



คลื่นวิทยุจากดวงอาทิตย์

พลังงานของคลื่นวิทยุจากดวงอาทิตย์ซึ่งรับได้ที่ผิวโลกต่อหน่วยพื้นที่ต่อหน่วยเวลา (คือฟลักซ์) มีค่าน้อยมากเมื่อเทียบกับแสงสว่างและความร้อน นอกจากนี้ กลไกของการกำเนิดและการเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ก็มีลักษณะเฉพาะ ซึ่งแตกต่างไปจากคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในช่วงอื่น สำหรับในบทนี้จะกล่าวถึงการกำเนิดและการเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ คลื่นวิทยุส่วน (component) ต่าง ๆ ที่ปล่อยจากดวงอาทิตย์ ท้ายของบทจะกล่าวถึงคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงซ้ำซึ่งเป็นคลื่นวิทยุส่วนที่เกี่ยวข้องกับงานวิจัยนี้

1. การกำเนิดของคลื่นวิทยุที่ปล่อยจากดวงอาทิตย์

คลื่นวิทยุที่ปล่อยจากดวงอาทิตย์กำเนิดจากบรรยากาศของดวงอาทิตย์ซึ่งมีสถานะพลาสมา (plasma) การปล่อยคลื่นวิทยุส่วนมากเกิดจากอีเลกตรอนอิสระในพลาสมาถูกเร่งเนื่องจากสนามไฟฟ้าของไอออน หรือสนามแม่เหล็กของดวงอาทิตย์ หรือคลื่นพลาสมา (plasma wave) ในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ ขบวนการซึ่งให้กำเนิดคลื่นวิทยุในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ ซึ่งเกี่ยวข้องกับส่วนที่เปลี่ยนแปลงซ้ำ แบ่งได้เป็น 2 ขบวนการ ดังนี้

1.1 เบรมสตราลุง (Bremsstrahlung) เป็นการปล่อยคลื่นวิทยุจากอีเลกตรอนซึ่งเคลื่อนที่เนื่องจากความร้อนและถูกเร่งโดยสนามไฟฟ้าของไอออนข้างเคียง อีเลกตรอนจะสูญเสียพลังงานออกไปในรูปของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า คลื่นวิทยุที่ปล่อยออกมาโดยกลไกแบบนี้จึงมีต้นกำเนิดจากความร้อน กลไกการปล่อยคลื่นวิทยุเนื่องจากความร้อนอาจอธิบายได้อีกอย่างหนึ่งโดยอาศัยทฤษฎีฟิสิกส์ควอนตัม ซึ่งอธิบายว่า คลื่นวิทยุที่ปล่อยเนื่องจากความร้อนเกิดขึ้นเพราะอีเลกตรอนอิสระในสนามของไอออนเปลี่ยนจากสภาวะอิสระพลังงานสูงไปสู่สภาวะอิสระพลังงานต่ำ (free-free transition) การคำนวณสเปกตรัมของ

พลังงานโดยอาศัยทฤษฎีฟิสิกส์ดั้งเดิม (classical physics) ก็ใช้ได้ดีพอสมควรในทางดาราศาสตร์วิทยุ (Boischof, 1970)

การปล่อยคลื่นของแก๊สที่แตกตัวเป็นไอออนซึ่งอยู่ในสถานะสมดุลทางเทอร์โมไดนามิกส์ และมีความหนาทางแสงมาก เป็นไปตามกฎการแผ่รังสีจากวัตถุดำ (black body) ซึ่งมีความสัมพันธ์ตามสมการ

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.1)$$

เมื่อ B_ν = ความสว่างของวัตถุดำที่อุณหภูมิ T องศาเคลวิน (brightness)
(วัดที่ต่อตารางเมตรต่อเฮิรตซ์ต่อสเตอเรเดียน)

h = ค่าคงที่ของพลังค์ มีค่าเท่ากับ 6.63×10^{-34} จูลวินาที

ν = ความถี่ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่ปล่อย (เฮิรตซ์)

c = ความเร็วแสง มีค่า 3.0×10^8 เมตรต่อวินาที

k = ค่าคงที่ของโบลซ์มานน์ มีค่าเท่ากับ 1.38×10^{-23} จูลต่อองศาเคลวิน

T = อุณหภูมิของวัตถุดำ (องศาเคลวิน)

ในกรณีของการปล่อยคลื่นวิทยุ เนื่องจากความร้อนในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ $h\nu \ll kT$ ดังนั้นจึงสามารถแปลงสมการ 3.1 ให้ง่ายขึ้นได้ว่า

$$B_\nu = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (3.2)$$

ซึ่งมีชื่อเรียกว่ากฎของเรย์เล - ยีนส์ (Rayleigh - Jean Law)

1.2 ไซโรแมกเนติก (Gyromagnetic) เป็นการปล่อยคลื่นวิทยุจากอิเล็กตรอนซึ่งวิ่งวนรอบเส้นแรงแม่เหล็กแบบเกลียวส่วน (helix) ความถี่ของการเคลื่อนที่รอบเส้นแรงแม่เหล็ก เรียกว่าความถี่ไซโร (gyro frequency) ซึ่งมีความสัมพันธ์กับสนาม

แม่เหล็กตามสมการ

$$f_H = 2.8H \quad (\text{Kundu, 1965}) \quad (3.3)$$

เมื่อ f_H = ความถี่ไซโร (เมกะเฮิรตซ์)

H = ความเข้มสนามแม่เหล็ก (เกาส์)

ขณะที่อิเล็กตรอนวิ่งวนรอบเส้นแรงแม่เหล็ก จะเกิดความเร่งสู่ศูนย์กลางซึ่งจะทำให้อิเล็กตรอนปล่อยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่ความถี่ไซโรออกมาโดยรอบแบบสมลักษณะ (isotropic) คลื่นที่ถูกปล่อยในแนวตั้งฉากกับระนาบจะมีโพลาไรเซชันแบบวงกลมและหมุนทางเดียวกับอิเล็กตรอน สเปกตรัมของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่ปล่อยจากดวงอาทิตย์โดยวิธีนี้มักจะเป็นแถบกว้างเพราะสนามแม่เหล็กของดวงอาทิตย์ไม่สม่ำเสมอ พลังงานของคลื่นที่ปล่อยจากอิเล็กตรอนโดยขบวนการไซโรแมกเนติกมีค่าขึ้นกับความเข้มสนามแม่เหล็ก

อิเล็กตรอนซึ่งเคลื่อนที่เนื่องจากความร้อนในบรรยากาศของดวงอาทิตย์จะชนกัน ถ้าความถี่ของการชนกัน (collision frequency) สูงกว่าความถี่ไซโร อิเล็กตรอนจะชนกันจนไม่สามารถวิ่งวนรอบเส้นแรงแม่เหล็กแบบเกลียวสวยงามได้ ขบวนการเบรมสตราลูจะเด่นกว่าขบวนการไซโรแมกเนติกมาก กรณีที่ตัวกลางมีความหนาแน่นต่ำ ความหนาทางแสงเนื่องจากกลไกเปลี่ยนสถานะอิสระ-อิสระ (free-free transition) ก็มีค่าต่ำ แต่สนามแม่เหล็กจะมีผลทำให้ความหนาทางแสงเพิ่มขึ้นสำหรับคลื่นวิทยุที่มีความถี่เท่ากับความถี่ไซโร และมีโพลาไรเซชันแบบวงกลม หมุนตามอิเล็กตรอน ทั้งนี้เพราะในตัวกลางที่มีความหนาแน่นต่ำ สนามแม่เหล็กจะทำให้อิเล็กตรอนซึ่งเคลื่อนที่เนื่องจากความร้อน มีการเคลื่อนที่หมุนวนรอบเส้นแรงแม่เหล็กมากกว่าการเคลื่อนที่ในทิศอื่น ๆ และมีความถี่อยู่ในช่วงแคบขึ้น แต่ในตัวกลางที่มีความหนาแน่นสูง สนามแม่เหล็กจะไม่มีผลทำให้การปล่อยคลื่นวิทยุที่ความถี่ไซโรปรากฏเพิ่มขึ้น ทั้งนี้เพราะขณะที่คลื่นวิทยุที่ความถี่ไซโรแม่จะถูกปล่อยออกมามาก็ถูกดูดกลืนกลับ (reabsorb) มากเช่นกัน การปล่อยคลื่นวิทยุจึงคงเป็นไปตามกฎการปล่อยรังสีจากวัตถุดำ

