

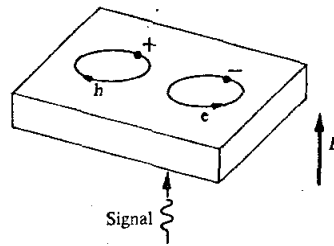
บทที่ 4

ผลจากสนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้ากำลัง

วัตถุประสงค์

เพื่อให้เข้าใจถึงผลจากสนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้ากำลังต่อการเคลื่อนที่ ของ อิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำ ได้แก่ เรืองราวของไซโคลตรอนเรโซแนนซ์ สัมประสิทธิ์ของ ฮอลล์ กัมน์เอฟเฟค และสามารถนำไปประยุกต์เพื่อหาค่า μ p n และ m^* ได้

4.1 ไซโคลตรอนเรโซแนนซ์



รูป 4.1 การเคลื่อนที่แบบไซโคลตรอนของอิเล็กตรอนและโฮล ในสนามแม่เหล็ก B

สำหรับอนุภาคที่มีประจุ e ความเร็ว v ถ้ามีสนามแม่เหล็ก B ในทิศทางตั้งฉาก กับ v มากกระทำ อนุภาคจะได้รับแรงกระทำ Bev และเคลื่อนที่เป็นวงกลม ซึ่ง

$$m = mv^2/r = Bev$$

หรือ
$$v = \frac{Ber}{m}$$

และความถี่เชิงมุม
$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{Be}{m}$$

เมื่อ a คือ ความเร่ง r เป็นรัศมีของวงโคจร และ v เป็นความเร็ว

ในกรณีของสารกึ่งตัวนำอนุภาคที่มีประจุคืออิเล็กตรอนและโฮล เราเรียกรวมการเคลื่อนที่เป็นวงกลมของอนุภาคทั้งสองเมื่อมีสนามแม่เหล็กมากระทำว่า การเคลื่อนที่แบบไซโคลตรอน และความถี่ของการเคลื่อนที่เรียกว่าความถี่ไซโคลตรอน (cyclotron frequency) ซึ่งมีค่า $\omega_c = eB/m^*$ สำหรับอิเล็กตรอนในกรณีที่มีสนามแม่เหล็กตั้งฉากกับ v และมีทิศทางพุ่งออกจากแผ่นสารกึ่งตัวนำดังในรูป 4.1 มันจะเคลื่อนที่เป็นวงกลมในลักษณะทวนเข็มนาฬิกา ด้วยความถี่เชิงมุม

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e^*} \dots\dots\dots (4-1)$$

สำหรับโฮล เนื่องจากมีประจุบวกจะเคลื่อนที่ในลักษณะตามเข็มนาฬิกาด้วยความถี่

$$\omega_{ch} = \frac{eB}{m_h^*} \dots\dots\dots (4-2)$$

ดังนั้นจะมีความถี่ไซโคลตรอน 2 ความถี่ในสารกึ่งตัวนำโดยเป็นของอิเล็กตรอนค่าหนึ่ง และของโฮลอีกค่าหนึ่ง ความถี่ทั้งสองนี้สามารถวัดได้โดยส่งสัญญาณแม่เหล็กไฟฟ้า (ตามปกติจะเป็นย่านไมโครเวฟ) เข้าไปในแผ่นสารกึ่งตัวนำ โดยให้มีทิศทางเดียวกับสนามแม่เหล็ก เมื่อความถี่ของสัญญาณมีค่าเท่ากับ ω_{ce} หรือ ω_{ch} พลังงานของสัญญาณจะถูกดูดกลืนโดยอิเล็กตรอนหรือโฮลตามลำดับ ซึ่งเราเรียกว่าเกิดไซโคลตรอนเรโซแนนซ์ (cyclotron resonance)

ผลที่สำคัญของเรื่องนี้ก็คือการนำไปใช้เพื่อวัดค่ามวลยังผล โดยการวัดค่าความถี่ไซโคลตรอนจากสัญญาณแม่เหล็กไฟฟ้าเมื่อถูกดูดกลืนมากที่สุด แล้วแทนค่าในสมการ (4-1) หรือ (4-2)

