

美国RPI物理学教授
瑞斯尼克 曼纳尔斯
讲 学 文 集

南京工学院物理教研组

— 九 八 —

目 录	页 次
一、美国著名物理教授来我院讲学	1—2
二、瑞斯尼克和曼纳尔斯的简历	3—7
三、瑞斯尼克的几篇论文(讲稿)	
(1)狭义相对论时空图	8—15
(2)“孪生子佯谬”	16—23
(3)对爱因斯坦及他的成就 和观点的误解的澄清	24—45
四、真空多靶电子衍射阴极射线管	曼纳尔斯 46—53
五、哈里德——瑞斯尼克《物理学》 一书编写的历史简介和RPI物 理教学研究和发展综述	瑞斯尼克 54—63
六、宝贵而中肯的意见	64—65
七、瑞斯尼克和曼纳尔斯同南工物理 教研组部分教师座谈纪要	66—78
八、瑞斯尼克回答讲学班学员代表提 出的问题	79—84
九、RPI物理系教学计划述评	85—90
十、RPI物理系1980届毕业论 文的综合述评	91—96
十一、RPI物理演示实验综合述评	97—105

十二、新一代物理实验中的微处理机	106—111
十三、美国哈里德——瑞斯尼克合著 《物理学》一书的历史和评介	112—118
十四、附件	
(1)美国 R P I 瑞斯尼克曼纳尔斯在 宁活动安排	
(2)参加讲学班的兄弟院校教师名单	119—125

美国著名物理教授来我院讲学

应我院邀请，美国莱斯里尔多科性工业学院 (Rensselaer Polytechnic Institute, 简称 RPI) 物理系瑞斯尼克和曼纳尔斯两教授，于五月十七日来宁讲学。参加听讲的是来自上海、四川、浙江、安徽和陕西等十个省、市的五十三所兄弟院校的物理教师，计七十一人。

瑞斯尼克教授不仅在美国，而且在世界许多国家中都很有名望。特别在物理教学研究方面更享有盛誉。由于他对物理教学研究和发 展方面的突出成就，曾获得莱斯里尔多科性工业学院的杰出教师奖和美国教师协会的最高荣誉——奥斯特勋章等。他的主要著作，有的被译成了三十多种文字，在世界各国出版。

曼纳尔斯教授是以实验专长的实验物理学家，多年来一直从事物理实验教学的研究工作。并作出了杰出的成就，是一位多次获得“密立根奖”，“美国杰出教育家奖”等荣誉的、深孚众望的实验物理学家。

他们的讲学，内容丰富，既有对教学内容的专论，又有教学研究的探讨。并且由于曼纳尔斯教授是杰出物理实验专家，早在60年代就设计、生产物理教学的电影循环片。这次带来了大量用于物理教学的录相磁带和循环灯片。使得整个讲学格外有声有色、生动活泼。在讲学期间，他们还 对微处理机在物理实验中的应用的新课题作了介绍。

讲学期间，两位教授参观了我院物理实验室，并多次与物理教师进行座谈讨论。他们对物理实验室自制的弗兰克——赫兹实验、油滴仪、多用激光演示箱及表面电位测量等实验仪器给予很高评价，认为

有些仪器很有独特之处，还盛赞其质量不仅可与国外产品媲美，有些方面还超过国外水平，惊讶地说：“想不到会在这里看到这样好的仪器！”此外，他们还対如何开展教学研究，提高教学水平提出了中肯的意见和建议。

教授们和我院物理师资班的同学见了面，并勉励大家要刻苦认真地学习。

管致中、王荣年副院长亲切地会见了两位教授，对他们来我院的讲学表示衷心的感谢。

（吴宗汉）

瑞斯尼克和曼纳尔斯的简历

美国莱斯里尔多科性工业学院 (Rensselaer Polytechnic Institute, 简称RPI) 物理系瑞斯尼克教授和曼纳尔斯教授是美国有名望的物理学家和教育学家。

RPI 于一八二四年建校, 是美国一所历史悠久、规模较大的多科性工业大学。RPI 也是美国物理教师协会 (简称AAPT) 的活动中心之一。早在一九五六年, 瑞斯尼克、曼纳尔斯便同RPI 另两位教授组成了物理教学研究班子, 至今, 他们在一道已卓有成效地工作了廿五年之久。他们的活动不只是受到RPI 领导的支持, 而且也得到AAPT 的鼓励。这个教学研究班子由于有AAPT 提供的方便, 能够收集到大量的美国各大学物理教学和物理实验 (包括演示实验) 方面的资料, 从而更丰富了和推进了它的教学研究活动。

