

かに星雲のfermi flare の ジッター放射による解釈

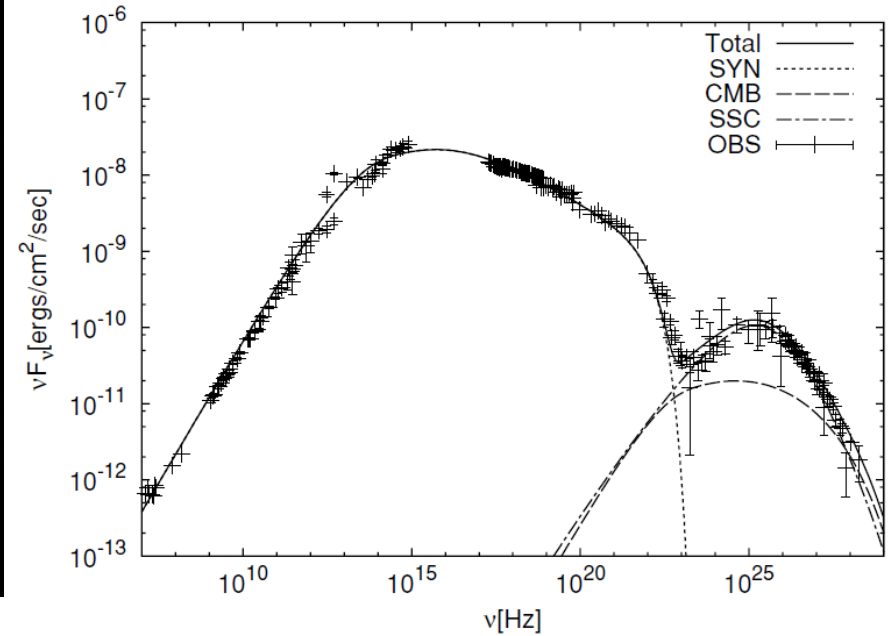
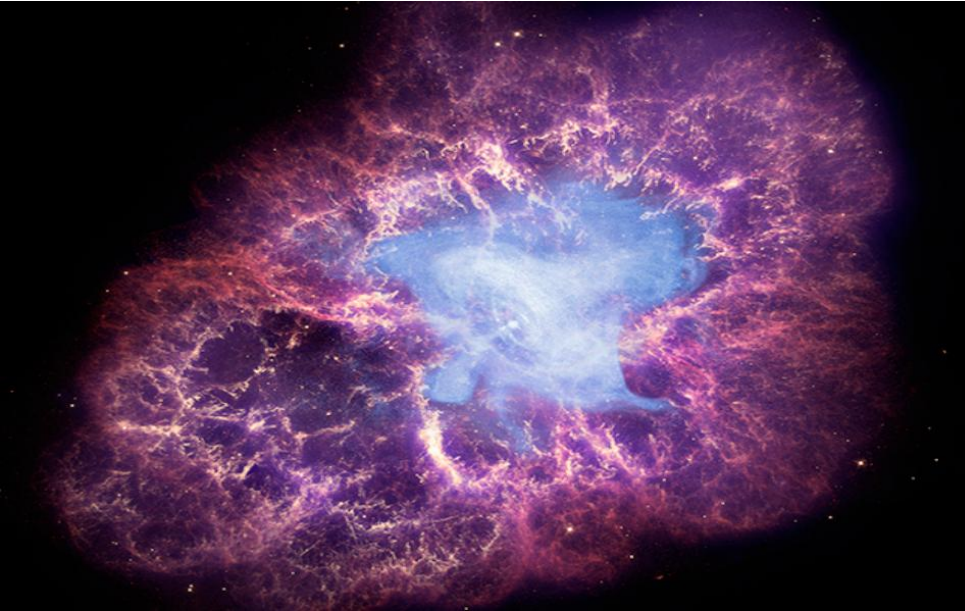
大阪大学 D1

