

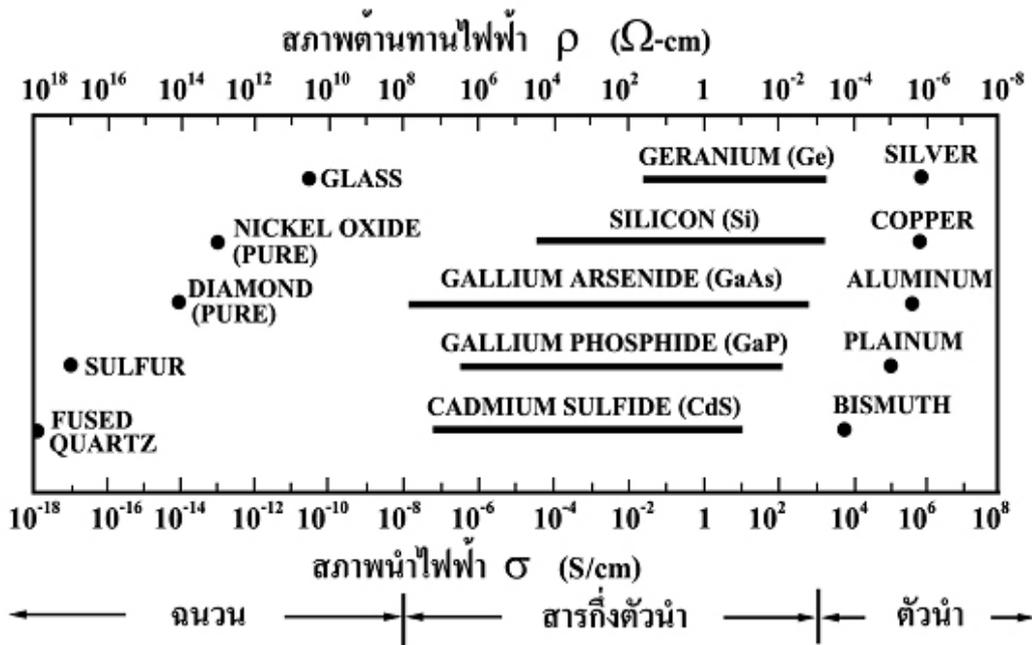
## บทที่ 2

### ทฤษฎีและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

สมบัติทางฟิสิกส์พื้นฐานของผลึกนั้นขึ้นกับลักษณะของโครงสร้างผลึก การวัดสมบัติทางไฟฟ้าต่างๆ ก็จะต้องคำนึงถึงสมบัติพื้นฐานของผลึกด้วยเพื่อให้ได้ผลการวัดที่ถูกต้อง ในบทนี้จึงจะกล่าวถึงทฤษฎีที่เกี่ยวข้องต่างๆ เทคนิคการเตรียมผลึกของฟิล์มบางและเทคนิคการวัดสมบัติทางไฟฟ้าต่างๆต่อไป

#### 2.1 วัสดุของแข็งสารกึ่งตัวนำ (งามนิตย์, 2530; งามนิตย์, 2551; จูตินัย, 2530; จูตินัย, 2545)

วัสดุในสถานะของแข็งสามารถแบ่งได้เป็น 3 ชนิดคือ ฉนวน สารกึ่งตัวนำและตัวนำ ดังภาพที่ 2.1 แสดงสภาพนำไฟฟ้าของวัสดุที่สำคัญในแต่ละชนิด วัสดุที่เป็นฉนวนเช่น ผลึกควอตซ์ (fused quartz) และกระจกสไลด์ (slide glass) ที่เป็นอะมอร์ฟัส มีสภาพนำไฟฟ้าต่ำในช่วง  $10^{-18}$ - $10^{-8}$  ซีเมนส์ต่อเซนติเมตร ส่วนวัสดุที่เป็นตัวนำเช่นอะลูมิเนียมและเงิน มีสภาพนำไฟฟ้าสูงในช่วง  $10^4$ - $10^6$  ซีเมนส์ต่อเซนติเมตร ส่วนวัสดุที่เป็นสารกึ่งตัวนำจะตอบสนองต่ออุณหภูมิ การฉายแสง สนามแม่เหล็ก ซึ่งสมบัติดังกล่าวมีความสำคัญกับการนำไปประยุกต์ใช้ในงานอิเล็กทรอนิกส์



ภาพที่ 2.1 สภาพนำไฟฟ้าและสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารฉนวน สารกึ่งตัวนำ และสารตัวนำ

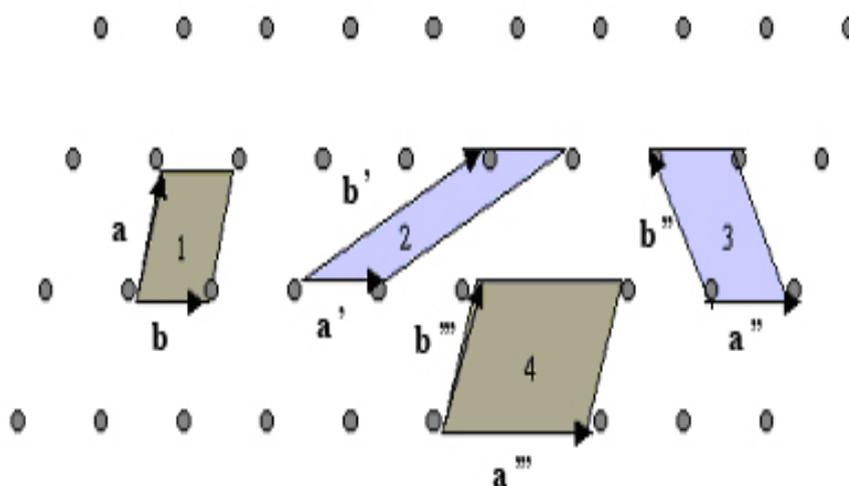
## 2.2 โครงสร้างของผลึก (งามนิตย์, 2530; จูตินัย, 2546; งามนิตย์, 2545; จูตินัย, 2550; จูตินัย, 2552; Kittel, 2005; Runyan, 1975;)

สารกึ่งตัวนำแต่ละชนิดจะมีโครงสร้างผลึกที่แตกต่างกันขึ้นอยู่กับการจัดเรียงตัวของอะตอมที่อยู่ในโครงผลึก การที่มีโครงผลึกที่แตกต่างกันนี้ทำให้สารกึ่งตัวนำมีสมบัติทางฟิสิกส์แตกต่างกันไปด้วย เช่น สมบัติการทางไฟฟ้า สมบัติทางแสง เป็นต้น

ในทางผลึกวิทยาสามารถแบ่งสสารและวัสดุที่อยู่ในสภาพของแข็งออกได้เป็น 2 กลุ่มใหญ่ๆ ตามการจัดเรียงตัวของอะตอม ได้แก่ วัสดุที่เป็นผลึก (crystalline materials) และวัสดุที่เป็นอะมอร์ฟัส (amorphous materials) ซึ่งในที่นี้จะกล่าวถึงวัสดุที่เป็นผลึกเท่านั้น

### 2.2.1 โครงสร้างผลึกในอุดมคติ (Cullity, 1956; Kittel, 1971; งามนิตย์, 2531; งามนิตย์, 2545; จูตินัย, 2549; จูตินัย, 2550; งามนิตย์, 2551; จูตินัย, 2551)

ผลึกของสารเกิดจากการที่อะตอมหรือโมเลกุลของสสารชนิดนั้นมารวมกันอยู่เป็นจำนวนมาก โดยระยะห่างระหว่างอะตอมมีค่าคงที่และมีการจัดเรียงตัวกันเป็นระบบแบบรูปทรงเรขาคณิตที่แน่นอนเป็นระเบียบอย่างต่อเนื่องภายในหนึ่งหน่วยเซลล์ของผลึกอาจประกอบด้วยอะตอมของธาตุเพียงอะตอมเดียวไปจนถึงหลายๆ อะตอมหรือหลายๆ โมเลกุล เซลล์ที่มีปริมาตรเล็กที่สุดที่สามารถใช้เป็นตัวแทนของผลึกนั้นเรียกว่า หน่วยเซลล์ (unit cell) กล่าวคือ ถ้าเอาหน่วยเซลล์นี้มาเรียงต่อกันก็จะได้ผลึกขึ้นมา และเรียกตำแหน่งต่างๆ ของอะตอมที่ระบบสามมิติว่าโครงผลึกหรือแลตทิซ (lattice) ในทางทฤษฎีการกำหนดหน่วยเซลล์จะทำได้ไม่จำกัด แต่ตามปกติจะเลือกหน่วยเล็กที่สุด ที่เป็นไปได้ และมีสมมาตรค่อนข้างสูง ตัวอย่างการเลือกหน่วยเซลล์ในโครงผลึก 2 มิติ ดังภาพที่ 2.2 ในระบบสองมิติ พารามิเตอร์ของโครงผลึก ได้แก่ เวกเตอร์  $\vec{a}$  และ  $\vec{b}$  และ มุม  $\gamma$  ซึ่งเป็นมุมระหว่าง เวกเตอร์ทั้งสอง ทั้งนี้ชนิดของโครงผลึกที่แตกต่างกันที่เป็นไปได้มีเพียงห้าแบบดังตารางที่ 2.1

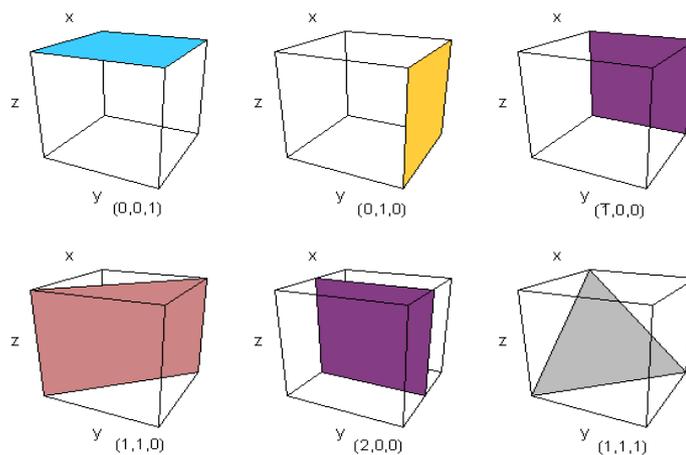


ภาพที่ 2.2 หน่วยเซลล์ในระบบสองมิติ

ตารางที่ 2.1 พารามิเตอร์ของหน่วยเซลล์ในระบบสองมิติ

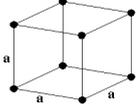
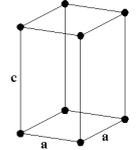
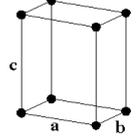
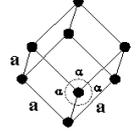
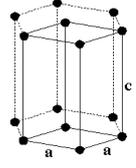
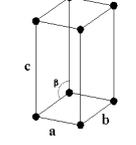
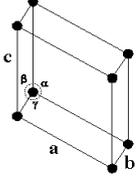
ชนิดของโครงผลึกสองมิติ	ค่าคงที่ของโครงผลึก	มุม (องศา)
สี่เหลี่ยมจัตุรัส (square)	$a=b$	$\gamma=90$
สี่เหลี่ยมผืนผ้า (rectangle)	$a \neq b$	$\gamma=90$
สี่เหลี่ยมผืนผ้าแบบบอดีเซนเตอร์ (body-centered rectangle)	$a \neq b$	$\gamma=90$
สี่เหลี่ยมขนมเปียกปูน 60 องศา ( $60^\circ$ rhombus)	$a=b$	$\gamma=90$
สี่เหลี่ยมด้านขนานทั่วไป (general parallelogram)	$a \neq b$	ไม่มีข้อกำหนด

ในระบบ 3 มิติพารามิเตอร์ของโครงผลึก ได้แก่ ขนาดของเวกเตอร์  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  และ  $\vec{c}$  และ มุม  $\alpha$ ,  $\beta$  และ  $\gamma$  ซึ่งเป็นมุมระหว่างเวกเตอร์ต่างๆ ดังตัวอย่างในตารางที่ 2.2 ทั้งนี้สามารถจัดแบ่งรูปแบบของโครงสร้างผลึกขึ้นมาโดยสามารถแบ่งออกได้เป็นสิบสี่แบบในสามมิติ ซึ่งจัดได้เป็น เจ็ดกลุ่ม คือ ไตรคลินิก (triclinic), โมโนคลินิก (monoclinic), ออร์โธโรมบิก (orthorhombic), เตตระโกนัล (tetragonal), คิวบิก (cubic), รมโบฮีดรัล (rhombohedral) และเฮกซะโกนัล (hexagonal)



ภาพที่ 2.3 การบอกระนาบต่างๆ ของผลึก

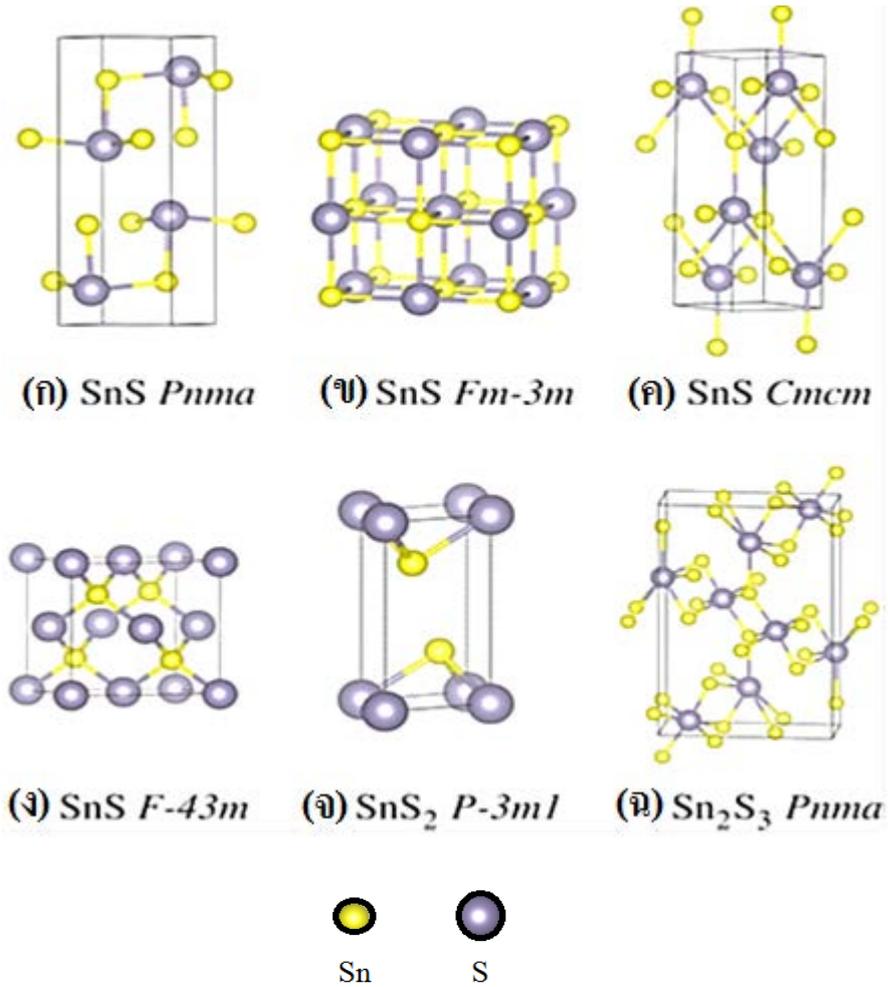
ตารางที่ 2.2 ระบบผลึกทั้งเจ็ดแบบในระบบสามมิติ

ระบบผลึก	ค่าคงที่ของโครงผลึกและมุมผลึก	รูปทรงเรขาคณิตของหน่วยเซลล์
<p>คิวบิก (cubic)</p>	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
<p>เตตระโกนัล (tetragonal)</p>	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
<p>ออร์โธโรมบิก (orthorhombic)</p>	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
<p>รอมโบฮีดรัล (rhombohedral)</p>	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	
<p>เฮกซะโกนัล (hexagonal)</p>	$a = b \neq c$ $\alpha = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	
<p>โมนอคลินิก (monoclinic)</p>	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$	
<p>ไตรคลินิก (triclinic)</p>	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$	

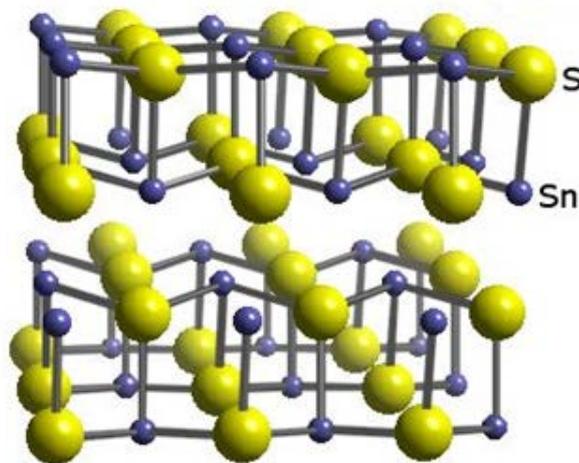
### 2.2.2 โครงสร้างผลึกของสารประกอบดีบุกซัลไฟด์ (Blatskan, 2005)

สารประกอบ SnS มีโครงสร้างผลึกเป็นแบบออร์โธโรรมบิกมีกลุ่มปริภูมิ(space group) เป็น Pnma ไอออน  $\text{Sn}^{2+}$  จะสร้างพันธะกับไอออน  $\text{S}^{2-}$  จำนวน 3 ไอออน ส่วนวาเลนซ์อิเล็กตรอน  $5s^2$  ของอะตอมของธาตุ Sn จะไม่สร้างพันธะ (lone pair) ดังนั้นพันธะระหว่างไอออน  $\text{Sn}^{2+}$  กับไอออน  $\text{S}^{2-}$  จะมีรูปร่างเป็นแบบเตตระโกนัล (tetragonal geometry) ค่าคงที่โครงสร้างผลึกของหนึ่งหน่วยเซลล์จะแสดงดังตารางที่ 2.3 อะตอมของธาตุ Sn กับอะตอมของธาตุ S จะสร้างพันธะพันธะต่อเนื่องกันกลายเป็นแผ่นบางซ้อนกันเป็นชั้นๆ ซึ่งแต่ละชั้นจะดึงดูดกันด้วยแรงแวนเดอร์วาล (van der Waals) ดังภาพที่ 2.5 และ 2.6 เฟสอื่นๆ ของสารประกอบ SnS ที่เกิดขึ้นได้อีกเช่น เฟสรีกซอลต์ (rocksalts) เฟสออร์โธโรรมบิกที่อุณหภูมิสูง และเฟสซิงค์เบลนด์ เป็นต้น

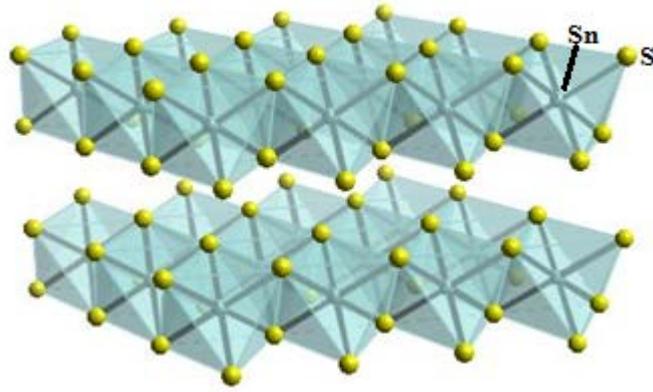
โครงสร้างผลึกของสารประกอบ  $\text{SnS}$ ,  $\text{SnS}_2$  และ  $\text{Sn}_2\text{S}_3$  จะแสดงดังภาพที่ 2.4 สารประกอบ  $\text{SnS}_2$  มีโครงสร้างผลึกแบบเฮกซะโกนัล ไอออน  $\text{Sn}^{4+}$  แต่ละไอออนจะสร้างพันธะกับไอออน  $\text{S}^{2-}$  จำนวน 6 ไอออน กลายเป็นรูปร่างเรขาคณิตแบบออกตะฮีดรัล ในหนึ่งหน่วยเซลล์จะมีชั้นบางๆ ของสารประกอบ  $\text{SnS}_2$  จำนวน 3 ชั้น การจัดเรียงอะตอมของธาตุ Sn กับอะตอมของธาตุ S ที่แตกต่างกันในแต่ละชั้น ส่งผลให้เกิดเป็นโครงสร้างผลึกได้หลากหลาย (polytype) เช่นมีโครงสร้างเป็นแบบเตตระโกนัล และมีกลุ่มปริภูมิเป็นแบบ Pnma ไอออน  $\text{Sn}^{4+}$  จะสร้างพันธะกับไอออน  $\text{S}^{2-}$  จำนวน 6 ไอออน กลายเป็นรูปร่างเรขาคณิตแบบออกตะฮีดรัล แต่ละออกตะฮีดรัลจะเชื่อมต่อกันเป็นสายโซ่ยาวของสารประกอบ  $\text{Sn}_2\text{S}_3$  โดยไอออน  $\text{Sn}^{4+}$  จะอยู่ในแกนกลางของสายโซ่ ส่วนไอออน  $\text{Sn}^{2+}$  จะสร้างพันธะกับไอออน  $\text{S}^{2-}$  จำนวน 6 ไอออน แต่มีรูปร่างเรขาคณิตเป็นแบบไตรโกนัลปิรามิด (trigonal-pyramidal geometry) ซึ่งจะมีลักษณะพิเศษคือมีรูปร่างเป็นแบบปิรามิดฐานสามเหลี่ยมสองรูปที่เอียงออกไปแหลมเชื่อมต่อกัน ค่าคงที่ โครงสร้างผลึกของเฟสของสารประกอบ  $\text{SnS}$ ,  $\text{SnS}_2$  และ  $\text{Sn}_2\text{S}_3$  ทั้งที่ได้จากการทดลองและที่ได้จากการคำนวณทางทฤษฎีจะแสดงดังตารางที่ 2.3 ส่วนกลุ่มปริภูมิของสารประกอบ SnS ที่รู้จักกันดี ได้แก่ Pnma, Fm3m, Cmc, F43m จะสัมพันธ์กับเฟสออร์โธโรรมบิกที่อุณหภูมิต่ำ, ร็อกซอลต์, ออร์โธโรรมบิก ที่อุณหภูมิสูง และเฟสซิงค์เบลนด์ตามลำดับ (Burton and Walsh, 2012)



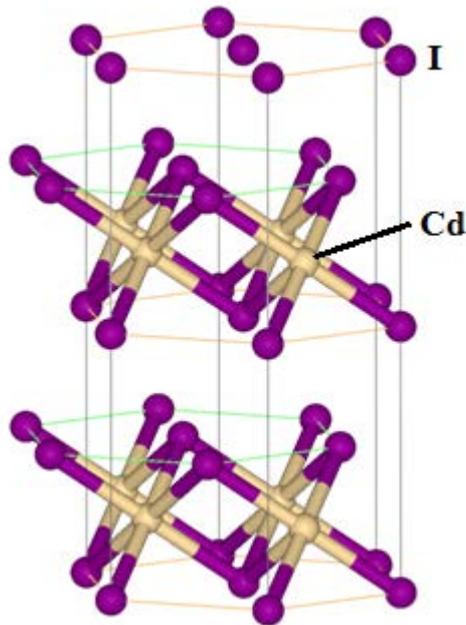
ภาพที่ 2.4 โครงสร้างผลึกของสารประกอบ SnS, SnS<sub>2</sub> และ Sn<sub>2</sub>S<sub>3</sub> โดยที่อะตอมดีบุกและอะตอมซัลเฟอร์จะแสดงด้วยอะตอมใหญ่และอะตอมเล็กตามลำดับ



