

スターバースト銀河における 星形成について

筑波大学 理工学群物理学類

B4新井聡一

Introduction

通常の銀河は

星形成率 およそ数 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

通常の銀河より星形成が多く行われている

スターバースト銀河の典型的な値は

星形成率 $10 - 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

光度 $10^{11} L_{\odot}$ 以下



Arp220

スターバースト銀河は、銀河の中心にある星々からの紫外線を、ダスト ($1\mu\text{m}$ 以下の大きさで、炭素、マグネシウム、ケイ素、鉄などからなる微粒子)が吸収して赤外放射している。赤外線光度が $10^{11} L_{\odot}$ 以上の銀河は高光度赤外線銀河(LIRG)とよばれ、その中でも赤外線光度が $10^{12} L_{\odot}$ 以上のものは超高光度赤外線銀河(ULIRG)と呼ばれる。

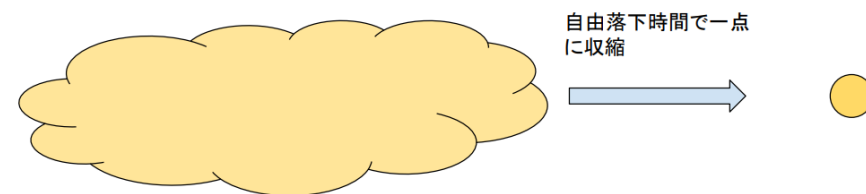
目標

- ・スターバースト銀河の星形成は通常の銀河より爆発的に行われている。しかしその機構はいまだ分かっていない。

- ・今回は、Thompson et al.2005で行われている、ToomreのQパラメータが ~ 1 を維持する準安定平衡円盤を仮定したモデル計算を評価する。また、ダイナミカルな変化する現象に関しては輻射郵送計算を行い、スターバースト銀河の星形成の機構を明らかにする。

Thompson et al. 2005のモデルの概略

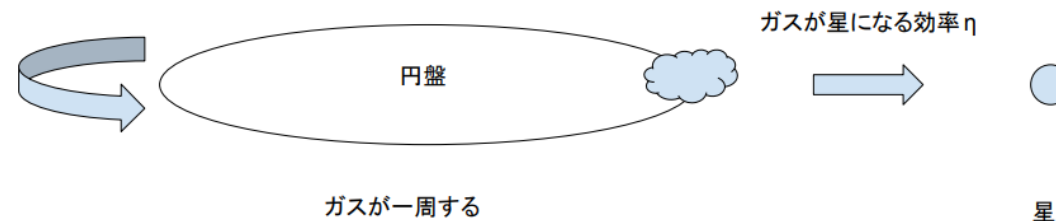
- ・ガスが重力によって一点に収縮する自由落下時間のタイムスケールは、ガスが一周する程度の時間



- ・本来ならガスが一周する程度の時間で全部星になるはずが数%しか星にならない

なぜか→

それは重力に対抗する力として
ダストへの輻射圧や超新星等の影響が働いていると予測

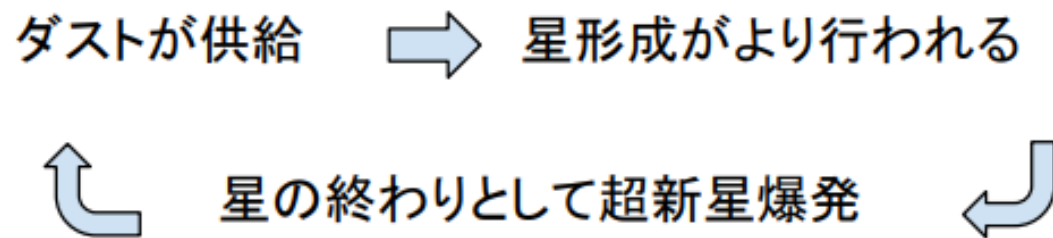


Thompson et al. 2005のモデルの概略

- ・そこで輻射圧に注目しながら典型的なスターバースト銀河とULIRGの両方に適応できるモデルを構築
- ・典型的なスターバースト銀河とULIRGの違いは

ダストの豊富さ

(ダストは星形成の材料であるため
星形成が激しいほどダストは豊富にある)



