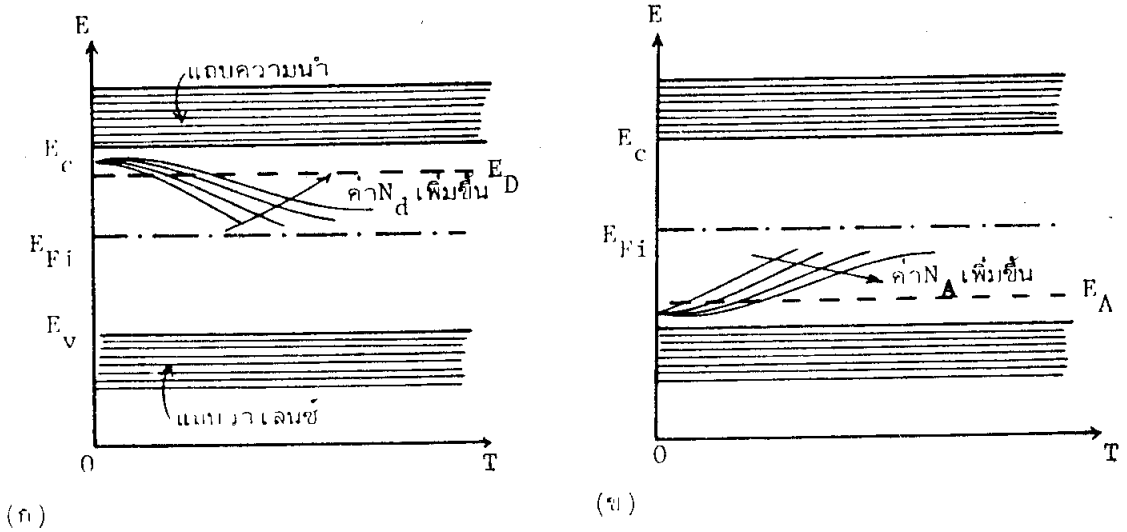
ที่อุณหภูมิสูงขึ้น เราจะคิดว่าโดเนอร์ทุกตัวไอออไนซ์และ $n = N_D$ ซึ่งจะได้ E_F ดังที่คำนวณไว้แล้ว คือสมการ (3-19)

จะเห็นว่าที่ $T = 0^{\circ}K$ E_F จะอยู่ที่ประมาณกึ่งกลางระหว่างตอนล่างของแถบ - ความนำกับระดับโดเนอร์ เมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น E_F จะค่อยๆ เลื่อนลงมาสู่ตอนกลางของช่องว่างแถบพลังงาน และเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้นมากถึงจุดหนึ่ง จำนวนอิเลคตรอนที่โลดจากแถบวาเลนซ์ไปสู่แถบความนำจะมากกว่า N_D มาก จนกระทั่งสามารถตัดอิเลคตรอนเนื่องจากสารเจือออกไปได้ และ n จะมีค่าเข้าสู่ n_i หรือ $n \simeq p$ ซึ่งเป็นลักษณะของสารกึ่งตัวนำอินทรินซิค และ E_F จะมาอยู่ที่กลางๆ ของช่องว่างแถบพลังงาน

พิจารณาเมื่อ N_D มากขึ้นคือความหนาแน่นของสารเจือมากขึ้น โดยที่ T คงที่ ค่า $\log (N_C/N_D)$ จะน้อยลงนั่นคือ E_F จะขยับสูงขึ้นไปกว่าที่ N_D น้อยกว่า

การเลื่อนระดับของ E_F เนื่องจากอุณหภูมิและความหนาแน่นของสารเจือในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นได้แสดงไว้ดังรูป 3.13(ก)



รูป 3.13 การเปลี่ยนระดับเฟอร์มิเนื่องจากอุณหภูมิและความหนาแน่นของสารเจือในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น (ก) และชนิดพี (ข)

2. <u>ในสารกึ่งตัวนำชนิดพี</u>

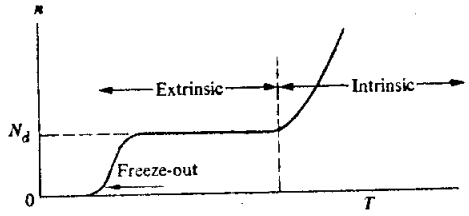
ลักษณะของ E_F ในสารกึ่งตัวนำชนิดพี จะมีค่าและการเปลี่ยนแปลงทำนองเดียวกับ E_F ของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นคือ ที่อุณหภูมิต่ำ

$$E_F = \frac{E_A}{2} + \frac{k_B T}{2} \log \frac{N_V}{N_A}$$

และที่อุณหภูมิสูงจะเป็นไปตามสมการ (3-22)

ที่ $0^{\circ}K$ E_F จะอยู่กึ่งกลางระหว่างตอนบนของแถบวาเลนซ์กับ E_A และเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น E_F จะเลื่อนขึ้นไปสู่ตอนกลางของช่องว่างแถบพลังงาน และในกรณีที่ N_A มากขึ้นคือความหนาแน่นของสารเจือมากขึ้น โดย T คงที่ E_F ก็จะขยับต่ำลงมาใกล้ตอนบนของแถบวาเลนซ์ (ดูภาพ 3.13 ข)

จะเห็นได้ว่าสารกึ่งตัวนำจริงๆ ซึ่งจะเป็นชนิดเอ็นหรือพีก็ตามจะมีจำนวนความหนาแน่นของพาหะนำประจุเปลี่ยนแปลงไปตามอุณหภูมิ โดยจะมีบางช่วงที่พาหะนำประจุส่วนใหญ่มาจากสารเจือ ซึ่งเราเรียกว่าช่วงเอกซ์ทรินซิค และในอุณหภูมิบางช่วง (อุณหภูมิสูง) ที่พาหะนำประจุส่วนใหญ่มาจากอิเลคตรอนที่โลดข้ามช่องว่างแถบพลังงานและโฮลที่แถบวาเลนซ์ ซึ่งเราเรียกว่าช่วงอินทรินซิค และในช่วงอุณหภูมิต่ำมากๆ จะมีพาหะนำประจุน้อยมาก (ที่ $0^{\circ}K$ ไม่มีพาหะนำประจุเลย) ซึ่งเรียกว่าช่วง "ฟรีซเอาท์ (freeze out)" ภาพต่อไปแสดงช่วงต่างๆ ของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น



รูป 3.14 ความหนาแน่นของอิเลคตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเทียบกับอุณหภูมิในช่วงต่างๆ

3.2.4 <u>การโดปชดเชย</u>

การโดปคือการเจือปนสารเจือลงในสารกึ่งตัวนำอินทรินซิคเพื่อให้เป็นสารกึ่งตัวนำเอกซ์ทรินซิคชนิดที่ต้องการ แต่ถ้ามีสารเจือทั้ง 2 ชนิด คือทั้งโดเนอร์และแอคเซฟเตอร์ ในขณะเดียวกัน (ซึ่งตามปกติก็เป็นเช่นนั้น) จะเกิดปรากฏการณ์ชดเชย (compensation) ขึ้น และเรียกการโดปนี้ว่าการโดปชดเชย ที่อุณหภูมิห้องอะตอมของสารเจือจะไอออไนซ์เกือบทั้งหมดและเราจะเรียกสารกึ่งตัวนำชนิดนั้นว่าชนิดเอ็นหรือพีก็แล้วแต่ว่าความหนาแน่นของสารเจือทั้ง 2 ชนิดจะเป็นอย่างไร ถ้าชนิดใดมีมากกว่าสารกึ่งตัวนำก็จะเป็นชนิดนั้น นั่นคืออิเลคตรอนและโฮลของสารเจือแต่ละชนิดจะมีการรวมตัวกัน หรือจะเรียกว่าหักล้างกันไปก็ได้ ซึ่งเรียกว่าปรากฏการณ์ชดเชย