ภาพที่ 2.5 ระนาบ ของสารประกอบ SnS (จำนวน 2 ระนาบ) ดึงดูกันด้วยแรงแวนเดอร์วาล



ภาพที่ 2.6 ระนาบของสารประกอบ  $\text{SnS}_2$  (จำนวน 2 ชั้น) ดึงดูดกันด้วยแรงแวนเดอร์วาล



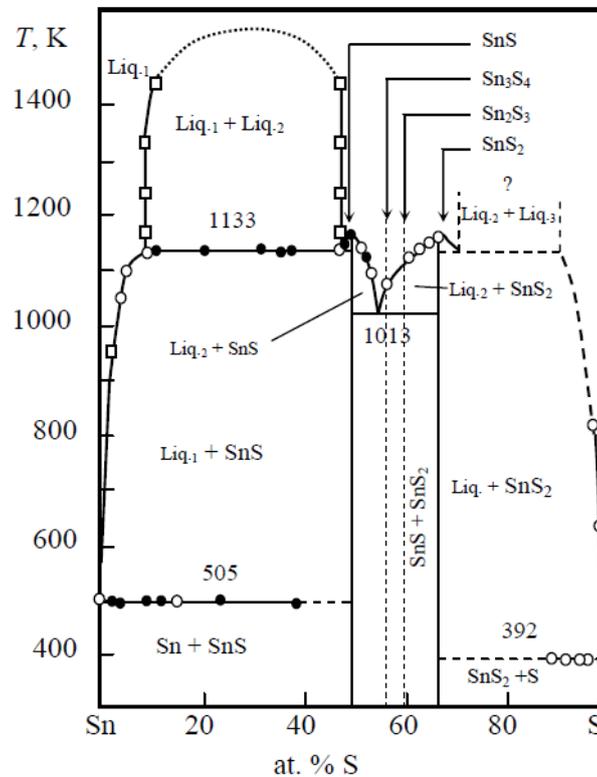
ภาพที่ 2.7 โครงสร้างผลึกของสารประกอบ  $\text{CdI}_2$

ตารางที่ 2.3 ค่าคงที่โครงสร้างผลึกของสารประกอบ  $\text{SnS}$ ,  $\text{SnS}_2$  และ  $\text{Sn}_2\text{S}_3$  ที่อุณหภูมิห้อง

phase	space group	experimental parameters			ref	relaxed parameters (% error)		
		a	b	c		a	b	c
$\text{SnS}$	$Pnma$	11.32	4.05	4.24	43	11.11 (1.89)	3.99 (1.52)	4.24 (0.10)
$\text{SnS}$	$Fm\bar{3}m$	5.8	5.8	5.8	45	5.75 (0.87)	5.75 (0.87)	5.75 (0.87)
$\text{SnS}$	$F\bar{4}3m$	5.845	5.845	5.845	26	6.43 (10.0)	6.43 (10.0)	6.43 (10.0)
$\text{SnS}_2$	$P\bar{3}m1$	3.64	3.64	5.89	46	3.66 (0.44)	3.67 (0.80)	6.06 (2.75)
$\text{Sn}_2\text{S}_3$	$Pnma$	8.87	3.75	14.02	12	8.80 (0.83)	3.77 (0.66)	13.83 (1.36)
$\text{SnO}$	$P4/n m m$	3.80	3.80	4.82	47	3.81 (0.26)	3.81 (0.26)	4.76 (1.09)
$\text{SnO}_2$	$P4_2/m m m$	4.74	4.74	3.19	48	4.77 (0.72)	4.77 (0.72)	3.22 (0.97)

### 2.2.3 แผนภาพเฟสของระบบ Sn-S

จากแผนภาพเฟสของ Sn-S ดังภาพที่ 2.8 พบว่าสารประกอบ SnS กับ SnS<sub>2</sub> มีอุณหภูมิของจุดหลอมเหลวระบุได้แน่ชัด (congruent melting point) ในบรรยากาศของก๊าซเฉื่อยที่ความดันปกติ จุดหลอมเหลวของสารประกอบ SnS จะอยู่ที่อุณหภูมิ 1133 เคลวิน ส่วนจุดเดือดอยู่ที่อุณหภูมิ 1503 เคลวิน สารประกอบ SnS สามารถที่จะเปลี่ยนจากเฟสอุณหภูมิต่ำ ( $\alpha$ -phase) กลุ่มปริภูมิ Pnma ไปเป็นเฟสอุณหภูมิสูง ( $\beta$ -phase) กลุ่มปริภูมิ Cmcn ได้ การเปลี่ยนเฟสดังกล่าวเกิดการเลื่อนตำแหน่งของอะตอมของธาตุ Sn และ S ในแนวแกนผลึก[100]



ภาพที่ 2.8 แผนภูมิเฟสของระบบของสารประกอบ Sn-S

สารประกอบ SnS<sub>2</sub> มีสีเหลืองทองแวววาวค่อนข้างนึ่ม สามารถทำเป็นแผ่นทองคำเปลวได้ สารประกอบ SnS<sub>2</sub> เสถียรที่อุณหภูมิห้องในบรรยากาศปกติ ไม่ละลายน้ำ แต่สามารถละลายในสารละลายซัลเฟอร์ของโลหะอัลคาไล (sulphur solution of alkali metals) และแอมโมเนียซัลเฟต แต่เมื่อเผาในอากาศของสารประกอบ SnS<sub>2</sub> จะกลายเป็นสารประกอบ SnS<sub>2</sub> จะกลายเป็นสารประกอบ SnO<sub>2</sub> ได้อย่างสมบูรณ์ แต่ชนิดการนำไฟฟ้าของสารประกอบ SnS<sub>2</sub> จะเป็นชนิดเอ็น ซึ่งต่างจากสารประกอบ SnS ที่มีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นแบบพี

มีนักวิจัยบางคนยืนยันว่าเฟสของสารประกอบ Sn<sub>2</sub>S<sub>3</sub> และ Sn<sub>3</sub>S<sub>4</sub> สามารถเกิดขึ้นได้ ดังแสดงในแผนภาพเฟสในภาพที่ 2.8 สำหรับทางซีกซ้ายมือของแผนภาพเฟสจะแสดงชั้นของโดเมนจำนวน 3 ชั้น

ซึ่งอยู่ในช่วง 10-40 เปอร์เซ็นต์โดยอะตอมของธาตุ S เส้นโมโนเทคติก (monotectic horizontal line) จะอยู่ที่อุณหภูมิ 1133 เคลวิน ส่วนด้านบนสุดของโดเมนที่ 3 จะอยู่ที่อุณหภูมิ 1523 เคลวิน สำหรับโดเมนที่ 2 สารประกอบของเหลวจะอยู่ในช่วง 70-90 เปอร์เซ็นต์โดยอะตอมของธาตุ S จุดยูเทคติก (eutectic) ระหว่างสารประกอบ SnS กับ SnS<sub>2</sub> จะอยู่ที่ 55 เปอร์เซ็นต์โดยอะตอมของ S และจุดหลอมเหลวจะอยู่ที่ 1013 เคลวิน จากแผนภาพเฟสจะเห็นได้ชัดเจนว่าสารประกอบ SnS ไม่เป็นไปตามสโตยคิเมตริกอย่างแท้จริง เนื่องจากสารประกอบนี้สามารถมีอะตอมของธาตุ S ส่วนเกินได้ถึง 0.05 เปอร์เซ็นต์โดยอะตอม แสดงว่าอัตราส่วนของอะตอมของธาตุ Sn กับ S จะมีค่าต่ำกว่าหนึ่งเล็กน้อย นั่นคือแวนแวนซ์  $V_{Sn}$  จะเกิดขึ้นเสมอ ส่งผลให้ฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ SnS มีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นชนิดพี

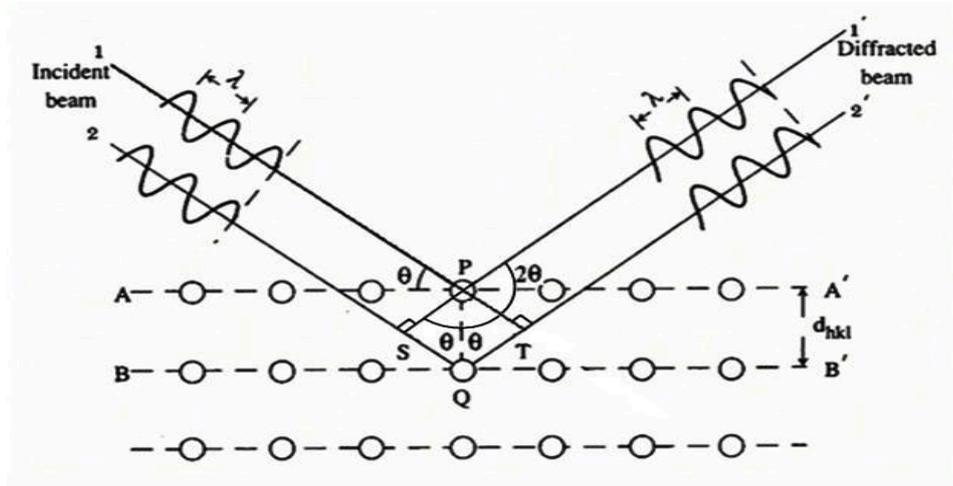
### 2.3 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาคด้วยการเลี้ยวเบนรังสีเอกซ์ (ฐิตินัย, 2559; งาม

นิตย์, 2559; Kittel, 2005; Runyan, 1975; ฐิตินัย, 2551; ฐิตินัย, 2550; ฐิตินัย, 2558; งาม  
นิตย์, 2558)

การศึกษาโครงสร้างผลึกจากการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์โดยวิธี  $\theta$ - $2\theta$  ดิฟแฟรคโตมิเตอร์ โดยใช้รังสีเอกซ์ความยาวคลื่นเดี่ยวตกกระทบตัวอย่างซึ่งอาจเป็นผลึกเดี่ยวหรือผลึกพหุพันธ์ก็ได้ ตัวอย่างจะหมุนไปเป็นมุม  $\theta$  ในขณะที่อุปกรณ์ตรวจจับสัญญาณรังสีเอกซ์จะเคลื่อนที่ไปเป็นมุม  $2\theta$  เพื่อให้การเลี้ยวเบนสอดคล้องกับกฎของแบรกก์ ในปี ค.ศ. 1912 แบรกก์ (Bragg) ได้เสนอแนวคิดที่ว่า เราสามารถมองได้ว่าผลึกจัดเรียงตัวเป็นชั้น (layer) หรือระนาบ (plane) ของอะตอมซึ่งสามารถสะท้อนคลื่นที่ตกกระทบ โดยมุมตกกระทบเท่ากับมุมสะท้อนทั้งนี้ลำคลื่นที่สะท้อนออกไปจากระนาบต่างๆ ดังกล่าวจะมีความเข้มสูงและแทรกสอดแบบเสริม ถ้าหากความแตกต่างระหว่างทางเดินของคลื่นที่สะท้อนจากระนาบที่อยู่ข้างเคียงจะมีค่าเป็นจำนวนเท่าของความยาวคลื่นที่ตกกระทบดังสมการของแบรกก์ (Bragg's equation) ดังนี้

$$2d_{hkl}\sin\theta = n\lambda \quad (2.1)$$

เมื่อ	□	คือ	ความยาวคลื่นของรังสีเอกซ์
	$d_{hkl}$	คือ	ระยะระหว่างระนาบที่ขนานกัน
	$\theta$	คือ	มุมที่สะท้อนจากระนาบซึ่งจะเท่ากับมุมตกกระทบ
	$n$	คือ	ลำดับที่ของการเลี้ยวเบน มีค่าเป็นเลขจำนวนเต็ม คือ 1, 2, 3,...
	$2\theta$	คือ	มุมเลี้ยวเบนที่เป็นมุมระหว่างรังสีตกกระทบทำกับรังสีสะท้อน



ภาพที่ 2.9 การเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์บนระนาบของผลึกที่เป็นไปตามกฎของแบรกก์

ระนาบต่างๆ ของผลึกไม่ได้ก่อให้เกิดการสะท้อนเสมอไป ระนาบใดที่รังสีเอกซ์ตกกระทบแล้ว กระจิงออกมาอย่างสอดคล้องกับกฎของแบรกก์ เรียกว่าระนาบแบรกก์ (Bragg plane) และมุมที่รังสี สะท้อนทำกับแนวที่ขนานกับรังสีตกกระทบเรียกว่ามุมเลี้ยวเบน (diffraction angle) ซึ่งมีค่าเป็นสองเท่า ของมุมสะท้อน  $2\theta$  ดังแสดงในภาพที่ 2.9

### 2.3.1 การวิเคราะห์โครงสร้างผลึก

ข้อมูลที่ได้จากกราฟรัวการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ ดังในภาพที่ 2.10 แสดงความสัมพันธ์ ระหว่างความเข้มของรังสีเอกซ์และมุมเลี้ยวเบน เรียกว่า รูปแบบการเลี้ยวเบน (diffraction pattern) ซึ่ง สำหรับแต่ละธาตุหรือสารประกอบต่างชนิดกันก็จะมีรูปแบบการเลี้ยวเบนแตกต่างกันซึ่งสามารถสังเกต ได้จากพีค (peak) ของการเลี้ยวเบน จากกราฟรัวการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์สามารถทำการวิเคราะห์ โครงสร้างผลึกได้โดยการคำนวณหาค่าคงที่ของโครงผลึก ขนาดของเกรนและความเครียดในระดับ จุลภาคได้

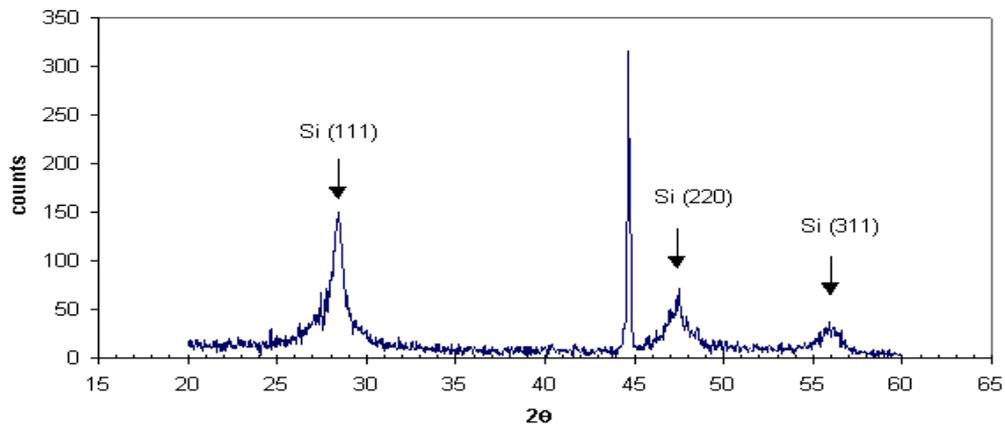
สมการสำหรับหาค่าคงที่ของโครงผลึก (lattice constant) สำหรับโครงสร้างผลึกแบบ ซิงค์เบลนด์ สามารถหาได้จากสมการที่ (2.2)

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} \quad (2.2)$$

และสำหรับโครงสร้างผลึกแบบเฮกซะ โกนัลหาได้จากสมการที่ (2.3)

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3} \left[ \frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right] + \frac{l^2}{c^2} \quad (2.3)$$

เมื่อ a, c คือ ค่าคงที่ของโครงผลึก  
 h, k, l คือ ดัชนีมิลเลอร์ที่ใช้บอกชื่อระนาบของผลึก



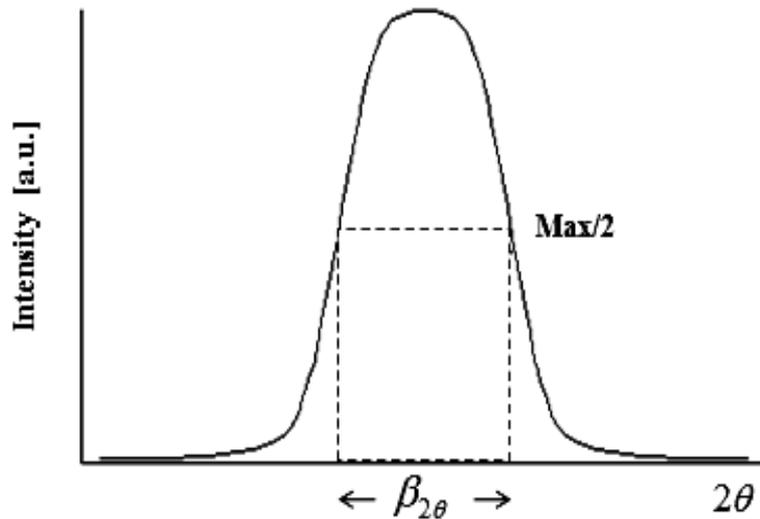
ภาพที่ 2.10 ตัวอย่างของสเปกตรัมที่ได้จากการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์

### 2.3.2 การหาขนาดของเกรน

การหาขนาดของเกรนจากสเปกตรัมของการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์สามารถหาโดยเลือกพีคที่มีความเข้มสูงสุด ดังในภาพที่ 2.11 และใช้สมการของเชอร์เรอร์ (Scherrer) คำนวณหาขนาดของเกรนดังนี้

$$D = \frac{K\lambda}{\beta_{2\theta} \cos\theta} \quad (2.4)$$

เมื่อ D คือ ขนาดของเกรน  
 K คือ ค่าคงที่ซึ่งขึ้นกับขนาดและรูปร่างของเกรน  
 $\beta_{2\theta}$  คือ ระยะความกว้างของพีคที่ความเข้มที่ค่าเป็นครึ่งหนึ่งของความเข้ม สูงสุด  
 (full width at half-maximum of the diffraction peak)

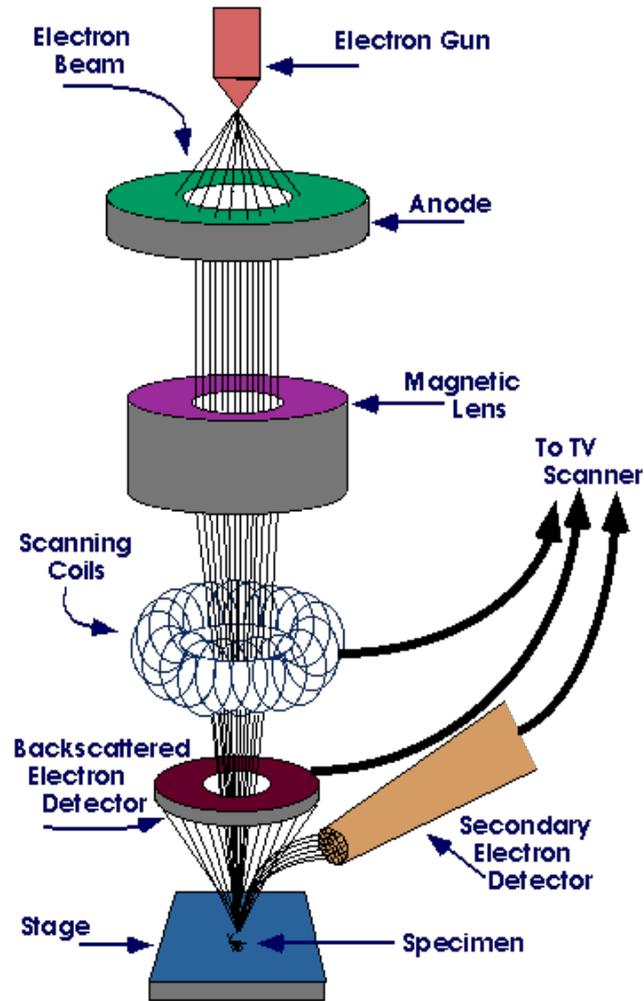


ภาพที่ 2.11 ค่า  $\beta_{2\theta}$  เพื่อนำไปหาขนาดของเกรนจากสเปกตรัมของการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์

#### 2.4 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงมหภาคด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด (Kittel, 2005; ฐิตินัย, 2558; งามนิตย์, 2559; ฐิตินัย, 2550; งามนิตย์, 2553)

ในปี พ.ศ. 2478 แมก นอลล์ (Max Knoll) ได้คิดค้นหลักการและวิธีการในการประดิษฐ์กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดขึ้น และต่อมา แมนเฟรด วอน อาเดนเน (Manfred Von Ardenne) ได้ประดิษฐ์กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดเครื่องแรกสำเร็จในปีพ.ศ. 2481 โดยเครื่องมือที่ประดิษฐ์ได้นั้นยังมีกำลังขยายไม่สูงมากนัก ต่อมาในปี พ.ศ. 2498 ชาร์ลส์ วิลเลียม เอ็ทลีย์ (Charles William Oatley) และทีมงานจากเคมบริดจ์ ได้สร้างกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดที่มีความละเอียดสูงถึง 250 อังสตรอม

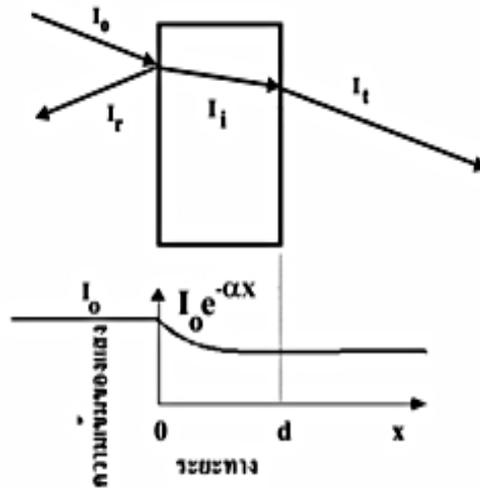
การทำงานของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด ดังแสดงในภาพที่ 2.12 เริ่มจากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนซึ่งมีหน้าที่ผลิตอิเล็กตรอนจากไส้หลอด กลุ่มอิเล็กตรอนที่ได้จะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้า พร้อมทั้งบังคับกลุ่มอิเล็กตรอนให้มีลักษณะเป็นลำ โดยลำอิเล็กตรอนจะกราดไปบนพื้นผิวของตัวอย่างโดยขดลวดสนามแม่เหล็กบนระนาบเอกซ์-เวีย เพื่อทำให้เกิดอิเล็กตรอนทุติยภูมิ และจะถูกตรวจจับโดยเซนเซอร์ เพื่อแปลงเป็นสัญญาณไฟฟ้าเพื่อส่งต่อไปให้ระบบสร้างภาพต่อไป



ภาพที่ 2.12 ส่วนประกอบของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด

## 2.5 การส่งผ่านแสง (Kittel, 2005; งามนิตย์, 2559; จูตินัย, 2531; งามนิตย์, 2545; จูตินัย, 2550; จูตินัย, 2552; จูตินัย, 2552)

การศึกษาวิธีวัดสเปกตรัมการสะท้อนและการส่งผ่านแสงนี้จะกล่าวถึงสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสงและองค์ประกอบของการวัดสเปกตรัมการส่งผ่านแสง เมื่อแสงเดินทางไปกระทบฟิล์มบาง แสงบางส่วนจะสะท้อนกลับที่ผิวของฟิล์มบาง บางส่วนของแสงจะเดินทางเข้าไปในแผ่นฟิล์มบางและถูกดูดกลืนดังภาพที่ 2.13



