相对论的新观点

〔法〕列·布里渊 著

刘松林 译

贵州人民出版社

相对论的新观点

〔法〕列·布里渊　著

刘　松　林　译

贵州人民出版社

封面设计　胡朝惠
技术设计　荀新馨

相对论的新观点

〔法〕列·布里渊 著
刘　松　林 译

贵州人民出版社出版发行
（贵阳市延安中路6号）
贵州新华印刷厂印刷　　贵州省新华书店经销
787×1092毫米　32开本　4.375印张　95千字
1987年2月第1版　1987年2月第1次印刷
印数1——2,570
书号13115·79　定价0.78元

俄译本编者序

奉献给读者的这部书是根据作者生前的手稿整理出版的。作者列昂·布里渊是法国的杰出科学家，他对固体物理和信息论作出了重要的贡献。本书毫无疑问会受到读者的注目，因为布里渊在这里用新的观点，结合最新的科学成就对这一问题进行了探讨。

这一探讨的特点首先在于把物理科学定义为一门实验科学，在此基础上对狭义相对论和广义相对论的基本原理作了深入的分析。任何一个物理理论都不可能宣称自己能给出绝对正确的自然界的图象。理论总有一定的适用界限，这种界限是在理论与实验相比较的过程中逐步揭示出来，并在与新的实验相比较的过程中不断得到明确规定的。相对论自然也不可能例外。

按爱因斯坦的思想，狭义相对论应该是光速不变原理和广义相对性原理（其最新的完整的公设实际上包含若干项原理）的逻辑推论。这一理论由原子核物理提供了非常令人信服的实验验证，实际上它正是核能技术的理论基础。在这一方面，我们的任务只能是准确规定理论适用界限，更精确地检验为理论提供依据的实验事实。

至于广义相对论，却与广为流传的观点相反，这一理论的雄伟建筑是竖立在如此不坚固的实验基础上，因而可把它称为泥足巨人。事实上，这一基础至今仍然仅由三个实验事

实构成：两项天文观测（水星近日点位移和光线穿过太阳附近时的偏离）和一项对在大质量的引力场内红移的观测（这一现象也可不用广义相对论作出解释）。目前有人试图以广义相对论来解释一些相对论天文物理效应，如残留辐射、宇宙膨胀（哈贝尔效应）。

这就形成了令人困惑不解的现象。一方面，广义相对论是建立最精密的研究宇宙的方法（拓扑法，协变群论，多层次理论等等）的基础，在这个理论里应用了如象引力场量子化这样一些出色的类比法；而另一方面，这一理论把引力场与连续时空域等同起来，但这种公设并无周密的实验验证，而且这一理论也没有可供实验检测的基本物理量，例如引力场的能量。

我们可以这么说，量子力学的历史发展过程表明，由于实验工作成果的积累及其对理论的充实，使得量子理论不断得到补充和完善，愈来愈“成熟”，精度愈来愈高。然而广义相对论至今依然穿着“神童”的短裤在嬉游，对于这位“神童”甚至还允许免受实验的检验。这种情况对于真正的物理学家来说是不可容忍的。

因此对广义相对论来说，寻找实验依据在今天已经成为最“热门”的问题。目前正从两方面向这一问题发起攻击。理论物理学家试图把广义相对论“线性化”或按电磁场理论的方程形式“麦克斯韦化”，目的是想开辟设计新的引力实验的新途径。在实验物理学者中近年来出现了真正的“热潮”，他们试图对来自宇宙的引力波进行检测（在不同国家的十几个实验室中正在进行这类实验）。

正是在这种情况下，布里渊这一著作的出版便有特殊的

价值。这本书里正好有着为建立引力理论所需要的东西——把物理测量和信息论的理论成果融合在一起的近代科学探讨方法。

对爱因斯坦的天才假说无条件地表示钦佩和赞誉的时期结束了，现在听到物理学的主人的沉重脚步声——“实验”这位陛下向我们迎面走来，只有他有权宣称，假说中什么东西在自然界里获得验证，什么必须要抛弃。

布里渊在这本书里首先提出“可观测量”的概念，把测量和信息的概念推到首位，在此基础上提出了自己的理论。他试图用已知的布里吉曼的研究成果，继续对狭义和广义相对论作出批判性的分析。本书并没有对相对论作全面的分析，而且布里渊的分析结果也不是最终的，它只是一位科学家从新的立场观点来分析已较为成熟的问题的一种尝试。书里仅讨论了作者很熟悉的问题，而对另一些同样重要且已提到日程上来的问题则并未涉及。布里渊一书的分析讨论无论从内容和形式上均具有活泼、新颖的特点，必然会受到对相对论有兴趣的广大读者的注目。

在对量子理论和相对论作出比较后，作者得出一些有趣的结论，其中之一是指出在量子理论中理论与实验的独特的共生关系的意义。狭义相对论在核物理中得到出色的验证，而对广义相对论来说则很遗憾，完全没有足够的实验验证。但是，作者却从中作出过于绝对的结论(“广义相对论是建立在沙滩上的美妙的数学理论的典范”，“宇宙学是一种科学幻想”等等)。这种结论只有在作者掌握周密充分的论据后才能提出，在本书里作者显然没有提出这样的论据。产生疑虑的原因很简单：实验就象酵母一样，使量子理论迅速成长起来；与量子理

论相比较，广义相对论在这方面就大为逊色。我们暂且把属于作者个人观点的这种绝对化的表述搁置一边。可以肯定的是，广义相对论是一杰出的数学理论，但为了使它有资格称得上物理理论，还必须对它进行实践检验，用科学创造规律学对其进行验证，要求对基本物理量以及他们之间的关系提出依据。

即使是就狭义相对论而言，也可指出一些重要关系并未得到充分的实验验证，但这些关系对建立广义相对论来说却是至关重要的。例如，牛顿假设引力扰动的传播速度等于无穷大，而在狭义相对论范围内必须认为这一速度不大于光速。爱因斯坦假设它等于光速，但是目前还没有关于引力传播速度的实验数据报导，因此这一问题悬而未决。象这样的问题还有不少，他们正等待着实验的裁决。

作者的一些其他断言，特别是关于广义相对论的，也是值得商榷的。布里渊在批评相对论时，指出它的这样或那样的缺点、模糊的概念或属争议性的结论（这类结论在该理论中不仅有，而且要比本书所引述的多得多，他们都需要作进一步的阐述）时，往往不自觉地陷入这样一种窘境：把小孩和水一起从浴盆里泼出。他这样做时忘记了这个理论曾以相当高的精度，预言被观察现象的定量关系，诚然，它还需要实验验证。应该认为，布里渊的这种明显的观点，是任何一位有思索能力的读者一定能注意到的。即使如此，布里渊提出的一系列尖锐的批判意见仍是值得重视的。广义相对论应该对他们给予回答，并以此维护自己的生存权利。

在布里渊所讨论的问题中特别值得注意的是：相对论与势能；引力作用传播速度和量子化原子钟；狭义相对论的多普勒效应。在讨论这些问题时，作者从近代测量的技术可能

性出发，重新分析狭义相对论的结论，而这种分析对于近代物理来说非常具有代表性。愈来愈高的测量精度往往导致本质上完全不同的新结论，这种现象对于发展是永无止境的物理科学而言，是自然的也是必要的。譬如说，引力波的检测问题，若能获得肯定的解决，那就能使引力理论取得本质性的突破，而这样的问题实际上是检测装置的精度问题。只有检测装置的精度达到一定等级，才有可能探测引力波的频率和强度。作者所掌握的关于实验精度的所有材料似乎都是最新的，只是在俄译本准备出版期间，书中有几处需要补充较新的实验数据。

我们需得同意本书作者的最后一句话："因此，我们需要格莱塞！""格莱塞"这一新名词的意思是指类似于莱塞的利用引力子束的装置。引力理论的某些问题依赖于近代实验技术的发展，这些问题的解决离我们这一代人已经为期不远，我们已向这一目标迈步。然而在既定方向上必须作不懈的最后努力！凭借我们的直觉，我们设想，如果有引力波的存在，那么正是引力波能对引力理论中悬而未决的问题作出解答。欲使引力学说获得物理实质上的发展，而不是纯数学形式的有时甚至是思辨的发展，必由之路只能是通过实验工作者的实验室。

在这条艰辛的道路上，布里渊从批判的立场写出的这本书特别有益，因为作者毫不过分地赞誉相对论，完全承认它在近代理论物理中的贡献，而且在凡是能够提出问题的地方直接打上疑问号。

A·3· **彼德罗夫**

作　者　序

为建立关于引力能流的概念，首先必须将此能量隔离；这种情况与烹饪书介绍美味佳肴颇类似。这种概念是否有用要看以后的发现；在这一问题上又与佳肴必须品尝有一定的相似之处。

亥维赛

1893年

在我的论科学的不确定性一书最近出版（1964年）以后，我才得以喘息一下，接着就开始研究暂时搁下的问题。其中一些问题对我来说是相当明确的，只不过没有彻底解决。有些问题则一直是很模糊的，需要深入的思考。

我决定从一种新的角度和与众不同的观点来分析相对论的一些原理。沿康庄大道前进是毫不费力的，然而沿着无人问津的崎岖小道探索，则有可能登上前人从未攀登过的顶峰，一幅壮丽的美景会展现在我们眼前。在我的整个科学研究生涯中，我的注意力始终被在理论适用范围边缘所产生的问题，很少有人研究的两种理论发生交叉的领域所吸引。一种理论所给出的描述如何与另一种理论所描述的图象相适应？例如，怎样利用波动理论和粒子理论获得相同的而且与实验相符合的结果呢？什么时候可以运用几何光学，什么时候应该运用光的波动理论？回到相对论的正题上来说，它什么时候

和怎样转变为经典力学？

在列举的这些例子中，可能出现这样一种有趣的情况：有时（并不经常）问题的一个解是一收敛级数，其首项与第一种理论相适应，但往往这种级数是半收敛的，那么只能利用它的前面若干项。在此情况下，它将是对由另一理论在边缘区域所得解的足够好的近似。

引　言

科学理论所以有价值在于它能够作出预言。在《科学的不确定性和信息》[1]一书中我曾指出，理论T仅在其适用范围D内可给出正确的结果，其最大误差为ε。如果在此范围之外试图应用该理论却得出极其错误的结果，那是毫不奇怪的。对T_1和T_2两个理论的适用范围D_1和D_2二者相毗连的边缘区域进行研究始终是很有意义的。这种研究能把每一种理论中表述得不精确的假说显现出来。

任何一种理论均包含许多量，其中有些量是可实验测量的，有些量是不能实验探测的，前者称为可观测量，后者称为不可观测量。两者之间有时并未作严格的区分，因此许多作者断言这些或那些量是可观测量，其根据是与任何物理实验毫不相关的臆断的定义。这就导致矛盾和谬误的产生，这种现象无论如何必须避免。在此问题上我坚持一种严格的看法，我认为（按照布里吉曼的观点），对于某一量来说，只有在能够指出观测的方法并给出实验装置的详细说明时，该量才是可观测量。

如果这些条件得到满足，那么就可以说，理论T_1在其适用范围D_1内描述了可观测量O_1之间的关系，同时也描述了包含不可观测量U_1在内的各种关系。这些包含不可观测量在内的附加关系在理论中有一定的应用，但它们没有什么重要意义。在D_1和D_2两者的边缘区域，在可观测量O_1和O_2之间

应有紧密的对应关系，而在不可观测量U_1和U_2之间就不一定有这种关系。如果已附加说明，那么即使没有这种对应关系也不会受到多大影响。

现在该提出一个最重要的问题："对科学理论我们能够相信到什么程度？"回答应十分谨慎："相当高的程度，但不能过高！"所有理论均有局限性，他们都仅在一定的程度上和在一定的范围内是"好理论"。他们并非是"放之四海而皆准的真理……"。任何理论都建立在周密地作出的实验基础上，但是实验结果只能达到"可能误差所决定的精度"，也就是说，误差有一定的范围，这种范围实验工作者是能够作出估计的。但是始终存在这样的可能性，这就是在新的实验中出现新的未能预见的产生误差的原因，或者把理论应用到远远超出其应用界限的领域。

我想在这里顺便讲一件亲身经历的事。几年前我路过新墨西哥州时，一座美丽的小城的市名引起了我的注意，它叫"真理或者后果"。我站在市名牌下思考着，它指的究竟是什么"真理"。显然，不是指科学真理。古老的焚化火刑的浓烟向我迎面扑来，我感到难以忍受，并想象这里的多神教徒——土著人受到了怎样的嘲弄，而"巫师"又受到怎样的折磨。

我们任何时候都不应该象教徒似地虔诚和狂热地去接受科学理论，每一位科学家都应该随时对自己热衷的理论进行修正和补充。在科学领域里不存在绝对真理。但是我应该说得更准确些，这里指的是实验科学。至于数学，那就完全是另一回事。

某些传统科学是观察和对观察结果的阐释这两者的奇特的混合物。这种阐释建立在出色的理论基础上，但被外推

到超出实验条件许可范围如此之远，以至使人不得不采取谨慎的态度而且往往惊奇地发现：期望的常被当作真实的，周密的分析被幻想所取代。讨论宇宙起源的问题是很有趣的，但应该知道，这种讨论难免是一种幻想。读者大概也不会相信描写宇宙的这种或那种模型，如突然的原始爆炸以及由 $-\infty$ 到 $+\infty$ 的扩张或压缩。这些理论过于美妙，它的真实性令人难以置信，不可思议。

请允许我再谈历史上的一段轶事。在巴黎大学读书时，我常去听彭加勒的精彩演讲，多年来这些演讲被他的一个学生记录整理后，由哥梯埃-维拉尔出版社出版。记录演讲的是波莱尔，或者是特拉斯，或者是萨吉，还可能是另一个聪明的年轻人，后来他自己也成了一位著名的学者。

在1911年，彭加勒并未委托任何人作这一工作，当时他讲授的是天体演化学。他知道天体演化理论远非是可信的，他多次指出：不同学者提出的理论阐述大相径庭。那时候我们根本不知道，太阳辐射的热量从何而来；也不理解星球是如何形成的，他们又是怎样消失的。在我们的知识领域里有相当多的空白点。有时彭加勒会突然停止演讲，沉默地在黑板前面徘徊。然后他转向听众，推开自己的演讲稿说："刚才我有了一个新的想法，让我们试一下，看它行不行……"他阐述了自己的新观点并把它们写在黑板上，求解一些量的具体数值。最后作结论说："它比其它理论的计算好不了多少，这说明我们知道得太少了。"天体演化学是彭加勒在突然逝世前一年所讲授的最后一门完整的课程。

您可能会想，现在的情况是否要好些？当然，在最近五十年里我们获得了许多新的知识。但是我们依然远远没有理

解天体演化过程，这种理解至今仍然是对未来的一种期待，是鼓舞人心的。

一些读者可能会说："我们应该相信某些已被确认的原理，例如时空对称原理、相对性原理等等。"那又怎么样呢？我们还可以证明相对性原理的相对性！这一著名原理最初是在经典力学中提出的。它说：在一静止参考系里所表述的力学规律，如果该运动从以给定的恒定速度运动的参考系来考察，则将保留其原来的形式。读者可能注意到，我在这里用的是"参考系"，而不是"坐标系"。在第四章里我们将会看到，这两者之间是有原则性区别的。坐标系是一纯几何概念，它没有质量。其原因很简单，因为在几何里没有质量的概念。参考系应该有质量，而且必须承认，这一质量比相对于它运动的任何物体的质量大得多。

现在让我们把注意力集中到"给定"一词上。给定速度一词表示的是什么？谁向我们给出这一速度？它是怎样给出的？每当我听到"给定的"一词时就特别留神，因为这一用语只有在一种情况下有确定的意义，那就是主考老师给束手无策的学生出考试题时作为试题条件。在这种情况下速度是一精确给定值，它不会有问题。

实际上这种情况根本不存在。如果我要观察在空中运动的一个不明物体，那么谁也不可能为我给定它的速度。不论它是一颗星球还是一个"飞碟"，我总得用实验装置去测量它的速度。我可以利用从不明物体反射回来的光信号来测出返回所需的时间、多普勒频移等等。作了这样的测量，我便能计算出速度。

但是我应该考虑到，即使最精密的实验总要对运动产生

扰动。在观察前和观察后这两种情况下物体的速度是不相同的。任何实验都要求确定观察者和被观察者之间的联系方式，在观察结束，相互联系终止之后，物体将处于另一运动状态。今天这已经是众所周知的事实，我们也可用量子力学中的大量事实对其作出证明。在测量速度时我们利用的是光信号，它是由大量的光子构成的。这些光子在反射的同时，对反射物体施一向外推的作用（反冲效应），从而改变它的速度。

给定的速度——这只是我们的想象力结出的硕果。有一种错觉："我只是对它看一眼，什么都不会变的。"正是这种错觉造成沿袭至今的幼稚的错误。在十九世纪，在物理学界普遍存在这种错觉是很自然的，它不会受到怀疑。现在我们知道事情并非如此。以给定的恒定速度运动的参考系从来就没有过，现在也不存在。只有在一种特殊情况下可以提出这一问题，这就是参考系是稳重的，它具有如此大的质量，使得在测量其速度时所产生的扰动小得可忽略不计。在第五章里我们将看到这一精确的修正引起许多复杂的问题。旧的相对性原理是一种理想化的情况。它仅是一种极限情况，而且应用时必须保持高度的谨慎。例如把它运用于运动的原子、电子、中子、光子、中微子以及所有质量很小的新的神秘"粒子"(对它们我们尚未找到更合适的名称）时就是如此。

对不久前才提出的许多原理同样可以提出类似的意见，这些原理对一些定义没有作出很充分的分析。例如，怎样才能实际地测量"对称性"。

上面我们仅举几个例子，它们说明科学家的观点是如何改变的，以及随着时间的推移又出现了多少新的问题，这些问题在五六十年以前即使是天才爱因斯坦都不能预见

到。

现在发明了异常精密的原子钟，它的物理性能与爱因斯坦所设想的有很大程度的不同。这一问题将在第三章详细讨论。这里先提一下在确定长度和时间的国际单位时所遇到的一个困难。长度单位是利用氪-86在确定的条件下发出的一条光谱线的波长来确定的（精度达10^{-8}）。时间单位是通过铯的一条光谱线的频率来确定的(精度达10^{-12})。于是同一个物理现象——光谱线——被利用来作两种不同的定义：长度单位和时间单位，而光速 c 则是不确定的因而显得是任意的。最好是一劳永逸地规定，光谱线要么用于确定频率，要么用于确定波长，而不是兼而用之。

目前有人认为，上述单位的定义适用于有一定的引力场存在的地球表面。爱因斯坦的广义相对论预言，在引力势不同的区域内长度和时间单位在测量过程中会有一些变化。它还预言光速 c 的改变。利用上述长度和时间单位的定义方法，对这些预言进行实验验证是相当困难的。这是计量科学的一个重大问题。

本书的目的是分析上面所提出的问题，同时也分析从本世纪初，在相对论和量子理论出现以后所产生的其它问题。第一章介绍产生这些理论的历史背景，但是我们首先要分析一下科学理论发展的一般过程。

在文献〔1〕里，我们应用科学信息分析方法对科学理论的意义作了一般性分析，同时也指出了科学家个人的作用。科学家的任务首先是设计一种能够不受外界影响的实验并作出相当完整的描述，使得在其它实验室里能重复这种实验，并复核原始实验数据。此外，科学家还需凭借自己创造

性的想象力去建立一种理论，以确立各实验事实之间的联系。利用这一理论他可以预言新的现象和结果，然后通过新的实验进行验证，看其是否符合实际。为了阐明新的实验，必要时对理论可以进行修正或者重新建立。

科学知识建立在经验事实和理论阐述这两个基础之上。这两个方面逐渐互相融合渗透，形成一种极好的相辅相成的共生体。这一问题在文献[1]里〔第Ⅲ章和第Ⅳ章〕作过分析。在建立理论的过程中，人类的想象力究竟起了什么作用，在林特赛的精彩的论文[2]里有精辟的论述：

> “科学是一种意念，它与事物的表象不完全相同，为理解事物的本质需要通过人类所特有的思维活动……。科学是描述、建立和理解人类经验的一种方法(1)。”

参 考 文 献

〔1〕 Brillouin L., Scientific Uncertainty, and Information, Academic Press, New York, 1964.

〔2〕 Lindsay R. B., Phys. Today, 20(12), 23(1967).

（1）马克思主义哲学认为，科学是描写客观存在的事物和现象的方法。——俄译注

目　　录

俄译本编者序
作者序
引言
第一章 量子理论和相对论
§1 量子理论……（1）
§2 相对论……（4）
第二章 与狭义相对论有关的一些问题
§1 相对论与势能……（8）
§2 在相对论理论中势能的意义……（9）
§3 场的概念在爱因斯坦理论中的意义……（11）
§4 两球的相互作用……（13）
§5 对应于势能的质量可能分布在哪里？……（16）
§6 在距离和速度都较小的条件下多个电荷的相互作用……（18）
§7 不同粒子的情况　粒子形状的作用……（20）
§8 总结　量子问题……（23）
§9 经典力学与相对论力学的衔接问题……（23）
第三章 引力和相对论　原子钟
§1 引力的相互作用是怎样传播的？……（27）
§2 引力和广义相对论……（29）
§3 爱因斯坦未能预见的原子钟……（30）

§4 原子钟——非爱因斯坦钟…… (32)
§5 原子钟的精确性和可靠性…… (37)
第四章 数学坐标系和物理参考系的区别
§1 引言 玻尔和彭加勒的观点…… (41)
§2 经典几何学 运动学 经典动力学…… (43)
§3 经典力学中的参考系…… (44)
§4 相对论中的作用与反作用…… (48)
§5 数学坐标系或是物理参考系…… (51)
§6 福克的假说…… (53)
§7 施瓦茨希德问题…… (55)
§8 量子理论与相对论的比较…… (57)
第五章 狭义相对论中的多普勒效应
§1 基本假说的重新估价…… (62)
§2 原子的反冲问题…… (63)
§3 多普勒效应…… (65)
§4 多普勒量子效应的分析…… (68)
§5 相对性原理的精确表述…… (69)
§6 运动的时钟的行为…… (71)
§7 推导狭义相对论的新方法…… (73)
§8 洛仑兹变换…… (76)
§9 孪生子佯谬…… (77)
第六章 相对性与引力
§1 神秘的引力…… (81)
§2 理想原子钟或穆斯堡尔钟和引力红移…… (84)
§3 引力红移的诠释…… (88)
§4 “引力谱效应”的可能性…… (92)

第七章 球对称静引力学的若干问题
§1 旧题新解 …… (95)
§2 静引力学与静电学的比较 …… (96)
§3 静电学的一些重要公式 …… (98)
§4 考虑周围有质量密度分布的总的静引力场
…… (100)
§5 结果分析 …… (102)
第八章 结论和展望
§1 光谱线的意义 …… (105)
§2 引力理论与实验 …… (106)
§3 布里吉曼对相对论的新评价 …… (108)
§4 引力波与卡斯图假说 …… (110)
§5 格莱塞 …… (113)

第一章　量子理论和相对论

§1. 量子理论

量子理论和相对论产生于本世纪初叶。这两个理论现在被认为是现代科学思维的基础，但两者的体系结构和历史发展的特点是完全不同的。对它们作一比较是很有意义和很有教益的。

我们曾多次介绍过量子理论的发展过程（[1]，第四章）。它是在1900年，当普朗克发表了研究黑体辐射理论的首篇论文[2]之后宣告诞生的。这篇论文从电磁波的经典分析方法着手展开讨论，但为了满足统计分析的需要，出人意料地要求引入能量量子化的概念：如果能量子取为 $h\nu$，即与辐射频率成正比，则黑体辐射公式（平衡态辐射）与实验结果完全吻合。这里的 h 是普朗克常数。论文的前半部分是以连续性（麦克斯韦方程）为理论根据的，但在结尾中连续性产生了无法弥补的断裂。最初的普朗克理论可归结为如下公式：

$$\Delta E = h\nu,$$

$$E = nh\nu,\ n = 0,1,2,3,\cdots\ (\text{整数}) \tag{1-1}$$

在这一理论中明显地存在着奇特的两重性，普朗克可能曾为这一缺陷感到忧虑不安。他试用其它方法来推导，最后

得出另一结果（第二个理论）：

$$\Delta E = h\nu,$$

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right)h\nu,\ n+\frac{1}{2} = \frac{1}{2},\ \frac{3}{2}\cdots\text{（半整数）} \qquad (1\text{-}2)$$

