

第一章 名词与符号

1. 参照物

电磁相对论中，以光源或电磁源为参照物，用来判别那个坐标系是运动坐标系，那个坐标系是静止坐标系。

正确的选择参照物是研究相对论的关键。

2. 观测信号

电磁相对论中的观测信号是光。信号性质是电磁性质。信号速度是电磁场的传播速度。

光是信号也是被观测对象。

3. 观测对象

电磁相对论中的观测对象是具有电磁属性的客体和电磁现象。

电子带有电荷，具有电场，参与电磁作用，所以电子是观测对象。光和光源是观测对象。

宏观物体及其运动，生物学规律和生命现象等，不

是电磁相对论的观测对象。

4. 观测者

电磁相对论中的观测者是人和电磁学仪器。观测者所在的坐标系应当是惯性系。

观测者的位置很重要，不同的位置将有不同的观测结果。

5. 静止坐标系 S

没有运动光源或电磁源的惯性坐标系叫静止坐标系，也叫实验室坐标系。

静止坐标系是观测者所在的坐标系，应当是经典时空中的坐标系，即宏观体系中的坐标系。

静止坐标系用符号 S 表示，其空间用 x 表示，时间用 t 表示。 S 系中只有观测者，没有被观测对象。因此，只有在 S 系中才能观测到相对论效应。

6. 运动坐标系 S'

有光源或电磁源的惯性坐标系叫运动坐标系，它相对于静止坐标系 S 作匀速直线运动，也就是相对于观测者运动。

用符号 S' 表示运动坐标系，其空间坐标用 x' 表示，时间坐标用 t' 表示。 S' 中的光源或电磁现象，是被观测

对象，是具有电磁性质的微观客体。一般情况下 S' 系是依附在微观客体上的坐标系，是近似的惯性系。

S' 系中不存在观测者，只有被观测的对象。

例如，遥远发光天体退离地球的运动。这时地球是静止坐标系 S ，遥远发光天体是运动坐标系 S' ，确切的说是随天体一起运动的发光原子。在遥远天体上不存在观测者，只有被观测的对象；在地球上没有被观测对象，只有观测者。

7. 相对运动速度 v

相对运动速度是指， S' 系相对于 S 系的相对运动速度，即相对于观测者的速度，是匀速直线运动的速度。用符号 v 表示。有时， v 也是即时速度或瞬时速度。

有些情况下，变速运动的某一微小区域内，其平均速度也可看作是近似的匀速直线运动。

这里的速度，大部分情况是指速率，因为我们研究的运动，一般都是沿坐标轴 X 方向的运动。

8. 惯性系

某一系统相对于参照物作匀速直线运动，那么这个系统就是惯性系，或惯性坐标系。

按照这样的定义，参照物必须是近似的惯性系。如何判断参照物自身是惯性系，要靠相对性原理。某些微观客体的运动近似于匀速直线运动时，可以把它当作惯

性系来处理。惯性系是一种近似，大都是局部区域。

9. 惯性系原理

在惯性系中，相对性原理一定成立；反之，相对性原理成立的系统，一定是惯性系。这就是惯性系原理。

其实，是约定，也可叫原理，所以正反两种说法都是无法证明的。但它不同于能量守恒原理和质量守恒原理，因为它只适用于惯性系。

惯性系与相对性原理是互相依存的两个概念，两者是一个整体。今后，一提到惯性系，就默认相对性原理成立；只要相对性原理成立，一定是惯性系。

10. 惯性系平等

一切惯性系对力学现象是平等的，一切惯性系对电磁学现象是平等的。

惯性系平等是指所有惯性系，对同一电磁事件有相同的描述，而相对性原理是每个惯性系对自身的考察。

对于观测而言， S 系与 S' 系是不平等的，前者是观测者，后者是被观测对象。

11. 标准钟和标准尺

标准钟和标准尺是对惯性系而言的。

由于假设了惯性系对力学现象和电磁现象都平等，

所以 S' 系与 S 系应当使用相同的时钟和相同的尺，也就是它们有共同的时间标准和统一的长度标准。

标准长度：刚性米尺。 S 系中原子发光的波长。

标准时间：机械钟。 S 系中的原子钟。

12. 本征值

在静止坐标系 S 中，用标准尺和标准钟对电磁现象 A 的时空进行观测，观测的结果是数值 x 和 t 。

假设 S' 系中有观测者，他对 S' 系中的电磁现象 A 进行观测，其结果也应当是数值 x 和 t 。也就是说，不会因为 S' 系相对于 S 系的运动而改变。

其中 x 和 t 叫本征长度和本征时间，统称本征值。

本征值的含义是，观测者与被观测对象处于相对静止状态下的时空坐标数值。

13. 电磁事件

事件：指时空坐标组。例如： (x, t) ， (x', t') 。

间隔：同地发生的两事件之间的时间间隔。

间距：同时发生的两事件之间的空间距离。

间隔和间距是相对量，具有观测意义。

14. 空间与时间

物质本身是没有间隙的，是一种物质挨着一种物质

的。由于物质的疏密不同使人产生了空间的概念。所以说空间是经验的。

时间不是物质。人们在比较物体运动快慢时得到了时间概念。时间是经验的和抽象的。

空间和时间都是经验的，经验是绝对的，是不会变的。特别是，假设了惯性系平等之后，使得经验的绝对性更为合理。例如，一个人在某个惯性系中获得了时空经验，当他进入另外一个惯性系后，他的时空经验是不变的。不存在时空经验的收缩或膨胀。不存在一会变得年老，一会变得年青。经验不是速度的函数。

经过几十亿年的获得性遗传，人类对空间和时间有了先验性。

15. 时空

物理上，一种时空代表一种时空坐标变换。类似于数学中，一种空间代表一种运算，一个运算系统或运算结构。经典时空对应于伽里略变换，电磁时空或四维时空对应于洛仑兹变换。

同时，时空也是通用名词，它代表时间和空间，譬如时空坐标，时空观等等。

16. 经典时空

经典时空的特殊性在于，人类生活在其中。人们可以亲身体会伽里略变换，这使得经典时空成为现实的宏

观环境。

牛顿力学是经典时空中的力学规律。

人们观测到的电磁现象，或是电磁现象发生变化的时空，都属于经典时空。

17. 抽象时空

物质的性质和物质的运动反映到人的思维中，形成了一些抽象的概念和规律。其中，时间和空间的规律是最基本的，这些概念和规律的总体叫抽象时空。抽象时空只存在于人的思维中。

抽象时空的意义在于，区分出物理量的可观测性和不可观测性。可观测性的内容对实验物理非常重要；不可观测性的内容对物理学理论非常重要。

抽象时空的概念，不仅是相对论的理论工具，同时也是物理学基础理论研究工具。如同数学中，出现了抽象代数一样。

经典时空也是抽象时空，但由于经典时空的特殊性，使它成为现实的时空。

18. 洛仑兹变换与抽象时空

洛仑兹变换中的空间坐标和时间坐标只具有变换性，不具有可观测性，所以叫作抽象时空。但是，从洛仑兹变换推导出的结果具有可观测性。

时空的洛仑兹变换是物理学中典型的抽象时空。

19. 四维时空

洛仑兹变换推广为四维后，使电磁时空成为抽象四维时空，简称四维时空。不过，原来的电磁时空也含有抽象的意义。

20. 时空的独立性

经典时空中的规律不可用于电磁时空，电磁时空的变换规律不能应用于经典时空。这就是时空的独立性，也叫系统的独立性，因为每种时空形成一个封闭的体系或系统。

21. 电磁现象

电磁规律在经典时空中表现为电磁现象。电磁现象是可观测的。抽象电磁时空是不可观测的。

电磁现象不一定都遵从洛仑兹变换，所以电磁现象不等于电磁规律，电磁规律一定遵从洛仑兹变换。

现象与时空是不同的。

22. 电磁时空

电磁时空是双关语，一方面是用来区别经典时空和电磁时空，或者说是区别力学现象和电磁现象。另一方面，电磁时空是四维抽象电磁时空的简称，即遵从洛仑

兹变换的时空。

从电磁现象中抽象出来的规律，如电磁场方程，属于电磁时空中规律。或者说，电磁学中的物理量所遵循的时空规律，属于电磁时空。

电磁铁周围的空间，既是电磁空间，也是经典时空的空间。类似的还有电磁波传播的空间等等。电磁波本身的时空规律是电磁时空，而不属经典时空。

人们无法直接进入电磁时空和原子空间。

23. 属性

属性也叫物理意义。

属性是用来区分物理量和公式的物理意义，以便恰当的使用物理概念和物理公式。

例如：汽车行驶 30 米，与光运动 30 米，从性质上说是完全不同的。汽车的 30 米遵从伽里略变换，而不遵从洛仑兹变换；光运动的 30 米遵从洛仑兹变换，而不遵从伽里略变换。

这种区别的重要性在电磁相对论建立之后才凸显出来。

24. 观测效应

举一个例子说明什么是观测效应。在夜晚，用手拿住光源以手臂为半径划圈，远处的观测者将会看到一个圆形的光圈。这是视觉暂留造成的观测效应。

上面的例子中，除了有视觉暂留的原因之外，还有一个原因，是观测者与光源之间存在着相对运动。如果观测者跟随光源一起运动，将看不到光环，也没有观测效应了，这一点很重要。

再举一个例子，人的生命是一个演化过程，假设人的平均寿命是 70 年。有一位观测者在距离地球很远的地方观测地球上人口的总数，他会发现，在一定的期间内人口的总数不是常数，而是在某一数值（70 岁）附近摆动，这个数量的波动叫演化效应。演化效应是观测效应的一种，又如类星体视星等的弥散^[1]。

在电磁学中和力学中，都有观测效应。观测效应的特点是，观测它，它就有；不观测它，它就没有。

效应不是实在，是存在。实在和存在是并行的，是同时存在于宇宙中的。效应是可以感知的，它不同与精神。精神与物质是平行的存在于宇宙之中，抽象时空是精神世界的一个子域。

25. 相对论效应

相对论观测效应是观测效应的一种，是由惯性系的相对运动速度引起的。相对论效应只在电磁现象中出现，也在微观粒子的相互作用中出现。

在牛顿力学中没有相对论效应。但是，用光信号观测力学现象和宏观物体的运动，将产生视觉形象问题。这种情况下，要对光信号进行洛仑兹变换，从而产生光信号的相对论效应。这不是力学本身的相对论效应。

第二章 假设

电磁相对论有两个基本假设，惯性系平等和光速不变假设。本书不把相对性原理作为单独假设，而是把相对性原理与惯性系结合在一起，采用惯性系原理的说法。只要是惯性系，则相对性原理一定成立，只要相对性原理成立，则一定是惯性系。

2.1 惯性系平等假设

惯性系平等是指两个惯性系之间的关系，在什么情况下两个惯性系平等，在什么情况下不平等。

1. 惯性系平等

无论惯性系之间是相对静止，还是相对运动，它们都是等同的，这就是惯性系平等。这使惯性系的概念绝对化了，从而避免了不应有的悖论。

例如，惯性系 S' 系中有一电磁现象，无论 S' 系是

静止，还是惯性运动，都不影响该电磁现象。所谓静止和运动都是相对 S 系而言。

2. 本征值（绝对量）

图 1 中， S 系与 S' 系的原点重合，从原点发出光矢 OA 。

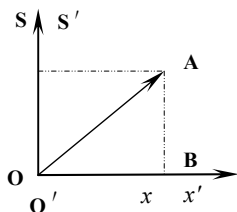


图 1

S 系和 S' 系中应有相同的 OA ，如图 2 所示。

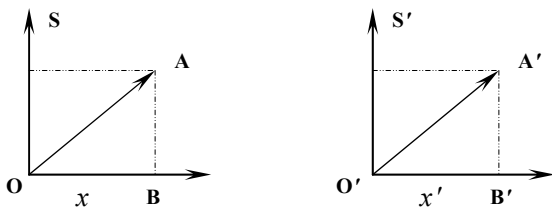


图 2

图 1 和图 2 表明两个惯性系在相对静止情况下，它们互相平等，并且有下面的关系：

$$OA = O'A' \quad OB = O'B' \quad x = x' \quad (1)$$

当 S 系与 S' 系相对运动时，如图 3 所示。根据惯性系平等，关系式 (1) 仍然成立。

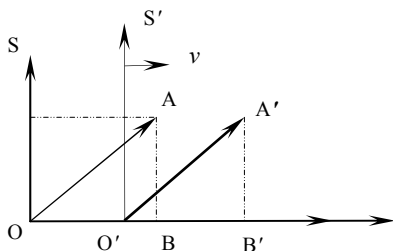


图 3

上图中光矢量 OA 与 $O'A'$ 是相同的，即把它们叫本征值或绝对量。 $O'A'$ 的投影 $O'B'$ 也是绝对量。

2. 观测量

事实上，当 S 系与 S' 系相对运动时，如图 4 所示。

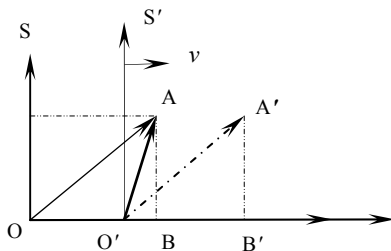


图 4

S 系中的观测者，观测 S' 系中的 O'A' 时，得到的结果是 O'A。于是，在 S 系看来，有：

$$OA \neq O'A \quad OB \neq O'B \quad x \neq x' \quad (2)$$

显然，关系 (2) 与关系 (1) 不同了。本来绝对相等的量变得不相等了，如图 5 所示。

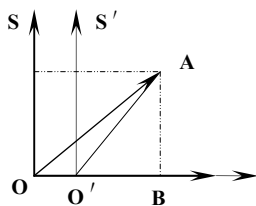


图 5

图 5 中，O'A 应当是 S' 系中的 O'A'，但是它在 S 系中表现为 O'A。

O'A 不等于 OA，叫观测效应。O'A 叫观测值。

注意：S' 系中不存在 O'A，O'A 只是 S 系中的观测值。S' 系中只有图 4 中的 O'A'。

可以看出，就观测地位而言，S 系与 S' 系是不平等的。一个是观测者，一个是被观测对象。

3. 解读惯性系平等

很明显，惯性系平等必须有两个惯性系，这是与相对性原理不同的地方。

(1) 惯性系全同

惯性系平等的重要理念是， S 系与 S' 系是全同的，无论它们之间是否存在相对运动。

(2) 观测效应

从惯性系平等得到的重要结果是，当惯性系之间相对运动时，将产生观测效应。

(3) 惯性系不平等

从惯性系平等得到的最重要的结论是，对于观测而言，惯性系是不平等的。 S 系是观测者， S' 系是被观测的对象。两者的地位是不允许互换的，不允许 S' 系对 S 系观测，或者说这样的观测没有意义。

