

銀河中心核文明（降着円盤文明）その1

降着円盤をめぐる惑星の居住環境

福江 純

〈大阪教育大学天文学研究室 〒582 柏原市旭ヶ丘4-698-1〉

e-mail: fukue@cc.osaka-kyoiku.ac.jp

活動銀河中心核の降着円盤（外縁部）が最近どんどん見つかり始めた。恒星の空間密度がきわめて高い銀河中心では、それに比例して惑星の存在確率も高いと予想されるが、一方で、変動指数が高いため（地球型）生命の存在にとってはかなり荒々しい環境と考えられる。そこで本稿では輻射場／平衡温度の観点から、超大質量ブラックホールを取り巻く降着円盤周辺でのハビタブルゾーンの問題を検討してみた。標準降着円盤の場合、ブラックホールの質量が太陽の1億倍程度なら生命は生存できそうである。

1. 降着円盤文明

10年ほど前に、ハードSF研究所の公報上で、活動銀河中心核などに存在する降着円盤の紹介をかねて、降着円盤周辺での高度宇宙文明について、ちょっとだけ議論したことがあります（福江1986）……なんだかもうずっと昔のことのような気がしますが、銀河中心領域やそこでの高度宇宙文明の形態については（おそらくSFではそれほど珍しい話ではなく）かなりあちこちで議論されていると思いますが、そこに降着円盤という要素を持ち込んだらどうなるだろうかという点に、解析する価値があると考えたわけです。もっとも降着円盤が出て来るSFも、ペンフォードなんかがたくさん書いていますし、最近では、山本弘さんたちのSFで銀河系の中心核領域が実にヴィヴィッドに描かれています。

この降着円盤文明の解析も忘れていたわけではなく、ときどき思いだしたようにノートを広げてたんですが、忙しかったりで、なんとなくそのままにしていまして……山本さんたちのSFを読んでもウンとうなってしまったというのもあるんですが、が、本業(?)の天文学の方で、最近また、降着円盤周辺の輻射の問題などを扱っていること

もありまして、ここで心機一転、降着円盤周辺からの輻射場で支持される浮遊プラットフォームの問題などについて、若干の検討をしてみました。

ものの順序として、一応、

- ①降着円盤の輻射場と惑星の居住環境
- ②サンフックの降着円盤版
- ③ソーラーセイルの降着円盤版

を考えていきます。今回は、降着円盤周辺の物理的環境の整理をかねて、①についてまとめてみました(図1)。以下、2節で、降着円盤から放射される輻射の特徴、3節で、降着円盤近傍の惑星の温度、そして4節で惑星が受け取るスペクトルについて考えます。なお、本稿を読まれる前でも後でもいいですから、是非『サイバーナイト』を読

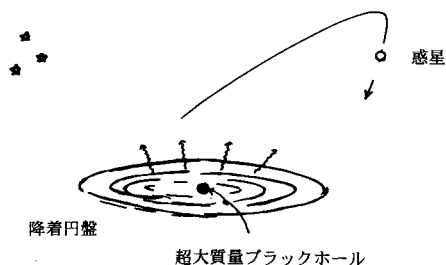


図1 降着円盤をめぐる惑星

まれることをお勧めします。

2. 降着円盤の輻射場

降着円盤は、ブラックホールなどの中心天体のまわりを回転する（幾何学的に薄い）ガスの円盤である（図1）。もっとも単純な描像としては、円盤状の星だと考えてよい。ただし、太陽のような普通の星との大きな違いとして、つぎの2点が挙げられる。

①形状：太陽は球状なので、どの方向でも放射は均一だが、降着円盤は文字どおり円盤状なので、方向によって受ける輻射量が異なる。

②表面温度：太陽の表面温度はどこでも同じと考えてよいが、降着円盤の表面温度は場所（半径）によって異なる。

以上の点に注意しながら、太陽の場合と同じようにして、降着円盤の光度、周回惑星の温度、降着円盤の放射スペクトルの特徴と惑星が受け取るスペクトルについて考えてみよう。

2.1 表面温度と円盤光度：標準モデル

標準的な降着円盤モデルでは、降着円盤の内部で発生した熱—ガス同士の摩擦熱—は、その表面から黒体放射の形で放射されている（図2）。ただし、内部で発生する熱量は、中心からの距離によって異なるため、表面の温度も中心からの距離の関数である。

