

บทที่ 5

รังสีคอสมิกในสนามแม่เหล็กและการหาค่า

Cutoff rigidities

โลกเป็นสนามแม่เหล็กขนาดยักษ์ซึ่งเป็นเครื่องมือที่ธรรมชาติสร้างขึ้น ทำให้เกิดการแบ่งแยกรังสีคอสมิกเป็นพวก ๆ ตามพลังงานของมัน คุณสมบัติดังกล่าวนี้นำไปใช้ในการศึกษาปฏิริยานิวเคลียร์ต่าง ๆ ว่าขึ้นอยู่กับอนุภาคพลังงานต่าง ๆ เหล่านั้นอย่างไร และเป็นส่วนหนึ่งในการศึกษาแหล่งกำเนิดของรังสีคอสมิก ซึ่งจะกล่าวในบทต่อไป ซึ่งเป็นปัญหาที่ค่อนข้างยุ่งยาก ทั้งนี้จึงเป็นเหตุผลที่สำคัญว่า จะต้องทราบข้อมูลที่ถูกต้องเกี่ยวกับลักษณะของสนามแม่เหล็กโลก ไม่เพียงแค่วิเวณพื้นผิวเท่านั้น ยังจะต้องรวมบริเวณที่ไกลออกไปจากผิวโลกที่ยังมีอิทธิพลต่อการเคลื่อนที่หรือทางเดินของอนุภาครังสีคอสมิก เพื่อแก้ปัญหาจำเป็นของศึกษาการกระจายความเข้มของรังสีคอสมิกที่ปกคลุมโลกทั้งหมด และพิจารณาเส้นที่มีความเข้มของรังสีคอสมิกต่ำสุด ซึ่งเรียกว่าอีควเอเตอร์รังสีคอสมิก (cosmic ray equator) และพบว่าเส้นนี้ห่างออกไปจากอีควเอเตอร์สนามแม่เหล็กโลก (geomagnetic equator) จากการศึกษาพบว่าการสมมุติว่าสนามแม่เหล็กโลกมีลักษณะไดโพล (dipole) ที่จะใช้ในการคำนวณในขณะนี้เกี่ยวกับทางโคจรของอนุภาครังสีคอสมิกค่อนข้างจะหยาบเกินไป เพื่อให้จะได้ข้อมูลที่สอดคล้องกับการทดลองจำเป็นต้องมีแบบที่เป็น non-dipole มารวมด้วย ค่าของ the geomagnetic cutoff rigidity จึงมีค่าเปลี่ยนไป และมีผลต่อการพิจารณาพลังงาน, ตำแหน่งของอนุภาคซึ่งขึ้นอยู่กับเวลาด้วย

การจะได้อรรถผลและผลที่ถูกต้องจากปัญหาค่าง ๆ รวมทั้งปัญหาแห่งกำเนิดของรังสีคอสมิกปฐมภูมิ สิ่งจำเป็นอย่างแรกก็คือความรู้เกี่ยวกับการเคลื่อนที่ของรังสีคอสมิกในสนามแม่เหล็กโลก ในบทนี้เราจะมีการพิจารณาว่า cutoff rigidities จากวิธีการประมาณและหลักการแบบละเอียดที่มีพัฒนาขึ้นมา

5.1 ผลของสนามแม่เหล็กโลกที่มีต่ออนุภาคประจุที่เรานำมายังโลกตามทฤษฎีของ Störmer

ก่อนที่จะพิจารณาถึงค่า cutoff rigidities โดยวิธีต่าง ๆ ที่มีการพัฒนา มา

เริ่มต้นศึกษาขบวนการของสนามแม่เหล็กโลกที่มีต่ออนุภาคคอสมิกที่มีประจุจากทฤษฎีของ Störmer เสียก่อน

พิจารณาอนุภาคประจุ m ในสนามแม่เหล็ก แรงที่กระทำต่ออนุภาคประจุวงในสนามแม่เหล็ก \vec{B} หาได้จาก

$$\vec{F} = Z e (\vec{v} \times \vec{B})$$

หรือ $F = Z e v B \sin \theta$ 5.1

เมื่อ θ คือมุมระหว่างทิศทางแม่เหล็กและความเร็วของอนุภาค จะไม่มีแรงกระทำต่ออนุภาคดังกล่าวในทิศของ \vec{B} แต่มีแรงในแนวตั้งฉากกับ \vec{B} เป็นแรงหนีศูนย์กลางซึ่งมีขนาด $\frac{mv^2 \sin^2 \theta}{r}$

เมื่อ r คือรัศมีของวงกลมของทางเดินที่ลากให้ตั้งฉากกับทิศของ B (projected path), ในหน่วย ม.ค.ส. ในภาวะสมดุลของแรงเราจะได้

$$\frac{mv^2 \sin^2 \theta}{r} = Z e v B \sin \theta$$
 5.2

หรือ $B r = \frac{m v \sin \theta}{Ze} = \frac{p \sin \theta}{Ze} = \frac{pc \sin \theta}{Zce}$ 5.3

ซึ่งเทอม Br ก็คือ the magnetic rigidity, $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$

โดยให้ p / e คืออนุภาคประจุหนึ่งที่มีโมเมนตัมให้อยู่ในหน่วย eV / c (คือนั้นอนุภาคประจุตัวหนึ่งที่มีพลังงาน $pc / e = 3 \times 10^9 eV$ และ $\sin \theta = 1$ จะมีค่า magnetic rigidity เป็น $10 eV / c$ และถ้าความหนาแน่นของฟลักซ์มีค่า $1 \text{ weber} / m^2$ เราจะได้ทางเคลื่อนที่เป็นเส้นโค้งของอนุภาค โดยมีรัศมี 10 เมตร อนุภาคที่มีประจุ (atomic number) Z และ ZZ ที่มีพลังงานก่อนนิวคลีออน (pc / e) เป็น $1.5 \times 10^9 eV$ จะมีทางเดินที่เหมือนกันในสนามแม่เหล็กเดียวกัน หมายถึง Br เท่ากัน)

ถ้าเรามาพิจารณาสนามแม่เหล็กโลก สมมุติว่าโลกมีค่า dipole strength (หรือ magnetic dipole moment) M , ความหนาแน่นของฟลักซ์ (หรือสนามแม่เหล็ก) ที่อีควาเตอร์

หาได้จาก

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M}{a^3} \quad 5.4$$

เมื่อ a คือรัศมีของโลก

อนุภาคที่มีมวล m และประจุ Ze จะเคลื่อนที่เป็นวงรัศมี a ที่มีวิเวงอีเควเทอร์ถ้าความเร็วของมันเป็น v ในที่นี้อีเควเทอร์ ความสมการ

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{MZev}{a^3} \quad 5.5$$

โมเมนตัมของอนุภาคที่หนึ่งทั้งหมดของโลกความระนาบอีเควเทอร์ความสมการข้างบนจะมีค่ากำหนดได้คือ

$$\frac{(pc)_a}{e} \text{ (electron volt)} = \frac{\mu_0 McZ}{4\pi a^2} = 59.6Z \text{ (GeV)} \quad 5.6$$

และเราจะใช้รัศมีของโลกมีค่า

$$a = \sqrt{\frac{\mu_0 McZ}{4\pi (pc)_a}} \quad 5.7$$

โดยที่

$$M = 8.1 \times 10^{22} \text{ amp m}^2$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$$

$$a = 6.37 \times 10^6 \text{ m}$$

ในทฤษฎีเกี่ยวกับอิทธิพลของสนามแม่เหล็กโลกที่มีต่ออนุภาคประจุ stoermer พบว่าจะเป็นการสะดวกยิ่งขึ้นถ้าให้ g เป็นหน่วยของความยาวเรียกว่า the Stoermer โดยนิยามว่า

$$\begin{aligned} g &= a \sqrt{\left(\frac{pc}{e}\right)_a / \left(\frac{pc}{e}\right)} \\ &= a \sqrt{\frac{59.6 Zc}{pc}} \end{aligned} \quad 5.8$$

โดยที่ p คือโมเมนตัมของอนุภาคที่เราจะศึกษา

รัศมีของโลกใน Stoenner units สำหรับอนุภาคที่มีโมเมนตัม p จึงมีค่า

$$\frac{a}{g} = r_0 = \sqrt{\left(\frac{pc}{e}\right) / \left(\frac{pc}{e}\right)_a} \text{ Stoenner units} \quad 5.9$$

หรือ

$$\left(\frac{pc}{e}\right) = 59.6 Z r_0^2 \quad (\text{GeV})$$

และ

$$r_0 = \sqrt{\frac{pc}{59.6 Ze}} \quad 5.10$$

พลังงานทั้งหมดในหน่วย GeV ของอนุภาคตัวหนึ่งที่มีพลังงานเมื่ออยู่นิ่ง $M_0 c^2$ (GeV) และโมเมนตัม p มีค่า

$$U = \sqrt{M_0^2 c^4 + (59.6 Z r_0^2)^2} \quad 5.11$$

และถ้า $M_0 c^2 = ZZ m_0 c^2$ พลังงานทั้งหมดคืออนุภาคมีค่า $\frac{U}{ZZ}$

$$\frac{U}{ZZ} = \sqrt{m_0^2 c^4 + \frac{1}{4} (59.6 r_0^2)^2} \quad 5.12a$$

โดยที่ $m_0 c^2$ คือพลังงานเมื่ออยู่นิ่งของนิวคลีออนตัวหนึ่งซึ่งกล่าว กรณีโปรตอน $M_0 c^2 = m_0 c^2$ พลังงานทั้งหมดจะมีค่า

$$U = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (59.6 r_0^2)^2} \quad 5.12b$$

การเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุบวกจากระยะอนันต์ (infinity) เข้ามายังโลกซึ่งสมมุติว่าเป็นสนามไดโพล (a dipole field) ซึ่งเป็นวิธีการของ Stoenner (ใน Appendix B คำว่าของ V.D. Hesper) ศึกษาการเคลื่อนที่ในระนาบเมริเดียน (meridian plane) ซึ่งให้มุมมองไปยังอนุภาคดังกล่าว Stoenner ได้หาสมการการเคลื่อนที่ของอนุภาคดังกล่าวออกมาในรูป

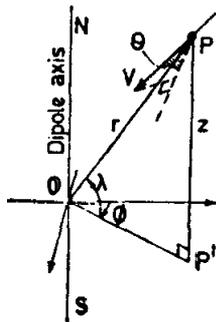
$$-\sin \theta = (2Z / r \cos \lambda) + \cos \lambda / r^2 \quad 5.13$$

เมื่อ γ คือค่าคงที่ที่วัดไม่มาจก $-\infty$ ถึง $+\infty$ ขึ้นอยู่กับโมเมนต์เชิงมุมเริ่มต้นของอนุภาคนั้น
 รอบ ๆ แกนของโลก โมเมนต์เชิงมุมของอนุภาคที่อยู่นิ่งคือ γ ของโคโพลาร์มีค่าเท่ากับ $-2\pi r$
 ทางเดิน (paths) กรณีที่ γ มีค่าคง ๆ ใหญ่ รูปที่ 5-2