(4) 绝对量

惯性系平等中的绝对量就是本征值的概念。

(5) 惯性系平等的真谛

首先认定 $OA = O'A$ (图 5)。

然后认为 $OA \neq O'A$ 是观测效应，从而建立了洛仑兹变换。

2.2 光速不变假设

1. 光速不变两种说法

(1) 惯性系内

在某一惯性系内，光速是常数。例如地面是惯性系，

光对地面上一切静止物体的速度是常数 c 。

在地面上运动的汽车中，光对汽车的速度是 c 。

(2) 惯性系之间

光对任何惯性系的速度都是常数 c 。这种说法的结果是，光对地面的速度是 c ，光对运动的汽车的速度也是 c 。

第一种说法比较容易接受。第二种说法，不容易接受，因为它不符合逻辑；也就是，不符合思维的基本规律，所以只能作为一种假设。

通俗的说法是，谁是惯性系，对谁就是 c 。

众所周知，速度的大小必须有参照物，光速的参照物本来是以太，现在改为惯性系。

惠更斯原理是，波前可作为新的光源。由此联想到光速不变是惠更斯原理的延伸。任何惯性物或惯性系都可当作一个新的光源，新光源发射的光一定是光速。光速不变与惠更斯原理的区别是，光速不变是对所有惯性系而言。

为了叙述方便，本书中把这一假定简称为“光速不变”。

2. 光速不变的解说

(1) 迈克尔逊-莫雷实验

用光速不变假设解释迈克尔逊-莫雷实验是最简便的方法。反之，光速不变假设的根据就是迈克尔逊-莫雷 (Michelson-Morley) 实验。

（2）假设性

迄今，人们无法说明这个假定是正确的，也无法说明这个假定是错误的，所以作为假设是合适的。

（3）实用性

这个假定具有实用性，和现实性。即使将来有了正确理论，那么光速不变假设，作为新理论的一级近似，一定是合理的。如果将来发现以太介质，那么真空中的光速不变也是成立的。其实，物理学中没有精确证据否定以太的存在。

（4）正确性

根据这个假设建立的理论，能够处理高能物理现象。可以这样说，实践证明这个假设所得到的结论是正确的。当然，这不代表假设本身一定是精确的。

（5）电磁属性

光速不变是电磁时空的属性，用经典时空的观点来理解是不行的。

（6）与光源无关

理论上，场的传播速度是由场的物理性质决定的，与光源的运动无关。

既然假定了光速对任何惯性系都是常数，那么势必认定光速与光源运动无关，否则假设将失去作用。

（7）观测性

光速不变假设是观测性质的，它是基于观测的结果，而不是理论的需要。光的真实传播速度没有人能够知道，当人们对它测量时，它就是常数 c ，于是就有了光速不变假设。观测性与理论性的区别在于，观测性的

假设是可调的。当我们使用非电磁信号，且速度大于光速时，假设的近似程度将显露出。

3. 光速不变的应用：不变量

从惯性系平等，我们得到两个重要的概念：本征值和观测值。当进行观测时，本征值的数值发生变化。那么有没有不变的量呢？数学上有，物理上没有。物理学是一门近似的科学，所有的量和公式都近似的。物理上只有不变的关系，找到一种不变的关系就可以建立一种时空。在图 2 中，由光速不变得得到下面的关系：

$$OA^2 - c^2 t^2 = 0 \quad O'A'^2 - c^2 t'^2 = 0$$

不变量的形式为 $A^2 - B^2$ 。

这个不变关系式经过数学处理之后，可以得到与坐标系转动不变量相同的数学形式。于是借助坐标系转动不变量的数学公式，很容易导出洛仑兹变换公式。

2.3 电磁相对性原理

对电磁现象进行测量，必然用电磁信号，从而形成电磁闭合回路。由于是惯性系，即匀速直线运动，所以无法区分静止或运动。这是无法摆脱的事实，是惯性系的属性，不须单独作为一个原理。

第三章 洛仑兹变换

3.1 准备

洛仑兹变换是电磁相对论的理论支柱。本书将以洛仑兹变换为主线贯串始终。

1. 电磁相对论基本思想

先有绝对，才能有相对；没有绝对，就不会有相对。从这个意义上说，相对论是建立在绝对论的基础上。

如果大家都是相对，那么必然陷入相对主义。

从惯性系平等假设，知道了什么是本征值，即绝对量。以及本征值在观测中发生变化，出现了观测量。

(1) 本征值与运动无关

电磁相对论认为，根据惯性系平等假设，关系(1)在任何情况下都成立，无论 S' 系是静止还是运动。

这是电磁相对论的基本思想之一。

(2) 相对论效应

图 2 中， S' 系中的本征值 OA 或 $O'A'$ 在 S 系中发生

了改变（图 4）。电磁相对论认为这种改变，是由于惯性系之间相对运动速度引起的，把这种效应叫作电磁相对论观测效应，简称相对论效应。

这是电磁相对论的基本思想之二。

2. S 系中的光矢量和光影

在 S 系中，光波从 O 点发出，经过时间 t 到达 A 点，光矢为 OA。

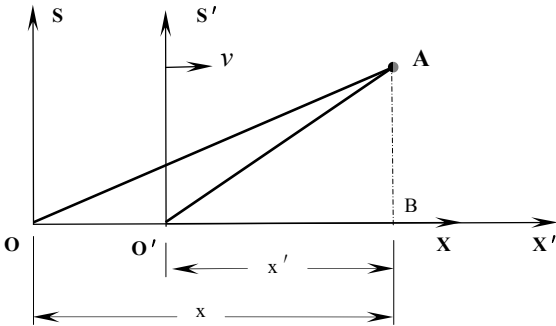


图 6

A 在 X 轴上的投影是 B 点，即光波从 A 发射到 B，发射方向垂直于 X 轴。OB 是 OA 的光影， $OB=x$ ，A 点的坐标为 $A(x, t)$

光影点 B 在 X 轴上的移动速度称为光影的速度，它永远小于 c ，因为速率取决于路程和时间的比。路程 OB 小于路程 $(OA+AB)$ ，但它们所对应的时间是相同的。注意，光是从 O 发出到达 A，再从 A 到 B。

3. S 系中的光影与光矢不同步

光影点 B，与 A 不对应，或不同步，这是很重要的事实。原因是光的传播从 A 到 B 不是瞬时的。

只有当 OA 很短，或是 OA 的方向近似于 OX 轴的方向，B 点才近似是 A 点的投影。

4. S 系中的观测者

S 系中的观测者，观测到 S' 系沿坐标轴 X 方向运动，经过时间 t 后，S' 系的原点从 O 运动到 O' 的位置。S' 系中的 OA 变成了 S 系中的 O'A。并且

$$O'A \neq OA$$

电磁相对论认为， $OA \neq O'A$ 是一种相对论观测效应。这种效应只能是 S 系中的观测者，对 S' 系中的电磁对象进行观测时，才能在 S 系中被观测到。因为，S 系中的观测者既可以观测到自己坐标系中的 OA，又可以同时观测到 O' 点上的光源的移动。

我们的任务是找到 OA 与 O'A 之间的数值关系。

5. S' 系中的观测者

假设 S' 系中有一位观测者，他将看不到 OA，用仪器也检测不到 OA 的存在。OA 对于 S' 系中的观测者来讲，是根本不存在。原因是，S' 系一旦运动，S 系是一

个空的坐标架，没有光源和电磁源，坐标轴不会发光，等于说 S 系中没有被观测的对象。

S' 系中不应当有观测者，即使有观测者也毫无意义。这是电磁相对论与其它相对论的区别。

对于观测相对论效应这一目的而言， S 系与 S' 是不平等的。因为只有 S 系中的观测者，才能够观测到相对论效应。

6. 在一维中求 $O'A$

在一维情况下，认为光点 A 与它的投影点 B 近似

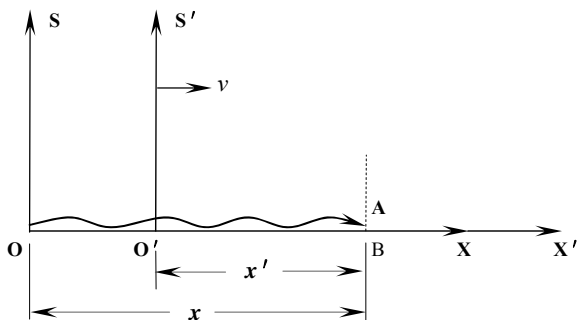


图 7

重合，即 $OA = OB = x$ ，在 S 系中（图 7）有

$$x = ct \quad x^2 - c^2 t^2 = 0$$

注意到， $O'A$ 在 S (S') 系中，是 $O'B = x'$ 。 x' 应当对应

于 t' ，所以在 S 系中还应当有

$$x' = ct' \quad x'^2 - c^2 t'^2 = 0$$

我们看出

$$x^2 - c^2 t^2 = x'^2 - ct'^2$$

是不变量形式，其形式为 $A^2 - B^2$ 。

上面的形式使我们想起坐标系旋转不变量 $A^2 + B^2$ 。在坐标系旋转公式中恰好包含 x 与 x' 的关系，即 OA 与 $O'A$ 的关系。我们单纯从数学上考虑，只要能够找出 x 与 x' 的数值关系即可，那么不妨利用坐标系旋转不变量的公式求 x 与 x' 之间的联系。为此，只须把 $-c^2 t^2$ 变为正项。

3.2 洛仑兹变换公式

本书采用初等几何学方法推导，简单直观。

1. 坐标系旋转不变量

下图中，矢量 OA 的模是坐标系旋转不变量。

$$OA^2 = x^2 + y^2 = x'^2 + y'^2$$

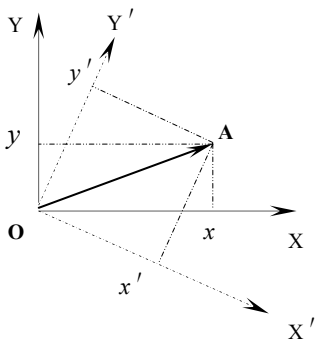
(x, y) 与 (x', y') 的变换关系已在附录 A 中推导出。

它们的变换关系式为

$$x' = x \cos \varphi + y \sin \varphi \quad (3)$$

$$y' = y \cos \varphi + x \sin \varphi \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \cos \varphi &= \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}} \\ \sin \varphi &= \frac{\tan \varphi}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}} \end{aligned} \quad (5)$$



上面公式中， x 与 x' 的关系，将用于推导洛伦兹变换。

2. 推导洛伦兹变换公式

为了应用上面的公式，须使 $-ct$ 变为正值，故设

$$u = ict \quad (6)$$

$$u^2 = -c^2 t^2$$

于是

$$x^2 - c^2 t^2 = x^2 + u^2$$

不变式的形式从 $A^2 - B^2$ 变为 $x^2 + u^2$ 。

借用坐标系旋转不变量的公式，用下面的方法求出洛仑兹变换公式。

对于 $x^2 + u^2$ ，公式（3）和（4）式变为

$$x' = x \cos \varphi + u \sin \varphi \quad (7)$$

$$u' = u \cos \varphi + x \sin \varphi \quad (8)$$

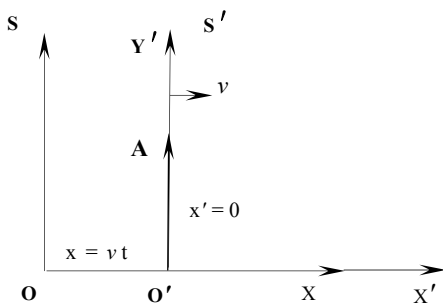


图 8

现在，我们看一种特殊情况。在图 8 中，光矢 OA 的方向几乎与 Y (Y') 轴平行，这时可以近似地把 A 点看作是在 Y' 轴上，于是有近似关系：

$$x' \approx 0 \quad \text{和} \quad x = vt \quad (9)$$

把 (9) 式代入 (7) 式中, 求出

$$\tan \varphi = -\frac{x}{u} \quad (10)$$

把 (6) 和 (9) 式代入 (10) 式中, 得到

$$\tan \varphi = i \frac{v}{c} \quad (11)$$

再把 (11) 代入 (5) 式中, (5) 式变为

$$\sin \varphi = i \frac{\frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

把上面两个式子代入 (7) 和 (8) 中, 得到

$$x' = \frac{x + i \frac{v}{c} u}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (12)$$

$$u' = \frac{u - i \frac{v}{c} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (13)$$

最后把 u 还原为 t ，即用 $u = ict$ 代入上式，导出

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (14)$$

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (15)$$

公式 (14) 和 (15) 是洛伦兹变换公式。

当 S' 系沿 OX 轴逆向运动时，而且光源也是沿 OX 轴逆向运动时，如图 9 所示。

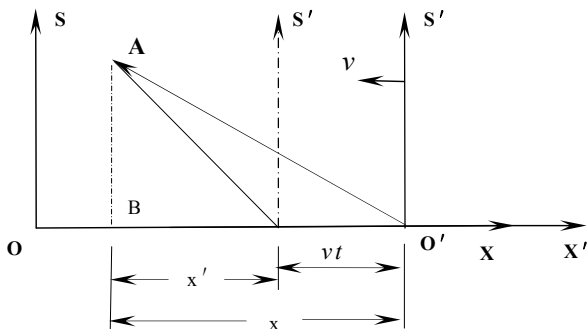


图 9

应用相同的推导方法，仍然可以得到公式 (14) 和

(15)。很明显，只要光源的运动方向与光的发射方向相同，就会得到光影收缩的结果。

3. 光影膨胀的公式

如果光源的运动方向与光波的发射方向相反，如图 10 所示，则有

$$CB = x \quad O'B = x' \quad x' > x$$

上面的结果是 S 系中的观测者，在自己的 S 系中观测到的。相当于 S' 系的光影比 S 系中的光影大，即光影膨胀。

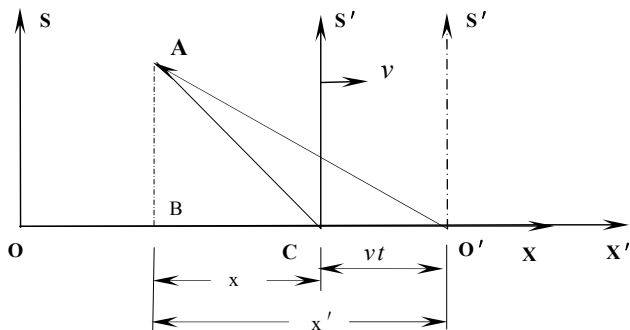


图 10

光影收缩或膨胀都是相对论效应，并不代表本征值的实际变化。从图 9 和图 10 看出，光源的运动方向和光波的发射方向，将影响观测的结果，但是这个结果只

具有理论意义。

类似于前一节的推导方法，可以求出公式（16）和（17）如下：

$$x' = \frac{x + vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (16)$$

$$t' = \frac{t + \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (17)$$

实际上，只须把（ $x - vt$ ）换成（ $x + vt$ ）。

上面的公式说明，光源的运动方向和光的发射方向对观测结果有影响。把上面几个公式合在一起，为

$$x' = \frac{x \pm vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (18)$$

$$t' = \frac{t \pm \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (19)$$

重要提示：我们能够观测到光影的收缩和膨胀吗？

我们不能。一方面，坐标的绝对值没有测量的可操作性，即没有可观测性。另一方面，上面的公式只具有理论意义，因为它们是抽象时空中的量。我们将设法从上面的公式，导出具有可观测意义的相对量（第 4 章）。