ถ้าให้สารกึ่งตัวนำมีอุณหภูมิสูง เช่นที่อุณหภูมิห้อง และให้โดเนอร์กับแอคเซฟเตอร์ไอออไนซ์ทั้งหมด จากนั้นพิจารณาปริมาณ $(N_D - N_A)$ ถ้าเป็นบวกจะบอกถึงความหนาแน่นของอิเลคตรอนที่เหลือ ถ้าเป็นลบจะบอกถึงความหนาแน่นของโฮลที่เหลือและเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าจะเป็น

$$n + N_A = p + N_D$$

คูณตลอดด้วย n สำหรับกรณีที่ $N_D > N_A$

$$n^2 - (N_D - N_A)\, n = np$$

จาก $$np = n_i^2$$

ดังนั้น $$n^2 - (N_D - N_A)\, n - n_i^2 = 0$$

ได้ $$n = \frac{N_D - N_A}{2} + \frac{N_D - N_A}{2}\left[1 + \left(\frac{2n_i}{N_D - N_A}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

ส่วน p หาได้จาก Mass Action Law

ทำนองเดียวกันโดยการคูณเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าด้วย p (สำหรับกรณี $N_A > N_D$) จะได้

$$p = \frac{N_A - N_D}{2} + \frac{N_A - N_D}{2}\left[1 + \left(\frac{2n_i}{N_A - N_D}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

ส่วน n หาได้จาก Mass Action Law

1. <u>สารที่ถูกชดเชยเอกซ์ทรินซิค</u>

สำหรับสารที่มีการโดปชดเชยและความหนาแน่นอินทรินซิคมีค่าน้อยกว่าผลต่างของความหนาแน่นของโดเนอร์กับแอคเซฟเตอร์มาก

$$| N_D - N_A | >> n_i$$

จะเรียกว่า "สารที่ถูกชดเชยเอกซ์ทรินซิค" ในกรณีที่ $N_D > N_A$ จะเป็นชนิดเอ็น และได้

$$n \simeq N_D - N_A$$

$$p \simeq \frac{n_i^2}{N_A - N_D}$$

2. <u>สารที่ถูกชดเชยอินทรินซิค</u>

เมื่อ $n_i >> | N_D - N_A |$ เราจะเรียกสารกึ่งตัวนำนั้นว่า "สารที่ถูกชดเชยอินทรินซิค" ซึ่งในกรณีนี้

$$n \simeq p \simeq n_i$$

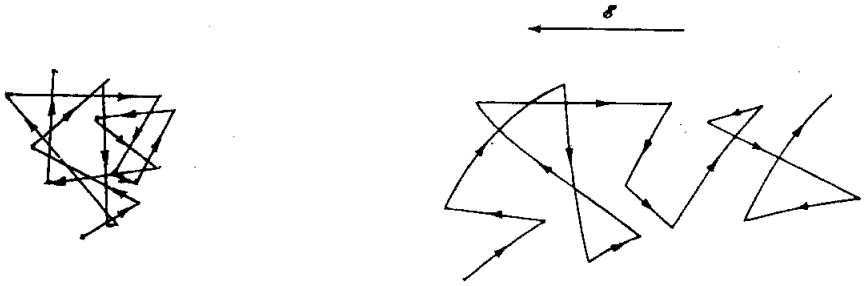
สารกึ่งตัวนำแบบนี้ความหนาแน่นของโดเนอร์กับแอคเซฟเตอร์มีค่าใกล้เคียงกัน หรือไม่ก็เป็นสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นหรือพีที่อุณหภูมิสูงมากๆ คือย่านอินทรินซิค (ดูรูป 3.14)

3.3 สภาพนำไฟฟ้าและผลของอุณหภูมิ

3.3.1 สภาพนำไฟฟ้า

ในสารกึ่งตัวนำการนำไฟฟ้าจะเกิดขึ้นจากพาหะนำประจุทั้งสองชนิด คืออิเลคตรอนในแถบความนำและโฮลในแถบวาเลนซ์ ต่อไปนี้จะกล่าวถึงการนำไฟฟ้าเนื่องจากอิเลคตรอนก่อน

เมื่อมีสนามไฟฟ้าอิเลคตรอนจะเกิดการเคลื่อนย้าย (drift) ไปในทิศตรงกันข้ามกับสนามไฟฟ้า และทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าขึ้น



รูป 3.15 การเคลื่อนที่ของอิเลคตรอนเมื่อไม่มีสนามไฟฟ้าและมีสนามไฟฟ้า

เนื่องจากการเคลื่อนที่ของอิเลคตรอนในของแข็ง เราใช้มวลยังผลเป็นมวลของอิเล็คตรอน และเนื่องจากอิเลคตรอนที่เคลื่อนที่ส่วนใหญ่อยู่ตอนล่างๆ ของแถบความนำ ซึ่งสมการของพลังงานอยู่ในรูปเดียวกับของอิเลคตรอนอิสระ ดังนั้นสมการของสภาพนำไฟฟ้าเราจะใช้ฟอร์มมาตรฐาน (ดูในวิชาฟิสิกส์ของของแข็ง) คือ

$$\sigma_e = \frac{ne^2 \tau_e}{m_e^*} \qquad \text{.....(3-29)}$$

เมื่อ σ_e คือสภาพนำไฟฟ้าเนื่องจากอิเลคตรอน τ_e เป็นช่วงชีวิตของอิเลคตรอน และ n เป็นความหนาแน่น ถ้าเราแทนค่า $n = 10^{21}\ m^{-3}$, $\tau_e = 10^{-12}$ s และ $m_e^* = 0.1\ m_o$ จะได้ $\sigma_e \simeq 1\ (\Omega\text{-m})^{-1}$ ซึ่งเป็นค่าโดยประมาณที่พบโดยทั่วๆ ไปในสารกึ่งตัวนำ ถ้าเทียบกับของโลหะซึ่ง $\sigma \simeq 10^7\ (\Omega\text{-m})^{-1}$ จะเห็นว่าของสารกึ่งตัวนำมีค่าน้อยกว่ามาก แต่อย่างไรก็ดีค่าขนาดนี้นับได้ว่ามากพอสำหรับการนำไปประยุกต์ใช้งาน ค่าสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำที่น้อยกว่าโลหะนี้สาเหตุสำคัญเนื่องมาจากความหนาแน่นของอิเลคตรอนมีค่าน้อยกว่าของโลหะมาก (n ของโลหะมีค่าประมาณ $10^{28}\ m^{-3}$)

เพื่อความสะดวกในการศึกษาเรื่องราวของสารกึ่งตัวนำ เราจะใช้ตัวแปรตัวใหม่ คือ "ความคล่องตัว (mobility)" แทนช่วงชีวิตของอิเลคตรอน

พิจารณาความเร็วของอิเลคตรอนของของแข็งในสนามไฟฟ้าซึ่งหาได้จากสมการของนิวตัน

$$m_e^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{\varepsilon} - m^* \frac{\vec{v}}{\tau_e}$$