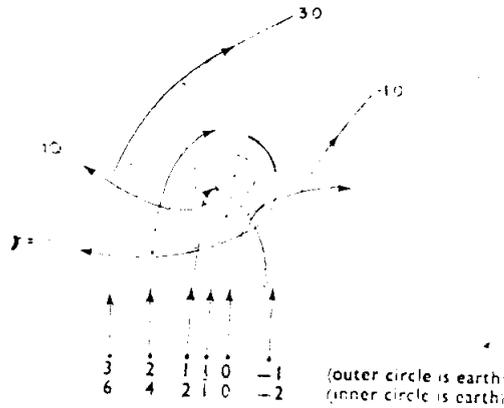
λ คือละติจูดแม่เหล็กโลก (the geomagnetic latitude) ของอนุภาคนั้น

r คือระยะทางของอนุภาคนั้นจากศูนย์กลางของโลกโคโพลาร์ก็กล่าวในหน่วย stoeumer

ϕ คือมุมระหว่างทางเดินของอนุภาค และ projection ของทางเดินลงไปในระนาบ
 เมริเดียน ϕ มีค่าเป็นบวกสำหรับอนุภาคประจุบวกที่เข้ามาจากทิศตะวันออกและเมื่อ $\phi = 90^\circ$ อนุภาค
 ก็กล่าวว่าจะเข้ามาตามแนวระนาบทิศตะวันออก ใหญ่ รูปที่ 5-1



รูปที่ 5-1 ระบบโคออร์ดิเนตสำหรับอนุภาคในที่นี้ ϕ มีค่าเป็นบวก
 สำหรับอนุภาคประจุบวกที่เข้ามาทางทิศตะวันออก

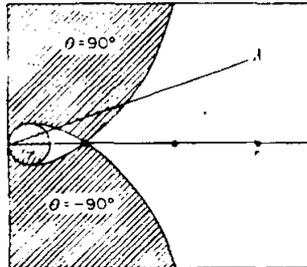


รูปที่ 5-2 อนุภาคประจุบวกเคลื่อนที่ในระนาบอีควาเทอรัล (equatorial plane) ของโลกด้วยพลังงาน (คือนิวคลีออน) $pc / e = 59.6 \text{ BeV}$ จะมีหางเค้นประมาณโค้งครึ่งรูปข้างบน โดยรัศมีของโลกมีค่าเป็น 1 หน่วย ถ้าอนุภาคปฐมภูมิมีค่าของ $pc / e = 14.9 \text{ GeV}$ จะได้ $r_0 = \frac{1}{2}$ และรัศมีของโลกจะแสดงด้วยเส้นวงกลมปะโคจรจะไม่อนุภาคใดถึงโลกได้

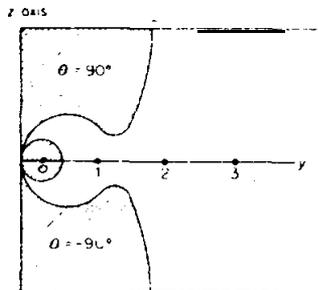
เมื่อ $|\sin \theta|$ มีค่าไม่เกิน 1 ดังนั้นจึงอาจจะเขียนแผนภาพแสดงบริเวณที่อนุภาคไม่สามารถเข้ามาได้ ซึ่งเรียกบริเวณดังกล่าวนี้ว่า "บริเวณต้องห้าม" (forbidden regions) ส่วนบริเวณที่อนุภาคสามารถเข้ามาได้ ก็จะต้องอยู่ภายใต้อำนาจ $|\sin \theta| \leq 1$

โดยทั่วไปจะมีบริเวณที่อนุภาคอยู่ 2 แบบ ใหญ่รูปที่ 5-3 ซึ่งเป็นแผนภาพแสดงบริเวณที่อนุภาคและอนุภาคให้อนุภาคเข้ามา กรณี $-2r = 2$ จะเห็นว่าพื้นที่อันหนึ่งจะแผ่ขยายไปถึงอนันต์ ขณะที่พื้นที่อันอื่นจะถูกล้อมรอบด้วยผนังที่ติดกับพื้นที่ภายนอกที่ระยะ $r = 1$ อนุภาคจะถูกขัง (trapped) ไว้รอบ ๆ โลก ถ้า $-2r > 2$ และ $r < 1$ อนุภาคก็กล่าวว่ามีไม่แน่นอนไม่เพียงพอที่จะหมุนตัวเองรอบโลกที่บริเวณอีควาเทอรัล แต่ไม่แน่นอนเชิงมุมของมันรอบแกนโลกก็ยังมีค่ามากพอที่จะไม่ให้ตัวมันวนกลับโลก ดังนั้นทฤษฎีของ Störmer ก็ทำนายแถบของวารอัลเลน (the Van Allen belt) ด้วย

กรณีที่ $0 < -r < 1$ ปาก (the jaws) ที่เคยปิดเป็นบริเวณกึ่งห้ามที่ $r = 1$ ก็จะเปิดออก
 ดังรูปที่ 5-4



รูปที่ 5-3 บริเวณที่อนุญาต (ไม่แคบเงา) และบริเวณไม่อนุญาตให้เข้าได้
 (bounded region) กรณี $-2 \leq r \leq 2$



รูปที่ 5-4 บริเวณอนุญาตและกึ่งห้ามกรณี $0 < -r < 1$

เมื่อแทนค่าให้ $\sin \theta = 1$ ก็จะได้แสดงว่าอนุภาคประจุบวกเข้ามาในแนวระนาบจากทางทิศตะวันตก ซึ่งสอดคล้องกับ $\theta = 90^\circ$ ดังนั้นบริเวณที่กองหามเป็นพื้นที่ที่แฉกาจล้อมรอบด้วยพื้นที่ที่สอดคล้องกับ $\sin \theta = \pm 1$

ในการพิจารณาการแผ่รังสีที่สมบูรณ์ เราจะต้องพิจารณาถึงกลศาสตร์ของอนุภาคในแกน z และโคจรแบบวงกลม ดังนั้น พื้นผิวของโลกเป็นวงกลมรัศมี r_0 ในหน่วยของ Stoenner ซึ่งจะมีค่าเท่ากันกับโมเมนต์ (rigidity) ของอนุภาคที่เข้ามา

5.2 แถบของวานอัลเลน (the Van Allen belt)

จากหัวข้อมาก่อนเมื่ออนุภาคประจุเคลื่อนที่ในสนามแม่เหล็ก B จะได้

$$Br = \frac{pc \sin \theta}{Zce}$$

จะเห็นว่า $B \propto \frac{1}{r}$ เมื่อตัวอื่นคงที่ ถ้าสนามมีความเข้มข้น r จะลดลง หมายถึงรัศมีการหมุนจะสั้นเข้า เมื่อหาพลังงานจลน์ในแนวตั้งฉาก (E_{\perp}) และในแนวขนาน (E_{\parallel}) จะได้

$$E_{\perp} = \frac{mv_{\perp}^2}{2}, \quad E_{\parallel} = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} \tag{5.14}$$

พิจารณาการหมุนรอบของอนุภาคประจุ $= T = \frac{2\pi r}{v_{\perp}}$ 5.15

ให้อนุภาคประจุ q เคลื่อนที่เป็นวงกลม ความ T จะได้กระแสเป็น

$$i = \frac{q}{T} \tag{5.16}$$

และจะมีค่าโมเมนต์แม่เหล็ก (μ) = $\pi r^2 i$ 5.17

เราจะได้ μ จากสมการ 5.15, 5.16 และ 5.17 เป็น

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} \tag{5.18}$$

เมื่ออนุภาควิ่งทำมุม θ (pitch angle) กับสนามแม่เหล็ก เราจะได้ $v_{\perp} = v \sin \theta$

และ

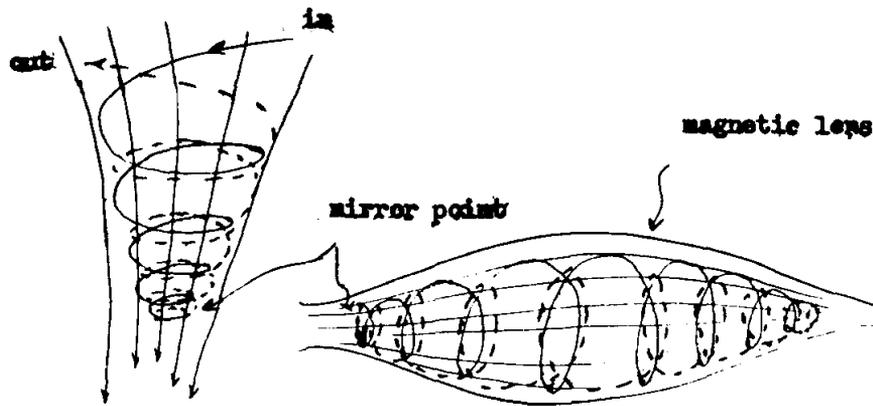
$$E_{\perp} = \frac{p^2 (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} \sin^2 \theta}{2m_0}, \quad \beta = v/c \tag{5.19}$$

หรือ
$$\mu = \frac{p^2 (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \sin^2 \theta}{2 m_0 B} \quad 5.20$$

เมื่อ p คงที่โมเมนตัมไม่เปลี่ยนแปลงนั้น

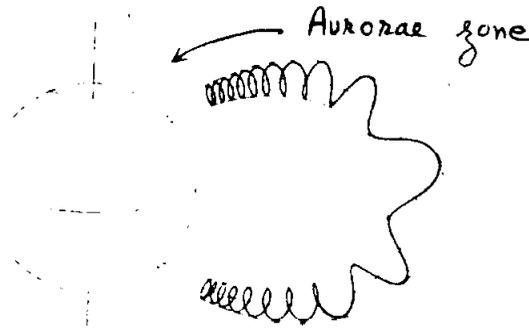
$$\frac{\sin^2 \theta}{B} = \text{ค่าคงที่} \quad 5.21$$

สมการนี้แสดงว่าการเคลื่อนที่จะไปสิ้นสุดลงที่จุดวิกฤต $\theta = 90^\circ$ เพราะถ้าอนุภาคเคลื่อนที่ลึกลงไปกว่านั้น B มากขึ้น (กรณีสนามมีค่าเพิ่มขึ้น) ค่า $\sin^2 \theta$ จะต้องมากกว่า 1 ซึ่งเป็นไปไม่ได้ เพื่อรักษาสถานะนี้ไว้ จึงต้องทำให้ $\sin^2 \theta$ มีค่าลดลง หรืออนุภาคนั้นเคลื่อนที่กลับ จุดกลับตัวเรียกว่า mirror point ดังรูปที่ 5-5



รูปที่ 5-5 แสดงการเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุในสนามแม่เหล็กที่มีความเข้มไม่คงที่

