



บทที่ 8

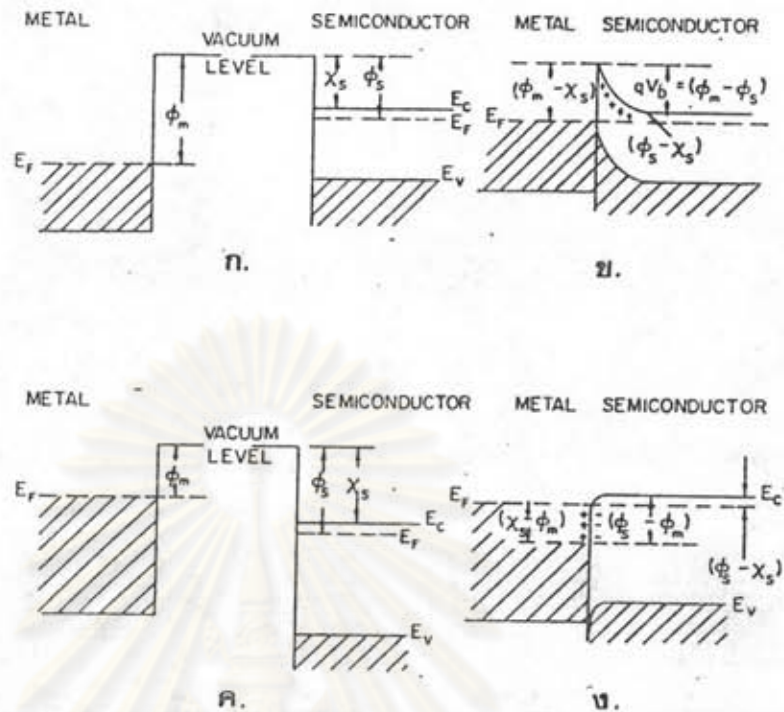
## รอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ

ปรากฏการณ์การไหลทางเดียว (rectify) ของกระแสไฟฟ้าผ่านรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ เริ่มมีการศึกษาอย่างเป็นระบบโดย Braum (48) ตั้งแต่ปี พ.ศ. 2417 โดยเฉพาะตัวกรองกระแสชนิดรอยต่อเป็นจุด (point-contact rectifier) เป็นไดโอดที่ใช้กันอย่างแพร่หลายในสมัยก่อนซึ่งในขณะนั้นทฤษฎีการนำไฟฟ้ายังไม่เป็นที่รู้จักกันแพร่หลาย Wilson ได้อธิบายปรากฏการณ์การไหลของกระแสไฟฟ้าด้วยทฤษฎีแถบพลังงานต่อมาในปี พ.ศ. 2481 Schottky ได้เสนอแนวความคิดว่าการไหลทางเดียวของกระแส เกิดจากกำแพงศักย์ที่รอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ ถึงแม้ว่าแบบจำลองนี้จะเป็นในเชิงอุดมคติแต่พวกก็เป็นจุดเริ่มต้นนำไปสู่ความเข้าใจในพฤติกรรมของรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำและมีการพัฒนาทั้งทางทฤษฎีตลอดจนถึงอุปกรณ์ที่ใช้เทคโนโลยีขั้นสูง เช่น MIS, MOS, MOSFET ฯลฯ อันก่อให้เกิดประโยชน์ต่อมนุษยชาติอย่างมากมาย

8.1 แบบจำลองของชอตคกี (Schottky model) (48,55)

กำแพงศักย์ที่เกิดขึ้น ณ รอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำมาจากความแตกต่างระหว่างค่าเวิร์คฟังก์ชัน (work function,  $\phi_m$ ) ของโลหะกับค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตี (electron affinity,  $\chi_s$ ) ของสารกึ่งตัวนำ ค่าเวิร์คฟังก์ชันของโลหะคือพลังงานที่ใช้ในการย้ายอิเล็กตรอนจากระดับพลังงานเฟอร์มีของโลหะไปยังระดับสุญญากาศ (vacuum level) ส่วนค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตีคือพลังงานที่ใช้ในการย้ายอิเล็กตรอนจากขอบล่าง (bottom edge) ของแถบนำไปยังระดับสุญญากาศ กำแพงศักย์ที่ปรากฏ ณ รอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นมีค่าเท่ากับ  $(\phi_m - \chi_s)$

ผังรูปที่ 8.1



รูปที่ 8.1 แสดงระดับพลังงานของรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

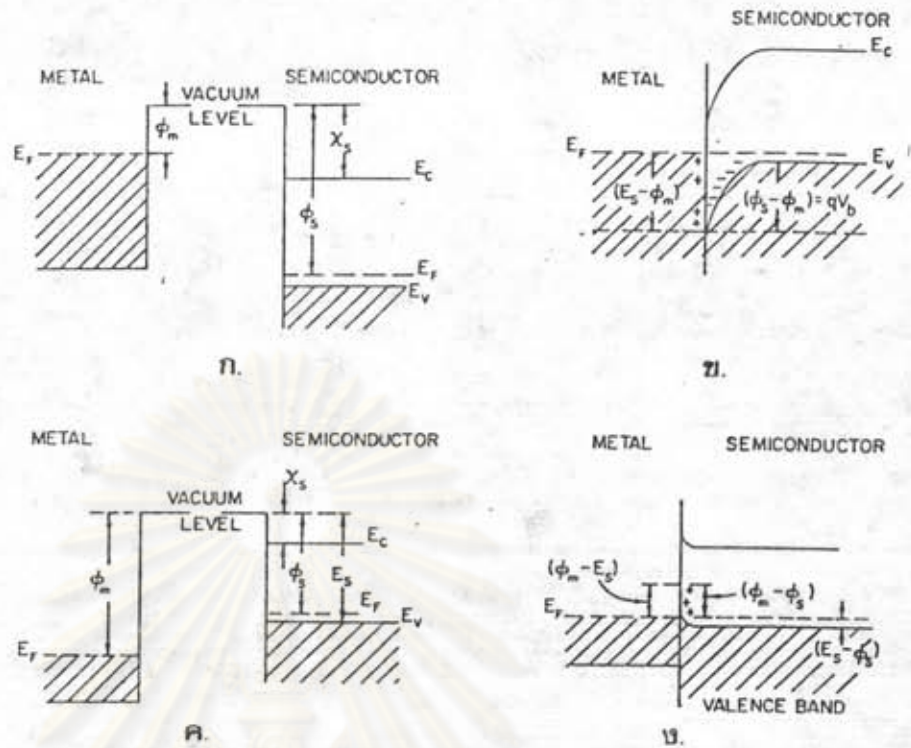
รูป ก. และ ข. มีค่า  $\phi_m > \chi_s$  ส่วนรูป ค. และ ง.

