



บทที่ 5

สมบัติเชิงไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

ในสารกึ่งตัวนำที่อุณหภูมิห้องอิเล็กตรอนมีโอกาที่จะกระโดดขึ้นไปยังแถบนำและโฮลไปยังแถบวาเลนซ์ดังที่กล่าวมาแล้วโดยความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อนและชนิดของพาหะอิสระจะเป็นตัวกำหนดสภาพนำไฟฟ้าที่อุณหภูมิใดๆ ของสารกึ่งตัวนำ

บทนี้จะกล่าวถึงทฤษฎีที่เกี่ยวข้องกับความหนาแน่นของพาหะอิสระ (carrier concentration) ที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน สภาพนำไฟฟ้าและวิธีการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าที่ใช้กันทั่วไปในสารกึ่งตัวนำ

ความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน [15,16]

สภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ เนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบวาเลนซ์และหรือจากผู้ให้ (Donor) ถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อน (Thermal energy) ให้ขึ้นไปยังแถบนำ และทิ้งที่ว่างไว้ในแถบวาเลนซ์ เรียกว่า โฮล โดยโอกาสที่อิเล็กตรอนจะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนจะเป็นไปตามฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของเฟอร์มี-ไดแรก (Fermi-Dirac distribution function) ดังนี้

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{(E-E_F)}{kT}\right] + 1} \quad (5.1)$$

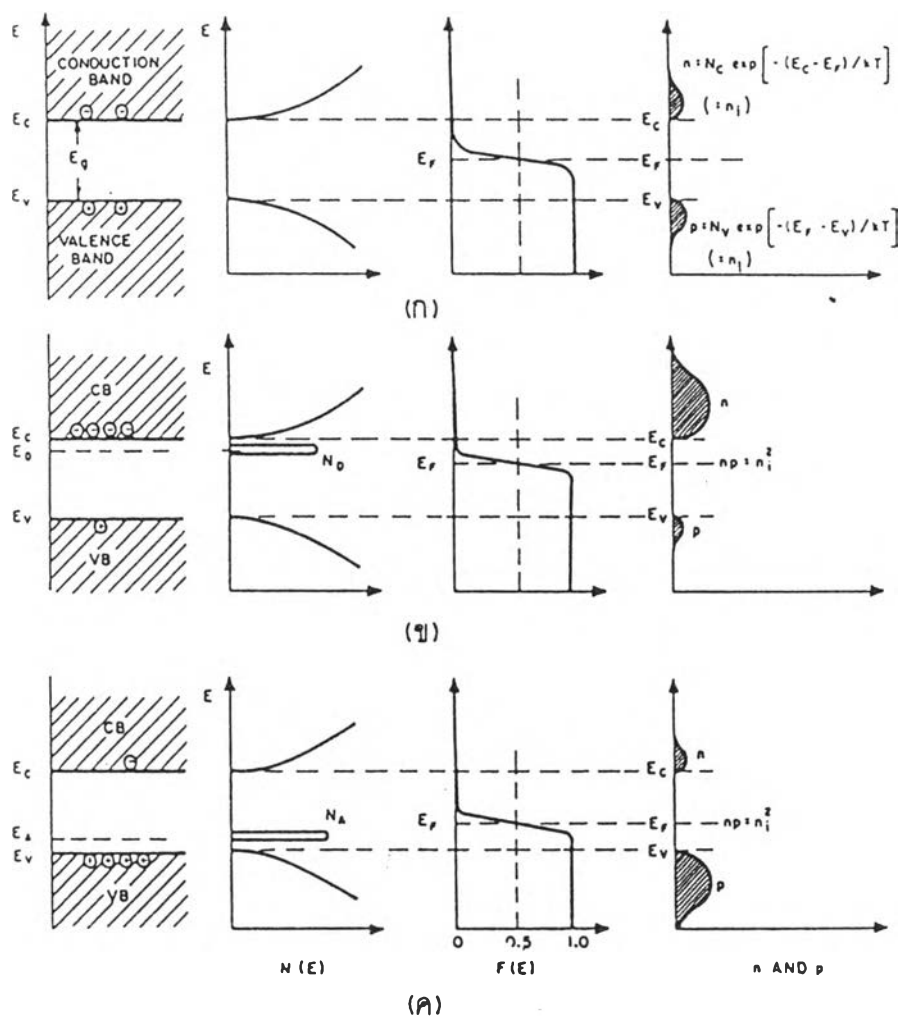
โดย $f(E)$ คือ โอกาสที่จะพบอิเล็กตรอนที่ระดับพลังงาน E เมื่อระบบสมดุลที่อุณหภูมิ T ใดๆ

E_F คือ ระดับพลังงานเฟอร์มี (Fermi energy level)

k คือ ค่าคงที่ของโบลซ์มานน์ (Boltzmann constant)

T คือ อุณหภูมิในหน่วยองศาเคลวิน (K)

ระดับพลังงานเฟอร์มี (Fermi level) คือ ระดับพลังงานที่กำหนดสภาวะสมดุลความร้อนของระบบโดยขึ้นอยู่กับอุณหภูมิ และปริมาณของอิเล็กตรอนทั้งหมดในระบบ โดยความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน สามารถแยกได้เป็นกรณีของสารกึ่งตัวนำที่ไม่ได้เติมสิ่งเจือปน (intrinsic semiconductor) และกรณีที่เติมสิ่งเจือปน (extrinsic semiconductor) ตามลักษณะไดอะแกรมแถบพลังงาน ความหนาแน่นของสถานะ การกระจายของฟังก์ชันเฟอร์มี - ไดแรก และความหนาแน่นพาหะอิสระ [15] ดังแสดงในรูปที่ 5.1



รูปที่ 5.1 แสดงไดอะแกรมแถบพลังงาน ความหนาแน่นของสถานะ การกระจายของฟังก์ชันเฟอร์มี-ไดแรก และความหนาแน่นพาหะอิสระ ตามลำดับ

- ก) สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรินสิค
- ข) สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น
- ค) สารกึ่งตัวนำชนิดพี

1. สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก

สารกึ่งตัวนำชนิดนี้จะเริ่มนำไฟฟ้าได้เมื่ออุณหภูมิสูงกว่าศูนย์องศาสัมบูรณ์ เนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบวาเลนซ์จะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนให้กระโดดขึ้นไปยังแถบนำ และทิ้งตำแหน่งว่างหรือโฮลไว้ในแถบวาเลนซ์ด้วยจำนวนเท่ากัน