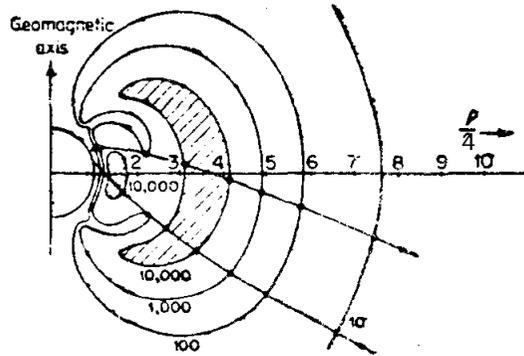
สนามแม่เหล็กโลกจะเข้มมากที่บริเวณขั้วโลก อนุภาคประจุ (พลังงานช่วงหนึ่ง) จะเคลื่อนที่ไปตามเส้น
 แรงแม่เหล็กโลกในลักษณะกลับไปกลับมาจาก mirror point หนึ่งไปยังอีก mirror point หนึ่ง
 บริเวณที่ mirror point จะมีอนุภาคประจุอยู่จำนวนมากมาย ทำให้เกิดเป็นบริเวณแสงเหนือ - ใต้
 (Aurorae zone) ดังรูปที่ 5-6



รูปที่ 5-6 แสดงการเคลื่อนที่ไปตามเส้นแรงแม่เหล็กโลกของอนุภาค
 ประจุพลังงานบางช่วง ก่อให้เกิดแสงเหนือ-ใต้บริเวณขั้วโลก

อนุภาคที่เคลื่อนที่กลับไปกลับมากตามเส้นแรงคังกล่าวจะถูกกักขังไว้ ซึ่งเป็นสาเหตุอันหนึ่งของ
 การเกิดแวนแวนอัลเลนชั้นรอบ ๆ โลก ซึ่งมีการค้นพบในปี 1958 โดยวานอัลเลน โดยใช้ Geiger
 counter ทดไว้มันความเข้มของอเมริกา พบว่าที่ความสูงประมาณ 1000 กิโลเมตร พบความเข้ม
 ของอนุภาคประจุที่ค่าสูงมาก โดยจำนวนสัญญาณ (pulses) ที่ความสูงได้เพิ่มขึ้น โดยพบ
 2 zones ของความเข้มของอนุภาคประจุที่ช่วงความสูงต่างกัน โดยช่วงแรกประมาณ 300 กิโลเมตร
 จากพื้นดิน เขาค้นที่ละติจูด (Latitudes) มากกว่า 60° และอีกช่วงประมาณ 1000 กิโลเมตร ที่
 ละติจูดต่ำกว่า 50°

เมื่อมีการสำรวจโครงสร้างของความเข้มของรังสีคิงส์ถาวรเพื่อความถูกต้องแม่นยำขึ้นว่ารังสีที่ถูกกักไว้อยู่ในบริเวณใดบ้างในอวกาศรอบ ๆ โลก โดยใช้การเพิ่มสำรวจชื่อ Pioneer III จากการแสดงผลการวัดได้ ดังรูปที่ 5-7



รูปที่ 5-7 แสดงแนวสนามแม่เหล็กของ โลก เส้นต่าง ๆ จะแทนระดับความเข้มของรังสีที่เท่ากัน โดยมีความเข้มมาก 2 แถบ ซึ่งจำนวนนับของ Geiger - Miller tube (ใน Pioneer III) มากกว่า 10,000 ต่อวินาที

แนวของรังสีคิงส์ถาวร เกิดขึ้นเนื่องจากอนุภาคประจุบวกสนามแม่เหล็กโลกกักไว้ ส่วนใหญ่ของอนุภาคในแนวสนามแม่เหล็กเป็นประจุบวก และลบ เมื่ออนุภาคที่มีประจุบวกเข้ามาในสนามแม่เหล็กองค์ประกอบของความเร็วจึงฉีกจากกับสนามแม่เหล็กโลกจะทำให้เคลื่อนที่เป็นทางโค้ง และความเข้มของสนามแม่เหล็กโลกจะมากขึ้นเมื่อใกล้ผิวโลก ซึ่งลักษณะการเคลื่อนที่จะเหมือนในรูปที่ 5-5, 5-6 เมื่อเกาะกลุ่มกันมาก ๆ เขาก็กลายเป็นแนวคิงส์ถาวร อนุภาคประจุบวกเหล่านี้ค่อย ๆ เลื่อนที่ลงน้อย ๆ ไปทางทิศตะวันตก (ส่วนอิเล็กตรอนจะเลื่อนไปทางทิศตะวันออก) เรียกการเกิดแบบนี้ว่ากระแสวง (ring current) จะเกิดมากเมื่อมีลมสุริยะจะตกกระทบบนในแนวคิงส์ถาวร จนกว่าพลังงานของ

มันจะพบโดยการดูดกลืนหรือการสลายตัวเป็นอนุภาคอื่น

ในโซนใกล้โลก (the inner zone) จะมีพวกโปรตอนที่มีพลังงานประมาณ 100 MeV และพวกที่มีอำนาจทะลุทะลวงน้อย ๆ เช่น อิเล็กตรอนขนาด 1 MeV และบริเวณโซนนอก (the outer zone) เป็นพวกที่มีพลังงานน้อยลงไปอีก เช่น อิเล็กตรอนพลังงานขนาดน้อย ๆ ไปจนถึงพลังงานสูงสุดประมาณ 100 KeV

ในโซนใกล้โลกค่อนข้างจะมีความเข้มคงที่ในช่วงเวลาที่ทำการทดลอง (ไม่นานนัก) ส่วนในโซนนอกพบจากการทดลองในช่วงหนึ่งว่าความเข้มเปลี่ยนแปลงไป คือ ระหว่าง วันที่ 6, 7 ธันวาคม และ มกราคม 1958 (โดย Pioneer III) และ วันที่ 2 มกราคม (Mehta) พบว่าความเข้มเพิ่มขึ้น แต่ ในวันที่ 3 มีนาคม (Pioneer IV) พบว่าความเข้มสูงสุดมีค่ามากกว่าที่เคยวัดได้มาก และโซนนอกยังมีเยื่อออกไปอีกถึง 15,000 กิโลเมตร ซึ่งสาเหตุก็เนื่องมาจาก Solar gas ที่พุ่งเข้ามาถึงโลกปะทะกับสนามแม่เหล็กโลก ทำให้เกิดแฉกที่ขยายออกไปเป็นบางครั้งบางคราว

5.3 การพัฒนาทฤษฎีเกี่ยวกับอนุภาคประจุในสนามแม่เหล็กโลก

ในหัวข้อ 5.1 ใช้วิธีการประมาณว่าสนามแม่เหล็กโลกมีลักษณะคล้ายโคโพลาร์หนึ่ง ซึ่งมีโมเมนต์ 8.1×10^{25} G cm³ (C.G.S. units) ซึ่งมีมุมเอียงประมาณ 11.5° จากแกนหมุนของโลก และมีจุดศูนย์กลางขั้วขึ้นมาประมาณ 342 กิโลเมตรจากจุดศูนย์กลางของโลก จากการศึกษาของ Chapman และ Bartels (1940) พบว่าแกนสมมติของแท่งแม่เหล็กโลกทะลุออกมาที่ ละติจูด 80.1° N , ลองจิจูด 82.7° W. และ ละติจูด 76.3° S , ลองจิจูด 121.2° E ดังนั้นแม่เหล็กโลกจึงมีลักษณะเบี่ยงศูนย์กลาง (eccentric dipole) สนามแม่เหล็กจะแผ่ออกไปในอวกาศ โดยความเข้มจะลดลงประมาณครึ่งหนึ่งที่ระยะประมาณ 1,000 ไมล์ จากผิวโลก บริเวณที่สนามแม่เหล็กห่อหุ้มโลกอยู่มีลักษณะเหมือนทรงกลม จึงเรียกทรงกลมแม่เหล็ก (magnetosphere) ทฤษฎีที่อธิบายการเคลื่อนที่ของอนุภาคคอสมิกในสนามของ central dipole ได้พัฒนาขึ้น โดย C. Stoermer และ G. Lemaître, M.S. Vallarta ซึ่งพอสรุปได้ว่าที่จุดใด ๆ บนโลกที่ละติจูดแม่เหล็กโลกที่มุม zenith และ azimuth อนุภาคทุกตัวซึ่งมีค่า rigidity (g) โดยที่

$$g = pc / Ze$$

ที่มากกว่าค่า ϵ_{max} บางค่าจะมาถึงผิวโลกได้ ถ้าการแผ่รังสีเป็นแบบ isotropic ไปใน space แล้วความเข้มของอนุภาคกึ่งกลางซึ่งมี $\epsilon > \epsilon_{max}$ (ความถี่ของ Liouville) จะมีค่าเท่ากับความเข้มของอนุภาคกึ่งกลางที่อยู่เหนืออิทธิพลของสนามแม่เหล็กโลก

ในทางตรงข้ามอนุภาคทุกตัวที่มีค่า rigidity น้อยกว่า

$$\epsilon_{min} = 59.6 \cos^4 \lambda \left[1 + \sqrt{(1 - \sin \xi \cos \varphi \cos^3 \lambda)} \right]^{-2} 10^9 \text{ V} \quad 5.22$$

จะไม่ตกลงถึงโลก ถ้าค่า rigidities อยู่ระหว่าง ϵ_{min} และ ϵ_{max} จะเกิดเหตุการณ์ที่เรียกว่า penumbra ซึ่งหมายถึงจะมีบางอนุภาคตกลงถึงโลก แต่บางอนุภาคไม่ถึงบริเวณใกล้เอ็กวาทอร์ the penumbra จะจำกัดวงการเคลื่อนที่ให้อยู่ภายในทิศทางที่ห้ามไม่ให้สู่โลกเป็นส่วนใหญ่ และค่าของ cut-off threshold ที่คำนวณโดยใช้ค่า ϵ_{max} แม้ที่ละติจูดที่มาก ๆ จะเกิดสถานะการรบกวนกัน คือ the penumbra จะเคลื่อนที่ข้ามเข้ามาได้ และค่า the cut-off threshold ที่คำนวณโดยใช้ค่า ϵ_{min}

จากสมการ 5.22 นั้น ถ้าให้ ξ มีค่าเป็นศูนย์ สมการกึ่งกลางจะเป็น

$$\epsilon_{min} = 14.9 \cos^4 \lambda \times 10^9 \text{ V} \quad 5.23$$

เมื่อละติจูดที่เพิ่มขึ้นจะทำให้ ϵ_{min} มีค่าลดลงอย่างรวดเร็ว ซึ่งสอดคล้องกับการมีค่าเพิ่มขึ้นของความเข้มของรังสีคอสมิก เมื่อพิจารณา the latitude effect ที่มีผลต่อส่วนที่เป็นพหุคูณต่าง ๆ ขึ้นอยู่กับการคำนวณจากค่า integral multiplicity $n^i(\epsilon, h_0)$ และ the energy spectrum ของอนุภาคปฐมภูมิ $D(\epsilon)$ ในย่านพลังงานของอนุภาคปฐมภูมิที่ไว (sensitive) ต่อสนามแม่เหล็ก จะให้ความเข้มของรังสีคอสมิกเป็น

$$I(\epsilon_{off}, h_0) = \int_{\epsilon_{off}}^{\infty} D(\epsilon) n^i(\epsilon, h_0) d\epsilon \quad 5.24$$

