

广义相对论与有关现代引力问题

钟 鸣 乾

(西北大学物理系)

1916年,爱因斯坦发表了广义相对论,提供了一种引力理论。然而,在文章发表后的三、四十年中,由于实验验证很少,应用不广,数学上又较为复杂,因此对广义相对论有许多不同意见和争论,也没有得到物理学界的足够的重视。

但是,近二十年来现代生产和科学技术的大发展,为广义相对论的实验验证开辟了新的途径,精确的实验支持爱因斯坦的理论。尤其是六十年代天文观测上的重要发现有可能用广义相对论来解释,形成了相对论天体物理这一新学科。对广义相对论首先预言的引力波在五十年代末已开始实验探测工作,并成为引人注意和热烈讨论的问题,目前探测在继续进行着。理论工作者企图把广义相对论与量子场理论,

引力理论与基本粒子物理联系和统一起来。科学实践的检验和理论发展的需要使广义相对论获得了新的生命力。虽然,它在理论上仍存在一些困难,而且人们继续在探索各种新的引力理论。可是,不论怎样,广义相对论是先导的现代引力基础理论,对于人们进行引力实验和探讨新的引力理论有重要启示,它是物理学基础理论发展中的里程碑。本文主要将它的基础内容及有关探索性问题作一简要介绍。

一、广义相对论的基础内容概要

1. 广义相对论基本原理与规律概括

广义相对论问世已经六十多年,它的内容在一些专著和教科书中已有系统的阐述^[1-6],为

表1 广义相对论、牛顿力学和狭义相对论的基本原理和规律比较

名 称	牛 顿 力 学	狭 义 相 对 论	广 义 相 对 论
基本原理(或假设)	1. 惯性原理 2. 伽利略相对性原理	1. 光速不变原理 2. 狭义相对性原理	1. 等效原理 2. 广义相对性原理
时空几何性质 线元与度规	三维欧氏空间,一维时间 $ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2$	四维(狭)欧氏空间 $ds^2 = dx_0^2 - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2$	四维(狭)黎曼空间 $-ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$
基本物理规律具有 不变性的变换	伽利略变换 (惯性系之间的变换)	洛伦兹变换 (惯性系之间的变换)	任意曲线坐标变换 (加速度系之间的变换)
质点运动方程	$F = m \frac{d^2 r}{dt^2}$	$F = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)$	$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0$
引力场方程	$\nabla^i \phi = 4\pi G \rho$ $\nabla^i \phi = 0$		$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$ $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 0$
电磁场方程		麦克斯韦方程	麦克斯韦方程 (曲线坐标形式)
实践证实	宏观低速运动的大量事实 与实验	宏观高速运动和某些微观运动 的事实,实验	主要是天文观测实验及近 二十多年来新实验探索

注:按相对论中数学式写法一般规定:如果一乘积中的某指标出现一次,那末,分别取可能值,如0,1,2,3,或1至n。如果一乘积中某指标出现两次,那末,对该指标所有可能值求和,而略去求和号。写在符号右上角的小字母,一般是逆变指标,不是指数。

了便于概括地了解广义相对论的基本原理与规律,我们把它与牛顿力学和狭义相对论列表作一比较(表1),然后简要说明它的基本原理与逻辑结构。

广义相对论有独立而完整的体系。爱因斯坦根据惯性质量和引力质量相等的实验事实,提出了等效原理:加速度系统与引力场具有等效性,即惯性力和引力等效,进而推知惯性系和非惯性系是等效的。因此,可把适用于惯性系的狭义相对性原理推广到非惯性系,即包括引力现象的具有加速度的参考系(坐标系)。于是就得到广义相对性原理:对于任意参考系,物理现象的基本规律都是相同的。

如果把狭义相对论的四维时空连续区的概念运用于非惯性系,那末,由于引力场或加速度的影响,时空的几何性质一般已不是欧氏几何性质,而是黎曼几何性质了。为了用数学表达广义相对性原理,使物理基本规律对任意广义坐标变换具有不变性,力学基本定律和引力场方程必须变成较复杂的黎曼空间的张量方程式。所以,广义相对论所用的主要数学工具是黎曼几何和普遍的张量运算。