เมื่อเทอมหลังสุดคือแรงต้านเนื่องจากการชนกันของอิเลคตรอนกับไอออนต่างๆ ในของแข็งและกับโฟนอน ในสภาวะคงที่ (steady state) $dv/dt = 0$ จะได้

$$\vec{v} = -\frac{e\,\tau_e}{m_e^*}\vec{\varepsilon}$$

นิยามของค่าความคล่องตัวคือ "ความเร็วต่อหนึ่งหน่วยสนามไฟฟ้า หรือ v/ε " ดังนั้นถ้าเราให้ μ_e เป็นความคล่องตัวของอิเลคตรอนจะได้

$$\mu_e = \frac{e\,\tau_e}{m_e^*} \qquad \text{.....(3-30)}$$

แทนค่าในสมการ (3-29) จะได้

$$\sigma_e = ne\,\mu_e \qquad \text{.....(3-31)}$$

ค่าประมาณโดยทั่วไปของ μ_e หาได้โดยแทนค่า $\sigma_e = 1\ (\Omega\text{-m})^{-1}$ และ $n = 10^{21}\ m^{-3}$ ซึ่งจะได้ $\mu_e \approx 10^{-2}\ m^2/V\text{-s}$ ตาราง 3.2 แสดงค่าความคล่องตัวของอิเลคตรอนและโฮลในสารกึ่งตัวนำบางชนิด

ตาราง 3.2

ความคล่องตัวของอิเลคตรอนและโฮล

Crystal	μ, cm^2/volt-s	
	Electron	*Hole*
C	1800	1600
Si	1350	475
Ge	3900	1900
GaAs	8500	400
GaP	110	75
GaSb	4000	1400
InAs	33000	460
InP	4600	150
InSb	80000	750
CdS	340	18
CdSe	600	
CdTe	300	65
ZnS	120	5
ZnSe	530	16
ZnTe	530	900

ในทำนองเดียวกันสภาพนำไฟฟ้า เนื่องจากโฮลก็จะอยู่ในฟอร์ม เดียวกับของอิเลคตรอน คือ

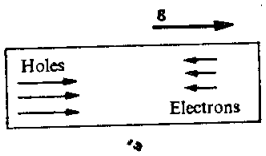
$$\sigma_h = \frac{pe^2 \tau_h}{m_h^*} = pe\mu_h$$

ในกรณีทั่วๆ ไป เนื่องจากการนำไฟฟ้าในสารกึ่งตัวนำ เกิดขึ้น เนื่องจากอิเลคตรอน และโฮลพร้อมๆ กันไป ดังรูป 3.16 กระแสไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจะเป็นผลบวกของกระแสซึ่งให้ทิศทาง ของ $\vec{J}$ ทางเดียวกัน ดังนั้นค่าสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำจึงเป็นผลบวกของ σ_e และ σ_h

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h$$

หรือ

$$\sigma = ne\,\mu_e + pe\,\mu_h \qquad \text{.....(3-32)}$$



รูป 3.16 กระแสไฟฟ้าจากการเคลื่อนที่ของอิเลคตรอนและโฮล

ในช่วงอุณหภูมิอินทรินซิค หรือสารกึ่งตัวนำอินทรินซิค เราทราบแล้วว่า $n = p$ ดังนั้น

$$\sigma = n_i e (\mu_e + \mu_h) \qquad .....(3-33)$$

ในกรณีนี้ถึงแม้ว่าความหนาแน่นของอิเลคตรอนกับโฮลจะเท่ากันก็มิได้หมายความว่ามันจะเข้าไปมีส่วนในสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำคนละครึ่ง เพราะต้องพิจารณาค่าสภาพความคล่องตัวด้วย ในสารกึ่งตัวนำชนิดเดียวกันที่อุณหภูมิคงที่ ความคล่องตัวของอิเลคตรอนมีค่ามากกว่าของโฮล ดังนั้นอิเลคตรอนจึงเป็นตัวให้ค่าสภาพนำไฟฟ้าแก่สารกึ่งตัวนำมากกว่าจากโฮล

ในช่วงเอกซ์ทรินซิค ส่วนใหญ่เราจะใช้ค่าประมาณโดยคิดเฉพาะผลจากพาหะนำประจุเอก คือ

ชนิดเอ็น

$$\sigma \simeq ne \mu_e$$

ชนิดพี

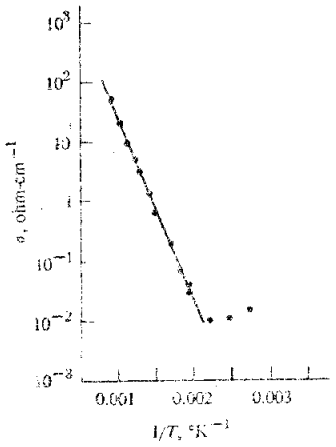
$$\sigma \simeq pe \mu_h$$

3.3.2 <u>ผลของอุณหภูมิต่อสภาพนำไฟฟ้า</u>

สภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเป็นค่าที่ขึ้นกับอุณหภูมิมาก พิจารณาสารกึ่งตัวนำช่วงอินทรินซิค สภาพนำไฟฟ้าเป็นไปตามสมการ (3-33) แต่เนื่องจากความหนาแน่นของอิเลคตรอนเพิ่มขึ้นอย่างเอกซ์โปเนนเชียลกับอุณหภูมิดังสมการ (3-14) เราจึงสามารถเขียนสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำอินทรินซิคได้ดังนี้

$$\sigma = F(T)\, e^{-E_g/2k_BT} \qquad \text{.....(3-34)}$$

โดยที่ F(T) เป็นฟังค์ชันที่ขึ้นกับอุณหภูมิอย่าง "อ่อนๆ (weakly)" เมื่อเทียบกับเทอมเอกซ์โปเนนเชียล คือเป็นฟังค์ชันของค่า $T^{3/2}$ กับความคล่องตัว (ซึ่งต่อไปจะแสดงให้เห็นว่า μ แปรผันโดยประมาณกับ $T^{-3/2}$) ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าจึงเพิ่มขึ้นอย่างเอกซ์โปเนนเชียลกับอุณหภูมิ ดังรูป 3.17



รูป 3.17 สภาพนำไฟฟ้าพลอตเทียบกับ T^{-1}

สมการ (3-34) ใช้สำหรับการหาค่าพลังงานของช่องว่างแถบพลังงาน (E_g) โดยการทำให้เป็นฟังค์ชันล็อกธรรมชาติ

$$\log \sigma = \log F(T) - \frac{E_g}{2k_B T}$$

ดังนั้นการพลอต log σ เทียบกับ T^{-1} จะได้เส้นตรงมีความชัน $-E_g/2k_B$ โดยเราคิดว่าเทอมหน้าซึ่งขึ้นกับอุณหภูมิน้อยกว่ามากไม่แปรผันกับอุณหภูมิ ในสมัยแรกๆ การหา E_g ใช้วิธีการนี้ แต่ปัจจุบันส่วนใหญ่จะนิยมใช้วิธีการทางแสง ซึ่งจะได้กล่าวถึงต่อไป

เมื่อสารกึ่งตัวนำไม่ได้อยู่ในช่วงอินทรินซิคการแปรผันของสภาพนำไฟฟ้ากับอุณหภูมิจะไม่รวดเร็วเหมือนดังกับที่แล้ว เช่นถ้าเป็นซนิดเอ็น

$$\sigma_e \simeq ne\,\mu_e$$

และเนื่องจาก $n \simeq N_D$ ซึ่งเป็นค่าคงที่ ดังนั้น σ_e จึงแปรผันกับ μ_e

พิจารณาการแปรผันของค่าความคล่องตัวกับอุณหภูมิโดยดูจากอิเลคตรอน

$$\mu_e = \frac{e\,\tau_e}{m_e^*}$$

เนื่องจาก τ_e แปรผันกับอุณหภูมิ ดังนั้น μ_e จึงแปรผันกับอุณหภูมิด้วย การแปรผันนี้สามารถพิจารณาได้โดยการเขียน

$$\tau_e = \frac{\ell}{v}$$

เมื่อ ℓ เป็นระยะทางอิสระเฉลี่ย และ v เป็นความเร็วเฉลี่ย

ค่าความเร็วเฉลี่ยสามารถหาได้จากวิธีการในฟิสิกส์สถิติทั่วๆไป (อิเลคตรอนในแถบความนำจะอยู่บริเวณตอนล่างของแถบความนำ และมีพฤติกรรมเช่นเดียวกับอิเลคตรอนอิสระ ที่มีมวล m_e^*)

