建构在三维时空坐标系的相对论

—脉络性原理—

Relativity Based on Three Dimentional Space-Time Coordinate System

—Contextual Principle—

陈汉涛 著

TOWER CHEN

哈尔滨工业大学出版社

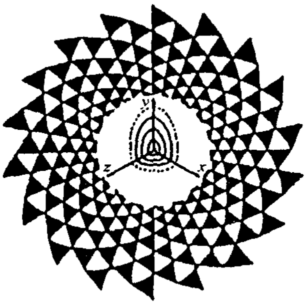
建构在三维时空坐标系的相对论

—— 脉胳性原理——

Relativity Based on Three Dimentional Space－Time Coordinate System

— Contextual Principle —

[美] 陈汉涛 著
TOWER CHEN



哈尔滨工业大学出版社
1998 · 哈尔滨

内 容 提 要

本书作者用其建立的脉络性原理的哲学思想，建构了三维时空坐标系及三维时空坐标系的相对论，较好地避免了四维时空坐标系中存在的一些不合理的问题。附录中阐述了脉络性原理在其它方面的应用。

本书给读者以全新的思维方式，使人们在各个思想领域得到很好的启迪。

Jiangou zai Sanwei Shikong Zuobiaoxi de Xiangduilun

建构在三维时空坐标系的相对论

— 脉络性原理 —

[美] 陈汉涛　著

*

哈尔滨工业大学出版社出版发行

(哈尔滨市南岗区复兴街18号　邮编150001)

哈尔滨工业大学节能印刷厂印刷

*

开本 850×1168 1/32　印张 7　字数 80 千字

1996年3月第1版　　1998年1月第2次印刷

印数　501－1500

ISBN 7－5603－1154－7/N·11　　定价 18.00元

谨以这本书

纪念我的父亲
陈钧镇

感谢我的叔叔
袁以诚
献给我的母亲
梁惠芳
献给我的妻子
徐瑞穗
献给我的女儿
陈果杰
献给我的儿子
陈少杰

序

受我们哈尔滨工业大学的邀请，美国关岛大学陈汉涛先生两次来我校做访问学者，他孜孜以求的治学态度、活跃的学术思想以及在现代科学的基础理论上努力探索和创新的精神给我们留下了深刻的印象。

在此期间，陈汉涛先生完成了他的新著《建构在三维时空坐标系的相对论》的初稿，我认真地读了一遍，很有一些新的启发，我是搞应用科学的，对本书的理论是否严密和完善不能给予评价，但本书提出的时空不可分的思想和脉络性原理具有十分重要的价值，具有哲学指导意义，很值得重视。

我期望陈汉涛先生在今后的研究中取得新的成就。

哈尔滨工业大学
吴　林
1995年8月12日

前　　言

本书是我应中国哈尔滨工业大学邀请，在做访问学者期间完成的。我的理论虽仍在建构阶段，就受到哈工大领导吴林教授、科研处处长赵万生教授和数学系曹珍富教授的重视与支持，因而得到哈尔滨工业大学科学研究基金的资助，在此我向他们表达诚挚的谢意。外事办主任赵敏副教授提供了最好的住宿环境，数学系主任吴从炘教授给予了很多鼓励，张永顺同学对我生活上给予了许多关心，许多专家学者和同学提出了多项宝贵意见，对他们的照顾和帮助，在此献上我由衷的感激。本书封面的图案和部分插图是由李良楹同学设计的，本书的校稿和出版是由刘波老师安排的，他们的付出使我深受感动，本书能顺利出版，也应该谢谢他们。

本书的前两章从古典力学和电磁学的坐标系转换问题来讨论相对论的历史发展背景。第三章叙述爱因斯坦用相对性原理和光速不变性原理，建构相对论的洛伦兹转换导出长度缩短和时间伸长等性质。第四章叙述爱因斯坦如何基于动量守恒原理和能量守恒原理发展相对论力学，导出质量不是绝对的而是随速度而变的重要结论以及质能互换公式，即 $E=mc^2$。第五章解释闵考夫斯基如何从相对论的结果，将时空的不可分离性和时空的相关性分开处理而建构四维的时空坐标系。第六章讨论若将时空的不可分离性和时空的相关性合起来处理，可以合理地建构三维时空坐标系。它的建构是以光波的运动现象为基本理念，将时间埋入空间中，时间的前进以不同半径的球面表示，其单位是光波的周期 T，而空间的三

维其单位是光波的波长 λ，所以时间的球面和空间的三维相交，其交点的坐标对 x 维是 $(1\lambda/1T)_X$，$(2\lambda/2T)_X$，… $(n\lambda/nT)_X$；对 y 维是 $(1\lambda/1T)_Y$，$(2\lambda/2T)_Y$ … $(n\lambda/nT)_Y$；对 z 维是 $(1\lambda/1T)_z$，$(2\lambda/2T)_z$，… $(n\lambda/nT)_Z$. 而且 $1\lambda/1T=2\lambda/2T=\cdots n\lambda/nT=c$.

