.137 & 9.213 & -8.619 & 2.962 \\ -1.609 & -8.298 & 28.79 & -47.74 & 46.54 & -17.68 \\ 5.4 & 19.18 & -75.73 & 120.05 & -110.7 & 41.792 \\ -5.725 & -21.65 & 88.13 & -136.06 & 117.75 & -42.45 \\ 2.095 & 8.947 & -36.51 & 55.69 & -46.08 & 15.85 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 \\ U_0^{-1} \\ U_0^{-2} \\ U_0^{-3} \\ U_0^{-4} \\ U_0^{-5} \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

เมื่อ $Z' = Z/10^2$

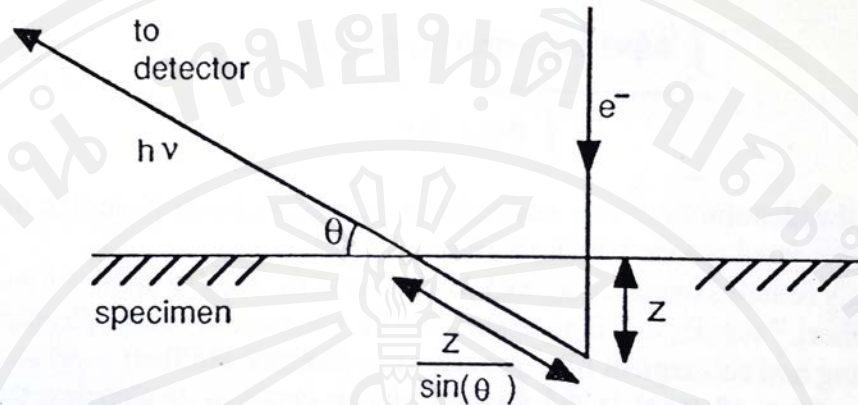
ในกรณีที่เป็นสารประกอบ

$$R = \sum_i C_i^m R_i \quad (2.28)$$

ดังนั้นปัจจัยตรวจแก้จากอิเล็คตรอนกระเจิงกลับมีค่า $F_b = R_{\text{element}}/R_{\text{speciment}}$

2.6.1.2 ปัจจัยตรวจแก้จากการดูดกลืนรังสี (Absorption correction (A))

เป็นส่วนที่มีความสำคัญมาก จากที่รังสีเอ็กซ์ที่หลุดออกจากชิ้นงานต้องเคลื่อนที่ผ่านส่วนของแข็งมีระยะทางหนึ่งและความสูงพีคของรังสีเอ็กซ์จะลดลงเนื่องจากเกิดการดูดกลืน ปริมาณของการดูดกลืนขึ้นอยู่กับธาตุที่อยู่ในชิ้นงาน โดยเฉพาะ เหตุจากสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวล (mass absorption coefficient (μ)) ซึ่งหมายความว่าค่าเฉลี่ยสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวลในชิ้นงานและในสารมาตรฐานย่อมแตกต่างกัน ถ้ารังสีเอ็กซ์ที่เกิดขึ้นแต่ละครั้งมีปริมาตรของอันตรกิริยา (interaction volume) ที่เท่ากัน ปริมาณของการดูดกลืนย่อมไม่เท่ากัน ปัจจัยตรวจแก้ที่ต้องพิจารณานี้ดูเหมือนจะเป็นปัญหาใหญ่ โดยเฉพาะ รังสีเอ็กซ์พลังงานต่ำ (soft x-ray (K line ของธาตุเบา)) ที่ปลดปล่อยจากชิ้นงานที่ประกอบไปด้วยธาตุหนักในส่วนนี้เป็นปัจจัยตรวจแก้ที่มีความสำคัญสูงสุด หากย้อนกลับไปดูปริมาณอันตรกิริยาในรูป 2.29 รังสีเอ็กซ์สมบัติเฉพาะเกิดขึ้นในชิ้นงานมีการดูดกลืนตามเส้นทางการหลุดรอดออกจากชิ้นงานสู่หัวตรวจวัด รูป 2.30 แสดงภาพเรขาคณิตอย่างง่ายของการที่รังสีเอ็กซ์ปฐมภูมิเกิดอันตรกิริยากับผิวชิ้นงาน ระยะทางจากเส้นทางการหลุดออกมาคือ $z/\sin\theta$ โดยที่ z คือ ความลึกของอิเล็คตรอนที่เกิดอันตรกิริยา θ คือ มุมหลุดรอด (take off angle) ของหัวตรวจวัด



รูป 2.30 เรขาคณิตอย่างง่ายของการเกิดการเรืองรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะในชั้นงานหนา [13]

ส่วนใหญ่ของการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์เกิดจากการเกิดโฟโตอิเล็กตรอน สัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวล (mass absorption coefficients) หาได้จากตาราง A.6 ในภาคผนวกในกรณีที่มีหลายองค์ประกอบสามารถหาได้ ดังนี้

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \sum_i \left(\frac{\mu_i}{\rho_i}\right) C_i^m \quad (2.29)$$

จากกฎของ Beer สัดส่วนการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์เขียนได้เป็น

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

การดูดกลืนรังสีเอ็กซ์จากชั้นของชั้นงานดังแสดงในรูป 2.30 จะได้

$$e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho \frac{z}{\sin\theta}} \quad (2.30)$$