ถ้าอิเล็กตรอนซึ่งเคลื่อนที่วิ่งวนรอบเส้นแรงแม่เหล็กและมีความเร็วสูงใกล้เคียงแสง (relativistic electron) ความถี่ไซโรของอิเล็กตรอนจะเปลี่ยนไปจากเดิมเป็น

$$f'_H = f_H \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (\text{Kundu, 1965}) \quad (3.4)$$

เมื่อ f'_H = ความถี่โรของอีเลกตรอนซึ่งมีความเร็วใกล้เคียง (เฮิซ)

f_H = ความถี่โรของอีเลกตรอนจากสมการ 3.3 (เฮิซ)

v = ความเร็วของอีเลกตรอน (เมตรต่อวินาที)

c = ความเร็วแสง มีค่าเท่ากับ 3.0×10^8 เมตรต่อวินาที

คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่ปล่อยออกมาสำคัญทั้งที่ความถี่โรและความถี่ฮามอนิกของมัน ยิ่งอีเลกตรอนมีความเร็วสูง จำนวนฮามอนิกยิ่งเพิ่มขึ้นและไม่สมลักษณะ อย่างไรก็ตามอีเลกตรอนที่มีความเร็วใกล้เคียงนี้มักพบในการลุกจ้ามากกว่าในบริเวณที่เกี่ยวข้องกับส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้า

2. การเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุในบรรยากาศของดวงอาทิตย์

โดยปกติอาจแบ่งการอธิบายการเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ได้เป็น 2 กรณี ดังนี้

2.1 การเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุขณะที่ตัวกลางไม่มีสนามแม่เหล็กหรือสนามแม่เหล็กมีความเข้มต่ำมาก ในกรณีนี้ใช้กับบรรยากาศของดวงอาทิตย์ในสภาพเงียบสงบ สนามแม่เหล็กมีความเข้มต่ำมากจนถือได้ว่าเป็นศูนย์ ถ้าพิจารณาบรรยากาศของดวงอาทิตย์ในบริเวณนี้โดยส่วนรวมจะมีสภาพเป็นกลางทางไฟฟ้า ถ้าตรงบริเวณใดมีประจุบวกมากกว่าปกติ จะเกิดสนามไฟฟ้าดึงเอาประจุลบจากบริเวณข้างเคียงเข้ามา ทำให้เกิดสภาพเป็นกลางตามเดิมโดยอีเลกตรอนเป็นตัวเคลื่อนที่ ส่วนไอออนบวกเคลื่อนที่ได้น้อยมาก ถ้ามีประจุลบมากกว่าปกติ อีเลกตรอนก็จะถูกผลักออกไปสู่บริเวณข้างเคียง ความถี่ของอีเลกตรอนที่เคลื่อนที่ไปมาในพลาสมาเพื่อทำให้เกิดสภาพเป็นกลางนี้เรียกว่าความถี่พลาสมา ซึ่งมีความสัมพันธ์กับความหนาแน่นอีเลกตรอนตามสมการ

$$f_0 = 9 \times 10^{-3} N_e^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Kundu, 1965}) \quad (3.5)$$

เมื่อ f_0 = ความถี่พลาสมา (เมกกะเฮิรตซ์)

N = ความหนาแน่นอิเล็กตรอน (อนุภาคต่อลูกบาศก์เซนติเมตร)

เนื่องจากความหนาแน่นอิเล็กตรอนในโคโรนาลดลงเมื่อสูงขึ้น ทำให้ความถี่พลาสมาลดลงอย่างช้าๆเมื่อสูงขึ้นด้วย

ในบรรยากาศชั้นโคโรนา ความหนาแน่นอิเล็กตรอนมีค่าน้อยทำให้ความถี่เฉลี่ยของการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนกับไอออนมีค่าน้อยด้วย ในกรณีเช่นนี้คลื่นวิทยุที่มีความถี่สูงกว่าความถี่พลาสมาของตัวกลางเคลื่อนที่ในตัวกลางนั้น ค่าดัชนีหักเหของตัวกลางจะเป็นไปตามสมการ

$$\mu \cong \sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2}} \quad (\text{Kundu, 1965}) \quad (3.6)$$

เมื่อ μ = ดัชนีหักเห (ไม่มีหน่วย)

f = ความถี่ของคลื่นวิทยุที่ผ่านตัวกลาง (เฮิรตซ์)

f_0 = ความถี่พลาสมา (เฮิรตซ์)

โดยปกติคลื่นวิทยุจะเคลื่อนที่ผ่านตัวกลางได้ก็ต่อเมื่อค่า μ ของตัวกลางต้องมีค่ามากกว่าศูนย์ จากสมการ 3.6 จะเห็นว่า $\mu > 0$ เมื่อ $f > f_0$ หรือคลื่นวิทยุจะเคลื่อนที่ผ่านตัวกลางได้ เมื่อความถี่ของคลื่นวิทยุนั้นมีค่าสูงกว่าความถี่พลาสมาของตัวกลาง ถ้าคลื่นวิทยุมีความถี่ต่ำกว่าความถี่พลาสมาของตัวกลาง ดัชนีหักเหจะมีค่าเป็นจินตภาพ (imaginary) ทำให้คลื่นวิทยุไม่สามารถเคลื่อนที่ในตัวกลางนั้นได้ ทั้งนี้เพราะคลื่นวิทยุนั้นจะถูกตัวกลางกูดกลืนหมด

ถ้ากำหนดค่า f ให้คงที่ ค่า f_0 จะลดลงและ μ เพิ่มขึ้นเมื่อสูงขึ้น รัศมีความสูงที่ความถี่ของคลื่นวิทยุเท่ากับความถี่พลาสมาของตัวกลางจึงเป็นระดับต่ำสุดที่คลื่นวิทยุจะออกมาจากตัวกลางนั้นได้ เรียกระดับความสูงนั้นว่า ความสูงวิกฤต (critical height) คลื่นวิทยุที่มีความถี่ต่างๆจะมีระดับความสูงวิกฤตแตกต่างกันไปโดยความถี่สูงจะมีความสูงวิกฤตน้อยกว่าความถี่ต่ำ ส่วนคลื่นวิทยุที่ออกมาจากบรรยากาศของดวงอาทิตย์ได้จะถูกบรรยากาศ

ของดวงอาทิตย์ถูกคลื่นไปบางส่วน ทั้งนี้เพราะว่าขณะที่คลื่นวิทยุเคลื่อนที่ผ่านบรรยากาศของดวงอาทิตย์ สนามไฟฟ้าของคลื่นวิทยุทำให้อิเล็กตรอนของตัวกลางสั่นไปมาตามการสั่นของสนามไฟฟ้า ถ้าอิเล็กตรอนที่สั่นไปมานั้นชนกับไอออนที่อยู่ข้างเคียง คลื่นวิทยุนั้นจะถูกคุกคลื่นโดยมีสัมประสิทธิ์คุกคลื่นตามสมการ

$$K = \frac{\epsilon_c \epsilon_0^2}{c \mu f^2} \quad (\text{Pawsey and Smerd, 1965})(3.7)$$