在常温下用半整数代替整数计算黑体辐射，对结果没有什么影响[1]。但在温度很低的情况下，由第二种理论可得到一个重要的结论：公式(1-2)指出存在零位能$\frac{1}{2}h\nu$的可能性。在这两种理论中可观测量是相同的，因为零位能实际上几乎是无法测量的。普朗克对这种连续性和分立性的怪诞的混合物仍然感到不满意，但不久就证明（彭加勒和爱伦费斯特），这种能量的不连续性，对于解释黑体辐射的实验结果完全是必要的，没有其它任何出路。

普朗克常数h的最终意义及其物理实质是什么，这一问题进行了多年的争论。1911年在布鲁塞尔召开的第一届索尔维（Solvay）会议上，索末菲指出h具有力学作用量的量纲，因此他建议在许多问题中对这种作用量进行量子化。这一思想引起了很大的理论兴趣，但是索末菲所选用的例证却是没有充分的说服力的。但就在这次会议上，兰吉文证明，把索末菲的量子化用于解决电子轨道问题，可得到磁矩量子——磁子。1911年，兰吉文计算了我们现在称为玻尔磁子的量值，它与目前公认的值仅相差2π的系数，这是因为在索末菲的假说中有一常系数值没有确定。这一理论可以称为第三个（索末菲）理论。

玻尔关于氢原子的首篇论文[4]标志着量子理论发展的

（1）因为这时主要辐射发生在$n \gg 1$的能量上。——俄译注

第四个阶段。那时我正在慕尼黑上大学，有一天索末菲收到最新一期的《Philosophical Magazine》杂志，凑巧我就在他的办公室。他翻阅了一下杂志就对我说："这里登载了玻尔的一篇非常重要的论文。它将成为理论物理的一个新的里程碑。"在此之后不久，索末菲利用力学作用量量子化的概念，建立起自己的玻尔原子的正确理论。这样终于产生了"量子化"力学（第五个理论），这一理论从诞生起就得到迅速的发展。正是索末菲指出了所谓的力学作用量的积分$\int pdq$的重要性。它为近代量子理论的发展铺平了道路。

在这之后，量子力学开始迅猛地发展。完全出乎意料的新的实验结果如雨后春笋接连地发现，而每一次新的发现都要求对理论进行变革和修正。在发现自旋、泡利不相容原理、德布罗意波之后不久，就出现了薛定谔的波动力学和玻恩-海森堡的矩阵力学的统一，发现了对易关系，诞生了狄拉克的电子理论，等等。关于这一发展过程，有兴趣的读者可参阅索末菲的著作[5]。

还可列举一个接一个相继出现的许多新的理论形式，他们具有一个共同特性，这一点我们在引言里已经提到。这就是：在发现新的实验事实之后必须对理论进行修正，在修正中可观测量被保留下来，它可能与一些新的不可观测量形成一种新的组合。在此基础上可产生新的预言，然后又是新的实验，如此等等反复下去。这种理论与实验的休戚相关的共生关系就体现在这一过程中，正是这种共生关系使人类知识无止境地增长。

我们认为，这种过程是科学欣欣向荣地发展的基础。如

果科学发展停滞下来，那就说明可能存在严重的隐患，为此必须建立完全新的理论体系。

毫无疑问，量子理论将继续蓬勃地向前发展，量子概念成为许多学科的基础。在我青年时期曾引起热烈讨论的许多问题，现在已成为大学低年级物理课程的内容。

曾有人作过不少努力欲使理论严密地逻辑公理化，这种尝试曾使不少理论物理学家昙花一现地欢欣鼓舞，但都无可奈何地受到科学新发现的冲击。狄拉克、诺埃曼以及其他许多学者作了各种努力，想把不断涌现的科学事实流引导到预期的轨道，但事实一次又一次地越出规定的界限。现在我们期待新的杰出思想的出现，它将使我们有可能建立“基本粒子”或者“量子波”的理论，我们深信这些新思想一定能引起新的意外发现。

§2.相对论

在仔细研究相对论时可以发现，它跟量子理论有极不相同的特点。首先必须把被爱因斯坦称为“狭义相对论”和“广义相对论”的两个部分区分开来。两者当中前者是比较严密的，它建立在大量的物理和天文观察的实验事实的基础上，从这些实验事实中，我们可以抽象地概括出惯性参考系的概念。这一问题在索末菲的《力学》[6]一书的开头有较完整的阐述。

在经典力学里假设存在所谓的惯性参考系，这是一种想象的静止不同的结构，其中心通常置于太阳。而坐标轴 x、y 和 z 则指向某些“静止不动”的星球。自由物质粒子在无

外力作用时，相对于这一参考系将作恒速直线运动。不难看出，相对于此参考系作恒速运动的任何参考系都具有类似的性质，从而形成一个惯性参考系族。这就是经典力学的相对性原理。

后来，物理学家获得了一些意想不到的结果，它使我们能够作出一个结论，这就是相对性原理对所有的物理规律都是正确的。任何物理实验都不可能发现实验室（作为参考系）的匀速运动，但是实验可以发现加速运动，例如转动（傅科摆、赛尼亚克的光学实验等等）。在电磁学、光学以及其他物理领域里大量涌现的实验，以事实证明狭义相对论的相对性原理的正确性。

爱因斯坦在“相对论”前增加“狭义”一词，是因为后来他想对这一原理作更普遍的推广。但是这一推广现在受到许多国家的科学家的批评。他们各自独立地发现爱因斯坦假说中存在不少弱点(1)。从爱因斯坦建立自己的理论以来，发生了许多事情，量子理论已深入到包括力学和光学在内的物理学的各个领域。爱因斯坦的一些假说初看起来是完全可靠的，可是现在他们却成了讨论的对象，而且要求重新作出严格的考察。一方面是人们借助量子理论发现了许多新的物理现象，另一方面是广义相对论却仅仅经受到屈指可数的几个实验的检验(2)。

（1）例如，Фок В.А. Теорля пространства, времени и тяготенйя, М., 1955——俄译注

（2）确切地说，经受了对水星近日点的前移以及光束在太阳引力场内的偏离的天文观察的检验。引力红移与广义相对论并不矛盾，但却不是从相对论直接导出的。如果能检测来自宇宙的引力波，那么这将是该理论的又一实验证明。——俄译注

现在还是回到相对论上来，并对它再仔细地进行一些分析。所有的物理学家都认为：相对于如此浩繁的演算工作来说，这么几个实验（共三个）实在是太贫乏了。广义相对论是美妙的数学理论的一个典型例子，但这种理论是建立在沙滩上的，它使宇宙学（科学幻想的典型例子）的数学理论更加庞杂。

先来谈一下狭义相对论。为了在对参考系作任意的线性变换时能得到所需的物理规律的协变性，必须改变这种变换的定义，并引进新的时空坐标的变换。这一工作是洛仑兹（参阅[6]）在1895至1905年期间完成的。利用著名的洛仑兹变换对坐标 x、y、z 和时间 t 进行变换时，光速 c 可保持不变。相对论的速度合成规则表明光速 c 是一极限速率，也就是说，任何物体不可能有超过光速 c 的速率：

$$v \leqslant c \tag{1-3}$$

这样就产生了一个奇妙的现象——物体的能量与其质量等效：

$$E = mc^2 \tag{1-4}$$

公式(1-3)和(1-4)显然使一般的力学规律改变了原来的面目，但是这种变化具有这样的特点：那就是在物体速度比 c 小得多的情况下，经典力学的规律依然成立。这就保证了从相对论到经典理论之间有一平缓的过渡（参阅[1]）。

上述各公式已为实验精确验证，而公式（1-4）由于核反应的不断发现和核子弹的发明而更为人们熟悉。“狭义”相对论（也称“第一个”理论）是重大的科学发现和突破。

但是它没有回答许多问题，其中最重要的是引力问题。牛顿认为：引力以无穷大的速度传播。这一观点最初来自伽

里略，牛顿把它作为假设提出，在当时有许多科学家就认为它是荒诞的。

根据公式（1-3），我们应该假设引力传播速度小于或者至多等于光速 c：

$$v_g \leqslant c \tag{1-5}$$

爱因斯坦假设

$$v_g = c \tag{1-6}$$

有许多科学家认为这一假设是不言自明的。

但是这种假设根本不是显而易见的，因为我们没有作过速度 v_g 的任何实验检测。这一问题我们在第三章中还要进行讨论。另外我们要详细讨论相对论的相对性（第四章），这一问题在引言中仅仅概略地提了一下。

参 考 文 献

[1] Brillouin L., Scientific Uncertainty, and Information, New York, 1964. (俄译本: Бриллюэн Л., Научная неопределенность и информация, изд-во «Мир», 1966.)

[2] Planck M., Verhandl Deut. Physik. Ges., **2**, 1937 (1900), Ann. Phys. **4**, 553(1937).

[3] Solvay Congress, Paris, 1911, 316, 403.

[4] Bohr N. Phil. Mag. **26**, 476, 857(1913).(俄译本, Бор Н.,Избранные научные труды, Т.1, М., 1970.)

[5] Sommerfeld A., Atombau und Spektrallinien, Braunschweig, 1919. (俄译本: Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, Т.1,2,М.,1956.)

[6] Sommerfeld A., Mechanics, New York,1952. (俄译本: Зоммерфельд А., Механика, М.,1947.)

第二章　与狭义相对论有关的一些问题

§1.相对论与势能

爱因斯坦的质量与能量的关系是众所周知的：

$$E = Mc^2 \tag{2-1}$$

但是关于势能的意义则并不是十分清楚的。我们要详细讨论这一问题并且尽力阐明，在这里存在哪些困难（参阅文献[1]—[3]）。

设有一物体，其结构假设是未知的。将此物体放入把物体与外界隔离开以防止能量损失的壳体内。物体具有能量E_0，我们假设此能量是在某一参考系中物体相对处于静止的情况下测到的。物体的内能可以是化学能、机械能、动能或者势能；内能可以由一种形式平缓地转化为另一种形式。可以断定，能量E_0与静质量M_0的关系满足关系式(2-1)。

若物体以恒定速度$\boldsymbol{v}$运动，那么它就有一新的质量M，与此质量相对应的能量E和动量$\boldsymbol{p}$分别为：

$$\left.\begin{aligned} E_0 = M_0c^2,\ E = Mc^2,\ \boldsymbol{p} = M\boldsymbol{v}, \\ M = \frac{M_0}{(1-v^2/c^2)^{1/2}} \end{aligned}\right\} \tag{2-2}$$

质量由 M_0 增加到 M，质量增加依靠的是动能的改变。

物体可在静力场中运动，经过一段时间后能够获得外势能U。大家都认为，总能量应该用下面的公式表示：

$$E_{总} = Mc^2 + U \tag{2-3}$$

式中U保持不变，虽然物体以速率v运动。这表明，物体具有与外势能相关联的质量的可能性完全不存在。如果有一质量与外势能相对应，那么这个质量必然会以某种方式参与由于物体发生位移而引起的运动，于是必然有一动能与这一运动的质量相对应。从公式(2-3)怎么也看不出有这种可能性。

于是出现了非常奇怪的现象：内势能有一质量与其相对应，而外势能则无。

§2.在相对论理论中势能的意义

在经典力学中势能这一概念有很重要的作用，而当我们转到相对论上来时，这一物理量便成为首先需要重新考察的概念之一。最初的经典定义不再适用，因为它是建立在“绝对时间”和信号以“无限大速度传播”这两条假说的基础上的。根据类似的原因，其他许多物理量的定义和规律的表述也需要重新考察；诸如牛顿第三定律（相隔任意距离的作用等于反作用）、质心概念等等就属此类。

以太阳和地球这两个物体来说，如果信号由一个物体传播到另一个物体约需 8 分钟，那么怎么可以说在这两个物体之间的作用与反作用相等呢？在 8 分钟里地球要走一段不小的距离，太阳引力值将随之改变。如果太阳上发生爆炸，它对地球的作用要 8 分钟后才到达，而地球对太阳的反作用则

要经过16分钟才能到达太阳!因此,势能的重新分布成为一个突出的问题。

在相对论中还有其它方面的困难，具体表现在定义动量距、惯性矩以及凡是与转动有关的量和规律上。这类定义也需要重新详细考察。

现在先把我们的注意力暂时集中在势能问题上。解决上述困难的出路是有的，因为我们知道，在满足下列条件时相对论平缓地转变为经典力学：

a）所有物体的速度 v 远比光速 c 小：

$$v \ll c \tag{2-4}$$

(这一条件是为适应小势能的要求而提出的)；

b）物体间的距离 r 足够小，使得信号在传播时所产生的时间延迟小到可忽略不计：

$$\frac{r}{c} \ll \tau \tag{2-5}$$

式中 τ 是物体运动的时间间隔特征量，例如运动的周期。

在地球与太阳相互作用的问题中，条件 a 几乎总是成立的（迈克尔逊实验除外),条件 b 则不成立。

现在必须找到势能在相对论中的对应的物理量，然后才能研究这个新的物理量以及与其对应的质量的空间分布问题。

但是我们必须首先分析一下，在将经典力学的传统分析方法搬用到相对论里时所产生的另一个困难。这些方法中有不少是不能推广应用于相对论的，在量子理论里也是被拒绝采用的。在时间是绝对的经典力学中,可以提出和求解具有任意个粒子(例如有 $M_1, M_2, \cdots\cdots, M_n$ 个粒子)的问题，这些粒

子在绝对时间的某一时刻 t 假设处于 r_1，r_2，……，r_n 点处。求解时一般假设势能 $U(r_1, r_2, \cdots\cdots, r_n)$ 是坐标的函数，因而问题是在 $3n$ 维空间中进行讨论。经典力学的大多数定理就是利用这种很普遍的方法来表述的。

这种方法对于相对论的问题并不适用，因为在这里每一粒子（坐标为 x_n，y_n，z_n）在一给定的参考系里都有自己的固有时间 t_n。相对论利用的是四维的时空。

定义的改变使情况发生重要变化，而且会导致一系列的后果。就以相互作用的两个粒子组成的物理体系为例来说，我们能够肯定势能是定域在其中一个粒子上的吗？还是把它归属于第二个粒子？或者在两者之间按某种比例分配？如果有一能量必须有一质量与其相对应，那么这个质量在哪里？这一原则性的问题是我们应该讨论的。

这一问题常被忽视和回避，因为它并不是在所有问题中都是很清楚的。两个相互作用的物体中的一个可能比另一个重得多，因此它似乎是静止不动的，例如吸引牛顿苹果的地球。根据牛顿精确表述的力学第三定律，苹果同样吸引地球。但是许多理论物理学家避而不谈这一点，而是宣称地球是静止不动的，由它产生一恒力场，苹果就在这个“给定的”场中运动。因此他们往往认为并没有什么质量与势能相对应，而且把总能量写成公式(2-2)的形式。这显然是一个疏忽，由于这一原因，我们认为有必要讨论下面的问题。

§3.场的概念在爱因斯坦理论中的意义

所有这些问题彼此之间是紧密相联的。象爱因斯坦这样

伟大的思想家就是在紧密的联系中研究这些问题的。他明确指出，既然超距作用是不存在的，那么必须承认作用是逐点传递的，其传递形式就是通过空间传播的场，场论的重要性终于被提到首要位置上来。法拉第和麦克斯韦为这一思想奠定了基础，而爱因斯坦在相对论中充分发展了这种思想。他曾经提出一种假说：即使在场对运动粒子没有作用，并且未被我们发现的情况下，场依然是一种现实的真实的物质存在。这在很大程度上看起来是形而上学的假说，在相对论的问题中却起着主导作用。

因此，关于在有限距离内作用与反作用的问题不再存在；作用与反作用相等的规律可局限于四维时空中坐标为 x，y，z，t 的任意给定的点上应用。

场被赋予相当复杂的功能：载送能量、动量、麦克斯韦张力以及其它等等。我们还想指出这样一个事实，即场本身有质量。这些问题正是我们想要讨论的，因为许多相对论学者还未充分估计到它们的重要性。

我们从一个简单的问题开始讨论，这个问题的解是大家知道的。设有一个半径为 a，质量为 M_0，电荷为 Q 的圆球，电荷分布在球表面。电荷产生电场。在静止的参考系里，距离电荷 r 处的电场强度为

$$\boldsymbol{F} = \frac{Q}{r^2}\boldsymbol{r}^0 \tag{2-6}$$

式中 $\boldsymbol{r}^0$ 是沿 $\boldsymbol{r}$ 方向的单位矢量。该电场所具有的能量密度为（在CGSE单位制中）

$$\mathscr{E}_{电} = \frac{1}{8\pi}|\boldsymbol{F}|^2 = \frac{Q^2}{8\pi r^4} \tag{2-7}$$

根据基本关系式(2-1)，与这一能量对应的质量密度为

$$\rho_m = \frac{1}{8\pi c^2} |\boldsymbol{F}|^2 = \frac{Q^2}{8\pi c^2 r^4} \tag{2-8}$$

对能量密度(2-7)和质量密度沿半径为 a 的球外整个空间积分，可得

$$E_{电} = \frac{Q^2}{2a}, \quad M_{电} = \frac{Q^2}{2ac^2} \tag{2-9}$$

式中 $E_{电}$ 是电场的总能量，$M_{电}$ 是分布在球外整个空间里的场的总质量。圆球还可以有另一种由内因决定的质量 M_0，因此总质量等于

$$M_g = M_0 + M_{电} \tag{2-10}$$

在写这一公式时，我们要考虑公式(2-8)，它表明在球表面附近质量密度相当大，因此可认为（取一次近似）质量就定域于球上。

§4.两球的相互作用

我们继续讨论静电学的问题。与其它许多问题比较，静电学更为大家熟悉一些，而且通常把它作为一种典型例子来进行分析。在这一节我们要分析两个物体的问题。设有两球，其半径 a 很小而且相等，它们的静质量分别为 M_0 和 M'_0，带有电荷 Q 和 Q'。两球在某个参考系里均处于静止状态，它们之间的距离以 r_0 表示。设合成电场强度 $\boldsymbol{F}$ 待测的某一点为 P(图2.1)，则

$$\boldsymbol{F} = \frac{Q}{r^2}\boldsymbol{r}^0 + \frac{Q'}{r'^2}\boldsymbol{r}'^0 \tag{2-11}$$

这时电场的能量密度表示为

$$\mathscr{E}_{电}=\frac{1}{8\pi}|\boldsymbol{F}|^2=\frac{1}{8\pi}\left[\frac{Q^2}{r^4}+\frac{Q'^2}{r'^4}+2\frac{QQ'}{r^2r'^2}\cos\theta\right] \tag{2-12}$$

式中θ表示矢量$\boldsymbol{r}$和$\boldsymbol{r}'$之间的夹角。相应的质量密度公式为

$$\rho_m=\frac{\mathscr{E}_{电}}{c^2}=\frac{1}{8\pi c^2}\left[\frac{Q^2}{r^4}+\frac{Q'^2}{r'^4}+2\frac{Q}{r^2}\frac{Q'^2}{r'^2}\cos\theta\right] \tag{2-13}$$

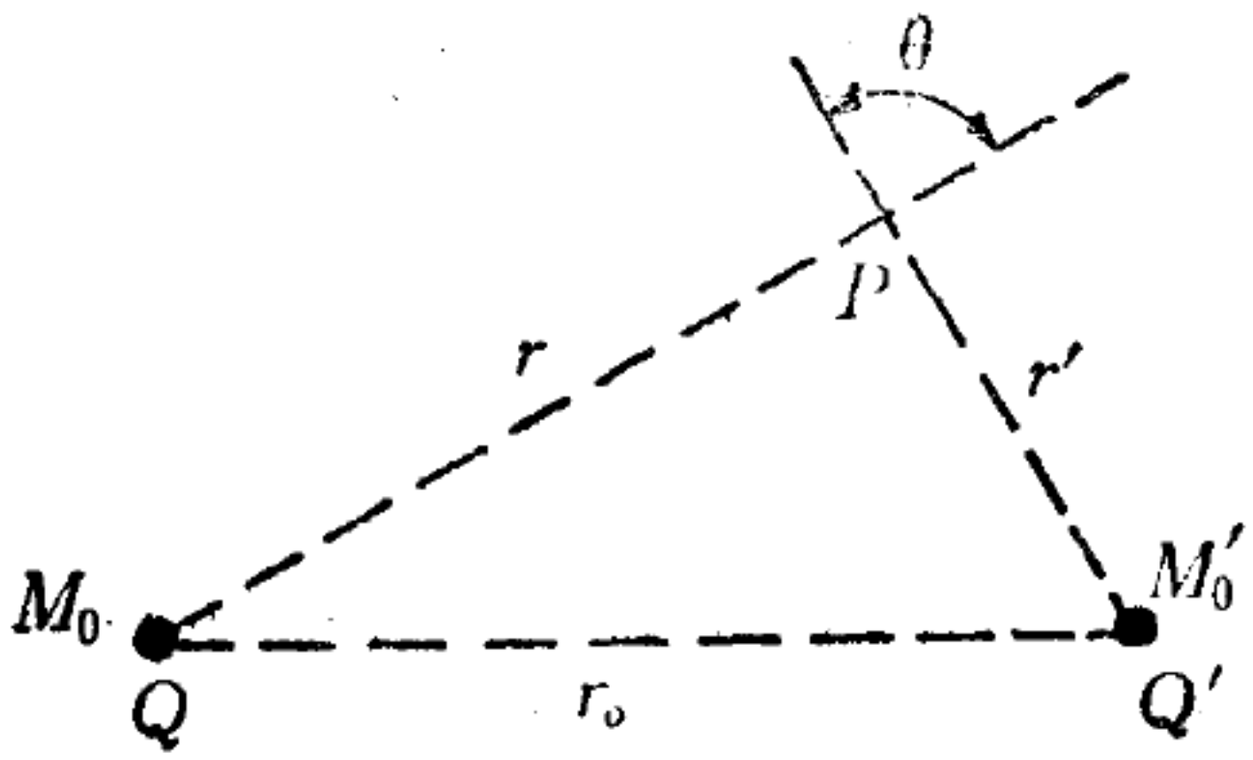

图2.1

在这一重要的公式里，第一项显然是对第一个粒子的质量M_0的贡献，第二项是对第二个粒子的质量M_0'的贡献。那么包含交叉乘积QQ'的第三项表示的是什么呢？

为了明确这一问题，先来讨论一下公式(2-12)中的第三

项的积分并把它记作 $E_{互}$：

$$E_{互}=\int_{-\infty}^{\infty}\mathscr{E}_{互}d\tau=\frac{1}{4\pi}\int(\boldsymbol{F}\boldsymbol{F}')\,d\tau$$

$$=-\frac{1}{4\pi}\int\left(\frac{\partial V'}{\partial x}F_x+\frac{\partial V'}{\partial y}F_y+\frac{\partial V'}{\partial z}F_z\right)d\tau \tag{2-14}$$

式中 x、y、z 是 P 点的坐标，$d\tau$ 是三维的体积元，$(\boldsymbol{F}\boldsymbol{F}')$ 是标量积。

对电荷 Q' 引入静电势 V'，利用一般的边界条件（在无穷远处 $V'=0$）选取电势零位，则电势 V' 可写成

$$V'=\frac{Q'}{r'} \tag{2-15}$$

对(2-14)分部积分，求得

$$E_{互}=-\frac{1}{4\pi}V'(F_x+F_y+F_z)\Big|_{-\infty}^{\infty}+\frac{1}{4\pi}\int V'(\nabla\boldsymbol{F})d\tau$$

式中第一项等于零，而

$$(\nabla\boldsymbol{F})=4\pi\rho_{电} \tag{2-16}$$

式中 $\rho_{电}$ 是电荷 Q 的密度。设 $a\ll r_0$，于是得到

$$E_{互}=V'Q=\frac{Q'Q}{r_0} \tag{2-17}$$

由此我们得到如下的定理：分布在整个空间的总的相互作用能，就是我们通常所说的“电势能”，即在某一参考系里处于静止的两个电荷 Q 和 Q' 的电势能。

它还表明，与式(2-12)中第三项相对应的总质量与电荷 Q 和 Q' 两者的势能成正比，而且实际上分布于整个空间：

$$M_{势}=\frac{QQ'}{r_0c^2} \tag{2-18}$$

若电荷Q和Q'是点电荷，且在某一参考系里是静止不动的，在此情况下，我们可以用一物理模型代替势能的抽象的数学概念，在此模型中，能量在空间的分布与场强分布是相适应的。

