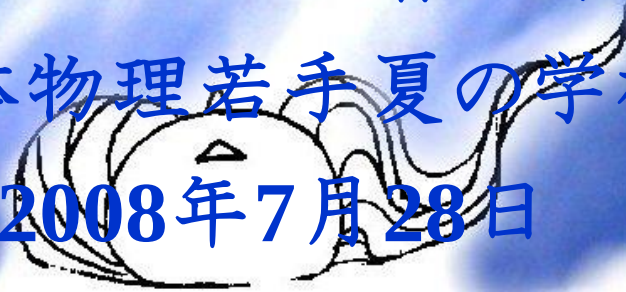


# 宇宙ジェット理論のすべて(誇張)

## *Astrophysical Jets* *Theories Of Everyjets*

福江 純 @ 大阪教育大学  
天文天体物理若手夏の学校  
筑波2008年7月28日





# 全体目次

- 1 宇宙ジェット現象:観測の概要 (Lv 5-)
- 2 宇宙ジェット現象:理論の概要 (Lv 5-)
- 3 流体力学的(HD/RHD)モデル (Lv 10-)
- 4 磁気流体力学的(MHD/RMHD)モデル (Lv 20-)
- 5 輻射流体力学的(RHD/RRHD)モデル (Lv 30-)
- 6 相対論的輻射流体力学の定式化 (Lv 40-)
- 7 最近の研究の進展 (Lv 30-): 詳細は『天文月報』連載予定  
一般化されたミルナーエディントン解、ブラックホール風の見え方  
輻射圧駆動ブラックホール風のモデル、相対論的変動エディントン因子  
(時間の範囲でアラカルトに)
- 8 お宝地図 (Lv ?)







宇宙ジェット現象  
観測

*Astrophysical Jets*

*Observational Overviews*





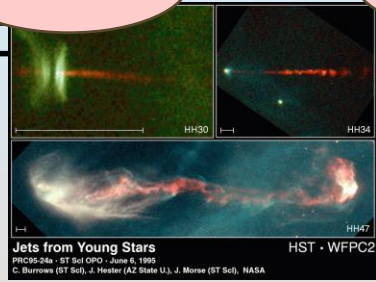
# 相対論的宇宙ジェット

## 宇宙ジェット (astrophysical jets)

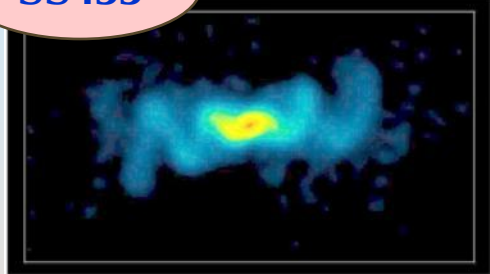
中心の天体から双方向に吹き出す  
細く絞られたプラズマの流れ

- ✿ (YSO)
- ✿ (CVs, SSXSSs)
- ✿ Crab pulsar
- ✿ SS 433
- ✿ microquasar
- ✿ AGN
- ✿ quasar
- ✿ gamma-ray burst

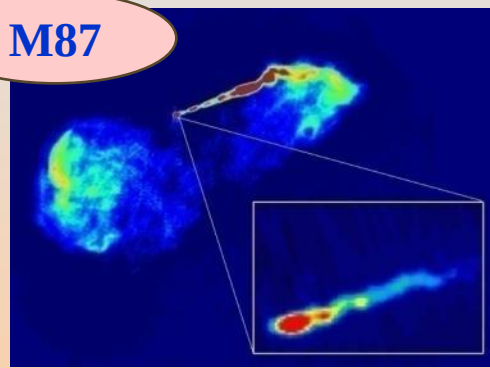
YSO



SS433



M87



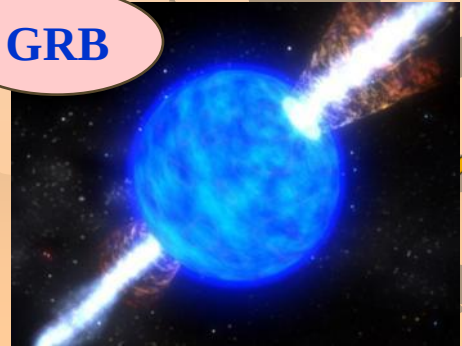
GRS1915



3C273



GRB







Maarten Schmidt  
(1929-) in 1992

Donald Lynden-  
Bell (1935-)



# 宇宙ジェットの発見

## 観測



最初に宇宙ジェット  
が発見された巨大  
楕円銀河／電波銀  
河M87



最初に同定された  
クェーサー3C273  
(NOAO/AURA/NSF)

## 理論

- ❁ 1969年 超巨大ブラックホール  
の提唱 (Lynden-Bell)
- ❁ 1973年 標準降着円盤モデル  
(Shakura and Sunyaev)
- ❁ 1986年 ファイアボールモデル  
(Paczynski)



スニアエフ@すざく国  
際会議 (2006年12月)

パチンスキー@ブ  
リンストン (1996年  
9月)



- ❁ 1918年 “星雲” M87の光  
の矢 (Curtis)
- ❁ 1963年 クェーサー  
3C273の同定 (Schmidt)
- ❁ 1978年 特異星SS433の  
発見 (Margon)
- ❁ 1994年頃 マイクロクェー  
サーの類別 (Mirabel)
- ❁ 1997年 ガンマ線バース  
トの同定 (BeppoSAX)

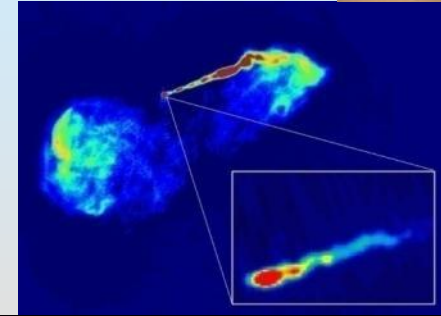




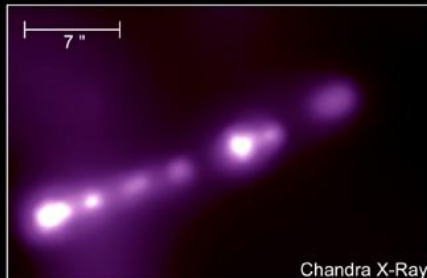
# 活動銀河



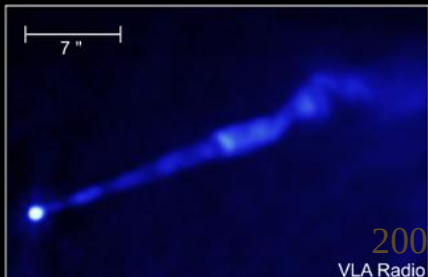
活動銀河核 (active galactic nuclei)  
中心核が何らかの活動性を示す銀河



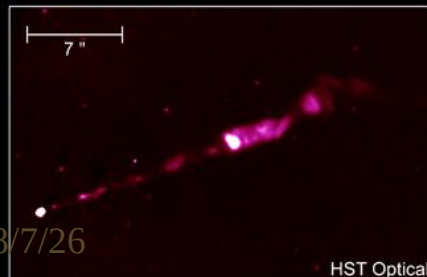
## 電波銀河M87



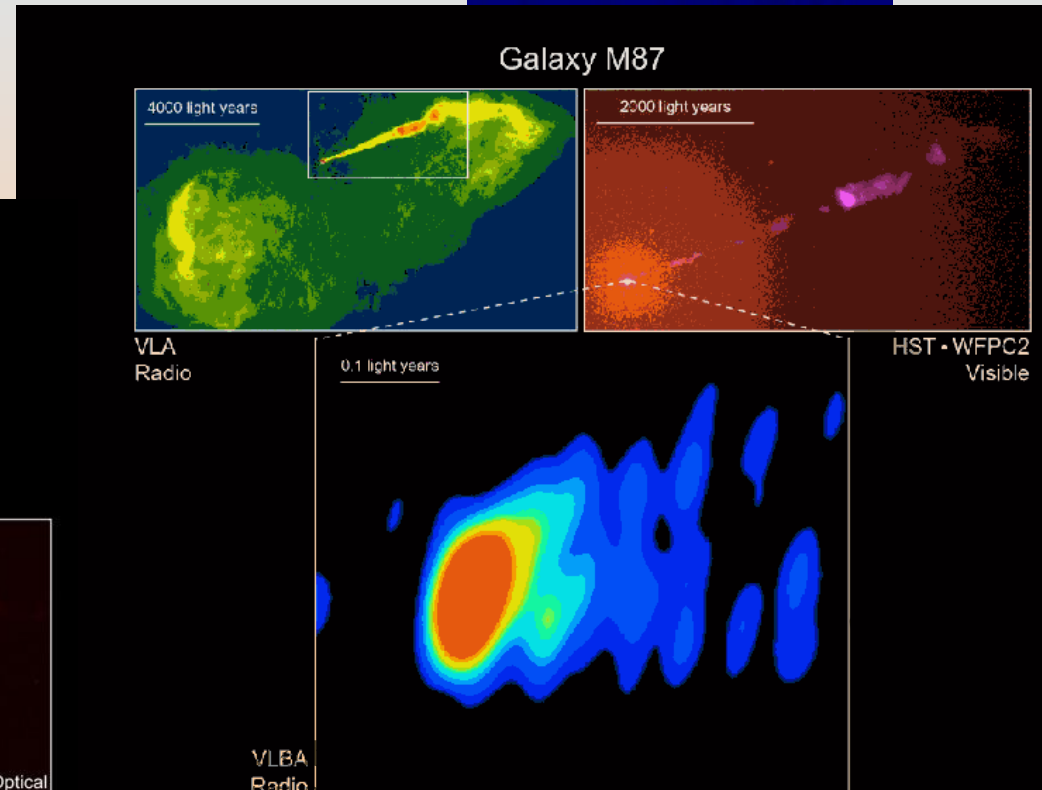
Chandra X-Ray



VLA Radio



HST Optical





# 活動銀河

## 電波銀河Cen A

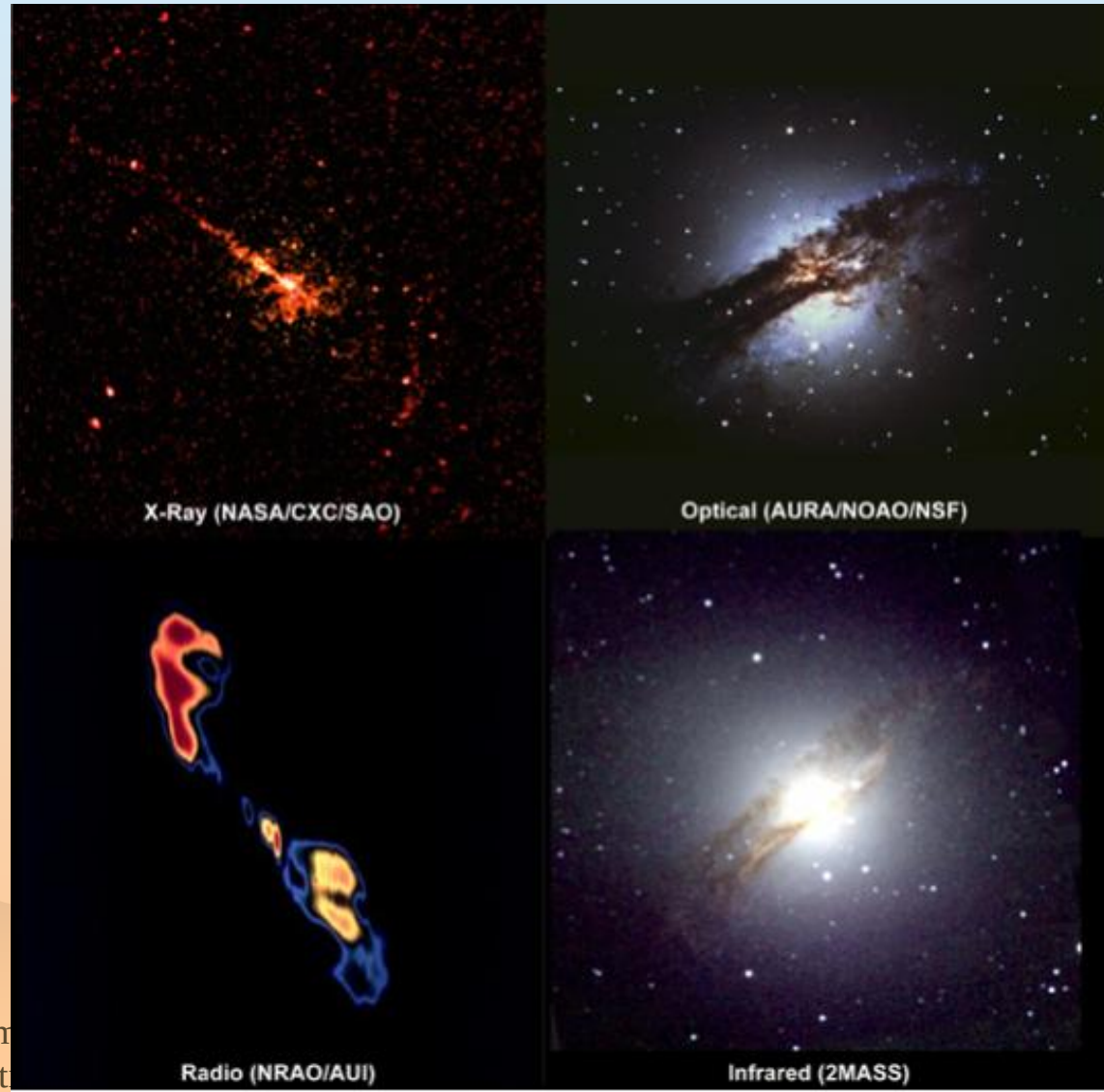
さまざまな波長で見た活動銀河ケンタウルス座A/NGC5128 (<http://physics.gmu.edu/~rms/astro113/myimages/cenacomp.jpg>)。

右上: 可視光では、赤道面が塵の多いガスで隠された楕円銀河のようにみえる。

右下: 赤外線では、塵の帯を通して中心部が非常に明るく輝いているのがわかる。

左下: 電波では、塵の帯に垂直方向に広がる二つ目玉がわかる。

左上: X線では、二つ目玉の方向に細く伸びるジェットが写っている。



2008/7/26

Sum  
Ast





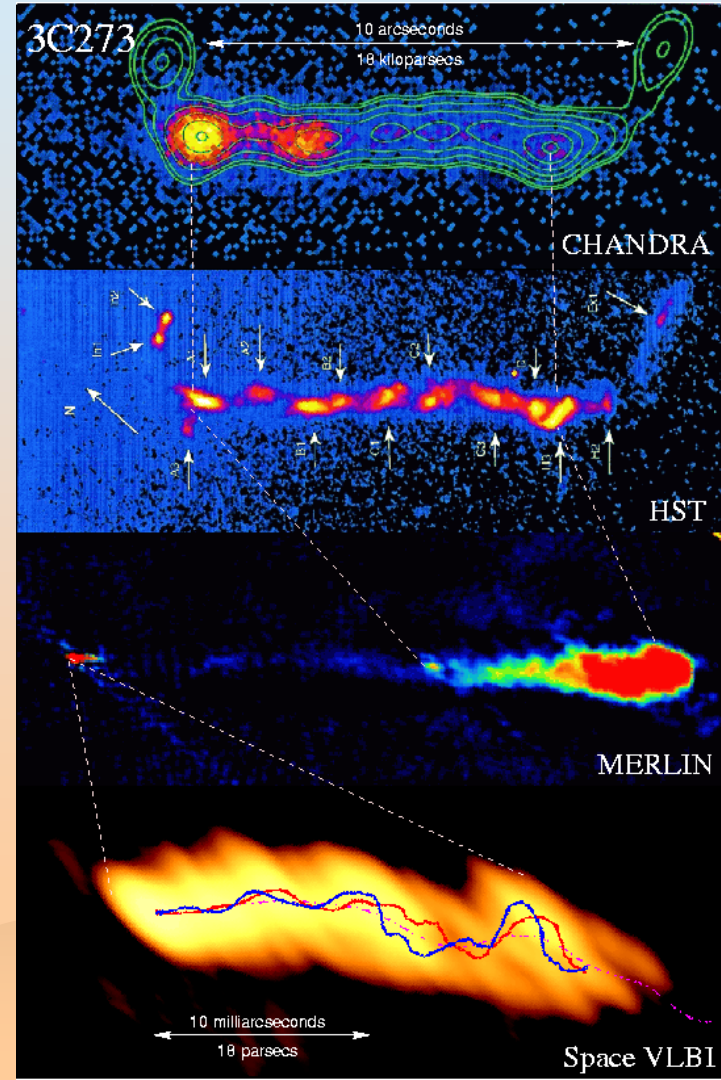
# クエーサー

## クエーサー(quasar)非常に遠方の活動銀河核

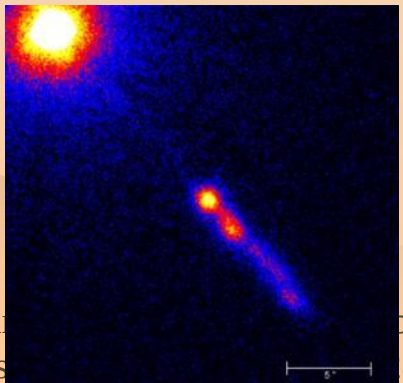
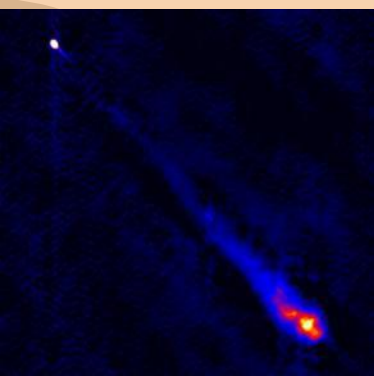
### クエーサー 3C273

多波長で観測したクエーサー3C273のジェット  
(NASA/STScI/JAXA)。上から、  
X線(チャンドラ衛星)  
可視光(ハッブル宇宙望遠鏡)  
電波(マーリン干渉計)  
電波(宇宙電波干渉計はるか)

1番目のチャンドラの画像と2番目のハッブルの画像にはジェットの先端半分程度のほぼ同じ部分が写っている。3番目のマーリンの画像にはだいたいジェットの全体が写っていて、左端の3C273中心核から右方向へジェットが伸びている。一番下のはるか衛星の画像には中心核部分を拡大したものが写っており、数十光年ぐらいの領域がみえている。



電波・光・X線





# クェーサー・AGN 分光学的証拠

BAL (broad absorption line)

クェーサー

クェーサーの10%程度

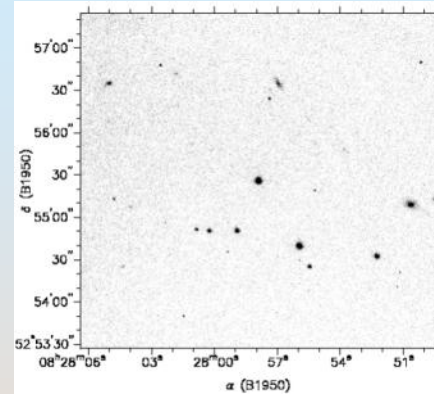
N V、C IV、Si IV 高階電離線  
幅が広く青方偏移した吸収線

10000~30000km/s ~ **0.1c**

高い柱密度 ( $10^{23} \sim 10^{24}$  g/cm<sup>2</sup>)

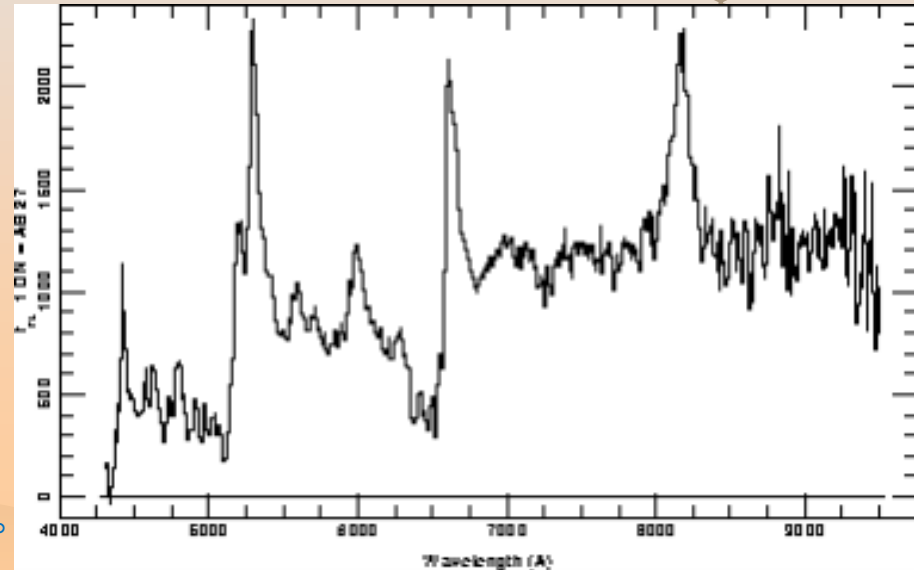
濃密なガスが視線方向に吹き出している  
と推測されている。

BALクェーサー PC 2330+0125 ( $z=3.28$ ) のスペクトル (deep-universe.net/q38.html)。左 (短波長) 側から、ライマン $\alpha$ 、C IV、C III の強い輝線があるが、ライマン $\alpha$  と C IV の短波長側に、それぞれライマン $\alpha$  と C IV が青方偏移した幅の広く深い吸収線がみえる。



BALクェーサー  
APM0827 ( $z=3.78$ )  
(<http://www.astro.keele.ac.uk/oldusers/ejt/quasar.html>)

✿ P Cyg プロファイル





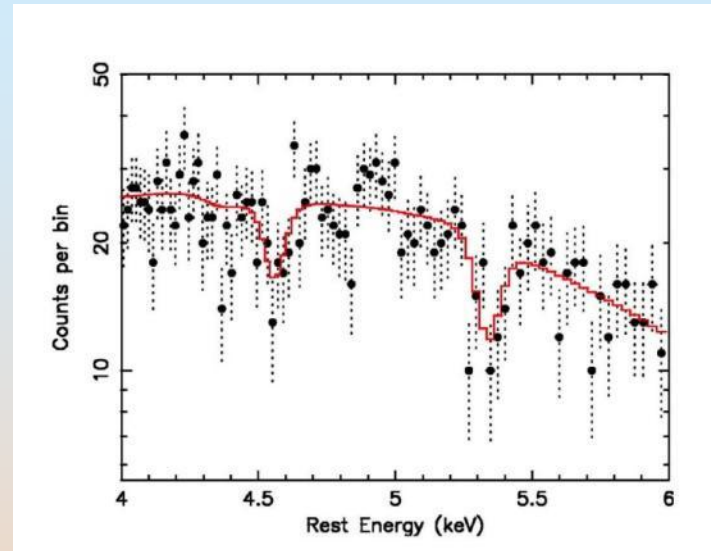
# クエーサー・AGN 分光学的証拠

## クエーサー

PG1211+143

チャンドラX線観測

幅広い吸収線  $\sim 0.3-0.4c$



クエーサーPG  
1211+143のX線ス  
ペクトル  
([http://cxc.harvard.edu/newsletters/news\\_13/letg.html](http://cxc.harvard.edu/newsletters/news_13/letg.html))。  
2カ所の吸収線は、  
25階電離した鉄Fe  
XXVIの  $Ly\alpha$  吸収  
線だと推測されて  
いる。

## 狭輝線1型セイファート(NLSy1)

1H0707-495

X線観測

P Cyg プロファイル



2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28

10







# マイクロウェーサー

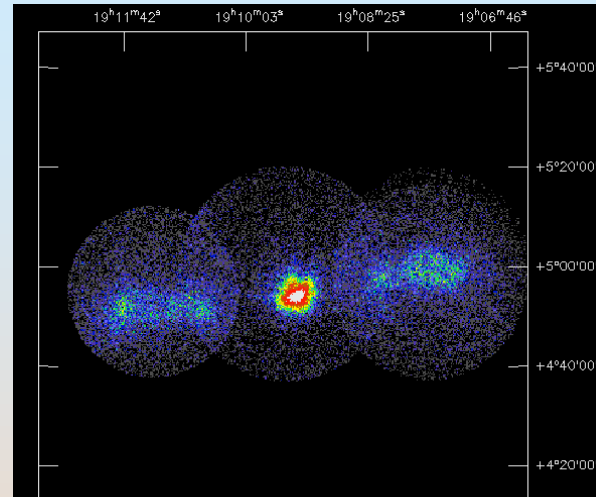
特異星SS433

14等、X線連星

公転周期13日

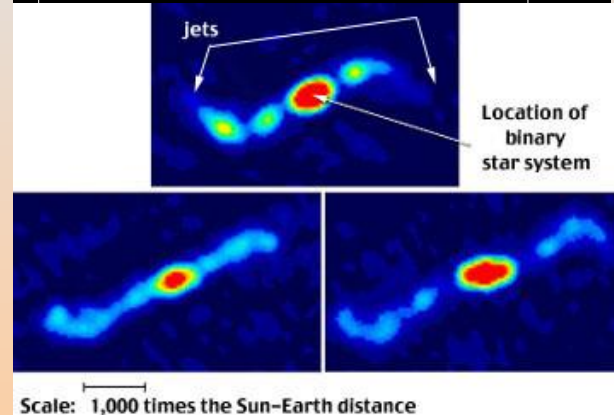
歳差周期162.5日

速度は光速の26%！



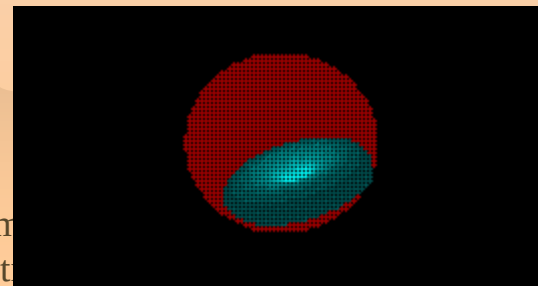
X線衛星ぎんがの撮像した特異星SS433のジェット

(<http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/>)。光速の26%もの速度で星間空間に突入したジェットガスと、星間物質との間の摩擦によって、ガスが高温になりX線を放射していると想像されている。

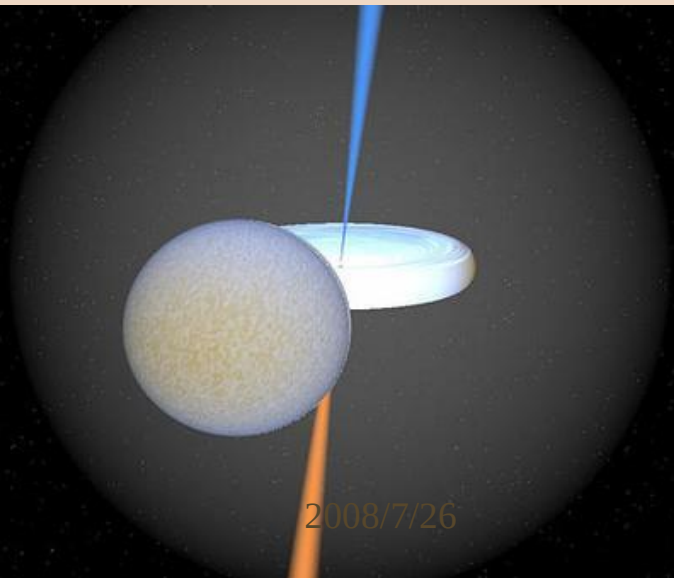


電波で観測したSS433ジェットのコルク抜きパターン

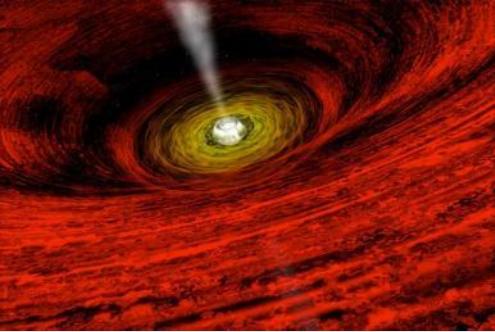
(<http://www.nrao.edu/pr/2004/ss433corkscrew>)。SS433ジェットは、ある固定軸(歳差軸)のまわりを約20°の頂角をもつ円錐面内で周期163日で、傾いた独楽の軸が振れるような歳差運動をしている。



SS433ジェットのパラメータで作成したアニメ



2008/7/26



# マイクロクエーサー

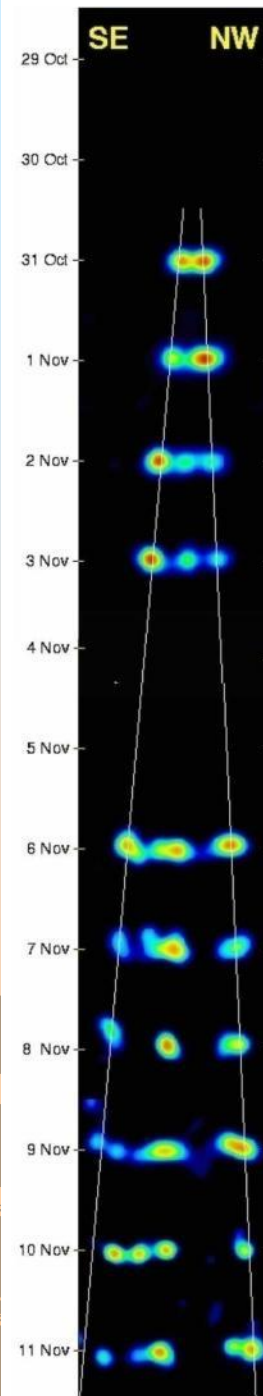
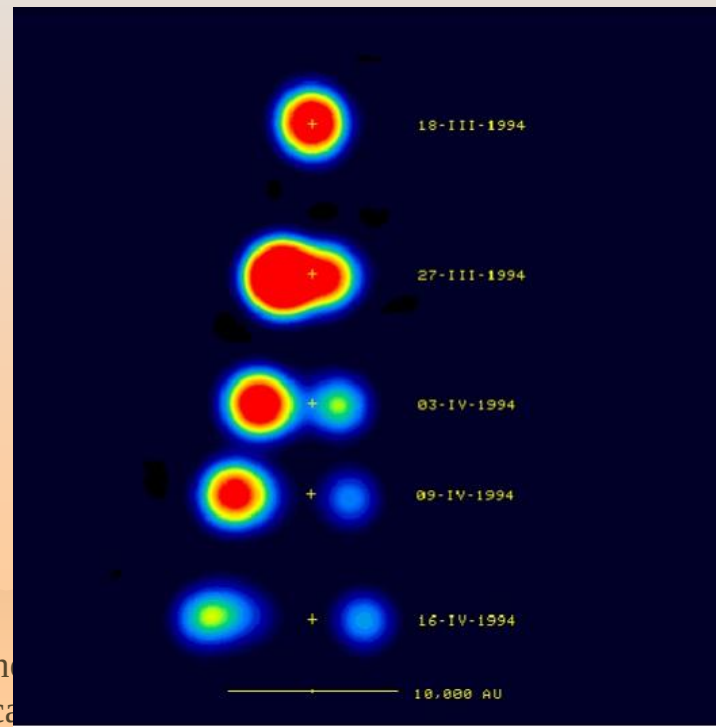
マイクロクエーサー (microquasar)

亜光速ジェットをもった系内ブラックホール連星

GRS1915+105

速度は光速の92%！！

電波で撮像したマイクロクエーサー GRS 1915+105  
 (<http://universe-review.ca/I08-17-microquasar.gif>)。異なった時期に得られた5つの画像が上から下に並べてある。中心の電波源から図の左右に電波輝点が移動しているのがわかる。



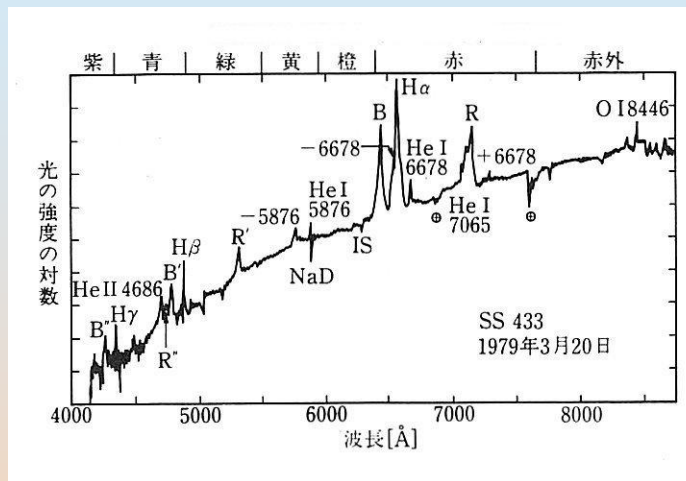
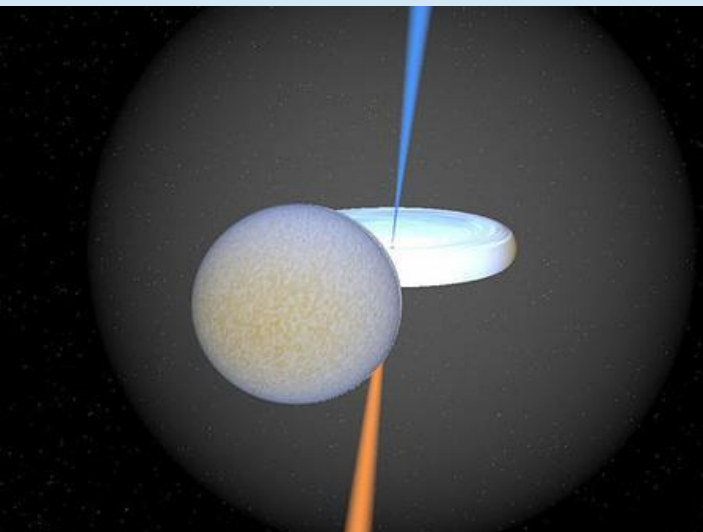
2008/7/26

Summer School  
Astrophysics

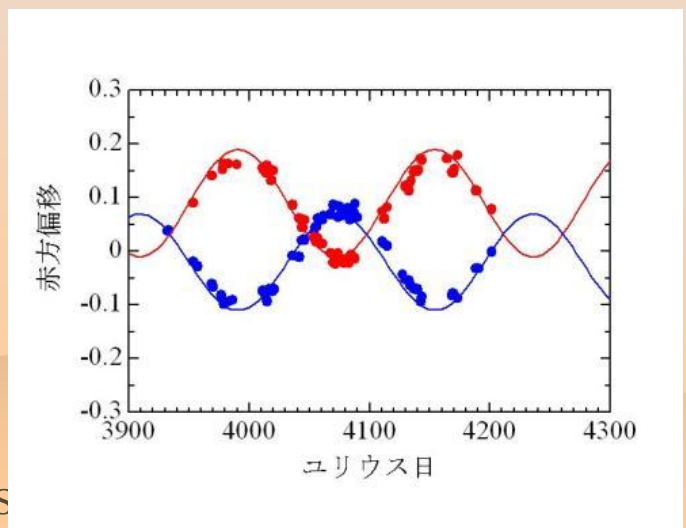
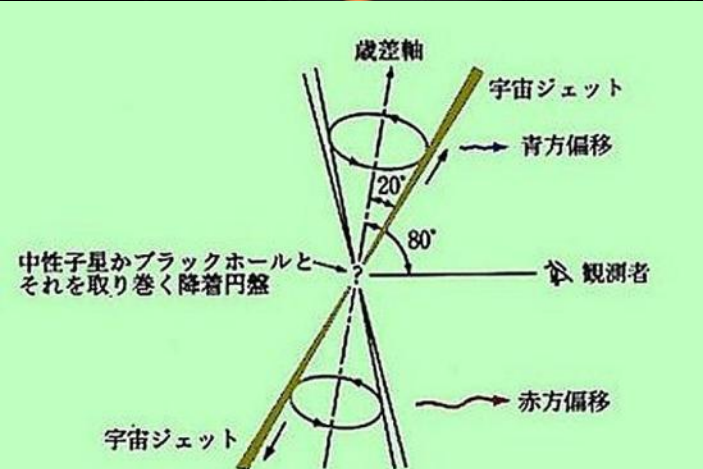


# マイクロウェーサー分光学的証拠

## 特異星SS433

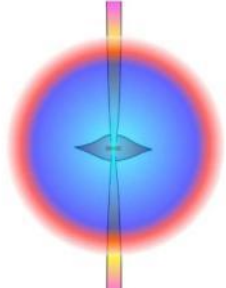


X線衛星ぎんがの撮像した特異星SS433のジェット  
(<http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/>)。光速の26%もの速度で星間空間に突入したジェットガスと、星間物質との間の摩擦によって、ガスが高温になりX線を放射していると想像されている。



電波で観測したSS433ジェットのコルク抜きパターン  
(<http://www.nrao.edu/pr/2004/ss433corkscrew>)。SS433ジェットは、ある固定軸(歳差軸)のまわりを約20°の頂角をもつ円錐面内で周期163日で、傾いた独楽の軸が振れるような歳差運動をしている。





# ガンマ線バース

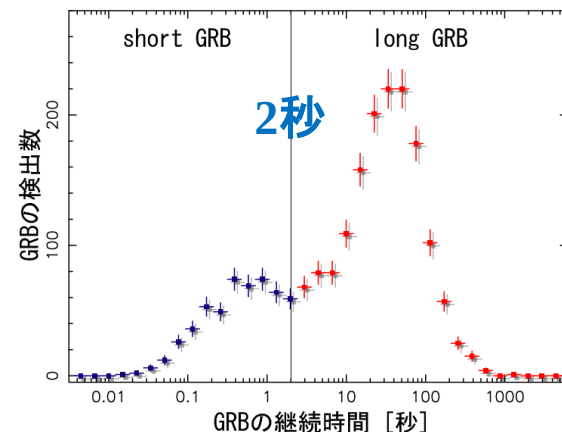
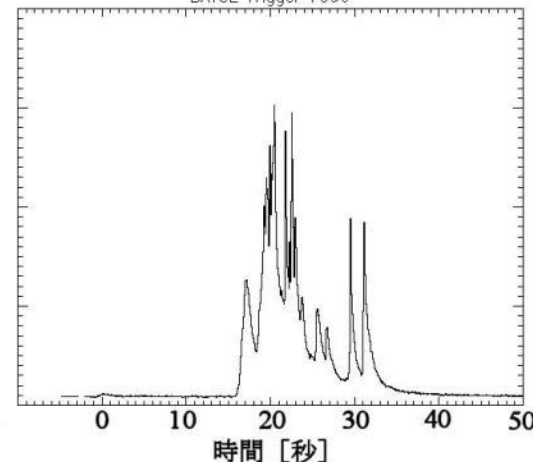
ガンマ線バースト (gamma-ray burst)  
 数十秒にわたり、強いガンマ線を放つ  
 宇宙最大の高エネルギー天体現象

Short GRB/Long GRBの2種類

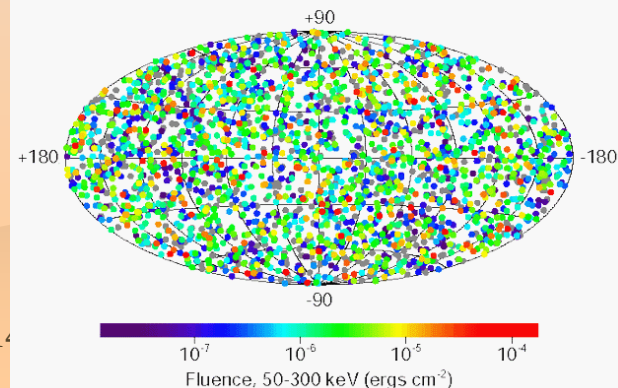
宇宙論的天体 (1991年)  
 $10^{45}$  Jを超えるエネルギー

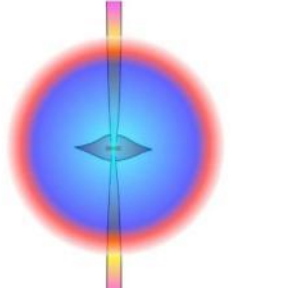
コンプトン衛星／  
 BATSEで検出した  
 数千例のGRB  
 (NASA)。赤ほど明  
 るく青ほど暗いが、  
 どれも全天で一様に  
 分布している。

ガンマ線の強さ



2704 BATSE Gamma-Ray Bursts





# ガンマ線バースト



残光の発見(1997年)