寺木 悠人

共同研究者

高原文郎

Crab nebula



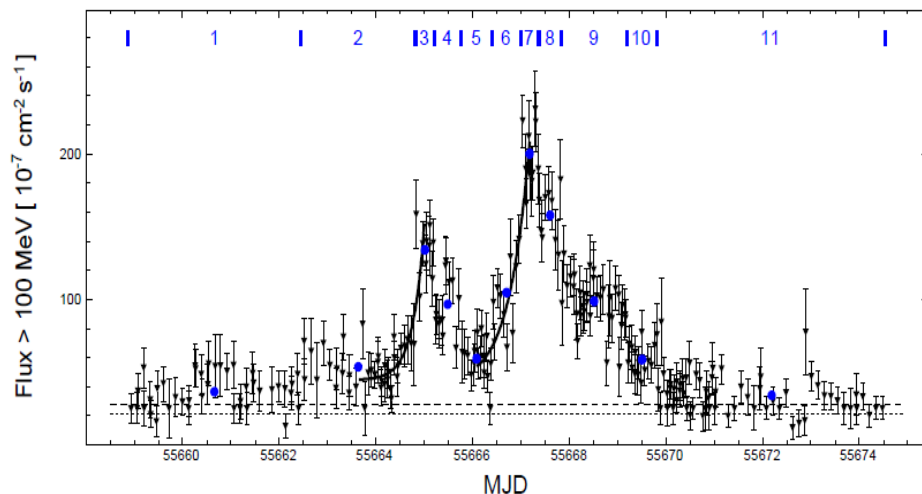
S. J. Tanaka Ph.D thesis より

- 定常天体。
- 二つ山の低エネルギー側はシンクロトロン、高エネルギー側はSSCで説明可能。

と考えられていた。

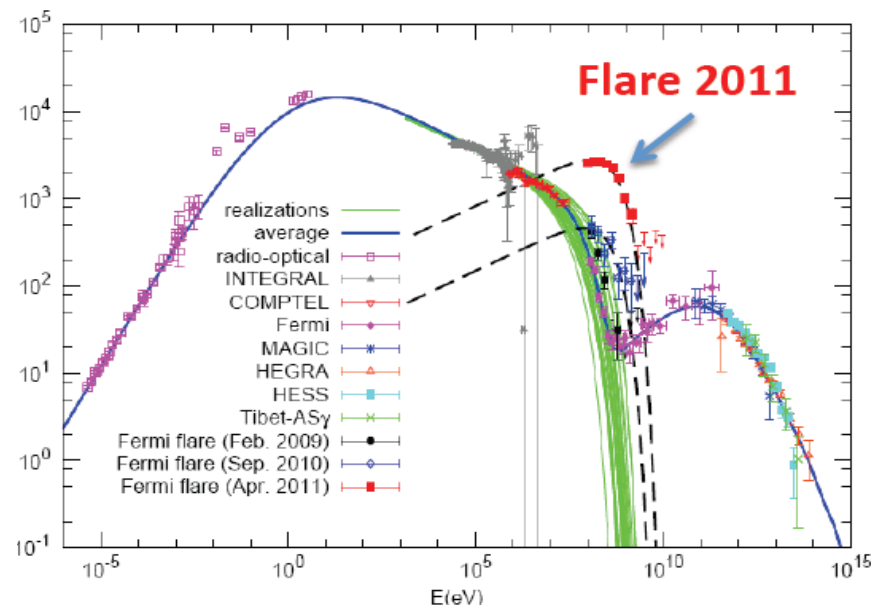
Fermiで観測されたフレア

Buehler et al (2011)



光度曲線(100MeV以上)

Yuan et al, ICRC 2011

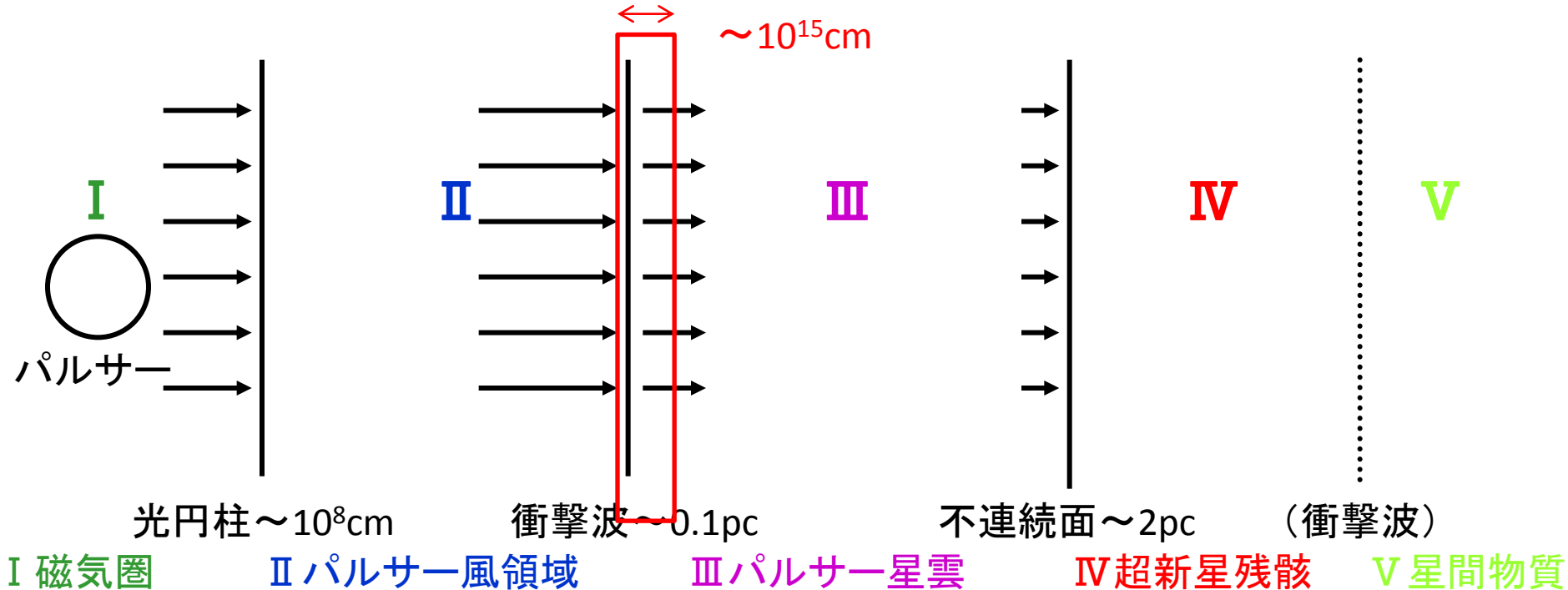


スペクトル

- ・半年から一年に一度くらい
- ・100MeV以上の領域で起こる。
- ・タイムスケールは最短で8時間以下
- ・継続時間は2週間程度。

磁気圏、パルサー風領域、パルサー星雲

パルサー星雲の構造(モデル)



田中氏(阪大)より

I のパルサーからエネルギーが供給され、
IIIでパルサー星雲が光っている。

Crab フレアの抱える問題(の一つ)

定常DSAにおいてシンクロトロン放射で出せる限界振動数を超えている。

簡単な復習

- ・ジャイロ運動一周で上流に加速粒子が戻るとする。
その間の放射によるエネルギーロス

$$P\Delta t = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^4 \left(\frac{eB}{\gamma m}\right)^2 \cdot \frac{\gamma mc}{eB} \propto \gamma^3 B$$

一往復で得られるエネルギーはもとのエネルギー程度

$$\Delta E \approx E \propto \gamma$$

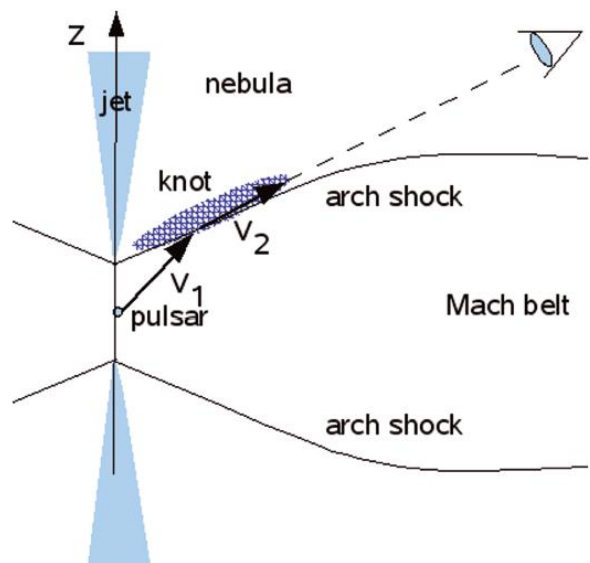
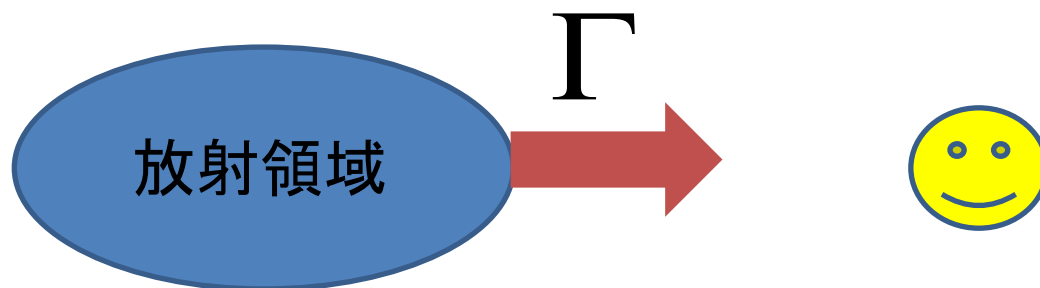
それらが釣り合う(それ以上加速しない)

