

# 人马座 $A^*$ 偏振辐射的 数值模拟

黄磊

上海天文台

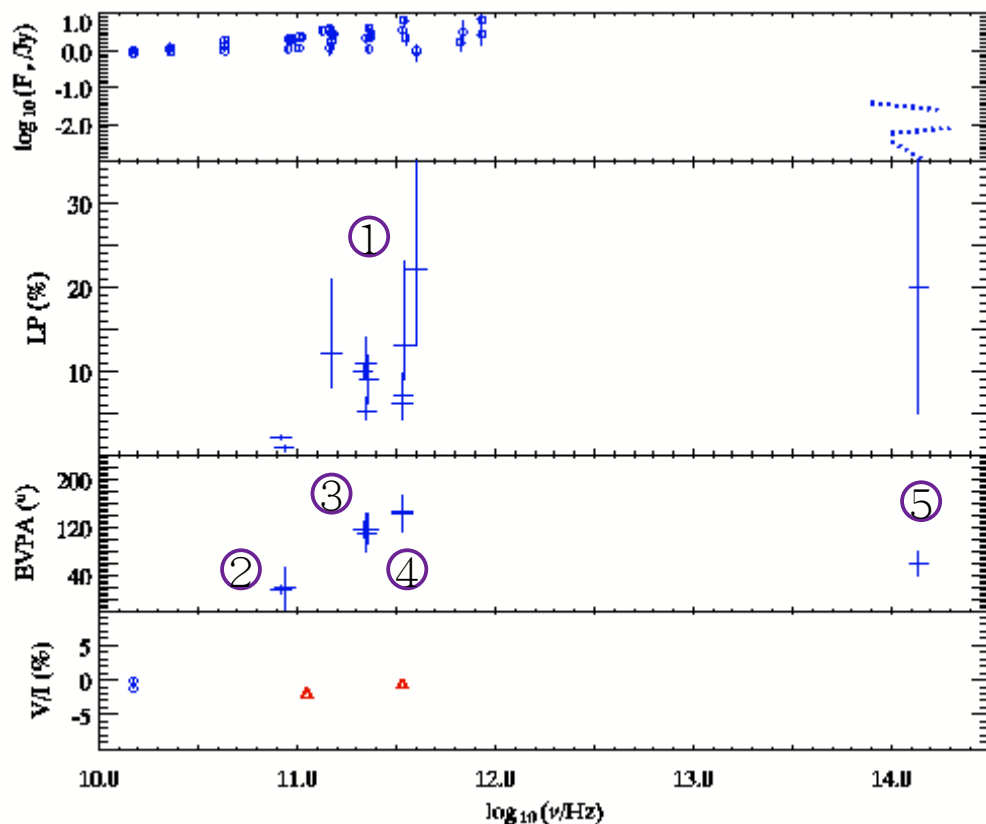
2008. 4. 28

# 概述

- ◆ 人马座 A\* 偏振观测介绍
- ◆ 磁旋转不稳定性驱动下的开普勒吸积流
- ◆ 辐射转移
- ◆ 模拟结果

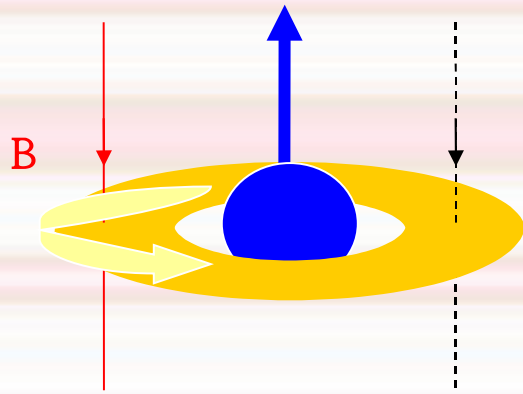
# 人马座 A\* 偏振观测介绍

- ◆ 1, Aitken et al. (2001) 发现亚毫米波段高线偏振度;
- ◆ 2, 86GHz 处的五个历元的平均值 (Macquart et al. 2006) ;
- ◆ 3, 230GHz 处的从 2002 年 10 月到 2004 年 1 月保持稳定的观测值 (Bower et al. 2005) ;
- ◆ 4, 230GHz 和 340GHz 的同时观测中, 后者的偏振位置角比前者高出  $\sim 30^\circ$ , (Marrone et al. 2007);
- ◆ 5, 近红外  $2.2 \mu\text{m}$  处的至少从 2004 年到 2006 年保持稳定的观测值 (Eckart et al. 2006; Meyer et al. 2007)



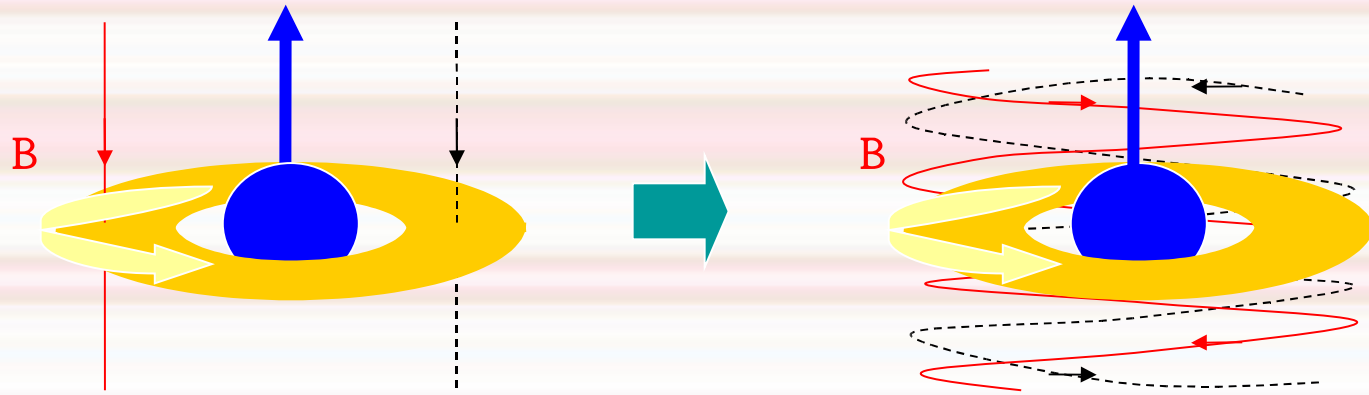
# 磁旋转不稳定性驱动下的开普勒吸积流

(*Melia et al. 2001; Liu et al. 2007*)



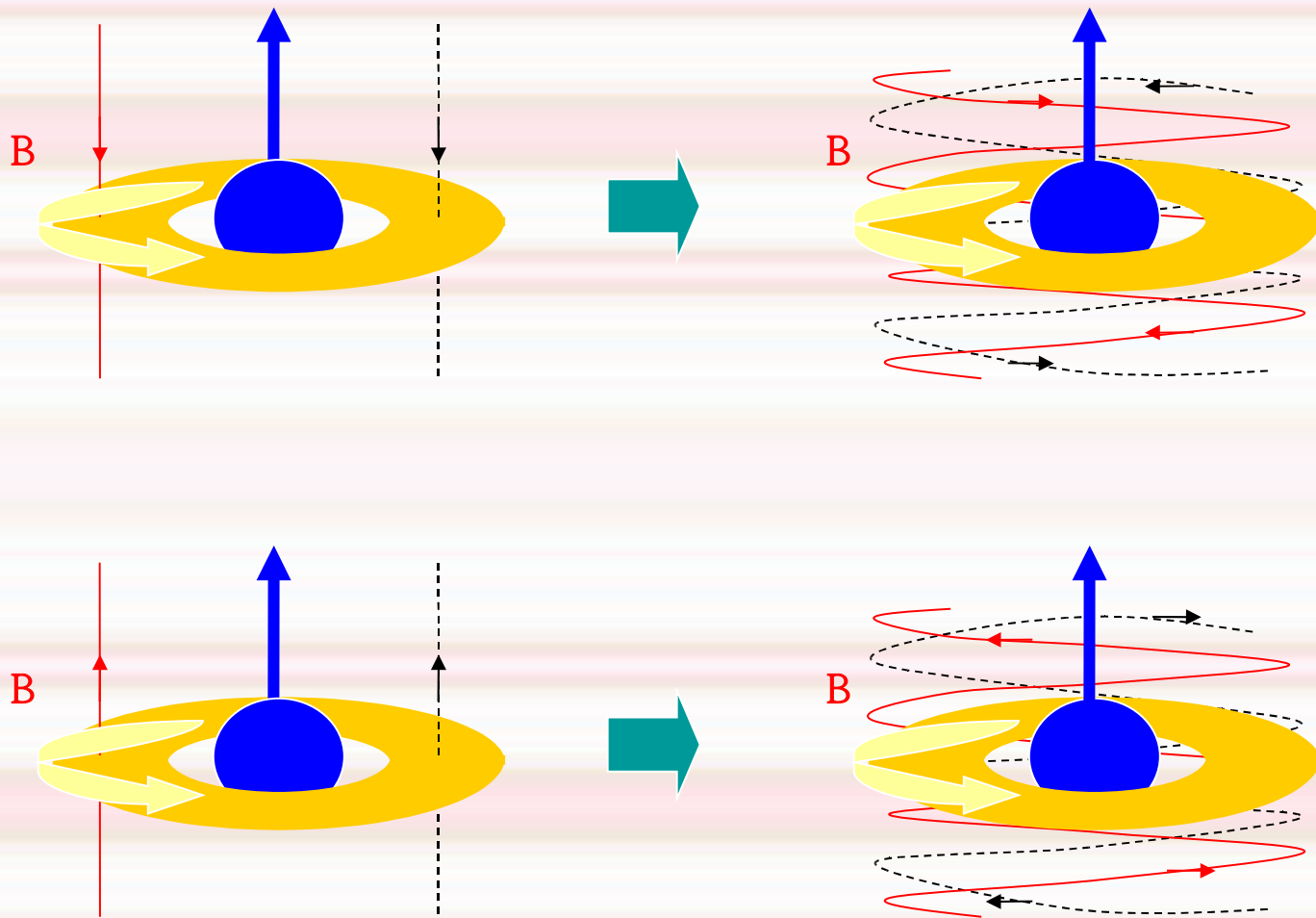
# 磁旋转不稳定性驱动下的开普勒吸积流

(*Melia et al. 2001; Liu et al. 2007*)



