การสะท้อนของรังสีเอกซ์จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

X-RAY REVERBERATION FROM AN ULTRALUMINOUS X-RAY SOURCE

สุรศักดิ์ ฤกษ์เกษี

บัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

2563

การสะท้อนของรังสีเอกซ์จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

สุรศักดิ์ ฤกษ์เกษี

ปริญญานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร
วิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์
คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ
ปีการศึกษา 2563
ลิขสิทธิ์ของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

X-RAY REVERBERATION FROM AN ULTRALUMINOUS X-RAY SOURCE

SURASAK LOEKKESEE

A Thesis Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of MASTER OF SCIENCE

(Physics)

Faculty of Science, Srinakharinwirot University

2020

Copyright of Srinakharinwirot University

ปริญญานิพนธ์

เรื่อง

การสะท้อนของรังสีเอกซ์จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

ของ

สุรศักดิ์ ฤกษ์เกษี

ได้รับอนุมัติจากบัณฑิตวิทยาลัยให้นับเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร

ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์

ของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

(รองศาสตราจารย์ นายแพทย์ฉัตรชัย เอกปัญญาสกุล)

คณบดีบัณฑิตวิทยาลัย

คณะกรรมการสอบปากเปล่าปริญญานิพนธ์

..... ที่ปรึกษาหลัก
(อาจารย์ ดร.วาสุเทพ หลวงทิพย์)

..... ประธาน
(ดร.อุเทน แสวงวิทย์)

..... กรรมการ
(ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.ปฏิภาณ อุทยารัตน์)

..... กรรมการ
(อาจารย์ ดร.วาสุเทพ หลวงทิพย์)

ชื่อเรื่อง	การสะท้อนของรังสีเอกซ์จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด
ผู้วิจัย	สุรศักดิ์ ฤกษ์เกษี
ปริญญา	วิทยาศาสตรมหาบัณฑิต
ปีการศึกษา	2563
อาจารย์ที่ปรึกษา	อาจารย์ ดร. วาสุเทพ หลวงทิพย์

แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด คือแหล่งกำเนิดที่อยู่ภายนอกกาแล็กซีทางช้างเผือก มีลักษณะเป็นแหล่งกำเนิดแบบจุดในย่านรังสีเอกซ์และไม่ได้อยู่บริเวณใจกลางของกาแล็กซี มีกำลังส่องสว่างในย่านรังสีเอกซ์มากกว่า 10^{39} เอิร์กต่อวินาที เกินค่าขีดจำกัดของเอดดิงตันสำหรับหลุมดำที่มีมวล 10 เท่าของมวลดวงอาทิตย์ ในทางทฤษฎี ระบบการรวมมวลดังกล่าวจะมีกระบวนการลดแรงดันโฟตอนโดยการเปลี่ยนโครงสร้างของจานรวมมวลเป็น slim disc และปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ งานวิจัยนี้จะศึกษาโครงสร้างของจานรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 โดยใช้ข้อมูลการสังเกตการณ์จากกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์เอกซ์เอ็มเอ็ม-นิวตันและแบ่งข้อมูลออกเป็น 4 กลุ่มตามอัตราการรวมมวล นั่นคือ อัตราการรวมมวลเฉลี่ย, ต่ำ, ปานกลาง และสูง ข้อมูลดังกล่าวถูกนำมาวิเคราะห์ด้วยแบบจำลองความหน่วงเวลาของโฟตอนทั้งหมด 3 แบบจำลองที่ตั้งอยู่บนสมมติฐานว่าแหล่งกำเนิดฯ กำลังรวมมวลที่อัตราเกินขีดจำกัดของเอดดิงตันและมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ ผลการศึกษาจากแบบจำลองที่หนึ่งซึ่งโฟตอนที่ถูกสะท้อนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดเพียงจุดเดียว พบว่าจุดกำเนิดของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ มีระยะเพิ่มขึ้นเมื่ออัตราการรวมมวลเพิ่มมากขึ้น สอดคล้องกับสมมติฐานที่ว่า NGC5408 X-1 น่าจะถูกให้พลังงานโดยหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ สำหรับแบบจำลองที่สองที่กำหนดให้โฟตอนที่ถูกสะท้อนกำเนิดจากพื้นที่ด้านในของจานรวมมวล ผลที่ได้พบว่าแบบจำลองอธิบายข้อมูลได้แย่กว่าแบบจำลองที่หนึ่งอย่างมีนัยสำคัญ อย่างไรก็ตาม ผลการวิเคราะห์ชี้ให้เห็นว่า NGC5408 X-1 อาจจะถูกให้พลังงานโดยหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ท้ายที่สุด โดยใช้แบบจำลองที่สามซึ่งกำหนดให้โฟตอนที่ถูกสะท้อนกำเนิดจากทุกบริเวณบนจานรวมมวลร่วมกับแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ ผลที่ได้พบว่าแบบจำลองอธิบายข้อมูลได้ดีมากและคาดการณ์หลุมดำที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดฯ ว่าน่าจะเป็นหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก นอกจากนี้ยังชี้ให้เห็นว่าตำแหน่งของเอาท์โฟล์อิงวินด์ที่สะท้อนโฟตอนอยู่ที่ระยะประมาณ $10^{6}r_{g}$ อย่างไรก็ตาม เนื่องจากความซับซ้อนของแบบจำลองที่สองและสามและจำนวนข้อมูลการสังเกตการณ์ที่จำกัด เราไม่สามารถหาวิวัฒนาการของจานรวมมวลเมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนไปได้

คำสำคัญ : แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด, ความหน่วงของเวลา, NGC5408 X-1

Title	X-RAY REVERBERATION FROM AN ULTRALUMINOUS X-RAY SOURCE
Author	SURASAK LOEKKESEE
Degree	MASTER OF SCIENCE
Academic Year	2020
Thesis Advisor	Dr. Wasutep Luangtip

Ultraluminous X-ray sources (ULXs) are extra-galactic, non-nuclear point-like sources with X-ray luminosity in excess of 10^{39} erg s^{-1}, exceeding the Eddington limit for a 10 solar-mass black hole. Theoretically, such a system could reduce excess photon radiation pressure by changing its geometry to slim disc and launching an outflowing wind. In this work, the geometry of the ULX NGC5408 X-1 accretion disc from XMM-Newton observational data was studied. The data were binned into four groups, based on the level of accretion rates – average, low, medium and high – and then analysed by three time-lag models which similarly assume that the ULX is a super-Eddington source and releasing the outflowing wind. The results obtained from the first model in which the reflected photons originated only from the innermost part of the disc, indicating that the wind launching radius tended to increase with an accretion rate. This suggests that the ULX might be powered by the stellar mass black hole. In case of the second model, in which the reflected photon originated from the inner region of the disc, the results showed a significantly worse fitting, compared to the first model. However, the model suggests that the ULX might be powered by a massive stellar mass black hole. Finally, the data used the third model, which the reflected photon originated from the entire disc. In addition, the power-law component was also added into the model to account for the positive time-lag. This two-component model yields the best fitting result and suggests that the ULX is powered by the massive stellar black hole, consistent with the results from the second model. Furthermore, the results also indicated that the photons might be reflected by the wind at the distance of ~$10^{6}r_{g}$. However, given the complexity of the second and third models and the data limitations, the ULX accretion disc evolution as a function of accretion rate was not found.

Keyword : Ultraluminous X-ray sources (ULXs), time-lag, NGC5408 X-1

กิตติกรรมประกาศ

ปริญญานิพนธ์เล่มนี้สำเร็จสมบูรณ์ได้ด้วยดีเพราะได้รับความกรุณาชี้แนะ และช่วยเหลืออย่างดียิ่ง จาก อาจารย์ ดร.วาสุเทพ หลวงทิพย์ และอาจารย์ ดร.เพิ่มวัย ชัยนะกุล อาจารย์ที่ปรึกษาปริญญานิพนธ์ ดร.อุเทน แสวงวิทย์ ผู้ทรงคุณวุฒิสอบวิทยานิพนธ์ และผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. ปฏิภาณ อุทยารัตน์ ประธานกรรมการบริหารหลักสูตรฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ ที่ให้คำแนะนำและตรวจแก้ไขข้อบกพร่องของปริญญานิพนธ์เล่มนี้มาโดยตลอด ตั้งแต่เริ่มต้นจนสำเร็จเรียบร้อย ผู้วิจัยขอกราบขอบพระคุณด้วยความเคารพอย่างสูงไว้ ณ โอกาสนี้

ขอขอบคุณโครงการพัฒนากำลังคนด้านวิทยาศาสตร์ (ทุนเรียนดีวิทยาศาสตร์แห่งประเทศไทย) ที่ให้โอกาสในการศึกษาต่อ และสนับสนุนทุนการศึกษาจนจบหลักสูตร

ขอขอบคุณหน่วยวิจัยฟิสิกส์ทฤษฎีพลังงานสูงและฟิสิกส์ดาราศาสตร์ หรือ Theoretical High Energy Physics and Astrophysics (THEPA) มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ ที่คอยช่วยเหลือและสนับสนุนเงินทุนในการทำงานวิจัย และสถานที่ในการดำเนินการทำงานวิจัย

ในการทำวิจัยได้รับข้อมูลการสังเกตการณ์จาก XMM-Newton science archive

ขอบขอบคุณ สถาบันวิจัยดาราศาสตร์แห่งชาติ (องค์การมหาชน) สำหรับโปรแกรม IDL ที่ใช้ในการวิเคราะห์ข้อมูลในงานวิจัยนี้

ขอขอบคุณเกวลิน ทองโพธิ์ใหญ่ ที่ช่วยเหลือในการตรวจความสมบูรณ์ของเนื้อหาและคำผิดของรูปเล่มปริญญานิพนธ์ รวมไปถึงคอยให้กำลังใจเมื่อผมรู้สึกท้อแท้

ขอบคุณอัจฉรา เกื้อทาน, วรารัตน์ ตรีสุขรัตน์ และกฤษฎิชนม์ ชนิลกุล ที่ให้คำปรึกษาและคอยชี้แนะในทุกๆเรื่อง

ขอขอบคุณบิดาและมารดา ที่เป็นกำลังใจสำคัญที่ทำให้การศึกษาวิจัยฉบับนี้สำเร็จลุล่วงได้ด้วยดี

สุรศักดิ์ ฤกษ์เกษี

สารบัญ

หน้า

บทคัดย่อภาษาไทย ..... ง

บทคัดย่อภาษาอังกฤษ ..... จ

กิตติกรรมประกาศ ..... ฉ

สารบัญ ..... ช

สารบัญตาราง ..... ญ

สารบัญรูปภาพ ..... ฎ

บทที่ 1 บทนำ… 1

1.1 วัตถุอัดแน่น (Compact object) 1

1.2 ประเภทของหลุมดำ (Black hole classifications) 4

1.3 ระบบดาวคู่รังสีเอกซ์ (X-ray Binaries) 4

1.4 กระบวนการรวมมวลและการถ่ายเทมวล (Accreting and mass transfer process) 5

1.4.1 กระบวนถ่ายเทมวล (Mass transfer process) 5

1.4.2 กระบวนการรวมมวล (Accreting process) 9

1.5 สเปกตรัมของดาวคู่รังสีเอกซ์ (X-ray spectra of X-ray binary) 11

1.5.1 รังสีเอกซ์พลังงานต่ำ (Soft X-ray) 11

1.5.2 รังสีเอกซ์พลังงานสูง (Hard X-ray) 11

1.5.3 รังสีเอกซ์ที่มาจากการสะท้อน (Reflection) 12

1.6 การเปลี่ยนสถานะของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ 13

1.6.1 สถานะ Low-Hard (LHS) 14

1.6.2 สถานะ High-soft (HSS) 15

1.6.3 สถานะ Anomalous soft 16

1.7 แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (Ultraluminous X-ray source: ULXs) . 16
ความมุ่งหมายของงานวิจัย 17
ความสำคัญของงานวิจัย 17
ขอบเขตของงานวิจัย 18
ประโยชน์ที่ได้รับจากงานวิจัย 18
บทที่ 2 ทบทวนวรรณกรรม 19
2.1 กระบวนการแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า 19
2.1.1 การแผ่รังสีของวัตถุดำ 19
2.1.2 ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน (Compton scattering) 22
2.1.3 การสะท้อนของรังสีเอกซ์ (X-ray reflection) 24
2.2 อัตราการรวมมวลเอดดิงตัน (Eddington accretion rate) 25
2.3 อัตราการรวมมวลที่ระดับเกินขีดจำกัดเอดดิงตัน (super-Eddington accretion rate) 26
2.4 ประวัติการศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด 28
2.5 การวิเคราะห์เชิงเวลาในระบบดาวคู่รังสีเอกซ์ (X-ray timing analysis of X-ray binary) . 38
2.6 การผันแปรในย่านรังสีเอกซ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (X-ray variability of ULXs) 40
2.7 ความหน่วงของเวลา (time-lag) 42
2.8 แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 45
2.9 กล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ XMM-Newton 53
2.9.1 European Photon Imaging Camera (EPIC) 56
2.10 แหล่งกำเนิดรังสีพื้นหลังที่เกิดจากอนุภาค 60
2.11 ทฤษฎีความหน่วงของเวลา (Time-lag theory) 62
2.12 การสร้างแบบจำลองอธิบายความหน่วงกันของเวลา 65

บทที่ 3 วิธีการดำเนินการวิจัย 69
3.1 การสืบค้นข้อมูลการสังเกตการณ์ 69
3.2 การประมวลผลข้อมูลการสังเกตการณ์ (Data reduction) 70
3.3 การกรองข้อมูลที่มีการรบกวนสูง 71
3.4 การเลือกพื้นที่ของแหล่งกำเนิดที่จะทำการวิเคราะห์ 74
บทที่ 4 ผลการศึกษา 78
4.1 สเปกตรัมความหน่วงของเวลาของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 78
4.2 แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด 81
4.3 แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล 88
4.4 แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล 96
บทที่ 5 สรุป อภิปรายผล และข้อเสนอแนะ 102
5.1 อภิปรายผลการวิจัย 103
5.2 สรุปผลการวิจัย 109
5.3 ข้อเสนอแนะ 110
บรรณานุกรม 112
ประวัติผู้เขียน 120

สารบัญตาราง

หน้า

ตาราง 1 แสดงรายละเอียดของข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 70

ตาราง 2 แสดงรายละเอียดของข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 (หลังจากเลือกข้อมูลที่มีคุณภาพและช่วงเวลาที่ดี) 74

ตาราง 3แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด 86

ตาราง 4 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล 91

ตาราง 5 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ 91

ตาราง 6 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ โดยกำหนดให้ $\alpha_w = 45^\circ$ 92

ตาราง 7 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล 99

ตาราง 8 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล และพาวเวอร์ลอว์ 99

สารบัญรูปภาพ

หน้า

ภาพประกอบ 1 แผนภาพแสดงช่วงชีวิตของดาวฤกษ์มวลน้อย เช่น ดวงอาทิตย์ (วงโคจรด้านซ้าย) และดาวฤกษ์มวลมาก (วงโคจรด้านขวา) 2

ภาพประกอบ 2 ลักษณะทางกายภาพในแต่ละชั้นของดาวฤกษ์ 3

ภาพประกอบ 3 การถ่ายเทมวลในระบบดาวคู่ โดยภาพด้านบนแสดงการถ่ายเทมวลแบบลมดาวฤกษ์ ซึ่งเป็นการถ่ายเทมวลที่เกิดขึ้นในดาวฤกษ์มวลมาก และภาพด้านล่างแสดงการถ่ายเทมวลผ่านจุดลากราจน์เจียน L_1 7

ภาพประกอบ 4 ภาพ 3 มิติของ Roche potential ในระบบดาวคู่ที่มีวัตถุมีมวล 2 วัตถุโคจรรอบจุดศูนย์กลางเดียวกัน ซึ่งจะเห็นจุดที่แรงโน้มถ่วงของวัตถุทั้ง 2 หักล้างกัน นั่นคือที่จุด L_1 ซึ่งเป็นจุดที่สสารของวัตถุทั้ง 2 วัตถุสามารถส่งผ่านกันได้ 8

ภาพประกอบ 5 กระบวนการถ่ายเทมวลของหลุมดำในระบบดาวคู่ และส่วนประกอบต่างๆภายในระบบ ของ Rob Hynes 9

ภาพประกอบ 6 ส่วนประกอบของสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ (ด้านบน) และโครงสร้างการรวมมวลที่คาดว่าน่าจะสอดคล้องกับสเปกตรัมด้านบน (ด้านล่าง) 13

ภาพประกอบ 7 แผนภาพแสดงความสัมพันธ์ระหว่างจำนวนของโฟตอนที่สังเกตการณ์ได้ในหนึ่งหน่วยเวลา (count rate) ของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไปกับค่าสัดส่วนของจำนวน โฟตอนในช่วงพลังงานสูงและพลังงานต่ำ (Hardness ratio; ด้านบน) และแผนภาพแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าเฉลี่ยกำลังสอง (rms) ซึ่งอธิบายส่วนของความผันแปรที่เกิดขึ้น (ด้านล่าง) 15

ภาพประกอบ 8 ลักษณะสเปกตรัมในแต่ละสถานะของหลุมดำในระบบดาวคู่แบบทั่วๆไป 16

ภาพประกอบ 9 ลักษณะสเปกตรัมของวัตถุดำที่อุณหภูมิต่างๆ 20

ภาพประกอบ 10 ลักษณะของจานรวมมวลที่แผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาหลากหลายย่านความถี่ในแต่ละชั้นของจานรวมมวล (ด้านซ้าย) และสเปกตรัมที่สอดคล้องกับภาพด้านซ้าย (ด้านขวา) ซึ่งเป็นไปตามทฤษฎีจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสี (MCD) 22

ภาพประกอบ 11 ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน 24

ภาพประกอบ 12 ด้านซ้าย: ความน่าจะเป็นของการเกิดการดูดกลืนจากปรากฏการณ์โฟโตอิเล็ก-ทริก สำหรับสสารที่เป็นกลางไฟฟ้า (เส้นสีดำ) และความน่าจะเป็นที่จะเกิดปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน (เส้นสีเทา) ด้านขวา: ลักษณะสเปกตรัมที่เป็นองค์ประกอบของการสะท้อน 25

ภาพประกอบ 13 ภาพแสดงลักษณะการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (รูปภาพนี้ไม่ได้ใช้สัดส่วนตามความจริง) 27

ภาพประกอบ 14 สเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC1313 X-1 ที่ได้จากกล้อง EPIC-MOS1 และ EPIC-MOS2 ถูกอธิบายด้วยแบบจำลองทฤษฎีจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสีและพาวเวอร์ลอว์ (ภาพบน) นอกจากนี้ ภาพด้านล่างจะแสดงความแตกต่างระหว่างข้อมูลสังเกตการณ์กับแบบจำลอง (residue) 29

ภาพประกอบ 15 สเปกตรัมในช่วงพลังงานสูง (~ 3-7 keV) มีความโค้งงอ จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC1313 X-2 30

ภาพประกอบ 16 สเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดหลากหลายแหล่งกำเนิด ที่อธิบายด้วยแบบจำลองกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (The ultraluminous model)..... 32

ภาพประกอบ 17 โครงสร้างของแบบจำลองลักษณะการรวมมวลสำหรับแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยองค์ประกอบของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ (สีเหลือง) จะถูกปลดปล่อยออกมาตั้งแต่ R_{sph} ถึง $R_{ph,in}$ ขึ้นไปเหนือจานรวมมวล (สีแดง) ซึ่งพื้นที่สีน้ำเงินคือบริเวณที่ปลดปล่อยรังสีเอกซ์พลังงานสูง 33

ภาพประกอบ 18 ลักษณะของสเปกตรัมที่แตกต่างกันในสถานะการรวมมวลแบบสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่ขึ้นอยู่กับมุมมองของผู้สังเกต โดยภาพด้านบน: ผู้สังเกตการณ์สังเกตแหล่งกำเนิดในกระบวนการรวมมวลที่กำลังส่องสว่างไม่สูงมาก, ภาพกลาง: ผู้สังเกตการณ์อยู่ในมุมมองด้านบนของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ทำให้ผู้สังเกตการณ์เห็นโฟตอนพลังงานต่ำน้อย แต่จะเห็นโฟตอนส่วนมากมาจากส่วนของพลังงานสูง, และภาพด้านล่าง: ผู้สังเกตอยู่ในมุมมองด้านข้างของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ทำให้ผู้สังเกตการณ์เห็นโฟตอนส่วนมากมาจากส่วนของพลังงานต่ำ และจะเห็นโฟตอนพลังงานสูงน้อยเนื่องจากถูกบังโดยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ 34

ภาพประกอบ 19 ด้านบน: ค่า $\Delta\chi^2$ ที่ได้จากผลการ fit ที่ดีที่สุด ของข้อมูลการสังเกตการณ์ HoIX X-1 ด้านล่าง: แสดง 90% (สีน้ำเงิน) และ 99%(สีแดง) ของคอนทัวความเชื่อมั่น (confidence contour) สำหรับ equivalent width ภาพด้านซ้ายและด้านขวา คือ สเปกตรัมของการรวมข้อมูลการสังเกตการณ์ทั้งหมดและข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มีระยะเวลาการสังเกตการณ์นานที่สุด ของ HoIX X-1 ตามลำดับ 36

ภาพประกอบ 20 ผลการอธิบายข้อมูลการสังเกตการณ์ด้วยแบบจำลองของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 (ด้านซ้าย) และ NGC6946 X-1 (ด้านขวา) โดยที่ภาพ a) อธิบายด้วยแบบจำลองที่มีองค์ประกอบของจานรวมมวลด้านในและด้านนอก b) อธิบายด้วยแบบจำลองที่มีองค์ประกอบของจานรวมมวลด้านใน,ด้านนอก และองค์ประกอบของเอาท์โฟลว์-อิงวินด์ ที่มีความเร็วของการเอาท์โฟลว์ $0.1c$ 37

ภาพประกอบ 21 ลักษณะความผันแปรของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ในเกิดขึ้น 38

ภาพประกอบ 22 พาวเวอร์สเปกตรัมที่เกิดพีคของความถี่ QPO ในแต่ละสถานะการรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ 40

ภาพประกอบ 23 การเปรียบเทียบสัดส่วนของความผันแปร (fractional variability) ระหว่างโฟตอนพลังงานสูงกับโฟตอนพลังงานต่ำ โดยสีแดง คือตัวอย่างของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดในสถานะ hard ultraluminous สีน้ำเงิน คือในสถานะ soft ultraluminous สีดำ คือในสถานะ Broadened disc และสีเหลือง คือตัวอย่างของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่มีการดูดกลืนที่สูง 41

ภาพประกอบ 24 ความหน่วงของเวลาที่เป็นบวกของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ Cygnus X-1 . 43

ภาพประกอบ 25 แผนภาพการแผ่รังสีเอกซ์ปฐมภูมิที่ออกมาจากกลุ่มหมอกแก๊ส (สีส้ม) ที่ด้านบนเหนือจานรวมมวล (สีน้ำเงิน) โดยผู้สังเกตการณ์จะเห็นรังสีเอกซ์ปฐมภูมิที่แผ่ออกมาจากกลุ่มหมอกแก๊สโดยตรง (เส้นสีแดง) และรังสีเอกซ์ทุติยภูมิที่เกิดจากการสะท้อนกับจานรวมมวล (เส้นประสีเขียว) 44

ภาพประกอบ 26 พาวเวอร์สเปกตรัมของแหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ของข้อมูลการสังเกตการณ์ที่อยู่ในช่วงพลังงาน $>1\text{keV}$ ที่ได้จากกล้อง EPIC-pn ซึ่งอธิบายด้วยแบบจำลอง (เส้นทึบ)..... 46

ภาพประกอบ 27 อธิบายสเปกตรัมด้วยแบบจำลองของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ของ 2 ข้อมูลการสังเกตการณ์ โดยที่เส้นสีเขียวคือแบบจำลอง ที่

ประกอบด้วยองค์ประกอบของจานรวมมวลที่ใช้อธิบายในช่วงพลังงานต่ำ แสดงดังเส้นสีน้ำเงิน และในช่วงพลังงานสูง แสดงดังเส้นสีแดง 47

ภาพประกอบ 28 พาวเวอร์สเปกตรัมของแหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ในช่วงพลังงานต่างๆ โดยเส้นสีเขียว คือ พาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงาน 1-8 keV, เส้นดำ คือพาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงาน 0.3-10.0 keV และเส้นสีม่วง คือพาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงาน 0.3-1.0 keV 47

ภาพประกอบ 29 ภาพด้านบนของทั้ง 4 ภาพ คือพาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงานต่ำ 0.3-1.0 keV (สีดำ) และในช่วงพลังงานสูง 1.0-7.0 keV (สีแดง) โดยที่เส้นประแนวตั้งบ่งบอกถึงผลการ fit ข้อมูลที่ดีที่สุดของตำแหน่งค่าความถี่ที่เกิดพีคสูงที่สุด ของความถี่ QPO ส่วนภาพด้านล่างแสดงความหน่วงของเวลาระหว่างโฟตอนพลังงานต่ำและพลังงานสูง 49

ภาพประกอบ 30 รากของค่าเฉลี่ยกำลังสองของสเปกตรัมของ NCG5408 X-1 โดยที่เส้นสีน้ำเงิน (ด้านบน) คือ รากของค่าเฉลี่ยกำลังสองของสเปกตรัม และเส้นสีดำ (ด้านบน) คือค่าเฉลี่ยของสเปกตรัม ของ NCG5408 X-1 โดยที่ภาพด้านล่างแสดงอัตราส่วนระหว่างรากของค่าเฉลี่ยกำลังสองกับค่าเฉลี่ยของสเปกตรัม ของ NCG5408 X-1 50

ภาพประกอบ 31 ผลการ fit ที่ดีที่สุดของการ stacked XMM-Newton RGS spectrum ของ NGC5408 X-1 จะเห็นว่าเส้นการแผ่รังสีสามารถอธิบายได้ด้วยการแผ่รังสีเนื่องจากแก๊สนิ่ง ในขณะที่เส้นการดูดกลืน สามารถอธิบายได้ด้วยการดูดกลืนจากสสารที่พุ่งออกมาหรือเอาท์โฟล์ว (outflow) ด้วยความเร็ว โดยเส้นประแสดงขนาดของการเลื่อนทางน้ำเงิน แบบจำลองเส้นสีแดง คือ แบบจำลองที่อธิบายการเอาท์โฟล์วของสสารที่พุ่งออกมาด้วยความเร็ว $v = 0.22c$ ในขณะที่แบบจำลองเส้นสีน้ำเงิน เป็นแบบจำลองที่ถูกเพิ่มองค์ประกอบการดูดกลืนสององค์ประกอบ ได้แก่ $v = 0.22c$ และ $v = 0.10c$ 51

ภาพประกอบ 32 ความสัมพันธ์ระหว่างระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ (R_w) กับขนาดมวลของแหล่งกำเนิดที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด 52

ภาพประกอบ 33 ลักษณะของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* 53

ภาพประกอบ 34 ภาพวาดลักษณะโครงสร้างและองค์ประกอบของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ *XMM-Newton* โดยตัวตรวจจับรังสีเอกซ์ของกล้อง EPIC-MOS แสดงเป็นลักษณะรูปกรวยสีเขียว-ดำ, ตัวตรวจจับรังสีเอกซ์ของกล้อง EPIC-pn คือ แผ่นสี่เหลี่ยมสีม่วง และ *RGS* คือ ห้าเหลี่ยมสีชมพู 54

ภาพประกอบ 35 ผลรวมของพื้นที่ยังผล (effective area) ของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* 55

ภาพประกอบ 36 เส้นทางเดินของแสงของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ *XMM-Newton* ประเภท EPIC-pn (ภาพวาดไม่ได้ใช้สัดส่วนตามความจริง)..... 57

ภาพประกอบ 37 เส้นทางเดินของแสงของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* ประเภท EPIC-MOS กับ grating assembly โดยรังสีเอกซ์ที่ไปตกยัง EPIC-MOS คือ 44% และไปตกกระทบลงบน RGA คือ 40 % (ภาพไม่ได้วาดขึ้นมาตามสัดส่วนจริง) 57

ภาพประกอบ 38 โครงร่างแบบคร่าวๆของขอบเขตในการรับภาพเทียบกับขอบเขต CCD ของแต่ละกล้อง EPIC โดยภาพซ้ายคือ EPIC-MOS และภาพขวาคือ EPIC-pn ซึ่งพื้นรูปวงกลมของทั้ง 2 ภาพแสดงขอบเขตในการรับภาพที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 30 arcmin 58

ภาพประกอบ 39 รูปแบบการตกของโฟตอน (patterns) ของ EPIC-MOS ซึ่งภาพบน คือรูปแบบเมื่อสังเกตการณ์ในโหมด imaging และภาพล่าง คือรูปแบบเมื่อสังเกตการณ์ในโหมด timing โดยที่จุด pixel ที่อยู่ตรงกลาง (สีแดง/สีส้ม) แสดงถึง pixel ที่มีจำนวนประจุสะสมสูงที่สุด ส่วน pixel ที่มีจำนวนประจุน้อยลงมาแต่มากกว่าค่าเริ่มต้นของการตอบสนองของกล้อง (threshold) แสดงในสีเขียว และสีขาว คือ pixel ที่มีจำนวนประจุสะสมน้อยกว่าค่าเริ่มต้นของการตอบสนองของกล้อง 59

ภาพประกอบ 40 รูปแบบการตกของโฟตอน (patterns) ของ EPIC-pn โดยที่ '.' แสดงถึง pixel ที่ไม่มีโฟตอนมาตก, "X" แสดงถึง pixel ที่มีโฟตอนมาตกและประจุเต็ม ซึ่งเป็น pixel หลัก, "x" แสดงถึง pixel ที่มีโฟตอนมาตก แต่ประจุยังไม่เต็ม และสุดท้าย "m" แสดงถึง pixel ที่มีโฟตอนมาตกและมีประจุสะสมอยู่น้อย 60

ภาพประกอบ 41 ได้จากกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-Newton* EPIC-MOS2 ที่มีผลกระทบอย่างมากจากการลุกโชติช่วงของอนุภาคโปรตอนพลังงานต่ำ..... 61

ภาพประกอบ 42 ลักษณะสเปกตรัมของความหน่วงของเวลาของแบบจำลองในโดเมนของความถี่ที่เกิดจากข้อมูลที่มีความแตกต่างกันของเวลา $\tau_0 = 1000s$ (ลักษณะการตอบสนองแบบ delta-function) โดยแต่ละสเปกตรัมมีความแตกต่างกันที่แอมพลิจูดของฟลักซ์ของโฟตอนหลังจากการชน (R) (ภาพซ้าย) และลักษณะสเปกตรัมของความหน่วงของเวลาของแบบจำลองเมื่อ $R = 1$ จะเห็นว่าแอมพลิจูดของความหน่วงของเวลาของแบบจำลองลดลงเป็นครึ่งหนึ่ง ซึ่งเท่ากับข้อมูลที่มีความแตกต่างกันของเวลา $\tau_0 = 500s$ แต่ไม่มีค่าความเจือจาง (ภาพขวา)..... 68

ภาพประกอบ 43 กราฟแสงแสดงอัตราการตกของโฟตอนบนอุปกรณ์ตรวจจับของกล้อง EPIC-pn ของข้อมูลใน rev1117 โดยมีลักษณะกราฟเป็นกราฟที่ได้รับผลกระทบจากการลุกโชติช่วงของอนุภาคโปรตอนพลังงานต่ำ โดยจะสังเกตเห็นว่าช่วงเวลาตรงกลางของกราฟแสง อัตราการตกของโฟตอนค่อนข้างคงที่ แต่ส่วนเริ่มต้นและส่วนสุดท้ายของกราฟแสงนั้นมีอัตราการตกของ โฟตอนที่มากผิดปกติ ซึ่งเกิดจากผลกระทบจากการลุกโชติช่วง ดังนั้นช่วงเวลาของข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เหนือเส้นสีแดง คือช่วงเวลาที่ถูกตัดออก เนื่องจากเป็นช่วงเวลาที่ถูกรบกวนสูงจากรังสีพื้นหลัง 73

ภาพประกอบ 44 รูปแบบการเลือกพื้นที่ของแหล่งกำเนิด (Source) และพื้นที่ของพื้นหลัง (Background) ของข้อมูลการของสังเกตกาณ์ NGC5408X-1 โดยได้รับภาพข้อมูลการสังเกตการณ์มาจากกล้องโทรทรรศน์รังเอกซ์ของ *XMM-Newton* (กล้อง PN) 75

ภาพประกอบ 45 กราฟแสงในแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์ โดยที่เส้นสีน้ำเงิน คือกราฟแสงของโฟตอนในช่วงพลังงานต่ำ $0.3-1.0\text{keV}$ และเส้นสีแดง คือกราฟแสงของโฟตอนในช่วงพลังงานสูง $1.0-7.0\text{kev}$ โดยกราฟแสงที่แสดงมี time bin size หรือ $dt=50\text{s}$ 79

ภาพประกอบ 46 สเปกตรัมความหน่วงของเวลาใน 4 กลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ได้แก่ All observations, Low count rate, Medium count rate และ High count rate 80

ภาพประกอบ 47 ภาพวาดแสดงลักษณะโครงสร้างของจานรวมมวลของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด (ภาพวาดนี้ไม่ได้วาดขึ้นมาตามสัดส่วนที่แท้จริง) 82

ภาพประกอบ 48 ฟังก์ชันตอบสนองของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด (ด้านบน) และสเปกตรัมความหน่วงของเวลาสำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ($100\text{M}_\odot$) (ด้านล่าง) ในแต่ละตำแหน่งระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ $R_w=100\text{r}_g$, $R_w=10000\text{r}_g$ และ $R_w=12000\text{r}_g$ แสดงดังสีม่วง, สีน้ำเงิน และสีเขียวตามลำดับ 84

ภาพประกอบ 49 สเปกตรัมความหน่วงของเวลาสำหรับตำแหน่งระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่ $R_w=10000\text{r}_g$ โดย scaling ด้วยขนาดมวลของหลุมดำที่แตกต่างกัน ได้แก่ $10\text{M}_\odot$, $100\text{M}_\odot$, และ $1000\text{M}_\odot$ แสดงดังสีม่วง, สีน้ำเงิน และสีเขียวตามลำดับ 84

ภาพประกอบ 50 ผลการ fit สเปกตรัมความหน่วงของเวลาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ได้แก่ All observations, Low count rate, Medium count rate และ High count rate 87

ภาพประกอบ 51 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด แต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ในกรณีที่แหล่งกำเนิดพลังงานของระบบเป็นหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ 87

ภาพประกอบ 52 โครงสร้างจานรวมมวลที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลา สำหรับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล (ภาพวาดนี้ไม่ได้วาดขึ้นมาตามสัดส่วนที่แท้จริง) 89

ภาพประกอบ 53 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล 93

ภาพประกอบ 54 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล 93

ภาพประกอบ 55 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ 94

ภาพประกอบ 56 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ 94

ภาพประกอบ 57 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ โดยกำหนดให้ $\alpha_w = 45^\circ$. 95

ภาพประกอบ 58 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ โดยกำหนดให้ $\alpha_w = 45^\circ$ 95

ภาพประกอบ 59 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล 100

ภาพประกอบ 60 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล 100

ภาพประกอบ 61 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ 101

ภาพประกอบ 62 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์..... 101

บทที่ 1
บทนำ

แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (Ultraluminous X-ray Sources: ULXs) เป็นแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ที่นักดาราศาสตร์ค้นพบว่ามีกำลังส่องสว่างสูงเกินกว่าขีดจำกัดที่แหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์โดยทั่วไปจะสามารถปลดปล่อยออกมาได้และยังคงสว่างอย่างต่อเนื่อง ทำให้นักดาราศาสตร์ฟิสิกส์สนใจศึกษาคุณสมบัติของแหล่งกำเนิดชนิดนี้ โดยเฉพาะมวลที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงกระบวนการและปรากฏการณ์ที่มีความสัมพันธ์และเกี่ยวข้องกับแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

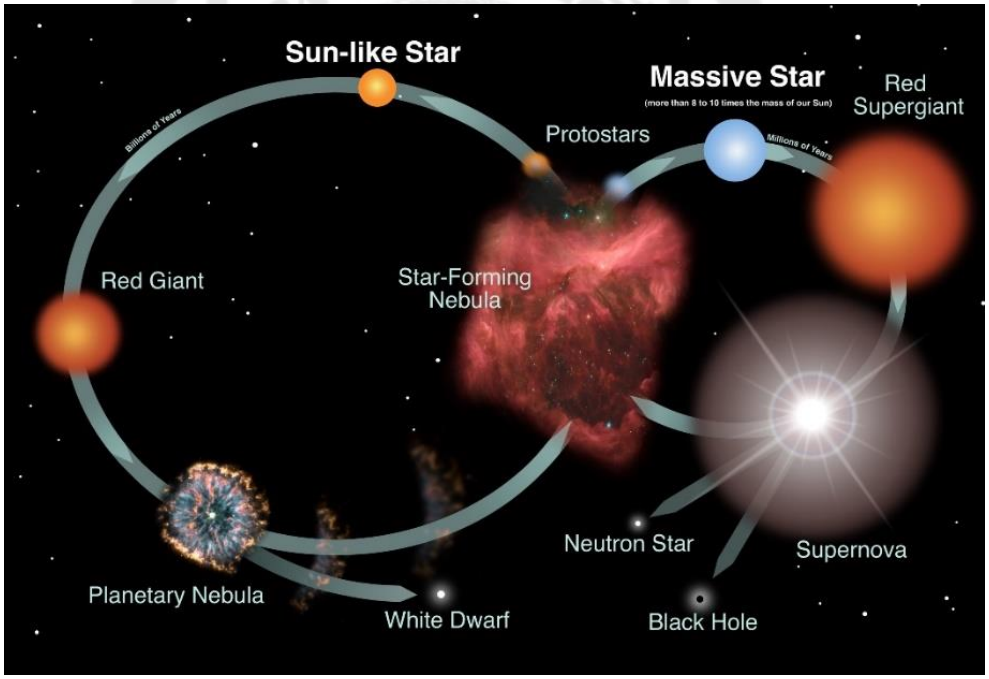
1.1 **วัตถุอัดแน่น** (Compact object)

ดาวฤกษ์ที่อยู่ในแถบลำดับหลัก (Main sequence star) จะคงรูปอยู่ด้วยสมดุลของแรงระหว่างแรงโน้มถ่วงของดาวฤกษ์และแรงดันออกที่เกิดจากปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันที่แกนกลาง (Core) ของดาวฤกษ์ซึ่งเป็นปัจจัยหลักที่ทำให้ดาวฤกษ์มีพลังงานภายในและมีการแผ่รังสี (radiation)

เมื่อปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันเผาผลาญและสังเคราะห์ไฮโดรเจนที่แกนกลางจนกลายเป็นฮีเลียมทั้งหมด จะทำให้แกนกลางของดาวสูญเสียความเสถียร แรงโน้มถ่วงที่แกนกลางจะดึงดูดให้ดาวฤกษ์ยุบตัวลง ส่งผลให้ชั้นถัดไปของดาวฤกษ์ที่มีไฮโดรเจนเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันขึ้นอีกครั้ง ทำให้ชั้นนอกของดาวขยายออกและเริ่มมีสีแดง (แสดงถึงอุณหภูมิพื้นผิวของดาวฤกษ์ตอนที่มีอุณหภูมิน้อยกว่าอุณหภูมิของดาวฤกษ์ที่อยู่ในแถบลำดับหลัก) ทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงลำดับช่วงชีวิตของดาวฤกษ์เข้าสู่ช่วงชีวิตของดาวยักษ์แดง (red giant) หรือดาวยักษ์แดงใหญ่ (red supergiant) โดยการเปลี่ยนสถานะของดาวฤกษ์จะขึ้นอยู่กับมวลตั้งต้นของดาวฤกษ์ อย่างไรก็ตาม แกนกลางของดาวยักษ์แดงจะยังไม่สามารถจุดติดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันของฮีเลียมได้ เนื่องจากพลังงานภายในยังไม่เพียงพอ แรงโน้มถ่วงของดาวยักษ์แดงที่บริเวณแกนกลางดาวจึงดึงสสารเข้าไปอัดแน่นยังแกนกลางของดาวยักษ์แดง ทำให้บริเวณแกนกลางของดาวยักษ์แดงมีพลังงานสูงเพิ่มมากขึ้น และมากพอที่จะสามารถจุดติดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันของฮีเลียมสังเคราะห์ฮีเลียมให้กลายเป็นคาร์บอนที่แกนกลางของดาวยักษ์แดงได้

ในกรณีดาวฤกษ์เป็นดาวฤกษ์มวลน้อยหรือมวลปานกลาง (เช่น ดวงอาทิตย์) โดยมีมวลไม่เกิน 8 เท่าของมวลดวงอาทิตย์จะไม่สามารถเผาผลาญคาร์บอนให้กลายเป็นธาตุที่หนักกว่านี้ได้

ดังนั้นแกนกลางของดาวจะตกอยู่ภายใต้อิทธิพลของแรงโน้มถ่วงอีกครั้ง ทำให้แกนกลางของดาวยักษ์แดงยุบตัวลงเนื่องจากแรงโน้มถ่วง ซึ่งช่วงเวลานี้ดาวยักษ์แดงจะไม่เสถียรและสูญเสียมวลเนื่องจากสสารที่ด้านนอกของดาวยักษ์แดงจะค่อยๆเคลื่อนที่ออกไปเนื่องจากความไม่เสถียร และล้อมรอบดาวยักษ์แดงไว้ ซึ่งมีลักษณะคล้ายกับกลุ่มแก๊สที่ล้อมรอบดาวยักษ์แดงหรือที่รู้จักกันในชื่อ เนบิวลาดาวเคราะห์[1] (planetary nebula) อย่างไรก็ตามสสารบางส่วนที่เคลื่อนที่ออกไปจะหลุดพ้นจากอิทธิพลแรงโน้มถ่วงของดาวยักษ์แดงและหลุดออกนอกระบบไป ส่วนแกนกลางของดาวยักษ์แดงจะยังคงยุบตัวลงอย่างต่อเนื่องจากอิทธิพลของแรงโน้มถ่วง แต่จะหยุดการยุบตัวลงเมื่อความดันดีเจนเนอเรซีของอิเล็กตรอน (Electron degeneracy pressure) สามารถต้านทานแรงโน้มถ่วงได้ เกิดเป็นวัตถุอัดแน่น ที่เรียกว่า “**ดาวแคระขาว (white dwarf)**” ดังภาพประกอบ 1 วงกลมด้านซ้าย

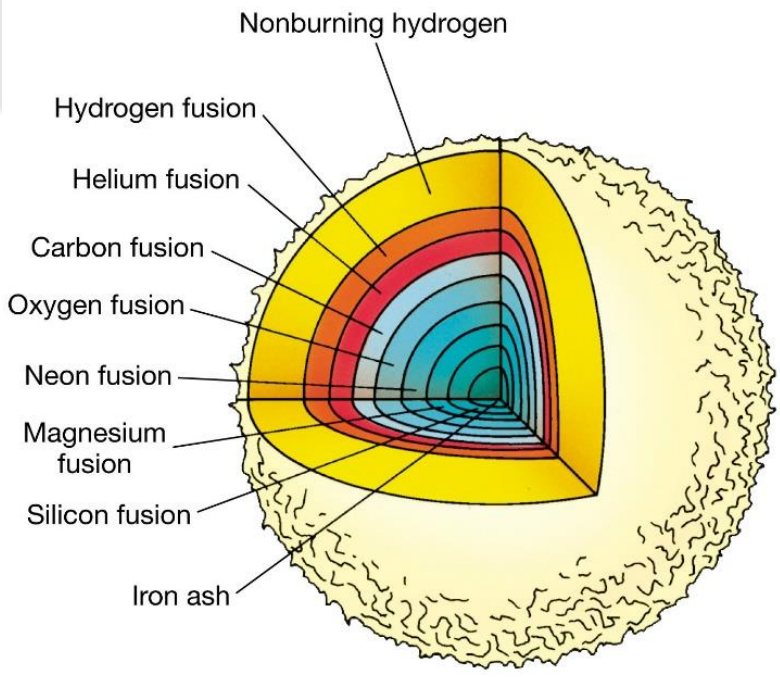


ภาพประกอบ 1 แผนภาพแสดงช่วงชีวิตของดาวฤกษ์มวลน้อย เช่น ดวงอาทิตย์ (วงโคจรด้านซ้าย) และดาวฤกษ์มวลมาก (วงโคจรด้านขวา)

ที่มา: (Mattson, Myers, & Newman, 2014)

[1] ชื่อนี้ได้มาจากตอนพบเนบิวลาดาวเคราะห์ครั้งแรก นักดาราศาสตร์คิดว่ามันมีลักษณะคล้ายกับดาวเคราะห์เนปจูนและดาวเคราะห์ยูเรนัส

สำหรับดาวฤกษ์ที่มีมวลมาก (มากกว่าหรือเท่ากับ 8 เท่าของมวลดวงอาทิตย์) ดังภาพประกอบ 1 วงกลมด้านขวา หลังออกจากช่วงชีวิตหลักดาวฤกษ์จะกลายเป็นดาวยักษ์แดงใหญ่ จากนั้นเมื่อดาวยักษ์แดงใหญ่ยังไม่สามารถจุดติดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันได้ แกนกลางของดาวจะตกอยู่ภายใต้อิทธิพลของแรงโน้มถ่วงส่งผลให้แกนกลางของดาวยุบตัวลง ยิ่งไปกว่านั้นเปลือกนอกแต่ละชั้นของดาวก็จะยุบตัวลงมาที่แกนกลางของดาวอย่างฉับพลันด้วยเช่นกัน (ดาวฤกษ์จะมีลักษณะเป็นชั้น ดังภาพประกอบ 2) หลังจากนั้นจะเกิดการระเบิดอย่างรุนแรงหรือเรียกว่า การระเบิดซุปเปอร์โนวา (supernova explosion) โดยถ้ามวลแกนกลางของดาวยักษ์แดงใหญ่มีมวลหลงเหลือจากการระเบิด ประมาณ 1.4 – 3.0 เท่าของมวลดวงอาทิตย์ แกนกลางดาวจะยังคงยุบตัวลงอย่างต่อเนื่องจากอิทธิพลของแรงโน้มถ่วงจนกระทั่งอิเล็กตรอนถูกบีบอัดรวมกับโปรตอนกลายเป็น “**ดาวนิวตรอน** (neutron star)” และมีความดันดีเจนเนอเรซีของนิวตรอน (Neutron degeneracy pressure) ต้านทานแรงโน้มถ่วง ยิ่งไปกว่านั้นถ้าแกนกลางของดาวยักษ์แดงใหญ่มีมวลเหลือประมาณมากกว่า 3 เท่าของมวลดวงอาทิตย์ จะไม่มีแรงใดๆที่สามารถต้านทานแรงโน้มถ่วงได้จะเกิดเป็น “**หลุมดำ** (black hole)”



ภาพประกอบ 2 ลักษณะทางกายภาพในแต่ละชั้นของดาวฤกษ์

ที่มา: (Schneider & Arny, 2019)

1.2 ประเภทของหลุมดำ (Black hole classifications)

ในช่วงแรกของการศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด หลุมดำเป็นวัตถุอัดแน่นที่นักดาราศาสตร์ส่วนใหญ่เชื่อว่าเป็นวัตถุที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด แต่ในปัจจุบันเนื่องจากการศึกษาที่เพิ่มมากขึ้นอีกทั้งอุปกรณ์การสังเกตการณ์ที่มีประสิทธิภาพดียิ่งขึ้นทำให้ผลการศึกษามีแนวโน้มที่วัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดน่าจะเป็นดาวนิวตรอนได้อีกด้วย อย่างไรก็ตามหลุมดำก็ยังเป็นหนึ่งในประชากรที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดและมีความเป็นไปได้ที่แหล่งกำเนิดที่เราสนใจจะถูกให้พลังงานโดยหลุมดำ ดังนั้นในงานวิจัยนี้เราจะให้ความสำคัญไปที่หลุมดำ ซึ่งจากการศึกษาพบว่าหลุมดำทางดาราศาสตร์สามารถแบ่งตามมวลได้เป็น

- หลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ (Stellar mass black hole: sMBH) มีมวลหลังจากการระเบิดซุปเปอร์โนวาประมาณ 3-20 เท่าของมวลดวงอาทิตย์ (Remillard & McClintock, 2006)
- หลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก (Massive stellar mass black hole) มีมวลประมาณ 20-100 เท่าของมวลดวงอาทิตย์
- หลุมดำมวลปานกลาง (Intermediate mass black hole: IMBH) เป็นหลุมดำมวลขนาดปานกลางที่มีมวลประมาณ 10^2-10^5 เท่าของมวลดวงอาทิตย์ นักดาราศาสตร์ส่วนใหญ่เชื่อว่าน่าจะเกิดจากการตายของดาวฤกษ์รุ่นแรก (หรือดาวฤกษ์ชนิด Population III star)
- หลุมดำมวลยิ่งยวด (Supermassive black hole) ซึ่งเป็นหลุมดำที่อยู่ใจกลางของกาแล็กซีมีมวลประมาณ 10^5 - 10^{10} เท่าของมวลดวงอาทิตย์

1.3 ระบบดาวคู่รังสีเอกซ์ (X-ray Binaries)

ระบบดาวคู่รังสีเอกซ์ คือระบบดาวคู่ที่ประกอบด้วยวัตถุสองวัตถุที่โคจรรอบกันภายใต้จุดศูนย์กลางมวลเดียวกันและปลดปล่อยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาในหลายย่านความถี่ แต่จะปลดปล่อยในย่านรังสีเอกซ์ออกมาอย่างเด่นชัด โดยวัตถุทั้งสองดังกล่าวจะประกอบไปด้วยวัตถุหนึ่งเป็นวัตถุอัดแน่น (ดาวแคระขาว, ดาวนิวตรอน, หรือหลุมดำ) ส่วนอีกวัตถุหนึ่งจะเป็นดาวฤกษ์ที่ยังอยู่ในช่วงชีวิตหลักไปจนถึงช่วงชีวิตของดาวยักษ์แดงหรือดาวยักษ์แดงใหญ่ซึ่งมักถูกเรียกว่าคู่ดาวฤกษ์ (companion star) หรือดาวฤกษ์ผู้ให้ (donor star)

จากที่เราทราบกันดีว่าวัตถุอัดแน่นที่เป็นหลุมดำเป็นวัตถุที่มีแรงโน้มถ่วงสูงแม้กระทั่งอนุภาคโฟตอนยังไม่สามารถหลุดออกมาได้ที่บริเวณด้านในขอบฟ้าเหตุการณ์ หนึ่งในวิธีที่สามารถศึกษาเพื่อคำนวณหามวลของหลุมดำได้ คือศึกษาจากคาบการโคจรของคู่ดาวฤกษ์ของมันและความเร็วในแนวเล็ง (radial velocity) ของระบบ เพื่อนำไปคำนวณฟังก์ชันของมวล (mass function) ของวัตถุอัดแน่น ระบบดาวคู่ในย่านรังสีเอกซ์ที่เป็นหลุมดำดวงแรกที่ถูกค้นพบ คือ Cygnus X-1 (Bambi, 2016) โดยค้นพบระหว่างการสังเกตการณ์โดยใช้จรวด (Rocket flight) (Bowyer, Byram, Chubb, & Friedman, 1965) ต่อมา Paczynski (1974) ได้คำนวณหามวลของระบบ Cygnus X-1 โดยใช้วิธีคำนวณจากฟังก์ชันของมวลซึ่งสามารถคำนวณหามวลของวัตถุที่ไม่สามารถมองเห็นที่ดาวดวงนั้นโคจรรอบอยู่ พบว่าน่าจะมีมวลประมาณ 9.5 เท่าของมวลดวงอาทิตย์ โดยมวลที่ได้นี้สามารถนำไปสู่ข้อสรุปที่ว่า Cygnus X-1 น่าจะเป็นหลุมดำ

อย่างไรก็ตามการศึกษาระบบดาวคู่รังสีเอกซ์นั้นอาจจะแบ่งตามขนาดมวลของดาวฤกษ์ผู้ให้ ดังนั้นระบบดาวคู่รังสีเอกซ์จะสามารถจำแนกประเภทตามระบบดาวคู่ในย่านรังสีเอกซ์ออกเป็น 2 ประเภท คือดาวผู้ให้เป็นดาวฤกษ์ที่มีมวลน้อย (Low mass X-ray binaries: LMXBs) และดาวผู้ให้เป็นดาวฤกษ์ที่มีมวลมาก (High mass X-ray binaries: HMXBs) โดยชื่อในแต่ละประเภทไม่ได้ขึ้นกับธรรมชาติหรือขนาดของวัตถุอัดแน่น แต่ขึ้นกับขนาดมวลของคู่ดาวฤกษ์ของวัตถุอัดแน่น ซึ่งจะกล่าวอย่างละเอียดต่อไปในหัวข้อ 1.4

1.4 **กระบวนการรวมมวลและการถ่ายเทมวล** (Accreting and mass transfer process)

จากการศึกษาก่อนหน้าพบว่าวัตถุอัดแน่นเกิดจากการสิ้นอายุขัยของดาวฤกษ์ ดังนั้นวัตถุอัดแน่นจึงหลงเหลือแสงสว่างในตัวเองน้อย เช่น ดาวแคระขาว และดาวนิวตรอน หรืออาจจะไม่หลงเหลือแสงสว่างในตัวเองเลย นั่นคือหลุมดำซึ่งเป็นเหตุผลที่ทำให้เราไม่สามารถสังเกตการณ์หลุมดำได้โดยตรง แต่ถ้าหากหลุมดำอยู่ในระบบดาวคู่รังสีเอกซ์ หรือเรียกว่าหลุมดำในระบบดาวคู่ นักดาราศาสตร์จะสามารถศึกษาหลุมดำได้โดยทางอ้อมผ่านทางระบบการรวมมวล เช่น การศึกษาผ่านทางสเปกตรัม, การศึกษาจากการแปรปรวนของแสงของระบบดาวคู่ เป็นต้น ดังนั้นในหัวข้อนี้จะอธิบายการถ่ายเทมวลของวัตถุอัดแน่นและกระบวนการรวมมวล

