

視線外の活動銀河核アウトフローが作る X線鉄輝線構造とその時間遅れ



水本 岬 希

〈Centre for Extragalactic Astronomy, Department of Physics, University of Durham, South Road, Durham DH1 3LE, UK〉
 〈日本学術振興会 海外特別研究員〉
 e-mail: misaki.mizumoto@durham.ac.uk, mizumoto.misaki@gmail.com

いくつかの活動銀河核には、光速の10-30%もの速度を持つ「超高速アウトフロー」が存在することが知られている。これは、降着円盤表面においてガスが輻射圧によって押されることで生じる「円盤風」として解釈されている。視線外の円盤風にX線が入射すると主に電子散乱や共鳴散乱により散乱光が生じるが、この散乱光はより長い光路を辿るため直接光よりも遅れて観測者に届くはずである。筆者らは、視線外の円盤風によって作られるX線散乱スペクトルの構造とその時間遅れを定量的に計算し、その計算結果が観測と合致することを示した。これにより円盤風の立体角に観測的な制限を与えられるようになった。この手法は、たとえば超高速アウトフローの質量損失率や運動エネルギーを正しく計算し、母銀河への寄与を定量的に評価する際に不可欠なものになるであろう。

1. 「活動銀河核の広がった鉄輝線」問題

このセクションタイトルを見た途端、まだ決着がつかないのか…と嘆息した読者もいるかもしれない。活動銀河核から放射されたX線光子が周囲の電離していない物質に入射すると、中性の鉄原子により6.4 keVに蛍光輝線が生じる。この輝線が特に低エネルギー側に尾を引いたように歪んで広がって見える、というのが「活動銀河核の広がった鉄輝線（いわゆるディスクライン; disk line）」問題である（図1）。「あすか」衛星によってセイファート銀河MCG-6-30-15のX線スペクトル内にディスクラインが報告されたのが1995年¹⁾、筆者がまだ4歳の時である。その問題を20年以上経った今、本記事執筆時27歳の筆者が論じているところに、この問題の手強さが現れていると言えよう。

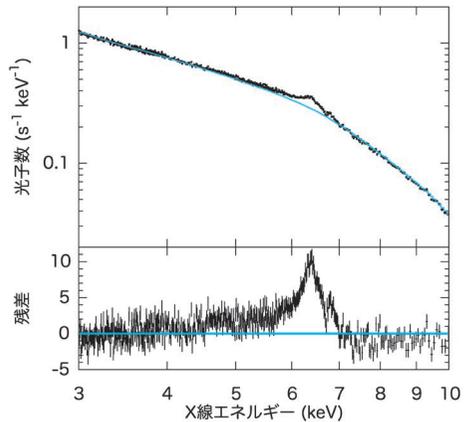


図1 XMM-Newton衛星によって取得されたセイファート銀河MCG-6-30-15のX線スペクトル（上段）と、連続成分との残差（下段）。モデル線はべき型関数を仮定している。残差の見え方は連続成分の引き方によって見え方が大きく異なるが、ここでは広がった輝線のように見えている。

この問題を問題たらしめている理由は、鉄輝線が生じるエネルギー帯に数多くのスペクトル構造が現れうることである。一般にブラックホール周りの降着円盤でX線反射が起こる場合、生じる鉄輝線は一般相対論の効果および円盤の回転によるドップラー効果によって多少なりとも広がる。もし観測されるX線スペクトルが、単一のべき型関数で表される連続成分と降着円盤での反射に由来する鉄輝線のみで説明されるのであれば、話は単純である。この場合、理論上ありうるほぼ最大のスピンパラメータを持つブラックホールがあり、降着円盤の内縁半径がおよそ $1.3 R_g$ (R_g は重力半径) まで小さくなる状況で、その最内縁でX線反射が起こる、というような一般相対論的效果が非常に強く効く環境を用意してやればよい²⁾。実際に、数多くの論文でこのモデルに沿ってディスクラインが解釈され、ブラックホールのスピンパラメータなどが求められている^{3), 4)}。だが、このエネルギー帯域には円盤反射による鉄輝線以外にも数多くの構造が現れうる。まず、輝線を生み出す機構は円盤反射だけではなく、活動銀河核トラスや広輝線領域での反射など様々な要因が考えられる⁵⁾。また、ブラックホール周りのガスが視線上に存在する場合7 keV付近に吸収端や吸収線が出現しうるが、この吸収構造によって連続成分が削られることで見かけ上広がった輝線のように見えてしまう可能性がある^{6), 7)}。さらには、連続成分は単一のべき型関数では表すことができず、実際はより複雑だというモデルも提唱されている⁸⁾。これらの要因が縮退した結果、X線スペクトルの情報だけでは鉄輝線構造の形状を決定し、ディスクラインの正体に決着をつけることはほぼ不可能となっている。