หากกำหนดให้ $N_C(E)$ เป็นความหนาแน่นของสถานะของอิเล็กตรอนในแถบนำ ดังนั้นจำนวนสถานะของอิเล็กตรอนต่อหนึ่งหน่วยปริมาตร จากระดับพลังงาน E ถึง $E+dE$ ใดๆ จะมีค่าเท่ากับ $N_C(E)dE$ และเนื่องจากในแต่ละสถานะมีโอกาสที่อิเล็กตรอนจะเข้าไปครอบครองเท่ากับ $f(E)$ ดังนั้นจำนวนอิเล็กตรอนต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรในช่วงพลังงาน E ถึง $E+dE$ ใดๆ มีค่าเป็น

$$n = N_C(E) f(E) dE \quad (5.2)$$

โดย
$$N_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} (E-E_C)^{1/2} \quad (5.3)$$

เมื่อ m_e^* คือ มวลยังผล (effective mass) ของอิเล็กตรอนในแถบนำ
 h คือ ค่าคงที่ของพลังค์ (Planck constant)

และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำคือ

$$n = \int_{E_C}^{E_t} N_C(E) f(E) dE \quad (5.4)$$

เมื่อ E_C คือ สถานะพลังงานที่ขอบล่างสุดของแถบนำ
 E_t คือ สถานะพลังงานที่ขอบบนสุดของแถบนำ

เพื่อความสะดวกในการคำนวณจะกำหนดให้ระดับพลังงาน $E = 0$ อยู่ที่ขอบบนสุดของแถบวาเลนซ์ และให้มีช่องว่างแถบพลังงานเป็น E_g

ในกรณีที่ช่องว่างแถบพลังงานมีค่ามากกว่าพลังงานความร้อนมากๆ ($E_g \gg kT$) หรือ $E_C - E_F \gg kT$ สารกึ่งตัวนำจะอยู่ในสถานะ non-degenerate ซึ่งเราสามารถประมาณการ

กระจายแบบเฟอร์มี-ไดแรก ด้วยแบบแมกซ์เวลล์-โบลซ์มานน์ และขีดจำกัดบนของการอินทิเกรต จะเปลี่ยนจาก E_i ไปเป็น ∞ ทำให้สมการที่ (5.4) เปลี่ยนเป็น [16]

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N_C(E)f(E)dE \quad (5.5)$$

แล้วแทนสมการ (5.1) กับ (5.3) ลงในสมการ (5.5) จะได้

$$n_i = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_C}^{\infty} (E - E_C)^{1/2} \exp[-(E - E_{F_i})/kT] dE \quad (5.6)$$

ถ้าพิจารณาระดับพลังงานที่สูงกว่าพลังงานความร้อนมากๆ $(E - E_{F_i})/kT \gg 1$ แล้ว

$$n_i = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_{F_i}}{kT}\right)$$

หรือ

$$n_i = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{F_i}}{kT}\right) \quad (5.7)$$

$$\text{เมื่อ } N_C = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi h^2} \right)^{3/2}$$

ในทำนองเดียวกัน เราสามารถหาความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์ได้ดังสมการ

$$p_i = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{F_i} - E_V}{kT}\right)$$

หรือ

$$p_i = N_V \exp\left(-\frac{E_{F_i} - E_V}{kT}\right) \quad (5.8)$$

เมื่อ

$$N_V = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

E_V คือ สถานะพลังงานที่ขอบบนสุดของแถบวาเลนซ์

m_h^* คือ มวลยังผล (effective mass) ของโฮลในแถบวาเลนซ์

และเมื่อนำสมการที่ (5.7) กับ (5.8) คูณกันจะได้

$$n_i^2 = n p_i = N_c N_V \exp(-E_g/kT) \quad (5.9)$$

หรือ

$$n_i = (N_c N_V)^{1/2} \exp(-E_g/2kT) \quad (5.10)$$

เมื่อ E_g คือ ขนาดของช่องว่างแถบพลังงาน = $E_c - E_V$

สมการ (5.9) นี้เรียกว่า กฎของกิริยาเชิงมวล (mass action law) [16] ที่สมดุลความร้อน ซึ่งหมายถึง ผลคูณของความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งสองที่มีค่าคงที่ที่อุณหภูมิใดอุณหภูมิหนึ่งโดยไม่ขึ้นกับระดับพลังงานเฟอร์มี

ในสารกึ่งตัวนำที่เป็นผลึกสมบูรณ์ (Perfect crystal) และไม่มีสิ่งเจือปน ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำและความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์จะเท่ากัน คือ $n_i = p_i$ และระดับพลังงานเฟอร์มีจะเป็นไปตามความสัมพันธ์

$$E_{F_i} = \frac{1}{2}E_g + \frac{1}{2}kT \ln\left(\frac{N_V}{N_c}\right) \quad (5.11)$$

หรือ

$$E_{F_i} = \frac{1}{2}E_g + \frac{3}{4}kT \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right) \quad (5.12)$$

สมการที่ (5.11) และ (5.12) คือ ระดับพลังงานเฟอร์มี (E_F) ของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก จะอยู่ที่จุดกึ่งกลางของช่องว่างแถบพลังงาน (E_g) และเปลี่ยนไปตามอุณหภูมิไม่มากนัก [16]

2. สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็กซ์ทรีนสิก

สารกึ่งตัวนำที่มีการเติมสิ่งเจือปนลงไป เช่น อะตอมเจือปน จะก่อให้เกิดระดับพลังงานของสิ่งเจือปน (Impurity level) ขึ้นในช่องว่างแถบพลังงาน การเติมสิ่งเจือปนลงในสารกึ่งตัวนำสามารถทำให้เกิดสารกึ่งตัวนำขึ้นสองชนิดโดยขึ้นอยู่กับชนิดของสิ่งเจือปนนั้น ถ้าสิ่งเจือปนเป็นชนิดผู้ให้ (donor impurity) เรียก สารกึ่งตัวนำนั้นเป็นชนิดเอ็น (n-type semiconductor) แต่ถ้าสิ่งเจือปนเป็นชนิดผู้รับ (acceptor impurity) เรียก สารกึ่งตัวนำนั้นเป็นชนิดพี (p-type semiconductor)

หากสิ่งเจือปนที่ปรากฏในสารกึ่งตัวนำมีทั้งชนิดผู้ให้และผู้รับ สารกึ่งตัวนำนี้จะมีชนิดการนำไฟฟ้า (conductivity type) แบบใด ก็ขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะข้างมาก (Majority carrier concentration) ว่าเกิดจากสิ่งเจือปนชนิดใด สารเจือปนที่เติมลงไปจะทำให้ระดับพลังงานเฟอร์มีของสารกึ่งตัวนำนั้นปรับระดับเข้าสู่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน ($E_F \rightarrow E_F$) ซึ่งในการคำนวณความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งอิเล็กตรอนและโฮลในสภาวะ non-degenerate สามารถใช้วิธีการทำนองเดียวกันกับสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก จะได้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำเป็น

