

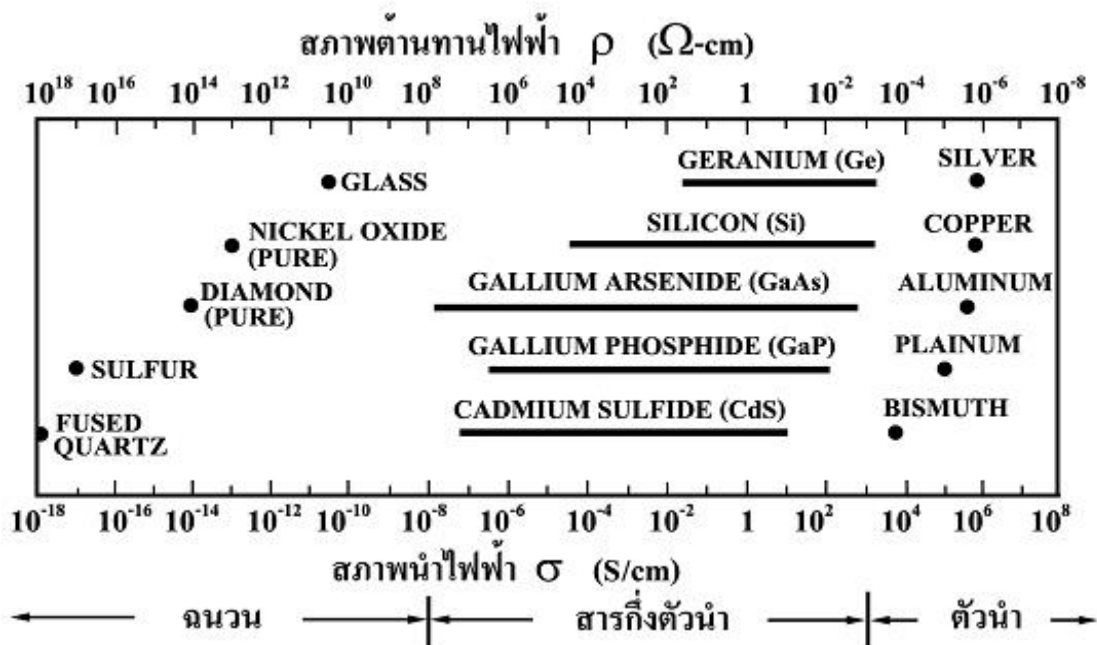
บทที่ 2

ทฤษฎีและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

สมบัติทางฟิสิกส์พื้นฐานของผลึกนั้นขึ้นกับลักษณะของโครงสร้างผลึก และความไม่สมบูรณ์ของผลึก การวัดสมบัติทางไฟฟ้าต่างๆ ก็จะต้องคำนึงถึงสมบัติพื้นฐานของผลึกด้วยเพื่อให้ได้ผลการวัดที่ถูกต้อง ในบทนี้จึงจะกล่าวถึงทฤษฎีที่เกี่ยวข้องต่างๆ เทคนิคการเตรียมผลึกของฟิล์มบางและเทคนิคการวัดสมบัติทางไฟฟ้าต่างๆต่อไป

2.1 วัสดุของแข็งสารกึ่งตัวนำ (งามนิศย์, 2531; งามนิศย์, 2551; จิตินัย, 2530; จิตินัย, 2545)

วัสดุในสถานะของแข็งสามารถแบ่งได้เป็น 3 ชนิดคือ ฉนวน สารกึ่งตัวนำ และตัวนำ ดังรูปที่ 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



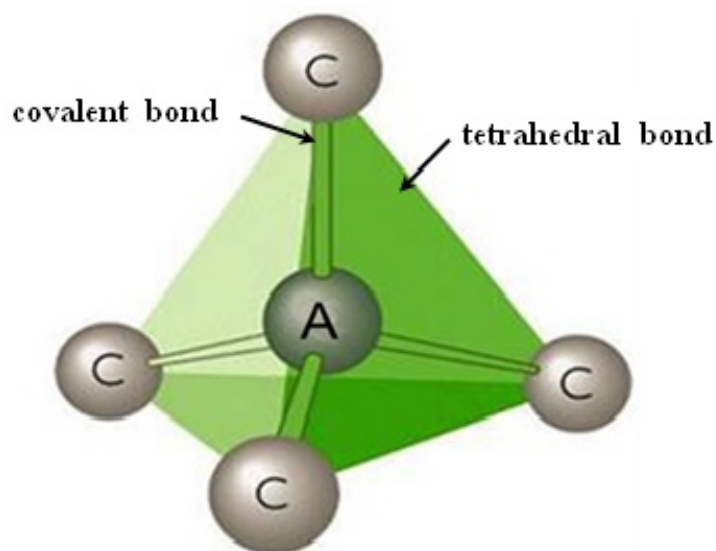
ภาพที่ 2.1 สภาพนำไฟฟ้าและสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารฉนวน สารกึ่งตัวนำ และสารตัวนำ

2.2 โครงสร้างของผลึก (งามนิทย์, 2531; จูตินัย, 2546; งามนิทย์, 2545; จูตินัย, 2550; จูตินัย, 2552; จูตินัย, 2556; Kittel, 2005; Runyan, 1975)

สารกึ่งตัวนำแต่ละชนิดจะมีโครงสร้างผลึกที่แตกต่างกันขึ้นอยู่กับการจัดเรียงตัวของอะตอมที่อยู่ในโครงผลึก การที่มีโครงผลึกที่แตกต่างกันนี้ทำให้สารกึ่งตัวนำมีสมบัติทางฟิสิกส์แตกต่างกันไป ด้วย เช่น สมบัติการทางไฟฟ้า สมบัติทางแสง เป็นต้น

2.2.1 โครงสร้างผลึกของสารประกอบที่เกิดจากอะตอมของธาตุกลุ่ม II และกลุ่ม VI

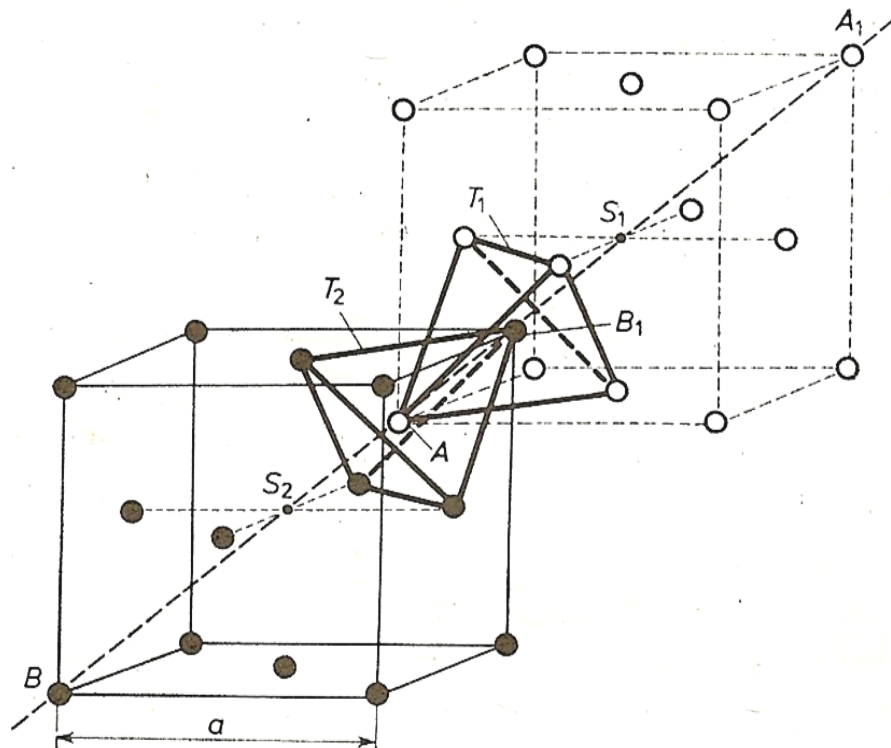
โครงผลึก คือ ตำแหน่งที่เป็นที่อยู่ของเบสิส (basis) ในระบบ 3 มิติ ส่วนเบสิส คืออะตอมหรือกลุ่มของอะตอมที่อยู่ภายในโครงผลึก ส่วนโครงสร้างผลึกของสารประกอบที่เกิดจากอะตอมของธาตุกลุ่ม II และกลุ่ม VI เกิดจากการสร้างพันธะเคมีระหว่างอะตอมของธาตุกลุ่ม II (อะตอม A) และกลุ่ม VI (อะตอม C) ซึ่งมีอิเล็กตรอนวาเลนซ์ต่ออะตอมเท่ากับ 4 ในโครงผลึกแต่ละอะตอม A หรืออะตอมของธาตุ C จะมีอะตอมของธาตุ C หรืออะตอมของธาตุ A ที่อยู่ใกล้เคียงที่สุดล้อมรอบอยู่ 4 อะตอม ซึ่งมีการสร้างพันธะเคมีระหว่างอะตอมเป็นแบบพันธะโควาเลนต์ (covalent bond) และมีพันธะเคมีของโมเลกุลเป็นแบบพันธะสี่หน้าหรือพันธะเตตระฮีดรัล (tetrahedral bond) ดังแสดงในรูปที่ 2.2 จากลักษณะการจัดเรียงอะตอมดังกล่าวทำให้สามารถแบ่งโครงสร้างผลึกได้ 2 แบบคือ โครงสร้างแบบซิงค์เบลนด์ (zinc blende structure) และโครงสร้างแบบเวอร์ทไซด์ (wurtzite structure) ซึ่งจากการศึกษาพบว่าโครงสร้างผลึกของแคดเมียมซีลีไนด์ (CdSe) จะมีลักษณะ 2 แบบ คือ เป็นคิวบิก (cubic structure) หรือแบบซิงค์เบลนด์ (zinc blende structure) และโครงสร้างผลึกแบบเฮกซะโกนัล หรือแบบเวอร์ทไซด์ (hexagonal structure or wurtzite)



ภาพที่ 2.2 พันธะสี่หน้าหรือพันธะเตตระฮีดรัล

2.2.1.1 โครงสร้างผลึกแบบซิงค์เบลนด์

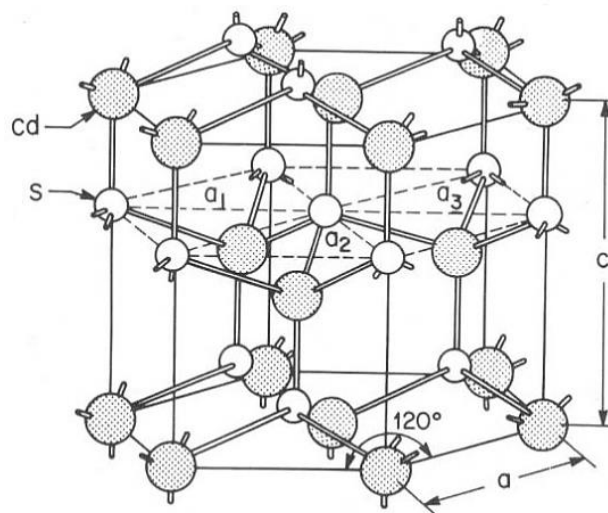
โครงสร้างผลึกแบบนี้มักพบในสารกึ่งตัวนำที่ประกอบด้วยอะตอมของธาตุสองชนิด หรือเรียกว่าเป็นสารประกอบกึ่งตัวนำเชิงคู่ (binary compound semiconductor) ได้แก่ สารประกอบของสารกึ่งตัวนำในกลุ่ม III-V เช่น GaAs และ InSb และสารประกอบของสารกึ่งตัวนำในกลุ่ม II-VI เช่น ZnSe, ZnS เป็นต้น โครงสร้างผลึกแบบนี้มีลักษณะคล้ายโครงสร้างผลึกแบบเพชร คือ อาจพิจารณาว่าเป็นโครงสร้างผลึกแบบเฟสเซนเตอร์คิวบิกสองโครงซ้อนกันอยู่แต่โครงหนึ่งเป็นธาตุหมู่ II (หรือ III) ส่วนอีกโครงผลึกเป็นธาตุหมู่ VI (หรือ V) สำหรับสารประกอบของสารกึ่งตัวนำเชิงคู่ II-VI (หรือ III-V) ในหนึ่งหน่วยเซลล์ประกอบด้วยอะตอมสองชนิดแต่ละชนิดมีสี่อะตอม เช่นในสารกึ่งตัวนำ CdTe อะตอมของธาตุ Cd จะอยู่ที่ตำแหน่ง $(0,0,0)$, $(0,1/2,1/2)$, $(1/2,0,1/2)$ และ $(1/2,1/2,0)$ ส่วนตำแหน่งของอะตอมของธาตุ Te จะอยู่ที่ $(1/4,1/4,1/4)$, $(1/4,3/4,3/4)$, $(3/4,1/4,3/4)$ และ $(3/4,3/4,1/4)$ สารกึ่งตัวนำที่มีโครงสร้างผลึกแบบนี้ได้แก่ ZnS, CuCl, AgI, CuF, SiC และ CdS เป็นต้น ซึ่งเป็นสารประกอบกึ่งตัวนำที่มีความสำคัญ เหมาะสำหรับนำมาประยุกต์เพื่อประดิษฐ์เป็นอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์และเป็นอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์เชิงแสง



ภาพที่ 2.3 โครงสร้างผลึกแบบคิวบิกหรือซิงค์เบลนด์ของสารกึ่งตัวนำ CdS

2.2.1.2 โครงสร้างผลึกแบบเวอร์ทไซด์

โครงสร้างผลึกแบบเวอร์ทไซด์จัดอยู่ในระบบโครงสร้างผลึกแบบเฮกซะโกนัล ซึ่งเกิดจากการนำโครงสร้างผลึกแบบเฮกซะโกนัลที่มีอะตอมของธาตุต่างๆ สองชนิดวางซ้อนเหลื่อมกันเป็นระยะ $5/8$ ตามแนวแกน c (c - axis) หนึ่งหน่วยเซลล์จะมี 8 อะตอม มีอะตอมเพื่อนบ้านอยู่ 4 อะตอม มีพันธะเคมีของโมเลกุลเป็นแบบพันธะเตตระฮีดรัล และมีพันธะเคมีระหว่างอะตอมเป็นแบบพันธะโควาเลนต์ ดังนั้นจึงมีการจัดเรียงระยะนาบของอะตอมคล้ายกับโครงสร้างผลึกแบบซิงค์เบลนด์ แต่จะมีความแตกต่างกัน คือ ในโครงสร้างผลึกแบบเวอร์ทไซด์ จะมีการจัดเรียงระยะนาบของพันธะเตตระฮีดรัลเป็นแบบ ABAB... หรือ 0101... ส่วนในโครงสร้างผลึกแบบซิงค์เบลนด์จะมีการจัดเรียงระยะนาบของพันธะเตตระฮีดรัลแบบ ABCABC... หรือ 012012... สารที่มีโครงสร้างผลึกแบบนี้ได้แก่ CdS และ ZnS เป็นต้น

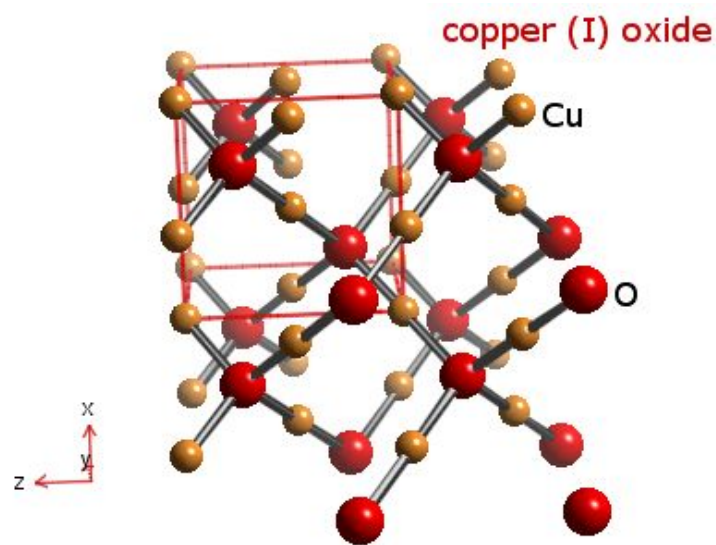


ภาพที่ 2.4 โครงสร้างผลึกแบบเวอร์ทไซด์ของสารกึ่งตัวนำ CdS

2.2.1.3 โครงสร้างผลึกของสารกึ่งตัวนำ Cu_2O และ CuO (จิตินัย, 2557; Bugarinovic et al., 2011)

หนึ่งหน่วยเซลล์ของ Cu_2O จัดอยู่ในระบบคิวบิกซึ่งประกอบขึ้นจากซับแลตทิซของบอดีเซนเตอร์คิวบิก (bcc) ของอะตอมออกซิเจนกับซับแลตทิซเฟซเซนเตอร์คิวบิก (fcc) ของอะตอมของธาตุ Cu ซับแลตทิซทั้งสองจะอยู่ซ้อนกันโดยที่ซับแลตทิซที่สองจะอยู่เอียงไปในแนวทแยงมุมของซับแลตทิซแรกเป็นระยะ $1/4 \sqrt{\frac{1^2+1^2+1^2}{2}}$ ของความยาวเส้นทแยงมุม ค่าคงที่โครงสร้างผลึกของหนึ่งหน่วยเซลล์มีค่าเท่ากับ 4.26964 อังสตรอม ในหนึ่งหน่วยเซลล์จะมีอะตอมของธาตุ Cu จำนวน 4 อะตอม และอะตอมของธาตุ O จำนวน 2 อะตอม รูปที่ 2.5 แสดงโครงสร้างผลึกของสารกึ่งตัวนำ Cu_2O แต่ละอะตอมของธาตุ Cu จะสร้างพันธะกับอะตอมของธาตุ O จำนวน 2 อะตอม เป็นแนวเส้นตรงแต่ละอะตอมของธาตุ O จะสร้างพันธะกับอะตอมของธาตุ Cu จำนวน 4 อะตอม สารประกอบสารกึ่งตัวนำ Cu_2O มีมวลโมเลกุล

เท่ากับ 143.09 กรัมต่อโมล มีความหนาแน่น 6.0 กรัมต่อลูกบาศก์เซนติเมตร จุดหลอมเหลวและจุดเดือดอยู่ที่อุณหภูมิ 1,408 และ 2,073 เคลวิน ตามลำดับ ไม่ละลายในน้ำ แต่ละลายได้ในกรดเข้มข้น สารกึ่งตัวนำ Cu_2O มีสีแดง พบได้ในธรรมชาติ มักใช้ทำสีทาบ้านและสารกำจัดเชื้อรา สารกึ่งตัวนำ Cu_2O เคยนำไปทำเป็นไดโอดก่อนที่จะถูกแทนที่ด้วยสารกึ่งตัวนำ Si

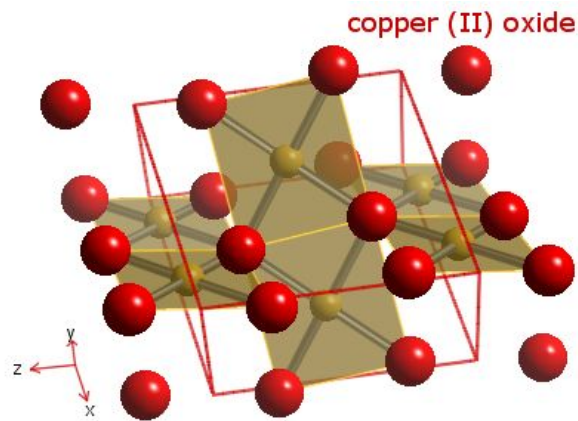


ภาพที่ 2.5 โครงสร้างผลึกของสารกึ่งตัวนำ Cu_2O

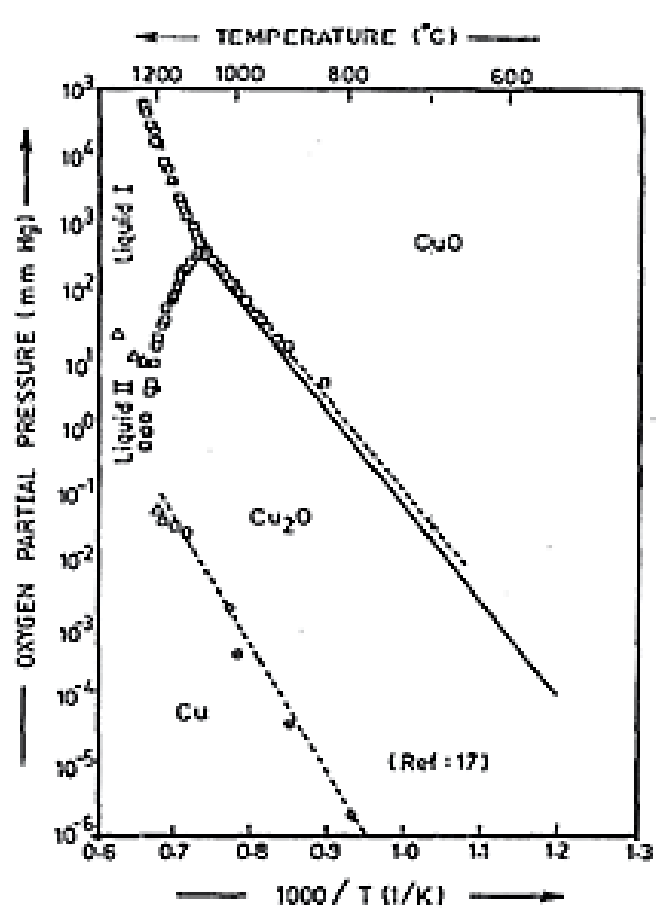
สารกึ่งตัวนำ CuO มีสีดำ พบได้ในธรรมชาติ มีโครงสร้างผลึกเป็นแบบโมโนคลินิกในหนึ่งหน่วยเซลล์มีอะตอมของธาตุ Cu และอะตอมของธาตุ O อย่างละ 4 อะตอม โครงสร้างผลึกของสารกึ่งตัวนำ CuO จะมีลักษณะโดดเด่นเฉพาะตัว กล่าวคือแต่ละอะตอมของธาตุ Cu จะมีอะตอมของธาตุ O ล้อมรอบอยู่ 4 อะตอม กลายเป็นระนาบของสี่เหลี่ยมจัตุรัส โดยมีอะตอมของธาตุ O อยู่ที่มุมของสี่เหลี่ยมจัตุรัส และแต่ละอะตอมของธาตุ O จะมีอะตอมของธาตุ Cu ล้อมรอบอยู่ 4 อะตอม ดังแสดงในรูปที่ 2.6 มวลโมเลกุลเท่ากับ 79.54 กรัมต่อโมล อุณหภูมิของจุดหลอมเหลวเท่ากับ 1,603 เคลวิน มีความเสถียรสูงแต่ขึ้นได้ง่ายที่อุณหภูมิห้อง ละลายได้อย่างช้าๆ ในสารละลายแอมโมเนีย แต่จะละลายได้อย่างรวดเร็วในสารละลายแอมโมเนียคาร์บอเนต อีกทั้งยังละลายได้ในกรดฟอมิก (formic acid) และละลายได้ในกรดอะซิติกเดือด เป็นต้น สารประกอบ CuO สามารถสลายตัวเป็น สารประกอบ Cu_2O ได้ที่อุณหภูมิ 1,303 เคลวินในอากาศความดันปกติ ส่วนปฏิกิริยารีดักชันนี้จะเกิดขึ้นที่อุณหภูมิลดลงเมื่ออยู่ในสุญญากาศความดันต่ำ

