

# 宇宙创生的量子理论

吴忠超 方励之

(中国科学技术大学天体物理中心)

## 提 要

从理论物理的角度看来宇宙学不但应当是自洽的,而且应当是自足 (self-contained) 的,因为,按照定义,没有东西可以存在于宇宙之外。这个要求可望在量子宇宙论中得到满足。一种可能的方案是,宇宙量子态必须是欧氏量子引力理论中的“基态”。这种基态可表述为:任何三维紧致面的量子幅度应表为所有正定的以这三维面为一边界的紧致四维流形的路径积分。这个方案体现了如下的观念:宇宙是由“无”创生的,亦即宇宙的边界条件即它没有边界,整个宇宙只决定于物理定律,不需要任何初始条件。

热大爆炸宇宙学现在常被称为标准宇宙学,因为它能相当完满而且一致地解释所有的宇宙学观测事实<sup>[1]</sup>,几个最主要的事实是:哈勃红移、氦丰度、年龄和微波背景辐射等。

大爆炸模型的几何框架是Robertson-Walker度规,即认为宇宙是各向同性的、均匀的。在这里,均匀性和各向同性是作为基本的假定而引入的。显然,我们不能认为“作为假定”这种状况是令人满意的。特别是,对于宇宙学来说,应当是自足(self-contained)的,即不应有外加的条件或假定,因为,按照定义,没有任何东西是可以存在于宇宙之外的。

大约二十年前,Misner等讨论过一种所谓的混沌模型<sup>[2]</sup>,它表明,在宇宙的早期并不必定是均匀的、各向同性的。只要存在某种耗散机制能将非均匀性、各向异性衰减掉,则均匀性、各向同性就是自然的结果而不必作为假定另行引入。然而,Collins和Hawking对这种设想仔细研究后发现<sup>[3]</sup>,在大多数情况下,非均匀、各向异性并不会完全衰减掉。

解释这一问题的另一种方案是采用“人择原理”,即我们观测到的宇宙具有均匀、各向同性,正是由于有我们这种观测者存在。或者说,若宇宙不具有今天存在的样子,就不容许有作为理智载体的人类存在。当然,不能认为这样的“证明”是充分的。不过,这种观念的确是值得研究的。在1983年英国皇家学会组织的物理常数讨论会上,Press说明了人类的尺度实际上也是由宇宙间的物理常数所决定的。极端地说,托勒密的地球中心说可以算是人择原理的最原始形式。另一方面,作为宇宙学理论基础的广义相对论却不含有丝毫的人择观。

1981年,事情有了进一步的发展,这是由于提出了暴涨宇宙模型<sup>[5]</sup>。所谓暴涨宇宙模型基于粒子物理的大统一理论(GUT)。按照这种理论,当温度约为 $10^{15}\text{GeV}$ 时,强作用、电磁作用和弱作用是不能区分的。这时,Higgs场的对称相具有比破缺相更小的能量,因而对称相才是稳定的。当宇宙年龄为 $10^{-36}$ 秒时,温度的确可以高达 $10^{15}\text{GeV}$ 。因此,可以推断,在宇宙

的极早期曾发生过从 Higgs 场的对称相到破缺相的相变。在相变过程中, Higgs 势的作用相当于一个等效宇宙常数。常数值可能比相对论性粒子的能量密度大得多, 所以, 在这时期里, 宇宙应以 de Sitter 时空的形式迅速膨胀。这就是暴涨宇宙一词的来源。

宇宙的暴涨相可以统一地解释: 1) 宇宙的平性; 2) 微波背景辐射的各向同性; 3) 磁单极的短缺。另外, de Sitter 时空有一个很可爱的性质: 除了引力坍缩以外的任何微扰都会由于空间尺度的膨胀而被扫到任何一个观察者的视界之外, 这样, 在这个膨胀阶段之前的任何扰动都会因衰减而被遗忘。这就使宇宙的均匀性有了一个比较自然的说明。de Sitter 宇宙这个性质非常类似于黑洞的无毛定理, 目前也被称为 de Sitter 时空的“无毛定理”<sup>[7]</sup>。总之, 根据这一“无毛定理”, 只要宇宙早期有一 de Sitter 膨胀阶段, 则相当宽范围的初始条件都将导致今天观测到的宇宙。或者说, 不管宇宙的“第一次推动”为何, 结果都会演化到我们生活于其中的宇宙。