หากเขียน $(\mu/\rho)/\sin\theta$ เป็น χ ปัจจัยของการดูดกลืนของชั้นผิวชั้นงานที่ความลึก z จะมีค่าเป็น

$$e^{-\chi\rho z}$$

หากฟังก์ชันของการเกิดรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะในกรณีนี้ปัจจัยตรวจแก้การดูดกลืนคือ $\phi(\rho z)$ ดังนั้นปัจจัยตรวจแก้การดูดกลืนรังสีทั้งหมดคือ

$$\frac{\int_0^{\infty} \phi(\rho z) e^{-\sigma \rho z} e^{-\lambda \rho z} d(\rho z)}{\int_0^{\infty} \phi(\rho z) d(\rho z)} \quad (2.31)$$

และจะได้ปัจจัยตรวจแก้การดูดกลืนรังสีเอ็กซ์เป็น

$$f_a = \frac{1}{\left(1 + \frac{\lambda}{\sigma}\right) \left(1 + \frac{h}{1+h} \frac{\lambda}{\sigma}\right)} \quad (2.32)$$

จากที่ $h = \sigma/k$ เมื่อ σ คือสัมประสิทธิ์ของ Lenard และ k ถูกควบคุมโดยการกระเจิงของรัทเทอร์ฟอร์ดและเมื่อย้อนกลับไป 2.4.1 σ_r ของรัทเทอร์ฟอร์ดจะเป็นสัดส่วนตรงกับ Z^2/E^2 และที่กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดที่มีพลังงานต่ำ ($\beta \ll 1$) ดังนั้น σ จะแปรผันตรงแบบหยาบๆกับ $1/E^2$ ดังนั้น $h \propto A/Z^2$ จากความสัมพันธ์ของเลขอะตอม A กับ ρ จะได้ค่า

$$h = 1.2A / Z^2 \quad (2.33)$$

เมื่อ A คือมวลอะตอมสัมพัทธ์ และ Z คือเลขอะตอม แต่ค่าของ σ จะถูกแทนที่ด้วยค่าของสมการดังนี้

$$\sigma = \frac{4.5 \times 10^4}{E_0^{1.65} - E_{nl}^{1.65}} m^2 kg^{-1} \quad (2.34)$$

เมื่อ E_0 และ E_{nl} มีหน่วยเป็น keV

ดูเหมือนว่า E_{nl} ถูกทำให้อยู่ในรูปของสัมประสิทธิ์การดูดกลืนอิเล็กตรอนเชิงมวล (electron mass absorption coefficient) σ ในความเป็นจริง $E_{nl}^{1.65}$ จะถูกคิดเป็นแปรผันตรงการดูดกลืน เมื่อ $E < E_{nl}$ ดังนั้น E_{nl} ที่สูงกว่าก็จะมี การดูดกลืนที่มากกว่า และสำหรับตัวอย่างหลายองค์ประกอบจะได้ว่า

$$h = \sum_i C_i^m h$$

จากนั้นจะได้ค่าปัจจัยตรวจแก้การดูดกลืน

$$F_a = \frac{f_a^{element}}{f_a^{specimen}} \quad (2.35)$$

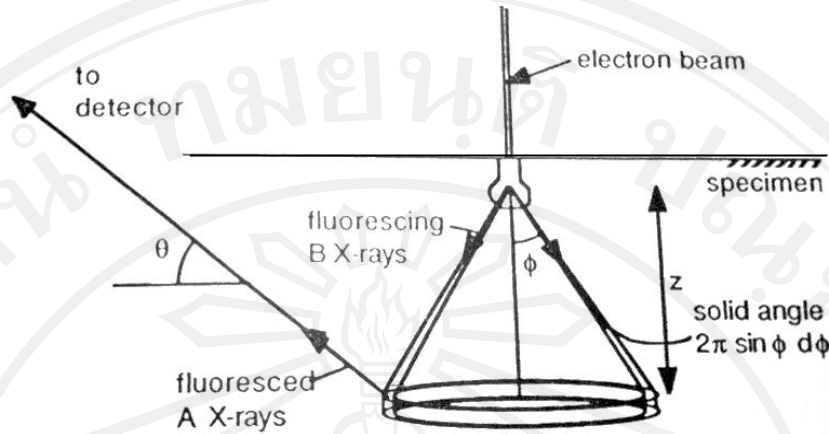
แสดงให้เห็นว่าปัจจัยตรวจแก้จากปัญหาของการดูดกลืนมีความสำคัญเป็นอย่างมาก

2.6.1.3 ปัจจัยตรวจแก้จากการเรือง (fluorescence (F))

การเรืองเป็นการปลดปล่อยรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะ (characteristic x-ray) จากอะตอมที่ดูดกลืนรังสีเอ็กซ์ไว้โดยปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกเหตุการณ์นี้ทำให้ค่าความสูงของพีครังสีเอ็กซ์ที่วัดได้มีค่ามากกว่าที่ควรจะเป็น โดยธรรมชาติแล้ว การเรืองจะไม่เกิดขึ้นกับสารตัวอย่างที่เป็นสารบริสุทธิ์ อย่างไรก็ตามชิ้นงานที่ประกอบด้วยหลายธาตุองค์ประกอบจำเป็นต้องพิจารณาการเรืองด้วยการเรืองรังสีเอ็กซ์ไม่ค่อยมีผลกระทบมากนักและเป็นสัดส่วนเพียงเล็กน้อยเท่านั้น

การเรืองโดยรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะ (Fluorescence by characteristic X-ray)

ในชิ้นงานหนึ่งซึ่งประกอบด้วยสององค์ประกอบทางเคมี คือ A และ B และทำให้เกิดพีค K_A และ K_B โดยพลังงานของ K_B มีค่าสูงกว่า K_A ส่วนหนึ่งของพีค K_A จะเกิดเนื่องมาจากการเรืองโดย K_B หากเราต้องการหาค่าความเข้มข้นจริงของ A ในชิ้นงานที่ไม่รู้ความเข้มข้นจึงจำเป็นต้องตรวจแก้ก่อน รังสีเอ็กซ์ปฐมภูมิเกิดอันตรกิริยากับชิ้นงานทำให้เกิดรังสีเอ็กซ์ K_B ทะลุลงไปข้างในของแข็งที่ความลึก z และกระเจิงด้วยมุม ϕ



รูป 2.31 รังสีเอ็กซ์จาก A และ B เกิดขึ้นจากการที่อิเล็กตรอนทะลุเข้าไปในปริมาตรอันตรกิริยา รังสีเอ็กซ์ B ทะลุลงไปยังในของแข็งที่ความลึก z ก่อให้เกิดการเรืองรังสีเอ็กซ์ A และมีมุม ϕ เกิดการดูดกลืนรังสีภายใต้ความลึก $z/\sin \phi$ [13]

I_B ถูกปลดปล่อยออกจากจุดหนึ่งบนผิวของชิ้นงานอย่างเท่า ๆ กัน ครั้งหนึ่งของ I_B เคลื่อนที่ทะลุเข้าไปในชิ้นงาน หากพิจารณาเฉพาะมุมเล็ก ๆ ของความหนา dz ของชิ้นงานที่มีมุม $2\pi \sin\phi d\phi$ มุมเล็กๆนี้คือมุมที่ถูกเรืองโดยรังสีเอ็กซ์ K_B ดังนี้

$$I_B \frac{2\pi \sin \phi d\phi}{4\pi} e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B^{spec} \rho z \sec \phi}$$

โดยที่ $(\mu/\rho)_B^{spec}$ คือค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวลของรังสีเอ็กซ์ K_B ในชิ้นงาน ซึ่งเป็นสัดส่วนของ

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B^{spec} \rho dz \sec \phi$$

ดังนั้น สัดส่วนของการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์ในมุมเล็ก ๆ นี้คือ

$$C_A^m \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B^A}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B^{spec}}$$

ค่าความเข้มรังสีที่เกิดจากการเรืองรังสี K_A โดย K_B (I_A^f) จึงเขียนได้เป็น

$$I_A^f = I_B \frac{C_A^m}{2} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B^A \frac{r_A - 1}{r_A} \omega_K^B \frac{\ln \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^{spec} \cos ec \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B^{spec}} \right\}}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^{spec} \cos ec \theta} \quad (2.36)$$

จากการตรวจแก้พลังหยุดยั้งของ Green และ Cosslett [14] แสดงความสัมพันธ์

$I \propto \omega_k / (A(U_0 - 1)^{1.67})$ ดังนั้น

$$\frac{I_B}{I_A} = \frac{C_B^m \omega_K^B A_A (U_B^0 - 1)^{1.67}}{C_A^m \omega_K^A A_B (U_A^0 - 1)^{1.67}} \quad (2.37)$$

เมื่อแทนค่าสมการ (2.36) ในสมการ (2.37) จะได้

$$\frac{I_A^f}{I_A} = \frac{C_B^m A_A}{2 A_B} \omega_K^B \left(\frac{U_B^0 - 1}{U_A^0 - 1} \right)^{1.67} \frac{r_A - 1}{r_A} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B^A \frac{\ln \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^{spec} \cos ec \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B^{spec}} \right\}}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^{spec} \cos ec \theta} \quad (2.38)$$

สมการ 2.38 ใช้ได้เมื่อรังสีเอ็กซ์ K_B เกิดการเรืองรังสีที่ผิวชิ้นงาน แต่ในความเป็นจริงแล้วการเรืองรังสีเกิดลึกลงไปในชิ้นงาน ซึ่งจากกฎของ Lenard

$$\phi(\rho z) \propto \exp(-\sigma \rho z)$$

โดยที่ σ คือค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเชิงมวล (Lenard coefficient) เมื่อแทนค่าในสมการ 2.38 จะได้

$$\frac{I_A^f}{I_A} = \frac{C_B^m A_A}{2A_B} \omega_B \left(\frac{U_B^0 - 1}{U_A^0 - 1} \right)^{1.67} \frac{r_A - 1}{r_A} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B^A \times \left[\frac{\ln \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^{spec} \cos ec\theta}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B^{spec}} \right\}}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^{spec} \cos ec\theta} + \frac{\ln \left\{ 1 + \frac{\sigma}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B^{spec}} \right\}}{\sigma} \right] \quad (2.39)$$

ดังนั้น ปัจจัยตรวจแก้จากการเรืองรังสีลักษณะเฉพาะ คือ

$$F_{ch} = \frac{\left(1 + \frac{I_A^f}{I_A} \right)^{element}}{\left(1 + \frac{I_A^f}{I_A} \right)^{specimen}} \quad (2.40)$$

