

引力场方程耦合系数的修改与宇宙学新视角

杨建亮

周口师范学院物理与电信工程学院, 河南 周口

收稿日期: 2024年8月2日; 录用日期: 2024年9月2日; 发布日期: 2024年9月12日

摘要

本文讨论爱因斯坦引力场方程, 首先证明作为引力源的压强 p 必须取负值, 在弱场近似下与物质密度 ρ 有关系 $p = -\rho$, 然后以此为前提, 把引力场方程里的耦合常数由原来的 $-8\pi G$ 修正为 $4\pi G$, 完善和改进了引力理论基础。给出物质连续生成的循环膨胀的宇宙演化模型, 星系或星体被证明是随着空间的膨胀而不断增长形成的, 新物质在天体或星系内连续生成, 这个过程一直在进行。给出天体或星系的质量、半径和温度随时间变化的公式。导出与观测一致的新的距离红移关系, 消除现有引力理论及宇宙学里的各种疑难问题。证明暗能量是物质内的总结合能, 不是独立的存在。

关键词

引力场方程耦合常数, 弱场近似, 负压强

Correction of the Coupling Constant of the Gravitational Field Equation and New Perspective in Cosmology

Jianliang Yang

School of Physics and Telecommunications Engineering, Zhoukou Normal University, Zhoukou Henan

Received: Aug. 2nd, 2024; accepted: Sep. 2nd, 2024; published: Sep. 12th, 2024

Abstract

This article discusses the general relativistic gravitational field equation. It is first proven that the pressure p acting as the gravitational source under the weak field approximation is negative and has a relation $p = -\rho$ with the density ρ of matter. Based on this, the coupling constant in the gravitational field equation is modified from the original $-8\pi G$ to the current $4\pi G$, improving and perfecting the theoretical foundation of gravitation. A model of the evolution of the universe with a cyclic

expansion in which matter is continuously generated turns out. Galaxies or celestial bodies have been proven to grow continuously with the expansion of space, and new matter is continuously generated within celestial bodies or galaxies, and this process is always going on. The evolution formulas of stellar's mass and radius over time are provided, and a new distance-redshift relation consistent with observations is derived, eliminating the based difficulties in existing theories of gravitation and cosmology. Dark energy is the total binding energy of matter and does not exist independently.

Keywords

Coupling Constant of the Gravitational Field Equation, Weak Field Approximation, Negative Pressure

Copyright © 2024 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

引力场方程是 $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \gamma T_{\mu\nu}$ ，其中的耦合常数 $\gamma = -8\pi G$ 是在假定压强为零的情况下与弱场近似度规一起求得的，笔者认为这种先验的假定存在逻辑缺陷，对其合理性的论述也没有见于任何文献。事实上，正是这种缺陷导致这不合适的耦合常数，表现为场方程的压强解在天体内出现无限大(质量与半径之比满足 $GM/R \geq 4/9$ 时)及其它一些不应出现的奇点[1] [2]，对于一个有限大的天体，内部压强出现无限大情况是不允许的。在宇宙学里，必须引入暗物质、暗能量及暴胀等缺少物理基础的离奇现象来给理论解困，都暗示这一耦合常数存在严重问题，它已是引力理论进一步发展的一大障碍，修改势在必行。广义相对论的早期之所以没发现这一问题，那是因为早期主要用的是场方程的源外解，不涉及这一耦合常数，如描述水星进动和雷达波的延迟及光线的弯曲用的都是源外解。当场方程用于宇宙时，其源内解的问题就充分暴露出来了，首先由它导出的距离红移关系与观测严重不符，其次出现无法克服的视界疑难、时间起点疑难、磁单极疑难及其它疑难。尽管人们不断地提出各种修补方案，但都不能从根本上消除这些困难，根本原因就在于这一不合适的耦合常数。如提出暴胀机制来给理论解困，但暴胀本身似乎带来的问题更多，而且不可验证。本文从场方程本身出发，首先确定作为引力源的压强应该取的形式，然后以此为前提重新确定这一耦合常数，重塑物质连续生成的宇宙演化模式，使引力和宇宙学的各种疑难问题迎刃而解，并给出新的明确的可检验的预言。

本文在自然单位进行，即光速 $c=1$ ，同时度规号差取(-, +, +, +)，Ricci 张量 $R_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu\sigma}^{\sigma}$ 。

2. 作为引力源的压强与物质密度的关系

压强 p 是物质的能动张量 $T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_{\mu}U_{\nu} + pg_{\mu\nu}$ 的组成部分，其中 ρ 是物质的质量密度， $U_{\mu} = g_{\mu\nu}U^{\nu}$ 是其协变速度，相应的逆变速度 $U^{\mu} = \frac{dx^{\mu}}{d\tau}$ ， τ 是固有时。有下列的关系和约定 $ds^2 = -d\tau^2 = g_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu}$ ， $g^{\mu\nu}$ 为 $g_{\mu\nu}$ 的逆矩阵， $g_{\mu\nu}g^{\mu\nu} = 4$ ， $U_{\mu}U^{\mu} = -1$ ， $T = g_{\mu\nu}T^{\mu\nu} = 3p - \rho$ ，上下重复指标代表求和， $x^0 = t$ ，四维希腊指标 $\mu, \nu, \lambda, \sigma = 0, 1, 2, 3$ ，三维拉丁指标 $i, j, k = 1, 2, 3$ 。作为引力源 $T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_{\mu}U_{\nu} + pg_{\mu\nu}$ 满足爱因斯坦引力场方程[1] [2]。

$$R_{\mu\nu} = \gamma \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T \right) \quad (1)$$

其中, Ricci 张量 $R_{\mu\nu} = \Gamma_{\mu\sigma,\nu}^{\sigma} - \Gamma_{\mu\nu,\sigma}^{\sigma} + \Gamma_{\mu\sigma}^{\lambda} \Gamma_{\lambda\nu}^{\sigma} - \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} \Gamma_{\lambda\sigma}^{\sigma}$, 下标逗号表示对该指标求导, 如 $B_{,\nu} = \frac{\partial B}{\partial x^{\nu}}$ 。场方

程(1)的另一种形式是 $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \gamma T_{\mu\nu}$ 或者 $R_{\mu}^{\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu}^{\nu} R = \gamma T_{\mu}^{\nu}$ 。 γ 就是本文所要重新确定的耦合系数, 它是被当作一个普通常数来使用的, 关乎引力理论的全局, 其重要性不言而喻。

为了与牛顿引力进行比较, 我们仍然在直角坐标系 $(x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, x, y, z)$ 就静态的球对称的弱引

力场里进行讨论, 可令 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, $|h_{\mu\nu}| \ll 1$, 而 $\eta_{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ 为闵可夫斯基度规。弱