这个结果似乎已可使我们不必再去追究宇宙的初始条件为什么是这样而不是那样。然而, 实际并非如此, 因为, 上述结论是在“如果存在 de Sitter 暴涨阶段”这一条件下导出的。故人们依然可以问: 为什么宇宙在极早期温度极高以致有从对称相到破缺相的暴涨阶段? 实质上, 这一点仍是“作为初始的假定”而引入的。看来我们别想摆脱“第一次推动”的结局。当我们沿着时间向过去追溯时, 因果性链条总要迫使我们作出某种“初始假定”。

显然, 一个完整的宇宙学理论是不能容忍这种初始假定的。完整的宇宙学不应当建立在某种“初始假定”上, 而应当是没有“初始假定”的。也就是说, 宇宙学不仅要说明宇宙如何从某种早期状态演化到今天的状态的, 而且应当说明宇宙是如何从没有初始状态而创生的。总之, 我们要避免落入牛顿的“第一次推动”, 就应当研究宇宙的有生于“无”。

下面, 我们将简要地介绍一下近两年来对“有生于无”的尝试性研究。

在宇宙的 GUT 相变时期以前, 即属于所谓 Planck 时期。Planck 时期的基本特点是必须考虑引力的量子性质。不过, 迄今为止我们还没有一个成功的引力量子理论。尽管如此, 量子引力的某些特征已为人知, 依赖这些特征已可对 Planck 时期的宇宙给出一些合理的描述。

在量子理论中, 所有的物理定律均可用路径积分的形式来表述<sup>[8]</sup>。例如, 一个粒子在某一时刻  $t_1$  取  $\phi_1$  态的波幅度可以写成

$$\Psi(\phi_1, t_1) = N \int_C d[\phi] \exp(iI[\phi]), \quad (1)$$

此处  $N$  为归一化因子,  $I[\phi]$  为作用量,  $d[\phi]$  为所有从某一指定集  $C$  到  $(\phi_1, t_1)$  的历史空间的测度。可见, 在  $t_1$  时刻的波函数完全取决于这个态的制备, 即集  $C$  的选定。上述形式很容易推广到量子场论中去。只要将时间  $t$  扩充到时空的四坐标即可。这时波函数成为在某一时间的类空超面上的场量的泛函。

如果将时空加以量子化<sup>[9]</sup>, 则人们可以将任何嵌入在四维时空中的带有度规  $h_{ij}$  的三维类空面和附在上面的物质场  $\phi$  作为态空间。此时波函数可表为

$$\Psi(h_{ij}, \phi) = N \int_C d[g_{\mu\nu}] d[\phi] \exp(iI[g_{\mu\nu}, \phi]), \quad (2)$$

这样, 从某一初始的带有场  $\phi'$  的类空间  $h'_{ij}$  演化到  $h_{ij}$ ,  $\phi'$  三维面的幅度可以写成

$$\langle h'_{ij}, \phi' | h''_{ij}, \phi'' \rangle = N^2 \int d[g_{\mu\nu}] d[\phi] \exp(iI[g_{\mu\nu}, \phi]), \quad (3)$$

这里的积分是对所有可能夹在  $h'_{ij}$ ,  $h''_{ij}$  二个三维面之间的四维流形求和。值得指出的是, 在上述表达式中时间并不明显地出现, 这是由于在广义相对论中时间坐标没有绝对的意义, 而夹在其中的四维流形暗含着时间的流逝。这正是量子引力理论非常经济的一个体现<sup>[9]</sup>。

Schrödinger 方程可以从式(1)导出。在量子引力理论中, 相应的方程是 Wheeler-De Witt 方程<sup>[9]</sup>, 它是由式(2)导出的

$$\left[ -G_{ijkl} \frac{\delta^2}{\delta h_{ij} \delta h_{kl}} h^{1/2} \left( -{}^3R(h) + 2\Lambda + 8\pi T_{nn} \left( i \frac{\delta}{\delta \phi}, \phi \right) \right) \right] \Psi[h_{ij}, \phi] = 0, \quad (4)$$

