

อุณห์ภูมิวิภักตของแผ่นประทับคู่ตัวนำวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์ไรต์ เมื่อการกระเจิงของอิเล็กตรอนขึ้นกับ
อันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร

ปริญญานิพนธ์
ของ
วัชรินทร์ บุญเอียด

เสนอต่อบัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ เพื่อเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษา
ตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์

พฤษภาคม 2550

อนุญานิมิตของแผ่นประคบคู่ตัวนำวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์ไรต์ เมื่อการกระเจิงของอิเล็กตรอนขึ้นกับ
อันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร

ปริญญานิพนธ์

ของ

วัชรินทร์ บุญเอียด

เสนอต่อบัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ เพื่อเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษา
ตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์

พฤษภาคม 2550

ลิขสิทธิ์เป็นของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

ประกาศคุณูปการ

เนื่องด้วยปริญญานิพนธ์ฉบับนี้เป็นงานวิจัยฟิสิกส์ทฤษฎี ซึ่งสำเร็จลงได้ด้วยการชี้แนะและชี้้นำการทำงานจาก ศาสตราจารย์ ดร. สุทัศน์ ยกส้าน จนทำให้งานลุล่วงได้ด้วยดี และรวมทั้งความเมตตาและน้ำใจอันประเสริฐของท่านที่มีต่อผู้วิจัยตลอดระยะเวลาของการทำวิจัยที่ผ่านมา ผู้วิจัยจึงขอกราบขอบพระคุณท่านเป็นอย่างสูง

ขอกราบขอบพระคุณ อาจารย์ ดร. ดวงมณี ลอออรรถพงศ์ อาจารย์ ดร. สุพจน์ มุศิริ และรองศาสตราจารย์ ดร. รัชมีดารา นุ่นสวัสดิ์ ที่ให้ความอนุเคราะห์เป็นคณะกรรมการในการสอบปากเปล่า รวมทั้งคำแนะนำเพื่อแก้ไขข้อบกพร่องต่าง ๆ เพิ่มเติมเกี่ยวกับปริญญานิพนธ์ฉบับนี้ และกราบขอบพระคุณ ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. พงษ์แก้ว อุดมสมุทรหิรัญ สำหรับคำแนะนำเกี่ยวกับโปรแกรมคำนวณทางคณิตศาสตร์

ขอกราบขอบพระคุณ คณาจารย์ภาควิชาฟิสิกส์ทุกท่าน ที่ได้ประสิทธิประสาทความรู้และให้คำปรึกษาแก่ผู้วิจัยตลอดการศึกษาที่ผ่านมา

ขอขอบคุณนิสิตปริญญาโท วิชาเอกฟิสิกส์ทุกท่าน รวมทั้งพนักงานในภาควิชาฟิสิกส์ทุกคนที่ให้ความช่วยเหลือในหลาย ๆ เรื่อง แก่ผู้วิจัยตลอดเวลาที่ผ่านมา

วัชรินทร์ บุญเอียด

สารบัญ

บทที่	หน้า
1 บทนำ.....	1
2 การทดลองและทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง.....	25
การทดลองที่เกี่ยวข้อง.....	25
ทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง.....	36
3 วิธีคำนวณหาอุณหภูมิวิกฤต.....	57
4 ผลการวิจัย.....	69
5 สรุป อภิปรายผลการวิจัย และข้อเสนอแนะ.....	98
สรุปผลการวิจัย.....	98
อภิปรายผลการวิจัย.....	102
ข้อเสนอแนะ.....	103
บรรณานุกรม.....	104
ภาคผนวก.....	106
ประวัติย่อผู้วิจัย.....	124

บัญชีตาราง

ตาราง

หน้า

1	แสดงอุณหภูมิวิกฤตในตารางธาตุที่เป็นตัวนำยวดยิ่ง.....	3
2	สัมประสิทธิ์ไอโซโทปในสารตัวนำยวดยิ่ง.....	9
3	แสดงความยาวอาพันธ์ และระยะทะลวงลึกที่อุณหภูมิศูนย์องศาสัมบูรณ์.....	15
4	แสดงพารามิเตอร์ต่าง ๆ ของ Fe/V/Fe เมื่อปรากฏความหนาของแผ่น V (d_V) และความหนาของแผ่น Fe (d_{Fe}).....	32

บัญชีภาพประกอบ

ภาพประกอบ	หน้า
1 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทาน (ρ) กับอุณหภูมิ (T) ของโลหะปกติกับโลหะสมบุรณ์.....	1
2 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทานกับอุณหภูมิของปรอท.....	2
3 แสดงอุณหภูมิวิกฤตของตัวนำยวดยิ่งของธาตุต่าง ๆ.....	4
4 แสดงผลของการเหนี่ยวนำสนามแม่เหล็กต่อตัวนำยวดยิ่งรูปวงแหวน.....	5
5 (a) แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กวิกฤติกับอุณหภูมิ (b) กราฟแสดงค่า สนามแม่เหล็กวิกฤติของตัวนำยวดยิ่ง ซึ่งได้แก่ตะกั่ว ดีบุก และอลูมิเนียมกับ อุณหภูมิ.....	6
6 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤติกับส่วนกลับของรากที่สองของมวลอะตอม ของ Hg.....	7
7 แสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์.....	9
8 กราฟแสดงฟลักซ์แม่เหล็กในตัวนำรูปวงแหวน.....	11
9 กราฟแสดงความร้อนจำเพาะของตัวนำยวดยิ่ง (C_S) และโลหะปกติ (C_N) เป็น ฟังก์ชันของอุณหภูมิ.....	12
10 แสดงระบบรอยต่อของโจเซฟสันที่เกิดจากการนำตัวนำยวดยิ่งสองตัวประกบ กันโดยมีฉนวนบาง ๆ คั่น.....	13
11 แสดงการเจาะทะลุของสนามแม่เหล็กสู่ชั้นตัวนำยวดยิ่ง.....	15
12 แสดงสนามแม่เหล็กวิกฤตของตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1.....	16
13 (a) กราฟแสดงสภาพความต้านทาน (b) สนามแม่เหล็กภายในสารตัวนำยวดยิ่ง (c) magnetization ของตัวนำยวดยิ่ง เป็นฟังก์ชันของสนามแม่เหล็กภายนอก.....	16
14 แสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์ของสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1.....	17
15 แสดงสนามแม่เหล็กวิกฤติของตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2	17
16 แสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์ที่ไม่สมบูรณ์ของสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2.....	18
17 แสดงคูคูเปอร์ในตัวนำยวดยิ่ง (S).....	18
18 แสดงพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ (Ψ) ในตัวนำยวดยิ่ง (S) และโลหะปกติ (N).....	19
19 แสดงคูคูเปอร์จากตัวนำยวดยิ่ง (S) และอิเล็กตรอนจากโลหะปกติ (N) ที่ทะลุข้าม รอยต่อของระบบแผ่นประกบระหว่างตัวนำยวดยิ่ง/โลหะปกติ (S/N).....	19

บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

ภาพประกอบ	หน้า
20 แสดงพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบของสภานำยวดยิ่งบริเวณใกล้รอยต่อระหว่าง ตัวนำยวดยิ่ง (S) กับโลหะปกติ (N).....	19
21 แสดงการลดลงของอุณหภูมิวิกฤตลดทอนกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Pb (d_S) และความหนาของแผ่นโลหะปกติ Cu (d_N) ของระบบแผ่นประกบ S/N.....	20
22 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตลดทอนกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Pb เมื่อแผ่นโลหะปกติ Cu มีความหนาคงที่ ของระบบแผ่นประกบ S/N.....	21
23 แสดงคู่คูเปอร์ในตัวนำยวดยิ่งที่มีสปินของอิเล็กตรอนสวนทิศกันกับโมเมนต์ แม่เหล็กที่ชี้ในทิศทางเดียวกันในแม่เหล็กเฟอร์โร.....	21
24 แสดงการทะลุทะลวงของคู่คูเปอร์และการแพร่ซึมของอนุภาคควาซิอนุภาคมารอย ต่อของแผ่นประกบ S/F	22
25 แสดงพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบที่ลดลงแบบไม่สม่ำเสมอในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร ของแผ่นประกบ S/F.....	22
26 แสดงการลดลงแบบไม่สม่ำเสมอของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่น แม่เหล็กเฟอร์โร (d_F) ในระบบแผ่นประกบ S/F.....	23
27 แสดงการเพิ่มขึ้นของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Nb (d_{Nb}) ของระบบแผ่นประกบ S/F.....	23
28 แสดงรูปแบบของระบบแผ่นประกบต่าง ๆ ที่ใช้ศึกษาปรากฏการณ์พรีออกซิเมติ.....	24
29 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็ก เฟอร์โร (d_{Gd}).....	25
30 แสดงอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนา d_{CuMn} เมื่อให้ความหนา d_{Nb} คงที่.....	26
31 แสดงอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่น Fe (d_{Fe}).....	27
32 แสดงอุณหภูมิวิกฤตลดทอน (t^*) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร F (d_F) เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง V (d_V) คงที่.....	28
33 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็ก เฟอร์โร Fe (d_{Fe}).....	29
34 แสดงการเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชันคลื่นคู่คูเปอร์ที่บริเวณใกล้รอยต่อระหว่างแผ่น S กับ F ตามทฤษฎีของราโดวิกและคณะ.....	29

บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

ภาพประกอบ	หน้า
35 แสดงการเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชันคลื่นคู่อุปเปอร์ที่บริเวณใกล้รอยต่อระหว่างแผ่น S กับ F ตามทฤษฎีของทากิรอฟ.....	30
36 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต T_c กับความหนาของ Nb (d_{Nb}) ในระบบแผ่นประกบ F/S/F.....	31
37 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต T_c กับความหนาของ F (d_F) ของแผ่นประกบ S/F.....	31
38 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่น V เมื่อแผ่นเหล็กมีความหนาคงที่.....	32
39 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของ Fe (d_{Fe}) ในกรณีแผ่นประกบ 3 ชั้น Fe/V/Fe.....	33
40 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของ Fe(d_{Fe}) สำหรับระบบของแผ่นประกบ 3 ชั้น Fe/V/Fe	33
41 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ PdNi (d_{PdNi}) ในระบบแผ่นประกบ S/F ของ Nb/Pd _{0.86} Ni _{0.14}	34
42 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต T_c กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Nb (d_{Nb}) ของระบบแผ่นประกบ S/F ของ Nb/Pd _{0.86} Ni _{0.14}	35
43 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตลดทอน $t_c = T_c / T_{CS}$ กับ (a) ความหนาลดทอน (d_s / ξ_s) ของแผ่น S และ (b) ความหนาลดทอน (d_F / ξ_F) ของแผ่น F	37
44 แสดงสถานะ “0”-phase และ “ π ”-phase.....	40
45 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่น F เส้นทึบแสดงสถานะ “ π ”- phase เส้นประแสดงสถานะ “0”-phase.....	42
46 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตลดทอน $t = T_c / T_{CS}$ กับความหนาลดทอน d_F / a_F ของแผ่น F ในระบบประกบ 2 ชั้น S/F	45
47 แสดงแผ่นประกบ S/F โดย $-d_F < x < 0$ และ $0 < x < d_s$	47
48 กราฟของฟังก์ชัน $y = \Psi(1/2 + z) - \Psi(1/2)$	50
49 แสดงการเปรียบเทียบผลที่ได้จากการคำนวณตามทฤษฎีของอุซาคเดกับผลการทดลองของ V. V. Ryazanov et al.....	54

บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

ภาพประกอบ	หน้า
50 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตลดทอน (T_c / T_{cs}) กับความหนา ลดทอนของแผ่น F.....	55
51 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิลดทอน (T_c / T_{cs}) กับความหนาลดทอนของ แผ่น F.....	56
52 แสดงรูปแบบของแผ่นประกอบคู่ตัวนำยวดยิ่ง (S) กับแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (F).....	57
53 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_f / ξ_f) เมื่อ (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าเฉลี่ย ($h / \pi T_{cs} = 2$).....	71
54 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_f / ξ_f) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) มีค่าเปลี่ยนแปลง (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเฉลี่ย ($h / \pi T_{cs} = 2$)	73
55 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_f / ξ_f) เมื่อความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/h\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) มีค่าเปลี่ยนแปลง (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเฉลี่ย ($h / \pi T_{cs} = 2$)	75
56 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_f / ξ_f) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนแม่เหล็ก ($h / \pi T_{cs}$) มีค่าต่างกัน.....	76
57 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็ก เฟอร์ไรต์ (d_f / ξ_f) เมื่อค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบคู่ (γ_b) มีค่า ต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเฉลี่ย ($h / \pi T_{cs} = 2$).....	78

บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

ภาพประกอบ

หน้า

- 58 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f / ξ_f) เมื่อพารามิเตอร์ที่แสดงความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอักษิมิตีระหว่างแผ่นประกอบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร (γ) มีค่าแตกต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเจือจาง ($h / \pi T_{cs} = 2$)..... 80
- 59 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f / ξ_f) เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเจือจาง ($h / \pi T_{cs} = 2$)..... 82
- 60 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/h\tau_m$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเจือจาง ($h / \pi T_{cs} = 2$)..... 84
- 61 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือ ($1/h\tau_m$) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเจือจาง ($h / \pi T_{cs} = 2$)..... 86
- 62 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) เมื่อความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/h\tau_m$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูงปานกลาง ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเจือจาง ($h / \pi T_{cs} = 2$)..... 88
- 63 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอักษิมิตีระหว่างแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรกับแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (γ) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_m$) ความถี่ในการกระเจิง

บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

ภาพประกอบ	หน้า
ของสปินอิเล็กตรอน โดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/h\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h/\pi T_{cs}=20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเจือจาง ($h/\pi T_{cs}=2$).....	90
64 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบคู่ระหว่างแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์กับแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (γ_b) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/h\tau_m$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h/\pi T_{cs}=20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนเจือจาง ($h/\pi T_{cs}=2$).....	92
65 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (a) จากงานวิจัยของฟาวเรและคณะ (b) จากงานวิจัยที่ได้ของเรา (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$).....	94
66 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบคู่ (γ_b) (a) จากงานวิจัยของฟาวเรและคณะ (b) จากงานวิจัยที่ได้ของเรา (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$).....	96
67 ระบบของแผ่นประกบที่ใช้ศึกษา.....	106
68 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์.....	114
69 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์.....	114
70 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิกับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบที่สถานะ 0-Phase.....	115
71 ระบบของแผ่นประกบที่ใช้ศึกษา	116
72 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์.....	120
73 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบ....	121

อุณภูมิวิกฤตของแผ่นประกบคู่ตัวนำวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร เมื่อการกระเจิงของอิเล็กตรอนขึ้นกับ
อันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร

บทคัดย่อ
ของ
วัชรินทร์ บุญเอียด

เสนอต่อบัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ เพื่อเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษา
ตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์
พฤษภาคม 2550

วัชรินทร์ บุญเอียด. (2550). อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์ไร เมื่อการ
กระเจิงของอิเล็กตรอนขึ้นกับอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร. ปรินซ์นิพนธ์ วท.ม.
(ฟิสิกส์). กรุงเทพฯ : บัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ. คณะกรรมการ
ควบคุม : อ. ดร. ดวงมณี ลออรรถพงศ์, ศาสตราจารย์ ดร. สุทัศน์ ยกส้าน.

การวิจัยเรื่องอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์ไร เมื่อการกระเจิงของ
อิเล็กตรอนขึ้นกับอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร มีจุดมุ่งหมายเพื่อหาสมการอุณหภูมิวิกฤตของ
ระบบแผ่นประกบคู่ที่ประกอบด้วยตัวนำยวดยิ่งกับแม่เหล็กเฟอร์ไร โดยการพิจารณาความถี่ในการกระเจิง
ของอิเล็กตรอนที่ขึ้นกับอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจรและความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอน
โดยสสารแม่เหล็กในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไร

ผลการวิจัย ได้สูตรอุณหภูมิวิกฤตที่ถูกต้องเมื่อเปรียบเทียบกับงานวิจัยเดิมของระบบแผ่น
ประกบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์ไร ที่เคยมีผู้คำนวณมาแล้วในกรณีไม่พิจารณาความถี่ในการกระเจิง
ของอิเล็กตรอนที่ขึ้นกับอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร และพบว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบขึ้น
กับอิทธิพลของอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจรอย่างมีนัยสำคัญ

CRITICAL TEMPERATURE OF SUPERCONDUCTOR / FERROMAGNETIC BILAYERS WITH
SPIN-ORBIT DEPENDENT SCATTERING

AN ABSTRACT
BY
WATCHARIN BOONIED

Presented in Partial Fulfillment of Requirements for the
Master of Science Degree in Physics
at Srinakharinwirot University
May 2007

Watcharin Boonied. (2007). *Critical Temperature of Superconductor / Ferromagnetic Bilayers With Spin-Orbit Dependent Scattering*. Master thesis, M.S. (Physics).
Bangkok : Graduate School, Srinakharinwirot University. Advisor committee:
Dr. Duangmanee La-Orauttapong, Professor. Dr. Suthat Yoksan.

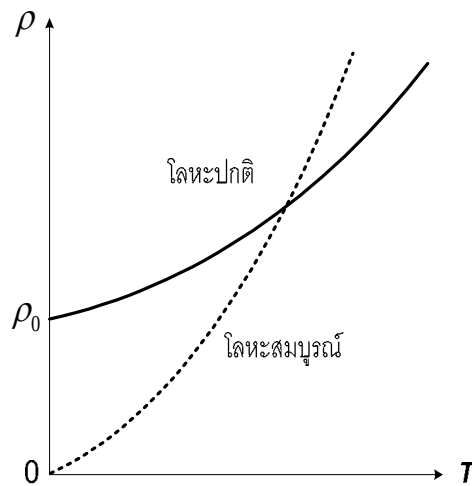
The purpose of this research is to derive a formula for the critical temperature of a superconductor / ferromagnetic bilayer. The resulting formula is found to be correct because it recovers all the formulas for the critical temperature as obtained by other investigation under suitable boundary conditions. The influence of the spin-orbit impurity scattering is shown to be significant due to the coupling interactions between the spin exchange field and the spin-orbit interaction in the F layer.

บทที่ 1

บทนำ

ภูมิหลัง

ตามปกติ เมื่ออุณหภูมิของโลหะลดจนถึงอุณหภูมิศูนย์องศาสัมบูรณ์ มันจะคงสภาพต้านทานไฟฟ้าต่ำที่สุดค่าหนึ่ง (ρ_0) ซึ่งไม่เท่ากับศูนย์ เราเรียกสภาพต้านทานค่านี้ว่า สภาพต้านทานตกค้าง (residual resistivity) แสดงดังภาพประกอบ 1 ซึ่งค่านี้ขึ้นกับสภาพสมบูรณ์ของโครงสร้างโลหะนั้น สำหรับตัวนำที่สมบูรณ์แบบ (perfect conductor) สภาพต้านทานตกค้างที่อุณหภูมิศูนย์องศาสัมบูรณ์ เท่ากับศูนย์ แต่สำหรับตัวนำยวดยิ่ง (superconductor) เมื่ออุณหภูมิลดจนถึงอุณหภูมิหนึ่งที่ยังไม่ถึง ศูนย์องศาสัมบูรณ์ ซึ่งเรียกว่าอุณหภูมิวิกฤต (critical temperature) สภาพต้านทานไฟฟ้าจะมีค่าเป็น ศูนย์อย่างทันทีทันใด แสดงดังภาพประกอบ 2 ปรัชการณณ์นี้ถูกพบเป็นครั้งแรกโดยนักฟิสิกส์ชาว เนเธอร์แลนด์ ชื่อ ไฮค์ คาเมอริงห์ ออนเนส (Heike Kamerlingh Onnes) แห่งมหาวิทยาลัยไลเดน (Leiden University)

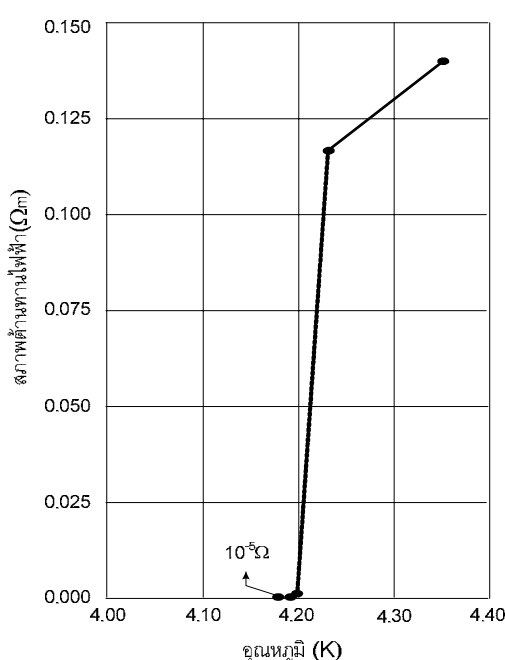


ภาพประกอบ 1 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทาน (ρ) กับอุณหภูมิ (T) ของโลหะปกติ กับโลหะสมบูรณ์

ที่มา : Bennesman; & Ketterson. (2003). *Physics of Superconductor*. p. 385.

ออนเนสได้พบสภาวะการนำไฟฟ้ายวดยิ่งในปี ค.ศ.1911 โดยใช้โลหะปรอทบริสุทธิ์เป็นตัวทดลองในภาชนะที่หล่อเลี้ยงด้วยฮีเลียมเหลวที่อุณหภูมิ 4.2 K เขาได้พบว่าปรอทที่อยู่ในสภาวะเย็นจัดนี้ทำหน้าที่เป็นตัวนำยวดยิ่งได้ หลังจากนั้นออนเนสได้ทดลองใช้ตะกั่วและดีบุกบริสุทธิ์บ้างและก็

ได้ผลในทำนองเดียวกัน จากนั้นฮอนเนสได้ทดลองต่อโดยนำโลหะตัวนำเหล่านี้มาทำเป็นวงแหวนแล้วนำไปไว้ในภาชนะที่หล่อเลี้ยงด้วยฮีเลียมเหลวและเขาได้พบว่าหลังจากปล่อยกระแสไฟฟ้าให้ไหลในวงแหวนแล้วแยกมันออกจากแหล่งกำเนิดไฟฟ้า ในอีกหนึ่งปีต่อมา กระแสไฟฟ้าที่ไหลอยู่ในตัวนำยวดยิ่งรูปวงแหวนนี้ก็มีค่าเหมือนเดิม เพราะความเข้มสนามแม่เหล็กที่เกิดจากกระแสไม่เปลี่ยนแปลงเลย นี่จึงเป็นการทดลองที่ยืนยันได้ว่าตัวนำยวดยิ่งยังสามารถนำกระแสไฟฟ้าได้โดยไม่มีการสูญเสียพลังงานใด ๆ การค้นพบปรากฏการณ์สภาพนำยวดยิ่งนี้ทำให้ฮอนเนสได้รับรางวัลโนเบลสาขาฟิสิกส์ ในปี ค.ศ.1913



ภาพประกอบ 2 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทานกับอุณหภูมิของปรอท

ที่มา : Charles Kittel. (1996). *Introduction to solid state physics*. p. 334.

ในการทดลองครั้งนั้น นอกจากฮอนเนสจะพบปรากฏการณ์สภาพนำยวดยิ่งแล้ว เขายังพบอีกด้วยว่ากระแสไฟฟ้าที่ไหลในตัวนำไฟฟ้ายวดยิ่งสามารถทำให้เกิดสนามแม่เหล็กหรือสร้างสนามแม่เหล็กที่มีความเข้มสูงได้ด้วยโดยไม่ต้องใช้แม่เหล็กขนาดใหญ่แต่อย่างใด ในทางทฤษฎีเขายังเชื่อว่าขดลวดที่ทำด้วยตัวนำยวดยิ่งสามารถสร้างสนามแม่เหล็กที่มีความเข้มปานกลางได้ หลังจากการค้นพบของฮอนเนสแล้วก็ได้มีการค้นพบสารที่เป็นตัวนำไฟฟ้ายวดยิ่งชนิดต่าง ๆ เพิ่มขึ้นมาก ปัจจุบันนักวิทยาศาสตร์ได้พบว่าตัวนำไฟฟ้ายวดยิ่งที่เป็นธาตุบริสุทธิ์ มี 24 ธาตุ แสดงดังตาราง 1 และ

ภาพประกอบ 3 นอกนั้นเป็นสารประกอบ (compound) และสารผสม (alloy) และสารตัวนำไฟฟ้าวยวดยิ่งต่างชนิดกันจะมีอุณหภูมิวิกฤตแตกต่างกัน

หลังการค้นพบของฮอนเนสแล้วได้นักฟิสิกส์เป็นจำนวนมากที่หันมาสนใจวิจัยเรื่องนี้อย่างกว้างขวาง ทั้งทางทฤษฎีและการทดลองและเวลาที่ผ่านมา เขาก็ยังพบคุณสมบัติพิเศษต่าง ๆ ของตัวนำยวดยิ่งมากขึ้น รวมทั้งพบตัวนำยวดยิ่งอุณหภูมิสูงบางประเภทซึ่งยังเป็นข้อที่ถกเถียงมากจนหาข้อสรุปยังไม่ได้ว่าอะไรคือสาเหตุที่ทำให้สารนั้นเป็นตัวนำยวดยิ่งอุณหภูมิสูงได้

ตาราง 1 แสดงอุณหภูมิวิกฤตในตารางธาตุที่เป็นตัวนำยวดยิ่ง

ธาตุ (element) กับอุณหภูมิวิกฤต T_c (องศาสัมบูรณ์)							
ชื่อ	T_c	ชื่อ	T_c	ชื่อ	T_c	ชื่อ	T_c
Aluminium	1.19	Cadmium	0.56	Gallium-alpha	1.09	Gallium-Beta	6.20
Gallium-gamma	7.62	Indium	3.40	Iridium	0.14	Lanthanum-alpha	4.90
Lanthanum-beta	6.06	Lead	7.19	Mercury-alpha	4.15	Mercury-beta	3.94
Molybdenum	0.92	Niobium	0.65	Osmium	9.26	Protactinium	1.40
Rhenium	1.69	Ruthenium	0.49	Tantalum	4.48	Tachnetium	8.22
Thallium	2.39	Thorium	1.36	Tin	3.72	Titanium	0.39
Tungsten	0.01	Vanadium	5.30	Uranium-beta	1.80	Uranium-alpha	0.68
Zinc	0.87	Zirconium	0.54				

ที่มา : Michigan State University. (1999). (Online).

ธาตุที่เป็นตัวนำวดยิ่ง

- สีจาง ภายใต้อุณหภูมิปกติ
- สีเข้ม ภายใต้อุณหภูมิสูง

1	2																	10
1 H	2 He																	10 He
3 Li	4 Be																	10 Ne
11 Na	12 Mg																	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	
55 Cs	56 Ba	*La	57 Hf	58 Ta	59 W	60 Re	61 Os	62 Ir	63 Pt	64 Au	65 Hg	66 Tl	67 Pb	68 Bi	69 Po	70 At	71 Rn	
87 Fr	88 Ra	+Ac	104 Rf	105 Ha	106	107	108	109	110	111	112							

* Lanthanide Series

+ Actinide Series

58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr

ภาพประกอบ 3 แสดงอุณหภูมิวิกฤตของตัวนำวดยิ่งของธาตุต่าง ๆ ตัวเลขสีดำแสดงเลขอะตอม ตัวเลขสีขาวแสดงอุณหภูมิวิกฤต บริเวณสีจางแสดงธาตุที่เป็นตัวนำวดยิ่งที่ความดันปกติและบริเวณสีเข้มแสดงธาตุที่เป็นตัวนำวดยิ่งที่ความดันสูง

ที่มา : Michigan State University. (1999). (Online).

1. สมบัติของสภาพนำวดยิ่ง

เมื่อลดอุณหภูมิจนถึงอุณหภูมิวิกฤต ตัวนำวดยิ่งจะเปลี่ยนแปลงคุณสมบัติจากสถานะปกติ (normal state) ไปสู่สถานะนำวดยิ่ง (superconducting state) ซึ่งมีคุณสมบัติหลายประการที่แตกต่างไปจากสถานะปกติโดยสิ้นเชิง ต่อไปจะกล่าวถึงสมบัติเบื้องต้นของปรากฏการณ์การนำวดยิ่ง

1.1 สภาพนำไฟฟ้าสมบูรณ์ (perfect conductivity)

เมื่อลดอุณหภูมิของตัวนำวดยิ่งจนถึงอุณหภูมิวิกฤต T_c สารจะเปลี่ยนจากสถานะปกติไปเป็นสถานะนำวดยิ่ง ซึ่งค่าสภาพต้านทานจะเป็นศูนย์อย่างทันทีทันใด ดังแสดงในภาพประกอบ 2 และเมื่ออุณหภูมิต่ำกว่า T_c สภาพต้านทานไฟฟ้ายังคงเป็นศูนย์ ดังนั้นปรอทบริสุทธิ์จึงมี T_c เท่ากับ 4.2 K เรียกปรากฏการณ์นี้ว่า "สภาวะการนำไฟฟ้าวดยิ่ง" และเรียกสารที่มีสมบัติดังกล่าวว่า "ตัวนำไฟฟ้าวดยิ่ง"

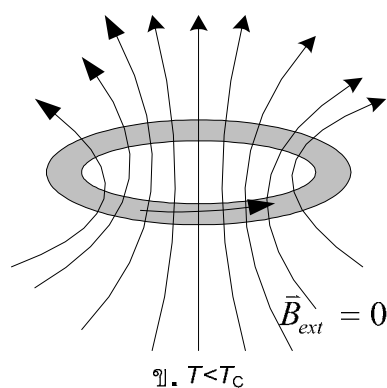
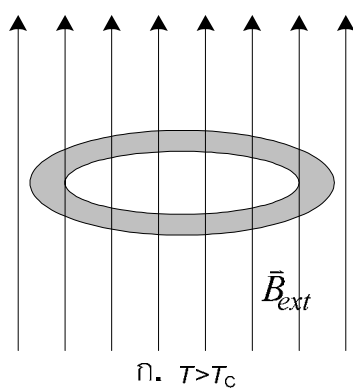
พิจารณาโลหะรูปวงแหวนที่วางอยู่ในสนามแม่เหล็ก ซึ่งมีค่าความหนาแน่นฟลักซ์แม่เหล็ก $\vec{B}$ ที่เปลี่ยนแปลงได้ เป็นผลให้เกิดกระแสไฟฟ้า I ไหลวนในวงแหวน ตามกฎของเลนซ์ (Lenz's law) คือ

$$-A \frac{d\bar{B}}{dt} = RI + L \frac{dI}{dt} \quad (1.1)$$

เมื่อ R คือความต้านทานของวงแหวน

L คือความเหนี่ยวนำ (inductance) ของวงแหวน

A คือพื้นที่หน้าตัดของวงแหวน และ t คือเวลา



ภาพประกอบ 4 แสดงผลของการเหนี่ยวนำสนามแม่เหล็กต่อตัวนำยิ่งยวดรูปวงแหวน

ที่มา : Charles Kittel. (1996). *Introduction to solid state physics*. p. 358.

จากนั้นลดอุณหภูมิให้ต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤตแล้วเอาสนามแม่เหล็กออก สมการ (1.1) ก็ยังใช้ได้ ดังนั้นเมื่อไม่มีสนามแม่เหล็กภายนอก สมการที่ใช้ คือ

$$0 = RI + L \frac{dI}{dt} \quad (1.2)$$

คำตอบสมการ (1.2) จะเป็น $I = I_0 e^{-Rt/L}$ เมื่อ I_0 เป็นกระแสไฟฟ้าเริ่มต้น

จากคำตอบ จะเห็นว่าถ้าวงจรมีความต้านทานไฟฟ้า กระแสที่ไหลวนในวงแหวนจะลดลงแบบเอ็กซีโพเนนเชียลเมื่อเวลาผ่านไป แต่เนื่องจากวงแหวนอยู่ในสภาพการนำยิ่งยวดซึ่งค่าความต้านทาน R เป็นศูนย์ คำตอบจึงเป็น $I = I_0$ ดังนั้นคำตอบนี้จึงแสดงว่ากระแสที่ไหลวนในวงแหวนจะคงตัวตลอดเวลา เรียกกระแสไฟฟ้านี้ว่า กระแสไฟฟ้ายืนยง (persistent current)

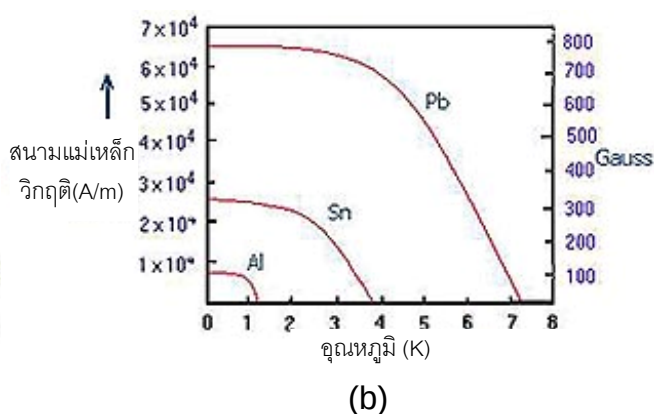
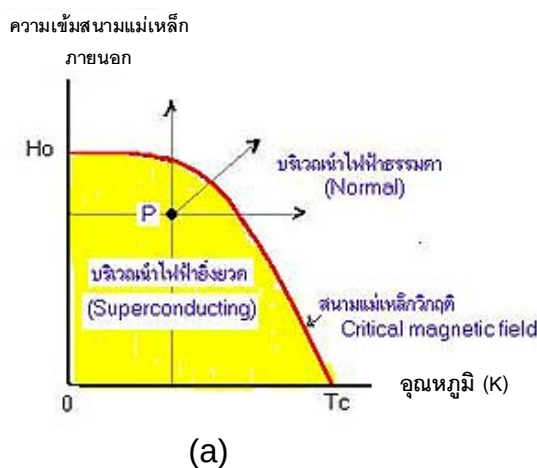
ในการทดลองผ่านสนามแม่เหล็กไปรอบวงตัวนำไฟฟ้ายิ่งยวด ออนเนสได้พบว่าสนามแม่เหล็กดังกล่าวสามารถทำลายสภาพนำไฟฟ้ายิ่งยวดให้กลายเป็นสภาพปกติได้ เขาจึงเรียกสนาม

แม่เหล็กความเข้มน้อยที่สุดที่สามารถทำลายสภาพการนำไฟฟ้ายวดยิ่งได้ว่าสนามแม่เหล็กวิกฤต (critical magnetic field : H_c) ตามปกติความเข้มสนามแม่เหล็กวิกฤตขึ้นกับอุณหภูมิ คือที่อุณหภูมิวิกฤตค่าสนามแม่เหล็กวิกฤตจะเป็นศูนย์ และที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤตความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กวิกฤตกับอุณหภูมิจะเป็นดังสมการ

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

กฎนี้เรียกว่ากฎของไทน์ (Tyne's law) ในที่นี้ $H_c(T)$ และ $H_c(0)$ คือความเข้มสนามแม่เหล็กวิกฤตที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤตและที่อุณหภูมิ 0 K ตามลำดับ T และ T_c แทนอุณหภูมิและอุณหภูมิวิกฤตตามลำดับ ด้วยเหตุนี้สนามแม่เหล็กวิกฤตจึงเป็นตัวจำกัดกระแสไฟฟ้าที่จะให้ไหลผ่านตัวนำยวดยิ่ง นั่นคือกระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านตัวนำยวดยิ่งที่อุณหภูมิใดจะต้องมีค่าไม่สูงกว่ากระแสไฟฟ้าวิกฤตที่อุณหภูมินั้น

ภาพประกอบ 5 (a) แสดงสนามแม่เหล็กวิกฤตและอุณหภูมิของโลหะ เช่น ที่ตำแหน่ง P โลหะจะยังคงสภาพเป็นตัวนำยวดยิ่ง แต่ถ้าต้องการให้เป็นโลหะปกติก็สามารถทำได้โดยการเพิ่มสนามแม่เหล็กหรือเพิ่มอุณหภูมิหรืออาจเพิ่มทั้งสองอย่างพร้อมกัน

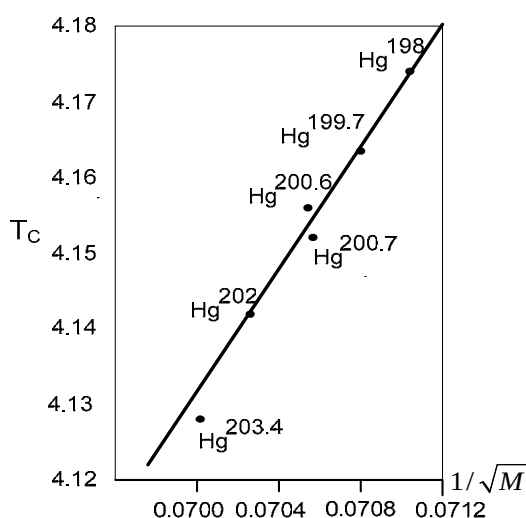


ภาพประกอบ 5 (a) แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กวิกฤตกับอุณหภูมิ (b) กราฟแสดงค่าสนามแม่เหล็กวิกฤตของตัวนำยวดยิ่ง ซึ่งได้แก่ตะกั่ว ดีบุก และอลูมิเนียมกับอุณหภูมิ

ที่มา: Fetter; & Walecka. (1995). *Quantum Theory of Many-Particle System*. p. 420.

1.2 ปรากฏการณ์ไอโซโทป (Isotope Effect)

ในปี ค.ศ. 1950 แมกซ์เวลล์ (Maxwell) และ เรย์โนลด์ (Reynolds) ได้ทดลองวัดมวลไอโซโทปของปรอท (Hg) และอุณหภูมิวิกฤต (T_c) พบว่ามีปริมาณทั้งสองมีความสัมพันธ์กันดังแสดงในภาพประกอบ 6



ภาพประกอบ 6 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับส่วนกลับรากที่สองของมวลอะตอมของ Hg

ที่มา : E. Maxwell. (1950). *Phys. Rev.* 78. p. 477.

จากภาพประกอบ 6 แสดงให้เห็นว่าอุณหภูมิวิกฤตของธาตุขึ้นกับมวลไอโซโทปของธาตุนั้น ปรากฏการณ์นี้ เรียกว่า ปรากฏการณ์ไอโซโทป เช่นในกรณีของปรอท อุณหภูมิวิกฤตมีการเปลี่ยนจาก 4.185 K ไปเป็น 4.146 K เมื่อมวลอะตอม (M) ของปรอทเปลี่ยนจาก 199.5 u เป็น 203.4 u ข้อมูลนี้ได้จากการทดลองใช้ธาตุแต่ละอนุกรมของไอโซโทป โดยได้ความสัมพันธ์ดังสมการ

$$T_c \propto M^{-\alpha} \quad \text{เมื่อ } \alpha \text{ เป็นตัวเลข}$$

หรือ
$$M^\alpha T_c = C$$

โดย T_c คืออุณหภูมิวิกฤตของธาตุ

M คือมวลของไอโซโทปสำหรับธาตุนั้นเหมือนกัน

α คือสัมประสิทธิ์ไอโซโทป

C คือค่าคงตัว

เมื่อจัดรูปสมการแบบลอการิทึมและดิฟเฟอเรนทิเอตทั้งสองข้างของสมการเทียบกับ T_c

$$\alpha \ln M + \ln T_c = \ln C$$

$$\frac{\alpha}{M} \frac{dM}{dT_c} + \frac{1}{T_c} = 0$$

$$\frac{dM}{dT_c} = -\frac{M}{\alpha T_c}$$

หรือ
$$\alpha = -\frac{M}{T_c} \frac{dT_c}{dM} = -\frac{d(\ln T_c)}{d(\ln M)} \quad (1.4)$$

ในตัวอย่าง $\Delta T_c = 4.146 - 4.185 = -0.039$ และ $\Delta M = 203.4 - 199.5 = 3.9$ เรานำส่วนนี้ไปคำนวณในสมการ (1.4) ซึ่งได้ $\alpha = \frac{-199.5 \times (-0.039)}{4.185 \times 3.9} \approx 0.5$

การค้นพบปรากฏการณ์นี้ทำให้ทราบว่าอุณหภูมิวิกฤตขึ้นกับการสั่นของแลตทิซ เพราะจากสมการการเคลื่อนที่แบบฮาร์มอนิกของไอออน $\omega = \sqrt{\frac{k}{M}}$ เมื่อ k คือค่าคงที่ของสปริงที่ยึดระหว่างไอออน M คือมวลของไอออน นั่นคือ $\omega_D \propto M^{-1/2}$ แสดงว่า $\alpha = 1/2$ จึงได้ $T_c \propto \frac{1}{\sqrt{M}}$ ปรากฏการณ์นี้แสดงว่าอันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนกับโฟนอน (electron-phonon interaction) มีผลสำคัญที่ทำให้เกิดสภาพนำยวดยิ่ง

โดยอาศัยข้อมูลนี้ Bardeen, Cooper และ Schrieffer ได้สร้างทฤษฎี BCS และได้พบว่า $T_c \propto \theta_{Debye} \propto M^{-1/2}$ แต่สำหรับตัวนำยวดยิ่งจำนวนมาก การทดลองจะไม่ให้ค่า $\alpha = 1/2$ แสดงดังตาราง 2 เพราะนอกเหนือจากอันตรกิริยาอิเล็กตรอน-โฟนอนแล้ว ธรรมชาติยังมีอันตรกิริยาคูลอมบ์ระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนเข้ามามีผลต่อสถานะนำยวดยิ่งด้วย

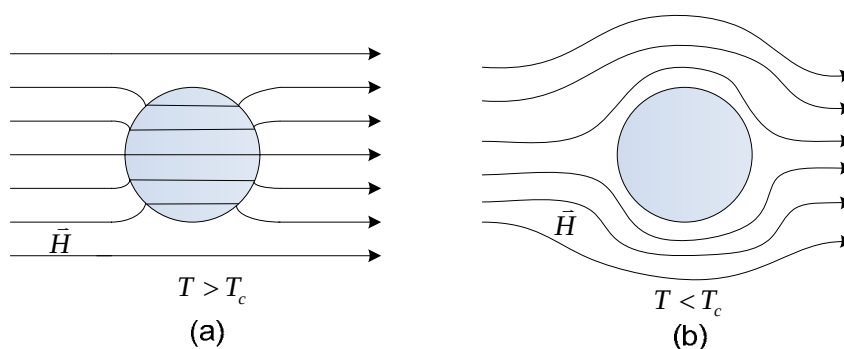
ตาราง 2 สัมประสิทธิ์ไอโซโทปในสารตัวนำยวดยิ่ง

ธาตุ	α	ธาตุ	α
Zn	0.45 ± 0.05	Ru	0.00 ± 0.05
Cd	0.32 ± 0.07	Os	0.15 ± 0.05
Sn	0.47 ± 0.02	Mo	0.33
Hg	0.50 ± 0.03	Nb ₃ Sn	0.08 ± 0.02
Pb	0.49 ± 0.02	Zr	0.00 ± 0.05

ที่มา : Charles Kittel. (1996). *Introduction to Solid State Physics*. p. 347.

1.3 ปรากฏการณ์ไมสเนอร์ (Meissner effect)

ในปี ค.ศ. 1933 ไมสเนอร์ (Walter Meissner) และ โอคเซนเฟลด์ (Robert R. Ochsenfeld) ได้ทดลองศึกษาสมบัติของสภาพการนำยวดยิ่งในสสารแม่เหล็ก และได้พบปรากฏการณ์ที่น่าสนใจอีกอย่างหนึ่ง คือ ในสภาพปกติหรือที่อุณหภูมิสูงกว่าอุณหภูมิวิกฤต ($T > T_c$) สสารแม่เหล็กสามารถทะลุผ่านเข้าไปในสารตัวนำได้ แต่ที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤต ($T < T_c$) สสารแม่เหล็กไม่สามารถพุ่งผ่านสารตัวนำยวดยิ่งได้ แสดงดังภาพประกอบ 7



ภาพประกอบ 7 แสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์ (a) แสดงตัวนำปกติในสสารแม่เหล็ก (b) แสดงตัวนำยวดยิ่งในสสารแม่เหล็ก

ที่มา : Michigan State University. (1999). (Online).