ก๊าซไฮโดรเจนและคาร์บอนมอนอกไซด์สามารถรีดิวซ์สารประกอบ CuO ให้กลายเป็นโลหะ Cu ที่อุณหภูมิ 523 เคลวิน และสามารถรีดิวซ์ให้กลายเป็นสารประกอบ Cu_2O ที่อุณหภูมิ 423 เคลวิน ส่วนก๊าซแอมโมเนียสามารถรีดิวซ์สารประกอบ CuO ให้กลายเป็นสารประกอบ Cu_2O ที่อุณหภูมิ 698 - 973 เคลวิน สารประกอบ CuO มีสีดำ ใช้เป็นส่วนผสมทำเป็นไฟเบอร์และเซรามิก ตัวตรวจรู้แก๊สชนิดต่างๆ และฟลักซ์สำหรับใช้เชื่อมโลหะ ใช้กำจัดเชื้อรา และเป็นส่วนผสมสำคัญในสีทา

เรือเพื่อป้องกันตะไคร่น้ำ สารประกอบ CuO มีการจัดเรียงอิเล็กตรอนเป็นแบบ $3d^9$ ดังนั้นจึงมีสมบัติเป็นสารแม่เหล็กแอนติเฟอร์โรที่อุณหภูมิห้อง (Korzhavi and Johansson, 2011)



ภาพที่ 2.6 โครงสร้างผลึกของสารกึ่งตัวนำ Cu_2O



ภาพที่ 2.7 แผนภาพเฟสของสารประกอบ CuO แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความดันย่อยและอุณหภูมิของแผ่นฐานรองรับในการเตรียมฟิล์มบางคอปเปอร์ออกไซด์ในระบบสุญญากาศ เฟสที่เกิดขึ้นได้ คือ Cu, Cu_2O และ CuO

2.2.2 หลักเกณฑ์ในการระบุชื่อระนาบของผลึก (จิตินัย, 2530; จิตินัย, 2551; งามนิศย์, 2530; Kittel, 2005; Runyan, 1975)

เนื่องจากสมบัติทางฟิสิกส์ของผลึกขึ้นกับตำแหน่งของทิศทางและระนาบของผลึก ดังนั้นจึงต้องระบุแน่นอนว่ากำลังศึกษาลักษณะส่วนใดของผลึกอยู่ การระบุลักษณะดังกล่าวจะบอกถึงตำแหน่งของทิศทางและระนาบของผลึกที่กำลังศึกษาอยู่นั้น มีเกณฑ์พื้นฐานดังนี้

2.2.2.1 การระบุตำแหน่ง

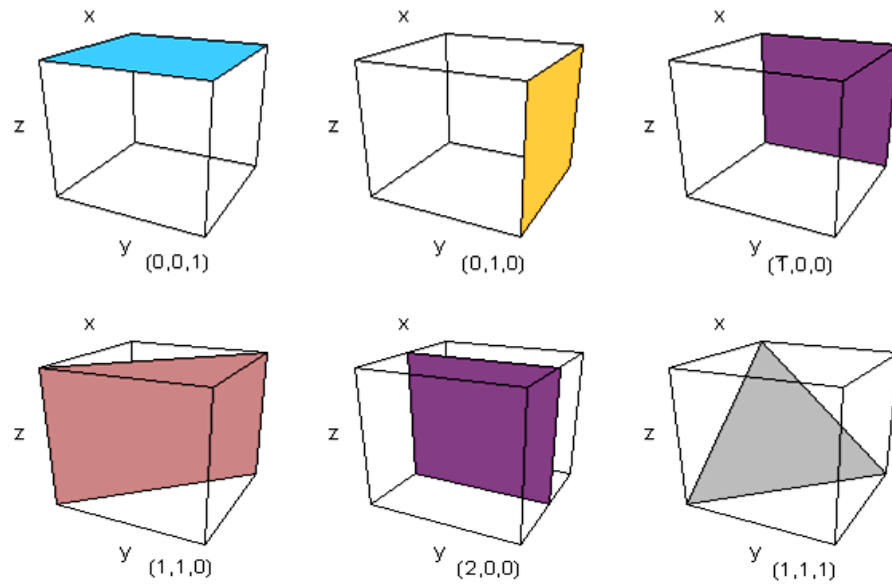
ในกรณีทั่วไปจะเขียนเป็น (x,y,z) โดยสังเกตเครื่องหมาย “,” ซึ่งคั่นอยู่ระหว่างค่าแต่ละค่า ตัวอย่างเช่น จุด $(1,2,3)$ หมายความว่า เป็นตำแหน่งอยู่ที่พิกัด $x=1, y=2, z=3$

2.2.2.2 การระบุทิศทาง

ในกรณีทั่วไปจะเขียนเป็น $[u\ v\ w]$ โดยสังเกตว่าใช้วงเล็บสี่เหลี่ยม และไม่มีเครื่องหมาย “,” คั่นอยู่ระหว่างค่าแต่ละค่า ถ้าเป็นทิศทางที่เป็นวงเล็บก็จะใส่เครื่องหมาย “-” หรือ บาร์ (bar) ไว้บนตัวเลขนั้นๆ เช่น ทิศทาง $[\bar{1}2\bar{1}]$ แสดงว่าในแนวแกน z มีค่าเป็นลบ

2.2.2.3 การระบุชื่อระนาบ

การระบุชื่อระนาบ จะใช้อักษร (hkl) โดยให้สังเกตการใช้วงเล็บ และไม่มีเครื่องหมาย “,” คั่นอยู่ระหว่างค่า (hkl) เรียกว่า ดัชนีมิลเลอร์ (Miller indices) ระนาบของผลึกเป็นสิ่งที่สำคัญที่สุดในการศึกษาผลึก เพราะในแต่ละระนาบจะประกอบไปด้วยอะตอมไอออนหรือโมเลกุลเรียงตัวกันอยู่บนระนาบนั้น อาจกล่าวได้ว่าระนาบแต่ละระนาบจะมีความแตกต่างกันเช่นเดียวกับทิศทาง จุดที่ระนาบหนึ่งๆ ตัดแกนผลึกจะได้มาจากค่าส่วนกลับของดัชนีมิลเลอร์ เช่น ระนาบ (010) จะตัดแกน (x,y,z) ที่จุด $(1/0, 1/1, 1/0)$ หรือ จุด $(\infty, 1, \infty)$ นั่นเอง (ระยะอนันต์หมายถึงระนาบนั้นขนานกับแกนนั้นและไปตัดแกนนั้นที่ระยะอนันต์) ดังแสดงในรูปที่ 2.8 ซึ่งสรุปความสัมพันธ์ระหว่างระนาบต่างๆ กับระยะตัดแกนอ้างอิง



ภาพที่ 2.8 การบอกชื่อระนาบต่างๆ ของผลึก

2.3 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงจุดภาคด้วยการเลี้ยวเบนรังสีเอกซ์ (Cullity, 1956; จูตินัย, 2530; จามนิตย์, 2531; Kittel, 2005; Runyan, 1975; จูตินัย, 2550; จูตินัย, 2551)

การศึกษาโครงสร้างผลึกโดยการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ด้วยเครื่องเอกซเรย์ดิฟแฟรคโตร-มิเตอร์ โดยใช้รังสีเอกซ์ความยาวคลื่นเดียวตกกระทบตัวอย่าง ซึ่งอาจเป็นผลึกเดี่ยวหรือผลึกพหุพันธ์ก็ได้ สารตัวอย่างจะหมุนไปเป็นมุม θ ในขณะที่อุปกรณ์ตรวจจับสัญญาณ รังสีเอกซ์จะเคลื่อนที่ไปเป็นมุม 2θ เพื่อให้การเลี้ยวเบนสอดคล้องกับกฎของแบรกก์

ในปี พ.ศ. 2455 (ค.ศ. 1912) W.H. Bragg และ W.L. Bragg ได้เสนอแนวคิดที่เราสามารถมองได้ว่าผลึกจัดเรียงตัวเป็น ชั้น (layer) หรือระนาบ (plane) ของอะตอมซึ่งสามารถสะท้อนคลื่น ที่ตกกระทบ โดยมุมตกกระทบเท่ากับมุมสะท้อนทั้งนี้ลำคลื่นที่สะท้อนออกไปจากระนาบต่างๆดังกล่าวจะมีความเข้มสูงและแทรกสอดแบบเสริมกัน ถ้าหากความแตกต่างระหว่างทางเดินของคลื่นที่สะท้อนจากระนาบที่อยู่ข้างเคียง (path difference) มีค่าเป็นจำนวนเท่าของความยาวคลื่นที่ตกกระทบดังสมการ

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

เมื่อ λ คือ ความยาวคลื่นของรังสีเอกซ์

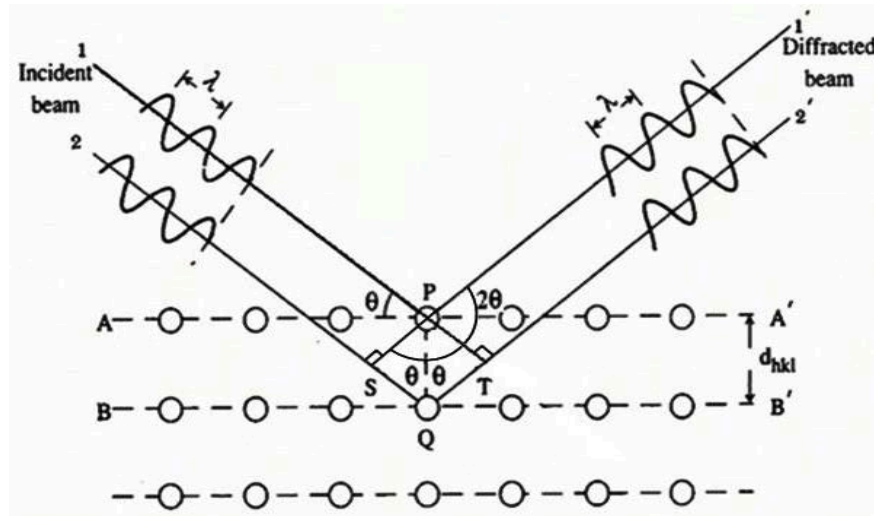
d_{hkl} คือ ระยะระหว่างระนาบที่ขนานกัน

θ คือ มุมของรังสีสะท้อนจากระนาบแบรกก์ของรังสีเอกซ์ ซึ่งจะเท่ากับมุมของรังสีตกกระทบ

n คือ ลำดับที่ของการเลี้ยวเบน มีค่าเป็นเลขจำนวนเต็ม คือ 1, 2, 3,...

2θ คือ มุมเลี้ยวเบนที่เป็นมุมระหว่างรังสีตกกระทบทำกับรังสีสะท้อน

ระนาบต่าง ๆ ของผลึกที่ก่อให้เกิดการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ต้องสอดคล้องกับกฎของแบรกก์ เรียกว่าระนาบแบรกก์ (Bragg plane) และมุมที่รังสีสะท้อนทำกับแนวที่ขนานกับรังสีตกกระทบเรียกว่ามุมเลี้ยวเบน (diffraction angle) ซึ่งมีค่าเป็นสองเท่าของมุมตกกระทบ (2θ) ดังรูปที่ 2.9



ภาพที่ 2.9 การเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์บนระนาบของผลึกที่เป็นไปตามกฎของแบรกก์

2.3.1 การวิเคราะห์โครงสร้างผลึก

ข้อมูลที่ได้จากกราฟการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ ดังในรูปที่ 2.10 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มของรังสีเอกซ์และมุมเลี้ยวเบน เรียกว่า รูปแบบการเลี้ยวเบน (diffraction pattern) ซึ่งสำหรับแต่ละธาตุหรือสารประกอบต่างชนิดกันก็จะมีรูปแบบการเลี้ยวเบนแตกต่างกันซึ่งสามารถสังเกตได้จากพีค (peak) ของการเลี้ยวเบน จากกราฟการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์สามารถทำการวิเคราะห์โครงสร้างผลึกได้โดยการคำนวณค่าคงที่ของโครงผลึก ขนาดของเกรนและความเครียดในระดับจุลภาคได้

สมการสำหรับหาค่าคงที่ของโครงผลึก (lattice constant) สำหรับโครงสร้างผลึกแบบ ซิงค์เบลนด์สามารถหาได้จากสมการที่ (2.2)

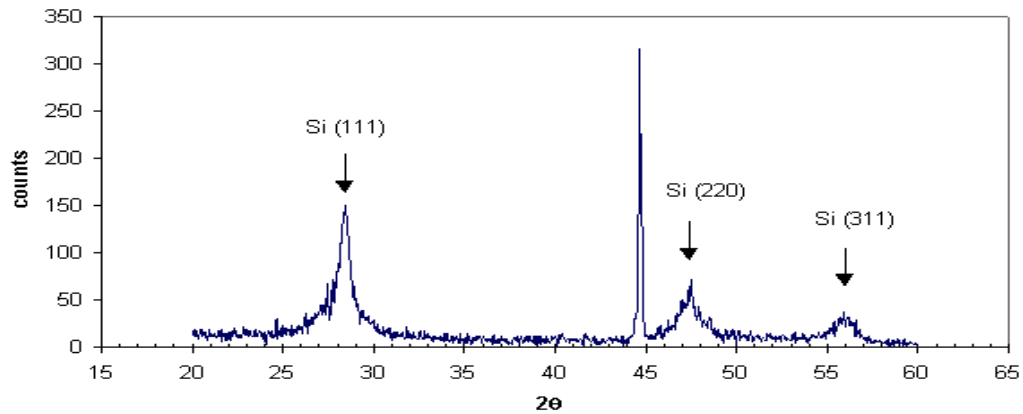
$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} \quad (2.2)$$

และสำหรับโครงสร้างผลึกแบบเฮกซะโกนัลหาได้จากสมการที่ (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

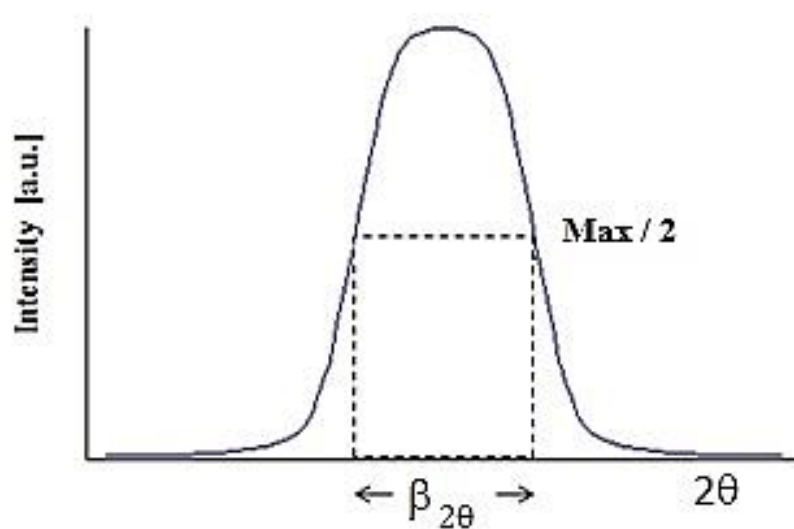
การหาขนาดของเกรนจากสเปกตรัมของการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์สามารถหาโดยเลือกพีคที่มีความเข้มสูงสุด ดังในรูปที่ 2.11 และใช้สมการของเชอร์เรอร์ (Scherer) คำนวณหาขนาดของเกรนดังนี้

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

เมื่อ D คือ ขนาดของเกรน

K คือ ค่าคงที่ซึ่งขึ้นกับขนาดและรูปร่างของเกรน

$\beta_{2\theta}$ คือ ระยะเวลาความกว้างของพีคที่ความเข้มที่ค่าเป็นครึ่งหนึ่งของความเข้มสูงสุด (full width at half-maximum of the diffraction peak)

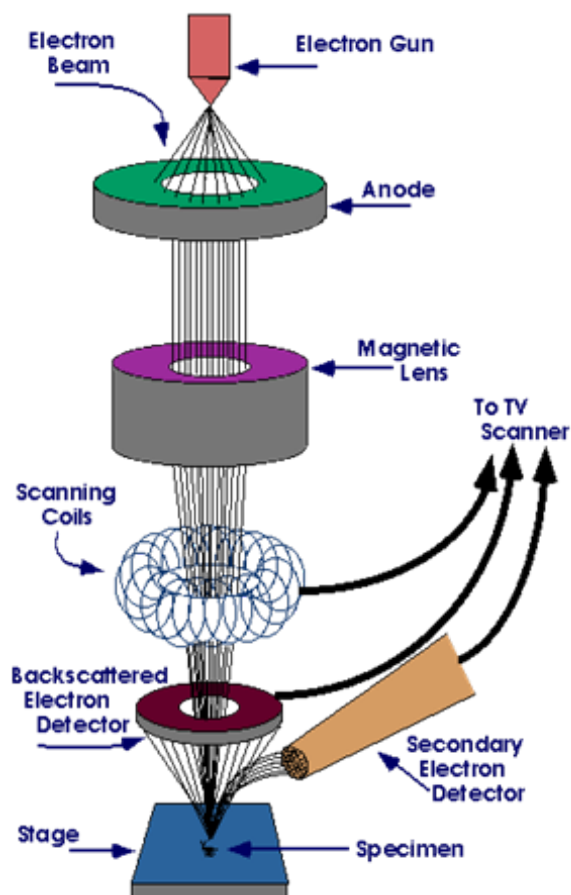


ภาพที่ 2.11 ค่า $\beta_{2\theta}$ เพื่อนำไปหาขนาดของเกรนจากสเปกตรัมของการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์

2.4 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงมหภาคด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด (ฐิตินัย, 2550; งามนิตย์, 2543; Schroder,1990; ฐิตินัย, 2551; งามนิตย์, 2552)

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

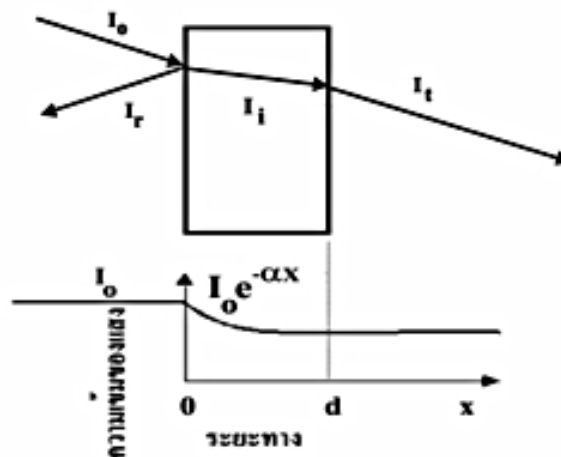
การทำงานของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด ดังแสดงในรูปที่ 2.12 เริ่มจากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนซึ่งมีหน้าที่ผลิตอิเล็กตรอนจากไส้หลอด กลุ่มอิเล็กตรอนที่ได้จะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้า พร้อมทั้งบังคับกลุ่มอิเล็กตรอนให้มีลักษณะเป็นลำ โดยลำอิเล็กตรอนจะกราดไปบนพื้นผิวของตัวอย่างโดยขดลวดสนามแม่เหล็กบนระนาบเอกซ์ -วาย เพื่อทำให้เกิดอิเล็กตรอนทุติยภูมิ และจะถูกตรวจจับโดยเซนเซอร์ เพื่อแปลงเป็นสัญญาณไฟฟ้าเพื่อส่งต่อไปให้ระบบสร้างภาพต่อไป



ภาพที่ 2.12 ส่วนประกอบของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด

2.5 การส่งผ่านแสง (งามนิตย์, 2531; จูตินัย, 2546; งามนิตย์, 2545; จูตินัย, 2549; จูตินัย, 2550; จูตินัย, 2552)

การศึกษาวิธีวัดสเปกตรัมการสะท้อนและการส่งผ่านแสงนี้จะกล่าวถึงสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสงและองค์ประกอบของการวัดสเปกตรัมการส่งผ่านแสง เมื่อแสงเดินทางไปกระทบฟิล์มบางแสงบางส่วนจะสะท้อนกลับที่ผิวของฟิล์มบาง บางส่วนของแสงจะเดินทางเข้าไปในแผ่นฟิล์มบางและถูกดูดกลืนดังรูปที่ 2.13



ภาพที่ 2.13 ภาพจำลองเมื่อแสงตกกระทบลงบนแผ่นฟิล์มบาง

- เมื่อ I_0 คือ ความเข้มแสงตกกระทบแผ่นฟิล์มบาง
 I_r คือ ความเข้มแสงสะท้อนจากฟิล์มบาง
 I_t คือ ความเข้มแสงส่งผ่านออกมาจากฟิล์มบาง
 I_i คือ ความเข้มแสงที่เดินทางเข้าสู่แผ่นฟิล์มบาง
 R คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนแสง (reflectivity)
 T คือ สัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสง (transmittance)
 α 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

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

เมื่อแสงนี้เดินทางเข้าสู่แผ่นฟิล์มบางจะถูกดูดกลืนทำให้ความเข้มแสงภายในแผ่นฟิล์มบางลดลงแบบเอกซ์โพเนนเชียลตามระยะทาง ดังนั้นความเข้มแสงที่ส่งผ่านฟิล์มบางมีค่าลดลงตามสมการ

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

ถ้าไม่มีการสะท้อนแสงที่ผิวด้านหลังสัมประสิทธิ์การส่งผ่านของแสงจะมีค่าเท่ากับ

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

การหาค่าของช่องว่างแถบพลังงานสามารถพิจารณาจากสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง (α) ของสารกึ่งตัวนำจะสัมพันธ์กับค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสง (T) จากรูปที่ 2.14 แสดงภาพจำลองเมื่อแสงตกกระทบจากด้านซ้ายของฟิล์มบาง (I_0) ความเข้มแสงภายในฟิล์มบางจะลดลงแบบเอกซ์โพเนนเชียล และมีความสัมพันธ์การส่งผ่านแสงโดยทั่วไป (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