广义相对论富有启发性的思想和研究方法是利用非欧几何和张量运算表达物理内容——时间、空间和物质运动,得到了一些具有物理意义的新结论。

2. 黎曼几何与欧氏几何简要比较

黎曼几何是研究黎曼空间性质的一种非欧几何体系,它的内容在一些数学教科书或专著中有系统讲述^[7],我们只能从它与欧氏几何的区别和联系来概述其中某些性质和基本概念。

欧氏几何的初步知识为大家所熟悉,然而它本身进一步发展和理论化,仍有许多丰富的抽象内容。欧氏几何的特征之一,是在有限或整个欧氏空间总可找到一个笛卡儿直角坐标系,即一个共同的标准正交坐标架,使决定空间性质的度规张量的分量 $g_{\mu\nu}$ 为常量。例如,四维赝欧氏空间, $g_{00} = 1, g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$, 当 $\mu \neq \nu$ 时, $g_{\mu\nu} = 0$ 。

物理

表2 欧氏空间和黎曼空间对应的基本概念与关系比较

名称	欧氏空间 (取笛卡儿直角坐标)	黎曼空间 (取曲线坐标)
度规张量 元与度规二 次形式	$g_{\mu\nu} = \text{常量}$ $ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + \dots + dx_n^2$	$g_{\mu\nu}, g^{\mu\nu}$ 是空间曲线坐标 x^i 的函数 $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$
联络	$\Gamma_{ij}^k = 0$	$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{ki} \left(\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{ki}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} \right)$
曲率张量	$R_{\alpha\beta\gamma}^\mu = 0$	$R_{\alpha\beta\gamma}^\mu = \frac{\partial \Gamma_{\alpha\gamma}^\mu}{\partial x^\beta} - \frac{\partial \Gamma_{\alpha\beta}^\mu}{\partial x^\gamma} + \Gamma_{\nu\beta}^\mu \Gamma_{\alpha\gamma}^\nu - \Gamma_{\nu\gamma}^\mu \Gamma_{\alpha\beta}^\nu$
向量平行移动后的增量 主要部分	$\delta A_i = \delta A^i = 0$	$\delta A^i = -\Gamma_{jk}^i A^k dx^j$ $\delta A_i = \Gamma_{ij}^k A_k dx^j$
两点间的最短线	直线 $\frac{d^2 x}{ds^2} = 0$	短程线(测地线),其方程为 $\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \cdot \frac{dx^\alpha}{ds} \cdot \frac{dx^\beta}{ds} = 0$
张量求导法 (微分法)	微积分的一般求导法	求协变导数(绝对导数)法,例: $T_{\nu;\alpha}^\mu = \frac{\partial T_{\nu\alpha}^\mu}{\partial x^\alpha} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu T_{\nu}^\beta - \Gamma_{\alpha\nu}^\beta T_{\beta}^\mu$

张量分量对 x^ν 求协变导数用记号 ν 表示,或用 $\parallel \nu$, 或用 ∇_ν 表示。

张量分量对 x^ν 的一阶普通偏导数也可用 ν 或 $|\nu$ 表示。

黎曼几何的特征之一是在有限或整个黎曼空间内一般只存在曲线坐标,不能找到一个共同的笛卡儿直角坐标系使 $g_{\mu\nu}$ 为常量,即度规张量 $g_{\mu\nu}$ 是空间曲线坐标的函数,它仍是对称的 ($g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}$),行列式不等于零 ($\text{Det} |g_{\mu\nu}| \neq 0$), 并还有逆变度规张量 $g^{\mu\nu}$ 和混合度规张量 g_μ^ν 。

还有两个表示黎曼空间重要性质的量,即联络 Γ_{ij}^k 和曲率张量 $R_{\alpha\beta\gamma}^\mu$ 。黎曼联络也是决定黎曼空间性质的量,它与度规张量有确定的联系,但不是张量。曲率张量 $R_{\alpha\beta\gamma}^\mu$ 表示黎曼空间对欧氏空间的偏离。黎曼空间中的向量(或张量)的平行移动,两点间的最短线,满足一定运算规则的张量求导法(微分法),也与欧氏空间不同(见表2)。

黎曼空间与欧氏空间也有联系。如果在欧

氏空间使用曲线坐标,那末,相应的量 $g_{\mu\nu}$, Γ_{ij}^k , $R_{\alpha\beta\gamma}^{\mu}$ 之间关系式形式上与黎曼空间相同. 欧氏空间可认为是黎曼空间在 $\Gamma_{ij}^k = 0$, $R_{\alpha\beta\gamma}^{\mu} = 0$ 时的特殊情形. 如果在黎曼空间使用短程坐标(测地坐标),那末,在一点附近可使联络 Γ_{ij}^k 为零,所以黎曼空间的一点附近的无限小区域内,可认为是局部欧氏空间.

