

空間拡散過程を考慮したパルサー星雲の 一次元モデル



石崎 渉

(東京大学理学系研究科 物理学専攻 D2)

共同研究者：浅野 勝晃 (宇宙線研究所)

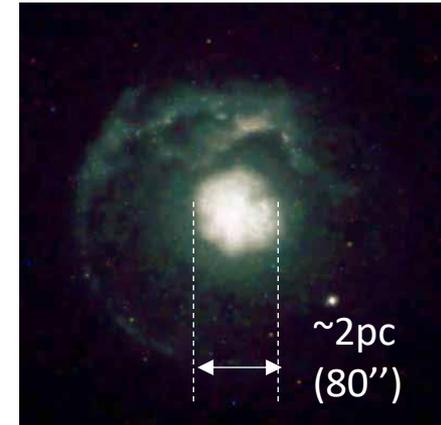
Introduction -パルサー星雲-

- 回転駆動型パルサーの周囲に広がる天体
 - 数pc程度に広がって存在
 - 中の詰まった繭状の構造
- 電波からγ線まで広がる非常にbroadなspectrum
 - パルサー風がISM(or SNR)と相互作用して衝撃波を形成
 - パルサー風の e^{\pm} が加速され非熱的放射
- 例: メシエ天体 M1「かに星雲」(SN1054)

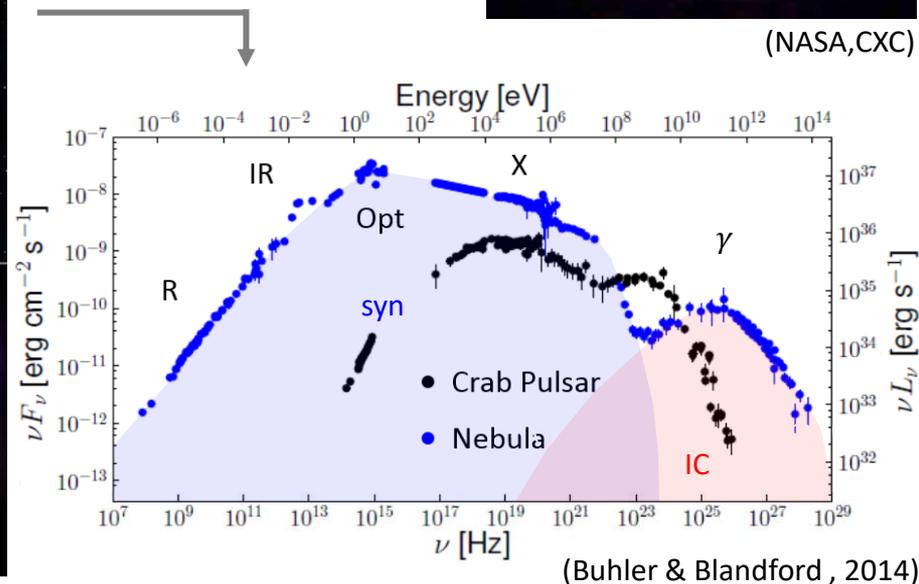
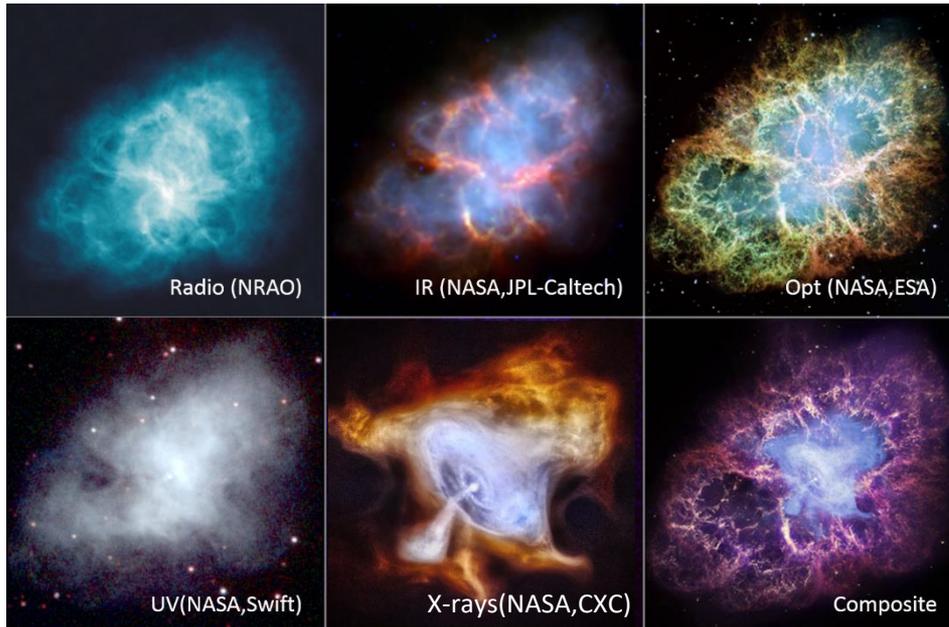


(X : NASA , radio : NCSU)

G21.5-0.9



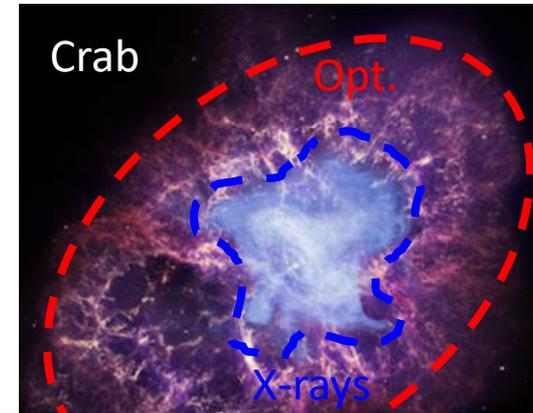
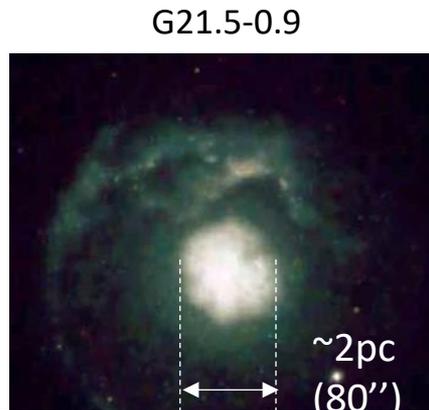
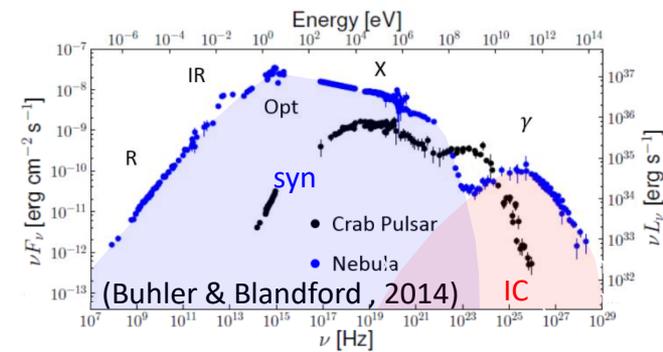
(NASA,CXC)



