



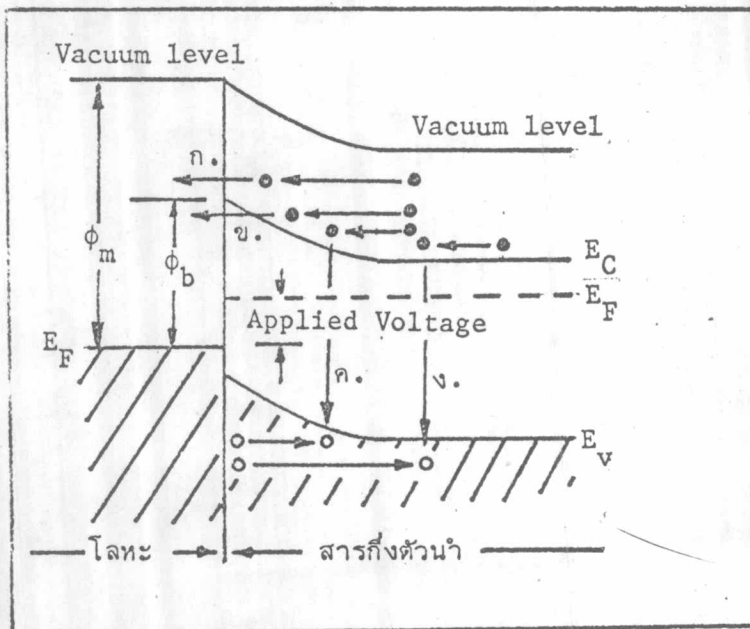
การเคลื่อนที่ของพาหุผ่านผิวสัมผัสระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ

3.1 กระบวนการต่างๆที่กำหนดค่ากระแสขณะผิวสัมผัสระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำถูกไบอัสตาม (Forward bias)

ขณะผิวสัมผัสระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำถูกไบอัสตามค่ากระแสที่ไหลจะประกอบด้วยส่วนที่เกิดขึ้นจากกระบวนการต่างๆ ดังรูปที่ 3.1 ซึ่งได้แก่

- ก. การเคลื่อนข้าม Barrier
- ข. การเคลื่อนทะลุผ่าน Barrier
- ค. การรวมตัวบริเวณเขตปลอดพาหุ
- ง. การรวมตัวบริเวณเนื้อสารกึ่งตัวนำ (Hole injection)

005219



รูปที่ 3.1

แสดงกระบวนการต่างๆที่ให้กระแสไหลผ่านผิวสัมผัส เมื่อผิวสัมผัส ถูกไบอัสตาม กรณีสารกึ่งตัวนำเป็นชนิด N

3.1.1 การเคลื่อนข้าม Barrier

Schottky และ Spence (24) ได้อธิบายลักษณะการที่อิเล็กตรอนเคลื่อนข้าม

Barrier ว่าเริ่มต้นจากอิเล็กตรอนเคลื่อนที่จากบริเวณภายในเนื้อสารกึ่งตัวนำผ่านเขตปลอดพาหุไปยัง

ผิวสัมผัส การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนเป็นแบบ Diffusion และ Drift เนื่องจากมีสนามไฟฟ้าที่ Barrier (25) ระดับพลังงาน Quasi - Fermi ของโลหะและสารกึ่งตัวนำที่ผิวสัมผัสมีค่าเท่ากัน อิเล็กตรอนจึงเคลื่อนผ่านเข้าไปในเนื้อโลหะได้อย่างง่ายดาย ค่ากระแสไหลผ่านผิวสัมผัสจึงเป็นไปตาม ทฤษฎี Diffusion และ Drift ดังกล่าว

ต่อมา Bethe ได้เสนอทฤษฎีขัดแย้งโดยอธิบายว่าระดับพลังงาน Quasi - Fermi ของโลหะและสารกึ่งตัวนำไม่เท่ากันแม้แต่ที่ตรงผิวสัมผัส อิเล็กตรอนที่ข้าม Barrier เข้าไปในเนื้อโลหะจะชนกับอิเล็กตรอนอิสระ และ Lattice ของโลหะจนพลังงานมีค่าลดลงเท่ากับอิเล็กตรอนอิสระภายในโลหะ จำนวนอิเล็กตรอนที่จะข้ามเข้าไปในโลหะถูกกำหนดด้วย Bloch states ในโลหะที่สามารถเชื่อมต่อกับสารกึ่งตัวนำได้ (ทฤษฎี Thermionic emission) (7) อิเล็กตรอนที่เข้าไปในโลหะได้มีจำนวนน้อยกว่าอิเล็กตรอนที่มีถึงผิวสัมผัสอย่างมาก ค่ากระแสไหลผ่านผิวสัมผัสจึงถูกกำหนด โดยทฤษฎี Thermionic emission