降着円盤の中心のブラックホールの質量を M 、単位時間当りの質量降着率を \dot{M} 、降着円盤の内縁の半径を r_{in} 、そして降着円盤中心からの距離を r とすると、降着円盤の単位時間・単位面積当りのエネルギー発生率 Q は、

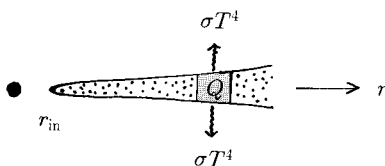


図2 降着円盤の表面温度

$$Q = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (1)$$

である。一方、半径 r における降着円盤の表面温度を T_d とすると、表面から単位時間・単位面積当りに放射される輻射エネルギーは、

$$2\sigma T_d^4 \quad (2)$$

となる（因子2は、円盤には上面と下面があるため）。これらが等しいと置いて、降着円盤の表面温度 T_d は、

$$T_d^4 = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \left[1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (3)$$

となる。内縁近傍を除くと、降着円盤の表面温度は半径 r の $-3/4$ 乗で減少する：

$$T_d = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \propto r^{-3/4} \quad (4)$$

あるいは、具体的な数値を入れると、降着円盤の中心のブラックホールの質量を太陽の1億倍、質量降着率を1太陽質量／年ぐらいとして、

$$T_d = 85 \text{ 万 K } (r/1 \text{ AU})^{-3/4} \quad (5)$$

となる（スペクトルに関係した話は、また後述）。

つぎに降着円盤の光度 L_d を計算する。降着円盤表面の単位時間・単位面積当りに放射される輻射エネルギーが（円盤の両面で） $2\sigma T_d^4$ なので、これを円盤全面にわたって積分すれば、降着円盤の光度、すなわち表面全体から放射される単位時間当りの輻射エネルギーが得られることになる。式で表せば、

$$L_d = \int 2\sigma T_d^4 2\pi r dr \quad (6)$$

積分範囲は r_{in} から ∞ まで。この(6)式に上の(3)式を入れて積分を実行すると、円盤光度は、

$$\begin{aligned} L_d &= \int \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right] 2\pi r dr \\ &= \frac{3GM\dot{M}}{2} \int \left(-\frac{1}{r^2} - \frac{r_{in}^{1/2}}{r^{5/2}} \right) dr \\ &= \frac{3GM\dot{M}}{2} \left[-\frac{1}{r} + \frac{2r_{in}^{1/2}}{3r^{3/2}} \right]_{r_{in}}^{\infty} \\ &= \frac{3GM\dot{M}}{2} \left[\frac{1}{r_{in}} - \frac{2}{3r_{in}} \right] \end{aligned}$$

$$= \frac{G\dot{M}\dot{M}}{2r_{in}} \quad (7)$$

となる。降着円盤の中心天体がシュバルツシルト・ブラックホールの場合、その内縁はシュバルツシルト半径 $r_g (=2GM/c^2)$ の3倍、すなわち、

$$r_{in}=3r_g=6GM/c^2 \quad (8)$$

なので、そのときは、(7)式は、

$$L_d = \frac{\dot{M}c^2}{12} \quad (9)$$

と表すことができる。

具体的には、活動銀河などの中心核の場合、1年に太陽1個分ぐらいのガスが降り積もるとすると、

$$\dot{M} = 1 \text{ 太陽質量/年} \quad (10)$$

を入れて、

$$\begin{aligned} L_d &= 4.6 \times 10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \\ &= 1.2 \times 10^{12} L_* \end{aligned} \quad (11)$$

ほどになる (L_* は太陽の光度)。すなわち典型的には、太陽光度の1兆倍ほどの明るさで輝くことになる。なお、われわれの銀河系の中心の場合は、もっと小規模だと考えられている。

