

## บทที่ 2

### รอยต่อวิวิธพันธุ์

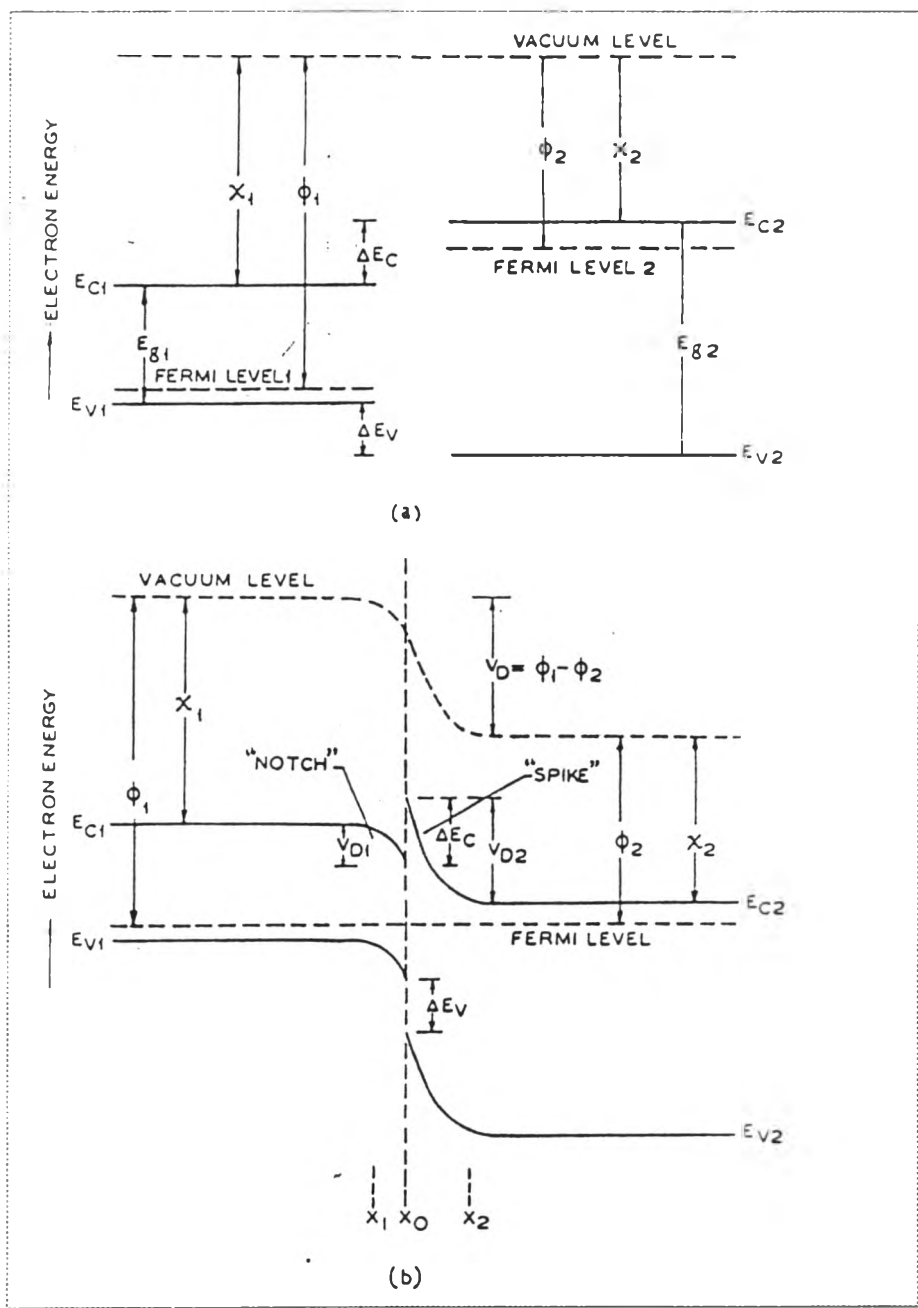
รอยต่อวิวิธพันธุ์คือรอยต่อที่เกิดจากสารกึ่งตัวนำ 2 ชนิดที่มีขนาดของแถบพลังงานว่างต่างกัน โดยสารกึ่งตัวนำทั้งสองอาจมีชนิดของการนำไฟฟ้าที่เป็นชนิดเดียวกันหรือต่างชนิดกันก็ได้

#### รอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลัน<sup>1</sup>

รอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิดนี้ จะเป็นรอยต่อระหว่างสารกึ่งตัวนำชนิด n-p และ p-n ซึ่งต่างเป็นอุปกรณ์ที่คล้ายกับรอยต่อเอกพันธ์ n-p หรือ p-n แต่ลักษณะของการอธิบายด้วยแบบจำลองของรอยต่อเอกพันธ์นั้นไม่สามารถนำมาอธิบายปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นในรอยต่อวิวิธพันธุ์ได้ เพราะเนื่องมาจากว่า ในกรณีของรอยต่อวิวิธพันธุ์นั้นสมบัติต่าง ๆ ที่รอยต่อมีความแตกต่างกัน สมบัติต่าง ๆ เหล่านี้ได้แก่ แถบพลังงานว่างระดับพลังงานแถบนำและแถบวาเลนซ์ ค่าเวริกฟังก์ชันที่แตกต่างกัน ดังนั้นในส่วนของบทนี้จะทำการพิจารณาแบบจำลองปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นกับรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลันดังต่อไปนี้

#### 1. แบบจำลองการแพร่ (diffusion model)

แบบจำลองนี้ได้คิดขึ้นเป็นครั้งแรกโดย R.L Anderson<sup>1</sup> และต่อมาได้ถูกนำมาใช้เพื่ออธิบายปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นระหว่างรอยต่อโดยการตัดผลของไดโพลและสถานะรอยต่อ (interface-states) ออกไป ลักษณะของแถบพลังงานที่เกิดขึ้นเมื่อมีสารกึ่งตัวนำสองชนิด n และ p มาประกบต่อกัน แสดงดังรูปที่ 2.1a และ 2.1b



รูปที่ 2.1 แสดงลักษณะของแถบพลังงาน (a) ก่อนการเกิดรูปแบบของรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลัน และ (b) หลังการเกิดรูปแบบของรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลัน

แถบพลังงานที่เกิดขึ้นนี้มีลักษณะที่เรียกว่า spike และ notch เกิดขึ้นในแถบนำพลังงานที่บริเวณรอยต่อ เมื่อค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตีของสารกึ่งตัวนำชนิด p มากกว่าของสารกึ่งตัวนำชนิด n ( $\chi_p > \chi_n$ ) ในกรณีนี้เนื่องจากว่าสารกึ่งตัวนำสองชนิดนี้มีแถบพลังงานว่าง( $E_g$ ), ค่า dielectric constants( $\epsilon$ ), ค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตี( $\chi$ )และค่าเวิร์กฟังก์ชัน( $\phi$ )ที่ไม่เท่ากัน จากการสังเกตในรูปที่ 2.1 จะเห็นว่าค่าความแตกต่างของแถบนำพลังงาน ( $\Delta E_c$ ) มีค่าเท่ากับความแตกต่างของค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตีของสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดของรอยต่อวิวิธพันธุ์นี้จะมีชั้นของดีพลีชันเกิดขึ้นทั้งสองด้านของรอยต่อและเนื่องจากการตัดผลของสถานะรอยต่อออกไปในแบบจำลองนี้จึงทำให้ช่วงดีพลีชันที่เกิดขึ้นนี้มีประจุเกิดขึ้นในจำนวนเท่ากันทั้งสองด้านแต่มีประจุตรงกันข้าม ค่าศักย์ก่อกั้นภายในทั้งหมด (total built-in voltage  $V_D$ ) อันเนื่องมาจากความแตกต่างของเวิร์กฟังก์ชันของสารกึ่งตัวนำทั้งสอง ( $\phi_p - \phi_n$ ) จะมีค่าเท่ากับผลรวมของศักย์ก่อกั้นภายในของทั้งสองด้านนั้นคือ

$$V_D = V_{Dp} + V_{Dn}$$

เมื่อ  $x_0$  เป็นตำแหน่งของรอยต่อตามรูปที่ 2.1 ความสัมพันธ์ของรอยต่อกับระยะในช่วงดีพลีชันทั้งสองด้านสำหรับรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลัน ซึ่งได้จากการแก้สมการปัวซงของของรอยต่อเอกพันธุ์ จะเป็นคังสมการ

$$(x_0 - x_p) = \sqrt{\frac{2N_A \epsilon_n \epsilon_p V_D}{qN_D(\epsilon_p N_A + \epsilon_n N_D)}} \quad (2.1)$$

และ

$$(x_n - x_0) = \sqrt{\frac{2N_D \epsilon_n \epsilon_p V_D}{qN_A(\epsilon_p N_A + \epsilon_n N_D)}} \quad (2.2)$$

เมื่อ  $q$  คือประจุ

$\epsilon_n, \epsilon_p$  คือค่าคงที่ dielectric ของสารกึ่งตัวนำชนิด n และ p

ความสัมพันธ์ระหว่างศักย์ก่อกำเนิดภายใน  $V_{Dn}$  และ  $V_{Dp}$  ของแต่ละสารกึ่งตัวนำจะเป็นดังสมการ

$$\frac{V_{Dp}}{V_{Dn}} = \frac{N_D \epsilon_n}{N_A \epsilon_p} \quad (2.3)$$

และความจุของช่วงดีพลีชัน

$$C_{pn} = \sqrt{\left( \frac{aqN_A N_D \epsilon_p \epsilon_n}{2(\epsilon_p N_A + \epsilon_n N_D)} \cdot \frac{1}{V_D} \right)} \quad (2.4)$$

เมื่อมีการไบแอสความต่างศักย์  $V$  เข้าไปตกคร่อมรอยต่อดังนั้นจะได้ว่าสมการข้างบนที่กล่าวมานั้นจะเขียนได้ในรูปใหม่โดยการแทน  $V_D$  ด้วย  $(V_D - V)$  และแทน  $V_{Dp}$  กับ  $V_{Dn}$  ด้วย  $(V_{Dp} - V_p)$  กับ  $(V_{Dn} - V_n)$  เมื่อ  $V = V_p + V_n$

ในแบบจำลองของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n นี้เนื่องจากว่าแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำที่รอยต่อมีค่าไม่เท่ากันดังนั้นกระแสที่ผ่านรอยต่อทั้งกระแสอิเล็กตรอนและโฮลจะเป็นขบวนการแพร่ (diffusion) และพาหะที่นำกระแสอิเล็กตรอนจะมีมากกว่าเพราะว่าค่าแพ่งกันอิเล็กตรอนจะมีค่าน้อยกว่าโฮล

เมื่อไม่คำนึงถึงกระแสที่เกิดจากขบวนการเกิดและขบวนการรวมตัวจะได้ความสัมพันธ์ของกระแส-ความต่างศักย์เป็นดังสมการ

$$I = A \exp\left(-\frac{qV_{Dn}}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV_n}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_p}{kT}\right) \right] \quad (2.5)$$

เมื่อ  $V_p$  และ  $V_n$  เป็นส่วนของศักย์ไบแอสที่ตกคร่อมด้านสารกึ่งตัวนำชนิด p และ n ดังรูปที่ 2.2

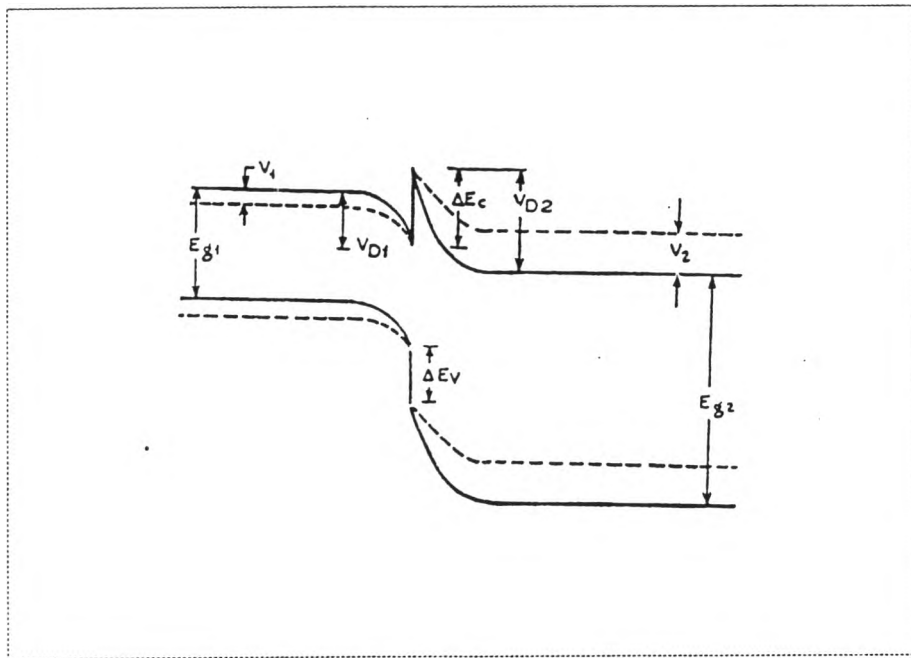
$$A = aqXN_D \left( \frac{D_{np}}{\tau_{np}} \right)^{1/2}$$