场近似下场方程线性化为 $R_{\mu\nu} = \gamma \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} T \right)$ 或 $R_{\mu}^{\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu}^{\nu} R = \gamma T_{\mu}^{\nu}$ 。

值得注意的是, 弱场近似下爱因斯坦张量的协变散度为零退化为普通散度为零, 即 $R_{\mu;\nu}^{\nu} - \frac{1}{2} R_{,\mu} = 0$ 退化为 $R_{\mu;\nu}^{\nu} - \frac{1}{2} R_{,\mu} = 0$, 见文献[2]-[4]中的论述, 下标分号表示对该指标求协变导数。从场方程不难直接得出物质的能动张量 T_{μ}^{ν} 的协变散度为零也退化为普通散度为零即 $T_{\mu;\nu}^{\nu} = 0$, 这里给出证明如下[2]: 由协变导数的定义 $R_{\nu;\mu}^{\mu} = R_{\nu,\mu}^{\mu} + \Gamma_{\lambda\mu}^{\mu} R_{\nu}^{\lambda} - \Gamma_{\lambda\nu}^{\mu} R_{\mu}^{\lambda} = R_{\nu,\mu}^{\mu} + O(h^2) = R_{\nu,\mu}^{\mu}$, 那么 $0 = \left(R_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2} R \delta_{\nu}^{\mu} \right)_{;\mu} = R_{\nu,\mu}^{\mu} - \frac{1}{2} R_{,\nu}$, 场方程两边缩并可得 $R = -\gamma T$, 场方程两边求普通散度得 $R_{\nu,\mu}^{\mu} = \gamma \left(T_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2} T \delta_{\nu}^{\mu} \right)_{;\mu} = \gamma T_{\nu,\mu}^{\mu} + \frac{1}{2} R_{,\nu}$, 即得 $T_{\mu;\nu}^{\nu} = 0$, 也即 $0 = \eta^{\mu\sigma} T_{\mu;\nu}^{\nu} = \left(\eta^{\mu\sigma} T_{\mu}^{\nu} \right)_{;\nu} = T^{\sigma\nu}_{,\nu}$, 把这结果应用到静态引力源 $T_{\mu}^{\nu} = (\rho + p) U_{\mu} U^{\nu} + p \delta_{\mu}^{\nu}$ 得:

$$0 = T_{\mu;\nu}^{\nu} = \left[(\rho + p) U_{\mu} U^{\nu} \right]_{;\nu} + \frac{\partial p}{\partial x^{\nu}} \delta_{\nu}^{\mu} = \frac{\partial p}{\partial x^{\mu}} \quad (2)$$

这意味着弱场近似下静态源内的压强 p 均匀。注意, 对于静态 $U^j = \frac{dx^j}{d\tau} = 0, j = 1, 2, 3$, 密度和压强及场量均与时间无关, 因而 $\left[(\rho + p) U_{\mu} U^{\nu} \right]_{;\nu} = 0$ 。

另一方面, 物质的能动张量的严格的协变散度为零即 $T_{\mu;\nu}^{\nu} = 0$ 或 $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$ 给出的结果是 $\frac{\partial p}{\partial x^{\mu}} + \frac{\rho + p}{2g_{00}} \cdot \frac{\partial g_{00}}{\partial x^{\mu}} = 0$, 见文献[2] (p. 59)。现在 $\frac{\partial p}{\partial x^i} = 0$ 意味着弱场近似下 $\frac{\rho + p}{2g_{00}} \cdot \frac{\partial g_{00}}{\partial x^i}$ 必须退化为零, 由于天体内的引力不得为零即 $\frac{\partial g_{00}}{\partial x^i} \neq 0$, 因此必有 $p = -\rho = \text{常数}$, 这就是我们要找的弱场近似下作为引力源内的压强 p 与密度 ρ 的关系, 压强取负值。以往就是因为忽视了 $\frac{\rho + p}{2g_{00}} \cdot \frac{\partial g_{00}}{\partial x^i}$ 必须为零, $p = 0$ 才被允许。

p 取负值是场方程本身决定的, 不是可取可不取的问题, 而是必须这样。当然在引力源外即天体外 p 和 ρ 均为零。以往先验地认为作为引力源的压强 p 在弱场里近似下为零是武断的, 即便固体和所谓的松散物质的内部也不可随意认为是零, 因为此时场方程不能成立。

显然, 当 p 为零时, 四维协变散度 $T^{\mu\nu}_{;\nu} = \frac{\partial p}{\partial x^{\mu}} + \frac{\rho + p}{2g_{00}} \cdot \frac{\partial g_{00}}{\partial x^{\mu}} = \frac{\rho}{2g_{00}} \cdot \frac{\partial g_{00}}{\partial x^{\mu}}$, 只有 $\mu = 0$ 时才为零, 而场方程要求对 μ 的四个指标均有 $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$ 也即 $T_{\mu;\nu}^{\nu} = 0$ 。故 p 不得为零。

那么这负压强的物理意义是什么呢？首先，作为引力源的压强 p 取负值表明它不再是通常所说的压强。我们知道物质归根结底是由各种粒子如电子质子和中子等基本粒子组成的，这些粒子之间存在着四种相互作用，负压强 p 表征的正是物质内部粒子之间的相互作用能即总结合能或者说绝对结合能，其大小等于把物质无限分割然后放到无限远处所做的功。这与当初爱因斯坦的解释是一致的，爱因斯坦把引力源的压强解释为物质内部粒子间相互作用的能量的唯象表述，并强调不应与流体动力学压强相混淆。之所以仍叫作压强是因为在方程式里的运算规则相当于压强，但应注意其本质不同。基于以上对 p 的重新诠释，作为引力源的张量 $T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu}$ 不再仅仅属于理想流体，也就是说任何物质体系其引力源的形式都如此，这显然是对引力理论的完善。以往把 p 解释为普通压强存在理论缺陷，实际上排除了固体作为引力源(因为固体内的普通压强通常被认为是零且不具有累积性，不满足场方程的要求)，这决不是广义相对论引力所预期的。

按照流体动压强的定义即单位面积上的压力，在广义相对论引力理论里它应表述为(用大写字母 P 表示，取正值) $P = \int_r^0 \rho \Gamma_{00}^1 dr$ ，以此对应牛顿引力理论里的 $P = \int_r^0 \rho \frac{Gm(r)}{r^2} dr$ ， $m(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr$ ， r_0 是天体半径。这样在一个有限的天体内，无论 p 或 P 都不会出现无限的情况。

需要说明， $p = -\rho = const$ 这一结论是在弱场近似下导出的，密度均匀表明弱场近似下天体为不可压缩流体，与实际也是基本相符的，如地球表面岩石的密度每立方厘米大约 4 克左右，地球的平均密度每立方厘米 5 克左右，说明 6400 公里的地球半径并没有使地心的密度比表面显著增加；又如天体都有明显的边沿，也暗示内外密度变化不大。其实这也不难理解，组成天体的各基本粒子能够聚合在一起引力所起的作用是微不足道的，对物质密度起决定的作用的则是粒子间的强力、电磁力及弱力。