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

เมื่อ A คือ ค่าคงที่ และสมการที่ (2.12) ใช้กับสารที่มีสถานะพลังงานแบบตรง

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

เมื่อ B คือ ค่าคงที่ และสมการที่ (2.13) ใช้กับสารที่มีสถานะพลังงานแบบเฉียง

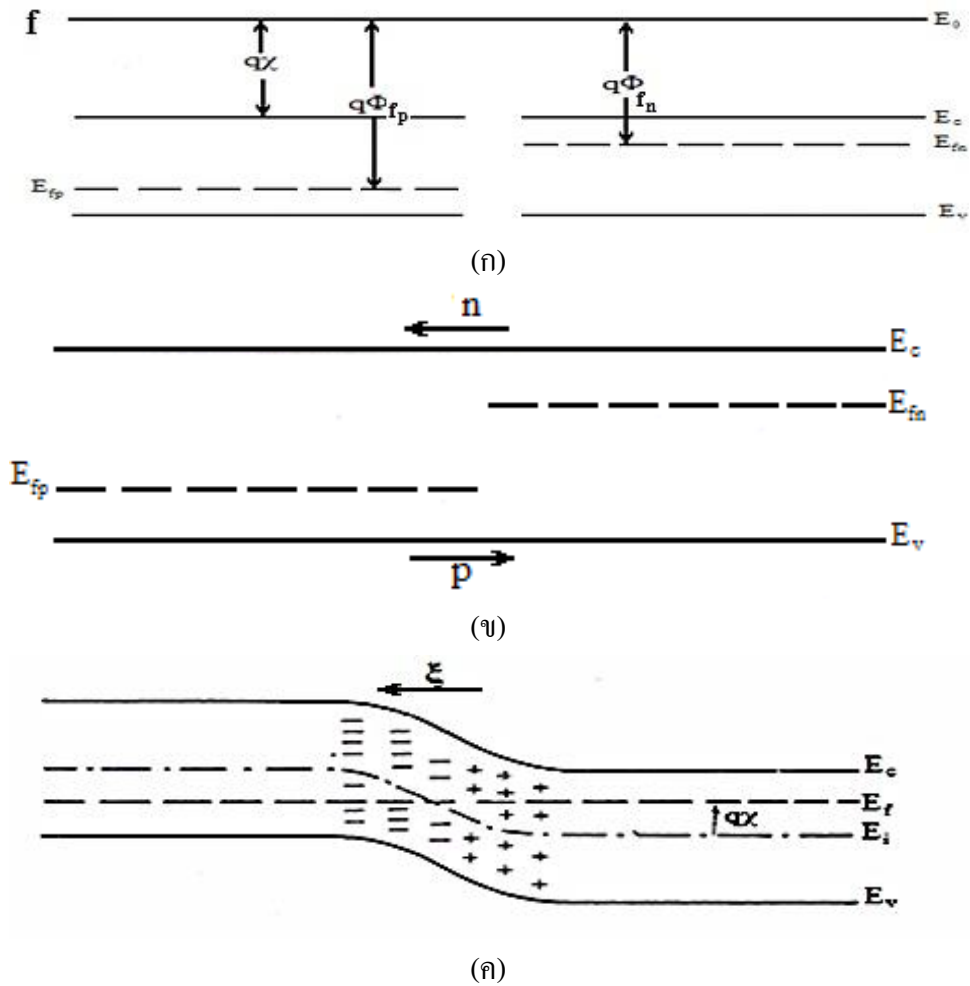
2.6 รอยต่อพี-เอ็น ของสารกึ่งตัวนำ (p-n junction) (จูตินัย, 2545; จูตินัย, 2552; จูตินัย, 2557; Muller and Kamins, 1986; Singh, 1994; Schroder, 1990)

รอยต่อพี-เอ็น คือบริเวณที่ชนิดการนำไฟฟ้าของสารเปลี่ยนจากชนิดพีเป็นชนิดเอ็นหรือเปลี่ยนจากชนิดเอ็นเป็นชนิดพี โดยที่โครงสร้างของผลึกไม่มีการเปลี่ยนแปลงแต่อย่างใด รอยต่อพี-เอ็น เป็นส่วนที่สำคัญมากในสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำแทบทุกชนิด และคุณสมบัติของรอยต่อพี-เอ็น ดังกล่าวนี้อาจขึ้นกับกระบวนการผลิตซึ่งมีมากมายหลายแบบ วิธีการประดิษฐ์รอยต่อที่สำคัญๆ ในปัจจุบันมีดังนี้คือ วิธีการแพร่ซึม วิธีอีพิแทกซ์ (epitaxy) วิธีฝังไอออน (ion implantation) และแบบหลอมผสม (alloying) เป็นต้น

2.6.1 รอยต่อในสถานะสมดุลเชิงความร้อน

แบบจำลองของรอยต่อพี-เอ็น ในเชิงอุณหพลศาสตร์จะเริ่มพิจารณาที่รอยต่อแบบโฮโม (homo junction) ซึ่งทั้งสารกึ่งตัวนำชนิดพีและสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเป็นวัสดุชนิดเดียวกัน จึงมีค่าช่องว่างแถบพลังงานเท่ากัน โดยเริ่มจากอิเล็กตรอนที่มีอยู่จำนวนมากในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะแพร่ซึมไปยังสารกึ่งตัวนำชนิดพี ซึ่งมีอิเล็กตรอนอยู่น้อยมาก ในทำนองเดียวกันโฮลที่มีอยู่เป็นจำนวนมากในสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะแพร่ซึมไปยังด้านเอ็นซึ่งมีโฮลอยู่น้อยมาก การแพร่ซึมของพาหะเหล่านี้จะทำให้เนื้อสารขาดความเป็นกลางทางไฟฟ้า นั่นคือทางสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะสูญเสียอิเล็กตรอนอิสระไป ทำให้บริเวณสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นที่ใกล้รอยต่อ แสดงอำนาจไฟฟ้าเป็นบวกเนื่องจากมีประจุบวกของไอออนของอะตอมผู้ให้ถูกทิ้งไว้ สำหรับทางสารกึ่งตัวนำชนิดพีก็จะมีลักษณะคล้ายๆกัน คือมีไอออนของอะตอมผู้รับซึ่งมีประจุเป็นลบปรากฏอยู่ยังผลให้เกิดสนามไฟฟ้าที่รอยต่อโดยที่สนามไฟฟ้ามีทิศจากทางสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นไปทางสารกึ่งตัวนำชนิดพี ดังนั้นการแพร่ซึมของโฮลและอิเล็กตรอนจะลดลงเนื่องจากอิทธิพลของสนามไฟฟ้าที่ต้านการแพร่ซึม บริเวณรอยต่อนี้จึงปลอดจากพาหะอิสระและเรียกบริเวณนี้ว่า เขตปลอดพาหะ (depletion region) หรือบางครั้งเรียกว่า บริเวณประจุค้าง (space charge region) เนื่องจากมีประจุของไอออนสารเจืออยู่ซึ่งเป็นประจุที่ถูกตรึงอยู่กับที่ (fixed charge) ไม่ใช่ประจุอิสระ

ลักษณะการแพร่ซึมของอิเล็กตรอนและโฮลที่รอยต่ออาจแสดงได้โดยแผนภาพลักษณะของโครงสร้างแถบพลังงานดังรูปที่ 2.14 โดยที่รูป 2.14 (ก) แสดงลักษณะของโครงสร้างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดที่ยังไม่ได้สัมผัสกันเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์ รูปที่ 2.14 (ข) แสดงลักษณะของโครงสร้างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดที่ถูกนำมาทำเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์ ซึ่งจะทำให้เกิดการแพร่ของอิเล็กตรอนและโฮล จนกระทั่งเข้าสู่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน ดังแสดงในรูปที่ 2.14 (ค) โดยที่ ϕ คือ ศักย์ไฟฟ้าที่รอยต่อ และ ξ คือสนามไฟฟ้าที่รอยต่อ

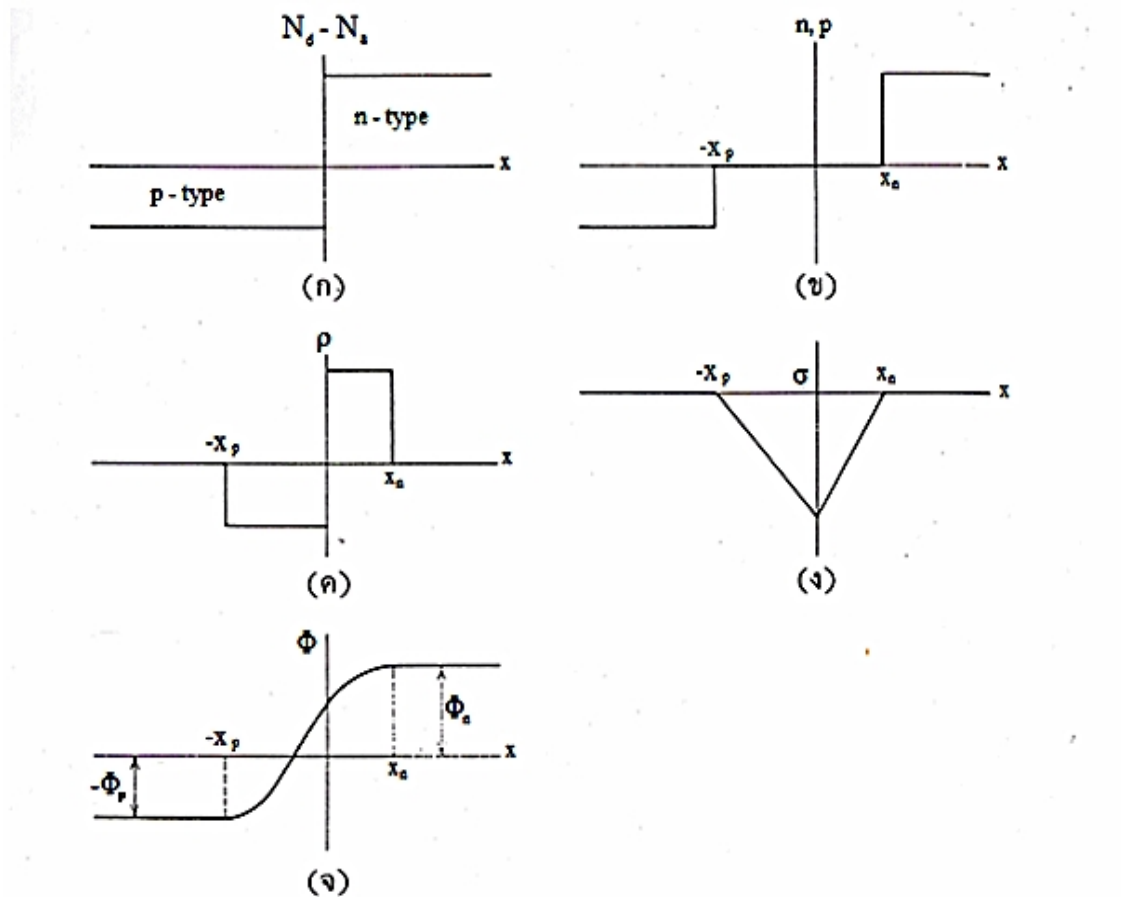


ภาพที่ 2.14 ลักษณะของโครงสร้างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำชนิดพีและชนิดเอ็น

- ขณะที่สารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดยังไม่ได้สัมผัสกันเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์
- ขณะที่สารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดที่ถูกนำมาทำเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์
- ขณะที่สารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดถูกนำมาทำเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์และอยู่ในสภาวะสมดุลเชิงความร้อน

2.6.2 รอยต่อแบบขั้นบันได (step junction)

รอยต่อแบบขั้นบันไดเป็นรอยต่อในเชิงอุดมคติ ที่พิจารณาว่าปริมาณความเข้มข้นของสารเจือในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นและทางสารกึ่งตัวนำชนิดพีต่างมีค่าคงที่ (แต่ค่าไม่เท่ากัน) จนกระทั่งถึงจุดเชื่อมต่อระหว่างสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นกับสารกึ่งตัวนำชนิดพี ดังแสดงในรูปที่ 2.15



ภาพที่ 2.15 ไดโอดของสารกึ่งตัวนำที่มีรอยต่อแบบพี-เอ็น ที่เป็นแบบชั้นบันไดที่เป็นฟังก์ชันกระยะทาง

- ก. ความเข้มข้นสารเจือ
- ข. ความหนาแน่นของพาหะอิสระ
- ค. ประจุค้าง
- ง. สนามไฟฟ้าที่บริเวณรอยต่อ
- จ. ศักย์ไฟฟ้าที่บริเวณรอยต่อ

ประจุไฟฟ้าจะมีค่าไม่เป็นศูนย์เฉพาะที่บริเวณเขตปลอดพาหะ จะหาสนามไฟฟ้าทางสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นได้โดยใช้สมการของปัวซอง (Poisson's equation) นั่นคือ

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{d^2\xi}{dx^2} = \frac{-qN_d}{\epsilon_s} \quad (2.14)$$

แล้ว

$$\xi(x) = \frac{-qN_d}{\epsilon_s}(x_n - x); 0 < x < x_n \quad (2.15)$$

สนามไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นมีเครื่องหมายเป็นลบ แสดงว่ามีทิศไปทางซ้ายมือและสัมพันธ์กับระยะทางแบบเชิงเส้นและสิ้นสุดที่ระยะทาง x_n ดังนั้นสนามไฟฟ้าจะด้านการแพร่ซึมของอิเล็กตรอนที่จะแพร่ซึมจากขวาไปซ้าย ในทำนองเดียวกันสนามไฟฟ้าทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะมีความสัมพันธ์กับระยะทางแบบเชิงเส้นดังนี้

$$\xi(x) = \frac{-qN_a}{\epsilon_s}(x - x_p); -x_p < x < 0 \quad (2.16)$$

ซึ่งสนามไฟฟ้าทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะมีทิศด้านการแพร่ซึมของโฮลด้วยเหมือนกันที่ระยะ $x = 0$ สนามไฟฟ้าจะต้องต่อเนื่อง นั่นคือ

$$N_a x_p = N_d x_n \quad (2.17)$$

ซึ่งแสดงว่าความกว้างของเขตปลอดพาหะทั้งทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพีและทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะแปรผกผันกับความเข้มข้นของสารเจือ กล่าวคือถ้าด้านใดมีความหนาแน่นของอะตอมของสารเจือสูง เขตปลอดพาหะจะยื่นเข้าไปในเนื้อสารด้านนั้นน้อย ในทางตรงกันข้าม ถ้าด้านใดมีความเข้มข้นของสารเจือต่ำ เขตปลอดพาหะส่วนใหญ่จะตกอยู่ในเนื้อสารของด้านนั้น แต่ถ้าให้ความเข้มข้นของสารเจือของอะตอมผู้ให้ทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นมีค่ามากกว่าความเข้มข้นของสารเจือของอะตอมผู้รับทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพีมากๆ สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นที่ถูกเจืออย่างหนัก (heavily doped n-type) จะถือได้ว่า เขตปลอดพาหะที่รอยต่อเข้าไปอยู่ในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดพี และจะเรียกรอยต่อชนิดนี้ว่า รอยต่อแบบขั้นบันไดด้านเดียว (one-sided step junction)

ศักย์ไฟฟ้าที่รอยต่อทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นสามารถหาได้โดยการอินทิเกรต สมการที่ (2.15) เทียบกับ x นั่นคือ

$$\phi(x) = \phi_n - \frac{qN_d}{2\epsilon_s}(x_n - x)^2; 0 < x < x_n \quad (2.18)$$

โดยที่

$$\phi_n = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (2.19)$$

ในทำนองเดียวกัน ศักย์ไฟฟ้าที่รอยต่อทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพี คือ

$$\phi(x) = \phi_p + \frac{qN_a}{2\epsilon_s}(x + x_p)^2; -x_p < x < 0 \quad (2.20)$$

โดยที่

$$\phi_p = \frac{-kT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad (2.21)$$

ϕ_p คือ ศักย์ไฟฟ้าในเนื้อของสารกึ่งตัวนำชนิดพีนอกเขตปลอดพาหะอิสระและมีค่าเป็นลบ ผลต่างของ ศักย์ไฟฟ้าระหว่าง $\phi_n - \phi_p$ จะมีค่าดังนี้ คือ

$$\phi_i = \phi_n - \phi_p = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_d N_a}{n_i^2}\right) \quad (2.22)$$

และเรียก ϕ_i ว่าแรงดันในตัว (built-in potential) ซึ่งจะมีเครื่องหมายเป็นบวก

ในกรณีที่มีการเจือสารด้วยความเข้มข้นสูงมาก $\approx 10^{19}$ ต่อลูกบาศก์เซนติเมตร สมการที่ (2.22) จะไม่เป็นจริงอีกต่อไป เพราะว่ากรณีที่มีการเจือสารอย่างสูง เราจะประมาณฟังก์ชันการแจกแจงของเฟอร์มี-ดิแรค ด้วยฟังก์ชันการแจกแจงของแม็กเวลล์-โบลต์ซมานน์ไม่ได้ เนื่องจากระดับเฟอร์มีของสารกึ่งตัวนำจะเลื่อนเข้าหาขอบของแถบพลังงาน (ในสารกึ่งตัวนำชนิดพีระดับเฟอร์มีจะเลื่อนเข้าหาขอบบนสุดของแถบวาเลนซ์ เป็นต้น) นั่นคือระดับเฟอร์มีของสารที่ถูกเจืออย่างหนัก จะเลื่อนไปจากระดับเฟอร์มีของสารกึ่งตัวนำอินทรินสิกเท่ากับ $E_g/2q$ หรือราวๆ 0.56 อิเล็กตรอนโวลต์ ในอะตอมของธาตุ Si ดังนั้นในรอยต่อ $p^+ - n$ ศักย์ในตัวจะมีค่าดังนี้แทนคือ

$$|\phi_i| = 0.56 + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (2.23)$$

และที่บริเวณเขตปลอดพาหะเกือบทั้งหมดจะปรากฏในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นของหัวต่อแต่ถ้าเป็นหัวต่อพี-เอ็นปกติ จะพบว่าความกว้างของบริเวณเขตปลอดพาหะคือ

$$x_p + x_n = \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \phi_i \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.24)$$

ซึ่งจะเห็นได้ชัดว่าความกว้างของบริเวณเขตปลอดพาหะขึ้นกับส่วนกลับของรากที่สองของความเข้มข้นของสารเจือโดยประมาณ

2.6.3 รอยต่อพี-เอ็น ภายใต้สภาวะการไบอัสย้อนกลับ

ถ้าให้แรงดันไฟ V_a แก่รอยต่อในลักษณะที่ขั้วลบต่อเข้ากับสารสารกึ่งตัวนำชนิดพีและขั้วบวกต่อเข้ากับสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น และประมาณว่าแรงดัน V_a ทั้งหมดไปตกคร่อมอยู่ที่บริเวณรอยต่อ ดังนั้น แรงดันในตัว ϕ_i ของสมการที่ (2.25) จะถูกแทนที่ด้วย $(\phi_i - V_a)$

$$x_d = x_n + x_p = \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \phi_i \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (\phi_i - V_a) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

ถ้า V_a มีค่ามากกว่า ϕ_i แล้วความกว้างของเขตบริเวณเขตปลอดพาหะจะแปรผันตรงกับรากที่สองของ V_a จากรูปที่ 2.15 (ง) สนามไฟฟ้ามีค่าสูงสุดเมื่อ

$$\frac{1}{2}\xi_{\max}x_d = (\phi_i - V_a)$$

ดังนั้น

$$\xi_{\max} = \frac{2(\phi_i - V_a)}{x_d} \quad (2.26)$$

2.7 ค่าความจุไฟฟ้า

ค่าความจุไฟฟ้าของสัญญาณขนาดเล็กต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ของบริเวณรอยต่อ จะแสดงอยู่ในรูปของ ประจุ Q_s (ต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่) ในบริเวณเขตปลอดพาหะ ดังความสัมพันธ์

$$Q_s = qN_d x_n = qN_a x_p \quad (2.27)$$

จากนิยามของค่าความจุไฟฟ้าคือ

$$C = \frac{dQ}{dV_a} = qN_d \frac{dx_n}{dV_a} = qN_a \frac{dx_p}{dV_a} \quad (2.28)$$

แต่เนื่องจาก $x_p = (N_d / N_a) x_n$ และ $x_d = x_n + x_p$ รวมทั้งพิจารณาสมการที่ (2.25)

จะได้ว่า

$$\frac{dx_n}{dV_a} = \frac{1}{N_d} \left[\frac{\epsilon_s}{2q \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (\phi_i - V_a)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.29)$$

และ

$$C = \left[\frac{q \epsilon_s}{2q \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (\phi_i - V_a)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.30)$$

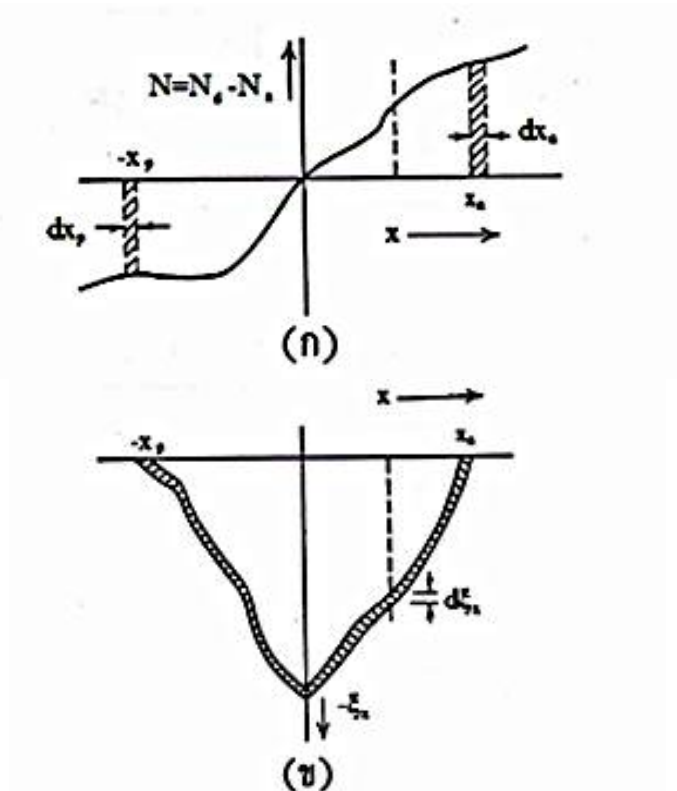
ในกรณีที่ $|V_a|$ มีค่ามากกว่า ϕ_i แล้วค่าความจุไฟฟ้าของรอยต่อแบบขั้นจะลดลงโดยแปรผกผันกับรากที่สองของ V_a ถ้าแทนสมการที่ (2.25) ลงในสมการที่ (2.30) จะได้ว่า $C = \epsilon_s / x_d$ ซึ่งเป็นความสัมพันธ์ที่รู้จักกันแพร่หลายสำหรับไฟฟ้าสถิตสัญญาณขนาดเล็ก

อย่างไรก็ตาม ถ้าเป็นกรณีที่ความหนาแน่นของสารเจือในบริเวณรอยต่อมีค่าไม่สม่ำเสมอในช่วง $-x_p$ ถึง x_n ดังรูปที่ 2.16 ประจุไฟฟ้าต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ Q ที่ปรากฏอยู่ระหว่าง x และขอบเขตบริเวณปลอดพาหะ x_n จะมีความสัมพันธ์ดังนี้

$$Q = q \int_x^{x_n} N dx \quad (2.31)$$

เมื่อ N คือค่าความหนาแน่นของประจุสุทธิ และมีค่าเท่ากับ $N_d - N_a$ แต่เนื่องจาก $\xi_x(x_n) = 0$ โดยการใช้กฎของเกาส์ (Gauss's law) จะได้ว่าสนามไฟฟ้าที่ตำแหน่ง x ใดๆ มีค่าดังนี้คือ

$$-\xi(x) = \frac{1}{\epsilon_s} \int_x^{x_n} qN dx = \frac{Q}{\epsilon_s} \quad (2.32)$$



