

天体(类星体、星系核和恒星) 内部的磁单极含量及其效应

彭秋和 李宗云

(南京大学天文系)

王德煊

(中国科学院紫金山天文台, 南京)

摘 要

本文分析了天体形成过程中所保留的磁单极数目和俘获累积的磁单极数目. 结论为: 1. 星系核和类星体包含的磁单极主要是在它们形成时所保留的. 它们的磁单极含量可能相当高, 达到其牛顿饱和值 $\zeta_n \simeq 2 \times 10^{-25}$ 以上, $\zeta = \frac{N_m}{N_B} \geq \zeta_n$. 2. 通常恒星(包括太阳)、行星(包括地球)、以及致密星(白矮星、中子星)所包含的磁单极主要靠俘获而来. 对于通常恒星、行星而言, 内部磁单极含量 $\zeta \ll \zeta_n$, 且都聚集在天体内部. 要在天体表层寻找磁单极将是徒劳的. 对白矮星和中子星来说, 如 Rubakov-Callan 效应截面 $\langle \sigma \beta \rangle / 10^{-27} \gg 10^{-2}$, 则 $\zeta \ll \zeta_n$, 否则 $\zeta \sim \zeta_n$. 3. 天体内部的磁单极在天体表面会产生一定的径向磁场, 通过研究并测定这种径向磁场, 可能会对 RC 效应的截面予以限制.

一、引 言

大统一理论给出了 t'Hooft-Polyakov 型超重磁单极(其质量 $m_M \sim 10^{16}$ GeV/C²) 存在的可能性. 近来马中骐和汤拒非得到了(在 $SU(5)$ 大统一理论中)稳定的无色磁单极的严格解^[1], 其磁荷为 Dirac 基本磁荷的 3 倍: $g_m = 3 \frac{\hbar C}{2e}$ (e 为电子电荷). 按照暴涨宇宙学观点, 在宇宙极早期相变阶段中, Higgs 场的急剧振荡和热涨落可以产生极其微量的磁单极^[2]. 而 Parker, Lazarides 等人给出了宇宙早期残存的磁单极数目 N_m 与核子总数 N_B 之比的上限为^[3,4] $\zeta_0 \left(\equiv \left(\frac{N_m}{N_B} \right)_0 \right) \leq 10^{-20 \pm 1}$. 近来, Rubakov 和 Callan 提出了磁单极可以催化核子的衰变(我们简称 RC 效应)^[4]:

$$pM \rightarrow e^+ X M \quad (85\%), \text{ 或 } pM \rightarrow e^+ \mu^+ \mu^- X M \quad (15\%), \quad (1)$$

其中 $X = \pi^0$, ω , ρ 为一些电中性介子. 这种催化反应的截面达到了强作用的量级: $\sigma \sim$

$(10^{-25}—10^{-26})\text{cm}^2$. 对于 RC 效应的存在性及其截面大小有着很大的争论. 最近马中骐和汤拒非详细地研究了费米子在磁单极场中的运动^[5], 肯定了 RC 效应的存在, 消除了 Walsh 等人的质疑^[6].

RC 效应的反应产物(除磁单极外), 将通过一系列过程转化为辐射和少量中微子, 其效果是磁单极不断促使核子将它的全部能量(包括静止能量)转化为 (γ, ν) 和热能, 这给天体物理学提供了一种新的能源机制, 它的有效性取决于天体内部的磁单极数目多少. 天体内部的磁单极有两种可能的来源: (1) 当原始星(系)云坍缩形成天体的过程中所保留的磁单极, (2) 在天体形成以后的年代里, 它俘获星际空间中运行的磁单极. 本文将详细分析这两种来源的磁单极数目.

二、原始星系云中的磁单极

现代星系空间中存在着 $10^{-9}—10^{-10}$ Gauss 的背景磁场, 由于宇宙膨胀使磁场减弱, 以及考虑到宇宙早期可能存在相当强的湍动, 通过(等离子体)湍流发电机效应会产生较强的磁场. 可以推想, 在宇宙甚早期可能出现较强大混乱的局部磁场(宇宙基本上各向同性, 所以只能出现在整体上是混乱的局部磁场). 在较强的磁场下, 正负磁单极朝着相反的方向运动(正负磁单极湮灭概率极其微小^[7]), 造成正、负磁单极在空间上局部分离的现象. 只要分离的尺度大于宇宙甚早期物质密度的局部起伏(物质的这种局部聚集是星系的胚芽)的尺度, 我们就可以合理地假设: 在每个星系的范围内, 某一种极性磁单极占优势. 由于现在无法知道这种正、负磁单极数目比值, 这就给我们的分析结果带来了不确定性. 为了简单起见, 我们只讨论单一极性的磁单极. 如果考虑具有相反极性的磁单极, 则天体内部所能容纳的磁单极数目就会增加, RC 效应的作用更加增强.

