

## บทที่ 2

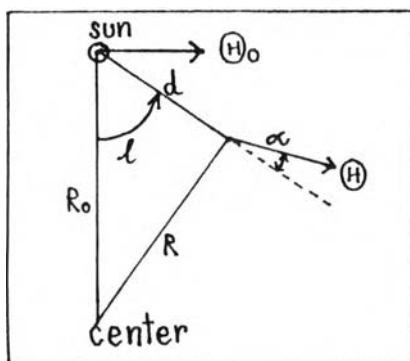
### ข้อมูลเบื้องต้นในการสร้างแบบจำลอง

ในปี ค.ศ.1918 แฮปเลย์ (H.Shapley) ชี้ให้เห็นว่าจุดศูนย์กลางของดาราจักรทางช้างเผือก ไม่ได้อยู่ที่ดวงอาทิตย์ แต่อยู่ที่จุดกลางของระบบกระจุกดาวทรงกลม (globular cluster system) ซึ่งมีการกระจายตัวอย่างสมมาตรเป็นทรงกลมรอบจุดศูนย์กลางของดาราจักร และพบว่าจุดศูนย์กลางของดาราจักรอยู่ห่างจากดวงอาทิตย์ประมาณ 15 กิโลพาร์เซก ในทิศทางของกลุ่มดาวราศีธนู (Sagittarius) โดยดวงอาทิตย์น่าจะอยู่บริเวณขอบของดาราจักร

ในปี ค.ศ.1926 ลินบลัด (B.Lindblad) ได้ยืนยันอีกครั้งถึงตำแหน่งของจุดศูนย์กลางของดาราจักร และเสนอว่ามวลทั้งหมดของดาราจักรที่คำนวณจากแบบจำลองที่ไว้ดวงอาทิตย์เป็นจุดศูนย์กลางของดาราจักรให้ความโน้มถ่วงน้อยเกินกว่าที่จะสามารถดึงดูกระจุกดาวทรงกลมและดาวแปรแสงไลเรย์ (RR Lyrae Variables) ไว้ได้ และหาความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์โดยประมาณได้ 300 กิโลเมตรต่อวินาที จากนั้นในปี ค.ศ.1927 และค.ศ.1928 อูธ (J.Oort) ได้ขยายแนวความคิดของลินบลัดและไซทญูทางพลศาสตร์มาอธิบายการหมุนของดาราจักรดังนี้

#### 2.1 การหาระยะทางจากจุดศูนย์กลางของดาราจักรและความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์

พิจารณาระบบดาวรูปแผ่นบางที่มีการหมุนรอบจุดศูนย์กลางรอบแกนหนึ่งโดยมวลสารรวมตัวกันอยู่อย่างหนาแน่นบริเวณจุดศูนย์กลาง โดยมีดวงดาวและกลุ่มแก๊สโคจรรอบๆ จุดศูนย์กลางของดาราจักร



รูปที่ 2-1 แสดงวงโคจรของแก๊ส และดวงอาทิตย์

กำหนดสัญลักษณ์

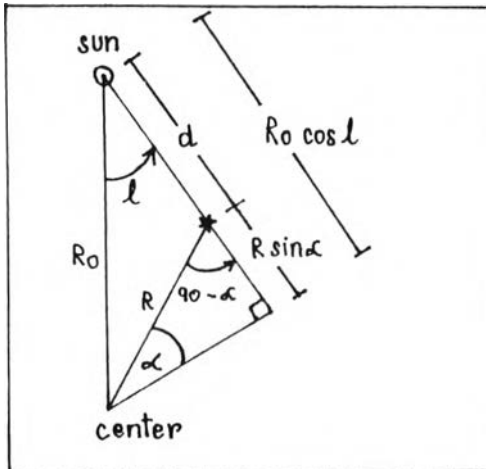
$\odot$  = ความเร็วในวงโคจรของแก๊ส

$\odot_{\odot}$  = ความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์

$R$  = ระยะจากจุดศูนย์กลางของแก๊ส

$R_0$  = ระยะจากดวงอาทิตย์ถึงจุดศูนย์กลางของดาราจักร

$d$  = ระยะห่างจากแก๊สถึงดวงอาทิตย์



$V_R$  = ความเร็วแนวเส้นสายตาของแก๊สที่สังเกตจาก  
ดวงอาทิตย์

$V_T$  = ความเร็วแนวเส้นสัมผัส (tangential velocity)  
ของแก๊สที่สังเกตจากดวงอาทิตย์

$l$  = มุมลองจิจูดจากการสังเกตในระบบพิกัดของ  
ดาราจักร (galactic coordinates ( $l^\circ, b^\circ$ ))

รูปที่ 2-2 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างระยะทาง

ในดาราจักร

ดาวโคจรของวัตถุในวงโคจรเป็นรูปวงกลม โดยความเร็วในวงโคจรของวัตถุตั้งฉากกับรัศมี  
จากรูป(2-1) ดังนั้น

$$V_R = \Theta \cos \alpha - \Theta_0 \sin l$$

ในสามเหลี่ยมจากกฎของไซน์

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(90 + \alpha)}{R_0} = \frac{\cos \alpha}{R_0}$$

ทำให้

$$V_R = \left( \frac{\Theta}{R} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right) R_0 \sin l \quad (2.1.1)$$

ซึ่ง  $\Theta / R = \omega =$  อัตราเร็วเชิงมุม จึงได้  $V_R = (\omega - \omega_0) R_0 \sin l \quad (2.1.2)$

จากรูปที่(2-2) จะเห็นว่าความสัมพันธ์ระหว่างระยะทางของแก๊สจากจุดศูนย์กลางของดาราจักร  
ระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์ และ รัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์คือ

$$R^2 = d^2 + R_0^2 - 2R_0 d \cos l \quad (2.1.3)$$

เมื่อพิจารณาความเร็วแนวเส้นสัมผัส  $v_T$  จากรูปที่ (2-1) ได้ว่า

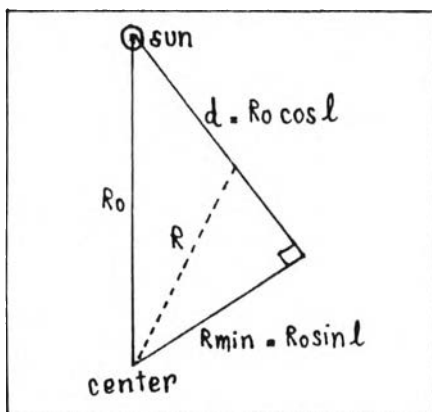
จากรูปที่ (2-2) จะเห็นว่าความเร็วแนวเส้นสัมผัสจะมีค่าเป็นบวกในทิศทางการเพิ่มของลองจิจูด ดังนั้น  $R \sin \alpha = R_0 \cos l - d$  แทนกลับจะได้ว่า

$$v_T = \frac{\Theta}{R} (R_0 \cos l - d) - \frac{\Theta_0}{R_0} R_0 \cos l \tag{2.1.4}$$