3. 引力场方程的意义

根据等效原理,质点在引力场中的运动方程应是四维黎曼时空中的短程线方程(见表1、表2). 实际上,运动方程已包含在引力场方程中. 1938年,爱因斯坦等已从场方程推导出运动方程. 引力场方程是广义相对论最富有意义的内容.

根据广义相对论的基本原理,及对黎曼空间性质和时空与物质运动的研究,可直接假设得到引力场方程,也可由变分原理推出. 其表达式为

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \text{ (物质中):}$$

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 0 \text{ (自由空间).}$$

上两式中, $R_{\mu\nu}$ 为里奇(Ricci)张量,由曲率张量经所谓降秩(缩并)的张量代数运算得到,即 $R_{\mu\nu} = R^{\alpha}_{\mu\nu\alpha}$,它是 $g_{\mu\nu}$ 及其偏导数的函数; R 为曲率标量 $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$; $T_{\mu\nu}$ 为物质的能量动量张量,它与非引力性质的力及引力场中的物质分布有关. 它的散度等于零,即 $T_{\mu\nu;\nu} = 0$.

所以,引力场方程的左边是 $g_{\mu\nu}$ 及其偏导数的函数. $g_{\mu\nu}$ 是决定黎曼四维时空几何性质的度规张量,它又是描述引力场性质的引力势函数. 因此,引力场方程反映了度规场与引力场等效,体现了时空黎曼几何性质与引力场的联系与统一;又因 $T_{\mu\nu}$ 与非引力性质的力有关,于是引力场方程也反映了引力与其他力的关系. 这是引力场方程最基本的物理理论上的意义,也有哲学上的意义.

引力场方程的表达式代表了十个关于 $g_{\mu\nu}$ 变量的方程组. 它们包含的 $g_{\mu\nu}$ 的二阶偏导数是线性的,一阶偏导数是非线性的,所以是非线

性偏微分方程组(这也是与麦克斯韦方程组不同点之一). 它对于任意曲线坐标变换是不变的.

设引力场方程左边为 $G_{\mu\nu}$, 即

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R,$$

$G_{\mu\nu}$ 称为爱因斯坦张量. 它的散度恒等于零,即 $G_{\mu\nu;\nu} = 0$, 因此有四个微分恒等式.

在解场方程选择坐标系时,可有 $g_{\mu\nu}$ 满足的四个方程,称为坐标条件.

十个场方程、四个坐标条件方程及四个微分恒等式,再加上物质的状态方程等,就可原则上确定引力场方程的解. 因场方程是复杂的非线性偏微分方程组,还没有求严密解的一般方法. 但可求得特殊情况下的严密解或近似解. 例如,对于物质所产生的静态球对称场,称为施瓦西(Schwarzschild)场,可求出场方程的严密解,这就是著名的施瓦西解法(可解释三大验证). 又如,对于弱引力场,可求得线性近似解;一个质点产生的静态球对称场,得到与牛顿理论相同的解,即牛顿引力势;求非静态的近似解,可得波动解,即它最先预言了引力波(引力辐射)的存在.

所以引力场方程对于指导实践,解决引力场的一些实际问题,有重要的意义.

广义相对论场方程的数学形式,近十多年以来也有进一步发展,例如,把它纳入旋量和复矢量形式的体系^[6].

总之,广义相对论是关于宏观的时间、空间和物质运动的基础理论体系. 它比牛顿力学和狭义相对论更深刻和普遍. 然而,对它的基本思想和原理方面,也仍有不同看法和争论. 例如,关于优越坐标系、广义相对性原理和数学方程的不变性等问题^[4]. 广义相对论也不可避免地具有局限性和近似性.

