

潮汐破壊現象と銀河核環境： AT2023clx 偏光分光観測からの示唆

宇野孔起

〈Columbia Astrophysics Laboratory, 538 West 120th Street, New York, NY 10027, USA〉

e-mail: ku2204@columbia.edu



銀河中心に存在する超大質量ブラックホールは、潮汐破壊現象（TDE）に代表される銀河核突発天体と呼ばれる短時間増光現象を引き起こす。本稿ではTDEの基本物理を概観した後、銀河核突発天体 AT2023clx を例として、偏光分光観測による銀河中心環境への示唆を紹介する。我々は AT2023clx に対し、せいめい望遠鏡による初期分光でTDE候補と同等した後、すばる望遠鏡 FOCASの偏光分光観測によりその時間進化を追跡した。その結果、初期のアウトフローに由来する偏光と、銀河中心ダストの散乱による偏光の2成分が検出された。さらに、偏光角の解析から、アウトフローの軸とダスト面が幾何学的に直交している可能性が示された。このことから、既存の銀河中心環境がTDEを引き起こす恒星軌道に影響を与える可能性、あるいはAT2023clxがTDEではなく活動銀河核フレアの一種として解釈される可能性が考えられる。本例を通じて、銀河核突発天体が銀河中心環境を探る有力な手段となりうること、ならびにLSST時代に向けた銀河核突発天体の体系的理解の重要性を紹介する。

1. 時間軸天文学の黄金期を見据えて

2000年代後半から本格化した時間軸天文学は、まもなく黄金期を迎えようとしている。機械学習を含む解析・データ処理の進展、広視野サーベイ観測の運用・発見アラート基盤の成熟、そしてCMOSに代表される検出器技術の革新が相まって、この10年で突発天体データの量と質は飛躍的に向上した。そして現在、その流れをさらに加速させる計画として、8.4 m望遠鏡による可視光サーベイRubin Observatory/LSST [1] の本格運用が目前に迫っている（DR1: 2027年末頃予定）。このような「データ飽和時代」では、発見直後の迅速かつ詳細な追観測による天体現象の個別理解と、大規模データ解析に基づく統計的理解の両方がこれまで以上に重要となる。

銀河中心で起こる突発的な増光現象は、時間軸天文学の主要ターゲットの一つである。銀河中心には、太陽の百万–十億倍もの質量をもつ超大質量ブラックホール（SMBH: Supermassive Black Hole）が存在し、銀河の成長や星形成に影響を与えるだけでなく、時として突発的な活動の「エンジン」となる。中でも、恒星がSMBHの潮汐力で破壊される潮汐破壊現象（TDE: Tidal Disruption Event）は、降着円盤やアウトフローの形成、放射過程、さらには銀河中心環境との相互作用までを、数日から数か月という比較的短い時間スケールで追跡できる絶好の対象である。現状ではTDEの発見数は年間数十天体にとどまるが、LSST時代には数千天体規模へと爆発的に増加すると見込まれている。すなわち、TDEをはじめとする銀河核突発天体は、少数例の詳細観測から得られる物

理解を基盤としつつ、統計的な解析へと接続される転換点にあるといえ、時間軸天文学のフロンティアの一つとなっている。本稿では、TDEの物理過程を概観した後、近傍銀河 NGC3799 で発生した銀河核突発天体 AT2023clx を取り上げ、その性質と母銀河環境との関連について紹介する。

2. 潮汐破壊現象とは

TDEはこれまで天文月報で扱われた例が少ない [2]。そこでまずは、TDEの最小限の物理像といくつかの基本スケールをまとめておく (図1)。

TDEは1980年代後半にX線突発現象として理論的に予言された [3]。恒星 (質量 M_* , 半径 R_*) がSMBH (質量 M) に接近すると、恒星の自己重力 ($f_g \approx GM_*/R_*^2$) よりも潮汐力 ($f_t \approx GM_* R_*/r^2$) が勝る距離が現れる*1。これが潮汐半径 R_t であり、

$$R_t = R_* \left(\frac{M_*}{M} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 7 \times 10^{12} \text{ cm} \left(\frac{R_*}{R_\odot} \right) \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right)^{\frac{1}{3}}$$

で与えられる (R_\odot : 太陽半径, M_\odot : 太陽質量)。この半径付近まで近づくと恒星が引き裂かれる。破壊された星の一部はSMBHへ引き戻され降着 (フォールバックという) し、残りは束縛されずに系外へ放出される。フォールバックする物質は、負の軌道エネルギー ($\epsilon < 0$) を持つということであり、その軌道は楕円軌道となる。

潮汐半径をかすめるような、ほぼ放物軌道をもつ恒星 (近日点 \approx 潮汐半径) の潮汐破壊を考える。放物運動のため、恒星重心の軌道エネルギーは $\epsilon \approx 0$ であるが、破壊される瞬間には恒星内部の位置差 $\sim R_*$ により、重力ポテンシャルが重心とSMBH側で僅かに異なるため、軌道エネルギーは $\epsilon \approx 0$ の周りに幅 $\Delta\epsilon$ をもって広がる。ここで $\Delta\epsilon$ は

