

中性子星降着流からのX線放射 —モンテカルロ計算による放射モデル

小 高 裕 和

〈宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台3-1-1〉
e-mail: odaka@astro.isas.jaxa.jp



中性子星と大質量星の連星系は物質の降着によりX線で明るく輝き、X線天文学の黎明期より精力的に研究がなされてきた。こうした系では大質量星の強力な星風の一部が中性子星に落下する。中性子星は 10^{12} ガウスという強い磁場をもっているため、最終的にはガスは磁力線に沿って磁極付近に達する。そこに形成される柱状の降着流は降着円盤による降着流とは異なる挙動を示し、その理解は依然として進んでいない。特に、これまではX線の放射機構がよくわかっていなかったため、観測データから物理量を引き出すことが困難であった。本研究は観測・理論の両面からこの問題にアプローチする：(1) すぐく衛星を用いて代表的な大質量X線連星 Vela X-1 の広帯域X線スペクトルの短時間変動を取得し、(2) モンテカルロ計算によるコンプトン散乱の放射モデルを構築する。具体的には、中性子星降着流からのX線放射に熱コンプトン放射が重要な役割を果たしていることを示し、構築した放射モデルと観測データとの比較により降着流の大きさなどの物理量を推定した。

1. はじめに

深い重力ポテンシャルへの物質の降着は、白色矮星や中性子星、ブラックホールといった銀河系内コンパクト天体から活動銀河核の超巨大ブラックホールまで、宇宙のさまざまな場所・スケールで見ることができる。こうした強重力天体に物質が落下すると、物質が獲得した重力エネルギーは降着の過程で強力な放射やアウトフローとして解放される。これは(物質・反物質対消滅を除けば)宇宙で最も効率的なエネルギー解放機構であり、周辺環境、そして銀河宇宙の進化にも大きな影響を与えている^{1),2)}。

中性子星やブラックホールが普通の恒星との連星系をなしている場合、相手の恒星がコンパクト天体に物質を供給するので、X線で極めて明るく輝く天体となる。重力エネルギーの解放によって

ガスの温度が1,000万度から1億度という高温になり、この温度に対応する電磁波はエネルギーが可視光より1,000から10,000倍も高いX線になる。こうした天体はX線連星と呼ばれて、X線天文学の黎明期より観測と理論の両面から詳しく調べられてきた。特に多くの降着系に見られる降着円盤は理論的によく理解されており、X線の観測結果を定量的に説明できる³⁾⁻⁵⁾。

コンパクト天体が強い磁場をもつ場合は降着流の挙動はより複雑である。その最も顕著な例は中性子星とOB型大質量星の連星系に見ることができ、中性子星の表面付近の磁場は 10^{12} Gに達する。中性子星に向かって落下するプラズマ流は途中で磁場に遮られ、その後、プラズマは磁力線に沿って中性子星の二つの磁極に向かう。この二つの磁極付近では降着プラズマは高温のホットスポットとなってX線を放射する。中性子星の自転

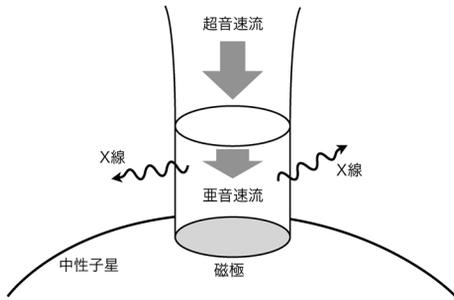


図1 中性子星の磁極に向かう柱状の降着流の構造. 超音速のプラズマ流は自由落下速度（光速の約60%）で落下するが、表面の手前で衝撃波を形成し、亜音速流となり降着する。衝撃波の下流から強いX線が放射される。

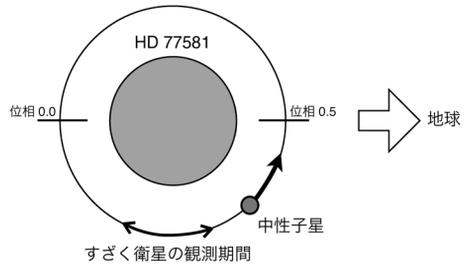


図2 Vela X-1連星系の模式図. 中性子星がB型星HD 77581を周期9日で公転する. その周期のうち、1.7日間にすざく衛星の観測は行われた。

2. 中性子星連星 Vela X-1

に合わせて、ホットスポットが見え隠れするため、こうした天体は周期的なX線パルスとして観測される—したがって、X線パルサーあるいは降着駆動型パルサーと呼ばれる^{6),7)}。