其中  ${}^3R(h)$  是三维面的标量曲率,  $T_{nn}$  为能量密度算符,  $G_{ijkl}$  是由所有三度规  $h_{ij}$  所构成的, 称之为超空间的度规:

$$G_{ijkl} = \frac{1}{2} h^{1/2} (h_{ik} h_{jl} + h_{il} h_{jk} - h_{ij} h_{kl}), \quad (5)$$

在以下的讨论中我们取  $\hbar = c = g = 1$ , 即取 Planck 时间和 Planck 质量作为时间和质量的单位。

式(4)是个二阶的无穷维的泛函微分方程, 现在还不知道如何求解这个方程。唯有的办法是将无限的自由度切断, 只留下有限的自由度。这叫做微超空间情形。一种最简单的情况是均匀各向同性模型, 此时引力的自由度只剩下三维超面的尺度  $a$ , 在闭合空间模型中,  $a$  就是三维球的半径, 它作为唯一的类时坐标在 Wheeler-De Witt 方程中出现。

在量子力学的路径积分形式中, 指数上的快速振荡使得大多数的历史的贡献被对消而衰减, 主要的贡献来自临近经典解的路径, 因为在经典解处作用量取极值或驻值。这样, 式(1)可以近似地写成

$$\langle \phi'', t'' | \phi', t' \rangle = N^2 \int d[\phi] \exp(iI[\phi]) \simeq N^2 \sum_i A_i \exp(-iB_i), \quad (6)$$

这种近似即为半经典的 WKB 近似, 或称为单圈近似。这里  $B_i$  为经典解的作用量,  $A_i$  是由围绕这些经典解的起伏所决定的。如果找不到经典解去联接路径积分的两端, 仍可能存在一些复的解, 在适当的边界条件下作连续延拓, 式(6)仍可成立。

如果我们在式(6)中作  $t \rightarrow i\tau$  代换, 则式(6)变成

$$\langle \phi'', \tau'' | \phi', \tau' \rangle = N^2 \int d[\phi] \exp(-\bar{I}[\phi]), \quad (7)$$

这里  $\bar{I}[\phi] = iI[\phi]$  叫做欧氏作用量。在这种代换下, 我们所生活的 Lorentz 域中的实的经典解变成 Euclid 域内的虚解, 反之亦然。但这种代换的好处在于, 如果我们令  $\tau' \rightarrow -\infty$ , 则式(7)成为某一具有最小能量的基态波函数。

但是, 在量子引力问题中, 情况并非如上述那样简单, 因为对于大多数 Lorentz 时空并不存在相应的 Euclid 截面, 反之亦然。有一些特殊的例子, 是两者兼有的, 如 Minkowski 空间, de Sitter 空间和 Schwarzschild 空间。对于量子引力而言, 用 Lorentz 截面, 或者用 Euclid 截面, 都能推导出同样的 Wheeler-De Witt 方程。

Hartle 和 Hawking 用 Euclid 截面来研究宇宙的波函数。这时, 在式(3)中, 所有夹在二个三维面之间的四维流形的度规都是正定的。为简单起见, 在下面的讨论中我们限制该三维面为闭合的三维球。Hartle 和 Hawking 提出宇宙波函数应为“基态”, 即取如下形式

$$\Psi(h_{ij}, \phi) = N \int_C d[g_{\mu\nu}] d[\phi] \exp(-\bar{I}[g_{\mu\nu}, \phi]), \quad (8)$$

这里  $C$  为所有紧致的, 以  $h_{ij}$  三维面为边界的四维正定流形和附在上面的行为规则的物质场  $\phi$ 。事实上, 集  $C$  可取更广泛的四维流形, 即包括非连通的、非紧致的等, 但这些流形的贡献比起四维连通紧致的流形来均可忽略不计。