มีค่า  $\phi_m < \chi_s$

รอยต่อในรูป ข. เป็นชนิดโลหะ-ไฟฟ้าไหลทางเดียว

รอยต่อในรูป ง. เป็นชนิดโอห์มมิก

อย่างไรก็ตามค่าของค่าแรงกักที่ได้จากการทดลองไม่ว่าจะสอดคล้องกับแบบจำลองของชอตต์กี ทั้งนี้เนื่องมาจากแบบจำลองนี้ใช้ค่าเวิร์คฟังก์ชันของโลหะซึ่งไม่ได้มีค่าที่แน่นอน แต่มีค่าเป็นช่วง ๆ (48, 56) ที่ยังไม่สามารถจะทำนายสภาพการเป็นรอยต่อชนิดโลหะ-ไฟฟ้าไหลทางเดียวหรือชนิดโอห์มมิกระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำคู่หนึ่ง ๆ ได้ นอกจากนี้ในความเป็นจริงจะเกิดขึ้นบาง ๆ เนื่องจากปฏิกิริยาทางเคมี (chemical layer) ที่รอยต่อด้วย อันได้แก่ ชั้นของออกไซด์ไนไตรด์(58) หรือการเปลี่ยนแปลงโครงสร้างของสารกึ่งตัวนำที่รอยต่ออันเนื่องมาจาก



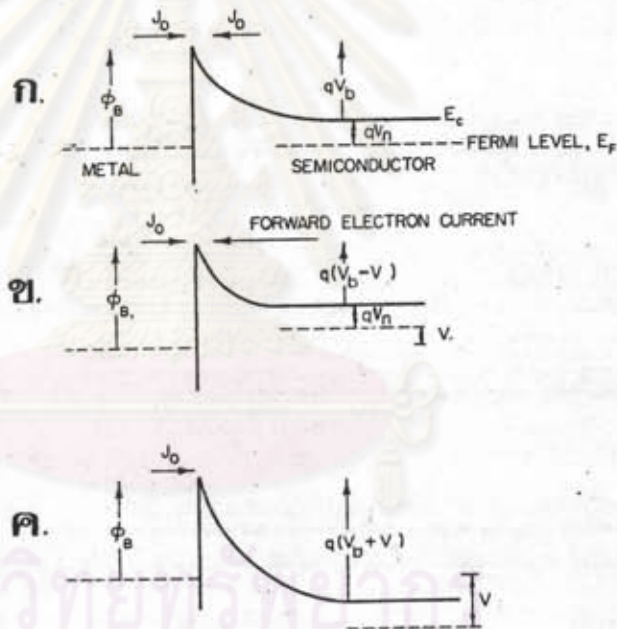
รูปที่ 8.2 แสดงระดับพลังงานของรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำชนิดพี  
 รูป ก. และ ข. มีค่า  $\phi_m < \chi_s$  ส่วน ค. และ ง. มีค่า  $\phi_m > \chi_s$   
 รอยต่อในรูป ข. เป็นชนิดโทกระแสไฟฟ้าไหลทางเดียว  
 รอยต่อในรูป ง. เป็นชนิดโอห์มมิก

มีอะตอมของโลหะแพร่เข้าไป ตลอดจนถึงสถานะผิว (surface state) ของสารกึ่งตัวนำที่เกิดขึ้นเองเนื่องจากการสิ้นสุดลงของคาบสนามศักย์ (periodic potential) ซึ่งสิ่งเหล่านี้จะมีผลทำให้กำแพงศักย์ที่เกิดขึ้นไม่สอดคล้องตามแบบจำลองของชอตтки ดังกล่าว (56, 57, 58)

8.2 ทฤษฎีเทอร์มิออนิกอิมิสชัน (Thermionic Emission Theory) (48)

เป็นทฤษฎีที่อธิบายพฤติกรรมของอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ตรงรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำโดยมีสมมุติฐานดังนี้

1. กำแพงศักย์ ( $\phi_B$ ) จะต้องมีค่ามากกว่า  $kT$
2. ระบายที่ขนานกับรอยต่อจะต้องอยู่ในสภาวะสมดุล ซึ่งความร้อนซึ่งทำให้สามารถลดปัญหาในการไหลของกระแสเหลือเพียง 1 มิติ ที่อยู่ในแนวที่ตั้งฉากกับระนาบดังกล่าวนี้เท่านั้น
3. การที่มีกระแสสุทธิไหลจะไม่มีผลกระทบต่อสภาวะสมดุล ซึ่งความร้อนดังกล่าว นั่นคือ เป็นการกักกระแสที่ไหลจากโลหะไปยังสารกึ่งตัวนำร่วมกับกระแสที่ไหลจากสารกึ่งตัวนำไปยังโลหะ โดยที่กระแสแต่ละค่านี้จะไหลผ่านกำแพงศักย์อย่างอิสระ โดยไม่ได้รับผลกระทบจากกระแสที่ไหลในทิศทางตรงกันข้าม



รูปที่ 8.3 แสดงระดับพลังงานของรอยต่อโลหะกับสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

- ก. ขณะไม่มีการไบอัส (zero bias) จะอยู่ในสภาวะสมดุลเชิงความร้อน
- ข. ขณะไบอัสตรง (forward bias)
- ค. ขณะไบอัสกลับทาง (reverse bias)

ถ้ารอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำชนิดอื่นมีกำแพงศักย์เกิดขึ้น อิเล็กตรอนจะเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อนี้ได้ต้องมีพลังงานสูงกว่ากำแพงศักย์ ดังนั้นความหนาแน่นของกระแสจากสารกึ่งตัวนำไปยังโลหะ ( $J_{S \rightarrow M}$ ) สามารถหาได้จากความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูงกว่า  $E_F + \phi_B$  และเคลื่อนที่ไปในแกน  $x$  ดังสมการ

$$J_{S \rightarrow M} = \int_{E_F + \phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (8.1)$$

เมื่อ  $v_x$  คือความเร็วลอยเลื่อน (drift velocity) ของอิเล็กตรอนในแกน  $x$

$dn$  คือความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่มีพลังงานอยู่ในช่วง  $E$  ถึง  $E + dE$  ซึ่งจะมีค่าดังสมการ

$$dn = N_C(E)f(E)dE \quad (8.2)$$

เมื่อ  $N_C(E)$  คือความหนาแน่นของสถานะพลังงาน (density of states)

$$N_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \quad (8.3)$$

$f(E)$  คือฟังก์ชันการแจกแจงของเฟอร์มี-ไดแรก

$$f(E) = \frac{1}{[\exp(E - E_F)/kT] + 1} \quad (8.4)$$

ที่อุณหภูมิค่า ๆ  $(E - E_F) \gg kT$  ซึ่งทำให้  $\exp(E - E_F)/kT \gg 1$

จะประมาณค่าฟังก์ชันการแจกแจงของเฟอร์มี-ไดแรกด้วยฟังก์ชันการแจกแจงของแมกเวลล์-โบลซ์มานน์ (Maxwell-Boltzmann distribution function)

ดังสมการ

$$f(E) = \exp[-(E - E_F)/kT] \quad (8.5)$$

แทนสมการที่ (8.3) และ (8.5) ลงใน (8.2) จะได้

$$dn = \frac{4\pi(2m_e)^{3/2}}{h^3} (E-E_C)^{1/2} \exp\left[-(E-E_C+qV_n)/kT\right] dE \quad (8.6)$$

โดยที่  $qV_n = E_C - E_F$

ถ้าสมมติว่าพลังงานทั้งหมดของอิเล็กตรอนที่อยู่เหนือขอบกลางของแถบนำคือพลังงานจลน์

$$E - E_C = \frac{1}{2} m_e v^2$$

$$dE = m_e v dv \quad (8.7)$$

$$(E - E_C)^{1/2} = v(m_e/2)^{1/2} \quad (8.8)$$

แทนสมการที่ (8.7) และ (8.8) ลงใน (8.6) จะได้

$$dn = 2\left(\frac{m_e}{h}\right)^3 \exp(-qV_n/kT) \exp(-m_e v^2/2kT) 4\pi v^2 dv \quad (8.9)$$

$$\text{จาก } v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (8.10)$$

$$\text{และ } 4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z \quad (8.11)$$