二、与广义相对论有关的探索性和争论性问题

下面很简略地介绍引力波、黑洞、宇宙学、

引力常数 G 、引力场和电磁场的统一、量子引力、规范引力和超引力等问题。前四方面内容主要是与广义相对论的应用及实验有关的问题。后四方面的内容是关于引力场与其他场的联系和统一等的理论问题，虽只是数学上理论上的探讨，缺乏有物理意义的结果，与实验证实相距还较远，然而这是物理学基础理论的前沿部分，仍值得注意。

1. 引力波^[5,9,13]

引力波的观测实验和理论是七十年代深入探索和热烈讨论的问题。引力波首先是广义相对论从理论上预言的。实际上，在六十多年前爱因斯坦已找到了引力场方程的线性近似波动解，预言了引力波存在的可能性。但按广义相对论计算，地球上能得到引力波的功率是极其微小的，难于实验探测的。

到五十年代末才开始引力波实验探测工作。韦伯 (J. Weber) 是世界上第一个设计引力波实验装置的人。1969 年他宣称已实验探测到从银河系来的引力波。虽然以后类似的其他各种观测都否定了韦伯的观测结果，但他的开拓性工作仍是有意义的。根据六十、七十年代天文学上的新发现和天体物理的迅速发展，预计某些天体可能辐射巨大功率的引力波。1978 年底消息报道，以天文观测间接证明引力波存在有重要进展^[9]。引力波的探测在继续深入进行着，目前世界上有三十多个探测小组。我国科学院物理研究所和中山大学也在开展引力波实验探测工作。

探索和发现引力波是引力实验中的重要任务，是现代科学技术的重大课题之一，也是引力理论和实验能否取得重大进展的关键。如果引力波被确切发现和证实，那将是现代自然科学上的重大突破之一，会像电磁波的发现一样，对科学技术和生产发生巨大而深远的影响。

2. 黑洞^[11,12]

黑洞问题是七十年代相对论天体物理中进一步探讨和争论的问题。黑洞也是广义相对论物理

首先从理论上预言的。

根据广义相对论，光线在引力场中的偏转角度为

$$\alpha = 2\varphi = \frac{4GM}{c^2 R}$$

实际上

$$\sin \varphi = \frac{2GM}{c^2 R} \quad (\text{当 } \varphi \text{ 很小时, } \varphi \approx \sin \varphi)$$

所以当 $R = \frac{2GM}{c^2}$ 时， $\sin \varphi = 1$ ， $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ， $\alpha = 2\varphi = \pi$ 。这简单计算结果表明，如果天体的半径 $R = \frac{2GM}{c^2}$ (施瓦西半径) 时，天体中所产生的光偏转 180° 而不能离开它，即这天体不能发光而成为“黑”的了，而其他物体又能进入这天体，像一个“洞”，这样的黑暗天体被称为“黑洞”。黑洞及其形成的经典理论是 1939 年奥本海默利用广义相对论研究中子星及恒星演化时奠定基础的^[13]。

恒星演化到晚期，热核燃料被消耗尽，但星体还有剩余质量。根据理论计算，如果星体剩余质量在 $1.2-2M_\odot$ (M_\odot 表示一个太阳质量) 之间，即形成中子星。如果星体剩余质量超过 $2M_\odot$ (称为奥本海默极限，对不同星体模型有不同值)，则不能形成平衡态星体，星体在它自身强大引力场作用下无限收缩下去，这称为“引力坍缩”。当星体坍缩到半径等于或小于施瓦西半径时，就形成黑洞。这时，黑洞之外的观察者就看不见它了。按广义相对论，站在黑洞表面和它一起收缩的观察者，观察到黑洞被挤压到无限大密度的奇点。实际上，当物体半径为施瓦西半径时，引力场方程的施瓦西解出现奇性，施瓦西半径的球面为奇异面。所以黑洞又与广义相对论的奇性相联系。

六十年代以来，天文学上的重大新发现 (类星体、脉冲星、3K 微波辐射和致密 X 射线源等) 与广义相对论对天文现象解释有密切关系。例如，一般认为，脉冲星就是奥本海默用广义相对论研究的中子星。黑洞可能与 X 射线源演化有联系。于是，由广义相对论引力坍缩理论预言的黑洞又引起科学界的重视，黑洞研究有了很