โลหะโดยทั่วไปเมื่อไม่มีสสารแม่เหล็กภายนอก ($\vec{H}$) มารบกวน สสารแม่เหล็กภายในโลหะที่เกิดจากการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนแต่ละตัวมีทิศทางไม่แน่นอน สสารแม่เหล็กจึงหักล้างกันหมด ทำให้สสารแม่เหล็กลัพธ์เท่ากับศูนย์ แต่เมื่อมีสสารแม่เหล็กภายนอก ($\vec{H}$) มารบกวน สสารรอบกวนจะ

ทำให้เกิดสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ ดังสมการ

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.5)$$

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad \text{และ} \quad \mu_r = 1 + \chi$$

โดย $\vec{B}$ คือ ความหนาแน่นฟลักซ์แม่เหล็ก

$\vec{H}$ คือ ความเข้มสนามแม่เหล็ก

$\vec{M}$ คือ สภาพแม่เหล็ก(magnetization)

χ คือ ค่าอ่อนไหวแม่เหล็ก(magnetic susceptibility)

μ_r คือ ค่าซึมซาบแม่เหล็กสัมพัทธ์ (relative magnetic permeability)

μ_0 คือ ค่าซึมซาบแม่เหล็กสัมบูรณ์ (absolute magnetic permeability)

สำหรับกรณีสารพาราแมกเนติก (paramagnetic , $\mu_r > 1$) สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำที่เกิดขึ้นจะเสริมสนามแม่เหล็กภายนอก แต่ในสารไดอาแมกเนติก(diamagnetic, $\mu_r < 1$) สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำจะต้านสนามแม่เหล็กภายนอก การที่ตัวนำยวดยิ่งผลักสนามแม่เหล็กให้เบนออกมาทำให้สนามแม่เหล็กภายในสารตัวนำยวดยิ่งเป็นศูนย์ ($\vec{B} = 0$) นี่เป็นคุณสมบัติของไดอาแมกเนติกแบบสมบูรณ์ (perfect diamagnetic substance) นั่นคือ $\mu_r = 0$ และ $\vec{M} = -\vec{H}$ ทำให้ค่าความอ่อนไหวทางแม่เหล็ก(magnetic susceptibility) $\chi = -1$ ซึ่งเป็นคุณสมบัติของสารไดอาแมกเนติกอุดมคติ (ideal diamagnetic)

สภาพไดอาแมกเนติกอุดมคติในตัวนำยวดยิ่งเกิดขึ้นเมื่อตัวนำยวดยิ่งอยู่ในสนามแม่เหล็ก กระแสไฟฟ้าเหนี่ยวนำที่ไหลที่ผิวชั้นนอกตัวนำจะไหลในลักษณะที่ทำให้สนามแม่เหล็กที่เกิดจากการเหนี่ยวนำมีทิศต่อต้านสนามแม่เหล็กภายนอกที่เข้าไปกระทำ ด้วยเหตุนี้สนามแม่เหล็กลัพธ์ภายในตัวนำยวดยิ่งจึงเป็นศูนย์

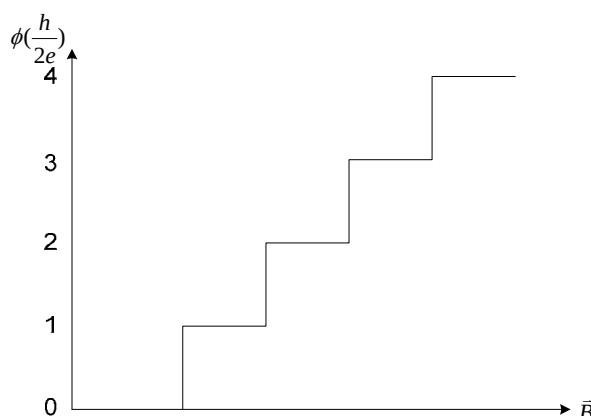
เป็นที่ทราบกันว่าสนามแม่เหล็กที่ทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าเหนี่ยวนำที่ผิวชั้นนอกไม่มีผลต่ออิเล็กตรอนภายในโลหะ ซึ่งปกติสนามไฟฟ้าเวลาส่งแรงกระทำต่ออิเล็กตรอนทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าไหลในตัวนำ แต่ในกรณีของตัวนำยวดยิ่งซึ่งเป็นสารไดอาแมกเนติก จะมีกระแสไฟฟ้าไหลที่ผิวชั้นนอกเท่านั้น ดังนั้นปรากฏการณ์ไมสเนอร์และสภาพนำยวดยิ่งจึงมีความสัมพันธ์กันโดยปรากฏการณ์ทั้งสองมีจุดกำเนิดมาจากสาเหตุเดียวกันและสมบัตินี้ได้กลายเป็นสมบัติพื้นฐานที่สำคัญของสภาพนำยวดยิ่ง

1.4 ความเป็นหน่วยของฟลักซ์แม่เหล็ก (flux quantization)

จากการทดลองเรื่องกระแสนิ่งในตัวนำยวดยิ่งรูปวงแหวน เราได้เห็นแล้วว่านอกจากกระแสไฟฟ้าที่ไหลวนในตัวนำยวดยิ่งจะมีค่าคงที่ตรงเท่ากับที่วงแหวนยังคงอยู่ในสถานะนำยวดยิ่งแล้ว ปรากฏการณ์ที่สำคัญอีกอย่างหนึ่งที่ได้จากการทดลองนี้ คือ ฟลักซ์แม่เหล็กที่เกิดจากกระแสนิ่งในวงแหวนจะมีค่าไม่ต่อเนื่อง คือมีค่าเฉพาะเป็นจำนวนเต็มเท่าของฟลักซ์ $\phi_0 = h/2e$ เมื่อ h คือค่าคงตัวของพลังค์ และ e คือประจุของอิเล็กตรอน

ในปี ค.ศ. 1961 ดีเวอ์ (Deaver) และแฟร์แบงค์ส (Fairbanks) ได้ทดลองใช้ดีบุก (Sn) รูปทรงกระบอกกลวงศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างฟลักซ์ (ϕ) กับความเข้มสนามแม่เหล็ก จากนั้นลดอุณหภูมิลง เมื่อทรงกระบอกเป็นสารตัวนำยวดยิ่งและผลการทดลองเป็นดังกราฟที่มีความสัมพันธ์ตามสมการ

$$\phi = n\phi_0 = \frac{nh}{2e}, n = 1, 2, 3, \dots$$



ภาพประกอบ 8 กราฟแสดงฟลักซ์แม่เหล็กในตัวนำรูปวงแหวน

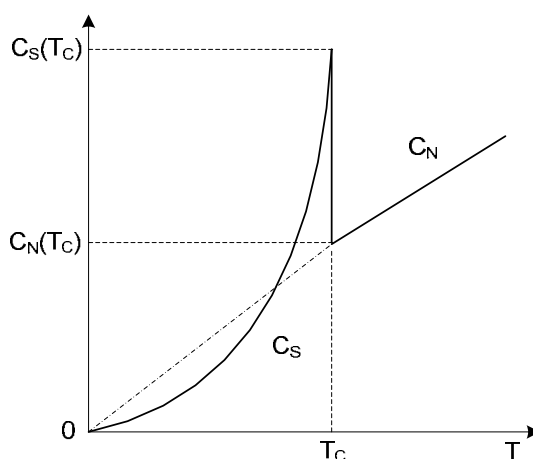
ที่มา : Deaver ;& Fairbanks. (1961). *Phys Rev Lett*. 7. p. 43.

เมื่อ ϕ เป็นฟลักซ์คว้นตัมที่มีขนาดเล็กที่สุด มีค่าเท่ากับ $\frac{h}{2e} = \frac{6.64 \times 10^{-34}}{3.2 \times 10^{-19}} \approx 2.07 \times 10^{-15}$ Weber

เนื่องจากในสมการนี้มี $2e$ เป็นตัวหาร นั้นแสดงว่าคู่อิเล็กตรอนมีบทบาทในการเป็นตัวนำกระแสไฟฟ้าในสถานะนำยวดยิ่ง

1.5 ความร้อนจำเพาะ (specific heat)

ในความหมายทั่วไป ความร้อนจำเพาะคือปริมาณความร้อนที่ทำให้สารมวลหนึ่งกิโลกรัมมีอุณหภูมิเปลี่ยนไปหนึ่งองศาและความร้อนจำเพาะก่อนการเปลี่ยนสภาพมีค่าเท่ากับความร้อนจำเพาะหลังการเปลี่ยนสภาพ แต่ความร้อนจำเพาะของตัวนำไฟฟ้าวยวดยิ่งที่อุณหภูมิวิกฤต และความร้อนจำเพาะของตัวนำปกติที่อุณหภูมิวิกฤตมีค่าไม่เท่ากัน นั่นคือแสดงพฤติกรรมไม่ต่อเนื่อง ดังแสดงด้วยกราฟ ปรากฏการณ์นี้สังเกตครั้งแรกในปี ค.ศ. 1932 โดย คีซั่ม (Keesom) และกอก (Kok) (B.D. Josephson. (1962). Phys. Rev. Lett. 1. p. 251.) นี่เป็นการเปลี่ยนแปลงเฟสชนิดที่ 2 ความร้อนจำเพาะในสถานะนำยวดยิ่งกับในสถานะปกติมีค่าแตกต่างกัน แสดงดังภาพประกอบ 9 และเมื่ออุณหภูมิเข้าใกล้ศูนย์องศาสัมบูรณ์ ความร้อนจำเพาะของสถานะนำยวดยิ่งจะมีความสัมพันธ์กับอุณหภูมิในรูปเอกซ์โพเนนเชียลคือ $C_S \propto e^{-\frac{a}{k_B T}}$ เมื่อ a คือค่าคงที่ k_B คือค่าคงตัวของโบลซ์มานน์ และ T คืออุณหภูมิ และในสถานะปกติที่อุณหภูมิต่ำ $C_N \propto T^3$ และที่อุณหภูมิ $T = T_c$ ความร้อนจำเพาะจะมีความไม่ต่อเนื่อง คือ $C_N(T_c) \neq C_S(T_c)$ และทฤษฎี BCS ได้ทำนายว่า $\frac{C_S(T_c)}{C_N(T_c)} = 2.42$ สำหรับตัวนำยวดยิ่งทุกชนิด



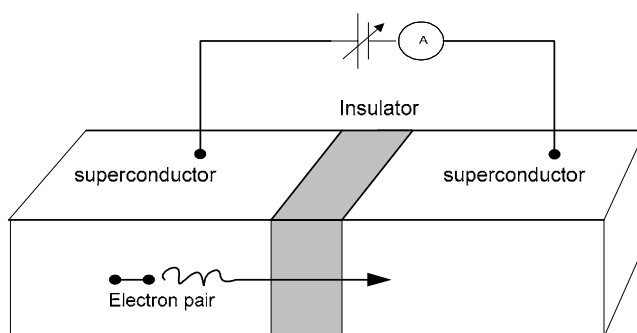
ภาพประกอบ 9 กราฟแสดงความร้อนจำเพาะของตัวนำยวดยิ่ง (C_S) และโลหะปกติ (C_N) เป็นฟังก์ชันของอุณหภูมิ

ที่มา : Bardeen; Cooper; & Schrieffer. (2001). *Superconductivity*. p. 9.

1.6 ปรากฏการณ์โจเซฟสัน (Josephson effect)

ในปี ค.ศ. 1962 ไบรอัน โจเซฟสันได้ใช้กลศาสตร์ควอนตัมทำนายว่าหากนำแผ่นตัวนำยวดยิ่งมาประกบกันโดยมีฉนวน (insulator) บาง ๆ คั่นดังแสดงด้วยภาพประกอบ 10 จะมีกระแส

ไหลผ่านฉนวนทั้ง ๆ ที่ไม่มีความต่างศักย์ (B.D. Josephson. (1962): 251)



ภาพประกอบ 10 แสดงระบบรอยต่อของโจเซฟสันที่เกิดจากการนำตัวนำยวดยิ่งสองตัวประกบกัน โดยมีฉนวนบาง ๆ คั่น

ที่มา : Kresin; & Wolf. (1990). *Fundamental of Superconductor*. p. 11.

เราเรียกระบบที่มีรอยต่อระหว่างตัวนำทั้งสองว่าเป็นรอยต่อโจเซฟสัน (Josephson junction) และปรากฏการณ์นี้มี 2 รูปแบบ คือ

1.6.1 ปรากฏการณ์โจเซฟสันกระแสตรง (D.C. Josephson effect) เป็นปรากฏการณ์ที่มีกระแสนิ่ง (supercurrent) ชนิดตรงไหลผ่านบริเวณรอยต่อ ถึงแม้จะไม่มี ความต่างศักย์กระทำต่อระบบ ดังสมการ

$$I = I_C \sin(\Delta\phi) \quad (1.6)$$

เมื่อ I คือกระแสโจเซฟสัน (Josephson current) I_C คือกระแสวิกฤต (critical current) ซึ่งเป็นกระแสสูงสุดที่ไหลผ่านรอยต่อโจเซฟสัน และ $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ เป็นความต่างเฟสของคู่คูเปอร์ในตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1 และ 2 ความสัมพันธ์ในสมการ (1.6) เรียกว่า ความสัมพันธ์ดี-ซี โจเซฟสัน (dc-Josephson relation)

1.6.2 ปรากฏการณ์โจเซฟสันกระแสสลับ (A.C. Josephson effect) ถ้ามีศักย์ไฟฟ้า V_s ต่อคร่อมระบบจะมีกระแสไฟฟ้าสลับข้ามรอยต่อ ซึ่งความถี่ของกระแส

$$f = \frac{2eV_s}{h} = \left(\frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19}}{6.64 \times 10^{-34}} V_s \right) = 5.3 \times 10^{14} V_s \text{ Hz} \text{ นี้ขึ้นกับ } V_s \text{ และกระแส } I \text{ ดังสมการ}$$

$$I = I_C \sin(\omega t + \Delta\phi) \quad (1.7)$$

ตามปกติแล้วการวัดความถี่ f สามารถทำได้แม่นยำ ดังนั้นเราก็สามารถหา V_S ได้ จากเงื่อนไข $V_S = hf / 2e$ และนี่คือวิธีวัดความต่างศักย์ไฟฟ้าของเซลล์ไฟฟ้าที่ดีที่สุดวิธีหนึ่ง สมการ (1.7) ยังแสดงให้เห็นอีกว่า ไม่ว่าจะใช้ ตัวนำยวดยิ่งชนิดใดหาก V_S คงที่ ความถี่กระแสสลับจะมีค่าเท่ากันเสมอ

2. ชนิดของตัวนำยวดยิ่ง

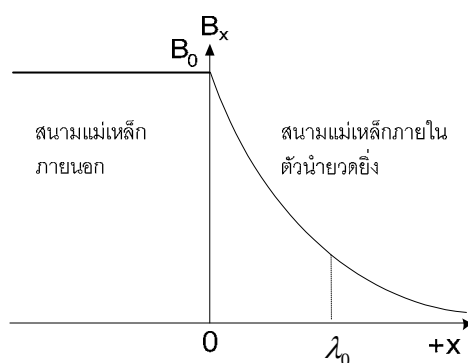
ตัวนำยวดยิ่งมีทั้งประเภทที่สนามแม่เหล็กวิกฤตมีค่าต่ำซึ่งมักเป็นวัสดุที่แข็งมากและประเภทที่สนามแม่เหล็กวิกฤตมีค่าสูง ซึ่งมักเป็นวัสดุที่แข็งน้อย ดังนั้นถ้ามองด้านความแข็งแรงของวัสดุอาจแบ่งออกเป็นตัวนำยวดยิ่งแบบอ่อนและตัวนำยวดยิ่งแบบแข็ง แต่ในปัจจุบันประเภทของตัวนำยวดยิ่งมักแบ่งตามคุณสมบัติทางแม่เหล็กเป็น 2 ชนิด เรียกว่า ตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1 (Type-I superconductor) และตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2 (Type-II superconductor) ซึ่งเทียบได้กับประเภทอ่อนและประเภทแข็งตามลำดับ

สิ่งที่สำคัญที่ทำให้เกิดความแตกต่างของสภาพนำยวดยิ่งสองชนิดนอกจากปัจจัยทางด้านสนามแม่เหล็กแล้ว วิถีอิสระ (mean free path) ของอิเล็กตรอนตัวนำในสถานะปกติซึ่งเป็นพารามิเตอร์สำคัญในการกำหนดคุณสมบัติพื้นฐานของตัวนำยวดยิ่ง อันได้แก่ระยะทะลวงลึก (penetration depth : λ) ของสนามแม่เหล็กและความยาวอาพันธ์ (coherence length : ξ) ซึ่งพารามิเตอร์ λ แสดงความลึกของการซึมซาบหรือทะลุทะลวงของสนามแม่เหล็กในตัวนำยวดยิ่ง ส่วนพารามิเตอร์ ξ แสดงระยะทางระหว่างคูคูเปอร์ ซึ่งคุณสมบัติของอิเล็กตรอนที่อยู่ภายในช่วง ξ นั้นจะไม่เปลี่ยนแปลง

ให้ $\bar{B}(x)$ เป็นสนามแม่เหล็กที่เจาะทะลุเข้าสู่ชั้นของตัวนำยวดยิ่ง จะได้สมการแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\bar{B}(x)$ กับ ระยะทะลวงลึก (λ) ดังนี้คือ

$$\bar{B}(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.7)$$

เมื่อ B_0 คือ สนามแม่เหล็กภายนอก



ภาพประกอบ 11 แสดงการเจาะทะลุของสนามแม่เหล็กสู่ชั้นตัวนำยวดยิ่ง

ที่มา : Ramesh Gupta; *Superconductivity*. (2003). p. 23-27.

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (1.8)$$

เมื่อ λ คือระยะทะลุของสนามแม่เหล็กที่ขึ้นกับอุณหภูมิ

λ_0 คือระยะทะลุของสนามแม่เหล็กที่อุณหภูมิ 0 K มีค่าประมาณ 30 -130 nm ขึ้นกับชนิดของสารตัวนำยวดยิ่ง

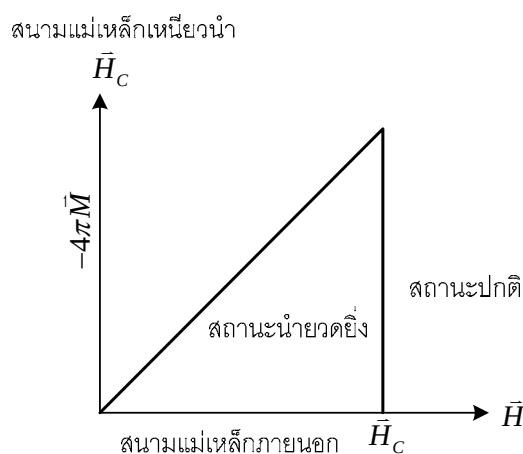
ตาราง 3 แสดงความยาวอาพันธ์ และระยะทะลุของสนามแม่เหล็กที่ศูนย์องศาสัมบูรณ์ ในหน่วย 10^{-6} cm

ธาตุ	ความยาวอาพันธ์ ξ	ระยะทะลุของสนามแม่เหล็ก λ_L	λ_L / ξ
Sn	23.	3.4	0.16
Al	160.	1.6	0.010
Pb	8.3	3.7	0.45
Cd	76.	11.0	0.14
Nb	3.8	3.9	1.02

ที่มา : Kittel. (1996). *Introduction to Solid State Physics*. p. 353.

2.1 ตัวนำยิ่งยวดชนิดที่ 1

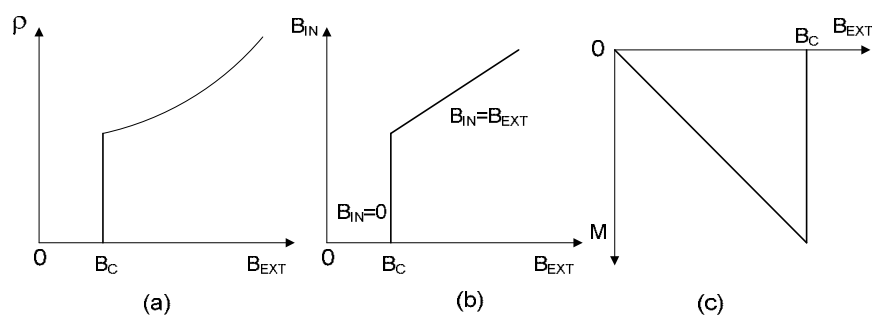
เป็นสารที่มีประมาณ 30 ชนิด โดยมีความยาวอาพันธ์ (ξ) มากกว่าระยะทะลวงลึก (λ) ที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤต ตัวนำยิ่งยวดชนิดนี้จะแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพแม่เหล็ก ($\bar{M}$) กับสนามแม่เหล็ก ($\bar{H}$) ดังภาพประกอบ 12 และ 13



ภาพประกอบ 12 แสดงสนามแม่เหล็กวิกฤตของตัวนำยิ่งยวดชนิดที่ 1

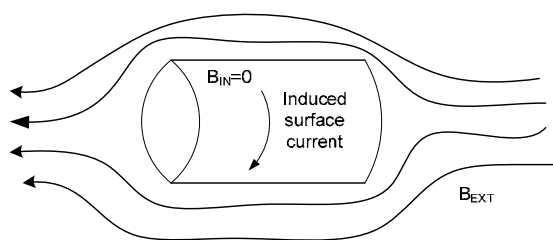
ที่มา : Kittel. (1996). *Introduction to Solid State Physics*. p. 340.

ตัวนำยิ่งยวดชนิดนี้จะแสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์ที่สมบูรณ์ คือเป็นไดอาแมกเนติกอย่างสมบูรณ์ แสดงดังภาพประกอบ 14 และโดยทั่วไปค่า $\bar{H}_C$ ของตัวนำยิ่งยวดแบบที่ 1 มีค่าไม่สูงเพียงพอสำหรับการนำไปประยุกต์ใช้งาน



ภาพประกอบ 13 (a) กราฟแสดงสภาพความต้านทาน (b) สนามแม่เหล็กภายในสารตัวนำยิ่งยวด (c) สภาพแม่เหล็กของตัวนำยิ่งยวด เป็นฟังก์ชันของสนามแม่เหล็กภายนอก

ที่มา : Michigan State University. (1999). (Online).

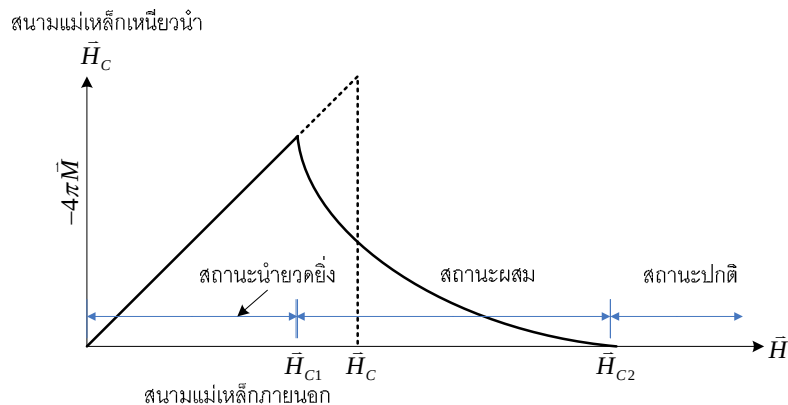


ภาพประกอบ 14 แสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์ของสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1

ที่มา : Michigan State University. (1999). (Online).

2.2 ตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2

ส่วนใหญ่เป็นโลหะผสมและสารประกอบ ตัวนำยวดยิ่งชนิดนี้มีความยาวอาพันธ์ (ξ) สั้นกว่า ระยะทะลวงลึก (λ) และมีอุณหภูมิวิกฤต (T_c) สนามแม่เหล็กวิกฤต ($\bar{H}_C$) สูงกว่าตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1 และให้ค่าสนามวิกฤต 2 ค่า ความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็ก ($\bar{M}$) กับสนามแม่เหล็ก ($\bar{H}$) เป็นดังภาพประกอบ 15

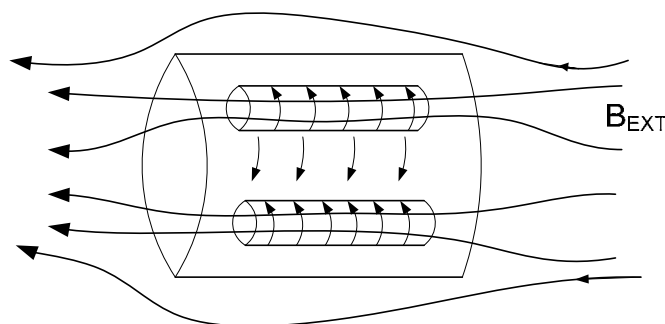


ภาพประกอบ 15 แสดงสนามแม่เหล็กวิกฤตของตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2

ที่มา : Kittel. (1996). *Introduction to Solid State Physics*. p. 340.

เมื่อสนามแม่เหล็กมีค่าน้อยกว่า $\bar{H}_{C1}$ ตัวนำจะมีสภาพเป็นตัวนำยวดยิ่งที่สมบูรณ์ และแสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์อย่างสมบูรณ์ เช่นเดียวกับตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1 แต่เมื่อสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่า $\bar{H}_{C1}$ แต่น้อยกว่า $\bar{H}_{C2}$ ตัวนำจะมีสภาพนำยวดยิ่งที่ไม่สมบูรณ์เนื่องจากเส้นแรงแม่เหล็กส่วนหนึ่งสามารถทะลุเข้าไปในเนื้อสารตัวนำ ทำให้เกิดปรากฏการณ์ไมสเนอร์ที่ไม่สมบูรณ์ เรียกสถานะนี้

ว่า vortex state หรือ mixed state และเมื่อสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่า $\bar{H}_{C2}$ ตัวนำจะกลายสภาพเป็นสถานะปกติ โดยทั่วไป $\bar{H}_{C2}$ จะมีค่ามาก ตัวนำบางชนิดอาจมีค่า $\bar{H}_{C2}$ มากถึง 100 เท่าของค่า $\bar{H}_C$ เราจึงนิยมใช้นำตัวนำยวดยิ่งชนิดนี้ในงานประยุกต์ที่ต้องใช้สนามแม่เหล็ก



ภาพประกอบ 16 แสดงปรากฏการณ์ไมสเนอร์ที่ไม่สมบูรณ์ของสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2

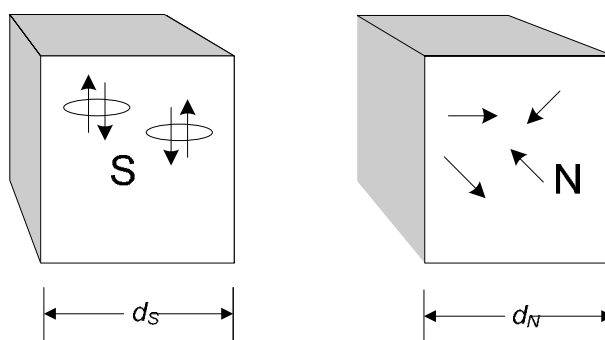
ที่มา : Ketterson; & Song. Superconductivity. p. 67.

3. ปรากฏการณ์พร็อกซิมีตี (proximity effect)

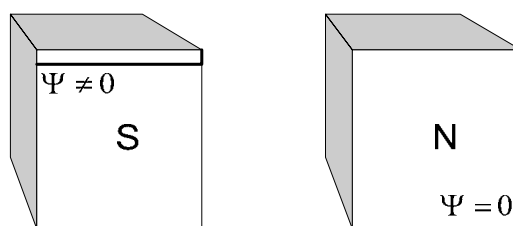
ปรากฏการณ์พร็อกซิมีตี เป็นปรากฏการณ์อันเกิดจากการสัมผัสกันระหว่างวัสดุที่มีพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ (Ψ) แตกต่างกัน ทำให้คุณสมบัติของวัสดุทั้งสองที่บริเวณใกล้รอยต่อเปลี่ยนแปลง

3.1 ปรากฏการณ์พร็อกซิมีตีของระบบ S/N

ตัวนำยวดยิ่ง (S) มีคู่คูเปอร์ที่ประกอบด้วยอิเล็กตรอนสองตัว ซึ่งมีสปินสวนทิศกัน ฟังก์ชันคลื่นของคู่อิเล็กตรอนเป็นตัวกำหนดพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบที่มีค่าสูง ขณะที่โลหะปกติ (N) มีอิเล็กตรอนกระจัดกระจายทำให้ผลรวมของสปินและโมเมนตัมของอิเล็กตรอนมีค่าเป็นศูนย์หรือกล่าวได้ว่าไม่มีพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบเลย แสดงดังภาพประกอบ 17 - 18

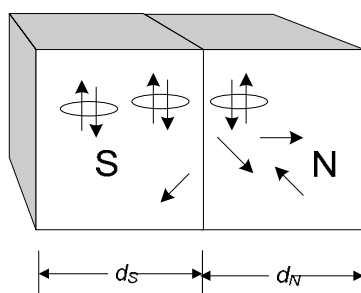


ภาพประกอบ 17 แสดงคู่คูเปอร์ในตัวนำยวดยิ่ง (S) ที่มีสปินของอิเล็กตรอนสวนทิศกันเปรียบเทียบกับอิเล็กตรอนที่กระจายอยู่ในโลหะปกติ (N) โดยที่ d_S และ d_N เป็นความหนาของตัวนำยวดยิ่งและโลหะปกติ ตามลำดับ

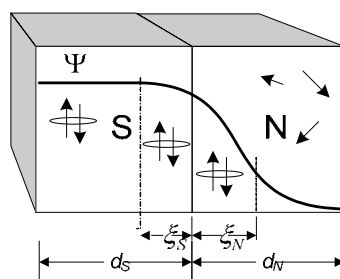


ภาพประกอบ 18 แสดงพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ (Ψ) ในตัวนำยวดยิ่ง (S) และโลหะปกติ (N)

เมื่อตัวนำยวดยิ่งสัมผัสโลหะปกติ ที่บริเวณรอยต่อ คู่คูเปอร์ของตัวนำยวดยิ่งจะทะลุทะลวงสู่โลหะปกติไปไกลที่ระยะหนึ่ง ถ้าการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนเป็นลักษณะแพร่ซึม ระยะนี้จะมีค่าประมาณ $L_T \sim \sqrt{D/T}$ เมื่อ D คือค่าคงที่ของการแพร่ซึม และ T คืออุณหภูมิ ในกรณีโลหะบริสุทธิ์ระยะนี้คือความยาวอาพันธ์ $\xi_N \sim v_N / T$ เมื่อ v_N คือความเร็วเฟอร์มี เมื่อคู่อิเล็กตรอนทะลุทะลวงออกไป สภาพการนำยวดยิ่งของตัวนำยวดยิ่งจะลดลง ณ บริเวณที่อยู่ห่างจากบริเวณผิวรอยต่อและในโลหะปกติที่บริเวณใกล้เคียงผิวรอยต่อก็จะแสดงสภาวะการนำยวดยิ่งได้ภายในระยะอาพันธ์เช่นกัน แสดงดังภาพประกอบ 19 - 20

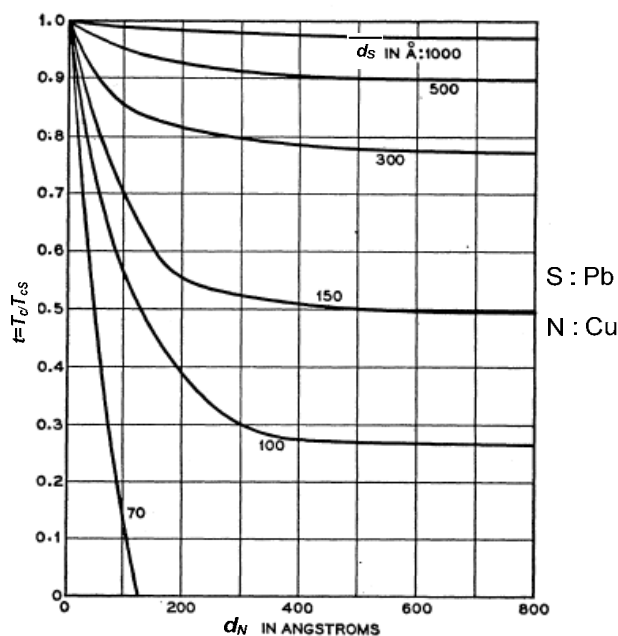


ภาพประกอบ 19 แสดงคู่คูเปอร์จากตัวนำยวดยิ่ง (S) และอิเล็กตรอนจากโลหะปกติ (N) ที่ทะลุข้ามรอยต่อของระบบแผ่นประกบระหว่างตัวนำยวดยิ่ง/โลหะปกติ (S/N)



ภาพประกอบ 20 แสดงพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบของสภาพนำยวดยิ่งบริเวณใกล้รอยต่อระหว่างตัวนำยวดยิ่ง (S) กับโลหะปกติ (N) ของระบบแผ่นประกบ S/N โดย ξ_S และ ξ_N เป็นความยาวอาพันธ์ของตัวนำยวดยิ่งและโลหะปกติตามลำดับ

เมื่อพิจารณาแผ่นตัวนำยวดยิ่งบางที่วางสัมผัสโลหะปกติ ที่อุณหภูมิวิกฤต (T_c) ถ้าความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีค่าน้อยกว่าความหนาค่าหนึ่งซึ่งเรียกว่าความหนาวิกฤตแล้ว ปฏิกิริยาการแพร่ของซิมิตีก็จะทำลายหรือหยุดยั้งสภาพนำยวดยิ่งอย่างสมบูรณ์ แสดงดังภาพประกอบ 21

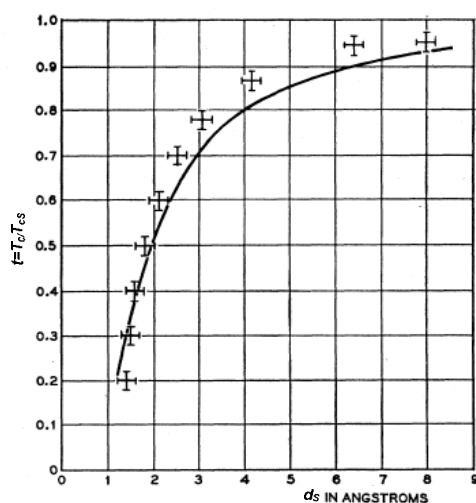


ภาพประกอบ 21 แสดงการลดลงของอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Pb (d_S) และความหนาของแผ่นโลหะปกติ Cu (d_N) ของระบบแผ่นประกบ S/N

ที่มา : Werthamer. (1963). *Physical Review* . p. 2440.

กราฟเส้นแรก แสดงให้เห็นว่าความหนาของแผ่นโลหะปกติ Cu ที่มากกว่า $120 \text{ \AA}$ สภาพนำยวดยิ่งจะสิ้นสุดลง ($T_c = 0$) หากแผ่นตัวนำยวดยิ่งหนาน้อยกว่า $70 \text{ \AA}$ และเส้นกราฟอื่น ๆ เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_S) เพิ่มขึ้นเป็น 100, 150, 300, 500 และ $1000 \text{ \AA}$ อุณหภูมิวิกฤตมีค่าสูงขึ้นตามลำดับ โดยในแต่ละเส้นกราฟถึงความหนาของแผ่นโลหะปกติจะเพิ่มแต่อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าคงที่

พิจารณาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งเมื่อกำหนดให้ความหนาของแผ่นโลหะปกติมีค่าคงที่ พบว่าอุณหภูมิวิกฤตของระบบแผ่นประกบ S/N นี้มีค่าสูงขึ้นเมื่อแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีความหนาเพิ่มขึ้น แสดงดังภาพประกอบ 22

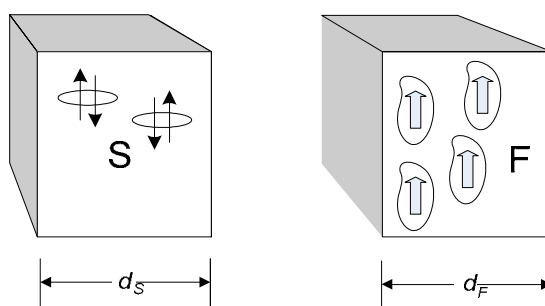


ภาพประกอบ 22 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Pb เมื่อแผ่นโลหะปกติ Cu มีความหนาคงที่

ที่มา : Werthamer. (1963). *Physical Review* . p. 2443.

3.2 ปรากฏการณ์พรีอักษิมิตีของระบบ F/S

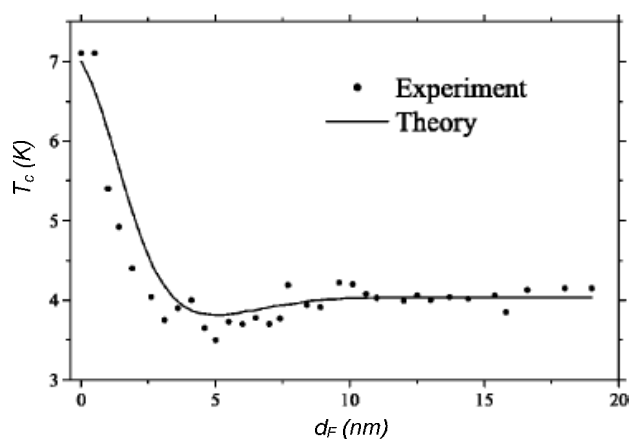
ดังที่กล่าวข้างต้น ในคู่คูเปอร์ สปินของอิเล็กตรอนสวนทิศกัน พังก์ชันคลื่นของคู่อิเล็กตรอนเป็นตัวกำหนดพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบในตัวนำยวดยิ่ง ส่วนการที่โมเมนต์แม่เหล็กของอะตอมที่ในทิศทางเดียวกันสามารถใช้แสดงพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบในแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (ดังแสดงภาพประกอบ 23)



ภาพประกอบ 23 แสดงคู่คูเปอร์ในตัวนำยวดยิ่งที่มีสปินของอิเล็กตรอนสวนทิศกันกับโมเมนต์แม่เหล็กที่ชี้ในทิศทางเดียวกันในแม่เหล็กเฟอร์ไรต์

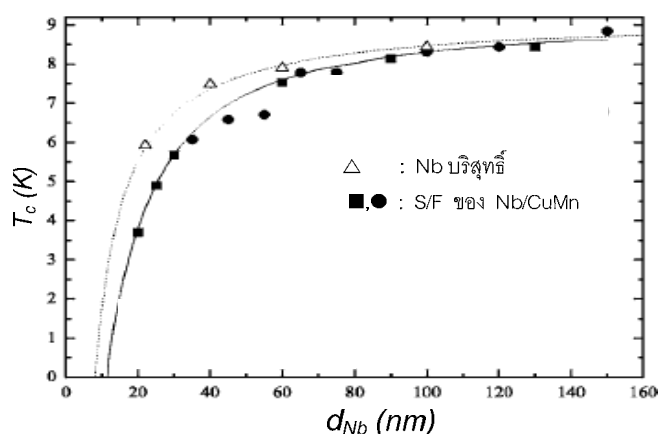
แสดงว่าสภาพนำยวดยิ่งและสภาพแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ต่อต้านกัน ในกรณีวัสดุที่มีขนาดใหญ่ โดยทั่วไปสภาพนำยวดยิ่งจะถูกสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนที่รุนแรงทำลายจนหมด เพราะสนามแลกเปลี่ยนมี

อิเล็กตรอนในคูคูเปอร์ของตัวนำยวดยิ่งมีพลังงานแตกต่างกันอันเนื่องจากการมีสปินขึ้นและสปินลงของอิเล็กตรอนถูกสนามแลกเปลี่ยนภายในแม่เหล็กเฟอร์โรกระทำแตกต่างกันและคุณสมบัติที่น่าสนใจเป็นอย่างยิ่งคือการทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบ S/F ลดลงแบบไม่สม่ำเสมอ (nonmonotonic) คือขึ้นกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_F) แสดงดังภาพประกอบ 26 และอุณหภูมิวิกฤตที่สูงขึ้นเมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีค่าเพิ่มขึ้น แสดงดังภาพประกอบ 27



ภาพประกอบ 26 แสดงการลดลงแบบไม่สม่ำเสมอของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_F) ในระบบแผ่นประกบ S/F เมื่อกำหนดให้ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_S) มีค่าคงที่

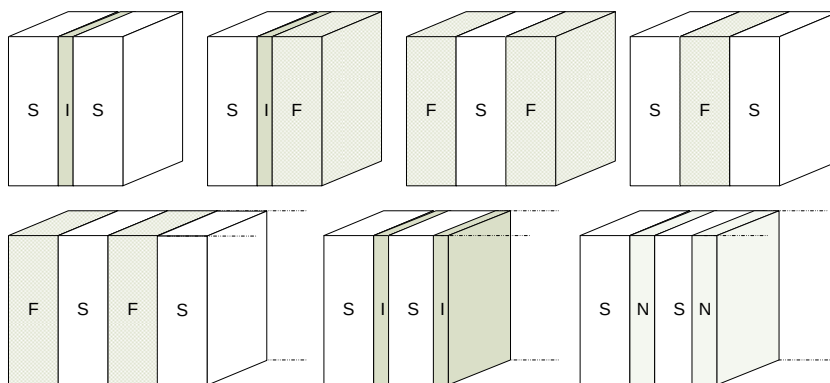
ที่มา : Fominov; Chetelkatchev; & Golubov. *Physical Review B* 66, (2002). p.5.



ภาพประกอบ 27 แสดงการเพิ่มขึ้นของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Nb (d_{Nb}) ของระบบแผ่นประกบ S/F เมื่อกำหนดให้ความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_F) คงที่

ที่มา : Cirillo; et al. *Physical Review B* 72. (2005). p.4.

นอกจากระบบของแผ่นประกบ 2 ชั้น S/N และ S/F ที่กล่าวมาแล้ว ปรากฏการณ์พรีออกซิมีติยังเกิดได้ในอีกหลากหลายสถานการณ์ อาทิเช่น ระบบของแผ่นประกบ 3 ชั้น หรือหลาย ๆ ชั้นของแผ่น S/I/S, S/I/F, F/S/F, S/F/S, F/S/F/S/,..., S/I/S/I/,..., S/N/S/N,... ด้วย เมื่อ I คือฉนวน แสดงดังภาพประกอบ 28



ภาพประกอบ 28 แสดงรูปแบบของระบบแผ่นประกบต่าง ๆ ที่ใช้ศึกษาปรากฏการณ์พรีออกซิมีติ

ในงานวิจัยนี้จะกล่าวถึงปรากฏการณ์พรีออกซิมีติที่เกิดขึ้นในระบบแผ่นประกบ 2 ชั้น ที่ประกอบด้วยแผ่นตัวนำยวดยิ่งกับแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (S/F)

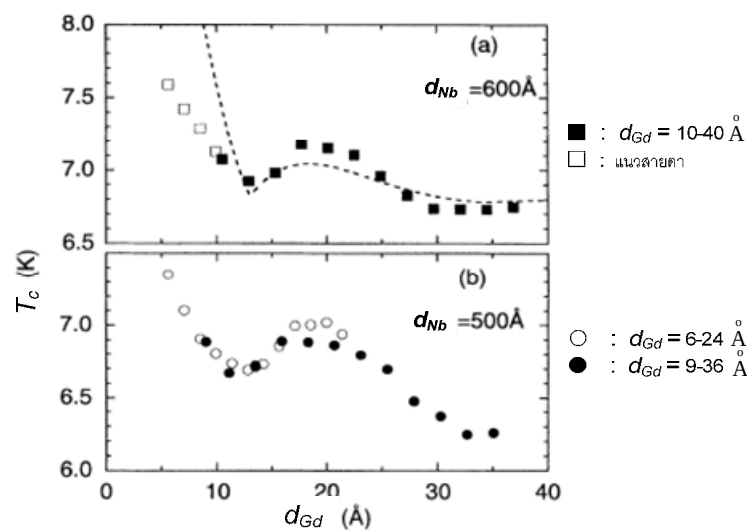
บทที่ 2

การทดลองและทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง

2.1 การทดลองที่เกี่ยวข้อง

(1) เจียงและคณะ (Jiang; et al. 1994: 314 -317) ได้ทดลองวัดอุณหภูมิวิกฤต (T_c) ของระบบแผ่นประกบ S/F ที่มีไนโอเบียม (Nb) เป็นตัวนำยวดยิ่งและกาโดลิเนียม (Gd) เป็นแม่เหล็กเฟอร์โร พบว่าอุณหภูมิวิกฤตมีพฤติกรรมขึ้น-ลงแบบไม่สม่ำเสมอ (nonmonotonic) และขึ้นกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_{Gd}) ผลการวัดที่ได้สามารถบอกสถานะ π เฟสของแผ่นประกบ S/F ซึ่งพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบในตัวนำยวดยิ่งที่อยู่ใกล้กันที่สุดมีความต่างเฟส แสดงดังภาพประกอบ

29

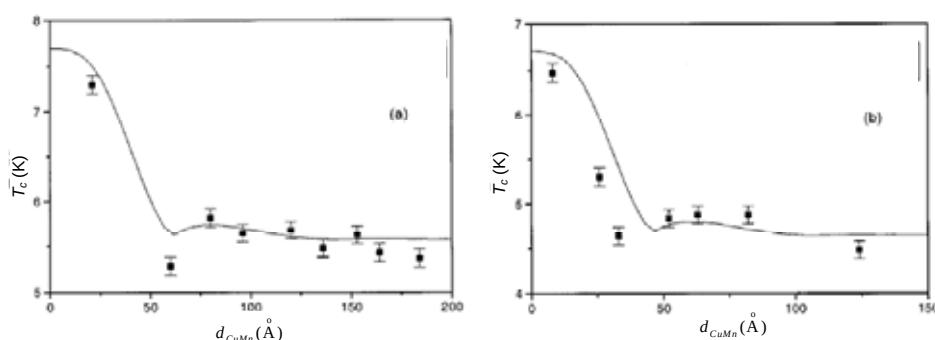


ภาพประกอบ 29 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_{Gd}) สัญลักษณ์ที่แตกต่างกันแสดงให้เห็นระบบแผ่นตัวอย่างที่ต่างกัน เมื่อความหนาของตัวนำยวดยิ่ง (a) $d_{Nb} = 600 \text{ Å}$ (b) $d_{Nb} = 500 \text{ Å}$ เส้นประในรูป (a) เป็นผลที่ได้จากการคำนวณตามทฤษฎีของอุซาคเดล

ที่มา : J.S.Jiang; et al. (1995). *Physical Review Letters* 74. p. 315.