- ・ダストの豊富さを表す値として、ダストによって再放射された赤外光に対して光学的厚さを導入
- ・ダストで再放射された赤外線に対して光学的に薄い場合と熱い場合の両方のモデルに共通する特徴をまず考え、それらから得られた式を用いて、各モデルの特徴的なフラックス、ルミノシティ、星形成効率をモデル計算で導出

光学的に薄い、厚いときの両方に共通する特徴

- ・ ToomreのQパラメータが~1を維持

ToomreのQパラメータ

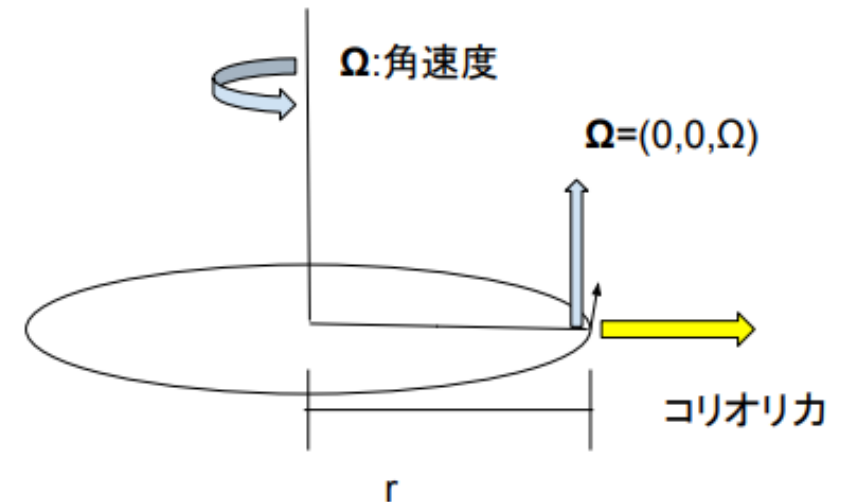
回転円盤の中ではコリオリ力が働き、重力不安定に影響を与える
→コリオリ力は重力不安定性を抑制する

円盤内の星形成はToomreのQパラメータで記述できるような重力不安定性によって支配されていると仮定

$$Q = \frac{\kappa_{\Omega} c_s}{\pi G \Sigma_g}$$

(κ_{Ω} はエピサイクリック振動数)

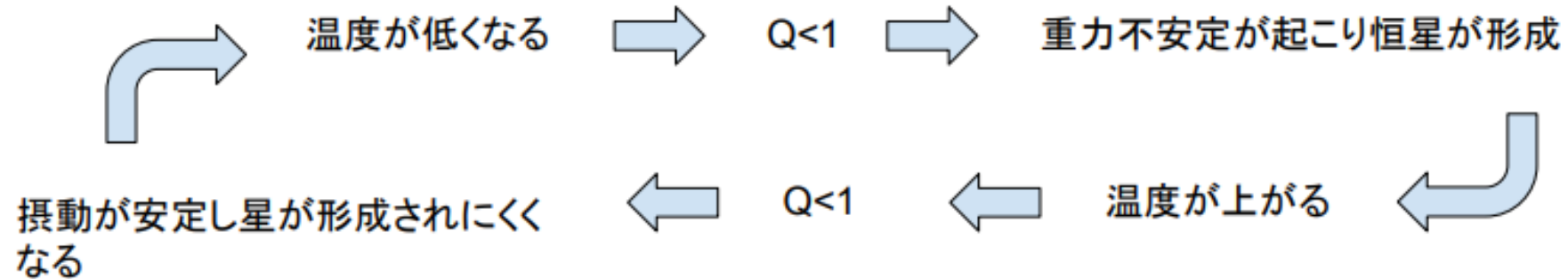
($Q < 1$ のとき重力不安定性が起こる)



光学的に薄い、厚いときの両方に共通する特徴

特に円盤は

ToomreのQパラメータが ~ 1 となるように調整！

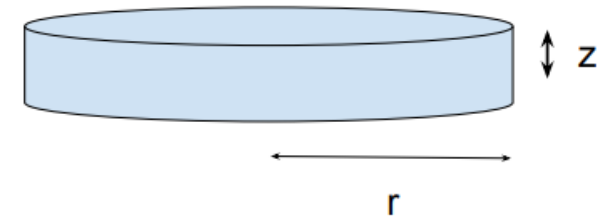


光学的に薄い、厚いときの両方に共通する特徴

- ・ ディスクの厚さはディスクの半径より十分小さい

- ・ ガスの質量は一定の割合

$$f_g = \frac{M_g}{M_{tot}} = \frac{\Sigma_g}{\Sigma_{tot}}$$



(M_{tot} ; 総力学的質量、 M_g ; ガス質量、 Σ_{tot} ; 質量面密度、 Σ_g ; ガス面密度)