หรือ

$$v_T = (\omega - \omega_0)R_0 \cos l - \omega d \tag{2.1.5}$$

ความเร็วแนวเส้นสัมผัสที่ได้จากสมการ (2.1.4) และ (2.1.5) นั้นในทางปฏิบัติจะสังเกตโดยศึกษา การเคลื่อนที่พรีเซสเซอร์ของดาว ( $\mu$ ; หน่วย ฟลิปดา / ปี) คือ  $\mu_1 = v_T / 4.74d$  ซึ่งต้องอาศัยการหาค่าพาล์ลแลกซ์ ส่วนความเร็วแนวเส้นสายตานั้นหาได้จากปรากฏการณ์เคอปเปลอร์ซึ่งจะเห็นได้ว่าความเร็วแนวเส้นสายตาเป็นบวกวัตถุเคลื่อนที่ออกจากผู้สังเกตการณ์ เมื่อเป็นลบวัตถุเคลื่อนที่ สัมผัสเข้าหาผู้สังเกต จากสมการ(2.1.1) พบว่าที่รัศมีวงโคจรของแก๊ส R มีค่าน้อย ค่าของความเร็วแนวเส้นสายตาจะสูง จึงพิจารณาจากรูปที่(2-3) ได้ว่าระยะทางของแก๊สจากจุดศูนย์กลางของดาราจักรที่น้อยที่สุดในลองจิจูดดาราจักรหนึ่ง เมื่อ  $0 \leq l \leq 90^\circ$



ได้ว่า

$$R_{\min} = R_0 \sin l$$

โดยได้ระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์ d ที่รัศมีวงโคจรของแก๊สน้อยที่สุดในแนวเส้นสายตาหนึ่งคือ

$$d = R_0 \cos l$$

รูปที่ 2-3 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างรัศมีวงโคจรของแก๊สกับของดวงอาทิตย์ในแนวเส้นสายตาหนึ่ง

เนื่องจากการวัดด้วยเครื่องมือทางดาราศาสตร์นั้นมีข้อจำกัดของระยะทางเนื่องจากฝุ่นแก๊สในดาราจักรจึงจำเป็นต้องใช้สูตรในกรณีพิเศษดังนี้

2.1.1 สูตรของออร์ต (Oort's formula)

เมื่อปี ค.ศ. 1927 ออร์ต (Oort) ได้หาสูตรเพื่อการศึกษาการโคจรของวัตถุรอบจุดศูนย์กลางของดาราจักร โดยพิจารณาวัตถุที่มีระยะทางไกลๆกับดวงอาทิตย์ จากสมการ(2.1.2) ได้ความเร็วแนวเส้นสายตา

$$v_R = (\omega - \omega_0)R_0 \sin l$$

สามารถเขียนเทอมของอัตราเร็วเชิงมุมได้ในรูป

$$\omega - \omega_0 = \left. \frac{d\omega}{dR} \right)_{R_0} (R - R_0) \tag{2.1.6}$$

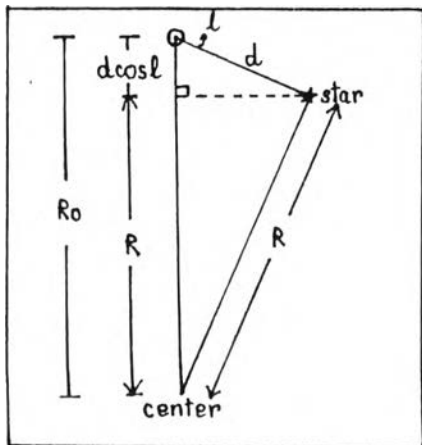
จาก

$$\frac{d\omega}{dR} = \frac{d}{dR} \left( \frac{\Theta}{R} \right) = \frac{1}{R} \left( \frac{d\Theta}{dR} \right) - \frac{\Theta}{R^2}$$

ดังนั้น

$$\left. \frac{d\omega}{dR} \right)_{R_0} = \frac{1}{R_0} \left( \left. \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} \right) - \frac{\Theta}{R_0^2}$$

ดังนั้นจากสมการ(2.1.1) จะได้ความเร็วแนวเส้นสายตาที่ประกอบด้วยเทอมของการเปลี่ยนแปลงของความเร็วในวงโคจรของแก๊สเทียบกับรัศมีวงโคจรที่ดวงอาทิตย์ ( $R = R_0$ ) คือ



$$v_R = \left[ \left( \left. \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} \right) - \frac{\Theta}{R_0} \right] (R - R_0) \sin l \tag{2.1.7}$$

จากรูปที่ (2-4) นี้จะเห็นได้ว่า เมื่อ  $d \ll R_0$  ระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์มีขนาดน้อยกว่ารัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์มากๆ โปรเจกชันของ R บน  $R_0$  จะประมาณว่าเท่ากับ R จึงได้ว่า

$$R_0 - R \approx d \cos l$$

รูปที่ 2-4 แสดงการประมาณระยะทางของแก๊สจากตำแหน่งต่างๆ

จึงเขียน ความเร็วแนวเส้นสายตาได้ในรูป

$$V_R = - \left[ \left( \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right] d \cos l / \sin l$$

จาก  $\sin l / \cos l = \frac{1}{2} \sin 2l$  และนิยามค่าคงที่  $\Lambda$  คือ ค่าคงที่ของอูร์ท  $\Lambda$  (Oort's constant  $\Lambda$ )

$$\Lambda \equiv - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right] \quad (2.1.8)$$

ซึ่งสามารถเขียน ความเร็วแนวเส้นสายตาได้ในรูปของค่าคงที่ของอูร์ท  $\Lambda$

$$V_R = \Lambda d \sin 2l \quad (2.1.9)$$

ต่อมาจะพิจารณาการหาความเร็วแนวเส้นสัมผัส หรือ ความเร็วในแนวระนาบท้องฟ้า (tangential velocity) ก่อนอื่นพิจารณาสมการ (2.1.6) ได้ว่า

$$\omega - \omega_0 = \left[ \left( \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right] \frac{(R - R_0)}{R_0} \quad (2.1.10)$$

จากสมการที่(2.1.5) เทอม  $\omega d$  สามารถเขียนกระจายในรูปของอนุกรมเทเลอร์ (Taylor's series) และเมื่อพิจารณาที่ ระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์  $d \ll R_0$  ซึ่งได้  $R_0 - R \approx d \cos l$  จะได้  
ว่า

$$\omega d = \omega_0 d - \left( \frac{d\omega}{dR} \right)_{R_0} d^2 \cos l + \dots$$

ถ้าพิจารณาว่า ระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์  $d$  มีค่าน้อยมาก จึงสามารถประมาณได้ว่า  $\omega d \approx \omega_0 d$  และ แทนด้วยสมการ (2.1.10) จึงได้ว่า

$$v_1 \approx - \left[ \left( \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right] d \cos^2 l - \Theta_0 \frac{d}{R_0}$$

เนื่องจาก  $\cos^2 l = \frac{1}{2}(1 + \cos 2l)$  ดังนั้น

$$v_1 \approx - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right] d \cos 2l - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} + \frac{\Theta_0}{R_0} \right] d \quad (2.1.11)$$