可視光の追観測

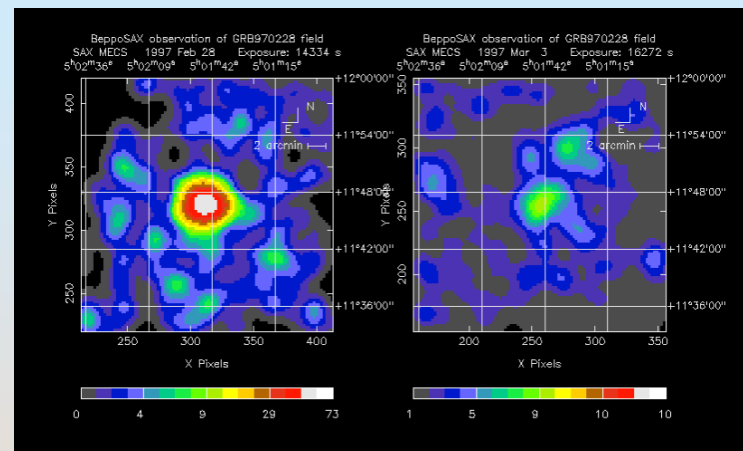
～100億光年

GRB970508は70億光年

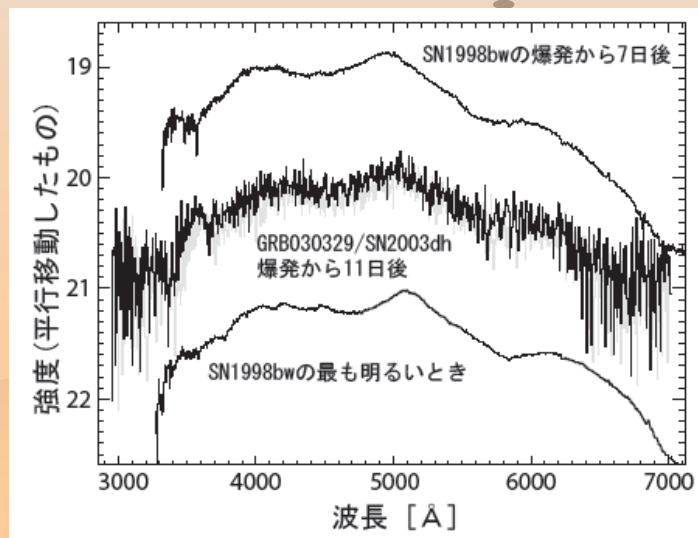
極超新星との関連(2003年)

GRB030329/ SN2003dh

SN2003dhとSN1998bwを比較したスペクトル。GRB030329の残光を連続観測している中で出現してきたので、GRB030329と超新星SN2003dhの関係が明白に示された。

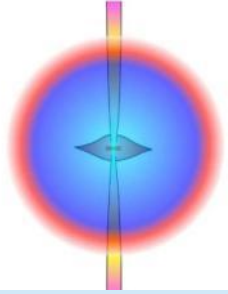


BeppoSAX衛星がX線で捉えたオリオン座のガンマ線バーストGRB970228の残光 (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/grbs/grb970228.html>)。左は1997年2月28日のバースト時で、右は3月3日で随分と暗くなっている。



2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28



# ガンマ線バースト



コンパクトネス問題  
相対論的火の玉の膨張  
(Rees&Meszaros 1992年)

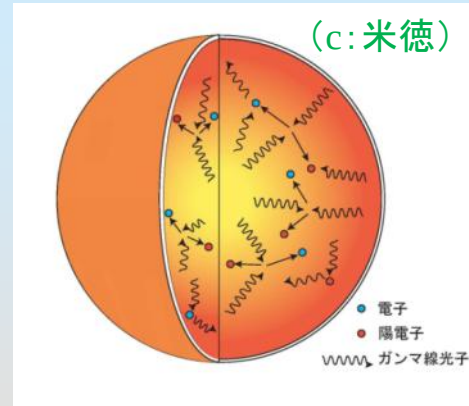
ファイアボールエンジン  
(Paczynski 1986年)

速度は光速の99.99%！！

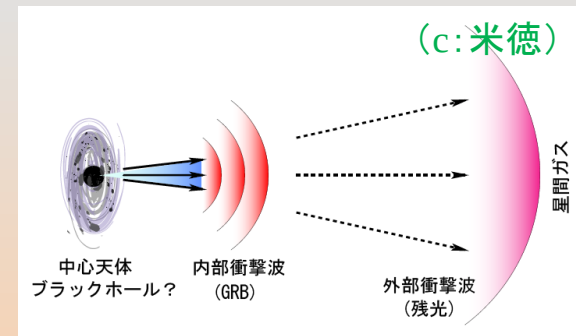
大質量星の崩壊に伴い、ほぼ光速で膨張  
するファイアボールが吹き出す

初期の輻射のエネルギー密度がバリオンの  
エネルギー密度の $\gamma$ 倍あれば、最終  
的なローレンツ因子も $\gamma$ となる。

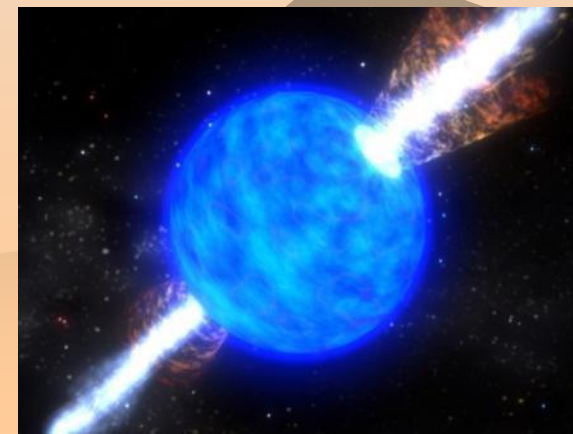
大量のガンマ線光子を狭い領域に閉じ込めると、電子・陽電子対を作り出す。ガンマ線は電子や陽電子に衝突して散乱し、外部へ抜け出せない。



超高速の放射体—  
相対論的火の玉—  
がX線を出している。  
相対論的效果のため  
に、観測者は早い  
時間変動をするガン  
マ線として検出する。



ブラックホール近傍で  
できたファイアボール  
が非球対称に膨張し、  
重力崩壊する星の外  
層を貫いて、光速の  
99.99%のジェットが吹  
き出している(NASA)。







# ブラックホールジェットのまとめ

表 9.1 宇宙ジェットの類別

| 物理量            | 活動銀河ジェット                     | 原始星ジェット                     | 系内ジェット                                                |
|----------------|------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------------------------|
| サイズ            | pc ~ Mpc                     | 0.1 ~ 1 pc                  | 100 AU ~ 100 pc                                       |
| 速度             | $\lesssim c$                 | 10 ~ 150 km/s               | 0.26 $c$ ~ 0.92 $c$ (NS, BH)<br>3000~5000 km/s (WD)   |
| 年齢             | $\sim 10^6$ 年                | $\sim 10^4$ 年               | $\sim 10^3$ 年                                         |
| 収束度            | $\lesssim 1^\circ$           | $\sim 10^\circ$             | $\lesssim 1^\circ$                                    |
| 中心天体<br>(脱出速度) | 超大質量ブラックホール<br>$\sim c$      | 原始星<br>$\sim 400$ km/s      | コンパクト天体<br>$\sim c$ (NS, BH)<br>$\sim 5000$ km/s (WD) |
| 例              | 3C 273, M 87<br>Cyg A, Cen A | L 1551, Orion A<br>AFGL 490 | SS 433, Sco X-1<br>R Aqr, Cyg X-3<br>1E 1740-2942     |





# ブラックホールジェットのまとめ

## ✿ マイクロクェーサー

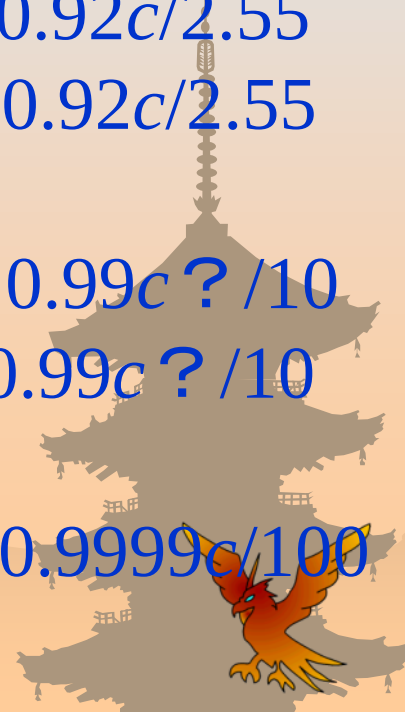
|               |            |     |           |                |
|---------------|------------|-----|-----------|----------------|
| SS433         | $> L_E$    | ep  | cont/blob | $0.26c/1.04$   |
| 1E1740.7-2942 | ?          | ee? |           | $0.26c/1.04$   |
| GRS 1915+105  | $\sim L_E$ | ee? | bloby     | $0.92c/2.55$   |
| GRO J1655-40  | $\sim L_E$ | ee? | bloby     | $0.92c/2.55$   |
| XTE J1748-288 | $\sim L_E$ | ee? | bloby     | $> 0.92c/2.55$ |

## ✿ クェーサー、活動銀河

|        |          |   |   |                |
|--------|----------|---|---|----------------|
| 3C 273 | $> L_E$  | ? | ? | $0.99c ? / 10$ |
| M87    | $<< L_E$ | ? | ? | $0.99c ? / 10$ |

## ✿ ガンマ線バースト

GRB030329/SN2003dh  $>> L_E$  ee? fireball  $0.9999c/100$

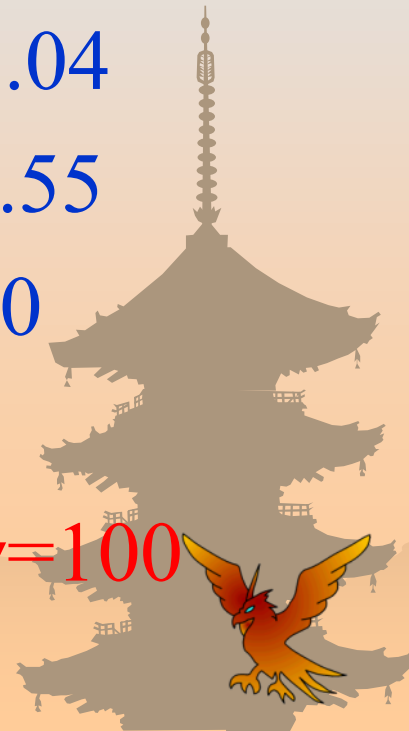




# 放射圧加速ジェット

- 光度  $L > L_E$
- 成分 ep通常プラズマ vs ee対プラズマ
- 形態 continuous / periodic / intermittent
- 速度 mildly relativistic  $\beta=0.26$ 、 $\gamma=1.04$   
highly relativistic  $\beta=0.92$ 、 $\gamma=2.55$   
ultra relativistic  $\beta=0.99$ 、 $\gamma=10$   
extremely relativistic

$$\beta=0.9999, \gamma=100$$





# 宇宙ジェットの加速機構

- ❁ エネルギー源
  - 重力エネルギー
  - 自転エネルギー (エルゴ圏)
- ❁ 加速・駆動方法
  - 高温ガスの圧力
  - 輻射(光)の圧力
  - 磁場の力

❁ 輻射力加速にせよ磁気力加速にせよ、光速の9割ぐらまでなら可能だが、 $\gamma$ が10とか100の超相対論的ジェットはまだ実現できていない。





# 宇宙ジェット現象 理論

*Astrophysical Jets*

*Theoretical Models*





# 目次

- 1 理論モデルの概要(分類)
- 2 流体力学的(HD)モデル
  1. 爆発モデル
  2. ブランドフォードーリースモデル
  3. ファンネルモデル
- 3 磁気力駆動(MHD)モデル
  1. ブランドフォードーペイン磁気遠心力加速モデル
  2. 内田ー柴田磁気圧加速モデル
- 4 輻射圧駆動(RHD)モデル
  1. 光学的に薄いモデル
  2. 光学的に厚いモデル
  3. 相対論的輻射流体モデル
  4. ファイアボールモデル





# 宇宙ジェットの理論モデル

## 1 概要

Theoretical Models for Astrophysical  
Jets

## 1 Overview

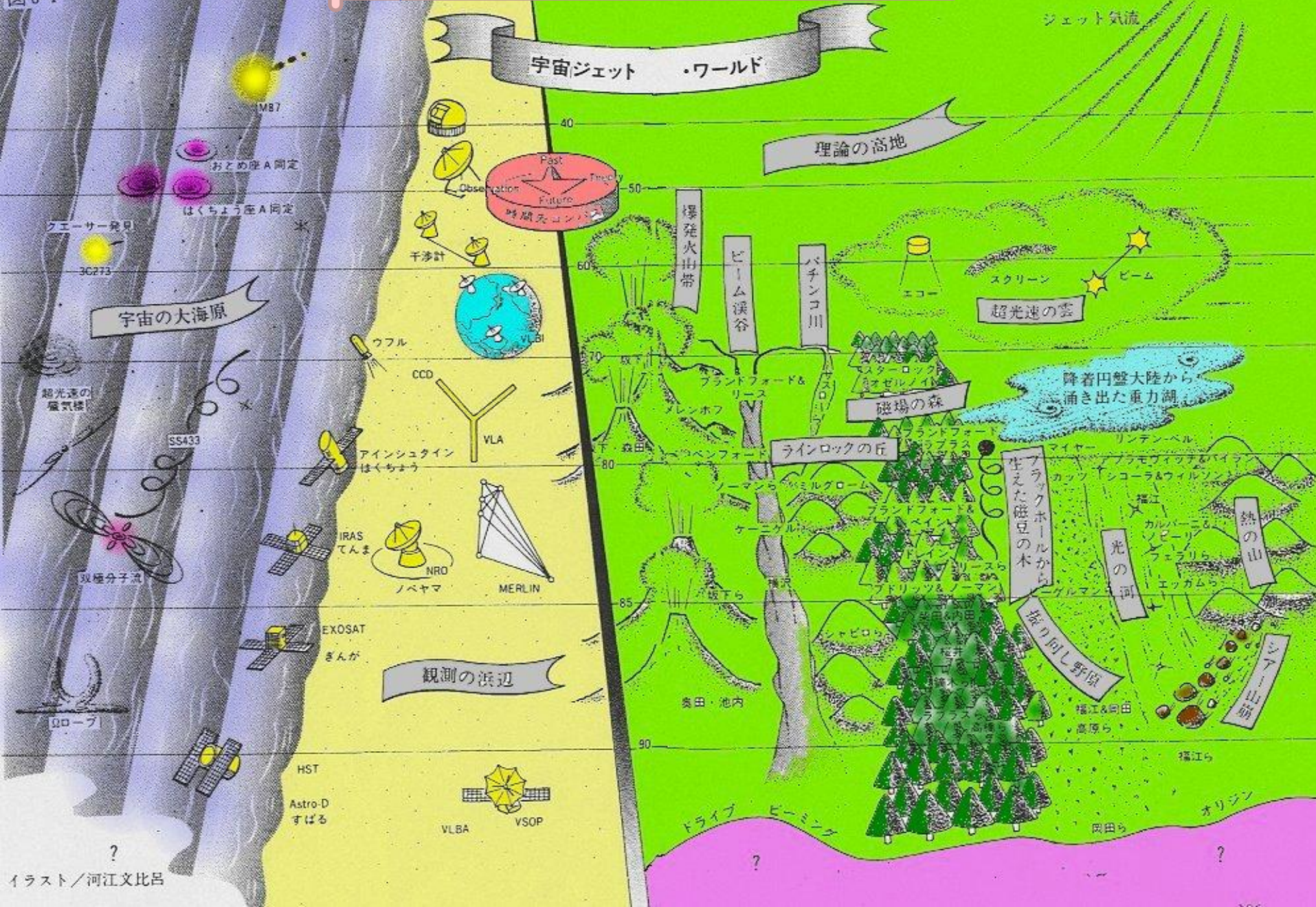








# 宇宙ジェットワールド





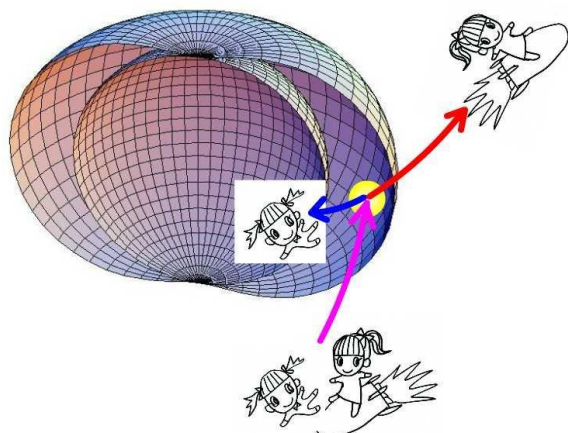


# 宇宙ジェットモデルの類別

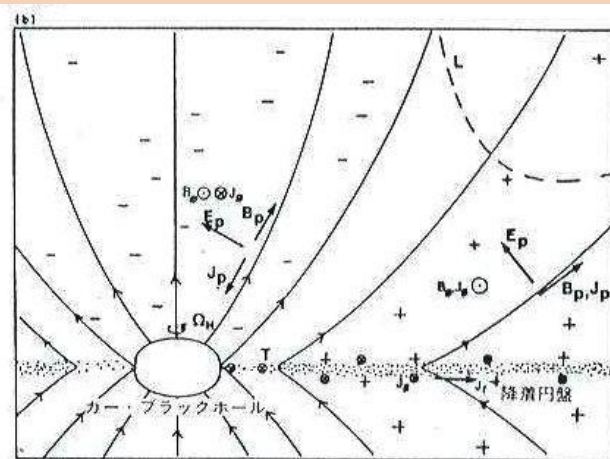
表 9.6 宇宙ジェットのモデルの類別

| 加速機構 |                   |                       |                         |
|------|-------------------|-----------------------|-------------------------|
| 収束機構 | ガス圧               | 輻射圧                   | 磁場                      |
| 外因説  | 中心爆発モデル<br>ビームモデル | コンパクト星風               |                         |
| 降着円盤 | 熱的加速風<br>超臨界降着    | 輻射圧加速風                | 磁気遠心力風<br>磁気圧加速風        |
| トーラス | ファンネル風            | ファンネル輻射圧風             | 磁気トーラスジェット              |
| その他  |                   | ラインロッキング<br>コンプトンロケット | 中心星に凍結した磁場<br>ブラックホール駆動 |

Penrose  
process



Blandford-  
Znajek  
process





# 重力エネルギー転換炉

## ❁ 機械的イメージ

「エネルギー論(energetics)」から考えれば、どんなに高速のジェットでも原理的には駆動できる。すなわち、最初にブラックホールなどの重力場中に束縛された物質(負の束縛エネルギーをもつ)があって、その重力エネルギーを解放することによって、大部分の物質はますます重力場深くに束縛される一方、一部の物質は正のエネルギーを得て、システムから亜光速で脱出することが可能になる。そして、その比率を極端にすれば、ジェット物質がもらう単位質量あたりのエネルギーは増えるので速度を大きくできる(ただし、物質があまり少ないとジェットとしての体裁が取れなくなるだろう)。

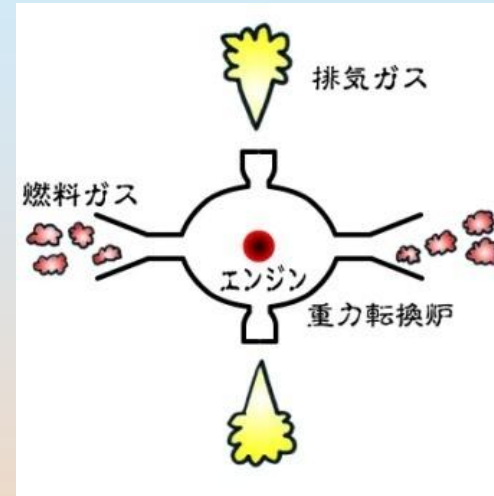
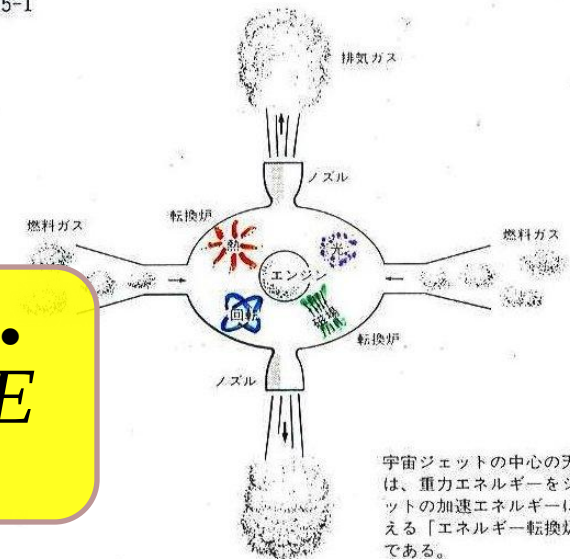


図 5-1



宇宙ジェットの中心の天体は、重力エネルギーをジェットの加速エネルギーに変える「エネルギー転換炉」である。

$$\dot{M} c^2 \frac{\varepsilon + p}{\rho c^2} \gamma \sqrt{g_{00}} + 4\pi R^2 g_{00} F_{\text{lab}} + S = \dot{E}$$

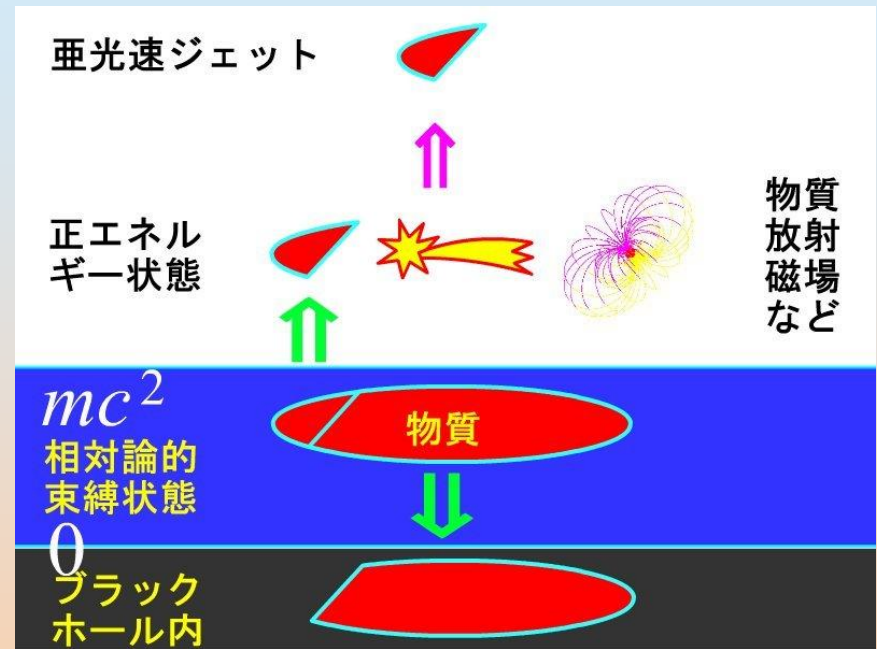


# 重力エネルギー転換炉

## ❁ 分配、変換、配分問題

難しいのは、ブラックホールに落ち込む物質と正のエネルギーを得てジェットとなる物質の割合がどのように決まるかという「**分配**」の問題と、重力エネルギー（や核反応エネルギー）から内部エネルギーや輻射エネルギーなどを経て運動エネルギーへいたる「**変換**」の問題である。それらにからんで、ジェットとして放出される物質・放射・磁場・その他（電子陽電子対やニュートリノなど）などの割合がどうなるかという「**配分**」の問題、そしてそれらの成分の間での「**相互作用**」などの詳細である。

これらの問題を一つ一つ解決していくことが、ジェットの仕組みを最終的に明らかにすることにつながるに違いない。







# 宇宙ジェットの理論モデル

## 2 流体力学的モデル

Theoretical Models for Astrophysical  
Jets

**2 Hydrodynamical Models**





# HD: 爆発モデル

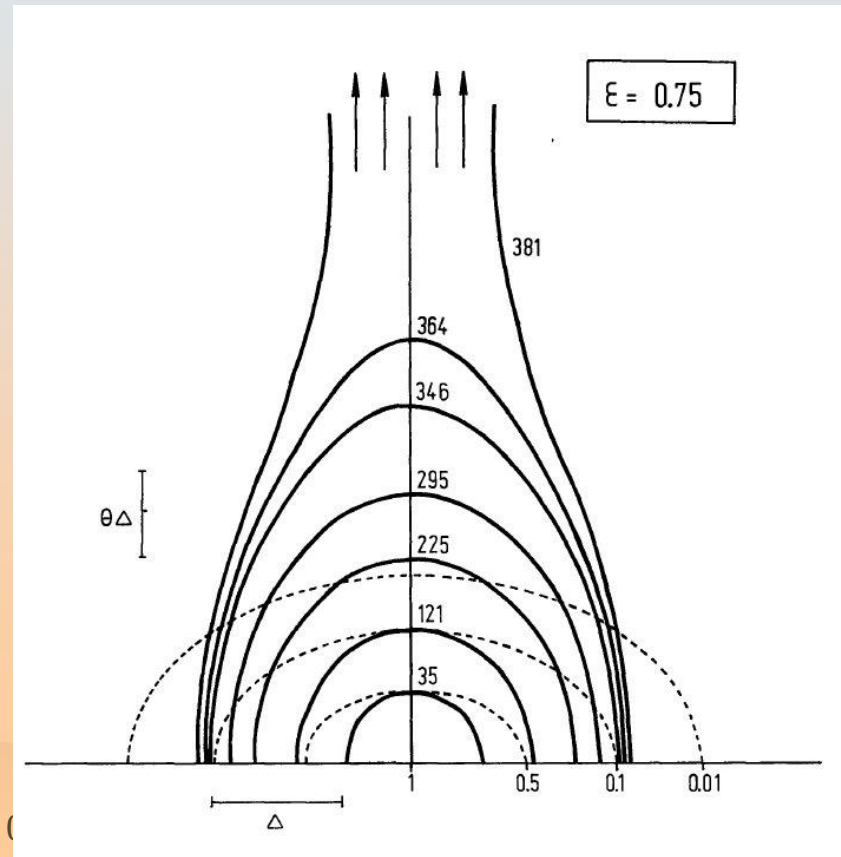
球対称爆発  
+ 非球対称エンベロップ  
= 双極ジェット

Sakashita 1971

Mollenhoff 1976

手法: 衝撃波面の形状を  
半解析的に計算

結果: エンベロップの短  
軸方向へ吹き出す





# HD: ビームモデル

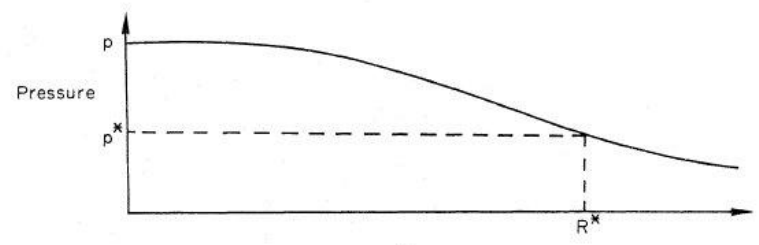
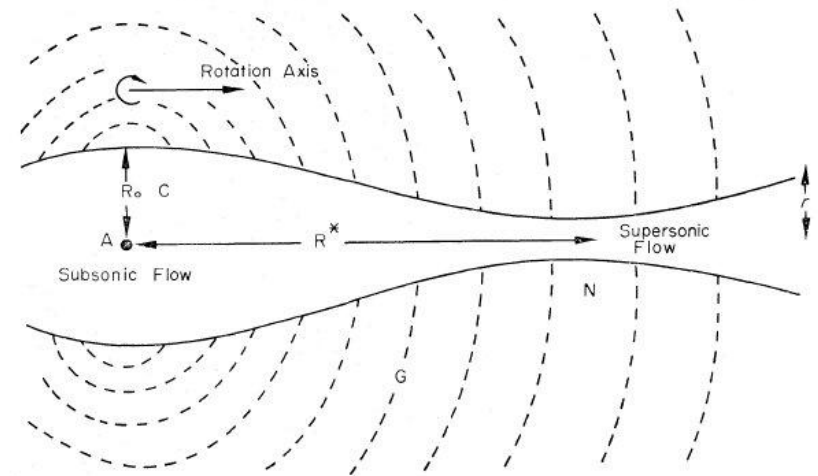
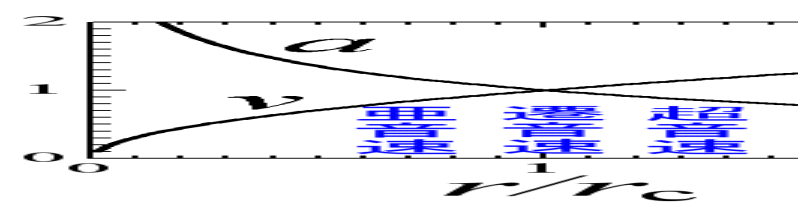
ラバール管(ノズル)的  
相対論的定常流

Blandford and Rees 1974

手法: 特殊相対論的1次元定常流として解析

— エレガントな扱い

結果: ノズル位置で遷音速となり、流速が相対論的音速( $c/\sqrt{3}$ )になる



$$E_{\text{int}} \rightarrow E_{\text{kin}}$$

2008/7/26

Summer School 08 @  
Astrophysical Jets 20





# HD: 超臨界降着

超臨界降着

Meier 1979

手法: 半解析的扱い

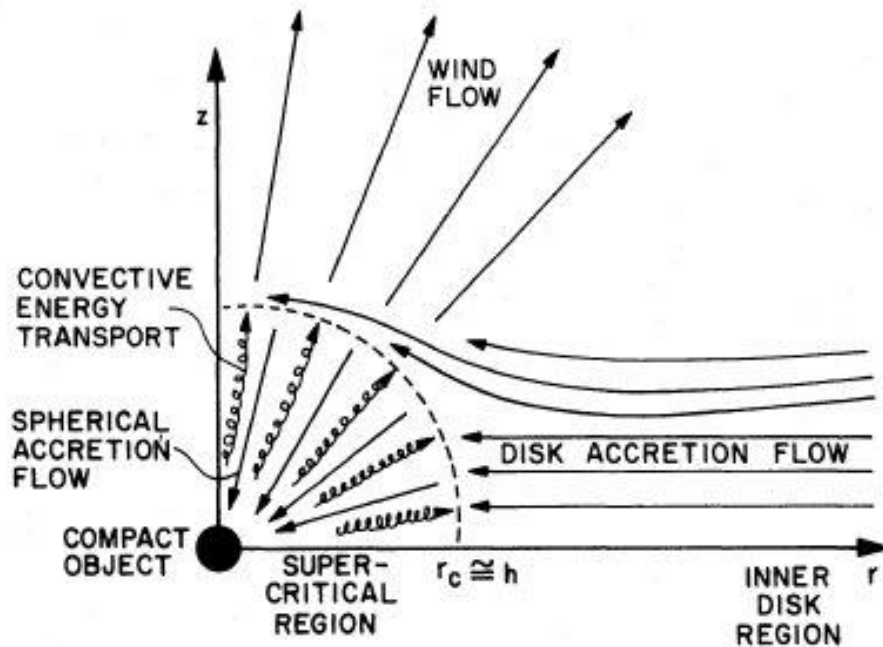


FIG. 6a

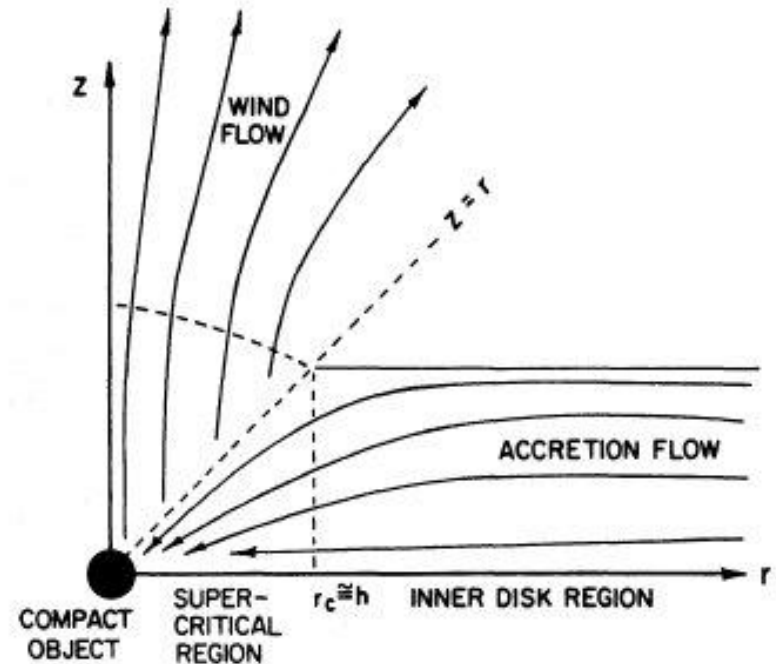


FIG. 6b

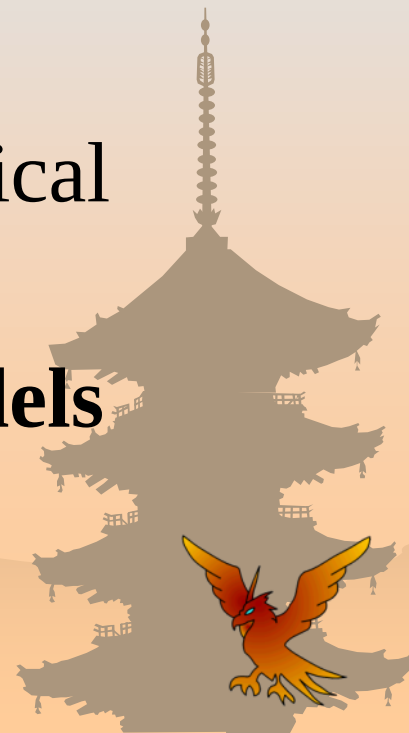


# 宇宙ジェットの理論モデル

## 3 磁気力駆動モデル

Theoretical Models for Astrophysical  
Jets

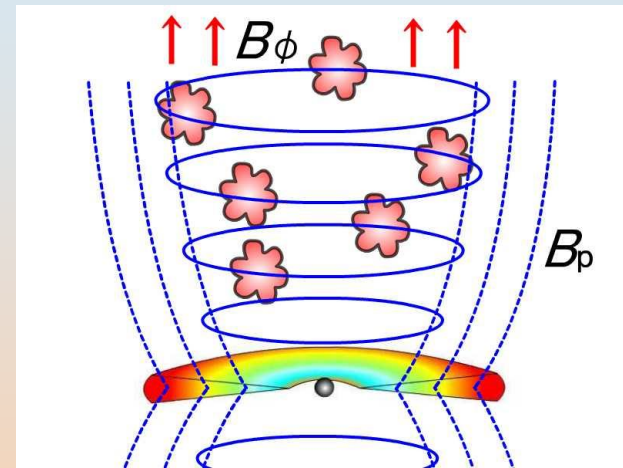
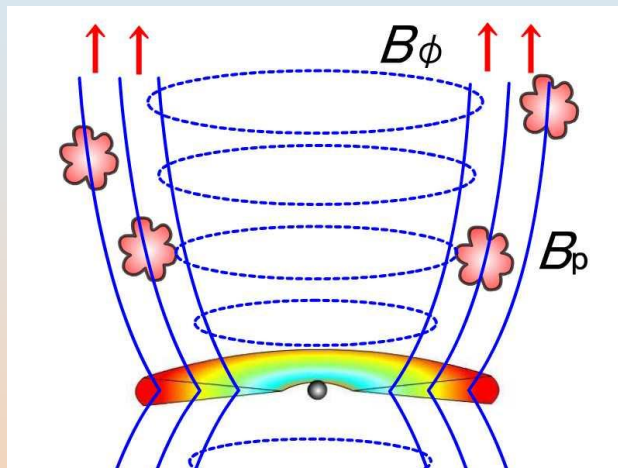
**3 Magnetohydrodynamical Models**





# MHD: 磁気力駆動風

Blandford and Payne 1982      Uchida and Shibata 1985



筑波にて  
(2008/03  
/12)



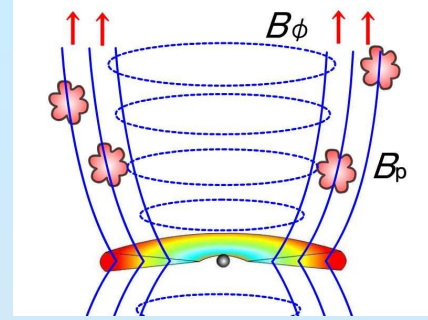
博多にて  
(2007/10  
/11)







# MHD: 磁気遠心力風



磁力線に沿う重力＋遠心力の等ポテンシャル面

Blandford and Payne 1982

60° より傾くと不安定

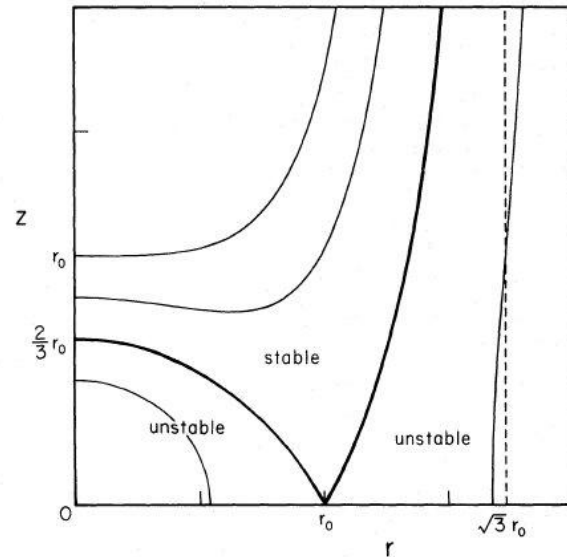
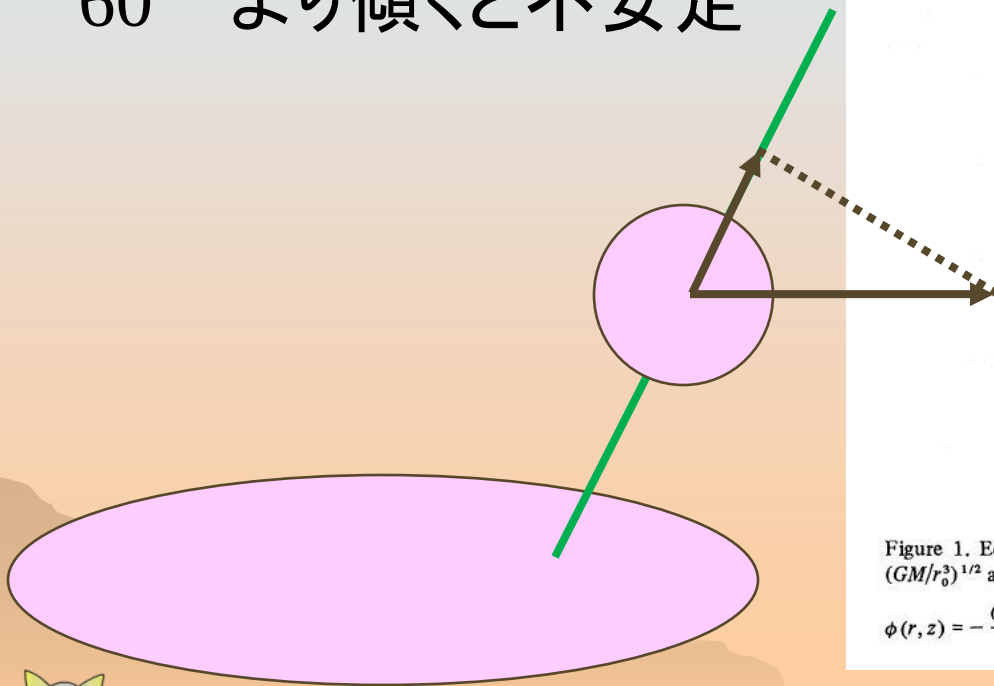
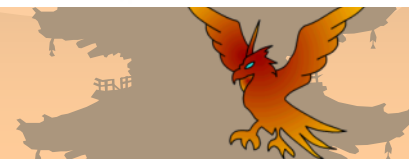


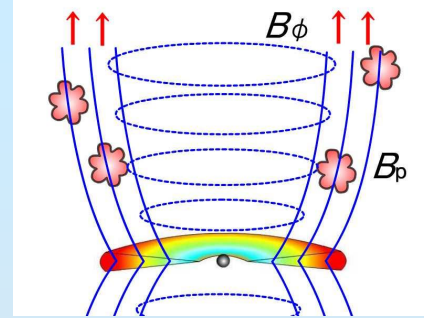
Figure 1. Equipotential surfaces for a bead on a wire, corotating with the Keplerian angular velocity  $(GM/r_0^3)^{1/2}$  at a radius  $r_0$ , which is released from rest at  $r_0$ . The equation of the surfaces is

$$\phi(r, z) = -\frac{GM}{r_0} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 + \frac{r_0}{(r^2 + z^2)^{1/2}} \right] = \text{constant}.$$