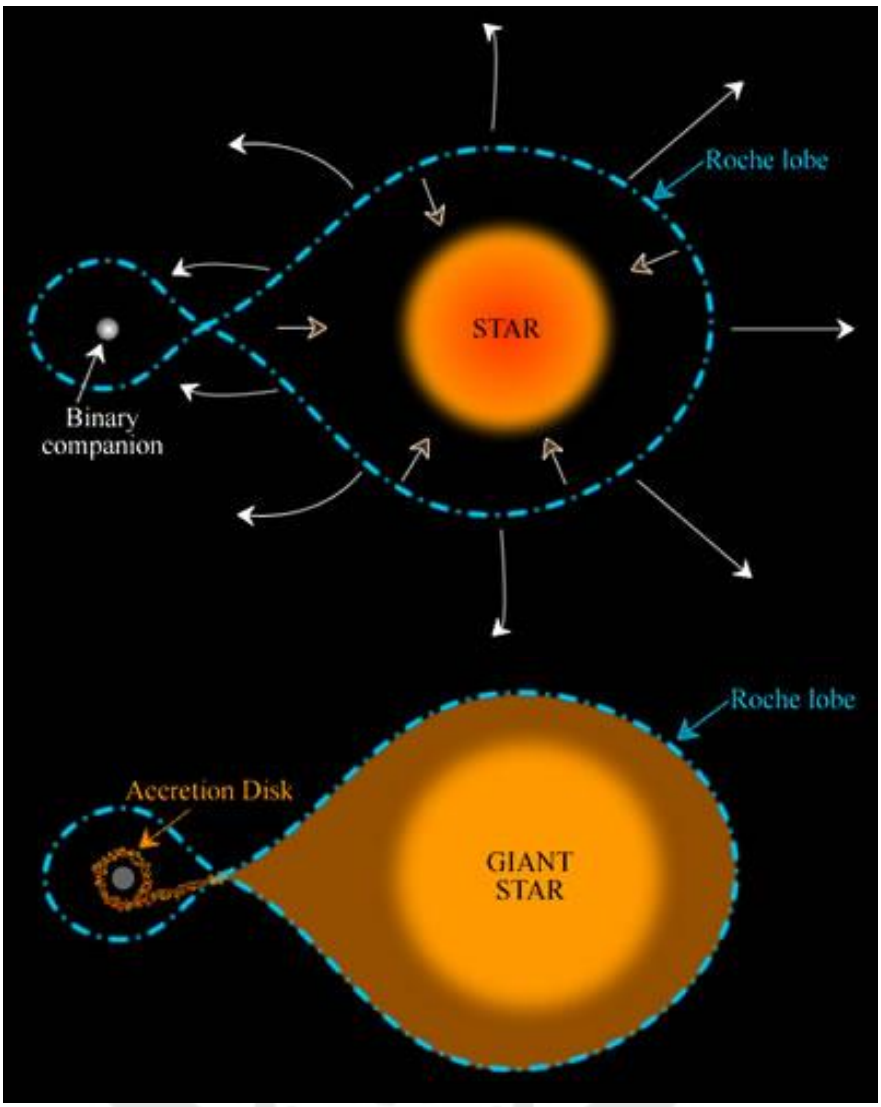
1.4.1 **กระบวนถ่ายเทมวล** (Mass transfer process)

กระบวนการถ่ายเทมวลสามารถเกิดขึ้นได้ในระบบดาวคู่ โดยวัตถุอัดแน่นจะดึงดูดสสารจากดาวคู่ของมัน ให้ตกไปยังขอบเขตของวัตถุอัดแน่น เนื่องจากแรงโน้มถ่วงของวัตถุอัดแน่น โดยพื้นที่ขอบเขตของแรงโน้มถ่วงของวัตถุแต่ละดวงจะสามารถนิยามได้ด้วยขอบเขตที่มีลักษณะคล้ายกับหยดน้ำ ดังภาพประกอบ 3 หรือมักถูกเรียกว่า พื้นผิวห่อหุ้มโรเช (Roche lobe) ซึ่งถูก

เสนอโดยนักดาราศาสตร์ชาวฝรั่งเศสที่มีชื่อว่า เอดวร์ด รอช (Edouard Roche) โดยอธิบายได้ว่า ถ้าสสารอยู่ภายในพื้นผิวห่อหุ้มโรเชของดาวดวงใด สสารจะตกอยู่ภายใต้แรงโน้มถ่วงของดาวดวงนั้น แต่ถ้าสสารมีพลังงานมากเพียงพอจนสามารถเอาชนะแรงโน้มถ่วงได้ก็จะทำให้หลุดออกจากพื้นผิวห่อหุ้มโรเชนั้น จากภาพประกอบ 4 แสดงให้เห็นจุดลากราจน์เจียน (Lagrangian point) ทั้งหมด 5 จุด ได้แก่ ลากราจน์เจียนแอล 1 (L_1), ลากราจน์เจียนแอล 2 (L_2), ลากราจน์เจียนแอล 3 (L_3), ลากราจน์เจียนแอล 4 (L_4), และ ลากราจน์เจียนแอล 5 (L_5) โดยสามารถอธิบายความหมายของแต่ละจุดอย่างคร่าวๆได้ คือถ้าสมมติเรานำวัตถุที่สามที่มีมวลน้อยมากเข้าไปในระบบ จุดลากราจน์เจียน ก็คือตำแหน่งที่วัตถุที่สามไปอยู่โดยใช้พลังงานน้อยที่สุดเมื่ออาศัยอยู่ในระบบที่มีสองวัตถุเดิมโคจรรอบกันอยู่และมีความเสถียร (แต่ L_4 และ L_5 ไม่เสถียร) โดยในงานวิจัยนี้จะให้ความสนใจไปที่จุดลากราจน์เจียนแอล 1 เนื่องจากเป็นจุดที่แรงโน้มถ่วงของสองวัตถุหักล้างกันจึงทำให้เป็นบริเวณที่เกิดกระบวนการถ่ายเทมวลของสสารของสองวัตถุผ่านจุดนี้

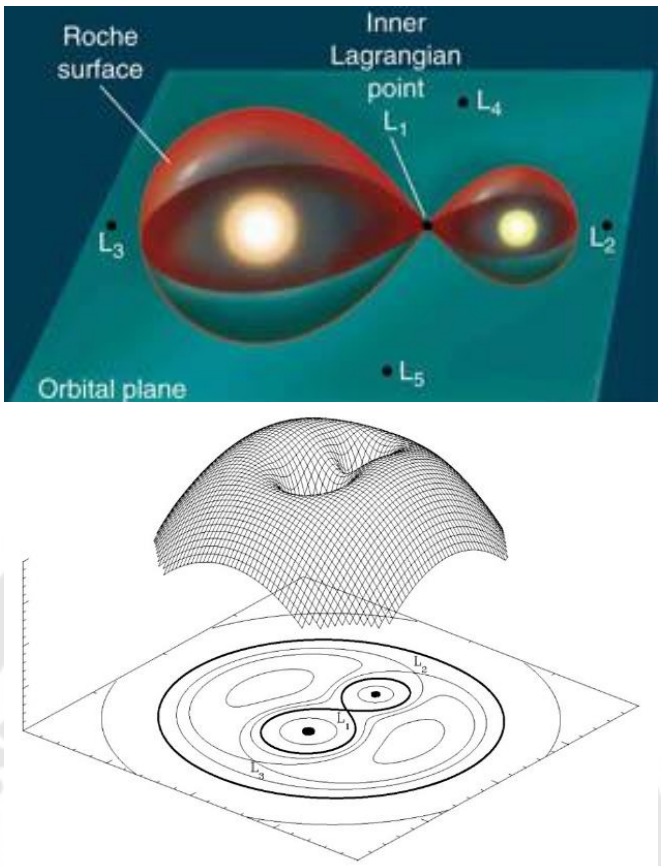
หากพิจารณาภาพประกอบ 3 ทั้งด้านบนและด้านล่าง วัตถุที่อยู่ภายในพื้นผิวห่อหุ้มโรเชทางด้านขวา คือดาวฤกษ์ผู้ให้ ส่วนวัตถุที่อยู่ภายในพื้นผิวห่อหุ้มโรเชด้านซ้ายเป็นวัตถุอัดแน่น และถ้าพิจารณาผ่านพื้นผิวห่อหุ้มโรเชสามารถแบ่งกระบวนการถ่ายเทมวลออกได้เป็น 2 กรณีหลักขึ้นอยู่กับมวลของดาวฤกษ์ผู้ให้ ดังนี้

กรณีที่ 1 ดาวผู้ให้เป็นดาวฤกษ์ที่มีมวลมาก (High mass X-ray binaries: HMXBs) มีมวลประมาณ $3\mathrm{M}_\odot < M < 10\mathrm{M}_\odot$ (เมื่อ $\mathrm{M}_\odot$ คือขนาดของมวลดวงอาทิตย์) ดาวฤกษ์ที่มีมวลมากจะมีการไหลของสสารที่ออกมาจากชั้นบรรยากาศรอบนอกของดาวฤกษ์ที่รุนแรง โดยมักจะเรียกปรากฏการณ์นี้ว่า “ลมดาวฤกษ์ (Stellar wind)” ดังนั้นการถ่ายเทมวลส่วนใหญ่ของดาวฤกษ์มวลมากจะมีลักษณะการถ่ายเทมวลผ่านทางลมของดาวฤกษ์ ดังภาพประกอบ 3 (ด้านบน) อย่างไรก็ตามการศึกษาพื้นผิวห่อหุ้มโรเชของดาวฤกษ์ประเภทนี้ยังค่อนข้างพบได้น้อย ยกตัวอย่างเช่น Cygnus X-1 และอีก 2 ระบบอยู่ภายในกาแล็กซีเมฆแมกเจลแลนใหญ่ (LMC : Large Magellanic Cloud) (Lucy Maria Heil, 2010) เป็นต้น อีกทั้งความเข้าใจเกี่ยวกับรูปแบบและกลไกของการรวมมวลของดาวฤกษ์มวลมากนี้ยังน้อยมาก โดยที่เราเข้าใจน้อยกว่าระบบของดาวนิวตรอนเสียอีก (Brown, Lee, Wijers, & Bethe, 2000)



ภาพประกอบ 3 การถ่ายเทมวลในระบบดาวคู่ โดยภาพด้านบนแสดงการถ่ายเทมวลแบบลมดาวฤกษ์ ซึ่งเป็นการถ่ายเทมวลที่เกิดขึ้นในดาวฤกษ์มวลมาก และภาพด้านล่างแสดงการถ่ายเทมวลผ่านจุดลากราจน์เจียน L_1

ที่มา: (University, 2019)



ภาพประกอบ 4 ภาพ 3 มิติของ Roche potential ในระบบดาวคู่ที่มีวัตถุมีมวล 2 วัตถุโคจรรอบจุดศูนย์กลางเดียวกัน ซึ่งจะเห็นจุดที่แรงโน้มถ่วงของวัตถุทั้ง 2 หักล้างกัน นั่นคือที่จุด L_1 ซึ่งเป็นจุดที่สสารของวัตถุทั้ง 2 วัตถุสามารถส่งผ่านกันได้

ที่มา: (Wikipedia, 2019)

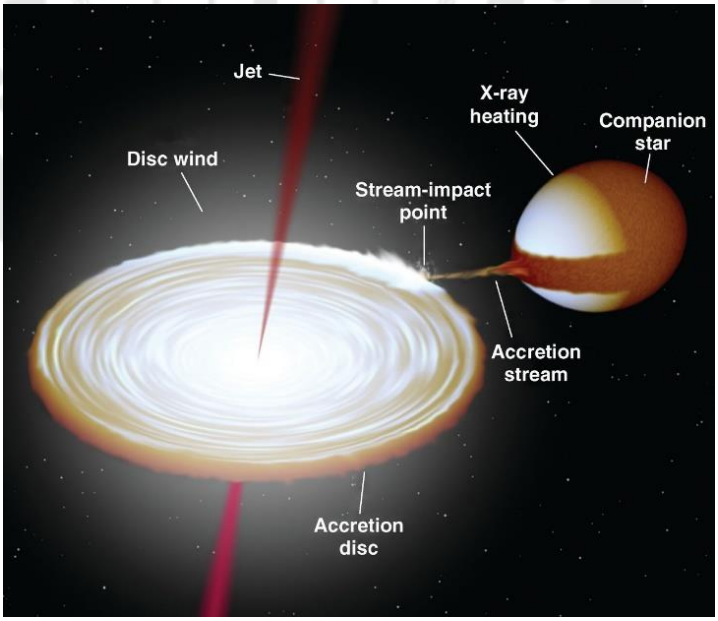
กรณีที่ 2 ดาวผู้ให้เป็นดาวฤกษ์ที่มีมวลน้อย (Low mass X-ray binaries: LMXBs) หรือดาวผู้ให้มีมวลน้อยกว่าวัตถุอัดแน่น ซึ่งในกรณีนี้ลมดาวฤกษ์จะไม่รุนแรงมากพอที่จะไหลออกจากพื้นผิวห่อหุ้มโรเชและตกไปยังพื้นผิวห่อหุ้มโรเชของวัตถุอัดแน่นได้ แต่ถ้าดาวฤกษ์มวลน้อยนี้วิวัฒนาการเข้าสู่ช่วงชีวิตของดาวยักษ์แดงหรือดาวยักษ์แดงใหญ่จะทำให้ผิวของดาวยักษ์แดงขยายออกจนเต็มพื้นที่ของพื้นผิวห่อหุ้มโรเช ส่งผลให้สสารของดาวยักษ์แดงล้นออกนอกพื้นผิวห่อหุ้มโรเช เกิดเป็นกระแสไหลผ่านจุดลากราจน์เจียนแอล 1 ตกไปยังพื้นผิวห่อหุ้มโรเชของวัตถุอัดแน่น หรือเรียกว่าการถ่ายเทมวลผ่านการไหลข้ามพื้นผิวห่อหุ้มโรเช (Roche lobe over flow) ดังภาพประกอบ 3 (ด้านล่าง) ในกรณีนี้ช่วงชีวิตของดาวผู้ให้ที่มีขนาดเต็มพื้นผิวห่อหุ้มโรเชและ

ถ่ายเทมวลผ่านการไหลข้ามพื้นผิวห่อหุ้มโรเชจะอยู่ที่ประมาณ 10^7 – 10^9 ปี (Tauris & van den Heuvel, 2006)

จากที่กล่าวไปข้างต้น สำหรับดาวผู้ให้เป็นดาวฤกษ์ที่มีมวลมาก (HMXBs) นอกจากการถ่ายเทมวลผ่านลมดาวฤกษ์แล้ว เมื่อดาวฤกษ์มวลมากนี้วิวัฒนาการเข้าสู่ช่วงชีวิตของดาวยักษ์แดงใหญ่ก็จะมีการถ่ายเทมวลผ่านการไหลข้ามพื้นผิวห่อหุ้มโรเชที่จุดลากราจน์เจียน1 ได้เช่นเดียวกันจึงทำให้มีช่วงชีวิตอยู่แค่ประมาณ 10^5 - 10^7 ปี ซึ่งสั้นกว่าดาวผู้ให้เป็นดาวฤกษ์ที่มีมวลน้อย (Tauris & van den Heuvel, 2006)

1.4.2 กระบวนการรวมมวล (Accreting process)

กระบวนการรวมมวลเกิดต่อเนื่องจากกระบวนการถ่ายเทมวลของสสารจากดาวฤกษ์ผู้ให้ (หรือที่ก่อนหน้านี้เรียกว่าคู่ดาวฤกษ์) ตกลงไปยังพื้นผิวห่อหุ้มโรเชของวัตถุอัดแน่นและตกอยู่ภายใต้อิทธิพลของแรงโน้มถ่วงของวัตถุอัดแน่นระหว่างนั้นสสารที่ถูกถ่ายโอนไปยังวัตถุอัดแน่นจะต้องมีการอนุรักษ์โมเมนตัมเชิงมุมทำให้สสารที่ตกลงไปยังพื้นที่ขอบเขตของวัตถุอัดแน่นเกิดการหมุนวนอยู่รอบๆวัตถุอัดแน่นกลายเป็นจานรวมมวล (accretion disc) มีลักษณะคล้ายกับกังหันดังภาพประกอบ 5



ภาพประกอบ 5 กระบวนการถ่ายเทมวลของหลุมดำในระบบดาวคู่ และส่วนประกอบต่างๆภายในระบบ ของ Rob Hynes

ที่มา: (Fender & Belloni, 2012)

เมื่อพิจารณาหลุมดำในระบบดาวคู่ จานรวมมวลแบบมาตรฐานได้ถูกเสนอโดยซากุระและซันแยฟ ในปี ค.ศ. 1973 (Shakura & Sunyaev, 1973) ต่อมาจานรวมมวลแบบมาตรฐานที่เกิดขึ้นในหลุมดำในระบบดาวคู่จะถูกเรียกว่า จานรวมมวลแบบซากุระและซันแยฟ (Shakura & Sunyaev disc) เพื่อให้เกียรติแก่ซากุระและซันแยฟ โดยจานรวมมวลแบบมาตรฐานนี้จะมีลักษณะเป็นวัตถุที่มีรูปทรงบาง (geometrically thin) (ถ้ามองทางด้านข้างของจานรวมมวลดังภาพประกอบ 5) แต่เป็นวัตถุที่มีความหนาแน่นและความทึบแสงสูง (optically thick) นอกจากนี้ถ้าพิจารณาในเทอมของการอนุรักษ์พลังงานสสารที่กำลังตกลงไปสู่ขอบเขตพื้นผิวห่อหุ้มโรเชของหลุมดำ ตอนเริ่มต้นสสารจะมีพลังงานศักย์โน้มถ่วงที่หลุมดำกระทำกับสสารเท่านั้น จากนั้นสสารเหล่านี้จะค่อยๆ สูญเสียพลังงานศักย์และเปลี่ยนรูปไปเป็นพลังงานจลน์ที่ใช้อธิบายพลังงานที่สสารใช้เคลื่อนที่หมุนวนภายในจานรวมมวลและพลังงานส่วนที่เหลืออีกครึ่งหนึ่งของพลังงานศักย์โน้มถ่วงจะถูกเปลี่ยนไปเป็นกำลังส่องสว่างที่จานรวมมวลปลดปล่อยออกมาในรูปของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า (electromagnetic radiation) ในหลายย่านความถี่ ซึ่งเป็นไปตามทฤษฎีของเวอร์เรียล (Virial theorem) ดังสมการ 1-1

$$L = \frac{GM_{BH}\dot{m}}{2R} \qquad (1\text{-}1)$$

โดยที่

L คือ กำลังส่องสว่างที่แผ่ออกมาจากจานรวมมวล

G คือ ค่าโน้มถ่วงสากล (Gravitational constant) มีค่าประมาณ $6.674 \times 10^{-11}\ \mathrm{N \cdot m^2 \cdot kg^{-2}}$

M_{BH} คือ มวลของหลุมดำ

$\dot{m}$ คือ มวลของสสารที่ถ่ายเทไปยังจานรวมมวล ต่อหนึ่งหน่วยเวลา ($\dot{m} = \frac{dm}{dt}$)

R คือ รัศมีของวงโคจรสุดท้ายก่อนที่สสารจะตกลงสู่หลุมดำ

จากสมการ 1-1 ถ้าพิจารณารัศมีวงโคจรสุดท้าย (last stable orbit) ก่อนที่สสารจะตกลงสู่หลุมดำ (R) ซึ่งรัศมีดังกล่าวนี้จะมีค่าแตกต่างกันขึ้นอยู่กับประเภทของหลุมดำที่แบ่งตามทฤษฎีของการไม่มีขน (No-hair Theorem) โดยหลุมดำที่นักดาราศาสตร์ส่วนใหญ่คิดว่าน่าจะมีอยู่จริงได้แก่ หลุมดำที่ไม่มีการหมุนรอบตัวเองและไม่มีประจุ (Schwarzschild Black hole) ซึ่งมีรัศมีวงโคจรสุดท้าย $R \approx 6\mathrm{r_g}$ (Done, 2010) และหลุมดำที่มีการหมุนรอบตัวเองและไม่มีประจุ (Kerr Black hole) โดยถ้าหลุมดำหมุนรอบตัวเองด้วยสปิน (spin) สูงที่สุดและจานรวมมวลหมุนในทิศทางเดียวกันกับหลุมดำจะมีรัศมีวงโคจรสุดท้าย $R \approx 1\mathrm{r}_g$ (Done, 2010) แต่ถ้าจานรวมมวล

หมุนในทิศทางตรงกันข้ามกับหลุมดำจะมีรัศมีวงโคจรสุดท้าย $R \approx 9r_g$ (Done, 2010) เมื่อ r_g คือ รัศมีตามแนวแรงโน้มถ่วง (gravitational radius: $r_g = \frac{GM_{BH}}{C^2}$ เมื่อ c คืออัตราเร็วของแสง, G คือค่าโน้มถ่วงสากล และ M_{BH} คือมวลของหลุมดำ)

1.5 **สเปกตรัมของดาวคู่รังสีเอกซ์** (X-ray spectra of X-ray binary)

สเปกตรัม คือลักษณะการกระจายตัวของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าซึ่งเป็นฟังก์ชันของความยาวคลื่นหรือความถี่ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า โดยสเปกตรัมที่ได้จากการสังเกตการณ์จากแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์จะมีลักษณะดังภาพประกอบที่ 6 (เส้นสีดำ) ซึ่งจะเห็นว่าสเปกตรัมที่สังเกตการณ์ได้มีลักษณะที่กว้างครอบคลุมหลายช่วงพลังงาน ดังนั้นเราจำเป็นที่จะต้องมีความเข้าใจถึงกลไกทางกายภาพที่อธิบายเกี่ยวกับการรวมมวลเพื่อที่จะนำไปเป็นทฤษฎีเพื่ออธิบายสเปกตรัมที่เราสังเกตการณ์ได้ โดยจากภาพจะเห็นว่าสเปกตรัมเส้นสีดำที่สังเกตการณ์ได้ประกอบไปด้วย 3 องค์ประกอบ ได้แก่ สเปกตรัมรังสีเอกซ์ช่วงพลังงานต่ำ (soft X-ray) (ช่วงพลังงานประมาณ $0.10 - 2.00$ keV ของภาพประกอบ 6 ด้านบน) แสดงด้วยเส้นสีน้ำเงิน, สเปกตรัมรังสีเอกซ์ช่วงพลังงานสูง (hard X-ray) (ช่วงพลังงานประมาณ $2.00 - 100.00$ keV ของภาพประกอบ 6 ด้านบน) แสดงด้วยเส้นสีแดง และสเปกตรัมส่วนของการสะท้อน (reflection) แสดงด้วยเส้นสีเขียว โดยในงานวิจัยนี้จะใช้ข้อมูลการสังเกตการณ์จากกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-Newton* ซึ่งมีประสิทธิภาพในการสังเกตการณ์ได้ดีในช่วงพลังงาน $0.15 - 12.00$ keV

1.5.1 **รังสีเอกซ์พลังงานต่ำ** (Soft X-ray)

รังสีเอกซ์พลังงานต่ำ (ช่วงพลังงาน $0.3 - 1.0$ keV หากสังเกตการณ์ด้วยกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-Newton*) ถูกตั้งสมมติฐานว่ามาจากส่วนของจานรวมมวลที่มีลักษณะทึบแสง โดยจานรวมมวลนี้จะมีลักษณะการแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่ค่อนข้างเสถียรคล้ายกับการแผ่รังสีของวัตถุดำที่มีอุณหภูมิต่างกัน โดยที่จะอธิบายอย่างละเอียดในหัวข้อ 2.1.1

1.5.2 **รังสีเอกซ์พลังงานสูง** (Hard X-ray)

ถ้าพิจารณาที่กระบวนการรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไปที่มีกำลังส่องสว่างไม่สูงมาก รังสีเอกซ์พลังงานสูง (ช่วงพลังงาน $1.0 - 10.0$ keV หากสังเกตการณ์ด้วยกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton*) จะเป็นองค์ประกอบที่มาจากกระบวนการที่โฟตอนในย่านรังสีเอกซ์พลังงานต่ำจากจานรวมมวลเคลื่อนที่เข้าไปภายในกลุ่มหมอกแก๊สรอบๆ หลุมดำ (corona) ซึ่งเป็นส่วนที่มีลักษณะหนาแต่ค่อนข้างโปร่งแสงและยังเป็นบริเวณที่มีความแปรปรวนสูงอีกด้วยและเนื่องจากกลุ่มหมอกแก๊สนี้อยู่ใกล้กับหลุมดำ จึงทำให้อนุภาคอิสระบริเวณนี้มีพลังงานสูง ดังนั้นเมื่อโฟตอนพลังงานต่ำจากจานรวมมวลเกิดอันตรกิริยากับอนุภาคอิสระพลังงาน

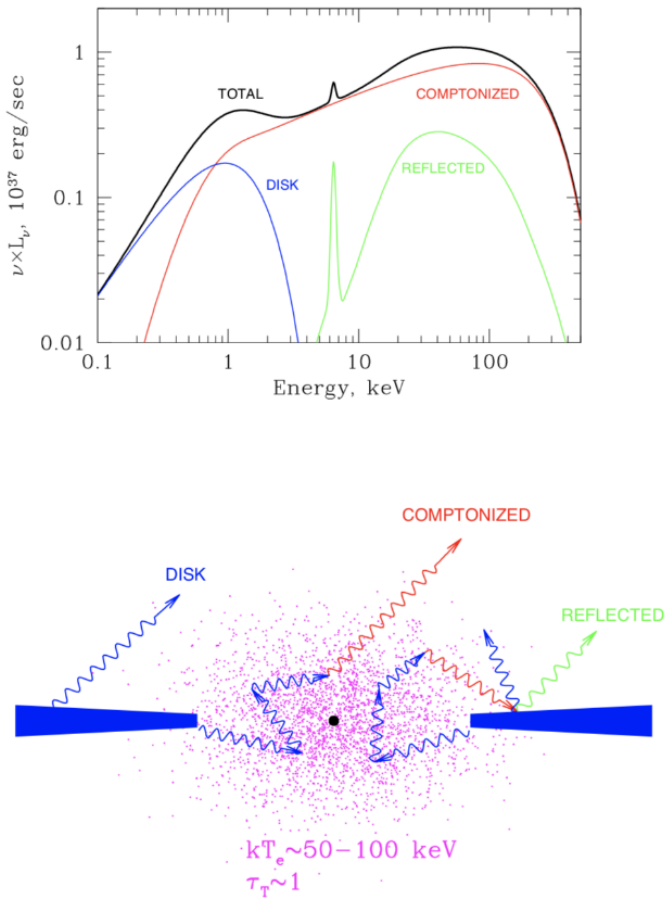
สูงภายในกลุ่มหมอกแก๊สรอบๆหลุมดำก็จะทำให้โฟตอนมีพลังงานสูงขึ้น ก่อนที่จะเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์หรือเรียกปรากฏการณ์นี้ว่า ปรากฏการณ์กระเจิงแบบย้อนกลับของคอมป์ตัน (inverse Compton scattering) โดยจะอธิบายอย่างละเอียดในหัวข้อที่ 2.1.2

อย่างไรก็ตามถ้าแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไปที่มีกำลังส่องสว่างสูงใกล้ขีดจำกัดของเอดดิงตัน (โดยจะกล่าวในหัวข้อ 2.2) รังสีเอกซ์พลังงานสูงอาจถูกตั้งสมมติฐานว่ามาจากองค์ประกอบของจานรวมมวลด้านใน เนื่องจากในสถานะที่มีกำลังส่องสว่างสูงกลุ่มหมอกแก๊สรอบๆหลุมดำจะหายไปและจานรวมมวลจะเคลื่อนที่เข้าไปใกล้หลุมดำมากยิ่งขึ้น (เราจะกล่าวถึงกลไกการรวมมวลในแต่ละสถานะของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ในหัวข้อที่ 1.6)

1.5.3 รังสีเอกซ์ที่มาจากการสะท้อน (Reflection)

จากภาพประกอบ 6 ด้านล่างจะเห็นว่าโฟตอนพลังงานสูง (สีแดง) จะแผ่ออกมาในทุกทิศทุกทางจากกลุ่มหมอกแก๊สรอบๆหลุมดำซึ่งอาจจะทำให้โฟตอนพลังงานสูงบางตัวเคลื่อนที่เข้าไปกระทบกับจานรวมมวลก่อนที่จะสะท้อนไปหาผู้สังเกตการณ์เกิดเป็นโฟตอนที่เกิดจากการสะท้อน

การสะท้อนนี้เป็นหลักการที่เราจะใช้อธิบายความหน่วงของเวลา (time-lag) ระหว่างโฟตอนพลังงานต่ำและโฟตอนพลังงานสูงในกรณีที่แหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์มีอัตราการรวมมวลไม่เกินค่าขีดจำกัดของมัน โดยมีสมมติฐานว่าผู้สังเกตการณ์จะได้รับโฟตอนพลังงานสูงบางส่วนที่เคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง อย่างไรก็ตามจะมีโฟตอนพลังงานสูงอีกส่วนหนึ่งเคลื่อนที่ไปชนกับบริเวณจานรวมมวลด้านในและกลายเป็นโฟตอนพลังงานต่ำก่อนจะสะท้อนไปหาผู้สังเกตการณ์ ซึ่งโฟตอนพลังงานต่ำนี้จะต้องใช้ระยะเวลาที่นานกว่าโฟตอนพลังงานสูงในการเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง ดังนั้นช่วงเวลาของโฟตอนพลังงานต่ำและพลังงานสูงที่ต่างกันนี้จะนำไปสู่การคำนวณหาระยะทางที่โฟตอนพลังงานสูงใช้เคลื่อนที่ก่อนไปชนกับจานรวมมวลด้านใน ซึ่งจะนำไปสู่การคำนวณหามวลของแหล่งกำเนิดที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ในลำดับถัดไป



ภาพประกอบ 6 ส่วนประกอบของสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ (ด้านบน) และโครงสร้างการรวมมวลที่คาดว่าน่าจะสอดคล้องกับสเปกตรัมด้านบน (ด้านล่าง)

ที่มา: (Gilfanov, 2010)

1.6 การเปลี่ยนสถานะของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์

ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงการเปลี่ยนสถานะของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไป ที่มีกำลังส่องสว่างไม่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน (โดยขีดจำกัดของเอดดิงตันจะกล่าวอย่างละเอียดในหัวข้อ 2.2) โดยเราจะยกตัวอย่างในกรณีที่วัตถุอัดแน่น คือหลุมดำ สำหรับการเลือกอธิบายเฉพาะหลุมดำในระบบดาวคู่เนื่องจากนักดาราศาสตร์ส่วนใหญ่เชื่อว่าประชากรส่วนหนึ่งของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดเป็นหลุมดำในระบบดาวคู่ โดยหากพิจารณาว่าการเปลี่ยนสถานะเริ่มจากสถานะนิ่ง (quiescence state) เมื่อระยะเวลาผ่านไปอาจจะเกิดการปะทุที่รุนแรงทำให้แหล่งกำเนิดมีความสว่างเพิ่มมากขึ้นและเข้าสู่การเปลี่ยนสถานะก่อนที่จะวนกลับมามีความ

สว่างต่ำและเข้าสู่สถานะนิ่งอีกครั้ง (ดังภาพประกอบที่ 7 ด้านบน โดยการนิยามชื่อแต่ละสถานะต่อไปนี้จะเลือกใช้การนิยามชื่อของ Belloni (2010)) โดยเราสามารถอธิบายรายละเอียดของแต่ละสถานะ ได้ดังนี้

1.6.1 สถานะ Low-Hard (LHS)

สถานะ Low-hard เป็นการเปลี่ยนสถานะของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์หลังจากสถานะนิ่งและเกิดการประทุ จากภาพประกอบ 7 (ด้านบน) ที่ตำแหน่งค่าอัตราส่วนระหว่างจำนวนโฟตอนพลังงานสูงต่อโฟตอนพลังงานต่ำ (hardness ratio) มีค่าสูงที่สุด จะเห็นว่าสถานะนี้ความสว่างเพิ่มสูงขึ้นอย่างรวดเร็ว โดยในสถานะนี้ระบบจะมีจานรวมมวลที่มีลักษณะตัดสั้น (truncation) ด้านในมีลักษณะเป็นกลุ่มหมอกแก๊สที่มีความหนาแน่นน้อยและโปร่งแสงล้อมรอบหลุมดำ ดังภาพประกอบ 8 ด้านขวา (ภาพ d) ซึ่งกลุ่มหมอกแก๊สรอบๆหลุมดำนี้ เป็นส่วนที่เป็นแหล่งกำเนิดหลักของโฟตอนพลังงานสูง ดังที่ได้อธิบายในหัวข้อ 1.4.2 และเนื่องจากจานรวมมวลที่หดสั้น (ส่วนที่เป็นแหล่งกำเนิดหลักของโฟตอนพลังงานต่ำ) จึงทำให้ผู้สังเกตการณ์ได้รับอัตราส่วนจำนวนโฟตอนพลังงานสูงมากกว่าโฟตอนพลังงานต่ำทำให้สเปกตรัมช่วงพลังงานสูงจึงมีลักษณะสูงชัน ถ้าเราอธิบายลักษณะสเปกตรัมนี้ด้วยแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์[2] (power-law model) จะพบว่าดัชนีพาวเวอร์ลอว์ (power-law index) Γ จะมีค่า $1.6 - 1.7$ ในช่วง $2 - 20$ keV (ดังภาพประกอบ 8 (สเปกตรัมสีน้ำเงิน)) และเป็นสถานะที่มีระดับการผันแปรของแสงที่สูงประมาณ 30% ของสัดส่วนค่าเฉลี่ยกำลังสอง เมื่อดูจากภาพประกอบ 7 (ด้านล่าง) ซึ่งคาดว่าน่าจะเกิดขึ้นจากกลุ่มหมอกแก๊สรอบที่อยู่รอบๆหลุมดำ อีกหนึ่งองค์ประกอบที่มักจะพบจากแหล่งกำเนิดในสถานะนี้ คือความถี่ QPO ประเภท C (Quasi-periodic oscillations type-c) ซึ่งความถี่ QPO เป็นช่วงพีค (peak) ของความผันแปรบนช่วงความถี่หนึ่งๆ (ดูหัวข้อ 2.5) และสามารถเกิดได้หลากหลายช่วงความถี่ (หรือสัดส่วนของเวลา) โดยความถี่ QPO มีความสัมพันธ์กับปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นจากกระบวนการรวมมวลของแหล่งกำเนิดหรือผลกระทบจากสัมพัทธภาพทั่วไป โดยอาจเกิดร่วมกันระหว่าง 2 กระบวนการดังกล่าว (Bambi, 2016)

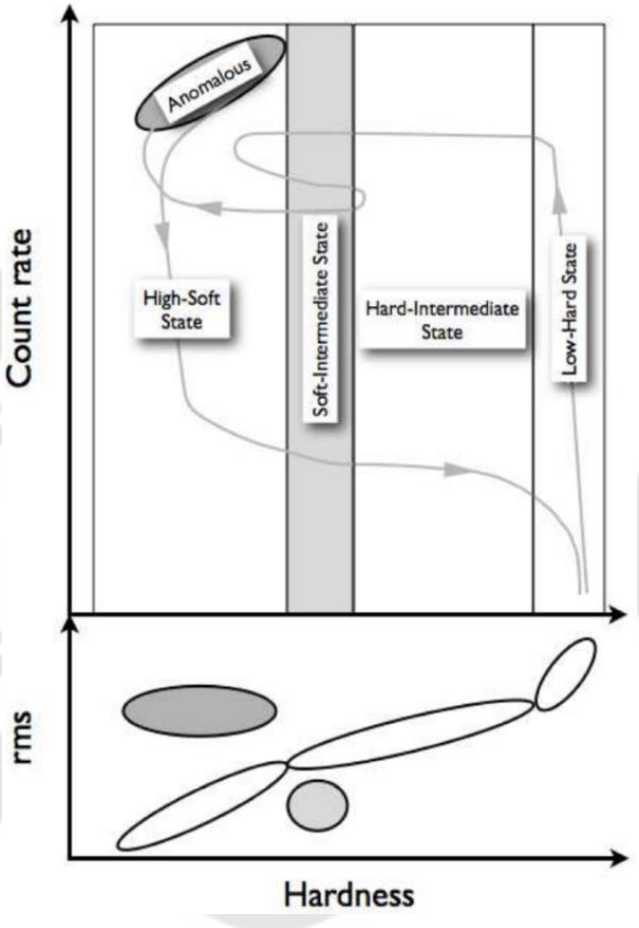
---

[2] ดัชนีพาวเวอร์ลอว์ คือ ค่าที่บ่งบอกค่าความชันของเส้นตรงใน logarithm scale ซึ่งมีการนิยามไว้ดังนี้

- ดัชนีพาวเวอร์ลอว์ = 2 (ไม่มีความชัน: จำนวนโฟตอนพลังงานสูงเท่ากับพลังงานต่ำ)
- ดัชนีพาวเวอร์ลอว์ < 2 (ความชันเป็นบวก: จำนวนโฟตอนพลังงานสูงมากกว่าพลังงานต่ำ)
- ดัชนีพาวเวอร์ลอว์ > 2 (ความชันเป็นลบ: จำนวนโฟตอนพลังงานสูงน้อยกว่าพลังงานต่ำ)

1.6.2 **สถานะ** High-soft (HSS)

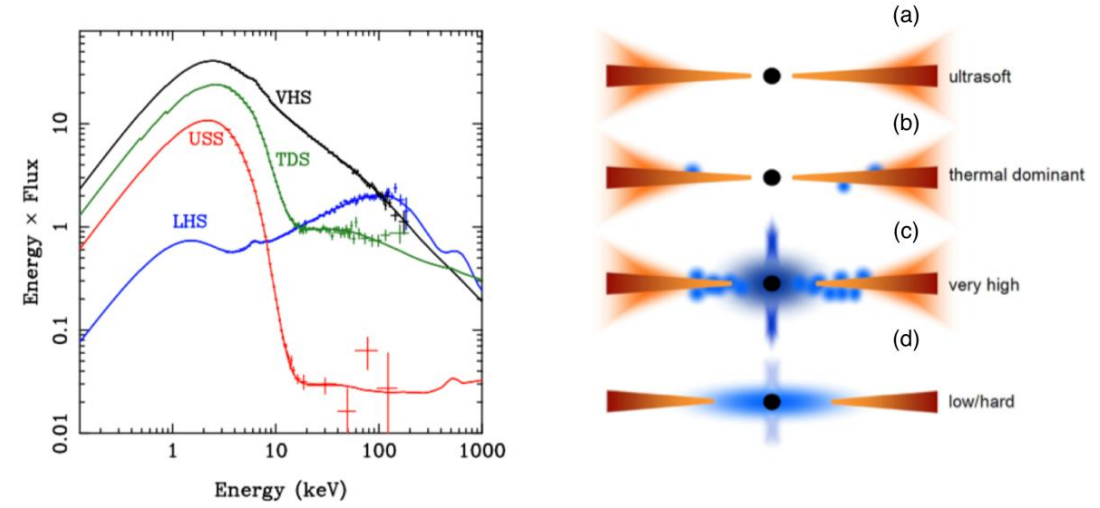
ในสถานะนี้จานรวมมวลจะขยายเข้าไปใกล้กับหลุมดำและกลุ่มหมอกแก๊สที่เคยมีอยู่รอบๆหลุมดำจะหายไป ซึ่งเทียบได้กับภาพประกอบ 8 ด้านขวา (ภาพ b) ดังนั้นในสถานะนี้ระบบจะแผ่รังสีจากจานรวมมวลเป็นหลัก ทำให้ความผันแปรของแสงที่ได้จากระบบในสถานะนี้มีค่าค่อนข้างน้อยโดยอยู่ที่ประมาณ 1% ของสัดส่วนค่าเฉลี่ยกำลังสอง



ภาพประกอบ 7 แผนภาพแสดงความสัมพันธ์ระหว่างจำนวนของโฟตอนที่สังเกตการณ์ได้ในหนึ่งหน่วยเวลา (count rate) ของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไปกับค่าสัดส่วนของจำนวนโฟตอนในช่วงพลังงานสูงและพลังงานต่ำ (Hardness ratio[3]; ด้านบน) และแผนภาพแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าเฉลี่ยกำลังสอง (rms) ซึ่งอธิบายส่วนของความผันแปรที่เกิดขึ้น (ด้านล่าง)

ที่มา: (T. M. Belloni, 2010)

[3] นิยามของ $\text{hardness ratio} = \frac{H-S}{H+S}$ เมื่อ H คือ จำนวนโฟตอนที่สังเกตการณ์ได้ในช่วงพลังงานสูง และ S คือ จำนวนโฟตอนที่สังเกตการณ์ได้ในช่วงพลังงานต่ำ



ภาพประกอบ 8 ลักษณะสเปกตรัมในแต่ละสถานะของหลุมดำในระบบดาวคู่แบบทั่วๆไป

ที่มา: (Done, Gierlinski, & Kubota, 2007)

1.6.3 **สถานะ** Anomalous soft

สถานะนี้เป็นสถานะที่แหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์มีความสว่างมากจนผิดปกติ โดยสมมติฐานของกลไกการรวมมวลน่าจะคล้ายคลึงกับสถานะ High-soft อย่างไรก็ตามค่าความผันแปรของแสงที่ได้จากสถานะนี้มีค่ามากกว่าสถานะ High-soft ซึ่งมีค่าอยู่ที่ประมาณ 6-10% ของสัดส่วนค่าเฉลี่ยกำลังสอง

จากภาพประกอบ 7 จะเห็นว่าระหว่างสถานะทั้งสามที่กล่าวมาข้างต้นแหล่งกำเนิดจะต้องผ่านเข้าสู่สถานะ hard-intermediate (HIMS) และสถานะ soft-intermediate (SIMS) อีกด้วย (ดูเพิ่มเติม: Lucy Maria Heil (2010))

1.7 **แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด** (Ultraluminous X-ray source: ULXs)

จากการศึกษาและการสังเกตการณ์อาจกล่าวได้ว่าแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดเป็นแหล่งกำเนิดที่ไม่ได้อยู่ในกาแล็กซีทางช้างเผือก (extragalactic) และเป็นแหล่งกำเนิดที่ไม่อยู่ใจกลางของกาแล็กซี นั่นหมายความว่าแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดไม่ใช่แหล่งกำเนิดที่เป็นหลุมดำมวลยิ่งยวด (Kaaret, Feng, & Roberts, 2017) โดยแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดนี้มีกำลังส่องสว่างที่สังเกตการณ์ได้ในย่านของรังสีเอกซ์ (L_x) มากกว่า 10^{39} erg s^{-1} ซึ่งเกินขีดจำกัดของเอดดิงตันสำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ (~ 10 $M_\odot$) ซึ่งไม่เป็นไปตามทฤษฎีการรวมมวลของเอดดิงตัน (ที่จะกล่าวในหัวข้อที่

2.2 ต่อไป) จึงก่อให้เกิดปัญหาสำหรับนักดาราศาสตร์ฟิสิกส์เกี่ยวกับขนาดของมวลที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยจากการศึกษาที่ผ่านมาพบว่าวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดมี 3 สมมติฐานความเป็นไปได้ คือ วัตถุอัดแน่นที่เป็นหลุมดำมวลปานกลาง ที่มีอัตราการรวมมวลไม่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน, วัตถุอัดแน่นที่เป็นหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ที่มีอัตราการรวมมวลที่อัตราเอดดิงตัน และสุดท้าย คือวัตถุอัดแน่นที่เป็นหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ หรืออาจจะเป็นดาวนิวตรอน ที่มีอัตราการรวมมวลที่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน

ในงานวิจัยนี้เราจะศึกษาการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยเลือกศึกษาผ่านความหน่วงของเวลาระหว่างโฟตอนพลังงานต่ำและพลังงานสูง ซึ่งจะนำไปสู่การวิเคราะห์โครงสร้างของจานรวมมวลและคำนวณมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด การศึกษานี้จะช่วยทำให้เข้าใจโครงสร้างการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดได้มากยิ่งขึ้น โดยการศึกษาด้วยการสร้างแบบจำลองเพื่ออธิบายความหน่วงของเวลา ซึ่งแบบจำลองจะตั้งอยู่บนพื้นฐานโครงสร้างของจานรวมมวลที่อยู่ในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ซึ่งคาดการณ์ว่าแหล่งกำเนิดในสถานะนี้น่าจะมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ (outflowing wind) ที่จะอธิบายอย่างละเอียดในหัวข้อ 2.3 ต่อไป

ความมุ่งหมายของงานวิจัย

- เพื่อหาความหน่วงของเวลาระหว่างโฟตอนพลังงานต่ำและสูงที่มาจากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยการศึกษาด้วยวิธีการวิเคราะห์เชิงเวลา (timing analysis)
- วิเคราะห์กระบวนการรวมมวลและหาสาเหตุที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลา
- ศึกษาโครงสร้างของจานรวมมวลและเอาท์โฟลว์อิงวินด์รวมไปถึงตำแหน่งเริ่มต้นบนจานรวมมวลที่เอาท์โฟลว์อิงวินด์ปลดปล่อยออกมา
- คำนวณหามวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดจากความหน่วงของเวลา

ความสำคัญของงานวิจัย

แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดเป็นวัตถุที่นักดาราศาสตร์คาดว่าน่าจะมีการรวมมวลที่ระดับเกินกว่าขีดจำกัดเอดดิงตันและยังมีความสว่างแบบถาวร (persistent source) เราจึงสามารถศึกษาการรวมมวลที่ระดับเกินกว่าขีดจำกัดเอดดิงตันได้จากวัตถุชนิดนี้ ความรู้ที่ได้

จะนำไปสู่การอธิบายวัตถุชนิดอื่นๆที่นักดาราศาสตร์คาดการณ์ว่ากำลังมีการรวมมวลที่ระดับเกินกว่าขีดจำกัดเอดดิงตันได้ด้วยเช่นกัน แต่มีโอกาสศึกษาได้น้อยกว่า เช่น tidal disruption event ซึ่งมักเกิดขึ้นไม่บ่อยนัก หรือเควซาร์ (Quasar) ซึ่งเป็นหลุมดำที่มีกำลังส่องสว่างสูงอยู่ที่อยู่ใจกลางของกาแล็กซีที่อยู่ไกลออกไป

ขอบเขตของงานวิจัย

นำข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีความสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ที่มีอยู่ในคลังข้อมูลของกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-Newton* มาวิเคราะห์เพื่อหาความหน่วงของเวลาและสร้างแบบจำลองเพื่ออธิบายโครงสร้างของกระบวนการรวมมวลที่อยู่ในสถานะที่มีกำลังส่องสว่างเกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน

ประโยชน์ที่ได้รับจากงานวิจัย

- ทราบกลไกของกระบวนการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ในสถานะที่มีกำลังส่องสว่างเกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน
- ทราบมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด
- อธิบายกลไกของการรวมมวลที่ระดับเกินกว่าขีดจำกัดเอดดิงตัน

บทที่ 2
ทบทวนวรรณกรรม

ดังที่กล่าวไว้ในบทที่ 1 แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดส่วนใหญ่น่าจะเป็นระบบดาวคู่ที่มีกำลังส่องสว่างสูงเกินค่าขีดจำกัดของเอดดิงตัน ถ้าแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดถูกให้พลังงานโดยวัตถุอัดแน่นที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ วัตถุอัดแน่นดังกล่าวจะดึงดูดสสารจากดาวคู่ของมันให้ตกลงสู่ขอบเขตแรงโน้มถ่วงของวัตถุอัดแน่นเกิดเป็นจานรวมมวลหมุนวนอยู่รอบๆวัตถุอัดแน่น ซึ่งจานรวมมวลนี้จะแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาในหลายย่านความถี่ โดยในแต่ละย่านความถี่ที่ผู้สังเกตการณ์ได้รับจะขึ้นอยู่กับตำแหน่งของแหล่งกำเนิดโฟตอนที่อยู่รอบๆ วัตถุอัดแน่น เช่น จานรวมมวล และกลุ่มหมอกแก๊สรอบๆวัตถุอัดแน่น เป็นต้น ดังนั้นในบทนี้จะอธิบายกระบวนการแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่บริเวณต่างๆของระบบ

2.1 กระบวนการแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า

ในหัวข้อนี้เราจะกล่าวถึงทฤษฎีทางฟิสิกส์ที่ใช้อธิบายกระบวนการแผ่รังสีของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ซึ่งสามารถอธิบายได้โดยใช้ 3 ทฤษฎีหลักๆ ดังต่อไปนี้

2.1.1 การแผ่รังสีของวัตถุดำ

เริ่มต้นในปี ค.ศ.1792 โธมัส เวกวูด (Thomas Wedgewood) นักทำเครื่องถ้วยชามเซรามิค ชาวอังกฤษ ได้สังเกตเห็นเตาอบของเขาจะมีสีแดงร้อน ที่อุณหภูมิเดิมเสมอๆ ซึ่งไม่ขึ้นกับขนาด รูปร่างและรูปทรงของวัตถุ ทำให้นักดาราศาสตร์ในสมัยนั้นตั้งสมมติฐานว่า วัตถุใดก็ตามที่มีอุณหภูมิสูงกว่าศูนย์สัมบูรณ์ (absolute zero) จะมีการแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาในหลายย่านความยาวคลื่น นอกจากนี้ ยังได้สมมติวัตถุในอุดมคติที่สามารถดูดกลืนคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในทุกย่านความยาวคลื่นอีกด้วย โดยเมื่อวัตถุนี้เข้าสู่สมดุลความร้อนก็จะแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาในทุกย่านความยาวคลื่นเช่นเดียวกัน เรียกวัตถุในอุดมคตินี้ว่า “วัตถุดำ” ซึ่งลักษณะสเปกตรัมของการแผ่รังสีของวัตถุดำจะเป็นสเปกตรัมแบบต่อเนื่องครอบคลุมทุกช่วงความยาวคลื่น โดยรูปร่างของสเปกตรัมจะแตกต่างกันไปขึ้นอยู่กับอุณหภูมิ ดังภาพประกอบ 9 นอกจากนี้จุดสูงสุดของสเปกตรัมจะอยู่ที่ตำแหน่งความยาวคลื่นที่ทำให้ความชันของกราฟเป็นศูนย์ (λ_{max}) สามารถแสดงได้ดังสมการ

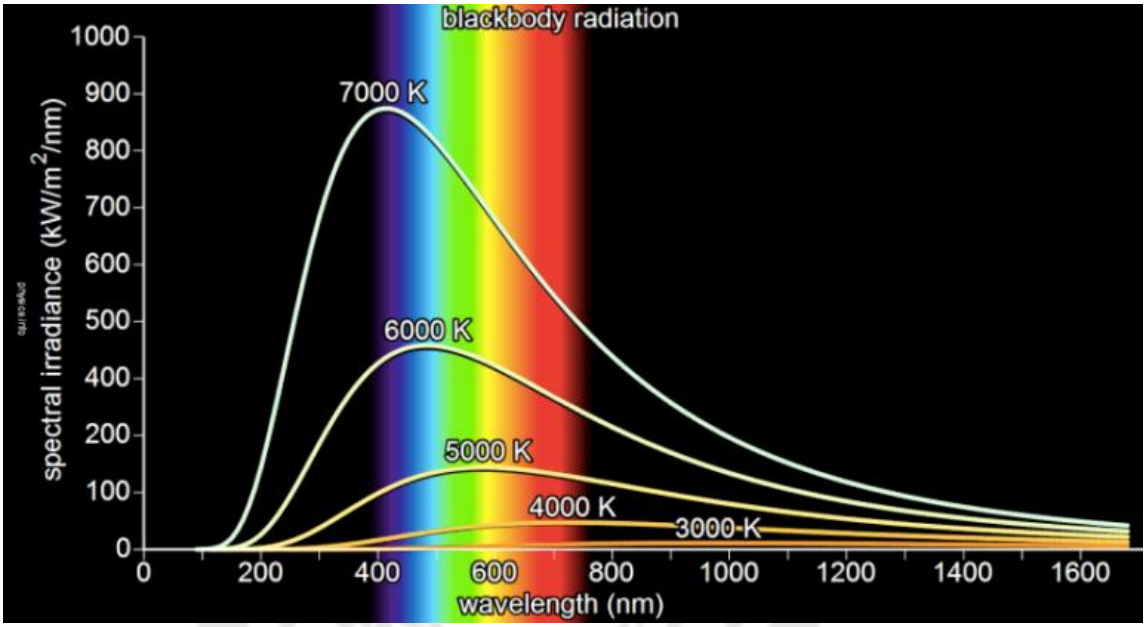
$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \qquad (2\text{-}1)$$

โดยที่

b คือ ค่าคงที่การกระจัดของวีน ($b = 2.897 \times 10^{-3}\ \mathrm{m \cdot K}$)

T คือ อุณหภูมิพื้นผิวของวัตถุ (K)

สมการ 2-1 รู้จักกันในชื่อของกฎการกระจัดของวีน (Wien's displacement law) สมการนี้ทำให้ วิลเฮล์ม วีน (Wilhelm Wien) นักฟิสิกส์ชาวเยอรมัน ได้รับรางวัลโนเบล ในปี ค.ศ. 1911 เนื่องจากทฤษฎีของเขาสนับสนุนความเข้าใจในเกี่ยวกับสเปกตรัมของวัตถุดำ



ภาพประกอบ 9 ลักษณะสเปกตรัมของวัตถุดำที่อุณหภูมิต่างๆ

ที่มา: (Cherbakov, 2016)

จากภาพประกอบ 9 จะเห็นว่าอุณหภูมิสเปกตรัมของวัตถุดำ (T) จะเพิ่มขึ้นเมื่อกำลังส่องสว่างเพิ่มมากขึ้น ทำให้ โจเซฟ สเตฟาน (Josef Stefen) นักฟิสิกส์ชาวออสเตรีย ได้ทำการทดลองจนกระทั่งในปี ค.ศ.1879 เขาสามารถแสดงให้เห็นถึงกำลังส่องสว่างของวัตถุดำ ดังสมการ

$$L = A\sigma T^4 \qquad (2\text{-}2)$$

ต่อมาอีก 5 ปี นักฟิสิกส์ชาวออสเตรีย ลุดวิก โบลทซ์มันน์ (Ludwig Boltzmann) ได้ทำการพิสูจน์สมการของสเตฟาน โดยใช้กฎทางเทอร์โมไดนามิกและสูตรความดันของรังสี (radiation pressure formula) ของแมกซ์เวลล์ ซึ่งต่อมาสมการ 2-2 ถูกเรียกว่าสมการสเตฟาน-โบลทซ์มาน (Stefan-Boltzmann equation) เมื่อ σ คือ ค่าคงที่ของสเตฟาน-โบลทซ์มาน ($\sigma = 5.670 \times 10^{-8}\ W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$) หรือสามารถแสดงในรูปของฟลักซ์พื้นผิวได้ดังนี้

$$F = \sigma T^4 \qquad (2\text{-}3)$$

โดยที่

F คือ ฟลักซ์ ($\mathrm{W \cdot m^{-2}}$)

σ คือ ค่าคงที่ของสเตฟาน โบลทซ์มาน ($\sigma = 5.670 \times 10^{-8}\ W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$)

T คือ อุณหภูมิพื้นผิวของวัตถุ (K)

ต่อมาในปี ค.ศ.1900 แมกซ์ พลังค์ (Max planck) นักฟิสิกส์ชาวเยอรมัน ได้ทำการอธิบายลักษณะสเปกตรัมของวัตถุดำ ซึ่งสามารถอธิบายได้ดังสมการ

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/\lambda\kappa T} - 1)} \qquad (2\text{-}4)$$

โดยที่

h คือ ค่าคงที่ของพลังค์ ($h = 6.626 \times 10^{-34}\ \mathrm{J \cdot s}$)

c คือ อัตราเร็วของแสง ($c = 3 \times 10^8 \mathrm{m \cdot s^{-1}}$)

λ คือ ความยาวคลื่นของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า (m)