แทนค่าสมการที่ (8.10) และ (8.11) ลงใน (8.9) แล้วจึงแทน (8.9)

ลงใน (8.1) จะได้ว่า

$$J_{S \rightarrow M} = 2q\left(\frac{m_e}{h}\right)^3 \exp(-qV_n/kT) \int_{v_{ox}}^{\infty} v_x \exp(-m_e v_x^2/2kT) dv_x$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-m_e v_y^2/2kT) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-m_e v_z^2/2kT) dv_z$$

$$J_{S \rightarrow M} = \left( \frac{4\pi q m_e k^2}{h^3} \right) T^2 \exp(-qV_n/kT) \exp(-m_e v_{ox}^2/2kT) \quad (8.12)$$

เมื่อ  $v_{ox}$  คือความเร็วต่ำสุดของอิเล็กตรอนในแนวแกน x ซึ่งอิเล็กตรอนสามารถข้ามกำแพงศักย์ไปได้ ซึ่งหาได้จาก

$$\frac{1}{2} m_e v_{ox}^2 = q(V_b - V) \quad (8.13)$$

โดยที่  $V$  คือความต่างศักย์ที่ให้ (applied voltage) ตกคร่อมรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ

และ  $V_b$  คือศักย์จลน์ (built-in potential) ของสารกึ่งตัวนำมีค่าเท่ากับ  $\frac{1}{q}(\phi_m - \phi_s)$  หรือ  $\frac{1}{q}(\phi_B - V_n)$  แทนสมการที่ (8.13) ลงใน (8.12) จะได้

$$\begin{aligned} J_{S \rightarrow M} &= \left( \frac{4\pi q m_e k^2}{h^3} \right) T^2 \exp[-q(V_n + V_b)/kT] \exp(qV/kT) \\ &= A^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) \exp(qV/kT) \end{aligned} \quad (8.14)$$

$$\text{โดยที่} \quad A^* = \frac{4\pi q m_e k^2}{h^3} e^{-\phi_B/kT}$$

สำหรับกรณีที่กระแสไหลจากโลหะมายังสารกึ่งตัวนำ กำแพงศักย์นี้จะไม่ขึ้นอยู่กับความต่างศักย์ระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ ดังนั้นความหนาแน่นของกระแสคือ

$$J_{M \rightarrow S} = -A^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) \quad (8.15)$$

ดังนั้นความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าทั้งหมดที่ผ่านรอยต่อคือ

$$\begin{aligned} J &= J_{M \rightarrow S} + J_{S \rightarrow M} \\ &= A^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) [ \exp(qV/kT) - 1 ] \\ J &= J_0 [ \exp(qV/kT) - 1 ] \end{aligned} \quad (8.16)$$

$$\text{โดยที่ } J_0 = A T^2 \exp(-\phi_B/kT) \quad (8.17)$$

และเรียกค่า  $J_0$  นี้ว่าความหนาแน่นของกระแสริชาร์ดสัน (Richardson current density)

$$\text{จาก } I = AJ$$

เมื่อ  $I$  คือกระแสไฟฟ้า

และ  $A$  คือพื้นที่หน้าตัดที่มีกระแสไหลผ่าน

ถ้าให้ความต่างศักย์ตกคร่อมระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ จะมีกระแสไฟฟ้าไหลผ่านรอยต่อซึ่งจะเป็นไปตามสมการ

$$I = I_0 [ \exp(qV/kT) - 1 ] \quad (8.18)$$

$$\text{โดยที่ } I_0 = AA^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) \quad (8.19)$$

ซึ่งเรียกค่า  $I_0$  ว่ากระแสริชาร์ดสัน (Richardson current)

ในขณะที่รอยต่อไม่มีการไบอัส (zero bias voltage) จะไม่มีกระแสไหลผ่านรอยต่อซึ่งอาจจะคิดว่ามีกระแสจำนวนหนึ่งไหลจากโลหะผ่านรอยต่อเข้าสู่สารกึ่งตัวนำและในทำนองเดียวกันจะมีกระแสค่าเดียวกันนี้ไหลจากสารกึ่งตัวนำเข้าสู่โลหะ ซึ่งจะทำให้กระแสสุทธิมีค่าเป็นศูนย์ ดังนั้นความหมายของกระแสริชาร์ดสันก็คือกระแสที่เกิดจากอิเล็กตรอนในโลหะจำนวนหนึ่งที่มีพลังงานสูงกว่า  $E_F + \phi_B$  สามารถไหลข้ามกำแพงศักย์เข้าสู่สารกึ่งตัวนำได้อย่างอิสระ ซึ่งจะมีค่าเท่ากับกระแสอันเกิดจากอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำที่มีพลังงานสูงกว่า  $E_F + q(V_b + V_n)$  และสามารถไหลข้ามกำแพงศักย์ได้อย่างอิสระ เช่นเดียวกัน



### 8.3 ผลของชอตต์กี (Schottky effect)

ผลของชอตต์กีเป็นปรากฏการณ์ที่ทำให้ค่าฟังก์ชันลดต่ำลง เมื่อมีสนามไฟฟ้าใส่เข้าไประหว่างรอยต่อของโลหะกับสารกึ่งตัวนำ โดยเริ่มพิจารณาจากกรณีที่โลหะอยู่ในสุญญากาศ พลังงานที่น้อยที่สุดที่จะทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากระดับพลังงานเฟอร์มีของโลหะเข้าสู่ระดับสุญญากาศ (vacuum level) คือค่าเวิร์ทฟังก์ชัน ( $\phi_m$ ) ขณะที่อิเล็กตรอนอยู่ห่างจากผิวโลหะเป็นระยะทาง  $x$  จะเหนี่ยวนำให้เกิดประจุบวกที่ผิวโลหะ แรงดึงดูดระหว่างอิเล็กตรอนกับประจุบวกที่ถูกเหนี่ยวนำนี้ (induced positive charge) จะเสมือนว่าเป็นแรงดึงดูดระหว่างอิเล็กตรอนกับประจุบวกที่เกิดขึ้นที่ระยะ  $-x$  แรงดังกล่าวนี้จะมีค่าคงสมการ

$$F = - \frac{q^2}{4\pi(2x)^2\epsilon_0} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} \quad (8.20)$$

เมื่อ  $\epsilon_0$  คือสภาพยอม (permittivity) ของสุญญากาศ สำหรับงานที่เกิดจากการนำประจุลบจากระยะอนันต์มายังตำแหน่ง  $x$  จะมีค่าเท่ากับ

$$= \int_x^\infty F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (8.21)$$

ซึ่งก็คือค่าพลังงานศักย์ของอิเล็กตรอนที่อยู่ห่างจากผิวโลหะเป็นระยะทาง  $x$  เมื่อใส่สนามไฟฟ้า  $\mathcal{E}$  เข้าไป พลังงานศักย์ (P.E) ของอิเล็กตรอนจะกลายเป็น

$$P.E.(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q x \mathcal{E} \quad \text{eV} \quad (8.22)$$

$$\text{ถ้า } \frac{d}{dx}(P.E.(x)) = 0 \quad (8.23)$$

แล้วค่ากำลังฟังก์ชันที่ลดลง ( $\Delta\phi_B$ ) ที่ระยะ  $x_m$  จากรอยต่อดังรูปที่ 8.4 มีค่าดังนี้

$$\Delta\phi_B = \left(\frac{q\mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0}\right)^{1/2} = 2 x_m \mathcal{E} \quad \text{V} \quad (8.24)$$

$$\text{เมื่อ } x_m = \left[q/(16\pi\epsilon_0\mathcal{E})\right]^{1/2} \quad \text{c.m.} \quad (8.25)$$