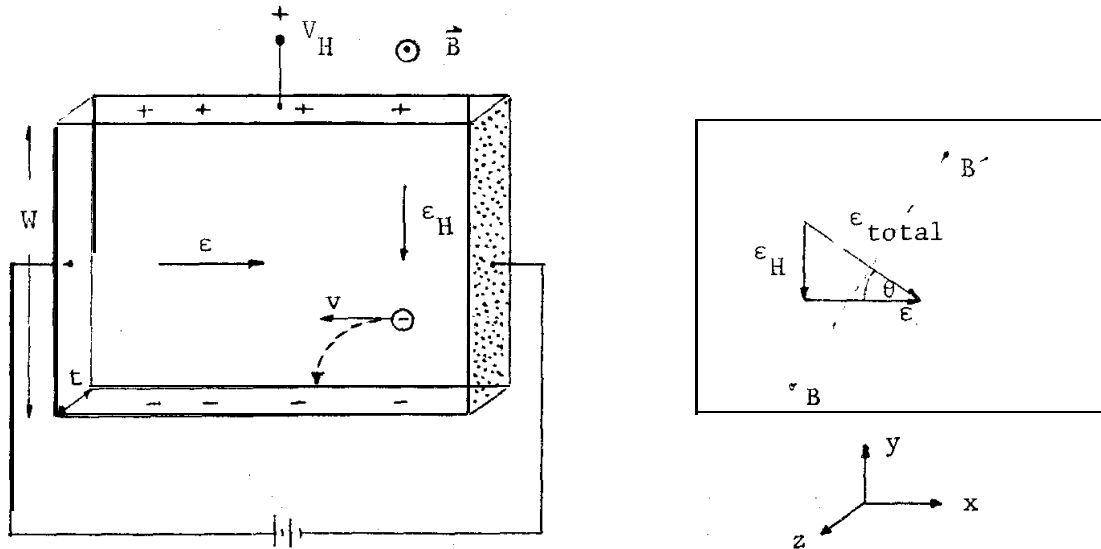
เทคนิคของไซโคลตรอนเรโซแนนซ์ยังใช้สำหรับการแยกหาอิเล็กตรอนหรือโฮลได้อีกด้วย สมมุติว่าคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่ผ่านเข้าไปเป็นคลื่นโพลาไรซ์ตามระนาบ(plane polarized) นั่นคือ เราอาจคิดว่าเป็นคลื่นโพลาไรซ์แบบวงกลม (circularly polarized) 2 คลื่นซึ่งมีทิศทางทวนเข็มนาฬิกาและตามเข็มนาฬิกา โดยแอมพลิจูดมีค่าเท่ากัน เมื่อคลื่นนี้ผ่านสารตัวอย่างและสมมุติว่าเกิดเรโซแนนซ์ที่ $\omega = \omega_{ce}$ คือเกิดเรโซแนนซ์กับอิเล็กตรอน เนื่องจากวงโคจรของอิเล็กตรอนอยู่ในทิศทวนเข็มนาฬิกา ดังนั้นมันจะดูดกลืนพลังงานจากคลื่นโพลาไรซ์แบบวงกลมที่มีทิศทวนเข็มนาฬิกาเท่านั้น คลื่นส่วนที่เหลือจะไม่ถูกรบกวน ดังนั้นคลื่นที่ผ่านออกมาจะไม่เป็นคลื่นที่โพลาไรซ์ตามระนาบอีกต่อไป แต่จะมีลักษณะโพลาไรซ์บางส่วนในทิศตามเข็มนาฬิกา และเราจะสังเกตเห็นว่าผลลัพธ์แบบนี้เกิดจากอิเล็กตรอนเป็นตัวดูดกลืนพลังงาน ในกรณีของเรโซแนนซ์กับโฮลการดูดกลืนพลังงานของแสงจะมีต่อคลื่นตามเข็มนาฬิกา ดังนั้นคลื่นที่ผ่านออกไปจะโพลาไรซ์ในทิศตรงกันข้ามกับของอิเล็กตรอน