จากสมการที่(2.1.11)นั้นพจน์แรกประกอบด้วยค่าคงที่ของอูร์ท A จะเห็นว่าพจน์หลังมีสัมประสิทธิ์ค่าคงที่ซึ่งนิยาม ค่าคงที่ของอูร์ท B (Oort's constant B)

$$B \equiv - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d\Theta}{dR} \right)_{R_0} + \frac{\Theta_0}{R_0} \right] \quad (2.1.12)$$

ดังนั้นจึงสามารถเขียนความเร็วในระนาบท้องฟ้าได้ในรูป

$$v_1 = d(A \cos 2l + B) \quad (2.1.13)$$

เนื่องจากพิจารณาความเร็วในระนาบท้องฟ้าในรูปของการเคลื่อนที่พรีเซสเซอร์  $\mu$  ดังนั้น

$$\mu_1 = \frac{\Lambda \cos 2l + B}{4.74} \quad (2.1.14)$$

โดย  $\mu_1$  คือการเคลื่อนที่พรีเซสเซอร์ตามลองจิจูดราจกร ( $l$ ) ซึ่งมีค่าเป็นบวกในทิศทางการเพิ่มของ ( $l$ ) จะเห็นว่า การเคลื่อนที่พรีเซสเซอร์ในสมการที่(2.1.14) นี้ไม่ขึ้นกับระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์ซึ่งเป็นส่วนดี เนื่องจากระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์นั้นในทางปฏิบัติหาได้ลำบาก เมื่อหาค่าการเคลื่อนที่พรีเซสเซอร์ได้หลายค่าจะเป็นวิธีหนึ่งที่น่าไปสู่การหาค่าคงที่ของอูร์ท A, B ได้

จากสมการ (2.1.8) และ(2.1.12) สามารถเขียนค่าคงที่ของอูร์ทได้ในรูป

$$\frac{\Theta_0}{R_0} = A - B \quad \text{และ} \quad \left(\frac{d\Theta}{dR}\right)_{R_0} = -(A+B) \quad (2.1.15)$$

เมื่อสนใจเฉพาะแก๊สที่มีรัศมีวงโคจรใกล้เคียงกับดวงอาทิตย์  $R \approx R_0$  จากสมการ(2.1.10) และ(2.1.1) จะเขียนความเร็วแนวเส้นสายตาได้ว่า

$$v_R = 2A(R_0 - R) \sin l$$

ในแต่ละแนวเส้นสายตา ความเร็วแนวเส้นสายตาสูงสุดเมื่อ  $R = R_{\text{max}} = R_0 \sin l$  ดังนั้น

$$v_{\text{max}} = 2AR_0(1 - \sin l) \sin l \quad (2.1.16)$$

จะเห็นว่าในแต่ละลองจิจูดถ้าสังเกตการณ์วัดได้ค่าของความเร็วแนวเส้นสายตาสูงสุดซึ่งนำมาสร้างกราฟระหว่างลองจิจูดการจักรกับความเร็วนั้นแนวเส้นสายตาสูงสุดได้ เนื่องจากในสูตรของอูร์ทนี้ใช้ในกรณี  $d \ll R_0$  ถ้าพิจารณาที่  $l \approx 90^\circ$  ได้  $\sin l \approx 1$  จะหาค่า  $AR_0$  ได้ และเมื่อรู้ค่าของค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $A$  จะสามารถหารรัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์เทียบกับจุดศูนย์กลางของการจักร

## 2.1.2 การสังเกตการณ์หาค่าคงที่การหมุนของอูร์ท

เมื่อปี ค.ศ.1927 นอกจากอูร์ท ได้เสนอสูตรของการหาความเร็วแนวเส้นสายตาและความเร็วในแนวเส้นสัมผัสแล้ว ยังหาค่าคงที่การหมุน  $\Lambda, B$  โดยอาศัยค่าความเร็วแนวเส้นสายตาและค่าเฉลี่ยของการเคลื่อนที่พรีเซสซอร์ของดาวยักษ์ใหญ่ (supergiants) ,ดาวแปรแสง (Cepheids) และดาวสเปกตรัม O ได้ค่าคงที่  $\Lambda = 31.7 \pm 3.7 \text{ km/sec/kpc}$

และเมื่อปีค.ศ.1928 อูร์ท ได้หาค่าคงที่  $\Lambda$  และค่าคงที่  $B$  โดยการวิเคราะห์การเคลื่อนที่พรีเซสซอร์ของกลุ่มดาวดังกล่าว ได้  $\Lambda = 19 \text{ km/sec/kpc}$  และ  $B = -24 \text{ km/sec/kpc}$

เมื่อปี ค.ศ.1929 จอย (A.Joy) ได้ทำการทดสอบสูตรของอูร์ทและ หาค่าคงที่โดยพิจารณา ดาวแปรแสงที่กระจายในลองจิจูดดาราจักร และแต่ละดวงมีความเร็วแนวเส้นสายตา โดยวิเคราะห์แบ่งกลุ่มของดาวตามระยะทางจากดวงอาทิตย์ที่คิดจากแมกนิจูดสมบูรณ์ (absolute magnitude) และคาบของการแปรแสงซึ่งแบ่งกลุ่มได้ 4 กลุ่ม จากนั้นนำมาลงจุดบนกราฟระหว่างลองจิจูดดาราจักรกับ ความเร็วแนวเส้นสายตา ได้ผลเป็นกราฟรูปไซน์ซึ่งตรงกับสูตรของอูร์ท และจากค่าเฉลี่ยของระยะทางในกลุ่มดาวแต่ละกลุ่ม ทำให้หาค่าคงที่  $\Lambda$  จากอัมพลิจูดของกราฟ โดยพิจารณาค่า absorption change เนื่องจากมวลสารระหว่างดวงดาว ได้ค่าคงที่การหมุน  $\Lambda = 21 \text{ km/sec/kpc}$

การหาค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  หาได้จากหลักการโดยสรุปได้ดังนี้

1. จากอัมพลิจูดของกราฟความเร็วแนวเส้นสายตา โดยสมการ(2.1.9)
2. จากอัมพลิจูดของกราฟของการเคลื่อนที่พรีเซสซอร์โดยสมการ(2.1.14)
3. จากการนิยามค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  ตามสมการ(2.1.8) แต่วิธีการนี้ต้องสมมุติว่ารัศมีวงโคจรและความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์ ซึ่งจากสมการ(2.1.1) ทำให้หาค่าอัตราเร็วเชิงมุมของดาวจากความเร็วแนวเส้นสายตาได้ และโดยสมการ(2.1.3)ทำให้หารัศมีวงโคจรของดาวรอบจุดศูนย์กลางของดาราจักร นำอัตราเร็วเชิงมุมและรัศมีวงโคจรของดาวมาสร้างกราฟ และหาความชันของกราฟ ทำให้หา ค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  ได้

วิธีการที่ 2 นี้ อูร์ทหาค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  ได้  $\Lambda = 19 \text{ km/s/kpc}$  ส่วนวิธีการที่ 1 และ 3 นำมารวบรวมในตารางที่2-1 โดยพิจารณาค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  ที่เมื่อปรับค่าแมกนิจูดสมบูรณ์ของดาวที่นำมาเทียบระยะทางแล้ว ได้ค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  โดยในช่องสุดท้ายของตาราง จะเห็นว่าโดยเฉลี่ยแล้วเท่ากับ  $15 \text{ km /s /kpc}$  และปัจจุบันใช้ค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda = 15 \text{ km/s/kpc}$