โดยที่ $n^i(\epsilon, b_0)$ คือจำนวนของอนุภาคที่บันทึกได้เป็นชนิด i ที่เกิดจากอนุภาคปฐมภูมิที่มีพลังงานทั้งหมด ϵ ที่เข้ามายังภาคความดัน b_0 , กรณี i หมายถึงตัวบ่งชี้ลักษณะของส่วนที่เป็นหุกิยุมิ เช่น μ - meson, neutron, bursts, showers, stars ละหุกิยุมิมีผลน้อยมากต่อส่วนที่เกิดจากอนุภาคปฐมภูมิที่มีพลังงานสูง ๆ ตัวอย่าง เช่น ความเข้มของส่วนที่เป็น μ - meson จะมีค่าเพิ่มขึ้นที่ละหุกิยุมิสูง ๆ มากกว่าบริเวณอื่นแค่ 7% เท่านั้นในขณะที่ความเข้มของส่วนที่เป็นนิวตรอนจะมีค่าเพิ่มขึ้นถึงประมาณ 30 - 40% จึงเป็นที่น่าสังเกตว่าตามสมการ 5.24 นี้ละหุกิยุมิมีผลต่อส่วนที่เป็นปฐมภูมิและหุกิยุมิแล้วยังขึ้นอยู่กับ the energy spectrum ของอนุภาคปฐมภูมิ $D(\epsilon)$ ด้วย การเปลี่ยนแปลงของ $D(\epsilon)$ จะเกิดขึ้นมากต่อ the latitude effect เมื่อเกิดการเปลี่ยนแปลงเนื่องจากเกิดพายุแม่เหล็ก (magnetic storm) หรือเกิดโซลาร์แฟร์อย่างรุนแรง เมื่อเกิดเหตุการณ์เช่นนี้สามารถที่จะนำกลับเอาไปใช้คำนวณหาการเปลี่ยนแปลงของ the primary spectrum จากการเปลี่ยน the latitude effect ได้

นอกจากละหุกิยุมิจะมีผลต่อความเข้มของรังสีคอสมิกก็กล่าวมาแล้ว longitude ก็มีผลเช่นกัน เรียกว่า the longitude effect จากการพิจารณาแกนโคโพลเลื่อนไปเทียบกับจุดศูนย์กลางของโลก จากที่กล่าวมาในหัวข้อนี้เป็นเพียงการประมาณเท่านั้น ซึ่งการพิจารณาคงกล่าวจะเป็นจริงหรือถูกต้อง เมื่ออยู่ภายในเงื่อนไข 2 ข้อดังนี้

1. สนามแม่เหล็กจะคงมีลักษณะเป็นสนามของโคโพล
2. การกระจายของรังสีคอสมิกใน space เป็นแบบ isotropic

เราจะพบในหัวข้อ ๆ ไปด้วยสมมุติฐาน 2 ข้อดังกล่าวยังไม่สมบูรณ์

รายละเอียดการพิจารณา อิทธิพลของสนามแม่เหล็กโลกที่มีผลจริง ๆ ต่อรังสีคอสมิกนั้น ปัจจุบันเราใช้รูปแบบทางคณิตศาสตร์ขั้นสูงมาช่วย ซึ่งทำให้เข้าใจผลจากการทดลองและทราบการเปลี่ยนแปลงรังสีคอสมิกจริง ๆ ต่อเวลา, พลังงานของอนุภาคและทิศทางการตกกระทบที่อยู่นอกเหนืออิทธิพลของสนามแม่เหล็กที่ครอบคลุมโลก (magnetosphere) ได้ และยังสามารถคำนวณการเปลี่ยนแปลงของสนามแม่เหล็กที่ครอบคลุมโลกต่อเวลาและระบบกระแสของมันได้ด้วย

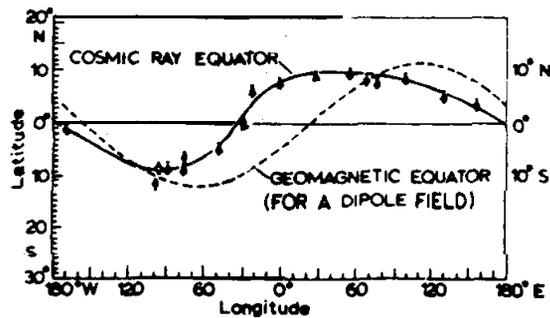
5.4 อีควเอทอร์รังสีคอสมิก (the Cosmic ray equator)

5.4.1 ละติจูดของความเข้มค่าสุดของ cutoff rigidity สูงสุด

หลังจากที่ได้มีการค้นพบรังสีคอสมิก Störmer ได้คำนวณวิถีการเคลื่อนที่ของอนุภาคภายใต้สมมติฐานที่ว่าโลกมีสนามโคโรลา จากการคำนวณโดยหลักคิงส์ลาวและจากทฤษฎีของสนามแม่เหล็กโลกของรังสีคอสมิก โดยเฉพาะที่พัฒนาขึ้นโดย Lemaître และ Vallarta พบว่าออีควเอทอร์รังสีคอสมิกประกอบด้วยอนุภาคที่มีประจุแล้วความเข้มของมันจะลดลงเมื่อละติจูดสนามแม่เหล็กโลกลดลง และจะลดลงจนถึงค่าต่ำสุดค่าหนึ่งตรงอีควเอทอร์สนามแม่เหล็กโลก คือตามเส้นที่ขนานกับอีควเอทอร์ของโคโรลาแม่เหล็กที่กักขังนิวตรอน

การทดลองครั้งแรกถึงผลของละติจูด (the latitude effect) และโดยเฉพาะในการทดลองวัดไนโตรเจนของโลกรชั้น stratosphere โดย S.N. Vernov ได้แสดงให้เห็นอย่างชัดเจนว่าทฤษฎีคิงส์ลาว ขณะเดียวกันได้มีการทดลองผลของสนามแม่เหล็กโลกแบบอื่นอีก คือ the azimuth effect พบว่าอนุภาครังสีคอสมิกส่วนใหญ่เป็นประจุบวก ซึ่งเป็นการพิจารณาในบรรยากาศชั้น stratosphere เป็นสำคัญ จึงเป็นไปได้ว่าการตั้งสมมติฐานที่ว่าสนามแม่เหล็กโลกมีลักษณะเป็นโคโรลาอันหนึ่งค่อนข้างจะเพียงพอแล้ว นอกจากการอธิบายในแง่ของ the longitude effect ของสมมติว่าโคโรลาคิงส์ลาวมันเคลื่อนออกมาจากจุดศูนย์กลางของโลกประมาณ 300 กิโลเมตร และจากทฤษฎีสนามแม่เหล็กโลกที่มีผลต่อรังสีคอสมิกที่มีประจุนี้อื่นๆ (higher order terms) อาจก็หึงไม่ได้ แต่อย่างไรก็ตามจากการวัดอย่างละเอียดในครั้งแรกเกี่ยวกับ the latitude effect กับอนุภาคพลังงานสูง ๆ โดย Johnson และ Read ในปี 1953 ได้แสดงให้เห็นว่าความเข้มของรังสีคอสมิกค่าสุดที่ ละติจูด 80° ตะวันตก ซึ่งอยู่เหนือขึ้นไปจากอีควเอทอร์แม่เหล็กโลกประมาณ 5° , Clay ในปี 1933 พบว่ามีการเลื่อนไปทางเหนือประมาณ 4° ไปตามเมริเดียน 3° ตะวันตก และในปี 1936 Compton และ Turner พบว่าความเข้มค่าสุดของรังสีคอสมิกตามเส้น 170° ตะวันตก จะอยู่ในทางตรงกันข้าม คือไปทางใต้ของอีควเอทอร์แม่เหล็กโลก

ในเวลานั้นยังไม่มี การแก้ความแตกต่างของผลการทดลองเล็ก ๆ น้อย ๆ นั้นไปจากทฤษฎีสมัยนั้น โดยคิดว่าอาจเป็นผลเนื่องมาจากอิทธิพลของอนุกรมในตำบลต่าง ๆ ทั้งนี้ เนื่องจากในสมัยนั้นไม่มีเครื่องมือที่รับคลื่นวิทยุเพื่อหาข้อมูลที่จะตรวจสอบอนุกรมของบรรยากาศเหนือ เครื่องบันทึกข้อมูลขณะทำการทดลอง คำตอบที่แน่นอน อย่างหนึ่งจาก the latitude effect ของอนุกรมรังสีคอสมิก ส่วนที่เป็นนิวตรอน ซึ่งพิจารณาว่าอนุกรม ของบรรยากาศไม่มีผลต่อมัน มีผู้ทำการทดลองไว้คือ Simpson โดยใช้ค่าเฉลี่ยจากการใช้ neutron monitor ทำการสำรวจทางเรือไปยัง Antarctica ในปี 1954-1955 และ 1955-1956 เรือดังกล่าวได้ผ่านบริเวณอีควาเตอร์หลายครั้ง ทำให้ได้ตำแหน่งต่ำสุดในเส้นโค้งของ cosmic ray latitude effect ที่แน่นอนลงจุดต่าง ๆ นอกจากการทดลองดังกล่าวมาแล้วนี้ยังมีการทดลองเพื่อคำนวณหาค่าอีควาเตอร์รังสีคอสมิก โดย Simpson ที่เขาเคยทดลองไว้ในปี 1948 ที่ลองจิจูด 77° ตะวันตก (ได้จุดต่ำสุดไปทางเหนือของอีควาเตอร์แม่เหล็กโลก) และของ Law และคณะไปตาม 121° ตะวันออก ค่าต่ำสุดที่ 3° ไปทางใต้ของอีควาเตอร์แม่เหล็กโลก พบว่าข้อมูลจากผู้ทดลองหลาย ๆ คนต่างสอดคล้องไปกับเส้นโค้งในรูปที่ 5-8 จึงทำให้พบว่ามีความแตกต่างกันระหว่างอีควาเตอร์แม่เหล็กโลกและอีควา-



รูปที่ 5-8 เปรียบเทียบอีควาเตอร์สนามแม่เหล็กจากการคำนวณในแง่สนามไดโพลกับอีควาเตอร์รังสีคอสมิก (ในโคออร์ดิเนตภูมิศาสตร์โลก)