当原始星(系)云内出现 Jeans 不稳定性和其它导致坍缩的不稳定性以后, 星(系)云收缩的同时, 由于物质同磁单极的作用, 将会带动一部分磁单极向内收缩. 究竟有多少磁单极被带动向内收缩? 下面我们将要详细地分析这个问题. 为此, 我们首先讨论原始星(系)云究竟最多能包含多少磁单极. 对原始星(系)云来说, 我们可以用牛顿引力论来讨论这个问题.

在天体自身强大的引力作用下, 超重的磁单极将逐渐向天体核心区沉降. 但是, 由于(同一极性)磁单极之间的磁 Coulomb 排斥力, 使它们不能无限地向中心聚集. 若用 R_m 表示磁单极聚集区域的半径, 在聚集区(球体)内磁单极与核子数目为 $\tilde{N}_m$ 和 $\tilde{N}_B$. 从球体内物质对其表面处磁单极的牛顿引力, 同它受球内总磁荷 ($Q_m = \tilde{N}_m g_m$) 的磁 Coulomb 斥力相平衡的条件, 可以推知球内磁单极与核子数目之比为 $\zeta_n (= \tilde{N}_m / \tilde{N}_B) = G m_B m_m / g_m^2 \approx 1.9 \times 10^{-25}$. 这个比值同聚集区的半径、质量都无关. 如果磁单极聚集区就是整个天体, 这个结论仍然有效. 这样, 一个牛顿天体所能容纳的饱和磁单极数目为 $N_m = \zeta_n N_B$, 其中 N_B 为天体的核子总数. 即牛顿天体所含的同一极性磁单极数目与核子数目的比值 ζ 的上限为 ζ_n , ζ_n 称为牛顿饱和值.

若天体内还含有另一极性的磁单极, 则天体内的磁单极总数可以超过 $\zeta_n N_B$, 不过两种磁单极数目之差的上限仍为 $\zeta_n N_B$. 对于非常致密的天体, 由于广义相对论效应, 它包含的磁单极(即便同一极性)的数目可以大大增加.

由于 $\zeta_n \ll \zeta_0$, 可以认为原始星系云所包含的磁单极数目就等于它的牛顿饱和值: $N_m^0 =$

$\zeta_n N_B = \zeta_n M_G / m_B$, 其中 M_G 为原始星系云的质量, 可以认为它就是原始星系的质量。

三、星(系)云收缩过程中磁单极的运动

原始星(系)云坍缩时, 首先要经历快收缩阶段, 此时物质大致按自由落体方式向中心坠落, 下降速度为 $v_{R(r)} = C(R_g/r)^{1/2}$, 其中 R_g 为天体的史瓦西半径. 收缩时标为 $t_f \sim \left(\frac{32}{3} \pi G \rho\right)^{-1/2}$ (我们不考虑星云的角动量、并且忽略磁场). 此时物质平均(数)密度 n_i 同星云半径 R 之间的关系为 $n_{(R)} = n_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^3$, 其中 n_0, R_0 为相应的初始值。

星系质量可达 $10^{12} \sim 10^{13} M_\odot$. 星系形成于宇宙早期, 背景温度约为 $T_\gamma^0 \sim 4 \times 10^3 \text{ K}$ 的时代. 根据宇宙膨胀规律, 原始星系云开始收缩时的核子数密度为 $n_0 = \beta \frac{\rho_*}{m_B} \left(\frac{T_\gamma^0}{T_\gamma^*}\right)^{3/2} = 0.4 \beta Q$, 其中 $T_\gamma^* = 2.7 \text{ K}$ 为宇宙现代的背景温度, β 为原始星系云平均密度与当时宇宙物质平均密度之比, $\beta > 1$. ρ_* 为宇宙现代物质平均(质量)密度, Q 为它同临界密度 $\left(\rho_k = 1.1 \times 10^{-29} \left(\frac{H_0}{75 \text{ km/s/Mpc}}\right)^2 \text{ g/cm}^3\right)$ 的比值. 原始星系云的坍缩时标约为 3×10^7 年. 由于星系云中心密度较高、中心区域收缩较快, 先形成致密的星系核. 在收缩过程中星系核心的温度逐渐升高, 一旦星系核内出现了热核反应, 由于其质量巨大, 热核反应产生的光度非常巨大(演化时标极短), 加以向内坠落物质在撞击致密核心后物质动能转化为巨大的热能与辐射能. 当其总光度超过 Eddington 光度极限时, 强大的辐射压将阻止外围星云的坍缩, 并且把物质向外推出, 使其弥散于星系核外面广大的空间区域中。