$$\frac{1}{2} m_e^* v^2 = \frac{3}{2} k_B T$$

ดังนั้น

$$\mu_e = \frac{e \ell}{(m_e^*)^{\frac{1}{2}} (3 k_B T)^{\frac{1}{2}}}$$

ค่าระยะทางอิสระเฉลี่ย ℓ ก็เป็นค่าที่ขึ้นกับอุณหภูมิ ที่อุณหภูมิสูง ℓ จะขึ้นกับขบวนการกระเจิง (scattering) กับโฟนอนเป็นอย่างมาก และ ℓ จะแปรผันกับ T^{-1} ส่วนที่อุณหภูมิต่ำๆ อิทธิพลของโฟนอนจะน้อยลง ดังนั้นเราอาจประมาณเอาได้ว่า $\ell \propto T^{-1}$ ดังนั้น

$$\mu_e \propto T^{-3/2} \qquad \text{.....(3-35)}$$

ในกรณี μ_h ก็เป็นเช่นเดียวกัน

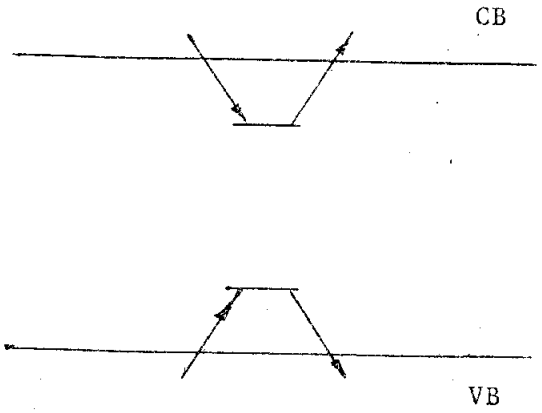
ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำในช่วงเอกซ์ทรินซิคจึงแปรผันกับ $T^{-3/2}$ และถ้าย้อนกลับไปดูสมการ (3-34) จะเห็นว่า F(T) ซึ่งเป็นฟังค์ชันของ T ในลักษณะ

$$T^{3/2} \mu \simeq T^{3/2} \cdot T^{-3/2}$$

จึงเกือบจะเป็นฟังค์ชันที่ไม่ขึ้นกับอุณหภูมิดังที่เราได้กำหนดไว้ในตอนพิจารณาสมการ (3-34)

3.4 ขบวนการแทรปและการรวมตัวกันใหม่ของอิเลคตรอนกับโฮล

การรวมตัวกันใหม่คือการที่อิเลคตรอนและโฮลอิสระมารวมกัน (อิเลคตรอนเข้าไปครอบครองสถานะว่างที่โฮล) ทำให้อิเลคตรอนและโฮลอิสระคู่นั้นหายไป (เมื่อได้รับพลังงานใหม่ที่พอเพียง อิเลคตรอนนั้นก็จะโลดออกไปเป็นอิสระอีกและเกิดอิเลคตรอนกับโฮลอิสระขึ้นมาใหม่) ส่วนขบวนการแทรปคือขบวนการที่อิเลคตรอนหรือโฮลอิสระถูกกักอยู่ที่บริเวณศูนย์กลางการแทรป (trapping center) ชั่วครู่แล้วก็ออกไปเป็นอิสระใหม่ ศูนย์กลางการแทรปส่วนมากเกิดขึ้นจากความไม่สมบูรณ์ของผลึก หรือเกิดจากอะตอมของสารเจือในสารกึ่งตัวนำ



รูป 3.18 อิเลคตรอนและโฮลถูกแทรปโดยศูนย์กลางการแทรป

ขบวนการแทรปและการรวมตัวกันใหม่ของอิเลคตรอนจะทำให้ช่วงชีวิตของอิเลคตรอนหรือโฮลอิสระลดลง ซึ่งมีผลต่อสภาพนำไฟฟ้าทำให้ลดลงด้วย

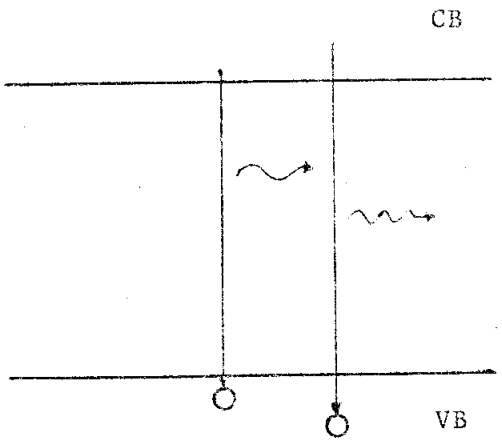
การรวมตัวกันใหม่ที่สำคัญมีอยู่ 3 แบบคือ

1. การรวมตัวกันใหม่โดยตรง (direct recombination)
2. การรวมตัวกันใหม่โดยศูนย์กลางการแทรป (recombination through traps)

3. การรวมตัวกันใหม่ที่ผิว (surface recombination)

ในแบบแรกอิเลคตรอนจากแถบความนำจะตกลงมาสู่สถานะว่าง (โฮล) ในแถบวาเลนซ์โดยตรงดังรูป 3.19 ซึ่งขบวนการนี้จะเกิดการปล่อยพลังงานในรูปของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า รวมทั้งอาจจะเกิดโฟนอนหรือดูดกลืนโฟนอนด้วย เพื่อให้เป็นไปตามกฎการทรงของพลังงานและโมเมนตัม

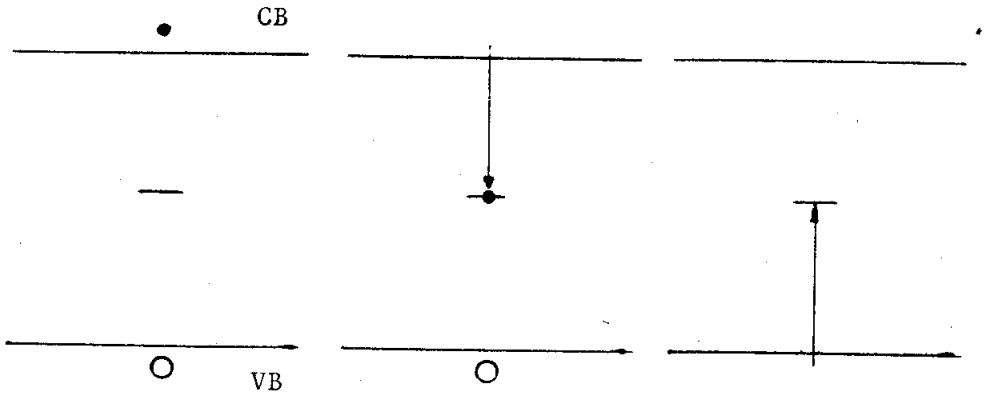
ในบางครั้งแทนที่อิเลคตรอนจะลงมารวมตัวกับโฮลในแถบวาเลนซ์โดยตรง มันกลับโคจรรอบซึ่งกันและกัน (รอบศูนย์กลางมวล) เป็น "bound state" อันหนึ่ง ซึ่งเราเรียกว่า "เอ็กซิตอน (exciton)" ซึ่งจะมีระดับพลังงานต่ำสุดประมาณ 0.01 eV คืออยู่ใกล้ๆ กับระดับโดเนอร์ ส่วนระดับพลังงานสูงขึ้นของเอ็กซิตอนจะมีลักษณะเป็นชั้นๆ และที่ระดับสูงสุดคือเมื่ออิเลคตรอนเป็นอิสระอิเลคตรอนจะเข้าไปอยู่ในแถบความนำ