X คือ สัมประสิทธิ์การทะลุผ่านของอิเล็กตรอนข้ามรอยต่อ

a คือ พื้นที่ของรอยต่อ

$D_{np}$  คือ ค่าคงที่ของการแพร่ผ่านของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ p

$\tau_{np}$  คือ ช่วงชีวิตของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ p



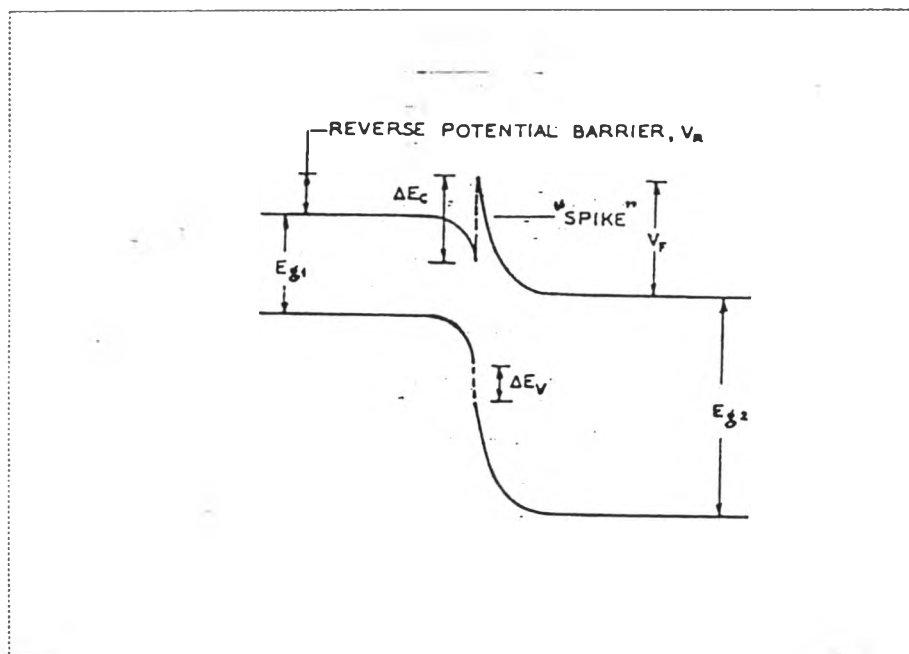
รูปที่ 2.2 แสดงแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n แบบฉับพลันที่เปลี่ยนไปจากเมื่อยังไม่มีไบแอส (เส้นประ) และภายใต้การไบแอสตรง (เส้นทึบ)

จากทอมแรกในสมการที่ 2.5 เป็นส่วนของการไบแอสตรงและทอมที่สองแสดงถึงความสัมพันธ์ของการไบแอสกลับ ถ้า  $V_n = V/\eta$  แล้ว  $V_p = (1 - 1/\eta)V$  และค่ากระแสที่แปรตามค่าเอกซ์โปเนนเชียลของศักย์ที่ไบแอสทั้งไบแอสตรงและไบแอสกลับ

แบบจำลองนี้สามารถนำไปอธิบายถึงลักษณะแถบพลังงานที่เกิดขึ้นสำหรับรอยต่อวิวิธพันธุ์ได้แต่จากการทดลองพบว่า ลักษณะกระแสที่เกิดขึ้นจริง ๆ นั้นน้อยกว่าที่คำนวณได้จากสมการ ซึ่งการที่ความสัมพันธ์ของกระแสขึ้นกับความต่างศักย์และอุณหภูมิดังที่อธิบายในสมการที่ 2.5 นั้นไม่เพียงพอ อาจต้องนำผลจากปรากฏการณ์อื่นเข้ามาเกี่ยวข้องด้วย

## 2. แบบจำลองการปลดปล่อย (emission model)

แบบจำลองนี้เป็นการนำแบบจำลองพลังงานจลน์แบบคลาสสิกร่วมกับแบบจำลองการแพร่มาใช้เพื่อหาค่ากระแสที่ปลดปล่อยออกมา และพาหะข้างน้อยที่อยู่ในช่วงดีพลีชัน ตัวอย่างเช่นในกรณีของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n แบบฉับพลันแสดงในรูปที่ 2.3 เมื่อการขนส่งประจุส่วนใหญ่เกิดเนื่องจากอิเล็กตรอนเป็นหลัก ขบวนการที่เกิดขึ้นสองชนิดที่ถูกนำมาใช้ในการอธิบายลักษณะกระแส-ความต่างศักย์ที่เกิดขึ้นคือ ในรอยต่อแบบเอกพันธุ์เมื่อพาหะข้างน้อยที่เกิดที่ขอบของดีพลีชันเป็นตัวจำกัดการไหลของกระแส และในรอยต่อของโลหะ-สารกึ่งตัวนำที่มีกำแพงศักย์บนด้าน n ของรอยต่อวิวิธพันธุ์ เป็นตัวจำกัดการไหลของกระแส และกรณีสุดท้ายเมื่อมีการไบแอสย้อนกลับอย่างมากขึ้นที่รอยต่อ ดังแสดงในรูปที่ 2.3 ขณะที่ขบวนการจำกัดกระแสโดยพาหะข้างน้อยนั้นกำหนดโดย spike ที่ด้านล่างของแถบนำพลังงานที่นอกบริเวณดีพลีชันของสารกึ่งตัวนำชนิด p



รูปที่ 2.3 แสดงแถบพลังงานเมื่ออยู่ในสภาวะไม่สมดุลของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n แบบฉับพลัน

ในการวิเคราะห์หลักขณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์ โดยไม่คิดถึงขบวนการเกิด-การรวมกันของประจุที่เกิดขึ้นตามรูปที่ 2.3 จะได้ความสัมพันธ์ดังสมการ

$$I = \frac{I_s [\exp(qV/kT) - 1]}{(1 + I_s/I_d)} \quad (2.6)$$

เมื่อ

$$I_s = aqN_{Dp} \left( \frac{D_{np}}{\tau_{np}} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

$I_s$  คือค่ากระแสอิ่มตัวสำหรับรอยต่อเอกพันธุ์ p-n และ

$$I_d = \frac{1}{2} a q X_m N_{Dn} \bar{v}_n \exp \left[ -\frac{q}{kT} (V_F + V) \right] \quad (2.8)$$

เมื่อ  $I_d$  คือกระแสจำกัดที่ปลดปล่อยออกมา

$V$  คือความต่างศักย์ที่ไบแอสเข้าไป

$a$  คือพื้นที่ของรอยต่อ

$N_{Dp}, N_{Dn}$  คือ พาหะผู้ให้ที่อยู่ในด้าน  $p$  และ  $n$

$V_F$  คือค่าแฟงศักย์ตามรูปที่ 2.3

$D_{np}$  คือค่าคงที่การแพร่ของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ  $p$