$$P\Delta t = \Delta E \quad \longrightarrow \quad \gamma^2 B = \text{const}, E_{\text{syn,max}} \approx \underline{160\text{MeV}}$$

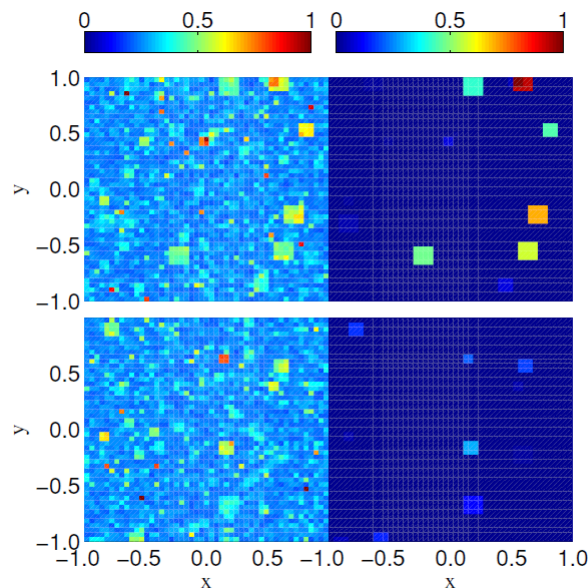
先行研究

様々なモデルが提案されている。

- ・ローレンツ
ブーストモデル



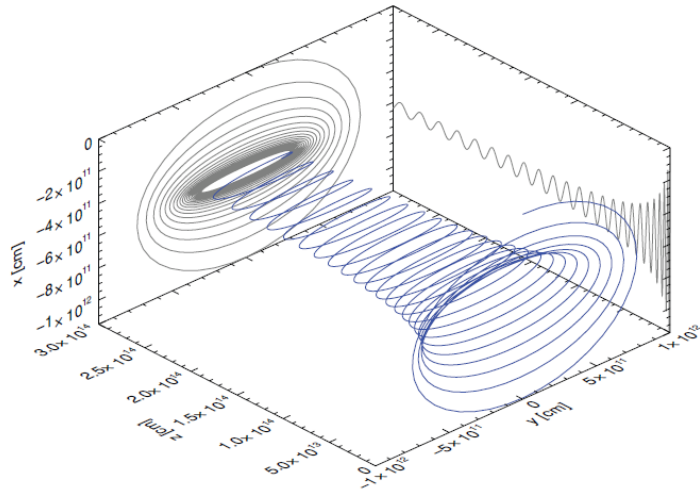
Komissarov & Lyutikov 2011



Yuan et al. 2011

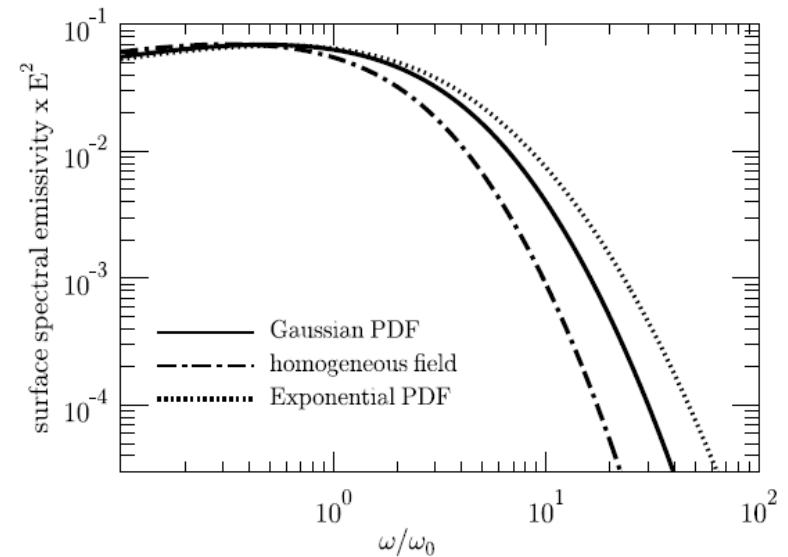
Sky map
Left 10keV
Right 100MeV

・リコネクションシート上での 加速、放射



D. Uzdensky et al. 2011

・磁場強度の非一様性



A.M. Bykov 2012

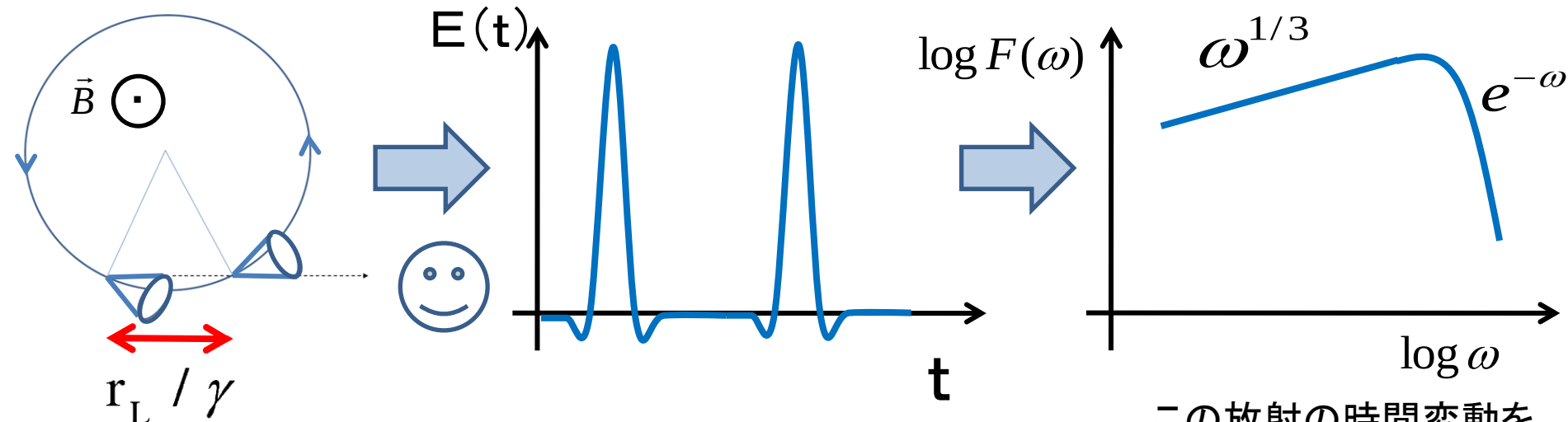
先行研究はみな、放射機構はシンクロトロン放射を仮定している。



放射機構が違う可能性を考える！

ジッター放射とシンクロトロン放射の違い

シンクロトロンの描像



粒子が相対論的運動をしていると、放射の方向は運動方向に集中する。

観測者は放射がパルス状に見える

この放射の時間変動をフーリエ変換することでシンクロトロン放射のスペクトルが得られる。

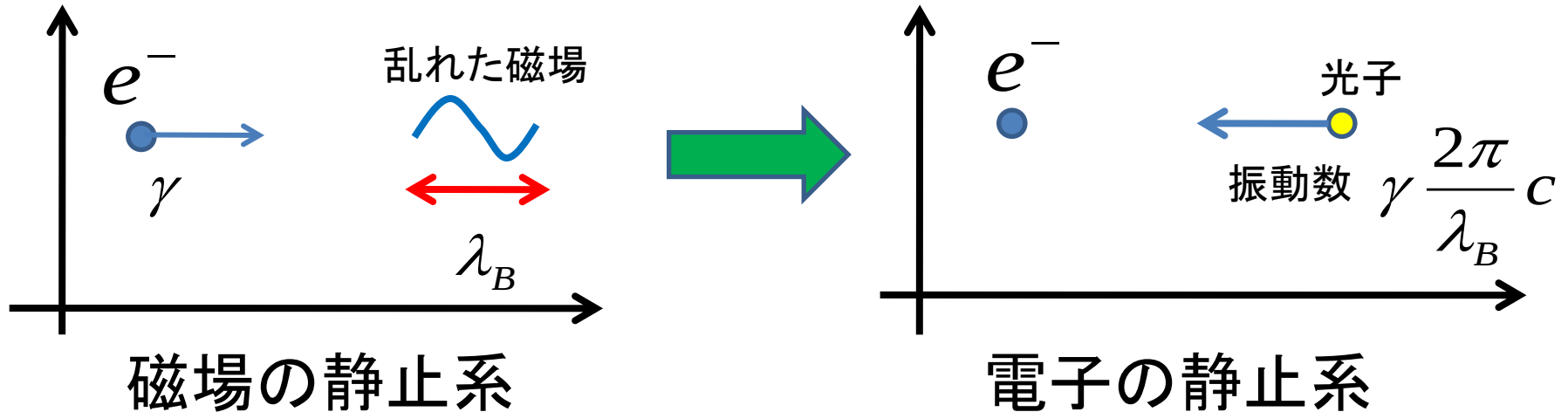
シンクロトロン放射と見なせるには

➡ r_L / γ の距離以上ジャイロ運動している

必要がある。

ジッター放射の典型的振動数

逆コンプトン散乱の類推で理解できる。



磁場の静止系で $v \sim c$ だから電子の静止系では $|\vec{E}| \sim |\vec{B}|$
つまりこの系では乱れた磁場は光子と考えられる。
この光子をトムソン散乱し、磁場の静止系にもどると、放射光子の振動数は

$$\omega \sim \gamma^2 \frac{2\pi}{\lambda_B} c$$

となる。

モデルとオーダー評価(1):必要な乱れの波長

2011年4月のフレアのcutoff energyは $375MeV$ (Buehler et. al. 2011 より)

振動数に直すと $9.0 \times 10^{22} Hz$

加速粒子の最大ローレンツ因子は $\gamma_{\max} = 7 \times 10^9$ (Tanaka & Takahara 2010 より)