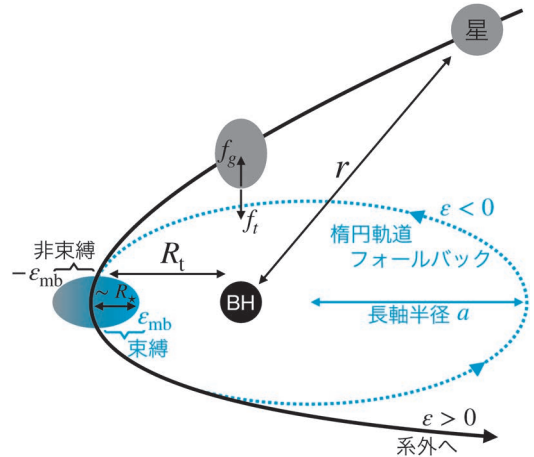


図1 潮汐半径をかすめるような軌道のTDEの設定。軌道エネルギーが $\epsilon_{mb} < \epsilon < -\epsilon_{mb}$ で一樣に分布する場合、おおよそ半分の質量が束縛 ($\epsilon < 0$) されフォールバックし、残りは非束縛軌道 ($\epsilon > 0$) で系外へ放出される。

おおよそ、

$$\Delta\epsilon \approx \frac{GM}{R_t - R_*} - \frac{GM_*}{R_t} \approx \frac{GM_*}{R_t} \frac{R_*}{R_t}$$

と見積もられる。SMBHに最も束縛 (ϵ が最小) された破片の軌道エネルギーは $\epsilon_{mb} = -\Delta\epsilon$ であり、

$$\epsilon_{mb} \approx -\frac{GM_*}{R_t} \frac{R_*}{R_t}$$

となる。そして、軌道エネルギーが決まると、楕円運動自体も決まる。楕円の長軸半径 a_{mb} は軌道エネルギーから

$$a_{mb} = -\frac{GM}{2\epsilon_{mb}}$$

と求められる*2。典型的なフォールバックのタイムスケール t_{fb} は、この最も束縛された物質の軌道周期 $P_{orb}(a_{mb})$ が決める。したがって、

*1 Gは重力定数。 $f_g < f_t$ となると潮汐力が打ち勝つ。 f_g, f_t ともに単位質量あたりの力。

*2 これはSMBH周りのケプラー運動から導かれる。大学1回生 (1年生) の力学などでよく扱われる題材である。

$$t_{fb} \approx P_{orb}(a_{mb}) = 2\pi \sqrt{\frac{a_{mb}^3}{GM_*}}$$

$$\approx 42 \text{ days} \left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{-1} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot}\right)^{\frac{1}{2}}$$

と見積もられる。

フォールバックした物質が瞬時に SMBH へ降着すると仮定すると、SMBH への降着率 ($\dot{M} = dM/dt$) の時間進化は、軌道エネルギー ε を介して、

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM}{d\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt} \sim \frac{M_*}{2|\varepsilon_{mb}|} \frac{(2\pi GM_*)^{\frac{2}{3}}}{3} t^{-\frac{5}{3}}$$

$$= \dot{M}_{peak} \left(\frac{t}{t_{fb}}\right)^{-\frac{5}{3}}$$

と表せ^{*3}、降着率が時間の $-5/3$ 乗で減衰していくことがわかる^{*4}。また \dot{M}_{peak} は

$$\dot{M}_{peak} = \frac{M_*}{3t_{fb}}$$

$$\approx 3 M_\odot/\text{yr} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{\frac{4}{5}} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

である^{*5}。この降着率は、エディントン降着率:

$$\dot{M}_{Edd} \approx 0.02 M_\odot/\text{yr} \left(\frac{\eta}{0.1}\right)^{-1} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot}\right)$$

よりも十分大きく ($\dot{M}_{peak} \gg \dot{M}_{Edd}$)、TDE のフォールバックは超エディントン降着となると予想される。ここで用いられている η は、放射効率のパラメータである。そして、降着によって解放されるエネルギー率 L_{acc} はおおよそ

$$L_{acc}(t) \approx \eta c^2 \frac{dM}{dt}$$

$$\sim 10^{46} \text{ erg/s} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{\frac{4}{5}} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{t}{t_{fb}}\right)^{-\frac{5}{3}}$$

と見積もられる (η は 0.1 程度を仮定、 c は光速)。このことから、観測される光度もおおよそ $t^{-5/3}$ で減衰していくと予想される。

以上のことから、TDE とは、潮汐半径近傍を恒星が通りかかった際に潮汐力により破壊された後、フォールバックした物質が数十日かけて超エディントン降着することで駆動される、光度がおおよそ時間の $-5/3$ 乗で減衰していく極めて明るい現象であると予想される。また、標準円盤モデルの降着円盤を考えると、典型的な温度は約 10^6 K と見積もられ [4]、X 線で明るいことが予想される。

しかし、超エディントン降着による降着円盤だけでは、X 線放射は説明できても近年発見数が急増している可視光・紫外線で明るい TDE は説明できない。可視光・紫外線で放射を説明するため、いくつかのモデルが提案されている。主要なものとしては、超エディントン降着により駆動されるアウトフローが、中心からの X 線を吸収し可視光で再放射するというアウトフローモデル [5, 6] や、破壊された恒星の残骸が SMBH を周回する際に、一般相対論的な効果により軌道が少しずつずれる^{*6} ことで衝突するストリーム衝突 (Stream Collision) モデル [7, 8] などがあるが、まだ決着はしていない。