以上所描绘的只是通常物质的收缩图象, 其中粒子间的碰撞(相互作用)较为频繁, 使各个粒子绕中心天体的开普勒运动轨道平均化的效应较为显著(在太阳系演化过程中, 这是非常重要的). 在总角动量为零的星云中, 经过粒子轨道平均化以后, (除热运动外)物质基本上是径向向落的。

上述图象不适用于磁单极, 它的情形要复杂得多. 主要原因是它同物质的作用非常微弱, 而磁单极的数密度极其稀少, 可以忽略磁单极子之间的“碰撞”. 如果在磁单极的运动轨道上物质非常稀薄, 磁单极绕星云中心的开普勒轨道就改变得极其缓慢, 其变动时标将达到宇宙年龄或更长的时间. 只有当在磁单极的运动轨道上散布较多的物质情形下, 在它同周围物质相互作用(长时间)过程中, 磁单极会逐渐损失其动能, 它的开普勒轨道才会逐渐收缩而向核心靠近. 因此, 绝不能简单地认为磁单极随同通常物质同步地自由落体地向中心坠落, 必须根据它同物质相互作用的具体情况, 来分析磁单极向天体核心降落的情况. 由此估计天体形成时所包含的磁单极数量. 为此, 我们必须首先讨论磁单极同物质的相互作用与能量损失率。

在介质中作相对运动的磁单极会激发出涡旋电场. 对电中性介质而言, 这种涡旋电场可能会引起附近的原子激发或电离, 这要消耗磁单极的动能. 磁单极在中性介质中的能量损失率为^[8]: $-\frac{d\varepsilon_n}{dx} = \frac{9\pi\hbar^2}{m_e} n_z z \Lambda_1$, $\Lambda_1 = \ln \frac{2m_m u_m^2}{R_\nu \hbar}$, 其中 n_z 为(原子序为 z 的)中性原子数密度, R_ν 为(按频率计) Rydberg 常数, $\Lambda_1 = 39 + 2 \ln \left(\frac{u_m}{10^{-3} c}\right)$, u_m 为磁单极在介质中的运动速度. 对中性氢云而言, 可取

$$-\frac{d\epsilon_n}{dx} \sim \mathcal{A}_n n_H \text{erg/cm}, \quad \mathcal{A}_n \sim 1.4 \times 10^{-24}. \quad (2)$$

在等离子体介质中, 运动磁单极激发的涡旋电场将激发等离子体的集体振荡. 这要消耗磁单极的动能, 相应的能量损失率已由李晓卿给出^[9], 为 $-\frac{d\epsilon_p}{dx} = \frac{g_m^2 u_m v_{eT} A}{3 C^2 \lambda_D^2}$, 式中 λ_D 为等离子体的 Debye 半径, $\lambda_D = (k_B T / 4\pi n_e e^2)^{1/2}$. 而 $v_{eT} = \left(\frac{3k_B T}{m_e}\right)^{1/2}$ 为电子热运动速度. A 为 Coulomb 对数, $A \sim 10$, 其数值结果为:

$$-\frac{d\epsilon_p}{dx} \sim \mathcal{A}_p n_e T_e^{-1/2} u_m \text{erg/cm}, \quad \mathcal{A}_p \sim 5.4 \times 10^{-31}. \quad (3)$$

磁单极与物质相互作用相当于一种摩擦作用, 它力图使磁单极随同物质运动. 从静止参考系来看, 即使磁单极最初向外或侧向运动, 在这种摩擦作用下, 它的速度将逐渐地降低. 如果这种摩擦作用足够强的话, 磁单极最后会转变为向内的运动. 如果磁单极初始的径向向外或侧向运动速度为 v_m , 在半径 R 处物质径向向内坠落速度为 $v_R = C \left(\frac{R_g}{R}\right)^{1/2} \mathbf{e}_R$ ($\mathbf{e}_R$ 为指向中心的单位矢量), 则磁单极相对于物质的(向外)速度为 $\mathbf{u}_m = \mathbf{v}_m - \mathbf{v}_R$. 当星云快收缩到一定程度之后, $v_m \ll v_R$, $u_m \sim v_R$. 磁单极在介质中的能量损失率是由 u_m 决定的. 设它相对于介质运动了距离 l 之后, 它(相对于静止参考系的)向外或侧向运动的动能就因摩擦而耗损殆尽, 并由此开始转变为向内的运动, 则 $l \sim \frac{1}{2} m_m v_m^2 / \left(-\frac{d\epsilon}{dx}\right)$. 对于等离子体星云来说,