式(8)的重要特征是, 它没有任何有关初始状态的假定, 它使用的“边界条件”就是宇宙是没有边界的。因此, 式(8)体现了这样一种观念: 宇宙是从“无”中创生的。

为了了解得到式(8)的过程, 我们现在回顾一下 Coleman 关于真空的不稳定性的研究<sup>[11]</sup>。在一维的势垒隧道效应中, 粒子的穿透概率可表示为  $Ae^{-B}$ , 其中  $B$  正是将时间  $t$  虚化之后的 Euclid 作用量,  $A$  的含义类似于式(6)中的  $A_i$ 。Coleman 将这个表达式推广到场论情况, 则上述的时间虚化正是从 Lorentz 截面向 Euclid 截面过渡。场真空态的衰变类似于粒子的隧道效应。这种衰变是通过泡的产生、膨胀而实现的, 泡内的真空具有更低的能量, 随着泡的产生和膨胀, 假真空的能量转化为泡壁的能量, 整个空间向稳定态转化。这种相变形式是老的暴涨宇宙学的基础。然而, 由于不同的泡之间的碰撞会造成很大的非均匀性, 这个老的图象已被抛弃。Hawking 和 Moss 曾指出<sup>[15]</sup>, 相变可以不以泡的形式实现, 在某种情况下, 可以在整个空间进行, 即整个空间从对称相向势垒顶峰作量子跃迁, 在跃迁之后再慢慢地向稳定的对称破缺相滑下去。显然, 这个结果比 Coleman 的理论又前进了一步, 因为它涉及整个时空, 而不是局部的泡的变化。更进一步, Witten 在研究 Kaluza-Klein 理论中的稳定性时发现<sup>[12]</sup>, 四维平空间会向没有经典时空——“无”——以类似泡的出现形式而衰变。而式(8)则是描写宇宙是如何从“无”量子跃迁而来的。

作为一个说明性的例子, 现在来研究一个玩具式的模型, 即 de Sitter 模型。这时, 微超空间的欧氏度规可以写为

$$ds^2 = d\tau^2 + a^2(\tau)d\Omega_3^2, \quad (9)$$

其中  $d\Omega_3^2$  为三维球的度规。其作用量为

$$\bar{I} = \frac{1}{2} \int d\tau \left( -a \left( \frac{da}{d\tau} \right)^2 - a + \frac{\Lambda}{3} a^3 \right), \quad (10)$$

这里  $\Lambda$  为宇宙常数。在 de Sitter 模型中, Wheeler-De Witt 方程取以下形式

$$\frac{1}{2} \left[ \frac{1}{a^p} \frac{d}{da} \left[ a^p \frac{d}{da} \right] - a^2 + \frac{\Lambda}{3} a^4 \right] \Psi(a) = 0, \quad (11)$$

其中参数  $p$  代表某些量子引力中的算符次序的模糊, 它对以下的讨论没有大的影响。

当  $a < \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$  时, 所有可能的欧氏解是以  $\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$  为半径的四维球, 这个四维球以半径为  $a$  的这个三维球为边界。它的作用量为

$$\bar{I}_{\pm} = -\frac{1}{\Lambda} \left( 1 \pm \left( 1 - \frac{\Lambda a^2}{3} \right)^{3/2} \right), \quad (12)$$

符号  $\pm$  表示取四维球的多的那一半或者少的那一半。对于基态波函数的贡献主要来自少于一半的部分<sup>[10]</sup>, 即

$$\Psi(a) \simeq N \exp \left( \frac{1}{\Lambda} \left( 1 - \left( 1 - \frac{\Lambda a^2}{3} \right)^{3/2} \right) \right), \quad a < \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}, \quad (13)$$

当  $a > \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$  时, 找不到欧氏解。Hartle 和 Hawking 采用强有力的  $K$  表象方法, 并取当  $a < 0$  时波函数应为零, 再利用最速下降法求得波函数的近似式如下(前述  $K$  为三维球在四维流形背景下的膨胀率):

$$\Psi(a) \simeq N \exp\left(\frac{1}{\Lambda}\right) \cos\left(\frac{1}{\Lambda}\left(\frac{\Lambda a^2}{3} - 1\right)^{3/2} - \frac{\pi}{4}\right), \quad a > \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}, \quad (14)$$