รูป 3.19 การรวมตัวกันใหม่โดยตรง

เราอาจสงสัยว่ามีระดับพลังงานของอิเลคตรอนอยู่ในช่องว่างแถบพลังงานได้อย่างไร ที่เป็นดังนี้ก็เพราะในการคำนวณหาแถบพลังงานของของแข็งโดยทฤษฎีของบลอชนั้น เป็นทฤษฎีของอิเลคตรอนเดี่ยว (single electron) ส่วนการเกิดเอ็กซิตอนและระดับพลังงานของมันนั้น เป็นผลจากการคำนวณในระดับสูงขึ้น (higher degree of approximation) การรวมตัวกันใหม่โดยผ่านเอ็กซิตอนจะมีการปล่อยโฟตอนที่มีพลังงานน้อยกว่าช่องว่างแถบพลังงานเล็กน้อย

ในแบบที่สองเป็นการรวมตัวกันใหม่แบบที่อิเลคตรอนจากแถบความนำลดลงสู่สถานะว่างในแถบวาเลนซ์เป็น 2 จังหวะ โดยใน 2 จังหวะนี้ทิ้งช่วงเวลาห่างกันพอควร (ซึ่งทำให้ต่างกับการตกลงสู่แถบวาเลนซ์ของพวก "indirect bandgap" ซึ่งแบบนี้ ระยะห่างของเวลาใน 2 จังหวะแทบจะไม่มี) เช่นอิเลคตรอนอาจจะตกมาที่บริเวณศูนย์กลางการแทรปบริเวณกลางๆ ช่องว่างแถบพลังงาน และศูนย์กลางการแทรปนี้ก็อาจจะไป "จับ (capture)" โฮลไว้ ทำให้อิเลคตรอนและโฮลรวมตัวกันที่ศูนย์กลางการแทรปนั้น ซึ่งจะเรียกใหม่ว่า ศูนย์กลางการรวมตัวกันใหม่ (recombination center)



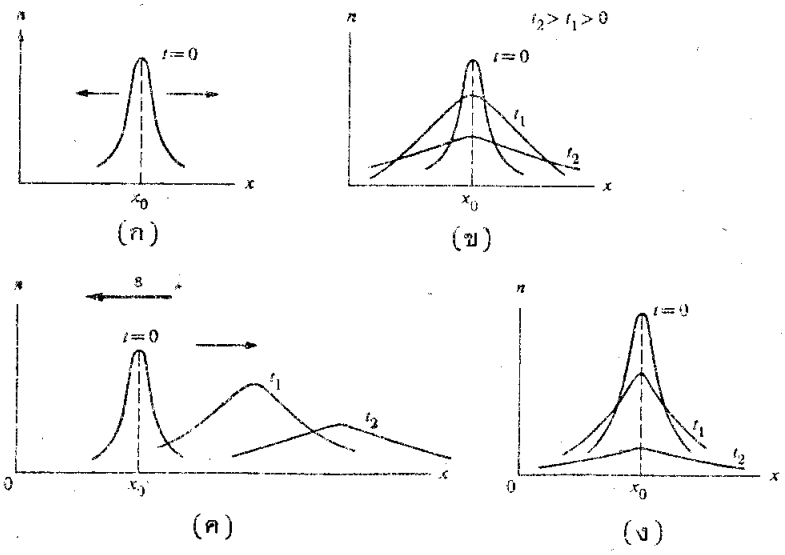
รูป 3.20 การรวมตัวกันใหม่โดยศูนย์กลางการแทรป

แบบที่สาม เป็นการรวมตัวของอิเลคตรอนและโฮลที่เดินทางไปถึงบริเวณผิวของสารกึ่งตัวนำ เมื่ออิเลคตรอนและโฮลเดินทางไปถึงผิวของสารกึ่งตัวนำ มันจะเกิดการรวมตัวกันที่นั่น เพราะมีฉะนั้นจะทำให้บริเวณผิวเกิดประจุไฟฟ้าขึ้น คือไม่เป็นกลางทางไฟฟ้า อัตราการรวมตัวกันใหม่ที่ผิวมีค่าสูงและบางครั้งมีค่ามากกว่าอัตราการรวมตัวกันใหม่ที่เกิดขึ้น "ภายใน" เสียอีก และมีผลมากในการสร้างอุปกล (device) สารกึ่งตัวนำที่มีพื้นที่ผิวมากๆ เช่นอุปกลที่เกี่ยวพันกับแสง เป็นต้น

3.5 กระแสที่เกิดจากการแพร่

ในบางครั้งความหนาแน่นของพาหะนำประจุในสารกึ่งตัวนำมีค่าไม่สม่ำเสมอกับตำแหน่งต่างๆ (nonuniform in space) เช่น ในอุปกลที่ประกอบด้วย พี-เอ็นจังค์ชัน เป็นต้น เมื่อความหนาแน่นของพาหะนำประจุมีความไม่สม่ำเสมอ จะเกิดการแพร่ (diffusion) ซึ่งเป็นขบวนการที่มีความสำคัญมาก

เมื่อยังไม่มีสนามไฟฟ้า (ดูรูป 3.21 ก.) และเกิดพัลซ์ของพาหะนำประจุ (ในรูปเป็นอิเลคตรอน) ขึ้นที่ตำแหน่ง x_o เมื่อเวลา t_o (พัลซ์ของพาหะนำประจุเกิดจากการ "ฉีด-inject" พาหะนำประจุเข้าไปโดยวงจรภายนอก) พัลซ์นี้จะทำให้เกิดความไม่สมดุลย์ขึ้น คือความหนาแน่นของพาหะนำประจุไม่สม่ำเสมอตลอดก้อนของเนื้อสาร และจะเกิดการเปลี่ยนแปลงเพื่อให้ระบบเข้าสู่สมดุล คือเกิดกระแสออกไปรอบบริเวณ x_o ในกรณีหนึ่งมิติจะเกิดกระแสไปทางซ้ายและขวา การไหลนี้ซึ่งจะมี n เปลี่ยนแปลงไปตามตำแหน่งเรียกว่า การแพร่ การแพร่เป็นการจัดตัวเองของระบบให้เข้าสู่สภาวะสมดุล คือความหนาแน่นของพาหะนำประจุสม่ำเสมอตลอดก้อนของสาร รูปร่างของพัลซ์ที่เวลาผ่านไปแสดงไว้ในรูป 3.21 (ข) ซึ่งพลัซ์จะแผ่ออกไปโดยรอบและยอดของมันจะต่ำลง โดยมีจุดศูนย์กลางอยู่ที่เดิม



รูป 3.21 การแพร่แบบต่างๆ

เมื่อใส่สนามไฟฟ้าที่เวลา t = 0 ฟลักซ์ยังคงแพร่เช่นเดิม แต่ขณะเดียวกันจะเลื่อนไปในทิศตรงข้ามกับสนามไฟฟ้า (รูป 3.21 ค.) รูป 3.21 (ง) แสดงให้เห็นถึงขบวนการอีกขบวนการหนึ่งที่ทำให้ฟลักซ์มีการเปลี่ยนแปลงไปสู่สภาวะสมดุลเช่นกัน ขบวนการนั้นคือการรวมตัวกันใหม่ ถ้าเราให้ช่วงการรวมตัวกันใหม่คือ τ' ในช่วงเวลา $t < \tau'$ ฟลักซ์จะแพร่ออกไปตามปกติ แต่เมื่อ $t \geq \tau'$ ผลของการรวมตัวกันใหม่จะเข้ามามีบทบาทเพิ่มเข้าไปกับการแพร่