在强引力场或一般固体里 ρ 可能是 r 的函数，这时 p 须从方程 $\frac{\partial p}{\partial x^\mu} = -\frac{\rho + p}{2g_{00}} \cdot \frac{\partial g_{00}}{\partial x^\mu}$ 严格求解，其通解可表示为 $p = p(r, C)$ ，其中的积分常数 C 可由 $\int_0^0 p(r, C) 4\pi r^2 dr = -\int_0^0 \rho 4\pi r^2 dr = -M$ 定出。注意 M 是天体的惯性质量，这是由于 ρ 是随动系的测量值，代表的是物质的惯性。

另外，从概念上说，密度是单位体积里的物质质量的统计平均，对于不太大的天体完全可以看作一个统计单位，密度自然是常数。也就是说密度是否均匀本身具有一定的人为性，取决于所选的统计体积单位的大小，如把整个地球当作一个统计单位，地球内各点的密度就是地球的平均密度。因此，为了计算的方便，把天体密度当常数对待不会出现原则问题，就是说一般情况下 $p = -\rho = const$ 仍然近似适用。

顺便指出， $p = -\rho$ 正是宇宙学里引进的暗能量的态方程，因此说暗能量就是物质的总结合能而不是独立的存在，不必人为地另外引入，再一次表明脱离物质谈能量是没有意义的。

附注：爱因斯坦对引力源压强 p 的论述

当初，物质的能动张量的形式是 $T_{\mu\nu} = \rho U_\mu U_\nu$ ，不含压强项，爱因斯坦不认为这式子描述引力的真实情况，于是加上压强项。引入压强项爱因斯坦是这样说的：“但是另外，我们还必须添加一压力项，这个压力项可以按以下方式在物理上确立，物质是由带电粒子构成的，按照麦克斯韦理论，很难把它们想象为没有奇点的电磁场，为了与实际一致有必要引入麦克斯韦理论中没有包括的能量项，这样尽管带有同号电荷的单个粒子间存在相互排斥的作用力，它们仍然可以聚集在一起，为了符合这一事实，庞加莱设想在这些粒子内部存在一种压力，这种压力可以与静电力相平衡，然而不能断定这种压力在粒子外面为零，如果在我们的唯象描述里加上压力项，就可以与这一情况相符，但是这不能与流体动压强相混淆，因为它是物质内部动力学关系的能量表示，于是，令 $T_{\mu\nu} = \rho U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu}$ ”。后来又修改作 $T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu}$ ，见文献[5](p.110)的论述。需要说明的是，这里的粒子内部可以是质子或中子的内部，而粒子内部存在的这种压力方向当然是向内的，从而起收缩作用，否则不能平衡粒子内部同号电荷的斥力产生的向外扩张作用，取负值是理所当然的，因为正值压强代表向外膨胀。

3. 耦合常数 γ 的重新确定

我们将看到, 当源内的压强 $p = -\rho = \text{const}$ 时, 确定的场方程耦合常数是 $4\pi G$ 而不是以往的 $-8\pi G$ 。与通常做的一样, 为了重新确定这耦合常数 γ , 我们需求解球对称静态引力场的弱场近似度规, 也就是说这耦合常数是和静态的弱场近似度规同时确定的。球对称的静态弱引力场也是牛顿引力描述的引力场, 求解这种引力场的度规, 便于和牛顿引力比较结果, 从而确定这一耦合常数, 以往就是这样做的, 这里只是不事先假定 p 为零, 演算过程与以往几乎一样, 读者可参考文献[1]-[3]。

弱场近似下指标的升降用 η 代替 g , 即有 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, $|h_{\mu\nu}| \ll 1$, $h_{\beta}^{\mu} = \eta^{\mu\rho} h_{\rho\beta}$, $h = h_{\mu}^{\mu} = \eta^{\mu\rho} h_{\mu\rho}$, $h_j^i = h_{ij} = h_{ji} = h_i^j$ 。忽略 $O(h^2)$ 项, Ricci 张量线性化为:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} &= \frac{\partial\Gamma_{\mu\sigma}^{\sigma}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma}}{\partial x^{\sigma}} = \frac{1}{2}\eta^{\sigma\rho}\left(\frac{\partial h_{\rho\mu}}{\partial x^{\sigma}} + \frac{\partial h_{\rho\sigma}}{\partial x^{\mu}} - \frac{\partial h_{\mu\sigma}}{\partial x^{\rho}}\right) - \frac{1}{2}\eta^{\sigma\rho}\left(\frac{\partial h_{\rho\mu}}{\partial x^{\nu}} + \frac{\partial h_{\rho\nu}}{\partial x^{\mu}} - \frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial x^{\rho}}\right)_{,\sigma} \\ &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 h_{\mu}^{\sigma}}{\partial x^{\sigma}\partial x^{\nu}} + \frac{\partial^2 h}{\partial x^{\mu}\partial x^{\nu}} - \frac{\partial^2 h_{\mu}^{\rho}}{\partial x^{\rho}\partial x^{\nu}}\right) - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 h_{\mu}^{\sigma}}{\partial x^{\nu}\partial x^{\sigma}} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 h_{\nu}^{\sigma}}{\partial x^{\mu}\partial x^{\sigma}} + \frac{1}{2}\eta^{\sigma\rho}\frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial x^{\rho}\partial x^{\sigma}} \\ &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^{\mu}\partial x^{\nu}} - \frac{\partial^2 h_{\mu}^{\rho}}{\partial x^{\rho}\partial x^{\nu}} - \frac{\partial^2 h_{\nu}^{\sigma}}{\partial x^{\mu}\partial x^{\sigma}}\right) + \frac{1}{2}\eta^{\sigma\rho}\frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial x^{\rho}\partial x^{\sigma}} \end{aligned}$$

代入线性化的场方程 $R_{\mu\nu} = \gamma\left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}T\right)$ 得到:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^{\mu}\partial x^{\nu}} - \frac{\partial^2 h_{\mu}^{\rho}}{\partial x^{\rho}\partial x^{\nu}} - \frac{\partial^2 h_{\nu}^{\sigma}}{\partial x^{\mu}\partial x^{\sigma}}\right) + \frac{1}{2}\eta^{\sigma\rho}\frac{\partial h_{\mu\nu}}{\partial x^{\rho}\partial x^{\sigma}} = \gamma\left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}T\eta_{\mu\nu}\right) \quad (3)$$

