

非奇性球对称黑洞的稳定性*

俞 允 强

北京大学物理系, 北京, 100871;

中国科学院理论物理研究所, 北京, 100080

范 祖 辉

北京大学物理系, 北京, 100871

1989年3月6日收到

本文讨论非奇性球对称黑洞的动力学行为, 指出这种黑洞是不稳定的. 它不可能通过经典动力学过程产生, 而只能以量子跃迁的方式形成. 一旦遇微小扰动, 它将塌缩而形成通常的奇性 Schwarzschild 黑洞.

PACC: 9760L; 0420

一、引 言

1981年 Gonzalez-Diaz^[1] 提出球对称黑洞的无奇性解.

假设密度为 ρ , 半径为 $R = (3/8\pi\rho)^{1/2}$ 的均匀各向同性介质球内物质满足状态方程 $p = -\rho < 0$, 球外有 $p = -\rho = 0$, 其中 p 为各向同性压强, 则解出球内度规为

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + f(r)^{-1}dr^2 + r^2dQ^2 \quad r < R, \quad (1)$$

式中 $f(r) = 1 - r^2/R^2$. 球外度规仍为 Schwarzschild 外部解, 即 $f(r) = 1 - R/r$. 这里采用 $G = c = 1$ 的单位制.

Gonzalez-Diaz 内解与 Schwarzschild 解的重要区别之一是前者使度规在 $r = 0$ 处不具奇性, 因而被称为非奇性球对称黑洞. 这种黑洞解被提出后, 引起过若干有兴趣的讨论和争议^[2-5]. 的确值得注意, 把 Gonzalez-Diaz 内解与 Schwarzschild 外解结合在一起, 度规在 $r = R$ 处是没有定义的, 因此它是否能代表一个整体时空需要澄清. 此外, $p = -\rho < 0$ 的均匀球能否稳定存在, 则是另一个有兴趣的疑点. 本文将讨论后一个问题, 我们将论证, 这样的介质球是动力学不稳的. 对前一问题, 即 Gonzalez-Diaz 度规场的结构问题, 我们准备另文讨论.

二、局域 $p = -\rho$ 介质的动力学

考虑理想流体构成的自引力系统, 能量动量为

* 国家自然科学基金资助的课题.

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p)U^\mu U^\nu + pg^{\mu\nu}, \quad (2)$$

其中 U^μ 为流体元的四维速度. 流体的动力学方程与物质守恒方程有如下形式:

$$(\rho + p) \frac{dU^\mu}{d\tau} = -(\rho + p)\Gamma_{\alpha\beta}^\mu U^\alpha U^\beta + h^{\mu\beta} \frac{\partial p}{\partial x^\beta}, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = -(\rho + p)U_{;\mu}^\mu, \quad (4)$$

其中 $h^{\mu\beta} \equiv g^{\mu\beta} + U^\mu U^\beta$ 是空间投影算符, $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ 是 Christoffel 联络. 从方程(3)和(4)看出, $\rho + p$ 是流体元的等效惯性质量密度. 因此, 若介质的物态方程是 $p = -\rho$, 则流体元是等效地无质量的, 即它必以光速运动. 下面即将更具体地看清这一点.

我们讨论这种介质的径向的球对称运动. 方程(3)和(4)简化为

$$(g^{00} + U^0 U^0) \frac{\partial \rho}{\partial t} + U^0 U^0 \nu \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0, \quad (5)$$

$$U^0 U^0 \nu \frac{\partial \rho}{\partial t} + (g^{11} + U^0 U^0 \nu^2) \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nu \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

其中 $\nu \equiv \frac{dr}{dt}$ 是三维径向速度.

这组方程显然有一平凡解

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0. \quad (8)$$

如所周知, 这组解描述的是一个全局性的真空, 它的能量密度全局地均匀, 并不随时间改变. 这种真空对引力场的影响, 相当于 Einstein 方程中添加一宇宙项 $\lambda g^{\mu\nu}$, 而 $\lambda = -8\pi\rho$. 我们现在感兴趣的问题在于这种真空是否有局域存在的可能性.