(2) เมอร์คัลโดและคณะ (Mercaldo; et al. 1995: 40 -43) ได้ทดลองศึกษาพฤติกรรมการเปลี่ยนแปลงที่ไม่สม่ำเสมอของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของระบบแผ่นประกบ S/F ของ

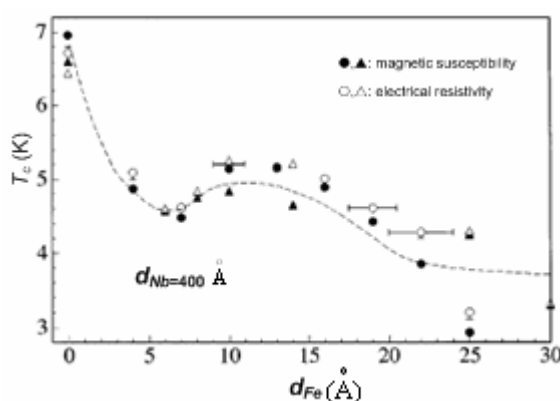
Nb/CuMn โดยแผ่นตัวนำยวดยิ่งไนโอเบียม (Nb) มีความหนาคงที่ประมาณ $250 \text{ \AA}$ และให้แผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ของโลหะผสมทองแดงกับแมงกานีส (CuMn) มีความหนาต่าง ๆ กัน แบ่งกลุ่มการทดลองเป็น 2 กลุ่มตัวอย่างคือ ในกลุ่ม (a) แผ่น CuMn มีส่วนผสมของแมงกานีส (Mn) 0.7% ความหนา อยู่ระหว่าง $21 - 184 \text{ \AA}$ และกลุ่ม (b) มีแมงกานีสผสม 1.3 % มีความหนาดั้งแต่ $8 - 132 \text{ \AA}$ ผลการทดลองสามารถอธิบายการอุบัติของสถานะ π เฟส ของกรณีแผ่นประกบ S/F ที่มีสนามภายในไม่รุนแรง แสดงดังภาพประกอบ 30



ภาพประกอบ 30 แสดงอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ของโลหะผสม d_{CuMn} เมื่อให้ความหนาดำนำยวดยิ่ง d_{Nb} คงที่ ของกลุ่มตัวอย่าง (a) เมื่อ Mn = 0.7 % และ (b) เมื่อ Mn = 1.3 % เส้นทึบเป็นผลที่ได้การคำนวณจากสมการของอุซาคเดล

ที่มา : Mercaldo; et al. (1996). *Physical Review B* 53. p.41.

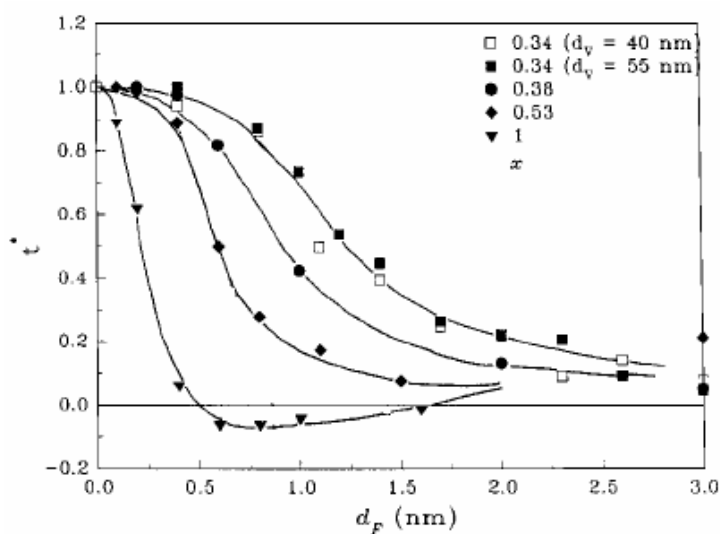
(3) มุจและคณะ (Mühge; et al. 1996: 1857-1860) ได้ศึกษาอิทธิพลของสนามแม่เหล็กต่อสถานะนำยวดยิ่งในระบบแผ่นประกบ S/F ของ Nb/Fe เมื่อไนโอเบียม (Nb) เป็นตัวนำยวดยิ่งที่มีความหนาคงที่ แต่ความหนาของเหล็ก (Fe) ซึ่งเป็นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์เปลี่ยนแปลง พบว่าอุณหภูมิวิกฤต (T_c) มีพฤติกรรมเปลี่ยนแปลงแบบไม่สม่ำเสมอและมี T_c สูงสุดเมื่อความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_{Fe}) มีค่าประมาณ $10 \text{ \AA}$ ดังภาพประกอบ 31



ภาพประกอบ 31 แสดงอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ Fe (d_{Fe}) ที่ได้จากการคำนวณสภาพซึมซับแม่เหล็ก (magnetic susceptibility) (●,▲) และสภาพต้านทาน (resistivity) (○,△) ของกลุ่มตัวอย่าง S/F 2 กลุ่ม ที่ใช้ทดลอง เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Nb คงที่เท่ากับ 400 Å

ที่มา : Mühge; et al. (1996). *Physical Review Letters* 77. p.1859.

(4) อาร์ทและคณะ (Aarts; et al. 1997: 2779-2786) ได้ทดลองศึกษาพฤติกรรมของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) ที่ขึ้นกับความหนาของแผ่น F ของระบบแผ่นประกบ S/F เมื่อให้โมเมนต์แม่เหล็ก (μ_F) ในแผ่น F เปลี่ยนแปลง ระบบที่ใช้ในการศึกษานี้ประกอบด้วยวาเนเดียม (V) เป็นตัวนำยวดยิ่งและโลหะผสมระหว่างวาเนเดียมกับเหล็ก ($V_{1-x}Fe_x$) เป็นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ เมื่อ x คือสัดส่วนการผสม โดยให้ค่าโมเมนต์แม่เหล็ก μ_F ในอะตอมของแผ่น F มีค่าระหว่าง 2 ถึง $0.25 \mu_B$ เมื่อกำหนดความหนาวิกฤต (d_{cr}^s) ของแผ่น V ยังคงแสดงสภาวะนำยวดยิ่งอยู่ พบว่าที่ความหนานี้ อุณหภูมิวิกฤตได้เปลี่ยนแปลงแบบไม่สม่ำเสมออย่างเด่นชัด โดยขึ้นกับความเข้มของโลหะผสม Fe การวิเคราะห์ข้อมูลตามทฤษฎีของปรากฏการณ์พรีอ็อกซิมีตีที่ใช้สมการอุสซาคเดิล แสดงให้เห็นว่าเมื่อโมเมนต์แม่เหล็ก μ_F มีค่าเพิ่ม พลังงานแลกเปลี่ยนในแผ่น F จะทำลายคู่คูเปอร์ จึงทำให้ความโปร่งใสที่ผิวรอยต่อของแผ่นประกบลดลง แสดงดังภาพประกอบ 32



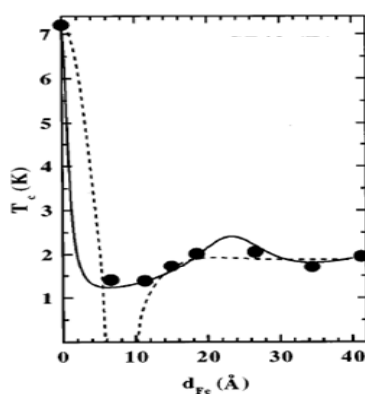
ภาพประกอบ 32 แสดงอุณหภูมิวิกฤตลดทอน (t^*) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร F (d_F) เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง V (d_V) คงที่ สัญลักษณ์ที่ต่างกันแสดงถึงความเข้มข้นของเหล็ก (Fe) ในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรที่ต่างกัน เส้นทึบเป็นแนวสายตา

ที่มา : Aarts; et al. (1997). *Physical Review B* 56. p 2781.

(5) ลาซาร์และคณะ (Lazar; et al. 2000: 3711- 3722) ได้ทดลองศึกษาปรากฏการณ์พรีออกซิมีติของระบบที่เป็นแผ่นประกบ S/F ของ Pb/Fe พบว่าอุณหภูมิวิกฤตขึ้นกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร โดยจะเพิ่ม-ลด อย่างไม่สม่ำเสมอและได้ใช้ทฤษฎีของราโดวิกและคณะ (Radovic; et al. 1988: 2388) และทฤษฎีของทากิروف (Tagirov. 1998: 145) ในการเปรียบเทียบผลการทดลองกับการคำนวณดังแสดงในภาพประกอบ 33 – 35 และคำนวณค่าสัมประสิทธิ์ของการส่งผ่านที่ผิวรอยต่อจากสมการ

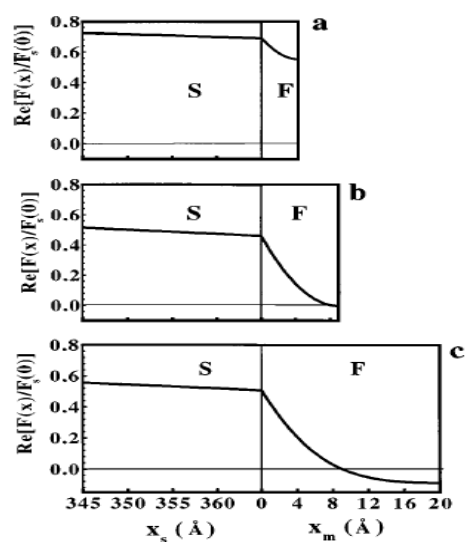
$$\bar{T} = \frac{T_m}{1 + T_m} \quad , \quad \text{เมื่อ } T_m = 0.4 \quad , \quad \bar{T} = 0.29$$

เมื่อ T_m คือพารามิเตอร์แสดงความโปร่งใส ที่มีค่าอยู่ในช่วง $[0, \infty)$ และ $\bar{T}$ คือค่าสัมประสิทธิ์ของการส่งผ่าน ซึ่งมีค่าอยู่ในช่วง $(0, 1)$



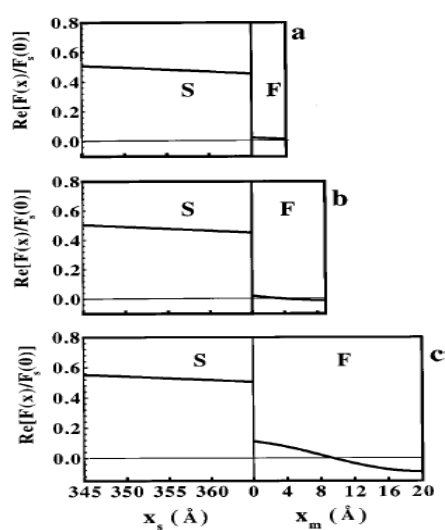
ภาพประกอบ 33 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ Fe (d_{Fe}) เส้นประและเส้นทึบแสดงผลการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีของราโดวิกและคณะกับทฤษฎีของทากิรอฟตามลำดับ จุดดำแสดงผลการทดลอง

ที่มา : Lazar; et al. (2000). *Physical Review B* 61. p. 3716.



ภาพประกอบ 34 แสดงการเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชันคลื่นคูเปอร์ที่บริเวณใกล้รอยต่อระหว่างแผ่น S กับ F ตามทฤษฎีของราโดวิกและคณะ โดยให้ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Pb เท่ากับ 730 และความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ Fe เท่ากับ a) 4 Å (b) 9 Å และ (c) 20 Å

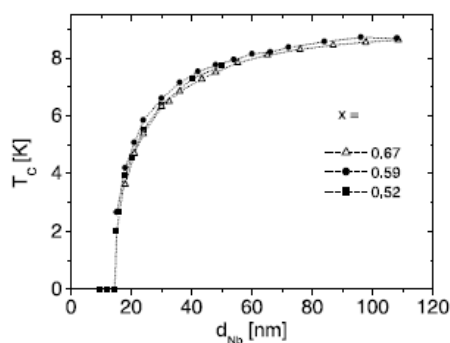
ที่มา : Lazar; et al. (2000). *Physical Review B* 61. p. 3717.



ภาพประกอบ 35 แสดงการเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชันคลื่นคู่คูเปอร์ที่บริเวณใกล้รอยต่อระหว่างแผ่น S กับ F ตามทฤษฎีของทากิรอฟ เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Pb เท่ากับ $730 \text{ \AA}$ และความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร Fe เท่ากับ (a) $4 \text{ \AA}$ (b) $9 \text{ \AA}$ และ (c) $20 \text{ \AA}$

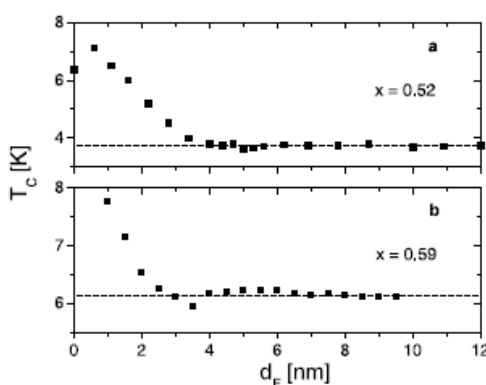
ที่มา : Lazar; et al. (2000). *Physical Review B* 61. p. 3719.

(6) รุซานอฟและคณะ (Rusanov; et al. 2002: 300–303) พบว่าในกรณีแผ่นตัวนำยวดยิ่งประกบกับแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร พารามิเตอร์ความเป็นระเบียบในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรจะมีค่าไม่สม่ำเสมอคือกวัดแกว่งให้ผลที่เรียกว่าปรากฏการณ์ π -coupling ตามหลักการแล้วความไม่สม่ำเสมอนี้อาจเกิดได้ที่ T_c และขึ้นกับความหนาของแผ่น F ในระบบประกบคู่ S/F และระบบประกบ 3 เช่น F/S/F ดังผลการศึกษาระบบ S/F ซึ่งได้แก่ Nb/Cu_{1-x}Ni_x เมื่อความเข้มข้นของ Ni อยู่ในช่วง $x = 0.5-0.7$



ภาพประกอบ 36 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต T_c กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Nb (d_{Nb}) ในระบบแผ่นประกบ F/S/F เมื่อ F คือ $Cu_{1-x}Ni_x$ และ S คือ Nb โดย $x = 0.67, 0.59, 0.52$

ที่มา : Rusanov; et al. (2002). *Physica C*. 369. p. 302.



ภาพประกอบ 37 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต T_c กับความหนาของ F (d_F) ของแผ่นประกบ S/F เมื่อ F คือ $Cu_{1-x}Ni_x$ และ S คือ Nb เมื่อ (a) $x = 0.52$, $d_{Nb} = 12$ nm และ (b) $x = 0.59$, $d_{Nb} = 18$ nm เส้นประแสดงกรณี d_F มีค่ามาก

ที่มา : Rusanov; et al. (2002). *Physica C*. 369. p. 302.

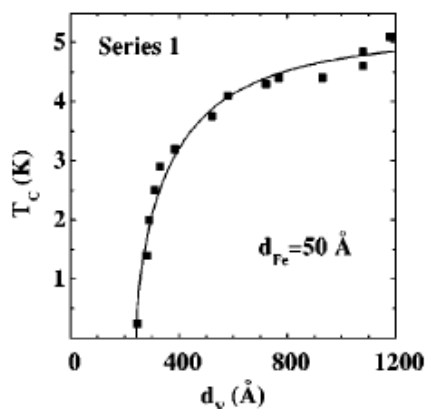
(7) การิฟูลินและคณะ (Garifullin; et al. Physical Review B. 2002 : 1-4) ได้ศึกษาสมบัติการนำยวดยิ่งของแผ่นประกบ 3 ชั้น Fe/V/Fe โดยให้ความหนาของเหล็ก (Fe) เปลี่ยนแปลงและความหนาของตัวนำยวดยิ่งวาเนเดียม (V) คงที่ ได้พบว่าเมื่อแผ่นโลหะฟิล์มมีความบางเหมาะสม เขียนกราฟความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิ (T_c) กับความหนาของแผ่นเหล็ก (d_F) จะได้ว่าเมื่อแผ่นเหล็กหนาเพิ่มขึ้นอุณหภูมิวิกฤตจะลดลงอย่างรวดเร็ว และสภาพนำยวดยิ่งจะหมดไปเมื่อความหนาของแผ่นเหล็กเท่ากับ $8 \text{ \AA}$ และสภาพนำยวดยิ่งจะย้อนกลับมาอีกครั้งเมื่อแผ่นเหล็กหนากว่า $12 \text{ \AA}$ นี้คือ

ปรากฏการณ์แบบย้อนกลับ (re-entrance) ในการทดลองนั้น การฟูลินและคณะ ได้แบ่งกลุ่มตัวอย่างออกเป็น 6 กลุ่ม ดังแสดงในตาราง 4

ตาราง 4 แสดงพารามิเตอร์ต่าง ๆ ของแผ่นประกอบ 3 ชั้น Fe/V/Fe เมื่อ d_V คือความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง V d_{Fe} คือความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร Fe RRR คือค่าอัตราส่วนสภาพความต้านทานตกค้าง (residual resistivity ratio) l_S คือวิถีอิสระของอิเล็กตรอนในแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (mean free path) ξ_S คือความยาวอาพันธ์ในแผ่น V (coherence length) และ l_F/ξ_I อัตราส่วนระหว่างวิถีอิสระของอิเล็กตรอนตัวนำในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรกับความยาวเฟื่องแม่เหล็ก (magnetic stiffness length)

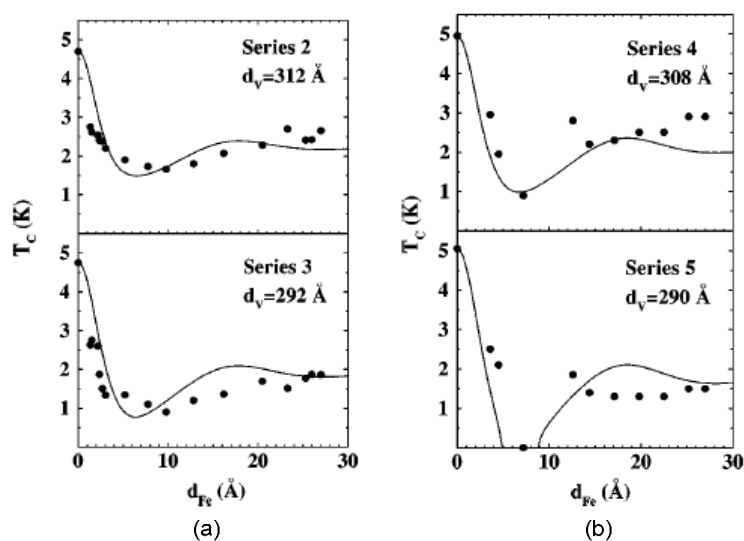
Series	d_V (Å)	d_{Fe} (Å)	RRR	l_S (Å)	ξ_S (Å)	l_F/ξ_I
1	200–1200	50	3–6			
2	312	1–28	4.0	40	75	1
3	292	1–28	4.1	40	75	1
4	308	1–28	4.7	50	80	1.2
5	290	1–28	5.0	50	80	1.2
6	339	2–29	10	120	125	1.2

ที่มา : Garifullin; et al. (2002). *Physical Review B* 66. p. 2.



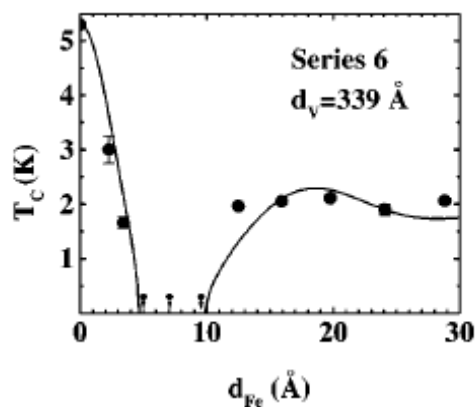
ภาพประกอบ 38 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง V เมื่อแผ่นเหล็กมีความหนาคงที่ 50 Å ในกรณีระบบแผ่นประกอบ 3 ชั้น Fe/V/Fe ข้อมูลชุดที่ 1 แสดงการลดลงของกราฟที่สอดคล้องกับแบบจำลองของทากิروف (Tagirov's model) เมื่อให้พารามิเตอร์ $\xi_{BCS} = 440 \text{ Å}$, $\xi_S = 75 \text{ Å}$, $T_m = 1.6$ และ $N_F v_F / N_S v_S = 0.27$

ที่มา : Garifullin; et al. (2002). *Physical Review B* 66. p. 2.



ภาพประกอบ 39 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ Fe (d_{Fe}) ในกรณีแผ่นประกอบ 3 ชั้น $Fe/V/Fe$ โดยให้ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง V คงที่ 2 ค่า จุดดำคือผลที่ได้จากการทดลองและเส้นทึบเป็นผลการคำนวณจากแบบจำลองของ ทากิรอฟ (Tagirov's model) ใช้ค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ ดังที่กำหนดในตาราง 2.1 (a) จากข้อมูลชุดที่ 2 และ 3 (b) จากข้อมูลชุดที่ 4 และ 5

ที่มา : Garifullin; et al. (2002). *Physical Review B* 66. p. 3.



ภาพประกอบ 40 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ $Fe(d_{Fe})$ สำหรับระบบของแผ่นประกอบ 3 ชั้น $Fe/V/Fe$ ของข้อมูลชุดที่ 6 โดยความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง V คงที่ จุดดำคือผลที่ได้จากการทดลองและเส้นทึบเป็นผลการคำนวณจากแบบจำลองของทากิรอฟ (Tagirov's model) ที่ใช้พารามิเตอร์ต่าง ๆ ดังกำหนดในตาราง 4

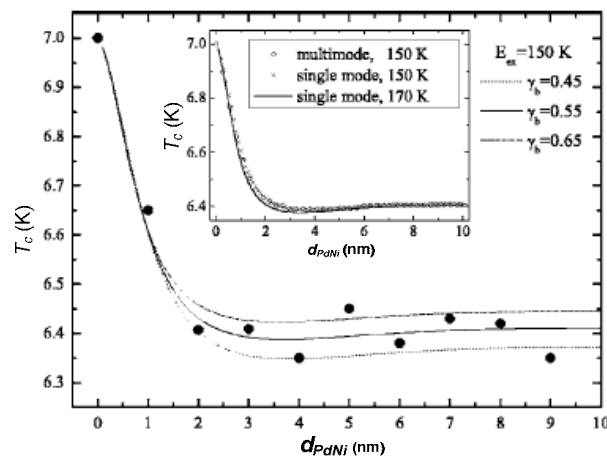
ที่มา : Garifullin; et al. (2002). *Physical Review B* 66. p. 3.

และการพหุคูณได้คำนวณสัมประสิทธิ์การส่งผ่านที่ผิวรอยต่อ จากสมการ

$$\bar{T} = \frac{T_m}{1 + T_m} = 0.06$$

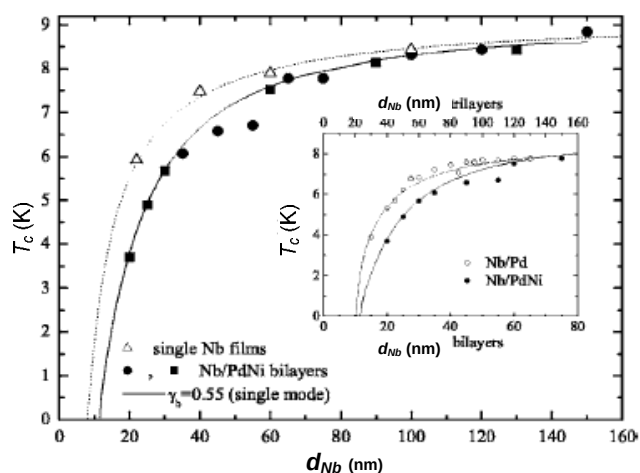
ในที่นี้ $T_m = 1.6$ คือพารามิเตอร์แสดงความโปร่งใส ซึ่งมีค่าอยู่ในช่วง $[0, \infty]$ และ $\bar{T}$ แสดงค่าสัมประสิทธิ์ของการส่งผ่าน อยู่ในช่วง $(0, 1)$

(6) ซิริลโลและคณะ (Cirillo; et al. 2005: 1-7) ได้ศึกษาปรากฏการณ์พรีออกซิมีตีของระบบแผ่นประกบ S/F ของ Nb/Pd_{0.86}Ni_{0.14} ภายใต้สนามภายในที่มีความเข้มอย่างอ่อน ๆ พบว่าการที่อุณหภูมิวิกฤตขึ้นกับความหนาของแผ่น S และแผ่น F นั้น สามารถอธิบายได้ด้วยทฤษฎีสถานแลกเปลี่ยนในแม่เหล็กเฟอร์โร และความโปร่งใสของผิวรอยต่อของ S/F และพบว่ากรณีผิวประกบ Nb/Pd_{0.86}Ni_{0.14} ให้ค่าสนามแลกเปลี่ยนภายในแม่เหล็กเฟอร์โร $E_{ex} = 150 \text{ K} \pm 20 \text{ K}$ ($= 13 \text{ meV}$) และความโปร่งใส ($\bar{T}$) ≈ 0.39 และได้ผลการทดลองดังกราฟระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_F) และความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_S) ดังในภาพประกอบ 41 - 42



ภาพประกอบ 41 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร PdNi (d_{PdNi}) ในระบบแผ่นประกบ S/F ของ Nb/Pd_{0.86}Ni_{0.14} เมื่อให้ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Nb (d_{Nb}) คงที่เท่ากับ 35 nm เส้นต่าง ๆ คือผลลัพธ์ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้วิธี single mode approximation เมื่อใช้ค่าความต้านทานที่รอยต่อของระบบแผ่นประกบ (γ_b) แตกต่างกัน ภาพเส้นที่รูปแทรกแสดงการเปรียบเทียบผลการคำนวณแบบ single mode ที่มีสนามแลกเปลี่ยนภายในแม่เหล็กเฟอร์โร $E_{ex} = 170 \text{ K}$ กับผลการคำนวณแบบ multimode ที่มี $E_{ex} = 150 \text{ K}$

ที่มา : Cirillo; et al. (2005). *Physical Review B* 72. p. 3.



ภาพประกอบ 42 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต T_c กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง Nb (d_{Nb}) ของระบบแผ่นประกบ S/F ของ Nb/Pd_{0.86}Ni_{0.14} เมื่อให้ความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ PdNi (d_{PdNi}) คงที่ เท่ากับ 48.4 nm จุดสีดำเป็นผลการทดลอง สามเหลี่ยมคือผลการทดลองที่ใช้แผ่นฟิล์มเดี่ยว Nb เส้นทึบเป็นผลคำนวณโดยวิธี single mode approximation รูปแทรก จุดทึบและจุดโปร่งเป็นผลที่ได้จากการทดลองของตัวอย่างแผ่นประกบ S/F ของ Nb/Pd และ Nb/PdNi ตามลำดับ ส่วนเส้นทึบและเส้นประแสดงผลลัพธ์ที่ได้จากการคำนวณตามทฤษฎี single mode approximation และทฤษฎีของซีริลโลและคณะ ตามลำดับ

ที่มา : Cirillo; et al. (2005). *Physical Review B* 72. p. 3.

2.2 ทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง

ทฤษฎีที่ใช้เป็นพื้นฐานในการอธิบายสมบัติการเปลี่ยนแปลงแบบไม่สม่ำเสมอของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) ที่ดีทฤษฎีหนึ่งคือ ทฤษฎีของไอลินเบอร์เกอร์ (Eilenberger. 1968) และสมการของอุสซาเดล (Usadel. 1970) ด้วยเงื่อนไขว่าตัวนำยวดยิ่งสกปรก (dirty-limit) ดังนั้นเวลาในการกระเจิงของอิเล็กตรอน $\tau = l/v_F$ จึงมีค่าน้อย เมื่อ l คือระยะทางอิสระเฉลี่ยและ v_F คือความเร็วเฟอร์มี หรือเพื่อให้ระบุชัดเจนคือ เมื่อ $T_c \tau \ll 1$ และ $h\tau \ll 1$ โดยที่ T_c คืออุณหภูมิวิกฤตและ h คือความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนภายใน เงื่อนไขนี้ทำให้สมการของอุสซาเดลใช้ได้ ในกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h \gg T_c$) สมการของอุสซาเดลใช้ฟังก์ชันกรีนแบบปกติ $G(x, \omega)$ และฟังก์ชันกรีนแบบปกติ $F(x, \omega)$ ในการคำนวณอาศัยแนวความคิดตามทฤษฎีอุสซาเดลที่เกี่ยวข้องกับแผ่นประกบ S/F

(1) ราโดวิกและคณะ (Radovic. et al. 1990: 759--764) ได้ศึกษาอุณหภูมิวิกฤตของระบบแผ่นประกบที่ประกอบด้วยตัวนำยวดยิ่ง (S) กับแม่เหล็กเฟอร์โร (F) ที่มีหลายชั้นซ้อนกัน (superlattice) โดยใช้สมการอุสซาเดล (Usadel equation) ที่เริ่มจาก

$$-\frac{\hbar D}{2} \vec{\nabla} \cdot [G(\vec{r}, \omega) \vec{\nabla} F(\vec{r}, \omega) - F(\vec{r}, \omega) \vec{\nabla} G(\vec{r}, \omega)] = G(\vec{r}, \omega) \Delta(\vec{r}) - \hbar \omega F(\vec{r}, \omega) \quad (2.1)$$

$$-\frac{\hbar D}{2} \vec{\nabla} \cdot [G(\vec{r}, \omega) \vec{\nabla} F^+(\vec{r}, \omega) - F^+(\vec{r}, \omega) \vec{\nabla} G(\vec{r}, \omega)] = G(\vec{r}, \omega) \Delta^*(\vec{r}) - \hbar \omega F^+(\vec{r}, \omega) \quad (2.2)$$

$$\text{และ} \quad G^2(\vec{r}, \omega) + F(\vec{r}, \omega) F^*(\vec{r}, \omega) = 1 \quad (2.3)$$

เมื่อ D คือสัมประสิทธิ์การแพร่ซึม (D_S ใน S และ D_F ใน F) ความถี่มาตรฐาน $\omega = \pi k_B T (2n+1)$ โดย $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ T คืออุณหภูมิ $G(\vec{r}, \omega)$ และ $F(\vec{r}, \omega)$ คือฟังก์ชันกรีนแบบปกติและแบบปกติตามลำดับ $\Delta(\vec{r})$ คือพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ (order parameter) หรือศักย์การจับคู่ (pair potential) ซึ่งขึ้นกับระยะห่างระหว่างคูเปอร์ที่อิเล็กตรอนทั้งสองมีอันตรกิริยาอย่างอ่อน (weak coupling) ต่อกันในแผ่นตัวนำยวดยิ่ง และใช้เงื่อนไข

$$\Delta(\vec{r}) = \pi k_B T \lambda \sum_{\omega} F(\vec{r}, \omega) \quad (2.4)$$

เมื่อ λ คือค่าคงที่ในการอันตรกิริยาจับคู่ที่ไม่มีมิติ (dimensionless coupling constant)

ที่อุณหภูมิใกล้ศูนย์สัมบูรณ์ T_c ซึ่งเป็นอุณหภูมิการเปลี่ยนเฟสในลำดับที่สองจากสภาวะนำยวดยิ่งสู่สภาวะปกติ เพราะ $|F| \ll 1$ และ $G \approx \text{sgn } \omega$ สมการอูซาเดิลที่ (2.1) และ (2.2) ที่ลดรูปจะแสดงความสัมพันธ์เชิงเส้นระหว่างพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ $\Delta(x)$ กับแอมพลิจูดของคู่คูเปอร์ $F(x, \omega)$ พิจารณาในแผ่น S สมการที่ (2.1) – (2.4) ลดรูปเป็น

$$-\frac{\hbar D_s}{2} \frac{d^2}{dx^2} F_s(x, \omega) = \Delta_s(x) - \hbar |\omega| F_s(x, \omega) \quad (2.5)$$

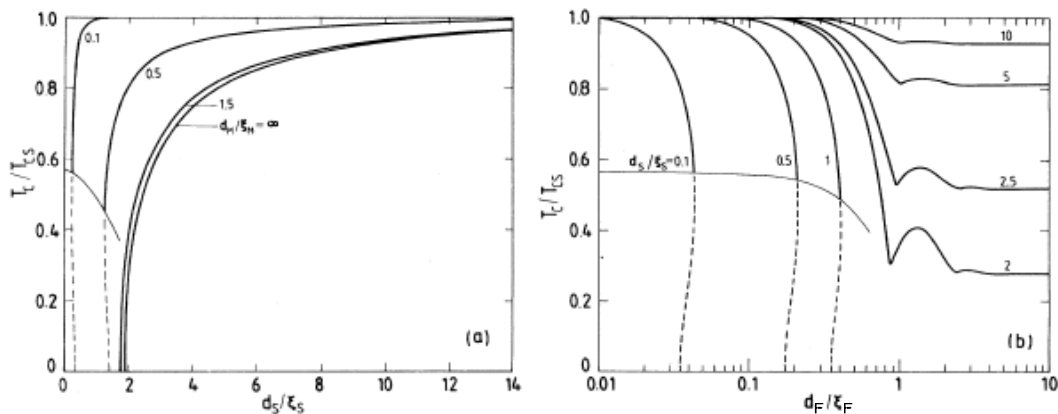
$$\Delta_s(x) = \pi k_B T \lambda \sum_{\omega} F_s(x, \omega) \quad (2.6)$$

นอกจากนี้ที่ผิวรอยต่อระหว่าง S/F ก็ต้องใช้เงื่อนไขขอบเขต

$$F_s(x, \omega) = F_F(x, \omega) \quad \text{และ} \quad \frac{dF_s}{dx}(x, \omega) = \eta \frac{dF_F}{dx}(x, \omega) \quad (2.7)$$

โดย $\eta = \sigma_f / \sigma_s$ หรืออัตราส่วนสภาพนำไฟฟ้าของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ต่อสภาพนำไฟฟ้าของตัวนำยวดยิ่ง สมการที่ (2.6) และ (2.7) ใช้เงื่อนไขขอบเขตและการแปลงฟูเรียร์ หาอุณหภูมิวิกฤตลดทอน

$t_c = T_c / T_{cs}$ เป็นฟังก์ชันของความหนาลดทอน d_s / ξ_s ของแผ่น S และความหนาลดทอน d_F / ξ_F ของแผ่น F แสดงดังภาพประกอบ 43



ภาพประกอบ 43 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตลดทอน $t_c = T_c / T_{cs}$ เป็นฟังก์ชันของ (a) ความหนาลดทอน (d_s / ξ_s) ของแผ่น S และ (b) ความหนาลดทอน (d_F / ξ_F) ของแผ่น F เส้นประแสดงค่าซึ่งไม่เสถียร

ที่มา : Radovic; et al. (1991). *Physical Review B* 44. p. 762.

(2) บัสดินและคูเพรียนอฟ (Buzdin; & Kuprianov. 1990: 487-491) ได้คำนวณอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบตัวนำยวดยิ่งกับแม่เหล็กเฟอร์โร (S/F) โดยใช้สมการของอุซาคเดล ฟังก์ชันของกรีนแบบอปกติ $F(x, \omega)$ ที่ขึ้นอยู่กับตำแหน่ง x หาได้จากการแก้สมการ

$$\left(|\omega| + ih \cdot \text{sgn}(\omega) - \frac{D_F}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_F(x, \omega) = 0, \quad (2.8)$$

สำหรับในแผ่นตัวนำยวดยิ่ง S ฟังก์ชันของกรีนแบบอปกติ $F_S(x, \omega)$ หาได้จากสมการ

$$\left(|\omega| - \frac{D_S}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_S(x, \omega) = \Delta(x), \quad (2.9)$$

เพราะในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร F สนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h \gg T_c$) ในขณะที่พารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ (Δ) ไม่มี ดังนั้นสมการของอุซาคเดลที่ใช้หาฟังก์ชันของกรีนแบบอปกติ $F_F(x, \omega)$ คือสมการ

$$ih \text{sgn}(\omega) F_F - \frac{D_F}{2} \frac{\partial^2 F_F}{\partial x^2} = 0, \quad (2.10)$$

ในการแก้สมการใช้เงื่อนไขขอบเขตที่ผิวของตัวนำยวดยิ่งกับสุญญากาศและรอยต่อของแม่เหล็กเฟอร์โรกับสุญญากาศ เมื่ออนุพันธ์ของฟังก์ชันกรีนแบบอปกติเป็นศูนย์ และที่รอยต่อระหว่างตัวนำยวดยิ่งกับแม่เหล็กเฟอร์โรมีเงื่อนไขขอบเขตเป็น

$$\left(\frac{\partial F_S}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{\sigma_F}{\sigma_S} \left(\frac{\partial F_F}{\partial x} \right)_{x=0}$$

$$F_S(0) = F_F(0) - \xi_n \gamma_B \left(\frac{\partial F_F}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (2.11)$$

เมื่อ σ_F (σ_S) เป็นสภาพนำไฟฟ้าของแผ่น F (แผ่น S) ส่วนพารามิเตอร์ γ_B เป็นตัวบอกความโปร่งใสที่รอยต่อ $\gamma = \frac{1}{1 + \gamma_B}$ หรือ $\gamma_B = \frac{R_b \sigma_F}{\xi_N}$ เมื่อ R_b เป็นความต้านทานต่อพื้นที่ที่รอยต่อ S/F และ

$\xi_N = \sqrt{\frac{D_F}{2\pi T_c}}$ เป็นความยาวอาพันธ์ในโลหะปกติ และคำนวณอุณหภูมิวิกฤต T_c^* ได้จากสมการของพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ $\Delta(x)$ ในแผ่นตัวนำยวดยิ่ง S

$$\Delta(x) = \pi T_c^* \lambda \sum_{\omega} F_s(x, \omega) \quad (2.12)$$

เมื่อ λ เป็นค่าคงที่ของการจับคู่ที่ไม่มีมิติ (dimensionless coupling constant)

ในแผ่น S สมการนี้สามารถเขียนอยู่ในรูป

$$\Delta(x) \ln \left(\frac{T_c^*}{T_c} \right) + \pi T_c^* \sum_{\omega_n} \left[\frac{\Delta(x)}{|\omega_n|} - F_F(x, \omega_n) \right] = 0 \quad (2.13)$$

ในกรณีที่แผ่นตัวนำยวดยิ่งบางมาก นั่นคือ $d_s \ll \xi_s$ การเปลี่ยนแปลงของพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบที่สภาวะนำยวดยิ่งและกรีนฟังก์ชันแบบปกติในแผ่น S มีค่าน้อย เรากระจาย F_s เป็นฟังก์ชันของ x โดยให้ศูนย์กลางของแผ่น S อยู่ที่ $x = 0$ ดังนั้น

$$F_s(x, \omega) = F_0 \left(1 - \frac{\beta_{\omega}}{2} x^2 \right), \quad (2.14)$$

เมื่อ F_0 เป็นฟังก์ชันของกรีนแบบปกติที่จุดศูนย์กลางของแผ่น S โดยเป็นค่าที่ต้องหาและแทนค่านี้ลงในสมการที่ (2.9) จะได้

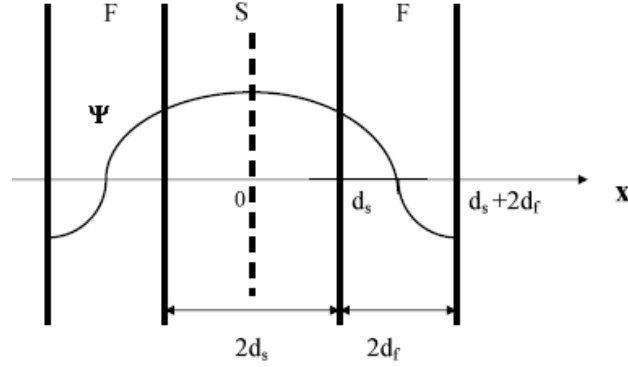
$$F_0 = \frac{\Delta}{\omega + \tau_s^{-1}}, \quad (2.15)$$

เมื่อ $\tau_s^{-1} = \frac{D_s}{2} \beta_{\omega}$ เป็นพารามิเตอร์ของการทำลายคู่ (pair-breaking) ซึ่งตามปกติเป็นจำนวนเชิงซ้อน โดยการประมาณ $d_s / \xi_s \ll 1$ และค่าพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบของ (Δ) เป็นค่าคงที่อิสระที่ $x = d_s$

$$\frac{F'_s(d_s)}{F_s(d_s)} \simeq -d_s \beta_{\omega} = -\frac{2d_s \tau_s^{-1}}{D_s} \quad (2.16)$$

เพื่อใช้เงื่อนไขขอบเขต (2.11) คำนวณพารามิเตอร์ τ_s^{-1} อยู่ในเทอมของฟังก์ชันกรีนแบบปกติในแผ่น F ได้

$$\tau_s^{-1} = -\frac{D_s}{2d_s} \frac{\sigma_F}{\sigma_s} \frac{F'_F(d_s)/F_F(d_s)}{1 - \xi_n \gamma_B F'_F(d_s)/F_F(d_s)} \quad (2.17)$$



ภาพประกอบ 44 แสดงสถานะ “0”-phase และ “ π ”-phase

ที่มา : Buzdin ; & Kuprianov. (1991). *JETP Lett.* 53. p. 489.