2. 鉄輝線の「時間遅れ」

この問題を解決するために、鉄輝線の「時間遅れ」に着目した解析が近年盛んに行われている。X線放射源の光度が変動している時、周りの物質

に当たらずに観測者に届く直接光に対して、周りの物質に当たって届く散乱光はより長い光路を経て観測される。そのため、両者の変動には時間のずれが生じる。逆に言えば、散乱光が直接光に対してどれだけ遅れて観測されるかという情報から、散乱物質の位置や性質に関して制限をつけることが可能である。このような手法はこれまで、主に可視赤外領域において活動銀河核の広輝線領域のサイズを決定する際などに使われてきた(反響マッピング法⁹⁾)。可視赤外の場合、直接光である連続光と散乱光である輝線(例えばH β 輝線)はほぼ完全に分離することが可能であるため、それらの間で相互相関係数を計算することで時間遅れを評価する方法が一般的である。一方X線では、散乱光の寄与が大きい鉄Kバンド(7 keV付近)においても一般に直接光である連続成分の方が強度が大きいため、相互相関係数を計算しても0のところに大きなピークが作られてしまう。そこで、周波数空間で成分ごとに位相のずれを見ることで時間遅れを評価するという手法が取られる¹⁰⁾。比較する二つのライトカーブを $a(t)$, $b(t)$ とし、それらのフーリエ変換を $A(f)$, $B(f)$ とする。このとき、フーリエ関数の位相差が時間遅れに相当すると解釈し、 $\tau(f) = \arg[A^*(f)B(f)]/2\pi f$ を時間遅れと定義する。この表式では、 b が a に対して遅れているときを正としている。この方法を用いることでX線のデータに対しても精度よく時間遅れを評価することが可能となる。

2009年に狭輝線1型セイファート銀河1H 0707-495で、1 keV以下の軟X線がそれより高エネルギー側のX線よりも遅れて観測されることが報告された。これが、X線における活動銀河核の時間遅れの初めての報告例である¹¹⁾。だが、1 keV以下の軟X線放射のメカニズムは未だはっきりとはしておらず、時間遅れの要因が反響によるものなのかそれ以外の要因によるものなのか決定することは難しい。続いて、2013年に同じく1H 0707-495にて、鉄Kバンド(～6-9 keV)の光子がそ

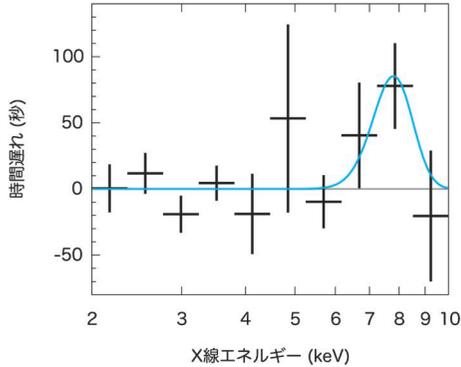


図2 1H 0707-495の時間遅れスペクトル。縦軸は、2-10 keV全体で作成したライトカーブに対してそれぞれのエネルギービンの範囲で作成したライトカーブがどれだけ遅れて観測されるかを表している。フーリエ周波数は $10^{-3.4}$ Hzとしている。5 keV付近で1ピンだけ値が大きくなっているのは統計エラーによるもので、6-9 keVに見えている構造（ガウス関数を重ねて描いている）が今回着目する鉄輝線由来の時間遅れである。

の周囲のバンドの光子よりも遅れて観測されることが報告された¹²⁾。この時間遅れは明確に輝線のような構造を伴っているため（図2）、何らかの散乱によって鉄輝線が作られ、それが時間遅れをもっているという解釈で広く同意が得られている。現在ではおよそ20天体の活動銀河核に対して鉄Kバンドの時間遅れが検出されており、以下に示す3つの特徴を共通して持つことが知られている¹³⁾。(1) フーリエ周波数が $\lesssim (100 R_g/c)^{-1}$ Hzの時に観測される（ c は光速）。このことは、散乱を起こす物質が中心から $100 R_g$ 付近に存在することを意味する。(2) 6-9 keVの広いエネルギー帯域で時間遅れが見られる。(3) 周辺のエネルギーバンドに対し、 $1 R_g/c$ から $9 R_g/c$ 程度遅れる。

観測される時間遅れの特徴を説明するために、大きく2つの解釈が存在する。一つは、実際に散乱物質が中心から数 R_g のところにあるという解釈である¹²⁾。円盤から数 R_g 上空のところにある点源（ランプポスト; lamp post）が降着円盤

