

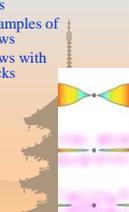
# ブラックホール降着円盤の物理

## Black-Hole Accretion Disks: Revised

1. Introduction (Introduction and Observations)
2. Physical Processes
3. Classical Models
4. Secular and Thermal Instabilities
5. Dwarf-Nova Type Instability ×
6. Observability of Relativistic Effects
7. Basic Equations
8. Transonic Flow
9. Radiatively Inefficient Accretion Flow and ADAF
10. Supercritical Accretion Flow and Slim Disk
11. Basics of Disk Oscillations
12. Quasi-Periodic Oscillations
- \*\* Relativistic Radiation Flow: Velocity-Dependent Variable Eddington Factor

### 8 Transonic Nature of Accretion Flows

1. Topology of Black-Hole Accretion
2. Regularity Condition at a Critical Radius
3. Numerical Examples of Transonic Flows
4. Transonic Flows with Standing Shocks



2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 8.1 ブラックホール降着流



2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 2

# ブラックホール降着流

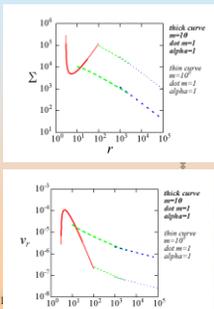
- 無限遠から降ってきた角運動量をもつガスがブラックホールまで降着するためには:
  - 角運動量を減らす機構が必要
  - $\langle \dot{L} \rangle_{ms}$  at  $r=r_{ms}$ 
    - (磁気)乱流粘性による(円盤内の)角運動量輸送
    - 降着円盤風などによる角運動量の捨て去り
    - 遠方と連結した磁場による角運動量の引き抜き
  - 遷音速点(臨界点)を通らなければならない
  - in order to  $v=c$  at  $r=r_{\text{tr}}$ ,  $v=c_s$  at  $r=r_c$ 
    - 圧力勾配で押し込むか
    - 粘性過程で流し込むか



2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 3

# 標準モデルの内縁近傍発散の問題

- バッド境界条件
  - 内縁を置いたこと: 仮定!
  - トルクフリーとしたこと
- 基礎方程式をフルに解く

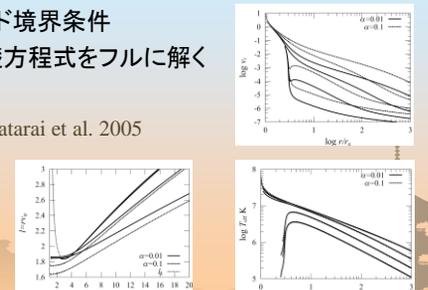


2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 4

# 標準モデルの内縁近傍発散の問題: 見直し

- グッド境界条件
- 基礎方程式をフルに解く

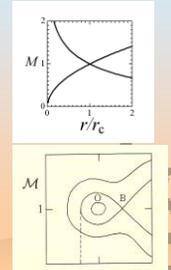
- Watarai et al. 2005



2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 5

# ブラックホール降着流トポロジー: ニュートン(非粘性)

- 定常・軸対称、非粘性(他の散逸効果もなし)
- 球対称ボンチ降着 (Bondi 1952)
  1. 圧力勾配~重力
    - 臨界点1 = saddle(鞍点)
- 軸対称円盤状降着 (Limber 1964)
  1. 圧力勾配~重力
    - 外部臨界点1 (B) = saddle(鞍点)
  2. 遠心力の障壁
    - 中央臨界点2 (O) = center(渦心点)



$r_{\text{barrier}} = \frac{\ell^2}{GM}$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 6

## ブラックホール降着流 トポロジー: 相対論 (非粘性)

- 定常・軸対称、非粘性 (他の散逸効果もなし)
- 相対論的円盤状降着 (Fukue 1987 for Sch.; Nakayama and Fukue 1989 for Kerr)
  - 角運動量  $l$  が一定

- 圧力勾配 ~ 重力
  - 外部臨界点 1 (B) = saddle (鞍点)
- 遠心力の障壁
  - 中央臨界点 2 (O) = center (渦心点)
- 相対論的重力
  - 内部臨界点 3 (D) = saddle (鞍点)

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

## ブラックホール降着流 トポロジー: 相対論 (粘性)

- 定常・軸対称、粘性による角運動量輸送あり
- 相対論的円盤状降着 (Poland Paczynski group, Kyoto Kato group 1980's)
  - 角運動量  $l$  が一定でない

- 圧力勾配 ~ 重力
  - 外部臨界点 1 = saddle (鞍点) or node (結節点)
- 遠心力の障壁
  - 中央臨界点 2 = center (渦心点) or spiral (渦状点)
- 相対論的重力
  - 内部臨界点 3 = saddle (鞍点) or node (結節点)

ただし、疑義もある

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

## 3.2 臨界点条件

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 9

## 特異点解析

Roots	Type
Two real roots with opposite sign	saddle
Two real roots with same sign	node
Pure imaginary roots	center
Complex roots	spiral

- 臨界点条件
  - 解の線形化
- 臨界点のトポロジー
  - 鞍点 saddle
  - 結節点 node
  - 渦心点 center/spiral
- 非粘性、断熱
  - 鞍点
- 粘性、熱伝導
  - 結節点
  - But causality problem

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 10

## ブラックホール降着流 臨界点条件: 相対論 (非粘性)

- 定常・軸対称、非粘性で特異点の性質を調べると...
- 相対論的円盤状降着 (Fukue 1987)
  - 角運動量  $l$  が一定
  - 圧力勾配 ~ 重力
  - 外部臨界点 1 = saddle (鞍点)

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

## ブラックホール降着流 臨界点条件: 相対論 (粘性)

- 定常・軸対称、粘性で特異点の性質を調べると...
- 相対論的円盤状降着 (Abramowicz and Kato 1989)
  - 角運動量  $l$  が一定でない
  - 圧力勾配 ~ 重力
  - 外部臨界点 1 = saddle (鞍点)
  - 遠心力の障壁
  - 中央臨界点 2 = center (渦心点)
  - 相対論的重力
  - 内部臨界点 3 = saddle (鞍点)

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks



## ブラックホール降着流 臨界点条件: 相対論(粘性)

- 定常・軸対称、粘性による角運動量輸送あり
- 相対論的円盤状降着

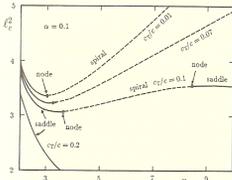


Fig. 9.3 Diagram show-

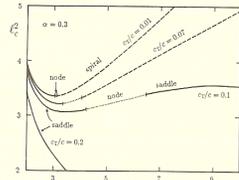


Fig. 9.4 Same as figure



## 8.3 数値解

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

14



## 標準円盤の内縁近傍

- 中心天体の重力のみ  $\psi = -GM/(r-r_g)$
- 定常  $\partial/\partial t = 0$
- 軸対称  $\partial/\partial \varphi = 0$
- 幾何学的に薄い  $H \ll r$
- 光学的に厚い  $\tau \gg 1$
- ケプラー回転 → 移流項と圧力勾配力の考慮
- 静水圧平衡
- 熱平衡 (粘性加熱 = 放射冷却)
- $\alpha$ 粘性

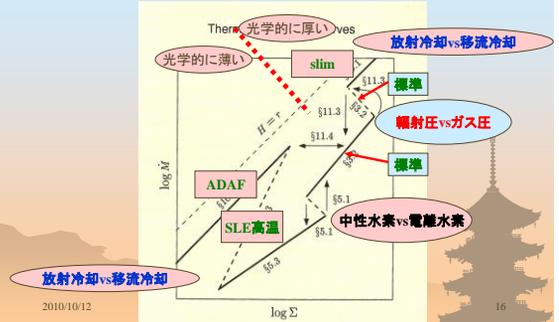
Paczynski and  
Bisnovatyi-Kogan  
1981; Muchotrzeb and  
Paczynski 1982;  
Muchotrzeb 1983;  
Matsumoto et al. 1984;  
Abramowicz and Kato  
1989; Kato et al. 1988

粘性流体の微分方程式系をそのまま解く!