ตารางที่ 2-1 แสดงค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  (km/s/kpc) โดยเอกสารอ้างอิงตั้งแต่ปีค.ศ. 1956 ถึง 1963

เอกสารอ้างอิง	ชนิด	จำนวน	ค่าคงที่ $\Lambda$ จากการวัด	ค่าคงที่ $\Lambda$ (ปรับค่า)
Petrie, Cuttle, and Andrews, <i>Astrophys.J.</i> <b>61</b> ,289,1956	B stars	79	17.7	
Feast and Thackeray, <i>Monthly Notices Roy. Astron.Soc.</i> , <b>118</b> , 126, 1958	B stars	314	17.5	16.0
Stibbs, <i>Monthly Notices Roy. Astron.Soc.</i> , <b>116</b> ,453,1956	Cepheids	76	19.5	15
Gascoigne and Eggen, <i>Monthly Notices Roy. Astron. Soc.</i> , <b>117</b> , 430, 1957	Cepheids	37	17.5	15
Walraven, Muller and Oosterhoff, <i>Bull. Astron. Inst. Netherlands</i> , <b>14</b> ,81,1958	Cepheids	51	17.4	15
Kraft and Schmidt, <i>Astrophys. J.</i> , <b>137</b> , 249, 1963	Cepheids	150	15	15
Johnson and Svolopolous, <i>Astrophys. J.</i> <b>134</b> , 868, 1961	Galactic clusters	36	15	15

อ้างอิงจาก D.Mihalas ,Galactic Astronomy.San Francisco,W.H.Freeman and Company,1968,p.134

การหาค่าคงที่การหมุนของอูร์ท B นั้นสามารถหาได้จากสมการ (2.1.13) ซึ่งเมื่อนำการเคลื่อนที่พรีเพอร์กับ ลองจิจูดดาราศาสตร์ มาสร้างกราฟการเคลื่อนของกราฟทางแกนดิ่งได้ ซึ่งมอร์แกนและอูร์ท (Morgan and Oort ;1951) หาค่าคงที่การหมุน B จากการวิเคราะห์การเคลื่อนที่พรีเพอร์ของระนาบ FK3-N30 ได้  $B = -7$  km/s/kpc

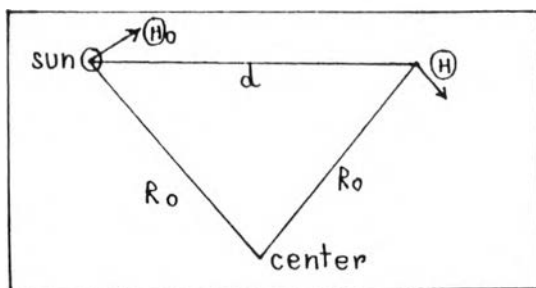
นอกจากนี้อาจหาค่าคงที่การหมุนของอูร์ท B ได้โดยอนุมานจากความสัมพันธ์ทางพลศาสตร์ของการหมุน ซึ่งปัจจุบันใช้ค่าคงที่การหมุนของอูร์ท B = -10 km/s/kpc

### 2.1.3 รัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์ $R_0$

รัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์หาได้โดยคร่าวตั้งแต่เริ่มต้นของการพิจารณาว่าดวงอาทิตย์ไม่ได้อยู่ที่จุดศูนย์กลางของดาราจักร โดยในปี ค.ศ. 1918 แฮปเพลย์ (Shapley) ได้อาศัยหลักการที่ว่าความสว่างปรากฏของดาวแปรแสง (Cepheid variables) เป็นฟังก์ชันของค่าความสว่าง ทำให้หาระยะทางของกระจุกดาวทรงกลมที่มีดาวแปรแสงอยู่ภายในกับดวงอาทิตย์ได้ โดยอาศัยการหาความสว่าง ทำให้พบว่ากระจุกดาวทรงกลมไม่ได้กระจายตัวอย่างสมมาตรรอบดวงอาทิตย์แต่กระจายตัวอย่างสมมาตรรอบจุดๆหนึ่ง ซึ่งอยู่ห่างจากดวงอาทิตย์ประมาณเกือบ 45,000 ปีแสงหรือประมาณ 15 กิโลพาร์เซก ในวิธีการเดียวกัน เบอด (W.Baade) ได้อาศัยการศึกษาจากการกระจายตัวของดาวแปรแสง (RR Lyrae stars) ในบริเวณที่มีการดูดกลืนเนื่องจากมวลสารระหว่างดาวต่ำ ได้  $R_0 = 8.2$  kpc ซึ่งจากการสรุปเรียบเรียงผลที่ได้จากการหารัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์ จากกระจุกดาวทรงกลมและดาวแปรแสง (RR Lyrae Stars) ได้หารัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์คือ  $R_0 = 9.9 \pm 0.5$  กิโลพาร์เซก แต่อย่างไรก็ตามการหาโดยวิธีนี้มีปัญหาเนื่องจากมวลสารระหว่างดาว

วิธีการหารัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์อีกวิธีคือ การหาค่า  $\Lambda R_0$  โดยพิจารณาจากอัมพลิจูดของกราฟระหว่างความเร็วแนวเส้นสายตาคับ ลองจิจูดดาราจักร ซึ่งจากการหาค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda$  โดย จอย (A.Joy; 1927) ตามที่นำมาได้จากหัวข้อ(2.2.1) นั้นได้ผลการประมาณค่าคงที่การหมุนของอูร์ท  $\Lambda = 21$  km/s/kpc และจากอัมพลิจูดของกราฟที่ได้จากดาวทุกกลุ่มทำให้ได้ค่าเฉลี่ยของรัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์  $R_0 \approx 11.7$  กิโลพาร์เซก

ในวิธีการเดียวกัน จากสมการที่(2.1.17) ซึ่งเป็นความสัมพันธ์ระหว่างลองจิจูดดาราจักรกับความเร็วแนวเส้นสายตาสองจุด จะพิจารณาหาค่า  $\Lambda R_0$  ได้โดยการสังเกตการณ์วัดความยาวคลื่น 21 เซนติเมตรของแก๊สไฮโดรเจน โดยหาความเร็วแนวเส้นสายตาในลองจิจูดต่างๆ ได้ค่า  $\Lambda R_0$  อยู่ในช่วง 135 – 150 km/s จึงได้รัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์อยู่ ระหว่าง 9 – 10 กิโลพาร์เซก



รูป( 2-5 ) แสดงการโคจรของแก๊สที่รัศมีวงโคจรเท่ากับ  $R_0$

การหารัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์โดยวิธีอ้อมนั้นมีหลักการที่ว่า ตำแหน่งที่วัดความเร็วแนวเส้นสายตาได้ศูนย์จะห่างจากจุดศูนย์กลางของดาราจักร เท่ากับรัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์ และ มีความเร็วในวงโคจรของแก๊สเท่ากับความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์ดังนั้นจาก