光学的に薄い、厚いときの両方に共通する特徴

- ・ガスの温度は一定を仮定。すなわち等温とすると理想気体の状態方程式から

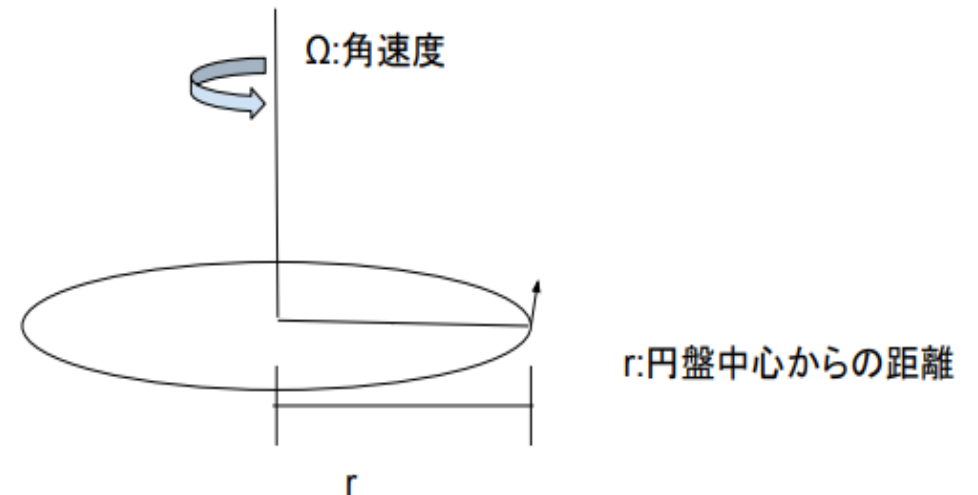
$$p \propto \rho$$

(ρ は気体の密度)

- ・円盤はケプラー回転していると仮定

ケプラー回転と理想気体の状態方程式をあわせると角速度は次のようになる。

$$\Omega_k = \frac{\sqrt{2\sigma}}{r}$$



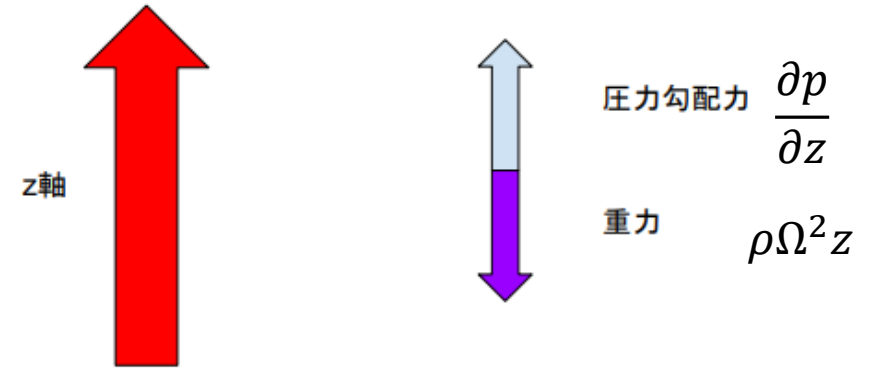
光学的に薄い、厚いときの両方に共通する特徴

- ・ 静水圧平衡(重力と圧力勾配力が釣り合っているを仮定(z方向))