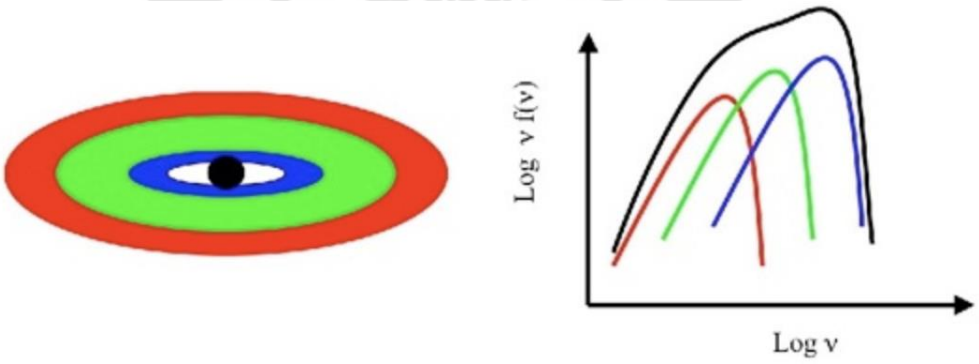
κ คือ ค่าคงที่ของโบลทซ์มาน (Boltzmann constant) ($\kappa = 1.380 \times 10^{-23} \mathrm{J \cdot K^{-1}}$)

T คือ อุณหภูมิพื้นผิวของวัตถุ (K)

นอกจากนี้ หากดำเนินการหาจุดสูงสุดของสเปกตรัมจากสมการ 2-4 จะทำให้ได้สมการ 2-1 นั่นคือ กฎการกระจัดของวีน

ในทางดาราศาสตร์มักจะอธิบายวัตถุที่มีความทึบแสงสูง เช่น ดาวฤกษ์ และจานรวมมวลให้มีลักษณะและคุณสมบัติของการแผ่รังสีคล้ายกับการแผ่รังสีของวัตถุดำ ดังนั้นการศึกษานี้จะพิจารณาลักษณะการแผ่รังสีที่มาจากจานรวมมวลให้มีลักษณะการแผ่รังสีคล้ายกับการแผ่รังสีของวัตถุดำ อย่างไรก็ตามเนื่องจากแต่ละส่วนของจานรวมมวลมีอุณหภูมิที่ไม่เท่ากัน ตามทฤษฎีจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสี (Multicolor Disc Blackbody: MCD) ดังภาพประกอบที่ 10

โดยอุณหภูมิแต่ละส่วนของจานรวมมวลจะขึ้นอยู่กับรัศมีของจานรวมมวล ถ้าเป็นวัตถุอัดแน่นที่มีลักษณะการรวมมวลแบบทั่วไปในระบบดาวคู่ อุณหภูมิจะเป็นไปตามการแปรผัน $T(r) \propto r^{-3/4}$ โดยที่ $r = R/r_g$ (เมื่อ R คือ รัศมีของจานรวมมวล และ r_g คือ รัศมีตามแนวแรงโน้มถ่วง: $r_g = GM/c^2$) ซึ่งจากความสัมพันธ์ของอุณหภูมิและรัศมีของจานรวมมวล ส่วนของจานรวมมวลที่อยู่ใกล้กับหลุมดำหรือจานรวมมวลด้านใน (r มีค่าน้อย) จะมีอุณหภูมิสูง (พลังงานสูง) แต่ส่วนของจานรวมมวลที่อยู่ไกลจากหลุมดำหรือจานรวมมวลด้านนอก (r มีค่ามาก) จะมีอุณหภูมิต่ำ (พลังงานต่ำ) โดยจากการสังเกตการณ์ ผู้สังเกตการณ์จะได้ลักษณะสเปกตรัมดังภาพประกอบ 10 (ด้านขวา) ซึ่งเป็นไปตามอุณหภูมิของจานรวมมวลที่แตกต่างกันในแต่ละชั้นของจานรวมมวลดังภาพประกอบ 10 (ด้านซ้าย)



ภาพประกอบ 10 ลักษณะของจานรวมมวลที่แผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาหลากหลายย่านความถี่ในแต่ละชั้นของจานรวมมวล (ด้านซ้าย) และสเปกตรัมที่สอดคล้องกับภาพด้านซ้าย (ด้านขวา) ซึ่งเป็นไปตามทฤษฎีจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสี (MCD)

ที่มา: (J. Gladstone)

2.1.2 **ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน** (Compton scattering)

ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน คือการชนแบบไม่ยืดหยุ่น (inelastic scattering) ของโฟตอนกับอนุภาคอิสระ ซึ่งปรากฏการณ์นี้ถูกค้นพบครั้งแรกโดยอาร์เทอร์ ฮอลลี คอมป์ตัน (Arthur Holly Compton) ในปี ค.ศ.1923 ต่อมาอาร์เทอร์ คอมป์ตัน ได้รับรางวัลโนเบลสาขาฟิสิกส์ (Nobel Prize in Physics) จากการค้นพบปรากฏการณ์นี้ในปี ค.ศ.1927

ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน เป็นปรากฏการณ์ที่มีการแลกเปลี่ยนพลังงานระหว่างโฟตอนกับอิเล็กตรอนอิสระเมื่อมีการชนกัน สามารถแสดงได้ดังสมการ

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta) \qquad (2\text{-}5)$$

โดยที่

$\Delta\lambda$ คือ ความยาวคลื่นของโฟตอนที่เปลี่ยนแปลงไป (m)

λ_0 คือ ความยาวคลื่นของโฟตอนก่อนชน (m)

λ คือ ความยาวคลื่นของโฟตอนหลังชน (m)

m_e คือ มวลของอิเล็กตรอน ($m_e = 9.109 \times 10^{-31}$ kg)

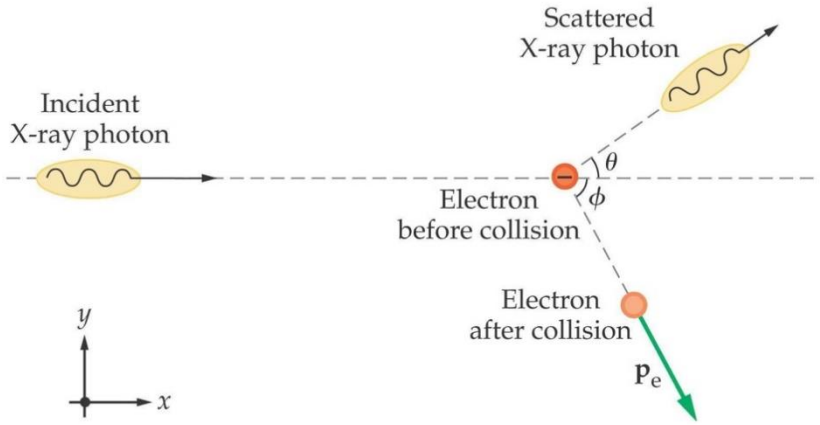
θ คือ มุมที่โฟตอนเคลื่อนที่ระหว่างก่อนชนและหลังชนกับอิเล็กตอน

h คือ ค่าคงที่ของพลังค์ ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J · s)

c คือ อัตราเร็วของแสง ($c = 3 \times 10^8$ m · s^{-1})

ในกระบวนการแลกเปลี่ยนพลังงานระหว่างโฟตอนกับอิเล็กตรอนในระหว่างการเกิดอันตรกิริยากันนั้น หากพิจารณาจากพลังงานหลังการชนของโฟตอนและพลังงานเริ่มต้นของอิเล็กตรอน เราสามารถจำแนกปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน ได้เป็น 2 ประเภท ได้แก่

- ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตันแบบปกติ คือกระบวนการที่อิเล็กตรอนอิสระเริ่มต้นมีพลังงานต่ำกว่าพลังงานของโฟตอน เมื่อโฟตอนพลังงานสูงเคลื่อนที่มาชนกับอิเล็กตรอนอิสระพลังงานต่ำจะทำให้พลังงานของโฟตอนถูกถ่ายโอนไปยังอิเล็กตรอนอิสระ ส่งผลให้พลังงานของโฟตอนลดลง ก่อนที่จะกระเจิงออกไปดังภาพประกอบ 11
- ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตันแบบย้อนกลับ (Inverse Compton scattering) คือกระบวนการที่อิเล็กตรอนอิสระเริ่มต้นมีพลังงานสูงกว่าพลังงานของโฟตอน เมื่อโฟตอนพลังงานต่ำเคลื่อนที่มาชนกับอิเล็กตรอนอิสระพลังงานสูง พลังงานของอิเล็กตรอนอิสระจะถูกถ่ายโอนไปยังโฟตอน ส่งผลให้พลังงานของโฟตอนเพิ่มสูงขึ้น



ภาพประกอบ 11 ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน

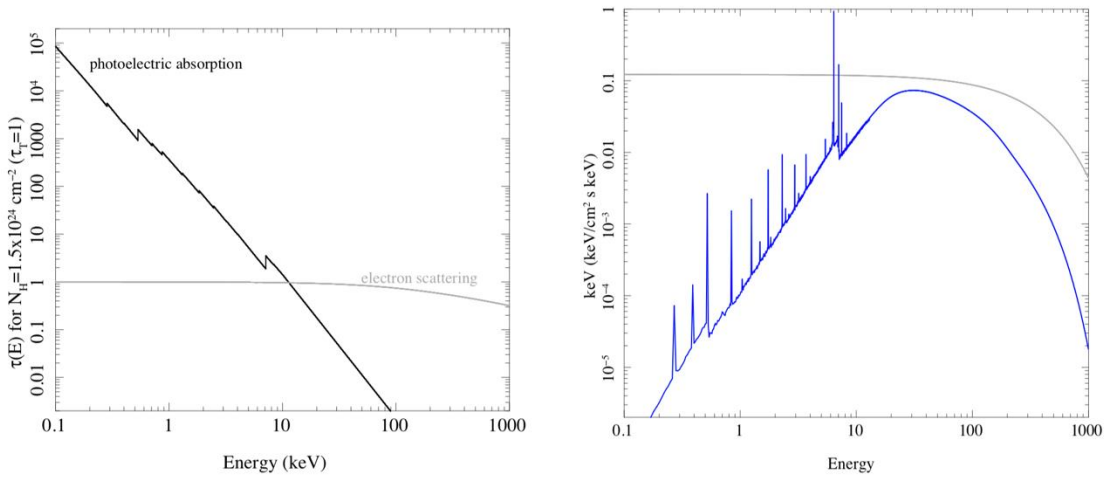
ที่มา: (Petrucci, 2008)

ปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตันเป็นส่วนที่ใช้อธิบายส่วนของโฟตอนพลังงานต่ำที่เคลื่อนที่เข้าไปยังกลุ่มหมอกแก๊สรอบๆหลุมดำและเกิดการกระเจิงคอมป์ตันแบบย้อนกลับ ทำให้โฟตอนมีพลังงานสูงขึ้น รวมไปถึงอธิบายในส่วนของโฟตอนพลังงานสูงที่เกิดอันตรกิริยากับจานรวมมวลและกลายเป็นโฟตอนพลังงานต่ำ ดังที่ได้กล่าวไว้ก่อนหน้านี้

2.1.3 การสะท้อนของรังสีเอกซ์ (X-ray reflection)

นอกจากรังสีเอกซ์ที่แผ่ออกมาจากจานรวมมวลโดยตรง หรือเกิดจากปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตันของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แล้ว ยังมีอีกหนึ่งความน่าจะเป็นที่ผู้สังเกตการณ์จะได้รับรังสีเอกซ์ นั่นคือปรากฏการณ์ที่มีรังสีเอกซ์บางส่วนชนกับอิเล็กตรอน และสะท้อนไปหาผู้สังเกตการณ์ โดยความน่าเป็นที่จะเกิดการสะท้อนของรังสีเอกซ์นั้นจะขึ้นอยู่กับค่า cross-section ของการกระเจิง (scattering) และจากการดูดกลืนของปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริก (photo-electric absorption) สำหรับสสารที่เป็นกลางทางไฟฟ้า (neutral) การดูดกลืนของปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริกจะมีอิทธิพลมากสำหรับโฟตอนพลังงานต่ำ ซึ่งจะทำให้สัดส่วนการสะท้อนมีค่าต่ำ อย่างไรก็ตาม ความน่าจะเป็นที่จะเกิดการดูดกลืนของปรากฏการณ์โฟโต-อิเล็กทริกจะลดลงสำหรับโฟตอนที่มีพลังงานสูงขึ้น ทำให้สัดส่วนการสะท้อนมีค่าเพิ่มมากขึ้น ดังภาพประกอบ 12 (ด้านซ้าย) โดยถ้าโฟตอนพลังงานต่ำเคลื่อนที่มาชนกับสสาร (ที่จานรวมมวล) สสารที่จานรวมมวลจะดูดกลืนโฟตอนพลังงานต่ำเหล่านั้นไว้บางส่วน แต่ถ้าหากเป็นโฟตอนพลังงานสูง จะทำให้เกิดปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน ซึ่งส่งผลให้พลังงานของโฟตอนลดลง รวมถึงการอนุรักษ์จำนวนโฟตอนของปรากฏการณ์คอมป์ตัน ดังนั้นเมื่อรวม 2 ปรากฏการณ์

ดังกล่าวจะทำให้เกิดเนินของการสะท้อน (hump reflection) ที่อยู่ในช่วงพลังงาน 20-50 keV นอกจากนี้สเปกตรัมของการสะท้อนยังมีองค์ประกอบของเส้นการแผ่รังสีจากคุณสมบัติของอะตอม (atomic features) ด้วยเช่นกัน ดังภาพประกอบ 12 (ด้านขวา)



ภาพประกอบ 12 ด้านซ้าย: ความน่าจะเป็นของการเกิดการดูดกลืนจากปรากฏการณ์โฟโตอิเล็กทริก สำหรับสสารที่เป็นกลางไฟฟ้า (เส้นสีดำ) และความน่าจะเป็นที่จะเกิดปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตัน (เส้นสีเทา) ด้านขวา: ลักษณะสเปกตรัมที่เป็นองค์ประกอบของการสะท้อน

ที่มา: (Done, 2010)

เส้นการแผ่รังสีที่มักจะปรากฏในสเปกตรัมจะมีความสัมพันธ์กับอนุภาคของเหล็กที่ปลดปล่อยโฟตอนออกมาเมื่อมีการลดระดับชั้นพลังงานจากอิเล็กตรอนที่ถูกกระตุ้นขึ้นไปในช่องว่างพลังงาน (gap) ในชั้น K (n=1) และตกลงมายังสถานะพื้น (ground state) ของมัน ซึ่งเรียกเส้นการแผ่รังสีนี้ว่า เส้นการแผ่รังสี K นอกจากนี้ยังสามารถพบเส้นการแผ่รังสีที่ระดับพลังงานที่สูงขึ้นได้ด้วยเช่นกัน นั่นคือ เส้นการแผ่รังสี Kα (จากระดับชั้นพลังงานที่ n=2 ลงไปที่ n=1) Kβ (จากระดับชั้นพลังงานที่ n=3 ลงไปที่ n=1) เป็นต้น

2.2 **อัตราการรวมมวลเอดดิงตัน** (Eddington accretion rate)

จากการศึกษาแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ รังสีเอกซ์ส่วนมากที่สังเกตการณ์ได้ถูกปลดปล่อยออกมาจากจานรวมมวล เนื่องจากการเสียดสีกันของสสารภายในจานรวมมวลจะทำให้เกิดความร้อน และเมื่อเข้าสู่สมดุลความร้อนก็จะปลดปล่อยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาหลายย่าน

ความถี่ ซึ่งคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้านี้จะอยู่ในรูปของอนุภาคโฟตอน ในความเป็นจริงอนุภาคโฟตอนเหล่านี้จะอยู่ภายในจานรวมมวลและพยายามจะเคลื่อนที่ออกไปยังพื้นผิวของจานรวมมวลและเคลื่อนที่ออกไปหาผู้สังเกตการณ์ อย่างไรก็ตามภายในจานรวมมวลนอกจากโฟตอนแล้วยังประกอบไปด้วยอนุภาคอิสระอื่นๆด้วยเช่นกัน ดังนั้น ในขณะที่โฟตอนกำลังเคลื่อนที่ขึ้นไปยังพื้นผิวของจานรวมมวลอาจเกิดอันตรกิริยากับอิเล็กตรอนอิสระภายในจานรวมมวล ซึ่งจะทำให้อิเล็กตรอนอิสระเหล่านั้นเคลื่อนที่ตามโฟตอนขึ้นไปด้วย (อนุภาคโฟตอนจะมีอันตรกิริยากับอิเล็กตรอนเป็นส่วนมากเนื่องจาก Thomson scattering cross-section) และเนื่องจากอิเล็กตรอนอิสระมีสถานะเป็นไอออนประจุลบทำให้เกิดแรงคูลอมป์กับโปรตอนอิสระที่เป็นไอออนประจุบวก ดึงดูงโปรตอนอิสระนั้นตามขึ้นไปด้วย ก่อให้เกิดแรงดันที่ผลักดันพื้นผิวของจานรวมมวลหรือเรียกว่า แรงดันโฟตอน (photon radiation pressure) อย่างไรก็ตาม จานรวมมวลจะรักษาสภาพสมดุลของระบบไว้ไม่ให้เกิดแรงดันโฟตอนที่มากเกินไป นั่นคือ แรงโน้มถ่วงอันเนื่องมาจากมวลของวัตถุอัดแน่นจะดึงดูดอนุภาคอิสระต่างๆที่มีมวล ให้ตกลงไปยังหลุมดำเพื่อลดแรงดันของโฟตอนที่พื้นผิวของจานรวมมวล โดยจากที่กล่าวมานี้เป็นไปตามทฤษฎีขีดจำกัดของอัตราการรวมมวลของเอดดิงตัน (Eddington limit) ซึ่งเป็นไปตามสมการ

$$L_{edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \qquad (2\text{-}6)$$

โดยที่

L_{edd} คือ กำลังส่องสว่างตามทฤษฎีขีดจำกัดของอัตราการรวมมวลของเอดดิงตัน

G คือ ค่าโน้มถ่วงสากล (Gravitational constant) มีค่าประมาณ

$$6.674 \times 10^{-11}\ \mathrm{N \cdot m^2 \cdot kg^{-2}}$$

M คือ มวลของวัตถุอัดแน่น

m_p คือ มวลของโปรตอน (1.672×10^{-27} kg)

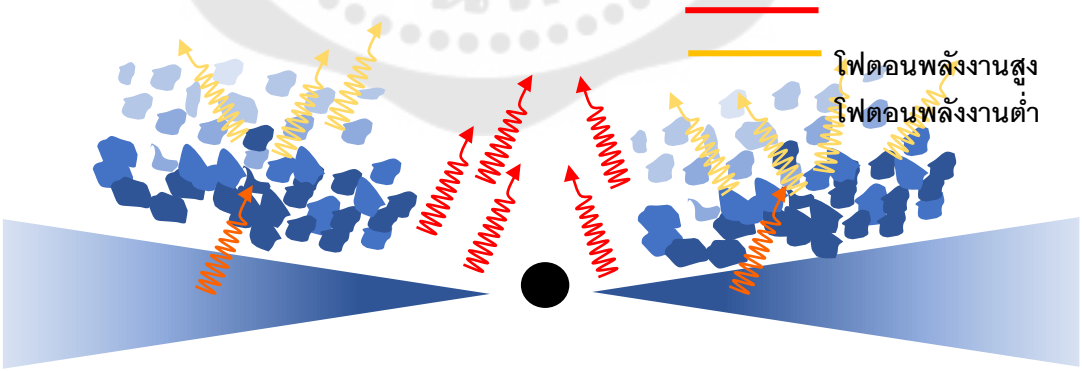
c คือ อัตราเร็วของแสง ($c = 3 \times 10^8 10^8\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$)

σ_T คือ Thomson scattering cross-section

2.3 **อัตราการรวมมวลที่ระดับเกินขีดจำกัดเอดดิงตัน** (super-Eddington accretion rate)

ในหัวข้อก่อนหน้านี้เราได้กล่าวถึงแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ที่มีการรวมมวลต่ำกว่าขีดจำกัดของเอดดิงตัน อย่างไรก็ตามมีการค้นพบแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ที่มีอัตราการรวมมวล

เกินค่าขีดจำกัดของเอดดิงตัน (super Eddington rate) นั่นคือแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่เรากำลังศึกษาในงานวิจัยนี้ โดยมีสมมติฐานว่าแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดน่าจะมีกระบวนการรวมมวลที่แตกต่างไปจากการรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไป จากการศึกษาที่ผ่านมานักดาราศาสตร์หลายๆคนเชื่อว่า (J. C. Gladstone, Roberts, & Done, 2009; Matthew J. Middleton, Heil, Pintore, Walton, & Roberts, 2015; Matthew J. Middleton, Walton, Roberts, & Heil, 2014; Pinto, Middleton, & Fabian, 2016; Sutton, Roberts, & Middleton, 2013) สิ่งที่น่าจะมีความแตกต่างไปจากการรวมมวลแบบทั่วๆไปในแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ คือโครงสร้างของจานรวมมวลน่าจะมีการขยายตัวให้มีลักษณะความหนาเพิ่มมากขึ้น เกิดเป็นจานรวมมวลที่มีรูปร่างที่สมส่วนมากขึ้น (slim disc) ทำให้อนุภาคอิสระต่างๆที่เกิดอันตรกิริยากับโฟตอนใช้ระยะทางมากขึ้นในการเคลื่อนที่ขึ้นไปยังพื้นผิวของจานรวมมวลพร้อมๆกับโฟตอน ทำให้อนุภาคอิสระบางส่วนถูกอิทธิพลของแรงโน้มถ่วงของวัตถุอัดแน่นที่ใจกลางของแหล่งกำเนิดดึงดูดให้ตกลงไปยังวัตถุอัดแน่นนั้น โดยกระบวนการดังกล่าวนี้เป็นการลดแรงดันโฟตอนที่พื้นผิวของจานรวมมวลให้ต่ำลง อย่างไรก็ตามแรงดันของโฟตอนที่พื้นผิวของจานรวมมวลยังคงมีค่ามากพอที่จะทำให้ระบบการรวมมวลมีการปลดปล่อยสสารที่มีลักษณะเป็นก้อน (clumpy) และทึบแสงสูงออกมาจากพื้นผิวของจานรวมมวล หรือเรียกว่า เอาท์โฟลว์อิงวินด์ โดยกระบวนการทั้งสองนี้เกิดขึ้นในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (Ultraluminous state) ดังภาพประกอบ 13 ซึ่งกระบวนการที่กล่าวไปข้างต้นเป็นกระบวนการรวมมวลแบบใหม่ที่เกิดขึ้นเพื่อลดแรงดันของโฟตอนเมื่อมีกำลังการรวมมวลสูงเกิดขีดจำกัดของเอดดิงตัน



ภาพประกอบ 13 ภาพแสดงลักษณะการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (รูปภาพนี้ไม่ได้ใช้สัดส่วนตามความจริง)

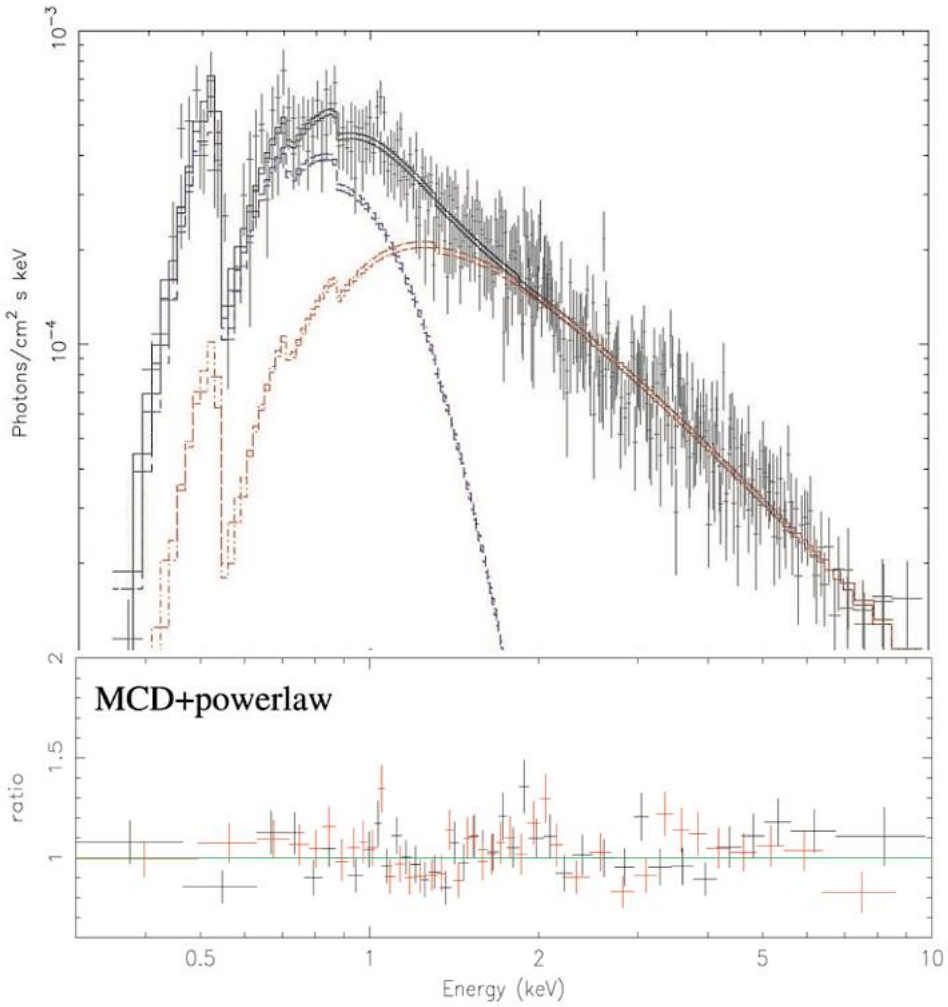
2.4 ประวัติการศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ถูกค้นพบครั้งแรกโดยกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ไอน์สไตน์ (Einstein telescope) ซึ่งมีกำลังส่องสว่างในย่านรังสีเอกซ์ที่สูงประมาณ $L_x \sim 10^{39}\ \mathrm{erg\ s^{-1}}$ (Fabbiano, 1988, 1989; Fabbiano & Trinchieri, 1987) โดยแหล่งกำเนิดนี้ผู้สังเกตการณ์จะเห็นเป็นลักษณะของแหล่งกำเนิดในย่านรังสีเอกซ์แบบจุด (X-ray point-like source) ซึ่งอยู่ในกาแล็กซีที่ไม่ใช่กาแล็กซีทางช้างเผือก และไม่ได้อยู่ที่ใจกลางของกาแล็กซี (non-nuclear X-ray source) หมายความว่าแหล่งกำเนิดนี้ไม่ใช่หลุมดำมวลยิ่งยวด แต่เป็นเพียงวัตถุอัดแน่นที่อาศัยอยู่ภายในกาแล็กซีเท่านั้น จึงเกิดเป็นปัญหาถึงขนาดมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด อย่างไรก็ตามในช่วงเวลานั้นไม่สามารถระบุได้อย่างชัดเจนว่า แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดนี้เป็นแหล่งกำเนิดแสงถาวร (Persistent source) หรือเป็นแหล่งกำเนิดแสงชั่วคราว (transient event) เช่น young supernova เป็นต้น เนื่องจากเป็นแหล่งกำเนิดใหม่ที่พบ ซึ่งต้องการระยะเวลาในการเฝ้าสังเกตการณ์เพื่อยืนยัน

ต่อมาในอีก 1 ทศวรรษ แหล่งกำเนิดนี้ถูกสังเกตการณ์ซ้ำโดยกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *ROSAT* และ *ASCA* จึงทำให้สามารถยืนยันได้ว่าแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดไม่ใช่แหล่งกำเนิดแสงชั่วคราว แต่เป็นแหล่งกำเนิดถาวรที่น่าจะมีกำลังส่องสว่างสูงเกินค่าขีดกำจัดของเอดดิงตัน สำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์

ในตอนแรกแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดนี้ถูกเรียกหลากหลายชื่อด้วยกัน เช่น “extraluminous X-ray binaries” (Edward & Richard, 1999), “superluminous X-ray source” (Roberts & Warwick, 2000), “intermediate-luminosity X-ray objects” (Colbert & Ptak, 2002) และต่อมาในปี ค.ศ. 2012 ได้มีการตกลงกันให้เรียกว่า “Ultraluminous X-ray source (ULXs)” (Feng & Soria, 2011) โดยในงานวิจัยนี้จะใช้ชื่อภาษาไทยว่า “แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด”

ต่อมาได้มีหลายงานวิจัยที่ศึกษาเพื่อหามวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ดังนี้

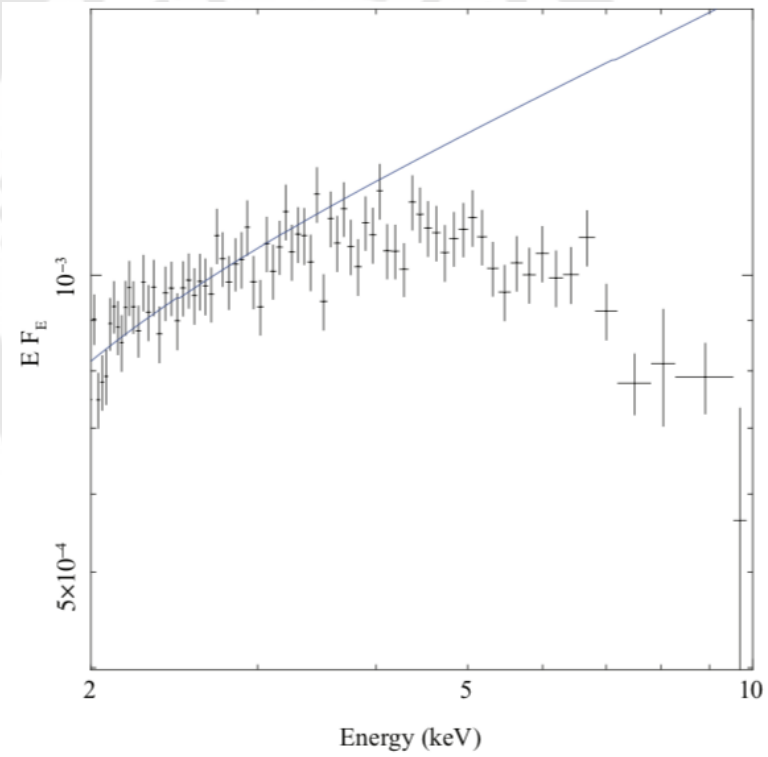


ภาพประกอบ 14 สเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC1313 X-1 ที่ได้จากกล้อง EPIC-MOS1 และ EPIC-MOS2 ถูกอธิบายด้วยแบบจำลองทฤษฎีจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสีและพาวเวอร์ลอว์ (ภาพบน) นอกจากนี้ ภาพด้านล่างจะแสดงความแตกต่างระหว่างข้อมูลสังเกตการณ์กับแบบจำลอง (residue)

ที่มา: (Miller, Fabbiano, Miller, & Fabian, 2003)

Edward and Richard (1999) เป็นนักวิจัยกลุ่มแรกที่เสนอว่า วัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด น่าจะเป็นวัตถุอัดแน่นที่เป็นหลุมดำมวลปานกลาง ซึ่งมีมวลประมาณ $10^2 – 10^5$ เท่าของมวลดวงอาทิตย์ โดยมีอัตราการรวมมวลไม่เกินค่าขีดจำกัดของเอดดิงตัน (sub Eddington rate) ต่อมา Miller et al. (2003) ได้ศึกษาเส้นสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC1313 X-1 และ X-2 พบว่าสเปกตรัมของ

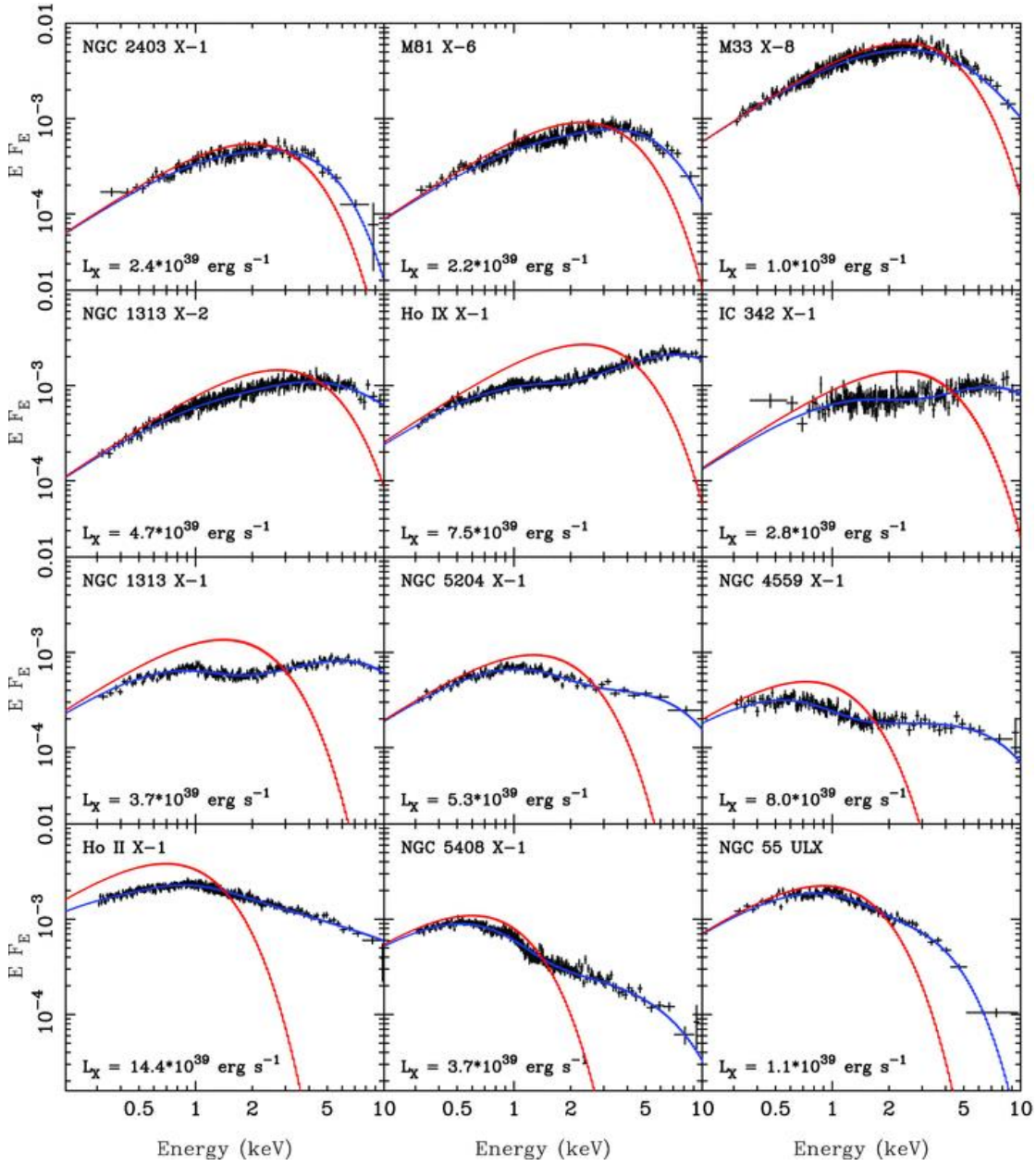
แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดสามารถอธิบายได้ดีเมื่ออธิบายด้วยแบบจำลองที่มี 2 องค์ประกอบร่วมกัน ได้แก่ องค์ประกอบส่วนพลังงานสูง สามารถอธิบายด้วยแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ และองค์ประกอบส่วนพลังงานต่ำที่สามารถอธิบายได้ด้วยแบบจำลองจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสี ดังภาพประกอบ 14 และพบว่าองค์ประกอบของจานรวมมวลด้านในมีอุณหภูมิที่ต่ำมาก ประมาณ 0.15 keV ซึ่งในความเป็นจริงแล้วสถานะการรวมมวลที่ให้กำลังส่องสว่างสูงที่สุดของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ที่ถูกให้พลังงานโดยหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ ($\sim 10 M_{\odot}$) ควรที่จะมีอุณหภูมิด้านในของจานรวมมวลประมาณ 1 keV หลังจากนั้น A. C. Fabian, Ross, and Miller (2004) ได้ยืนยันผลของอุณหภูมิที่ต่ำของจานรวมมวลด้านใน ที่ประมาณ 0.2 keV จึงนำไปสู่การตีความที่ว่าแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดถูกให้พลังงานโดยหลุมดำมวลปานกลาง



ภาพประกอบ 15 สเปกตรัมในช่วงพลังงานสูง (~ 3-7 keV) มีความโค้งงอ จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC1313 X-2

ที่มา: (J. C. Gladstone et al., 2009)

Stobbart, Roberts, and Wilms (2006) ได้ศึกษาลักษณะสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่มีคุณภาพสูงมากขึ้น และพบว่าสเปกตรัมมีความโค้งงอในช่วงพลังงานสูง (~ 3-7 keV) ซึ่งต่อมา J. C. Gladstone, Roberts, and Done (2009) ได้ศึกษาเพิ่มเติมและพบว่าส่วนที่โค้งงอในช่วงพลังงานสูง (ภาพประกอบ 15) ดังกล่าวไม่น่าจะเป็นปรากฏการณ์ที่เกิดจากกระบวนการรวมมวลแบบทั่วไปในหลุมดำในระบบดาวคู่ แต่น่าจะเป็นกระบวนการรวมมวลแบบใหม่ ที่เรียกว่า สถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยแหล่งกำเนิดพลังงานของระบบเป็นหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ มีมวลประมาณ 3 – 20 เท่าของมวลดวงอาทิตย์ และมีอัตราการรวมมวลสูงเกินกว่าค่าขีดจำกัดของเอดดิงตัน โดยมีกระบวนการทางฟิสิกส์แบบใหม่เข้ามาอธิบายกระบวนการลดแรงดันโฟตอน ที่ทำให้แหล่งกำเนิดสามารถมีกำลังส่องสว่างสูงเกินค่าขีดจำกัดของเอดดิงตันได้ นั่นคือ การขยายตัวของจานรวมมวล จากจานรวมมวลแบบมาตรฐานที่มีลักษณะบาง กลายเป็นจานรวมมวลที่แบบสมส่วนมากขึ้น ซึ่งสัดส่วนความกว้างต่อรัศมีของจานรวมมวล (disc scale high) อยู่ที่ประมาณ 1 (H/R ~ 1) ยิ่งไปกว่านั้นยังมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ เนื่องจากแรงดันภายในจานรวมมวลผลักดันพื้นผิวของจานรวมมวลให้หลุดออกมาเป็นลักษณะก้อนของสสาร (clumpy) ที่มีความหนาแน่นสูง พุ่งออกมานอกจานรวมมวล นอกจากนั้น J. C. Gladstone, Roberts, and Done (2009) ยังได้อธิบายสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดด้วยแบบจำลองกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (The ultraluminous model) สำหรับหลายแหล่งกำเนิด และพบว่ามีลักษณะของสเปกตรัมที่หลากหลาย ดังภาพประกอบ 16 ซึ่งแหล่งกำเนิด 4 แหล่งชุดแรกได้แก่ NGC 2403 X-1, M81 X-6, M33 X-8 และ NGC 1313 X-2 แสดงลักษณะสเปกตรัมคล้ายกับสเปกตรัม thermal state (จากหัวข้อ 1.6.1) แต่มีกำลังส่องสว่างที่มากกว่าอย่างมาก อย่างไรก็ตามถ้าอธิบายในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด สเปกตรัมลักษณะกว้าง (broaden) เช่นนี้อาจจะเป็นสถานะที่เริ่มเปลี่ยนผ่านจากสถานะที่มีการมวลแบบทั่วไปของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ ไปเป็นสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ในทางตรงกันข้าม สเปกตรัมของแหล่งกำเนิดที่เหลือในภาพประกอบ 16 นั้นน่าจะอยู่ในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่มีกำลังส่องสว่างสูงและมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่รุนแรง

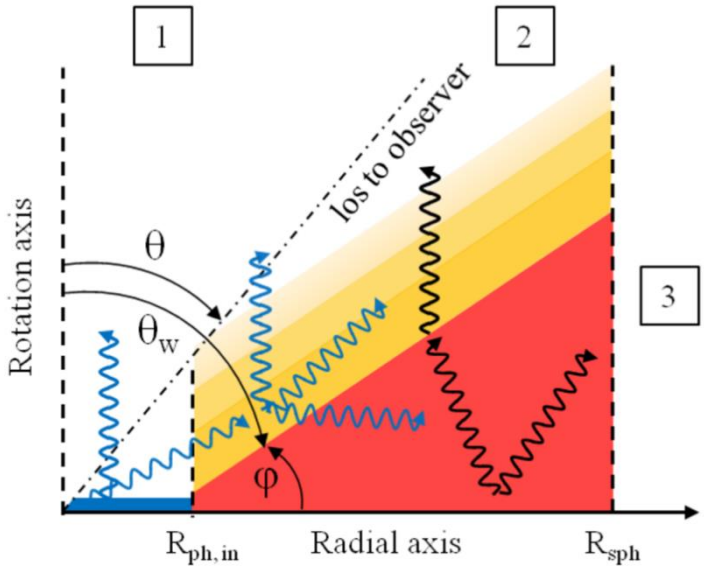


ภาพประกอบ 16 สเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดหลากหลายแหล่งกำเนิด ที่อธิบายด้วยแบบจำลองกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (The ultraluminous model)

ที่มา: J. C. Gladstone, Roberts, & Done, 2009

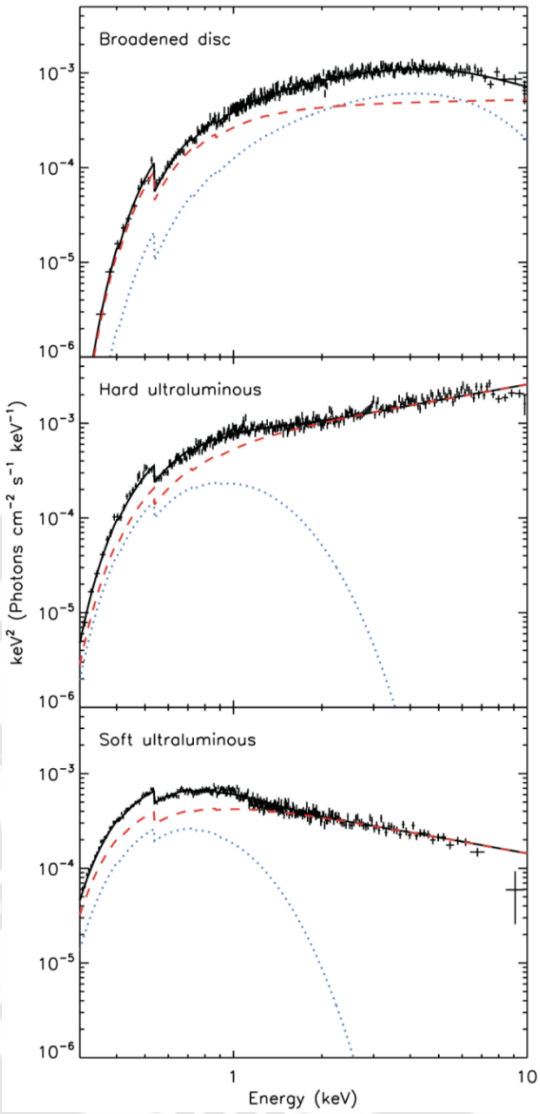
ต่อมา Sutton et al. (2013) ได้ศึกษาสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่มีลักษณะแตกต่างกัน พบว่าลักษณะสเปกตรัมที่มีความแตกต่างกันจะขึ้นอยู่กับมุมมองของผู้สังเกตการณ์ ดังภาพประกอบ 17 โดยในกรณีแรก คือแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มี

กำลังส่องสว่างยิ่งยวด มีอัตราการรวมมวลสูงเกินขีดจำกัดของเอดดิงตันไม่มากนัก กระบวนการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์จะไม่รุนแรง จะพบลักษณะสเปกตรัมดังภาพประกอบ 18 (ภาพด้านบน) สำหรับอัตราการรวมมวลที่สูงขึ้น ถ้าผู้สังเกตการณ์อยู่ในมุมมองด้านข้าง (high inclination) (ดังภาพประกอบ 17 มุมมองที่ 2) ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ผู้สังเกตการณ์จะสังเกตเห็นโฟตอนส่วนมากมาจากส่วนของพลังงานต่ำ และจะสังเกตเห็นโฟตอนพลังงานสูงน้อย เนื่องจากถูกบดบังโดยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ ซึ่งจะแสดงลักษณะสเปกตรัมดังภาพประกอบ 18 (ภาพด้านล่าง) โดยจะเรียกว่า “สถานะ soft ultraluminous” แต่ถ้าผู้สังเกตการณ์อยู่ในมุมมองด้านบน (low inclination) (ดังภาพประกอบ 17 มุมมองที่ 1) ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ผู้สังเกตการณ์จะสังเกตเห็นโฟตอนพลังงานต่ำน้อยกว่าโฟตอนพลังงานสูง เนื่องจากเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่ล้อมรอบจานรวมมวลด้านในมีลักษณะคล้ายทรงกรวย จึงบังคับให้โฟตอนพลังงานสูงจากจานรวมมวลด้านในเคลื่อนที่เข้าไปหาผู้สังเกตการณ์ที่อยู่ด้านบน จะได้ลักษณะสเปกตรัมดังภาพประกอบ 18 (ภาพกลาง) โดยจะเรียกว่า “สถานะ hard ultraluminous”



ภาพประกอบ 17 โครงสร้างของแบบจำลองลักษณะการรวมมวลสำหรับแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยองค์ประกอบของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ (สีเหลือง) จะถูกปลดปล่อยออกมาตั้งแต่ R_{sph} ถึง $R_{ph,in}$ ขึ้นไปเหนือจานรวมมวล (สีแดง) ซึ่งพื้นที่สีน้ำเงินคือบริเวณที่ปลดปล่อยรังสีเอกซ์พลังงานสูง

ที่มา: (Matthew J. Middleton et al., 2015)



ภาพประกอบ 18 ลักษณะของสเปกตรัมที่แตกต่างกันในสถานะการรวมมวลแบบสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่ขึ้นอยู่กับมุมมองของผู้สังเกต โดยภาพด้านบน: ผู้สังเกตการณ์สังเกตแหล่งกำเนิดในกระบวนการรวมมวลที่กำลังส่องสว่างไม่สูงมาก, ภาพกลาง: ผู้สังเกตการณ์อยู่ในมุมมองด้านบนของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ทำให้ผู้สังเกตการณ์เห็นโฟตอนพลังงานต่ำน้อย แต่จะเห็นโฟตอนส่วนมากมาจากส่วนของพลังงานสูง, และภาพด้านล่าง: ผู้สังเกตอยู่ในมุมมองด้านข้างของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ทำให้ผู้สังเกตการณ์เห็นโฟตอนส่วนมากมาจากส่วนของพลังงานต่ำ และจะเห็นโฟตอนพลังงานสูงน้อยเนื่องจากถูกบังโดยเอาท์โฟลว์อิงวินด์

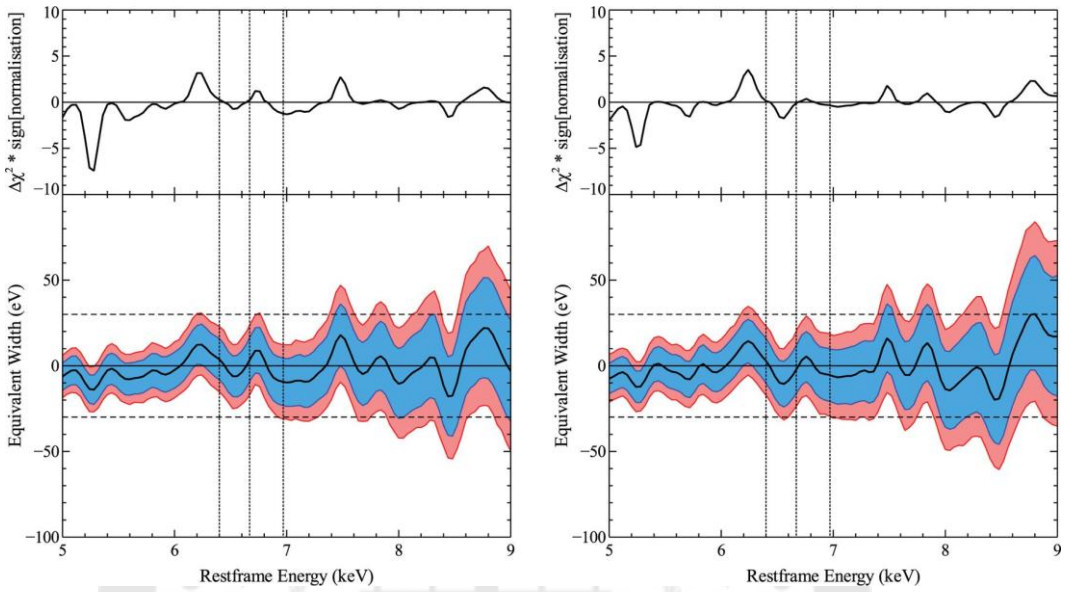
ที่มา: (Sutton et al., 2013)

ยิ่งไปกว่านั้น Matthew J. Middleton et al. (2015) ได้สร้างแบบจำลองลักษณะการรวมมวลสำหรับแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ดังภาพประกอบ 17 ซึ่งสามารถอธิบายข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดได้เป็นอย่างดี พบว่าลักษณะของสเปกตรัมจะเปลี่ยนแปลงไปตาม มุม θ ของผู้สังเกตการณ์เช่นเดียวกับงานวิจัยของ Sutton et al. (2013) ที่ได้กล่าวไปก่อนหน้านี้ ซึ่งเป็นการสนับสนุนกระบวนการรวมมวลในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวดนี้ โดยโครงสร้างของแบบจำลองของ Matthew J. Middleton et al. (2015) นั้นได้ถูกนำมาใช้เป็นต้นแบบในการสร้างแบบจำลองความหน่วงของเวลาสำหรับงานวิจัยนี้

จากข้อมูลการศึกษาและแบบจำลองข้างต้น จะเห็นว่าเอาท์โฟลว์อิงวินด์ คือองค์ประกอบที่สำคัญของความถูกต้องของแบบจำลอง และการค้นพบเอาท์โฟลว์อิงวินด์ก็ยังเป็นประเด็นสำคัญที่นักดาราศาสตร์ต้องการจะศึกษาเพื่อที่จะยืนยันการมีอยู่ของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ เพื่อที่จะนำไปสู่การยืนยันสมมติฐานของโครงสร้างการรวมมวลในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยในงานวิจัยของ Walton, Miller, Reis, and Fabian (2012) ได้ศึกษาเส้นการแผ่รังสี (emission line) และเส้นการดูดกลืน (absorption line) ของเหล็ก ($Fe\ K$) เนื่องจากมีสมมติฐานที่กล่าวว่าถ้าระบบมีการปลดปล่อยสสารในรูปแบบเอาท์โฟลว์ออกมาจริง ผู้สังเกตการณ์ควรที่จะเห็นเส้นการแผ่รังสีของเหล็ก แต่ผลงานวิจัยที่ได้รับแสดงความเชื่อมั่นทางสถิติไม่มากพอที่จะยืนยันเส้นการแผ่รังสี และเส้นการดูดกลืนของเหล็กในย่าน $Fe\ K$ ได้ ดังภาพประกอบ 19 ทำให้ไม่สามารถยืนยันการมีอยู่ของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ได้

ต่อมา Matthew J. Middleton et al. (2014) ได้ศึกษาสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 และ NGC6946 X-1 จากการอธิบายด้วยแบบจำลองจานรวมมวลด้านใน (*NTHCOMP:(Zycki, Done, & Smith, 1999)*) และด้านนอก (*DISKBB*) ดังภาพประกอบ 20a (ด้านบน) ชี้ให้เห็นถึงความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลอง (residue) ที่ช่วงพลังงาน 1 keV (ภาพประกอบ 20a ด้านล่าง (ทั้งซ้ายและขวา)) แบบจำลองนี้ยังไม่สามารถอธิบายข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดีพอ Matthew J. Middleton, Walton, Roberts, and Heil (2014) จึงได้เพิ่มองค์ประกอบของเอาท์โฟลว์อิงวินด์เข้าไปในแบบจำลอง ดังภาพประกอบ 20b (ทั้งซ้ายและขวา) พบว่าสามารถอธิบายข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดียิ่งขึ้น อย่างไรก็ตามหลักฐานนี้ยังหนักแน่นไม่มากพอที่จะยืนยันการมีอยู่ของเอาท์โฟลว์อิงวินด์

ต่อมา Pinto et al. (2016) ได้ผลลัพธ์จากการสังเกตการณ์โดยตรงและสามารถยืนยันการมีอยู่ของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ได้โดยการศึกษาผ่านเส้นการแผ่รังสีและเส้นการดูดกลืนที่ได้จาก *XMM-Newton RGS spectrum* ซึ่งจะกล่าวถึงรายละเอียดการค้นพบนี้ในหัวข้อ 2.7



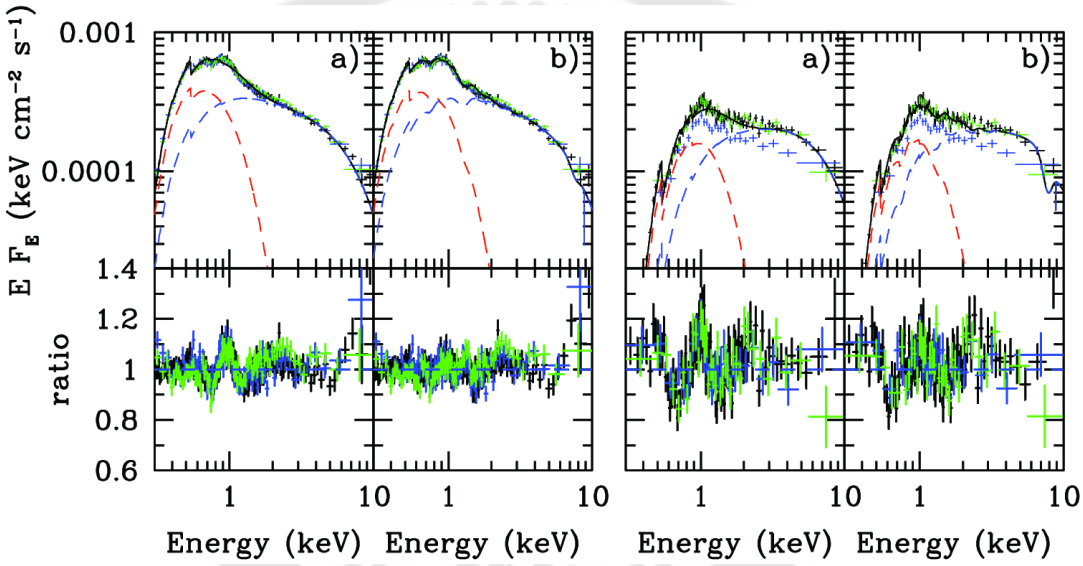
ภาพประกอบ 19 ด้านบน: ค่า $\Delta\chi^2$ ที่ได้จากผลการ fit ที่ดีที่สุด ของข้อมูลการสังเกตการณ์ HolX X-1 ด้านล่าง: แสดง 90% (สีน้ำเงิน) และ 99%(สีแดง) ของคอนทัวความเชื่อมั่น (confidence contour) สำหรับ equivalent width[4] ภาพด้านซ้ายและด้านขวา คือ สเปกตรัมของการรวมข้อมูลการสังเกตการณ์ทั้งหมดและข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มีระยะเวลาการสังเกตการณ์นานที่สุด ของ HolX X-1 ตามลำดับ

ที่มา: (Walton et al., 2012)