ความแตกต่างของสถานะ “0” และ “ π ”-phase เริ่มที่สถานะ “0”-phase คำตอบของสมการที่ (2.11) สำหรับแผ่น F เมื่อ $\omega > 0$ ในช่วง $d_s < x < d_s + 2d_f$ พึงก์ขึ้นสมมาตรกับระนาบ $x = d_s + d_f$ คือ

$$F_F(x, \omega > 0) = A \cosh \left[\frac{i+1}{\xi_F} (x - d_s - d_f) \right] \quad (2.18)$$

ดังนั้นพารามิเตอร์การทำลายคู่ τ_{s0}^{-1} สำหรับสถานะ “0”- phase ที่ $\omega > 0$ คือ

$$\tau_{s0}^{-1}(\omega > 0) = \frac{D_s}{2d_s} \frac{\sigma_F}{\sigma_s} \frac{i+1}{\xi_F} \frac{\tanh(\frac{i+1}{\xi_F} d_f)}{1 + \frac{i+1}{\xi_f} \xi_n \gamma_B \tanh(\frac{i+1}{\xi_F} d_f)} \quad (2.19)$$

ซึ่งไม่ขึ้นกับความถี่ ω ค่าลบของ ω นิยามให้เป็น $\tau_{s0}^{-1}(\omega < 0) = \tau_{s0}^{-1}(\omega > 0)^*$

ในกรณี “ π ”-phase จะได้คำตอบที่ใช้สมมาตร

$$F_F(x, \omega > 0) = B \sinh \left[\frac{i+1}{\xi_F} (x - d_s - d_F) \right]$$

ซึ่งสอดคล้องกับพารามิเตอร์การทำลายคู่ τ_{s0}^{-1} ที่กำหนดให้เป็น

$$\tau_{s\pi}^{-1}(\omega > 0) = \tau_{s\pi}^{-1}(\omega < 0)^* = \frac{D_s}{2d_s} \frac{\sigma_F}{\sigma_s} \frac{i+1}{\xi_F} \frac{\coth(\frac{i+1}{\xi_F} d_F)}{1 + \frac{i+1}{\xi_F} \xi_n \gamma_B \coth(\frac{i+1}{\xi_F} d_F)} \quad (2.20)$$

ในทุกกรณีพารามิเตอร์การทำลายคู่ τ_s^{-1} เป็นจำนวนเชิงซ้อนที่ขึ้นกับเครื่องหมายของความถี่
 มัดสุบาระ ใช้สมการที่ (2.13) คำนวณอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบ S/F จะได้

$$\ln \left(\frac{T_c^*}{T_c} \right) = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \text{Re} \Psi \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s} \right\} \quad (2.21)$$

เมื่อ Ψ เป็นฟังก์ชันไคแกมมา และพารามิเตอร์ τ_s^{-1} มีค่าตามสมการที่ (2.19) และ (2.20) สำหรับ
 กรณี “0”- phase และ “ π ”- phase ตามลำดับ อุณหภูมิวิกฤต T_c^* ที่ได้ สอดคล้องกับรูปแบบของ
 อุณหภูมิวิกฤตของระบบที่ประกอบด้วยแผ่นตัวนำวดยิ่งกับแม่เหล็กเฟอร์โรเมื่อมีสิ่งเจือปน ถ้าที่
 อุณหภูมิใกล้ T_c มาก $(\frac{T_c - T_c^*}{T_c}) \ll 1$ สมการที่ (2.21) จะมีรูปคำตอบง่าย ๆ เป็น

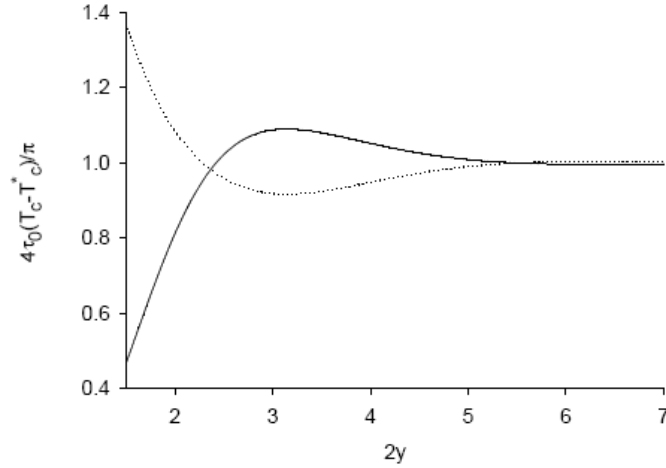
$$\left(\frac{T_c - T_c^*}{T_c} \right) = \frac{\pi}{4T_c} \text{Re}(\tau_s^{-1}) \quad (2.22)$$

ในการศึกษาการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤต พิจารณาค่าความโปร่งใสที่ผิวรอยต่อ S/F ที่สมบูรณ์
 แบบ หรือ $\gamma_B = 0$ อุณหภูมิวิกฤต T_c^{*0} และ $T_c^{*\pi}$ สำหรับสถานะ “0”- phase และ “ π ”- phase
 ตามลำดับ เป็นดังนี้

$$\frac{T_c - T_c^{*0}}{T_c} = \frac{\pi}{4T_c \tau_0} \left(\frac{\sinh(2y) - \sin(2y)}{\cosh(2y) + \cos(2y)} \right), \quad (2.23)$$

$$\frac{T_c - T_c^{*\pi}}{T_c} = \frac{\pi}{4T_c \tau_0} \left(\frac{\sinh(2y) + \sin(2y)}{\cosh(2y) - \cos(2y)} \right), \quad (2.24)$$

เมื่อ $\tau_0^{-1} = \frac{D_s}{2d_s \xi_F} \frac{\sigma_F}{\sigma_s}$ และ $2y = 2d_F / \xi_F$



ภาพประกอบ 45 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่น F เส้นทึบแสดงสถานะ “ π ”- phase เส้นประแสดงสถานะ “0”- phase

ที่มา : Buzdin ;& Kuprianov. (1991). *JETP Lett.* 53. p. 490.

จากกราฟ ถ้าความหนาของแผ่น F น้อย สถานะ “0”- phase จะมีอุณหภูมิวิกฤตสูงกว่าสถานะ “ π ”-phase เส้นกราฟ 2 เส้น ตัดกันครั้งแรกที่ $2y_c \approx 2.36$ และในช่วง $2.36\xi_F < 2d_F < 5.5\xi_F$ ในช่วงนี้สถานะ “ π ”- phase มีอุณหภูมิวิกฤตสูงกว่า และการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตลดลงขณะที่ค่า y เพิ่ม

(3) คูไซนอฟและโปรชิน (Khusainov; & Proshin. 1997: 283 -286) ได้เสนอทฤษฎีปรากฏการณ์พรีอ็อกซิมีตีของแผ่นประกอบตัวนำยวดยิ่งกับแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (S/F) โดยได้พิจารณาค่าความโปร่งใสที่ผิวรอยต่อ S/F ด้วย ได้แสดงให้เห็นการลดจำนวนของคูเปอร์เพราะถูกสนามแลกเปลี่ยนที่มีความเข้มสูงของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์กระทำและการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตที่ขึ้นกับความหนาของแผ่น F โดยได้พิจารณาระนาบสัมผัสระหว่างแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (F) ที่บริเวณ $-d_F < x < 0$ กับตัวนำยวดยิ่ง (S) ที่บริเวณ $0 < x < d_s$ ที่อุณหภูมิใกล้ T_c หาอุณหภูมิวิกฤตจากสมการอินทิกรัลของกอร์กอฟ (Gor'kov) เพื่อความสะดวก ใช้ฟังก์ชันของอุซาเดลแบบปกติ $F_{\alpha\beta}(x, \omega)$

$$\Delta(x) = \frac{1}{2} \lambda(x) \pi T \sum_{\omega} \sum_{\alpha \neq \beta}^l F_{\alpha\beta}(x, \omega) \quad (2.25)$$

$$F_{\alpha\beta}(x, \omega) = \frac{1}{\pi N(x)} \int_{-d_F}^{d_F} H_{\alpha\beta}(x, x', \omega) \Delta(x') dx' \quad (2.26)$$

เมื่อ $\lambda(x > 0) = \lambda_S$, $\lambda(x < 0) = \lambda_F$ เป็นค่าอันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอน-อิเล็กตรอนที่ไม่มีมิติ $N(x)$ เป็นความหนาแน่นของสถานะที่ผิวเฟอร์มี α และ β เป็นดัชนีของสปิน เครื่องหมายไพรม์เหนือผลรวมแสดงถึงการใส่ความถี่เดอบาย ω_D เป็นความถี่ตัดทั้ง $\omega = \pi T(2n+1)$ เป็นความถี่มัดสุบวาระและ T เป็นอุณหภูมิ ความสัมพันธ์ของสนามแลกเปลี่ยนและการกระเจิงของอิเล็กตรอนในสารที่มีสิ่งเจือที่ไม่เป็นแม่เหล็ก $H_{\alpha\beta}(x, x', \omega)$ หาได้จากคำตอบของสมการอินทิกรัล

$$H_{\alpha\beta}(x, x', \omega) = K_{\alpha\beta}(x, x', \omega) + \int_{-d_F}^{d_F} \frac{K_{\alpha\beta}(x, x_1, \omega) H_{\alpha\beta}(x_1, x', \omega)}{2\pi N(x_1) \tau(x_1)} dx_1 \quad (2.27)$$

$$K_{\alpha\beta}(x, x', \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int G_{\alpha\alpha}(\bar{p}, x, x', \omega) G_{\beta\beta}(\bar{p}, x, x', -\omega) d^2 p \quad (2.28)$$

เมื่อ $G_{\alpha\alpha}(\bar{p}, x, x', \omega)$ เป็นฟังก์ชันกรีนของอิเล็กตรอนในสถานะปกติ , $\bar{p}$ เป็นโมเมนตัม 2 มิติ ในระนาบสัมผัส และ $\tau^{-1}(x)$ เป็นอัตราการกระเจิงของอิเล็กตรอนเมื่อมีสิ่งเจือปน ในการแก้ปัญหาที่มีกำแพงศักย์ที่รอยต่อ S/F ค่า $K_{\alpha\beta}(x, x', \omega)$ ที่เป็นสมการอินทิกรัลใน (2.26) และ (2.27) ถูกลดรูปตามเงื่อนไขขอบเขตของฟังก์ชัน $F_{\alpha\beta}(x, \omega)$ ในกรณีโลหะมีสิ่งเจือ วิธีอิสระ $l_j = v_j \tau_j$ ($j = F, S$) ปัญหาขอบเขตนี้ประกอบด้วยสมการดิฟเฟอเรนเชียลที่มีลักษณะคล้ายการแพร่ซึม

$$\left[|\omega| + iI(x)g_{\alpha\beta} \operatorname{sgn} \omega - \frac{1}{2} D_{\alpha\beta}(x) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] F_{\alpha\beta}(x, \omega) = \Delta(x) \quad (2.29)$$

เงื่อนไขขอบเขตบนแผ่น S/F ที่รอยต่อ $x = 0$

$$\begin{aligned} D_{S\alpha\beta}(x) \frac{\partial F_{\alpha\beta}(x, \omega)}{\partial x} \Big|_{x=+0} &= \frac{\sigma_S v_S}{4} [F_{\alpha\beta}(+0, \omega) - F_{\alpha\beta}(-0, \omega)] \\ D_{F\alpha\beta}(x) \frac{\partial F_{\alpha\beta}(x, \omega)}{\partial x} \Big|_{x=-0} &= \frac{\sigma_F v_F}{4} [F_{\alpha\beta}(+0, \omega) - F_{\alpha\beta}(-0, \omega)] \end{aligned} \quad (2.30)$$

เมื่อ $g_{\uparrow\downarrow} = -g_{\downarrow\uparrow} = 1$ และความโปร่งใสที่รอยต่อ S/F σ_F และ σ_S ได้เชื่อมต่อด้วยความสัมพันธ์

$$\sigma_S v_S N_S = \sigma_F v_F N_F \quad \text{สัมประสิทธิ์การแพร่ซึม}$$

$$D_{\alpha\beta}(x) = \frac{D(x)}{1 + 2i\tau(x)I(x)g_{\alpha\beta} \operatorname{sgn} \omega} \quad , \quad D(x) = D_F = v_j l_j / 3 \quad (2.31)$$

เมื่อ $I(x < 0) = I$ และ $I(x > 0) = 0$ สมการ (2.28) และ (2.29) จะสมบูรณ์เมื่อมีเงื่อนไข $l_j < \xi_j$ ($\xi_j = \operatorname{Re} \sqrt{D/2\pi T + 2iI_j}$ เป็นความยาวอาพันธ์) และในที่นี้พารามิเตอร์ l_j จะต้องมีความน้อยกว่าระยะความถี่ของสปินแม่เหล็กเฟอร์โร $a_F = v_F / 2I$

พิจารณาค่าความโปร่งใสที่รอยต่อ S/F ใช้เงื่อนไข $\sigma_j \gg l_j / \xi_j$ และค่า σ_j จะกำหนดอัตราการถ่ายเทอิเล็กตรอนระหว่างแผ่น F และ S การที่อิเล็กตรอนเคลื่อนที่คล้ายการแพร่ซึมจะทำให้สนามแลกเปลี่ยนในแม่เหล็กเฟอร์โรมีค่าลดลงจนทำให้สัมประสิทธิ์การแพร่ซึมมีค่าเป็นจินตภาพของ $D_F^* = D_F / (1 + 2iI\tau_F)$ ดังนั้นการเคลื่อนที่ของอนุภาคควาไซในแม่เหล็กเฟอร์โรจึงเป็นการผสมผสานระหว่างการแพร่ซึมและลักษณะคล้ายคลื่นสปิน (spin-wave) ทำให้พารามิเตอร์ $2/\tau_F$ เพิ่มขึ้นและระยะทะลุทะลวงของแอมพลิจูดคูเปอร์สู่แม่เหล็กเฟอร์โรมีค่ามากกว่าคาบของการกวัดแกว่ง

ในการทำลายคู่ (pair-breaking) แบบเข้มโดยสนามแลกเปลี่ยน $I(I \gg \pi T_{cs})$ เมื่อ T_{cs} เป็นอุณหภูมิวิกฤตของแผ่น S ขนาดใหญ่ นี่คือการโก่งหักที่ทำให้สภาพนำยวดยิ่งของระบบ S/F ถูกทำลาย ในการคำนวณ ให้พารามิเตอร์ความเป็นระเบียบในแผ่น F เป็นศูนย์ ($\Delta(x < 0) = 0$ ($\lambda_F \approx 0$)) และหาคำตอบสมการที่ (2.25), (2.29) และ (2.30) ในรูป $F_S(x, \omega) \propto \cos k_S(x - d_S)$ เมื่อ $x > 0$ และ $F_F(x, \omega) \propto \cos k_F(x + d_F)$ เมื่อ $x < 0$ โดยสมมติว่า k_S และ k_F ไม่ขึ้นกับความถี่ ω และใช้สมบัติความสมมาตรของฟังก์ชันชูลาเดล $F_{\alpha\beta}(\omega) = F_{\beta\alpha}^*(\omega) = F_{\beta\alpha}(-\omega)$ เมื่อให้อุณหภูมิวิกฤตลดทอน $t = T_c / T_{cs}$ จะได้

$$\ln t = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_S k_S^2}{4\pi T_{cs} t}\right)$$

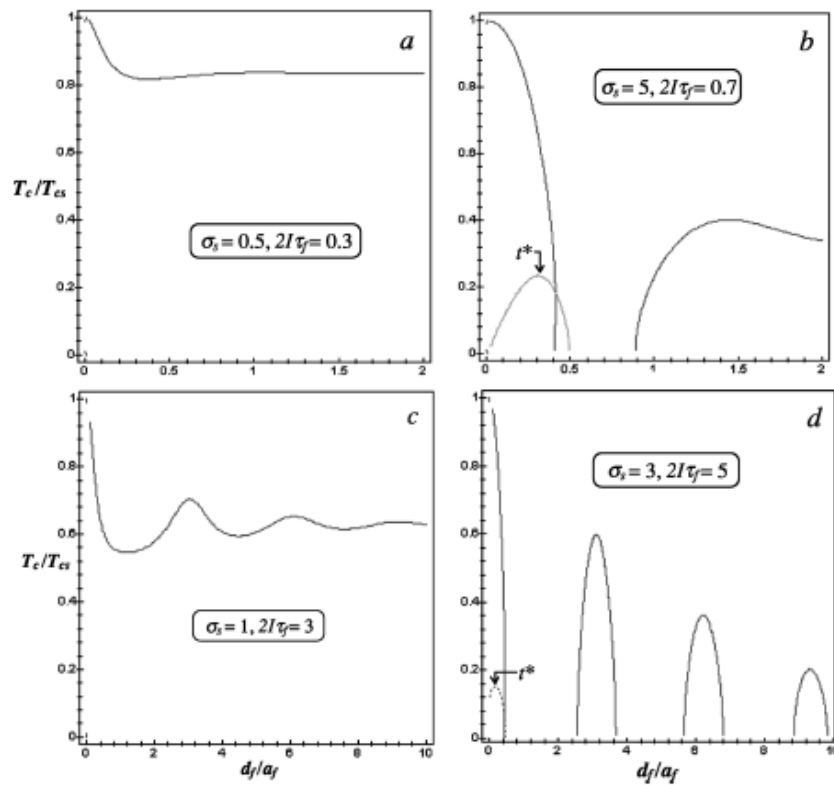
$$D_S k_S \tan k_S d_S = \frac{\sigma_S v_S}{4 - (\sigma_F v_F / D_F^* k_F) \cot k_F d_F}$$

$$k_F^2 = -\frac{2iI}{D_F^*} = -\frac{2iI(1 + 2iI\tau_F)}{D_F} \quad (2.32)$$

เมื่อ $\Psi(x)$ เป็นไดแกมมาฟังก์ชัน จากสมการที่ (2.32) พารามิเตอร์การทำลายคู่ $D_S k_S^2$ และ อุณหภูมิวิกฤต ขึ้นกับความหนาของแผ่น S/F ความโปร่งใสของรอยต่อและความสัมพันธ์ระหว่าง พลังงานแลกเปลี่ยนที่แยกอิเล็กตรอน 2 ชนิด เป็น $2I$ เทียบกับระดับเฟอร์มีและความถี่การชนของ อิเล็กตรอน τ_F^{-1} กับสิ่งเจือที่ไม่เป็นแม่เหล็กในแม่เหล็กเฟอร์โร

การเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชันอุซาเดลในแผ่น F คือ มีเลขคลื่น (wave number) $k_f = 1/\xi_f' - i/\xi_f''$ เมื่อ ξ_f' สอดคล้องกับคาบของการกวัดแกว่ง และ ξ_f'' สอดคล้องกับความลึก ของการทะลุทะลวงของคู่คูเปอร์สู่แม่เหล็กเฟอร์โร ในตัวนำยวดยิ่งสกปรก ($l_f \ll \xi_f', \xi_f''$) ความแตกต่าง ของสองระยะนี้น้อยมากเมื่อเทียบกับในระดับ $I\tau_f$

$$\xi_f' = \sqrt{\frac{D_f}{I}}(1 - I\tau_f) \quad ; \quad \xi_f'' = \sqrt{\frac{D_f}{I}}(1 + I\tau_f) \quad ; \quad 2I\tau_f \ll 1 \quad (2.33)$$



ภาพประกอบ 46 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตลดทอน $t = T_c / T_{cs}$ กับความหนา ลดทอน d_f / a_f ของแผ่น F ในระบบประกอบ 2 ชั้น S/F เมื่อ a_f คือ ความยาวฟีดเชิงสปิน

ที่มา : Khusainov; & Proshin. (1997). *Physical Review B* 56. p. 285.

จากภาพประกอบ 46 พารามิเตอร์ที่สำคัญ คือ $N_s v_s = N_f v_f$, $d_s = 500 \text{ \AA}$ และ $\xi_{so} = 400 \text{ \AA}$ เมื่อ ξ_{so} คือความยาวอาพันธ์ในทฤษฎี BCS (a) อุณหภูมิวิกฤตมีค่าคงที่ (b) เกิดสภาพนำยวดยิ่งย้อนกลับ (c) เกิดการ กว้างขวางของอุณหภูมิวิกฤต และ (d) ความเป็นคาบของการเกิดสภาพนำยวดยิ่งย้อนกลับ

กรณีการขึ้นกับ $T_c(d_f)$ เมื่อค่าความโปร่งใส σ_f น้อย ได้แสดงในภาพ 46 (a) เป็นข้อมูลที่เกิดขึ้นได้จากพฤติกรรมของแผ่นประกบ Gd/Nb และถ้าความโปร่งใสของขอบเขต S/F มีค่ามากและสนามแลกเปลี่ยนมีความเข้มสูง ระบบจะแสดงสภาพนำยวดยิ่งย้อนกลับ ดังแสดงในภาพ 46 (b) พฤติกรรมเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชัน $T_c(d_f)$ ในระบบ S/F แสดงอิทธิพลของสนามแลกเปลี่ยนในปรากฏการณ์แม่เหล็กพาราโดยแอมพลิจูดของคู่คูเปอร์ในแผ่น F จะเปลี่ยนแปลงเป็นคาบ เมื่อ $2I\tau_F > 1$ ดังแสดงในสมการ 2.32 และภาพประกอบ 46 (c) และ 46 (d)

(4) โฟมินอฟ, ชิเชคคาเชฟ และโกลูบอฟ (Fominov; Chtchelkatchev; & Golubov. 2002: 1-13) ได้ศึกษาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบระหว่างตัวนำยวดยิ่งกับแม่เหล็กเฟอร์โร (S/F) โดยได้ศึกษาพฤติกรรม 3 ประการของอุณหภูมิวิกฤต $T_c(d_f)$ คือ การลดแบบไม่สม่ำเสมอ (nonmonotonic) ซึ่งขึ้นกับความหนา d_f ของแผ่น F การเกิดสภาพนำยวดยิ่งแบบย้อนกลับ (re-entrance) กล่าวคืออุณหภูมิวิกฤตเป็นศูนย์ในช่วงระยะหนึ่งของความหนา d_f และกลับมามีค่าในอีกช่วงหนึ่งของความหนา d_f และการลดลงของ T_c ในลักษณะไม่สม่ำเสมอ (nonmonotonic) จน T_c เป็นศูนย์ที่ค่าความหนา d_f ค่าหนึ่ง

วิธีที่ โฟมินอฟและคณะ ใช้คำนวณหาอุณหภูมิวิกฤตเมื่ออุณหภูมิวิกฤตของระบบมีค่าใกล้ อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นตัวนำยวดยิ่งขนาดใหญ่ที่ไม่มีแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรประกบ (T_{cs}) คือการประยุกต์ ทฤษฎีของกินเบิร์ก-แลนเดาว์ (Ginberg-Landau theory) ที่เป็นพื้นฐานการคำนวณสำหรับระบบ S/N และได้พัฒนารูปแบบทั่วไปของวิธีการประมาณแบบ single-mode และ multi-mode และได้พัฒนาวิธีที่เรียกว่า “the fundamental solution” เพื่อเปรียบเทียบผลลัพธ์ ที่ได้จากวิธีต่าง ๆ

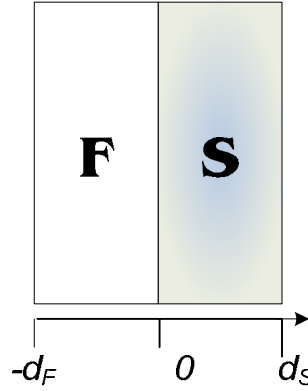
เมื่อสมมติเงื่อนไขขอบเขตเป็นแบบสกรก การคำนวณหาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบ S/F โดยใช้ทฤษฎีสมการเชิงเส้นของอุซาดเอล (linearized Usadel equations) สำหรับแผ่น S ที่อยู่ในขอบเขต $0 < x < d_s$ และแผ่น F ที่อยู่ในขอบเขต $-d_f < x < 0$

ที่ใกล้อุณหภูมิวิกฤต T_c ฟังก์ชันกรีนแบบปกติ $G = \text{sgn } \omega_n$ และสมการอุซาดเอลสำหรับ ฟังก์ชันกรีนแบบปกติ F อยู่ในรูป

$$\xi_s^2 \pi T_{cs} \frac{d^2 F_s}{dx^2} - |\omega_n| F_s + \Delta = 0 \quad 0 < x < d_s, \quad (2.34)$$

$$\xi_F^2 \pi T_{cs} \frac{d^2 F_F}{dx^2} - [|\omega_n| + iE_{ex} \operatorname{sgn} \omega_n] F_F = 0, \quad -d_F < x < 0, \quad (2.35)$$

$$\Delta(x) \ln \left(\frac{T_{cs}}{T} \right) = \pi T \sum_{\omega_n} \left[\frac{\Delta(x)}{|\omega_n|} - F_S(x, \omega_n) \right] \quad (2.36)$$



ภาพประกอบ 47 แสดงแผ่นประกบ S/F โดย $-d_F < x < 0$ และ $0 < x < d_S$ ตามลำดับ

ที่มา : Fominov; Chtchelkatchev; & Golubov. (2002). *Physical Review B*. 66. p. 1.

ในส่วนของตัวนำยวดยิ่ง S พารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ (Δ) ไม่เป็นศูนย์ $\xi_S = \sqrt{\frac{D_S}{2\pi T_{cs}}}$ และ

$\xi_F = \sqrt{\frac{D_F}{2\pi T_{cs}}}$ คือความยาวอาพันธ์ใน S และ F ตามลำดับ $D_{S,F}$ คือสัมประสิทธิ์การแพร่ซึมใน S

และ F ตามลำดับ ที่สามารถเขียนในรูปของความเร็วเฟอร์มี (v_F) และวิถีอิสระ (l_F) ดังสมการ

$D_{F,S} = \frac{1}{3} v_{F,S} l_{F,S}$ เมื่อ $\omega_n = \pi T(2n+1)$ เมื่อ $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ คือความถี่มาตรฐาน E_{ex} คือพลังงานแลกเปลี่ยน T_{cs} คืออุณหภูมิวิกฤตของสารตัวนำยวดยิ่งขนาดใหญ่ $F_{S,F}$ คือฟังก์ชัน F ในบริเวณ S และ F ตามลำดับ และกำหนดให้ค่านิจของพลังค์และค่านิจของโบลซ์มานน์เท่ากับ 1 ($\hbar = k_B = 1$)

สมการ (2.34) – (2.36) มีเงื่อนไขขอบเขต ที่ผิวด้านนอกของแผ่นประกบ คือ

$$\frac{\partial F_S}{\partial x}(d_S) = \frac{\partial F_F}{\partial x}(-d_F) = 0, \quad (2.37)$$

และขอบเขตที่ผิวยวดยิ่ง S/F

$$\xi_S \frac{dF_S(0)}{dx} = \gamma \xi_F \frac{dF_F(0)}{dx}, \quad \gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_F \xi_F}; \quad (2.38)$$

$$\xi_F \gamma_b \frac{dF_F(0)}{dx} = F_S(0) - F_F(0), \quad \gamma_b = \frac{R_b A}{\rho_F \xi_F}. \quad (2.39)$$

เมื่อ ρ_S และ ρ_F เป็นสภาพต้านทานที่สถานะปกติของแผ่น S และ F, R_b เป็นความต้านทานที่ขอบเขตรอยต่อ S/F และ A เป็นพื้นที่ของรอยต่อ สมการอุทกในแผ่น F มีคำตอบ คือ

$$F_F = C(\omega_n) \cosh(k_F [x + d_F]) \quad (2.40)$$

$$k_F = \frac{1}{\xi_F} \sqrt{\frac{|\omega_n| + iE_{ex} \operatorname{sgn} \omega_n}{\pi T_{cS}}}$$

เมื่อใช้เงื่อนไขขอบเขตที่ $x = 0$ สามารถเขียนในรูปของ F_S ได้ คือ

$$\xi_S \frac{dF_S}{dx}(0, \omega_n) = \frac{\gamma F_S(0)}{\gamma_b + B_F(\omega_n)}. \quad (2.41)$$

$$\text{เมื่อ } B_F(\omega_n) = [\xi_F k_F \tanh(k_F d_F)]^{-1}$$

เพราะเงื่อนไขขอบเขตนี้เป็นปริมาณเชิงซ้อน จึงแบบใหม่โดยแยกส่วนจริงและส่วนจินตภาพออกจากกัน ได้ว่า

$$F^\pm(\omega_n) = F(\omega_n) \pm F(-\omega_n) \quad (2.42)$$

แทนลงในสมการที่ (2.34) – (2.36) โดยใช้คุณสมบัติของความสมมาตร $F(-\omega_n) = F^*(\omega_n)$ โดย F^+ เป็นส่วนจริงและ F^- เป็นส่วนจินตภาพ

หากใช้สมบัติความสมมาตรของ F^+ และ F^- เมื่อเทียบกับ ω_n จะใช้เฉพาะค่าบวกของ ω_n เท่านั้น สมการที่ (2.36) จึงเขียนได้ในรูป

$$\Delta \ln \left(\frac{T_{cS}}{T} \right) = \pi T \sum_{\omega_n > 0} \left(\frac{2\Delta}{\omega_n} - F_S^+ \right) \quad (2.43)$$

ในการคำนวณหา T_c สามารถจัดรูปโดยเทียบกับ F_S^+ และสำหรับสมการอุทก ฟังก์ชัน F_S^- ไม่มี Δ ดังนั้นสามารถแก้สมการได้โดยตรง หลังจากนั้นให้แยก F_S^- ออกจากสมการที่ (2.41) และใช้เงื่อนไข

ขอบเขต จะได้ F_s^+ ดังสมการ

$$\xi_s \frac{dF_s^+}{dx}(0) = W(\omega_n) F_s^+(0), \quad \frac{dF_s^+}{dx}(d_s) = 0, \quad (2.44)$$

เมื่อ

$$\begin{aligned} W(\omega_n) &= \gamma \left\{ \frac{\gamma + A_s (\gamma_b + \text{Re } B_F)}{A(\gamma_b + B_F)(\gamma_b + B_F^*) + \gamma(\gamma_b + \text{Re } B_F)} \right\} \\ &= \gamma \frac{\gamma + A_s (\gamma_b + \text{Re } B_F)}{A_s |\gamma_b + B_F|^2 + \gamma(\gamma_b + \text{Re } B_F)} \end{aligned} \quad (2.45)$$

เมื่อ $A_s = k_s \xi_s \tanh(k_s d_s)$, $k_s = \frac{1}{\xi_s} \sqrt{\frac{\omega_n}{\pi T_{cs}}}$

สำหรับสมการ self-consistency ที่ (2.43) และเงื่อนไขขอบเขต สมการที่ (2.44)–(2.45) จะได้สมการ อูชาเดล สำหรับ F_s^+ คือ

$$\xi_s^2 \pi T_{cs} \frac{d^2 F_s^+}{dx^2} - |\omega_n| F_s^+ + 2\Delta = 0 \quad (2.46)$$

ต่อไปเป็นวิธีหาอนุกรมวิฤตของแผ่นประกบ ซึ่งสามารถแก้ได้โดยสูตร (analytic) ซึ่งเป็นเพียงกรณีเฉพาะ โดยทั่วไปแล้วมักจะใช้วิธีคำนวณเชิงตัวเลข (numerical)

1. วิธี multi-mode

การประมาณแบบ single-mode

ในวิธีการประมาณแบบ single-mode นั้น เราจะได้คำตอบของสมการที่ (2.42)–(2.44) อยู่ในรูป

$$F_s^+(x, \omega) = f(\omega_n) \cos(\Omega \frac{x - d_s}{\xi_s}) \quad (2.47)$$

$$\Delta(x) = \delta \cos(\Omega \frac{x - d_s}{\xi_s}) \quad (2.48)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตที่ $x = d_s$ สมการอุทกศาสตร์ (2.46) ให้คำตอบ คือ

$$f(\omega_n) = \frac{2\delta}{\omega_n + \Omega^2 \pi T_{cs}} \quad (2.49)$$

นำแทนในสมการที่ (2.43) ได้

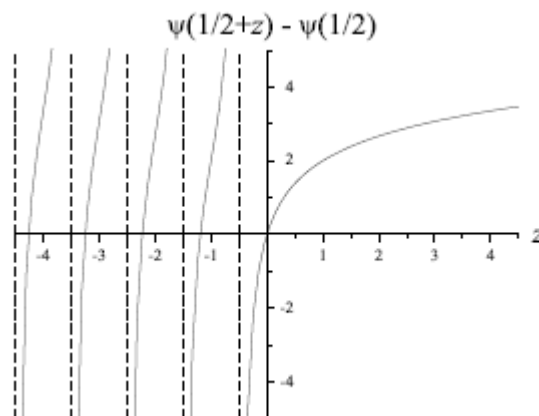
$$\ln \frac{T_{cs}}{T_c} = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega^2 T_{cs}}{2T_c}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right) \quad (2.50)$$

เมื่อ Ψ คือฟังก์ชันไดแกมมา หากใช้เงื่อนไขขอบเขต (2.44) ที่ $x = 0$ ได้

$$\Omega \tan\left(\Omega \frac{d_s}{\xi_s}\right) = W(\omega_n) \quad (2.51)$$

อุณหภูมิวิกฤต T_c ถูกกำหนดโดยสมการที่ (2.50) และ (2.51)

วิธีการนี้ใช้กันอย่างแพร่หลาย โดยเพียงพิจารณาพารามิเตอร์ W โดยให้ ω_n เป็นอิสระที่สอดคล้องกับผลการทดลอง ถ้า $E_{ex}/\pi T_{cs} > 1$, $d_F \sim \xi_F$ และ $\sqrt{E_{ex}/\pi T_{cs}} \gg 1/\gamma_b$



ภาพประกอบ 48 กราฟของฟังก์ชัน $y = \Psi(1/2 + z) - \Psi(1/2)$ ซึ่งมีหนึ่งคำตอบเท่านั้นที่เป็นค่าบวกและคำตอบที่เป็นค่าลบมากมาย และคำตอบที่เป็นค่าบวกนั้นเป็นกรณีที่ใช้ในวิธีประมาณแบบ single-mode

ที่มา : Fominov; Chtchelkatchev; & Golubov. (2002). *Physical Review B* 66. p. 6.

การประมาณแบบ Multi-mode

ให้คำตอบของสมการที่ (2.43)-(2.45) อยู่ในรูป

$$F_S^+(x, \omega) = f_0(\omega_n) \cos(\Omega_0 \frac{x-d_S}{\xi_S}) + \sum_{m=1}^{\infty} f_m(\omega_n) \frac{\cos(\Omega_m \frac{x-d_S}{\xi_S})}{\cos(\Omega_m \frac{d_S}{\xi_S})} \quad (2.52)$$

$$\Delta(x) = \delta_0 \cos(\Omega_0 \frac{x-d_S}{\xi_S}) + \sum_{m=1}^{\infty} \delta_m(\omega_n) \frac{\cos(\Omega_m \frac{x-d_S}{\xi_S})}{\cos(\Omega_m \frac{d_S}{\xi_S})} \quad (2.53)$$

จากเงื่อนไขขอบเขต (2.44) ที่ $x = d_S$ สมการอนุภาคที่ (2.45) เป็น

$$f_0(\omega_n) = \frac{2\delta_0}{\omega_n + \Omega_0^2 \pi T_{cs}}$$

$$f_m(\omega_n) = \frac{2\delta_m}{\omega_n - \Omega_m^2 \pi T_{cs}}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.54)$$

พารามิเตอร์ Ω ถูกกำหนดโดยสมการ self-consistency (2.50) และ δ กับ Ω ไม่ขึ้นกับ ω_n

$$\ln \frac{T_{cs}}{T_c} = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega_0^2 T_{cs}}{2T_c}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right)$$

$$\ln \frac{T_{cs}}{T_c} = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega_m^2 T_{cs}}{2T_c}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right) \quad (2.55)$$

จากสมการที่ (2.55) และสมบัติของฟังก์ชันไคแกมมา จะได้พารามิเตอร์ Ω อยู่ในช่วง

$$0 < \Omega_0^2 < \frac{1}{2\gamma_E} \quad (2.56)$$

$$\frac{T_c}{T_{cs}}(2m-1) < \Omega_m^2 < \frac{T_c}{T_{cs}}(2m+1), \quad m = 1, 2, \dots$$

เมื่อ $\gamma_E \approx 1.78$ คือค่าคงที่ของออยเลอร์

ใช้เงื่อนไขขอบเขตที่ (2.44) ที่ $x = 0$ ได้สมการสำหรับแอมพลิจูด δ ดังนี้

$$\delta_0 \frac{W(\omega_n) \cos(\Omega_0 d_s / \xi_s) - \Omega_0 \sin(\Omega_0 d_s / \xi_s)}{\omega_n + \Omega_0^2 \pi T_{cs}} + \sum_{m=1}^{\infty} \delta_m \frac{W(\omega_n) + \Omega_m \tanh(\Omega_m d_s / \xi_s)}{\omega_n - \Omega_m^2 \pi T_{cs}} = 0 \quad (2.57)$$

อุณหภูมิวิกฤตกำหนดจากสมการที่ (2.55) ภายใต้เงื่อนไขสมการที่ (2.57) วิธีการคำนวณเชิงตัวเลขจำนวนของ mode $m = 1, 2, \dots, M$ นำเข้าสู่ ω_n เขียนสมการที่ (2.57) ความถี่มีค่าสุบาระจาก $n = 0, 1, 2, \dots, N$ จะได้สมการเมตริกซ์ $K_{nm} \delta_m = 0$ ซึ่งเขียนได้ดังรูป

$$K_{n0} = \frac{W(\omega_n) \cos(\Omega_0 d_s / \xi_s) - \Omega_0 \sin(\Omega_0 d_s / \xi_s)}{\omega_n + \Omega_0^2 \pi T_{cs}}$$

$$K_{nm} = \frac{W(\omega_n) + \Omega_m \tanh(\Omega_m d_s / \xi_s)}{\omega_n / \pi T_{cs} - \Omega_m^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, N, \quad m = 1, 2, 3, \dots, M \quad (2.58)$$

เมื่อทำเมตริกซ์ถึง $M = N$ สมการที่ (2.58) มีคำตอบอยู่ในรูป

$$\det \hat{K} = 0 \quad (2.59)$$

ดังนั้นอุณหภูมิวิกฤต T_c หาได้จากสมการที่ (2.55) และ (2.59)

2. วิธี Fundamental solution

จากนิยาม fundamental solution $G(x, y, \omega_n)$ ซึ่งเรียกว่ากรีนฟังก์ชัน สมการที่ (2.44) – (2.46) เขียนในรูป

$$\xi_s^2 \pi T_{cs} \frac{d^2 G}{dx^2}(x, y) - \omega_n G(x, y) = -\delta(x - y) \quad (2.60)$$

$$\xi_s \frac{dG}{dx}(0, y) - W(\omega_n) G(0, y) = 0, \quad \frac{dG}{dx}(d_s, y) = 0, \quad (2.61)$$

คำตอบของวิธี Fundamental method v_1, v_2 ของสมการที่ (2.60) ที่ไม่มีฟังก์ชันเดลตาและใช้เงื่อนไขขอบเขตที่ $x=0$ และ $x=d_s$ ตามลำดับ

$$G(x, y) = \frac{\frac{k_s}{\omega_n}}{\sinh(k_s d_s) + \frac{W(\omega_n) \cosh(k_s d_s)}{k_s \xi_s}} \times \begin{cases} v_1(x) v_2(y) & , x \leq y \\ v_1(y) v_2(x) & , y \leq x \end{cases} \quad (2.62)$$

$$\text{เมื่อ} \quad v_1(x) = \cosh(k_s x) + \frac{W(\omega_n) \sinh(k_s x)}{k_s \xi_s} \quad (2.63)$$

$$v_2(x) = \cosh[k_s (x - d_s)] \quad (2.64)$$

จะพบว่า $G(x, y; \omega_n)$ สามารถเขียนคำตอบของสมการที่ (2.44)-(2.46) ในรูป

$$F_S^+(x, \omega_n) = 2 \int_0^{d_s} dy \Delta(y) G(x, y) \quad (2.65)$$

แทนค่าลงในสมการ self-consistency ที่ (2.46) จะได้

$$\Delta(x) \ln \frac{T_{cs}}{T_c} = 2\pi T_c \sum_{\omega_n > 0} \left[\frac{\Delta(x)}{\omega_n} - \int_0^{d_s} G(x, y) \Delta(y) dy \right] \quad (2.66)$$

เขียนสมการนี้ในรูปโอเปอเรเตอร์ $\Delta \ln(T_{cs}/T_c) = \hat{L} \Delta$ และใช้เงื่อนไขสมการที่ (2.66) เมื่อเทียบกับ Δ ดังแสดงโดยสมการ

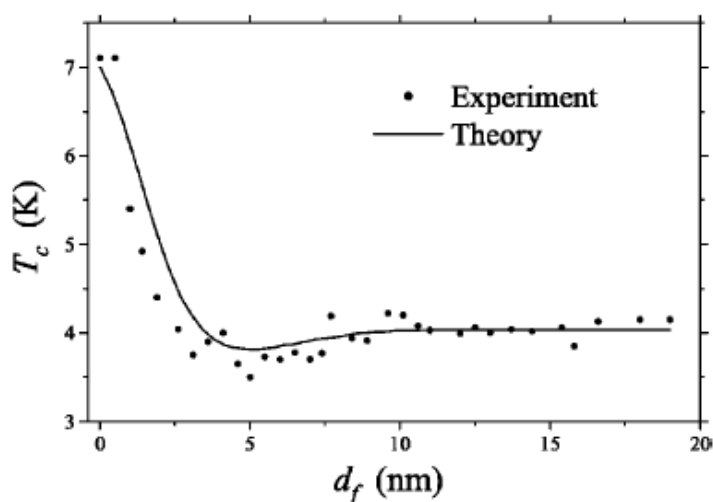
$$\det \left(\hat{L} - \hat{1} \ln \frac{T_{cs}}{T_c} \right) = 0 \quad (2.67)$$

อุณหภูมิวิกฤต T_c หาได้จากสมการ (2.66), (2.67) นี้ ด้วยวิธีคำนวณเชิงตัวเลข (numerical) ในรูปเมตริกซ์

ผลของการคำนวณเชิงตัวเลข

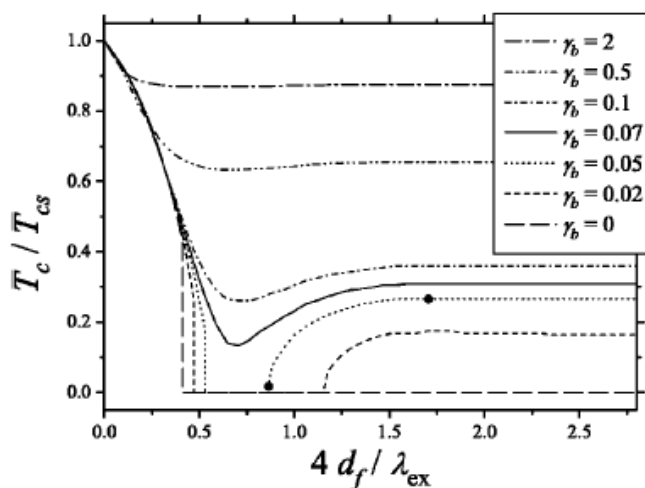
ในการคำนวณหาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบสองชั้น S/F โดยวิธีประมาณแบบ multi-mode กับวิธี fundamental solution ดังกล่าวนี้อาจเปรียบเทียบผลลัพธ์ได้และพบว่าที่อุณหภูมิต่ำ $T_c \ll T_{cs}$ จำนวนครั้งที่ใช้ในการคำนวณแบบ multi-mode จะเพิ่มขึ้น ซึ่งตามความจริงขนาดของเมตริกซ์ $\hat{K}$ ในสมการที่ (2.58) จะถูกกำหนดโดยค่า N ของความถี่สูงสุด ω_N ซึ่งต้อง

มากกว่าพลังงาน πT_{cs} นั่นคือ $N \gg T_{cs} / T_c$ ดังนั้นในกรณีอุณหภูมิต่ำ การใช้วิธี fundamental solution จะให้ผลลัพธ์ที่ถูกต้องกว่า



ภาพประกอบ 49 แสดงการเปรียบเทียบผลที่ได้จากการคำนวณตามทฤษฎีของอุซาคเดกับผลการทดลองซึ่งใช้แผ่น Nb เป็นตัวนำยวดยิ่งที่หนา 11 nm และมีอุณหภูมิวิกฤต (T_{cs}) เท่ากับ 7 K และแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์แบบเจือจาง $Cu_{0.43}Ni_{0.57}$ โดยพลังงานแลกเปลี่ยน $E_{ex} \approx 130K$ และ $\gamma_b \approx 0.3$

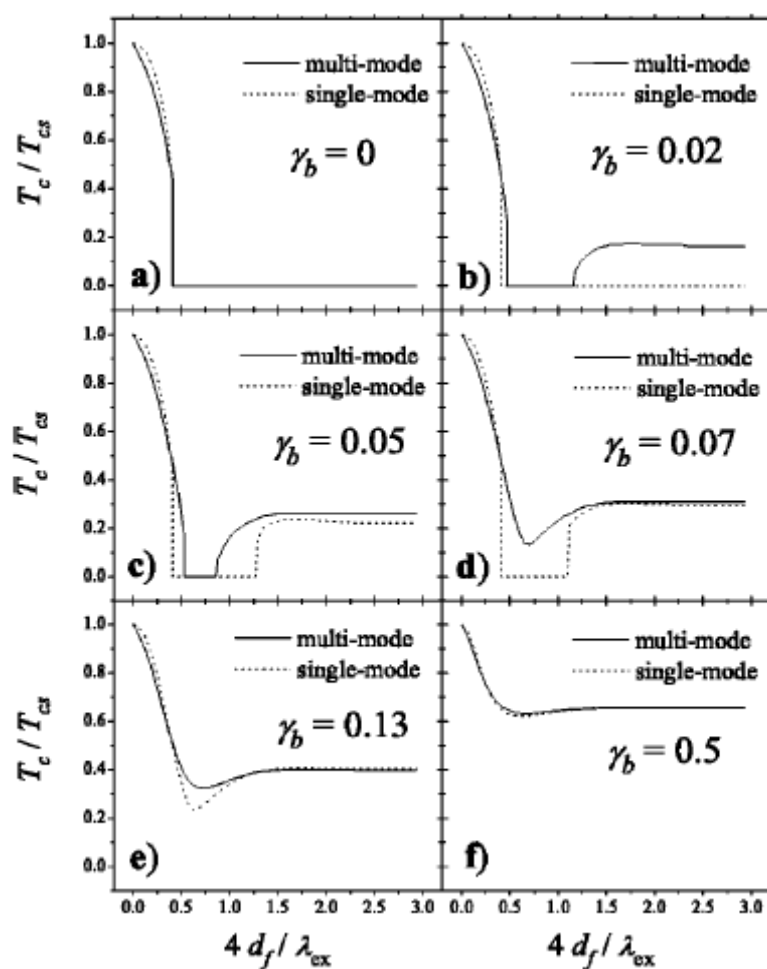
ที่มา : Fominov; Chitchev; & Golubov. (2002). *Physical Review B* 66. p. 7



ภาพประกอบ 50 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตลดทอน (T_c / T_{cs}) กับความหนาลดทอนของแผ่น F ($4d_f / \lambda_x$) เมื่อ λ_x คือระยะทางการเปลี่ยนแปลง ($\lambda_x = 2\pi\sqrt{D_F / E_{ex}}$) กราฟแสดง T_c ที่มีค่า γ_b ต่าง ๆ กัน และพลังงานแลกเปลี่ยน $E_{ex} = 150K$

ที่มา : Fominov; Chtchelkatchev; & Golubov. (2002). *Physical Review B* 66. p. 8.