ทั้งนี้ K_B มีพลังงานสูงกว่า K_A

I_A^f คือ ความเข้มของรังสีเอ็กซ์ของสาร A ที่เกิดจากการเรือง

I_A คือ ความเข้มทั้งหมดของรังสีเอ็กซ์ของสาร A

การเรืองโดยรังสีเอ็กซ์ต่อเนื่อง (fluorescence by continuum X-ray)

การตรวจแก้การเรืองโดยรังสีเอ็กซ์ต่อเนื่องไม่ค่อยมีความสำคัญมากนัก เนื่องจากรังสีเอ็กซ์ลักษณะเฉพาะจะไม่เกิดการเรืองกับตัวชิ้นงานเดียวกันแต่จะมีผลกระทบระหว่างชิ้นงานมากกว่า

สมการการกระจายของพลังงานทั้งหมดของรังสีเอ็กซ์ต่อเนื่องเขียนได้ดังนี้

$$\frac{d\sigma_{br}(E)}{dE} \propto \frac{Z(E_0 - E)}{E} \quad (2.41)$$

สำหรับรังสีเอ็กซ์ K_A เมื่ออินทิเกรตจาก E_K^A (ขอบเขตการดูดกลืนของ K_A) ถึง E_0 จำนวนของรังสีเอ็กซ์ K_A ที่เกิดขึ้นจากการเรืองโดยรังสีเอ็กซ์ต่อเนื่องแปรผันกับ $Z E_K (U_0 \ln U_0 - U_0 + 1)$ ระหว่างสองขอบเขตการดูดกลืนจะได้สัดส่วน

$$\frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_C^A}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_C^{spec}}$$

ของรังสีเอ็กซ์แบบต่อเนื่องที่ถูกดูดกลืนโดยอะตอมของ A ในชิ้นงาน เมื่อคูณกับ ω_K และ $(r_A - 1)/r_A$ จะได้ว่า

$$\frac{I_A^f}{I_A} \propto \frac{r_{Cu} - 1}{r_{Cu}} Z E_K^A \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{K^+}^A}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{K^+}^{spec}} (U_0 \ln U_0 - U_0 + 1) \quad (2.42)$$

เมื่อแทนค่า $(U_0 \ln U_0 - U_0 + 1)$ ด้วย $\frac{\ln(1+uU_0)}{uU_0}$ เมื่อ $u = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{spec} \cos ec\theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{K^+}^{spec}}$ จะได้

$$\frac{I_{CuK}^f}{I_{CuK}} = 4.34 \times 10^{-6} \frac{r_{Cu} - 1}{r_{Cu}} A_{Cu} \bar{Z} E_K^A \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{AK^+}^A \ln(1+uU_0)}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{AK^+}^{spec} uU_0} \quad (2.43)$$

ดังนั้น ปัจจัยตรวจแก้จากการเรืองโดยรังสีเอ็กซ์ต่อเนื่อง คือ

$$F_{ch} = \frac{\left(1 + \frac{I_A^f}{I_A}\right)^{element}}{\left(1 + \frac{I_A^f}{I_A}\right)^{specimen}} \quad (2.44)$$

2.7 สรุปสาระสำคัญจากเอกสารที่เกี่ยวข้อง

2.7.1 ปัจจัยที่มีผลต่อความเข้มฟลักซ์ของรังสีเอ็กซ์

ปี ค.ศ. 1976 Shuman และ Somlyo [15] ได้วัดอัตรานับของรังสีเอ็กซ์ที่เกิดจากเฟอร์ริทิน (ferritin) โมเลกุลเดี่ยว สองโมเลกุล และสามโมเลกุล พบว่าอัตรานับที่วัดได้มีค่าเพิ่มขึ้นตามจำนวนโมเลกุลของเฟอร์ริทินและอัตรานับของรังสีเอ็กซ์สามารถประมาณได้จากโอกาสของการเกิดรังสีเอ็กซ์ (cross-section) สัมประสิทธิ์เครื่องตรวจจับ (absolute detector efficiency) และค่ากระแสลำอิเล็กตรอน (probe current) ที่วัดได้ซึ่งมีค่าโดยประมาณเท่ากับ $I = \omega q E J_0$ อิเล็กตรอนต่อตารางเซนติเมตร-วินาที เมื่อ ω คือ สัดส่วนการเรือง (fluorescence yield) q คือ โอกาสการเกิดรังสีเอ็กซ์ (x-ray ionization cross-section) E คือ สมรรถภาพการเคลื่อนผ่าน (permeability) และ J_0 คือ ความหนาแน่นกระแส (current density) และเมื่อแทนค่าตัวแปรต่าง ๆ ของเครื่องแล้วจะให้ความเข้มฟลักซ์ของรังสีเอ็กซ์จากเฟอร์ริทินโมเลกุลเดี่ยวเท่ากับ 5.3×10^{-5} count/sec-atom เมื่อพิจารณาว่าหนึ่งโมเลกุลของเฟอร์ริทินจะมีโลหะเหล็กจำนวน 5000 อะตอมแล้วจะได้อัตรานับของเฟอร์ริทินโมเลกุลเดี่ยวเท่ากับ 0.27 count/sec-molecule แต่จากการทดลองอัตรานับที่วัดได้จากเฟอร์ริทินโมเลกุลเดี่ยวก็คือ 0.53 counts/sec-molecule ค่าที่คาดเคลื่อนคิดว่าเกิดจากการวัดขนาดของลำอิเล็กตรอนและกระแสลำอิเล็กตรอน