对于静态 h_{μ}^{ν} 各项与时间无关, $U_0 = \eta_{0\mu}U^{\mu} = -1$, $U_j = \eta_{j\lambda}U^{\lambda} = 0$, $j=1,2,3$ 。注意 $T = 3p - \rho$, $T_{00} = \rho$, $T_{11} = T_{22} = T_{33} = p$, 天体外 $p = -\rho = 0$ 。从(3)我们容易得到:

$$\nabla^2 h_{00} = \gamma(\rho + 3p) \quad (4)$$

把 $p = -\rho$ 代入(4)得 $\nabla^2 h_{00} = -2\nabla^2 \varphi = \gamma(\rho + 3p) = -2\gamma\rho$, 这方程有推迟解 $h_{00} = \frac{\gamma}{2\pi} \int \frac{\rho}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dx'dy'dz'$, 注意球对称性, 在源外 $h_{00} = \frac{\gamma M}{2\pi r}$, 这里 $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $M = \int_0^{r_0} \rho dx'dy'dz'$ 是其质量, r_0 是源的半径。要想使源外的 $h_{00} = \frac{2GM}{r}$, 必须有 $\gamma = 4\pi G$, 这就是所要确定的耦合常数(国际单位制里 $\gamma = 4\pi G/c^4$)。

注意 $h_{00} = \frac{2GM}{r}$ 是低速运动物体的测地线回到牛顿引力的必要, 直接计算可知弱场近似下低速运动的测地线为 $\frac{d^2 x^i}{dt^2} = -\Gamma_{00}^i = \frac{1}{2}\frac{\partial h_{00}}{\partial x^i} = -\frac{GM}{r^3}x^i$, 这正是牛顿引力方程, 其中 $i=1,2,3$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$ 。

可以看出 $h_{00} = -2\varphi$, $\varphi = -\frac{GM}{r}$ 是牛顿引力势。正是这一测地方程使时空弯曲理论与引力联系起来。

也可以通过与牛顿引力势满足的泊松比较得到 $\gamma = 4\pi G$ 。 φ 满足所谓的泊松方程 $\nabla^2 \varphi = 4\pi\rho$, 而 $h_{00} = -2\varphi$, $\nabla^2 h_{00} = -2\nabla^2 \varphi = -2\gamma\rho$, 故 $\gamma = 4\pi G$ 。

不难看出, 当 $p=0$ 时, (4)给出 $\nabla^2 h_{00} = \gamma\rho$, 由 $h_{00} = -2\varphi$ 得 $-2\nabla^2 \varphi = \gamma\rho$, 故 $\gamma = -8\pi G$, 这就是以往确定的耦合常数, 现在我们要修改这一常数, 因为 p 不是零。

为完整起见，下面不加推导地列出 $h_{\mu\nu}$ 的所有分量。在源内 $h_{00} = \frac{3GM}{r_0} - \frac{GM}{r_0^3}r^2$ ，源外的 $h_{00} = \frac{2GM}{r}$ 。时间反演对称要求 $h_{0i} = 0$ ，球对称性要求 $h_{ij} = \omega(r)\delta^{ij} - \frac{h_{00} + \omega(r)}{r^2}x^i x^j$ ，注意 $i = j$ 时 $\delta^{ij} = 1$ ， $i \neq j$ 时， $\delta^{ij} = 0$ 。在源内 $\omega = -\frac{3GM}{r_0} + \frac{2GM}{3r_0^3}r^2$ ，在源外 $\omega = \frac{4GM \ln r_0 - 7GM/3}{r} - \frac{4GM \ln r}{r}$ 。读者可以通过直接计算验证这里所给的 $h_{\mu\nu}$ 是场方程的弱场近似解，详细求解过程可参考[6]。值得一提的是，此解体现了光速不变，以沿 Z 轴运动的光线为例，此时 $0 = ds^2 = -(1-h_{00})dt^2 + (1+h_{33})dz^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{z}\right)dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{z}\right)dz^2$ ，即得光速 $v = \frac{dz}{dt} = \pm 1$ 。至此我们把广义相对论引力场方程修改作：

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 4\pi GT_{\mu\nu} \tag{5}$$

只要熟悉上面的计算，就不会以为如此的修改使引力变为斥力，因为 Γ_{00}^k 的符号没有改变。体现吸引或排斥的是测地线方程而不是场方程，消去固有时后测地线方程为[2]-[4]：

$$\frac{d^2x^k}{dt^2} + \Gamma_{00}^k + \Gamma_{0i}^k \frac{dx^i}{dt} + \Gamma_{ij}^k \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^j}{dt} - \Gamma_{\mu\nu}^0 \frac{dx^k}{dt} \frac{dx^\mu}{dt} \frac{dx^\nu}{dt} = 0 \tag{6}$$

其中，指标 $i, j, k = 1, 2, 3$ 。弱场近似下 $\Gamma_{00}^k = \frac{GM}{r^3}x^k$ ，显然当 $x^k > 0$ 时， $\frac{d^2x^k}{dt^2} < 0$ ，当 $x^k < 0$ 时， $\frac{d^2x^k}{dt^2} > 0$ ，加速度总是指向坐标原点，表示吸引。注意自然单位里速度是小量，静态引力场 $\Gamma_{0i}^k = 0$ 。

4. 修改后的场方程在宇宙学里的应用及检验

一个正确的理论不仅在于它自身的逻辑自洽，更在于它描述的内容与实际相符。用耦合常数 $\gamma = 4\pi G$ 的场方程导出的距离红移关系与观测数据高度吻合，有力地说明修改后的耦合常数真实地反映了自然。在随动坐标系，描述宇宙空间的时空度规是下面的罗泊森 - 沃克度规[5] [6]：

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = -dt^2 + R^2(t) \left[\frac{1}{1-kr^2} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right] \tag{7}$$

(6)提供 $g_{00} = -1$ ， $g_{11} = R^2(t) \frac{1}{1-kr^2}$ ， $g_{22} = R^2(t)r^2$ ， $g_{33} = R^2(t)r^2 \sin^2 \theta$ ， $g_{\mu\nu} = 0$ ($\mu \neq \nu$)。代入方程(5)得到下面两个方程[2] (事实上，只需用 $-G/2$ 替换原场方程或原弗里德曼方程中的 G 就可得到)，第一个方程类似于以往的弗里德曼方程，第二个是与原来形式一样的能量方程，它们是：

$$\left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 + k = -\frac{4\pi G}{3} \rho R^2(t) \tag{8}$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -3 \frac{dR}{Rdt} (\rho + p) \tag{9}$$