大发展,成为目前天体物理中最活跃、争论最多的问题之一。

尤其在七十年代,霍金(S. Hawking)提出了量子黑洞理论,即黑洞在经典引力场中能产生量子效应,它可以处在激发态,能产生黑洞发射,黑洞不是“黑”的了。

根据黑洞理论,两黑洞碰撞时能爆发而辐射功率很大的引力波,由此,黑洞又是天然引力波源。

因而,目前认为黑洞是可以观测的,寻找黑洞成为天文观测的重要内容之一。

3. 宇宙学^[14,15]

宇宙学是国内、国外有许多不同意见和争论的问题。

按辩证唯物主义观点,宇宙是无限的永恒的普遍的物质世界;空间时间是运动着的物质存在的形式,整个宇宙在空间和时间上都是无限的,即在时间上没有始终、空间上没有边界。宇宙中的物质形成天体系统,它有无限的层次结构。现阶段已观测到由小到大的层次为小天体(小卫星等等);行星;恒星和星云;星系和星系集团;总星系等。实践表明,人类对宇宙的认识不断扩大与发展着。宇宙学实际上是研究某一阶段我们观测到或预言到的天体系统的整体的最大层次的起源、演化及时空结构。天体一般有很大的质量,引力起着主要作用,宇宙是引力的王国,所以广义相对论对于研究宇宙学和天体物理有重要应用。

爱因斯坦根据广义相对论,进一步作了一些假定(假设宇宙密度是均匀的,不等于零, g_{00} 是恒定的等)、近似计算和推论,建立了近代第一个宇宙模型——“闭合有限宇宙模型”^[14]。然而,整个宇宙是无限的,还有许许多多我们所不知道的因素,因此,把根据片面资料和假定及推论得到的“模型”强加于整个宇宙是不恰当的。爱因斯坦的宇宙模型只是对宇宙中的有限部分(我们在一定阶段观测到天体系统的最大层次整体)作一种设想和推论而已。

继爱因斯坦宇宙模型之后,又提出了各种

各样的宇宙模型。其中有些也能解释一些天文观测现象。例如,目前流行的“大爆炸宇宙模型”能解释六十年代发现的3K微波辐射。但它们仍有许多现象不能解释。以往提出某些宇宙模型后,也伴随产生一些较明显的唯心主义和形而上学的解释。但是,科学工作者力图将宇宙学的研究与天文观测的实践联系起来,所以,宇宙学是一种科学假说,引起国内、外有关方面的重视。

4. 关于牛顿引力常数 G 的问题

牛顿万有引力定律数学式和泊松方程中出现引力常数 G 。广义相对论的引力场方程中也肯定 G 是常数。

可是,早在1938年,狄拉克就假定 G 不是常数,而是随着时间而减小的。后来又有一些引力理论,如布兰斯(C. H. Brans)和迪克(R. H. Dicke)理论^[16],也认为 G 不是常数,而是随时间减小,有一些天文观测实验勉强支持这些假说。例如,在1974年,范弗兰德恩(T. C. Van Flandern)根据十九年的月球运行观测资料分析,企图证实 G 是在缓慢地减小^[17],约每年减小 10^{10} 分之一。但就目前观测资料和实验精确度还不能得出 G 是在减小的结论。目前可靠的观测实验仍证实 G 是常数。然而, G 是否是常数的问题也是引力理论的实验检验之一,对引力理论发展有一定影响,因此这问题仍不能忽视。

5. 引力场和电磁场统一问题^[1]

广义相对论只是把引力场与时空几何性质(度规张量 $g_{\mu\nu}$)联系统一起来,而没有包括电磁场。引力场与电磁场虽存在着关系,但仍是两个框架(范畴)。爱因斯坦企图把电磁场和引力场统一在一个几何框架之中,即把电磁场也与时空几何性质直接联系起来,建立“统一场论”,他为此耗费了几十年的精力。其他一些学者(如 Weyl 等)也进行了这方面的工作,主要是数学上的探讨,都未得到有重要物理意义的成果。但建立各种基本物理场之间联系和统一理论的

