

# 早期宇宙相变机制的讨论\*

冯笙琴 王正清

(宜昌师范专科学校, 宜昌)

## 摘 要

对理想的一级相变和非理想的有过冷夸克相存在的相变机制进行了分析, 并分别给出了宇宙在这两种情况下所经历的时间。

## 一、引 言

近年来,关于极端高温和高密条件下核内物质性质的研究<sup>[1]</sup>,使人们普遍认为可能存在着一种强子到夸克物质的相变,在这种相变中,夸克将被解除禁闭而形成一种新的物质态。在甚早期宇宙的大爆炸过程中会提供极端高温高密物质的条件,就可能形成这种至密的夸克物质。

本文在承认有相变的基础上提出了一种唯象的讨论方法。把爱因斯坦方程引入理想的一级相变分析之中;对非理想情况,用与简单的汽液相变类比的方法进行了一些统计分析讨论,并分别给出了在这两种情况下相变过程所经历的时间。

## 二、唯象讨论

### (1) 状态方程

在甚早期宇宙,宇宙温度大于  $10^{12}$  K, 在这样高的温度下,宇宙正经历一个猛烈的膨胀过程。这时宇宙由少数几种粒子——轻子、光子、夸克胶子等离子体等组成。

当宇宙温度降到  $T_c = 200$  MeV 时,开始了夸克物质到强子物质的相变。由于此时温度很高,所以满足化学势  $\mu \ll T$ , 在相变过程中夸克态和强子态的状态方程为:

$$P_q = g_q \frac{\pi^2}{90} T^4 - B, \quad (1)$$

其中  $P_q$  表示夸克态压强,  $g_q = 51.25$  是简并常数,  $B$  是袋参数。

$$P_h = g_h \frac{\pi^2}{90} T^4, \quad (2)$$

一般认为形成的强子主要为  $\pi$  介子,对应的  $g_h = 17.25$ 。强子相和夸克相的能量密度为  $\epsilon_h$  和  $\epsilon_q$ , 它们满足关系:

\* 国家自然科学基金资助的课题。  
本文 1988 年 12 月 29 日收到。

$$\varepsilon_q = \varepsilon_h + 4B, \quad (3)$$

$\varepsilon_h$  与袋常数  $B$  满足关系:

$$\varepsilon_h = \frac{3B}{r-1}, \quad (4)$$

其中  $r = g_q/g_h$ .

## (2) 理想的一级夸克-强子相变机制讨论

所谓理想的一级相变是指宇宙在相变温度  $T_c = 200\text{MeV}$  下, 系统保持等温等压的相变过程. 并且不考虑强子物质区域形成的时间. 在相变中, 色物理真空变成物理真空会施放潜热, 其大小  $L = 4B$ , 用以维持相变在等温等压下进行.

在相变中能量密度  $\varepsilon(t)$  和空间坐标  $R(t)$  满足爱因斯坦方程<sup>[2]</sup>:

$$\frac{\dot{R}}{\chi R} = \sqrt{\varepsilon/B}, \quad (5)$$

$$\frac{3\dot{R}}{R} = -\frac{\dot{\varepsilon}}{\omega}, \quad (6)$$

$\omega$  是焓密度. 在相变前, 认为宇宙经历一个绝热膨胀过程, 相变前的某时刻  $t$  的温度  $T$  满足:

$$\left(\frac{T(t)}{T_c}\right)^2 = \frac{\sqrt{(r-1)3r}}{\text{sh}(2\chi t)}. \quad (7)$$

式(5)和(7)中的  $\chi$  表示时间标度:

$$\chi = \sqrt{8\pi GB/3} = \frac{1}{36\mu s} \left(\frac{T_c}{200\text{MeV}}\right)^2, \quad (8)$$

其中  $G$  为牛顿常数(又称引力常数). 空间坐标  $R$  应满足:

$$\frac{R(t)}{R_i} = \frac{T_c}{T(t)}, \quad (9)$$

$R_i$  表示宇宙系统在  $T = T_c$  时的空间坐标. 由(7)–(9)式可计算宇宙冷却到温度  $T_c$  时经历的时间  $t_i$ :

$$t_i = \frac{1}{2\chi} \ln \left( \frac{\sqrt{4r-1} + \sqrt{r-1}}{\sqrt{3r}} \right) = \frac{0.23}{\chi}, \quad (10)$$

也即:

$$\chi t_i = 0.23. \quad (11)$$

在相变过程中, 能量密度  $\varepsilon(t)$  由  $\varepsilon_q$  向  $\varepsilon_h$  减小, 引入函数  $h(t)$ , 定义:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_h h(t) + \varepsilon_q [1 - h(t)], \quad (12)$$

由爱因斯坦方程(5), (6)可得到:

$$h(t) = 1 - \frac{1}{4(r-1)} \left\{ \tan^2 \left[ \arctan \sqrt{4r-1} + \frac{3\chi(t-t_i)}{2\sqrt{r-1}} \right] - 3 \right\}, \quad (13)$$