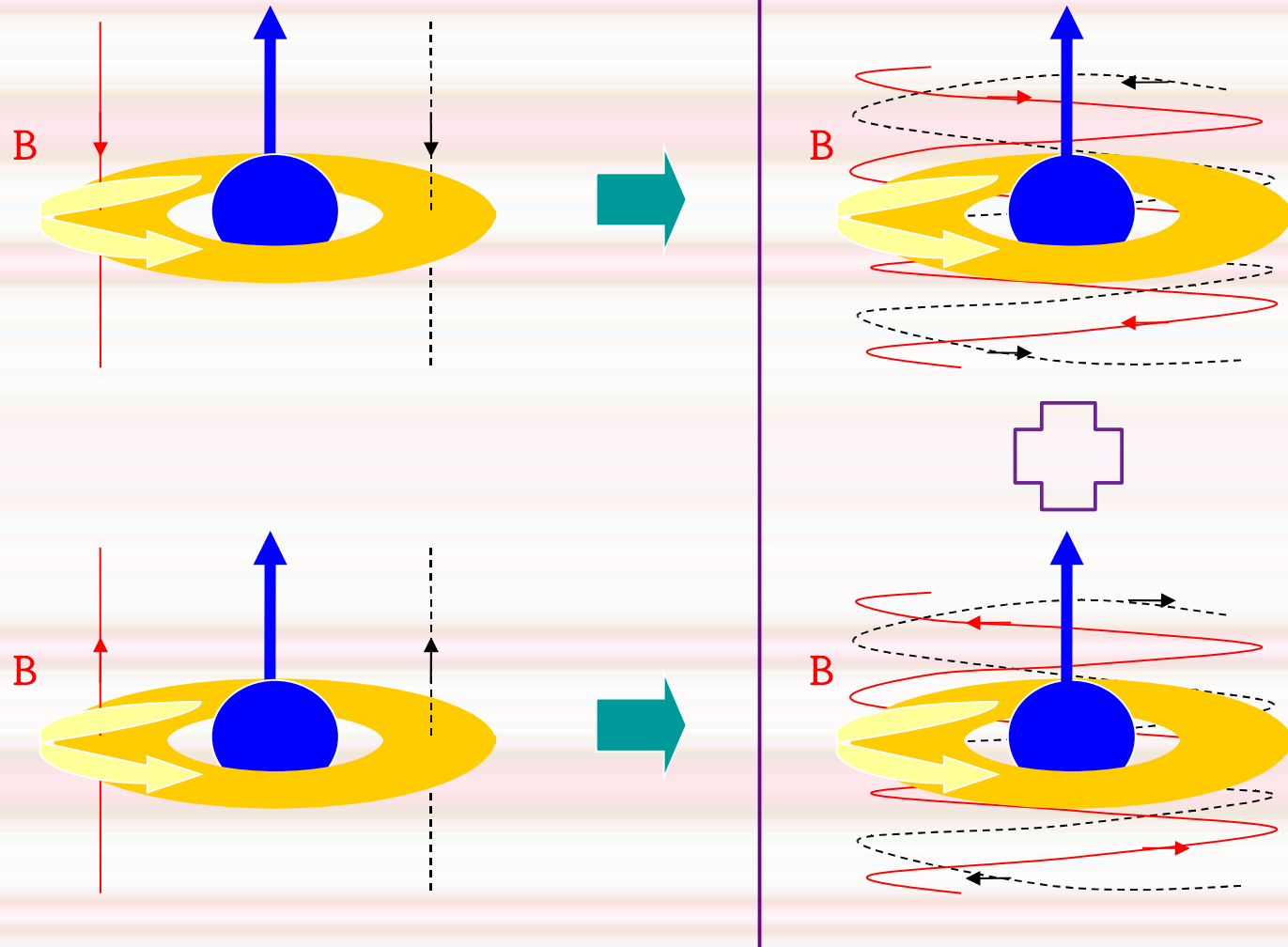
# 磁旋转不稳定性驱动下的开普勒吸积流

(*Melia et al. 2001; Liu et al. 2007*)



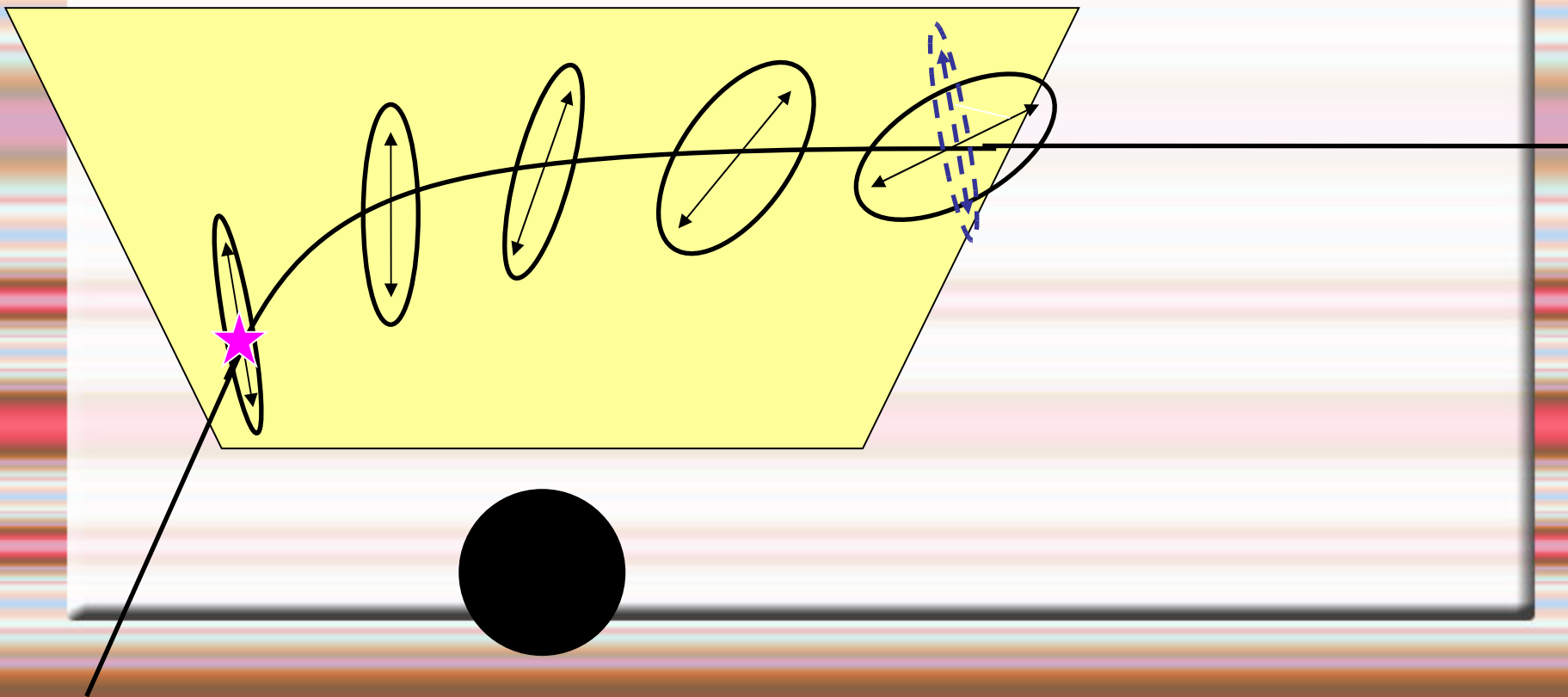
# 磁旋转不稳定性驱动下的开普勒吸积流

(*Melia et al. 2001; Liu et al. 2007*)



# 辐射转移

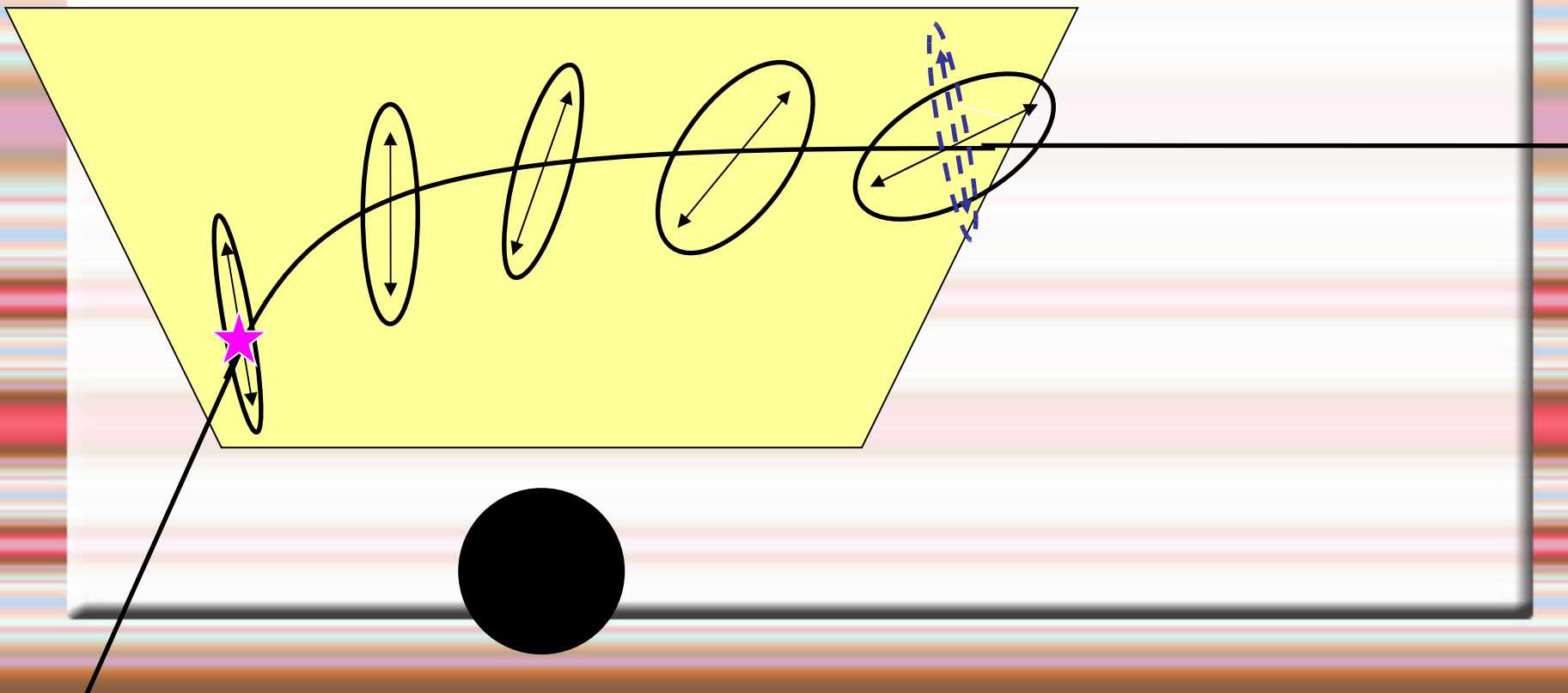
$$\frac{d}{ds} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_I \\ \epsilon_Q \\ \epsilon_U \\ \epsilon_V \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}$$