ถ้าเป็นโลหะต่อกับสารกึ่งตัวนำ เราจะแทนค่า  $\epsilon_0$  ด้วย  $\epsilon_s$  ซึ่งเป็นค่าสภาพยอม (permittivity) ของสารกึ่งตัวนำ ดังนั้นค่าแรงศักย์ที่เกิดขึ้นระหว่างรอยต่อของโลหะกับสารกึ่งตัวนำจะมีค่าลดลงเท่ากับ  $(q\mathcal{E}/4\pi\epsilon_s)^2$  ซึ่งขึ้นอยู่กับค่าสนามไฟฟ้าที่ใส่เข้าไป เพราะฉะนั้นค่าความหนาแน่นของกระแสชาร์คสัน (Richardson Current) จะกลายเป็น

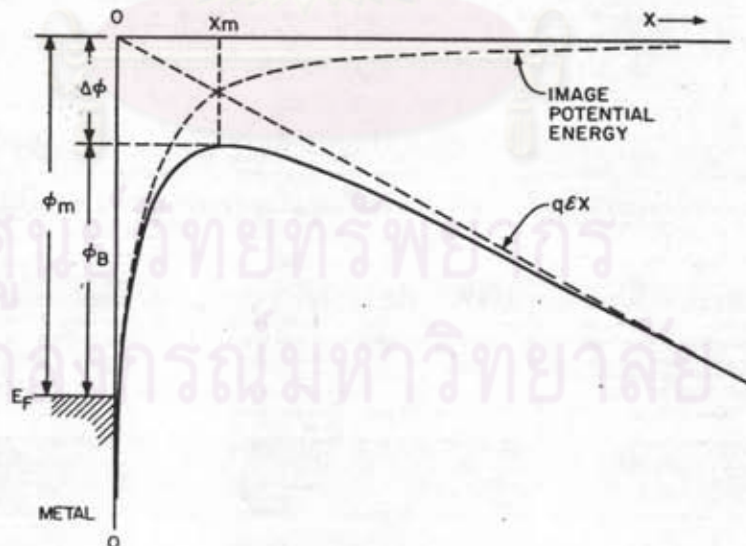
$$J_0 = A^* T^2 \exp[-(\phi_B - \Delta\phi_B)/kT]$$

$$J_0 = A^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) \exp[(q\mathcal{E}/4\pi\epsilon_s)^2/kT] \quad (8.26)$$

เมื่อ  $\mathcal{E} = [2qN_D(V_b - V)/\epsilon_s]^{\frac{1}{2}}$

นั่นคือ ค่าความหนาแน่นของกระแสชาร์คสันจะเพิ่มขึ้นจากเดิม (ดังสมการที่ (8.17))

เนื่องจากการลดลงของค่าแรงศักย์ดังกล่าว



รูปที่ 8.4 แสดงการลดลงของค่าแรงศักย์เนื่องมาจากสนามไฟฟ้า

#### 8.4 กระแสที่เกิดจากการลอดผ่านก้ำแพงกึ่งตัวนำ (Tunneling current) (48)

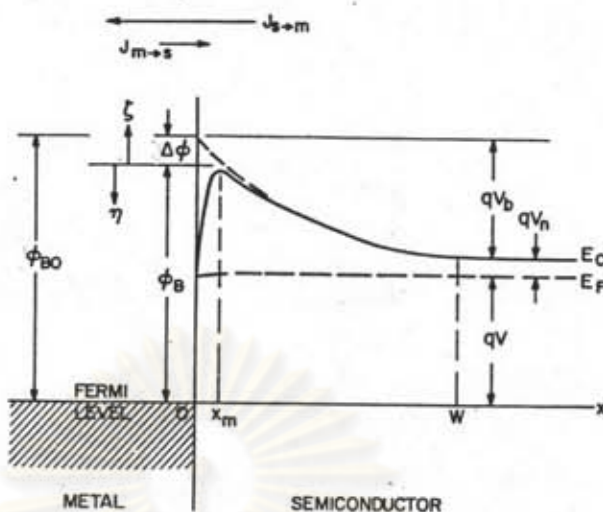
สารกึ่งตัวนำที่มีการโด๊ปมาก ๆ หรือในสภาวะอุณหภูมิต่ำ กระแสส่วนใหญ่ที่เกิดขึ้นจะได้อาจเกิดจากอิเล็กตรอนลอดผ่าน (tunnel) ก้ำแพงกึ่งตัวนำ ความหนาแน่นของกระแสที่ไหลจากสารกึ่งตัวนำไปยังโลหะ ( $J_{S \rightarrow M}$ ) จะแสดงอยู่ในรูปของขบวนการเทอร์มิโอนิกอนิซิสชัน และลอดผ่านก้ำแพงกึ่งตัวนำ ค่าความหนาแน่นของกระแส ( $J_{S \rightarrow M}$ ) นี้จะเป็นปฏิภาคโดยตรงกับสัมประสิทธิ์การส่งผ่านเชิงควอนตัม (quantum transmission coefficient) คูณกับโอกาสเข้าอยู่ในสารกึ่งตัวนำ (occupation probability in semiconductor) และโอกาสไม่เข้าอยู่ในโลหะ (unoccupation probability in metal) ดังสมการ (59)

$$J_{S \rightarrow M} = \frac{A^* T}{k} \int_0^{\infty} T(\xi) \exp \left[ -q(V_b + V_n + \xi/q - \Delta\phi_B/q)/kT \right] d\xi + \frac{A^* T}{k} \int_0^{q(V_b - \Delta\phi_B/q)} f_S(V) T(\eta) (1 - f_M) d\eta \quad (8.27)$$

โดยที่  $\xi$  และ  $\eta$  ก็คือค่าพลังงานที่วัดในทิศทางขึ้นและลงตามลำดับจากจุดสูงสุดของก้ำแพงกึ่งตัวนำ ดังรูปที่ (8.5)

$T(\xi)$  และ  $T(\eta)$  คือสัมประสิทธิ์การส่งผ่านเชิงควอนตัมที่อยู่เหนือหรือต่ำกว่าจุดสูงสุดของก้ำแพงกึ่งตัวนำตามลำดับ

จากสมการที่ (8.27) ถ้า  $T(\xi) = 1$  จะได้ว่าเทอมแรกทางขวามือของสมการจะเป็นส่วนของขบวนการเทอร์มิโอนิกอนิซิสชัน ส่วนเทอมที่สองเป็นของขบวนการลอดผ่านก้ำแพงกึ่งตัวนำ สำหรับ  $f_S$  และ  $f_M$  คือฟังก์ชันการแจกแจงของเฟอร์มี-ไดแรกของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำและในโลหะตามลำดับ



รูปที่ 8.5 แสดงการลดลงของกำแพงศักย์อันเนื่องมาจากผลของชอตต์กี และทิศทางกรไหลของกระแสผ่านกำแพงศักย์ขณะไบอัสตรง