ジッター放射でこの振動数を出すためには

$$\gamma_{\max}^2 \frac{2\pi}{\lambda_B} c = 9 \times 10^{22} \quad \longrightarrow \quad \underline{\lambda_B = 1.0 \times 10^8 cm}$$

このスケールの磁場の乱れはありうるのか検討。
Striped wind の波長は光円柱の半径程度。 $r_{lc} = c \times \frac{p}{2\pi}$, $p = 33ms$

よって $r_{lc} = 1.6 \times 10^8$ $\longleftarrow$ ちょうどいい。

このスケールの乱れた磁場は放射領域
(衝撃波下流)に存在しうるのか。

モデルとオーダー評価(2): 上流

Kennel & Coroniti (1984)によると終端衝撃波直前では

$$\sigma = \frac{B^2}{4\pi n u \Gamma m c^2} \approx 3 \times 10^{-3}$$

なんらかの理由で(リコネクション等)、弱まっているが、なくなっていない。

r_{lc} 程度の乱れがTSまで維持されているためにはスキンドープス $\frac{c}{\omega_{pe}}$ がそれ以下である必要がある。

$$L = 4\pi r_s^2 n \Gamma u m c^3 (1 + \sigma)$$

$$L_{sd} = 6 \times 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}, r_s = 3 \times 10^{17} \text{ cm}, \Gamma = 7 \times 10^3$$

Tanaka & Takahara (2011) より

➡ $n = 4.0 \times 10^{-10}$ ➡ $\frac{c}{\omega_{pe}} = 2.6 \times 10^{10} \text{ cm}$ (上流静止系)

上流静止系では r_{lc} の波長も Γ 倍されて $r_{lc,up} = 7 \times 10^{11}$

衝撃波直前まではこの波長の乱れは生き残れる。

モデルとオーダー評価(3): 下流

衝撃波下流ではどうか。

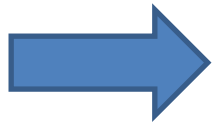
衝撃波で電子陽電子は加熱し、相対論的な温度を持つ。 $\gamma_{th} = 6 \times 10^5$