ภาพประกอบ 50 จะแสดงพฤติกรรมที่สำคัญสามประการ คือ 1) การลดลงแบบไม่สม่ำเสมอของอุณหภูมิวิกฤตจนถึงค่าต่ำสุดค่าหนึ่ง ($\gamma_b = 2; 0.5; 0.1; 0.07$) 2) พฤติกรรมแบบภาวะนำยวดยิ่งย้อนกลับ ($\gamma_b = 0.05; 0.02$) และ 3) อุณหภูมิวิกฤตลดลงอย่างสม่ำเสมอจนเป็นศูนย์ที่ความหนาหนึ่ง ($\gamma_b = 0$)



ภาพประกอบ 51 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความหนาแน่นของแผ่น F ($4d_f/\lambda_x$) โดยเปรียบเทียบระหว่างการประมาณแบบ single- และ multi-mode ผลลัพธ์จะแตกต่างกันดังภาพ b), c), d), และ e) ส่วนภาพ a) และ f) ผลที่ได้เหมือนกัน

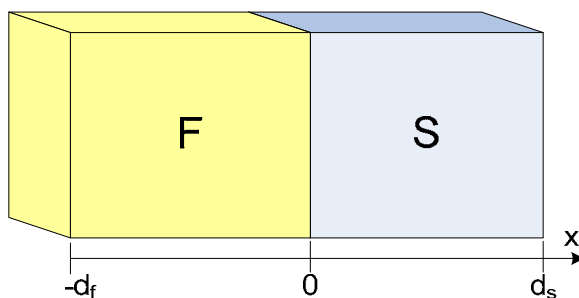
ที่มา : Fominov; Chtchelkatchev; & Golubov. (2002). *Physical Review B* 66. p. 9.

เท่าที่ผ่านมา มีนักวิทยาศาสตร์มากมายหลายท่านที่ศึกษาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ตัวนำวอยด์ / แม่เหล็กเฟอร์โร ดังที่ได้กล่าวมาแล้ว แต่ยังไม่มีความเข้าใจในการทำนายอุณหภูมิวิกฤตในกรณีที่มีแผ่นโลหะมีสารเจือปนที่ทำให้เกิดอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร (spin-orbit scattering) และอันตรกิริยาระหว่างสปินกับสารเจือปนแม่เหล็ก (spin-magnetic scattering)

ในงานวิจัยฉบับนี้ จะศึกษาถึงอิทธิพลของเวลาในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือปนแม่เหล็ก (τ_m) และ เวลาในการกระเจิงของอิเล็กตรอนโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร (τ_{so}) จะมีผลต่ออุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ตัวนำวอยด์ / แม่เหล็กเฟอร์โร หรือไม่ มากหรือน้อยอย่างไร

บทที่ 3

วิธีคำนวณหาอุณหภูมิวิกฤต



ภาพประกอบ 52 แสดงรูปแบบของแผ่นประกอบคู่ตัวนำยวดยิ่ง (S) กับแม่เหล็กเฟอร์โร (F)

ภายใต้เงื่อนไขขอบเขตที่กำหนดให้ตัวนำยวดยิ่งสกปรก ปรากฏการณ์พรีอ็อกซิมีตีสามารถอธิบายได้ด้วยสมการอุสซาเดล อันตรกิริยาการกระเจิงของอิเล็กตรอนเมื่อมีสารเจือและอันตรกิริยาระหว่างสปินของอิเล็กตรอนกับโมเมนต์เชิงมุม ดังนั้นสมการของอุสซาเดลที่อธิบายฟังก์ชันคลื่นของคู่อิเล็กตรอนนี้จึงประกอบด้วยสมการเชิงอนุพันธ์สองสมการ โดยเราเพิ่มความถี่ของการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนในวงโคจรและอันตรกิริยาระหว่างสปินอิเล็กตรอนกับสารเจือแม่เหล็กลงในสมการ คือ

$$\left(|\omega| - \frac{D(\vec{r})}{2} \nabla^2 + \frac{1}{\tau_m} \right) F^+(\vec{r}, \omega) + ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) F^-(\vec{r}, \omega) = \Delta(\vec{r}) \quad (3.1)$$

$$\left(|\omega| - \frac{D(\vec{r})}{2} \nabla^2 + \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_{so}} \right) F^-(\vec{r}, \omega) + ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) F^+(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.2)$$

เมื่อ ω คือความถี่ของมัดสุบาระ มีค่าเป็น $(2n+1)\pi T$ โดย n เป็นเลขจำนวนเต็ม

$D(\vec{r})$ คือค่าคงตัวของการแพร่ซึม

τ_{so} และ τ_m เป็นเวลาของการกระเจิงของอิเล็กตรอนในวงโคจรและเวลาของการกระเจิงของอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็กตามลำดับ

$F^+(\vec{r}, \omega)$ และ $F^-(\vec{r}, \omega)$ เป็นฟังก์ชันกรีนแบบอปกติของอุสซาเดลที่ใช้แทนแอมพลิจูดของฟังก์ชันคลื่นคูเปอร์ที่มีทิศของสปินชี้ขึ้น-ลง และทิศชี้ลง-ขึ้นตามลำดับ

$h(\vec{r})$ คือสนามแลกเปลี่ยนของแม่เหล็กเฟอร์โร

$\Delta(\vec{r})$ คือพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบของตัวนำยวดยิ่ง

$\text{sgn}(\omega)$ คือสัญลักษณ์แทนเครื่องหมายบวก เมื่อ $\omega > 0$ และแทนเครื่องหมายลบ เมื่อ $\omega < 0$ ซึ่งอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบตัวนำยวดยิ่งกับแม่เหล็กเฟอร์โร สามารถหาได้จากสมการ

$$\Delta(\vec{r}) = \pi T N(\vec{r}) V(\vec{r}) \sum_{\omega} F^+(\vec{r}, \omega) = \pi T \lambda \sum_{\omega} F^+(\vec{r}, \omega) \quad (3.3)$$

เมื่อ T คืออุณหภูมิ $N(\vec{r})$ คือความหนาแน่นสถานะของอิเล็กตรอน $V(\vec{r})$ ศักย์ของอันตรกิริยาในการจับคู่ของอิเล็กตรอน และ λ คือค่าคงตัวแบบไร้มิติของอันตรกิริยาในการจับคู่ตามทฤษฎี BCS ฟังก์ชันอุสซาคเดลแบบปกติ $F^+(\vec{r}, \omega)$ และ $F^-(\vec{r}, \omega)$ อยู่ในรูปเคอร์เนลส์ของ $Q_{\omega}(\vec{r}, \vec{r}')$ และ $R_{\omega}(\vec{r}, \vec{r}')$ ดังสมการ

$$F^+(\vec{r}, \omega) = \int d^3\vec{r}' Q_{\omega}(\vec{r}, \vec{r}') \Delta(\vec{r}') \quad (3.4)$$

$$F^-(\vec{r}, \omega) = \int d^3\vec{r}' R_{\omega}(\vec{r}, \vec{r}') \Delta(\vec{r}'). \quad (3.5)$$

จากสมการ (3.1), (3.2) เพราะฟังก์ชัน $F^+(\vec{r}, \omega)$ กับ $F^-(\vec{r}, \omega)$ เป็นปฏิภาคกันดังสมการ

$$F_f^-(\vec{r}, \omega) = \alpha_{\omega} F_f^+(\vec{r}, \omega)$$

โดย α_{ω} เป็นค่าคงตัวของการแปรผันตรง ในแม่เหล็กเฟอร์โร (F) ไม่มีพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ ($\Delta(\vec{r}) = 0$) ดังนั้นสมการ (3.1) จึงอยู่ในรูป

$$\left(|\omega| - \frac{D_f}{2} \nabla^2 + \frac{1}{\tau_m} \right) F_f^+(\vec{r}, \omega) + i h(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) \alpha_{\omega} F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0$$

$$-\frac{D_f}{2} \nabla^2 F_f^+(\vec{r}, \omega) + \left(|\omega| + \frac{1}{\tau_m} + i h(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) \alpha_{\omega} \right) F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0$$

$$\nabla^2 F_f^+(\vec{r}, \omega) - \frac{2}{D_f} \left(|\omega| + \frac{1}{\tau_m} + i h(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) \alpha_{\omega} \right) F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0$$

$$\nabla^2 F_f^+(\vec{r}, \omega) - \frac{1}{\pi T_{cs} \xi_f^2} \left(|\omega| + \frac{1}{\tau_m} + ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) \alpha_\omega \right) F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0$$

$$(\nabla^2 - \tilde{k}_f^2) F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.6)$$

เมื่อ

$$\tilde{k}_f = \frac{1}{\xi_f} \sqrt{\frac{|\omega| + \frac{1}{\tau_m} + ih\alpha_\omega}{\pi T_{cs}}} \quad (3.7)$$

โดยที่ $\xi_{s,f} = \sqrt{\frac{D_{s,f}}{2\pi T_{cs}}}$ คือความยาวอาพันธ์ในตัวนำยวดยิ่ง (S) และแม่เหล็กเฟอร์โร (F) ตามลำดับ

T_{cs} คืออุณหภูมิวิกฤตของตัวนำยวดยิ่งขนาดใหญ่

สำหรับสมการ (3.2) เมื่อเขียนให้อยู่ในรูปของ $F_f^+(\vec{r}, \omega)$ จะได้

$$\left(|\omega| - \frac{D_f}{2} \nabla^2 + \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_{so}} \right) \alpha_\omega F_f^+(\vec{r}, \omega) + ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0$$

$$-\frac{D_f}{2} \nabla^2 \alpha_\omega F_f^+(\vec{r}, \omega) + \left(\left[|\omega| + \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_{so}} \right] \alpha_\omega + ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) \right) F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0$$

$$\nabla^2 F_f^+(\vec{r}, \omega) - \frac{1}{\pi T_{cs} \xi_f^2} \left(|\omega| + \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_{so}} + \frac{ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega)}{\alpha_\omega} \right) F_f^+(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.8)$$

จากสมการ (3.6) และ (3.8) เราได้

$$|\omega| + \frac{1}{\tau_m} + ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) \alpha_\omega = |\omega| + \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_{so}} + \frac{ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega)}{\alpha_\omega}$$

$$ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega) \alpha_\omega = \frac{1}{\tau_{so}} + \frac{ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega)}{\alpha_\omega}$$

$$\alpha_\omega^2 - \frac{1}{\tau_{so} ih(\vec{r}) \text{sgn}(\omega)} \alpha_\omega - 1 = 0$$

$$\alpha_\omega = \text{sgn}(\omega) \sqrt{1 - \frac{1}{(2\tau_{so}h)^2}} - i \frac{1}{2h\tau_{so}} \quad (3.9)$$

ในกรณีตัวนำยวดยิ่ง (S) ที่ไม่มีการกระเจิงของอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็กและไม่มี
อันตรกิริยาระหว่างสปินของอิเล็กตรอนกับวงโคจร สมการ (3.1) อยู่ในรูป

$$\left(|\omega| - \frac{D_s}{2} \nabla^2 \right) F_s^+(\vec{r}, \omega) = \Delta(\vec{r})$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{2}{D_s} |\omega| \right) F_s^+(\vec{r}, \omega) = -\frac{2}{D_s} \Delta(\vec{r})$$

$$(\nabla^2 - k_s^2) F_s^+(\vec{r}, \omega) = -\frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \Delta(\vec{r}) \quad (3.10)$$

โดยที่

$$k_s = \sqrt{\frac{2|\omega|}{D_s}} = \frac{1}{\xi_s} \sqrt{\frac{|\omega|}{\pi T_{cs}}} \quad (3.11)$$

สมการ (3.10) เขียนในกรณี 1 มิติ ได้เป็น

$$\frac{d^2}{dx^2} F_s^+(x, \omega) - k_s^2 F_s^+(x, \omega) = -\frac{\Delta(x)}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \quad (3.12)$$

ซึ่งคำตอบทั่วไปของสมการ (3.6) คือ

$$F_f^+(x, \omega) = C_1 \cosh(\tilde{k}_f x) + C_2 \sinh(\tilde{k}_f x) \quad (3.13)$$

และใช้เงื่อนไขขอบเขตของแผ่นประกอบคู่ คือ

1. ที่บริเวณรอยต่อของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรและตัวนำยวดยิ่งกับสุญญากาศ คือ

$$\frac{d}{dx} F_f(-d_f) = 0 = \frac{d}{dx} F_s(d_s) \quad (3.14)$$

2. ที่บริเวณรอยต่อของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรกับตัวนำยวดยิ่ง คือ

$$\xi_s \frac{d}{dx} F_s(0) = \gamma \xi_f \frac{d}{dx} F_f(0) \quad (3.15)$$

$$F_s(0) = F_f(0) + \gamma_b \xi_f \frac{d}{dx} F_f(0) \quad (3.16)$$

จากผลเฉลยของสมการ (3.13) ใช้เงื่อนไขขอบเขต (3.14)-(3.16) ดังนี้

$$\frac{d}{dx} F_f^+(-d_f, \omega) = -C_1 \tilde{k}_f \sinh(\tilde{k}_f d_f) + C_2 \tilde{k}_f \cosh(\tilde{k}_f d_f) = 0$$

$$C_2 = \frac{C_1 \sinh(\tilde{k}_f d_f)}{\cosh(\tilde{k}_f d_f)} \quad \text{แทนในสมการ (3.13)}$$

$$F_f^+(x, \omega) = \frac{C_1}{\cosh(\tilde{k}_f d_f)} \left[\cosh(\tilde{k}_f x) \cosh(\tilde{k}_f d_f) + \sinh(\tilde{k}_f x) \sinh(\tilde{k}_f d_f) \right]$$

$$\text{หรือ} \quad F_f^+(x, \omega) = C_\omega \cosh \left[\tilde{k}_f (x + d_f) \right] \quad (3.17)$$

โดยที่ $C_\omega = \frac{C_1}{\cosh(\tilde{k}_f d_f)}$ และจากการใช้เงื่อนไขขอบเขต ในสมการ (3.15) เราได้

$$\xi_s \frac{d}{dx} F_s^+(0) = \gamma \xi_f C_\omega \tilde{k}_f \sinh(\tilde{k}_f d_f) \quad (3.18)$$

แทนสมการ (3.17) ในเงื่อนไขขอบเขตสมการ (3.16) ได้

$$F_s^+(0) = C_\omega \cosh(\tilde{k}_f d_f) + \gamma_b \xi_f C_\omega \tilde{k}_f \sinh(\tilde{k}_f d_f)$$

$$C_\omega = \frac{F_s^+(0)}{\cosh(\tilde{k}_f d_f) + \gamma_b \xi_f \tilde{k}_f \sinh(\tilde{k}_f d_f)}$$

แทนลงในสมการ (3.18)

$$\xi_s \frac{d}{dx} F_s^+(0) = \frac{\gamma \xi_f \tilde{k}_f \sinh(\tilde{k}_f d_f) F_s^+(0)}{\cosh(\tilde{k}_f d_f) + \gamma_b \xi_f \tilde{k}_f \sinh(\tilde{k}_f d_f)}$$

$$\xi_s \frac{d}{dx} F_s^+(0) = \frac{\gamma F_s^+(0)}{\gamma_b + \frac{\coth(\tilde{k}_f d_f)}{\xi_f \tilde{k}_f}}$$

$$\xi_s \frac{d}{dx} F_s^+(0) = W(\omega) F_s^+(0) \quad (3.19)$$

เมื่อกำหนดให้ $W(\omega) = \frac{\gamma}{\gamma_b + \coth(\tilde{k}_f d_f) / \xi_f \tilde{k}_f}$ (3.20)

ต่อไปแก้สมการ (3.4) เพื่อหา $F_s^+(x, \omega)$ และ $\Delta(x)$ โดยวิธีการแปลงฟูเรียร์

$$\therefore F_s^+(x, \omega) = \int dx' Q_\omega(x, x') \Delta(x'),$$

ดังนั้น $Q_\omega(x, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Q_\omega(q_m, x') \cos(q_m x)$ (3.21)

$$Q_\omega(q_m, x') = \frac{1}{d_s} \int_0^{d_s} dx Q_\omega(x, x') \cos(q_m x)$$

ซึ่ง $q_m = m\pi / d_s$ และ $\frac{1}{d_s} \int_0^{d_s} dx \cos(q_m x) \cos(q_l x) = \delta_{ml}$

จากสมการ (3.12) $\frac{d^2}{dx^2} F_s^+(x, \omega) - k_s^2 F_s^+(x, \omega) = -\frac{\Delta(x)}{\pi T_{cs} \xi_s^2}$ เขียนในรูป

$$\frac{d^2}{dx^2} Q_\omega(x, x') - k_s^2 Q_\omega(x, x') = -\frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \delta(x - x')$$

และเงื่อนไขขอบเขต (3.14) และ (3.19) เขียนอยู่ในรูป

$$\frac{d}{dx}Q_\omega(d_f)=0 \quad \Leftrightarrow \quad \xi_s \frac{d}{dx}Q_\omega(0)=W(\omega)Q_\omega(0)$$

$$\int_0^{d_s} dx \cos(q_m x) \left[\frac{d^2}{dx^2} Q_\omega(x, x') - k_s^2 Q_\omega(x, x') \right] = -\frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \int_0^{d_s} dx \cos(q_m x) \delta(x - x')$$

$$\int_0^{d_s} dx \cos(q_m x) \frac{d^2}{dx^2} Q_\omega(x, x') - k_s^2 \int_0^{d_s} dx \cos(q_m x) Q_\omega(x, x') = -\frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \cos(q_m x')$$

$$\cos(q_m x) \frac{d}{dx} Q_\omega(x, x') \Big|_0^{d_s} + q_m \int_0^{d_s} dx \sin(q_m x) \frac{d}{dx} Q_\omega(x, x') - k_s^2 d_s Q_\omega(q_m, x') = -\frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \cos(q_m x')$$

$$\begin{aligned} & \cos(q_m d_s) \frac{d}{dx} Q_\omega(d_s, x') - \frac{d}{dx} Q_\omega(0, x') + q_m \left[\sin(q_m x) Q_\omega(x, x') \Big|_0^{d_s} - q \int_0^{d_s} dx \cos(q_m x) Q_\omega(x, x') \right] \\ & - k_s^2 d_s Q_\omega(q_m, x') = -\frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \cos(q_m x') \end{aligned}$$

$$-\frac{d}{dx} Q_\omega(0, x') - q_m^2 d_s Q_\omega(q_m, x') - k_s^2 d_s Q_\omega(q_m, x') = -\frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2} \cos(q_m x')$$

$$Q_\omega(q_m, x') = \frac{\cos(q_m x')}{d_s \pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{W(\omega) Q_\omega(0, x')}{\xi_s d_s (k_s^2 + q_m^2)}$$

$$\text{[1]} \quad Q_\omega(0, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Q_\omega(q_m, x') \cos(q_m 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Q_\omega(q_m, x')$$

$$\therefore Q_\omega(q_m, x') = \frac{\cos(q_m x')}{d_s \pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{W(\omega)}{\xi_s d_s (k_s^2 + q_m^2)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Q_\omega(q_m, x')$$

$$\begin{aligned} \int_0^{d_s} dx' Q_\omega(q_m, x') \cos(q_m x') &= \frac{1}{d_s \pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} \int_0^{d_s} dx' \cos(q_m x') \cos(q_m x') \\ &\quad - \frac{W(\omega)}{\xi_s d_s (k_s^2 + q_m^2)} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_0^{d_s} dx' \cos(q_m x') Q_\omega(q_l, x') \end{aligned}$$

$$\text{ให้} \quad A_{mm'} = \int_0^{d_s} dx' Q_\omega(q_m, x') \cos(q_m x')$$

$$A_{mm'} = \frac{\delta_{mm'}}{\pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{W(\omega)}{\xi_s d_s (k_s^2 + q_m^2)} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_0^{d_s} dx' \cos(q_l x') Q_\omega(q_m, x')$$

$$= \frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{W(\omega)}{\xi_s d_s (k_s^2 + q_m^2)} \sum_{l=-\infty}^{\infty} A_{lm'}$$

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{1}{(k_s^2 + q_m^2)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_s^2 + \left(\frac{m\pi}{d_s}\right)^2} = \frac{d_s^2}{\pi^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{1}{m^2 + \frac{d_s^2 k_s^2}{\pi^2}} = \frac{d_s^2}{\pi^2} \cdot \frac{\pi}{d_s k_s / \pi} \coth(k_s d_s)$$

$$A_{lm'} = \frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2) [1 + \frac{W(\omega)}{k_s \xi_s} \coth(k_s d_s)]}$$

$$\therefore Q_\omega(q_m, x') = \frac{\cos(q_m x')}{d_s \pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{W(\omega)}{\xi_s d_s (k_s^2 + q_m^2)} \frac{1}{\pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2) [1 + \frac{W(\omega)}{k_s \xi_s} \coth(k_s d_s)]} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \cos(q_l x')$$

$$\therefore Q_\omega(q_m, x') = \frac{\cos(q_m x')}{d_s \pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{W(\omega)}{\pi T_{cs} d_s \left(\frac{d_s}{\xi_s}\right) [1 + \frac{W(\omega)}{k_s \xi_s} \coth(k_s d_s)]} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(q_l x')}{\xi_s^4 (k_s^2 + q_m^2) (k_s^2 + q_l^2)}$$

$$Q_\omega(q_m, x') = \frac{\cos(q_m x')}{d_s \pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{\Omega(\omega)}{d_s \pi T_{cs}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(q_l x')}{\xi_s^4 (k_s^2 + q_m^2) (k_s^2 + q_l^2)} \quad (3.22)$$

$$\text{เมื่อ} \quad \Omega(\omega) = \frac{W(\omega)}{(d_s / \xi_s) (1 + \frac{W(\omega)}{k_s \xi_s} \coth(k_s d_s))} \quad (3.23)$$

จาก

$$\Delta(x) = \lambda\pi T \sum_{\omega} F_s^+(x, \omega) \Rightarrow \Delta(q_m) = \lambda\pi T \sum_{\omega} F_s^+(q_m, \omega) \Rightarrow F^+(q_m, \omega) = \int dx' Q_{\omega}(q_m, x') \Delta(x')$$

$$\begin{aligned} \Delta(q_m) &= \lambda\pi T \sum_{\omega} \int dx' Q_{\omega}(q_m, x') \Delta(x') \\ &= \lambda\pi T \sum_{\omega} \int dx' Q_{\omega}(q_m, x') \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \Delta(q_{m'}) \cos(q_{m'} x') \end{aligned}$$

$$\Delta(q_m) = \lambda\pi T \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \sum_{\omega} \Delta(q_{m'}) \int dx' Q_{\omega}(q_m, x') \cos(q_{m'} x') \quad (3.24)$$

แทนสมการ (3.22) ลงใน (3.24)

$$\begin{aligned} \Delta(q_m) &= \lambda\pi T \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \sum_{\omega} \Delta(q_{m'}) \int_0^{d_s} dx' \left[\frac{\cos(q_m x')}{d_s \pi T_{cs} \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{\Omega(\omega)}{d_s \pi T_{cs}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(q_l x')}{\xi_s^4 (k_s^2 + q_m^2)(k_s^2 + q_l^2)} \right] \cos(q_{m'} x') \\ &= \frac{\lambda T}{T_{cs}} \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \sum_{\omega} \Delta(q_{m'}) \int_0^{d_s} dx' \frac{\cos(q_m x') \cos(q_{m'} x')}{d_s \xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{\Omega(\omega)}{d_s} \int_0^{d_s} dx' \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(q_m x') \cos(q_{m'} x')}{\xi_s^4 (k_s^2 + q_m^2)(k_s^2 + q_{m'}^2)} \\ \delta_{mm'} &= \frac{\lambda T}{T_{cs}} \sum_{\omega} \left[\frac{\delta_{mm'}}{\xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{\Omega(\omega)}{\xi_s^4 (k_s^2 + q_m^2)(k_s^2 + q_{m'}^2)} \right] \\ \det \left| \delta_{mm'} - \frac{\lambda T}{T_{cs}} \sum_{\omega} L_{mm'}(\omega) \right| &= 0 \end{aligned} \quad (3.25)$$

โดยกำหนดให้

$$L_{mm'} = \frac{\delta_{mm'}}{\xi_s^2 (k_s^2 + q_m^2)} - \frac{\Omega(\omega)}{\xi_s^4 (k_s^2 + q_m^2)(k_s^2 + q_{m'}^2)} \quad (3.26)$$

กรณีที่แผ่น S บางมาก $d_s / \xi_s \ll 1$ และสนามแลกเปลี่ยน h มีความเข้มสูง $h / \pi T_{cs} \gg 1$

จากสมการ (3.7) และ (3.9)

$$\begin{aligned}
\tilde{k}_f &= \frac{1}{\xi_f} \sqrt{\frac{|\omega| + 1/\tau_m + ih \left(\sqrt{1 - 1/(2h\tau_{so})^2} - i/2h\tau_{so} \right)}{\pi T_{cs}}} \\
\tilde{k}_f &= \frac{1}{\xi_f} \sqrt{\frac{1/\tau_m + 1/2\tau_{so} + i\sqrt{h^2 - 1/(2\tau_{so})^2}}{\pi T_{cs}}} \quad (3.27)
\end{aligned}$$

ในการหาสมการวิกฤต ใช้วิธีประมาณแบบ single mode โดยใช้สมาชิก (0,0) ของ $L_{mm'}$ สมการ (3.26)

$$\begin{aligned}
L_{00} &= \frac{1}{\xi_s^2 k_s^2} - \frac{\Omega(\omega)}{\xi_s^4 k_s^4} = \frac{1}{\xi_s^2 k_s^2} - \frac{1}{\xi_s^4 k_s^4} \times \frac{W(\omega)}{(d_s / \xi_s)(1 + \frac{W(\omega)}{k_s \xi_s} \coth(k_s d_s))} \\
\xi_s &= \sqrt{\frac{D}{2\pi T_{cs}}} \Rightarrow k_s = \frac{1}{\xi_s} \sqrt{\frac{|\omega|}{\pi T_{cs}}} \Rightarrow \coth(k_s d_s) \approx \frac{1}{k_s d_s} \\
L_{00} &= \frac{1}{\xi_s^2 k_s^2} \left[1 - \frac{1}{\xi_s^2 k_s^2} \times \frac{W(\omega)}{(\frac{d_s}{\xi_s})(1 + \frac{W(\omega)}{k_s^2 \xi_s d_s})} \right] = \frac{1}{\xi_s^2 k_s^2} \left[1 - \frac{1}{\xi_s^2 k_s^2} \times \frac{W(\omega)}{(\frac{d_s}{\xi_s})(\frac{k_s^2 \xi_s d_s + W(\omega)}{k_s^2 \xi_s d_s})} \right] \\
L_{00} &= \frac{1}{\xi_s^2 k_s^2} \left[1 - \frac{W(\omega)}{k_s^2 \xi_s d_s + W(\omega)} \right] = \frac{\pi T_{cs}}{|\omega|} \left[1 - \frac{W(\omega)}{\frac{d_s}{\xi_s} \frac{|\omega|}{\pi T_{cs}} + W(\omega)} \right] \\
L_{00} &= \frac{\pi T_{cs}}{|\omega|} \left[\frac{\frac{d_s}{\xi_s} \frac{|\omega|}{\pi T_{cs}}}{\frac{d_s}{\xi_s} \frac{|\omega|}{\pi T_{cs}} + W(\omega)} \right] = \frac{\pi T_{cs}}{|\omega|} \left[\frac{1}{1 + \frac{W(\omega)}{\left(\frac{d_s}{\xi_s}\right) \frac{|\omega|}{\pi T_{cs}}}} \right]
\end{aligned}$$

$$L_{00} = \pi T_{cs} \left[\frac{1}{|\omega| + \frac{\pi T_{cs} W(\omega)}{\left(\frac{d_s}{\xi_s} \right)}} \right]$$

แทนลงในสมการ (3.25)

$$\delta_{mm'} - \lambda \pi T \sum_{\omega} \left[\frac{1}{|\omega| + \frac{\pi T_{cs} W(\omega)}{d_s / \xi_s}} \right] = 0$$

$$\frac{1}{\lambda} = \pi T \sum_{\omega} \left[\frac{1}{|\omega| + \frac{\pi T_{cs} W(\omega)}{d_s / \xi_s}} \right]$$

$$\frac{1}{\lambda} - \pi T_c \sum_{\omega} \frac{1}{|\omega|} = \pi T_c \sum_{\omega} \left[\frac{1}{|\omega| + \frac{\pi T_{cs} W(\omega)}{d_s / \xi_s}} \right] - \pi T \sum_{\omega} \frac{1}{|\omega|}$$

$$\ln \left(\frac{2\gamma\omega_D}{\pi T_{cs}} \right) - 2\pi T_c \sum_{\omega=0} \frac{1}{2\pi T_c (n+1/2)} = 2\pi T_c \sum_{\omega>0} \left[\frac{1}{2\pi T_c (n+1/2) + \frac{2\pi T_c T_{cs} W(\omega)}{2Td_s / \xi_s}} - \frac{1}{2\pi T_c (n+1/2)} \right]$$

$$\ln \left(\frac{2\gamma\omega_D}{\pi T_{cs}} \right) - \ln \left(\frac{2\gamma\omega_D}{\pi T_c} \right) = \sum_{\omega>0} \left[\frac{1}{(n+1/2) + \frac{T_{cs} W(\omega)}{2Td_s / \xi_s}} - \frac{1}{(n+1/2)} \right]$$

$$\ln \frac{T_c}{T_{cs}} = \psi \left(\frac{1}{2} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{T_{cs} W(\omega)}{2Td_s / \xi_s} \right)$$

$$\ln t = \psi \left(\frac{1}{2} \right) - \operatorname{Re} \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\rho(t)}{2t} \right) \quad (3.28)$$

เมื่อ $t = \frac{T_c}{T_{cs}}$, $\psi(x)$ คือฟังก์ชันไคแกมมา และพารามิเตอร์การทำลายคู่ซึ่งเป็นปริมาณเชิงซ้อน คือ

$$\rho(t) = \frac{W(\omega)}{d_s / \xi_s} = \frac{\gamma(\xi_s / d_s)}{\gamma_b + \coth(\tilde{k}_f d_f) / \tilde{k}_f \xi_f} \quad (3.29)$$

สมการ (3.28) เป็นสมการที่ใช้คำนวณหาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร ของงานวิจัยชิ้นนี้

บทที่ 4

ผลการวิจัย

จากการวิจัยเพื่อหาคุณสมบัติวิกฤตของแผ่นประกอบซึ่งประกอบด้วยแผ่นตัวนำวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร เมื่อพิจารณาการกระเจิงของอิเล็กตรอนที่ขึ้นกับอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ดังในบทที่ 3 ได้สมการที่ใช้คำนวณหาคุณสมบัติวิกฤต คือ

$$\ln t = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\rho(t)}{2t}\right) \quad (4.1)$$

เมื่อ $t = T_c / T_{cs}$ โดย T_c เป็นอุณหภูมิวิกฤตของระบบแผ่นประกอบที่ต้องการศึกษา T_{cs} เป็นอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นตัวนำวดยิ่งขนาดใหญ่ และ $\psi(x)$ เป็นฟังก์ชันไดแกมมาของ x

$$\rho(t) = \frac{W(\omega)}{d_s / \xi_s} = \frac{\gamma(\xi_s / d_s)}{\gamma_b + \coth(\tilde{k}_f d_f) / \tilde{k}_f \xi_f} \quad (4.2)$$

เมื่อ d_s เป็นความหนาของแผ่นตัวนำวดยิ่ง
 ξ_s เป็นความยาวอาพันธ์ของตัวนำวดยิ่ง
 γ เป็นความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีออกซิมีตีระหว่างแผ่นตัวนำวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร
 γ_b เป็นค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบ
 d_f เป็นความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร และ
 ξ_f เป็นความยาวอาพันธ์ของแม่เหล็กเฟอร์โร

$$\begin{aligned} \tilde{k}_f &= \frac{1}{\xi_f} \sqrt{\frac{1/\tau_m + 1/2\tau_{so} + i\sqrt{h^2 - 1/(2\tau_{so})^2}}{\pi T_{cs}}} \\ &= \frac{1}{\xi_f} \sqrt{\frac{1/h\tau_m + 1/2h\tau_{so} + i\sqrt{1 - 1/(2h\tau_{so})^2}}{\pi T_{cs} / h}} \end{aligned}$$

เมื่อ $1/\tau_m$ เป็นความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก
 $1/\tau_{so}$ เป็นความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร และ

h เป็นสนามแลกเปลี่ยนในแม่เหล็กเฟอร์โร

จะเห็นจากสมการ (4.1), (4.2) และ (4.3) ได้ว่า อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โรขึ้นกับพารามิเตอร์ที่สำคัญหลายตัว เช่น สนามแลกเปลี่ยนของแม่เหล็กเฟอร์โร (h) ความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f) ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s) ค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบ (γ_b) ความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอ็อกซิมีตีระหว่างแผ่นตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร (γ) ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) เป็นต้น

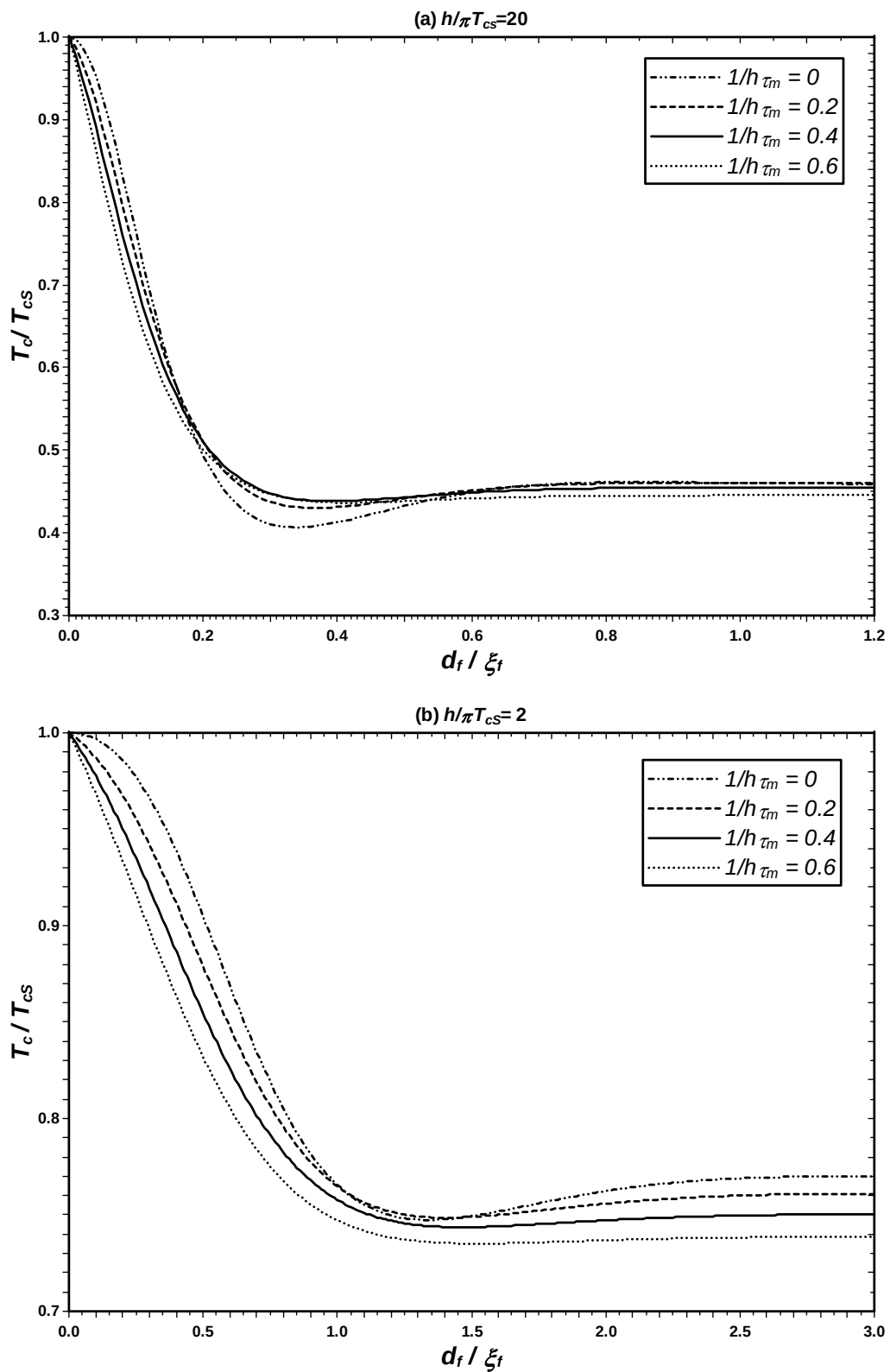
สำหรับบทที่ 4 นี้ จะนำสมการที่ใช้คำนวณหาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร มาแสดงให้เห็นเป็นกราฟความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{CS}$) กับพารามิเตอร์ต่าง ๆ ที่กล่าวถึง ดังต่อไปนี้

4.1 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{CS}$) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f / ξ_f)

เมื่อกำหนดให้พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้

1. ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน ขณะที่พารามิเตอร์อื่น ๆ มีค่าคงตัว ดังนี้คือ $1/h\tau_{so} = 0$, $d_s/\xi_s = 2$, $\gamma = 0.2$, $\gamma_b = 0.3$ ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{CS} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{CS} = 2$) ตามลำดับ

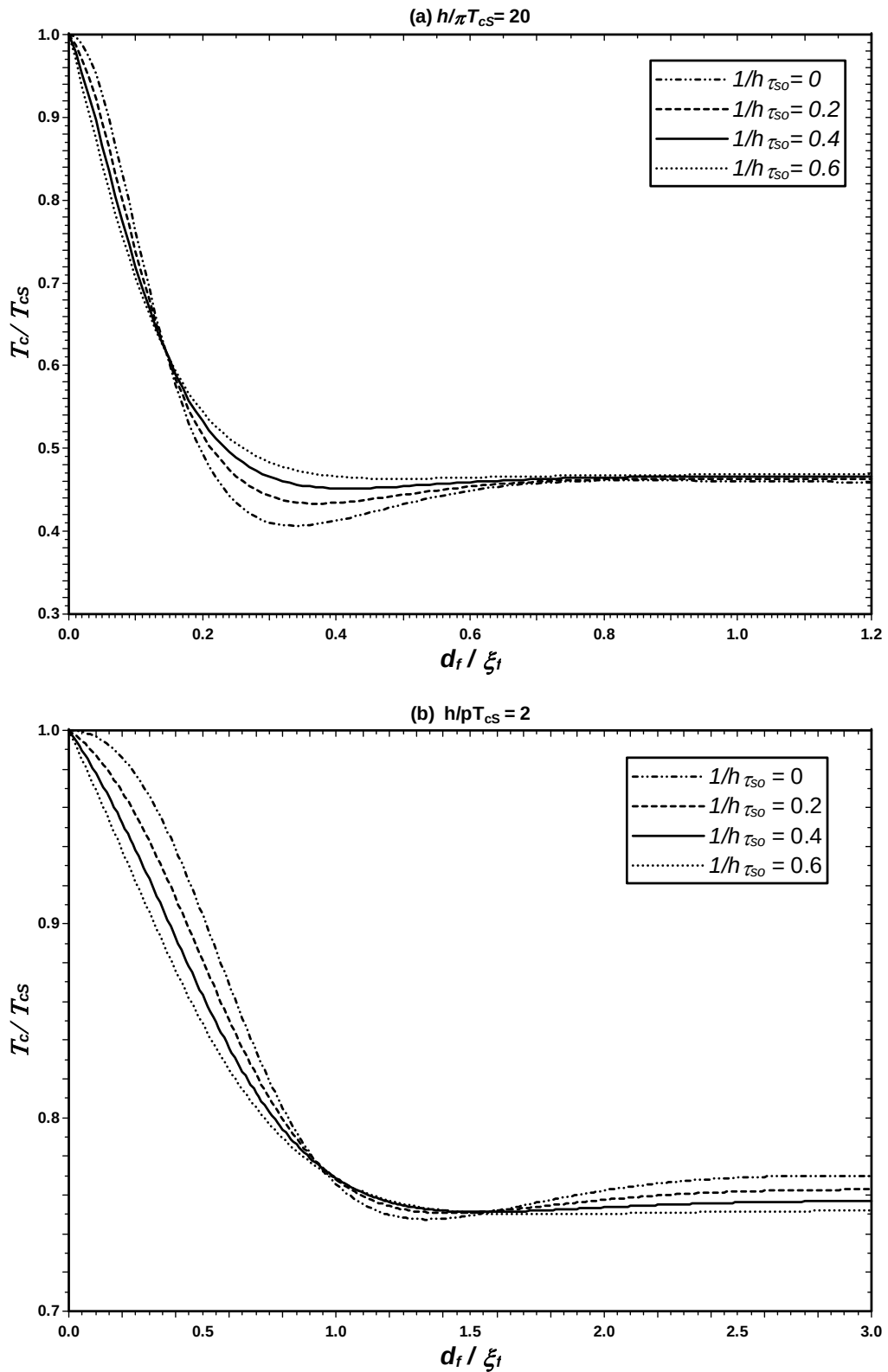
กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงในภาพประกอบ 53 ชี้ให้เห็นการลดลงแบบไม่สม่ำเสมอของอุณหภูมิวิกฤต เมื่อความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าเปลี่ยนแปลง (a) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{CS} = 20$) พิจารณา $1/h\tau_m$ มีค่าเท่ากับศูนย์ อุณหภูมิวิกฤตได้ลดลงต่ำสุดและกลับเพิ่มขึ้นตามความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร กระทั่งเข้าสู่ค่าคงตัวที่มีค่าสูงสุด ประมาณ 0.46 และเมื่อ $1/h\tau_m$ เพิ่มค่าขึ้น อุณหภูมิวิกฤตที่ลดลงต่ำสุดจะเพิ่มค่าสูงขึ้นและเข้าสู่ค่าคงตัวของอุณหภูมิวิกฤตที่ต่ำลงมาเป็น 0.45 และ 0.43 ตามลำดับ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{CS} = 2$) พบว่าเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าเพิ่มจาก 0, 0.2 และ 0.4 อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบจะลดต่ำลงก่อนเข้าสู่ค่าคงตัวที่น้อยลงคือ 0.77, 0.76 และ 0.75 ตามลำดับ และสนามแลกเปลี่ยนที่มีค่าน้อยทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงขึ้นและแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนามากขึ้น