เทอร์ริงส์คอสมีค และจากการทดลองภายหลังเกี่ยวกับ the latitude effect จากเรือและ เครื่องบินที่สอดคล้องกับเส้นกึ่งกลาง และพบว่า การเปลี่ยนแปลงอันเกิดจาก solar activity ไม่ ทำให้เกิดการ เปลี่ยนแปลงตำแหน่งของอริแคว เทอร์ริงส์คอสมีคไปจากอริแควเทอร์ร็อนแม่เหล็กโลกเกินกว่าความคลาดเคลื่อนในการทดลอง (ประมาณ 1 องศา)

การทวจสอบที่ก้าวหน้ากว่าเดิมคือการทดลองหาค่า cutoff rigidity โดยใช้ photo-emulsion stacks ในบรรยากาศชั้น stratosphere โดย Waddington ได้สรุปผลจากการ วัดอนุภาคแอลฟาปฐมภูมิพบว่าในการคำนวณค่าพลังงานต่ำสุด (threshold energy) นั้นจะใช้ การพิจารณาจากละติจูดสนามแม่เหล็กโลกที่เคยทำคามรรมกันนั้นไม่ได้เพราะจากการทดลองได้ค่าใน ยุโรปน้อยลงไปประมาณ 4-6 องศา และในอเมริกาจะได้อีกเพิ่มขึ้นประมาณ 3 องศา ซึ่งความแตกต่าง ที่เห็นได้ชัดระหว่างค่า cutoff rigidities จากการทดลองกับค่าที่พิจารณาจากสนามของโคโพล นั้นยังมีพบอีก คือ MacDonald และจากผู้อื่นที่วัดจากการวัดอนุภาค, การเทียม ในละติจูด ช่วง $45^{\circ} - 70^{\circ}$ โดย Sawyer, Ornes และ Webber

5.4.2 การอธิบายและการคำนวณที่ถูกต้องกว่าเดิม

จากการที่มี การพบข้อมูลที่ทำให้เกิดความแตกต่างระหว่างอริแคว เทอร์ริงส์คอสมีคกับอริแคว เทอร์แม่เหล็กโลก ก็มีนักวิทยาศาสตร์มากมายพยายามหาสาเหตุและความสัมพันธ์ของ เส้นทั้งสอง เช่น

- J.A. Simpson บอกสาเหตุเกิดจากการบิดเบี้ยวของสนามแม่เหล็กโลกที่ระยะไกล ๆ เนื่องจากปฏิกิริยาของการหมุนของโคโพลของโลกกับดาวเคราะห์อื่น ๆ สมมุติฐานนี้ก็มีผู้เอาไปพัฒนาขึ้น คือ K. Moeda ในปี 1958

- มีคนอื่น ๆ ซึ่งพบสิ่งที่ค่อนข้างจะมีเหตุผลมากกว่าในการอธิบายปรากฏการณ์กึ่งกลาง เช่น F.S. Jory อธิบายในรูปที่ว่าโลกสนามไม่เป็นโคโพลแต่จะเป็นแบบ quadrupole ซึ่งได้จากการสำรวจในปี 1945 และบอกว่าเป็นตัวที่มีอิทธิพลจริง ๆ ต่อความเข้มของรังสีคอสมิก

จากการศึกษาทั้งกล่าวทำให้รู้ว่าการกระจายของสนามแม่เหล็กบริเวณผิวโลกจะมีผลรุนแรงต่อ

ทางเดินของอนุภาคและค่า cutoff rigidity

นอกจากนี้มีการคำนวณหาอีแควเตอร์ริงดีคอสมิค โดย V.R. Potnis, A.E. Sandström และ M.A. Pomerantz ในการเดินทางเรือ ระหว่าง Scandinavia และ Australia และโดย M.A. Pomerantz และ S.P. Agarwal โดยทางเครื่องบินที่ ความสูง 3.3 กิโลเมตร โดยนักฟิสิกส์ชุดหนึ่งพบว่าอีแควเตอร์ริงดีคอสมิคที่ 170° ตะวันออก เป็น 3.4 วงศาขึ้นไปจากอีแควเตอร์ภูมิศาสตร์ และทั้งสองคนหลังนี้ยังได้วัดอีแควเตอร์ริงดีคอสมิค และ the planetary distribution ของส่วนที่เป็นนิวตรอนในระหว่างการสำรวจสนามแม่เหล็ก ในอวกาศในโครงการ "Magnet" ในเดือนธันวาคม 1958 และ สิงหาคม 1960 ด้วย ยังมีนักฟิสิกส์ อีก 2 ท่าน คือ J. Kenny และ J. Gauger ได้ข้อมูลเกี่ยวกับอีแควเตอร์ริงดีคอสมิคจากผลลัพธ์ ของนิวตรอน

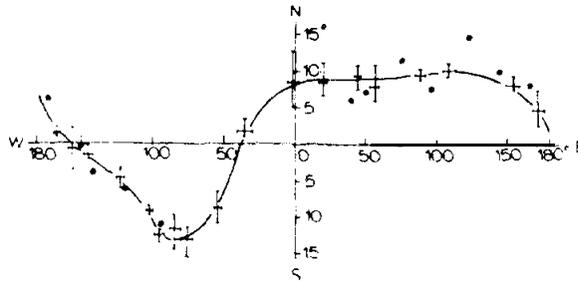
Yu. M. Kopylov ได้สรุปจากการวิจัยในตอนแรก ๆ ของการวัดระหว่างการเดินทางเรือ ในมหาสมุทรแปซิฟิก ในปี 1962 - 1963 ว่าผลลัพธ์ของนิวตรอนค่าสูงที่สุดที่ลองจิจูด 250° เป็นที่ละติจูด $(\lambda) = 2.8^{\circ} \pm 0.5^{\circ}$ และที่ ลองจิจูด 290° เป็นที่ $\lambda = -6.5^{\circ} \pm 0.5^{\circ}$, สำหรับลองจิจูด 170° ตะวันตก M.A. Shea และคณะที่ $1.0 \pm 0.5^{\circ}$ ใต้, H. Cozell และคณะได้ทำการสำรวจโดยหาค่าเฉลี่ยจากการวัดนิวตรอนบนอากาศยานที่ความชันของบรรยากาศ 500 มิลลิเมตรของปรอท โคโคออร์ดิเนตภูมิศาสตร์โลก (the geographic coordinates) ของ อีแควเตอร์ริงดีคอสมิค กังการพที่ 5-1

ตารางที่ 5-1

Geographic longitude	Geographic latitude
126°E	55 ± 0.5°N
170°E	3.4 ± 0.5°N
184°E	1.1 ± 0.5°N
206-E	0.5 ± 0.4°S
250°E	4.5 ± 0.5°S
250°E	3.4 ± 0.5°S
306° E	5.5 ± 0.4°S

มีการสังเกตอีแควเทอรัลจากอวกาศเป็นครั้งแรก โดย I.A. Savenko และคณะ (ในยานอวกาศของโซเวียตครั้งที่ 2) ทำการวัดจากส่วนที่เป็นปรุกลม จึงไม่จำเป็นต้องมีการแก้ไขเนื่องจากผลของสนามฟ้าอากาศ ผลของการทดลองสอดคล้องกับการคำนวณของ J.J. Quenby, W.B. Webber (1959) และ P. J. Kellogg (1960)

ข้อมูลที่สำคัญที่ได้อีกใหม่ ๆ เกี่ยวกับอีแควเทอรัลคือสถิติ, the latitude - longitude distribution ของการแผ่รังสีคอสมิก และการขึ้นอยู่กับค่า the cutoff rigidity ได้จาก R.N. Baslova และคณะ จากการสังเกตรังสีคอสมิกที่ความสูง 200-350 กิโลเมตรในดาวเทียม "Kosmos - 4" และ "Kosmos - 7" โดยใช้ Geiger counter STS - 5 และอีกครั้ง Le Baslova และคณะ จากการวัดในดาวเทียม "Proton - 1" โดยใช้ double - coincidence scintillation counters ซึ่งผลของอีแควเทอรัลในการทดลองมีลักษณะดังรูปที่ 5-9



รูปที่ 5-9 อีแควเทอรั้งสี่ข้อมติจากการสังเกตในดาวเทียม "Kosmos - 4"
และ "Kosmos-7" (กราฟเส้นทึบและเส้นกากบาท) และจาก
การสังเกตใน "Proton-1" (จุด)

M.A. Shea ได้เปรียบเทียบตำแหน่งอีแควเทอรั้งสี่ข้อมติจากการทดลอง (ระหว่าง 21 ปี, 37 จุด) กับค่าคำนวณที่แต่ละช่วงลองจิจูดจากการทดลองนี้เข้า cutoff rigidity ในแนวตั้งที่คำนวณโดยพิจารณาจากสนามที่รวม higher harmonics ของ H.F. Finch, B.R. Leaton และของ D.C. Jensen, J.C. Cain ได้ผลที่สอดคล้องกันแตกต่างกันประมาณ 2° (ละติจูด) ในบางย่าน ความสอดคล้องดังกล่าวจะดีขึ้นอีกถ้าสัมพันธ์กับรูปแบบของ Finch และ Leaton ไร้อื่น ๆ ยกเว้น ช่วง $180^\circ - 240^\circ$ ส่วนใหญ่ของการทดลองเกือบทั้งหมดสอดคล้องกันดีกับทฤษฎีของ Jensen-Cain *

* An interim geomagnetic field (abstract). J. Geophys. Res. 67, no 9, 1962, p. 568.

สรุปจากที่กล่าวมานี้เห็นว่ามีการสำรวจทดลองมากมายที่แสดงให้เห็นความแตกต่างระหว่าง
อีแควเทอร์ริงดีคอสมิคกับอีแควเทอร์สนามแม่เหล็กโลก ซึ่งเป็นผลส่วนใหญ่ของการพิจารณา the
non - dipole terms ของสนามแม่เหล็กโลกที่มีทิศทางเดินของรังสีคอสมิก ซึ่งทำให้การกระจาย
ของ the cutoff rigidities แยกต่างกันไปทั่วโลก

5.5 การทดลองศึกษาอิทธิพลของสนามแม่เหล็กโลกโดยทั่วไป (the Geomagnetic Effects)

การศึกษานอของสนามแม่เหล็กที่มีต่อรังสีคอสมิกไม่ ศึกษานอเฉพาะทางเดินของอนุภาคปฐมภูมิ
และทุติยภูมิเท่านั้น ยังต้องพิจารณาดังสเปกตรัมของพลังงาน (the energy spectrum) ของรังสี
คอสมิกปฐมภูมิและวิธีการเกิดของสิ่งพิศวงมาในบรรยากาศโดยด้วย ดังนั้นจึงจำเป็นต้องศึกษา
ศึกษาสิ่งต่อไปนี้โดยละเอียดคือ

1. ศึกษาโครงสร้างของสนามแม่เหล็กโลกที่ระยะไกล ๆ
2. ศึกษาการเปลี่ยนแปลงของสเปกตรัมของพลังงานของการแผ่รังสีคอสมิก และ
3. พหาค่าที่เรียกว่า the integral generation multiplicity และ
coupling coefficients ระหว่างการเปลี่ยนแปลงของอนุภาคปฐมภูมิและทุติยภูมิ