ภาพที่ 2.13 ภาพจำลองเมื่อแสงตกกระทบบนแผ่นฟิล์มบาง

- เมื่อ  $I_0$  คือ ความเข้มแสงตกกระทบบนแผ่นฟิล์มบาง  
 $I_R$  คือ ความเข้มแสงสะท้อนจากฟิล์มบาง  
 $I_T$  คือ ความเข้มแสงส่งผ่านออกมาจากฟิล์มบาง  
 $I_i$  คือ ความเข้มแสงที่เดินทางเข้าสู่แผ่นฟิล์มบาง  
 $R$  คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนแสง (reflectivity)  
 $T$  คือ สัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสง (transmittance)  
 $\alpha$  คือ สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง (absorption coefficient)  
 $d$  คือ ระยะทางที่แสงเดินทางในแผ่นฟิล์มบาง

สัมประสิทธิ์การสะท้อนของแสงมีค่าเท่ากับ

$$R = \frac{I_r}{I_0} \quad (2.5)$$

หรือ  $I_x = RI_0 \quad (2.6)$

เพราะฉะนั้น ความเข้มแสงที่เดินทางเข้าสู่แผ่นฟิล์มบางมีค่า

$$I_i = I_0 - I_r = I_0 - RI_0 = (1 - R)I_0 \quad (2.7)$$

เมื่อแสงนี้เดินทางเข้าสู่แผ่นฟิล์มบางจะถูกดูดกลืนทำให้ความเข้มแสงภายในแผ่นฟิล์มบางลดลงแบบเอกซ์โพเนนเชียลตามระยะทาง ดังนั้นความเข้มแสงที่ส่งผ่านฟิล์มบางมีค่าดังสมการ

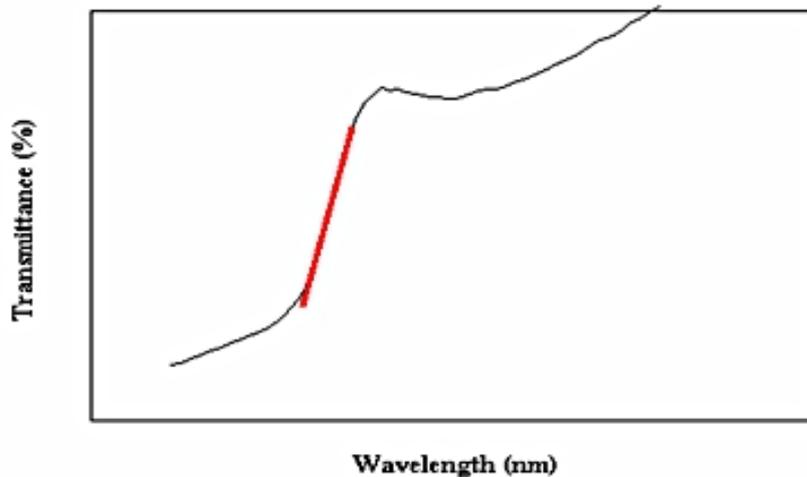
$$I_t = I_i e^{-\alpha d} = (1 - R)I_0 e^{-\alpha d} \quad (2.8)$$

ถ้าไม่มีการสะท้อนแสงที่ผิวด้านหลังสัมประสิทธิ์การส่งผ่านของแสงจะมีค่าเท่ากับ

$$T = \frac{I_t}{I_0} = (1 - R) e^{-\alpha d} \quad (2.9)$$

### 2.5.1 การหาค่าช่องว่างแถบพลังงานจากสเปกตรัมการส่งผ่านแสง

การดูดกลืนแสงในสารกึ่งตัวนำเกิดจากการที่อิเล็กตรอนได้รับพลังงานจากแสงที่มีพลังงานโฟตอนสูงกว่าค่าแถบช่องว่างพลังงาน แล้วย้ายสถานะพลังงานจากแถบวาเลนซ์ขึ้นไปสู่แถบนำ สเปกตรัมการดูดกลืนแสงบริเวณที่พลังงานโฟตอนมีค่าน้อยจะมีลักษณะเป็นขอบ แสดงถึงการลดลงของการดูดกลืนแสงอย่างกะทันหัน ขอบลักษณะนี้เรียกว่าขอบการดูดกลืนแสงหรือขอบการดูดกลืนพื้นฐาน (absorption edge or fundamental edge) แสดงได้ดังภาพที่ 2.14 พลังงานโฟตอนที่ขอบการดูดกลืนแสงมีค่าเท่ากับผลต่างของค่าพลังงานที่วัดจากจุดต่ำสุดของแถบความนำและจุดสูงสุดของแถบวาเลนซ์จุดที่เส้นตรงตัดกับแกนในแนวนอนจะให้ค่าช่องว่างแถบพลังงาน ( $E_g$ ) วิธีการนี้เป็นการกำหนดค่าช่องว่างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำที่นิยมมากที่สุด



ภาพที่ 2.14 กราฟความสัมพันธ์ระหว่างเปอร์เซ็นต์การส่งผ่านแสงกับความยาวคลื่น โดยเส้นทึบจะแสดงขอบการดูดกลืนพื้นฐาน

การหาค่าของช่องว่างแถบพลังงานสามารถพิจารณาจากสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง ( $\alpha$ ) ของสารกึ่งตัวนำจะสัมพันธ์กับค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสง ( $T$ ) จากภาพที่ 2.14 แสดงภาพจำลองเมื่อแสงตกกระทบจากด้านซ้ายของฟิล์มบาง ( $I_0$ ) ความเข้มแสงภายในฟิล์มบางจะลดลงแบบเอกซ์โพเนนเชียล และมีค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสงโดยทั่วไป ( $R$ ) มีค่าน้อยมากจะได้

$$T = e^{-\alpha d} \quad (2.10)$$

ดังนั้น

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln T \quad (2.11)$$

ที่กล่าวมา เป็นการคำนวณหาสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงจากสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสงโดยไม่คิดถึงการสะท้อนของแสงสำหรับกรณีการคำนวณสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง เนื่องจากการย้ายสถานะพลังงานของอิเล็กตรอนแสดงเป็นกราฟความสัมพันธ์ระหว่างสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงกับค่าช่องว่างแถบพลังงาน ซึ่งมีลักษณะเป็นพาราโบลาช่องว่างแถบพลังงานของแผ่นฟิล์มบางประมาณได้ โดยการคำนวณสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง ซึ่งจะถูกลดลงเมื่อแสงที่ตกกระทบบนแผ่นฟิล์มบางมีค่าพลังงานโฟตอนสูงกว่าค่าของแถบพลังงานต้องห้ามที่ขอบของการดูดกลืนค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนจะมีค่าเป็น

$$(\alpha hv)^2 = A(hv - E_g) \quad (2.12)$$

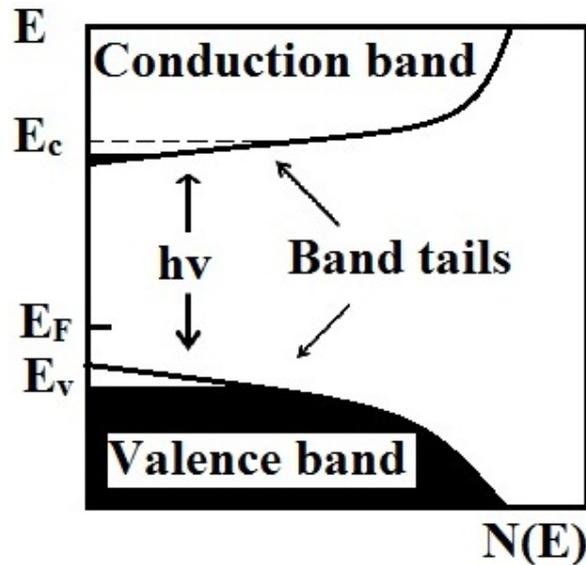
เมื่อ A คือ ค่าคงที่ และสมการที่ (2.12) ใช้กับสารที่มีสถานะพลังงานแบบตรง

$$(\alpha hv)^{1/2} = B(hv - E_g) \quad (2.13)$$

เมื่อ B คือ ค่าคงที่ และสมการที่ (2.13) ใช้กับสารที่มีสถานะพลังงานแบบเฉียง

2.5.2 ส่วนหางของแถบพลังงาน (Kittel, 2005; งามนิศย์, 2530; ฐิตินัย, 2531; งามนิศย์, 2545; ฐิตินัย, 2550; ฐิตินัย, 2552; Runyan, 1975; ฐิตินัย, 2552)

วัสดุประเภทฟิล์มบางมักมีข้อบกพร่องของผลึกจำนวนมากระดับพลังงานของข้อบกพร่องของผลึกเหล่านี้จะมีอันตรกิริยาต่อกันส่งผลให้ระดับพลังงานเหล่านี้แผ่ขยายออกโดยจะไม่เป็นระดับพลังงานเฉพาะค่า (discrete level) อีกต่อไปบางครั้งก็แผ่ออกไปจรดขอบบนสุดของแถบ วาเลนซ์หรือขอบล่างสุดของแถบนำซึ่งเสมือนกับว่าแถบวาเลนซ์หรือแถบนำนี้มีความหนาแน่นของสถานะทางพลังงาน (energy density of state) ยื่นเข้าไปในช่องว่างแถบพลังงานซึ่งนิยมเรียกส่วนที่ยื่นเข้าไปในแถบช่องว่างแถบพลังงานนี้ว่าส่วนหางของแถบพลังงานหรือส่วนหางของแถบพลังงานของเออร์บัค (band tail หรือ Urbach's tail) ดังแสดงดังภาพที่ 2.15



ภาพที่ 2.15 ส่วนหางของแถบพลังงานซึ่งมีส่วนหางของแถบวาเลนซ์และส่วนหางของแถบนำ

ในเชิงการทดลองส่วนหางของแถบพลังงานสามารถตรวจสอบได้จากการวัดขอบการดูดกลืนแสงของฟิล์มบางซึ่งเออร์บัค ( Urbach ) ได้แสดงให้เห็นว่าขอบการดูดกลืนของผลึกจะเพิ่มขึ้นแบบเอกซ์โพเนนเชียลกับความสัมพันธ์

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left[-\frac{\sigma(E - E_0)}{k_B T}\right] \quad (2.14)$$

เมื่อ  $\alpha_0$  และ  $E_0$  คือ พารามิเตอร์ของผลึกแต่ละชนิด

$k_B$  คือ ค่าของที่ของโบลตซ์มันน์

$T$  คือ อุณหภูมิ (เคลวิน)

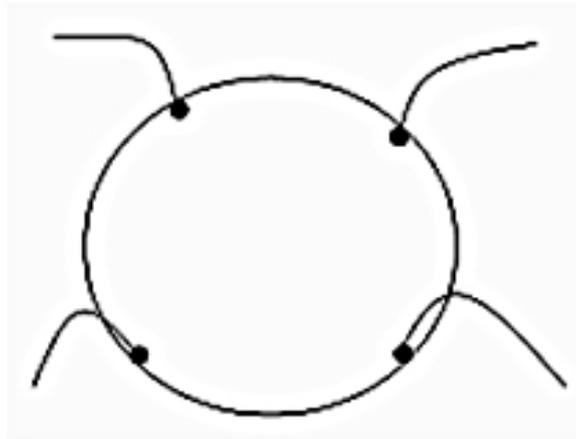
$\sigma$  คือ ความชัน (steepness) ของขอบการดูดกลืนแสง

## 2.6 สมบัติทางไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ ( จูตินัย, 2549; Kittel, 2005; งามนิตย์, 2531; จูตินัย, 2531; งามนิตย์, 2545; จูตินัย, 2550; จูตินัย, 2552; จูตินัย, 2552)

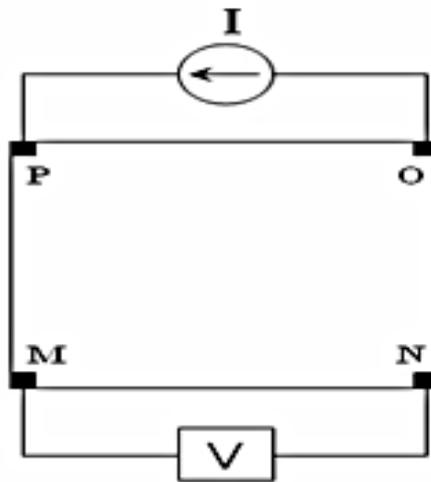
จากทฤษฎีโครงสร้างแถบพลังงานสารกึ่งตัวนำประกอบไปด้วยแถบวาเลนซ์ แถบพลังงานต้องห้ามและแถบนำ สารกึ่งตัวนำมีช่องว่างแถบพลังงานไม่เกิน 3 อิเล็กตรอนโวลต์ ที่อุณหภูมิห้อง อิเล็กตรอนและโฮลจากภายในผลึกจะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานจากแถบวาเลนซ์ไปยังแถบนำ จากนั้นจะเกิดโฮลในแถบวาเลนซ์ ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าที่อุณหภูมิใด ๆ ของสารกึ่งตัวนำจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะ และความคล่องตัวของพาหะอิสระเหล่านี้

### 2.6.1 การวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์

วิธีการวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์ดังแสดงในรูปที่ 2.16 และ 2.17 เป็นวิธีที่ได้รับการยอมรับสำหรับการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของชิ้นสารตัวอย่างที่เป็นฟิล์มบางที่มีความหนาสม่ำเสมอและมีรูปร่างไม่แน่นอน โดยขั้วสัมผัสจะอยู่บริเวณขอบของชิ้นสารตัวอย่าง รอยต่อระหว่างขั้วสัมผัสที่มีกระแสไฟฟ้าไหลผ่านจะต้องไม่ขัดขวางการไหลของกระแส



ภาพที่ 2.16 ตำแหน่งของจุดสัมผัสบนชิ้นสารตัวอย่างเพื่อวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์



ภาพที่ 2.17 การต่อขั้วเพื่อวัดความต้านทานแผ่นและวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าสามารถทำได้โดยจ่ายกระแสไฟฟ้าเข้าขั้ว P-O ทำการวัดความต่างศักย์ตกคร่อมขั้ว M-N จะทำให้ได้ค่า  $R_1$  จากสมการที่ (2.15)

$$R_1 = \frac{V_{MN}}{I_{PO}} \quad (2.15)$$

หลังจากนั้นทำการจ่ายกระแสไฟฟ้าเข้าที่ขั้ว P-M แล้วทำการวัดความต่างศักย์ตกคร่อมขั้ว O-N จะได้ค่า  $R_2$  จากสมการที่ (2.16)

$$R_2 = \frac{V_{ON}}{I_{PM}} \quad (2.16)$$

เมื่อได้ค่า  $R_1$  และ  $R_2$  มาแล้วสามารถคำนวณหาค่าความต้านทานแผ่นได้ดังนี้

$$R_{sh} = f \left( \frac{\pi}{\ln 2} \right) \left( \frac{R_1 + R_2}{2} \right) \quad (2.17)$$

เมื่อ  $f$  คือ แฟกเตอร์ค่าแก้ไขของแวนเดอร์เพาว์ (van der Pauw correction factor)

$$\text{โดย} \quad f = 1 - \left( \frac{\ln 2}{2} \right) \left( \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \right)^2 \quad (2.18)$$

ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าสามารถคำนวณได้ดังนี้

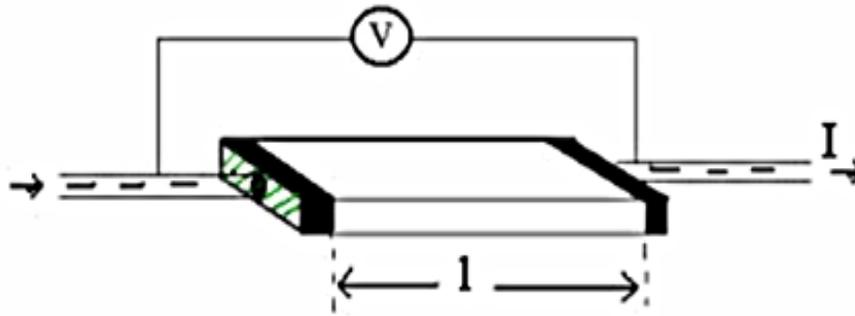
$$\rho = R_{sh} \cdot d \quad (2.19)$$

เมื่อ  $d$  คือ ความหนาของชิ้นสารตัวอย่าง

## 2.6.2 การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีวัดโดยตรง

โดยทั่วไปแล้วการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้ามักจะวัดความต้านทานก่อน ซึ่งเป็นวิธีวัดโดยตรงดังภาพที่ 2.18 นี้ หมายถึง วัดค่าความต้านทานรวมของสสารจากนั้นมาหาค่าความยาว และพื้นที่หน้าตัดของสสารนั้น การวัดวิธีนี้จะต้องทำให้สสารที่ต้องการวัดมีรูปทรงเรขาคณิตที่แน่นอน เพื่อที่จะวัดค่าพื้นที่หน้าตัดและความยาวให้ได้แน่นอน เช่น แท่งกลมทรงกระบอก แท่งสี่เหลี่ยม เป็นต้น จากนั้นจึงให้กระแสไฟฟ้าเข้าไปที่ปลายด้านหนึ่ง และให้กระแสไหลออกผ่านสารตัวอย่างที่ปลายอีกด้านหนึ่ง ขณะเดียวกันก็วัดความต่างศักย์ไฟฟ้าที่จุดปลายทั้งสองนั้นพร้อมๆ กัน

จากที่ทราบค่ากระแสและศักย์ไฟฟ้านี้ สามารถนำมาคำนวณหาค่าความต้านทานจำเพาะทางไฟฟ้าได้ดังต่อไปนี้ เมื่อ กำหนด  $R$  เป็นความต้านทานรวมจะมีความสัมพันธ์กับความต้านทานจำเพาะและพื้นที่หน้าตัด  $A$  บริเวณที่ปล่อยกระแสไหลเข้าไปและ  $l$  เป็นระยะทางระหว่างขั้วศักย์ไฟฟ้าที่วัด



ภาพที่ 2.18 การวัดค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีวัดโดยตรง

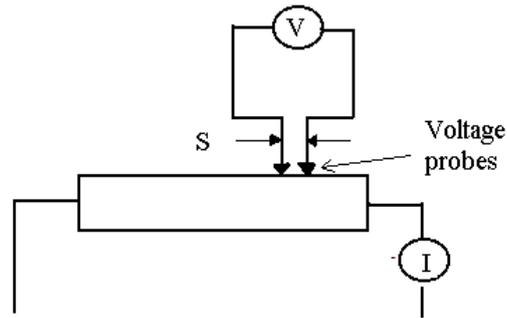
$$R = \rho \frac{l}{A} \quad (2.20)$$

$$\rho = R * \frac{A}{l} = \left( \frac{V}{I} \right) \left( \frac{A}{l} \right) \quad (2.21)$$

จะเห็นว่าวิธีนี้เป็นวิธีที่สะดวกและรวดเร็ว แต่ค่าที่ได้เป็นค่าโดยประมาณซึ่งต้องคำนึงถึงองค์ประกอบอื่นๆ ด้วย ซึ่งความถูกต้องในการวัดโดยวิธีนี้ขึ้นอยู่กับบริเวณผิวสัมผัสที่กระแสไหลเข้าและออกนั้นมีลักษณะเป็นโอห์มมิกที่ดีหรือไม่ ถ้าไม่มีคุณสมบัติโอห์มมิกที่ดีแสดงว่ามีความต้านทานที่ผิวสัมผัสทั้งสองขั้วไฟฟ้าเกิดขึ้นด้วย ค่าความต้านทาน  $R$  ที่วัดได้จึงเป็นค่าความต้านทานรวมทั้งหมด ดังนั้น ค่าความต้านทานจริงของสารกึ่งตัวนำจะน้อยกว่าค่าที่วัดได้แน่นอน ความถูกต้องอีกส่วนหนึ่งขึ้นอยู่กับความแตกต่างระหว่างความต้านทานของสารที่ต้องการวัดและความต้านทานภายใน (impedance) ของโวลต์มิเตอร์ที่ใช้วัด หากความต้านทานนี้ใกล้เคียงกับความต่างศักย์ไฟฟ้าที่วัดได้จะมีค่าน้อยกว่าความเป็นจริง ซึ่งในทางปฏิบัติจะคำนึงถึงผิวสัมผัสโอห์มมิก มากกว่าความผิดพลาดของโวลต์มิเตอร์ เนื่องจากที่ผิวสัมผัสจะดีหรือไม่ (เป็นโอห์มมิกหรือไม่) นั้นตรวจสอบได้ยากมาก จึงแก้ไขด้วยการทำให้เกิดผิวสัมผัสบริเวณพื้นที่มากขึ้นเพื่อลดความต้านทานที่ผิวสัมผัสลง จากนั้นจึงวัดศักย์ไฟฟ้าด้วยโวลต์มิเตอร์ โดยเลือกโวลต์มิเตอร์ที่มีความต้านทานภายในสูงๆ เท่าที่จะหาได้เพื่อลดความผิดพลาด

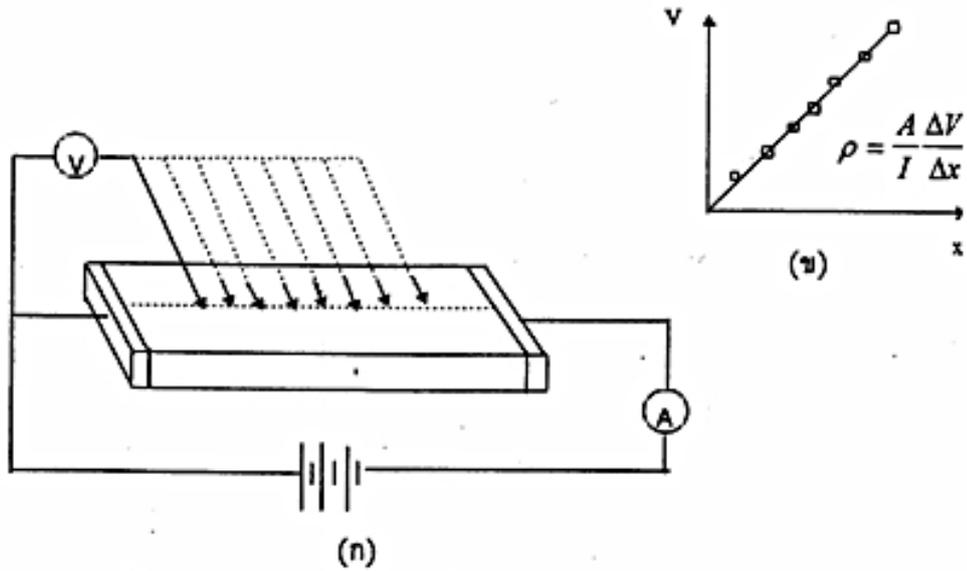
### 2.6.3 การวัดค่าความต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีสองขั้ว

การวัดด้วยวิธีนี้มีลักษณะใกล้เคียงกับวิธีวัดโดยตรงแตกต่างที่ลักษณะของขั้วไฟฟ้าของการวัดศักย์ไฟฟ้าจะวัดบนสารตัวอย่าง ดังแสดงให้เห็นในภาพที่ 2.19 วิธีการวัดชนิดนี้เป็นวิธีที่พัฒนาขึ้นจากแบบแรกเพื่อกำจัดศักย์ไฟฟ้าที่รอยต่อหัวท้ายของผิวสัมผัสให้น้อยลงและสามารถตรวจสอบความสกปรกบนพื้นผิวของชิ้นสารตัวอย่างได้ด้วย