ในทำนองเดียวกันความหนาแน่นของกระแสที่ไหลจากโลหะไปยังสารกึ่งตัวนำ จะแสดงได้ดังนี้

$$J_{M \rightarrow S} = -\frac{A^* T}{k} \exp(-\phi_B/kT) \int_0^\infty T(\xi) \exp(-\xi/kT) d\xi$$

$$= -\frac{A^* T}{k} \int_0^{q(V_b - \Delta\phi_B/q)} f_m T(\eta) (1 - f_s) d\eta \quad (8.28)$$

ความหนาแน่นของกระแสสุทธิจะได้จากการนำเอาสมการที่ (8.27) บวกกับ สมการที่ (8.28) ซึ่งจะแสดงอยู่ในรูปที่ง่ายขึ้นดังนี้คือ

$$J = J_s [\exp(qV/nkT) - 1] \quad (98.29)$$

เมื่อ  $V \gg kT/q$  สมการที่ (8.29) จะกลายเป็น

$$J \approx J_S \exp(qV/nkT) \quad (8.30)$$

เมื่อ  $J_S$  คือ ความหนาแน่นของกระแสอิ่มตัว (saturation current density) และ  $n$  คือ แฟกเตอร์อุดมคติ (ideality factor) ซึ่งนิยามขึ้นจาก

$$n \equiv q/kT \frac{\partial V}{\partial (\ln J)} \quad (8.31)$$

สำหรับในทางปฏิบัติแฟกเตอร์อุดมคติจะมีความอยู่ระหว่าง 1 ถึง 2 ซึ่งจะมีค่าใกล้ 1 เมื่อมีการโด๊ปสิ่งเจือปนน้อย ๆ (low doping) และ/หรือที่อุณหภูมิสูง ๆ แต่จะมีค่ามากขึ้นเมื่อมีการโด๊ปสิ่งเจือปนมาก ๆ และ/หรือที่อุณหภูมิต่ำ ๆ

ถ้าหากว่าความหนาแน่นของกระแสส่วนใหญ่เกิดจากขบวนการลดค่าผ่านกำแพงศักย์ ความหนาแน่นของกระแสดังกล่าวนี้จะอยู่ในรูป

$$J_t \approx \exp(-\phi_B/E_{00}) \quad (8.32)$$

$$\text{เมื่อ } E_{00} = \frac{\hbar}{2} [N_D/(\epsilon_s m_e)]^{1/2} \quad (8.33)$$

นั่นคือ ความหนาแน่นของกระแสจะเพิ่มขึ้นตามความหนาแน่นของสิ่งเจือปนที่ถูกโด๊ป ( $N_D$ )

### 8.5 รอยต่อแบบโอห์มมิก

ในการศึกษาสมบัติเชิงไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำสิ่งสำคัญคือต้องมีการต่อขั้วไฟฟ้าออกจากสารกึ่งตัวนำ รอยต่อระหว่างโลหะที่ใส่ขั้วไฟฟ้ากับสารกึ่งตัวนำจะต้องมีความต้านทานน้อยเมื่อเทียบความต้านทานของชิ้นสารกึ่งตัวนำ (bulk resistance) เพื่อที่ว่าความต่างศักย์ที่ให้กับอุปกรณ์ (applied voltage) จะโคไม่ตกคร่อม (voltage drop) ที่รอยต่อมากนัก ลักษณะที่บ่งบอกสมบัติของรอยต่อแบบโอห์มมิกคือค่าความต้านทานจำเพาะของรอยต่อ (specific contact resistance,  $R_c$ ) ซึ่งนิยามขึ้นดังสมการ

$$R_C \equiv \left( \frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} \quad (8.34)$$

สำหรับรอยต่อแบบโอห์มมิกของสารกึ่งตัวนำที่มีการโด๊ปน้อย (low doping) กระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านรอยต่อจะมาจากขบวนการเทอร์มิโอนิกอิมพัลชัน ค่าความต้านทานจำเพาะของรอยต่อจะเข้าไปตามสมการ

$$R_C = \frac{k}{qA^* T} \exp(\phi_B/kT) \quad (8.35)$$

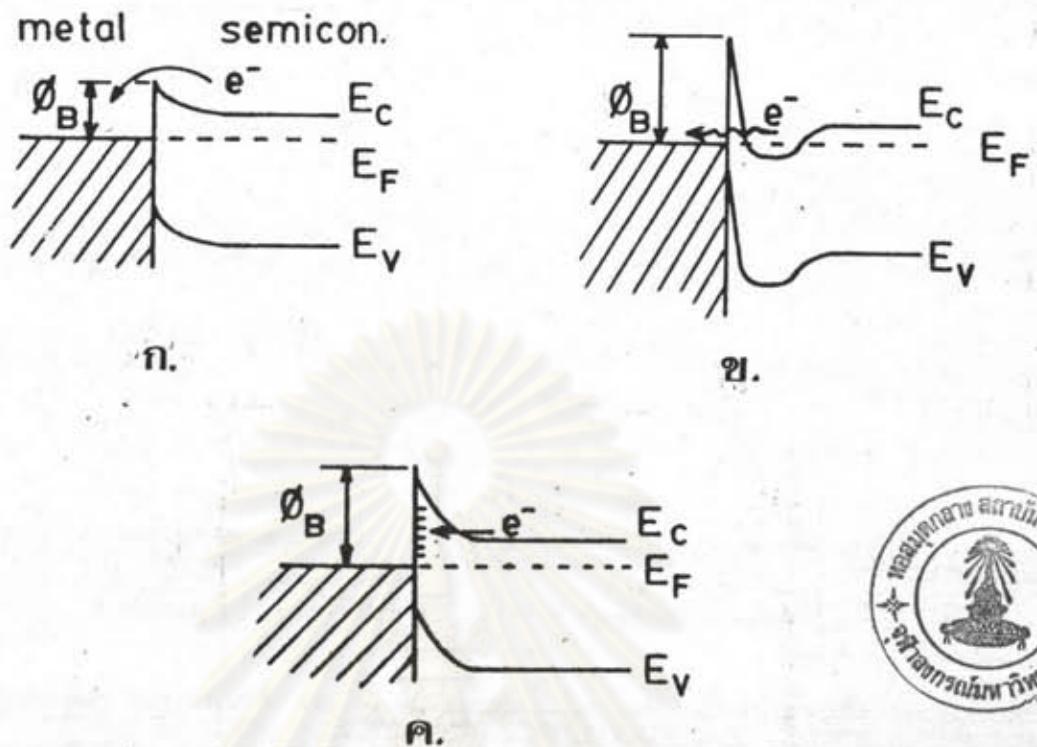
ฉะนั้นถ้าค่าฟังก์ชัน ( $\phi_B$ ) มีค่าน้อย จะทำให้ความต้านทานจำเพาะของรอยต่อมีค่าน้อยด้วย

สำหรับรอยต่อแบบโอห์มมิกของสารกึ่งตัวนำที่มีการโด๊ปมาก (high doping) ค่าฟังก์ชันจะแคบขึ้น ดังนั้นกระแสที่ไหลผ่านรอยต่อส่วนใหญ่จะมาจากขบวนการลอยผ่านค่าฟังก์ชัน ความต้านทานจำเพาะของรอยต่อจะเป็นไปตามสมการ

$$R_C \approx \exp\left[2 \frac{(\epsilon_s m_e)^{1/2}}{\hbar} (\phi_B / \sqrt{N_D})\right] \quad (8.36)$$