3. AT2023clx: せいめい→すばるへ

3.1 せいめい望遠鏡による同定

2023年2月22日、ASAS-SNという可視光サーベイチームから、突発天体 AT2023clx の発見が報告された (図2)。この天体は、NGC3799 という約 50 Mpc にある渦巻銀河の中心部で発生した銀河核突発天体である。この銀河は低電離中心核

3 $dM/d\varepsilon \approx M_/2|\varepsilon_{mb}|$ は、軌道エネルギーが $\varepsilon_{mb} < \varepsilon < -\varepsilon_{mb}$ で一様に分布し、約半分の物質 ($M_*/2$) が束縛されていると仮定している。 $d\varepsilon/dt$ は、 t_{fb} の式を $t(\varepsilon)$ として微分した。

4 この計算には太陽程度の主系列星に対する質量半径関係: $R_ \propto M_*^{0.75}$ を用いた。

*5 恒星が完全に破壊されるような TDE では $-5/3$ 乗だが、部分的に破壊される TDE では $-9/4$ 程度と考えられている。

*6 水星の近日点移動と同じ原理。

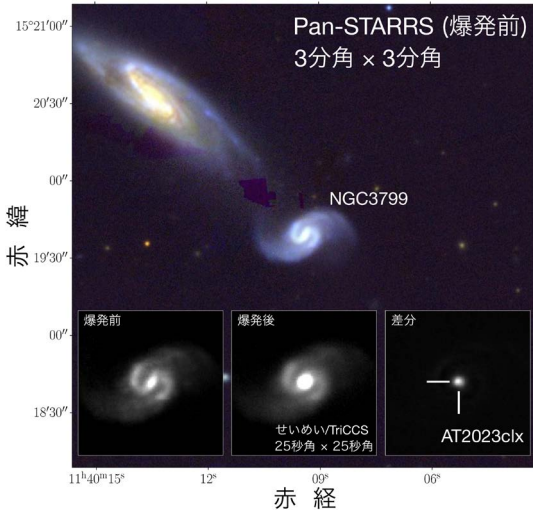


図2 AT2023clxの爆発前 (Pan-STARRS), 爆発後 (せいめい望遠鏡/TriCCS), およびその差分 (爆発後一爆発前) 画像. 爆発後画像では銀河の中心に明るい点=AT2023clxが確認できる.

輝線領域 (LINER: Low Ionization Nuclear Emission Region) と呼ばれる種族の銀河であり、「弱い」活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nucleus) の一種であるとも考えられている銀河である. そのためAGN活動と思われたのか, 近傍突発天体であったが, 各国の突発天体フォローアップチームからこの天体の分光同定の報告はされなかった*7.

発見報告から4日後, 我々 (京都大学) のチームはせいめい望遠鏡によるAT2023clxの分光観測を行った. その結果, 青い連続光と幅の広い水素輝線というTDEに特徴的なスペクトル [9] を得た. 我々は, AT2023clxをTDEと同定し, 世界に先駆けて報告を行った [10]. 光度曲線を見て

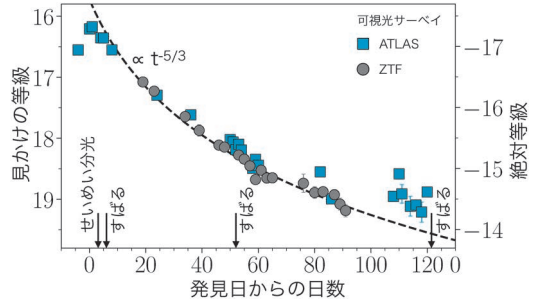


図3 AT2023clxの光度曲線. 光度曲線が時間の $-5/3$ 乗で減衰していく様子が見える. データは可視光サーベイであるATLASとZTFから取得した.

も, この天体はピーク後に明るさが時間の $-5/3$ 乗で減衰しており, TDEに特徴的な光度進化を示していた (図3) [11-13]. しかし, ピークの絶対等級は -17 等程度であり, TDEにしては極めて暗いものであった. 50 Mpcという距離を考えると, AT2023clxは観測史上最も近傍で発生したTDE候補天体であり, 我々は同定直後からせいめい望遠鏡に加え, ハワイにあるすばる望遠鏡, スペイン・ラパルマ島にある北欧光学望遠鏡等を用いた追観測を開始した.

3.2 すばる望遠鏡による追観測

我々は, すばる望遠鏡FOCASの偏光分光モードによるTDEのToO (Target of Opportunity) 観測*8の時間を持っていたため, せいめい望遠鏡の分光同定の直後にすばる望遠鏡へToO観測を申請した. すばる望遠鏡は, 自分が使いたい装置が搭載されているときでないToO観測ができない. スケジュールを確認したところ, FOCAS

*7 AGNのほかに, 銀河中心で発生するIa型超新星も最大光度やタイムスケールが似ているためTDEと混同されやすい. 特に初期は, 測光データのみを用いてそれらを分類することは難しい. 我々は, せいめい望遠鏡も用いて, TDEなどを狙った銀河中心突発天体の分光同定を継続して行っている (PI: 前田啓一氏) が, 体感8-9割はIa型超新星である. しかし, そのような状況の中でも地道に観測を重ねたからこそ, 今回のような貴重な天体現象を捉えることができた. 本天体の発見は, PIである前田氏の先見性と, 岡山天文台の川端美穂氏・田口健太氏らの継続的かつ着実な観測の積み重ねによるところが大きい.