3. 降着円盤のまわりの惑星の平衡温度

前節でまとめた降着円盤の表面温度分布や光度を用いて、ここでは、降着円盤のような平たい熱源/放射源のまわりを周回する惑星の平衡温度をもとめてみる。

3.1 ファーブラネット

まず最初に、惑星が降着円盤から十分離れている場合〈ファーブラネット〉を考えよう (図3右)。惑星の位置での輻射流束 f [$\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$]、すなわち降着円盤の方向に垂直な微小面積を単位時間・単位面積当りに通過していく輻射エネルギーは、太陽の場合だと $f = L/4\pi r^2$ だが、この場合はどうなるだろうか？ おおざっぱに言えば、降着円盤が平たいため、真上からみるときに比べ (図3の角度 $i=0$)、横方向では (i が大きい) 降着円盤の見かけの大きさが扁平になっていくので、輻

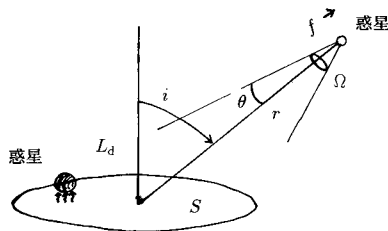


図3 降着円盤の輻射陽

射流束は $\cos i$ の割合で小さくなる。

より厳密には、以下の一般的な方法でもとめる。降着円盤表面から放射される輻射強度を I とすると (降着円盤の表面温度が半径によって変わるので、輻射強度も半径に依存するが、ここでは平均したものとして I と置く)、輻射流束 f は、

$$\begin{aligned} f &= \int I \cos \theta d\Omega \\ &= I \int \cos \theta d\Omega \\ &\sim I \int d\Omega \\ &= I\Omega \\ &= I \cdot S \cos i / r^2 \end{aligned} \quad (12)$$

と表すことができる (ただし、十分遠方なら θ が非常に小さいので $\cos \theta \sim 1$ とした。また Ω は降着円盤を見込む立体角 $= S \cos i / r^2$ である)。さらに降着円盤表面での平均的な輻射強度 $F = \pi I$ に降着円盤の面積をかけて2倍 (上面と下面がある) したものが降着円盤の光度 L_d であること、

$$L_d = 2 \cdot \pi I \cdot S \quad (13)$$

を使って、(12)式を書き直すと、最終的に、

$$f = \frac{L_d \cos i}{2\pi r^2} \quad (14)$$

が得られる。上で述べたように、 f は $\cos i$ に比例する。

惑星の平衡温度のもともめ方は、地球などの場合とまったく同じである。すなわち平衡温度を T とすると、

$$f = 4\sigma T^4$$

なので (惑星の半径を R とすると、単位時間当た

りに惑星断面が受ける輻射エネルギー $\pi R^2 f =$ 単位時間に惑星全体から放射される輻射エネルギー $4\pi R^2 \sigma T^4$), 結局,

$$T = \left(\frac{L_a \cos i}{8\pi \sigma r^2} \right)^{1/4} \quad (15)$$

となる(ただしここで, σ はステファン・ボルツマンの定数で, $\sigma = 5.6705 \times 10^{-5} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{deg}^{-4} \cdot \text{s}^{-1}$ という値をもつ)。

具体的には, 降着円盤の光度を太陽光度の 1 兆倍とすると, 上の (15) 式から,

$$T = 35 \text{ 万 K} (\cos i)^{1/4} \quad (r = 1 \text{ AU}) \quad (16 \text{ a})$$

$$T = 760 \text{ K} (\cos i)^{1/4} \quad (r = 1 \text{ pc}) \quad (16 \text{ b})$$

$$T = 240 \text{ K} (\cos i)^{1/4} \quad (r = 10 \text{ pc}) \quad (16 \text{ c})$$

ぐらいの値になる。

また降着円盤の光度を太陽光度の 1 兆倍とし, $i = 0^\circ$ と 80° の場合に対して, ファープラネットの平衡温度を距離 r の関数としてグラフに表したのが, 図 4 である。

上の値や図 4 からわかるように, おおざっぱには, ファープラネットの距離が 10 pc 程度ならハビタブルになりそうかなあ, といったところだ(図の縦軸に 0°C から 100°C の範囲を入れてある)。ちなみに, 太陽の 1 億倍のブラックホールを 1 pc の距離で周回するケプラー運動の周期は, 約 10 万年である。