# 辐射转移

$$\frac{d}{ds} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_I \\ \epsilon_Q \\ \epsilon_U \\ \epsilon_V \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}$$



# 辐射转移

- ◆ 同步辐射中,  $\epsilon_U = \eta_U = \rho_U = 0$
- ◆ 等离子体效应产生双折射现象, 即产生左旋和右旋两种波矢 ( $k_+$  和  $k_-$ )
- ◆ 当两波矢模式完全耦合在一起时, 只有转移效应
- ◆ 
$$d\chi = e_\mu^2 \frac{dx^\nu}{d\ell} \nabla_\nu e^{i\mu} d\ell$$
 ( Broderick & Blandford 2004 )
- ◆ 两种波矢相速度不同, 产生偏振位置角的旋转、以及线偏振和圆偏振之间的转换 (  $\rho_V$  和  $\rho_Q$  )
- ◆ ——  $\rho_V$  和  $\rho_Q$  的计算极为复杂: 首先涉及到  $Trubnikov's\ response\ tensor$   $\alpha^{\mu\nu}(k)$
- ◆ 的计算 ( Melrose 1997 )

# 辐射转移

The dispersion relations of the two modes are

$$\omega^2 - c^2 k_{\pm}^2 = \frac{\mu_0}{2} (\alpha^{11} + \alpha^{22} \pm [(\alpha^{11} - \alpha^{22})^2 + 4\alpha^{12}\alpha^{21}]^{1/2})$$

$$\begin{aligned} k_{\pm}^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\mu_0}{2c^2} (\alpha^{11} + \alpha^{22} \pm [(\alpha^{11} - \alpha^{22})^2 + 4\alpha^{12}\alpha^{21}]^{1/2}) \\ &= \frac{\omega}{c} \left[ 1 - \frac{\mu_0}{2\omega^2} (\alpha^{11} + \alpha^{22} \pm ((\alpha^{11} - \alpha^{22})^2 + 4\alpha^{12}\alpha^{21})^{1/2}) \right] \end{aligned}$$

$$k_{\pm} \approx \frac{\omega}{c} \left[ 1 - \frac{\mu_0}{4\omega^2} (\alpha^{11} + \alpha^{22} \pm ((\alpha^{11} - \alpha^{22})^2 + 4\alpha^{12}\alpha^{21})^{1/2}) \right]$$

# 辐射转移

$$k_{\pm} \approx k_{\pm}^f + k_{\pm}^h + k_{\pm}^*,$$

$$k_{\pm}^f = \frac{\omega}{c} \left[ \frac{1}{2} - \frac{\mu_0}{4\omega^2} \left( \frac{\alpha^{11} + \alpha^{22}}{2} \pm 2i\alpha^{12} \right) \right]$$

$$k_{\pm}^h = \frac{\omega}{c} \left[ \frac{1}{2} - \frac{\mu_0}{4\omega^2} \left( \frac{\alpha^{11} + \alpha^{22}}{2} \pm (\alpha^{11} - \alpha^{22}) \right) \right]$$

$$k_{\pm}^* = \pm \frac{\mu_0}{4\omega c} \left[ \left( (\alpha^{11} - \alpha^{22})^2 + 4\alpha^{12}\alpha^{21} \right)^{1/2} - (\alpha^{11} - \alpha^{22} + 2i\alpha^{12}) \right]$$

If  $|\alpha^{11} - \alpha^{22}| \gg 2|\alpha^{12}|$  or  $|\alpha^{11} - \alpha^{22}| \ll 2|\alpha^{12}|$ , we have  $\Delta k^* \approx 0$ .

# 辐射转移

- ◆ Faraday 旋转

$$\begin{aligned} f &= \frac{1}{2} \Delta k^f \\ &= \frac{\mu_0}{2\omega c} i\alpha^{12} \end{aligned}$$

- ◆ 贡献于

$\rho_V$

- ◆ Faraday 转换

$$\begin{aligned} h &= \frac{1}{2} \Delta k^h \\ &= \frac{\mu_0}{4\omega c} (\alpha^{11} - \alpha^{22}) \end{aligned}$$

- ◆ 贡献于

$\rho_Q$

# 辐射转移

- ◆ 冷等离子体极限下:

$$f^{cold} = \frac{e^3 n B \cos \theta_b}{2\pi \gamma_c m_e^2 c^2 \nu^2}$$

$$h^{cold} = \frac{e^4 n B^2 \sin^2 \theta_b}{(2\pi)^2 \gamma_c m_e^3 c^3 \omega^3}$$

- ◆ 极端相对论等离子体极限下:

$$f^{rel} = \frac{\ln \gamma_c}{2\gamma_c^2} \frac{e^3 n B \cos \theta_b}{2\pi m_e^2 c^2 \nu^2}$$

$$h^{rel} = \frac{3\gamma_c e^4 n B^2 \sin^2 \theta_b}{\pi^2 m_e^3 c^3 \omega^3}$$

# 辐射转移

- ◆ 对于一般等离子体:

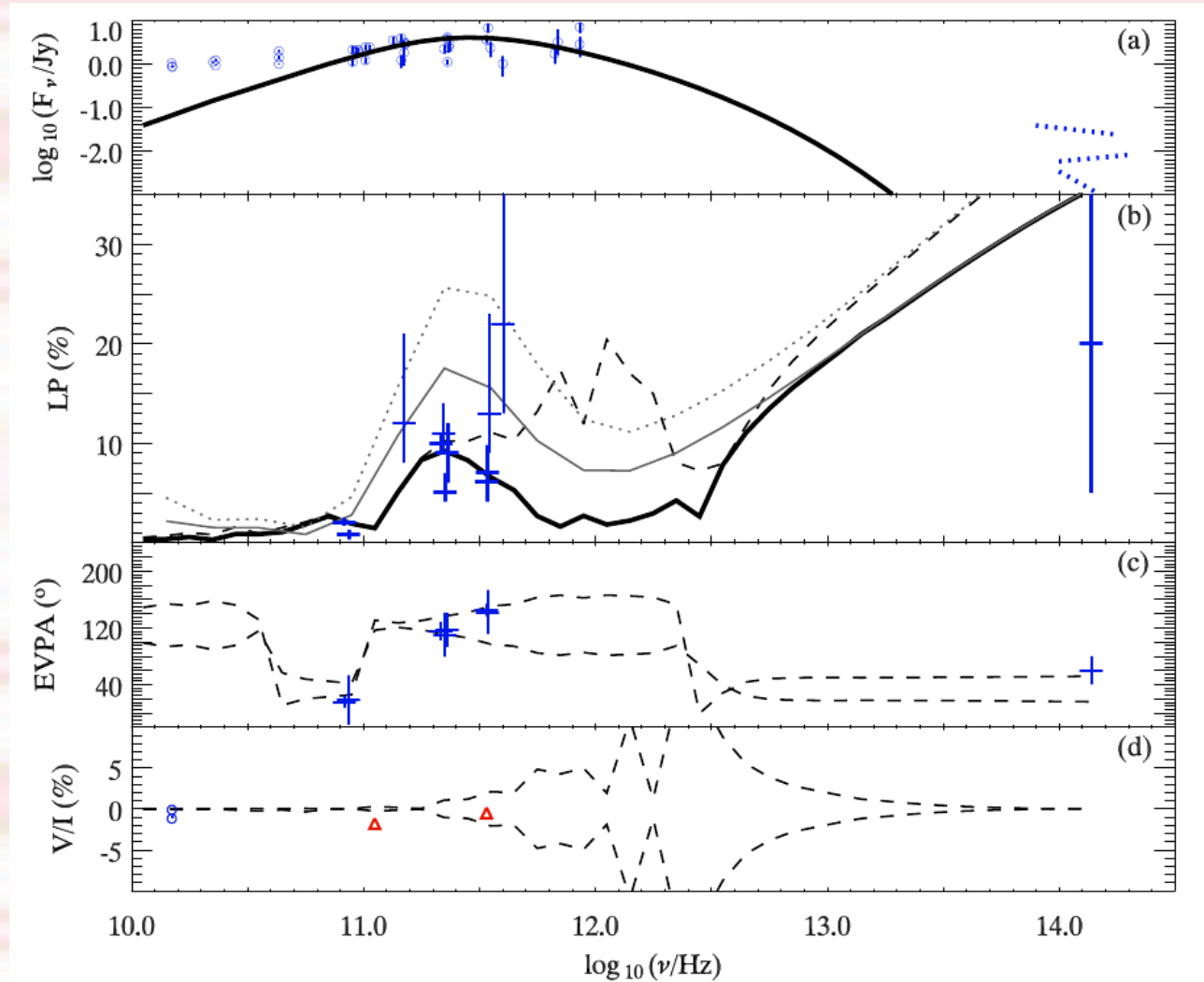
$$f = \gamma_e^{-1} (f^{\text{cold}} - f^{\text{rel}}) + f^{\text{rel}}$$