其次，如果我们想考察运动电荷的问题，那么我们应该参照类似的方法，计算相互作用的两粒子的场的能量密度。结果中包含乘积QQ'的项，就是在相隔任意距离和任意速度的情况下的相互作用能。能量的空间分布与场强分布是相适应的，此能量与分布质量成正比。

例如有两电荷，其中一个Q'在某一参考系里是静止不动的，而另一个以速率v运动。电荷Q'的场是静电场，它的电场强度$\boldsymbol{F}'$按公式(2-6)计算，而运动电荷Q的场强$\boldsymbol{F}$则是用大家比较熟悉的相对论公式表示（例如参阅文献[4]）。

于是可在这一选定的参考系里计算电荷Q和Q'的相互作用能（即包含QQ'乘积的项），以及相应的质量密度。

§5. 对应于势能的质量可能分布在哪里？

现在讨论(2-4)和(2-5)两条件均成立的一个问题，然后再讨论与此有关的势能问题。

与势能相适应的质量实际上既分布在电荷Q和Q'之间的空间，又分布在两者周围的整个空间。但是如果我们较细心地分析一下公式(2-13)，那么可发现，交叉乘积项（描述相互作用的）

$$\rho_{m互}=\frac{QQ'}{4\pi c^2 r^2 r'^2}\cos\theta \tag{2-19}$$

在带电球表面上，即 $r=a$ 或 $r'=a$，将变得很大。这表明质量主要聚积在电荷附近，随着距离的增加质量密度很快下降。但是质量的聚积又不象公式(2-8)那么高，因为它与 r^{-2} 成正比地变化，而不是正比于 r^{-4}。虽然如此，我们仍可仿效第三节所介绍的方法，取其一次近似，由此得到如下结论：对于两个半径 a 相等，而且 $a \ll r_0$ 的带电球，在一次近似中，与势能相对应的质量可以认为是定域在相互作用的电荷 Q 和 Q' 上，并均匀分配在两者之间。把总质量的表示式(2-10)改写成如下形式：

$$\left.\begin{aligned} M_{g}&=M_0+M_{电}+\frac{QQ'}{2r_0c^2}\\ M'_{g}&=M'_0+M'_{电}+\frac{QQ'}{2r_0c^2}\end{aligned}\right\} \tag{2-20}$$

由公式(2-19)所给出的质量分布相对于 r 和 r' 是完全对称的。这一点也证实，如果粒子具有相同的形状和大小，则质量是“等分布”的。

还有一些细节值得我们作些讨论（图2.2）。由公式(2-19)看出，在距离电荷较远处，θ 很小，于是 $\cos\theta$ 近似等于1，在此情况下质量密度（以及能量密度）便有确定的符号。在距离较远处符号究竟是负还是正，取决于 QQ' 乘积的符号，它与公式(2-18)的符号是一致的。但是应当指出，同公式(2-19)表示的质量密度 $\rho_{m互}$ 在直径等于两带电粒子之间的距离的球面 C 上等于零，因为在此球面上的任何一点 $\theta=\pi/2$，$\cos\theta=0$。在球面 C 内密度 $\rho_{m互}$ 有相反的符号。

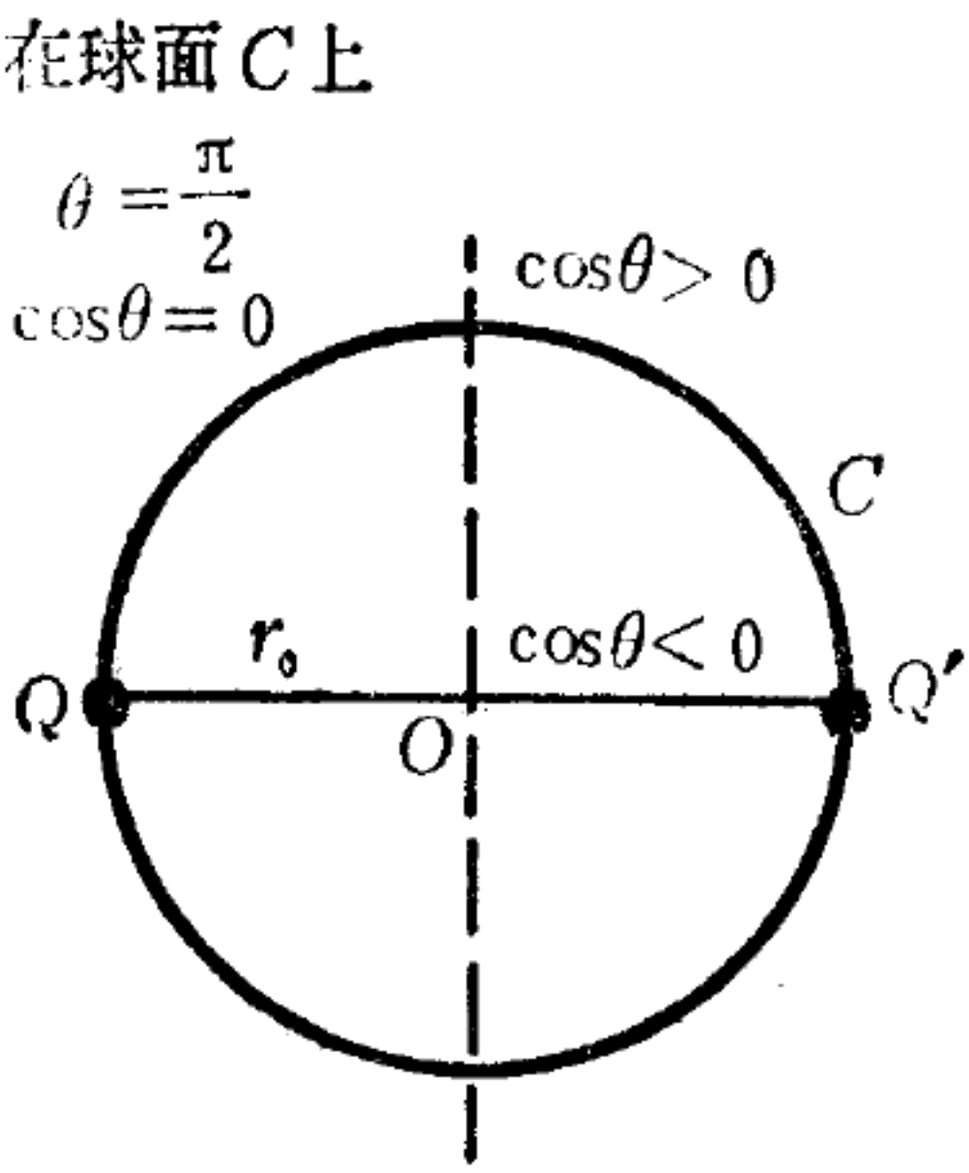

图2.2

不论怎样，密度 $\rho_{m互}$ 可以有两种符号，因此与势能相对应的质量（势能本身也一样）可以是正或负的。

公式(2-20)适用于静止不动的粒子。如果其中一个粒子以很小的速度运动，那么按公式(2-20)计算所得的新的质量可作为对这种情况良好的一次近似，误差只有 v^2/c^2 数量级。

§6.在距离和速度都较小的条件下多个电荷的相互作用

我们已详细地讨论了两个电荷Q和Q′相互作用的情况。所得结果可推广到与点电荷相互作用的偶极子、三极子或多极子的情况。

我们以一个静止不动的刚性结构为例作些分析。设此刚

性结构由 n 个电荷 Q'，Q''，……，$Q^{(n)}$构成，并与一自由电荷 Q 相互作用。这一情况与晶格中有一自由电子的情况可比拟。设电荷 Q'，Q''，……，$Q^{(n)}$有相同半径 a，彼此之间有电相互作用，而且它们的相互作用能量是该刚性结构的总能量（对质量也一样）的一部分。自由电荷 Q（半径也为 a）与每一个电荷 $Q^{(i)}$都有相互作用，因此相应的相互作用质量有一半定域在 Q 上，而另一半则在结构中的每一个电荷 $Q^{(i)}$上。用 U 表示所有的相互作用的势能，则

$$U=\sum_{i=1}^{n}\frac{QQ^{(i)}}{r_i},\qquad a\ll r_i \tag{2-21}$$

与结构相互作用的自由电荷 Q 的质量变为

$$M_Q=M_0+M_{电}+\frac{U}{2c^2} \tag{2-22}$$

另一方面，在刚性结构上还有一附加质量 $U/2c^2$。这是公式(2-20)的直接推论。

现在假设电荷 Q 以较小的速率运动。这时粒子 Q 和结构的总能量的表示式〔与公式(2-3)的结果不同〕有如下形式：

$$E_{总}=\frac{M_0M_{电}+U/2c^2}{(1-v^2/c^2)^{1/2}}c^2+\frac{1}{2}U \tag{2-23}$$

公式(2-23)可改写成另一形式：

$$E_{总}=\frac{M_0+M_{电}}{(1-v^2/c^2)^{1/2}}c^2+U+\frac{U}{2}\left[\frac{1}{(1-v^2/c^2)^{1/2}}-1\right] \tag{2-24}$$

把公式(2-24)、(2-3)和(2-10)作一比较，可以直接看出，

带方括号的最后一项是新出现的，这一项正是我们的理论所要说明的。在多数的实际情况下这一项的值较小，因此爱因斯坦的公式(2-3)是一很好的近似。

只有在速度值v和势能U很大时，我们的这个新的修正量才变得较为显著。但是，正如在第四节里所指出的，在速度v大时需要另作专门讨论。修正量随着U的符号而变化，它可以是正也可以是负的。在这一分析中若利用所谓的电势，则必须要注意，电势的确定通常精确到一任意常数（或函数），并且直接引起与电势的“基准”有关的困难。

新的质量主要分布在电场的整个空间，这一假设既满足对洛仑兹变换提出的要求，又满足对电磁场本身所提出的要求。附加质量定域在粒子上，这样的一种简化模型应视作仅是一种近似，它使我们能够与经典问题建立相适应的关系。

§7.不同粒子的情况　粒子形状的作用

在第四到第六节里，我们假设相互作用的所有粒子都是半径为a的小球，由这一条件直接得到附加质量“等分布”在两相互作用的粒子上的结论〔方程(2-20)〕。

现在我们来讨论两个不同粒子的较为复杂的问题。不难看出，电荷Q和Q'仅以QQ'乘积的形式出现。相互作用的场的对称性和原来的一样，并不因电荷Q和Q'不同而变化。质量M和M'看来也不起什么作用（在后面我们还要返回来讨论这一问题）。场的分布相对于电荷的位置是完全对称的，但边界条件依赖于球半径a和a'。在前面的分析中我们要求满足如下条件：

$$a = a' \ll r_0 \tag{2-25}$$

若 $a \neq a'$，则整个对称性被破坏。

另一方面，质量M和M'也会有区别，因为它们的电性附加量是不同的。为了讨论的方便，假设 $a > a'$，根据公式(2-9)，可得

$$a > a', \quad M_{电} < M'_{电} \tag{2-26}$$

既然积分区域不对称，我们就不能说与电势能相关联的附加质量在各粒子之间平均分布。在质量M较小、半径为 a 的粒子周围，场比较弱。此外，该粒子由于相互作用而具有的质量也较小，因此可写出如下的不等式

$$M_{互} < \frac{QQ'}{2r_0c^2} < M'_{互} \tag{2-27}$$

以代替公式(2-20)。

根据图2.2，再重新分析一下公式(2-19)。质量密度 $\rho_{m互}$准确等于 $\mathscr{E}_{互}/c^2$，而且在空间的不同区域有不同的符号。这就引起与引力多极子（不是点质量）相适应的引力场的出现。由这一情况可导致具有张量特性的引力势，这种引力势与爱因斯坦或迪克所得到的结果是类似的。如果我们讨论的不是圆球，而是其它形状的带电粒子，那么边界的对称性完全被破坏，因而决定于相互作用的质量等分布这一假设便变成不正确的。

我们分析当一球形粒子处于一封闭金属箱内的情况。金属箱可与范德格拉夫发电机连接，这样箱内便可保持较高的电势。这时产生一个非常现实的问题，即与相互作用能相适应的质量可能比粒子的静质量大许多倍。例如对于电子而言，

$$m_0c^2 \approx 500,000\text{eV}$$

但可取

$$V = 10\text{MV}, \text{ 则}U_0 \approx 20m_0c^2$$

这绝不是一个小小的修正量。在此情况下得到完全非对称性。

最初箱子里不放东西，但箱子的周围放置一大电荷，因而存在一强电场。分布在此场内的质量直接就加在箱子原有的质量上。

现把一个电子放入箱内，电子产生的电场是箱内仅有的电场。那里没有由电荷的相互作用引起的电场，相互作用能自然也没有。电子周围的电场分布和真空中自由电子周围的情况一样，因而电子的电质量也不会改变。在箱子的内表面上产生面电荷密度，而且总的感应电荷正好与电子电量相等，但符号相反。分布在内表面上的电荷本身又在箱子的外表面上引起等量但符号相反的电荷分布。既然外电场提高了，那么它的能量和质量也随之提高。毫无疑问，在此情况下决定于相互作用的全部质量定域在箱子上，而处在箱内的电子的质量几乎没有任何变化。对应于电势能的全部附加质量集中在电极和仪表上，而电子的质量保持不变，这种情况正是现实的实验情况；在此情况下有完全非对称性。在这些条件下公式(2-3)是正确的，但这一结果并不是显而易见的，而且也不能作为普遍结果。这也证明关于质量定域的假说是极为粗略的近似。我与迪克曾就此问题作过讨论，他的意见对澄清这一问题有很大的作用。

§8.总结　量子问题

在确定电势能时存在一些困难，处理这些困难必须持谨慎态度，并须注意不要把电势能与电动力学中经常应用的势（电势或矢势）混淆。电动力学中的势是四维矢量，通常依存于坐标 x、y、z 和时间 t。确定势时通常精确到一任意函数，它们没有直接的物理意义，它们的导数才有物理意义，代表了电磁场场强的分量。把系统的总能量与势的四维矢量联系在一起是没有意义的。我们知道得很清楚，利用矢量势会导致“规范不变性”问题以及其它许多困难。

在前面几节中，我们讨论了静态的问题（在某一最优参考系里），而且电势能在无穷远距离可认为等于零，这便排除了任意常数的出现。我们所讨论的电势能仅是坐标 x、y、z 的函数，它不依赖于在最优参考系里所确定的时间 t。

仑普、贝特、斯温格尔以及其他学者对量子问题都曾作过专门研究，其结果在斯温格尔的《量子电动力学》[5]一书中有介绍。他们利用一种称为“质量重整化”的方法对粒子的原始质量得到一修正量。这种方法取得了良好的数据。静电势能和各种形式的自旋效应都是一种量子效应。

我们的分析表明，质量的重整化不仅在量子理论中是必须的，而且应该引入到相对论里去，这一点正是完全被相对论的创始人所疏忽的。索末菲和狄拉克未曾考虑过这方面的因素，因此他们的公式需要重新认真研究。

§9.经典力学与相对论力学的衔接问题

我们前面讨论的问题，是两种不同理论模型在衔接处产

生困难的典型例子。在参考文献[6]第三到第五章中，对这类问题作有一般性的分析。另外，这一问题有着特殊意义，因为它所固有的一些重要特性大概被相对论的创始人忽视了。

由经典力学向相对论的转化可从两种角度来讨论。

a）若光速 c 是无穷大，那么很显然，相对论应转化为经典力学。对于多粒子相对论力学来说，在数学上这是正确的，但从物理上看，这种讨论是错误的。在力学里我们还可以假设 $c\to\infty$，但在电动力学里无论如何都不能作此假设。没有一个物理学家（不论他是从事实验研究还是理论研究的）能改变光速 c，因为它是最基本的物理常数。在这一节里如果我们提到“力学”，那么它指的仅是“粒子系”。在这一意义上才可以讨论原子和分子的运动问题，在此不涉及波在连续介质中的传播问题。

b）物理学家只有在粒子的尺寸和速度都较小〔公式(2-4)和(2-5)〕的情况下，方能研究多粒子力学系统的性质。在这类系统中信号传播所引起的延迟时间可能相当小，以致即使光速 c 是一有限值，它却仍然可以忽略。

条件a和b实际上导致极为不同的结论。我们以质能关系（E是给定值）为例作说明：

$$E=Mc^2,\quad M=\frac{E}{c^2} \tag{2-28}$$

根据条件a，得到

$$\text{在 } c\to\infty \text{ 时} M\to\infty$$

在条件b满足时，质量是一有限值。

条件a可能满足数学家的要求，因为他们关心的仅是

多粒子的力学问题，但物理学家无论如何都无法接受这一点。

条件b有现实的物理意义，而且它还具有一种重要的优点。它对应于低频ν，因此与很小的量子$h\nu$也是对应的。当系统的能量E比$h\nu$大很多时，我们实际上得到的就是经典力学，这时不论是量子效应还是相对论效应均不起重要作用。

在经典力学中有一基本假设，即在任何信号传播过程中时间延迟小到可忽略，在此假设基础上我们建立了势能的概念。这一假设不但与条件a，而且与条件b是一致的。在相对论力学里时间延迟可能较大，因而经典的定义不再适用。这一矛盾〔公式(2-4)和(2-5)〕可以这样解决：证明此能量并非是“势能”而是一种完全真实的能量，这种能量很容易在相互作用的粒子产生的场中检测到。对于电场的情况已得到证明，对于多数其它形式的场，这一证明显然也适用。

本节提出的条件a和b证明了两重性的存在。这种两重性实际上比我们起初看到的要深刻得多。实际上我们应该分析狭义相对论的两个不同的领域：

i）粒子系相对论力学

在这一领域里质能关系式(2-1)仅适用于动能，而势能则根本没有质量与其相对应。在应用这一理论时，多数学者利用“给定的标势V和矢势$\boldsymbol{A}$”的概念，但对其定义并未给出精确表述。这一方面的问题在第八节中我们已作过分析。

ii）相对论电动力学

这里我们有爱因斯坦和其他科学家所建立的完整而透彻的表述。质能关系式(2-1)适用于任何形式的能量，而且这一

领域里的所有方程与光速 c 的有限值是统一的。所谓的机械势能包含在电场的能量内，电场的能量则分布在电荷周围的整个空间。这样处理便有充足依据使质量与势能相适应，但是理论丝毫没有向我们说明，这一质量定域在何处。

还有一个问题是无法回避的：在经典力学里质量始终是正的，而能量（一旦确定能量的零点后）则可正可负。在经典力学里能量零点怎样选择是无关紧要的，但在相对论里起重要作用的正是能量的绝对值。对此问题作进一步的说明对于理解质能关系式(2-1)是完全必要的。我们应该承认有对应于负能量的负质量存在的可能性。

参 考 文 献

[1] Brillouin L., Compt. Rend., 259, 2361 (1964).

[2] Brillouin L., Journ. Phys. Radium, **25**, 883 (1964).

[3] Brillouin L., Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **53**, 475, 1280(1965).

[4] Sommerfeld A., Electrodynamics, New York, 1952. (俄译本：Зоммерфельд А., Электродинамика, М., 1958.)

[5] Schwinger J., Quantum Electrodynamics, New York, 1958.

[6] Brillouin L., Scientific Uncertainty, and Information. New York, 1964. (俄译本：Бриллюэн Л.,Научная неомределенность и информация, изд-во «Мир» , 1966.)

第三章　引力和相对论　原子钟

§1．引力的相互作用是怎样传播的？

引力的相互作用是怎样传播的问题，我们在第一章的结尾已经提出。在那里曾指出，目前可确信的只有一点：引力扰动应以不大于光速c的速度传播：

$$v_g \leqslant c \tag{3-1}$$

爱因斯坦不加任何实验证明认为

$$v_g = c \tag{3-2}$$

这一假设需要作些说明。

爱因斯坦想把整个物理归结为纯几何问题；他认为，通过适当的方式，利用弯曲的时空世界能够解释从电磁学直到万有引力的所有物理规律。他主动给自己提出这一目标，并为此辛劳了整整半世。为实现这一目标，爱因斯坦不可能在自己的理论里引进两种不同的速度v_g和c。

这一目标未能实现。爱因斯坦很出色地把非欧几里德几何学与引力理论结合在一起，但是他的建立统一场论的努力未能如愿以偿。创建这种理论的许多尝试不是由于普遍性不够，就是由于恰恰相反的过于普遍化，引入众多的任意未知方程而告失败。无论作什么尝试，把一个几何理论和电动力学统一起来看来是不可能的。

现在还有为数不多的物理学家相信有可能建立这种统一理论。如果拒绝有这样一种理论存在的思想，那么认为公式(3-2)是正确的就没有任何根据。而在实验未给出期待的结果前，我们只能承认不等式(3-1)成立。

实验对此问题给出了什么回答没有呢？很遗憾，坦率地说："没有"。

更糟的是，现在已经知道，在虚无的空间，甚至在纯粹真空里，所有其它形式的波(德布洛意波或薛定谔波)以各种可能的速度传播着。我们不单有一个光速c，而且似乎有一个各种可能的速度的无限集合。怎样才能猜测这些速度中究竟哪一个是引力作用的传播速度？回答存在着多种可能性。

a）可以认为引力扰动是以真实的波的形式以速度$v_g \leqslant c$传播，其条件（拉普拉斯，列维烈）是该速度足够大，从而能避免对被观测的太阳系的天体的运动产生扰动。这些星体的运动是在速度$v_g = \infty$情况下计算出来的，若v_g值太小就可能显著改变行星间的相互作用。

b）引力扰动不是以真实的波的形式，而是按扩散方程"流散"。热传导方程或扩散方程含有对时间的一阶导数$\partial/\partial t$，而在波动方程中则是二阶导数$\partial^2/\partial t^2$。我们知道，在前一类方程中，在初始时刻允许有相当高（甚至于无穷大）的速度。当然，对这种情况应考虑相对论的要求进行修正。利用扩散方程来描述引力场传播的可能性大概是较难排除的。

c）甚至可以认为引力扰动是以德布洛意波或薛定谔波的形式传播！没有任何理由说引力波不能表示为量子力学中的ψ波。每一粒子具有自己的ψ波，而且粒子有质量，因而成为引力波源；那么为什么不承认ψ波能传递引力作用呢？

可能会觉得这一假设有些妄诞，但是既然我们对引力波一无所知，那么就不该排除这种可能性。

d）此外还可以认为不是波而是“引力子”，它以未知速度v_g发射出来!