ยิ่งไปกว่านั้น Bachetti et al. (2014) ได้ศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดในกาแล็กซี M82 X-2 ซึ่งน่าจะถูกให้พลังงานโดยดาวนิวตรอน เนื่องจากพบลักษณะความผันแปรของแสงที่มีลักษณะเป็นคาบ คล้ายกับคุณสมบัติการส่ายของขั้วสนามแม่เหล็กของดาวนิวตรอน จึงเกิดเป็นข้อสมมติฐานใหม่ของประชากรของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดว่าไม่ได้เป็นได้แค่เพียงหลุมดำในระบบดาวคู่เท่านั้น แต่ยังมีโอกาสเป็นดาวนิวตรอนได้อีก

[4] $Fe\ K$ จะอยู่ในช่วงพลังงาน 6-7 keV และ equivalent width ควรที่จะมีค่าน้อยว่า 30 eV

ด้วย การค้นพบนี้เป็นการค้นพบที่สำคัญมากในการยืนยันการมีอยู่ของกระบวนการรวมมวลในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด นอกจากนี้ อย่างที่เราทราบกันดีแล้วว่าแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดจะมีการปลดปล่อยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาในหลายย่านความถี่ โดยหนึ่งในนั้นสามารถศึกษาได้ในย่านที่สายตามนุษย์มองเห็นหรือในย่านออฟติคอล (optical) โดยการศึกษาผ่านออฟติคอลเคาท์เตอร์พาร์ท (optical counterparts) ดังเช่นในงานวิจัยของ Sutton, Done, and Roberts (2014) ที่ได้ศึกษาข้อมูลร่วมกันระหว่างข้อมูลย่านออฟติคอล (จากกล้องฮับเบิล) กับข้อมูลในย่านรังสีเอกซ์ (จากกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-newton*) พบว่าเอาท์โฟล์วอิงวินด์น่าจะอยู่ที่ประมาณ $\sim 10^6 r_g$

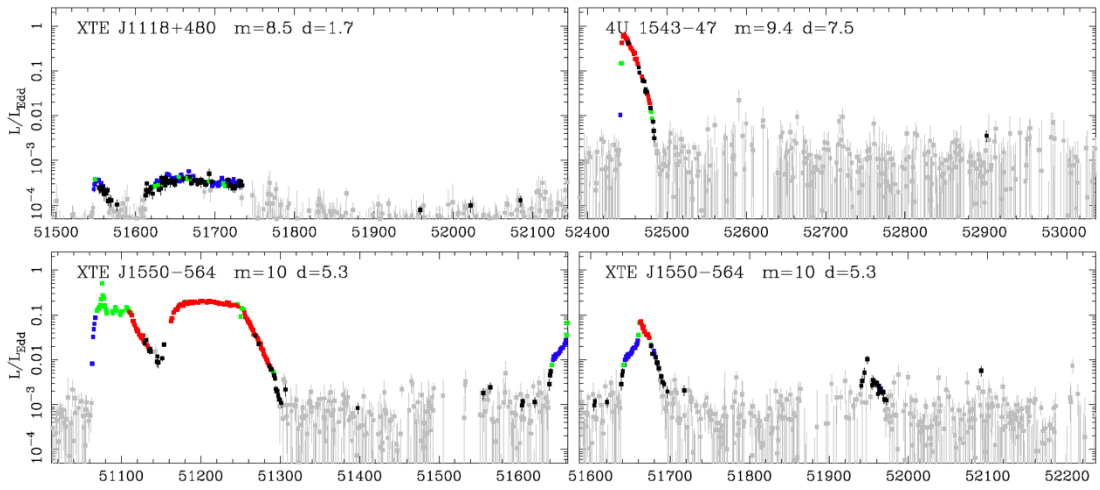


ภาพประกอบ 20 ผลการอธิบายข้อมูลการสังเกตการณ์ด้วยแบบจำลองของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 (ด้านซ้าย) และ NGC6946 X-1 (ด้านขวา) โดยที่ภาพ a) อธิบายด้วยแบบจำลองที่มีองค์ประกอบของจานรวมมวลด้านในและด้านนอก b) อธิบายด้วยแบบจำลองที่มีองค์ประกอบของจานรวมมวลด้านใน,ด้านนอก และองค์ประกอบของเอาท์โฟลว์-อิงวินด์ ที่มีความเร็วของการเอาท์โฟลว์ $0.1c$

ที่มา: (Matthew J. Middleton et al., 2014)

2.5 การวิเคราะห์เชิงเวลาในระบบดาวคู่รังสีเอกซ์ (X-ray timing analysis of X-ray binary)

การวิเคราะห์เชิงเวลาในระบบดาวคู่รังสีเอกซ์เป็นอีกเครื่องมือหนึ่งที่มีประสิทธิภาพมากในการใช้ศึกษาลักษณะกายภาพและธรรมชาติของการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ โดยการศึกษาอัตราการรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ พบว่าอัตราการรวมมวลมีลักษณะผันแปรในระดับวัน เดือน หรือปี (Done, 2010) สำหรับการสังเกตการณ์ระยะเวลานาน (long time scale variability) ความผันแปรที่เกิดขึ้นจะขึ้นอยู่กับสถานะการรวมมวลของระบบ กล่าวคือ ถ้ามีแหล่งกำเนิดชนิดเดียวกัน เราจะสามารถเห็นสัดส่วนของกำลังส่องสว่างของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ต่อกำลังส่องสว่างที่อัตราเอดดิงตันมีลักษณะเปลี่ยนแปลงไปตามเวลา ดังภาพประกอบ 21 โดยจากภาพเป็นภารกิจการสังเกตการณ์ในระดับวัน (ตามแนวแกน X) ซึ่งสังเกตการณ์โดย *RXTE* (Rossi X-ray Timing Explorer) โดยแต่ละสีที่ปรากฏในภาพประกอบ 22 จะแสดงลักษณะของสเปกตรัมของในแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์ที่สอดคล้องกับลักษณะสเปกตรัมที่แสดงดังภาพประกอบที่ 8 (สถานะการรวมมวลที่แตกต่างกัน)



ภาพประกอบ 21 ลักษณะความผันแปรของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ในเกิดขึ้น

ที่มา:(Done, 2010)

อย่างไรก็ตาม นอกจากการพบลักษณะการผันแปรในระยะเวลานานของการเปลี่ยนสถานะการรวมของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แล้ว ยังมีการพบการผันแปรในระยะเวลาช่วงสั้นๆ ในระดับ $10^{-3} - 100$ วินาที (*RUSSELL*, 2012) ของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์อีกด้วยเช่นกัน ซึ่งคาดการณ์ว่าน่าจะเกิดจากการเปลี่ยนแปลงของลักษณะการรวมมวล ความผันแปรของแสงใน

ระยะเวลาช่วงสั้นๆ นี้มีสำคัญอย่างมากกับการศึกษาแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์และเป็นกุญแจสำคัญที่จะทำให้เราเข้าใจกระบวนการทางกายภาพของระบบ โดยปกติแล้วการศึกษาความผันแปรของแสงอย่างรวดเร็วจะวิเคราะห์ผ่านพาวเวอร์สเปกตรัม ซึ่งส่วนมากพาวเวอร์สเปกตรัมที่ได้จากแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์จะมีลักษณะที่กว้างครอบคลุมหลายย่านความถี่ และมักจะปรากฏจุดสูงสุด (peak) ขึ้นที่ช่วงความถี่หนึ่งๆ ซึ่งเรามักจะเรียกว่าความถี่ QPOs (Quasi periodic oscillators) ดังภาพประกอบ 22

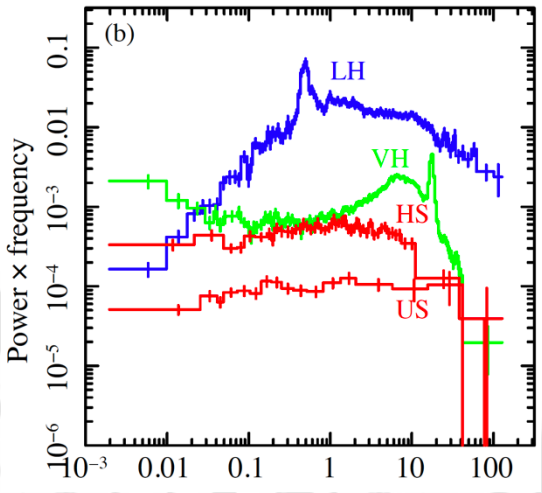
ความถี่ QPOs ถูกค้นพบมาแล้วหลาย 10 ปี จากแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ที่ถูกให้พลังงานโดยดาวนิวตรอน รวมถึงสามารถสังเกตการณ์ได้จากแหล่งกำเนิดหลุมดำในระบบดาวคู่อีกมากมาย (Motta et al., 2015) และในปัจจุบันค่อนข้างที่จะแน่ชัดแล้วว่า QPOs เป็นพื้นฐานลักษณะที่จะต้องพบจากหลุมดำในระบบดาวคู่แบบทั่วๆไป, ดาวนิวตรอนในระบบดาวคู่ (T. Belloni, Homan, Motta, Ratti, & Méndez, 2007; van der Klis, 1989), ในแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ที่ถูกให้พลังงานโดยหลุมดำมวลปานกลาง หรือ ในสถานะที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่ถูกให้พลังงานโดยดาวนิวตรอน (Bachetti et al., 2014; Strohmayer & Mushotzky, 2003) และนิวเคลียสดาราจักรกัมมันต์ (Active galactic nucleus: AGN)

ความถี่ QPOs สามารถแบ่งออกได้เป็น 3 ประเภทหลักๆ ได้แก่

- QPO ประเภท A มีลักษณะความผันแปรที่ต่ำและพีคมีฐานที่กว้าง (Q[5] ≤ 3) อยู่รอบๆช่วงความถี่ 6-8 Hz โดย QPO ประเภท A มักจะพบในสถานะ high-soft (HS) หรือ สถานการณ์เปลี่ยนผ่านจากสถานะ hard-intermediate
- QPO ประเภท B มีลักษณะความผันแปรที่ค่อนข้างสูง ($\sim 4\%$ ของรากของค่าเฉลี่ยกำลังสอง) และพีคมีฐานค่อนข้างแคบ ($Q \geq 6$) รอบๆช่วงความถี่ 6 Hz หรือ 1-3 Hz โดย QPO ประเภท B จะมีการเปลี่ยนแปลงอย่างรวดเร็วในระยะเวลาน้อยกว่าในระดับวินาที และจะปรากฏในบางแหล่งกำเนิด โดยทั่วไปมักปรากฏในสถานะ soft-intermediate
- QPO ประเภท C มีลักษณะความผันแปรที่สูง ($> 20\%$ ของรากของค่าเฉลี่ยกำลังสอง) และพีคมีฐานแคบ ($Q \geq 10$) โดยที่ตำแหน่งของพีคและความเข้มค่อนข้างมีความแปรปรวนอยู่หลายเปอร์เซ็นต์ภายใน 1 วัน ณ ช่วงความถี่ 0.1-

[5] Q คือ คุณภาพของตัวประกอบ (quality factor): $Q = \nu/\Delta\nu$ เมื่อ ν คือ ค่าความถี่ตำแหน่งที่เกิดพีคสูงที่สุด และ $\Delta\nu$ คือความกว้างของพีค

15 Hz โดยที่ QPO ประเภท C มักจะถูกพบในช่วงสุดท้ายของสถานะ low-hard (LH) และอยู่ในสถานะ hard-intermediate (พีคเส้นสีน้ำเงิน ดังภาพประกอบ 22 ด้านขวา)



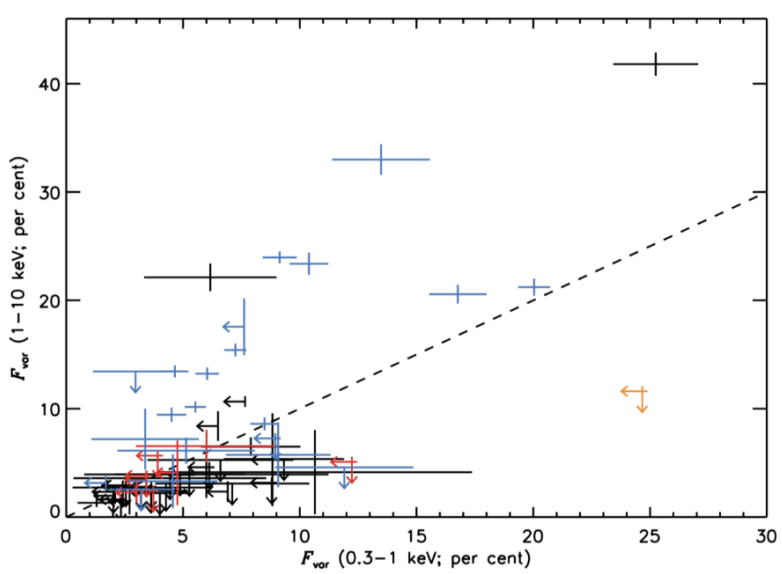
ภาพประกอบ 22 พาวเวอร์สเปกตรัมที่เกิดพีคของความถี่ QPO ในแต่ละสถานะการรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์

ที่มา: (Done, 2010)

2.6 การผันแปรในย่านรังสีเอกซ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (X-ray variability of ULXs)

จากหัวข้อก่อนหน้านี้เราได้กล่าวถึงการผันแปรที่เกิดขึ้นกับแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไป ซึ่งจะเห็นได้ว่าการผันแปรที่เกิดขึ้นนั้นอยู่ทั้งในระดับระยะเวลานานและระยะช่วงเวลาสั้นๆ โดยมีสิ่งที่น่าสนใจคือ เมื่อแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์อยู่ในสถานะที่มีกำลังส่องสว่างสูงที่สุด (ที่ระดับอัตราการรวมมวลของเอดดิงตัน หรือเทียบได้กับสถานะ HS ดังภาพประกอบ 22) ความผันแปรในสถานะนี้จะน้อยที่สุดเมื่อเทียบกับสถานะการรวมมวลที่มีกำลังส่องสว่างต่ำกว่า สำหรับแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดนั้นจะพบความผันแปรได้ในหลากหลายอัตราส่วนของเวลา (time scale) ยกตัวอย่างเช่น งานวิจัยของ Sutton et al. (2013) ที่ศึกษาความผันแปรที่เกิดขึ้นในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ถ้าพิจารณาลักษณะโครงสร้างของสเปกตรัมสำหรับแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด จากภาพประกอบ 17 เมื่อผู้สังเกตการณ์อยู่ที่ตำแหน่งหมายเลข 1 (ด้านบนของแหล่งกำเนิด) จะทำให้เราได้ลักษณะสเปกตรัมในสถานะ hard

ultraluminous โดยในสถานะนี้ ความผันแปรที่เกิดขึ้นจะมีเพียงเล็กน้อย (~10%) ทั้งในช่วงพลังงานต่ำและพลังงานสูง ดังภาพประกอบ 23 เนื่องจากในสถานะนี้ผู้สังเกตการณ์ได้รับโฟตอนพลังงานสูงจากแหล่งกำเนิดโดยตรงเป็นส่วนใหญ่ แต่ถ้าผู้สังเกตการณ์อยู่ด้านข้างของแหล่งกำเนิด (ตำแหน่งหมายเลข 2 ของ ภาพประกอบ 17) จะได้ลักษณะสเปกตรัมในสถานะ soft ultraluminous ซึ่งความผันแปรที่เกิดขึ้นในสถานะนี้พบว่าในช่วงของโฟตอนพลังงานต่ำยังคงมีความผันแปรเกิดขึ้นเพียงเล็กน้อย (~10%) เช่นเดียวกับสถานะ hard ultraluminous แต่ในช่วงของโฟตอนพลังงานสูงจะมีความผันแปรเกิดขึ้นสูงอย่างมีนัยสำคัญ (≥ 40%) ดังภาพประกอบ 23 ซึ่งสามารถอธิบายได้ในสถานะที่ผู้สังเกตการณ์อยู่ด้านข้างของแหล่งกำเนิด โดยจะสังเกตเห็นโฟตอนพลังงานต่ำได้โดยตรงและเป็นส่วนมาก แต่สำหรับโฟตอนพลังงานสูง ผู้สังเกตการณ์จะเห็นผ่านกลุ่มก้อนของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ และเนื่องจากเอาท์โฟลว์อิงวินด์มีลักษณะเป็นกลุ่มก้อนของสสารที่กระจายแบบตัวแบบสุ่ม (ดังภาพประกอบ 13) ทำให้ผู้สังเกตการณ์เห็นโฟตอนพลังงานสูงมีความแปรผันของแสงที่สูงนั่นเอง



ภาพประกอบ 23 การเปรียบเทียบสัดส่วนของความผันแปร (fractional variability) ระหว่างโฟตอนพลังงานสูงกับโฟตอนพลังงานต่ำ โดยสีแดง คือตัวอย่างของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดในสถานะ hard ultraluminous สีน้ำเงิน คือในสถานะ soft ultraluminous สีดำ คือในสถานะ Broadened disc และสีเหลือง คือตัวอย่างของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่มีการดูดกลืนที่สูง

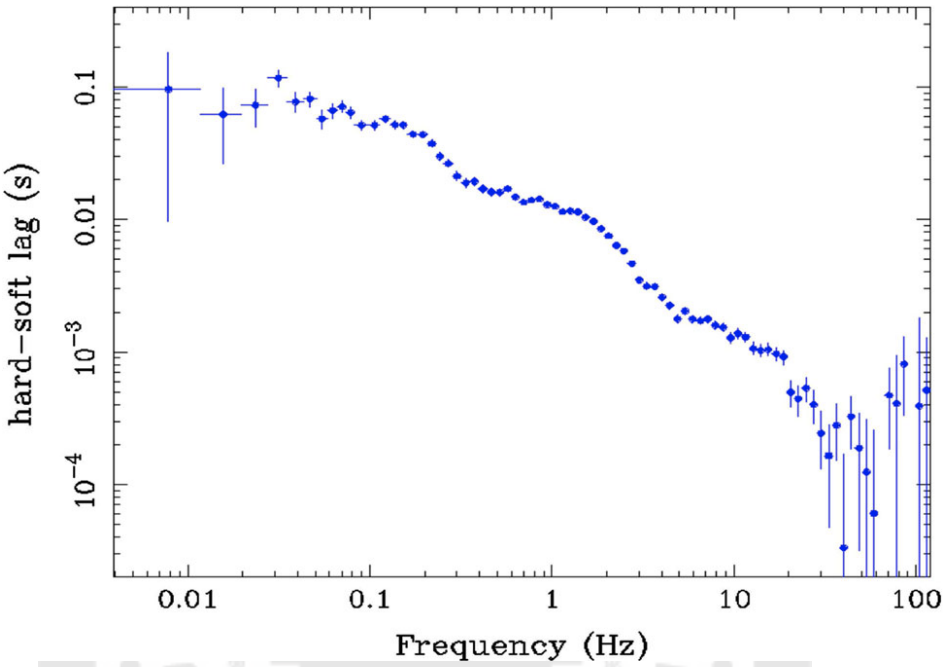
ที่มา: (Sutton et al., 2013)

2.7 **ความหน่วงของเวลา** (time-lag)

โครงสร้างของระบบการรวมมวลโดยทั่วไปของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างไม่เกิดขีดจำกัดของเอดดิงตัน มักจะมีองค์ประกอบของกลุ่มหมอกแก๊สที่อยู่รอบๆวัตถุอัดแน่นที่มีความผันแปรของแสงสูง ดังนั้นถ้าโฟตอนจากจานรวมมวลเคลื่อนที่เข้าไปยังกลุ่มแก๊สนั้นย่อมจะต้องใช้ระยะเวลาก่อนที่จะกระเจิงและหลุดออกมาจากกลุ่มแก๊ส ซึ่งปัจจัยดังกล่าวจะทำให้เกิดความหน่วงของเวลา (time-lag) หรือความหน่วงของการสะท้อนกลับ (reverberation lag) ในระดับตั้งแต่มิลลิวินาที ($\sim$ms) ไปจนถึงระดับชั่วโมง โดยสามารถนำไปสู่การคำนวณหามวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่ระบบจะอยู่ในช่วงมวลขนาด $10 - 10^9 \mathrm{M}_{\odot}$ ตามลำดับ สำหรับกรณีการแผ่รังสีที่จานรวมมวลด้านในอยู่ห่างจากหลุมดำเพียงเล็กน้อย (ไม่กี่เท่ารัศมีแรงโน้มถ่วง; gravitational radius: $r_g = GM_{BH}/c^2$)

ความหน่วงของเวลาถูกศึกษาครั้งแรกด้วยเทคนิคฟูเรียร์โดย Miyamoto, Kitamoto, Mitsuda, and Dotani (1988) ในแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ Cygnus X-1 โดยความหน่วงของเวลาที่เขาพบเป็นความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวก (positive time-lags) นั่นคือ โฟตอนพลังงานสูงเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์ช้ากว่าโฟตอนพลังงานต่ำ (hard lags) โดยภาพประกอบ 24 เป็นตัวอย่างความหน่วงของช่วงเวลาที่เป็นบวกของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ Cygnus X- 1 (Uttley, Cackett, Fabian, Kara, & Wilkins, 2014) ที่สังเกตการณ์โดย *RXTE* เมื่อเดือนธันวาคม ค.ศ.1996 จากภาพจะเห็นว่าเกิดความหน่วงของเวลาที่เป็นบวกอยู่ที่ประมาณ 0.1 วินาที ณ ความถี่ต่ำที่สุด และความหน่วงของเวลาจะมีค่าลดลงเมื่อความถี่เพิ่มขึ้น (แสดงถึงความผันแปรของแสงมีสัดส่วนของระยะเวลานานขึ้น) แต่ค่าความหน่วงของเวลาที่เป็นบวกที่ได้มีค่ามากเกินกว่าที่จะเกิดจากปรากฏการณ์การสะท้อน (ยกเว้นว่าจะเกิดจากการสะท้อนที่ระยะทางขนาด $10^3 \mathrm{r_g}$) นอกจากนั้นมีบางงานวิจัยที่ตีความเกี่ยวกับความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกว่าอาจจะเกิดจากการสะท้อนของรังสีเอกซ์พลังงานต่ำภายในพื้นที่ของกลุ่มแก๊สพลังงานสูงขนาดใหญ่ ซึ่งสะท้อนอยู่ภายในพื้นที่นั้นในระยะเวลาที่นานจากนั้นเกิดปรากฏการณ์กระเจิงแบบย้อนกลับของคอมป์ตันกลายเป็นรังสีเอกซ์พลังงานสูงและเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์ (Kazanas, Hua, & Titarchuk, 1997) อย่างไรก็ตามกระบวนการดังกล่าวไม่สามารถที่จะอธิบายความหน่วงของเวลาที่เป็นบวกที่มีค่ามากๆ ณ ความถี่ต่ำได้ (Kotov, Churazov, & Gilfanov, 2001) ดังนั้น Kotov, Churazov, and Gilfanov (2001) จึงได้เสนอแบบจำลอง propagation model หรือแบบจำลองความผันแปรของโฟตอนที่เคลื่อนที่เข้าไปยังจุดศูนย์กลางของแหล่งกำเนิดที่มีความร้อนสูงทำให้

ความผันแปรของโฟตอนมีพลังงานสูงขึ้นเมื่อเข้าใกล้สุดศูนย์กลางของระบบ นำสู่ความหน่วงของเวลาที่เป็นบวกที่มีค่ามาก ณ ตำแหน่งความถี่ต่ำที่สุดได้



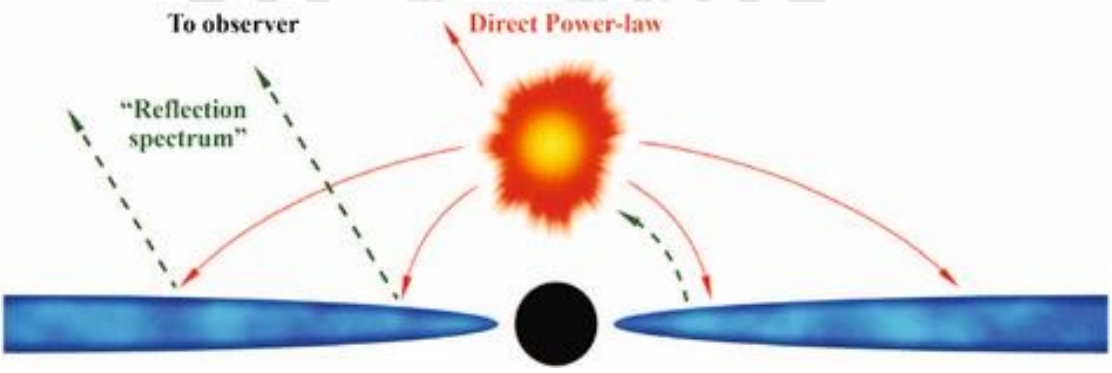
ภาพประกอบ 24 ความหน่วงของเวลาที่เป็นบวกของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ Cygnus X-1

ที่มา: (Uttley et al., 2014)

ในขณะที่กำลังมีการศึกษาเพื่อทำความเข้าใจความผันแปรรังสีเอกซ์ของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ให้มากยิ่งขึ้น Papadakis, Nandra, and Kazanas (2001) ก็ได้ทำการศึกษาพบความหน่วงเวลาที่เป็นบวกครั้งแรกในนิวเคลียสดาราจักรกัมมันต์ (Active galactic nucleus:AGN) ซึ่งลักษณะของความหน่วงของเวลาที่พบมีลักษณะสอดคล้องกับที่พบในแหล่งกำเนิดคาวคู่รังสีเอกซ์ นั่นหมายความว่าน่าจะมีลักษณะทางกายภาพของการเกิดความหน่วงของเวลาที่คล้ายคลึงกัน อย่างไรก็ตามในช่วงความถี่สูงได้พบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบประมาณ -11 ± 4 s ที่ระดับความเชื่อมั่นต่ำกว่า 3σ ยิ่งไปกว่านั้นได้การพบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบครั้งแรกที่อยู่ในระดับความเชื่อมั่นที่สูง นั่นคือ $> 5\sigma$ ในแหล่งกำเนิด 1H0707-495 (A. C. Fabian et al., 2009) ซึ่งแหล่งกำเนิดดังกล่าวมีความสว่างที่สูงทำให้องค์ประกอบของโฟตอนพลังงานต่ำที่ได้จากการสะท้อนมีจำนวนโฟตอนอยู่มาก อีกทั้งถูกสังเกตการณ์เป็นระยะเวลาที่ยาวนานในระยะเวลา 500 ks จึงได้ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มี

คุณภาพดี หรือ Signal to noise (S/N) สูง โดยจากผลดังกล่าวนำไปสู่การตีความว่าความหน่วงของเวลาที่เป็นลบน่าจะเกิดจากการสะท้อนจากจานรวมมวลด้านในของแหล่งกำเนิดที่ถูกให้พลังงานโดยหลุมดำขนาดประมาณ $10^6 M_\odot$ ซึ่งการค้นพบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบถือว่าเป็นการค้นพบที่หน้าตื่นเต้นสำหรับนักดาราศาสตร์อย่างมาก เนื่องจากความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบไม่ใช่องค์ประกอบที่จะพบได้ทั่วไป และที่สำคัญองค์ประกอบของความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบน่าจะทำให้เราเข้าใจโครงสร้างของจานรวมมวลดียิ่งขึ้น

การสะท้อนบริเวณด้านในของจานรวมมวลสำหรับนิวเคลียสดาราจักรกัมมันต์ A. C. Fabian and Ross (2010) ได้อธิบายไว้อย่างง่าย คือรังสีเอกซ์ปฐมภูมิ (primary radiation) ที่มีลักษณะการแผ่รังสีแบบพาวเวอร์ลอว์แบบต่อเนื่อง (ที่เกิดมาจากปรากฏการณ์กระเจิงแบบย้อนกลับของคอมป์ตัน นั่นคือ โฟตอนพลังงานต่ำจากจานรวมมวลด้านในเคลื่อนเข้าไปภายในกลุ่มหมอกแก๊สที่อยู่ด้านบนของหลุมดำ ดังภาพประกอบ 25 กลายเป็นโฟตอนที่มีพลังงานสูง) เกิดการสะท้อนกับจานรวมมวลและเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์เกิดเป็นรังสีเอกซ์ทุติยภูมิ (secondary radiation) หรือ รังสีจากการสะท้อน จะเห็นว่ารังสีเอกซ์จากการสะท้อนจะเดินทางไปหาผู้สังเกตการณ์ช้ากว่ารังสีเอกซ์ปฐมภูมิที่เดินทางไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง อีกทั้งเราเห็นลักษณะเของส้นการแผ่รังสี ซึ่งที่เรามักจะพบเห็นได้อย่างชัดเจนมักจะเป็นของ $Fe\ K\alpha$



ภาพประกอบ 25 แผนภาพการแผ่รังสีเอกซ์ปฐมภูมิที่ออกมาจากกลุ่มหมอกแก๊ส (สีส้ม) ที่ด้านบนเหนือจานรวมมวล (สีน้ำเงิน) โดยผู้สังเกตการณ์จะเห็นรังสีเอกซ์ปฐมภูมิที่แผ่ออกมาจากกลุ่มหมอกแก๊สโดยตรง (เส้นสีแดง) และรังสีเอกซ์ทุติยภูมิที่เกิดจากการสะท้อนกับจานรวมมวล (เส้นประสีเขียว)

ที่มา: (Uttley et al., 2014)

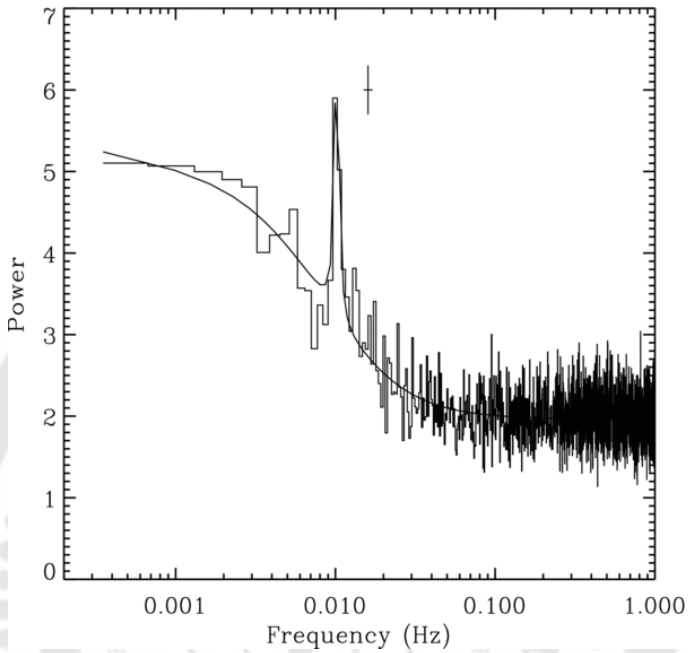
ในงานวิจัยนี้จะมุ่งเน้นไปที่การอธิบายกลไกและลักษณะโครงสร้างของการรวมมวลที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลาที่เป็นลบที่เกิดจากกระบวนการสะท้อนของรังสีเอกซ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยมีงานวิจัยก่อนหน้านี้ที่พบความหน่วงของเวลาที่เป็นลบในแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ได้แก่ NGC5408 X-1 (De Marco et al., 2013; Hernández-García, Vaughan, Roberts, & Middleton, 2015), แหล่งกำเนิด NCG6946 X-1 (Hernández-García et al., 2015) และล่าสุดพบในแหล่งกำเนิด NGC1313 X-1 (Kara et al., 2019) ซึ่งในวิจัยนี้เลือกอธิบายความหน่วงของเวลาที่เป็นลบของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 เพียงหนึ่งแหล่งกำเนิด เนื่องจาก NGC5408 X-1 เป็นแหล่งกำเนิดที่ค่อนข้างถูกศึกษาผ่านการวิเคราะห์เชิงเวลามาเป็นอย่างดี และเป็นแหล่งกำเนิดที่มีการศึกษาพบความหน่วงของเวลาที่เป็นลบในงานวิจัยก่อนหน้า ซึ่งถือเป็นการยืนยันการมีอยู่จริงขององค์ประกอบความหน่วงของเวลาที่เป็นลบ อย่างไรก็ตามงานวิจัยนี้จะทำการวิเคราะห์ความหน่วงของเวลาด้วยแบบจำลองที่สร้างขึ้นมาจากทฤษฎีโครงสร้างของการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ซึ่งไม่เคยมีการศึกษามาก่อนในงานวิจัยก่อนหน้านี้

2.8 แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1

แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 เป็นแหล่งกำเนิดที่มีกำลังส่องสว่าง $\mathrm{L_x} \gtrsim 10^{40}\mathrm{erg\,s^{-1}}$ ถูกค้นพบโดยกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ไอน์สไตน์ (Einstein telescope) (Stewart et al. 1983) อยู่ภายใน starburst galaxy ห่างจากจุดศูนย์กลางของกาแล็กซีประมาณ $20\,\mathrm{arcsec}$ และอยู่ห่างจากผู้สังเกตการณ์ที่โลกเป็นระยะทางประมาณ $4.8\,\mathrm{Mpc}$

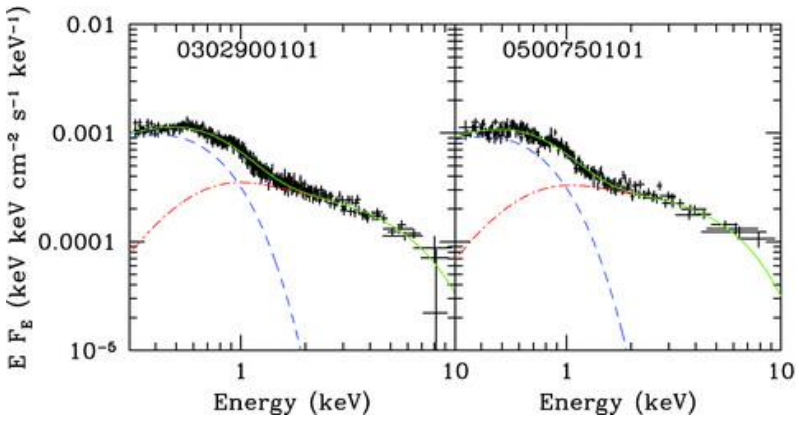
Strohmayer and Mushotzky (2009) ได้พบลักษณะการผันแปรที่ความถี่ QPO ที่ความถี่ 0.01 Hz ซึ่งมีคุณภาพของตัวประกอบ $Q \approx 20$ ดังภาพประกอบ 26 ผลดังกล่าวสามารถนำไปสู่การวิเคราะห์ถึงขนาดมวลของวัตถุอัดแน่น โดยพบว่าน่าจะมีมวลประมาณ $10^3 - 10^4\mathrm{M}_\odot$ อย่างไรก็ตาม M. J. Middleton, Roberts, Done, and Jackson (2011) เสนอว่ามวลของวัตถุอัดแน่นของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 น่าจะมีค่าอยู่ประมาณ $100\mathrm{M}_\odot$ ซึ่งก็คือหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมากที่มีกำลังส่องสว่างเกินขีดจำกัดการรวมมวลของเอดดิงตัน โดยให้เหตุผลว่า เนื่องจากสเปกตรัมของทั้ง 2 ข้อมูลการสังเกตการณ์ของ NGC5408 X-1 สามารถอธิบายได้ดีด้วยแบบจำลอง 2 องค์ประกอบ (องค์ประกอบของจานรวมมวล+องค์ประกอบที่เกิดจากปรากฏการณ์คอมป์ตัน) ดังภาพประกอบ 27 โดยองค์ประกอบที่เกิดจากปรากฏการณ์คอมป์ตันที่อธิบายส่วนพลังงานสูงที่มากกว่า 2 keV ไม่สามารถที่จะแปลความได้ในเทอมของการรวมมวลที่อัตราการรวมมวลที่ไม่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน นอกจากนั้น

ถ้าพิจารณาพาวเวอร์สเปกตรัมดังภาพประกอบ 28 จะเห็นว่าผลพาวเวอร์สเปกตรัมของเขาไม่สามารถระบุความถี่ QPO ได้อย่างชัดเจน เนื่องจากไม่มีลักษณะของพีค ณ ความถี่ใดๆ ที่เด่นออกมา



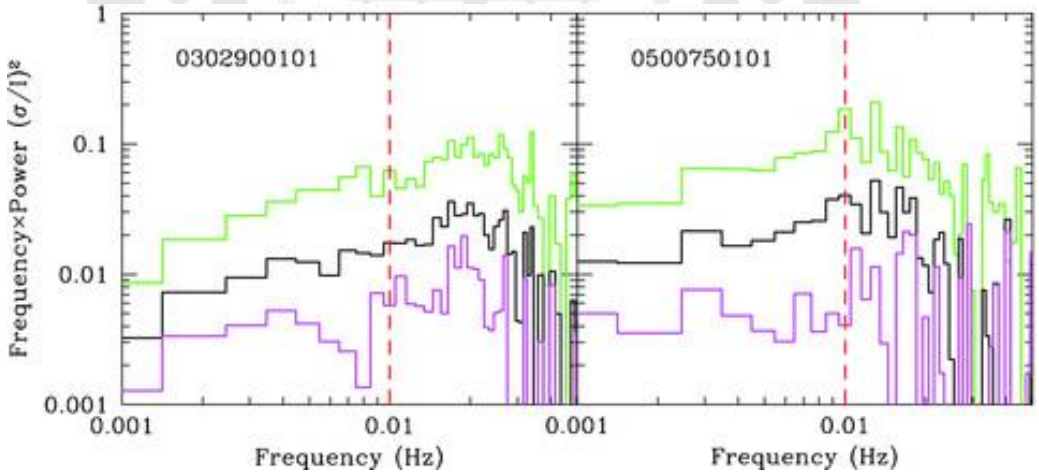
ภาพประกอบ 26 พาวเวอร์สเปกตรัมของแหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ของข้อมูลการสังเกตการณ์ที่อยู่ในช่วงพลังงาน $>1\mathrm{keV}$ ที่ได้จากกล้อง EPIC-pn ซึ่งอธิบายด้วยแบบจำลอง (เส้นทึบ)

ที่มา: (Strohmayer & Mushotzky, 2009)



ภาพประกอบ 27 อธิบายสเปกตรัมด้วยแบบจำลองของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ของ 2 ข้อมูลการสังเกตการณ์ โดยที่เส้นสีเขียวคือแบบจำลอง ที่ประกอบด้วยองค์ประกอบของจานรวมมวลที่ใช้อธิบายในช่วงพลังงานต่ำ แสดงดังเส้นสีน้ำเงิน และในช่วงพลังงานสูง แสดงดังเส้นสีแดง

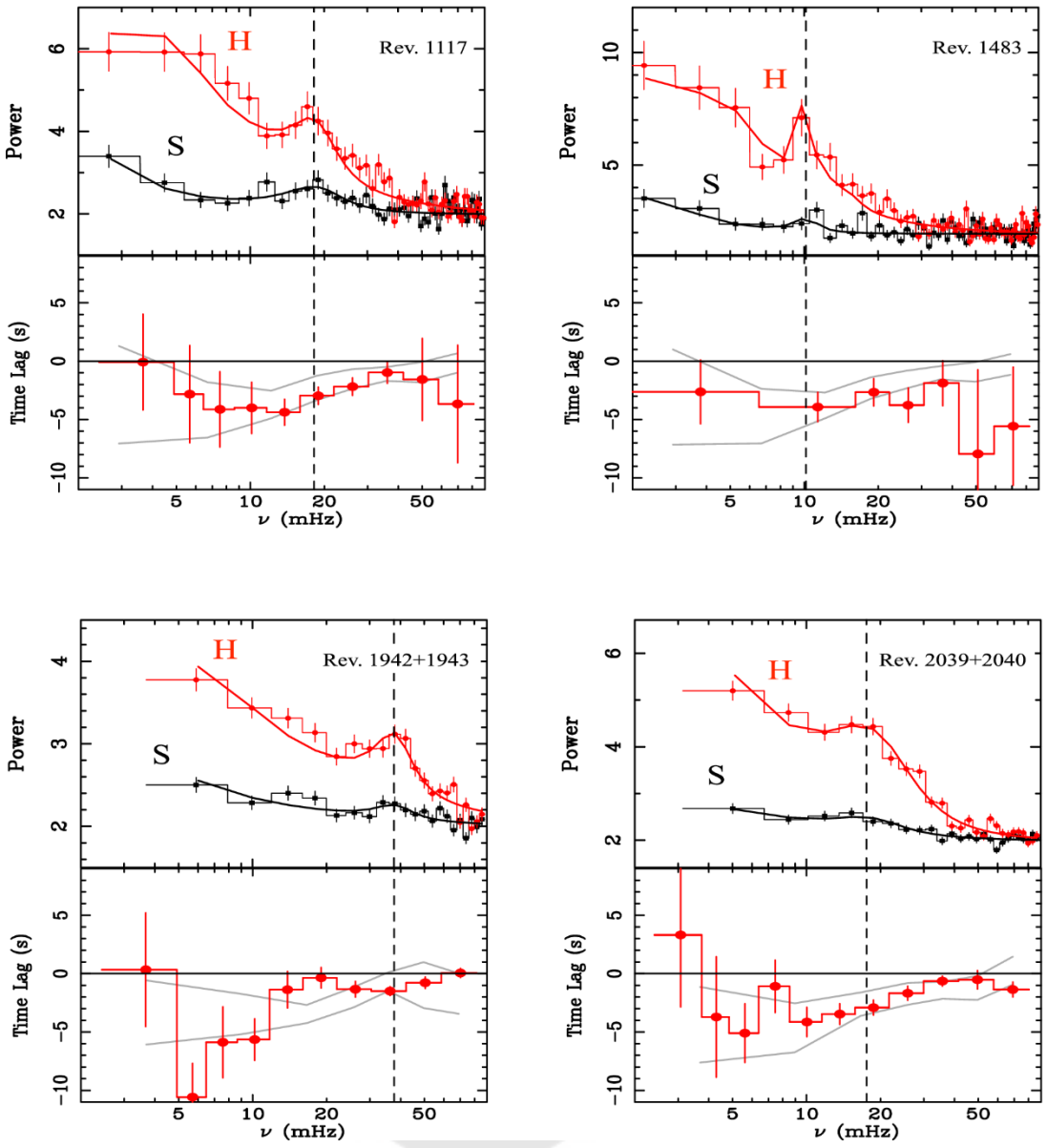
ที่มา: (M. J. Middleton et al., 2011)



ภาพประกอบ 28 พาวเวอร์สเปกตรัมของแหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ในช่วงพลังงานต่างๆ โดยเส้นสีเขียว คือ พาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงาน 1-8 keV, เส้นดำ คือพาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงาน 0.3-10.0 keV และเส้นสีม่วง คือพาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงาน 0.3-1.0 keV

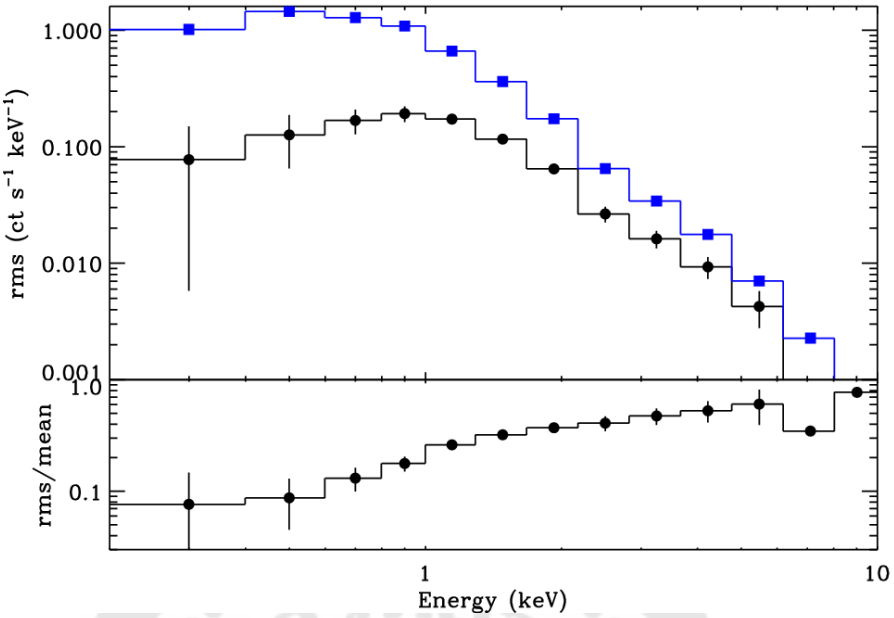
ที่มา: (M. J. Middleton et al., 2011)

ยิ่งไปกว่านั้น ได้มีงานวิจัยที่ศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ด้วยวิธีการวิเคราะห์เชิงเวลา โดยหาความหน่วงของเวลาระหว่างโฟตอนพลังงานสูงและโฟตอนพลังงานต่ำ นั่นคือ งานวิจัยของ De Marco et al. (2013) ได้ศึกษาพบช่วงเวลาที่โฟตอนพลังงานต่ำเคลื่อนที่มาช้ากว่าโฟตอนพลังงานสูง (soft time-lags) ทำให้ลักษณะของสเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่ได้มีค่าความหน่วงเวลาที่มีค่าเป็นลบ (negative time-lags) ประมาณ -5 วินาที ซึ่งสังเกตการณ์ได้ในช่วงความถี่ 5-90 Hz ดังภาพประกอบ 29 นอกจากนี้ผู้วิจัยยังพบว่าความหน่วงของเวลามีความสัมพันธ์กับความถี่ของ QPO ซึ่งสามารถนำไปสู่การตีความว่ามวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 น่าจะเป็นหลุมดำมวลปานกลาง อย่างไรก็ตามงานวิจัยของ Hernández-García et al. (2015) ได้อธิบายว่า การเคลื่อนที่ของโฟตอนพลังงานต่ำที่ช้ากว่าโฟตอนพลังงานสูงนั้นน่าจะเกิดจากการรวมมวลในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด เนื่องจากพวกเขาพบว่าช่วงความถี่ของ QPO ในงานวิจัยของพวกเขาไม่สอดคล้องกับความถี่ของความหน่วงของเวลา ยิ่งไปกว่านั้นเขาได้หาความสัมพันธ์ของความผันแปรที่เพิ่มขึ้น (excess variance) เนื่องจากในความเป็นจริงแล้วฟลักซ์ของโฟตอนที่ผู้สังเกตการณ์ได้รับในแต่ละช่วงเวลา x_i ย่อมมีความไม่แน่นอน $\sigma_{err,i}$ ที่เกิดจากการสังเกตการณ์ปะปนมาด้วย ดังนั้นถ้านิยามความผันแปรที่ถูกลบด้วยค่าความคลาดเคลื่อน (error) ที่เกิดจากการสังเกตการณ์ จะได้ $\sigma_{XS}^2 = S^2 - \overline{\sigma_{err}^2}$ เมื่อ S^2 คือค่าความผันแปรของการสังเกตการณ์, $\overline{\sigma_{err}^2}$ คือ ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย และ $\sqrt{\sigma_{XS}^2}$ คือรากของค่าเฉลี่ยกำลังสอง (root mean square: rms) (ดูเพิ่มเติม: Vaughan, Edelson, Warwick, and Uttley (2003)) ซึ่งจากผลการวิจัยของเขาไม่พบความผันแปรที่เพิ่มขึ้นมาในช่วงพลังงานต่ำ (soft excess) ในอัตราส่วนระหว่างรากของค่าเฉลี่ยกำลังสองและค่าเฉลี่ยของสเปกตรัมของ NCG5408 X-1 ดังภาพประกอบ 30 (ด้านล่าง) ซึ่งหมายความว่าโฟตอนพลังงานต่ำที่ผู้สังเกตการณ์ได้รับไม่ได้มาจากการสะท้อนจากจานรวมมวลด้านในแบบการรวมมวลแบบทั่วไป แต่น่าจะเป็นการสะท้อนจากโครงสร้างของจานรวมมวลที่อยู่ในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด โดยโฟตอนพลังงานสูงบางส่วนต้องใช้เวลาในสะท้อนกับกลุ่มก้อนของเอาท์โฟลว์อิงวินด์และกลายเป็นโฟตอนพลังงานต่ำเดินทางไปหาผู้สังเกตการณ์ได้ช้ากว่าโฟตอนพลังงานสูงที่เดินทางไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง



ภาพประกอบ 29 ภาพด้านบนของทั้ง 4 ภาพ คือพาวเวอร์สเปกตรัมในช่วงพลังงานต่ำ 0.3-1.0 keV (สีดำ) และในช่วงพลังงานสูง 1.0-7.0 keV (สีแดง) โดยที่เส้นประแนวตั้งบ่งบอกถึงผลการ fit ข้อมูลที่ดีที่สุดของตำแหน่งค่าความถี่ที่เกิดพีคสูงที่สุด ของความถี่ QPO ส่วนภาพด้านล่างแสดงความหน่วงของเวลาระหว่างโฟตอนพลังงานต่ำและพลังงานสูง

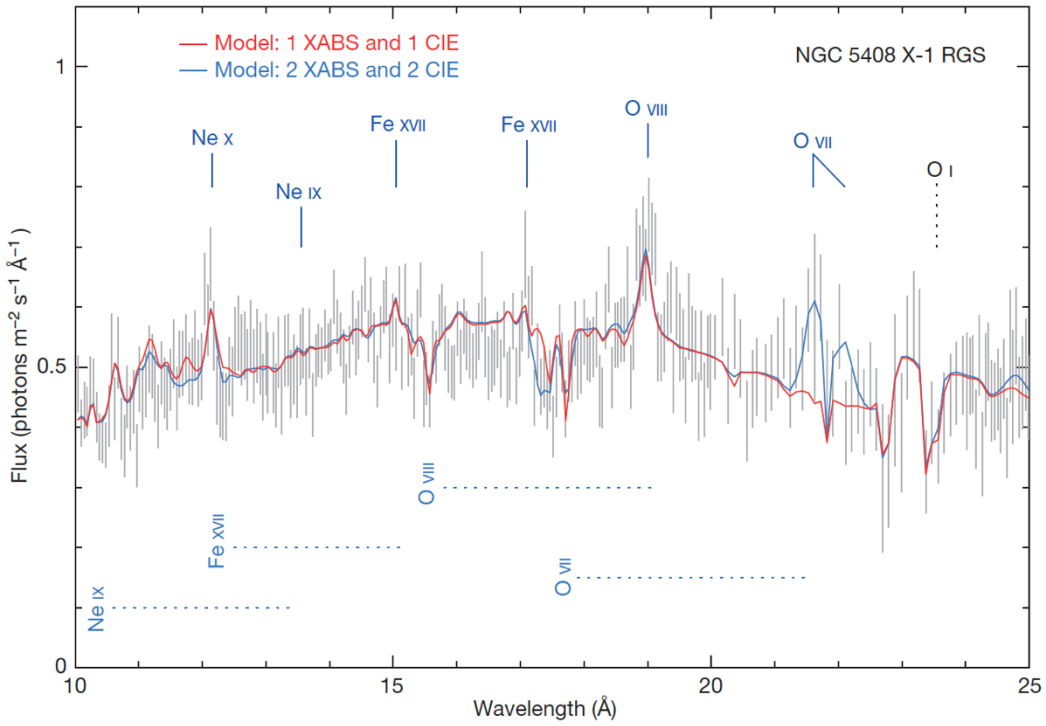
ที่มา: (De Marco et al., 2013)



ภาพประกอบ 30 รากของค่าเฉลี่ยกำลังสองของสเปกตรัมของ NCG5408 X-1 โดยที่เส้นสีน้ำเงิน (ด้านบน) คือ รากของค่าเฉลี่ยกำลังสองของสเปกตรัม และเส้นสีดำ (ด้านบน) คือค่าเฉลี่ยของสเปกตรัม ของ NCG5408 X-1 โดยที่ภาพด้านล่างแสดงอัตราส่วนระหว่างรากของค่าเฉลี่ยกำลังสองกับค่าเฉลี่ยของสเปกตรัม ของ NCG5408 X-1

ที่มา: Hernández-García et al., 2015)

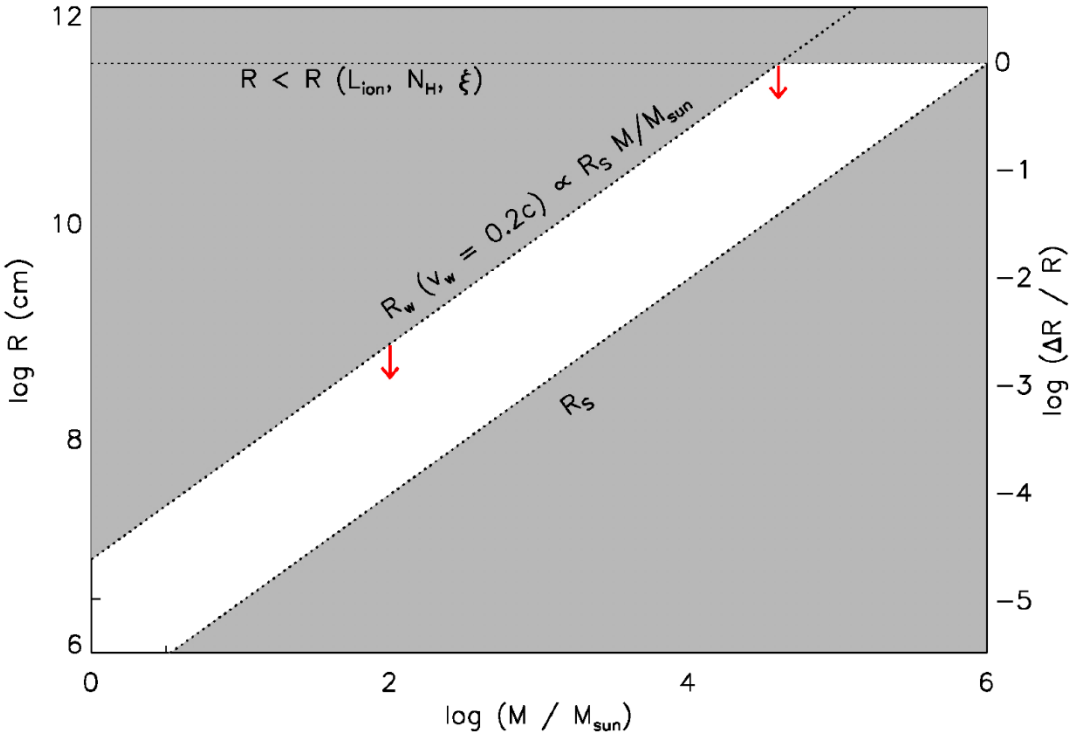
นอกจากนี้ Pinto et al. (2016) ได้ศึกษาเส้นการแผ่รังสี และเส้นการดูดกลืน ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 จากกล้อง *RGS* ของ *XMM-Newton* ดังแสดงในภาพประกอบ 31 จะเห็นว่ามีการปรากฏเส้นของการแผ่รังสีอย่างชัดเจน ซึ่งพบว่ามีค่าระดับนัยสำคัญทางสถิติที่ 5σ โดยที่เส้นการแผ่รังสีสามารถอธิบายได้ดีในบริบทของกลุ่มแก๊สในกรอบนิ่ง (rest frame) ในขณะที่เส้นการดูดกลืนมีค่าระดับนัยสำคัญทางสถิติที่ประมาณ 4σ (เส้นการดูดกลืน คือ เส้นที่มีการลดลงของฟลักซ์ ซึ่งเกิดจากจำนวนของโฟตอนถูกดูดกลืนจากสสาร ก่อนเดินทางมาหาผู้สังเกตการณ์) ซึ่งจะเห็นว่าองค์ประกอบของการดูดกลืนสามารถอธิบายได้ดีในบริบทของการดูดกลืนของสสารที่พุ่งออกมาด้วยความเร็ว $v = 0.2c$ เนื่องจากเส้นการดูดกลืนมีลักษณะเลื่อนทางน้ำเงิน (blue shift) ซึ่งทางผู้วิจัยสรุปว่าสิ่งนั้นน่าจะเป็นโครงสร้างของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ ในแหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ที่ถูกปลดปล่อยออกมาด้วยความเร็ว $v = 0.2c$