- ◆ 当两模式的色散均可忽略时:

$$\rho_V = 2f$$

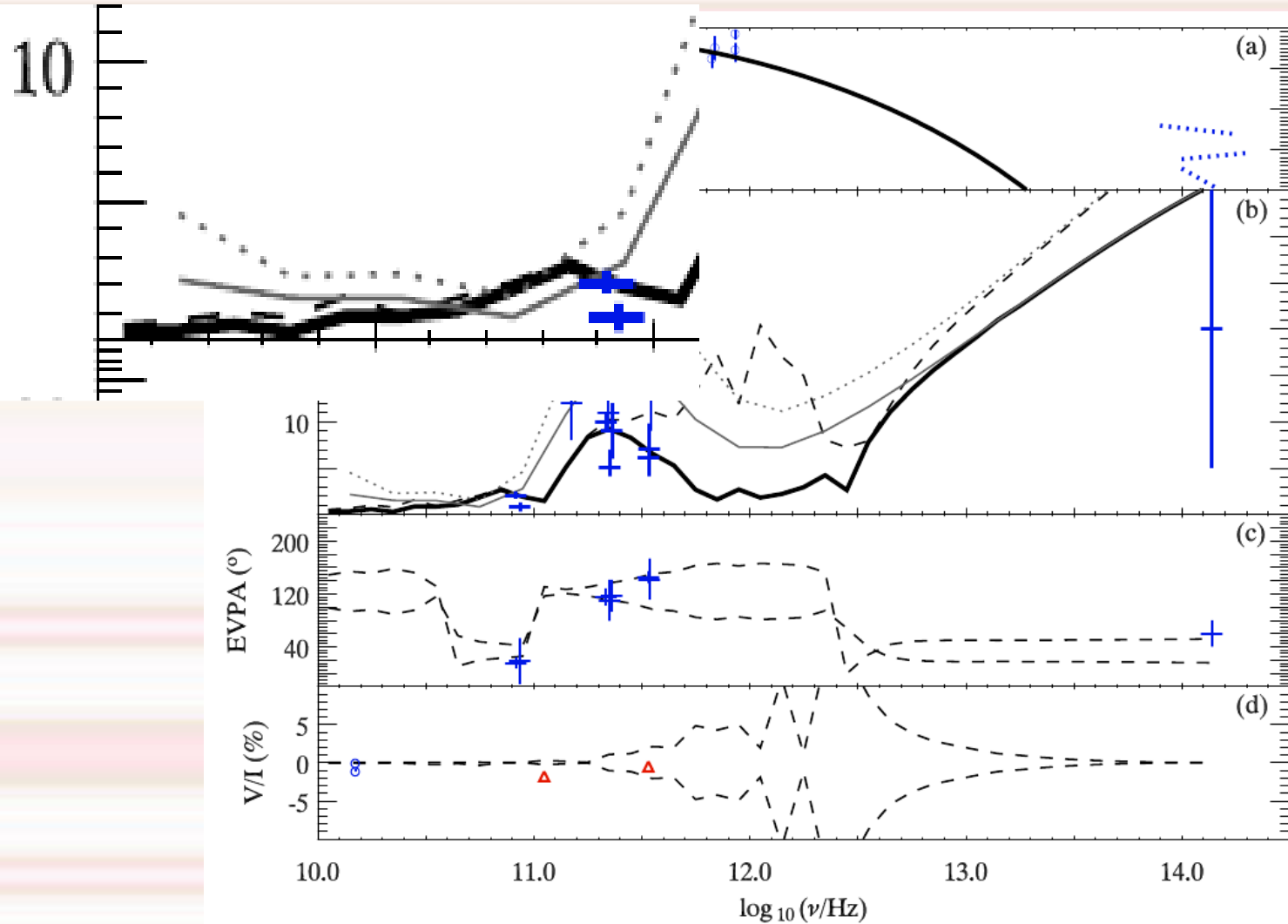
$$\rho_Q = \rho_V \frac{\epsilon_Q}{\epsilon_V} \propto e^4 n B^2 \sin^2 \theta_B / \nu^3$$

# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ )



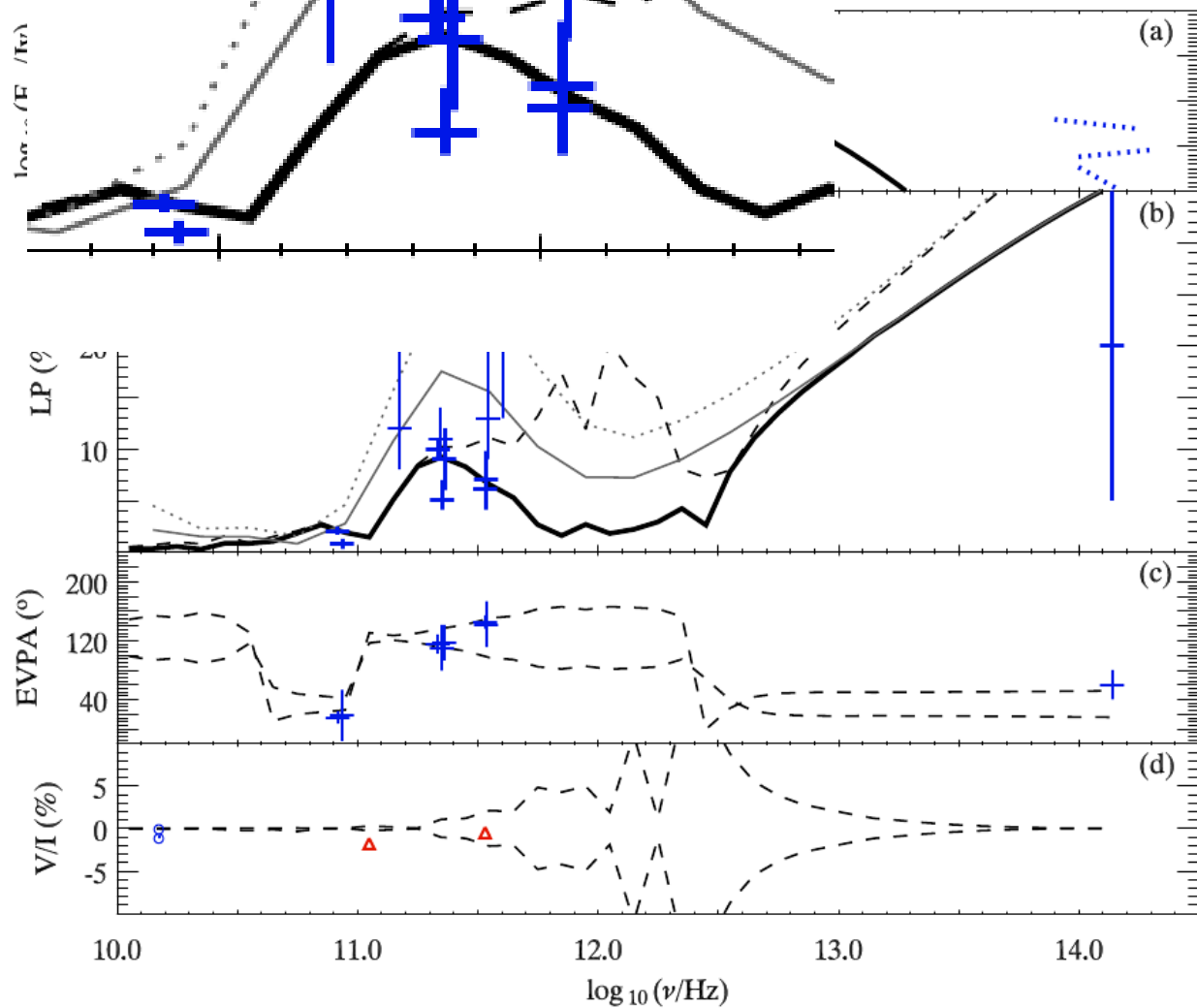


# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 线偏振度)



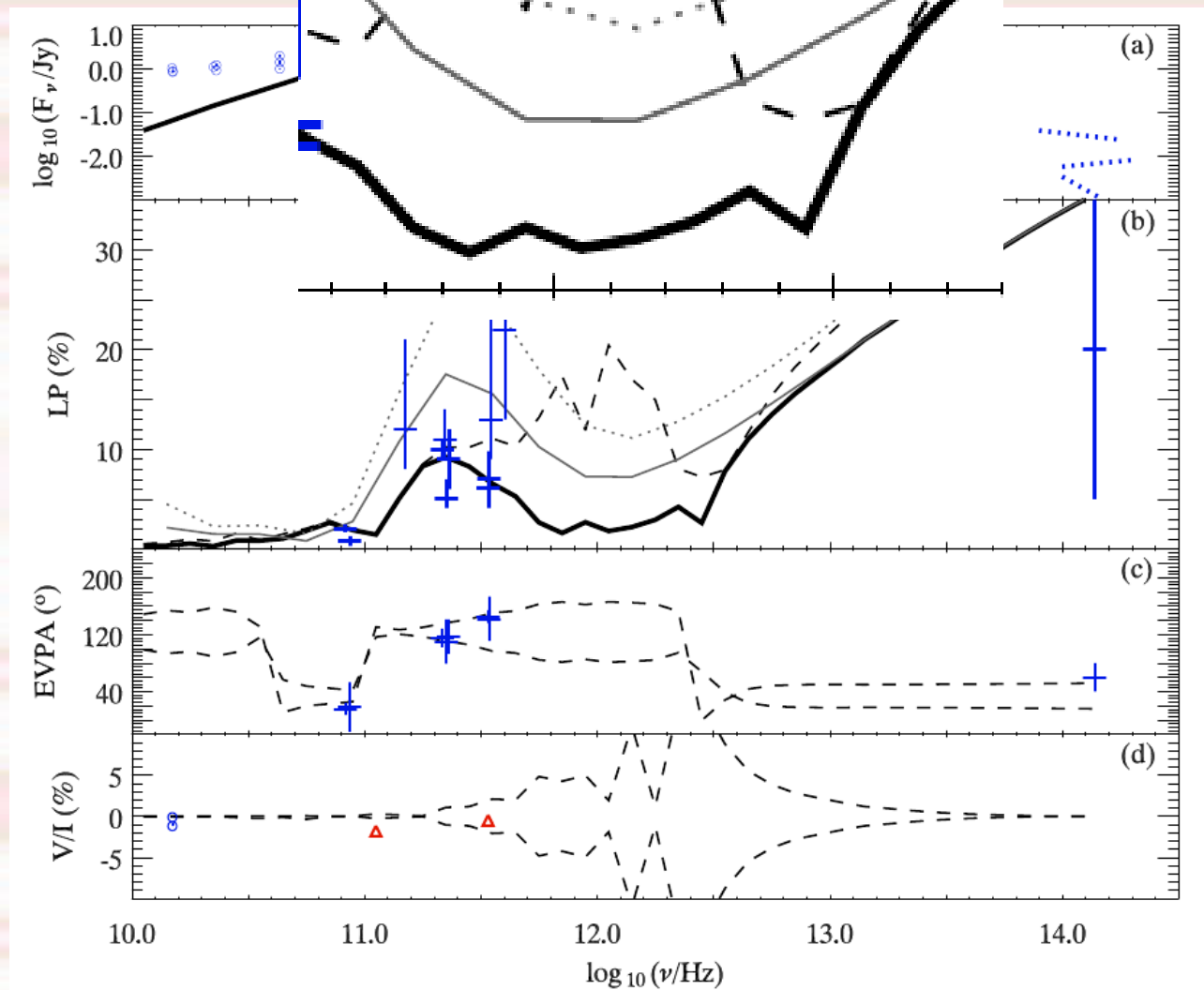
模拟

浅偏振度)