การแพร่ของพาหะนำประจุเป็นไปตามกฎของฟิค (Fick's Law) ที่กล่าวว่า "สำหรับกรณีความหนาแน่นของพาหะไม่สม่ำเสมอ ความหนาแน่นของกระแสพาหะ, J' , ซึ่งก็คือจำนวนพาหะที่ไหลผ่านพื้นที่ 1 ตารางหน่วยใน 1 หน่วยเวลา จะสามารถเขียนได้ดังนี้ ------"

$$J' = - D \frac{\partial n}{\partial x} \qquad \text{.....(3-36)}$$

เมื่อ D เป็นค่าคงที่เรียกว่า สัมประสิทธิ์การแพร่ (diffusion coefficient) และ $\partial n/\partial x$ เป็นเกรเดียนท์ของความหนาแน่น เครื่องหมายลบแสดงถึงว่า กระแสอนุภาคจะเคลื่อนที่ไปในทิศทางที่เกรเดียนท์ลดลง สมการ (3-36) เขียนในหนึ่งมิติ เพื่อความสะดวก

กฎของฟิคสามารถใช้ได้กับอนุภาคที่มีประจุหรือเป็นกลางก็ได้ ในสารกึ่งตัวนำเนื่องจากอนุภาคคืออิเลคตรอนและโฮลซึ่งมีประจุ ดังนั้นกระแสอนุภาคจึงทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าด้วย กระแสไฟฟ้าเนื่องจากการแพร่ของอิเลคตรอนและโฮลสามารถเขียนได้ดังนี้

$$(J_e)_{diff} = e D_e \frac{\partial n}{\partial x} \qquad \text{.....(3-37)}$$

$$(J_h)_{diff} = - e D_h \frac{\partial p}{\partial x} \qquad \text{.....(3-38)}$$

ในขณะมีกระแสเนื่องจากการแพร่นั้น เมื่อสารอยู่ในสภาวะสมดุลและเป็นสารเนื้อเดียวกันจะต้องไม่มีกระแสเนื่องจากการไหลของโฮลหรืออิเลคตรอนเกิดขึ้น นั่นคือภายในเนื้อสารจะต้องมีสนามไฟฟ้าที่จะทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าหักล้างกับกระแสที่เกิดจากการแพร่ ถ้าให้สนามไฟฟ้านั้นมีค่า $\vec{E}'$ แล้วกระแสไฟฟ้าทั้งหมดเนื่องจากอิเลคตรอนจะเขียนได้ดังนี้

$$\vec{J}_e = n e \mu_e \vec{E}' + e D_e \vec{\nabla} n \qquad \text{.....(3-39)}$$

และทำนองเดียวกันกับโฮล

$$\vec{J}_h = p e \mu_h \vec{E}' - e D_h \vec{\nabla} p \qquad \text{.....(3-40)}$$

ขอให้สังเกตว่าสมการ (3-39) และ (3-40) ยังไม่มีสนามไฟฟ้าจากภายนอกเข้ามาเกี่ยวข้อง

พิจารณากรณีของอิเลคตรอน ที่สภาวะสมดุล ณ. T ใดๆ กระแสไฟฟ้าเนื่องจากอิเลคตรอนจะต้องเป็นศูนย์ ดังนั้น

$$- n \mu_e E'_x = D_e \frac{\partial n}{\partial x} \qquad \text{.....(3-41)}$$

ถ้าให้ ψ เป็นศักย์ไฟฟ้าสถิตย์

$$E'_x = - \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

และพลังงานของอิเลคตรอนมีค่า $- e\psi$ และให้ n เป็นไปตามสถิติของแมกซ์เวล - โบลทซ์มาน

$$n = \text{constant } e^{e\psi/k_B T}$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{n\, e}{k_B T} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

แทนค่า E'_x และ $\frac{\partial n}{\partial x}$ ลงในสมการ (3-41)

$$n \mu_e \frac{\partial \psi}{\partial x} = D_e\, n \frac{e}{k_B T} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

ได้

$$D_e = \left(\frac{k_B T}{e} \right) \mu_e \qquad \text{.....(3-42)}$$

$$D_h = \left(\frac{k_B T}{e} \right) \mu_h$$

สมการ (3-42) เรียกว่า ความสัมพันธ์ไอน์สไตน์ (Einstein Relation) ที่อุณหภูมิห้องและให้ μ_e มีค่า 10^3 $cm^2/V\text{-}s$ จะได้ D_e ประมาณ 25 cm^2/s

3.5.1 <u>สมการการแพร่สำหรับพาหะนำประจุชนิดเดียว</u>

สมมุติว่าในสารกึ่งตัวนำมีพาหะนำประจุชนิดเดียวเช่นโฮล กระแสไฟฟ้าทั้งหมดที่เกิดจากเกรเดียนท์ของ p และจากสนามไฟฟ้า ε จะสามารถเขียนได้จากสมการ (4-32) โดยให้ n = 0 และ (4-38)

$$J = -eD\frac{\partial p}{\partial x} + pe\mu\varepsilon \qquad \text{.....(3-43)}$$

เทอมแรกทางขวามือคือ กระแสจากการแพร่ (diffusion current) และเทอมที่สองคือกระแสจากการเคลื่อนย้าย (drift current) ซึ่งเป็นไปตามกฎของโอห์ม

เนื่องจาก p เป็นฟังค์ชันทั้งตำแหน่งและเวลา เราจะพิจารณาว่า p ณ.ตำแหน่ง x ใดๆ จะผันแปรกับเวลาอย่างไร ซึ่งสามารถหาได้จากสมการต่อเนื่อง (continuity equation) จากทฤษฎีแม่เหล็กไฟฟ้า

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J'} = 0$$

เมื่อ ρ เป็นความหนาแน่นของอนุภาคและ J' เป็นความหนาแน่นของกระแสอนุภาค ในกรณีของโฮล ถ้าพิจารณาในหนึ่งมิติ กระแสไฟฟ้าเนื่องจากโฮล $J = eJ'$ ซึ่งเมื่อแทนค่าในสมการต่อเนื่องจะได้

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{flow} = -\frac{1}{e}\frac{\partial J}{\partial x}$$

$$= D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial}{\partial x} (p \varepsilon)$$

นอกจาก p จะเปลี่ยนไปตามเวลาเนื่องจากการแพร่แล้ว ยังจะเปลี่ยนไปตามเวลาเนื่องจากการรวมตัวใหม่กับอิเลคตรอนด้วย ถ้าให้ r เป็นอัตราการรวมตัวกันใหม่ต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรต่อหนึ่งหน่วยเวลาแล้ว

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial (p\varepsilon)}{\partial x} - r \qquad \text{.....(3-44)}$$

ถ้าให้ p_o เป็นค่าความหนาแน่นของโฮลที่สภาวะสมดุล และ τ' เป็นช่วงเวลาการรวมตัวกันใหม่ จะเห็นว่าอัตราการรวมตัวกันใหม่จะมีค่า

$$\frac{p - p_o}{\tau'}$$

ดังนั้นสมการต่อเนื่องในกรณีของโฮลจะมีค่า

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\mu \partial (p\varepsilon)}{\partial x} - \left(\frac{p - p_o}{\tau'} \right) \qquad \text{.....(3-45)}$$

ทำนองเดียวกับของอิเลคตรอน

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{\mu \partial (n\varepsilon)}{\partial x} - \left(\frac{n - n_o}{\tau'} \right) \qquad \text{.....(3-46)}$$

สมการ (3-45) และ (3-46) คือสมการการแพร่ (diffusion equation) ของโฮลและของอิเลคตรอนในสารกึ่งตัวนำซึ่งมีพาหะนำประจุเป็นอิเลคตรอนอย่างเดียวหรือโฮลอย่างเดียวตามลำดับ