จากการคำนวณของ Crowell และ Beguwalla (26) ได้ผลว่าสารกึ่งตัวนำ ที่มีค่า Mobility สูง เช่น ซิลิกอน, เยอรมันเนียม และแกลเลียมอาร์เซไนด์ เมื่อนำไปทำผิวสัมผัส กับโลหะจะมีลักษณะสมบัติตามทฤษฎี Thermionic emission ส่วนสารกึ่งตัวนำที่มีค่า Mobility ต่ำ ลักษณะสมบัติจะเป็นไปตามทฤษฎี Diffusion

จากผลการทดลอง (27, 28, 29) สารกึ่งตัวนำที่มีค่า Mobility สูงจะให้ผล ตรงตามผลการคำนวณของ Crowell และ Beguwalla แต่สารกึ่งตัวนำที่มีค่า Mobility ต่ำยังไม่ มีการทดลองยืนยัน (9)

ทฤษฎี Diffusion

บริเวณเขตปลอดพาหะของสารกึ่งตัวนำชนิด N ค่ากระแสเป็นไปตามสมการ

$$J = q \mu_n E + q D_e \frac{dn}{dx} \quad (3.1)$$

เมื่อ n = ค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ

μ = ค่า Mobility ของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ

D_e = Diffusion constant

E = สนามไฟฟ้าบริเวณ Barrier

สมการ (3.1) เป็นการกำหนดว่าค่า μ และ D_e คงที่ไม่ขึ้นกับ E แต่ข้อกำหนดนี้จะไม่เป็นจริง บริเวณยอดของ Barrier ซึ่ง E มีค่าสูงสุด และค่า Electron - distribution function เปลี่ยนแปลงอย่างมากในช่วง Electron mean free path เมื่อใช้ทฤษฎีของ Boltzmann กับค่า Fermi - Dirac function และสูตรความสัมพันธ์ของ Einstein ($\frac{\mu}{D_e} = \frac{q}{kT}$) จะได้

$$J = q\mu n \frac{d\zeta}{dx} \quad (3.2)$$

$$n = N_C \exp \{-q(E_C - \zeta)/kT\} \quad (3.3)$$

เมื่อ $N_C =$ Effective density ของสถานะใน Conduction band

จาก (3.2) และ (3.3)

$$\begin{aligned} J &= q\mu N_C \exp \{-q(E_C - \zeta)/kT\} \frac{d\zeta}{dx} \\ &= q\mu N_C \left\{ \exp\left(\frac{-qE_C}{kT}\right) \right\} \left\{ \frac{\frac{d}{dx} \exp\left(\frac{q\zeta}{kT}\right)}{q/kT} \right\} \\ &= kT\mu N_C \exp\left(\frac{-qE_C}{kT}\right) \frac{d}{dx} \left\{ \exp\left(\frac{q\zeta}{kT}\right) \right\} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Integrate สมการ (3.4) ตลอดเขตปลอดพาหะ ($x = 0$ ถึง $x = w$) ได้

$$\begin{aligned} \frac{J}{kT\mu N_C} \int_0^w \exp\left(\frac{q\zeta}{kT}\right) dx &= \left\{ \exp\left(\frac{q\zeta}{kT}\right) \right\}_0^w \\ &= \exp\left\{\frac{q\zeta(w)}{kT}\right\} - \exp\left\{\frac{q\zeta(0)}{kT}\right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

จากการคิดค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนของสารกึ่งตัวนำตรงผิวสัมผัสมีค่า ไม่ขึ้นกับแรงดันไบอัส จะได้ $\zeta(0) = 0$ และแรงดันไบอัสจะมีค่าเท่ากับผลต่างของระดับพลังงานเฟอร์มิระหว่างโลหะและสารกึ่งตัวนำค่า $\zeta(w) = V$ (ในหน่วยอิเล็กตรอนโวลท์)

เมื่อคิดค่า N_d คงที่จะได้ (9)

$$E_C = \phi_{bn} + \frac{qN_d}{2\epsilon_s} (x^2 - 2wx)$$

จากเทอมด้านซ้ายของสมการ (3.5)

$$\int_0^w \exp\left(\frac{qE_C}{kT}\right) dx = \frac{1}{a} \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) \exp(-a^2 w^2) \int_0^{aw} \exp(y^2) dy$$

$$= \frac{1}{a} \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) F(aw)$$

$$\text{เมื่อ } a = \left(\frac{q^2 N_d}{2\epsilon_s kT}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$F(aw)$ คือ Dawson's integral ถ้า $aw > 2$ ซึ่งเป็นกรณีเดียวกับ

$$qV_d > 4kT \text{ จะได้ } F(aw) = \frac{1}{2} aw$$

$$\text{จาก (3.5) } \frac{J'}{kT\mu N_C} \left(\frac{1}{2a^2 w}\right) \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) = \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1$$

$$J = 2kT\mu N_C a^2 w \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\}$$