爱因斯坦可能是对的，我个人认为他做了正确的选择，只不过我们没有做出实验证明。从爱因斯坦发表自己的假说以来已经过了半个世纪，在这整整五十年期间，许多实验工作者坚持不懈地研究这个问题，但他们未能实现这一速度的任何实验测量。这不能不引起焦虑。

§2. 引力和广义相对论

当问题涉及到相对论时，必须考虑新的困难，因为这一理论的实验依据还不是十分清楚的。布里吉曼[1]写道：“爱因斯坦在创建广义相对论时，未能利用他亲自传授给我们的那些经验，又未能发挥他在自己的狭义相对论中向我们展示的敏锐洞察力。”

爱因斯坦在他的著名论文[2]里首先运用了演算分析法。这篇论文阐述了在两个参考系里，其中一个以恒速相对于另一个运动，测量长度和时间的意义。这一讨论成为狭义相对论的基础。但是当他着手建立广义相对论时，就没有坚持运用这一方法，而是多方推测怎样把相对性原理应用到万有引力规律上，并且获得引力传播速度的有限值。爱因斯坦开始时从演算分析中选用了几个例子，目的是引进引力场和加速度场的等效性概念，但是后来他建立了非常庞杂的数学结构，远远超出了物理的实际需要范围。这一理论只有为数很少的

几个实验验证。对此理论，迪克[3]也发表了类似的意见。

关于任意“参考系”、“刚尺”或“等时钟”有什么作用这些问题，目前很难作出准确的估价。因此我们还是再注意一下我们和布里吉曼（〔1〕,第319页）所主张的相同意见，他的分析可作为下面讨论的提纲。在这里，全面而又慎重的重新估价是完全必要的。

§3. 爱因斯坦未能预见的原子钟

在爱因斯坦理论中存在一个显而易见的薄弱环节：理想时钟的定义不全面。我们从这一问题开始讨论。这样的定义在量子理论和玻尔原子发现之前的本世纪初是不可能实现的。现在的定义建立在玻尔的第二条公设上[4]：

$$\Delta E = h\nu \qquad (3\text{-}3)$$

公式(3-3)把频率ν（在原子处于静止的参考系里测得的）和原子能级E之间的跃迁能ΔE联系在一起。我们把质能关系式也写在这里：

$$\Delta E = \Delta(mc^2) \qquad (3\text{-}4)$$

可见，能量、质量和频率具有同一物理本质(1)。一般认为，理想时钟具有稳定的频率ν，因此我们应选择（根据国际协议）最稳定的原子结构作为频率源。经过实验，目前我们知道最稳定的是铯原子。此外需从中选择一条特殊的谱线，严格规定测试条件。这样的时钟实质上是一种频率标准。

为了获得较低频率的分谐波，可以利用分频法。这是通过放大器来实现的，其中利用了具有非线性装置的激光系

（1）为避免误解最好说：相互关联的物理本质。——俄译注

统。实现倍频和分频的电子仪器的作用与机械钟里的齿轮类似。这种技术装置首先在低频范围制造出来，并用于对机械仪表的低频振动与压电晶体的高频振动两者之间的频率进行比较。后来发现低频机械振子可由石英振子控制，这种石英振子能在机械振子的很高的谐波频率上振动。这一方法逐渐从石英振子推广到更高频率——开始是远红外线区域，然后到可见光频率区域，最后到紫外线的低频段区域。

正式报导说，铯原子钟精度达 10^{-11}，这就是说它们的误差是三百年相差一秒钟，而且这一精度大概还可提高到 10^{-13}（一个世纪内误差一毫秒）。

利用穆斯堡尔效应使晶体中的原子放射 γ 射线，可获得更高的精度。邦特和斯奈德以及其它同事[5]在卡瓦尔特所完成的出色的实验（1959—1965年）就曾利用过这种频率标准。在重晶体中处于静止的原子可发射频率相对稳定性不低于10^{-16}的 γ 射线。但是目前还不能把这一现象与工作在光频区域的原子钟联系起来，因为我们暂时还不知道如何制作频率从紫外线区到 γ 射线区的激光系统和变换器。可以相信在不久的将来，技术的完善将使我们能够制造运行精度达 10^{-16}（一百年内的误差为一微秒）的穆斯堡尔钟。

为什么邦特需要这样极其精密的频率标准？他想验证爱因斯坦的广义相对论的一个预言，即所谓的引力红移。这一效应曾在很小的引力势差（相当于地平面上的高度差22米）条件下进行过验证，精密达1％。这一成就被视作对爱因斯坦理论的极好的验证。后面我们还要讨论这一效应，并且证明可以对它作另外的解释。预言是完全正确的，但是它可以作新的解释。穆斯堡尔效应是又一个很能说明问题的典型例

子：它满足一定的条件，但这些条件往往被人们忽视。这个条件是：在进行物理实验时，为使参考系处于静止，参考系本身应该很重。这一重要问题将在第四章讨论。

在爱因斯坦和闵可夫斯基的定性讨论中所提到的时间变量在不同条件下有不同的定义。而我们对原子钟的意义是这样理解的：它是在实验室中测量固有时间的钟，在实验室中它应处于静止状态。

§4. 原子钟——非爱因斯坦钟

原子钟的巨大意义不仅在于它有惊人的精度（物理学迄今所达到的最高精度），而且还在于它使我们有可能在相对论和量子理论之间建立一种相互关系。原子钟是分析时钟在各种可能出现的扰动下的行为的物理基础。爱因斯坦曾经猜测过时钟的走动怎样依存于引力势这样的问题。而我们现在则有可能从量子理论的一般规律来考虑这一问题。

首先要指出，有了原子钟就可以很精确地规定一确定频率。原子钟是频率标准。在爱因斯坦的论文里提出利用非常窄的脉冲信号源，而时钟则用于精确量测从信号发送到返回观察者所经历的时间间隔。简言之，爱因斯坦的时钟是雷达系统的一个组成部分。因此，它所要求的工作条件与频率标准的工作条件是极不相同的。大家都清楚地知道，为得到很窄的脉冲必须利用相当宽的频带，而不仅仅是某个单一的频率。为准确辐射给定波形的脉冲所需的工作条件，同为使信号源的频率保持恒定所需要的条件相比较，前者要严格和复杂得多。

现在回过来再分析一下作为物理学各门学科的重要基础的量子方程(3-3)以及相对论方程(3-4)。我们不准备解释这些公式的意义是什么，因为我们对此了解得很少。没有任何一种理论（至少现在是如此）能够向我们阐明，这些关系式为什么是这样的，怎样才能理解它们。它们之间可以通过一恒等式表示：

$$\text{能量} \equiv \text{质量} \equiv \text{频率}$$

$$\begin{array}{ccc} & h\nu & \\ \swarrow & & \searrow \\ E & = & Mc^2 \end{array} \tag{3-5}$$

等式精确到两个常数 c 和 h，这三个恒等式是所有物理学规律的总结，而且它们不可能从现有的任何理论或模型里推导出。它们不是结果，而是我们思维的出发点。这“三位一体”的意义依然是难以捉摸的秘密。

玻尔在论氢原子的著名论文[4]中提出两条基本公设：

（1）表述了确定稳定能级的若干条件；

（2）表述了当原子由一个能态跃迁到另一能态时，辐射或吸收的频率 ν 的公设〔公式(3-3)〕。

玻尔的第二条公设，经受了最近五十五年里物理学上每一次新发现所引起的风暴的考验。这里不准备对科学发展的这一段不寻常的时期作出总结，读者可参阅维斯考普夫的出色的论文[6]。这里要强调指出，对稳定能级所提出的玻尔条件(1)，从它被提出以来，在形式上已改变了上百次，而且依然几乎每年必须改变，以适应新的实验发现。但是所有至今为止所发现的基本规律均合乎如下法则：

1）不论稳定性判据怎样改变，也不论能态本身具有什

么样的持续时间，在物质的所有台阶式能级上始终存在着稳定能态。

2）玻尔方程（3-3）总是给出放射或吸收的辐射频率。

公设（1）如此重要，促使我们必须马上讨论这一问题。我们摘录维斯考普夫文章里的一些话，他指出有三类频谱：

Ⅰ．原子或分子频谱，其频率范围可达到伦琴线的频率（即所谓的电子频谱线）。

Ⅱ．核子频谱，包括γ射线和放射性。

Ⅲ．共振粒子（或激发粒子）频谱，这类粒子是借助于大功率加速器或在宇宙射线里发现的。

在这三类频谱中谱线总是与稳定能级的组合有关。当由

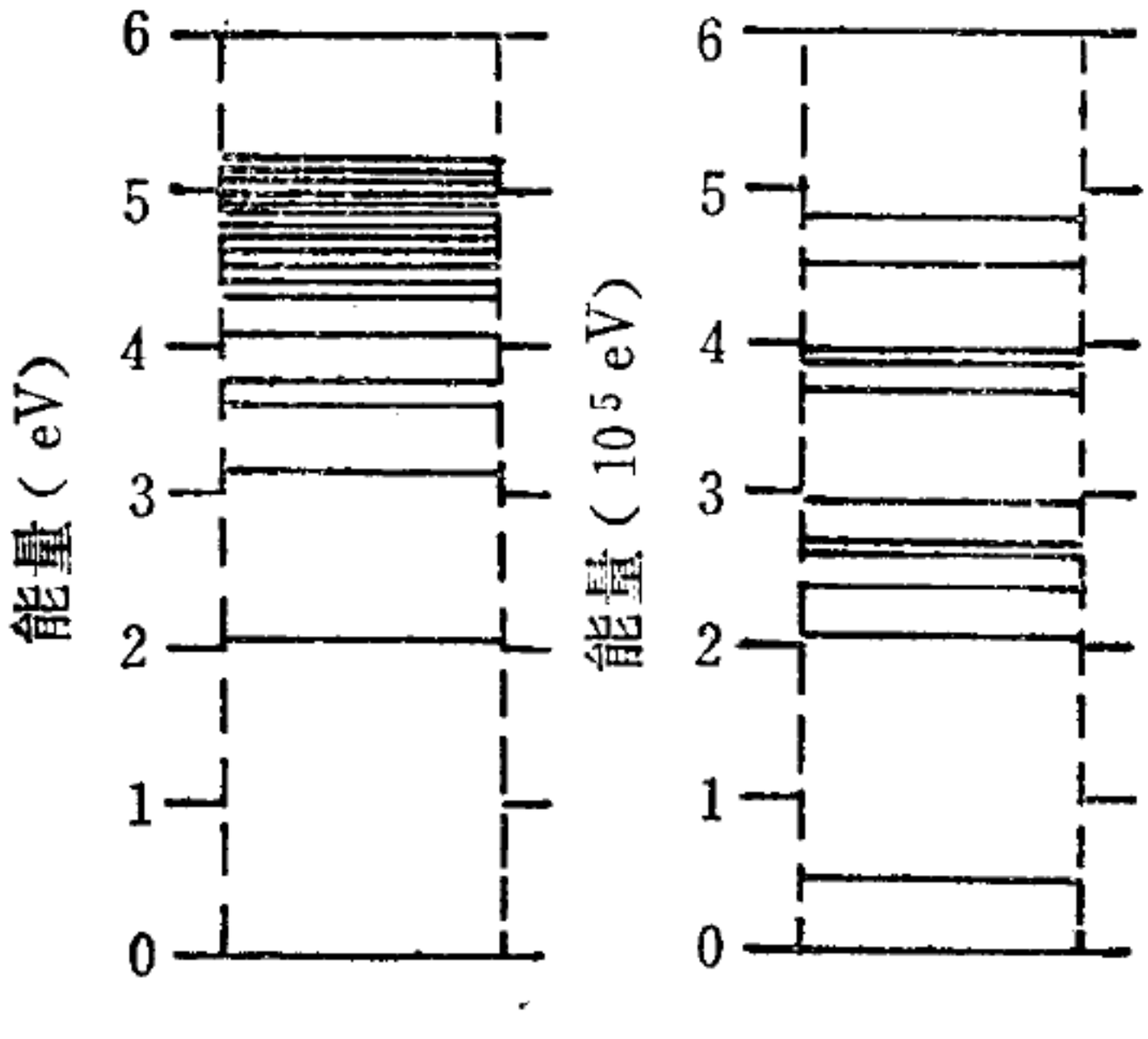

图3.1　钠的原子能级和原子核能级有相同特点

一个能级向另一能级跃迁时，相应有一个总能量为 ΔE（静能量M_0c^2加上动能）的粒子[1]释放出，或者有光子或静质量为零的中微子辐射出。

下面我们借助维斯考普夫论文里的几个能级图来说明上述结论。在图3.1中绘出钠的能级：左面的为原子能级，右面的是核能级。令人惊讶和出乎意料的是，在两种情况下都有窄能级，并且由一个能级向另一个能级的跃迁可给出原子的特征频率。电子的状态是利用量子理论的单电子近似方法计算得到的，而核态是通过对核内的质子和中子组成的系统能量量子化得到的（这是困难得多的理论问题）。尽管如此，我们还是得到特点相似的分立能级的集合。在分析原子钟问题时，这一点是必须要指出的。

为了解在这种能级图中所包含的信息具有何等重要的价值，我们可以看一下图3.2，图中示出硼的同位素 $_5B^{10}$ 的核能级，并绘出一系列对应于辐射高能量子的跃迁（超过三十）。

除了这些属于原子频谱（电子态）和核频谱（核态）的能级图外，我们再看一下图3.3。它是在大功率加速器中得到的高能粒子的激发态的典型能级图。在这幅图中可再次看到显明的能级分布和实验观察到的众多的跃迁。这个图象是量子分类的极好的例证，但是我们现在尚未掌握解释这些能级存在的完整理论。关于这一问题的较详细的信息，我们推荐读者参阅文献〔6〕。

由上述可作出结论：原子态和核态甚至基本粒子态均具有显明的分立能级，这是一条普遍规律。对这些能级的解释及其理论阐释有待于进一步的研究。

（1）或者若干粒子（如共振粒子）。——俄译注

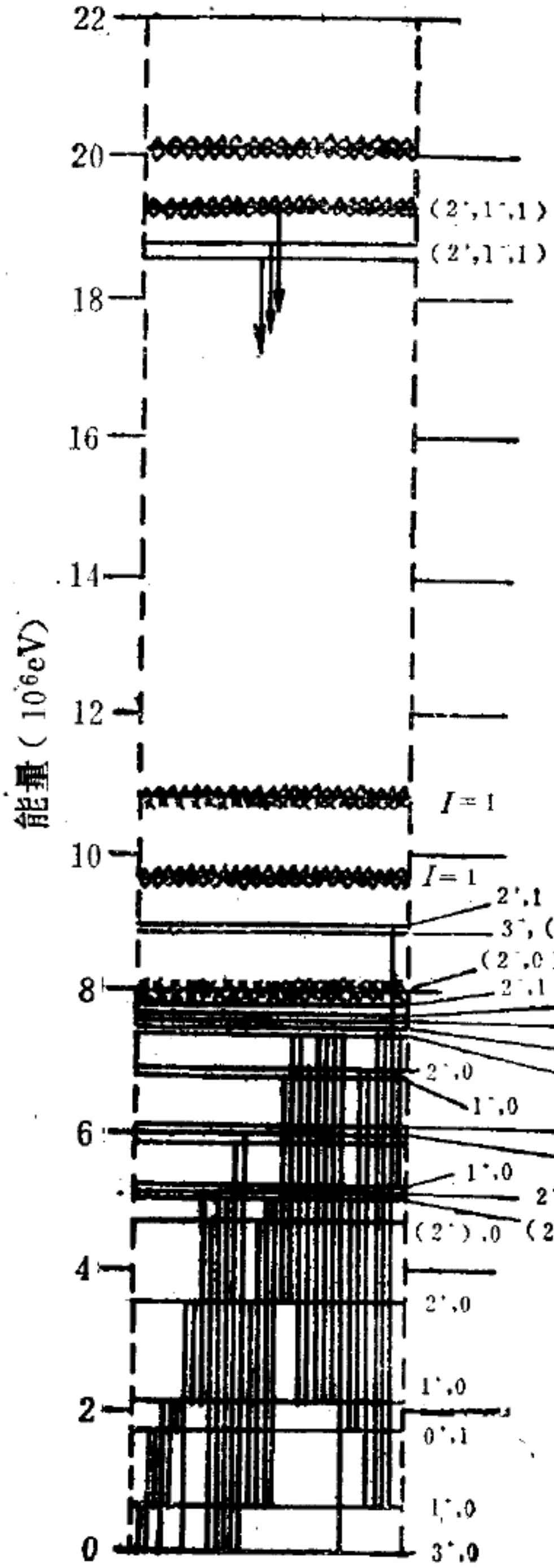

图3.2　在$_5B^{10}$的核能级图

上列出发射γ光子的基本跃迁(竖直线表示)能级右边第一个数字表示自旋，后一符号(+或−)表示字称，第二个数字表示同位旋I。括号内的量尚未精确测定。画有波纹线和交叉线的窄带代表宽能级。

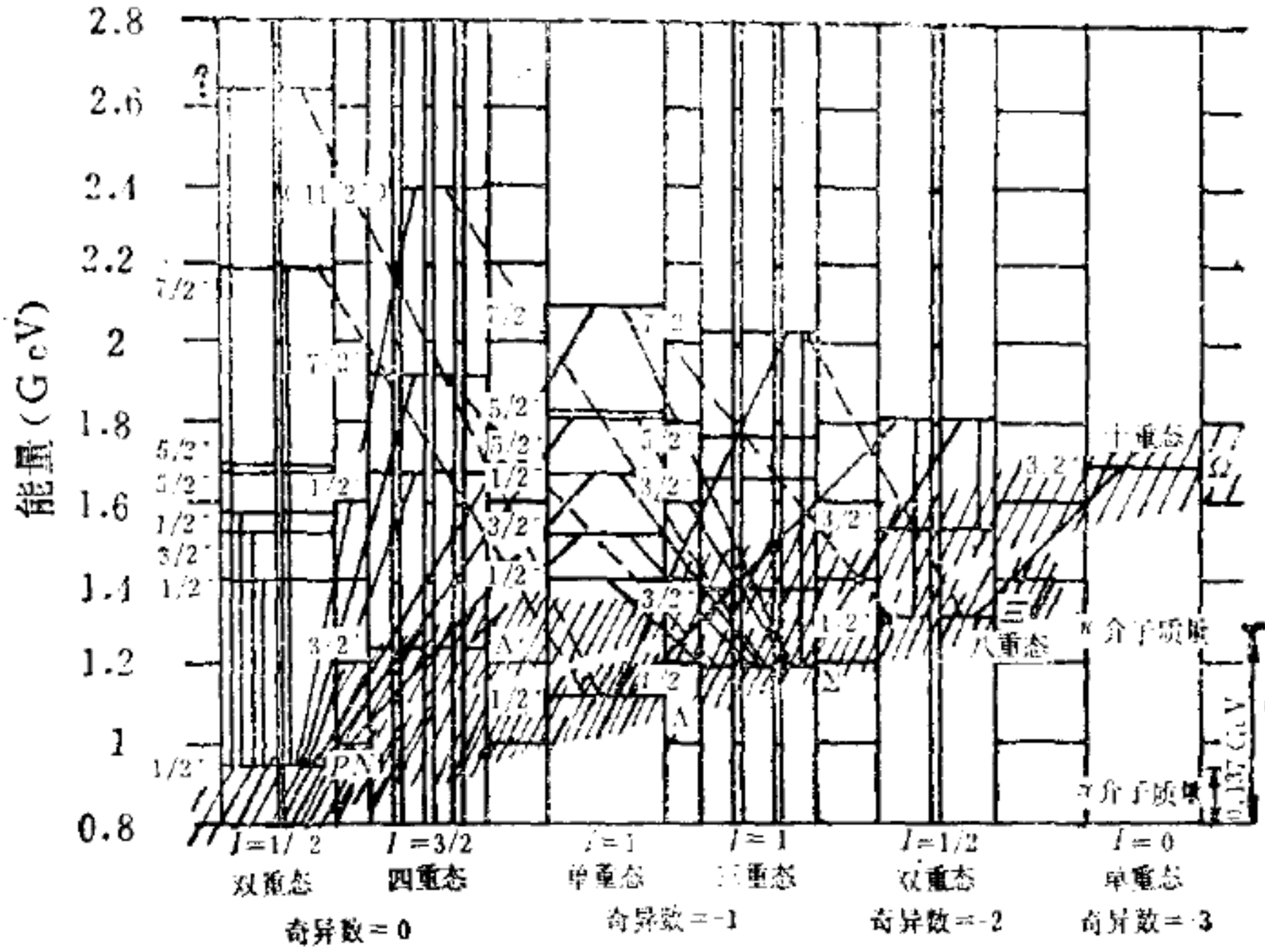

图3.3　核子（P，N）的重子态和激发态的能级图[6]

根据多重态和奇异性的不同，能态分成若干列。符号 I 表示同位旋，多重态等于 $2I+1$。奇异数是一特殊的量子特征量，图中基态对应于能量 0.938GeV，这一能量等于质子的静质量。能级左边的符号表示自旋和宇称（+或-），右边的符号表示能态。发射 π 介子的跃迁以实线表示。辐射光子的跃迁图中未表出，这类跃迁一般与放射中性 π 介子的跃迁是一致的。虚线代表由弱相互作用引起的可释放一对轻子或 μ 介子的跃迁。从多重态的任一能级向另一多重态的任一能级均可发生跃迁。为避免繁复，图中在每一组中仅标出一个跃迁。π 和 κ 介子的质量表示在右端。在八重态和十重态里的能态具有一定的内对称性。对于示于图中的每一重子态均存在一反重子态，因此必然存在着反重子的类似能级图。

§5. 原子钟的精确性和可靠性

上面曾指出，目前还没有利用穆斯堡尔效应制作出的原子钟。但是在追求越来越高的精度的过程中，它是一定会被

制造出来的。

工作在可见光频率范围内最适宜的一条光谱线上的原子钟能使我们获得不低于 10^{-12}—10^{-13} 的精度。也就是说，它的误差在一个世纪内小于一毫秒。

邦特利用穆斯堡尔效应获得了可观的进展——在他的实验中误差小于 10^{-16}，也即一世纪里相差几分之一微秒。这样的原子钟具有异常窄的谱线。为了建造这样的原子钟，必须克服许多技术性困难。首先，必须制造频率范围从可见光到

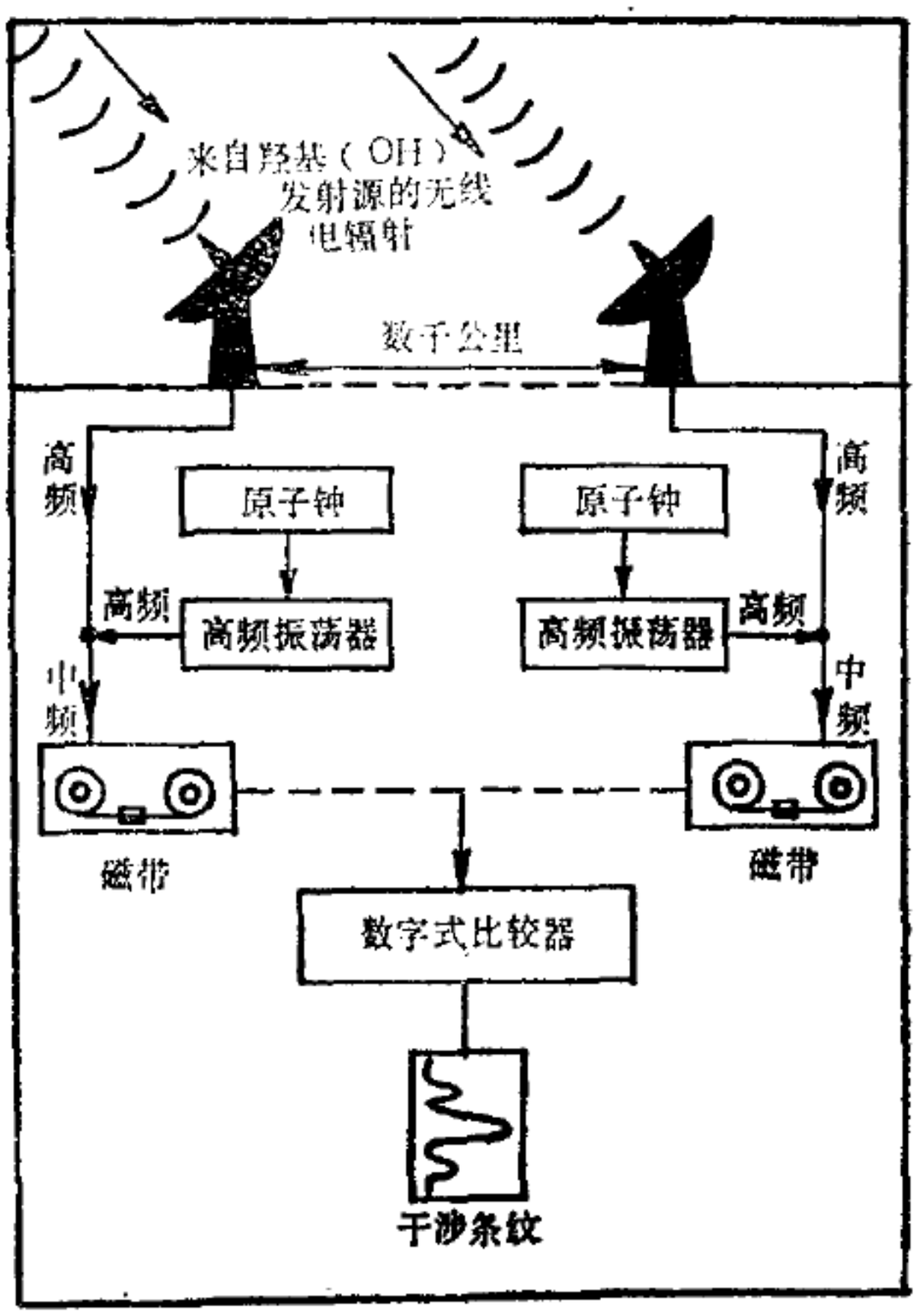

图3.4　由相隔数千千米的两台射电望远镜组成的射电干涉仪

信号记录在用原子钟同步的磁带上，然后在计算机上进行比较，通过比较可得到干涉条纹[3]。

γ射线的一系列倍频器和分频器；其次，要有一系列的激光装置和非线性光学仪器，这些设备目前只能在紫外区域内工作。我们相信，不久的将来这些设备一定能够制作出来。这样就有条件完成许多重要的实验，并确切地对相对论作出评价。

目前使用的建立在光频基础上的时钟已给出相当高的精度。我们看一下射电天文学里的一些问题(图3.4)，曾发现在遥远宇宙里的羟基(OH) 发射频率接近1665兆赫兹的辐射。这一现象发生在非常奇特的，使天文学家疑惑不解的情况下。这一辐射来自于靠近灼热星体附近的一些区域(HII区)，在这些星体上氢似乎完全电离。这些区域位于银河系的赤道附近。在(OH) 的吸收和发射谱带中有四条决定于转动能级的超精细分裂谱线。有趣的是这四条谱线的相对强度与量子理论的预测不符合。多普勒频移表明，(OH)群约以40千米/秒的速度向银河系中心运动，而氢原子则以大约 50千米/秒 的速度朝相反方向运动。辐射区域如此之小，因此需要利用基座非常大的干涉仪，这种干涉仪由相隔数千千米（从加里福尼亚到挪威）的两架射电望远镜组成。在它们之间建立直接联系是不可能的，但是可以利用两架原子钟来控制和命令其同步工作。为了能发现干涉图象，利用磁带进行记录，然后用计算机进行比较。这一实验获得了极大的成功，并且也证实了原子钟高度的可靠性。

参 考 文 献

〔1〕 Bridgman P.W.,Reflections of a Scientist,Philosophical Library,New York,1955.