ภาพที่ 2.19 การวัดค่าความต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีสองขั้ว

ข้อจำกัดของการวัดด้วยวิธีนี้คือจะต้องวัดบนสารตัวอย่างที่มีความหนาสม่ำเสมอและมีรูปทรงเรขาคณิตแน่นอน โดยพยายามให้กระแสผ่านเข้าไปในสารตัวอย่างมีค่าน้อยที่สุดเพื่อป้องกันไม่ให้เกิดความร้อนภายในสาร เพราะค่าความต่างศักย์ที่วัดได้อาจจะไม่ถูกต้อง อีกทั้งในการวัดทุกครั้งจะต้องใช้โวลต์มิเตอร์ที่มีค่าความต้านทานภายในสูง และจุดที่ต้องการวัดศักย์ไฟฟ้าควรอยู่ห่างจากจุดที่ปล่อยกระแสเข้าและออกพอสมควร เพื่อป้องกันสารเจือเข้าไปทำการรวมตัวกันระหว่างจุดที่ทำการวัดค่าความต่างศักย์ไฟฟ้า หากมีสารเจือเข้ามารวมตัวที่บริเวณที่วัดนี้จะมีผลทำให้เกิดการรวมกับพาหะข้างน้อย (minority carriers) บริเวณนั้น ทำให้การวัดค่าความต้านทานจำเพาะที่วัดได้สูงเกินความเป็นจริง นอกจากนี้ควรคำนึงถึงความสม่ำเสมอของเส้นสมศักย์ (equi-potential lines) โดยการวัดที่บริเวณจุดที่คิดว่าเป็นเส้นสมศักย์นั้นสม่ำเสมอ (ตรงกลางของสารตัวอย่าง) สัดส่วนระหว่างระยะขั้วที่วัดศักย์ไฟฟ้าต่อพื้นที่ตรงจุดที่ปล่อยกระแสเข้าและออกจะต้องมีค่ามากกว่าสามเท่า  $V/A > 3$  เมื่อ  $V$  คือ ระยะห่างระหว่างขั้วที่วัดศักย์ไฟฟ้า และ  $A$  คือ พื้นที่บริเวณให้กระแสไฟฟ้า ข้อควรคำนึงถึงอีกประการก็คือ สารที่นำมาวัดมีโครงสร้างผลึกชนิดใด เป็นรูปลูกบาศก์หรือไม่ ถ้าไม่ใช่จะต้องทราบทิศทางของการวัดว่าอยู่ในทิศทางหรือระนาบใดของผลึกการวัดควรใช้วิธีตรงที่ขั้วหนึ่งไว้และเลื่อนตำแหน่งอีกขั้วหนึ่งออกไปเป็นระยะๆ โดยมีมาตราส่วนบอกระยะและนำมาเขียนกราฟดังภาพที่ 2.20 (ก) และ (ข) ความชันที่ได้จะเป็นค่าความต้านทานจำเพาะทางไฟฟ้าข้อดีของการวัดแบบสองขั้วในหลายๆ ตำแหน่งนี้จะสามารถแยกสภาพต้านทานไฟฟ้าที่สภาพผิวระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำและความต้านทานจำเพาะภายในของสารกึ่งตัวนำได้



ภาพที่ 2.20 การวัดค่าความต้านทานแผ่นโดยวิธีสองขั้วเชิงเส้น

ก. การวัดแบบสองขั้วโดยมีการเลื่อนระยะที่ขั้วหนึ่ง

ข. กราฟความสัมพันธ์ระหว่างความต่างศักย์กับระยะทางที่ได้จากการวัดชนิดเลื่อนขั้วไฟฟ้า

2.6.4 ปรัชญาการณีสอลล์ (Kittel, 2005; งามนิตย, 2545; จูตินัย, 2559; จูตินัย, 2552;

Runyan, 1975; จูตินัย, 2558)

ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าสามารถเขียนในเทอมของสภาพคล่องของพาหะได้และความหนาแน่นพาหะอิสระด้วยความสัมพันธ์

กรณีกระแสไฟฟ้าเกิดจากอิเล็กตรอน

$$\rho = \frac{1}{ne\mu_e} \quad (2.22)$$

กรณีกระแสไฟฟ้าเกิดจากโฮล

$$\rho = \frac{1}{pe\mu_p} \quad (2.23)$$

กรณีกระแสไฟฟ้าเกิดจากพาหะสองชนิดคืออิเล็กตรอนและโฮลซึ่งมีปริมาณใกล้เคียงกันสภาพต้านทานไฟฟ้าที่แท้จริงคือ

$$\rho = \frac{1}{e(n\mu_e + p\mu_p)} \quad (2.24)$$

เมื่อ  $n$  คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนอิสระ  
 $p$  คือ ความหนาแน่นของโฮลอิสระ  
 $\mu_e$  และ  $\mu_p$  คือ สภาพคล่องของอิเล็กตรอนและสภาพคล่องของโฮล

นั่นคือหากทราบสภาพต้านทานไฟฟ้า และสภาพคล่องของพาหะจะทำให้สามารถคำนวณ ค่าความหนาแน่นของพาหะข้างมากได้จากสมการที่ (2.25) และ (2.26) คือ

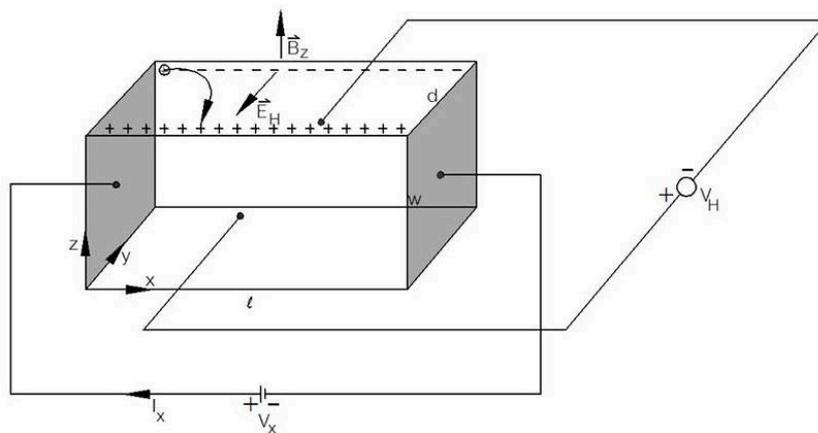
กรณีเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน 
$$n = \frac{1}{e\rho\mu_e} \quad (2.25)$$

กรณีเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดพี

ความหนาแน่นของโฮล 
$$p = \frac{1}{e\rho\mu_p} \quad (2.26)$$

เราสามารถคำนวณค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า, สภาพคล่องของพาหะได้หลายวิธี วิธีที่สะดวกและมักนิยมใช้กันอย่างกว้างขวางคือ การคำนวณจากการศึกษาปรากฏการณ์ฮอลล์ ปรากฏการณ์ฮอลล์ได้ถูกค้นพบในปี พ.ศ. 2422 โดย เอ็ดวิน เฮอร์เบิร์ต ฮอลล์ (Edwin Herbert Hall)



ภาพที่ 2.21 แผนภาพแสดงปรากฏการณ์ฮอลล์บนแผ่นสารกึ่งตัวนำชนิดพี

พิจารณาชิ้นสารกึ่งตัวนำชนิดพี ที่เป็นรูปทรงดังแสดงในภาพที่ 2.21 ซึ่งมีกระแสไฟฟ้า  $I$  ไหลผ่านในแนว  $x$  หรืออาจมองว่ามีประจุบวกเคลื่อนที่ไปในทิศ  $x$  ด้วยความเร็วลอยเลื่อน  $v_x$  เกิดเป็นกระแสไฟฟ้าในแนวทิศทาง  $x$  คือ  $I_x$  ดังสมการที่ (2.28)

$$\text{จาก} \quad I = nqvA \quad (2.27)$$

$$\text{ดังนั้น} \quad I_x = qnv_x(wd) \quad (2.28)$$

จากกฎของโอห์ม

$$V = IR \quad (2.29)$$

$$R = \frac{\rho L}{A} \quad (2.30)$$

จากภาพที่ 2.21

$$A = w \cdot d \quad (2.31)$$

ถ้าทราบความต่างศักย์ ( $V_x$ ) ระหว่างปลายทั้งสองของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น สามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าได้จากสมการที่ (2.29) และ (2.30) และ (2.31)

$$\rho = \frac{V_x}{I_x} \cdot \frac{A}{L} = \frac{V_x}{I_x} \cdot \frac{wd}{L} \quad (2.32)$$

ปรากฏการณ์ฮอลล์เกิดขึ้นเมื่อมีสนามแม่เหล็ก ( $B_z$ ) ที่กระทำกับชิ้นสารในทิศ  $z$  อย่างสม่ำเสมอ อันตรกิริยาจากสนามแม่เหล็กมีผลทำให้แนวกระแสของโฮลเบี่ยงเบนไปในทิศ  $-y$  สะสมในบริเวณขอบด้านนอก ( $y=0$ ) และเหนี่ยวนำให้เกิดอิเล็กตรอนขึ้นที่ขอบด้านใน ( $y$ ) ทำให้เกิดสนามไฟฟ้าฮอลล์ในทิศ  $-y$  (Hall field:  $E_y$  หรือ  $E_H$ ) และเกิดความต่างศักย์ฮอลล์ หรือเกิดแรงเคลื่อนไฟฟ้าฮอลล์ในทิศ  $y$  (Hall voltage:  $V_H$ ) ขึ้น ทำให้กลุ่มโฮลเคลื่อนที่ไปด้วยแรง ลอเรนตซ์ (Lorentz's force)

$$F = q(v_x \times B_z) + qE_y \quad (2.33)$$

เมื่อแรงเนื่องจากสนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้าฮอลล์ที่กระทำต่อโฮลมีค่าเท่ากันจะเกิดสภาวะสมดุลเชิงความร้อน หรือสภาวะคงตัว (steady state) ทำให้โฮลเคลื่อนที่ในทิศ  $-x$  ดังเดิม เพราะฉะนั้นจะทำให้ได้ว่า

$$E_y = v_x B_z = \frac{1}{qn} \cdot \frac{I_x}{wd} \cdot B_z \quad (2.34)$$

หากพิจารณาสมการที่ (2.37) จะเห็นว่าสนามไฟฟ้าฮอลล์ที่เกิดขึ้นเป็นปฏิภาคกับความหนาแน่นกระแสและสนามแม่เหล็ก สามารถเขียนได้ในรูปของ

$$E_y = R_H \cdot J_x B_z \quad (2.35)$$

เมื่อ  $J_x = \frac{I_x}{wd}$  (2.36)

แล้ว  $R_H = \frac{E_y}{J_x B_z} = \frac{1}{qn}$  (2.37)

เรียก  $R_H$  ว่าเป็นสัมประสิทธิ์ฮอลล์หรือค่าคงตัวฮอลล์ (Hall coefficient) ซึ่งนิยามว่าเป็นสนามไฟฟ้าฮอลล์ที่เกิดจากความหนาแน่นกระแสของพาหะขนาด 1 หน่วย ไหลผ่านภายใต้สนามแม่เหล็กขนาด 1 หน่วย เราอาจทราบศักย์ไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจากสนามไฟฟ้าฮอลล์ โดยอินทิเกรตสนามไฟฟ้าฮอลล์ตลอดความกว้าง ( $w$ ) ของแผ่นสารและเรียกความต่างศักย์นี้ว่า ความต่างศักย์ไฟฟ้าฮอลล์ ( $V_H$ ) นั่นคือ

$$V_H = \int_0^w E_y dy = \int_0^w \frac{1}{qn} \cdot \frac{I_x B_z}{wd} dy \quad (2.38)$$

$$= \frac{1}{qn} \cdot \frac{I B_z}{d} \quad (2.39)$$

สัมประสิทธิ์ฮอลล์ที่ได้จากการวัด คือ

$$R_H = \frac{V_H}{I_x} \cdot \frac{d}{B_z} \quad (2.40)$$

ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนตามนิยาม คือ

$$n = \frac{1}{qR_H} = \frac{I_x}{V_H} \cdot \frac{B_z}{qd} \quad (2.41)$$

โดยทั่วไปพาหะอิสระที่เคลื่อนที่ในสารกึ่งตัวนำ มักประสบกับกลไกการกระเจิงหลายๆ ชนิด กลไกการกระเจิงของพาหะในสารกึ่งตัวนำจะเป็นกลไกที่ขึ้นอยู่กับพลังงานของพาหะ โดยที่ช่วงเวลาปลอดการกระเจิง ( $\tau$ ) จะแสดงได้ดังนี้

$$\tau = \tau(E) \quad (2.42)$$

เมื่อคิดผลรวมจากการกระเจิงที่ขึ้นกับพลังงานของพาหะ สัมประสิทธิ์ฮอลล์สามารถเขียนใหม่ได้ดังนี้

$$\text{สัมประสิทธิ์ฮอลล์กรณีสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น} \quad R_H = \frac{r}{nq} \quad (2.43)$$

$$\text{สัมประสิทธิ์ฮอลล์กรณีสารกึ่งตัวนำชนิดพี} \quad R_H = \frac{r}{pq} \quad (2.44)$$

เมื่อ  $r$  คือ แฟกเตอร์การกระเจิง (scattering factor) ของพาหะในปรากฏการณ์ฮอลล์ซึ่งสามารถนิยามค่า  $r$  ได้จากความสัมพันธ์ดังนี้

$$r = \frac{\langle \tau \rangle^2}{\langle \tau^2 \rangle} \quad (2.45)$$

$r$  มีค่าอยู่ระหว่าง 1 ถึง 2 ขึ้นอยู่กับกลไกการกระเจิงของพาหะ เช่น การกระเจิงเนื่องจากโครงผลึกหรือการกระเจิงเนื่องจากอะตอมของสารเจือปนที่ถูกละอองไอออนซ์สัมประสิทธิ์ฮอลล์แปรค่าตามสนามแม่เหล็กและอุณหภูมิ ซึ่งจะมีค่าใกล้ 1 เมื่อขึ้นสารอยู่ภายใต้สนามแม่เหล็กความเข้มสูงมากดังนั้นเราทราบค่าของ  $r$  จากการทดลองด้วยความสัมพันธ์

$$r = \frac{R_H(B)}{R_H(B = \infty)} \quad (2.46)$$

ในทางปฏิบัติสนามแม่เหล็กที่ใช้วัดโดยทั่วไปมีค่าอยู่ระหว่าง 5 ถึง 10,000 เกาส์ ซึ่งค่า  $r$  ในช่วงนี้มีการเปลี่ยนแปลงไม่มาก ดังนั้นอาจประมาณได้ว่าค่าคงที่จากสมการที่ (2.42) และ (2.43) สามารถนิยามสภาพคล่องฮอลล์ ( $\mu_H$ ) ได้เป็น

$$\mu_H = \left| \frac{R_H}{\rho} \right| = r_\mu \quad (2.47)$$

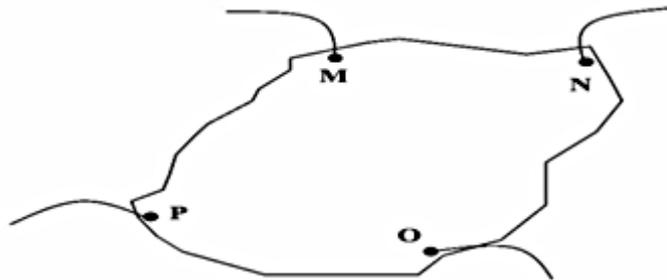
$$\text{หรือ จากสมการที่ (2.42) และ (2.48)} \quad \mu_H = \frac{V_H}{I_x} \cdot \frac{d}{B_z} \cdot \frac{1}{\rho} \quad (2.48)$$

สภาพคล่องฮอลล์แตกต่างจากสภาพคล่องที่ได้จากการนำไฟฟ้าด้วยอัตราส่วนของ  $r$  ซึ่งมีค่ามากกว่า 1 โดยทั่วไปเพื่อลดความซับซ้อนเมื่อคำนวณความหนาแน่นของพาหะจึงมักประมาณว่า  $r$  มีค่าเท่ากับ 1 ความหนาแน่นของพาหะที่คำนวณจากปรากฏการณ์ฮอลล์ จึงอาจสูงกว่าความหนาแน่นของพาหะที่แท้จริงถึง 30 เปอร์เซ็นต์

2.6.5 การศึกษาปรากฏการณ์ฮอลล์ด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์ (Kittel, 2005; งามนิตย์, 2558; จูตินัย, 2531; งามนิตย์, 2545; จูตินัย, 2550; จูตินัย, 2552; Runyan, 1975; จูตินัย, 2552) เทคนิคนี้ได้รับการพัฒนาขึ้นมาจากพื้นฐานของวิชาคณิตศาสตร์ คอนฟอร์มอลแมปปิง (conformal mapping) โดยนักวิทยาศาสตร์ชื่อ แวนเดอร์เพาว์ (van der Pauw) สาระสำคัญของเทคนิคนี้อยู่ที่การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของแผ่นสารตัวอย่างรูปทรงใดๆ ซึ่งสามารถทำได้อย่างแม่นยำโดยไม่จำเป็นต้องทราบลักษณะของรูปแบบการกระจายของเส้นทางเดินกระแสที่ไหลภายในแผ่นสาร ถ้าสารตัวอย่างประพฤติตามเงื่อนไขต่อไปนี้

1. ขั้วสัมผัสวางอยู่ที่ขอบของชิ้นสาร
2. ขนาดของขั้วสัมผัสต้องมีขนาดเล็กมากเมื่อเทียบกับเส้นรอบรูปของชิ้นสาร
3. สารตัวอย่างต้องมีความหนาเท่ากันตลอด
4. เนื้อสารตัวอย่างต้องไม่มีรูหรือรอยแยกใดๆ

พิจารณาชิ้นสารรูปทรงเป็นแผ่นบางใดๆ และมีขั้วสัมผัสเล็กๆ M, N, O และ P กระจายอยู่ที่บริเวณขอบของแผ่นซึ่งสอดคล้องกับเงื่อนไขข้างต้น



ภาพที่ 2.22 การวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์บนสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางที่มีรูปทรงใดๆ

ในการวัดสภาพคล่องฮอลล์ หากกระบวนกรวัดกระทำภายใต้สนามแม่เหล็กความเข้ม  $B$  ที่กระทำตั้งฉากกับระนาบแผ่นสาร กระแสไฟฟ้าจะเข้าไปในแนวทแยงมุมขั้ว M, O และวัดความต่างศักย์จากขั้ว N, P

นิยาม 
$$R_{MNOP} = \frac{V_{NP}}{I_{MO}} \quad (2.49)$$

สัมประสิทธิ์ฮอลล์จากเทคนิคของแวนเดอร์เพาว์ คือ

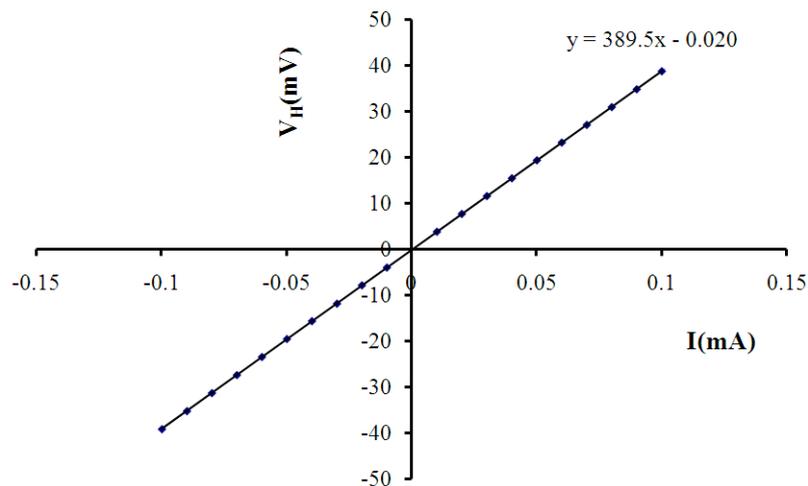
$$R_H = \left( \frac{V_H}{I} \right) \left( \frac{d}{B} \right). \quad (2.50)$$

- เมื่อ  $V_H$  คือ ความต่างศักย์ไฟฟ้าฮอลล์หรือผลต่างระหว่างค่า  $V_{NP}$  ในขณะที่มีสนามแม่เหล็ก และไม่มีสนามแม่เหล็ก
- $d$  คือ ความหนาของชิ้นสารตัวอย่าง
- $B$  คือ ความเข้มของสนามแม่เหล็ก

จากสมการที่ (2.50) จะได้ว่า

$$R_H = \frac{V_H}{I} \left( \frac{d}{B} \right). \quad (2.51)$$

เมื่อทำการเขียนกราฟระหว่างค่าความต่างศักย์ไฟฟ้าฮอลล์ ( $V_H$ ) กับค่ากระแสไฟฟ้า ( $I$ ) ที่ได้จากการทดลองเราจะได้ลักษณะกราฟดังภาพที่ 2.23 โดยที่ความชันของกราฟที่ได้จะเป็นค่า  $R_H = \frac{V_H}{I} \left( \frac{d}{B} \right)$ .