この強磁場を持つ中性子星への降着は長年の研究にもかかわらず依然として理解が進んでいない現象である。プラズマは磁極に向かってほぼ自由落下する。速度は光速の約60%に達し、図1に示すような柱状の降着流を形成すると考えられている⁸⁾。超音速の流れは星表面の直前で衝撃波を形成し、亜音速流に移る。この衝撃波の下流付近から強力なX線が放射される。そこでは、強重力場と強磁場、強放射場が同時に存在するという極限環境が実現しており、これらの影響の組み合わせにより複雑な物理現象が展開される。

この強磁場中性子星への降着流の情報を得るにはX線による観測が最も有効である。しかし、そのX線放射メカニズムもよくわかっていないため、従来の観測研究は現象論的な解析や定性的な議論にとどまってきた。この記事では、この現象の定量的な理解を目指し、観測と理論の両面からのアプローチを紹介する。

前節で述べたように大質量星と中性子星の連星系は強磁場星への降着流の最適宇宙実験室である。ここでは、筆者らが研究に用いた中性子星連星Vela X-1（は座X-1）について概要を見ておこう。Vela X-1は最も明るい中性子星連星の一つで、X線フラックスは常に100–200 mCrab程度であり^{*1}、これまでに非常に多くの観測的研究が行われてきた^{9)–15)}。この連星系は図2に示したような軌道をとって、中性子星はB型星HD 77581を約9日で公転している。大質量星は星表面からの紫外線放射によって加速される強い星風をもち、その質量放出率は $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ にも達する¹²⁾。Vela X-1の中性子星はB型星の表面から星半径のわずか8割程度の位置にあり、密度の高い星風に深く埋もれている。そのガスを中性子星の重力が捉えることで、降着系を形成する。

Vela X-1のような星風降着型中性子星のX線光度は激しい時間変動を示すことが知られている。INTEGRAL衛星によるVela X-1の長期間モニター観測ではX線フラックスが5 Crabにも達するようなフレアと呼ばれる大規模な光度増大が見られた¹³⁾。日本のすざく衛星¹⁶⁾は広いエネルギー帯域にわたって短時間で良い信号雑音比のデータを得ることが可能で、より詳しい時間変動

*1 1 Crabはかに星雲のX線フラックス $2.4 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (2–10 keV) でX線天体の明るさの単位としてよく用いられる。1 mCrabは1 crabの1/1000。

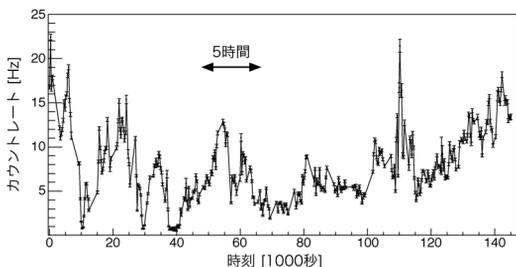


図3 すざく衛星により観測したVela X-1の光度曲線(エネルギーは5-10 keV)。観測期間は約1.7日で、X線光度が数十分から数時間のタイムスケールで大きく変動することがわかる。

の構造を調べることができる。そこでわれわれはすざく衛星が観測したVela X-1のデータを用いて研究を進めることにした。図3にすざくのX線CCDが捉えたVela X-1の光度曲線を示す。約1.7日間の観測期間中に数十分から数時間程度のタイムスケールで大きく変動する様子が見て取れる。

こうした激しい時間変動の原因はいまだによくわかっていない。比較的有力な考え方は、星風の密度や速度の非一様性を反映しているという説である¹³⁾。また、中性子星磁気圏へ入射するときの降着流の不安定性による可能性もある¹⁷⁾⁻¹⁹⁾。いずれにせよ時間変動のデータは降着流のダイナミクスや降着天体周辺的环境について重要な情報を含んでいると考えられる。次の節からはこの時間変動に着目して、降着プラズマの物理情報を引き出していく。

3. すざく衛星が捉えたスペクトル変動

X線放射の時間変動は、明らかに、中性子星への降着プラズマ流の物理状態の時間変化を反映している。つまり、プラズマの質量降着率、密度、温度や速度などの時間変化がX線放射の変動としてわれわれには見えているわけである。一般に天体の物理状態を調べるには、電磁放射のエネルギースペクトルを見ることが大切である。特に中性子星の降着流の場合は、激しい時間変動がある

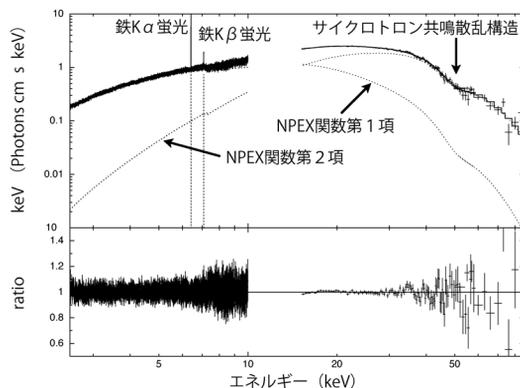


図4 すざく衛星が測定したVela X-1からのX線のエネルギースペクトル (vF_v 表示)。NPEX関数へあてはめたときの第1項と第2項の成分も点線で示した。