ภาพที่ 2.16 โปรไฟล์ของค่าพารามิเตอร์ต่างๆในบริเวณเขตปลอดพาหะ

ก. แสดงความหนาแน่นอะตอมของสารเจือที่มีค่าไม่สม่ำเสมอภายในเขตปลอดพาหะ

ข. ลักษณะของสนามไฟฟ้าในบริเวณเขตปลอดพาหะเมื่อแรงดันไบอัสย้อนกลับมีค่าเปลี่ยนไปเล็กน้อย

จากรูปที่ 2.16 (ข) เมื่อแรงดันไฟย้อนกลับ V_a มีค่าเปลี่ยนไป dV_a ขอบเขตของบริเวณปลอดพาหะทางด้านสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะเปลี่ยนไป dx_n และประจุไฟฟ้าที่ปรากฏอยู่ในบริเวณตั้งแต่ x จนถึง x_n จะมีค่าดังนี้คือ

$$dQ = qN(x_n)dx_n \quad (2.33)$$

แล้วสนามไฟฟ้าที่จุด x จะเปลี่ยนไปตามความสัมพันธ์

$$-d\xi_x = \frac{dQ}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} N(x_n)dx_n \quad (2.34)$$

แต่เนื่องจากพื้นที่กราฟ ξ_x กับ x จะสัมพันธ์กับ $\phi_i - V_a$ ดังนั้นแรงดันไฟฟ้าที่เปลี่ยนไปจะสอดคล้องกับพื้นที่แรเงาของรูปที่ 2.16 (ข) ดังนั้นจะได้ว่า

$$dV_a \approx -x_d d\xi_x = \frac{x_d}{\epsilon_s} dQ \quad (2.35)$$

และจากนิยาม ค่าความจุไฟฟ้าของสัญญาณขนาดเล็ก คือ

$$C = \frac{dQ}{dV_a} = \frac{\epsilon_s}{x_d} \quad (2.36)$$

ภายใต้สภาวะไบอัสย้อนกลับ บริเวณขอบเขตปลอดพาหะทั้งด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพีและด้านสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะเลื่อนออกไปจากแนวเดิม สำหรับอนุพันธ์ของสมการที่ (2.36) เทียบกับ x_n คือ

$$\frac{dC}{dx_n} = \frac{\epsilon_s}{(x_n + x_p)^2} \left(1 + \frac{dx_p}{dx_n} \right) \quad (2.37)$$

แต่เนื่องจากขนาดของประจุไฟฟ้าทั้งสองข้างของบริเวณรอยต่อที่เปลี่ยนไปต่างต้องมีปริมาณที่เท่ากัน นั่นคือ

$$|dQ| = |qN(-x_p)dx_p| = qN(x_n)dx_n \quad (2.38)$$

และ

$$\frac{dC}{dx_n} = \frac{-C^2}{\epsilon_s} \left(1 + \frac{N(x_n)}{|N(-x_p)|} \right) \quad (2.39)$$

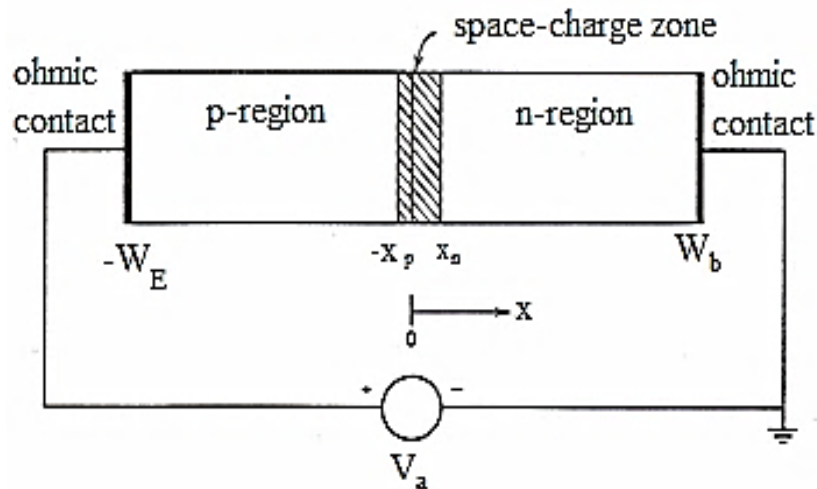
แทนค่า dx_n ของสมการที่ (2.39) ลงในสมการที่ (2.33) จะได้ว่า

$$N(x_n) = \frac{C^2}{\epsilon_s (dC/dV_a)} \left(1 + \frac{N(x_n)}{|N(-x_p)|} \right) \quad (2.40)$$

ถ้าด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพีถูกเจืออย่างหนัก แล้วพจน์ขวามือในวงเล็บของสมการที่ (2.40) จะมีค่าเข้าใกล้ศูนย์ ซึ่งจะกลายเป็นการหาค่าความเข้มข้นสารเจือของรอยต่อแบบขั้นข้างเดียว (one sided step junction)

2.8 ลักษณะกระแส-แรงดันไฟฟ้าของรอยต่อพี-เอ็น (จิตินัย, 2545; จิตินัย, 2552; จิตินัย, 2557)

จากรูปที่ 2.17 แสดงการป้อนแรงดันไฟตรง V_a ให้กับไดโอดชนิดรอยต่อพี-เอ็น ไดโอดมีพื้นที่หน้าตัด A ถ้าไม่มีการฉายแสงไปยังไดโอด กระแสที่ไหลผ่านไดโอดจะมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วตามขนาดของแรงดัน V_a แรงดันส่วนใหญ่จะตกคร่อมที่รอยต่อมากกว่าในเนื้อสารซึ่งถือว่าเป็นกลางทางไฟฟ้า (quasi-neutral region) และที่ขั้วไฟฟ้า (ohmic contact) แรงดันไฟฟ้าสุทธิที่รอยต่อจะเท่ากับ $(\phi_i - V_a)$ ถ้า V_a มีค่าเป็นบวก จะเรียกว่าการไบอัสไปหน้า แต่ถ้า V_a มีเครื่องหมายเป็นลบเรียกว่าการไบอัสย้อนกลับ กระแสที่ไหลในวงจรจะมีค่าน้อยมาก และกระแสจะคงที่ไม่ขึ้นกับค่า V_a ในช่วงของ V_a ขนาดหนึ่ง



ภาพที่ 2.17 โครงสร้างของไดโอดชนิดรอยต่อพี-เอ็นขณะถูกไบอัสไปหน้าด้วยแรงดัน V_a

2.9 เงื่อนไขขอบเขตของความเข้มข้นของพาหะข้างน้อย

ภายใต้เงื่อนไขการฉีดกระแสระดับต่ำ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่ขอบของเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นที่ติดกับรอยต่อพี-เอ็น คือที่ระยะ x_n จะเท่ากับค่าความหนาแน่นของอะตอมของสารเจือ ไม่ว่าจะอยู่ในสภาวะสมดุลเชิงความร้อนหรือภายใต้การไบอัสก็ตาม นั่นคือ $n_{no}(x_n) = N_d(x_n)$ ในทำนองเดียวกันความหนาแน่นของโฮลที่ขอบของเนื้อสารชนิดกึ่งตัวนำชนิดพีที่ระยะ $-x_p$ จะมีค่า $n_{po}(-x_p) = N_a(-x_p)$ ดังนั้นจะสรุปได้ว่า

$$\begin{aligned} n_{po}(-x_p) &= n_{no}(x_n) \exp\left(\frac{-q\phi_i}{kT}\right) \\ &= N_d(x_n) \exp\left(\frac{-q\phi_i}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned}
 p_{no}(x_n) &= p_{po}(-x_p) \exp\left(\frac{-q\phi_i}{kT}\right) \\
 &= N_a(-x_p) \exp\left(\frac{-q\phi_i}{kT}\right)
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

ภายใต้การไบอัสด้วยแรงดันตามเงื่อนไขการฉีดพาหะระดับต่ำจะได้

$$n_p(-x_p) = N_d(x_n) \exp\left[\frac{-q(\phi_i - V_a)}{kT}\right] \tag{2.43}$$

และ

$$p_n(x_n) = N_a(-x_p) \exp\left[\frac{-q(\phi_i - V_a)}{kT}\right] \tag{2.44}$$

นิยามความหนาแน่นของอิเล็กตรอนส่วนเกิน n' และความหนาแน่นของโฮลส่วนเกิน p' ที่เกิดขึ้นคือ

$$n' \equiv n - n_0 \tag{2.45}$$

$$p' \equiv p - p_0 \tag{2.46}$$

แล้ว

$$n'_p(-x_p) = n_{po}(-x_p) \left[\exp\left(\frac{-qV_a}{kT}\right) - 1 \right] \tag{2.47}$$

และ

$$p'_n(x_n) = p_{no}(x_n) \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1 \right] \tag{2.48}$$

2.10 การวิเคราะห์ไดโอดอุดมคติ

ในเบื้องต้นจะพิจารณาการฉีดโฮลจากด้านสารกึ่งตัวนำชนิดพีข้ามรอยต่อเข้าไปในเนื้อสารชนิดสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นแล้วรวมตัวกับอิเล็กตรอนโดยผ่านศูนย์กลางการรวมตัว ดังนั้นสมการความต่อเนื่องในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นนอกรอยต่อ คือ

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial p_n}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - (G - R) \\
 &= D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - U
 \end{aligned}$$

แต่จากสมการ

$$U = p'_n / \tau_p = (p_n - p_{no}) / \tau_p$$

ดังนั้น

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{(p_n - p_{no})}{\tau_p} \quad (2.49)$$

ในสภาวะคงตัว $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ แล้ว จะได้สมการเป็น

$$0 = D_p \frac{d^2 p'_n}{dx^2} - \frac{p'_n}{\tau_p} \quad (2.50)$$

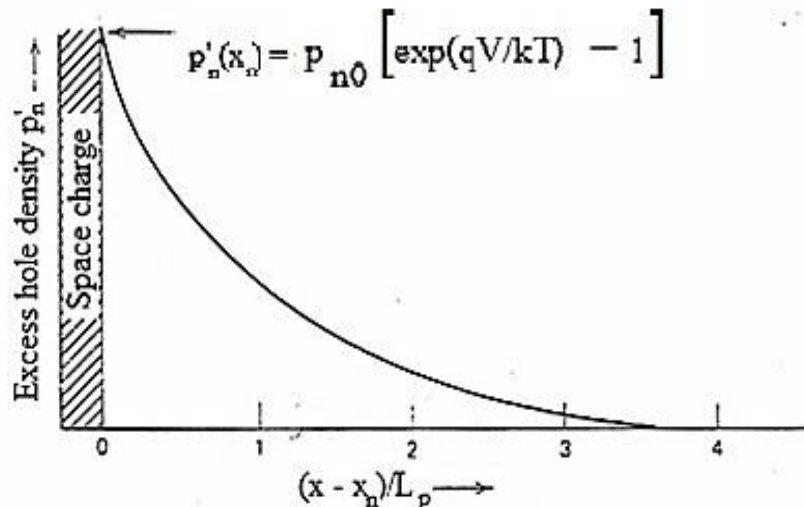
ผลเฉลยของสมการที่ (2.50) คือ

$$p'_n(x) = A \exp\left(-\frac{(x - x_n)}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right) + B \exp\left(\frac{(x - x_n)}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right) \quad (2.51)$$

2.10.1 ลักษณะสมบัติของไดโอดยาว (long-base diode characteristics)

จากรูปที่ 2.18 ถ้า W_B มีความยาวมากกว่าความยาวแพร่ซึมของโฮล $L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$ ในกรณี
ที่โฮลที่ถูกฉีดเข้ามาในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะรวมตัวกับอิเล็กตรอนจนหมดก่อนที่จะถึงขั้วไฟฟ้า จะ
เรียกกรณีนี้ว่าไดโอดยาว เนื่องจาก p'_n ควรจะต้องมีค่าน้อยลงตามระยะทาง x ที่เพิ่มขึ้น ด้วยเหตุผลนี้ค่า
คงตัว B ในสมการที่ (2.51) จะต้องเป็นศูนย์ ดังนั้น

$$p'_n(x) = p_{no} [e^{(qV_a / kT)} - 1] e^{-(x - x_n)/L_p} \quad (2.52)$$

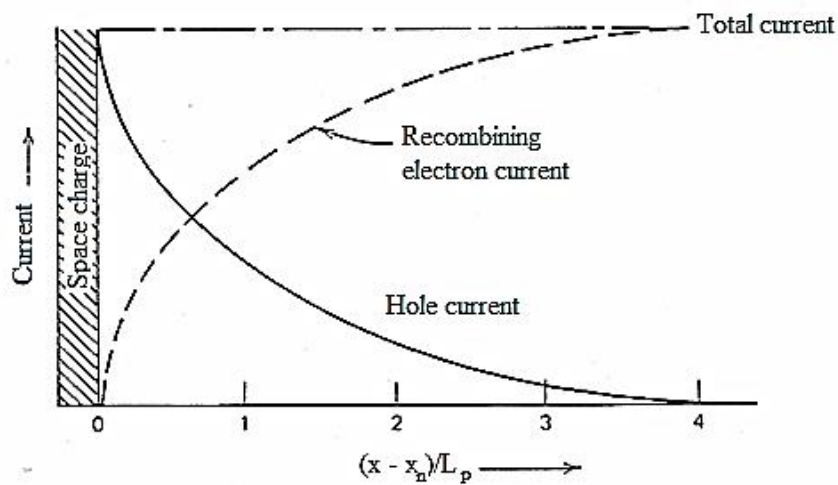


ภาพที่ 2.18 การลดลงของความหนาแน่นของโฮลส่วนเกินในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นของรอยต่อพี-เอ็นของไดโอดยาวภายใต้การฉีดพาหะระดับต่ำด้วยแรงดันไบแอสไปหน้าค่าเท่ากับ V_a

ความหนาแน่นของกระแสโฮลที่ไหลในเนื้อสาร จะคิดเฉพาะกระแสที่มาจากกลไกการแพร่ซึมเท่านั้น เนื่องจากถือว่าแรงดันตกคร่อมในเนื้อสารมีค่าน้อยมาก สนามไฟฟ้าจึงมีค่าเป็นศูนย์ จะได้ว่า

$$\begin{aligned} J_p(x) &= -qD_p \frac{dp_n}{dx} = qD_p \frac{p_{n0}}{L_p} \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] e^{-(x-x_n)/L_p} \\ &= qD_p \frac{n_i^2}{N_d L_p} \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] e^{-(x-x_n)/L_p} \end{aligned} \quad (2.53)$$

กระแสโฮลจะมีค่าสูงสุดที่ระยะ $x = x_n$ เมื่อระยะทางเพิ่มขึ้นแล้วความหนาแน่นของโฮลจะลดลง เนื่องจากรวมตัวกับอิเล็กตรอน แต่กระแสสุทธิจะต้องคงที่เสมอ ดังนั้นกระแสอิเล็กตรอนจะต้องมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อระยะทาง x เพิ่มขึ้น ดังรูปที่ 2.19



ภาพที่ 2.19 กระแสโฮล (เส้นทึบ) กับกระแสอิเล็กตรอน (เส้นประ) ในเนื้อสารด้านสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นซึ่งอยู่นอกรอยต่อพี-เอ็น ซึ่งประมาณว่าเป็นกลางทางไฟฟ้า (quasi-neutral region) เนื่องจากประมาณว่าไม่ได้รับผลกระทบจากแรงดันไบแอสไปหน้า V_a

ในทำนองเดียวกันอิเล็กตรอนที่ถูกฉีดเข้าไปในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดพีของรอยต่อพี-เอ็น อิเล็กตรอนจะกลายเป็นพาหะข้างน้อย จึงเรียกว่าการฉีดพาหะข้างน้อย (minority-carrier injection) ถ้า $W_E \gg L_n$ กระแสของอิเล็กตรอนที่ชั่วไฟฟ้าที่ตำแหน่ง $-W_E$ คือ

$$J_n = qD_n \frac{n_i^2}{N_a L_n} \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] e^{(x+x_p)/L_n} \quad (2.54)$$

โดยที่ x ในสมการที่ (2.54) จะมีเครื่องหมายเป็นลบ นั่นคือกระแสอิเล็กตรอนจะลดลงเมื่อ x ออกจากกรวยต่อพี-เอ็น ไปสู่เนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดพีมากขึ้น กระแสสุทธิจะหาได้จากการนำเอาสมการที่ (2.53) รวมกับสมการที่ (2.54) นั่นคือ

$$\begin{aligned} J_t &= J_p(x_n) + J_n(-x_p) = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_d L_p} + \frac{D_n}{N_a L_n} \right) \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] \\ &= J_0 [e^{(qV_a/kT)} - 1] \end{aligned} \quad (2.55)$$

เมื่อ

$$J_0 = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_d L_p} + \frac{D_n}{N_a L_n} \right)$$

และเรียก J_0 ว่าความหนาแน่นของกระแสอิ่มตัว

2.10.2 ลักษณะสมบัติของไดโอดสั้น

ถ้าทั้ง W_B และ W_E สั้นกว่า ความยาวแพร่ซึมของโฮล L_p และของอิเล็กตรอน L_n จะมีเพียงบางส่วนของพาหะข้างน้อยที่สูญหายไปเนื้อสาร เนื่องจากการรวมตัวกับพาหะข้างมากในเนื้อสารเท่านั้น แล้วพาหะข้างน้อยนี้จะเกิดการรวมตัวกันหมดที่ขั้วไฟฟ้าที่ตำแหน่ง W_B และ W_E สำหรับไดโอดสั้น จากการกระจายพจน์ในสมการที่ (2.51) ด้วยอนุกรมเทย์เลอร์ จะได้ว่า

$$p'_n(x) = A' + B' \frac{(x - x_n)}{L_p} \quad (2.56)$$

ที่ขั้วไฟฟ้า ณ ที่ตำแหน่ง

$$x = W_B, p'_n(W_B) = 0$$

หรือ

$$A' + B' \frac{(W_B - x_n)}{L_p} = 0$$

$$B' = \frac{-A' L_p}{(W_B - L_n)} \quad (2.57)$$

ที่ตำแหน่ง $x = x_n$ จะได้ว่า

$$p'_n(x_n) = p_{no} [e^{(qV_a/kT)} - 1] \quad (2.58)$$

และที่ตำแหน่ง $x = x_n$ นี้สมการที่ (2.58) และสมการที่ (2.56) ต้องมีค่าเท่ากัน นั่นคือ

$$A' + B' \frac{(x_n - x_n)}{L_p} = p_{no} [e^{(qV_a/kT)} - 1]$$

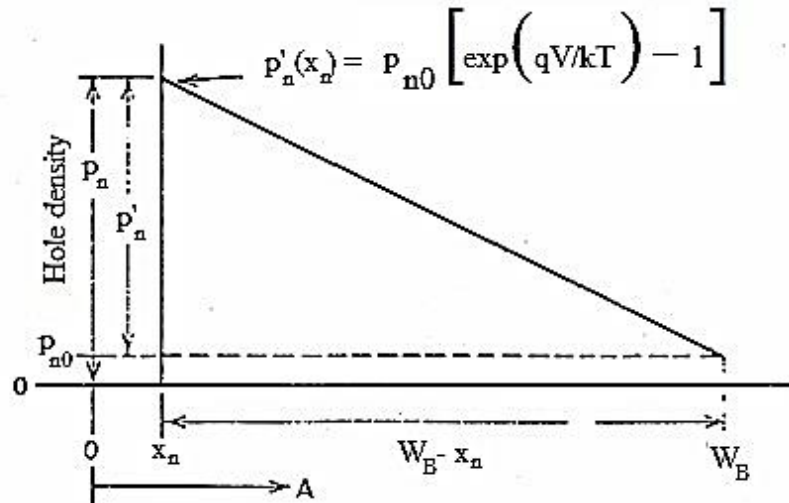
แล้ว

$$A' = p_{no} [e^{(qV_a/kT)} - 1] \quad (2.59)$$

แทนสมการที่ (2.57) และสมการที่ (2.59) ลงในสมการที่ (2.56) จะได้

$$p'_n(x) = p_{no} [e^{(qV_a/kT)} - 1] \left(1 - \frac{x - x_n}{W'_B} \right) \quad (2.60)$$

เมื่อ $W'_B = W_B - x_n$ ความเข้มข้นของโฮลส่วนเกินจะลดลงแบบเชิงเส้นกับระยะทางที่เพิ่มขึ้น ดังรูปที่ 2.20



ภาพที่ 2.20 ความหนาแน่นของโฮลภายในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นของรอยต่อพี-เอ็น ของไดโอดสั้น ภายใต้การไบแอสไปหน้า V_a

จะหาความหนาแน่นของกระแสโฮล จะได้ว่า

$$\begin{aligned} J_p &= -qD_p \frac{dp}{dx} = qD_p \frac{p_{no}}{W'_B} \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] \\ &= qD_p \frac{n_i^2}{N_d W'_B} \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.61)$$

ในทำนองเดียวกันสามารถที่จะหาความหนาแน่นของกระแสอิเล็กตรอนที่ฉีดเข้าไปในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ดังสมการ

$$J_n = qD_n \frac{n_i^2}{N_a W'_E} \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] \quad (2.62)$$

ความหนาแน่นกระแสสุทธิในไดโอดสั้น คือ

$$J_t = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_d W_B} + \frac{D_n}{N_a W_E} \right) \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right]$$

$$= J_0 \left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right] \quad (2.63)$$

เมื่อ

$$J_0 = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_d W'_B} + \frac{D_n}{N_a W'_E} \right)$$

ในทางปฏิบัติไดโอดที่ใช้ในงานจริงอาจจะเป็นรูปแบบการผสมของไดโอดสั้นกับไดโอดยาวก็ได้ ซึ่งการหาค่ากระแสเล็กน้อยและโวลต์สามารถนำเอาผลที่ได้จากการวิเคราะห์ไดโอดยาวและไดโอดสั้นมาประยุกต์ใช้ได้ทันที จากสมการที่ (2.55) และสมการที่ (2.63) ภายใต้การไบอัสไปหน้า กระแสจะเพิ่มขึ้นอย่างมากตามค่าของ V_a เนื่องจากการฉีดพาหะข้างมากข้ามรอยต่อ แต่ภายใต้การไบอัสย้อนกลับจะมีกระแสในตัวปริมาณเล็กน้อยไหลผ่านไดโอด เนื่องจากการฉีดพาหะข้างน้อยข้ามรอยต่อ โดยที่กระแสในตัวนี้ไม่ขึ้นกับแรงดันย้อนกลับ