〔2〕 Einstein A.,Ann.Phys.〔4〕17.133(1905).(俄译本：

Эйнштейн А., Собрание научных трудов. т. 3, М.,1965,стр.92.)

〔3〕 Dicke R.H.,Phys.Today,**20**,55—70(1967). 本文引证了大量的原作.

〔4〕 Bohr N.,Phil.Mag.,**26**,476,857(1913).(俄译本: Бор Н.,Избранные научные труды,т.1,М.,1970.)

〔5〕 Pound R.V.,Snider R.L.,Phys. Rev., **140** B. 788 (1965).

〔6〕 Weisskopt V.F.,Sci.Amer.,**218**(5),15(1968).

第四章　数学坐标系和物理参考系的区别

§1.引言　玻尔和彭加勒的观点

实验科学起源于经典力学。我们的思维方式以及概念至今在很大程度是建立在力学基础上的；我们利用它的语言来描述实验结果，因为所有这些实验一般都是利用宏观仪器来完成的。

这里摘录玻尔对这一问题的一段精辟论述[1]：

> “主要的问题在于承认，对实验装置以及观察结果的描述应该用一般的物理语言来表达，这种语言的特征是定义的准确性。其实这只不过是一种简单的逻辑必然结果，因为‘实验’一词仅表示某种操作程序；如果我们完成了这样一种程序，我们便能告示他人：我们做了什么和结果得到什么。”

实验装置一般是用坚固的材料制作的，而且相当稳重，因此它们的位置和速度完全可以按经典方式确定，不必考虑玻尔和海森堡的测不准原理。

玻尔在另一著作[2]里相当清楚地阐明了这种思想的演变，在此基础上他对这些思想作了进一步的发展，提出了

"对应原理"和"并协原理"。这里我们不准备重复这些经典问题的讨论，但是要把玻尔的一个结论明确地单独提出来：用来测量距离的尺子以及用来测量时间的钟，应该有相当大的质量，目的是使它们的性能不受量子力学的测不准原理的影响。

这一重要问题在经典力学的创始人那里没有提到过，爱因斯坦在自己的相对论中也没有考虑过。现在有必要重新详细研究这一原则在应用到上述理论时会产生什么后果。

彭加勒曾编写过一套被公认是杰作的"红皮丛书"，在其中的一本书[3]里，他是这样谈及力学基本原理的：

"英国人把力学作为实验科学来研究。在大陆上它始终或多或少地被看作是一门先验的和演绎的科学。毋庸说，英国人是正确的……。

从另一方面看，如果力学原理不是以实验作为自己的源，那么它们必然仅是近似的和暂存的。

新的实验总有一天会迫使我们改变或者甚至完全抛弃它们。"

彭加勒坚持认为，科学家不应站在主观臆断的定义上，而应以某种约定为基础，这种约定就是经验事实的总结。他说：

"约定是对的；臆断的约定是不对的。如果我们忽视了实验，那么这些约定便是主观臆断的，因为科学奠基者正是在实验的引导下去接受这些约定的。"

索末菲也持这一观点[4]。

我们还可以回忆一下上面提到的几位学者对科学发展道路所提出的意见，以及对公理或先验地提出的假说所持的否定态度。

逻辑方法在于假设存在公理，这一方法与实验科学是格格不入的。实验科学是从经验结果出发的。对这些结果进行整理（可能带有一定程度的臆测），根据整理结果提出比较符合实际的假说；然后再根据实验数据，对假说作必要的修正。

把这些假说看作是无限真实的，实际上是极其幼稚的想法。假说（通常被称作为“定律”或“原理”）仅在一定的界限内，一定的范围内适用；以后的实验将会揭示它的适用范围的界限（参阅〔5〕，第一篇）。

§2.经典几何学　运动学　经典动力学

经典力学一般是从静力学开始讲述的。静力学是几何学的一个分支，在这里力视作矢量，而质量和运动等概念是没有的；静力学在架设桥梁和建筑学里有广泛的应用。静力学之后便是运动学；在这一部分里几何概念和时间概念联系在一起，它研究的是运动的轨迹和描述方法（并不涉及将要作什么运动和为什么的问题）。

在运动学里利用了经典几何的一般抽象化：点无大小，线无限细，表面无厚度等等。几何与时间相结合能定义出速度、加速度、坐标系的变化以及其它等等概念。

经典力学的基础是关于“绝对”时间的假设。在相对论运动学里则以相对时间取代之。

我们要注意一个重要情况：运动学与质量或力的概念无关。质量和力仅出现在动力学。

动力学规律是牛顿创立的。在A.索末菲的《力学》[4]里对这些规律有简明而深刻的分析，可以参阅。

我们回忆一下动力学的三条定律：

1.在无任何外力作用下保持匀速直线运动。

2.在外力f作用下，动量（或冲量）的变化为：

$$p = mv, \quad \dot{p} = f$$

3.作用与反作用相等。

第三定律常为人们引用，其实只是在口头上承认它，过后就被抛置脑后。

为全面地确定质点的运动轨迹，仅靠运动规律是不够的。要全面地解决这类问题，必须给出（或者，最好说测出）起始条件。数学家在讨论动力学定律时往往忽视这一问题。在〔5〕（第Ⅵ和Ⅶ章）我们曾指出：

a）运动方程是可逆的，在时间符号改变时它们保持不变；

b）起始条件是不可逆的，因为在时间反转时速度符号改变。

因此，解析力学从整体来看是不可逆的。

§3.经典力学中的参考系

本节将探讨一个微妙的有关参考系的问题。这一问题很少有人论及。多数作者接受的是几何学和运动学里的定义，并且由这些定义直接转入大家所同意的各种变换：静止坐标轴

系，匀速运动坐标轴系，在此基础上同时还对经典力学或相对论力学中的相对性原理进行讨论（例如参阅〔4〕），但是这种定义实际上是一种不切实际的理想化。在这种讨论过程中一般不提及牛顿第三定律；此外，起始条件也往往被遗忘。

现在详细分析这一问题。为了发射一颗枪弹我们需要一定的工具，如弹射器、步枪或炮等。这一装置与某一参考系联系在一起。发射工具受到反冲，因此没有质量的参考系（几何学家的理想化）就要飞得远远地！我们需要的是静止的稳定的参考系，为此必须赋予它无穷大质量。由此我们得到一个结论：即使是经典力学，前面§1中所提到的玻尔原理也是适用的(1)。

在讨论经典相对性原理时，往往取有相对速度v的两个参考系S_1和S_2进行比较。枪弹相对于这两个参考系的初速分别等于v_1和$(v_1-v)=v_2$。在发射时两参考系均受到反冲，但它们的反冲是不同的。由于这一原因，质量有限的参考系的相对速度必将改变，否则将破坏相对性原理。如果不是发射装置，而是火箭，这时问题变得较为复杂，因为我们的“枪弹”要分裂成朝相反方向飞行的两部分。

下面再深入一步分析。我们曾假设S_1和S_2两参考系具有“给定”的相对速度v。但回忆前面所述便知，在科学研究过程中没有什么是“给定的”，一切都需要测量。某些量可以

（1）在此讨论中为了能够利用牛顿第三定律，假定发射装置与一参考系相连，而且在此参考系里处于静止。但还可以取相对于上一个参考系静止的第二个参考系，它与前者没有机械连接。这时就不会发生任何不幸：后一参考系不会“飞走”。——俄译注

给定，那只有在老师出考试题时才是如此。怎样实际测量速度v呢？在第一个参考系S_1里，我们设置一个物理实验室，从这里向参考系S_2发送某种信号（例如光信号）。然后测出信号的延迟时间或多普勒频移，根据这些观察结果便可计算速度v。在上一世纪普遍认为进行这一类测量不会改变运动系统的状态是不言而喻的。但现在知道，量子$h\nu$具有质量$h\nu/c^2$和动量$h\nu/c$。参考系S_1在辐射光子时受到反冲；而参考系S_2与此光子碰撞，在光子朝相反方向反射时，参考系S_2同样受到反冲。

当光子返回参考系S_1并与其碰撞时，它又对参考系的状态产生扰动。因此在测量过程中，两参考系的质量M_1和M_2不足够大，参考系S_2相对于S_1的速度v就会变化。实践中只要它们比参与测量的光子的质量$h\nu/c^2$大许多倍便可认为是足够大的。

上述结论实际上是玻尔-海森堡测不准原理，以及任何实验测量即意味着扰动这一普遍原理的极为特殊的情况。关于这一问题的另一种观点，我们将在第五章讨论多普勒效应时介绍。

可见，以一般形式表述的相对性原理欲成立，必须要求参考系非常稳重。

现研究动力学第三定律所起的另一作用。设给定一力场并已求得它的势[4]。力是坐标x，y，z的函数，它代表对枪弹的作用。这时反作用着力于何物呢？显然作用于参考系$OXYZ$。但参考系应处于静止，因此它的质量应是无限大！

索末菲[4]并未把这一问题交代清楚，便转入分析地

球的引力场，而且把地球看成是静止不动的和没有转动的。地球在这里正是起着上面所述的实际上是无限大质量的作用。

作一小结。参考系绝不是一种理想化的几何结构；它是一种由固体材料构成的稳重的实验室，这种物体的质量应比待研究的物体质量大许多倍。如果参考系的质量不足够大，那么它将不是非常稳定的，在它里面会出现象潮汐样的效应，而作用和反作用的效应也变得比较明显。

有人可能说我们发现了月亮(1)。问题并非如此！我们只是揭示这样一件事实，那就是绝不可以在这一处讨论中无视“月亮”的存在，而在另一处却又严密地考虑它。

利用加速的参考系可加强我们的论证。怎样正确理解相对于静止参考系S_1作匀速转动的参考系S_2？为使参考系S_2具有物理意义，可把它设想成为一很重的具有很大转动惯量的飞轮，上面载着很轻的观察者以及他的运动的仪器。如果这一条件不满足，那么在转动的参考系内，若有一质量m发生位移，则物体系的转动惯量便改变，于是它的角速度ω也随着改变。飞轮应有无限大的转动惯量，只有在这种情况下，不论观察者和他的仪器发生什么样的移动，我们都可以认为ω是不变的。作用（对运动的仪器）等于反作用（对转动的参考系）。反作用的影响只有当参考系的质量为无限大时才可忽略。

对于地球上的实验室来说，这些条件的实现是不成其为问题的。在加速的参考系中的情况与在引力场内的情况颇相似。在地球上所观察到的物体均处于引力场内，除引力场的

（1）比喻把早已熟悉的东西当作新发现。——译者注

作用外还要附加与转动有关的效应。对牛顿苹果或炮弹的作用等于施予地球的反作用。

§4.相对论中的作用与反作用

在经典力学里假设所有上述作用能瞬时间传递任意远的距离。在相对论中则要求相互作用的传递速度小于或等于光速 c。

在此问题上我们必须很谨慎！看来比较合理的做法，是假设引力场在真空中的传递遵守某种普遍规律。而由转动引起的加速度场的传递情况又是如何呢？这一问题主要决定于飞轮的弹性质量。当我们想使飞轮转动而对它的轴施加一力偶时，这一外力首先引起飞轮材料的弹性形变。在开始时刻，这一形变集中在飞轮轴附近，然后向边缘传递。目前大概还没有任何合理的依据和证明足以使我们承认，由转动引起的加速度场的传播机制具有与真空中的引力场一样的普遍特性。这种加速度场的传播过程是一种弹性波的传播过程，它的速度比光速c小得多。说在真空中有某种转动轴未必有意义。中性的宇宙间的物体并不“感觉”到不论是地球，也不论是太阳，还是遥远的星体的转动(1)。我们自己的这颗小行星对太阳的转动并没有“感觉”。

爱因斯坦把等效原理作为自己的广义相对论的基础。这一原理说：引力场和决定于坐标系旋转的加速度场具有同一

（1）现在对马赫的旧思想重又展开讨论，它们涉及到物质概念的起源问题。这些思想现在很不清楚而且并未得到实验证实。我们预先约定，物体是“中性的”，因为若是带电体或磁体旋转，则将产生远距作用的电磁场。

本性。这一原理看来不能认为是有充分依据的。在上述两种现象之间虽有不少共同处，但却存在本质上的差异。

发生在地球内部的错动引起弹性波，它要向地球表面传播，当我们接收到这种波时，我们便说发生了地震。在这一时刻之前的过程与迫使飞轮转动的情况相类似。

但这仅是问题的一个方面。地球内部质量的位移还引起引力波，它从我们这一星球出发向空间各个方向传播。这一扰动的作用能影响到所有物体，甚至极其遥远的星体。

这一远距作用决定于一普适常数（牛顿常数），而它在旋转参考系里却是不起任何作用的。爱因斯坦在创建理论时最初表述的等效原理，后来在探讨宇宙曲率的真实作用时并未获得支持。因此很自然地产生一个问题：等效性真的是一种基本性质，且等效原理并不是一种远远超出实验事实范围的推断吗？

爱因斯坦断言引力波的速度等于光速 c，但是在最近的五十年里，这一假设没有得到任何一个实验事实的证明。谁知道，引力场或许可能以比 c 小得多的速度传播，或者甚至可能象扩散流、热流似地流动（见第三章）！

在作用和反作用的传递问题上，爱因斯坦则持法拉第首先提出的存在真实的场的观点。在虚空空间或在物质中传播的场是由波组成，波的传播速度是有限的。这些波除用场量外，还用四维二秩张量来表征，张量所描述的是施予的作用和反作用以及它们逐点传递的过程。爱因斯坦实质上已提出，在这些局部作用和反作用之间相等关系的重要性 作用和反作用是以把相互作用传递一定距离作为自己的最终结果的。在这一意义上，他说，牛顿第三定律完全成立。

事实真是如此吗?上述作用要传播到什么时候呢?它们的传播不可能持续无限久! 我们这样设想传播的图象: 一个实物物体发射的波遇到其它物体时便被阻断, 从物体表面反射, 如此等等, 最终, 这些波消逝在无限远。这里又要提出一个问题: 什么样的波能够假设存在于无限远? 事实上, 在每一边界上, 即使这一边界位于无限远, 也应该给定某种边界条件。但是这种边界条件从来没有提出过。

列维-契维塔[6]和其他学者选择发散波(对应于推迟势),当波离开波源时同时就将与波联系在一起的不希望有的反作用载走。爱因斯坦、英费尔德和豪夫曼[7]则相反, 他们利用的是驻波(超前和推迟波的迭加),因而也就是设想在无穷远处有一面巨大的镜子。对这一假想实难苟同。

这一问题必须彻底阐明, 并找出凡是物理学家都会同意的边界条件。

关系这一问题可以作何设想? 引力波的行为问题使我们想起在分析光波或粒子波时所产生过的问题。关于光, 一般认为,它在离光源无限远距离处消失,并且以推迟波形式传播(见〔5〕第六章)。我们没有任何理由认为波能从无穷远处返回。天文学家还未曾遇到过这样一种现象, 据此可以假设在无穷远处存在某种镜子。当讲到引力波时, 设想情况与光波较类似大概是较为合理的(我们不敢说是"有根据的")。因此, 应该采纳列维-契维塔所提出的解的形式, 而不是爱因斯坦提出的解。其次, 应该承认, 作用力和反作用力可以在无穷远处消失。牛顿第三定律的意义在解析力学里是如此明确, 而在相对论里则变得相当模糊不清! 由于引力波的非线性, 这种情况实际上还要复杂一些; 而在离波源足够远的地

方引力波变得很弱，因而线性又逐渐恢复。

在无穷远处的波动解的形式，对于物理学家和工程师来说有着很大的意义。究竟有没有引力辐射的传播？能否期待利用爱因斯坦的引力波传送信号？这些波的传播速度是多少？这种传递信息的方法能否同用电磁波实现的传送方式——无线电（目前处于严重饱和状态）竞争？诸如此类的问题正等待着我们的回答。

§5.数学坐标系或是物理参考系

回到我们一开始就提出的问题上来。在几何学或运动学里应用的是理想化的坐标系，依照假设，它们是绝对刚性的和没有质量的。事实上，对于这种坐标系根本就谈不上质量，因为质量这一概念是后来，在物理力学和动力学里才引入的。在转入讨论上面所提出的问题（正如上面所指出的）时我们遇上了物理参考系，它应该能够抑制任何反作用而不发生运动。我们必须认为，这样的参考系有无穷大质量。下面我们提出两个不同名称以示区别：

坐标系——刚性的，没有质量的，属于几何学讨论的内容；

参考系——质量无穷大，属于动力学讨论的内容。

需要指出，我们提出的稳重的参考系的定义同基于穆斯堡尔效应的时钟选择要求是完全一致的，因为它的辐射元件也是刚性地“安装”在稳重的晶体内。

在阅读爱因斯坦的论文时不难发现，他对上面提出的两种情况并未加以区分，而且把只有稳重的参考系才具有的特

性赋予没有质量的坐标系。虽然如此，我们还是能发现爱因斯坦已朦胧意识到参考系应有质量，在论文[8]的第二节里他写道：

“设有由物体构成的两个物理系统S_1和S_2，上面装置有测量仪器……。”

爱因斯坦并未要求这些实物系统的质量非常大；但是他知道，仅有理想化的坐标系是不够的，必须把这种实物系统理解为进行测量的实验室。

在后来发表的讨论广义相对论基本原理的一篇论文[9]里，爱因斯坦进一步发展了自己的理论，但他忽视了这些需要警惕的问题，作出一系列惊人的推论。在§2中他说：

“用简单的变换坐标系的方法可以‘建立’引力场。”

在§3中我们读到：

“普遍的自然定律，是由那些对一切坐标系都有效的，也就是说，对于无论哪种代换都是协变（广义协变）的方程来表述的。”

我们认为，在后一假说的最后应该特别提出代换的问题，因为正是它有物理意义而且与布里吉曼所理解的实际操作是相适应的。我们与爱因斯坦的分歧就在这一点上。

在该文的§3他写道：

“在广义相对论中不可能通过直接用单位尺度测量空间坐标间隔，用标准时钟测量时间间隔的方法确定时空量。”

这一结论同任何建立在实验结果基础上的科学概念是矛

盾的，是非常大胆的。本应说明怎样才能完成上述测量，否则“空间”和“时间”一词便失去任何物理意义。后面我们还要讨论这一原则性的困难。

爱因斯坦引入的广义坐标系广为流传，有人甚至把它称为“爱因斯坦软体参考系”(1)。但是物理学家能够在这种不确定的条件下工作吗？给物理学家配备这种特殊的橡皮尺和走得不准确的时钟，我们还能期待他做出象样的实验吗？

最后，在§4我们看到：

“根据广义相对论，同其他力特别是电磁力相比较，引力占有一个独特的地位，因为表征引力场的十个函数$g_{\mu\nu}$还同时确定了四维空间的度规性质。”

爱因斯坦把这一结论作为自然的一种本性提出，我们认为不如把它称为爱因斯坦假说更为恰当。他竭力想通过以二秩张量势代替牛顿引力势的方法把引力归结为几何问题，利用张量势对引力和几何两类问题作统一的描绘；这一目的的实现是以在引力和电磁现象之间出现鸿沟为代价的。援引的论文是一篇天才的数学论文，它是否能应用于物理现实则是有待研究的问题。

§6.福克的假说

我们暂且保留爱因斯坦的理论蓝图，因为它看起来还有

（1）“软体参考系”是一种非刚性的参考物，能够以任意方式作整体的运动，同时改变形状。它具有走得不规则的时钟，而且从位于相邻各点上的时钟同时读测到的指示相差无限小。（参阅俄译本：Эйнштейн А., Собрание научных трудов, т. 1, стр. 580, М., 1965.）——俄译注

诱人的魅力，但是必须对它从定义上进行精确的修正，并确定其应用的限制条件。

另外，前面已指出，爱因斯坦理论的缺陷是过于普遍化。爱因斯坦本人曾指出，根据测量结果不可能单值地确定空间和时间。这样的结论不会使任何一个物理学家满意的。

现在分析一下杰出的俄国科学家B.A.福克的优秀著作[10]。该书对爱因斯坦的思想作了分析，并从非常独特的一种观点推导出相对论。福克成功地具体解决了不少疑难问题。他认为，一味强求相对论的绝对普遍性，如爱因斯坦所设想的，是不明智的。他得到的最有意义的结果在于，以一些简单的约定为依据对理论的数学结构的简化。此外福克还对理论提出更为完善的物理解释。他抛弃了没有物理意义的坐标系选择的随意性，按他的观点，应从中选择最佳坐标系；这种坐标系由下面的方程决定

$$\Gamma^{\alpha} = 0 \qquad (4\text{-}1)$$

式中Γ^{α}是克利斯托菲反转符号，如此规定的坐标称为简谐坐标。这四个附加方程完全决定了“最佳”参考系，在此参考系里波传播方程具有一般的形式（无附加项）：

$$\Box \psi = 0 \qquad (4\text{-}2)$$

这一方程实际上就是均匀平面波的波动方程，方程中的c起普适常数的作用。

福克建立的理论需要详细研究。他提出的描绘无疑是精彩的，但是有一点不明确，那就是它能否获得唯一的可能的解。福克选取了特定类型的参考系，使方程的解有较简单的形式；但是有可能存在其它类型参考系，对它们我们应该予以注意，而且应该把它们同福克曾研究过的那一类作一比

较。此外还需证明，福克作出的“最佳”参考系的选择符合实验的现实条件，特别是要与近代的时钟定义（见第三章）以及在物理参考系里质量的作用的说明（见本章前面所述）相适应(1)。

§7.施瓦茨希德问题

分析具体实例可帮助我们理解相对论的困难。先分析静止粒子的球对称静态场[11]。利用坐标x^1，x^2，x^3和$x^4=ct$，得到施瓦茨希德的解为

$$ds^2=(dx^1)^2+(dx^2)^2+(dx^3)^2$$
$$+\frac{2m}{r^2(r-2m)}(x^1dx^1+x^2dx^2+x^3dx^3)^2$$
$$-\left(1-\frac{2m}{r}\right)(dx^4)^2 \qquad (4-3)$$

式中$r^2=(x^1)^2+(x^2)^2+(x^3)^2$，$m=GM/c^2$是所谓的“折合”质量，$M$是粒子的质量，$G$是引力常数。

当r值等于引力半径

$$r_0=2m \qquad (4-4)$$

时，施瓦茨希德有奇异点。

现在即应指出，通过坐标变换可得到其他的解(2)。例如，可以在公式(4-3)中消去第四项，则得到度规为

（1）从编者与B.A.福克关于这一问题的交谈中知悉，他最初曾有此愿望解决这些问题。这些问题的解决并不是毫无意义的。——俄译按

（2）最好说：在另一坐标系里表示的同一个解。——俄译注

$$ds^2=\left(1+\frac{m}{2r}\right)^4\left[(dx^1)^2+(dx^2)^2+(dx^3)^2\right]$$

$$-\left[\frac{1-m/2r}{1+m/2r}\right]^2(dx^4)^2 \qquad (4\text{-}5)$$

的各向同性的空间。当 r 值等于

$$r_0=\frac{m}{2} \qquad (4\text{-}6)$$

时，这一新解失去意义。在无限远处两解的结果相同。

它们中的哪一个能与实验相比拟？应该利用度规(4-3)还是(4-5)来解释坐标x^1，x^2，x^3和ct？这些问题有待研究。这种情况甚至比如果能够实现一种坐标代换从而得到无穷多解的情况更糟！爱因斯坦的方法过于一般化，而且没有给出一种确定的解答。福克认为，由方程(4-1)所分离出的参考系相对应于现实的观测条件。他得到第三种形式的解

$$ds^2=\frac{r+m}{r-m}dr^2+(r+m)^2(d\theta^2+\sin^2\theta d\varphi^2)-c^2\frac{r-m}{r+m}dt^2 \qquad (4\text{-}7)$$