$$l_p \sim \frac{1}{2} \mathcal{A}_p^{-1} m_m n_e^{-1} T_e^{1/2} v_R^{-1} v_m^2; \quad (4)$$

对于中性氢云来说,

$$l_n \sim \frac{1}{2} \mathcal{A}_n^{-1} m_m n_H^{-1} v_m^2. \quad (5)$$

四、天体形成时所包含的磁单极数目

若原始星云的核子数密度为 n_0 , 则星云的初始半径为 $R_0 = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{M_0}{m_H n_0}\right)^{1/3}$, 或 (M_0 为星云质量)

$$R_0/R_g \simeq 3.1 \times 10^5 M_{0,12}^{-2/3} n_0^{-1/3}, \quad (6)$$

式中 $M_{0,12}$ 是以 $10^{12} M_\odot$ 为单位的(星云)质量. 当星云收缩到半径 R 时, 其物质的平均核子数密度为:

$$n_{(R)} = 2.9 \times 10^{16} \left(\frac{R}{R_g}\right)^{-3} M_{0,12}^{-2} \text{cm}^{-3}. \quad (7)$$

这样, (4), (5) 两式就变为:

$$l_p \sim 9.6 \times 10^7 \left(\frac{R}{R_g}\right)^{5/2} M_{0,12}^2 T_e^{1/2} (v_m/10^{-4} C)^2 \alpha^{-1} \text{cm}, \quad (8)$$

$$l_n \sim 1.1 \times 10^{12} (R/R_g)^3 M_{0,12}^2 (v_m/10^{-4} C)^2 \text{cm}, \quad (9)$$

其中 $\alpha = n_e/n_0$ 为原始星系云的电离度. 根据前述定义, 从静止参考系来看, 当厚度为 l 的一

层星云物质扫过磁单极后,它就被物质带动向内运动. 如果当星云收缩到某一个半径 R_c 时: 其内部磁单极相应的 $l \leq bR_c$ (b 可取 $\frac{1}{3} - \frac{1}{5}$), 则我们就可以认为: 在球 R_c 以内的范围中, 凡是向外速度 $v \leq v_m$ 的磁单极都将被坍缩的星云物质带动, 而转为向内运动. 此后, 在迅速坍缩物质的进一步带动下, 同时由于核心方向的强大的引力作用, 使这些磁单极基本上按自由落体方式向中心坠落. 由于磁单极的超重性质, 在后来的慢收缩阶段, 它不仅几乎完全不受辐射压力的影响, 而且, 后来在星系云的大部分物质(因超过 Eddington 光度后的强大辐射压)向外推移的过程中, 磁单极仍然继续向核心方向沉降(直到牛顿饱和值为止). 在比天体现有年龄短得多的时标内, 这些磁单极最终都将聚集在星系核心或恒星的内部. 因而, 我们可以认为(至少是合理地假设), 星系核或恒星所包含的原始磁单极数目大约就等于原始星云中(磁单极在其中均匀分布)半径 R_c 的球体内所包含的磁单极数目, 即

$$N_m \sim N_m^0 (R_c/R_0)^3, \quad (10)$$

其中 N_m^0 为前面所述的在原始星云中所包含的磁单极数目. 根据条件 $l \leq bR_c$ 和 (8), (9) 式便可估计 R_c 的大小:

$$(R_c/R_0)_p \sim 2.1 \times 10^6 (\alpha b)^{2/3} M_{0,12}^{-2/3} T_c^{-1/3} \left(\frac{v_m}{10^{-4}C} \right)^{-4/3}, \quad (11)$$

$$(R_c/R_0)_n \sim 5.2 \times 10^2 b^{1/2} M_{0,12}^{-1/2} \left(\frac{v_m}{10^{-4}C} \right)^{-1}. \quad (12)$$