การทดลองไซโคลตรอนเรโซแนนซ์จะกระทำที่อุณหภูมิต่ำ และสารตัวอย่างจะต้องบริสุทธิ์มาก เพื่อที่จะให้ย่านความถี่ที่ถูกดูดกลืนสามารถสังเกตได้อย่างชัดเจนค่า $\omega_c \tau$ จะต้องมากกว่า 1 มากๆ (τ คือช่วงชีวิต) นั่นคือในช่วงเวลา ก่อนเกิดการชนกันแต่ละครั้งอนุภาคจะต้องวิ่งเป็นวงกลมได้หลายๆ รอบ ที่อุณหภูมิต่ำประมาณ 4°K และสารตัวอย่างมีความบริสุทธิ์สูง ค่า τ จะมีค่ามากและทำให้ $\omega_c \tau$ มีค่ามากตามไปด้วย

ตามปกติของการทดลองเกี่ยวกับไซโคลตรอนเรโซแนนซ์ ω_c จะอยู่ในย่านไมโครเวฟ ในปัจจุบันได้มีผู้ทดลองวัด ω_c ได้ละเอียดกว่าเดิม โดยใช้สัญญาณจากเลเซอร์อินฟราเรด โดยการทำให้ ω_c เข้ามาอยู่ในย่านอินฟราเรด (ซึ่งต้องใช้สนามแม่เหล็กความเข้มสูงมาก -50kG)

เมื่อความถี่ไซโคลตรอน เข้ามายู่ในย่านนี้ซึ่งมีค่าสูงกว่าย่านไมโครเวฟมาก $\omega_c \tau$ จึงมีค่าสูง และ ทำให้สังเกตเห็นวัฏไซโคลตรอน เรโซแนนซ์ได้ละเอียดและชัดเจนกว่าเดิม

4.2 ฮอลล์เอฟเฟกต์



รูป 4.2 การทดลองฮอลล์เอฟเฟกต์ในสารกึ่งตัวนำ (ก) และภาพแสดงมุมของฮอลล์ (ข)

พิจารณาการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำดังในรูป 4.2 เมื่อมีสนามแม่เหล็ก (ทิศทางตั้งฉากกับ J และพุ่งออกจากกระดาษ) อิเล็กตรอนจะได้รับแรงลอเรนซ์และเคลื่อนที่โค้งลงด้านล่าง ทำให้ผิวด้านล่างเป็นลบเมื่อเทียบกับผิวด้านบน และทำให้เกิดสนามไฟฟ้าภายในขึ้นในทิศทาง $-y$ เรียกว่าสนามของฮอลล์ (Hall field ; ϵ_H) สนามไฟฟ้านี้จะทำให้เกิดแรงกระทำต่ออิเล็กตรอนในทิศ $+y$ ในสภาวะคงที่แรงจากสนามแม่เหล็กและจากสนามของฮอลล์จะเท่ากัน

$$e \epsilon_H = e B v$$

ในกรณีของอิเล็กตรอนเนื่องจาก $J = -en v$ ดังนั้น

$$-\frac{1}{ne} = \frac{\epsilon_H}{BJ}$$

ค่า ϵ_H/BJ เป็นค่าคงที่ ซึ่งเรียกว่าสัมประสิทธิ์ของฮอลล์ (Hall coefficient) หรือค่าคงตัวของฮอลล์ (Hall constant) แทนด้วย R ดังนั้น

$$R_e = \frac{\epsilon_H}{BJ} = -\frac{1}{ne} \dots\dots\dots(4-3)$$

และในกรณีของโฮลก็จะอยู่ในรูปเดียวกันยกเว้นประจุของโฮลซึ่งเป็นบวกและทำให้ค่าสัมประสิทธิ์ของฮอลล์เป็นบวกด้วย

$$R_h = \frac{\epsilon_H}{BJ} = \frac{1}{pe} \dots\dots\dots(4-4)$$

ในการทดลองจริงๆ เราวัด ϵ_H ได้จากการวัดศักย์ไฟฟ้าของฮอลล์ V_H ดังในรูป 4.2 ก เราจะลองพิจารณากรณีโดยทั่วๆ ไปว่า V_H มีค่าประมาณเท่าใด โดยสมมติให้สารกึ่งตัวนำเป็น Ge ชนิดเอ็น มีความกว้าง 1 ซม.หนา 1 มม. และ $n = 5 \times 10^{14}$ ซม.⁻³
 $B = 10^3$ G และกระแส 1 mA