2010/10/12



## 標準円盤 熱平衡曲線



2010/10/12

16

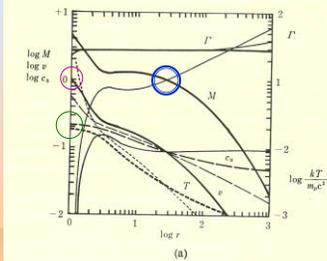


## ブラックホール降着流 数値解: 相対論(非粘性)

- Fukue 1987

- $N=2$   
(断面積  $r^N$ )
- $E=1.005$
- $l=1.5$

●  $l$ が小さい  
とボンチ  
(球対称)  
の特異点



2010/10/12

太線: 降着  
細線: 流出

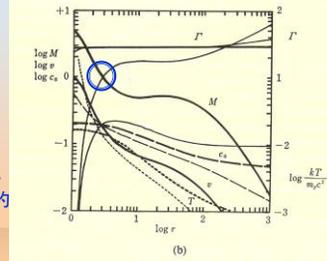


## ブラックホール降着流 数値解: 相対論(非粘性)

- Fukue 1987

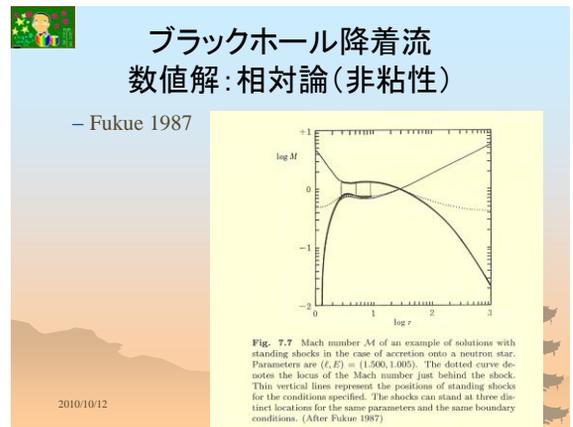
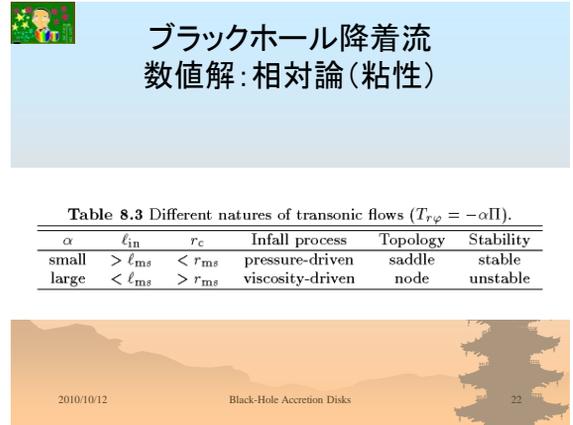
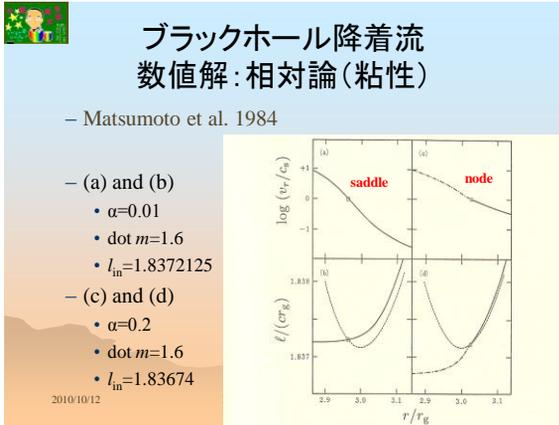
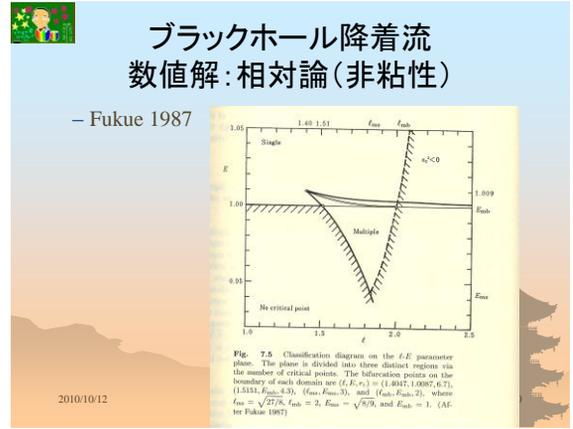
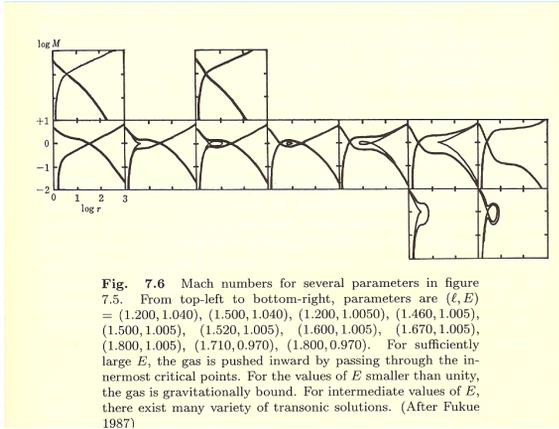
- $N=2$   
(断面積  $r^N$ )
- $E=1.005$
- $l=1.6$

●  $l$ が大きい  
と相対論的  
の特異点



2010/10/12

太線: 降着  
細線: 流出





# ブラックホール降着流 数値解: 相対論 (非粘性)

– Fukue 1987

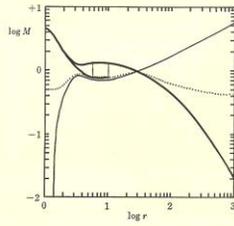


Fig. 7.8 Same as figure 7.7 but for a black hole. The parameters are  $(\zeta, E) = (1.513, 1.005)$ . In addition to the transonic solution without a shock, there exist two solutions with standing shocks at different radii. (After Fukue 1987)

2010/10/12

# ブラックホール降着円盤の物理

## Black-Hole Accretion Disks: Revised

1. Introduction (Introduction and Observations)
2. Physical Processes
3. Classical Models
4. Secular and Thermal Instabilities
5. Dwarf-Nova Type Instability ×
6. Observability of Relativistic Effects
7. Basic Equations
8. Transonic Flow
9. Radiatively Inefficient Accretion Flow and ADAF
10. Supercritical Accretion Flow and Slim Disk
11. Basics of Disk Oscillations
12. Quasi-Periodic Oscillations
- \*\* Relativistic Radiation Flow: Velocity-Dependent Variable Eddington Factor

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 9.0 概要

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 放射不良円盤

Ichimaru 1977; Narayan and Yi 1994

- 質量降着率 << 臨界降着率
- 中心天体の重力のみ  $\psi = -GM/(r-r_g)$
- 定常  $\partial/\partial t = 0$
- 軸対称  $\partial/\partial \phi = 0$
- 幾何学  $\frac{1}{\Gamma_3 - 1} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) p \right]$
- 光学的  $-\Gamma_1 \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho$
- 移流項  $= \Phi + \rho c + \frac{\partial}{\partial r} \left( r K \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left( K \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) - Q_{\text{in}} = Q_{\text{out}} = Q_{\text{em}} - Q_{\text{rad}}$
- 静水圧
- 熱平衡 (粘性加熱 = 移流冷却 + 放射冷却)
- $\alpha$  粘性

粘性流体の微分方程式系を直接に解く!

2010/10/12

# 放射不良円盤

表 9.1 降着円盤の3つのタイプ

	放射不良降着円盤 移流優勢円盤	標準降着円盤	超臨界降着円盤 スリム円盤
質量降着率	小さい	中くらい	大きい
幾何学的厚み	薄い	厚い	厚い
光学的厚み	薄い (透明)	厚い (不透明)	厚い (不透明)
回転運動	近ケプラー的	ケプラー的	重ケプラー的
加熱方法	粘性摩擦	粘性摩擦	粘性摩擦
冷却方法	移流冷却中心	放射冷却中心	放射冷却 + 放射捕獲
ガス温度	非常に高温	高温	高温
円盤光度	非常に暗い	明るい	非常に明るい
天体の種類	暗い活動銀河	明るい活動銀河	矮螺旋1型セフィアード
天体の具体例	電波銀河 M87 銀河系中心 SgrA*		NLS1 REJ1034 + 396 NLS1 PHL1092

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 放射不良円盤

## 熱平衡曲線

There 光学的に厚い ves

放射冷却 vs 移流冷却

放射圧 vs ガス圧

中性水素 vs 電離水素

放射冷却 vs 移流冷却

2010/10/12

# 放射不良円盤

## 冷却の状況: 移流”冷却”

- ガス質量降着率が臨界降着率よりも非常に小さい。
- 円盤のガスは希薄になり降着円盤は透明 (半透明) になる。
- 粘性加熱によってガスは高温に加熱される。
- ガスが希薄で放射冷却が働かない。ガスの熱エネルギーはブラックホールに吸い込まれる (「移流 (advection)」という)。
- その結果、電子は数十億度、陽子にいたっては1兆度もの超高温状態になり、円盤は非常に厚くなる。
- 一方、放射が十分に発生しないので円盤は非常に暗い。
- これが「放射不良降着円盤ライアフ (RIAF; radiation inefficient accretion flow)」あるいは別名「移流優勢降着流エイダフ (ADAF; advection dominated accretion flow)」の状態である。

注★ ADAFは鉛直方向に積分した特殊な場合で、RIAFは(2次元効果まで入れた)より一般的な呼び方。

2010/10/12

## 放射不良円盤 温度分布

- 粘性加熱で解放された重力エネルギーは、ほとんど放射で逃げないので、円盤ガスの内部エネルギー（熱エネルギー）になったまま。
- ブラックホールが作る重力勾配は中心ほど大きくなるので、単位体積あたりのエネルギー解放も中心ほど大きく、円盤ガスの温度も中心に近づくほど高くなる。
- ガスの内部エネルギー（熱エネルギー）が陽子の重力エネルギーと等しいと仮定すると、放射不良円盤の温度 $T$ は、中心からの距離 $r$ の関数として、おおざっぱに、
 
$$T = 10^{12} r_0^{-1} \text{ K}$$
 ようになる。ここで、 $r_0$ はシュバルツシルト半径（ブラックホールの半径）を単位とした中心からの距離。

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 7

## 放射不良円盤 温度分布

- 放射不良円盤の温度分布
  - 横軸はシュバルツシルト半径を単位とした中心からの距離で、縦軸は絶対温度を単位とした表面温度
  - 図の2本の曲線は、粘性パラメータ $\alpha$ の違い
- 中心付近( $r_0 \sim 1$ )の温度は1兆度もの超高温で、中心から遠くなるほど半径に反比例して温度は下る
- $\alpha$ が小さいと加熱が弱く( $\alpha = 0.1$ )、大きいと加熱が強くなる( $\alpha = 1$ )、後者の方が前者より温度が高くなる

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 8

## 放射不良円盤 スペクトル

- 放射不良円盤は透明で、ガスと放射が十分に相互作用しない。主な放射機構は、
  - イオン（陽子）のまわりで高エネルギー電子の軌道が曲げられて生じる熱制動放射
  - 磁場のまわりで高エネルギー電子の軌道が曲げられて生じるシンクロトロン放射
  - 低エネルギー光子が高エネルギー電子と衝突して高エネルギー光子になる逆コンプトン散乱
- これらの結果、放射不良円盤のスペクトルは、黒体放射のようなピークをもったスペクトルではなく、べき乗型のスペクトルになる。

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 9

## 放射不良円盤 スペクトル

- 放射不良円盤から放射される連続スペクトル(T. Manmoto他1997年より)
  - 横軸は振動数で、縦軸は光の強度に振動数を掛けたもの
  - ブラックホールの質量が250万太陽質量、質量降着率が臨界質量降着率の3万分の1
- 左側の山( $10^{13}$ Hz付近)はシンクロトロン放射で発生した赤外線光子で、真ん中の山( $10^{15}$ Hz付近)は赤外線光子が逆コンプトン散乱されてきた紫外線光子、右側の山( $10^{18}$ Hz付近)は逆コンプトン散乱や熱制動放射でできたX線光子。全体としては、高エネルギー領域まで伸びたべき乗型スペクトルになっている。

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 10

## 放射不良円盤 円盤光度

- 放射不良円盤は透明なので、円盤表面からだけでなく、円盤内部からの放射も外へ出てくる。円盤の体積全体にわたって積分することで、円盤の光度が得られる。
- 放射不良円盤の光度は、質量降着率の2乗に比例する。  
 $L \propto \dot{M}^2$
- 質量降着率の2乗なら大きそうに思えるが、質量降着率自体が小さいので、2乗するとさらに小さくなる。放射不良円盤は非常に暗いのである。

$$Q_{\text{rad}}^- \propto \frac{1}{\alpha^2 r_g} \left(\frac{r}{r_g}\right)^{-5/2} \dot{m}^2$$

$$L = \int_{r_{\text{in}}}^{\infty} Q_{\text{rad}}^- 2\pi r dr$$

$$\propto \frac{\dot{m}^2}{\alpha^2} r_g$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 11