将它们同 (6) 式相比较, 便可求出 (R_c/R_0) 的相应值, 再从 (10) 式求出 (N_m/N_m^0) 值. 如果原始星(系)云物质处于等离子体状态, 则

$$(N_m/N_m^0)_p \sim 3.1 \times 10^3 (\alpha b)^2 n_0 T_c^{-1} \left(\frac{v_m}{10^{-4}C} \right)^{-4}, \quad (13)$$

如果原始星云为中性氢云, 则有

$$(N_m/N_m^0)_n \sim 4.7 \times 10^{-9} b^{3/2} n_0 M_{0,12}^{1/2} \left(\frac{v_m}{10^{-4}C} \right)^{-3}. \quad (14)$$

星系云开始收缩时代正值宇宙早期复合时期, 刚好复合后的物质温度 T_c 与辐射温度相同^[10], 且原始星云的快收缩基本上是等温过程^[11], 因此 $T_c \sim 4 \times 10^3 K$, 氢原子数密度由 $n_0 = 0.4\beta Q$ (见第三节) 给出. 因此, 由 Saha 电离公式可知, 原始星系云几乎是完全电离的 ($\alpha = 1$), 物质处于等离子体状态, 应该利用 (13) 式. 设原始星系核的质量等于原始星系云 (即整个星系) 质量的 γ 倍, $\gamma \sim 10^{-5}$. 则当星系核完全形成之后, 它所包含的磁单极数与核子数目之比为

$$\zeta = N_m / \left(\frac{\gamma M_0}{m_B} \right) = \gamma^{-1} \zeta_0 (N_m/N_m^0) \sim \gamma^{-1} \zeta_n \left(\frac{N_m}{N_m^0} \right),$$

即

$$\zeta/\zeta_n \sim 3.1 \times 10^{-2} \gamma^{-1} b^2 (\beta Q) \left(\frac{v_m}{10^{-4}C} \right)^{-4} \sim 10^3 \left(\frac{\gamma}{10^{-5}} \right)^{-1} (\beta Q) \left(\frac{v_m}{10^{-4}C} \right)^{-4}. \quad (15)$$

此比值基本上与星系核的质量无关(但同 γ 值成反比), 而同原始星云中磁单极的平均速度 v_m 密切相关. 现代, 银河系内星际空间中的磁单极速度可能为 $10^{-3}C$ ^[13]. 而在星系形成的初期或更早的时刻, 磁单极速度可能是很小的^[13b], 因此有可能原始星系云内磁单极的平均速度 $v_m \leq 10^{-4}C$. 这样, 从 (15) 式可看出, 星系核和类星体内部包含的磁单极可能相当多. 若不考虑广

义相对论效应, 则这些天体内部的磁单极含量 ζ 值达到其牛顿饱和值 $\zeta \sim \zeta_n$, 这对应于星系核、类星体半径 $R/R_g \gg 1$ 的情形(这种情形可能具有现实意义, 请参见文献 [12]). 如果由 (15) 式算出的 $\zeta > \zeta_n$, 则多余的磁单极将被排斥在星系核心之外, 在星系核周围将这些多余的磁单极驱走, 使它们远远离开星系核. 如果类星体和星系核的 $R/R_g \sim 1$ 或 $R/R_g < 1$ (这种天体可能不存在视界面, 其存在性见文献 [13]), 它们所含的磁单极数目可以远远超过牛顿饱和值 ζ_n . 从 (15) 式来看, 只要 $v_m \leq 10^{-4}c$, 则 $\zeta/\zeta_n \gg 1$.

至于恒星而言, 情形就大不相同了. 根据恒星形成理论^[11], 原始星云的温度 $T \approx 10-100$ K, 物质的核子数密度 $n_0 \sim 10^4-10^6 \text{cm}^{-3}$, 物质处于中性氢云的状态, 应该利用 (14) 式. 至少对于星族 I 的恒星来说, 它们是远在星系形成之后, 才由星云收缩形成的, 而且恒星形成过程在一直不断地进行. 因此可以认为, 在形成恒星的星云内, 物理状况已同现在银河系内的条件大致相同, 磁单极的速度已达到 $10^{-3}c$. 此外, 通常在星云形成恒星的过程中, 所产生的恒星

占星云质量相当大的比例: $\gamma' \equiv \frac{M}{M_0} \sim (0.3-10^{-2})$, 对太阳质量的恒星 $\gamma' \approx (0.3-0.6)$. 从

(14) 式可以估算, 恒星形成后所包含的磁单极与核子数目比为 $(\zeta/\zeta_n \sim (\gamma')^{-1}(N_m/N_m^0))$:

$$\zeta/\zeta_n \sim 4.7 \times 10^{-13}(\gamma')^{-1}b^{3/2} \left(\frac{n_0}{10^5 \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{v_m}{10^{-3}c} \right)^{-3}. \quad (16)$$

对太阳, 原始保留的磁单极数目比牛顿饱和值低 10^{14} 倍. 如果地球形成于原始太阳系星云中的局部凝聚中心, 则地球形成时, 地球的 $\zeta/\zeta_n < 8 \times 10^{-16}$.