3.3 洛仑兹变换的条件

从几何学上看， OA 是一个矢量，它的坐标分量具有关系（3）和关系（4）是完全正确的，但这只是数学上的正确。

如果把关系式（3）和（4）应用到物理上，则不一定正确。我们在推导洛仑兹变换的过程中，默认（3）和（4）是精确的。因此有必要审查一下，（3）和（4）式应用于物理现象时，它们是否精确。

1. 局域性和近似性

我们已经注意到，图 6 中的 A 与 B 是不对应的，或不同步的。原因是光波从 A 到 B 的传播速度不是瞬时。只有当 OA 很短， B 点才近似是 A 点的投影。很明显，关系（3）和关系（4）的成立条件是：

OA 必须非常短

这就是洛仑兹变换的前提或条件。

这个条件表明，洛仑兹变换只有在局部区域内才是近似的成立，如同微积分，或微分几何那样。所以，洛仑兹变换具有局域性和近似性。

显然，在微观情况下，局域性比较容易得到满足；宏观情况下，只有少数情形可以满足局域性。

2. 洛仑兹变换是光影的变换

图 6 中 $OB = x$ 和 $O'B = x'$ 都是光影。洛仑兹变换的实质是光影的变换。

当 OA 的方向指向 OX 方向时，洛仑兹变换可以近似当作一维光矢的变换或光程的变换，如图 7 所示。

上述条件决定了洛仑兹变换的应用范围，必须是电磁性质的对象，如光波，电磁场的传播。

3. 惯性系

洛仑兹变换公式只适用于惯性系。确切的说是局部惯性系，因为必须满足局域性。

从各方面来说，洛仑兹变换不能应用于宏观物体及其运动，更不能应用于生物和人体。

4. 以光源为参照物

应用洛仑兹变换必须以光源为参照物，区分运动坐标系与静止坐标系。这不仅是应用洛仑兹变换的基本方

法，也是电磁相对论的基本观点；与其它相对论的本质区别就在于此。

从图 3 中看出，光源是在 S' 系中，并且随 S' 系一起运动，光源未随 S 系一起运动；可见两个坐标系是有区别的。

5. 物理量的洛仑兹变换

适合洛仑兹变换的物理量，必须是电磁性质的物理量，而且是矢量。该物理量的传递速度应当是光速。物理量的变化必须在极小区域内完成。

电磁动量符合洛仑兹变换条件，参阅第 7 章。

3.4 洛仑兹变换目的

洛仑兹变换的目的是计算相对论效应。

1. 相对论效应

相对论观测效应是观测效应的一种，是由惯性系的相对运动速度引起的。

前面推导出的 x' 和 t' 代表相对论效应。表面上它们用 S' 系中的符号，实际是 S 系中的数值。

由于观测者只能存在于 S 系中，所以相对论效应也

只能在 S 系中表现出。这就是， S' 系中不存在相对论效应的原因。于是得到重要结论：

$$\text{从 } (x', t') \quad \text{求 } (x, t)$$

是没有根据的。

2. 计算相对论效应

洛仑兹变换的目的是求 x' 和 t' ，这也是电磁相对论的目的。

我们已经推导出洛仑兹变换公式如下：

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

上面两个公式的意义是：

$$\text{已知 } (x, t) \quad \text{求 } (x', t')$$

这符合洛仑兹变换的目的。

从 (x', t') 求 (x, t) 是错误的。下面就这个问题进行详尽的说明。

为了说明问题，假定 S' 系中有一位观测者，在他看来 S 系的运动方向是沿 X' 轴的反方向运动（图 6），也就是沿 $-v$ 的方向运动。

根据这一方向求出

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{A})$$

$$t = \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{B})$$

公式 (A)、(B) 的意义是

已知 (x', t') 求 (x, t)

从已经观测到的相对论效应的数值，求本征长度和本征时间。这样的计算方法是无法完成的，理由如下：

(1) 本征值 (x, t) 必须是已知数

必须事先知道 (x, t) ，才能进行观测。观测到的结果与 (x, t) 进行比较，得出相对论效应的具体数值 (x', t') 。

(2) (x', t') 是未知数

如果事先不知道物理量的本征值 (x, t) ，那么即使观测到相对论效应，也不知到是不是相对论效应，更不

可能知道 (x', t') 的数值。可见，从 (x', t') 求 (x, t) 是不切实际的。

(3) 单值性

公式 (14) 中 x 与 x' 之间的关系是

$$x' = f(x, v)$$

由于上式中 x 的数值是已知的，所以 x' 与 x 之间是单值关系，这是正确的方法。

对于公式 (A)，有

$$x = f(x', v)$$

其中 x' 的数值是未知数，是可变的。因此， x 不具有唯一的确定值，也就是 x 与 v 不是单值关系。显然公式 (A) 没有任何物理意义。

另一方面，如果不事先知道本征值，即使猜想到观测的结果中有相对论效应，也确定不了 x' 的数值。

例如，我们观测到遥远天体的光谱线，但不知该光谱线在实验室中的位置是多少，那么我们将无法确定观测到的光谱线是红移还是蓝移，更无法确定光谱线的移动量是多少，即相对论效应是多大。

以上任何一条理由，都说明公式 (A)、(B) 是错误的，其原因是思想方法出现了错误。

从洛仑兹变换的目的来讲，公式 (14)、(15)、(16)、(17) 是唯一的，不可逆的。

知道了相对论效应和洛仑兹变换的目的，我们得到了两个重要的概念：

i. 在 S' 系中不应当存在 x' 和 t' 。

ii. 不存在 S' 系对 S 系的观测，只能是 S 系对 S' 系的单向观测。

电磁相对论不是坐标系之间的互相观测；不是两个坐标系观测同一电磁事件；不是两个坐标系的坐标，无条件的互相换来换去。不是你看我，我看你。

3.5 不可观测性

洛仑兹变换是电磁信号的时空变换，变换的本质是时间绝对值和空间绝对值的变换。时空绝对值的测量是不具有可操作性的，因此洛仑兹变换的结果不具有可观测性。

例如，图 6 中的 OB 和 $O'B$ ，我们无法同时测量电磁信号两端的信息，即测量单向光线的长度，而洛仑兹变换中的空间坐标正是光线的长度。

另一方面，电磁时空属于抽象时空，洛仑兹变换是抽象的变换规则，应当是不可观测的。

3.6 洛仑兹变换剖析

通过对洛仑兹变换的剖析，将使我们对它有更真实

的了解，从而更深刻地认识电磁相对论的本质。

1. 建立过程

图 11 中， S 系中的光矢 OA ，在 S' 系中为 $O'A'$ ， OA 等同于 $O'A'$ 。

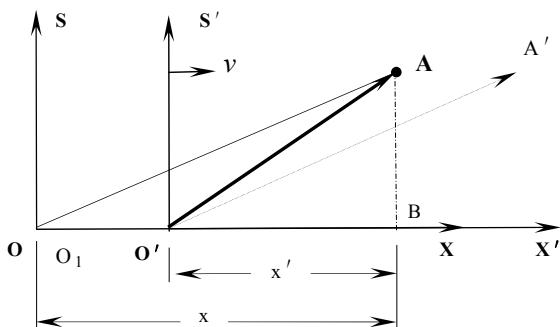


图 11

当 S 系中的观测者，对 S' 系中的 $O'A'$ 进行观测时，观测的结果是 S 系中的 $O'A$ 。 $O'A$ 与 OA 不同，它们之间的变换公式，即洛伦兹变换。

2. 洛伦兹变换的错误

(1) 从附录 B 和附录 C 知道， $O'A$ 与 OA 之间毫无关系；图 11 中的 $O'A$ 是虚构的。因此洛伦兹变换公式的建立，一开始便是没有根据的。

(2) S系的观测者认为，S'系中的观测者能够观测到O'A，这是一种错觉。假设S'系中有观测者，那么他只能观测到O'A'，绝对观测不到O'A。O'A是根本不存在的，完全是S系中观测者的想象。

(3) S系的观测者认为，光从O'到A的光速为c，是没有根据的。只能假设，光从O'到A是光速c，即光速不变假设。

既然是错误的假设为什么还有正确的结果呢？这是因为这样的假设，近似地符合实际情况。这就是洛仑兹变换的真谛。

3. 洛仑兹变换真谛

在图11中，S'系中的O'A'与S系的OA是全同的，这是基于惯性系平等。

(1) 电子的运动速度 $v \ll c$

当O'点在O点的附近，如O₁点，这时A'点也很靠近A点。在这种情况下，认为O'A'近似等于O'A是允许的，相当于把O'A与OA看作是从同一地点O发出的。这就是说，当相对运动速度v很小时，洛仑兹变换是近似成立的。

这种情况，相当于电子的高速运动。

(2) 电子的运动速度 $v \approx c$

当电子的速度 $v \approx c$ 的情况下，只有O'在O的邻域之内，并无限接近O时；A'点也无限靠近A点。这样才可以把O'A与OA看作是从同一地点O发出的。意

味着，局域性的要求更为严格。

电子内部电磁场的变化，如电磁动量的变化，即属于这种情况。

3.7 洛仑兹变换的价值

第一是找出相对量，第二是建立相对论力学。

1. 推导出相对量

洛仑兹变换公式本身并无观测价值，但是由它导出的相对量却有观测意义。这部分内容将在后面的可观测量一章说明。

2. 建立电磁相对论力学

根据 § 3.3 中所说的洛仑兹变换适用范围，电磁动量符合洛仑兹变换条件。

根据电磁动量的洛仑兹变换导出相对论力学，是它最重要的价值，参阅第 7 章。

3. 观测效应

在物理学中，在天文学中，早就有观测效应这一名

词。但是并未引起人们的重视。

然而，在洛仑兹变换的推导中，由于 $O'A \neq OA$ 起到了关键性的作用，或不可替代的作用，使人们认识到观测效应这一概念的重要性。观测效应对实际观测和理论分析都有重要意义。

观测效应为建立抽象时空起到关键性的作用。

4. 时空映射

洛仑兹变换能够把电磁时空中的规律映射到经典时空中。使我们通过电磁现象，认识电磁学的规律。它是一个映射工具，如图 12 所示。

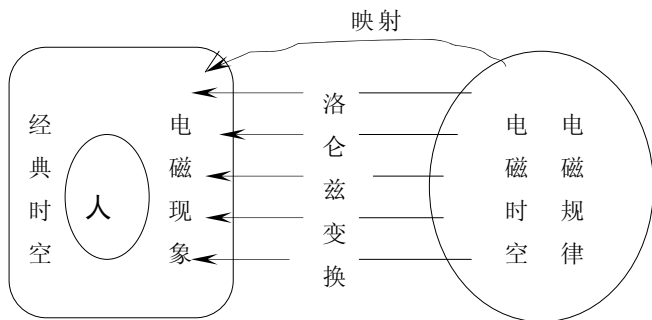


图 12

我们无法进入电磁时空中。例如，跑到电磁场里随电磁场的变化运动；也不能跟随电子一起运动。虽然不能亲身感觉抽象时空，但是抽象时空的规律能够用映射

工具反映到我们生活的时空中。

通过洛仑兹变换使我们认识到电磁时空的存在。

5. 建立抽象电磁时空

有了洛仑兹变换之后，再根据 $O'A \neq OA$ 是观测效应的观点，建立了抽象的四维电磁时空。

从电磁时空对电磁规律描述的有效性，看出洛仑兹变换确实是电磁学的工具，从而确立了洛仑兹变换在电磁相对论中的地位。由于电磁相对论在电磁学和量子论中的重要作用，使得洛仑兹变换在物理学中的重要地位得到确认。

6. 界定时空性质

这里所说的时空性质是指抽象时空。

由于时空的性质不同，所以不同时空之间是不能随意过渡的；更不存在什么高速度向低速的过渡。

例如：

(1) 狄拉克方程是抽象电磁时空中的方程。薛定谔方程不是洛仑兹协变，它不是抽象电磁时空性质的方程。因此，狄拉克方程向薛定谔方程过渡出现错误是可以理解的；其实，按电磁相对论的观点，这种过渡是不符合时空独立性的，或者说过渡是错误的。这正是出现克莱茵（Klein）佯谬的原因。

描述一部分电磁现象的方程，不一定是电磁时空中

的方程。氢原子能级不完全是电磁学性质的。

(2) 用局部惯性系的方法融合狭义相对论与广义相对论是不现实的，或者说为时尚早。只有等到引力场与电磁场统一之后，才有可能进行相对论的统一。

洛仑兹变换不是真理。认为物理学中的公式和方程都必须是洛仑兹协变，是不符合实际的。

3.8 一般洛仑兹变换

以上的洛仑兹变换来源于特殊的观测方式：电子沿观测者视线方向运动，运动的形式是直线运动。所以把这种洛仑兹变换叫特殊洛仑兹变换。

实际上，电子在原子中的运动，既有公转运动又有类似于自转的运动。于是，必须研究一般洛仑兹变换。即 S 系与 S' 系原点不重合，坐标轴不平行的情形。相当于既有平动又有转动的变换；等同于连续的作洛仑兹变换，把这样的变换叫一般洛仑兹变换。这与电子在原子中的情况很接近，符合观测者实际的观测状况。

从一般洛仑兹变换的研究结果，使我们从理论上对托马斯 (Thomas) 进动有了正确的认识^[2]。这部分内容将在本书的续集中叙述。

第 4 章 可观测量

洛仑兹变换没有可观测性，但是引入“事件”概念之后，可以从洛仑兹变换推导出时空坐标的相对量，这些相对量具有可观测性。

可观测量对于微观世界极为重要。

4.1 电磁事件

洛仑兹变换分为两种基本变换，一种是时空坐标变换，一种是事件坐标变换，简称事件变换。

电磁事件分为时空事件和物理量事件。

事件的变换不仅引导出时空坐标的可观测性，而且引导出物理量的洛仑兹变换。

1. 电磁事件时空图

时空坐标组 (x, t) 代表事件。图 13 是时空坐标图，图中每一点代表一个事件。事件 1 的时空坐标和事件 2

的时空坐标分别标记为

$$(x_1, t_1) \quad \text{和} \quad (x_2, t_2)$$

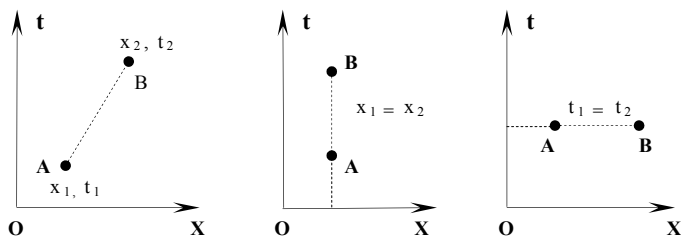


图 13

可以从时空图中，直观的看出事件的性质。例如，同地异时和同时异地事件。

2. 相对量

具有实际观测意义的是相对量。例如，间隔和间距都是相对量。

再一次强调：只有在 S' 系中有被观测的对象，并且被观测的对象的时空本征值是 x ， t 。当 S' 系相对于 S 系运动时， S' 系中的 x 和 t ，变成 S 系中的 x' 和 t' 。

现在的问题是，如果 S' 系中的间隔和间距发生变化，那么这些本征值的相对量的变化，反映在 S 系中是什么样？当然 S' 系仍然是相对于 S 系运动的。

本征值 x 和 t ，在 S 系和 S' 系中都是相同的，所谓本

征值的相对量，是指间距 $x_2 - x_1$ 。

我们应用公式（15）和（17）得到

$$t'_2 - t'_1 = \frac{(t_2 - t_1) \pm \frac{v}{c^2} (x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (20)$$

