

文章编号: 1000-8349(2009)02-129-23



暗能量的理论模型

陈 云

(北京师范大学 天文系, 北京 100875)

摘要: 自 1998 年超新星观测发现宇宙加速膨胀以来, 暗能量问题已经成为当前天体物理和宇宙学研究中最重要的问题之一。此后关于宇宙微波背景辐射和大尺度结构的测量也进一步支持了 1998 年的发现。该文首先概述了宇宙学的起源, 然后详细介绍了目前解释宇宙加速膨胀机制的三类模型, 包括各模型提出的动机、存在的优缺点, 以及当前的主要进展等。最后对暗能量模型作了总结和展望。

关键词: 宇宙学; 加速膨胀; 暗能量; 理论模型

中图分类号: P159 **文献标识码:** A

1 引 言

1929 年哈勃 (Edwin Hubble) 对河外星系的视向速度与距离的关系进行了研究, 估算出了视向速度与距离之间的线性正比关系。现代精确观测已证实这种线性正比关系: $v = H_0 \times d$, 其中 v 为退行速度, d 为星系距离, H_0 为比例常数, 称为哈勃常数, 这就是著名的哈勃定律。哈勃定律揭示了宇宙是在不断膨胀的, 这种膨胀是一种全空间的均匀膨胀。

自 20 世纪 20 年代得知宇宙在膨胀以来, 科学家一直对膨胀会永远持续下去的观点持有争议。因为根据广义相对论, 如果宇宙中只有物质和辐射, 宇宙的膨胀应该是减速的。然而 1998 年, 两个国际超新星团队 (HZT: High Redshift Supernova Search Team 和 SCP: Supernova Cosmology Project) 的观测与研究结果却表明, 当前的宇宙不但在膨胀, 而且还在加速膨胀。天文学家用“暗能量”来命名驱使宇宙加速膨胀的物质成分。这一发现被《科学》杂志列为 1998 年最重要的科学发现之一。

暗能量的存在改变了人们对物质在宇宙中所起作用的认识。按照爱因斯坦的广义相对论,

收稿日期: 2008-06-04; 修回日期: 2008-09-17

基金项目: 国家自然科学基金重点项目 (10533010)

在一个仅含有物质的宇宙中,物质密度决定了宇宙的几何,以及宇宙过去和未来;如果考虑暗能量,情况就完全不同。首先,总能量密度(物质能量密度与暗能量密度之和)决定着宇宙的几何特性;其次,宇宙已经从物质占主导的时期过渡到了暗能量占主导的时期。大约在“大爆炸”之后的几十亿年中暗物质占了总能量密度的主导地位,但这已成为过去;现在宇宙的未来将由暗能量的特性所决定,因此研究暗能量的本质属性是当前宇宙学研究的一项重要任务。

宇宙学作为一门观测科学,起源于 20 世纪 20 年代初。随着探测技术,特别是空间探测技术的发展,新一代高精度的气球、望远镜和卫星等实验数据的空前积累极大丰富了人们对宇宙的认识;尤其是 2003 年、2006 年和 2008 年三次公布的威尔金森各向异性探测器(WMAP)的观测结果,以及斯隆数字巡天(SDSS)等结果的出现,精确给出大多数宇宙学参数的测量结果,并最终建立起了当代宇宙学的标准模型——大爆炸+暴涨+ Λ CDM 模型。该模型认为,现在宇宙中的成分包括:约 73% 的暗能量、23% 的暗物质(主要是冷暗物质)、4% 左右的重子物质,以及少量的光子和中微子。其中未知的暗能量和暗物质是现在宇宙的主要组分,这是当代宇宙观测给出的最重要、最出人意料的结果。另外该模型认为在宇宙的极早期,大爆炸开始之后宇宙存在一个急速膨胀阶段,即暴涨阶段,该阶段抹平了早期宇宙存在的各种不均匀性并且留下了后来宇宙结构形成的种子。

标准宇宙学模型^[1]的一个重要前提(或者基本假设)就是宇宙学原理:宇宙在大尺度上是均匀各向同性的。它表明宇宙中物质和能量的分布是一样的,没有一处是特殊的。宇宙学原理成立的一个重要推论是宇宙无中心;为了纪念哥白尼,这一推论也被称为哥白尼原理,即“宇宙中没有任何一点是特殊的,所有的位置都是平权的。”哥白尼原理的另一种方式陈述是,一个观测者所观测到的大尺度结构图像都和宇宙中任何其他地方所观测到的一样。能够描述均匀各向同性物质分布的就是 Friedmann-Robertson-Walker(FRW) 度规:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right], \quad (1)$$

其中, (r, θ, ϕ) 是固定在介质质元上的随体坐标,或叫共动坐标,意指在宇宙膨胀或收缩时,每一质元的空间坐标都是不变的。 t 是时间坐标,它相当于任一质元上的静止时钟的走时。 k 为曲率因子, $k = 0, +1, -1$ 决定平直、闭合、开放的三维空间几何结构, $a(t)$ 是时间的函数被称为标度因子(Scale Factor),当前的值为 $a(t = t_0) = a_0 = 1$ 。

宇宙学是研究宇宙结构及其演化的学科,而式(1)只是说明了宇宙的时空结构,并不能推出宇宙的演化。为了描述宇宙的动力学,需要引入爱因斯坦引力场方程来决定时空的背景,在当前的标准宇宙学模型中爱因斯坦场方程是带有宇宙学常数的形式:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu} \equiv G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (2)$$

其中, $R_{\mu\nu}$ 是 Ricci 张量, R 是曲率标量, Λ 是宇宙学常数, $T_{\mu\nu}$ 是决定宇宙动力学的能动张量:

$$T_{\mu\nu} = \sum_i T_{\mu\nu}^i,$$

其中, $T_{\mu\nu}^i$ 是不同的组成成分的能动张量, 如辐射物质、重子、冷暗物质等。

假设宇宙中均匀各向同性的介质为理想流体, 那么在 FRW 度规下, 它的能动张量即可表示为:

$$T_{\nu}^{i\mu} = \text{diag}(\rho_i(t), -p_i(t), -p_i(t), -p_i(t)) , \quad (3)$$

其中, ρ_i 、 p_i 分别是各个组成成分 (辐射、重子、冷暗物质等) 的能量密度和压强, 它们都是时间的函数, 两者的关系为:

$$p = w\rho . \quad (4)$$

w 为“流体”的状态方程。而宇宙中的各组分都可近似当作理想流体, 因此对普通的物质, $w = 0$; 对于辐射, $w = 1/3$; 对于真空能, $w = -1$ 。

将 FRW 度规式、爱因斯坦场方程与介质的能动张量方程联合求解, 可得到场方程的时 - 时分量方程:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} , \quad (5)$$

以及空 - 空分量方程, 即 Friedmann 方程:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} . \quad (6)$$

其中, $H = \dot{a}/a$, 称为哈勃参数, 它在今天的值 H_0 就是哈勃常数。

另外由各组分的能动张量满足能量守恒方程 $T_{\mu;\nu}^\nu$, 可以得到微分方程:

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p) , \quad (7)$$

该式可称为宇宙动力学的能量守恒方程或者连续性方程。至此, 式 (4)~(7) 构成一组过约束的动力学方程, 由它们可以解出宇宙的尺度因子 $a(t)$ 以及密度 ρ 和压强 p 随时间的变化。

2 暗能量模型

2.1 暗能量简介

1998 年, 科学家在利用 Ia 型超新星检测宇宙的膨胀速度时发现它们的亮度比原来预期的要暗, 这意味着这些超新星距离人们比原来标准冷暗物质模型所预言的要远; 也就是说, 宇宙并不处于原来标准冷暗物质模型预言的减速膨胀状态, 而是处于加速膨胀的状态。这有一种可能的解释, 那就是宇宙中存在某种神秘的力量超越了宇宙中的物质引力, 推动着宇宙的加速膨胀; 科学家将这种未知的力量称为“暗能量”, 因此简单地说, 暗能量就是一种未知的、引起宇宙加速膨胀的机制, 于是关于暗能量问题的解释严格地说就是对宇宙加速膨胀问题的解释。

自 1998 年人们发现宇宙的加速膨胀以来^[2,3], 暗能量一直是宇宙学研究中的热点问题之一。近几年更多的观测结果 (如 Ia 型超新星、CMB 以及大尺度结构等的观测数据)^[4] 又进一

步证实了暗能量的存在。宇宙加速膨胀的发现所引出的暗能量问题，不仅改变着人类对宇宙的认识，还不断地向已有的物理规律提出挑战。

暗能量的存在解决了关于宇宙的年龄、膨胀速度及其组成成分等一系列问题的长期争论。如今大多数的天文学家和物理学家都接受了这样一个事实，即暗能量约占据了现在宇宙总能量密度的 $2/3$ ，它对决定宇宙未来的命运起着举足轻重的作用，因此暗能量问题可以说是目前宇宙学中最重要研究课题之一。在不含宇宙学常数的情况下，描述宇宙膨胀的尺度因子 $a(t)$ 与宇宙物质能量密度 ρ 和压强 p 之间存在以下关系：

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) . \quad (8)$$

从这个式子可以看出，暗能量必须具有足够大的“负引力”，至少要满足 $\rho + 3p < 0$ (即暗能量的状态方程要满足 $w = p/\rho < -1/3$)，才能使宇宙加速膨胀。

通过目前的观测可以确定，暗能量应当具有以下特征：(1) 暗能量不发射也不吸收光子；(2) 它具有相当大的负压力；(3) 它在空间的分布几乎是均匀的，至少在星系团的尺度范围内都不会积聚形成可观测、可识别的结构。