恒星原始所含有的磁单极的 ζ 值同恒星质量的平方根成正比(这同星系核情形不同). 对大质量恒星来说, 其内部原始所含有的磁单极含量的 ζ 值可能比太阳高出六、七倍.

五、天体俘获的磁单极

一个质量为 M 、半径为 R 、年龄为 τ 的天体俘获累积的磁单极数目为:

$$N_m^{(\text{俘})} = \eta \cdot 4\pi\Phi \cdot \pi R^2 \left[1 + \frac{v_{cs}^2}{u_m^2} \right] \tau, \quad (17)$$

式中 $v_{cs} = C(R_g/R)^{1/2}$ 为天体表面处的逃逸速度, 方括号内的第二项是由通常吸积理论的考虑而来的^[14]: 对于行星, 第二项远小于 1, 可以忽略; 对于通常恒星, 第二项量级为 1; 对白矮星、中子星以及星系核、类星体这些致密天体来说, 第二项远远大于 1. 因此, 天体内因俘获累积的磁单极同核子数目之比为:

$$\begin{aligned} \zeta^{(\text{俘})} &\equiv \frac{N_m^{(\text{俘})}}{N_b} = 5.1 \times 10^{-33} \eta \left[1 + 10^6 \left(\frac{10^{-3}c}{u_m} \right)^2 \frac{R_g}{R} \right] \\ &\times \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^2 \left(\frac{M_\odot}{M} \right) \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \left(\frac{\tau}{10^{10} \text{yr}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

式中 Φ 代表磁单极流量, Φ_0 为 Parker 原来的上限值^[3]: $\Phi_0 \approx 10^{-16} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Sr}^{-1}$ (1982 年, 文献 [15] 给出了修改后的上限值 $\Phi'_0 \sim 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Sr}^{-1}$). 式中 η 为当磁单极同天体相遇时, 它被天体截获的概率, 它取决于磁单极在天体物质中的贯穿距离 $l_{\text{贯}}$ 同天体半径的比值(请注意: 与前节不同, 这里讨论的介质没有收缩运动). 而 $l_{\text{贯}} \sim \epsilon_{\text{介}} / \left(-\frac{d\epsilon}{dx} \right)$. 在电中性介质中^[8] $l_{\text{贯},n} =$

$4.8 \times 10^{30} (N_s z)^{-1} \left(\frac{u_m}{10^{-3} C} \right) \text{cm}$; 在等离子体中^[9], $l_{\text{R},p} \sim 1.2 \times 10^{30} \left(\frac{u_m}{10^{-3} C} \right) n_e^{-1} T_e^{1/2} \text{cm}$. 如果 $l_{\text{R}} \leq R$, 则磁单极基本上就被截留在天体的内部, 因而 $\eta \sim 1$; 如果 $l_{\text{R}} > R$, 则磁单极能够穿透天体, 天体对它的截获概率为 $\eta \sim R/l_{\text{R}}$.

对太阳 n_e 可取 10^{22}cm^{-3} (相当于平均密度的 1%, 这等于 $0.8 R_\odot$ 处的数密度), $T_e \sim 10^6 \text{K}$, $l_{\text{R},p} \sim 10^{11} \text{cm}$, $\eta \sim 0.7$; 对地球, 物质呈电中性, $(N_s z) \sim 10^{24} \text{cm}^{-3}$, 则 $l_{\text{R},n} < R_\oplus$, $\eta \sim 1$; 对白矮星 ($n_e > 10^{30} \text{cm}^{-3}$), 中子星 ($n_e > 10^{35} \text{cm}^{-3}$), 对类星体和星系核 (取典型值 $M \sim 10^8 M_\odot$, $R/R_g \sim 10$, $T_e \sim 10^5 \text{K}$ ^[12]), 都有 $\eta \sim 1$.