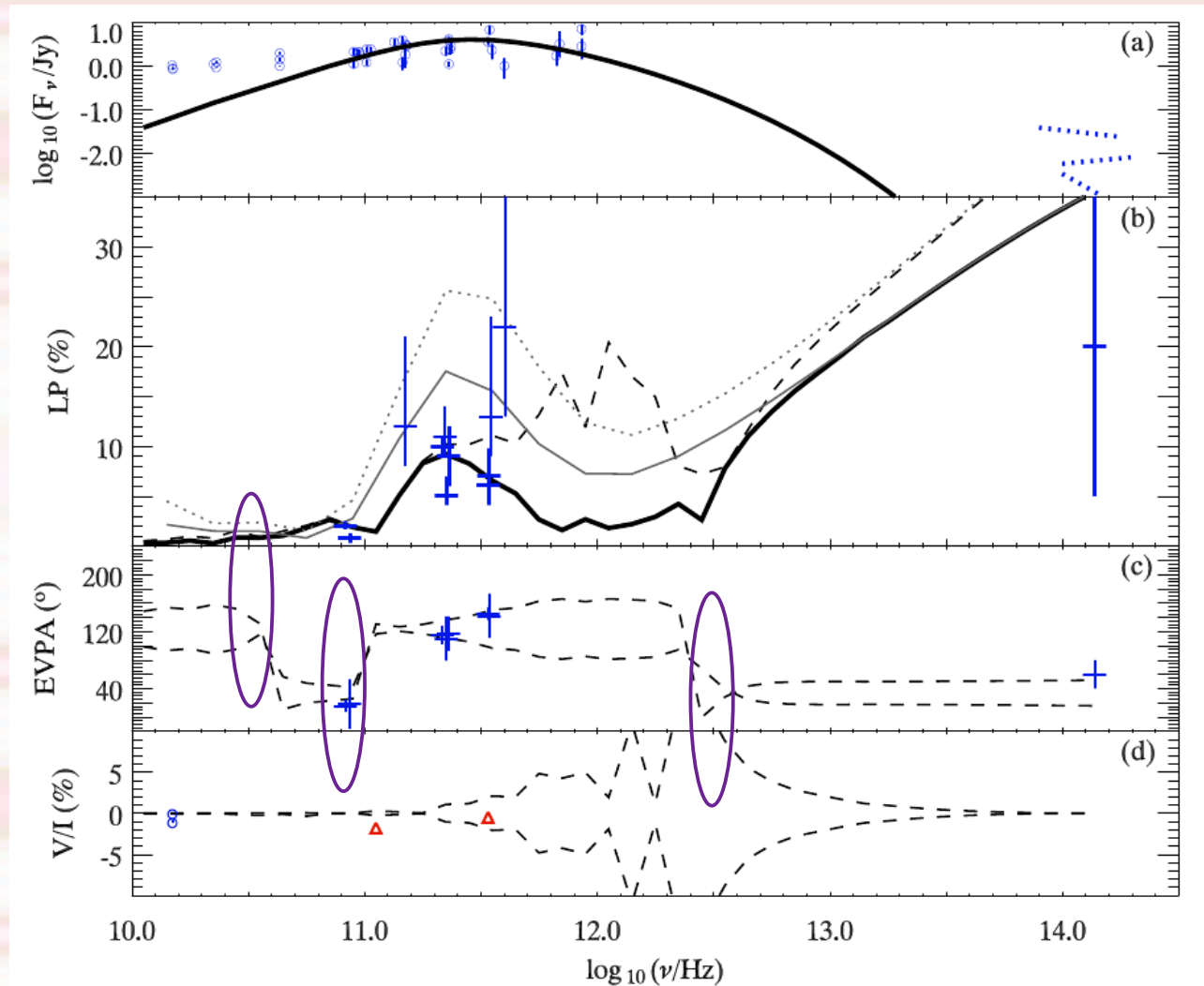


# 模拟结果

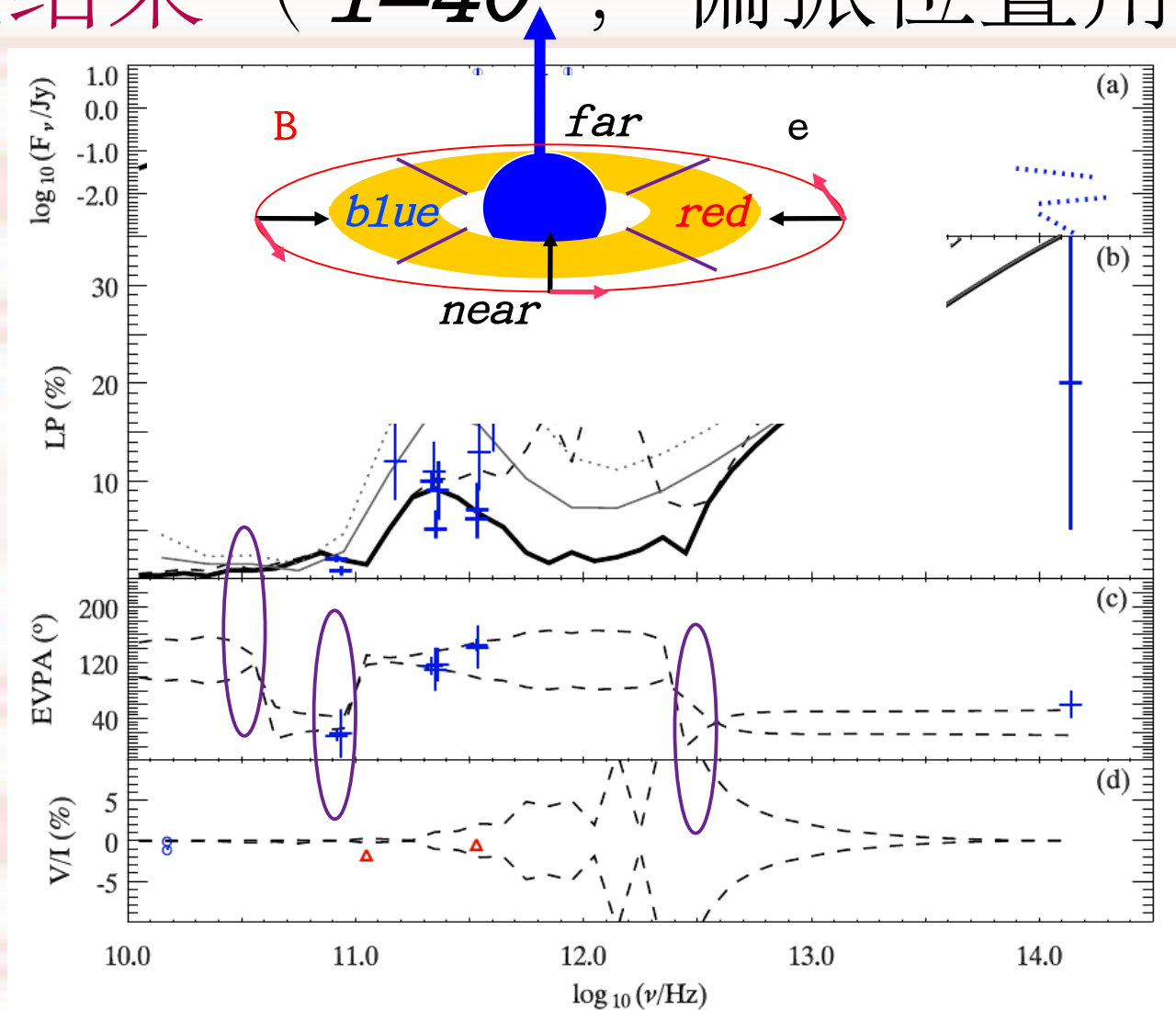
(振度)