นั่นคือ ความต้านทานจำเพาะของรอยต่อจะมีค่าน้อยลงในขณะที่ความหนาแน่นของสิ่งเจือปน ( $N_D$ ) เพิ่มขึ้น

ทั้งกรรมวิธีการโด๊ปมาก ๆ ด้วยโลหะที่ใช้ทำขั้วไฟฟ้า และการเลือกใช้โลหะที่เหมาะสมเพื่อให้ได้ค่าฟังก์ชันที่มีค่าต่ำอันจะทำให้ความต้านทานจำเพาะของรอยต่อมีค่าน้อย ซึ่งจะเป็นรอยต่อแบบโอห์มมิกที่ดี นอกจากนั้นแล้วรอยต่อแบบโอห์มมิกยังทำได้จากการเตรียมรอยต่อที่มีความบกพร่องของผลึกเป็นจำนวนมากพอเหมาะ (60, 61, 63) (suitably large density of defect sites) ซึ่งตำแหน่งความบกพร่องเหล่านี้จะเป็นศูนย์กลางการรวมตัว (recombination center) ระหว่างอิเล็กตรอนกับโฮล ซึ่งจะทำให้มีกระแสไฟฟ้าไหลผ่านรอยต่อได้



รูปที่ 8.6 แผนภาพแสดงกลไก (mechanism) การเกิดรอยต่อแบบโอห์มมิก  
 ก. รอยต่อที่ก้ำแกงศักย์มีค่าต่ำ  
 ข. รอยต่อที่เกิดจากการโค่นมาก ๆ ด้วยโลหะที่ใช้ทำขั้วไฟฟ้า  
 ค. รอยต่อที่มีศูนย์กลางการรวมตัวระหว่างอิเล็กตรอนกับโฮล

สำหรับในทางปฏิบัติการรู้แต่เพียงค่าความต้านทานจำเพาะของรอยต่อเท่านั้น ไม่สะดวกในการนำไปใช้งาน แต่รู้ทั้งความสูงของก้ำแกงศักย์ (barrier height) และค่าความหนาแน่นของกระแสที่มากที่สุด โดยที่รอยต่อยังไม่แสดงผลในการขัดขวาง การไหลของกระแส (nonblocking contact) ในช่วงของอุณหภูมิที่ใช้งานจะ เหมาะสมต่อการบอกลักษณะของรอยต่อแบบโอห์มมิกมากกว่าการใช้ค่าความต้านทานจำเพาะ ของรอยต่อ

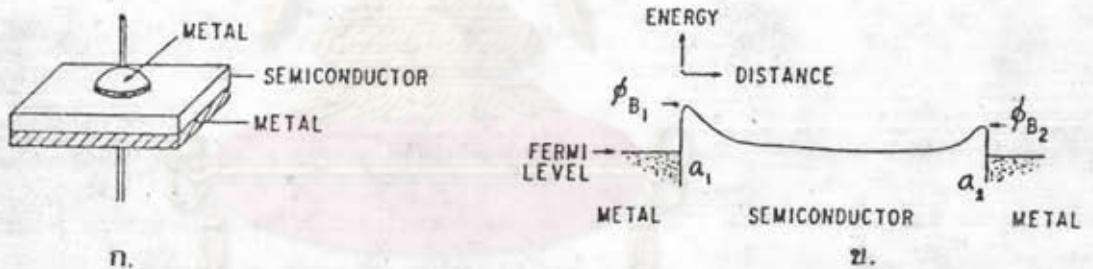
การที่จะเลือกใช้โลหะให้เหมาะสมกับสารกึ่งตัวนำของเรา เพื่อให้ความสูงของ ก้ำแกงศักย์มีค่านั้นหาไม่ถ้ง่ายนัก หรือการที่จะทำให้ได้ตำแหน่งขอบกร่องอันเหมาะสม ที่รอยต่อนั้นเป็นการยากที่จะควบคุมได้ ทั้งยังไม่ทราบถึงกลไกที่เกิดขึ้นอย่างแท้จริง

ดังนั้นเราจะเลือกใช้วิธีการใดก็ตาม ๑ ด้วยโลหะหรือโลหะชนิดที่เป็นอัลลอยด์ โดยคำนึงถึงชนิดของสารกึ่งตัวนำเพื่อให้ได้เป็น  $M-n-p$  หรือ  $M-p-n$  สมบัติของโลหะที่จะนำมาใช้ทำรอยต่อแบบโฮมมิกที่ควรพิจารณาประกอบอีกด้วยคือ

1. เป็นตัวนำไฟฟ้าที่ดี
2. ยึดติดกับอุปกรณ์สิ่งประดิษฐ์ได้ดี
3. ไม่เสื่อมคุณภาพใต้ง่ายในสภาวะแวดล้อมที่ใช้จริง
4. เชื่อมต่อสายเข้ากับอุปกรณ์ภายนอกใต้ง่าย

### 8.6 การหาค่าความสูงของกำแพงกั้นที่รอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ (62)

การศึกษาสมบัติของรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำในที่นี้จะพิจารณาในระบบที่ประกอบด้วยคาโทด-บัลค์-แอโนด (cathode-bulk-anode) ดังรูปที่ 8.7



- รูปที่ 8.7 ก. ภาพแสดงสิ่งประดิษฐ์ที่ทำจากโลหะ-สารกึ่งตัวนำชนิด เอ็น-โลหะ ซึ่งใช้ในการศึกษาสมบัติของรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ  
ข. แสดงระดับพลังงานของอิเล็กทรอนิกส์ที่สอดคล้องกับสิ่งประดิษฐ์ในรูป ก.

วิธีนี้สามารถที่จะหาความสูงของกำแพงกั้น (barrier height) ได้ทั้งที่มีความากหรือค่าน้อย โดยตั้งสมมุติฐานว่าปรากฏการณ์ที่เกิดกำแพงกั้นจะอยู่ที่รอยต่อระหว่างคาโทดกับบัลค์เท่านั้น ความต้านทานที่อยู่ถัดจากรอยต่อระหว่างคาโทดกับสารกึ่งตัวนำออกไป



จะเรียกรวมกันว่าเป็นความต้านทานของบัลค์

ที่สภาวะสมดุล ซึ่งความร้อนความหนาแน่นของกระแสที่ไหลข้ามกำแพงศักย์ได้  
ทั้งจากทางด้านโลหะเข้าสู่สารกึ่งตัวนำหรือจากด้านสารกึ่งตัวนำเข้าสู่โลหะจะเป็นไปตามสมการ

$$J_0 = A^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) \quad (8.37)$$

ถ้ายอต่อมีพื้นที่  $a_1$  และความสูงของกำแพงศักย์มีค่าเท่ากับ  $\phi_{B1}$   
(ดังรูปที่ 8.7) ดังนั้นค่ากระแสริชาร์ดสัน (Richardson current) จะเป็นไป  
ตามสมการ

$$\begin{aligned} I_{01} &= a_1 J_{01} \\ &= a_1 A^* T^2 \exp(-\phi_{B1}/kT) \end{aligned} \quad (8.38)$$