# MHD: 磁気遠心力風



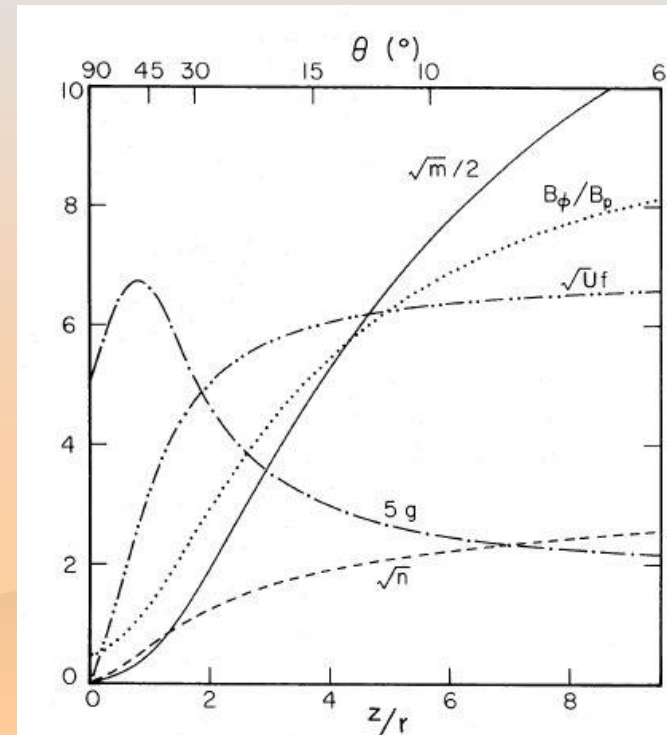
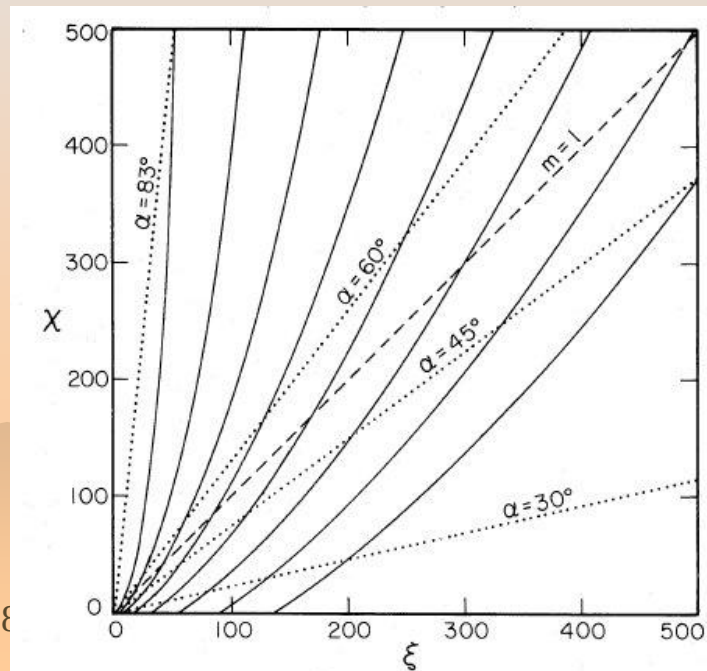
2次元MHD定常流

Blandford and Payne 1982

手法: 自己相似解

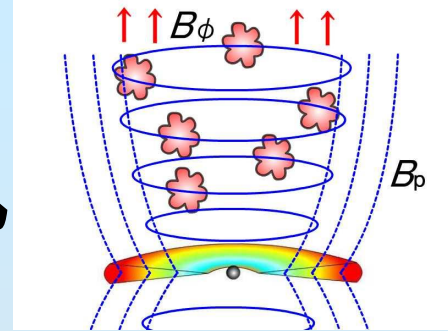
— エレガントな扱い

結果: 定常加速解の存在





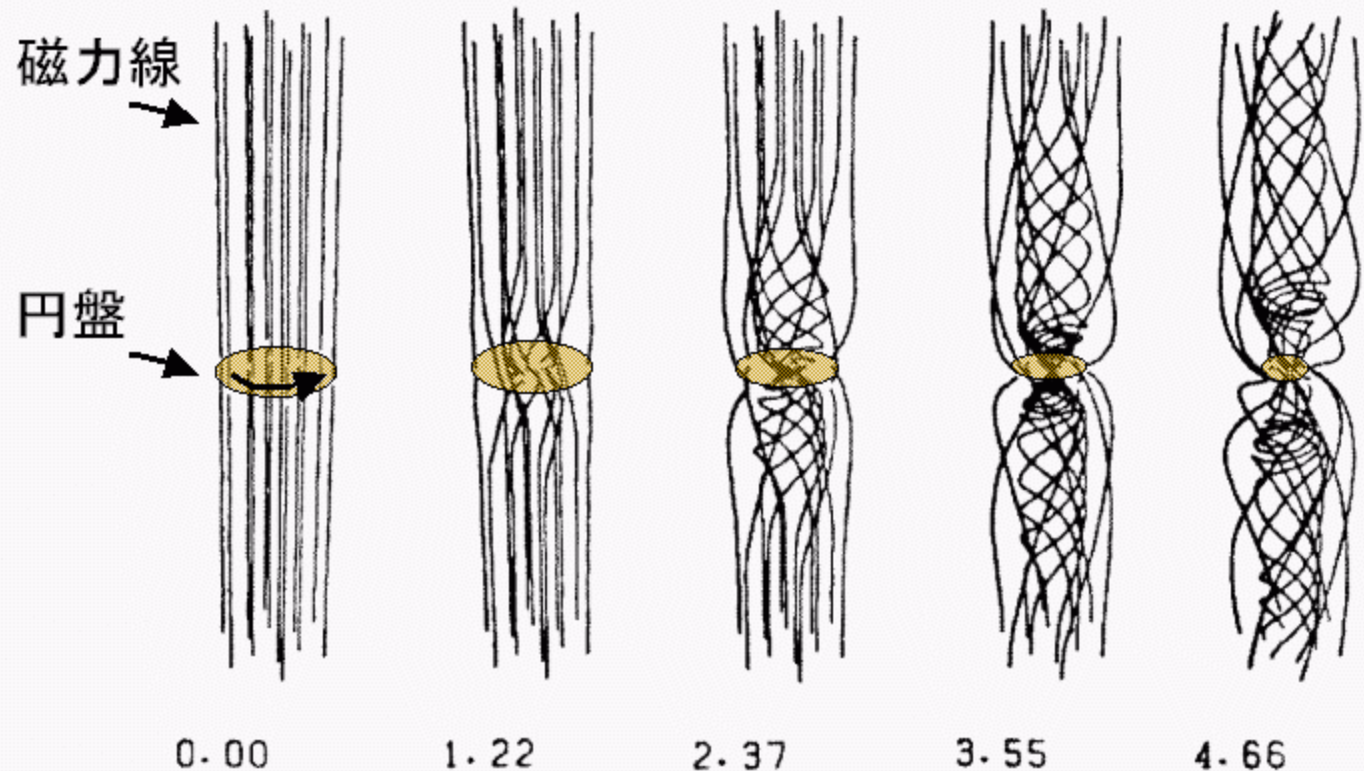
# MHD: 磁気圧加速風



MHDジェットの世界初の  
2.5次元MHD数値シミュレーション

Uchida and Shibata 1985  
Shibata and Uchida 1986

結果:  
ジェットの  
速度~  
ケプラー  
速度





# 宇宙ジェットの理論モデル

## 4 輻射力駆動モデル

Theoretical Models for Astrophysical  
Jets

**4 RadiationHydrodynamical Models**



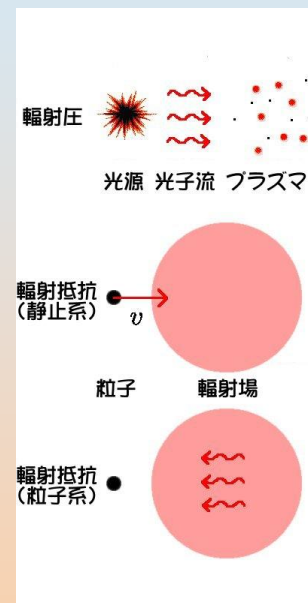
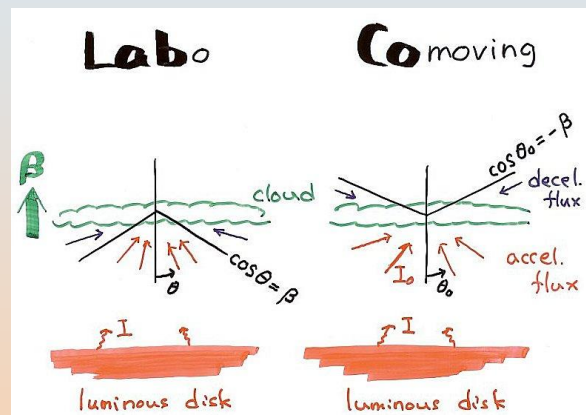
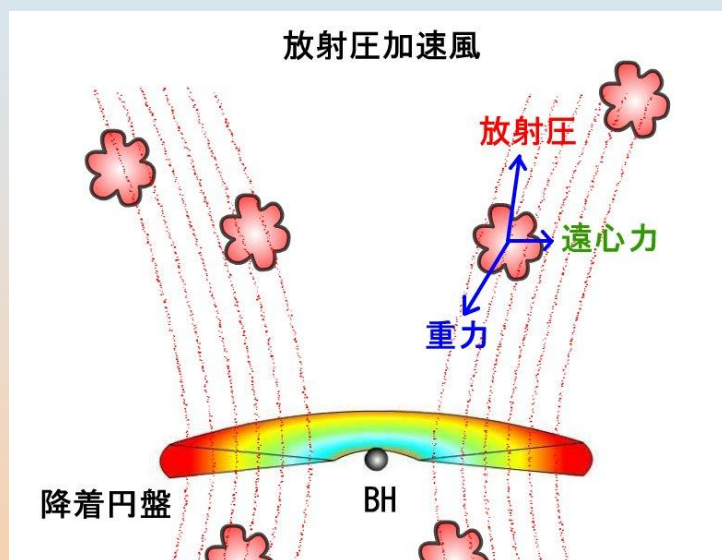
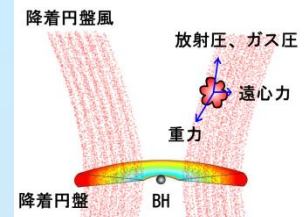




RHD:

# 光学的に薄い降着円盤風

光り輝く降着円盤の輻射場でガスを加速する



○ 輻射場を外場として扱うので原理的には簡単

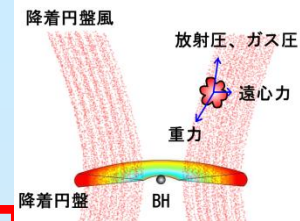
× 輻射抵抗で頭打ち  
× 質量放出率が悪い





RHD :

# 降着円盤からの降着円盤風



Bisnovatyi-Kogan+ 1977

Icke 1980, 1989

Tajima, Fukue 1998

Watarai, Fukue 1999

Hirai, Fukue 2001

Fukue+ 2001

Orihara, Fukue 2003

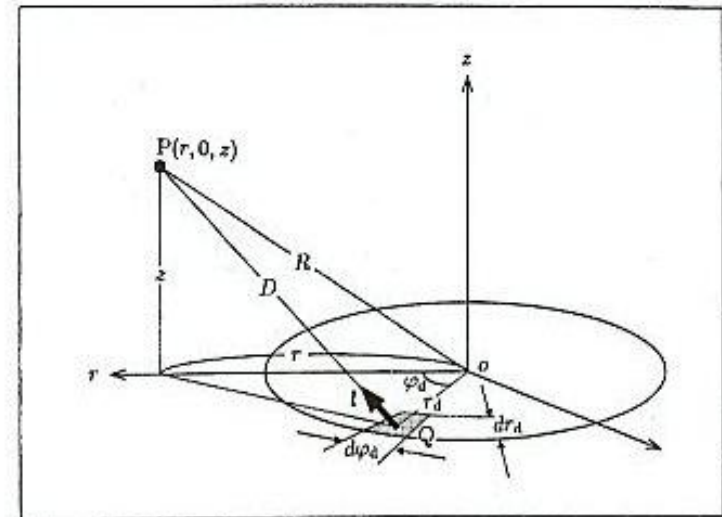


Fig. 1. Schematic picture for the present calculation: cylindrical coordinates  $(r, \varphi, z)$  with the  $z$ -axis along the rotation axis of the disk.





RHD :

# 標準円盤からの降着円盤風

Tajima, Fukue 1998

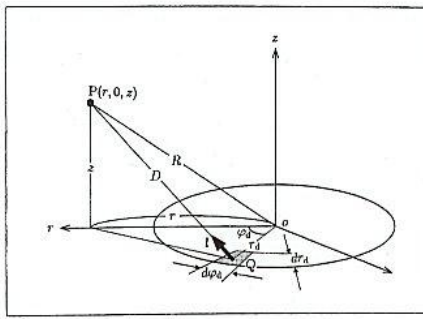
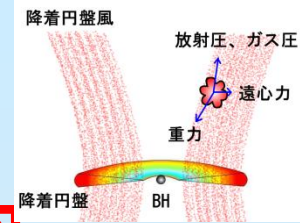


Fig. 1. Schematic picture for the present calculation: cylindrical coordinates  $(r, \phi, z)$  with the  $z$ -axis along the rotation axis of the disk.

**E**

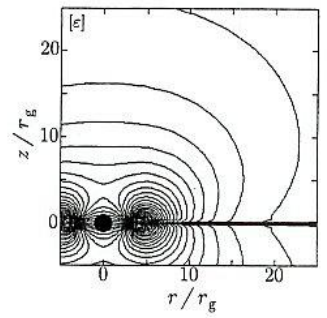
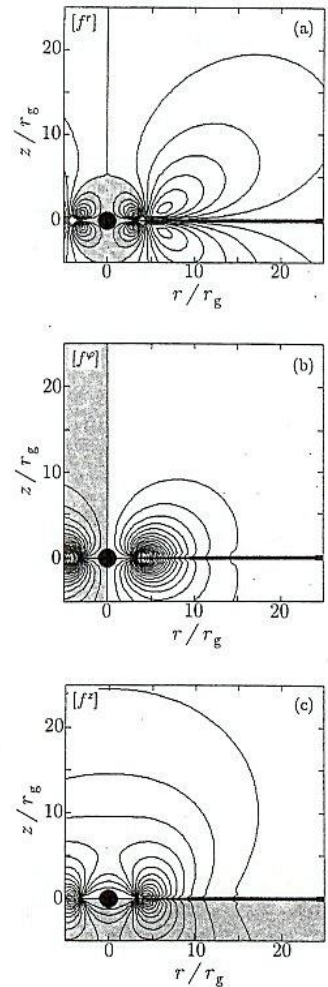


Fig. 2. Contour map of the intensity of the radiation energy density  $\epsilon$  which is drawn in the meridional section. The abscissa is the distance  $r$  from the central object and the ordinate is the height  $z$  from the disk surface, both are measured by the Schwarzschild radius  $r_g$ . For the purpose of understanding, the geometrically thin disk and the central black hole are schematically drawn. The maximum value of the contour is 0.0047 in the dimensionless unit.

**F<sup>i</sup>**



No. 5]

Radiative Disk Winds under Radiation Drag

487

**P<sub>ij</sub>**

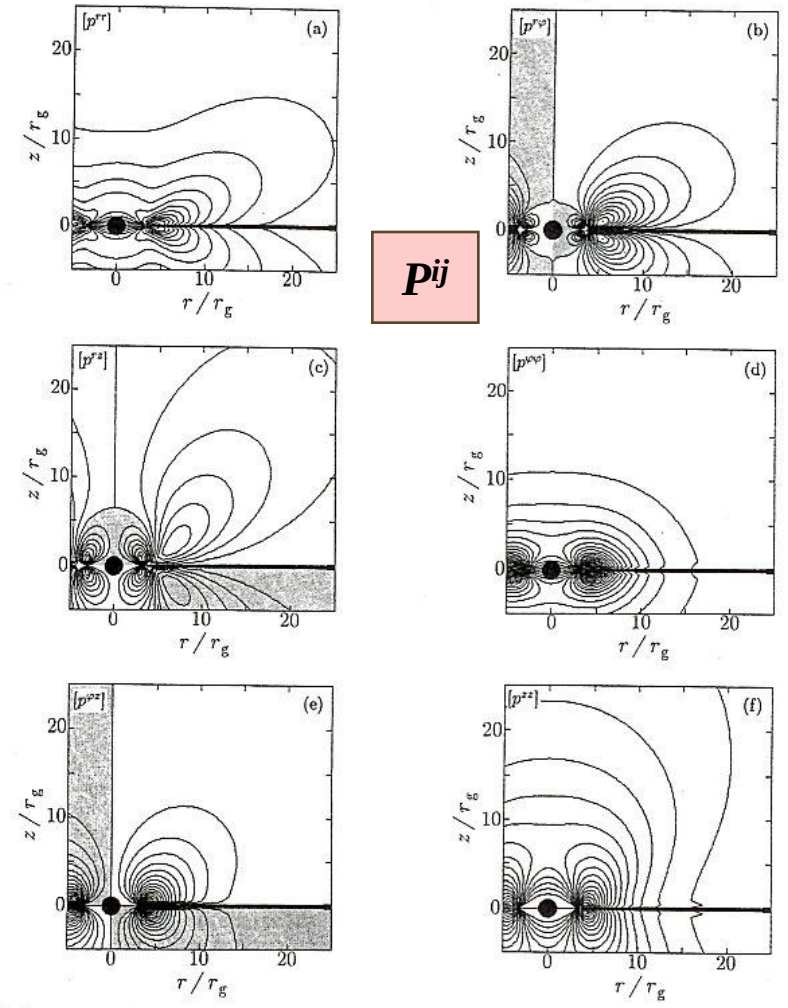


Fig. 4. Contour maps of the intensity of six components of the radiation pressure stress tensor  $p^{\alpha\beta}$  in the meridional section. The shadowed area represents the negative values. (a) The component  $p^{rr}$  with  $p_{\max}^{rr} = 0.0014$ . (b) The component  $p^{r\phi}$  with  $p_{\max}^{r\phi} = 0.0003$ . (c) The component  $p^{rz}$  with  $p_{\max}^{rz} = 0.0003$ . (d) The component  $p^{\phi\phi}$  with  $p_{\max}^{\phi\phi} = 0.0019$ . (e) The component  $p^{\phi z}$  with  $p_{\max}^{\phi z} = 0.0003$ . (f) The component  $p^{zz}$  with  $p_{\max}^{zz} = 0.0003$ .



RHD :

# 標準円盤からの降着円盤風

Tajima, Fukue 1998

最終速度  $\sim 0.2c$  程度

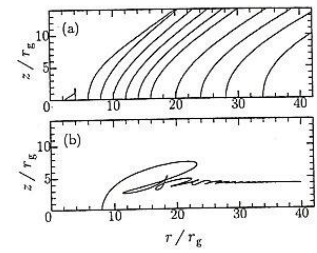
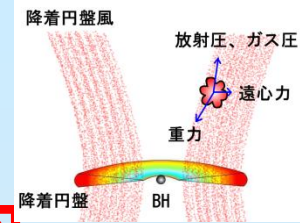


Fig. 6. Examples of trajectories of particle winds from the disk in the meridional section. (a) The escaping case in the luminous disk with  $\Gamma_d = 0.9$ . (b) The trapped case in the less-luminous disk with  $\Gamma_d = 0.5$ .

$\Gamma_d = 0.9$   
 $0.5$

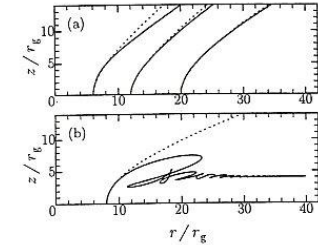


Fig. 8. Comparison between the dragged case (solid curve) and the non-dragged case without radiation-drag force terms (dotted curve). (a) The escaping case with  $\Gamma_d = 0.9$  and  $r_0 = 6, 12$ , and  $20$ . (b) The trapped case with  $\Gamma_d = 0.5$  and  $r_0 = 8$ .

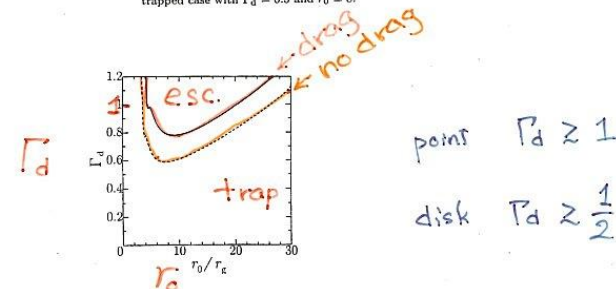
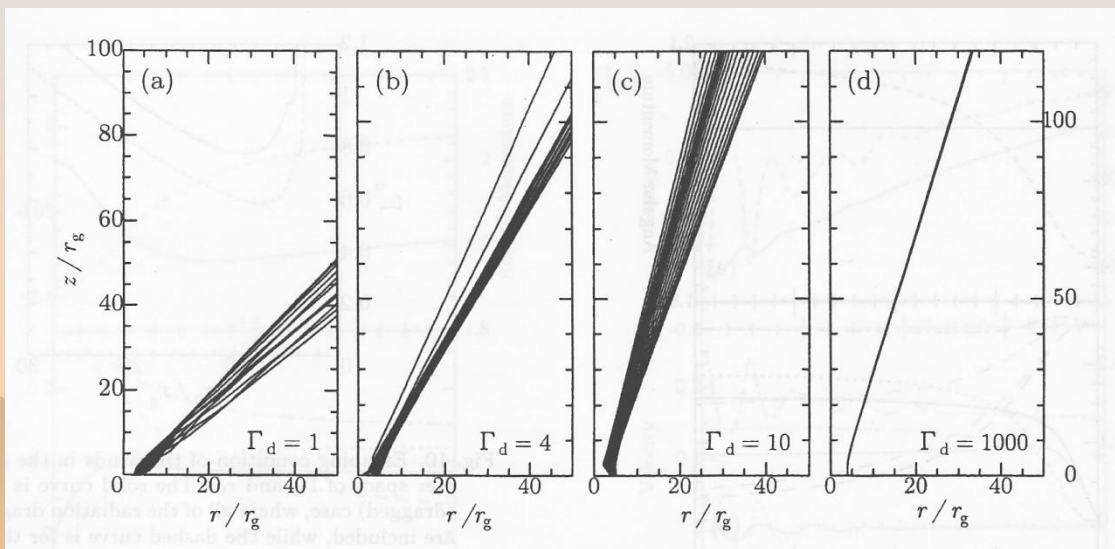


Fig. 10. Escaping condition of the winds in the parameter space of  $\Gamma_d$  and  $r_0$ . The solid curve is for the (dragged) case, where all of the radiation drag terms are included, while the dashed curve is for the non-dragged case, where the radiation-drag terms and azimuthal flux are artificially dropped. For the parameters above these curves, the particles escape



2008/7/26

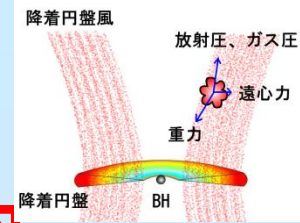
Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28





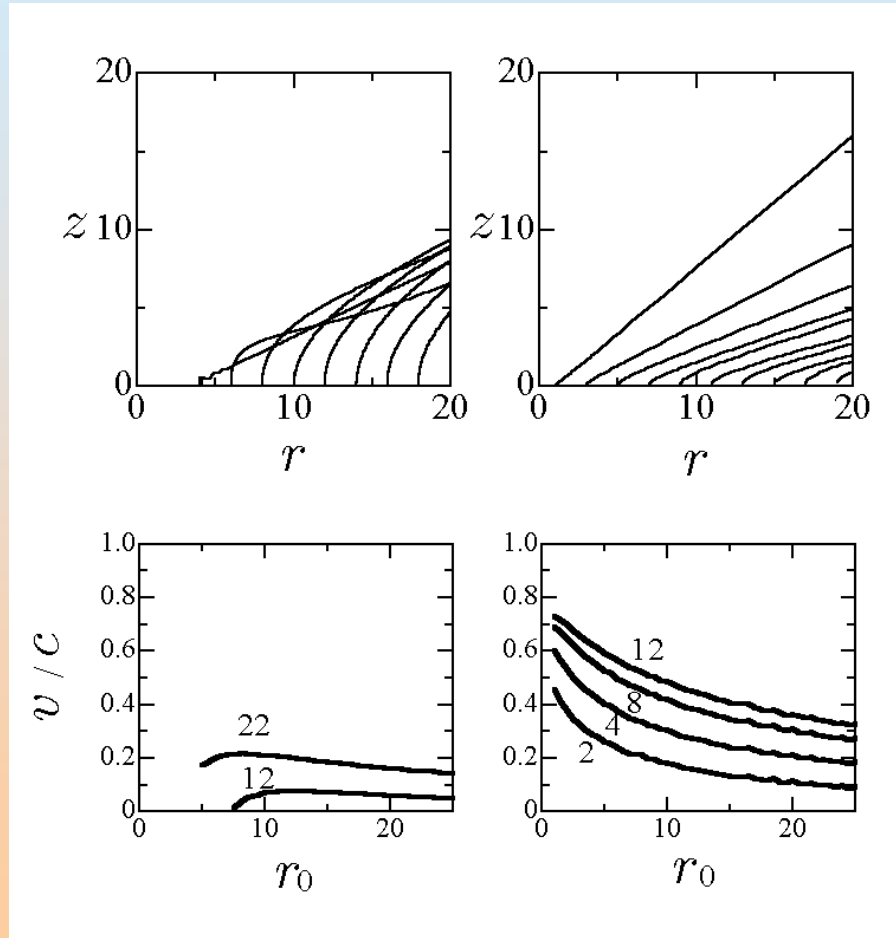
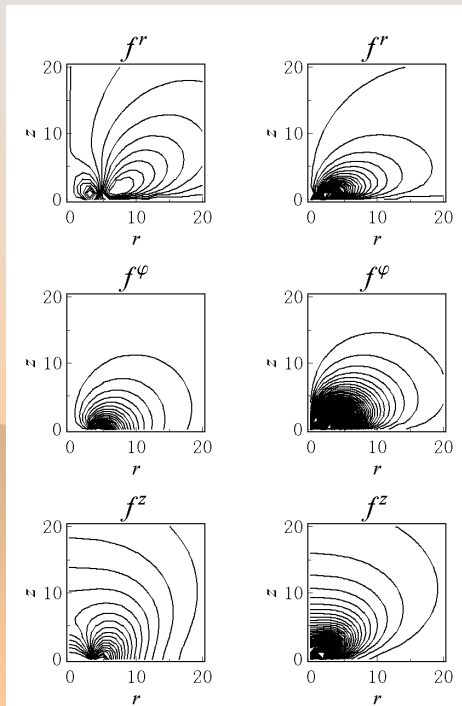
RHD:

# 標準円盤からの降着円盤風



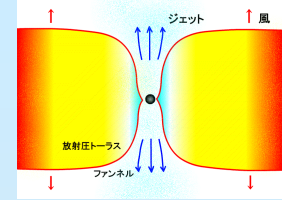
Hirai, Fukue 2001

- シュバルツシルトとカー
- 最終速度  $\sim 0.8c$  程度





RHD :



# 光学的に薄いファンネルジェット

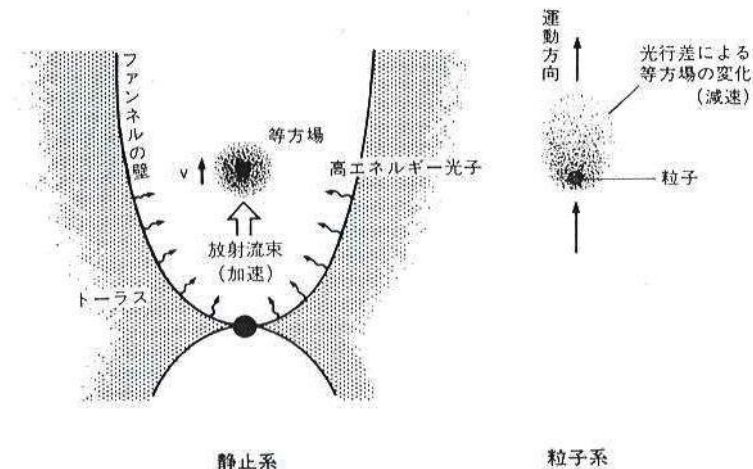
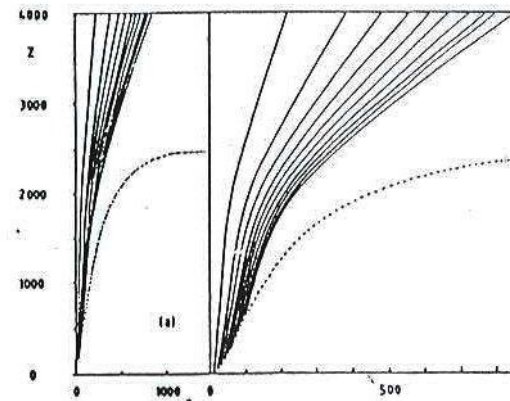
光り輝くトラスのファンネル内で加速する

Sikora and Wilson 1981

○ガスと輻射を別々に扱うので簡単

× 輻射抵抗の問題

図 5-7

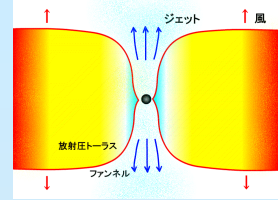


2008/7/26

Summer School On  
Astrophysical Jets



RHD :



# 光学的に厚いファンネルジェット

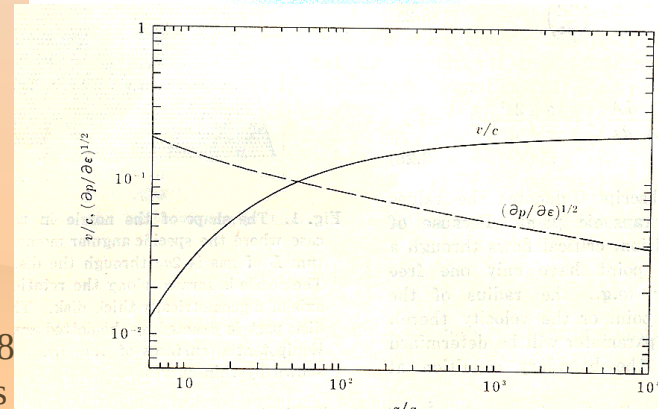
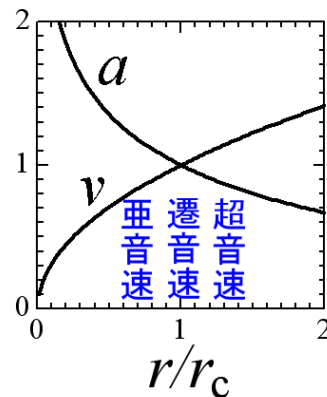
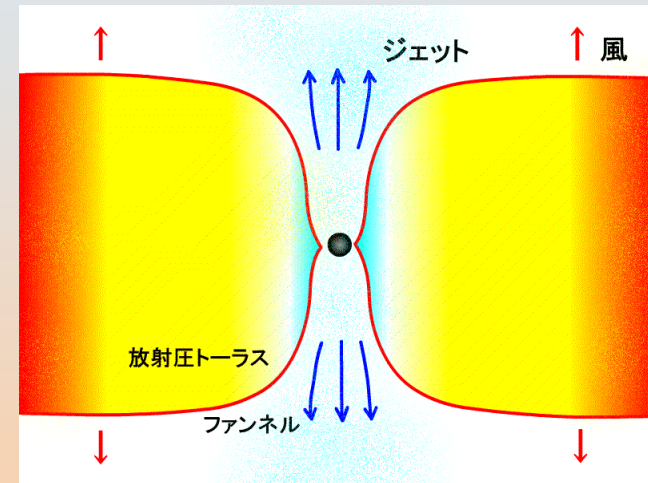
光り輝くトーラスのファンネル内で加速する

○ガスと輻射を一体として扱うので簡単

✿ ファンネルに束縛された太陽風型相対論的流体風

Fukue 1982

Calvani and Nobili 1983



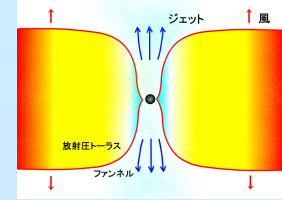
2008

ol 08  
Jets





RHD :



# 光学的に厚いファンネルジェット

## ⚙ 相対論的ベルヌーイ式

$$\dot{M} c^2 \frac{\varepsilon + p}{\rho c^2} \gamma \sqrt{g_{00}} = \dot{E}$$

$$\frac{1}{1 - \frac{1}{\Gamma - 1} \frac{c_T^2}{c^2}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}} = \dot{e} = \gamma_\infty$$

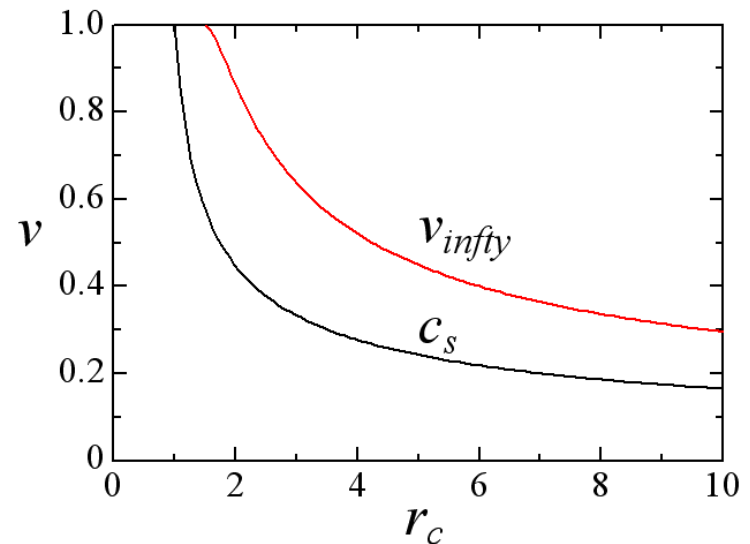
- ⚙  $\dot{M}$  : mass loss rate
- ⚙  $\varepsilon$  : internal energy
- ⚙  $\rho$  : mass density
- ⚙  $p$  : pressure
- ⚙  $\gamma$  : Lorentz factor
- ⚙  $g_{00}$  : metric
- ⚙  $\dot{E}$  : total energy

## ⚙ 臨界点条件

$$\frac{c_T^2}{c^2} = \frac{1}{4r / r_g - 3}$$

2008/7/26

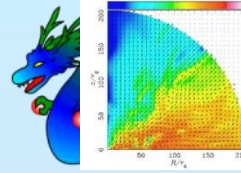
Summer School 08 @ Ts  
Astrophysical Jets 2008/





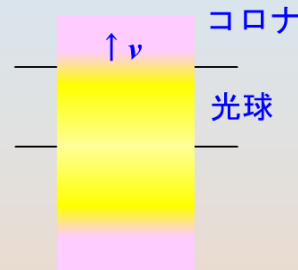
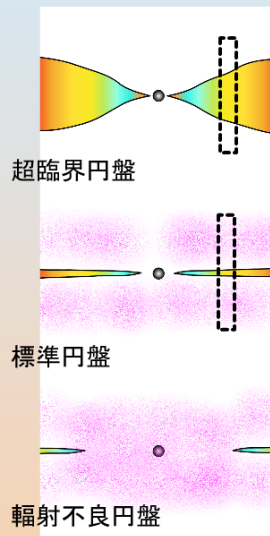


RHD:



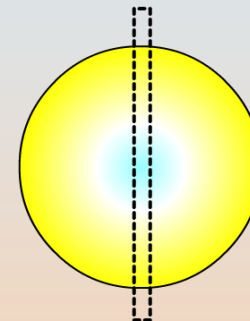
# 一般的な**相対論的輻射流体風**

❁ 光学的に厚い領域から薄い領域まで



円盤内（輻射球内）の  
輻射圧駆動プラズマ流を  
鉛直方向（半径方向）に  
輻射輸送を考慮して解く。

表面が動いているとして  
正しい境界条件を用いる。



ガンマ線バースト

○ ガスと輻射を2流体として  
厳密に扱う

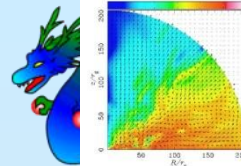
× 輻射流体がムズイ  
× 多次元がムズイ

○ ほとんど未知の分野





RHD :



# 一般的な相対論的輻射流体風

## ✿ 拡散近似

Lindquist 1966

Castor 1972

Ruggles & Bath 1979

Mihalas 1980

Quinn & Paczynski 1985

Paczynski & Proszynski 1986

Turolla et al. 1986

Paczynski 1990

Nobili et al. 1993

Nobili et al. 1994

King & Pound 2003

## ✿ 変動エディントン因子

Fukue 2005, 2006

Fukue, Akizuki 2006, 2007

Akizuki, Fukue 2008

## ✿ シミュレーション

Eggum+ 1985, 1988

Kley 1989

Okuda+ 1997

Kley, Lin 1999

Okuda 2002

Okuda+ 2005

Ohsuga+ 2005

Ohsuga 2006

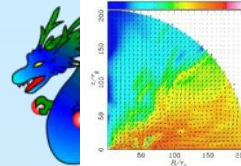
2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28





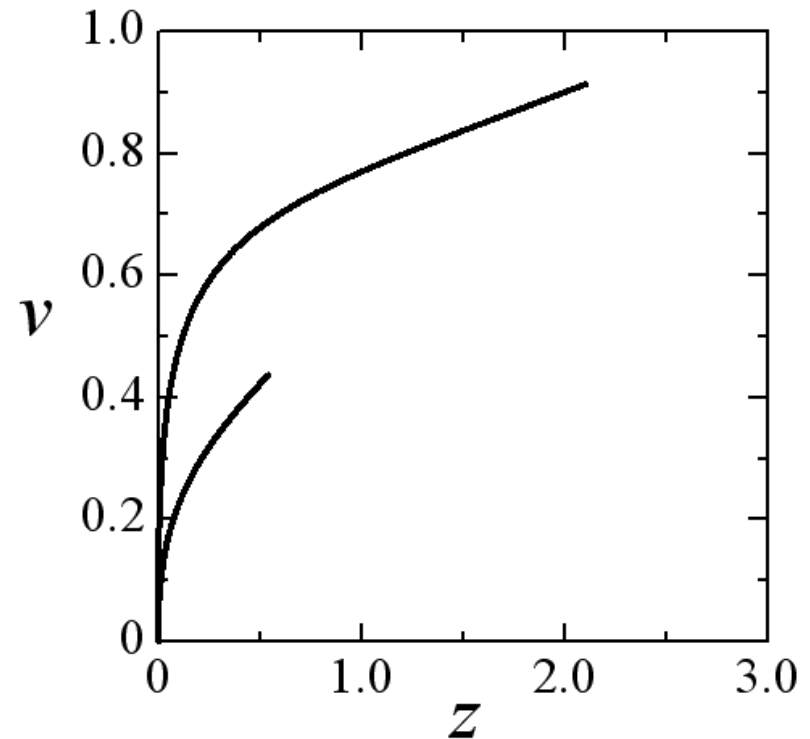
RHD:



# 一般的な相対論的輻射流体風

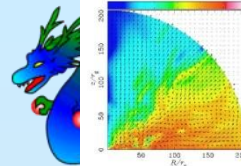
Fukue, Akizuki 2006b

- 特殊相対論:  $(v/c)^2$
- 定常・軸対称
- 1次元( $z$ )平行平板
- 速度依存変動E因子





RHD:



# 一般的な相対論的輻射流体風

RHD数値シミュレーション Eggum et al. 1988

- 特殊相対論:  $(v/c)^1$
- Flux-Limited Diffusion 近似 ← あまりよくない



144

EGGUM, CORONITI, AND KATZ

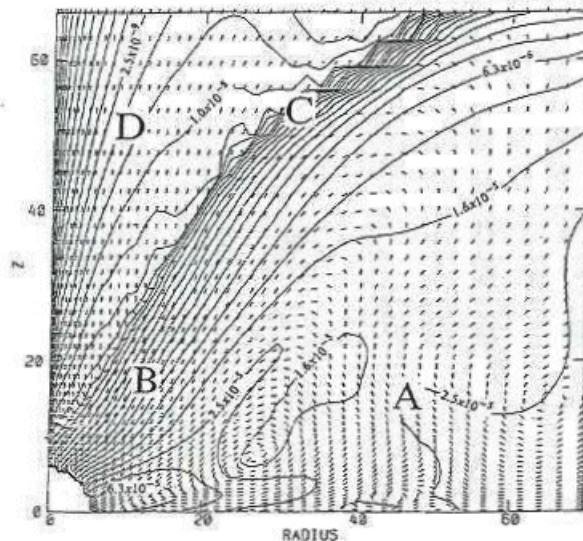


FIG. 1.—Solution 1;  $M = 4M_{\odot}$ ; density contours and unit velocity vectors at time  $t = 5990$ . The  $(r, z)$ -plane of the disk in cylindrical coordinates is shown, with  $z = 0$  its midplane and  $r = 0$  the axis of axial symmetry. The locations of the four structural zones of the solution are indicated. Time is measured in units of  $M/c^2$ ,  $r$  and  $z$  are in units of  $GM/c^2$ , and density is in  $\text{g cm}^{-3}$  for  $M = 3 M_{\odot}$ . Density contours are logarithmically spaced, five per decade.

Vol. 33, No. 1, 1988

SUPER-EDDINGTON ACCRETION DISKS

145

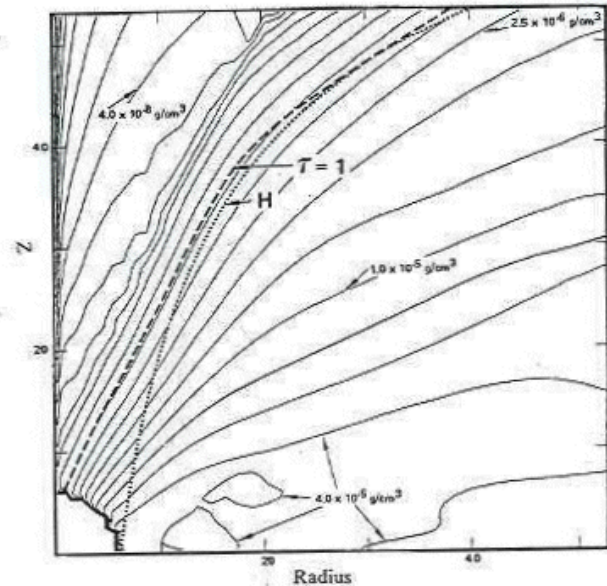


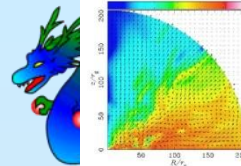
FIG. 2.—Solution 1; photospheric (photosphere) boundary  $\tau_{\text{ph}} = 1$ ; thin-disk model thickness  $H$ ; density contours at  $t = 8438$ . Densities are for  $M = 3 M_{\odot}$ , with  $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ .







RHD:

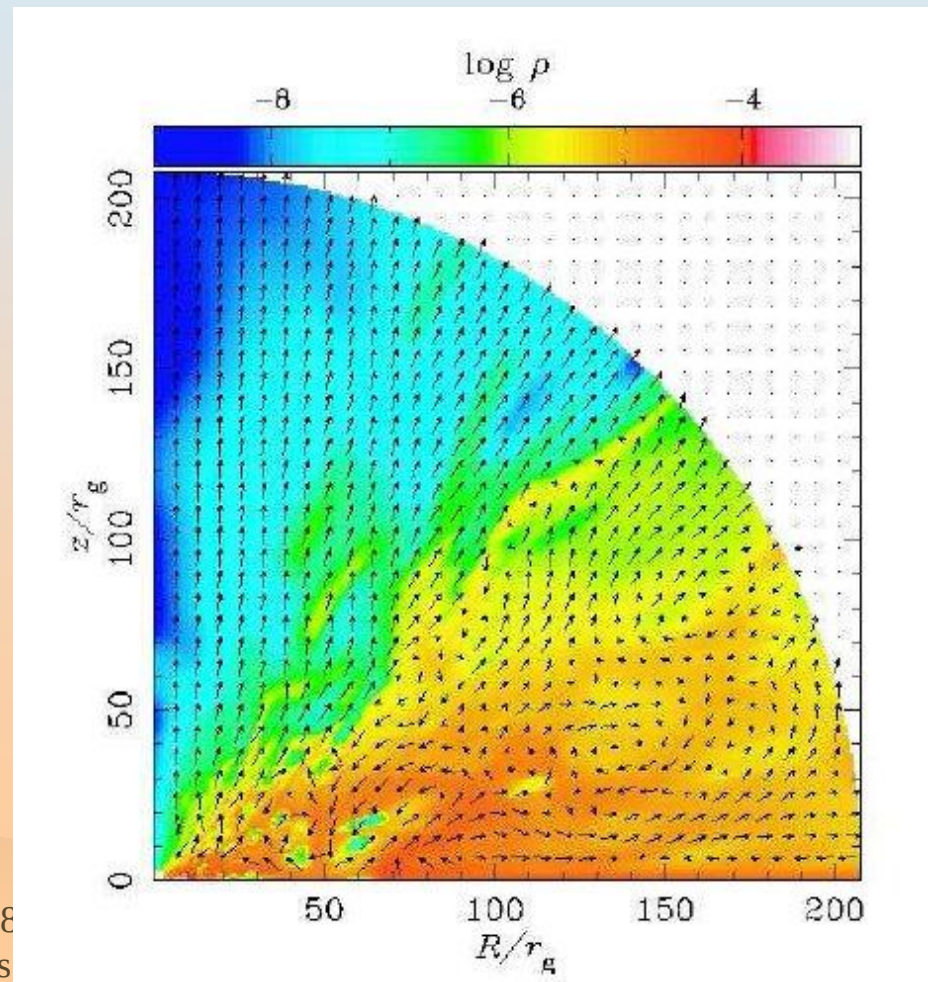
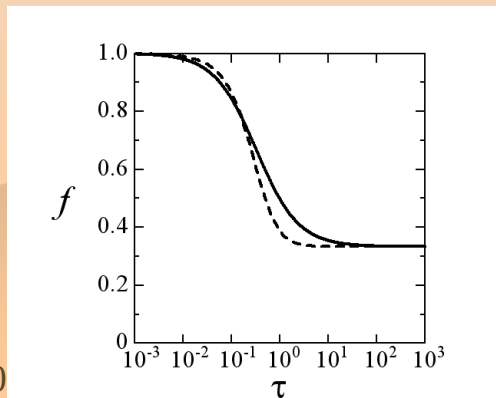


# 一般的な相対論的輻射流体風

RHD数値シミュレーション

✿ Ohsuga et al. 2005

- ✿ 特殊相対論:  $(v/c)^1$
- ✿ 非定常
- ✿ 多次元
- ✿ Flux-Limited Diffusion  
近似←あまりよくない





# 星取表1999 in『活動する宇宙』

表 9.7 宇宙ジェットモデルの「星取り表」

|              | 輻射圧モデル * | MHD モデル * |
|--------------|----------|-----------|
| <b>特徴</b>    |          |           |
| エネルギー性       | ○○       | ○○        |
| 収束性          | ??       | ○○        |
| 特性速度         | マジックスピード | ケプラー速度    |
| 標準降着円盤との共存   | ○○       | ?○        |
| ADAF との共存    | ??       | ?○        |
| <b>対象天体</b>  |          |           |
| 原始星ジェット      | ?×       | ○○        |
| 激変星          | ○?       | ×○        |
| 超軟 X 線源      | ○?       | ×○        |
| X 線星         | ○?       | ?○        |
| SS 433       | ○?       | ?○        |
| 1E 1740-2942 | ○?       | ?○        |
| 活動銀河ジェット     | ○?       | ○○        |





# 星取表2008

表 9.7 宇宙ジェットモデルの「星取り表」

|              | 輻射圧モデル *            | MHD モデル * |
|--------------|---------------------|-----------|
| <b>特徴</b>    |                     |           |
| エネルギー性       | ○○                  | ○○        |
| 収束性          | ??                  | ○○        |
| 特性速度         | <del>マジックスピード</del> | ケプラー速度    |
| 標準降着円盤との共存   | ○○                  | ?○        |
| ADAF との共存    | ??                  | ?○        |
| <b>対象天体</b>  |                     |           |
| 原始星ジェット      | ?×                  | ○○        |
| 激変星          | ○?                  | ×○        |
| 超軟 X 線源      | ○?                  | ×○        |
| X 線星         | ○?                  | ?○        |
| SS 433       | ○?                  | ?○        |
| 1E 1740-2942 | ○?                  | ?○        |
| 活動銀河ジェット     | ○?                  | ○○        |











# RHD: ファイアボール

- ❁ 降着円盤 (縮退円盤)
  - ❁ 近接連星 (近似式)
  - ❁ 降着トラス
  - ❁ 擬ニュートンポテンシャル
  - ❁ ファイアボールモデル
  - ❁ 重力レンズ現象
- ❁ Paczynski 1986



2008/7/26

Summer School  
Astrophysical J



# コンパクトネス問題

❁ 高エネルギーのガンマ線光子が他の光子に衝突したとき、電子陽電子対の生成される閾値エネルギー:

$$\left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right)_{\gamma\text{-ray}} \left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right)_{\text{target}} > \frac{2}{(1 - \cos\theta)}$$

❁ ある光度 $L$ とサイズ $R$ の領域でのガンマ線光子の光学的厚み:

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{l}{60}$$

$$l \equiv \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \frac{L}{R}$$





# RHD: ファイアボール

## ❁ 連続の式

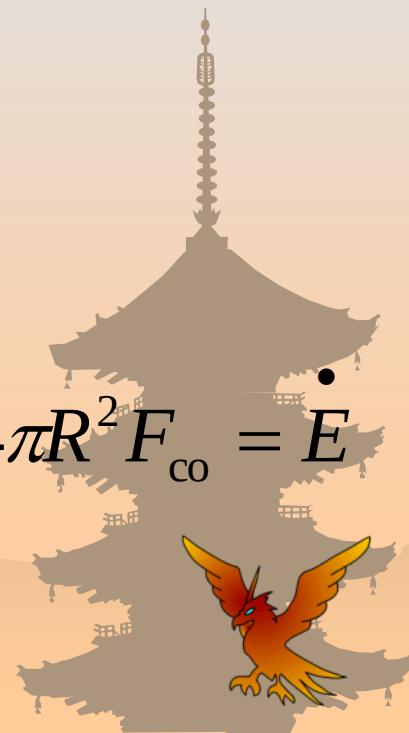
$$4\pi R^2 \rho v \gamma \sqrt{g_{00}} = \dot{M}$$

## ❁ 相対論的ベルヌーイの式 $(T_{\mu}^{\nu} + R_{\mu}^{\nu})_{;\nu} = 0$

$$\dot{M} c^2 \frac{\varepsilon + p}{\rho c^2} \gamma \sqrt{g_{00}} + 4\pi R^2 g_{00} F_{\text{lab}} = \dot{E}$$

$$F_{\text{lab}} = \gamma^2 [(1 + \beta^2) F_{\text{co}} + \beta (cE_{\text{co}} + cP_{\text{co}})]$$

$$\dot{M} c^2 \frac{\varepsilon + p + E_{\text{co}} + P_{\text{co}}}{\rho c^2} \gamma \sqrt{g_{00}} + \gamma^2 g_{00} (1 + \beta^2) 4\pi R^2 F_{\text{co}} = \dot{E}$$





# RHD: ファイアボール

## ❁ 相対論的ベルヌーイの式

$$\dot{M} c^2 \frac{\varepsilon + p}{\rho c^2} \gamma \sqrt{g_{00}} + 4\pi R^2 g_{00} \gamma^2 [(1 + \beta^2) F_{\text{co}} + \beta (cE_{\text{co}} + cP_{\text{co}})] = \dot{E}$$

$$\dot{M} c^2 \frac{\varepsilon + p + E_{\text{co}} + P_{\text{co}}}{\rho c^2} \gamma \sqrt{g_{00}} + \gamma^2 g_{00} (1 + \beta^2) 4\pi R^2 F_{\text{co}} = \dot{E}$$

$$L_{\text{dif}} = 4\pi R^2 g_{00} \gamma^2 (1 + \beta^2) F_{\text{co}}$$

$$L_{\text{adv}} = 4\pi R^2 g_{00} \gamma^2 \beta (cE_{\text{co}} + cP_{\text{co}})$$







# RHD: ファイアボール

## ❁ 相対論的ベルヌーイの式

❁ 重力無視、バリオン無視、 $L_{\text{dif}}$ 無視

$$L_{\text{adv}} = 4\pi R^2 \gamma^2 \beta (cE_{\text{co}} + cP_{\text{co}}) = \dot{E}(\text{const})$$

## ❁ 断熱の式

$$T_{\text{co}} \gamma = \text{const}$$

## ❁ 運動方程式

$$\frac{dP_{\text{co}}}{dR} = -(E_{\text{co}} + P_{\text{co}}) \frac{d \ln \gamma}{dR}$$





# RHD: ファイアボール

$$cE_{\text{co}} = 3cP_{\text{co}} = aT_{\text{co}}^4 = (4\sigma/c)T_{\text{co}}^4$$

## ❁ 相対論的ベルヌーイの式

$$4\pi R^2 \gamma^2 \beta (cE_{\text{co}} + cP_{\text{co}}) = 4\pi R^2 \gamma^2 \beta \frac{16}{3} \sigma T_{\text{co}}^4 = \dot{E}$$

## ❁ 断熱の式

$$T_{\text{co}} \gamma = \text{const}$$

## ❁ 運動方程式

$$\frac{d \ln T_{\text{co}}^4}{dR} = -4 \frac{d \ln \gamma}{dR}$$





# RHD: ファイアボール

## ❁ 自己相似解 ( $R \gg R_{\text{in}}$ )

$$\gamma = \frac{R}{R_{\text{in}}}$$

$$T_{\text{co}} = T_{\text{in}} \frac{R_{\text{in}}}{R}$$

$$\dot{E} = 4\pi R_{\text{in}}^2 \frac{16}{3} \sigma T_{\text{in}}^4$$











# 相対論的輻射流体の定式化

## *Relativistic Radiation Hydrodynamics*

### *Moment Formalism*

福江 純 @ 大阪教育大学





# 目次

- 1 準備
  1. 平均自由行程
  2. 光学的厚み
- 2 輻射流体力学のモーメント定式化
  1. ボルツマン方程式と輻射輸送方程式
  2. 流体力学方程式と輻射モーメント方程式
- 3 クロージャー関係式
  1. エディントン近似と拡散近似
  2. 変動エディントン近似と流束制限拡散近似FLD
- 4 相対論的輻射モーメント方程式
  1. ガス系の方程式
  2. 輻射系の方程式
  3. クロージャー関係式

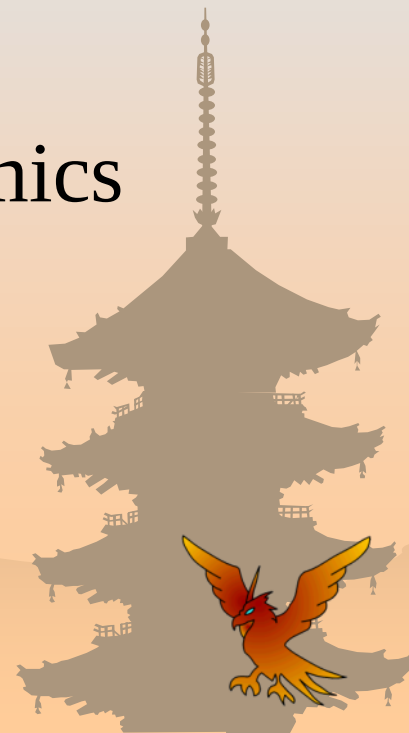




# 相対論的輻射流体力学の定式化

## 1 準備

Relativistic Radiation Hydrodynamics  
**1 Preparation**





# 平均自由行程1

- ❁ “光(光線)は直進する”と習うが、これはウソである。
- ❁ 晴れた日には数km先まで見えるが靄が濃いときには1m先ぐらいまでしか見えないこともある。星間空間では何万光年も彼方の星が見えるが、太陽内部では0.5cm先ぐらいまでしか見えない。
- ❁ **平均自由行程(mean free path)**: 物質に邪魔されずに光が進める距離。間にある物質の量や状態で変わる
- ❁ 粒子(物質)と光子からなる世の中では“**光線は平均自由行程だけ直進する**”

大阪教育大から眺めた大阪市内

晴れた日



雨の日



黄砂の日







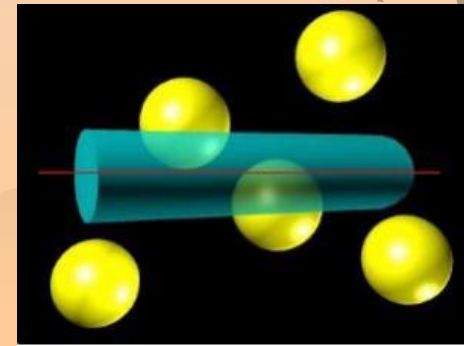
# 平均自由行程2

- 光の平均自由行程 $\lambda$ は、ガス密度 $\rho$ と(他の全部の要素を含む)不透明度 $\kappa$ の積に反比例する:

$$\lambda = \frac{1}{\kappa \rho}$$

- 平均自由行程 $\lambda$ はもちろん[cm]の単位をもつ。
- たとえば、太陽内部では、密度は平均的に $1\text{g/cm}^3$ 程度で、不透明度は $1\text{cm}^2/\text{g}$ 程度なので、平均自由行程は1cmのオーダーになる。
- ガス粒子の個数密度 $n$ と衝突断面積 $\sigma$ でも表せる:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$$





# 光学的深さ1

- ❁ 光子の輸送という観点から、光が感じる“距離”として、実距離の代わりに、  
「**光学的深さ／光学的厚み(optical depth)**」  
を使う。
- ❁ 光が通過した実距離 $ds$ と物質密度 $\rho$ と不透明度 $\kappa$ を用いると、  
光学的深さ $d\tau$ は、以下のように定義される：

$$d\tau = \kappa \rho ds \qquad \tau = \int \kappa \rho ds$$

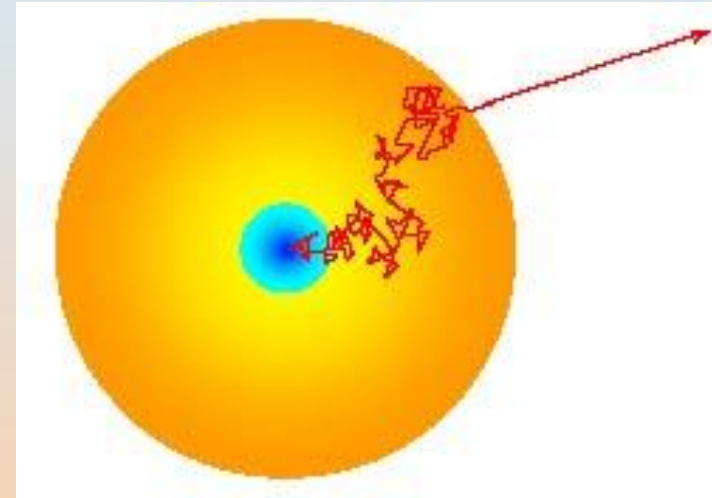
- ❁ 光学的深さの単位は無次元である。
- ❁ 平均自由行程との関連で言えば、  
**光学的深さが1になる距離が平均自由行程**  
に他ならない。





# 光学的深さ2

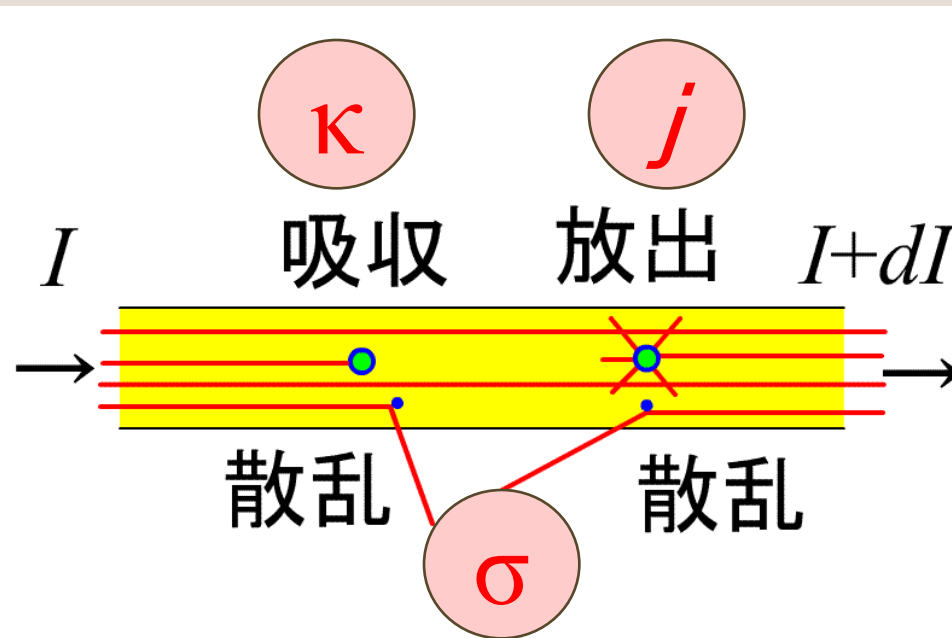
- ❁ 太陽半径70万kmは太陽内部の平均自由行程0.5cmの約 $10^{11}$ 倍なので、太陽表面から中心までの光学的深さも $10^{11}$ ほどになる。
- ❁  $N$ 回のランダムウォークで進む距離は、平均自由行程の $\sqrt{N}$ 倍程度なので、太陽半径進むには、 $N=(10^{11})^2=10^{22}$ となり、道のりにして、 $10^{22}$ cmぐらいになるので、光速で $10^4$ 年かかる。





# 吸収と散乱

- 平均自由行程進むと、物質粒子によって吸収 (absorption) や散乱 (scattering) を受ける。
- 吸収は光子を破壊し、再放出する→局所熱平衡に近づける
- 散乱 (トムソン散乱) は光子の方向のみ変える→等方化



$$2008/7/25 \quad dI = (j/4\pi) \rho ds - (\kappa + \sigma) \rho I ds + \sigma \rho (cE/4\pi) ds$$

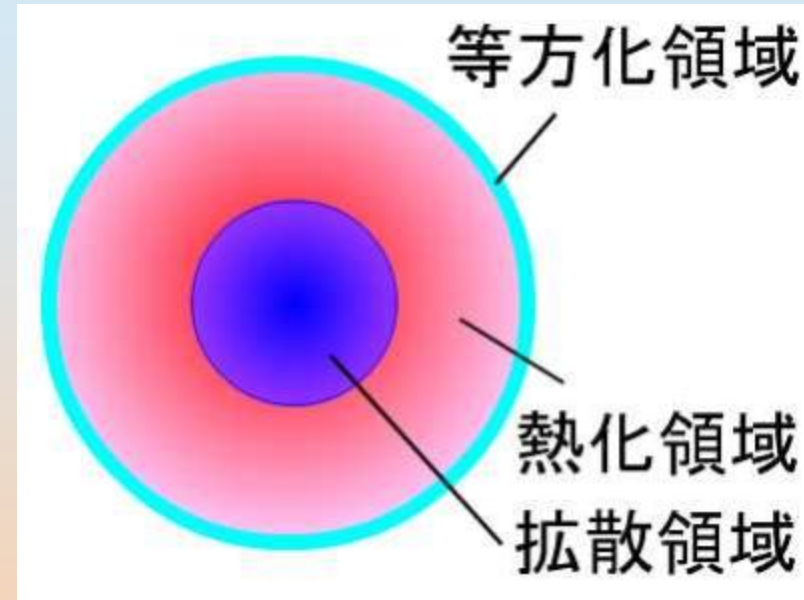






# 拡散領域－自由流領域1

- ❁ **拡散領域**:十分に光学的に厚い内部領域では、ガスと輻射はほぼ完全に**局所熱平衡**になっており、輻射場は黒体放射で、拡散近似が成り立っている。
- ❁ 局所的には拡散は等方的に起こるが、大局的には光子密度の負の勾配方向へ起こる。
- ❁ **熱化領域**:その周辺では、ガスと輻射は近似的に熱平衡で、拡散近似も少し悪くなる。



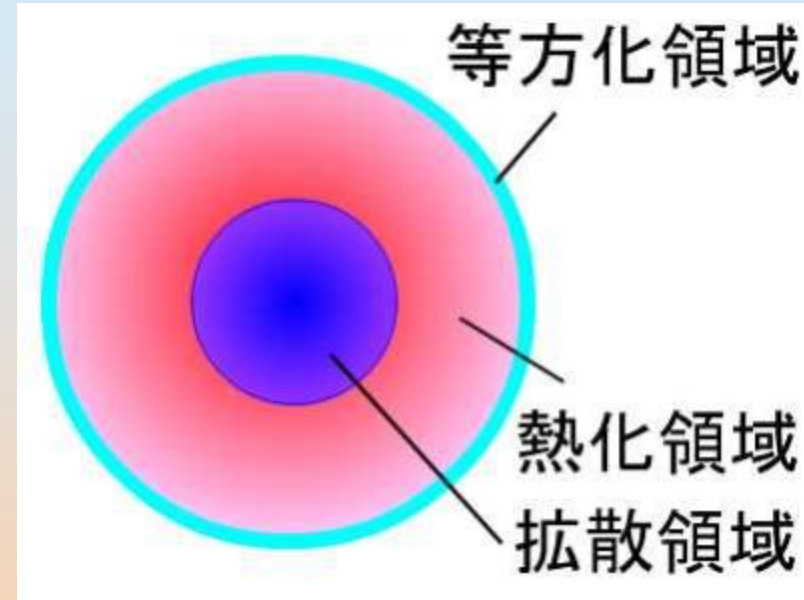
$$F^i = -\frac{1}{\kappa\rho} \nabla P^{ik}$$





# 拡散領域－自由流領域2

- ❁ **等方化領域**: 光学的厚みが1(平均自由行程)程度の表面境界層では、拡散近似は破れ、輻射場は黒体放射ではなくなる。ただし、散乱などによって輻射場は簡単に等方的になるので、この境界層でもエディントン近似は成り立っている。



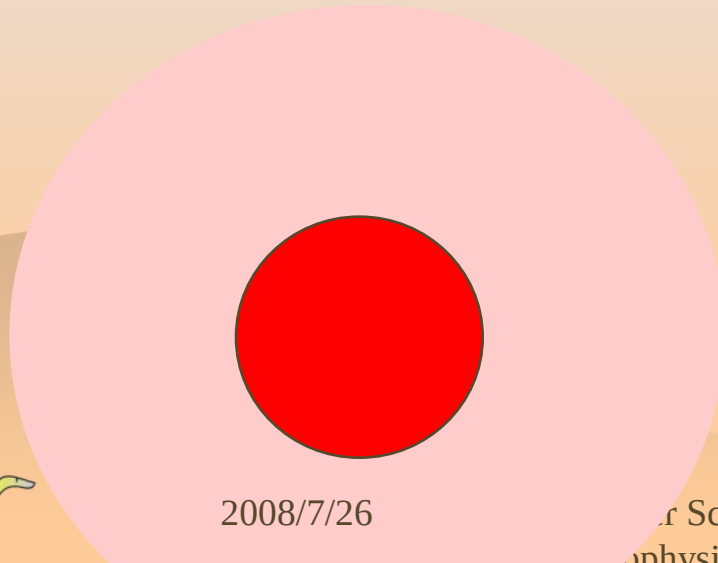
$$P^{ik} = \frac{\delta^{ik}}{3} E$$





# 拡散領域－自由流領域3

- 自由流領域: 光学的に薄くなると、たとえば、太陽表面付近から惑星間空間のような平均自由行程が十分に長い領域では、光子は吸収も散乱もほとんど受けずに、光源から反対方向へ向けて、“自由流”として直進する。



$$F = cE = cP$$





# 輻射場の物理量1

光子の流れ(輻射)は、エネルギーと運動量を運び、周辺のガスに圧力(応力)を及ぼす。

輻射強度  $I(\mathbf{r}, t, \mu)$  [erg/cm<sup>3</sup>/sr]: 単位時間単位面積あたりに単位立体角方向へ輻射が運ぶエネルギー

輻射エネルギー密度  $E(\mathbf{r}, t)$  [erg/cm<sup>3</sup>]: 単位体積あたりの輻射のエネルギー

輻射流束  $F(\mathbf{r}, t)$  [erg/cm<sup>2</sup>/s] =  $c \times$  [erg/cm<sup>3</sup>]: 単位時間単位面積あたりに輻射が運ぶエネルギー

輻射圧  $P(\mathbf{r}, t)$  [dyn/cm<sup>2</sup>] = [erg/cm<sup>3</sup>]: 単位面積あたりの輻射の力

$$\begin{aligned} E_\nu &\equiv \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega, & E &\equiv \int E_\nu d\nu, \\ \mathbf{F}_\nu &\equiv \int I_\nu \mathbf{l} d\Omega, & \mathbf{F} &\equiv \int \mathbf{F}_\nu d\nu, \\ P^{ij} &\equiv \frac{1}{c} \int I_\nu l^i l^j d\Omega, & P^{ij} &\equiv \int P_\nu^{ij} d\nu, \end{aligned}$$

2008/7/26



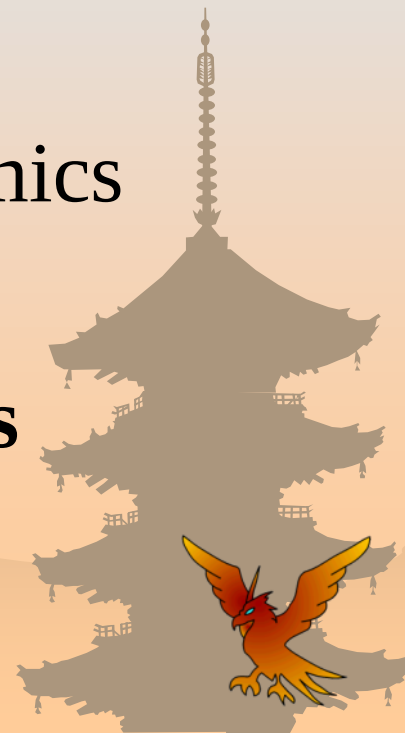




# 相対論的輻射流体力学の定式化

## 2 輻射流体力学の モーメント定式化

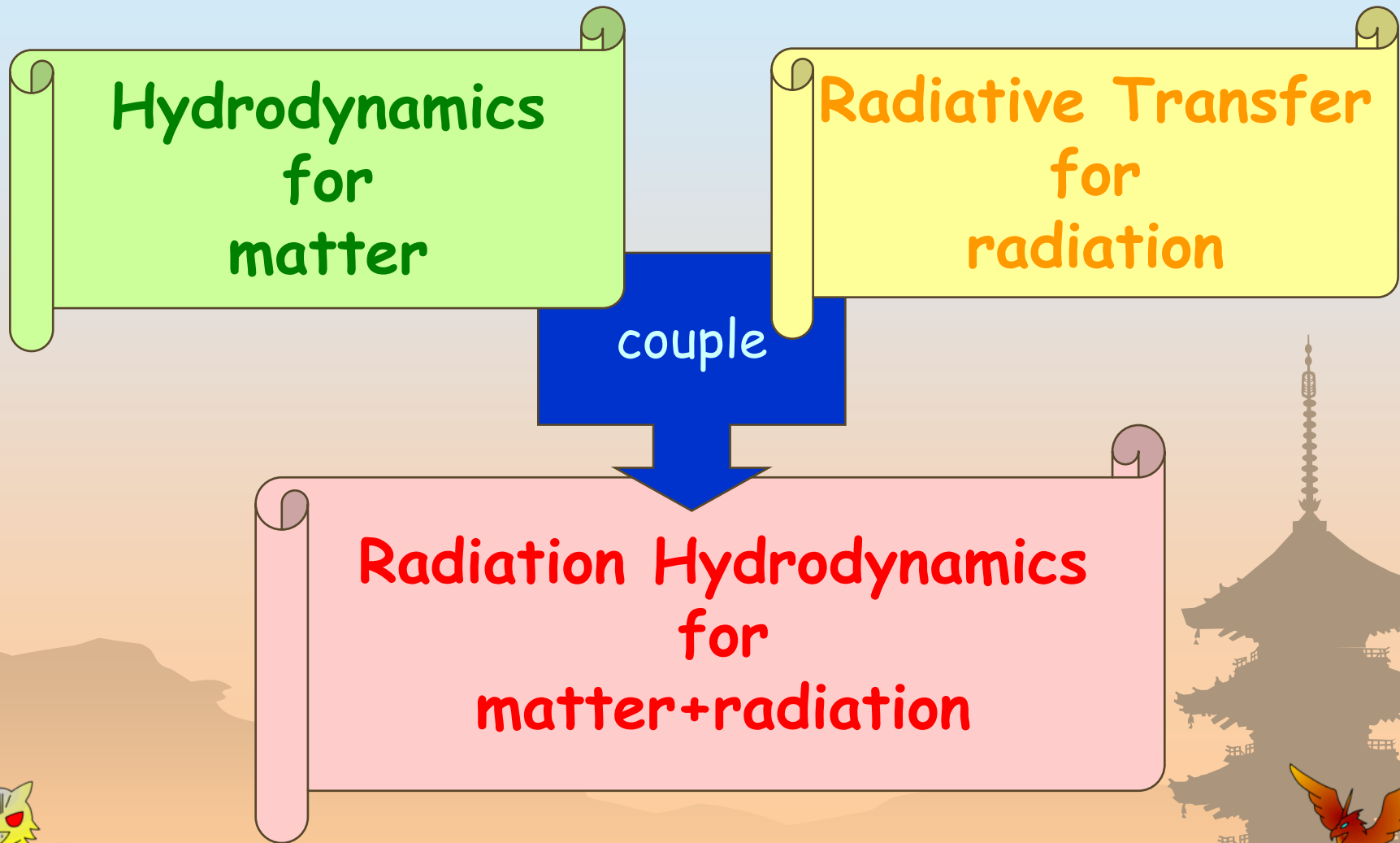
Relativistic Radiation Hydrodynamics  
**2 Moment Formalism  
of Radiation Hydrodynamics**





1. RHD

# Radiation Hydrodynamics





# 1. RHD      Radiation Hydrodynamics

Hydrodynamics

気体 (gas) の力学

Radiative Transfer

ガス中における光子流の伝わり方を調べる

couple

Radiation Hydrodynamics  
for

ガスの力学と光子流の伝わり方を同時に調べる

相対論的効果まで考慮して、ガスの力学と光子流の伝わり方を同時に調べる





# 1. RHD Fundamental Equation

## Boltzmann equation for matter

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\delta f}{\delta t}$$

$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  : distribution function

$\mathbf{r}$  : position

$\mathbf{v}$  : velocity

$t$  : time

## Transfer equation for radiation

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + (\mathbf{l} \nabla) I_\nu = \frac{1}{4\pi} \rho j_\nu - \rho \kappa_\nu I_\nu - \rho \sigma_\nu \int \phi_\nu I_\nu d\Omega' + \rho \sigma_\nu \int \phi_\nu I'_\nu d\Omega'$$

$I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l}, t, \nu)$  : radiation intensity

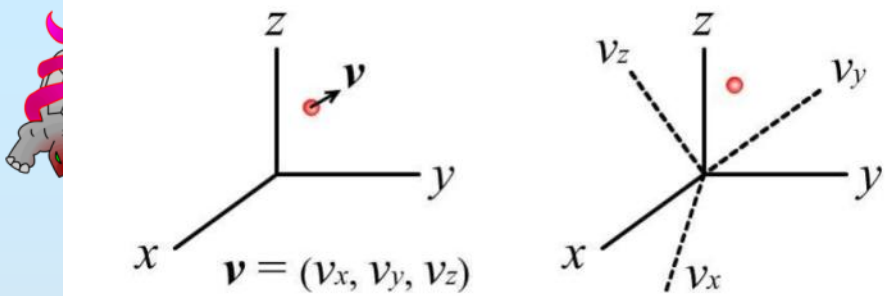
$\mathbf{r}$  : position

$\mathbf{l}$  : direction cosine

$t$  : time

$\nu$  : frequency





# Transport Equation



**Boltzmann equation  
for matter**

**Transfer equation  
for radiation**

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\delta f}{\delta t}$$

$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ : distribution function

6次元位相空間中  
における粒子の分布  
関数  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  の振る  
舞いを記述する原理  
方程式

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + (\mathbf{l} \cdot \nabla) I_\nu = \frac{1}{4\pi} \rho j_\nu - \rho \kappa_\nu I_\nu - \rho \sigma_\nu \int \phi_\nu I_\nu d\Omega' + \rho \sigma_\nu \int \phi_\nu I'_\nu d\Omega'$$

$I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l}, t, \nu)$ : radiation intensity

$\mathbf{r}$ : position

$\mathbf{l}$ : direction

$t$ : time

$\nu$ : frequency

座標・方向空間中  
における光子の強度  $I$   
( $\mathbf{r}, \mathbf{l}, t$ ) の振る舞いを  
記述する原理方程式



# 1. RHD      Moment Formalism

## Moment quantities for matter

**density**

$$\rho = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z$$

**bulk velocity**

$$\rho u^i = \int v^i f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z$$

**pressure stress tensor**

$$p^{ij} = \int (v^i - u^i)(v^j - u^j) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z$$

流体のモーメント量(ガス密度、平均速度ベクトル、圧カストレステンソル)と  
輻射のモーメント量(輻射エネルギー密度、輻射流束ベクトル、輻射応力テンソル)

## Moment quantities for radiation

**frequency - integrated  
radiation energy density**

$$cE = \int I d\Omega$$

**radiative flux**

$$F^i = \int I l^i d\Omega$$

**radiation stress tensor**

$$cP^{ik} = \int I l^i l^k d\Omega$$



# 1. RHD Moment Formalism

## Moment equations for matter

**continuity equation**

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

**momentum equation**

$$\frac{\partial v^i}{\partial t} + v^k \frac{\partial}{\partial x^k} v^i = -\frac{\partial \psi}{\partial x^i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x^i} + \frac{\kappa_F}{c} F^i$$

**energy equation**

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v^k \frac{\partial}{\partial x^k} \right) e + \frac{p}{\rho} \frac{\partial v^k}{\partial x^k} = \frac{1}{\rho} q^+ - j + c \kappa_E E$$

## Moment equations for radiation

**frequency - integrated**

**0th moment**

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial F^k}{\partial x^k} = \rho(j - c \kappa_E E)$$

**1st moment**

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial F^i}{\partial t} + \frac{\partial P^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{1}{c} \rho \kappa_F F^i$$



# 1. RHD Moment Formalism

Mom

ations

モーメント定式化は無限連鎖方程式系なので、有限の次数の範囲では、方程式の数よりも変数の方が多い。方程式を閉じさせるためには、変数の間になんらかの関係式—**クロージャー関係式**—が必要になる。

ガス系: 衝突時間が系の変化時間より十分に短い～**チャップマン—エンスコグ近似**(1917年)

光子ガス系: **拡散近似**、**エディントン近似**(1926年)、**流束制限拡散近似**(1981年)、**変動エディントン近似**(1975年)

↓ 光学的厚みが1程度の領域や相対論的領域で容易に破綻してしまう

↓ **(相対論的) 輻射流体力学の定式化が不完全**な所以

$\frac{\partial}{\partial t}$

energy

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v^k \frac{\partial}{\partial x^k} \right) e + \rho \frac{\partial}{\partial x^k}$$



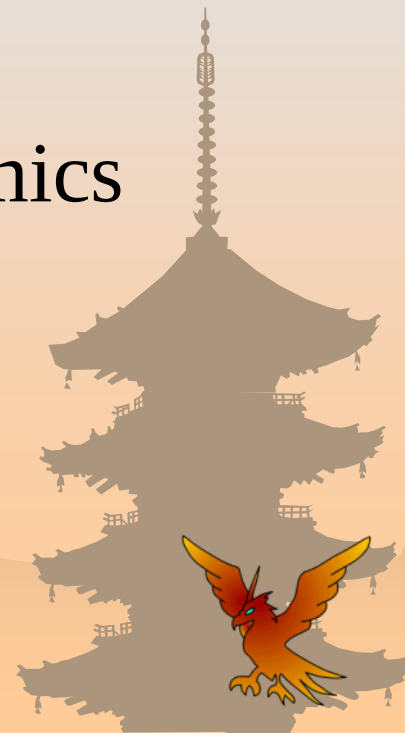


# 相対論的輻射流体力学の定式化

## 3 クロージャー関係式

Relativistic Radiation Hydrodynamics

**3 Closure Relation**





1. RHD

# Closure Relation 1

## Closure relation for radiation

### Eddington approximation

radiation fields  $\Rightarrow$  isotropic

$$P^{ik} = \frac{\delta^{ik}}{3} E$$

### Diffusion approximation

radiation fields  $\Rightarrow$  isotropic

+ optically thick

$$F^i = -\frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial P^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{c}{3\kappa_R \rho} \frac{\partial E}{\partial x^i}$$

エディントン近似と  
拡散近似





# 1. RHD Closure Relation 2

## Closure relation in optically thick to thin regimes

Variable Eddington factor **Tamazawa et al. 1975**

$$P^{ik} = f^{ik} E;$$

$$f^{ik} = \left( f(\tau), \frac{1}{2} - \frac{1}{2} f(\tau), \frac{1}{2} - \frac{1}{2} f(\tau) \right)$$

$$f(\tau) = \frac{1+\tau}{1+3\tau}$$

$f$ : 変動エディントン因子  
(variable Eddington factor)

Flux-limited diffusion **Levermore and Pomraning 1981**

$$F^i = -\lambda \frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial E}{\partial x^i};$$

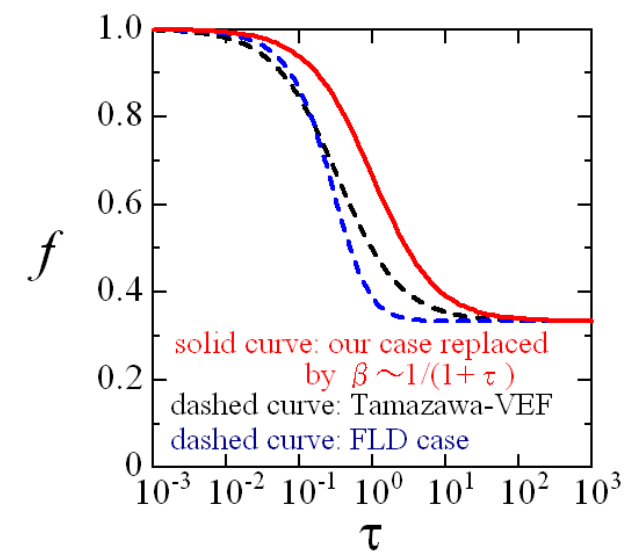
**1981**

$$\lambda = \frac{2+R}{6+3R+R^2}; \quad R = \frac{|\nabla E|}{\kappa_R \rho E}$$

$$f = \lambda + \lambda^2 R^2$$

$\lambda$ : 流束制限子 (flux limiter)