令

$$t'_2 - t'_1 = \Delta t' \quad \text{和} \quad t_2 - t_1 = \Delta t$$

则有

$$\Delta t' = \frac{\Delta t \pm \frac{v}{c^2} (x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (21)$$

上式中， Δt 是本征值的相对量，或本征值的变化。而 $\Delta t'$ 是 Δt 在 \mathbf{S} 系中的反映，当然也是相对量，具有可观测性。

应用公式（14）和（16）得到

$$x'_2 - x'_1 = \frac{(x_2 - x_1) \pm v(t_2 - t_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (22)$$

记

$$x'_2 - x'_1 = \Delta x'$$

$$x_2 - x_1 = \Delta x$$

则有

$$\Delta x' = \frac{\Delta x \pm v(t_2 - t_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (23)$$

3. 可观测性条件

虽然相对量具有可观测性，但不是所有的相对量都具有可观测性。

从公式（20）看出，同地性条件为：

$$x_2 - x_1 \approx 0 \quad (24)$$

或

$$(t_2 - t_1) \gg \frac{v}{c^2} (x_2 - x_1) \quad (25)$$

从公式（22）看出，同时性条件为：

$$t_2 - t_1 \approx 0 \quad (26)$$

或

$$(x_2 - x_1) \gg v(t_2 - t_1) \quad (27)$$

满足上述的条件，才是具有可观测性的事件。

4.2 同地性

1. 经典时空的同地性

地面上某一点 A，发生了一个事件 C，过了一段时间又在 A 点，重复的发生了事件 C，或是发生了事件 D。经典同地性认为，事件 C 和 D 是同地事件。

如果，地面上某一点 A，发生了一个事件 C，过了一段时间在 B 点发生事件 D，或是又重复的发生事件 C。经典同地性认为事件 C 和 D 不是同地事件。

人们生活在经典时空中，根据经验默认上述同地性或不同地性是绝对的。

2. 电磁时空的同地性

电磁时空中某一点 A，发生电磁现象 C，过了一段时间又在 A 点发生现象 D，或是重复出现 C。电磁时空认为 C 和 D 是同地发生的事件。

例如，原子发光是量子现象，又具有电磁性质。若把发光看作事件，则可近似的看作同地电磁事件。

与经典时空的区别在于：

(1) 观测对象是带电粒子，或微观粒子。

(2) 电磁时空中，同地性具有相对性。

(3) 电磁时空把观测者与观测对象分别放置在两个坐标系中，一个 S 系和一个 S' 系。并且把 S' 系定位在运动粒子上。粒子是很微小的，所以粒子上发生的事件恒为同地事件。不管粒子是否运动。

3. 同地性的相对性

在 S' 系中是同地事件，在 S 系看来不一定是同地。
图 14 中， A' 和 B' 是不同地。

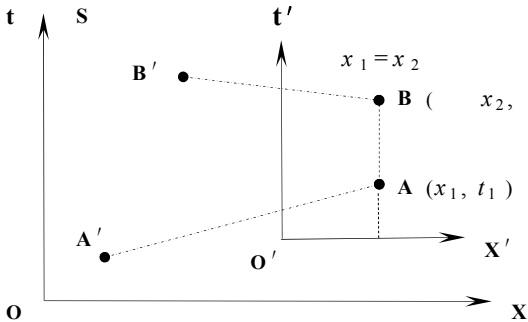


图 14

例如，介子在飞行中，从出生到死亡都是在自身发生的，相当于 S' 系中同地事件。但是 S 系中的观测者认为，粒子的生与死不是同地，而是出生之后，飞行了一段路程之后死亡。介子的衰变是 S 系中不同的地点发生的，不是在同一空间点上发生的。

计算介子衰变的寿命时不能按异地事件处理，只能按同地异时处理，因为他事先知道事件在 S' 系中是同地事件。

如果 S 系中的观测者，不知道某一事件在 S' 系中是否是同地，那么 S 系中的观测者只能看到什么就认定是什么，别无选择。

4.3 同地异时电磁事件

如果电磁事件 1 和事件 2 是在同一地点发生的，那么这种事件叫同地异时事件。注意，事件 1 和事件 2 仅仅在 S' 系中同地，相当于未运动前的 S 系。

同地异时事件之间的时间间隔叫作间隔。间隔是本征值的相对量，是可观测测量。

根据可观测性条件公式 (24) 和 (25)，则间隔的计算公式 (21) 成为

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (28)$$

$\Delta t'$ 是可观测测量。

比较 (21) 和 (28) 看出，公式 (28) 与运动方向无关，这是一个明显而重要的区别。它的普遍性还有待进一步证明。

事件概念的引入，使洛仑兹变换能够推导出可观测量。这是洛仑兹变换的重要价值。

1. 原时

只有在电磁时空中才有原时的概念，经典时空中没有原时的概念，也不需要。

从公式（28）看出，静止坐标系 S 中的 Δt 最小，称它为原时 τ ，它是同地异时的时间间隔，而不是一般的时间间隔。这里强调的是“同地”。

原时与本征时间的区别在于，原时是本征值的相对量，是同地异时的时间间隔，是可观测量。本征值是理论上的不变量。事实上，只有 S 系内的观测者，在 S 系中才能观测到本征值。想要通过对 S' 系的观测，得到本征值和原时，是不可能的。

原子发光的瞬间，观测者与原子近似地相对静止，所以 τ 是最小。用原时 τ 作为时间标准是正确的。机械钟用 τ 校准，是唯一的选择。

2. 原子发光

实验室里原子发光的周期是 T_0 ，即 S 系中的周期。当原子光源相对于观测者的 S 系运动时，发光原子成为 S' 系。这时 S 系中的观测者，对 S' 系中的 T_0 进行观测时，观测到的不再是 T_0 ，而是 T 。根据公式（28），它们之间有下面的关系：

$$T = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (29)$$

这个事件的特点为，同一事件在同一地点重复出现的时间间隔。因为 $T > T_0$ ，所以叫时间膨胀。

3. 时间膨胀

公式（15）和（17）是光影的坐标变换公式，只具有理论意义，并不是真实的膨胀公式。真正的时间膨胀公式是（29），其中 T 和 T_0 是时间的相对量，其特点为同地异时间隔。这是可观测量。

以原子发光为例，对时间膨胀做如下说明：

（1）时间膨胀是指电磁时间间隔膨胀，即原子钟或电磁钟发出的时间信号，指的是信号。

（2）间隔的膨胀不是机械钟指针的指示。虽然机械钟高速运动时其指示有可能发生变化，但是在惯性系中不会发生任何变化。

（3） T 是观测者真实观测到的数值。

（4）不存在某一个原子，它的真实发光周期是 T 。有了时间膨胀的概念，即使观测者不知道 T_0 ，也会认为运动原子的发光周期是 T_0 ，不是 T 。

（5）原子发光是 S' 系中的事件。在 S' 系中，原子能级之间的距离可以认为是 $x_2 - x_1 \approx 0$ 。因此无论原子运动到什么地方，这个发光行为都可看作是 S' 系中的同

地异时事件。

我们关心的是，这个发光事件在 S 系中产生的相对论效应 $\Delta t'$ 。

(6) 原子发光时，运动坐标 $x_2 - x_1$ 对 $\Delta t'$ 可能有影响，但不是通过公式 (21) 中的 $x_2 - x_1$ ，而是通过公式 (21) 中的运动速度 v 。

4. 光的多普勒效应

下图中，观测者在 O 点，运动波源在 A 点。已知光波周期的本征值为 T_0 。当波源相对于观测者，从 A 移动到 B 时，观测者实际观测到的周期为 T' 。按照电磁相对论， T_0 与 T 之间是什么样的关系？



设波源运动速度为 v 。当波源从 A 移动到 B 时，所用的时间为 ΔT ，这时观测者观测到的周期为

$$T' = T_0 + \Delta T$$

上式的意义是，观测者接收到某一性质的信号之后，又在 T' 之后接收同样性质的信号。其中 ΔT 的意义是，波源到达 B 点后发出同样信号，而该信号返回到观测者的过程中，必须走过 AB 这一段路程。于是在观测者那里，

对于接收到同样信号而言，时间延迟为 ΔT ，所以有

$$\Delta T = \frac{AB}{c} = \frac{vT_0}{c}$$

$$T' = T_0 + \frac{v}{c} T_0 = T_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

对于光源向着观测者运动，有

$$T' = T_0 - \frac{v}{c} T_0 = T_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

上式适用于低速相对运动。当相对运动速度很大时，应当对上式进行相对论修正。

对于高速运动光源，它的周期是（29）式的关系。由于 S' 系中的 T_0 ，在 S 系中发生了膨胀，必须用

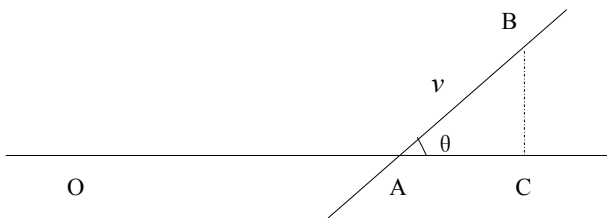
$$\frac{T_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

代替 T_0 ，最后得到

$$T' = T_0 \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}} \quad (30)$$

这个例子是说明时间膨胀。

对于光源沿任意方向运动的多普勒效应，如下图所示。因为 B 点与 C 点很近，相当于 $OB = OC$ ，所以



$$\Delta T = \frac{AC}{c} = \frac{AB \cos \theta}{c} = \frac{v T_0 \cos \theta}{c}$$

$$T' = T_0 \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (31)$$

其中 θ 是光源运动方向与视线方向的夹角。当 $\theta = \pi/2$ 时，为横向多普勒效应：

$$T' = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

横向多普勒效应已被实验证实。

很明显，横向多普勒效应当是纯相对论效应（公式 29）。横向多普勒效应表明，时间间隔的洛仑兹变换与方向无关。或者说，近似的与方向无关。

这是非常重要的结论。我们借此可以猜测，空间间隔的洛仑兹变换也与方向无关（公式 34）；目前还没有实验证明与方向无关。

5. 介子本征时间

假设 S' 系中有一位观测者，他随同 μ 介子一起运动。从 μ 介子出生到死亡，寿命为 τ_0 。 τ_0 是 μ 介子本征时间，或原时。另一方面， S 系的观测者在实验室中，通过实验观测到，运动的 μ 介子在 S 系中的平均寿命是 τ ，它对应于符号 $\Delta t'$ ，于是公式（28）成为

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (32)$$

上式写成

$$\tau \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \tau_0 = \text{常数} \quad (33)$$

选用不同速度的单色束 μ 介子，测定它的速度和相应的寿命 τ ，从而可验证（33）式。实验证明确实为常

数^[3]，表明原时或时间间隔膨胀的概念是正确的。

例： μ 介子衰变为

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$$

μ 介子的平均寿命的本征值是 $\tau_0 \approx 2.2 \times 10^{-6}$ 秒。如果它以接近光速 c 飞行，在 τ_0 时间间隔内，其运动的距离大约是 660 米。按照这种情况，地面上不应观测到 μ 介子。实际上，地面上观测到大量的 μ 介子。试解释这一现象。

这是一个有电子参与的过程。问题属于 S' 系中同地异时事件，应当使用公式 (32)。

如果 $v = 0.995 \sim 0.999 c$ ，则

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx (10 \sim 20) \tau_0$$

在 S 系中，与 τ 对应的距离应为 5~20 公里。

对上例做补充说明如下：

(1) τ_0 是未知数

μ 介子寿命的本征值 τ_0 是未知的，它无法用理论给出，必须借助实验室中的试验求出，即公式 (33)。

(2) S' 系中发生的事件

事件 1： μ 介子出生时发出一个信号。

事件 2： μ 介子死亡时发出一个信号。

这两个信号都是从 S' 系内的 μ 介子本身发出的，相

当于在同一地点发生的，故在公式（21）中有

$$\Delta x = x_2 - x_1 \approx 0$$

这是使用公式（32）的理由。

（3）S系中发生的事件

在S系中，实际观测到 μ 介子的生与死，其间隔为 $\Delta t'$ ，即公式（32）中的 τ ；飞行路程是 $\Delta x'$ 。

用公式（32）求出S中 $\Delta t'$ ，再测出S系中飞行速度 v ，从而算出 $\Delta x' = v \cdot \Delta t'$ 。

4.4 同时性

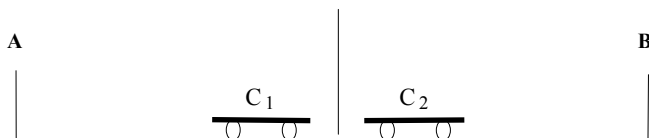
1. 经典时空中同时性的绝对性

经典时空中的同时性指的是时间间隔的相等。由于经典时空中时间的绝对性，所以时间间隔相等也是绝对的，即同时性是绝对的。

下面的图甲中，两个小车同时向A和B运动。两个小车运动的距离相同，速度相同。这套装置放在任何一个惯性系上，两个小车都同时到达向A和B。无论观测者与小车是否有相对运动，他都认为小车同时到达A和B。这是一种观念，一种绝对同时性的观念。

在小车 C_1 上有机钟 C_1 ，小车 C_2 上有机钟 C_2 ，它们在同地校对为同时。约定在T时刻小车出发。这个

约定是绝对同时的。例如在月球上放一套装置，地球上放一套，在T时刻两个小车将同时出发，同时到达A和B。这就是经典时空中同时性的绝对性。

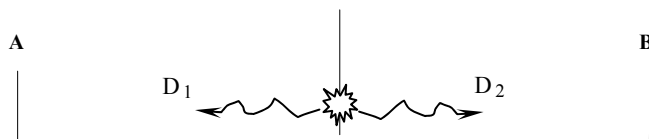


图甲

如果对图甲中的小车进行观测，那么观测的结果与信号速度和观测者的位置有关。观测的结果是视同时或视不同时，这不影响同时性的绝对性。

2. 惯性系内的同时性

下图为惯性系，观测者认为，两束光线 D_1 和 D_2 同时到达A和B。这是电磁时空中同时性的绝对性。



图乙

图乙中，光线同时到达A和B，是因为惯性系中光

速不变和路程相同的结果。

无论这套装置放在那一个惯性系上，无论它是否相对观测者运动，光线都是同时到达 A 和 B。

惯性系中同时性的绝对性，对于力学和电磁学都是相同的。但是它们之间是有区别的。区别在于：

(1) 只有在人的头脑里，光线才同时到达 A 和 B，也就是理想上的或逻辑上的同时性。现实中不存在这种同时性。

(2) 我们承认图乙中，光线同时到达 A 和 B，是一种权宜之计，不这样就不是相对论了。

(3) 事实上，图乙中的实验是宏观电磁现象，它不遵从洛仑兹变换的局域性。从理论上讲，不能论证它是否正确；实验上，也无法完成验证。

4.5 同时异地电磁事件

在 S' 系中，两个电磁事件同时发生，而又不在同一地点，则这两个事件之间的空间间距为 Δx 。

目前没有这方面的实验和天文观测资料。

1. 计算公式

根据同时性条件公式 (26) 或 (27)，则公式 (22) 成为

$$x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

即

$$\Delta x' = \frac{\Delta x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (34)$$