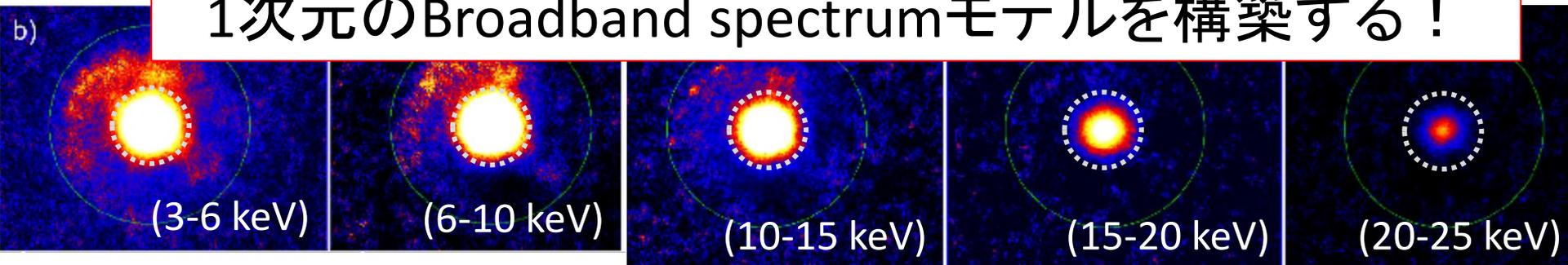
パルサー星雲の空間分解観測

• X線放射の空間分解観測

- X線放射を出す粒子は、星雲内に存在する最高エネルギーの粒子
⇒ X線放射の空間分布は、高エネルギー粒子の伝播過程の重要な手がかり



空間分解観測のデータを生かせる
1次元のBroadband spectrumモデルを構築する！



もくじ

1. Introduction
2. 1次元定常モデル
3. 定常拡散モデル
4. 拡散過程の反作用の定式化

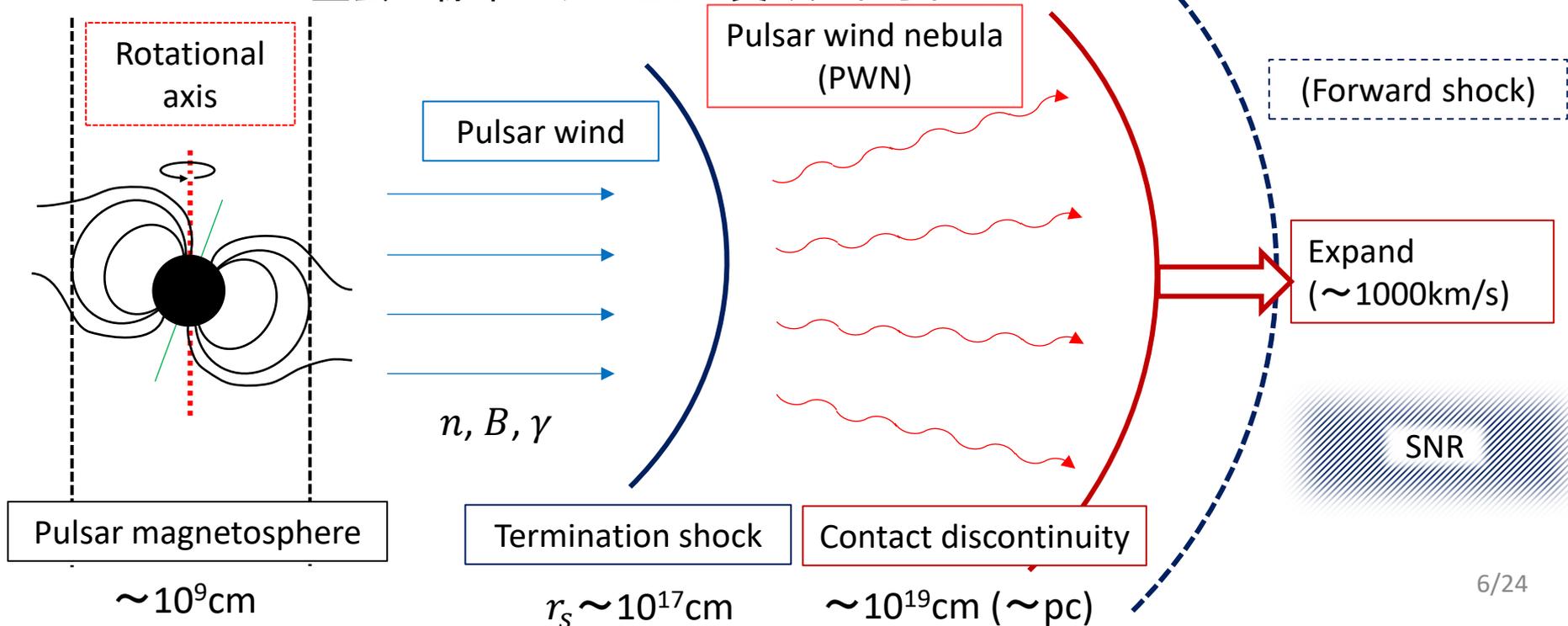
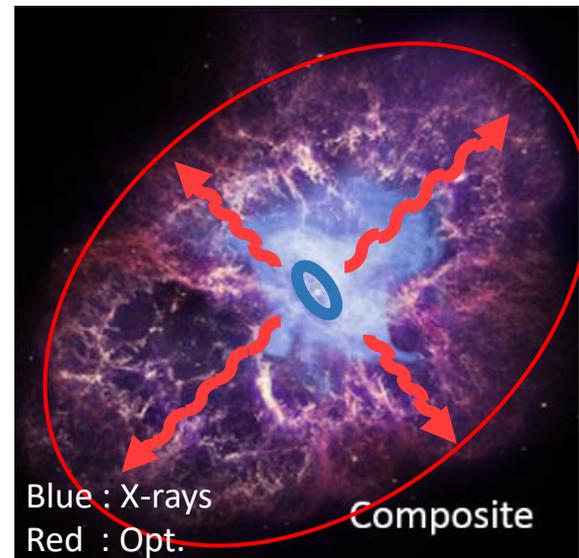
もくじ

1. Introduction
2. 1次元定常モデル
3. 定常拡散モデル
4. 拡散過程の反作用の定式化

パルサー星雲の標準的描像

- 一次元定常モデル Rees & Gunn (1974), Kennel & Coroniti (1984)
 - 終端衝撃波での粒子加速を仮定
 - 加速粒子は放射冷却しながら流体とともに移流する
 - 粒子のエネルギー・空間分布を計算
- かに星雲のSED・膨張速度をよく説明