ภาพที่ 2.23 ความสัมพันธ์ระหว่างค่าความต่างศักย์ไฟฟ้าฮอลล์ ( $V_H$ ) กับค่ากระแสไฟฟ้า ( $I$ )

สภาพคล่องฮอลล์สามารถคำนวณได้จาก

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (2.52)$$

และสามารถคำนวณหาระยะทางเฉลี่ยที่ปลดการกระเจิงได้จากความสัมพันธ์ดังนี้

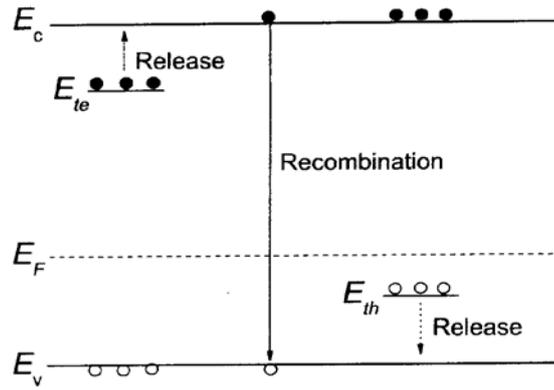
$$l = \left( \frac{h}{2e} \right) \left( \frac{3n}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \mu_H \quad (2.53)$$

เมื่อ  $h$  คือ ค่าคงตัวของพลังค์ =  $6.625 \times 10^{-34}$  จูล-วินาที

ในทางปฏิบัติการเตรียมชิ้นสารให้มีรูปทรงตามเงื่อนไขทั้ง 4 ข้อดังกล่าวอาจเป็นไปได้ยาก โดยเฉพาะขนาดและตำแหน่งของขั้วสัมผัสซึ่งมักไม่เป็นจุดและไม่อยู่ที่ขอบของชิ้นสารตามทฤษฎี จึงทำให้เกิดความคลาดเคลื่อนของผลการวัด

## 2.7 สภาพนำไฟฟ้าเชิงแสง (งามนิคย์, 2556; ฐิตินัย, 2556)

ในสารกึ่งตัวนำมักมีข้อบกพร่องผลึกเสมอ ข้อบกพร่องผลึกมีหลายชนิด ข้อบกพร่องผลึกบางชนิดมีคุณสมบัติในการจับอิเล็กตรอนและ/หรือโฮลอิสระได้ จึงมักเรียกว่ากับดักพาหะ กับดักพาหะชนิดต่างๆ จะปรากฏเป็นระดับพลังงานในช่องว่างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำ โดยในรูปที่ 1 มีทั้งระดับพลังงานของกับดักพาหะชนิดจับโฮล ( $E_{\text{h}}$ ) และกับดักพาหะชนิดจับอิเล็กตรอน ( $E_{\text{e}}$ ) (Jiang, 2012) คำว่า การปลดปล่อยพาหะ (Release) เป็นกลไกที่กับดักพาหะปล่อยอิเล็กตรอนให้กับแถบนำและเป็นกับดักพาหะชนิดปล่อยโฮลให้กับแถบวาเลนซ์ ส่วนคำว่า กระบวนการรวมตัวของพาหะ (Recombination) เป็นกลไกที่อิเล็กตรอนในแถบนำทรานซิชันลงมารวมตัวกับโฮลในแถบวาเลนซ์โดยไม่ผ่านกับดักพาหะ ขณะที่สารกึ่งตัวนำยังไม่ได้มีการฉายแสงกับดักพาหะจะมีการจับอิเล็กตรอนหรือจับโฮลอยู่ก่อนแล้ว ส่วนอิเล็กตรอนอิสระในแถบนำและโฮลในแถบวาเลนซ์มีปริมาณน้อย สารกึ่งตัวนำจึงนำกระแสไฟฟ้าได้ไม่ดี กระแสมืด (dark current) จึงมีค่าน้อย แต่เมื่อมีการฉายแสงลงบนสารกึ่งตัวนำจะเกิดกระบวนการสร้างอิเล็กตรอนและโฮลอิสระขึ้นในแถบนำและแถบวาเลนซ์ตามลำดับ เนื่องจากการดูดกลืนโฟตอนที่มีพลังงานสูงเพียงพอ เมื่อไบแอสด้วยแรงดันไฟฟ้าให้กับสารกึ่งตัวนำ กระแสโฟตอนจะมีปริมาณเพิ่มขึ้น แต่เมื่อหยุดฉายแสงหรือหยุดการกระตุ้นด้วยแสง กระแสไฟฟ้าควรลดลงสู่ค่ากระแสมืดเหมือนในขณะที่ไม่มีการฉายแสง แต่บางครั้งพบว่า กับดักพาหะที่จับอิเล็กตรอนและ/หรือจับโฮล มีพฤติกรรมไม่ปล่อยอิเล็กตรอนหรือโฮลออกมาทันทีอย่างปกติธรรมดา นั่นคือยังมีประจุค้างอยู่ในกับดักพาหะ ดังนั้นอิเล็กตรอนอิสระในแถบนำและ/หรือโฮลในแถบวาเลนซ์จึงยังคงปรากฏอยู่มากเพื่อทำหน้าที่ในการรักษาความเป็นกลางทางไฟฟ้า โดยปกติกระบวนการปลดปล่อยพาหะจะใช้เวลาอันยาวนานกว่ากระบวนการรวมตัวของพาหะแต่เนื่องจากกับดักพาหะมีการปล่อยอิเล็กตรอนและ/หรือโฮลออกมาช้ามาก ส่งผลให้กระบวนการรวมตัวของพาหะใช้เวลายังนานขึ้นไปอีก จึงเป็นที่มาของสภาพนำไฟฟ้าเชิงแสงคืออรั้น (persistent photoconductivity)



ภาพที่ 2.24 ระดับพลังงานของกับดักพาหะชนิดจับอิเล็กตรอน ( $E_{te}$ ) และกับดักพาหะชนิดจับโฮล ( $E_{th}$ ) ที่ปรากฏในช่องว่างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำ จุดทึบและจุดโปร่งจะแสดงแทนอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ

กำหนดให้ชั้นสารมีความกว้าง  $w$  ความหนา  $d$  และยาว  $l$  ให้กระแสไฟฟ้า  $I$  ไหลผ่านพื้นที่หน้าตัด  $wd$  กระแสไฟฟ้า  $I$  จะเป็นดังสมการ

$$I = envA \quad (2.54)$$

และจากความสัมพันธ์  $\mu = v/\xi$  และ  $\xi = V_a/l$  ดังนั้นจะได้ว่า

$$v = \frac{\mu V_a}{l} \quad (2.55)$$

แทนสมการที่ (2.55) ลงใน (2.54) จะได้

$$I = en\mu V_a \left( \frac{wd}{l} \right) \quad (2.56)$$

แต่เนื่องจากความหนาแน่นของพาหะอิสระ ( $n$ ) เกิดมาจากกับดักพาหะ ดังนั้นความหนาแน่นของพาหะอิสระ ( $n$ ) ที่สัมพันธ์กับกับดักพาหะชนิดที่  $i$  ที่เปลี่ยนแปลงตามเวลา จะแสดงได้ดังนี้คือ (Studenikin, 1998)

$$n = N_{ti} \exp\left(-t/\tau_i\right) \quad (2.57)$$

แทนสมการที่ (2.57) ลงใน (2.56) จะได้ว่า กระแส  $I_i$  ที่เกิดจากกับดักพาหะชนิด  $i$  คือ

$$I_i = e\mu N_{ti} V_a \left( \frac{wd}{l} \right) \exp\left(-t/\tau_i\right) \quad (2.58)$$

กระแสรวมทั้งหมด ( $I$ ) ที่สัมพันธ์กับกับดักพาหะทุกชนิดจะเป็นดังนี้คือ

$$I = e\mu \left( \frac{wd}{l} \right) V_a \sum_i \left( N_{ii} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right) \quad (2.59)$$

เมื่อ  $N_{ii}$  คือ ความหนาแน่นของกับดักพาหะต่อปริมาตรชนิดที่  $i$  ซึ่งสามารถหาได้จากความสัมพันธ์

$$N_{ii} = \frac{I}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{wd} \right) \exp\left(\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (2.60)$$

สำหรับกรณีฟิล์มบาง จะประมาณว่า ความหนา  $d$  มีค่าน้อยมาก ดังนั้น จากสมการที่ (2.56) จะเขียนใหม่ได้ว่า (Gu, 2005; Huang, 2011)

$$\begin{aligned} I &= e\mu \left( \frac{w}{l} \right) (nd) V_a \\ &= e\mu \left( \frac{w}{l} \right) \sigma_t V_a \end{aligned} \quad (2.61)$$

เมื่อ  $\sigma_t$  คือ ความหนาแน่นของกับดักพาหะต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ แต่ถ้ากับดักพาหะมีหลายชนิด กระแสรวม ( $I$ ) ของฟิล์มบางที่สัมพันธ์กับกับดักพาหะทุกชนิดจะเป็นดังนี้ คือ

$$I = e\mu \left( \frac{w}{l} \right) V_a \sum_i \left( \sigma_{ii} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right) \quad (2.62)$$

เมื่อ  $\sigma_{ii}$  คือความหนาแน่นของกับดักพาหะต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ชนิดที่  $i$  ซึ่งสามารถหาได้จากความสัมพันธ์

$$\sigma_{ii} = \frac{I}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{w} \right) \exp\left(\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (2.63)$$

โดยที่

- $V_a$  คือ แรงดันไบแอสที่ป้อนให้กับสารตัวอย่างที่ใช้ในการทดลองมีหน่วยเป็น โวลต์
- $\mu$  คือ สภาพคล่องของพาหะมีหน่วยเป็น ตารางเซนติเมตรต่อ โวลต์-วินาที
- $w$  คือ ความกว้างของสารตัวอย่างที่ใช้ในการทดลองมีหน่วยเป็น เซนติเมตร
- $l$  คือ ความยาวของสารตัวอย่างที่ใช้ในการทดลองมีหน่วยเป็น เซนติเมตร
- $d$  คือ ของสารตัวอย่างที่ใช้ในการทดลองมีหน่วยเป็น เซนติเมตร

- $I$  คือ กระแสที่วัดได้จากการทดลองที่เวลา  $t$  ใดๆ
- $\tau_r$  คือ ช่วงชีวิตขาลง (decay time)
- $N_{ii}$  คือ ความหนาแน่นของกัมมันตภาพในชิ้นสารตัวอย่างมีหน่วยเป็น  
ต่อลูกบาศก์เซนติเมตร
- $\sigma_{ii}$  คือ ความหนาแน่นของกัมมันตภาพในฟิล์มบางมีหน่วยเป็น ตารางเซนติเมตร

ช่วงชีวิตขาลงจะมีค่าสั้นลงเมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้น เนื่องจากมีโฟนอนเข้าร่วมด้วยในกระบวนการทรานซิชันระหว่างระดับพลังงานต่างๆ ดังความสัมพันธ์ (Studenikin, 1998; Johnson, 1996)

$$\tau_r = \tau_{r0} \exp\left(\frac{E_t}{kT}\right) \quad (2.64)$$

$$\begin{aligned} \ln \tau_r &= \ln \tau_{r0} + \left(\frac{E_t}{k}\right) \left(\frac{1}{T}\right) \\ &= \ln \tau_{r0} + \frac{E_t}{(1,000k)} \left(\frac{1,000}{T}\right) \end{aligned}$$

เมื่อ ความชัน  $= \frac{E_t}{(1,000)k}$

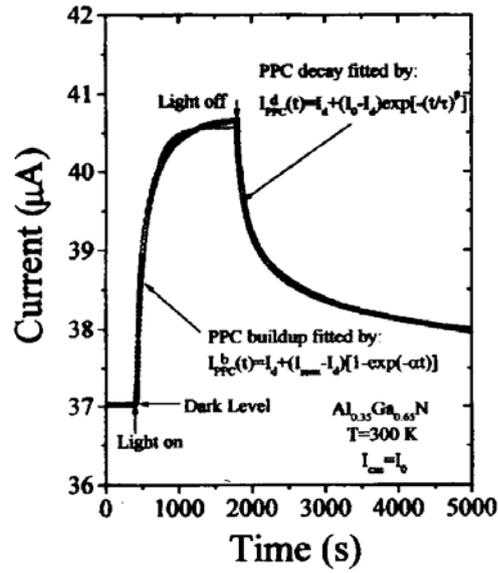
ดังนั้น  $E_t = \frac{(1,000)k(\text{ความชัน})}{q}$   
 $= (0.086)(\text{ความชัน})$  อิเล็กตรอนโวลต์ (2.65)

ในการศึกษาสภาพนำไฟฟ้าเชิงแสงจะต้องมีการฉายแสงให้กับสารตัวอย่าง จะได้ว่ากระแสโฟโต ( $I_p$ ) จะมีค่าเพิ่มขึ้นตามเวลา ( $t$ ) ดังภาพที่ 2.25 ซึ่งจะเรียกว่าเป็นกระแสขาขึ้น (rise current) ดังความสัมพันธ์ (Ghosh, 2007)

$$I_p = I_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \quad (2.66)$$

เมื่อ  $I_0$  คือกระแสเริ่มต้นของกระแสขาขึ้น (เมื่อ  $t=0$ ) หลังจากหยุดการฉายแสง กระแสจะลดลงตามเวลา ( $t$ ) ซึ่งจะเรียกว่าเป็นกระแสขาลง (decay current) จะแสดงดังความสัมพันธ์ (Ghosh, 2007)

$$I_p = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (2.67)$$

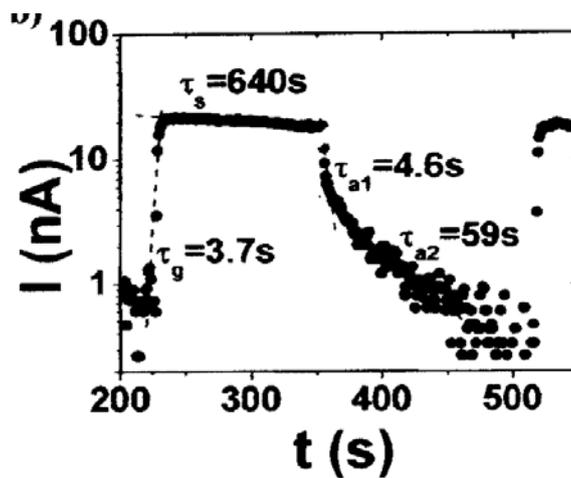


ภาพที่ 2.25 แสดงกระแสขาขึ้นและกระแสขาลงการสภานำไฟฟ้าเชิงแสง

จากสมการที่ (2.66) สามารถเขียนใหม่ได้ว่า

$$\ln I_p = \ln I_{0'} - \frac{t}{\tau_d} \tag{2.68}$$

ความชันของกราฟคือ  $\frac{1}{\tau_d}$  ดังนั้น ช่วงชีวิตขาลงจะคำนวณได้จากส่วนกลับของความชันของกราฟ  $\ln I_p$  กับ  $t$  ในทำนองเดียวกันช่วงชีวิตขาขึ้นก็สามารถที่จะคำนวณได้จากความชันของกราฟ  $\ln I_p$  กับ  $t$  (ดังภาพที่ 2.26) ได้ด้วยเช่นเดียวกัน



ภาพที่ 2.26 ความสัมพันธ์ระหว่าง  $\ln I_p$  กับ  $t$  ของสภานำไฟฟ้าเชิงแสงทั้งช่วงกระแสขาขึ้นและช่วงกระแสขาลง

ในทางปฏิบัติช่วงชีวิตมีได้หลายค่า เนื่องจากกับดักพาหะมีหลายชนิด ดังนั้นกระแสโฟโตชาลงของฟิล์มบางที่ใช้หาค่าช่วงชีวิต 2 ค่า สามารถที่จะเขียนใหม่ได้โดยอาศัยสมการที่ (2.62) และสมการที่ (2.67) ดังนี้ คือ (Huang, 2011; Gu, 2005)

$$|I_p| = e\mu \left( \frac{w}{l} \right) V_a \sigma_{t1} \exp\left(-t/\tau_{d1}\right) + e\mu \left( \frac{w}{l} \right) V_a \sigma_{t2} \exp\left(-t/\tau_{d2}\right) \quad (2.69)$$

เพื่อให้  $\tau_{d1}$  และ  $\tau_{d2}$  มีค่าถูกต้องมากขึ้น อาจดัดแปลงสมการที่ (2.69) ให้อยู่ในรูปของฟังก์ชันสเตรตเอ็กซ์โพเนนเชียล(stretched exponential function) ดังนี้คือ (Ghaffarzadeh, 2010; Luo, 2013; Guo, 2013)

$$|I_p| = e\mu \left( \frac{w}{l} \right) V_a \sigma_{t1} \exp\left(-t/\tau_{d1}\right) + e\mu \left( \frac{w}{l} \right) V_a \sigma_{t2} \exp\left[-\left(t/\tau_{d2}\right)^\beta\right] \quad (2.70)$$

จากสมการที่ (2.70) สามารถที่จะหาค่า  $\sigma_{t1}$  และ  $\sigma_{t2}$  ได้ในรูปแบบเดียวกับสมการที่ (2.63) ดังนี้คือ

$$\sigma_{t1} = \frac{I_p}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{w} \right) \exp\left(t/\tau_{d1}\right) \quad (2.71)$$

$$\sigma_{t2} = \frac{I_p}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{w} \right) \exp\left(t/\tau_{d2}\right) \quad (2.72)$$

กับดักพาหะทั้งสองชนิดนี้สามารถที่จะจับหรือปล่อยพาหะอิสระได้อย่างซึ่งกันและกัน ถ้ากำหนดให้  $I_1$  และ  $I_2$  คือกระแสค่าเริ่มต้น ( $t=0$ ) ที่เกี่ยวกับกับดักพาหะทั้งสองตามลำดับ เราจะได้ว่า

$$\sigma_{t1} = \frac{I_p}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{w} \right)$$

$$\text{และ} \quad \sigma_{t2} = \frac{I_p}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{w} \right)$$

สมการที่ (2.70) สามารถที่จะทำนอร์มัลไลเซชัน (normalization) ได้ดังนี้ คือ

$$|I_p| = A_1 \exp\left(-t/\tau_{d1}\right) + A_2 \exp\left[-\left(t/\tau_{d1}\right)^\beta\right] \quad (2.73)$$

เมื่อ  $A_1$  และ  $A_2$  คือ แฟกเตอร์ถ่วงน้ำหนัก (weighting factor) โดยที่  $A_1 + A_2 = 1$  (Lin, 2013; Lin, 2012; Ren, 2012) ซึ่งค่า  $A_1$  และ  $A_2$  สามารถหาได้จากการฟิตกราฟ (fit graph) ของผลการทดลองและ  $\beta$  มีค่าอยู่ระหว่าง 0 ถึง 1

ในกรณีกระแสโฟโตขาขึ้น (rise current) ก็สามารถที่จะพิจารณาให้อยู่ในรูปของฟังก์ชัน สเตเรต เอ็กซ์โพเนนเชียลได้ด้วยเช่นกัน ดังสมการ

$$|I_p| = A'_1 \left[ 1 - \exp\left(-t/\tau_{r1}\right) \right] + A'_2 \left\{ 1 - \exp\left[-\left(t/\tau_{r1}\right)^\beta\right] \right\} \quad (2.74)$$

ส่วนกรณีของชั้นสาร เช่น เซรามิก กระแสโฟโตขณะขาลงสามารถจะเขียนใหม่โดยอาศัยสมการที่ (2.59) และ (2.70) ได้ดังนี้คือ

$$|I_p| = e\mu \left( \frac{wd}{l} \right) V_a N_{t1} \exp\left(-t/\tau_{d1}\right) + e\mu \left( \frac{wd}{l} \right) V_a N_{t2} \exp\left[-\left(t/\tau_{d2}\right)^\beta\right] \quad (2.75)$$

จากสมการที่ (2.75) สามารถที่จะหาค่า

$$N_{t1} = \frac{I_p}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{wd} \right) \exp\left(t/\tau_{d1}\right) \quad (2.76)$$

$$N_{t2} = \frac{I_p}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{wd} \right) \exp\left(t/\tau_{d2}\right) \quad (2.77)$$

กับค่าพหุคูณทั้งสองชนิดนี้สามารถที่จะจับหรือปล่อยพาหะอิสระได้อย่างเป็นอิสระซึ่งกันและกัน ถ้ากำหนดให้  $I_1$  และ  $I_2$  คือกระแสเริ่มต้น ( $t=0$ ) ที่เกี่ยวกับกับค่าพหุคูณทั้งสองตามลำดับ เราจะได้ว่า

$$N_{t1} = \frac{I_1}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{wd} \right)$$

$$N_{t2} = \frac{I_2}{e\mu V_a} \left( \frac{l}{wd} \right)$$

สมการที่ (2.75) สามารถที่จะทำนอร์มัลไลเซชัน (normalization) ได้ดังนี้คือ

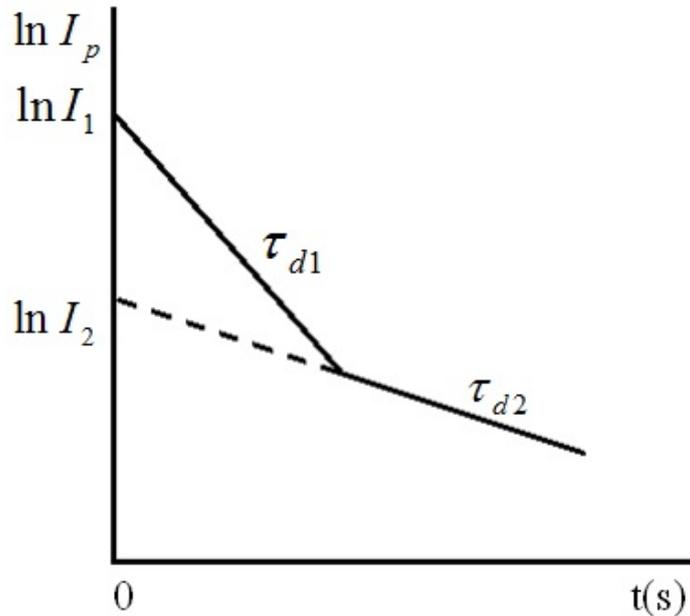
$$|I_p| = A''_1 \exp\left(-t/\tau_{d1}\right) + A''_2 \exp\left[-\left(t/\tau_{d2}\right)^\beta\right] \quad (2.78)$$

ซึ่ง  $A''_1$  และ  $A''_2$  สามารถหาได้จากการพีทกราฟของผลการทดลอง ในกรณีกระแสโฟโตขาขึ้นก็สามารถที่จะพิจารณาให้อยู่ในรูปของฟังก์ชันสเตเรตเอ็กซ์โพเนนเชียลได้ด้วยเช่นกัน ดังสมการ

$$|I_p| = A'''_1 \left[ 1 - \exp\left(-t/\tau_{d1}\right) \right] + A'''_2 \left\{ 1 - \exp\left[-\left(t/\tau_{d2}\right)^\beta\right] \right\} \quad (2.79)$$

## 2.7.1 วิธีการหาค่าความหนาแน่นของกัณฑ์พาหะในช่วงกระแสขาลง

การหาค่าความหนาแน่นของกัณฑ์พาหะในช่วงกระแสขาลงจะอาศัยกราฟ  $\ln I_p$  กับ  $t$  ดังภาพที่ 2.27



ภาพที่ 2.27 กราฟความสัมพันธ์ระหว่าง  $\ln I_p$  กับ  $t$  เพื่อใช้คำนวณหาความหนาแน่นของกัณฑ์พาหะในช่วงกระแสขาลง

ค่า  $\tau_{d1}$  หาได้จากความชันของกราฟ

$$\ln I_p = -\frac{t}{\tau_{d1}} + \ln I_1 \quad (2.80)$$

เราสามารถหาค่า  $I_1$  ได้จากจุดตัดแกน  $y$  (คือ  $\ln I_1$ ) และสามารถคำนวณหาความหนาแน่นของกัณฑ์พาหะของฟิล์มบางได้ดังนี้ คือ

$$\sigma_{t1} = \frac{I_1}{e\mu V_a} \left( \frac{1}{w} \right) \quad (2.81)$$

บางครั้งมีการเลือกใช้กราฟ  $\log I_p$  แทน  $\ln I_p$  โดยที่  $\ln I_p = 2.3 \log I_p$  ในทำนองเดียวกัน  $\tau_{d2}$  สามารถหาได้จากความชันของกราฟ

$$\ln I_p = -\frac{t}{\tau_{d2}} + \ln I_2 \quad (2.82)$$

เราสามารถหาค่า  $I_2$  ได้จากจุดตัดแกน  $y$  (คือ  $\ln I_2$ ) และสามารถคำนวณหาค่าความหนาแน่นของ  
กับดักพาหะได้ดังนี้คือ

$$\sigma_{t2} = \frac{I_2}{e\mu V_a} \left( \frac{1}{w} \right) \quad (2.83)$$

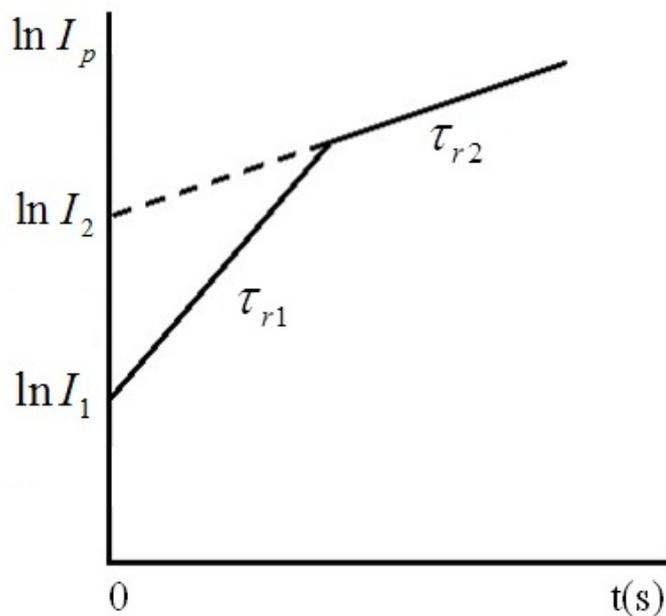
สำหรับกรณีของความหนาแน่นของชั้นสารเช่นในเซรามิก ก็สามารถใช้สูตร

$$N_{t1} = \frac{I_1}{e\mu V_a} \left( \frac{1}{wd} \right) \quad (2.84)$$

และ 
$$N_{t2} = \frac{I_2}{e\mu V_a} \left( \frac{1}{wd} \right) \quad (2.85)$$

### 2.7.2 วิธีการหาค่าความหนาแน่นของกับดักพาหะในช่วงกระแสขาขึ้น

การหาค่าความหนาแน่นของกับดักพาหะในช่วงกระแสขาขึ้น โดยอาศัยกราฟ  $\ln I_p$  กับ  $t$   
ดังภาพที่ 2.28