## 放射不良円盤 円盤光度

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 12



## 放射不良円盤 適用天体



- ナラヤン(R. Narayan)らが1995年に、いて座Aスターのスペクトルを放射不良円盤で説明することに成功して、放射不良円盤の重要性が再認識されるようになった。(先駆的研究:一丸1977年)
- 活動銀河の中には、いくつかの電波銀河や、低光度活動銀河核LLAGNなど、活動性は示すものの非常に暗いタイプの活動銀河がある。また、われわれの銀河系中心である、いて座Aスターも非常に暗い。これら、光度は非常に小さいものの、一方で高エネルギー領域での放射も示す活動銀河中心核は、放射不良降着円盤で説明できそうだ。

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

13



## 9.1 自己相似解



2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

14



## 自己相似解

- 光学的に薄い放射不良円盤RIAFの一種で、物理量を鉛直方向に積分した定常一次元流ADAFの基礎方程式は、常微分方程式系
- 本来は適当な境界条件の下で数値的に解けばいい
- ある条件下では解析的な自己相似解(self-similar solution)が存在する
  - ニュートンポテンシャル
  - 角運動量の境界値  $l_{in}$  を無視
  - 移流冷却が粘性加熱に比例
- 自己相似解のメリット
  - 解析的に取り扱える
  - 物理的性質の見通しがよい
  - 仮定(近似)がよい場合には、現象をかなり正しく記述する
    - ・ 例: 超新星爆発のSedov解
- 自己相似解のデメリット
  - 適用範囲に限られる(空間的・時間的境界付近はダメ)
  - 定量的にはファクター程度ずれることが多い
  - 使った仮定に依存する
  - そもそも常に存在するとは限らない

$$Q_{adv}^- = f Q_{vis}^+ \quad 0 < f < 1$$

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

15



## 自己相似解 方程式と解の形

- 方程式系で次元をもった量は、GMとdotMだけ
- 次元解析→物理量の依存性

$$\begin{aligned} \dot{M} &= -4\pi r v_r \rho H = \text{const.} \\ \frac{dv_r}{dr} &= r(\Omega^2 - \Omega_K^2) - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} \\ \rho r H v_r \frac{d(r^2 \Omega)}{dr} &= \frac{d}{dr} \left( \nu \rho H r^2 \frac{d\Omega}{dr} \right), \\ \frac{1}{\gamma - 1} \rho H v_r \frac{dc_s^2}{dr} - c_s^2 H v_r \frac{d\rho}{dr} &= f Q_{vis} = f \nu \rho H \left( r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2, \\ \nu &= \alpha c_s H, \quad H = c_s / \Omega_K, \quad \text{and } c_s = (P/\rho)^{1/2}, \end{aligned}$$

$$[GM] = L^3 T^{-2} \quad \text{and} \quad [\dot{M}] = M T^{-1},$$

$$T \propto L^{3/2}, \quad [V] = L T^{-1} \propto L^{-1/2}, \quad [\Sigma] = \frac{[\dot{M}]}{L[V]} \propto L^{-1/2}.$$

$$v_r \propto r^{-1/2}, \quad v_\phi \propto r^{-1/2}, \quad T \propto c_s^2 \propto r^{-1}, \quad \Sigma \propto \rho H \propto r^{-1/2}.$$

2010/10/12



## 自己相似解 解

Narayan and Yi 1994, 1995

- パラメータ
  - 比熱比  $\gamma$
  - 粘性  $\alpha$
  - 移流  $f$

$$\begin{aligned} v_r(r) &= -\frac{(5+2\ell')}{3\alpha} g(\alpha, \ell') v_{ff}, \\ \Omega(r) &= \left[ \frac{2\ell'(5+2\ell')}{9\alpha^2} g(\alpha, \ell') \right]^{1/2} \frac{v_{ff}}{r}, \\ c_s^2(r) &= \frac{2(5+2\ell')}{9\alpha^2} g(\alpha, \ell') v_{ff}^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{ff}(r) &= \left( \frac{GM}{r} \right)^{1/2}, \\ \ell' &= \frac{1}{f} \left( \frac{5f/3 - \gamma}{\gamma - 1} \right), \end{aligned}$$

$$g(\alpha, \ell') = \left[ 1 + \frac{18\alpha^2}{(5+2\ell')^2} \right]^{1/2} - 1,$$

2010/10/12

Bl

17



## 自己相似解 解

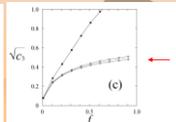
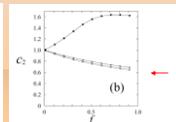
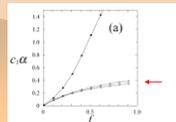
Akizuki and Fukue 2006

- 移流パラメータ  $f$  が大きくなると→
  - 落下速度は自由落下的
  - 回転速度はsubケプラー
  - 音速はビリアル的

$$\gamma = 4/3$$

$$\alpha = 1$$

$$\beta = 0, 1, 10$$





## 9.2 数値解

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

19



## 数値解 計算例と性質 Narayan et al. 1997

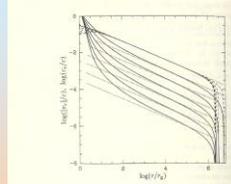


Fig. 10.11 Radial distributions of the physical quantities of advection-dominated accretion flows. The solid curves show the variation of the radial velocity  $v_r$  as a function of radius for an advection-dominated solution. From below, the profiles correspond to  $\alpha = 0.001, 0.001, 0.01, 0.01, 0.1, 0.1, 0.1$ , respectively. All of the models have  $\tau = 1.5$  (corresponding to equipartition between gas and magnetic pressure) and  $f = 1$  (fully advection-dominated). The dashed curves show the variation in the sound speed  $c_s$  for the same six models with the lowest curve corresponding to the lowest value of  $\alpha$ . The lower six dotted curves show the variation of  $v(r)$  expected according to the self-similar solution (equation (10.16)). The upper dotted line is the self-similar solution (equation (10.52)) for  $\alpha$  in the limit  $\alpha \ll 1$ . (Adapted from Narayan et al. 1997)

- 落下速度(実線)と音速(破線)と自己相似解(点線)
- $\alpha$ が小(下)から大(上)
- 外部境界(標準円盤)と内部境界(遷音速流)以外は、自己相似解に近い

accretion Disks

20



## 数値解 計算例と性質 Narayan et al. 1997

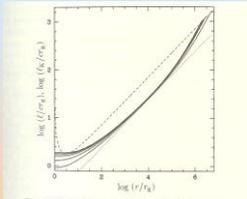


Fig. 10.12 Radial variation of the specific angular momentum,  $l$  ( $l = r^2\Omega$ ), in the six solutions shown in figure 10.10. The lowest curve corresponds to  $\alpha = 0.1$  and the uppermost curve to  $\alpha = 0.001$ . The dashed line shows the Keplerian specific angular momentum and the dotted line corresponds to the self-similar solution. (Adapted from Narayan et al. 1997a)

- 角運動量分布(実線)とケプラーの場合(破線)
- $\alpha$ が小(上)から大(下)
- 中間領域で大きくsubケプラー的
- $\alpha$ 小→圧力で押し込む
- $\alpha$ 大→粘性で落とす

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

21



## 数値解 熱平衡曲線

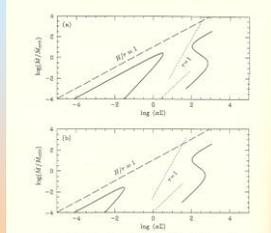


Fig. 10.3 Thermal equilibria for optically thick (the right solid S-shaped curves) and optically thin (the left solid curves) accretion disks. The upper branches of both curves represent the optically-thick equilibrium. The configurations on the left side of the dotted line ( $\tau = 1$ ) are optically thin, where  $\tau$  is the effective optical depth calculated by assuming that the pressure is dominated either by radiation (the upper case) or by gas (the lower case). (a) The parameters are  $M/\dot{M} = 10$ ,  $\beta = 4$ ,  $\alpha = 0.1$ , and  $\xi = 1$ . (b) The same as (a), except for  $\alpha = 0.01$ . (After Abramowicz et al. 1990)

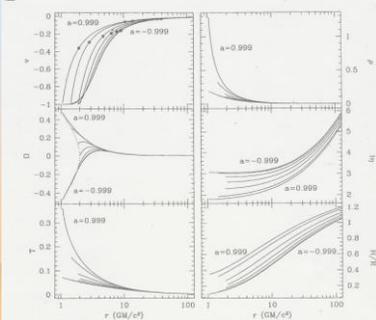
2010/10/12

22



## 数値解 カーブラックホール Popham and Gammie 1998

- 物理量
  - 流速/密度
  - 角速度/角運動量
  - 温度/厚み
- $\gamma = 1.4444$
- $\alpha = 0.1$
- $f = 1$
- $a = -0.999, -0.9, -0.5, 0, 0.5, 0.9, 0.999$

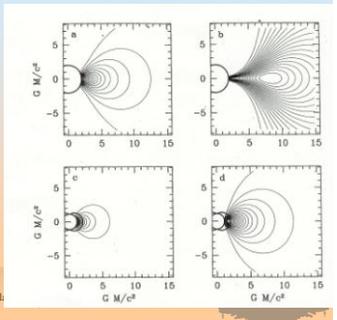


2010/10/12



## 数値解 カーブラックホール Popham and Gammie 1998

- 等密度面
  - (a)  $\alpha = 0.1, a = 0$
  - (b)  $\alpha = 0.001, a = 0$
  - (c)  $\alpha = 0.1, a = 0.99$
  - (d)  $\alpha = 0.001, a = 0.99$
- cf. Polish donuts



2010/10/12

23

## 9.3 放射スペクトル

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      25

## 放射スペクトル 2温度モデル

- one-temperature model: イオン温度  $T_i$  = 電子温度  $T_e$
- two-temperature model: イオン温度  $T_i >$  電子温度  $T_e$
- 速度場や表面密度やイオン温度などの構造はよく再現できる
- イオンが粘性加熱され電子が熱制動や逆コンプトンで冷却する
- 電子温度に敏感なスペクトルには不適
- ガス密度が希薄でクーロン衝突が効かないと温度が違ってくる