เมื่อ $K =$ สัมประสิทธิ์คุกคลื่น (เมตร⁻¹)

$\epsilon_0 =$ ความถี่เฉลี่ยของการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนกับไอออน (เฮิรตซ์)

จากสมการ 3.7 จะเห็นว่าถ้า $\mu=0$ หรือ $f = f_0$ ค่า K จะมีค่าเป็นอนันต์ (infinity)

คลื่นวิทยุจะไม่สามารถเคลื่อนที่ในตัวกลางนั้นได้ โดยจะถูกตัวกลางคุกคลื่นหมด

ถ้า $\mu \approx 1$ หรือ $f \gg f_0$ คลื่นวิทยุจะเคลื่อนที่เป็นแนวเส้นตรงและ K จะมีค่าใกล้ศูนย์ คลื่นวิทยุจะถูกตัวกลางคุกคลื่นน้อยมาก กรณีที่ $0 < \mu < 1$ ค่า K จะมีความมากกว่าศูนย์ แสดงว่าคลื่นวิทยุซึ่งเคลื่อนที่เป็นทางโค้งหรือเคลื่อนที่เป็นแนวเส้นตรงที่ขนานกับ $\nabla \mu$ ($0 < \mu < 1$) จะถูกตัวกลางคุกคลื่นไปบางส่วน ($K > 0$)

2.2 การเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุในตัวกลางที่มีสนามแม่เหล็ก สำหรับกรณีนี้ใช้

อธิบายการเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุในบริเวณที่มีสนามของดวงอาทิตย์ซึ่งสนามแม่เหล็กมีความเข้มสูง สนามแม่เหล็กทำให้คลื่นวิทยุซึ่งเคลื่อนที่ในตัวกลางนั้นแยกออกเป็น 2 โหมด คือ โหมดธรรมดา (ordinary mode) และ โหมดพิเศษ (extraordinary mode) แต่ละโหมดมีโพลาไรเซชัน ความเร็ว การถูกตัวกลางคุกคลื่นและดัชนีหักเหของตัวกลางแตกต่างกัน ดัชนีหักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุแต่ละโหมดมีค่าขึ้นกับทิศทางเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุในตัวกลางนั้น สำหรับกรณีที่คลื่นวิทยุเคลื่อนที่ขนานหรือตั้งฉากกับสนามแม่เหล็กในบรรยากาศชั้นโคโรนาซึ่งความถี่เฉลี่ยของการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนกับไอออนมีค่าน้อยมาก ดัชนีหักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุแต่ละโหมดจะเป็นไปตามสมการ

$$\mu_{L0}^2 = 1 - \frac{f_0^2}{f^2} \frac{1}{1 + \frac{f_H}{f}} \quad (3.8)$$

$$\mu_{Le}^2 = 1 - \frac{f_0^2}{f^2} \frac{1}{1 - \frac{f_H}{f}} \quad (3.9)$$

$$\mu_{T0}^2 = 1 - \frac{f_0^2}{f^2} \quad (3.10)$$

$$\mu_{Te}^2 = 1 - \frac{\frac{f_0^2}{f^2} \left(1 - \frac{f_0^2}{f^2} \right)}{1 - \frac{f_0^2}{f^2} - \frac{f_H^2}{f^2}} \quad (3.11)$$

(Kundu, 1965)

เมื่อ μ_{L0} = คำนีหักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมครรรคาซึ่งเคลื่อนที่ขนานกับสนามแม่เหล็ก

μ_{Le} = คำนีหักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมคพิเศษซึ่งเคลื่อนที่ขนานกับสนามแม่เหล็ก

μ_{T0} = คำนีหักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมครรรคาซึ่งเคลื่อนที่ตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก

μ_{Te} = คำนีหักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมคพิเศษซึ่งเคลื่อนที่ตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก

จากสมการ 3.8, 3.9, 3.10 และ 3.11 สามารถหาเงื่อนไขที่ทำให้คำนีหักเหเป็นศูนย์ได้ดังนี้

2.2.1 กรณีคลื่นวิทยุเคลื่อนที่ในทิศทางตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก มีเงื่อนไขที่ทำให้คำนีหักเหของตัวกลางเป็นศูนย์คือ

$$\text{โมครรรคา} \quad \frac{f_0^2}{f^2} = 1 \quad (3.12)$$

$$\text{โมคพิเศษ} \quad \frac{f_0^2}{f^2} = 1 - \frac{f_H}{f} \quad (3.13)$$

2.2.2 กรณีคลื่นวิทยุเคลื่อนที่ในทิศทางขนานกับสนามแม่เหล็ก มีเงื่อนไขที่ทำให้ค่านี้นักเหของตัวกลางเป็นศูนย์คือ

$$\text{โมดธรรมดา} \quad \frac{f_0^2}{f^2} = 1 + \frac{f_H}{f} \quad (3.14)$$

$$\text{โมดพิเศษ} \quad \frac{f_0^2}{f^2} = 1 - \frac{f_H}{f} \quad (3.15)$$

ในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ตรงบริเวณที่สนามแม่เหล็กมีความเข้มสูง เช่น บริเวณเหนือจุดมืด คลื่นวิทยุซึ่งเคลื่อนที่ออกมาจากแหล่งกำเนิดมักมีทิศทางตั้งฉากหรือเกือบตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก ดังนั้นจึงสามารถใช้เงื่อนไขความสมการ 3.12 และ 3.13 หาระดับความสูงที่ค่าค่านี้นักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุความถี่ต่างๆมีค่าเป็นศูนย์ได้

จากสมการ 3.12 จะเห็นว่าค่านี้นักเหของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมดธรรมดาจะมีค่าเป็นศูนย์เมื่อความถี่ของคลื่นวิทยุมีค่าเท่ากับความถี่พลาสมาของตัวกลาง ซึ่งเป็นเงื่อนไขเดียวกันกับเมื่อตัวกลางไม่มีสนามแม่เหล็ก ดังนั้นคลื่นวิทยุโมดธรรมดาจึงมีระดับความสูงที่ค่านี้นักเหของตัวกลางเป็นศูนย์ เท่ากับระดับความสูงเมื่อตัวกลางไม่มีสนามแม่เหล็ก

ส่วนชั้นที่สะท้อนคลื่นวิทยุโมดพิเศษ ($\mu = 0$) นั้น พิจารณาได้จากสมการ 3.13 จะเห็นว่าเงื่อนไขที่ทำให้ $\mu = 0$ เกิดขึ้นเมื่อ $\frac{f_0^2}{f^2} + \frac{f_H}{f} = 1$ เมื่อกำหนดค่า f ลงไป ทั้ง $\frac{f_0}{f}$ และ $\frac{f_H}{f}$ จะลดลงเมื่อความสูงเพิ่มขึ้น ถ้า $H \neq 0$ จะได้ $f_H \neq 0$ กรณีนี้จะเป็นจริงเมื่อ $0 < \frac{f_0}{f} < 1$ (และ $0 < \frac{f_H}{f} < 1$ ด้วยเสมอ) แต่ระดับที่ $\frac{f_0}{f} < 1$ จะสูงกว่าระดับที่ $\frac{f_0}{f} = 1$ ดังนั้นชั้นที่สะท้อนคลื่นวิทยุโมดพิเศษจะอยู่สูงกว่าชั้นที่สะท้อนคลื่นวิทยุเมื่อไม่มีสนามแม่เหล็ก