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

หรือ

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (5.13)$$

ความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์เป็น

$$p = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$$

หรือ

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) \quad (5.14)$$

และกฎของกิริยาเชิงมวล เขียนได้เป็น

$$n_i^2 = np = N_c N_v \exp(-E_g/kT) \quad (5.15)$$

จากสมการที่ (5.15) พบว่าผลคูณของความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งสองชนิดจะมีค่าคงที่ที่อุณหภูมิใดๆ และไม่ขึ้นกับระดับพลังงานเฟอร์มี ดังในสารกึ่งตัวนำของจริง (real crystal) ที่มีทั้งพาหะข้างมาก (majority carriers) และพาหะข้างน้อย (minority carriers)

ตามเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้า ประจุลบทั้งหมดที่เกิดจากอิเล็กตรอนและผู้รับที่ถูกไอออไนซ์ (ionized acceptors) ต้องเท่ากับประจุบวกทั้งหมดที่เกิดจากโฮลและผู้ให้ที่ถูกไอออไนซ์ (ionized donors) ดังสมการ [15,16]

$$n + N_A^- = p + N_D^+ \quad (5.16)$$

$$n + (N_A - n_a) = p + (N_D - n_d)$$

$$n + N_A + n_d = p + N_D + n_a \quad (5.17)$$

- เมื่อ N_A คือ ความหนาแน่นของผู้รับ
 N_A^- คือ ความหนาแน่นของผู้รับที่ถูกไอออไนซ์
 n_a คือ ความหนาแน่นของผู้รับที่ไม่ถูกไอออไนซ์
 N_D คือ ความหนาแน่นของผู้ให้
 N_D^+ คือ ความหนาแน่นของผู้ให้ที่ถูกไอออไนซ์
 n_d คือ ความหนาแน่นของผู้ให้ที่ไม่ถูกไอออไนซ์

โดยที่

$$n_d = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{g} \exp[(E_D - E_F)/kT]} \quad (5.18)$$

$$n_a = \frac{N_A}{1 + \frac{1}{g} \exp[(E_F - E_A)/kT]} \quad (5.19)$$

เมื่อ g คือ แฟคเตอร์ดีเจนเนอเรซีที่สถานะพื้น (ground-state degeneracy factor)

E_D คือ ระดับพลังงานของผู้ให้

E_A คือ ระดับพลังงานของผู้รับ

การพิจารณาโดยอาศัยเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าของระบบ สามารถแบ่งได้เป็นกรณีดังนี้

กรณีความหนาแน่นของสิ่งเจือปนมีน้อยหรืออุณหภูมิสูง

1) กรณี $(N_D - N_A) \ll N_C$ คือ E_F จะอยู่ระหว่าง E_D และ E_{F_i} โดยอยู่ค่อนไปทาง E_{F_i} ดังนั้น n_i จะน้อยกว่า N_D มากจนตัดออกได้และความหนาแน่นของผู้รับจะถูกไอออไนส์หมด [16] เป็นดังสมการ

$$n + N_A = p + N_D \quad (5.20)$$

จากสมการที่ (5.13), (5.14) และ (5.15) จะได้

$$n_n = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (5.21)$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \quad (5.22)$$

โดยที่ n_n คือ พาหะข้างมากของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

p_n คือ พาหะข้างน้อยของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

2) กรณี $(N_A - N_D) \ll N_C$ คือ E_F จะอยู่ระหว่าง E_A และ E_{F_i} โดยอยู่ค่อนไปทาง E_{F_i} ซึ่งสามารถทำได้ทำนองเดียวกันกับ 1) จะได้ว่า



$$p_p = \frac{1}{2} \left[N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (5.23)$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \quad (5.24)$$

โดยที่ p_p คือ พาหะข้างมากของสารกึ่งตัวนำชนิดพี

n_p คือ พาหะข้างน้อยของสารกึ่งตัวนำชนิดพี

ในทั้งสองกรณีนี้ถ้า $|N_D - N_A| \ll n_i$ แล้วสมการ (5.21) และ (5.23) จะกลายเป็น

$$n_n \approx n_i + \frac{1}{2} (N_D - N_A) \quad (5.25)$$

$$p_p \approx n_i + \frac{1}{2} (N_A - N_D) \quad (5.26)$$

จากสมการ (5.25) และ (5.26) จะเห็นว่าพาหะข้างมากจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะชนิดอินทรินสิก (intrinsic carrier density) จะชัดเจนมากขึ้นเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น ช่วงอุณหภูมินี้เรียกว่า ช่วงอินทรินสิก (intrinsic region)

แต่ถ้า $|N_D - N_A| \gg n_i$ สมการ (5.21) และ (5.23) จะกลายเป็น

$$n_n \approx N_D - N_A \quad (5.27)$$

$$p_p \approx N_A - N_D \quad (5.28)$$

ในช่วงนี้เป็นช่วงที่อุณหภูมิไม่สูงมากนัก พาหะส่วนใหญ่จะได้มาจากสิ่งเจือปนที่ถูกไอออนไนซ์หมด ทำให้ความหนาแน่นของพาหะคงที่ เรียกช่วงนี้ว่า ช่วงเอ็กซ์ทรินสิก (extrinsic region)

กรณีความหนาแน่นของสิ่งเจือปนมีมากหรืออุณหภูมิต่ำ

1) กรณี $N_D > N_A$ พลังงานเนื่องจากความร้อนไม่สามารถจะให้อิออนอะตอมสิ่งเจือปนได้หมด ดังนั้น n_d ในสมการ (5.17) จึงตัดทิ้งไม่ได้ แต่โฮลในแถบวาเลนซ์ (p) และ n_i มีค่าน้อยมากจึงตัดทิ้งได้ ดังนั้นสมการ (5.17) จะกลายเป็น [16,23]

$$n + N_A + n_d = N_D \quad (5.29)$$

แทนสมการ (5.18) ลงใน (5.29) จะได้

$$n = N_D - N_A - \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} \exp [(E_D - E_F)/kT]}$$

$$n = N_D - N_A - \frac{2N_D}{2 + \exp [(E_D - E_F)/kT]}$$

$$2n + n \exp [(E_D - E_F)/kT] = N_D \exp [(E_D - E_F)/kT] - 2N_A - N_A \exp [(E_D - E_F)/kT]$$

$$\text{ให้ } N_C' = \frac{1}{2} N_C \exp (-E_d/kT) \quad \text{และ } E_d = E_c - E_D$$

$$2n^2 + n(2N_D + 2N_C') - 2(N_D - N_A)N_C' = 0$$

$$n^2 + (N_A + N_C')n - (N_D - N_A)N_C' = 0 \quad (5.30)$$

ดังนั้นเราจะได้

$$n = -\frac{(N_A + N_C')}{2} + \frac{1}{2} [(N_A + N_C')^2 + 4(N_D - N_A)N_C']^{1/2} \quad (5.31)$$