変動エディントン近似と  
流束制限拡散近似





# 相対論的輻射流体力学の定式化

## 4 相対論的輻射流体力学の モーメント定式化

Relativistic Radiation Hydrodynamics

**2 Moment Formalism  
of Relativistic Radiation  
Hydrodynamics**







## 相対論的輻射流体力学の定式化

Thomas, L.H. 1930, Quart. J. Math 1, 239

Hazlehurst, J., Sargent, W.L.W. 1959, ApJ 130, 276

Lindquist, R.W. 1966, Annals Phys. 37, 487

Castor, J.I. 1972, ApJ 178, 779

Anderson, J.L., Spiegel, E.A. 1972, ApJ 171, 127

Hsieh, S.-H., Spiegel, E.A. 1976, ApJ 207, 244

Thorne, K.S. 1981, MNRAS 194, 439

Udey, N., Israel, W. 1982, MNRAS 199, 1137

Mihalas, D., Klein, R.I. 1982, J.Comp.Phys. 46, 97

Mihalas, D., Mihalas, B.W. 1984, Foundations of Radiation Hydrodynamics (Oxford University Press)

Park, M.-G. 1993, A&A 274, 642

Mihalas, D., Auer, L.H. 2001, JQSRT 71, 61

## 一般相対論的輻射流体力学の方程式系が成分で書き下されたのはごく最近

Park, M.-G. 2006, MNRAS 367, 1739

Takahashi, R. 2007, MNRAS 382, 1041





## 2. RRHD Moment Formalism

### Moment equations for matter

- continuity
- momentum
- energy

**In the comoving frame**

$$cE_0 = \int I_0 d\Omega_0, F_0^i = \int I_0 l_0^i d\Omega_0,$$

$$cP_0^{ik} = \int I_0 l_0^i l_0^k d\Omega$$

**In the inertial frame**

$$cE = \int I d\Omega, F^i = \int I l^i d\Omega,$$

$$cP^{ik} = \int I l^i l^k d\Omega$$

2008/7/26

Sur  
As

$$(nu^\mu)_{;\mu} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} (\sqrt{-g} nu^\mu) = 0, \quad (\text{E.53})$$

$$\begin{aligned} & c^2 \left( u^\mu \frac{\partial u^i}{\partial x^\mu} + \Gamma_{\mu\nu}^i u^\mu u^\nu \right) \\ &= \frac{c^2}{\varepsilon + p} (g^{i\mu} - u^i u^\mu) \frac{\partial p}{\partial x^\mu} + \frac{\rho c^2}{\varepsilon + p} \frac{1}{c} (\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \\ & \quad \times \left[ F_0^i + \frac{\gamma - 1}{v^2} v^i (\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_0) \right] \\ &= \frac{c^2}{\varepsilon + p} (g^{i\mu} - u^i u^\mu) \frac{\partial p}{\partial x^\mu} + \frac{\rho c^2}{\varepsilon + p} \frac{\gamma}{c} (\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \\ & \quad \times \left[ F^i - \gamma^2 E v^i - v_k P^{ik} + \gamma^2 v^i \left( \frac{2\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c^2} - \frac{v_j v_k}{c^2} P^{jk} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{E.57})$$

$$\begin{aligned} & \frac{c}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} [\sqrt{-g} (\varepsilon - \rho c^2) u^\mu] + c \frac{p}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} (\sqrt{-g} u^\mu) \\ &= -\rho (j_0 - c \kappa_0^{\text{abs}} E_0) \\ &= \gamma^2 \rho \left( -\frac{j_0}{\gamma^2} + c \kappa_0^{\text{abs}} E - \kappa_0^{\text{abs}} \frac{2\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c} + \kappa_0^{\text{abs}} \frac{v_i v_k}{c} P^{ik} \right). \end{aligned} \quad (\text{E.60})$$





## 2. RRHD Moment Formalism

### Moment equations for radiation

左辺は静止系、右辺は共動系の輻射量で表した0次と1次のモーメント式。1次のモーメント式の3行目は単純に共動系でガスに輻射が運動量を与える項になっている。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \mathbf{F} = \rho \gamma (j_0 - c \kappa_0^{\text{abs}} E_0) - \rho \gamma (\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_0}{c}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial F^i}{\partial t} + \frac{\partial P^{ik}}{\partial x^k} = & \rho \gamma \frac{v^i}{c^2} (j_0 - c \kappa_0^{\text{abs}} E_0) \\ & - \rho (\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \frac{\gamma - 1}{v^2} \frac{v^i}{c} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_0) \\ & - \frac{1}{c} \rho (\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) F_0^i. \end{aligned}$$



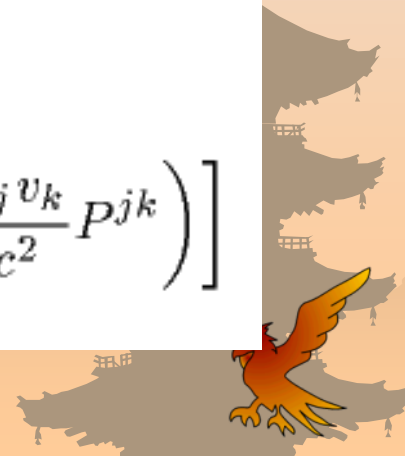


## 2. RRHD Moment Formalism

### Moment equations for radiation

両辺とも静止系の輻射量で表した0次と1次のモーメント式。1次のモーメント式の2行目で、[]内の第2項と第3項などで現れている速度に比例する項が、いわゆる輻射抵抗(コンプトン抵抗)。

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \mathbf{F} &= \rho\gamma \left( j_0 - c\kappa_0^{\text{abs}} E + \kappa_0^{\text{abs}} \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c} \right) \\ &\quad + \rho\gamma^3 \kappa_0^{\text{sca}} \left[ \frac{v^2}{c} E + \frac{v_i v_j}{c} P^{ij} - \left( 1 + \frac{v^2}{c^2} \right) \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c} \right] \\ \frac{1}{c^2} \frac{\partial F^i}{\partial t} + \frac{\partial P^{ik}}{\partial x^k} &= \frac{\rho\gamma}{c} \left( \frac{v^i}{c} j_0 - \kappa_0^{\text{abs}} F^i + \kappa_0^{\text{abs}} v_k P^{ik} \right) \\ &\quad - \frac{\rho\gamma}{c} \kappa_0^{\text{sca}} \left[ F^i - \gamma^2 E v^i - v_k P^{ik} + \gamma^2 v^i \left( \frac{2\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c^2} - \frac{v_j v_k}{c^2} P^{jk} \right) \right]\end{aligned}$$





## 2. RRHD Closure Relation 1

**Usual closure relation  
for radiation**

**In the comoving frame**

**Eddington approximation**

$$P_{\text{co}}^{ik} = \frac{\delta^{ik}}{3} E_{\text{co}}$$

**Diffusion approximation**

$$F_{\text{co}}^i = -\frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial P_{\text{co}}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{c}{3\kappa_R \rho} \frac{\partial E_{\text{co}}}{\partial x^i}$$

**Flux-limited diffusion**

$$F_{\text{co}}^i = -\lambda \frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial E_{\text{co}}}{\partial x^i}$$







## 2. RRHD Closure Relation 1

### Usual closure relation for radiation

**In the comoving frame**  
**Eddington approximation**

$$P_{\text{co}}^{ik} = \frac{\delta^{ik}}{3} E_{\text{co}}$$

**Diffusion approximation**

$$F_{\text{co}}^i = -\frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial P_{\text{co}}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{c}{3\kappa_R \rho} \frac{\partial E_{\text{co}}}{\partial x^i}$$

**Flux-limited diffusion**

$$F_{\text{co}}^i = -\lambda \frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial E_{\text{co}}}{\partial x^i}$$

• エディントン因子

**Isotropic assumption may break down in the relativistic regime even in the comoving frame.**

• 1953, 1954

• シミュレーション

**Diffusion assumption may break down in the optically thin and/or relativistic regimes even in the comoving frame.**

• 2000



## 2. RRHD Closure Relation 2

**What is a closure relation**  
**in subrelativistic to relativistic regimes**

### \* Velocity-dependent

variable Eddington factor

$$P_{\text{co}} = f(\beta) E_{\text{co}}$$

#### • plane - parallel

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}; \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Fukue 2006;  
Fukue, Akizuki  
2006, 2007

#### • spherical

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \tau / [\gamma(1 + \beta)]}{1 + 3\tau / [\gamma(1 + \beta)]}$$

Akizuki, Fukue  
2007;  
Abramowicz+  
1991

### \* Numerical simulation

$$f(\tau, \beta)$$

Koizumi,  
Umemura 2007

### \* Velocity-gradient-dependent

variable Eddington factor

$$f(\tau, \beta, d\beta / d\tau)$$

Fukue 2007











$z$   
 $\tau$

# 相对論的輻射輸送

*Relativistic Radiative Transfer*

*Plane-Parallel Moving Atmosphere*

*surface*

*relativistic peaking*

$v$   
 $v$

福江 純 @ 大阪教育大学





# 目次

## 輻射輸送の基礎

- 1 輻射輸送方程式
- 2 静的平行平板大気
- 3 静的球対称大気
- 4 球対称風

ミルナーエディントン解  
(Milne-Eddington solution)

$$T^4 = \frac{3}{4} T_{\text{eff}}^4 \left( \tau + \frac{2}{3} \right)$$

## 降着円盤の輻射輸送

## 相対論的流れでの輻射輸送

- 1 平行平板流(降着円盤風)







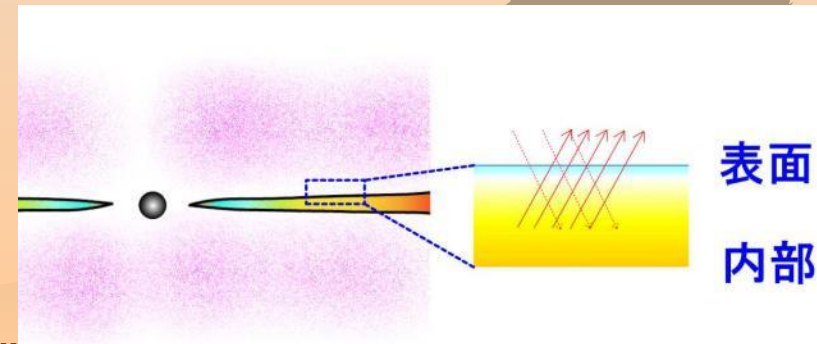
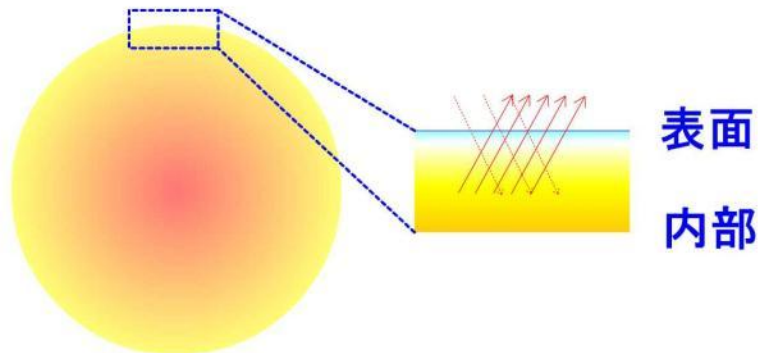
# 恒星大気と降着円盤大気

## 恒星大気

- 平行平板近似
- エネルギー源は中心
- 重力場は一定
- 半無限平面
- 散乱はときに重要

## 降着円盤大気

- 平行平板近似
- 加熱源は全体
- 重力場は変化する
- 光学的厚みは有限
- 散乱はたいてい重要





# 輻射輸送の基礎

## 2 静的平行平板大気

### 周縁減光効果とピーキング効果

Radiative Transfer

**2 Plane-Parallel Atmosphere**

**Limb-Darkening and Peaking**





## 2 静的平行平板大気 状況：半無限平面

$$I(\tau, \mu)$$

$$\mu = \cos \theta$$

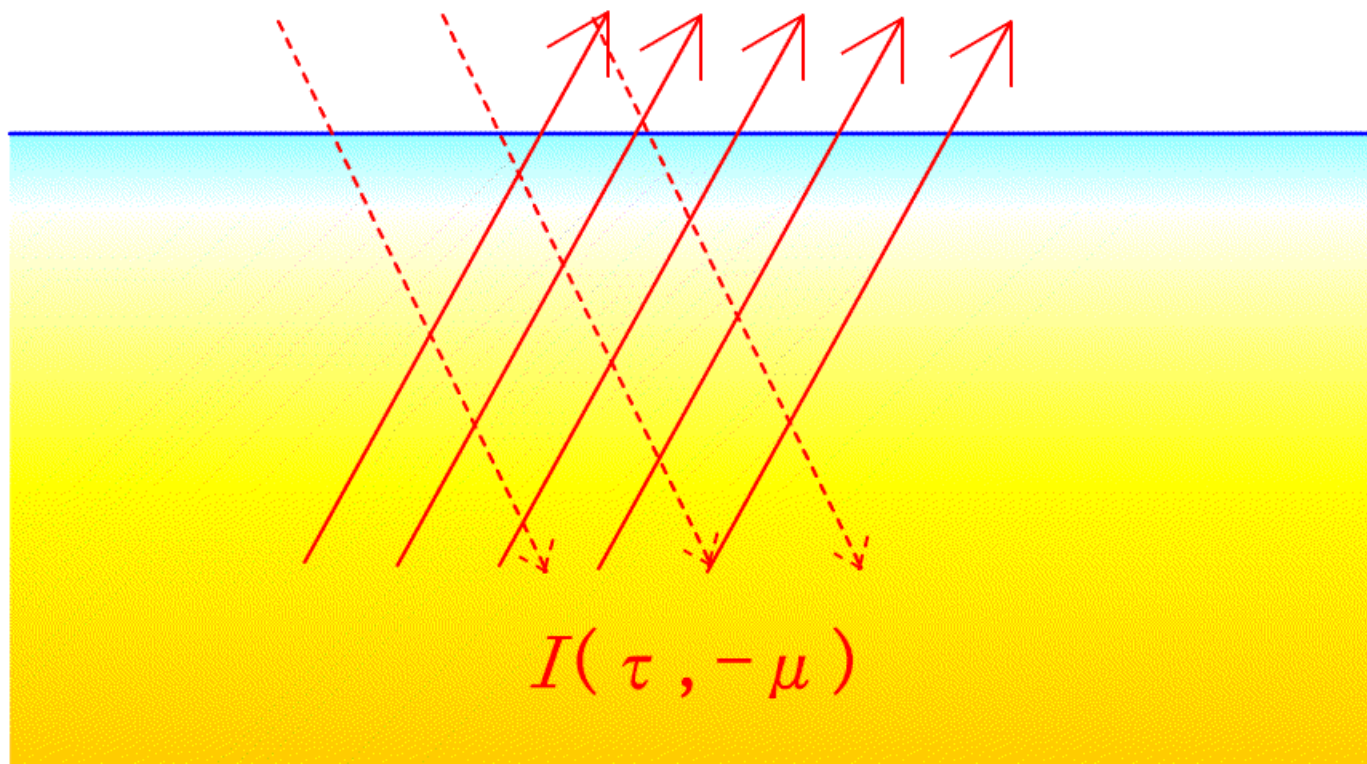
表面

$$\tau = 0$$

内部

$$\tau = \tau_0$$

$$I(\tau, -\mu)$$





## 2 静的平行平板大気 基礎方程式(z)

- ❁ 輻射輸送
- ❁ 0次モーメント
- ❁ 1次モーメント
- ❁ Eddington近似

$$\begin{aligned}\cos\theta \frac{dI}{dz} &= \rho \left[ \frac{j}{4\pi} - (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) I + \kappa_{\text{sca}} \frac{c}{4\pi} E \right] \\ \frac{dF}{dz} &= \rho (j - c\kappa_{\text{abs}} E) = 0 \quad (\text{R.E.}) \\ \frac{dP}{dz} &= - \frac{\rho(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})}{c} F \\ cP &= \frac{1}{3} cE\end{aligned}$$

- ❁ 灰色近似

❁ 輻射平衡(R.E.):  $j - c\kappa_{\text{abs}} E = 0$





## 2 静的平行平板大気 基礎方程式( $\tau$ )

❁ 光学的深さ $\tau$ 導入

❁ 輻射輸送

❁ 0次モーメント

❁ 1次モーメント

❁ Eddington近似

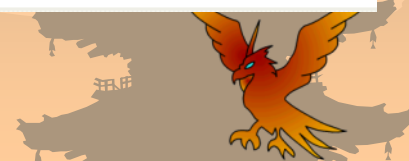
$$d\tau \equiv -\rho(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) dz,$$

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = I - \frac{c}{4\pi} E$$

$$\frac{dF}{d\tau} = 0$$

$$c \frac{dP}{d\tau} = F$$

$$cP = \frac{1}{3} cE$$







## 2 静的平行平板大気 Milne-Eddington解

✿ 境界条件

$$3cP_s = cE_s = 2F_s \quad \text{at } \tau = 0,$$

✿ モーメント量

$$F = F_s$$
$$3cP = cE = 3F_s \left( \frac{2}{3} + \tau \right)$$

✿ 輻射強度

$$I(\tau, \mu) = \frac{3F_s}{4\pi} \left( \frac{2}{3} + \tau + \mu \right).$$

✿ 表面での強度:

$$I(0, \mu) = \frac{3F_s}{4\pi} \left( \frac{2}{3} + \mu \right).$$

周縁減光効果



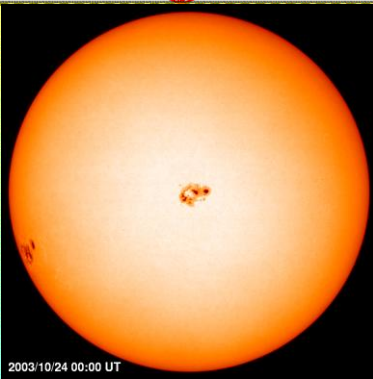
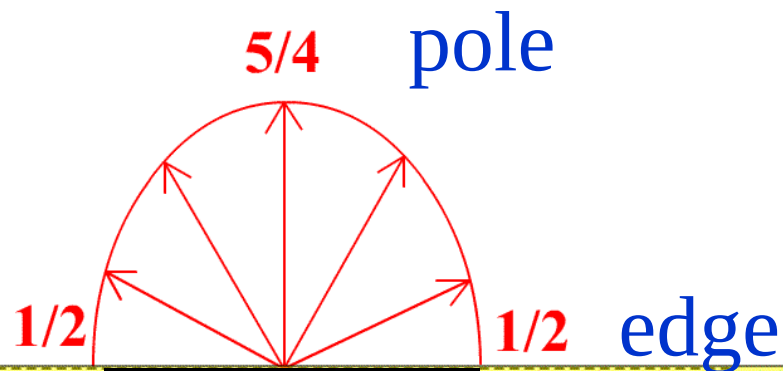


## 2 静的平行平板大気 Milne-Eddington解

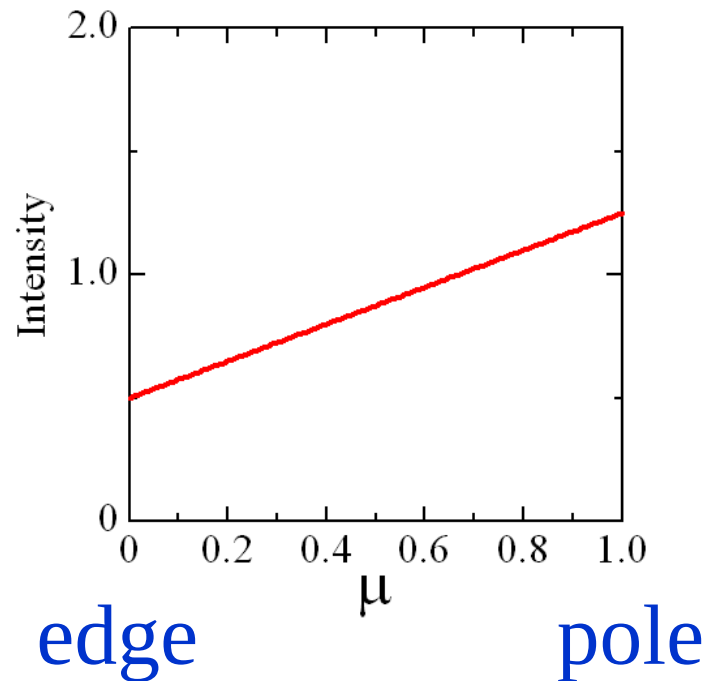
- ❁ 表面での強度：  
周縁減光効果

$$I(\tau, \mu) = \frac{3F_s}{4\pi} \left( \frac{2}{3} + \tau + \mu \right).$$

$$I(0, \mu) = \frac{3F_s}{4\pi} \left( \frac{2}{3} + \mu \right).$$



2003/10/24 00:00 UT



@  
200

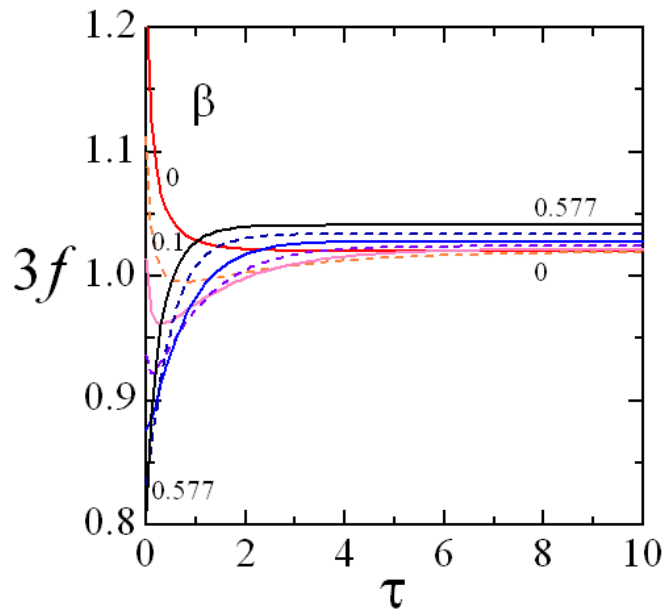


## 2 静的平行平板大気 Eddington近似の精度

- ❁ 得られた輻射強度を、  
表面で再度積分

$$I(\tau, \mu) = \frac{3F_s}{4\pi} \left( \frac{2}{3} + \tau + \mu \right).$$

$$I(0, \mu) = \frac{3F_s}{4\pi} \left( \frac{2}{3} + \mu \right).$$



$$cE = \frac{3F_s}{2} \int_0^1 \left( \frac{2}{3} + \mu \right) d\mu = 3F_s \frac{7}{12},$$
$$cP = \frac{3F_s}{2} \int_0^1 \left( \frac{2}{3} + \mu \right) \mu^2 d\mu = \frac{1}{3} 3F_s \frac{17}{24},$$
$$\frac{P}{E} = \frac{1}{3} \frac{17}{14}$$





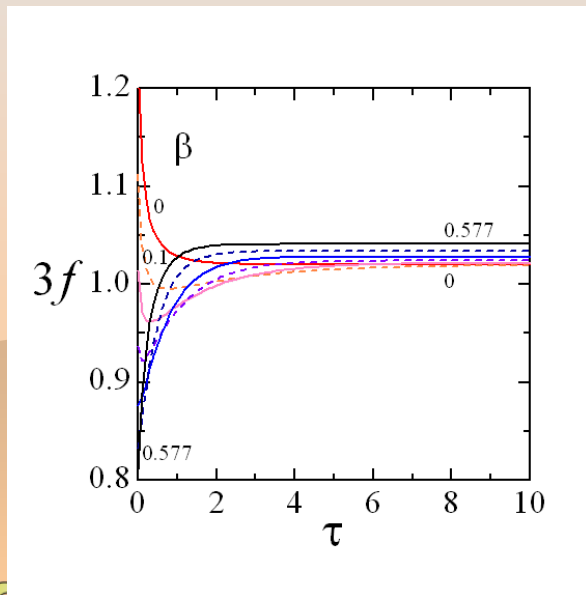
## 2 静的平行平板大気 厳密解: Hopf function $q(\tau)$

❁ Hopf function  $q(\tau)$

$$q(\tau) = 0.71048 - 0.259739E_2(\tau) + 0.323258E_3(\tau) - 0.102582E_4(\tau)$$

$$q(0) = 1/\sqrt{3} = 0.577350$$

$$q(\infty) = 0.710446$$

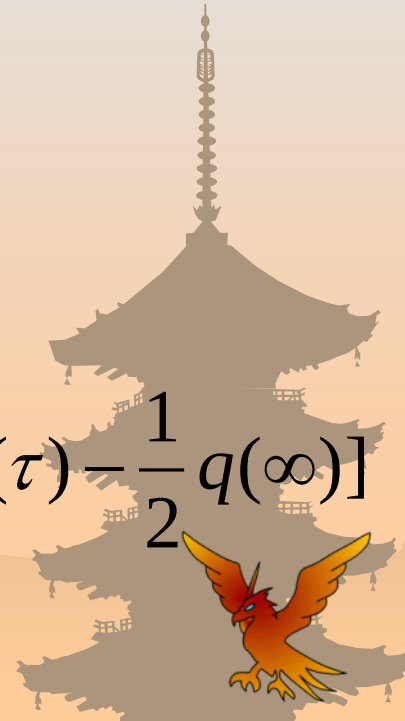


$$cE = 3F_s[\tau + q(\tau)]$$

$$F^z = F_s$$

$$cP^{zz} = F_s[\tau + q(\infty)]$$

$$cP^{xx} = cP^{yy} = F_s\left[\tau + \frac{3}{2}q(\tau) - \frac{1}{2}q(\infty)\right]$$





## 2 静的平行平板大気 厳密解: Hopf function $q(\tau)$

❁ Hopf function  $q(\tau)$

$$q(\tau) = 0.71048 - 0.259739E_2(\tau) + 0.323258E_3(\tau) - 0.102582E_4(\tau)$$

$$q(0) = 1/\sqrt{3} = 0.577350$$

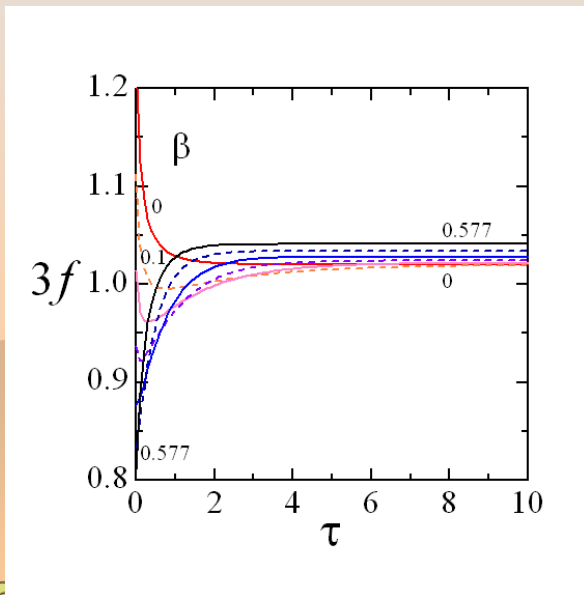
$$q(\infty) = 0.710446$$

$$f^{zz} = \frac{1}{3} \frac{\tau + q(\infty)}{\tau + q(\tau)}$$

$$f^{xx} = f^{yy} = \frac{1}{3} \frac{\tau + \frac{3}{2}q(\tau) - \frac{1}{2}q(\infty)}{\tau + q(\tau)}$$

$$f^{zz}(0) = 0.410176$$

$$f^{xx}(0) = f^{yy}(0) = 0.294912$$







# 相対論的流れでの輻射輸送

## 3 有限の厚みをもつ平行平板流における相対論的輻射輸送の厳密解 一般化された**Milne-Eddington**解 (速度一定)

Radiative Transfer in Relativistic Flows

**3 Milne-Eddington Solutions for  
Relativistic Plane-Parallel Flows**

by

Fukue J. 2008, PASJ 60, 627





## 2. 相对論的輻射輸送方程式 一般形



inertial/fixed frame

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + (\mathbf{l} \cdot \nabla) I = & \rho \gamma^{-3} \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right)^{-3} \left[ \frac{j_0}{4\pi} - (\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \gamma^4 \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right)^4 I \right. \\ & + \frac{\kappa_0^{\text{sca}}}{4\pi} \frac{3}{4} \gamma^{-2} \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right)^{-2} \left\{ \gamma^4 \left[ \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{c^2} - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right)^2 \right] cE \right. \\ & + 2\gamma^2 \left(\frac{v^2}{c^2} - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right) \mathbf{F} \cdot \mathbf{l} - 2\gamma^4 \left[ \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right)^2 + \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right) \left(\frac{v^2}{c^2} - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right) \right] \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c} \\ & \left. \left. + l_i l_j c P^{ij} - 2\gamma^2 \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right) v_i l_j P^{ij} + 2\gamma^4 \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}}{c}\right)^2 \frac{v_i v_j P^{ij}}{c} \right\} \right], \end{aligned}$$

$$cE = \int I d\Omega, \quad F^i = \int I l^i d\Omega, \quad cP^{ik} = \int I l^i l^k d\Omega$$





## 2. 相対論的輻射輸送方程式 鉛直方向

inertial/fixed frame

静止系での輻射強度  $I(z)$

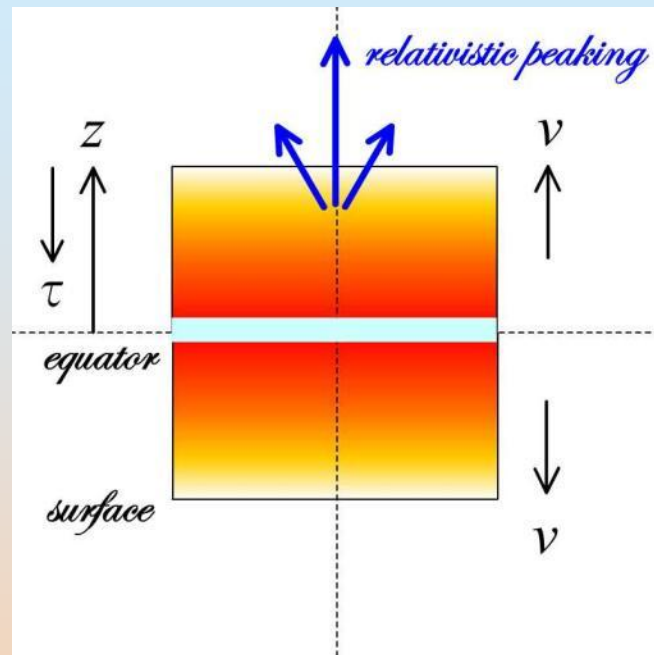
鉛直座標  $z$

方向余弦  $\mu = \cos \theta$

速度  $\beta = v/c$ ; 4元速度  $u$

密度  $\rho$

光学的厚み  $\tau = -\kappa \rho dz$



輻射輸送方程式

$$\mu \frac{dI}{dz} = \rho \frac{1}{\gamma^3 (1 - \beta \mu)^3} \left[ \frac{j_0}{4\pi} - (\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \gamma^4 (1 - \beta \mu)^4 I + \frac{\kappa_0^{\text{sca}}}{4\pi} \frac{3}{4} \gamma^2 \left\{ \left[ 1 + \frac{(\mu - \beta)^2}{(1 - \beta \mu)^2} \beta^2 + \frac{(1 - \beta^2)^2}{(1 - \beta \mu)^2} \frac{1 - \mu^2}{2} \right] cE - \left[ 1 + \frac{(\mu - \beta)^2}{(1 - \beta \mu)^2} \right] 2F\beta + \left[ \beta^2 + \frac{(\mu - \beta)^2}{(1 - \beta \mu)^2} - \frac{(1 - \beta^2)^2}{(1 - \beta \mu)^2} \frac{1 - \mu^2}{2} \right] cP \right\} \right],$$





## 2. 相対論的輻射輸送方程式 鉛直方向

### 流体方程式

$$\rho c u = \rho \gamma \beta c = J \quad (= \text{const.}),$$

$$c^2 u \frac{du}{dz} = c^2 \gamma^4 \beta \frac{d\beta}{dz} = -\frac{d\psi}{dz} - \gamma^2 \frac{c^2}{\varepsilon + p} \frac{dp}{dz} + \frac{\rho c^2}{\varepsilon + p} \frac{\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}}{c} \gamma^3 \left[ F(1 + \beta^2) - (cE + cP)\beta \right],$$

$$0 = \frac{q^+}{\rho} - \left( j_0 - \kappa_0^{\text{abs}} cE \gamma^2 - \kappa_0^{\text{abs}} cP u^2 + 2\kappa_0^{\text{abs}} F \gamma u \right),$$

### モーメント方程式

$$\frac{dF}{dz} = \rho \gamma \left[ j_0 - \kappa_0^{\text{abs}} cE + \kappa_0^{\text{sca}} (cE + cP) \gamma^2 \beta^2 + \kappa_0^{\text{abs}} F \beta - \kappa_0^{\text{sca}} F (1 + \beta^2) \gamma^2 \beta \right],$$

$$\frac{dP}{dz} = \frac{\rho \gamma}{c} \left[ j_0 \beta - \kappa_0^{\text{abs}} F + \kappa_0^{\text{abs}} cP \beta - \kappa_0^{\text{sca}} F \gamma^2 (1 + \beta^2) + \kappa_0^{\text{sca}} (cE + cP) \gamma^2 \beta \right],$$

$$cP(1 - f\beta^2) = cE(f - \beta^2) + 2F\beta(1 - f),$$

$$cE = \int I d\Omega, \quad F^i = \int I l^i d\Omega, \quad cP^{ik} = \int I l^i l^k d\Omega$$





## 2. 相對論的輻射輸送方程式 鉛直方向



### 輻射輸送方程式

$$\mu \frac{dI}{dz} = \rho \frac{1}{\gamma^3(1-\beta\mu)^3} \left[ -(\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \gamma^4 (1-\beta\mu)^4 I + \frac{q^+}{4\pi\rho} + \frac{\kappa_0^{\text{abs}}}{4\pi} \gamma^2 (cE - 2F\beta + \beta^2 cP) \right. \\ \left. + \frac{\kappa_0^{\text{sca}}}{4\pi} \frac{3}{4} \gamma^2 \left\{ \left[ 1 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} \beta^2 + \frac{(1-\beta^2)^2}{(1-\beta\mu)^2} \frac{1-\mu^2}{2} \right] cE \right. \right. \\ \left. \left. - \left[ 1 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} \right] 2F\beta + \left[ \beta^2 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} - \frac{(1-\beta^2)^2}{(1-\beta\mu)^2} \frac{1-\mu^2}{2} \right] cP \right\} \right]. \quad (9)$$

Introducing the optical depth defined by

$$d\tau = -(\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}) \rho dz, \quad (10)$$

the transfer equation (9) finally becomes

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = \frac{1}{\gamma^3(1-\beta\mu)^3} \left[ \gamma^4 (1-\beta\mu)^4 I - \frac{1}{4\pi} \frac{\kappa_0^{\text{abs}}}{\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}} \gamma^2 (cE - 2F\beta + \beta^2 cP) \right. \\ \left. - \frac{1}{4\pi} \frac{\kappa_0^{\text{sca}}}{\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}} \frac{3}{4} \gamma^2 \left\{ \left[ 1 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} \beta^2 + \frac{(1-\beta^2)^2}{(1-\beta\mu)^2} \frac{1-\mu^2}{2} \right] cE \right. \right. \\ \left. \left. - \left[ 1 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} \right] 2F\beta + \left[ \beta^2 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} - \frac{(1-\beta^2)^2}{(1-\beta\mu)^2} \frac{1-\mu^2}{2} \right] cP \right\} \right] \\ = \gamma(1-\beta\mu) I - \frac{1-A}{4\pi} \frac{1}{\gamma(1-\beta\mu)^3} (cE - 2F\beta + \beta^2 cP) \\ - \frac{A}{4\pi} \frac{3}{4} \frac{1}{\gamma(1-\beta\mu)^3} \left\{ \left[ 1 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} \beta^2 + \frac{(1-\beta^2)^2}{(1-\beta\mu)^2} \frac{1-\mu^2}{2} \right] cE \right. \\ \left. - \left[ 1 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} \right] 2F\beta + \left[ \beta^2 + \frac{(\mu-\beta)^2}{(1-\beta\mu)^2} - \frac{(1-\beta^2)^2}{(1-\beta\mu)^2} \frac{1-\mu^2}{2} \right] cP \right\}, \quad (11)$$

### モーメント方程式

where

$$A \equiv \frac{\kappa_0^{\text{sca}}}{\kappa_0^{\text{abs}} + \kappa_0^{\text{sca}}} \quad (12)$$

$$\frac{dF}{d\tau} = \gamma^3 \beta [F(1+\beta^2) - (cE + cP)\beta] = \gamma \beta \frac{F(f+\beta^2) - cP(1+f)\beta}{f - \beta^2}, \quad (13)$$

$$c \frac{dP}{d\tau} = \gamma^3 [F(1+\beta^2) - (cE + cP)\beta] = \gamma \frac{F(f+\beta^2) - cP(1+f)\beta}{f - \beta^2}. \quad (14)$$







### 3. 解析解 仮定と状況

#### ❁ 速度(のみ)一定と仮定する

- 以前:  $EFP$ 、源泉関数も一定
- 今回:  $EFP$ 、源泉関数は変数
  - 光学的厚みは有限
  - 赤道面の一様光源 ( $I=I_0$  at  $\tau=\tau_0$ )

#### ❁ モーメント方程式の解析解( $EFP$ )を求め、それを用いて、輻射輸送方程式の解析解( $I$ )を求める。





### 3. 解析解 モーメント量

#### ❁ 一般解

##### 3.1. General Solutions

If equation (13) is divided by equation (14), we have

$$\frac{dF}{cdP} = \beta,$$

which is integrated to give

$$F = \beta cP + F_1(\beta),$$

where  $F_1(\beta)$  is an arbitrary function of  $\beta$ .

Inserting this relation (16) into equations (13) and (14), we can easily integrate equations (13) and (14) into the following forms:

$$F = \gamma^2(1+f)F_1(\beta) - C_F(\beta)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau},$$
$$cP = \frac{\gamma^2(f+\beta^2)}{\beta}F_1(\beta) - C_P(\beta)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f-\beta^2)}\tau},$$

where  $C_F(\beta)$  and  $C_P(\beta)$  are arbitrary functions of  $\beta$ .