นอกจากนี้ ในกรณีที่ตัวกลางมีสนามแม่เหล็กบางบริเวณจะมีค่าค่านี้นักเหเป็นอนันต์ (infinity) ซึ่งเกิดขึ้นได้เมื่อบริเวณดังกล่าวมีเงื่อนไขความสมการ

$$\frac{f_H}{f} = \left(\frac{1 - \frac{f_0^2}{f^2}}{1 - \frac{f_0^2}{f^2} \cos^2 \theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Kundu, 1965}) \quad (3.16)$$

เมื่อ $\theta =$ มุมระหว่างทิศทางการเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุกับสนามแม่เหล็ก (องศา)
 ความถี่ของคลื่นวิทยุที่ทำให้ดัชนีหักเหของตัวกลางมีค่าเป็นอนันต์เรียกว่า ความถี่เรโซแนนซ์
 (resonant frequency) ซึ่งจะเกิดขึ้นเมื่อคลื่นวิทยุมีความถี่เท่ากับความถี่ไซโร
 ของตัวกลาง ในบริเวณที่ดัชนีหักเหมีค่าเป็นอนันต์คลื่นวิทยุจะไม่สามารถเคลื่อนที่เข้าไป
 หรือผ่านออกมาได้

ในตัวกลางที่มีสนามแม่เหล็ก คลื่นวิทยุที่เคลื่อนที่ผ่านออกมาจะถูกตัวกลางนั้น
 คุกคลื่น การถูกคุกคลื่นมากน้อยขึ้นกับโมดและทิศทางการเคลื่อนที่ของคลื่นวิทยุ สำหรับ
 บรรยากาศของดวงอาทิตย์ตรงบริเวณที่สนามแม่เหล็กมีความเข้มสูง คลื่นวิทยุมักเคลื่อน
 ที่ตั้งฉากหรือเกือบตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก สัมประสิทธิ์คุกคลื่นของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุ
 แต่ละโมดเป็นไปตามสมการ

$$K_o \approx \frac{f_c f_o^2}{\mu c f^2} \quad (\text{Kundu, 1965}) \quad (3.17)$$

$$K_e \approx \frac{f_c f_o^2}{\mu c f^2} \frac{1 + \frac{f_H^2}{f^2}}{\left(1 - \frac{f_H^2}{f^2}\right)^2} \quad (\text{Kundu, 1965}) \quad (3.18)$$

เมื่อ $K_o =$ สัมประสิทธิ์คุกคลื่นของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมดธรรมดา (เมตร⁻¹)

$K_e =$ สัมประสิทธิ์คุกคลื่นของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมดพิเศษ (เมตร⁻¹)

จะเห็นว่าคลื่นวิทยุโมดธรรมดาจะถูกคุกคลื่นเช่นเดียวกับเมื่อตัวกลางไม่มีสนามแม่เหล็ก
 แต่คลื่นวิทยุโมดพิเศษจะถูกคุกคลื่นมากขึ้น (Kundu, 1965)

ทั้งในกรณีที่ตัวกลางมีสนามแม่เหล็กและไม่มีสนามแม่เหล็ก ถ้าคลื่นวิทยุซึ่ง
 เคลื่อนที่อยู่ในตัวกลางที่มีค่าดัชนีหักเหไม่เท่ากับ 1 และไม่เคลื่อนที่ขนานกับ $\nabla \mu$
 จะมีทิศทางการเคลื่อนที่เบี่ยงเบนออกจากแนวเดิมเสมอ สำหรับบรรยากาศของดวง
 อาทิตย์ ดัชนีหักเหเปลี่ยนแปลงไปตามระดับความสูงจากผิวดวง ทำให้คลื่นวิทยุซึ่ง

เคลื่อนที่ออกมาภายนอกมีทางเดินเป็นเส้นโค้ง ส่วนคลื่นวิทยุที่เคลื่อนที่เข้าไปภายในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ก็มีทางเดินเป็นเส้นโค้งเช่นกัน และจะถูกสะท้อนกลับออกมาจากบริเวณที่ชั้นนี้หักเหเป็นศูนย์ เส้นทาง (path) ของคลื่นวิทยุในบรรยากาศของดวงอาทิตย์เป็นไปตามสมการ

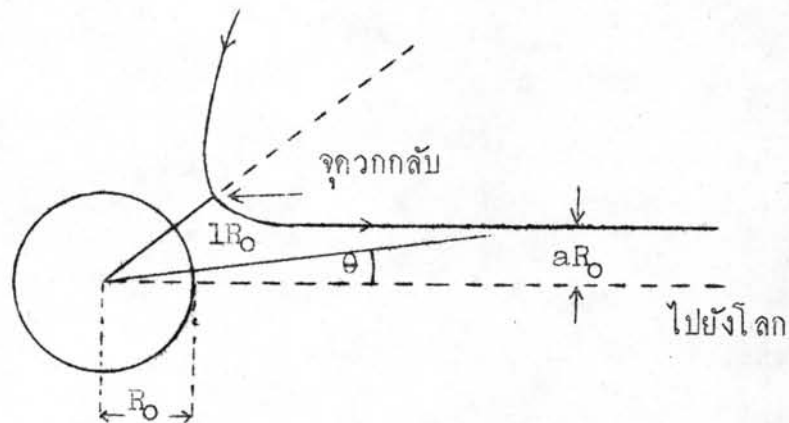
$$\theta = a \int_{1}^{\infty} \frac{dl}{l \sqrt{\mu^2 l^2 - a^2}} \quad (\text{Pawsey and Smerd, 1965}) \quad (3.19)$$

เมื่อ l = ระยะจากจุดใดๆบนเส้นทางของคลื่นวิทยุถึงจุดศูนย์กลางของดวงอาทิตย์ วัดในหน่วยของรัศมีของโฟโตสเฟียร์หรือ R_0

θ = มุมระหว่าง l กับเส้นที่ต่อระหว่างศูนย์กลางของดวงอาทิตย์กับโลก (องศา)

a = ระยะระหว่างเส้นสัมผัสไกล (asymptote) ของเส้นทางของคลื่นวิทยุกับเส้นที่ต่อระหว่างศูนย์กลางของดวงอาทิตย์กับโลก วัดในหน่วยของ R_0

ลักษณะของเส้นทางคลื่นวิทยุแสดงไว้ในรูป 3.1



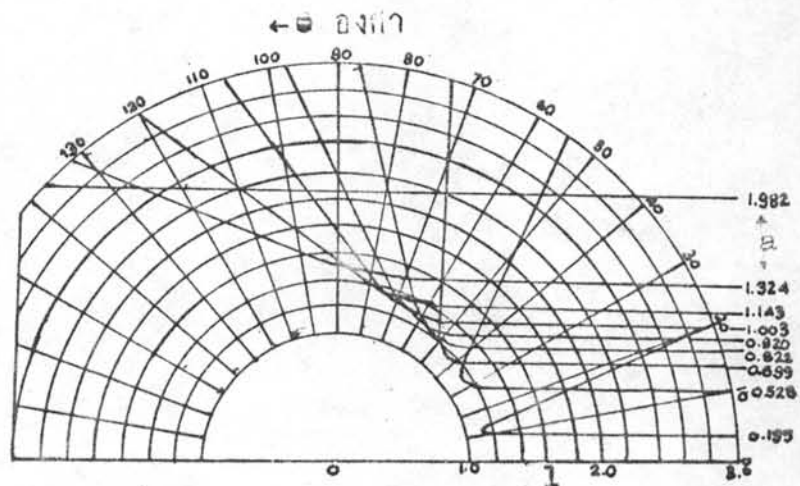
รูป 3.1 แสดงเส้นทางของคลื่นวิทยุในบรรยากาศของดวงอาทิตย์