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      26

## 光学的に薄い高温円盤 熱平衡／エネルギー式

- イオン=電子間のエネルギー輸送(クーロン衝突): 単位面積あたりのエネルギー交換率
  - $T_i$ : イオン温度
  - $T_e$ : 電子温度
  - $\nu_E$ : イオン=電子衝突率
  - $\ln \Lambda$ : Coulomb logarithm  $\sim 15$
- イオンの熱平衡  $Q_{\text{vis}} = \Lambda_{\text{ie}}$
- 電子の熱平衡  $\Lambda_{\text{ie}} = Q_{\text{rad}}$
- 光学的に薄い場合の冷却: 逆コンプトン散乱の冷却率
  - $E$ : 輻射エネルギー密度

$$\Lambda_{\text{ie}} = \frac{3}{2} \nu_E \frac{\Sigma k_B (T_i - T_e)}{m_p}$$

$$\nu_E = 2.4 \times 10^{21} (\ln \Lambda) \rho T_e^{-3/2} \text{ s}^{-1}$$

$$Q_{\text{vis}}^+ = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{\text{in}}}{r}}\right)$$

$$Q_{\text{rad}}^- = \left(\frac{4k_B T_e}{m_e c^2}\right) \Sigma \kappa_{\text{es}} E c$$

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      27

## 光学的に薄い高温円盤 ガスの温度

- イオン温度
 
$$T_{\text{vir}} \sim \frac{GMm_p}{k_B r} = \frac{1}{2} \frac{m_p c^2}{k_B} \left(\frac{r}{r_g}\right)^{-1} \sim 10^{12} \left(\frac{r}{10 r_g}\right)^{-1} \text{ K.}$$
- 電子温度
  - だいたい  $10^9 \text{ K}$  程度
- **ただしSLE高温モデルは熱的に不安定**
- **→ 移流を入れたADAFモデルへの発展**

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      28

## 標準円盤 熱平衡曲線

2010/10/12      29

## 放射スペクトル Sgr A\*への応用

Mamamoto et al. 1997

- $M = 2.5 \times 10^6 M_\odot$
- $\dot{m} = 3.5 \times 10^{-5}$
- $\alpha = 0.1$
- $\beta = 0.5$

2010/10/12      Black      30

## 9.4 対流や磁場

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

31

## ADAFモデルのまとめ

Table 9.1 Standard and Advection-Dominated Disks.

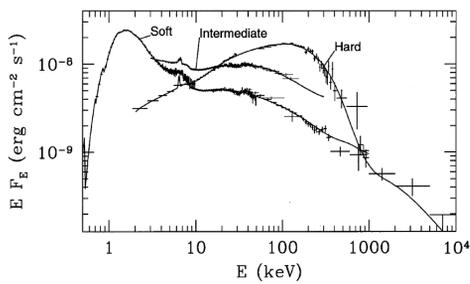
Model	standard disk	optically thin ADAF
Energy	$Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{rad}}^-$	$Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{adv}}^-$
$T$ ( $\sim r_g$ )	$\sim 10^9 \text{ K}$ (AGN) $\sim 10^7 \text{ K}$ (XBs)	$T_i \sim 10^{12} \text{ K}$ $T_e \sim 10^9 \text{ K}$
$L$	$\propto \dot{M}$	$\propto \dot{M}^2$
$t_{\text{acc}}$	$\gg t_{\text{ff}}$	$\gtrsim t_{\text{ff}}$
$H$	$\ll r$	$\lesssim r$
Flow	disk accretion	(nearly) spherical
Spectra	UV bump (AGN) soft X (XBs)	hard power-law + Compton bump

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

32

## ADAFモデルの問題点



## 対流や磁場

### CDAF、ADIOS、MHD

- ADAF: advection-dominated accretion flow
- ADIOS: adiabatic inflow-outflow solution  $\rightarrow$  advection-dominated inflow-outflow solution
- CDAF: convection-dominated accretion flow
- MHD Flow: magnetohydrodynamic flow

Table 9.1 Representative Flow Structure of RIAFs

accretion mode	$\rho(r)$	$T(r)$	$v_r(r)$	$\alpha(r)$
ADAF	$\propto r^{-1.5}$	$\propto r^{-1}$	$\propto r^{-0.52}$	constant
ADIOS	$\propto r^{-1}$	$\propto r^{-1}$	$\propto r^{-1}$	constant
CDAF	$\propto r^{-0.5}$	$\propto r^{-1}$	$\propto r^{-1.5}$	constant
MHD flow	$\propto r^{-0.5}$	$\propto r^{-1}$	$\propto r^{-1.5}$	$\propto r^{-1}$

## 対流や磁場

### MHD Accretion Flow

- 降着円盤における磁場の役割
  - 粘性の原因
  - コロナやRIAFの加熱
  - フレアや変動の成因
  - シンクロトン放射
  - ジェット形成
- 3Dシミュレーションは比較的よく再現できる

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

35

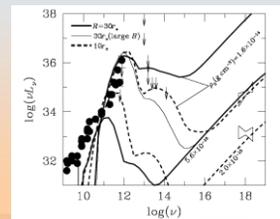
## 対流や磁場

### MHD Accretion Flow

- ただし、spectral paradox が存在する
- Sgr A\*への応用

Ohsuga et al. 2005

- MHD Flow はADAFより平坦な密度分布
  - ADAF  $\rho \propto r^{-3/2}$
  - MHD flow  $\rho \propto r^{-a}$  ( $a < 1$ )
- X線領域で過剰なシンクロトン放射
  - flaring state  $\bigcirc$
  - quiescent state  $\times$



2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

36



## 対流や磁場 MHD Accretion Flow

- MHD simulationと観測の不一致
  - 磁気リコネクションの扱い
    - 磁気リコネクションで散逸したエネルギーは、プラズマに行くのか(現状)、直接放射されるのか
    - (磁気リコネクションの正確な理論もない)
  - アウトフローの扱い
  - 境界条件 (bad) や計算時間 (too short) の問題

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

37

# ブラックホール降着円盤の物理

## Black-Hole Accretion Disks: Revised

1. Introduction (Introduction and Observations)
2. Physical Processes
3. Classical Models
4. Secular and Thermal Instabilities
5. Dwarf-Nova Type Instability ×
6. Observability of Relativistic Effects
7. Basic Equations
8. Transonic Flow
9. Radiatively Inefficient Accretion Flow and ADAF
10. **Supercritical Accretion Flow and Slim Disk**
11. Basics of Disk Oscillations
12. Quasi-Periodic Oscillations
- \*\* Relativistic Radiation Flow: Velocity-Dependent Variable Eddington Factor

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 10.0 概要

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 超臨界降着円盤

Abramowicz et al. 1988; Watarai and Fukue 1999

- 質量降着率 > 臨界降着率
- 中心天体の重力のみ  $\psi = -GM/(r-r_g)$
- 定常  $\partial/\partial t = 0$
- 軸対称  $\partial/\partial \phi = 0$
- 幾何学  $\frac{1}{\Gamma_3 - 1} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial}{r \partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) p \right]$
- 光学的,  $-\Gamma_1 \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial}{r \partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho$
- 移流項,  $= \Phi + p\epsilon + \frac{\partial}{\partial r} \left( r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{r \partial \phi} \left( r k \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) - Q_{\text{adv}} - Q_{\text{ion}} = Q_{\text{in}}^* - Q_{\text{out}}^*$
- 静水圧
- 熱平衡 (粘性加熱 = 移流冷却 + 放射冷却)
- $\alpha$ 粘性

粘性流体の微分方程式系を直接に解く!

2010/10/12

# 超臨界降着円盤

表 0-1 降着円盤の3つのタイプ

	放射不良降着円盤 移流優勢円盤	標準降着円盤	超臨界降着円盤 スリム円盤
質量降着率	小さい	中ぐらい	大きい
幾何学的厚み	薄い	厚い	厚い
光学的厚み	薄い (透明)	厚い (不透明)	厚い (不透明)
回転運動	亜ケプラー的	ケプラー的	亜ケプラー的
加熱方法	粘性摩擦	粘性摩擦	粘性摩擦
冷却方法	移流冷却中心	放射冷却中心	放射冷却 + 放射捕獲
ガス温度	非常に高温	高温	高温
円盤光度	非常に暗い	明るい	非常に明るい
天体の種類	暗い活動銀河	明るい活動銀河	狭線銀1型セフィアト
天体の具体例	電波銀河 M87	銀河系中心 SgrA*	NLS1 REJ1034 + 396 NLS1 PHL1092

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 超臨界降着円盤

## 熱平衡曲線

There 光学的に厚い ves

放射冷却 vs 移流冷却

放射冷却 vs 移流冷却

放射冷却 vs 移流冷却

放射冷却 vs 移流冷却

中性水素 vs 電離水素

2010/10/12

# 超臨界降着円盤

## 冷却の状況: 放射捕獲

- ガス質量降着率が臨界降着率よりも大きい。
- ガスは十分な量があるので降着円盤は不透明である。
- 粘性加熱によってガスは高温に加熱される。
- 放射冷却するが、ガスがあまりに多いと、放射の一部あるいは大部分は、ガスに閉じ込められたままブラックホールに吸い込まれてしまう。「放射捕獲 (radiation trapping)」という。
- その結果、円盤ガスの温度は数十万度から数百万度と比較的高温で、放射の圧力が非常に大きくなり、円盤は厚くなる。
- 一方、放射も大量に発生し、エディントン光度を超える。
- これが「超臨界降着円盤 (supercritical accretion disk)」あるいは別名「スリム円盤 (slim disk)」の状態である。

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

## 超臨界降着円盤 放射捕捉の条件

- 光子の拡散速度  $\sim c/\tau$   
ただし  $\tau = \kappa \Sigma / 2$   
したがって、拡散時間  $\sim H / (c/\tau) \sim H \kappa \Sigma / 2c$
- ガスの動径落下速度  $v \sim -N / 2\pi r \Sigma$   
したがって、落下時間  $\sim r / (-v) \sim 2\pi r^2 \Sigma / N$
- 拡散時間 > 落下時間から

$$r_{\text{trap}} = \frac{3}{2} \dot{m} \left( \frac{H}{r} \right) r_g,$$

太陽



降着円盤



2010/10/12

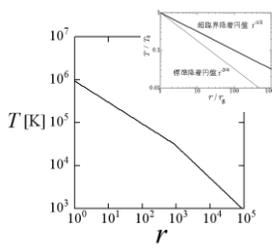
## 超臨界降着円盤 表面温度分布

- 粘性加熱によって解放された重力エネルギーは、円盤のガスの内部エネルギー(熱エネルギー)に変換した後、降着円盤の表面から放射エネルギーとして放射される。
- ブラックホールが作る重力勾配は中心ほど大きくなるので、単位体積あたりのエネルギー解放も中心ほど大きく、円盤ガスの温度も中心に近づくほど高くなる。
- 単純化したモデルの場合 (J. Fukue 2000年、2004年)、超臨界円盤の表面温度  $T$  は、ブラックホールの質量  $M$ 、中心からの距離  $r$  の関数として、  
$$T = 1.6 \times 10^6 M_6^{1/4} r_g^{-1/2} \text{ K}$$
 となる。ここで、 $M_6$  は100万太陽質量を単位としたブラックホールの質量、 $r_g$  は10<sup>9</sup>mを単位とした中心からの距離。