### 3. 解析解 モーメント量

#### ❁ 一般解

$$\begin{aligned} cE &= \frac{\gamma^2 F_1}{\beta} \left[ (1 + f\beta^2) - (1 - 2\beta + f\beta^2) C_1(\beta) e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)} \tau} \right] \\ F &= \gamma^2 F_1 \left[ (1 + f) - (f - \beta^2) C_1(\beta) e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)} \tau} \right] \\ cP &= \frac{\gamma^2 F_1}{\beta} \left[ (f + \beta^2) - (f - \beta^2) C_1(\beta) e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)} \tau} \right] \end{aligned}$$





### 3. 解析解 モーメント量

#### 特殊解

$$\frac{cE}{\pi I_s} = \frac{\gamma^2}{\beta} \left[ (1 + f\beta^2)(1 + 2\beta) - (1 - 2\beta + f\beta^2)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right]$$

$$\frac{F}{\pi I_s} = \gamma^2 \left[ (1 + f)(1 + 2\beta) - (f - \beta^2)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right]$$

$$\frac{cP}{\pi I_s} = \frac{\gamma^2}{\beta} \left[ (f + \beta^2)(1 + 2\beta) - (f - \beta^2)e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right]$$

#### 境界条件

$$cE_s = 2\pi I_s \gamma_s^2 \frac{3 + 3\beta_s + \beta_s^2}{3}$$

$$F_s = 2\pi I_s \gamma_s^2 \frac{3 + 8\beta_s + 3\beta_s^2}{6}$$

$$cP_s = 2\pi I_s \gamma_s^2 \frac{1 + 3\beta_s + 3\beta_s^2}{3}$$

$$\frac{cE_{co}}{\pi I_s} = \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right]$$

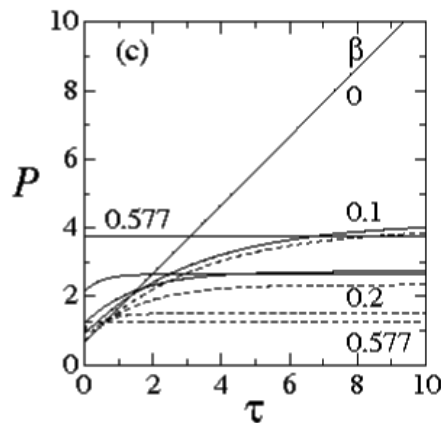
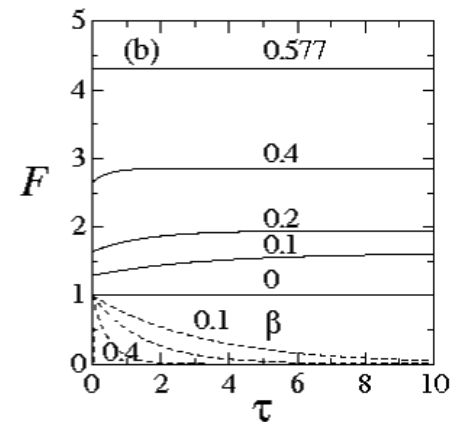
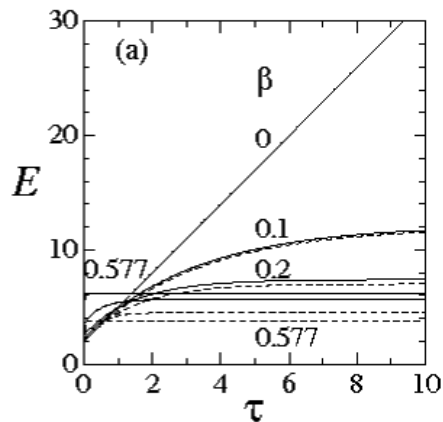
$$\frac{F_{co}}{\pi I_s} = e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau}$$

$$\frac{cP_{co}}{\pi I_s} = \frac{f}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right]$$



### 3. 解析解 モーメント量

❁ 特殊解：エネルギー密度 $E$ 、輻射流束 $F$ 、輻射圧 $P$



$$\beta = v/c$$

実線：静止系

破線：共動系







### 3. 解析解 輻射強度

#### ❁ 特殊解：輻射強度 $I$

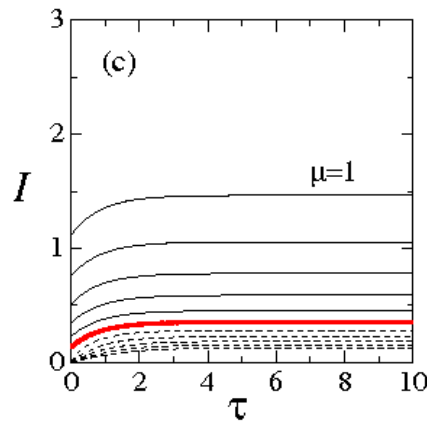
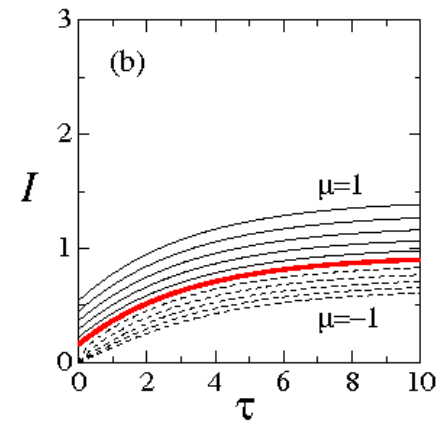
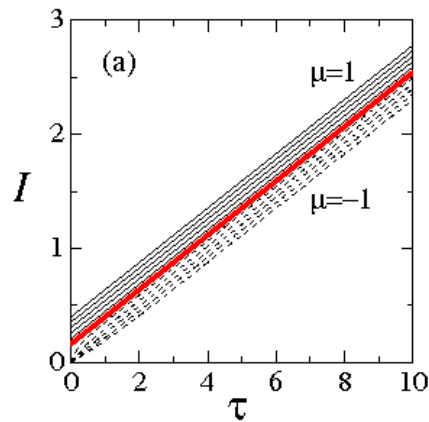
$$\begin{aligned}\mu \frac{dI}{d\tau} &= \gamma(1 - \beta\mu)I - \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^3(1 - \beta\mu)^3} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right] \\ I(\tau, \mu, \beta) &= \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^4} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - \frac{1}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2(1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right] \\ &\quad - \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^4} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - \frac{1}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2(1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau_0} \right] e^{\frac{\gamma(1 - \beta\mu)}{\mu}(\tau - \tau_0)} \\ &\quad + I(\tau_0, \mu) e^{\frac{\gamma(1 - \beta\mu)}{\mu}(\tau - \tau_0)} \\ &\sim \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^4} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - \frac{1}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2(1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right] \quad \text{for large } \tau_0 \\ I(\tau, \mu, \beta) &= \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^4} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - \frac{1}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2(1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)}\tau} \right] \\ &\quad - \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^4} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - \frac{1}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2(1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} \right] e^{\frac{\gamma(1 - \beta\mu)}{\mu}\tau}\end{aligned}$$





### 3. 解析解 輻射強度

#### ❁ 特殊解: 輻射強度 $I$



$\beta = v/c$   
実線: 上向き  
破線: 下向き





### 3. 解析解 輻射強度

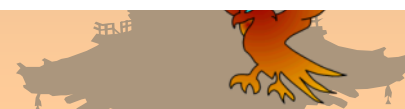
#### ❁ 速度が0の極限でMilne-Eddington解に漸近する

In the limit of small  $\beta$ , this solution reduces to the usual Milne-Eddington one; e.g., for  $\mu > 0$

$$I(\tau, \mu, 0) \sim \frac{\pi I_s}{4\pi} \left[ (2 + 3\tau + 3\mu) - (2 + 3\tau_0 + 3\mu) e^{\frac{\tau - \tau_0}{\mu}} \right] + I(\tau_0, \mu) e^{\frac{\tau - \tau_0}{\mu}}. \quad (41)$$

Finally, the emergent intensity  $I(0, \mu, \beta)$  ( $\mu > 0$ ) at the flow surface of  $\tau = 0$  becomes

$$I(0, \mu, \beta) = \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta\mu)^4} \frac{2 + \frac{(1 + 2\beta)\mu}{\gamma^2 (1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2 (1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} \\ - \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta\mu)^4} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - \frac{1}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2 (1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)} \tau_0} \right] e^{-\frac{\gamma(1 - \beta\mu)}{\mu} \tau_0} \\ + I(\tau_0, \mu) e^{-\frac{\gamma(1 - \beta\mu)}{\mu} \tau_0}$$





### 3. 解析解 輻射強度

#### ❁ 表面でのemergent intensityの解析解

$$I(0, \mu, \beta) = \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta\mu)^4} \frac{2 + \frac{(1 + 2\beta)\mu}{\gamma^2 (1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2 (1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} \\ - \frac{\pi I_s}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta\mu)^4} \frac{1}{\beta} \left[ (1 + 2\beta) - \frac{1}{1 + \frac{\beta\mu}{\gamma^2 (1 - \beta\mu)(f - \beta^2)}} e^{-\frac{\beta}{\gamma(f - \beta^2)} \tau_0} \right] e^{-\frac{\gamma(1 - \beta\mu)}{\mu} \tau_0} \\ + I(\tau_0, \mu) e^{-\frac{\gamma(1 - \beta\mu)}{\mu} \tau_0}$$

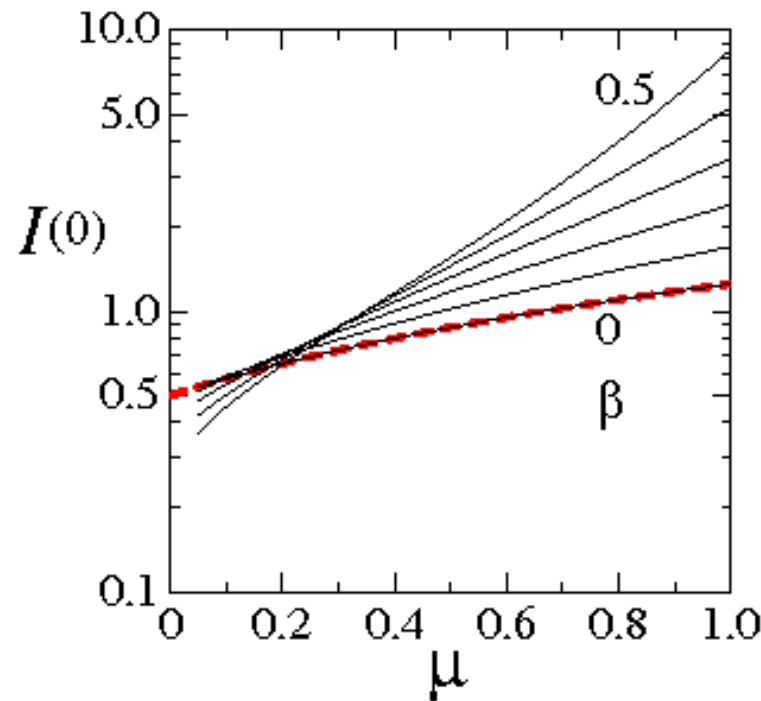




### 3. 解析解 輻射強度

- ❁ 表面でのemergent intensityの解析解
- ❁ 強い相対論的ピーキングを示す

表面からの  
放射強度



赤い破線  
静的大気での  
通常の  
周縁減光効果

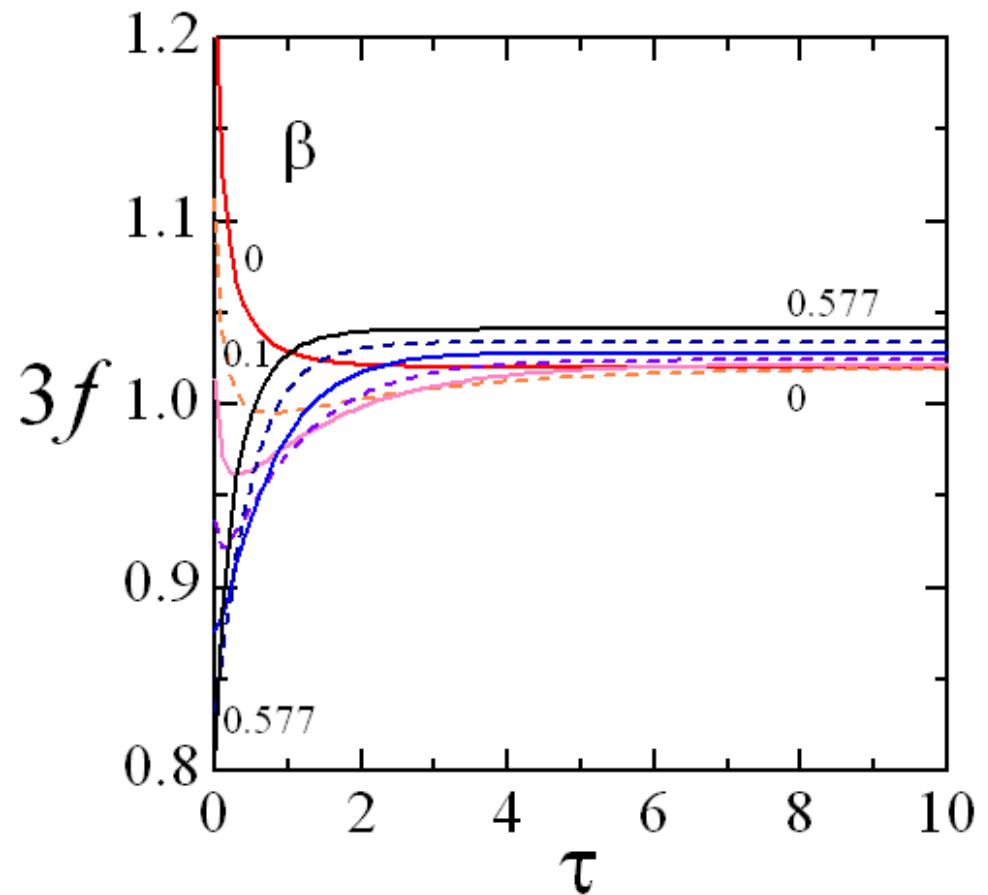
方向余弦





## 4. 議論 エディントン因子

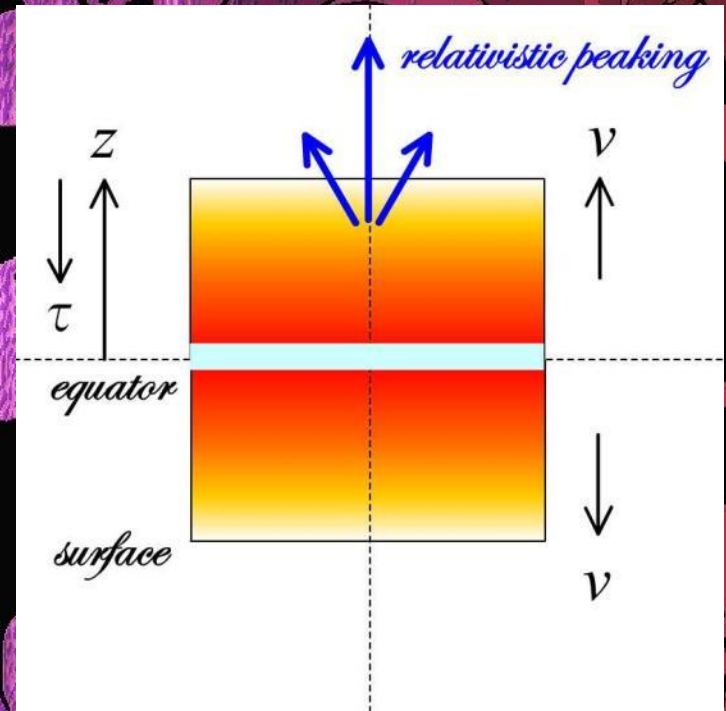
- 低速  $f(0) > 1/3$
- 高速  $f(0) < 1/3$



## 4. まとめ まとめ

速度一定の仮定のもと  
で相対論的平行平板  
流における相対論的  
輻射輸送を解析的に  
解き、一般化された  
**Milne-Eddington**解  
を求めた

速度が大きくなるほど  
相対論的ピーキング  
効果が顕著になるこ  
とがわかった

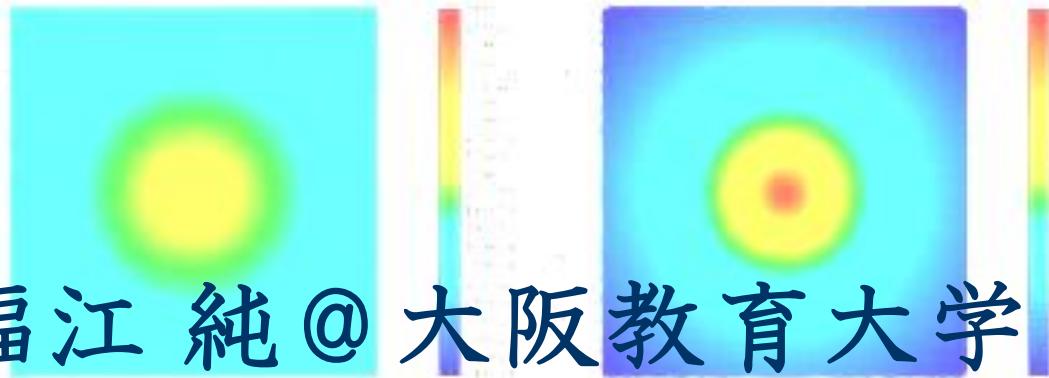


- $f=1/3$
- 今後はより一般的な  
場合などを調べる



# ブラックホール風の見え方

## *Observational Appearance of Black-Hole Winds*



福江 純 @ 大阪教育大学







# 目次

- 1 相対論的効果
- 2 相対論的領域での光学的厚み
  1. 平均自由行程
  2. 光学的厚み
  3. 相対論的効果
- 3 球対称ブラックホール風の観測的外観
  1. ブラックホール風のモデル
  2. 見かけの光球面
  3. 見かけの温度分布と光度
- 4 球対称ブラックホール風の観測的外観v2
  1. ブラックホール風のモデル
  2. 見かけの光球面
  3. 見かけの温度分布と光度





# ブラックホール風の見え方

## 1 相対論的効果

Observational Appearance of Black-  
Hole Winds

### 1 Doppler Effect and Aberration







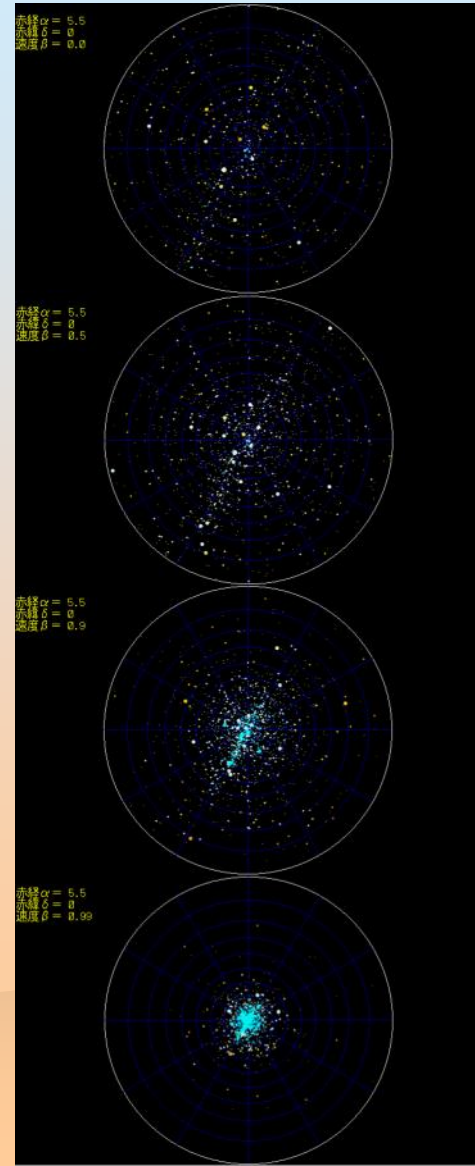
# 天体は“見た目”が10割

## ❁ 相対論的風(アウトフロー)

- アウトフローが光学的に厚い
- 見かけ上の“**光球(photosphere)**”が出現

## ❁ 光の伝播への相対論的効果

- 光行差
- ドップラー効果
- 重力赤方偏移
- 光線の彎曲





# ブラックホール風の見え方

## 2 相対論的領域での光学的厚み

Observational Appearance of Black-Hole  
Winds

## 2 Optical Depth in Relativistic Regime

Sumitomo, N. et al. 2008, PASJ, 59, 1043





# 相対論的な見た目の光学的厚み

Abramowicz, Novikov, Paczynski 1991

- ❁ 光路長 $ds$ や $\lambda$ は、ローレンツ=フィッツジェラルド短縮で変わる
- ❁ 光学的厚み $d\tau$ は、相対論的不変量
- ❁ 亜光速プラズマ流では、下流方向に向かって光学的厚み $\tau$ は見かけ上は小さくなる。上流へは大きくなる。

$$ds = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} ds_0$$

$$\lambda = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \lambda_0$$

$$\begin{aligned} d\tau &= d\tau_0 = \kappa_0 \rho_0 ds_0 \\ &= \gamma(1 - \beta \cos \theta) \kappa_0 \rho_0 ds \end{aligned}$$



2008/7/26

Summer School  
Astrophysical J





ブラックホール風の見え方

### 3 ブラックホール風の観測的外観

Observational Appearance of Black-  
Hole Winds

### 3 Observational Appearance of Black-Hole Winds





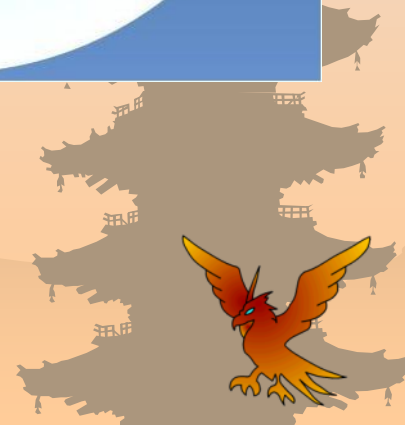
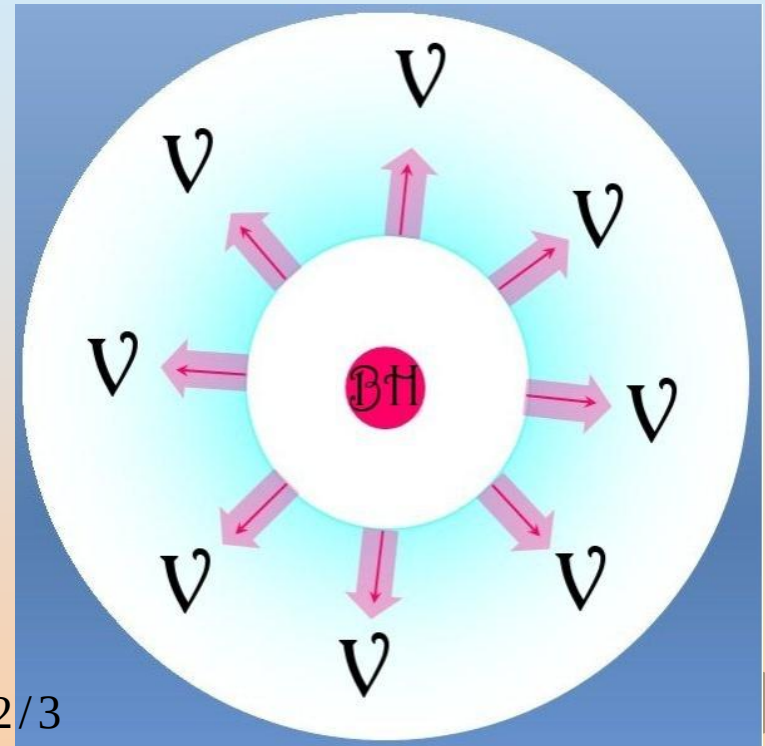
# ブラックホール風のモデル

## ❁ 仮定

- 定常
- 球対称 ( $R$ )
- 重力なし
- 速度一定 ( $v = c\beta = \text{const}$ )
- 断熱膨張 ( $T \propto \rho^{\Gamma-1}$ )

## ❁ 密度分布と温度分布

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}_0}{4\pi\mathcal{W}} \frac{1}{R^2} \quad \frac{T_0}{T_c} = \left( \frac{R}{R_c} \right)^{-2/3}$$





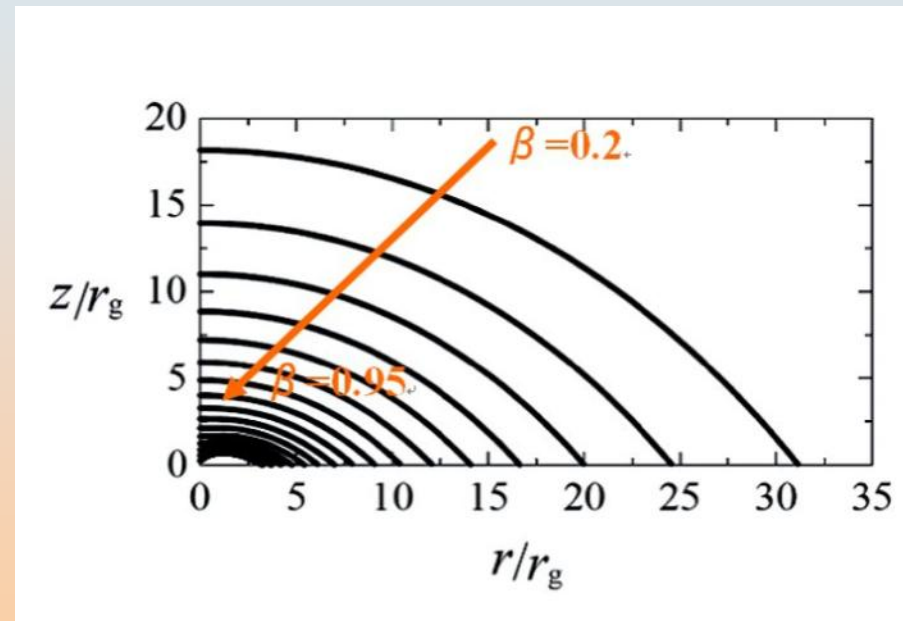
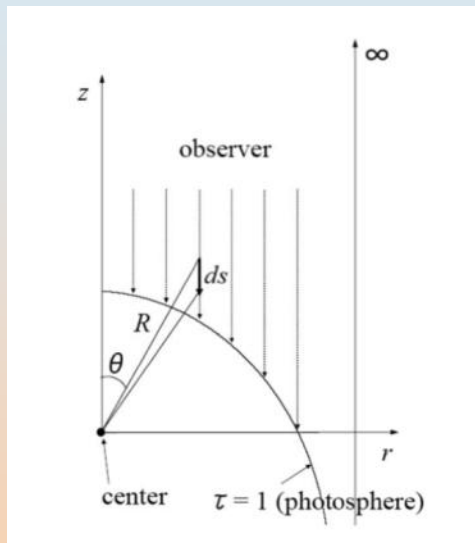


# 見かけの光球面

Abramowicz, Novikov, Paczynski 1991

観測者は $z=\infty$ にいる

$$\tau_{ph} = \int_{z_{ph}}^{\infty} \gamma(1 - \beta \cos \theta) \kappa_0 \rho_0 dz = 1$$



- β小: 周縁減光効果
- β大: 光球面収縮
- β大(>2/3): 中央で凹に

見かけの光球面の形状。速度は $\beta$ が0.2から0.95まで0.05ずつ増えている。





# 見かけの温度分布と光度

- 見かけ上の光球面＝  
最終散乱面

- 仮定

  - 共動系で黒体放射

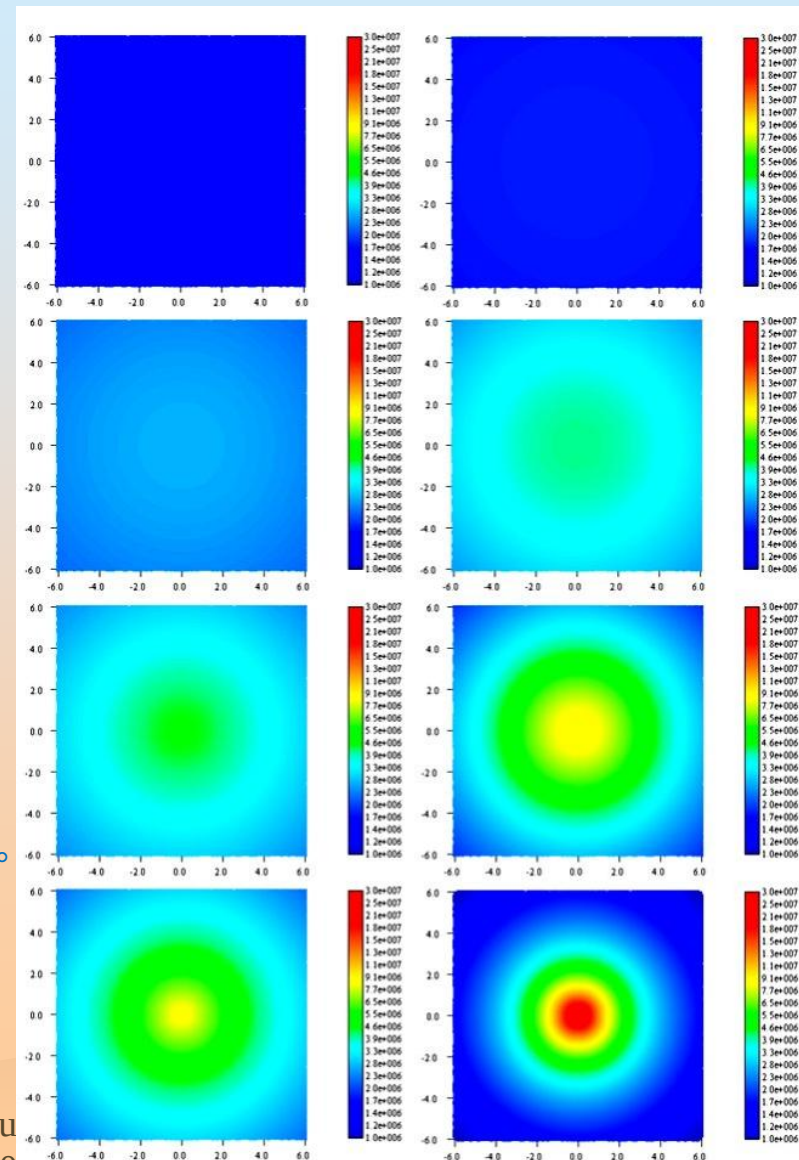
- 観測される温度

$$T_{\text{obs}} = \frac{1}{1+z} T_0 = \frac{1}{\gamma(1-\beta \cos \theta)} T_0$$

- パラメータ

  - 10<sup>7</sup>太陽質量
  - 中心温度10<sup>7</sup> K

無限大の観測者から  
見た光球の温度分布。  
左列は共動系での、  
右列は静止系での温  
度分布。風の速度 $\beta$   
は上から0.2, 0.4, 0.6,  
0.8である。



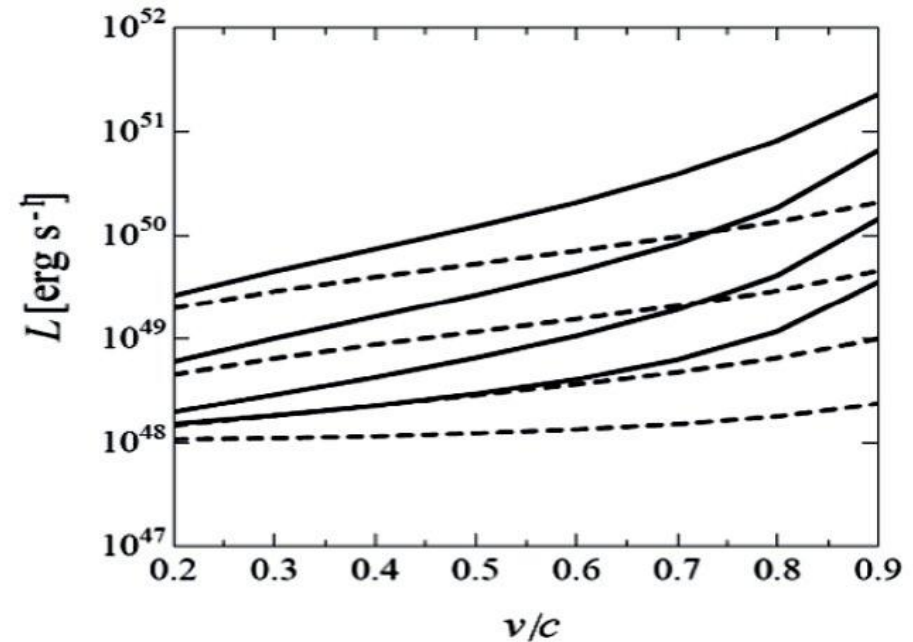


# 見かけの温度分布と光度

- 観測される光度

$$L = \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} 2\pi r dr \sigma T_{\text{obs}}^4$$

- 速度増加→光度増加  
相対論的ビーミング
- 質量放出率増加→減少  
光球面増大で温度下降
- 静止系の温度が高い



いくつかの質量放出率に対して、速度の関数として表した観測される見かけ上の光度。実線は静止系での観測される光度、破線は共動系での光度で、規格化された質量放出率は上から10、100、1000、10000である。











ガンマ線バースト

# 相対論的輻射流体風

## Relativistic Radiation Hydrodynamical Flow

### Plane-Parallel and Spherical Case

円盤内（輻射球内）の  
輻射圧駆動プラズマ流を  
鉛直方向（半径方向）に  
輻射輸送を考慮して解く。

表面が動いているとして  
正しい境界条件を用いる。

福江 純 @ 大阪教育大学







# 相對論的輻射流体風

## 5 球对称風

Relativistic Radiation Hydrodynamical  
Flows

**5 Spherical Winds**





# 3 球対称風 過去の研究

- ❁ (Relativistic) Radiation Hydrodynamics
- Lindquist 1966
- Castor 1972
- Ruggles & Bath 1979
- Mihalas 1980
- Quinn & Paczynski 1985
- Paczynski & Proszynski 1986
- Turolla et al. 1986
- Paczynski 1990
- Nobili et al. 1993
- Nobili et al. 1994
- King & Pound 2003

- ❁ 低速近似 ( $v/c$  の1次まで)
- ❁ 速度一定を仮定していて、ダイナミックスを解いていない
- ❁ 共動系で拡散近似を使っているが、拡散近似は静的大気でもE近似より適用範囲が狭い: 低速で光学的に厚い領域しか使えないので、亜光速流ではまずい





## 5. 1 球対称: 重力なし

Spherical Symmetry without Gravity

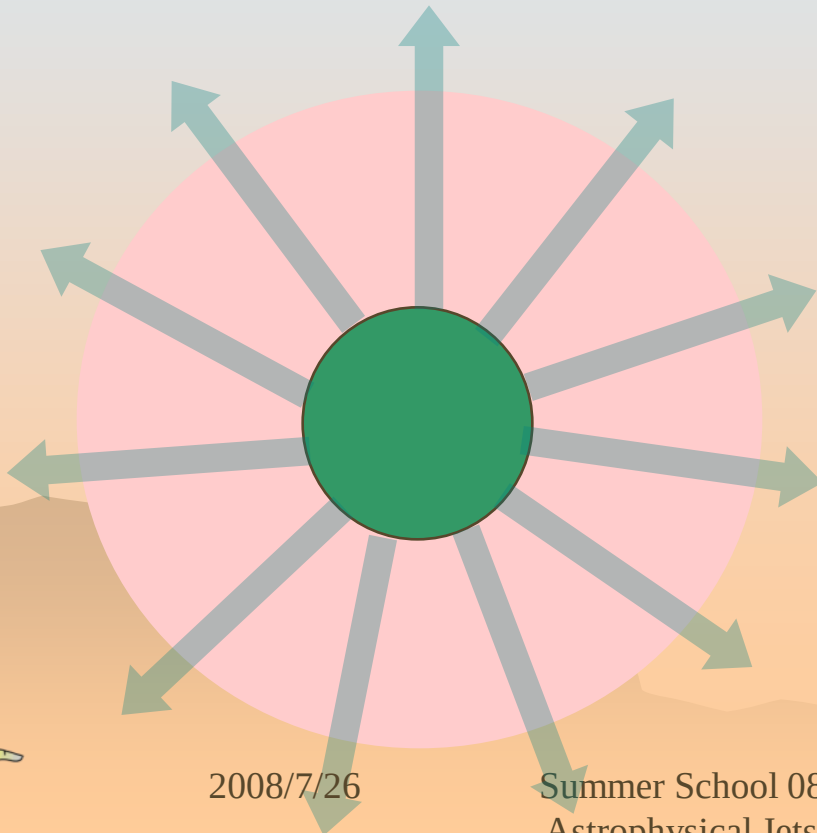
Akizuki and Fukue 2008, PASJ 60, 337





# この研究のポイント

変動エディントン因子(Fukue2006)を用いて  
球対称輻射流について解いた！



エディントン因子:  $f = \frac{1}{3}$

$$P = \frac{1}{3} E$$

変動エディントン因子:  $f(\beta)$

$$P_0 = f(\beta) E_0$$

2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28

140





# 変動エディントン因子: $f(\beta)$



$$\beta = \frac{v}{c}$$

Fukue(2006)ではいくつかの  $f(\beta)$  を提案

## ■ 速度依存（平行平板）

$$f(\beta) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\beta$$

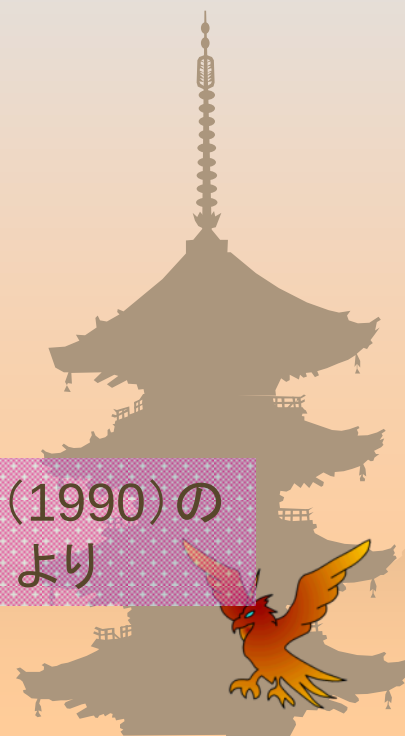
$$\begin{aligned} \beta \sim 0, \quad \tau \sim \text{大} & : P = \frac{1}{3}E \\ \beta \sim 1 \quad \text{or} \quad \tau \sim 0 & : P = E \end{aligned}$$

## ■ 速度と光学的厚さの依存（球対称）

$$f(\tau, \beta) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{1 + (\tau + 1)\beta}{1 + \tau + \beta}$$

$$f(\tau, \beta) = \frac{\gamma(1 + \beta) + \tau}{\gamma(1 + \beta) + 3\tau}$$

Abramowicz et al. (1990) の  $d\tau = \gamma(1 + \beta \cos \theta) d\tau$  より







# 基礎方程式(球対称)

$$d\tau = -(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho dr$$

定常1次元, 灰色近似, 輻射平衡, ガス圧なし, 重力なし

- Continuity:

$$4\pi r^2 \rho c u = \dot{M}$$

- Eq. of motion:

$$c^2 u \frac{du}{dr} = \frac{\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}}{c} [F \gamma (1 + 2u^2) - (cE + cP) \gamma^2 u]$$

- Energy eq.:

$$j - \kappa_{\text{abs}} c E \gamma^2 + 2 \kappa_{\text{abs}} F \gamma u - \kappa_{\text{abs}} c P u^2 = 0$$

- 0<sup>th</sup> moment:

$$\frac{1}{4\pi r^2} \frac{d}{dr} (4\pi r^2 F) = \rho \gamma [j - c \kappa_{\text{abs}} E + \kappa_{\text{abs}} F \frac{u}{\gamma} + \kappa_{\text{sca}} (cE + cP) u^2 - \kappa_{\text{sca}} F (1 + \frac{u^2}{c^2}) \gamma u]$$

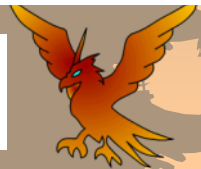
- 1<sup>th</sup> moment:

$$\frac{dP}{dr} = \frac{\rho \gamma}{c} [\frac{u}{\gamma} j - \kappa_{\text{abs}} F + \kappa_{\text{abs}} c P \frac{u}{\gamma} + \kappa_{\text{sca}} F (1 + 2u^2) + \kappa_{\text{sca}} (cE + cP) \gamma u]$$

Closure relation:

2008/7/26

$$cP(1 + u^2 - fu^2) = cE(f\gamma^2 - u^2) + 2F\gamma u(1 - f)$$





# 無次元化

ある半径  $r_*$ 、  $T=T_0$  での光度  $L_0$

$$\hat{r} = \frac{r}{r_*}$$

$$\hat{L} = \frac{L}{L_0}$$

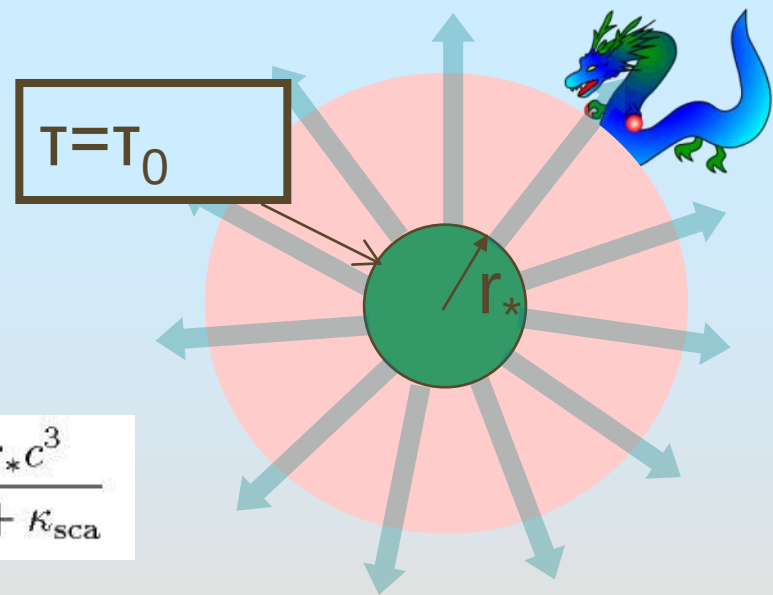
$$\hat{P} = \frac{P}{\left(\frac{L_0}{4\pi r_*^2} \frac{1}{c}\right)}$$

$$\hat{F} = \frac{F}{\left(\frac{L_0}{4\pi r_*^2}\right)}$$

$$\hat{M} = \left(\frac{\dot{M}}{\frac{L_0}{c^2}}\right)$$

2008/7/26

ただし 
$$L_0 = \frac{4\pi r_* c^3}{\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}}$$

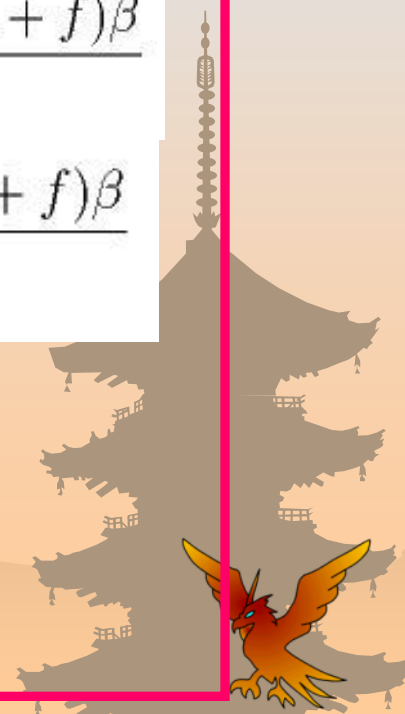


$$\hat{M} \gamma^3 \frac{d\beta}{d\tau} = -\gamma \frac{\hat{L}(f + \beta^2) - \hat{r}^2 \hat{P}(1 + f)\beta}{f - \beta^2}$$

$$\frac{d\hat{P}}{d\tau} = \frac{\gamma}{\hat{r}^2} \frac{\hat{L}(f + \beta^2) - \hat{r}^2 \hat{P}(1 + f)\beta}{f - \beta^2}$$

$$\hat{M} \frac{d\hat{r}}{d\tau} = -\hat{r}^2 \gamma \beta$$

$$\hat{M} \gamma + \hat{L} = \hat{M} + 1$$



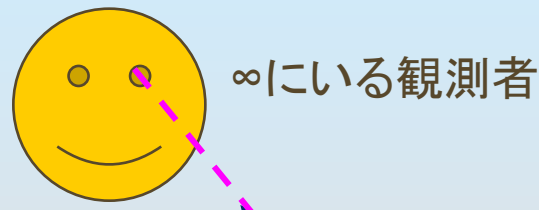


# 境界条件

静的な平行平板

$$\left. \begin{aligned} F &= \pi I \\ E &= \frac{2}{c} F \\ P &= \frac{1}{3} E \end{aligned} \right\} \frac{cP}{F} = \frac{2}{3}$$