在

$$r_0=m$$

时，这一度规无意义。

比较公式(4-3)，(4-5)和(4-7)，清楚看出，爱因斯坦的过于普遍化要引起什么样的困难。可能产生这样的问题：解(4-7)是最合宜的吗？用什么方法可以验证，此解真的同在静止实验室里的引力场内进行的长度和时间的测量相适应？这一类问题的解答不可能从数学构思得到，为回答这些

问题需要对实际的实验条件作详细的分析[1]。

布里吉曼认为，对演算作类似的具体分析是非常必要的。看来，这种分析至今还无人作出。对上列公式的分析使我们产生这样的看法：公式(4-3) 形式较烦冗，对它作物理解释的尝试未必能成功。由公式(4-5) 得到空间是局部各向同性的结论，而公式(4-7) 则反映波的传播过程具有局部各向同性的特点，这两个公式我们均舍弃。于是出现了非常困难的局面。幸而引力半径实际上非常小，因此上述使人进退维谷的结论仅在极小的距离内成立，而且实际上也是观察不到的。

这一问题我们在第七章还要讨论，并从另一观点重新考察它。

§8.量子理论与相对论的比较

在二十世纪初，物理学出现了两个基础理论：普朗克的量子理论和爱因斯坦的相对论。从那时起已过去了六十多年，现在我们有可能把它们对科学思维的影响作一比较。量子理论虽然是基础理论，但却是不断变化着的理论；量子力学的概念巧妙地向前发展，而且似乎每年都为新发现的实验事实作出理论解释。统记下来，量子理论至少有上百个彼此有联系的理论。爱因斯坦建立的相对论则是作为逻辑的刚性理

（1）优选“最佳”坐标系的问题确实经常出现在广义相对论中，它直接导致对坐标系作出物理解释的问题（参阅彼德洛夫的《引力学说的近况》，Петров А. З., Современное состояние учения о гравитации, Прелринт ИТФ-71-1М,Киев,1971.）。——俄译注

论。其中狭义相对论获得巨大成功，尤为突出的是它的质能关系。至于广义相对论，最初曾认为它获得三个不同的实验证实，其中前两项的结果始终遭到很大的怀疑，第三项的实验结果（红移）在不久前完成的实验中得到很好的证实，但是它可以利用非常简单的理论来进行说明（见第六章）。因此，我们不得不这样提出问题：广义相对论作为数学著作是极为出色的，但它与物理现实有何关系呢？

被称为广义相对论（福克指出，这一名称并不妥贴，容易引起误解）的引力理论基于这样一个假设——引力场以光速 c 传播。虽然现在不能完全排除引力波存在的可能性[1]，但韦伯[2]的精密观测表明，象引力波传播这样的现象并未被发现。

在进一步分析这一问题时应该指出，爱因斯坦建立广义相对论的目的，是把引力和电磁学归并为时空几何的问题。因而理所当然地要假设，无论电磁相互作用还是引力相互作用，其传播速度应为同一速度 c。爱因斯坦成功地把引力归入四维几何图象内，但在应用到电磁学上时这一方法未获得成功。可以重复一下在第三章前一部分里提出的问题。引力场是以速度 $v_g \leqslant c$ 的波的形式，还是按扩散方程的形式传播？对此没有任何实验依据，问题悬而未决。

广义相对论的实验“验证”是：

1.在发生蚀现象时观察到经过太阳附近的光束发生偏离。这些实验是很不精确的：单次实验误差达100%，平均误差为30%。这一效应的理论不是无懈可击的，既然假设太阳

（1）应该指出，目前各国开展的实验研究（主要是检测引力波）是近代引力学说研究的主要趋势之一。——俄译注

附近存在绝对真空，那么又怎么能够观察到物质从太阳喷涌出来，以及太阳的辐射这些现象呢？

2.水星近日点的前移。结果与理论符合得很好，但正如迪克[13]所指出的，这种吻合在很大程度上是偶然的。

3.光谱线在引力场中的红移。邦特的实验结果与理论符合，精度达1%，但是利用量子$h\nu$的质量值$h\nu/c^2$，通过简单的讨论便可获得同样的结果。

结论：没有任何实验事实能证实在数学方面很庞杂的爱因斯坦的理论(1)。在爱因斯坦之后所完成的工作均属于复杂的数学推演、补充或形式的改变，它们也未得到实验验证。在宇宙学领域内的科学幻想，直率地说，是很有趣的，但毕竟是假想的东西。

总的来看，考察弯曲的时空世界的必要性尚未得到证实；广义相对论的物理意义暂时还很不清楚(2)。

（1）并非如此。观察到的水星近日点的前移效应与理论值符合得很好，测定值在百年内为～43″。光束在太阳场内偏离，最初观察结果确实被“侵蚀得相当模糊”，但是最近的观察实验（1968—1970年）能保证误差不超过4%。至于“红移”效应，它确实并非由广义相对论导出，但与理论并不矛盾。——俄译注

（2）不能同意这种绝对化的结论。不错，广义相对论的实验基础是很不充分，但是究竟还有两种天文观察的结果，可用引力理论自然地作出解释，其精度也是极其令人满意的。把理论应用于天文物理和宇宙学将导致产生新的结论，我们期望这种结论能被实验验证。因此，最终的结论如何应由实验来裁决。——俄译注

参 考 文 献

〔1〕 Bohr N., Max Plank Festschrift, Berlin, 1958, S. 169, 特别是S.171.

〔2〕 Bohr N., Atomic Physics and Human Knowledge, Wiley, New York, 1958, p. 67. (俄译本: Бор Н., Атомная физика и человеческое лознание. М., 1961, стр. 115.)

〔3〕 Poincaré H., La Science et l'hypothése, Paris, 1902, p. 110.

〔4〕 Sommerfeld A., Mechanics, Vol. 1, New York, 1952. (俄译本: Зоммерфельд А., Механика. М., 1947.)

〔5〕 Brillouin L., Scientific Uncertainty, and Information, New York, 1964. (俄译本: Бриллюэн Л., Научная неопределенность и информация, изд-во «Мир», 1966.)

〔6〕 Levi-Civita, Amer. Journ. Math., **59**, 225(1937).

〔7〕 Einstein A., Infield L., Hoffmann B., Ann. Math., **39**, 65(1938). (俄译本: Эйнштейн А., Собрание научных трудов, т. 2, М., 1966, стр. 450.)

〔8〕 Einstein A., The Principle of Relativity, New York, 1923; Ann. Phys., **35**, 898(1911). (俄译本: Эйнштейн А., Собрание научных трудов, т. 1, М., 1965, стр. 165.)

〔9〕 Einstein A., Ann Phys., **49**, 769(1916). (俄译本: Эйнштейн А., Собрание научных трудов, т. 1, М., 1965, стр. 452.)

〔10〕 Фок В. А., Теория пространства времени и

тяготения, M., 1955.

〔11〕 Pauli W., Theory of Relativity, Oxford, 1958, p. 166. (中译本: W.泡利, 《相对论》, 上海科学技术出版社, 1979。)

〔12〕 Weber J., Phys. Rev. Lett., **18**, 498(1967).

〔13〕 Dicke R.H., Phys. Today, **20**(1), 55(1967).

第五章　狭义相对论中的多普勒效应

§1．基本假说的重新估价

在前面几章里我们分析了一些不同的实验事实，据此我们有可能对理论物理的许多基本假说重新估价。在第三章里，我们曾强调指出穆斯堡尔效应和原子钟的重要意义，这些实验成就是爱因斯坦未能预见到的，正是它们使我们能够给出理想时钟的非常精确的经验(和量子理论的)定义。这种近代的时钟定义应该走在分析理想时钟的实际作用前面。这种说法不只是一种假想，而是由布里吉曼的演算方法得出的一种逻辑推理，或者更明确地说，是应用实验科学的传统方法得出的结果。正是这种方法使近代科学取得辉煌的成就，并奠定了与形而上学完全不同的自然科学。

关于这一方面的问题第四章已作分析，那里讨论了一些理论力学的经典问题，最后得到必须严格区分几何和物理的结论。不可混淆几何坐标系和物理参考系。质量的概念与几何学是无缘的，不通过物理实验就不可能测定它。物理参考系有现实的意义，因为它代表实际存在的物理实验室。也就是说，它是刚性的、稳重的，在它上面配置了各种测量仪器。

这些一般原则与第四章中所提出的原子钟或穆斯堡尔钟的定义完全符合。穆斯堡尔钟的一个突出的特点是利用注入晶体点阵内的原子，晶体点阵本身相对于非常稳重的参考系

是处于静止的。

爱因斯坦作了不少努力想把物理归纳为几何问题，并认为利用黎曼几何学可以实现这种归纳。为此他作出一些假设，这些假设我们认为是脱离实际的。爱因斯坦的构想虽然很接近真正的物理学，但与真实的原子钟的定义是矛盾的。不要忘记，这些时钟是最出色的物理测量仪器，它的精度达到10^{-13}（原子钟）或者10^{-16}（未来的穆斯堡尔钟）。

爱因斯坦的狭义相对论是物理学的一个杰出成就；至于广义相对论，只能看成是某种近似，它毫无疑问地需要详细地研究。

§2. 原子的反冲问题

设有一原子，相对于一给定的参考系静止不动，原子具有能级E_1和E_2，并能辐射量子$h\nu_0$，ν_0为无扰动频率值，它决定于玻尔方程

$$E_1 - E_2 = h\nu_0 \tag{5-1}$$

再写出质能关系式：

$$E_1 = M_1c^2, \qquad E_2 = M_2c^2 \tag{5-2}$$

式中M_1和M_2为原子分别处于能量为E_1和E_2状态下的总质量（包括核的静质量以及其它的质量）。由公式（5-2）还知道，$M_1\boldsymbol{v}_1$和$M_2\boldsymbol{v}_2$两量表示动量。

现在我们提请大家注意下面的讨论。令静止原子从能级E_1跃迁到能级E_2并放射出一个光子$h\nu$。根据爱因斯坦理论，这一光子带走动量$h\nu/c$；因此原子（质量为M_2）受到反冲，由此获得速度为υ。根据动量守恒得到

$$-\frac{h\nu}{c}=M_2\upsilon=E_2\frac{\upsilon}{c^2}=\frac{1}{c}E_2\beta \tag{5-3}$$

$$\left(\beta=\frac{\upsilon}{c}\ll 1\right)$$

由于反冲，原子得到动能

$$E_{动}=\frac{1}{2}M_2\upsilon^2=E_2\frac{\upsilon^2}{2c^2}=\frac{1}{2}E_2\beta^2 \tag{5-4}$$

这一物理量应包含在能量守恒方程内；方程（5-1）现在应改写成如下形式：

$$E_1-E_2=h\nu+\frac{1}{2}E_2\beta^2 \tag{5-5}$$

式中 ν 是由反冲的扰动引起的新频率。

这一经典结果不过是一次近似，它仅在 $\upsilon\ll c$ 情况下成立。利用相对论力学，可得到较精确的表达式；这时公式(5-3)和（5-4）应改换成下式：

$$\left.\begin{aligned}E_{动}&=E_2\left[\frac{1}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}-1\right]\\-\frac{h\nu}{c}&=\frac{E_2}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}\frac{\upsilon}{c^2}\end{aligned}\right\} \tag{5-6}$$

由（5-6）的第二个方程得到

$$\frac{E_2\beta}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}=-h\nu,\ 或\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}=-\frac{h\nu}{E_2}=\alpha \tag{5-7}$$

这一方程不难求解：

$$\frac{\beta^2}{1-\beta^2}=\alpha^2,\ \frac{1}{1-\beta^2}=1+\alpha^2 \tag{5-8}$$

由此得到

$$E_{动}=E_2[(1+\alpha^2)^{\frac{1}{2}}-1]=h\nu-h\nu_0$$

若β很小，这一关系式转化为公式（5-5）。这时

$$E_2\gg h\nu,\ \alpha\ll 1,\ \beta\ll 1 \tag{5-9}$$

需要特别指出一种情况，这就是只有在原子的能量E_2比$h\nu$大得多时，实际频率ν与“静止原子的辐射频率”相差极小，一般可忽略不计。

为使参考系处于静止，它应具有相当大的静能量，也就是说，应具有相当大的质量。这是第四章中阐明的普遍原理的典型例子。此外，这一结论与实验结果是符合的。根据这些实验结果，我们在标准天文钟里选用了铯元素（碱金属中最重的元素），而在邦特的实验中则利用穆斯堡尔辐射。

§3. 多普勒效应

周密分析多普勒效应可导致类似结论。我们的论述立足于薛定谔的论文[1]，此外还引用了索末菲的论据[2]。

设处于能态E_1的原子在O点的速度为v_1，其方向与Ox轴的夹角为θ_1，原子沿Ox轴放射出一个光子$h\nu$（图5.1），它获得的能量和速度为E_2和v_2，速度方向与Ox轴的夹角为θ_2。下

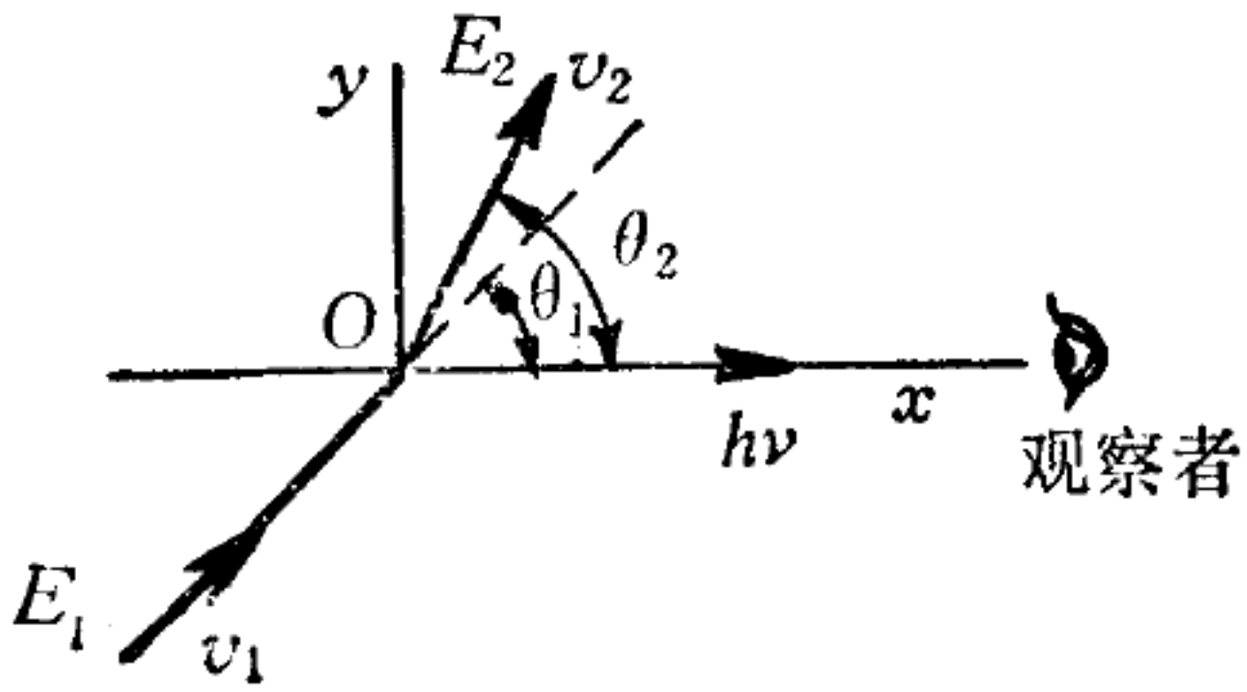

图5.1

面写出能量守恒方程和动量在Ox和Oy轴的投影的守恒方程：

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{\frac{1}{2}}}=\frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}}+h\nu \qquad \left(\beta_i=\frac{v_i}{c},\ i=1,2\right) \tag{5-10}$$

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{\frac{1}{2}}}\cdot\frac{v_1\cos\theta_1}{c^2}=\frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}}\cdot\frac{v_2\cos\theta_2}{c^2}+\frac{h\nu}{c} \tag{5-11}$$

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{\frac{1}{2}}}\cdot\frac{v_1\sin\theta_1}{c^2}=\frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}}\cdot\frac{v_2\sin\theta_2}{c^2} \tag{5-12}$$

联立解方程(5-10)和(5-11)，得到

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{\frac{1}{2}}}(c-v_1\cos\theta_1)=\frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}}(c-v_2\cos\theta_2) \tag{5-13}$$

引入符号

$$\left.\begin{aligned}\varphi_i&=\frac{c-v_i\cos\theta_i}{(c^2-v_i^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad (i=1,\ 2)\\ \psi_i&=\frac{v_i\sin\theta_i}{(c^2-v_i^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad (i=1,\ 2)\end{aligned}\right\} \tag{5-14}$$

由方程(5-12)和(5-13)得到

$$E_1\varphi_1=E_2\varphi_2=\alpha,\quad E_1\psi_1=E_2\psi_2=\gamma \tag{5-15}$$

式中α和γ是常数。再考虑到恒等式

$$(c^2-v_i^2)^{\frac{1}{2}}=\frac{2c\varphi_i}{1+\varphi_i^2+\psi_i^2} \tag{5-16}$$

并利用公式(5-15)，把方程(5-10)改写成如下形式：

$$h\nu = E_1 \frac{1+\varphi_1^2+\psi_1^2}{2\varphi_1} - E_2 \frac{1+\varphi_2^2+\psi_2^2}{2\varphi_2}$$

$$= \frac{1}{2\alpha}(E_1^2+\alpha^2+\gamma^2) - \frac{1}{2\alpha}(E_2^2+\alpha^2+\gamma^2)$$

$$= \frac{1}{2\alpha}(E_1^2-E_2^2) \tag{5-17}$$

由此得到

$$h\nu = \frac{E_1+E_2}{2\alpha}(E_1-E_2) = \frac{E_0}{\alpha}h\nu_0 \tag{5-18}$$

式中$E_0=(E_1+E_2)/2$是E_1和E_2的算术平均值，而ν_0是无扰动的频率值〔公式(5-1)〕。我们试比较所得结果与经典相对论多普勒效应(ν_D)，后者对应于任意速度v_0的表示式为：

$$\nu_0 = \frac{c-v_0\cos\theta_0}{(c^2-v_0^2)^{\frac{1}{2}}}\nu_D = \varphi_0\nu_D \tag{5-19}$$

这里借用了(5-14)的符号。我们得到的结果(5-18)与多普勒公式(5-19)不同，这是因为我们考虑了两个能级E_1和E_2，两个速度v_1和v_2，以及两个夹角θ_1和θ_2。而在经典公式里仅有一个能量E_0，一个速度v_0和一个夹角θ_0。多普勒经典公式(5-19)仅能视作在满足条件：

$$v_1\approx v_0\approx v_0,\ \theta_1\approx\theta_2\approx\theta_0,\ E_1\approx E_2\approx E_0$$

时的一次近似。这些条件显然表示反冲动量很小。由此得到

$$E_2 \gg h\nu \tag{5-20}$$

这里又得到方程(5-9)。

上面的公式是根据狭义相对论力学推导出的，这些公式只有在原子的总能量远大于在量子跃迁时的能量变化这种情

况下才是正确的。这与第三章我们所作的说明是完全吻合的，这就是：物理参考系应是很稳重的。

§4．多普勒量子效应的分析

现在我们再来讨论如图5.1所示的实验。有一给定的静止参考系Oxy和一观察者(或为测试仪器)，观察者在Ox轴的正方向上离原点有一定距离。现在讨论原子处于能态E_1，以速度v_1，沿与Ox轴的夹角为θ_1的方向运动时的辐射问题。此外还知道，辐射是由原子跃迁到能级E_2而引起的。因此，起始给定条件是

$$E_1,\ E_2,\ v_1,\ \theta_1 \tag{5-21}$$

在辐射后原子的速度为$(v_2,\ \theta_2)$，但是这一速度不能直接观测。能观察到的是沿Ox轴发射的辐射频率ν，把这一频率与静止原子所发射的频率ν_0

$$h\nu_0 = E_1 - E_2 \tag{5-22}$$

作一比较。

将公式(5-18)与公式(5-15)、(5-14)进行对比，得到量子多普勒效应的表示式：

$$\frac{\nu_0}{\nu} = \frac{2\alpha}{E_1+E_2} = \frac{2\alpha}{E_1(1+E_2/E_1)} = \frac{2\varphi_1}{1+E_2/E_1}$$

$$= \left[\frac{2}{1+E_2/E_1}\right]\frac{c-v_1\cos\theta}{(c^2-v_1^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{5-23}$$

这是最终的表示式，在这一形式里仅包含起始给定值和频率ν_0（无扰动的）以及ν（观测值）。

对(5-23)和经典多普勒效应的公式(5-19)作一比较，我

们发现表示式(5-23)增加了一个因子

$$1\leqslant\left(\frac{2}{1+E_2/E_1}\right)\leqslant 2 \tag{5-24}$$

若$E_2\approx E_1$，该因子趋近于1，这种情况正是第三节末尾所讨论的一般的多普勒效应。在E_2减小时这一因子趋近于2，在$E_2=0$时因子值等于2。这表示原子完全衰变为两个光子，其中一个沿Ox轴运动，是我们能观察到的；另一个则以速度$v_2=c$沿着与Ox轴成θ_2夹角的方向离去。

§5. 相对性原理的精确表述

在第一章里我们描述了相对性原理的演变情况，它首先是在经典力学范围内提出的。那时已发现，所有运动规律，无论在静止的参考系里，还是在以给定的恒定速度v运动的参考系里，均具有相同的形式。在这第一步之后(彭加勒曾指出它的重要意义)，接着又迈出了第二步——发现如下事实：相对平动也不能利用电磁过程来加以发现。

这里从一开始就应该明确提出理论所遇到的困难，但这一问题没有得到应有的注意。它是由第四章的分析引伸出来的。

当我们说："有一参考系，它以一给定的恒定速度v，相对于某一静止参考系运动。"这究竟指的什么？

如果一个参考系（静止的或运动的）不具有比研究对象大得多的质量，则上面那种表述是没有意义的。另外，讲"给定的速度"也是没有意义的。当天文学家在天空里发现一个新的运动物体时，他并不知道它的速度。为了测定这一

速度，他应做一些实验。他可以朝不明物体发射某种粒子流，这些粒子被物体反射而返回地球，然后测定脉冲的时间间隔。为了避免对运动物体的状态产生过强的扰动，他选用目前所知的最轻的粒子——光量子，即光子。但是光子同样有质量；在辐射时它们对“静止”参考系施一反冲动量，在反射时则对“匀速运动”的参考系施一反方向的冲量。相对匀速运动状态受到扰动；我们所确定的相对速度失去了意义。在这种新的情况下，我们发现大家所熟悉的一条规则同样适用：实验即扰动。只有当两参考系的质量非常大，比光子的质量大许多倍，扰动方可忽略。

这里我们又碰上物理参考系的真实含义的问题，这一问题我们在第四章第三节里已经分析过。薛定谔对多普勒效应（见§4）的分析同样说明这一问题。如果辐射原子的初态能量E_1不大，而末态能量E_2比E_1小得多，则因子(5-24)将显著大于1。这一因子所描述的正是反冲效应和这样一件事实，即辐射量子$h\nu$引起速度的变化（$v_2 \neq v_1$）。与原子联系在一起的参考系不可能保持恒定速度。

参考系不论是静止还是以恒定速度运动的，都是一种理想化的概念，它仅适用于非常稳重的系统。

过去这种理想化未曾引起怀疑。那时都认为，如果向一个运动物体“投以一瞥”，那么它的运动状态是不会改变的。我们知道，这一观点是错误的，现在应该纠正过来。

我们在分析过程中利用了爱因斯坦所发现的光量子（或称光子）。正是由于这一发现（实验令人信服地证明光子的物理真实性），爱因斯坦被授予诺贝尔奖金。但是爱因斯坦本人在对待光子的问题上，与他所热衷的相对论相比，始终持比