ที่อุณหภูมิต่ำๆ $E_d \gg kT$ แล้ว N_C^I จะมีค่าน้อยมาก ดังนั้นจากสมการ (5.31) เรากระจายเทอมที่ 2 ด้านขวามือด้วยอนุกรมไบนอมิเยล (binomial series) จะได้ [23]

$$\begin{aligned} [(N_A + N_C^I)^2 + 4(N_D - N_A)N_C^I]^{1/2} &= (N_A + N_C^I) \left[1 + \frac{4N_C^I(N_D - N_A)}{(N_A + N_C^I)^2} \right]^{1/2} \\ &= (N_A + N_C^I) \left[1 + \frac{2N_C^I(N_D - N_A)}{(N_A + N_C^I)^2} + \dots \right] \\ &= (N_A + N_C^I) + \frac{2N_C^I(N_D - N_A)}{(N_A + N_C^I)} + \dots \end{aligned} \quad (5.32)$$

แทนสมการ (5.32) ลงใน (5.31) จะได้

$$n = \frac{N_C^I(N_D - N_A)}{(N_A + N_C^I)} \quad (5.33)$$

ถ้า $N_A \gg N_C^I$ สมการที่ (5.33) จะกลายเป็น

$$n = \frac{N_C^I(N_D - N_A)}{N_A} = \frac{(N_D - N_A)}{2N_A} N_C \exp(-E_d/kT) \quad (5.34)$$

แต่ถ้า N_A มีค่าน้อยมากๆ นั่นคือ $N_D \gg N_C^I \gg N_A$ จากสมการ (5.30) นำ N_D หารตลอดจะได้

$$\frac{n_i^2}{N_D} - N_C^I = 0$$

$$n^2 = N_C^{\frac{1}{2}} N_D = \frac{1}{2} N_D N_C \exp(-E_d / kT)$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} (N_D N_C)^{1/2} \exp(-E_d / 2kT) \quad (5.35)$$

ดังนั้นในช่วงอุณหภูมิต่างๆ ความหนาแน่นของพาหะอิสระ (n) จะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของสิ่งเจือปนชนิดผู้ให้ที่ถูกล้อออไนซ์ ซึ่งจะเป็นไปตามสมการที่ (5.34) หรือ (5.35) ขึ้นอยู่กับเงื่อนไขคอมเพนเซชัน (compensation) [16] ช่วงนี้เรียกว่า ช่วงฟรีซเอาท์ (freez-out region)

2) กรณี $N_A > N_D$ คิดทำนองเดียวกับ 1) สมการ (5.17) จะกลายเป็น

$$p + n_s = N_A - N_D \quad (5.36)$$

แทนสมการ (5.19) ลงใน (5.36) จะได้

$$p = \frac{N_V^{\frac{1}{2}} (N_A - N_D)}{N_D + N_V^{\frac{1}{2}}} \quad (5.37)$$

โดย $N_V^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} N_V \exp(-E_a / kT)$

$$E_s = E_A - E_V$$

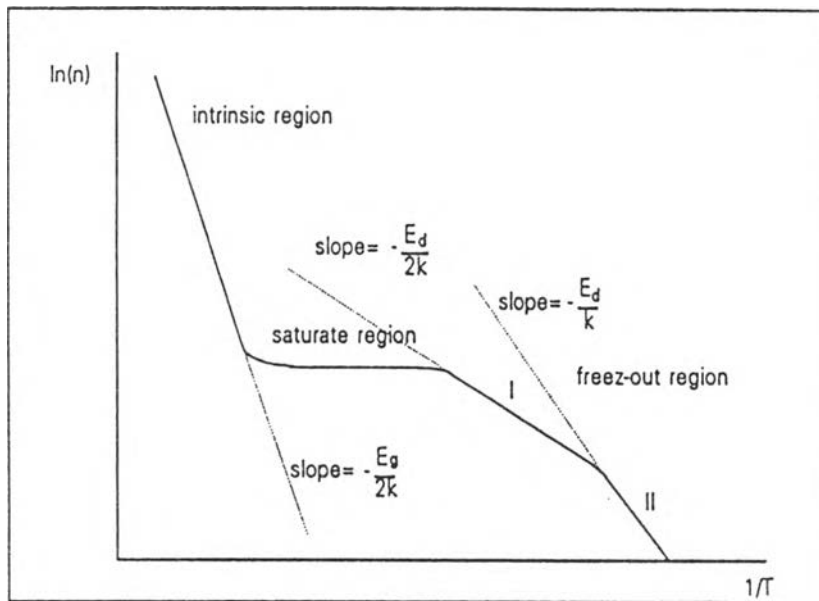
ถ้า $N_D \gg N_V^{\frac{1}{2}}$ สมการ (5.37) จะกลายเป็น

$$p = \frac{(N_A - N_D)}{2N_D} N_V \exp(-E_a / kT) \quad (5.38)$$

แต่ถ้า N_0 มีค่าน้อยมากๆ คือ $N_A \gg N_V' \gg N_0$ จะได้ว่า

$$p = \frac{1}{\sqrt{2}} (N_A N_V)^{1/2} \exp(-E_a/2kT) \quad (5.39)$$

ในรูปที่ 5.2 กราฟช่วงอุณหภูมิต่างๆ พบว่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำจะน้อยกว่าความหนาแน่นของสิ่งเจือปนชนิดผู้ให้ (N_0) เนื่องจากโอกาสที่อิเล็กตรอนจะถูกไอออไนซ์ด้วยพลังงานความร้อน (kT) มีค่าน้อยและความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำจะเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ ช่วงนี้เรียกว่า ช่วงฟรีซเอาท์ (freeze-out region) สำหรับช่วงอุณหภูมิต่ำกว่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนได้มาจากอะตอมของสิ่งเจือปนที่ถูกไอออไนซ์หมด ($n = N_0$) เรียกช่วงนี้ว่า ช่วงเอ็กซ์ทรินสิค (extrinsic region) และในช่วงอุณหภูมิสูงๆ อิเล็กตรอนส่วนใหญ่เป็นของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรินสิคโดยเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ เรียกช่วงนี้ว่า ช่วงอินทรินสิค (intrinsic region)