3.2 ニアプラネット

逆に, 惑星 (や宇宙船) が降着円盤の近くにあ

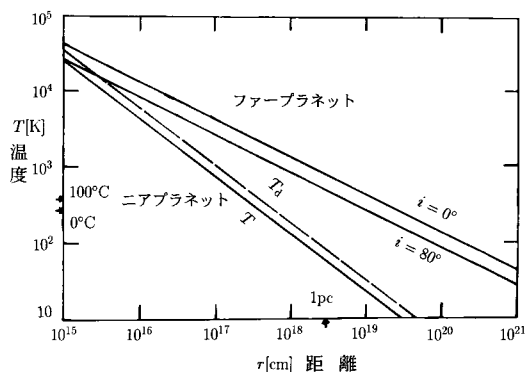


図 4 惑星の平衡温度

る場合〈ニアプラネット〉はどうなるだろうか (図 3 左)。もし惑星が降着円盤のすぐそばにあれば, 降着円盤からの輻射のうち, 惑星の真下以外の他の部分からの輻射はあまり効かない。すなわち惑星が受け取る輻射流束 f は惑星の真下の降着円盤表面から放射される輻射流束 F に等しいと考えてよい:

$$f = F$$

(17) 降着円盤の表面温度を T_d とすると,

$$F = \sigma T_d^4$$

であり, また惑星の表面温度を T とすると,

$$f = 4\sigma T^4$$

なので, 結局,

$$T = T_d \sqrt{2} \quad (18)$$

が得られる。

降着円盤の温度 T_d に (4) 式を代入すると,

$$T = \left(\frac{3GM\dot{M}}{32\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \quad (19)$$

ぐらいになる。

具体的には, 降着円盤の中心のブラックホールの質量を太陽の 1 億倍, 質量降着率を 1 太陽質量/年とすると,

$$T = 85 \text{ 万 K} \quad (r = 1 \text{ AU}) \quad (20 \text{ a})$$

$$T = 62 \text{ K} \quad (r = 1 \text{ pc}) \quad (20 \text{ b})$$

ぐらいの値になる。

また同じパラメータの場合に対して, ニアプラネットの平衡温度を距離 r の関数としてグラフに表したのが, やはり図 4 である。

ファープラネットの場合に比べて全般に平衡温度が低くなっているのは, ニアプラネットの場合, 惑星の真下からの輻射しか考慮していないためである。

4. 円盤スペクトル: 多重温度の円盤黒体輻射

降着円盤では, 円盤表面の各部分において, その表面温度に対応した黒体輻射を放射している。すなわち, 円盤表面の半径 r における輻射ス

ペクトルは,

$$B_\nu = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT_d) - 1} \quad (21)$$

である (ただしここで, h はプランク定数, k はボルツマン定数で, それぞれ, $h = 6.6261 \times 10^{-27}$ erg·s, $k = 1.3807 \times 10^{-16}$ erg·deg⁻¹ という値をもつ).

太陽などと違って, 表面温度 T_d は半径の関数である. そのため, 降着円盤からのスペクトルは, 単一温度の黒体輻射では表すことができず, さまざまな温度の黒体輻射の重ね合わせになる (専門的には多重温度スペクトルとか円盤黒体輻射などと呼んでいる). 円盤黒体輻射スペクトルは, 単一温度の黒体輻射スペクトルに比べると, 少しのっぺりしたものになる (図5).

円盤黒体輻射スペクトルの具体的な形は, 定性的には以下のように考えればよい (図6). 先に述べたように, 標準降着円盤の表面温度は, 中心ほど高温で周辺にいくほど低くなる. 活動銀河などの場合, 内縁付近では紫外線領域 (UV) で輝いているが, 少し外側にいくと可視光 (V) を出し, さらに周辺では主として赤外線 (IR) を出す.