จากการแทนค่า a จะได้

$$J = qN_C \mu E_{\max} \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (3.6)$$

สมการ (3.6) คล้ายคลึงกับลักษณะสมบัติของไดโอดในอุดมคติ ($J = J_0 \{ \exp(\frac{qV}{kT}) - 1 \}$) ความแตกต่าง คือ ค่า E_{\max} ไม่คงที่ แต่จะขึ้นกับแรงดันไบอัสโดย E_{\max} แปรเป็นสัดส่วนโดยตรงกับ $(V_{d0} - V)^{\frac{1}{2}}$ เมื่อค่าไบอัสย้อนมีค่ามากกว่ากระแสย้อนไม่คงที่แต่จะแปรคว่ำๆกับ $|V|^{\frac{1}{2}}$

ทฤษฎี Thermionic - emission

ค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำเป็นไปตามสมการ

$$n = N_C \exp\{-q(\phi_b - V)/kT\} \quad (3.7)$$

จากทฤษฎี Kinetic (30)

$$J_{sm} = \frac{q\bar{v}n}{4} \quad (3.8)$$

เมื่อ J_{sm} คือ ความหนาแน่นของกระแสเนื่องจากอิเล็กตรอนเคลื่อนจากสารกึ่งตัวนำเข้าสู่เนื้อโลหะ

\bar{v} คือ ค่า Thermal velocity เฉลี่ยของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ

จาก (3.7) และ (3.8)

$$J_{sm} = \frac{q\bar{V}N_C}{4} \exp\{-q(\phi_b - V)/kT\} \quad (3.9)$$

การไหลของอิเล็กตรอนจากโลหะไปสารกึ่งตัวนำจะคงที่ เนื่องจากอิเล็กตรอนดังกล่าวไหลข้าม Barrier ซึ่งมีขนาด ϕ_b จากสมการ (2.16) ค่า ϕ_b แปรตามแรงดันไบอัส น้อยมากจนถือว่า ϕ_b คงที่ได้

กรณีแรงดันไบอัสเป็นศูนย์

$$\begin{aligned} J_{ms} &= J_{sm} \\ &= \frac{qN_C\bar{V}}{4} \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

จาก (3.9) และ (3.10) กรณีแรงดันไบอัส = V

$$\begin{aligned} J &= J_{sm} - J_{ms} \\ &= \frac{qN_C\bar{V}}{4} \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (3.11)$$

กรณีค่า \bar{V} เป็นแบบ Maxwellian distribution จะได้

$$\bar{V} = \left(\frac{8kT}{\pi m^*}\right)^{1/2}$$

เมื่อ m^* = Effective mass ของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ และจาก

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

สมการ (3.11) จะกลายเป็น

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} A^{**} \text{ (Richardson Constant)} &= \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3} \\ &= 1.2 \times 10^6 \left(\frac{m^*}{m}\right) \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2} \end{aligned}$$

สมการ (3.12) เหมือนกับสมการแสดงลักษณะของไดโอดในอุดมคติ

$$J = J_0 \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \text{ โดยที่ } J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right)$$

จากหัวข้อ 2.2 ค่า Barrier Height ที่อิเล็กตรอนต้องเคลื่อนที่ข้ามมีค่าลดลงเนื่องจากปรากฏการณ์ Image Force ซึ่งจะได้ผลลัพธ์เป็น Effective Barrier Height ซึ่งแทนด้วย

$$\phi_e = \phi_b - \Delta\phi_{bi}$$

นอกจากนั้นผลของการเกิด Interfacial layer จะทำให้ ϕ_b มีค่าขึ้นกับแรงดันไบอัส ดังนั้น ϕ_e อาจจะมีค่าขึ้นกับแรงดันไบอัสดังเหตุผลสองประการดังกล่าว

ถ้ากำหนด $\frac{\partial\phi_e}{\partial V}$ คงที่เท่ากับ β จะได้

$$\phi_e = \phi_{b0} - (\Delta\phi_{bi})_0 + \beta V \quad (3.13)$$

เมื่อ ϕ_{b0} และ $(\Delta\phi_{bi})_0$ เป็นค่าการถ่วงแรงดันไบอัสเป็นศูนย์

แทนค่า ϕ_e จากสมการ (3.13) แทน ϕ_b ในสมการ (3.12) จะได้

$$\begin{aligned} J &= A^{**} T^2 \exp\left[-q\{\phi_{b0} - (\Delta\phi_{bi})_0 + \beta V\}/kT\right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \\ &= J_0 \exp\left(\frac{-\beta qV}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\text{โดยที่ } J_0 = A^{**} T^2 \exp\left[-q\{\phi_{b0} - (\Delta\phi_{bi})_0\}/kT\right] \quad (3.15)$$

$$\text{กำหนดค่า } \frac{1}{n} = 1 - \beta = 1 - \frac{\partial\phi_e}{\partial V} \quad (3.16)$$