รูปที่ 5.2 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอิเล็กตรอนกับส่วนกลับของอุณหภูมิ

สภาพนำไฟฟ้าเนื่องจากอิเล็กตรอนและโฮล

การใส่สนามไฟฟ้าเข้าไปในสารกึ่งตัวนำ จะทำให้อิเล็กตรอนที่อยู่ในแถบนำตอบสนองต่อสนามไฟฟ้านี้ โดยอิเล็กตรอนเกิดการเคลื่อนที่กลายเป็นกระแสไฟฟ้า จากกฎของโอห์ม (Ohm's law) สภาพนำไฟฟ้า (σ) คือ อัตราส่วนของความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า (Current density, J) ต่อสนามไฟฟ้า (Electric field, E) ที่ใส่เข้าไป [19] ดังสมการ

$$\sigma = J/E \quad (5.40)$$

โดยที่ $J = nev$ (5.41)

n คือ จำนวนอิเล็กตรอน

e คือ ประจุของอิเล็กตรอน

v คือ ความเร็วลอยเลื่อน (Drift velocity) ของอิเล็กตรอน

ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบนำคือ

$$\sigma = nq\mu_n \quad (5.42)$$

เมื่อ $\mu_n = v/E$ เรียกว่า สภาพเคลื่อนที่ได้ (Mobility) ของอิเล็กตรอน [19]

สภาพนำไฟฟ้าเนื่องจากโฮลในแถบวาเลนซ์คือ

$$\sigma = pq\mu_p \quad (5.43)$$

เมื่อ μ_p เรียกว่า สภาพเคลื่อนที่ได้ (Mobility) ของโฮล

ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำอันเนื่องมาจากอิเล็กตรอนและโฮลคือ

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p \quad (5.44)$$

ในกรณีที่เป็นสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรินสิกสภาพนำไฟฟ้าจะเป็นไปตามสมการ

$$\sigma = (N_c N_v)^{1/2} q (\mu_n + \mu_p) \exp(-E_g/2kT) \quad (5.45)$$

หรือ $\ln \sigma = \ln [(N_c N_v)^{1/2} q (\mu_n + \mu_p)] - (E_g/2kT)$ (5.46)

จากสมการที่(5.46) สภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิกจะเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิซึ่งเป็นสมบัติของสารกึ่งตัวนำโดยเฉพาะ เมื่อเขียนกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\ln\sigma$ กับ $1/T$ จะได้เส้นตรงที่มีความชัน (slope) เท่ากับ $-Eg/2k$ ดังนั้นจึงหาค่าช่องว่างแถบพลังงานได้ กรณีสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นพาหะข้างมากจะเป็นอิเล็กตรอนในแถบนำ ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าโดยประมาณคือ

$$\sigma \approx nq\mu_n \quad (5.47)$$

แทนค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำ (n) จากสมการที่ (5.34) และ(5.35) ลงในสมการที่ (5.47) จะได้สภาพนำไฟฟ้าเมื่อมีอิเล็กตรอนเป็นพาหะข้างมากที่อุณหภูมิต่ำเป็น

$$\sigma \approx q\mu_n \frac{(N_D - N_A)}{2N_A} N_C \exp(-E_d/kT) \quad (5.48)$$

$$\sigma \approx q\mu_n \left(\frac{N_D N_C}{2} \right)^{1/2} \exp(-E_d/2kT) \quad (5.49)$$

เมื่อเขียนกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\ln\sigma$ กับ $1/T$ จะได้กราฟเส้นตรงที่มีความชันเท่ากับ $-E_d/k$ หรือ $-E_d/2k$ ทำให้สามารถรู้ค่าพลังงานไอออไนซ์ของระดับพลังงานสิ่งเจือปนได้ ส่วนกรณีสารกึ่งตัวนำชนิดพีพาหะข้างมากจะเป็นโฮลในแถบวาเลนซ์ ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าโดยประมาณคือ

$$\sigma \approx pq\mu_p \quad (5.50)$$

แทนค่าความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์ (p) จากสมการที่ (5.38) และ (5.39) ลงในสมการที่ (5.50) จะได้สภาพนำไฟฟ้าเมื่อมีโฮลเป็นพาหะข้างมากที่อุณหภูมิต่ำเป็น

$$\sigma \approx q\mu_p \left(\frac{N_A - N_D}{2N_D} \right) N_V \exp(-E_a/kT) \quad (5.51)$$

$$\sigma \approx q\mu_p \left(\frac{N_V N_A}{2} \right)^{1/2} \exp(-E_a/2kT) \quad (5.52)$$

เมื่อเขียนกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\ln \sigma$ กับ $1/T$ จะได้กราฟเส้นตรงที่มีความชันเท่ากับ $-E_a/k$ หรือ $-E_a/2k$ ทำให้สามารถรู้ค่าพลังงานไอออนไนซ์ของระดับพลังงานสิ่งเจือปนได้เช่นเดียวกัน

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า [17,18]

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำสามารถวัดได้หลายวิธีคือวิธีที่ใช้ส่วนของอุปกรณ์สัมผัสกับชิ้นสารตัวอย่าง และวิธีที่ไม่สัมผัสโดยตรง แต่ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงวิธีที่ใช้การสัมผัสโดยผ่านกระแสไฟฟ้าเข้าไปในชิ้นสารตัวอย่างแล้ววัดความต่างศักย์ระหว่างจุดสองจุดบนชิ้นสารตัวอย่างนั้น ซึ่งจัดว่าเป็นวิธีมาตรฐานที่ใช้กันทั่วไป โดยขึ้นอยู่กับชนิด ขนาดและรูปร่างของสารตัวอย่าง จำแนกเป็นวิธีต่างๆ ได้ดังนี้

1. วิธีวัดโดยตรง (Direct method)

วิธีนี้ใช้วัดสารตัวอย่างรูปทรงกระบอกโดยต้องทราบขนาดที่แน่นอน เมื่อวัดค่าความต้านทาน (R) แล้วจึงคำนวณค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ได้จาก

$$\rho = \frac{RA}{L} \quad (5.53)$$

โดยที่ A คือ พื้นที่หน้าตัดของสารตัวอย่าง

L คือ ความยาวของสารตัวอย่าง

ค่าสภาพต้านทานที่วัดด้วยวิธีนี้จะรวมเอาค่าความต้านทานของรอยต่อ (Contact resistance) ระหว่างสารกึ่งตัวนำกับขั้วสัมผัส (Probe) ที่ใช้นั้นเข้าไปด้วยเราสามารถลดผลของความต้านทานที่รอยต่อได้ โดยเขียนกราฟระหว่างค่าสภาพต้านทานไฟฟ้ากับความต่างศักย์ไฟฟ้า ซึ่งจากกราฟค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าค่อยๆ ลดลงจนกระทั่งคงที่เมื่อเพิ่มความต่างศักย์ไฟฟ้าค่าคงที่นี้คือค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าที่แท้จริงของสารกึ่งตัวนำ