设想某初始时刻, 存在一个局域的 $p = -\rho$ 球, 球外区域内有 $\rho = -p = 0$. 这实际上就是 Gonzalez-Diaz 解的前提. 于是显然有

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} = -\rho\delta(r - R) \neq 0, \quad \text{当 } r = R. \quad (9)$$

即方程组(5)–(7)没有非平凡解. 非平凡解条件要求

$$U^0 = \frac{dt}{d\tau} = \infty, \quad \text{即 } d\tau = 0, \quad (10)$$

及

$$\nu = \frac{dr}{dt} = \pm \sqrt{\frac{-g_{00}}{g_{11}}}, \quad \text{即 } \nu_{\text{obs}} = \pm \sqrt{\frac{g_{11} dr^2}{-g_{00} dt^2}} = \pm 1, \quad (11)$$

其中 ν_{obs} 是随动观测速度. 这两条件均表明, 球面将以光速运动. 这与上面指出的零质量性是相洽的.

(11)式中的正负号表示球面可以膨胀或收缩. 由(4)式知, 当介质有物态方程 $p = -\rho$, 收缩或膨胀时, 球内的密度 ρ 将保持不变. 当膨胀时, 由于球内的负压强, 外真空将对

介质球做功以提供能量。这在我们讨论的情况下是不可能的。因此,这局域的 $p = -\rho$ 介质球只能收缩,直至 $r = 0$ 。收缩时介质的负压强对外做功,即介质球中的能量将通过与真空的相互作用而辐射出去。

三、Gonzalez-Diaz 球的稳定性

上面指出, $p = -\rho$ 介质球的界面必沿类光线运动。如果初始球半径 R 大于或小于引力半径 $R_g \equiv (3/8\pi\rho)^{1/2}$, 那么这种运动将导致介质球的消失。唯独 $R = R_g$, 即 Gonzalez-Diaz 所假设的情形,球面静止时的世界线是一条类光线。在这意义下, Gonzalez-Diaz 球可以看成是一个平衡位形。但其他位形却不可能通过经典动力学的过程连续地过渡到这个位形。这一结论表明,它的形成只能够以量子跃迁的方式来实现。一旦形成,它能够平衡,这就是非奇性的球对称黑洞。

非奇性黑洞不仅不易形成,还极易于被破坏。设想一个微小质点落入非奇性黑洞,这将造成引力半径 R_g 的微小增加,从而变成 $R < R_g$ 。于是球面将必须收缩,直至消失。收缩过程中辐射出的物质都处于引力半径之内,因此必重新塌缩。最后正常态物质将在 $r = 0$ 处形成奇点,于是转化成了 Schwarzschild 黑洞。

四、真空的宇宙学相变

存在 $p = -\rho$ 介质球的物理现实性问题是一个至今并不清楚的问题。无论如何,甚早期宇宙中真空的对称性破缺相变^[6]提供了一个模型性的实例。

在这类理论中,有相互作用的标量 ϕ 场的基态是真空。当温度 T 高于某临界温度 T_c , 真空处于对称相。当温度随宇宙膨胀而降至 T_c 以下, ϕ 场出现能量更低的对称破缺相。由于因果条件的限制,宇宙介质从对称相(即高能真空)向对称破缺相(即低能真空)的相变只能是局域的,即在高能真空背景上首先形成一个低能真空的泡。这种过渡正是通过量子跃迁实现的。

按与上面相同的分析,低能真空的泡必定膨胀,直至相变在全空间完成。在相变过程中,两种真空的能量差即相变潜热将通过 ϕ 场与其他正常态物质场的相互作用而放出。这种大量高能粒子的产生在宇宙学中称为重新加热。

宇宙相变中的这些过程无疑为我们关于局域真空的形成和动力学行为的讨论提供了一个极好的注释。

五、结 论

我们的论证表明, Gonzalez-Diaz 型的局域真空通过量子跃迁形成是可能的。当局域真空区的尺度满足 $R = R_g$ 的严格要求,它将构成一个非奇性的黑洞。当然,它形成的几率将是很小的。非奇性黑洞不大可能是现实的客体。

此外,还要指出,非奇性黑洞作为孤立的客体能保持平衡,但这种平衡是不稳定的。它

被破坏平衡后,最终将转化为有奇性的 Schwarzschild 黑洞。

- [1] P. F. Gonzalez-Diaz, *Lett. Nuo. Cim.*, **32**(1981), 161.
- [2] W. D. Shen and S.T. Zhu, *Nuo. Cim.*, **85B** (1985), 142.
- [3] 朱蔚通、沈文达, *物理学报*, **35**(1986)819.
- [4] W.D. Shen and S.T. Zhu, *Phys. Lett.*, **A126** (1988), 229.
- [5] ϕ . Grqn, *Lett. Nuo. Cim.*, **44**, (1985), 177.
- [6] A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.*, **47**(1984), 925.