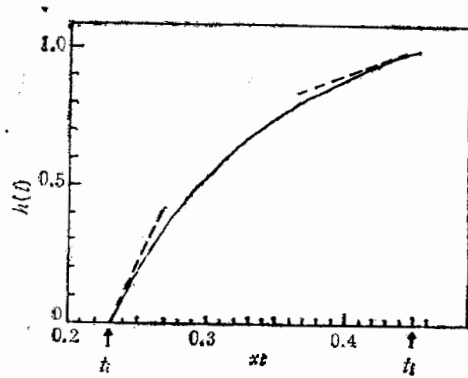


图1 在理想一级相变情况下,强子相体积占有率  $h(t)$  随时间变化关系曲线。其中虚线分别对应曲线在  $t = t_i$  和  $t = t_f$  两点的切线

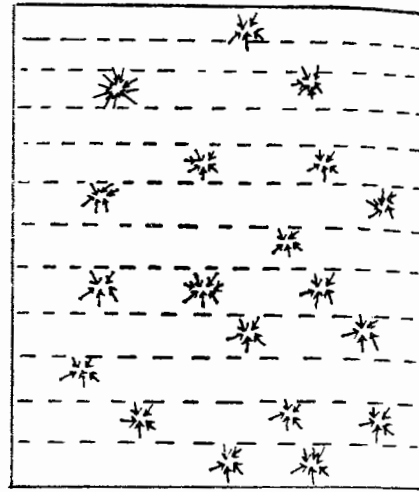


图2 在非理想情况下,由相变形成强子汇集成强子气泡的示意图

$$\frac{R(t)}{R_i} = (4r)^{1/3} \left\{ \sin \left[ \frac{3\chi(t - t_i)}{2\sqrt{r-1}} + \arcsin \frac{1}{\sqrt{4r}} \right] \right\}. \quad (14)$$

在相变结束时  $h(t) = 1$ , 则:

$$\chi t_f = \chi t_i + \frac{2}{3} \sqrt{r-1} (\arctan \sqrt{4r-1} - \arctan \sqrt{3}), \quad (15)$$

其中  $t_f$  表示宇宙在相变结束时所经历的时间,由(15)式可得:

$$\chi t_f = \chi t_i + \chi \Delta t = 0.45. \quad (16)$$

由(16)和(11)式可得到宇宙在相变中经历的时间:

$$\Delta t = \frac{0.22}{\chi} = 7.92(\mu s). \quad (17)$$

上式是在  $T_c = 200\text{MeV}$  情况下计算的结果。由熵守恒,可计算  $h(t)$  (在相变中强子相的体积占有率)在相变始末对  $\chi t$  的导数:

$$\frac{\dot{h}(t_i)}{\chi} = \frac{3r}{r-1} \left( \frac{4r-1}{r-1} \right)^{1/2} = 10.5, \quad (18)$$

$$\frac{\dot{h}(t_f)}{\chi} = \left( \frac{3}{r-1} \right)^{3/2} = 1.84. \quad (19)$$

这两个值分别对应图1中所作虚线的斜率,由此可比较在相变始末  $h(t)$  对时间变化的快慢情况。

### (3) 非理想情况

在非理想的一般情况下,相变中有过冷夸克相存在,我们将详细地讨论强子气泡的形成过程以及它们对相变机制的影响。

为了便于了解这种相互作用机制, 给出了两个示意图. 把宇宙看成是一个绝热膨胀的巨大容器, 在  $T > T_c$  时, 认为此容器中盛着夸克物质, 当温度降到  $T_c = 200\text{MeV}$  时, 有一部分夸克物质开始了到强子的相变, 图 2 表示在相变中形成强子汇集成气泡的示意图, 其中每一个箭头表示一个强子的运动方向. 设强子气泡汇集率为:

$$P(t) = P_0 T_0^4 \exp \left[ - \frac{\omega_0}{(1 - \bar{T})^4} \right], \quad (20)$$

其中  $P_0, \omega_0$  是无量纲常数, 由于存在过冷夸克相, 在相变中温度是一个变量, 定义  $\bar{T} = T/T_c$ .

当气泡形成后, 气泡附近由相变所形成的强子纷纷汇集成气泡 (见图 3). 导致强子气泡增长速度加快, 这种现象类似于弹性介质中出现的爆燃现象<sup>[3,4]</sup>, 在汇集点附近同时形成一个以超声速向外扩展的冲击波, 波前速度  $v_{sh} > C_s$  ( $C_s$  为声速).