最内縁を照らすというディスクライン解釈に立つと、直接光と散乱光の光路差は数 R_g になるので、短い時間遅れがうまく説明できそうである。また、幅の広い時間遅れ構造はそのまま相対論的な輝線の歪みを反映していると解釈される。一方で、定性的にはこの説明で十分であるが定量的な計算結果と観測を比較した際にはこのモデルに矛盾が生じるとの指摘もされている¹⁴⁾。もう一つは、散乱物質はもう少し遠く（ $\sim 100 R_g$ ）に存在しており、散乱成分の強度が小さいために時間遅れが希釈されて観測される、という解釈である^{15), 16)}。一般に鉄輝線が存在するエネルギーバンドにおいても、鉄輝線の強度よりも連続光の強度の方が強い。仮に鉄Kバンドにおいて輝線の強度が連続光の強度の1/10しかないとすると、輝線が（時間空間で） $100 R_g/c$ の遅れを持っていたとしても周波数空間で観測される時間遅れはおよそ $10 R_g/c$ まで短くなる。また、幅の広い時間遅れ構造は、たとえば散乱体が $v=0.2c$ 程度の速度で動いていると考えればドップラー効果によって説明できる。よって、 $100 R_g$ あたりに $v=0.2c$ 程度で動くガスがあれば観測される時間遅れの特徴は説明可能である、ということが言える。

そこで筆者らは、降着円盤から吹く円盤風での散乱によって鉄輝線の時間遅れが説明できるのではないかと考えた。いくつかの活動銀河核のX線スペクトルには、 $0.1-0.3 c$ の速度に相当するほど大きく青方偏移した鉄イオンの吸収線が検出されており、これは「超高速アウトフロー（UltraFast Outflow; UFO）」と呼ばれる¹⁷⁾。これは、円盤表面において重力よりも輻射圧が強くなることで生じる「円盤風」として解釈されている¹⁸⁾。円盤風は、脱出速度がアウトフロー速度と等しくなるような半径のところから吹くと考えられているが、この半径はおよそ $100 R_g$ である。すなわち、鉄輝線の時間遅れを説明するためには必要な「 $100 R_g$ あたりに $v=0.2c$ 程度で動くガス」という要請は、まさしく円盤風の特徴と一致してい

る。実際に、円盤風を構成する電離ガスにX線が入射すると、ヘリウム様や水素様の鉄イオンの共鳴散乱により6.7 keVや7.0 keVに輝線が生じる¹⁹⁾。よって筆者らは、円盤風によってどのような時間遅れが生じるかを定量的に計算することを試みた。

3. モンテカルロ計算

一般に円盤風の構造は、図3に示すような双円錐型のジオメトリで近似することができる²⁰⁾。このジオメトリは円盤風のモデリングによく使われるものであり、実際にこのジオメトリを用いて活動銀河核PDS 456などの天体のX線スペクトルが説明されている^{21)–23)}。この円盤風とX線源から放射されたX線光子との間でどのような相互作用が起こっているかを調べるために、我々はモンテカルロシミュレーションを行うことにした。

視線上の円盤風に入射したX線光子はある確率で吸収される。吸収されなかった光子を集めてスペクトルを作ることで、直接観測者に届くスペクトルが計算される。以降、これを直接成分と呼ぶ。直接成分は時間遅れを持たないと定義する。一方、視線外の円盤風に入射した光子はある確率で散乱を受ける。散乱された光子のうち、速度ベ

クトルが変化することで観測者に届くものが散乱成分として観測される。いま、原点にあるX線源から時刻 $t=0$ で放射された光子が、位置ベクトル \vec{P} の地点で散乱された後に観測者に届いたとする(図3)。位置ベクトル \vec{P} と視線ベクトルの成す角を θ 、最終的に散乱を受けた時の時刻を t_p とすると、この光子の時間遅れは $t_p - P \cos \theta / c$ と計算される。このようにしてそれぞれの散乱光子に関して時間遅れを求めることで、最終的に観測される時間遅れを計算することができる。モンテカルロ計算にはMONACO²⁴⁾とよばれるフレームワークを用いた。今回の計算は蛍光輝線、共鳴輝線、および全ての電子散乱(コンプトン散乱、ラマン散乱、レイリー散乱)を含み、複数回の散乱やUFOの速度構造を反映したドップラー効果を考慮している。一方、中心ブラックホールから数十 R_g 程度離れたところで散乱が起こると考えているため、一般相対論的效果は含めていない。