$\Delta x' > \Delta x$ 相当于尺膨，这是观测效应，或相对论效应。不是多普勒效应。

我们很难同时测量 Δx 两端。只能从自然现象中找到近似的观测。

2. 原长

从公式 (34) 看出，当相对运动速度为 0 时，在静止坐标系 S 中， Δx 最小，叫原长 L_0 。

当 Δx 相对于 S 系运动时，无论 Δx 是远离还是接近观测者，它的长度都是膨胀，即 $\Delta x' > L_0$ 。

用原长 L_0 作为标准长度是正确的；因为，对于任何惯性系 L_0 是相同的。

米尺用 L_0 校准，是唯一的选择。

原长与本征长度的区别在于，它一方面是本征值，同时是本征值的相对量，是可观测量。

原长膨胀的原因是必须同时测量间距的两端，才能得到 $\Delta x'$ 。这样的测量，其结果很可能大于原长。

例如，电磁波的波长是电磁性质的长度。要想同时测定光波波长两端的距离是很困难的。原因是电磁测量信号与被测量对象形成闭合的电磁回路。

对宏观物体长度的测量，需要观测信号；而观测信号是遵从洛仑兹变换的，这方面的内容属于高速运动物体的视觉形象问题。

目前没有实验说明原长的膨胀效应，以及原长的膨胀效应与运动方向无关。

3. 相对论频移

当 S' 系中的电磁波的周期很小时，可以近似地把波长 λ 当作同时异地事件处理，公式 (34) 成为

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (35)$$

式中 λ' 是 S 系中的波长。于是在 S 系中应当有相对论效应产生的频移 Z 。

$$Z = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} \quad (36)$$

遥远天体的退离运动证明了 (36) 是正确的。至于

(36) 式是否与方向无关，目前还不知道。

4.6 同时性和同地性的讨论

1. 经典时空

经典时空中，即宏观环境里，时间和空间有确定的标识，所以同时性和同地性有明确的物理意义。当人们有了同时性和同地性概念之后，经验提升为理论。

人类的知识基础是对惯性系的研究中获得的，是从宏观环境中获得的经验。我们唯一能作的就是把经验应用于电磁现象和微观世界。反之，用电磁时空中的时空关系来改变我们已有的时空经验，是倒退。

例如，在电磁时空中本不存在同时性的概念，却要奢谈什么同时性的相对性。企图把一种莫须有的观点强加给人们，并美名曰时空观的革命。显然是把人们已有的宝贵经验弄得一团糟。

在人类社会与物质世界的系统中，唯一不变的是人的经验。人类就是靠经验的不变性立足于地球。

新的经验代替旧经验，而旧的是不变的。

2. 电磁时空

自从假设了光速不变，电磁时空中的同时性，同地

性就荡然无存了。

(1) 抽象电磁时空没有可观测性。没有可观测性就不存在同时性的概念。

(2) 抽象电磁时空中，时间与空间是互相关联的，而且时时刻刻在变化。空间变，则时间变；时间变，则空间变。同时性和同地性的概念没有意义。

(3) 人类无法进入电磁时空中，永远无法观测同时发生的现象。

3. 电磁现象

电磁现象与电磁时空不同。电磁现象是发生在经典时空中，即宏观的环境中。于是人们能够使用经典时空中的概念，对电磁现象赋予同时发生，或同地发生的看法。归根到底，电磁现象中的同时性、同地性都是经典力学中的概念。

例如，图乙中两束光线 D_1 和 D_2 同时到达A和B等等，完全是经典时空的观念。

对于微观世界，由于波的全同性和粒子的全同性，使得微观世界本身不能容纳同时性、同地性的概念。对于电磁世界也是如此。所以微观世界和电磁现象中的同时性和同地性，都是作了近似性处理的结果。

4. 近似性

前面说过的同地性是一种近似。例如，把 μ 介子衰

变当作同地异时事件。如果把 μ 介子放大，或者运动过程中不是保持匀速直线运动，那么将不是同地异时事件。

地球上两点发生的事件一定不是同地异时事件，但是把地球缩小到很小时，地球上的两点对于太阳上的观测者，也能算作同地异时事件。可见同时和同地都是近似的概念。

原子发光的空间，电磁场变化的空间，电子在原子核电场中的运动等等，那里有什么同时性，更没有同地性。如果有，一定是人为的。

4.7 同时同地电磁事件

电磁事件 A 和 B，如果它们是同时同地发生的，可以把公式 (28) 和 (34) 合在一起，有

$$\Delta P' = \frac{\Delta P}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (37)$$

其中 ΔP 是事件 A 和 B 的物理量的变化。

例如，电子在电磁场中被加速，电子的动量变化属于同时同地事件。

第 5 章 光速合成

5.1 光速的相对论效应

电磁相对论中，主要的观测对象是光速。

1. 经典速度合成

经典力学中，两个惯性系统之间的相对运动速度为 v ，则有伽里略变换：

$$x' = x + vt \quad t' = t$$

与之对应的速度相加定理是伽里略速度相加公式：

$$u' = u + v$$

宏观物体的运动学规律，遵从伽里略变换。

2. 光速的相对论效应

假定运动坐标系 S' 是沿 OX 轴的方向运动，相对运

动速度为 v 。从 O 发出任意方向的光波 OA ，如图 15 所示。根据洛仑兹变换，应当有下列关系式：

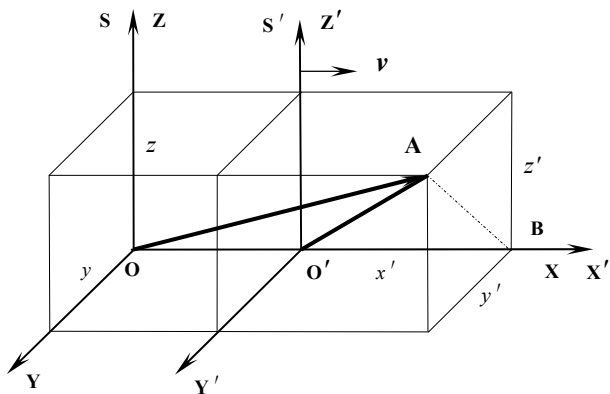


图 15

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

对上列等式的两端求微分，得

$$dx' = \frac{dx - vdt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$
$$dy' = dy \quad dz' = dz$$

$$dt' = \frac{dt - \frac{v}{c^2} dx}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

用最后一个等式的两边，分别除前三个等式的两边，得

$$\frac{dx'}{dt'} = \frac{dx - vdt}{dt - \frac{v}{c^2} dx}$$

$$\frac{dy'}{dt'} = \frac{dy \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{dt - \frac{v}{c^2} dx}$$

$$\frac{dz'}{dt'} = \frac{dz \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{dt - \frac{v}{c^2} dx}$$

上面三个等式的右边，分子和分母同除以 dt 得

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{c^2}} \quad (38)$$

$$u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}} \quad (39)$$

$$u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}} \quad (40)$$

\mathbf{S} 系中，光矢 OA 的光影移动速率为 u 。运动坐标系 \mathbf{S}' 中 $O'A$ 的光影的速率是 u' 。这个速率 u' 不是 \mathbf{S}' 系中的数值，而是 \mathbf{S} 系中观测者，在 \mathbf{S} 系中实际观测到的数值。 u' 是相对论效应。

如果光波的发射方向是沿坐标轴方向，那么有

$$u' = \frac{u - v}{1 - \frac{uv}{c^2}} \quad (41)$$

上式中的 u' 是 \mathbf{S} 系中的可观测量。

如果按照公式 (16) 推导，则有

$$u' = \frac{u + v}{1 + \frac{uv}{c^2}} \quad (42)$$

(41) 和 (42) 合并为

$$u' = \frac{u \pm v}{1 \pm \frac{uv}{c^2}} \quad (43)$$

其中的 u' 是光速的相对论效应，并非光速合成公式。

既然 u' 是相对论效应，那么一定有可观测性，这个观测性表现为运动物体的视觉形象。

如果具体测量速度 u' ，得到的结果是光速 c ，而不是 u' 。因为光子或光波一旦接触到仪器，它对仪器的速度立刻成为 c ，这是光速不变假设。

5.2 光速合成公式

1. 光影合成

上一节（图 15）给出的提示：

(1) u_x ， u_y 和 u_z 是光矢的光影速度。

(2) 公式 (38)、(39)、(40) 是光影速率的相对论效应公式。

(3) 当光源沿坐标轴运动，光波也沿坐标轴传播

时得到公式 (43)。

2. 公式 (43) 的物理意义

(1) v 是 S 系与 S' 系的相对运动速度。

(2) u 是光速，运动光源发出的光所具有的速度。

(3) v 和 u 不是宏观物体的速度，公式 (43) 不是宏观物体的速度合成公式。

(4) 公式 (43) 中速度的符号是由洛仑兹变换公式得出的，表示运动光源与光之间的方向。

(5) $(u-v)$ 表示光源与光的速度差，这个差在 S 系中表现为公式 (41)。

(6) $(u+v)$ 表示光源与光的传播方向相反而产生的速度和，这个和在 S 系中的表现为公式 (42)。

(7) 把 $(u-v)$ 和 $(u+v)$ 合在一起的公式 (43) 告诉我们一个事实，与伽里略速度合成公式的区别在于多了一个速度因子。

(8) 公式 (43) 表示 u 与 v 合成的结果，在 S 系中的相对论效应。如果把 (43) 看作速度合成公式，那么合成的结果比伽里略速度合成公式多了一个因子。至于 u 与 v 的方向要根据问题的实际情况来决定。这样一来，公式 (43) 就成了速度合成公式。实质上，并非两个任意速度的合成，而是光速的合成。

(9) 把运动光源当作光的运动是否可以？当然可以，这时， v 是光的运动速度，公式 (43) 成为名副其实的光速合成公式。光源的运动速度就是光的速度。

3. 光速合成

认为公式 (43) 是速度合成公式，那么公式中的速度方向要参照伽里略变换速度合成公式。

例 1: 在图 16 的容器里，水流速度为 v ，水中的光速为 u 。问水中光速对于观测者的速度是多少？

分析：容器壁是静止坐标系 S ，水是运动坐标系 S' ，水的流速 v 是水对容器的速度。水中光速 u 是光对水的速度。光对容器壁的速度是 u' 。

注意：本题不是求 u 与 v 之间的速度差，所以不能套用公式 (41)。必须根据题目要求决定速度之间的关系。

按照经典速度合成公式，当 u 与 v 的方向相同且平行时，应是

$$u' = u + v$$

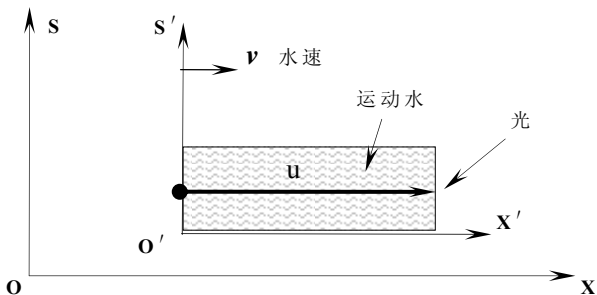


图 16

按照电磁相对论的观点，光是电磁性质的，光速与

宏观物体的运动速度之间是无法合成的，不能使用经典速度合成公式，应当使用光速合成公式。

一个光速是 $u=c/n$ ，一个是光速 v ，按照本题的题意，应当是速度叠加；或是因为光的方向相同，所以使用光速的合成公式（42），即

$$u' = \frac{u+v}{1 + \frac{uv}{c^2}}$$

上式中代入 $u=c/n$ 得到

$$u' = \frac{c}{n} \left(1 - \frac{nv}{c}\right) \left(1 - \frac{v}{nc}\right)^{-1}$$

应用近似公式

$$\frac{1}{1-\alpha} \approx 1+\alpha \quad (44)$$

则有

$$\left(1 - \frac{v}{nc}\right)^{-1} \approx \left(1 + \frac{v}{nc}\right)$$

于是

$$u' \approx \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{v^2}{nc} \quad (45)$$

当光速与水流方向相反，如图 17 所示。这时须用公式（41），即

$$u' = \frac{u - v}{1 - \frac{uv}{c^2}}$$

同理有

$$u' \approx \frac{c}{n} - v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{v^2}{nc} \quad (46)$$

上面两式合并为

$$u' \approx \frac{c}{n} \pm v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{v^2}{nc} \quad (47)$$

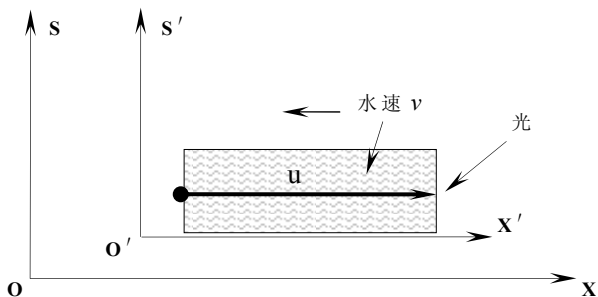


图 17

因为水速 v 小于光速，且 $c \gg v$ ，所以

$$u' = \frac{c}{n} \pm v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (48)$$

用上面的结果用于计算菲索 (H.L.Fizeau) 实验，使菲

索实验的计算变得很简单。

精确的计算公式，须考虑到折射率 n 的色散修正。公式 (47) 是正确的。

5.3 光行差

1. 经典光行差

经典光行差如图 18 所示。左图中星光垂直于地面，望远镜能够观测到星光的条件是

$$c \cdot \Delta t = v \cdot \Delta t$$

即

$$\cot \phi = \frac{v}{c} \quad (49)$$

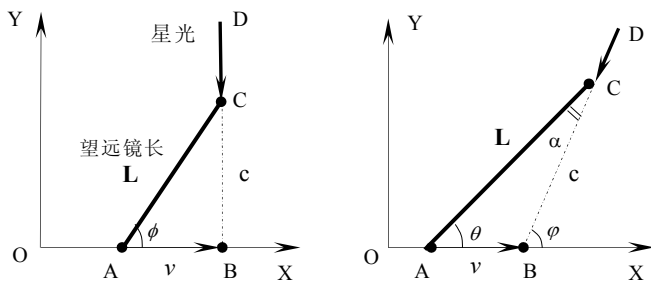


图 18

右图中，星光与地面成 φ 角。在三角形 ABC 中根据正弦定理，有

$$\frac{\sin \alpha}{v} = \frac{\sin \vartheta}{c}$$

$$\sin \alpha = \frac{v}{c} \sin (\varphi - \alpha)$$

$$\sin \alpha \approx \frac{v}{c} \sin \varphi \quad (50)$$

根据相对论的观点，当两个系统有相对运动时，上面公式中的 Δt 将发生膨胀。所以公式 (49) 是不准确的，必须对它进行相对论修正。

1. 光行差的相对论修正

图 19 是光行差的相对论修正示意图。地球在公转平面上迎着星光运动，速度为 v 。星光与地球公转平面的夹角为 φ (图 18)。望远镜与公转平面的夹角 θ ，相对论修正后的夹角为 θ' (图 19)。