รูป( 2-5 ) ได้ว่า  $d = 2R_0 \sin \theta$

ซึ่งหากหากระยะทางระหว่างแก๊สกับดวงอาทิตย์ได้ จะสามารถหา  $R_0$  ได้ จากการสังเกตวัดคาบจากดาวสเปกตรัม B ได้ค่ารัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์ 10.7 และ 9.9 กิโลพาร์เซก จึงสรุปได้ว่าวิธีนี้ไม่ได้ผลเท่าไรนัก

ปัจจุบันกำหนดค่ารัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์  $R_0 = 10$  กิโลพาร์เซก

#### 2.1.4 ความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์ $\Theta_0$

ปรกติแล้วการเคลื่อนที่ของดวงอาทิตย์นั้นจะประกอบด้วยความเร็วในทิศทางของรัศมี (radial velocity :  $V$ ) ความเร็วแนวเส้นสัมผัสรอบจุดศูนย์กลางของดาราจักร (tangential velocity :  $\Theta_0$ ) และความเร็วแนวตั้งฉากกับระนาบ ( $Z_0$ ) ในที่นี้จะสนใจความเร็วแนวเส้นสัมผัสหรือความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์

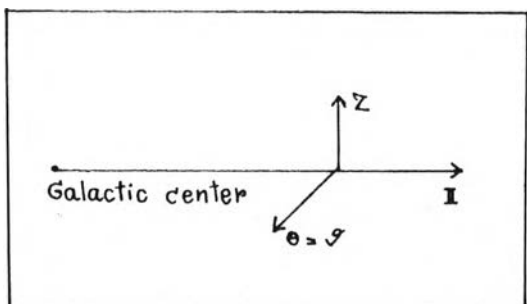
สำหรับการหาความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์  $\Theta_0$  นั้น ถ้าหาระบบอ้างอิงที่สมมุติว่าหยุดนิ่งเทียบกับจุดศูนย์กลางของดาราจักรได้ เมื่อหาความเร็วแนวเส้นสัมผัสของระบบอ้างอิงเทียบกับดวงอาทิตย์ได้นั้นจะได้ความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์ ซึ่งเมื่อปี ค.ศ.1946 มายอล (N.U. Mayall) ได้สมมุติว่าระบบของกระจุกดาวทรงกลมอยู่นิ่งเทียบกับจุดศูนย์กลางของดาราจักร และวัดความเร็วเฉลี่ยของระบบของกระจุกดาวทรงกลม 50 ระบบ ได้

$$\Theta_0 = 200 \pm 25 \text{ km/s} \quad \text{ในทิศทางห่ามุม } l'' = 87^\circ \quad b'' = 0^\circ$$

และโดยวิธีการเดียวกัน เมื่อปี ค.ศ.1959 คินแมน (T.D.Kinman) ใช้ระบบของกระจุกดาวทรงกลม 70 ระบบ ได้  $\Theta_0 = 167 \pm 30 \text{ km/s}$  โดย  $l'' = 90^\circ \quad b'' = 0^\circ$  ซึ่งแนวคิดที่ว่ากระจุกดาวทรงกลมหยุดนิ่งเทียบกับจุดศูนย์กลางของดาราจักรนั้นไม่มีเหตุผลพื้นฐานสนับสนุนเพียงพอ

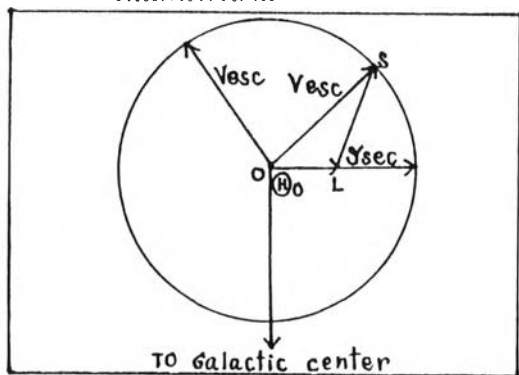
ถ้าพิจารณาระบบดาราจักรเพื่อนบ้านรอบดาราจักรทางช้างเผือก (Local Group) พบว่ามีการเคลื่อนที่อย่างไม่เป็นระเบียบ แต่เมื่อเทียบกับจุดศูนย์กลางของทางช้างเผือกมีความเร็วกลมเท่ากับศูนย์ หากความเร็วของดวงอาทิตย์เทียบกับระบบดาราจักรเพื่อนบ้าน ได้  $\Theta_0 = 292 \pm 32 \text{ km/sec}$  ในทิศ ห่ามุม  $l'' = 106^\circ \quad b'' = -6^\circ$

ส่วนการหา  $\Theta_0$  โดยวิธีอ้อมเสนอครั้งแรกโดย อูรท พิจารณาจากดาวรอบๆดวงอาทิตย์ที่อยู่ ในดาราจักรด้วยแรงโน้มถ่วง แต่อย่างไรก็ตามหากดาวมีความเร็วสูงพอจะมีพลังงานที่ทำให้ดาว หลุดพ้นจากดาราจักร เรียกความเร็วนี้ว่า ความเร็วหลุดพ้น (escape velocity :  $V_{esc}$ )



รูปที่ 2-6 แสดงองค์ประกอบของความเร็ว

ในแกนทั้งสาม



รูปที่ 2-7 แสดงความเร็วหลุดพ้นของดาราจักร

จากรูปที่ ( 2-6) พิจารณาดาวที่เคลื่อนที่ด้วย องค์ประกอบความเร็ว (I,  $\theta$ , Z.)เทียบกับดวง อาทิตย์ ถ้าดาวมีความเร็วหลุดพ้น  $V_{esc}$  จึงได้ว่า

$$I^2 + (\Theta_0 + \theta)^2 + Z^2 = V_{esc}^2$$

จากรูป(2-7) ถ้าจุด O เป็นจุดหนึ่ง จุด L มีความเร็ว ในวงโคจร  $\Theta_0$  ดาวมีความเร็วหลุดพ้น  $V_{esc}$  และ มีความเร็วสัมพัทธ์ในแนวเส้นสัมผัสสัมพันธ์ กับดวงอาทิตย์  $\theta_{esc}$

จากรูป(2-7) จะเห็นว่าดาวที่จะหลุดออกไปได้ต้องมีรัศมีทรงกลมเท่ากับความเร็วหลุดพ้น ( $V_{esc}$ ) ดังนั้นจึงสามารถเขียนสมการได้ในรูป

$$(\theta_{esc} + \Theta_0)^2 = V_{esc}^2$$

ทำให้ได้ว่า

$$I^2 + (\Theta_0 + \theta)^2 + Z^2 = (\theta_{esc} + \Theta_0)^2$$

อูรท เสนอว่าเนื่องจากการสังเกตการณ์ไม่มีดาวที่เคลื่อนที่ในทิศทางกามูนของดาราจักรที่มีความเร็วสัมพัทธ์ ( $\theta$ ) มากกว่า 63 กิโลเมตรต่อวินาที ดังนั้นจึงให้ความเร็วหลุดพ้นในทิศทางของการกามูน  $\theta_{esc} = 63$  กิโลเมตรต่อวินาที ถ้า I และ Z มีค่า และ  $\theta$  มีค่าน้อยกว่า  $\theta_{esc}$  ได้

$$V^2 + (\Theta_0 + 9.)^2 + Z^2 = (\Theta_0 + 63)^2$$

ดังนั้นผลลัพธ์สำหรับการหาความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์  $\Theta_0$  คือ

$$\Theta_0 = \frac{1}{2} \frac{V^2 + 9.^2 + Z^2 - 63^2}{63 - 9.}$$

เมื่อปี ค.ศ. 1949 ฟรีกกี (W. Fricke) ได้ใช้ข้อมูลจกดาวจำนวนมากที่มีส่วนประกอบความเร็วสูง แทนค่าหาความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์ได้  $\Theta_0 = 276 \pm 20$  km/s ซึ่งมีความไม่แน่นอนสูง

วิธีการหาความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์นั้น หากจากความสัมพันธ์  $\Theta_0 = (A-B)R_0$  โดยถ้าให้  $A = 15$  km/s/kpc  $B = -10$  km/s/kpc และ  $R_0 = 10$  kpc ได้ผลว่า  $\Theta_0 = 250$  km/s ปัจจุบันใช้ค่าความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์  $\Theta_0 = 250$  km/sec

สรุปค่าคงที่การหมุนของอูร์ท รัศมีวงโคจรของดวงอาทิตย์และความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์ ที่ยอมรับใช้ในปัจจุบัน ไว้ในตารางที่ 2-2 อย่างไรก็ตามค่าดังกล่าวอาจเปลี่ยนแปลงได้ในอนาคต

ตารางที่ 2-2 แสดงค่าคงที่ของอูร์ท A, B รัศมีวงโคจรและความเร็วในวงโคจรของดวงอาทิตย์

ค่าคงที่ของอูร์ท	A	+15 km/s/kpc
	B	-10 km/s/kpc
อัตราเร็วเชิงมุม	$\omega_0$	+25 km/s/kpc
ระยะทางไปยังจุดศูนย์กลางของดาราจักร	$R_0$	10 kpc
อัตราเร็วในวงโคจรรูปวงกลม	$\Theta_0$	250 km/s

อ้างอิง : พรชัย พิชรินทร์ตะกูล, 2528, ดาราศาสตร์ และ ดาราศาสตร์ฟิสิกส์เบื้องต้น,

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, กรุงเทพฯ หน้า 204

2.2 เส้นกราฟการหมุนจากค่าคงที่ของอูร์ท

ก่อนที่จะพิจารณาเพื่อหาเส้นกราฟการหมุนนั้นจะต้องพิจารณาทฤษฎีในการศึกษาพลศาสตร์การหมุนของดาราจักร โดยจะพิจารณาองค์ประกอบของความเร็วในทิศทางของแกนทั้งสามนั้นมีการกระจาย (velocity dispersion) เทียบกับความเร็วเฉลี่ย โดยจากกฎวัดค่าองค์ประกอบของความเร็วเฉลี่ยที่สัมพันธ์กับดวงอาทิตย์ในทิศทางต่างๆของดาวหลายกลุ่มด้วย พบว่าดาวมีการกระจายตัวแบบสุ่ม (Gaussian distribution) ดังนั้นเมื่อปี ค.ศ.1907 ชาวาชิลด์ (K.Schwarzschild) ได้ตั้งข้อสังเกตและสร้างสมการขององค์ประกอบของความเร็วโดยให้มีการกระจายแบบสุ่ม ได้ผลสรุปว่าองค์ประกอบของความเร็วในทิศทั้งสาม (u,v,w) กับการกระจายของความเร็ว ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ) อยู่ในรูปสมการ ellipsoid โดยมีการกระจายของความเร็วคือ  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  เป็นความยาวแกนหลัก (principal axis) 
$$\left(\frac{u^2}{\sigma_1^2} + \frac{v^2}{\sigma_2^2} + \frac{w^2}{\sigma_3^2} = 1\right)$$

จากนั้นเมื่อพิจารณาฟังก์ชันของการกระจายที่จุดๆหนึ่งบนดาราจักร  $f(R,z,H,0,Z)$  ซึ่งจะพิจารณาในระบบแกนทรงกระบอก (cylindrical coordinates) โดยฟริกเก (Fricke ;1952) ได้สร้างสมการระหว่างองค์ประกอบของความเร็วในแกนทั้งสามกับการกระจายของความเร็วในรูปของฟังก์ชันการกระจายคือ

$$f(R,z,H,0,Z) = v(R,z) \frac{hkl}{\pi^{3/2}} \exp\left[-h^2 \Pi^2 - k^2 (0-0_m)^2 - l^2 Z^2 - ml \left( (0-0_m) - n \Pi Z - p(0-0_m) \Pi \right)\right] \quad (2.2.1)$$

โดย  $v(R,z)$  แทนความหนาแน่นสเปซของดาว  $m, n, p$  เป็นสัมประสิทธิ์ค่าคงที่ซึ่งขึ้นกับมุมระหว่างการกระจายของความเร็วกับมุมที่องค์ประกอบของความเร็วทั้งสามแกนเบี่ยงไปจากแนวเดิม  $(\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{z})$  ส่วนพารามิเตอร์  $h, k, l$  ซึ่งขึ้นอยู่กับการกระจายของความเร็วเขียนแทนได้ในรูป

$$h^2 = \frac{1}{2\langle \Pi \rangle^2} \quad k^2 = \frac{1}{2\langle \vartheta \rangle^2} \quad l^2 = \frac{1}{2\langle Z \rangle^2}$$

พิจารณาสมการความต่อเนื่องของโบลทซ์มานน์ ( Boltzmann equation ,equation of continuity) ในระบบทรงกระบอกโดยให้  $\Phi$  แทนศักย์โน้มถ่วง (ซึ่งเกรเดียนของ  $\Phi$  แทนความแรง ) จะได้ว่า

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \Pi \frac{\partial f}{\partial R} + \frac{\Theta}{R} \frac{\partial f}{\partial \Theta} + Z \frac{\partial f}{\partial z} + \left( \frac{\Theta^2}{R} - \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) \frac{\partial f}{\partial \Pi} - \left( \frac{\Pi \Theta}{R} - \frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} \right) \frac{\partial f}{\partial \Theta} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial Z} = 0$$