根据文献 [16, 17] 的研究, 星际空间中磁单极流量 Φ/Φ_0 的上限为

$$\eta \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \lesssim (10^{-5} - 10^{-6}) \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right)^{-1},$$

因此, 从 (18) 式可得如下结论:

对类星体与星系核:

$$\zeta_{(\text{星})} \leq (10^{-33} - 10^{-34}) \left(\frac{R}{10 R_g} \right) M_s \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right)^{-1}, \quad (19)$$

对太阳和通常恒星:

$$\zeta_{(\text{星})} \lesssim (10^{-37} - 10^{-38}) \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^2 \left(\frac{M_\odot}{M} \right) \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right)^{-1} \frac{\tau}{10^{10} \text{yr}}, \quad (20)$$

对地球:

$$\zeta_{(\text{星})} \lesssim 10^{-37} \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right)^{-1}. \quad (21)$$

对白矮星、中子星:

$$\zeta_{(\text{星})} \lesssim (10^{-27} - 10^{-28}) \frac{R}{R_g} \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right) \frac{\tau}{10^{10} \text{yr}}. \quad (22)$$

六、讨 论

1. 星系核和类星体内的磁单极主要是由它们形成时所保留的, 由 (15) 式确定. 如果这类天体 $R/R_g \gg 1$, 则 $\zeta \sim \zeta_n$; 若 $R/R_g \lesssim 1$, 则广义相对论效应可使这些天体的 $\zeta > \zeta_n$ 或 $\zeta \gg \zeta_n$. 其中 $\zeta_n \sim 10^{-25}$ 为牛顿饱和值.

2. 对太阳和通常恒星、行星 (包括地球) 而言, 它们所含有的磁单极主要靠俘获而来, 由 (20), (21) 式所确定. 无论 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 1$ 或者 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 10^{-10}$ ^[18], 都有 $\zeta \ll \zeta_n$. 由于磁单极的超重性, 它们尽可能向天体内部沉降, 使内部区域达到 $\zeta \left(\equiv \frac{n_m}{n_B} \right) \simeq \zeta_n$. 因而试图在行星、地球、月球的表层物质中以及在陨星物质中寻找磁单极都将是徒劳无益的^[19].

3. 对白矮星、中子星这些致密天体来说, 其内部磁单极主要靠俘获而来. 若 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 1$, 对白矮星 $\zeta/\zeta_n < 10 \left(\frac{\tau}{10^{10} \text{yr}} \right)$, 对中子星 $\zeta/\zeta_n \ll 1$; 但是, 如果 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 10^{-10}$, 则白矮星与中子星的 $\zeta \sim \zeta_n$ (牛顿天体内所包含的磁单极含量最高为 ζ_n), 此时由 (22) 式计算的多

余磁单极将被排斥,而远离这些天体(对脉冲星而言,广义相对论改正只有 15%)。

4. 天体内部的磁单极在天体表面处产生的径向磁场强度为:

$$H_m(R) = \frac{N_m g_m}{R^2} \sim 1.1 \times 10^{-8} \frac{\zeta}{\zeta_n} \frac{M}{R^2}, \quad (23)$$

对太阳和通常的恒星、行星(包括地球),有

$$H_m(R) \leq (10^{-9} - 10^{-10}) \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right)^{-1} \frac{\tau}{10^{10} \text{yr}} \text{ (Gauss)}. \quad (24)$$

因此,若 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \gg 10^{-10}$, 则磁单极产生的(天体表面处)径向磁场是非常微弱的;但是,如

果 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 10^{-10}$, 则由此产生的表面径向磁场可能达到 1 Gauss (太阳普遍磁场)的量级。

对于像白矮星、中子星这类致密天体而言,内部磁单极在天体表面处产生的径向磁场强度为:

$$H_m^{(n)}(R) \sim 2.2 \times 10^{13} \frac{\zeta}{\zeta_n} \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{R}{10 \text{km}} \right)^{-2} \text{ Gauss (中子星)}, \quad (25)$$

$$H_m^{(D)}(R) \sim 2.2 \times 10^7 \frac{\zeta}{\zeta_n} \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{R}{10^4 \text{km}} \right)^{-2} \text{ Gauss (白矮星)}. \quad (26)$$

如果 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 1$, 则 $\zeta \sim \zeta^{(\text{P})}$ 由 (22) 式确定, 则 $H_m^{(n)}(R) < 10^7 (\tau/10^6 \text{yr}) \text{ Gauss}$, 远远低于脉冲星表面的观测磁场。但是 $H_m^{(D)}(R) < 10^6 \left(\frac{\tau}{10^8 \text{yr}} \right)$, 年老的白矮星表面可能有不太弱的径向磁场。