โดยที่ $n =$ Ideality factor

จาก (3.14) และ (3.16) จะได้

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)\right] \quad (3.17)$$

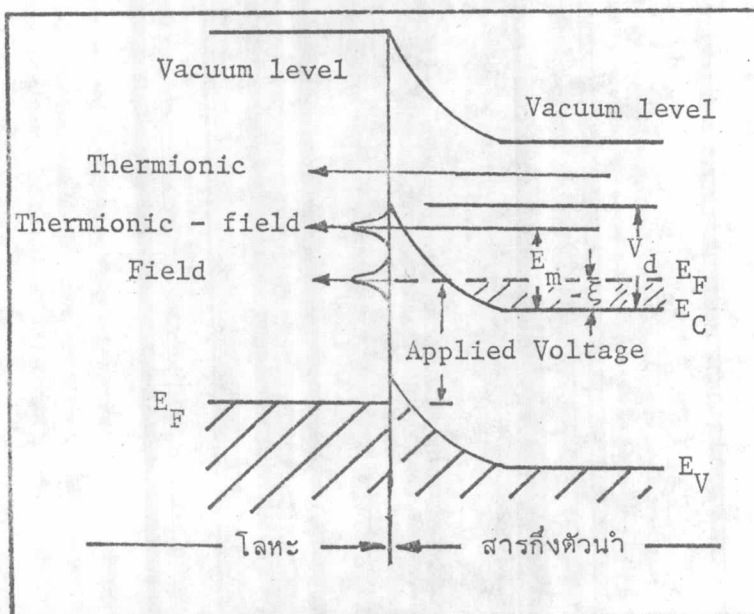
ในเอกสารทั่วไปสมการ (3.17) จะอยู่ในรูป

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.17)'$$

ซึ่งไม่ถูกต้องสมบูรณ์เนื่องจากปรากฏการณ์ที่ทำให้ Barrier Height มีค่าลดลง (Image - Force) และมีค่าเพิ่มขึ้น (Interfacial layer) ควรจะมีผลไม่ว่ากระแสจะไหลทิศทางใด เมื่อแรงดันไบอัสมากกว่า $\frac{3kT}{q}$ สมการ (3.17) และสมการ (3.17)' จะมีค่าเท่ากันโดยประมาณ ในการหาค่า Barrier Height โดยการพล็อต $\ln\left[\frac{J}{1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)}\right]$ กับค่าแรงดันไบอัสจะได้กราฟเส้นตรง Slope q/nkT ถ้า n มีค่าคงที่แม้ในช่วง $V < \frac{3kT}{q}$

3.1.2 การเคลื่อนที่ผ่าน Barrier

กรณีผิวสัมผัส ทำจากสารกึ่งตัวนำที่มีค่าความหนาแน่นของพาหะสูงมาก (Degenerate) ขณะอุณหภูมิต่ำๆ อิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำที่มีพลังงานใกล้เคียงกับระดับพลังงานเฟอร์มีของสารกึ่งตัวนำสามารถเคลื่อนที่ผ่าน Barrier เข้าไปในเนื้อโลหะได้ (Field emission) เมื่ออุณหภูมิสูงขึ้นอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำมีพลังงานสูงขึ้น จำนวนอิเล็กตรอนที่ทะลุ Barrier จะมีค่าสูงขึ้น เนื่องจากอิเล็กตรอนมองเห็น Barrier มีขนาดบางลง (Thermionic - field emission) ถ้าอุณหภูมิมียุคค่าสูงมากพอที่อิเล็กตรอนทุกตัวในสารกึ่งตัวนำมีพลังงานสูงกว่า Barrier อิเล็กตรอนเหล่านั้นก็จะเคลื่อนข้าม Barrier ได้ (Thermionic emission) ดังแสดงในรูปที่ 3.2



รูปที่ 3.2

แสดงการเคลื่อนที่ผ่าน Barrier ของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำแบบ Degenerate ขณะผิวสัมผัสถูกไบอัสตาม

ปรากฏการณ์เคลื่อนทะลุผ่าน Barrier นี้สามารถอธิบายได้จากผลของ Schrödinger's equation ที่ให้ระดับพลังงานอยู่ใน Forbidden gap และขนาดคลื่นมีค่าลดลงแบบ exponential แทนที่จะเป็นแบบ Travelling wave

Padovani และ Stratton (31) พร้อมทั้ง Crowell และ Rideout (32) ได้เสนอทฤษฎีเกี่ยวกับการเคลื่อนทะลุ Barrier ซึ่งซับซ้อนยุ่งยากมาก แต่พอจะสรุปใจความสำคัญได้ดังนี้