ため、X線放射スペクトルの時間変化がどのようなものであるかが、背後にある物理を引き出す鍵となる。

すざく衛星はX線CCDと硬X線検出器の2種類の観測機器を備え、0.5-300 keVの広いエネルギー範囲で天体のスペクトルを短い観測時間で取得することができるという利点をもつ。このことは、激しい時間変動があり、50 keV以上の高いエネルギーまで放射スペクトルが伸びる降着中性子星の研究に極めて好都合である。そこで、われわれはすざく観測データを解析し、1時間より短いスケールで広帯域スペクトルの変化を追った。

詳細な時間変動を見る前に、Vela X-1のX線スペクトルがどのようなものか概観しよう。図4に示したのは、すざくによって得られた時間平均スペクトルである。このスペクトルには、典型的な降着駆動パルサーからのX線放射の特徴を見ることができる。10 keV以下の軟X線帯域では光子指数1.0程度のべき関数 (power law) 型の分布をしている。より高いエネルギー側では20 keV付近から折れ曲がり、準指数関数的 (quasi-exponential) なカットオフをもつ。このカットオフは指数関数型のカットオフよりは緩やかであり、スペクトル分布は100 keV近くまで伸びている。こ

のようなスペクトル分布がどのようなメカニズムで作られるかはよく理解されていなかったが、これについてはこの記事の後半で見ていくことになる。

このスペクトル中には連続成分に加えて、いくつかラインの特徴も見られる。まず目立つのは6.4 keVと7.1 keVの鉄の蛍光X線である。これらは中性子星からのX線放射がB型星の大気や星風で吸収・再放出されることによる。同様な再放出過程により、星風中の光電離されたイオンからのX線輝線も多数存在するが、図4の範囲よりも低エネルギー側になる。

また50 keV付近に広がった吸収のような構造がある。これは強磁場中で電子の運動が量子化された準位間遷移に伴う共鳴構造であり、サイクロトロン共鳴散乱構造と呼ばれる。この時間平均スペクトルでは目立たないが、25 keV付近にもサイクロトロン共鳴散乱構造が報告されている²⁰⁾。この現象自体が中性子星のような強磁場環境におけるたいへん興味深い問題であるが、この記事では詳しく触れることができないので、天文月報3月号の記事を参照されたい⁷⁾。

いよいよスペクトルを定量化していくことになるが、X線パルサーからの放射は降着円盤からの放射などと異なって、定量的な物理モデルがないため、ほとんどの研究では現象論的な式による当てはめで解析が行われてきた。つまり、天体の大きさや温度などの物理量を直接パラメータ化することは困難で、まずスペクトルの形状を特徴づけることになる。そのためには準指数関数的カットオフを持つ冪関数を表現できることが必要である。比較的好く用いられているのがFermi-Dirac型カットオフを用いる方法である¹³⁾。これはFermi-Dirac分布関数で表されるカットオフをもち、X線パルサーからの放射のスペクトルの形をよく表現できる。ただし、統計力学のFermi-Dirac分布と物理的な関係があるわけではない。

別の関数形としてはNPEX関数—Negative and

positive power laws with exponential cutoffを意味する—もよく用いられ、X線パルサーの放射を非常によく表すことができる^{21),22)}。光子数分布をエネルギー E の関数 $N(E)$ として書くと、正負の光子指数をもつ二つのべき関数の和に共通の指数関数的カットオフがかかった形をしている：

$$N(E) = (A_1 E^{-\Gamma} + A_2 E^2) e^{-E/E_f} \quad (1)$$

第1項だけ ($A_2=0$) だと通常の指数関数的カットオフのあるべき関数である。第2項が存在すると、この関数は次節で説明する熱コンプトン放射の近似スペクトルとしても解釈できる^{22),23)}。関数自体の単純さに加えて、このような物理的解釈も可能なことから、ここではNPEX関数によるスペクトルの特徴づけを行う。

すざぐの全観測期間を2,300秒ごとに分割し、NPEX関数のデータへの当てはめを行うと、式(1)のパラメータ A_1 , A_2 , Γ , E_f が時間とともにどのように変化するかがわかる。カットオフエネルギー E_f は全期間を通してほぼ一定で6-7 keV程度であった。一方、 A_1 , A_2 , Γ は大きく変化した。図5, 6はこれらのスペクトルパラメータがどのような関係をもっているかを示しており、一