図3で近似した円盤風のジオメトリについても少し詳しく説明する。円盤風の立体角は焦点から見て $\Omega/2\pi=0.15$ とし、円盤風の速度構造は根元で1,000 km/sで吹き出したのちに急激に加速し、遠方で終端速度($0.2c=150,000 \text{ km s}^{-1}$)となるように設定した。円盤風が吹き出す半径は円盤風の終端速度が脱出速度に等しくなる半径(この場合 $50 R_g$)を内縁、その1.5倍を外縁とした。アウトフロー内の電離構造は流線に沿った方向でXSTAR²⁵⁾と呼ばれる電離計算コードを用いて計算した。電離パラメータ(X線光度を L 、ガスの数密度を n 、光源からの距離を r とした際に、 $\xi=L/nr^2$ で定義される量)と柱密度の半径依存性を調べると、中心から $200 R_g$ 以内で電離パラメータが低く密度が高くなっているため、水素様もしくはヘリウム様の鉄イオンが豊富に存在することが分かる(図4)。この領域で共鳴散乱が起こることで鉄輝線の時間遅れが作られることが期待される。

図5はシミュレーションによって得られたX線

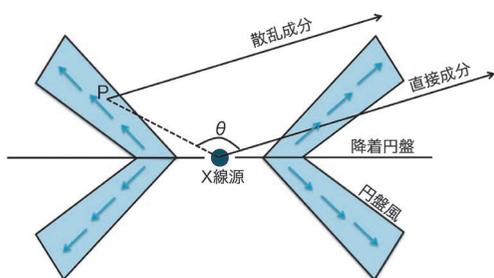


図3 仮定した円盤風の形状²³⁾。中心のX線源から放射された光子は、円盤風を横切って届く直接成分と視線外の円盤風で散乱されて届く散乱成分の2種類の形で観測される。モンテカルロ計算では、最終的に散乱された場所(P)の座標、時刻、散乱後の速度ベクトルを得ることができる。

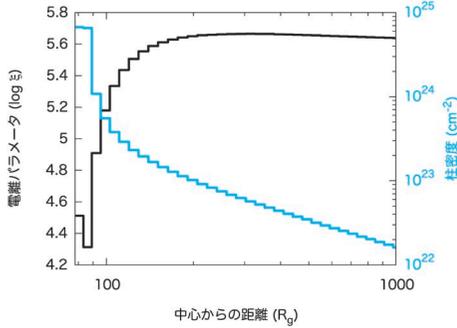


図4 中心からの距離に応じた電離パラメータと柱密度の変化. 電離パラメータが低く柱密度が高い200 R_g 以内で共鳴散乱が起こることが期待される.

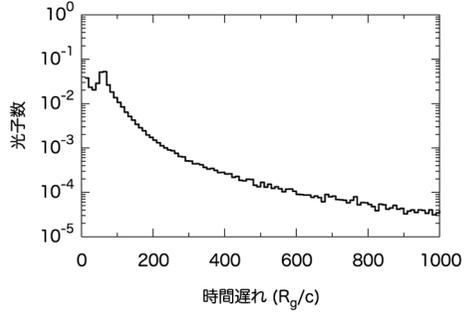


図6 散乱光子の時間遅れの分布. 縦軸は直接成分の光子数が1になるように規格化している.

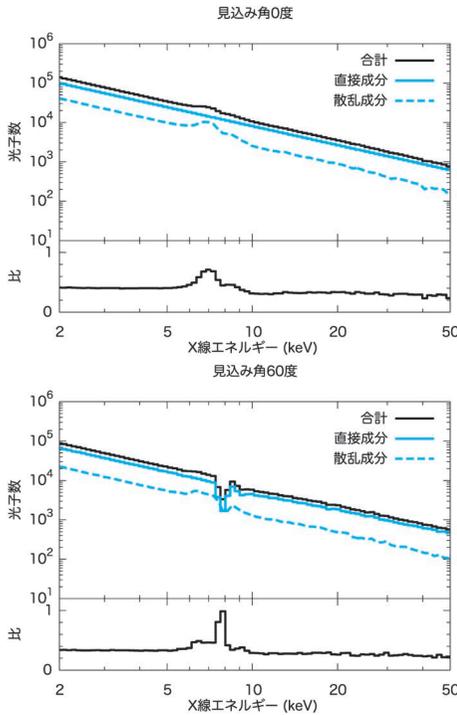


図5 見込み角0度(上)と60度(下)の時のX線スペクトル. それぞれの下のパネルは直接成分に対する散乱成分の比を表している.

スペクトルである. 上段は円盤の正面方向(見込み角0度)から見た場合, 下段はUFOを突っ切る様な方向(見込み角60度)から見た場合を示している. 見込み角0度の場合, 視線上にUFOは存

在しないので吸収線は作られず, 視線外のUFOで散乱された成分による鉄輝線のみが構造を作る. 一方, 見込み角60度の場合は視線上のUFOによる吸収線が見てとれる. この吸収線は散乱輝線とともにP Cygniプロファイルのような構造を作る. 直接成分に対する散乱成分の強度比は, 低エネルギー側(3-4 keV)では0.33, 鉄輝線領域(5-7 keV)では0.39となっている. 低エネルギー側に比べて鉄輝線領域は散乱成分の寄与が高いため, その分時間遅れを持って観測されることが期待できる.