ก. กรณีไบอัสตาม Field emission จะเกิดขึ้นในสารกึ่งตัวนำที่มีค่าความหนาแน่นของพาหะมาก (Degenerate) เท่านั้น ในกรณีซิลิกอนค่า N_d หรือ N_a ต้องมีค่ามากกว่า 10^{19} ซม.⁻³ ที่อุณหภูมิ 300°K

ข. การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนของสารกึ่งตัวนำไปยังโลหะจะเป็นแบบโดชันอยู่กับค่า E_{00} ซึ่งมีค่าดังสมการ (31)

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left[\frac{N_d}{m^* \epsilon_s} \right]^{1/2} = 18.5 \times 10^{-15} \left(\frac{N_d}{m_r \epsilon_{sr}} \right)^{1/2} \text{ eV.} \quad (3.18)$$

$$\text{โดยที่ } m_r = \frac{m^*}{m} \text{ และ } \epsilon_{sr} = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}$$

Probability ของอิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่า Barrier Height อยู่ ΔE จะเคลื่อนทะลุผ่าน Barrier แบบสามเหลี่ยมได้ดังสมการ (9)

$$p = \exp \left[- \frac{2(\Delta E)^{3/2}}{3E_{00} V_d^{1/2}} \right] \quad (3.19)$$

ค่า E_{00} ที่หาจากสมการ (3.18) จะเป็นตัวกำหนดแบบของการเคลื่อนที่ โดยพิจารณาจากเงื่อนไขดังต่อไปนี้

ถ้า $kT \ll qE_{00}$	Field emission
$kT \approx qE_{00}$	Thermionic - field emission
$kT \gg qE_{00}$	Thermionic emission

ค. กรณีค่าแรงดันไบอัสตามมีค่ามาก ๆ จะได้

$$J = J_s \exp \left(\frac{V}{E_0} \right) \quad (3.20)$$

$$\text{เมื่อ } E_0 = E_{00} \text{Coth} \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right) \quad (3-21)$$

ที่อุณหภูมิต่ำๆ ($kT \ll qE_{00}$) ซึ่งเป็นกรณี Field emission จะได้ $E_0 \approx E_{00}$

Slope ของกราฟซึ่งแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\ln J$ กับแรงดันไบอัสจะคงที่ไม่ขึ้นกับอุณหภูมิ

ที่อุณหภูมิสูงๆ ($kT \gg qE_{00}$) ซึ่งเป็นกรณี Thermionic emission จะได้ E_0 มีค่ามากกว่า $\frac{kT}{q}$ เล็กน้อย Slope ของกราฟซึ่งแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\ln J$ กับแรงดันไบอัสมีค่าเท่ากับ $\frac{q}{nkT}$ เมื่อ $n = \frac{qE_0}{kT}$

ง. ระดับพลังงาน E_m ที่คิดจากระดับต่ำสุดของ Conduction band จะเป็นระดับพลังงานที่อิเล็กตรอนเคลื่อนผ่าน Barrier ได้มากที่สุดเมื่อ

$$E_m = V_d \left[\cosh \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right) \right]^{-2} \quad (3.22)$$

3.1.3 การรวมตัวบริเวณเขตปลอดพาหะ

การรวมตัวบริเวณเขตปลอดพาหะขึ้นอยู่กับจำนวนของ Recombination centers ซึ่งเป็นระดับพลังงานที่อยู่บริเวณกึ่งกลางของ Band gap^(33,34) การรวมตัวนี้จะให้ความสัมพันธ์ระหว่างกระแสกับแรงดันไบอัสคล้ายๆกับไดโอดแบบหัวต่อ P - N ในอุดมคติ⁽³⁵⁾ คือ

$$J_r = J_{r0} \left[\exp \left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]$$

$$\text{เมื่อ } J_{r0} = \frac{qn_i w}{2\tau_r}$$

โดยที่ n_i = ค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอน Intrinsic ซึ่งมีค่าขึ้นโดยตรงกับ $\exp \left(\frac{-qE_g}{2kT} \right)$

τ_r = Lifetime ของพาหะในเขตปลอดพาหะ

กรณีอุดมคติ

$$\begin{aligned} J &= J_{te} + J_r \\ &= J_{te0} \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] + J_{r0} \left[\exp \left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

โดยที่ J_{te} เป็นกระแสที่เกิดจาก Thermionic - emission และ $J_{teo} = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right)$

กรณีแรงดันไบอัสตามมากกว่า $\frac{4kT}{q}$ จะได้

$$\frac{J_{te}}{J_r} \propto \tau_r \exp\left[\frac{q(E_g + V - 2\phi_b)}{2kT}\right] \quad (3.24)$$