*8 あらかじめスケジュールされている観測に割り込んでの観測. 突発天体は発見が予想できないため, 初期観測ではToO観測が必要となる.

の搭載はハワイ時間の2月26日（日本時間では翌27日）までであり，その次に観測可能なのは4月中旬であった．このため，初期のデータを取得するためには，翌日の観測が必須であった．いくらToO観測といえど，翌日の観測への割り込みというのは（主に観測所の）準備が大変である．特に我々は，偏光分光という特殊な観測モードを指定していたため，装置のマスク交換など実際に山頂での作業が必要であった．最終的に承認され，ToO観測が可能となったのだが，対応していただいた観測所の方々，特にサポートしていただいた青木賢太郎さんには本当に感謝している．最終的に3度（2月27日，4月15日，6月22日）のToO観測を行い，偏光分光の時間進化を追うことができた．これまで，8 m級望遠鏡でTDEの偏光分光の時間進化を追った例は少なく [14]，貴重なデータを得た．

4. 偏光分光観測

4.1 偏光観測とは

結果に入る前に，偏光について述べておく．可視光観測の代表的なモードには「測光」「分光」「偏光」の3種類がある．測光は天体画像からその明るさを測定する手法であり，分光は光を波長ごとに分解してスペクトルを得る方法である．一方，偏光は光の「振動方向」に着目する観測である．

光，すなわち電磁波は，光の進行方向に対して垂直な方向に振動する2つの電場で書き表せる（図4）．偏光観測とは，それらの成分強度の偏りを測定する手法である．実際には，装置の前に偏光板を置き，その向きを変えながら光の強度の変化を測定する．偏光は偏光度と偏光角という2成分で表される．偏光度は偏光の強度そのものを表し，偏光角は天球上での偏光面の角度（電場ベクトルの向き）を表す．

偏光観測の利点は，放射メカニズムと光源の幾何学が直接反映される点にある．例えば，シンクロトロン放射は磁場により電子の運動方向が揃え

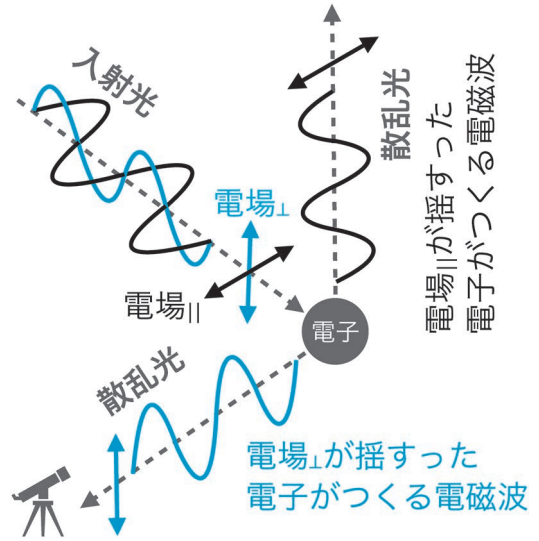


図4 偏光のイメージ図．入射光を2つの直交する電場（電場 \perp ：観測者の視線方向に対して垂直方向に振動する電場，電場 \parallel ：視線方向に対して水平方向に振動する電場）に分ける．この入射光が，ある電子によって入射方向に対して90度方向へ散乱される場合を考えると，観測者は電場 \perp により揺すられた電子が作る電場のみ観測できる．このため散乱光は，入射光と視線方向で張られる面に対して垂直方向の振動をもつ光（偏光）となる．

られるので高い偏光度を示す一方，熱放射は電子の運動がランダムとなりやすく低い偏光度となる [15]．また，球対称の電子散乱が支配的な光源からの偏光は，互いに打ち消し合うことで0%となるが，非対称性が増すにつれて2-3%の偏光度を示す [16]．さらに偏光角からは光源の幾何学に関する情報を抜き出すことができる．例えば，散乱による偏光が支配的な場合，散乱光は入射光と視線方向で張られる面に対して垂直な方向の偏光を獲得する（図4）．このため，偏光角から散乱領域，あるいは対称軸の向きを推定できる．まとめると，偏光度は放射機構と系の非対称性を反映し，偏光角は偏光源の大域構造の向きを反映すると言える．

一方で，偏光観測の欠点は高い信号雑音比（S/N比）が要求される点にある．1%程度の偏光度を測定するためには，偏光板の向きを変えたときの

強度差を高精度で測定しなければならない。この精度での偏光の取得のためには $S/N \geq 10^{2-3}$ が求められる。したがって、銀河系外の突発天体で偏光分光を実施できるのは、ほぼ8m級望遠鏡に限られ、それであっても1天体あたり数時間の観測時間を要する。