现在 $p = -\rho$ ，代入(9)得 $\rho = const$ ，即宇宙密度始终不变，因此在膨胀过程必有新的物质连续生成，这给出一个物质连续生成的宇宙膨胀模型，消除了密度无限高、温度无限高的大爆炸奇点。相比大爆炸模型(宇宙里所有物质在大爆炸奇点瞬间产生)，连续生成模型更具有可检验性。霍伊尔等当年也是竭力主张物质的连续生成，反对大爆炸的瞬间创生，但错误地假定了 C 场及星系数密度不变，被观测否定。但是，物质连续生成的思想是伟大的，本文可以说是在接受物质连续生成理念的基础上对大爆炸宇宙学的改造。

方程(8)的通解是 $R(t) = C \sin(t\sqrt{4\pi G\rho/3 + \alpha})$ ，表明宇宙的膨胀和收缩无限循环往复，时间无起点，时间起点疑难自然消除。不妨把最近一轮循环的膨胀开始时刻定义作 $t=0$ ，之前的 t 取负值。那么这解可写成 $R(t) = C \sin(t\sqrt{4\pi G\rho/3})$ ，是一正弦函数，仅剩 C 一个积分常数。

现在来看由(8)导出的距离红移关系。设光线由 r_a 处的天体 t_a 时刻出， t_0 时刻到达地球，红移为 z ，满足 $z = \frac{R(t_0)}{R(t)} - 1$ ，这个公式在文献[2]里有详细的推导，这里不多说。不妨设今天的 $R(t_0) = 1$ ，那么 $dz = -\frac{dR}{R^2(t)} = -\frac{dR}{R(t)} \frac{dt}{R(t)} = -H(t) \frac{dt}{R(t)}$ ，即 $-\frac{dz}{H(t)} = \frac{dt}{R(t)}$ ，这里 $H(t) \equiv \frac{dR(t)}{R(t)dt}$ 。记 $q \equiv \frac{4\pi G\rho}{3H^2(t)}$ ，今天的 $q_0 \equiv \frac{4\pi G\rho}{3H_0^2}$ ， $H_0 \equiv H(t_0)$ 。由(8)得 $q = -R \frac{d^2R}{dt^2} / \left(\frac{dR}{dt}\right)^2$ ，说明宇宙的膨胀过程是减速的，收缩过程则是加速的。注意 $R(t_0) = 1$ ， $\frac{1}{R(t)} = z + 1$ ，由(8)得 $k = -H_0^2(1 + q_0)$ ， $H(t) = H_0 \sqrt{(1 + q_0)(1 + z)^2 - q_0}$ 。

对于沿径向运动的光线 $ds^2 = 0$ ，由(7)知 $\frac{dt}{R(t)} = -\frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$ 。因此，有：

$$\int_0^z \frac{dz}{H} = \int_0^z \frac{dz}{H_0 \sqrt{(1 + q_0)(1 + z)^2 - q_0}} = \int_{t_a}^{t_0} \frac{dt}{R} = \int_0^{r_a} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \tag{10}$$

完成上式对 z 的积分，得到光度距离与红移的关系：

$$H_0 d_L = \frac{z + 1}{\sqrt{1 + q_0}} \ln \frac{(z + 1)\sqrt{1 + q_0} + \sqrt{(q_0 + 1)(1 + z)^2 - q_0}}{1 + \sqrt{1 + q_0}} \tag{11}$$

这里利用了光度距离公式 $d_L = R(t_0)(1 + z) \int_0^{r_a} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = (1 + z) \int_0^{r_a} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$ ，这个式子的推导见文献[2](p. 212)，有些书上近似写作 $d_L = R(t_0)(1 + z)r_a$ 。注意本文已令 $R(t_0) = 1$ 。在 $z=0$ 附近，把(11)中的对数按泰列展开，可得 $H_0 d_L = z + \frac{1 - q_0}{2} z^2 + \frac{3q_0^2 - 2q_0 - 1}{6} z^3 + \dots$ ，保留右边第一项就是通常的哈勃定律。

图 1 是由观测到的 Ia 超新星的距离红移数据绘成的哈勃图[7] [8]，图中的拟合曲线恰好就是由(11)定义的函数 $d_L = d_L(z)$ 的图像，有力地说明修改后的场方程真实地反映了自然。根据实测的宇宙密度[2] $\rho = 3.1 \times 10^{-28} \text{ kg/m}^3$ ，因此 $q_0 = \frac{4\pi G\rho}{3H_0^2} = 0.014$ ，其中 $H_0 = 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 是哈勃参数今天的观测值。

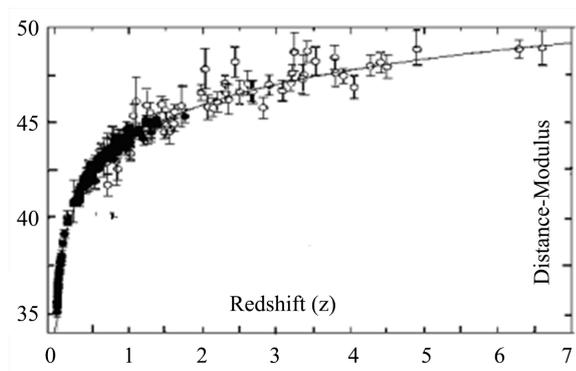


Figure 1. Hubble diagram of 69 GRBs and 192 S_N^e Ia
图 1. 69 GRBs 和 192 S_N^e Ia 的哈勃图

距离模(Distance-Modulus)等于 $5 \lg d_L + 25$, d_L 的单位是 Mpc, $1 \text{ Mpc} = 3.1 \times 10^{19} \text{ km}$ 。可知 $\frac{d^2 R}{dt^2} < 0$,

表明目前宇宙作减速膨胀而非所谓的加速膨胀。注意, 宇宙膨胀的速度或加速度不可直接测量, 能直接测量的只是星体的光度距离和红移, 宇宙加速膨胀的结论是以 $\gamma = -8\pi G$ 的场方程为基础的宇宙学理论与观测到的距离红移等数据拟合的结果。目前广泛接受的说法是, 观测数据表明宇宙可能正在经历加速膨胀。然而, 这种说法存在一定的误导性, 因为它暗示了仅通过观测就能直接得出宇宙加速膨胀的结论。实际上, 这种结论的得出需要综合考虑多种因素和理论模型。2011 年诺贝尔物理学奖授予的成就, 主要在于对大量 Ia 超新星距离和红移的精确测量, 而非直接证明了宇宙的加速膨胀。

现在常数 $k = -H_0^2(1+q_0)$ 是负值, 表明宇宙是有限的, 不依赖于所谓的临界密度。以往把宇宙的无限或有限归结为密度的一个临界值, 显然不符合我们的科学理念。

新的距离红移关系与观测数据拟合得很好, 没有引进所谓的暗能量, 表明暗能量就是以负压强形式出现在场方程里的物质的总结合能, 是物质的属性而不是独立的存在。也就是说, 通常所谓的暗能量实际上是不存在的。无论高红移段或低红移段方程(11)与观测都符合得很好, 且不存在可调整参数, 表明目前为止它是最值得信赖的距离红移关系。

