

一种无奇点的宇宙模型

陈世浩

东北师范大学 理论物理所 长春 130024

shchen@nenu.edu.cn

本文假设存在两种物质，即 S—物质和 V—物质，这两种物质是对称的、并只有斥力作用，具有 $SU_S(5) \times SU_V(5)$ 对称性。当 Higgs 场期望值 $\langle \omega_S \rangle = \sigma \neq 0$ ，必有 $\langle \omega_V \rangle = 0$ ，称为 S—空间。此时， $SU_S(5)$ 破缺为 $SU_S(3) \times U_S(1)$ ，从而所有的 S—粒子可获得其 $SU(5)$ 大统一理论所确定的质量，而 $SU_V(5)$ 对称性不破缺，所有的 V—基本粒子的质量都是零，反之亦然。由此，可将 S—物质看作通常的已知物质，可将 V—物质看作暗能量。在此基础上，构造了一种无奇点宇宙模型。按此模型，宇宙无奇点；存在最高温度；预言宇宙中某些巨大空洞具有巨大凹透镜效应；两个相距足够远的星系之间的引力将小于传统理论预言的引力。在 $E_0 = \Lambda = 0$ 前提下，对宇宙大爆炸和加速膨胀提出了一种可能的解释，得到了 Guth 暴涨模型得结果。按此解释，宇宙大爆炸是 V—世界消失、S—世界产生的过程，宇宙是由无穷多个宇宙岛组成。

1. 引言

按建立在 Einstein 引力理论、宇宙学原理和等熵原理基础之上

的标准宇宙模型，宇宙存在奇点、且起源于奇点的大爆炸。按现代的天文观测，宇宙在膨胀、且在加速膨胀。一般认为，宇宙加速膨胀意味着暗能量存在。那么暗能量是什么？对此问题已给出许多可能的回答^[1]，但并没有一个完全自洽的理论能解释所有有关现象和有足够的实验基础，因此这一问题仍需探讨。在一种无发散的量子场论中^[2]，真空态能量密度 $E_0 = 0$ 被自然地得到了。本文进一步假设宇宙常数 $\Lambda = 0$ 。在 $E_0 = \Lambda = 0$ ，即有效宇宙常数为零的前提下，在下节提出的假设基础上，构造了一种无奇点宇宙模型，对宇宙大爆炸和加速膨胀提出了一种可能的解释。

2. 假设、拉氏密度、能量-动量张量密度及引力场方程

为构造无奇点的宇宙模型，并解释宇宙膨胀、且加速膨胀的现象，提出以下假设。

假设：假设存在两种物质，称为实物质（ S -物质）和虚物质（ V -物质），这两种物质是对称的，具有 $SU_S(5) \times SU_V(5)$ 对称性，在 S -物质和 V -物质之间只有类似于万有引力那样的斥力作用和两种 *Higgs* 场 ω_s 与 ω_v 之间由下面（6）式描述的作用。

在此假设基础上，考虑到关于 S -物质的 $S-SU(5)$ 大统一模型和关于 V -物质的 $V-SU(5)$ 大统一模型，特别是模型中相应的 *Higgs* 势后，作用量能写为如下形式，

$$I_S = \int d^4x_s \sqrt{-g_S} L_S = \int d^4x_v \sqrt{-g_V} L_V = I_V, \quad (1)$$

$$L_S = \frac{1}{16\pi} R_S + G_S L_{Ss} + G_V L_{Sv} + \frac{1}{2} (G_S + G_V) V_{vs}, \quad (2)$$

$$L_{Ss} = L_{sm}(\psi_s(x_s), g_s(x_s), g_s(x_s)_{,\mu}) + V_s(\omega_s(x_s)), \quad (3)$$

$$L_{Sv} = L_{vm}(\psi_v(x_s), g_s(x_s), g_s(x_s), \mu) + V_v(\omega_v(x_s)), \quad (4)$$

$$V_{sv}(\omega_s(x_s), \omega_v(x_s)) = V_{vs}(\omega_s(x_v), \omega_v(x_v)), \quad \omega_s = \Omega_s, \Phi_s, \chi_s, \omega_v = \Omega_v, \Phi_v, \chi_v, \quad (5)$$

$$L_v = \frac{1}{16\pi} R_v + G_v L_{vs} + G_s L_{vv} + \frac{1}{2}(G_s + G_v) V_{vs}, \quad (6)$$

$$L_{vs} = L_{sm}(\psi_s(x_v), g_v(x_v), g_v(x_v), \mu) + V_s(\omega_s(x_v)), \quad (7)$$

$$L_{vv} = L_{vm}(\psi_v(x_v), g_v(x_v), g_v(x_v), \mu) + V_v(\omega_v(x_v)), \quad (8)$$

$$V_s = -\frac{\mu^2}{2} Tr\Phi_s^+ \Phi_s + \frac{1}{4} a (Tr\Phi_s^+ \Phi_s)^2 + \frac{1}{2} b Tr(\Phi_s^+ \Phi_s)^2 - \frac{\mu_\chi^2}{2} \chi_s^+ \chi_s + \frac{\zeta}{2} (\chi_s^+ \chi_s)^2, \quad (9)$$

$$V_v = -\frac{\mu^2}{2} Tr\Phi_v^+ \Phi_v + \frac{1}{4} a (Tr\Phi_v^+ \Phi_v)^2 + \frac{1}{2} b Tr(\Phi_v^+ \Phi_v)^2 - \frac{\mu_\chi^2}{2} \chi_v^+ \chi_v + \frac{\zeta}{2} (\chi_v^+ \chi_v)^2, \quad (10)$$

$$V_{sv} = \frac{1}{4} \eta (Tr\Phi_s^+ \Phi_s)(Tr\Phi_v^+ \Phi_v) - \xi (Tr(\Phi_s^+ \Phi_v + \Phi_v^+ \Phi_s))^2, \quad (11)$$