ภาพประกอบ 31 ผลการ fit ที่ดีที่สุดของการ stacked XMM-Newton RGS spectrum ของ NGC5408 X-1 จะเห็นว่าเส้นการแผ่รังสีสามารถอธิบายได้ด้วยการแผ่รังสีเนื่องจากแก๊สนิ่ง ในขณะที่เส้นการดูดกลืน สามารถอธิบายได้ด้วยการดูดกลืนจากสสารที่พุ่งออกมาหรือเอาท์โฟล์ว (outflow) ด้วยความเร็ว โดยเส้นประแสดงขนาดของการเลื่อนทางน้ำเงิน แบบจำลองเส้นสีแดง คือ แบบจำลองที่อธิบายการเอาท์โฟล์วของสสารที่พุ่งออกมาด้วยความเร็ว $v = 0.22c$ ในขณะที่แบบจำลองเส้นสีน้ำเงิน เป็นแบบจำลองที่ถูกเพิ่มองค์ประกอบการดูดกลืนสององค์ประกอบ ได้แก่ $v = 0.22c$ และ $v = 0.10c$

ที่มา: (Pinto et al., 2016)

ยิ่งไปกว่านั้น Pinto et al. (2016) ยังได้สร้างกราฟทำนายความสัมพันธ์ระหว่างระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ (R_w) กับขนาดมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ดังภาพประกอบ 32



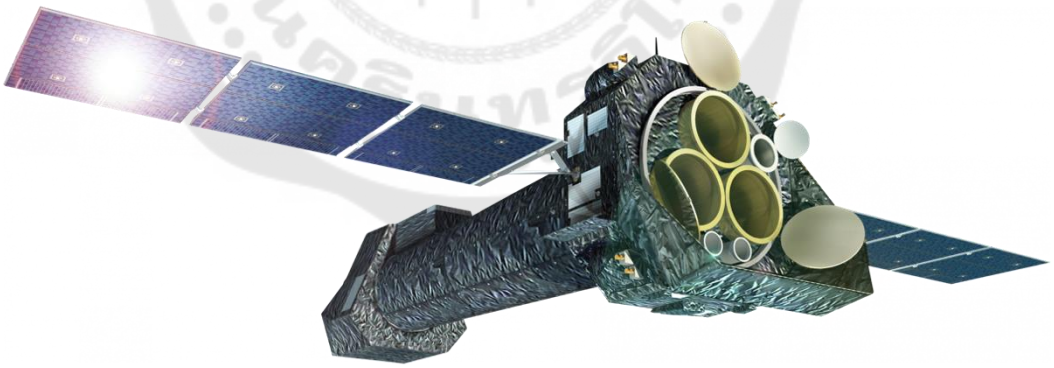
ภาพประกอบ 32 ความสัมพันธ์ระหว่างระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ (R_w) กับขนาดมวลของแหล่งกำเนิดที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

ที่มา: (Pinto et al., 2016)

จากที่กล่าวไปดังข้างต้น งานวิจัยที่ผ่านมาสำหรับการศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ยังไม่สามารถยืนยันได้อย่างชัดเจนถึงมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด ดังนั้นในงานวิจัยนี้เราจึงศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 เพื่อยืนยันมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด รวมถึงการศึกษาโครงสร้างของจานรวมมวล และลักษณะโครงสร้างของเอาท์โฟลว์อิงวินด์

2.9 **กล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์** XMM-Newton

ในงานวิจัยนี้จะเลือกใช้ข้อมูลการสังเกตการณ์จากกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ *XMM-Newton* (The X-ray Multi-Mirror Mission Newton telescope) โดยกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-Newton* ที่ถูกส่งขึ้นไปปฏิบัติภาระกิจโดยหน่วยงาน European Space Agency (ESA) ในวันที่ 10 เดือนธันวาคม ค.ศ.1999 ทั้งนี้กล้องโทรทรรศน์ที่ถูกติดตั้งและขนส่งไป[6] ประกอบด้วยกล้องโทรทรรศน์ที่แตกต่างกัน ซึ่งสามารถแบ่งออกเป็น 2 ประเภทหลักๆ ได้แก่ กล้องโทรทรรศน์ในย่านที่ตามองเห็น/ยูวี ขนาด 30 เซนติเมตร และกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ ซึ่งเป็นแบบโวลล์เทอร์ ประเภทที่ 1 (Wolter type-1 X-ray telescopes (Wolter, 1952)) จำนวน 3 กล้อง โดยแต่ละกล้องจะมีความแตกต่างกันที่ประเภทของ CCD (charge couple device) โดยในงานวิจัยนี้จะไม่ได้ใช้ข้อมูลการสังเกตการณ์จากกล้องประเภทแรก เนื่องจากแหล่งกำเนิดที่เราสนใจอยู่ในย่านรังสีเอกซ์ ดังนั้นกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์จึงเป็นกล้องที่เราให้ความสนใจในงานวิจัยนี้ นอกจากนี้ *XMM-Newton* ยังติดตั้งเครื่องมืออีก 1 ชนิด จำนวน 2 เครื่องเพื่อใช้สำหรับการศึกษาสเปกตรัมและความเข้มของรังสีเอกซ์ (X-ray Photometry) ที่มีความละเอียดสูง นั่นคือ *RGS* (Reflection Grating Spectrometer) (งานวิจัยนี้ไม่ได้ใช้ประโยชน์จากเครื่องมือส่วนนี้) ภาพตัวอย่างของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* ถูกแสดงดังภาพประกอบ 33

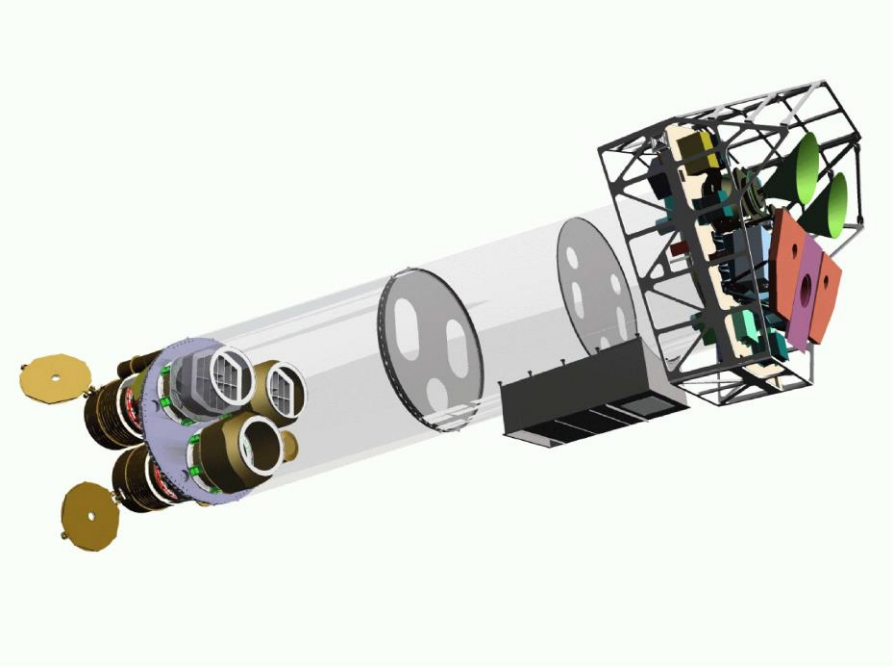


ภาพประกอบ 33 ลักษณะของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton*

ที่มา:("Spacecraft Icons at NASA Science," 2020)

[6] ข้อมูลเพิ่มเติมเกี่ยวกับกล้องที่ถูกขนส่งไปกับ *XMM-newton* ได้ที่ https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/

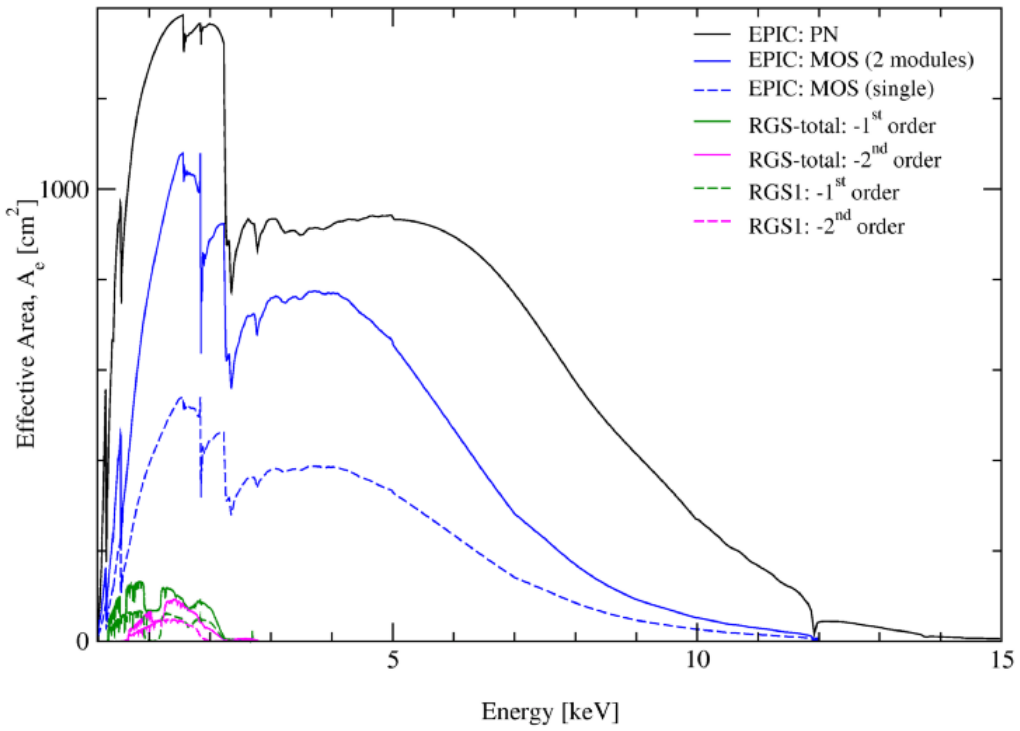
กล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* ทั้ง 3 กล้อง มักจะเรียกสั้นๆว่า EPIC ซึ่งย่อมาจาก European Photon Imaging Camera เป็นกล้องโทรทรรศน์ประเภท CCD ใช้ในการศึกษาวัตถุในย่านรังสีเอกซ์ อีกทั้งยังสามารถบันทึกข้อมูลสเปกตรัมและวัดความเข้มแสงในย่านของรังสีเอกซ์ ที่มีความละเอียดของสเปกตรัมที่ได้ในระดับปานกลาง โดยกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ ทั้ง 3 กล้องมีความแตกต่างกันตามประเภทของ CCD ประกอบด้วยกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ที่ใช้เทคโนโลยีของวัสดุกึ่งตัวนำประเภท Metal Oxide Semiconductor (หรือ MOS) จำนวน 2 ตัว และกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ประเภท pn จำนวน 1 ตัว ดังนั้นต่อไปเราจะเรียกชื่อของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* ทั้ง 3 กล้อง ตามประเภทของวัสดุสารกึ่งตัวนำ ได้แก่ MOS1,MOS2 และ pn



ภาพประกอบ 34 ภาพวาดลักษณะโครงสร้างและองค์ประกอบของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ *XMM-Newton* โดยตัวตรวจจับรังสีเอกซ์ของกล้อง EPIC-MOS แสดงเป็นลักษณะรูปกรวยสีเขียว-ดำ, ตัวตรวจจับรังสีเอกซ์ของกล้อง EPIC-pn คือ แผ่นสี่เหลี่ยมสีม่วง และ *RGS* คือ ห้าเหลี่ยมสีชมพู

ที่มา: ("XMM-Newton Users Handbook," 2019)

กล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* เป็นกล้องที่สามารถสังเกตการณ์วัตถุทางดาราศาสตร์ได้ดีในช่วงพลังงาน 0.15 – 12.00 keV โดยเป็นกล้องที่มีความสามารถในการตอบสนองต่อโฟตอนที่มาตกสูงมาก เนื่องจากมีพื้นที่ในการรับและการตอบสนองขนาดใหญ่ นั่นคือกล้องแต่ละตัวจะมีพื้นที่ยังผล (geometric effective area) หรืออาจจะเรียกง่ายๆว่าเป็นพื้นที่เสมือนการรับภาพรวมของกล้อง ประมาณ 1550 cm^2 (หรือประมาณ 4650 cm^2 หากรวมของ pn, MOS1 และ MOS2 เข้าด้วยกัน) สำหรับโฟตอนที่มีพลังงาน 1.5 keV (ดังภาพประกอบ 35) นอกจากนี้ถ้าหากต้องการสังเกตการณ์ค่าความผันแปรของวัตถุที่มีคาบการโคจรนาน ซึ่งมีจำเป็นที่จะต้องบันทึกข้อมูลอย่างต่อเนื่องนั้น กล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* จะสามารถสังเกตการณ์วัตถุต่อเนื่องเป็นระยะเวลานานได้ถึงประมาณ 40 ชั่วโมงต่อรอบการโคจร



ภาพประกอบ 35 ผลรวมของพื้นที่ยังผล (effective area) ของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton*

ที่มา: ("XMM-Newton Users Handbook," 2019)

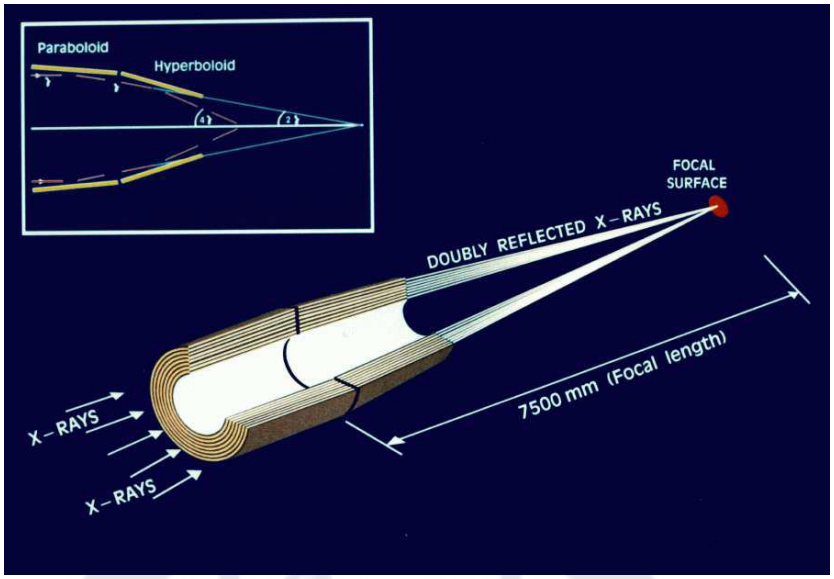
หลักการทำงานเบื้องต้นของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ *XMM-Newton* ทั้ง 3 กล้อง จะมีหลักการทำงานที่คล้ายคลึงกัน โดยที่ EPIC-pn จะใช้วัสดุที่ออกแบบเป็นพิเศษบังคับให้รังสีเอกซ์เดินทางให้ไปตกยังจุดโฟกัสโดยตรง ดังภาพประกอบ 36 ในขณะที่ EPIC-MOS ทั้ง 2 ตัวจะใช้หลักการเช่นเดียวกับ EPIC-pn เพื่อให้โฟตอนเดินทางให้ไปตกยังจุดโฟกัส แต่จะมีแผ่นเกรทติงมากั้นเอาไว้ดังภาพประกอบ 37 โดยจะมีรังสีเอกซ์บางส่วนที่สามารถผ่านเกรทติงได้โดยตรง (non-intercepted) ประมาณ 44% จากนั้นจะไปตกลงบน CCD ของกล้อง ในขณะที่รังสีเอกซ์อีก 40% จะกระเจิงไปตกลงบน *RGA* (Reflection Grating Assembly)

2.9.1 European Photon Imaging Camera (EPIC)

จากที่เรากล่าวไปก่อนหน้านี้ว่ากล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* ประกอบด้วยกล้องโทรทรรศน์ที่ใช้ถ่ายภาพแหล่งกำเนิดในย่านรังสีเอกซ์เหมือนกัน 2 กล้อง นั่นคือ กล้อง EPIC-MOS CCD arrays และกล้องตัวที่ 3 ที่มีความแตกต่างกันของ CCD เรียกว่า EPIC-pn ซึ่งสามารถอธิบายโดยสังเขปได้ว่า กล้อง EPIC ถูกสร้างขึ้นมาให้มีความความสามารถในการบันทึกข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์อย่างมีประสิทธิภาพแบบสูงสุด นั่นคือ มีขอบเขตในการรับภาพ (Field of view: FOV) 30 arcmin และสามารถรับโฟตอนที่มีพลังงานอยู่ในช่วง 0.2 – 12.0 keV โดยภาพประกอบ 38 แสดงภาพโครงร่างแบบคร่าวๆของขอบเขตในการรับภาพ ของกล้อง EPIC อย่างไรก็ตามในการสังเกตการณ์ด้วยกล้อง CCD จะเป็นการสังเกตการณ์แบบบันทึกข้อมูลจำนวนโฟตอนที่มาตกลงบน CCD และพลังงานของโฟตอนแต่ละตัว โดยเราคาดหวังให้โฟตอนมาตก เพียงครั้งละ 1 ตัวลงบน CCD ในช่วงเวลาที่กล้องประมวลผล (frame time)[7] อย่างไรก็ตามถ้ามีแหล่งกำเนิดโฟตอนที่มีความเข้มสูงเกิดขึ้นจากแหล่งใดๆก็ตาม จะทำให้กล้องไม่สามารถประมวลผลได้ทัน เช่น มีโฟตอนจำนวนมากมาตกลงบน CCD พร้อมๆกันจำนวนมากกว่า 1 ตัวในหนึ่งช่วงเวลาบันทึกข้อมูล จะทำให้กล้องไม่สามารถแยกแยะได้ว่าเป็นโฟตอนที่มากกว่า 1 ตัว ได้ทำให้กล้องบันทึกเป็นข้อมูลการสังเกตการณ์จากโฟตอนหลายตัวเป็นโฟตอนพลังงานสูงเพียงตัวเดียว โดยเหตุการณ์ลักษณะแบบนี้เราจะเรียกว่า การเกิดปรากฏการณ์ pileup ดังนั้นจึงจะต้องมีวิธีการกำหนดรูปแบบ (Patterns) การตกของโฟตอนลงบนแต่ละ pixel ของ CCD เพื่อให้สามารถแยกแยะข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เกิดปรากฏการณ์ pileup ได้ ซึ่งรูปแบบการตกของโฟตอนลงบนแต่ละ pixel ของ CCD ของแต่ละกล้อง EPIC มีดังนี้

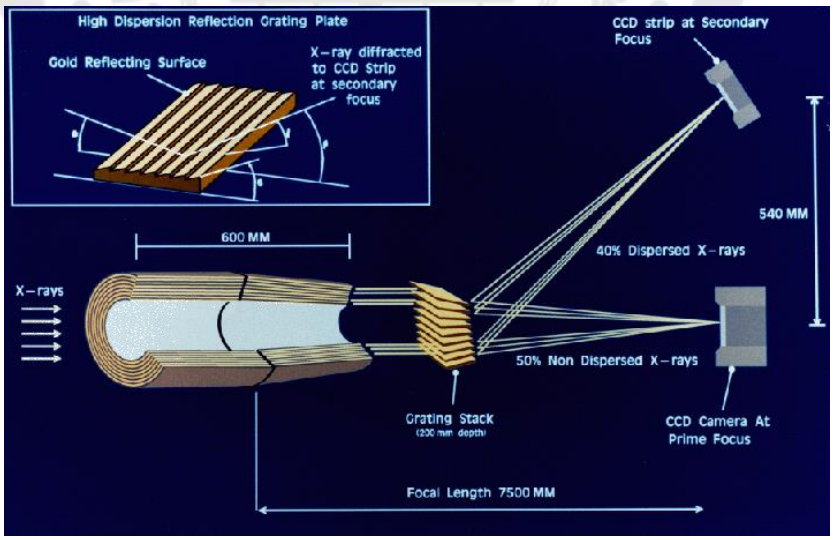
---

[7] กล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* จะมีระยะเวลาในการประมวลผลในแต่ละเฟรม เท่ากับ 73.4 ms สำหรับ EPIC-pn และ 2.6 s สำหรับ EPIC-MOS ในการถ่ายภาพในโหมด Full frame ("XMM-Newton Users Handbook," 2019)



ภาพประกอบ 36 เส้นทางเดินของแสงของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ *XMM-Newton* ประเภท EPIC-pn (ภาพวาดไม่ได้ใช้สัดส่วนตามความจริง)

ที่มา: ("XMM-Newton Users Handbook," 2019)



ภาพประกอบ 37 เส้นทางเดินของแสงของกล้องโทรทรรศน์ในย่านรังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* ประเภท EPIC-MOS กับ grating assembly โดยรังสีเอกซ์ที่ไปตกยัง EPIC-MOS คือ 44% และไปตกกระทบลงบน RGA คือ 40 % (ภาพไม่ได้วาดขึ้นมาตามสัดส่วนจริง)

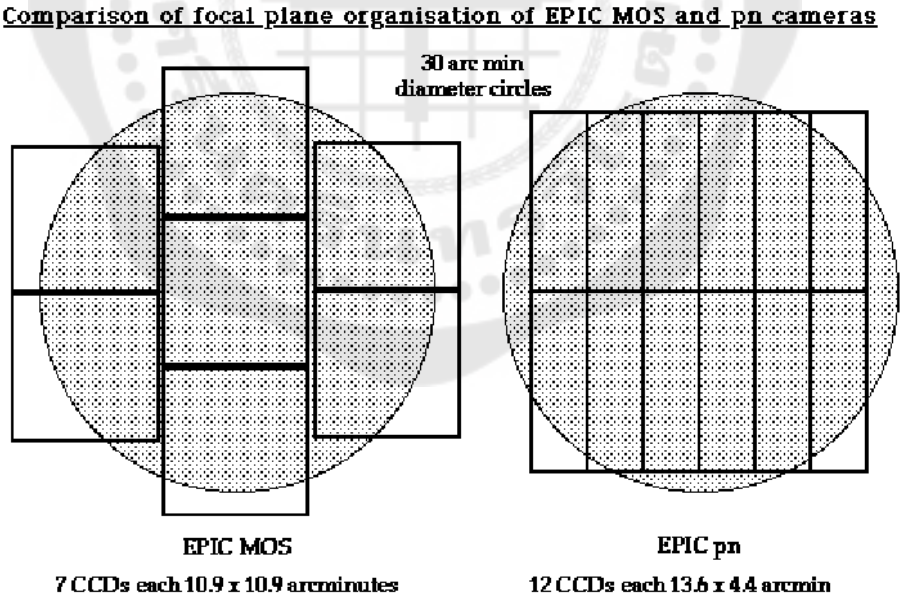
ที่มา: ("XMM-Newton Users Handbook," 2019)

- EPIC-MOS

จากภาพประกอบ 38 จะเห็นว่ากล้อง EPIC-MOS ประกอบด้วย CCD จำนวน 7 CCD แต่ละ CCD ประกอบด้วย 600×600 pixel โดยในงานวิจัยนี้จะเลือกใช้ข้อมูลการสังเกตการณ์แบบ imaging mode ดังนั้นรูปแบบที่เหมาะสมสำหรับภาพถ่ายแบบ imaging mode คือรูปแบบ 0-12 ("Users Guide to the XMM-Newton Science Analysis System ", 2019) (ภาพประกอบ 39 ด้านบน)

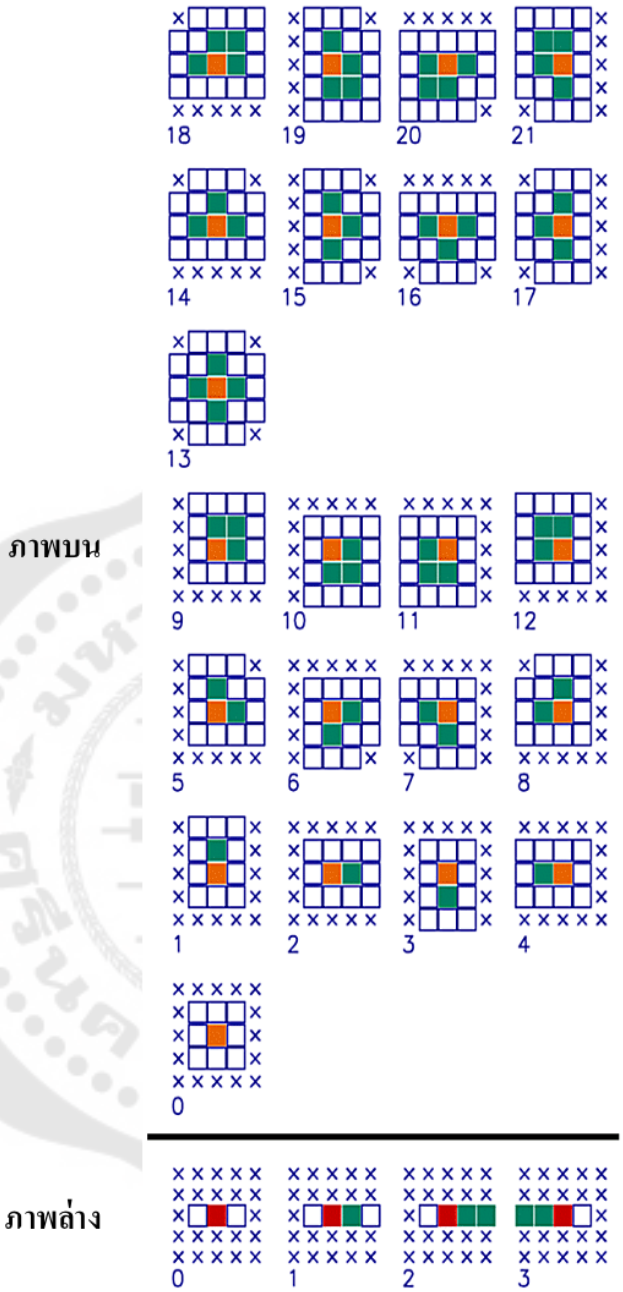
- EPIC-pn

จากภาพประกอบ 38 กล้อง EPIC-pn ประกอบด้วย12 CCD โดยแต่ละ CCD ประกอบด้วย 64×200 pixel ซึ่งรูปแบบของเหตุการณ์ของโฟตอนที่ตกลงมายัง CCD ที่เหมาะสมที่สุดคือ 0-12 โดยที่รูปแบบที่สูงกว่านี้จะไม่ได้เกิดจากเหตุการณ์ที่มาจากโฟตอนเพียง 1 ตัวแต่เป็นเหตุการณ์อันเนื่องมาจาก pileup อย่างไรก็ตามในการวิเคราะห์ รูปแบบ 0-4 (ดังภาพประกอบ 40) เป็นรูปแบบเหตุการณ์ที่เหมาะสมที่สุดที่จะนำมาใช้ในการวิเคราะห์ ("Users Guide to the XMM-Newton Science Analysis System ", 2019) นอกจากนี้รูปแบบ 0-4 ยังเป็นรูปแบบที่ใช้ในการสังเกตการณ์แบบ timing mode ได้อีกด้วย



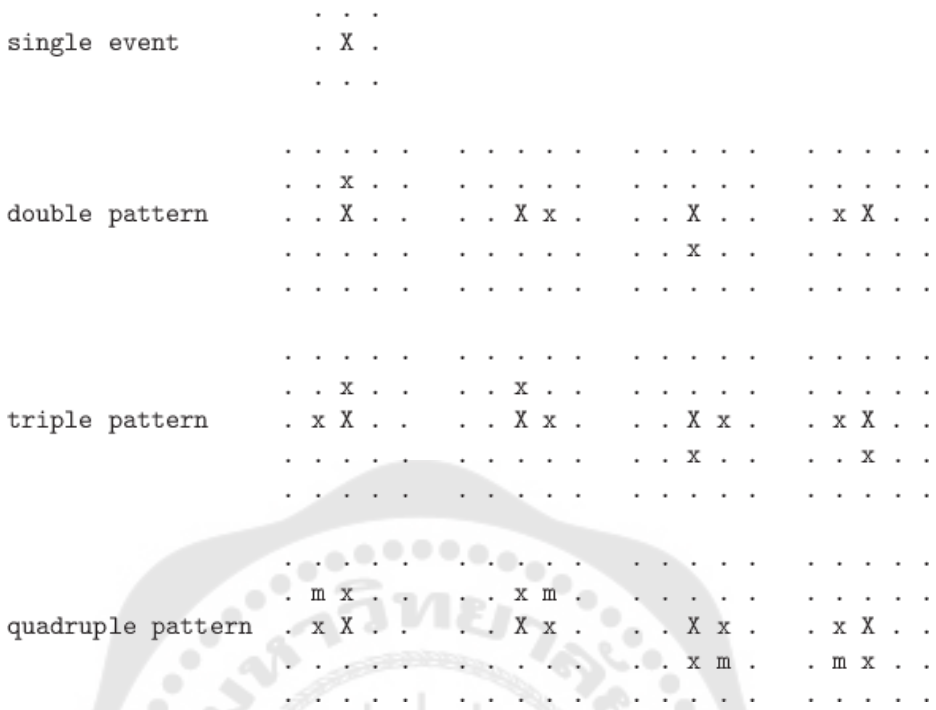
ภาพประกอบ 38 โครงร่างแบบคร่าวๆของขอบเขตในการรับภาพเทียบกับขอบเขต CCD ของแต่ละกล้อง EPIC โดยภาพซ้ายคือ EPIC-MOS และภาพขวาคือ EPIC-pn ซึ่งพื้นรูปวงกลมของทั้ง 2 ภาพแสดงขอบเขตในการรับภาพที่มีเส้นผ่านศูนย์กลาง 30 arcmin

ที่มา: ("XMM-Newton Users Handbook," 2019)



ภาพประกอบ 39 รูปแบบการตกของโฟตอน (patterns) ของ EPIC-MOS ซึ่งภาพบน คือรูปแบบเมื่อสังเกตการณ์ในโหมด imaging และภาพล่าง คือรูปแบบเมื่อสังเกตการณ์ในโหมด timing โดยที่จุด pixel ที่อยู่ตรงกลาง (สีแดง/สีส้ม) แสดงถึง pixel ที่มีจำนวนประจุสะสมสูงที่สุด ส่วน pixel ที่มีจำนวนประจุน้อยลงมาแต่มากกว่าค่าเริ่มต้นของการตอบสนองของกล้อง (threshold) แสดงในสีเขียว และสีขาว คือ pixel ที่มีจำนวนประจุสะสมน้อยกว่าค่าเริ่มต้นของการตอบสนองของกล้อง

ที่มา: ("Users Guide to the XMM-Newton Science Analysis System ", 2019)



ภาพประกอบ 40 รูปแบบการตกของโฟตอน (patterns) ของ EPIC-pn โดยที่ '.' แสดงถึง pixel ที่ไม่มีโฟตอนมาตก, "X" แสดงถึง pixel ที่มีโฟตอนมาตกและประจุเต็ม ซึ่งเป็น pixel หลัก, "x" แสดงถึง pixel ที่มีโฟตอนมาตก แต่ประจุยังไม่เต็ม และสุดท้าย "m" แสดงถึง pixel ที่มีโฟตอนมาตกและมีประจุสะสมอยู่น้อย

ที่มา: ("Users Guide to the XMM-Newton Science Analysis System ", 2019)

2.10 แหล่งกำเนิดรังสีพื้นหลังที่เกิดจากอนุภาค

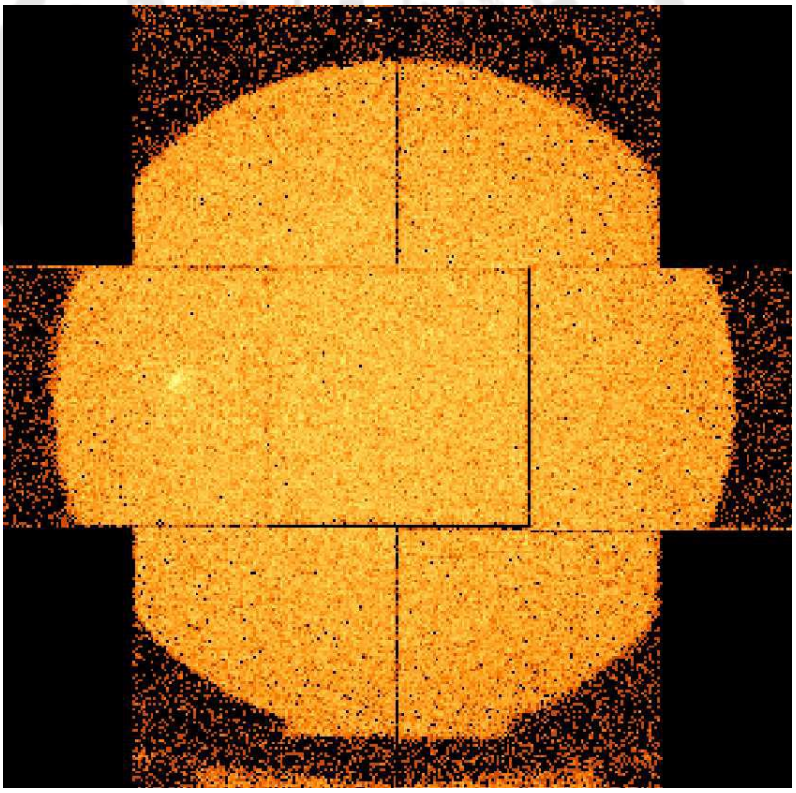
ในการสังเกตการณ์ สัญญาณที่เราตรวจจับได้นั้นไม่ได้มีเพียงแค่สัญญาณที่มาจากแหล่งกำเนิดที่เราสนใจเพียงอย่างเดียวเท่านั้น แต่ยังมีสัญญาณจากแหล่งกำเนิดพื้นหลังเจือปนมาด้วย โดยแหล่งกำเนิดรังสีพื้นหลังที่ค่อนข้างมีผลกระทบกับข้อมูลการสังเกตการณ์ค่อนข้างมาก คือ แหล่งกำเนิดรังสีพื้นหลังที่เกิดจากอนุภาค ซึ่งเป็นองค์ประกอบที่มีพลังงานสูงโดยมีพลังงานในระดับไม่กี่ keV ซึ่งรังสีพื้นหลังนี้เกิดจากการเกิดอันตรกิริยากันของอนุภาคพื้นหลังในอวกาศรอบๆ อุปกรณ์ตัวจับ หรือ อนุภาคที่เกิดอันตรกิริยาโดยตรงกับอุปกรณ์ตรวจจับ เราสามารถแบ่งรังสีพื้นหลังที่เกิดจากอนุภาคนี้ออกได้เป็น 2 ประเภท ได้แก่

- องค์ประกอบของการลุกโชติช่วง (flaring) มีคุณสมบัติของความผันแปรของแสงที่สูงมากแต่เกิดขึ้นอย่างฉับพลัน โดยองค์ประกอบของการลุกโชติช่วง มีข้อสันนิษฐานว่าเป็นอนุภาคโปรตอนพลังงานต่ำ ($\lesssim 100$ kev) ที่พุ่งเข้ามาชนกับกระจกของอุปกรณ์

ตรวจจับรังสีเอกซ์โดยตรง ทำให้กล้องบันทึกข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดังภาพประกอบ 41

- องค์ประกอบอันเนื่องมาจากอนุภาคโปรตอนพลังงานสูง (มีพลังงานประมาณมากกว่า 100 keV) และเกิดอันตรกิริยากับอนุภาคพื้นหลังในอวกาศ หรือกับอุปกรณ์ตรวจจับโดยตรง ซึ่งอุปกรณ์ตรวจจับสามารถจับเอาไว้ได้ โดยองค์ประกอบนี้น่าจะเกิดจากการเปล่งแสงของอุปกรณ์ตรวจจับเมื่อมีอนุภาคโปรตอนพลังงานสูงมาเหนี่ยวนำ

นอกจากนี้ยังมีรังสีพื้นหลังที่เกิดจากอุปกรณ์ตรวจจับโดยตรงด้วยเช่นกัน กล่าวคือเมื่อ CCD มีความร้อนเกิดขึ้นจะทำให้ตัวอุปกรณ์ตรวจจับคิดว่าเป็นสัญญาณที่มาจากแหล่งกำเนิดแล้วตรวจจับสัญญาณนั้นไว้ ดังนั้นเราจำเป็นที่จะต้องดำเนินการตัดองค์ประกอบเหล่านี้ทิ้งไป เพื่อให้ได้ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เหมาะสมมากที่สุด



ภาพประกอบ 41 ได้จากกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-Newton* EPIC-MOS2 ที่มีผลกระทบอย่างมากจากการลุกโชติช่วงของอนุภาคโปรตอนพลังงานต่ำ

ที่มา: ("XMM-Newton Users Handbook," 2019)

2.11 **ทฤษฎีความหน่วงของเวลา** (Time-lag theory)

ดังที่เรากล่าวไปก่อนหน้านี้ว่าในงานวิจัยนี้เราจะศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 โดยมีสมมติฐานให้แหล่งกำเนิดนี้อยู่ในสถานะกำลังส่องสว่างยิ่งยวด (Ultraluminous state) โดยในสถานะนี้เราเชื่อว่าโฟตอนพลังงานต่ำและโฟตอนพลังงานสูงมีความสัมพันธ์กัน ซึ่งโฟตอนพลังงานต่ำจะมาจากกระบวนการที่โฟตอนพลังงานสูงบางส่วนเคลื่อนที่ออกมาจากจานรวมมวลด้านใน จากนั้นโฟตอนพลังงานสูงบางส่วนจะเคลื่อนที่ไปชนกับพื้นผิวของกลุ่มก้อนของเอาท์โฟลว์อิงวินด์และเกิดปรากฏการณ์การกระเจิงคอมป์ตันกลายเป็นโฟตอนพลังงานต่ำ ซึ่งจะเห็นว่าโฟตอนพลังงานต่ำจะใช้เวลามากกว่าโฟตอนพลังงานสูงในการเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง ซึ่งระยะทางที่โฟตอนพลังงานสูงเคลื่อนที่ได้ก่อนชนกับพื้นผิวเอาท์โฟลว์อิงวินด์ทำให้เกิดความหน่วงของเวลา ซึ่งขั้นตอนและทฤษฎีที่เราใช้ศึกษานั้น เราจะศึกษาผ่านกราฟแสง (light curve) ของโฟตอนพลังงานต่ำและพลังงานสูง ถ้ากำหนดให้ $x(t_i)$ คือฟังก์ชันอัตราการตกลงบนเครื่องตรวจจับของโฟตอนพลังงานต่ำในโดเมนของเวลา และ $y(t_i)$ คือฟังก์ชันอัตราการตกลงบนเครื่องตรวจจับของโฟตอนพลังงานสูงในโดเมนของเวลา โดยที่ $i = 0,1,2,\dots,N$ เมื่อ N คือจำนวนจุดข้อมูลทั้งหมดที่ถูกตรวจวัด ถ้ากำหนดให้เครื่องตรวจจับโฟตอนมีระยะเวลาในการวัดข้อมูลในแต่ละเฟรม (frame time) (หรือระยะห่างของเวลาในการวัดแต่ละจุดข้อมูล) เท่ากับ δt และ j คือเวกเตอร์ของเวลาที่แต่ละจุดข้อมูลถูกวัด เราจะได้ว่า $j = i\delta t$

หากเราแบ่งข้อมูล x และ y ตั้งแต่ $j = 0$ ไปจนถึง $j = N\delta t$ ให้เป็นส่วนย่อย (segment) ที่เท่าๆกันและมีขนาดเท่ากับ n_{seg} หน่วยของเวลา (ในงานวิจัยนี้จะแบ่งข้อมูลออกเป็นส่วนย่อยที่เท่าๆกัน $n_{seg} = 1\text{ks}$) โดยข้อมูลที่แบ่งจะต้องไม่มีการซ้อนทับกัน (non-overlapping) ดังนั้นข้อมูลทั้งหมดจะถูกแบ่งกลายเป็นช่วงข้อมูลย่อยๆ ($x(t_k)$ และ $y(t_k)$)จำนวน M ส่วนข้อมูล (เมื่อ $M = \frac{N\delta t}{n_{seg}}$ และ $k = 0, 1\delta t, 2\delta t, \dots, n_{seg}$) ข้อมูล $x(t_k)$ และ $y(t_k)$ จะถูกนำไปดำเนินการทางคณิตศาสตร์ด้วยขั้นตอนแบบเดียวกันดังนี้

1. คำนวณหาค่าเฉลี่ยของชุดข้อมูล จากนั้น นำไปหักลบกับข้อมูลเดิม ซึ่งสามารถเขียนได้ดังสมการ

$$\tilde{x}(t_k) = x(t_k) - \overline{x(t_k)} \qquad \text{และ} \qquad \tilde{y}(t_k) = y(t_k) - \overline{y(t_k)}$$

2. จากนั้นคำนวณเปลี่ยนแปลงฟังก์ชันจากโดเมนของเวลาไปเป็นฟังก์ชันที่อยู่ในโดเมนของความถี่ โดยใช้ Fast Fourier transform (FFT) ซึ่งนิยามว่า

$$\begin{aligned} X(f_l) &= FFT[\tilde{x}(t_k)] \\ &= \sum_{k=0}^{n_{seg}} \tilde{x}(t_k) e^{-i2\pi f_l t_k} \\ X(f_l) &= R[X(f_l)] + I[X(f_l)] \end{aligned} \tag{2-7}$$

โดยที่

$$R[X(f_l)] = \sum_{k=0}^{n_{seg}} \tilde{x}(t_k)\cos(2\pi f_l t_k) \tag{2-8}$$

$$I[X(f_l)] = \sum_{k=0}^{n_{seg}} \tilde{x}(t_k)\sin(2\pi f_l t_k) \tag{2-9}$$

เมื่อ $R[X(f_l)]$ คือ ส่วนจริงของฟังก์ชัน $X(f_l)$

$I[X(f_l)]$ คือ ส่วนจินตภาพของฟังก์ชัน $X(f_l)$

นอกจากนี้เมื่อพิจารณาสมการที่ 2-7 ผลลัพธ์ของการแปลงแบบฟูเรียร์ ข้อมูลจะกระจายตัวอย่างสมมาตรรอบจุด $f_{l=0}$ หรือสามารถเขียนได้เป็น $X^*(f_{-l}) = X(f_{+l})$ ซึ่งในความเป็นจริงแล้วเราต้องการข้อมูลที่อยู่ในฝั่งบวกของข้อมูล เนื่องจากความถี่ที่เป็นค่าลบไม่ได้ให้ความหมายใดๆ ดังนั้นถ้าเรากำหนดให้ time bin size เท่ากับ Δt เราสามารถคำนวณความถี่ของข้อมูลได้โดย

$$f_l = \frac{l}{n_{seg}\Delta t} \tag{2-10}$$

เมื่อ $l = 1,2,3,\ldots,n_{seg}/2$ โดยความถี่สูงสุดของข้อมูลที่ได้ ก็คือ Nyquist frequency: $f_{n_{seg}/2} = f_{Nyq}$

อย่างไรตาม ฟังก์ชัน $\tilde{y}(t_k)$ จะดำเนินการแปลงจากโดเมนของเวลาไปเป็นโดเมนของความถี่ด้วยวิธีการเช่นเดียวกับฟังก์ชัน $\tilde{x}(t_k)$โดยดำเนินการตามขั้นตอนเดียวกันตั้งแต่สมการ 2-7 จนกระทั่งถึงสมการ 2-10 นอกจากนี้ ถ้าต้องการเขียนสมการที่ 2-7 ให้อยู่ในรูปของแอมพลิจูดและเฟส จะได้

$$X(f) = |X(f)|e^{i\phi_x(f)} \tag{2-11}$$

และ

$$Y(f) = |Y(f)|e^{i\phi_y(f)} \tag{2-12}$$

ข้อมูลจากการแปลงฟูเรียร์ทั้ง 2 ช่วงพลังงานเราจะ normalised ก่อนนำไปคำนวณ cross spectrum ซึ่งสามารถเขียนได้ดังรูป

$$norm = \left(\frac{2\Delta t}{n_{seg}} \frac{1}{<\tilde{x}>^2}\right)^{1/2} \tag{2-13}$$

โดยที่ 2 เป็นตัวคูณอยู่ในสมการที่บ่งบอกถึงการอินทิเกรตข้อมูลเฉพาะความถี่ที่เป็นบวกเท่านั้น, $\frac{\Delta t}{n_{seg}}$ เป็น factor ที่ทำให้เรามั่นใจได้ว่าในทุกๆ แอมพลิจูดแต่ละ f_l นั้นเป็นอิสระกับความยาวของข้อมูลของอนุกรมเวลา และ $1/<\tilde{x}>^2$ คือ ค่า normalisation ในทางดาราศาสตร์แบบ rms

3. นำฟังก์ชัน $X(f)$ และ $Y(f)$ มาคำนวณ cross spectrum ดังสมการ

$$C_{xy} = X^*(f)Y(f) = |X(f)||Y(f)|e^{i(\phi_y(f)-\phi_x(f))} \tag{2-14}$$

เมื่อ i ในสมการนี้แสดงถึงจำนวนเชิงซ้อน ($i = \sqrt{-1}$) โดยสมการนี้มาจาก Nowak, Vaughan, Wilms, Dove, and Begelman (1999)

หลังจากได้ cross spectrum จากสมการ 2-14 สำหรับแต่ละชุดข้อมูล เราจะดำเนินการหาค่าเฉลี่ยของ cross spectrum สำหรับชุดข้อมูลจำนวน M ชุด จากนั้นคำนวณหาความต่างเฟสได้จากสมการ

$$\Delta\tilde{\phi}(f) = \arctan\left(\frac{I[< C_{xy}(f) >]}{R[< C_{xy}(f) >]}\right) \quad (2\text{-}15)$$

โดยที่ $< C_{xy}(f) >$ คือค่าเฉลี่ยของ cross spectrum และ $\Delta\tilde{\phi}(f)$ มีลิมิตอยู่ในช่วง $[-\pi, \pi]$ อย่างไรก็ตาม จากสมการ 2-15 เป็นเพียงการหาความต่างเฟสเพียงหนึ่งส่วนจากช่วงเวลาของข้อมูล M ส่วนเท่านั้น ดังนั้นเราต้องดำเนินการทำแบบเดียวกันในทุกๆส่วนของช่วงเวลา M ส่วนข้อมูล และคำนวณหาความหน่วงของเวลา จะได้

$$\Delta\tau(f) = \frac{\Delta\phi}{2\pi f} \quad (2\text{-}16)$$

นอกจากนี้ ส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐานของความต่างเฟสสามารถคำนวณได้ดังสมการ (Nowak et al., 1999) (โดยจะต้องคำนวณในแต่ละช่วงเวลาย่อย M ส่วน)

$$\delta\phi = \frac{1}{\gamma(f)}\sqrt{\frac{1-\gamma^2(f)}{2M}} \quad (2\text{-}17)$$

เมื่อ $\gamma(f)$ คือ coherence function ซึ่งมีนิยามว่า

$$\gamma^2(f) = \frac{|\langle X^*(f)Y(f)\rangle|^2}{\langle|X(f)|^2\rangle\langle|Y(f)|^2\rangle}$$

ดังนั้น ความคลาดเคลื่อนของความหน่วงของเวลาแต่ละความถี่ คือ

$$\delta\tau = \frac{\delta\phi}{2\pi f} \quad (2\text{-}18)$$

2.12 การสร้างแบบจำลองอธิบายความหน่วงกันของเวลา

ก่อนจะกล่าวถึงการสร้างแบบจำลองที่ใช้อธิบายความหน่วงของเวลา เราจะอธิบายถึงผลตอบสนองของอิมพัลส์ (impulse response: $\psi(t)$) โดยผลตอบสนองของอิมพัลส์ คือระบบเชิงเส้นหนึ่งๆในอาณาจักรของเวลา โดยจะต้องเป็นผลตอบสนองของอิมพัลส์ที่ดำเนินการ normalised แล้ว ซึ่งในงานวิจัยนี้เราจะใช้ผลตอบสนองของอิมพัลส์ เป็นตัวเชื่อมโยงระหว่างแบบจำลองของการแผ่รังสีที่มีความผันแปร กับคุณสมบัติเชิงเวลาที่ได้จากการสังเกตการณ์

กล่าวคือถ้าเรามีข้อมูลฟังก์ชันอัตราการตกลงบนเครื่องตรวจจับของโฟตอนพลังงานต่ำในโดเมนของเวลา $x(t)$ และฟังก์ชันอัตราการตกลงบนเครื่องตรวจจับของโฟตอนพลังงานสูงในโดเมนของเวลา $y(t)$ โดยทั้ง 2 ฟังก์ชันนี้มาจากสัญญาณความผันแปรของการแผ่รังสี $s(t)$ ซึ่งสัญญาณความผันแปรของการแผ่รังสีนี้อาจจะมาจากการเปลี่ยนอัตราการรวมมวล หรือในอีกมุมมองหนึ่งอาจจะสอดคล้องกับการปลดปล่อยแหล่งกำเนิดที่มีความแปรปรวนของช่วงเวลาของแสงในแต่ละช่วงพลังงาน โดยกรณีหลังนี้จะเป็นรูปแบบที่เราใช้ศึกษาการสะท้อนในงานวิจัยนี้

ทั้งนี้ถ้าเราจะกล่าวอย่างง่ายๆ เกี่ยวกับรูปแบบการสร้างแบบจำลอง คือถ้าสมมติให้แหล่งกำเนิดโฟตอนพลังงานสูงมาจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล ผู้สังเกตการณ์จะสามารถตรวจจับได้ในรูปแบบของฟังก์ชัน $y(t)$ จากนั้น $y(t)$ บางส่วนจะไปเกิดอันตรกิริยากับเอาท์โฟลว์อิงวินด์กลายเป็นโฟตอนพลังงานต่ำ $x(t)$ โดยจากสถานการณ์ดังกล่าวจะเห็นว่า $x(t)$ จะต้องใช้ระยะเวลายาวนานกว่า $y(t)$ ในการเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์ ดังนั้นเราจะใช้ผลตอบสนองของอิมพัลส์มาคอนโวลูชัน (convolution) กับฟังก์ชัน $y(t)$ เพื่อหาความแตกต่างกันช่วงเวลาระหว่าง $y(t)$ กับ $x(t)$ ซึ่งแสดงเป็นสมการทางคณิตศาสตร์อย่างง่ายๆ ได้ดังสมการ

$$x(t) = \psi(t) \otimes y(t) \tag{2-19}$$

โดยผลตอบสนองของอิมพัลส์ จะถูกสร้างขึ้นมาจากความเป็นเหตุเป็นผลทางกายภาพของโครงสร้างของการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ซึ่งก็คือ แบบจำลองที่เราจะสร้างขึ้นมา

จากที่เรากล่าวไปแล้วในหัวข้อก่อนหน้า เกี่ยวกับการศึกษาความหน่วงของเวลาระหว่างฟังก์ชันของโฟตอนพลังงานต่ำและสูงนั้นเราจะใช้เทคนิคแบบฟูเรียร์ในการศึกษา เพื่อความง่ายในการทำความเข้าใจเกี่ยวกับความหน่วงของเวลาที่เราศึกษาและสร้างแบบจำลองขึ้นมานั้น เราจะอธิบายหลักการสร้างแบบจำลองความหน่วงของเวลาอย่างคร่าวๆ นั่นคือ ถ้าเราสมมติให้กราฟแสงของโฟตอนพลังงานต่ำและพลังงานสูงมีความหน่วงของเวลาอยู่ที่ $\tau_0 = 1000\text{s}$ ซึ่งความหน่วงของเวลานี้สามารถอธิบายได้ด้วยผลตอบสนองของอิมพัลส์ ที่มีลักษณะการตอบสนองแบบ delta-function ซึ่งจะได้ความหน่วงของเวลาที่การตอบสนองแบบ delta-function แสดงดังภาพประกอบ 42 จากภาพจะเห็นว่าสเปกตรัมของความหน่วงของเวลาของแบบจำลองในโดเมนของความถี่มีหลากหลายรูปแบบ ซึ่งแต่ละรูปแบบจะขึ้นอยู่กับค่าความเจือจาง (dilution) เมื่อค่าความเจือจางเกิดจากการมีอยู่ของโฟตอนที่ออกมาจากจานรวมมวลโดยตรงในย่านเดียวกับโฟตอนที่เกิดจาก

การสะท้อน ซึ่งถ้าหากนิยามค่าความเจือจางคือสัดส่วนระหว่างฟลักซ์ของโฟตอนที่เกิดจากการสะท้อนต่อฟลักซ์ของโฟตอนที่เกิดในย่านพลังงานเดียวกันกับการสะท้อนนิยามเป็นตัวแปร R โดยในงานวิจัยนี้นิยามให้ $R = 1$ นั่นคือให้ฟลักซ์จากสะท้อนเท่ากับฟลักซ์ที่ออกจากจานรวมมวลโดยตรงในย่านพลังงานเดียวกัน ซึ่งจะเห็นว่าความหน่วงของเวลาของแบบจำลองจะได้ $\tau = 500\text{s}$ ที่ตำแหน่งความถี่ต่ำที่สุด ซึ่งจะเห็นว่าลดลงเป็นครึ่งหนึ่งของค่าที่เรากำหนดเอาไว้ตอนเริ่มต้น ($\tau_0 = 1000\text{s}$) นอกจากนี้ R ที่ค่าอื่นๆ ก็จะมีรูปร่างความหน่วงของเวลาที่ตำแหน่งความถี่ต่ำที่สุดแตกต่างกันไปดังภาพประกอบ 42 โดยค่า R นี้จะไปปรากฏในสมการคำนวณหาความต่างเฟสของแบบจำลองความหน่วงของเวลา ดังสมการ (Uttley et al., 2014)

$$\phi(f) = \arctan\left(\frac{R\Psi(\text{f})}{1 + R\Psi(\text{f})}\right) \tag{2-20}$$

หลังจากนั้นเราจะนำสมการ 2-20 ไปคำนวณต่อเพื่อหาความความหน่วงของเวลาของแบบจำลองโดยใช้สมการที่ 2-16

นอกจากนี้จากภาพประกอบ 42 จะเห็นรูปร่างของสเปกตรัมช่วงความถี่ประมาณ $5 \times 10^{-4}\text{Hz}$ มีลักษณะขึ้นและลง โดยแอมพลิจูดของคลื่นจะลดลงเรื่อยๆเป็นครึ่งหนึ่งของลูกคลื่นก่อนหน้าเมื่อความถี่เพิ่มขึ้น ซึ่งสามารถอธิบายได้ด้วยสมการ