瑞斯尼克简历

瑞斯尼克一九四五年毕业于霍普金斯大学，一九四九年获得哲学博士学位。一九四九年至一九五六年他担任匹兹堡大学的助教、副教授。一九五六年调到RPI物理系担任物理学教授。瑞斯尼克早年曾从事空气动力学、高空大气物理学、原子物理学、原子核物理学及科学史等方面的科学研究，并发表了不少论文。一九六四—一九六五年他是哈佛大学的名誉研究员和访问教授。一九六七年AAPT对于他在物理教学上的杰出贡献给予高度的评价和表扬。一九七一年他获得了RPI的杰出教师奖励。一九七四年，AAPT授予他最高荣誉——奥斯特勋章。一九七四年以来，他一直荣任RPI“爱德华·哈密顿科学教育杰出教授”的席位。他是物理教学研究及课程改革的倡导者之一。近年来，他致力于应用先进教学手段条件下的教学研究工作。他同匹兹堡大学物理系主任哈里德合著的《物理学》是世界上应用广泛的基础物理教科书之一。此外，他还编著了《狭义相对论导论》，《相对论和早期量子论的基本概念》，《原子、分子、固体、原子核、基本粒子的量子物理学》（与埃斯堡合著），《物理学基础》，《物理学基础及其续篇》，《实验室物理手册》等物理教科书。上述七本书构成了一套书，有些书已译成卅种文字，成为世界上许多大学的主要物理教科书和参考书，从而享有盛誉。这套书在美国也是较为通行的。据一九七四年统计，美国有1750所大学采用这套书，使用的学生人数达200万。他在物理教学中担任过的课程有：力学、电磁学、原子物理和核物理、高空大气物理、量子力学、量子物理、理论物理、狭义相

对论，光学、原子散射理论等等。他是美国物理学会的特别会员，还是美国物理教师协会，美国科学促进会，美国工程教育协会的会员，并在物理教师协会中担任了负责的职务。

曼纳尔斯简历

曼纳尔斯是RPI物理系教授，是美国有名望的实验物理学家。数十年来他把自己的全部精力和时间花在物理实验教学的研究和发展工作方面。早在1961年—1962年，他就主持物理教学电影的制备工作。由于他的设计，1966年生产出超—8型电影循环片。1962—1970年期间，在他的领导和筹措之下，出版了一套物理演示教科书。1974—1978年间，在他的领导下，设计和生产了黑白有声和彩色有声的物理教学录象带。从1979年到现在，他一直从事于现代物理实验的创新的科研工作。他编著的物理实验方面的教科书和参考书有：《分析的实验室物理学》、《物理学补充实验》、《实验室物理学》、《物理科学的探求》、《教师工具书》。他花了近十年时间，遍访美国和欧洲各大学物理实验室，收集物理演示实验方面的资料，编著了两卷本的巨作：《物理演示实验》。由于他在物理教学电影、演示实验以及实验创新等方面的重大贡献，AAPT于1967年给予他高度的表彰，并于1971年颁发给他密立根奖。1972年他又荣获美国杰出教育家奖。

曼纳尔斯还多次被派到国外，参加发展中国家的科学发展活动。1972年他是美国国务院派往秘鲁的首席讲学者，并分别获得秘鲁首都利马的圣马可国立大学和国立工业大学的荣誉教授席位。1969年他获得印度政府国家科学教育委员会的赞扬，以及受到印度国家物理实验室的特别表彰。1970年他作为印度物理教育两国讨论委员会的委员去印度，后被美国科学基金会任命为美方的指导委员之一。1977

年他又获得摩洛哥大学授予他的美国国务院美国学者奖。

曼纳尔斯是美国工程教育协会物理组组长，他还担任过AAPT的仪器委员会委员（1959—1965）和主席（1970—1975）。

（恽 瑛）

狭义相对论的时空图

A-1 时空图

在经典物理中，时间坐标不受惯性系间变换的影响，即一惯性系的时间坐标 t 不依赖于另一惯性系的空间坐标 (x, y, z) ，变换方程为 $t' = t$ 。但是，在相对论中，时间与空间是彼此有关的。一惯性系的时间坐标与另一惯性系的时间和空间坐标都有关系，变换方程变为 $t' = (t - (\frac{v}{c^2})x) / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ 。因此，时间和空间就不能象经典理论中那样分别加以处理，在相对论中很自然地需要将它们联系起来考虑。闵考斯基首先证明了这一点。