จาก (3.24) จะพบว่า การรวมตัวบริเวณเขตปลอดพาหะจะมีผลอย่างมากกรณีที่สารกึ่งตัวนำมีค่า Life time ต่างๆ ที่อุณหภูมิต่างๆ ปรากฏการณ์นี้เกิดขึ้นชัดเจนในแกลเลียม-อาซานายด์มากกว่าซิลิกอน

จาก (3.23) ปรากฏการณ์รวมตัวบริเวณเขตปลอดพาหะจะทำให้ค่า n มากกว่า 1 และค่า J_o มากกว่า $A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-\phi_b}{kT}\right)$

3.1.4 การรวมตัวบริเวณเนื้อสารกึ่งตัวนำ (Hole injection)

ผิวสัมผัส ทำจากสารกึ่งตัวนำชนิด N ที่มี Barrier Height มากกว่าครึ่งหนึ่งของ Band gap จะกลายเป็นสารกึ่งตัวนำชนิด p ที่บริเวณใกล้ๆ กับผิวสัมผัสและบริเวณนี้จะมีความหนาแน่นของ Holes สูงมาก ขณะไบอัสตาม Holes ดังกล่าวจะ diffuse เข้าไปในเขตปลอดพาหะทำให้เกิดกระแสมีค่าเพิ่มขึ้น กระแสเนื่องจาก Hole injection มีค่าดังนี้ (36)

$$J_h = \frac{qD_h p_o}{L} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.25)$$

เมื่อ D_h = Diffusion constant ของ Holes

L = ความกว้างของ Quasi - neutral region

p_o = Equilibrium concentration ของ Holes ที่บริเวณขอบของเขตปลอดพาหะมีค่าเท่ากับ $\frac{n_i}{N_d}$

จาก (3.12) และกำหนดว่า L น้อยกว่าค่า Diffusion - length ของ Holes

$$\begin{aligned} \text{Hole injection ratio } \gamma_h &= \frac{J_h}{J_h + J_e} \\ &\approx \frac{J_h}{J_e} \end{aligned}$$

$$\gamma_h = \frac{qD_h n_i^2}{N_d LA^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right)} \quad (3.26)$$

จาก (3.26) γ_h มีค่าน้อยเมื่อ ϕ_b มีค่าน้อยและ N_d มีค่ามาก กรณีไดโอดที่ทำจากซิลิกอน γ_h มีค่าต่ำมาก ปกติโดยทั่วไปข้อต่อกัไดโอดจะเป็นสิ่งประดิษฐ์แบบ Majority - Carrier

Scharfetter (37) ได้เสนอว่าเมื่อแรงดันไบอัสตามมีค่ามากจน J มากกว่า $\frac{qD_e N_d}{L}$ (ประมาณ 10^5 Am.^{-2}) γ_h จะเพิ่มขึ้นเป็นสัดส่วนโดยตรงกับ J

ต่อมา Green และ Shewchun (38) ได้คำนวณพบว่า γ_h ที่เพิ่มขึ้นตามค่า J นั้นจะมีค่าลดลงที่ค่า J ค่าหนึ่ง เมื่อค่าความหนาแน่นของพาหะข้างน้อยใกล้เคียงกับค่าความหนาแน่นของพาหะข้างมาก

Yu และ Snow (39) ได้ทดลองกับผิวสัมผัสระหว่างทองและแว่นผลึกซิลิกอน ปรากฏว่า ได้ค่า γ_h ใกล้เคียงตาม (3.26) และค่า γ_h มีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อ J มีค่าสูงถึงค่าหนึ่งจริงแต่ไม่ได้รายงานผลว่า γ_h เพิ่มเป็นสัดส่วนโดยตรงกับค่า J หรือไม่

ที่ค่าความหนาแน่นของกระแสสูงๆจะมีอิเล็กตรอนเคลื่อนเข้ามาในเขตปลอดพาหะ เพื่อชดเชยกับ Holes เป็นผลให้ค่าความต้านทานลดลง ปรากฏการณ์เช่นนี้เรียกว่า Conductivity modulation ซึ่งจะพบใน High - power Schottky Rectifier (40), Silicon particle detectors (41) และ BARRITT diodes (42)

3.2 ลักษณะสมบัติทางด้านไบอัสย้อน (Reverse bias)

จากทฤษฎี Thermionic - emission {สมการ (3.12)} ค่ากระแสขณะไบอัสย้อนของ ข้อต่อกัไดโอดในอุดมคติจะมีค่าคงที่เท่ากับ $A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right)$ แต่การทดลองได้ผลไม่จริงตามทฤษฎีซึ่งมีสาเหตุดังนี้