Tanaka & Takahara (2010)より

スキンデプスは

$$\frac{c}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\gamma_{th} mc^2}{4\pi ne^2}} \approx 2.4 \times 10^{11} \text{ cm} \underline{>>} 10^8 \text{ cm} \leftarrow \text{必要な乱流磁場の波長}$$

下流ではこの波長の乱流磁場は普通なら均されてしまう。



静穏時にシンクロトロン放射でよく説明されていることと整合

ではフレアの時には？

中心パルサーのGiant radio pulseに注目

1、ピークフラックスは普段のパルスの1000倍以上にもなることもある。



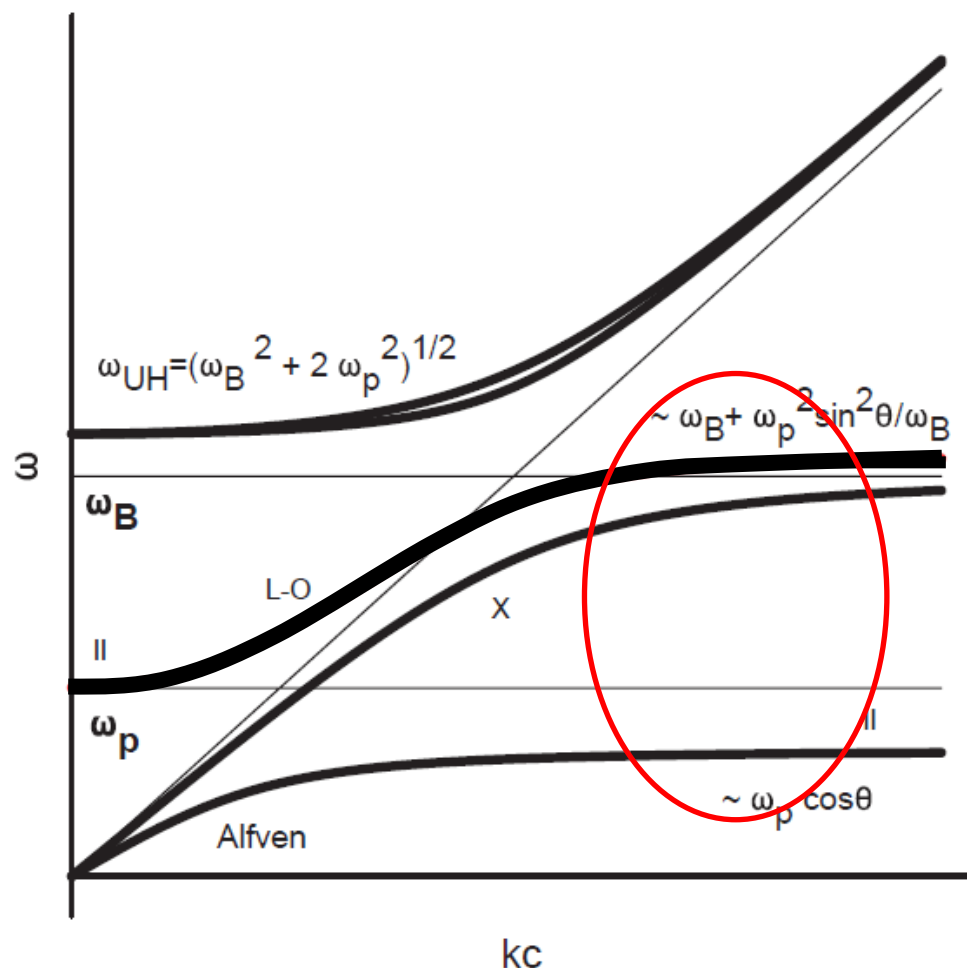
磁気圏は変動が激しいと考えられる。