2.11 กระแสเนื่องจากบริเวณประจุ

ในกรณีไดโอดอุดมคติซึ่งมีลักษณะสมบัติกระแส-แรงดัน ดังสมการที่ (2.55) และสมการที่ (2.63) นั้นยังไม่ได้คิดถึงผลของกระแสที่อาจจะลดลงภายใต้การไบอัสไปหน้า เนื่องจากพาหะอิสระสูญหายไปบางส่วนซึ่งเกิดจากกลไกการรวมตัวผ่านศูนย์กลางการรวมตัวในบริเวณประจุค้าง ในทางกลับกันพาหะอาจถูกสร้างขึ้นได้ภายใต้การไบอัสย้อนกลับ ยังผลให้กระแสในตัวมีค่ามากกว่าค่าที่ได้ในสมการของไดโอดอุดมคติ

จากทฤษฎีของช็อกเลย์-ฮอลล์-รีด สามารถจะหาอัตราการเกิด-การรวมตัวสุทธิ จะได้ว่า

$$U = n_i^2 \frac{\left[e^{(qV_a/kT)} - 1 \right]}{\left[p + n + 2n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] \tau_0} \quad (2.64)$$

ความหนาแน่นของกระแสเนื่องจากพาหะที่เกิดหรือรวมตัวในบริเวณประจุค้างคือ

$$J_r = q \int_{-x_p}^{x_n} U dx \quad (2.65)$$

ถ้าประมาณว่า $E_t \approx E_i, p = n = n_i \exp(qV_a/2kT)$ แล้วแก้สมการ (2.64) จะกลายเป็น

$$U = \frac{n_i^2 \left[e^{(qV_a / kT)} - 1 \right]}{2n_i \left[e^{(qV_a / kT)} + 1 \right] \tau_0} \quad (2.66)$$

แทนสมการที่ (2.66) ลงในสมการที่ (2.65) จะได้

$$J_r = \frac{qx'n_i^2 \left[e^{(qV_a / kT)} - 1 \right]}{2n_i \left[e^{(qV_a / kT)} + 1 \right] \tau_0}$$

$$\approx \frac{qx'n_i}{2\tau_0} \exp(qV_a / 2kT) \quad (2.67)$$

เมื่อ $\tau_0 = 1/N_t \sigma V_{th}$ ความหนาแน่นของกระแสเนื่องจากกลไกการรวมตัวของพาหะในบริเวณประจุค้างภายใต้การไบอัสไปหน้า จะเพิ่มขึ้นตามแรงดันในแบบ $\exp(qV_a / 2kT)$ ซึ่งจะเพิ่มขึ้นช้ากว่าในกรณีของไดโอดอุดมคติ อัตราส่วนของ J_t / J_r ภายใต้การไบอัสไปหน้าคือ

$$\frac{J_t}{J_r} = \frac{2n_i}{x_d} \left[\frac{L_n}{N_a} + \frac{L_p}{N_d} \right] \exp(qV_a / 2kT) \quad (2.68)$$

ในสารกึ่งตัวนำที่มีข้อบกพร่องหรือตำหนิในผลึกน้อย ค่าความยาวแพร่ซึมจะยิ่งมากขึ้น ยังผลให้ J_t ยิ่งเด่นกว่า J_r ในกรณีไดโอดหัวต่อด้านเดียวที่มี $L_n = 60$ ไมโครเมตร, $x_d = 0.25$ ไมโครเมตร, $N_a = 10^{16}$ ลูกบาศก์เซนติเมตร และ J_t จะมีค่ามากกว่า J_r เมื่อ V_a มากกว่า 0.375 โวลต์

ภายใต้การไบอัสกลับทางตัวเศษของสมการที่ (2.64) จะมีค่าเป็น $-n_i^2$ ยังผลให้ U มีค่าเป็นลบ แสดงว่ามีการเกิดพาหะสุทธิ (net generation) ขึ้นในบริเวณประจุค้าง บริเวณความกว้าง x_i ซึ่งมีค่าน้อยกว่าและอยู่ภายในบริเวณประจุค้าง x_d เท่านั้นที่จะมีการเกิดพาหะสุทธิอย่างมีประสิทธิภาพและต้องอยู่ภายใต้เงื่อนไข $p=n \ll n_i$ ซึ่งจะทำให้ U ของสมการที่ (2.64) กลายเป็น

$$U = -n_i / 2\tau_0$$

แทนค่า U ลงในสมการที่ (2.65) จะได้ว่า

$$J_g = \frac{qn_i x_i}{2\tau_0} \quad (2.69)$$

โดยประมาณว่าศูนย์กลางการเกิด การรวมตัวจะอยู่ที่บริเวณ E_i ซึ่งจะให้ประสิทธิภาพสูงสุด สำหรับรอยต่อ $p^+ - n$ บริเวณประจุค้างจะอยู่ในเนื้อสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ความกว้างของบริเวณประจุค้าง x_d และบริเวณ x_i ซึ่งจะมีอัตราการเกิดพาหะสูงสุดจะแสดงได้ดังความสัมพันธ์

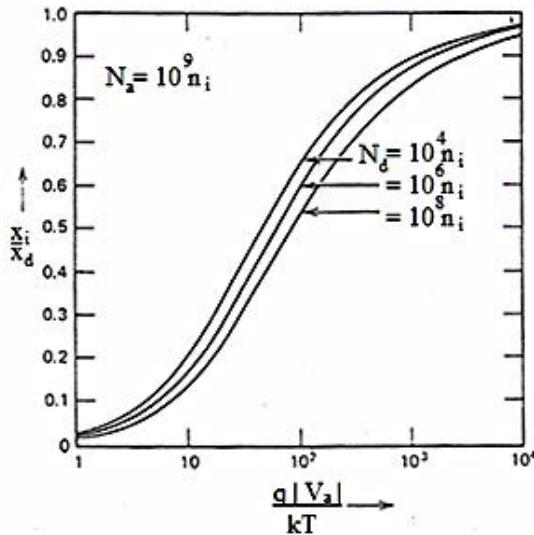
$$x_d = \left[\frac{2\epsilon_s}{qN_d} (\phi_i - V_a) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left[\frac{2\epsilon_s kT}{q^2 N_d} \left(\ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right) - \frac{qV_a}{kT} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.70)$$

และ

$$x_i = \left(\frac{2\epsilon_s kT}{q^2 N_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\left(\ln \left(\frac{N_d}{n_i} \right) - \frac{qV_a}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\ln \frac{N_d}{n_i} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.71)$$

ซึ่ง V_a คือแรงดันไบอัส ($V_a < 0$) ในกรณีไบอัสย้อนกลับ) ทั้ง x_d และ x_i จะขึ้นกับรากที่สองของแรงดันไบอัสย้อนกลับ ความแตกต่างระหว่าง x_d และ x_i จะมีค่าน้อยลง เมื่อแรงดันย้อนกลับมีค่ามากขึ้น รูปที่ 2.21 อัตราส่วนของ x_i/x_d ที่เป็นฟังก์ชันกับแรงดันย้อนกลับที่ความหนาแน่นของอะตอมผู้ให้ค่าต่างๆของรอยต่อแบบชั้นบันไดด้านเดียว $p^+ - n$



ภาพที่ 2.21 อัตราส่วนของ x_i/x_d เป็นฟังก์ชันกับแรงดันย้อนกลับที่ความหนาแน่นของอะตอมผู้ให้ค่าต่างๆของรอยต่อ $p^+ - n$

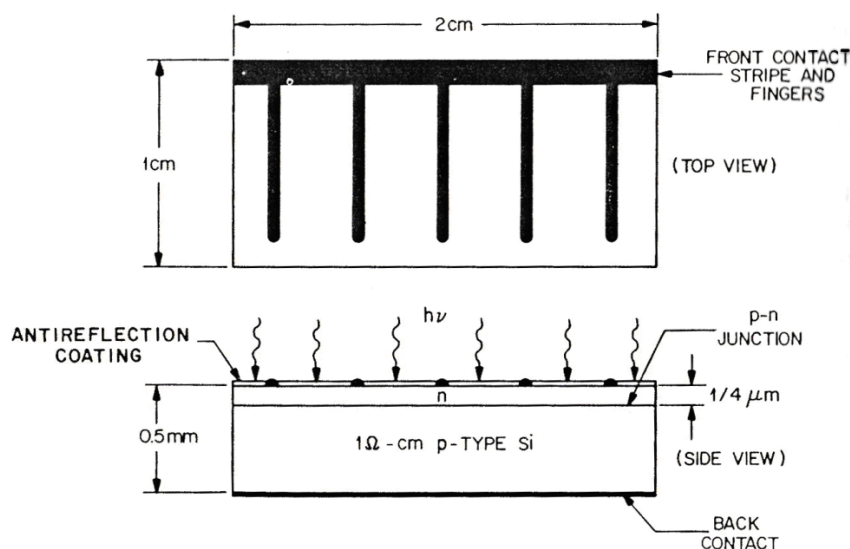
2.12 เซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อพี-เอ็น (p-n junction solar cell) (Sze, 1981; ยุธธ, 2530; จิตินัย, 2544, จิตินัย, 2552)

เซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อพี-เอ็นของซิลิคอน มีความสำคัญต่อเซลล์แสงอาทิตย์ทุกชนิด ทั้งใน ดาวเทียม อวกาศหรือบนพื้นดิน เซลล์แสงอาทิตย์ชนิดแผ่นบางๆ (flat-plate solar cell) ทำมาจากซิลิคอน มีช่วงอายุการใช้งานที่ยาวนาน ซึ่งในเซลล์แสงอาทิตย์ที่ดัดนั้นจำเป็นต้องมีประสิทธิภาพสูง และมีความ น่าเชื่อถือได้ ตัวอย่างเช่น ไม่เกิดความเสื่อมคุณภาพได้ง่ายเมื่อมีการแผ่รังสีอนุภาคที่มีพลังงานสูงจาก ภายนอก นอกจากประสิทธิภาพและความน่าเชื่อถือแล้วจึงต้องคำนึงถึงราคาด้วยเพื่อที่จะได้แข่งขันกับ แหล่งพลังงานอื่นๆ

เซลล์แสงอาทิตย์ชนิดแผ่นบางๆจำเป็นต้องลดราคาการผลิตให้มากขึ้นเท่าที่จะเป็นไปได้และใน ขณะเดียวกันต้องมีประสิทธิภาพอย่างน้อยที่สุด 10 เปอร์เซ็นต์ จึงมีการใช้เทคนิคเอ็ดจ์-ดีไฟน์ ฟิล์ม-เฟด- โกรท (edge-defined film-fed growth : EFG), กระบวนการริบบอนทูริบบอน (ribbon to ribbon) และ กระบวนการเดนไดรต์-เวบ (dendrite-web) การใช้ผลึกพหุพันธ์ของ ซิลิคอนบนเซรามิกส์หรือบน ซิลิคอนเกรดดลูว์ (metallurgical-grade silicon) เป็นการช่วยลดราคาแผ่นฐานรองรับ เซลล์แสงอาทิตย์ ชนิดฟิล์มบางแคดเมียมซัลไฟด์และเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซิลิคอนเป็นสิ่งสำคัญ สำหรับเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดแผ่นบางๆ

2.12.1 การตอบสนองต่อแสง (spectral response)

โครงสร้างของเซลล์แสงอาทิตย์แสดงดังรูปที่ 2.22 ประกอบด้วย รอยต่อพี-เอ็นชนิดพื้น ด้าน บนสุดเป็นขั้วสัมผัสที่ผิวหน้า (front contact) แบบสไตรป์ (stripe) และฟิงเกอร์ (finger) มีชั้นด้านการ สะท้อนแสงเคลือบอยู่ และด้านล่างสุดเป็นขั้วสัมผัสด้านหลัง (back contact)



ภาพที่ 2.22 เซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อพี-เอ็นของซิลิคอน

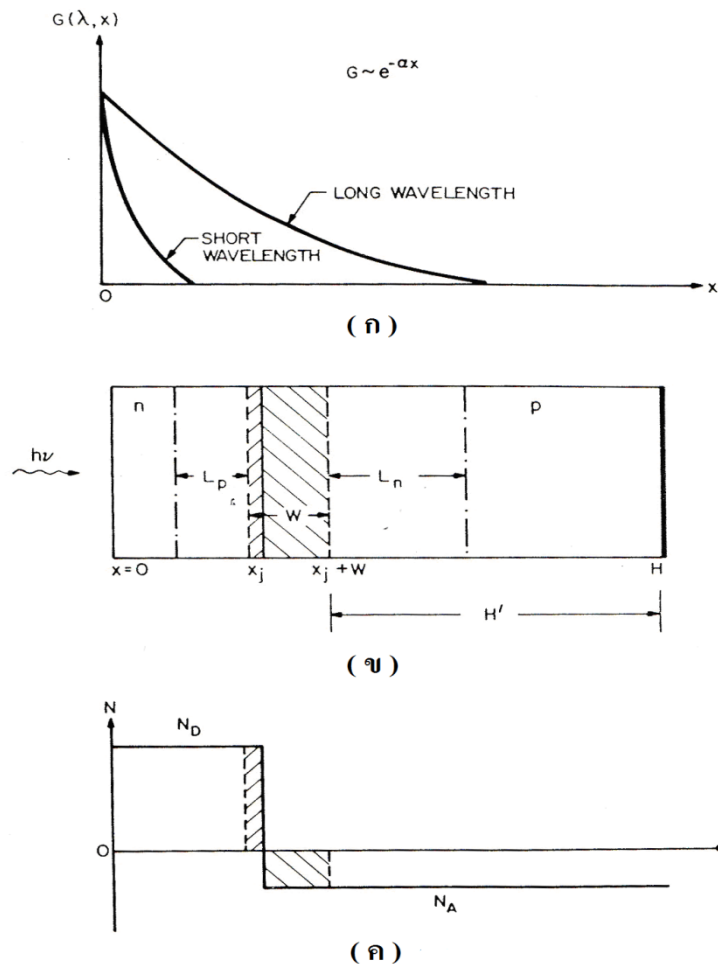
เมื่อแสงความยาวคลื่นเดียว (λ) ตกกระทบบนผิวสัมผัสด้านหน้าของเซลล์แสงอาทิตย์ ทำให้เกิดกระแสจากแสงและการตอบสนองต่อแสงเกิดขึ้น อัตราการเกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮล ที่ระยะทาง x จากผิวด้านบน ดังรูปที่ 2.33 แสดงดังสมการที่ (2.72)

$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda)F(\lambda)[1 - R(\lambda)]\exp[-\alpha(\lambda)x] \quad (2.72)$$

เมื่อ $\alpha(\lambda)$ คือ สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง

$F(\lambda)$ คือ จำนวนโฟตอนที่ตกกระทบต่อตารางเซนติเมตรต่อวินาทีต่อหนึ่งหน่วยความกว้างแถบสเปกตรัมแสง

$R(\lambda)$ คือ สัดส่วนของจำนวนโฟตอนที่สะท้อนกลับจากผิวด้านหน้า



ภาพที่ 2.23 ก. อัตราการเกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮล เป็นฟังก์ชันของระยะทางจากบริเวณผิวยอดของสารกึ่งตัวนำสำหรับความยาวคลื่นแสงสั้นและยาว
 ข. มิติของเซลล์แสงอาทิตย์และความกว้างของการแพร่พาหะข้างน้อย
 ค. ความเข้มข้นของอะตอมของสารเจือที่บริเวณผิวยอดของเซลล์แสงอาทิตย์

ในกรณีที่กระแสเข้าไปน้อย ในระบบ 1 มิติ ในสภาวะสมดุลเชิงความร้อน ดังสมการที่ (2.73) และ (2.74)

สำหรับอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

$$G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = 0 \quad (2.73)$$

สำหรับโฮลในสารกึ่งตัวนำชนิดพี

$$G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} = 0 \quad (2.74)$$

ความหนาแน่นของกระแส ดังสมการที่ (2.75) และ (2.76)

$$J_n = q\mu_n n_p \xi + qD_n \frac{dn_p}{dx} \quad (2.75)$$

$$J_p = q\mu_p p_n \xi - qD_p \frac{dp_n}{dx} \quad (2.76)$$

เมื่อ J_n คือ ความหนาแน่นของกระแสอิเล็กตรอนตรงบริเวณรอยต่อของเขตปลอดพาหะกับฐานของสารกึ่งตัวนำชนิดพี

J_p คือ ความหนาแน่นของกระแสโฮลตรงบริเวณรอยต่อของเขตปลอดพาหะกับผิวหน้าของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

เมื่อมีการเจืออย่างคงที่ในแต่ละด้านของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อพี-เอ็น ดังรูปที่ 2.23 (ข) และ 2.23 (ค) เมื่อไม่มีสนามไฟฟ้าภายนอกเขตปลอดพาหะ (depletion region) ในกรณีที่เซลล์แสงอาทิตย์มีรอยต่อแบบเอ็น-พี โดยมีสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นอยู่ด้านหน้ารับแสงและสารกึ่งตัวนำชนิดพีเป็นฐานด้านล่าง จากสมการที่ (2.72) , (2.74) และ (2.76) เขียนใหม่ ได้ดังสมการที่ (2.74)

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} + \alpha F(1-R) \exp(-\alpha x) - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (2.77)$$

สามารถเขียนในรูปทั่วไปได้ ดังสมการที่ (2.78)

$$p_n - p_{n0} = A \cosh(x/L_p) + B \sinh(x/L_p) - \frac{\alpha F(1-R)\tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \exp(-\alpha x) \quad (2.78)$$

เมื่อ $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ คือ ค่าความยาวแพร่ มีเงื่อนไขของขอบเขต 2 ข้อ บริเวณพื้นผิว จะมีความเร็วของการรวมตัว (S_p) ดังสมการที่ (2.79)

$$D_p \frac{d(p_n - p_{no})}{dx} = S_p(p_n - p_{no}) \quad \text{เมื่อ } x = 0 \quad (2.79)$$

บริเวณขอบของเขตปลอดพาหะ เมื่อความหนาแน่นของพาหะที่เพิ่มขึ้นมีค่าน้อยมากเนื่องจากสนามไฟฟ้าในเขตปลอดพาหะ ดังสมการที่ (2.80)

$$p_n - p_{no} \cong 0 \quad \text{ที่ } x = x_j \quad (2.80)$$

และความหนาแน่นของโฮล คือ

$$p_n - p_{no} = [\alpha F(1-R)\tau_p / (\alpha^2 L_p^2 - 1)] \times \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) \sinh\left(\frac{x_i - x}{L_p}\right) + e^{-\alpha x_j} \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \frac{x}{L_p} + \cosh \frac{x}{L_p} \right)}{(S_p L_p / D_p) \sinh(x_j / L_p) + \cosh(x_j / L_p)} - e^{-\alpha x} \right] \quad (2.81)$$

ความหนาแน่นของกระแสจากแสงของโฮลที่ขอบของเขตปลอดพาหะ คือ

$$J_p = -qD_p \left(\frac{dp_n}{dx} \right)_{x_j} = [qF(1-R)\alpha L_p / (\alpha^2 L_p^2 - 1)] \times \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) - e^{-\alpha x_j} \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh \frac{x_j}{L_p} + \sinh \frac{x_j}{L_p} \right)}{(S_p L_p / D_p) \sinh(x_j / L_p) + \cosh(x_j / L_p)} - \alpha L_p e^{-\alpha x_j} \right] \quad (2.82)$$

กระแสจากแสงได้จากบริเวณชั้นด้านหน้าของเซลล์แสงอาทิตย์ที่ความยาวคลื่นค่าหนึ่ง โดยตั้งสมมุติฐานว่าบริเวณนี้มีช่วงชีวิต สภาพเคลื่อนที่ได้และระดับการเจือมีค่าคงที่ การหากระแสจากแสงของอิเล็กตรอนมีการรวมตัวกันที่ฐานของเซลล์แสงอาทิตย์ จากสมการที่ (2.72), (2.73), และ (2.75) จะได้ว่า

$$n_p - n_{po} \cong 0 \quad \text{ที่ } x = x_i + W \quad (2.83)$$

$$S_n(n_p - n_{po}) = -D_n dn_p / dx \quad \text{ที่ } x = H \quad (2.84)$$

เมื่อ W คือ ความกว้างของเขตปลอดพาหะ และ H คือ ความกว้างของเซลล์แสงอาทิตย์ทั้งหมด

จากสมการที่ (2.83) ความหนาแน่นของพาหะข้างน้อยที่เพิ่มขึ้นมีค่าเข้าใกล้ศูนย์ที่บริเวณขอบของเขตปลอดพาหะ ส่วนสมการที่ (2.84) แสดงว่าการรวมตัวของพาหะอิสระที่ผิวด้านหลังจะเกิดที่ขั้ว

โอห์มมิก ใช้เงื่อนไขขอบเขตนี้ จะให้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในฐานะที่เป็นสารกึ่งตัวนำชนิดพีซึ่งมีการเจือสมำเสมอ คือ

$$n_p - n_{p0} = \frac{\alpha F(1-R)\tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp[-\alpha(x_j + W)] \left[\cosh\left(\frac{x - x_j - W}{L_n}\right) - e^{-[\alpha(x - x_j - W)]} \right] - \frac{(S_n L_n / D_n) [\cosh(H'/L_n) - \exp(-\alpha H')] + \sinh(H'/L_n) + \alpha L_n e^{-\alpha H'}}{(S_n L_n / D_n) \sinh(H'/L_n)} \times \sinh\left(\frac{x - x_j - W}{L_n}\right) \quad (2.85)$$

และความหนาแน่นกระแสจากแสงเนื่องจากอิเล็กตรอนที่ได้จากขอบของเขตปลอดพาหะ

$$x = x_j + W \text{ คือ}$$

$$J_n = qD_n \left(\frac{dn_p}{dx} \right)_{x_j+W} = \frac{qF(1-R)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp[-\alpha(x_j + W)] \times \left\{ \alpha L_n - \frac{(S_n L_n / D_n) [\cosh(H'/L_n) - \exp(-\alpha H')] + \sinh(H'/L_n) + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{(S_n L_n / D_n) \sinh(H'/L_n) + \cosh(H'/L_n)} \right\} \quad (2.86)$$