式中， $g = \det(g_{\mu\nu})$ ，在平直时空中 $g_{\mu\nu} = diag(-1,1,1,1)$ ， $\Phi = \sum_{i=1}^{24} \phi_i T_i / \sqrt{2}$ ，

χ 是 Higgs 场 5 维表示，耦合常数都大于零，下角标 S 和 V 分别表示 S 和 V 空间，下角标 s 和 v 分别表示 S 和 V 场， $G_s = -G_v = G$ ， L_{sm} 是除了 Higgs 势之外其它所有 s-场（包括 s-Higgs 场的动能项）的作用量， L_{vm} 是除了 Higgs 势之外其它所有 v-场（包括 v-Higgs 场的动能项）的作用量。将 $G_s = -G_v = G$ 代入 (2) 及 (6) 可得 V_{sv} 对 I_s 和 I_v 贡献为零，这说明 Φ_s 与 Φ_v 的耦合项对时空弯曲无影响，即对引力或斥力无贡献。但这一项说明 Φ_s 与 Φ_v 之间有斥力作用，而且对能量-动量张量有贡献。

由 (1) 可定义引力场之外的能量-动量张量为

$$T_{S\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} \left(\frac{\partial}{\partial G_s} + \frac{\partial}{\partial G_v} \right) \left(\frac{\partial(\sqrt{-g_s} L_s)}{\partial g_s^{\mu\nu}} - \left(\frac{\partial(\sqrt{-g_s} L_s)}{\partial g_s^{\mu\nu, \sigma}} \right)_{,\sigma} \right) \quad (12)$$

$$= T_{Ss\mu\nu} + T_{Sv\mu\nu} + T_{sv\mu\nu},$$

$$T_{Ss\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g_S}} \left[\frac{\delta(\sqrt{-g_S} L_{sm})}{\delta g_S^{\mu\nu}} - \left(\frac{\delta(\sqrt{-g_S} L_{sm})}{\delta g_{S,\sigma}^{\mu\nu}} \right)_{,\sigma} \right] - g_{S\mu\nu} V_s, \quad (13)$$

$$T_{Sv\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g_S}} \left[\frac{\delta(\sqrt{-g_S} L_{vm})}{\delta g_S^{\mu\nu}} - \left(\frac{\delta(\sqrt{-g_S} L_{vm})}{\delta g_{S,\sigma}^{\mu\nu}} \right)_{,\sigma} \right] - g_{S\mu\nu} V_v, \quad (14)$$

$$T_{Sv\mu\nu} = -g_{S\mu\nu} V_{sv}. \quad (15)$$

交换 (12) - (15) 中的下标 S 与 V, 就能由 (1) 得到 v -空间的能量动量张量 $T_{V\mu\nu}$, $T_{Vs\mu\nu}$, $T_{Vv\mu\nu}$, $T_{Vs\mu\nu}$, $T_{Vvs\mu\nu}$ 。由 (1) 得到 s -空间与 v -空间的 Einstein 引力场方程分别为

$$R_{S\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{S\mu\nu} R_S = -8\pi G (T_{S\mu\nu} - T_{V\mu\nu}), \quad (16)$$

$$R_{V\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{V\mu\nu} R_V = -8\pi G (T_{V\mu\nu} - T_{S\mu\nu}), \quad (17)$$

考虑到 Higgs 势后, A -空间 ($A=S, V$) 中理想气体的能量-动量张量可写为

$$T_{As\mu\nu}(\text{gas}) = (\tilde{\rho}_s + \tilde{p}_s) U_{A\mu} U_{A\nu} + \tilde{p}_s g_{A\mu\nu}, \quad (18)$$

$$T_{Av\mu\nu}(\text{gas}) = (\tilde{\rho}_v + \tilde{p}_v) U_{A\mu} U_{A\nu} + \tilde{p}_v g_{A\mu\nu}, \quad (19)$$

$$\tilde{\rho}_{Ss} \equiv \rho_{Ss} + \left(V_s(\omega_s) + \frac{\mu^4}{4f} \right), \quad \tilde{p}_{Ss} \equiv p_{Ss} - \left(V_s(\omega_s) + \frac{\mu^4}{4f} \right), \quad (20a)$$

$$\tilde{\rho}_{Sv} \equiv \rho_{Sv} + V_v(\omega_v), \quad \tilde{p}_{Sv} \equiv p_{Sv} - V_v(\omega_v), \quad (20b)$$

$$\tilde{\rho}_{Vv} \equiv \rho_{Vv} + \left(V_v(\omega_v) + \frac{\mu^4}{4f} \right), \quad \tilde{p}_{Vv} \equiv p_{Vv} - \left(V_v(\omega_v) + \frac{\mu^4}{4f} \right), \quad (20c)$$

$$\tilde{\rho}_{Vs} \equiv \rho_{Vs} + V_s(\omega_s), \quad \tilde{p}_{Vs} \equiv p_{Vs} - V_s(\omega_s), \quad (20d)$$

式中 U_μ 是单位气体的 4 维速度, ρ 和 p 分别是气体的密度和压强。由

$$(ds)^2 = -(dt)^2 + R^2(t) \left\{ \frac{(dr)^2}{1-kr^2} + (rd\theta)^2 + (r\sin\theta d\varphi)^2 \right\},$$

式中 k 是任意常数, 可得到满足宇宙学原理的 Robertson-Walker 度

规。在宇宙学原理成立及物质分布可近似看作理想气体的情况下，将（18）—（20）分别代入（16）及（17），考虑到 $U_{A\mu}=(1,0,0,0)$ ，就分别得到了S-空间和V-空间的宇宙演化的方程。

$$\frac{\dot{R}_s^2(t_s)}{R_s^2(t_s)} + \frac{k}{R_s^2(t_s)} = \frac{8\pi G}{3}(\tilde{\rho}_s - \tilde{\rho}_v), \quad (21a)$$

$$\frac{\ddot{R}_s(t_s)}{R_s(t_s)} = -\frac{4\pi G}{3}[(\tilde{\rho}_s + 3\tilde{p}_s) - (\tilde{\rho}_v + 3\tilde{p}_v)]. \quad (21b)$$

$$\frac{\dot{R}_v^2(t_v)}{R_v^2(t_v)} + \frac{k}{R_v^2(t_v)} = \frac{8\pi G}{3}(\tilde{\rho}_v - \tilde{\rho}_s), \quad (22a)$$

$$\frac{\ddot{R}_v(t_v)}{R_v(t_v)} = -\frac{4\pi G}{3}[(\tilde{\rho}_v + 3\tilde{p}_v) - (\tilde{\rho}_s + 3\tilde{p}_s)]. \quad (22b)$$