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho\Omega^2 z$$

この式から次が推定できる

$$p \approx \rho h^2 \Omega^2$$



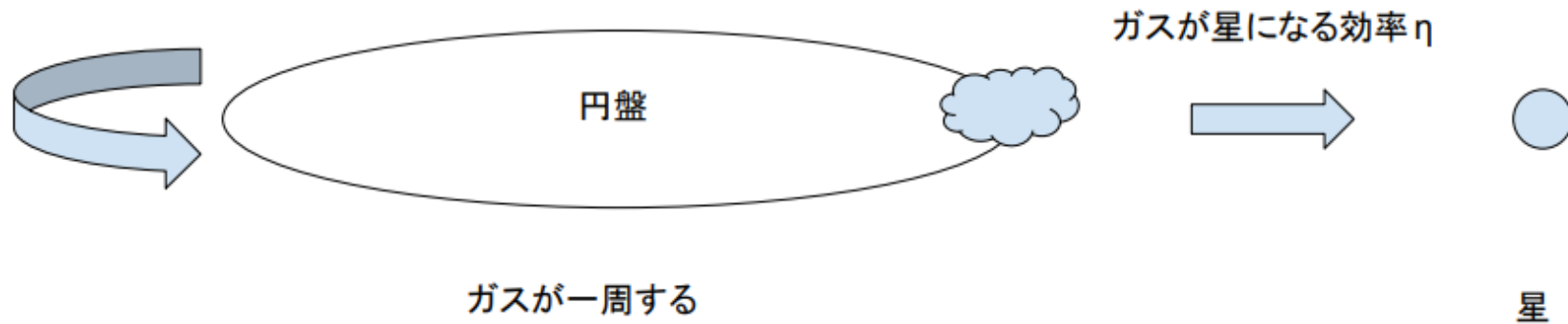
(hはスケールハイト; $h \approx \frac{c_s}{\Omega}$ 、ただし c_s は音波の速さ; $c_s^2 = p/\rho = \text{一定}$)

光学的に薄い、厚いときの両方に共通する特徴

- ・ 単位面積当たりの星形成効率は次のようにパラメータ化

$$\dot{\Sigma}_* = \Sigma_g \eta \Omega$$

(η : ガスが星になる効率)



これらの光学的に薄い、厚いときの両方に共通する特徴で得られた式を用いて、モデル計算を行っていく

赤外光に対して光学的に薄いとき

・ 輻射圧の大きさは単位時間に単位面積を通過するエネルギーを光速で割った値。よって次のように書ける。

$$p_{rad} = \frac{\epsilon \times \dot{\Sigma}_* c^2}{c} = \epsilon \dot{\Sigma}_* c$$

(ϵ ; 質量から放射に変換される効率)

・ 光学的に薄い場合における圧力は超新星による圧力を p_{rp} とすると次のように書ける。

$$p = p_{rad} + p_{sn} = p_{rp} \left[1 + \left(\frac{p_{sn}}{p_{rp}} \right) \right] = \epsilon \xi \dot{\Sigma}_* c$$

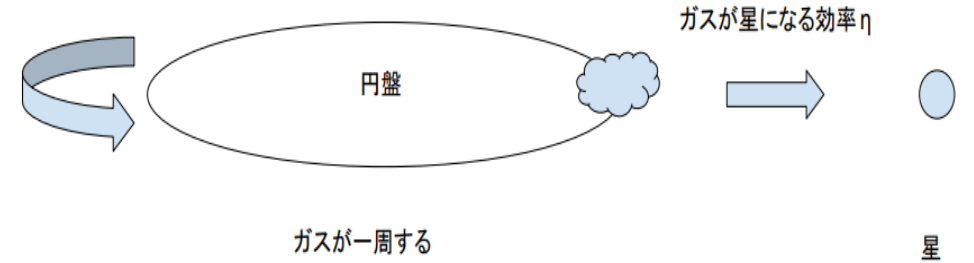
(最後の等式で ξ を定義; $1 + \left(\frac{r_{sn}}{p_{rp}} \right) \equiv \xi$)

r_{sn}, p_{rp} は同程度の寄与のため $\xi \sim 1$ とする。

赤外光に対して光学的に薄いとき

・単位面積当たりの星形成効率は次のようにパラメータ化されている。

$$\dot{\Sigma}_* = \Sigma_g \eta \Omega$$



ISMの圧力を用いると単位面積当たりの星形成率は次のように与えられる。

$$\dot{\Sigma}_* = \frac{p}{\epsilon \xi c} = \frac{f_g^2 \sigma^4 Q}{2^{3/2} \pi G r^2 \epsilon \xi c}$$

この式を典型的な f_g と σ (200 km/s) でスケーリングすると

$$\dot{\Sigma}_* \sim 35 f_{g0.5}^2 \sigma_{200}^4 Q r_{\text{kpc}}^{-2} \xi^{-1} \epsilon_3^{-1} M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$$

ただし $\epsilon_3 = \frac{\epsilon}{10^{-3}}$, $f_{g0.5} = \frac{f_g}{0.5}$

$$\eta = \frac{\dot{\Sigma}_*}{\Sigma_g \Omega} = \frac{Q}{4} \left(\frac{f_g \sigma}{\epsilon \xi c} \right) \sim 0.1 f_{g0.5} \sigma_{200} \epsilon_3^{-1} \xi^{-1}$$

$f_g = 0.1$ と $\sigma = 200 \text{ km/s}$ のときフラックスとルミノシティは天の川銀河の観測結果とよく一致!