分析：

- (1) 谁是运动系？光是运动系。
- (2) 地球是静止坐标系。
- (3) 相对运动速度 v 的方向，与星光的水平速度 u_x 相同且平行。
- (4) 望远镜的长度为 CA，光线经过 CA 的时间极

短。相当于光与光影同步，符合洛仑兹变换条件。

(5) CA' 是光线真实到达目镜的路径，它一定有两个速度分量，即

$$u'_x \quad \text{和} \quad u'_y。$$

其中

$$u'_x = \frac{u_x + v}{1 + \frac{u_x v}{c^2}} \quad (51)$$

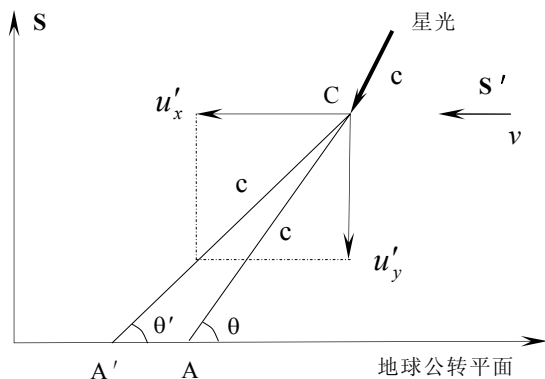


图 19

上式中， u_x 与 v 平行且方向相同，故用公式 (42)。

推导：

仿照经典力学的处理方法，光线是从 CA 进入到目镜中，这时光线 CA 的分量为

$$u_x = c \cos \theta \quad u_y = c \sin \theta$$

代入 (51) 中, 得

$$u'_x = \frac{c \cos \theta + v}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}$$

从图中看出, 速度的绝对值之比为

$$\cos \theta' = \frac{u'_x}{c} = \frac{\cos \theta + \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}$$

应用近似公式 (44), 有

$$\cos \theta' \approx \left(\cos \theta + \frac{v}{c} \right) \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right)$$

展开上式, 略去 v^2/c^2 , 再代入 $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$ 得

$$\cos \theta' = \cos \theta + \frac{v}{c} \sin^2 \theta \quad (52)$$

记光行差为 $\theta - \theta' = \varepsilon$ 或 $\theta' = \theta - \varepsilon$ 则

$$\begin{aligned} \cos \theta' &= \cos(\theta - \varepsilon) \\ &= \cos \theta \cos \varepsilon + \sin \theta \sin \varepsilon \end{aligned}$$

上式中, ε 为微量, 所以 $\cos \varepsilon \approx 1$ 和 $\sin \varepsilon \approx \varepsilon$, 于是上

式变为

$$\cos \theta' = \cos \theta + \varepsilon \sin \theta \quad (53)$$

式 (52) 与 (53) 比较, 得

$$\varepsilon = \frac{v}{c} \sin \theta \quad (54)$$

当地球运行到公转轨道的另一端时, 地球背离星光运动, 相对运动速度为 $-v$, 仍然得到公式 (53)。

5.4 小结

从这些例子看出, 经典力学处理不了与光速有关的问题, 即使光学和电磁学处理这类问题也是很繁琐的。可以说, 电磁相对论是处理光速问题的专用工具。

光速与宏观物体运动速度是不可相加的, 如 $c+v$ 和 $c-v$, 从物理学意义上说, 都是错误的。

光速合成不同于光速变换。

宏观物体的相对运动速度出现超光速, 是符合逻辑的。这里所说的超光速不是电磁学中的超光速。

电子相对于电磁场的速度不能超过电磁场的传播速度。

第 6 章 抽象时空

数学中，一种空间代表一种运算。物理学中，一种时空代表一种变换。经典时空是伽里略变换，电磁时空是洛仑兹变换。

由于人们生活在经典时空中，能够亲身体验到伽里略变换的结果，或者说伽里略变换的结果具有可观测性，所以经典时空是现实的。

洛仑兹变换不具有可观测性，只是一种时空坐标的数学运算。把这个时空叫抽象四维电磁时空，简称电磁时空，或四维时空。

6.1 电磁时空的性质

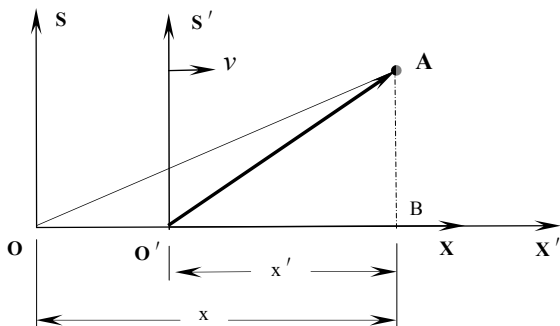
1. 电磁时空是抽象时空

电磁时空是双关语，一方面表示电磁现象发生的空间，用以区分力学现象；另一方面代表抽象的时空。

为了具体说明电磁时空的抽象性质，把图 6 作了如

下处理，其中 $O'A$ 被加重，如下图所示。 $O'A$ 这一段内是抽象电磁时空。

构成电磁时空的必要条件是光源，或电磁源，以及光源发出的光或电磁信号。



图中的光源在 O' 点，向各各方向发光。当 O' 点距离 O 点足够近时，可以认为光是同时从 O 和 O' 发出，或者说，从两个不同的点，同时发出同一条光线。这样的设定导致 $OA \neq O'A$ ，从而演绎出了洛仑兹变换。

洛仑兹变换产生出的时间变快变慢，空间变大变小都是近似的，虚拟的，和没有现实意义的。是人的抽象思维。

2. 电磁时空的度量

时间用原子钟指示，而且只能用原子钟。空间用光尺度量，而且只能用光尺。

(1) 米尺的特点

实验室中，原子跃迁辐射出的光，相当于静止光源发出的光，用此光的波长定义米尺的长度。

米尺是经典时空中的空间间距，是绝对量；所有惯性系中的米尺都是相同的。

抽象时空中不存在米尺，但是抽象时空中的长度单位仍然是米。用米尺量图 6 中的光程有

$$O'A < OA$$

(2) 光尺

光尺的定义采用米尺的定义方法；与米尺定义不同的是，用来定义光尺的光波不是静止原子钟发出的光，而是运动原子钟发出的光。其波长是变化的，这种变化是相对论效应。这样定义出的光尺，不仅长短不同于米尺，而且尺的长度时刻变化。也可以说，电磁时空的度量工具是动态的。

以上都是相对于观测者而言的。如果原子相对于观测者是近似地静止状态，那么定义出的光尺，实际上就是原长，即不变量；所有惯性系中原长都相同。

电磁时空中的长度单位仍然是米，米是单位不是量尺。米尺和光尺才是量尺。

(3) 空间度量

电磁时空中的长度度量使用光尺。图中 $O'A$ 的度量必须使用光尺。

我们用米尺度量 $OA=L$ ，用光尺度量 $O'A=L$ 。这个结果符合 S 系中观测者的看法。

S系的观测者认为，如果 O'A 与 OA 是从同一地点同时发出的，则它们必须相等。如果两者变的不等，一定是时空的度量发生了变化，即量尺变了。这是一种幻觉，而这种臆测却产生了有意义的结果，这正是抽象时空的魅力。

光尺的变小变大是抽象的，谁也看不见，是没有意义的。但是从光尺变小变大的结果可以间接的导出可观测量。例如，O'A 无法观测，但是 O'A 的相对量是可观测的。

光尺的概念及其定义是否多余还有待探讨。

(4) 计时

电磁时空的时间单位是秒。计时工具是原子钟，或电磁钟，光钟。

原子钟指示的时间通过电磁信号能够被观测者观测到。当原子钟与观测者相对运动时，原子钟指示的变化能够被观测到。机械钟不受相对运动速度的影响。

(5) 时间度量

图中显示 $OA > O'A$ 。设

$$t = \frac{OA}{c} \quad \text{和} \quad t' = \frac{O'A}{c}$$

应当有

$$t > t'$$

这个结果相当于 O'A 内的钟慢。

钟慢是什么意思呢？钟慢是指电磁时空中的原子钟，即光钟走的慢了。是真的慢了吗？当然不是真的！

原子钟放在 S 系中，和放在 S' 系中是一样的。当 S' 系相对于 S 系运动时， S 系的观测者观测 S' 系中的原子钟时，钟变慢了。这个变化是观测效应，它最终反映为 $O'A$ 变短。

至于，光尺缩短了多少，时间慢了多少，它们的定量关系就是洛仑兹变换。

从电磁时空的度量看出，电磁时空是抽象时空。抽象时空是一种工具，它可以把电磁时空中的规律映射到现实空间中，成为可观测的电磁现象。

3. 电磁时空的独立性

由于电磁时空中的时空性质和规律是从电磁现象中抽象出来的，所以电磁时空中的时空规律仅仅适用于电磁现象。换句话说，电磁时空中的规律对电磁现象是封闭的，把这种封闭性叫作独立性。

这种独立性是客观存在，是客观规律在人的头脑中的反映，而不是人们强加给物质的。

这种时空独立性是我们界定各种时空的依据。我们没有理由把电磁属性的规律应用到非电磁领域。

4. 电磁时空中的物理量

力学中一部分物理量成为电磁学中的物理量，如动量和能量。这些物理量冠以“电磁”二字，以便区别于力学量，如电磁动量，电磁能。

电磁学自身有它特有的物理量。并不是所有的电磁学物理量都是抽象电磁时空中的物理量，只有遵从洛仑兹变换的电磁量才是抽象电磁时空中的物理量。

电磁时空中的物理量本身不是抽象的，但物理量的变化规则是抽象的，即变化本身是抽象的，这里的变化指的是洛仑兹变换。

6.2 抽象时空的意义

抽象时空的意义在于界定物质世界的层次。例如经典时空、电磁时空、量子时空等等。每个时空有各自的变换规则和运算方法。

1. 本征值的意义

本征值相同是指图 6 中 $O'A$ 与 OA 相等，它的意义在于引导出观测效应和洛仑兹变换。

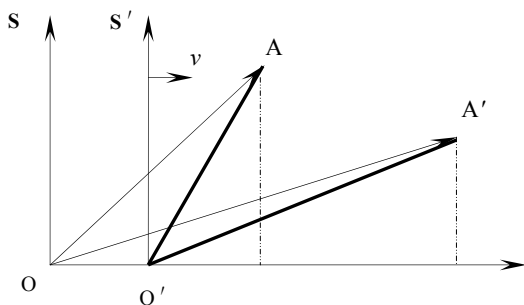
对抽象时空的研究使我们知道，本征值的改变是观测效应，实质上是光尺和原子钟的改变。

那么，抽象的光尺和时钟的改变意味着什么呢？

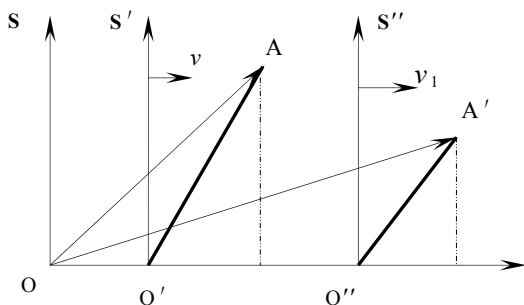
2. 坐标基

我们从流动坐标系的观点看本征值变化的物理意

义。下图中，电磁时空 $O'A$ 与电磁时空 $O'A'$ 有相同的尺和钟，即有相同的坐标基；因为相对于 S 系的运动速度相同。



下图中，电磁时空 $O'A$ 的尺和钟，与电磁时空 $O''A'$ 中的尺和钟是不同的，即它们的坐标基不同；因为它们相对于 S 系的运动速度不同。



我们知道，本征值在各各惯性系中是相同的，只有

当本征值相对于另一个惯性系运动时，另一个惯性系才能观测到它的变化。这个变化的实质是光尺和光钟的变化。本书的续集详细的叙述

3. 四维时空

前面说的洛仑兹变换是二维的情况，再加上两个空间坐标就构成了四维时空的洛仑兹变换。

从数学上说，四维时空坐标的时间是虚数，故为抽象时空。从物理学上说，四维时空中物理量的变化遵从洛仑兹变换，理应是抽象时空。本书的续集中详细介绍。

4. 抽象时空的启示

物理抽象时空与数学时空的区别是，物理抽象时空必须引导出有现实意义的结果；否则，人们不承认这种时空的存在。数学时空不一定在宏观的经典时空中有现实意义，它有可能在其它的生物世界中有实际意义，或者在人类尚未探知的世界中有意义。

建立各种抽象时空，寻找各种抽象时空之间的关联，从而建立统一时空，是物理学的新思路。

有人认为引力是由时空性质决定的，这显然是错误的，因为时空不是物质。但是，抽象的引力时空可以引导出有现实意义的结果，如引力物质的运动规律。抽象引力时空与抽象电磁时空的结合，将给出引力与电磁的联系。这部分内容将在本书的续集中叙述。

第 7 章 电子的动量

动量是运动与物质的结合体。从电子动量的洛仑兹变换建立相对论力学，是正确的方向。

建立了动量的洛仑兹变换之后，可以直接找到电子的质速关系和质能关系，并可推广到中性粒子。这种方法，简单、明确、合理。

动量的洛仑兹变换的焦点是质量的性质，但是质量的性质不是相对论所能彻底解决的。

本书始终以洛仑兹变换为主线。

7.1 电子的质量

洛仑兹变换的性质是电磁性质的，所以必然要从电子质量的性质入手。

1. 电子质量的来源

S系中，电子的引力质量是 m_0 ，这也是电子的静止

质量。S系中的观测者，测量到电子的速度是 v ，但是动量不是 m_0v ，而是 mv 。可见，问题出在 m 身上。

电子质量改变的来源是什么？这使我们注意到，电子直接接触的只有电磁场，于是有三种可能性：

(1) 电磁场中的能量转变为电子的质量。

(2) 电磁场中的电磁物质被电子吸收，使自己的电磁质量变大。

(3) 电子的引力质量不变，而惯性质量增大。惯性质量参与电磁能转变为电子的动能，参与电磁场的作用力使电子获得动量的过程。

能量不是物质，所以第一种可能性不可取。作者研究了第二种和第三种情况。

本书只讲述第三种情况。

2. 电子的引力质量 m_0 不变

电子的静质量为 m_0 ，它表示含引力物质的多少，所以也叫引力质量。引力质量遵从质量守恒定律。

静质量 m_0 在任何惯性系中都有相同的值，即本征值。这意味着，电子参与的各种相互作用中，电子的引力性质不变。电子的特点是 m_0 不变和电荷不变。

3. 电子惯性质量 m

惯性质量的定义与引力质量的定义，是完全不同的概念，它们之间的相等应当是有条件的。厄缶实验证明

引力质量等于引力惯性质量，只是在宏观低速的纯引力情况下，至于是否适用于微观粒子，特别是带电粒子，并不明确。

事实上，物理学上没有作出惯性质量永远正比于引力质量的结论。所谓物质越多惯性越大，是通俗的感性推理，它不能取代惯性质量的定义。

惯性质量是否遵从质量守恒，是否遵从质能守恒并不确定。

4. 电子的惯性质量的来源

本书中，电子惯性质量一词是一个统称，其中包含电子的引力惯性质量和其它惯性质量。

电磁场既然是物质，就应当存在电磁质量和电磁惯性质量，只是目前未被认同。对此不必追究，因为即使存在电磁惯性质量，它的性质也是惯性性质。所以，本书不区分引力惯性质量和其它惯性质量，统称为惯性质量。事实上，在相对论范围内，没有必要追究惯性质量的来源是什么。