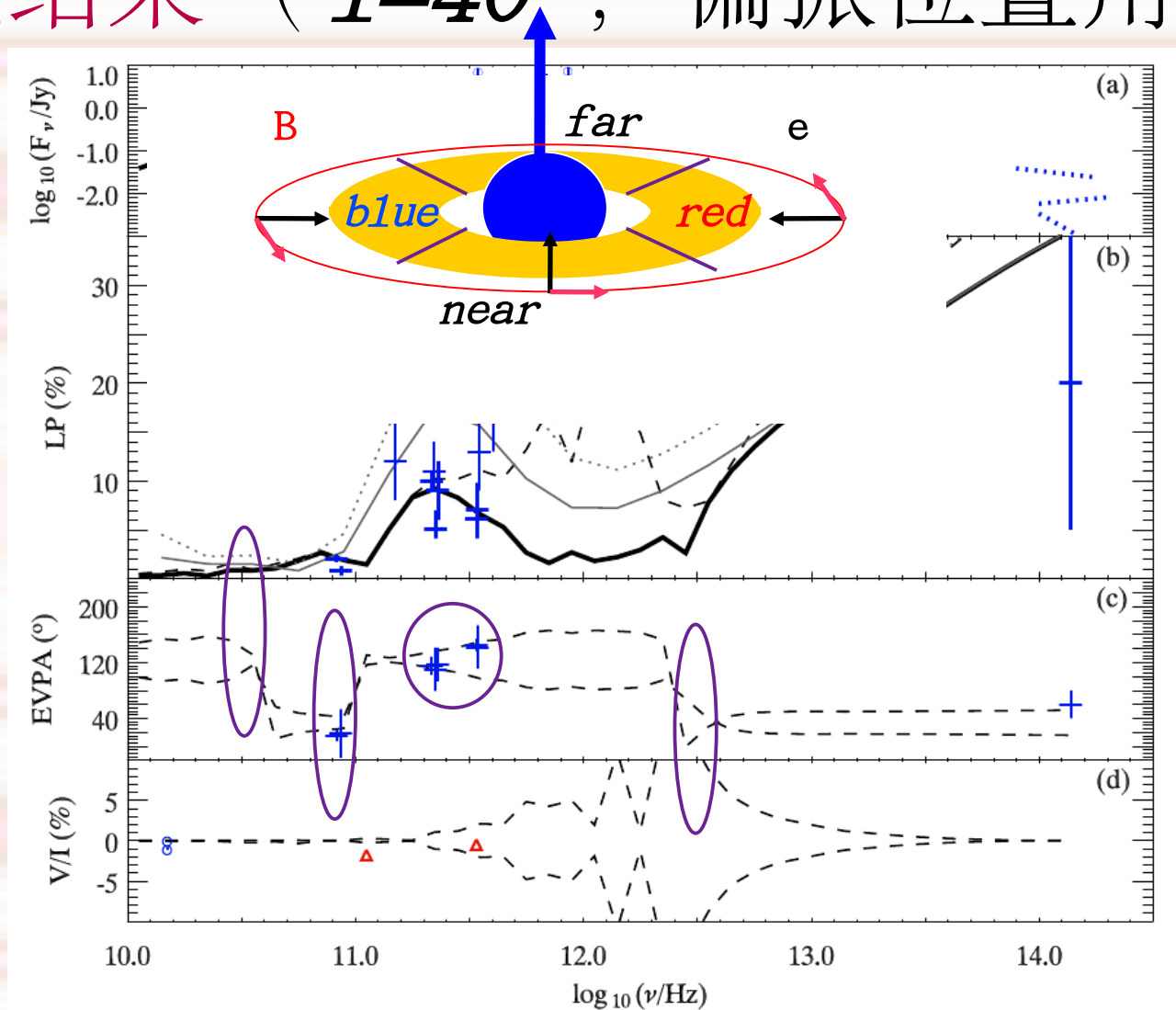
# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 偏振位置角)



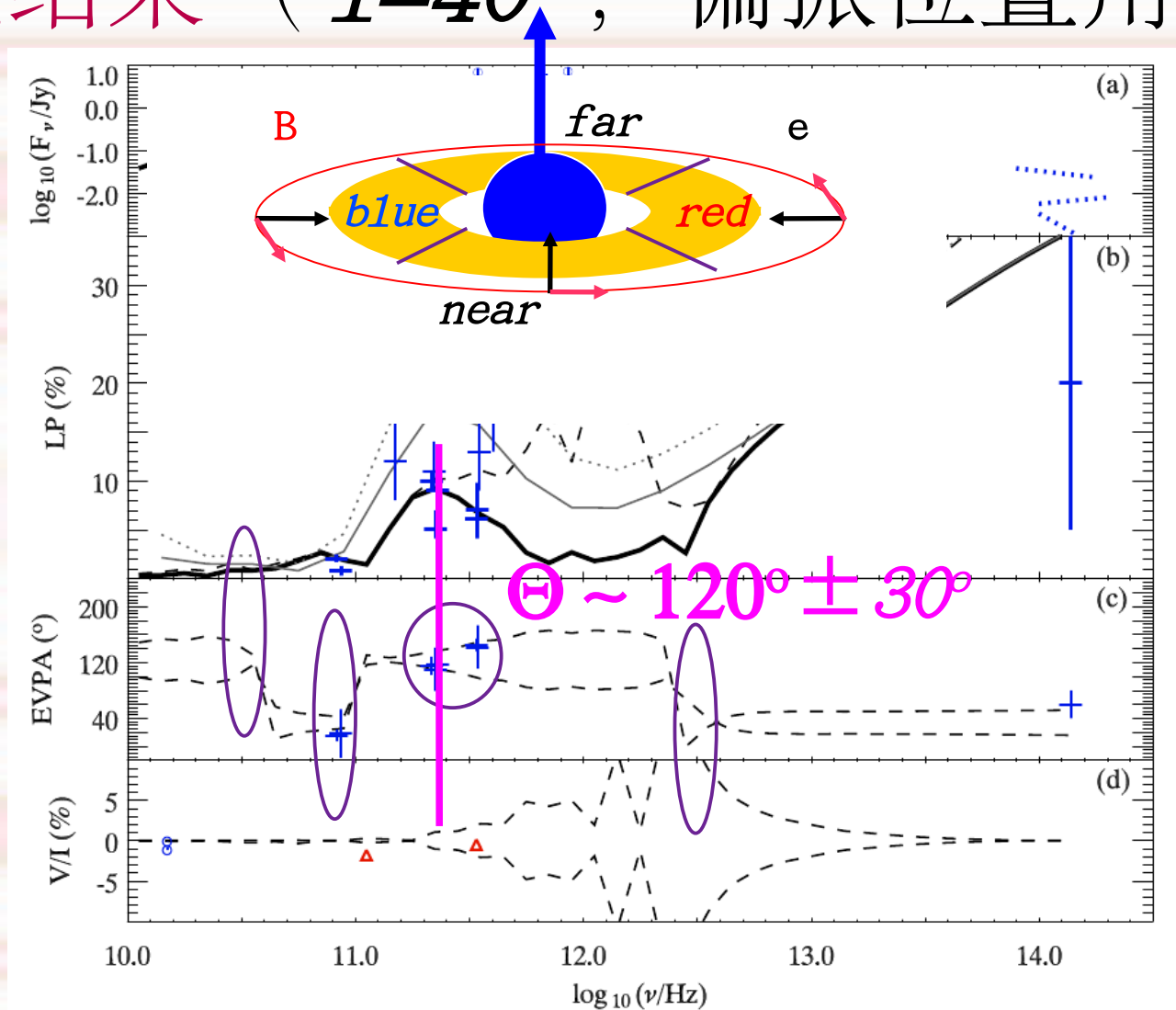
# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 偏振位置角)



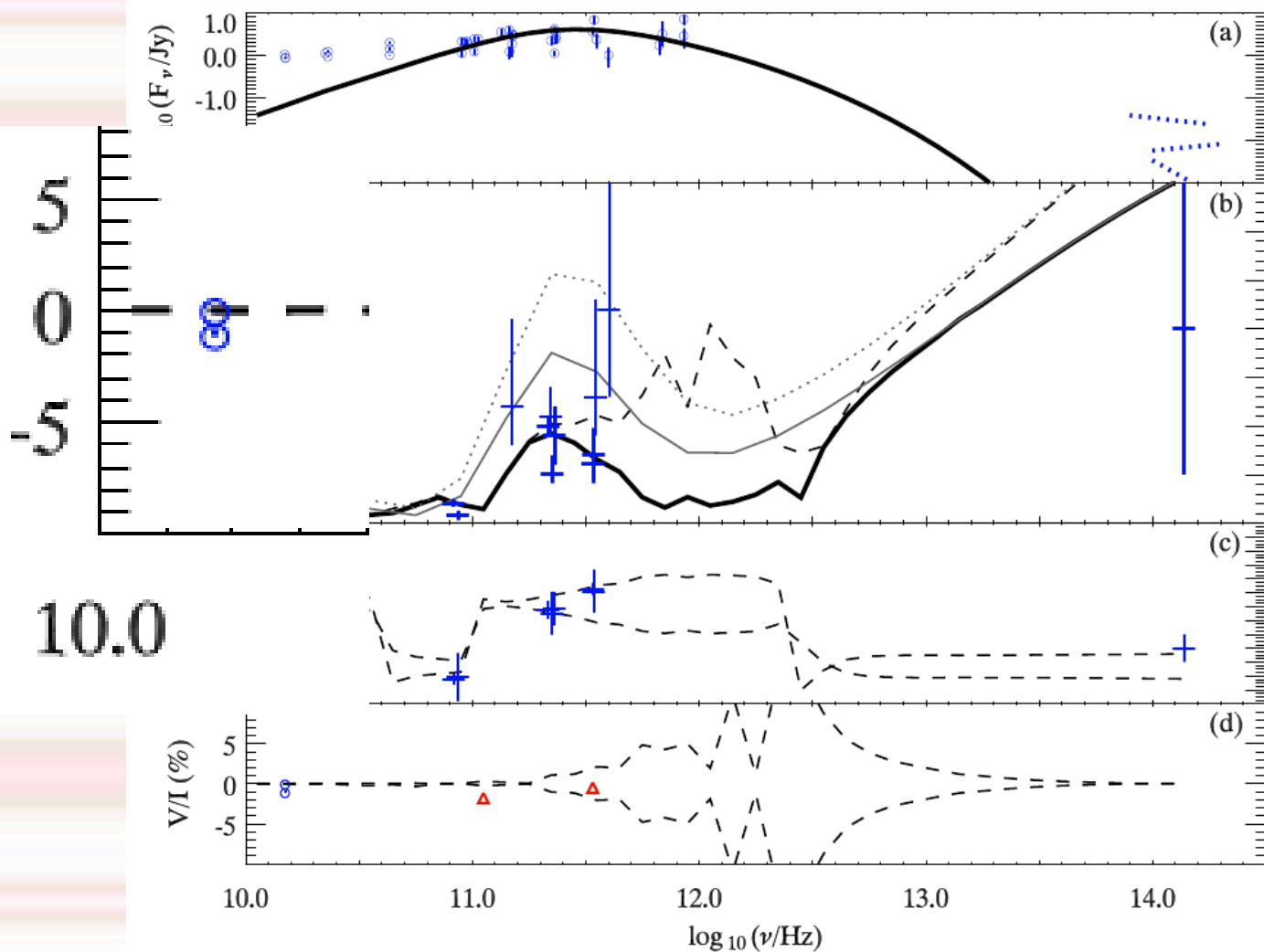
# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 偏振位置角)



# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 偏振位置角)