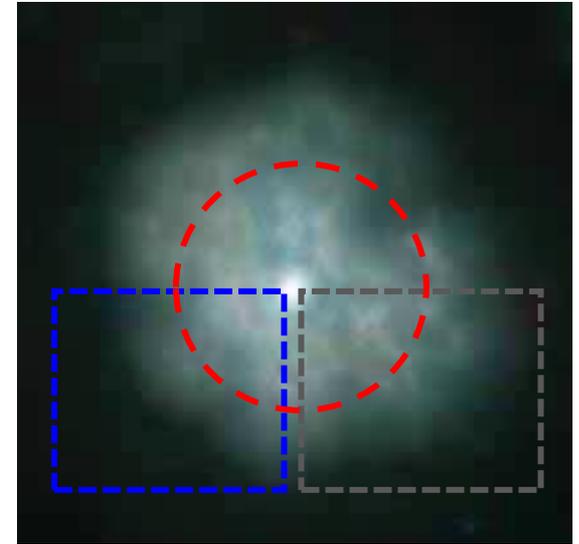
⇒ 星雲の標準モデルとして受け入れられた



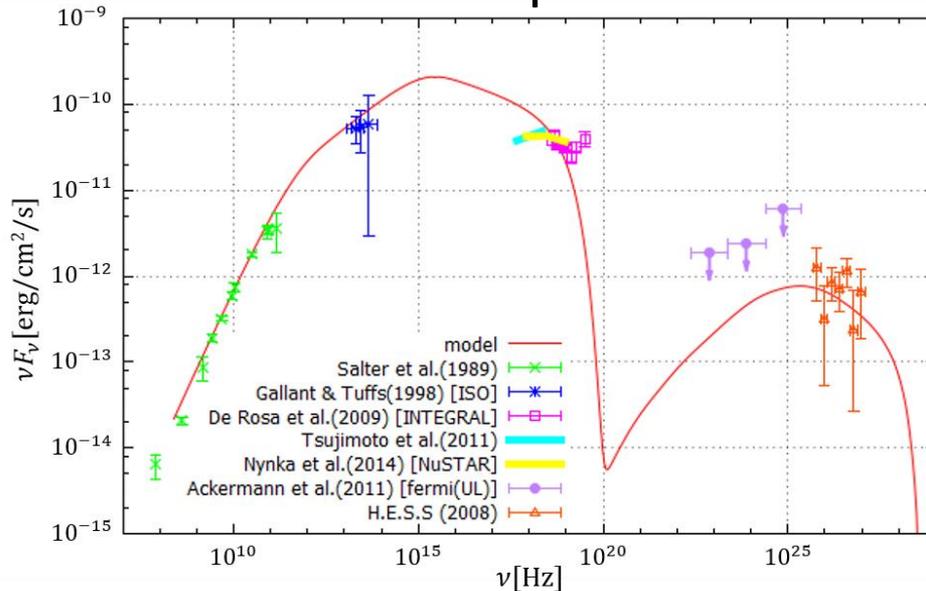
1D steady model-

- KC modelの問題

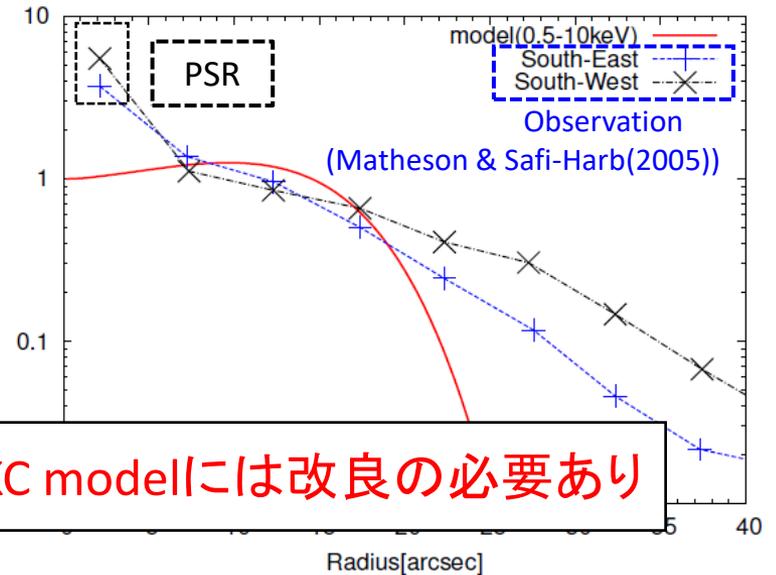
- KCモデルは、3C 58やG21.5-0.9といった他のパルサー星雲のX線の表面輝度分布を説明しない(Ishizaki+17)
 - SEDを説明するために必要な磁場強度のもとでは、星雲の外縁部に到達する前に冷却でエネルギーを失ってしまう



Photon spectrum

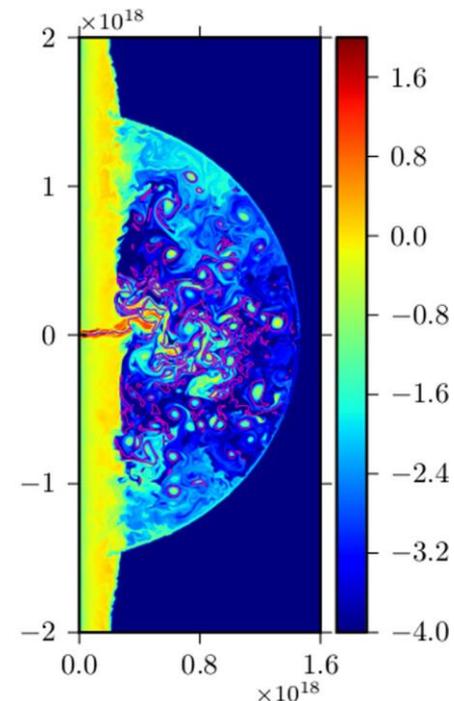
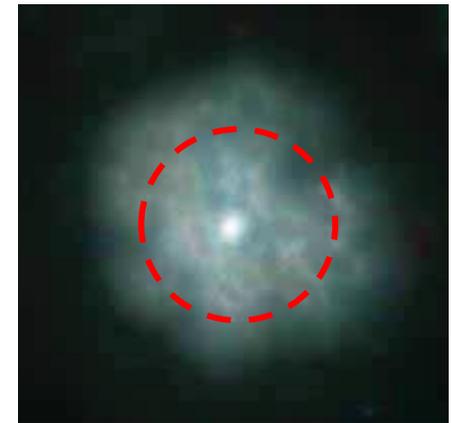


0.5-2.0 keVの表面輝度分布



Motivation –Improvement of the 1D steady model-

- X線の放射領域の問題を解決するには...
 - 放射冷却を抑える過程
 - より効率的に粒子の空間的分布を広げる過程
- パルサー星雲の拡散モデル
 - シミュレーションは星雲内に乱れた磁場の存在を示唆
 - Tang & Chevarier (2012)
 - 拡散で3C 58, G21.5-0.9のphoton indexの半径依存性を説明
 - Porth et al. (2016)
 - Test particleで3D simulationから拡散係数を推定
 - 得られた拡散係数を用いて1D steady modelを構築
 - X線の拡がりを説明するためには $\kappa \sim 10^{27} \text{cm}^2/\text{s}$ が必要
 - ただし、いずれも「表面輝度分布のプロファイル」のみ議論
- 問題点
 - X線の放射領域の問題は、SEDから期待される磁場の強さが、表面輝度分布を説明するには強すぎるのが本質



(Porth et al., 2014)

Motivation –Improvement of the 1D steady model-

- X線の放射領域の問題を解決するには...