第七章借三维时空坐标系导出狭义相对论的时间伸长和长度缩短的公式及洛伦兹转换. 因三维时空坐标系很具体不难想象，所以建构在三维时空坐标系的相对论很容易理解，并不是一门高深的学问，就像学习几何一样简单，而避免了四维时空坐标系的抽象和无法想象.

第八章描述建构在四维时空坐标系的广义相对论解决的那些著名问题，以及目前被广泛接受的大爆炸论宇宙标准模型所能解释和不能解释的现象，尤其是一直困扰着所有物理学家的似星体的矛盾，暗物质的不存在，星系的长城现象和大吸力现象.

第九章讨论如何用建构在三维时空坐标系的周期性大爆炸的宇宙壳层模型来解释大爆炸论宇宙标准模型所能解释的现象，并能解释宇宙标准模型所不能解释的现象.

第十章强调三维时空坐标系是建立在一个更基本的原理上的即脉络性原理：任何个体的客观属性只能由事件（现象）来表征，个体的属性寄于事件中，所以客观的个性只拥有脉络（相依）属性，而不拥有任何先天（独立）属性，并详细说明了这个原理之所以成立的理由.

本书的附录是将脉络性原理应用于探讨一些矛盾的问题.

陈汉涛

1995.5.23

目　录

第一章　古典力学的伽利略转换

奠基古典力学的牛顿三大运动定律:

牛顿第一运动定律: 没有外力的作用,即$F=0$的条件下,物体的运动速度保持定值,$u=$ 常数。

牛顿第二运动定律: 有外力的作用,即$F\neq 0$的条件下,物体会产生加速度,加速度和外力成正比而与质量成反比,$a=F/m$,可改写成 $F=ma$。

牛顿第三运动定律: 若 A 物体施力于 B 物体上,称此力$F_{A\to B}$为作用力,则存在一力由B 物体施于A 物体上,称此力$F_{B\to A}$为反作用力,而且作用力和反作用力大小相等,方向相反,$F_{A\to B}=-F_{B\to A}$。

为方便以后的讨论,先定义下列几个名词:

惯性参考坐标系(S):凡牛顿三大运动定律能成立的坐标系,以后简称参考坐标系。

惯性坐标系(S'): 相对于参考坐标系做等速运动的坐标系。

下面我们将讨论 S 和 S' 之间的伽利略转换: 物体在参考坐标系的位置和时间与该物体在惯性坐标系的位置和时间依照下述的关系转换:

$$x'=x-vt \tag{1.1}$$

$$y'=y \tag{1.2}$$

$$z'=z \tag{1.3}$$

$$t'=t \tag{1.4}$$

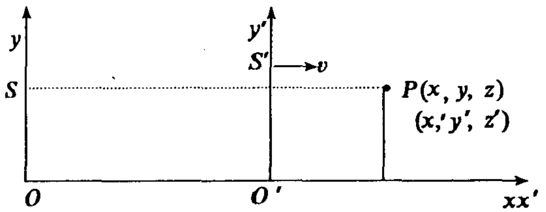


图1.1 S'对S以v等速运动，当O'和O重合时，设定$t=t'$，当$t=t'$时，P物体在S的坐标是(x_1, y_1, z_1)，P物体在S'的坐标是(x_1', y_1', z_1')

从伽利略转换知，惯性坐标系和参考坐标系是取相同的时间，所以时间在古典力学中被认为绝对的.

证明若时间是绝对的，则长度亦是绝对的.

设空间两点P_1和P_2，在S坐标系的坐标分别是(x_1,y_1,z_1)和(x_2,y_2,z_2)，在S'坐标系的坐标分别为(x_1', y_1', z_1')和(x_2', y_2', z_2'). P_1和P_2两点之间的距离在S坐标系是

$$d=[(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2]^{1/2} \tag{1.5}$$

在S'坐标系是

$$d'=[(x_2'-x_1')^2+(y_2'-y_1')^2+(z_2'-z_1')^2]^{1/2} \tag{1.6}$$

今利用伽利略转换公式(1.1)、(1.2)、(1.3)、(1.4)，将x_2'以x_2-vt，x_1'以x_1-vt，y_2'以y_2，y_1'以y_1，z_2'以z_2，z_1'以z_1（时间是绝对的，可取$t_2=t_1=t_2'=t_1'$）代入式(1.6)中，得

$$d'=[((x_2-vt)-(x_1-vt))^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2]^{1/2} \tag{1.7}$$

化简后可得到

$$d'=[(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2]^{1/2}=d \tag{1.8}$$

此即证明，若时间是绝对的，则长度亦是绝对的.