図6は散乱光子の時間遅れの分布を描いたものである. 時間遅れの平均値はおおよそ90 R_g/c であり, 時間遅れが長くなるにつれて光子数が少なくなることがわかる. ここで, 鉄輝線領域ですら散乱成分よりも直接成分の方が強いことに注意してほしい. 散乱光子の時間遅れは平均90 R_g/c であるが, これに時間遅れなしの直接成分も合わせて考えると周波数空間で観測される時間遅れはさらに薄まる. そのおおよその値は見込み角60度の場合で $(0.39-0.33) \times 90 R_g/c = 5.4 R_g/c$ で近似的に計算される. すなわち, 100 R_g 程度のところで散乱が起こっている場合でも, 観測される時間遅れのタイムスケールは5 R_g/c 程度にまで短くなることができる.

図7は時間遅れのフーリエ周波数依存性を示している. 低周波数側では上で計算した時間遅れの

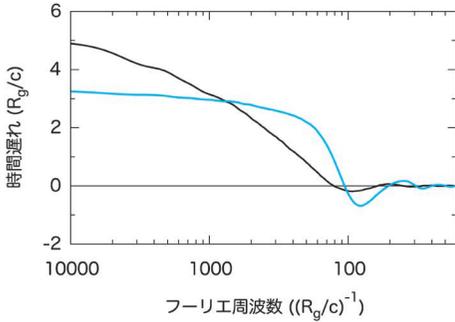


図7 時間遅れのフーリエ周波数依存性. 3-4 keVのライトカーブに対し, 5-7 keVのライトカーブがどれだけ遅れて観測されるかを示している. フーリエ変換の特性上, 散乱物質がある典型的な距離(100 R_g)に相当する周波数で値は減衰する. 黒が見込み角60度, 青が見込み角0度の時を示す.

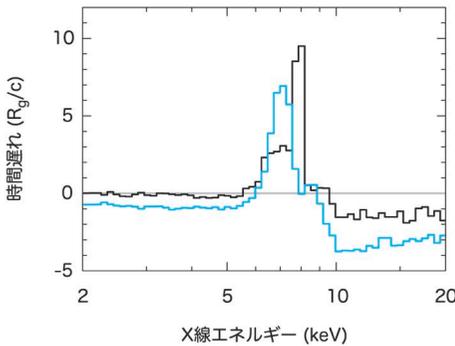


図8 時間遅れスペクトル. フーリエ周波数が(250 R_g/c)⁻¹の時に, 2-20 keVのライトカーブに対してそれぞれのエネルギービンのライトカーブがどれだけ遅れて観測されるかを示している. 黒が見込み角60度, 青が見込み角0度の時を示す.

期待値と合致した値 (~5 R_g/c) が得られており, フーリエ周波数が大きくなるに従って時間遅れの値が0に近づくことがわかる. 図8は250 R_g に相当する周波数での時間遅れスペクトルである. 期待した通り, 数 R_g 程度の時間遅れを持った成分が6-9 keVの幅広いエネルギー帯域に現れている. 見込み角0度の場合, 視線外からの散乱成分によって幅の広い構造が作られているのみである

が, 見込み角60度の場合にはそれに加えて細い構造が見えている. これは, 視線上の吸収線によって直接成分が削られることで相対的に散乱成分の強度が強くなっていることが原因である.

4. 観測との比較

ここまでで, 円盤風での散乱により観測される時間遅れの特徴が再現できそうだとことがわかった. 次のステップとして, 実際の観測データと今回構築したモデルとの比較を行う. 観測データは, 鉄輝線領域で高い有効面積を持ち, 一度に長い時間の露光(およそ2日)を行うことができるXMM-Newton衛星で得られたアーカイブデータのうち, 鉄輝線領域で特にはっきりした時間遅れが観測されているArk 564と1H 0707-495の2天体のものを用いる. これらの天体はよく似たブラックホール質量と時間遅れスペクトルを持つ一方で, エネルギースペクトルは大きく異なる. このような類似性と相異性を同じモデルで説明することを試みる.