按假设，S-物质和V-物质在同一个弯曲空间中的运动方式将是不同的。因为如果S-物质在某一点受到引力，则V-物质在这一点将受到斥力。因此，测地线方程^[3]中的 $dx^\sigma/d\sigma$ 应被修正为 $\frac{G_s}{|G_s|} \frac{dx^\mu}{d\sigma}$ 或

$\frac{G_v}{|G_v|} \frac{dx^\mu}{d\sigma}$ 。这样，S-物质和V-物质在V-空间的测地线方程分别是

$$\frac{G_s}{|G_s|} \frac{d^2 x^\mu}{d\sigma^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\mu}{d\sigma} \frac{dx^\nu}{d\sigma} = \frac{d^2 x^\mu}{d\sigma^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\mu}{d\sigma} \frac{dx^\nu}{d\sigma} = 0, \quad (23)$$

$$\frac{G_v}{|G_v|} \frac{d^2 x^\mu}{d\sigma^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\mu}{d\sigma} \frac{dx^\nu}{d\sigma} = -\frac{d^2 x^\mu}{d\sigma^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\mu}{d\sigma} \frac{dx^\nu}{d\sigma} = 0, \quad (24)$$

式中 σ 是一个满足适当方程的标量参数^[3]。类似地，可得S-物质和V-物质在S-空间的测地线方程。

3. 对称性破缺

在SU(5)大统一模型中， Φ 的真空期望值是

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \text{diag}(1,1,1, -\frac{3}{2}, -\frac{3}{2})v, v^2 = \frac{2\mu^2}{15a+7b}, \quad (25)$$

$$M_x \approx M_y = \frac{25}{8}(g\nu)^2 \approx (10^{14} \text{Gev})^2, \quad (26)$$

χ 的真空期望值是

$$\langle 0 | \chi^+ | 0 \rangle = \frac{\nu_\chi}{\sqrt{2}}(0, 0, 0, 0, 1), \quad M_{w,z}^2 \approx \frac{g^2 \nu_\chi^2}{4} \approx (10^2 \text{Gev})^2, \quad \nu_\chi^2 = \frac{2\mu_\chi^2}{\zeta}. \quad (27)$$

这里 g 为规范场耦合常数，式中 $\Phi = \Phi_s, \Phi_v, \chi = \chi_s, \chi_v$ 。

为了计算方便，将 (9)、(10) 取为零质量的、且能将 $SU(5)$ 破缺到 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 的 Higgs 场 $\Phi = \text{diag}(1, 1, 1, -3/2, -3/2)\varphi$ ，即 Coleman-Weinberg 模式，

$$V_s = \frac{\lambda}{4!} \varphi_s^4, \quad V_v = \frac{\lambda}{4!} \varphi_v^4. \quad (28)$$

一般 $\lambda \sim g^4$ ，并设理论不含很重的费米子。这时可忽略 Higgs 场及费米子对 Higgs 场有效势单圈修正的贡献，仅考虑规范场对有效势的单圈修正的贡献，这样重整化后，假设 $\langle \varphi_s \rangle_0 = 0$ ， V_v 单圈近似下的零温 Coleman-Weinberg 模式有效势为

$$V_{\text{eff}}^{(1)} = \frac{\lambda}{4!} \bar{\varphi}_v^4 + B \bar{\varphi}_v^4 \left(\ln \frac{\bar{\varphi}_v^2}{\sigma^2} - \frac{25}{6} \right), \quad (29)$$

式中 $B = \frac{5625}{1024\pi^2} g^4$, $g = \sqrt{\frac{4\pi}{45}} \approx 0.53$, $\sigma = 1.2 \times 10^{15} \text{Gev}$, $\bar{\varphi}$ 是与 x^μ 无关的数。

由 $\left. \frac{dV_{\text{eff}}}{d\bar{\varphi}} \right|_{\bar{\varphi}=\sigma} = 0$ ，得

$$\lambda = 88B, \quad V_{\text{eff}}^{(1)} = B \bar{\varphi}_v^4 \left(\ln \frac{\bar{\varphi}_v^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2} \right) \quad (30)$$

$V_{\text{eff}}^{(1)}$ 在 $\bar{\varphi}_v = 0$ 时有极大值，在 $\bar{\varphi}_v = \sigma$ 时有极小值。当 φ_v 按这述方式破缺后， V_s 的有效势为

$$V_{\text{eff}}^{(1)} = B \bar{\varphi}_s^2 \left(\ln \frac{\bar{\varphi}_s^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \eta \sigma^2 \bar{\varphi}_s^2. \quad (31)$$

设 $\eta \geq 4e^{-1}B$ ，则容易证明 $\bar{\varphi}_s = 0$ 。

这与前述假设 $\langle \varphi_s \rangle_0 = 0$ 是自洽的。这意味着 φ_s 与 φ_v 不能同时破缺。亦

即， φ_s 与 φ_v 只能按以下两种方式之一破缺，

$$\langle \varphi_v \rangle_0 = \sigma, \quad \langle \varphi_s \rangle_0 = 0; \quad (32)$$

$$\langle \varphi_s \rangle_0 = \sigma, \quad \langle \varphi_v \rangle_0 = 0. \quad (33)$$