$\tau_{np}$  คือค่าช่วงชีวิตของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ  $p$

$X_m$  คือสัมประสิทธิ์การทะลุผ่านที่เป็นการรวมกันของแบบคลาสสิกกับแบบการแพร่

$m_n^*$  คือค่ามวลยังผลของอิเล็กตรอนในด้าน  $n$

$\bar{v} = \sqrt{2kT/\pi m_n^*}$  คือค่าอัตราเร็วเฉลี่ยของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ  $n$

สมการที่ 2.6 สามารถนำมาเขียนใหม่ให้อยู่ในรูปที่คล้ายกับสมการที่เป็นขบวนการแพร่แบบ 2.5 ได้ดังนี้

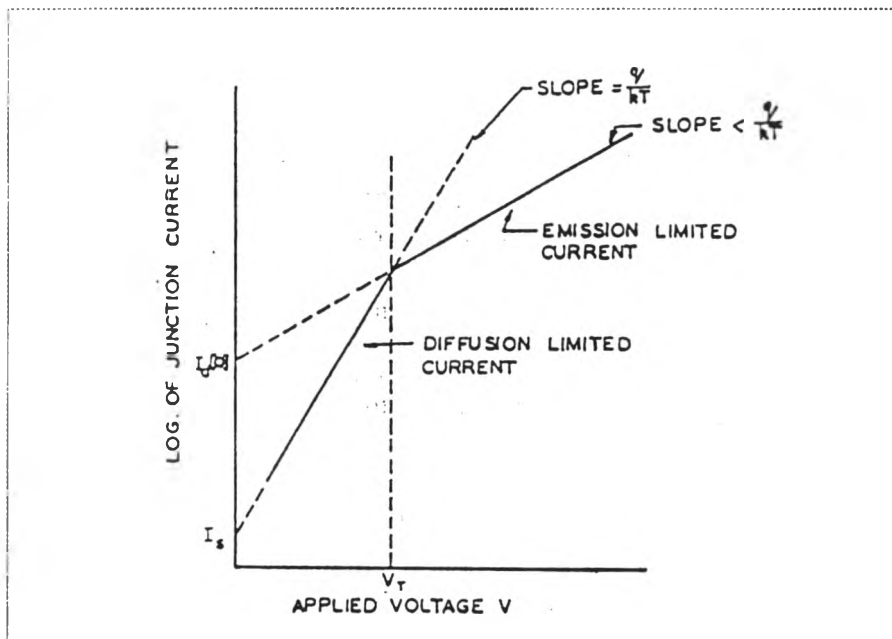
$$I = \frac{1}{2} a q X_m N_{Dn} \bar{v}_n \exp(-qK_n V_D/kT) \cdot [\exp(qK_n V/kT) - \exp(-qK_p V/kT)] \quad (2.9)$$

เมื่อ  $K_n = (1 + N_{Dn} \epsilon_n / N_A \epsilon_p)^{-1}$

$K_p = (1 - K_n)$



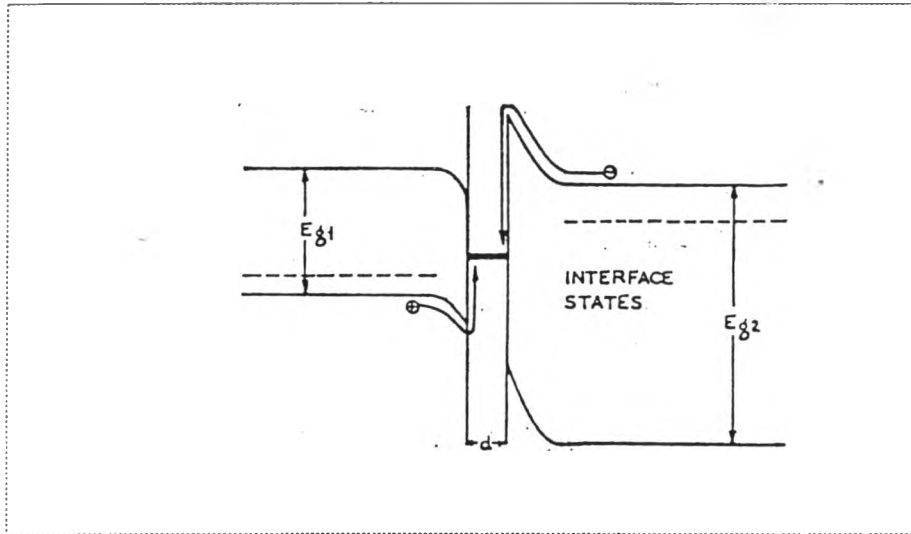
สำหรับในสมการที่ 2.6 จะเห็นว่าในอัตราส่วน  $I_s/I_d$  ถ้า  $I_s \ll I_d$  แล้วกระแสทั้งหมดจะเป็นไปตามการนำกระแสแบบไดโอดรอยต่อเอกพันธ์ แต่ถ้า  $I_s \gg I_d$  ก็ตรงตรงกับทฤษฎีของไดโอดที่มีการขบวนการปลดปล่อย ลักษณะกระแส-ความต่างศักย์ที่มีผลของการปลดปล่อยแสดงดังรูปที่ 2.4 ซึ่งเป็นผลทำให้ค่าของกระแสลดลงที่ค่าศักย์วิกฤต ( $V_T$ ) ค่าหนึ่ง



รูปที่ 2.4 แสดงลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์ของรอยต่อเมื่อมีผลของการปลดปล่อย

### 3. แบบจำลองการปลดปล่อย-การรวมตัว (emission-recombination model)

แบบจำลองนี้เสนอโดย U. Dolega ซึ่งอาศัยสมมติฐานที่ว่าด้วยชั้นบาง ๆ ที่เกิดขึ้นระหว่างรอยต่อมีผลอย่างรุนแรงต่อเลทติสและการรวมตัวกันอย่างรวดเร็วทำให้อิเล็กตรอนและโฮลจะไหลข้ามกำแพงศักย์เข้าหารอยต่อได้ก็ด้วยการปลดปล่อยเนื่องจากความร้อน แถบพลังงานในสภาวะสมดุลสำหรับรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n แบบจับปล้นที่อธิบายแบบจำลองนี้แสดงดังรูปที่ 2.5 ซึ่งคล้ายกับรอยต่อโลหะ-สารกึ่งตัวนำสองชั้นมาประกบกันเป็นอนุกรมโดยการนำกระแสจะขึ้นกับศักย์ที่ไบแอส