まずエネルギースペクトルを説明する. スペクトル成分は, 直接成分, 円盤風での散乱成分, 降着円盤での反射成分という三要素を考える. 降着円盤での反射成分は, 内縁10 R_g から円盤風が吹き出す半径である50 R_g までの範囲に, ケプラー運動をしている, 光学的に厚く, 電離していない円盤があると仮定し, そこでの反射スペクトルを計算した. さて, 円盤風での散乱成分は立体角 $\Omega/2\pi=0.15$ を仮定して計算しているが, 天体によっては異なる立体角を有することが予想される. そこで, 散乱成分の強度のみを変化させることで近似的に立体角の変化をモデル化することにした. すなわち, 立体角が $\Omega/2\pi=0.3$ の時は円盤風の散乱成分の強度が2倍になっていると解釈する.

Ark 564のエネルギースペクトル(図9左上)は吸収構造を有さず, 鉄輝線構造のみを有する. よって, 視線上に円盤風がない角度から放射源を見ていると解釈することができる. また, スペク

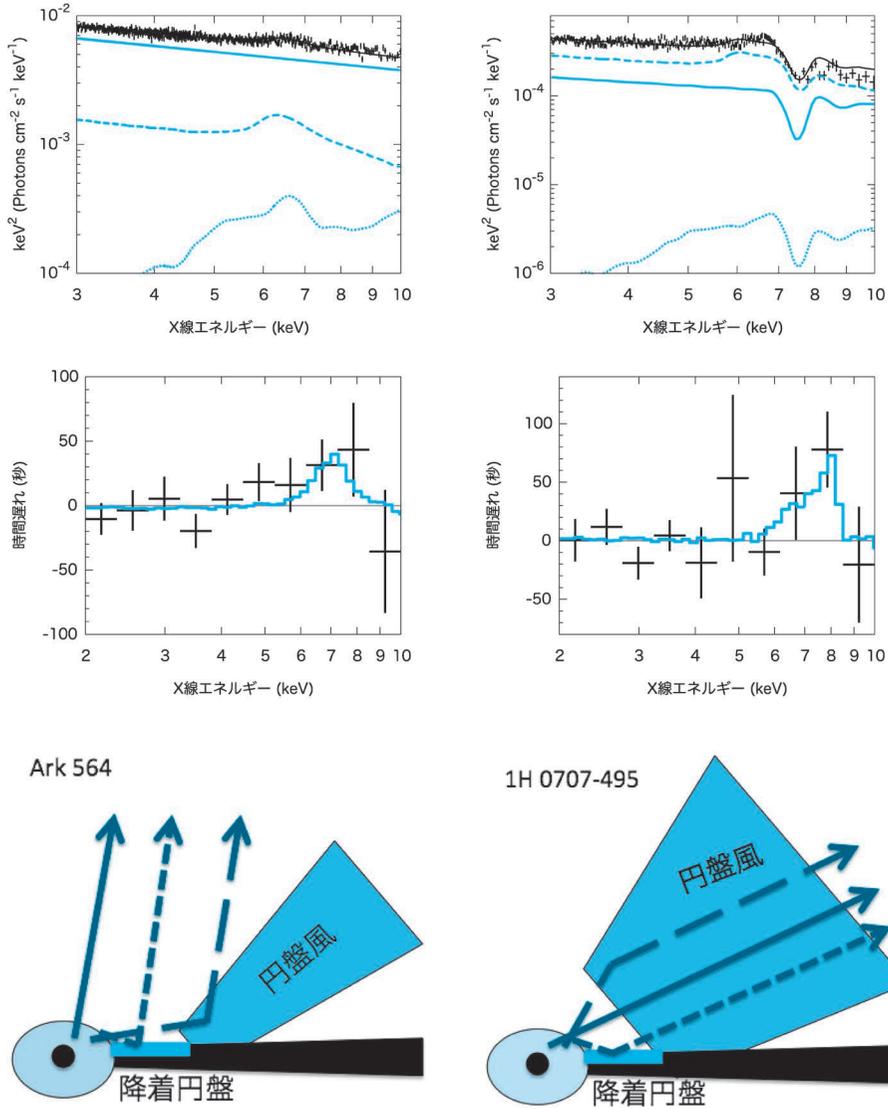


図9 Ark 564 (左) と 1H 0707-495 (右) の X 線スペクトル (上段), 時間遅れスペクトル (中段), 模式図 (下段). 上段のモデル線 (青) および下段の矢印は, 実線が直接成分, 破線が円盤風での散乱成分, 点線が降着円盤での反射成分を示す. 時間遅れスペクトルのフーリエ周波数は $(250 R_g/c)^{-1} - (100 R_g/c)^{-1}$ に設定しており, モデル線は立体角が $\Omega/2\pi=0.2$ (Ark 564) と $\Omega/2\pi=0.75$ (1H 0707-495) の時のものを示している.