在 (32) 情况下， $SU_v(5)$ 最后将破缺到 $SU_v(3) \times U_v(1)$ ， $SU_s(5)$ 对称性保持；在 (33) 情况下， $SU_s(5)$ 最后将破缺到 $SU_s(3) \times U_s(1)$ ， $SU_v(5)$ 对称性保持。

按假设，在 S -物质和 V -物质之间只有类似于万有引力那样的斥力作用和两种 *Higgs* 场 Φ_s 与 Φ_v 之间由 (11) 描述的作用，而没有其它任何作用。因此，两种物质之间没有任何摩擦作用，彼此能够无摩擦地互相穿越；这两种物质之间也没有热平衡，高温 V -物质中的 S -物质可能很冷，反之亦然。这样，在低温时，就需定义两种温度，即 T_v 和 T_s ， T_v 描述 V -物质的热平衡状态； T_s 描述 S -物质的热平衡状态。按本模型，存在最高温度 T_{\max} ，在足够高的温度 ($\sim T_{\max}$) 时，存在 V -物质和 S -物质热平衡。

当 φ_s 与 φ_v 按 (32) 方式破缺时，在高温 T_v 近似下，仅考虑规范场的单圈修正，Coleman-Weinberg 模式的 V_v 有效势为

$$V_{\text{eff}}^{(1)T} = B\bar{\varphi}_v^4 \left(\ln \frac{\bar{\varphi}_v^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2} \right) + \frac{75}{16} k^2 g^2 \bar{\varphi}_v^2 T^2 - \frac{\pi^2}{15} k^4 T^4. \quad (34)$$

大统一相变的温度 T_c 是真空简并时的温度。忽略与 $\bar{\varphi}_v$ 无关的最后一

项，由 $V_{\text{eff}}^{(1)T} \Big|_{T=T_c, \bar{\varphi}_v=\sigma} = 0$ 可得

$$T_c = \sqrt{\frac{16B\sigma^2}{150k^2g^2}} \approx 10^{15} \text{ GeV} \approx 10^{28} \text{ K}. \quad (35)$$

当 $T > T_c$, $\bar{\Phi}_v = 0$ 是这有效势的绝对极小值点, 当 $T < T_c$, $\bar{\Phi}_v = 0$ 是这有效势的相对极小值点。类似地, 当 Φ_s 与 Φ_v 按 (33) 方式破缺时, 有

$$V_{s\text{eff}} = B\bar{\varphi}_s^4 \left(\ln \frac{\bar{\varphi}_s^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2} \right) + \frac{75}{16} g^2 k^2 \bar{\varphi}_s^2 T^2 - \frac{\pi^2}{15} k^4 T^4. \quad (36)$$

4. 无奇点的宇宙模型

由前所述, φ_s 与 φ_v 只能按 (26) 或 (27) 两种方式之一破缺。我们称按 (32) 破缺的世界为 v -世界, 按 (33) 破缺的世界为 s -世界。在 v -世界中, 所有的 v -粒子获得其相应的质量, $SU_v(5)$ 对称性最后将破缺为 $SU_v(3) \times U_v(1)$ 对称性, 从而这些 v -粒子有我们所熟知的电磁等相互作用, 并形成我们所熟知的物质和天体; 而所有的 s -基本粒子的质量都是零, $SU_s(5)$ 对称性仍然保持, 这是由于 $\langle \omega_s \rangle = 0$ 。对于质量都是零且具有 $SU(5)$ 对称性的基本粒子的性质及其相互作用, 并无现成的理论可供应用, 我们只能作定性的分析。类似于 $SU(3)$ 的色禁闭, 具有 $SU(5)$ 对称性的基本粒子都能够结合为色单态存在。其中质量最小的费米子及玻色子色单态 (如同胶球) 将是稳定的。由于 $SU_s(5)$ 没有破缺, 因此 $SU_s(5)$ 色单态之间没有电磁这样的 $U(1)$ 规范场作用 (如同 $SU(3)$ 色单态之间没有规范场 A_3, A_8 的作用一样)。 $SU_s(5)$ 色单态之间只能有通过介子色单态传递的作用, 而介子色单态质量必不为零, 因此这种作用的作用半径必然很小。它们不能形成原子、分子, 实际上它们很难成团。这样, 尽管 s -粒子之间有万有引力作用, 但由于难以形成强大的引力中心, s -粒子就很难聚集成 S -天体。一般情况

下， $SU_5(5)$ 色单态粒子只能弥散在 $\langle\Phi_s\rangle=0$ 的空间中。由于 v -粒子和 s -粒子之间只有万有斥力作用，任何 v -物质系统或仪器除了感受到众多 s -粒子斥力外，都不能捕捉或观测到 s -粒子， s -粒子能够无摩擦地穿越任何 v -物质系统而不产生任何效应。综合这些特征，我们可将 s -粒子认证为 v -世界中的暗能量。

相似地，当 Φ_s 与 Φ_v 按(33)破缺时，即在 s -世界时，所有的 s -粒子获得其相应的质量，并形成我们所熟知的世界，而 v -基本粒子的质量都是零，并可认证为 s -世界中的暗能量。

既然世界能以 s -世界和 v -世界两种等同的形式存在，整个宇宙必然不能只以一种世界形态存在。由此我们猜想，整个宇宙是由无穷多个宇宙岛组成，一些宇宙岛是 v -世界，而另一些宇宙岛是 s -世界， v -世界与 s -世界的中间区域是 Φ_s 与 Φ_v 按(32)和(33)这两种破缺方式的过渡区域。显然，与 s -宇宙岛相邻的只能是 v -宇宙岛，反之亦然。这是因为如果两个同种宇宙岛相邻，则它们必然合成为一个更大的宇宙岛。