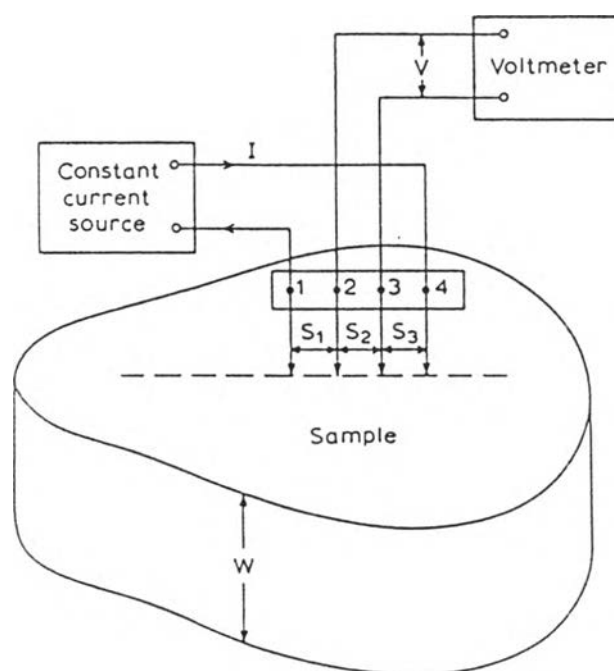
2. วิธีวัดด้วยขั้วปลายแหลมสองขั้ว (The Two Point Probe method)

วิธีนี้จะขจัดปัญหาเรื่องความต้านทานที่รอยต่อออกไปได้ถ้าพื้นที่หน้าตัดของสารกึ่งตัวนำที่ใช้วัดมีขนาดคงที่และกระแสไฟฟ้าที่ใช้ต้องมีค่าไม่สูงเกินไป เพื่อป้องกันการเปลี่ยนแปลงของสภาพต้านทานไฟฟ้าจากความร้อน และโวลต์มิเตอร์ต้องมีค่าอิมพีแดนซ์สูง (High impedance) การวัดจะกระทำโดยการวางขั้วสัมผัสของโวลต์มิเตอร์ไปบนแท่งสารกึ่งตัวนำที่ตำแหน่งต่างๆ โดยให้ห่างจากรอยต่อของโลหะที่ใช้ทำขั้วไฟฟ้าพอสมควร เพื่อหลีกเลี่ยงการบิดเบี้ยว (Distorted) ของเส้นสมศักย์ (Equipotential lines) ที่บริเวณปลายทั้งสองข้างของแท่งสารกึ่งตัวนำ

3. วิธีวัดด้วยขั้วปลายแหลมสี่ขั้วตามแนวเส้นตรง

(Linear Four-Point Probe method)

วิธีนี้จะไม่ก่อให้เกิดการเสียหายกับชิ้นสารกึ่งตัวนำที่นำมาวัด โดยใช้ขั้วสัมผัสสี่ขั้ววางเรียงกันในแนวเส้นตรงเดียวกัน ให้กระแสไฟฟ้าไหลผ่านขั้วสัมผัสคู่นอก ส่วนคู่สัมผัสคู่ในทำหน้าที่วัดความต่างศักย์ที่เกิดขึ้น ดังรูปที่ 5.3



รูปที่ 5.3 แสดงตำแหน่งของขั้วสัมผัสตามวิธีวัดด้วย
ขั้วปลายแหลมสี่ขั้วในแนวเส้นตรง

ถ้าหากคิดว่าสารตัวอย่างเป็นแบบเซมิ-อินฟินิต (Semi-infinite) จะได้ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าเป็น

$$\rho = \frac{2\pi(V/l)}{[1/s_1 + 1/s_3 - 1/(s_1 + s_2) - 1/(s_2 + s_3)]} \quad (5.54)$$

เมื่อ V คือ ความต่างศักย์ไฟฟ้า

I คือ กระแสไฟฟ้า

ถ้าระยะห่างระหว่างขั้วสัมผัสมีค่าเท่ากัน ($s_1 = s_2 = s_3 = s$) สมการที่ (5.54) จะกลายเป็น

$$\rho = 2\pi s \frac{V}{I} \quad (5.55)$$

นอกจากจะใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบาง (Sheet) โดยที่มีรูปร่างเป็นสี่เหลี่ยมหรือวงกลมได้แล้ว ยังใช้ได้กับสารตัวอย่างที่มีรูปร่างเป็นทรงกระบอกตันหรือครึ่งทรงกระบอกได้อีกด้วย

4. วิธีวัดด้วยขั้วสัมผัสที่ไม่อยู่ในแนวเส้นตรงเดียวกัน

(Non-colinear Probe Spacing method)

การจัดวางตำแหน่งของขั้วสัมผัสที่ไม่อยู่ในแนวเดียวกัน แต่เป็นรูปสี่เหลี่ยมแบบต่างๆ ตามลักษณะชิ้นสารตัวอย่างหรือตามความเหมาะสมที่ผู้วัดเห็นสมควรมีรายละเอียดดังต่อไปนี้

รูปสี่เหลี่ยมจัตุรัส (Square Array)

วิธีนี้มีการหาแฟคเตอร์ค่าแก้ที่เหมาะสม เพื่อใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางรูปร่างต่างๆ ได้ มีสมการพื้นฐานที่ใช้ในการคำนวณคือ

$$\rho = \frac{2\pi s}{(2 - \sqrt{2})^2} \frac{V}{I} \quad (5.56)$$

รูปสี่เหลี่ยมคางหมู (Delta Four-Point Probe)






เป็นวิธีหาสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำที่เป็นชั้นบางๆ (Thin layer) ซึ่งมีค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าสูงกว่าแผ่นรองรับ (Substrate) ช่วงของสภาพต้านทานที่วัดได้จะขึ้นอยู่กับความหนาของชั้นบางๆ กับระยะห่างระหว่างขั้วสัมผัส และความหนากับค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของแผ่นรองรับ

ขั้วสัมผัสอยู่ด้านบน - ด้านล่าง (Over-Under Probe)

วิธีการวางตำแหน่งของขั้วสัมผัสระหว่างคู่ที่ให้กระแสไฟฟ้ากับคู่ที่วัดความต่างศักย์ไฟฟ้าจะอยู่คนละด้านของสารกึ่งตัวนำที่เป็นชั้นบางๆ

วิธีวนเดอเพอร์ (Van der Pauw method)