トルフィットの結果から散乱成分の強度はさほど強くなく, $\Omega/2\pi \approx 0.1$ であることが分かる. 降着円盤での反射成分は強くなく, ほぼ無視される. 次に時間遅れスペクトルを見ると, 6-9 keV 付近の時間遅れがモデルによって再現できていることがわかる (図9左中). 立体角はエラーバーが大

きいため厳しく制限することは難しいが, おおよそ $0.1 \leq \Omega/2\pi \leq 0.3$ 程度であるということが出来る. この値はスペクトルフィットの結果と一致している.

次に, 1H 0707-495 のエネルギースペクトルには強い輝線構造と吸収線構造が見取れる (図

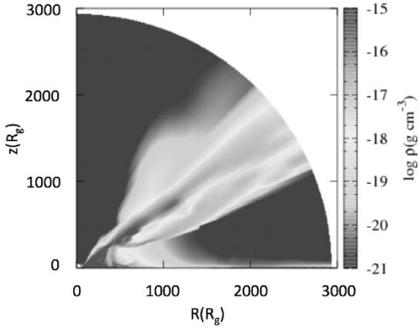


図10 輻射流体シミュレーションに基づいた円盤風の質量密度構造³¹⁾。大体の形は図3で設定した双円錐型のジオメトリに近いが、より複雑な粗密構造を有している。

9右上)。よって、視線上に円盤風があると解釈できる。スペクトルフィットを行うと強い吸収構造が円盤風での吸収で説明できていることがわかる。強い輝線を説明するためには立体角が $\Omega/2\pi \approx 0.75$ と非常に大きい必要がある。この他にも8 keVや9.5 keV付近に吸収構造が見受けられるが、これらは異なる速度の円盤風を追加することで説明されるだろう。また、時間遅れスペクトルもエネルギースペクトルと同じく $\Omega/2\pi \approx 0.75$ 程度の大きな立体角を必要とすることがわかる(図9右中)。

結果として、筆者らの構築した円盤風モデルはArk 564と1H 0707-495という異なる2天体の観測結果を説明できることが分かった。両者の違いは見込み角と円盤風の立体角という2つのパラメータの違いによって説明される(図9下段)。見込み角の違いは偶発的なものでしかないが、円盤風の立体角の違いは2天体の本質的な違いを反映していると考えられる。立体角の違いは、天体のエディントン光度(ブラックホール質量で規格化した際の活動銀河核の光度)の違いを反映していると解釈することができる。Ark 564はほぼエディントン光度で光っている一方、1H 0707-495はエディントン光度の10倍以上で非常に明るく輝いている^{26), 27)}。よって、1H 0707-495ではArk 564に比べて輻射圧が非常に強くなるため強

力な円盤風が吹き、その違いが立体角の違いとして現れていると解釈できる。

5. まとめと今後の展開

1H 0707-495とArk 564という2天体に対して、円盤風での吸収と散乱(とくに共鳴散乱)が活動銀河核の広がった鉄輝線(ディスクライン)とそれに伴う時間遅れをよく説明するということが分かった。すなわち、ディスクラインの全てを円盤反射で説明しようとするからランプポストのような非常に極端なモデルが必要となるのであって、円盤風での吸収・散乱を考慮に入れると極端な円盤反射は必要ない、ということが明らかとなった。一方、今回調べた2天体はエディントン光度が1に近いもしくは1を超えているため、特に円盤風が強いと考えられる。今後はエディントン光度が1未満の天体に対しても同様のモデルを適用することで、円盤風がディスクラインにどの程度影響しているかを統計的に調べる予定である。

また、モデル自体の改良も行う予定である。例えばIRAS 13224-3809という天体では、光度変化に伴いUFOガスの電離パラメータが変化し、吸収線が現れたり消えたりすることが知られている。電離パラメータが変化すると散乱に効くガスの位置が変化し、時間遅れにも影響を及ぼすと考えられるため、その効果を取り入れたモデルを構築する必要がある。これらによって、UFOの様子をさらに詳しく調べられるようになるだろう。

また、今回の結果によって立体角を観測的に制限することに成功した。円盤風あるいは超高速アウトフローは、その莫大な運動エネルギーゆえに母銀河からブラックホールへの質量降着を阻害し、また母銀河内での星生成を抑制するなどの影響を与えていると考えられている²⁸⁾。このようなフィードバック現象の定量的な理解のためには円盤風の運動エネルギーを正しく計算することが必要であるが、立体角が決定されていないことは運動エネルギーの見積もりに大きな不定性を生み出