เมื่อแทนฟังก์ชันของการกระจายลงในสมการความต่อเนื่องของโบลทซ์มานน์และเขียนสัญลักษณ์แทน  $-\frac{\partial \Phi}{\partial R} = K_R$  ,  $-\frac{\partial \Phi}{\partial Z} = K_Z$  จะได้ว่า

$$\begin{aligned} & \Pi \left[ -\frac{\partial h^2}{\partial R} \right] + \Pi^2 \Theta \left[ -\frac{\partial m}{\partial R} + \frac{m}{R} \right] + \Pi^2 Z \left[ -\frac{\partial n}{\partial R} - \frac{\partial h^2}{\partial z} \right] + \Pi \Theta^2 \left[ -\frac{\partial k^2}{\partial R} - \frac{2h^2}{R} + \frac{2k^2}{R} \right] \\ & + \Pi \Theta Z \left[ -\frac{\partial p}{\partial R} + \frac{p}{R} - \frac{\partial m}{\partial z} \right] + \Pi Z^2 \left[ -\frac{\partial l^2}{\partial R} - \frac{\partial n}{\partial z} \right] + \Theta^3 \left[ -\frac{m}{R} \right] + \Theta^2 Z \left[ -\frac{n}{R} - \frac{\partial k^2}{\partial z} \right] \\ & + \Theta Z^2 \left[ \frac{\partial p}{\partial z} \right] + Z^3 \left[ -\frac{\partial l^2}{\partial z} \right] + \Pi^2 \left[ \frac{\partial (m\Theta_m)}{\partial R} \right] + \Pi \Theta \left[ 2 \frac{\partial (k^2\Theta_m)}{\partial R} - 2 \frac{k^2\Theta_m}{R} \right] \\ & + \Theta^2 \left[ \frac{m\Theta_m}{R} \right] + \Theta Z \left[ \frac{\partial (k^2\Theta_m)}{\partial z} \right] + Z^2 \left[ \frac{\partial (p\Theta_m)}{\partial z} \right] + \Pi \left[ -nK_Z + \frac{1}{f} \frac{\partial f_n}{\partial R} - 2h^2 K_R - \frac{\partial (k^2\Theta_m^2)}{\partial R} \right] \\ & + \Theta \left[ -mK_R - pK_Z \right] + Z \left[ -nK_R - 2l^2 K_Z + \frac{1}{f_0} \frac{\partial f_0}{\partial z} - \frac{\partial (k^2\Theta_m^2)}{\partial z} \right] \\ & + \left[ m\Theta_m K_R + p\Theta_m K_Z \right] \\ & = 0 \end{aligned}$$

ถ้ากำหนดค่าแอมพลิจูดของการกระจายของความเร็วของระบบอยู่ในทิศของ  $\hat{r}, \hat{\theta}$  จึงกำหนด

(1).  $m \equiv 0$        $p \equiv 0$

เนื่องจากความถี่ของสมการเป็นศูนย์ จึงพิจารณาให้ส่วนที่อยู่ในวงเล็บเป็นศูนย์จึงได้ว่า

(2)  $\frac{\partial h^2}{\partial R} = \frac{\partial l^2}{\partial z} = 0$

(3)  $\frac{\partial h^2}{\partial z} + \frac{\partial n}{\partial R} = 0$        $\frac{\partial l^2}{\partial R} + \frac{\partial n}{\partial z} = 0$        $\frac{\partial k^2}{\partial z} + \frac{n}{R} = 0$

$$(4) \quad \frac{\partial k^2}{\partial R} - \frac{2(k^2 - h^2)}{R} = 0$$

$$(5) \quad \frac{\partial(k^2 \Theta_m)}{\partial R} = \frac{k^2 \Theta_m}{R}$$

$$(6) \quad \frac{\partial(k^2 \Theta_m)}{\partial z} = 0$$

$$(7) \quad \frac{1}{f_0} \frac{\partial f_0}{\partial R} = \frac{\partial(k^2 \Theta_m^2)}{\partial R} + 2h^2 K_R + nK_z$$

$$(8) \quad \frac{1}{f_0} \frac{\partial f_0}{\partial z} = \frac{\partial(k^2 \Theta_m^2)}{\partial z} + 2l^2 K_z' + nK_R$$

จะเห็นว่าในที่นี้จะพิจารณาเฉพาะเทอมที่เกี่ยวข้องกับการหมุนในวงโคจร ดังนั้นจากกรณี(2),(3) และ (4) เมื่อแกสมการจะได้ h,k,l ในรูปของ R,z คือ

$$h^2 = \frac{1}{2} C_5 z^2 + C_6 z + C_1 \quad (2.2.2)$$

$$k^2 = C_2 R^2 + \frac{1}{2} C_5 z^2 + C_6 z + C_1 \quad (2.2.3)$$

$$l^2 = \frac{1}{2} C_5 R^2 + C_4 \quad (2.2.4)$$

$$n = -C_5 R z - C_6 R \quad (2.2.5)$$

เนื่องจากที่บนระนาบ  $z = 0$  ในระนาบมีความสมมาตรไม่มีการเปลี่ยนแปลงในทิศทางของแกน  $z$  คือการกระจายของความเร็วอยู่ในทิศทางของ  $\hat{k}$  ดังนั้นจากสมการที่(2.2.5) จึงให้  $n=0$  ทำให้ได้ค่า  $C_6 = 0$  และเมื่อพิจารณาจากเงื่อนไขที่ 6 จะเห็นว่า  $k^2 \Theta_m$  เป็นฟังก์ชันของรัศมีวงโคจร R ดังนั้นจากเงื่อนไขที่ 5 เมื่อแกสมการได้ ว่า

$$\Theta_m = \frac{C_1 R}{k^2} \quad (2.2.6)$$



ดังนั้นจึงสามารถเขียนความเร็วในวงโคจรเฉลี่ยที่รัศมีวงโคจรใดๆ ได้ในรูป

$$\Theta_m = \frac{C_3 R}{C_1 + C_3 R^2 + \frac{1}{2} C_5 z^2} \quad (2.2.7)$$

โดยพิจารณาเฉพาะบนระนาบ  $z = 0$  และ  $\Theta_m$  คือความเร็วในวงโคจรที่เป็นวงโคจรรูปวงกลมจะเขียน  $\Theta_m$  ได้ในรูป

$$\Theta_m = \frac{\alpha R}{\beta + R^2} \quad (2.2.8)$$

ดังนั้นจากสมการที่ (2.1.14) ได้ว่า

$$\left[ \frac{\Theta_m (R)}{R} \right]_{R_0} = \Lambda - B = \frac{\alpha}{\beta + R_0^2} \quad (2.2.9)$$

$$\left[ \frac{d\Theta_m (R)}{dR} \right]_{R_0} = -(\Lambda + B) = \frac{\Theta_m (R)}{R} \left( 1 - \frac{2R_0^2}{\beta + R_0^2} \right) \quad (2.2.10)$$

จากสมการที่(2.2.9) และ (2.2.10) แทนค่าหา  $\beta$  และ  $\alpha$  ได้ว่า

$$\alpha = (\Lambda - B) (\beta + R_0^2)$$

$$\beta = R_0^2 \left[ \frac{2}{\Lambda + B} - 1 \right] \quad (2.2.11)$$

แทนค่า  $A = 5 \text{ km/s/kpc}$      $B = -10 \text{ km/s/kpc}$      $R_0 = 10 \text{ kpc}$     ได้ค่า  $\alpha, \beta$  แทนในสมการ (2.1.10) ได้

$$\Theta_m(R) = \frac{4166R}{66.66 + R^2}$$

หรือ

$$\Theta_m(R) = \frac{k_1 R}{k_2 + R^2}$$

โดย

$$k_1 = 4.166 \times 10^3 \text{ km/s/kpc}$$

$$k_2 = 66.66 \text{ kpc}^2$$

สมการที่ได้นี้จะนำมาใช้เป็นแบบจำลองที่ใช้เปรียบเทียบกับแบบจำลองที่สร้างขึ้น หรืออาจจะนำมาใช้เปรียบเทียบกับแบบจำลองจากการทดลองสังเกตการณ์ได้