4.2 結果

観測された偏光スペクトルを図5に示す*⁹。すばる望遠鏡FOCASによる3度の偏光分光観測の結果、各epochで異なる偏光特性が得られた。1度目の観測（2月27日、発見から5日後、以後Epoch1）では、連続光領域で波長依存性のない一定の偏光度 $P \sim 1\%$ と、一定の偏光角 $\theta \sim 125$ 度が観測された。2度目の観測（4月15日、発見から52日後、以後Epoch2）では、偏光度が短波長側ほど増加し、 $\sim 7000 \text{ \AA}$ 付近で $P \sim 0.3\%$ から $\sim 4000 \text{ \AA}$ 付近で $P \sim 2\%$ へと増加した一方、偏光角は $\theta \sim 35$ 度でほぼ一定であった。3度目の観測（6月22日、発見から121日後、以後Epoch3）では、偏光度は $P \sim 0.5\%$ まで低下し、偏光角はEpoch2と同じ $\theta \sim 35$ 度を保った。Epoch3では突発天体が母銀河に比べて十分暗くなっているため、ここで観測される偏光は主として母銀河および星間物質に由来する定常的な偏光であり、この点を偏光度の零点とみなすことができる*¹⁰。

より偏光特性を視覚的に示すべく、 $Q-U$ diagramを図6に示す。偏光は偏光度 P と偏光角 θ の2自由度をもつが、これをストークスパラメータ Q と U で表すと、偏光ベクトルの足し引きを扱いやすくなり、また視覚的にも偏光の特徴を捉えやすい。Epoch1のデータは $(Q, U) \simeq (-0.2\%, -0.4\%)$ 付近に波長依存なく集中している。Epoch2のデータはEpoch1の点と原点を結ぶ直線上に沿っ

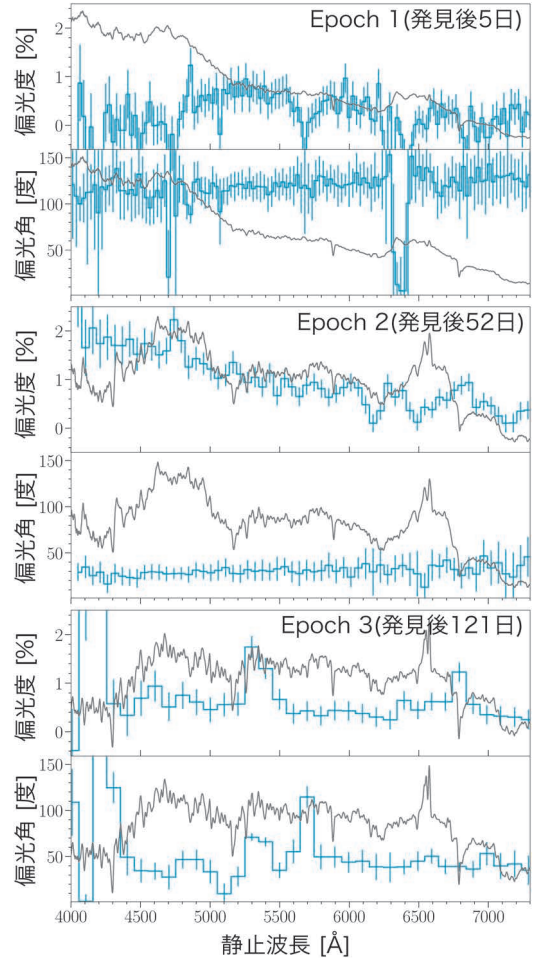


図5 偏光度と偏光角の変化。各パネルでは偏光角と偏光度を青で示し、その観測スペクトルを灰色で示した。時間が経つにつれて、偏光の振る舞いに変化していくことがわかる。

て分布するが、原点に対して反対側へ移動しており（偏光角の ~ 90 度反転に相当）、短波長側ほど大きな偏光度を示している。Epoch3のデータは波長依存をほとんど示さず、Epoch2の長波長端と重なる位置にあり、偏光の零点（定常成分）を

*⁹ どうでもよいのだが、突発天体の偏光を扱ったことがある人なら間違いなく驚くデータである。TDEの中では最高の、超新星などを含めてもかなり上位に入るクオリティのデータである。さすがすばる望遠鏡。

*¹⁰ 偏光の零点を決めなければ突発天体由来のintrinsicな偏光はわからない。観測される偏光には突発天体の偏光に加え、母銀河の偏光と星間物質による偏光が乗るためである。また、偏光パラメータの足し算引き算をする際には、それらがベクトル量であることに注意しなければならない。

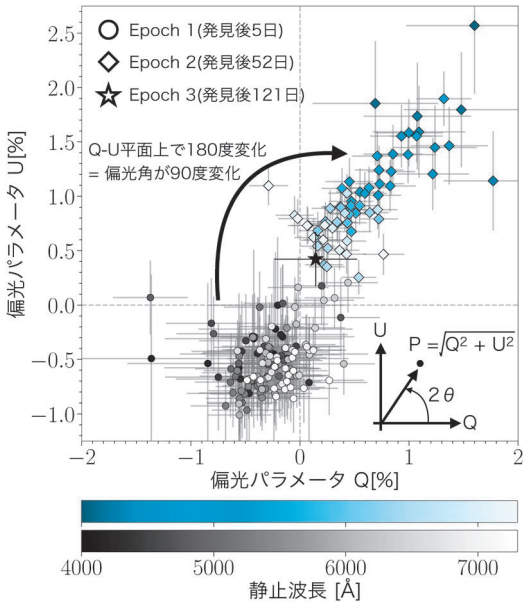


図6 Q-U diagramと呼ばれる、偏光を(偏光度, 偏光角) $= (P, \theta)$ をストークスパラメータ (Q, U) という別の変数で表し、プロットしたもの。この図で偏光度 P は原点からの距離であり、偏光角の2倍を Q 軸から測った角度としている。この図から偏光角が Epoch1 と Epoch2 の間で90度変化していることがわかる。Epoch3 のデータは偏光パラメータの波長平均値を表示している。