随着时间推移, 强子气泡体积增大, 气泡的个数也不断增加. 在甚早期宇宙, 这种非理想相变开始后的某一时刻  $t$ , 强子气泡空间占有率为:

$$f(t) = \int_{t_i}^t P(t') \frac{4\pi}{3} \cdot [v_{sh}(t' - t_i)]^3 dt', \quad (21)$$

其中  $t_i$  表示在相变开始时宇宙经历的时间. 由于强子气泡形成时间很短, 可忽略宇宙的膨胀, 此时系统温度满足:

$$\frac{dT}{T_c} = - \left( \frac{4r-1}{r-1} \right)^{1/2} \chi dt, \quad (22)$$

代入(21)式并用鞍点近似法:

$$\begin{aligned} f(t) &= \frac{4\pi}{3} P_0 \frac{T_c^4}{\chi^4} \left( \frac{r-1}{4r-1} \right)^2 v_{sh}^3 \int_{\bar{T}}^1 \exp \left[ - \frac{\omega_0}{16(1-\bar{T}')^2} \right] (\bar{T}' - \bar{T})^3 d\bar{T}' \\ &= \exp \left[ L - \frac{\omega_0}{16(1-\bar{T})} + 12 \ln(1-\bar{T}) \right], \end{aligned} \quad (23)$$

其中  $L = \ln[(T_c/\chi)^4 P_0 v_{sh}^3]$ .

图 4 给出了强子气泡空间占有率  $f(t)$  随时间变化的关系曲线.  $f(t)$  在相变开始时等于零, 当达到相变时间  $t = t_{PT}$  时,  $f(t)$  迅速增至 1, 此时对应相变结束时的温度为

$$T = T_{PT} = [1 - (\omega_0/16L)^{1/2}] T_c = [1 - \omega_0^{1/2}/45] T_c, \quad (24)$$

由(22)式可计算出相变结束时间:

$$t_{PT} = t_i + \left( \frac{r-1}{4r-1} \right)^{1/2} \left( \frac{\omega_0}{16L} \right)^{1/2} \frac{1}{\chi}. \quad (25)$$

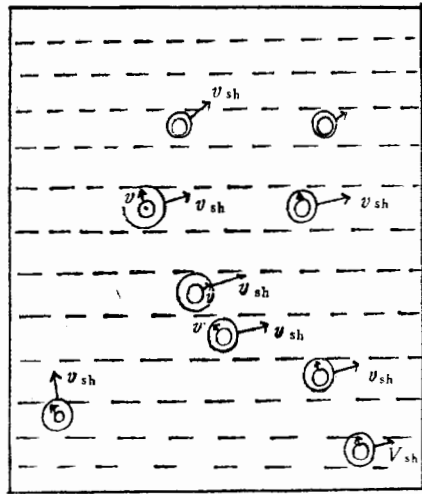


图 3 非理想情况下, 宇宙中强子气泡增长过程. 外圆表示爆燃波波前, 内圆表示气泡以速度  $v$  增长.

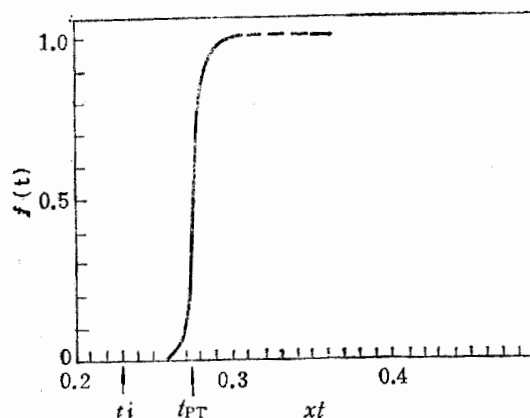


图4 非理想情况下,强子气泡体积占有率  $f(t)$  与时间  $t$  的关系  
其中虚线表示在相变后 ( $t > t_{PT}$ ),  $f(t) \equiv 1$ .

### 三、结 语

我们分析了在甚早期宇宙中可能出现的两种相变机制,对于理想的一级相变认为在相变前宇宙是一个绝热膨胀系统,在相变中是一个等温等压的一级相变过程。对于非理想相变,系统首先经历一个由强子汇集成气泡的过程,其次才是气泡的增长过程,在计算空间占有率时用了一种统计方法。本文只是一种唯象的讨论,正确与否有待实验证实。

### 参 考 文 献

- [1] R. Anishetty, P. Koehler and L. McLerran, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 2793.  
L. McLerran Proc of 5th High Heavy ion study, Berkeley, USA (1981).
- [2] S. 温伯格著《引力论和宇宙论》 p. 545.
- [3] L. D. Landau, Collected Papers of L. D. Landau, 1965, P569, 665; П. П. 朗道, E. M. 栗弗席兹著《连续介质力学》 p. 403, p. 618.
- [4] M. Gyulassy, *Nuclear Physics*, **A418**(1984), 59c—85c.

## THE ANALYSIS OF THE PHASE TRANSITION MECHANISM IN THE EARLY UNIVERSE

FENG SHENGIN WANG ZHENGQIN

(Yichang Teacher's College, Yichang)

### ABSTRACT

Ideal first-order phase transition and non-ideal phase transition that have supercooling quark phase in the early universe are analysed. The phase transition time in the two scenario are given.