显然，每个宇宙岛都是十分巨大的。我们只是生活在一个宇宙岛（例如 s -宇宙岛）中，并且实际上我们也只能对这个 s -宇宙岛进行观测。相邻的宇宙岛除了引力或斥力相互影响外，是彼此不能观测的。这是因为 v -宇宙岛与 s -宇宙岛中Higgs场的破缺方式不同。 v -宇宙岛的 v -基本粒子（除光子外，质量不为零）在 s -宇宙岛中是暗能量（在其中 v -基本粒子质量都为零），不能被 s -世界观测者观测到。而 v -宇宙岛的暗能量，即 s -基本粒子（在 v -宇宙岛中质量都为零）在

s -宇宙岛中，除光子外，质量都不为零，不能进入 s -宇宙岛中。可见，相邻宇宙岛是不能相互观测的。

因为两个 s -宇宙岛之间有巨大的 v -宇宙岛，它们彼此间更是难以观测。

综上所述可见，我们实际上只能对我们所在的宇宙岛进行观测，看上去，我们的这个宇宙岛就是整个宇宙。但我们没有理由因此就认为整个宇宙就是这样。

5. 空间的暴涨

按上述宇宙模型，整个宇宙在时间及空间上都是无穷的，作为一个整体，其性质也不会有本质的变化。但一个局部，任一个宇宙岛，都在永远不停地变化着，其根本性质也在变化着。下面以一个 s -世界世界转化为一个 v -世界的过程，即所谓大爆炸，说明这种变化。

在一个 s -世界中，由于 $SU_S(5)$ 破缺，除光子外， s -粒子质量不为零，并能聚集成团，形成天体和星系。当其质量足够大时，体系所聚质量将越来越多，引力越来越强，空间将收缩。伴随空间收缩，产生引力塌缩，体系温度 T_s 将越来越高。将(34)及其下面的讨论应用到(9) — (11)可知，当 $T_s \geq T_c$ 时， ω_s 期望值将变为 $\langle \omega_s \rangle = 0$ ，另一方面，这时仍有 $\langle \omega_v \rangle = 0$ ，而 $V_{eff}(\omega_s = \omega_v = 0) = V_{veff}(0) + V_{seff}(0) = 0$ 只是相对极小值，因此整个体系这是处于势能 $V_{eff} = V_{veff} + V_{seff}$ 处于相对极小值态。这时 V_{eff} 的绝对极小值是 $\langle \omega_v \rangle_0 \neq 0, \langle \omega_s \rangle_0 = 0$ 的状态。因此这时真空必然发生相变，由 $\langle \omega_s \rangle_0 = \langle \omega_v \rangle_0 = 0$ 状态跃变到 $\langle \omega_v \rangle = \langle \omega_v \rangle_0 \neq 0, \langle \omega_s \rangle_0 = 0$ 的状态，同时发生空间暴涨。这一过程可由(18) — (20)及(22)描述。

考虑到 $V_s(\omega_s=0)=V_v(\omega_v=0)=0$ ，相对于巨大势能差，忽略 $(\rho_v - \rho_s)$ 及 k 项，可得

$$\dot{R}_v = \sqrt{\frac{8\pi G}{3} \frac{\mu^4}{4f}} R_v, \quad R_v(t_v) = R_v(0) \exp H t_v, \quad (37)$$

式中， $H = \sqrt{\frac{2\pi G \mu^4}{3f}} = a T_{\max}^2$, $a = \lambda \sqrt{\frac{\pi G}{24f}}$, $T_{\max} = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}$ 。 T_{\max} 是大统一的能标， $T_{\max} \sim m(\Omega) \sim 10^{15} \text{Gev}$ ，如果取 $\lambda/8\sqrt{f} \sim 1$ 及 $t_s \sim 10^{-33} \text{s}$ ，则 $R_s(0)$ 将扩大 $\exp 100 \sim 10^{43}$ 倍。

在此过程中， V_{eff} 由 $V_{\text{eff}} = 0$ 变到 $V_{\text{eff}}(\langle \omega_v \rangle_0) = V_{\text{eff min}}$ ，释放出巨大势能，这一巨大的 $V-Higgs$ 势能转化为大量 V -粒子，且 V -粒子由于 $\langle \omega_v \rangle_0 \neq 0$ 而获得其质量，由于 $\langle \omega_s \rangle = 0$ ， S -基本粒子都是零质量，并将变为 $SU_5(5)$ 色单态。此过程导致空间暴涨，相应于已知的 Guth 理论^[2] 中的暴涨过程，但物理本质是完全不同的。本过程是升温过程导致的暴涨，是一种世界湮灭，另一种世界产生的过程；而已知暴涨是宇宙由高温降至至过冷状态导致的暴涨，是宇宙由奇点产生的过程。由以上所述可见，这种转化过程阻止了物质密度、能量密度、温度继续增高，引力及压力都不能无限增强，宇宙不会产生引力奇点。 T_c 实际上就是宇宙中最高温度，当 T_v 或 T_s 超过 T_c 时，宇宙岛将发生转化。

6. 暴涨之后宇宙的演化

设 $k = -1$ ， $\eta \equiv 8\pi G/3$ ， $(\tilde{\rho}_v - \tilde{\rho}_s)R^3 = (\tilde{\rho}_{v0} - \tilde{\rho}_{s0})R_0^3 = -D_v < 0$ ， D_v 是一个常数， $a(t) \equiv R(t)/R_0$ ，由 (22) 能得到

$$aR_0 \sqrt{1 - \frac{\eta D_v}{aR_0}} + \frac{1}{2} \eta D_v \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \eta D_v / aR_0}}{1 - \sqrt{1 - \eta D_v / aR_0}} = t. \quad (38)$$

设 $d_L = R_0 r(1 + z_d)$ 是地球和发光星系之间的光学距离，这里 z_d 是由空间

膨胀导致的红移，由 (38)，利用 $H_0 = (\dot{R}/R)_0$ ，

$$\int_t^{t_0} \frac{dt}{R_V(t)} = \frac{1}{R_0} \int_{(1+z_d)}^1 \frac{da}{aa} = \int_r^0 \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}, \quad (39)$$

近似到 z_d^2 及 $(\eta D_V / 2R_0)^1$ ，可得

$$H_0 d_L \approx z_d + \frac{1}{2} z_d^2 \left(1 + \frac{\eta D_V}{2R_0} \right). \quad (40)$$