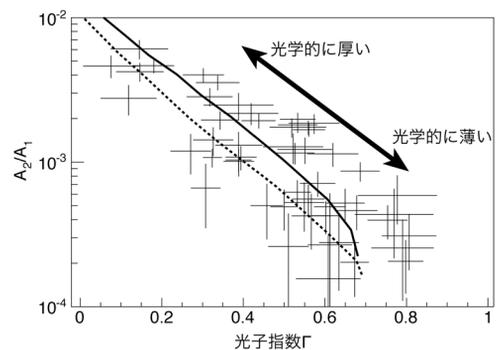


図5 Vela X-1のスペクトル変動におけるNPEXモデルの光子指数 Γ と A_2/A_1 の関係。実線は熱コンプトン散乱放射を仮定し、電子温度を6 keVに固定して、散乱電子の光学的厚さを変化させたときのモデルになる。点線は電子温度が10 keVの場合。

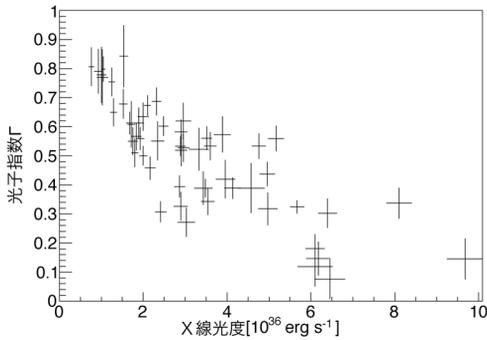


図6 Vela X-1のスペクトル変動におけるNPEXモデルの光子指数 Γ とX線光度の関係. 光度が大きいくほど、スペクトルが硬く（高エネルギー側が強く）なることがわかる.

つひとつのデータ点は各時間分割に対応する. 図5は光子指数 Γ と A_2/A_1 の関係である. A_1 と A_2 の比をとることで天体の光度によらず、スペクトル形状の評価をすることができる. スペクトル形状の変化は放射の物理的メカニズムのヒントを与えることになる.

図6は光子指数 Γ とX線光度 L_x の関係である. X線光度が大きくなると、スペクトルが硬く（高エネルギー側が強く）なることがわかる. X線は降着による重力エネルギーの解放で輝いているので、エネルギーの保存を考えれば、質量降着率 \dot{M} を用いて

$$L_x \approx \frac{GM_* \dot{M}}{R_*} \quad (2)$$

と書ける. ここで M_* と R_* はそれぞれ中性子星の質量と半径である. G は重力定数である. 観測結果は、質量降着率が上がるとスペクトルが硬くなることを示している. この意味については次の節で放射モデルとともに考えていこう.

4. 降着流のX線放射モデル

この節からは、すざく衛星の観測結果を踏まえて、中性子星降着流からのX線放射について理論的な観点から見ていくことにする. 放射のメカニズムはよく理解されていないと述べたが、ブラッ

クホール降着流から類推してスペクトルの形状を考慮すると、中性子星の降着流でも逆コンプトン放射が関係していることが推察できる. しかし、降着流の物理量と観測される放射がどのように関係しているのかは依然としてよくわかっていなかった.

逆コンプトン散乱放射は降着X線天体では重要な役割を果たしている放射機構である²⁴⁾. 普通、コンプトン散乱と言うときには、静止した電子が光子を散乱する現象を指す. 散乱後に電子は入射光子からエネルギーと運動量をもらうので、散乱光子のエネルギーが低くなる. 逆コンプトン散乱は、電子が静止状態ではなく、高い運動エネルギーをもっているときの光子との散乱過程である. このときは、電子から光子へエネルギーと運動量に移り、光子は電子による散乱後に高いエネルギーを獲得する. 相対論的に見れば、電子の静止系ではこの過程は通常のコンプトン散乱と何ら変わるところはない. 降着天体のようにプラズマが高温度状態にあって高エネルギー電子が存在しているとき、低エネルギーの光子が逆コンプトン散乱によって高いエネルギーのX線放射となる. これを特に熱コンプトン放射と呼んでいる.

前節で述べたように、式(1)で表されるNPEX関数は熱コンプトン放射のスペクトルの良い近似になっている. この解釈のもとでは、カットオフエネルギー E_f は電子の温度 kT_e を与える. ただし温度をエネルギーの次元に合わせてあり、ボルツマン定数 k をかけている. 熱コンプトン放射でプラズマが輝いている場合、プラズマが光学的に厚くなってくると一質量降着率が増えると言っても良い一逆コンプトン散乱が起きる回数が増えて、光子は電子からより多くのエネルギーを受け取ることができる. つまり、プラズマの光学的厚さが大きくなると、高エネルギーの光子が多くなり、スペクトルは硬くなる. これはNPEX関数で表したときに、光子指数 Γ が小さくなり、第2項の寄与が大きくなる傾向となる. 光学的に厚い極

限では、最終的に第2項のみとなり ($A_1 \rightarrow 0$), 飽和熱コンプトン放射の理論的な関数形である Wien 分布関数へ漸近する.