ภาพที่ 2.28 กราฟความสัมพันธ์ระหว่าง  $\ln I_p$  กับ  $t$  เพื่อใช้คำนวณหาความหนาแน่นของกับดักพาหะ  
ในช่วงกระแสขาขึ้น

กระแสขาขึ้นอาจแสดงได้ดังสมการง่ายๆ ดังนี้คือ

$$I = I_{\max} \left[ 1 - \exp\left(-t/\tau_r\right) \right] \quad (2.86)$$

$$\frac{I}{I_{\max}} = 1 - \exp\left(-t/\tau_r\right)$$

$$1 - \frac{I}{I_{\max}} = \exp\left(-t/\tau_r\right)$$

$$\ln\left[1 - \frac{I}{I_{\max}}\right] = -t/\tau_r \quad (2.87)$$

จากสูตร  $\ln(1-x) = -x - \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + \dots$

ถ้า  $\frac{I}{I_{\max}} \ll 1$  สมการที่ (2.87) จะประมาณได้ว่าเป็น

$$\frac{I}{I_{\max}} = t/\tau_r \quad (2.88)$$

ข้อสังเกตคือสมการที่ (2.88) จะใช้ได้จริงเมื่อ  $\frac{I}{I_{\max}} \ll 1$  ก็คือช่วงแรกๆ ของกราฟกระแสขาขึ้น ส่วนช่วงท้ายๆ ของกราฟความถูกต้องจะลดลง การคำนวณหาค่าความหนาแน่นของกับดักพาหะทั้งชนิดฟิล์มบางและเซรามิกจะใช้สมการที่ (2.81), (2.83), (2.84) และ (2.85) ได้เช่นเดียวกับกระแสขาลง

## 2.8 หลักการสปีดเตอร์ริง (สุรสิงห์, 2545; ฐิตินัย, 2558; งามนิศย์, 2558)

ดีซีแมกนีตรอนสปีดเตอร์ริง คือวิธีการเคลือบฟิล์มบางในระบบสุญญากาศ โดยอาศัยพื้นฐานทางด้านฟิสิกส์ของพลาสมาเพื่อให้เกิดกระบวนการสปีดเตอร์ริงขึ้นมา ดังนั้นจึงเป็นสิ่งสำคัญในการทำ ความเข้าใจในฟิสิกส์ของพลาสมา วิธีการเคลือบฟิล์มบางที่เรียกว่าสปีดเตอร์ริงและหลักการที่เกี่ยวกับหัวดี ซีแมกนีตรอนสปีดเตอร์ริง ซึ่งจะได้อธิบายในส่วนที่มีความสอดคล้องกับงานวิจัยนี้

### 2.8.1 โกล์วดีสซาร์จ

สถานะพลาสมาเกิดขึ้นได้โดยการทำให้อะตอมของก๊าซที่อยู่ในสภาวะที่เป็นกลางทาง ไฟฟ้าเกิดการแตกตัวเป็นไอออน ซึ่งสามารถทำได้โดยอาศัยการชนด้วยอิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูง โดย อะตอมที่ได้รับพลังงานที่เพียงพอจะทำให้ไออิเล็กตรอนหลุดออกมาจากอะตอม เรียกว่าการแตกตัวเป็น ไอออน ซึ่งพลังงานที่มีค่าน้อยที่สุดที่ทำให้ไออิเล็กตรอนตัวนอกสุดหลุดออกมาได้ คือ พลังงานการแตกตัว

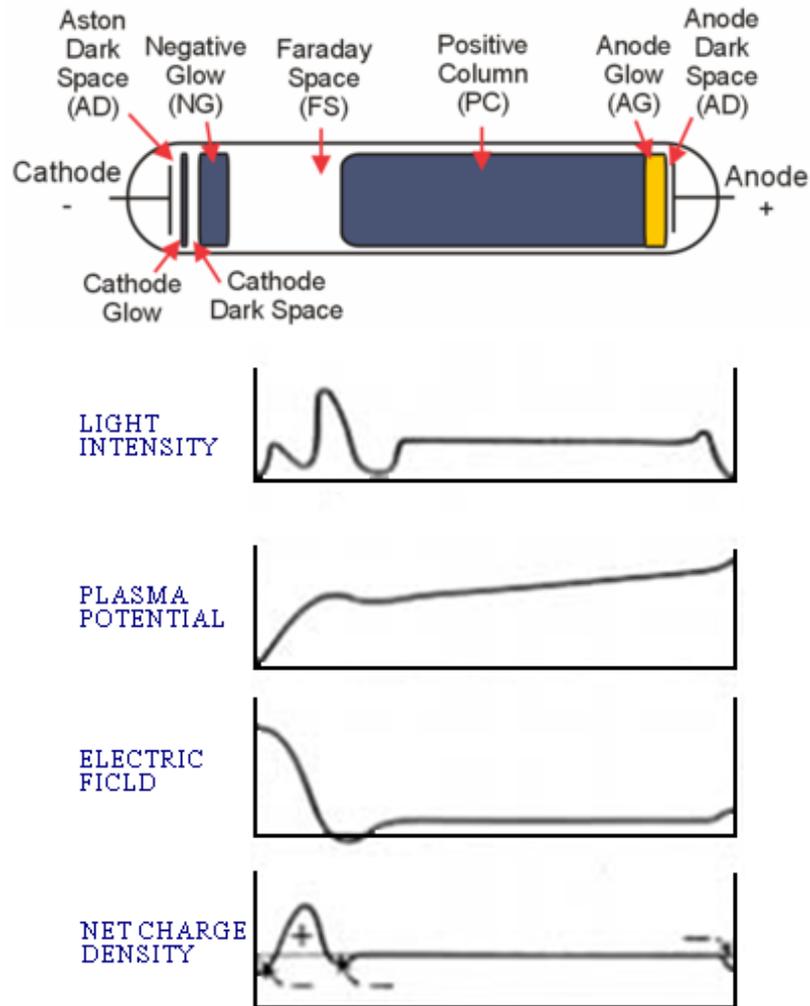
เป็นไอออน โดยการแตกตัวเป็นไอออนเป็นกระบวนการสำคัญในการ สร้างพลาสมาของระบบดีซี แมกนีตรอนสปีดเตอริง สำหรับในกรณีของโลหะที่ได้รับพลังงานแล้วทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกมาจากผิวของโลหะ เรียกว่า การปลดปล่อยอิเล็กตรอน ซึ่งพลังงานที่มีค่าน้อยที่สุดที่ทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกมาได้ คือ ค่าฟังก์ชันงาน

อะตอมใดๆ เมื่อถูกชนด้วยอะตอมที่เป็นกลาง ไอออนหรืออิเล็กตรอนจะเกิดการแลกเปลี่ยนของพลังงานระหว่างกัน ในกรณีที่อนุภาคที่เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมคืออิเล็กตรอน และทำให้อะตอมที่ถูกชนเกิดการแตกตัวเป็น ไอออน เรียกว่า การแตกตัวเป็นไอออนเนื่องจากการชนด้วยอิเล็กตรอน (electron impact ionization) โดยที่อิเล็กตรอนจะต้องมีพลังงานจลน์มากกว่าหรือเท่ากับพลังงานการแตกตัวเป็นไอออนของอะตอม ดังสมการ

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq W_i \quad (2.89)$$

โดย  $W_i$  คือ พลังงานการแตกตัวเป็นไอออน  
 $m$  คือ มวลของอิเล็กตรอน  
 $v$  คือ ความเร็วของอิเล็กตรอน

การ โกลว์ดิสชาร์จก็คือการเรืองแสงของพลาสมา การ โกลว์ทำให้เกิดขึ้นมาได้โดยการจ่ายความต่างศักย์ระหว่างขั้วอิเล็กโทรดในสถานะความดันต่ำที่มีก๊าซกระจายอยู่ภายในภาชนะสุญญากาศ ศักย์ไฟฟ้าจะตกลงอย่างรวดเร็วในบริเวณใกล้ขั้วคาโทดและมีค่าเปลี่ยนแปลงอย่างช้าๆ ในพลาสมา และเปลี่ยนแปลงอีกครั้งในบริเวณใกล้ขั้วแอโนดดังแสดงในภาพที่ 2.29



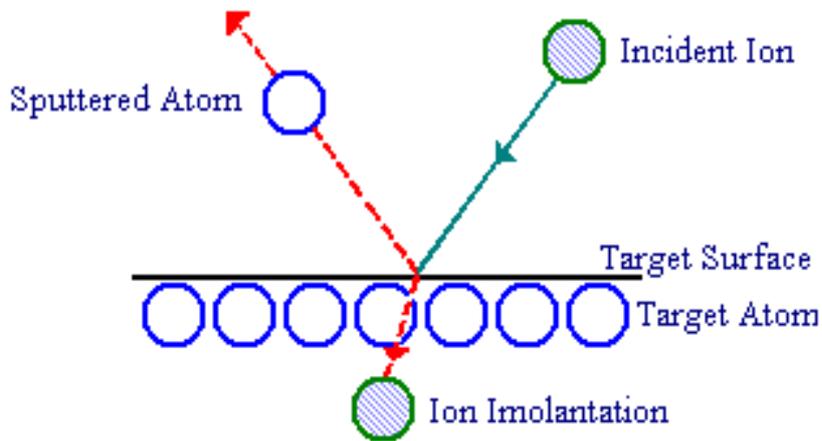
ภาพที่ 2.29 โครงสร้างของการโค้วดิสชาร์จ

สนามไฟฟ้าในระบบจะถูกควบคุมไปจนถึงชีท (sheath) ของแต่ละขั้วไฟฟ้า ซึ่งชีทก็คือความหนาแน่นของบริเวณที่แยกพลาสมาออกจากขั้วไฟฟ้า อาณาเขตของชีทจะผลักอิเล็กตรอนที่พยายามเคลื่อนที่ไปยังแต่ละขั้วอิเล็กโทรด อิเล็กตรอนที่เกิดขึ้นที่ขั้วคาโทดจะถูกเร่งให้เกิดการเคลื่อนที่ตามทิศทางของสนามไฟฟ้าและเกิดการชนกับอนุภาคตัวอื่นและมีการแลกเปลี่ยนพลังงาน และจะหยุดลงเนื่องจากการแพร่กระจายและการรวมตัว การโค้วที่ทำให้การเรืองแสงเกิดขึ้นมาได้เนื่องจากอิเล็กตรอนมีพลังงานมากพอที่จะให้กำเนิดแสงที่สามารถมองเห็นได้ด้วยการชนแล้วทำให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออน อิเล็กตรอนจะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าและมีการสะสมพลังงานและเกิดการชนกับอะตอมอื่นแล้วเกิดการแตกตัวเป็นไอออนโดยกระบวนการจะเกิดขึ้นอย่างต่อเนื่อง อิเล็กตรอนจะมีจำนวนเพิ่มขึ้นจากการปลดปล่อยออกมาจากขั้วคาโทด ซึ่งเป็นสิ่งที่สำคัญมากในการรักษาการดิสชาร์จให้สามารถมีอยู่ต่อไปได้ ลักษณะที่สำคัญหลายๆ อย่างของโค้วดิสชาร์จแสดงให้เห็นในภาพที่ 2.29 การเรืองแสงในภาชนะสุญญากาศแสดงลักษณะการจัดเรียงบริเวณที่เกิดการเรืองแสงระหว่างขั้วอิเล็กโทรดทรงกลมภายในภาชนะสุญญากาศที่มีการเชื่อมต่อกับแหล่งกำเนิดไฟฟ้ากระแสตรง พอการดิสชาร์จด้วยไฟฟ้า

กระแสนี้ถูกทำให้เกิดขึ้นและถ้าการ โกลว์ดิซชาร์จสามารถรักษาไว้ได้ก็จะปรากฏบริเวณการเรืองแสง และบริเวณมืดในตำแหน่งที่แตกต่างกัน

### 2.8.2 สปีตเตอริง

สปีตเตอริง เป็นปรากฏการณ์ที่สำคัญอีกอย่างหนึ่งในการเกิดพลาสมาเย็น (cold plasma) ซึ่งเป็นเหตุการณ์ที่อะตอมที่ผิวเป้าถูกทำให้หลุดออกมาพร้อมกับมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอน ทุติยภูมิ (secondary electron) ออกมาด้วย เนื่องจากการระดมยิงของอนุภาคพลังงานสูงที่ถูกเร่งให้เคลื่อนที่เข้าชน เป้า ดังแสดงในภาพที่ 2.30



ภาพที่ 2.30 การเกิดสปีตเตอริงที่ผิวเป้า

#### 2.8.2.1 ยี่ลด์การสปีตเตอริง (sputtering yields)

ยี่ลด์ของการสปีตเตอริง นิยามด้วยปริมาณอะตอมที่ถูกสปีตเตอริงให้หลุดออกมา จากผิวเป้าต่อปริมาณไอออนที่เคลื่อนที่เข้าชน ดังแสดงในสมการที่ 2.90 ซึ่งขึ้นอยู่กับพลังงานของ ไอออนที่ตกกระทบและอัตราส่วนระหว่างมวลของไอออนที่ตกกระทบกับอะตอมที่ถูกสปีตเตอริง

$$\text{ยี่ลด์ของการสปีตเตอริง} = \frac{\text{อะตอมที่หลุดออกจากผิวเป้า}}{\text{ไอออนที่ชนเป้า}} \quad (2.90)$$

การสปีตเตอริงแสดงถึงลักษณะเฉพาะ โดยพลังงานขีดเริ่ม (threshold energy) ซึ่งขึ้นอยู่กับไอออนที่ เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมที่ผิวเป้า ในตารางที่ 2.4 แสดงให้เห็นถึงค่าพลังงานขีดเริ่มของธาตุชนิดต่างๆ และค่ายี่ลด์ของการสปีตเตอริงของธาตุชนิดต่างๆ ที่ถูกระดมยิงด้วยไอออนของอาร์กอนที่มีพลังงาน แตกต่างกัน โดยขีดเริ่มของการสปีตเตอริง (sputtering threshold) จะอยู่ในช่วง 10-40 อิเล็กตรอนโวลต์ และที่พลังงานไอออนของอาร์กอนสูงกว่าพลังงานขีดเริ่ม ยี่ลด์ของการ สปีตเตอริงจะเพิ่มขึ้นตาม พลังงานของไอออนของอาร์กอน

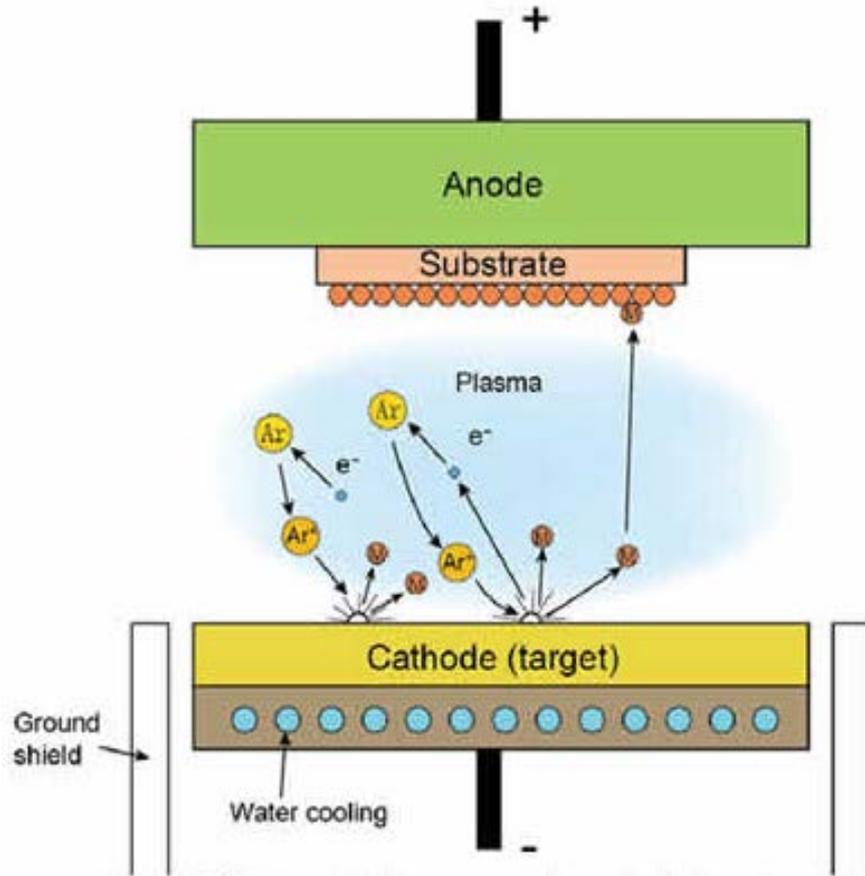
ตารางที่ 2.4 ค่าพลังงานขีดเริ่มและค่าขีดคั่นของธาตุชนิดต่างๆ

	Theshold (eV)	Ar <sup>+</sup> energy (eV)				
		60	100	200	300	600
Ag	15	0.22	0.63	1.58	2.20	3.40
Al	13		0.11	0.35	0.65	1.24
Au	20		0.32	1.07	1.65	2.43
Be	15		0.074	0.18	0.28	0.80
Cr	22		0.30	0.67	0.87	1.30
Cu	17	0.10	0.48	1.10	1.59	2.30
Fe	20	0.064	0.20	0.53	0.76	1.26
Ge	25		0.22	0.50	0.74	1.22
Mo	24	0.027	0.13	0.40	0.58	0.93
Nb	25	0.017	0.068	0.25	0.40	0.65
Ni	21	0.067	0.28	0.66	0.95	1.52
Pd	20		0.42	1.00	1.41	2.39
Pt	25	0.032	0.20	0.63	0.95	1.56
Re	35		0.10	0.37	0.56	0.91
Si			0.07	0.18	0.31	0.53
Ta	26	0.01	0.10	0.28	0.41	0.62
Ti	20		0.081	0.22	0.33	0.58
V	23	0.03	0.11	0.31	0.41	0.70
W	33	0.008	0.068	0.29	0.40	0.62
Zr	22	0.027	0.12	0.28	0.41	0.75

### 2.8.2.2 ดิซีไดโอดสปีดเตอร์ริง

ในระบบดิซีไดโอดสปีดเตอร์ริงจะประกอบไปด้วยขั้วคาโทดและขั้วแอโนดวางอยู่ในระบบสุญญากาศภายใต้ความดันและศักย์ไฟฟ้าที่เหมาะสม โดยเป้าจะติดตั้งไว้ที่ด้านหน้าของขั้วคาโทดและแผ่นรองรับหรือชิ้นงานที่ต้องการเคลือบสารจะถูกวางอยู่ที่ขั้วแอโนด ภายในภาชนะสุญญากาศจะเต็มไปด้วยก๊าซที่ใช้ในการสปีดเตอร์ริง โดยการดิซาร์จะถูกสร้างขึ้นมาระหว่างขั้วคาโทดและขั้วแอโนด โดยอาศัยการสร้างสนามไฟฟ้าช่วยในการเร่งอิเล็กตรอนให้เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปีดเตอร์ริงและเกิดการแตกตัวเป็นไอออน โดยไอออนของก๊าซที่ใช้ในการสปีดเตอร์ริงจะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าไปยังขั้วคาโทดและพุ่งเข้าชนอะตอมที่ผิวเป้าให้หลุดออกมาและเคลือบเป็นฟิล์มบางที่แผ่นรองรับหรือชิ้นงานที่เราต้องการเคลือบพร้อมกับมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิออกมาด้วย ดังแสดงในภาพที่ 2.31 ซึ่งอิเล็กตรอนเหล่านี้มีผลทำให้การโกล์วดิซาร์ยังคงเกิดขึ้นได้อย่างต่อเนื่อง

เพราะว่าอิเล็กตรอนจะถูกเร่งให้เคลื่อนที่เข้าสู่บริเวณที่เกิดพลาสมาและทำให้เกิดการชนกับอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปัตเตอริง และเกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกเพิ่มขึ้นมา ก่อนที่อิเล็กตรอนเหล่านี้จะเคลื่อนที่ไปอยู่ที่ขั้วแอโนด



ภาพที่ 2.31 การสปัตเตอริงโดยวิธีดีไอโอดสปัตเตอริง

### 2.8.2.3 วิธีแมกนีตรอนสปัตเตอริง

การกำเนิดพลาสมาในวิธีวิธีแมกนีตรอนสปัตเตอริงเกิดจากการใช้สนามไฟฟ้าเร่งอิเล็กตรอนให้เข้าชนอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปัตเตอริงให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกและอิเล็กตรอน โดยไอออนบวกจะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าให้เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมที่ผิวเป้าให้หลุดออกมา และมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิออกมาภายหลังจากการชนของไอออนบวกที่ผิวเป้า ดังนั้นถ้าสามารถกักเก็บอิเล็กตรอนไว้ที่หน้าผิวเป้า และเพิ่มระยะทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนให้เพิ่มขึ้นก็จะเป็นการเพิ่มโอกาสในการชนกับอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปัตเตอริงให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกมากขึ้นและถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าให้เคลื่อนที่เข้าชนเป้ามามากขึ้น ผลคือทำให้อัตราการสปัตเตอริงสูงขึ้น ทั้งนี้การกักเก็บอิเล็กตรอนและการเพิ่มระยะทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนให้เพิ่มขึ้นนั้น