以往用耦合常数 $-8\pi G$ 的场方程导出的距离红移关系即马丁公式与观测数据不符, 为了实现与观测的一致, 人们重新拾起带宇宙常数(解释作暗能量)项的场方程, 然而这样导出的距离红移关系即便迎合了观测数据, 也未必值得信赖, 因为没有其它旁证或在其它场合显示所添参数的合理, 有了它, 球对称情况下的测地方程反而不能回到牛顿引力。如果仅凭迎合了观测数据来反证所引参数的正确, 则是循环论证。

关于暗物质的存在性, 有赖于暗物质的定义, 目前学界尚未形成统一且明确的定义。若将所有不发出可观测电磁辐射的物质统称为暗物质, 那么宇宙中无疑存在大量此类物质, 例如一些电磁辐射较弱的小天体或气体物质, 包括银晕等都属于暗物质。这些物质不是绝对不发光, 只是发光比较微弱罢了, 地球上的仪器测不到它们的电磁辐射是再正常不过的。然而, 若将暗物质定义为仅参与引力作用而不参与电磁作用及其他作用的绝对不发光物质, 本研究认为这样的物质在物理上难以存在, 实践上也不足以证明这样的物质一定存在, 至少难以形成稳定的物质体系。因为除了中微子不与光子发生作用外, 其它粒子都与光子发生作用, 而中微子质量为零必以光速散开, 难以形成稳定的物质体系。因此, 暗物质的存在性和定义仍需进一步的实验和理论研究来明确。

5. 视界疑难、平性疑难及磁单极疑难的消除

利用 $H = \frac{dR}{Rdt} = 2\sqrt{\frac{\pi G \rho}{3}} \text{ctg} \left(2t\sqrt{\frac{\pi G \rho}{3}} \right)$, 可得从最近一轮膨胀开始到今天的时间即我们的宇宙年龄 $t_0 = \frac{tg^{-1}\sqrt{q_0}}{H_0\sqrt{q_0}} = 1.37 \times 10^{10}$ 年, 与大爆炸的结果几乎一样。天体的固有距离 $d_p = R(t) \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}$, 因此

$R(t) = 0$ 时, 宇宙体积为零, 此时万物消失包括光子在内, 既是上一轮收缩的结束, 也是下一轮膨胀的开始。因此, 上一轮循环里的信息对于下一轮循环里的观察者是看不到的。按照粒子视界的定义, 通过直接的计算可知最近一轮膨胀开始后任一时刻 t 的粒子视界是:

$$l_H(t) \equiv R(t) \int_0^t \frac{dt}{R(t)} = \sin \left(t\sqrt{\frac{4\pi G \rho}{3}} \right) \int_0^t \frac{dt}{\sin \left(t\sqrt{\frac{4\pi G \rho}{3}} \right)} = \infty \quad (12)$$

积分发散, 表明我们的宇宙任何时候看上去都是无限的, 视界疑难自动消除, 没必要人为地引进暴胀机制来给理论解困。注意, 尽管 $R(t) = 0$ 这一时刻宇宙体积为零但这状态不可观测, 因为任何观测总

是在一个时间段完成的，因此宇宙在任何时候看上去都是无限的。从膨胀到收缩的时间 t_m 是尺度因子正弦函数周期的四分之一，即 $t_m = \frac{1}{4} \cdot \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3\pi}{G\rho}} = 1.6 \times 10^{11}$ 年，大于今天的宇宙年龄，因此目前宇宙处于膨胀阶段，观测如此。

现在由于 $k = -H_0^2(1+q_0) \neq 0$ ，平性疑难自然消除。由于不存在密度无限高、温度无限高的大爆炸奇点，磁单极疑难也不复存在。

早期宇宙与现在的宇宙可以不同，但必须有共同的宇宙学，一切与当今宇宙学理论相割裂、另起炉灶的、只适合早期的所谓早期宇宙学都应归之为伪科学。无限时空，古今一致。

6. 物质的连续生成及星系和天体的增长

宇宙的膨胀和收缩循环往复，收缩过程是膨胀的逆过程。在膨胀阶段物质逐渐生成，收缩阶段物质逐渐消失，目前是膨胀阶段，也是物质逐渐生成的阶段。由于可观测，这里只谈膨胀阶段的行为，收缩阶段的行为则按膨胀过程的逆过程理解，我们是观测不到了，不多论述。

星系或天体是逐渐增长形成的，而非大爆炸后物质的重新聚集。天体的连续增大已有不少观测依据，如太阳光的逐渐加强及地球海底的扩张都预示着天体的增大，只是人们长期受质量守恒定律的束缚不敢承认罢了，然而这却是事实。任何物理定律只能在一定范围一定条件下成立，质量守恒定律及其它一些守恒定律也不例外，当推广到大时间大范围时不再严格成立。本节建立天体及星系增长的物理理论。

由于天体外的 p 和 ρ 均为零，而实际的物质生成只能在天体或星系内进行，不增加新的星系。可以证明[6]，要保证宇宙的密度在膨胀过程中不变，天体或星系需作等密度哈勃膨胀，即质量 $M \propto R^3(t)$ ，即 $dM = 3MHdt$ ，线度或半径 $r \propto R(t)$ 即 $dr = Hrdt$ 。如地球半径目前一年增长 0.5 毫米，相应的质量增长一万二千万吨，银河系银盘半径(指发光部分)的扩展速度为 $v = Hr = 3.6$ 公里/秒。注意，天体在膨胀过程密度不变与第一节所得结论天体密度均匀是一致的。

根据质光关系天体质量增加意味着光度和温度的加强，不发光的的天体逐渐演变为发光的天体。因此，宇宙膨胀阶段由冷到热，收缩阶段由热到冷，不存在密度无限大、温度无限高的所谓大爆炸奇点。

类似银河系的盘状星系的物质存在着交叉旋转，旋臂会越拉越长，之所以不会缠绕在一起，就在于它在旋转的同时，也在向外扩张，形成渐开线，距离盘心 r 处的星体远离盘心的速度 $v_r = Hr$ ，切向旋转速度 $v_t = \sqrt{\frac{\partial \varphi}{\partial r}} r$ ， φ 是盘上牛顿引力势。总之，在宇宙的膨胀阶段，一切都在同步地增大，包括绕中心的

旋转速度也在增大，就像放大镜里看到的那样，星系之间的空间在增大，星系本身也在同比例增大，但形状及各种自转或公转周期不变。星系的这种形成机制就是各部分的连续放大，因此类似于分形的增长。天体、星系皆是活的，今天宇宙大范围内表现出的均匀性正是过去小范围内均匀性的放大。