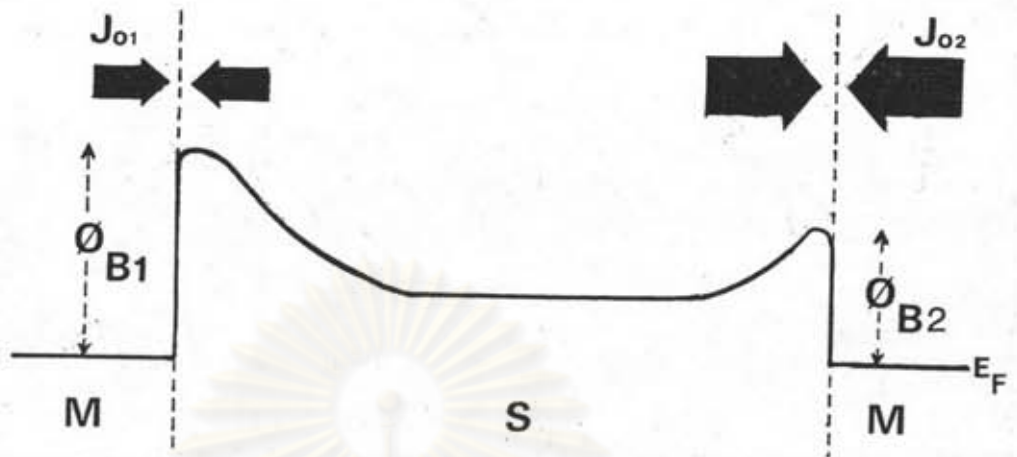
ในทำนองเดียวกันถ้ายอต่อมีพื้นที่  $a_2$  ( $a_2 > a_1$  ดังรูปที่ 8.7 ก.)  
และความสูงของกำแพงศักย์มีค่าเท่ากับ  $\phi_{B2}$  กระแสริชาร์ดสันจะมีค่าดังนี้

$$I_{02} = a_2 A^* T^2 \exp(-\phi_{B2}/kT) \quad (8.39)$$

ในกรณีที่ใส่ความต่างศักย์ (applied voltage) ให้กับสิ่งประดิษฐ์ ดังรูป  
ที่ 8.7 ก. กระแสที่ไหลผ่านความต้านทานของบัลค์ (bulk resistance,  $R$ )  
จะเป็นไปตามสมการ

$$I = \frac{V_R}{R} \quad (8.40)$$

เมื่อ  $V_R$  คือความต่างศักย์ที่ตกคร่อมบัลค์ (voltage drop across the bulk)  
ถ้าให้ขั้วลบ (negative side) ของความต่างศักย์  $V_1$  ขั้วทางด้าน  
รอยต่อที่มีพื้นที่  $a_1$  กระแสที่ไหลผ่านกำแพงศักย์มีค่าเป็น  $I$  สำหรับในกรณีที่  
 $I \ll I_{01}$  แล้วกำแพงศักย์  $\phi_{B1}$  ของรอยต่อจะไม่มีผลในการขัดขวางการไหล  
ของกระแส ฉะนั้นความต่างศักย์  $V_R$  ของสมการที่ (8.40) จะมีค่าเท่ากับ  $V_1$



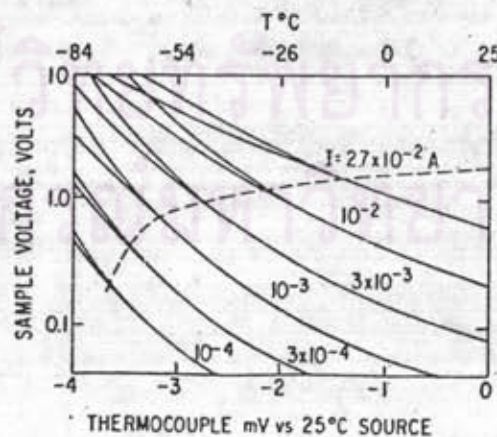
รูปที่ 8.8 แสดงทิศทางและขนาดของกระแสชาร์ตสันที่ไหลข้ามกำแพงศักย์  $\phi_{B1}$  และ  $\phi_{B2}$  ความล่าช้าในขณะที่ไม่มีการให้ความต่างศักย์แก่อิเล็กตรอน

แต่ถ้าในกรณีที่ให้ขั้วลบของความต่างศักย์  $V_2$  อยู่ทางด้านรอยต่อที่มีพื้นที่  $a_2$  ถ้ากระแส  $I$  ค่าเดิม และ  $I \ll I_{02}$  แล้วกำแพงศักย์  $\phi_{B2}$  จะไม่ขัดขวางการไหลของกระแส เพราะฉะนั้น  $V_R$  จะเท่ากับ  $V_2$  หรือ  $V_1 = V_2$  นั่นคือเมื่อกระแสมีค่าน้อย ๆ ( $I \ll I_{01}, I_{02}$ ) ถึงแม้ว่าจะมีการสลับขั้วของความต่างศักย์ก็ตาม แต่กำแพงศักย์จะไม่ขัดขวางการไหลของกระแส

แต่ในกรณีที่  $\phi_{B1} > \phi_{B2}$  เราทราบแล้วว่า  $J_{01} < J_{02}$  ถ้ากำหนดให้พื้นที่  $a_1 \approx a_2$  เราจะได้  $I_{01} < I_{02}$  สำหรับในทางปฏิบัติถ้าให้กระแส  $I$  อยู่ในช่วง  $I_{01} < I < I_{02}$  ถ้าใส่ความต่างศักย์  $V_2$  เข้าไปโดยให้ขั้วลบอยู่ทางด้านรอยต่อที่มีพื้นที่  $a_2$  ความต่างศักย์ที่ตกคร่อมบัลค์ ( $V_R$ ) จะมีค่าเท่ากับ  $V_2$  แต่ถ้าสลับขั้วของความต่างศักย์และต้องการจะให้ได้กระแส  $I$  ค่าเดิม จะเห็นได้ชัดว่ากระแสชาร์ตสัน ( $I_{01}$ ) มีค่าน้อยกว่ากระแส  $I$  ที่ต้องการ ฉะนั้นกระแส  $I$  นี้จะได้มาจากกระแสชาร์ตสันร่วมกับกระแสที่เกิดจากอิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่ากำแพงศักย์

$\phi_{B1}$  (คืออิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่า  $E_F + \phi_{B1}$  ตามทฤษฎีเทอร์มิโอนิกมิสชัน ในหัวข้อที่ 8.2) กำแพงศักย์  $\phi_{B1}$  ของรอยต่อจะมีผลในการชักขวางการไหลของกระแสเปรียบเสมือนว่าเกิดความต่างศักย์ตกคร่อม (voltage drop) ขึ้นที่รอยตอ ดังนั้นเพื่อให้ได้กระแส  $I$  ค่าดังกล่าวจะต้องมีการเพิ่มความต่างศักย์ (applied voltage) ขึ้นเป็น  $V_1$  โดยที่  $|V_1| > |V_R|$  สรุปได้ว่าถ้ากำหนดให้กระแส  $I$  มีค่าคงที่ (constant current) และ  $I_{O1} < I_{O2}$  แล้วเราจะได้ว่า  $|V_1| > |V_2|$  แสดงว่าที่กระแสค่าคงที่นี้กำแพงศักย์  $\phi_{B1}$  เท่านั้นที่ชักขวางการไหลของกระแส