จาก $\epsilon_H = V_H/W$ และ $\epsilon_H = R BJ$

ดังนั้น $V_H = R J B W = \frac{R I B W}{wt} = \frac{R I B}{t}$

เนื่องจาก $R = -\frac{1}{ne}$ จึงมีค่าประมาณ $= 10^4$ ซม.³ C⁻¹ ซึ่งจะได้

V_H ประมาณ 1 mV

ในกรณีที่มีพาหะนำประจุชนิดเดียว จาก $e \epsilon_H = e B v$ หรือ $v = \epsilon_H / B$ และจากนิยามของความคล่องตัว $\mu = v/e$ (v ในที่นี้คือ drift velocity) ดังนั้น

$$\mu = v/E = \frac{\epsilon_H}{e B} \dots\dots\dots (4-5)$$

ϵ คือสนามไฟฟ้าในแนว x หรือก็คือสนามไฟฟ้าที่เกิดจากแมคเตอร์ หรือแรงเคลื่อนไฟฟ้าภายนอกนั้นเอง (ดูรูป 4.2)

เนื่องจากผิวของศักย์ไฟฟ้าคงที่ (constant potential) จะตั้งฉากกับเส้นของสนามไฟฟ้า ดังนั้นจะเห็นได้ว่าจะมีจุดบางคู่ เช่น B และ B' ซึ่งมีความต่างศักย์เป็นศูนย์ จากรูป 4.2 ϵ_H/e มีค่าเท่ากับ $\tan \theta$ มุม θ นี้เรียกว่ามุมของฮอลล์ (Hall angle) ดังนั้น

$$\mu = \frac{\tan \theta}{B} \dots\dots\dots (4-6)$$

ความคล่องตัวนี้ยังอาจวัดได้อีกวิธีหนึ่งจากการทดลองของฮอลล์คือ ในกรณีสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

$$\sigma_e = ne \mu_e$$

แทนค่า ne จากสมการนี้ลงในสมการ (4-3) จะได้

$$\mu_e = \sigma_e R_e \dots\dots\dots (4-7)$$

สำหรับกรณีของโฮลในสารกึ่งตัวนำชนิดพี จะได้สมการคล้ายๆ กัน ดังนั้นค่าความคล่องตัวของ

อิเล็กตรอนและโฮลสามารถวัดได้ จากการวัดสภาพนำไฟฟ้า และค่าสัมประสิทธิ์ของฮอลล์จากสารกึ่งตัวนำเอกซ์ทรินซิก ค่า σ_R นี้มักจะเรียกว่า ความคล่องตัวของฮอลล์ (Hall mobility) และเขียนย่อๆ ว่า μ_H

จะเห็นได้ว่าวิธีการของฮอลล์เอฟเฟกต์ทำให้สามารถวัดความหนาแน่นของพาหะนำประจุ และความคล่องตัวของพาหะนำประจุในสารกึ่งตัวนำได้

ในกรณีที่ต้องพิจารณาทั้งอิเล็กตรอนและโฮลพร้อมๆ กันจะต้องมีการแก้ไขสมการเสียใหม่ให้ถูกต้อง จากรูป 4.2 ก สนามไฟฟ้า E อยู่ในทิศ x และขณะเดียวกันสนามแม่เหล็ก B อยู่ในทิศ Z เนื่องจากสนาม E จะเกิดกระแสโดยอิเล็กตรอนเคลื่อนไปทางซ้ายและโฮลไปทางขวา การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนและโฮลในสนามแม่เหล็กนี้ทำให้มันได้รับแรงลอเรนซ์และทิศทางเปลี่ยนไป คือทั้งอิเล็กตรอนและโฮลจะเคลื่อนที่ลงไปสู่ผิวด้านล่าง (ดูรูป 4.2 ก) และเกิดการ "หักล้าง" กันขึ้น การหักล้างนี้จะไม่หมดไปอย่างสิ้นเชิง และทำให้เกิดประจุไฟฟ้าขึ้นที่ผิวด้านล่าง เนื่องจากสารจะต้องเป็นกลางทางไฟฟ้างั้นจะเกิดประจุตรงกันข้ามขึ้นที่ผิวด้านบน และเกิดสนามไฟฟ้าในแกน y ขึ้น ซึ่งเรียกว่าสนามของฮอลล์ดังที่ได้กล่าวมาแล้ว

