Blandford-Znajek Mechanismと近似

岡崎 淳一朗 （東京都立大学大学院 理学研究科）

AGNから観測される非常に高いエネルギーを説明しようとする試みは，1970年代から盛んに行われている。活動性を示すBlack holeの近傍には，低密度高温度のplasma状態の降着円盤が存在しており，plasmaの作る強い磁場が生成されていると考えられている。

近傍の強重力場では，Blandford & Znajeck [1]は，近傍の磁場が非常に強くなる場合に，降着する粒子の慣性を無視し ($T^{\mu\nu} = T_{\mathrm{fluid}}{}^{\mu\nu} + T_{\mathrm{EM}}{}^{\mu\nu} \approx T_{\mathrm{EM}}{}^{\mu\nu}$)，回転エネルギーをPoynting fluxの形で放出するものとして説明した。この時に仮定される条件は，

$$|\boldsymbol{D}\cdot\boldsymbol{B}| \ll \left|B^2 - D^2\right|,\ |\rho_e\boldsymbol{D} + \boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}| \ll |\boldsymbol{j}|\,|\boldsymbol{B}|$$
$$\boldsymbol{D}\cdot\boldsymbol{B} = 0,\ \rho_e\boldsymbol{D} + \boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B} = 0$$

である。これは，$F^{\mu\nu}I_\nu = 0$と同値であり，Force-Free条件と呼んでいる。この条件のもとで，磁力線に沿って流れるポロイダル電流によって，トロイダル方向の磁場が誘起されるため，ポロイダル方向のPoynting fluxが生じる，というのがBlandford-Znajek mechanismである。

また，慣性が無視出来ない場合では，電気伝導度が無限大であるとする理想流体近似が適用される事が多い。理想流体近似では，磁場が大きくなく平均自由行程が大きい場合に，Ohmの法則によって，流体の静止系における電場が消失する (Bekenstein & Oron [2], [3])。というのも，電気伝導度を表すテンソルが

$$\vec{I} = \rho_e'\vec{u} + \vec{j}', \qquad j'^\mu = \sigma^{\mu\nu}D'_\nu$$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{n_e m e^2\tau}{m^2 + e^2\tau^2 B'^2}\left(g^{\mu\nu} + \frac{e^2\tau^2}{m^2}B'^\mu B'^\nu + \frac{e\tau}{m}e^{\mu\nu\alpha\beta}u_\alpha B'_\beta\right) \qquad \begin{cases}\tau : \text{collision time},\ n_e : \text{electron density}\\ \vec{u} : \text{bulk 4-velocity of the fluid}\end{cases}$$

$$\approx \frac{n_e e^2\tau}{m}g^{\mu\nu} \qquad \left(\frac{n_e e^2\tau}{m} \gg 1,\ \frac{eB'\tau}{m} < 1\right)$$

であり (このとき$B' \ll n_e e$と制限される。)，電気伝導度が無限大になるときに，電流が有限である為の条件として，電場が消失している必要があるからである (プライムのついた物理量は流体の静止系で観測したもの)。このとき，同時にForce-Free条件が成り立っている事が分かる。ただし，ここで用いたOhmの法則はFokker-Planck方程式の衝突積分の1次近似である。pulsar磁気圏の研究では，このOhmの法則を用いて記述される理想流体近似が破綻するということが分かっている [4]。Black hole近傍の磁気圏でも，Fokker-Planck方程式における衝突積分のより高次の取り扱いが必要であろう。さらに，流体として扱う場合でも，２成分以上の構成粒子を含む流体の方程式を扱わなければならないはずである。イオンと電子の２成分の流体に対しては，cold plasma limitを仮定して，一般化されたOhmの法則

$$\frac{1}{\sigma\gamma_{\mathsf{ele}}}j^i \approx D^i + \frac{Zn_{\mathsf{ion}}\gamma_{\mathsf{ion}}}{n_{\mathsf{ele}}\gamma_{\mathsf{ele}}}e^{ijk}v_j B_k - \frac{1}{en_{\mathsf{ele}}\gamma_{\mathsf{ele}}}e^{ikl}j_k B_l + \frac{1}{en_{\mathsf{ele}}\gamma_{\mathsf{ele}}\alpha}\nabla^i\left(\alpha^{(\mathsf{e})}p_{\mathsf{ele}}\right)$$
$$- \frac{4\pi e\left(Zn_{\mathsf{ion}}\gamma^2{}_{\mathsf{ele}} - n_{\mathsf{ele}}\gamma^2{}_{\mathsf{ion}}\right)}{\omega_{\mathrm{pe}}^2\gamma_{\mathsf{ele}}\gamma^2{}_{\mathsf{ion}}}\left[\frac{d\left(\gamma v^i\right)}{d\tau_{\mathrm{p}}} - M^i{}_j\left(\gamma^2 v^j\right)\right] + \frac{4\pi\gamma_{\mathsf{ele}}}{\omega_{\mathrm{pe}}}{}^{(\mathsf{CM})}\rho_e g^i + \frac{{}^{(\mathsf{CM})}\rho_e}{\sigma\gamma_{\mathsf{ele}}}\gamma v^i$$

が得られている [5]。電気伝導度が高くとも，電場が消失する必要はなくなってしまう。また，有限の電気伝導度の場合における取り扱いは今後の課題である。

References

[1] Blandford, R.D., Znajek, R.L., MNRAS, 1977, 179, 433

[2] Bekenstein, J.D., Oron. E, Phys. Rev. D, 18, 1809

[3] Bekenstein, J.D. , Oron, E., Phys. Rev. D, 19, 2827

[4] Ardavan, H., 1976, ApJ, 203, 226

[5] Khanna, R., MNRAS, 1998, 294, 673