较淡漠的态度。对于他来说，光子的发现是他主要研究课题和兴趣之外的附带的研究成果；爱因斯坦始终倾向于利用连续介质的微分方程进行描述的方法。连续性的破坏和量子的出现在他看来是不合乎自然的。但是，使我们感到无比惊奇和高兴的是，正是由于量子方程以及光子的出现，我们才发现了物理的基本规律，而且还制作了近代的高度精密的时钟！

§6. 运动的时钟的行为

上述对运动原子所作的说明，实际上可以重复于运动的时钟。近代的时钟不是别的，而是校正于一定频率的激光系统。爱因斯坦不可能预见到理想时钟的试验成功；他也不能想象时钟在运动的观察者看来是怎样表现的；或者说运动的时钟从静止参考系来观察将是怎样的。

时钟是一种仪器，它以某一频率ν_0。向外辐射（在仪器相对处于静止的某一参考系中）。简单地说，时钟就是标准频率的辐射。若时钟以一恒定速率v运动，则可观察到依赖于速度v的方向的一整条频带；这些频率用量子化多普勒效应的公式(5-23)描述。

爱因斯坦不提多普勒频率的集合，却谈论起时间尺度的变化问题，这就导致各种谬误。

理想时钟（例如根据穆斯堡尔效应制作的）应该很稳重，这样才可能不必考虑与E_2/E_1比值有关的修正项；而且，在必要时修正项也是不难引入的。指出这样一件事实是有趣的：爱因斯坦对因子$(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$给予很大的注意，但实质

上却忽视了对他来说是“毫无趣味”的多普勒效应公式的结构的完整意义。这一效应实际上是一个整体，不能把它支离破碎地进行分离。怎样解释爱因斯坦的这种思想变化呢？它是从洛仑兹变换出发的；通常分析这种变换是在一种简单的情况下进行。这一问题我们将在第七节中讨论。从洛仑兹变换得出长度沿Ox轴收缩，时间也类似地缩短。

从洛仑兹变换出发，爱因斯坦[3]计算了速度方向成某一夹角情况时的多普勒效应，得到公式(5-19)。但是他所利用的关于时间尺度的长度测量的讨论是建立在洛仑兹公式基础上的，在这些公式里并未考虑到这种“倾斜的”速度问题。

此外，薛定谔[1]曾指出一些有趣的情况。为了利用第三节介绍的方法导出多普勒效应的正确公式，必须考虑光子的动量，否则仅能得到唯一的方程(5-10)，它只能描述与因子$(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$有关的一种效应。这是一种不合理的简化，而爱因斯坦正是采用了这种方法。

在讨论多普勒效应的过程中，我们利用了三条基本公式(5-10)—(5-12)，在每一公式里都有描述初态和末态动能存在的因子$(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$出现。整个计算仅仅建立在量子方程(5-1)，质能关系式(5-2)，和能量及动量守恒定律的基础上。

一个重要特点是，不论我们利用什么样的时钟模型，它必须与爱因斯坦所理解的模型有严格的区别。他理解的时钟是一种能发射短脉冲，并测量脉冲之间的时间间隔的雷达装置。我们的时钟则是另一种，它发射的不是脉冲，而是固定频率的连续振荡。我们所理解的时钟模型与爱因斯坦的完全不同；我们的理解里多普勒效应突出为第一位的问题，而洛

仑兹变换则是一种纯数学方法。我们的兴趣要从数学表述转向物理事实。这一观点还受到这样一种情况的支持，那就是参考系应是稳重的，它们根本不存在随意的加速或减速的问题。我们可以把静止的实验室设想为火车站，而运动的参考系为一载重列车。这一模型能使我们对在恒定速度情况下所发生的事件有一较好的认识；但是我们对当时钟作加速运动时将发生什么情况一无所知，也不应该去猜测。笛卡儿发明了利用坐标系的绝妙的方法，然而这一方法带有很强的人的主观意识。因为它是从坐标原点和计时起点作为前提，我们并没有这些概念的定义。我们感兴趣的所有结果都不应该依存于这种原点的选择。当我们谈到坐标系时，我们就应该承认相对于参考原点选择的协变性原理。只有点间距离和时间间隔才有意义。把多普勒效应推到首要位置上，我们便能避免所有多余的麻烦。多普勒效应属于现实的基本的物理现象。

§7．狭义相对论的推导新方法

介绍相对论的所有作者都遵循同一方案：

迈克尔逊实验——→洛仑兹变换——→爱因斯坦理论

(5-25)

沿此捷径前进，教师就忽略了从另外一些重要的观点来分析问题的可能性；如果沿另一途径逐步深入下去，是不难发现这些重要问题的。

在狭义相对论的许多实验验证中，可以选取最有意义的作为我们的出发点。我们顺着这样一条途径进行推演：

质能关系——→原子时钟——→

多普勒效应——→洛仑兹变换[1]　　(5-25′)

在完成最后一步时要求有一特殊假说，爱因斯坦对这一假说曾作出过明确的表述，而现代的不少作者却往往把它忽略，并视为不言而喻的。但是事实并非如此，这一问题需要专门的讨论。

质量与能量的关系是已被证实了的，原子弹的成功就是一例。对于静质量为M_0的粒子，这一关系可写成如下形式：

$$\left.\begin{aligned} E &= Mc^2, \\ M &= \frac{M_0}{(1-v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}}, \\ \boldsymbol{p} &= M\boldsymbol{v} \end{aligned}\right\} \qquad (5\text{-}2')$$

对于静质量为零的光子则为

$$E = h\nu = Mc^2, \quad p = \frac{h\nu}{c} \qquad (5\text{-}3')$$

在第三章中我们曾分析过原子钟的作用原理，它建立在玻尔的第二个量子方程的基础上（τ——振荡周期）

$$\Delta E = h\nu, \quad \tau = \frac{1}{\nu} \qquad (5\text{-}1')$$

有了这些关系式，再加上能量和动量守恒定律，已完全足够计算多普勒效应(§3，4)。若原子钟相对于某一参考系是静止的，则原子钟在此参考系内单值地决定频率ν_0。“静止”一词意味着时钟和参考系的质量非常大(§5，6)。

（1）在这里作者实际上想建立狭义相对论的公理化理论，对此他并未否认，在这一理论里基本原理取自与量子力学有关的实验。这样便可从扩展的意义上来谈相对论量子力学的公理化。这一问题至今尚未解决。——俄译注

若从某一稳重的运动的参考系来观察，则时钟的辐射频率为 ν，它取决于观察的角度 θ〔见公式(5-23)〕。令 ν_0 和 τ_0 表示在静止参考系里的频率和周期，ν 和 τ 是在运动参考系里从 θ_1 角观察到的频率和周期；那么公式(5-23)便成为

$$\frac{\tau}{\tau_0}=\frac{\nu_0}{\nu}=\frac{c-v_1\cos\theta_1}{(c^2-v_1^2)^{\frac{1}{2}}}; \tag{5-26}$$

既然 $$\tau=\frac{1}{\nu},\ \text{则}\quad \tau_0=\frac{1}{\nu_0}$$

到这一步我们只不过重复了一遍多普勒效应的计算。

现在推导洛仑兹公式，为此我们先回顾一下这个问题的历史概况。洛仑兹从迈克尔逊实验的结果出发进行了讨论，在这一实验中不可能观察到完整的多普勒效应。实验中光束沿一定的路径一去一来，走完一封闭回路。速度 v_1 在公式中要出现两次：一次带正号，另一次带负号。因而迈克尔逊仅能观察到速度值 $+v_1$ 和 $-v_1$ 的平均值的效果。算出这一平均值并代入公式(5-26)，得到不包含 $v_1\cos\theta_1$ 的公式：

$$\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)_{\text{平均}}=\left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)_{\text{平均}}=\frac{c}{(c^2-v_1^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{5-27}$$

这不是别的，正是洛仑兹公式的时间变换。

约斯利用迈克尔逊实验装置作了实验，其结果比米勒的实验在精度上约提高 4 倍。汤斯及其同事[4]利用两台脉冲激射器做了新的实验，他们在相向的方向各发射一束射线。装置相对于地球运动方向的取向是可调的；利用这一装置取得很好的结果，其精度超过约斯50倍。利用近代的莱塞（即激光装置）可以达到更高的精度。

§8. 洛仑兹变换

为得到洛仑兹变换必须对相向传播的两条光束求平均。因此，光速实际上是根据一正一反传播了一定距离的信号进行测量的；这是从爱因斯坦原理作出的合乎逻辑的推理，这一原理说，不可能确定相隔很远的两点的时钟指示是否相符。只有时空的符合有物理意义，并且是可观察的。此外，爱因斯坦还假设，在静止参考系里空间具有对称性，在处于匀速运动的参考系里情况也是如此，因为从运动参考系自身里面进行观察不可能发现这种运动。

这可以借用大家熟悉的例子来作较透彻的说明。假设，静止参考系是一较长的火车站，它沿着路线延伸足够远，运动参考系则是沿铁路运动的载重列车，车站上沿途装置了不少固定的时钟；假定已利用车站的中央时钟所发出并返回的信号使这些钟得到同步，在静止参考系里这些信号可以认为是以速度 c 传播的。在列车的每节车厢里也设置时钟，它们与安置在火车头上的中央时钟是同步的。也就是说，在列车里同样利用往返信号进行同步，根据假设，信号在任一方向上相对于列车的速度都为 c。这一假设（爱因斯坦着重指出的）是根据这样一种情况得出的；列车里作的任何实验都不可能使我们发现列车的匀速运动。车站和列车的地位是完全等同的。车站站长记录着从他身边开过的每一节车厢里的时钟指示，发现这些时钟走得较慢；这种情况决定于列车里的时钟同步的方法。列车司机看装置在车站上的时钟，观察到完全同样的图象。两图象彼此对称。

我们的结论与狭义相对论的结论完全符合，只不过它是从一种新的角度推导出的。

应该着重指出，爱因斯坦的时钟同步规则，以及在每一参考系里按此规则实际实现时钟同步的方法有很重要的意义。这一规则是臆断的产物，是脱离实际的。它既不能用实验证明，也不能用实验推翻；它断言，信号从东向西和自西向东的传播速度是相同的。而在迈克尔逊实验中，我们只能测量两速度的算术平均值。显然，我们遇到的是一种使人感到意外，而且未被验证的假说。我们利用多普勒效应对问题所作的整个分析表明，实际的物理事实并未给爱因斯坦假说以直接证明；而另一方面该假说对推导洛仑兹变换却是必需的。

爱因斯坦的结论是正确的；只是洛仑兹变换是一数学工具，而且不可观测；他们很有用处，但显然没有物理意义。类似地，闵可夫斯基的长度元 ds^2 应该认为是很有趣的表达式，但也同样无物理意义。在这两种情况下的同步规则是非常需要的，虽然尚未得到证明，也不可能否定它[1]。

§9. 孪生子佯谬

关于这个经典问题可以无休止地争论下去（可参阅论文选集[5]）。一个兄弟静坐家中，我们把它设为 O 点，另一个高速飞驰向遥远的一点 A，然后立即返回；当他与兄弟再见面时，发现星际旅行家比留在家中的兄弟明显年青。这是

（1）对于范围相当广的某一类现象而言，洛仑兹变换毫无疑问是符合实际的。对洛仑兹变换来说，最重要的一点可能是精确规定其适用范围。闵可夫斯基间隔 ds^2，如所周知，诠释为“事件”是较为成功的。——俄译注

有意思的无稽之谈，我们先来讨论事实。我们采用图解分析，为简单起见设定一些具体数值。令 $v=0.6c$，则

$$\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}=0.8$$

多普勒因子相应地等于

$$\left.\begin{aligned} \underset{\rightarrow}{K}&=\left(\frac{c-v}{c+v}\right)^{\frac{1}{2}}=\frac{1}{2} \quad \text{出发途中}\\ \underset{\leftarrow}{K}&=\left(\frac{c+v}{c-v}\right)^{\frac{1}{2}}=2 \quad \text{返回途中}\end{aligned}\right\} \tag{5-28}$$

OA的距离取为 6 光年。

在图5.2上取距离 x（以光年为单位）为横轴，时间 t 为纵轴。图上纵坐标上的点表示留在家中的懒兄弟的情况；

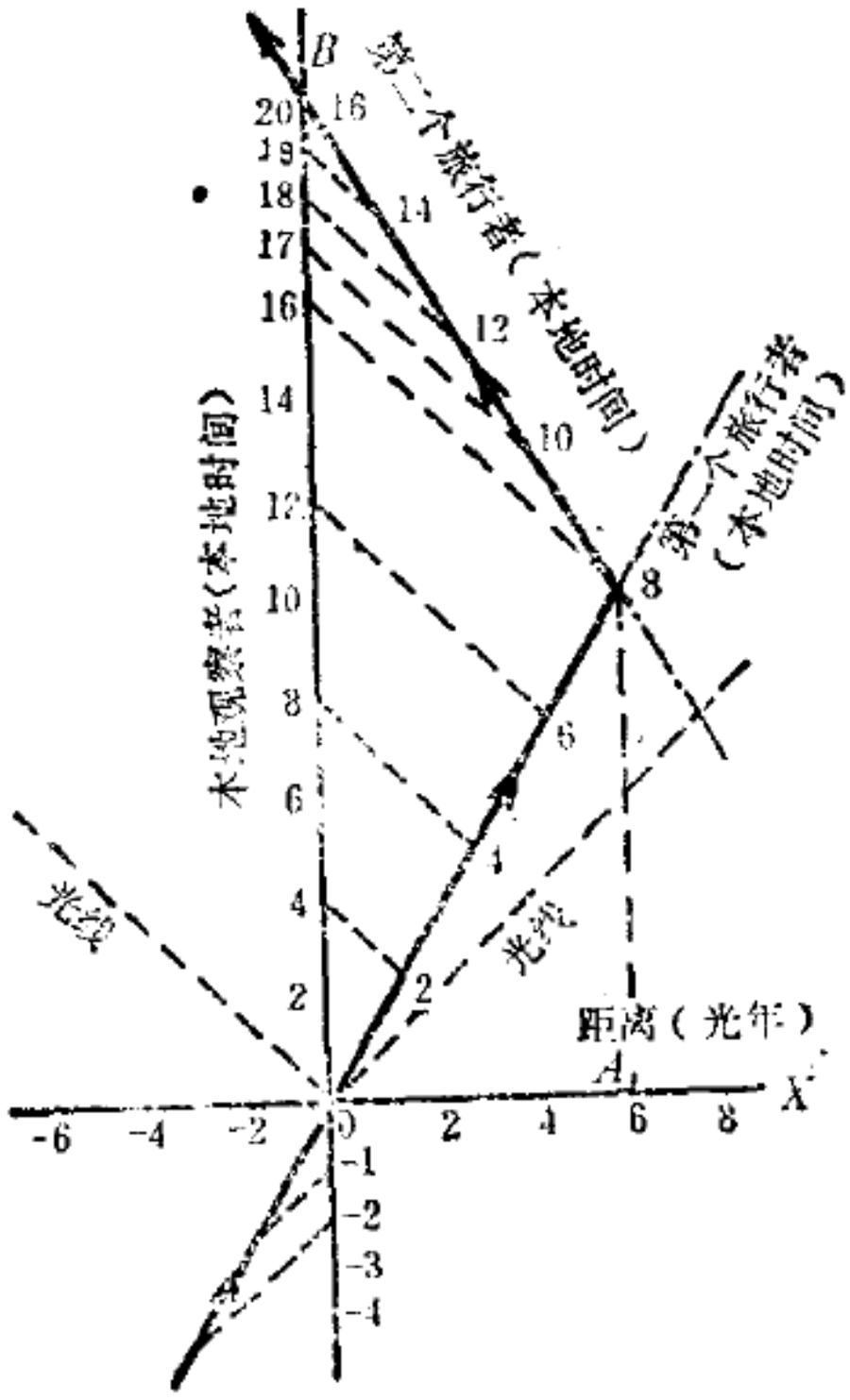

图5.2

这些点还表示他的固有时间。虚线表示在外旅行的兄弟每过两年根据他自己的时钟发出一次的信号。他旅行到A点化费了8年，然后掉头，经过16年（按他自己的时钟）返回家中；与他的懒兄弟相遇时，他发现后者的时钟竟指示着20年！旅行者分别在本地时间第2，4，6，8，10，12，14，16年发出信号；他的留在家中的兄弟分别在第4，8，12，16，17，18，19，20年收到信号。爱因斯坦的公式给出总的时间差(20－16=4)的绝对值；但是不要把静坐家中的孪生兄弟错当成他的旅行兄弟，因为以虚线表示的信号要发生多普勒频移。旅行者在抵近A点时，自然还受到相当大的加速度。要是换一方式提出问题，加速度就可消除掉；为此需要有孪生的三兄弟，其中老大留在家里，老二一直向前飞，并且再也不回来，老三朝相反方向飞行，在A点与老二相遇。

这里不再出现加速度问题了。情况是这样的：老大和老二在起点O处校正好自己的钟；老二和老三在A点相遇时比较钟的指示；老三和老大在家里（在B点上）比较钟的指示。

现在，在静止不动的老大与朝相反方向运动的两兄弟之间的非对称性就变得明显了。

洛仑兹公式正确地描述了最终结果，因为我们考虑到运动有一去一回两个方向；只要分析一下多普勒效应对旅行的兄弟发出的信号的影响，我们便可看到，这一问题实际上还要复杂一些。若让老三加入进来，现象的描述要变得简单些，因为不会产生加速度的问题，整个问题归结为在同一地点对不同时钟的指示进行比较，也即归结为具有真实物理意义的操作程序。

我们的最终分析结果与爱因斯坦的狭义相对论是完全一致的，不过这一分析是以大家尚不习惯的一些前提为依据的；需要强调指出应注意的条件，这就是在自己的每一段路程上应有一去一返相向通过的光束。只有在此情况下，才可以不考虑对多普勒效应作具体分析，并且只需要利用洛仑兹变换。此外，“参考系应是稳重的”这一原则也有重要意义（第四章）。由此可大致得出一个结论：在把相对论的原理应用于很轻的粒子时将会遇上一些麻烦。事实上，在此情况下可能需要进行更精确的分析，这与多普勒效应的情况很类似。即使如此，狭义相对论毕竟是爱因斯坦的杰出成就，著名的质能公式则是整个物理的基本关系式。

参 考 文 献

[1] Schrödinger E., Phys. Zs., 23, 301 (1922).

[2] Sommerfeld A., Optics, New York, 1954, p.85.
俄译本：Зоммерфельд A., Оптика, M., 1953.)

[3] Einstein A., Ann. Phys., 17, 891 (1905). (俄译本：Эйнштейн A., Собраниенаучных трудов, T.1, M., 1965, CTP.7.)

[4] Сб. «Лазеры», M., 1963, CTP. 455.

[5] American Association of Physics Teachers, «Special Relativity theory, Selected Reprints», 1963, American Institute of Physics, New York. 特别要注意斯各脱的论文，第80页 (Am.Journ.Phys. 27, (11), 580) 和福里斯的论文，第89页 (Contemp. Phys., 2 (10), 61; 3 (2), 194).

第六章　相对性与引力

§1. 神秘的引力

狭义相对论与引力理论应该是协调的。牛顿认为，重力能瞬时传递任意距离，这种假说在当时来讲是够大胆的：怎么能够设想有这样一种作用，它不需要时间却能传播到茫茫宇宙的尽头呢？爱因斯坦假设，引力作用的传播速度等于光速：

$$v_g = c \tag{6-1}$$

但是，我们在第三章已指出，可以断定的仅是速度v_g小于或等于c。令人迷惑的是，虽然在本世纪里做了大量精巧的实验，我们至今在实验上对引力场的传播一无所知！

我们只有借助一些简单的观察事实来说明，第一例是伽里略定律：在真空中所有物体以相同的加速度下落。艾特维许相当精确地验证了这一定律，这一定律可以最恰当不过地表示成如下形式

$$M_{引} = M_{惯} \tag{6-2}$$

即引力质量始终等于惯性质量。这一结论可以换一种方式表述：在某一时空点周围的引力场可以用加速度场来模拟或补偿。这就是爱因斯坦提出的“等效性原理”。

爱因斯坦关于等效性的思想是大家熟悉的(1)。在这一问题上，我们认为，福克[1]的分析是最精辟的，他从公式(5-2)出发展开讨论。福克在著作中所作的诠释令人信服，因而值得向读者推荐（特别是绪论和第Ⅴ—Ⅶ章)。福克着重指出几个比较重要的问题：

a）对时间和空间在无限小范围内作局部的研究是不够的，正如在经典力学里仅仅表述出定域的运动方程是不够的。还必须给出边界条件（经典力学里用起始条件)，否则问题不是完全确定的。定域方程和边界条件之间的相互联系是比较复杂的；即使边界无限遥远，边界条件却是完全必需的，而且始终应该加以考虑。

b）爱因斯坦认为，没有必要选取一种最佳坐标系，这就导致不能令人满意的过高普遍化。

如果在无限远处空间和时间是均匀的，那么可引入最佳坐标系（精确到洛仑兹变换)，福克把它称为简谐坐标系。这种坐标是以包含四个克里斯托菲反转符号的方程表征的，在这一坐标系里克里斯托菲反转符号为零：

$$\Gamma^{\nu} = g^{\alpha\beta}\Gamma^{\nu}_{\alpha\beta} = 0 \qquad (6\text{-}3)$$

方程(6-3)对解并不施加任何重要的限制，但是它们却减小了不确定性。这一问题首先由德唐德[2]和朗佐斯[3]提出。我们曾引用福克的著作（第四章§6)，并指出为使最佳

（1）需指出，为了利用演绎法建立引力理论，仅从等效性的思想出发，如爱因斯坦曾设想过的，显然是不够的。为了寻求描述引力场的方法，从等效性原理的最初意思出发是不可能引出黎曼几何的。因此最近一些学者想从扩展该原理的内容含义寻求出路，这种新的诠释与惯性坐标系无关，而与时空连续区的黎曼内聚性变化有关。但是对概念赋予新的诠释这种办法并不能解脱窘境。——俄译注

坐标系的选择有物理依据，应该证明由它所定义的坐标 x，y，z 和 t 对应于物理实验室中实际的被测量。福克的这一重要简化的数学证明是饶有趣味的，但是还需证明，他的假说与参考系中质量的作用（第四章）以及近代的铯原子钟的定义或穆斯堡尔的频率标准是没有矛盾的。

在对引力的经验性规律一无所知的情况下，我们认为福克的理论阐述比爱因斯坦的广义相对论更为可信，因为爱因斯坦的理论过于普遍化，并且远远脱离物理的实践(1)。

我们完全同意福克的一种观点，即不可以将这种问题分解为两个独立的部分，而这正是数学家往往采用的方法。他们单独分析方域的方程（运动方程或波动方程），第二步才分析边界条件（或起始条件）。而这种条件一般是针对每一问题随意“给定的”，这种做法没有充分的根据。在实验科学里没有什么可以认为是显而易见的，或者说不论什么时候都不可以随意给定。

在下一节我们想对我们的讨论进行论证，论证的出发点是：原子钟的定义（玻尔的第二条假说）以及物质在不同的能量阶梯上有能级存在的事实。由于缺乏引力场传播的实验数据，我们不得不在黑暗中摸索前进。我们尽可能不断地把我们的结论与实验进行比较，以此来验证这些结论。

（1）若将物质的星式分布模型搁置一边，那么还可作进一步分析。如果说爱因斯坦的引力理论具有严密的完整性，那么一般讲在空间的无限远处时空并不始终是平坦的（最大均匀的）[Петров А. З., Новые методы В общей теории относительности, §65, м., 1966]。出现两者必居其一的情况：或者时空连续区在无限远处具有最大均匀性，那么爱因斯坦的理论并非是完整的，因为有好几种场方程的解必须舍弃；或者存在这样一种引力场，其几何性质不论在何处都不趋近于平面几何。——俄译注

我们不准备对引力场的传播作任何臆测，讨论限于稳态情况。我们仍然认为空间是欧几里德空间，在这样的条件下来试分析原子钟在静引力场中的行为。

如同在第三章中分析多普勒效应一样，我们要着重指出光子的极其重要的作用。

§2. 理想原子钟或穆斯堡尔钟和引力红移

现仅根据与设计和安排实验有关的一些概念，以及演算分析法来分析一下原子钟的定义和引力红移问题。

设有一静止不动的球体，质量为M，在距离为r的地方产生的引力势为V（图6.1）。该引力势在无限远处等于零，在半径$r=a$的球体表面上等于负的V_a，静止的实验室就在球体表面上。现比较一下放置在无限远处（引力势和场强均等于零）的原子钟和在A点静止的同样的钟。在A点，引力势