さて降着円盤の各点から放射されるスペクトル強度そのもの (上の B_ν) は, 赤外線より可視光の方が, さらに可視光より紫外線の方が大きい. しかし降着円盤から放射される (振動数当りの) 光

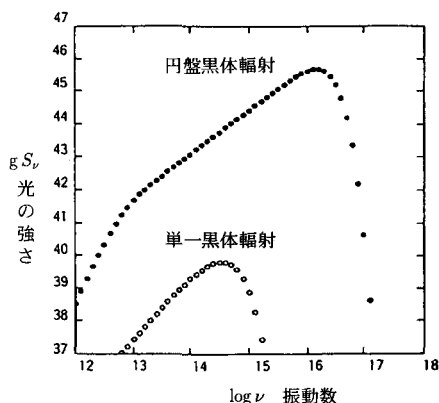


図5 円盤スペクトル

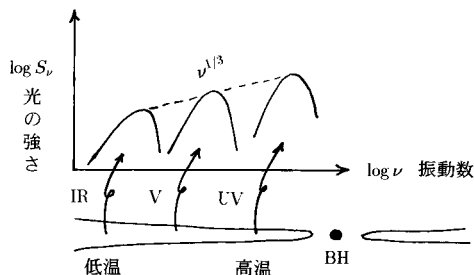


図6 降着円盤各部の放射

度は, スペクトル強度そのものではなく, おおざっぱに言えば, それに放射領域の面積をかけたものになる. そして, 紫外線を出している中心部の領域より可視光を出している領域の方が, さらに可視光の領域より赤外線を出している領域の方が面積が広い. そのため, 降着円盤全体から放射されるスペクトルは, 単一温度の黒体輻射スペクトルに比べて, 少しのっぺりしたものになるのである (のっぺりした部分では, $\nu^{1/3}$ に比例する).

さて, 実際に降着円盤のまわりの惑星が受ける電磁スペクトルだが, 以下のような方法でもとめることができる (図7).

降着円盤表面の各点では, 温度 T_d の黒体輻射を放射している. すなわち, 降着円盤表面から放射される (単位振動数当りの) 輻射強度は, 黒体輻射強度 B_ν である. したがって, 降着円盤から十分遠方 (降着円盤の中心からの距離を D , 降着円盤に垂直な方向からの角度を i とする) で受ける輻射流束 f_ν は,

$$f_\nu = \int B_\nu \cos \theta d\Omega \quad (22)$$

で計算される. ただし, B_ν には (21) 式を使い, $d\Omega$ は降着円盤の微小部分を見込む立体角である (図7). 十分遠方なら θ が非常に小さいので $\cos \theta \sim 1$ になり, また降着円盤の微小部分 (面積 dS ; 射影した面積 $dS \cos i$) を見込む立体角 $d\Omega$ は, 立体角の定義から,

$$d\Omega = dS \cos i / D^2 \quad (23)$$

なので, (22) 式は,

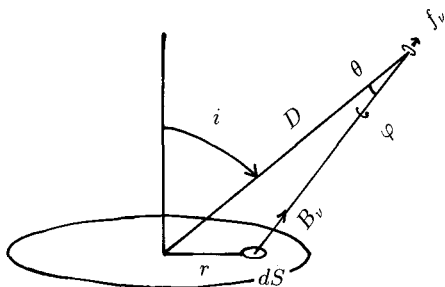


図7 降着円盤の輻射陽

$$f_\nu = \frac{\cos i}{D^2} \int B_\nu dS$$

$$= \frac{\cos i}{D^2} \int B_\nu 2\pi r dr \quad (24)$$

と変形できる。ただし降着円盤の中心からの距離 r を用いて、面積要素 dS を $dS = 2\pi r dr$ と表した。

こうして、十分離れているという仮定のもとで、 f_ν の計算は、降着円盤の表面に関する積分に帰着した (もっと一般化もできる)。

この(24)式の B_ν に(21)式を代入して、(21)式の中の T_d が r の関数だという点に注意しながら積分を実行すればよい。すなわち(24)式の B_ν に(21)式を代入して、 r によらない部分を積分の外に出すと、

$$f_\nu = \frac{\cos i}{D^2} \frac{4\pi h}{c^2} \nu^3 \int \frac{r dr}{\exp(h\nu/kT_d) - 1} \quad (25)$$

となる。積分範囲は、 $r = r_{in}$ (降着円盤の内縁) から $r = r_{out}$ (降着円盤の外縁) までである。

すでに述べたように、降着円盤の表面温度分布は、大ざっぱには、 $T_d \propto r^{-3/4}$ である。これを $r = r_{in}$ での温度 $T = T_{in}$ を用いて、

$$T_d = T_{in}(r/r_{in})^{-p} \quad p = 3/4 \quad (26)$$

のように表して、上の(25)式に代入すると、

$$f_\nu = \frac{\cos i}{D^2} \frac{4\pi h}{c^2} \nu^3 \int \frac{r dr}{\exp[(h\nu/kT_{in})(r/r_{in})^p] - 1} \quad (27)$$