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      8

## 超臨界降着円盤 表面温度分布

- 超臨界円盤の表面温度分布
  - 横軸はシュバルツシルト半径を単位とした中心からの距離で、縦軸は絶対温度を単位とした表面温度
  - パラメータは、ブラックホールの質量が100万太陽質量、質量降着率が1太陽質量/年
- 途中で折れ曲がりがあるが、折れ曲がりより内側が超臨界円盤で、外側は標準円盤になっている



2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      9

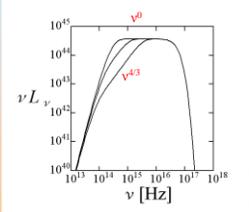
## 超臨界降着円盤 スペクトル

- 超臨界円盤も標準円盤と同様に円盤は不透明であり、円盤の表面は黒体放射をしている。
- 円盤の表面温度は場所(半径)によって異なるために、超臨界円盤から放射される光のスペクトルは、太陽などのような単純な黒体放射のスペクトルにはならない。さまざまな場所(半径)から放射された、それぞれの場所(半径)での温度に相当する黒体放射スペクトルを足し合わせたものになる。
- 表面温度分布は異なるので、超臨界円盤のスペクトルと標準円盤のスペクトルとは異なったものになる。

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      10

## 超臨界降着円盤 スペクトル

- 超臨界円盤から放射される連続スペクトル (J. Fukue 2004年)
  - 横軸は振動数で、縦軸は光の強度に振動数を掛けたもの
  - ブラックホールの質量が100万太陽質量、質量降着率が下から1太陽質量/年、10太陽質量/年、100太陽質量/年
- 質量降着率が小さいと(下)、円盤の大部分は標準円盤状態で、少し引き延ばした黒体放射的なスペクトルになる。質量降着率が大きくなると(中)、円盤は次第に超臨界状態になり、スペクトルの形が変わる。そして質量降着率が十分に大きくと(上)、円盤全体が超臨界円盤状態になると、 $\nu L_\nu$  がほぼ一定となる。



2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      11

## 超臨界降着円盤 円盤光度

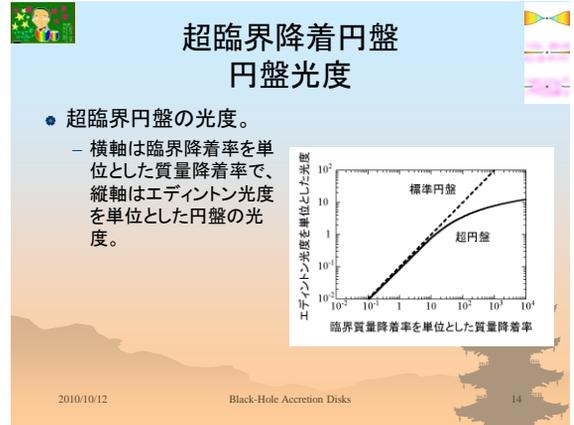
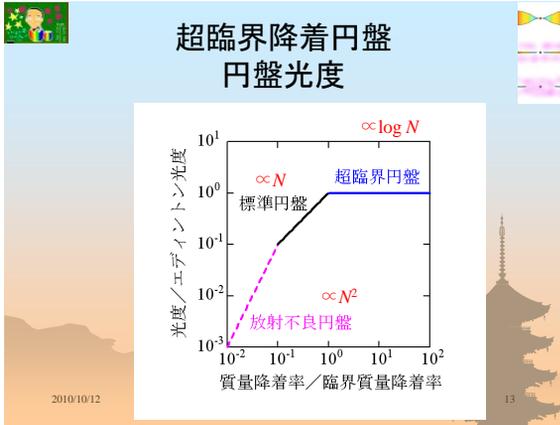
- 円盤表面から単位時間単位面積あたりに放射されるエネルギーを円盤表面全体で積分すれば、円盤光度が得られる。
- 超臨界円盤の表面温度分布を用いると、  
$$L = L_E \ln(N/N_{\text{crit}})$$
- ただし、 $L_E$  はブラックホールのエディントン光度、 $M$  は質量降着率、 $N_{\text{crit}}$  は臨界質量降着率である。
- 超臨界円盤では、質量降着率が増えても、光度は対数的にしか増えない。超臨界円盤では、ガスが大量に降り積もるので、円盤内部で発生した光子が外部にすべて逃げる事ができないため、光子の一部あるいは大部分は、落下するガスに閉じ込められたまま、ブラックホールに吸い込まれてしまう(放射捕捉)。

$$Q_{\text{rad}}^- \sim \left( \frac{24}{\xi} \right)^{1/2} \frac{L_E}{2\pi r^2},$$

$$L_{\text{max}} \sim \int Q_{\text{rad}}^- 2\pi r dr$$

$$\sim \left( \frac{24}{\xi} \right)^{1/2} \ln \left( \frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}} \right) \cdot L_E,$$

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      12



## 超臨界降着円盤 適用天体

- 超臨界円盤で狭輝線1型セイファート銀河のスペクトルを説明する試みは嶺重(S. Mineshige)らが行い、現在も研究が進められている(S. Mineshige他2000年; T. Kawaguchi 2003年)。
- 活動銀河はだいたい明るいのだが、その中でも、ある種のクェーサーや、超光度赤外線銀河ULIRGはとくに明るい。また狭輝線1型セイファート銀河と呼ばれるタイプは、ブラックホールの質量が比較的小さい(太陽質量の100万倍程度)と予想される割に、期待以上に明るい。これら、中心のブラックホールのエディントン光度よりも明るい活動銀河核では、おそらく超臨界降着円盤が頑張っているのだろう。

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 15

## 10.1 自己相似解

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 16

## 自己相似解

- 光学的に厚い超臨界降着円盤で、物理量を鉛直方向に積分した定常一次元流 slim disk の基礎方程式は、常微分方程式系
- 本来は適当な境界条件の下で数値的に解けばいい
- ある条件下では解析的な自己相似解 (self-similar solution) が存在する
  - ニュートンポテンシャル
  - 角運動量の境界値  $l_{in}$  を無視
  - 移流冷却が粘性加熱に比例
- 自己相似解のメリット
  - 解析的に取り扱える
  - 物理的性質の見通しがいよ
  - 仮定(近似)が正しい場合には、現象をかなり正しく記述する
    - ・ 例: 超新星爆発のSedov解
- 自己相似解のデメリット
  - 適用範囲に限られる(空間的・時間的境界付近はダメ)
  - 定量的にはファクター程度ずれることが多い
  - 使った仮定に依存する
  - そもそも常に存在するとは限らない

$Q_{adv}^- = f Q_{vis}^+$

$0 < f < 1$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 17

## 自己相似解 方程式と解の形

- 方程式系で次元をもった量は、GMとdotMだけ
- 次元解析→物理量の依存性

$$\dot{M} = -4\pi r v_r \rho H = \text{const.}$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = r(\Omega^2 - \Omega_K^2) - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr}$$

$$\rho r H v_r \frac{d(r^2 \Omega)}{dr} = \frac{d}{dr} \left( \nu \rho H r^2 \frac{d\Omega}{dr} \right),$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \rho H v_r \frac{dc_s^2}{dr} - c_s^2 H v_r \frac{d\rho}{dr} = f Q_{vis} = f \nu \rho H \left( r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2,$$

$$\nu = \alpha c_s H, \quad H = c_s / \Omega_K, \quad \text{and } c_s = (P/\rho)^{1/2},$$

$$[GM] = L^3 T^{-2} \quad \text{and} \quad [\dot{M}] = M T^{-1},$$

$$T \propto L^{3/2}, \quad [V] = L T^{-1} \propto L^{-1/2}, \quad [\Sigma] = \frac{[\dot{M}]}{L[V]} \propto L^{-1/2},$$

$$v_r \propto r^{-1/2}, \quad v_\phi \propto r^{1/2}, \quad T \propto c_s^2 \propto r^{-1}, \quad \Sigma \propto \rho H \propto r^{-1/2}.$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 18



# 自己相似解

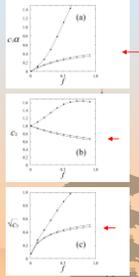
Watarai and Fukue 1999  
Fukue 2000

- パラメータ
  - 比熱比  $\gamma$
  - 粘性  $\alpha$
  - 移流  $f$

$$\begin{aligned}
 v_r(r) &= -c_1 \alpha \eta(r), \\
 v_\phi(r) &= c_2 v_{\text{ff}}(r), \\
 v_z(r) &= \sqrt{c_3} v_r(r), \\
 c_1^2(r) &= c_3 \alpha_0^2(r),
 \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned}
 \eta(r) &= \sqrt{\frac{GM}{r}}, \\
 c_1 &= \frac{5+2\epsilon'}{3\alpha^2} g(\alpha, \epsilon'), \\
 c_2 &= \sqrt{\frac{2\epsilon'(5+2\epsilon')}{9\alpha^2}} g(\alpha, \epsilon'), \\
 c_3 &= \frac{2(5+2\epsilon')}{9\alpha^2} g(\alpha, \epsilon'), \\
 \epsilon' &\equiv \frac{c}{f} = \frac{1}{f} \left( \frac{5}{3} - \gamma \right), \\
 g(\alpha, \epsilon') &\equiv \sqrt{1 + \frac{18\alpha^2}{(5+2\epsilon')^2} - 1}.
 \end{aligned}$$



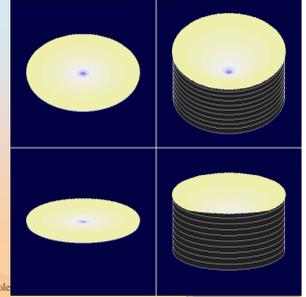
2010/10/12



# 自己相似解

Watarai and Fukue 1999  
Fukue 2000

$$\begin{aligned}
 \Sigma &= \frac{\dot{M}}{2\pi} \frac{1}{c_1 \alpha} \frac{1}{\sqrt{GM} r}, \\
 \tau &= \frac{1}{2} \kappa \Sigma = \frac{\kappa}{4\pi} \frac{\dot{M}}{c_1 \alpha} \frac{1}{\sqrt{GM} r}, \\
 \frac{H}{r} &= \sqrt{c_3} = \tan \delta,
 \end{aligned}$$



2010/10/12

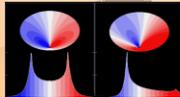
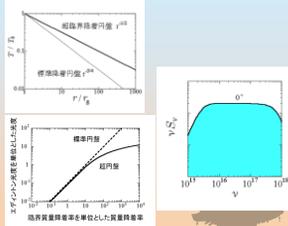
Black-Hole