与えると解釈できる。

この偏光の時間進化は以下のことを示している: (i) この系は軸対称な構造を持つ。(ii) 偏光の支配成分が Epoch1 と Epoch2 で異なる。(iii) 偏光角の90度反転は散乱体と光源の幾何学配置で説明できる。

5. 偏光シナリオと解釈

5.1 AT2023clxの背後にある幾何構造

この奇妙な偏光の時間進化は、二段階の偏光源を考えると自然に説明できる。偏光進化を説明するための模式図を図7に示す。

Epoch1で見られた波長依存の小さい一定の偏光は、突発天体を作る非球対称なアウトフロー中の電子散乱で説明できる。初期は突発天体成分が母銀河に比べて明るく、観測される偏光も突発天

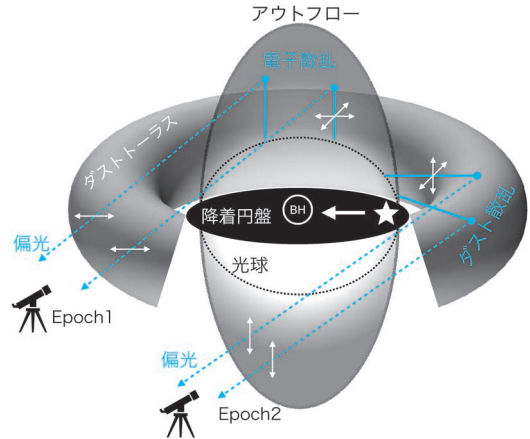


図7 偏光シナリオの模式図。初期 (Epoch1) はアウトフロー中の電子散乱が偏光を支配し、後期 (Epoch2) は銀河中心ダストによる散乱が偏光を支配する。散乱光は入射光と視線方向で張られる面に対して垂直な方向の偏光を獲得するため、アウトフロー軸とダスト面がほぼ直交していれば、偏光角の90度反転を説明できる。

体由来の成分が支配的である。偏光度が1%程度であるので、SMBHへの降着流により駆動される光学的に厚い非球対称なアウトフローが主要な放射源となり、その電子散乱によって偏光が生じたという描像が示唆される。TDEの主要な放射メカニズムの一つであるストリーム衝突モデルでは、強い偏光度(〜10%)が予想されているため [17], 本データとは整合しない。

その後、時間とともにアウトフローが光学的に薄くなり、アウトフロー由来の偏光が弱まる。一方、銀河中心にダストが存在する場合、突発天体の光が周囲ダストを照らし、ダスト散乱(ダストエコー)として遅れて到来する成分が偏光を支配する。重要なのは、(i) ダストエコーはピーク期の青い連続光を主に散乱して届くこと、(ii) ダスト散乱は一般に短波長ほど効率が高いこと、の相乗効果により、ダストエコーが卓越すると短波長側ほど強い偏光(青色超過)が現れる点である。実際、Epoch2で観測された短波長側で増加する偏光度は、このダストエコーの予測と整合的である。

Epoch1の観測フラックスとEpoch2の偏光フラックスの比較(図8)も、このダストエコー解釈を支持する。Epoch2の偏光フラックスは概ね初期(Epoch1)のスペクトル形状をなぞっており、Epoch2で見ている偏光成分が「遅れて届いた初期の光」の散乱によって形成されていることを示している。

さらにこの比較は、ダスト物性にも示唆を与える。一般にダスト散乱は、粒径に依存した散乱効率(不透明度)の波長依存性を反映し、これが青色超過の一因となる。しかしEpoch2の偏光フラックスはEpoch1の連続光形状をよくトレースし、追加の青色超過は見られない。これは、偏光を生む散乱不透明度の波長依存性が弱いことを示唆し、ダストが比較的大きい粒径($\geq \mu\text{m}$)を含む可能性を示している。

さらに、このシナリオはEpoch1からEpoch2にかけての偏光角の90度反転も説明しうる。これは、偏光を支配する散乱領域がアウトフローからダストへと切り替わった結果として、放射領域の幾何が「細長い(prolate)」状態から「扁平(oblate)」状態へと移ったことを示唆する。4.1節で述べたように、散乱光は散乱面に水平な方向の偏光を獲得するため、Epoch1で支配的だったアウトフロー軸と、Epoch2で支配的になったダスト面

とが、天球面上で直交する配置にあれば、90度反転は自然に解釈できる。

最終的にEpoch3では、アウトフローおよびダストエコーの双方が十分に減衰し、波長依存をほとんど示さない定常偏光が残る。実際、Q-U diagram(図6)では、Epoch3の点がEpoch2の長波長端と重なっており、観測された偏光が「散乱偏光+定常偏光」の重ね合わせで解釈できることを示唆している。