2.2 暗能量模型分类

目前暗能量存在与否已经不再是最关键的问题，因为研究过数据的人都相信，暗能量 (至少类似暗能量引起的效应) 的确是存在的。暗能量的物理本质是什么？暗能量的能量密度是不变的，还是随着时间演化的？这几乎是目前所有研究暗能量的人最为关心的问题。由于目前还没有直接观测到暗能量，关于暗能量的实质也一无所知，因此结合观测数据建立合理的暗能量理论模型是非常必要的。

在发现暗能量之前，CDM 模型是那个时期的标准宇宙学模型，在该模型中 Einstein 场方程的形式为：

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R \equiv G_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} . \quad (9)$$

其中，方程的左边是几何部分，右边是物质部分。而自 1998 年两个超新星小组的观测以及后来 WMAP、SDSS 等的观测都表明建立在普通物质成分基础上的宇宙学模型与天文观测不相符合，因此就应该怀疑该宇宙学模型的正确性，或者考虑引力源是否存在实验室里没有看到过的新的物质成分。目前解释宇宙加速膨胀的主要理论，在整体上可以分为两大类：第一类是从方程的左边出发，也就是修改爱因斯坦场方程的几何部分，在某种意义上说就是修改了爱因斯坦的引力理论。它包括 Brans-Dicke 理论、 $f(R)$ 理论、膜世界绘景 (brane world scenario) 等；第二类是从方程的右边出发，也就是修改爱因斯坦场方程的物质部分。既然宇宙在加速膨胀，而通常的物质都是使宇宙减速膨胀的，那么自然要求存在额外的能量密度分量，来提供宇宙加速膨胀的原动力，对应于在作用量中加入了额外的物质分量——该分量的基本特征是均匀地分布在宇宙空间中、具有负的压强。它包括宇宙学常数模型、标量场模型、矢量场模型和全息暗能量模型等。

修改方程几何部分的理论的爱因斯坦场方程，可用以下统一形式来表示：

$$G_{\mu\nu} + G_{\mu\nu}^{\text{dark}} = 8\pi GT_{\mu\nu} . \quad (10)$$

同理, 修改物质部分的理论的爱因斯坦场方程也可表示成以下统一形式:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G(T_{\mu\nu} + T_{\mu\nu}^{\text{dark}}) . \quad (11)$$

目前关于宇宙加速膨胀的解释除了以上提到的两大类外, 还有其他的解释方案, 如考虑宇宙不均匀性对宇宙加速膨胀的影响等。

2.3 修改引力理论的模型

为解决当前宇宙加速膨胀问题, Λ CDM 以及各种动力学标量场模型都是在爱因斯坦引力框架下, 研究暗能量这种未知成分的性质。然而, 解决暗能量问题有多种途径, 其中一种思路是在大尺度上修改引力理论, 而无需引入暗能量这一新成分来解决宇宙加速膨胀问题。广义相对论在宇宙尺度上是否适用呢? 这的确是一个值得思考的问题, 因为人们现在只在太阳系尺度上精确检验了广义相对论的正确性, 而在宇宙尺度上广义相对论的正确性还有待进一步的研究确定。人们有理由怀疑广义相对论在宇宙尺度上是否有效, 因为没有人检验过; 也许宇宙加速膨胀正是引力理论在宇宙尺度上应该修改的证据。以下介绍修改场方程的几何部分, 即修改引力理论的几种主要模型。

2.3.1 膜世界绘景

膜世界理论是当代高能物理和宇宙学中最重要观念之一, 膜世界 (brane world) 这一概念可以提供一种修改引力的基本框架。在膜世界的图景中, 世界不只是四维的, 而是具有额外的空间维度。不同于弦论中紧致化的额外维, 膜世界中额外维可以很大。宇宙是这个高维世界 (bulk) 中的三维膜 (3-brane)。粒子物理标准模型的基本粒子均定域在膜上, 而只有引力可以在整个高维世界中传播, 因为引力可以“泄漏”到额外维, 相应地在膜上的引力得到了修改。

最早的方案是 ADD 膜世界^[5,6]、RS^[7,8]膜世界以及 DGP 膜世界^[9]。在众多的膜世界模型中, DGP 模型是一种包含自加速解的模型^[10], 它可以将当前宇宙加速膨胀解释为引力在大尺度传播时一部分跑到高维空间所致。DGP 模型由 Dvali 等人提出^[11], 该模型视人类所在的宇宙为嵌入在一个 5 维 Minkowski 时空的 3-brane, 其作用量可以写作:

$$S = S_{\text{bulk}} + S_{\text{brane}} . \quad (12)$$

其中,

$$S_{\text{bulk}} = \int_{\mathcal{M}} d^5 X \sqrt{-^{(5)}g} \left[\frac{1}{16\pi^{(5)}G} {}^{(5)}R \right] , \quad (13)$$

$$S_{\text{brane}} = \int_M d^4 x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{8\pi^{(5)}G} K^\pm + L_{\text{brane}}(g_{\alpha\beta}, \psi) \right] . \quad (14)$$

在以上的式子中, S_{bulk} 表示 bulk(体)的作用量, S_{brane} 表示 brane(膜)的作用量, ${}^{(5)}R$ 是 5 维曲率标量, ${}^{(5)}G$ 代表 5 维牛顿引力常数, K 是膜的外曲率的迹, L_{brane} 是限制在膜上的所有场的总拉氏量, ψ 代表限制在膜上的物质场。DGP 模型令人感到有趣的是 L_{brane} 中含有 4 维标量曲率, 可写成如下形式:

$$L_{\text{brane}} = \frac{\mu^2}{2} R + L_m , \quad (15)$$

式中, μ 是 4 维质量参数, R 代表 4 维曲率标量, L_m 是物质场的拉氏量。考虑在膜上的一个 FRW 度规, 得到相应的 Friedmann 方程:

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \left(\sqrt{\frac{\rho}{3\mu^2} + \frac{1}{4r_c^2}} + \varepsilon \frac{1}{2r_c} \right)^2, \quad (16)$$

式中, ε 可以取 1 或 -1 , $r_c = \mu^2/8\pi^{(5)}G$ 具有长度量纲。 $\varepsilon = \pm 1$ 表示 DGP 模型具有两个分支: (+) 分支可以不引入负压物质, 单凭引力定律在大尺度上的五维效应即可产生假设膨胀, 因而又叫自加速分支 (self-acceleration branch); (-) 分支则没有这种自加速的特性。要在这一分支上考虑加速膨胀, 则需要引入暗能量成分, 该分支被称为标准分支 (normal branch)。

在考虑 DGP 模型时, 一般不考虑膜张力, 即假设某种对称性使膜上的真空能为 0。但是, 若考虑膜上存在某种暗能量, 也会得到一些有趣的结论, 比如在膜上加入 quintessence 或 phantom 标量场, 则可以使体系的等效状态方程表现出穿越 -1 的行为同时又可以避免大撕裂奇点的出现, 当然也可以考虑在膜上添加其他成分, 比如一个宇宙学常数或 Chaplygin 气体等。而在文献 [12] 中, 作者按照全息暗能量的思路, 考虑膜上的全息真空能, 即膜的张力。结果显示, 在自加速分支中取 Hubble 尺度作为红外截断, 或者在任一分支中取事件视界做截断, 相应的全息真空能都可以驱使宇宙加速膨胀。另外, 若同时考虑真空能效应和 GDP 模型中的自加速效应, 则相应的等效状态方程会出现穿越 -1 的行为, 并会导致大撕裂奇点。作者利用超新星和重子声学振荡的数据对模型进行限制, 发现在 1σ 范围内, 观测数据倾向于四维的全息暗能量模型或不考虑真空能的 DGP 模型。

在文献 [13] 中, 作者应用 “scaling method” [14] 研究了 DGP 模型 (-) 分支中的大尺度结构形成。结果发现在该分支中, 修改的扰动引力势减弱了 ISW 效应, 这恰好与自加速分支中的情况相反 (在自加速分支中 ISW 效应是被增强的)。

2.3.2 $f(R)$ 理论模型

前面提到的 DGP 模型以及其他膜世界图景 (如 RS 模型) 仍然是在爱因斯坦引力框架内的, 即以 Einstein-Hilbert 作用量:

$$S_G = \int d^n x \sqrt{-g} R \quad (17)$$

为出发点, 差别只是在于将四维时空推广到高维, 并考虑五维中的某些特殊结构。而本文将要讨论的 $f(R)$ 理论, 则是对引力作用量本身进行了修改 [1]:

$$S_G = \int d^4 x \sqrt{-g} f(R) \quad (18)$$

其中 $f(R)$ 为曲率标量 R 的某种函数。当然, 这并不是唯一的修改方式。除了可以在作用量中加入 R 的修正项, 还可以考虑加入形如 $R^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ 或 $R^{\mu\nu\alpha\beta} R_{\mu\nu\alpha\beta}$ 之类的修正项。四阶曲率的一个特别组合, 即 Gauss-Bonnet 项是人们研究比较多的, 因为 Gauss-Bonnet 项在四维时空中是一个拓扑不变量, 因此在这些模型中通常有一标量场与 Gauss-Bonnet 项存在耦合。人们相信这些耦合在超弦理论的低能近似中会出现 [15]。

另外, $f(R)$ 理论也有两种理论形式。一种是同爱因斯坦引力一样, 认为度规场完全表述引力, 时空流形上的联络场是由度规导出的, 此即 $f(R)$ 理论的度规形式。而另一种所谓的 Palatini 形式则认为度规和联络是两个独立的变量, 应分别对两者来求变分。两种理论形式只有在广义相对论中, 即 $f(R) = R$ 时才是等价的。而对更一般的 $f(R)$ 理论究竟应该采用哪种形式, 这一点仍然存在争论^[16,17]。这里只考虑较简单的度规形式。

取包含物质的 $f(R)$ 理论作用量为:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [f(R) + L_m] , \quad (19)$$