ในกรณีที่ตัวกลางไม่มีสนามแม่เหล็ก คำนวณหาค่าขึ้นกับความถี่พลาสมาตามสมการ 3.6 และความถี่พลาสมาขึ้นกับความหนาแน่นอิเล็กตรอนตามสมการ 3.5 สำหรับบรรยากาศชั้นโคโรนาความหนาแน่นอิเล็กตรอนที่ระดับความสูงต่างๆซึ่งหาจากสูตรของบอมบ์คและแอลเลน (Baumbach-Allen formula) ได้ว่า

$$N_e = 10^8 (1.55 l^{-6} + 2.99 l^{-16}) \quad (3.20)$$

เมื่อ N_e = ความหนาแน่นอิเล็กตรอน (อนุภาคต่อลูกบาศก์เซนติเมตร)
 l = ระยะทางจากศูนย์กลางของดวงอาทิตย์ มีหน่วยเป็นจำนวนเท่าของรัศมีของโฟโตสเฟียร์ (R_\odot)

อาศัยสมการของ 3.19 และ 3.20 จะสามารถคำนวณหาทางเดินของคลื่นวิทยุที่ความถี่ต่างๆในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ได้ สำหรับทางเดินของคลื่นวิทยุที่ความถี่ 100 เมกะเฮิรตซ์ แสดงไว้ในรูป 3.2 ส่วนที่ความถี่อื่นๆก็มีลักษณะคล้ายคลึงกัน (Pawsey and Smerd, 1965)



รูป 3.2 แสดงเส้นทางคลื่นวิทยุที่ความถี่ 100 เมกะเฮิรตซ์ในบรรยากาศของดวงอาทิตย์ และวัดในหน่วยของระยะจากศูนย์กลางดวงอาทิตย์ถึงฐานของโคโรนา ซึ่งถือว่าเท่ากับ 10^4 กิโลเมตรเหนือโฟโตสเฟียร์ (Pawsey and Smerd, 1965)

3. ประเภทของคลื่นวิทยุที่ปล่อยจากดวงอาทิตย์

คลื่นวิทยุที่ปล่อยจากดวงอาทิตย์แบ่งได้เป็น 3 ส่วนดังนี้

3.1 คลื่นวิทยุส่วนที่ปล่อยจากดวงอาทิตย์ในสภาพเงียบสงบ (Quiet sun component) คลื่นวิทยุส่วนนี้กำเนิดจากความร้อน มีความเข้มค่อนข้างคงที่และมีความยาวคลื่นตั้งแต่ระดับมิลลิเมตรต่อเนื่องกันจนถึงระดับเมตร ความยาวคลื่นระดับเมตรเกิดขึ้นในบรรยากาศชั้นโคโรนาซึ่งมีอุณหภูมิสูงประมาณ 10^6 องศาเคลวิน ความยาวคลื่นระดับเซนติเมตรกำเนิดในบรรยากาศชั้นโครโมสเฟียร์ และที่ความยาวคลื่นระดับเดซิเมตรกำเนิดจากบางส่วนของโครโมสเฟียร์และโคโรนา คลื่นวิทยุส่วนนี้ปล่อยจากบรรยากาศของดวงอาทิตย์สู่อวกาศโดยรอบตลอดเวลา และเป็นภูมิหลัง (background) ของคลื่นวิทยุส่วนอื่นๆ กลไกที่ปล่อยคลื่นวิทยุส่วนนี้เกิดจากขบวนการเบรมสตราลุง ฉะนั้นความสว่างของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่ความถี่ต่างๆจึงมีค่าขึ้นกับอุณหภูมิ เนื่องจากอุณหภูมิเพิ่มขึ้นตามความสูงในบรรยากาศชั้นโครโมสเฟียร์และโคโรนา การสังเกตการณ์ดวงอาทิตย์ที่ความถี่ระดับเซนติเมตรและเดซิเมตรจึงพบว่าขอบดวงมีความสว่างมากกว่าบริเวณกลางดวง การวัดความเข้มของคลื่นวิทยุส่วนนี้ทำให้สามารถหาค่าความหนาแน่นอิเล็กตรอนและอุณหภูมิที่ระดับความสูงต่างๆของดวงอาทิตย์ได้ (Kundu, 1965)

3.2 คลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้า (Slowly varying component) คลื่นวิทยุส่วนนี้ปล่อยจากบริเวณแก้มันตภาพของบรรยากาศชั้นโคโรนาซึ่งเป็นบริเวณที่มีความหนาแน่นอิเล็กตรอนสูงและมีอุณหภูมิสูงกว่าบริเวณเงียบสงบ แหล่งกำเนิดของคลื่นวิทยุส่วนนี้มักอยู่เหนือจุดมืดและพลาจ ซึ่งเป็นบริเวณแก้มันตภาพในบรรยากาศระดับต่ำกว่าโคโรนา สนามแม่เหล็กจากจุดมืดและพลาจมีบทบาทสำคัญในการปล่อยคลื่นวิทยุส่วนนี้ คลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้ามีลักษณะสำคัญคือ พลังค์ของคลื่นวิทยุมีค่าสูงที่ความถี่ระดับเดซิเมตร ส่วนที่ระดับเซนติเมตรและระดับเมตรพลังค์จะมีค่าลดลง พลังค์ของคลื่นวิทยุส่วนนี้มีการเปลี่ยนแปลงอย่างช้าๆในช่วงเวลาเป็น วัน สัปดาห์หรือเดือน โดยมีความสัมพันธ์ใกล้ชิดกับการเปลี่ยนแปลงขนาดของจุดมืดและพลาจ การศึกษาแหล่งกำเนิดของคลื่นวิทยุส่วนนี้จะทำให้ทราบถึงอุณหภูมิและความหนาแน่นอิเล็กตรอนในบริเวณแก้มันตภาพที่ระดับความสูงต่างๆ

รายละเอียดของคลื่นวิทยุส่วนนี้จะกล่าวในตอนต่อไป (Kundu ,1965)

3.3 คลื่นวิทยุส่วนที่ปะทุ (Burst) หรือคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงรวดเร็ว พลังค์ของคลื่นวิทยุส่วนนี้มีการเปลี่ยนแปลงไต่อย่างรวดเร็วจนในเวลาเป็นวินาที นาทีหรือ ชั่วโมง และสามารถให้พลังค์ได้สูงกว่าคลื่นวิทยุส่วนอื่นๆ โดยมีความยาวคลื่นได้ตั้งแต่ 4 มิลลิเมตรจนถึง 40 เมตร สามารถเกิดได้ทุกระดับความสูงตั้งแต่ระดับต่ำของโครโมสเฟียร์ จนถึงบริเวณของโคโรนาซึ่งอยู่ห่างออกไปหลายช่วงรัศมีของตัวดวง โดยทั่วไปคลื่นวิทยุส่วนนี้มักเกี่ยวข้องกับ การลุกจ้า (flare) บนดวงอาทิตย์ กลไกของการปล่อยคลื่นวิทยุส่วนนี้ยังไม่เป็นที่เข้าใจชัดเจน (Kundu ,1965)

4. รายละเอียดเกี่ยวกับคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้า

คลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าเป็นส่วนหนึ่งของคลื่นวิทยุที่ส่งออกมาจากบรรยากาศของดวงอาทิตย์ จากการสังเกตการณ์ที่ความยาวคลื่นต่างๆทำให้ทราบลักษณะและคุณสมบัติของคลื่นวิทยุส่วนนี้ คุณสมบัติอย่างหนึ่งของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าคือ การมีสหสัมพันธ์กับกับมันตกภาพของจุดมืดซึ่งเป็นคุณสมบัติที่ต้องการศึกษาในงานวิจัยนี้ คุณสมบัติอื่นๆของคลื่นวิทยุส่วนนี้ซึ่งได้มีการศึกษามาแล้วทั้งทางด้านสังเกตการณ์และทางด้านทฤษฎี โดยทั่วไปมีดังนี้