现实告诉我们，当一个区域出现大量相同的个体时(如动物个体或植物植株)，这些个体都是经过独立的生长形成的，而非由更小的个体合并形成。星系也如此，宇宙空间存在无数个大大小小形状相同的星系如涡旋星系和椭圆星系，表明它们是通过独立增长形成的而非由更小星系合并而来。空间在膨胀，星系在散开，这种散开就是为星系的生长提供条件，相距越远，散开越明显，相距越近，散开越不明显，但绝非在靠拢[9]-[15]。大爆炸框架下的星系合并理论逻辑混乱，如果能够合并，这种合并早已完成，大爆炸时它们不就在一起吗？

物质的连续生成乍一看违背能量守恒，其实不然，因为方程(9)代表的就是能量守恒，把方程(9)改成 $d(\rho R^3) = -pdR^3 = \rho dR^3$ ，可以看出物质的连续生成就是空间膨胀力在做功，损失的能量正是由负压强提供的。从另一角度来看， $p + \rho = 0$ 表明的是宇宙的正负能量之和即总能量为零，随便扩张不影响能

量守恒[15]-[19]，宇宙是个自治自给系统。

以上是纯经典描述，考虑到时间量子化，宇宙可以不经 $R(t)=0$ 状态直接由上一轮收缩快结束时的 t_1 时刻跃迁到下一轮膨胀开始的 t_2 时刻，二者之差 $t_2 - t_1 = \Delta t$ 即是所谓普朗克时间 10^{-43} 秒。量子跃迁是时间量子化的表现形式，在普朗克时间内宇宙不经过连续变化可以直接跃迁到下一个状态。由于膨胀的超光速，下一轮循环里的观测者仍然看不到上一轮循环里的信息。

至于物质连续生成的微观机制可以想象为中子的有丝分裂(一个中子分裂为两个相同的中子)，在膨胀力的作用下核内中子不断分裂和不断衰变，从而保证放射性的源源不断和新核的不断产生(轻核变重核，重核裂变为轻核)，给天体内部各种运动提供连续不断的原始能源和力源，中微子之谜自然揭示，由于正反粒子是独立出现的，正反物质的不对称也不再成为问题。根据 $dM = 3MHdt$ ，今天的一个中子分裂为二个中子的所需的时间大约是 $\Delta t = 1/3H_0 = 2.7 \times 10^9$ 年。在 $R(t)=0$ 时， $H \rightarrow \infty$ ， $dM/dt = 3MH \rightarrow \infty$ ，因此膨胀开始时既是空间急剧膨胀时期也是物质急剧生成的时期。不妨把空间的膨胀也理解为空间的生成，更能体现时空一体化。

7. 大爆炸理论不能预言元素丰度

大爆炸理论框架无法解释恒星内不紧不慢的燃烧，无法解释早该反应完毕而没反应完毕的核反应。除此之外，大爆炸也没能回答奇点从何而来，更没说清质子、中子、电子、光子等是如何从奇点演化出来的，因此说无论大爆炸理论或粒子物理，都没有解决元素的起源问题，从这点上看粒子物理与以广义相对论为基础的宇宙学并没有相互推动。由于说不清质子、中子、电子、光子等基本粒子如何从大爆炸奇点演变出来的，也就不能确定各自初始出现的数量和比例，不能确定各自是否独立出现或有依赖关系的按次序出现，在不掌握这些原材料的情况下，大爆炸理论的元素丰度预言只能是拼凑数据，如在计算中子与质子的比例时应用玻尔兹曼统计，在处理其它粒子如中子和电子的比例时却不这样做。

天体里的元素丰度应由元素自身的稳定性及其环境温度所决定，是长期演化的结果，是一种动态的平衡。把今天测到的元素丰度说成一百多亿年前的一次热合成是站不住脚的，实际上否定了元素的转化。观测显示，不同天体上的元素丰度不同，这就印证了元素的丰度是长期演化的结果。

8. 结论

作为引力源的压强取负值，是物质内部的总结合能，引力场方程的耦合常数应由原来的 $-8\pi G$ 修改为现在的 $4\pi G$ 。宇宙里的物质是连续生成的，不存在密度无限大、温度无限高的大爆炸奇点。暗能量表现为负压强，就是物质的总结合能而不是独立的存在。古今遵循同样的演化规则，不再区分辐射为主和物质为主的阶段。宇宙的膨胀和收缩循环往复，目前处于膨胀阶段，星系和星体正在逐渐增长，越来越亮，温度越来越高，半径随时间变化满足 $r \propto R(t)$ ，质量随时间变化满足 $M \propto R^3(t)$ 。利用质光关系 $L \propto M^4$ ，同一星体的表面温度 T 及视亮度 l_p 的演化满足下列关系 $L = 4\pi r_e^2 \cdot \sigma T^4 = 4\pi r_p^2 \cdot l_p \propto R^{12}(t)$ ，其中 r_e 和 r_p 分别是星体的半径和到地球的距离，皆正比于 $R(t)$ ，天体表面温度 $T \propto R^{5/2}(t)$ ，视亮度 $l_p \propto R^{10}(t)$ 。

基金项目

国家重点基础研究发展计划(批准号: A030101); 国家自然科学基金(批准号: 11703018)。

参考文献

- [1] 俞允强. 广义相对论引论[M]. 北京: 北京大学出版社, 1997.
- [2] 吴时敏. 广义相对论教程[M]. 北京: 北京师范大学出版社, 1998.