Icke(1989)など



$\infty$ にいる観測者

photosphere  
 $\infty$ から測って  
 $\tau=0$

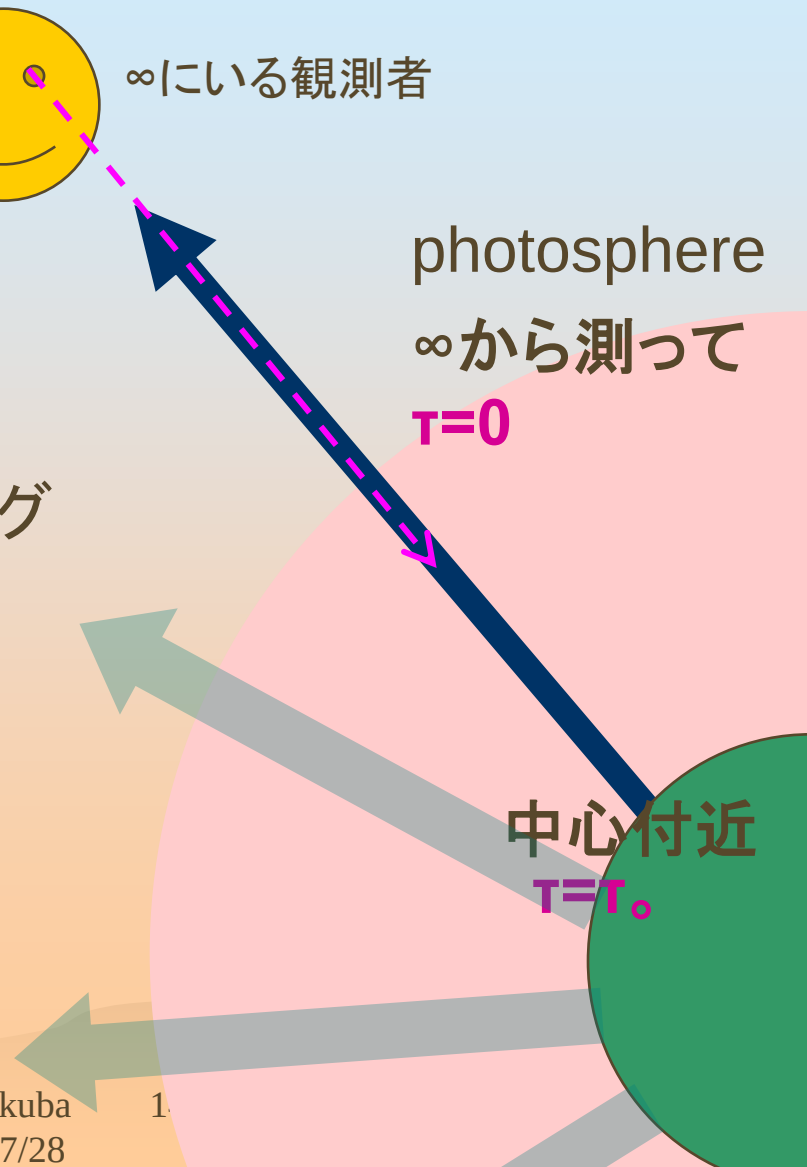
動的な平行平板：相対論的ビーミング

$$\frac{cP}{F} = \frac{2 + 6\beta + 6\beta^2}{3 + 8\beta + 3\beta^2}$$

Fukue(2005)

Calculationした解と比較

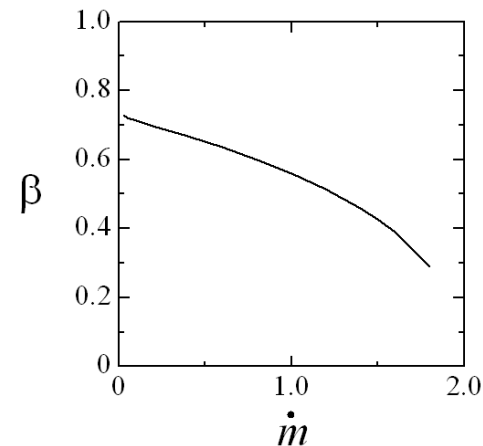
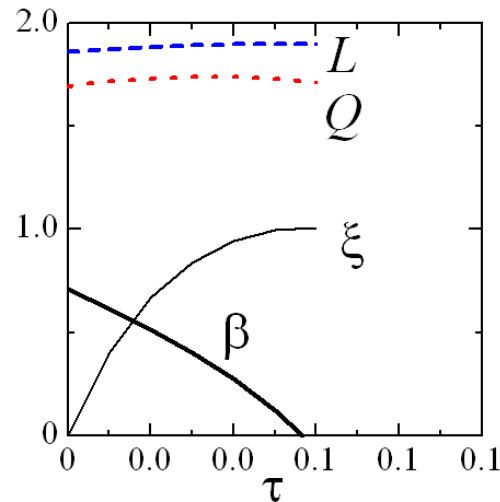
$\Rightarrow M_{\text{dot}}$ の決定





# 改良計算

- 変数  $1/r = \xi$
- 無限遠 ( $\xi=0$ ) から中心 ( $\xi=1$ ) まで解く
- 境界条件
  - 無限遠: ppあるいはfree streaming
  - 中心: 速度=0
- パラメータ
  - エネルギー注入率
  - 質量放出率
  - 最終速度











# 相対論的変動エディントン因子

## *Relativistic Variable Eddington Factor*

### *Plane-Parallel Case*

福江 純 @ 大阪教育大学





# 目次

- 1 モーメント方程式の病理的特異性
- 2 速度依存変動エディントン因子
- 3 速度勾配依存変動エディントン因子: 平行平板加速流
  1. 低速近似
  2. 高速領域
- 4 速度勾配依存変動エディントン因子: 球対称加速流
- 5 議論





# 相対論的変動エディントン因子

## 1 モーメント方程式の病的特異性

Relativistic Variable Eddington Factor

### 1 Pathological Behavior





## 2. RRHD Pathological Behavior

### Violation of Eddington Approximation in the Relativistic Moment Formalism

Turolla and Nobili 1988

Turolla et al. 1995

Dullemond 1999

Fukue 2005

#### E.2.3 Closure Relation

As a closure relation, we usually adopt the Eddington approximation *in the comoving frame*:

$$P_0^{ij} = \frac{\delta^{ij}}{3} E_0. \quad (\text{E.46})$$

It should be noted that we here do not consider the radiative viscosity.

Substituting the transformation rules (E.26)–(E.28) into this relation (E.46), we have the closure relation in the inertial frame:

$$\begin{aligned} P^{ij} - \frac{\delta^{ij}}{3} \gamma^2 \frac{v_k v_m}{c^2} P^{km} + \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \left( \frac{v^i v_k}{c^2} P^{jk} + \frac{v^j v_k}{c^2} P^{ik} \right) \\ + \left( \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \right)^2 \frac{v^i v^j}{c^2} \frac{v_k v_m}{c^2} P^{km} = \frac{\delta^{ij}}{3} \gamma^2 \left( E - 2 \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c^2} \right) - \gamma^2 \frac{v^i v^j}{c^2} E \\ + \gamma \left( \frac{v^i F^j}{c^2} + \frac{v^j F^i}{c^2} \right) + 2\gamma \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \frac{v^i v^j}{c^2} \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}}{c^2}. \end{aligned} \quad (\text{E.47})$$





## 2. RRHD

$v=c/\sqrt{3}$ で特異性が出現

$$cJ \frac{du}{d\tau} = -\frac{\gamma}{c} \frac{F(1+4u^2) - 4cP\gamma u}{1-2u^2},$$

or

$$c^2 J \gamma^2 \frac{d\beta}{d\tau} = -\frac{F(1+3\beta^2) - 4cP\beta}{\underline{1-3\beta^2}},$$

$$u^2=1/2$$

or

$$\beta^2=1/3$$

で分母=0 !

平行平板(1次元定常輻射流)で、 $\tau$ は表面からの光学的厚み

$u=\gamma\beta=\gamma v/c$ : 流れの4元速度、 $\beta=v/c$

$F$ : 輻射流束、 $P$ : 輻射ストレス、 $J$ : 質量流束

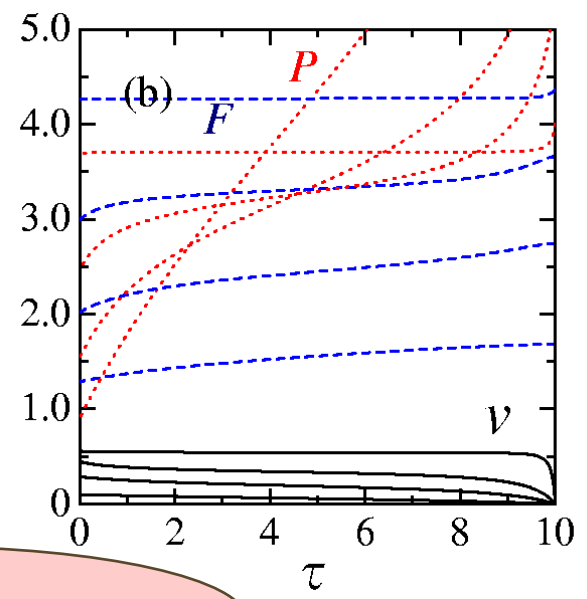
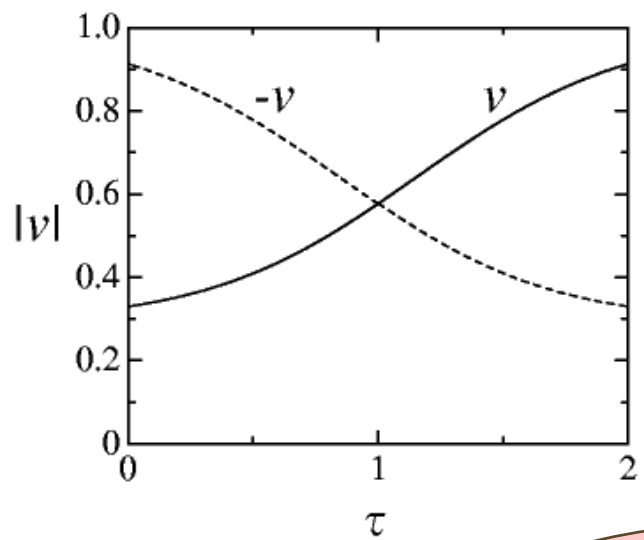






## 2. Motivation 従来の定式化の下では

- ❁ 特異性を通過する遷音速解はあるが、輻射抵抗で減速する解で境界条件も満たさず、不適
- ❁ 加速する解で、かつ表面境界条件を満たすのは、特異性を通過しない亜音速解だけだった



光速まで加速できない！





## 2. RRHD 問題はclosure relationの妥当性

特異性の原因を辿ると

エディントン近似に行き着く。

$$P_0^{ij} = \frac{\delta^{ij}}{3} E_0,$$

従来の定式化では、

$P_0$ : 流体共動系での輻射ストレス(テンソル)

$E_0$ : 流体共動系での輻射エネルギー密度

$$P_0 = f E_0: f = 1/3$$

と置くが、これは  $v \sim c$  ( $\beta \sim 1$ ) で成り立つのか？

大きな速度勾配によって等方性近似が悪くなる





# 相対論的変動エディントン因子

## 2 速度依存変動エディントン因子

Relativistic Variable Eddington Factor  
**2 Velocity-Dependent VEF**





## 2. RRHD Closure Relation 2

**What is a closure relation**  
**in subrelativistic to relativistic regimes**

### \* Velocity-dependent

variable Eddington factor

$$P_{\text{co}} = f(\beta) E_{\text{co}}$$

#### • plane - parallel

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}; \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Fukue 2006;  
Fukue, Akizuki  
2006, 2007

#### • spherical

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \tau / [\gamma(1 + \beta)]}{1 + 3\tau / [\gamma(1 + \beta)]}$$

Akizuki, Fukue  
2007;  
Abramowicz+  
1991

### \* Numerical simulation

$$f(\tau, \beta)$$

Koizumi,  
Umemura 2007

### \* Velocity-gradient-dependent

variable Eddington factor

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau)$$

Fukue 2007;  
this study





## 2. RRHD Closure Relation 2

**What is a closure relation**  
**in subrelativistic to relativistic regimes**

\* Velocity-dependent  
variable Eddington factor

$$P_{\text{co}} = f(\beta) E_{\text{co}}$$

• plane - parallel

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}; \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Fukue 2006

• spherical

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \tau / [\gamma(1 + \beta)]}{1 + 3\tau / [\gamma(1 + \beta)]}$$

Akizuki, Fukue  
2007

\* Numerical simulation

$$f(\tau, \beta)$$

Koizumi,  
Umemura 2007

\* Velocity-gradient-dependent

variable Eddington factor

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau)$$

Fukue 2007;  
this study

Tamazawa+  
1975

$$f = (1 + \tau) / (1 + 3\tau)$$
$$\tau \rightarrow \tau / [\gamma(1 + \beta)]$$

Abramowicz+  
1991







## 2. RRHD Closure Relations

**What is a closure relation in subrelativistic to relativistic limit?**

\* **Velocity-dependent variable Eddington factor**

$$P_{\text{co}} = f(\beta) E_{\text{co}}$$

• **plane-parallel**

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}; \quad \beta = \frac{v}{c}$$

• **spherical**

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \tau / [\gamma(1 + \beta)]}{1 + 3\tau / [\gamma(1 + \beta)]}$$

**Fukue 2006;  
Fukue, Akizuki  
2006, 2007**

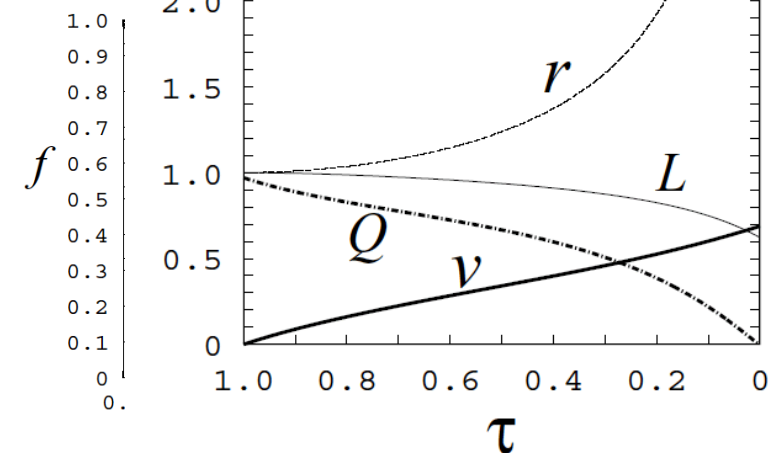
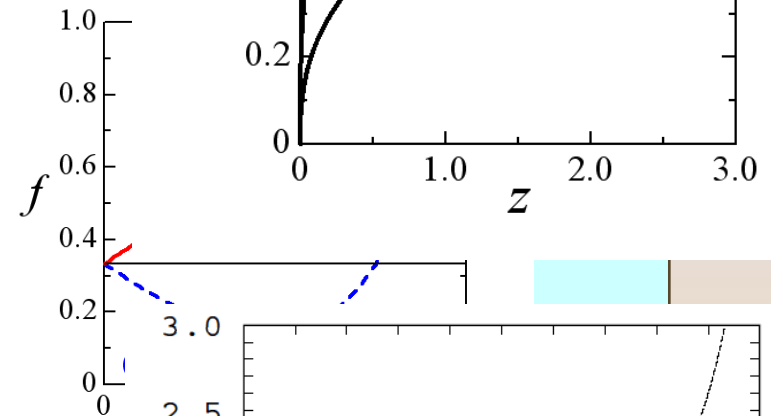
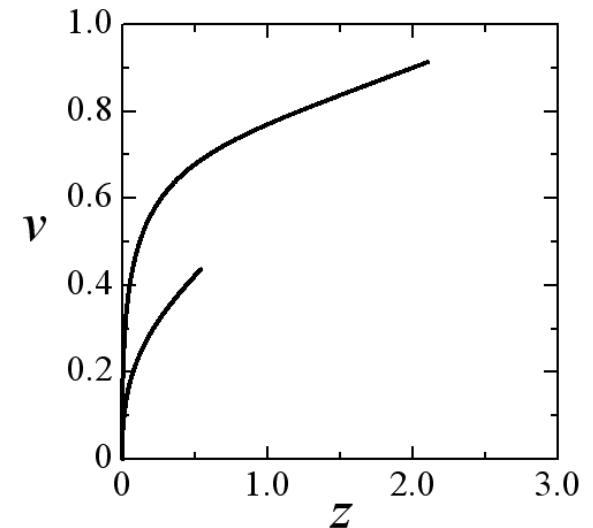
**Akizuki, Fukue  
2007;  
Abramowicz+  
1991**

\* **Numerical simulation**

$$f(\tau, \beta)$$

\* **Velocity-gradient-dependent variable Eddington factor**

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau)$$





## 2. RRHD Closure Relation 2

**What is a closure relation**  
**in subrelativistic to relativistic regimes**

\* **Velocity-dependent**  
**variable Eddington factor**

$$P_{\text{co}} = f(\beta) E_{\text{co}}$$

• **plane - parallel**

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}; \quad \beta = \frac{v}{c}$$

• **spherical**

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \tau / [\gamma(1 + \beta)]}{1 + 3\tau / [\gamma(1 + \beta)]}$$

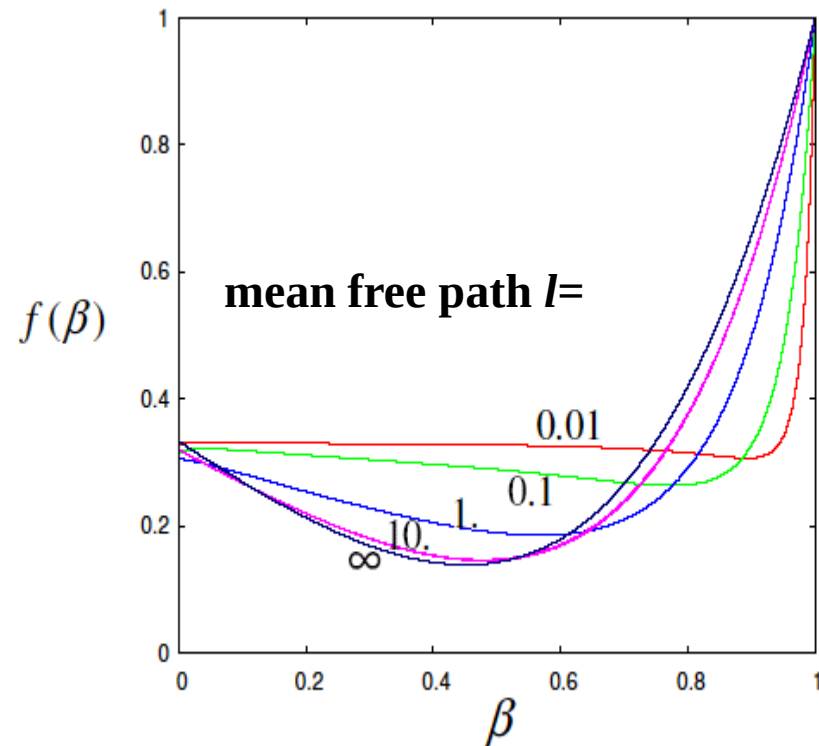
\* **Numerical simulation**

$$f(\tau, \beta)$$

**Koizumi,**  
**Umemura 2007**

\* **Velocity-gradient-dependent**  
**variable Eddington factor**

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau)$$





## 2. RRHD Closure Relation 2

**What is a closure relation**  
**in subrelativistic to relativistic regimes**

- \* Velocity-dependent variable Eddington factor

$$P_{\text{co}} = f(\beta) E_{\text{co}}$$

- plane - parallel

$$f(\beta) = \frac{1+2\beta}{3}; \quad \beta = \frac{v}{c}$$

- spherical

$$f(\tau, \beta) = \frac{1 + \tau / [\gamma(1 + \beta)]}{1 + 3\tau / [\gamma(1 + \beta)]}$$

- \* Numerical simulation

$$f(\tau, \beta)$$

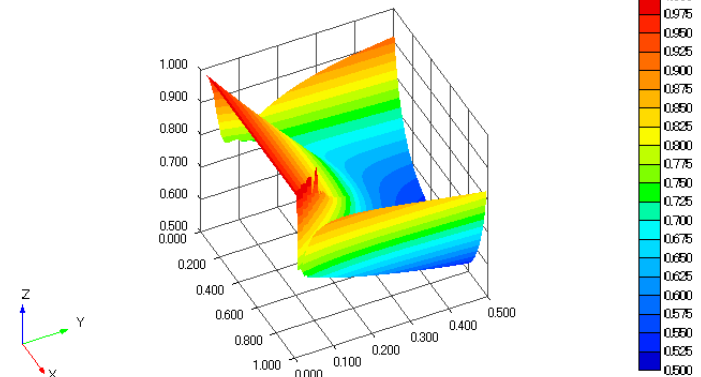
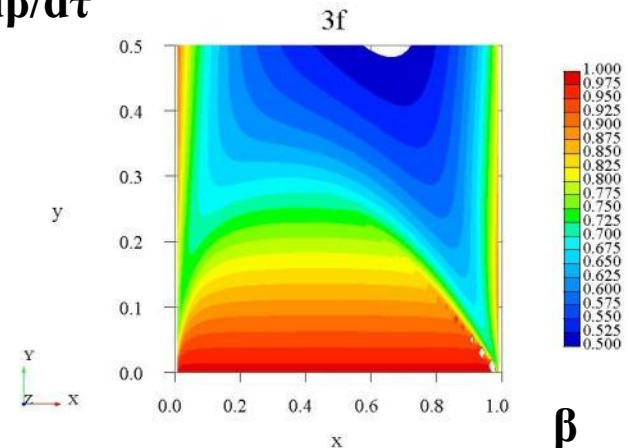
- \* Velocity-gradient-dependent

variable Eddington factor

$$f(\tau, \beta, d\beta/d\tau)$$

**Fukue 2007;**  
**this study**

$d\beta/d\tau$





相対論的変動エディントン因子

# 3 速度勾配依存変動エディントン 因子: 平行平板加速流

Relativistic Variable Eddington Factor

**3 Velocity-Gradient-Dependent VEF**  
**Plane-Parallel Case**





## 3. 2 相対論的変動エディントン因子 (高速領域)

Relativistic Variable Eddington  
Factor in the Vertical Flow

by

Fukue J.

2008, PASJ 60, in press







# 3 解析的手法 光玉の形状

3 Analytical Approach  
One-Tau **Photo-Oval**



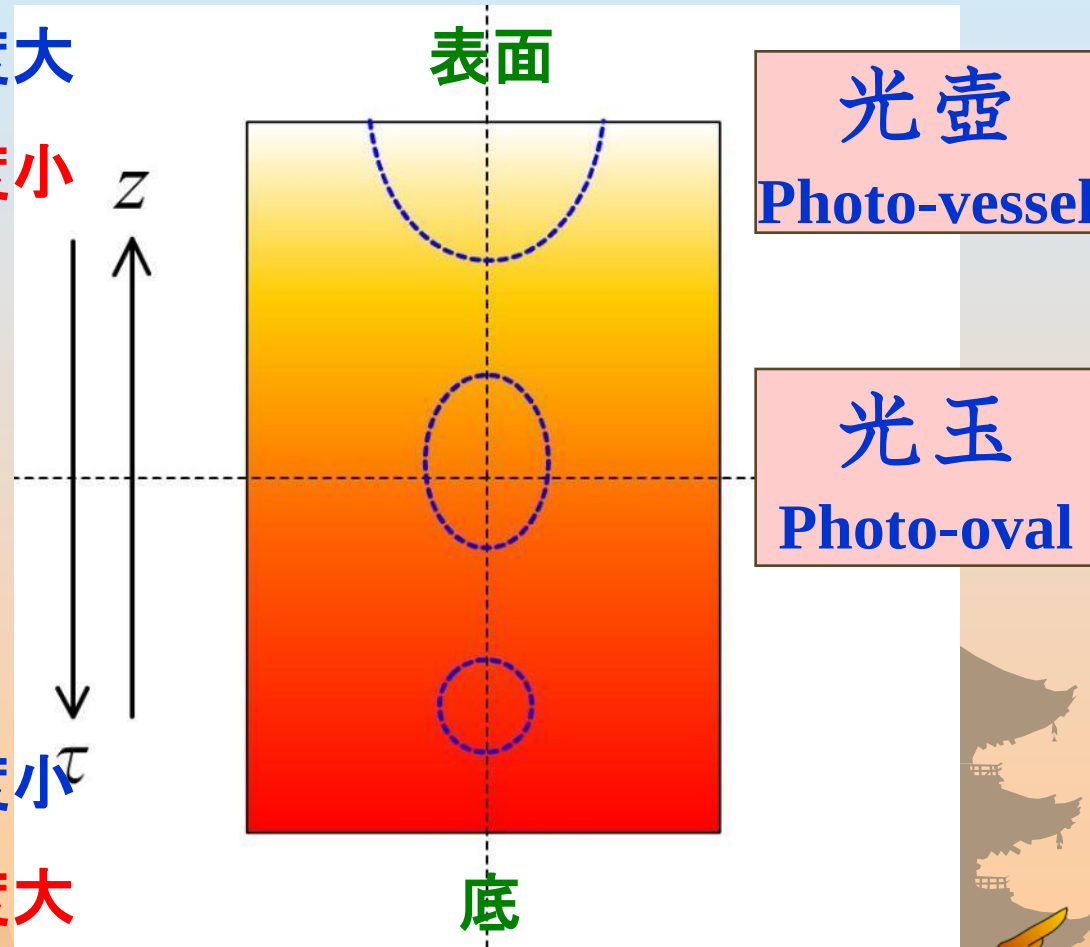


# 鉛直方向への加速流

- 鉛直( $z$ )方向へ **速度大**
- 速度( $v$ )増加 **密度小**
- 密度( $\rho$ )減少

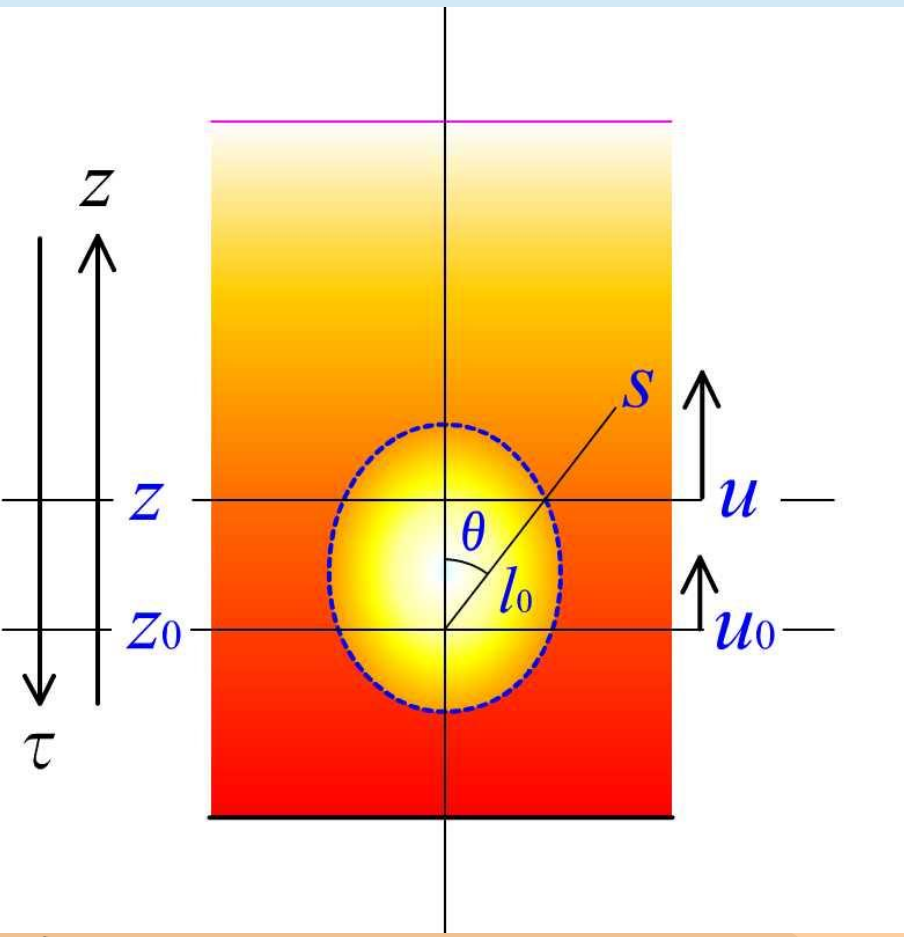
- 共動観測者から  
観た光学的厚み  
 $\tau=1$ の領域の  
形状

**速度小**  
**密度大**





### 3. Photo Oval 線形領域



❁ 共動観測者  $z=z_0, u=u_0$

$$z - z_0 = s \cos \theta$$

$$\rho c u = J$$

$$d\tau = -\kappa \rho dz$$

$$u = u_0 + \left. \frac{du}{dz} \right|_0 (z - z_0)$$





### 3. Photo Oval 線形近似

#### ✿ 密度勾配も線形を仮定

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_0 + \left. \frac{d\rho}{dz} \right|_0 (z - z_0) \\ &= \rho_0 + \left. \frac{d\rho}{du} \frac{du}{dz} \right|_0 (z - z_0) \\ &= \rho_0 - \left. \frac{\rho}{u} \frac{du}{dz} \right|_0 (z - z_0),\end{aligned}$$

#### ✿ s方向への光学的厚み

$$\begin{aligned}\tau_s &= \int_0^{l_0} \kappa \rho ds \\ &= \int_0^{l_0} \kappa \left[ \rho_0 + \left. \frac{d\rho}{du} \frac{du}{dz} \right|_0 (z - z_0) \right] ds \\ &= \int_0^{l_0} \kappa \left[ \rho_0 + \left. \frac{d\rho}{du} \frac{du}{dz} \right|_0 s \cos \theta \right] ds \\ &= \kappa \rho_0 l_0 + \kappa \left. \frac{d\rho}{du} \frac{du}{dz} \right|_0 \frac{\cos \theta}{2} l_0^2.\end{aligned}$$

#### ✿ One-tau range length

$$\kappa \left. \frac{d\rho}{du} \frac{du}{dz} \right|_0 \frac{\cos \theta}{2} l_0^2 + \kappa \rho_0 l_0 - 1 = 0.$$





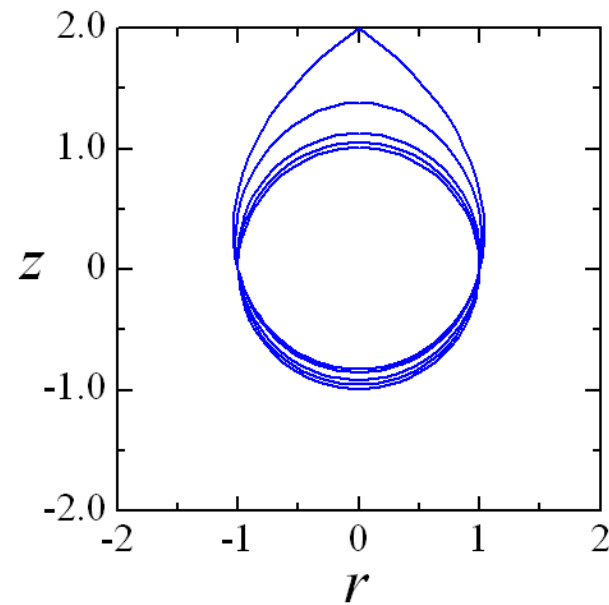
### 3. Photo Oval 線形近似

#### ❁ 光玉の形状(線形)

$$\kappa \rho_0 l_0 = \frac{1 - \sqrt{1 - 2a \cos \theta}}{a \cos \theta},$$

where

$$a \equiv -\frac{1}{u} \left. \frac{du}{d\tau} \right|_0 = -\left. \frac{d}{d\tau} \ln u \right|_0.$$



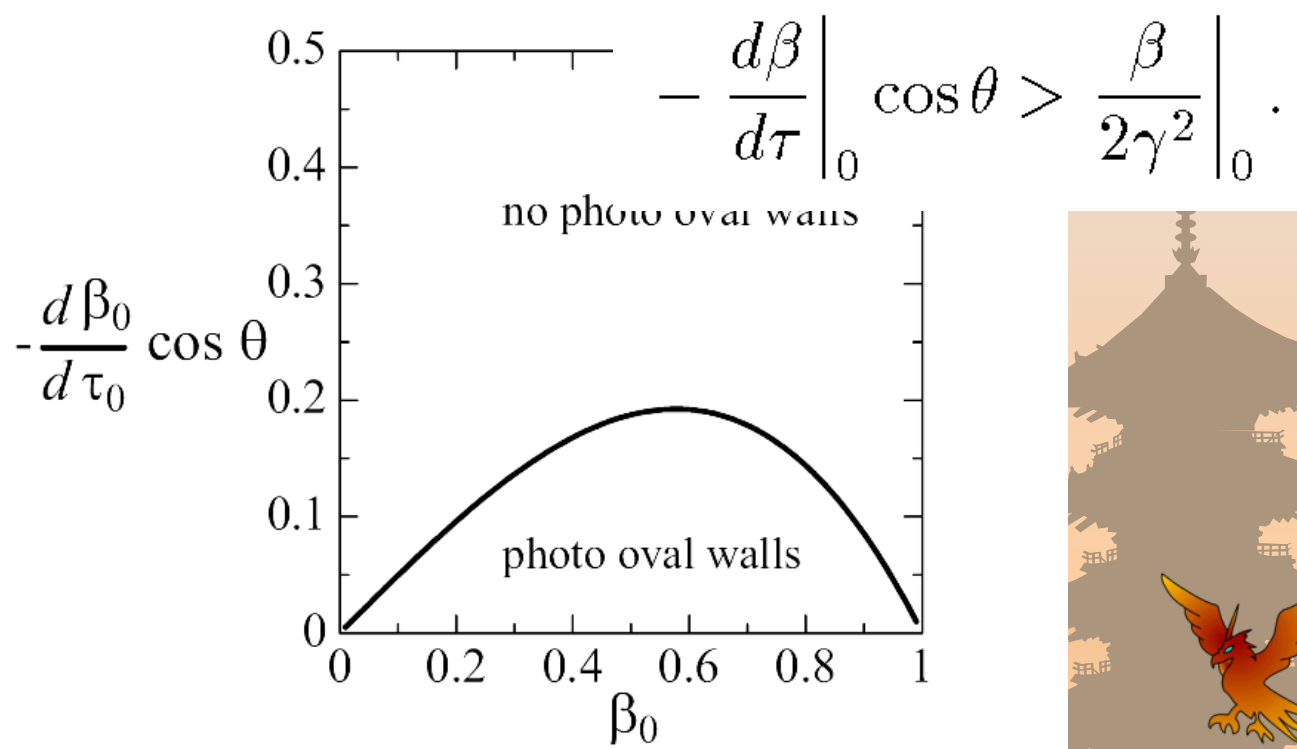




### 3. Photo Oval 線形近似

⚙ Breakup condition

$$-\frac{1}{u} \frac{du}{d\tau} \Big|_0 \cos \theta > \frac{1}{2}.$$





### 3. Photo Oval 準線形近似

❁  $s$ 方向への光学的厚み

$$\tau_s = \int_0^{l_0} \kappa \rho ds = \frac{\kappa J}{c} \int_0^{l_0} \frac{1}{u} ds.$$

From equations (1) and (4), we have

$$u = u_0 + \left. \frac{du}{dz} \right|_0 s \cos \theta,$$

$$du = \left. \frac{du}{dz} \right|_0 \cos \theta ds,$$

and the integral is transformed as

$$\tau_s = \frac{\kappa J}{c} \frac{1}{\left. \frac{du}{dz} \right|_0 \cos \theta} \int_{u_0}^u \frac{du}{u},$$

$$\tau_s = \frac{\kappa J}{c} \frac{1}{\left. \frac{du}{dz} \right|_0 \cos \theta} \log \frac{u}{u_0} = - \frac{u_0}{\left. \frac{du}{d\tau} \right|_0 \cos \theta} \log \frac{u}{u_0}.$$





### 3. Photo Oval 準線形近似

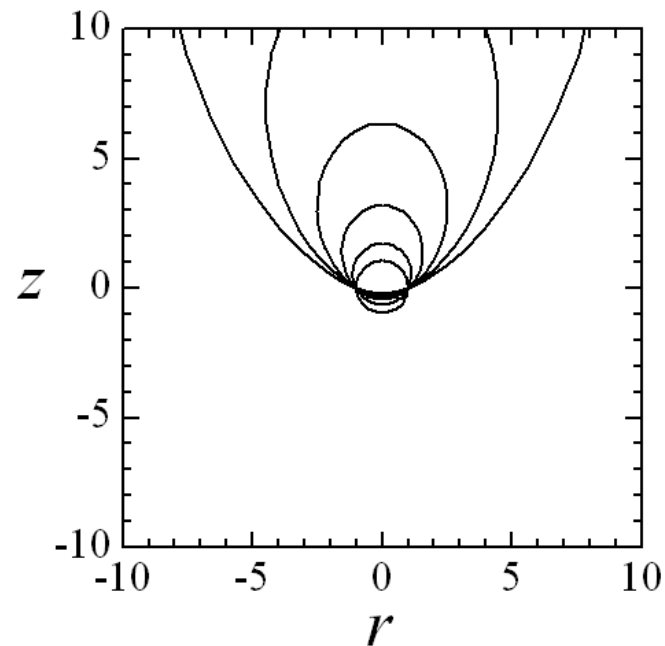
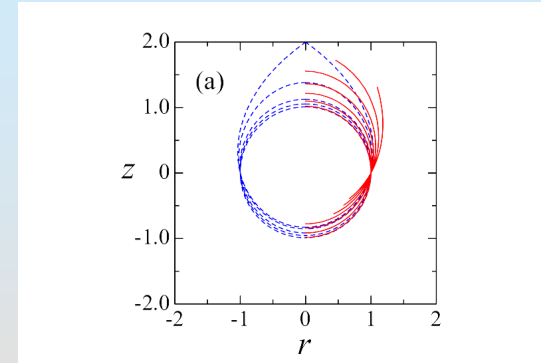
#### ❁ 光玉の形状(線形)

$$0 = - \left. \frac{du}{d\tau} \right|_0 \cos \theta - u_0 \log \frac{u}{u_0},$$

$$u = u_0 - \left. \frac{du}{d\tau} \right|_0 \cos \theta \kappa \rho_0 l_0.$$

Or, we finally obtain

$$\kappa \rho_0 l_0 = \frac{e^{-\frac{1}{u} \left. \frac{du}{d\tau} \right|_0 \cos \theta} - 1}{-\frac{1}{u} \left. \frac{du}{d\tau} \right|_0 \cos \theta}.$$





# 4 結果

## 共動系における輻射場と 速度勾配依存エディントン因子

### 4 Results

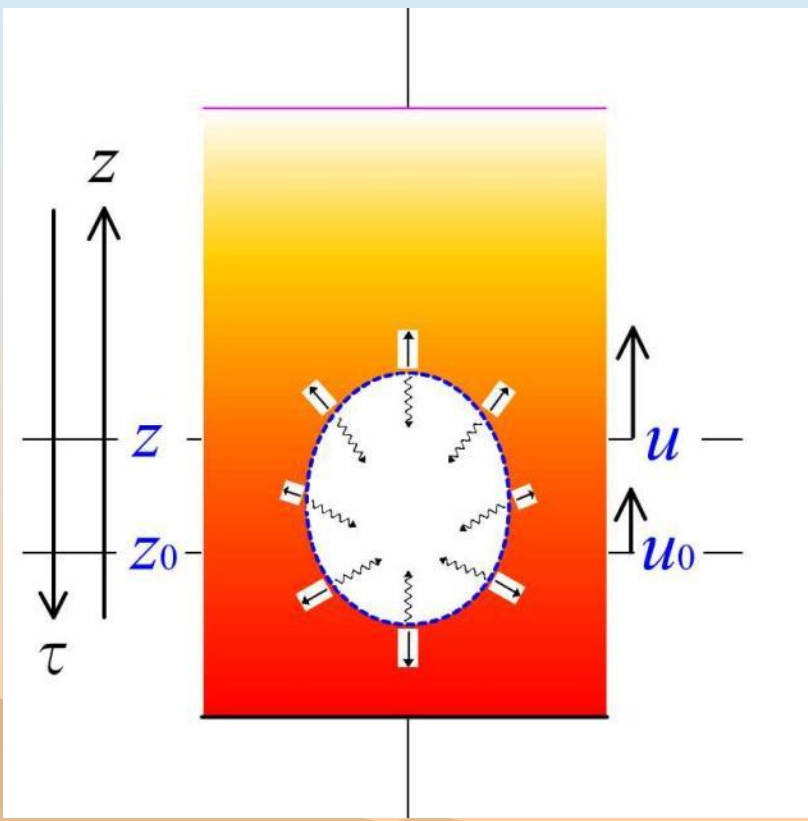
#### Comoving Radiation Fields and Variable Eddington Factor