- 放射冷却を抑える過程
- より効率的に粒子の空間的分布を広げる過程

「粒子の空間拡散」を考慮することによるKCモデルの改良

- パルサー星雲の拡散モデル

- シミュレーションは星雲内に乱れた磁場の存在を示唆
- Tang & Chevarier (2012)
 - 拡散で3C 58, G21.5-0.9のphoton indexの半径依存性を説明
- Porth et al. (2016)

→ Test particles を 2D simulation から 拡散係数を推定

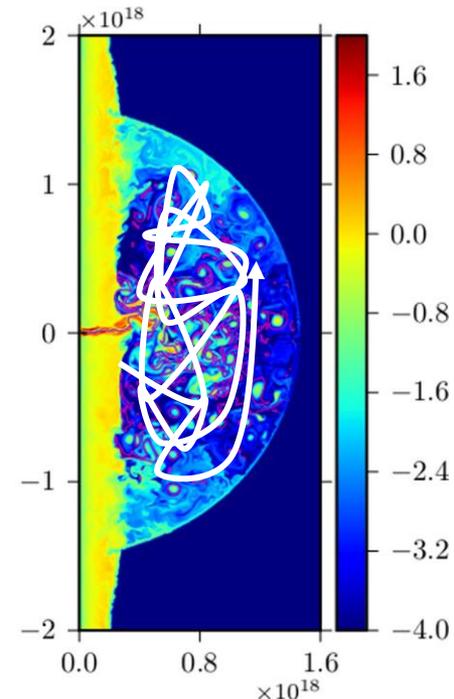
拡散係数を考慮した1次元定常モデルは、
先行研究の拡散係数で星雲のSEDを再現できるか？

- ただし、いずれも「表面輝度分布のプロファイル」のみ議論

- 問題点

- X線の放射領域の問題は、SEDから期待される磁場の強さが、表面輝度分布を説明するには強すぎるのが本質

⇒ SEDと表面輝度を同時に検証すべき！



(Porth et al., 2014)

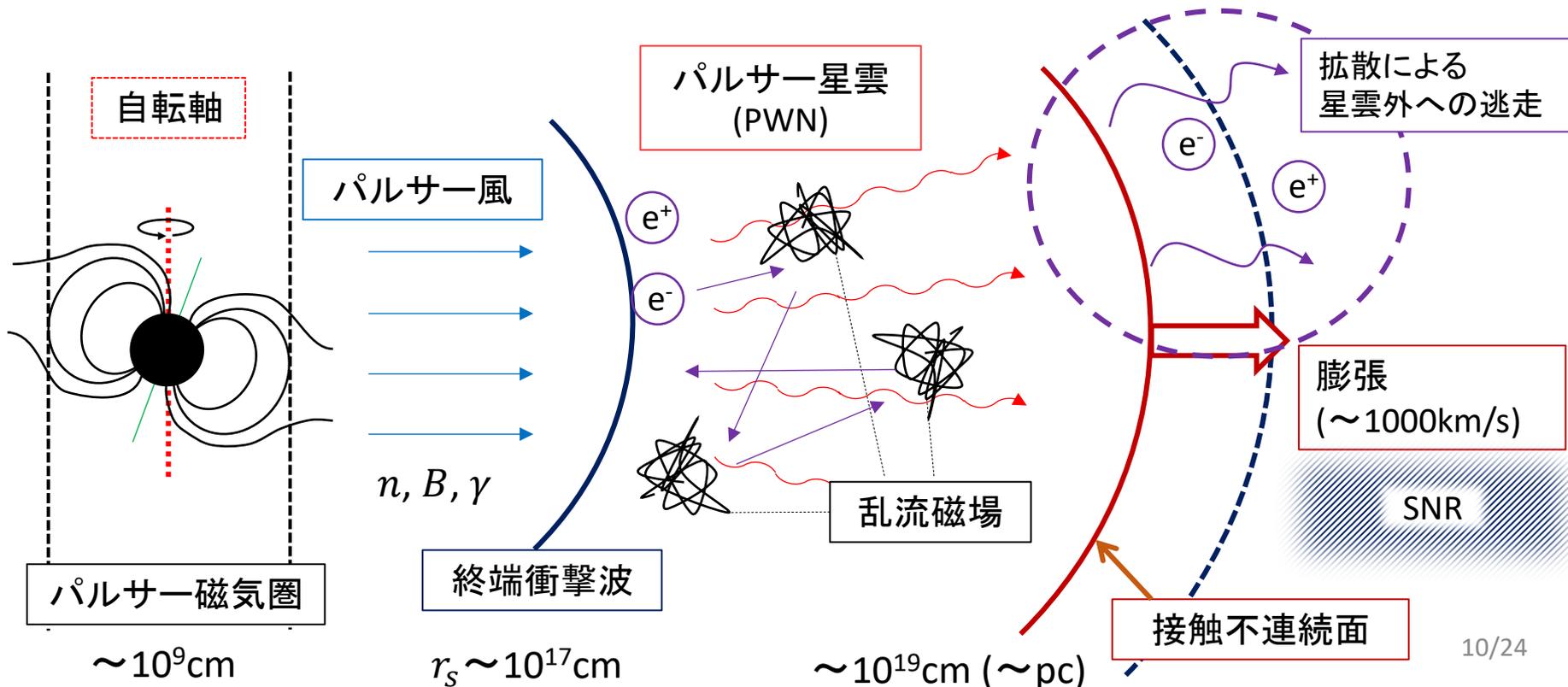
Model -Overview-

• 1次元・定常拡散モデル

- 終端衝撃波での粒子加速
- 粒子は、星雲内の流れに押し流されると同時に、星雲内の乱れた磁場に散乱されながら広がっていく
- 接触不連続面の外にも拡散して広がる効果を考える

(仮定)

- 衝撃波下流の流れは、KCモデルを採用
- 拡散係数は空間的に一様とする
- 接触不連続面以遠で流体による移流の効果なし
- 星雲の年齢以内で到達できる拡散距離以遠では粒子が存在しないとする



Model –Energy distribution & Radiation–

$$\kappa = \kappa_0 (E/E_b)^{1/3} \propto E^{1/3}$$

• e^\pm のエネルギースペクトルの進化

- $n(E,r)$: 半径 r における粒子のエネルギースペクトル

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\underbrace{cu(r)n}_{\text{移流}} - \underbrace{\kappa \frac{\partial n}{\partial r}}_{\text{拡散}} \right) \right] - \underbrace{\frac{\partial}{\partial E} \left[\langle \dot{E} \rangle n \right]}_{\text{冷却}} = 0$$

$$\langle \dot{E} \rangle_{\text{syn}} \equiv \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 U_B$$

$$\langle \dot{E} \rangle_{\text{ad}} \equiv \frac{p}{3} \frac{c}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u(r))$$