สมการการแพร่ใช้สำหรับแก้ปัญหาเรื่องราวของการแพร่ ต่อไปนี้จะเป็นตัวอย่างการแก้สมการการแพร่ในปัญหา 2 กรณี

1. พิจารณาการแก้ปัญหาในกรณี $\varepsilon = 0$ และ $\partial p/\partial t = 0$ (โฮลถูกฉีดเข้ามาอย่างสม่ำเสมอ - steady state)

จากสมการ (3-45)

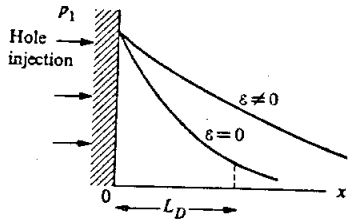
$$D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_o}{\tau'} = 0$$

ซึ่งมีผลลัพท์ดังนี้

$$p_1 = p - p_o = A e^{- x/(D \tau')^{\frac{1}{2}}} \qquad \text{.....(3-47)}$$

โดยที่ A เป็นค่าคงที่ซึ่งหาได้จากเงื่อนไขขอบเขต จะเห็นว่าความหนาแน่น p_1 จะสลายไปตาม x และถือได้ว่าหายไปที่ $x > (D \tau')^{\frac{1}{2}}$ ค่า $(D \tau')^{\frac{1}{2}}$ เรียกว่า "ระยะของการแพร่ (diffusion length) , L_D"

$$L_D = (D \tau')^{\frac{1}{2}} \qquad \text{.....(3-48)}$$



รูป 3.22 การแพร่ในกรณีที่มีและไม่มีสนามไฟฟ้า เมื่อโฮล
ถูกฉีดเข้ามาด้วยอัตราคงที่

รูป 3.22 แสดงสถานะการณ์ของตัวอย่างข้างต้น คือเป็นสารตัวอย่างที่ยาวมาก โฮลถูกฉีดเข้ามาด้วยอัตราคงที่ โฮลจะแพร่ไปทางขวา แต่เนื่องจากขบวนการรวมตัวกันใหม่ ทำให้โฮลอยู่ได้เพียงเวลา τ' แล้วจะรวมกับอิเลคตรอนหายไป ช่วงเวลา τ' นี้โฮลเดินทางไปได้ระยะทาง L_D ซึ่งจะเห็นได้ว่าในกรณีนี้ $\partial p/\partial t = 0$

ให้ v_D เป็นความเร็วของการแพร่ (diffusion velocity)

$$v_D = \frac{L_D}{\tau'} = \left(\frac{D}{\tau'}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{.....(3-49)}$$

ซึ่งจะทำให้กระแสเนื่องจากการแพร่ในปัญหาตัวอย่างนี้มีค่า

$$J_D = ep_1 v_D = ep_1 \left(\frac{D}{\tau'}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{.....(3-50)}$$

ซึ่ง J_D ที่ได้นี้จะมีค่าเท่ากันกับการแทนค่าสมการ (3-47) ลงในสมการ (3-38)

2. ในกรณี "steady state" เช่นเดิม แต่มีสนามไฟฟ้าซึ่งมีค่าคงที่ และไม่เท่ากับศูนย์ จะได้

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} - \frac{\mu\varepsilon}{D}\frac{\partial p_1}{\partial x} - p_1/L_D^2 = 0$$

ซึ่งมีผลลัพท์เป็น

$$p_1 = A\, e^{-\gamma x/L_D} \qquad \text{.....(3-51)}$$

เมื่อ $$\gamma = (1 + s^2)^{\frac{1}{2}} - s$$

$$s = \mu\, \varepsilon\, L_D/2D \qquad \text{.....(3-52)}$$

ซึ่งคล้ายกับสมการ (3-47) นั่นเอง โดยมีระยะทางของการแพร่เป็น L_D/γ แต่เนื่องจาก γ มีค่าน้อยกว่า 1 ดังนั้นระยะทางของการแพร่ของกรณีนี้จะยาวกว่ากรณีแรก (ดูรูป 3.22)

3.5.2 <u>สมการการแพร่สำหรับพาหะนำประจุทั้งสองชนิด</u>

ในกรณีทั่วๆ ไปที่ต้องพิจารณาการแพร่ทั้งของอิเลคตรอนและของโฮล คือต้องพิจารณาสมการ (3-45) และ (3-46) ไปพร้อมๆ กัน ในกรณีนี้ทั้ง 2 สมการไม่เป็นอิสระคือต้องขึ้นแก่กัน เนื่องจาก ε ที่ปรากฏในสมการทั้งสอง คือสนามไฟฟ้าภายในเนื้อสารกึ่งตัวนำซึ่งจะมีค่าเท่ากับผลรวมของสนามไฟฟ้าภายนอก กับสนามไฟฟ้าที่เกิดจากการแพร่ของอิเลคตรอนกับโฮล

การแก้สมการทางคณิตศาสตร์ของกรณีนี้ค่อนข้างจะยุ่งยากมาก ในที่นี้จะพิจารณาเฉพาะกรณีง่ายๆ เพียงกรณีเดียวซึ่งนำไปใช้เชิงปฏิบัติได้ คือ พิจารณาสารกึ่งตัวนำเอ็น ซึ่ง $n_o >> p_o$ (n_o และ p_o คือความหนาแน่นที่สภาวะสมดุล) และสมมุติว่ามีพัลซ์ของโฮลถูกฉีดเข้ามาในสารนี้ พัลซ์ของโฮลจะทำให้เกิดพัลซ์ของอิเลคตรอนขึ้นด้วย ทั้งนี้เนื่องจากสนามไฟฟ้าภายใน กรณีนี้อิเลคตรอนเป็นพาหะนำประจุเอกของสาร และโฮลเป็นพาหะนำประจุรอง

การแพร่ของโฮลจะเป็นไปตามปกติเหมือนไม่มีอิเลคตรอน นั่นคือสมการ (3-45) ยังคงใช้ได้ การแพร่ของพัลซ์อิเลคตรอนจะค่อนข้างสลับซับซ้อนเนื่องจาก n_o มีค่ามาก ผลของการแพร่ของอิเลคตรอนจะน้อยมาก ดังนั้นการแพร่ของโฮลจึงไม่ถูกรบกวนจากการแพร่ของอิเลคตรอน และแพร่ไปเหมือนกับเป็นพัลซ์โฮลอิสระ

สรุปได้ว่าในกรณีที่มีพัลซ์ทั้งสองชนิดจะเป็นการง่ายกว่าถ้าเราจะศึกษาถึงการแพร่ของพัลซ์ของพาหะนำประจุรอง เรื่องนี้จะมีความสำคัญมากในการอภิปรายเรื่องราวของอนุกลที่ประกอบด้วย พี-เอ็นจังค์ชัน เช่น ทรานซิสเตอร์

บทสรุป

<u>กฎของโอห์ม</u>

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}$$

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$$

<u>การนำไฟฟ้าในสารกึ่งตัวนำอินทรินซิค</u>

สำหรับสารกึ่งตัวนำอินทรินซิค

$$n = p = n_i$$

$$n = 2\left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^{3/4} e^{-E_g/2k_B T}$$

และระดับเฟอร์มิ

$$E_F = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} k_B T \log (m_e^*/m_h^*)$$

$$\simeq E_g/2$$

<u>การนำไฟฟ้าในสารกึ่งตัวนำเอกซ์ทรินซิค</u>

1. สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ใช้สารเจือปนจากธาตุในตารางธาตุคอลัมน์ V พาหะนำประจุเอกคืออิเลคตรอน อะตอมสารเจือ ซึ่งให้อิเลคตรอนอิสระเรียกว่าโดเนอร์