ภาพประกอบ 53 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_f/ξ_f) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับสสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) เปลี่ยนแปลง (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs}=20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs}=2$)

2. ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน ขณะที่พารามิเตอร์อื่น ๆ มีค่าคงตัว ดังนี้คือ $1/h\tau_m=0$, $d_s/\xi_s=2$, $\gamma=0.2$, $\gamma_b=0.3$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs}=20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs}=2$) ตามลำดับ

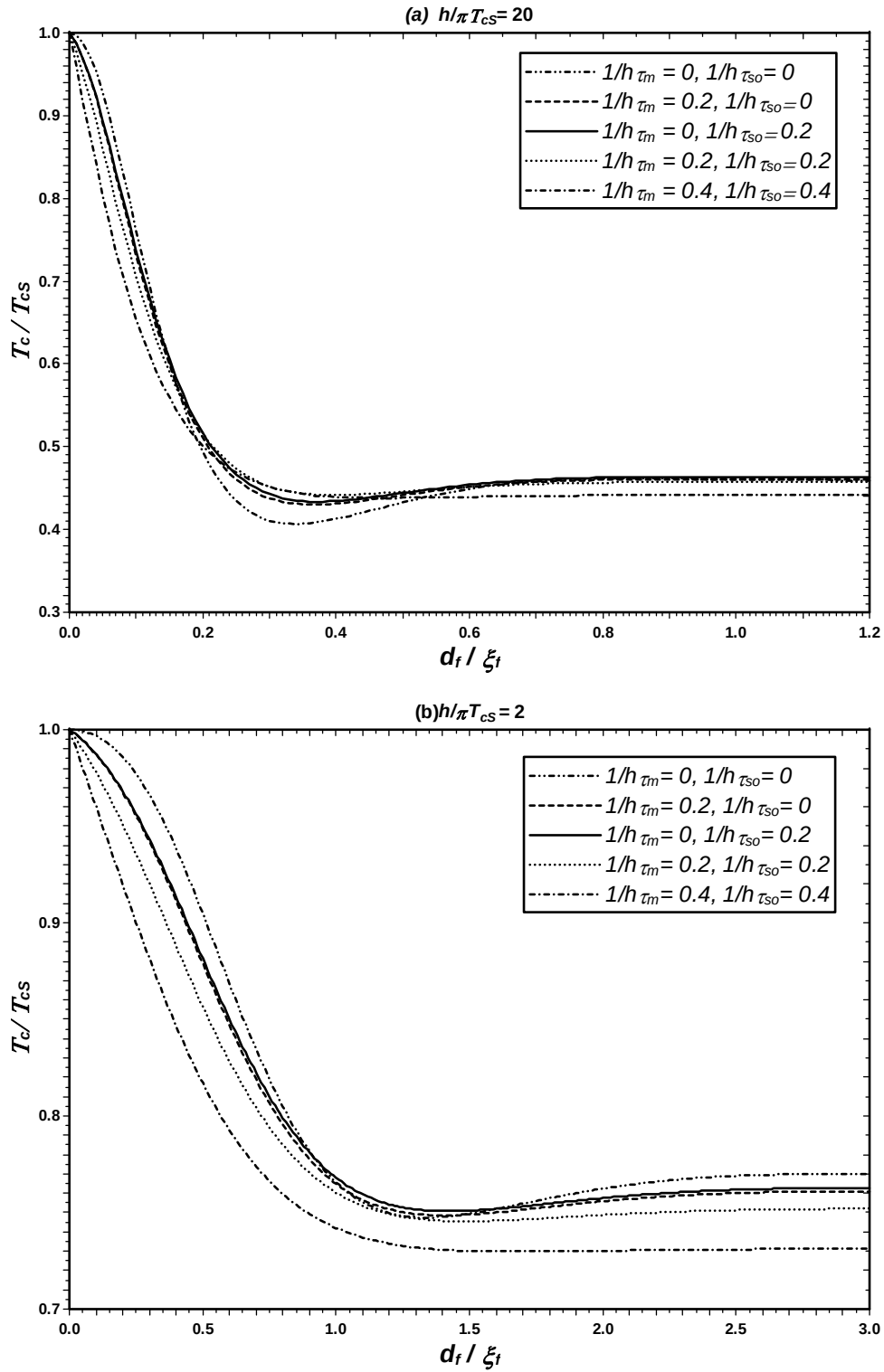
กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงในภาพประกอบ 54 ชี้ให้เห็นการลดลงแบบไม่สม่ำเสมอของ อุณหภูมิวิกฤตเมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) เปลี่ยนแปลง พบว่า (a) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs}=20$) พิจารณาความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) มีค่าเป็นศูนย์ อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงต่ำที่สุดและเพิ่มสูงขึ้นตามความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร จนกระทั่งอุณหภูมิวิกฤตเข้าสู่ค่าคงตัว ประมาณ 0.46 และเมื่อ $1/h\tau_{so}$ เพิ่มค่าขึ้น อุณหภูมิวิกฤตที่ลดต่ำสุดจะเพิ่มค่าสูงขึ้นด้วยตามลำดับ และทุกค่าของ $1/h\tau_{so}$ อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าคงตัวประมาณ 0.46 เมื่อแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนาประมาณ 0.7 ไม่แตกต่างกัน และ (b) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs}=2$) ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) มีค่าเป็นศูนย์ อุณหภูมิวิกฤตจะลดต่ำสุดและเข้าสู่อุณหภูมิวิกฤตที่คงตัวที่มีค่ามากที่สุดตามความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร และเมื่อ $1/h\tau_{so}$ เพิ่มค่าขึ้น อุณหภูมิวิกฤตที่ลดต่ำสุดจะเพิ่มค่าสูงขึ้นและเข้าสู่อุณหภูมิวิกฤตที่คงตัวน้อยลงมาตามลำดับ และผลของสนามแลกเปลี่ยนที่มีค่าน้อยทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงขึ้นและแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนามากขึ้น



ภาพประกอบ 54 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความหนาของแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f/ξ_f) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) เปลี่ยนแปลง (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$)

3. ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน ขณะที่พารามิเตอร์อื่นๆ มีค่าคงตัว ดังนี้คือ $d_s/\xi_s=2, \gamma=0.2, \gamma_b=0.3$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{CS}=20$) และน้อย ($h/\pi T_{CS}=2$) ตามลำดับ

กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 55 ซึ่งให้เห็นการลดลงแบบไม่สม่ำเสมอของอุณหภูมิวิกฤตเมื่อความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน (a) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{CS}=20$) กรณีที่ไม่พิจารณาความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงต่ำที่สุดและสูงขึ้นจนคงตัวค่าหนึ่งตามความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร และเมื่อ $1/h\tau_m$ เพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดมีค่าสูงขึ้นด้วยแต่คงตัวที่อุณหภูมิต่ำกว่าส่วนค่าของ $1/h\tau_{so}$ จะทำให้อุณหภูมิวิกฤตที่คงตัวสูงที่สุด แต่เมื่อพิจารณาทั้ง $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ พร้อมกัน อุณหภูมิวิกฤตที่คงตัวกลับต่ำลงที่สุดและ (b) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{CS}=2$) จะเห็นอย่างชัดเจนว่า $1/h\tau_m$ ทำให้อุณหภูมิวิกฤตที่คงตัวลดต่ำลงและ $1/h\tau_{so}$ ทำให้อุณหภูมิวิกฤตที่คงตัวมีค่าสูงขึ้น และผลของสนามแลกเปลี่ยนที่มีความเข้มน้อยจะทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงขึ้นและแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนามากขึ้น

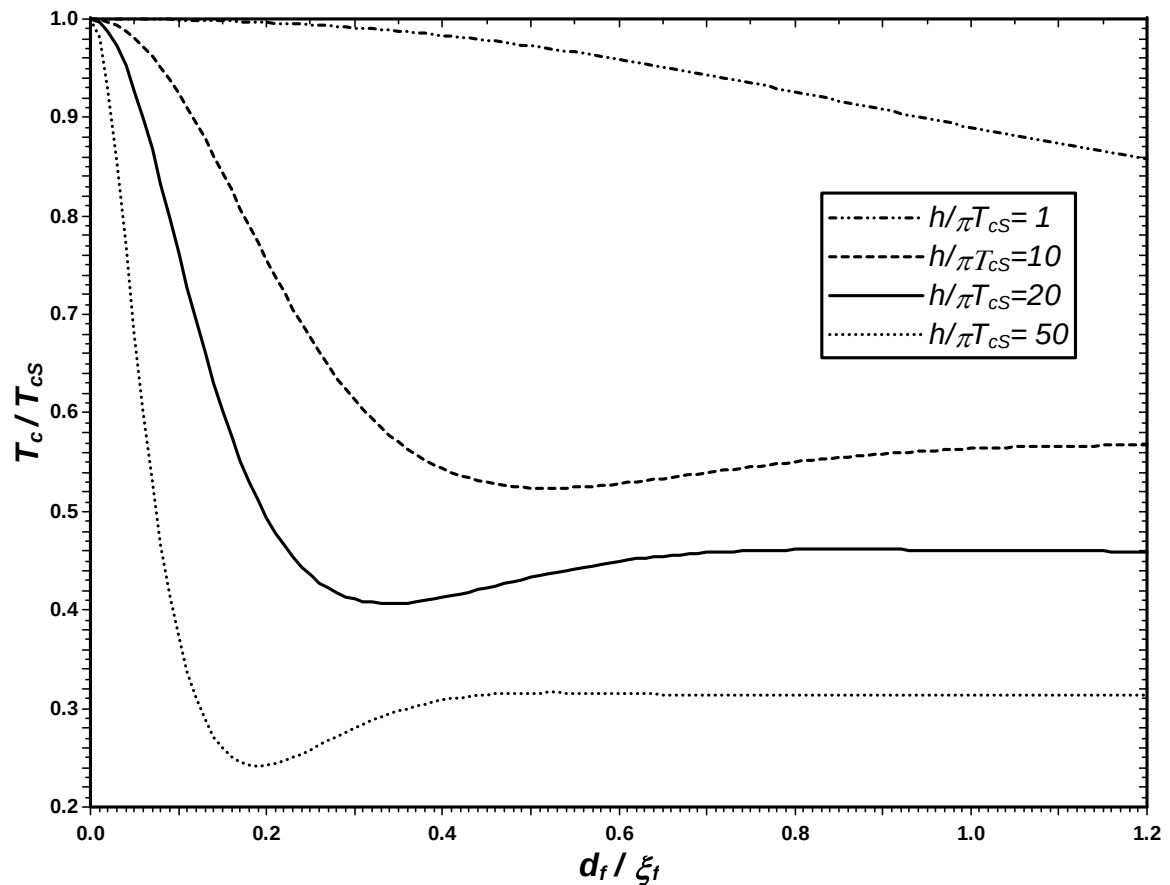


ภาพประกอบ 55 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_f / ξ_f) เมื่อความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) เปลี่ยนแปลง (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$)

4. ความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนแม่เหล็ก ($h/\pi T_{cs}$) มีค่าต่างกัน

ขณะที่พารามิเตอร์อื่น ๆ มีค่าดังนี้ คือ $1/h\tau_m = 0$, $1/h\tau_{so} = 0$, $d_s/\xi_s = 2$, $\gamma_b = 0.3$

และ $\gamma = 0.2$

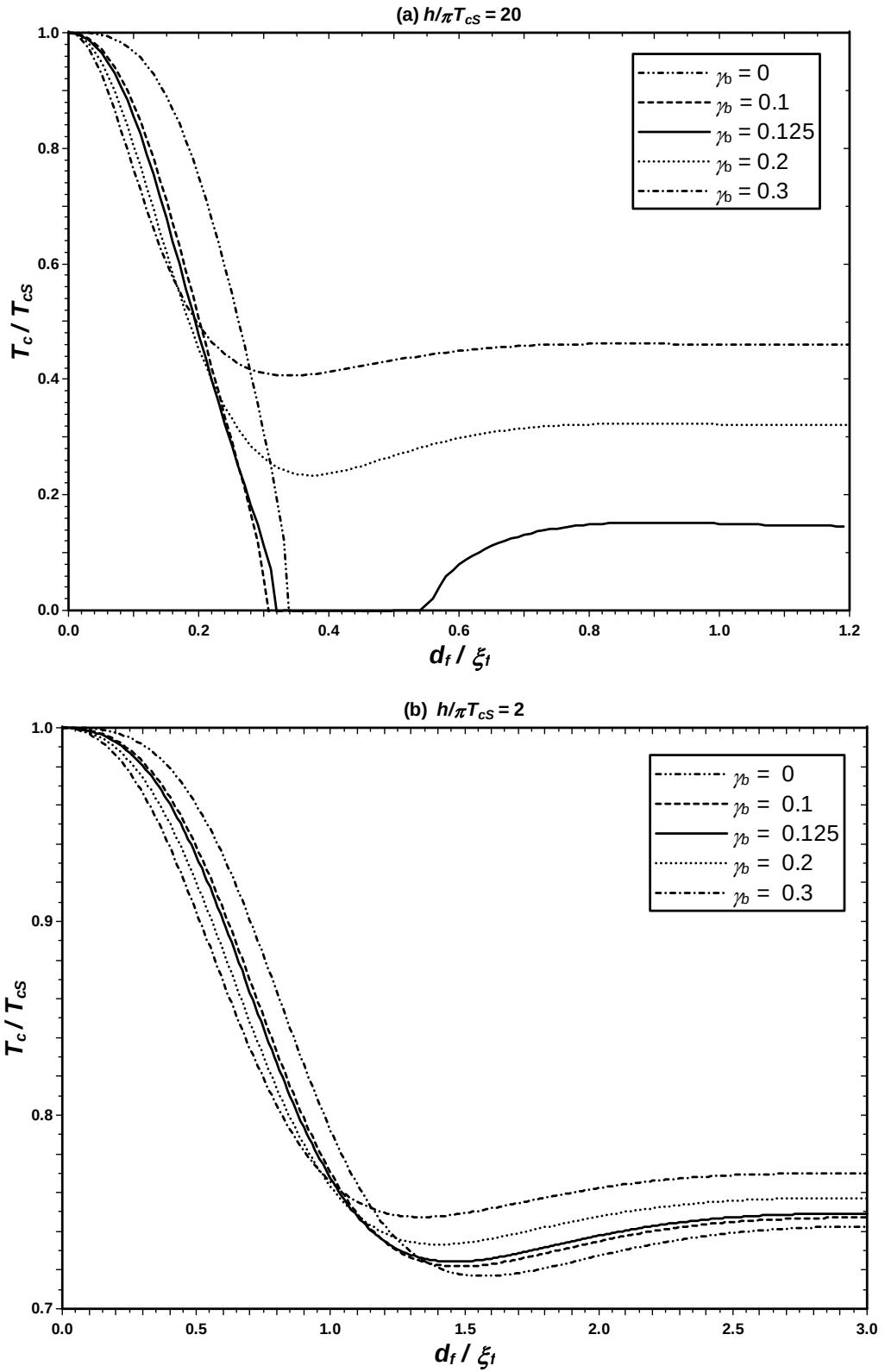


ภาพประกอบ 56 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความหนาของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (d_f/ξ_f) เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนแม่เหล็ก ($h/\pi T_{cs}$) มีค่าต่างกัน

กราฟต่าง ๆ ที่แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 56 ชี้ให้เห็นอย่างชัดเจนว่า เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ ($h/\pi T_{cs}$) มีค่ามากขึ้น อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์ไรต์ จะลดต่ำลง นั่นคือ ความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีอิทธิพลต่ออุณหภูมิวิกฤตของระบบแผ่นประกอบมาก

5. เมื่อค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบ (γ_b) มีค่าต่างกัน ขณะที่พารามิเตอร์อื่น ๆ ค่าดังนี้ คือ $1/h\tau_m = 0$, $1/h\tau_{so} = 0$, $d_s/\xi_s = 2$, $\gamma = 0.2$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) ตามลำดับ

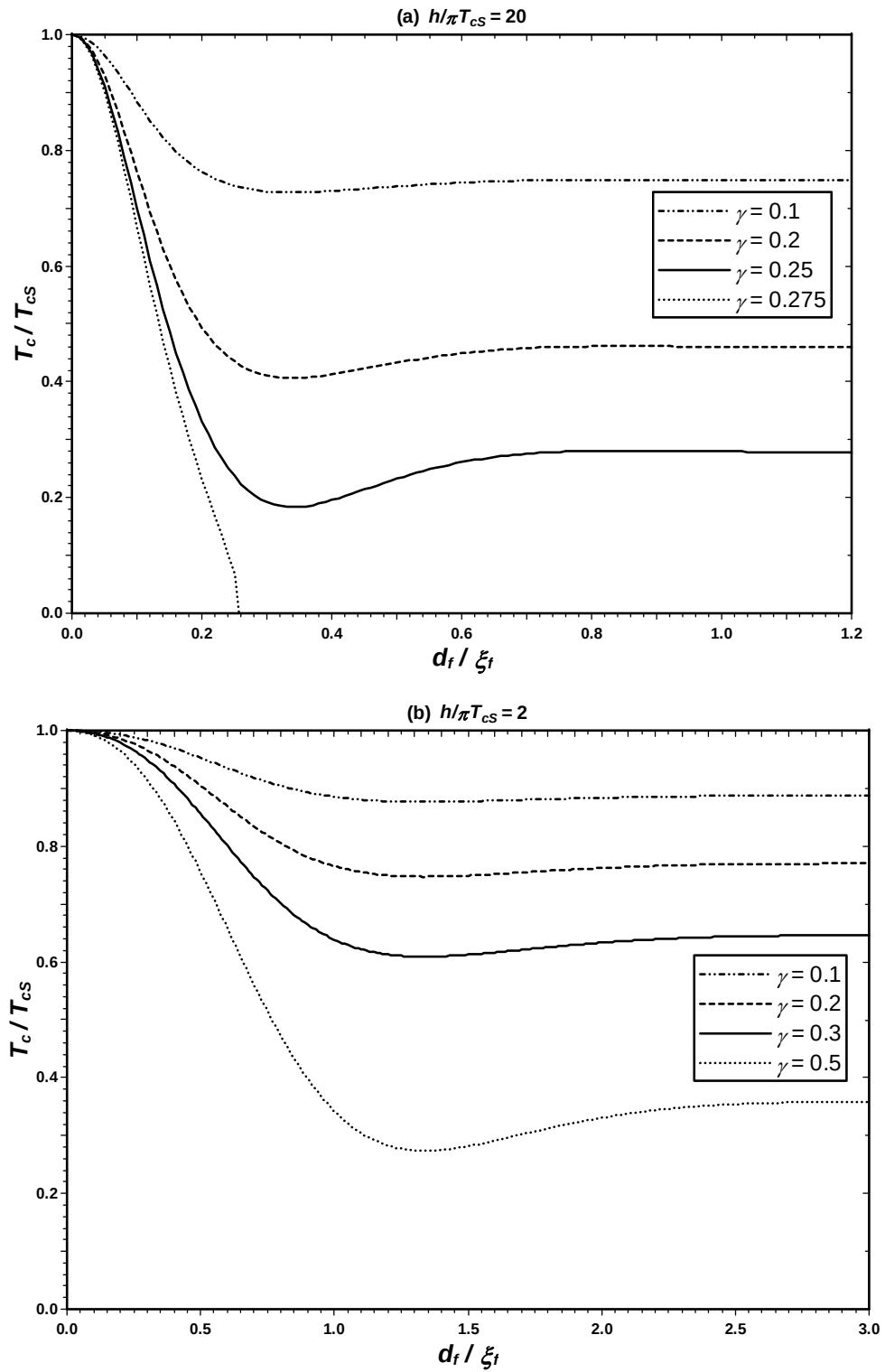
กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 57 เป็นกรณีที่ค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบ (γ_b) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) แสดงให้เห็นว่าเมื่อ γ_b มีค่าเท่ากับ 0 และ 0.1 อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงอย่างรวดเร็วและแผ่นประกบล้วนสภาพความเป็นตัวนำยวดยิ่งเมื่อความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีค่าประมาณ 0.34 และ 0.31 ตามลำดับ แต่สำหรับค่า γ_b เท่ากับ 0.125 มีปรากฏการณ์ย้อนกลับ (re-entrance) เกิดขึ้น กล่าวคือ อุณหภูมิวิกฤตลดลงจนแผ่นประกบล้วนสภาพความเป็นตัวนำยวดยิ่งที่ความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีค่าประมาณ 0.32 และแผ่นประกบได้กลับมาเป็นสภาพนำยวดยิ่งอีกครั้งที่ความหนาของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีค่าประมาณ 0.56 จากนั้นอุณหภูมิวิกฤตก็เริ่มสูงขึ้นจนเข้าสู่ค่าคงตัว ประมาณ 0.14 และเมื่อ γ_b มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 0.3 และ 0.4 อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าสูงขึ้นอย่างชัดเจนจนเข้าสู่ค่าคงตัว ประมาณ 0.32 และ 0.46 ตามลำดับ ซึ่งชี้ให้เห็นว่า γ_b มีอิทธิพลต่ออุณหภูมิวิกฤตของระบบแผ่นประกบมาก และ (b) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนลดลง ($h/\pi T_{cs} = 2$) อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าสูงขึ้นเมื่อ γ_b เพิ่มค่ามากขึ้นตามลำดับ และผลของสนามแลกเปลี่ยนที่มีค่าน้อยทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบมีค่าสูงขึ้นและแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีความหนาเพิ่มขึ้น



ภาพประกอบ 57 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f/ξ_f) เมื่อค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบคู่ (γ_b) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$)

6. เมื่อพารามิเตอร์ที่แสดงความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีเอกซิมิตรีระหว่างแผ่นประกบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเพอร์โร (γ) มีค่าต่างกัน พารามิเตอร์อื่น ๆ มีค่าดังนี้ คือ $1/h\tau_{so} = 0$, $h/\pi T_{cs} = 20$, $d_s/\xi_s = 2$, $\gamma_b = 0.3$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) ตามลำดับ

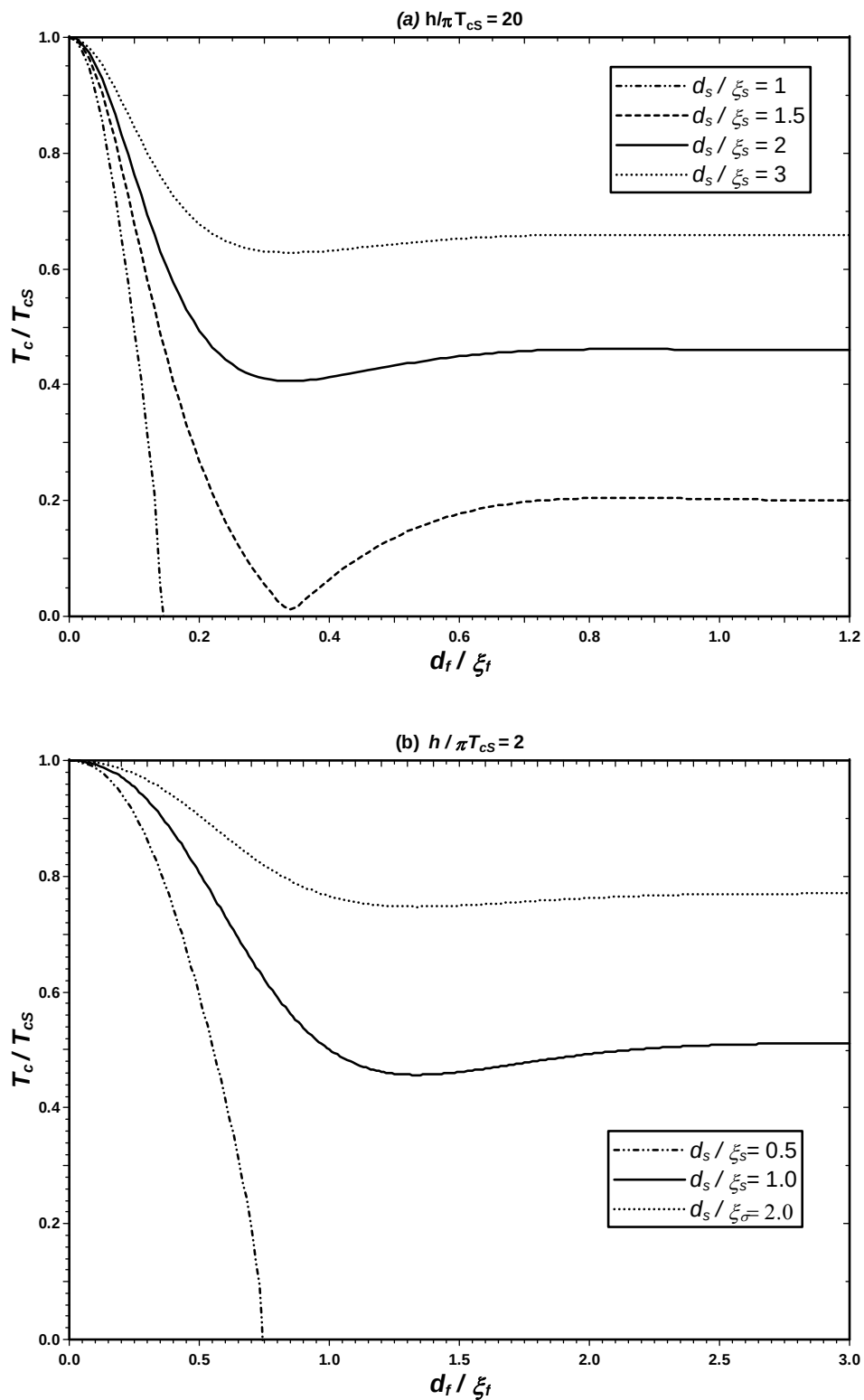
กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 58 เป็นกรณีพารามิเตอร์ที่แสดงความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีเอกซิมิตรีระหว่างแผ่นประกบคู่ตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเพอร์โร (γ) มีค่าต่างกัน กราฟ (a) ชี้ให้เห็นว่าเมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และค่า γ เท่ากับ 0.1 อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงเล็กน้อยและมีค่าคงตัวที่ 0.75 อย่างรวดเร็วเมื่อความหนาของแม่เหล็กเพอร์โรมีค่าประมาณ 0.3 และเมื่อ γ เพิ่มขึ้นเป็น 0.2 และ 0.25 อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงอย่างรวดเร็วและคงตัวที่ 0.46 และ 0.28 เมื่อเหล็กมีความหนาประมาณ 0.6 และ 0.8 ตามลำดับ แต่เมื่อค่า γ เป็น 0.275 เกิดการสิ้นสภาพความเป็นตัวนำยวดยิ่งเมื่อแผ่นเหล็กมีความหนาเพียง 0.26 และ (b) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) พบว่าทุกค่าของ γ จะมีอุณหภูมิวิกฤตและความหนาของแผ่นแม่เหล็กเพอร์โรจะเพิ่มขึ้นอย่างชัดเจนและผลของสนามแลกเปลี่ยนที่มีค่าน้อยทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบมีค่าสูงขึ้น และแผ่นแม่เหล็กเพอร์โรมีความหนามากขึ้น



ภาพประกอบ 58 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f / ξ_f) เมื่อพารามิเตอร์ที่แสดงถึงความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีออกซิมีตีระหว่างแผ่นประกอบคู่ตัวนำยิ่งยวด/แม่เหล็กเฟอร์โร (γ) มีค่าแตกต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h / \pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h / \pi T_{cs} = 2$)

7. เมื่อพารามิเตอร์ที่แสดงความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s) มีค่าต่างกัน พารามิเตอร์อื่น ๆ มีค่าดังนี้ คือ $1/h\tau_{so} = 0$, $1/h\tau_m = 0$, $\gamma = 0.2$, $\gamma_b = 0.3$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{CS} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{CS} = 2$) ตามลำดับ

กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 59 เมื่อพารามิเตอร์ที่แสดงความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s) มีค่าต่างกัน (a) ซึ่งให้เห็นว่าเมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{CS} = 20$) ที่ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s) มีค่าเท่ากับ 1 อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบจะลดลงอย่างรวดเร็วและสิ้นสภาพความนำยวดยิ่งเมื่อแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีความหนาเพียง 0.14 แต่เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีค่าเพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตที่ลดลงจะเข้าสู่ค่าคงตัวที่สูงขึ้นอย่างเด่นชัด ซึ่งแสดงให้เห็นว่าความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีอิทธิพลต่ออุณหภูมิวิกฤตของระบบแผ่นประกอบเป็นอย่างมาก และ (b) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{CS} = 2$) และความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s) บางถึง 0.5 อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบจึงลดลงจนสิ้นสภาพความนำยวดยิ่งเมื่อแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีความหนา 0.75 และเมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 1 และ 2 อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าเพิ่มสูงขึ้นอย่างเด่นชัดตามลำดับ ซึ่งแสดงให้เห็นว่านอกจากความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งที่มีอิทธิพลต่ออุณหภูมิวิกฤตของระบบแผ่นประกอบแล้ว สนามแลกเปลี่ยนที่มีค่าน้อยก็สามารถทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงขึ้นและแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีความหนาเพิ่มขึ้นด้วย

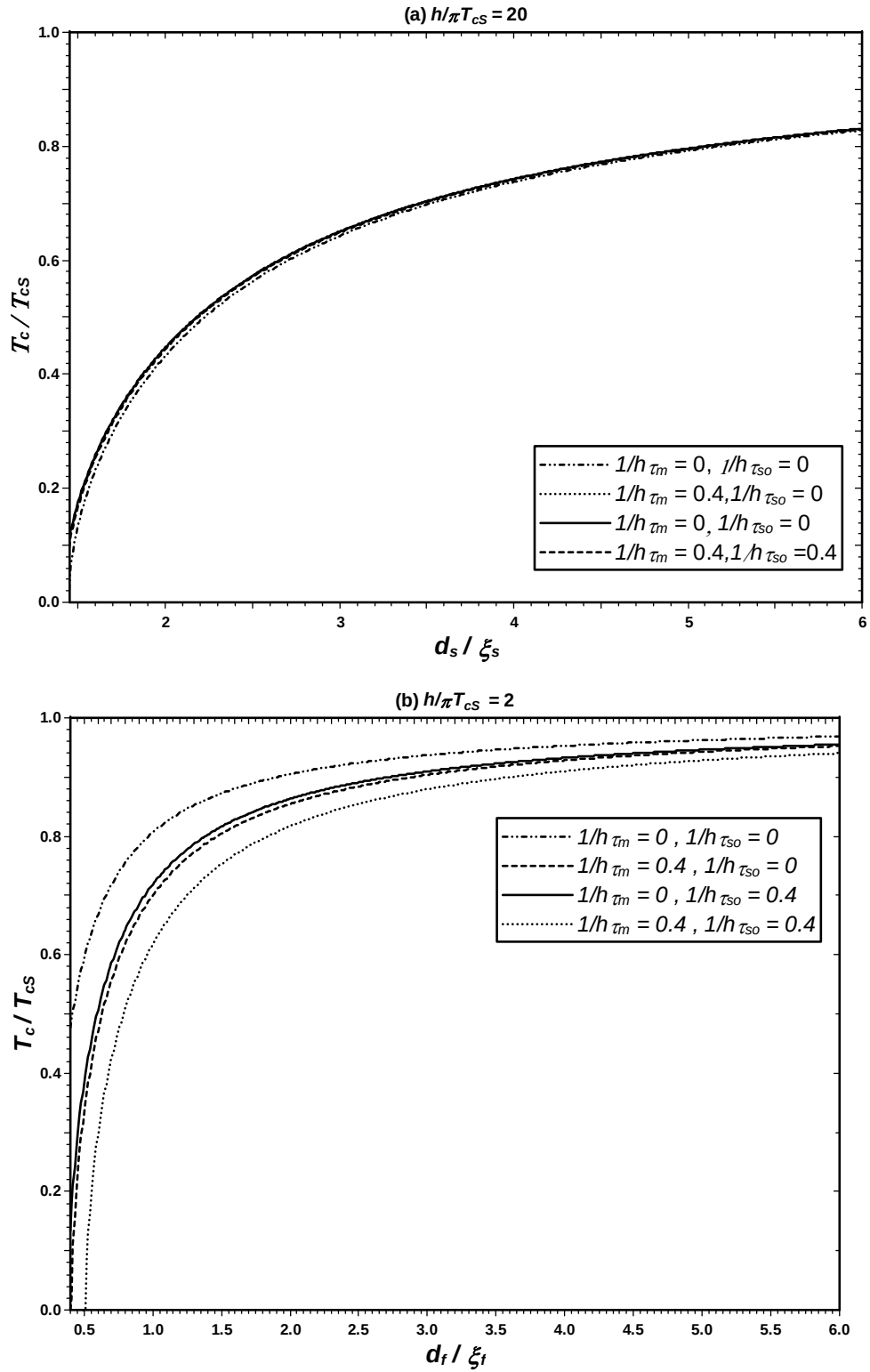


ภาพประกอบ 59 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f/ξ_f) เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำยิ่งยวด (d_s/ξ_s) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs}=20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs}=2$)

4.2 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{cs}$) กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s)

เมื่อกำหนดให้พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน ขณะที่พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ คือ $d_f / \xi_f = 0.5$, $\gamma = 0.2$, $\gamma_b = 0.3$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) ตามลำดับ

กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 60 เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน (a) ที่ให้เห็นว่าเมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าสูง ($h/\pi T_{cs} = 20$) อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงขึ้นตามความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง โดยที่ $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ ไม่ทำให้อุณหภูมิวิกฤตมีความแตกต่างอย่างเห็นได้ชัด และ (b) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ มีค่าเท่ากับศูนย์ และเมื่อเพิ่มพารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ เข้ามาพิจารณา พบว่า $1/h\tau_{so}$ จะทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบสูงกว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_m$ และอุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดเมื่อมีพารามิเตอร์ ทั้งสองพร้อมกัน ผลของสนามแลกเปลี่ยนที่มีค่าน้อยให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงขึ้นและแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีความหนามากขึ้น

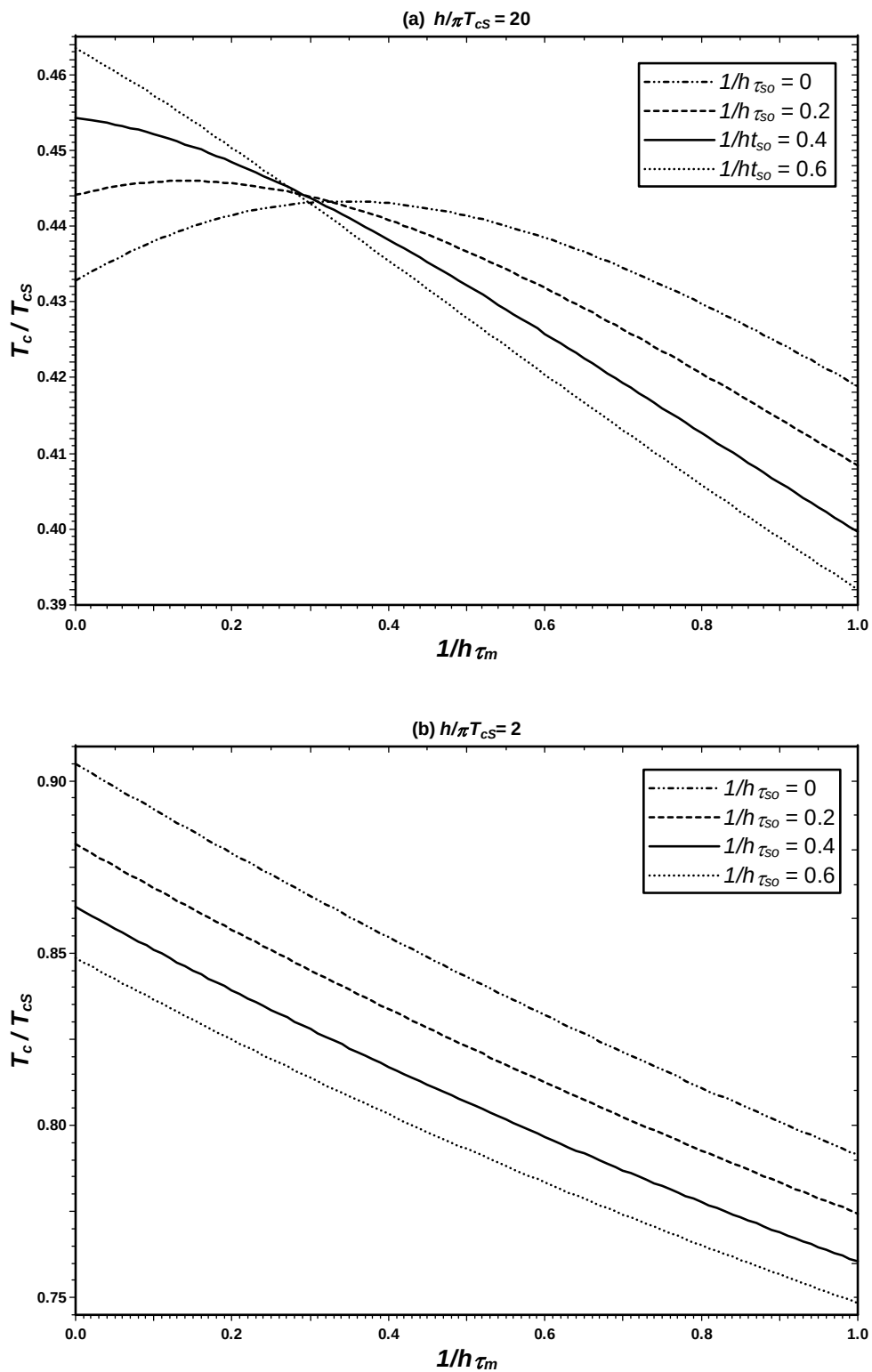


ภาพประกอบ 60 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cS}) กับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s / ξ_s) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cS} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cS} = 2$)

4.3 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{cs}$) กับความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$)

เมื่อกำหนดให้พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน ขณะที่พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ คือ $d_f / \xi_f = 0.5$, $d_s / \xi_s = 2$, $\gamma = 0.2$, $\gamma_b = 0.3$ ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$)

กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 61 เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าต่างกันชี้ให้เห็นว่า (a) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) กราฟเส้นแรก เมื่อ $1/h\tau_{so}$ เท่ากับศูนย์ อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบมีค่าสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าประมาณ 0.4 กราฟเส้นที่สองเมื่อ $1/h\tau_{so} = 0.2$ อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบมีค่าสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าประมาณ 0.15 กราฟเส้นที่ 3 และ 4 เมื่อ $1/h\tau_{so}$ มีค่า 0.4 และ 0.6 อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบมีค่าสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าเป็นศูนย์ และอุณหภูมิวิกฤตสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_{so}$ มีค่าสูงด้วย ส่วนกราฟ (b) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบลดลงอย่างสม่ำเสมอเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าเพิ่มขึ้น และ $1/h\tau_{so}$ มีค่าสูงขึ้นจะให้อุณหภูมิวิกฤตมีค่าต่ำลง

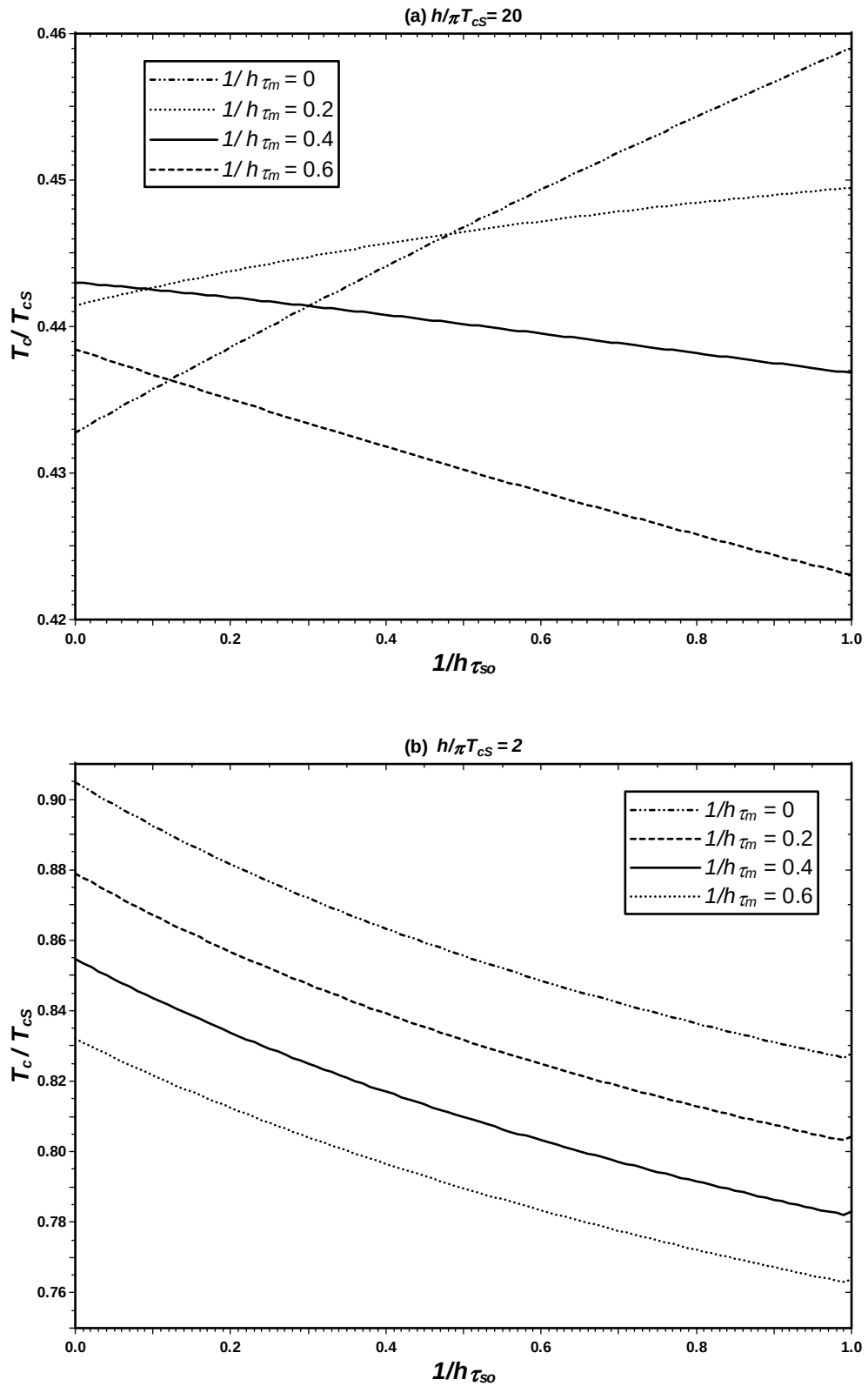


ภาพประกอบ 61 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือ ($1/\tau_m$) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs}=20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs}=2$)

4.4 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{cs}$) กับความถี่ในการกระเจิง โดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$)

เมื่อกำหนดให้พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน ขณะที่พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ คือ $d_f / \xi_f = 0.5$, $d_s / \xi_s = 2$, $\gamma = 0.2$, $\gamma_b = 0.33$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) ตามลำดับ

กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 62 ซึ่งชี้ให้เห็นว่าเมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) ค่า $1/h\tau_m = 0$ และ 0.2 อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างสม่ำเสมอตามค่าของ $1/h\tau_{so}$ แต่เมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 0.4 และ 0.6 อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงอย่างสม่ำเสมอตามค่าของ $1/h\tau_{so}$ และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงอย่างสม่ำเสมอตามค่า $1/h\tau_{so}$ เมื่อ $1/h\tau_m$ ที่มีค่าเพิ่มขึ้น