其中, L_m 为物质的拉氏量, 同时为方便起见已经设 $8\pi G = c = 1$ 。对上式关于度规求变分可得修改的场方程:

$$\mathbf{G}_{\mu\nu} \equiv \mathbf{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R \mathbf{g}_{\mu\nu} = \mathbf{T}_{\mu\nu}^{(curv)} + \mathbf{T}_{\mu\nu}^{(m)} . \quad (20)$$

其中,

$$\mathbf{T}_{\mu\nu}^{(curv)} = \frac{1}{f'(R)} \{ \mathbf{g}_{\mu\nu} [f(R) - R f'(R)] / 2 + f'(R)^{(\alpha\beta)} (\mathbf{g}_{\mu\alpha} \mathbf{g}_{\nu\beta} - \mathbf{g}_{\mu\nu} \mathbf{g}_{\alpha\beta}) \} , \quad (21)$$

这项是 $f(R)$ 中高阶曲率项产生的贡献, 移到方程右边等效为某种曲率流体的能动张量。 $\mathbf{T}_{\mu\nu}^{(m)} = \tilde{\mathbf{T}}_{\mu\nu}^{(m)} / f'(R)$, 也修改了原来最小耦合的物质能动张量 $\tilde{\mathbf{T}}_{\mu\nu}^{(m)}$ 。不难看出, 当取 $f(R) = R + 2\Lambda$ 时, 上述方程均恢复为带宇宙学常数的爱因斯坦引力。

文献 [18] 提出在 Einstein-Hilbert 作用量中加入 $R^n (n > 1)$, 可以在宇宙早期产生暴涨。Carroll 等人^[19] 首先提出一种产生当前加速膨胀的 $f(R)$ 形式:

$$f(R) = R - \frac{\mu^{(n+1)}}{R^n} . \quad (22)$$

当 $|R|$ 从早期较大值开始减小时, 通过适当调节参数 μ , 可以使修正项 R^{-n} 在当前变得显著, 从而产生加速膨胀。而文献 [20] 指出这种形式的修正项会导致严重的不稳定性问题。不过这种问题有可能通过再加入抵消项 R^n 来解决。

在文献 [21] 中, 作者在 4 阶引力动力学和物质最小耦合的物理框架下研究 $f(R)$ 模型下线性扰动所引起的宇宙演化情况。对于每一种演化历史, $f(R)$ 的解都存在两个分支, 这两个分支可通过参数 $B \propto d^2 f / dr^2$ 来表示。 $B < 0$ 的分支包含了当前考虑的大部分模型, 这类模型在高曲率下存在短时标非稳定性, 这与高红移的宇宙观测不符。而在 $B > 0$ 的分支中, $f(R)$ 模型可以减小大角度 CMB 的各向异性, 并改变线性物质能谱的形状。

另外在文献 [22] 中, 作者在标量张量理论框架下研究 5 维 $f(R)$ 膜引力。在平坦宇宙下, 当选取某些特定形式的 $f(R)$ 时, 这个模型能得出指数形式的势, 并导致单独由 bulk 空间曲率驱动的加速膨胀的宇宙。

利用全息暗能量模型给出 Hubble 参数演化, 从而重构出相应的 $f(R)$ 函数^[23], 也是一项很有意义的工作。 $f(R)$ 理论被视为量子引力理论在低能下的某种有效近似。重构出与全息暗能量相应的 $f(R)$ 理论有助于从低能有效理论的角度来解释全息暗能量。全息暗能量模型的

c 参数是决定暗能量演化性质的关键参数。当 $c > 1, < 1$, 或 $= 1$ 时, 相应的 $f(R)$ 函数表现出明显的差异, 反映出 c 对演化特性的决定性作用。

2.4 宇宙学常数模型

宇宙学常数模型是最简单同时也是与目前的观测数据符合得最好的暗能量模型^[4], 它的状态方程恒为 -1 , 能量密度是常数, 不随时间变化。宇宙学常数 Λ 最初由爱因斯坦引入来构造静态的宇宙学模型。爱因斯坦于 1915 年建立的引力场方程是不包含宇宙学常数的, 1917 年爱因斯坦发表了名为《根据广义相对论的宇宙学考察》的论文, 他将广义相对论的引力场方程用于整个宇宙, 建立起一种宇宙学模型。当时科学家们普遍认为宇宙是静止的、不随时间变化的。爱因斯坦想从引力场着手得到一个宇宙是静态的、均匀的、各向同性的答案; 但是他得到的解是不稳定的, 表明空间不是恒定不变的, 而是随时间变化的。为了得到一个空间是稳定的解, 爱因斯坦人为地引进一个叫“宇宙学常数”的项, 让它起斥力的作用。这样爱因斯坦就得到一个有限无边的静态宇宙模型, 称为爱因斯坦宇宙模型。这样, 在考虑宇宙常数后, 爱因斯坦的引力场方程就可以写为:

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu} . \quad (23)$$

$\Lambda g_{\mu\nu}$ 作为张量, 成了爱因斯坦引力场方程中的一部分, 在方程中它实际上起了斥力的作用。1929 年, 当 Hubble 对星系的观测结果得出宇宙膨胀的事实后, 爱因斯坦又决定放弃宇宙学常数, 晚年的爱因斯坦曾将宇宙学常数的引入说成是他“一生中最大的错误”。可是历史的发展是很具有戏剧性的, 当 1998 年对 Ia 型超新星的观测得出宇宙的加速膨胀后, 人们又重新引入宇宙学常数, 文献 [2, 24] 很好地综述了关于宇宙学常数的研究。

在量子场论中“真空”是不“空”的。根据协变性要求, 真空的能动张量正比于度规张量, 等效于爱因斯坦引进的宇宙学常数, 即 Lorentz 不变性要求真空态的能动张量只能取形式:

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle_{\text{vac}} = -\rho_{\text{vac}} g_{\mu\nu} . \quad (24)$$

现在常引入等效宇宙学常数 Λ_{eff} 或等效真空能密度 ρ_{eff} 的概念, 即将真空能项移到方程左边, 则得到一个包含真空能贡献的等效宇宙常数:

$$\Lambda_{\text{eff}} = 8\pi G \rho_{\text{vac}} - \Lambda , \quad (25)$$

或者将宇宙学常数项移到方程右边得到等效真空能密度:

$$\rho_{\text{eff}} = \rho_{\text{vac}} - \Lambda/8\pi G = \Lambda_{\text{eff}}/8\pi G . \quad (26)$$

物理上通过观测只能给出 Λ_{eff} 或者 ρ_{eff} , 而无法区分“裸”宇宙学常数 Λ 和真空能 ρ_{vac} 。在观测上认为宇宙学常数 Λ_{eff} 与哈勃常数的平方是同一量级的^[1], 即:

$$\Lambda_{\text{eff}} \approx H_0^2 = (2.13h \times 10^{-47} \text{GeV}) , \quad (27)$$

从而得到相应的能量密度 ρ_{eff} :

$$\rho_{\text{eff}}^{\text{obs}} = \frac{\Lambda}{8\pi G} \approx 10^{-47} \text{GeV}^4 . \quad (28)$$

在量子场中由质量 m 所产生的零点能所估算出的真空能为:

$$\rho_{\text{vac}} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d^3K}{(2\pi)^3} \sqrt{k^2 + m^2} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty k^2 \sqrt{k^2 + m^2} dk . \quad (29)$$

从上式看出, $\rho_{\text{vac}} \propto k^4$, 即 ρ_{vac} 将随着振动频率的增大而发散。假设量子场论在某个紫外截断尺度 k_c 以下有效, 则上式积分结果为 $\rho_{\text{vac}} \approx k_c^4/16\pi^2$ 。在广义相对论的条件下, 可认为量子场论在普朗克尺度 $m_{\text{pl}} = 1.22 \times 10^{19} \text{GeV}$ 以下是有效的, 则 $k_c = m_{\text{pl}}$ 。这样估算出的真空能理论值为:

$$\rho_{\text{vac}}^{\text{th}} \approx 10^{74} \text{GeV} . \quad (30)$$

可以看出, 理论得出的值竟然比观测值大了 121 个量级! 这意味着要给出一个与观测值相符的非常小的数, 就需要对“裸”宇宙学常数项 $\Lambda/8\pi G$ 在 10^{121} 的量级上进行精细调节! 这是不可思议的。因而称它为精细调节问题 (fine tuning problem); 即便取紫外截断为更小的能标, 比如量子色动力学能标, 得到的真空能 $\rho_{\text{vac}} \approx 10^{-3} \text{GeV}^4$, 仍然存在严重的精细调节问题。另外, 宇宙中真空能密度是个常数, 它不随时间变化, 而物质的密度随着宇宙的膨胀而减小 $\rho_m \propto a^{-3}$, 那么在宇宙的早期, 真空能密度相对于物质密度必然会成为一个非常小的数, 为什么偏偏出现这么小的数, 使得现在真空能密度与物质的密度出现在同一个量级? 这个问题被称为巧合性问题 (coincidence problem)。

无疑, 宇宙学常数是一个多少有些无奈, 但又是最简单和具有明显物理起源的选择, 人们一直努力探究为何宇宙学常数如此之小甚至为零, 但很多努力也都未能最终解决这个问题。面对这种情况, 人们要么期待更基础的理论发现, 要么只能求助于人择原理 (anthropic principle) [25] 或者弦景观 (string landscape) [26], 即宇宙有多个真空, 每个真空的宇宙学常数不同, 而人类所处真空宇宙学常数如此之小是因为考虑了人类存在的条件。