# 自己相似解

Watarai and Fukue 1999  
Fukue 2000

$$\begin{aligned}
 \Pi_{\text{rad}} &= \Sigma c_s^2 = \frac{\dot{M}}{2\pi} \frac{c_3}{c_1 \alpha} \sqrt{\frac{GM}{r^3}}, \\
 F &= \sigma T_c^4 = \frac{3cM}{16\pi} \frac{\sqrt{c_3}}{c_1 \alpha} \sqrt{\frac{GM}{r^5}}, \\
 \sigma T_{\text{eff}}^4 &= \frac{\sigma T_c^4}{\tau} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{c_3}}{4\pi} \frac{L_E}{4\pi r^2}, \\
 T_{\text{eff}} &= \left( \frac{3\sqrt{c_3} L_E}{16\pi \sigma} \right)^{1/4} r^{-1/2}, \\
 L_d &= \frac{3}{4} \sqrt{c_3} L_E \log \frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}}.
 \end{aligned}$$



2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks



# 10.2 数値解

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks



22

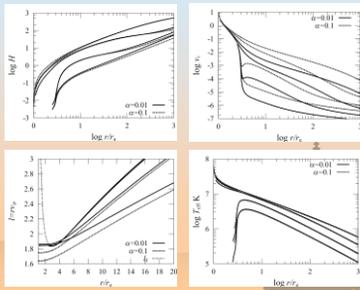


# 数値解

Watarai et al. 2005

- 物理量
  - 厚み
  - 流速
  - 角運動量
  - 温度

- $\alpha=0.01, 0.1$
- dot  $m=1, 10, 100, 1000$



2010/10/12



# 数値解

## 熱平衡曲線

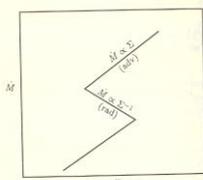


Fig. 10.2 Schematic picture showing the middle and upper branches of the S-shaped equilibrium sequence. The lines indicated by "rad" and "adv" are the middle and upper branches given by equations (10.6) and (10.7), respectively. The lower branch is also shown here for a comparison (see chapter 3).

2010/10/12

Black-H

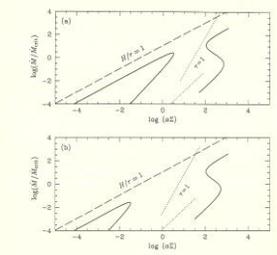


Fig. 10.3 Thermal equilibria for optically thick (the right solid S-shaped curve) and optically thin (the left solid curve) accretion disks. The upper branches of both curves represent advection-dominated solutions. The configurations on the left side of the dotted line ( $\tau = 1$ ) are optically thin, where  $\tau$  is the effective optical depth calculated by assuming that the presence is dominated either by radiation (the upper one) or by gas (the lower one). (a) The parameters are  $M/M_{\text{ch}} = 10$ ,  $r_{\text{in}} = 5$ .



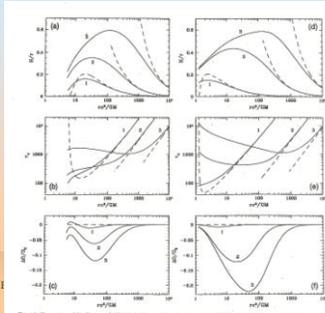
## 数値解 カーブラックホール Beloborodov 1998

- 物理量

- 厚み
- 光学的厚み
- $\Delta\Omega$

- $\alpha=0.1$
- $N=N_{cr}, 100, 1000$

- $\alpha=0$  (left) and  $0.998$  (right)



2010/10/12



## 数値解 カーブラックホール Beloborodov 1998

- 物理量

- 温度

- $\alpha=0.3$

- left
- $\alpha=0$ :  $N=10, 100, 1000$

- right
- $\alpha=0.998$ :  $N=1, 10, 1000$

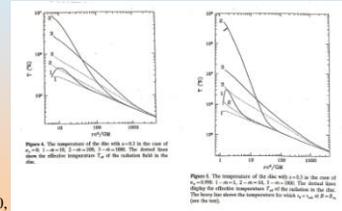


Figure 5. The temperature of the disk with  $\alpha=0.3$  for the case of  $\alpha_0=0.998$ . 1:  $m=1$ , 2:  $m=10$ , 3:  $m=100$ . The dotted lines show the effective temperature  $T_{eff}$  of the radiation field in the disk.

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

26



## 10.3 放射スペクトル

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

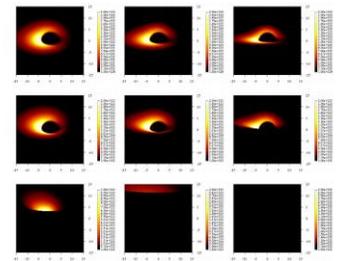
27



## 撮像: ブラックホールのシルエット 超臨界円盤の場合

- Supercritical disks  
around a Schwarzschild hole

- Watarai et al. 2005



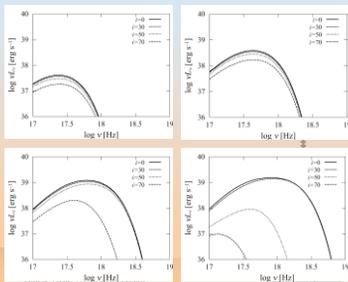
2010/10/12



## 放射スペクトル 擬ニュートン Watarai et al. 2005

- 物理量

- $vL_{\nu}$
- dot  $m=1, 10, 100, 1000$



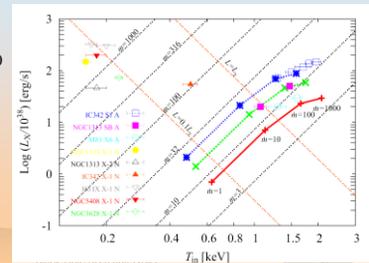
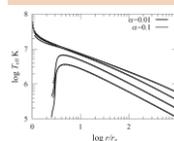
2010/10/12



## 放射スペクトル 対象天体 Watarai et al. 2005

- ULXへの応用

- $i=30^\circ$
- $m=10, 20, 30$

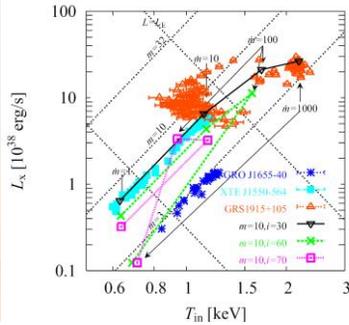




## 放射スペクトル 対象天体

Watarai et al. 2005

- MQへの応用



2010/10/12



## 放射スペクトル 円盤光度

$$\Pi_{\text{rad}} = \Sigma v_a^2 = \frac{\dot{M}}{2\pi} \frac{c_3}{c_1 \alpha} \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$$

$$F = \sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{3cM}{16\pi} \frac{\sqrt{c_3}}{c_1 \alpha} \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$$

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{\sigma T_{\text{in}}^4}{\tau} = \frac{3}{4} \sqrt{c_3} \frac{L_E}{4\pi r^2}$$

$$T_{\text{eff}} = \left( \frac{3\sqrt{c_3} L_E}{16\pi\sigma} \right)^{1/4} r^{-1/2}$$

$$L_d = \frac{3}{4} \sqrt{c_3} L_E \log \frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}}$$

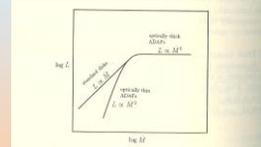


Fig. 10.10 Schematic picture showing the relation between luminosity  $L$  and the mass-accretion rate  $\dot{M}$ .

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

32



## 10.4 熱不安定

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

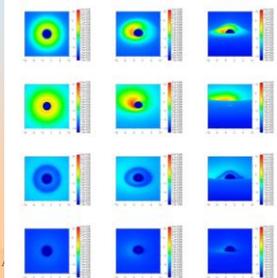
33



## 熱不安定: limit-cycle oscillation “見た目”の変化

- 輻射圧優勢円盤の熱不安定性

- Lightman and Eardley 1974;
- Shibazaki and Hoshi 1975;
- Shakura and Sunyaev 1976
- Abramowicz et al. 1986
- Matsumoto et al. 1989;
- Honma et al. 1991; Lasota and Pelat 1991; Chen and Taam 1994
- Watarai and Mineshige 2003 (MQ GRS1915+105)
- Kawata et al. 2005



2010/10/12

Black-Hole

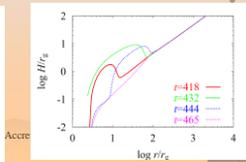
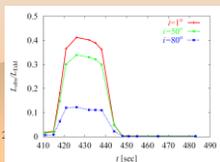
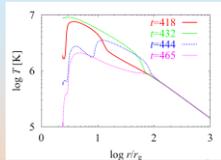


## 熱不安定: limit-cycle oscillation 温度分布など

Kawata et al. 2006

- 物理量

- 温度分布
- 厚さ
- 光度変化
  - $\mu=0.1, \alpha=0.1, m=10$



2010/10/12

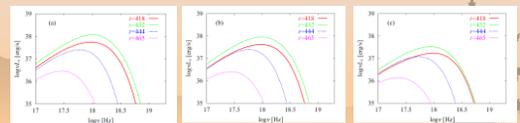


## 熱不安定: limit-cycle oscillation スペクトル

Kawata et al. 2006

- 物理量

- $vL_v$ 
  - $\mu=0.1, \alpha=0.1, m=10$
  - $i=1^\circ, 50^\circ, 80^\circ$



2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

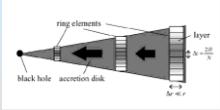
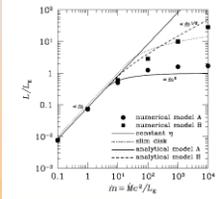
36

# 10.5 数値シミュレーション

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 37

# SLIMモデルの問題点

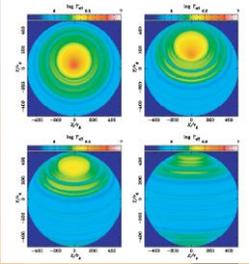
- 鉛直方向に積分した one-zone...簡単すぎる
- 放射捕捉が正確に扱われていない
- 2D/3Dにすると→光子拡散は斜め→スペクトルや光度へ影響する

Ohsuga et al. 2002

# 数値シミュレーション

- 2Dの輻射流体シミュレーション
  - Eggum et al. 1988
  - Okuda 2002
  - Ohsuga et al. 2005
  - Ohsuga 2006