วิธีนี้ใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางรูปร่างไม่แน่นอน มีความหนาสม่ำเสมอ โดยการวางขั้วสัมผัสให้อยู่ที่ขอบของชิ้นสารตัวอย่าง ดังจะกล่าวถึงรายละเอียดในหัวข้อต่อไป

Description	Geometry	Resistivity given by	Advantages
Square array		$\rho = \frac{2\pi S}{2 - \sqrt{2}} \frac{V}{I}$ $= 10.75 \frac{V}{I}$	Given probe spacing will fit in smaller area
Square array		$R_s = \frac{2\pi}{\ln 2} \frac{V}{I}$ $= 9.06 \frac{V}{I}$	Given probe spacing will fit in smaller area
Rectangular		$\rho = \frac{2\pi S}{2 - (2/\sqrt{1 + \pi^2})} \frac{V}{I}$	
Random placement at periphery of uniform thickness plate		See van der Pauw	Irregularly shaped samples can be measured without precalculated correction factors
Delta		See Delta	Can be used to measure thin high-resistivity layers on low-resistivity layers
Over-under		See Over-under	Can be used to measure thin high-resistivity layers on low-resistivity layers

ตารางที่ 5.1 แสดงรายละเอียดในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีขั้วสัมผัสที่ไม่อยู่ในแนวเส้นตรงเดียวกัน [17]

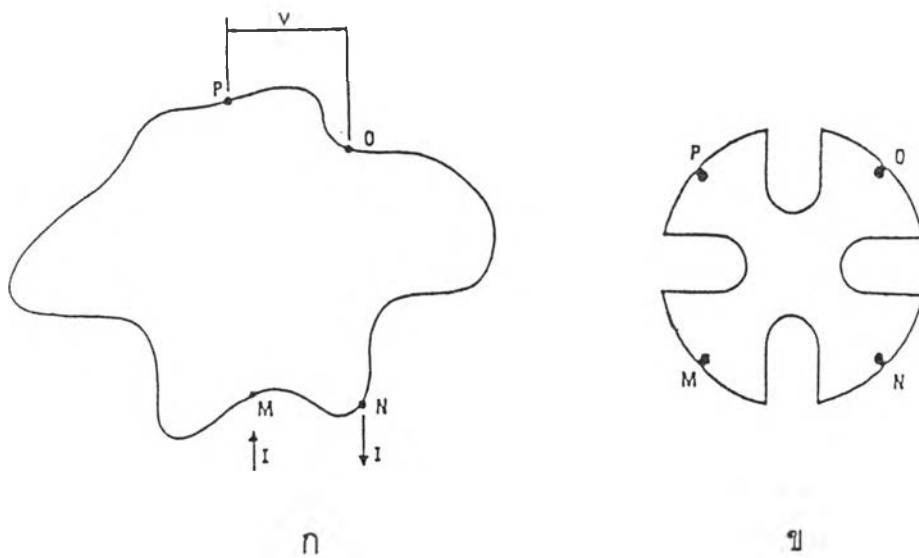


5. การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีแวนเดอเพอร์ [17]

ในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีของแวนเดอเพอร์นี้ จะให้ค่าถูกต้องแม่นยำต้องเป็นไปตามเงื่อนไขดังต่อไปนี้

1. ขั้วสัมผัสจะต้องอยู่ที่ขอบของสารกึ่งตัวนำ
2. จุดสัมผัสต้องมีขนาดเล็กมากเมื่อเทียบกับขนาดของเส้นรอบรูปของสารตัวอย่าง
3. สารตัวอย่างต้องมีความหนาเท่ากันตลอด
4. เนื้อสารจะต้องสม่ำเสมอไม่มีรูหรือรอยแยกใดๆ

เมื่อเพิ่มความยาวของเส้นรอบรูปของสารตัวอย่าง จะช่วยลดความคลาดเคลื่อนของการวัดได้ ดังรูปที่ 5.4



รูปที่ 5.4 ก. แสดงตำแหน่งของจุดสัมผัสบนชิ้นสารตัวอย่าง
ข. การเพิ่มความยาวของเส้นรอบรูป

จากรูปที่ 5.4 ถ้าให้กระแสไฟฟ้า I_{MN} ผ่านเข้าทางจุด M ออกทางจุด N เราสามารถวัดความต่างศักย์ $V_{PO} = V_P - V_O$ ซึ่งจะหาค่าความต้านทานไฟฟ้า (R) ของสารตัวอย่างได้ดังสมการ

$$R_{MN,PO} = \frac{(V_P - V_O)}{I_{MN}} \quad (5.57)$$

ถ้าเปลี่ยนให้กระแสไฟฟ้าเข้าทางจุด N ออกทางจุด O ก็จะได้ความสัมพันธ์เช่นเดียวกับสมการที่ (5.57) คือ

$$R_{NO,PM} = \frac{(V_M - V_P)}{I_{NO}} \quad (5.58)$$

เราสามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ได้จากสมการ (5.57) และ (5.58) ตามความสัมพันธ์ดังนี้คือ

$$\exp(-\frac{\pi d}{\rho} R_{MN,OP}) + \exp(-\frac{\pi d}{\rho} R_{NO,PM}) = 1 \quad (5.59)$$

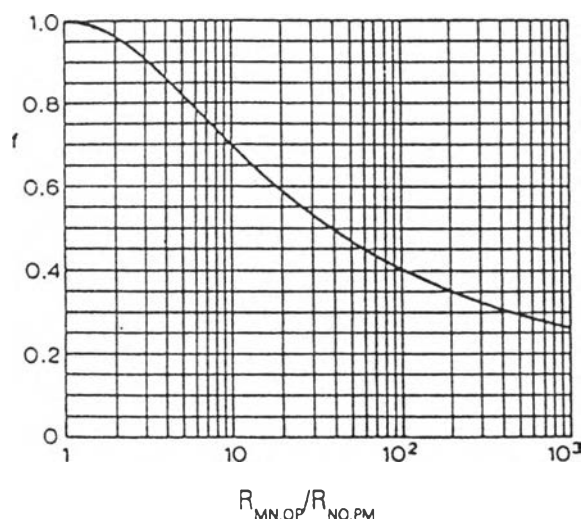
$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{(R_{MN,OP} + R_{NO,PM})}{2} f \left(\frac{R_{MN,OP}}{R_{NO,PM}} \right) \quad (5.60)$$

โดยที่ d คือความหนาของขั้วสารตัวอย่าง

f เป็นฟังก์ชันของ $(R_{MN,OP} / R_{NO,PM})$ เรียกว่า แฟคเตอร์ค่าแก้ (Correcting factor)