5.2 AT2023clxの起源

AT2023clxで得られた「青色超過」と「90度反転」を同時に示す偏光進化は、既存のTDE偏光サンプルでは報告例がなく、AT2023clxの特異性を示唆する。

ダストの起源については、偏光を担うダスト散乱成分が突発天体発生後~50日という短期間で支配的になっているため、TDE後に新たに形成されたダストで説明することは難しい。したがって、銀河中心に既に存在していたダストが関与した可能性が高い。また、標準的なTDEの描像では、恒星の侵入軌道は概ねランダムであり、その降着によって駆動されるアウトフロー方向もまたランダムとなる。このため、アウトフロー方向が特定のダスト面と系統的に揃う理由は本来ない(偏光角が90度 \pm 5度の範囲に収まる確率は10%未満である)。これは、AT2023clxの背後に恒星軌道をダスト面と整列させる自然な機構が存在する可能性を示唆する。

一つの解釈は、恒星が破壊される前に、SMBH周りを運動するダスト領域を經由してSMBHに接近した、というものである。高密度のダスト領域が恒星を捕獲する、あるいはダスト内部で星形成を駆動すると仮定すれば、恒星がダスト領域に沿った軌道をとることは自然に説明でき、その結果としてTDEによるアウトフローがダスト面と直交して見える。ここで興味深い点として、母銀河がLINERであることが鍵になっている可能性がある。LINERの性質は完全には解明されては

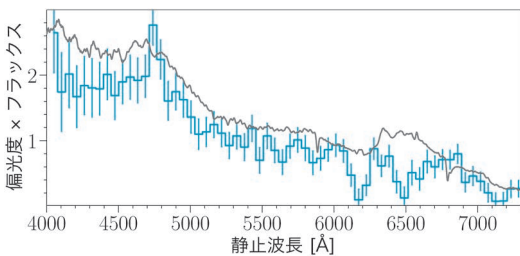


図8 偏光フラックス(青)とスペクトル(灰)の比較。偏光フラックスはEpoch2の観測から $P(\lambda) \times F(\lambda)$ として計算した。灰色は比較のために示したEpoch1のスペクトルである。偏光フラックスが初期スペクトル形状を概ねトレースすることは、Epoch2の偏光が初期光のダストエコーに由来することを示す。

いないが、AGNと非AGNの中間的銀河として位置づけられることが多い。もしLINERが弱いAGNに付随するトーラスや円盤構造（縮小版のAGN構造）を持つならば、恒星は降着円盤に捕獲される、あるいはトーラス領域内で形成され、SMBHへの落下方向が円盤／トーラス面と整列しうる。実際、AGN降着円盤が恒星軌道に影響し、AGNに関連するTDEの発生率を高めうることが理論的に提案されている [18, 19]。AT2023clxは、そのような円盤捕獲型TDEの存在を示しているのかもしれない。

別の可能性として、AT2023clxはTDEというよりも、changing-look AGNやAGN majorフレア [20, 21] に類するAGN的活動であった可能性も残る。さらに近年、弱いAGN銀河においてTDEの特徴とAGNの特徴を併せ持つ新たな銀河核突発天体（ANT: Ambiguous Nuclear Transient） [22, 23] が注目されており、AT2023clxはその理解を促す事例となりうる。この場合、「なぜAGN的活動がTDEのように見えるのか」という疑問が生じるが、アウトバーストの性質は、SMBHへどれだけの質量がどれほどのタイムスケールで降着するかで決まりうることに注意したい。AT2023clxはTDEの中では最も暗いものの一つであり、この明るさを説明するためには、約100日で $0.1 M_{\odot}$ 程度を降着させれば十分である。この降着率はわずかに超エディントンであり、一部のAGN活動では十分説明可能な降着率である。

もっとも、どちらのシナリオにも課題が残る。円盤捕獲型TDEシナリオでは、銀河中心ダストが恒星軌道や星形成に影響を与えうるほど高密度であるかが問題となる。一方、AGN的活動シナリオでは、LINERで突発的な降着率の増加を駆動する機構や、観測的にTDEのように見える放射過程の理解が必要である。

6. 将来の展望

6.1 銀河中心を照らす「灯台」としてのTDE

これまでAT2023clxの個別観測例について述べてきた。もちろん未解明の点は残るが、銀河核突発天体が母銀河環境、とりわけ弱いAGN構造と結びつく可能性を、偏光というこれまで例がない独立な情報から議論できた点は重要である。実際、可視光サーベイにおいてはAGN活動とTDEを観測的に区別することが難しく、既知のAGN銀河ではTDEを見落とししたり、TDEがAGN変動として扱われたりしやすい。AT2023clxはその境界領域の存在を示唆し、銀河核突発天体を理解する上でAGN-ANT-TDEの連続性を体系的に捉える必要性を浮き彫りにしたといえる。

さらに本成果のユニークな点は、銀河核突発天体を銀河中心環境を照らす「灯台」として用いる可能性を示した点にもある。TDEのように銀河中心を内側から短時間で強く照らす光源が出現すると、周辺の電子やダストが散乱・再放射で応答し、その幾何学情報が偏光や他波長放射として観測される。これにより空間的に分解できないSMBH近傍の環境や、LINERのように定常光度が低く通常は構造探査が難しい中心領域に対しても、時間変動を利用した間接的な調査が可能となる。本例は、銀河中心領域の物理環境を探る新しい手段につながるものでもある。