ระดับโดเนอร์อยู่ที่ประมาณ 0.01 eV จากตอนล่างของแถบความนำ

$$n \simeq N_D$$

2. สารกึ่งตัวนำชนิดพี สารเจือใช้ธาตุจากคอลัมน์ III อะตอมสารเจือซึ่งรับอิเลคตรอน เรียกว่า แอคเซฟเตอร์ โฮลเป็นพาหะนำประจุเอก

$$p \simeq N_A$$

3. ระดับเฟอร์มิของชนิดเอ็น

$$E_F \simeq \frac{E_g + E_D}{2} - \frac{k_B T}{2} \log \frac{N_C}{N_D}$$

ระดับเฟอร์มิจะเลื่อนลงสู่ตอนกลางของช่องว่างแถบพลังงาน เมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น และที่อุณหภูมิสูงขึ้นถึงระดับหนึ่งสารกึ่งตัวนำนั้นจะเข้าไปสู่ช่วงอินทรินซิค ในกรณีที่โดปด้วยความเข้มข้นสูงการเลื่อนระดับลงสู่ตอนกลางของช่องว่างแถบพลังงานของระดับเฟอร์มิจะช้าลง

สำหรับของชนิดพีก็คล้ายๆ กัน แต่เป็นการเลื่อนระดับสูงขึ้น

Mass Action Law

ในสารกึ่งตัวนำทั้งแบบอินทรินซิคและเอกซ์ทรินซิค

$$np = n_i^2$$

<u>การโดปชดเชย</u>

ถ้าสารกึ่งตัวนำถูกโดปด้วยสารเจือทั้งสองชนิดจะเกิดการชดเชยขึ้น ในกรณี

$$| N_D - N_A | >> n_i$$

สารกึ่งตัวนำจะเป็นเอกซ์ทรินซิค โดยถ้า $N_D > N_A$ จะเป็นชนิดเอ็น และถ้า $N_A > N_D$ จะเป็นชนิดพี และในกรณี

$$n_i >> | N_D - N_A |$$

สารกึ่งตัวนำจะเป็นช่วงอินทรินซิค

<u>สภาพนำไฟฟ้าและผลของอุณหภูมิ</u>

$$\sigma = ne\,\mu_e + pe\,\mu_h$$

ในกรณีอินทรินซิค

$$\sigma = F(T)\, e^{-E_g/2k_BT}$$

โดยที่ $F(T)$ เป็นฟังค์ชันที่ขึ้นกับอุณหภูมิน้อยมาก

สมการนี้ใช้หาค่า E_g จากการทดลอง โดยการพลอตกราฟ $\log \sigma$ เทียบกับ $1/T$

ในกรณีเอกซ์ทรินซิค

$$\sigma \simeq ne\,\mu_e \quad \text{(ชนิดเอ็น)}$$

$$\sigma \simeq pe\,\mu_h \quad \text{(ชนิดพี)}$$

ความคล่องตัวของพาหะนำประจุ

$$\mu = e\,\tau / m^*$$

$$\mu \propto T^{-3/2}$$

<u>ขบวนการแทรปและการรวมตัวกันใหม่</u>

การแทรปคือการที่อิเลคตรอนอิสระหรือโฮลอิสระถูกกักไว้ที่ศูนย์กลางการแทรปที่ขณะหนึ่ง แล้วจึงเป็นอิสระใหม่

การรวมตัวกันใหม่คือ การที่อิเลคตรอนอิสระและโฮลอิสระรวมตัวกันทำให้อิเลคตรอนอิสระและโฮลอิสระนั้นหายไป (คืออิเลคตรอนเข้าไปอยู่ยัง bounded state) การรวมตัวกันใหม่ที่สำคัญมี 3 แบบ คือ

- การรวมตัวกันใหม่โดยตรง
- การรวมตัวกันใหม่โดยศูนย์กลางการแทรป
- การรวมตัวกันใหม่ที่ผิว

<u>กระแสที่เกิดจากการแพร่</u>

1. การแพร่เกิดขึ้นเมื่อความหนาแน่นของพาหะนำประจุไม่สม่ำเสมอ

$$(J_e) = e D_e \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$D_e = (k_B T/e)\, \mu_e$$

2. ในกรณีที่มีสนามไฟฟ้า และพาหะนำประจุมีเฉพาะโฮลอย่างเดียว

$$J_h = e D_h \frac{\partial p}{\partial x} + p e \mu_h \varepsilon$$

และมีสมการต่อเนื่อง หรือสมการการแพร่ เป็น

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_h \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\mu \partial}{\partial x}(p \varepsilon) - \left(\frac{p - p_o}{\tau_h}\right)$$

3. เมื่อ $\varepsilon = 0$ และ $\partial p/\partial t = 0$ จะได้

$$p_1 = p - p_o = A e^{-x/(D\tau_h)^{1/2}}$$

$(D\tau_h)^{1/2}$ ให้ $= L_D$ เรียกว่าระยะของการแพร่

4. ในกรณีที่ต้องคิดพาหะนำประจุทั้งสองชนิด จะเป็นการสะดวกที่คิดการแพร่ของพาหะนำประจุรอง ซึ่งจะมีลักษณะเช่นเดียวกับการแพร่ของพาหะชนิดเดียว

คำถามท้ายบท

1. จงหาค่าความน่าจะเป็นที่จะพบอิเลคตรอน ที่ตอนล่างสุดของแถบความนำที่อุณหภูมิห้อง แล้วเปรียบเทียบค่าที่ได้กับรูป 3.5 ในรูปมีอะไรที่ผิดไปจากความเป็นจริง

2. ถ้าแถบความนำมีความกว้างประมาณ 1.5 eV จงอภิปรายข้อกำหนดของเราที่ว่าอิเลคตรอนในแถบความนำอยู่ตอนล่างๆ ของแถบความนำเท่านั้น และมีพฤติกรรมเช่นเดียวกับอิเลคตรอนอิสระมวล m_e^*

3. จงคำนวณหาค่าความหนาแน่นของอิเลคตรอน และโฮลในซิลิคอนชนิดอินทรินซิคที่อุณหภูมิห้อง กำหนดให้ $m_e^* = 0.7\ m_o$ และ $m_h^* = m_o$ แล้วหาตำแหน่งของระดับเฟอร์มิ

4. ถ้าซิลิคอนถูกโดปด้วยอาร์เซนิคความหนาแน่นของโดเนอร์มีค่า $10^{23}\ m^{-3}$ และให้อุณหภูมิเท่ากับอุณหภูมิห้อง

   (ก) จงคำนวณหาค่าความหนาแน่นอินทรินซิค (n_i) และแสดงให้เห็นจริงว่าค่านี้สามารถตัดทิ้งออกไปได้ เมื่อเทียบกับความหนาแน่นของอิเลคตรอนนี้ได้จากโดเนอร์

   (ข) สมมุติว่าถ้าโดเนอร์ทุกตัวไอออไนซ์ จงหาตำแหน่งของระดับเฟอร์มิ

5. สำหรับซิลิคอนถ้าให้ $\mu_e = 1350\ cm^2/volt\text{-}sec$, $\mu_h = 475\ cm^2/volt\text{-}sec$ และ $E_g = 1.1$ eV จงคำนวณค่าต่อไปนี้

   (ก) ช่วงชีวิตของอิเลคตรอนและโฮล

   (ข) สภาพนำไฟฟ้าที่อุณหภูมิห้อง

6. จากการทดลองเราทราบว่าความคล่องตัวของอิเลคตรอนใน Ge แปรผันกับ $T^{-1.66}$ ถ้าที่อุณหภูมิห้อง ความคล่องตัวมีค่า $3900\ cm^2/volt\text{-}sec$ จงคำนวณหาค่าสัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเลคตรอนที่อุณหภูมิห้องและที่อุณหภูมิไนโตรเจนเหลว (77^oK)