思想,在理论物理学界有很大影响,这方面的工作正在继续进行和发展。

6. 量子引力理论

量子引力大致包含下列三方面内容: (1) 经典(非量子化)引力场中的物质的量子化效应(如黑洞的量子理论);(2)半经典引力场与量子化物质场结合(把引力看作是物质粒子之间交换引力子来传递);(3)引力场本身量子化与物质场的量子化联系起来。

理论物理学家已成功地把电磁场量子化,建立了量子电动力学,把某些基本粒子场量子化,建立了量子场理论,因而自然地考虑引力场本身的量子化。早在三十年代,就有人提出这个问题,到五十年代引起重视。将引力场本身量子化必须考虑量子化后的重整化问题(消除高级近似的发散困难)。到了七十年代,经过理论工作者的努力,计算方法得到了发展。计算结果表明,对于广义相对论引力场的量子化,只是在无源且低频近似的情况下,是可重整化的。在有源(有其他物质场存在)情况下,都是不可重整化的。所以广义相对论引力场量子化,存在着不可重整化的困难。

7. 规范引力理论^[18]

由于广义相对论理论上的困难,如奇性不可避免和量子化不可重整等,因此人们就从各种途径修改广义相对论和发展引力理论,提出了各种引力理论。其中之一就是引力规范理论,即试图把引力场理论纳入规范场理论的框架。

1956年 Utiyama 已把爱因斯坦广义相对论解释为洛仑兹群的规范理论。Kibble 和 Sciama 等人考虑了物质场的自旋和引力场的挠率(扭率),得到了新的场方程。1974年杨振宁根据新发展的规范场理论体系的积分形式,提出引力规范理论,得到了有物理意义的无源场方程。杨振宁的规范引力理论的体系是比较严格的,但在有源场的情况下得不到牛顿近似方程(泊松方程),能得到自旋流而得不到能量、动量张

量。

1972年以来,我国的一些科学工作者在研究引力规范理论方面作了许多工作。他们提出了以洛仑兹群、彭加勒群和 de Sitter 群为规范群的引力规范理论的各种方案^[18],并从中概括出一条原理——扩充的爱因斯坦原理,作为这些方案的基本假定(近几年来国外也有人提出类似方案)。这些方案在特殊的或近似的情况下就得到爱因斯坦引力理论的方程,以此解释了广义相对论的三大验证。而且在引力场的量子化和重整化方面可能有所改善。

规范场理论在研究基本粒子方面也得到某些成功,如在弱相互作用与电磁相互作用的联系方面,所以规范引力理论也有可能为建立基本粒子物理和引力理论的联系和统一理论提供一条途径。

8. 超对称性和超引力^[19]

1971年提出了“超对称性”的概念。两年之后,有人独立地提出了“超对称性代数”,首先建立了它与基本粒子物理的联系,后来把它应用于超引力上,试图将引力与基本粒子物理联系起来。

所谓“超对称性”,简单地说,就是一种含义更广的对称性。它包括时空对称性和基本粒子的内部对称性;既包括费米子的对称性又包括玻色子的对称性。所以可把超引力作为超对称性的例子,例如,试图得出自旋为 2 的引力子与自旋为 3/2 粒子的理论;或构造出自旋分别为 2, 3/2, 1, 1/2 和 0 的粒子的统一理论,以此来建立广义相对论和量子场理论,引力理论与基本粒子物理学的联系。不过就目前来说,超对称性和超引力还只处于较高深的数学上的探讨,并且主要是一部分熟练的理论物理学专家的工作。

参 考 文 献

- [1] 爱因斯坦,相对论的意义,科学出版社,(1961)。
- [2] P. G. 柏格曼,相对论引论,人民教育出版社,(1961)。
- [3] Л. 朗道, E. 栗弗席兹,场论,人民教育出版社,(1959)。

