其中 $k\leqslant m$，∇_h^k 是 k 重差分.

置

$$P_h^m R_h u=\pi_{m,h}*P_h^{\circ} R_h u=\sum_{j=0}^{n-1}(R_h u)^j \theta_{j\,h}*\pi_{m,h}.$$

引理 3 当 $u\in E_A$ 时，有

$$D^k P_h^m R_h u=P_h^{m-k}\nabla_h^k R_h u.$$

引理 4 设 $u\in W^m E_A$，则

$$\nabla_h^k R_h u=R_h\nabla_h^k u=R_h(D^k u*\pi_{k,h}).$$

定理 3 若 $u\in W^m E_A$，则对于所有 $k\leqslant m$

$$\lim_{h\to 0}\|D^k P_h^m R_h u-D^k u\|_A=0,$$

函数 $P_h^m R_h u$ 可表为如下形式

$$P_h^m R_h u=\sum_{j=0}^{n-1}\theta_{jh}(x)\sum_{k=0}^{m}(R_h u)^{j-k}\alpha_m^k\left(\frac{x}{h}-j\right),$$

其中

$$\alpha_m^k(x)=\sum_{j=0}^{m}a_m(k,j)x^j/j!,$$

$$a_m(k,j)=\sum_{i=0}^{k}(-1)^i\binom{m+1}{i}\frac{(k-i)^{m-j}}{(m-j)!}$$

$$(0\leqslant k,j\leqslant m).$$

肖应昆

（江西师范学院）

关于磁等离子体的运动位形

在太阳活动区以及许多其它天体物理问题中，需要讨论重力、压力梯度、电磁力与运动之间的相互关系. 对于轴对称问题，在柱坐标下可由磁场无源条件定义标量磁势 ψ，它满足

$$B_r=\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z},\quad B_Z=-\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}. \tag{1}$$

定常情况下，只考虑等离子体的转动时，由磁感应方程可得到角速度为 ψ 的函数，即

$$\Omega=\Omega(\psi). \tag{2}$$

引用引力势 $\mathscr{V}$，则动量平衡关系为

$$\frac{1}{4\pi}(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}=\nabla p+\rho\nabla\mathscr{V}-\rho r\Omega^2\boldsymbol{e}_r. \tag{3}$$

此外，还需考虑完全气体的状态方程.

由 (3) 式的三个分量可得到

$$rB_\theta(r,z)=G(\psi), \tag{5}$$

$$-[\mathscr{L}(\psi)+GG']\frac{\partial\psi}{\partial r}=4\pi r^2\left[\frac{\partial p}{\partial r}+\rho\frac{d\mathscr{V}}{dr}-\rho r\Omega^2\right], \tag{6}$$

$$-[\mathscr{L}(\psi)+GG']\frac{\partial\psi}{\partial z}=4\pi r^2\frac{\partial p}{\partial z}, \tag{7}$$

其中的 $\mathscr{L}=\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2}-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]$，若假设 $\mathscr{V}=\mathscr{V}(r)$. 记

$$p(r,z)=P[\psi(r,z),r],$$
$$T(r,z)=\Theta[\psi(r,z),r], \tag{8}$$

即将 (r,z) 变为 (ψ,r). 这样，由 (6), (7) 式导出

$$\frac{\partial P}{\partial r}+\frac{P}{\mathscr{R}\Theta}\left[\frac{d\mathscr{V}}{dr}-r\Omega^2(\psi)\right]=0, \tag{9}$$

其中 $\mathscr{R}$ 为气体常数. 由 (9) 可以解出

$$P[\psi(r,z),r]=P_0[\psi]\cdot\exp\left\{\Omega^2(\psi)\int_0^r\frac{rdr}{\mathscr{R}\Theta[\psi,r]}-\int_0^r\frac{\frac{d\mathscr{V}}{dr}dr}{\mathscr{R}\Theta[\psi,r]}\right\}. \tag{10}$$

将 (10) 式代入 (7) 式，当 $\frac{\partial\psi}{\partial z}\neq 0$ 时，就得到基本方程

$$\mathscr{L}(\psi)+GG'+4\pi r^2\cdot\frac{\partial}{\partial\psi}\left\{P_0[\psi]\exp\left[\Omega^2\int_0^r\frac{rdr}{\mathscr{R}\Theta(\psi,r)}-\int_0^r\frac{\frac{d\mathscr{V}}{dr}dr}{\mathscr{R}\Theta(\psi,r)}\right]\right\}=0. \tag{11}$$

利用此一般的方程，可以讨论对流区和光球层中转动对磁场位形的影响，以及许多其他天体物理问题.

胡文瑞

（中国科学院力学研究所）