此时 Wheeler-De Witt 方程可看成为具有零本征值的本征方程, 要使  $a > \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$  区间的解和  $a < \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$  区间的解相衔接, 只能有上述形式。式(13)中的指数衰减表明经典解在 Lorentz 截面不存在, 而经典解只能在  $a > \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$  区域内存在。式(14)中的余弦可以看作两支行波的迭加, 分别代表 de Sitter 时空的坍塌相和膨胀相。在  $a=0$  处波函数是规则的, 因为 de Sitter 时空是没有奇性的。

为了避免宇宙的空洞, 必须引入物质场。应当注意, 由于在 Planck 尺度时, 时空失去通常的意义, 所以, 对这一时期的粒子产生的研究也失去意义, 因为, 粒子产生是基于经典的时空背景的存在。通常只有在有渐近平坦(对称)的区域存在时才能定义粒子的出入态。在研究奇点附近的粒子产生时, 曾利用一种所谓绝热近似。然而, 这一切在宇宙创生阶段, 都是没有意义的, 因为根本可以不用粒子数概念, 物质场一开始就自足地包含在集  $C$  之中。因此, 大爆炸奇点附近的粒子产生观应当放进博物馆去了。

最简单的物质场是有质量的标量场。因为质量的存在, 其耦合就不可能是空洞的共形不变的形式。其拉氏量为

$$\bar{I} = \frac{1}{2} \int d\tau \left( -a \left( \frac{da}{d\tau} \right)^2 - a + \frac{\Lambda}{3} a^3 + a^3 \left( \frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 + a^3 m^2 \phi^2 \right), \quad (15)$$

这里  $m$  为标量场的质量。其 Wheeler-De Witt 方程为

$$\frac{1}{2} \left[ \frac{1}{a^p} \frac{\partial}{\partial a} a^p \frac{\partial}{\partial a} - a^2 + \frac{\Lambda}{3} a^4 - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + a^4 m^2 \phi^2 \right] \Psi(a, \phi) = 0, \quad (16)$$

利用变换

$$x = a \operatorname{sh} \phi, \quad y = a \operatorname{ch} \phi, \quad (17)$$

则方程(16)变成标准的双曲方程, 物理上有意义的为  $(x, y)$  平面原点的上半光锥的内部。当  $\Lambda=0$  时,  $a < \frac{1}{m\phi}$  为 Euclid 区,  $a > \frac{1}{m\phi}$  为 Lorentz 区(见图 1)。经典解只在 Lorentz 区中存在。 $a < \frac{1}{m\phi}$  的意义是, 三维球的半径应小于由  $3m^2\phi^2$  作为等效宇宙常数时的四维球的半径  $1/m\phi$ 。但是, 在 Euclid 区域中,  $\phi$  也不是常数, 不过, 若  $\phi$  比 1 大许多, 则变形的四维球很快就闭合, 这时  $\phi$  变化不大, 可近似取  $\phi$  为常数, 故基态波函数近似为

$$\Psi(a, \phi) \propto \exp\left[\frac{1}{3m^2\phi^2} [1 - (1 - m^2\phi^2 a^2)^{3/2}]\right], \quad a < \frac{1}{m\phi}, \quad \phi > 1, \quad (18)$$

同样可得

$$\Psi(a, \phi) \propto \exp\left(\frac{1}{3m^2\phi^2}\right) \cos\left[\frac{(m^2\phi^2 a^2 - 1)^{3/2}}{(3m^2\phi^2)} - \frac{\pi}{4}\right], \quad a > \frac{1}{m\phi}, \quad \phi > 1, \quad (19)$$