4.1 ตำแหน่ง ขนาดและความสูงของแหล่งกำเนิด ตำแหน่งของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าหาโดยการสังเกตการณ์ด้วยโทรทรรศน์วิทยุที่มีกำลังแยกสูงหรือใช้โทรทรรศน์วิทยุระบบแทรกสอด (interferometer) จากการสังเกตการณ์ด้วยโทรทรรศน์วิทยุระบบแทรกสอดซึ่งมีมุมกว้างลำสัญญาณ (beam width) 3 ลิบคาพบว่าแหล่งกำเนิดของคลื่นวิทยุส่วนนี้ที่ความยาวคลื่น 21 เซนติเมตร อยู่เหนือพลาจซึ่งปรากฏตรงตำแหน่งที่จุดมืดเพิ่งสลายตัวไป (Christiansen and Warburton , 1953) เมื่อวิเคราะห์โดยละเอียดก็พบว่าแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าที่ความยาวคลื่น 21 เซนติเมตร อยู่เหนือจุดกึ่งกลางภาพ (centroid) ของพลาจ และมีขนาดใกล้เคียงกับขนาดของพลาจซึ่งอยู่ที่แหล่งกำเนิดนั้น (Christiansen, Warburton and Davies ,1957)

ความสูงของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าหาได้โดยอาศัยหลักการที่ว่า คลื่นวิทยุที่ความยาวคลื่นหนึ่งจะปล่อยออกมาจากความสูงระดับหนึ่งของบรรยากาศ. ดวงอาทิตย์ คลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าส่วนมากปล่อยจากบรรยากาศชั้นโคโรนา แต่

พลาสมาสัมพันธ์กับแหล่งกำเนิดคลื่นนั้นๆจะอยู่ในบรรยากาศชั้นโครโมสเฟียร์ แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุจึงอยู่สูงกว่าพลาสมา ดังนั้นขณะที่ทั้งพลาสมาและแหล่งกำเนิดหมุนไปกับดวงอาทิตย์ แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุจึงปรากฏเลื่อนไปด้วยอัตราเร็วสูงกว่าพลาสมา โดยเฉพาะเมื่ออยู่บริเวณกลางดวง (คล้ายหลักการพลาสมาแลกซ์) จากอัตราเร็วที่ต่างกันนี้ทำให้สามารถคำนวณหาความสูงของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุได้ อาศัยวิธีการเช่นนี้พบว่าแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุ ส่วนที่เปลี่ยนแปลงซึ่งมีความยาวคลื่น 21 เซนติเมตร อยู่สูงจากระดับโฟโตสเฟียร์ขึ้นไป ระหว่าง 20,000-100,000 กิโลเมตร (Kundu ,1965) แหล่งที่ปล่อยคลื่นวิทยุความเข้มสูงที่มีความยาวคลื่น 3 และ 10 เซนติเมตรอยู่ที่ระดับสูง 10,000-20,000 กิโลเมตร (Swarup et al. , 1963)

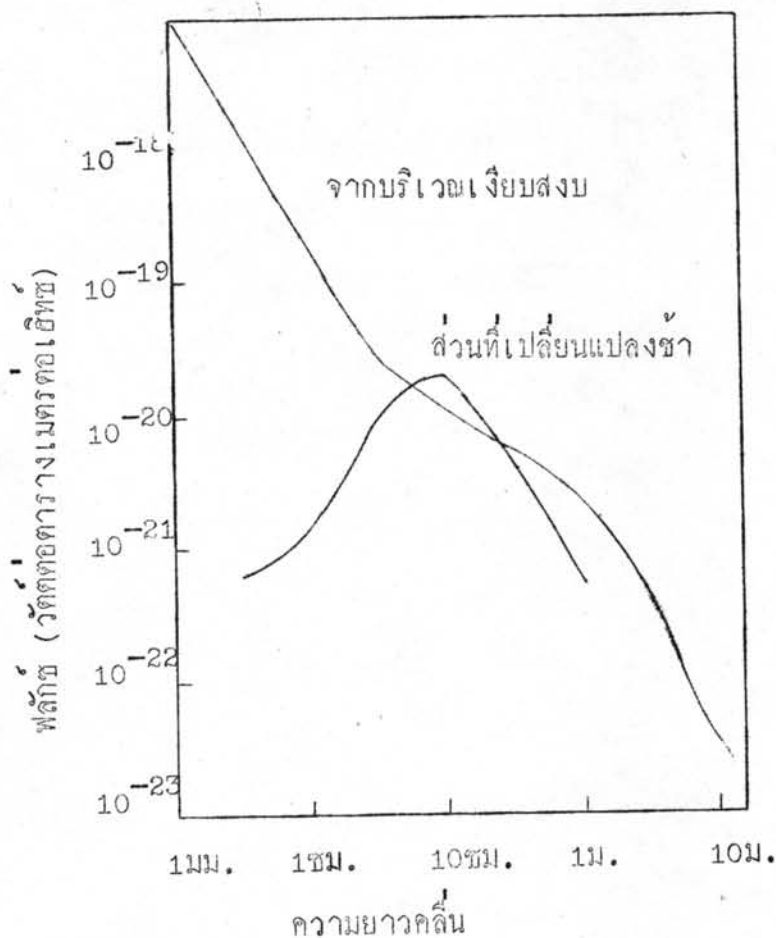
4.2 โครงสร้างของแหล่งกำเนิด จากการสังเกตการณ์ด้วยโทรทรรศน์วิทยุระบบแทรกสอดซึ่งมีกำลังแยก 1.8 ลิบคา พบว่าแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงซึ่งมีความยาวคลื่น 3.2 เซนติเมตรประกอบด้วย 2 ส่วน ส่วนหนึ่งอยู่ตรงกลางของแหล่งกำเนิดมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลางเชิงมุมประมาณเท่ากับหรือน้อยกว่า 1.5 ลิบคา อันเป็นบริเวณที่ปล่อยคลื่นวิทยุความเข้มสูง อีกส่วนหนึ่งอยู่รอบนอกมีเส้นผ่าศูนย์กลางเชิงมุม 5-8 ลิบคา ปล่อยคลื่นวิทยุความเข้มต่ำกว่าส่วนแรก การสังเกตการณ์ที่มีความยาวคลื่น 8 มิลลิเมตรก็แสดงโครงสร้างเช่นเดียวกับแหล่งกำเนิดที่มีความยาวคลื่น 3.2 เซนติเมตร (Kundu ,1965)

4.3 สภาพทิศทางและการสลายตัวของแหล่งกำเนิด สภาพทิศทาง (directivity) คือความสามารถในการปล่อยคลื่นวิทยุของแหล่งกำเนิดที่ขึ้นกับทิศทาง สภาพทิศทางของแหล่งกำเนิดหาได้โดยการวัดพลังของคลื่นวิทยุจากแหล่งกำเนิดที่ตำแหน่งต่างๆขณะที่แหล่งกำเนิดนั้นเคลื่อนที่จากขอบดวงด้านหนึ่งไปยังอีกด้านหนึ่ง จากการสังเกตการณ์แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่มีความยาวคลื่น 21 เซนติเมตรจำนวน 16 แห่ง พบว่าพลังลดลงอย่างสม่ำเสมอเมื่อแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุเคลื่อนที่จากแนวเมริเดียน (meridian) ไปยังขอบดวง ลักษณะการเปลี่ยนแปลงของพลังคล้ายคลึงกับการเปลี่ยนแปลงของโคไซน์ (cosine) ยกเว้นที่บริเวณใกล้ขอบดวง จากลักษณะเช่นนี้แสดงว่าแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่มีความยาวคลื่น 21 เซนติเมตรมีลักษณะเป็นแผ่นบางๆขนานกับผิวของโฟโตสเฟียร์ (Christiansen, Warburton and Davies, 1957) ส่วนสภาพทิศทางของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่ความ