下面我们只考虑空间的一个轴，即 x 轴，而不考虑 y 轴与 z 轴。但这种数学上的简化并不影响所讨论结果的普遍性，而且还能使我们更清晰地去讨论时间与空间的相互关系及其几何表示。这样，一事件的坐标就由 x 和 t 表示，事件的所有可能的时空坐标就可在一空间坐标是水平的、时间坐标是竖直的时—空图上表示出来。更为方便的是，使时空图的坐标都具有相同的量纲。只要将时间 t 乘一普适恒量 c （光速），就很容易做到这点。令 ct 用符号 ω 表示。于是，罗仑兹变换方程可写成如下形式：

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x - \beta \omega}{\sqrt{1 - \beta^2}} & x &= \frac{x' + \beta \omega'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ \omega' &= \frac{\omega - \beta x}{\sqrt{1 - \beta^2}} & \omega &= \frac{\omega' + \beta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \quad (A-1)$$

注意上述方程在形式上的对称性。

为了从几何上表示上述情况，我们先画出参照系 S 中相互垂直的 x 轴和 ω 轴（图 A-1）。如果要表示一粒子在 S 系中的运动，我们就画出一条曲线（称为世界线），来表示与粒子运动相对应的时空点坐标的轨迹。^{*} 世界线上任一点切线的斜率是 $dx/d\omega = \frac{1}{c}(dx/dt)$ ，该切线与时间轴所成的夹角永远小于 45° ，因为这个角是由

$$\tan\theta = \frac{dx}{d\omega} = \frac{u}{c}$$

决定的，对于实物粒子，必须 $u < c$ 。光波（ $u = c$ ）的世界线是一条与 x 轴和 ω 轴成 45° 的直线。

现在我们来考虑带撇的坐标系 s' ，它相对于坐标系 s 以速度 v 沿着公共轴 $x - x'$ 运动。 s' 相对于 s 的运动方程可由 $x' = 0$ （位于 s' 的原点）来得到；从方程 A-1，我们看到这种情况对应于 $x = \beta\omega (= vt)$ 。在图（A-2）中我们画出 $x' = 0$ 的直线（即 $x = \beta\omega$ ）。注意，由于 $v < c$ 和 $\beta < 1$ ，这条直线与 ω 轴的夹角 $\varphi = \tan^{-1}\beta < 45^\circ$ 。正如 ω 轴对应于 $x = 0$ ，而且是坐标系 s 中的时间轴那样，直线 $x' = 0$ 就给出坐标系 s' 的时间轴 ω' 。但是，从方程（A-1）， $\omega' = 0$ 给出 $\omega = \beta x$ ，它表示在 $\omega - x$ 图上该轴

^{*} 闵考斯基将时空称为世界。时空图中的许多世界点代表着许多事件，而表示粒子运动过程的那些事件的集合就构成一条世界线。粒子间相互作用的物理定律可以认为是粒子的世界线之间的几何关系。在这种意义上我们或许可以说，闵考斯基已经做到了物理学的几何化。

的方程式*。这样，两空轴间的夹角与两时间轴间的夹角相同。

从图 A-2 我们看出在四维空间 (x, y, z, t) 中，罗伦兹方程式包含了正交系到非正交系的变换。我们可以用这种表示法来表明同时的相对性，并对长的收缩和时间的膨胀效应予几何解释以及用图形来表明他们的互易性质。为此我们作一个新图来表示上述情况 (图 A-3)。在图 A-2 我们画出了 $\omega^2 - x^2 = 1$ 的两支双曲线和 $x^2 - \omega^2 = 1$ 的两支双曲线。这些双曲线的意义很快就会明白，它们