เราสามารถคำนวณหาค่าสนามของฮอลล์ได้ดังนี้คือ จากแรงลอเรนซ์ที่กระทำต่ออิเล็กตรอน

$$F_{Le} = -e (\vec{v} \times \vec{B}) = evB$$

ตามรูป 4.2 จะเห็นว่า แรงนี้มีทิศทาง $-y$ ซึ่งเสมือนกับว่าอิเล็กตรอนได้รับแรงจากสนามลอเรนซ์ (Lorentz field)

$$-e \epsilon_{Le} = evB,$$

และเนื่องจาก $J_e = -nev$ ดังนั้น

$$\epsilon_{Le} = \frac{J_e B}{ne} \dots\dots\dots(4-8)$$

เมื่อ J_e เป็นส่วนหนึ่งของกระแส J_x ที่นำไปโดยอิเล็กตรอน ทำนองเดียวกัน เมื่อเราพิจารณา โสลจะได้

$$\epsilon_{Lh} = -\frac{J_h B}{pe} \dots\dots\dots(4-9)$$

ดังนั้นจะเห็นว่าฮอลล์เอฟเฟคในสารกึ่งตัวนำที่ภาวะสมดุล จะอยู่ในลักษณะที่ว่า พาหะนำประจุเคลื่อนที่ในแกน x แต่ได้รับแรงกระทำหลายแรงในแกน y คือแรงจากสนาม ϵ_{Le} (ได้รับโดยอิเล็กตรอน) ϵ_{Lh} (ได้รับโดยโฮล) และ ϵ_H (ได้รับทั้งอิเล็กตรอนและโฮล) ดังนั้น กระแสทั้งหมดในแกน y จึงเขียนได้ดังนี้

$$J_y = ne \mu_e \epsilon_{Le} + pe \mu_h \epsilon_{Lh} + (ne \mu_e + pe \mu_h) \epsilon_H \dots\dots\dots(4-10)$$

แต่ J_y ต้องเท่ากับศูนย์ เพราะอิเล็กตรอนหรือโฮลจะไหลในแกน y ตลอดไปไม่ได้เนื่องจากมีผิว กั้นอยู่ และเนื่องจาก

$$J_e = \left[\frac{n \mu_e}{(n\mu_e + p\mu_h)} \right] J_x$$

$$J_h = J_x - J_e$$

และ $R = \epsilon_H / J_x B$

แทนค่าลงในสมการ (4-10) จะได้

$$R = \frac{p \mu_h^2 - n \mu_e^2}{e(n \mu_e + p \mu_h)^2} \dots\dots\dots(4-11)$$