รูปที่ 2.5 แสดงขบวนการปลดปล่อย-การรวมตัวของรอยต่อวิวิธพันธุ์

ลักษณะของกระแส-ความต่างศักย์ในด้านไบแอสตรงที่ได้จากแบบจำลองนี้จะแสดงดังสมการ

$$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.10)$$

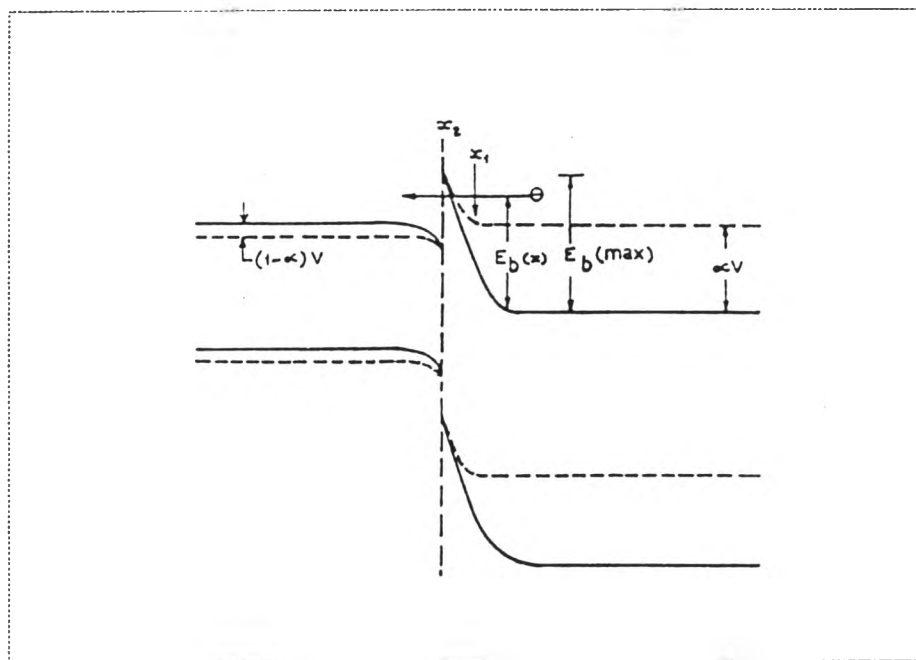
โดยที่

$$I_s = B \exp\left(-\frac{qV_D}{nkT}\right) \quad (2.11)$$

เมื่อ  $B$  ขึ้นกับอุณหภูมิและค่าของ  $n$  ในสมการขึ้นกับอัตราส่วนของความหนาแน่นของความไม่สมบูรณ์ในสารกึ่งตัวนำทั้งสอง ค่าความชันของเส้นกราฟในช่วงไบแอสตรงจะอยู่ระหว่าง  $q/kT$  และ  $q/2kT$  (นั่นคือค่า  $n$  จะมีค่าระหว่าง 1 และ 2) เมื่อใช้แบบจำลองนี้อธิบายกระแสทางด้านการไบแอสกลับพบว่าค่ากระแสเพิ่มขึ้นแบบเอ็กซ์โปเนนเชียลกับค่าของความต่างศักย์ แต่ความต้านทานขณะไบแอสกลับมีค่าสูงสุด

#### 4. แบบจำลองการทะลุผ่าน (tunnelling model)<sup>4</sup>

การใช้ขบวนการทะลุผ่านในการอธิบายลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์ของรอยต่ออวิวิธพันธุ์นี้ได้เสนอโดย R.H. Rediker, S. Stopek และ J.H.R. Ward โดยอาศัยพื้นฐานในการพิจารณาให้อิเล็กตรอนต้องสามารถข้ามหรือทะลุผ่านกำแพงศักย์ในสารกึ่งตัวนำชนิด  $n$  ที่มีแถบพลังงานว่างแบบกว้างได้ โดยการไหลของประจุอาจไหลจากด้าน  $n$  ไป ด้าน  $p$  หรือจาก  $p$  ไปด้าน  $n$  แสดงดังรูปที่ 2.6 การไหลของอิเล็กตรอนภายใต้การไบแอสนี้เป็นผลเนื่องมาจากการปลดปล่อยเนื่องจากความร้อนหรือเนื่องมาจากการทะลุผ่านกำแพงศักย์จะขึ้นอยู่กับสมบัติของสารกึ่งตัวนำชนิด  $n$



รูปที่ 2.6 แสดงแบบจำลองการทะลุผ่านที่เกิดขึ้นในแถบพลังงานของ Anderson

จากการประมาณด้วยวิธีแบบคลาสสิก WKB approximation และมีการทะลุผ่านจากด้านล่างของแถบนำพลังงาน สำหรับในกรณีที่ แสดงดังในรูปที่ 2.6 การทะลุผ่านของอิเล็กตรอนที่เป็นไปได้ที่ด้านล่างของแถบพลังงานเมื่อมีการไบแอสตรงจะเป็นดังสมการ

$$T = \exp \left[ -2 \int_{x_1}^{x_2} \frac{[2m_n^* \{E_b(x) - q\alpha V\}]^{1/2}}{\hbar} dx \right] \quad (2.12)$$

เมื่อ  $E_b(x)$  เป็นความสูงของกำแพงศักย์ที่จุด  $x$  ใด ๆ ที่เหนือระดับของแถบนำพลังงาน และ  $\alpha V$  เป็นส่วนของความต่างศักย์ที่ไบแอสให้ซึ่งเป็นผลให้แถบนำพลังงานของสารกึ่งตัวนำ  $n$  สูงขึ้น,  $m_n^*$  เป็นมวลยังผลของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ  $n$

เมื่อ  $E_b(x)$  เป็นฟังก์ชันของ  $x$  ซึ่งจะให้คำตอบของสมการที่ 2.12 ได้หลายคำตอบ สำหรับกรณีเชิงเส้น (เช่น ค่าของสนาม  $F_0$  มีค่าคงที่ในช่วงการส่งผ่าน) Rediker และคณะได้ทำการประมาณค่าคำตอบของสมการได้ดังนี้คือ

$$T \approx \exp \left[ -\frac{4}{3} (2m_n^*)^{1/2} \frac{\{E_b(\max)\}^{3/2}}{\hbar F_0} \right] \cdot \exp \left[ 2(2m_n^*)^{1/2} \frac{\{E_b(\max)\}^{1/2}}{\hbar F_0} q\alpha V \right] \quad (2.13)$$

เมื่อ  $E_b(\max)$  เป็นค่าสูงสุดของกำแพงศักย์เทียบกับขอบล่างของแถบนำเมื่อไม่มีการไบแอส กำแพงศักย์ที่เกิดขึ้นมีลักษณะเป็นรูปพาราโบลาและคล้ายกับที่วิเคราะห์โดย Van Ruyven

กระแสที่เกิดจากขบวนการทะลุผ่านนี้มีค่าเท่ากับผลคูณของค่าความเป็นไปได้ของการทะลุผ่านจากสมการที่ 2.12 กับค่าฟลักซ์ของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบ ดังนั้นในแบบจำลองนี้เมื่อมีขบวนการทะลุผ่านกำแพงศักย์ที่ใหญ่มาก ๆ ก็จะมีการปลดปล่อย