6.2 LSST時代を見据えて

最初に述べた通り、LSSTの本格稼働によってTDEの発見数は桁違いに増え、銀河核突発天体研究は「少数例の現象論」から「統計と物理の接続」へと本格的に移行する。今後の課題は、大量の光度曲線を分類・整理するだけでなく、そこから抽出される多様性を降着状態・放射過程・銀河中心環境と結び付けて理解することである。近傍TDEの多波長・多モード追観測は、個別天体の物理理解に加え、LSST時代の大規模サンプル解析に必要な分類基準（観測量と物理量の対応）を

与える基盤となる。

さらに大口径望遠鏡による LSST サーベイは、より高赤方偏移まで拡張された銀河核突発天体サンプルを提供する。こうした遠方サンプルは、これまで主に AGN 研究で議論されてきた SMBH 成長史や銀河の星形成史の相関についても新たな制約を与え得る。TDE を「個別の突発現象」としてだけでなく、「銀河環境・SMBH 探査の手段」として捉え直すことが、LSST 時代の銀河核突発天体研究の新たな役割となると期待される。

謝 辞

本稿で紹介した研究成果は、筆者らの論文 [24]、および筆者の博士論文の一部に基づいています。本研究の遂行にあたり、指導教員であった前田啓一氏をはじめ、長尾崇史氏、Giorgos Leloudas 氏ならびに共同研究者の皆様深く感謝いたします。さらに、せいめい望遠鏡での観測を支援してくださった京都大学岡山天文台の川端美穂氏、田口健太氏、すばる望遠鏡での観測を支援してくださった青木賢太郎氏をはじめとする国立天文台ハワイ観測所の皆様に感謝いたします。また、本記事に対して貴重なコメントをくださった仲里佑利奈氏に感謝いたします。最後に、執筆の機会を与えてくださった編集委員の谷川衝様、校閲・校正を担当してくださった鈴木大介様、越田三緒様をはじめとした天文月報編集委員の皆様心より感謝いたします。なお、本研究は日本学術振興会特別研究員制度の支援を受けて実施されました。

参考文献

- [1] LSST Science Collaboration, et al., 2009, arXiv e-prints, arXiv:0912.0201
- [2] 川室太希, 2018, 天文月報, 111, 856
- [3] Rees, M. J., 1988, Nature, 333, 523
- [4] Miller, M. C., 2015, ApJ, 805, 83
- [5] Strubbe, L. E., & Quataert, E., 2009, MNRAS, 400, 2070
- [6] Metzger, B. D., & Stone, N. C., 2016, MNRAS, 461, 948
- [7] Piran, T., et al., 2015, ApJ, 806, 164
- [8] Lu, W., & Bonnerot, C., 2020, MNRAS, 492, 686
- [9] Arcavi, I., et al., 2014, ApJ, 793, 38
- [10] Taguchi, K., et al., 2023, Transient Name Server Classification Report, 2023-438, 1
- [11] Zhu, J., et al., 2023, ApJ, 952, L35
- [12] Charalampopoulos, P., et al., 2024, A&A, 689, A350
- [13] Hoogendam, W. B., et al., 2024, MNRAS, 530, 4501
- [14] Leloudas, G., et al., 2022, Nat. Astron., 6, 1193
- [15] Patat, F., 2017, in Alsabti, A. W., & Murdin, P. eds. Handbook of Supernovae (Springer International Publishing), 1017
- [16] Hoflich, P., 1991, A&A, 246, 481
- [17] Liodakis, I., et al., 2023, Science, 380, 656
- [18] Fabj, G., et al., 2020, MNRAS, 499, 2608
- [19] Wang, Y., et al., 2024, ApJ, 962, L7
- [20] Graham, M. J., et al., 2017, MNRAS, 470, 4112
- [21] Graham, M. J., et al., 2020, MNRAS, 491, 4925
- [22] Hinkle, J. T., et al., 2022, ApJ, 930, 12
- [23] Hinkle, J. T., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.15681
- [24] Uno, K., et al., 2025, ApJ, 986, L23

Bridging Nuclear Transients-Insights from The Case of AT2023clx

Kohki Uno

Columbia Astrophysics Laboratory, 538 West 120th Street, New York, NY 10027, USA

Abstract: Supermassive black holes in galaxy cores trigger dynamical outbursts called nuclear transients. The number of such transients has been increasing, leading to discoveries of serendipitous phenomena renewing our understanding. We present spectropolarimetric observations of AT2023clx, among the most nearby nuclear transients classified as a tidal disruption event (TDE). We detected two polarization components; one originated from an aspherical outflow associated with the transient, while the other from a persisting dust torus in an active galactic nucleus (AGN) via light echoes. We found that the outflow was aligned perpendicular to the torus plane. This implies that the pre-existing AGN disk influenced the orbit of the disrupted star, or even AT2023clx might have been triggered by a sudden AGN accretion event rather than a TDE. Irrespective of whether AT2023clx was a TDE or AGN activity, we conclude that pre-existing AGNs play a crucial role in producing some transients with TDE-like features.