

M25a 太陽風はなぜ吹くか II 加熱膨張と磁気圧加速

平山淳 (明星大情報)

観測値を用いて表題の問題を考える (*Yokoh 10th Anniv. Conf.* 2002)。極小期の極域電子密度分布として Saito-density を採用 (*Ann. Tokyo Astr. Obs.* 12,1970)。断面積 S の磁束の広がり non-radial factor として 4.2 を観測から採用、数倍の太陽半径から先は radial 磁場とする。定常では質量流束 ρVS 一定のため直ちに太陽風の速度分布 V が得られる (1AU での観測値を使用)。つぎにエネルギー流束一定より力学的エネルギー流束密度 F_m の分布が求まる。温度分布の観測値より求めた熱伝導・熱放射・エンタルピーのエネルギー流束は効いておらず、温度 T 一定でよい。即ち $\rho VS (\frac{1}{2}V^2 - GM_\odot/r) + F_m S = \text{const}(\text{erg s}^{-1})$ 。 V の運動方程式より未知として残った Lorentz 力即ち磁気圧勾配が求まる。その結果、「極域高速風の加速 dV/dr には、 $r = 1.5R_\odot$ 以内ではガス圧勾配が効き、それより先は、磁気圧勾配が効いている」ことが判明した。ガス圧勾配 dP/dr については、定常かつ温度一定の熱力学第一法則が $-VdP/dr = H \equiv$ 加熱率であるから、加熱がガスの膨張即ち加速を決めていることになる。音速になる地点 ($r \approx 1.5R_\odot$) では加熱のため $dV/dr > 0$ になっており、critical point はない。コロナ加熱 H は、磁場のツイスト (速度 V_ϕ) により生じた電荷による電場 (磁場に平行) のため、加速された電子ビーム ($\approx 10^{-3} \times$ 電子密度) の背景粒子とのクーロン衝突によるとする (*IAU Symp.* 203,495,2001): $H(\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}) = F_m/\text{Damp.Length} = \rho V_\phi^2 V_A/L_D$; $L_D \equiv V_b/2\nu_b$; $V_b \equiv$ 電子ビームの速度 (熱速度 V_{Te} の 2-4 倍); $\nu_b =$ 個々のビーム電子の衝突頻度 (s^{-1}) \equiv Spitzer の slowing-down time の逆数 (1962,eq.5-28) $\approx 10(V_{Te}/V_b)^3 n_8/T_6^{3/2}$ 。加熱とツイスト速度 V_ϕ との関係は $H = -f_\phi V_\phi$ (熱化=流体の実効抵抗 $f_\phi \times$ ツイスト速度) で、 f_ϕ は $H = -f_\phi V_\phi$ から求める。 V_ϕ の運動方程式は $\rho V dV_\phi/dr = (\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c)_\phi + f_\phi$ で全て首尾一貫している ($\rho VS \frac{1}{2}V_\phi^2 \ll F_m S$)。