フラックスが大きく変動するということは局所的に密度が非常に高い領域が存在すると考えられる。



非常に大きなGRPを起こした
密度の高い領域がTSに突っ込んでフレアは起こると考える。

短波長モードの励起



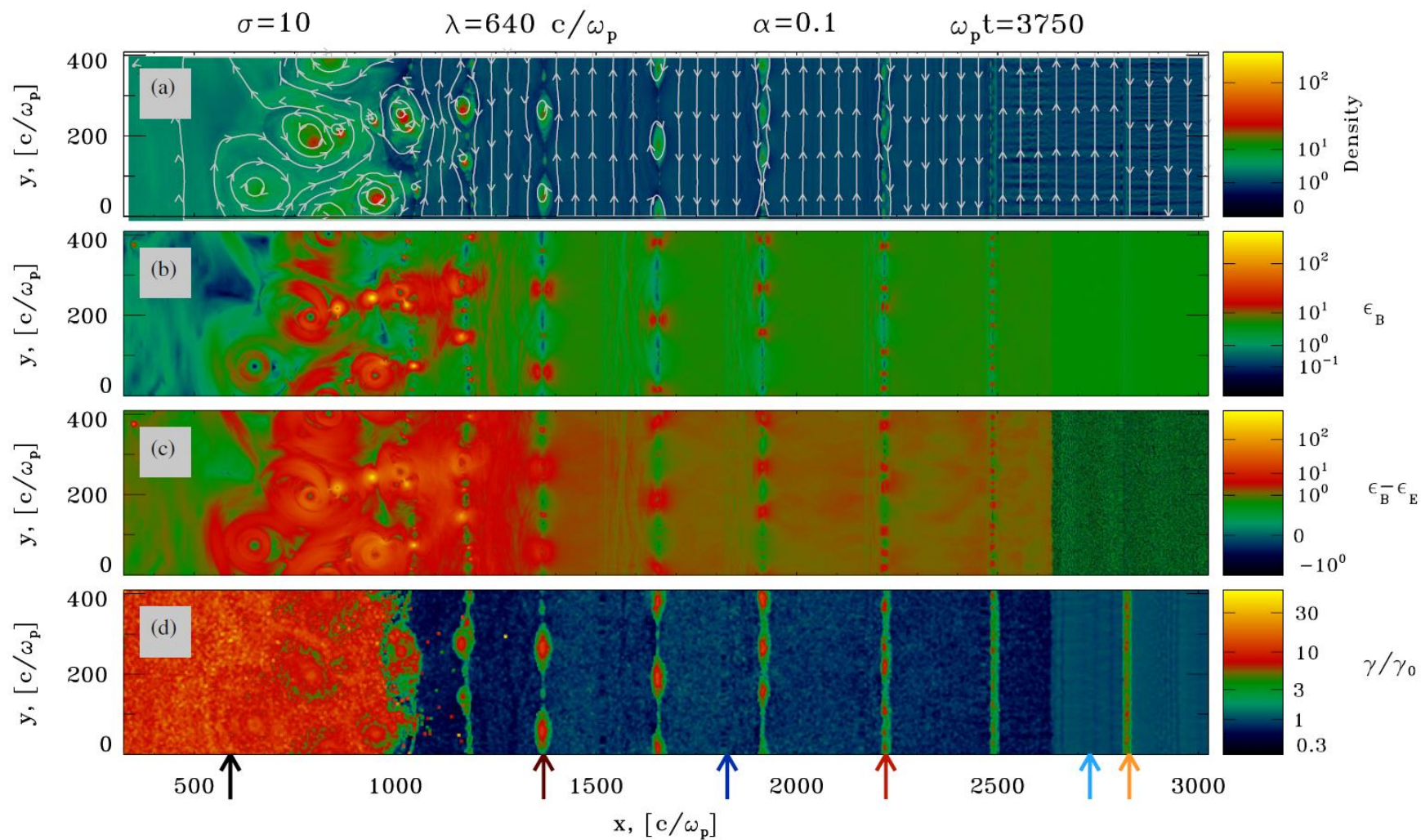
ICと違い、ジッターは定在波のようなサブミナルなモードでもよい。

非常に短波長なモードが存在し得る！

高密度のブロッブがTSに突入するような場合には励起し得る。

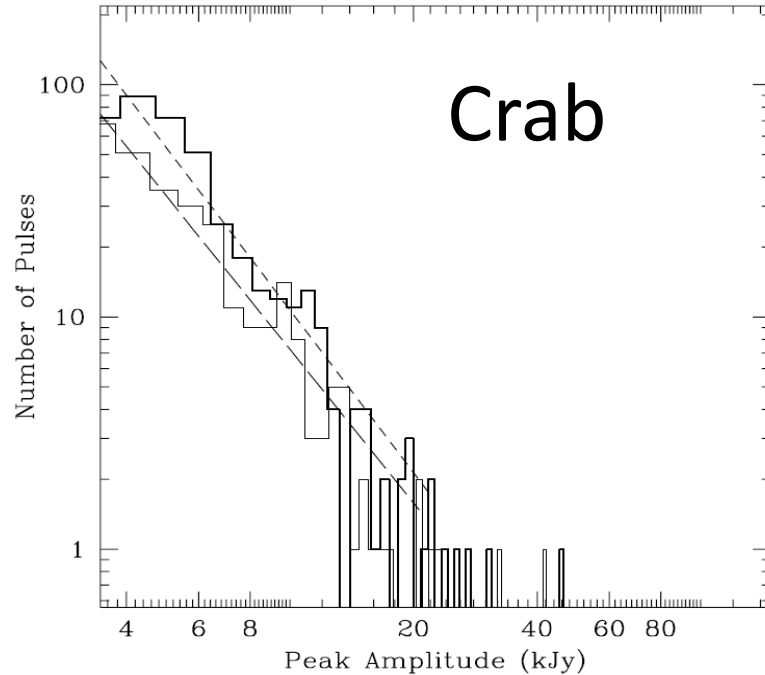
M. Lyutikov (2007)より

イメージ



Sironi & Spitkovsky 2011

GRPのピークフラックスの分布は Power law (普通のRadio pulse の分布はガウシアン)



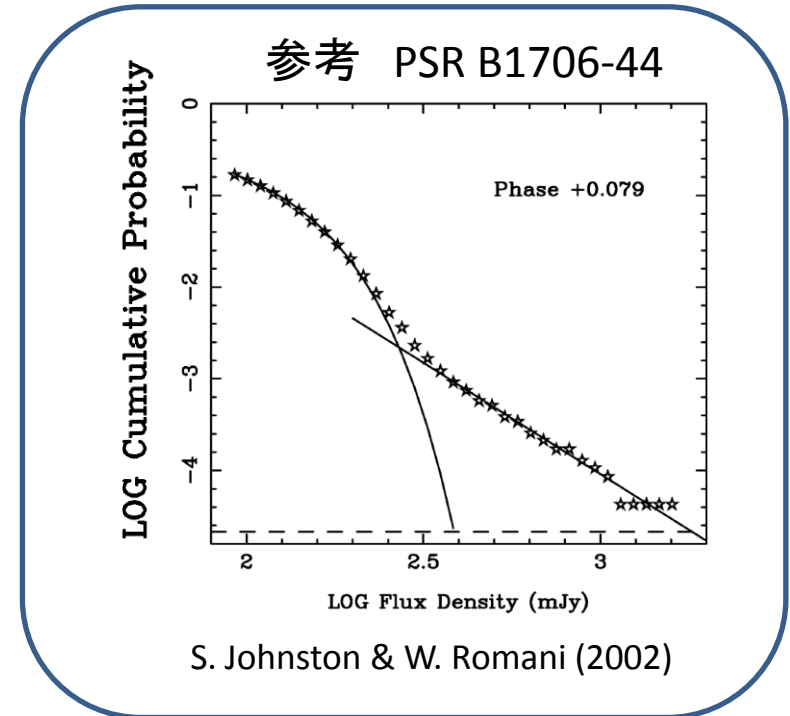
N. D. R/ Bhat et al. (2008)