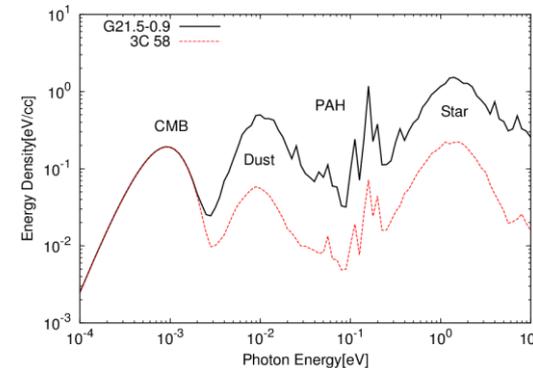
• Photon spectrum

• シンクロトロン放射

- KCモデルによって与えられる各点の磁場を利用

• 逆コンプトン散乱

- 非散乱光子は天体中に一様に分布していると仮定
- 実際の天体と比較する際にはGALPROPモデルを採用

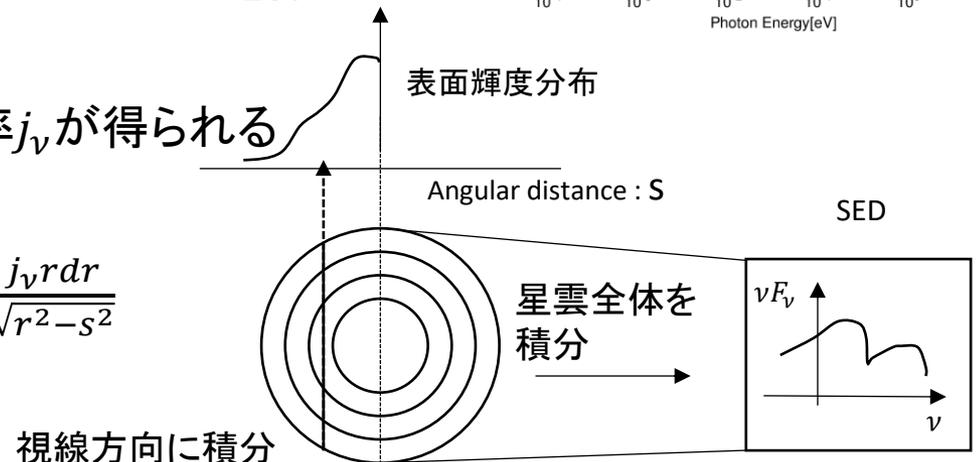


• 観測量との比較

- $n(E,r)$ から単位体積あたりの放射率 j_ν が得られる

$$\text{SED} : F_\nu = \frac{1}{4\pi D^2} \int_{r_S}^{r_N} j_\nu 4\pi r^2 dr$$

$$\text{表面輝度分布} : B_\nu(s) = \int_{\min(r_S, s)}^{r_N} \frac{j_\nu r dr}{\sqrt{r^2 - s^2}}$$

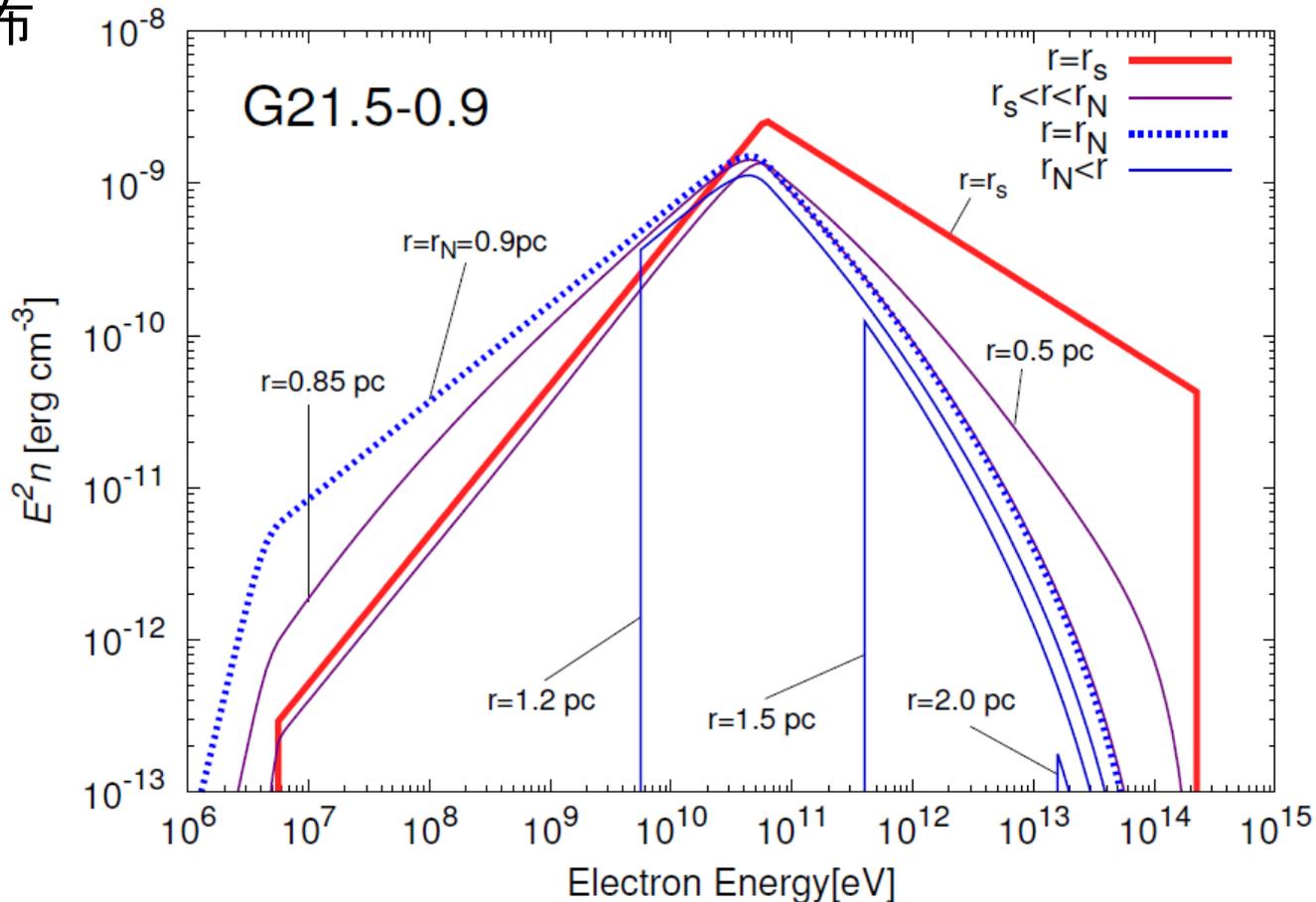


Result

- Target

- 若いパルサー星雲 G21.5-0.9
- 多波長の観測結果が豊富で、X線の空間観測分解がある

- 粒子分布



Given Parameters	Symbol	G21.5-0.9	
		KC	AD
Spin-down Luminosity (erg s ⁻¹)	L_{sd}	3.5×10^{37}	
Distance (kpc)	D	4.8 ^b	
Radius of the nebula (pc)	r_N	0.9	
Fitting Parameters			
Break Energy (eV)	E_b	2.6×10^{10}	6.0×10^{10}
Low-energy power-law index	p_1	1.1	1.02
High-energy power-law index	p_2	2.3	2.5
Radius of the termination shock (pc)	r_s	0.05	0.05
Diffusion coefficient with energy E_b	κ_0	-	1.0×10^{26}
Exterior magnetic field (μ G)	B_{ext}	-	40
Magnetization parameter	σ	2.0×10^{-4}	6.0×10^{-4}