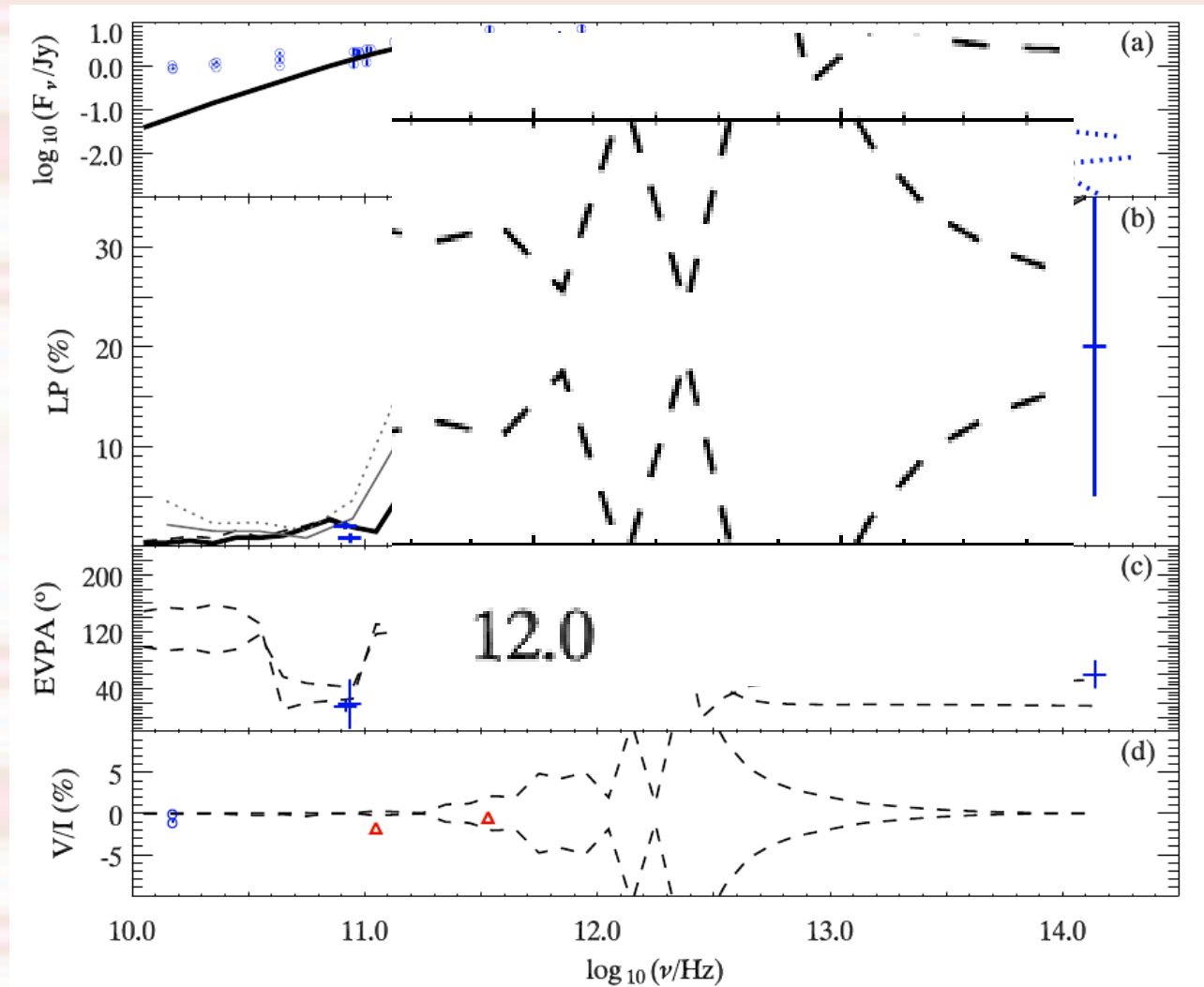


# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 圆偏振度)

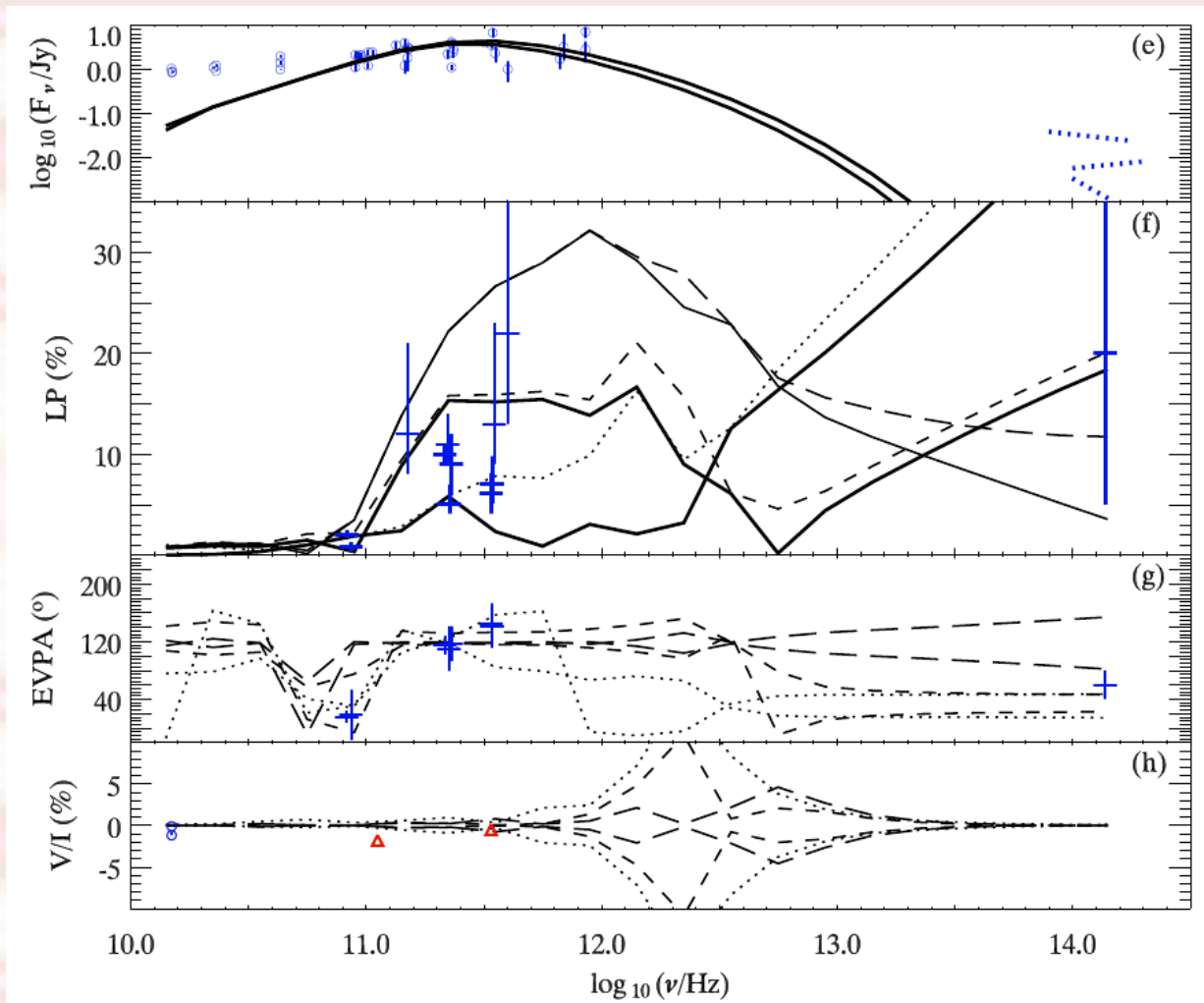




# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 圆偏振度)



# 模拟结果 $(i=30^\circ, 50^\circ, 60^\circ)$



# 转移效应与 *Faraday* 旋转

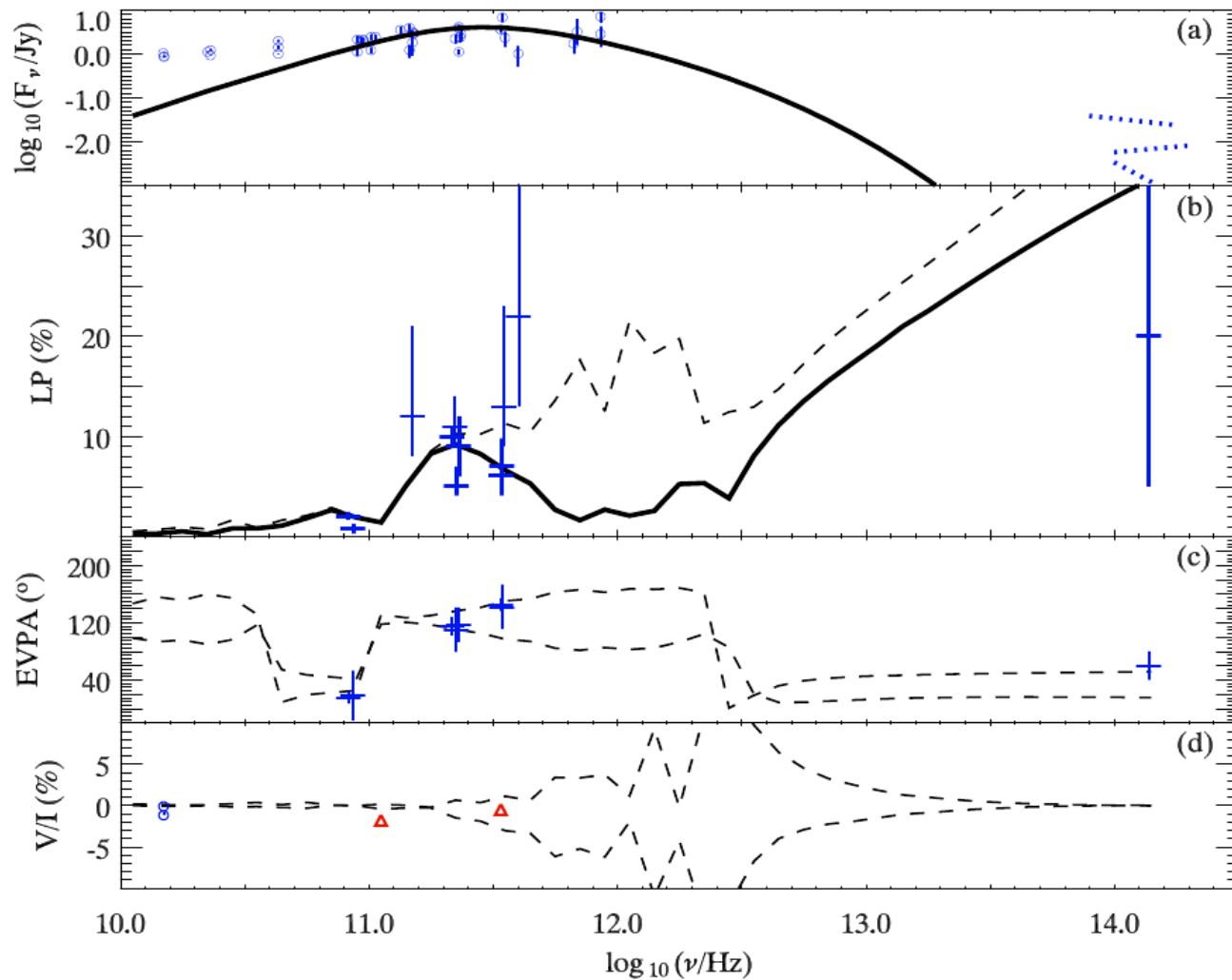
- ◆ 对  $\rho_V$  ，低频段 Faraday 旋转主导，高频段转移效应主导。
- ◆ 对  $\rho_Q$  ，Faraday 旋转效应直接引起 Faraday 转换，而转移效应的影响未知，但至少和频率无关。