ยาวคลื่น 10 เซนติเมตรและที่ความยาวคลื่นสั้นกว่านี้มีลักษณะเป็นแผ่นขนานกับผิวโฟโตสเฟียร์เช่นกัน แต่หนากว่าในกรณีของ 21 เซนติเมตร (Kundu, 1965)

เมื่อแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าปล่อยคลื่นวิทยุให้ฟลักซ์ถึงค่าสูงสุดแล้วจะค่อยๆสลายตัว การสลายตัวใช้เวลาหลายรอบการหมุนรอบตัวเองของดวงอาทิตย์จากการสังเกตการณ์แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่ความยาวคลื่น 21 เซนติเมตรด้วยโทรทรรศน์วิทยุระบบแทรกสอดซึ่งมีกำลังแยก 3 ลิบคาพบว่าฟลักซ์จะลดลง $\frac{1}{6}$ เท่าของฟลักซ์สูงสุดภายหลังจากที่ดวงอาทิตย์หมุนรอบตัวเอง 2 รอบ แต่ขณะเดียวกันพื้นที่จุดมอดที่สัมพันธ์กับแหล่งกำเนิดคลื่นนั้นลดลง $\frac{1}{30}$ เท่าของพื้นที่สูงสุด การลดลงของฟลักซ์มีอัตราเฉลี่ยเป็นแบบเอกโพเนนเชียล (exponential) (Christiansen, Warburton and Davies, 1957)

4.4 สเปกตรัมของฟลักซ์ จากการสังเกตการณ์แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุซึ่งปล่อยคลื่นวิทยุความเข้มสูงจำนวน 10 แห่งที่ความยาวคลื่น 3.2, 5.7, 9.1, 10.7 และ 21 เซนติเมตร โดยใช้โทรทรรศน์วิทยุระบบแทรกสอดพบว่า ฟลักซ์ของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้ามีค่าสูงสุดที่ความยาวคลื่นประมาณ 10 เซนติเมตร ฟลักซ์ที่ความยาวคลื่น 9.1 เซนติเมตรจากแหล่งกำเนิดคลื่นส่วนมาก มีค่าสูงกว่าฟลักซ์ที่ความยาวคลื่น 3.2 และ 21 เซนติเมตร (Swarup et al., 1963) สเปกตรัมของฟลักซ์ของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าแสดงได้ในรูป 3.3



รูป 3.3 แสดงสเปกตรัมของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้า (Shimabukuro, 1977)

4.5 โพลาไรเซชัน (Polarization) คลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าที่ความยาวคลื่นต่างกันจะมีโพลาไรเซชันต่างกันด้วย ผลจากการสังเกตการณ์ด้วยโทรทรรศน์วิทยุระบบแทรกสอดและการสังเกตการณ์ดวงอาทิตย์ในขณะที่เกิดสุริยุปราคา (Kakinuma and Swarup, 1962) พบว่า แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุซึ่งปล่อยคลื่นวิทยุความเข้มสูงจะปล่อยคลื่นวิทยุที่ความยาวคลื่นต่างๆมีโพลาไรเซชันดังนี้

4.5.1 คลื่นวิทยุที่ความยาวคลื่น 3 เซนติเมตร มีคิกร์ของโพลาไรเซชันแบบวงกลม (degree of circular polarization) มากกว่าร้อยละ 30

4.5.2 คลื่นวิทยุที่มีความยาวคลื่น 10 เซนติเมตรมีคิกรีของโพลาริเซชันแบบวงกลมประมาณร้อยละ 10

4.5.3 คลื่นวิทยุที่มีความยาวคลื่น 21 เซนติเมตรมีคิกรีของโพลาริเซชันแบบวงกลมน้อยกว่าร้อยละ 2 (อาจถือว่าไม่มีเลย)

กรณีที่จุกมีคเป็นแบบชั่วคราว แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่สัมพันธ์กับแต่ละขั้วของจุกมีคจะปล่อยคลื่นวิทยุซึ่งมีทิศทางการหมุนของโพลาริเซชันตรงข้ามกัน คลื่นวิทยุจากแหล่งกำเนิดแบบชั่วคราวนี้จะเปลี่ยนทิศทางการหมุนของโพลาริเซชันขณะที่เคลื่อนผ่านเส้นเมริเดียนของดวงอาทิตย์ (Kundu , 1965)

4.6 ความสัมพันธ์ระหว่างคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงซ้ำกับปรากฏการณ์ที่สังเกตการณ์ได้ในช่วงแสงสว่าง ปรากฏการณ์ในแสงสว่างที่มีความสัมพันธ์กับคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงซ้ำได้แก่ จุกมีคและพลาจ จากการศึกษาแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่มีความยาวคลื่น 50 เซนติเมตรขณะเกิดสุริยุปราคา (Christiansen, Yabsley and Mill, 1949) พบว่าบริเวณที่ปล่อยคลื่นวิทยุความถี่สูงอยู่ตรงกับจุกมีคหรือตรงที่เคยมีจุกมีคปรากฏมาก่อน ในการสังเกตการณ์ที่มีความยาวคลื่น 10 เซนติเมตรในช่วงเวลาที่ดวงอาทิตย์มีกัมมันตภาพต่ำ (Covington and Harvey, 1960) พบว่า แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุจะเคลื่อนที่เข้ามาทางขอบดวงจันทร์วันออกก่อนจุกมีค 1-2 วัน และจะคงอยู่ 1-2 วันหลังจากจุกมีคเคลื่อนที่พ้นขอบดวงจันทร์วันตก นอกจากนี้พบว่าพลังของคลื่นวิทยุที่มีความยาวคลื่น 10 เซนติเมตรจากแต่ละแหล่งกำเนิดมีสหสัมพันธ์กับพื้นที่จุกมีคที่เกี่ยวข้องกับแหล่งกำเนิดนั้น จากการสังเกตการณ์ด้วยโทรทรรศน์วิทยุ ระบบแทรกสอดที่มีความยาวคลื่น 3.2, 7.5 และ 9.1 เซนติเมตร (Kakinuma and Swarup , 1962) ก็แสดงถึงการมีสหสัมพันธ์ระหว่างพลังจากแต่ละแหล่งกับพื้นที่จุกมีคที่เกี่ยวข้องกับแหล่งนั้นๆ ในการใช้โทรทรรศน์วิทยุระบบแทรกสอดซึ่งมีกำลังแยก 3 ลิบคาสังเกตการณ์แหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุที่มีความยาวคลื่น 21 เซนติเมตร (Christiansen, Warburton and Davies, 1957) พบว่าบริเวณของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยुकุมพื้นที่เทียบได้กับพื้นที่ของพลาจที่เกี่ยวข้องกับแหล่งนั้น และขนาดของแหล่งกำเนิดมีสหสัมพันธ์กับขนาดของพลาจโดยมีสัมประสิทธิ์สหสัมพันธ์ (coefficient of correlation) เท่ากับ 0.85