Result

このときの乱流磁場強度は？
 $\delta B/B$ の値は？

Given Parameters	Symbol	G21.5-0.9	
		KC	AD
Spin-down Luminosity (erg s^{-1})	L_{sd}	3.5×10^{37}	
Distance (kpc)	D	4.8 ^b	
Radius of the nebula (pc)	r_N	0.9	
Fitting Parameters			
Break Energy (eV)	E_b	2.6×10^{10}	6.0×10^{10}
Low-energy power-law index	p_1	1.1	1.02
High-energy power-law index	p_2	2.3	2.5
Radius of the termination shock (pc)	r_s	0.05	0.05
Diffusion coefficient with energy E_b	κ_0	-	1.0×10^{26}
Exterior magnetic field (μG)	B_{ext}	-	40
Magnetization parameter	σ	2.0×10^{-4}	6.0×10^{-4}

• Target

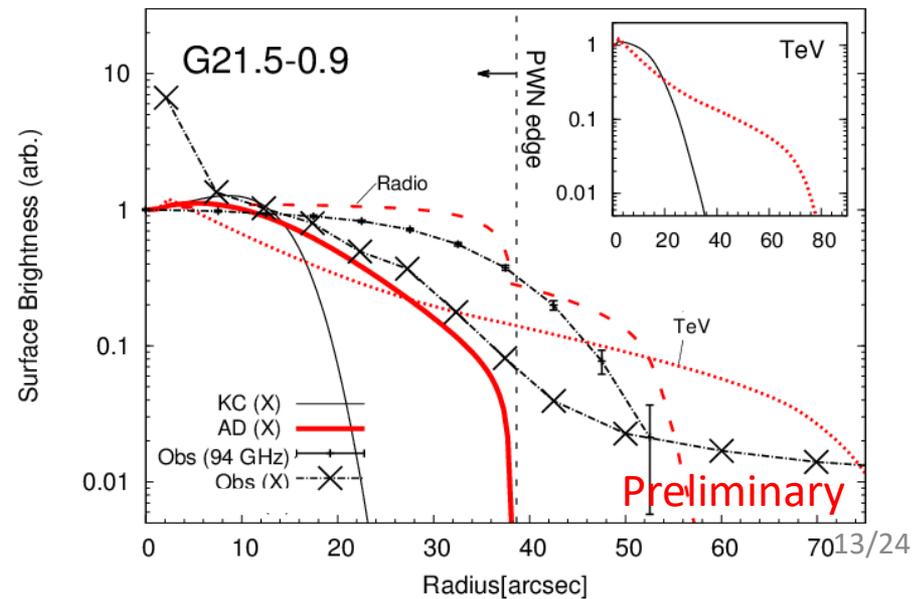
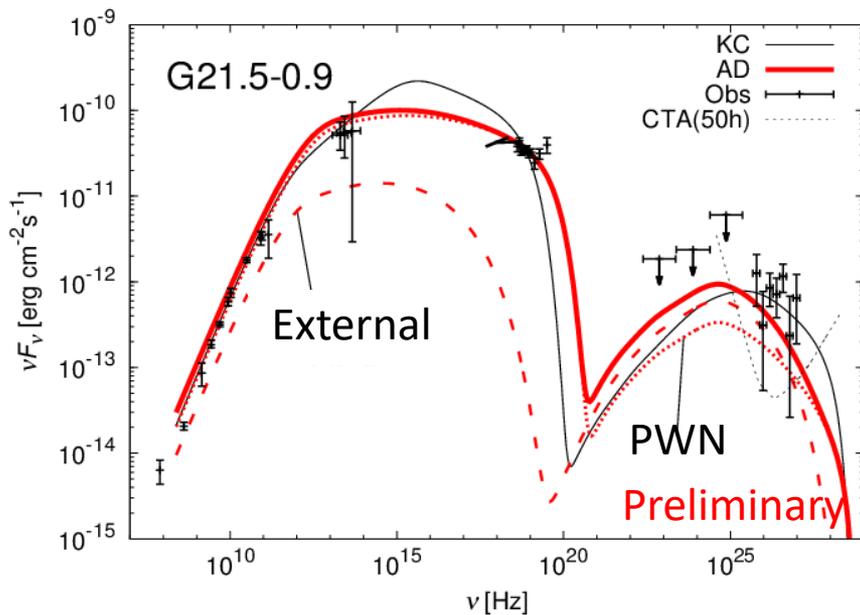
- 若いパルサー星雲 G21.5-0.9
- 多波長の観測結果が豊富で、X線の空間観測分解がある

• 表面輝度分布

- X線の表面輝度分布をよく再現
- TeVの放射領域は、電波・X線の2倍程度までひろがる



定常拡散モデルの範疇でもSEDと表面輝度分布を同時に再現可能



もくじ

1. Introduction
2. 1次元定常モデル
3. 定常拡散モデル
4. 拡散過程の反作用の定式化

Back-reaction of the diffusion

• パルサー星雲の非熱的粒子

- PWNモデルでは、注入エネルギーのほぼすべてが加速粒子のエネルギーをもっている
(cf. 超新星残骸の宇宙線加速効率 $\sim 0(10)\%$)
- 簡単に「非熱的粒子の拡散」と言うが...

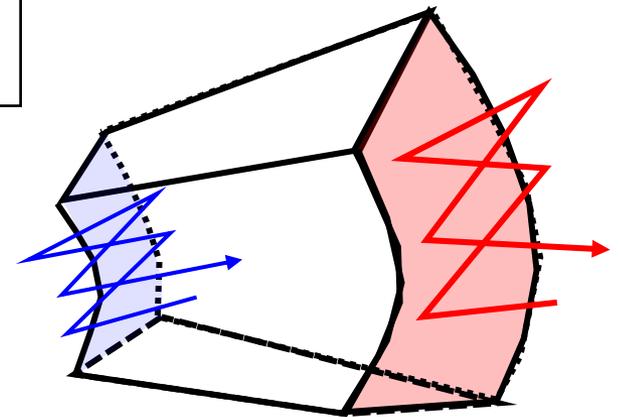
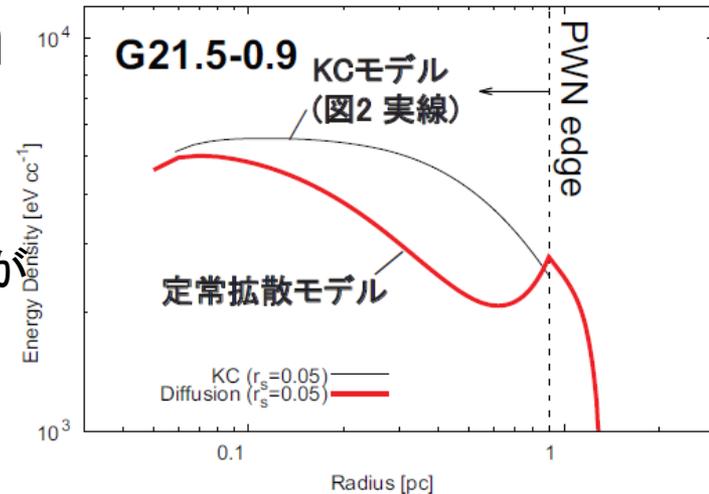
流体のエネルギーの大半を担う粒子が、効率的に空間拡散したら、バルクの流れへの影響は無視できないのでは？