实验证明质量是可变的，可是我们已经假定引力质量守恒，那么唯一可变的一定是惯性质量。

本书采用引力质量和单一的惯性质量。

5. 惯性质量与引力质量的关系

(1) 有引力质量，一定有引力惯性质量。这是本

书的基本观点。

(2) 有惯性质量一定有引力质量。这只是一个定性的关系。它的意义在于说明，有惯性质量一定有物质存在。

(3) 厄缶 (Eötvös) 实验表明，在引力场中，宏观低速惯性情况下，弱等效原理成立，即

$$\text{引力惯性质量} = \text{引力质量}$$

这个结果将应用到光子的质量上。

(4) 在电磁场中，考夫曼 (W.Kaufmann) 实验表明：

$$\text{惯性质量} \neq \text{引力质量}。$$

(5) 这里所说的惯性质量不是单一的引力惯性质量。而是所有惯性质量的总和。

6. 电子动量的观测值

在 \mathbf{S} 系或 \mathbf{S}' 系中，动量的本征值是

$$p = m_0 v \quad (55)$$

不管速度 v 的大小，只要是 m_0 ，就是动量本征值。

当电子相对于 \mathbf{S} 系运动时，它自己成为 \mathbf{S}' 系，它的动量本征值在 \mathbf{S} 系中的表现不再是本征值。而是产生了相对论效应，表示为

$$p' = m v \quad (56)$$

p' 为电子动量的观测值，其中 m 是电子的惯性质量也是总质量；许多实验^[4]证明有下面的关系：

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (57)$$

我们希望从理论中得到上式。

7.2 电子动量的洛仑兹变换

1. 电子的自有场

经典电磁学中的电子被当作几何点。在微观电磁学中，电子表现出自旋的属性，说明电子是有结构的。有结构和没有结构对于理论而言是有本质的区别。

从电动力学知道，电子具有自有电磁场，简称自有场。自有场包括电荷和电子内部电场，以及电子外部邻域电磁场(近源电磁场)。

2. 电子内部动量是电磁性质

电子内部的自有场是电磁性质的，所以动量变化是电磁性质的。特别是我们强调了，惯性质量不是单一的

引力惯性质量，为电子质量的电磁性质作了蛰伏。本书没有明确使用电磁惯性质量一词。

3. 电子内部动量是矢量

从图 20 中的看出，动量的传递从 O 到 A，或是从电子的一端到另一端，传递是有方向性的。把这个传递当作矢量是允许的。

4. 电子内部动量的传递速度

电子的运动速度 v ，是动量的物理参量，参与动量的大小和方向的变化，但它不是电子内部动量的传递速度。给电子一个冲量，它的动量将发生变化。这个变化在电子内部有一个平衡过程，这个平衡过程的速度是电子内部动量的传递速度，应该是电磁场的传播速度。

5. 自有场的局域性

电子内部的动量变化是在自有场中发生的，而自有场的线度是很小的，所以电子内部的动量传递范围符合洛仑兹变换局域性条件。

6. 符合洛仑兹变换

电子内部动量是电磁性质的，具有方向性，传递的

速度是光速，又符合洛仑兹变换局域性条件。

符合洛仑兹变换条件，不一定遵从洛仑兹变换。特别是，洛仑兹变换只是时空的坐标的变换，而动量是物理量，两者的性质不同，没有理由互相代替。

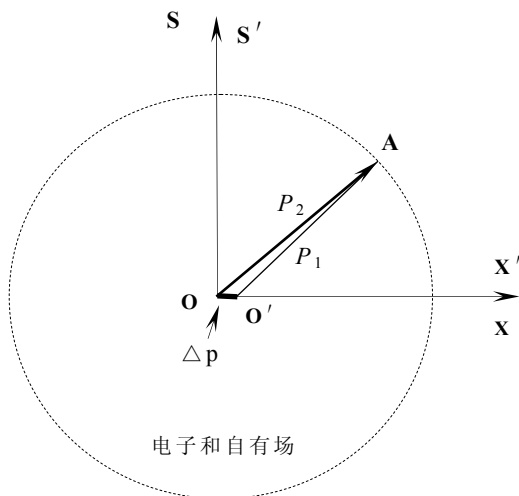


图 20

我们必须证明电磁动量遵从洛仑兹变换。

7. 电磁动量空间

图 20 中的线段 OA 只代表空间距离，不能代表动量的大小。如何证明 OA 代表动量的大小，成为问题的关键。为此只须把自有场变为矢量空间，即动量空间。

(1) 电子内部动量的传递速度是电磁场的传播速度，即光速。这意味着，对动量的平衡过程可以使用光速不变假设。这是解决问题的首要条件。

(2) 证明这个问题的关键是，电子动量的本征值是不变的。在某一瞬间，动量的本征值是常量 m_0v ，与此对应的动量传递距离 OA 是定值。它们之间的比值允许任意设定，故可互相代表。这一点最重要。

(3) 下一个瞬间又有一个本征值常量 m_0v_1 ，又对应一个动量传递的距离 OA_1 。于是在自有场内，一个瞬间接一个瞬间，有无数个动量本征值，对应于无数个动量传递的距离。由此推断出 OA 的数值变化代表了动量本征值的数值变化。 OA 或自有场成为动量空间。

(4) 每个动量本征值对应的是 S (S') 系中的 p ，这个 p 在 S 系中表现为 p' 。动量的瞬时值是无法测量的，我们感兴趣的是动量的相对量 Δp 。

(5) 每个动量本征值对应的是瞬时速度。本征值与本征值之间的差别就是动量的变化 Δp 。

(6) S' 系与 S 系之间有

$$\Delta p_x \quad \text{与} \quad \Delta p'_x$$

遵从洛仑兹变换。下面继续对此说明。

8. 电磁动量事件

既然 OA 可以代表动量的大小，那么它的投影一定遵从洛仑兹变换。如果只研究沿 OX 轴的动量变化，那

么有 Δp 与 $\Delta p'$ 之间遵从洛仑兹变换。

在 S' 系中，两个瞬时动量本征值的变化为 Δp ，如图 20 所示。

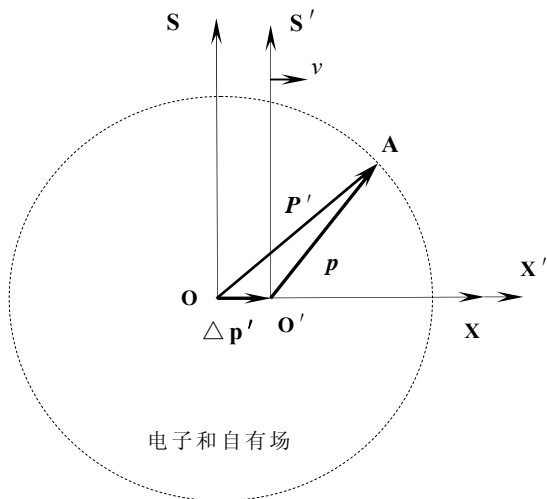


图 21

在 S' 系中，自有场的线度很小，动量的传递速度是光速，动量的平衡过程可以认为是瞬时完成的。动量的平衡过程成为同时同地电磁事件，即动量变化 Δp 为动量事件。这个事件在 S' 系中发生，其后在 S 系中被观测到的。当它在 S 系中被观测到时，已表现为图 21 中的 $\Delta p'$ 。

既然把自有场中 Δp 的变化过程，当作瞬时惯性系处理，那么可以应用同时同地事件公式 (37)，于是

$$\Delta p' = \frac{\Delta p}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (58)$$

我们关注的是瞬时惯性系中动量的相对量 Δp ，以及它在 \mathbf{S} 系中的表现 $\Delta p'$ 。这些相对量的累积结果就是电子的初动量和末动量的差，这个差是宏观物理量。

在 \mathbf{S}' (\mathbf{S}) 系中，有

$$\Delta p_1 > \Delta p_2 > \Delta p_3 > \Delta p_4 \cdots \cdots$$

$$\begin{aligned} \Delta p &= \Delta p_1 + \Delta p_2 + \Delta p_3 + \cdots \cdots \\ &= m_0 \sum \Delta v = m_0 (v_2 - v_1) \end{aligned}$$

其中 v_1 是电子进入实验装置时的初速度， v_2 是电子被加速后的速度。 Δp 在 \mathbf{S} 系中表现为 $\Delta p'$ ，于是在 \mathbf{S} 系中有

$$\begin{aligned} \Delta p' &= \Delta p'_1 + \Delta p'_2 + \Delta p'_3 + \cdots \cdots \\ &\approx m \sum \Delta v = m (v_2 - v_1) \end{aligned}$$

当 v_1 很小时，或 $v_2 \gg v_1$ 时，有

$$\Delta p = m_0 v_2 \approx m_0 v \approx p$$

同样有

$$\Delta p' = m v_2 \approx m v \approx p'$$

改变符号后，为

$$p' = \frac{p}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (59)$$

即

$$p' = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (60)$$

或

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (61)$$

定义总质量为

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (62)$$

则

$$p = m v \quad (63)$$

至此，推导出公式(57)。我们是用电磁相对论自身的工具证明的，印证了这个理论的一致性，显示了电磁相对论的简单、协调、优美。

当 $v=0$ 时， $m=m_0$ ，表明电子的总质量等于电子的引力质量 m_0 。这个质量在任何坐标系中都是一样的，所以它是电子质量的本征值。

7.3 中性粒子的动量

我们希望电子动量洛仑兹变换也适用于其它的微观粒子，例如中子。

我们不知道电子和中子的引力物质结构，但中子的体积不会比电子的自有场大许多。这一情况相当于中子的引力物质结构符合洛仑兹变换的局域性。

其次，引力的传播速度等于光速 c 。

如果假定，引力的传播速度在任何惯性系中都相同，那么我们也会得到引力微粒的动量遵从洛仑兹变换。当然，光速不变有迈克尔逊-莫雷实验为依据，而引力传播速度不变没有实验根据。

一个合乎逻辑的推测是可以权作假设的，提出假设是研究者的权力。假设的正确与否是靠实践检验。

假设：具有引力质量的微观粒子的动量遵从洛仑兹变换。

这个假设的后果，使中性粒子除了具有引力惯性质量外，还必须具有其它惯性质量。应当是具有电磁惯性质量，例如中子，它的质量比质子大。

这样的假设表明，中性微观粒子除了不能被电磁场

作用之外，其它力学性质都同于电子，例如遵从质速关系，质能关系和引力速度合成等等。常数 c ，既是引力的传播速度，也是光速。

7.4 宏观物体的动量

宏观物体的动量不存在洛仑兹变换。

宏观物体不同于中性粒子。把宏观物体无限的缩小也变成不了微观粒子。因为这种微缩不是量变，而只是几何的相似。如同模拟实验中的相似变换。

宏观物体不具有微观粒子的电磁源或引力源，以及类似于自有场的结构，所以宏观物体的动量不符合洛仑兹变换条件。因此，宏观物体的动量，或经典力学中的动量不存在洛仑兹变换。

于是，从电子推导出的结论，不适用于宏观物体。如时间膨胀，质速公式等等。

更不可应用于生物学和人体，

7.5 质速关系

从电子动量的洛仑兹变换推导出质速公式，整个过程没有什么不符合逻辑的地方。这样，证明了这个理论

与实验是一至的。

1. 微观粒子的质速关系

中性粒子和带电粒子统称为微观粒子，简称为粒子。

从微观粒子的引力物质的动量遵从洛仑兹变换的假定，得出中性粒子遵从洛仑兹变换，中子的总质量或惯性质量遵从质速公式。

从电子导出的质速关系是公式 (62)，即

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

也适合中子。中子的静质量是 m_0 ，惯性质量是 m ，也是粒子的总质量。不必追问惯性质量 m 是如何获得的， m 只是动量的参数。

这个质速关系是相对于观测者而言的。在某种意义上，观测者相当于绝对静止的背景空间，或是质心。

2. 质量的本征值

这里所说的质量本征值是对一切微观粒子而言的。前面说过，电子质量的的本征值是 m_0 ，它在任何惯性系中都有相同的值。同理，中子质量的本征值也是 m_0 。所

以说微观粒子的质量本征值是 m_0 。

当电子与观测者相对静止，并且同处于失重状态下，这时引力质量 m_0 等于0。这种情况下，测定电子的惯性质量，其数值仍然是引力质量 m_0 。这表明，失重状态下，引力质量并不为0，它仍然以惯性质量数值存在着。可见，质量的本征值是 m_0 。

结论是：

一切微观粒子，质量的本征值都是引力质量 m_0 。因为我们生存在引力世界这个层面中。

3. 质速关系的本质

(1) 电子被电磁场加速，实质上是电荷被加速。与电荷对应的电磁惯性质量不遵从牛顿第二定律：

$$m_0 = \frac{F}{a}$$

而是遵循

$$F = m a$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

显然，电磁惯性质量与引力惯性质量的惯性性质是不同的，这是可以理解的。因为引力物质与电磁物质毕竟是

两种不同属性的物质。

(2) 前面，我们不仅接受了

$$\text{引力质量} = \text{引力惯性质量}$$

的结论，并认定引力质量 m_0 是本征值，又特别强调了电子的引力性质在任何相互作用中不变，即引力质量不变。

如果不是这样，将会产生无法克服的矛盾。例如，电子的速度接近光速时，它的引力质量将变为无限大。于是，与电子相对运动的物质和观测者将被电子吸引到自己的周围，事实上这种事情从未发生过。

(3) 从质谱仪测出的电子质量是惯性质量，不是引力质量。所以，没有任何理由和证据表明电子的引力质量和引力惯性质量是可变的。

(4) 质速关系的本质提示我们，电荷的惯性性质不同于宏观物体的惯性性质。

经典惯性性质是，力与加速度成正比，且永远成正比。与相对运动速度无关。

电磁惯性性质是，惯性大小与相对运动速度相关。

(5) 本书没有苛意使用电磁惯性质量一词，而是使用惯性质量，或总质量。这样作的目的之一是便于把质速关系推广到中性粒子。此外，我们对电磁质量的了解不十分清楚，同时它也没有得到物理学的公认。

实质上，电磁相对论恰好是微观粒子的理论，这是始料未及的。

第 8 章 电子的能量

本章讲述电子的动量，总质量和能量的关系。

8.1 电子的电磁能

电磁力是指静电力和洛仑兹力。电子所受到的电磁力为

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \quad (64)$$

电子有引力质量，它必须遵从经典力学定律；电子又有电荷，它必须要遵从电磁学定律。

1. 动能定理

力学动能定理：外力做功等于物体动能的增加，即

$$\Delta T = \int \vec{F} d\vec{r}$$

$F \cdot S$ 这样的力学定义不再适合于电子，因为从公式（62）和（63）式看出，动量中的质量是可变的。

对于电子而言，应当使用电磁动能定理：电磁力对电子做功的功率等于电子动能的变化，即

$$v \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{dT}{dt} \quad (65)$$

其中 \mathbf{p} 是电子动量， T 是电子动能。

2. 电子的动能

对（65）式左端进行数学运算，有

$$v \frac{d}{dt} \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m_0 v \frac{d}{dt} \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