$$N(F) \propto F^{-2.33 \pm 0.14}$$



10^3 倍程度の強度のGRPは
数か月に一度程度となる。

1000倍以上の密度を持ったブロッブがフレアを起こす？



対応GRPの候補

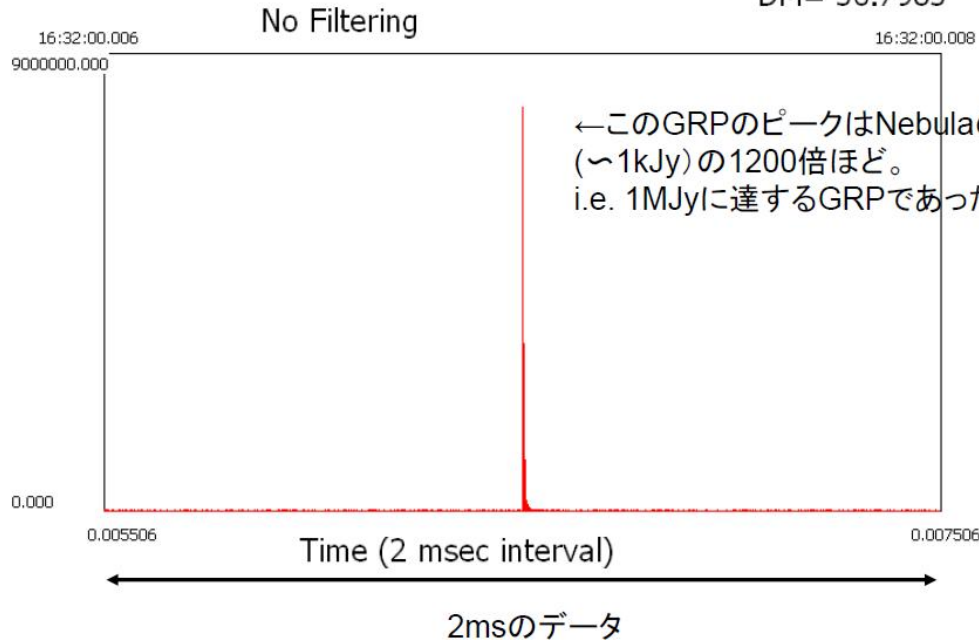
2010/12/05 Kashima 1405-1435MHz Crab GRP 群遅延補正後

TimeShift=0.000000000
PwrBoost=1.000



Crab.128Mps.8bit_2010339163200#2GRP.raw // 2009-2010 mode
start=0.000000sec duration=20 msec with DM= 56.798500

No smoothing
DM= 56.7985



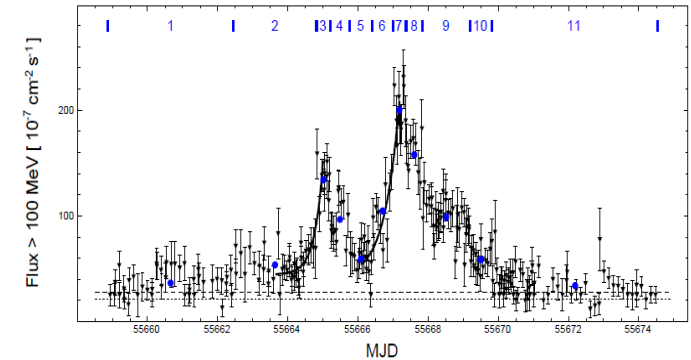
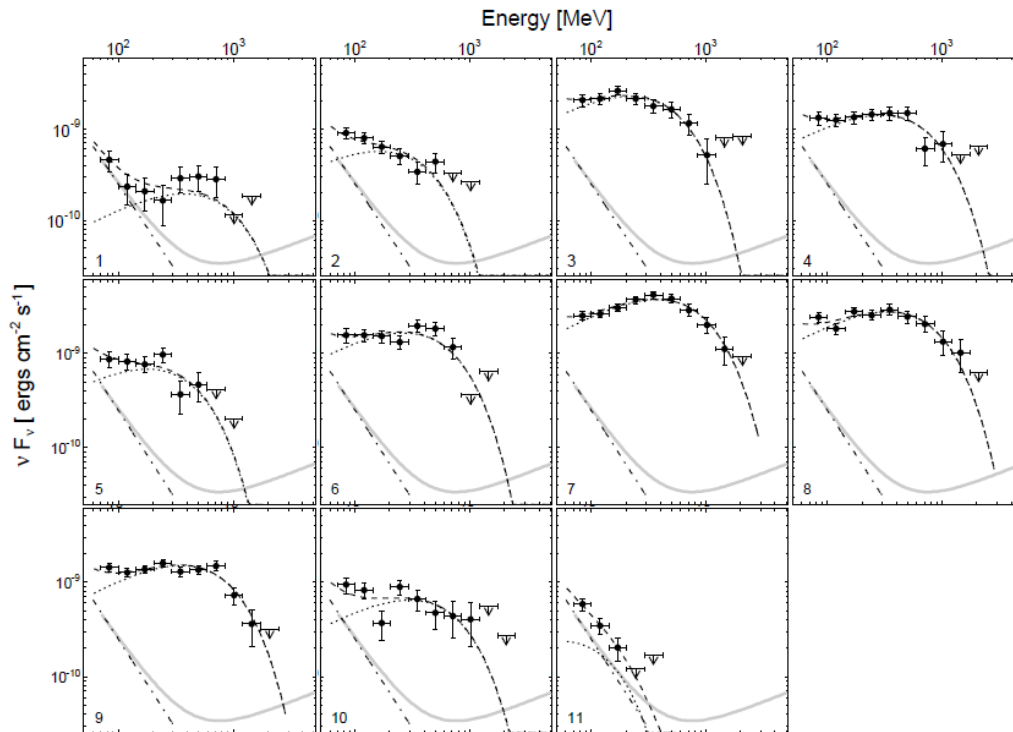
鹿島観測(宇宙線研寺澤さんのグループによる)
スライド: 寺澤氏より

12月5日から
4月13日からのフレアまで130日

$$\frac{r_{ts}}{c} \approx 10^7 \text{ s} \approx \underline{116 \text{ 日}}$$

このGRPが関係して
いるかもしれない。

スペクトル



Buehler et al (2011)

PL成分ベストfit $\nu F_\nu \propto \nu^{-s+1}$, $s = 0.27 \pm 0.12$

粒子のエネルギー分布に焼き直すとややハード。 ($p \approx 1.5$ $n(E) \propto E^{-p}$)