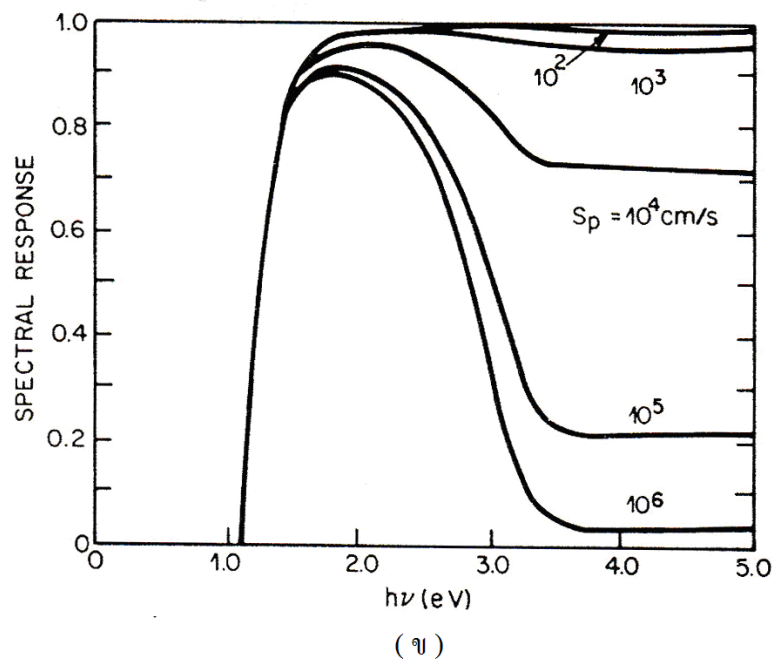
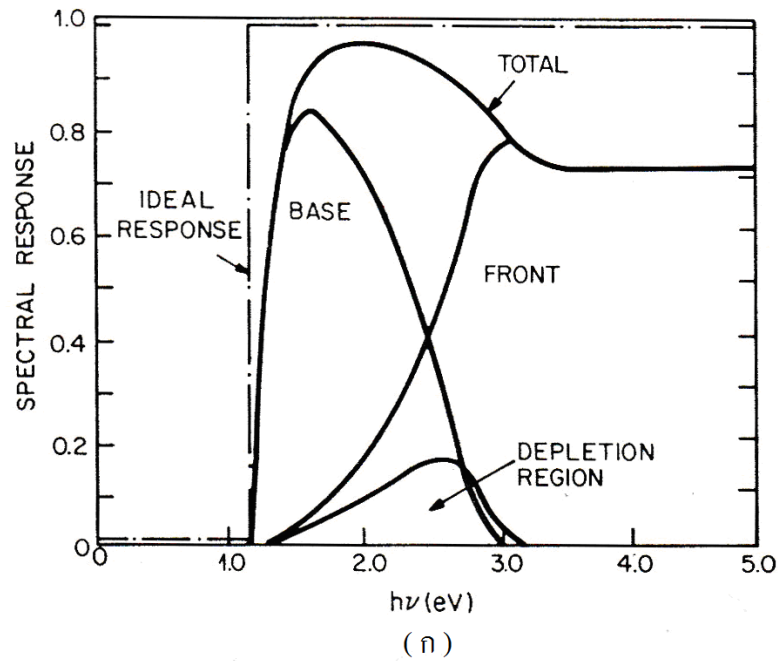
เมื่อ H' คือ บริเวณที่เป็นกลางในชั้นฐานของสารกึ่งตัวนำชนิดพี ดังรูป 2.23(ข) สมการที่ (2.86) มีสมมุติฐานว่ามีช่วงชีวิต สภาพเคลื่อนที่ได้และระดับการเจือมีค่าคงที่ ถ้าสิ่งเหล่านี้เป็นฟังก์ชันของระยะทาง จำเป็นต้องนำมาวิเคราะห์เชิงตัวเลข

การเกิดกระแสจากแสงสามารถเกิดภายในเขตปลอดพาหะได้ ในขอบเขตนี้สนามไฟฟ้ามีค่าสูงที่จะเร่งพาหะให้ออกไปจากเขตปลอดพาหะได้ก่อนที่จะเกิดการรวมตัวของพาหะ กระแสจากแสงต่อหนึ่งหน่วยความกว้างแถบสเปกตรัมแสงเท่ากับจำนวนโฟตอนที่ถูกดูดกลืน

$$J_{dr} = qF(1-R)\exp(-\alpha x_j)[1 - \exp(-\alpha W)] \quad (2.87)$$

กระแสรวมที่ความยาวคลื่นหนึ่ง เกิดจากผลรวมของสมการที่ (2.82), (2.86) และ (2.87)

$$J(\lambda) = J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda) \quad (2.88)$$



ภาพที่ 2.24 ก. ผลจากการคำนวณการตอบสนองต่อแสงของเซลล์แสงอาทิตย์แบบที่เป็นรอยต่อชนิดเอ็น-พีของสารกึ่งตัวนำซิลิกอน โดยแสดงการแจกแจง 3 บริเวณ (เส้นประแทนด้วยการตอบสนองในเชิงอุดมคติ)

ข. ผลจากการคำนวณการตอบสนองต่อแสงของเซลล์แสงอาทิตย์แบบที่เป็นรอยต่อชนิดเอ็น-พีของสารกึ่งตัวนำซิลิกอนที่มีอัตราการรวมตัวของพาหะที่บริเวณผิวรอยต่อต่างกัน

การตอบสนองต่อแสง (spectral response :SR) เท่ากับผลรวมของการตอบสนองต่อแสงภายนอกเป็น qF หรือผลรวมของการตอบสนองต่อแสงภายในเป็น $qF(1-R)$ ดังสมการที่ (2.89)

$$SR(\lambda) = \frac{1}{qF(\lambda)[1-R(\lambda)]} [J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda)] \quad (2.89)$$

การตอบสนองต่อแสงภายในเชิงอุดมคติสำหรับสารกึ่งตัวนำซึ่งมีช่องว่างแถบพลังงาน E_g เป็นฟังก์ชันแบบขั้นบันไดมีค่าศูนย์เมื่อ $h\nu < E_g$ และเป็นหนึ่งเมื่อ $h\nu \geq E_g$ (เส้นประดังรูปที่ 2.24 (ก)) สำหรับการตอบสนองต่อแสงของเซลล์แสงอาทิตย์ที่ทำจากซิลิกอนมีสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเคลือบบนผิวแสดงดังรูปที่ 2.24 (ก) โดยแบ่งบริเวณออกเป็น 3 ส่วน พารามิเตอร์ที่สำคัญ คือ

$N_D = 5 \times 10^{19}$ ต่อลูกบาศก์เซนติเมตร, $N_A = 1.5 \times 10^{16}$ ต่อลูกบาศก์เซนติเมตร, $\tau_p = 0.4$ ไมโครวินาที, $\tau_n = 10$ ไมโครวินาที, $x_j = 0.5$ ไมโครเมตร, $H = 450$ ไมโครเมตร
 $S_p(\text{front}) = 10^4$ เซนติเมตรต่อวินาที, $S_n(\text{back}) = \infty$

เมื่อโฟตอนมีพลังงานต่ำ พหุส่วนใหญ่เกิดขึ้นบริเวณฐานเนื่องจากซิลิกอนมีสัมประสิทธิ์การดูดกลืนต่ำ เมื่อพลังงานโฟตอนมากกว่า 2.5 อิเล็กตรอนโวลต์ พลังงานโฟตอนสูงกว่า 3.5 อิเล็กตรอนโวลต์ สัมประสิทธิ์การดูดกลืนสูงมากกว่า 10^6 ต่อเซนติเมตร การตอบสนองต่อแสงจะเกิดขึ้นบริเวณผิวหน้า แต่การรวมตัวของพาหะที่ผิวมีค่าสูงจึงส่งผลกระทบต่อ การตอบสนองต่อแสง เนื่องจากจะไปลดจำนวนพาหะบริเวณผิวหน้าซึ่งเกิดจากโฟตอนที่มีพลังงานสูง การตอบสนองต่อแสง เมื่อ $\alpha L_p \gg 1$ และ $\alpha x_j \gg 1$ จากสมการที่ (2.82) กระแสจากแสงผิวด้านหน้า เท่ากับ

$$SR = \frac{1 + S_p / \alpha D_p}{(S_p L_p / D_p) \sinh(x_j / L_p) + \cosh(x_j / L_p)} \quad (2.90)$$

อัตราการรวมตัวบริเวณผิวหน้า (S_p) มีผลกระทบต่อการตอบสนองต่อแสงที่พลังงานโฟตอนมีค่าสูง แสดงดังรูปที่ 2.24 (ข) เมื่อ S_p แปรค่าจาก 10^2 เป็น 10^6 เซนติเมตรต่อวินาที จากสมการที่ (2.90.90) แสดงว่าสำหรับค่า S_p หนึ่งๆ ถ้าต้องการให้การตอบสนองต่อแสงดีขึ้นจะต้องเพิ่มความยาวแห่งการแพร่ (L_p) โดยทั่วไปการตอบสนองต่อแสงที่คืนันตลอดช่วงความยาวคลื่น จะต้องเพิ่มทั้ง L_n และ L_p แต่ละค่า S_n และ S_p

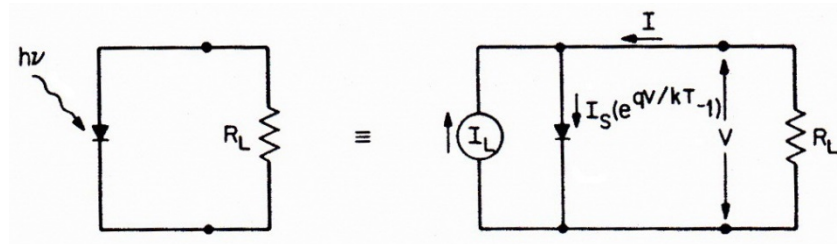
เมื่อทราบค่าการตอบสนองต่อแสงแล้ว สามารถหาค่าความหนาแน่นของกระแสจากแสงจากการแจกแจงของเซลล์แสงอาทิตย์ ($F(\lambda)$) ดังนี้

$$J_L = q \int_0^{\lambda_m} F(\lambda) [1-R(\lambda)] SR(\lambda) d\lambda \quad (2.91)$$

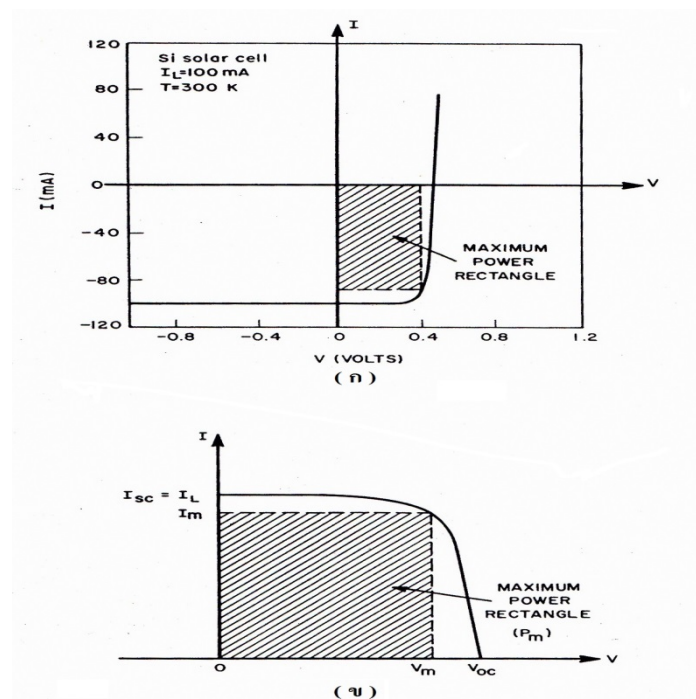
เมื่อ λ_m คือ ความยาวคลื่นสูงสุดของสารกึ่งตัวนำที่มีค่าช่องว่างแถบพลังงานนั้นๆ

ถ้าต้องการให้ J_L มากๆ จะต้องลดค่า $R(\lambda)$ และเพิ่มค่า $SR(\lambda)$ ตลอดช่วงความยาวคลื่น $0 < \lambda < \lambda_m$ ความหนาแน่นของกระแสจากแสงในอุดมคตินั้น จะต้องมามีค่า $R(\lambda)=0$ และ $SR=1$

2.12.2 ลักษณะเฉพาะกระแส-แรงดันไฟฟ้า



รูปที่ 2.25 วงจรสมมูลในอุดมคติของเซลล์แสงอาทิตย์

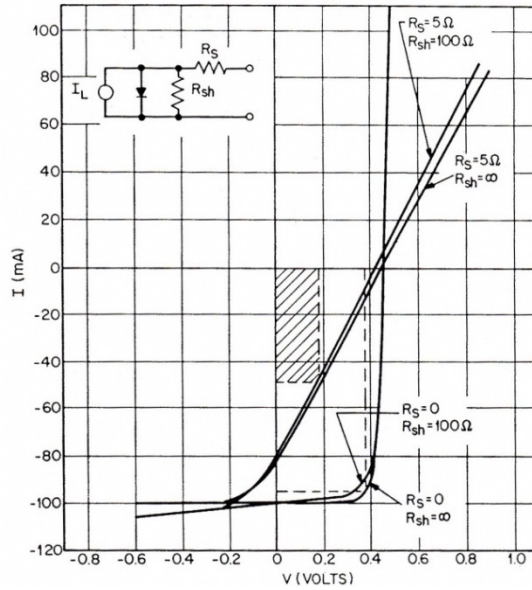


ภาพที่ 2.26 ก. ลักษณะเฉพาะของกระแส-แรงดันของเซลล์แสงอาทิตย์ขณะที่มีการฉายแสง
ข. ภาพกลับหัวของรูป 2.26 (ก)

สำหรับเซลล์แสงอาทิตย์ในทางปฏิบัตินั้นจะพิจารณาวงจรสมมูลในอุดมคติดังรูปที่ 2.26 ประกอบด้วยความต้านทานอนุกรมจากการสูญเสียของโอห์มมิก และความต้านทานขนั้ที่จากกระแสรั่วไหล วงจรสมมูลแสดงดังรูปที่ 2.27 ถ้ากระแสไดโอดเป็นดังสมการที่ (2.92) ลักษณะเฉพาะกระแส-แรงดันไฟฟ้าหาได้จากสมการที่ (2.93)

$$I = I_S(e^{qV/kT} - 1) - I_L \quad (2.92)$$

$$\ln\left(\frac{I + I_L}{I_s} - \frac{V - IR_s}{I_s R_{sh}} + 1\right) = \frac{q}{kT}(V - IR_s) \quad (2.93)$$



ภาพที่ 2.27 แสดงลักษณะเฉพาะกระแส-แรงดันไฟฟ้าของเซลล์แสงอาทิตย์ประกอบด้วยความต้านทานอนุกรมและความต้านทานขนั้

จากสมการที่ (2.93) ถ้ากำหนดให้ $R_s = 0,5$ โอห์ม และ $R_{sh} = 0, \infty$ โอห์ม สามารถเขียนกราฟได้ดังรูปที่ 2.27 ซึ่งพารามิเตอร์ I_s, I_L และ T ยังเหมือนกับรูปที่ 2.25 จะพบว่าความต้านทานขนั้ที่มีค่าต่ำกว่า 100 โอห์มนั้นจะไม่ทำให้กำลังเอาต์พุตของเซลล์แสงอาทิตย์นั้นเปลี่ยนแปลง ส่วนความต้านทานอนุกรมเท่ากับ 5 โอห์มจะทำให้กำลังเอาต์พุตของเซลล์แสงอาทิตย์ลดลงถึง 30 เปอร์เซ็นต์เมื่อเทียบกับกำลังเอาต์พุตของเซลล์แสงอาทิตย์ที่มีความต้านทานอนุกรมเท่ากับศูนย์ ($R_s=0$) ดังนั้นเราสามารถที่จะละพารามิเตอร์ R_{sh} ได้แล้ว กระแสขาออกและกำลังเอาต์พุตได้จาก

$$I = I_s \left\{ \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right] - 1 \right\} - I_L \quad (2.94)$$

$$P = |IV| = I \left[\frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I + I_L}{I_s} + 1\right) + IR_s \right] \quad (2.95)$$

จากความสัมพันธ์กำลังเอาต์พุตสูงสุดที่ได้คือ 1, 0.77, 0.57, 0.27 หรือ 0.14 สำหรับ R_s เท่ากับ 0, 1, 2, 5 หรือ 10 โอห์ม ตามลำดับ ค่าความต้านทานของเซลล์แสงอาทิตย์จะขึ้นกับความลึกของรอยต่อ ความเข้มข้นของสารเจือในสารกึ่งตัวนำชนิดพีและชนิดเอ็น และการทำขั้วไฟฟ้าโอห์มมิก จากรูปที่ 2.26 และ 2.27 สามารถคำนวณหาแฟคเตอร์ฟิลล์แฟคเตอร์ (fill factor : FF) ได้จาก

$$FF = \frac{I_m V_m}{I_L V_{OC}} \quad (2.96)$$

ประสิทธิภาพของเซลล์แสงอาทิตย์สามารถหาได้จาก

$$\eta = \frac{I_m V_m}{P_{in}} = \frac{FF \cdot I_L V_{OC}}{P_{in}} \quad (2.97)$$

ในเซลล์แสงอาทิตย์จะเกิดกระแสการรวมตัวของพาหะขึ้นในบริเวณพร่องพาหะ เป็น

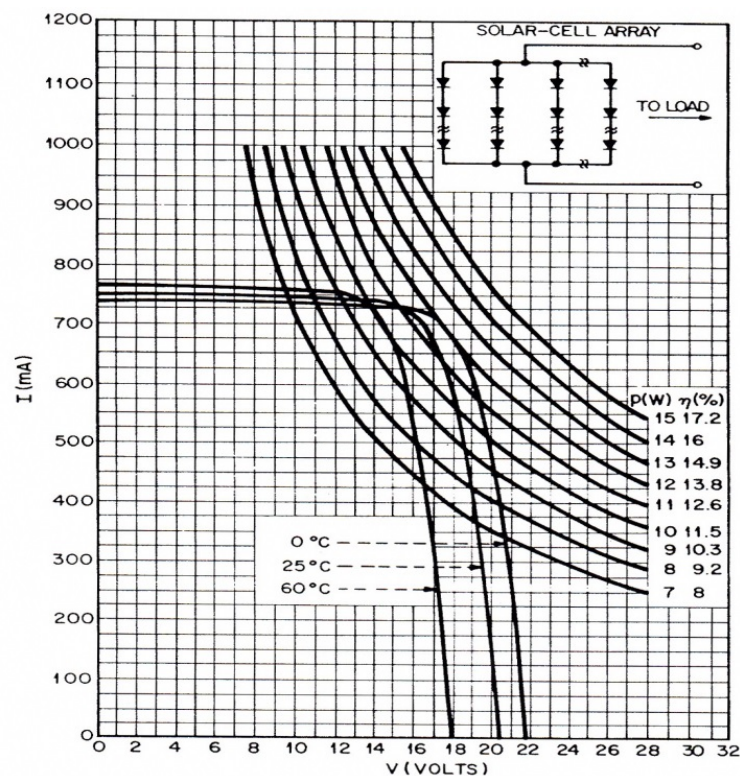
$$I_{rec} = I_s' \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.98)$$

โดย

$$\frac{I_s'}{A} = \frac{qn_i W}{\sqrt{\tau_p \tau_n}} \quad (2.99)$$

ประสิทธิภาพสำหรับในกรณีที่กระแสการรวมตัวของพาหะมีค่าน้อยกว่ากรณีกระแสในอุดมคติ เนื่องจาก V_{oc} และค่าฟิลล์แฟกเตอร์ลดลง สำหรับเซลล์แสงอาทิตย์ซิลิกอนที่อุณหภูมิ 300 เคลวิน กระแสการรวมตัวของพาหะจะทำให้ประสิทธิภาพของเซลล์แสงอาทิตย์ลดลงถึง 25 เปอร์เซ็นต์

สำหรับเซลล์แสงอาทิตย์ที่มีทั้งกระแสแพร่และกระแสที่เกิดจากการรวมตัวของพาหะ หรือเซลล์แสงอาทิตย์มีข้อบกพร่องประจุมาก กระแสไฟฟ้าภายในไบแอสตรงอาจจะแสดงในรูปของเอ็กซ์โพเนนเชียลที่ขึ้นกับแรงดันคือ $\exp(qV/nkT)$ เมื่อ n คือแฟกเตอร์ในอุดมคติ โดยปกติประสิทธิภาพจะลดลงเมื่อค่าแฟกเตอร์อุดมคติเพิ่มขึ้น



ภาพที่ 2.28 แสดงลักษณะเฉพาะของกระแส-แรงดันไฟฟ้าของโมดูลของเซลล์แสงอาทิตย์

เซลล์แสงอาทิตย์ซิลิกอนที่มีพื้นที่ 2 ตารางเซนติเมตรจะมีค่าแรงดันวงจรเปิด (V_{oc}) เท่ากับ 0.5 ถึง 0.6 โวลต์และมีกระแสลัดวงจรเท่ากับ 30 ถึง 60 มิลลิแอมป์ ซึ่งเซลล์แสงอาทิตย์สามารถต่อกันได้ทั้งแบบอนุกรมและขนาน ตัวอย่างการต่อเซลล์แสงอาทิตย์แสดงดังรูปที่ 2.28 ที่อุณหภูมิ 60 องศาเซลเซียส จะให้กำลังประมาณ 10 วัตต์ มีประสิทธิภาพ 11.5 เปอร์เซ็นต์ ภายใต้เงื่อนไข $AM1$ ($\square 100$ มิลลิวัตต์ต่อตารางเซนติเมตร) ซึ่งกราฟของกำลังจะแสดงโดยเส้นสัมผัสกับกราฟกระแส-แรงดันไฟฟ้า ที่จุดที่มีกำลังสูงสุดจะสอดคล้องกับค่าแรงดันไฟฟ้าสูงสุด (V_m) และกระแสไฟฟ้าสูงสุด (I_m) สำหรับเซลล์แสงอาทิตย์ที่มีการต่อดังรูปที่ 2.28 นี้จะมีค่าแรงดันไฟฟ้าสูงสุดเท่ากับ 14 โวลต์ และกระแสไฟฟ้าสูงสุดเท่ากับ 720 มิลลิแอมป์ และในกรณีที่อุณหภูมิค่ากำลังเอาต์พุตกับประสิทธิภาพของเซลล์แสงอาทิตย์นั้นจะมีค่าลดลง

2.13 หลักการสปีดเตอร์ริง (งามนิตย์, 2558; สุรสิงห์, 2545)

ดิซีแมกนีตรอนสปีดเตอร์ริง คือ วิธีการเคลื่อนฟิล์มบางในระบบสุญญากาศ โดยอาศัยพื้นฐานทางด้านฟิสิกส์ของพลาสมาเพื่อให้เกิดกระบวนการสปีดเตอร์ริงขึ้นมา ดังนั้นจึงเป็นสิ่งสำคัญในการทำ ความเข้าใจในฟิสิกส์ของพลาสมา วิธีการเคลื่อนฟิล์มบางที่เรียกว่าสปีดเตอร์ริงและหลักการที่เกี่ยวกับหัวดิ ซีแมกนีตรอนสปีดเตอร์ริง ซึ่งจะได้อธิบายในส่วนที่มีความสอดคล้องกับงานวิจัยนี้

2.13.1 โกลวดิสชาร์จ

สถานะพลาสมาเกิดขึ้นได้โดยการทำให้อะตอมของก๊าซที่อยู่ในสภาวะที่เป็นกลางทางไฟฟ้า เกิดการแตกตัวเป็นไอออน ซึ่งสามารถทำได้โดยอาศัยการชนด้วยอิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูง โดยอะตอมที่ได้รับพลังงานที่เพียงพอจะทำให้ไอเล็กตรอนหลุดออกมาจากอะตอม เรียกว่าการแตกตัวเป็นไอออน ซึ่ง พลังงานที่มีค่าน้อยที่สุดที่ทำให้ไอเล็กตรอนตัวนอกสุดหลุดออกมาได้ คือ พลังงานการแตกตัวเป็นไอออน โดยการแตกตัวเป็นไอออนเป็นกระบวนการสำคัญในการสร้างพลาสมาของระบบดิซีแมกนีตรอน สปีดเตอร์ริง สำหรับในกรณีของโลหะที่ได้รับพลังงานแล้วทำให้ไอเล็กตรอนหลุดออกมาจากผิวของโลหะ เรียกว่าการปลดปล่อยอิเล็กตรอนซึ่งพลังงานที่มีค่าน้อยที่สุดที่ทำให้ไอเล็กตรอนหลุดออกมาได้ คือ ค่า ฟังก์ชันงาน