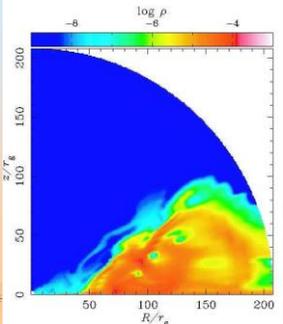
Ohsuga et al. 2002

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 39

# 数値シミュレーション

Ohsuga et al. 2005

- 2D密度分布
  - $m=10$
  - dot  $m=1000$
  - $Z=Z_{sun}$

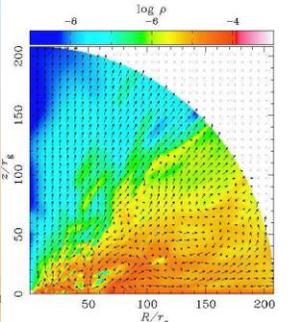


2010/10/12 Black-H

# 数値シミュレーション

Ohsuga et al. 2005

- 2D密度+速度
  - $m=10$
  - dot  $m=1000$
  - $Z=Z_{sun}$



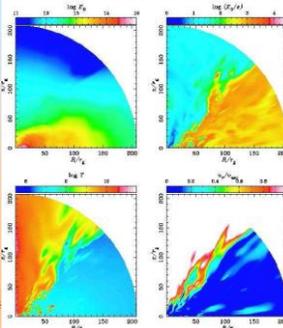
2010/10/12 Black-

# 数値シミュレーション

Ohsuga et al. 2005

- 輻射エネルギー密度
- 輻射E/物質E
- ガス温度(左下)
- 動径速度/脱出速度

- $m=10$
- dot  $m=1000$
- $Z=Z_{sun}$



2010/10/12 Black-



## 未解決の問題

- 輻射場の取り扱い:  
FLD:flux-limited diffusion scheme  
– ?
- 磁場の取り扱い:  
– まだ(輻射場と)同時に扱われていない

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

43

# ブラックホール降着円盤の物理

## Black-Hole Accretion Disks: Revised

1. Introduction (Introduction and Observations)
2. Physical Processes
3. Classical Models
4. Secular and Thermal Instabilities
5. Dwarf-Nova Type Instability ×
6. Observability of Relativistic Effects
7. Basic Equations
8. Transonic Flow
9. Radiatively Inefficient Accretion Flow and ADAF
10. Supercritical Accretion Flow and Slim Disk
11. Basics of Disk Oscillations
12. Quasi-Periodic Oscillations
- \*\* Relativistic Radiation Flow: Velocity-Dependent Variable Eddington Factor

### 11 Basics of Disk Oscillations

1. Classification of Oscillations
2. Basic Equations
3. Dispersion Relation and Basic Properties

2010/10/12 Black-Hole

# 11.0 微小振動

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 2

# 微小振動

## 波動の種類と復元力

- 平衡状態に微小な擾乱を与えたときに、どのような波動が生じ伝播するか
- 音波 acoustic wave, *p-mode* / 圧力
- 重力波 gravity wave, *g-mode* / 浮力
- 慣性波 inertial wave, *e-mode* / e.g., 遠心力
  - (エビサイクリック振動)

波動	媒質	復元力	その他
音波	あらゆる流体	圧力	縦波
重力波	成層流体	浮力	横波
慣性重力波	回転流体	コリオリの力	横波
エビサイクリック振動	回転流体	遠心力	
静電波	電磁流体	静電力	
磁気流体波	磁気流体	磁気応力	
磁気音波	磁気流体	ガス圧+磁気圧	縦波
アルペン波	磁気流体	磁気張力	横波

2010/10/12 3

# 微小振動

## 音波

- 音波 (acoustic wave): 圧縮性流体に微小振動を与えたとき、圧力を復元力として伝播する縦波
- 角振動数  $\omega$ 

$$\omega = c_s k \quad (\lambda v = c_s)$$
  - 振動数  $\nu$
  - 角振動数  $\omega = 2\pi\nu$
  - 波長  $\lambda$
  - 波数  $k = 2\pi/\lambda$
- 音速  $c_s$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 4

# 微小振動

## 音波

- 音波の導出
  - 一様静止大気中に微小振動を与え、方程式を線形化して、分散関係式を導く

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$$

$$P = K \rho^\gamma$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(x, t)$$

$$P = P_0 + P_1(x, t)$$

$$v = v_0 + v_1(x, t); \quad v_0 = 0$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_1}{\partial x}$$

$$P_1 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \rho_1$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks

# 微小振動

## 音波

- 音速  $c_s^2 \equiv \gamma \frac{P_0}{\rho_0}$
- 平面波解  $f(x, t) \propto \exp(i\omega t - ikx) = e^{i\omega t - ikx}$

$$\begin{bmatrix} i\omega & 0 & -ik\rho_0 \\ 0 & -ik/\rho_0 & i\omega \\ c_s^2 & -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_1 \\ P_1 \\ v_1 \end{bmatrix} = 0$$

- 分散関係式 dispersion relation  $\omega^2 - c_s^2 k^2 = 0$

$$c_s^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} = \gamma \frac{R}{\mu} T_0$$

$$c_s = 526 \text{ km/s } T_0^{1/2}$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 6

## 微小振動 重力波

- **重力波 (gravity wave):**  
成層大気に微小摂動を与えたとき、浮力を復元力として伝播する横波
- **プラントバイサラ振動数**  

$$N = \sqrt{(\gamma - 1) g / c_s}$$
  - $\gamma$ : 比熱比
  - $g$ : 重力加速度

2010/10/12 Black-Hole

## 微小振動 重力波

- **重力波の導出**
  - 等温成層大気に微小摂動を与え、方程式を線形化して、分散関係式を導く
  - 平衡大気(等温)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho v_z)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \ln \left( \frac{P}{\rho} \right) = 0$$

$$P = \frac{\rho}{\rho_0} P_0$$

$$\rho_0(z) = \rho_0(0) e^{-z/H}$$

$$P_0(z) = P_0(0) e^{-z/H}$$

$$H = \frac{RT_0}{\mu g}$$

$$g = -\frac{1}{\rho_0} \frac{dP_0}{dz} = \frac{c_s^2}{\gamma H}$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disk 8

## 微小振動 重力波

- 平面波解
- **分散関係式 dispersion relation**
  - $N$ : プラントバイサラ振動数 (Brunt-Vaisala frequency)
  - $N_{ac}$ : 音波遮断振動数 (acoustic cut-off frequency)

$$\omega \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) - ik_x v_x - ik_y v_y + \frac{d v_z}{dz} - \frac{v_z}{H} = 0$$

$$i \omega v_x = -ik_x \frac{P}{\rho_0}$$

$$i \omega v_y = -ik_y \frac{P}{\rho_0}$$

$$i \omega v_z = -\frac{1}{\rho_0} \frac{dP}{dz} - \frac{P}{\rho_0} \frac{g}{H}$$

$$i \omega \frac{P}{\rho_0} - i \omega v_z \frac{\rho_0}{\rho_0} + (\gamma - 1) \frac{v_z}{H} = 0$$

$$\frac{P}{\rho_0} = \frac{v_z}{T_0}$$

$$\omega^4 - (c_s^2 k^2 + N^2) \omega^2 + c_s^2 (k_x^2 + k_y^2) N^2 = 0$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

$$N^2 = (\gamma - 1) \frac{g^2}{c_s^2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \frac{c_s^2}{H^2}$$

$$N_{ac}^2 = \frac{c_s^2}{4H^2}$$

2010/10/12 Black-Hole Ac 11

## 微小振動 重力波

- **分散関係式 dispersion relation**
  - $g \sim (GM/r^3) H \sim \Omega^2 H$
  - $c_s^2 \sim \Omega^2 H^2$
  - $N \sim \sqrt{(\gamma - 1) \Omega} \sim 0.82 \Omega$
  - $N_{ac} \sim \Omega/2 \sim 0.5 \Omega$

$$\omega^4 - (c_s^2 k^2 + N^2) \omega^2 + c_s^2 (k_x^2 + k_y^2) N^2 = 0$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

$$N^2 = (\gamma - 1) \frac{g^2}{c_s^2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \frac{c_s^2}{H^2}$$

$$N_{ac}^2 = \frac{c_s^2}{4H^2}$$

$$\omega_+^2 = \frac{1}{2} \left[ c_s^2 k^2 + N_{ac}^2 + \sqrt{(c_s^2 k^2 + N_{ac}^2)^2 - 4c_s^2 (k_x^2 + k_y^2) N^2} \right]$$

$$\omega_-^2 = \frac{1}{2} \left[ c_s^2 k^2 + N_{ac}^2 - \sqrt{(c_s^2 k^2 + N_{ac}^2)^2 - 4c_s^2 (k_x^2 + k_y^2) N^2} \right]$$

20

## 微小振動 重力波

- **診断図**

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 11

## 微小振動 慣性波

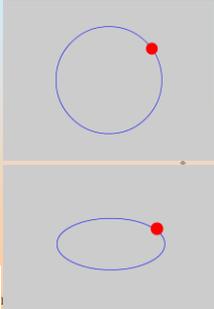
- **慣性波 (inertial wave):**  
回転流体などに微小摂動を与えたとき、たとえば遠心力を復元力として伝播する波動
- **エピサイクリック振動**  

$$\omega = \kappa$$

$$\kappa_{GR} = \sqrt{\frac{GM}{r^3} \left( 1 - \frac{3r_g}{r} \right)}$$
- **鉛直エピサイクリック振動**  

$$\omega = \Omega_{\perp}$$

$$\Omega_{\perp}^2(r) = \Omega_k^2 \left[ 1 \mp 4 \left( \frac{r_g}{2r} \right)^{3/2} a_* + 3 \left( \frac{r_g}{2r} \right)^2 a_*^2 \right]$$



11

## 微小振動 慣性波

- 慣性波の導出
  - ケプラー回転流体に(半径方向または鉛直方向に)微小摂動を与え、方程式を線形化して、分散関係式を導く

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} - v_r^2 \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{\partial v_z}{\partial t} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} + N_r + K_r,$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_r}{\partial t} \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \rho}{\partial z} + N_z + K_z,$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial t} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} + N_r + K_r,$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_r}{\partial t} \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \rho}{\partial z} + N_z + K_z,$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_r^2}{r} = -\frac{GM}{r^2},$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{v_r v_z}{r} = 0,$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{GM}{r^3} z \equiv \Omega^2 z,$$

$$v_r = 0 + v_r,$$

$$v_\phi = r\Omega + v_\phi,$$

$$v_z = 0 + v_z,$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 13

## 微小振動 慣性波

- 分散関係式 dispersion relation
  - $\kappa$ : (水平ノ動径) エピサイクリック振動数 (horizontal/radial epicyclic frequency)
  - $\Omega$ : 鉛直エピサイクリック振動数 (vertical epicyclic frequency)