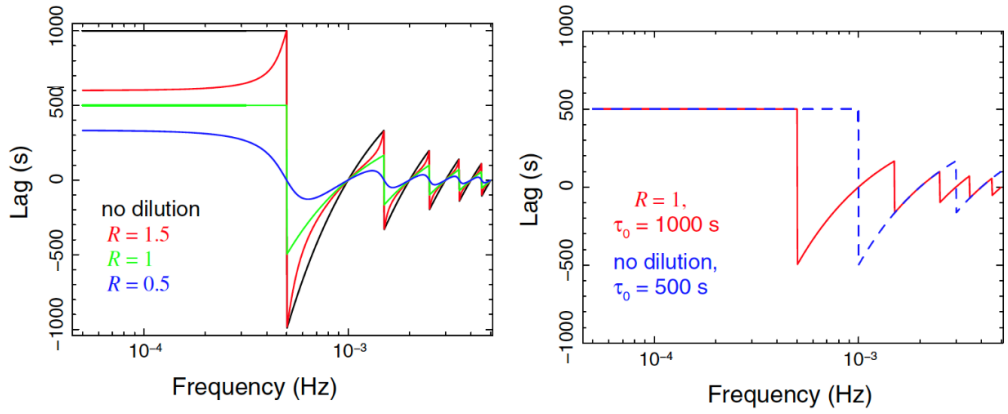
$$\nu = \frac{n}{2\tau_0} \tag{2-21}$$

เมื่อ

n คือ จำนวนเต็มที่เป็นเลขคี่ของข้อมูล

τ_0 คือ ความหน่วงของเวลาของแบบจำลอง

จากสมการ 2-21 (Uttley et al., 2014) คือ สมการทำนายการเกิดปรากฏการณ์เกิด phase wrapping ซึ่งเป็นผลมาจากการทำฟูเรียร์ โดยลักษณะขึ้นและลงนี้จะเกิดขึ้นรอบๆ ช่วง $[-\pi, \pi]$ เนื่องจากเรากำหนดให้เฟสเปลี่ยนแปลงอยู่ภายในช่วง $-\pi$ ถึง π (อ่านเพิ่มเติมที่ (Uttley et al., 2014)



ภาพประกอบ 42 ลักษณะสเปกตรัมของความหน่วงของเวลาของแบบจำลองในโดเมนของความถี่ที่เกิดจากข้อมูลที่มีความแตกต่างกันของเวลา $\tau_0 = 1000s$ (ลักษณะการตอบสนองแบบ delta-function) โดยแต่ละสเปกตรัมมีความแตกต่างกันที่แอมพลิจูดของฟลักซ์ของโฟตอนหลังจากการชน (R) (ภาพซ้าย) และลักษณะสเปกตรัมของความหน่วงของเวลาของแบบจำลองเมื่อ $R = 1$ จะเห็นว่าแอมพลิจูดของความหน่วงของเวลาของแบบจำลองลดลงเป็นครึ่งหนึ่ง ซึ่งเท่ากับข้อมูลที่มีความแตกต่างกันของเวลา $\tau_0 = 500s$ แต่ไม่มีค่าความเจือจาง (ภาพขวา)

ที่มา: (Uttley et al., 2014)

จากที่กล่าวมาข้างต้นสามารถสรุปได้ว่า ในการสร้างแบบจำลองอธิบายความหน่วงของเวลา คือการคำนวณทางคณิตศาสตร์เพื่อที่จะหาผลตอบสนองของอิมพัลส์ที่เหมาะสม ที่สร้างขึ้นบนพื้นฐานของกระบวนการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด เพื่อหาคำตอบถึงโครงสร้างของกระบวนการรวมมวลที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลาของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

บทที่ 3
วิธีการดำเนินการวิจัย

ในงานวิจัยนี้จะศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 โดยนำข้อมูลการสังเกตการณ์มาจากคลังข้อมูลของกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ *XMM-Newton* ซึ่งจะนำมาวิเคราะห์บางข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มีคุณภาพดี โดยมีขั้นตอนการนำข้อมูลการสังเกตการณ์มาวิเคราะห์ และขั้นตอนการดำเนินงานวิจัยอย่างละเอียดดังต่อไปนี้

3.1 การสืบค้นข้อมูลการสังเกตการณ์

ข้อมูลการสังเกตการณ์ทั้งหมดของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ถูกสืบค้นจากฐานข้อมูล XMM-Newton Science Archive[8] มีจำนวนข้อมูลการสังเกตการณ์ทั้งหมด 14 ข้อมูลการสังเกตการณ์ ซึ่งเป็นข้อมูลการสังเกตการณ์ตั้งแต่ปี ค.ศ.2001 – 2014 ซึ่งแสดงได้ดังตาราง 1

ในงานวิจัยนี้เราจะเลือกข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ใช้ระยะเวลาในการเปิดหน้ากล้อง (observing time) สำหรับการบันทึกข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มากกว่า 100 ks เพื่อให้ได้ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มีคุณภาพดี หรือข้อมูล (สัญญาณ) ที่ได้รับจากแหล่งกำเนิดต่อข้อมูลที่มาจากสัญญาณการรบกวนมีค่าสูง (Signal to noise ratio (S/N) สูง) ซึ่งจะส่งผลให้ข้อมูลการสังเกตการณ์สามารถอธิบายด้วยพามิเตอร์ของแบบจำลองได้ดียิ่งขึ้น เนื่องจากขอบเขตความคลาดเคลื่อน (error bars) ของข้อมูลการสังเกตการณ์จะแคบลง ดังนั้นในงานวิจัยนี้จะเหลือข้อมูลการสังเกตการณ์ที่สามารถนำมาใช้ในการวิเคราะห์ต่อได้ทั้งหมด 6 ข้อมูลการสังเกตการณ์ ดังแสดงในตาราง 1 โดยข้อมูลการสังเกตการณ์ที่จะนำไปวิเคราะห์ต่อ จะถูกนิยามด้วยสัญลักษณ์ Y (yes) ส่วนข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เราไม่นำไปวิเคราะห์ต่อจะถูกนิยามด้วยสัญลักษณ์ N (No) ในคอลัมน์สุดท้ายของตาราง 1

[8] http://nxsa.esac.esa.int/nxsa-web/#home

ตาราง 1 แสดงรายละเอียดของข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1

Observation ID	Revolution (rev.)	Date	Observing time (ks)	Used in this work?
0112290301	0309	2001-08-17	6.76	N
0112290501	0301	2001-07-31	8.10	N
0112290601	0305	2001-08-08	8.18	N
0112290701	0313	2001-08-24	8.20	N
0112291001	0483	2002-07-29	8.09	N
0112291201	0574	2003-01-27	6.86	N
0302900101	1117	2006-08-17	132.25	Y
0500750101	1483	2008-01-13	115.69	Y
0653380201	1942	2010-07-17	128.91	Y
0653380301	1943	2010-07-19	130.88	Y
0653380401	2039	2011-01-26	121.02	Y
0653380501	2040	2011-01-28	126.37	Y
0723130301	2596	2014-02-11	38.50	N
0723130401	2597	2014-02-13	36.00	N

3.2 การประมวลผลข้อมูลการสังเกตการณ์ (Data reduction)

ขั้นตอนนี้เป็นขั้นตอนเริ่มต้นของการกรองข้อมูลการสังเกตการณ์ เนื่องจากในการวิเคราะห์ข้อมูลการสังเกตการณ์ เราต้องการข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เป็นข้อมูลที่สะอาด (clean data) ที่สุด นั่นคือไม่มีสัญญาณอื่นใดมารบกวนหรือเจือปนกับสัญญาณของข้อมูลการสังเกตการณ์

จากที่เราทราบกันแล้วว่าข้อมูลการสังเกตการณ์ทั้งหมดได้มาจากการสังเกตการณ์จากกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* โดยหลักการทำงานของกล้องโดยคร่าวๆ คือเมื่อแสง (อนุภาคโฟตอน) จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์เดินทางมาตกกระทบลงบนอุปกรณ์ตรวจจับ ซึ่งก็คือ CCD พลังงานจากอนุภาคโฟตอนเหล่านี้จะไปกระตุ้นให้อิเล็กตรอนจากแถบเวเลนซ์ (valence

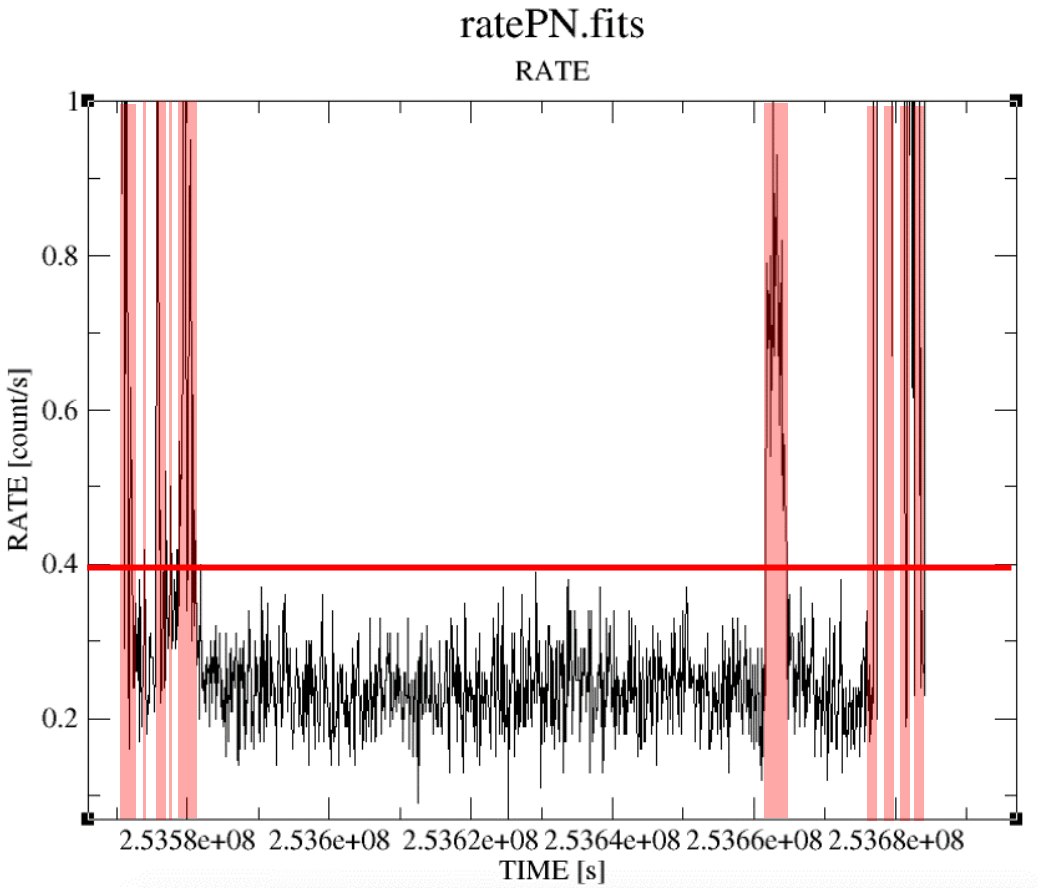
band) ของวัสดุสารกึ่งตัวนำมีพลังงานมากพอที่หลุดไปเป็นอิเล็กตรอนอิสระและข้ามแถบช่องว่างพลังงาน (band gap) ขึ้นไปยังแถบตัวนำ (conduction band) ทำให้เกิดเป็นสัญญาณ และอุปกรณ์ตรวจจับจะเริ่มบันทึกข้อมูลผ่านสัญญาณนี้ อย่างไรก็ตาม อุปกรณ์ตรวจจับเหล่านี้เป็นอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ ย่อมมีความร้อนสะสมภายในตัวของอุปกรณ์เอง ซึ่งพลังงานความร้อนนี้อาจจะทำให้อิเล็กตรอนจากแถบเวเลนซ์หลุดขึ้นไปยังแถบตัวนำได้ นอกจากนี้ในแต่ละชิ้นส่วนของ CCD อาจจะเกิดข้อผิดพลาดหรือเกิดความเสียหาย (Badpixel) หรือมีสัญญาณรบกวนต่างๆ ในระหว่างดำเนินภารกิจ โดยข้อมูลเหล่านั้นจะถูกบันทึกเป็นฐานข้อมูลเอาไว้ทั้งหมดในระหว่างปฏิบัติภารกิจ ซึ่งก็คือข้อมูลที่จะนำมาใช้สำหรับคาลิเบรชั่น (Calibration) ดังนั้นในขั้นต้นเมื่อเราได้ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่นำมาจากกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* ที่เป็นข้อมูลการสังเกตการณ์ดิบ (Raw data) เราจะนำข้อมูลการสังเกตการณ์เหล่านี้มากำจัดสัญญาณรบกวนที่เกิดจากตัวของอุปกรณ์การสังเกตการณ์เอง และจากสิ่งแวดล้อมรอบๆอุปกรณ์การสังเกตการณ์ โดยการนำข้อมูลไปวิเคราะห์กับข้อมูลคาลิเบรชั่น ซึ่งจะใช้เป็นชุดคำสั่งของ *XMM Newton* Science Analysis System (XMMSAS) ดังนี้

- EPPROC คือ การนำข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ได้จากกล้อง PN มาคาลิเบรชั่น
- EMPROC คือ การนำข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ได้จากกล้อง MOS มาคาลิเบรชั่น

3.3 การกรองข้อมูลที่มีการรบกวนสูง

ในเชิงของการสังเกตการณ์ อนุภาคโฟตอนหรือสัญญาณที่เราสังเกตการณ์ได้นั้นไม่ได้มาจากแหล่งกำเนิดที่เราสนใจเพียงอย่างเดียวเท่านั้น แต่ยังมีสัญญาณจากแหล่งกำเนิดอื่นๆ เข้ามาเจือปนกับข้อมูลสังเกตการณ์ที่เราสังเกตการณ์ด้วย โดยส่วนใหญ่แล้วสัญญาณเหล่านี้จะถูกเรียกรวมๆกันว่า รังสีพื้นหลัง (background) โดยสำหรับกล้อง EPIC รังสีพื้นหลังสามารถแบ่งออกเป็น 2 แหล่งกำเนิดใหญ่ๆ ได้แก่ รังสีพื้นหลังในย่านรังสีเอกซ์ (Cosmic X-ray background: CXB) และรังสีพื้นหลังจากอุปกรณ์การสังเกตการณ์ (instrumental background) ซึ่งแหล่งกำเนิดพื้นหลังนี้สามารถแบ่งย่อยออกเป็น พื้นหลังที่มาจากสัญญาณรบกวนที่มาจากตัวของอุปกรณ์เอง ซึ่งจะมีผลกระทบในช่วงพลังงานต่ำประมาณ $\lesssim 300\ \mathrm{eV}$ และพื้นหลังที่เกิดจากอนุภาค (The particle induced background) ที่เกิดอันตรกิริยากันรอบๆอุปกรณ์สังเกตการณ์ ซึ่งจะเกิดอันตรกิริยาโดยตรงกับอุปกรณ์สังเกตการณ์ โดยพื้นหลังที่เกิดจากอนุภาคนี้จะมีผลกระทบกับข้อมูลสังเกตการณ์เป็นอย่างมาก โดยเฉพาะพื้นหลังที่มาจากองค์ประกอบการลุกโชติช่วงของอนุภาคโปรตอนพลังงานต่ำ ($\lesssim 100\ \mathrm{keV}$) ดังที่อธิบายไว้ในหัวข้อ 2.10

ดังนั้นในขั้นตอนนี้จะเป็นการกรองข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มีการรบกวนสูงจากรังสีพื้นหลัง โดยจะนำข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ได้จากหัวข้อที่ 3.2 ที่ผ่านการลดข้อมูลการสังเกตการณ์มาแล้วมากรองข้อมูลช่วงที่มีการรบกวนสูงออกโดยใช้โปรแกรม XMMSAS สำหรับวิธีการกรองข้อมูลการสังเกตการณ์นั่น เราจะตัดข้อมูลการสังเกตการณ์ในช่วงที่มีอัตราการตกของโฟตอนบน CCD สูงมากจนผิดปกติ ดังแสดงไว้ดังภาพประกอบ 43 ซึ่งถ้าพิจารณาจากภาพประกอบ ข้อมูลที่มีอัตราการตกของโฟตอนที่อยู่เหนือเส้นสีแดง คือ ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่แย่ (มีอัตราการตกของโฟตอนสูงมากผิดปกติ อันเนื่องมาจากพื้นหลังที่มีการลุกโชติช่วง) ที่อยู่ในช่วงเวลาที่เราจะไม่นำมาพิจารณา ซึ่งช่วงเวลาที่เราไม่นำมาพิจารณาจะอยู่ในพื้นที่แรเงาสีแดง ในทางตรงกันข้าม ข้อมูลที่มีอัตราการตกของโฟตอนที่อยู่ต่ำกว่าเส้นสีแดง คือ ข้อมูลที่ดีในช่วงเวลาที่ไม่มีค่อยมีผลกระทบจากพื้นหลังที่มีการลุกโชติช่วงมารบกวนมากนัก ซึ่งเราจะนำข้อมูลในช่วงนี้ไปใช้ในการวิเคราะห์ต่อไป โดยจะเรียกช่วงเวลาของข้อมูลที่ดีนี้ว่า ช่วงข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ดี (good time interval: GTI) ซึ่งเมื่อทำการตัดช่วงเวลาของข้อมูลที่แย่ (ช่วงเวลาในพื้นที่แรเงาสีแดง) ทิ้งไปแล้วนั้น จะทำให้เหลือช่วงเวลาที่เราจะนำไปวิเคราะห์ต่อลดน้อยลง โดยจะแสดงในตาราง 2 (คอลัมน์ที่ 4) และสุดท้ายเราจะได้ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เหมาะสมสำหรับนำไปวิเคราะห์ในลำดับถัดไป



ภาพประกอบ 43 กราฟแสงแสดงอัตราการตกของโฟตอนบนอุปกรณ์ตรวจจับของกล้อง EPIC-pn ของข้อมูลใน rev1117 โดยมีลักษณะกราฟเป็นกราฟที่ได้รับผลกระทบจากการลุกโชติช่วงของอนุภาคโปรตอนพลังงานต่ำ โดยจะสังเกตเห็นว่าช่วงเวลาตรงกลางของกราฟแสง อัตราการตกของโฟตอนค่อนข้างคงที่ แต่ส่วนเริ่มต้นและส่วนสุดท้ายของกราฟแสงนั้นมีอัตราการตกของโฟตอนที่มากผิดปกติ ซึ่งเกิดจากผลกระทบจากการลุกโชติช่วง ดังนั้นช่วงเวลาของข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เหนือเส้นสีแดง คือช่วงเวลาที่ถูกตัดออก เนื่องจากเป็นช่วงเวลาที่ถูกรบกวนสูงจากรังสีพื้นหลัง

ตาราง 2 แสดงรายละเอียดของข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 (หลังจากเลือกข้อมูลที่มีคุณภาพและช่วงเวลาที่ดี)

Revolution: rev.	Count rate[a] (count/s)	Useful exposure time[b] (ks)			Group[c]
		EPIC-pn	EPIC-MOS1	EPIC-MOS2	
1117	0.940 ± 0.004	102	107	107	Medium
1483	0.885 ± 0.004	55	72	71	Low
1942	1.029 ± 0.004	90	9	119	High
1943	1.021 ± 0.003	111	113	113	High
2039	0.974 ± 0.004	92	111	111	Medium
2040	0.925 ± 0.004	98	110	112	Medium

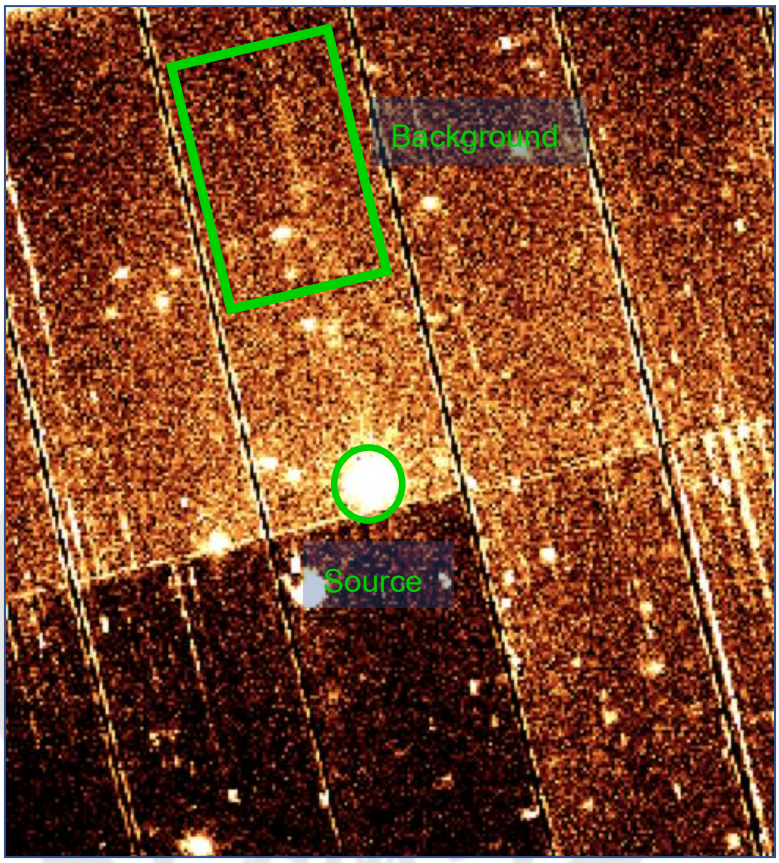
หมายเหตุ: [a] จำนวนโฟตอนต่อหนึ่งหน่วยเวลาที่ตกบนกล้อง pn ในช่วงพลังงาน 0.3-10.0 keV, [b] เป็นเวลาที่เลือกให้อยู่ช่วงเวลาที่ดี (GTI) ในการนำข้อมูลมาวิเคราะห์, [c] แบ่งกลุ่มของข้อมูลการสังเกตการณ์ตามจำนวนโฟตอนที่ได้รับต่อหนึ่งหน่วยเวลา

3.4 การเลือกพื้นที่ของแหล่งกำเนิดที่จะทำการวิเคราะห์

จากหัวข้อ 3.3 เราจะได้ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่เหมาะสมแก่การวิเคราะห์ต่อไป เนื่องจากได้ทำการลดสัญญาณการรบกวนที่มาจากพื้นหลังของกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* แล้ว ดังนั้นในหัวข้อนี้เราจะกล่าวถึง ขั้นตอนการสร้างกราฟแสง (light curve)

การสร้างกราฟแสงของข้อมูลการสังเกตการณ์ เราจะใช้ชุดคำสั่งของโปรแกรม XMMSAS โดยภาพประกอบ 44 จะแสดงการเลือกพื้นที่ของข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NCG5408 X-1 ซึ่งอยู่ที่ตำแหน่ง RA = 14h 03m 19.62s และ Declination = -41d 22m 58.7s (นำข้อมูลของตำแหน่งมาจากฐานข้อมูลการสังเกตการณ์ของ XMM-Newton Science Archive) สำหรับการเลือกขนาดพื้นที่ของแหล่งกำเนิดของข้อมูลการสังเกตการณ์ (Source) เราจะเลือกใช้พื้นที่แบบวงกลมขนาด 40 arcsec นอกจากนี้เรายังต้องเลือกพื้นที่ของพื้นหลังของข้อมูลการสังเกตการณ์ (Background) อีกด้วย ซึ่งเราจะเลือกบริเวณที่ปราศจากแหล่งกำเนิดอื่นๆ และไม่ครอบคลุมช่องว่างระหว่าง CCD (gab) เพื่อที่จะนำจำนวนโฟตอนที่อยู่ในพื้นที่ของพื้นหลังของข้อมูลการสังเกตการณ์ไปหักลบกับจำนวนโฟตอนที่อยู่ในพื้นที่ของแหล่งกำเนิดของข้อมูลการสังเกตการณ์ โดยพื้นที่พื้นหลังของข้อมูลการสังเกตการณ์ เราจะใช้

เป็นรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากมีขนาด 2500 x 4500 pixel ดังแสดงไว้ดังภาพประกอบ 44 ในขั้นตอนการสร้างกราฟแสงในงานวิจัยนี้จะใช้โปรแกรม IDL ในการคำนวณ โดยใช้ชุดคำสั่ง XMM Extract ซึ่งถูกเขียนและพัฒนาโดย Simon Vaughan (Vaugha, 2013)



ภาพประกอบ 44 รูปแบบการเลือกพื้นที่ของแหล่งกำเนิด (Source) และพื้นที่ของพื้นหลัง (Background) ของข้อมูลการของสังเกตกาณ์ NGC5408X-1 โดยได้รับภาพข้อมูลการสังเกตการณ์มาจากกล้องโทรทรรศน์รังเอกซ์ของ *XMM-Newton* (กล้อง PN)

จากข้างต้นเราจะได้จำนวนโฟตอนจากการสร้างพื้นที่ของแหล่งกำเนิด (แทนด้วยตัวแปร SRC) และพื้นที่ของพื้นหลัง (แทนด้วยตัวแปร BKG) ของข้อมูลการสังเกตการณ์ NGC5408 X-1 แต่ในความเป็นจริงแล้วสิ่งที่เราต้องการ คือจำนวนโฟตอนสุทธิ (net count) ที่เกิดจากการหักล้างกันระหว่าง SRC และ BKG แต่จะเห็นว่าพื้นที่ของแหล่งกำเนิด และพื้นหลังนั้นมีขนาดที่ไม่เท่ากันดังที่กล่าวไปข้างต้น เราจึงจำเป็นที่จะต้อง ปรับสัดส่วน (scaling) พื้นที่ของ BKG ซึ่งในความเป็นจริงแล้วปัจจัยหลักของการปรับสัดส่วน (scaling factor) ก็คือสัดส่วนระหว่างพื้นที่ของแหล่งกำเนิดกับพื้นหลังของข้อมูลการสังเกตการณ์ แต่ในงานวิจัยนี้เราจะใช้ factor ของการปรับ

สัดส่วน จากการหาจากค่าพารามิเตอร์ BACKSCAL ใน FITS ไฟล์ของข้อมูลการสังเกตการณ์ เนื่องจากค่าพารามิเตอร์ดังกล่าวได้รวมผลกระทบของ CCD ที่อาจจะเกิดข้อผิดพลาดหรือเกิดความเสียหาย (Badpixel) และพื้นที่ยังผล (effective area) ไว้ด้วย

งานวิจัยนี้ เราจะสร้างกราฟแสงโดยจะแบ่งออกเป็นช่วงของโฟตอนพลังงานต่ำ (0.3 - 1.0 keV) และพลังงานสูง (1.0 -7.0 keV) สำหรับทุกๆข้อมูลการสังเกตการณ์ และจากที่เรากล่าวไปข้างต้นแล้วว่าข้อมูลการสังเกตการณ์ในงานวิจัยนี้มาจากการสังเกตการณ์ด้วยกล้องโทรทรรศน์รังสีเอกซ์ของ *XMM-Newton* โดยมีกล้องที่สังเกตการณ์แตกต่างกันจำนวน 3 ตัว ได้แก่ pn, MOS1 และ MOS2 นอกจากนี้เราจำเป็นที่จะต้องเลือกรูปแบบการตกของโฟตอน (Pattern) ลงบน CCD ให้เหมาะสม โดยในงานวิจัยนี้จะเลือก Pattern ของ EPIC-pn คือ 0-4 และ EPIC-MOS คือ 0-12 โดยรายละเอียดได้กล่าวไว้ในหัวข้อที่ 2.9.1 จากนั้นเราจะสามารถคำนวณหาจำนวนโฟตอนสุทธิได้ดังสมการ

$$\text{net count} = \sum_{0}^{2} SRC_i - [\text{scale}_i \times BKG_i] \tag{3-1}$$

เมื่อ $i = 0,1,2$ แสดงถึงกล้องทั้ง 3 กล้องของ *XMM-Newton* ได้แก่ pn, MOS1 และ MOS2 ตามลำดับ (i เริ่มจาก 0 เนื่องจากโปรแกรม IDL จะเริ่มต้นตัวเลขที่เลข 0) นอกจากนี้สามารถคำนวณความคลาดเคลื่อนของจำนวนโฟตอนสุทธิ ดังสมการ

$$\text{err}^2 = \sum_{0}^{2} SRC_i^2 + [\text{scale}_\text{i} \times BKG_i]^2 \tag{3-2}$$

เนื่องจากความแปรปรวน (variance) ของการบวกกันของข้อมูลที่มีการกระจายตัวแบบปัวซอง (Poison distribution variables) คือ การบวกกันของค่าคาดหวัง (expectation value) ดังนั้น ค่าความคาดเคลื่อนของอัตราการตกของโฟตอนสุทธิ คือ $\sqrt{\text{err}^2}$

จะเห็นว่าจากสมการ 3-1 และ 3-2 คือจำนวนโฟตอนสุทธิและความคลาดเคลื่อนของจำนวนโฟตอนสุทธิที่สังเกตการณ์ได้ในเวลาหนึ่งๆ ซึ่งนำไปสู่การสร้างกราฟแสง (light curve) นั่นเอง อย่างไรก็ตามสิ่งที่เราต้องการคืออัตราการตกของโฟตอนสุทธิ หรือ net count rate ซึ่งจะได้ดังสมการ

$$\text{net count rate} = \frac{\text{net count}}{\text{dt}} \tag{3-3}$$

และ

$$\text{error} = \frac{\sqrt{\text{err}^2}}{\text{dt}} \qquad (3\text{-}4)$$

นอกจากนี้ถ้าพิจารณาการสร้างกราฟแสงอย่างละเอียด ในส่วนของขั้นตอนในการกรองข้อมูลที่มีการรบกวนสูงในหัวข้อที่ 3.3 จะเห็นว่ามีข้อมูลบางส่วนที่ขาดหายไป เนื่องจากถูกตัดทิ้งเพราะข้อมูลนั้นมีการรบกวนที่สูง ซึ่งปัจจัยนี้เป็นผลทำให้บาง time bin ของข้อมูลการสังเกตการณ์มีสัดส่วนของเวลาในแต่ละ time bin (fractional exposure in each bin) ต่ำเกินกว่าค่าที่น้อยสุดที่เราจะอนุญาตให้เป็นไปได้ นั่นคือ 0.3 (เป็นค่า default ของโปรแกรม) ซึ่งจะทำให้ข้อมูลช่วงนั้นขาดหายไป อย่างไรก็ตามเราต้องการข้อมูลที่เป็นข้อมูลที่มาจากการสังเกตการณ์โดยตรง เราจึงไม่ได้ทำการ interpolate ข้อมูลในช่วงที่ขาดหายไป

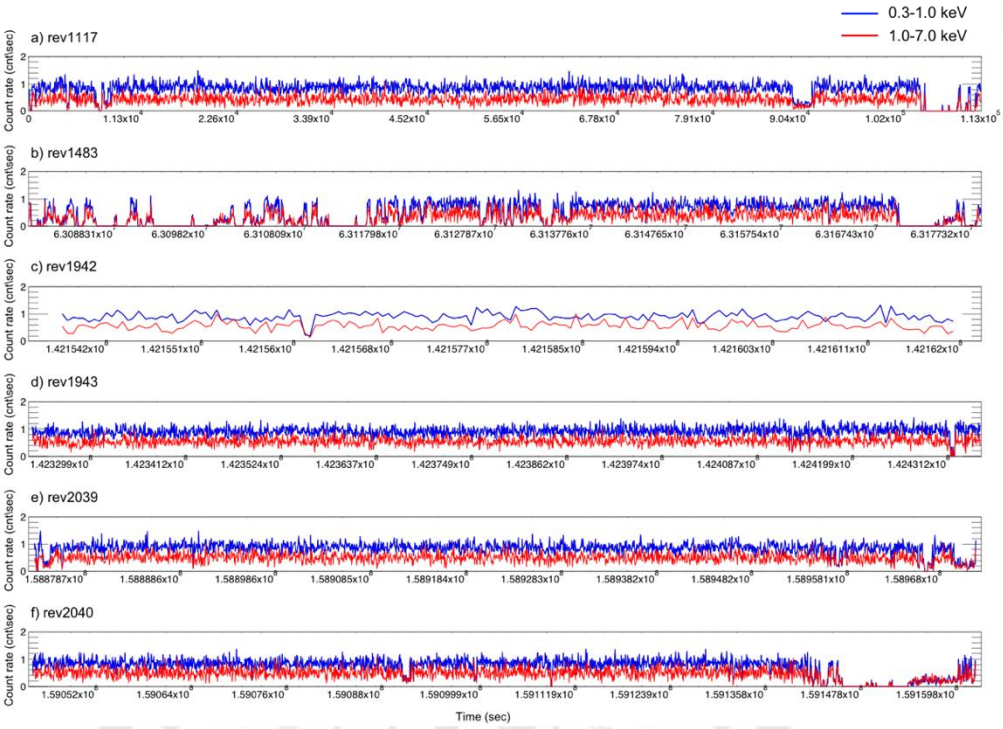
นอกจากนี้เนื่องจากในการวิเคราะห์เชิงเวลาต้องการข้อมูลที่มี S/N ที่สูง เพื่อประสิทธิภาพในการวิเคราะห์ข้อมูล ดังนั้นในงานวิจัยนี้จะรวมข้อมูลสังเกตการณ์ที่มีอัตราการรวมมวลใกล้เคียงกันเข้าไว้ด้วยกัน เพื่อให้ข้อมูลมี S/N ที่สูงขึ้น ซึ่งอยู่ภายใต้สมมติฐานที่ว่า อัตราการรวมมวลในระดับใกล้เคียงกันจะมีลักษณะโครงสร้างของการรวมมวลที่คล้ายคลึงกัน และในทางตรงกันข้าม ถ้าอยู่ในอัตราการรวมมวลที่แตกต่างกันลักษณะโครงสร้างของการรวมมวลย่อมแตกต่างกัน จึงทำให้เราทำการแบ่งกลุ่มจากสถานะการรวมมวลเพื่อศึกษาลักษณะโครงสร้างของจานรวมมวลที่เปลี่ยนแปลงไป ซึ่งสามารถแบ่งออกเป็น 3 กลุ่มดังนี้ 1) สถานะการรวมมวลระดับต่ำ (Low count rate) มีอัตราการตกของโฟตอนสุทธิน้อยกว่า 0.9 2) สถานะการรวมมวลระดับปานกลาง (Medium count rate) มีอัตราการตกของโฟตอนสุทธิอยู่ระหว่าง 0.9 – 1.0 และ 3) สถานะการรวมมวลระดับสูง (High count rate) มีอัตราการตกของโฟตอนสุทธิมากกว่า 1.0 โดยข้อมูลสังเกตการณ์ที่ถูกจัดกลุ่มตามเงื่อนไขดังกล่าวถูกแสดงดังตาราง 2 ซึ่งการคำนวณอัตราการตกของโฟตอนสุทธิของแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์จะคำนวณจากชุดคำสั่ง *rate* ของโปรแกรม XSPEC ซึ่งข้อมูลที่นำไปใช้คำนวณอัตราการตกของโฟตอนสุทธิ คือสเปกตรัมของแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์ที่คำนวณร่วมกันระหว่างสเปกตรัมของแหล่งกำเนิดและพื้นหลัง นอกจากนี้เราจะศึกษาความหน่วงของเวลาของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่ได้จากการรวมข้อมูลการสังเกตการณ์ทั้ง 6 ข้อมูลการสังเกตการณ์ด้วย เพื่อที่เราจะได้ข้อมูลที่มี S/N ที่สูงที่สุด และวิเคราะห์ผลความแตกต่างเวลาในภาพรวมของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1

บทที่ 4
ผลการศึกษา

ในบทนี้เราจะกล่าวถึงผลการวิจัยที่ได้จากการศึกษาการสะท้อนของรังสีเอกซ์จากแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NCG5408 X-1 โดยจากบทก่อนหน้านี้เราได้กล่าวไปแล้วว่าเราจะศึกษาผ่านกระบวนการวิเคราะห์เชิงเวลาจากกราฟแสงในแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์ จากนั้นคำนวณหาความหน่วงของเวลาด้วยการ cross spectrum ระหว่างกราฟแสงในช่วงพลังงานต่ำและสูงได้เป็นสเปกตรัมความหน่วงของเวลา โดยจุดประสงค์ในงานวิจัยนี้ คือ เพื่อหาโครงสร้างของจานรวมมวลที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบ ดังนั้นเราจึงได้สร้างแบบจำลองความหน่วงของเวลามาอธิบายลักษณะสเปกตรัมความหน่วงของเวลา ซึ่งลักษณะสเปกตรัมความหน่วงของเวลาและผลการ fit สเปกตรัมความหน่วงของเวลาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่เราสร้างและพัฒนาขึ้นมาจะแสดงดังต่อไปนี้

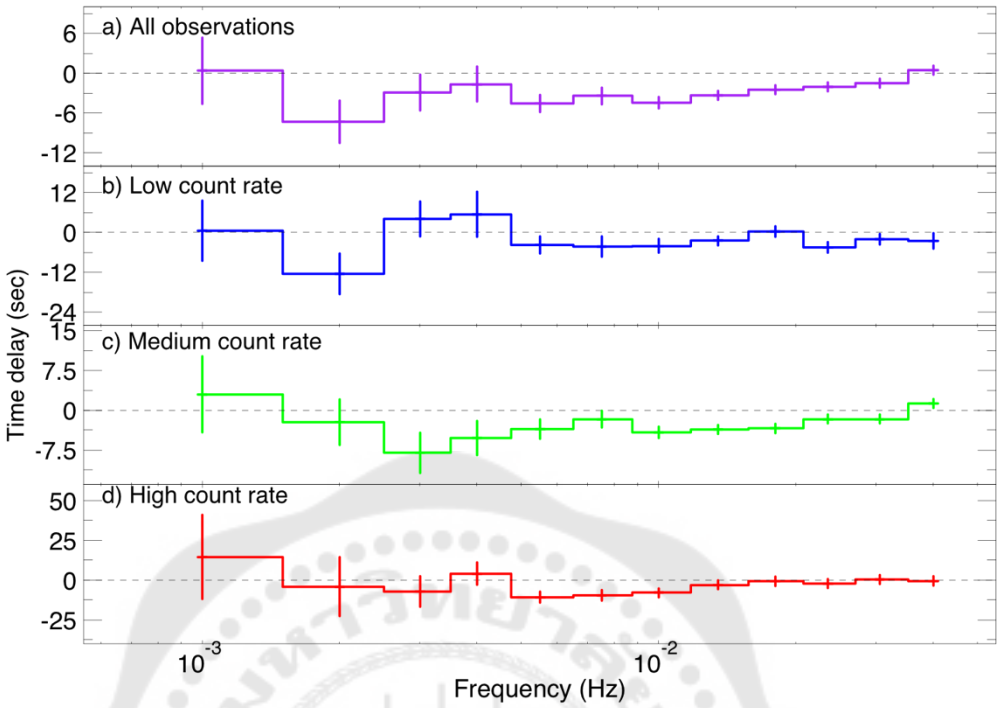
4.1 สเปกตรัมความหน่วงของเวลาของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1

ในงานวิจัยนี้เราเลือกศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 เนื่องจากแหล่งกำเนิดดังกล่าวถูกศึกษาเกี่ยวกับความหน่วงของเวลามาก่อนหน้านี้และพบองค์ประกอบของความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบ (De Marco et al., 2013; L. M. Heil & Vaughan, 2010; Hernández-García et al., 2015) ดังนั้นในเบื้องต้นเราได้ดำเนินการคำนวณหาความหน่วงของเวลาในทุกข้อมูลการสังเกตการณ์ของ NGC5408 X-1 จากคลังข้อมูล XMM-Newton science archive ที่ใช้ในงานวิจัยนี้ เพื่อยืนยันผลความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบผ่านความต่างเฟสในช่วงพลังงานต่ำและพลังงานสูงของกราฟแสง (light curve) โดยกราฟแสงแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์แสดงดังภาพประกอบ 45 จากนั้นแปลงข้อมูลกราฟแสงที่อยู่ในโดเมนของเวลาไปเป็นฟังก์ชันที่อยู่ในโดเมนของความถี่ โดยใช้เทคนิคการคำนวณแบบฟูเรียร์และ cross spectrum ระหว่างข้อมูลในช่วงพลังงานต่ำและพลังงานสูง ทำให้ได้สเปกตรัมความหน่วงของเวลาในแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์ (รายละเอียดของทฤษฎีที่ใช้ในการคำนวณได้กล่าวอย่างละเอียดไปในหัวข้อที่ 2.11) ซึ่งผลที่ได้ เราพบองค์ประกอบความหน่วงของเวลาที่เป็นลบทุกข้อมูลการสังเกตการณ์ของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ที่ใช้ในงานวิจัยนี้



ภาพประกอบ 45 กราฟแสงในแต่ละข้อมูลการสังเกตการณ์ โดยที่เส้นสีน้ำเงิน คือกราฟแสงของโฟตอนในช่วงพลังงานต่ำ $0.3-1.0\text{keV}$ และเส้นสีแดง คือกราฟแสงของโฟตอนในช่วงพลังงานสูง $1.0-7.0\text{kev}$ โดยกราฟแสงที่แสดงมี time bin size หรือ $dt=50\text{s}$

เนื่องจากในการศึกษาแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์โดยใช้เทคนิคการวิเคราะห์เชิงเวลาต้องการข้อมูลที่มี S/N สูง ดังนั้นเราจึงได้ทำการรวมกราฟแสงของทุกข้อมูลสังเกตการณ์ที่ใช้ในงานวิจัยนี้ (All observations) เพื่อให้ได้ข้อมูลที่มี S/N สูงที่สุด ยิ่งไปกว่านั้นเรายังแบ่งกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ออกเป็นกลุ่ม 3 กลุ่มย่อยตามอัตราการรวมมวล ดังที่กล่าวไว้ในหัวข้อ 3.4 ได้แก่ Low count rate, Medium count rate และ High count rate เพื่อที่จะศึกษาพฤติกรรมการเปลี่ยนแปลงลักษณะสเปกตรัมความหน่วงของเวลาเมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนแปลงไป ดังนั้นเราจะได้สเปกตรัมความหน่วงของเวลา 4 กลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ดังภาพประกอบ 46 จากภาพจะเห็นว่าข้อมูลความหน่วงของเวลาจะมีจำนวน 12 จุดในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ แต่ถ้าพิจารณาข้อมูลความหน่วงของเวลา ณ ตำแหน่งความถี่ต่ำที่สุด (~ 1 และ $2\ \text{mHz}$) จะเห็นว่ามีช่วงของความคลาดเคลื่อนของข้อมูล (error bar) สูง ซึ่งแสดงถึงข้อมูลที่มี S/N ที่ต่ำ เราจึงตัด 2 ข้อมูลที่ตำแหน่งความถี่ต่ำสุดดังกล่าว



ภาพประกอบ 46 สเปกตรัมความหน่วงของเวลาใน 4 กลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ได้แก่ All observations, Low count rate, Medium count rate และ High count rate

จากภาพประกอบ 46 (หลังจากตัด 2 ข้อมูลที่ตำแหน่งความถี่ต่ำสุด) จะเห็นว่าสเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่ความถี่ต่ำที่สุด ~ 3 mHz ของ All observations จะเกิดความหน่วงของเวลาประมาณ -3 s, Low count rate จะเกิดความหน่วงของเวลาประมาณ 4 s, Medium count rate เกิดความหน่วงของเวลาประมาณ -8 s และ High count rate เกิดความหน่วงของเวลาประมาณ -7 s (แต่ช่วงของความคลาดเคลื่อนของข้อมูลครอบคลุมไปถึงประมาณ -16 s) ซึ่งลักษณะเช่นนี้อาจจะกล่าวได้ว่าลักษณะสเปกตรัมของความหน่วงของเวลามีการเปลี่ยนแปลงไป จากความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกไปเป็นความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบมากขึ้น (ณ ตำแหน่ง~ 3 mHz) เมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนแปลงไปจาก Low count rate, Medium count rate และ High count rate ตามลำดับ ในขณะที่ All observations เป็นการเฉลี่ยกันของลักษณะสเปกตรัมความหน่วงของเวลาในแต่ละอัตราการรวมมวล

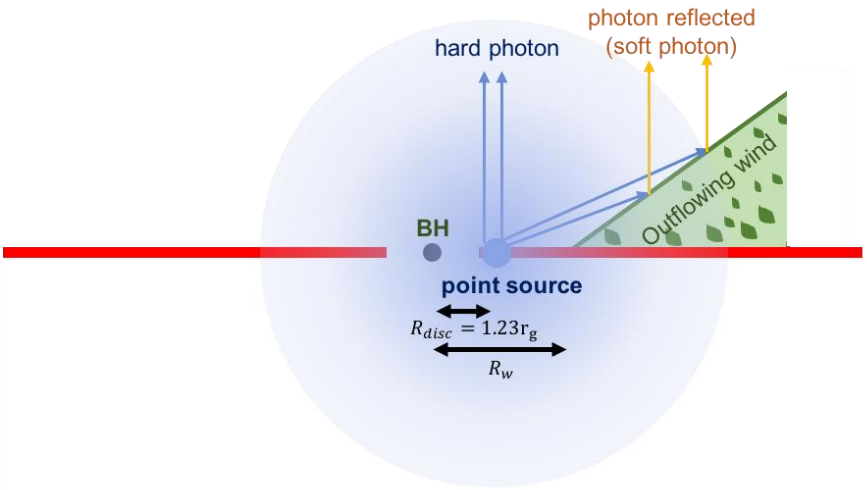
ในหัวข้อถัดไปเราจะศึกษากลไกการรวมมวลและโครงสร้างของจานรวมมวลที่ทำให้เกิดสเปกตรัมความหน่วงของเวลาในลักษณะต่างๆ รวมไปถึงขนาดมวลของหลุมดำด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่สร้างขึ้นมาบนพื้นฐานโครงสร้างของการรวมมวลของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด

4.2 แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด

แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดเป็นแบบจำลองแรกที่เราสร้างขึ้นมาในงานวิจัยนี้ ซึ่งโครงสร้างและองค์ประกอบของจานรวมมวลได้รับแนวคิดจากงานวิจัยของ Matthew J. Middleton et al. (2015) โดยระบบการรวมมวลจะประกอบไปด้วยจานรวมมวลที่ล้อมรอบวัตถุอัดแน่นเอาไว้ ซึ่งวัตถุอัดแน่นดังกล่าวเราสมมติให้เป็นหลุมดำประเภทเคอร์ (Kerr black hole) ที่มีการหมุนรอบตัวเองด้วยสปินสูงที่สุด (a_*[9] $= 0.998$) และอยู่บน 3 สมมติฐานความเป็นไปได้ของขนาดมวลของหลุมดำ ได้แก่ หลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ ($10\mathrm{M}_\odot$), หลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ($100\mathrm{M}_\odot$) และหลุมดำมวลปานกลาง ($1000\mathrm{M}_\odot$) โครงสร้างของจานรวมมวลมีวงโคจรสุดท้ายของจานรวมมวลที่สสารจะสามารถโคจรรอบหลุมดำได้ คือ R_{in} (หรือ R_{disc} ดังภาพประกอบ 47) อยู่ห่างจากหลุมดำประมาณ $1.23r_g$ (Andrew C. Fabian & Miniutti, 2005) (เมื่อ r_g คือ รัศมีแรงโน้มถ่วง) อีกทั้งมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ โดยกำหนดให้เอาท์โฟลว์อิงวินด์ถูกปลดปล่อยออกมาทำมุมกับจานรวมมวล $\alpha_w = 45^\circ$ มีความสูง $H_w = 1 \times 10^5 \mathrm{r_g}$ และค่าระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์จะอยู่ในช่วง $R_w = 5 \times 10^4 - 3 \times 10^5 \mathrm{r_g}$สำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์,$R_w = 100 - 6 \times 10^4 \mathrm{r_g}$ สำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก และ $R_w = 1000 - 19000 \mathrm{r_g}$ สำหรับหลุมดำมวลปานกลาง แบบจำลองกำหนดให้แหล่งกำเนิดโฟตอนพลังงานสูงทางอุดมคติปลดปล่อยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกไปในทุกทิศทุกทางและสม่ำเสมอ (isotropic) จำนวนทั้งหมด 200,000 ตัว จากแหล่งกำเนิดเพียงแหล่งเดียว นั่นคือที่บริเวณวงโคจรสุดท้ายของจานรวมมวลที่สสารจะสามารถโคจรรอบหลุมดำได้ โดยเราจะพิจารณาเฉพาะโฟตอนพลังงานสูงที่ปลดปล่อยในทิศทาง $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$และ $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ เท่านั้น (ในระบบพิกัดทรงกลม) เพราะแบบจำลองมีสมมติฐานว่าโฟตอนที่เคลื่อนที่ในทิศทางอื่นนอกเหนือจากนี้จะตกลงสู่หลุมดำ ดังนั้นโฟตอนที่เคลื่อนที่ในทิศทางสอดคล้องกับมุมดังกล่าวจึงมีความน่าจะเป็นที่จะเกิดอันตรกิริยากับเอาท์โฟลว์อิงวินด์และกลายเป็นโฟตอนพลังงานต่ำสะท้อนไปหาผู้สังเกตการณ์ ดังภาพประกอบ 47 ยิ่งไปกว่านั้นเราได้กำหนดเงื่อนไขเพิ่มเติมให้จำนวนโฟตอนพลังงานต่ำที่มาจากการสะท้อนให้เท่ากับจำนวนโฟตอนพลังงานต่ำที่เคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง หมายความว่าถ้าเรามีจำนวนโฟตอนพลังงานต่ำที่ผู้สังเกตการณ์ได้รับจำนวน 100 ตัว จะเป็นโฟตอนพลังงานต่ำ 50 ตัวที่เคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง ส่วนที่เหลืออีก 50 ตัวจะเป็นโฟตอนพลังงานต่ำ

[9] จากความสัมพันธ์ระหว่างสปินต่อหน่วยของมวลของหลุมดำ คือ $|J|/M = a_* GM/c$

ที่มาจากการสะท้อน ซึ่งเงื่อนไขดังกล่าวจะถูกกำหนดตั้งแต่ในสมการความต่างเฟสของแบบจำลอง ดังที่กล่าวในหัวข้อ 2.12

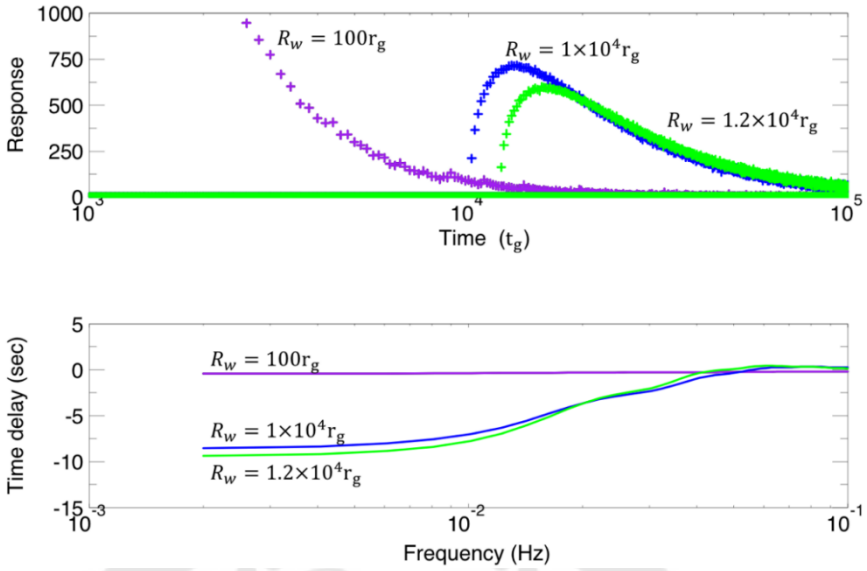


ภาพประกอบ 47 ภาพวาดแสดงลักษณะโครงสร้างของจานรวมมวลของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด (ภาพวาดนี้ไม่ได้วาดขึ้นมาตามสัดส่วนที่แท้จริง)

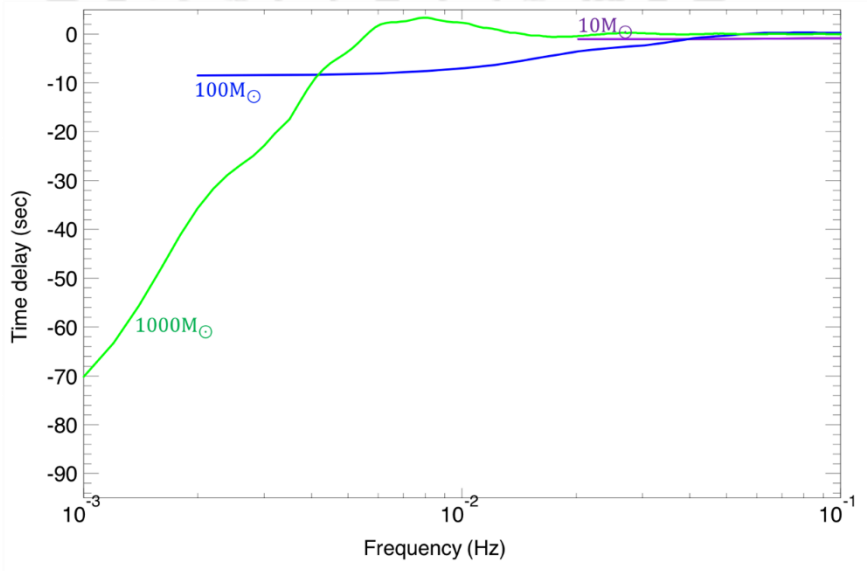
ที่มา: (Loekkesee, Chainakun, & Luangtip, 2019)

ในการคำนวณค่าความหน่วงของเวลาเพื่ออธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบจากแบบจำลองนี้เราจะบันทึกขนาดของระยะทางของโฟตอนพลังงานสูงที่เคลื่อนที่ได้ ตั้งแต่บริเวณจุดที่โฟตอนพลังงานสูงถูกปลดปล่อยออกมาจนกระทั่งไปสัมผัสกับพื้นผิวของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ อย่างไรก็ตามเนื่องจากค่าที่บันทึกได้เป็นขนาดระยะทางที่แตกต่างกันระหว่างโฟตอนพลังงานสูงที่เคลื่อนที่ไปหาเอาท์โฟลว์อิงวินด์กับโฟตอนพลังงานสูงที่เคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรง แต่ค่าที่เราต้องการ คือขนาดของระยะเวลาของโฟตอนพลังงานสูงแต่ละตัวที่เคลื่อนที่ได้ก่อนที่จะเกิดอันตรกิริยากับเอาท์โฟลว์อิงวินด์หรือความหน่วงของเวลา ดังนั้นความหน่วงของเวลาของโฟตอนแต่ละตัวสามารถคำนวณได้จาก $\tau = r/c$ เมื่อ r คือ ขนาดของระยะทางของโฟตอนพลังงานสูงแต่ละตัวเคลื่อนที่ได้ก่อนจะชนกับเอาท์โฟลว์อิงวินด์ และ τ คือ ความหน่วงของเวลาของโฟตอนแต่ละตัว ซึ่งทั้ง 2 ตัวแปรดังกล่าวจะอยู่ในหน่วยระบบแรงโน้มถ่วง (gravitational unit) จากนั้นนำ τ มาสร้างฟังก์ชันตอบสนอง (Response function) ที่มี time bin size ของข้อมูล $dt = 100$ s ซึ่งฟังก์ชันตอบสนองจะอยู่ในโดเมนของเวลาในระบบแรงโน้มถ่วง ($t_g = GM/c^3$) และสุดท้าย