อะตอมใดๆ เมื่อถูกชนด้วยอะตอมที่เป็นกลาง ไอออนหรืออิเล็กตรอนจะเกิดการแลกเปลี่ยน ของพลังงานระหว่างกัน ในกรณีที่อนุภาคที่เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมคืออิเล็กตรอน และทำให้อะตอมที่ถูก ชนเกิดการแตกตัวเป็นไอออน เรียกว่า การแตกตัวเป็นไอออนเนื่องจากการชนด้วยอิเล็กตรอน โดยที่ อิเล็กตรอนจะต้องมีพลังงานจลน์มากกว่าหรือเท่ากับพลังงานการแตกตัวเป็นไอออนของอะตอม ดัง สมการ

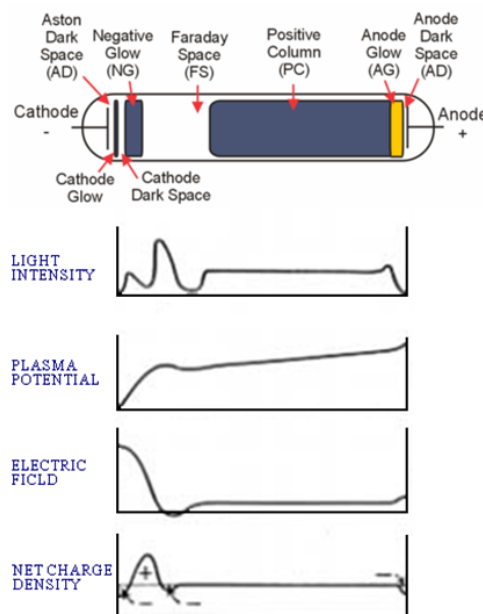
$$\frac{1}{2}mv^2 \geq W_i \quad (2.100)$$

โดย W_i คือ พลังงานการแตกตัวเป็นไอออน

m คือ มวลของอิเล็กตรอน

v คือ ความเร็วของอิเล็กตรอน

การโกลวดิสชาร์จก็คือการเรืองแสงของพลาสมา การโกลวดิสชาร์จทำให้เกิดขึ้นมาได้ โดยการจ่ายความต่างศักย์ระหว่างขั้วอิเล็กโทรดในสภาวะความดันต่ำที่มีก๊าซกระจายอยู่ภายในภาชนะสุญญากาศศักย์ไฟฟ้าจะตกลงอย่างรวดเร็วในบริเวณใกล้ขั้วคาโทดและมีค่าเปลี่ยนแปลงอย่างช้าๆ ในพลาสมา และเปลี่ยนแปลงอีกครั้งในบริเวณใกล้ขั้วแอโนดดังแสดงในภาพที่ 2.28



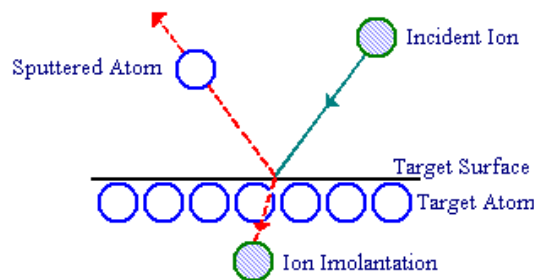
ภาพที่ 2.29 โครงสร้างของการโกลวดิสชาร์จ

สนามไฟฟ้าในระบบจะถูกควบคุมไปจนถึงชีท (sheath) ของแต่ละขั้วไฟฟ้า ซึ่งชีทก็คือความหนาแน่นของบริเวณที่แยกพลาสมาออกจากขั้วไฟฟ้า อาณาเขตของชีทจะผลักอิเล็กตรอนที่พยายามเคลื่อนที่ไปยังแต่ละขั้วอิเล็กโทรด อิเล็กตรอนที่เกิดขึ้นที่ขั้วคาโทดจะถูกเร่งให้เกิดการเคลื่อนที่ตามทิศทางของสนามไฟฟ้าและเกิดการชนกับอนุภาคตัวอื่นและมีการแลกเปลี่ยนพลังงาน และจะหยุดลงเนื่องจากการแพร่กระจายและการรวมตัว การโกลวที่ทำให้การเรืองแสงเกิดขึ้นมาได้เนื่องจากอิเล็กตรอนมีพลังงานมากพอที่จะให้กำเนิดแสงที่สามารถมองเห็นได้ด้วยการชนแล้วทำให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนอิเล็กตรอนจะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าและมีการสะสมพลังงานและเกิดการชนกับอะตอมอื่นแล้วเกิดการแตกตัวเป็นไอออนโดยกระบวนการจะเกิดขึ้นอย่างต่อเนื่อง อิเล็กตรอนจะมีจำนวนเพิ่มขึ้นจากการปลดปล่อยออกมาจากขั้วคาโทดซึ่งเป็นเรื่องที่สำคัญมากในการรักษาการดิสชาร์จให้สามารถมีอยู่ต่อไป

ได้ ลักษณะที่สำคัญหลายๆ อย่างของโกลดิสซาร์จแสดงให้เห็นในรูปที่ 2.29 การเรืองแสงในภาชนะสุญญากาศแสดงลักษณะการจัดเรียงบริเวณที่เกิดการเรืองแสงระหว่างขั้วอิเล็กโทรดทรงกลมภายในภาชนะสุญญากาศที่มีการเชื่อมต่อกับแหล่งกำเนิดไฟฟ้ากระแสตรง พอการดิสซาร์จด้วยไฟฟ้ากระแสตรงถูกทำให้เกิดขึ้นและถ้าการโกลดิสซาร์จสามารถรักษาไว้ได้ก็จะปรากฏบริเวณการเรืองแสงและบริเวณมืดในตำแหน่งที่แตกต่างกัน

2.13.2 สเป็คเตอริง

สเป็คเตอริงเป็นปรากฏการณ์ที่สำคัญอีกอย่างหนึ่งในการเกิดพลาสมาเย็น ซึ่งเป็นเหตุการณ์ที่อะตอมที่ผิวเป้าถูกทำให้หลุดออกมาพร้อมกับมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิออกมาด้วย เนื่องจากการระดมยิงของอนุภาคพลังงานสูงที่ถูกเร่งให้เคลื่อนที่เข้าชนเป้าดังแสดงในภาพที่ 2.30



ภาพที่ 2.30 การเกิดสเป็คเตอริงที่ผิวเป้า

2.13.2.1 ยี่ลด์การสเป็คเตอริง (sputtering yields)

ยี่ลด์ของการสเป็คเตอริงนิยามด้วยปริมาณอะตอมที่ถูกสเป็คเตอริงให้หลุดออกมาจากผิวเป้าต่อปริมาณไอออนที่เคลื่อนที่เข้าชน ดังแสดงในสมการที่ (2.101) ซึ่งขึ้นอยู่กับพลังงานของไอออนที่ตกกระทบและอัตราส่วนระหว่างมวลของไอออนที่ตกกระทบกับอะตอมที่ถูกสเป็คเตอริง

$$\text{ยี่ลด์ของการสเป็คเตอริง} = \frac{\text{อะตอมที่หลุดออกจากผิวเป้า}}{\text{ไอออนที่ชนเป้า}} \quad (2.101)$$

การสเป็คเตอริงแสดงถึงลักษณะเฉพาะโดยพลังงานขีดเริ่ม (threshold energy) ซึ่งขึ้นอยู่กับไอออนที่เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมที่ผิวเป้า ในตารางที่ 2.1 แสดงให้เห็นถึงค่าพลังงานขีดเริ่มของธาตุชนิดต่างๆ และค่ายี่ลด์ของการสเป็คเตอริงของธาตุชนิดต่างๆ ที่ถูกระดมยิงด้วยไอออนของอาร์กอนที่มีพลังงานแตกต่างกัน โดยขีดเริ่มของการสเป็คเตอริง (sputtering threshold) จะอยู่ในช่วง 10-40 อิเล็กตรอนโวลต์ และที่พลังงานไอออนของอาร์กอนสูงกว่าพลังงานขีดเริ่ม ยี่ลด์ของการสเป็คเตอริงจะเพิ่มขึ้นตามพลังงานของไอออนของอาร์กอน

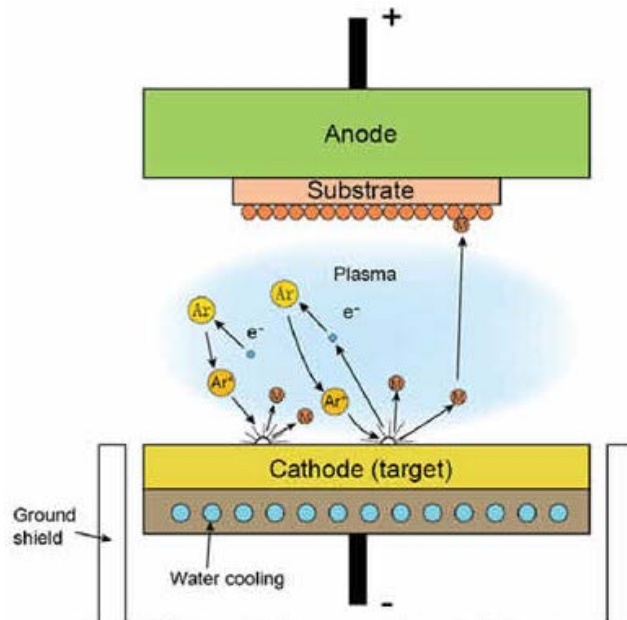
ตารางที่ 2.1 แสดงค่าพลังงานขีดเริ่มและค่าขีดคั่นของธาตุชนิดต่างๆ

Elements	Threshold (eV)	Ar ⁺ 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

2.13.2.2 ดีซีไดโอดสปีดเตอร์ริง

ในระบบดีซีไดโอดสปีดเตอร์ริงจะประกอบไปด้วยขั้วคาโทดและขั้วแอโนดวางอยู่ในระบบสุญญากาศภายใต้ความดันและศักย์ไฟฟ้าที่เหมาะสม โดยเป้าจะติดตั้งไว้ที่ด้านหน้าของขั้วคาโทด และแผ่นรองรับหรือชิ้นงานที่ต้องการเคลือบสารจะถูกวางอยู่ที่ขั้วแอโนด ภายในภาชนะสุญญากาศจะเต็มไปด้วยก๊าซที่ใช้ในการสปีดเตอร์ริง โดยการดีสชาร์จจะถูกสร้างขึ้นมาระหว่างขั้วคาโทดและขั้วแอโนด โดยอาศัยการสร้างสนามไฟฟ้าช่วยในการเร่งอิเล็กตรอนให้เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปีดเตอร์ริงและเกิดการแตกตัวเป็นไอออน โดยไอออนของก๊าซที่ใช้ในการสปีดเตอร์ริงจะถูกเร่งด้วย

สนามไฟฟ้าไปยังขั้วคาโทดและพุ่งเข้าชนอะตอมที่ผิวเป้าให้หลุดออกมาและเคลือบเป็นฟิล์มบางที่แผ่นรองรับหรือชิ้นงานที่เราต้องการเคลือบพร้อมกับการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิออกมาด้วย ดังแสดงในภาพที่ 2.31 ซึ่งอิเล็กตรอนเหล่านี้มีผลทำให้การโคจรวัดสสารยังคงเกิดขึ้นได้อย่างต่อเนื่อง เพราะวาอิเล็กตรอนจะถูกเร่งให้เคลื่อนที่เข้าสู่บริเวณที่เกิดพลาสมาและทำให้เกิดการชนกับอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปัตเตอริง และเกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกเพิ่มขึ้นมาก่อนที่อิเล็กตรอนเหล่านี้จะเคลื่อนที่ไปอยู่ที่ขั้วอโนด



ภาพที่ 2.31 การสปัตเตอริงโดยดีซีแมกนีตรอนสปัตเตอริง

2.13.2.3 ดีซีแมกนีตรอนสปัตเตอริง

การกำเนิดพลาสมาในวิธีดีซีสปัตเตอริงเกิดจากการใช้สนามไฟฟ้าเร่งอิเล็กตรอนให้เข้าชนอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปัตเตอริงให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกและอิเล็กตรอน โดยไอออนบวกจะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าให้เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมที่ผิวเป้าให้หลุดออกมาและมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิออกมาภายหลังการชนของไอออนบวกที่ผิวเป้า ดังนั้นถ้าสามารถกักเก็บอิเล็กตรอนไว้ที่หน้าผิวเป้าและเพิ่มระยะทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนให้เพิ่มขึ้นก็จะเป็นการเพิ่มโอกาสในการชนกับอะตอมของก๊าซที่ใช้ในการสปัตเตอริงให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกมากขึ้น และถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าให้เคลื่อนที่เข้าชนเป้ามากขึ้น ผลคือทำให้อัตราการสปัตเตอริงสูงขึ้น ทั้งนี้การกักเก็บอิเล็กตรอนและการเพิ่มระยะทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนให้เพิ่มขึ้นนั้นสามารถทำได้โดยการใส่สนามแม่เหล็กในทิศทางที่เหมาะสมให้กับระบบดีซีสปัตเตอริง ทั้งนี้เมื่ออนุภาคที่มีประจุไฟฟ้า q เคลื่อนที่ด้วยความเร็ว $v_{\perp}$ ในทิศทางตั้งฉากกับสนามไฟฟ้า B จะเกิดแรงกระทำกับอนุภาคนั้นซึ่งมีค่า

$$F = Bqv_{\perp} \quad (2.102)$$

โดยแรงที่กระทำกับอนุภาคมีทิศทางตั้งฉากกับสนามแม่เหล็กและความเร็วของการเคลื่อนที่ ซึ่งจะมีผลทำให้ประจุไฟฟ้าที่มีมวล m เกิดการเคลื่อนที่เป็นวงกลม โดยที่

$$F_B = F_C \quad (2.103)$$

โดย F_B คือ แรงเนื่องจากสนามแม่เหล็ก

F_C คือ แรงสู่ศูนย์กลางของการเคลื่อนที่
จะได้ว่า

$$qv_{\perp} B = \frac{mv_{\perp}^2}{r} \quad (2.104)$$

โดยจะได้รัศมีของการเคลื่อนที่

$$r = mv_{\perp} / Bq \quad (2.105)$$

โดยเรียกรัศมีของประจุไฟฟ้าที่มีการเคลื่อนที่เป็นวงกลมว่ารัศมีไซโคลตรอน (cyclotron radius) หรือรัศมีลาร์มอร์ (Larmor radius) โดยอิเล็กตรอนจะได้รับผลกระทบจากแรงเนื่องจากแม่เหล็กนี้ แต่สำหรับไอออนซึ่งมีมวลมากจะได้รับผลกระทบของแรงเนื่องจากสนามแม่เหล็กนี้น้อยและจาก $v = \omega r$ จะได้ความเร็วเชิงมุมของการเคลื่อนที่ของอนุภาคเป็น

$$\omega = \frac{|q|B}{m} \quad (2.106)$$

และเมื่อพิจารณาอิเล็กตรอนที่หลุดออกมาจากข้อคาโทดแล้วเคลื่อนที่ภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน จากสมการของลอเรนซ์

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.107)$$

โดย e = ประจุของอิเล็กตรอน

m = มวลของอิเล็กตรอน

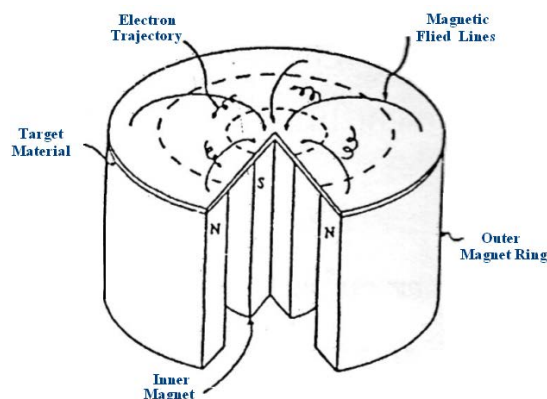
$\vec{v}$ = ความเร็วของอิเล็กตรอน

$\vec{E}$ = สนามไฟฟ้า

$\vec{B}$ = สนามแม่เหล็ก

ด้วยอิทธิพลของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันจะทำให้อิเล็กตรอนถูกกักเก็บไว้ที่บริเวณผิวเป้าและมีการเคลื่อนที่เป็นรูปเกลียววงกลม ด้วยความเร็วเชิงมุม

$\omega = eB/m$ ไปในเส้นทางเลื้อยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน ($\vec{E} \times \vec{B}$ drift path) ที่เกิดขึ้นและจุดศูนย์กลางของการเคลื่อนที่เป็นวงกลมแบบเลื้อยในทิศทางของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันด้วยความเร็ว E/B ถูกแสดงในภาพที่ 2.32 การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนแบบนี้จะเพิ่มโอกาสในการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนกับโมเลกุลของก๊าซและเกิดกระบวนการแตกตัวเป็นไอออนบวกสูงขึ้นบริเวณผิวเป้าและไอออนบวกที่เกิดขึ้นจะถูกเร่งให้เคลื่อนที่ชนเป้าหมายมากขึ้น ซึ่งจะเป็นผลทำให้อัตราการสปีดเตอริงมีค่าสูงขึ้นเมื่อเปรียบเทียบกับวิธีดีซีไดโอดสปีดเตอริง ส่งผลให้วิธีดีซีแมกนีตรอนสปีดเตอริงเป็นวิธีที่ใช้ในการเคลือบฟิล์มบางกันอย่างแพร่หลายในงานวิจัยและในงานอุตสาหกรรม



ภาพที่ 2.32 การเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมของอิเล็กตรอนที่ถูกกักเก็บไว้ที่ผิวเป้าในเส้นทางเลื้อยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน

และจากความเร็ว v ที่เกิดขึ้นโดยการเร่งจากสนามไฟฟ้าที่สม่ำเสมอที่เกิดจากการจ่ายความต่างศักย์ให้กับขั้วอิเล็กโทรด จะได้ว่า

$$\frac{1}{2}mv^2 = |q|V \quad (2.108)$$

จะได้ว่า

$$v = \sqrt{\frac{2|q|V}{m}} \quad (2.109)$$

แทนค่า (2.108) ลงใน (2.105) จะได้

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mv}{|q|}} \quad (2.110)$$

โดยจะได้ว่ารัศมีของอนุภาคเคลื่อนที่ภายใต้อิทธิพลของแรงลอเรนซ์ในกรณีของอิเล็กตรอน จะได้ว่า

$$r = 0.33 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{v}}{B} \quad (2.111)$$

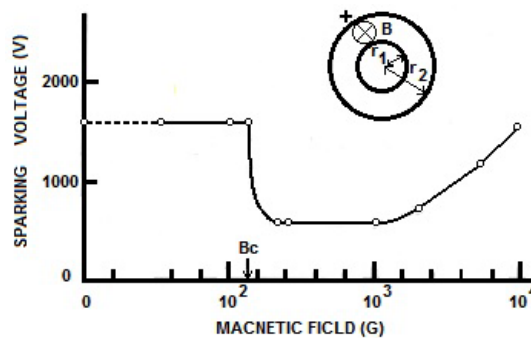
และสามารถวิเคราะห์ผลของสนามแม่เหล็กที่มีต่อการดิสรจ ซึ่งพิจารณาได้จากสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่งยุติผล (cut-off magnetic field; B_c) โดยสนามแม่เหล็กจะมีผลต่อการดิสรจเมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่าสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่งยุติผล ซึ่งแสดงได้ดังสมการที่ 2.112

$$B_c = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2mv_c}{e}} \quad \text{สำหรับข้ออิเล็กโทรดแผ่นราบ} \quad (2.112)$$

โดย v_c คือ ความต่างศักย์ที่จ่ายระหว่างข้ออิเล็กโทรด

L คือ ระยะห่างระหว่างข้ออิเล็กโทรด

2.13.2.4 สนามแม่เหล็กที่มีผลต่อการดิสรจ



ภาพที่ 2.33 ความต่างศักย์ของการดิสรจกับสนามแม่เหล็กที่วัดในข้ออิเล็กโทรดโคแอคเซียลทรงกระบอก

ในภาพที่ 2.33 แสดงผลของสนามแม่เหล็กตามขวางกับความต่างศักย์ของการดิสรจที่วัดในข้ออิเล็กโทรดโคแอคเซียลทรงกระบอกซึ่งทำจากทองแดง โดยมีรัศมีภายใน 5 มิลลิเมตร และรัศมีภายนอก 15 มิลลิเมตร ที่ความดัน 40 มิลลิทอร์ โดยสนามแม่เหล็กที่มีค่าต่ำกว่าสนามแม่เหล็กที่ยุติผล (cut-off magnetic field; B_c) อิเล็กตรอนในบริเวณข้อคาโทดจะไปถึงข้อแอโนดโดยปราศจากการแสดงการเคลื่อนที่เป็นรูปเกลียวกลมระหว่างข้ออิเล็กโทรด เนื่องจากรัศมีของการเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมมีค่ามากกว่าระยะห่างระหว่างข้ออิเล็กโทรดและเมื่อสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่าสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่งยุติผล ความต่างศักย์ของการดิสรจจะลดลงอย่างฉับพลัน ซึ่งเป็นผลจากการเพิ่มขึ้นของการชนระหว่างอิเล็กตรอนกับอะตอมที่เป็นกลางและการเกิดการแตกตัวเป็นไอออนเพิ่มสูงขึ้น และเมื่อสนามแม่เหล็กมีค่าสูงมากๆ ความต่างศักย์ของการดิสรจจะมีค่าเพิ่มขึ้นตามสนามแม่เหล็ก ซึ่งถูกทำให้เกิดขึ้นโดยการเพิ่มขึ้นของการสูญเสียพลังงานของอิเล็กตรอนที่ผ่านพ้นการชนอย่างต่อเนื่อง

2.14 องค์ประกอบที่สำคัญของหัวดีซีแมกนีตรอนสปีดเตอริง (งามนิตย์, 2558; สุรสิงห์, 2545)

สำหรับการออกแบบสร้างหัวแมกนีตรอนให้สามารถใช้ในการสปีดเตอริงได้อย่างมีประสิทธิภาพนั้น ควรจะคำนึงถึงองค์ประกอบที่สำคัญ ดังต่อไปนี้