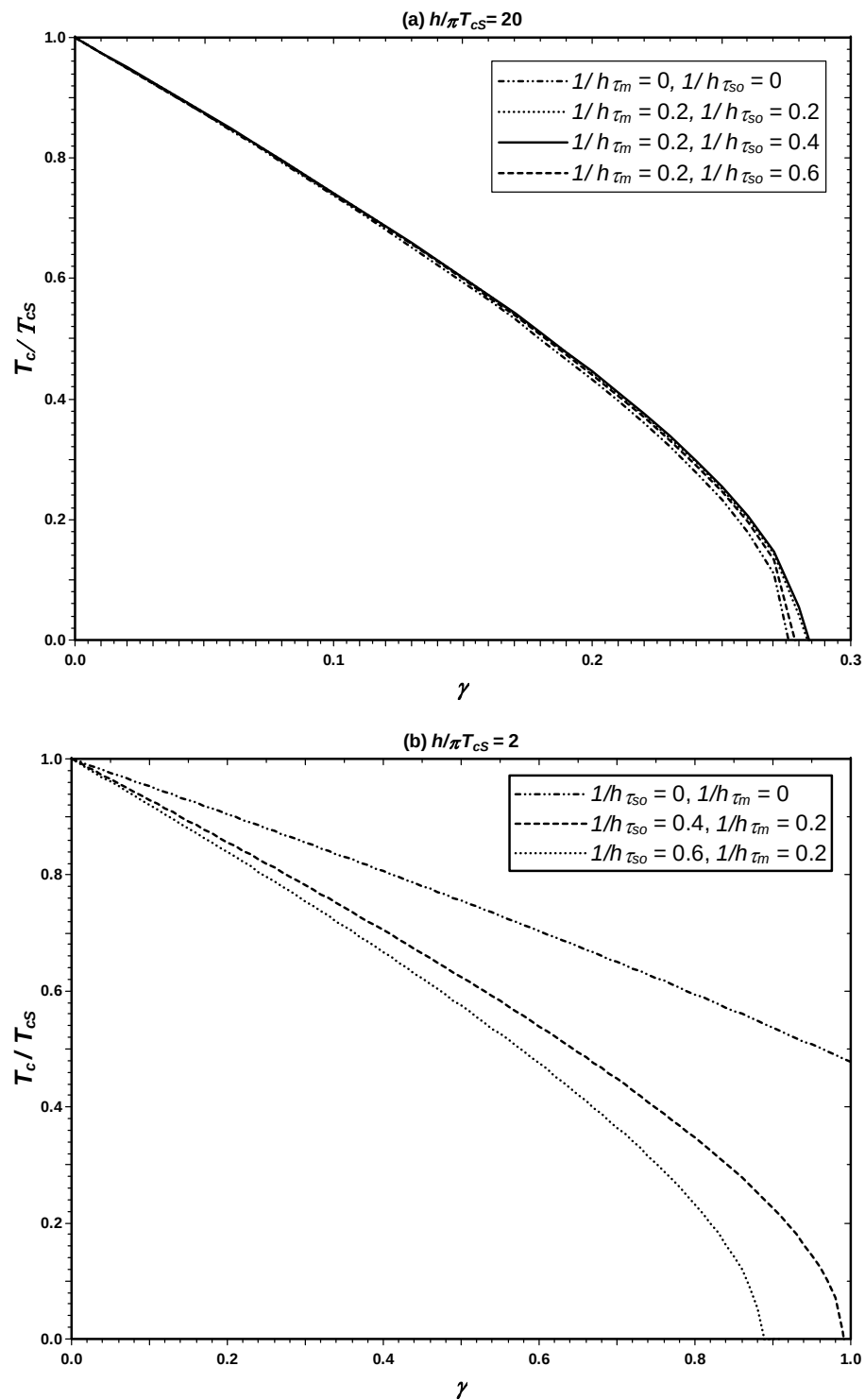


ภาพประกอบ 62 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{cs}) กับความถี่ในการกระเจิงโดย
 อันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) เมื่อความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดย
 สารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก
 ($h/\pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$)

4.5 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{cs}$) กับความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีออกซิเมติระหว่างแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์กับแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (γ)

เมื่อกำหนดให้ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน ส่วนพารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ คือ $d_f / \xi_f = 2$, $d_s / \xi_s = 0.5$, $\gamma_b = 0.3$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) ตามลำดับ

กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 63 เมื่อ (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) แสดงให้เห็นการลดลงของอุณหภูมิวิกฤต เมื่อ γ มีค่าเพิ่มขึ้น และทุกค่าของ $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ ไม่ทำให้อุณหภูมิวิกฤตแตกต่างกันอย่างเด่นชัด และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) ค่าของ $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ ทำให้อุณหภูมิวิกฤตแตกต่างกันอย่างเห็นได้ชัด

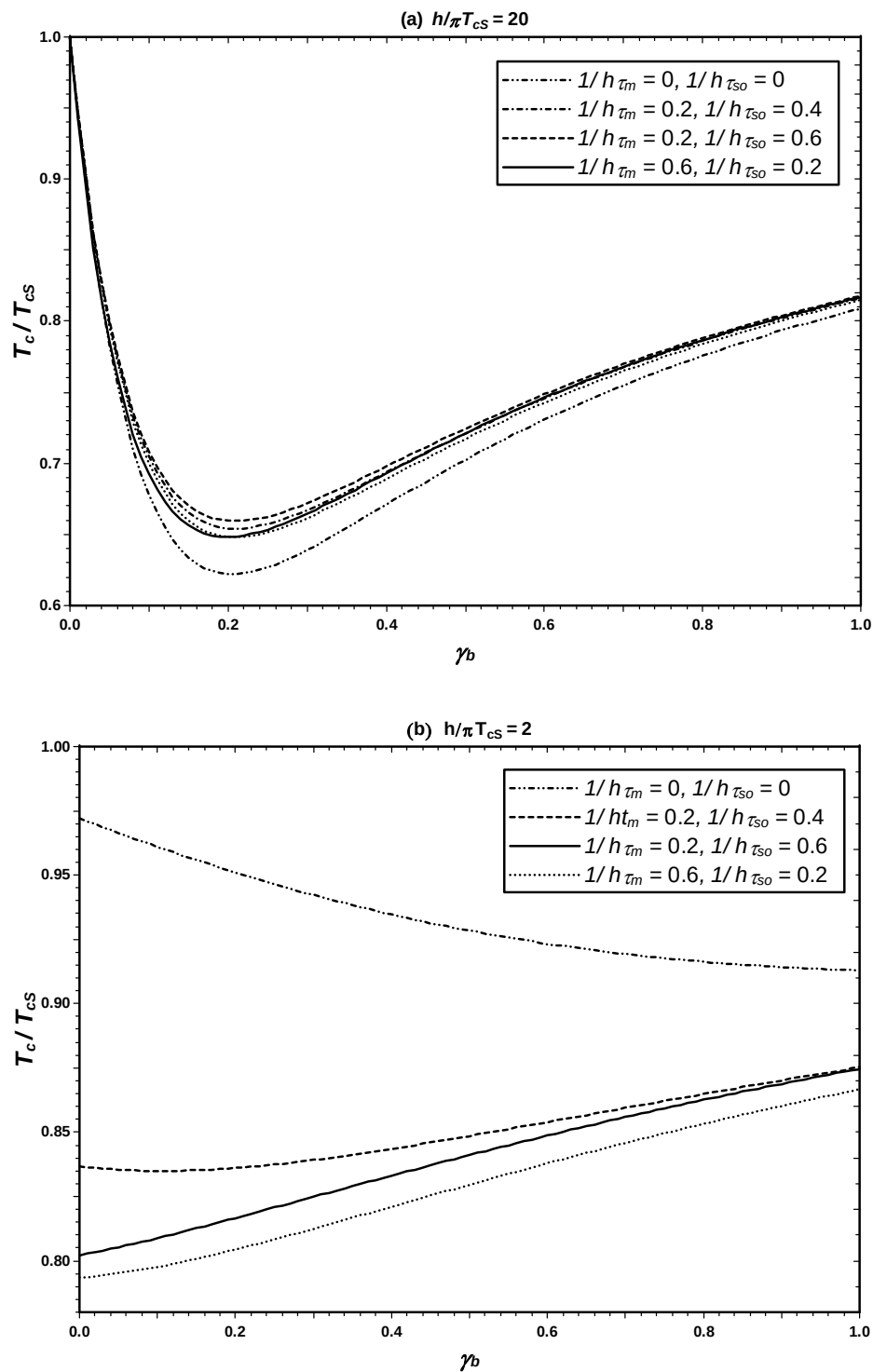


ภาพประกอบ 63 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอักษิมิตีระหว่างแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์กับแผ่นตัวนำยิ่งยวด (γ) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_m$) ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_{so}$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$)

4.6 ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิ ($t = T_c / T_{cs}$) กับค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบ (γ_b)

ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน และกำหนดให้พารามิเตอร์ต่าง ๆ มีค่าดังนี้ คือ $d_f / \xi_f = 0.5$, $d_s / \xi_s = 2$, $\gamma = 0.2$ และความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) ตามลำดับ

กราฟต่าง ๆ ที่ได้แสดงให้เห็นในภาพประกอบ 64 (a) เมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) ซึ่งเห็นว่าอุณหภูมิวิกฤตลดลงต่ำสุดเมื่อ $\gamma_b = 0.2$ และจะมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อ γ_b มีค่าตั้งแต่ 0.2 ขึ้นไป และค่าอุณหภูมิวิกฤตสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_m = 0.2$ และ $1/h\tau_{so} = 0.6$ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$) การเพิ่มค่าของ $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ ทำให้อุณหภูมิวิกฤตลดลง

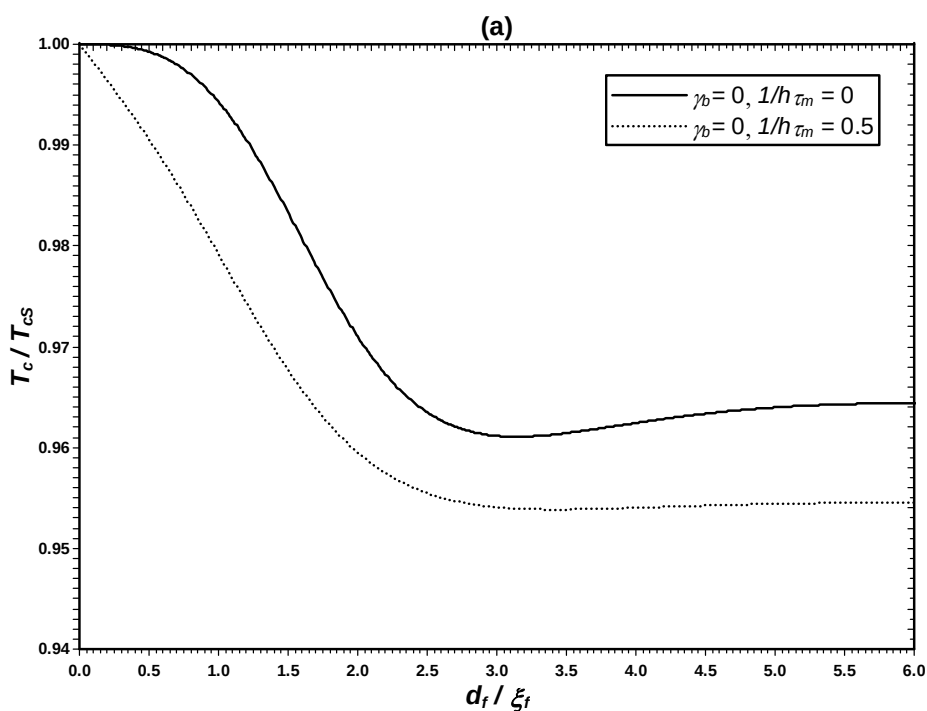


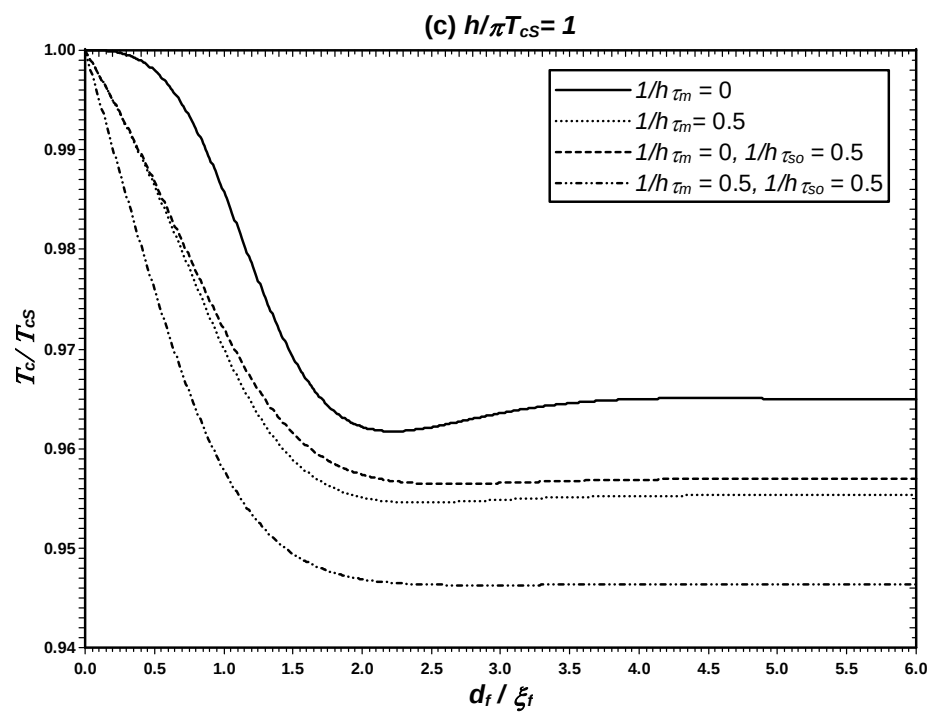
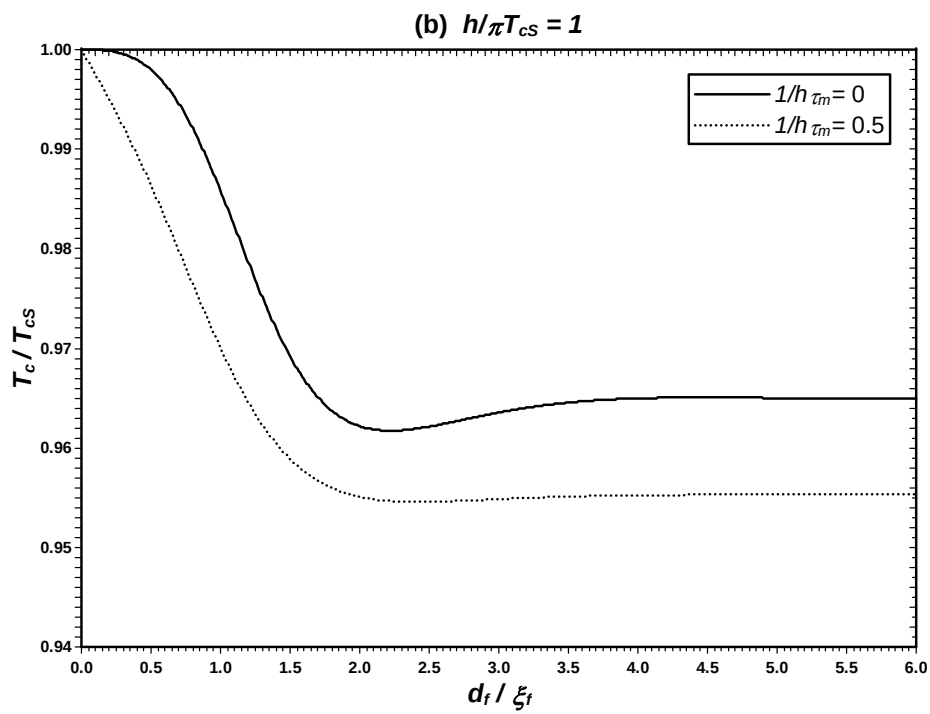
ภาพประกอบ 64 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบคู่ระหว่างแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์กับแผ่นตัวนำยิ่งยวด (γ_b) เมื่อความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) และความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าต่างกัน (a) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ($h/\pi T_{cs} = 20$) และ (b) ความเข้มของสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ($h/\pi T_{cs} = 2$)

4.7 เปรียบเทียบผลการวิจัยที่ได้กับผลการวิจัยของฟาวเรและคณะ

(Fauré, M.; et al. (2006). p. 8)

จากการวิจัยเพื่อหาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โรที่ขึ้นกับการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอน โดยฟาวเรและคณะ แสดงดังภาพประกอบ 65 (a) ผลจากการวิจัยของฟาวเรและคณะ (b) ผลการวิจัยที่ได้เมื่อปรับเปลี่ยนค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ ให้สอดคล้องกับผลการวิจัยของฟาวเรและคณะ และ (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$)

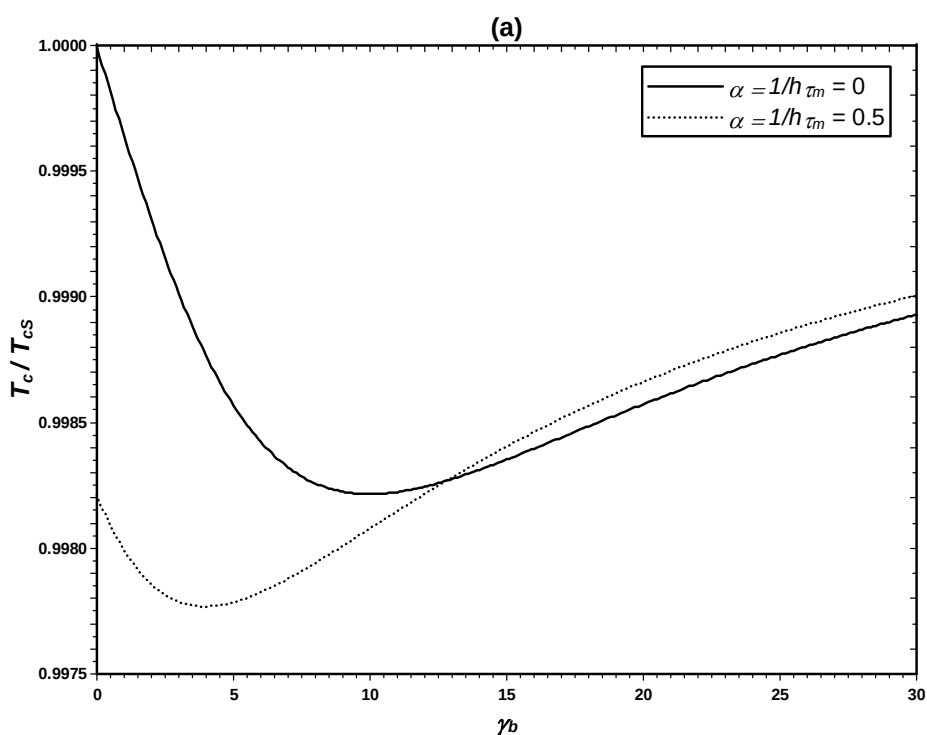


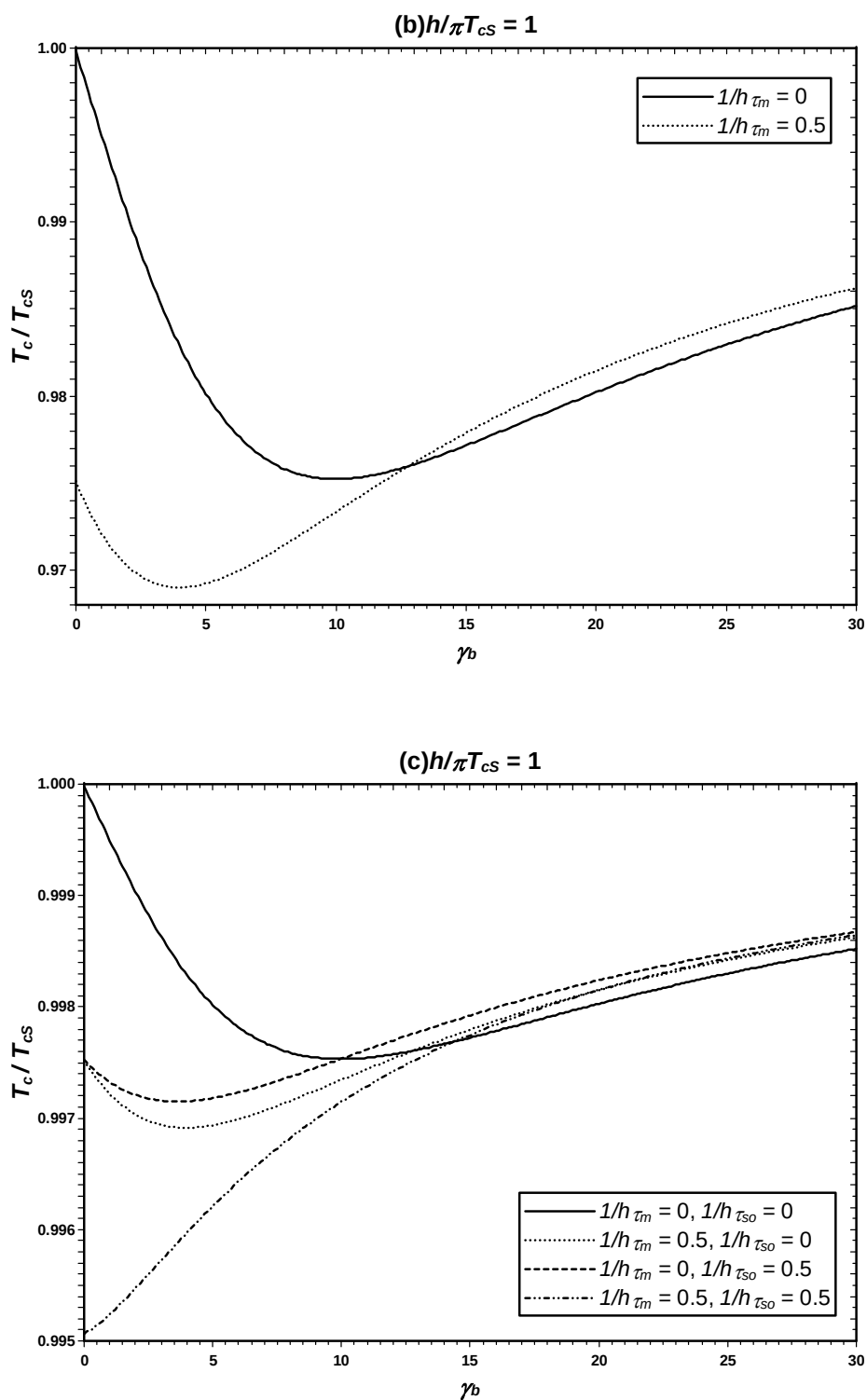


ภาพประกอบ 65 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cS}) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (a) จากงานวิจัยของฟาวเรและคณะ (b) จากงานวิจัยนี้ (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$)

จากภาพประกอบ 65 (a) เป็นผลที่ได้จากงานวิจัยของฟาวเรและคณะ ค่า $\gamma_b = 0$ และ $\alpha = 1/h\tau_m = 0$ และ 0.5 ตามลำดับ เปรียบเทียบกับผลจากงานวิจัยที่ได้ (b) เมื่อปรับเปลี่ยนพารามิเตอร์ต่าง ๆ ให้สอดคล้องกับงานวิจัยของฟาวเรและคณะ คือ $\gamma_b = 0$, $\gamma = 0.06$, $d_s/\xi_s = 3$, $h/\pi T_{cs} = 1$, $1/h\tau_{so} = 0$ และ $1/h\tau_m = 0$ และ 0.5 ตามลำดับ พบว่าผลการวิจัยทั้งสองให้ค่าอุณหภูมิวิกฤตและลักษณะของเส้นกราฟใกล้เคียงกัน โดยความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรแตกต่างกันไม่มาก อาจกล่าวได้ว่างานวิจัยของฟาวเรสอดคล้องกับงานวิจัยนี้ในกรณีที่สนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อยมาก ความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอซิมีตีมีค่าน้อย ๆ และแผ่นตัวนำยวดยิ่งหนามาก และ (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) ลงในงานวิจัยของเราพบว่าอุณหภูมิวิกฤตลดต่ำลง แต่ก็สูงกว่ากรณีที่มีเพียง $1/h\tau_m$ และเมื่อเพิ่มทั้ง $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ พบว่าอุณหภูมิวิกฤตจะลดต่ำลง

เมื่อศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบ (γ_b) จากภาพประกอบ 66 (a) เป็นผลที่ได้จากงานวิจัยของฟาวเรและคณะ ค่า $\alpha = 1/h\tau_m = 0$ และ 0.5 ตามลำดับ เปรียบเทียบกับ (b) ผลงานวิจัยที่ปรับค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ ให้สอดคล้องกับงานวิจัยของฟาวเรและคณะ และ (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$)





ภาพประกอบ 66 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c/T_{cs}) กับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกบคู่ (γ_b) (a) จากงานวิจัยของฟาวเรและคณะ (b) จากงานวิจัยที่ได้ (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$)

จากภาพประกอบ 66 (a) เป็นผลที่ได้จากงานวิจัยของฟาวเรและคณะ ค่า $\alpha = 1/h\tau_m = 0$ และ 0.5 ตามลำดับ เปรียบเทียบกับผลจากงานวิจัยที่ได้ (b) เมื่อปรับเปลี่ยนพารามิเตอร์ต่าง ๆ ให้สอดคล้องกับงานวิจัยของฟาวเรและคณะ คือ $\gamma = 0.06$, $d_s/\xi_s = 3$, $h/\pi T_{cs} = 1$, $1/h\tau_{so} = 0$ และ $1/h\tau_m = 0$ และ 0.5 ตามลำดับ พบว่าผลการวิจัยทั้งสองมีลักษณะของเส้นกราฟใกล้เคียงกัน โดยที่อุณหภูมิวิกฤตในที่นี้มีค่าต่ำกว่าเล็กน้อย จึงกล่าวได้ว่างานวิจัยของฟาวเรสอดคล้องกับงานวิจัยนี้ในกรณีที่สนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ๆ ความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอักษิมิตีมีค่าน้อย และแผ่นตัวนำวดยิ่งหนามาก และ (c) เมื่อเพิ่มความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) ลงในงานวิจัย พบว่าอุณหภูมิวิกฤตลดลงอีก แต่สูงกว่ากรณีที่มีเพียง $1/h\tau_m$ และเมื่อเพิ่มทั้ง $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ อุณหภูมิวิกฤตกลับเพิ่มสูงขึ้นตามขนาดของ γ_b

บทที่ 5

สรุป อภิปรายผลวิจัย และข้อเสนอแนะ

งานวิจัยนี้ ได้คำนวณหาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ที่ประกอบด้วยตัวนำยวดยิ่ง (S) กับแม่เหล็กเฟอร์โร (F) เมื่อพิจารณาการกระเจิงของอิเล็กตรอนที่ขึ้นกับอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ผลของการคำนวณ ได้สมการ (4.1) ซึ่งเป็นสมการที่ใช้หาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ โดยพารามิเตอร์ต่าง ๆ ที่เกี่ยวข้องได้ปรากฏในสมการ (4.2) และ (4.3) สมการเหล่านี้ได้แสดงให้เห็นความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต (T_c / T_{CS}) กับพารามิเตอร์ต่าง ๆ เช่น ความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f) สนามแลกเปลี่ยนของแม่เหล็กเฟอร์โร (h) ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s) ความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบ (γ_b) ความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอ็อกซิมีตีระหว่างแผ่นตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์โร (γ) ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) โดยนำเสนอเป็นกราฟความสัมพันธ์ดังแสดงในบทที่ 4

สรุปผลการวิจัย

1. กรณีศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{CS}$) กับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร (d_f / ξ_f) ซึ่งขึ้นกับพารามิเตอร์ข้างต้น ได้แยกย่อยออกเป็นกรณีต่าง ๆ คือ

1.1 ศึกษาอิทธิพลของความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) ที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ดังแสดงในภาพประกอบ 53 (a) พบว่าเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าน้อย จะทำให้อุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดมีค่าน้อยลงและเมื่อความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรเพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตกลับเพิ่มสูงขึ้นจนเข้าสู่ค่าอุณหภูมิวิกฤตคงตัวที่ความหนาค่าหนึ่งของแม่เหล็กเฟอร์โร แต่เมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าสูงขึ้น อุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดจะมีค่าสูงขึ้นด้วยและเข้าสู่ค่าคงตัวที่ต่ำกว่าและความหนาของแม่เหล็กเฟอร์โรน้อยกว่ากรณีแรก ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 53 (b) จะเห็นชัดเจนว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่จะลดลงเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าสูงขึ้น

1.2 ศึกษาอิทธิพลของความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) ที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ดังแสดงในภาพประกอบ 54 (a) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดของแผ่นประกอบคู่ขึ้นกับ $1/h\tau_{so}$ กล่าวคือ เมื่อ $1/h\tau_{so}$ มีค่าน้อย อุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดของแผ่นประกอบคู่จะมีค่าน้อยด้วย แต่ทุกค่าของ $1/h\tau_{so}$ จะให้

อุณหภูมิวิกฤตคงตัวที่มีค่าไม่แตกต่างกัน ณ ความหนาเดียวกันของแม่เหล็กเฟอร์โร ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนที่มีค่าน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 54 (b) จะเห็นชัดเจนว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบจะลดลงเมื่อ $1/h\tau_{so}$ มีค่าสูงขึ้น

1.3 ศึกษาอิทธิพลของความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) ที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ดังแสดงในภาพประกอบ 55 (a) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดของแผ่นประกอบคู่ขึ้นกับ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ กล่าวคือ เมื่อ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ มีค่าน้อย อุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดของแผ่นประกอบคู่จะมีค่าน้อยด้วย และถ้า $1/h\tau_{so}$ เพิ่มขึ้นจะให้ อุณหภูมิวิกฤตคงตัวมีค่าสูงขึ้นด้วย แต่ถ้า $1/h\tau_m$ เพิ่มขึ้นจะให้อุณหภูมิวิกฤตคงตัวมีค่าลดลง ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 55 (b) พบว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ จะทำให้อุณหภูมิวิกฤตลดลงกว่าเดิม แต่อันตรกิริยา $1/h\tau_{so}$ ตามปกติให้อุณหภูมิวิกฤตสูงกว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_m$

1.4 ศึกษาอิทธิพลของความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนแม่เหล็ก (h/T_{cs}) ที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ ดังแสดงในภาพประกอบ 56 พบว่าชี้ให้เห็นว่าเมื่อ $h/\pi T_{cs}$ มีค่าสูงขึ้น อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบจะมีค่าลดต่ำลงอย่างเห็นได้ชัด

1.5 ศึกษาอิทธิพลของค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบ (γ_b) ที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ดังแสดงในภาพประกอบ 57 (a) พบว่าที่ค่าความโปร่งใสต่ำ เช่นที่ $\gamma_b = 0$ หรือ 0.1 อุณหภูมิวิกฤตจะลดลงอย่างรวดเร็วและทำให้แผ่นประกอบสิ้นสภาพความนำวยวดยิ่งอย่างสิ้นเชิงเมื่อแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนาน้อย และเมื่อ γ_b มีค่า 0.125 จะเกิดปรากฏการณ์พิเศษที่เรียกว่าปรากฏการณ์ย้อนกลับขึ้น กล่าวคือที่ความโปร่งใสค่านี้นสภาพความนำวยวดยิ่งได้สิ้นสุดลงที่ความหนาของแม่เหล็กเฟอร์โรเท่ากับ 0.32 และระบบกลับมามีสภาพนำวยวดยิ่งอีกครั้งเมื่อแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนา 0.56 ก่อนที่อุณหภูมิวิกฤตลดทอนจะมีค่าคงตัวที่ 0.14 และเมื่อ γ_b มีค่าเพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตก็จะมีค่าสูงขึ้นเรื่อย ๆ ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ดังแสดงในภาพ ประกอบ 57 (b) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตสูงขึ้นเมื่อความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างชัดเจน

1.6 ศึกษาอิทธิพลของพารามิเตอร์ที่แสดงความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอซีมิตี (γ) ที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ดังแสดงในภาพประกอบ 58 (a) พบว่าค่า γ น้อย อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าสูง และจะลดลงเมื่อ γ มีค่ามาก แสดงดังภาพ เมื่อ γ มีค่าเป็น 0.275 และ 0.3 แผ่นประกอบจะสิ้นสภาพความนำวยวดยิ่งลงอย่างรวดเร็วเมื่อแผ่น

แม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนาลดลงเป็น 0.26 และ 0.21 ตามลำดับ ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 58 (b) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบสูงขึ้น แผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรหนา มากขึ้นเมื่อความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอ็อกซิมีตีมีค่าน้อยลง

1.7 ศึกษาอิทธิพลของความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s) ที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของ แผ่นประกอบคู่ เมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ดังแสดงในภาพประกอบ 59 (a) พบว่า อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ขึ้นกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง กล่าวคือ เมื่อ d_s / ξ_s มีความ หนาเป็น 1 อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่จะลดลงอย่างรวดเร็วจนถึงสภาพความนำยวดยิ่งเมื่อ แผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรหนาเพียง 0.14 และเมื่อ d_s / ξ_s มีค่าเพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตที่ลดลงจะเข้าสู่ค่าคง ตัวที่สูงขึ้นตามลำดับ ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 59 (b) d_s / ξ_s บางถึง 0.5 อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่จึงลดลงอย่างรวดเร็วจนถึงสภาพความนำยวดยิ่งเมื่อ แผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรหนาถึง 0.75 และเมื่อ d_s / ξ_s มีค่าเพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตเพิ่มสูงขึ้นและแผ่น แม่เหล็กเฟอร์โรหนามากขึ้นอย่างเด่นชัด

2. กรณีศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{cs}$) กับความหนาของแผ่น ตัวนำยวดยิ่ง (d_s) เมื่อให้ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) และ ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) เปลี่ยนแปลงค่า เมื่อความเข้ม ของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก แสดงดังภาพประกอบ 60 (a) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ ขึ้นกับความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง โดย $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ ไม่ทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่น ประกอบคู่เกิดความแตกต่างกัน ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีความเข้มน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 60 (b) เห็นชัดเจนว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ จะทำให้มีอุณหภูมิวิกฤตลดลงกว่าเดิม แต่ พารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ ให้อุณหภูมิวิกฤตสูงกว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_m$

3. กรณีศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{cs}$) กับความถี่ในการกระเจิง ของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) เมื่อให้ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่าง สปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าเปลี่ยนแปลง กรณีความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก แสดงดังภาพ ประกอบ 61 (a) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบมีค่าสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าเท่ากับศูนย์ และ $1/h\tau_{so}$ มีค่า 0.6 และเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าเพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่จะมีค่าลดลง สำหรับ ค่า $1/h\tau_{so}$ อื่น ๆ เช่น 0, 0.2 และ 0.4 จะได้ค่าอุณหภูมิวิกฤตลดทอนสูงสุดเมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าประมาณ 0.4, 0.22 และ 0.16 และถ้า $1/h\tau_m$ มีค่ามากกว่าค่าข้างต้น อุณหภูมิวิกฤตลดทอนจะลดลงอย่าง เด่นชัด ตามลำดับ ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีความเข้มน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 61 (b) พบว่าเมื่อ $1/h\tau_{so}$ เพิ่มค่าขึ้น อุณหภูมิวิกฤตลดลงเล็กน้อย และการลดลงของอุณหภูมิเป็นแบบ

สม่ำเสมอตามค่า $1/h\tau_m$

4. กรณีศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{CS}$) กับความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) เมื่อให้ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) มีค่าเปลี่ยนแปลง กรณีความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมาก แสดงดังภาพประกอบ 62 (a) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่มีค่าเพิ่มขึ้นอย่างสม่ำเสมอขึ้นกับ $1/h\tau_{so}$ เมื่อ $1/h\tau_m$ มีค่าเท่ากับ 0 สำหรับค่า $1/h\tau_m$ เท่ากับ 0.2 อัตราการเปลี่ยนแปลงของอุณหภูมิวิกฤตมีค่าลดลง และเมื่อ $1/h\tau_m$ เท่ากับ 0.4 และ 0.6 อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่มีค่าลดลงอย่างสม่ำเสมอ ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อยดังแสดงในภาพประกอบ 62 (b) พบว่าเมื่อ $1/h\tau_m$ เพิ่มขึ้น อุณหภูมิวิกฤตลดลงมาก และการลดลงของอุณหภูมิเป็นแบบสม่ำเสมอตามค่า $1/h\tau_{so}$

5. กรณีศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{CS}$) กับความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอักษิมิตีระหว่างแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์กับแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (γ) เมื่อให้ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าเปลี่ยนแปลง กรณีความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมากแสดงดังภาพประกอบ 63 (a) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่มีค่าลดลงเมื่อ γ เพิ่มขึ้น โดย $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ ทำให้อุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่มีความแตกต่างกัน้อยมาก ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 63 (b) พบว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ จะทำให้อุณหภูมิวิกฤตลดลงเร็วกว่าเดิม และพารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ ที่เพิ่มขึ้นทำให้อุณหภูมิวิกฤตต่ำลง

6. กรณีศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤต ($t = T_c / T_{CS}$) กับค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบ (γ_b) เมื่อให้ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) มีค่าเปลี่ยนแปลง แสดงกรณีความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ดังภาพประกอบ 64 (a) พบว่าอุณหภูมิวิกฤตมีค่าต่ำสุดเมื่อ $1/h\tau_m$ และ $1/h\tau_{so}$ มีค่าเท่ากับศูนย์และอุณหภูมิวิกฤตมีค่าสูงขึ้นเมื่อ $1/h\tau_{so}$ มีค่ามากขึ้น ส่วนกรณีที่สนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ดังแสดงในภาพประกอบ 64 (b) พารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ จะทำให้อุณหภูมิวิกฤตลดลงต่ำกว่าเดิม แต่พารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ ให้อุณหภูมิวิกฤตสูงกว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_m$

7. เมื่อเปรียบเทียบผลการวิจัยที่ได้กับผลการวิจัยของฟาวเรและคณะ (Fauré ; et al. (2006): p.1-8) พบว่า เมื่อเราปรับพารามิเตอร์ต่าง ๆ ของเรา คือ ลดความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนให้น้อยลง ($h/\pi T_{CS} = 1$) และกำหนดความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีอักษิมิตีให้ลดน้อยลง ($\gamma=0.06$) และเพิ่มขนาดของแผ่นตัวนำยวดยิ่งให้หนามากขึ้น ($d_s/\xi_s=3$) วิจัยที่ได้สอดคล้องกับ

งานวิจัยของฟาวเรและคณะเป็นอย่างดี และเมื่อเพิ่มพารามิเตอร์ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/\tau_{so}$) อุณหภูมิวิกฤตจะลดต่ำกว่าเดิม แต่สูงกว่ากรณีที่มีเฉพาะพารามิเตอร์ความถี่ในการกระเจิงของอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/\tau_m$) และอุณหภูมิวิกฤตจะลดต่ำลงที่สุดเมื่อแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีความถี่ทั้งสองพร้อมกัน

อภิปรายผลการวิจัย

จากที่ได้ศึกษาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกอบคู่ที่ประกอบด้วยตัวนำยวดยิ่ง / แม่เหล็กเฟอร์ไรต์ เมื่อมีการกระเจิงของอิเล็กตรอนที่ขึ้นกับอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร พบว่า อุณหภูมิวิกฤตลดลงแบบไม่สม่ำเสมอเมื่อความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีค่าเพิ่มขึ้น และเมื่อนำพารามิเตอร์ต่าง ๆ มาพิจารณาร่วม พบว่าเมื่อความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่ามาก ความถี่ในการกระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินกับวงโคจร ($1/h\tau_{so}$) มีค่าเพิ่ม อุณหภูมิที่ลดต่ำสุดของแผ่นประกอบคู่มีค่าสูงขึ้น ก่อนจะมีค่าคงตัวสำหรับทุกค่าของ $1/h\tau_{so}$ ขณะที่ความถี่ในการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนโดยสารเจือแม่เหล็ก ($1/h\tau_m$) เมื่อมีค่าเพิ่มทำให้อุณหภูมิวิกฤตต่ำสุดมีค่าเพิ่มแต่เมื่อเข้าสู่ค่าคงตัวจะลดต่ำกว่าค่า $1/h\tau_m$ ที่มีค่าน้อย ๆ แต่กรณีความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนมีค่าน้อย ค่าของ $1/h\tau_{so}$ และ $1/h\tau_m$ ทำให้อุณหภูมิวิกฤตต่ำลง แต่เมื่อพิจารณาเฉพาะพารามิเตอร์ $1/h\tau_{so}$ จะให้อุณหภูมิวิกฤตสูงกว่าพารามิเตอร์ $1/h\tau_m$ และถ้าสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยนมีค่ามากขึ้น อุณหภูมิวิกฤตจะลดต่ำอย่างรวดเร็วเช่นเดียวกับพารามิเตอร์ที่แสดงความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีกซิมีตี (γ) แต่สำหรับค่าความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบ (γ_b) และความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง (d_s) เมื่อมีค่าน้อย ๆ อุณหภูมิวิกฤตจะลดต่ำลงอย่างรวดเร็ว และสิ้นสภาพความนำยวดยิ่งลงอย่างสิ้นเชิง แต่เมื่อ γ_b หรือ d_s/ξ_s มีค่ามาก อุณหภูมิวิกฤตจะมีค่าสูงขึ้นตามลำดับ

ผลการวิจัยที่ได้สอดคล้องกับงานวิจัยของฟาวเรและคณะ ในกรณีความเข้มของสนามแลกเปลี่ยนที่เจือจาง และความรุนแรงของปรากฏการณ์พรีกซิมีตีมีค่าต่ำ

ข้อเสนอแนะ

ในงานวิจัยชิ้นนี้ การคำนวณค่าอุณหภูมิวิกฤตโดยวิธี single mode approximation ใช้สมมาตร $(0,0)$ ของ $L_{mm'}$ สมการ 3.26 เท่านั้น ซึ่งถ้าต้องการความละเอียดยิ่งขึ้น อาจต้องเพิ่มค่าลำดับของ (m, m') ซึ่งการคำนวณจะมีความซับซ้อนมากขึ้น

และข้อจำกัดอีกข้อหนึ่ง คือ ตัวนำยวดยิ่งที่เราศึกษาเป็นแบบคลื่นเอส (s-wave) และเป็นการจับคู่แบบ singlet เท่านั้น แต่ในปัจจุบันเราพบว่าสภาพนำยวดยิ่งอุณหภูมิสูงมีทั้งแบบคลื่นพี (p-wave), คลื่นดี (d-wave) และคลื่นเอฟ (f-wave) จึงเป็นทั้งแบบ singlet pairing และ triplet pairing ดังนั้นการทําวิจัยในอนาคต อาจพิจารณาถึงเงื่อนไขเหล่านี้ด้วย

บรรณานุกรม

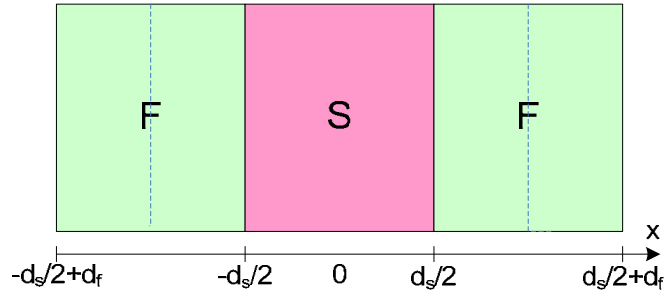
บรรณานุกรม

- Aarts, J.; et al. (1997). Interface transparency of superconductor/ferromagnetic Multilayers. *Physical Review B*. 56 : 2779 -2786.
- Bennesman; & Ketterson. (2003). *The Physics of Superconductor*. New York: Springer.
- Buzdin, A.I. (2005). Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *Reviews of Modern Physics*. 77 : 935-976.
- Buzdin, A.I.; Fauré, M. (2006). Proximity effects in superconductor-ferromagnet nanostructures. *Physica C*. : 34-37.
- Cirillo, C.; et al. (2005). Superconducting proximity effect and interface transparency in Nb/PdNi bilayers. *Physical Review B* 72 : 1-7.
- Charles Kittel. (1996). *Introduction to solid state physics*. John Wiley & Sons. New York.
- Demler, E.A.; (1996). Superconducting proximity effects in magnetic metals. *Physical Review B*. 55 : 174-184.
- Deaver ; & Fairbanks. (1961). Experimental evidence for Quantized flux in superconducting Cylinders. *Phys. Rev. Lett.* 7. p. 43.
- Fauré, M.; et al. (2006). Striking properties of Superconductor / Ferromagnet structures with spin-dependent scattering. *Physical Review B* 73. p. 1-28.
- Fetter; & Walecka. (1995). *Quantum Theory of Many-Particle System*. Singapore : Mc Grow-Hill.
- Fominov, Ya.V.; Chtchelkatchev, N.M.; & Golubov, M.A. (2002). Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers. *Physical Review B* 66 : 1-7.
- Jiang, J.S.; et al. (1994). Oscillatory superconducting transition temperature. *Physical Review Letters*. 74 : 314-317.
- Josephson. B.D. (1962). Coupled Superconductors. *Phys. Rev. Lett.* 1. p. 251.
- Ketterson; & Song. (1999) Superconductivity. Cambridge: University Press.
- Kresin; & Wolf. (1990). *Fundamental of Superconductor*. New York.
- Khusainov, M.G. & Prosin, Yu. N. (1997). Possibility of periodically reentrance superconductivity in ferromagnet/superconductors layer structure. *Physical Review B*. 56 : 14283-14286.