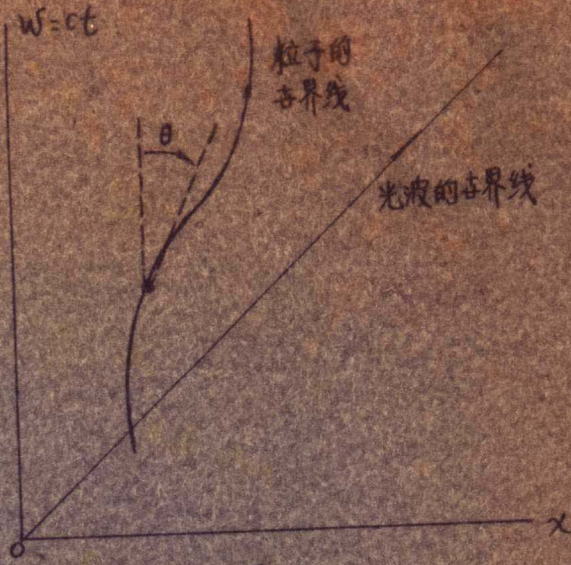


图 A-1

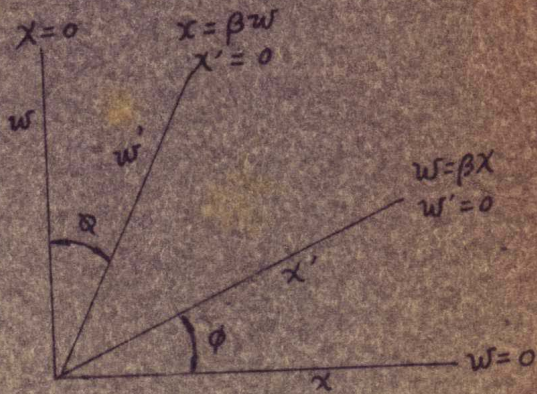


图 A-2

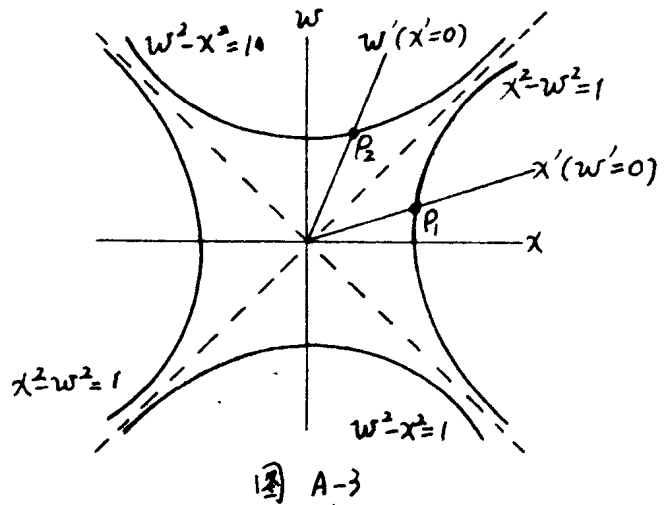
• 为简单起见，我们只考虑 x 和 ω 为正的象限。因为光波在传播时，其空间坐标 x 随着时间的增加是沿着第三象限 (x 和 ω 都为负) 和第一象限 $x-\omega$ 轴的平分线方向传播的。同理，光波的空间坐标 x 随着时间的减少是沿着第四象限和第二象限的 $x-\omega$ 轴的平分线方向传播的，(例如见图 A-3 虚线)。当粒子在负的时空坐标中运动时或者当带撇的坐标系相对于不带撇的坐标系反方向运动时 ($\beta < 0$)，可将光波的情况类似地推广应用于粒子的世界线。

渐近地趋近于 45° 的光波世界线。在图中我们还画出了 s 系的 x 、 ω 轴和 s' 系的 x' 、 ω' 轴。图中时空点 P_1 是右边一支双曲线和由 $\omega = \beta\omega$ 表示的 x' 轴的交点。因此， P_1 在这两条线上，它的坐标是（由这两条线的方程联立求解得到）

$$\omega = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{和} \quad x = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{A-2})$$

将方程(A-2)与方程(A-1)比较，说明方程(A-2)代表 s' 系中的单位长度

（即 $x'=1$ ）和零时刻（即 $\omega'=0$ ）。即 OP_1 间隔表示沿 x' 轴方向的单位长度。同理，时空点 P_2 上面一支双曲线 $\omega^2 - x^2 = 1$ 和 $x = \beta\omega$ 表示的 ω' 轴的交点。因此， P_2 在这两条线上，它的坐标是（由这两条线的方程联立求解得到）



$$\omega = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{和} \quad x = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{A-3})$$

将方程(A-3)与方程(A-1)比较，说明方程(A-3)代表 s' 系中的单位时间（即 $\omega'=1$ ）和零长度（即 $x'=0$ ）。即 OP_2 间隔表示沿 ω' 轴方向的单位时间。

这些双曲线常常称为定标曲线。我们以双曲线 $\omega^2 - x^2 = 1$ 的上支为例来加以讨论。当 $x=0$ 时，得到 $\omega=1$ ，即 s 系中的单位时