คำนวณหาสเปกตรัมความหน่วงของเวลาของแบบจำลองในโดเมนของความถี่ โดยให้อยู่ในหน่วยระบบ SI ดังนั้นค่าความหน่วงของเวลาและช่วงความถี่ที่ได้ จะถูก scaling ตามขนาดมวลของหลุมดำ (จาก $t_g = GM/c^3$) ซึ่งตัวอย่างของฟังก์ชันตอบสนองที่ได้จากแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด แสดงดังภาพประกอบ 48 (ด้านบน) จากภาพเป็นฟังก์ชันการตอบสนองที่กำหนดให้ตัวแปรระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์เท่ากับ $R_w = 100\mathrm{r_g}, R_w = 10000\mathrm{r_g}$ และ $R_w = 12000\mathrm{r_g}$ แสดงในสีม่วง, สีน้ำเงิน และสีเขียวตามลำดับ จะเห็นว่าฟังก์ชันก์ตอบสนองมีช่วงเวลาที่เกิดการตอบสนองสูงสุดที่แตกต่างกันในแต่ละระยะ R_w เช่น $R_w = 100\mathrm{r_g}$ จะมีช่วงเวลาที่เกิดการตอบสนองสูงสุดมีค่า $\lesssim 10^3\mathrm{t_g}$ และมีจำนวนโฟตอนที่เกิดการตอบสนองจากการสะท้อนในช่วงเวลาดังกล่าว > 1000 ตัว ในขณะที่ $R_w = 1 \times 10^4\mathrm{r_g}$ มีช่วงเวลาที่เกิดการตอบสนองสูงสุด $\sim 10^4\mathrm{t_g}$ แต่มีจำนวนโฟตอนที่เกิดการตอบสนองจากการสะท้อนในช่วงเวลาดังกล่าว ~ 750 ตัว ซึ่งน้อยลงอย่างมีนัยสำคัญ จากฟังก์ชันตอบสนองในโดเมนของเวลาในระบบแรงโน้มถ่วง สามารถคำนวณสเปกตรัมความหน่วงของเวลาของแบบจำลองในโดเมนของความถี่ ในระบบหน่วย SI ซึ่งจะถูก scaling ด้วยมวลของหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ($100\mathrm{M_\odot}$) ในแต่ละ R_w แสดงดังภาพประกอบ 48 (ด้านล่าง) โดยจะเห็นว่าแอมพลิจูดความหน่วงของเวลาของแบบจำลองจะมีค่าเป็นลบมากขึ้นเมื่อ R_w มีค่าเพิ่มมากขึ้น นอกจากนี้ถ้าหากพิจารณาภาพประกอบ 49 จะเห็นว่าสเปกตรัมความหน่วงของเวลาจะเปลี่ยนแปลงไปตามการ scaling ด้วยขนาดมวลของหลุมดำ ในตำแหน่ง R_w เดียวกัน โดยหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ ($10\mathrm{M_\odot}$) จะมีแอมพลิจูดความหน่วงของเวลาที่เป็นลบประมาณ 1 วินาที ณ ความถี่ $1 \times 10^{-2}\mathrm{Hz}$, หลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ($100\mathrm{M_\odot}$) จะมีแอมพลิจูดความหน่วงของเวลาที่เป็นลบประมาณ 10 วินาที ณ ความถี่ $1 \times 10^{-3}\mathrm{Hz}$ และหลุมดำมวลปานกลาง ($1000\mathrm{M_\odot}$) จะมีแอมพลิจูดความหน่วงของเวลาที่เป็นลบมากกว่า 70 วินาที ณ ความถี่ที่น้อยกว่า $10^{-3}\mathrm{Hz}$



ภาพประกอบ 48 ฟังก์ชันตอบสนองของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด (ด้านบน) และสเปกตรัมความหน่วงของเวลาสำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ($100M_{\odot}$) (ด้านล่าง) ในแต่ละตำแหน่งระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ $R_w = 100r_g$, $R_w = 10000r_g$ และ $R_w = 12000r_g$ แสดงดังสีม่วง, สีน้ำเงิน และสีเขียวตามลำดับ



ภาพประกอบ 49 สเปกตรัมความหน่วงของเวลาสำหรับตำแหน่งระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่ $R_w = 10000r_g$ โดย scaling ด้วยขนาดมวลของหลุมดำที่แตกต่างกัน ได้แก่ $10M_{\odot}$, $100M_{\odot}$, และ $1000M_{\odot}$ แสดงดังสีม่วง, สีน้ำเงิน และสีเขียวตามลำดับ

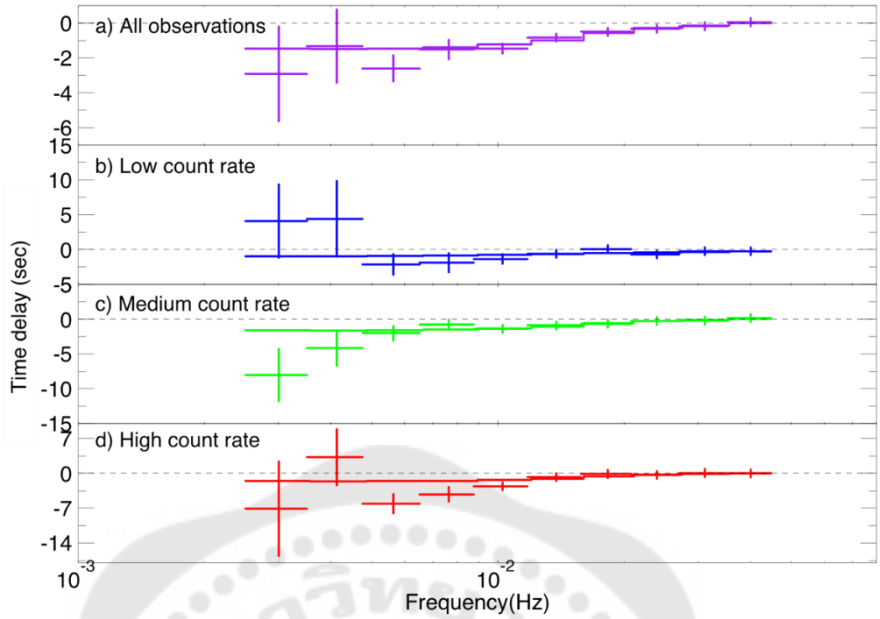
ในแบบจำลองนี้จะกำหนดให้ R_w เป็นตัวแปรอิสระที่มีช่วงสำหรับหลุมดำแต่ละประเภทดังกล่าวข้างต้นและเราจะใช้แบบจำลองนี้หาค่า R_w ที่เหมาะสมที่จะใช้อธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 โดยการ fitting ด้วยโปรแกรม *XSPEC* ซึ่งผลของตัวแปรที่เหมาะสมหลังจากการ fit แสดงในตาราง 3 จากค่า reduce chi-square ($\chi^2/d.o.f$) ในคอลัมน์สุดท้ายของตาราง 3 จะเห็นว่าทั้ง 3 ขนาดมวลของหลุมดำให้ผลการอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาในแต่ละกลุ่มของข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ค่อนข้างดี แต่ค่า χ^2 ที่ได้จากการ fit นั้นไม่มีความแตกต่างกันอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติ จึงทำให้เราไม่สามารถที่จะสรุปได้โดยตรงว่าขนาดมวลของหลุมดำประเภทใดที่สามารถอธิบายกลุ่มข้อมูลสังเกตการณ์ในแต่ละกลุ่มได้ดีกว่า อย่างไรก็ตามจากคอลัมน์ที่ 3 ในตาราง 3 จะเห็นว่าค่า R_w สำหรับในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์จะมีขนาดเพิ่มมากขึ้นเมื่ออัตราการรวมมวลมีระดับเพิ่มสูงมากขึ้นและที่สำคัญคือลักษณะดังกล่าวมีความสอดคล้องกันทั้ง 3 ประเภทของหลุมดำ ซึ่งปรากฏการณ์เช่นนี้สอดคล้องกับลักษณะการรวมมวลในสถานะการรวมมวลที่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตันในงานวิจัยของ Poutanen, Lipunova, Fabrika, Butkevich, and Abolmasov (2007) นอกจากนี้คอลัมน์ที่ 4 ในตาราง 3 คือค่า $norm$ ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด โดยค่า $norm$ จะให้ความหมายทางกายภาพในแง่ของสัดส่วนฟลักซ์ของโฟตอนที่มาจากกระบวนการสะท้อนและฟลักซ์ของโฟตอนที่ถูกปลดปล่อยออกมาจากจานรวมมวลโดยตรงในย่านพลังงานเดียวกัน ถ้าฟลักซ์ของโฟตอนที่ได้จากการสะท้อนและฟลักซ์ของโฟตอนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์โดยตรงมีค่าเท่ากัน นั่นคือ $norm = 1$ แต่จากผลที่ได้นั้นจะเห็นว่าค่า $norm$ มีค่าประมาณ 0.30 ในทุกๆกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์สำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์และหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ซึ่งอาจจะกล่าวได้ว่าฟลักซ์ของโฟตอนพลังงานต่ำที่สังเกตการณ์ได้ส่วนมากเป็นฟลักซ์ของโฟตอนที่ออกมาจากจานรวมมวลโดยตรง ส่วนที่เหลือเป็นฟลักซ์ของโฟตอนจากการสะท้อน ยกเว้นในกรณีของหลุมดำมวลปานกลางในทุกกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ฟลักซ์ของโฟตอนจากการสะท้อนมีไม่ถึง 3%

นอกจากนี้จากที่เรากล่าวไปข้างต้นแล้วว่าค่า χ^2 ที่ได้จากการ fit นั้นไม่มีความแตกต่างกันเลยในแต่ละประเภทของหลุมดำจึงทำให้ลักษณะสเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่ได้จากการ fit มีลักษณะที่ใกล้เคียงกันมากในทุกขนาดมวลของหลุมดำ ดังนั้นเราจึงเลือกศึกษาสเปกตรัมความหน่วงของเวลาจากการ fit เฉพาะหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์เพียงอย่างเดียวเท่านั้น ซึ่งแสดงดังภาพประกอบ 50 จะเห็นว่าแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิด

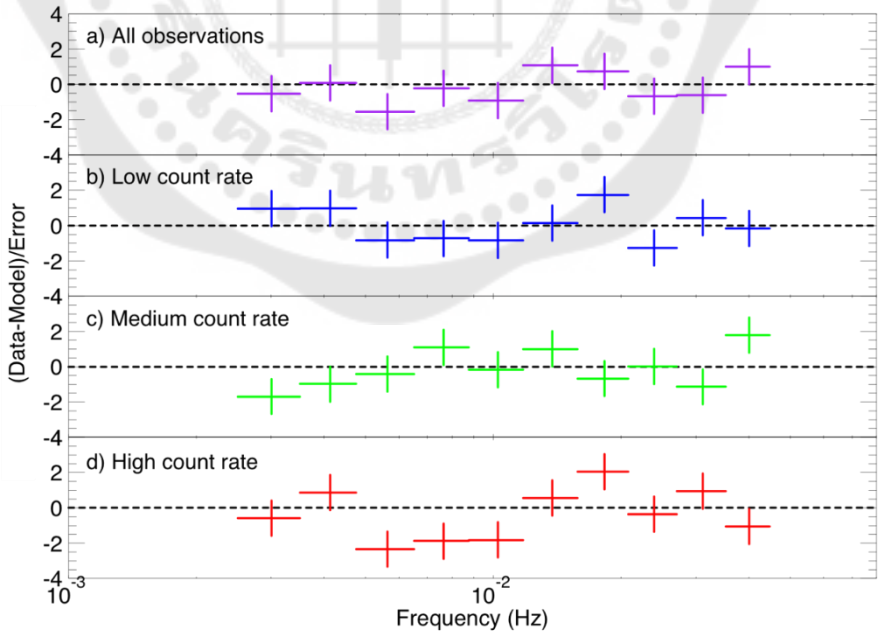
จากจานรวมมวลด้านในสุดสามารถอธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบได้ดีเฉพาะแอมพลิจูดที่มีค่าน้อย แต่ในกลุ่มข้อมูลที่มีแอมพลิจูดความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบที่มีค่าสูงแบบจำลองไม่สามารถอธิบายได้ อีกทั้งความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกในทุกข้อมูลการสังเกตการณ์ก็ไม่สามารถถูกอธิบายได้ด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลานี้ได้ดีด้วยเช่นกัน ดังนั้นเราจึงได้ปรับปรุงแบบจำลอง โดยการอธิบายร่วมกันระหว่างแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดที่อธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบ และแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ ที่อธิบายถึงปรากฏการณ์ใดก็ตามที่ทำให้ความหน่วงของเวลามีค่าเป็นบวก จากผลการ fit เราพบว่าแบบจำลองไม่สามารถอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาของทุกกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดีขึ้นกว่าเดิม

ตาราง 3แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด

The Black hole type	Spectral bin	$R_w \times 10^3[r_g]$	$norm$	$\chi^2/d.o.f$
sMBH ($10M_\odot$)	All observation	$150.61^{+18.18}_{-18.57}$	0.29 ± 0.04	7.10/8
	Low	< 148.24	$0.29^{+0.16}_{-0.14}$	8.68/8
	Medium	$158.94^{+20.00}_{-20.34}$	0.31 ± 0.05	11.23/8
	High	> 159.35	0.31 ± 0.12	20.03/8
MSBH ($100M_\odot$)	All observation	$14.93^{+1.79}_{-1.77}$	0.28 ± 0.04	6.21/8
	Low	< 14.78	$0.28^{+3.44}_{-0.13}$	8.67/8
	Medium	$15.76^{+1.84}_{-1.89}$	0.30 ± 0.05	8.82/8
	High	$27.94^{+6.50}_{-16.37}$	0.29 ± 0.12	21.19/8
IMBH ($1000M_\odot$)	All observation	$1.49^{+0.17}_{-0.18}$	0.029 ± 0.004	7.21/8
	Low	< 1.52	0.002 ± 0.011	8.99/8
	Medium	1.58 ± 0.20	0.003 ± 0.005	11.56/8
	High	$2.56^{+076}_{-1.33}$	0.003 ± 0.012	19.84/8



ภาพประกอบ 50 ผลการ fit สเปกตรัมความหน่วงของเวลาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ได้แก่ All observations, Low count rate, Medium count rate และ High count rate



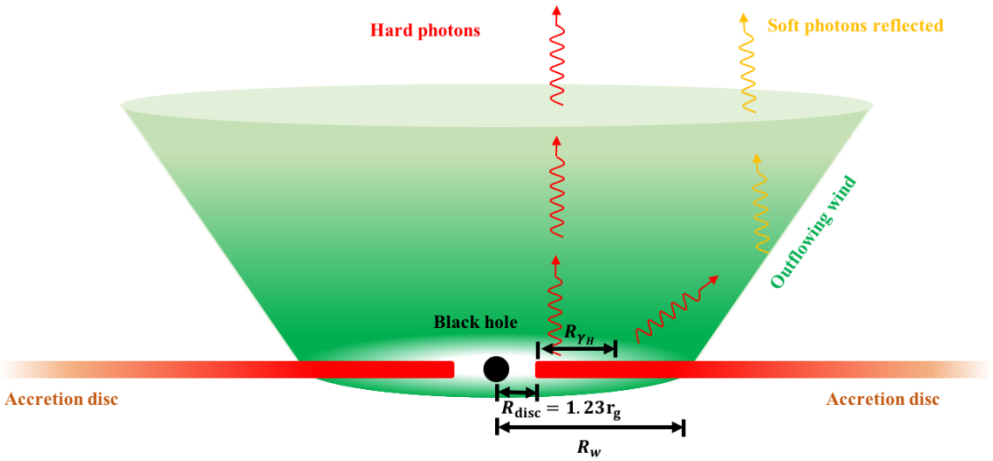
ภาพประกอบ 51 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด แต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ในกรณีที่แหล่งกำเนิดพลังงานของระบบเป็นหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์

จากผลดังกล่าวข้างต้นอาจจะชี้ให้เห็นว่าแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดในยังไม่สามารถอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดีพอ เนื่องจากบริเวณที่มีการปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงยังไม่มีความสมเหตุสมผลที่มันจะถูกปลดปล่อยจากบริเวณเพียงจุดเดียวจากบริเวณจานรวมมวลด้านในในความเป็นจริงโฟตอนน่าจะถูกปลดปล่อยมาจากทั่วทั้งบริเวณของจานรวมมวลก่อนที่จะถึงพื้นที่ที่เริ่มมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ ดังนั้นเราจึงได้พัฒนาแบบจำลองความหน่วงของเวลาขึ้นมาให้มีความสมเหตุสมผลทางทฤษฎีของโครงสร้างจานรวมมวลมากยิ่งขึ้น ซึ่งจะกล่าวในหัวข้อถัดไป

4.3 แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล

แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล คือแบบจำลองที่สร้างและพัฒนาต่อมาจากแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดในหัวข้อก่อนหน้า ซึ่งปรับปรุงบริเวณที่ปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงให้ออกมาจากทั่วบริเวณพื้นที่ของจานรวมมวลตั้งแต่ R_{disc} ถึง R_w ดังภาพประกอบ 52 โดยเรากำหนดให้ R_w มีความเป็นไปได้อยู่ในช่วง $1000 - 4 \times 10^6 \mathrm{r_g}$ โครงสร้างของเอาท์โฟลว์อิงวินด์เป็นลักษณะของกรวยแสงที่มีความสูง H_w มีค่าที่เป็นไปได้อยู่ในช่วง $1000 - 1 \times 10^6 \mathrm{r_g}$ ทำมุมกับจานรวมมวล α_w มีค่าที่เป็นไปได้อยู่ในช่วง $30^\circ - 60^\circ$ และถูกให้พลังงานโดยหลุมดำที่มีมวลที่มีความเป็นไปได้ตั้งแต่ $10 - 1000 \mathrm{M}_\odot$ โดยโฟตอนพลังงานสูงที่ปลดปล่อยออกมาจากจานรวมมวลจะเกิดจากการสุ่มในทิศทาง $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ และ $0 \leq \phi \leq 180^\circ$ ในระบบพิกัดทรงกลม ส่วนโฟตอนพลังงานสูงที่เคลื่อนที่ในทิศทางที่นอกเหนือจากนี้จะตกลงสู่หลุมดำ ทั้งนี้อีกหนึ่งตัวแปรที่แบบจำลองความหน่วงของเวลานี้แตกต่างกับแบบจำลองก่อนหน้า คือเราจะกำหนดให้ฟลักซ์ของโฟตอนจากการสะท้อนและฟลักซ์ของโฟตอนที่ออกมาจากจานรวมมวลโดยตรงในย่านพลังงานเดียวกันกับโฟตอนที่มาจากการสะท้อนมีค่าเท่ากัน หรือกำหนดให้ $norm = 1$ โดยหลักการเกิดความหน่วงของเวลา คือโฟตอนพลังงานสูง 2 ตัวออกมาจากตำแหน่งเดียวกันเสมอ โดย 1 ตัวจะมีทิศทางเคลื่อนที่ขึ้นไปหาผู้สังเกตการณ์ที่อยู่ด้านบนของแหล่งกำเนิดโดยตรง ส่วนอีก 1 ตัวจะมีทิศทางเคลื่อนที่ไปหาเอาท์โฟลว์อิงวินด์และเกิดอันตรกิริยากับเอาท์โฟลว์อิงวินด์ก่อนที่จะสะท้อนไปหาผู้สังเกตการณ์ ดังภาพประกอบ 52 ดังนั้นความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบสำหรับโฟตอนแต่ละตัว (τ) ของแบบจำลองนี้จะเท่ากับผลต่างระหว่างระยะเวลาที่โฟตอนพลังงานสูงที่ไม่เกิดอันตรกิริยากับเอาท์โฟลว์อิงวินด์เคลื่อนที่ได้กับระยะเวลาที่โฟตอนพลังงานสูงที่มีทิศทางไปชนกับเอาท์โฟลว์อิงวินด์

เคลื่อนที่ได้ จากนั้นนำ τ มาสร้างฟังก์ชันตอบสนองและคำนวณหาความหน่วงของเวลาของแบบจำลอง



ภาพประกอบ 52 โครงสร้างจานรวมมวลที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลา สำหรับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล (ภาพวาดนี้ไม่ได้วาดขึ้นมาตามสัดส่วนที่แท้จริง)

จากข้างต้นจะเห็นแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลจะมีจำนวนตัวแปรอิสระหลายตัวแปรที่มีผลต่อค่าความหน่วงของเวลารวมไปถึงลักษณะรูปร่างของสเปกตรัมความหน่วงของเวลาของแบบจำลอง นั่นคือ R_w, H_w, α_w และ M_{BH} เมื่อนำแบบจำลองไป fit กับแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ผลที่ได้แสดงดังตาราง 4 จากตารางจะเห็นว่าแบบจำลองอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาในทุกกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ไม่ดีเมื่อเทียบกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาในหัวข้อก่อนหน้า (สังเกตจากค่า χ^2 มีค่ามากกว่าอย่างชัดเจน) อย่างไรก็ตามแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลกลับสามารถอธิบายความหน่วงของเวลาที่มีแอมพลิจูดสูงของความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบได้ดีกว่าแบบจำลองก่อนหน้าอย่างมีนัยสำคัญ เช่นกลุ่มข้อมูลของ High count rate ที่มีแอมพลิจูดที่มีค่าเป็นลบของความหน่วงของเวลาสูง (ณ ตำแหน่ง$\sim$3 mHz) จะเห็นว่าค่า χ^2 จากการ fit ของแบบจำลองก่อนหน้า มีค่า $\chi^2 \approx 20.00$ ในขณะที่ χ^2 จากการ fit ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาของแบบจำลองนี้มีค่า $\chi^2 \approx 5.16$ ซึ่งหมายความว่าแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลสามารถอธิบายข้อมูลความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบได้

ดีมากยิ่งขึ้น อย่างไรก็ตามถ้าพิจารณาภาพประกอบ 53 และ 54 จะเห็นว่ายังไม่สามารถอธิบายข้อมูลความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกได้ เช่นในช่วงความถี่ $\sim 3 - 4\ \mathrm{mHz}$ ของ Low count rate และ $4\ \mathrm{mHz}$ ของ High count rate ดังนั้นเราจึงได้ปรับปรุงแบบจำลองโดยเพิ่มสมมติฐานถึงปรากฏการณ์ใดก็ตามที่ทำให้เกิดองค์ประกอบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกให้อธิบายได้ด้วยแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ โดยผลที่ได้หลังจากเพิ่มองค์ประกอบของแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์แสดงดังตาราง 5 จะเห็นว่าแบบจำลองสามารถอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดียิ่งขึ้นอย่างมีนัยสำคัญโดยเฉพาะอย่างยิ่งใน Medium count rate เมื่อพิจารณาค่า χ^2 จะเห็นว่าในกรณีที่ไม่มีองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์ค่า $\chi^2 = 23.36$ แต่เมื่อเพิ่มองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์ค่า χ^2 ลดลงมาเหลือเพียง $\chi^2 = 5.63$ โดยจากภาพประกอบ 55 จะเห็นว่าองค์ประกอบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบจะถูกอธิบายด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลในขณะที่องค์ประกอบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกถูกอธิบายด้วยแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ ซึ่งมีดัชนีพาวเวอร์ลอว์ (power law index: Γ) $\Gamma \approx 1.28$, $\Gamma \approx 2.48$, $\Gamma < 1.32$ และ $\Gamma < 3.92$ สำหรับกลุ่มข้อมูล All observations, Low count rate, Medium count rate และ High count rate ตามลำดับ

อย่างไรก็ตามจากผลที่ได้จากการ fit เราไม่สามารถหาความสัมพันธ์ของ R_w, H_w และ α_w เมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนแปลงจากต่ำไปสูง ดังนั้นเราจึงได้ทำการทดลองเพิ่มเติมโดยการจำกัดค่า $\alpha_w = 45^\circ$ ผลการ fit ที่ได้แสดงดังตาราง 6 และภาพประกอบ 57 และ 58 จะเห็นว่าผลที่ได้จะมีค่าในแต่ละตัวแปรที่ใกล้เคียงกับแบบจำลองที่เราไม่ได้จำกัด $\alpha_w = 45^\circ$ ดังตาราง 5 อีกทั้งก็ยังไม่สามารถหาแนวโน้มของค่าตัวแปรเมื่ออัตราการรวมมวลเพิ่มสูงมากขึ้นได้เช่นเดิม

ตาราง 4 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล

Spectral bin	$R_w \times 10^3[r_g]$	α_w	$H_w[r_g]$	$M_{BH}[M_\odot]$	$\chi^2\ /d.o.f$
All observations	$44.73^{+3.22}_{-3.06}$	$< 38.53^{\circ}$	1000.00^{*}	$958.24^{+15.65}_{-3.36}$	13.52/6
Low	< 1.72	$> 40.33^{\circ}$	1000.00^{*}		10.44/6
Medium	> 3262.08	$30.00^{\circ *}$	< 648.51	$89.83^{+4.58}_{-4.78}$	23.36/6
High	$992.76^{+482.68}_{-238.32}$	$35.78^{\circ *}$	> 267.82		5.16/6

ตาราง 5 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์

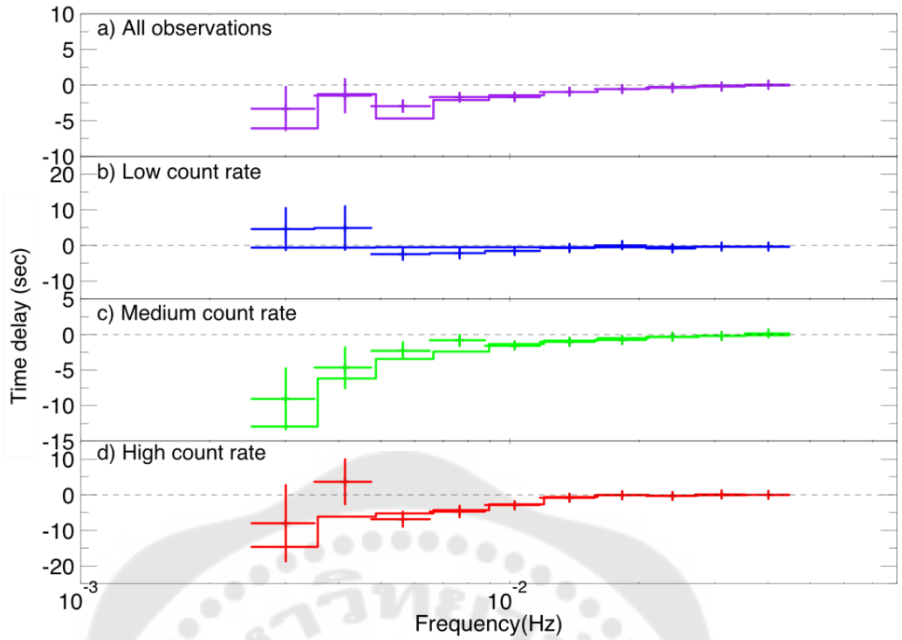
Spectral bin	$R_w \times 10^3[r_g]$	α_w	$H_w[r_g]$	Γ	$norm(\Gamma)$	$M_{BH}[M_\odot]$	$\chi^2\ /d.o.f$
All observations	$500.74^{+18.90}_{-3.09}$	$45.30^{\circ *}$	$9.99^{+18.09}_{-3.09}$	$1.28^{+0.22}_{-1.28}$	$14.16^{+31.20}_{-11.05}$	$108.33^{+256.41}_{-21.30}$	1.14/4
Low	> 921.12	$< 57.16^{\circ}$	$276.29^{+631.23}_{-228.70}$	$2.48^{+0.46}_{-0.63}$	< 0.30		4.46/4
Medium	$450.36^{+86.89}_{-28.51}$	$30.00^{\circ *}$	$6.38^{+25.16}_{-1.20}$	< 1.32	$47.15^{+2.06}_{-15.66}$	$84.00^{+3.40}_{-7.69}$	5.63/4
High	$1198.22^{+433.82}_{-360.90}$	$56.02^{\circ *}$	> 285.44	< 3.92	$< 115.48 \times 10^{-5}$		6.62/4

หมายเหตุ: * ผลการ fit ไม่สามารถหาช่วงความคาดเคลื่อนที่เหมาะสมของตัวแปรได้

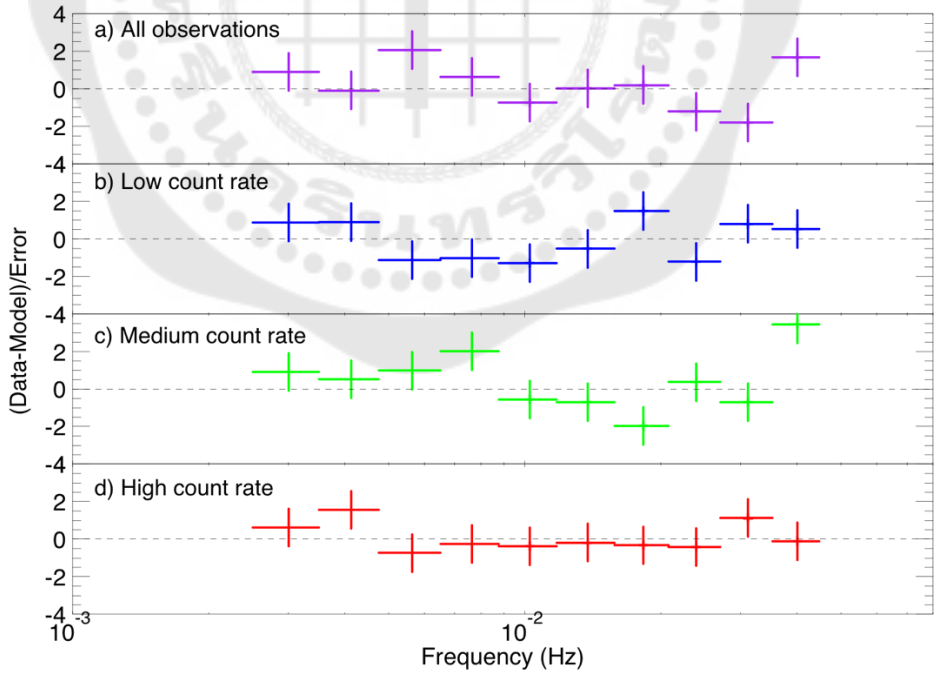
ตาราง 6 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ โดยกำหนดให้ $\alpha_w = 45^\circ$

Spectral bin	$R_w \times 10^3[r_g]$	$H_w[r_g]$	Γ	$norm(\Gamma)$	$M_{BH}[M_\odot]$	$\chi^2\ /d.o.f$
All observations	$500.74^{+73.31}_{-32.99}$	$9.99^{+15.58}_{-3.20}$	$1.28^{+0.13}_{-1.28}$	$14.28^{+43.42}_{-7.57}$	$99.67^{+272.04}_{-13.29}$	1.13/5
Low	> 922.17	> 39.14	$2.25^{+0.51}_{-0.85}$	$49.21 \times 10^{-3}{}^{+330.30\times10^{-3}}_{-49.17\times10^{-3}}$		5.54/5
Medium	$459.74^{+105.56}_{-48.26}$	$13.83^{+23.90}_{-6.48}$	$1.14^{+0.21}_{-1.14}$	$26.44^{+18.04}_{-18.14}$	$85.42^{+7.47}_{-9.90}$	7.59/5
High	$1312.60^{+388.72}_{-468.07}$	> 352.33	$4.09^{+0.78}_{-4.09}$	$4.72 \times 10^{-7}{}^{+1549.58\times10^{-7}}_{-4.72\times10^{-7}}$		5.03/5

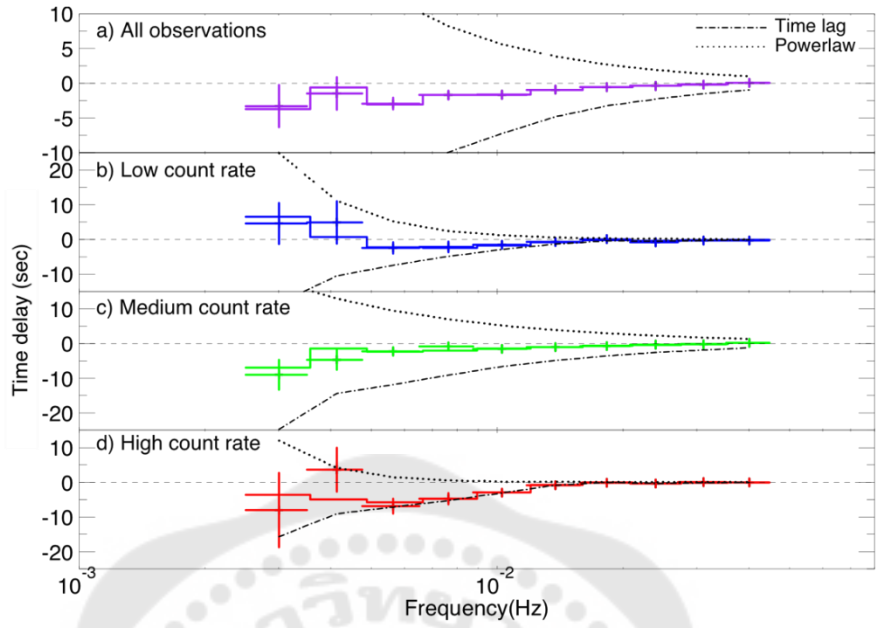
หมายเหตุ: * ผลการ fit ไม่สามารถหาช่วงความคาดเคลื่อนที่เหมาะสมของตัวแปรได้



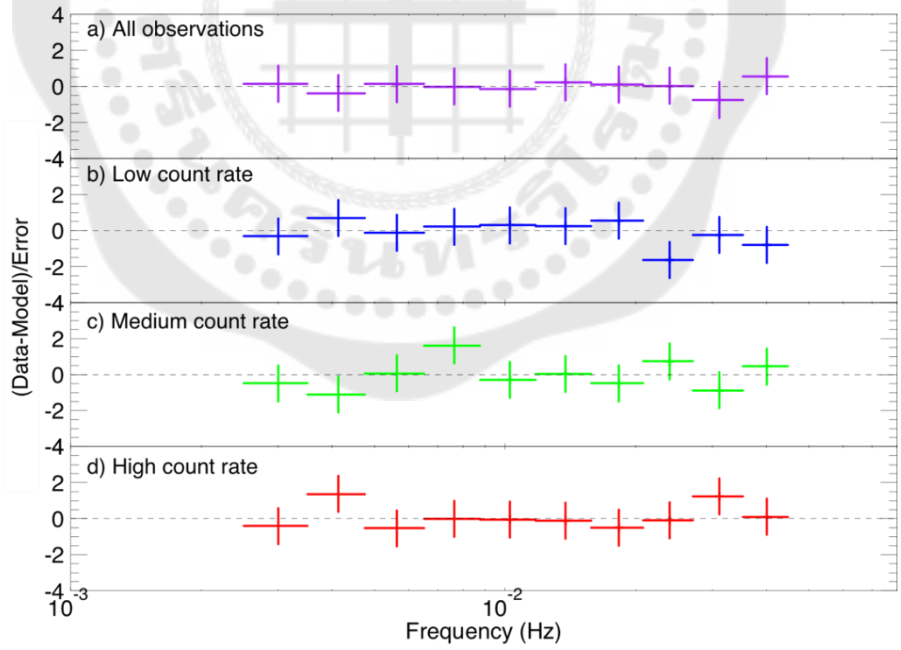
ภาพประกอบ 53 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล



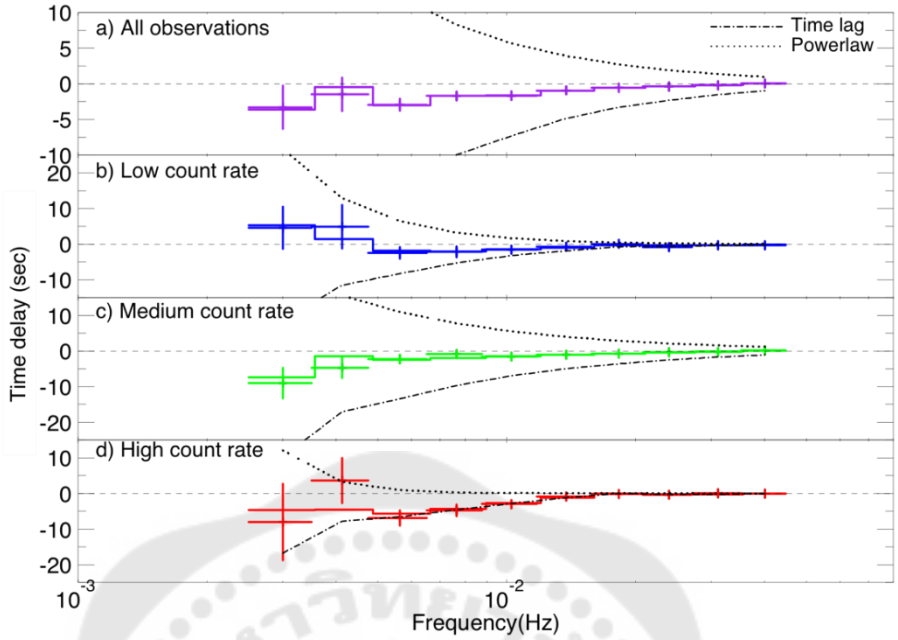
ภาพประกอบ 54 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล



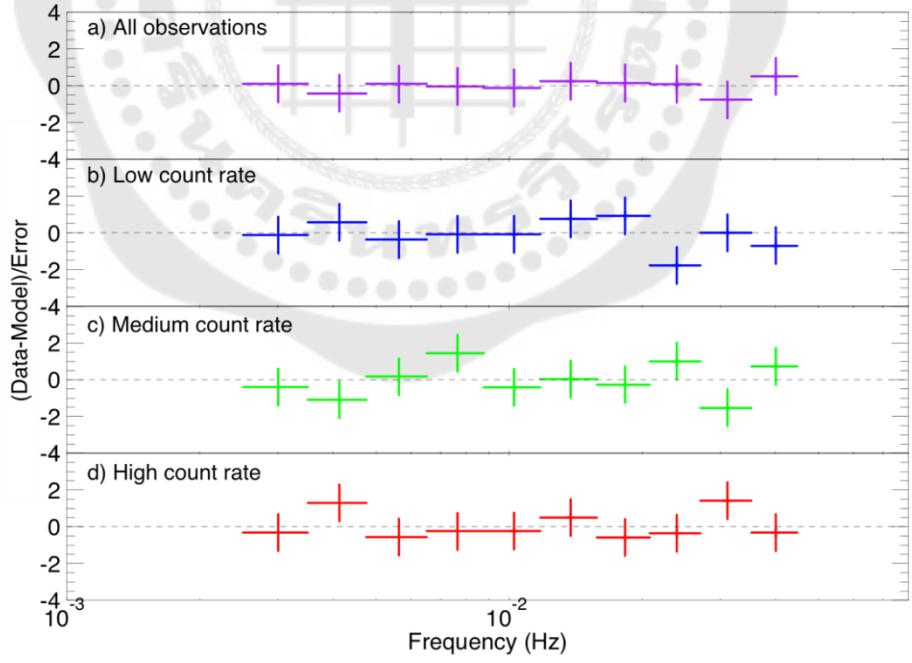
ภาพประกอบ 55 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์



ภาพประกอบ 56 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์



ภาพประกอบ 57 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ โดยกำหนดให้ $\alpha_w = 45^\circ$



ภาพประกอบ 58 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์ โดยกำหนดให้ $\alpha_w = 45^\circ$

4.4 แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล

จากหัวข้อก่อนหน้าแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลอาจจะดูเหมือนว่ามีความสมเหตุสมผลทางทฤษฎีแล้ว แต่ถ้าหากเราพิจารณาถึงกระบวนการแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าของจานรวมมวลที่อธิบายด้วยทฤษฎีจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสี นั่นหมายความว่าโฟตอนที่ถูกปลดปล่อยออกมาในแต่ละพื้นที่ของจานรวมมวลตามแนวรัศมีย่อมมีพลังงานแตกต่างกันกัน เช่น โฟตอนที่ถูกปลดปล่อยออกมาในบริเวณที่ใกล้กับ R_{disc} ย่อมมีพลังงานสูงมากกว่าโฟตอนที่ถูกปลดปล่อย ณ บริเวณที่อยู่ไกลกับ R_{disc} ด้วยเหตุผลดังกล่าวจึงไม่จำเป็นที่โฟตอนทุกตัวที่ปลดปล่อยออกมาจากจานรวมมวลจะกลายเป็นโฟตอนพลังงานสูงแต่ต้องคำนึงถึงบริเวณของจานรวมมวลที่โฟตอนเหล่านั้นถูกปลดปล่อยออกมาด้วย ดังนั้นเราจะดำเนินการแก้ไขและปรับปรุงเกี่ยวกับพื้นที่และบริเวณของจานรวมมวลที่สามารถปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงออกมา ในขณะที่โครงสร้างอื่นๆยังคงเดิมเหมือนในแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลในหัวข้อ 4.3 กลายเป็นแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล

ในแบบจำลองนี้บริเวณของจานรวมมวลที่สามารถปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงได้จะถูกจำกัดตามทฤษฎีจานรวมมวลแบบวัตถุดำหลากหลายสีจากความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิที่เปลี่ยนแปลงไปตามแนวรัศมีของจานรวมมวล คือ $T \propto R^{-p}$ ซึ่งถ้าสถานะการรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์มีอัตราการรวมมวลไม่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตันจะมีค่า $p \approx 0.75$ แต่ถ้าสถานะการรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์มีอัตราการรวมมวลเกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน จานรวมมวลของแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์จะมีความหนาเพิ่มมากขึ้นกลายเป็นจานรวมมวลที่มีลักษณะสมส่วน $p \approx 0.5$ (Watarai, Mizuno, & Mineshige, 2001) จากสมมติฐานของแบบจำลองในงานวิจัยนี้แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดอยู่ในสถานะการรวมมวลที่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตันสำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ ดังนั้นเราจะกำหนดความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิที่เปลี่ยนแปลงไปตามแนวรัศมีของจานรวมมวล คือ $T \propto R^{-0.5}$ และจากการกำหนดเงื่อนไขของโฟตอนพลังงานต่ำและพลังงานสูงในงานวิจัยนี้คือ $0.3 - 1.0$ keV และ $1.0 - 7.0$ keV ตามลำดับ ซึ่งหมายความว่าโฟตอนพลังงานสูงควรจะมีพลังงานไม่ต่ำกว่า 1.0 keV ดังนั้นจะสามารถคำนวณขอบเขตความเป็นไปได้ของจานรวมมวลที่สามารถปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงออกมาได้จาก R_{disc} จนถึง R_{1keV} ดังสมการ

$$R_{1keV} = \left[\frac{T_{disc}}{T_{1keV}}\right]^2 \times R_{disc}$$

โดยที่ T_{disc} คืออุณหภูมิบริเวณวงโคจรสุดท้ายของจานรวมมวลที่สสารจะสามารถโคจรรอบหลุมดำได้ ซึ่งจากงานวิจัยของ M. J. Middleton et al. (2011) ได้ศึกษาและอธิบายสเปกตรัมด้วยแบบจำลองของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ด้วยแบบจำลอง 2 องค์ประกอบ พวกเขาได้พบจุดพลิกกลับของเส้นสเปกตรัม (turn over) ที่ประมาณ $4.0\ \mathrm{keV}$ ดังภาพประกอบ 27 แต่ J. C. Gladstone, Roberts, & Done, 2009 ได้รายงานค่าพลังงาน ณ จุดพลิกกลับของสเปกตรัม NGC5408 X-1 (จากแบบจำลอง broken power-law ที่อธิบายสเปกตรัมในช่วงพลังงานสูง) ประมาณ $7.1\ \mathrm{keV}$ อย่างไรก็ตามก็ต้องคำนึงถึง spectral hardening factor (f_{olour}) หรือค่าสัดส่วนอุณหภูมิของสีต่ออุณหภูมิยังผล (ratio of the color temperature to the effective temperature: $f_{colour} = T_{colour}/T_{eff}$) (Shimura & Takahara, 1995) ซึ่งโดยปกติแล้วในหลายๆงานวิจัยมักจะเลือก $f_{colour} = 1.7$ (Makishima et al., 2000; Shimura & Takahara, 1995) ซึ่งจะได้ $T_{disc} = 7.1/1.7 \sim 4\ \mathrm{keV}$ ดังนั้นขอบเขตการปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงสำหรับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล จะอยู่ในช่วง $1.23\mathrm{r_g}$ ถึง $19.68\mathrm{r_g}$ หรืออยู่ในช่วง R_{γ_H} ดังภาพประกอบ 52

จากผลการ fit กับสเปกตรัมความหน่วงของเวลาในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์แสดงในตาราง 7 และลักษณะสเปกตรัมรวมไปถึงความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาแสดงดังภาพประกอบ 59 และ 60 ตามลำดับ จากภาพจะเห็นว่าแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลเพียงองค์ประกอบเดียวไม่สามารถอธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าบวกได้เช่นเดียวกันกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล ดังนั้นเราจึงได้เพิ่มองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์เข้าไปช่วยอธิบายองค์ประกอบที่เป็นค่าบวกของความหน่วงของเวลาในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ ซึ่งจะได้ผลการ fit แสดงดังตาราง 8 สเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่ได้จากแบบจำลองแสดงดังภาพประกอบ 61 และความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองแสดงดังภาพประกอบ 62 จะเห็นว่าสเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่อธิบายด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลเพียงองค์ประกอบเดียวหรืออธิบายร่วมกับองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์ให้ผลการ fit ที่ไม่ต่างกันเลยทางสถิติ สังเกตได้จากค่า χ^2 ที่ได้จากการ fit มีค่าเกือบจะไม่มีการเปลี่ยนแปลง ยิ่งไปกว่านั้นแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล ยังไม่สามารถที่จะอธิบายความหน่วงของเวลาในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดีกว่าแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล ทั้งๆที่เป็นแบบจำลองที่น่าจะมีความสมเหตุสมผลทางทฤษฎีมากกว่าและ

น่าจะอธิบายความหน่วงของเวลาของกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ได้ดีกว่า ซึ่งเราจะอภิปรายถึงประเด็นนี้รวมถึงการตีความตัวแปรที่เหมาะสมต่างๆที่ได้ในแต่ละแบบจำลอง เพื่อที่จะตอบปัญหาเกี่ยวกับโครงสร้างของจานรวมมวลและขนาดมวลของหลุมดำที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ในบทที่ 5 ต่อไป

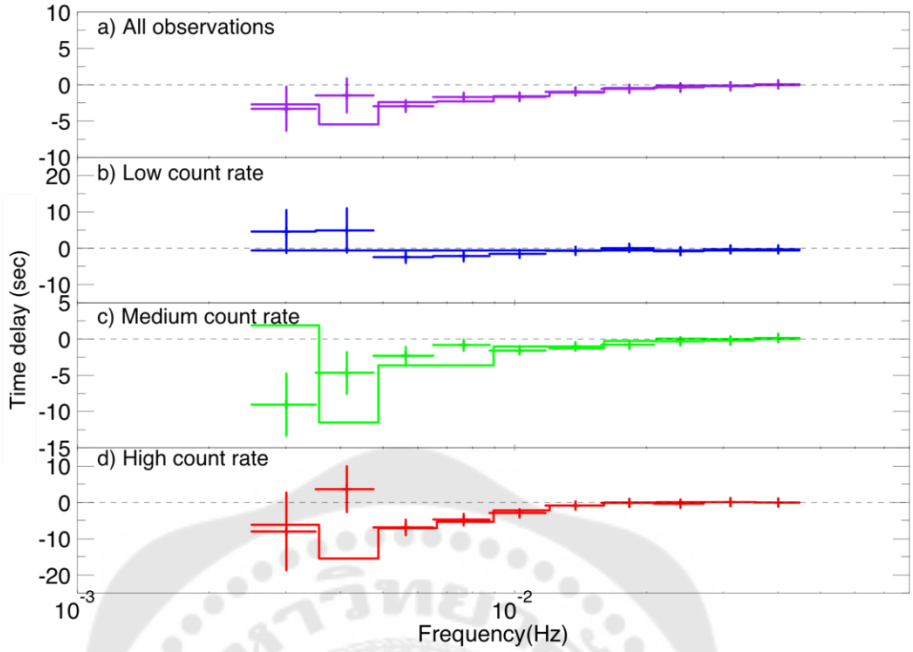
ตาราง 7 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล

Spectral bin	$R_w \times 10^3[r_g]$	α_w	$H_w[r_g]$	$M_{BH}[M_\odot]$	$\chi^2\ /d.o.f$
All observations	$3622.77^{+296.73}_{-139.53}$	$45.03^{+3.09}_{-3.02}$	$327.58^{+118.31}_{-175.18}$	$917.78^{+40.96}_{-50.27}$	20.75/6
Low	< 1.17	$> 55.02^{\circ}$	1000.00^{*}		12.50/6
Medium	$3363.72^{+49.16}_{-56.95}$	$33.13^{+0.59}_{-0.86}$	$502.29^{+73.99}_{-8.25}$	$96.16^{+28.19}_{-2.88}$	72.30/6
High	$3562.38^{+213.52}_{-137.25}$	$33.54^{+1.40}_{-1.41}$	> 593.67		12.95/6

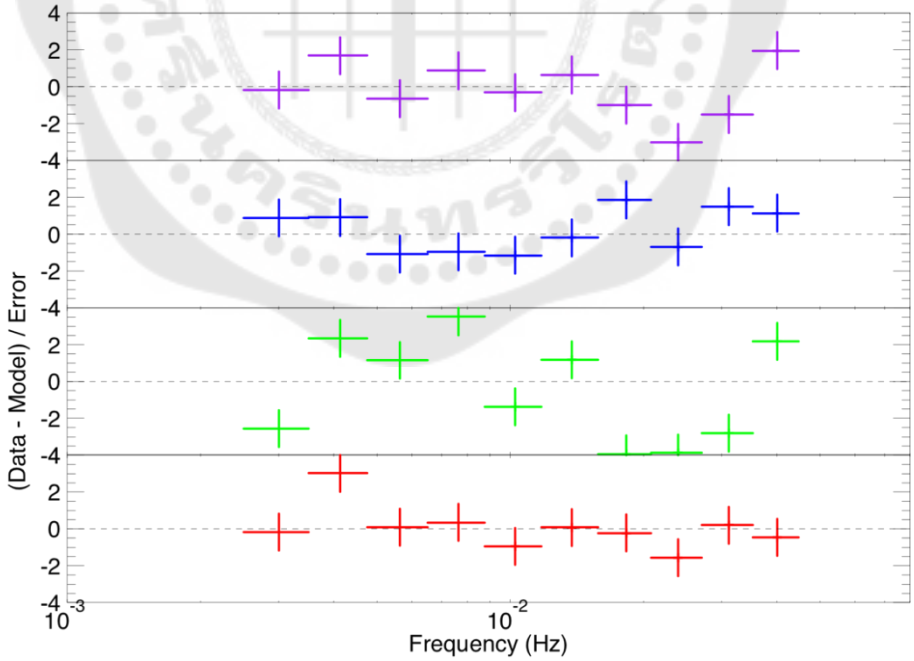
ตาราง 8 แสดงผลค่าตัวแปรที่เหมาะสม ที่ได้จากการศึกษาด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์

Spectral bin	$R_w \times 10^3[r_g]$	α_w	$H_w[r_g]$	Γ	$norm(\Gamma)$	$M_{BH}[M_\odot]$	$\chi^2\ /d.o.f$
All observations	$3622.77^{+296.75}_{-138.93}$	$45.03^{+3.09}_{-3.02}$	$327.58^{+119.08}_{-173.49}$	1.00^{*}	< 0.72	$917.78^{+41.02}_{-50.26}$	20.75/4
Low	< 1.16	$> 55.06^{\circ}$	1000.00^{*}	7.06^{*}	$< 5.91 \times 10^{-12}$		11.65/4
Medium	$3363.72^{+49.80}_{-56.95}$	$33.13^{+0.59}_{-0.86}$	$502.29^{+74.10}_{-8.34}$	1.00^{*}	< 0.39	$98.16^{+25.80}_{-2.90}$	72.30/4
High	$3562.38^{+288.73}_{-137.25}$	$33.54^{+1.92}_{-1.41}$	> 593.67	1.00^{*}	< 1.96		12.95/4

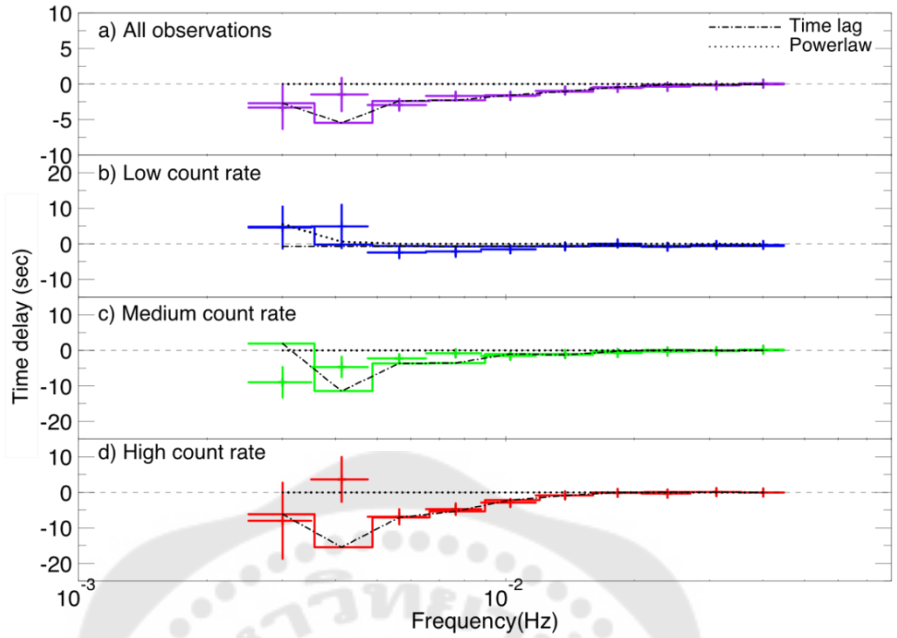
หมายเหตุ: * ผลการ fit ไม่สามารถหาช่วงความคาดเคลื่อนที่เหมาะสมของตัวแปรได้



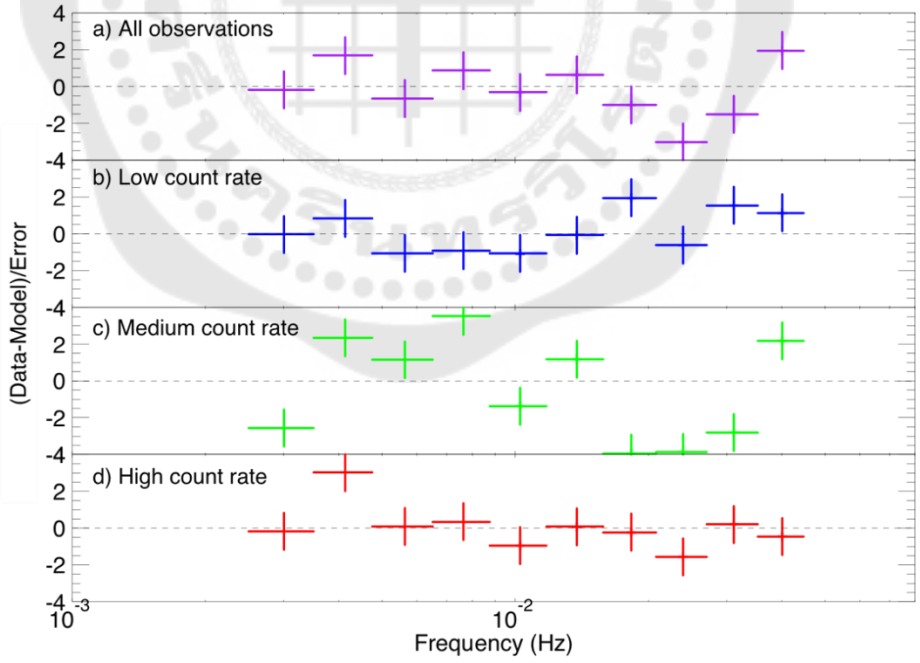
ภาพประกอบ 59 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล



ภาพประกอบ 60 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล



ภาพประกอบ 61 ผลการ fitting ในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์



ภาพประกอบ 62 ความแตกต่างระหว่างข้อมูลกับแบบจำลองในแต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลและพาวเวอร์ลอว์

บทที่ 5
สรุป อภิปรายผล และข้อเสนอแนะ

ในงานวิจัยนี้ เราได้ศึกษาโครงสร้างของจานรวมมวลที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลาในแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่เราได้สร้างและพัฒนาขึ้น ซึ่งแบบจำลองนี้จะถูกนำไป fit กับกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มี S/N ดี นั่นคือความหน่วงของเวลาที่รวมกันของทุกข้อมูลการสังเกตการณ์ที่ใช้ในงานวิจัยนี้ หรือ All observations ยิ่งไปกว่านั้นเรายังศึกษาพฤติกรรมของสเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่เปลี่ยนแปลงไปตามอัตราการรวมมวล โดยเราจะแบ่งกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ออกเป็นอีก 3 กลุ่มย่อยตามอัตราการตรวจจับจำนวนโฟตอนต่อหนึ่งหน่วยเวลาที่ตกลงบนกล้อง EPIC-pn ในช่วงพลังงาน $0.3 - 1.0$ keV ได้แก่ Low count rate (ที่มีอัตราการตรวจจับจำนวนโฟตอนต่อหนึ่งหน่วยเวลาน้อยกว่า $0.9\ \mathrm{cnt\ s^{-1}}$), Medium count rate (ที่มีอัตราการตรวจจับจำนวนโฟตอนต่อหนึ่งหน่วยเวลาอยู่ระหว่าง $0.9 - 1.0\ \mathrm{cnt\ s^{-1}}$) และ High count rate (ที่มีอัตราการตรวจจับจำนวนโฟตอนต่อหนึ่งหน่วยเวลามากกว่า $1.0\ \mathrm{cnt\ s^{-1}}$)

แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่เราสร้างขึ้นมาในงานวิจัยนี้มีจุดประสงค์เพื่ออธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบ ซึ่งมีทั้งหมด 3 แบบจำลองโดยแต่ละแบบจำลองถูกสร้างขึ้นมาบนพื้นฐานของอัตราการรวมมวลที่เกิดขีดจำกัดของเอดดิงตันที่มีองค์ประกอบของเอาท์โฟลว์อิง-วินด์ ซึ่งแต่ละแบบจำลองมีลักษณะเฉพาะที่แตกต่างกันโดยย่อ ดังนี้

1) แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด คือ แบบจำลองเริ่มต้นที่เราสร้างขึ้นมา โดยสมมติให้โฟตอนพลังงานสูงถูกปลดปล่อยออกมาจากจุดด้านในสุดของจานรวมมวลเพียงจุดเดียว
2) แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล เป็นแบบจำลองที่แก้ไขพื้นที่ของการปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงให้ออกมาจากทุกจุดบนจานรวมมวล
3) แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล คือแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่คล้ายกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล แต่ถูกปรับปรุงแก้ไขพื้นที่ของการปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงให้สอดคล้องกับพื้นที่ที่สามารถปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงออกมา

5.1 อภิปรายผลการวิจัย

ในบทที่ 4 เราได้กล่าวถึงผลที่ได้จากการ fit แต่ละกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาทั้ง 3 แบบจำลองโดยใช้โปรแกรม *XSPEC* ดังนั้นในหัวข้อนี้เราจะวิเคราะห์ผลที่ได้ในแต่ละแบบจำลอง โดยเริ่มจากแบบจำลองที่มีความเรียบง่ายไปสู่แบบจำลองที่มีความสมเหตุสมผลทางทฤษฎีและให้ผลการ fit ที่ดีมากขึ้น

แบบจำลองแรก คือแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด โดยแบบจำลองนี้จะมีเพียงตัวแปร R_w เท่านั้นที่เป็นตัวแปรอิสระแต่จะอยู่ภายใต้สมมติฐานความเป็นไปได้ของมวลหลุมดำ 3 ประเภท ได้แก่ หลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ ($10\mathrm{M}_{\odot}$), หลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ($100\mathrm{M}_{\odot}$) และหลุมดำมวลปานกลาง ($1000\mathrm{M}_{\odot}$) จากผลการ fit ที่แสดงดังตาราง 3 จะเห็นว่าผลที่ได้ในเชิงสถิติไม่แตกต่างกันในแต่ละขนาดมวลของหลุมดำ โดยกลุ่มข้อมูล All observations จะได้ผลการ fit ที่ดี ($\chi^2/d.o.f \sim 7.0/8$ ในทุกขนาดมวลของหลุมดำ) และสำหรับกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ที่แบ่งตามอัตราการรวมมวลจะมีค่า $\chi^2/d.o.f \sim 8.7/8, \chi^2/d.o.f \sim 11.2/8, \chi^2/d.o.f \sim 20.0/8$ สำหรับกลุ่มข้อมูล Low, Medium และ High count rate ตามลำดับ โดยหากพิจารณาภาพประกอบ 50 ชี้ให้เห็นว่าแบบจำลองจะสามารถอธิบายข้อมูลความหน่วงของเวลาได้ดี เฉพาะข้อมูลที่มีความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบมีค่าน้อย ดังเช่นในกลุ่มข้อมูล All observations และ Low count rate ในขณะที่กลุ่มข้อมูลที่เหลือจะมีความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบมีค่ามากจึงมีค่า χ^2 ที่สูงซึ่งอาจเป็นผลมาจากแบบจำลองที่ยังไม่สอดคล้องกับลักษณะทางกายภาพได้ดีนัก

อย่างไรก็ตามถึงแม้ว่าเราจะไม่สามารถวิเคราะห์ขนาดมวลของหลุมดำที่ดีที่สุดจากการ fit ได้ แต่งานวิจัยของ De Marco et al. (2013) ได้ชี้ให้เห็นว่าแหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 น่าจะถูกให้พลังงานโดยหลุมดำมวลปานกลาง เนื่องจากพวกเขาพบองค์ประกอบของความถี่ QPO ประเภท C ที่เป็นองค์ประกอบที่มักพบในแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ที่มีอัตราการรวมมวลไม่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน มีความสัมพันธ์กับความหน่วงของเวลาที่เป็นลบ อย่างไรก็ตามงานวิจัยของ Hernández-García et al. (2015) ได้กล่าวว่าช่วงความถี่ QPO ที่พบนั้นมีฐานของช่วงความถี่ที่กว้างอย่างมีนัยสำคัญ ซึ่งไม่น่าจะใช่ลักษณะของ QPO ประเภท C อีกทั้งถ้าแหล่งกำเนิดเกิดจากสถานะการรวมมวลแบบทั่วๆไป เราควรที่จะต้องเห็นองค์ประกอบความผันแปรที่เพิ่มขึ้นมาในช่วงพลังงานต่ำของอัตราส่วนระหว่างรากของค่าเฉลี่ยกำลังสองกับค่าเฉลี่ยของสเปกตรัม (soft excess) เนื่องจากเป็นองค์ประกอบที่เกิดจากการสะท้อนกับจานรวมมวล แต่พวกเขาไม่พบองค์ประกอบของ soft excess ดังกล่าว จึงชี้ให้เห็นว่าความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบของ

แหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ไม่ได้เกิดจากกระบวนการดังเช่นแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์แบบทั่วๆไป แต่น่าจะเกิดจากโฟตอนพลังงานสูงไปสะท้อนกับกลุ่มก้อนของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่อยู่ในสถานะที่มีอัตราการรวมมวลสูงเกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน ยิ่งไปกว่านั้นในงานวิจัยของ Pinto et al. (2016) พวกเขาได้ค้นพบเอาท์โฟลว์อิงวินด์จากการสังเกตการณ์ที่ได้จากเส้นการแผ่รังสีซึ่งถือเป็นการค้นพบที่สำคัญอย่างมาก เนื่องจากโครงสร้างของจานรวมมวลที่เราใช้สร้างแบบจำลองความหน่วงของเวลาสำหรับทุกแบบจำลองจะมีองค์ประกอบของเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่เป็นองค์ประกอบสำคัญที่ทำให้เกิดกระบวนการสะท้อนของรังสีเอกซ์ ดังนั้นหลักฐานที่พบเอาท์โฟลว์อิงวินด์นี้ถือเป็นการยืนยันการมีอยู่จริงของเอาท์โฟลว์อิงวินด์และยังยืนยันข้อสมมติฐานโครงสร้างของแบบจำลองของเราอีกด้วย

นอกจากนี้แม้ว่าผลที่ได้จากการ fit ไม่สามารถที่จะทำให้เรามองข้ามความน่าจะเป็นที่แหล่งกำเนิด NCG5408 X-1 จะเป็นหลุมดำมวลปานกลาง อย่างไรก็ตามกำลังส่องสว่างในย่านรังสีเอกซ์ของแหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ที่มี $L_x{\sim}10^{40}\mathrm{erg\,s^{-1}}$ มีเพียง 10% ของอัตราการรวมมวลของเอดดิงตันสำหรับหลุมดำมวลปานกลาง ($1000\mathrm{M}_{\odot}$) โดยกำลังส่องสว่างที่เกินอัตราการรวมมวลของเอดดิงตันมาเพียงเท่านี้ไม่น่าจะทำให้เกิดแรงดันโฟตอนที่ผลักดันเอาท์โฟลว์อิงวินด์ออกมาอย่างรุนแรง ยิ่งไปกว่านั้นถ้าเราพิจารณาค่าของระยะเริ่มต้นของการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ R_w ดังตาราง 3 จะพบว่าแนวโน้มของค่า R_w มีค่าเพิ่มมากขึ้นเมื่ออัตราการรวมมวลมีค่าเพิ่มมากขึ้น ซึ่งสอดคล้องกับลักษณะการรวมมวลในสถานะที่มีอัตราการรวมมวลเกินขีดจำกัดของเอดดิงตันในงานวิจัยของ Poutanen et al. (2007) ซึ่งทำให้เราสามารถที่จะตีความ NGC5408 X-1 ในบริบทของแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์มีอัตราการรวมมวลที่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน อีกทั้งในงานวิจัยของ Sutton et al. (2014) ยังชี้ให้เห็นว่าโฟตอนพลังงานสูงจากจานรวมมวลจะต้องใช้ระยะประมาณ $10^6\mathrm{r_g}$ในการเกิดอันตรกิริยากับเอาท์โฟลว์อิงวินด์ นอกจากนี้ งานวิจัยของ De Marco et al. (2013) ยังได้เสนอว่าถ้าหาก NGC5408 X-1 ถูกให้พลังงานโดยหลุมดำที่มีมวลอยู่ในช่วง $10-100\mathrm{M}_{\odot}$ ควรจะต้องเกิดการสะท้อนที่ระยะ $\gtrsim 10^3\mathrm{r_g}$ ซึ่งจะเห็นว่า R_w ในงานวิจัยของเราสอดคล้องกันกับ 2 งานวิจัยดังที่กล่าวไป นั่นคือ $R_w{\sim}10^5\mathrm{r_g}$ สำหรับหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์

อย่างไรก็ตาม Pinto et al. (2016) ได้ทำการศึกษาตำแหน่งของเอาท์โฟลว์อิงวินด์จากการสังเกตการณ์พบว่าอยู่ที่ระยะ $R_w{\sim}25\mathrm{r_g}$ ซึ่งจะเห็นว่าขนาดของ R_w ที่ได้จากงานวิจัยของ Pinto et al. (2016) มีค่าที่แตกต่างกับงานวิจัยของเราอย่างชัดเจน แต่ถ้าหากเราเชื่อผลงานวิจัยของ Pinto et al. (2016) อาจจะเป็นไปได้ว่าในความเป็นจริงแล้วจุดเริ่มต้นของเอาท์โฟลว์อิงวินด์

อาจอยู่ที่ $R_w \sim 25\mathrm{r_g}$ แต่ระยะทางของการสะท้อนที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบจะอยู่ในระยะทางประมาณ $10^5\mathrm{r_g}$ แสดงให้เห็นว่าโฟตอนเกิดการสะท้อนที่ระยะไกล ดังนั้นเราจะปรับปรุงแบบแบบจำลองให้มีความซับซ้อนมากยิ่งขึ้น เพราะถ้าหากเราพิจารณาสเปกตรัมความหน่วงของเวลาที่เกิดความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกแบบจำลองความหน่วงของเวลาไม่สามารถที่จะอธิบายองค์ประกอบดังกล่าวได้ เราจึงได้เพิ่มองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์ที่อยู่บนข้อสมมติฐานถึงปรากฏการณ์ใดก็ตามที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวก เช่น ความผันแปรของโฟตอนจากด้านนอกของจานรวมมวล เคลื่อนที่เข้าไปยังจุดศูนย์กลางของแหล่งกำเนิดทำให้โฟตอนมีพลังงานสูงขึ้น เกิดเป็นความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวก (ดูเพิ่มเติมในหัวข้อ 2.7) เป็นต้น อย่างไรก็ตามการเพิ่มองค์ประกอบดังกล่าวไม่ช่วยให้แบบจำลองอธิบายข้อมูลได้ดีขึ้น โดยพบว่าผลการ fit ไม่มีการเปลี่ยนแปลงนัยสำคัญทางสถิติ

จากแบบจำลองก่อนหน้าจะเห็นว่าผลที่ได้จากการ fit ยังไม่ดีมากพออย่างมีนัยสำคัญ เราจึงได้พัฒนาและปรับปรุงแบบจำลองให้มีความสมเหตุสมผลทางทฤษฎีมากยิ่งขึ้น เนื่องจากในความเป็นจริงแล้วโฟตอนพลังงานสูงไม่น่าจะเกิดจากเพียงจุดเดียวที่ด้านในสุดของจานรวมมวล โดยแบบจำลองที่เราพัฒนาเพิ่มขึ้นมาจะมี 2 แบบจำลองซึ่งจะมีโครงสร้างของจานรวมมวลที่เหมือนกับแบบจำลองก่อนหน้า ได้แก่ แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลและแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล โดยทั้ง 2 แบบจำลองดังกล่าวจะแตกต่างกันในบริเวณที่มีการปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูง และแต่ละแบบจำลองจะมีตัวแปรอิสระที่มีผลต่อความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบเพิ่มมากขึ้น ได้แก่ R_w, H_w, α_w และ M_{BH}

แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล คือ แบบจำลองที่เราสร้างขึ้นมาให้มีความสมเหตุสมผลทางทฤษฎี ดังที่ได้กล่าวในหัวข้อ 2.1.1 ที่อธิบายว่ากระบวนการแผ่รังสีของจานรวมมวลจะคล้ายกับการปลดปล่อยรังสีของวัตถุดำและอุณหภูมิในแต่ละส่วนของจานรวมมวลในแนวรัศมีจะมีอุณหภูมิที่แตกต่างกันซึ่งเป็นไปตามความสัมพันธ์ $T(R) \propto R^{-1/2}$ เมื่อแหล่งกำเนิดอยู่ในสถานะที่มีอัตราการรวมมวลเกินขีดจำกัดของเอดดิงตัน จากความสัมพันธ์ในข้างต้นเราสามารถคำนวณหาขอบเขตของจานรวมมวลที่สามารถปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงออกมาได้ดังที่กล่าวในบทที่ 4 โดยผลการ fit ที่ได้จะถูกแสดงในตาราง 7 ซึ่งจะเห็นว่าแบบจำลองนี้อธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าลบได้ค่อนข้างแย่ลงอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติเมื่อเทียบกับแบบจำลองก่อนหน้า กล่าวคือในแบบจำลองก่อนหน้าในทุกสมมติฐานขนาดมวลของหลุมดำ สำหรับกลุ่มข้อมูล All observations มีค่า $\chi^2/d.o.f$ ประมาณ

$7.0/8$ ในขณะที่แบบจำลองนี้มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น $20.75/6$, กลุ่มข้อมูล Low count rate มีค่า $\chi^2/d.o.f$ ประมาณ $8.7/8$ ในขณะที่แบบจำลองนี้มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น $12.50/6$, กลุ่มข้อมูล Medium count rate มีค่า $\chi^2/d.o.f$ ประมาณ $11.2/8$ แต่ในแบบจำลองนี้ค่า $\chi^2/d.o.f$ เพิ่มขึ้นเป็น $72.30/6$ และกลุ่มข้อมูล High count rate มีค่า $\chi^2/d.o.f$ ประมาณ $20.0/8$ แต่ในแบบจำลองนี้ค่า $\chi^2/d.o.f$ เท่ากับ $12.95/6$ ซึ่งจะเห็นว่ามีเพียงกลุ่มข้อมูล High count rate เท่านั้นที่แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลสามารถอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาได้ดีขึ้น เนื่องจากถ้าพิจารณาภาพประกอบ 59 และ 60 จะเห็นว่าแบบจำลองนี้สามารถอธิบายข้อมูลความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบได้ดีกว่าแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดในช่วงความถี่ต่ำสุดอย่างมีนัยสำคัญ

อย่างไรก็ตามแม้ว่าเราจะเพิ่มองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์เข้าไปในแบบจำลองเพื่อช่วยอธิบายองค์ประกอบของความหน่วงของเวลาที่มีค่าบวก แต่ผลการ fit ที่ได้แสดงค่าดัชนีพาวเวอร์ลอว์ $\Gamma{\sim}1.0$ ในทุกกลุ่มข้อมูล หมายความว่าพาวเวอร์ลอว์เป็นเพียงเส้นตรงใน logarithm scale ที่ไม่มีความชัน ซึ่งไม่ได้ช่วยอธิบายองค์ประกอบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกเลย ยกเว้นในกลุ่มข้อมูล Low count rate ที่ ได้ $\Gamma{\sim}7.06$ แต่ค่า $norm$ ขององค์ประกอบพาวเวอร์ลอว์อยู่ในระดับที่ต่ำมาก $\sim 10^{-12}$ ชี้ให้เห็นว่าองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์ก็ไม่ได้มีนัยสำคัญในการช่วยอธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวก อีกทั้งถ้าพิจารณาค่า $\chi^2/d.o.f$ ก็ไม่มีการเปลี่ยนแปลงนัยสำคัญทางสถิติเมื่อเทียบกับแบบจำลองที่ไม่มีองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์ อย่างไรก็ตามถึงแม้ว่าแบบจำลองนี้จะไม่สามารถอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาได้ดีพออย่างมีนัยสำคัญ แต่ตัวแปร M_{BH} ที่เป็นตัวแปรอิสระทำให้เราสามารถจำกัดขอบเขตมวลของหลุมดำที่ได้ เมื่อเทียบกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดที่ไม่สามารถจำกัดขอบเขตมวลของหลุมดำได้เลย ซึ่งถ้าพิจารณาในกลุ่มข้อมูล All observations พบว่า $\mathrm{M_{BH}}\ {\sim}917.78\mathrm{M_{\odot}}$ ซึ่งอยู่ในช่วงมวลของหลุมดำมวลปานกลาง อย่างไรก็ตามถ้าเราพิจารณากลุ่มข้อมูลย่อยที่ถูกแยกออกเป็นแต่ละอัตราการรวมมวลของ Low, Medium และ High count rate จะพบว่า $\mathrm{M_{BH}}{\sim}96.16\mathrm{M_{\odot}}$ ซึ่งอยู่ในช่วงมวลของหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ผลดังกล่าวจะเห็นว่ากลุ่มข้อมูลของ All observations ที่มี S/N ที่ดี ได้ขนาดมวลของหลุมดำที่มีขนาดใหญ่กว่ากลุ่มข้อมูลที่แบ่งตามอัตรารวมมวลอย่างมากอย่างมีนัยสำคัญ ซึ่งลักษณะเช่นนี้อาจจะตีความได้ว่าเนื่องกลุ่มข้อมูลของ All observations เป็นกลุ่มข้อมูลความหน่วงของเวลาที่เฉลี่ยลักษณะสเปกตรัมความหน่วงของเวลาของทั้ง 3 กลุ่มข้อมูลที่แบ่งตาม

อัตราการรวมมวล จึงอาจจะทำให้เกิดการบิดเบือนลักษณะทางกายภาพของโครงสร้างของระบบการรวมมวลที่ระดับการรวมมวลต่างกันทำให้เกิดความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบเปลี่ยนไปอย่างมีนัยสำคัญ ทำให้ได้ขนาดมวลของหลุมดำที่ให้พลังงานแก่ NGC5408 X-1 มีขนาดใหญ่กว่ากลุ่มข้อมูลที่แบ่งตามอัตราการรวมมวล

นอกจากนี้ สาเหตุที่แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาได้ไม่ดีพออาจเกิดเนื่องจากการกำหนด spectral hardening factor (f_{colour}) เนื่องจากค่าที่เราใช้ในงานวิจัยนี้เลือกมาจากค่าพื้นฐานที่มักจะใช้กันสำหรับการศึกษาแหล่งกำเนิดดาวคู่รังสีเอกซ์ ($f = 1.7$) แต่จากหลายๆงานวิจัยเสนอว่า spectral hardening factor สามารถมีค่าที่เป็นไปได้อยู่ในช่วง $f = 1.4 - 2$ (อ่านเพิ่มเติม Davis and El-Abd (2019)) แสดงให้เห็นว่า spectral hardening factor ไม่จำเป็นที่จะต้องมีค่าเท่ากับ 1.7 ถ้าหากค่า $f < 1.7$ จะทำให้ขอบเขตพื้นที่ของแหล่งกำเนิดโฟตอนพลังงานสูงมีพื้นที่เพิ่มมากยิ่งขึ้นซึ่งลักษณะเช่นนี้จะสอดคล้องกับแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล ดังที่จะกล่าวต่อไป

สุดท้ายคือแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลโดยบริเวณการปลดปล่อยโฟตอนพลังงานสูงจะปลดปล่อยออกมาตั้งแต่บริเวณจานรวมมวลด้านในสุดจนกระทั่งถึงจุดที่เริ่มมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ ซึ่งผลที่ได้จากการ fit ไม่มีความแตกต่างอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติเมื่อเทียบกับ 2 แบบจำลองก่อนหน้าหากพิจารณาจากค่า $\chi^2/d.o.f$ ในตาราง 4 เท่ากับ $13.52/6$, $10.44/6$, $23.36/6$ และ $5.16/6$ สำหรับกลุ่มข้อมูล All observations, Low, Medium และ High count rate ตามลำดับ แม้กระทั้งขนาดมวลที่ได้จากการ fit ก็อยู่ในระดับที่ใกล้เคียงกัน คือ $\mathrm{M_{BH}}{\sim}958.24\mathrm{M_{\odot}}$ สำหรับกลุ่มข้อมูล All observations และ $\mathrm{M_{BH}}{\sim}89.83\mathrm{M_{\odot}}$ สำหรับกลุ่มข้อมูลที่แบ่งตามอัตราการรวมมวล อย่างไรก็ตามเมื่อปรับปรุงแบบจำลองโดยการอธิบายร่วมกันระหว่างองค์ประกอบของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลที่อธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบกับองค์ประกอบของแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ที่อธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวก ผลการ fit แสดงดังตาราง 5 ซึ่งมีค่าที่ดีกว่าอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติเมื่อพิจารณาค่า $\chi^2/d.o.f$ ซึ่งมีค่าเท่ากับ $1.14/4$, $4.46/4$, $5.63/4$ และ $6.62/4$ สำหรับกลุ่มข้อมูล All observations, Low, Medium และ High count rate ตามลำดับ จากภาพประกอบ 55 จะเห็นว่าสเปกตรัมความหน่วงของเวลาถูกอธิบายด้วยแบบจำลอง 2 องค์ประกอบ นั่นคือ องค์ประกอบของความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกจะถูกอธิบายด้วยแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ที่มีค่าดัชนีพาวเวอร์ลอว์ $\Gamma \approx 1.28$, $\Gamma \approx 2.48$, $\Gamma <$

1.32 และ $\Gamma < 3.92$ สำหรับกลุ่มข้อมูล All observations, Low count rate, Medium count rate และ High count rate ตามลำดับ โดยดัชนีพาวเวอร์ลอว์ทั้งหมดในแต่ละกลุ่มข้อมูลจะมีค่ามากกว่า 1 ซึ่งหมายความว่าแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์อธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวกสูงสุดที่ตำแหน่งความถี่ต่ำที่สุด (หรือเปรียบเทียบง่ายๆว่าเป็นเส้นตรงใน logarithm scale ที่มีความชันเป็นลบ) ในขณะที่องค์ประกอบของความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบสามารถอธิบายด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล โดยมีค่าตัวแปรที่มีผลกระทบต่อแอมพลิจูดที่เป็นลบของความหน่วงของเวลา ได้แก่ R_w, H_w, α_w และ M_{BH} สำหรับกลุ่มข้อมูล All observations จะมีค่า $R_w \sim 5.0 \times 10^6 \mathrm{r_g}$, $H_w \sim 1 \times 10^4 \mathrm{r_g}$, $\alpha_w \sim 45.30^\circ$ และ $M_{BH} \sim 108.33 \mathrm{M}_\odot$ ซึ่งจะเห็นว่าขนาดมวลของหลุมดำมีค่าลดลงอย่างมีนัยสำคัญ เทียบกับแบบจำลองก่อนหน้า ชี้ให้เห็นว่าองค์ประกอบของพาวเวอร์ลอว์มีผลกระทบอย่างมีนัยสำคัญกับการอธิบายโครงสร้างของการรวมมวลของระบบ สำหรับข้อมูลที่แบ่งกลุ่มตามอัตราการรวมมวล เราตั้งสมมติฐานว่าขนาดมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่ระบบควรจะมีขนาดคงที่ไม่มีความแตกต่างกันอย่างมีนัยสำคัญ ดังนั้นเราจึงกำหนดให้ขนาดมวลของหลุมดำทั้ง 3 กลุ่มข้อมูลที่แบ่งตามอัตราการรวมมวลมีขนาดเท่ากันในระหว่างการ fit และผลที่ได้จากการ fit ได้ $M_{BH} \sim 84 \mathrm{M}_\odot$ ชี้ให้เห็นว่าขนาดมวลของหลุมดำที่ให้พลังงานแก่ NGC5408 X-1 คือหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ที่อยู่ในสถานะการรวมมวลที่เกินขีดจำกัดของเอดดิงตันซึ่งสอดคล้องกับงานวิจัยของ Hernández-García et al. (2015) รวมทั้งสอดคล้องกับ M_{BH} ที่ได้จากการ fit ของ All observations นอกจากนี้ยังมีการศึกษาเกี่ยวกับการคำนวณค่าความเป็นโลหะของ NGC5408 ซึ่งพบว่ามีสภาวะความเป็นโลหะต่ำ (Mendes de Oliveira et al., 2006) จึงมีความเป็นไปได้ที่จะก่อให้เกิดหลุมดำมวลมากที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ภายใน NGC5408

อย่างไรก็ตามสำหรับค่าตัวแปรของ R_w, H_w และ α_w ถึงแม้เราจะได้ค่าจากการ fit แต่เราไม่สามารถที่จะวิเคราะห์ผลได้สำหรับกลุ่มข้อมูลที่แบ่งตามอัตราการรวมมวลนี้ เนื่องจากเราไม่สามารถหาความสัมพันธ์ของตัวแปรเมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนไปแปลงไป ดังนั้นเราจึงกำหนดค่า $\alpha_w = 45^\circ$ ซึ่งผลที่ได้แสดงดังตาราง 6 และภาพประกอบ 57 จะเห็นว่าผลที่ได้ไม่สามารถที่จะหาความแนวโน้มของ R_w และ H_w ได้เช่นเดิม และผลการ fit ก็ไม่มีการเปลี่ยนแปลงอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติ หากเราพิจารณาไปที่ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่แบ่งตามอัตราการรวมมวล จะเห็นว่าข้อมูล ณ ตำแหน่งความถี่ต่ำมีช่วงความคลาดเคลื่อนของข้อมูลที่สูง ชี้ให้เห็นว่ากลุ่มข้อมูลยังมี S/N ที่ยังไม่ดีพอ อีกทั้งค่าช่วงของการนิยามเงื่อนไขในการแบ่งกลุ่มข้อมูลตามอัตราการรวมมวลอาจจะยังไม่มีความแตกต่างกันอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติ จึงอาจเป็นสาเหตุที่

แบบจำลองความหน่วงของเวลานี้ไม่สามารถหาแนวโน้มของการเปลี่ยนแปลงค่าเมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนแปลงไป

อย่างไรตามเราพบว่าค่าของ $R_w \sim 10^6 \mathrm{r_g}$ ที่ได้จากแบบจำลองนี้ยังอยู่ในระดับเดียวกับงานวิจัยของ Sutton et al. (2014) ที่เสนอเอาไว้ว่าโฟตอนพลังงานสูงน่าจะเกิดการสะท้อนที่ระยะประมาณ $10^6 \mathrm{r_g}$ แต่ Pinto et al. (2016) เสนอว่า R_w อยู่ในระดับประมาณ $25 \mathrm{r_g}$ จะเห็นว่าผลที่ได้แตกต่างจากงานวิจัยของเราอย่างมาก ดังนั้นจากผลการวิจัยที่ได้กล่าวไปข้างต้นอาจจะชี้ให้เห็นว่าความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบที่เกิดจากการสะท้อนของรังสีเอกซ์ต้องการระยะทางในการทำให้เกิดการสะท้อนที่ระยะ $\sim 10^6 \mathrm{r_g}$ ถึงแม้ระยะเริ่มต้นในการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์จะอยู่ที่ $\sim 25 \mathrm{r_g}$ ก็ตามหากอ้างอิงงานของ Pinto et al. (2016) ดังนั้นในงานวิจัยในอนาคตเราอาจจะปรับปรุงโครงสร้างของแบบจำลองเพื่อให้มีความน่าจะเป็นที่ระยะเริ่มต้นในการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์จะมีค่าสอดคล้องกับงานวิจัยของ Pinto et al. (2016) และระยะทางของการสะท้อนที่ทำให้เกิดความหน่วงของเวลาที่เหมาะสมอยู่ที่ระยะ $\sim 10^6 \mathrm{r_g}$ นั่นคือสร้างสมมติฐานของจุดเริ่มต้นที่มีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์อยู่ที่ R_w แต่เกิดการสะท้อนหลายครั้งภายในเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่มีลักษณะเป็นกรวยแสงก่อนที่จะเดินทางไปหาผู้สังเกตการณ์ทำให้ระยะทางที่เกิดจากการสะท้อนมีค่ามากประมาณ $10^6 \mathrm{r_g}$

5.2 **สรุปผลการวิจัย**

จากผลการศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวด NGC5408 X-1 ด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่เราสร้างและพัฒนาขึ้นมา เราสามารถสรุปได้ดังนี้

ในงานวิจัยนี้จะเลือกใช้ข้อมูลการสังเกตการณ์ที่มีระยะเวลาการเปิดหน้ากล้องมากกว่า $100\ \mathrm{ks}$ (จำนวน 6 ข้อมูลการสังเกตการณ์) จากนั้นรวมกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ทั้งหมดที่ใช้ในงานวิจัยนี้ (All observations) เพื่อให้ได้ข้อมูลที่มี S/N สูงในการวิเคราะห์ นอกจากนี้แบ่ง 3 กลุ่มข้อมูลตามอัตราการรวมมวลตั้งแต่ Low, Medium และ High count rate เพื่อศึกษาดูพฤติกรรมสเปกตรัมความหน่วงของเวลาเมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนแปลงไป โดยแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่สร้างขึ้นมาในงานวิจัยนี้สร้างขึ้นมาจากโครงสร้างของจานรวมมวลที่มีอัตราการรวมมวลเกินขีดจำกัดของเอดอิงตัน มีทั้งหมด 3 แบบจำลอง ได้แก่ แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุด, แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวล และแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวล ซึ่งแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากจานรวมมวลด้านในสุดไม่สามารถที่จะวิเคราะห์ขนาดมวลของหลุมดำที่ให้พลังงานแก่แหล่งกำเนิด NGC5408 X-1 ได้

อย่างชัดเจนเนื่องจากผลการ fit ในแต่ละสมมติฐานของขนาดมวลของหลุมดำไม่มีความแตกต่างกันอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติ แต่สามารถตีความได้ว่าถูกให้พลังงานจากหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์ในช่วงของมวลขนาด $10-100\mathrm{M}_{\odot}$ เนื่องจาก R_w มีค่าเพิ่มมากขึ้นตามอัตราการรวมมวลที่สูงขึ้นซึ่งสอดคล้องกับลักษณะการรวมมวลในสถานะที่มีอัตราการรวมมวลเกินขีดจำกัดของเอดดิงตันในงานวิจัยของ Poutanen et al. (2007) ในส่วนของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากบริเวณด้านในของจานรวมมวลเป็นแบบจำลองที่มีความสมเหตุสมผลทางทฤษฎี แต่ไม่สามารถอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาได้ดีพออาจจะเป็นเพราะการกำหนดค่า spectral hardening factor ที่ยังไม่เหมาะสม ซึ่งค่าที่อาจจะเป็นได้คือ $f<1.7$ นอกจากนี้คุณภาพของกลุ่มข้อมูลการสังเกตการณ์ก็ยังไม่ดีมากพอ อย่างไรก็ตามแบบจำลองที่อธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาได้ดีที่สุด คือแบบจำลอง 2 องค์ประกอบที่อธิบายร่วมกันระหว่างองค์ประกอบของแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่โฟตอนกำเนิดจากทุกจุดบนจานรวมมวลที่อธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบและองค์ประกอบของแบบจำลองพาวเวอร์ลอว์ที่อธิบายความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นบวก จะได้ขนาดมวลของหลุมดำเป็นหลุมดำที่เกิดจากการตายของดาวฤกษ์มวลมาก ($M_{BH}\sim100\mathrm{M}_{\odot}$) แต่เนื่องจากข้อมูลมี S/N ที่ยังไม่สูงพออีกทั้งอาจจะเป็นผลจากค่าของช่วงที่เราแบ่งเงื่อนไขของกลุ่มข้อมูลตามอัตราการรวมมวลที่ยังไม่แตกต่างกันอย่างชัดเจน จึงทำให้เราไม่สามารถหาความสัมพันธ์ของ R_w หรือ H_w เมื่ออัตราการรวมมวลเปลี่ยนแปลงไป

5.3 ข้อเสนอแนะ

จากผลงานที่ได้ในงานวิจัยนี้ เราอาจแก้ไขและปรับปรุงงานวิจัยเพื่อให้มีความสมบูรณ์มากขึ้น ดังนี้

1) จากผลการวิจัยทั้งหมดจะเห็นว่าข้อมูลความหน่วงของเวลาในแต่ละกลุ่มข้อมูลยังมี S/N ที่ต่ำ โดยเฉพาะอย่างยิ่งในช่วงความถี่ต่ำ (ในสัดส่วนของเวลาที่รวดเร็ว) ซึ่งในช่วงดังกล่าวเป็นช่วงที่เกิดความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบ ที่ถูกอธิบายด้วยแบบจำลองความหน่วงของเวลา ดังนั้นหนึ่งในเหตุผลที่ทำให้แบบจำลองของเราไม่สามารถอธิบายสเปกตรัมความหน่วงของเวลาได้ดีพอเนื่องจากข้อมูลการสังเกตการณ์ยังมีคุณภาพไม่ดีพอ โดยเฉพาะอย่างยิ่งสำหรับกลุ่มข้อมูลที่แบ่งตามอัตราการรวมมวล แต่กลุ่มข้อมูล All observations นั้นมี S/N ที่สูงมากพอซึ่งจะเห็นว่าในกลุ่มข้อมูลของ All observations ก็จะเป็นกลุ่มข้อมูลที่ถูกอธิบายด้วยแบบจำลองดีที่สุดอย่างมีนัยสำคัญทางสถิติ ($\chi^2\sim1.0$) ดังนั้นเราจึงต้องการข้อมูล

การสังเกตการณ์ที่ดีมากยิ่งขึ้นในแต่กลุ่มข้อมูลที่แบ่งตามอัตราการรวมมวล เพื่อที่จะได้ผลการวิเคราะห์ที่ดียิ่งขึ้น ซึ่งเราคาดหวังระยะเวลาในการสังเกตการณ์ในแต่ละกลุ่มอัตราการรวมมวล $> 500\,\mathrm{ks}$ เนื่องจากอ้างอิงจากข้อมูล All observations ในงานวิจัยนี้ที่มีระยะเวลาในการสังเกตการณ์ทั้งหมด $548\,\mathrm{ks}$

2) แบบจำลองทั้ง 3 แบบจำลองความหน่วงของเวลาที่ใช้ในงานวิจัยนี้มีผลของค่าระยะเริ่มต้นที่เริ่มมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ $R_w{\sim}10^6\mathrm{r_g}$ ถึงแม้ว่าอยู่ในระดับเดียวกับระยะทางที่โฟตอนพลังงานสูงเกิดการสะท้อนที่ศึกษาโดย Sutton et al. (2014) อย่างไรก็ตามตัวแปรที่เรานิยามขึ้นมานั้น คือระยะเริ่มต้นที่เริ่มมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ โดยในงานวิจัยของ Pinto et al. (2016) ได้ทำการสังเกตการณ์และพบว่าระยะดังกล่าวน่าจะอยู่ที่ประมาณ $R_w \approx 25\mathrm{r_g}$ ดังนั้นจากการวิเคราะห์ผลการวิจัยอาจจะเป็นไปได้ว่าที่จริงแล้วระยะเริ่มต้นที่เริ่มมีการปลดปล่อยเอาท์โฟลว์อิงวินด์ อยู่ที่ประมาณ $R_w \approx 25\mathrm{r_g}$ แต่เกิดการสะท้อนภายในเอาท์โฟลว์อิงวินด์ที่มีลักษณะเป็นกรวยของแสงหลายครั้งก่อนที่จะเคลื่อนที่ไปหาผู้สังเกตการณ์ ทำให้ระยะทางที่ได้จากการสะท้อนมีค่า $\sim 10^6\mathrm{r_g}$ ดังนั้นถ้าเราพัฒนาแบบจำลองความหน่วงของเวลาที่เกิดจากการสะท้อนหลายครั้งภายในกรวยแสงของเอาท์โฟลว์อิงวินด์น่าจะช่วยปรับปรุงแบบจำลองในอนาคตได้

3) การศึกษาความหน่วงของเวลาในแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดที่พบองค์ประกอบความหน่วงของเวลาที่มีค่าเป็นลบตั้งแต่ต้นจนถึงปัจจุบัน มีทั้งหมด 3 แหล่งกำเนิด ได้แก่ NGC5408 X-1, NGC6946 X-1 และ NGC1313 X-1 ดังนั้นในการศึกษาเพิ่มเติมเราอาจจะนำแบบจำลองความหน่วงของเวลาไปอธิบายความหน่วงของเวลาในแหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์ที่มีกำลังส่องสว่างยิ่งยวดดังกล่าว เพื่อหาลักษณะโครงสร้างของจานรวมมวลและขนาดมวลของวัตถุอัดแน่นที่ให้พลังงานแก่ระบบอื่นๆ ที่อาจมีกระบวนการรวมมวลที่แตกต่างกันออกไป เช่น ในแหล่ง NGC1313 X-1 ที่มีการศึกษาล่าสุดพบพฤติกรรมความผันแปรในย่านรังสีเอกซ์ ซึ่งมีความเป็นไปได้ที่จะถูกให้พลังงานโดยดาวนิวตรอน (Walton et al., 2020)

บรรณานุกรม

Bachetti, M., Harrison, F. A., Walton, D. J., Grefenstette, B. W., Chakrabarty, D., Fürst, F., . . . Zhang, W. W. (2014). An ultraluminous X-ray source powered by an accreting neutron star. *Nature, 514*, 202. doi:10.1038/nature13791

Bambi, C. (2016). *Astrophysics of Black holes from fundamental aspecs to latest developments*. Astrophysics and space science library.

Belloni, T., Homan, J., Motta, S., Ratti, E., & Méndez, M. (2007). Rossi XTE monitoring of 4U 1636–53 – I. Long-term evolution and kHz quasi-periodic oscillations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 379*(1), 247-252.

Belloni, T. M. (2010). States and Transitions in Black Hole Binaries. In T. Belloni (Ed.), *The Jet Paradigm: From Microquasars to Quasars* (pp. 53-84). Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.

Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A., & Friedman, H. (1965). Cosmic X-ray Sources. *Science, 147*(3656), 394.

Brown, G. E., Lee, C. H., Wijers, R. A. M. J., & Bethe, H. A. (2000). Evolution of black holes in the galaxy. *Physics Reports, 333-334*, 471-504. doi:https://doi.org/10.1016/S0370-1573(00)00035-1

Cherbakov, N. (2016). Episode #12 – Dr Cherbakov's Blackbody Radiation & Dr Musgrave's Moondust. Retrieved from https://astrophiz.wordpress.com/2016/09/22/episode-12-dr-cherbakovs-blackbody-radiation-dr-musgraves-mooniest/

Colbert, E. J. M., & Ptak, A. F. (2002). A Catalog of Candidate Intermediate-Luminosity X-Ray Objects. *The Astrophysical Journal Supplement Series, 143*(1), 25.

Davis, S. W., & El-Abd, S. (2019). Spectral Hardening in Black Hole Accretion: Giving Spectral Modelers an f. *The Astrophysical Journal, 874*(1), 23.

De Marco, B., Ponti, G., Miniutti, G., Belloni, T., Cappi, M., Dadina, M., & Muñoz-Darias, T. (2013). Time-lags in the ultraluminous X-ray source NGC5408 X-1: implications for the black hole mass. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 436*(4),

3782-3791. doi:10.1093/mnras/stt1853

Done, C. (2010). Observational characteristics of accretion onto black holes. *arXiv*.

Done, C., Gierlinski, M., & Kubota, A. (2007). Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. *Astron.Astrophys.Rev.15:1-66,2007*.

Edward, J. M. C., & Richard, F. M. (1999). The Nature of Accreting Black Holes in Nearby Galaxy Nuclei. *The Astrophysical Journal, 519*(1), 89.

Fabbiano, G. (1988). The X-ray emission of M81 and its nucleu. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), 325*, 544-562.

Fabbiano, G. (1989). X rays from normal galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 27 (A90-29983 12-90)*, 87-138.

Fabbiano, G., & Trinchieri, G. (1987). X-ray observations of spiral galaxies. II - Images and spectral parameters of 13 galaxies. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), 315*, 46-67.

Fabian, A. C., & Miniutti, G. (2005). The X-ray spectra of accreting Kerr black holes. *arXiv*.

Fabian, A. C., & Ross, R. R. (2010). X-ray Reflection. *Space Science Reviews, 157*(1), 167-176. doi:10.1007/s11214-010-9699-y

Fabian, A. C., Ross, R. R., & Miller, J. M. (2004). On the observed disc temperature of accreting intermediate mass black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 355*(2), 359-362. doi:10.1111/j.1365-2966.2004.08322.x

Fabian, A. C., Zoghbi, A., Ross, R. R., Uttley, P., Gallo, L. C., Brandt, W. N., . . . Young, A. J. (2009). Broad line emission from iron K- and L-shell transitions in the active galaxy 1H 0707-495. *Nature, 459*(7246), 540-542.

Fender, R., & Belloni, T. (2012). Stellar-Mass Black Holes and Ultraluminous X-ray Sources. *Science, 337*(6094), 540.

Feng, H., & Soria, R. (2011). Ultraluminous X-ray sources in the Chandra and XMM-Newton era. *New Astronomy Reviews, 55*(5), 166-183.

Gilfanov, M. (2010). *X-Ray Emission from Black-Hole Binaries* (Vol. 794). Springer, Berlin, Heidelberg.

Gladstone, J. Accretion. Retrieved from

https://sites.ualberta.ca/~jgladsto/Site/accretion.html

Gladstone, J. C., Roberts, T. P., & Done, C. (2009). The ultraluminous state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 397*(4), 1836-1851. doi:10.1111/j.1365-2966.2009.15123.x

Heil, L. M. (2010). *Amplitudes of X-ray variability in accreting black holes.* (Ph.D), University of Leicester.

Heil, L. M., & Vaughan, S. (2010). The linear rms—flux relation in an ultraluminous X-ray source. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 405*(1), L86-L89. doi:10.1111/j.1745-3933.2010.00864.x

Hernández-García, L., Vaughan, S., Roberts, T. P., & Middleton, M. (2015). X-ray time-lags and non-linear variability in the ultraluminous X-ray sources NGC5408 X-1 and NGC 6946 X-1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 453*(3), 2877-2884. doi:10.1093/mnras/stv1830

Kaaret, P., Feng, H., & Roberts, T. P. (2017). Ultraluminous X-Ray Sources. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 55*(1), 303-341.

Kara, E., Pinto, C., Walton, D. J., Alston, W. N., Bachetti, M., Barret, D., . . . Webb, N. A. (2019). Discovery of a soft X-ray lag in the ultraluminous X-ray source NGC 1313 X-1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 491*(4), 5172-5178.

Kazanas, D., Hua, X. M., & Titarchuk, L. (1997). Temporal and Spectral Properties of Comptonized Radiation and Its Applications. *The Astrophysical Journal, 480*(2), 735-740.

Kotov, O., Churazov, E., & Gilfanov, M. (2001). On the X-ray time-lags in the black hole candidates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 327*(3), 799-807.

Loekkesee, S., Chainakun, P., & Luangtip, W. (2019). Reverberation mapping of the disc wind in ultraluminous X-ray source NGC5408 X-1. *Journal of Physics: Conference Series, 1380*, 012088.

Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., Ohnishi, T., Tashiro, M., Aruga, Y., . . . Okada, K. (2000). The Nature of Ultraluminous Compact X-Ray Sources in Nearby Spiral Galaxies. *The Astrophysical Journal, 535*(2), 632-643.

Mattson, B., Myers, J. D., & Newman, P. (2014). Imagine the universe. Retrieved from https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/objects/stars1.html

Mendes de Oliveira, C. L., Temporin, S., Cypriano, E. S., Plana, H., Amram, P., Sodré, J. L., & Balkowski, C. (2006). TheKLuminosity-Metallicity Relation for Dwarf Galaxies and the Tidal Dwarf Galaxies in the Tails of HCG 31. *The Astronomical Journal, 132*(2), 570-581.

Middleton, M. J., Heil, L., Pintore, F., Walton, D. J., & Roberts, T. P. (2015). A spectral-timing model for ULXs in the supercritical regime. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 447*(4), 3243-3263. doi:10.1093/mnras/stu2644

Middleton, M. J., Roberts, T. P., Done, C., & Jackson, F. E. (2011). Challenging times: a re-analysis of NGC5408 X-1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 411*(1), 644-652.

Middleton, M. J., Walton, D. J., Roberts, T. P., & Heil, L. (2014). Broad absorption features in wind-dominated ultraluminous X-ray sources? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 438*(1), L51-L55. doi:10.1093/mnrasl/slt157

Miller, J. M., Fabbiano, G., Miller, M. C., & Fabian, A. C. (2003). X-Ray Spectroscopic Evidence for Intermediate-Mass Black Holes: Cool Accretion Disks in Two Ultraluminous X-Ray Sources. *The Astrophysical Journal, 585*(1), L37-L40.

Miyamoto, S., Kitamoto, S., Mitsuda, K., & Dotani, T. (1988). Delayed hard X-rays from Cygnus X-I. *Nature, 336*(6198), 450-452.

Motta, S. E., Casella, P., Henze, M., Muñoz-Darias, T., Sanna, A., Fender, R., & Belloni, T. (2015). Geometrical constraints on the origin of timing signals from black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 447*(2), 2059-2072.

Nowak, M. A., Vaughan, B. A., Wilms, J., Dove, J. B., & Begelman, M. C. (1999). Rossi X-Ray Timing ExplorerObservation of Cygnus X-1. II. Timing Analysis. *The Astrophysical Journal, 510*(2), 874-891. doi:10.1086/306610

Paczynski, B. (1974). Mass of Cygnus X-1. *Astronomy and Astrophysics, 34*, 161 - 162.

Papadakis, I. E., Nandra, K., & Kazanas, D. (2001). Frequency-dependent Time-lags in the X-Ray Emission of the Seyfert Galaxy NGC 7469. *The Astrophysical Journal,*

554(2), L133-L137.

Petrucci, P. O. (2008). Models of comptonization. *Memorie della Società Astronomica Italiana, 79*, 118.

Pinto, C., Middleton, M. J., & Fabian, A. C. (2016). Resolved atomic lines reveal outflows in two ultraluminous X-ray sources. *Nature, 533*(7601), 64-67. doi:10.1038/nature17417

Poutanen, J., Lipunova, G., Fabrika, S., Butkevich, A. G., & Abolmasov, P. (2007). Supercritically accreting stellar mass black holes as ultraluminous X-ray sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 377*(3), 1187-1194. doi:10.1111/j.1365-2966.2007.11668.x

Remillard, R. A., & McClintock, J. E. (2006). X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 44*(1), 49-92. doi:10.1146/annurev.astro.44.051905.092532

Roberts, T. P., & Warwick, R. S. (2000). A ROSAT High Resolution Imager survey of bright nearby galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 315*(1), 98-114. doi:10.1046/j.1365-8711.2000.03384.x

RUSSELL, I. A. (2012). *A physical model for the variability properties of X-ray binaries.* (Doctoral), Durham University, Durham e-Theses.

Schneider, & Arny. (2019). Red Giant Evolution. Retrieved from http://abyss.uoregon.edu/~js/ast122/lectures/lec16.html

Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. (1973). Black Holes in Binary Systems: Observational Appearances. *Astronomy and Astrophysics, 24*, 337 - 355.

Shimura, T., & Takahara, F. (1995). On the Spectral Hardening Factor of the X-Ray Emission from Accretion Disks in Black Hole Candidates. *Astrophysical Journal, 445*, 780.

Spacecraft Icons at NASA Science. (2020). Retrieved from https://science.nasa.gov/toolkits/spacecraft-icons

Stobbart, A. M., Roberts, T. P., & Wilms, J. (2006). XMM–Newton observations of the brightest ultraluminous X-ray sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical*

Society, 368(1), 397-413. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.10112.x

Strohmayer, T. E., & Mushotzky, R. F. (2003). Discovery of X-Ray Quasi-periodic Oscillations from an Ultraluminous X-Ray Source in M82: Evidence against Beaming. *The Astrophysical Journal, 586*(1), L61-L64.

Strohmayer, T. E., & Mushotzky, R. F. (2009). EVIDENCE FOR AN INTERMEDIATE-MASS BLACK HOLE IN NGC5408 X-1. *The Astrophysical Journal, 703*(2), 1386-1393.

Sutton, A. D., Done, C., & Roberts, T. P. (2014). Irradiated, colour-temperature-corrected accretion discs in ultraluminous X-ray sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 444*(3), 2415-2427.

Sutton, A. D., Roberts, T. P., & Middleton, M. J. (2013). The ultraluminous state revisited: fractional variability and spectral shape as diagnostics of super-Eddington accretion. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 435*(2), 1758-1775. doi:10.1093/mnras/stt1419

Tauris, T. M., & van den Heuvel, E. P. J. (2006). Formation and evolution of compact stellar X-ray sources. *Compact stellar X-ray sources. Edited by Walter Lewin & Michiel van der Klis. Cambridge Astrophysics Series, No. 39. Cambridge, UK: Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-82659-4, ISBN 0-521-82659-4, DOI: 10.2277/0521826594, 2006, p. 623 - 665*.

University, S. A. O. a. S. (2019). Roche-lobe. Retrieved from http://astronomy.swin.edu.au/cosmos/R/Roche-lobe

Users Guide to the XMM-Newton Science Analysis System (2019). Retrieved from https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/sas_usg/USG/

Uttley, P., Cackett, E. M., Fabian, A. C., Kara, E., & Wilkins, D. R. (2014). X-ray reverberation around accreting black holes. *The Astronomy and Astrophysics Review, 22*(1), 72.

van der Klis, M. (1989). Quasi-Periodic Oscillations and Noise in Low-Mass X-Ray Binaries. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 27*(1), 517-553.

Vaugha, S. (2013). XMM Extract. Retrieved from

https://www.star.le.ac.uk/sav2/idl/XMM_Extract.pdf

Vaughan, S., Edelson, R., Warwick, R. S., & Uttley, P. (2003). On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 345*(4), 1271-1284.

Walton, D. J., Miller, J. M., Reis, R. C., & Fabian, A. C. (2012). Searching for massive outflows in Holmberg IX X-1 and NGC 1313 X-1: the iron K band. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 426*(1), 473-483.

Walton, D. J., Pinto, C., Nowak, M., Bachetti, M., Sathyaprakash, R., Kara, E., . . . Kosec, P. (2020). The unusual broad-band X-ray spectral variability of NGC 1313 X-1 seen with XMM–Newton, Chandra, and NuSTAR. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 494*(4), 6012-6029.

Watarai, K.-y., Mizuno, T., & Mineshige, S. (2001). Slim-Disk Model for Ultraluminous X-Ray Sources. *The Astrophysical Journal, 549*(1), L77-L80.

Wikipedia. (2019). Roche lobe. Retrieved from https://en.wikipedia.org/wiki/Roche_lobe

Wolter, H. (1952). Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen. *Annalen der Physik, 445*(1‐2), 94-114. doi:10.1002/andp.19524450108

XMM-Newton Users Handbook. (2019). Retrieved from https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/node1.html

Zycki, P. T., Done, C., & Smith, D. A. (1999). The 1989 May outburst of the soft X-ray transient GS 2023+338 (V404 Cyg). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 309*(3), 561-575.

ประวัติผู้เขียน

ชื่อ-สกุล	สุรศักดิ์ ฤกษ์เกษี
วัน เดือน ปี เกิด	25 สิงหาคม 2537
สถานที่เกิด	จังหวัดพระนครศรีอยุธยา
วุฒิการศึกษา	พ.ศ. 2559 วิทยาศาสตรบัณฑิต สาขาฟิสิกส์ จากมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ
ที่อยู่ปัจจุบัน	13/2 หมู่ 3 ตำบลเจ้าเจ็ด อำเภอเสนา จังหวัดพระนครศรีอยุธยา 13110
ผลงานตีพิมพ์	Loekkesee, S., Thongpoyai, K., & Luangtip, W. (2017). XMM-Newton observations of the ultraluminous X-ray source NGC 1313 X-1. Journal of Physics: Conference Series, 901, 012017. Loekkesee, S., Chainakun, P., & Luangtip, W. (2019). Reverberation mapping of the disc wind in ultraluminous X-ray source NGC 5408 X-1. Journal of Physics: Conference Series, 1380, 012088.