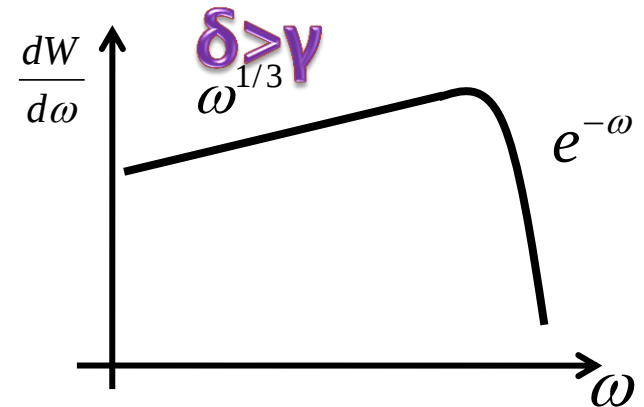
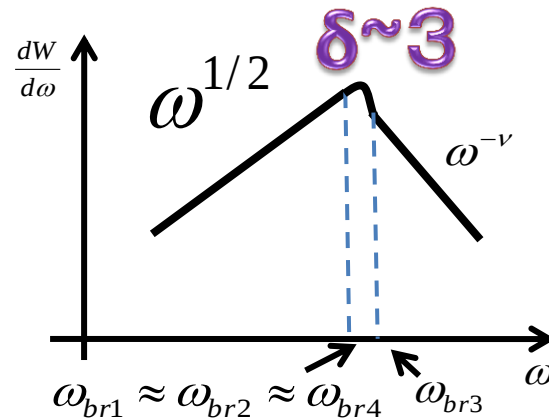
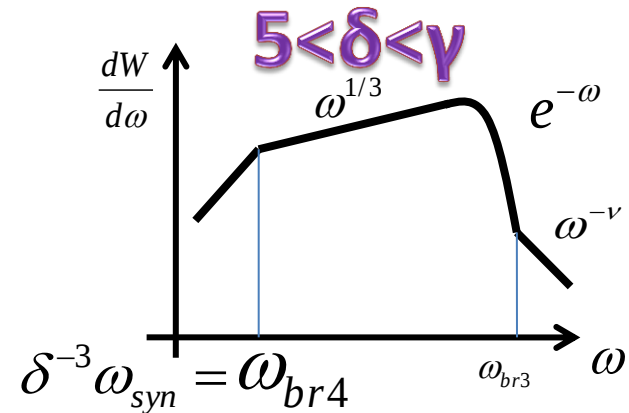
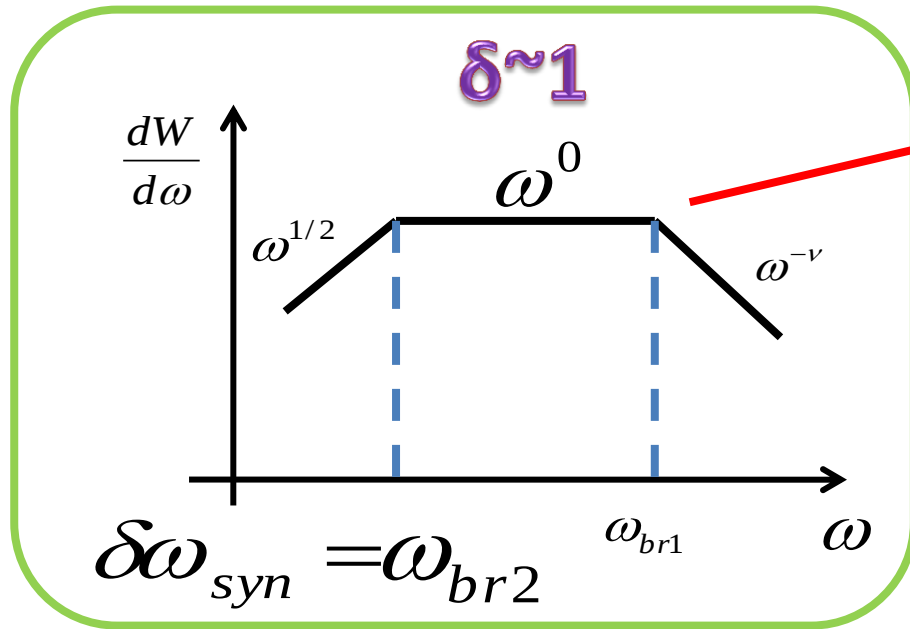
スペクトルはジッターメカニズムで決まっている？

ジッター放射のスペクトル形状

$$\delta \equiv \frac{\lambda_B}{r_L / \gamma}$$

$$F_\nu \propto \nu^{-s}$$

$$s = 0.27 \pm 0.12$$



Energetics(1)



終端衝撃波近傍のリング状の領域が
フレアの放射領域と考える。

冷却時間の見積もりから、静穏時100MeV付近
の放射領域ラジアル方向の厚みは 10^{16} cm

円周は 10^{18} cm

変動のタイムスケールからフレアの
放射領域の円周方向は

10^{15} cm

厚み方向は乱流電磁場の散逸のタイムスケールを熱的電子の10 gyro time として

10^{14} cm

リングの高さは同じと仮定する。

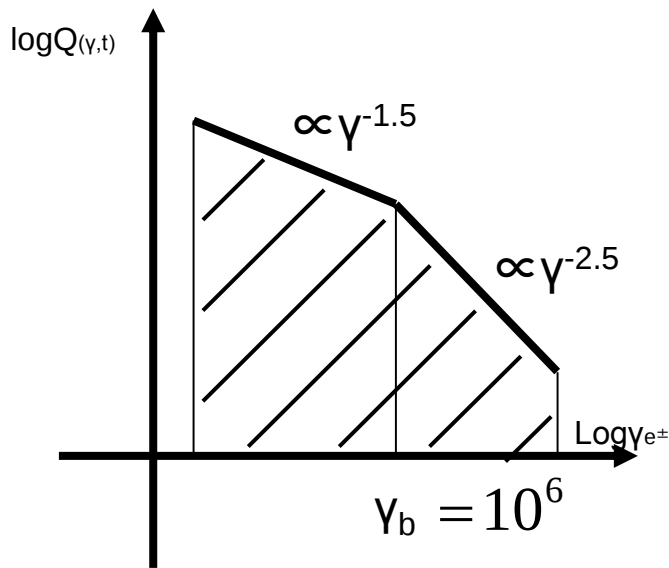


10^{-5} 倍とかなり小さい領域となる。

Energetics(2)

スペクトルからわかる加速電子のエネルギー分布は、

$$p \geq 1.5 \quad n(E) \propto E^{-p}$$



田中氏スライド改変

仮にブレイクの位置の注入量が同じと仮定すると、
フレアを起こす $\gamma = 10^{10}$ の電子の密度は

10^4 倍となる。



一桁程度たりない。
この程度はエラーの範囲内。

スペクトルは乱流電磁場のべきで決まっ
ていて、電子分布はもっとハードになって
いる。

という可能性も。

まとめ

- かに星雲のフレアはジッター放射が起こっていると考えると説明が可能である。
- フレアはパルサーの非常に強いジャイアントパルスを起こしたblobによって引き起こされるので、今後ジャイアントパルスとフレアの相関をとることによりモデルの検証ができる。
- 放射スペクトルのべき指数は乱流磁場のスペクトルを反映している可能性があり、フレアの偏光観測により、他のモデルと区別できる。

おわり