THE STABILITY OF NON-SINGULAR SPHERICAL BLACK HOLE

YU YUN-QIANG

*Department of Physics, Peking University, Beijing, 100871; Institute of Theoretical Physics,
Academia Sinica, Beijing, 100080*

FAN ZU-HUI

Department of Physics, Peking University, Beijing, 1000871

(Received 6 March 1989)

ABSTRACT

The dynamics of non-singular spherical black hole suggested by Gonzalez-Diaz is investigated. We show that it's matter configuration is in peculiar equilibrium and unstable. It's formation is seldom and it is liable to transit to a normal black hole.

PACC: 9760L; 0420

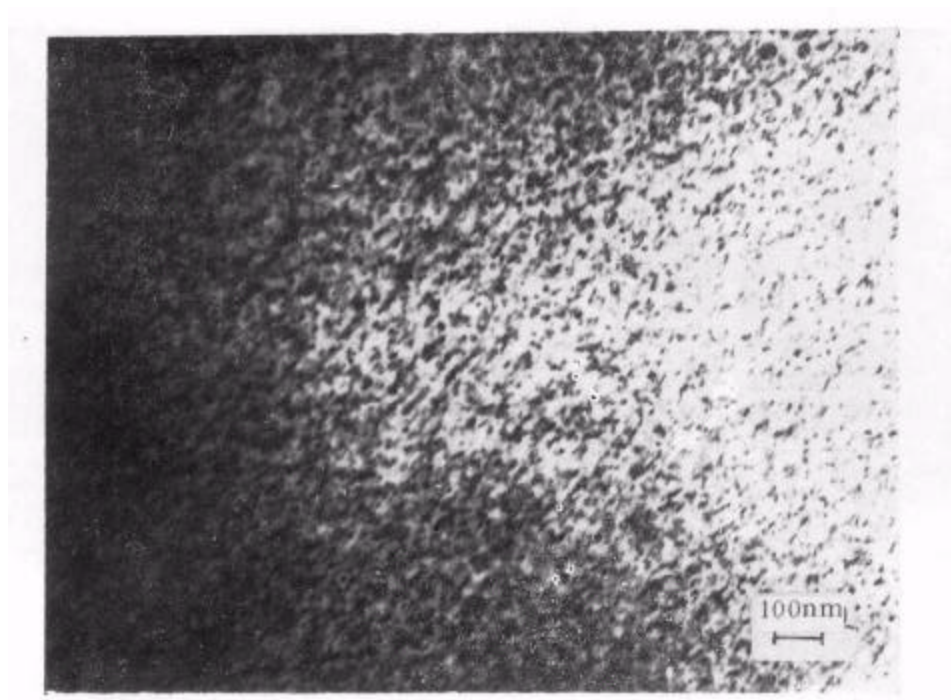


图1 室温氢离子注入后试样中的缺陷组织

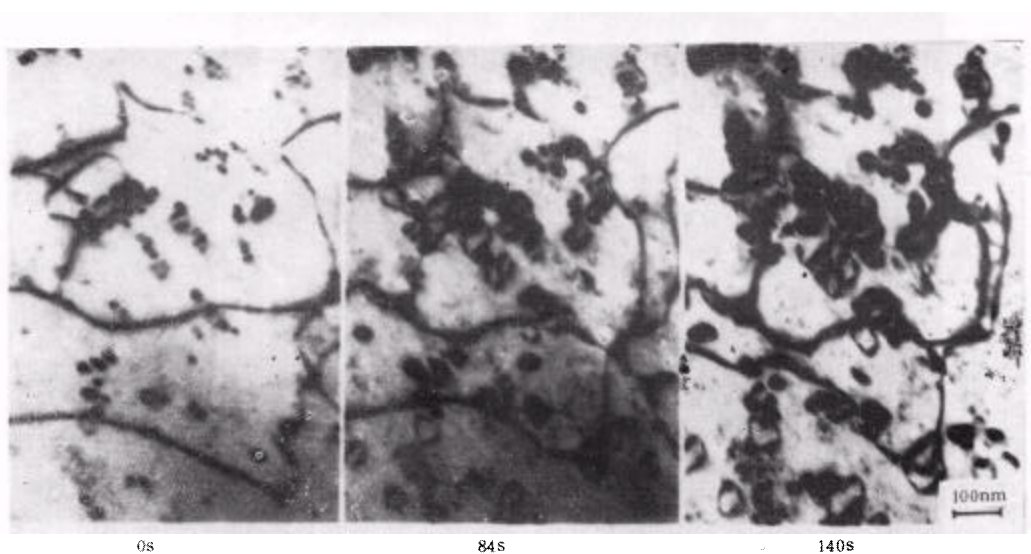


图2 室温氢离子注入后试样在 400°C 电子束辐照下的缺陷组织变化

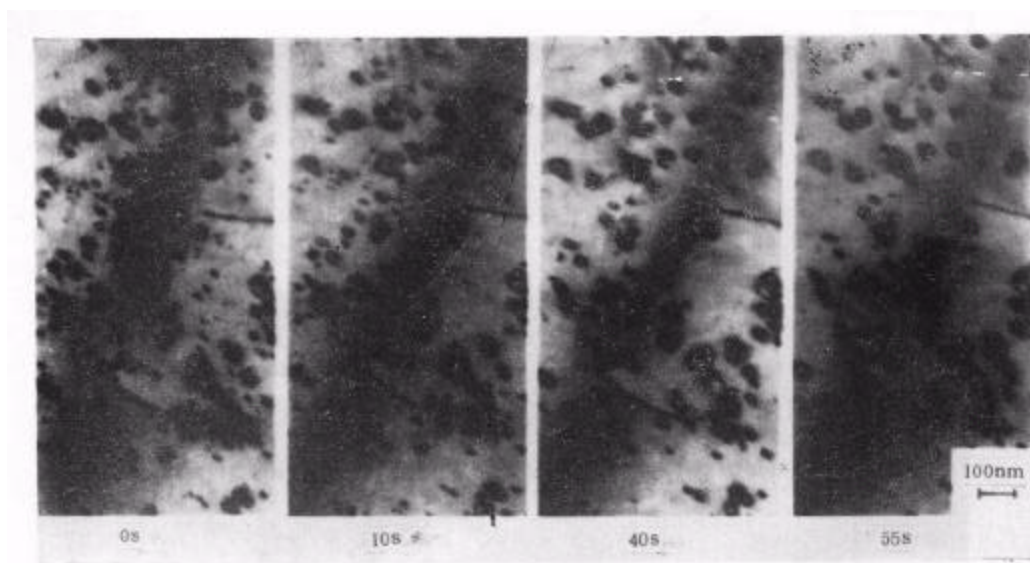


图3 室温氢离子注入后试样在 450°C 电子束辐照下的缺陷组织变化