Vela X-1 の X 線放射が熱コンプトン散乱によるものだとすると、スペクトル形状の変化にはその特徴が現れるであろう. 観測によるとカットオフエネルギー E_f はほとんど変化しないので、電子の温度はほぼ一定であると仮定できる. 電子温度を固定したときに、プラズマの質量降着率を変化させて熱コンプトン放射のスペクトル形状がどのように変化するか理論的に計算したモデルを観測データに重ねて描いた (図5). 実際、この理論モデルはデータとよく合っており、降着流からの放射において熱コンプトン放射が大きな役割を果たしていることが示唆される.

次に観測から得られた光子指数 Γ と X 線光度 L_x の関係 (図6) の意味を考えてみよう. 熱コンプトン放射の理論曲線によればプラズマの光学的厚さ (ここでは質量降着率に比例すると考えてよい) を増やすと、光子指数 Γ は小さく (スペクトルは硬く) なり、 A_2/A_1 は大きくなる. したがって、熱コンプトン放射を仮定すると、光子指数はプラズマの光学的厚さに変換でき、X 線光度は式(2) から質量降着率に変換できる. このようにして、 Γ と L_x の関係を見直す (変換する) と図7 のようになる. 明らかに質量降着率が大きくなる

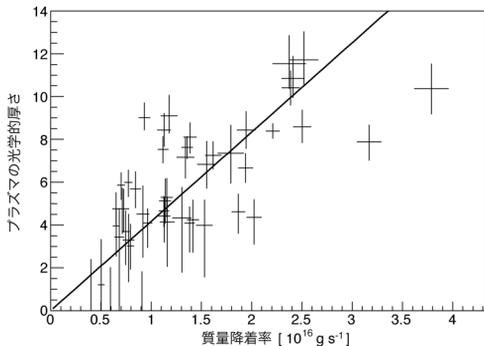


図7 熱コンプトン放射を仮定して求めた降着プラズマの光学的厚さと質量降着率の関係.

と、プラズマの光学的厚さも大きくなるという関係になっている. このようなごく自然な関係が別々の見積もりから出てくることは、さらに熱コンプトン放射の仮説を強化している. ただし、データ点のばらつきは大きく、スペクトルに変化をもたらすほかの物理的な要因はあるのだろう.

ここまで見てきた観測データの示唆によると、中性子星降着流からの放射は逆コンプトン散乱の枠組みでモデル化すると良さそうである. 逆コンプトン散乱に基づいた放射モデルの理論的計算は Becker & Wolff (2007) により大きな進展を見た²⁵⁾. 彼らのモデルは、図1のような円柱状の降着流を仮定し、そこからの逆コンプトン散乱放射を光子輸送方程式で記述する. ここでのポイントは光子にエネルギーを与える電子がランダムな熱運動のみでなく、中性子星への落下によるバルク運動成分をもつことである. このため、熱コンプトン放射とバルクコンプトン放射が合わさったようなスペクトルが生成される. 散乱の種光子 (散乱前の低エネルギー光子) は、降着プラズマからの熱制動放射、サイクロトロン放射、円柱底面からの黒体放射によって供給される.

もう一つのこの放射モデルの重要なポイントは磁場が散乱断面積に与える影響である. 中性子星のような極めて強い磁場 ($\sim 10^{12}$ G) の存在のもとでは、電子は磁場と平行には自由に動けるが、磁場と垂直方向の運動は量子化されており自由に動くことができない. この量子化は電子のド・ブロイ波長が磁場中での回転運動のサイズと同程度になるために生じる. 前節で述べたサイクロトロン共鳴もこの量子化が原因である. さて、このように電子の運動が磁場によって阻害されると、光子と電子の散乱確率が小さくなってしまふ. そうなる理由を簡単に説明しよう. 古典的な電磁気学の描像では、散乱は入射した電磁波 (光子) が荷電粒子を揺さぶり、それによって振動する荷電粒子が電磁波を再放出する過程である. もし強い磁場が存在し、電子が自由に動けないことによ

て、電子の振動が制限されれば、電磁波の再放出も起こりにくくなる。これは結果的に光子の散乱断面積が磁場の影響で小さくなっていることと同じことである。

5. モンテカルロによる放射計算

Becker & Wolff (2007) は前節で述べた強磁場中での逆コンプトン放射を鉛直 z 方向1次元の光子輸送方程式としてモデル化した。この方程式を解析的に解くことで、X線パルサーの典型的なスペクトルを再現することに成功している。われわれはこのモデルに基づいて、3次元の光子追跡シミュレーションによる計算を行った。光子追跡の過程で、反応位置や散乱方向の決定に乱数を用いるため、このような計算はモンテカルロシミュレーションとも呼ばれる。