间（以 ct 为单位）。对其它任意点 x ，我们得到 $c^2 t^2 - x^2 = c^2 (t^2 - x^2/c^2) = c^2 \tau^2 = 1$ 。因此，在双曲线上支线上的点给出 s' 系中静止的钟上的单位时间，即以 $c\tau$ 为单位的固有时等于 1。无论 s' 对 s 的相对速度如何， w' 轴与这条双曲线的交点就给出 s' 系的单位时间。同理，对于双曲线 $x^2 - \omega^2 = 1$ 的右支线，当 $\omega = 0$ 时，得到 $x = 1$ ，即 s 系中的单位长度（从原点开始测量）。当 ω 为其它任意值时，双曲线上的点表示 s' 系中静止的单位长度，而 s' 相对于 s 的速度，决定于所讨论问题中与双曲线相交的该点的空间轴 x' 的倾斜角。

现在我们假定从两个相对速度是已知的惯性系 s' 和 s 来观察事件。双曲线定标曲线确定两个惯性系各坐标轴上的单位时间间隔和单位长度间隔，一旦用双曲线确定了各坐标轴的单位间隔后，双曲线即可省略。在图 A-4 中，我们已标明了两惯性系 s 和 s' 中各坐标轴的分度， w' 轴的单位时间间隔比 w 轴的单位时间间隔长， x' 轴的单位长度间隔比 x 轴的单位长度间隔长。我们要作的第一件事是从闵考斯基的时空图中确定一个事件的时空坐标。

比如说 P 点。为了求该事件的空间坐标，我们只要作一条从 P 点到空间轴且平行于时间轴的直线就行了。同样， P 点的时间坐标是作一条由 P 点到时间轴且平行于空间轴的直线来决定的。这种确定事件时空坐标的法则，无论是对带撇的或不带撇的惯

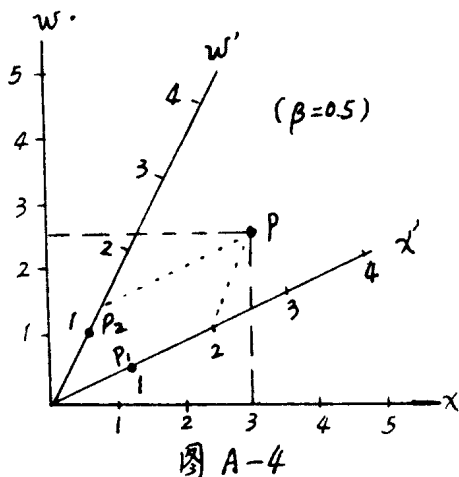
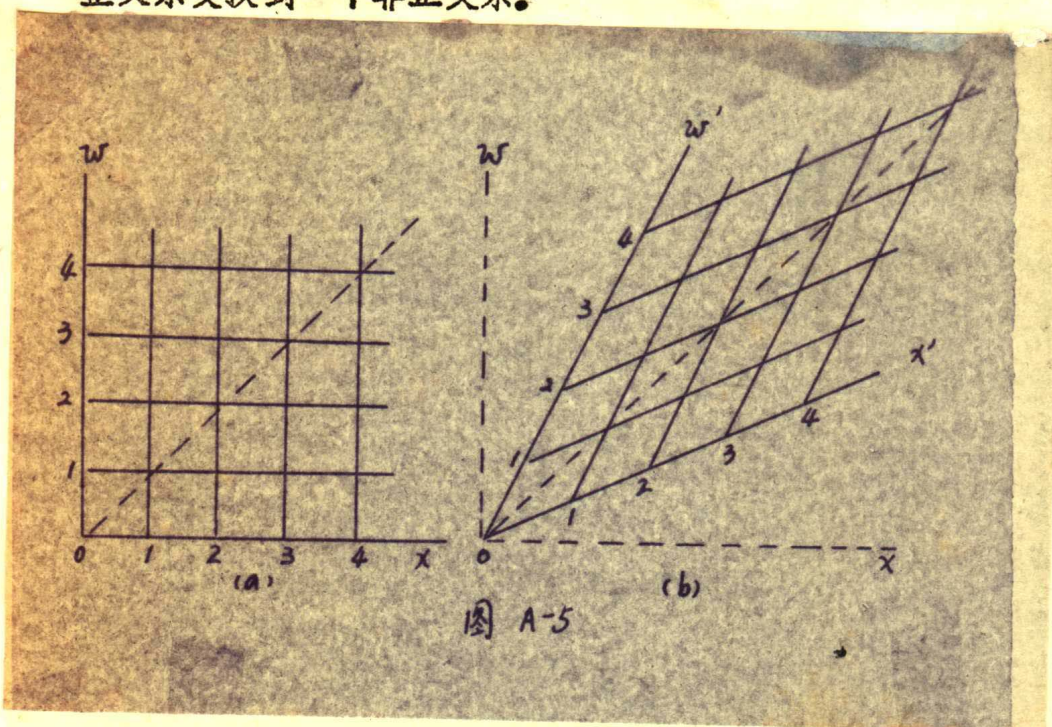