- [4] B. A. 福克, 空间、时间和引力理论, 科学出版社, (1965).
- [5] J. 韦伯, 广义相对论与引力波, 科学出版社, (1977).
- [6] R. Adler et al., *Introduction to General Relativity*, New York, McGraw-Hill, (1975), 2ed.
- [7] П. К. 洛萨夫斯基, 黎曼几何与张量解析, 高等教育出版社, (1958).
- [8] 郭汉英, 吴詠时, 李根道, 物理学报, **23-5**(1974), 303.
- [9] 秦荣先, 物理, **8-4**(1979), 332.
- [10] 邹振隆, 张平华, 王祝翔, 物理 **3-2**(1974), 100.
- [11] 邹振隆, 科学通报, **19-1**(1974), 13.
- [12] 方励之, 科学通报, **19-2**(1974), 49.
- [13] J. R. Oppenheimer and H. Snyder, *Phys. Rev.*, **55**(1939), 455.
- [14] 中国科技大学天体物理组, 物理学报, **25-4**(1976), 273.
- [15] 戴文赛, 天体的演化, 科学出版社, (1977).
- [16] R. H. Dicke, *The Theoretical Significance of Experimental Relativity*, New York, London, (1965).
- [17] *Science News*, **106-8-9**(1974), 116.
- [18] 邹振隆等, **4**(1979), 366.
- [19] GBL, *Physics today*, **30-6** (1977), 17.

气相的弛豫过程及其实验研究

严海星

(中国科学院力学研究所)

(一)

微观粒子(分子、原子、电子、离子等)的不同自由度之间的能量传递, 通常称作一种弛豫过程. 在气相和凝聚相中都有弛豫过程, 本文只谈气相.

众所周知, 分子有多种自由度: 平动(T), 转动(R), 振动(V), 电子(E)等. 例如, 双原子分子有三个平动自由度, 二个转动自由度, 一个振动自由度, 分子的外层电子也可以处于不同的状态. 多原子分子有多个振动自由度, 可分析成若干振型.

气体中分子高速地自由运动, 与其它粒子高频地碰撞. 例如, CO₂ 在 300 K 下, 压力为一托时, 粒子数密度为 3.2×10^{16} 厘米⁻³, 平均热运动速度为 3.8×10^4 厘米/秒, 一个粒子每秒内受到其它粒子 8.7×10^6 次碰撞.

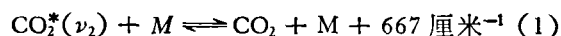
在碰撞过程中, 粒子平动的方向和动量、内部运动的状态甚至化学组成会发生改变, 分别被称作弹性碰撞、非弹性碰撞和反应碰撞.

在非弹性碰撞中, 内部自由度的能量与平动能之间的交换可以用简单的物理考虑来估算. 只有当发生碰撞过程的时间长短 $\tau_c \lesssim$ 内部自由度运动的特征时间 τ_i 时, 才可能发生明显

的能量交换. 而 τ_c 可用粒子飞过分子间相互作用力较大即位势剧烈变化的区域(特征长度为 a) 所化费的时间来估计, 即 $\tau_c \sim a/\bar{v}$, \bar{v} 为平均热运动速度. 如 Cl₂ 在 300K 下, $\bar{v} = 2.8 \times 10^4$ 厘米/秒, a 为 2×10^{-8} 厘米, 因此 $\tau_c = 7.15 \times 10^{-13}$ 秒. 对于 V-T 弛豫, τ_i 可用振动特征频率 ν 的倒数来估计, Cl₂ 的基振动频率为 556 厘米⁻¹ = 1.7×10^{13} 赫, 即 $\tau_i = 5.88 \times 10^{-14}$ 秒. τ_c 较 τ_i 大一个量级, 预期 V-T 跃迁几率甚小, 实验测得为 2.2×10^{-5} . 对于 R-T 弛豫, τ_i 可用平均的转动周期来估算, Cl₂ 在 300K 的转动周期为 2×10^{-12} 秒, 比 τ_c 显著地大, 因此预期转动弛豫速率极快, 实验测得 R-T 跃迁几率为几分之一.

可以把非弹性碰撞分成十类^[1]. 其中 T-T, R-R 速率极快, 跃迁几率接近于 1, 实验测量十分困难, 研究得极少. 关于 R-E 过程至今亦了解甚少. 长期以来, 研究得比较充分的是 V-T, V-V 和 R-T 过程. 例如 CO₂-N₂ 激光体系(见图 1)中常见的

V-T 过程



分子间 V-V 过程