モンテカルロシミュレーションは解析的解法に比べて計算時間がかかるが、次に述べるような大きなメリットがある。まず、磁場中の散乱断面積は光子のエネルギーに強く依存する。つまり、エネルギーが低いほど磁場の影響が大きくなって散乱断面積が減少する。Becker & Wolff (2007) らの方法では計算の都合で、散乱断面積は光子のエネルギー分布の平均値での値で代表させているが、光子一つひとつを追うことができるシミュレーションでは正確なエネルギー依存の断面積を用いることができる。また、1次元方程式では光子の系からの脱出を近似的に扱うことになる。シミュレーションでは3次元の降着流ジオメトリの中で光子を追跡するため正確な取り扱いが可能である。この系から脱出した光子がわれわれに実際に観測されることになる。さらに、3次元シミュレーションなので当然だが、3次元的な構造をもつジオメトリを扱うことが可能である。ただし、この研究ではBecker & Wolff (2007) の1次元円柱モデルを採用しており、ジオメトリの精密化は将来の課題となる。

計算コードはわれわれが開発してきた汎用のモ

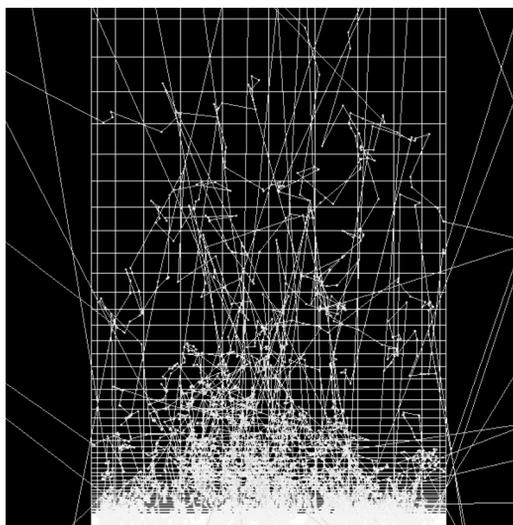


図8 モンテカルロ計算の可視化。半径数百メートルの円柱状の降着流を真横から見ている。複数の光子の飛跡を描いてあり、ランダムに散乱している様子がわかる。光子が底部に集中しているのは、底部はプラズマの密度が高く、放射が強いため。

ンテカルロ放射計算コードMONACOを利用した^{26),28)}。MONACOはX線連星の星風からのX線輝線構造を再現するために渡辺らが開発したモンテカルロコード^{12),27)}を源流としており、銀河中心分子雲におけるX線反射²⁸⁾や活動銀河核からのX線放射、コンパクト天体降着流からの放射(本研究)などさまざまな天体ジオメトリと物理プロセスに対応できるように汎用フレームワーク化したものである。

MONACOを用いた降着流からの逆コンプトン放射の計算を可視化すると図8のようになる。円柱状の降着流の中で複数の光子が散乱を繰り返す様子がわかる。追跡計算は一つの光子の生成から始まって、光子が移動しながら散乱を繰り返していく。光子が吸収されるか、系から脱出するとその光子についての計算は終了する。一つの光子について、計算が完了すると、次の光子の計算を行い、これを繰り返すことになる。系から脱出した光子を実際にわれわれが観測することになるが、

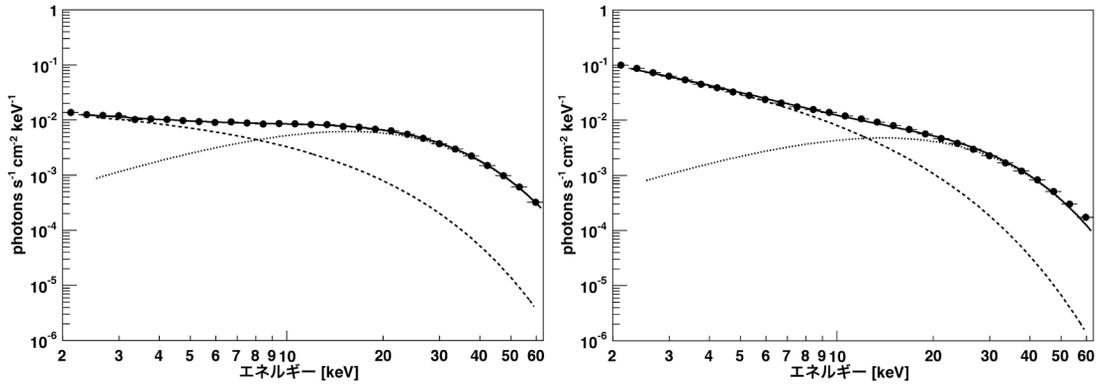


図9 モンテカルロ計算により得られたX線スペクトル. 左は磁場の効果を考えない場合, 右は $B=2 \times 10^{12}$ Gの磁場が存在する場合. NPEX関数へあてはめたときの第1項と第2項の成分も破線と点線で示した.

大量の光子についてこの計算を行い, 脱出した光子のエネルギー分布を調べることで, 放射スペクトルを得ることができるわけである.