类似地，设 $k=0$ ， $(\tilde{\rho}_v - \tilde{\rho}_s)R^3 = D_V > 0$ ，可得

$$a_V^{3/2}(t) = (3/2)H_0 t + a_V^{3/2}(0), \quad H_0 d_L \approx z_d + z_d^2/4. \quad (41)$$

如上所述，在 V -空间中， v -粒子能够形成星系，而 s -粒子不能成团，只是弥散地分布，作为暗能量存在，在 v -粒子与 s -粒子之间只有斥力。这样，一个以速度 \bar{v} 运动的 v -粒子，例如一个 v -光子，必然在其前方比在其后方感受到更大的斥力。对于 v -光子，这种斥力将导致红移 dv 。 dv 应正比于 t 时刻 s -物质的密度 $\tilde{\rho}(t)$ 、 v -光子的频率 $\nu(t)$ 及运动的时间 dt ，即

$$dv = -f \quad dv = -f \tilde{\rho}_s(t) \nu(t) dt. \quad (42)$$

在 s -物质及 v -物质有斥力势能。由于在 V -空间中， v -物质能够形成大质量团块，而 s -物质不能，因此空间膨胀过程中，这种斥力势能主要转化为 s -粒子的动能。这样，在 V -空间中， s -物质与 v -物质的密度比 $\tilde{\rho}_s(t)/\tilde{\rho}_v(t)$ 将增大。因此，在暴涨足够长的时间后，可以假设

$$\tilde{\rho} \equiv \tilde{\rho}_v - \tilde{\rho}_s < 0. \quad (43)$$

设 z_d 是由空间膨胀导致的红移， z_r 是由 (42) 决定的红移，则总的红移，或说是表观红移

$$z = z_d + z_r. \quad (44)$$

定义 $\tilde{R}(t)$ 为由表观红移 z 决定的表观标量曲率, $\tilde{a}(t) = \tilde{R}(t)/R_0 \equiv (1+z)^{-1}$,

由 $a(t) = R(t)/R_0 \equiv (1+z_d)^{-1}$, (22)、(42) — (44) 能够得到

$$\tilde{a}(t) = \left\{ z_d + \exp \frac{2f\tilde{\rho}_{s0}R_0^2}{3\eta D_V} \left[\left(1 - \frac{2R_0}{\eta D_V} \right) \sqrt{1 - \frac{\eta D_V}{R_0}} - \left(1 + z_d + \frac{2R_0}{\eta D_V} \right) \sqrt{1 - (1+z_d) \frac{\eta D_V}{R_0}} \right] \right\}^{-1}. \quad (45)$$

由 (38) 与 (45) 我们能够确定 $\tilde{a}(t)$ 与 t 的函数关系, 如图 1 所示。

$d\tilde{a}/dt, d^2\tilde{a}/dt^2$ 分别显示在图 2 和图 3。这里取的参数是,

$R_0 = 3.2 \times 10^{17} = 10^{10}$, $\eta D_V = 0.32 \times 10^{17}$, $2f\tilde{\rho}_{s0}R_0^2/3\eta D_V = 0.8$. $\tilde{a}(t)$ 描述的是

从 1.13×10^{10} 年之前到现在我们观测到的宇宙演化过程。图 2 表明, 看上去宇宙膨胀早期有减速阶段 ($(90 \sim 75) \times 10^8$ 年前), 此后到现在宇宙

处于加速膨胀阶段。图 2 进一步表明 $d\tilde{a}/dt = 0$ 的解存在。

由 (40), (44) 及定义 $z_d = z(z_d/z) \equiv zq^{-1}$, 可得

$$H_{0eff}d_L = z + \frac{1}{2}z^2q^{-1}(1 + \eta D_V/2R_0), H_{0eff} \equiv qH_0. \quad (46)$$

类似地, 设 $k=0$, $(\tilde{\rho}_v - \tilde{\rho}_s)R^3 = D_V > 0$, 可得

$$(1+z)^{-1} = \left\{ \left(\frac{3}{2}H_0t + a_v^{3/2}(0) \right)^{-2/3} + \exp \left[\frac{3f\tilde{\rho}_{s0}}{2} \sqrt{\frac{3}{8\pi G\tilde{\rho}_0}} \left(\frac{3}{2}H_0t + a_v^{3/2}(0) \right)^{-1} - 1 \right] - 1 \right\}^{-1}. \quad (47)$$

$$H_{0eff}d_L \approx z + \frac{1}{4}z^2q^{-1}. \quad (48)$$

7. 星系的稳定性

按传统理论, 当空间以足够大的加速度膨胀时, 星系由于受到正比于 \dot{R} 的张力 F 而不稳定。但按本模型, 不是这样。按本模型, 容易

证明 $\ddot{R}_v = \eta D_v / 2R_v^2$ 。另一方面，由于 s -物质与 ν -物质的斥力作用，星系也受到包围着它、作为暗能量的 s -物质压力作用。这个压力 P 也正比于 $\eta D_v / R_v^2$ 。 F 与 P 方向相反，两者之比 F/P 将与 R 无关，因此星系不会由于加速膨胀而崩溃。

8. 新的预言

A. 已经发现，宇宙中有许多巨大空洞，其中星系很少。我们猜测其中一些空洞可能不空，而是充满 s -物质。由于 s -物质是作为暗能量弥散分布的，且与 ν -物质之间有斥力作用，因此当 ν -光子通过这些巨大空洞时，将受到类似于凹透镜的作用，使得我们看到的星系比实际存在的更少、更远。