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} - \frac{2r\Omega v_z}{r} = 0,$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} \left[ \Omega + \frac{\partial}{\partial r} (r\Omega) \right] = 0,$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\Omega^2 z,$$

$$\frac{\partial^2 v_r}{\partial t^2} - \frac{2\Omega}{r} \frac{d}{dr} (r^2 \Omega) v_r = \frac{\partial^2 v_r}{\partial t^2} + \kappa^2 v_r = 0$$

$$v_r \propto \exp(\pm i\kappa t)$$

$$z \propto \exp(\pm i\Omega t)$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 14

## 微小振動 相対論的エピサイクリック振動数

- エピサイクリック振動数
  - $r_g$ : シュバルツシルト半径
  - $a_*$ : スピンパラメータ

The epicyclic frequency  $\kappa$ , which is  $\kappa_N = \Omega_N$  in the Newtonian case, becomes

$$\kappa_{GR} = \sqrt{\frac{GM}{r^3} \left( 1 - \frac{3r_g}{r} \right)}. \quad (2.95)$$

$$\kappa_{PN} = \sqrt{\frac{GM(r-3r_g)}{r(r-r_g)^3}}. \quad (2.96)$$

For the rotating black hole,

$$\kappa_{Kerr}^2 = \frac{GM}{r^3} \frac{1 - 3r_g/r + 8a_*(r_g/2r)^{3/2} - 3a_*^2(r_g/2r)^2}{[1 + a_*(r_g/2r)^{3/2}]^2}. \quad (2.97)$$

2010/10/12 15

## 微小振動 相対論的エピサイクリック振動数

- エピサイクリック振動数

2010/10/12 16

## 微小振動 相対論的鉛直エピサイクリック振動数

- 鉛直エピサイクリック振動数
  - $r_g$ : シュバルツシルト半径
  - $a_*$ : スピンパラメータ

$$\Omega_{\perp}^2(r) = \Omega_K^2 \left[ 1 \mp 4 \left( \frac{r_g}{2r} \right)^{3/2} a_* + 3 \left( \frac{r_g}{2r} \right)^2 a_*^2 \right],$$

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 17

## 微小振動 相対論的鉛直エピサイクリック振動数

- 鉛直エピサイクリック振動数

2010/10/12 18



## 11.2 円盤振動の種類

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      19



## 降着円盤の微小振動

- 通常の流体系
- 圧力とエントロピー勾配が復元力として働く
- 前者は音波 acoustic wave を引き起こし、後者は内部重力波 internal gravity wave や対流 convection の原因となる
- 降着円盤系
- 遠心力と鉛直重力が強い復元力として加わる
- 前者は動径エピサイクリック振動 radial epicyclic oscillation を、後者は鉛直エピサイクリック振動 vertical epicyclic oscillation を起こす

エピサイクリック振動が大勢を支配し、音波や重力波は(弱い)影響を及ぼすだけになる

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      20



## 11.2 基礎方程式

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      21



## 11.3 分散関係式

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      22



## 分散関係式

- 分散関係式の導出
  - PN近似的重力場中で回転している、等温成層円盤に、断熱的で非粘性の微小摂動を与え方程式を線形化し、簡単のために浮力を無視して、局所近似のもとで、分散関係式を導く
- 回転系の角振動数
 

$$\tilde{\omega} \equiv \omega - m\Omega.$$
- 円周方向の節数  $m$
- 鉛直方向の節数  $n$

$$(\tilde{\omega}^2 - \kappa^2)(\tilde{\omega}^2 - n\Omega_K^2) = \tilde{\omega}^2 k_r^2 c_s^2.$$

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      23



## 降着円盤の微小振動 単純な分類は難しいが・・・

$$(\tilde{\omega}^2 - \kappa^2)(\tilde{\omega}^2 - n\Omega_K^2) = \tilde{\omega}^2 k_r^2 c_s^2.$$

- 2つの解をもつ  $\omega_+^2 > \omega_-^2$ 
  - high frequency mode  $\omega_+^2$   
acoustic waves / p-mode と呼びたい
  - low frequency mode  $\omega_-^2$   
gravity wave / g-mode と呼びたい

2010/10/12      Black-Hole Accretion Disks      24



## 降着円盤の微小振動 $n=0, m=0$

$$(\tilde{\omega}^2 - \kappa^2)(\tilde{\omega}^2 - n\Omega_K^2) = \tilde{\omega}^2 k_r^2 c_s^2.$$

fundamental mode ( $n=0$ ) in the vertical direction  
axial-symmetric case ( $m=0$ )

$$\omega^2 = \kappa^2 + k_r^2 c_s^2.$$

これは円盤銀河でもよく知られたモード  
**inertial-acoustic wave / p-mode** と呼んでいる

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

25



## 降着円盤の微小振動 $n=0$

$$(\tilde{\omega}^2 - \kappa^2)(\tilde{\omega}^2 - n\Omega_K^2) = \tilde{\omega}^2 k_r^2 c_s^2.$$

fundamental mode ( $n=0$ ) in the vertical direction

- $\omega_+^2 > \kappa^2, \omega_-^2 \sim 0$

これも **(inertial-)acoustic wave / p-mode** でよい

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

26



## 降着円盤の微小振動 $n > 2$

$$(\tilde{\omega}^2 - \kappa^2)(\tilde{\omega}^2 - n\Omega_K^2) = \tilde{\omega}^2 k_r^2 c_s^2.$$

overtone ( $n > 2$ ) in the vertical direction

- $\omega_+^2 > n\Omega_K^2 + m^2 c_s^2 / r^2, 0 < \omega_-^2 < \kappa^2$

高 ( $\omega_+$ ): **acoustic wave / p-mode**

低 ( $\omega_-$ ): **gravity wave / g-mode**

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

27



## 降着円盤の微小振動 $n=1$

$$(\tilde{\omega}^2 - \kappa^2)(\tilde{\omega}^2 - n\Omega_K^2) = \tilde{\omega}^2 k_r^2 c_s^2.$$

overtone ( $n=1$ ) in the vertical direction

- $\omega_+^2 > \Omega_K^2 + m^2 c_s^2 / r^2 \sim \Omega_K^2, 0 < \omega_-^2 < \kappa^2$

高 ( $\omega_+$ ): **corrugation wave / c-mode**

低 ( $\omega_-$ ): **gravity wave / g-mode**

2010

鉛直方向の重力を復元力とする非圧縮性の鉛直振動



## 降着円盤の微小振動 まとめ

$$(\tilde{\omega}^2 - \kappa^2)(\tilde{\omega}^2 - n\Omega_K^2) = \tilde{\omega}^2 k_r^2 c_s^2.$$

	高振動波 $\omega_+^2$	低振動波 $\omega_-^2$
$n=0$	<b>inertial-acoustic wave</b> <b>p-mode</b>	
$n=1$	<b>corrugation wave</b> <b>c-mode</b>	<b>gravity wave</b> <b>g-mode</b>
$n > 2$	<b>acoustic wave</b> <b>p-mode</b>	<b>gravity wave</b> <b>g-mode</b>

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

29



- 診断図 diagnostic diagram
- 伝播図 propagation diagram
- 波の捕捉 wave trapping

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

30

# ブラックホール降着円盤の物理

## Black-Hole Accretion Disks: Revised

- 1. Introduction (Introduction and Observations) • summary
- 2. Physical Processes
- 3. Classical Models
- 4. Secular and Thermal Instabilities
- 5. Dwarf-Nova Type Instability ×
- 6. Observability of Relativistic Effects
- 7. Basic Equations
- 8. Transonic Flow
- 9. Radiatively Inefficient Accretion Flow and ADAF
- 10. Supercritical Accretion Flow and Slim Disk
- 11. Basics of Disk Oscillations
- 12. Quasi-Periodic Oscillations
- \*\* Relativistic Radiation Flow: Velocity-Dependent Variable Eddington Factor

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks



# まとめにかえて

## 降着円盤は調べ尽くされたか?

### ノー!

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 2

# 天体構造のモデル

- ステップ
  - 構造 (静的、定常流)
  - 放射スペクトル
  - 安定性 (力学、熱)
  - 時間変化 (非線形振動)
  - 振動波動
- 手法 (物理)
  - 流体力学
  - 磁気流体力学
  - 輻射過程
  - 輻射輸送
  - 相対論
  - 素過程
    - 電離
    - 二温度
    - 電子陽電子
    - 元素組成
    - 核反応
    - 塵
- 手法 (数学)
  - 微分 (積分) 方程式
  - 代数化
  - 線形化
  - 離散化

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 3

# 未解決のテーマ

## 素過程

- 基礎物理
  - 粘性の定式化
    - causality problem
      - Narayan 1992
      - Kato and Inagaki 1994
  - (磁気)乱流のしくみ
    - 磁場MRI
      - Balbus and Hawley 1991
    - 非磁場
      - Narayan et al.
  - 相対論的輻射輸送
    - closure problem
    - causality problem
      - Turolla et al. 1995
      - Dullemond 1999
- 多相性の導入
  - 混相流体 (ガス+輻射+ダスト)
    - Kamaya 1998
- 非一様性の導入
  - photon bubble
    - Prendergast and Spiegel 1973
    - Klein et al. 1996
    - Gammie 1998
    - Begelman 2001, 2006
  - 多孔質性porosity
    - Shaviv 1998, 2000
    - Ruszkowski and Begelman 2003
    - Owocki et al. 2004

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 4

# 未解決のテーマ

## 精密化・複合化

- 精密化
  - 輻射を入れた大気構造
    - Hubeny 1990, so many
  - 照射の効果
    - Ko and Kallman 1991
    - Malbet and Bertout 1991
  - スペクトル線形成
    - Hubeny et al.
- 環境との相互作用
  - コロナ
    - Liang and Nolan 1984
    - Lightmann and White 1988
    - Haardt and Maraschi 1991
    - Kawaguchi et al. 2001
  - 相対論的ジェット
  - 共進化
- 複合化
  - 流体+輻射+磁場

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 5

# 未解決のテーマ

## シミュレーション

- 磁気流体MHDシミュレーション
  - 素過程の曖昧さ
  - スペクトルパラドックス
  - 明るい天体はダメ
- 輻射流体シミュレーション
  - まだまだ
  - 相対論的領域

2010/10/12 Black-Hole Accretion Disks 6



## 未解決のテーマ 新しい天体領域

- 高エネルギー領域
  - 素粒子反応
  - 電子陽電子対
  - ニュートリノ
- ニュートリノ円盤
  - (極)超新星の際にできる星核降着円盤
- Thorne-Zytkow円盤
  - 擬赤色巨星中の中性子星を取り巻く降着円盤
- 低エネルギー領域
  - ダストの役割
  - 原子線・分子線
- Pop III降着円盤
  - Pop III星の周星円盤
  - Pop III円盤

2010/10/12

Black-Hole Accretion Disks

7