สามารถทำได้โดยการป้อนสนามแม่เหล็กในทิศทางที่เหมาะสมให้กับระบบดีซีแมกนีตรอนสเป็คเตอรिंग  
 ทั้งนี้เมื่ออนุภาคที่มีประจุไฟฟ้า  $q$  เคลื่อนที่ด้วยความเร็ว  $v_{\perp}$  ในทิศทางตั้งฉากกับสนามไฟฟ้า  $B$  จะเกิด  
 แรงกระทำกับอนุภาคนั้น ซึ่งมีค่า

$$F = Bqv_{\perp} \quad (2.91)$$

โดยแรงที่กระทำกับอนุภาคมีทิศทางตั้งฉากกับสนามแม่เหล็กและความเร็วของการเคลื่อนที่ ซึ่งจะมี  
 ผลทำให้ประจุไฟฟ้าที่มีมวล  $m$  เกิดการเคลื่อนที่เป็นวงกลม โดยที่

$$F_B = F_C \quad (2.92)$$

โดย  $F_B$  คือ แรงเนื่องจากสนามแม่เหล็ก  
 $F_C$  คือ แรงสู่ศูนย์กลางของการเคลื่อนที่

จะได้ว่า

$$qv_{\perp}B = \frac{mv_{\perp}^2}{r} \quad (2.93)$$

โดยจะได้รัศมีของการเคลื่อนที่

$$r = mv_{\perp}/Bq \quad (2.94)$$

โดยเรียกรัศมีของประจุไฟฟ้าที่มีการเคลื่อนที่เป็นวงกลมว่ารัศมีไซโคลตรอน (cyclotron radius)  
 หรือรัศมีลาร์มอร์ (Larmor radius) โดยอิเล็กตรอนจะได้รับผลกระทบจากแรงเนื่องจากแม่เหล็กนี้ แต่  
 สำหรับไอออนซึ่งมีมวลมากจะได้รับผลกระทบของแรงเนื่องจากสนามแม่เหล็กนี้น้อย

และจาก  $v = \omega r$  จะได้ความเร็วเชิงมุมของการเคลื่อนที่ของอนุภาคเป็น

$$\omega = \frac{|q|B}{m} \quad (2.95)$$

และเมื่อพิจารณาอิเล็กตรอนที่หลุดออกมาจากขั้วคาโทดแล้วเคลื่อนที่ภายใต้อิทธิพลของ  
 สนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน จากสมการของลอเรนซ์

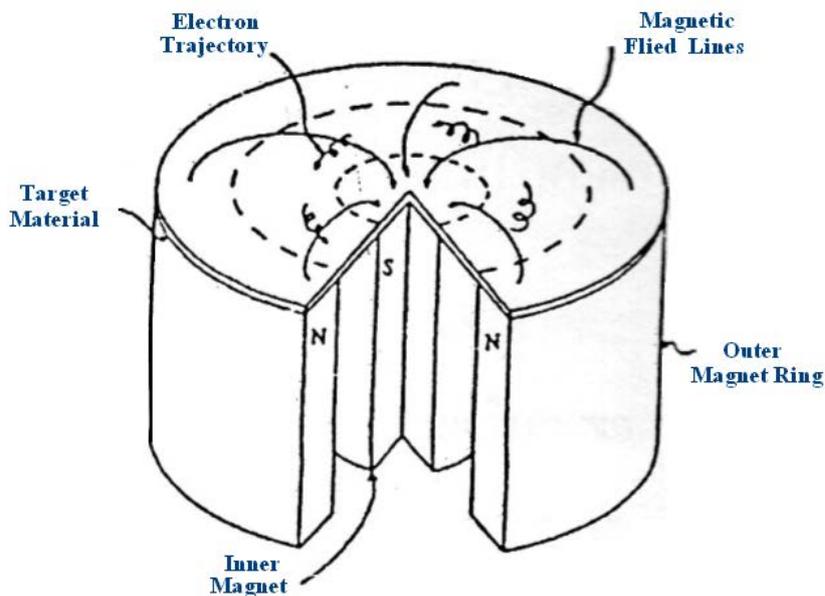
$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.96)$$

โดย  $e$  = ประจุของอิเล็กตรอน

$m$  = มวลของอิเล็กตรอน

$$\begin{aligned}\vec{v} &= \text{ความเร็วของอิเล็กตรอน} \\ \vec{E} &= \text{สนามไฟฟ้า} \\ \vec{B} &= \text{สนามแม่เหล็ก}\end{aligned}$$

ด้วยอิทธิพลของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันจะทำให้อิเล็กตรอนถูกกักเก็บไว้ที่บริเวณผิวเป้าและมีการเคลื่อนที่เป็นรูปเกลียววงกลม ด้วยความเร็วเชิงมุม  $\omega = eB/m$  ไปในเส้นทางเลื่อนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน ( $\vec{E} \times \vec{B}$  drift path) ที่เกิดขึ้นและจุดศูนย์กลางของการเคลื่อนที่เป็นวงกลมแบบเลื่อนลอยในทิศทางของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันด้วยความเร็ว  $E/B$  ถูกแสดงในภาพที่ 2.32 การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนแบบนี้จะเพิ่มโอกาสในการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนกับโมเลกุลของก๊าซและเกิดกระบวนการแตกตัวเป็นไอออนบวกสูงชันบริเวณผิวเป้าและไอออนบวกที่เกิดขึ้นจะถูกเร่งให้เคลื่อนที่ชนเป้ามากขึ้น ซึ่งจะเป็นผลทำให้อัตราการสปีดเตอริงมีค่าสูงขึ้นเมื่อเปรียบเทียบกับวิธีดีซีไดโอดสปีดเตอริง ส่งผลให้วิธีดีซีแมกนีตรอนสปีดเตอริงเป็นวิธีที่ใช้ในการเคลือบฟิล์มบางกันอย่างแพร่หลายในงานวิจัยและในงานอุตสาหกรรม



ภาพที่ 2.32 การเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมของอิเล็กตรอนที่ถูกกักเก็บไว้ที่ผิวเป้าในเส้นทางเลื่อนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน

และจากความเร็ว  $v$  ที่เกิดขึ้น โดยการเร่งจากสนามไฟฟ้าที่สม่ำเสมอที่เกิดจากการจ่ายความต่างศักย์ให้กับขั้วอิเล็กโทรด จะได้ว่า

$$\frac{1}{2}mv^2 = |q|V \quad (2.97)$$

จะได้ว่า

$$v = \sqrt{\frac{2|qV|}{m}} \quad (2.98)$$

แทนค่า (2.98) ลงใน (2.94) จะได้

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mV}{|q|}} \quad (2.99)$$

โดยจะได้รัศมีของอนุภาคเคลื่อนที่ภายใต้อิทธิพลของแรงลอเรนซ์  
ในกรณีของอิเล็กตรอน จะได้ว่า

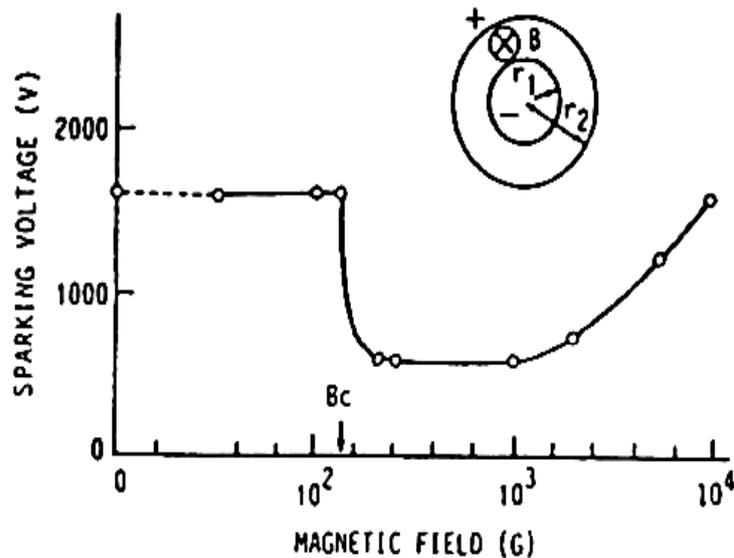
$$r = 0.33 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{V}}{B} \quad (2.100)$$

และสามารถวิเคราะห์ผลของสนามแม่เหล็กที่มีต่อการดิสรจ ซึ่งพิจารณาได้จากสนามแม่เหล็กที่  
ตำแหน่งคัทออฟ (cut-off magnetic field;  $B_c$ ) โดยสนามแม่เหล็กจะมีผลต่อการดิสรจเมื่อความเข้ม  
ของสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่าสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่งคัทออฟ ซึ่งแสดงได้ดังสมการที่ 2.101

$$B_c = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2mV_c}{e}} \quad \text{สำหรับขั้วอิเล็กโทรดแผ่นราบ} \quad (2.101)$$

โดย  $V_c$  คือ ความต่างศักย์ที่จ่ายระหว่างขั้วอิเล็กโทรด  
 $L$  คือ ระยะห่างระหว่างขั้วอิเล็กโทรด

### 2.8.2.4 สนามแม่เหล็กที่มีผลต่อการดิสรจาร์จ



ภาพที่ 2.33 ความต่างศักย์ของการดิสรจาร์จกับสนามแม่เหล็กที่วัดในขั้วอิเล็กโทรมอดโคแอคเซียลทรงกระบอก

ในภาพที่ 2.33 แสดงผลของสนามแม่เหล็กตามขวางกับความต่างศักย์ของการดิสรจาร์จที่วัดในขั้วอิเล็กโทรมอดโคแอคเซียลทรงกระบอกซึ่งทำจากทองแดง โดยมีรัศมีภายใน 5 มิลลิเมตร และรัศมีภายนอก 15 มิลลิเมตร ที่ความดัน 40 มิลลิทอร์ โดยสนามแม่เหล็กที่มีค่าต่ำกว่าสนามแม่เหล็กที่ยุติผล (cut-off magnetic field;  $B_c$ ) อิเล็กตรอนในบริเวณขั้วคาโทดจะไปถึงขั้วแอโนดโดยปราศจากการแสดงการเคลื่อนที่เป็นรูปเกลียวกลมระหว่างขั้วอิเล็กโทรมอด เนื่องจากรัศมีของการเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมมีค่ามากกว่าระยะห่างระหว่างขั้วอิเล็กโทรมอดและเมื่อสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่าสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่งยุติผล ความต่างศักย์ของการดิสรจาร์จจะลดลงอย่างฉับพลัน ซึ่งเป็นผลจากการเพิ่มขึ้นของการชนระหว่างอิเล็กตรอนกับอะตอมที่เป็นกลางและการเกิดการแตกตัวเป็นไอออนเพิ่มสูงขึ้น และเมื่อสนามแม่เหล็กมีค่าสูงมากๆ ความต่างศักย์ของการดิสรจาร์จจะมีค่าเพิ่มขึ้นตามสนามแม่เหล็ก ซึ่งถูกทำให้เกิดขึ้นโดยการเพิ่มขึ้นของการสูญเสียพลังงานของอิเล็กตรอนที่ผ่านพ้นการชนอย่างต่อเนื่อง

### 2.8.3 องค์ประกอบที่สำคัญของหัวดีซีแมกนีตรอนสปีดเตอริง

สำหรับการออกแบบสร้างหัวแมกนีตรอนให้สามารถใช้ในการสปีดเตอริงได้อย่างมีประสิทธิภาพนั้น ควรจะคำนึงถึงองค์ประกอบที่สำคัญ ดังต่อไปนี้

### 2.8.3.1 วัสดุที่ใช้สร้างหัวดีซีแมกนีตรอน

ในการสร้างหัวดีซีแมกนีตรอนขนาดเล็กนั้น วัสดุที่เลือกใช้ควรมีคุณสมบัติดังต่อไปนี้

1. เป็นวัสดุที่มีความแข็งแรงทนทานเหมาะสมกับการสร้างชิ้นงานขนาดเล็กสามารถกลึงขึ้นรูปได้ดังต้องการ และเชื่อมประกอบได้โดยไม่เกิดการร้าวซึม
2. เป็นวัสดุที่มีการยึดเกาะของก๊าซต่ำ สามารถไล่ก๊าซบนผิววัสดุภายในระบบสุญญากาศได้โดยง่าย
3. เป็นวัสดุที่มีความทนทานต่อการกัดกร่อนที่เกิดจากสารเคมี
4. เป็นวัสดุที่มีการนำไฟฟ้าที่ดี
5. เป็นวัสดุที่มีการนำความร้อนที่ดี
6. เป็นวัสดุที่มีคุณสมบัติไม่เป็นสารแม่เหล็ก เพราะจะไปกักกันสนามแม่เหล็กที่ผิวเป้าให้มีค่าน้อยลง

### 2.8.3.2 การให้ความเย็นที่เป้า

พลังงานที่จ่ายเข้าไปในกระบวนการสปีดเตอริงจะทำให้ไอออนบวกที่เคลื่อนที่เข้าชนผิวเป้ามีพลังงานค่อนข้างสูง ซึ่งส่วนใหญ่จะเปลี่ยนแปลงไปอยู่ในรูปของพลังงานความร้อนที่เป้าและความร้อนที่เกิดขึ้นที่ผิวเป้าในขณะที่เกิดการสปีดเตอริงอาจจะมีค่าสูงกว่าปกติ และสามารถนำไปสู่ความเสียหายของการเชื่อมต่อระหว่างเป้าและแผ่นหลังที่เป็นขั้วไฟฟ้า เป้า และ โอริง เป็นต้น ความร้อนที่มากเกินไปนี้สามารถหลีกเลี่ยงได้โดยการให้ความเย็นกับเป้าด้วยน้ำหรือของเหลวที่เหมาะสมอื่นๆ และควรระวังในการร้าวซึมออกมาของน้ำ

### 2.8.3.3 การควบคุมให้เกิดการสปีดเตอริงเฉพาะผิวเป้า

บริเวณของเป้าจะถูกล้อมรอบด้วยกำแพงบริเวณมืด (dark space shield) ซึ่งเรียกกันโดยทั่วไปว่ากราวด์ชีลด์ (ground shields) ประโยชน์ของกราวด์ชีลด์ก็คือควบคุมให้การระดมยิงของไอออนและการสปีดเตอริงเกิดที่เป้าเท่านั้น มิฉะนั้นแผ่นหลังของเป้าและตัวยึดเป้าอาจจะถูกสปีดเตอริงออกมาด้วย และก่อให้เกิดความไม่บริสุทธิ์ของฟิล์มที่เคลือบในการขัดขวางการระดมยิงของบริเวณที่ถูกล้อมรอบ ระยะห่างระหว่างเป้าและกราวด์ชีลด์ต้องมีค่าน้อยกว่าความหนาของบริเวณมืด (dark space thickness) เพื่อไม่ให้เกิดการโกล์วดีสชาร์จในพื้นที่ว่างนี้ ในบางโอกาสพบว่าตำแหน่งที่เป็นขอบคมและสิ่งสกปรกชิ้นเล็กๆจะทำให้เกิดการโกล์วดีสชาร์จเฉพาะที่หรือการอาร์คเฉพาะที่ โดยเฉพาะอย่างยิ่งกับการดีสชาร์จด้วยไฟฟ้ากระแสตรงนั้น ขอบที่คมหรือสิ่งสกปรกเล็กๆ ต้องกำจัดออกไปเสียก่อน และเนื่องจากความหนาของบริเวณมืดจะมีค่าลดลงตามความดันที่เพิ่มขึ้น ดังนั้นระยะห่างระหว่างเป้าและ

กราฟที่ขีดเคาะจะมีค่าอยู่ในขีดจำกัดของ ความดันสูงสุดของระบบและภายใต้การจัดวางของ สนามแม่เหล็กที่ตั้งฉากกับสนามไฟฟ้า ความหนาของบริเวณมีดจะลดลง ซึ่งแสดงให้เห็นว่าการจัดวาง ของสนามแม่เหล็กเป็นการเพิ่มอย่างสม่ำเสมอของความดันก๊าซในบริเวณคิสซาร์จ ดังแสดงใน ความสัมพันธ์ในสมการที่ 2.102 ผลของสนามแม่เหล็กกับความดันยังผล ( $P_e$ ) แสดงโดย

$$p_e/p \cong [1 + (\omega\tau)^2]^{1/2} \quad (2.102)$$

โดย  $\omega$  คือ ความถี่ของการเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมของอิเล็กตรอน  
 $\tau$  คือ เวลาปลอดการชนเฉลี่ย (mean free time)  
 $p$  คือ ความดันของก๊าซที่ใช้ในการคิสซาร์จ

โดย  $\omega = eB/m$  และ  $\tau = \lambda_0/p[2(e/m)V_0]^{1/2}$  จะได้ว่า

$$\omega\tau \cong \lambda_0 B(e/m)^{1/2} / \sqrt{2} p V_0^{1/2} \quad (2.103)$$

โดย  $\lambda_0$  คือ ระยะทางปลอดการชนเฉลี่ยของอิเล็กตรอนที่ความดัน 1 ทอร์  
 $B$  คือ ความเข้มข้นของสนามแม่เหล็ก  
 $e/m$  คือ ค่าประจุต่อมวลของอิเล็กตรอน  
 $V_0$  คือ ความต่างศักย์ที่ใช้เร่งอิเล็กตรอน

และความหนาของบริเวณมีดจะมีค่าลดลงอย่างรวดเร็วเป็นฟังก์ชันกับความต่างศักย์ของการ คิสซาร์จที่เพิ่มขึ้น ซึ่งการแปรผันแบบเอกโปเนนเชียลของความหนาของบริเวณมีดกับความต่างศักย์ของ การคิสซาร์จขึ้นอยู่กับความดันของระบบสุญญากาศ

ความหนาของบริเวณมีดและความต่างศักย์ของการคิสซาร์จมีความสัมพันธ์กันดังแสดงในสมการที่ (2.104)

$$d = cV^{-m} \quad (2.104)$$

โดย  $c$  คือ ค่าคงที่  
 $m$  คือ เลขยกกำลังระหว่าง -3 และ -6

ความหนาของบริเวณมีด กระแส และความต่างศักย์ถือตามกฎของซิลค์ ซึ่งอยู่ในความสัมพันธ์

$$I \propto \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (2.105)$$

เมื่อการขึ้นกับความต่างศักย์ของบริเวณมีดถูกแทนลงในสมการ(2.104) จะได้ความสัมพันธ์

$$I \propto kV^n \quad (2.106)$$

โดย  $k$  คือ ค่าคงที่ของความสัมพันธ์

$n$  คือ ตัวเลขที่แสดงความสามารถในการกักอิเล็กตรอนโดยสนามแม่เหล็ก

#### 2.8.3.4 ลักษณะของสนามแม่เหล็ก

สนามแม่เหล็กในระบบดีซีแมกนีตรอนสปีดเตอริงนั้นจะมีผลต่อลักษณะของพลาสมาที่เกิดขึ้นซึ่งจะสอดคล้องกับอัตราการเคลือบฟิล์มและคุณสมบัติทางด้านฟิสิกส์ของฟิล์มบางที่เคลือบ โดยสามารถแบ่งลักษณะของสนามแม่เหล็กที่บริเวณผิวเป้าออกเป็น 3 ประเภท ดังนี้

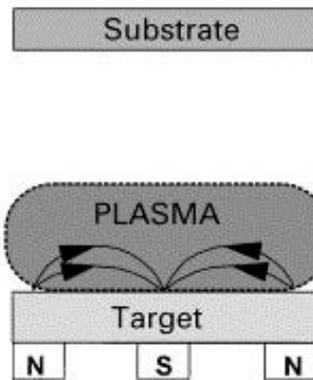
1. แม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มข้นของสนามแม่เหล็กเท่ากับแม่เหล็กด้านนอก โดยเส้นแรงแม่เหล็กทั้งหมดจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางกับแม่เหล็กด้านนอกที่บริเวณผิวเป้า ซึ่งมีชื่อเรียกว่า แมกนีตรอนแบบสมมาตร (balanced magnetron) หรือแมกนีตรอนแบบสามัญ (conventional magnetron)

2. แม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มข้นของสนามแม่เหล็กมากกว่าแม่เหล็กด้านนอก โดยเส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางกับแม่เหล็กด้านนอก และเส้นแรงแม่เหล็กส่วนที่เหลือจะมีทิศทางไปยังผนังของภาชนะสุญญากาศ ซึ่งมีชื่อเรียกว่า แมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 1 (unbalanced magnetron type 1)

3. แม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มข้นของสนามแม่เหล็กน้อยกว่าแม่เหล็กด้านนอก โดยเส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางกับแม่เหล็กด้านนอก และเส้นแรงแม่เหล็กส่วนที่เหลือจะมีทิศทางไปยังแผ่นรองรับ ซึ่งมีชื่อเรียกว่า แมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 2 (unbalanced magnetron type 2)

ในกรณีศึกษาของระบบดีซีแมกนีตรอนที่แม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มข้นของสนามแม่เหล็กเท่ากับแม่เหล็กด้านนอก โดยสนามแม่เหล็กที่ใส่เข้าไปจะทำหน้าที่กักเก็บอิเล็กตรอนไว้ที่หน้าผิวเป้าและอิเล็กตรอนเหล่านี้จะมีการเคลื่อนที่เป็นรูปเกลียววงกลมในเส้นทางเลือนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันด้วยแรงลอเรนซ์ ซึ่งนำไปสู่โอกาสในการชนกับอะตอมที่เป็นกลางและเกิดกระบวนการแตกตัวเป็นไอออนบวกสูงขึ้น โดยไอออนบวกที่ถูกสร้างขึ้นจากกระบวนการแตกตัวจะไม่ถูกกักโดยสนามแม่เหล็กและจะถูกเร่งโดยสนามไฟฟ้าไปยังเป้าที่ขั้วคาโทดและเคลื่อนที่เข้าชนกับอะตอมที่ผิวเป้าทำให้เกิดการสปีดเตอริงของเป้าและมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอน

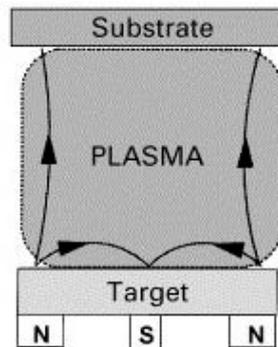
ทิวติญุมิออกมาด้วย โดยอิเล็คตรอนทิวติญุมิเหล่านี้จะถูกเร่งกลับเข้าไปยังการติสซาร์จ และอิเล็คตรอนส่วนใหญ่จะถูกกักไว้ในเส้นทางเลือนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน ซึ่งเป็นผลให้เกิดการแตกตัวในปริมาณสูงขึ้นก่อนที่จะสูญเสียไป โดยจะทำให้พลาสมามีความหนาแน่นสูงในบริเวณผิวเป้า และจากการที่พลาสมามีความหนาแน่นสูงในบริเวณผิวเป้านั้น ฟิล์มบางที่ปลูกบนแผ่นรองรับในตำแหน่งภายในบริเวณนี้จะถูกควบคุมโดยการระดมยิงของไอออนซึ่งส่งผลกระทบต่อโครงสร้างและคุณสมบัติของฟิล์มบางที่ทำการปลูก สำหรับแผ่นรองรับที่วางอยู่นอกบริเวณนี้จะวางอยู่ในบริเวณที่ความหนาแน่นของพลาสมาต่ำ เป็นผลให้กระแสไอออนที่แผ่นรองรับมีค่าน้อยกว่า 1 มิลลิแอมป์ต่อตารางเซนติเมตร ซึ่งไม่เพียงพอที่จะปรับปรุงหรือเปลี่ยนแปลงโครงสร้างของฟิล์ม ดังนั้นจึงเป็นการยากที่จะเคลือบฟิล์มให้หนาแน่นเต็มที่ในบริเวณกว้างหรือมีส่วนประกอบที่สมบูรณ์ในการใช้แมกนีตรอนแบบสมมาตร