赤外光に対して光学的に厚いとき

・ディスクを正面から見たときの円盤の単位時間、単位面積当たりのエネルギー(フラックス)は

$$F = \frac{1}{2} \epsilon \dot{\Sigma}_* c^2$$

(係数 $\frac{1}{2}$ はディスクの上面と下面に放射されるためにでてくる)

・ここで有効温度(フラックスが温度 T_{eff} の黒体放射のフラックスに等しいとき T_{eff} を有効温度と言う)を考える。

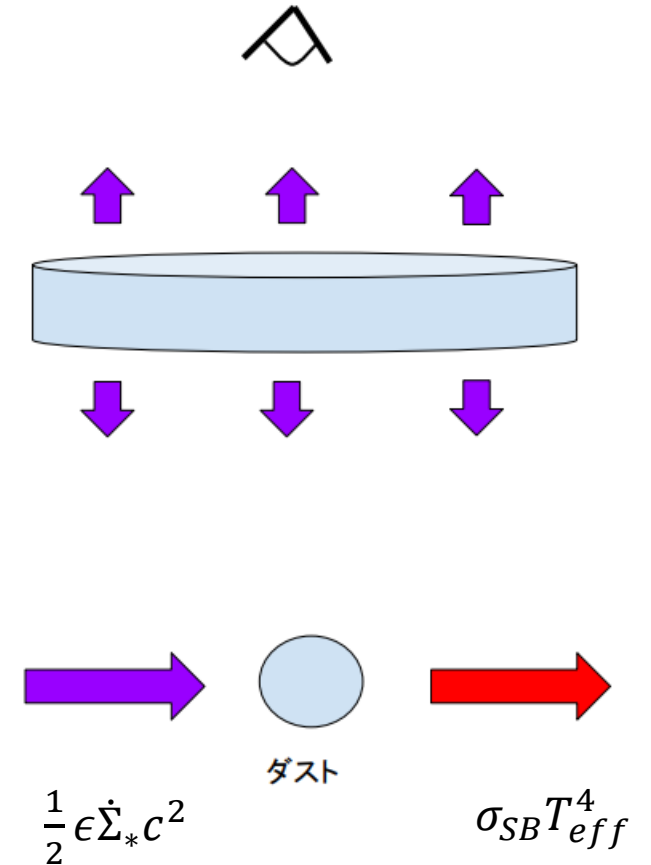
$$\underset{\text{冷却}}{\sigma_{SB} T_{eff}^4} = \underset{\text{加熱}}{\frac{1}{2} \epsilon \dot{\Sigma}_* c^2}$$

ミッドプレーンの温度と有効温度の関係は

$$T^4 \approx \frac{4}{3} \tau_\nu T_{eff}^4$$

以上により $\tau_\nu \geq 1$ のとき輻射圧は

$$P_{rad} = \frac{4\sigma_{SB}}{3c} T^4 = \frac{\tau_\nu}{c} \sigma_{SB} T_{eff}^4 = \frac{1}{2} \tau_\nu \epsilon \dot{\Sigma}_* c$$



赤外光に対して光学的に厚いとき

先ほどの式を用いると各パラメータが求められる。

$$T = \left(\frac{3}{4} \tau_\nu T_{eff}^4 \right)^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{f_g \sigma^2}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{3cQ}{2^{\frac{7}{2}} \pi G \sigma_{SB}} \right)^{\frac{1}{4}} \sim 41 \sigma_{200} f_{g_{0.5}}^{\frac{1}{2}} r_{\text{kpc}}^{-\frac{1}{2}} Q^{\frac{1}{4}} \text{ K}$$

$$T_{eff} = \left(\frac{\epsilon \dot{\Sigma}_* c^2}{2 \sigma_{SB}} \right)^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{f_g \sigma^2}{r} \frac{cQ}{\sqrt{2} \kappa \sigma_{SB}} \right)^{\frac{1}{4}} \sim 70 \sigma_{200}^{\frac{1}{2}} f_{g_{0.5}}^{\frac{1}{4}} r_{\text{kpc}}^{-\frac{1}{4}} Q^{\frac{1}{4}} \text{ K}$$