2.14.1 วัสดุที่ใช้สร้างหัวดีซีแมกนีตรอน

ในการสร้างหัวดีซีแมกนีตรอนขนาดเล็กนั้น วัสดุที่เลือกใช้ควรมีคุณสมบัติดังต่อไปนี้

1. เป็นวัสดุที่มีความแข็งแรงทนทานเหมาะสมกับการสร้างชิ้นงานขนาดเล็ก สามารถกลึงขึ้นรูปได้ดังต้องการ และเชื่อมประกอบได้โดยไม่เกิดการร้าวซึม
2. เป็นวัสดุที่มีการยึดเกาะของก๊าซต่ำ สามารถไล่ก๊าซบนผิววัสดุภายในระบบสุญญากาศได้ง่าย
3. เป็นวัสดุที่มีความทนทานต่อการกัดกร่อนที่เกิดจากสารเคมี
4. เป็นวัสดุที่มีการนำไฟฟ้าที่ดี
5. เป็นวัสดุที่มีการนำความร้อนที่ดี
6. เป็นวัสดุที่มีคุณสมบัติไม่เป็นสารแม่เหล็ก เพราะจะไปกักกันสนามแม่เหล็กที่ผิวเป้าให้มีค่าน้อยลง

2.14.2 การให้ความเย็นที่เป้า

พลังงานที่จ่ายเข้าไปในกระบวนการสปีดเตอริงจะทำให้ไอออนบวกที่เคลื่อนที่เข้าชนผิวเป้าหมายมีพลังงานค่อนข้างสูง ซึ่งส่วนใหญ่จะเปลี่ยนแปลงไปอยู่ในรูปของพลังงานความร้อนที่เป้าและความร้อนที่เกิดขึ้นที่ผิวเป้าในขณะที่เกิดการสปีดเตอริงอาจมีค่าสูงกว่าปกติ และสามารถนำไปสู่ความเสียหายของการเชื่อมต่อระหว่างเป้าและแผ่นหลังที่เป็นขั้วไฟฟ้า เป้า และโอริง เป็นต้น ความร้อนที่มากเกินไปนี้สามารถหลีกเลี่ยงได้โดยการให้ความเย็นกับเป้าด้วยน้ำหรือของเหลวที่เหมาะสมอื่นๆ และควรระวังในการร้าวซึมออกมาของน้ำ

2.14.3 การควบคุมให้เกิดการสปีดเตอริงเฉพาะผิวเป้า

บริเวณของเป้าจะถูกล้อมรอบด้วยกำบังบริเวณมืด (dark space shield) ซึ่งเรียกกันโดยทั่วไปว่ากราวด์ชีลด์ (ground shields) ประโยชน์ของกราวด์ชีลด์ก็คือควบคุมให้การระดมยิงของไอออนและการสปีดเตอริงเกิดที่เป้าเท่านั้น มิฉะนั้นแผ่นหลังของเป้าและตัวยึดเป้าอาจจะถูกสปีดเตอริงออกมาด้วย และก่อให้เกิดความไม่บริสุทธิ์ของฟิล์มที่เคลือบ ในการขัดขวางการระดมยิงของบริเวณที่ถูกป้องกันระยะห่างระหว่างเป้าและกราวด์ชีลด์ต้องมีค่าน้อยกว่าความหนาของบริเวณมืด (dark space thickness) เพื่อไม่ให้เกิดการโก่งตัวดิสร่างในพื้นที่ว่างนี้ ในบางโอกาสพบว่าตำแหน่งที่เป็นขอบคมและสิ่งสกปรก

ชั้นเล็กจะทำให้เกิดการโก่งตัวดิซาร์จเฉพาะที่หรือการอาร์คเฉพาะที่ โดยเฉพาะอย่างยิ่งกับการดิซาร์จด้วยไฟฟ้ากระแสตรงนั้นขอบที่คมหรือสิ่งสกปรกเล็กๆ ต้องกำจัดออกไปเสียก่อน และเนื่องจากความหนาของบริเวณมีดจะมีค่าลดลงตามความดันที่เพิ่มขึ้น ดังนั้นระยะห่างระหว่างเป่าและกราวด์ชิลด์ควรจะมีความอยู่ในขีดจำกัดของความดันสูงสุดของระบบ และภายใต้การจัดวางของสนามแม่เหล็กที่ตั้งฉากกับสนามไฟฟ้า ความหนาของบริเวณมีดจะลดลง ซึ่งแสดงให้เห็นว่าการจัดวางของสนามแม่เหล็กเป็นการเพิ่มอย่างสม่ำเสมอของความดันก๊าซในบริเวณดิซาร์จ ดังแสดงในความสัมพันธ์ในสมการที่ 2.113

ผลของสนามแม่เหล็กกับความดันยังผล (P_e) แสดงโดย

$$P_e/P \equiv [1 + (\omega\tau)^2]^{1/2} \quad (2.113)$$

โดย ω คือ ความถี่ของการเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมของอิเล็กตรอน

τ คือ เวลาปลอดการชนเฉลี่ย (mean free time)

P คือ ความดันของก๊าซที่ใช้ในการดิซาร์จ

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

จะได้ว่า

$$\omega\tau \equiv \lambda_0 B(e/m)^{1/2} / \sqrt{2} p V_0^{1/2} \quad (2.114)$$

โดย λ_0 คือ ระยะทางปลอดการชนเฉลี่ยของอิเล็กตรอนที่ความดัน 1 ทอร์

B คือ ความเข้มข้นของสนามแม่เหล็ก

e/m คือ ค่าประจุต่อมวลของอิเล็กตรอน

V_0 คือ ความต่างศักย์ที่ใช้เร่งอิเล็กตรอน

และความหนาของบริเวณมีดจะมีค่าลดลงอย่างรวดเร็วเป็นฟังก์ชันกับความต่างศักย์ของการดิซาร์จที่เพิ่มขึ้น ซึ่งการแปรผันแบบเอกโปเนนเชียลของความหนาของบริเวณมีดกับความต่างศักย์ของการดิซาร์จขึ้นอยู่กับความดันของระบบสุญญากาศ

ความหนาของบริเวณมีดและความต่างศักย์ของการดิซาร์จมีความสัมพันธ์กันดังแสดงในสมการที่ 2.115

$$d = cV^{-m} \quad (2.115)$$

โดย c คือ ค่าคงที่

m คือ เลขยกกำลังระหว่าง -3 และ -6

ความหนาของบริเวณมีด กระแส และความต่างศักย์ถือตามกฎของไฮลด์ ซึ่งอยู่ในความสัมพันธ์

$$I \propto \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (2.116)$$

เมื่อการขึ้นกับความต่างศักย์ของบริเวณมีดถูกแทนลงในสมการ (2.97) จะได้ความสัมพันธ์

$$I \propto k V^n \quad (2.117)$$

โดย k คือ ค่าคงที่ของความสัมพันธ์

n คือ ตัวเลขที่แสดงความสามารถในการกักอิเล็กตรอนโดยสนามแม่เหล็ก

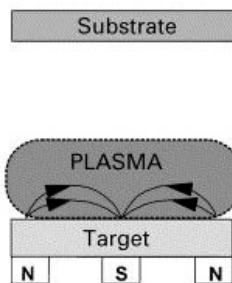
2.14.4 ลักษณะของสนามแม่เหล็ก

สนามแม่เหล็กในระบบดีซีแมกนีตรอนสเปดเตอร์นั้นจะมีผลต่อลักษณะของพลาสมาที่เกิดขึ้นซึ่งจะสอดคล้องกับอัตราการเคลือบฟิล์มบางและคุณสมบัติทางด้านฟิสิกส์ของฟิล์มบางที่เคลือบ 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. แม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มข้นของสนามแม่เหล็กลดต่ำกว่าแม่เหล็กด้านนอก โดยเส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางกับแม่เหล็กด้านนอก และเส้นแรงแม่เหล็กส่วนที่เหลือจะมีทิศทางไปยังแผ่นรองรับ ซึ่งมีชื่อเรียกว่า แมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 2 (unbalanced magnetron type 2)

ในกรณีศึกษาของระบบดีซีแมกนีตรอนที่แม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มข้นของสนามแม่เหล็กเท่ากับแม่เหล็กด้านนอก โดยสนามแม่เหล็กที่ใส่เข้าไปจะทำหน้าที่กักเก็บอิเล็กตรอนไว้ที่หน้าผิวเป้า และอิเล็กตรอนเหล่านี้จะมีการเคลื่อนที่เป็นรูปเกลียววงกลมในเส้นทางเลือนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันด้วยแรงลอเรนซ์ ซึ่งนำไปสู่โอกาสในการชนกับอะตอมที่

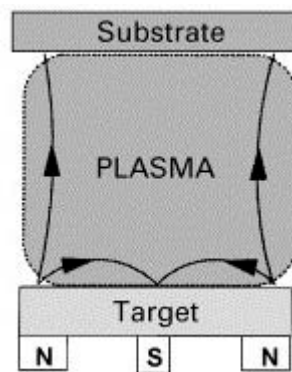
เป็นกลางและเกิดกระบวนการแตกตัวเป็นไอออนบวกสูงขึ้น โดยไอออนบวกที่ถูกสร้างขึ้นจากกระบวนการแตกตัวจะไม่ถูกกักโดยสนามแม่เหล็กและจะถูกเร่งโดยสนามไฟฟ้าไปยังเป้าที่ขั้วคาโทด และเคลื่อนที่เข้าชนกับอะตอมที่ผิวเป้าทำให้เกิดการสปีดเตอริงของเป้าและมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิออกมาด้วย โดยอิเล็กตรอนทุติยภูมิลำนี้จะถูกเร่งกลับเข้าไปยังการดิสราร์จ และอิเล็กตรอนส่วนใหญ่จะถูกกักไว้ในเส้นทางเลือนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน ซึ่งเป็นผลให้เกิดการแตกตัวในปริมาณสูงขึ้นก่อนที่จะสูญเสียไป โดยจะทำให้พลาสมามีความหนาแน่นสูงในบริเวณผิวเป้า และจากการที่พลาสมามีความหนาแน่นสูงในบริเวณผิวเป้านั้น ฟิล์มบางที่ปลูกบนแผ่นรองรับในตำแหน่งภายในบริเวณนี้จะถูกควบคุมโดยการระดมยิงของไอออนซึ่งส่งผลกระทบอย่างมากต่อโครงสร้างและคุณสมบัติของฟิล์มบางที่ทำการปลูก สำหรับแผ่นรองรับที่วางอยู่นอกบริเวณนี้จะวางอยู่ในบริเวณที่ความหนาแน่นของพลาสมาต่ำ เป็นผลให้กระแสไอออนที่แผ่นรองรับมีค่าน้อยกว่า 1 มิลลิแอมป์ต่อตารางเซนติเมตร ซึ่งไม่เพียงพอที่จะปรับปรุงหรือเปลี่ยนแปลงโครงสร้างของฟิล์ม ดังนั้นจึงเป็นการยากที่จะเคลือบฟิล์มให้หนาแน่นเต็มที่ในบริเวณกว้างหรือมีส่วนประกอบที่สมบูรณ์ในการใช้แมกนีตรอนแบบสมมาตร



ภาพที่ 2.34 ลักษณะของแมกนีตรอนแบบสมมาตร

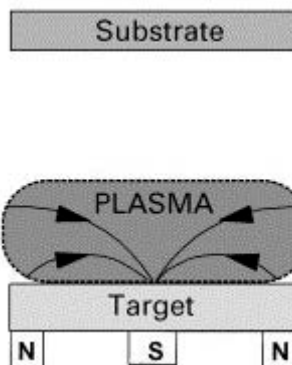
สำหรับในกรณีแม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มของสนามแม่เหล็กน้อยกว่าแม่เหล็กด้านนอก ในกรณีนี้เส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางและแม่เหล็กด้านนอก และเส้นแรงแม่เหล็กส่วนที่เหลือจะมีทิศทางไปยังแผ่นรองรับ โดยอิเล็กตรอนทุติยภูมิส่วนหนึ่งที่มีพลังงานสูงที่ไม่ถูกกักเก็บไว้ในเส้นทางเลือนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันจะเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมตามเส้นแรงแม่เหล็กที่มีทิศทางไปยังแผ่นรองรับและเกิดการชนกับอะตอมที่เป็นกลางแล้วเกิดการแตกตัวเป็นไอออนในบริเวณผิวหน้าของแผ่นฐานรองรับ จึงเกิดไอออนบวกเพิ่มสูงขึ้นบริเวณแผ่นรองรับ ซึ่งเป็นผลให้พลาสมาจะถูกกักเก็บไว้ได้น้อยลงในบริเวณผิวเป้าแต่จะมีขนาดเพิ่มขึ้นโดยมีทิศทางไปยังแผ่นรองรับ ซึ่งเป็นผลให้กระแสไอออนมีค่าสูงโดยได้รับจากพลาสมาที่เกิดขึ้นโดยวินโดวส์และซาวิไวด์ และกลุ่มนักวิจัยที่ทำการวิจัยเกี่ยวกับเรื่องนี้ได้แสดงให้เห็นต่อมาว่าที่แผ่นรองรับมีความหนาแน่นของกระแสไอออน 5 มิลลิแอมป์ต่อตารางเมตรและมากกว่านั้น ซึ่งอยู่ในระดับที่มีปริมาณสูงกว่ากรณีแมกนีตรอนแบบสมมาตร และเป็นการแสดงให้เห็นว่าแมกนีตรอนแบบไม่สมมาตร

ประเภทที่ 1 เป็นแหล่งกำเนิดไอออนที่มีประสิทธิภาพมากและเป็นที่นิยมใช้กันอย่างกว้างขวางในการเคลือบฟิล์มโดยวิธีสปัตเตอริง และนอกจากนี้กระแสไอออนที่แผ่นรองรับยังเป็นสัดส่วนโดยตรงกับกระแสที่เป้า และอัตราการเคลือบเป็นสัดส่วนโดยตรงกับกระแสที่เป้า ผลลัพธ์ก็คืออัตราส่วนของไอออนต่ออะตอมที่แผ่นรองรับยังมีค่าคงที่ตามอัตราการเคลือบที่เพิ่มขึ้น และการเคลือบฟิล์มที่หนาแน่นโดยมีค่ากระแสไอออนต่อพื้นที่สูง ซึ่งมีความมากกว่า 2 มิลลิแอมป์ต่อตารางเซนติเมตร ของพลังงานไอออนที่ค่อนข้างต่ำ โดยมีค่าน้อยกว่า 100 อิเล็กตรอนโวลต์ เป็นที่พึงปรารถนาโดยปราศจากการนำไปสู่ความเค้นที่มากกว่าปกติ (excessive stress) และความเค้นภายใน (intrinsic stress) ซึ่งทำได้โดย แมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 1



ภาพที่ 2.35 ลักษณะของแมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 1

สำหรับในกรณีที่แม่เหล็กตรงกลางมีความเข้มของสนามแม่เหล็กมากกว่าแม่เหล็กด้านนอก ในกรณีนี้เส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งจะเชื่อมปิดระหว่างแม่เหล็กตรงกลางและแม่เหล็กด้านนอก และเส้นแรงแม่เหล็กส่วนที่เหลือจะมีทิศทางไปยังแผ่นผนังของภาชนะสุญญากาศ ซึ่งทิศทางของอิเล็กตรอนและพลาสมาจะห่างไปจากแผ่นรองรับ เป็นผลให้ความหนาแน่นของพลาสมาในบริเวณแผ่นรองรับมีค่าต่ำซึ่งน้อยกว่า 1 มิลลิแอมป์ต่อตารางเซนติเมตร การออกแบบในลักษณะนี้จะไม่เป็นที่นิยมใช้ เพราะการให้ผลของกระแสไอออนต่ำที่แผ่นรองรับ



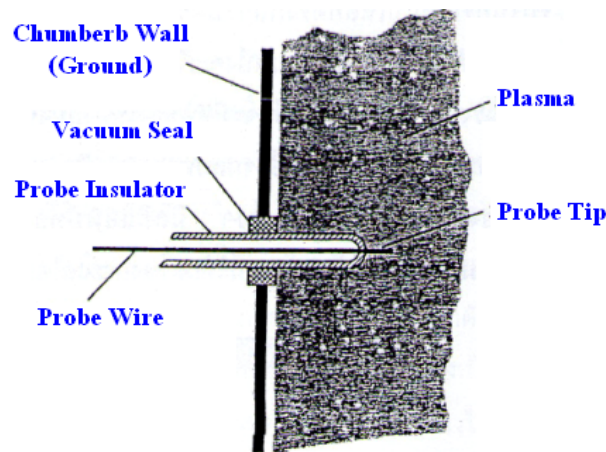
ภาพที่ 2.36 แสดงลักษณะของแมกนีตรอนแบบไม่สมมาตรประเภทที่ 2

2.15 คุณสมบัติทางพลาสมา (งามนิตย์, 2558; สุรสิงห์, 2545)

2.15.1 หัววัดลางมัวร์

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

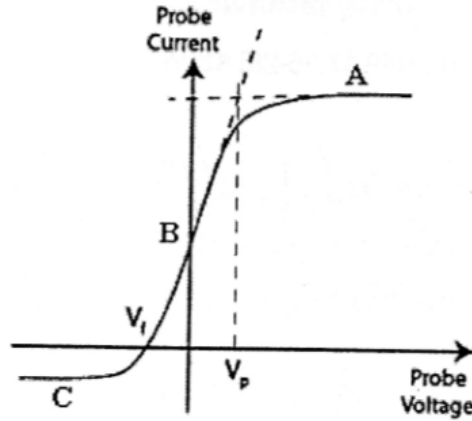
ในการใช้หัววัดลางมัวร์จะดำเนินโดยการจ่ายความต่างศักย์ที่สามารถปรับค่าได้จากภายนอกให้กับหัววัดที่ปลายอีกด้านหนึ่งถูกสอดเข้าไปในพลาสมา ดังแสดงในภาพที่ 2.37 เมื่อปลายของหัววัดสัมผัสกับพลาสมาจะแสดงให้เห็นถึงลักษณะเฉพาะของกระแสและความต่างศักย์ที่เกิดการเปลี่ยนแปลงขึ้นที่หัววัดดังแสดงในภาพที่ 2.38 ซึ่งนำมาใช้วิเคราะห์ตัวแปรของพลาสมา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



ภาพที่ 2.37 หัววัดเดี่ยวลางมัวร์ที่สอดเข้าไปในพลาสมา

2.17.2 ลักษณะเฉพาะของกระแสและความต่างศักย์

ในการใช้หัววัดเดี่ยวลางมัวร์วิเคราะห์พารามิเตอร์ของพลาสมา จะจ่ายความต่างศักย์ให้กับหัววัดโดยที่ปลายอีกด้านหนึ่งของหัววัดสัมผัสกับพลาสมา ลักษณะเฉพาะของกระแสและความต่างศักย์ที่หัววัดจะถูกแสดงออกมา ซึ่งมีลักษณะดังแสดงในภาพที่ 2.38



ภาพที่ 2.38 แผนภาพลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าเท่ากับศักย์ของพลาสมาที่ตำแหน่ง V_p ซึ่งไม่มีสนามไฟฟ้าอยู่รอบๆ หัววัด ตำแหน่งนี้จึงไม่เกิดพลาสมาชิต อิเล็กตรอนและไอออนจะเคลื่อนย้ายไปยังหัววัด โดยกระแสอิเล็กตรอนจะสะสมที่หัววัดมากกว่ากระแสของไอออนที่ตำแหน่ง V_p กระแสจะมีค่า

$$I_p = \frac{1}{4} e A n_e \left(\frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.118)$$

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าเพิ่มขึ้นมากกว่าตำแหน่ง V_p ในบริเวณ A จะเข้าสู่บริเวณกระแสอิเล็กตรอนอิ่มตัว (I_{se})

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าลดต่ำกว่าตำแหน่ง V_p ในบริเวณ B อิเล็กตรอนจะถูกผลักออกจากหัววัดเพิ่มขึ้น มีเพียงแต่อิเล็กตรอนที่มีพลังงานเพียงพอที่จะสามารถเคลื่อนที่ไปยังหัววัด กระแสอิเล็กตรอนจะมีค่า

$$I_e = e A n_e \left(\frac{k T_e}{2 \pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{-e(V_p - V)}{k T_e} \right) \quad (2.119)$$

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดลดลงจนมาอยู่ที่ตำแหน่งของศักย์ลอย (V_p) กระแสอิเล็กตรอนและกระแสไอออนที่หัววัดจะมีค่าเท่ากัน และกระแสรวมที่หัววัดมีค่าเป็นศูนย์

เมื่อความต่างศักย์ของหัววัดมีค่าต่ำกว่าตำแหน่ง V_p ในบริเวณนี้จะมีสนามไฟฟ้าอยู่รอบๆ หัววัดและจะสร้างพลาสมาชิตขึ้นมา อิเล็กตรอนจะถูกผลักออกไปจากหัววัดส่วนไอออนซึ่งเคลื่อนที่แบบสุ่มผ่านขอบชิตจะถูกสะสมไว้ที่หัววัด และเข้าสู่บริเวณกระแสไอออนอิ่มตัว (I_{is}) ในบริเวณ C โดยกระแสไอออนจะมีค่า

$$I_i = -\frac{1}{2} e A n_i \left(\frac{k T_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.120)$$

2.15.2.1 อุณหภูมิอิเล็กตรอน (T_e)

เมื่อหาอัตราการเปลี่ยนแปลงลอการิทึมของกระแสอิเล็กตรอนในสมการที่ (2.117) ก็จะสามารถทำการวิเคราะห์หาค่าออกมาได้ดังนี้

$$\frac{d \ln I_e}{dV} = \frac{e}{kT_e} \quad (2.121)$$

หรือจะหาค่า จากการรวมสมการที่ (2.119) สำหรับกระแสอิเล็กตรอนและสมการที่ (2.120) สำหรับกระแสไอออน ซึ่งจะได้ว่า

$$I = -\frac{1}{2} e A n_i \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{4} e A n_e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{-e(V_p - V)}{kT_e} \right) \quad (2.122)$$

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

$$I = \frac{1}{2} e A n \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left[-1 + \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{-e(V_p - V)}{kT_e} \right) \right] \quad (2.123)$$

ที่ตำแหน่ง V_f กระแสที่หัววัดจะมีค่าเป็นศูนย์ ($I = 0$)

$$I = 0 = \frac{1}{2} e A n \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left[-1 + \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e(V_f - V_p)}{kT_e} \right) \right] \quad (2.124)$$

จะได้ว่า

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{2(V_p - V_f)}{\ln \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right)} \quad (2.125)$$

หน่วยของ kT_e/e คือโวลต์ ดังนั้น สามารถหา kT_e ได้ในหน่วยอิเล็กตรอนโวลต์

2.15.2.2 ความหนาแน่นพลาสมา

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

$$n_p = \frac{I_{is}}{0.6 A e} \left(\frac{m_i}{k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.126)$$

โดย A คือ พื้นที่ของหัววัดที่สัมผัสกับพลาสมา

I_{is} คือ กระแสไอออนอิมิต์

m_i คือ มวลของไอออน

2.15.2.3 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 เพราะว่าโดยทั่วไป $r_{Li} > a$ กระแสไอออนอิมิต์แทบจะไม่ได้รับผลกระทบจากสนามแม่เหล็ก แต่ในทางกลับกัน กระแสอิเล็กตรอนอิมิต์ที่วัดโดยหัววัดโดยหัววัดที่ขนานกับสนามแม่เหล็กมีค่าลดลงอย่างมาก และกระแสอิเล็กตรอนอิมิต์ที่วัดโดยหัววัดที่ตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก กระแสอิเล็กตรอนอิมิต์จะได้รับผลกระทบน้อยมาก