3.2.1 ϕ_b เปลี่ยนแปลงตามค่าแรงดันไบอัส การเปลี่ยนแปลงนี้เกิดจาก

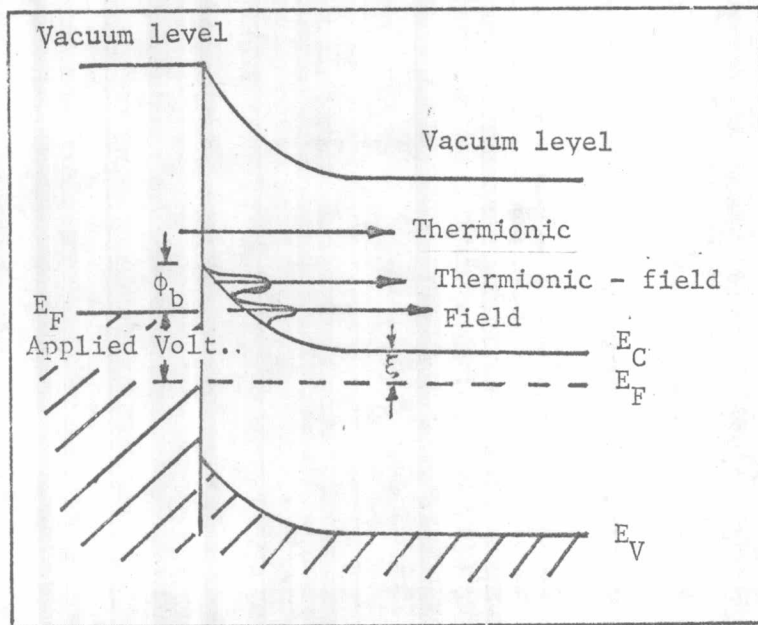
ก. จากสมการ (2.12) และ (2.12') ϕ_{bn} เปลี่ยนตาม E_{max} โดย ϕ_{bn} มีค่าลดลงเมื่อ E_{max} มีค่ามากขึ้น ค่า E_{max} มีค่ามากขึ้นเมื่อแรงดันมีค่ามากขึ้น ทำให้ ϕ_{bn} ลดลงเมื่อแรงดันไบอัสมากขึ้น ดังนั้นค่ากระแสย้อนจึงมีค่าเพิ่มขึ้นตามค่า $\exp\left(\frac{q\Delta\phi_{bn}}{kT}\right)$ เมื่อ $\Delta\phi_{bn}$ เป็น ส่วนที่ลดลงของ ϕ_{bn} เนื่องจากสนามไฟฟ้า

ข. ปรากฏการณ์ Image Force ซึ่งเป็นผลทำให้ ϕ_b มีค่าลดลงดังสมการ (2.22) ถ้าค่าแรงดันไบอัสย้อนมากๆ $\Delta\phi_{bi}$ จะแปรผันโดยตรงกับแรงดันไบอัสยกกำลัง $\frac{1}{2}$

นอกจากนั้นยังมีผลเนื่องจาก Interfacial layer ซึ่งจะพูดต่อไปในหัวข้อ 3.3

3.2.2 ผลเนื่องจากการเคลื่อนทะลุผ่าน Barrier

การเคลื่อนทะลุผ่าน Barrier ขณะไบอัสย้อนจะเป็นไปง่ายกว่าขณะไบอัสตาม จากรูปที่ 3.3 ค่า V_d ขณะไบอัสย้อนมีค่าเท่ากับ $\phi_b + V - \xi$ ซึ่งมากกว่าขณะไบอัสตาม (จากรูปที่ 3.2 V_d ขณะไบอัสตามมีค่าเท่ากับ $\phi_b - V - \xi$) และสมการ (3.19) แสดงว่าโอกาสที่อิเล็กตรอนจะเคลื่อนทะลุ Barrier ขณะไบอัสย้อนมีมากกว่าขณะไบอัสตาม



รูปที่ 3.3

แสดงการเคลื่อนทะลุผ่าน Barrier ของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำแบบ Non-degenerate ขณะผิวสัมผัสถูกไบอัสย้อน