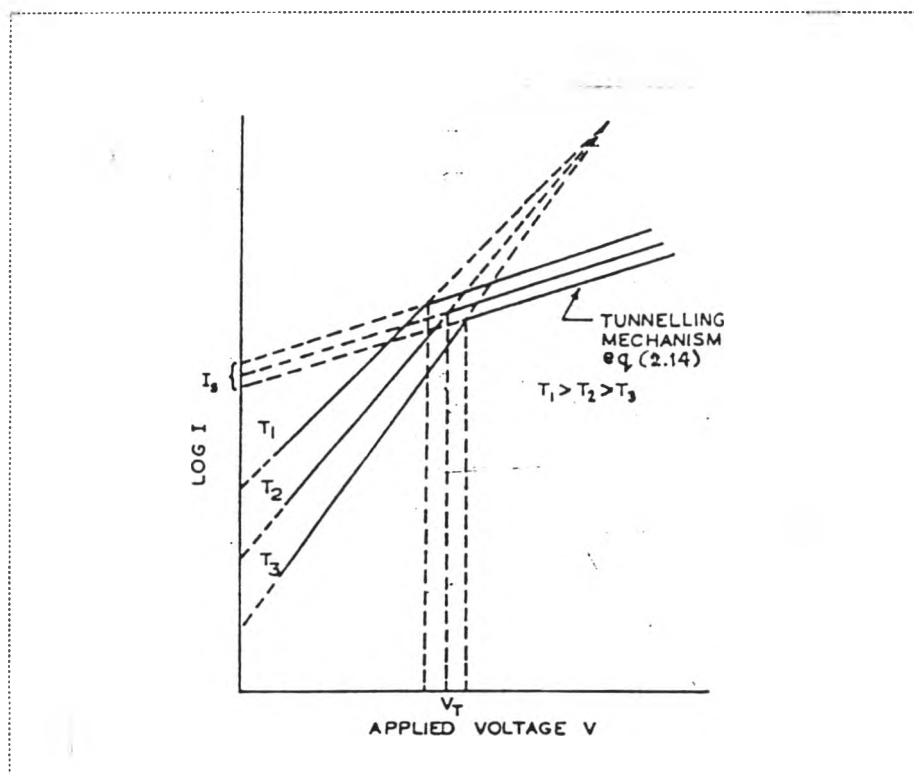
ความร้อนออกมาเหนือกำแพงศักย์ ในกรณีทั่วไปสำหรับลักษณะกระแส-ความต่างศักย์  
เมื่อมีการไบแอสตรง ก็จะได้สมการ

$$I = I_s(T)\exp(V/V_0) \quad (2.14)$$

เมื่อ  $V_0$  เป็นค่าคงที่และ  $I_s(T)$  เป็นฟังก์ชันเพิ่มค่าตามอุณหภูมิอย่างช้า ๆ  
นอกจากนี้ยังพบว่าค่าของ  $I_s(T)$  เป็นสัดส่วนกับ  $\exp(T/T_0)$  ดังนั้นสมการที่ 2.14 จะเขียนได้  
ใหม่เป็น

$$I = I_{s0}\exp(T/T_0)\exp(V/V_0) \quad (2.15)$$

เมื่อ  $I_{s0}$ ,  $T_0$  และ  $V_0$  เป็นค่าคงที่



รูปที่ 2.7 ผลจากการทดลองแสดงความสัมพันธ์ของ  $\ln I$  กับความต่างศักย์ที่ทำการไบแอส  
ของรอยต่อ p-n ที่อุณหภูมิต่างกัน

จากสมการดังกล่าวข้างต้นเป็นความสัมพันธ์ที่บอกถึงความต่างศักย์ ตกคร่อมและอุณหภูมิปรากฏเป็นฟังก์ชันที่แยกกันได้ นั่นคือ  $\frac{\delta(\ln I)}{\delta V}$  ไม่ขึ้นกับอุณหภูมิ และค่ากระแสขึ้นกับอุณหภูมิแบบเอกซ์โปเนนเชียล ( $\ln I \propto T$ )

### 5. แบบจำลองการทะลุผ่าน-การรวมตัว (Tunnelling-recombination model)<sup>4</sup>

A.R. Riben และ D.L. Feucht<sup>4</sup> ได้เสนอแบบจำลองที่อาศัยพื้นฐานขบวนการทะลุผ่านแถบพลังงาน (band-to-band tunnelling) ร่วมกันกับขบวนการรวมตัว โดยขบวนการที่เกี่ยวข้องต่าง ๆ ในแบบจำลองนี้แสดงดังรูปที่ 2.8 ซึ่งในแบบจำลองแสดงถึงการทะลุผ่านของอิเล็กตรอนจากแถบนำพลังงานของสารกึ่งตัวนำชนิด n ที่มีช่องว่างแถบพลังงานกว้างไปยังสถานะที่อยู่ระหว่างแถบพลังงานในสารกึ่งตัวนำชนิด p ที่มีช่องว่างแถบพลังงานแคบกว่า จากนั้นเกิดการรวมตัวเข้ากับโฮล หรือการทะลุผ่านของโฮลจากสารกึ่งตัวนำ p ไปยัง occupied states ในแถบนำของสารกึ่งตัวนำ n และจากนั้นเกิดการรวมตัวเข้ากับอิเล็กตรอน (ในกรณีไบแอสกลับ) ถ้ามีการทะลุผ่านที่ด้านล่างของแถบนำพลังงานหรือด้านบนของแถบวาเลนซ์แล้วขบวนการเหล่านี้จะนำไปสู่ในรูปความสัมพันธ์ของกระแสขณะไบแอสตรง จะแสดงดังนี้

$$I = B \exp[-\alpha(V_D - V)] \quad (2.16)$$

เมื่อ B เป็นฟังก์ชันที่ขึ้นกับ V และ T,  $V_D$  เป็นความต่างศักย์การแพร่, V เป็นความต่างศักย์ที่ไบแอสให้กับระบบ และ  $\alpha$  จะขึ้นกับค่ามวลยังผลของอิเล็กตรอนในบริเวณต้องห้าม (forbidden region), ค่าคงที่ไดอิเล็กตริก, ความเข้มข้นพาหะในสถานะสมดุล และ รูปแบบที่แน่นอนของกำแพงศักย์ที่กั้น, สำหรับการประมาณค่าของกำแพงศักย์เชิงเส้น (เมื่อสนามมีค่าคงที่กับตำแหน่ง) ในบริเวณเคลื่อนย้าย และการทะลุผ่านส่วนใหญ่ที่เกิดในสารกึ่งตัวนำชนิด n

$$\alpha = \frac{4}{3\hbar} \left( \frac{m_n^* \epsilon_n}{N_{Dn}} \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