B. 由于分布在两个相距遥远的 ν -星系之间的 s -物质的斥力作用，这两个 ν -星系的引力作用应比传统理论预言的更弱。

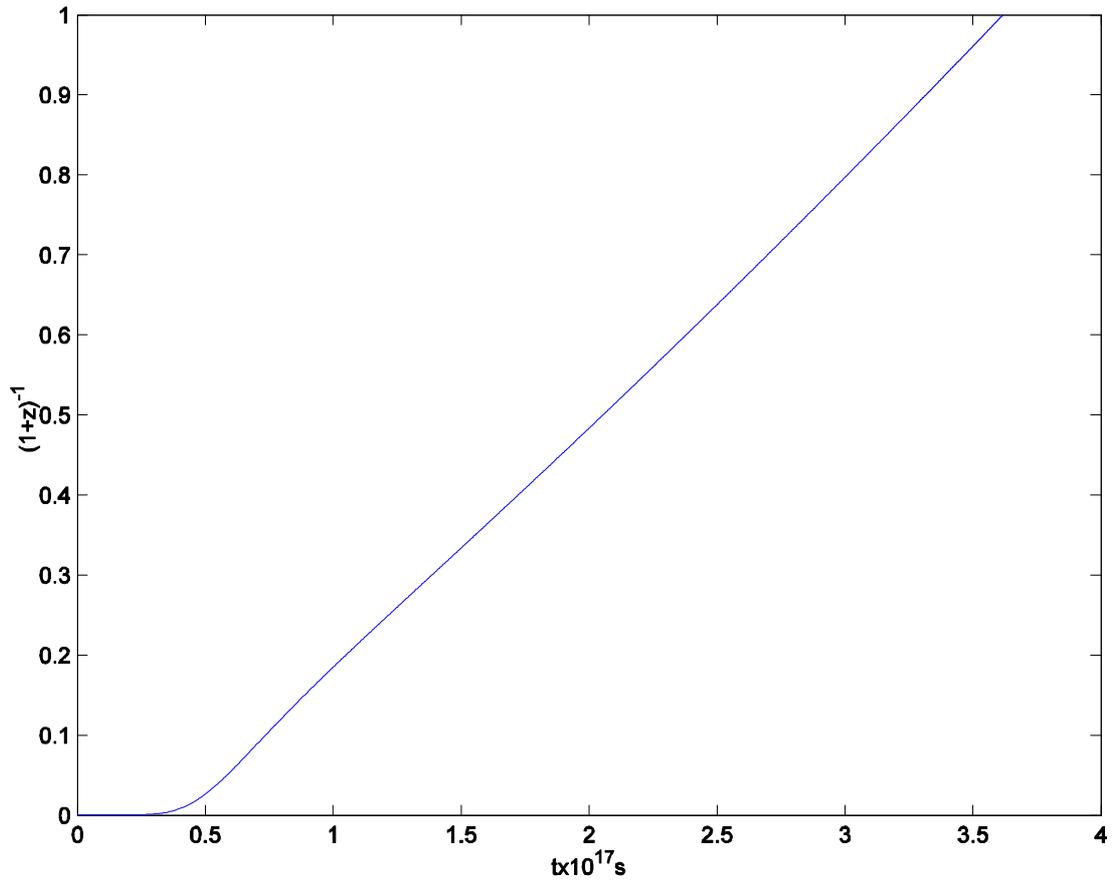


图 1

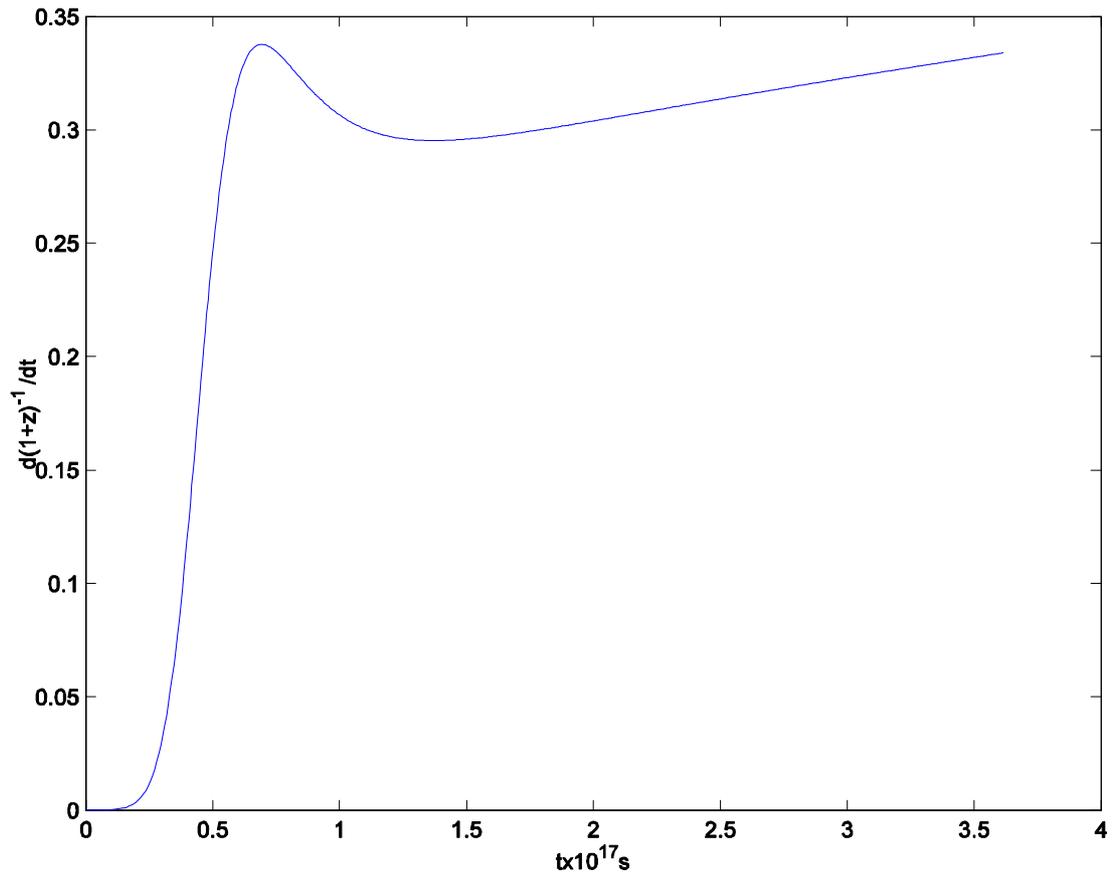


图 2

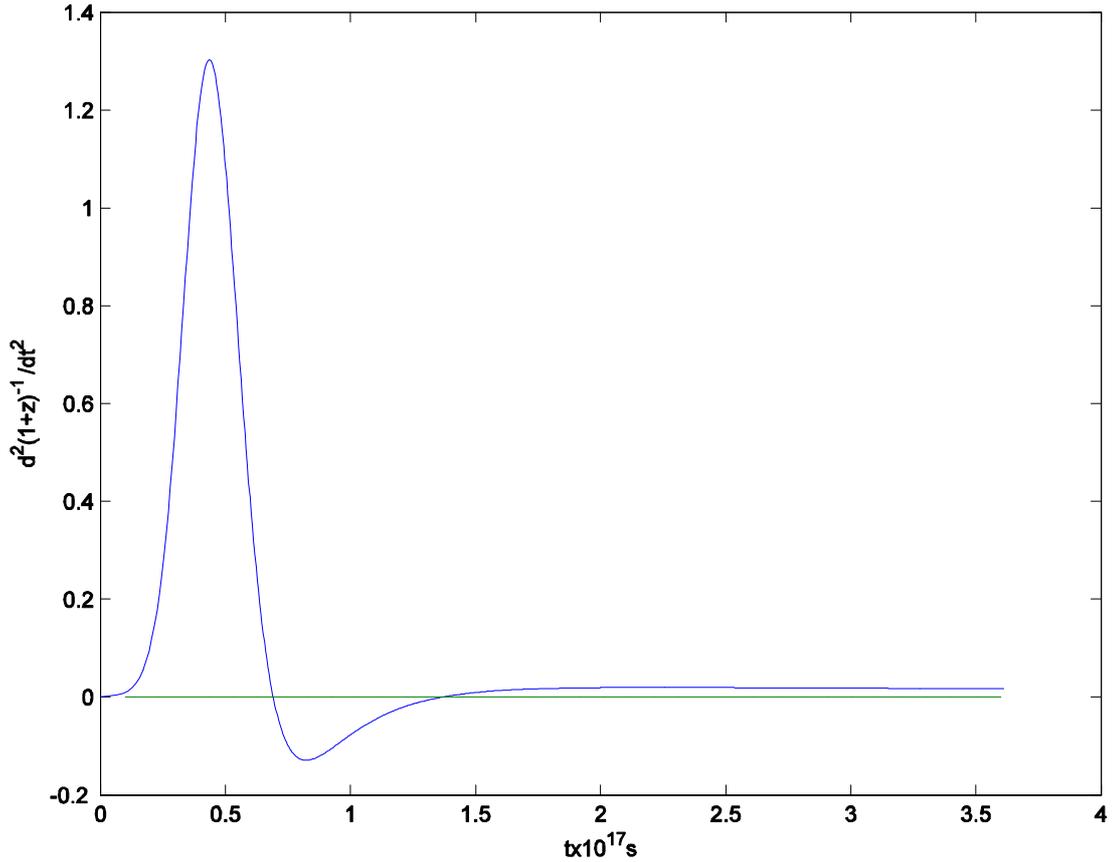


图 3

9. 总结

本文假设存在两种物质，即 S—物质和 V—物质，这两种物质是对称的、具有 $SU_S(5) \times SU_V(5)$ 对称性、并只有斥力作用的。当 Higgs 场期望值 $\langle \omega_S \rangle = \sigma \neq 0$ ，必有 $\langle \omega_V \rangle = 0$ ， $SU_S(5)$ 破缺为 $SU_S(3) \times U_S(1)$ ，从而所有的 S—粒子可获得其 $SU(5)$ 大统一理论所确定的质量，而 $SU_V(5)$ 对称性不破缺，所有的 V—基本粒子的质量都是零，反之亦然。由此，可将 S—物质看作通常的已知物质，可将 V—物质看作暗能量。在此基础上，构造了一种无奇点宇宙模型，按此模型，宇宙无奇点；存在最高温度；宇宙是由无穷多个宇宙岛组成。本模型预言宇宙中某些巨大空洞具有巨大凹透镜效应；两个相距足够远的星系之间的引力将小

于传统理论预言的引力。在 $E_0 = \Lambda = 0$ 前提下，对宇宙大爆炸和加速膨胀提出了一种可能的解释，得到了 Guth 暴涨模型得结果。按此解释，宇宙大爆炸是 V-世界消失、S-世界产生的过程。

致谢：衷心感谢赵展岳教授对本工作的大力支持和有益的讨论！

参考文献

- [1] Luca Amendola, *Physi. Rev. Lett*, 93, 181102 (2004); Piotr T. Chrusciel, James Isenberg and Daniel Pollack, *Physi. Rev. Lett*, 93, 081101 (2004); Shinji Mukohyama and Lisa Randall, *Physi. Rev. Lett*, 92, 211302 (2004); P. J. E. Peebles and Bharat Ratra, *Reviews of Modern Physics*, V75, 559 (2003); T Padmanabhan, *Physics Reports*, 380 (2003) 235.
- [2] Shi-Hao Chen, *Quantum Field Theory without Divergence A: Quantization of Free Fields; Quantum Field Theory without Divergence B: Quantization of Interacting Fields; Quantum Field Theory without Divergence C: Perturbation*, FOCUS ON QUANTUM FIELD THEORY, O. Kovras (Editor), 2004, ISBN: 1-59454-126-4.
- [3] 't Hooft, Gerard, *Introduction to GENERAL RELATIVITY*, Rinton Press, Inc. Princeton, New Jersey. p24.
- [4] A.H. Guth, *Phys. Rev. D*, 23, 347 (1981).
- [5] 刘辽, 蒋元方, 钱振华, 暴涨宇宙, *物理学进展*, Vol. 9, No. 2, 1989.