$$P_e = \frac{v_2 r_s}{\kappa} \sim 1 \left(\frac{\kappa}{3 \times 10^{27} \text{cm}^2/\text{s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{r_s}{0.1 \text{pc}} \right)$$

• 拡散過程の反作用

- 拡散過程は圧力分布を変化させる
- 拡散した粒子は流体要素からエネルギー・運動量を持ち逃げする

⇒ 拡散が流体に及ぼす反作用の定式化



定式化

- “流体静止系”をどう決めるか？
 - 如何に非熱的粒子の集団だとはいえ、“流体”は集団運動して見える
 - 速度分布が等方に見える座標系があると思って、それを“流体静止系”と思う
- 出発点
 - Boltzman方程式(等方拡散)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial}{\partial E'} (\dot{E}' f) = \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \left(\kappa \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} \right)$$

流体近似

拡散近似

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\gamma^2 (\epsilon + p) \beta + \frac{(\mathbf{E} \times \mathbf{B})_r}{4\pi} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\frac{4}{3} \gamma^2 \beta^2 + 1 \right) \delta(r) \right\} \right) \right] = -\gamma Q(r)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\gamma^2 (\epsilon + p) \beta^2 + p + \frac{E^2 + B^2}{8\pi} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{4}{3} \gamma^2 \beta \delta(r) \right\} \right) \right] = \frac{2p}{r} - \gamma \beta Q(r)$$

etc...

拡散項

流体方程式

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(cu(r)n - \kappa \frac{\partial n}{\partial r} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} \left[\langle \dot{E} \rangle n \right] = 0$$

移流拡散方程式

Model - back-reaction -

$$P_e = \frac{v_2 r_s}{\kappa} \sim 1 \left(\frac{\kappa}{3 \times 10^{27} \text{cm}^2/\text{s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{r_s}{0.1 \text{pc}} \right)$$

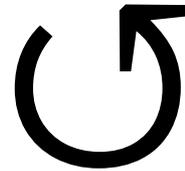
移流拡散方程式

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(cu(r)n - \kappa \frac{\partial n}{\partial r} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} \left[\langle \dot{E} \rangle n \right] = 0$$

$$\langle \dot{E} \rangle_{\text{syn}} \equiv \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 U_B$$

$$\langle \dot{E} \rangle_{\text{ad}} \equiv \frac{p}{3} \frac{c}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u(r))$$

$$\frac{dn}{dE} \rightarrow \epsilon, p, \delta, Q$$



速度場 $u(r)$
の更新

拡散の反作用を考慮した流体方程式

拡散項

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\gamma^2 (\epsilon + p) \beta + \frac{(\mathbf{E} \times \mathbf{B})_r}{4\pi} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\frac{4}{3} \gamma^2 \beta^2 + 1 \right) \delta(r) \right\} \right) \right] = -\gamma Q(r)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\gamma^2 (\epsilon + p) \beta^2 + p + \frac{E^2 + B^2}{8\pi} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{4}{3} \gamma^2 \beta \delta(r) \right\} \right) \right] = \frac{2p}{r} - \gamma \beta Q(r)$$

$$r\beta B = \text{const}$$

$$\epsilon(r) \equiv \int E' \left(\frac{dn}{dE} \right)' dE'$$

$$\delta(r) \equiv \frac{1}{c} \int \kappa E' \left(\frac{dn}{dE} \right)' dE'$$

$$Q(r) \equiv \frac{1}{c} \int Q'_{\text{rad}} \left(\frac{dn}{dE} \right)' dE'$$