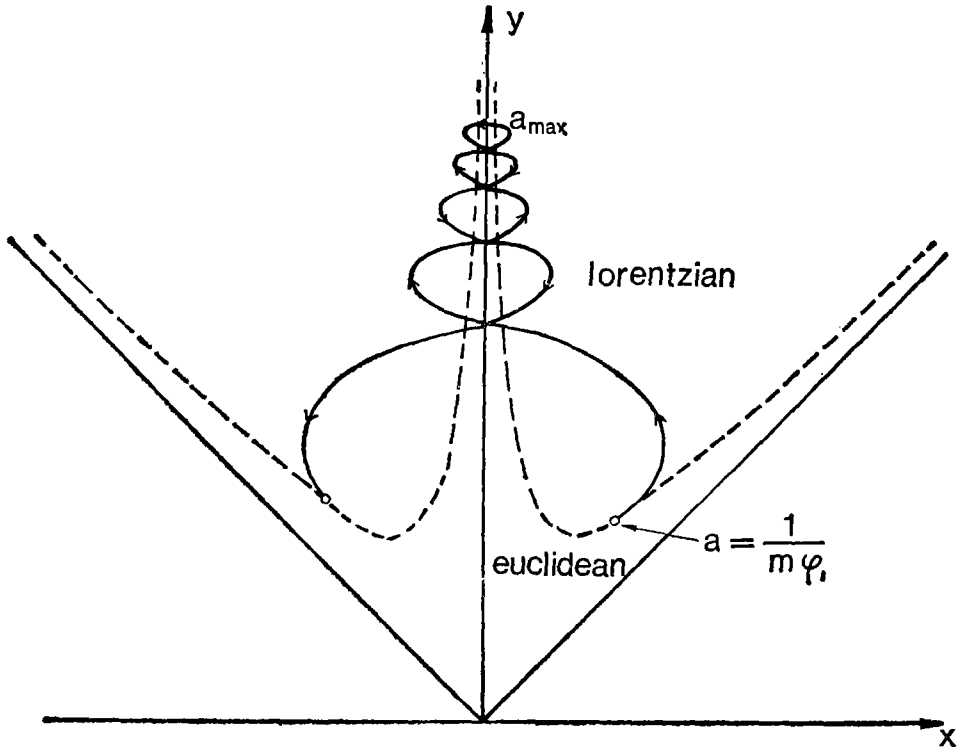


图1 实线代表宇宙演化的经典轨迹。虚线为 Lorentz 域和 Euclid 域的分界。

为求得其他区域的波函数，可利用(18)为边界条件来求方程的数字解<sup>[13]</sup>。图2给出数字计算的结果。因为在 $x = \pm y$ 附近， $\phi$ 非常大，所以，式(18)在WKB意义上是精确的。正如预料的那样，我们可以从图2看到，在Lorentz区域，波函数取如下形式

$$\Psi(a, \phi) = C(a, \phi) \cos S(a, \phi), \quad (20)$$

图2中的波函数是局部归一化了的，也就是特意只使振荡的成分显示出来。这个波函数可以看作许多经典解的迭加。场的经典解已经在图1中画出。设想宇宙从 $(a = \frac{1}{m\phi_1}, \phi_1)$ 点处开始演化，物质场的作用相当于一个变化的正的宇宙常数，这样，它使宇宙先是膨胀然后再收缩。质量项的存在使标量场振荡，当宇宙到达 $a_{\max}$ 之前，宇宙的膨胀衰减了这个振荡的能量，到了 $a_{\max}$ 之后，宇宙的收缩又增强了宇宙的振荡，适当地选择 $\phi_1$ ，可使宇宙避免进入奇性，不断发生反弹。

由振荡相位的梯度 $\nabla S$ 可以求得经典粒子的动量，但由于 $x, y$ 度规的Lorentz性，有 $p_y = \dot{y}$ ， $p_x = -\dot{x}$ ，所以，粒子运动方向恰与 $\nabla S$ 方向构成以 $y$ 轴为对称轴的镜面反射。可见经典解和量子解是一致的，这种解释虽然非常简单，但却是第一次出现的。若一开始 $\phi_1$ 很大，宇宙所经受的暴胀率将会达到 $e^{3\phi_1}$ 倍。不管GUT的暴胀是否真有，但在比GUT更早的时期，看来宇宙肯定经历过某种暴胀阶段。另外，由于在 $a$ 很小时，波函数的 $a, \phi$ 基本上没有相关，这说明时间概念已不再存在，因为，只有当 $a$ 和 $\phi$ 有关联时，才能用 $\phi$ 来给 $a$ 定时。