ปี ค.ศ. 1997 Joy [5] ได้วัดสัมประสิทธิ์การเกิดรังสีเอ็กซ์สำหรับ K-line ของ Al, Si, และ Cu, L-line ของ Fe, Co, Cu, Ge และ As และ M-line ของ Hf, Ir, Pt, Au และ Bi โดยใช้ศักย์เกิน (over voltage) ในช่วง 1-10 จากการทดลองพบว่า K-line จะให้ผลการวิเคราะห์ที่ดีที่สุด นอกจากนี้ที่ศักย์เกิน = 2 ยังพบว่า M-line จะให้สัมประสิทธิ์ในการเกิดรังสีเอ็กซ์ได้ดีกว่า L-line ประมาณสองเท่าและ K-line จะให้สัมประสิทธิ์ในการเกิดรังสีเอ็กซ์ได้ดีกว่า M-line ประมาณสองเท่าด้วย

ปี ค.ศ. 1999 Lifshin และคณะ [16] ได้ทดสอบสถิติการนับรังสีเอ็กซ์โดยวัดความเข้มฟลักซ์จากชิ้นงาน 3 วิธีคือ 1) วัดที่ตำแหน่งเดิมของชิ้นงานซ้ำกัน 5 ครั้ง 2) วัดที่ตำแหน่งใด ๆ ในชิ้นงาน จากนั้นเลื่อนลำอิเล็กตรอนออกแล้วเลื่อนกลับมาวัดที่ตำแหน่งเดิม 3) วัดที่ตำแหน่งที่ต่างกัน ในชิ้นงาน 5 ตำแหน่ง จากการทดลองพบว่าค่าเบี่ยงเบนมาตรฐานจากความเข้มฟลักซ์ที่ได้มีค่า 0.12 % โดยน้ำหนัก, 0.15 % โดยน้ำหนัก และ 0.17 % โดยน้ำหนักตามลำดับ จากค่าที่ได้จะเห็นได้ว่ามีค่าต่างกันเพียงเล็กน้อย ดังนั้น ระบบสถิติการนับรังสีเอ็กซ์ ไม่ส่งผลกระทบต่อความเข้มขึ้นทางเคมีที่วัดได้จากการวิเคราะห์เชิงปริมาณ

ปี ค.ศ. 1999 Mc Carthy และ Mc Millan [17] ได้ประยุกต์หลักทางทัศนศาสตร์รังสีเอ็กซ์ไปใช้ในการวัดการกระจายพลังงานรังสีเอ็กซ์ด้วยการใช้ grazing incidence optic (GIO) ร่วมกับหัวตรวจวัดการกระจายพลังงานรังสีเอ็กซ์ (EDS detector) พบว่า GIO ที่ใช้ร่วมกับระบบ EDS สามารถเพิ่มความเข้มพีครังสีเอ็กซ์ในช่วงที่มีพลังงานต่ำกว่า 1 keV ได้ดีขึ้นและไปช่วยลดปัญหาการเกิดพีค รับกววนอีกด้วย

ปี ค.ศ. 2004 Demers และ Gauvin [18] ได้ศึกษาจุลภาควิเคราะห์กับชิ้นงานที่ไม่นำไฟฟ้าด้วยการจำลองมอนติคาร์โล (Monte Carlo simulation) โดยใช้แบบจำลองความหนาแน่นประจุช่วยในการวิเคราะห์ โดยทดสอบกับชิ้นงานอะลูมินา (Al_2O_3) ผลจากการศึกษาพบว่าการสะสมประจุ (Charging) ในชิ้นงานที่ไม่นำไฟฟ้าจะทำให้เกิดสนามไฟฟ้า ส่งผลให้เกิดทั้งการลดและเพิ่มความเข้มพีคของรังสีเอ็กซ์ที่วัดได้ ความเข้มพีคลดลงเกิดจากการลดการเกิดไอออน (ionization) ทำให้การเกิดรังสีเอ็กซ์ลดลงด้วย และความเข้มพีคที่เพิ่มขึ้นเกิดจากการลดลงของการดูดกลืนรังสีเอ็กซ์ในชิ้นงาน ซึ่งการหลีกเลี่ยงปัญหาเหล่านี้จำเป็นต้องฉาบ (coat) ชิ้นงานที่นำมาทดสอบด้วยสารนำไฟฟ้า

ปี ค.ศ. 2006 Hatzistergos และ Lifshin [18] ได้ทดลองหาความสัมพันธ์ระหว่างเลขอะตอมที่มีผลต่อความเข้มพีค และผลของพลังงานของลำอิเล็กตรอน (beam energy) ที่มีผลต่อความเข้มพีค โดยใช้ธาตุบริสุทธิ์ที่มีเลขอะตอมตั้งแต่ 12(Mg) – 92(U) และใช้ศักย์เร่ง 5, 10, 15 และ 20 kV ใช้เวลาอยู่ (live time) 100 วินาที และรักษาให้เดดไทม์ (dead time) มีค่าไม่เกิน 25% พบว่าค่าความเข้มพีคมีค่าลดลงเมื่อเลขอะตอมเพิ่มขึ้น และเมื่อเปรียบเทียบระหว่างพลังงานของลำอิเล็กตรอนเทียบกับความเข้มพีคพบว่าความเข้มพีคจะเพิ่มขึ้นตามศักย์เร่งอิเล็กตรอนที่เพิ่มขึ้นตามสมสัมพันธ์ $I_{gen} = A(U - 1)^n$ เมื่อ U คือ อัตราส่วนศักย์เกิน (over-voltage ratio)