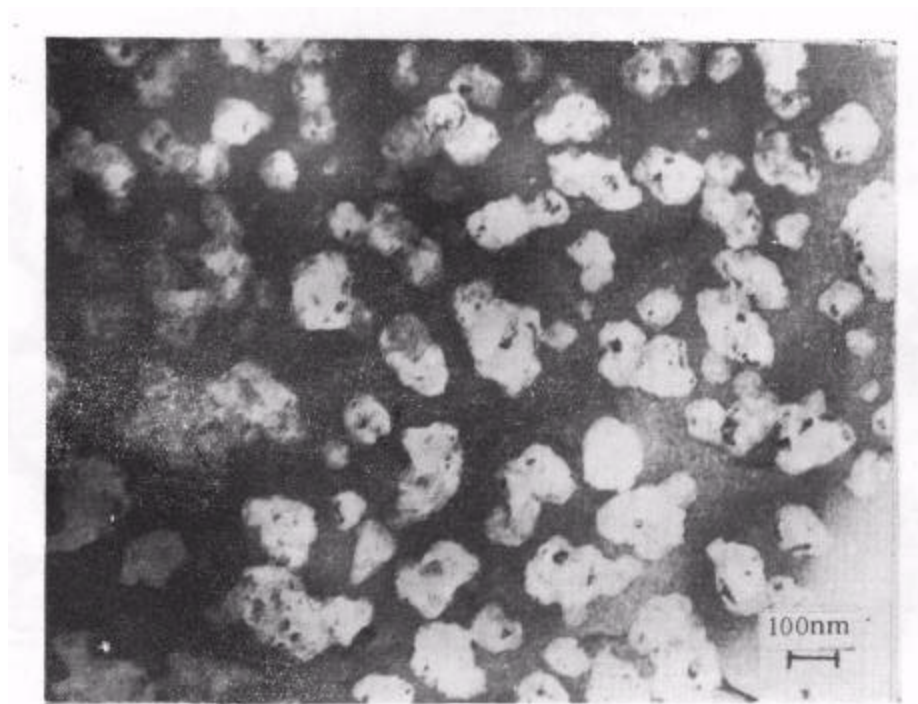
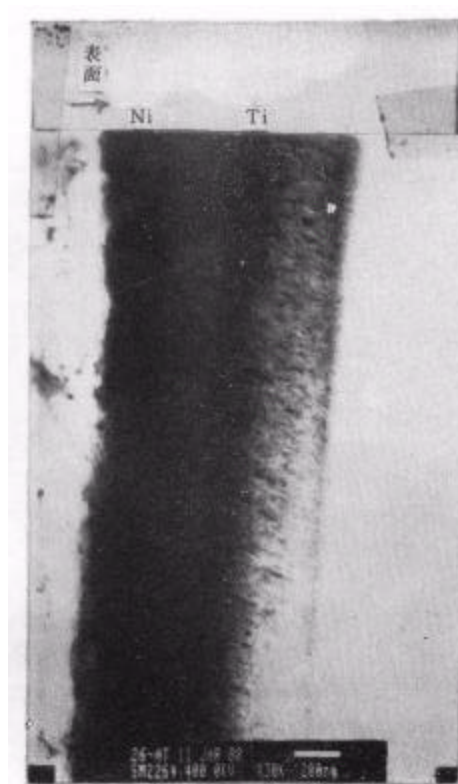


图4 室温氢离子注入后试样经过 520°C 时效后的缺陷组织



图1 刚制备的 Ni/Ti 样品 TEM 截面亮场图



(a) 截面亮场图



(b) 多晶混合层衍射图

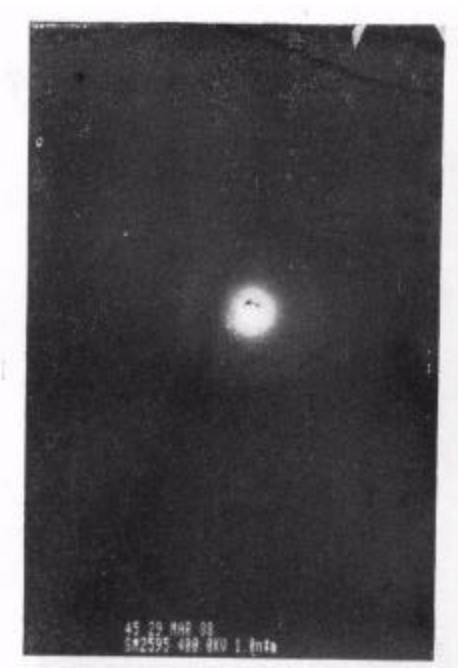


(c) 非晶混合层衍射图

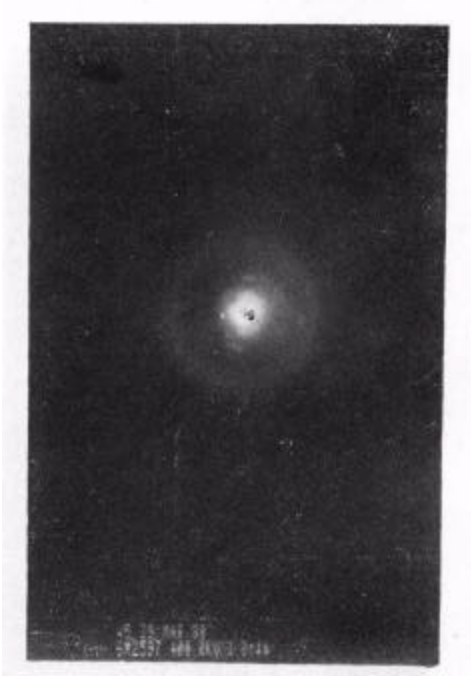
图2 350℃下退火 22h 后的样品



(a) 截面亮场图



(b) 多晶混合层衍射图



(c) 非晶混合层衍射图

图3 Ar⁺离子轰击剂量 5×10^{14} 离子数/cm² 的 Ni/Ti 样品