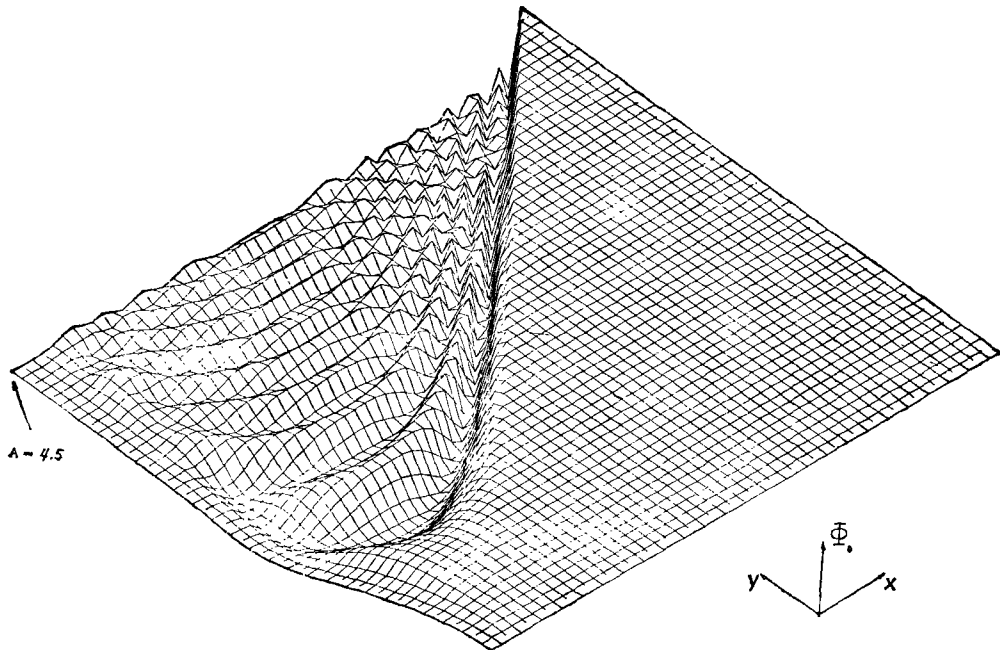


图2 宇宙的波函数, 本图是局部归一化过的, 用以突出振荡行为。

从这一点上又体现了, 量子引力甚至比广义相对论更“经济”<sup>[9]</sup>。

上述的宇宙创生论, 无疑是非常简单的模型。人们可能会忧虑, 何以能用这种模型来解释气象万千的宇宙。如果我们回想量子论的初创时期, 人们当时所发现的使氢原子免于坍缩的简单的量子力学原则, 正是构成各种复杂的化学、以致生物现象的基础。有鉴于此, 我们就不会对上述的简单模型采取轻率的排斥态度。因为, 上述的简单模型中, 包含着许多具有基本意义的特征, 它们也将在更复杂的模型中起重要作用。

目前许多研究中已将各向异性、非均匀性、以致高导数的引力理论纳入这个框架之中。已经发现, 从量子宇宙论的观点看, 只有我们所生活的这个各向同性的均匀的四维时空波幅最大, 也就是说, 其余的不规则性都已被量子引力效应衰减掉了。

这个理论可以给出可进行观测检验的预言, 例如直接创生暴涨宇宙模型中的过冷以拟合暴涨宇宙模型所要解释的观测事实。更主要的是, 这个理论满足“宇宙学必须是自足的”这一要求。这个原则把牛顿的“第一次推动”从物理学中彻底摒除出去。有趣的是, 努力进行这一摒除的Hawking所占据的Lucasion教授位置, 正是由牛顿传下来的。

量子宇宙论的研究, 从Misner开始<sup>[14]</sup>已经历了大约二十年之久, 但过去的研究只局限于空间均匀宇宙模型中对有限的动力自由度进行标准的量子化。这种量子化的含义与处理其他有限系统时的含义并无任何不同。他们的着眼点集中于避免奇性的产生, 而不是着眼于宇宙的创生。其实宇宙学中最重要一个问题正是宇宙是如何创生的。