应用求导公式：

$$\left(\frac{u}{v}\right)' = \frac{vu' - uv'}{v^2}$$

得到

$$\frac{d}{dt} \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{dv}{dt} - v \frac{d}{dt} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

再根据复合函数求导法则，求得

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} &= \frac{d}{dt} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \\ &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \times \frac{d}{dt} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = \\ &= \frac{-v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} c^2} \frac{dv}{dt}\end{aligned}$$

把上面的结果代到(65)式中，得

$$\frac{dT}{dt} = \frac{m_0 v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{dv}{dt}$$

于是

$$T = m_0 \int \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}} v dv$$

令

$$v dv = \frac{1}{2} dv^2 = \frac{c^2}{2} d\left(\frac{v^2}{c^2}\right) = \frac{c^2}{2} dA$$

则

$$\begin{aligned}
T &= \frac{m_0 c^2}{2} \int (1-A)^{-\frac{3}{2}} dA \\
&= \frac{m_0 c^2}{2} \int -(1-A)^{-\frac{3}{2}} d(1-A) \\
&= m_0 c^2 (1-A)^{-\frac{1}{2}} + C \\
&= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + C
\end{aligned}$$

当 $v = 0$ 时，则 $T = 0$ ，所以

$$C = m_0 c^2$$

于是电子的动能为

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 \quad (66)$$

定义动质量为

$$\Delta m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - m_0 \quad (67)$$

所谓动质量，是指与动能相联系的质量。电磁场对

电子做功，电磁能转化为电子的动能。动能的增加表现为电子的速度增加和动质量增大。

根据总质量公式 (62)，上式表示成：

$$\Delta m = m - m_0 \quad (68)$$

于是动能公式为

$$T = mc^2 - m_0c^2 \quad (69)$$

正确的写法是

$$\Delta T = \Delta m c^2 \quad (70)$$

从 (69) 式看出，电子总能量为

$$mc^2 = T + m_0c^2$$

记

$$E = mc^2 \quad (71)$$

$$E = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (72)$$

电子的静能量定义为

$$E_0 = m_0c^2 \quad (73)$$

以上推导出的能量都是电子的电磁能。凡是有 c^2 参

与的能量，都是电磁能。

8.2 质能公式

1. 电子的动量和能量

由 (71) 和 (72) 得

$$\left(\frac{E}{c}\right)^2 = \frac{m_0^2 c^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (74)$$

由 (62) 和 (63) 得

$$p^2 = \frac{m_0^2 v^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (75)$$

上面两式相减，得

$$\left(\frac{E}{c}\right)^2 - p^2 = \frac{m_0^2 c^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} - \frac{m_0^2 v^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m_0^2 c^2$$

求出总能量与动量的关系为

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (76)$$

上式中， E 是电子的总能量， p 是电子动量， m_0 是电子静质量。

2. 中子的动量和能量

在第七章中，曾假设微观粒子的引力质量遵从洛仑兹变换，从而中性粒子的动量和能量的性质等同于电子，除了电磁性质之外。

公式（76）适用于微观粒子，如中子。

根据洛仑兹变换条件，公式（76）不适用于宏观物体。宏观物体的能量公式仍然是牛顿力学公式，如

$$E = \frac{p^2}{2m_0} \quad p = m_0 v$$

8.3 质能关系

1. 动量和能量的观测效应

我们注意到，动量和动能中的质量都是惯性质量，只有静能量是引力质量。而惯性质量中的引力惯性质量又不变，实际变化的只有动质量一项，即公式（67）。

动质量是相对运动速度的函数，所以动量和动能都是观测效应。所谓观测效应是物体本身并无动能的变化

或增大，只是观测者感受到物体的动能增大，类似于相对论效应。

例如，电子被电磁场加速后，从电磁场射出，电子的动量和动能都是相对于电磁场和观测者而言的，实际上是它们在 S 系中的表现。

把这种观点应用于粒子碰撞，则粒子之间的动量或动能的相对值，将取决于粒子之间的相对地位和相对运动速度。

2. 电子的动质量

经典力学中，外力对物体做功使物体的速度增大，从而动能增加。这个过程中引力惯性质量不变，动量和动能的增大完全靠相对速度。

电磁学中，电磁场对电子做功使电子的速度增大，从而动能增加。这个过程中引力质量不变。

两者的区别在于，电子运动速度增加的同时，电子的惯性质量随相对运动速度的增大而增大，以追加它的电磁动能和动量。这部分增加的惯性质量叫动质量，实质上就是电磁惯性质量，因为我们已认定引力惯性质量不变；但是我们没有明确使用电磁惯性质量一词。

电子的动质量是观测效应，不伴随物质的转移，这是与光子的区别，因电子有静质量，即本征质量。

关于质量的定义及其相关内容已争论了许久，至今未有统一的结论。质量的概念是物理学的基础概念，不是相对论范围内所能解决的。

如果把动质量当作相对论效应，那么经典力学与电磁相对论，关于动能的概念是一致的。

所谓动量和动能是电磁性质的，是指它的来源，而它的效果仍然等同于力学动量和动能，因为它们都是以惯性质量作为载体。本书不区分惯性质量的属性。

3. 光子动质量

已知各种质量的本征值都是引力质量。光子的静质量为零，光子只有动质量，于是动质量的本征值是引力质量。光子的速度是常数 c ，不存在通常的相对运动速度 v ，所以光子的质量 m 不存在质速关系，即

$$m \neq \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$
$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (77)$$

光子是惯性系，观测者也是惯性系。光子与观测者处于相对静止或相对运动是没有区别的。

4. 电磁能的特点

其它能量转变为电磁能时伴随引力物质的迁移，是电磁能与经典力学中能量的区别。

在宏观世界里，能量之间的转换不伴有质量的迁移。例如人作功产生热能，引力势能变为动能等等。所以认为能量具有抽象性。实际上，即使有质量迁移也觉察不出来。

我们从电磁能的公式看出， Mc^2 是不可分割的。这表明，电磁能的转换过程中必伴有质量的迁移，或者说能量必须有载体。于是我们得到重要的结论：在微观世界里，能量与物质是不可分割的。这个结论也说明能量不是由质量转化的，能量和质量都是物质的属性，属性是不能转化的。

所谓 $E=Mc^2$ ，实质是质量迁移过程中，释放出电磁能。E代表电磁能。

随着能量向电磁能的自发转化，伴随引力物质的迁移，宇宙中引力物质的密度将趋于一致。这是一个熵增的过程。

光子的能量是电磁性质的。光子动质量的增加即引力物质的迁移，这是典型的电磁质能关系。

8.4 E 与 P 之间的洛仑兹变换

我们看出，(76)式写成

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 \quad (78)$$

成为不变式的形式。可见，E和p之间也有类似的洛仑兹变换公式。这部分内容见本书下册。

参考文献

- [1] 冯天岳,《斥力在宇宙学中的应用》天津出版社,1994年,p27
- [2] 刘辽,费保俊,张允中,《狭义相对论》科学出版社,2008年,p107
- [3] 张元仲,《狭义相对论实验基础》科学出版社,1979年,p82
- [4] 张元仲,《狭义相对论实验基础》科学出版社,1979年,p127

作 $BF \perp AD$ ，则

$$OD = OF + FD = OF + AG = OF + AB \sin \varphi$$

即

$$x' = x \cos \varphi + y \sin \varphi$$

把下面三角公式

$$\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$$

变为

$$\tan^2 \varphi + 1 = \frac{1}{\cos^2 \varphi}$$

得到

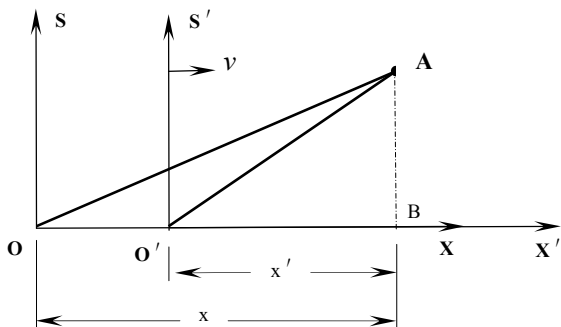
$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}}$$

$$\sin \varphi = \frac{\tan \varphi}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}}$$

B. 探讨洛仑兹变换

下图中， S 系中放置光接收器于A点。在 S 系的原点O发射光，经时间 t 秒后到达A。然后在 S 系的OX轴上任

意一点 O' ，从 O' 发射光，经 t' 秒后到达 A 。对于 OA 和 $O'A$ 也有不变式 $A^2 - B^2$ 的形式。问 $O'A$ 是相对论效应吗？



分析：根据光速不变假设，对于 OA ，有

$$x^2 - c^2 t^2 = 0$$

对于 $O'A$ ，有

$$x'^2 - c^2 t'^2 = 0$$

OA 与 $O'A$ 是否存在洛仑兹变换。

解答： $O'A$ 不是观测效应。因为 O' 点是任意点，而且不是同时到达 A 点，所以

$O'A$ 与 OA 无关

此外， $O'A$ 与 OA 不是同时从 O 点发出的光，所以 $O'A$ 不是 S' 系中的本征值在 S 系中的表现。注意， S 系与 S' 系中的本征值是相同的，也就是 S' 系未运动前，

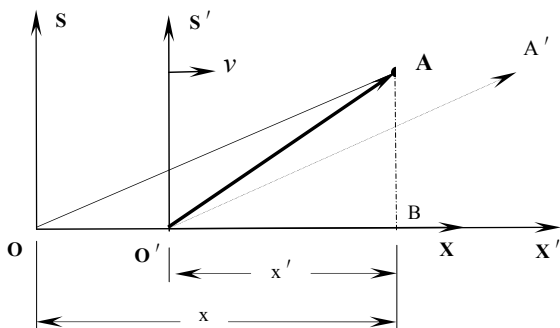
$O'A$ 是等于 OA 的。所以应当是

$$x' = x - vt$$

不存在洛仑兹变换。

C. 惯性系的无奈

下图中，假设 S' 中有观测者，他认为光是从 O' 发出。实际上，光是从 O 点发出；真的是从 O 点发出吗？也无法确定！于是他只能认定光是从 O' 点发出，别无选择。



同理， S 系中的观测者认为光是从 O 点发出；真的是从 O 点发出吗？无法确定。但 S 系只能认为光是从 O 点发出，别无选择。这就是惯性系的无奈。

我们给出了下面的提示：

每个惯性系只能测量本惯性系内的电磁信号。虽然可以看到其它惯性系发出的光，但是无法进行观测，即无法测量。

1. S 系对 O'A 的观测

应用上一小节的提示，使我们知道：

(1) S 系对 O'A 的观测是有条件的，即 O' 必须是 S 系中的固定点。如果光源在 O' 点上，并随 S' 系一起运动，那么 S 系无法对 O'A 进行观测，即测量。所谓的 $O'A = x'$ 只具有理论上的意义。

(2) 另一方面，A 点上的接收器是固定在 S 系中，不随 S' 系一起运动，不是 S' 系中的设备，不与 O' 点保持相对静止，以至 S' 系无法测量 A 点，从而观测不到 O'A。

结论： x' 不是 S' 系中的坐标，而是 S 系中理论上的坐标值。等于说，S' 系中不存在观测者，即使存在观测者，也观测不到 x' 。

2. O'A 是虚构的

在 S 系中的 A 点上放一光子接收器。

光子 Q_1 从 O 点出发到达 A，光子 Q_1 不可能同时从 O' 点出发到达 A。

可见，O'A 是虚构的。如同附录 B 所说的，O'A 与

OA 无关，不存在洛仑兹变换。

光子 Q_2 在 O' 点，光子 Q_1 在 O 点，两个光子同时发射，并且发射方向相同，则 Q_2 只能到达 A' 点，而不能同时到达 A 点；只能是 $O'A' = OA$ 。

如果 O' 点向各各方向发射光子，那么 S 系有可能看到 $O'A$ ，但是与 OA 一点关系没有。注意， S' 系仍然看不到 $O'A$ 。因为 A 不属于 S' 系。我们刚刚在惯性系的无奈中说过，各惯性系只能测量自己系内的光。

无论从那方面说， $O'A$ 与 OA 都是无关的，于是有了结论，洛仑兹变换公式是错误的，其中的 x 和 x' 是无中生有的被联系在一起。

D. 量子观点

按照量子论的观点，一个光子可以同时出现在 O' 点和 O 点，或者说一个光子可以同时，分别从 O' 和 O 点发出，这是因为微观粒子有全同性。当某一光子从 O 点发出时，它会通知 O' 点上的光子，并约定某一时刻与它同时出发；或者把它的意愿，和将要发生的行为感应到 O' 点上的光子，产生协同和连带行为。这其中一定存在超光速信号联系。当两个光子同时，分别从 O' 和 O 发射时，只能认为是一个光子的行为，因为观测者无法区分两个光子。另一方面，光子与波也有全同性，无法区分是波还是粒子；这么看它，它是波，那样看，它是粒

子。它的真实身份不是唯一的，是双重身分。

结论：洛仑兹变换恰好适用于微观世界。

E. 电磁相对论要领

参照物：运动系、静止系。

本征值 \longrightarrow 观测效应。

本征值 $\begin{cases} \text{坐标} & \text{—— 间距、间隔。} \\ \text{动量} & \text{—— 质速、质能。} \end{cases}$

本征值 \longleftarrow 惯性系平等。

量子力学：微观粒子波动性。

电磁相对论：微观粒子的粒子性。

F. 电磁相对论导读

电磁相对论的意义有下面几点：

- (1) 指出爱因斯坦的错误观念。
- (2) 给出正确建立相对论的方法。

(3) 让我们看到，相对论是一个简单，协调和优美的理论。它是一个，以洛仑兹变换为主线，首尾一致，完整性很好的理论。

1. 爱因斯坦狭义相对论：

(1) **S** 系与 **S'** 系都可以观测任意事件 **A**。

(2) **S** 系中的结果是 x, y 。

(3) **S'** 系中的结果是 x', y' 。

2. 电磁相对论：

(1) **S** 系观测 **S'** 系中的电磁事件 **A**，在 **S** 系中得到的结果是 x', y' 。

(2) **S'** 系中没有观测者。

(3) **S** 系中没有观测对象

(4) 相对论是电磁时空的工具，是微观粒子的工具，不是宏观物体和经典力学的工具。

后 记

本书的写作时间，是从 2009 年 1 月到 2010 年 2 月，大约 10 个月。现在匆匆忙忙的出版了，错误一定不少，敬请指正。

如果不尽快出版担心出不来了，因为作者生命垂危，隔几分钟或十几分钟心脏停跳几秒钟，随时都有猝死的可能。

由于作者的学识和能力有限，使得本书的内容不全面，特别是许多重要问题没有涉及到。

感谢武汉出版社徐建文编辑的指教。

出书网（www.chushu.cn）帮助我顺利地出版了此书，感谢吕进经理和梁秋丽女士（13601126623）。

冯天岳 2010.3.6 日

北京市房山区韩村河镇雅苑

fty163@163.com

relat@sohu.com

<http://phys.org.cn>