ปี ค.ศ. 2006 Newbury [19] ได้นำเสนอการเปรียบเทียบหัวตรวจวัดรังสีเอ็กซ์ระหว่างแบบ Si(Li) กับแบบ Silicon Drift Detector (SDD) พบว่าหัวตรวจวัดแบบ SDD ให้สัมประสิทธิ์ในการตรวจวัดรังสีเอ็กซ์เทียบเท่าหรือเหนือกว่าหัวตรวจวัด Si(Li) ในทุกด้าน [19]

ปี ค.ศ. 2009 Meisenkothen [20] และคณะ ได้ศึกษาปัญหาการเกิด electron channeling ในชิ้นงานหนาที่มีผลการวิเคราะห์เชิงปริมาณรังสีเอ็กซ์ใน EPMA พบว่าการเกิด electron channeling จะสามารถทำให้ชิ้นงานมีค่าความสูงพีครังสีเอ็กซ์เบี่ยงเบนไปได้สูงถึง 26% ซึ่งการเบี่ยงเบนของค่าความสูงพีครังสีเอ็กซ์ที่สูงขนาดนี้ย่อมส่งผลกระทบต่อความแม่นยำในการวิเคราะห์เชิงปริมาณของรังสีเอ็กซ์

2.7.2 การวิเคราะห์เชิงปริมาณแบบดั้งเดิม (Conventional Quantitative Analysis)

ปี ค.ศ. 1994 Merlet [21] ได้นำเสนอโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่ใช้ในการวิเคราะห์เชิงปริมาณใน EPMA ที่อาศัยหลักพื้นฐานของ $\phi(\rho z)$ ที่รวบรวมปัจจัยตรวจแก้ความแตกต่างของเลขอะตอม (Z) และความแตกต่างในการดูดกลืนรังสี (A) ซึ่งสามารถใช้ได้ในช่วงเลขอะตอม $4 < Z < 92$ และปรับแต่งพิเศษให้ใช้งานได้ดีในกรณีที่มีความยุ่งยาก (ธาตุเบา สกย์เกินต่ำ และสัคคีเร่งอิเล็กตรอนต่ำ) ทดสอบเทียบกับรูปแบบปัจจัยตรวจแก้แบบอื่นๆ (Pouchou และ Pichoir [22], Love และคณะ[23], และ Bastin และคณะ[24]) ผลจากการทดสอบตัวโปรแกรมให้ความแม่นยำในการวิเคราะห์เชิงปริมาณที่ได้ใกล้เคียงกับของ Pouchou และ Pichoir ที่ให้ความแม่นยำสูงสุด

ปี ค.ศ. 2000 Boyes [25] ได้นำเสนอการวิเคราะห์เชิงปริมาณด้วยการใช้กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดที่ใช้สัคคีเร่งอิเล็กตรอนต่ำ (LVSEM) เนื่องจากการใช้สัคคีเร่งอิเล็กตรอนที่ต่ำนี้จะลดการสะสมประจุ (charging) ที่ผิวของชิ้นงานที่ไม่นำไฟฟ้าและยังช่วยเพิ่มความแยกชัดในการทำแผนที่จุด (mapping) ใช้ต่ำกว่า 1 ไมโครเมตร ในการวิเคราะห์เชิงปริมาณที่ใช้สัคคีเร่งอิเล็กตรอนต่ำจะสามารถเพิ่มความแม่นยำมากขึ้นเนื่องจากไปลดการเกิดอิเล็กตรอนกระเจิงกลับลดการดูดกลืนรังสีและเรืองรังสี ในส่วนของเลขอะตอมจะมีความสัมพันธ์กับ E_0 เท่านั้น ($R=F(E_0^{5/3})$) ซึ่งในแต่ละธาตุต้องการการปรับเทียบ (calibration) เพียงครั้งเดียวเท่านั้น

ปี ค.ศ. 2001 Joy [26] ได้แสดงถึงค่าคงที่พื้นฐานสำหรับจุลภาควิเคราะห์เชิงปริมาณของรังสีเอ็กซ์ ซึ่งมี 4 ปัจจัยที่สำคัญได้แก่ กำลังหยุดอิเล็กตรอน (electron stopping power), โอกาสเกิดรังสีเอ็กซ์จากการเกิดไอออน (x-ray ionization cross-section), สัดส่วนการเรือง (fluorescence yield) และสัมประสิทธิ์การกระเจิงกลับของอิเล็กตรอน (electron backscatter coefficient) รายละเอียดของค่าคงที่ทั้งสี่ที่ได้จากการทดลองสามารถหาได้จากเว็บไซด์ <http://web.utk.edu/~srcutk> ซึ่งรวบรวมขึ้นไว้โดย Joy เอง