如果 $\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 10^{-10}$, 而且如果星际空间磁单极流量

$$\Phi/\Phi_0 \sim (10^{-5} - 10^{-6}) \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right)^{-1},$$

则在这种情况下,如前所述,中子星、白矮星内部磁单极含量相当多,一般都已达到它的牛顿饱和值 $\zeta \sim \zeta_n$ 。那么,中子星表面的径向磁场强度达到 10^{13} Gauss (白矮星表面径向磁场达 10^7 Gauss), 这显然违背了脉冲星表面磁场的观测事实: 对脉冲星表面,磁场基本上是偶极磁场,而且一般低于 10^{13} Gauss 。这表明,从脉冲星表面磁场强度的资料来看,或者只能有

$$(\Phi/\Phi_0) \left(\frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \right) \ll 10^{-6}, \text{ 或者 } \frac{\langle \sigma \beta \rangle}{10^{-27} \text{cm}^2} \sim 1.$$

综上所述,我们可以利用天体表面磁场强度的分析(测量其径向分量大小),对于粒子物理学中有关 RC 效应截面的大小,或者磁单极流量给与进一步的限制。

5. 从我们分析的天体所包含的磁单极数目出发,利用 $L_m = \int_0^\infty 4\pi r^2 dr \cdot \langle \sigma \beta \rangle C n_{m(r)} n_{B(r)} \cdot m_B C^2$, 可以计算天体的磁单极所引起的 RC 效应光度。根据这种想法,我们可以解释地球内部(可能还有行星)的热熔状态的能源机制^[17]。此外,我们还由此原理建立了关于银心、星系核的非黑洞模型^[12], 并且较为成功地解释了银河系中心 $e^\pm$ 湮灭 γ -ray 谱线及其有关问题^[20]。总之,从本文出发,我们可以进一步讨论由磁单极引起的各种天体物理效应。

6. 最后,我们再次强调,本文只考虑了单一极性的磁单极。如果还考虑另一极性的磁单

极,则本文的结论只需作简单的修改:例如,天体形成时所保留的磁单极数目,(15)式所给出的数目应为两种极性磁单极数目之差.而俘获的磁单极数目则可能不变.此外,考虑另一极性的磁单极,将使 RC 效应更加加强.

参 考 文 献

- [1] Zhong-qi Ma and Ju-fei Tang, *Physics Letters*, **126B** (1983), 319.
- [2] Guth, A., *10⁻³³ Seconds After the Big Bang*, Talk presented at the Second Moriond Astrophysics Meeting, XVII'th Rencontre de Moriond, Les Arcs-Savoie, France, March, 1982,
- [3a] Parker, E., *Ap. J.*, **160** (1970), 383.
- [3b] Lazarides, G. et al., *Phys. Lett.*, **100B** (1981), 21.
- [4] Rubakov, V., *JETP Lett.*, **33**(1981), 644; *Nucl. Phys.*, **B203** (1982), 311; **B218** (1983), 240.
Callan, C., *Phys. Rev.*, **D25** (1982), 2141; **D26**(1982), 2058; *Nucl. Phys.*, **B212** (1983), 319.
- [5] Zhong-qi Ma and Ju-fei Tang, *Nucl. Phys.*, **B231**(1984), 172.
- [6] Walsh, T. et al., Desy 83-022 March, 1983.
- [7] Preskill, J. *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1365.
Zeldovich, Y. B. et al., *Phys. Lett.*, **79B**(1978), 239.
- [8] Bauer, E., *Proc. Camb Phil. Soc.*, **47**(1951), 777.
- [9] 李晓卿,中国科学A辑, 1985, 3: 273.
- [10] Weinberg, S., 引力论和宇宙论,邹振隆等译, 1980.
- [11] 林忠四郎,早川幸男主编,宇宙物理学,师华译, 1981.
- [12] 彭秋和,王永久,科学通报,**30**(1985), 6: 418.
- [13] Sunyaev, R. A., *Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes Proceedings of the International School of Physics «Enrico Fermi» Course LXV*, 697—763.
- [14] Turner, M. et al., *Phys. Rev.*, **D26**(1983), 1296.
- [15] Kolb, E. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 1373.
- [16] Wilczek, F., *ibid.*, **48**(1982), 1146.
- [17] Goto, E. et al., *Phys. Rev.*, **132**(1963), 387; Eberhard, P. H. et al., *ibid.*, **D4**(1971), 3260; Ross, R. R. et al., *ibid.*, **D8** (1973), 198.
- [18] 王德熠等,科学通报, **29**(1984), 19: 1186.