เมื่อ  $m_n^*$ ,  $\epsilon_n$  และ  $N_{Dn}$  เป็นค่าของสารกึ่งตัวนำชนิด n

เนื่องจากขบวนการทะลุผ่านมีหลายขั้นตอนที่เป็นไปได้แสดงดังในรูปที่ 2.8 ทำให้ค่าของ  $\alpha$  ที่ได้จากการคำนวณด้วยทฤษฎีกับค่าที่ได้จากการทดลองไม่สอดคล้องกันนัก ดังนั้นจึงต้องคำนึงถึงผลของสถานะต่าง ๆ ที่กระจายอยู่ด้วย ซึ่งสถานะเหล่านี้ก็คือกับดักประจุนั่นเอง

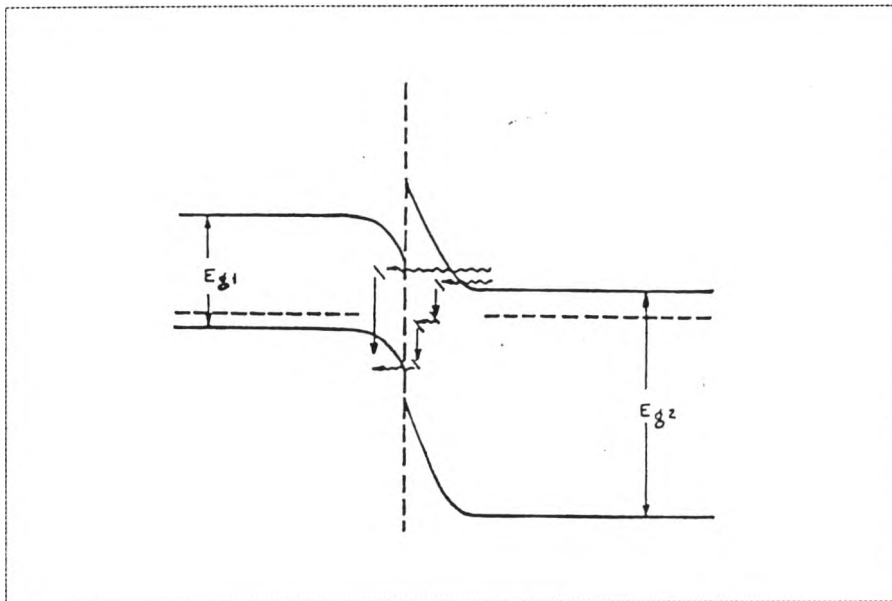
Riben และ Feucht ได้เสนอแบบจำลองทะลุผ่าน Zener ขึ้น (แสดงดังรูป 2.9) เพื่ออธิบายพฤติกรรมของกระแสไบแอสกลับเป็นฟังก์ชันกับความต่างศักย์และอุณหภูมิ โดยใช้แบบจำลองนี้ร่วมกับหลักการของกำแพงศักย์เชิงเส้นและขบวนการทะลุผ่านในสารกึ่งตัวนำ  $n$  จะได้ความสัมพันธ์กระแสขณะไบแอสกลับอยู่ในรูป

$$I = C \exp[-A(V_D - V)^{-1/2}] \quad (2.18)$$

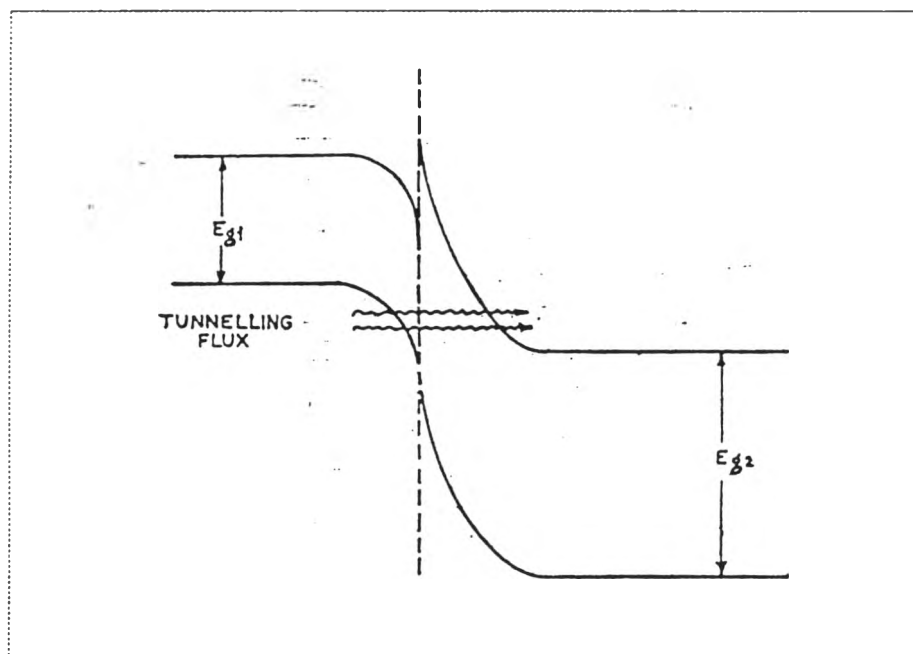
เมื่อ

$$A = \frac{4}{3\hbar} \left( \frac{m_n^* \epsilon_n}{N_{Dn}} \right)^{1/2} E_{gn}^{3/2}$$

เมื่อ  $m_n^*, \epsilon_n, N_{Dn}$  และ  $E_{gn}$  หมายถึงค่าของสารกึ่งตัวนำ  $n$



รูปที่ 2.8 แสดงแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n แบบฉับพลันเมื่อมีการไบแอสตรง โดยมีขบวนการทะลุผ่าน-ขบวนการเกิด เกิดขึ้นระหว่างรอยต่อ



รูปที่ 2.9 แสดงแถบพลังงานของรอยต่อฉนวน p-n ภายใต้การไบแอสกลับแสดงให้เห็นถึงขบวนการทะลุผ่าน

#### ลักษณะของแถบพลังงาน (band profiles) †

จากที่กล่าวมาแล้วข้างต้นทำให้เราทราบว่า ลักษณะของแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์มีบทบาทสำคัญทำให้เข้าใจถึงกลไกการขนส่งที่เกิดขึ้น โดยหลักการพื้นฐานแล้วลักษณะของแถบพลังงานนั้นจะขึ้นอยู่กับค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตี ( $\chi_n, \chi_p$ ) , ความของช่องว่างแถบพลังงาน ( $E_{gn}, E_{gp}$ ) และค่าเวิร์กฟังก์ชัน ( $\phi_n, \phi_p$ ) ของสารกึ่งตัวนำทั้งสอง รูปแบบของแถบพลังงานรอยต่อวิวิธพันธุ์ที่เป็นไปได้ได้เสนอโดย Anderson ซึ่งจะเป็นแถบพลังงานแบบง่าย ๆ ไม่คำนึงถึงสถานะรอยต่อและแบบจำลองเหล่านี้จะใช้เป็นพื้นฐานสำหรับการพิจารณาในรอยต่อวิวิธพันธุ์อื่น ๆ ต่อไป ลักษณะของแถบพลังงานที่เป็นไปได้อีกมีถึง 4 ลักษณะ แสดงดังตารางที่ 2.1