そのようにして得られた計算結果を図9に示した. たしかに, X線パルサーのスペクトルがもつ重要な特徴である準指数関数的なカットオフを持つ冪関数のスペクトルになっている. 1枚目と2枚目のスペクトルは前節で述べた磁場の効果の差を示している. 1枚目は磁場がない場合, 2枚目は表面磁場 $B=2 \times 10^{12}$ Gを仮定している. 磁場以外の条件—質量降着率, 速度, 降着流の半径, 電子温度など—はすべて同じである. 強い磁場が存在する場合は, 磁場がない場合に比べてスペクトルが軟らかく, 高エネルギー側の光子が少ないことがわかる. これは, 前節で述べたように磁場によって電子の散乱が抑えられ, 逆コンプトン散乱の回数が減るためである. このことは, 正しい中性子星降着流の放射モデルを作るためには, 磁場の効果を適切に考慮することが必要であることを示している.

6. 降着流の物理パラメーターの推定

降着流のモデルからX線放射を計算できるようになったことで, 観測結果と合わせれば, 降着流の物理量を求めることができる. すなわち, 求めたい物理量をパラメーターとした物理的な放射モ

デルを組み立てて, 観測したスペクトルに当てはめることで, 物理パラメーターの推定が可能である. 3次元のモンテカルロシミュレーションの枠組みでは多数のパラメーターをもつ複雑なモデルも作りうるが, その場合はパラメーター間の縮退が問題となるので, われわれはBecker & Wolff (2007) による単純な1次元モデルを参考に, 以下の五つをパラメーターとして採用した.

- 降着流の半径 r_0
- 超音速から亜音速への速度遷移点の高さ z_{SP}
- 質量降着率 \dot{M}
- 電子温度 T_e
- 磁場 B

最初の二つ r_0 と z_{SP} は降着流の形状を決めるパラメーターであり, 降着率 \dot{M} は降着流の密度をコントロールする. 密度が高くなれば, コンプトン散乱の種光子となる制動放射が強くなり, 散乱自体の確率も高くなる. 電子温度と磁場は一様であると仮定している.

これでもまだパラメーターの数は多いが, 幸いにして, これらは完全には独立ではないと考えることができる. エネルギー保存則から式(2)が成り立つので, セルフコンシステント(自己無撞着)な解となるためには, 計算の結果得られたX線光度 L_X は入力パラメーター \dot{M} とこの関係を満たす必要がある. 別の言い方をすると, データか

表1 推定した降着流の大きさ.

X線光度 L_X (erg s^{-1})	降着流半径 r_0 (m)	速度遷移点高 z_{SP} (m)
3.0×10^{36}	150	187.5
4.5×10^{36}	200	250
6.0×10^{36}	300	375

ら得られた L_X を用いて、 \dot{M} は決めることができる。ただし、天体までの距離の不定性および中性子星の質量や半径の不定性の影響があることには注意が必要である*2。また電子温度はスペクトルのカットオフエネルギーからほぼ推定可能であり6 keVとした。磁場はサイクロトロン共鳴散乱構造が約25 keVに報告されていることから、 $B = 2 \times 10^{12}$ Gを採用した。

ここまでくると、降着流の半径 r_0 と速度遷移点の高さ z_{SP} を求めればよいことになる。降着流の衝撃波形成がおもに放射によるという仮定を置くと、 r_0 と z_{SP} がほぼ比例することを要求できる。以上のことを考慮して、シミュレーション結果を観測データと比較すると、表1に示す解を見つけることができた。これが示すのは、中性子星の半径10 kmに比べて、十分小さなサイズの降着流が形成されていることである。解の探索において精密な方法—そのためには大量のシミュレーションが必要になる—を使っていないため、今の時点では、パラメーター推定の精度がまだ十分でないこと、また、ほかの解の可能性を排除しているわけではないことには注意する必要がある。しかし、このようにして具体的で物理的な中性子星の降着流のモデルと実際に観測されるX線放射の関係を初めて理解することができたことは、今後のより精密な研究へ大きな一歩を踏み出したと言えるだろう。

7. まとめと今後の展望

すざく衛星による降着中性子星 Vela X-1 のX線データは激しいスペクトルの時間変動を示し、このことはいままでよく理解されていなかった降着流と放射の物理的関係を解明する鍵となった。このスペクトル変動は強磁場をもつ中性子星への降着流において熱コンプトン放射が重要な役割を果たしていることを示唆する。そこで、われわれはモンテカルロ計算の手法を使って、降着流からの逆コンプトン散乱放射のモデルを構築した。モデルとデータの比較により降着流の物理量を推定でき、降着流の大きさは数百メートルと求まった。今後、モデルをより精密にしていくとともに、さまざまな天体でモデルを検証していくことが必要になる。近年のすざく衛星の活躍により、“古い”テーマであった中性子星の連星は再び宇宙実験室として新しい研究の場を提供している。一昨年に打ち上がったNuSTARに加え、来年度軌道投入予定のASTRO-H、2016年のNICERにより、これまでよりはるかに精密な測定が可能になる。理論モデルの発展と合わせて、中性子星の物理的な理解が飛躍的に進むと期待している。