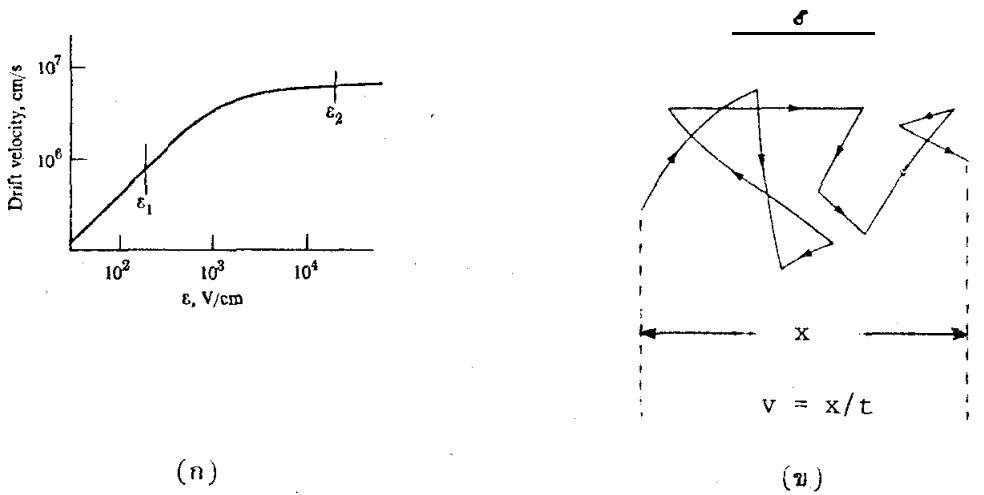
ในกรณีที่สารกึ่งตัวนำเป็นชนิดเอ็นหรือพีสมการ (4-11) จะกลายเป็นสมการ (4-3) และ (4-4) ตามลำดับ โดยแทนค่า $p = 0$ สำหรับชนิดเอ็นและ $n = 0$ สำหรับชนิดพี

จากสมการ (4-11) ค่าสัมประสิทธิ์ของฮอลล์อาจเป็นบวก ลบ หรือศูนย์ก็ได้ ขึ้นกับค่าความหนาแน่นของพาหะนำประจุและค่าความคล่องตัว ดังนั้นจากการวัดค่า R เราจะได้ความสัมพันธ์ระหว่างค่าเหล่านี้ ในกรณีที่เราคิดพาหะนำประจุเพียงชนิดเดียวจากสมการ (4-3) และ (4-4) จะเห็นว่าเราจะหาค่าความหนาแน่นของพาหะนำประจุได้ทันทีเมื่อเราวัดค่า R ได้

4.3 ผลของสนามไฟฟ้าค่าสูงและอิเล็กตรอนร้อน

สารกึ่งตัวนำแสดงการผันแปรระหว่าง J และ ε เป็นเส้นตรงตามกฎของโอห์ม คือ $J \propto \epsilon$ เมื่อสนามไฟฟ้ามีค่าต่ำซึ่งเป็นกรณีตามปกติทั่วไป แต่เมื่อสนามไฟฟ้ามีค่าสูง (high field) และในอนุกรมบางชนิดความแปรผันดังที่กล่าวถึงจะผิดไปจากกฎของโอห์ม ดังรูป 4.3(ก) ซึ่งเป็นของเจอร์เมเนียมชนิดเอ็น การแปรผันนี้จะสังเกตเห็นได้ชัดเจนที่ ϵ_1 สำหรับที่ $\epsilon < \epsilon_1$ กระแสไฟฟ้าจะเป็นไปตามกฎของโอห์มและที่สนามความเข้มมากกว่านั้น คือที่ ϵ_2 ค่ากระแสจะคงที่จนกระทั่งที่สนามไฟฟ้าค่าสูงมากจริงๆ เช่น 100 kV/cm จะเกิดการทะลุทางไฟฟ้า (electrical breakdown)

ต่อไปจะพิจารณาถึงทฤษฎีซึ่งให้พื้นฐานความคิดทางฟิสิกส์ของพฤติกรรมไม่โอห์มิก (non - ohmic behavior) ที่สนามไฟฟ้าค่าสูง โดยใช้ตัวอย่างเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น พิจารณาค่าพลังงานเฉลี่ยของอิเล็กตรอน $\bar{E} = \frac{3}{2} k_B T$ ที่สนามไฟฟ้าค่าสูง อิเล็กตรอนจะรับ



รูป 4.3 (ก) ความเร็วของการเคลื่อนย้าย (drift) เทียบกับสนามไฟฟ้า
 ค่า $J = nev$ แปรผันกับความเร็วนี้รูป (ข) แสดงถึงความเร็ว
 ของการเคลื่อนย้าย