至此, 我们可以对经典广义相对论和量子引力的发展作两方面似有联系的概括。一方面, 在经典广义相对论中存在着黑洞面积增加定理, 黑洞是不能减小的, 而量子论却证明黑洞由

于蒸发终将缩小而最终爆炸；另一方面，经典广义相对论证明宇宙早期不可避免地存在大爆炸奇点，而量子引力论却证明这个奇点不但可以避免，而且宇宙正是从“无”中创生出来的。也许有一天爱因斯坦的广义相对论正如费密的弱作用理论那样，被证明是某种长距离上的唯象理论。但是，可以相信，宇宙由“无”产生这一观念将会在宇宙学中产生深远的影响。

本文作者之一(吴)对于得益于 S. W. Hawking 教授的许多讨论，致以谢意。

### 参 考 文 献

- [1] Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology*, John Wiley and Sons. (1972).
- [2] Misner, C. W., in *Battelle Rencontres*, ed. by C. M. de Witt and J. A. Wheeler, W. A. Benjamin, (1968).
- [3] Collins, C. B. and Hawking, S. W., *Astrophys. J.*, **180** (1973), 317.
- [4] Press, W. H., Talk given at the Conference on Physical Constants, (1983).
- [5] Guth, A. H., *Phys. Rev.*, **D23** (1981), 347.  
Linde, A. D., *Phys. Lett.*, **108B** (1982), 389.  
Hawking, S. W. and Moss, I. G., *Phys. Lett.*, **110B** (1982), 35.  
Albrecht, A. and Steinhardt, P. J., *Phys. Rev. Lett.*, **48** (1982), 1220.
- [6] Hawking, S. W. and Ellis, G. F. R., *Large Scale Structure of Space-time*, Cambridge University Press, (1973).
- [7] Barrow, J. D., *Perturbation of a de Sitter Universe*, (1983).  
Boucher, W. and Gibbons, G. W., in *The Very Early Universe*, ed. by G. W. Gibbons, S. W. Hawking and S. T. C. Siklos. Cambridge University Press, (1983).
- [8] Feynmann, R. P. and Hibbs, A. R., *Quantum Mechanics and Path Integrals*, McGraw Hill Book Co., (1965).
- [9] De Witt, B. S., *Phys. Rev.*, **160** (1967), 113.
- [10] Hawking, S. W., in *Astrophysical Cosmology*, Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varia, (1982).  
Hartle, J. B. and Hawking, S. W., *Phys. Rev.*, **D28** (1983), 2960.  
Hawking, S. W., *Quantum Cosmology*, Les Houches Lectures, (1983).  
Hawking, S. W., Wu, Z. C. (吴忠超), *The Quantum State of the Universe*. Cambridge DAMTP, preprint, (1984).
- [11] Coleman, S., *Phys. Rev.*, **D7** (1977), 1888.
- [12] Witten, E., *Nucl. Phys.*, **B195** (1982), 481.
- [13] Wu, Z. C. (吴忠超), *Hawking Wave Function*, Cambridge DAMTP, preprint, (1984).
- [14] Misner, C. W., *Phys. Rev.*, **186** (1969), 1319.

## A Quantum Theory on the Birth of the Universe

Wu Zhongchao    Fang Lizhi

(Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China)

### Abstract

Cosmology, as a field of theoretical physics, should not only be consistent, but also self-contained. It is because that according to the definition of the universe nothing can be outside of it. This requirement for cosmology might be satisfied by quantum cosmo-



---

logy. A possible schema is to represent the quantum state of the universe by a *ground state* in Euclidean quantum gravity. In such a Euclidean approach *the ground state* can be described as follows: a quantum amplitude for a compact 3-geometry is given by a path integral over all compact 4-geometry with positive definite metric and with the 3-geometry as the boundary. This schema gives expression to the concept that the universe is created from nothing, namely, the boundary condition of the universe is no boundary. Therefore, the universe as a whole is completely determined by physical laws, no initial conditions are needed.