ภาพที่ 2.34 ลักษณะของแมกนีตรอนแบบสมมาตร

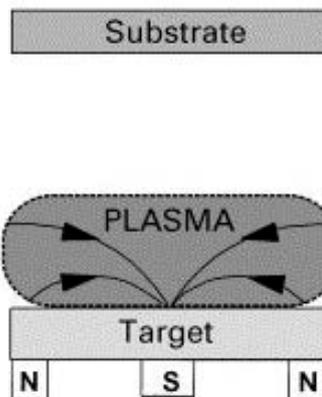
สำหรับในกรณีแม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มของสนามแม่เหล็กน้อยกว่าแม่เหล็กด้านนอก ในกรณีนี้เส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางและแม่เหล็กด้านนอก และเส้นแรงแม่เหล็กส่วนที่เหลือจะมีทิศทางไปยังแผ่นรองรับ โดยอิเล็คตรอนทิวติญุมิส่วนหนึ่งที่มีพลังงานสูงที่ไม่ถูกกักเก็บไว้ในเส้นทางเลือนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันจะเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมตามเส้นแรงแม่เหล็กที่มีทิศทางไปยังแผ่นรองรับและเกิดการชนกับอะตอมที่เป็นกลางแล้วเกิดการแตกตัวเป็นไอออนในบริเวณผิวหน้าของแผ่นฐานรองรับ จึงเกิดไอออนบวกที่เพิ่มขึ้นบริเวณแผ่นรองรับ ซึ่งเป็นผลให้พลาสมาจะถูกกักเก็บไว้ได้น้อยลงในบริเวณผิวเป้า แต่จะมีขนาดเพิ่มขึ้นโดยมีทิศทางไปยังแผ่นรองรับ ซึ่งเป็นผลให้กระแสไอออนมีค่าสูงโดยได้รับจากพลาสมาที่เกิดขึ้น โดยวินโดวส์และซาว์โวด์ และกลุ่มนักวิจัยที่ทำการวิจัยเกี่ยวกับเรื่องนี้ได้แสดงให้เห็นต่อมามีว่าแผ่นรองรับมีความหนาแน่นของกระแสไอออน 5 มิลลิแอมป์ต่อตารางเมตรและมากกว่านั้น ซึ่งอยู่ในระดับที่มีปริมาณสูงกว่ากรณี แมกนีตรอนแบบสมมาตร และเป็นการแสดงให้เห็นว่าแมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 2 เป็นแหล่งกำเนิดไอออนที่มีประสิทธิภาพมากและเป็นที่ยอมรับใช้กันอย่าง

กว้างขวางในการเคลือบฟิล์มโดยวิธีสปีดเทอริง และนอกจากนี้กระแสไอออนที่แผ่นรองรับยังเป็นสัดส่วนโดยตรงกับกระแสที่เป้า และอัตราการเคลือบเป็นสัดส่วนโดยตรงกับกระแสที่เป้า ผลลัพธ์ก็คือ อัตราส่วนของไอออนต่ออะตอมที่แผ่นรองรับยังมีค่าคงที่ตามอัตราการเคลือบที่เพิ่มขึ้น และการเคลือบฟิล์ม ที่หนาแน่นโดยมีค่ากระแสไอออนต่อพื้นที่สูง ซึ่งมีค่ามากกว่า 2 มิลลิแอมป์ต่อตารางเซนติเมตร ของพลังงานไอออนที่ค่อนข้างต่ำ โดยมีค่าน้อยกว่า 100 อิเล็กตรอนโวลต์ เป็นที่พึงปรารถนาโดยปราศจากการนำไปสู่ความเครียดที่มากกว่าปกติ (excessive stress) และความเครียดภายใน (intrinsic stress) ซึ่งทำได้โดย แมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 2



ภาพที่ 2.35 ลักษณะของแมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 2

สำหรับในกรณีแม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มของสนามแม่เหล็กมากกว่าแม่เหล็กด้านนอก ในกรณีนี้เส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางและแม่เหล็กด้านนอก และเส้นแรงแม่เหล็กส่วนที่เหลือจะมีทิศทางไปยังแผ่นผนังของภาชนะสุญญากาศ ซึ่งทิศทางของอิเล็กตรอนและพลาสมาจะห่างไปจากแผ่นรองรับ เป็นผลให้ความหนาแน่นของพลาสมาในบริเวณแผ่นรองรับมีค่าต่ำ ซึ่งน้อยกว่า 1 มิลลิแอมป์ต่อตารางเซนติเมตร การออกแบบในลักษณะนี้จะไม่เป็นที่นิยมใช้ เพราะการให้ผลของกระแสไอออนต่ำที่แผ่นรองรับ



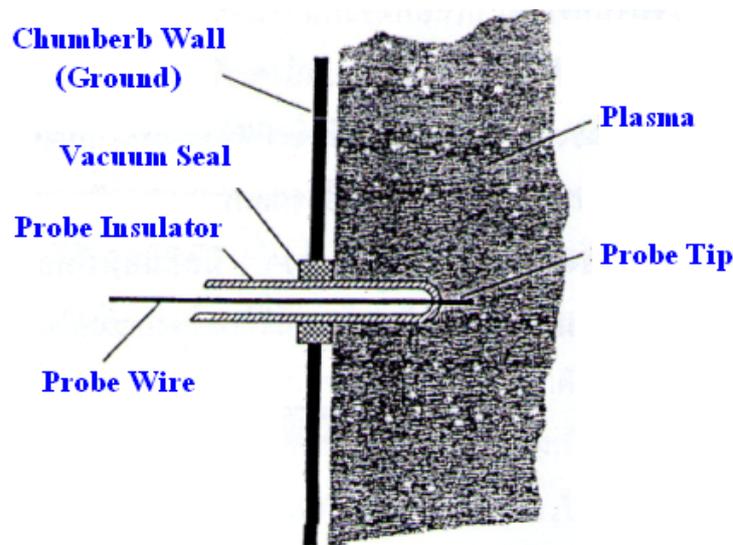
ภาพที่ 2.36 ลักษณะของแมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 1

## 2.8.4 คุณสมบัติทางพลาสมา

### 2.8.4.1 หัววัดลางมัวร์

หัววัดลางมัวร์เป็นขั้วไฟฟ้าที่ทำจากโลหะที่ปกคลุมด้วยฉนวน ยกเว้นที่ปลายหัววัดที่สัมผัสกับพลาสมา หัววัดทำมาจากโลหะที่มีจุดหลอมเหลวสูงดังเช่น ทังสเตน โมลิบดีนัม หรือ แพทตินัม โดยจะใช้หัววัดลางมัวร์ในการวิเคราะห์พลาสมา ซึ่งเหมาะสำหรับการวิเคราะห์พารามิเตอร์ของพลาสมาเย็น โดยใช้ในการตรวจสอบความหนาแน่นของพลาสมา ( $n$ ) อุณหภูมิของอิเล็กตรอน ( $T_e$ ) ศักย์ของพลาสมา ( $V_p$ ) และศักย์ลอย (floating potential;  $V_f$ )

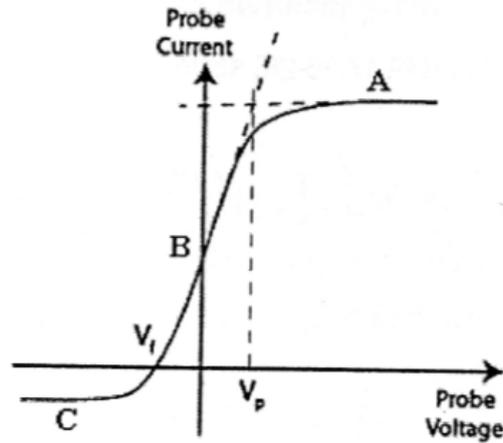
ในการใช้หัววัดลางมัวร์จะดำเนินโดยการจ่ายความต่างศักย์ที่สามารถปรับค่าได้จากภายนอกให้กับหัววัดที่ปลายอีกด้านหนึ่งถูกสอดเข้าไปในพลาสมา ดังแสดงในภาพที่ 2.37 เมื่อปลายของหัววัดสัมผัสกับพลาสมาจะแสดงให้เห็นถึงลักษณะเฉพาะของกระแสและความต่างศักย์ที่เกิดการเปลี่ยนแปลงขึ้นที่หัววัดดังแสดงในภาพที่ 2.38 ซึ่งนำมาใช้วิเคราะห์ตัวแปรของพลาสมา สำหรับความต่างศักย์ที่จ่ายให้กับหัววัดจะมีลักษณะต่อเนื่องด้วยรูปร่างฟันปลา (saw tooth-shaped) ในกรณีหัววัดเดี่ยวลางมัวร์ความต่างศักย์ที่จ่ายให้กับหัววัดจะเทียบกับผนังของภาชนะสุญญากาศ



ภาพที่ 2.37 หัววัดเดี่ยวลางมัวร์ที่สอดเข้าไปในพลาสมา

### 2.8.4.2 ลักษณะเฉพาะของกระแสและความต่างศักย์

ในการใช้หัววัดเดี่ยวลางมัวร์วิเคราะห์พารามิเตอร์ของพลาสมา จะจ่ายความต่างศักย์ให้กับหัววัดโดยที่ปลายอีกด้านหนึ่งของหัววัดสัมผัสกับพลาสมา ลักษณะเฉพาะของกระแสและความต่างศักย์ที่หัววัดจะถูกแสดงออกมา ซึ่งมีลักษณะดังแสดงในภาพที่ 2.38



ภาพที่ 2.38 แผนภาพลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าเท่ากับกับศักย์ของพลาสมาที่ตำแหน่ง  $V_p$  ซึ่งไม่มีสนามไฟฟ้าอยู่รอบๆ หัววัด ตำแหน่งนี้จึงไม่เกิดพลาสมาชิต อิเล็กตรอนและไอออนจะเคลื่อนย้ายไปยังหัววัด โดยกระแสอิเล็กตรอนจะสะสมที่หัววัดมากกว่ากระแสของไอออน ที่ตำแหน่ง  $V_p$  กระแสจะมีค่า

$$I_p = \frac{1}{4} eAn_e \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.107)$$

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าเพิ่มขึ้นมากกว่าตำแหน่ง  $V_p$  ในบริเวณ A จะเข้าสู่บริเวณกระแสอิเล็กตรอนอ้อมตัว ( $I_{se}$ )

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าลดต่ำกว่าตำแหน่ง  $V_p$  ในบริเวณ B อิเล็กตรอนจะถูกผลักออกจากหัววัดเพิ่มขึ้น มีเพียงแต่อิเล็กตรอนที่มีพลังงานเพียงพอที่จะสามารถเคลื่อนที่ไปยังหัววัด กระแสอิเล็กตรอนจะมีค่า

$$I_e = eAn_e \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( \frac{-e(V_p - V)}{kT_e} \right) \quad (2.108)$$

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดลดลงจนมาอยู่ที่ตำแหน่งของศักย์ลอย ( $V_p$ ) กระแสอิเล็กตรอนและกระแสไอออนที่หัววัดจะมีค่าเท่ากัน และกระแสรวมที่หัววัดมีค่าเป็นศูนย์

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าต่ำกว่าตำแหน่ง  $V_p$  ในบริเวณนี้จะมีสนามไฟฟ้าอยู่รอบๆ หัววัด และจะสร้างพลาสมาชิตขึ้นมา อิเล็กตรอนจะถูกผลักออกไปจากหัววัดส่วน ไอออนซึ่งเคลื่อนที่แบบสุ่มผ่านขอบชิตจะถูกสะสมไว้ที่หัววัด และเข้าสู่บริเวณกระแสไอออนอ้อมตัว ( $I_{is}$ ) ในบริเวณ C โดยกระแสไอออน จะมีค่า

$$I_i = -\frac{1}{2} eAn_i \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.109)$$

2.8.4.2.1 อุณหภูมิอิเล็กตรอน ( $T_e$ )

เมื่อหาอัตราการเปลี่ยนแปลงลอการิทึมของกระแสอิเล็กตรอนในสมการที่ (2.108) ก็จะสามารถทำการวิเคราะห์หาค่าออกมาได้ ดังนี้

$$\frac{d \ln I_e}{dV} = \frac{e}{kT_e} \quad (2.110)$$

หรือจะหาค่าจากการรวมสมการที่ (2.108) สำหรับกระแสอิเล็กตรอนและสมการที่ (2.109) สำหรับกระแสไอออน ซึ่งจะได้ว่า

$$I = -\frac{1}{2} e A n_i \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{4} e A n_e \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( \frac{-e(V_p - V)}{kT_e} \right) \quad (2.111)$$

จากการแจกแจงความเร็วอิเล็กตรอนของแมกเวลล์-โบลซ์มันน์ ค่า  $n_i = n_e = n$  จะได้ว่า

$$I = \frac{1}{2} e A n \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ -1 + \left( \frac{2m_i}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( \frac{-e(V_p - V)}{kT_e} \right) \right] \quad (2.112)$$

ที่ตำแหน่ง  $V_f$  กระแสที่หัววัดจะมีค่าเป็นศูนย์ ( $I = 0$ )

$$I = 0 = \frac{1}{2} e A n \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ -1 + \left( \frac{2m_i}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( \frac{e(V_f - V_p)}{kT_e} \right) \right] \quad (2.113)$$

จะได้ว่า

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{2(V_p - V_f)}{\ln\left( \frac{2m_i}{\pi m_e} \right)} \quad (2.114)$$

หน่วยของ  $kT_e/e$  คือโวลต์ ดังนั้น สามารถหา  $kT_e$  ได้ในหน่วยอิเล็กตรอนโวลต์

## 2.8.4.2.2 ความหนาแน่นพลาสมา

ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ( $n_e$ ) และความหนาแน่นของไอออน ( $n_i$ ) ที่อยู่ในสถานะเป็นกลางทางไฟฟ้าของพลาสมา จะมีค่าเท่ากัน  $n_e \approx n_i \approx n_p$  โดย  $n_p$  คือความหนาแน่นของพลาสมา ( $n_p$ ) โดยสามารถหาค่าความหนาแน่นพลาสมาได้ จากสมการ

$$n_p = \frac{I_{is}}{0.6Ae} \left( \frac{m_i}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.115)$$

โดย  $A$  คือ พื้นที่ของหัววัดที่สัมผัสกับพลาสมา  
 $I_{is}$  คือ กระแสไอออนอ้อมตัว  
 $m_i$  คือ มวลของไอออน

#### 2.8.4.2.3 ผลของสนามแม่เหล็ก

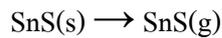
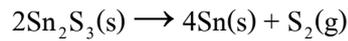
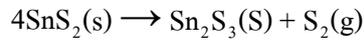
ลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์ที่ได้จากหัววัดอยู่ในกรณีที่มีการเคลื่อนที่ของอนุภาคในพลาสมาถูกควบคุมด้วยสนามไฟฟ้าเพียงอย่างเดียว ถ้าสนามแม่เหล็กถูกนำเข้ามาในพลาสมา อิเล็กตรอนและไอออนจะไม่เคลื่อนที่เป็นเส้นตรงตามทิศทางของสนามไฟฟ้า แต่จะเคลื่อนที่เป็นวงกลมเนื่องจากอิทธิพลของสนามแม่เหล็ก โดยการเคลื่อนที่เป็นวงกลมรอบเส้นแรงแม่เหล็กด้วยรัศมีลาร์มอร์  $r = mv_{\perp}/eB$  เป็นผลให้การเคลื่อนที่ของอนุภาคข้ามผ่านเส้นแรงแม่เหล็ก จะถูกควบคุมอย่างรุนแรง ในขณะที่การเคลื่อนที่ตามเส้นแรงแม่เหล็กแทบจะไม่มีผลกระทบ โดยผลรวมของสนามแม่เหล็กสามารถละลายได้ในกรณีที่  $r \gg a$  เมื่อ  $a$  คือ ขนาดของหัววัด

เนื่องจากรัศมีลาร์มอร์ของอิเล็กตรอนมีค่าน้อยกว่าของไอออนด้วยอัตราส่วนของ  $m_e/m_i$  ดังนั้นอิเล็กตรอนจะได้รับผลกระทบจากสนามแม่เหล็กมากกว่าไอออน เพราะโดยทั่วไป  $r_{Li} > a$  กระแสไอออนอ้อมตัวแทบจะไม่ได้รับผลกระทบจากสนามแม่เหล็ก แต่ในทางกลับกัน กระแสอิเล็กตรอนอ้อมตัว ที่ถูกวัดโดยหัววัดที่ขนานกับสนามแม่เหล็กมีค่าลดลงอย่างมาก และกระแสอิเล็กตรอนอ้อมตัวที่วัดโดยหัววัดที่ตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก กระแสอิเล็กตรอนอ้อมตัวจะได้รับผลกระทบน้อยมาก

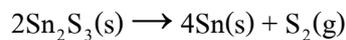
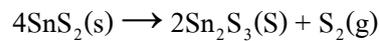
### 2.9 งานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

ยานูอาร์และคณะ (Yanuar et al., 2000) ได้ทำการเตรียมฟิล์มบาง SnS โดยวิธีระเหิดสารเคมีด้วยความร้อนในระยะประชิด ใช้เวลาเคลือบฟิล์มนาน 10 นาที อุณหภูมิของสารตั้งต้นเท่ากับ 500 องศาเซลเซียส โครงสร้างผลึกเป็นแบบออร์โธโรมบิก ค่าคงที่โครงสร้างผลึก  $a = 0.432 \text{ nm}$ ,  $b = 1.128 \text{ nm}$  และ  $c = 0.399 \text{ nm}$  ตามลำดับ ขนาดของเกรนอยู่ในระดับ 1 ไมโครเมตร ช่องว่างแถบพลังงานเท่ากับ 1.32 อิเล็กตรอนโวลต์ ชนิดการนำไฟฟ้าเป็นแบบพี จากการวัดปรากฏการณ์ฮอลล์พบว่า ความหนาแน่นของพาหะอิสระเท่ากับ  $1.16 \times 10^{17}$  ต่อลูกบาศก์เซนติเมตร และสภาพคล่องของพาหะเท่ากับ 3.73 (เซนติเมตร)<sup>2</sup>/(โวลต์.วินาที)

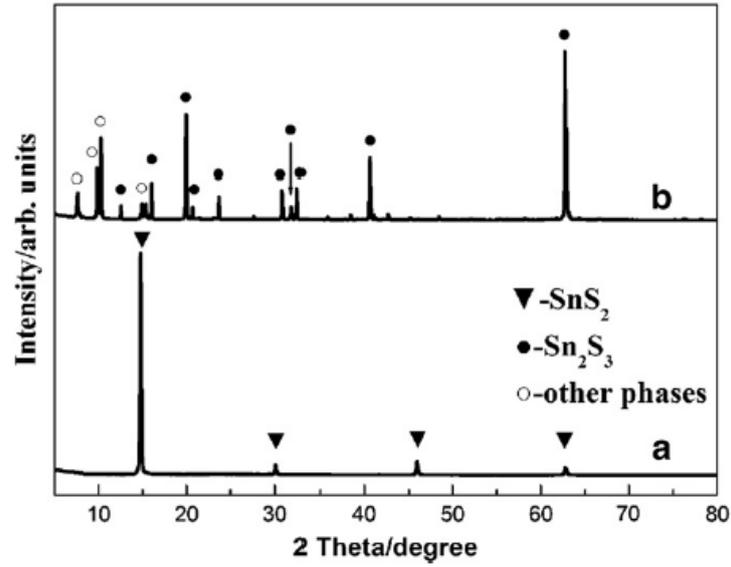
ชีและคณะ (Shi et al., 2013) ได้มีการเตรียมฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ SnS<sub>2</sub> โดยวิธีการระเหิดสารเคมีด้วยความร้อนในระบะประชิด ภายในระบบสุญญากาศ โดยกำหนดให้อุณหภูมิของสารตั้งต้นเป็น 650 และ 580 องศาเซลเซียส ตามลำดับ ปฏิริยาการระเหิดเป็นไปดังสมการ



จากการวิเคราะห์ด้วยผลึกของสารกึ่งตัวนำ SnS<sub>2</sub> ตัวเทอร์โมกราฟิเมตริกพบว่าน้ำหนักของสารตัวอย่างหายไป 4.5 เปอร์เซ็นต์ ในช่วงอุณหภูมิ 30 - 270 องศาเซลเซียส เนื่องจากการระเหยไปของโมเลกุลของน้ำ และโมเลกุลของ (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S<sub>x=2.6</sub> ที่อุณหภูมิช่วง 270-450 องศาเซลเซียส น้ำหนักหายไป 4.3 เปอร์เซ็นต์ เนื่องจากระบวนการสลายตัวของ [SnS<sub>2.26</sub>(s)→SnS<sub>2</sub>(s)+0.26S(g)] จากนั้นน้ำหนักจะหายไปอีก 5.3 เปอร์เซ็นต์ ในช่วงอุณหภูมิ 550 - 630 องศาเซลเซียส เนื่องจากระบวนการระเหิดจาก SnS<sub>2</sub>(s) ไปเป็น SnS<sub>2</sub>(g) ส่วนที่อุณหภูมิสูงกว่า 630 องศาเซลเซียส กระบวนการสลายตัวจะเป็นไปดังนี้คือ



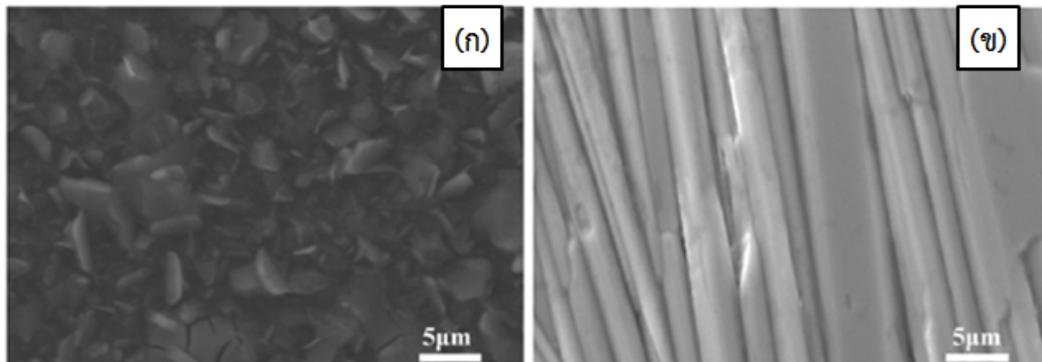
ดังนั้นจึงเลือกให้อุณหภูมิของสารตั้งต้นเป็น 580 และ 650 องศาเซลเซียส สเปกตรัมการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ของฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ SnS<sub>2</sub> จะแสดงในรูปที่ 2.39 ส่วนภาพถ่ายผิวหน้าของฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ SnS<sub>2</sub> จะแสดงดังภาพที่ 2.40



ภาพที่ 2.39 แสดงสเปกตรัมการเลี้ยวเบนรังสีเอกซ์ของฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ p-SnS เมื่อให้อุณหภูมิแก่สารตั้งต้นเท่ากับ

ก. 580 องศาเซลเซียส

ข. 650 องศาเซลเซียส



ภาพที่ 2.40 แสดงภาพถ่ายฉิวหน้าของฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ  $\text{SnS}_2$  ด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด ที่เตรียมได้เมื่อให้อุณหภูมิแก่สารตั้งต้นเท่ากับ

ก. 580 องศาเซลเซียส

ข. 650 องศาเซลเซียส