พลังงานมาจากสนามไฟฟ้าเป็นจำนวนมาก เนื่องจากมันมีความเร่งขึ้นทุกครั้งในช่วงเวลาหลังการชนแต่ละครั้ง และก็สูญเสียพลังงานแก่แลตทิซเช่นกัน (ปรากฏในรูปของ Joule heat) ในสภาวะคงที่ อัตราการได้รับและสูญเสียพลังงานต้องเท่ากัน ดังนั้น

$$\frac{d\bar{E}}{dt} = \left(\frac{d\bar{E}}{dt} \right)_e + \left(\frac{d\bar{E}}{dt} \right)_{\text{lattice}} = 0$$

หรือ

$$(-e\varepsilon v) = \frac{\bar{E}(T_e) - \bar{E}(T)}{\tau_E} = 0 \quad \dots\dots\dots(4-12)$$

โดยที่อัตราการได้รับพลังงานของอิเล็กตรอนเนื่องจากสนาม, $(d\bar{E}/dt)_e$ มีค่าเท่ากับแรงคูณกับความเร็วเคลื่อนย้ายเฉลี่ย v , ($v = -J/en$) τ_E เป็น "energy relaxation time" ซึ่งมีค่าเท่ากับ ℓ/v ; T_e เป็นอุณหภูมิของอิเล็กตรอน หรือ "effective temperature" และ T เป็นอุณหภูมิของแลททิซ v' คือ v_{random}

เราให้ T_e มีโอกาสที่จะ "ร้อน" มากกว่าแลททิซซึ่งเราจะเรียกอิเล็กตรอนขณะนั้นว่า "อิเล็กตรอนร้อน (hot electron)" โดยการแทนค่า $\bar{E}(T_e) = \frac{3}{2} k_B T_e$, $\bar{E}(T) = \frac{3}{2} k_B T$ และ $v = \mu e$ ในสมการ (4-12) จะได้

$$T_e = T + \frac{2}{3} \frac{e \tau_E \mu_e}{k_B} \epsilon^2 \dots\dots\dots(4-13)$$

แทนค่า $\tau_E = 10^{-11}$ s, $\mu = 10^3$ cm²/V-s, $\epsilon = 10^3$ V/cm
 จะได้ $\Delta T = T_e - T \approx 100^\circ\text{K}$ ซึ่งแสดงให้เห็นว่าอิเล็กตรอน "ร้อน" กว่าแลททิซปริมาณ ΔT นี้จะยิ่งมากที่สนามไฟฟ้าค่าสูง และหรือความคล่องตัวมีค่าสูง

จากบทที่แล้ว $\mu_e = e \ell_e / m^* v_r$ โดยที่ v_r เป็น "random velocity" (v_r เท่ากับระยะทางอิสระเฉลี่ยหารด้วยช่วงชีวิต) และ $v_r \sim T^{1/2}$ ดังนั้น $\mu \sim T^{-1/2}$ ซึ่งเราอาจเขียน

$$\mu_e = \mu_{e,0} (T/T_e)^{1/2} \dots\dots\dots(4-14)$$

คือเปลี่ยนจาก T ไปเป็น T_e นั้นเอง $\mu_{e,0}$ เป็นความคล่องตัวตามปกติที่สนามไฟฟ้าค่าต่ำ แทนค่า (4-13) ใน (4-14) จะได้ค่าโดยประมาณดังนี้

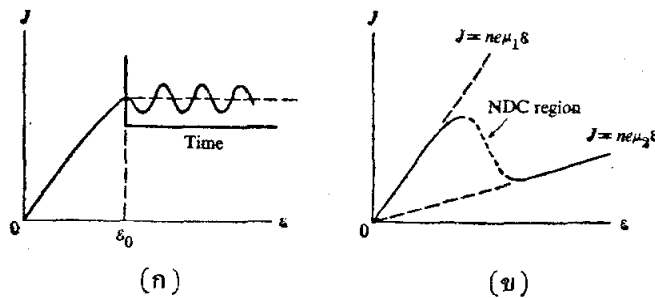
$$\mu_e \approx \mu_{e,0} \left(1 - \frac{e \tau_E \mu_e \epsilon^2}{3 k_B T} \right) \dots\dots\dots(4-15)$$