สำหรับผลของสนามแม่เหล็กโลกต่อรังสีคอสมิกที่มีการทดลองศึกษามาแล้วพอจะแบ่งระดับ
(สถานที่) และเรื่องราวที่ทำการทดลองได้ดังนี้

1. ที่ระดับน้ำทะเล มีการทดลองเกี่ยวกับ the latitude effect ที่มีต่อรังสีคอสมิกโดย
ทางเรือในหลายประเทศ เช่น ญี่ปุ่น, รัสเซีย, สหรัฐอเมริกา และ การทดลองในสถานวิจัยต่าง ๆ
ในยุโรป เช่น ที่ Upsala และ Hanoayo, ในออสเตรเลีย, และ สถานีวิจัยทางพื้นดินในเกาะ
ต่าง ๆ โดยใช้นิวตรอนมอนิเตอร์ เพื่อคำนวณค่า the integral multiplicity และ the
coupling coefficient และการศึกษาการเปลี่ยนแปลงสเปกตรัมพลังงานของรังสีคอสมิกปฐมภูมิ,
การเปลี่ยน the latitude effects และการศึกษา geomagnetic cut-off rigidity
เปรียบเทียบกันทางทฤษฎี

2. การวัดทางอากาศยาน มีการใช้ตัวกรองเมอริเตอร์, scintillation telescope ทิศทั้งบนอากาศยานเพื่อศึกษาเรื่องราวต่าง ๆ อย่างในข้อแรก แต่ใช้ในระยะสูงซึ่งมักจะพิจารณาจากความถี่ของบรรยากาศที่ละจุกและความสูงต่าง ๆ เขามาด้วย

3. การวัดในบรรยากาศชั้น stratosphere และบนดาวเทียม

V.K. Babarykin และคณะ ได้ศึกษา the latitude effect ของรังสีคอสมิกในบรรยากาศชั้น stratosphere ในเดือนธันวาคม 1962 (โดยใช้บอลูนจาก Leningrad ไปยังฝั่งทะเลของ Antarctica)

W.C. Lin และคณะ ทำการวัด the latitude effect ของ Galactic cosmic rays บนดาวเทียม "Explorer-7" ที่ความสูง 550 - 1100 กิโลเมตร ระหว่างละติจูดภูมิศาสตร์โลก $\pm 50.5^\circ$ จาก 13 ตุลาคม 1959 ถึง 17 กุมภาพันธ์ 1961 พบว่าฟลักซ์รังสีคอสมิกทั้งหมดในช่วง $3 < R < 12$ GV (เมื่อ R คือค่า rigidities) สามารถเขียนให้อยู่ในรูป

$$I(>R) = 4.3 R^{-0.83 \pm 0.02} \text{ par. - cm}^{-2} \text{ - sec}^{-1}$$

และสำหรับ $R < 1.7$ GV, $I_0 = 2.0 \text{ par. - cm}^{-2} \text{ - sec}^{-1}$

สิ่งสำคัญที่พบในการวัดในชั้น stratosphere ก็คือ the asymmetry ในฟลักซ์รังสีคอสมิกซึ่งเกิดขึ้นอยู่กับ cutoff rigidity ในมุม zenith และ azimuth ซึ่งผลที่ทดลองได้สอดคล้องกับทฤษฎีอิทธิพลของสนามแม่เหล็กโลกที่แคบกว่า พบว่าการทดลองที่ไม่ยอมร่วมกันอันหนึ่งคือของ G.S Gokhale และคณะ ที่ทำการวัดในเดือนเมษายน 1965 เหนือ Hyderabad เกี่ยวกับ the North-South asymmetry เพราะค่าคองธางจะมากกว่าที่คาดไว้ และผลอันนี้ยังไม่มีการยืนยันจากการทดลองของผู้อื่น

4. The azimuthal asymmetry และอิทธิพลของสนามแม่เหล็กโลกที่มีต่ออนุภาคทุติยภูมิ

เรานี้จะพบกับการศึกษาอิทธิพลของสนามแม่เหล็กโลกต่ออนุภาคคอสมิกปฐมภูมิเป็นส่วนใหญ่

ส่วนที่มีท่อนอนุภาคทุกชนิดก็มีผู้ศึกษาเช่นกัน เช่น Y. Kamiya และ Nagoya โดยที่ความจริง Nagoya เป็นผู้ศึกษาความเข้มของรังสีคอสมิกพลังงานสูง ๆ โดยใช้ counter telescope พบ ($\sim 10\%$) East-West asymmetry ซึ่งปรากฏการณ์นี้ไม่สามารถอธิบายจากการศึกษาส่วนโค้งของทางเดินอนุภาคปฐมภูมิซึ่งเข้ามาถึงโลกได้ เพราะโมเมนต์เฉื่อยของอนุภาคปฐมภูมิที่เข้ามาในเครื่องมีค่าเกินกว่า $300 \pm 100 \text{ GeV}$ เกินกว่าการทอบสนองของเครื่องมือ ซึ่ง Kamiya เป็นผู้อธิบายเรื่องนี้ และนอกจากการสังเกต the East-West asymmetry จะได้จากการศึกษาการผันเห (deviation) ของมิวออน (muons) ทุกชนิดในสนามแม่เหล็กโลกโดยที่มีมิวออนมากและรอบจะผันหรือเบี่ยงเบนในสนามนั้นในทิศตรงกันข้าม จากการศึกษานำไปสู่การเปลี่ยนความยาวของทางเดินของอนุภาคเหล่านี้ในบรรยากาศ และสิ่งนี้จะเป็นสาเหตุหนึ่งในการเปลี่ยนโอกาสในการสลายตัวของอนุภาคเหล่านั้นด้วย เขาประมาณว่ามีค่าประมาณ 20% ของอนุภาคปฐมภูมิมากกว่าฉบับใน the asymmetry

มีการศึกษา the azimuthal asymmetry ระหว่างเดือนสิงหาคม 1963 ถึงมกราคม 1964 โดย D.J. Cooke ที่ Mawson (Antarctic $67^{\circ}.36 \text{ S}$, $62^{\circ}.53 \text{ E}$) ศึกษาส่วนที่เป็นรังสีคอสมิก พลังงานสูง ๆ โดยใช้ meson telescope ติดตั้งบนพื้นดิน 2 เครื่อง, เครื่องหนึ่งมีช่องให้อนุภาคเข้า (aperture) ใหญ่ อีกเครื่องให้เล็ก (เอียงภายในมุม 45° กับแนวตั้ง) พบว่า the azimuthal asymmetry ที่ได้จาก การสังเกตมีความแตกต่างเล็กน้อยไปจากค่าทางทฤษฎี โดยเฉพาะการวัดทิศ North-South มีค่าเป็นศูนย์ โดยที่ทางทฤษฎีมีค่า 0.7% ค่าที่แตกต่างเล็กน้อยนี้สาเหตุมาจาก the non-dipole terms ในสนามแม่เหล็กโลก

5.6 การจำแนกค่า cutoff rigidities

5.6.1 การคำนวณโดยวิธีประมาณ

วิธีการคำนวณที่ถูกต้องที่สุดในการคำนวณทางเดินของอนุภาคและ cutoff rigidities ในสนามแม่เหล็กที่กำหนดให้คงพิจารณาการรวมสมการการเคลื่อนที่ของอนุภาคปฐมภูมิจากผิวโลก และการคำนวณอื่น ๆ อีกมากมาย ดังนั้นจึงมีนักฟิสิกส์จำนวนมากพยายามที่จะแก้ปัญหาตั้งกลาวนี้โดยพยายาม

ปรับปรุงแก้ไขทฤษฎีของ Störmer เพื่อให้สามารถนำมาใช้คำนวณ cutoff rigidity ให้ได้ โดยไม่คงพิจารณาทางโคจรของอนุภาค หรือพิจารณาถึงผลของ the higher harmonics ของสนามแม่เหล็กที่มีต่อทฤษฎีมากนักน้อยแค่นั้น ถ้าหากเราจะใช้ค่าโดยประมาณ มีนักวิทยาศาสตร์ที่ศึกษาในเรื่องนี้มากมาย เช่น R. Baxter, T. Kelsall (1962) ได้คำนวณหาค่า threshold rigidities สำหรับโปรตอนในสนามแม่เหล็กแบบไดโพล โดยพิจารณาความถี่ขึ้นอยู่กับมุม zenith และ azimuth ของอนุภาคที่มาตกกระทบ, ละติจูดสนามแม่เหล็กโลก ฯลฯ H.B. Sauer และ E.C. Ray (1963) ได้ใช้วิธีการประมาณโดยเอาผลรวมของ the higher harmonics เสียเมื่อพิจารณาที่ระยะไกล ๆ และได้แสดงว่าที่ละติจูด ๆ ค่า cutoff rigidity เมื่อมีการเลื่อนไปตามเส้นแวงแม่เหล็กก็ยังพอประมาณได้ความที่ค่าคงที่อยู่ นอกจากนี้ Sauer เองยังได้คำนวณ cutoff rigidities เมื่ออนุภาคเข้ามาในแนวตั้งที่สถานีทดลองรังสีคอสมิกที่อยู่ในละติจูดสนามแม่เหล็กโลก $|\lambda| \geq 45^\circ$ ด้วย และเช่นเดียวกันเมื่อพิจารณาที่ระยะไกล ๆ มากกว่าค่าคงที่ r ของเขาค่าหนึ่งเขาก็ใช้การคำนวณแบบสนามไดโพล คือเอาที่ค่าตาม Störmer มาใช้ แต่ที่ระยะใกล้ ๆ จะต้องรวมเอา 6 เทอมของสมการที่ใช้กับสนามแม่เหล็กโลกในรูป spherical harmonics และยังคงรวมสมการการเคลื่อนที่ของอนุภาคเหล่านั้นเข้ามาด้วย, J.J. Owenby และ W.R. Webber (1959) ได้คำนวณโคเวรีชันประมาณโดยพิจารณาผลรวมของ 6 เทอมแรกของ harmonics สนามแม่เหล็กโลกที่มีต่อค่า cutoff rigidity R ดังตารางที่ 5-2 ซึ่งแสดงให้เห็น

- โดยที่ λ คือละติจูดสนามแม่เหล็กโลก
- H_a คือค่าจริงของความเข้มของสนามแม่เหล็กโลกในแนวระดับ
- H_o คือความเข้มในรูปแบบของสนามไดโพลที่จุดกำหนด
- $M = 8.06 \times 10^{25} \text{ gauss} \cdot \text{cm}^3$ คือโมเมนต์แม่เหล็กของไดโพลโลก
- $R_o = 6.37 \times 10^8 \text{ cm}$ คือรัศมีของโลก

และ

$$\bar{\lambda} = \tan^{-1} \left[\frac{H_o \tan \lambda_o + H_a \tan \lambda_a}{H_o + H_a} \right] \quad 5.26$$