謝辞

本稿の内容は、2013, 2014年に筆者らが発表した論文^{29),30)}に基づいているので、詳しくはそれらをご覧ください。編集委員の馬場 彩氏には原稿の完成を辛抱強く待ってくださったうえに、有益な助言をいただき厚く御礼申し上げます。投稿論文のベースとなった博士論文²⁶⁾の指導教員である高橋忠幸氏、共同研究者のDmitry Khangulyan氏、田中康之氏、渡辺 伸氏、牧島一夫氏には深く感謝いたします。すざく衛星の開発・運用チームの皆様にもこの場を借りて御礼申し上げます。

*2 中性子星の質量・半径は超高密度核物質の状態方程式に関係する重要課題であるが、この記事ではこれ以上は触れない。

参考文献

- 1) Heckman T.M., Kauffmann G., 2011, *Science* 333, 182
- 2) Fabian A. C., 2012, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 50, 455
- 3) Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A* 24, 337
- 4) Makishima K., et al., 1986, *ApJ* 308, 635
- 5) Dotani T., et al., *ApJ* 485, L87
- 6) White N. E., Swank J. H., Holt S. S., 1983, *ApJ* 270, 711
- 7) 岩切 涉, 2014, *天文月報* 107, 145
- 8) Basko M. M., Sunyaev R. A., 1975, *A&A* 42, 311
- 9) Elsner R. F., Lamb F. K., 1976, *Nature* 262, 356
- 10) Nagase F., et al., 1986, *PASJ* 38, 547
- 11) Sako M., et al., 1999, *ApJ* 525, 921
- 12) Watanabe S., et al., 2006, *ApJ* 651, 421
- 13) Kreykenbohm I., et al., 2008, *A&A* 492, 511
- 14) Doroshenko V., Santangelo A., Suleimanov V., 2011, *A&A* 529, 52
- 15) Füst F., et al., 2014, *ApJ* 780, 133
- 16) Mitsuda K., et al., 2007, *PASJ* 59, 1
- 17) Taam R. E., Fryxell B. A., 1989, *ApJ* 339, 297
- 18) Matsuda T., et al., 1991, *A&A* 248, 301
- 19) Shakura N., et al., 2014, astro-ph, arXiv:1405.5707v1
- 20) Kreykenbohm I., et al., 2002, *A&A* 395, 129
- 21) Mihara T., 1995, Ph.D. thesis, 東京大学
- 22) Makishima K., et al., 1999, *ApJ* 525, 978
- 23) Sunyaev R. A., Titarchuk L. G., 1980, *A&A* 86, 121
- 24) Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (WILEY-VCH)
- 25) Becker P. A., Wolff M. T., 2007, *ApJ* 654, 435
- 26) Odaka H., 2011, Ph.D. thesis, 東京大学
- 27) Watanabe S., et al., 2003, *ApJ* 597, L37
- 28) Odaka H., et al., 2011, *ApJ* 740, 103
- 29) Odaka H., et al., 2013, *ApJ* 767, 70
- 30) Odaka H., et al., 2014, *ApJ* 780, 38

X-Ray Radiation from Accreting Neutron Stars—A Radiation Model Based on Monte Carlo Calculations

Hirokazu ODAKA

*Institute of Space and Astronautical Science,
Japan Aerospace Exploration Agency,
3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagami-hara,
Kanagawa 252-5210, Japan*

Abstract: Binary systems composed of a neutron star and a massive star emit luminous X-rays through accretion of matter, and have been deeply investigated since the beginning of X-ray astronomy. In such a system, the neutron star captures a fraction of a strong stellar wind driven by the massive donor star. Since the neutron star can have a strong magnetic field of 10^{12} G at its surface, the falling gas is channeled into the magnetic poles through the magnetic lines. The accretion flow onto the magnetized neutron star is significantly different from an accretion disk that we can see in black hole binaries, and its nature is poorly understood. Particularly because the physical mechanism of the X-ray radiation has been unclear, it has been difficult to extract physical conditions of the accreted plasma from observational data. We adopt both observational and theoretical approaches: (1) we have obtained short-term variability of a broadband X-ray spectrum of archetypal accreting neutron star Vela X-1 with Suzaku, and (2) we have constructed a radiation model of Comptonization based on Monte Carlo simulations. The results show that thermal Comptonization plays an important role in generating the X-ray spectrum in the accretion flow. Then, physical parameters of the accretion flow including its size are estimated by comparing the data with the radiation model.