となる。さらに、

$$x = \frac{h\nu}{kT_{in}} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^p \quad (28)$$

という変数 x を用いて、 r から x に変数変換すると、(27)式の積分は、

$$f_\nu = \frac{\cos i}{D^2} \frac{4\pi h}{c^2} \nu^3 \left(\frac{kT_{in}}{h\nu} \right)^{2/p} \frac{r_{in}^2}{p} \int \frac{x^{2/p} - 1}{e^x - 1} dx$$

$$= \frac{\cos i}{D^2} \frac{4\pi h}{c^2} \nu^{3-2/p} \left(\frac{kT_{in}}{h} \right)^{2/p} \frac{r_{in}^2}{p} \int \frac{x^{2/p} - 1}{e^x - 1} dx \quad (29)$$

と表すことができる。積分範囲は、 $x_{in} = (h\nu/kT_{in})(r_{in}/r_{in})^p$ から $x_{out} = (h\nu/kT_{in})(r_{out}/r_{in})^p$ までである。

積分の前に送り出された ν に依存する部分を取り出してみると、

$$f_\nu \propto \nu^{3-2/p}$$

$$\propto \nu^{1/3} \quad (p = 3/4 \text{ なので}) \quad (30)$$

となっている。

具体的に、降着円盤の中心のブラックホールの質量を太陽の1億倍、質量降着率を1太陽質量/年として、実際に積分を実行して得られたスペクトルの例が図5である。いままでに述べたように、紫外線 ($\nu \sim 10^{15-16}$ Hz) から可視光 ($\nu \sim 10^{14.5}$ Hz) そして赤外線 ($\nu \sim 10^{13-14}$ Hz) までだらだらと伸びたスペクトルになっている。

...

で、ようするに、活動銀河中心などの降着円盤の近傍はハビタブルなのだろうか？ 以上の結果でみるかぎり、紫外線が少し強いかもしれないが、一見、ハビタブルそうである。ただし、図5などの具体例では、活動銀河の典型的なパラメータ (中心にあるブラックホールの質量は太陽の1億倍、質量降着率は1太陽質量/年) を用いている。だからそのような典型的なケースでは、一応ハビタブルといえる (もっとも降着円盤の状態がもっと高温な場合もあるので一概に言えないが)。

しかし、たとえばわれわれの銀河系中心の場合、ブラックホールの質量はもっと小さい—おそらく太陽質量の500万倍くらい—と考えられている。

その場合、降着円盤の中心付近はもっと高温になり軟X線が放出されるので、惑星が受けるスペクトルも軟X線から伸びたものになる。したがって、(われわれの銀河系中心の降着円盤の近傍で)惑星が居住可能であるためには、X線を遮るかなり厚い大気が必要になるだろう。……『サイバーナイト：漂流・銀河中心星域（上・下）』参照！

...

本稿は、ハード SF 研究所公報(非公開)に掲載された文章を書き直したものです(福江 1994)。

参 考 文 献

- 福江 純, 1986, HSFL 公報, 22, 40
 山本弘とグループ SNE, 1991, 『サイバーナイト：漂流・銀河中心星域（上・下）』角川スニーカー文庫
 福江 純, 1987, HSFL 公報, 23, 13
 福江 純, 1994, HSFL 公報, 54, 5

Accretion Disk Civilization 1: Habitable Zone around Accretion Disks at Galactic Nuclei

Jun FUKUE

Astronomical Institute, Osaka Kyoiku University, Kashiwara, Osaka 543

Abstract: The space density of stars, and therefore, the possible number of planets are expected to be high in the central region of galaxies. While the galactic nuclei may be rather wild places due to the existence of the supermassive black holes and the surrounding accretion disks. As the first step to investigate the advanced civilizations in the galactic nuclei, we examine the equilibrium temperature and related problems of possible planets in the vicinity of accretion disks.



時空の迷宮へようこそ

小北純子(和歌山県)