Result

$$\sigma = 3 \times 10^{-4} \quad r_s = 0.05 \text{ pc}$$

$$L_{sd} = 3.5 \times 10^{37} \quad r_N = 2.0 \text{ pc}$$

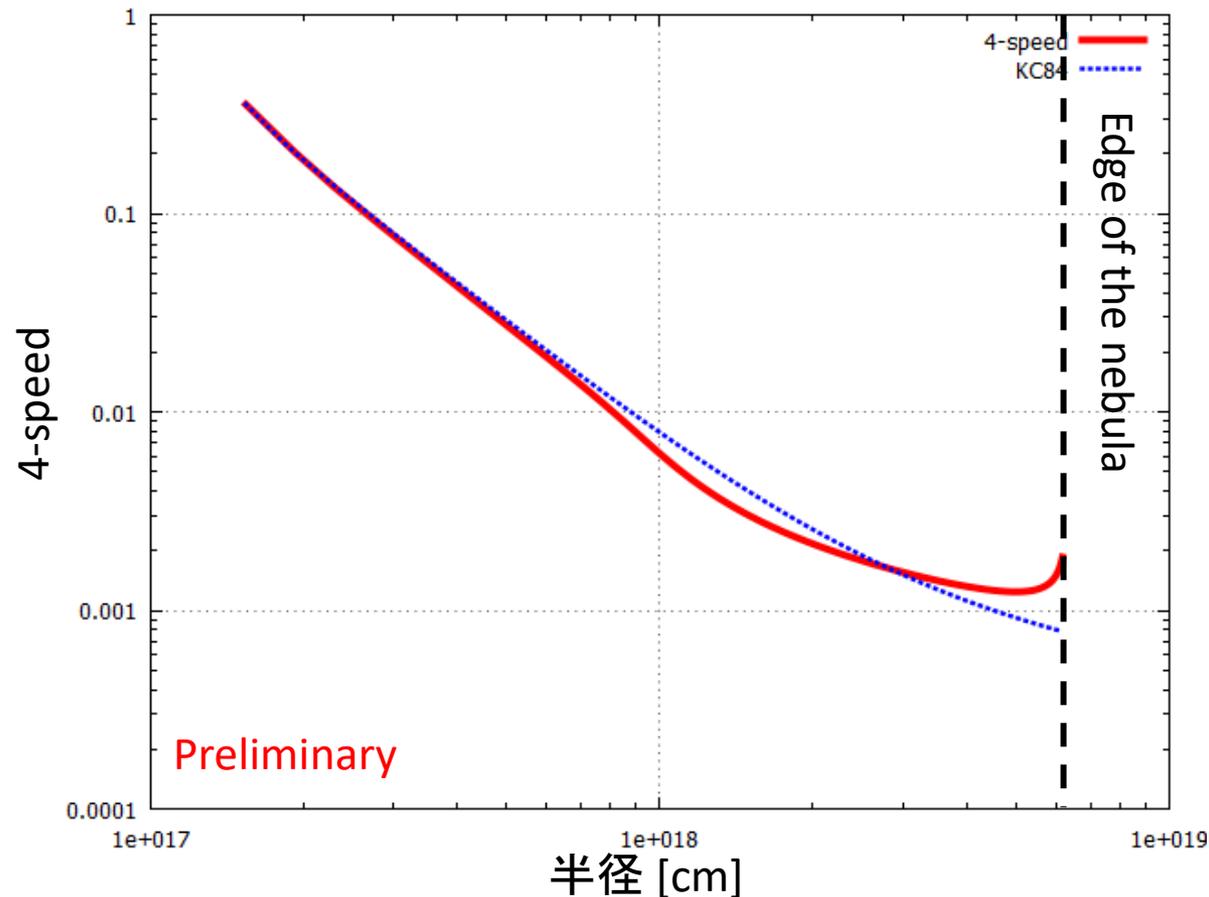
$$\gamma_1 = 2.2 \times 10^4$$

$$\kappa = 3.0 \times 10^{26} (E/1\text{TeV})^{1/3} \text{ cm}^2/\text{s}$$

- 拡散過程による減速

- 球対称系では拡散は総計で外向きの流束を作る

⇒ 運動量が半径方向に持ち出される ⇒ 反作用で流体は減速



Result

$$\sigma = 3 \times 10^{-4} \quad r_s = 0.05 \text{ pc}$$

$$L_{sd} = 3.5 \times 10^{37} \quad r_N = 2.0 \text{ pc}$$

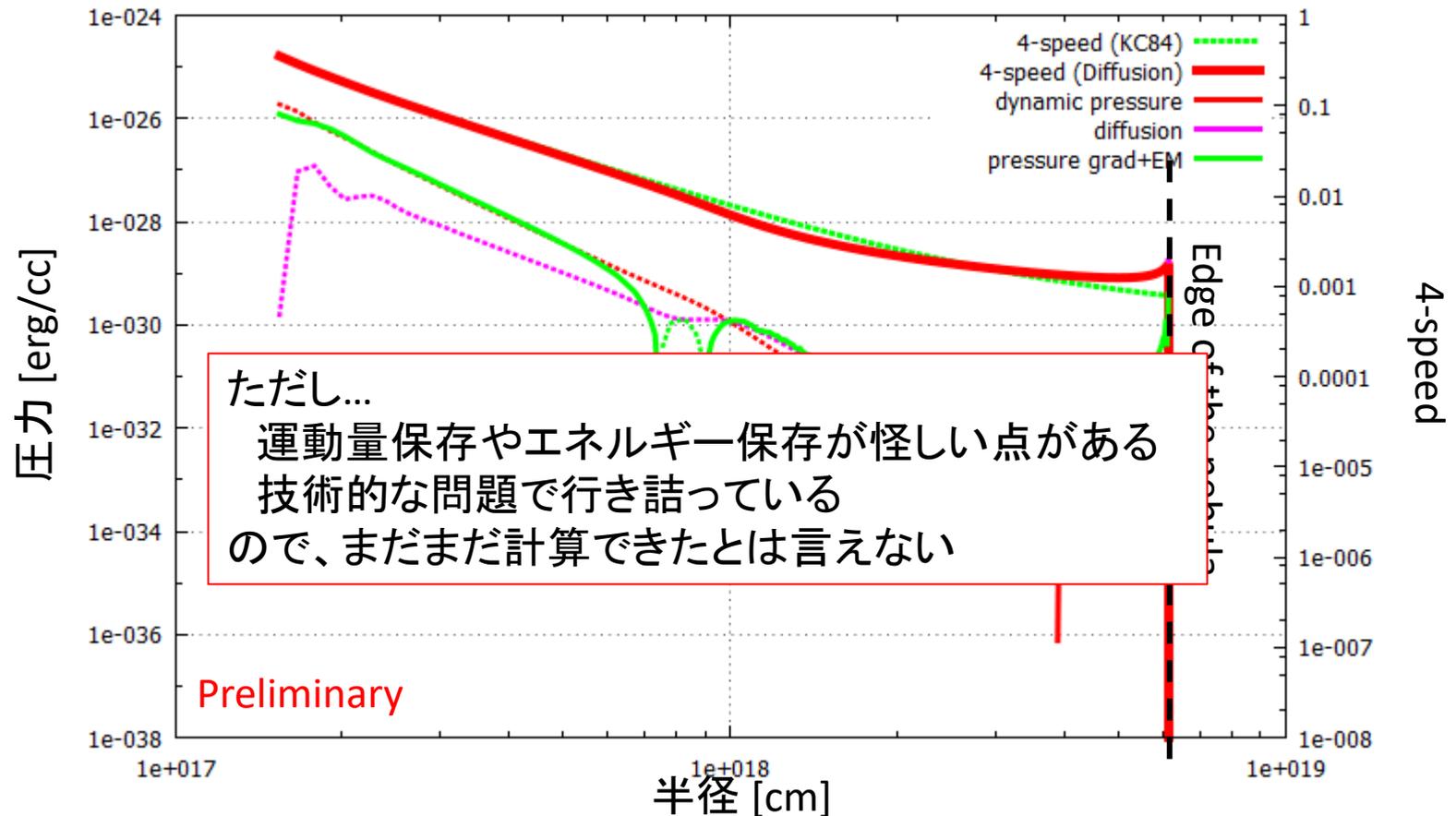
$$\gamma_1 = 2.2 \times 10^4$$

$$\kappa = 3.0 \times 10^{26} (E/1\text{TeV})^{1/3} \text{ cm}^2/\text{s}$$

- 拡散過程による減速

- 球対称系では拡散は総計で外向きの流束を作る

⇒ 運動量が半径方向に持ち出される ⇒ 反作用で流体は減速



Summary

• まとめ

- パルサー星雲の球対称・定常の拡散モデルを構築した。このとき、拡散による星雲外への粒子の逃げ出しと、逃げ出した粒子からの放射まで考慮した
- これをG21.5-0.9に適用し、星雲全体のスペクトル(SED)とX線の表面輝度分布を同時に再現することに成功した
- このようなパラメータのもとでは、TeV程度のガンマ線は逃げ出した粒子からの寄与が大きくなることを示した。さらに、この場合TeVガンマ線の放射領域の拡がり、X線や電波のそれぞれの2倍程度まで広がることも示した。
- 拡散の反作用を考慮した流体方程式の定式化を行った
- 拡散の反作用は流体を減速する方向に働く可能性があること、また反作用を考慮しないモデルで用いた拡散係数の大きさでも、流体構造に拡散の効果が表れていること、を示した。

• 課題

- 拡散の反作用を考慮した流体方程式のもとでの、星雲の放射計算
- 拡散係数が放射へどのように影響を与えるかの系統的な調査
- より現実的な拡散係数のモデル化、および境界条件の取り扱い