ปี ค.ศ. 2004 Bastin และ Heijligers [27] ได้ทดลองวิเคราะห์เชิงปริมาณกับชิ้นงานออกไซด์ที่ไม่นำไฟฟ้าแล้วฉายให้หน้าไฟฟ้ด้วยทองแดงที่มีความหนาต่าง ๆ พบว่าเมื่อความหนาของชั้นทองแดงที่มากขึ้นส่งผลให้ k-ratio ของออกซิเจนมีค่าสูงขึ้น จึงมีการทดลองฉายด้วยสารออกไซด์ที่นำไฟฟ้าคือ ฮีมาไทต์ (hematite (Fe_2O_3)) ซึ่งลดการเปลี่ยนแปลงค่า k-ratio ของออกซิเจน ทำให้สัดส่วนออกซิเจนที่วัดได้จากชิ้นงานออกไซด์ไม่นำไฟฟ้มีค่าแม่นยำมากยิ่งขึ้น

ปี ค.ศ. 2004 Carlton และคณะ[28] ได้นำเสนอการปรับสมดุลประจุในการวิเคราะห์รังสีเอ็กซ์เชิงปริมาณใน environmental SEM จากการทดลองเปรียบเทียบพบว่าในกรณีชิ้นงานที่ไม่นำไฟฟ้าและไม่มีการฉาบเคลือบด้วยวัสดุนำไฟฟ้านั้น หากไม่มีการปรับสมดุลประจุแล้ว พบว่าค่าความแม่นยำในการวิเคราะห์เชิงปริมาณอาจมีความคลาดเคลื่อนได้มากถึง 15-20 % แต่เมื่อมีการปรับ

สมดุลประจุโดยการปล่อยก๊าซที่เป็นประจุบวกเข้าไปปรับสมดุลประจุบนผิวชิ้นงานจะลดค่าความคลาดเคลื่อนในการวิเคราะห์เชิงปริมาณลดเหลือเพียง 5% เท่านั้น

ปี ค.ศ. 2004 Friel และ Lyman [29] ได้รายงานบทบทวนเกี่ยวกับการทำแผนที่รังสีเอ็กซ์ (x-ray mapping) ในเครื่องมือจุลภาควิเคราะห์ต่าง ๆ เปรียบเทียบกันพบว่าใน SEM หรือ EPMA กับการวิเคราะห์ชิ้นงานหนาจะให้ความแยกชัดของการทำแผนที่รังสีเอ็กซ์ ประมาณ 1 ไมโครเมตร สำหรับชิ้นงานบางใน TEM หรือ STEM จะให้ความแยกชัดในช่วง 2-100 นาโนเมตร ทั้งนี้ขึ้นกับความหนาของชิ้นงานและกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนเอง การทำแผนที่รังสีเอ็กซ์สามารถนำมาใช้ในการวิเคราะห์เชิงปริมาณได้แต่ต้องพิจารณาความยาวนานในการเก็บข้อมูลจากชิ้นงานในทุกพิกเซลของชิ้นงาน

ปี ค.ศ. 2005 Marinenko และคณะ [30] ใช้ EPMA วิเคราะห์เชิงปริมาณของโลหะผสม Si-Ge ที่รู้ค่าความเข้มข้น หนา 4 μm โดยวิเคราะห์ชิ้นงาน 5 ชั้น ชั้นละ 20 จุด และให้ศักย์เร่งอิเล็กตรอน 15, 20 และ 25 kV พบว่าการใช้ศักย์เร่งที่ 15 kV และใช้ความเข้มฟลักซ์รังสีเอ็กซ์จาก K-line จะให้ผลการวิเคราะห์ที่ใกล้เคียงกับค่าอัตราส่วนโดยโมลที่แท้จริงของโลหะผสม Si-Ge มากที่สุด

ปี ค.ศ. 2006 Cubukcu [31] ได้นำเสนอการเปรียบเทียบผลการวิเคราะห์เชิงปริมาณแร่ซิลิเกตธรรมชาติระหว่าง wavelength dispersive spectrometry (WDS) และ energy dispersive spectrometry (EDS) ที่ใช้หัวตรวจวัดแบบ SDD พบว่าผลการวิเคราะห์เชิงปริมาณที่ได้มีค่าใกล้เคียงกันแต่ WDS จะใช้เวลาในการวิเคราะห์ที่ยาวนานกว่า (3-7 นาที ขึ้นกับจำนวนหัวตรวจวัดที่ติดตั้งไว้) แต่ EDS ที่ใช้หัวตรวจวัด SDD ใช้เวลาในการวิเคราะห์เพียง 30-35 วินาทีเท่านั้น

ปี ค.ศ. 2007 Birajdar และคณะ [32] ได้วิเคราะห์เชิงปริมาณของธาตุโบรอนด้วยการใช้เทคนิค EDS ใน SEM และ TEM กับสารซูเปอร์คอนดักเตอร์ YBCO โดยใช้ MgB_2 เป็นสารมาตรฐานสำหรับโบรอน และต้องมีการเอียงชิ้นงานเพื่อให้ได้ปริมาณของอันตรกิริยาที่เหมาะสมของโบรอนคือการปรับค่าขนาดลำอิเล็กตรอนให้มีขนาด 250 nm ซึ่งมีค่ามุมเอียงที่ 30° ผลที่ได้คืออัตราส่วนโดยมวลของโบรอนมีค่าเพิ่มขึ้น 10% ทั้งนี้ชิ้นงานที่นำมาทดสอบจะต้องขัดเรียบ