การที่ 5-2

เปรียบเทียบค่า the spherical harmonics เหนือคิกเป็น %
ของ เหนือแรง

Distance from the centre of the Earth. R_c	Order of harmonics					Sum of harmonics 2-b
	2	3	4	5	6	
in	10.4	5.9	2.8	0.9	0.4	20.4
1.2	8.7	4.1	1.6	0.4	0.2	15.0
1.5	6.8	2.6	0.8	0.2	0.1	10.5
2.0	5.2	1.5	0.3	0.1	<0.1	7.0
3.0	3.5	0.7	0.1	0.1	0.1	4.2

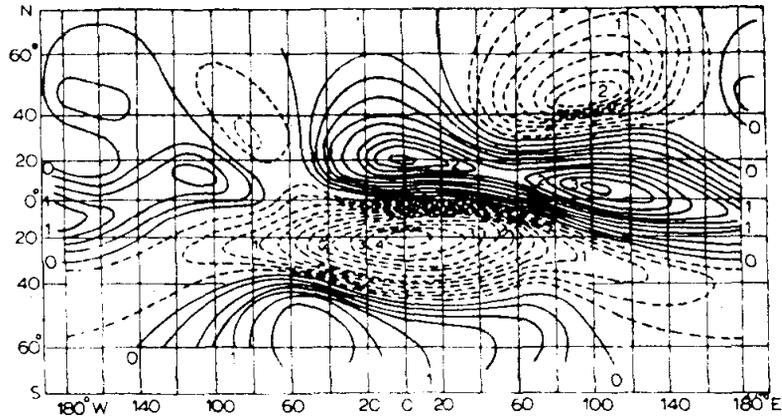
$$R = \frac{M}{4R_c^2} \cos^4 \lambda \begin{cases} 0.4 + 0.6H_a/H_c, & \text{if } \lambda_c \leq 20^\circ; \\ 0.7 + 0.3H_a/H_c, & \text{if } 20^\circ \leq \lambda_c \leq 30^\circ \\ 1, & \text{if } \lambda_c \geq 30^\circ, \end{cases} \quad 5.25^*$$

ในสมการ 6.26 นี้ $2 t_g \lambda_a = t_g \delta_a$ หมายถึงว่าระยะ λ_a คำนวณได้จาก the
dip equator โดยที่ δ_a ก็คือ dip angle

เมื่อใช้สมการ 5.25 ถ้าค่า H_a ลดลงเหลือไป 0.001 gauss จะทำให้ค่า R ที่
คำนวณออกมาลดลงไม่เกิน 0.02 GV ให้มีการคำนวณค่า rigidities จากสมการ 5.25
และค่า r ของ L.L. Cogger (คำนวณตามรูปแบบของ P, Rothwell และ Quenby,
Webber) เป็นค่าที่สถานีวิจัยรังสีคอสมิกทั่วโลก ซึ่งการวางแผนที่ I และสำหรับค่าความแตกต่าง

• J.J. Quenby, W.R. Webber, Cosmic ray cut-off rigidities and the earth
magnetic field, *Phil. Mag.* 4, No 37, 1959, p. 90 - 113.

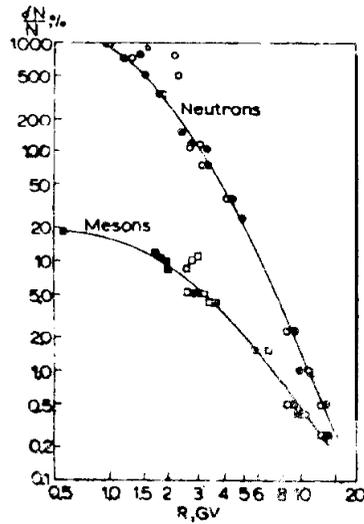
เหล่านั้นจากค่าที่ได้จากแบบโคโพลูได้จากรูปที่ 5-10



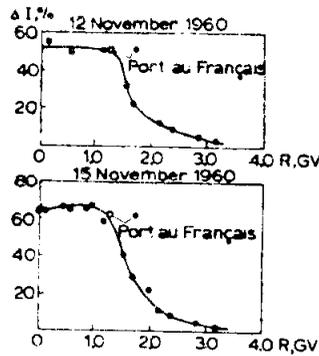
รูปที่ 5-10 การแจกแจงค่า cutoff rigidity ทั่วโลกจากการคำนวณของ Quenby และ Webber เส้นโค้งแสดงการเบี่ยงเบนไปจากค่าแบบโคโพลูในหน่วย GV (เส้นโค้งทึบคือ positive deviations, เส้นโค้งขาวคือ negative deviations)

5.6.2 การทดลองตรวจจับสนาม

มีการทดลองเพื่อตรวจสอบค่า the cutoff rigidities ส่วนใหญ่แล้วโดยที่สอดคล้องกับการคำนวณของ Quenby และ Webber เช่น จากการวัดความเข้มที่เพิ่มขึ้นเมื่อมี burst (การลุกโชนอย่างรุนแรงในดวงอาทิตย์) เมื่อ 23 กุมภาพันธ์ 1965 กับรูปที่ 5-11 (เส้นโค้งเรียบ) และเมื่อ 17 กรกฎาคม 1959 (ไม่มีรูป) การคำนวณของ Quenby และ Webber ยังสอดคล้องกับการคำนวณที่เคาเตอร์รังสีคอสมิกและการทดลองอีกหลายครั้งทางเรือ เครื่องบิน และยานอวกาศของโซเวียต



รูปที่ 5-11 ความเข้มที่เพิ่มขึ้นของส่วนที่เป็นนิวตรอนและเมซอนคิดเป็น % จาก
ระทึกปฏิกิริยาระหว่างเกิด burst (23 กุมภาพันธ์ 1956) กับค่า
cutoff rigidity (สี่เหลี่ยมเปิด คือ cutoff rigidity
ในสนามโคโพล, สี่เหลี่ยมทึบคือค่าจากหอดูดาวของ Quenby และ
Webber)



รูปที่ 5-12 ความเข้มที่เพิ่มเปรียบเทียบในการวัดความเข้มของนิวตรอนระหว่างที่มี
the bursts 2 ครั้ง (วงกลมแสดงค่า rigidities ที่ได้จาก
Quenby และ Webber ,สี่เหลี่ยมคือค่าที่แก้ไขเพิ่มเติม)

แต่ถึงกระนั้นก็ยังมีความแตกต่างกันอยู่บ้าง เช่น the bursts (12 และ 15 ธันวาคม 1960) ในรูปที่ 5-12 จุดทุกจุดสอดคล้องกับเส้นโค้ง ยกเว้นจุดเดียว (ที่ Port aux Francais) A. Freon และ K.G. McGracken ได้คำนวณใหม่ (1962) หาค่า the cutoff rigidity ที่สถานีดังกล่าวโดยใช้ความละเอียดศึกษาหาค่าสนามแม่เหล็กโลกที่แท้จริงที่อนุภาคยานุภาคนาที่สถานีดังกล่าวอย่างละเอียด (up to 28 terms) พบว่าค่า $R_c = 1.27 - 1.30 \text{ GV}$ (แทนที่จะเป็น 1.74 ตาม Quenby และ Webber) ทำให้ได้ค่าที่สอดคล้องกับเส้นโค้งที่ในรูปที่ 5-12 ดังกล่าว

Webber และ F.B. McDonald ได้ทำการวัดค่า cutoff rigidity โดยใช้บอลลูน พบว่าค่าที่ได้ไม่ตรงที่เดียวกับทฤษฎีสันนามโคโอส และค่าที่ได้มีค่ากว้าง เนื่องจากมี pemmbra และจากเครื่องมือ นอกจากนี้ยังมีผู้ทำการทดลองอื่น ๆ อีกสรุปได้ว่าการสมมติโลกมีสนามแม่เหล็กตามนั้นอธิบายปัญหาต่าง ๆ ยังไม่ชัดเจนนัก

5.6.3 การประมาณค่าอิทธิพลของ the pemmbra

จากการพิจารณาในตอนหลังพบว่ากรณีที่การทดลองหาค่า geomagnetic cutoff rigidity บางครั้งแตกต่างไปจากทฤษฎีนั้นเป็นผลมาจาก the pemmbra ซึ่งเมื่อแก้ไขแล้วทำให้ได้ค่าที่สอดคล้องกับทฤษฎี เช่น ตามรูปที่ 5-12 เป็นต้น

ดังนั้นจึงมีการคิดหาค่าจากถาวรค่าของ J.J. Quenby และ G.J. Wenk ซึ่งมีการรวมค่าอิทธิพลของ the non-dipole terms และ the pemmbra เป็นการให้ค่าใกล้เคียงค่าจริงของ geomagnetic cutoff rigidity มากกว่าที่ Quenby เอง และ Webber ทำไว้ ค่าที่คำนวณในตารางแนบท้าย (appendix) I ส่วนตารางแนบท้าย II เป็นค่าที่แจกแจง geomagnetic cutoff rigidity สำหรับอนุภาคที่เข้ามาในแนวตั้งที่คำนวณ

* Cosmic ray threshold rigidities and the Earth's magnetic field. Phil. Mag. 7, No 81, 1962, p, 1457-1485.

โดย M.A. Shea และคณะ* นอกจากนี้ยังมีการปรับปรุงการคำนวณ cutoff rigidities ของ Quenby และ Webber ในแบบอื่นอีก โดย T. Makino (1963) ซึ่งรวมอิทธิพลของ the penumbra ที่ต่ำกว่าซึ่งสูงกว่าที่ Quenby และ Weink ทำไว้ จึงทำให้ได้การคำนวณที่ปรับปรุงใหม่นี้ถูกต้องสอดคล้องกับการทดลองยิ่งขึ้น

5.6.4 การคำนวณค่า the cutoff rigidity จาก the L-parameter ของ McIlwain

สมการคำนวณค่า cutoff rigidity สำหรับอนุภาคที่เข้ามาในแนวตั้ง คือ

$$R_c = (M \cos^4 \lambda) / 4 r_E^2 \quad (\text{classical equation}) \quad 5.27$$

โดยที่ M คือโมเมนต์แม่เหล็กโลก, r_E คือรัศมีของโลก และ λ คือละติจูดแม่เหล็กโลก แต่หาพิจารณาว่ามีผลของการเบี่ยงศูนย์กลาง (the eccentricity) ของสนามแม่เหล็กโลก เราต้องใช้ระบบโคออร์ดิเนต B-L ของ McIlwain โดยความสัมพันธ์ที่ว่า

$$r_E = L \cos^2 \lambda \quad 5.28$$

เมื่อ L คือ the parameter ของ McIlwain** เพื่อให้ได้สนามที่แท้จริง ซึ่งค่า cutoff rigidity ดังกล่าวนี้อาจเขียนให้อยู่ในรูปของ

$$R_c = 14.9 L^{-2} \quad 5.29$$

* A five degree by fifteen degrees world grid of trajectory determined vertical cutoff rigidities, Can. J. Phys. 46, 1968, p. 1068.