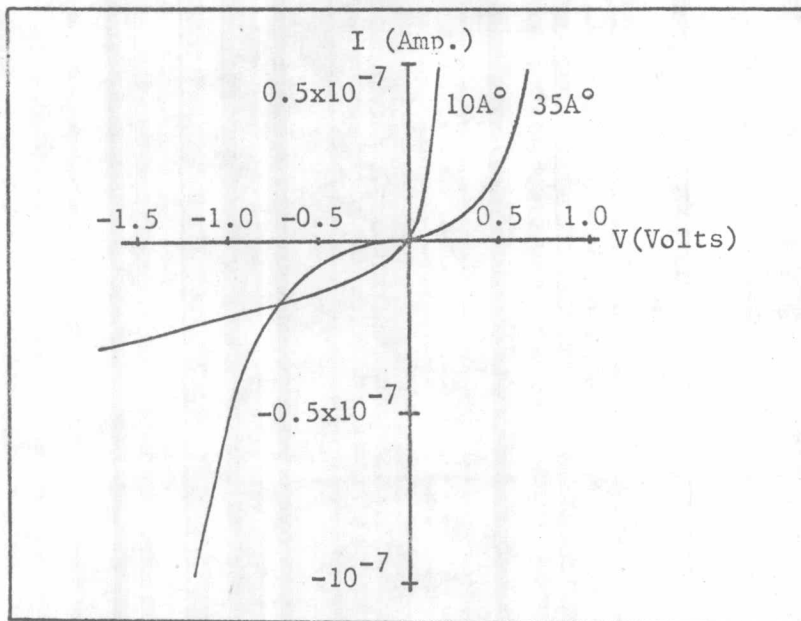
การเคลื่อนทะลุ Barrier จะเกิดได้ง่ายบริเวณขอบของโลหะเนื่องจากเกิด Crowding ของเส้นแรงไฟฟ้า ซึ่งจะทำให้สนามไฟฟ้าเข้มข้นเป็นผลทำให้ Barrier Height มีค่าลดลง และเป็นผลให้ปรากฏการณ์ Image Force มีผลมากขึ้นด้วย นอกจากนั้นการเคลื่อนทะลุ Barrier จะเกิดได้ง่ายเมื่อมีประจุบวกที่บริเวณใกล้ผิวสัมผัสกรณีสารกึ่งตัวนำเป็นแบบ N (39)

การลดอิทธิพลของขอบ (Edge effect) ทำได้โดยการสร้างวงแหวนที่เป็นสารกึ่งตัวนำชนิดตรงข้าม (N หรือ P) รอบผิวสัมผัส (43)

3.3 ผลของ Interfacial layer

ผิวสัมผัสชนิดที่ทำได้จากวิธีฉาบไอโลหะในสภาวะสุญญากาศ จะเกิดชั้นอ็อกไซด์หนาประมาณ 9 - 300 อังสตรอม (21) ยกเว้นการทำแบบหัก (Cleaving) สารกึ่งตัวนำก่อนฉาบไอโลหะในสภาวะสุญญากาศ ซึ่งไม่เหมาะสมในแง่การผลิต ความหนาของชั้นอ็อกไซด์ขึ้นอยู่กับวิธีเตรียมผิวและวิธีทำ อ็อกไซด์เกิดขึ้นขณะนำแผ่นผลึกสารกึ่งตัวนำไปทำการฉาบไอโลหะและขณะทำการลดความดันลง ชั้นอ็อกไซด์ที่เกิดขึ้นนี้เป็นผลให้

- ก. อิเล็กตรอนต้องใช้พลังงานเพิ่มขึ้น เพื่อเคลื่อนทะลุผ่านชั้นอ็อกไซด์ทำให้ค่า A^{**} ลดลง เป็นผลให้ค่า J_0 ลดลง
- ข. ค่า Barrier Height ไม่คงที่แต่ขึ้นกับแรงดันไบอัส ทำให้ค่า Ideality factor มีค่าสูงขึ้น [ตั้งสมการ (3.16)]
- ค. อิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนทะลุ Barrier ได้ที่แรงดันไบอัสย้อนค่าน้อยลง



รูปที่ 3.4

แสดงลักษณะสมบัติของ
ชนิดกึ่งไดโอดที่มีความหนา
อ็อกไซด์ต่างกัน (44)

จากรูปที่ 3.4 จะพบว่าผลจากข้อ ก. และ ข. ขณะไบอัสตาม กระแสมีค่าลดลง Cut - in voltage และ n มีค่าเพิ่มขึ้น ทางด้านไบอัสย้อนกระแสมีค่าลดลงในช่วงแรก (0 ถึง -0.5 volts) แต่จะเพิ่มอย่างรวดเร็วเมื่อแรงดันไบอัสย้อนมีค่ามากขึ้น เนื่องจากอิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนทะลุผ่าน Barrier ได้ (ผลตามข้อ ค.)

3.4 ผลของอุณหภูมิ

เมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้นค่า Satauration current density มีค่าเพิ่มขึ้น {สมการ (3.15)} เป็นผลให้กระแสมีค่ามากขึ้น {สมการ (3.17)} ปรากฏการณ์ดังกล่าวสามารถอธิบายด้วยผลทดลองของ Crowell, Sze และ Spitzer (45) ซึ่งรายงานผลการทดลองว่า เมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้น Barrier - Height จะมีค่าลดลง และความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิกับ Barrier Height คล้ายคลึงกับความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิกับ Energy gap

นอกจากนั้นอุณหภูมียังเป็นตัวกำหนดลักษณะการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน, การรวมตัวบริเวณเขตปลอดพาหะ และการรวมตัวบริเวณเนื้อสารกึ่งตัวนำ ดังกล่าวมาแล้วในหัวข้อ 3.1.2 ข., ค. และ ง. ตามลำดับ