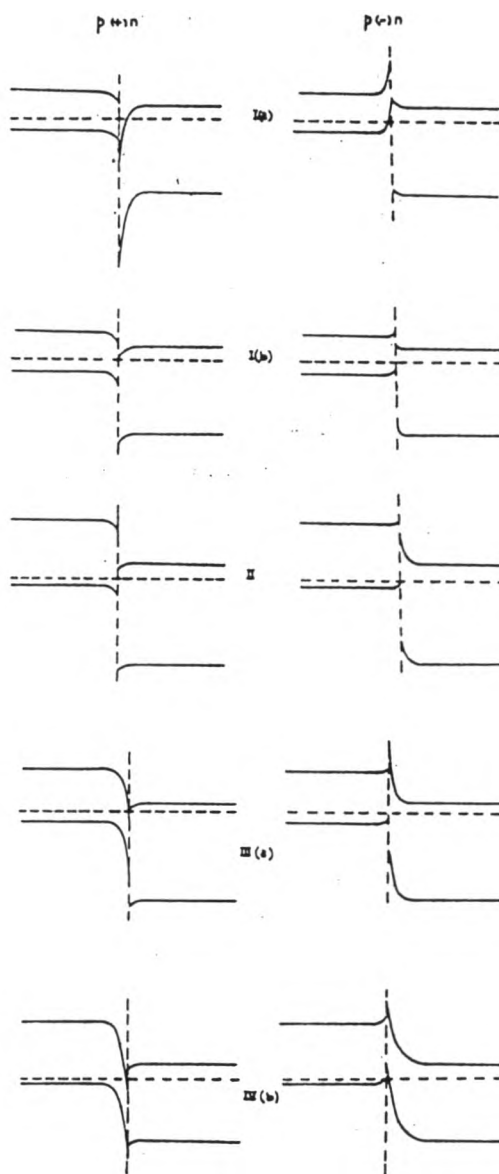
ตารางที่ 2.1 แสดง ความสัมพันธ์ของพลังงานที่เกี่ยวข้องของในแถบพลังงานเมื่อขณะสมดุล  
ของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n เมื่อ  $E_{gn} < E_{gp}$

Case	Conditions	Current-voltage relation	Equilibrium energy band profile
I	$\chi_1 < \chi_2$ $\phi_1 < \phi_2$	(a) $\chi_2 > \chi_1 + E_{g1}$ $I = A \exp \left[ -\frac{q(\Delta E_s - V_{D2})}{kT} \right]$ $\times \left[ \exp \left( \frac{qV_2}{kT} \right) - \exp \left( -\frac{qV_1}{kT} \right) \right]$ where (refer to Fig.2.2) $V_D = V_{D1} + V_{D2}$ $V = V_1 + V_2$ $\Delta E_s = \chi_2 - \chi_1$ $A = aq\chi N_{D2} \left( \frac{D_{n1}}{\tau_{n1}} \right)^{1/2}$	
		(b) $\chi_2 < \chi_1 + E_{g1}$ The expression for $I$ is the same as in (a)	
II	$\chi_1 < \chi_2 < \chi_1 + E_{g1}$ $\phi_1 > \phi_2$	$I = A \exp \left[ -\frac{q(\Delta E_s + V_D)}{kT} \right]$ $\times \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]$ where the expressions for $\Delta E_s$ , $V_D$ , $V$ and $A$ are the same as in case I	
III	$\chi_1 > \chi_2$ $\phi_1 > \phi_2$ $\chi_1 + E_{g1} < \chi_2 + E_{g2}$	(a) $V_{D1} > \Delta E_c$ $I = A \exp \left[ -\frac{q(V_D - \Delta E_s)}{kT} \right]$ $\times \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]$ where $\Delta E_s = \chi_1 - \chi_2$ and $V_D$ , $V$ and $A$ are the same as in case I. Under forward bias when $V_{D1} - V_1 < \Delta E_s$ , $I = A \exp \left[ -\frac{qV_{D2}}{kT} \right] \left[ \exp \left( \frac{qV_2}{kT} \right) - \exp \left( -\frac{qV_1}{kT} \right) \right]$	
		(b) $V_{D1} < \Delta E_c$ The expression for $I$ is the same as in (a)	

ตารางที่ 2.1 แสดง ความสัมพันธ์ของพลังงานที่เกี่ยวข้องของในแถบพลังงานเมื่อขณะสมดุล  
ของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n เมื่อ  $E_{gn} < E_{gp}$  (ต่อ)

Case	Conditions	Current-voltage relation	Equilibrium energy band profile
III (cont.)		<p>(b) <math>V_{D1} &lt; \Delta E_c</math></p> $I = A \exp\left[-\frac{qV_{D2}}{kT}\right] \left[ \exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_1}{kT}\right) \right]$ <p>where the expressions for <math>\Delta E_c</math>, <math>V_D</math>, <math>V</math> and <math>A</math> are the same as in case III(a). Under reverse bias when <math>V_{D1} +  V_1  &gt; \Delta E_c</math></p> $I = A \exp\left[-\frac{q(V_D - \Delta E_c)}{kT}\right] \times \left[ \exp\left(-\frac{q V_1 }{kT}\right) - 1 \right]$	
IV	$\chi_1 > \chi_2$ $\chi_1 < \chi_2 + E_{g2}$ $< \chi_1 + E_{g1}$	<p>(a) <math>V_{D1} &gt; \Delta E_c</math></p> <p>The expression for <math>I</math> is the same as in case III(a)</p> <p>(b) <math>V_{D1} &lt; \Delta E_c</math></p> <p>The expression for <math>I</math> is the same as in case III(b)</p>	

ลักษณะของแถบพลังงานเมื่อมีผลของสถานะรอยต่อแสดงดังรูปที่ 2.9  
 ซึ่งลักษณะจะขึ้นอยู่กับประจุสุทธิของสถานะรอยต่อ



รูปที่ 2.10 แสดงแถบพลังงานเมื่อมีผลของสถานะรอยต่อ ของรอยต่อวิวิธพันธุ์ p-n เมื่อ  
 ประจุของสถานะที่รอยต่อเป็นบวก (+) และ ลบ(-)