す要素の一つであった。今回提示した手法を用いることで、円盤風の質量損失率や運動エネルギーをより正しく評価できるようになるだろう。

また、これまでは密度勾配がなだらかな円盤風を考えてきたが、観測的にも理論的にも円盤風には粗密構造があることが指摘されており、またその構造も時間変化することが知られている^{29), 30)}。そこで、図3のジオメトリの代わりに輻射流体シミュレーションの結果(図10)を使うことで、より現実に近い状況でモンテカルロ計算を行うことを考えている。最終的にはこれらの結果を用いることで、様々な天体に対してUFOの物理量(質量損失率、運動量、運動エネルギー)を正確に求めることができるようになると考えている。

謝 辞

本稿の科学的な内容は、2018年と2019年に筆者らが発表した投稿論文^{32), 33)}および筆者の博士論文³⁴⁾に基づいている。大学院で指導いただいた海老沢研氏、辻本匡弘氏、ならびに上述の投稿論文の共著者であるChris Done氏、萩野浩一氏、小高裕和氏、本記事の執筆に関わっていただいた編集委員の山田真也氏に深く感謝する。

参考文献

- 1) Tanaka, Y., et al., 1995, *Nature*, 375, 659
- 2) Fabian, A. C., et al., 2002, *MNRAS*, 331, L35
- 3) Miniutti, G., et al., 2007, *PASJ*, 59, 315
- 4) Miller, J. M., 2007, *ARA&A*, 45, 441
- 5) Murphy, K. D. & Yaqoob, T., 2009, *MNRAS*, 397, 1549
- 6) Tanaka, Y., et al., 2004, *PASJ*, 56, L9
- 7) Hagino, K., et al., 2016, *MNRAS*, 461, 3954
- 8) Noda, H., et al., 2014, *ApJ*, 794, 2
- 9) Peterson, B. M. & Horne, K., 2004, *AN*, 325, 248
- 10) Vaughan, B. A. & Nowak, M. A., 1997, *ApJ*, 474, L43
- 11) Fabian, A. C., et al., 2009, *Nature*, 459, 540
- 12) Kara, E., et al., 2013, *MNRAS*, 428, 2795
- 13) Kara, E., et al., 2016, *MNRAS*, 462, 511
- 14) Mizumoto, M., et al., 2018a, *PASJ*, 70, 42
- 15) Miller, L., et al., 2010, *MNRAS*, 403, 196
- 16) Turner, T. J., et al., 2017, *MNRAS*, 467, 3924
- 17) Tombesi, F., et al., 2011, *ApJ*, 742, 44
- 18) King, A. R. & Pounds K. A., 2003, *MNRAS*, 345, 657

- 19) Matt, G., et al., 1993, *MNRAS*, 262, 179
- 20) Sim, S. A., et al., 2008, *MNRAS*, 388, 611
- 21) Hagino, K., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 663
- 22) Hagino, K., et al., 2016, *MNRAS*, 461, 3954
- 23) 萩野浩一, 2017, *天文月報*, 110, 290
- 24) Odaka, H., et al., 2011, *ApJ*, 740, 103
- 25) Kallman, T. R., 2004, *ApJS*, 155, 675
- 26) Mullaney, J. R., et al., 2009, *MNRAS*, 394, L16
- 27) Done, C. & Jin, C., 2016, *MNRAS*, 460, 1716
- 28) King, A. R. & Pounds K. A., 2015, *ARA&A*, 53, 115
- 29) Nomura, M., et al., 2016, *PASJ*, 68, 16
- 30) 野村真理子, 2018, *天文月報*, 111, 509
- 31) Nomura, M., et al., 2018, submitted (arXiv:1811.01966)
- 32) Mizumoto, M., et al., 2018, *MNRAS*, 478, 971
- 33) Mizumoto, M., et al., 2019, *MNRAS*, 482, 5316
- 34) Mizumoto, M., 2018, 博士論文(東京大学)

X-ray iron emission lines and their time lags produced by active galactic nuclei outflows out of the line of sight

Misaki MIZUMOTO

¹Centre for Extragalactic Astronomy, Department of Physics, University of Durham, South Road, Durham DH1 3LE, UK

²JSPS Overseas Research Fellow

Abstract: Some active galactic nuclei are known to have UltraFast Outflows (UFO) with velocity of 10–30% of the light speed. They are interpreted as a disc wind, which is produced by radiation pressure pushing gas on the surface of the accretion disc. The ionised gas radiated by X-ray produces scattering photons mainly via electron scattering and resonance scattering. The scattering photons have longer paths than the primary photons and thus have some time delay. We calculated the X-ray scattering spectrum and its time lag due to disc winds out of the line of sight, and showed that the calculation result can explain the observation well. We can constrain the solid angle of the outflowing gas out of the line of sight from observations. This technique will be essential to calculate the mass loss rate and the kinetic energy of UFO correctly, which is necessary to evaluate UFO contribution to the host galaxy quantitatively.