图 A-4

性系都同样适用。例如图 A-4 中，事件 P 在 s 系中的时-空坐标为 $x=3$ ， $\omega=2.5$ （虚线），而在 s' 系中的时-空坐标变为 $x'=2$ ， $\omega'=1.3$ （点线）。这种情况就好象当 s' 的坐标线与 s 的坐标线放在同一张图上时（图 A-5b），将 s 的坐标线的矩形格子（图 A-5a）沿 45° 平分线方向压挤形成的那样；它表明罗仑兹方程从一个正交系变换到一个非正交系。



A-2 同时性，长度的收缩和时间的膨胀

现在我们很容易证明同时的相对性。两个事件，在 s' 系中进行测量，如果它们有相同的时间坐标 ω' ，则它们就是同时的。因此，如果事件是在一与 x' 轴的平行线上，则对于 s' 系而言，它们是同时的。例如在图 A-6 中，事件 Q_1 和 Q_2 在 s' 系中是同时发生的；显然它们在 s 系中就不是同时发生的，即在 s 系中是发生在不同时刻 ω_1 和 ω_2 。同理，在 s 系是同时的两个事件 R_1 和 R_2 在 s' 系中却是不同时的。

关于空间收缩问题，我们讨论图 A-7a。在 s 系中使一米尺处于

静止状态，比如其两端位于 $x=3$ 和 $x=4$ 处。随着时间的变化，米尺的每个端点的世界线画出一条平行 w 轴的垂线。同时测量两个端点之间的距离，定义为 s 系中米尺的长度。在 s 系中，即静止系中，尺的长度是两条世界线与 x 轴交点间或与任何平行于 x 轴的线的交点间的距离，因为这些交点都代表 s 系中同时的事件。这个米尺的静止长度就是 1 米。

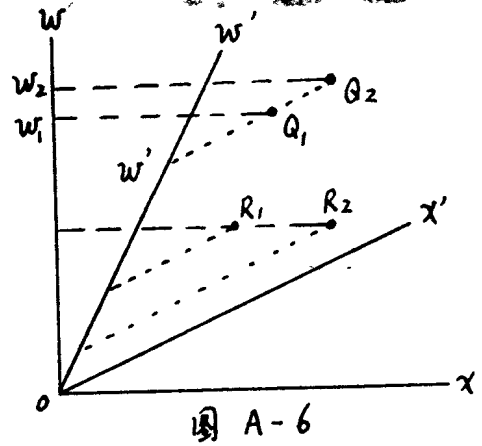


图 A-6

为了求得米尺在 s' 系中运动时的长度，就必须得到 s' 系中同时测量尺的两个端点之间的距离。这个距离就是两条世界线与 x' 轴或与 x' 轴呈平行的任一线的交点间的距离，因为这些交点都代表在 s' 系中同时的事件。显然，在 s' 系中运动米尺的长度小于一米（图 A-7a）。

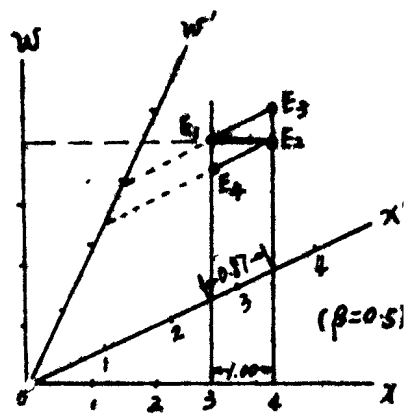


图 A-7(a)

注意，在图 A-7a 中，很清楚地显示出，正是由于事件同时性的不一致，导致了测量长度的不同。的确，不同系中的两个观察者在确定物体长度时是不可能测量相同的一对事件（例如： s 系中的观察者使用 E_1 和 E_2 ，而 s' 系中的观察者使用 E_1 和 E_3 或 E_2 和 E_4 ，来确定尺的长度），因为从一个惯性系中的观察者看来是同时的事件，对