ดังปรากฏในรูปที่ 5.5

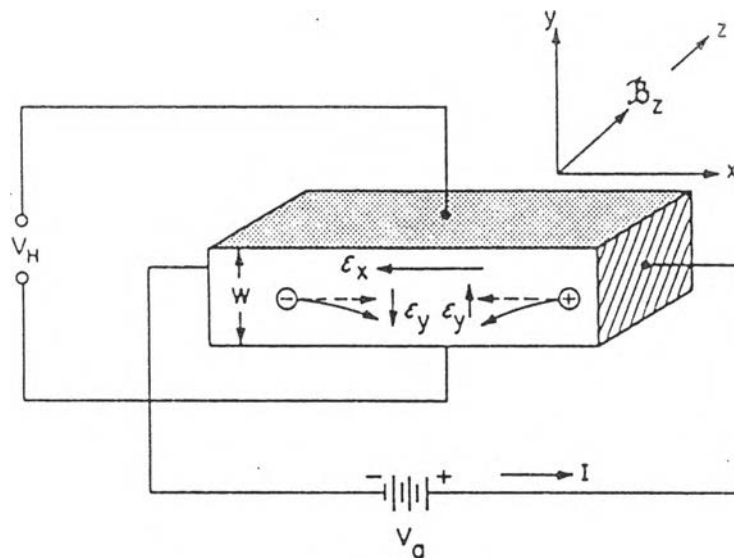
จากสมการที่ (5.60) สามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำรูปร่างใดๆ ที่มีความหนาสม่่าเสมอได้



รูปที่ 5.5 แสดงแฟคเตอร์ค่าแก้ของการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีแวนเดอเพอร์ [18]

ปรากฏการณ์ฮอลล์ [19]

ความหนาแน่นของพาหะและสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ (Hall mobility) จัดเป็น ปริมาณพื้นฐานในการกำหนดสมบัติของสารกึ่งตัวนำ สามารถวัดได้โดยอาศัยปรากฏการณ์ฮอลล์ ดังแสดงในรูปที่ 5.6 เริ่มจากการใส่สนามไฟฟ้า E_x ในแนวแกน x, มีกระแสไฟฟ้า (current density, J_x) ไหลในแนวแกน x และมีสนามแม่เหล็กความเข้ม B_z ในแนวแกน z



รูปที่ 5.6 แสดงการวัดความหนาแน่นของพาหะ โดยอาศัยปรากฏการณ์ฮอลล์ [19]

ถ้าพิจารณาในกรณีสารตัวอย่างมีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นพี แรงลอเรนซ์ที่เกิดขึ้นจะเท่ากับ $qv_x \times B_z$ มีทิศในแนวแกน -y กระทำบนโฮล แล้วทำให้โฮลลงมากองอยู่ข้างล่าง ส่งผลให้เกิดสนามไฟฟ้า E_y มีทิศในแนวแกน +y เมื่อสมดุลจะไม่มีกระแสไหลในแนวแกน y คือสนามไฟฟ้า E_y จะสมดุลกับแรงลอเรนซ์ $qv_x \times B_z$ ดังสมการ

$$F_y = qE_y - qv_x \times B_z = 0 \quad (5.61)$$

จะได้ว่า

$$E_y = v_x B_z \quad (5.62)$$

เราเรียก ปรากฏการณ์ของสนามไฟฟ้าที่เกิดใหม่ในแนวแกน y ตั้งฉากกับทิศของกระแสไฟฟ้าที่ไหลในแนวแกน x และทิศของสนามแม่เหล็กในแนวแกน z ว่า ปรากฏการณ์ฮอลล์ (Hall effect) และเรียก สนามไฟฟ้าที่ถูกชักขึ้นในแนวแกน y ว่า สนามฮอลล์ (Hall field) สนามฮอลล์สามารถวัดได้จากภายนอกดังนี้

$$\mathcal{E}_y = (v_y/W) = R_H J_x B_z \quad (5.63)$$

โดย

$$J_x = \sigma \mathcal{E}_x$$

R_H คือ สัมประสิทธิ์ของฮอลล์ (Hall coefficient)

W คือ ความกว้างของสารตัวอย่างในแนวแกน y

$$R_H = \frac{r}{q} \frac{p - b^2 n}{(p + bn)^2} \quad (5.64)$$

$$\text{เมื่อ } b = \mu_n / \mu_p$$

$$r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2 \quad (5.65)$$

τ คือ เวลาปลอดการชนเฉลี่ยระหว่างพาหะ (mean free time) จะขึ้นอยู่กับพลังงานของพาหะ

$$\tau = aE^{-s} \quad (5.66)$$

เมื่อ a และ s คือ ค่าคงที่

ในกรณีพาหะมีพลังงานเท่ากันแบบผิวทรงกลม (spherical constant energy surface)

$$\tau \sim E^{-1/2} \quad \text{สำหรับ phonon scattering}$$

$$\tau \sim E^{3/2} \quad \text{สำหรับ ionized impurity scattering}$$

สำหรับในสารกึ่งตัวนำชนิดไม่ตีเจนเนอเรซี (non-degeneracy semiconductors)

$$\langle \tau^m \rangle = \frac{\int_0^\infty \tau^m E^{3/2} \exp(-E/kT) dE}{\int_0^\infty E^{3/2} \exp(-E/kT) dE} \quad (5.67)$$

ดังนั้นจากสมการ (5.66) และ (5.67) จะได้ว่า

$$\begin{aligned}\langle \tau^2 \rangle &= a^2 (kT)^{-2s} \Gamma\left(\frac{5}{2} - 2s\right) \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) \\ \langle \tau \rangle^2 &= [a(kT)^{-s} \Gamma\left(\frac{5}{2} - s\right) \Gamma\left(\frac{5}{2}\right)]^2\end{aligned}\quad (5.68)$$

โดยที่
$$\Gamma(n) = \int_0^{\infty} x^{n-1} e^{-x} dx, \quad \Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$$

ดังนั้น $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2 = 3\pi/8 = 1.18$ สำหรับ phonon scattering

$r = 315\pi/512 = 1.93$ สำหรับ ionized impurity scattering

สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ (μ_H) สามารถนิยามได้ดังนี้

$$\mu_H = |R_H \sigma| \quad (5.69)$$

จะได้ว่า

กรณี n-type ($n \gg p$) $R_H = r(1/ne)$ (5.70)

กรณี p-type ($p \gg n$) $R_H = r(1/pe)$ (5.71)

จากสมการ (5.70) และ (5.71) พบว่าทั้งปริมาณความเข้มข้นและชนิดของพาหะนั้นสามารถหาได้โดยตรงจากการวัดในระบบฮอลล์