- Krunavakarn, B.; Sritrakool, W.; & Yoksan, S. (2004). Nonmonotonic critical temperature in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers. *Physica C* 406 : 46-52.
- Krunavakarn, B.; & Yoksan, S. (2006). Upper critical fields of ferromagnet/superconductor layered structures. *Physica C* 440 : 25-34.
- Lazar, L.; et al. (2000). Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers. *Physical Review B*. 61 : 3711-3722.
- Maxwell, E. (1950). Isotope Effect in Superconductors. *Phys. Rev.* 78. p. 477.
- Mercaldo, L.V.; et al. (1995). Superconducting-critical-temperature oscillations in Nb/CuMn Multilayers. *Physical Review B* 53 : 14040-14043.
- Michigan State University. (1999). Retrieved October 12, 1999, from <http://superconductors.org>.
- Muhge, Th.; et al. (1996). Possible origin for oscillatory superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet multilayers. *Physical Review Letters*. 77 : 1857-1860.
- Rachataruangsit, T.; & Yoksan, S. (2006). Pair breaking effects on upper critical fields in ferromagnet/superconductor layered structures. p. 1-27.
- Radovic, Zoran.; et al. (1991). Transition temperature of superconductor-ferromagnet Superlattices. *Physical Review B* 44 : 759-764.
- Ramesh Gupta; *Superconductivity*. (2003). p. 23-27.
- Usadel Klaus D. (1970). Generalize diffusion equation for superconducting alloys. *Physical Review Letters*. 25 : 507-509.
- Werthamer, N.R. (1963). Theory of the superconducting transition temperature and Energy gap function of superposed metal films. *Physical Review*. 132 : 2440-2445.

ภาคผนวก ก

1. การหาอุณหภูมิวิกฤตโดยวิธีของฟาวเรและคณะ (Fauré; et al. (2006). p. 1-28.)



ภาพประกอบ 67 ระบบของแผ่นประกบที่ใช้ศึกษา

ที่มา : Fauré ; et al. (2006). *Physical Review B* 77. p. 5.

เมื่อการกระเจิงของอิเล็กตรอนในระบบแผ่นประกบ S/F มีวิธีอิสระสั้นกว่าความยาวอาพันธ์และอุณหภูมิของระบบใกล้เคียงอุณหภูมิวิกฤต โดยที่ปริมาณทางกายภาพทั้งหลายขึ้นกับระยะ x ซึ่งตั้งฉากกับแผ่นประกบ ฟังก์ชันคลื่นของแอมพลิจูดคูเปอร์เขียนในรูปของฟังก์ชันกรีนแบบอปกติ คือ

$F_+ \sim \langle \psi_\uparrow \psi_\downarrow \rangle$ และ $F_- \sim \langle \psi_\downarrow \psi_\uparrow \rangle$ สมการเชิงเส้นของอุสชาเดล เมื่อ $\omega > 0$ คือ

$$\left(\omega - \frac{D_s}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_{\pm s}(\omega, x) = \Delta(x) \quad (1)$$

เป็นสมการของแผ่น S และ

$$\left(\omega - \frac{D_f}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \pm i\hbar + \frac{1}{\tau_z} + \frac{2}{\tau_x} \right) F_{\pm f}(\omega, x) + \left(\frac{1}{\tau_{so}} - \frac{1}{\tau_x} \right) (F_{\pm f}(\omega, x) - F_{\mp f}(\omega, x)) = 0 \quad (2)$$

เป็นสมการของแผ่น F และพารามิเตอร์ต่าง ๆ คือ $\Delta(x)$ เป็นพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบของการนำยวดยิ่ง $\hbar$ เป็นสนามแม่เหล็กแลกเปลี่ยน $D_s (D_f)$ เป็นค่าคงที่ในการแพร่ซึมของแผ่น S (F) ω เป็นความถี่ของมัตสึบาระมีค่าเท่ากับ $2\pi T(n+1/2)$ พารามิเตอร์ τ_{so} เป็นเวลากระเจิงโดยอันตรกิริยาระหว่างสปินอิเล็กตรอนกับวงโคจร τ_z และ τ_x เป็นเวลาการกระเจิงของสปินอิเล็กตรอนเมื่อมีอันตรกิริยากับสารเจือแม่เหล็กในแนวแกน z และ x ตามลำดับ

เมื่อสนามแลกเปลี่ยนในแม่เหล็กเฟอร์โรมีทิศทางเดียวคือตั้งฉากกับแกน x ดังนั้นอันตรกิริยาระหว่างสปินอิเล็กตรอนกับสารเจือแม่เหล็กในแนวแกน x จึงเป็นศูนย์ ($\tau_x^{-1} = 0$) และเมื่อเราไม่คำนึงถึงอันตรกิริยาของสปินอิเล็กตรอนกับวงโคจร ($\tau_{so}^{-1} = 0$) ดังนั้นสมการ (1) และ (2) จึงลดรูปเหลือฟังก์ชันกรีนแบบปกติเพียงตัวเดียว คือ

$$\left(\omega - \frac{D_s}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_s(\omega, x) = \Delta(x) \quad (3)$$

$$\left(\omega - \frac{D_f}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + ih + \frac{1}{\tau_z} \right) F_f(\omega, x) = 0 \quad (4)$$

ต่อไปเป็นการศึกษาถึงอิทธิพลของอันตรกิริยาการกระเจิงของอิเล็กตรอนเมื่อมีสารเจือต่ออุณหภูมิวิกฤต (T_c^*) พิจารณาภาพประกอบ ระบบนี้จะเหมือนกับระบบของแผ่นประกบคู่ S/F เมื่อความหนาของแผ่นตัวนำวดยิ่งและแม่เหล็กเฟอร์โรมีค่าเท่ากับ $d_s/2$ และ $d_f/2$ ตามลำดับ

ฟังก์ชันกรีนแบบปกติ F_s ในแผ่น F จะเปลี่ยนแปลงน้อยมาก โดยประมาณให้ขึ้นกับการกระจายของ x ในอันดับที่ 2 คือ

$$F_s(\omega, x) = F_0 \left(1 - \frac{\beta_\omega}{2} x^2 \right) \quad (5)$$

เมื่อ F_0 คือฟังก์ชันคลื่นของคู่อุปเปอร์ที่ตำแหน่ง $x = 0$ และ $\Delta(x) \sim \Delta$ ดังนั้นแทนสมการ (5) ลงในสมการ (3)

$$\omega F_0 \left(1 - \frac{\beta_\omega}{2} x^2 \right) + \frac{D_s}{2} F_0 \beta_\omega = \Delta$$

$$\text{ที่ } x = 0 \quad F_0 = \frac{\Delta}{\omega + \tau_s^{-1}} \quad \text{โดยที่ } \tau_s^{-1} = \frac{D_s}{2} \beta_\omega \quad (6)$$

$$\text{ดังนั้น} \quad F_s(\omega, x) = \frac{\Delta}{\omega + \tau_s^{-1}} \left(1 - \frac{\beta_\omega}{2} x^2 \right) \quad (7)$$

เมื่ออุณหภูมิเข้าใกล้อุณหภูมิวิกฤต T_c หาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบจากสมการ

$$\Delta(x) \ln \frac{T_c^*}{T_c} + \pi T_c^* \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta(x)}{|\omega|} - F_s(\omega, x) \right) = 0 \quad (8)$$

แทนสมการ (7) ลงในสมการ (8)

$$\begin{aligned} \Delta \ln \frac{T_c^*}{T_c} + 2\pi T_c^* \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \frac{\Delta}{\omega + \tau_s^{-1}} \right) &= 0 \\ \ln \frac{T_c^*}{T_c} + \sum_{\omega} \left(\frac{1}{n + \frac{1}{2}} - \frac{1}{n + \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s}} \right) &= 0 \\ \ln \frac{T_c^*}{T_c} + \sum_{\omega} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n + \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s}} \right) - \sum_{\omega} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n + \frac{1}{2}} \right) &= 0 \\ \ln \frac{T_c^*}{T_c} + \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) &= 0 \\ \ln \frac{T_c^*}{T_c} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s} \right) & \quad (9) \end{aligned}$$

เนื่องจาก τ_s เป็นพารามิเตอร์การทำลายคู่คูเปอร์และเป็นปริมาณเชิงซ้อน ดังนั้นเราหาอนุกรมวิฤตของแผ่นประกบ S/F ได้จากสมการ (9)

ถ้าอนุกรมมีการเปลี่ยนแปลงน้อยมาก ($\tau_s^{-1} \ll T_c$) ให้ $T_c^* = T_c + \delta$ และกระจายอนุกรม Taylor ของพจน์ขวามือสมการ (9)

$$\begin{aligned} \ln \frac{T_c + \delta}{T_c} &= \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \left[\Psi \left(\frac{1}{2} \right) + \frac{\pi^2}{4\pi(T_c + \delta)\tau_s} + \left(\frac{1}{2\pi(T_c + \delta)\tau_s} \right)^2 \frac{\Psi'' \left(\frac{1}{2} \right)}{2!} + \frac{\pi^4}{3!} \left(\frac{1}{2\pi(T_c + \delta)\tau_s} \right)^3 + \dots \right] \\ \ln \left(1 + \frac{\delta}{T_c} \right) &= \frac{\delta}{T_c} = \frac{T_c^* - T_c}{T_c} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \frac{\pi}{4(T_c + \delta)\tau_s} - \frac{1}{8(\pi(T_c + \delta)\tau_s)^2} \Psi'' \left(\frac{1}{2} \right) - \dots \end{aligned}$$

ใช้เพียง 2 พจน์แรกของการกระจาย

$$\frac{T_c^* - T_c}{T} = -\frac{\pi}{4T_c^* \tau_s}$$

หรือ

$$\frac{T_c - T_c^*}{T_c} = \frac{\pi}{4T_c} \text{Re}(\tau_s^{-1}) \quad (10)$$

และเงื่อนไขขอบเขตที่รอยต่อระหว่างแผ่นประกบ

$$\left. \frac{\partial F_s}{\partial x} \right|_{x=d_s/2} = \frac{\sigma_f}{\sigma_s} \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=d_s/2} \quad (11)$$

$$F_s(d_s/2) = F_f(d_s/2) - \xi_n \gamma_B \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=d_s/2} \quad (12)$$

$$F_s(-d_s/2) = F_f(-d_s/2) + \xi_n \gamma_B \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=-d_s/2} \quad (13)$$

เมื่อ $\sigma_n(\sigma_s)$ เป็นสภาพนำไฟฟ้าของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรและตัวนำยวดยิ่ง ตามลำดับ $\xi_n = \sqrt{\frac{D_f}{2\pi T_c}}$

เป็นความยาวอาพันธ์ในแม่เหล็กเฟอร์โร และ $\gamma_B = \frac{R_b \sigma_n}{\xi_n}$ เป็นความโปร่งใสที่ผิวรอยต่อของแผ่นประกบ S/F ซึ่งเป็นพารามิเตอร์ที่บอกถึงความต้านทานต่อหน่วยพื้นที่ของรอยต่อแผ่นประกบ

พิจารณาที่ $x = d_s/2$

$$\frac{F'_s(d_s/2)}{F_s(d_s/2)} = -\frac{F_0 \beta_\omega d_s/2}{F_0(1 - \beta_\omega d_s^2/8)} = -\beta_\omega \frac{d_s}{2} - \frac{\beta_\omega^3 d_s^3}{16} - \dots \approx -\beta_\omega \frac{d_s}{2}$$

และจากสมการ (6)

$$\tau_s^{-1} = \frac{D_s}{2} \beta_\omega = -\frac{D_s}{2} \cdot \frac{2}{d_s} \frac{F'_s(d_s/2)}{F_s(d_s/2)} \quad (14)$$

จากสมการ (4)

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} F_f(\omega, x) - \frac{2}{D_f} \left(\omega + ih + \frac{1}{\tau_m} \right) F_f(\omega, x) = 0$$

$$\because \xi_f = \sqrt{\frac{D_f}{h}} \quad \text{และ} \quad h \ll T_c$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} F_f(\omega, x) - \frac{2}{\xi_f^2} \left(i + \frac{1}{h\tau_m} \right) F_f(\omega, x) = 0 \quad (15)$$

$$\text{ให้} \quad k_f = \frac{\sqrt{2}}{\xi_f} \sqrt{\alpha + i} = \frac{1}{\xi_{f1}} + \frac{i}{\xi_{f2}} \quad (16)$$

$$\text{โดยที่} \quad \alpha = 1/\tau_m h$$

$$\text{ซึ่งจะได้} \quad \xi_{f1} = \frac{\xi_f}{\sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} + \alpha}} \quad (17)$$

$$\text{และ} \quad \xi_{f2} = \frac{\xi_f}{\sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} - \alpha}} \quad (18)$$

$$\frac{\xi_f}{\xi_{f1}} = \sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} + \alpha} = a \quad \text{และ} \quad \frac{\xi_f}{\xi_{f2}} = \sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} - \alpha} = b$$

$$\text{นิยามใหม่ ให้} \quad a = \frac{\xi_f}{\xi_{f1}} = \sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} + \alpha} \quad \text{และ} \quad b = \frac{\xi_f}{\xi_{f2}} = \sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} - \alpha} \quad \text{ทำให้ได้ความสัมพันธ์}$$

$$\text{ใหม่ คือ} \quad q = a + ib \quad \text{และอัตราส่วนของความยาวอาพันธ์ทั้งสอง คือ}$$

$$\frac{\xi_{f1}}{\xi_{f2}} = \frac{\sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} - \alpha}}{\sqrt{\sqrt{1+\alpha^2} + \alpha}} \quad (19)$$

คำตอบของสมการ (16) อยู่ในรูป

$$F_f(\omega > 0, x) = A \cosh(k_f x) + B \sinh(k_f x)$$

กรณี 0-Phase อนุพันธ์ของฟังก์ชันคลื่นที่จุดกึ่งกลางของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ ($x = \pm(d_s/2 + d_f/2)$) มีค่าเป็นศูนย์

$$F_f'(d_s/2 + d_f/2) = Ak_f \sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2)) + Bk_f \cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2)) = 0$$

$$B = -A \frac{\sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}$$

$$F_f(\omega > 0, x) = A \cosh(k_f x) - A \sinh(k_f x) \frac{\sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}$$

$$F_f(\omega > 0, x) = \frac{A}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))} \left(\cosh \left[k_f \left(x - d_s/2 - d_f/2 \right) \right] \right)$$

$$\therefore F_f(\omega > 0, x) = C(\omega > 0) \cosh \left[k_f \left(x - d_s/2 - d_f/2 \right) \right] \quad (20)$$

โดย $C(\omega > 0) = \frac{A}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}$

กรณี π -Phase พังก์ชันคลื่นที่จุดกึ่งกลางของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร ($x = \pm(d_s/2 + d_f/2)$) มีค่าเป็นศูนย์

$$F_f(d_s/2 + d_f/2) = A \cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2)) + B \sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2)) = 0$$

$$A = -B \frac{\sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}$$

$$F_f(\omega > 0, x) = B \sinh(k_f x) - B \frac{\sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))} \cosh(k_f x)$$

$$F_f(\omega > 0, x) = \frac{B}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))} \left(\sinh(k_f(x - d_s/2 - d_f/2)) \right)$$

$$F_f(\omega > 0, x) = D(\omega > 0) \left[\sinh(k_f(x - d_s/2 - d_f/2)) \right] \quad (21)$$

โดย $D(\omega > 0) = \frac{B}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}$

จากสมการ (14) และใช้เงื่อนไขขอบเขต (11) และ (12)

$$\begin{aligned}
 \tau_s^{-1} &= -\frac{D_s}{2} \cdot \frac{2}{d_s} \frac{F'_s(d_s/2)}{F_s(d_s/2)} = -\frac{D_s}{2} \cdot \frac{2}{d_s} \frac{F'_s(d_s/2)}{F_f(d_s/2) - \xi_f \gamma_B \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=d_s/2}} \\
 \tau_s^{-1} &= -\frac{D_s}{d_s} \frac{F'_s(d_s/2)/F_f(d_s/2)}{1 - \xi_f \gamma_B F'_s(d_s/2)/F_f(d_s/2)} \\
 \tau_s^{-1} &= -\frac{D_s}{d_s} \cdot \frac{\sigma_n}{\sigma_s} \frac{F'_f(d_s/2)/F_f(d_s/2)}{1 - \xi_f \gamma_B F'_s(d_s/2)/F_f(d_s/2)} \quad (22)
 \end{aligned}$$

กรณี 0-Phase

$$\begin{aligned}
 \therefore \frac{F'_f(d_s/2)}{F_f(d_s/2)} &= \frac{-C(\omega)k_f \sinh[k_f(d_f/2)]}{C(\omega) \cosh[k_f(d_f/2)]} = -k_f \tanh[k_f(d_f/2)] \\
 \therefore \tau_{s,0}^{-1}(\omega > 0) &= \frac{D_s}{d_s} \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_s} \frac{k_f \tanh[k_f(d_f/2)]}{1 + \xi_n \gamma_B k_f \tanh[k_f(d_f/2)]} \\
 \therefore \tau_{s,0}^{-1}(\omega > 0) &= \frac{D_s}{d_s} \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_s \xi_f} \frac{k_f \tanh\left[k_f \frac{\xi_f}{\xi_f}(d_f/2)\right]}{1 + \frac{\xi_n \gamma_B \xi_f k_f}{\xi_f} \tanh\left[k_f \frac{\xi_f}{\xi_f}(d_f/2)\right]} \\
 \therefore \tau_{s,0}^{-1}(\omega > 0) &= \tau_0^{-1} \cdot \frac{q \tanh[q(\tilde{d}_f/2)]}{1 + \tilde{\gamma} q \tanh[q(\tilde{d}_f/2)]} \quad (23)
 \end{aligned}$$

กรณี π -Phase

$$\therefore \frac{F'_f(d_s/2)}{F_f(d_s/2)} = \frac{D(\omega)k_f \cosh[k_f(d_f/2)]}{D(\omega) \sinh[k_f(d_f/2)]} = k_f \coth[k_f(d_f/2)]$$

$$\begin{aligned}\therefore \tau_{s,\pi}^{-1} &= \frac{D_s}{d_s} \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_s} \frac{k_f \coth[k_f(d_f/2)]}{1 + \xi_n \gamma_B k_f \coth[k_f(d_f/2)]} \\ \therefore \tau_s^{-1} &= \tau_0^{-1} \cdot \frac{q \coth[q(\tilde{d}_f/2)]}{1 + \tilde{\gamma} q \coth[q(\tilde{d}_f/2)]}\end{aligned}\quad (24)$$

เมื่อกำหนดให้ $\tau_0^{-1} = \frac{D_s}{d_s} \cdot \frac{\sigma_n}{\sigma_s \xi_f}, \tilde{\gamma} = \frac{\xi_n}{\xi_f} \gamma_B, q = k \xi_f, \tilde{d}_f = \frac{d_f}{\xi_f}$

ถ้ารอยต่อของแผ่นประกบมีความโปร่งใสแบบสมบูรณ์ ($\gamma_B = 0$) และ $\frac{T_c - T_c^*}{T_c} \ll 1$

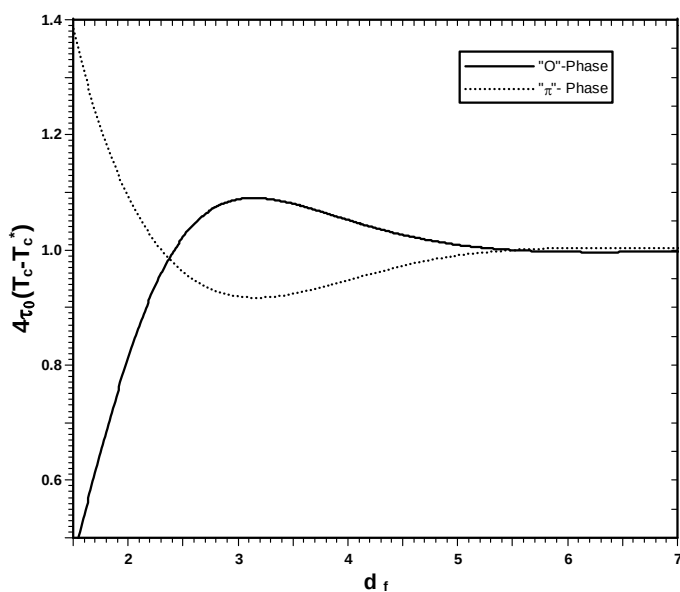
จากสมการ (10)

กรณี 0-Phase;

$$\begin{aligned}\frac{T_c - T_c^{*0}}{T_c} &= \frac{\pi}{4T_c} \tau_0^{-1} \operatorname{Re} \left[(a + bi) \tanh \left[(a + bi) \frac{\tilde{d}_f}{2} \right] \right] \\ \frac{4\tau_0}{\pi} (T_c - T_c^{*0}) &= \operatorname{Re} \left[(a + bi) \tanh \left[(a + bi) \frac{\tilde{d}_f}{2} \right] \right] \\ \frac{4\tau_0}{\pi} (T_c - T_c^{*0}) &= \frac{a \sinh(a\tilde{d}_f) - b \sin(b\tilde{d}_f)}{\cosh(a\tilde{d}_f) + \cos(b\tilde{d}_f)}\end{aligned}\quad (25)$$

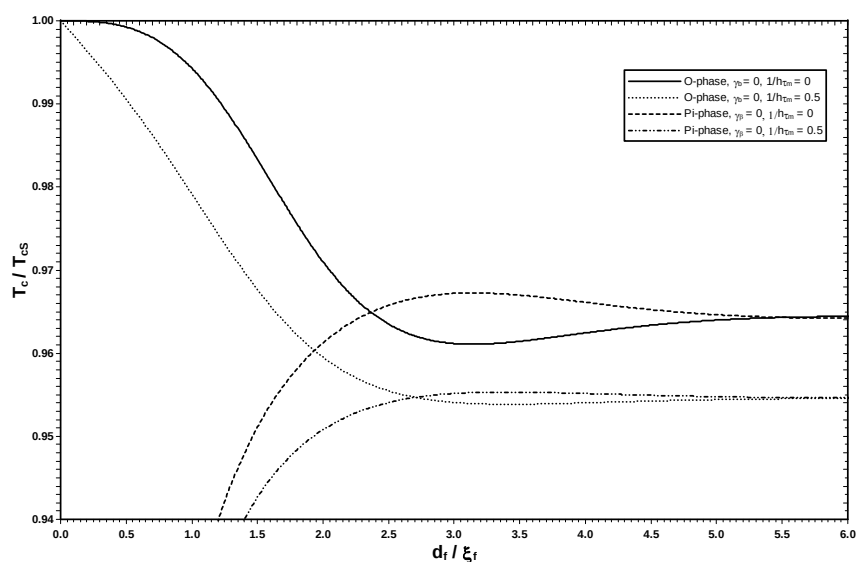
กรณี π -Phase;

$$\begin{aligned}\frac{T_c - T_c^{*\pi}}{T_c} &= \frac{\pi}{4T_c} \tau_0^{-1} \operatorname{Re} \left[(a + bi) \coth \left[(a + bi) \frac{\tilde{d}_f}{2} \right] \right] \\ \frac{4\tau_0}{\pi} (T_c - T_c^{*\pi}) &= \operatorname{Re} \left[(a + bi) \coth \left[(a + bi) \frac{\tilde{d}_f}{2} \right] \right] \\ \frac{4\tau_0}{\pi} (T_c - T_c^{*\pi}) &= \frac{a \sinh(a\tilde{d}_f) + b \sin(b\tilde{d}_f)}{\cosh(a\tilde{d}_f) - \cos(b\tilde{d}_f)}\end{aligned}\quad (26)$$



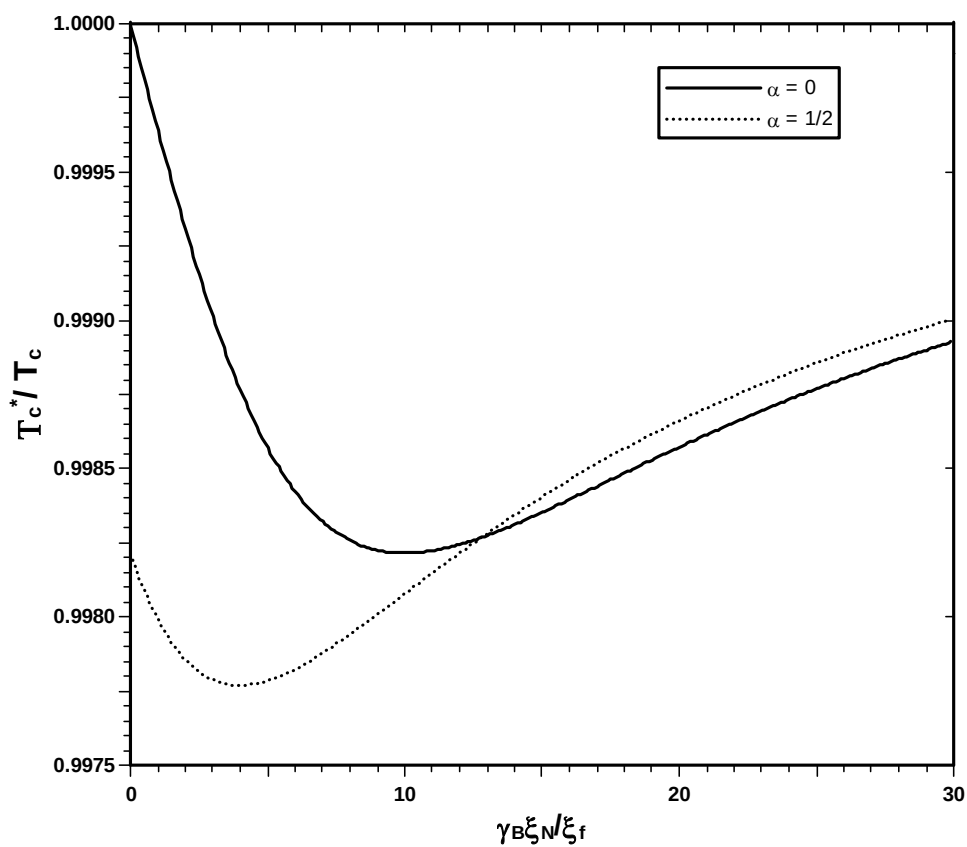
ภาพประกอบ 68 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิลดทอนกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร เมื่อ $\gamma_B = 0$ และกำหนด $a = b = 1$ เส้นทึบ แสดงสถานะ 0-Phase เส้นประ แสดงสถานะ π -Phase

ที่มา : Fauré; et al. (2006). *Physical Review B* 77. p. 5.



ภาพประกอบ 69 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร เมื่อ กำหนด $\tau_0 = 22$ (cgs) และ $\gamma_B = 0$ เส้นทึบและเส้นประบนแสดงสถานะ 0-Phase เมื่อ $\alpha = 0, 1/2$ ตามลำดับ ส่วนเส้นประคู่ล่างแสดงสถานะ π -Phase เมื่อ $\alpha = 0, 1/2$ ตามลำดับ

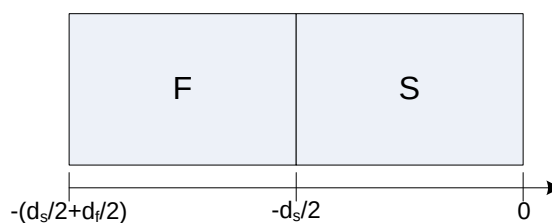
ที่มา : Fauré ; et al. (2006). *Physical Review B* 77. p. 7.



ภาพประกอบ 70 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิกับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่นประกอบที่สถานะ 0-Phase เมื่อกำหนด $\tau_0 = 22$ (cgs) $d_f = 0.1\xi_f$ เส้นทึบและเส้นประเกิดจากการใช้ค่า $\alpha = 0, 1/2$ ตามลำดับ

ที่มา : Fauré; et al. (2006). *Physical Review B* 77. p. 8.

2. การหาอุณหภูมิวิกฤตโดยวิธีของบัสดินและฟาวเร (Buzdin; & Faure M. (2006). p. 34-37.)



ภาพประกอบ 71 ระบบของแผ่นประกอบที่ใช้ศึกษา

ที่มา : Buzdin. et al. (2006). *Physica C* . p. 35)

จากระบบประกอบ 3 F/S/F ที่ผ่านมาในหัวข้อ 1 ลดรูปลงสู่ระบบของแผ่นประกอบคู่ S/F ให้ $\omega > 0$ สมการของแผ่น S คือ

$$\left(\omega - \frac{D_s}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_s(\omega, x) = \Delta(x) \quad (2.1)$$

และสมการของแผ่น F คือ

$$\left(\omega - \frac{D_f}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + i\hbar \right) F_f(\omega, x) = 0 \quad (2.2)$$

ให้ที่รอยต่อของตัวนำยวดยิ่งกับสุญญากาศ ($x=0$) มีฟังก์ชันคลื่นของคู่อุปเปอร์คอนดักติ้งที่ คือ F_0 ณ ตำแหน่งใด ๆ ฟังก์ชันคลื่นของคู่อุปเปอร์คอนดักติ้งอยู่ในรูปแบบ

$$F_s(\omega, x) = F_0 \left(1 - \frac{\beta_\omega}{2} x^2 \right) \quad (2.3)$$

แทนสมการ (ผ 2.3) ลงในสมการ (ผ 2.1)

$$\omega F_0 \left(1 - \frac{\beta_\omega}{2} x^2 \right) + \frac{D_s}{2} F_0 \omega = \Delta$$

$$\text{ที่ } x=0 \quad F_0 = \frac{\Delta}{\omega + \tau_s^{-1}} \quad \text{โดยที่ } \tau_s^{-1} = \frac{D_s}{2} \beta_\omega \quad (2.4)$$

เมื่ออุณหภูมิเข้าใกล้อุณหภูมิวิกฤต T_c หาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบจากสมการ

$$\Delta(x) \ln \frac{T_c^*}{T_c} + \pi T_c^* \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta(x)}{|\omega|} - F_s(\omega, x) \right) = 0 \quad (2.5)$$

แทนสมการ (2.4) ลงในสมการ (2.5)

$$\Delta \ln \frac{T_c^*}{T_c} + 2\pi T_c^* \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \frac{\Delta}{\omega + \tau_s^{-1}} \right) = 0$$

$$\ln \frac{T_c^*}{T_c} + \sum_{\omega} \left(\frac{1}{n + \frac{1}{2}} - \frac{1}{n + \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s}} \right) = 0$$

$$\ln \frac{T_c^*}{T_c} + \sum_{\omega} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n + \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s}} \right) - \sum_{\omega} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n + \frac{1}{2}} \right) = 0$$

$$\ln \frac{T_c^*}{T_c} + \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) = 0$$

$$\ln \frac{T_c^*}{T_c} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s} \right)$$

เนื่องจาก τ_s เป็นพารามิเตอร์การทำลายคู่คูเปอร์และเป็นเชิงซ้อน ดังนั้นเราหาอุณหภูมิวิกฤตของแผ่นประกบ S/F ได้จากสมการ

$$\ln \frac{T_c^*}{T_c} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \text{Re} \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c^* \tau_s} \right) \quad (2.6)$$

เงื่อนไขขอบเขตที่รอยต่อของแผ่นประกบกับสุญญากาศ

$$\left. \frac{\partial F_s}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=-(d_s/2+d_f/2)} = 0$$

และเงื่อนไขขอบเขตที่รอยต่อระหว่างแผ่นประกบ

$$\left. \frac{\partial F_s}{\partial x} \right|_{x=-d_s/2} = \frac{\sigma_f}{\sigma_s} \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=-d_s/2}$$

$$F_s(-d_s/2) = F_f(-d_s/2) - \xi_n \gamma_B \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=-d_s/2} \quad (2.7)$$

ที่ $x = -d_s/2$

$$\frac{F'_s}{F_s} = -\frac{F_0 \beta_\omega d_s/2}{F_0(1 - \beta_\omega d_s^2/8)} = -\beta_\omega \frac{d_s}{2} - \frac{\beta_\omega^3 d_s^3}{16} - \dots \approx -\beta_\omega \frac{d_s}{2}$$

และจาก

$$\tau_s^{-1} = \frac{D_f}{2} \beta_\omega = -\frac{D_f}{2} \cdot \frac{2}{d_s} \frac{F'_s(-d_s/2)}{F_s(-d_s/2)} \quad (2.8)$$

จากสมการ (2)

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} F_f(\omega, x) - \frac{2}{D_f} (\omega + ih) F_f(\omega, x) = 0$$

$$\therefore \xi_f = \sqrt{\frac{D_f}{h}} \quad \text{และ} \quad h \gg T_c$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} F_f(\omega, x) - \frac{2i}{\xi_f^2} F_f(\omega, x) = 0 \quad (2.9)$$

ให้ $k_f = \frac{1}{\xi_f} \sqrt{2i} = \frac{1}{\xi_f} (1+i)$

คำตอบของสมการ (2.9) อยู่ในรูป

$$F_f(\omega, x) = A \cosh(k_f x) + B \sinh(k_f x)$$

ใช้เงื่อนไขขอบเขต สมการ (2.7)

$$F'_f(\omega, -(d_s/2 + d_f/2)) = -A \sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2)) + B \cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2)) = 0$$

$$B = A \frac{\sinh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}$$

$$F_f(\omega, x) = \frac{A}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))} \left(\cosh \left[k_f \left(x + d_s/2 + d_f/2 \right) \right] \right)$$

$$\therefore F_f(\omega, x) = C(\omega) \cosh \left[k_f \left(x + d_s/2 + d_f/2 \right) \right] \quad (2.10)$$

โดย $C(\omega) = \frac{A}{\cosh(k_f(d_s/2 + d_f/2))}$

จากสมการ (8) และใช้เงื่อนไขขอบเขต

$$\tau_s^{-1} = -\frac{D_f}{2} \cdot \frac{2}{d_s} \frac{F'_s(-d_s/2)}{F_s(-d_s/2)} = -\frac{D_f}{2} \cdot \frac{2}{d_s} \frac{F'_s(-d_s/2)}{F_f(-d_s/2) - \xi_f \gamma_B \left. \frac{\partial F_f}{\partial x} \right|_{x=-d_s/2}}$$

$$\tau_s^{-1} = -\frac{D_f}{d_s} \cdot \frac{F'_s(-d_s/2)/F_f(-d_s/2)}{1 - \xi_f \gamma_B F'_f(-d_s/2)/F_f(-d_s/2)}$$

$$\tau_s^{-1} = -\frac{D_f}{d_s} \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_s} \frac{F'_f(-d_s/2)/F_f(-d_s/2)}{1 - \xi_f \gamma_B F'_f(-d_s/2)/F_f(-d_s/2)}$$

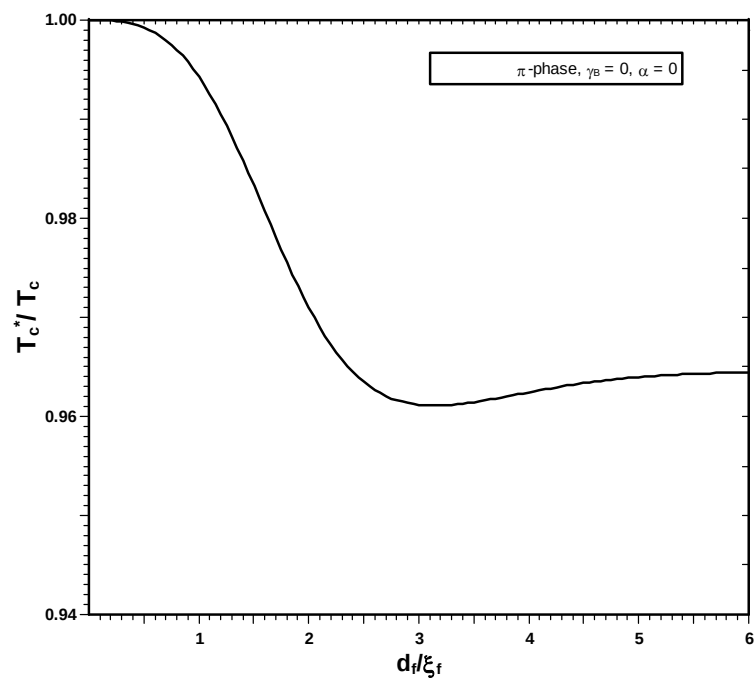
$$\therefore \frac{F'_f(-d_s/2)}{F_f(-d_s/2)} = \frac{C(\omega) k_f \sinh \left[k_f \left(d_f/2 \right) \right]}{C(\omega) \cosh \left[k_f \left(d_f/2 \right) \right]} = k_f \tanh \left[k_f \left(d_f/2 \right) \right]$$

$$\therefore \tau_s^{-1} = -\frac{D_f}{d_s} \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_s} \frac{k_f \tanh \left[k_f \left(d_f/2 \right) \right]}{1 - \xi_n \gamma_B k_f \tanh \left[k_f \left(d_f/2 \right) \right]}$$

$$\therefore \tau_s^{-1} = \frac{D_f}{d_s} \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_s} \frac{\frac{(1+i)}{\xi_f} \tanh \left[\frac{(1+i)}{\xi_f} (d_f / 2) \right]}{1 + \xi_n \gamma_B \frac{(1+i)}{\xi_f} \tanh \left[\frac{(1+i)}{\xi_f} (d_f / 2) \right]}$$

$$\therefore \tau_s^{-1} = \tau_0^{-1} \frac{(1+i) \tanh \left[(1+i) \hat{d}_f / 2 \right]}{1 + \hat{\gamma} (1+i) \tanh \left[(1+i) (\hat{d}_f / 2) \right]}$$

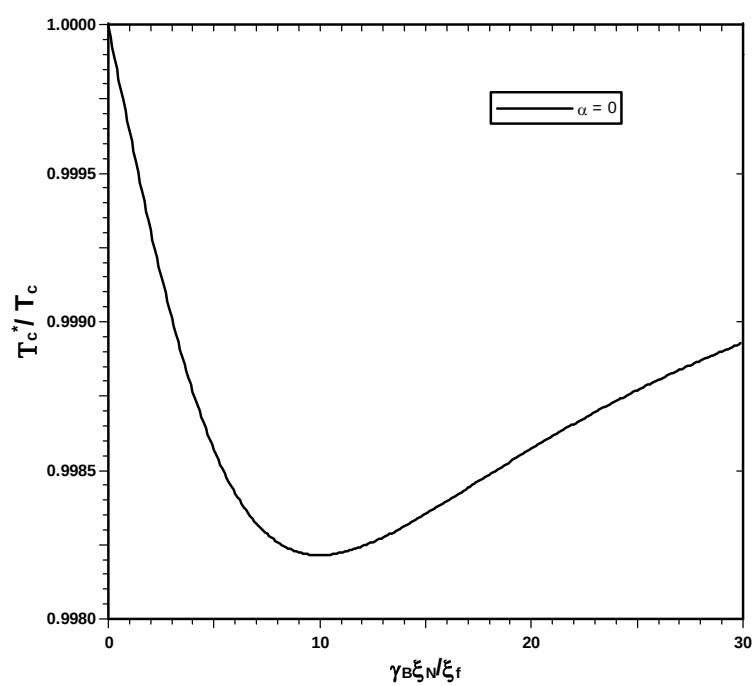
เมื่อ $\tau_0^{-1} = \frac{D_f \sigma_f}{d_s \sigma_s} \cdot \frac{1}{\xi_f}, \quad \hat{\gamma} = \frac{\xi_n}{\xi_f} \gamma_B, \quad \hat{d}_f = \frac{d_f}{\xi_f}$ (2.11)



ภาพประกอบ 72 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โร

เมื่อกำหนด $\tau_0 = 22$ (cgs) เมื่อ $\gamma_B = 0$

ที่มา : Buzdin. et al. (2006). *Physica C* . p. 36.



ภาพประกอบ 73 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤตกับความโปร่งใสที่รอยต่อของแผ่น
 ประกบ เมื่อกำหนด $\tau_0 = 22$ (cgs) $d_f = 0.1\xi_f$

ที่มา : Buzdin. et al. (2006). *Physica C* . p. 37.

ภาคผนวก ข

โปรแกรม Mathematica

จากสมการที่ใช้หาอุณหภูมิวิกฤต

$$\ln t = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\rho(t)}{2t}\right) \quad (1)$$

$$\rho(t) = \frac{W(\omega)}{d_s / \xi_s} = \frac{\gamma(\xi_s / d_s)}{\gamma_b + \coth(\tilde{k}_f d_f) / \tilde{k}_f \xi_f} \quad (2)$$

$$\tilde{k}_f = \frac{1}{\xi_f} \sqrt{\frac{1/\tau_m + 1/2\tau_{so} + i\sqrt{h^2 - 1/(2\tau_{so})^2}}{\pi T_{cs}}} = \frac{1}{\xi_f} \sqrt{\frac{1/h\tau_m + 1/2h\tau_{so} + i\sqrt{1 - 1/(2h\tau_{so})^2}}{\pi T_{cs} / h}} \quad (3)$$

แยกส่วนจริงของสมการ (3) โดยใช้คำสั่ง

$$\text{ComplexExpand}\left[\frac{0.2/2}{0.3 + \frac{\operatorname{Coth}[x\sqrt{10+5+20i\sqrt{1-0.25^2}}]}{\sqrt{10+5+20i\sqrt{1-0.25^2}}}}\right] \quad (4)$$

เมื่อกำหนดให้ $1/h\tau_m = 0.5$, $1/h\tau_{so} = 0.5$, $d_s/\xi_s = 2$, $\gamma = 0.2$, $\gamma_b = 0.3$, $h/\pi T_{cs} = 20$ แล้วคำนวณสมการ (1) โดยใช้คำสั่ง

```

ClearAll[ff11];

ff11[x_, y_] := -Log[y] - PolyGamma[ $\frac{1}{2} + \frac{(P)}{2y}$ ] + PolyGamma[ $\frac{1}{2}$ ];

h = 0.000001; y = .40; x = 0.0001;
While[x < 1.21,
  b = 3;
  While[b > 0.000000001,
    p1 = y;
    sff = ff11[x, y];
    ssf1 = ff11[x, y + h];
    y = y -  $\frac{sff * h}{ssf1 - sff}$ ;
    b = Abs[y - p1];
  ];
  Print[x, " ", Re[y]];
  x = x + .01;]

```

โปรแกรมนี้เป็นการออกคำสั่งให้แสดงค่า ff11[x, y] เมื่อ x คือความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ y เป็นอุณหภูมิวิกฤต ค่า P ในคำสั่งนี้เป็นผลการคำนวณที่ได้จากสมการ (4)

ประวัติย่อผู้วิจัย

ชื่อ ชื่อสกุล	นายวัชรินทร์ บุญเอียด
วัน เดือน ปีเกิด	23 มกราคม 2507
สถานที่เกิด	ต.ปากน้ำ อ.เมือง จ.ระนอง
สถานที่อยู่ปัจจุบัน	75 ม.2 ต.ปากท่อ อ.ปากท่อ จ.ราชบุรี 70140
ประวัติการศึกษา	
พ.ศ.2526	มัธยมศึกษาตอนปลาย จากโรงเรียนนราธิวาส
พ.ศ.2530	วท.บ. (ศึกษาศาสตร์) จากมหาวิทยาลัยสงขลานครินทร์
พ.ศ.2549	วท.ม. (สาขาวิชาฟิสิกส์) จากมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

ประวัติย่อผู้วิจัย