◆ 设：

$$\rho_V = 2f + 2 \frac{d\chi}{d\ell}$$

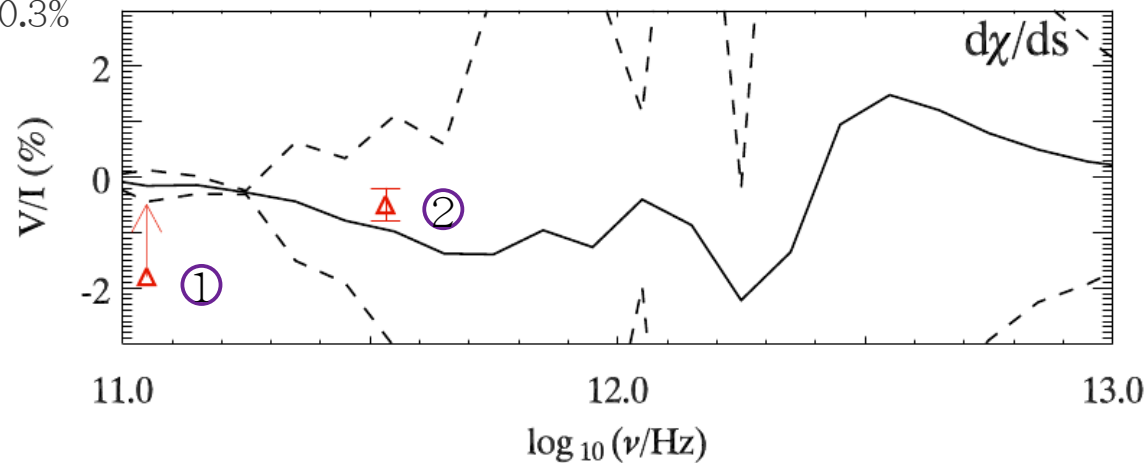
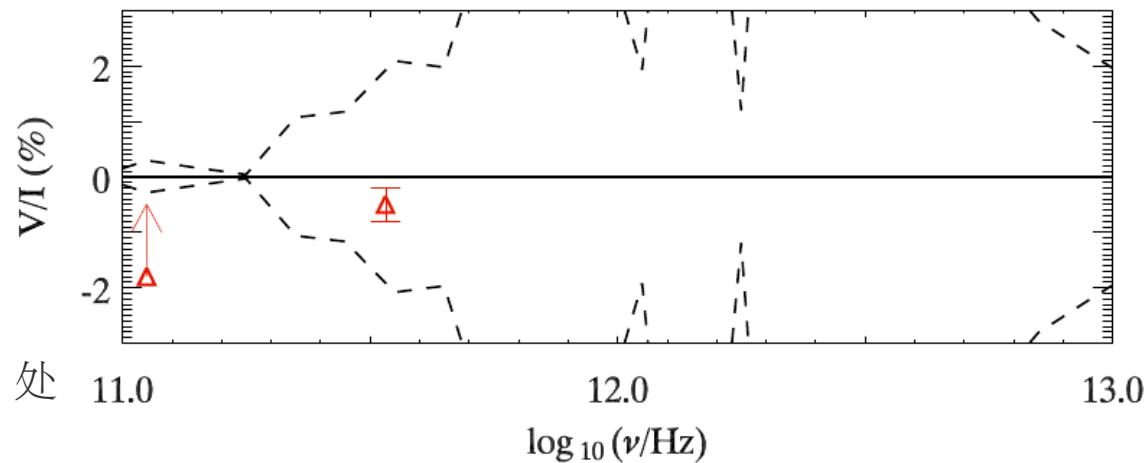
$$\rho_Q = 2f \frac{\epsilon_Q}{\epsilon_V}$$

# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ )



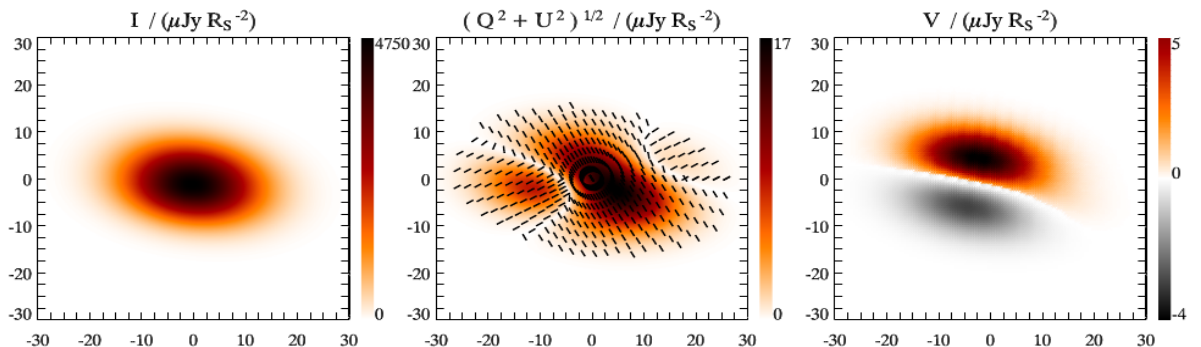
# 模拟结果 ( $i=40^\circ$ , 圆偏振度)

- ◆ 1, Bower et al. (2001) 给出 112GHz 处的下限  $-1.8\%$
- ◆ 2, Marrone et al. (2006) 给出 340GHz 处测量  $\sim -0.5\% \pm 0.3\%$

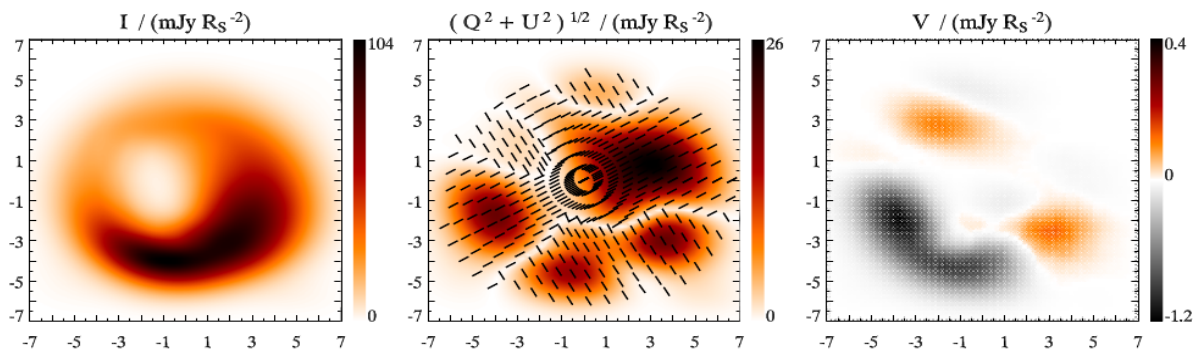


# 二维偏振辐射图像

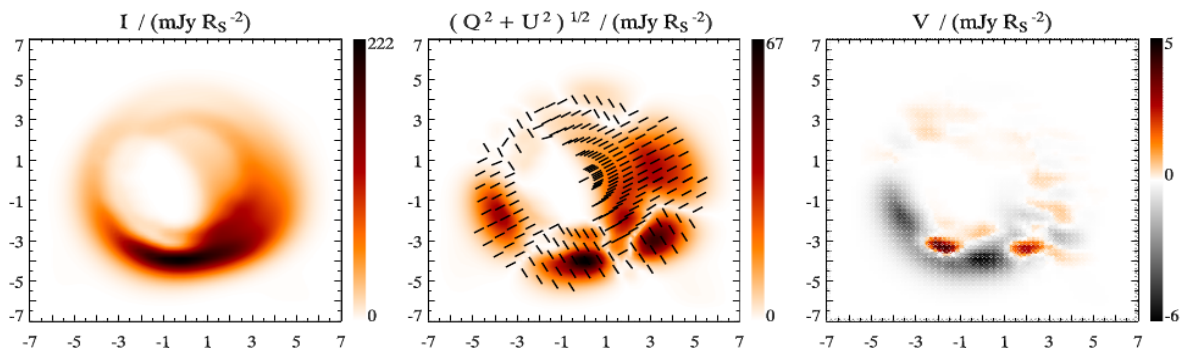
◆ 3.5mm



◆ 1.3mm



◆ 0.86mm



## 小结

- ◆ 带大尺度环向磁场的开普勒吸积流可以拟合亚毫米波段的高线偏振度。
- ◆ 一个  $i \sim 40^\circ \pm 10^\circ$ ,  $\Theta \sim 120^\circ \pm 30^\circ$  的开普勒吸积流可以直接产生毫米/亚毫米/近红外的偏振位置角跳转
- ◆ 双折射现象预言了 THz 波段的高圆偏振度
- ◆ 亚毫米波段的左旋圆偏振现象可能来自于转移效应，但目前对等离子体效应的考虑还很粗略。

谢谢！