- [3] (美) S.温伯格. 引力论和宇宙论[M]. 北京: 科学出版社, 1980.
- [4] Straumann, N. (2017) *General Relativity*. 2nd Edition, Springer.
- [5] 爱因斯坦. 相对论的意义[M]. 上海: 上海科技教育出版社, 2005: 110.
- [6] 杨建亮. 广义相对论场方程耦合系数的修改及分形宇宙的实现[J]. 中国传媒大学学报, 2019, 26(6): 18-47.
- [7] Dai, Z.G., Liang, E.W. and Xu, D. (2004) Constraining Ω_M and Dark Energy with Gamma-Ray Bursts. *The Astrophysical Journal*, **612**, L101-L104. <https://doi.org/10.1086/424694>
- [8] Hao, J. and Yuan, Y. (2013) Is the Metallicity of the Progenitor of Long Gamma-Ray Bursts Really Low? *The Astrophysical Journal*, **772**, Article No. 42. <https://doi.org/10.1088/0004-637x/772/1/42>
- [9] 杨建亮, 葛俊文. 广义相对论引力场方程光速不变解及其启示[J]. 西南师范大学学报, 2021, 46(9): 5-17.
- [10] Iorio, L. (2015) Gravitational Anomalies in the Solar System? *International Journal of Modern Physics D*, **24**, Article ID: 1530015. <https://doi.org/10.1142/s0218271815300153>
- [11] Martínez-Lombilla, C., Trujillo, I. and Knapen, J.H. (2018) Discovery of Disc Truncations above the Galaxies' Mid-Plane in Milky Way-Like Galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **483**, 664-691. <https://doi.org/10.1093/mnras/sty2886>
- [12] Prigogine, J. and Gunzi, G.E. (2017) Thermodynamics of Cosmological Matter Creation. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **85**, 7428-32. <https://doi.org/10.1073/pnas.85.20.7428>
- [13] Rácz, G., Dobos, L., Beck, R., Szapudi, I. and Csabai, I. (2017) Concordance Cosmology without Dark Energy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, **469**, L1-L5. <https://doi.org/10.1093/mnrasl/slx026>
- [14] Maeder, A. (2017) Dynamical Effects of the Scale Invariance of the Empty Space: The Fall of Dark Matter? *The Astrophysical Journal*, **849**, Article No. 158. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa92cc>
- [15] Ness, M. and Lang, D. (2016) The X-Shaped Bulge of the Milky Way Revealed by Wise. *The Astronomical Journal*, **152**, Article No. 14. <https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/1/14>
- [16] Nielsen, J.T., Guffanti, A. and Sarkar, S. (2016) Marginal Evidence for Cosmic Acceleration from Type Ia Supernovae. *Scientific Reports*, **6**, Article No. 35596. <https://doi.org/10.1038/srep35596>
- [17] 赵峥, 刘文彪. 广义相对论基础[M]. 北京: 清华大学出版社, 2013.
- [18] 刘辽, 赵峥. 广义相对论[M]. 第2版. 北京: 高等教育出版社, 2016.
- [19] 龚云贵. 宇宙学基本原理[M]. 北京: 科学出版社, 2016.
- [20] Barbara, R. (2017) *Introduction to Cosmology*. 2nd Edition, Cambridge University Press.
- [21] Lu, J., Zhao, X. and Chee, G. (2019) Cosmology in Symmetric Teleparallel Gravity and Its Dynamical System. *The European Physical Journal C*, **79**, Article No. 530. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7038-3>
- [22] 何玉华, 杨见亮. 星系是逐渐增长形成的而非大爆炸后物质的聚集[J]. 前沿科学, 2016, 10(3): 61-73.
- [23] Chen, Y., Li, S., Liu, Y., Gu, X., Li, W. and Dai, W. (2023) Model for Origin and Modification of Mass and Coupling Constant. *Universe*, **9**, Article 426. <https://doi.org/10.3390/universe9090426>
- [24] 陈军利. 由修正引力公式导出的星系旋转速度与暗物质无关[J]. 天文与天体物理, 2023, 11(4): 41-55.
- [25] 赵欣悦, 郭瑞芸, 姚天堂. 动力学暗能量与中微子质量[J]. 天文与天体物理, 2024, 12(3): 19-33.
- [26] (意)卡西磨斑比. 粒子宇宙学导论[M]. 上海: 复旦大学出版社, 2017.
- [27] (英)唐纳德帕金斯. 粒子天体物理[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2015.
- [28] Yang, J.L. (2021) Modification of Gravitational Field Equation Due to Invariance of Light Speed and New System of Universe Evolution. *Advances in Astronomy*, **2021**, 1-14. <https://doi.org/10.1155/2021/5579060>
- [29] 何香涛. 观测宇宙学[M]. 第2版. 北京: 北京师范大学出版社, 2007.
- [30] 杜东生, 杨茂志. 粒子物理导论[M]. 北京: 科学出版社, 2017.

附录：宇宙微波背景辐射的现实解释

在时刻 $R(t)=0$ 邻近，宇宙里的星系呈星云状态，微波背景辐射描述的就是这时的情况。通俗的说，微波背景辐射的光源就是望远镜里看到的最遥远处的天幕，相当于肉眼看到的远处的天球。无论望远镜的分辨率有多么高，最终看到的必然是一张天幕，此天幕由无数不可分辨的星体组成，具有一定的厚度，因距离遥远而显得均匀和各向同性。由于背景辐射是来自不同星体的光子在我们仪器上的综合效应，而非来自同一星体的表面，所以不具有谱线特征，而具有黑体谱特征。目前望远镜能够分辨出的天体的最远距离是 131 亿光年，表明今天测到的背景光子为这之前的物质所发出，也就是说观察到的这个天幕半径大致 131 亿光年，而宇宙的年龄 137 亿年，所以这个天幕的厚度不超过 6 亿光年。在大爆炸理论框架下，背景辐射的光源被认为是所谓的最后散射面，然而这个面实际上是看不到的。按大爆炸理论，这个面出现在大爆炸后的 30 万年，宇宙的密度此时仍然很高，光子从这个面出发到地球沿途必然与各种物质的粒子发生碰撞，碰撞后的光子即便不被吸收所携带的信息也不再属于这个散射面。如果一开始就意识到观测上一定有这么个天幕存在，就不会把背景辐射的光源解读成最后的散射面了，如果不是大爆炸理论的需要，也不会有人把背景辐射的光源解读为最后的散射面。至于背景辐射里的温度起伏哪是均匀里的不均匀，事物不是绝对的。

下面估算一下背景辐射光子发出时的温度。背景光子传播过程因红移温度 $T_\gamma(t)$ 逐渐变低，与尺度因子有关系 $\frac{T_\gamma(t_0)}{T_\gamma(t)} = \frac{R(t)}{R(t_0)}$ ，见文献[18] (p. 360)。已知今天的 $T_\gamma(t_0) = 2.7 \text{ K}$ ， $t_0 = 1.37 \times 10^{10}$ 年，利用上面

导出的尺度因子 $R(t) = C \sin(t\sqrt{4\pi G\rho/3})$ ，可知 131 亿年前背景光子发出时的温度，也即那时宇宙物质的平均温度 $T_\gamma(t) = \frac{T_\gamma(t_0)}{R(t)} R(t_0) \approx \frac{2.7 \times 1.37 \times 10^{10}}{(1.37 - 1.31) \times 10^{10}} = 62.1 \text{ K}$ ，其中 $t = (1.37 - 1.31) \times 10^{10}$ 年。对于太阳，表面温度的变化服从 $T \propto R^{5/2}(t)$ ，因此 131 亿年前太阳的表面温度是

$$T(t) = \frac{T(t_0)R^{5/2}(t)}{R^{5/2}(t_0)} \approx \frac{T(t_0)t^{5/2}}{t_0^{5/2}} = 2.32 \text{ K}，\text{不发光，温度低于当时宇宙物质的平均温度。作为类推，今天}$$

宇宙物质的平均温度也不应低于太阳今天的温度。应该明白，今天测到的背景光子的温度不代表今天宇宙里物质的平均温度，背景光子在不断降温，而宇宙物质却在不断升温[20]-[30]。