证明长度是绝对的，则力亦是绝对的。

由于长度是绝对的，而力是由弹簧伸长的长度 d 来定义，即力是正比于 d，而长度是绝对的，所以在 S' 坐标系的 d' 和在 S 坐标系的 d 相等，即 $d'=d$，因此在 S' 坐标系的力和 S 坐标系的力是相等的，即 $F'=F$。

此即证明，若长度是绝对的，则力亦是绝对的.

另外，在伽利略转换中，还附加了一个假设质量是绝对的条件，即物体的质量在 S' 和 S 坐标系中应取相同的值. 基于时间、长度、力和质量的绝对性，我们将证明在参考坐标系成立的牛顿三大运动定律，经伽利略转换在惯性坐标系中亦成立。

(a) 证明牛顿第一运动定律在惯性坐标系成立. 将伽利略转换式 (1 . 1) 微分，得到

$$\frac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}-v \tag{1 . 9}$$

还可以写成

$$u_x'=u_x-v \tag{1 . 10}$$

在 S 坐标系中从牛顿第一运动定律知，若 $F=0$，则 $u_x=$ 常数. 今已知 v 亦是常数，代入式 (1 . 10) 得，$u_x'=$ 常数，因力是绝对的，所以在 S' 坐标系中 $F'=F=0$，且 $u_x'=$ 常数. 此即证明牛顿第一运动定律在惯性坐标系中成立.

(b) 证明牛顿第二运动定律在惯性坐标系中成立. 将式 (1 . 10) 两边微分得 $\frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}$，即

$$a' = a \qquad (1.11)$$

将式 (1.11) 左端乘 m'，右端乘 m(因质量是绝对的，$m'=m$) 得

$$m'a' = ma \qquad (1.12)$$

在 S 坐标系中从牛顿第二定律得知 $F=ma$. 因力是绝对的，所以在 S' 坐标系上 $F'=F$, 代入式 (1.12) 中得到 $m'a'=ma=F=F'$，等号的左端应等于右端，因而得到

$$F' = m'a' \qquad (1.13)$$

此即证明牛顿第二运动定律在惯性坐标系中成立.

(c) 证明牛顿第三运动定律在惯性坐标系中成立. 在 S 坐标系中从牛顿第三运动定律得知

$$F_{A\to B} = -F_{B\to A} \qquad (1.14)$$

因力是绝对的，所以在 S' 坐标系上 $F'_{A\to B}=F_{A\to B}$ 及 $F'_{B\to A}=F_{B\to A}$，代入式 (1.14) 中，得

$$F'_{A\to B} = -F'_{B\to A} \qquad (1.15)$$

此即证明牛顿第三运动定律在惯性坐标系成立.

上述的证明告诉我们，在 S 坐标系中成立的牛顿三大运动定律经伽利略转换在 S' 坐标系中亦成立，即惯性坐标系可以变成参考坐标系使用，参考坐标系亦可变成惯性坐标系使用. 参考坐标系和惯性坐标系是等价的，宇宙中并不存在任何特别优越的坐标系.

从牛顿三大运动定律，可以导出两个非常重要的定律：一是动量守恒定律；二是能量守恒定律.

(a) 动量守恒定律的推导

由牛顿第二定律知 $F=am$，又 $a=\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}$，所以 $F=m\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}$.因质量是绝对的，得 $F=\frac{\mathrm{d}mu}{\mathrm{d}t}$。定义 $P=mu$，则得

$$F=\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} \tag{1.16}$$

式 (1.16)可改写成 $F\mathrm{d}t=\mathrm{d}P$，若 $F=0$，则 $\mathrm{d}P=0$，积分可得

$$P=\text{常数} \tag{1.17}$$

即单一质点若不受外力的作用，则该质点的动量守恒．一系统若有两质点 A 和 B，虽设没有外力作用在此系统，但此系统的两质点应有内力在 A 和 B 之间相互作用，由牛顿第三定律知 $F_{A\to B}=-F_{B\to A}$。可以改写成

$$F_{A\to B}+F_{B\to A}=0 \tag{1.18}$$

将式 (1.18)两端乘 $\mathrm{d}t$，得

$$F_{A\to B}\,\mathrm{d}t+F_{B\to A}\mathrm{d}t=0 \tag{1.19}$$

又由式(1.16)得，$F_{A\to B}\,\mathrm{d}t=\mathrm{d}P_B$，$F_{B\to A}\,\mathrm{d}t=\mathrm{d}P_A$，代入式(1.19)

$$\mathrm{d}P_B+\mathrm{d}P_A=0 \tag{1.20}$$

积分式 (1.20)得，$(P_{B_2}-P_{B_1})+(P_{A_2}-P_{A_1})=0$，重新组合可得

$$P_{A_1}+P_{B_1}=P_{A_2}+P_{B_2} \tag{1.21}$$

P_{A_1}、P_{B_1} 是作用前的动量，P_{A_2}、P_{B_2} 是作用后的动量，此即证明：系统不受外力的作用，虽有内力的作用，但作用前和作用后的总动量是守恒的。