นอกจากการสังเกตการณ์ด้วยอุปกรณ์ที่มีกำลังแยกต่ำและกำลังแยกสูงที่ความยาวคลื่นต่างกัน จะแสดงถึงการมีสหสัมพันธ์ระหว่างจุดมืดและพลาสมาที่แหล่งกำเนิดของคลื่นวิทยุแล้ว การสังเกตการณ์ดวงอาทิตย์ใน 2 มิติโดยการสร้างแผนภูมิของบริเวณที่ปล่อยคลื่นวิทยุยังแสดงถึงความสอดคล้องกันระหว่างแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุและบริเวณกัมมันตภาพที่สังเกตการณ์ได้ใน ช่วงแสงสว่างด้วย แผนภูมิของบริเวณที่ปล่อยคลื่นวิทยุที่ความยาวคลื่น 21 เซนติเมตร (Christiansen, Mathewson and Pawsey, 1957) แสดงให้เห็นว่าบริเวณที่ปล่อยคลื่นวิทยุความเข้มสูงสอดคล้องกับบริเวณกัมมันตภาพในบรรยากาศชั้นโฟโตสเฟียร์และ โครโมสเฟียร์

4.7 แบบจำลองของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้า นับตั้งแต่มีการศึกษาคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าเป็นต้นมา มีผู้พยายามอธิบายกลไกการปล่อยคลื่นวิทยุและสร้างแบบจำลอง (model) ของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนนี้ขึ้นหลายแบบ ซึ่งจะนำมากล่าวโดยสรุปต่อไปนี้

จากการศึกษาคุณสมบัติของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าที่ความยาวคลื่น 25, 50 และ 150 เซนติเมตร เลฮานีย์และยาบส์เลย์ (Lehany and Yabsley, 1949) อธิบายว่า คลื่นวิทยุส่วนนี้มีต้นกำเนิดจากความร้อน โดยที่สนามแม่เหล็กของจุดมืดจะยกเอาระดับที่กั้นนี้หักเหเท่ากับศูนย์ของตัวกลางต่อคลื่นวิทยุโมคพิเศษให้สูงขึ้น ทำให้ระดับที่กั้นนี้หักเหเท่ากับศูนย์อื่นเป็นระดับต่ำสุดที่คลื่นวิทยุจะออกมาจากบรรยากาศของดวงอาทิตย์ได้ขึ้นไปอยู่ในบริเวณที่มีอุณหภูมิสูงขึ้นของบรรยากาศชั้นโคโรนา มีผลทำให้พัลส์ของคลื่นวิทยุที่ปล่อยออกมาสูงกว่าพัลส์ของคลื่นวิทยุที่ปล่อยจากบริเวณเงียบสงบทั่วไป การอธิบายเช่นนี้ไม่สามารถอธิบายคุณสมบัติต่างๆ เช่น สเปกตรัมของพัลส์และโพลาไรเซชันของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าได้ชัดเจน

เนื่องจากการสังเกตการณ์โคโรนาในแสงขาวพบว่า -ในบรรยากาศชั้นโคโรนาเหนือบริเวณกัมมันตภาพ เป็นบริเวณที่มีความหนาแน่นอิเล็กตรอนสูง วาลด์เมียร์และมุลเลอร์ (Waldmeier and Müller) ได้คำนวณการปล่อยคลื่นวิทยุจากแบบจำลองของบริเวณที่อิเล็กตรอนมีความหนาแน่นสูงในบรรยากาศชั้นโคโรนา โดยกำหนดอุณหภูมิของบริเวณดังกล่าว

เท่ากับ 1.4×10^6 และ 6×10^6 องศาเซลวิน ผลจากการคำนวณพบว่า ใช้อุณหภูมิ 6×10^6 องศาเซลวินจึงจะสอดคล้องกับผลจากการสังเกตการณ์ ในการคำนวณนี้มิได้พิจารณาผลของสนามแม่เหล็กจากบริเวณแก้มันตกภาพ (Kundu , 1965)

พิดดิงตันและมินเนตต์ (Piddington and Minnett, 1951) ใช้อุณหภูมิ แมกนีโต-ไอออนิก (magneto-ionic theory) ซึ่งเป็นทฤษฎีที่ใช้อธิบายการเคลื่อนที่ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในตัวกลางที่เป็นไอออนและมีสนามแม่เหล็ก อธิบายการปล่อยคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าในการคำนวณพิจารณาการดูดกลืนคลื่นวิทยุเนื่องจากการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนและไอออนเท่านั้น ผลการคำนวณของกำหนดอุณหภูมิของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุสูงถึง 10^7 องศาเซลวิน โดยเป็นบริเวณที่มีความหนาแน่นอิเล็กตรอนสูง อยู่ในบรรยากาศชั้นโคโรนาจึงจะได้ผลสอดคล้องกับผลจากการสังเกตการณ์

นิวเคิร์ก (Newkirk , 1961) สังเกตการณ์บรรยากาศชั้นโคโรนาในแสงขาวขณะที่ดวงอาทิตย์มีจุดมืดสูงสุดพบว่า บรรยากาศชั้นโคโรนาตรงเหนือบริเวณแก้มันตกภาพ มีความหนาแน่นอิเล็กตรอนเป็น 2 เท่าของบริเวณเงียบสงบที่ระดับความสูงเดียวกัน นิวเคิร์กได้พิจารณาว่าการสร้างแบบจำลองของบริเวณที่มีความหนาแน่นอิเล็กตรอนสูง โดยกำหนดอุณหภูมิสูงถึง $6 \times 10^6 - 10 \times 10^6$ องศาเซลวิน เพื่อคำนวณการปล่อยคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าจากบริเวณดังกล่าวนั้น ไม่มีข้อมูลจากการสังเกตการณ์ในช่วงแสงสว่างสนับสนุน เพราะว่าอุณหภูมิสูงสุดที่วัดได้ในช่วงแสงสว่างมีค่าประมาณ 3.5×10^6 องศาเซลวิน นอกจากนี้นิวเคิร์กได้พิจารณาว่าแบบจำลองของวาลค์เมียร์และมุลเลอร์จะให้แหล่งกำเนิดที่มีอายุได้ไม่กี่วัน แต่จริงๆแล้วแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าคงอยู่หลายรอบการหมุนของดวงอาทิตย์ นิวเคิร์กได้สร้างแบบจำลองของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้า โดยกำหนดว่าคลื่นวิทยุส่วนนี้ปล่อยจากบริเวณที่มีความหนาแน่นอิเล็กตรอนสูงซึ่งมีอุณหภูมิสูงประมาณ $1 \times 10^6 - 2 \times 10^6$ องศาเซลวิน ทั้งนี้มิได้คิดผลของสนามแม่เหล็ก ผลจากการคำนวณสอดคล้องกับผลจากการสังเกตการณ์ในขณะนั้นได้ก็พอควร แต่แบบจำลองนี้ไม่สามารถอธิบายคุณสมบัติบางอย่างเช่นโพลาไรเซชันของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าได้

ในกรณีการผสมสเปกตรัมของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าโดยอาศัยแบบจำลองของพิกคิงตันและมินเนคต์พิจารณาว่า คลื่นวิทยุที่เคลื่อนที่ออกมาจากบรรยากาศของดวงอาทิตย์ ถูกกุกกลืนจากการชนกันระหว่างอีเลกตรอนและไอออนเท่านั้น ซึ่งทำให้ต้องกำหนดอุณหภูมิสูงและไม่สามารถอธิบายคุณสมบัติต่างๆของคลื่นวิทยุส่วนนี้ได้ชัดเจน ต่อมาคาकिनูมาและสแวร์ัพ (Kakinuma and Swarup , 1962) ได้สร้างแบบจำลองของแหล่งกำเนิดคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้า โดยพิจารณาผลของสนามแม่เหล็กจากจุมพิต ซึ่งทำให้อีเลกตรอนเหนือบริเวณนั้นปล่อยคลื่นวิทยุที่ความถี่ไซโรและฮาโมนิกของมันควย ทำให้สามารถอธิบายสเปกตรัมของฟลักซ์และโพลาไรเซชันของคลื่นวิทยุส่วนที่เปลี่ยนแปลงช้าได้ชัดเจนขึ้น