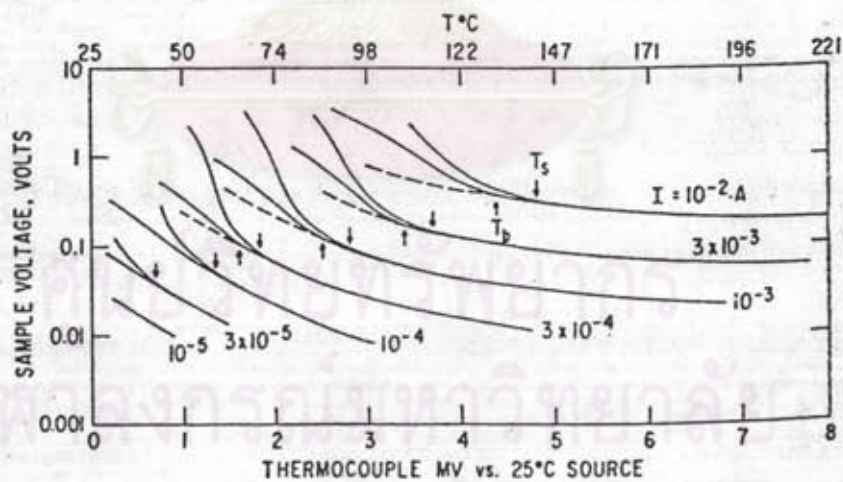
สำหรับในการทดลองเพื่อที่จะหาค่าความสูงกำแพงศักย์ที่รอยต่อระหว่างโลหะชนิดใด ๆ กับสารกึ่งตัวนำ ถ้าใช้โลหะชนิดเดียวกันในการทำรอยตอดังกล่าวกำแพงศักย์  $\phi_{B1}$  จะเท่ากับ  $\phi_{B2}$  แต่กำหนดให้  $a_1 < a_2$  ซึ่งจะได้อิเจนไซ  $I_{O1} < I_{O2}$  เหมือนดังที่กล่าวมาข้างต้น จากเงื่อนไข  $I_{O1} < I_{O2}$ ,  $|V_1| > |V_2|$  และที่กระแสค่าคงที่หลาย ๆ ค่า รวมทั้งมีการเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิ (เนื่องจากอุณหภูมิมีผลต่อค่ากระแส  $I_{O1}$  และ  $I_{O2}$  ดังสมการที่ (8.39) และ (8.40)) จะได้อกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความต่างศักย์  $|V_1|, |V_2|$  กับอุณหภูมิ  $T$  ของสิ่งประดิษฐ์ที่ทำจาก Sn-GaAs-(Ge-Au) ดังปรากฏในรูปที่ 8.9



รูปที่ 8.9 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความต่างศักย์ที่ตกคร่อมสิ่งประดิษฐ์ดังรูปที่ 8.7 ก. ซึ่งทำจาก Sn-GaAs-(Ge-Au) กับอุณหภูมิที่กระแสคงที่ค่าต่าง ๆ

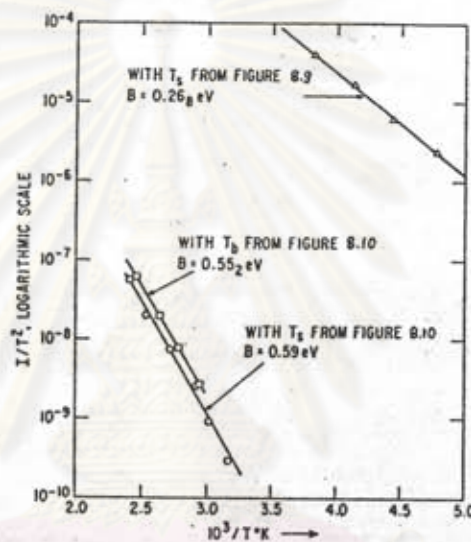
จากกราฟในรูปที่ 8.9 จะเห็นว่าที่อุณหภูมิ  $-26^{\circ}\text{C}$  ค่าของความต่างศักย์  $|V_1|$  จะเท่ากับ  $|V_2|$  ที่กระแสค่าคงที่ทุกค่าเฉพาะค่าที่ต่ำกว่า  $10^{-2}$  A แต่ถากระแสสูงกว่าค่านีความต่างศักย์  $|V_1|$  จะเริ่มมีค่ามากกว่า  $|V_2|$  แสดงว่ากำลังศักย์  $\phi_{B1}$  เริ่มมีผลในการชักขวางการไหลของกระแส สำหรับกระแสค่าคงที่แต่ละค่าจะเกิดการแยก (split) ของ  $|V_1|$  และ  $|V_2|$  ที่อุณหภูมิ  $T_S$  ดังนั้นกำลังศักย์จะไม่ชักขวางการไหลของกระแสเมื่อค่ากระแสและอุณหภูมิอยู่ต่ำกว่าเส้นประของรูปที่ 8.9 ความต่างศักย์ที่ตกคร่อมบัลล  $V_R$  จึงเท่ากับ  $|V_1|$  และ  $|V_2|$  นั่นคือเป็นการศึกษาความต้านทานของสารกึ่งตัวนำที่เปลี่ยนไปตามอุณหภูมิโดยที่ไม่มีผลของรอยต่อเข้ามาเกี่ยวข้อง

ถ้ายังคงมีการลดอุณหภูมิให้ต่ำกว่า  $T_S$  ต่อไปจนกระทั่งกระแสค่าคงที่  $I > I_{O2}$  แล้ว  $|V_2| > V_R$  เส้นโค้งของกราฟระหว่างความต่างศักย์กับอุณหภูมิมีแนวโน้มที่จะโค้งแยกออกจากแนวเดิมที่อุณหภูมิ  $T_D$  แสดงว่ากำลังศักย์  $\phi_{B2}$  เริ่มมีผลในการชักขวางการไหลของกระแสค่าคงที่  $I$  ดังปรากฏในรูปที่ 8.10



รูปที่ 8.10 แสดงอุณหภูมิ  $T_S$  และ  $T_D$  ที่กระแสค่าคงที่ต่าง ๆ

นำเอาค่าของกระแสและอุณหภูมิที่จุดเริ่มมีการแยกของความต่างศักย์ (ดังรูปที่ 8.9 และ 8.10) ไปเขียนกราฟระหว่าง  $\ln(I/T^2)$  กับ  $1/T$  โดยที่  $T$  คือ  $T_S$  หรือ  $T_b$  จะได้กราฟเส้นตรงที่มีความชันเท่ากับ  $-\phi_{B1}/k$  หรือ  $-\phi_{B2}/k$  ซึ่งสามารถหาค่าความสูงของกำแพงศักย์ที่มีผลในการขัดขวางการไหลของกระแสได้โดยง่าย



รูปที่ 8.11 แสดงการหาค่าความสูงของกำแพงศักย์จากกระแสรีซาร์ดสัน กับส่วนกลับของอุณหภูมิ

ถ้าความสูงของกำแพงศักย์มีค่ามาก ที่อุณหภูมิห้องกำแพงศักย์  $\phi_{B1}$  และ  $\phi_{B2}$  จะขัดขวางการไหลของกระแส ซึ่งทำให้ที่กระแสค่าคงที่ค่าหนึ่ง ความต่างศักย์  $|V_1|$  จะไม่เท่ากับ  $|V_2|$  ดังนั้นจำเป็นต้องเพิ่มอุณหภูมิให้สูงขึ้นเพื่อหาค่าอุณหภูมิ  $T_S$  แทนที่จะเป็นการลดอุณหภูมิให้ต่ำลงตามวิธีที่คิดกล่าวมาแล้ว ดังนั้นที่กระแสค่าคงที่นี้ ความต่างศักย์ที่ได้จากการสลับขั้วจะมีค่าเท่ากัน ( $|V_1| = |V_2|$ ) เมื่ออุณหภูมิสูงกว่า  $T_S$