2.5 标量场模型

由于宇宙学常数存在两个基本问题, 就需要引入另外的机制来解释宇宙的加速膨胀。此外, 因为宇宙学常数模型所得到的暗能量状态方程是 $w_\Lambda = -1$, 是不随宇宙的演化而发生变化的, 而天文观测表明, 在一定的范围内状态方程是允许随时间变化的, 只不过随时间的演化比较缓慢而已。正是出于这样的原因, 人们考虑能动张量中包含随时间演化的动力学标量场 ϕ , 这类模型被称为标量场模型, 比如 quintessence, 即一个慢滚的正则标量场, 非常类似于早期宇宙暴涨过程中的暴涨子。还有一些具有非正则动能项的标量场模型, 比如借鉴暴涨中 K-inflation 机制的 [27]K-essence 模型 [28], 以及与弦论中 D-brane 相关的 tachyon 模型 [29]。在这类模型中, 通过选择特定的势函数, 可以使宇宙演化到暗能量主导的状态, 而与演化早期的条件无关。也就是说, 使当前暗能量主导的状态成为动力学演化系统的一个吸引子。人们希望通过这种吸引子机制来缓解巧合性问题。在暗能量理论研究中, 标量场模型因其简单性而具有很大的吸引力。当然标量场的引入同时也带来新的问题, 比如当前的加速膨胀与最初的暴涨之间是否有什么更深层的联系呢? 这是值得深思的。目前已有有一些工作从唯象的角度尝试对这两次加速膨胀进行统一描述 [30]。目前很多暗能量模型都采用标量场来描述, 以下介绍其中典型的几种。

2.5.1 quintessence 和 phantom

正如导致宇宙早期加速膨胀的主要候选者为标量场暴胀子一样, 暗能量也可能是动力学标量场。最著名的标量场模型是 quintessence^[31,32], 一般以一个缓慢滚落至其位势底部基态的标量场 ϕ 来表示。它是一个正则实标量场, 在均匀各向同性的宇宙学模型中, 其拉氏密度为:

$$L_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) , \quad (31)$$

其中的 $\dot{\phi}$ 表示对宇宙时求导。从这个拉氏量出发容易得到 quintessence 的压强和能量密度分别为:

$$\rho_\phi = T_0^0 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) , \quad (32)$$

$$p_\phi = -T_\alpha^\alpha = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) . \quad (33)$$

相应的态方程为:

$$w_\phi = p_\phi/\rho_\phi = \frac{\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)} . \quad (34)$$

显然, w_ϕ 介于 -1 和 $+1$ 之间。当 quintessence 沿着较平缓的势向下滚动, w_ϕ 如果小于 $-1/3$, 则驱动宇宙加速膨胀; 如果它接近于 -1 , 模仿一个宇宙学常数。quintessence 的势函数有多种形式^[33], 如果适当地选取势函数, 使其满足 $\Gamma = V'V/(V'')^2 \geq 1$, quintessence 模型具有一类吸引子解, 即追踪解 (tracker solution), 这种场被称为追踪场。具有追踪场的 quintessence 模型的特点是: 它的演化对初始条件不敏感, 甚至初始条件的大小可以相差 100 个量级, 仍可以演化到今天的宇宙, 这就避免了“巧合性问题”^[34]。虽然 quintessence 模型可以有效地避免巧合性问题, 但在粒子物理中, 人们找不出这样的 quintessence 势^[32]。

Phantom 标量场的引入则是与实际观测紧密地联系在一起。对超新星数据的拟合得到当前的暗能量的状态方程为 $-1.38 < w < -0.82$ ^[35], 这就说明有暗能量的状态方程 $w < -1$ 存在的可能性, quintessence 模型显然难以满足这一要求。于是, Caldwell 等人^[35] 考虑了具有负的动能项的标量场, 被称为 phantom, 其拉氏量密度可写为:

$$L_\phi = -\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) , \quad (35)$$

相应的压强和能量密度分别为:

$$\rho_\phi = T_0^0 = -\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) , \quad (36)$$

$$p_\phi = -T_\alpha^\alpha = -\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) . \quad (37)$$

相应的态方程为:

$$w_\phi = p_\phi/\rho_\phi = \frac{-\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)} . \quad (38)$$

显然, 对于正的 $V(\phi)$, phantom 的态方程参数总是小于 -1 的。跟 quintessence 模型类似, phantom 模型也能缓解巧合性问题^[37], 但由于它违反所有的能量条件, 这个模型会存在一些缺陷, 如不稳定性^[38,39]等。另外, 在 phantom 暗能量模型里, 它的能量密度随时间演化非但不减小反而增加。因此, 宇宙的膨胀将越来越快, 最后导致宇宙的命运是 Big Rip(大撕裂)^[40], 所以在这一暗能量模型中, 宇宙的寿命是有限的。但是, 如果所取的势具有一个最大值, 那么大撕裂也可以避免, 这种情况下宇宙的演化就变成周期性的了^[41]。

2.5.2 quintom、hessence 和 hantom

Huterer 和 Cooray^[42] 用不相关的估计方法 (uncorrelated estimate method) 得到了暗能量的状态方程在大于 2σ 的误差范围内有穿越 -1 的可能性, Riess 等人^[43] 在 2006 年利用最新的超新星数据也得到了相似的结论。quintessence 能够给出 $-1 < w < 1$ 的状态方程, 而 phantom 能够给出 $w < -1$ 的状态方程, 因此最简单的就是构造一个由一个 quintessence 场 ϕ_1 和一个 phantom 场 ϕ_2 来共同充当暗能量的模型。于是最早由冯波等人^[44] 给出了一种状态方程穿越 -1 的模型, 由于它同时具有 quintessence 和 phantom 两种物质的性质, 就被取名为 quintom。

quintom 的拉氏量 L_ϕ 为:

$$L_\phi = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_1\partial^\mu\phi_1 - \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_2\partial^\mu\phi_2 - V(\phi_1, \phi_2) . \quad (39)$$

在空间平直的 FRW 宇宙中, 可得到其能量密度 ρ 和压强 p ^[45]:

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}_1^2 - \frac{1}{2}\dot{\phi}_2^2 + V(\phi_1, \phi_2) , \quad (40)$$

$$p = \frac{1}{2}\dot{\phi}_1^2 - \frac{1}{2}\dot{\phi}_2^2 - V(\phi_1, \phi_2) . \quad (41)$$

相应地, 其暗能量状态方程可以写成:

$$w = \frac{\dot{\phi}_1^2 - \dot{\phi}_2^2 - 2V(\phi_1, \phi_2)}{\dot{\phi}_1^2 - \dot{\phi}_2^2 + 2V(\phi_1, \phi_2)} . \quad (42)$$

从上式中可以看出, 当 quintom 中代表正动能项的 quintessence 场中的 ϕ_1 场的变化率大于代表负动能项的 Phantom 场中的 ϕ_2 场的变化率即 $\dot{\phi}_1^2 > \dot{\phi}_2^2$ 时, $w > -1$; 而当 $\dot{\phi}_1^2 < \dot{\phi}_2^2$ 时, $w < -1$ 。这样就通过两个场的演化来实现了暗能量状态方程从过去的 $w > -1$ 演化到现在的 $w < -1$ 。但是, 通过超新星数据分析所得到的暗能量状态方程穿越 -1 的结果只适用于红移小于 1.7 的阶段, 更早期的行为无法通过超新星信息直接获得, 因此这个阶段以外的行为没有观测数据来提供直接约束。

最初提出的 quintom 模型没有考虑场 ϕ_1 和 ϕ_2 的相互作用, 此时 quintom 的势能可以表示为两个场势能的简单相加:

$$V(\phi_1, \phi_2) = V_1(\phi_1) + V_2(\phi_2) . \quad (43)$$

Guo 等人^[45]已经研究了这种情况下的稳定解, 得到这种模型的稳定吸引子解是类 phantom 解, 也就是说 quintom 的最终解将是回到 phantom, 这也将导致大撕裂问题。不过在 Higher Derivatives 的情况下, 这种灾难是可以避免的^[46]。

后来的研究工作考虑了 quintom 模型中场 ϕ_1 和 ϕ_2 相互作用的情况; hessence 模型和 hantom 模型就是这方面的典型代表; 下面简单介绍一下这两种模型。

当相互作用的 ϕ_1 场和 ϕ_2 场使得势能具有以下形式:

$$V(\phi_1, \phi_2) = V(\phi_1^2 + \phi_2^2) \quad (44)$$

时, 很容易发现 quintom 场的拉氏量经过下面的变换是不变的:

$$\phi_1 \longrightarrow \phi_1 \cosh(i\alpha) - \phi_2 \sinh(i\alpha) , \quad (45)$$

$$\phi_2 \longrightarrow -\phi_1 \sinh(i\alpha) + \phi_2 \cosh(i\alpha) , \quad (46)$$

其中 α 是常数。可以把 quintom 的拉氏量写成另外一种形式:

$$L_Q = L_{\text{he}} = \frac{1}{2}[(\partial_\mu \phi)^2 - \phi^2(\partial_\mu \theta)^2] - V(\phi) . \quad (47)$$

这里用到了两个新的变量 (ϕ, θ) , 其定义称为: $\phi^2 = \phi_1^2 - \phi_2^2$, $\coth \theta = \phi_1/\phi_2$, 这一类模型称为 “hessence”^[47], 同时这种形式的定义对模型附加了一个额外的要求, 即 $\phi_1^2 > \phi_2^2$ 。

在平直的 FRW 宇宙中, 假设 ϕ 和 θ 都是均匀的, 可以得出 hessence 的演化方程:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \phi\dot{\theta}^2 + dV/d\phi = 0 , \quad (48)$$

$$\phi^2\ddot{\theta} + (2\phi\dot{\phi} + 3H\phi^2)\dot{\theta} = 0 . \quad (49)$$