** C.E. McIlwain, Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles, J. Geophys. Res. 66, No 11, 1961, p. 3681 - 3691.

ซึ่งมีผู้ทำการทดลองเปรียบเทียบแล้วพบว่ายังมีความคลาดเคลื่อนอยู่ จึงมีการปรับปรุงใหม่ เช่น D.F. Smart, M.A. Shea โค้ดโปรแกรม 5.29 ใหม่ เป็น

$$R_c = K L^{-\nu} \tag{5.30}$$

แล้วหาค่า K และ ν ออกมาจาก least square method จากค่าของ cutoff rigidities กับ L coordinates จากอนุภาคที่เข้ามาในแนวตั้ง และมีผู้พยายามศึกษาในตัวเองเกี่ยวกับอีกหลายคน แต่ก็ยังไม่ถูกต้องแน่นอนกับการทดลองเต็มที่ ส่วนวิธีการที่ถูกต้องยิ่งขึ้นนั้นคิดขึ้นโดย L.I. Dorman, V.S. Sadrnov (1966) ปรับปรุงความสัมพันธ์ระหว่าง cutoff rigidities และ the coordinates โดยพิจารณาว่าสนามแม่เหล็กโลกนั้นจริง ๆ แล้ว ไม่มี axial symmetry แต่พิจารณาตามที่ Quenby และ Webber เคยแสดงไว้แล้วว่าอิทธิพลของส่วนที่เป็น the asymmetric ของสนามกึ่งกลางที่มีต่อค่า cutoff rigidity มีค่าน้อยหากหักทิ้งได้ และพิจารณาว่าศักดาแม่เหล็กโลกนั้นต้องแทนด้วยผลรวมจำนวนอนันต์ ของ spherical harmonics และละส่วนที่ขึ้นอยู่กับสองจุด โดยจะโคไซน์ในระนาบอีควาเตอร์เป็น

$$H = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{M_n}{r^{n+1}} \tag{5.31}$$

และ the vector potential ของสนามกึ่งกลางเป็น

$$\vec{A} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{M_n}{nr^{n+1}} \vec{e}_\varphi \tag{5.32}$$

โดยที่ M_n คือ โมเมนต์ของ the n^{th} harmonics ของสนามนี้ และ \vec{e}_φ คือ the unit azimuthal vector จะเห็นว่าสมการ 5.31 และ 5.32 จะทำให้ได้ค่าที่เกี่ยวข้องกับ cutoff rigidity ออกมามากมาย ใช้วิธีการรวมกันตามแบบของ Stoermer สำหรับสนามที่เป็น axially symmetric จะได้ค่า cutoff rigidity ของอนุภาคที่ตกลงมาในแนวตั้งเป็น

$$R_c = (0.25 M_1 L^{-2} + 0.19 M_2 L^{-3} + 0.15 M_3 L^{-4} + 0.12 M_4 L^{-5} + 0.10 M_5 L^{-6} + 0.08 M_6 L^{-7}) \times 3.10^{-7} \text{ GeV} \tag{5.33}$$

ในที่นี้ M_1, \dots, M_6 คือ โมเมนต์แม่เหล็กในการพิจารณาสนามพลังกล่าวในรูป harmonics (ในหน่วยของ gauss. cm³,, gauss.cm³ ตามลำดับ), L คือ parameter ของ McIlwain (cm) ค่าพลังกล่าวนี้แสดงถึงโมเมนต์แม่เหล็กและเทอมของ the higher harmonics ของสนามจากค่าเฉลี่ยของส่วนที่เป็น non-dipole ของสนามที่อีเคเวเทอร์ ΔH ที่ลองจิจูดที่ทำการสังเกตซึ่งจะสะดวกในการใช้เมื่อเปลี่ยนให้อยู่ในรูปของ

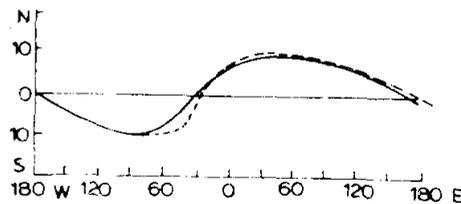
$$R_c = 14.9 L^{-2} + 18.4 \Delta H L^{-3} + 8.1 \Delta H L^{-4} + 3.1 \Delta H L^{-5} + 0.8 \Delta H L^{-6} + 0.3 \Delta H L^{-7} \text{ GeV} \quad 5.34$$

L (ในที่นี้คือรัศมีของโลก) และ ΔH (ในหน่วย gauss) หาได้จากแผนภูมิของ McIlwain ในกรณี $L > 2.5$ เทอมที่ 2 และเทอมต่อ ๆ ไปในอนุกรมพลังกล่าวเรกัลก็หึงได้ ดังนั้นสมการที่ได้จะมีรูปเป็นแบบ

$$R_c = 14.9 L^{-2} \text{ GeV} \quad 5.29$$

โดยมีความแตกต่างจากสมการสมบูรณ์ไม่เกิน 1 %

เมื่อเอาสมการ 5.34 ไปคำนวณเปรียบเทียบกับการทดลองในการหาบริเวณอีเคเวเทอร์ที่โคจรที่ไร้ได้ ดังรูปที่ 5-13



รูปที่ 5-13 อีเคเวเทอร์รังสีคอสมิก เส้นโค้งเรียบจากการทดลอง เส้นขาดจากการคำนวณโดยใช้สมการ 5.34

5.6.5 การคำนวณหา cutoff rigidities จากวิธีการเคลื่อนที่ต่าง ๆ

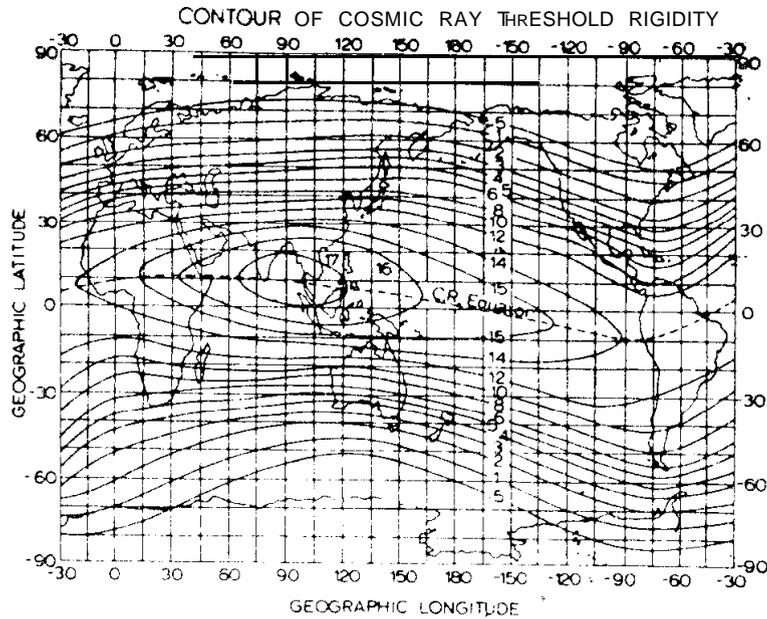
ค่าที่เชื่อถือได้ของ cutoff rigidity นั้นคงมาจากการรวมทิศทาง การเคลื่อนที่ของอนุภาคในสนามจริง ๆ เข้าด้วยกัน ซึ่งในกรณีนี้จะรวม geomagnetic effect ทุกอย่าง เข้าไว้ด้วย ข้อความนี้ Mc Cracken และ Freon เคยกล่าวถึงมาแล้วในการแก้การคำนวณที่ Port aux Francais

M. Kodama ได้คำนวณ cutoff rigidities สำหรับอนุภาคที่ตกลงมาในแนวตั้ง โดยวิธีการหาทิศทางเดิน (trajectories) โดยตรง ซึ่งเมื่อเปรียบเทียบกับวิธีการทดลองแล้ว กรณี rigidities ระหว่าง 5 และ 13 GV จะผิดพลาด ± 0.05 GV กรณีค่ามากกว่าและน้อยกว่า จะผิดพลาด ± 0.1 GV ซึ่งค่าที่ได้สอดคล้องกับการทดลองค่อนข้างจะดีกว่าของ Quenby และ Wenk

นอกจากนี้ยังมี I. Kondo และ M. Kondama คำนวณหาการแจกแจงทางภูมิศาสตร์ โลก ของ threshold rigidities และ H.F. Finch, B.R. Leaton และ Shea ได้หาค่าสนามแม่เหล็กโลกจากพฤติกรรมการคำนวณเส้นทางเคลื่อนที่ของอนุภาค (trajectory computations) สุดท้ายนี้ได้นำมาจากการคำนวณของ L.I. Dorman ซึ่งได้สรุปผลการหาค่า cutoff rigidities (R_0) ที่ค่อนข้างจะถูกต้องกว่าที่เคยกล่าวในรูป

$$\int_{R_0}^{\infty} N(R) dR = \int_0^{\infty} r(R) N(R) dR \quad 5.35$$

โดยที่ $N(R) \sim n^i(R) D(R)$ กรณี 1 เป็นตัวบอกลักษณะของอนุภาคทุกชนิด (เช่น เป็น นิว-แชนอน, นิวครอน, bursts, showers, stars, etc.) , $n^i(R)$ คือ the integral multiplicity ซึ่งอนุภาคทุกชนิด i เกิดขึ้นจากอนุภาคปฐมภูมิที่ rigidity R , $D(R)$ คือ สเปกตรัมพลังงานของอนุภาคคอสมิกที่ rigidities ที่เกี่ยวข้อง, สำหรับค่าที่คำนวณออกมาให้ดู



รูปที่ 5-14 แสดงค่า threshold rigidity ในโคออร์ดิเนตภูมิศาสตร์โลก

สรุปเปรียบเทียบวิธีการคำนวณค่า cutoff rigidities โดยวิธีต่าง ๆ ใ้คั้งนี้ (โดย

J.F. Kenney และคณะ)

1. ทุกรูปแบบที่ใช้สนามโคโพลซรรวมการจะตุน้อยที่สุด
2. รูปแบบของ Quenby และ Wenk เพียงแค่ปรับปรุงให้ดีขึ้นกว่าของ Quenby และ Webber
3. รูปแบบของ Makino ก็ดีขึ้นกว่าของ Quenby และ Wenk เล็กน้อย
4. รูปแบบที่พิจารณา parameter L ของ McIlwain ค่อนข้างจะดีในทุกย่าน เว้นบริเวณอีควาเตอร์หลายจุด ซึ่งเมื่อจะให้ถูกต้องยิ่งขึ้นต้องพิจารณาแบบของ Dorman และ Smirnov

ดังนั้นสรุปได้ว่าวิธีที่ถูกต้องที่สุดในการคำนวณหาค่า cutoff rigidities ก็คือ ทำการคำนวณจากทิศทางการเคลื่อนที่โดยตรง (direct trajectory computations)