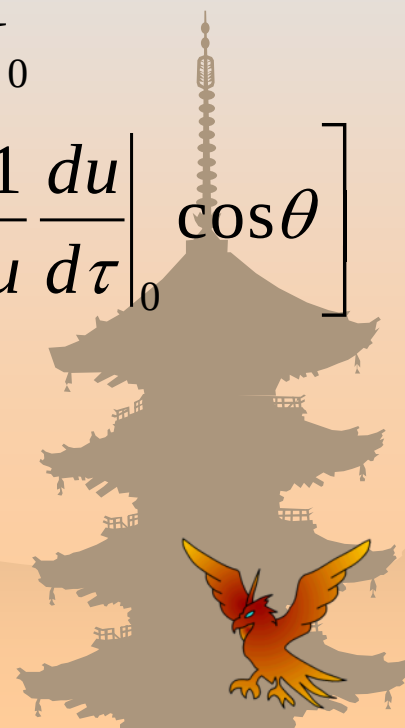
# 4. Radiation Fields 共動観測者の

- 放射強度の非一様性
- 速度場の勾配
- 観測者への赤方偏移



$$I = I(\tau, \mu) = I(\tau) = I_0$$

$$u = u(\tau) = u_0 \exp \left[ - \frac{1}{u} \frac{du}{d\tau} \Big|_0 \cos \theta \right]$$

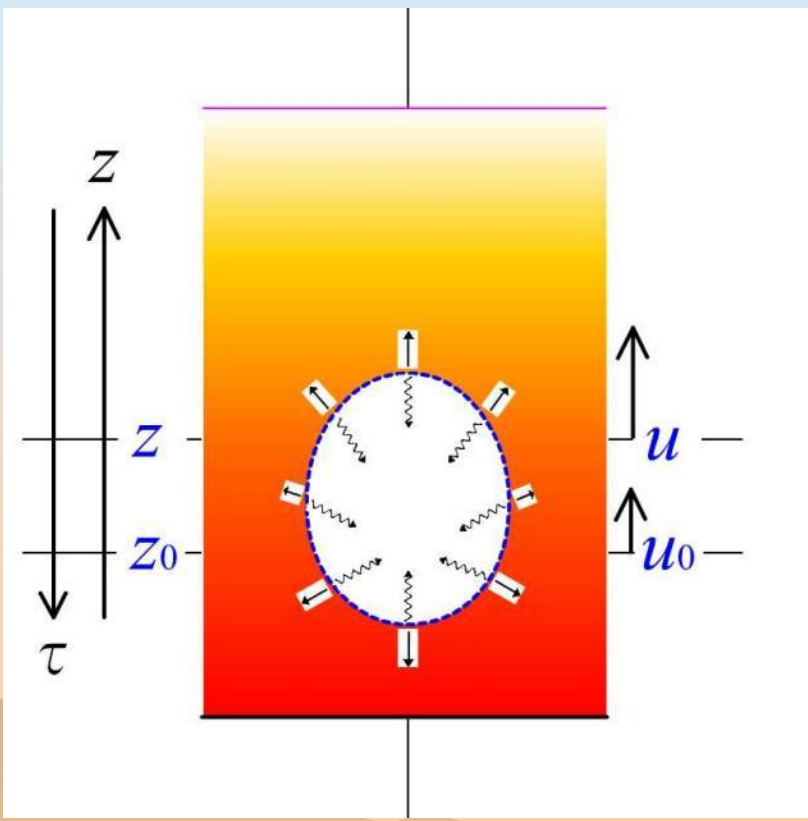






# 4. Radiation Fields 共動観測者の

## 観測者への赤方偏移

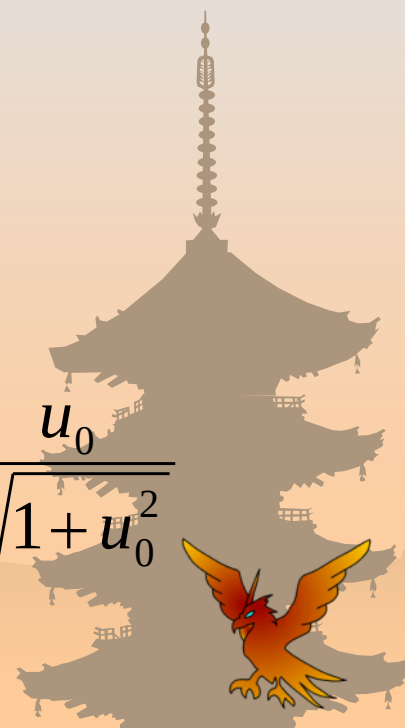


$$I_{co} = \frac{I_0}{(1+z)^4}$$

$$1+z = \frac{1 + \Delta\beta \cos\theta}{\sqrt{1 - (\Delta\beta)^2}}$$

$$\Delta\beta = \frac{\beta - \beta_0}{1 - \beta\beta_0}$$

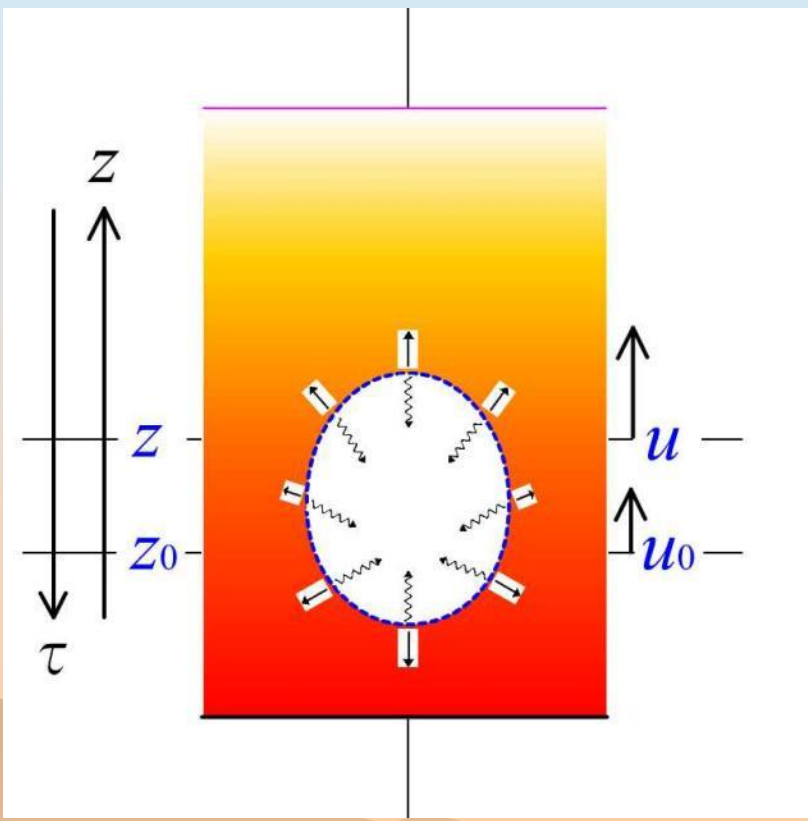
$$\beta = \frac{u}{\sqrt{1+u^2}}, \quad \beta_0 = \frac{u_0}{\sqrt{1+u_0^2}}$$





# 4. Radiation Fields 共動観測者の

## ✿ エディントン因子



$$cE_{co} = \int I_{co} d\Omega_{co}$$

$$F_{co} = \int I_{co} \cos \theta d\Omega_{co}$$

$$cP_{co} = \int I_{co} \cos^2 \theta d\Omega_{co}$$

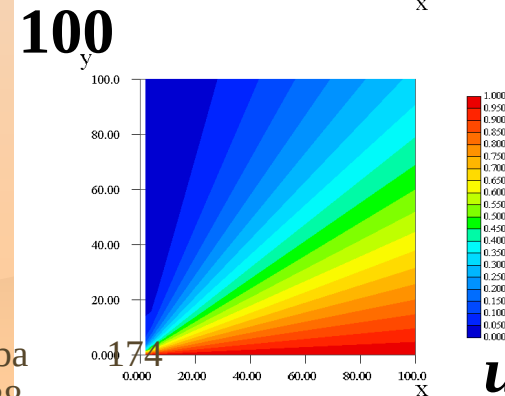
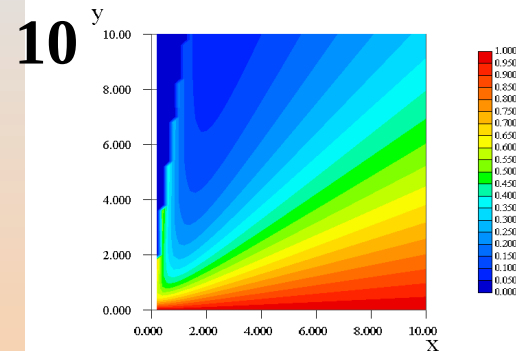
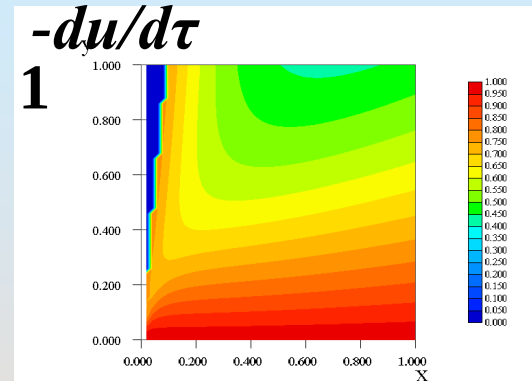
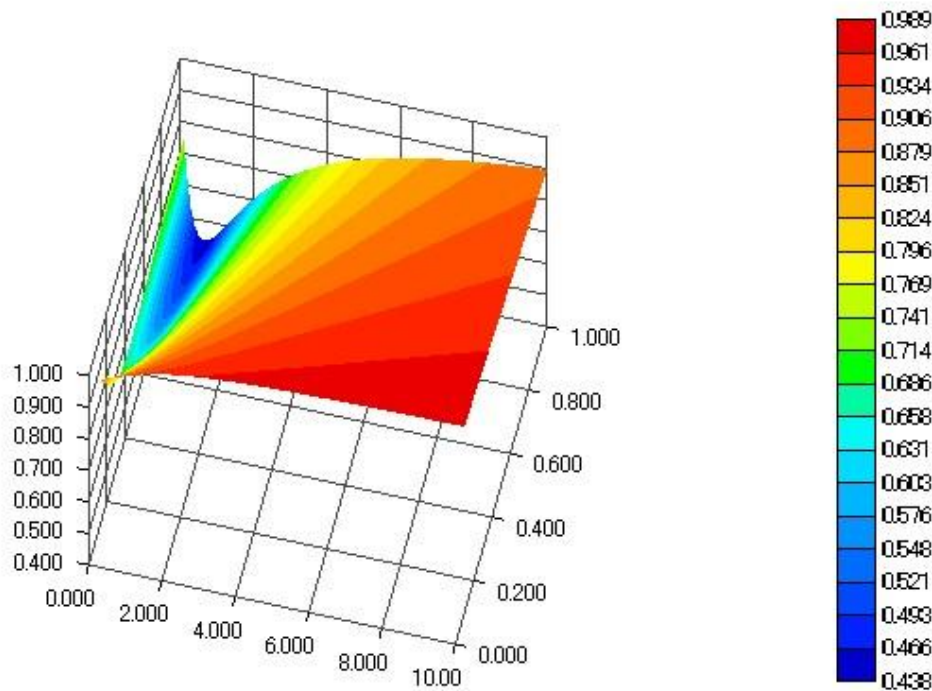
$$f = \frac{P_{co}}{E_{co}}$$





# 4. VEF エディントン因子

❁  $3 \times f(u, -du/d\tau)$



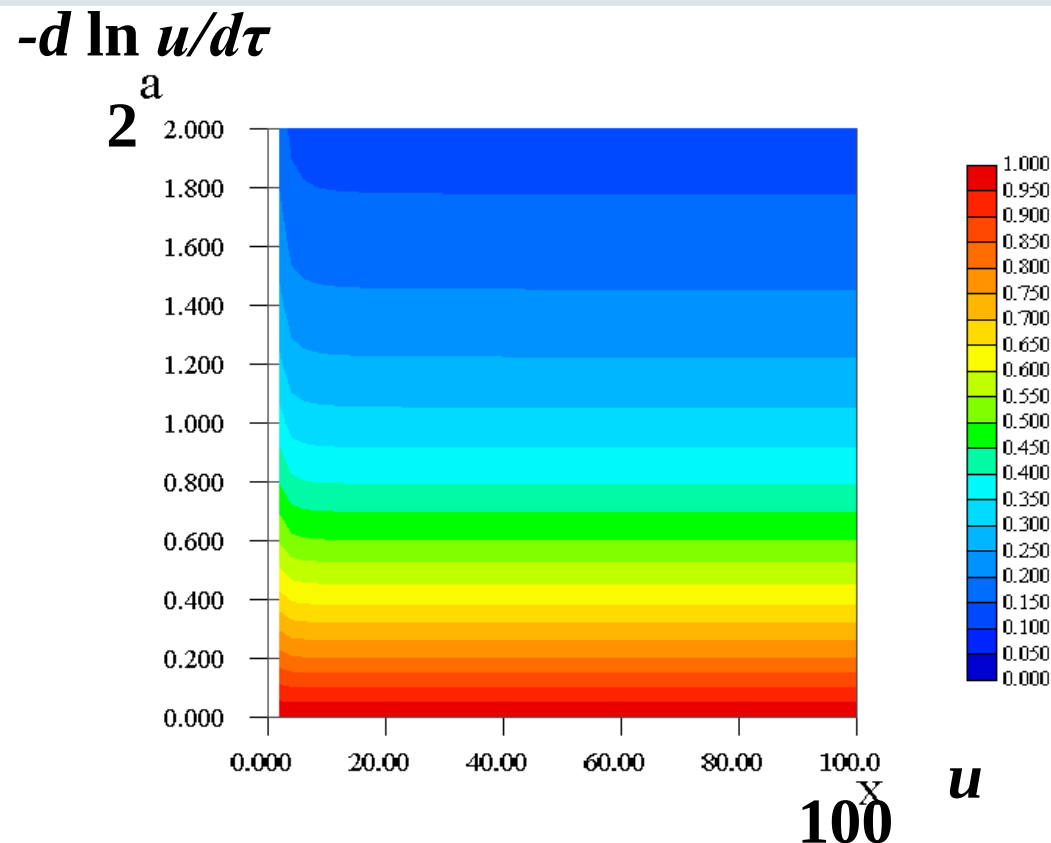
2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28



## 4. VEF エディントン因子

$$\star 3 \times f(u, -d \ln u / d\tau)$$



$$f = \frac{1}{3} \exp(-a)$$
$$= \frac{1}{3} \exp\left(\frac{1}{u} \frac{du}{d\tau}\right)$$





# 5 議論

## 5 Discussion







## 4. Radiation Fields

## 共動観測者の



- 共動系での輻射強度  $I_{\text{co}}$

$$\begin{aligned} I_{\text{co}} &= \frac{I}{(1+z)^4} \\ &= \left( I_0 - \left. \frac{dI}{d\tau} \right|_0 \cos \theta \, \kappa \rho_0 l_0 \right) \\ &\quad \times \frac{\left[ 1 - \left( \left. \frac{d\beta}{d\tau} \right|_0 \cos \theta \, \kappa \rho_0 l_0 \right)^2 \right]^2}{\left( 1 - \left. \frac{d\beta}{d\tau} \right|_0 \cos^2 \theta \, \kappa \rho_0 l_0 \right)^4}. \end{aligned}$$





## 4. VEF 極線形近似

$$\begin{aligned} I_{\text{co}} &\sim \left( I_0 - \frac{dI}{d\tau} \Big|_0 \cos \theta \kappa \rho_0 l_0 \right) \left( 1 + 4 \frac{d\beta}{d\tau} \Big|_0 \cos^2 \theta \kappa \rho_0 l_0 \right) \\ &\sim I_0 \left( 1 - \frac{1}{I_0} \frac{dI}{d\tau} \Big|_0 \cos \theta + 4 \frac{d\beta}{d\tau} \Big|_0 \cos^2 \theta \right), \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} cE_{\text{co}} &\equiv \int I_{\text{co}} d\Omega_{\text{co}} \\ &= 4\pi I_0 \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{d\beta}{d\tau} \Big|_0 \right), \\ F_{\text{co}} &\equiv \int I_{\text{co}} \cos \theta d\Omega_{\text{co}} \\ &= 4\pi I_0 \frac{1}{3} \left( - \frac{dI}{d\tau} \Big|_0 \right), \\ cP_{\text{co}} &\equiv \int I_{\text{co}} \cos^2 \theta d\Omega_{\text{co}} \\ &= 4\pi I_0 \frac{1}{3} \left( 1 + \frac{12}{5} \frac{d\beta}{d\tau} \Big|_0 \right). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f &\equiv \frac{P_{\text{co}}}{E_{\text{co}}} \sim \frac{1}{3} \left( 1 + \frac{16}{15} \frac{d\beta}{d\tau} \Big|_0 \right), \\ f &\sim \frac{1}{3} \left( 1 - \frac{16}{15} \frac{d\beta}{\kappa \rho dz} \Big|_0 \right) \\ &\sim \frac{1}{3} \left( 1 - \frac{16}{15} \frac{c\gamma\beta}{\kappa J} \frac{d\beta}{dz} \Big|_0 \right) \end{aligned}$$





## 4. VEF エディントン因子

$$f = \frac{1}{3} \exp \left( 1 + \frac{16}{15} \frac{d\beta}{d\tau} \right)$$

$$f = \frac{1}{3} \exp \left( \frac{1}{u} \frac{du}{d\tau} \right)$$



$$f = \frac{1}{3} \exp \left( \frac{16}{15} \frac{\beta}{u} \frac{du}{d\tau} \right)$$





# Concluding Remarks

したこと★平行平板近似のもとで光学的に厚い相対論的加速流における共動系でのエディントン因子を亜光速域の範囲で半解析的に求めた；

わかったこと★亜光速の範囲内では速度勾配に比例して減少した後、増加する

これから★光速に近い場合、光学的に薄い場合、球対称の場合などなど











# 相対論的輻射流体力学のススめ 今後のお宝

Relativistic Radiation Hydrodynamics  
**Orbs**





# 今後のお宝：天体現象

輻射場が重要な相対論的天体現象全般

- ❁ ブラックホール降着流：光子捕捉
- ❁ 相対論的天体風：超相対論的ジェット
- ❁ 相対論的爆発：GRBファイアボール
- ❁ ニュートリノ円盤：ニュートリノトーラス
- ❁ 初期宇宙：最初の降着円盤、最初のジェット





# 今後のお宝：基礎過程

## 基礎過程：相対論的輻射流体力学の定式化

- 数値的な方法
- 解析的な方法 (変動エディントン因子の導出)  
球対称、振動数依存、線スペクトル

## 亜光速風中の輻射輸送

- 降着円盤風 (ME解)
- 球対称風
- 照射の効果

## ブラックホール風の見え方

- 見かけの光学的厚み
- 温度分布、光度、スペクトル

## 相対論的輻射流体風

- 降着円盤風
- 球対称風
- 回転の効果
- ガス圧、磁場の効果
- 電子・陽電子対
- ニュートリノ



輻射流体森  
球状

輻射流体林  
平板

見えっ原

輻射輸送浜：平板

光玉入江

輻射輸送浜：球状

宝島の  
地図

定式化峰

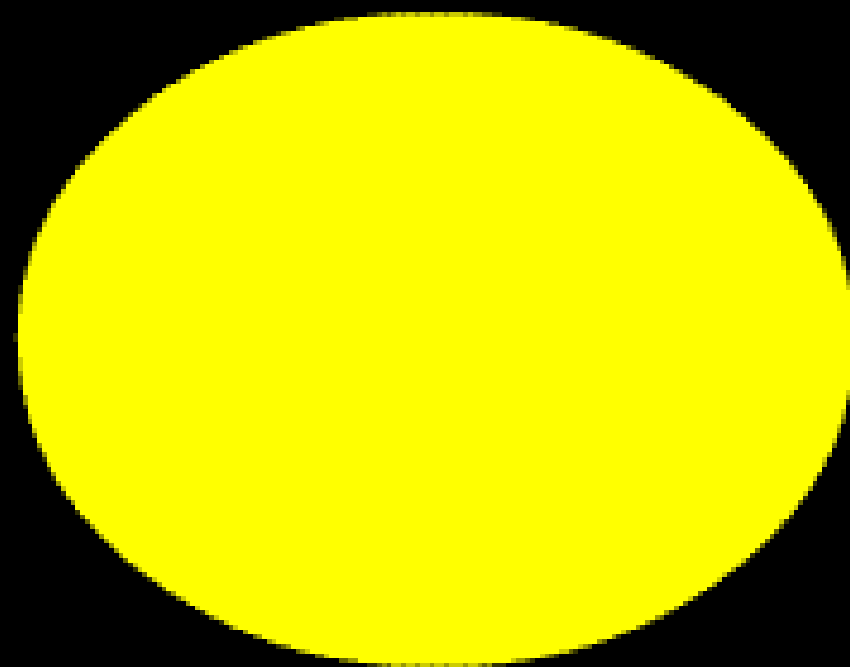
ジェット岬

BH嵐

GRB絶壁

1 km  
2000 フィート









# 参考文献1 (2008/07/19)

■■■ 宇宙ジェット関連 ■■■  
■■■ 観測 ■■■

## \*General Reviews

- ブランドフォード R.D., ビーゲルマン M.C., リース M.J. 1984, サイエンス別冊69『X線でみた宇宙』, p107
- Begelman, M.C., Blandford, and Rees 1984, Rev. Mod. Phys., 56, 255.
- 福江 純 1990, パリティ 5, 14
- 福江 純 1993, 『宇宙ジェット』(学習研究社)
- 柴田一成他編 1999, 『活動する宇宙』(裳華房)
- 小山勝二、嶺重 慎編 2007, 『ブラックホールと高エネルギー現象』

## \*AGN

- Curtis, H.D. 1918, Pub. Lick Obs., 13, 31. (optical jets)
- Seyfert, Carl K. 1943, Astrophys. J., 97, 28. (Syfert galaxies)
- Reber, Grote 1944, Astrophys. J., 100, 279.
- Bolton, J.G. et al. 1949, Nature, 164, 101.
- Alfven, H. and Herlofson, N. 1950, Phys. Rev., 78, 616. (synchrotron)
- Shklovski, I.S. 1953, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 90, 983. (synchrotron)
- Baade, W. and Minkowski, R. 1954, Astrophys. J., 119, 206.
- Baade, W. and Minkowski, R. 1954, Astrophys. J., 119, 215.
- Allen, L.R. et al. 1962, Mon. Not., 124, 477.
- Matthews, Thomas A. and Sandage, A.R. 1963, Astrophys. J., 138, 30.
- Hazard, C. et al. 1963, Nature, 197, 1037.
- Schmidt, M. 1963, Nature, 197, 1040.
- Greenstein, J.L. and Matthews, T.A. 1963, Nature, 197, 1041.
- Chiu, H.Y. 1965, in "Quasi-Stellar Sources and Grav. Collapse", p.3. (naming)
- Hoyle, F., Burbidge, and Sargent 1966, Nature, 209, 751. (inverse Compton catastrophe)
- Schmidt, M. 1968, Nature, 218, 663. (BL Lac)
- MacLeod, J.M. and Andrew, B.H. 1969, Astrophys. Lett., 1, 243. (BL Lac)
- Khachikian, E.Ye and Weedman, D.W. 1971, Astrofizika, 7, 389. (two type Syferts)
- Wolfe, A. 1978, in "Pittsburgh Conference on BL Lac Objects". (blazar)
- Heckman, T.M. 1980, Astron. Astrophys., 87, 152. (LINERs)
- Moore, R.L. and Stockman, H.S. 1981, Astrophys. J., 243, 60. (brazar)
- Malkan, M.A. 1983, Astrophys. J., 268, 582.

Pounds K.A., Reeves J.N., King A.R., Page K.L., O'Brien P.T., Turner M.J.L. 2003, MNRAS 345, 705

Pounds K.A., King A.R., Page K.L., O'Brien P.T. 2003, MNRAS 346, 1025

Holt J., Tadhunter C., Morganti R., Bellamy M., Gonzalez Delgado R.M., Tzioumis A., Inskip K.J. 2006, MNRAS 370, 1633

Done C., Sobolewska M.A., Gierlinski M., Schurch N. J. 2006, MNRAS 374, 1115

2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba

Astrophysical Jets 2008/07/28

187





# 参考文献2 (2008/07/19)

■■■ 宇宙ジェット関連 ■■■  
■■■ 観測 ■■■

\*SS433

- Margon, B. et al. 1979, ApJL 230, L41
- Margon B. 1984, AnnRevA&Ap 22, 507
- Fabrika S. 2004, The Jets and Supercritical Accretion Disk in SS433 (Cambridge Scientific Publishers)
- The Jets and Supercritical Accretion Disk in SS433
- by S. Fabrika
- Blundell K.M., Bowler M.G., Schmidtbereich L. 2008, astro-ph 0803.0642v1

\*microquasar

- Mirabel I.F. et al. 1992, Nature 358, 215
- Mirabel I.F., Rodriguez L.F. 1994, Nature 371, 46
- Mirabel I.F., Rodriguez L.F. 1999, ARA&A, 37, 409
- Fender, R.P., Belloni, T.M., & Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105
- Miller J.M. et al. 2008, astro-ph 0802.2026v1

\*GRB

- Paczynski, B. 1986, ApJ 308, L43
- Meszaros, P. 2002, ARA&A, 40, 137
- Daigne, F. 2002, 'Gamma-Ray Bursts'
- in Accretion Discs, Jets and High Energy Phenomena in Astrophysics  
(NATO Advanced Study Institute, Euro Summer School)
- Piran, T. 2008, ASP Conference Series, Astro-ph 0804.2074v1



2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28

188





# 参考文献3 (2008/07/19)

■■■ 宇宙ジェット関連 ■■■  
■■■ 理論 ■■■

\*HD explosion

- Sakashita, S. 1971, *Astrophys. Space Sci.*, 14, 431.
- Mollenhoff, C. 1976, *Astron. Astrophys.*, 50, 105.

\*beam model

- Blandford, R.D. and Rees, M.J. 1974, *Mon. Not.*, 169, 395
- Benford, G. 1978, *Mon. Not.*, 183, 29.
- Konigl, A. 1982, *Astrophys. J.*, 261, 115

\*line locking

- Milgrom, M. 1979, *Astron. Astrophys.*, 78, L9

\*降着円盤熱風

- Meier, D.L. 1979, *Astrophys. J.*, 233, 664
- Fukue, J. 1989, *PASJ*, 41, 123
- Takahara, F. et al. 1989, *Astrophys. J.*, 346, 122
- Fukue, J. and Okada, R. 1990, *PASJ*, 42, 249

\*磁気流体力学の降着円盤風

- Lovelace, R.V.E. 1976, *Nature*, 262, 395
- Blandford, R.D. and Payne, D.G. 1982, *Mon. Not.*, 199, 883
- Pudritz, R.E. and Norman, C.A. 1983, *Astrophys. J.*, 274, 677
- Shibata, K. and Uchida, Y. 1985, *PASJ*, 37, 31
- Shibata, K. and Uchida, Y. 1986, *PASJ*, 38, 631
- Sakurai, T. 1987, *PASJ*, 39, 821



2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28

189





# 参考文献4 (2008/07/19)

■■■ 宇宙ジェット関連 ■■■

■■■ 理論 ■■■

## \*降着トーラスを利用したモデル

- Lynden-Bell, D. 1978, Phys. Scr., 17, 185.
- Abramowicz, M.A. and Piran, T. 1980, Astrophys. J. Lett., 241, L7.
- Sikora, M. and Wilson, D.B. 1981, Mon. Not., 197, 529.
- Fukue, J. 1982, PASJ, 34, 163. (torus wind) (SS433)
- Calvani, M.C. and Nobili, L. 1983, in "Astrophysical Jets", p. 189.
- Fukue, J. 1983, PASJ, 35, 539. (torus MHD wind)
- Ferrari, A. et al. 1984, Astrophys. J. Lett., 277, L35.
- Eggum, G.E., Coroniti, F.V., and Katz 1985, Astrophys. J. Lett., 298, L41. (numerical)
- Fukue, J. 1987, PASJ, 39, 679. (SS433)
- Fukue, J., Shibata, K. and Okada, R. 1991, PASJ, 43, 131. (torus MHD wind)

## \*ブラックホール機構

- Blandford, R.D. and Znajek, R.L. 1976, Mon. Not., 179, 433
- Rees, M.J. et al. 1982, Nature, 295, 17

## \*輻射圧加速ジェット

- Bisnovatyi-Kogan G.S., Blinnikov S.I. 1977, A&A 59, 111
- Lynden-Bell D., 1978, Phys.Scr. 17, 185
- Icke V. 1980, AJ 85, 329
- Katz J.I. 1980, ApJ 236, L127
- Sikora M., Wilson D.B. 1981, MNRAS 197, 529
- Piran T. 1982, ApJL 257, L23
- Fukue J. 1982, PASJ 34 163
- Calvani M.C., Nobili L. 1983, in Astrophysical Jets, ed. A. Ferrari and A.G. Pacholczyk (Reidel, Dordrecht) p189
- Eggum G.E. et al. 1985, ApJ 298, L41
- Icke V. 1989, A&A 216, 294
- Tajima Y., Fukue J. 1996, PASJ 48, 529
- Tajima Y., Fukue J. 1998, PASJ 50, 483







# 参考文献5 (2008/07/19)

■■■ 相对論的輻射流体力学関連 ■■■  
■■■ 1 RRHD Formalism ■■■

## \*Text

- Castor, J.I. 2004, 2007, Radiation Hydrodynamics (Cambridge University Press)
- Chandrasekhar, S. 1960, Radiative Transfer (Dover Publishing, Inc.)
- Gray, D. F. 1992, The Observation and analysis of stellar photospheres (Cambridge University Press)
- Kato, S., Fukue, J., & Mineshige, S. 2008, Black-Hole Accretion Disks - Towards a New Paradigm (Kyoto University Press)
- Mihalas, D. 1970, Stellar Atmospheres (W.H. Freeman and Co.)
- Mihalas, D., & Mihalas, B.W. 1984, Foundations of Radiation Hydrodynamics (Oxford University Press)
- Peraiah, A. 2002, An Introduction to Radiative Transfer: Methods and applications in astrophysics (Cambridge University Press)
- Pomraning, G.C. 1973, The Equations of Radiation Hydrodynamics (Dover)
- Rybicki, G.B., & Lightman, A.P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics (John Wiley & Sons)
- Shu, F.H. 1991, The Physics of Astrophysics Vol. 1: Radiation (University Science Books)

## \*Paper

- Tamazawa, S., Toyama, K., Kaneko, N., Ono, Y. 1975, ApSpSci 32, 403 (VEF)
- Levermore, C.D., Pomraning, G.C. 1981, ApJ 248, 321 (FLD)
- Thomas, L.H. 1930, Quart. J. Math 1, 239
- Hazlehurst, J., Sargent, W.L.W. 1959, ApJ 130, 276
- Lindquist, R.W. 1966, Annals Phys. 37, 487
- Castor, J.I. 1972, ApJ 178, 779
- Anderson, J.L., Spiegel, E.A. 1972, ApJ 171, 127
- Hsieh, S.-H., Spiegel, E.A. 1976, ApJ 207, 244
- Thorne, K.S. 1981, MNRAS 194, 439
- Udey, N., Israel, W. 1982, MNRAS 199, 1137
- Mihalas, D., Klein, R.I. 1982, J.Comp.Phys. 46, 97
- Park, M.-G. 1993, A&A 274, 642
- Mihalas, D., Auer, L.H. 2001, JQSRT 71, 61
- Park, M.-G. 2006, MNRAS 367, 1739
- Takahashi, R. 2007, MNRAS 382, 1041
- Yin, W.-W., Miller, G.S. 1995, ApJ 449, 826

## \*Pathological Behavior

- Turolla, R., Nobili, L. 1988, MNRAS, 235, 1273
- Turolla, R., Zampieri, L., Nobili, L. 1995, MNRAS, 272, 625
- Dullemond, C.P. 1999, A&A, 343, 1030
- Fukue, J. 2005, PASJ, 57, 1023







# 参考文献6

## (2008/07/19)

■■■ 相対論的輻射流体力学関連 ■■■  
■■■ 2 RRT Solutions ■■■

- Milne, E.A. 1921, MNRAS 81, 382
- Eddington, A.S. 1926, The Internal Constitution of Stars (Cambridge University Press)
- Kosirev, N.A. 1934, MNRAS, 94, 430
- Chandrasekhar, S. 1934, MNRAS, 94, 444
- Chandrasekhar, S. 1945, ApJ, 101, 95
- Chapman, R.D. 1966, ApJ, 143, 61
- Hummer, D.G., Rybicki, G.B. 1971, MNRAS, 152, 1
- Unno, W., Kondo, M. 1976, PASJ, 28, 347
- Masaki, I., Unno, W. 1978, PASJ, 30, 547
- Unno, W. 1989, PASJ, 41, 211
- Sen, K.K., Wilson, S.J. 1993, ApSpSci, 203, 227

### \*accretion disk

- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E. 1982, A&A 106, 34
- Cannizzo, J.K., Wheeler, J.C. 1984, ApJS 55, 367
- Cannizzo, J.K., Cameron, A.G.W. 1988, ApJ 330, 327
- Shaviv, G., Wehrse, R. 1986, A&A 159, L5
- Adam, J., Storzer, H., Shaviv, G., Wehrse, R. 1988, A&A 193, L1
- Hubeny, I. 1990, ApJ 351, 632
- Hubeny, I., Hubeny, V. 1997, ApJ 484, L37
- Hubeny, I., Hubeny, V. 1998, ApJ 505, 558
- Hubeny, I., Agol, E., Blaes, O., Krolik, J.H. 2000, ApJ 533, 710
- Hubeny, I., Blaes, O., Krolik, J.H., Agol, E. 2001, ApJ 559, 680
- Davis, S.W., Blaes, O.M., Hubeny, I., Turner, N.J. 2005, ApJ 621, 372
- Hui, Y., Krolik, J.H., Hubeny, I. 2005, ApJ 625, 913
- Mineshige, S., Wood, J.H. 1990, MNRAS 247, 43
- Ross, R.R., Fabian, A.C., Mineshige, S. 1992, MNRAS 258, 189
- Shimura, T., Takahara, F. 1993, ApJ 440, 610
- Artemova, I.V., Bisnovatyi-Kogan, G.S., Bjornsson, G., Novikov, I.D. 1996, ApJ 456, 119
- Fukue, J., Akizuki, C. 2006, PASJ, 58, 1039 (limb-darkening)
- Fukue, J. 2007, PASJ, 59, 687 (accretion disk wind)
- Fukue, J. 2008, PASJ, 60, 137 (accretion disk wind; full SR)
- Fukue, J. 2008, PASJ, 60, (generalized ME solution)

2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28

192





# 参考文献7 (2008/07/19)

## ■■■ 相対論的輻射流体力学関連 ■■■

### ■■■ 3 Observational Appearance

- Abramowicz M.A., Novikov I.D., Paczynski B., 1991, ApJ 369, 175
- Sumitomo N., Nishiyama S., Akizuki C., Watarai K., Fukue J. 2007, PASJ 59, 1043

### ■■■ 4 RRHD Flows

#### \*球対称降着

- Tamazawa, S., Toyama, K., Kaneko, N., Ono, Y. 1975 ApSpSci, 32, 403
- Vitello, P.A.J. 1978, ApJ 225, 694
- Burger, H.L., Katz, J.I. 1980, ApJ 236, 921
- Thorne, K.S., Flammang, R.A., Zytlow, A.N. 1981, MNRAS 194, 475
- Flammang, R.A. 1982, MNRAS 199, 833
- Flammang, R.A. 1984, MNRAS 206, 589
- Blondin, J.M. 1986, ApJ 308, 755
- Miller, G.S. 1990, ApJ 356, 572
- Park, M.-G., Miller, G.S. 1991, ApJ 371, 708
- Nobili, L., Turolla, R., Zampieri, L. 1991, ApJ 383, 250





# 参考文献8 (2008/07/19)

■■■ 相対論的輻射流体力学関連 ■■■

■■■ 4 RRHD Flows

\*球対称風

- Lindquist, R.W. 1966, Annals Phys. 37, 487
- Castor, J.I. 1972, ApJ 178, 779
- Cassinelli, J.P., Hartmann, L. 1975, ApJ 202, 718
- Ruggles, C.L.N., Bath, G.T. 1979, A&A 80, 97
- Mihalas, D. 1980, ApJ 237, 574
- Quinn, T., Paczynski, B. 1985, ApJ 289, 634
- Paczynski, B. 1986, ApJ 308, L43
- Paczynski, B., Proszynski, M., 1986 ApJ 302, 519
- Turolla, R., Nobili, L., Calvani, M. 1986, ApJ 303, 573
- Paczynski, B. 1990, ApJ 363, 218
- Nobili, L., Turolla, R., Lapidus, I. 1994, ApJ 433, 276
- Fukue, J. 2006, PASJ 58, 461
- Akizuki, C., Fukue, J. 2008, PASJ 60, 337

\*numerical simulations (FLD)

- Eggum, G.E., Coroniti, F.V., Katz, J.I. 1985, ApJ 298, L41
- Eggum, G.E., Coroniti, F.V., Katz, J.I. 1987, ApJ 323, 634
- Eggum, G.E., Coroniti, F.V., Katz, J.I. 1988, ApJ 323, 634
- Okuda, T., Fujita, M. 2000, PASJ 52, L5
- Okuda, T. 2002, PASJ 54, 253
- Okuda, T., Teresi, V., Toscano, E., Molteni, D. 2005, MNRAS 357, 295
- Ohsuga, K., Mori, M., Nakamoto, T., Mineshige, S. 2005, ApJ 628, 368
- Ohsuga, K. 2006, ApJ 640, 923



2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba  
Astrophysical Jets 2008/07/28

194





# 参考文献9 (2008/07/19)

■■■■ 相対論的輻射流体力学関連 ■■■■

■■■■ 5 VEF ■■■■

\*Variable Eddington Factor

- Hummer, D.G., Rybicki, G.B., 1971, MNRAS 152, 1
- Tamazawa, S., Toyama, K., Kaneko, N., Ono, Y. 1975, ApSpSci 32, 403

\*Velocity-Dependent VEF

- Fukue, J. 2006, PASJ, 58, 461
- Fukue, J., Akizuki, C. 2006, PASJ, 58, 1073
- Fukue, J., Akizuki, C. 2007, PASJ, 59, 1027
- Akizuki, C., Fukue, J. 2008, PASJ, 60, 337

\*Velocity-Gradient-Dependent VEF

- Fukue, J. 2008, PASJ 60, 377
- Koizumi T., Umemura M. 2008, submitted to MNRAS
- Fukue, J. 2008, PASJ 60, in press







# 参考文献

## (2008/07/19 JF)

宇宙ジェット関連 (2008/07/19 by Jun Fukue)

観測

\*General Reviews

- ブランドフォード R.D., ビーゲルマン M.C., リース M.J. 1984, サイエンス別冊69『X線でみた宇宙』, p107
- Begelman, M.C., Blandford, and Rees 1984, Rev. Mod. Phys., 56, 255.
- 福江 純 1990, パリティ 5, 14
- 福江 純 1993, 『宇宙ジェット』(学習研究社)
- 柴田一成他編 1999, 『活動する宇宙』(裳華房)
- 小山勝二、嶺重 慎編 2007, 『ブラックホールと高エネルギー現象』

\*AGN

- Curtis, H.D. 1918, Pub. Lick Obs., 13, 31. (optical jets)
- Seyfert, Carl K. 1943, Astrophys. J., 97, 28. (Syfert galaxies)
- Reber, Grote 1944, Astrophys. J., 100, 279.
- Bolton, J.G. et al. 1949, Nature, 164, 101.
- Alfven, H. and Herlofson, N. 1950, Phys. Rev., 78, 616. (synchrotron)
- Shklovski, I.S. 1953, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 90, 983. (synchrotron)
- Baade, W. and Minkowski, R. 1954, Astrophys. J., 119, 206.
- Baade, W. and Minkowski, R. 1954, Astrophys. J., 119, 215.
- Allen, L.R. et al. 1962, Mon. Not., 124, 477.
- Matthews, Thomas A. and Sandage, A.R. 1963, Astrophys. J., 138, 30.
- Hazard, C. et al. 1963, Nature, 197, 1037.
- Schmidt, M. 1963, Nature, 197, 1040.
- Greenstein, J.L. and Matthews, T.A. 1963, Nature, 197, 1041.
- Chiu, H.Y. 1965, in "Quasi-Stellar Sources and Grav. Collapse", p.3. (naming)
- Hoyle, F., Burbidge, and Sargent 1966, Nature, 209, 751. (inverse Compton catastrophe)
- Schmidt, M. 1968, Nature, 218, 663. (BL Lac)
- MacLeod, J.M. and Andrew, B.H. 1969, Astrophys. Lett., 1, 243. (BL Lac)
- Khachikian, E. Ye and Westman, D.W. 1971, Astrofizika, 7, 389. (two type Syferts)
- Wolfe, A. 1978, in "Pittsburgh Conference on BL Lac Objects". (blazar)
- Heckman T.M. 1980, Astron. Astrophys. 87, 152. (LINERs)

2008/7/26

Summer School 08 @ Tsukuba

196

Astrophysical Jets 2008/07/28