- ・ 輻射圧でディスクを支えるために必要な単位面積当たりの星形成率は

$$\dot{\Sigma}_* = \frac{2P_{rad}}{\tau_\nu \epsilon \xi c} = \frac{\sqrt{2} f_g Q \sigma^2}{\epsilon \kappa c} \frac{1}{r} \sim 400 f_{g_{0.5}} \sigma_{200}^2 Q r_{\text{kpc}}^{-1} \kappa_1^{-1} \epsilon_3^{-1} M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$$

- ・ この式を積分すると総星形成率は

$$\dot{M}_* = \dot{\Sigma}_* \times 2\pi r^2 = \frac{2^{\frac{3}{2}} \pi f_g Q \sigma^2 r}{\epsilon \kappa c} \sim 3000 f_{g_{0.5}} \sigma_{200}^2 r_{\text{kpc}} Q \epsilon_3^{-1} \kappa_1^{-1} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

赤外光に対して光学的に厚いとき

- 星形成効率 η は

$$\eta = \frac{\dot{\Sigma}_*}{\Sigma_g \Omega} = \frac{\pi G Q r}{\kappa \epsilon c \sigma} \sim 1 r_{\text{kpc}} \sigma_{200}^{-1} \epsilon_3^{-1} \kappa_1^{-1} Q$$

- フラックスは

$$\frac{1}{2} \epsilon \dot{\Sigma}_* c^2 = \frac{f_g Q c \sigma^2}{\sqrt{2} \kappa r} \sim 3 \times 10^{12} f_{g0.5} \sigma_{200}^2 r_{\text{kpc}}^{-1} Q \kappa_1^{-1} L_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$$

- ルミノシティは

$$L = 2\pi r^2 \times F = \frac{\sqrt{2} \pi f_g Q c r \sigma^2}{\kappa} \sim 2 \times 10^{13} f_{g0.5} \sigma_{200}^2 r_{\text{kpc}} Q \kappa_1^{-1} L_{\odot}$$

赤外光に対して光学的に厚いとき

・ 10-100Kでは不透明度が T^2 に比例
これを用いてフラックスを書き直すと

・ フラックスは

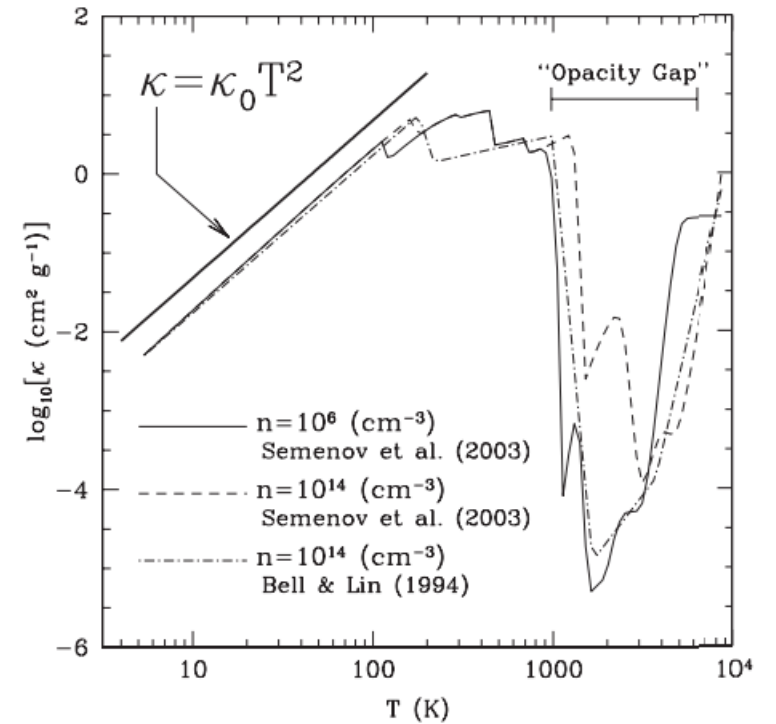
$$F = \left(\frac{2^{\frac{5}{2}} \pi G \sigma_{SB} Q c}{3 \kappa_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sim 10^{13} Q^{\frac{1}{2}} \kappa^{-1.6} L_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$$