ปี ค.ศ. 2009 Zaluzec [33] ได้แสดงสมการหามุมที่ใช้ในการวิเคราะห์การกระจายพลังงานรังสีเอ็กซ์ จากสมการที่ได้สามารถคำนวณความแปรผันของมุมของหัวตรวจวัดรังสีเอ็กซ์แบบ Si(Li) ทำให้สามารถหามุมที่เหมาะสมในการติดตั้งหัวตรวจวัดในกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนให้ได้สัมประสิทธิ์ในการตรวจวัดสูงสุดได้

ปี ค.ศ. 2011 Pistorius และ Verma [34] ได้ทดลองคำนวณปัจจัยตรวจแก้สำหรับสิ่งเจือปน (inclusion) ในเหล็กกล้า ในการวิเคราะห์รังสีเอ็กซ์แบบกระจายพลังงาน พบว่าเมื่อเพิ่มความสูงฟลักซ์ของรังสีเอ็กซ์ด้วยการเพิ่มศักย์เร่งอิเล็กตรอนจาก 10 kV เป็น 15 และ 20 kV ในชิ้นงานหนาไม่ได้

ให้ผลของสัดส่วนทางเคมีที่ถูกต้องแม่นยำ แต่ในสัปดาห์เร่งอิเล็กตรอนต่ำ (10 kV) กลับให้ผลการวิเคราะห์ที่ใกล้เคียงมากกว่า

2.7.3 การวิเคราะห์เชิงปริมาณแบบไม่ใช้สารมาตรฐาน (standardless quantitative analysis)

ปี ค.ศ. 1999 Newbury [35] ได้ทดลองการวิเคราะห์เชิงปริมาณแบบไม่ใช้สารมาตรฐานสองวิธีคือ 1) การคำนวณจากหลักพื้นฐาน (first principle) และ 2) การวิเคราะห์แบบใช้ฐานข้อมูลสารมาตรฐาน (fitted standards) ซึ่งงานตัวอย่างที่ทดลองได้แก่ โลหะ โลหะผสม แก้ว หินแร่ และเซรามิกส์ ผลจากการทดลองพบว่า การวิเคราะห์เชิงปริมาณแบบไม่ใช้สารตัวอย่างด้วยวิธีคำนวณจากหลักพื้นฐานได้ค่าความคลาดเคลื่อนจากความเข้มข้นจริงของตัวอย่างที่ระดับความมั่นใจเชิงสถิติ 95 % มีค่า ± 50 % โดยสัมพัทธ์ ในขณะที่การวัดแบบใช้ฐานข้อมูลสารมาตรฐาน จะได้ค่าความคลาดเคลื่อนจากความเข้มข้นจริงของตัวอย่างที่ระดับความมั่นใจเชิงสถิติ 95 % มีค่า ± 25 % โดยสัมพัทธ์

ปี ค.ศ. 2001 Duncumb และคณะ [36] ได้ศึกษาหาวิธีการที่จะจำลองสเปกตรัมแบบรวดเร็วที่เหมาะสมกับ EDS โดยการใส่ 309 สเปกตรัมจากชิ้นงานที่รู้ส่วนประกอบทางเคมีโดยประกอบด้วยสเปกตรัมจากชั้น K, L และ M จากธาตุที่มีเลขอะตอมอยู่ในช่วง 6-92 ถูกกระตุ้นโดยลำอิเล็กตรอนที่มีพลังงานในช่วง 5-30 keV พบว่ารากที่สองของค่าเฉลี่ยความคลาดเคลื่อนกำลังสอง (Root Mean Square Error : RMSE) ระหว่าง 360 ครั้งของการวัดและคำนวณหาค่าความเข้มพิกมีค่า 7.1% ซึ่งวัดด้วยวิธีหาค่าส่วนความเข้มพิก/ความเข้มพิกฐานทั้งหมด เป็นหลัก ซึ่งผลทำให้สามารถจำลองสเปกตรัมของ EDS ได้รวดเร็ว และแม่นยำ พร้อมทั้งมีช่วงการใช้งานที่กว้าง

ปี ค.ศ. 2006 Gauvin และคณะ [37] ได้นำเสนอโปรแกรมจำลองการเกิดอันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนที่ตกกระทบกับชิ้นงานหนาโดยใช้แบบจำลองมอนติคาร์โล (Monte Carlo simulation) ที่ชื่อว่า "Win X-ray" เพื่อที่จะนำมาใช้ทำนายสเปกตรัมรังสีเอ็กซ์ที่วัดจาก EDS ที่ติดตั้งมากับกล้อง SEM ที่ลำอิเล็กตรอนมีพลังงานในช่วง 10 ถึง 40 keV จากการเปรียบเทียบการจำลองสเปกตรัมด้วยโปรแกรม Win X-ray กับสเปกตรัมที่ได้จากการทดลองพบว่าสเปกตรัมที่ได้จากโปรแกรม Win X-ray สามารถจำลองสเปกตรัมจากการทดลองจากชิ้นงานต่าง ๆ ทั้งชิ้นงานหยาบ ชิ้นงานเรียบ ฟิล์มบาง และชิ้นงานที่โค้งงอ