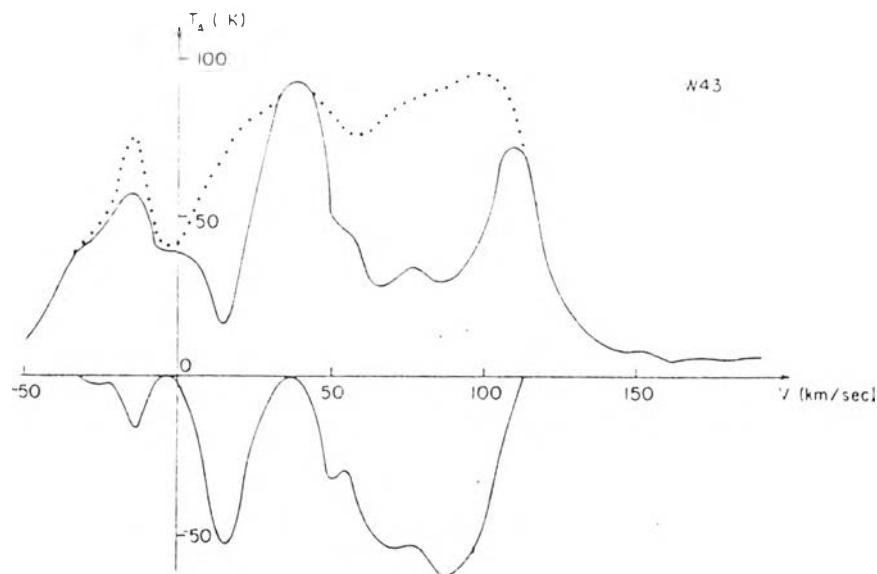
### 2.3 อุณหภูมิของแก๊สระหว่างดวงดาว

การค้นพบมวลสารระหว่างดวงดาว เริ่มต้นเมื่อปี ค.ศ. 1904 โดย ฮาร์ทมานน์ (Hartmann) จากการศึกษาธาระบดาว  $\delta$  - Orionis ซึ่งอยู่ในระบดาวคู่ซึ่งดาวที่มีมวลน้อยกว่าจะโคจรรอบจุดศูนย์กลางมวลรวมซึ่งอยู่ภายในดาวที่มีมวลมากกว่า เพื่อหาว่าดาวที่มีมวลน้อยกว่ามีความเร็วในวงโคจรอย่างไร และมีคาบของการโคจรเท่าไร โดยวิธีการสังเกตการณ์การเลื่อนเนื่องจากปรากฏการณ์ดอปเปลอร์ (Doppler shift) ซึ่ง ฮาร์ทมานน์ ได้พบว่านอกจากการเลื่อนของเส้นสเปกตรัมที่ได้จากการโคจรของดาวแล้วยังพบเส้นสเปกตรัมการดูดกลืน (absorption line) ที่เป็นเส้นทึบที่ละเอียดผิดปกติ จึงพิจารณาได้ว่าเส้นสเปกตรัมที่ได้ไม่น่ามาจากระบบดาวคู่แต่มาจากมวลสารระหว่างดวงดาวจากการหาความยาวคลื่นของการดูดกลืนพบว่าเท่ากับ  $3970.5 \text{ \AA}$  เท่ากับเส้นสเปกตรัมการดูดกลืนของแคลเซียมฮอออน ( $\text{Ca}^+$ ) ซึ่งจากการวิเคราะห์อุณหภูมิจากความกว้างแถบของเส้น  $\text{Ca}^+$  ทำให้พบว่าอุณหภูมิดังกล่าว ประมาณ 100 เคลวิน ซึ่งต่ำกว่าอุณหภูมิที่ผิวดาว จึงสรุปว่าเส้นสเปกตรัมของการดูดกลืนที่ได้ไม่ได้มาจากระบบดาวคู่ แต่มาจากมวลสารระหว่างดาว ซึ่งเป็นกลุ่มหมอก (cloud) ที่มีอุณหภูมิต่ำ

ปัจจุบันเชื่อว่าพลังงานที่ทำให้แก๊สมีอุณหภูมินั้นมาจากโปรตอนพลังงานสูงที่เคลื่อนที่ผ่านกลุ่มแก๊สและมีการชนกับอะตอมของแก๊ส นอกนั้นยังมีรังสีเอกซ์และรังสีอัลตราไวโอเล็ตอยู่บ้าง

ซึ่งพลังงานจลน์ที่คำนวณได้นั้นขึ้นกับความหนาแน่นของแก๊ส ซึ่งผลการคำนวณนั้นแก๊สไฮโดรเจนที่ผ่านการชนของรังสีคอสมิก มีอุณหภูมิสูงเกินไป แต่เมื่อพิจารณาว่ามีการบอนอออน( $C^+$ ) เป็นองค์ประกอบของกลุ่มแก๊สแล้วพิจารณาได้ว่า อุณหภูมิประมาณ 100 เคลวิน ทั้งนี้อุณหภูมิของแก๊สในดาราจักรไม่คงที่ซึ่งขึ้นกับชนิดของอะตอมหรือไอออนที่ประกอบอยู่ในบริเวณนั้น

จากการสำรวจคลื่น 21 เซนติเมตรที่มาจากอะตอมไฮโดรเจนโดยตรวจจับคลื่นในช่วงแลตติจูดต่ำๆ จากท้องฟ้า พบว่าช่วงของอุณหภูมิที่ตรวจจับได้นั้นเฉลี่ย 100-150 เคลวิน จากการพิจารณากลุ่มแก๊สไฮโดรเจนพบว่า นอกจากมีอะตอมของไฮโดรเจนซึ่งปลดปล่อยรังสีเนื่องจากการเปลี่ยนระดับพลังงานเนื่องจากการชนกันของอะตอมแล้วยังประกอบด้วยแถบของไฮโดรเจนอออน (III Region) ซึ่งปลดปล่อยคลื่นวิทยุโดยอาศัยขบวนการปลดปล่อยรังสีเนื่องจากความร้อน (thermal emission, thermal bremsstrahlung) ซึ่งเกิดได้อุณหภูมิสูงต่างกัน และนอกจากนี้การหาอุณหภูมิจะต้องพิจารณาอุณหภูมิของแก๊สจากสวนของการกระตุ้นปลดปล่อยรังสี (emission effect) และจากสวนของแก๊สที่มีการดูดกลืนรังสี (absorption effect)



รูปที่ 2-8 เส้นสเปกตรัมที่วัดได้และการคาดหมาย (Kerr, Knapp; 1970)

ตัวอย่างจากการตรวจจับการดูดกลืนและการปลดปล่อยคลื่น 21 เซนติเมตร ดังรูปที่(2-8)จากแหล่ง W43 (Kerr, Knapp ; 1970) เส้นบนสุดแสดงเส้นสเปกตรัมที่มาจากกระตุ้นปลดปล่อยรังสีที่คาดว่าจะเป็น เส้นถัดลงมาเป็นเส้นจากการสังเกตการณ์จริง เส้นล่างสุดเป็นที่มาจากการดูดกลืนรังสีจริงซึ่งหาจากความกว้างของสเปกตรัมที่มาจากปรากฏการณ์ซีแมน