ซึ่งแสดงถึงการลดลงของความคล่องตัวของอิเล็กตรอน ϵ_1 และมากกว่าดังในรูป 4.3 ส่วนในช่วงกลางๆ ค่อนข้างจะยุ่งยากจึงไม่กล่าวถึงในที่นี้

การอิมิตัวหรือคงตัวของกระแสในสนามค่าสูงกว่านี้ (ϵ_2) เกิดขึ้นเนื่องจากอิเล็กตรอนถ่ายเทพลังงานให้แก่แลตทิซ โดยทำให้เกิดออปติคัลโฟนอนขึ้น เนื่องจากออปติคัลโฟนอนมีพลังงานมากกว่าอคูสติคัลโฟนอนมาก ดังนั้นอิเล็กตรอนจึงสูญเสียพลังงานที่ได้รับจากสนามไฟฟ้าในอัตราที่สูงและเข้าสู่สภาวะอิมิตัว

4.4 กัณฑ์เอฟเฟค

กัณฑ์เอฟเฟคตั้งจากชื่อของ เจ.บี.กัณฑ์ (J.B.Gunn) ซึ่งค้นพบเรื่องนี้เมื่อปี ค.ศ. 1963 ระหว่างการวัดกระแสของอิเล็กตรอนร้อนใน GaAs และสารประกอบกลุ่ม III - V อื่นๆ กัณฑ์ได้วัด J เทียบกับ ϵ ใน GaAs ชนิดเอ็นและได้พบผลที่ไม่คาดคิดมาก่อน คือเมื่อสนามไฟฟ้าเพิ่มขึ้นจากศูนย์ กระแสจะค่อยๆ เพิ่มขึ้นและเป็นเส้นตรงไปตามกฎของโอห์ม จนกระทั่งเมื่อถึงสนามค่าหนึ่ง ϵ_0 (ดูรูป 4.4 ก) และเมื่อเลย ϵ_0 ไปกระแสจะเกิดการออสซิลเลต (เทียบกับเวลา) การออสซิลเลตนี้จะโคเฮียเรนท์(coherent) โดยที่สารตัวอย่างบางมาก ค่า ϵ_0 นี้เรียกว่า "threshold field" สำหรับ GaAs ความหนา 2.5×10^{-3} ซม. ค่า ϵ_0 จะมีค่าประมาณ 3 kV/cm และความถี่ของการออสซิลเลตประมาณ 5 GHz



รูป 4.4 กัณฑ์เอฟเฟค (ก) และผลของ J เทียบกับ ϵ ใน GaAs แสดง NDC (ข)

พิจารณาสาเหตุของการเกิด NDC ในสนามไฟฟ้าค่าสูงของ GaAs ชนิดเอิน โดยเริ่มดูจากโครงสร้างแถบพลังงานของ GaAs (ดูเพิ่มเติมในบทที่ 9) ซึ่งแถบความนำมีลักษณะดังนี้คือ

1. มีเซนทรัลแวลลีย์ (central valley) เป็นแวลลีย์ที่ระดับพลังงานต่ำสุดอยู่ที่ $k = 0$ คือตรงกลางโซน (Brillouin zone - BZ) แวลลีย์นี้อยู่ใกล้กับแถบวาเลนซ์มากที่สุด ตามปกติอิเล็กตรอนจากแถบวาเลนซ์จะไหลเข้ามาอยู่ในแวลลีย์นี้
2. มีแวลลีย์ที่สอง (secondary valley) อยู่ 6 แห่ง ซึ่งระดับล่างสุดอยู่ในทิศทาง $\langle 100 \rangle$ ของ BZ และอยู่ที่ระดับพลังงานสูงกว่าตอนล่างสุดของเซนทรัลแวลลีย์เป็นลำดับที่สอง นับจากของเซนทรัลแวลลีย์ขึ้นไป แวลลีย์ทั้ง 6 นี้เท่าเทียมกันจากความสมมาตรของผลึก แต่ไม่เท่าเทียมกันกับเซนทรัลแวลลีย์