(b) 能量守恒定律的推导

由功的定义知

$$dW=\boldsymbol{F}\cdot d\boldsymbol{s} \tag{1.22}$$

若没有摩擦力，则所作的功全部变成动能 E_K

$$dW=dE_K=\boldsymbol{F}\cdot d\boldsymbol{s} \tag{1.23}$$

将式（1.23)微分，得

$$\frac{dW}{dt}=\frac{dE_K}{dt}=\boldsymbol{F}\cdot\frac{d\boldsymbol{s}}{dt}=\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{u}=\left[\frac{d}{dt}(m\boldsymbol{u})\right]\cdot\boldsymbol{u} \tag{1.24}$$

式（1.24)可简化成

$$\frac{dW}{dt}=\frac{dE_K}{dt}=\left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{u}\right)\cdot(m\boldsymbol{u})=\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mu^2\right) \tag{1.25}$$

将式（1.25)两端积分，得

$$W=E_{K_2}-E_{K_1}=\frac{1}{2}mu_2^2-\frac{1}{2}mu_1^2 \tag{1.26}$$

式（1.26)说明了动能等于 $\frac{1}{2}mu^2$。

若作用于物体的力是属保守力场，则功等于位能的变化，即 $W=U_1-U_2$，代入式（1.26)中，得

$$U_1-U_2=E_{K_2}-E_{K_1} \tag{1.27}$$

将式（1.27)重新调整

$$U_1+E_{K_1}=U_2+E_{K_2} \tag{1.28}$$

式（1.28)说明任何位置物体的位能和动能的总和是一常量，此即证明总能量是守恒的。

第二章　电磁学的洛伦兹转换

根据古典的电磁学理论，一个带电质点其电量为 q ，以等速 u 在真空中的电场 E 和磁场 B 中运动，则该质点将受到一个作用力 F，即

$$F=qE+q\,u\times B \tag{2.1}$$

若此带电质点在电介质和磁化物质内运动而不是在真空中运动，则质点所受到力的作用将不同于式 (2-1)，需加修正项.

$$F=q\left(E+\frac{P}{\varepsilon_0}\right)+qu\times(B-\mu_0 M) \tag{2.2}$$

式中 P 被称为电介质每单位体积的电偶极矩，M 被称为磁化物质每单位体积的磁偶极矩. 我们又将 $E+P/\varepsilon_0$ 定义为 D/ε_0，其中 D 为电位移. 此定义可写为

$$D=\varepsilon_0 E+P \tag{2.3}$$

将 $B-\mu_0 M$ 定义为 $\mu_0 H$，其中 H 为磁化力. 此定义可写为

$$H=B/\mu_0-M$$

质点所受到的力，式 (2.2) 可重新改写成

$$F=q\left(\frac{D}{\varepsilon_0}\right)+qux(\mu_0 H) \tag{2.4}$$

马克斯威将古典电磁学定律综合整理，写成四个微分方

程的形式

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{2.5}$$

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \tag{2.6}$$

$$\nabla \cdot D = \rho \tag{2.7}$$

$$\nabla \cdot B = 0 \tag{2.8}$$

在真空中 D 和 E 的关系是 $D=\varepsilon_0 E$，B 和 H 的关系是 $B=\mu_0 H$.

马克斯威根据这四个方程，导出了电磁波的波动方程式

$$\nabla^2 E - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \tag{2.9}$$

一般的波动方程是

$$\nabla^2 E - u^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \tag{2.10}$$

将式 (2.9) 和式 (2.10) 相互比较，得知电磁波的波速 $u = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$，将这两个常数的数值代入，计算的结果，发现正好等于光速. 从此大家才认识到光是一种电磁波.

在 S 坐标系中的马克斯威四方程是式(2.5)、(2.6)、(2.7)、(2.8)，并可以导出波动方程式(2.9)，而电磁波的波速是光速即 $u=c$. 将 S 坐标系中的马克斯威四方程经伽利略转换，式(1.1)、(1.2)、(1.3) 和式(1.4) 所得到在 S' 坐标系中的马克斯威四方程和 S 坐标系中的马克斯威四方程并不相同. 由 S' 坐标系中的马克斯威四方程所导出的波动方程亦和 S 坐标系中的波动方程不相同，其中