ULIRGsのフラックスのピークはCondon et al. 1991によると

$$F \sim 10^{13} L_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$$



モデル計算とよく一致！



テスト計算

M1 closure法を使った輻射輸送計算
(コードはFukushima&Yajima 2021を使用)

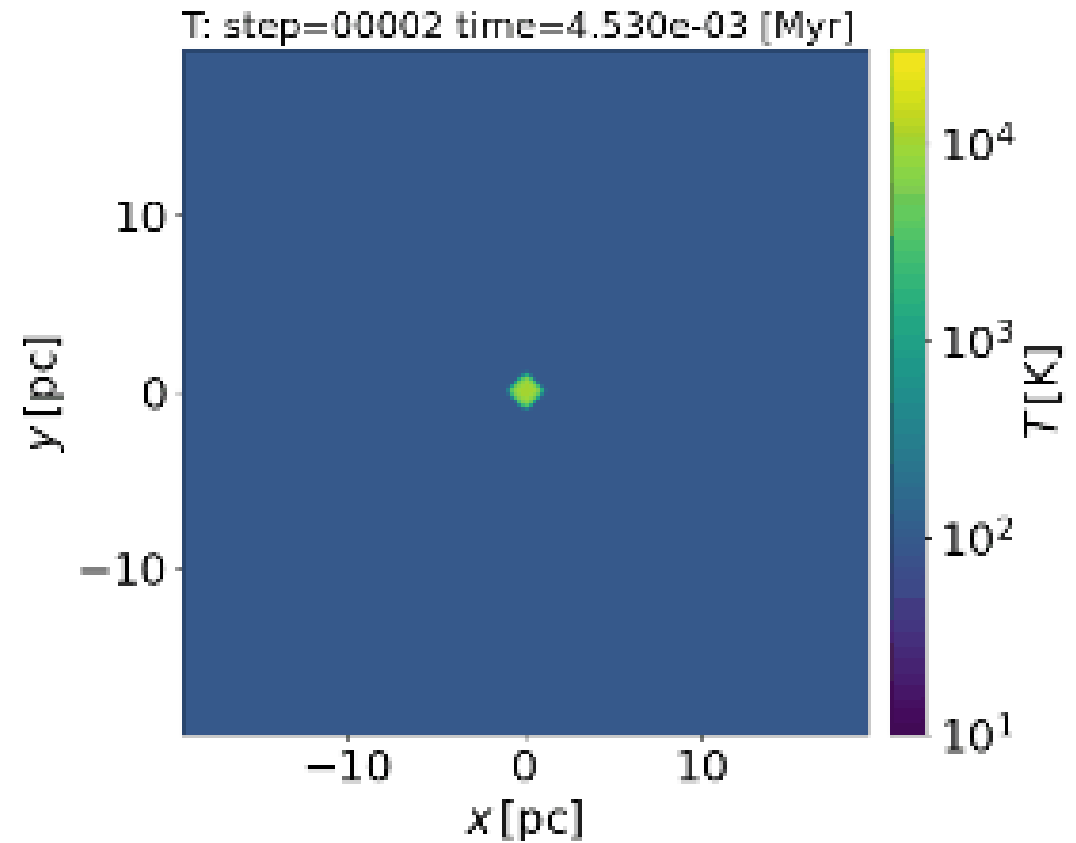
M1 closure法の利点

電離光子(EUV)と乖離光子(EUV)、IR光子
の輻射輸送計算を扱うことができる。

設定

- ・ HI領域(温度はおよそ100 K)
- ・ 中心に質量が $4.0 \times 10 M_{\odot}$ の星
- ・ 流体は静止している
- ・ MHDはなし
- ・ 周囲のガス密度は $1.0 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$

・ 中心星の紫外線によって、電離水素領域が拡大している様子が見て取れる(スト
レムグエン球)



今後の目標

- ・まだダイナミカルな変化の詳しい解析ができていないので、最終的な論文では載せていく
- ・今までのモデル計算では $Q \sim 1$ の準静的な仮定が入っていた。
この仮定を外し、アウトフローも考えて円盤スターバーストの現象を見ていく