其中的 $\dot{\phi}$ 、 $\dot{\theta}$ 、 $\ddot{\phi}$ 、 $\ddot{\theta}$ 点分别表示对宇宙时求一次和二次导数。hessence 的压强和能量密度分别为:

$$p_{\text{he}} = \frac{1}{2}(\dot{\phi}^2 - \phi^2\dot{\theta}^2) - V(\phi) , \quad (50)$$

$$\rho_{\text{he}} = \frac{1}{2}(\dot{\phi}^2 - \phi^2\dot{\theta}^2) + V(\phi) . \quad (51)$$

从式 (49) 可以得到:

$$Q = a^3\phi^2\dot{\theta} = \text{const.} . \quad (52)$$

如果把 hessence 看作一种非正则的复标量场, 那么 Q 就对应于某种守恒荷。因此我们可以用 Q 来替代 $\dot{\theta}$, 代入式 (48) 可以将运动方程改写为:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{Q^2}{a^6\phi^3} + \frac{dV}{d\phi} = 0 , \quad (53)$$

该方程等价于 hessence 的能量守恒方程 $\dot{\rho}_{\text{he}} + 3H(\rho_{\text{he}} + p_{\text{he}}) = 0$ 。同时, hessence 的压强和能量密度方程可以改写为:

$$p_{\text{he}} = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{Q^2}{2a^6\phi^2} - V(\phi) , \quad (54)$$

$$\rho_{\text{he}} = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{Q^2}{2a^6\phi^2} + V(\phi) . \quad (55)$$

相应的 hessence 的状态方程为:

$$w_{\text{he}} = \frac{\dot{\phi}^2 - Q^2/(a^6\phi^2) - 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 - Q^2/(a^6\phi^2) + 2V(\phi)} . \quad (56)$$

明显可以看出当 $\dot{\phi}^2 \geq Q^2/(a^6\phi^2)$ 时, $w_{\text{he}} \geq -1$; 而 $\dot{\phi}^2 \leq Q^2/(a^6\phi^2)$ 时, $w_{\text{he}} \leq -1$; $\dot{\phi}^2 = Q^2/(a^6\phi^2)$ 处为过渡点; 通过 ϕ 场的演化实现了状态方程穿越 -1 的演化。从状态方程可以看出, 当 $Q = 0$ 时, hessence 转化成普通的 quintessence 模型, 因此从这个角度上可以把 quintessence 看作 hessence 的一种特殊情况, 而且 hessence 的稳定吸引子解是 quintessence, 这就避免了大撕裂问题。

当 $\phi_1^2 < \phi_2^2$ 时, 可以将 quintom 的拉氏量写成另外一种形式:

$$L_Q = L_{\text{ha}} = \frac{1}{2}[-(\partial_\mu\phi)^2 + \phi^2(\partial_\mu\theta)^2] - V(\phi) . \quad (57)$$

这里变量 (ϕ, θ) 的定义为: $\phi^2 = -\phi_1^2 + \phi_2^2, \coth\theta = \phi_2/\phi_1$ 。这类模型被称为“hantom”^[48]。

用与 hessence 模型类似的分析方式来分析 hantom 模型, 可以得出 hantom 的状态方程为:

$$w_{\text{ha}} = \frac{-\dot{\phi}^2 + Q^2/(a^6\phi^2) - 2V(\phi)}{-\dot{\phi}^2 + Q^2/(a^6\phi^2) + 2V(\phi)} . \quad (58)$$

容易看出, 当 $\dot{\phi}^2 \leq Q^2/(a^6\phi^2)$ 时, $w_{\text{ha}} \geq -1$; 当 $\dot{\phi}^2 \geq Q^2/(a^6\phi^2)$ 时, $w_{\text{ha}} \leq -1$, 正好与 hessence 模型相反; 但也同样是通过 ϕ 场的演化实现了状态方程穿越 -1 的演化。从状态方程明显看出, 在 $Q = 0$ 时 hantom 模型回到了普通的 phantom 模型。Hantom 的稳定吸引子解为 phantom, 存在大撕裂问题。

总之, quintom、hessence 和 hantom 这 3 种模型的提出主要是为了解决暗能量状态方程穿越 -1 的问题^[48]。

2.6 Chaplygin 气体模型

Chaplygin 气体模型^[49,50]也是很常见的暗能量候选者。Chaplygin 气体其实是空气动力学的类比, 原始版本的 chaplygin 气体是一种奇异的流体, 由状态方程:

$$p = -\frac{A}{\rho_{\text{ch}}} \quad (59)$$

描述。其中 A 是一个正常数。代入连续性方程 $\dot{\rho} + 3H(p + \rho) = 0$ 后得出:

$$\rho_{\text{ch}} = \sqrt{A + \frac{B}{a^6}} , \quad (60)$$

其中 B 为积分常数。

从式 (60) 可以发现 chaplygin 气体具有如下的渐进行为: 当 $a \ll (B/A)^{\frac{1}{6}}$ 时, $\rho_{\text{ch}} \simeq \frac{\sqrt{B}}{a^3}$; 当 $a \gg (B/A)^{\frac{1}{6}}$ 时, $\rho_{\text{ch}} \simeq -p_{\text{ch}} \simeq \sqrt{A}$ 。从上面的渐进行为可以看出: 在宇宙的早期, 尺度因子 a 很小且满足 $a \ll (B/A)^{\frac{1}{6}}$, 此时 chaplygin 气体的密度 $\rho_{\text{ch}} \simeq a^{-3}$, 其行为像非相对论物质; 在宇宙晚期, 尺度因子 a 很大且满足 $a \gg (B/A)^{\frac{1}{6}}$, 此时 chaplygin 气体的密度 $\rho_{\text{ch}} \simeq -p_{\text{ch}} \simeq \sqrt{A}$, 其行为像宇宙学常数, 且具有负压 $p \simeq -\sqrt{A}$, 扮演着暗能量的角色, 为宇宙的加速膨胀提供动力。所以, chaplygin 气体曾经被视为暗能量和暗物质的统一模型^[51]。文献 [52] 探讨了提出这个模型的几个可能的动机。

Chaplygin 气体作为一种与 d-branes 联系的有效流体物质出现, 也能够由 Born-Infeld 作用量获得, 于是原来的 chaplygin 气体模型得到推广, 即 generalized chaplygin 气体^[53], 其状态方程为:

$$p = -\frac{A}{\rho_{\text{ch}}^{\alpha}}, \quad (61)$$

这里 α 为常数, 且有 $0 < \alpha < 1$ 。Bento 等人^[54] 基本确定 α 的取值范围为 $0 \leq \alpha \leq 0.5$, 与观测数据拟合最好的值为 $0.2 \sim 0.5$ 。代入连续性方程, 得到:

$$\rho = \left[A + \sqrt{\frac{B}{a^{3(1+\alpha)}}} \right]^{\frac{1}{1+\alpha}}, \quad (62)$$

这是目前研究得较多的 chaplygin 气体模型。从上面的方程可以看到, 当 $A = 1$ 时, 模型退回到原来的 chaplygin 气体模型。天文学家已经找到这个模型与 Ia 型超新星^[55]、CMB 峰位置^[56] 相容的参数位置。但是, 这个模型还有一大缺陷, 这个缺陷只在小的尺度上出现。Sandvik 等人^[57] 发现推广的 Chaplygin 气体模型中扰动的功率谱振荡或发散, 这与观测明显相矛盾。实际上, 在这个研究中, 对推广的 Chaplygin 气体, 以往人们认为有 99.999% 允许的参数空间都被排除。因此可以转向将 Chaplygin 气体仅作为暗能量的模型。Chaplygin 气体只是一类特别的第五元素模型, 因此在这样的模型中也不能实现有效状态方程参数穿越 -1 , 而有效状态方程参数穿越 -1 的现象是观测微弱支持的, 其中相互作用的 Chaplygin 气体模型是实现这个穿越的一种方式。

Chimento^[58,59] 又提出了一些新的 chaplygin 气体模型, 即所谓的 modified chaplygin 气体模型, 它的状态方程为:

$$p = \frac{1}{1+\alpha} \left[\alpha \rho + \frac{A}{\rho^{\alpha}} \right]. \quad (63)$$

在以上各种 chaplygin 气体模型中, A 均为常数。Guo 和 Zhang^[60] 提出了 variable chaplygin 气体模型, 其态方程为:

$$p = -\frac{A(\alpha)}{\rho}, \quad (64)$$

其中 $A(\alpha) = A_0 a^{-n}$ 不再是常数。此后, Meng 和 Hu^[61] 将它推广为所谓 extended chaplygin 气体, 即:

$$p = -\frac{A(\alpha)}{\rho^{\alpha}}. \quad (65)$$

这些推广的模型有一些有趣的性质, 但其物理的机制不是很清楚。

2.7 全息暗能量模型

基于黑洞的量子物理, 专家引入全息原理, 该原理被认为是量子引力的基本原理之一, 已经得到广泛的认同。关于全息原理, 可以参考文献 [62]。暗能量问题从本质上说应该是一个量子引力的问题。既然全息原理是完整的量子引力理论的一个基本原理, 那么暗能量的本性就应该和全息原理息息相关。Fischler 和 Susskind [63] 首先尝试将全息原理应用于宇宙学。Cohen 等人 [64] 提出全息暗能量的 Cohen(CKN) 模型。指出局部量子场论的成立要求引力效应可以忽略, 特别是黑洞的形成应该被避免, 这就要求场论中的能量有一个上限。对于场论中的零点能就有:

$$L^3 \rho_\Lambda \leq LM_p^2, \quad (66)$$

这里 L 是整个物理系统的大小, 在宇宙学上就是某个视界。

如果零点能由紫外截断 Λ 决定, 就有所谓的紫外 - 红外关系:

$$\Lambda^4 \approx M_p^2 L^{-2}. \quad (67)$$

当全息原理被满足时, 暗能量密度为:

$$\rho_\Lambda = 3c^2 M_p^2 L^{-2}, \quad (68)$$

这个暗能量公式能够估算出与实验值相近的值。

接下来的一个问题就是视界 L 的选取, Hinton [65] 指出当取哈勃视界即 $L = H^{-1}$ 时,

$$\rho_m = 3(1 - c^2) M_p^2 H^2, \quad (69)$$

这个状态方程说明暗能量的行为和非相对论性的物质一样, 不会使得宇宙加速膨胀。然而, 宇宙学中除了 Hubble 视界之外, 还存在粒子视界和事件视界 [66]。其中粒子视界的定义为:

$$R_H = a \int_0^t \frac{dt}{a} = a \int_0^a \frac{da}{Ha^2}. \quad (70)$$

在最简单的没有物质存在的情况下, Friedmann 方程可以被简化为:

$$HR_H = c. \quad (71)$$

通过粒子视界 (particle horizon) 的定义可以得到:

$$\frac{1}{Ha^2} = c \frac{d}{da} \left(\frac{1}{Ha} \right), \quad (72)$$

$$\rho_\Lambda = 3a^2 M_p^2 a^{-2(1+\frac{1}{c})}. \quad (73)$$

从而得到:

$$w = -\frac{1}{3} + \frac{2}{3c} > -\frac{1}{3}. \quad (74)$$

宇宙加速膨胀的条件是 $w < -1/3$ ，因此可见粒子事件仍然解决不了问题。

再看看事件视界 (even horizon)，它的定义为：

$$R_h = a \int_t^\infty \frac{dt}{a} = a \int_a^\infty \frac{da}{Ha^2} . \quad (75)$$

将其代入暗能量密度公式可以得到：

$$\rho_\Lambda = 3c^2 M_p^2 R_h^2 = 3a^2 M_p^2 a^{-2(1-\frac{1}{c})} . \quad (76)$$

进一步可得出状态方程：

$$w = -\frac{1}{3} - \frac{2}{3c} < -\sqrt{\Omega_\Lambda} . \quad (77)$$

可以导致宇宙的加速膨胀，从而成功地提出了全息暗能量模型。这个状态方程中只有一个参数 c ，我们可以用它来拟合现在任意的 w 的观测值。从上式可以看出，若 $c = 1$ ，则暗能量的行为像一个宇宙学常数；若 $c > 1$ ，暗能量的状态方程始终大于 -1 ，类似于 quintessence；若 $c < 1$ ，暗能量将表现出从 $w > -1$ 穿越至 $w < -1$ 的 quintom 行为。可见参数 c 对于决定暗能量性质是至关重要的。通过观测数据的拟合限制，可以确定 c 值，从而确定状态方程的演化行为以及宇宙的最终命运。

推广全息暗能量模型的最直接的一种方式就是考虑暗能量和物质之间的相互作用^[67]。一般来说，考虑相互作用暗能量的动机之一就是希望解决“巧合性问题”。然而，目前各种观测数据的拟合结果显示，即使存在暗能量和物质的相互作用，它也是非常弱的，当然对于相互作用的全息暗能量也不例外。此外，Gong^[68]将全息暗能量推广到 Brans-Dicke 标量张量理论，该理论曾一度是爱因斯坦引力理论的有力竞争者。近年来，由于各种标量张量理论可以自然地作为弦论的低能有效理论出现，从而再次引起了人们的兴趣。结果显示，在 Brans-Dicke 理论框架内，选取事件视界为红移截断，可以得到自洽的全息暗能量模型。

在全息能量模型中可以解决巧合性问题，但是它也存在一些问题，首先，它不能避免大撕裂^[69,70]；另外，在理论上，它的事件视界是整个时空的整体概念，事件视界的存在与否依赖于宇宙的演化情况——事件视界只在加速膨胀的宇宙中存在，而未来的宇宙是否一直保持加速膨胀还是个未知数^[71]。

2.8 相互作用暗能量模型

前面的几种模型描述的是暗能量与引力相互作用的模型，那么人们不禁要问如果暗能量是动力学场，它会不会与宇宙中的其他物质也发生相互作用呢？因为第五种力和等效原理之间具有严格的观测约束，一般不考虑暗能量和重子的相互作用，而只考虑与暗物质的相互作用；这类考虑暗能量与暗物质相互作用的模型被称为相互作用暗能量模型 (Interacting Dark Energy Model) 或者耦合暗能量模型 (Coupled Dark Energy Model)。同时，由于对暗物质的了解也还不够深入，因此暗能量与暗物质之间的相互作用也引起人们的广泛关注。

在相互作用的暗能量场系统中，暗能量的标量场 ϕ 通过能量交换项 δ 来与暗物质场 M 发生相互作用，

$$\dot{\rho}_M + 3H\rho_M(1 + w_M) = \delta , \quad (78)$$

$$\dot{\rho}_\phi + 3H\rho_\phi(1 + w_\phi) = -\delta . \quad (79)$$

其中 $\dot{\rho}_M$ 和 $\dot{\rho}_\phi$ 分别表示暗物质和暗能量成分的能量密度, $\dot{\rho}_M$ 和 $\dot{\rho}_\phi$ 表示对宇宙时求导。

标量场的追踪模型有效地缓解了巧合性问题, 如果引入标量场和物质的相互作用则会发现在某种情况下它会给出另一种解决巧合性问题的有效途径。在标量场的追踪模型中, 场系统的运动方程类似于吸引子的解, 但这种吸引子解 (attractor solution) 是不稳定的, 只能持续一段时间: 在辐射为主的时期它们追踪辐射成分的演化, 在物质为主的时期它们追踪物质的演化, 因此被称为追踪子 (tracker) [34,72,73]。然而这些追踪解也存在两个问题 [74]: (1) 如果当前它们的能量密度确实是占主导的话, 那么就要求在大爆炸核合成时期 (Big Bang Nucleosynthesis, BBN) 它们的能量密度也必须占主导地位。(2) 追踪解模型往往得出错误的状态方程, 因为追踪场的行为像普通物质, 因而它的压强为零, 并非具有负的压强, 从而不能驱动宇宙的加速膨胀。而在耦合的标量场模型中, 在某种情况下, 场系统具有稳定的吸引子解。这种耦合使得冷暗物质粒子的质量随着标量场的演化而改变。在宇宙演化到一定阶段后进入吸引子区, 从而使暗物质密度与暗能量密度之比变成一个常数 [75,76]。这种吸引子对初始条件很不敏感, 只要耦合形式被确定, 系统的演化最终会进入相同的稳定的吸引子区, 这种解被称为标度解 (scaling solution) [77,78]。目前标度解的存在在很多模型中被广泛地研究。追踪解 (tracking solution) 和标度解 (scaling solution) 都是吸引子解 (attractor solution), 演化到最后都要进入到稳定的区域。那么怎么判断得到的是否为稳定的吸引子解呢? 这就需要分析在宇宙学研究中处于重要地位的自洽系统——动力学系统 [79]。

上文提到 quintessence 模型的标量场的状态方程的取值范围 $-1 < w < 1$, 而现在的宇宙学观测表明暗能量的状态方程的当前值是可能小于 -1 的, 为了实现这种性质必须要修改 quintessence, 其中一个简单的想法就是引入相互作用的暗能量模型。Amendola 等人提出了 quintessence 与暗物质耦合的相互作用模型 [75], Szydlowski [80] 假设暗物质与暗能量之间有能量交换, 并提出了一个检验的方法 [81]。

能量密度为 ρ 的理想流体满足守恒方程 $\dot{\rho} + 3(1 + w)H\rho = 0$, 暗物质和暗能量可分别表示为

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = 0 , \quad (80)$$

$$\dot{\rho}_x + 3(1 + w_x)H\rho_x = 0 . \quad (81)$$

上面两个方程是这两种流体没有相互作用的情况, 如果两者之间有能量交换, 则可表示为

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = \delta , \quad (82)$$

$$\dot{\rho}_x + 3(1 + w_x)H\rho_x = -\delta . \quad (83)$$

其中, 相互作用项 δ 可取为多种形式。在这种情况下, 随着宇宙演化到一定阶段后, 暗物质和暗能量就会具有固定的比例, 也意味着这个系统有吸引子解。正是由于引入了交换能量, 才使得暗能量的状态方程可以穿越 -1 。

对 quintessence 与暗物质的相互作用研究得最早也最深入 [82,83]; 其中, 如果考虑一类特殊的 quintessence 与物质 (包括重子) 的相互作用, quintessence 的质量会随着周围物质密度

而变化, 所以这种方案被称为“变色龙”(chameleon)^[84]。在 phantom 暗能量模型中, 如果没有与物质的相互作用 phantom 能量密度随时间增加; 当有相互作用时, phantom 暗能量可以衰变成暗物质, 因此暗物质和暗能量可以获得某种平衡。Phantom 与物质以相同的方式衰减从而得到 scaling 解, 缓和了巧合性问题, 也避免了宇宙大撕裂的命运^[85]。相对来说, k-essence 与物质相互作用的工作要少得多。

Chaplygin 气体通常是作为暗能量与暗物质的统一描述, 也就是说没有通常假定的其他暗物质存在, 在这种情况下考虑 chaplygin 气体和暗物质的相互作用是没有基础的。但 2005 年以来, 很多观测数据拟合并不支持 chaplygin 气体作为暗能量和暗物质的统一描述。因此, 现在人们开始倾向于仅仅把 chaplygin 气体作为暗能量的候选者^[86], 同时考虑其他暗物质的存在, 这时考虑 chaplygin 气体与暗物质的相互作用才是有意义的^[87]。

总的来说, 相互作用的暗能量模型在解决巧合性问题和状态方程穿越 -1 的问题上起着一定的作用。

2.9 其他的暗能量模型

除了前面讨论的标量场模型外, 矢量场模型也是一类值得考虑的暗能量动力学模型。其中 Yang-Mills(YM) 场模型是很具有代表性的矢量场模型, 这个模型最早由张杨引入宇宙学研究^[88]。该模型认为宇宙中的暗能量可以用一种均匀并且各向同性的 YM 场来描述^[89]。和普通的标量场相比, 该模型有两个主要特点: (1) YM 模型能够很容易实现大于或者小于 -1 的物态; (2) 该模型几乎没有可以任意调节的参数, 因此减小了模型构造的随意性。但是由于矢量场的特殊性和复杂性, 这类模型会遇到和标量场模型不同的困难, 如各向异性等; 正是由于这些问题的存在, 使得矢量场模型不能像标量场模型那样得以广泛使用。

Cai^[71] 提出了一种很有意义的模型——“Agegraphic dark energy”。从 Károlyházy 不确定关系^[90]:

$$\delta t = \beta t_p^{2/3} t^{1/3} \quad (84)$$

出发 (其中 β 是量级为 1 的常数, t_p 为 Planck 时间), 给出同式 (68) 类似的一种暗能量形式。基于量子力学和广义相对论, Károlyházy 不确定关系给出了 Minkowski 时空中度规涨落的能量密度:

$$\rho_q \approx \frac{E_{\delta t^3}}{\delta t^3} \approx \frac{1}{t_p^2 t^2} \quad (85)$$

将这一关系推广到整个可观测宇宙, 可得到所谓的 Agegraphic 暗能量:

$$\rho_q = \frac{3n^2 M_p^2}{T^2} \quad (86)$$

其中 n 为模型参数, T 为宇宙年龄:

$$T = \int_0^t dt' = \int_0^a \frac{da}{Ha} = \int_z^\infty \frac{dz}{(1+z)H} \quad (87)$$

将宇宙年龄定义式 (87) 代入式 (86) 中得:

$$\int_z^\infty \frac{dz}{(1+z)H} = \frac{n}{H\sqrt{\Omega_q}} \quad (88)$$

上式两边对 z 求导, 可得到平坦 FRW 宇宙中的暗能量演化方程:

$$\frac{d\Omega_q}{dz} = \frac{-1}{1+z} \left(3 - \frac{2}{n} \sqrt{\Omega_q} \right) \Omega_q (1 - \Omega_q) . \quad (89)$$

相应的状态方程为:

$$w_q = -1 + \frac{2}{3n} \sqrt{\Omega_q} . \quad (90)$$

由上式可以看出, 只要 $n > \sqrt{\Omega_q}$, 则 $w_q < -1/3$, 即可成为驱动宇宙的加速膨胀的动力。应当指出的是, Agegraphic 模型和全息暗能量形式上类似, 但其定义只依赖宇宙年龄, 从而不存在任何因果性的问题。此外, 前者是以 Károlyházy 不确定关系, 而非全息原理为出发点。不过从另一方面讲, 两种模型具有极其相似的形式, 也许意味着 Károlyházy 不确定关系和全息原理存在某种更深层次上的联系。

众所周知, 宇宙学原理是现代宇宙学的基石。以上谈到诸多模型也都是建立在宇宙学原理基础之上的。的确, 在宇宙尺度上这个原理与宇宙观测是相符的; 但在小尺度上宇宙其实不是均匀各向同性的, 在星系团尺度以下宇宙都是有成团性的; 同时当前人类的观测范围也是有限的, 在还未能被观测的时空之内谁也不能保证情况是怎样的。于是就有人提出了自己的想法: 把宇宙的这种不均匀性考虑进去, 看看能否解释宇宙的加速膨胀^[91]。宇宙的不均匀性的影响又可以从小尺度上和大尺度上来说明。其中小尺度上不均匀性的影响又可以从两个方面来考虑: (1) 小尺度上的不均匀性通过背景相互作用 (backreaction) 扩展到大尺度上, 会对宇宙的有效 Friedmann 方程造成动力学影响, 从而能起到驱使宇宙加速膨胀的作用^[92]。(2) 小尺度上的不均匀性会明显影响光子的传播, 从而导致一种观测上的效应——宇宙的加速膨胀。而大尺度上的不均匀性对宇宙加速膨胀的解释就是修改度规, 认为宇宙并不像 FRW 度规描述的那样是均匀、各项同性的。在这类模型中最具代表性的是 LTB 模型^[93], 它的度规形式如下:

$$ds^2 = -dt^2 + B^2(r, t) + A^2(r, t)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) . \quad (91)$$

3 结论和展望

为了解释现在主宰宇宙的暗能量的本质, 学者提出各种各样的模型, 许多杰出的理论模型已经能够解释宇宙的加速膨胀, 但却并不能令人信服地是从本质上来解释暗能量的起源。简而言之, 目前还没有一个得到大多数专家赞同的暗能量理论或者模型, 可以说每一种模型或者理论都有自己的独到之处, 都在不同程度上能与观测数据吻合, 但都存在一些缺陷——比如宇宙学常数模型虽然是当前与观测数据最吻合的模型, 但它同时存在巧合性问题和精细调节问题; 而当前建立起来的动力学模型基本上都可以解决巧合性问题, 但却解决不了精细调节问题。

状态方程 w 是标定暗能量性质的重要参数, 同时也是区分各种暗能量模型的重要参数。当前观测的主要任务之一就是确定状态方程 w 。 w 是否严格等于 -1 ; 如果它不等于 -1 而

是具有动力学演化特性的,那么它又是怎么演化的——是否小于 -1 ,是否穿越 -1 等是一系列很重要的、亟待解决的问题。

暗能量的本质决定着宇宙的命运,因此理解暗能量的物理实质成为当今物理学和天文学界的关键问题之一。那么为了理解暗能量的实质,是在宇宙学尺度上建立新的理论,还是通过不断增加的天文观测数据找出暗能量的完美模型?在问题的答案还没确定之前,在两条道路上都要有一批出色的科学家来不断地探索和前进。目前除了知道暗能量存在之外,人们对它的物理本质几乎还一无所知,争论在所难免。

暗能量的问题涉及到基本理论的最基础的部分,因此在我们对暗能量问题进行探索的同时,基础理论也必将得到进一步的发展和完善。从不同方向寻找解决暗能量问题的方案是很值得期待的,模型选择方法和更多更精确的观测数据必将会对模型给出很强的限制,从而揭开未知宇宙或者暗能量的神秘面纱。现在暗能量问题是宇宙学和物理学中最重要的挑战之一,如果理解了暗能量的本质,必将引发新的宇宙学和物理学的革命。

致谢 感谢汪浩、张宏升、武星、余恒、范锡龙在论文撰写及修改过程中所提出的宝贵建议和意见。

参考文献:

- [1] Copeland E J, Sami M, Tsujikawa S. *Int. J. Mod. Phys. D*, 2006, 15: 1753
- [2] Riess A G, Filippenko A V, Challis P *et al.* *AJ*, 1998, 116:1009
- [3] Perlmutter S, Aldering G, Goldhaber G *et al.* *ApJ*, 1999, 517: 565
- [4] Frieman J, Turner M, Huterer D. *ARA&*, 2008, 46: 385
- [5] Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G. *Phys. Lett. B*, 1998, 429: 263
- [6] Antoniadis I, Arkani-Hamed N, Dimopoulos S *et al.* *Phys. Lett. B*, 1998, 436: 257
- [7] Randall L, Sundrum R. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83: 4690
- [8] Randall L, Sundrum R. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83: 3370
- [9] Dvali G, Gabadadze G, Porrati M. *Phys. Lett. B*, 2000, 485: 208
- [10] Deffayet C. *Phys. Lett. B*, 2001, 502: 199
- [11] Dvali G, Gabadadze G, Porrati M. *Phys. Lett. B*, 2000, 485: 208
- [12] Wu X, Cai R-G, Zhu Z-H. *Phys. Rev. D*, 2008, 77: 043502
- [13] Song Y-S. *Phys. Rev. D*, 2008, 77: 124031
- [14] Sawicki I, Song Y-S, Hu W. *Phys. Rev. D*, 2007, 75: 064002
- [15] Amendola L, Charmousis C, Davis S C. *JCAP*, 2006, 12: 20
- [16] Vollick D N. *Class. Quant. Grav.*, 2004, 21: 3813
- [17] Flanagan E. *Class. Quant. Grav.*, 2004, 21: 3817
- [18] Starobinskij A A. *Phys. Lett. B*, 1980, 91: 99
- [19] Carroll S M, Duvvuri V, Trodden M *et al.* *Phys. Rev. D*, 2004, 70: 043528
- [20] Nojiri S, Odintsov S D. *Phys. Rev. D*, 2003, 68: 123512
- [21] Song Y-S, Hu W, Sawicki L. *Phys. Rev. D*, 2007, 75: 044004
- [22] Atazadeh K, Farhoudi M, Sepangi H R. *Phys. Lett. B*, 2008, 660: 275
- [23] Wu X, Zhu Z-H. *Phys. Lett. B*, 2008, 660: 293~298
- [24] Peebles P J, Ratra B. *Rev. Mod. Phys.*, 2003, 75: 559

-
- [25] Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1987, 59: 2607
- [26] Polchinski J. Rapporteur talk at the 23rd Solvay Conference in Physics, 2005
- [27] Armendariz-Picon C, Damour T, Mukhanov V. Phys. Lett. B, 1999, 458: 209
- [28] Chiba T, Okabe T, Yamaguchi M. Phys. Rev. D, 2000, 62: 023511. astro-ph/9912463
- [29] Sen A. JHEP, 2002, 0204: 048
- [30] Capozziello S, Nojiri S, Odintsov S D. Phys. Lett. B, 2006, 632: 597
- [31] Ratra B, Peebles P J E. Phys. Rev. D, 1988, 37: 3406
- [32] Carroll S M. Phys. Rev. Lett., 1998, 81: 3067
- [33] Sahni V. Lect. Notes Phys., 2004, 653: 141
- [34] Zlatev I, Wang L, Steinhardt P J. Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 896
- [35] Melchiorri A, Mersini L, Ödman C J *et al.* Phys. Rev. D, 2003, 68: 043509
- [36] Caldwell R R. Phys. Lett. B, 2002, 545: 23
- [37] Scherrer R J. Phys. Rev. D, 2005, 71: 063519
- [38] Carroll S M, Hoffman M, Trodden M. Phys. Rev. D, 2003, 68: 023509
- [39] Cline J M, Jeon S, Moore G D. Phys. Rev. D, 2004, 70: 043543
- [40] Chimento L P, Lazkoz R. Mod. Phys. Lett. A, 2004, 19: 2479
- [41] Singh P, Sami M, Dadhich N. Phys. Rev. D, 2003, 68: 023522
- [42] Huterer D, Cooray A. Phys. Rev. D, 2005, 71: 023506
- [43] Riess A G, Strolger L G, Casertano S *et al.* ApJ, 2007, 659: 98
- [44] Feng B, Wang X, Zhang X. Phys. Lett. B, 2005, 607: 35~41
- [45] Guo Z-K, Piao Y-S, Zhang X *et al.* Phys. Lett. B, 2005, 608: 177
- [46] Zhang X-F, Qiu T. Phys. Lett. B, 2006, 642: 187
- [47] Wei H, Cai R-G, Zeng D-F. Class. Quant. Grav., 2005, 22: 3189
- [48] Zhao W, Zhang Y. Phys. Rev. D, 2006, 73: 123509
- [49] Kamenshchik A Y, Moschella U, Pasquier V. Phys. Lett. B, 2001, 511: 265
- [50] Bilić N, Tupper G B, Viollier R D. Phys. Lett. B, 2002, 535: 17
- [51] Bento M C, Bertolami O, Sen A A. the XVIIIth IAP Colloquium, On the Nature of Dark Energy, 2002, astro-ph/0210375
- [52] Bilić N, Tupper G B, Viollier R D. Proceedings of the International Conference DARK, 2002, astro-ph/0207423
- [53] Bento M C, Bertolami O, Sen A A. Phys. Rev. D, 2002, 66: 043507
- [54] Bento M C, Bertolami O, Sen A A. Phys. Rev. D, 2004, 70: 083519
- [55] Gong Y. JCAP, 2005, 0503: 007
- [56] Bento M C, Bertolami O, Sen A A. Phys. Rev. D, 2003, 67: 063003
- [57] Sandvik H, Tegmark M, Zaldarriaga M *et al.* Phys. Rev. D, 2004, 69: 123524
- [58] Chimento L P. Phys. Rev. D, 2004, 69: 123517
- [59] Chimento L P, Lazkoz R. Class. Quant. Grav., 2006, 23: 3195
- [60] Guo Z-K, Zhang Y-Z. Phys. Lett. B, 2007, 645: 326
- [61] Meng X-H, Hu M-G, Ren J. astro-ph/0510357, 2008
- [62] Bousso R. Rev. Mod. Phys., 2002, 74: 825
- [63] Fischler W, Susskind L. hep-th/9806039, 2008
- [64] Andrew G C, David B K, Ann E N. Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 4971
- [65] Hinton J A. New Astron. Rev., 2004, 48: 331
- [66] Li M. Phys. Lett. B, 2004, 603: 1-2. hep-th/0403127
- [67] Wu Q, Gong Y-G, Wang A-Z *et al.* Phys. Lett. B, 2008, 659: 34
- [68] Gong Y-G. Phys. Rev. D, 2004, 70: 064029
- [69] Simpson F. JCAP, 2007, 3: 16

- [70] Zhang J, Zhang X, Liu H. *Eur. Phys. J. C.*, 2007, 52: 693
- [71] Cai R-G. *Phys. Lett. B*, 2007, 657 : 228
- [72] Steinhardt P J, Wang L, Zlatev I. *Phys. Rev. D*, 1999, 59: 123504
- [73] Zlatev I, Steinhardt P J. *Phys. Lett. B*, 1999, 459: 570
- [74] Dodelson S, Kaplinghat M, Stewart E. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 5276
- [75] Amendola L. *Phys. Rev. D*, 2000, 62: 043511
- [76] Comelli D, Pietroni M, Riotto A. *Phys. Lett. B*, 2003, 571: 115
- [77] Liddle A R, Scherrer R J. *Phys. Rev. D*, 1999, 59: 023509
- [78] Copeland E J, Lee S J, Lidsey J E *et al.* *Phys. Rev. D*, 2005, 71: 023526
- [79] Nord M E, Henning P A, Rand R J *et al.* *AJ*, 2006, 132: 242
- [80] Szydlowski M. *Phys. Lett. B*, 2006, 632: 1
- [81] Szydlowski M, Stachowiak T, Wojtak R. *Phys. Rev. D*, 2006, 73: 063516
- [82] Amendola L, Tocchini-Valentini D. *Phys. Rev. D*, 2001, 64: 043509
- [83] Zimdahl W, Pavón D, Chimento L P. *Phys. Lett. B*, 2001, 521: 133
- [84] Khoury J, Weltman A. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93: 171104
- [85] Guo Z-K, Zhang Y-Z. *Phys. Rev. D*, 2005, 71: 023501
- [86] Sen A A, Scherrer R J. *Phys. Rev. D*, 2005, 72: 063511
- [87] Zhang H, Zhu Z-H. *Phys. Rev. D*, 2006, 73: 043518
- [88] Zhang Y. *Phys. Lett. B*, 1994, 340: 18
- [89] Zhao W, Zhang Y. *astro-ph/0508010*, 2008
- [90] Károlyházy A F. *Nuovo. Cim. A*, 1966, 42: 390
- [91] George F R E. Dark Energy and Dark Matter, CRAL-IPNL conference, arXiv: 0811. 3529, 2008
- [92] Buchert T. *Gen. Rel. Grav*, 2008, 40: 467-527
- [93] Celerier M N. *New Advances in Physics*, 2007, 1: 29

The Theoretical Models of Dark Energy

CHEN Yun

(*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

Abstract: One of the most important issues of modern cosmology concerns the acceleration of the cosmological expansion, which has been discovered by recent supernovae, CMBR and LSS observations. Most attempts have been done to explain this acceleration. Currently there are three kinds of mechanism for cosmic acceleration: (1) Dark energy is regarded as a source of the Einstein field equation. The nature of the dark energy is unknown but it behaves like a fluid with negative pressure, that can drive the universe to accelerate. By focusing our attention on specific examples of dark energy scenarios, we discuss several different candidates for this dark component, namely, Λ CDM, holographic dark energy model, chaplygin gas model and some scalar field models. Among them Λ CDM fits the data best. But it is embarrassed by the cosmological constant problem. In this case, people proposed holographic dark energy model, chaplygin gas model, and some scalar field models, however, these models still do not solve the cosmological

constant problem thoroughly. (2) The modified gravity theory is considered in the present Hubble scale, in which the acceleration is regarded as the property of the gravity theory, without any exotic negative pressure component. Examples of modified gravity theory include braneworld model and $f(R)$ gravity. The above mentioned two mechanisms are based on the cosmological principle, which considers that our universe is isotropic and homogeneous. (3) The inhomogeneity of our universe is used to explain the acceleration. This can happen in two ways: (1) locally via backreaction and observational effects, and via large scale inhomogeneity. (2) Small scale inhomogeneity has two effects: The backreaction from small scale inhomogeneity to the large scale geometry can generate a dynamic effect in the effective Friedmann equation for the cosmology; Small scale inhomogeneity has significant effects on the propagation of photons, with potentially important effects on observations. A large scale inhomogeneity of the observable universe, such as that described by the LTB pressure-free spherically symmetric models, can explain the supernova observations without any dark energy.

Key words: cosmology; accelerating expansion; dark energy; theoretical models

* * * * *

《天文学进展》2009 年征稿启事

1. 本刊刊登反映国内外天文学研究的最新进展和作者见解的述评、研究论文、前沿介绍、专题讲座、研究快报(应少于 5000 字)、学术活动报导和短评(均应少于 1500 字)。反映新思路、新手段、新成果的短评优先发表。

2. 来稿须包括:题名、作者署名、作者单位及所在地与邮政编码、摘要、关键词、正文、参考文献、英文摘要、英文关键词等。

3. 来稿应论点明确、叙述精练、条理清晰、深入浅出,以利非本分支学科的读者阅读。

4. 摘要应简明扼要地概括正文中的主要信息。采用第三人称的写法,不用“本文”、“作者”等作主语。稿件如果不以英文发表,英文摘要不宜太短。

5. 关键词请参照本刊《关键词的选用规则》。

6. 稿件中引用论点、公式、图、表均需注明参考文献(按文中出现顺序编码,在右上角用小方括号标出)。正文后则按编码次序依本刊要求的编排格式列出相应的参考文献。

7. 图、表务求精、简、规范,以配合文字阐明观点。公式务求精约,杜绝公式推导过程。

8. 来稿请注明作者的详细地址和邮政编码、电话、电子信箱。请勿一稿两投。

9. 来稿如系打印稿,请一式两份寄至本部,并在被录用后提供稿件的电子文本(稿件的所有内容请置于同一文件中),也可通过 E-mail 投递稿件。

来稿请寄:上海市南丹路 80 号《天文学进展》编辑部;邮编: 200030

E-mail: twxjz@shao.ac.cn; 电话: (021)64386191×345; 传真: (021)54592244