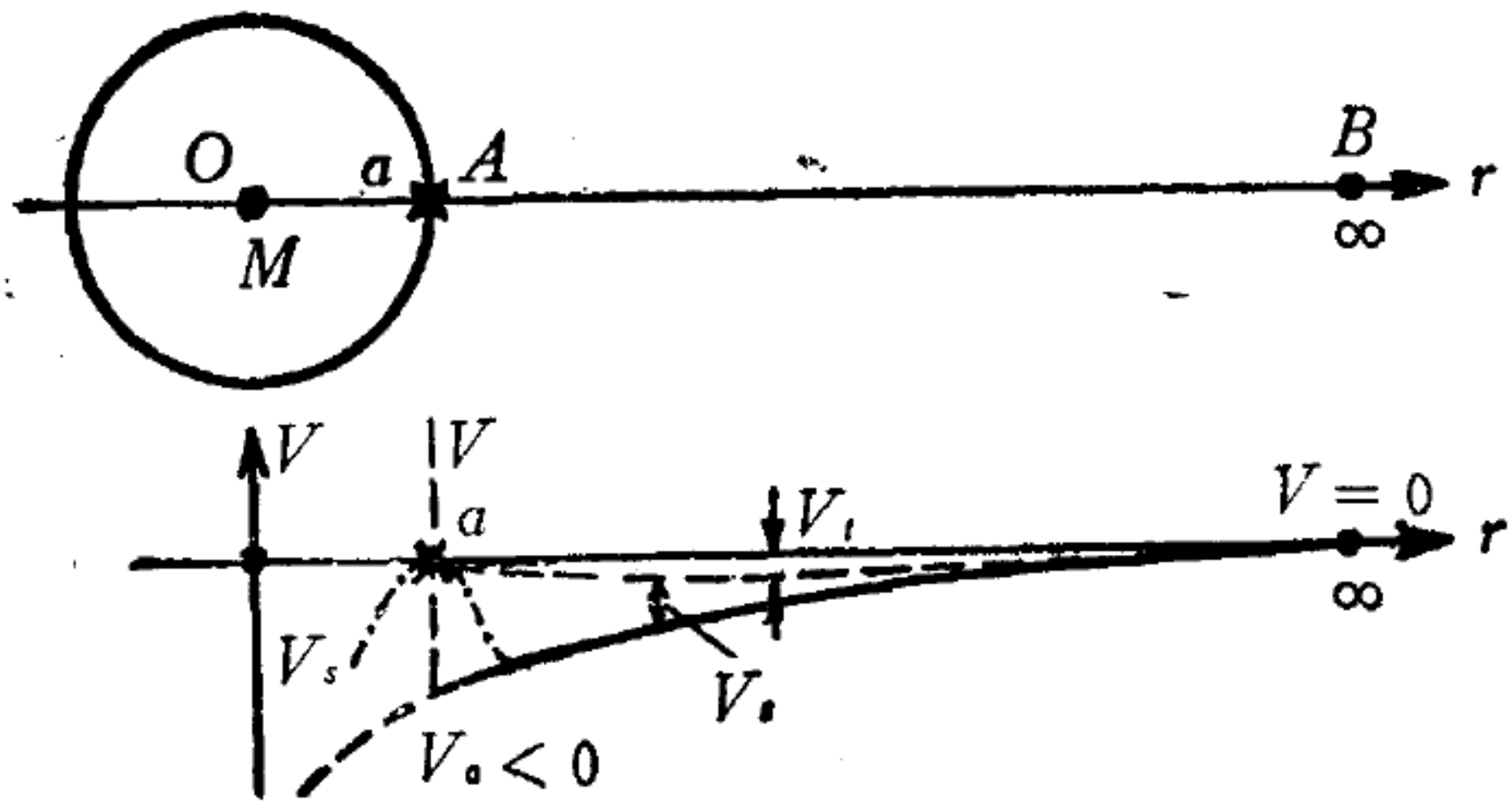

图6.1

V_a、引力 f_a 分别为：

$$V_a<0, \quad f_a=-m\frac{\partial V_a}{\partial a} \tag{6-4}$$

式中 m 为原子质量。质量为M的稳重的球体可视作一静止参考系，在它的 A 点处我们建立一静止实验室。第四章里所要求的各项条件在这里均成立。

在零引力势和零速度情况下，原子具有两个能级：E_{10}和E_{20}，它们的差值恰好给出辐射频率：

$$E_{10}-E_{20}=h\nu_0=m_1c^2-m_2c^2 \tag{6-5}$$

式中m_1和m_2是原子处于不同能态下的质量。现在来考察从无限远处飞向半径为 a 的球体表面的原子（处于能态 1），它飞抵球体表面的速度设为v_1。能量守恒定律要求满足下面的等式

$$E_{10}=E_{1a}+m_1V_a+\frac{1}{2}m_1v_1^2=E_{1a} \tag{6-6}$$

由此得到

$$V_a+\frac{1}{2}v_1^2=0 \tag{6-7}$$

因为质量m_1在引力势为 V_a 的这一点获得负的势能 m_1V_a，它刚好与动能平衡。

同理有

$$E_{20}=E_{2a} \text{ 和 } v_1=v_2 \tag{6-8}$$

由等式(6-7)和(6-8)看出，在自由降落情况下能级不发生变化。但这一结果并未向我们提供关于发射辐射频率的完整概念：我们仅知道速度v_1的绝对值，其方向还是未知的。它的方向依存于场的具体分布和原子的轨迹，而速度的方向对于多普勒效应的量值是非常重要的。

必须让降落下来的钟停止运动，并且迫使它在我们原来的参考系里处于静止；在此参考系里钟应该具有零速度，而这意味着钟应停止运动并牢靠地紧固在稳重的参考系上（在A点的实验室）。然后向各方向发送确定频率的同步信号（无多普勒效应）。

为使钟静止下来而又不引起扰动，我们必须利用能与引力平衡的其他形式的力（如弹性力），实际上我们把钟放在桌上就能实现这一要求。尽管钟有重量，但桌子的弹性形变和反弹作用可以使钟处于静止状态。

在图6.1上我们假设平衡力在钟的整个运动过程中始终依赖于势V_s，于是总的势

$$V_t = V + V_s = \varepsilon \tag{6-9}$$

很小，因此钟的运动速度v也非常小。在A点，势恰好降低到零，于是钟转入静止状态。在图6.1上的虚线表示总的势V_t的变化。在A点V_t急剧升高，这一假设是考虑到时钟不可能穿透入球体而提出的。

这种缓慢的运动不会改变能级E_1和E_2，因此频率ν对于本地的静止的观察者来说是不变的。在穆斯堡尔效应中情况正是如此，这时晶格中的弹性力使原子保持静止状态并与引力平衡。穆斯堡尔效应里的弹性力起抑制由于发射辐射量子而产生的反冲动量$h\nu/c$的作用。

在A点静止的原子发射光子$h\nu_0$，这一光子与在无限远处静止不动的同样的原子所发射的光子并无差异［公式(6-5)］。当从无限远处，从B点观察这一光子时，可以发现，虽然光子的质量μ在运动状态下使它对引力场“敏感”，

$$\mu c^2 = h\nu \tag{6-10}$$

然而它对弹性力是“不敏感的”。

光子在引力场中从A向B点运动时，要失去能量和质量，其频率则降低。设位移$dr>0$时势的变化为$dV>0$，则

$$d(h\nu) = -\mu dV = -\frac{h\nu}{c^2}dV$$

或

$$\frac{d\nu}{\nu} = -\frac{dV}{c^2} \tag{6-11}$$

虽然重力有变化，我们仍取c = 常量。

我们可以认为，在多数实际情况下，由A点到B点的势的增加是一小量，并可写成：

$$\frac{d\nu}{\nu} = \frac{V_a}{c^2},\ V_a<0 \tag{6-12}$$

这说明光子的频率降低（即红移），因此公式(6-11)或(6-12)符合爱因斯坦的预言。我们认为有必要对整个问题作一透辟分析，特别是关于穆斯堡尔效应中弹性力的作用问题。不少学者在忽略这样或那样的因素的情况下，却仍然经常获得正确的结果。

特别引人注目的一个特点是，在静止的原子钟旁测得的本地频率是不变的，而且不依赖本地的引力势。如果就在时钟所在的地方观察，那么所有这些时钟保持准确同步并且对本地的引力势V“不敏感”。但是，相隔一定距离测得的频率则依赖于引力势V，而与其它形式的势能无关。

需要指出，非静态引力场不可用引力势V描述，因此它们对原子钟运行的影响问题还有待于研究。

不论是光子，还是不带电且仅对引力势变化有反应的引力子$h\nu$，上述均适用。我们要指出，爱因斯坦对此问题所作

的最初分析考虑了自由降落的钟，但未考虑时钟转入静止状态所产生的问题，因此这一分析是不全面的。

§3. 引力红移的诠释

邦特和斯耐德[4]利用穆斯堡尔效应所作的实验，通常看成是对爱因斯坦预言的证实。前一节里所作的说明与爱因斯坦的理论大相庭径。既然这一问题很重要，就必须将他们的区别阐明：

a）我们利用了欧氏空间以及与邦特的实验仪器相适应的量子钟。我们证明了这种钟使本地时间的确定不依存于引力势，更详细的分析（§4）表明，引力场的影响应该是非常小的。在此分析中，关于挑选一个特殊的参考系的假设很重要，这一参考系相对于产生稳恒引力场的稳重物体是静止的。另外，我们应该始终利用在此稳恒场内处于静止的时钟，这一条件也很重要。设置有实验室的稳重的物体成为选取最佳惯性坐标系的对象，在此参考系里不论引力势是怎样的，所有时钟在当地是精确同步的。

在这一模型里，当光子在引力场中运动时其频率要变化。对这一结论可能会感到奇怪并且会问："这是怎样发生的？"坦率地说，我们不知道如何解释它。对于这种效应我们没有合适的模型。它是玻尔公式（6-3）的直接推论，而该公式还没有人成功地作出"合乎逻辑的"解释。我们只能把它当作完全不了解的一种实验事实，这一事实被大量的实验观察所肯定。

b）爱因斯坦利用结构不确定的理想时钟，并试图分析

他们在引力场中的行为，这一点不应该看作是对爱因斯坦的指摘：在上一世纪向本世纪过渡的那段时期，大家对如何建立理想时钟或者它们应当如何表现等问题实际上是一无所知的。

由于这些原因，理解爱因斯坦对此问题的分析[5-6]就显得相当困难，读者最好参阅他的原著。在他较早期的论文[7]中，我们发现在狭义相对论中有非常出色的完整的多普勒效应的分析。它证明，辐射频率依赖于源的速度 v 与观察方向之间的夹角 φ。

爱因斯坦在他1911年所写的论文[5]里考察了垂直的稳恒引力场的情况，并假设这一情况与另一种情况——以垂直的恒定加速度运动是等效的。这一等效原理的条件一直没有精确的表述，它遭到许多学者的强烈批评（可参见[1]）。1911年，爱因斯坦研究了时钟从静止状态以恒定加速度 γ 垂直降落的问题；走过距离 H 后，时钟获得速度 v。这些时钟发射出频率为 ν 的辐射，而对于静止的观察者来说，这一频率应为（由于多普勒效应）

$$\nu' = \nu\left(1+\frac{v}{c}\right) = \nu\left(1+\frac{\gamma H}{c^2}\right) \tag{6-13}$$

这里爱因斯坦利用了当 $\varphi = 0$ 时的多普勒公式，因而也就假定了运动是沿垂直方向的，而辐射却是从降落的时钟最初所处的位置进行观察的。他没有分析当从 $\varphi \neq 0$ 的角度观察辐射频率时斜向多普勒效应的情况。

爱因斯坦的整个讨论实际上并不清楚。请阅读下面摘录的一段话（[6]，第106—107页，也可参阅俄译本[5]，第172页，），并务必注意弄清这样的问题：哪些钟具有相同的

结构而哪些钟却没有？

“为在相对于坐标原点具有引力势Φ的一点测量时间，我们应该利用这样的时钟，当把它放置在坐标原点时，它比在坐标原点测量时间的时钟走得慢 $(1+\Phi/c^2)$ 倍。”

令人感到十分奇怪的是：为了在实验室建立时钟，我们仅测量本地的实验室里的引力场强是不够的，还要知道整个空间，直到$\Phi=0$的无限远距离处这一场强的分布，这样才能计算实验室里的本地的势Φ！

爱因斯坦方程中的变量 t 与我们的实验室所测得的时间之间的关系非常不清楚。可能产生这样的问题：为什么我们只提出垂直运动这种极其特殊的情况？其实也可采用其他事例：原子钟沿椭圆轨道围绕太阳运动。卫星的质量与发射或吸收的光子质量相比可以认为是相当大的。另外，当卫星

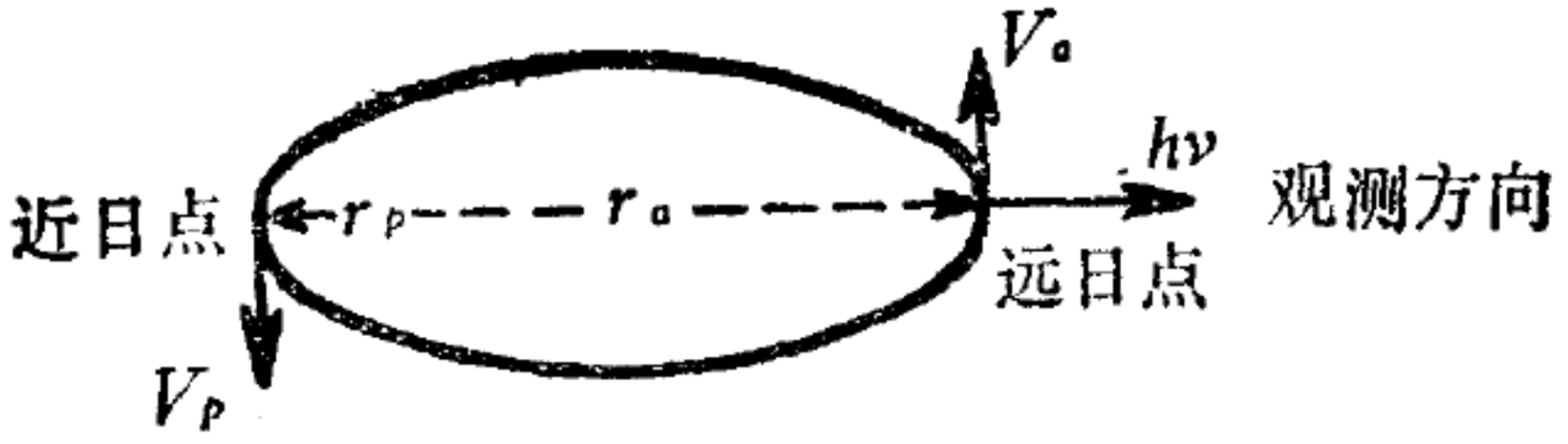

图6.2

的质量改变时，其轨道保持不变，因为它在“加速度场”里运动。在远日点卫星离太阳远，所以引力势小而且与半径

r_a垂直的速度v_a也小（图6.2）。在近日点势和速度都大。运动时能量守恒，因而能级E_1和E_2不变。若把椭圆拉得很长，我们就能把远日点移到要多远就有多远的地方。这样一来卫星最终将沿一抛物线运动；因此我们确信，即使在无限远，能级依然可保持原来的状态E_{10}和E_{20}。为消除多普勒效应，我们可以选择沿半径方向辐射的量子$h\nu$，也即它与速度垂直。因此可以毫不犹豫地断言，辐射的光子具有不变的频率：

$$h\nu = h\nu_0 \tag{6-14}$$

它与引力势的大小无关。

这与我们前面所讲述的问题是完全一致的。在这里我们是以观察在一短暂的时间间隔内跟太阳的距离保持不变的时钟，来取代对静止时钟的观察。在这两种情况下所得结果是完全相同的。

爱因斯坦得到的结论说，必须引进弯曲的时空概念，这是他的广义相对论的基础。我们看不出有何必要引进这种四维世界的曲率，量子方程给我们提供了另外的回答。一些理论物理学家一方面利用空间的曲率，同时又利用了量子理论，这样的搀杂导致一片混乱，使问题变得更加复杂。

试作一小结。我们利用的是原子钟，它的特性决定于量子力学的规律。通过讨论得到一个结论：我们应该假定不论有无引力场，我们的原子钟在某一惯性系里总是处于静止。时钟可以受到引力场的作用（在§4中将作介绍），但是它对引力势是“不敏感的”。在惯性系里所有静止的时钟不论引力势存在与否，将给出同一的频率。而引力红移仅仅取决于光子的运动。

§4. “引力谱效应”的可能性

从§2、§3的叙述得出一个结论，即在静态情况下频率可能变化，这种变化是由引力势引起的。

还有一件事可能令人感到非常奇怪，那就是没有发现任何与塞曼效应或施塔克效应相类似的现象。这种效应的特点是辐射频率不取决于势，而取决于场强。这一情况正说明这类效应没有受到应有的重视，但是他们应该存在。我们不想分析这一问题如何应用于 γ 射线，因为这种射线的辐射机制决定于核内的运动过程，这是一个并不十分清楚的问题。我们来看一下另外一种情况，并分析辐射时光频率 ν_0 的原子钟。由引力势引起的红移仍由公式（6-12）确定，因此我们可以在光频范围内利用施塔克效应的理论。首先假设作用于原子并使其在晶格中保持静止的作用力仅对该原子核有作用，而对其周围的电子没有作用。布里渊[8]曾利用这一简化模型证明频率变化是由引力场引起的。

原子核周围的电子，依然能“感觉到本地的引力场f_a[公式(6-4)]，引力场以相等而且相互平行的力作用于每一个电子，这种作用和有一恒定电场f_e作用于电子的情况完全相同，因此可以写出：

$$ef_e = -m' \frac{\partial V_a}{\partial a} = f_a \tag{6-15}$$

式中 e 和m'是电子的电量和质量，这样的力必然会引起微弱的、类似于施塔克效应的谱线多重分裂。谱线分裂的量级为

$$\Delta\nu_c = \frac{3ef_c nh}{8\pi^2 m' Ze^2} = 137\,\frac{3nef_a}{4\pi m' Zc} \tag{6-16}$$

式中Ze是核的电荷量，n是整数，$hc/2\pi e^2 = 137$。

现利用公式（6-15）来分析一下示于图6.1 中的A点的情况。原子处于A点，它至质量M的吸引中心O的距离为a，我们有：

$$ef_c = f_a = -\frac{m'GM}{r^2} \tag{6-17}$$

式中G为引力常数。因此施塔克引力谱效应为

$$\Delta\nu_g = -137\frac{3n}{4\pi Zc}\,\frac{GM}{r^2} \tag{6-18}$$

试对由引力引起的新的谱线分裂和电引力势产生的红移[公式(6-12)]两者作一比较：

$$V_g = -\frac{GM}{r},\quad \frac{\delta\nu_{相对论}}{\nu} = \frac{V_g}{c^2} = -\frac{GM}{rc^2} \tag{6-19}$$

这些量值的数量级不难比较：

$$\frac{\Delta\nu_g}{\delta\nu_{相对论}} = 137\,\frac{3n\lambda}{4\pi Zr} \tag{6-20}$$

式中 $\lambda = \frac{c}{\nu}$，是波长。因此“引力谱效应” $\Delta\nu_g$ 为137 $\left(\frac{\lambda}{r}\right)$ 数量级，而相对论的引力红移为 $\delta\nu_{相对论}$。“引力谱”效应只能在距离质量M的吸引中心很近的范围内才能发现。

我们的简短分析表明，引力场的直接效应是存在的，但对它们进行实际的观察却有巨大的困难。无论是爱因斯坦的理论还是原子的量子理论，对这些现象均避而不谈，因此对这些现象进行实验验证就有着重大的意义。

参 考 文 献

[1] Фок В.А., Теория пространства, Времени и тяготения, М., 1955.

[2] de Donder T., La gravitique Einsteinienne, Paris, 1921.

[3] Lanczos C., Phys. Zs., **23**, 537(1922).

[4] Pound R.V., Snider R.L., Phys. Rev., **140**, 788 (1965).

[5] Einstein A., Ann.Phys.**35**, 898 (1911). (俄译本: Эйнштейн А., Собрание научных трудов, Т. I, стр. 165, М., 1965.)

[6] Einstein A., Principle of Relativity, New York, 1924.

[7] Einstein A., Ann. Phys.,**17**, 891 (1905). (俄译本: Эйнштейн А., Собрание научных трудов, Т.I, М., 1965, стр.7.)

[8] Brillouin L., Proc.Natl, Acad.Sci USA, **67**, 529 (1967).

第七章　球对称静引力学的若干问题

§1.旧题新解

在第四章§7我们曾在爱因斯坦理论的范围内分析过著名的施瓦茨希德问题。我们要指出，这一问题通常是以较为独特的方式提出的：讨论一种“静止不动的点质量”的情况并求解，方程解应具有空间球对称和不依赖于时间的特性。这里根本没有提到边界条件。其次，在分析时作如下假设：在距离较大时度规张量应对应于欧几里德虚空的空间，这样便规定了无限远处的边界条件，但对离源距离小的范围没有给出任何具体条件。这一问题的完整表述应包括半径为 a 的小球（源包含在球内，它是一特殊点）上的条件。在施瓦茨希德的分析中 r_0 值没有给出，而“点质量”的值只是在计算终了时才引入，目的是在大距离 r 上得到按 Gm/r 规律变化的势，这里的 G 是引力常数。这就是为什么在施瓦茨希德的解中存在这么多不确定量的原因之一。在我们的分析中可以看到，施瓦茨希德质量 m 等于中心点质量和场中的分布质量之和。

我们从一质量和半径已给定的球体周围的引力场这样一个经典问题开始讨论。我们知道，在球体周围空间存在着分布质量，其密度与引力场的能量密度是相适应的（根据质能

关系）。若考虑到这一分布质量的作用，解将如何改变，这就是我们第二步要讨论的问题。

这一讨论应给出合理的经典解的普遍形式，在这种解的形式里，各量的物理意义将得到正确的理解。这里不需要利用爱因斯坦方程。

§2.静引力学与静电学的比较

在球对称的静态问题中我们立即能注意到，可以消去不起任何作用的时间变量 t 。根据第六章所述，我们选择一最佳参考系，其原点静止处于球体中心。在此参考系中所有原子钟保持完全的同步，这样便保证在各处有统一的时间规定。这对由于质量为 $h\nu/c^2$ 的光子在引力场中运动而产生的引力红移（在第六章已分析过）并无妨碍。

现在我们可以对引力理论和静电学的类似问题作一对比。这一工作是由布里渊和刘卡[1]以及马海麦[2]完成的。在这两种情况下我们所掌握的依据是，力与距离的 r^{-2} 成正比地变化。我们已知有如下规律：

a）电荷为Q_1和Q_2，介电常数为 ε 时的库仑定律：

$$\boldsymbol{f} = \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon r^2}\boldsymbol{r}^0 \tag{7-1}$$

b）质量为M_1和M_2，引力常数为G时的牛顿定律：

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{f} &= -G\frac{M_1 M_2}{r^2}\boldsymbol{r}^0 \\ G &= 6.66\times 10^{-8}\text{CGS单位} \end{aligned}\right\} \tag{7-2}$$

式中$\boldsymbol{r}^0$是沿$\boldsymbol{r}$方向上的单位矢量。若令

$$\varepsilon = -\frac{1}{G} = -1.5\times 10^{7} \tag{7-3}$$

则公式(7-1)和(7-2)将恒等。可以看出，牛顿引力对应于大的负介电常数。我们前面曾多次讲过，既必须利用正质量，又必须利用负质量，因为与其相对应的能量既有正，又有负，质量和能量之间应满足质能公式

$$E = Mc^2 \tag{7-4}$$

每一粒子仅有一系数M，它出现在上列各式中，而在牛顿第二定律中也同样起作用：

$$\boldsymbol{f} = M\boldsymbol{\gamma} \tag{7-5}$$

式中$\boldsymbol{\gamma}$是加速度。图7.1示出相互作用的M_1和M_2两质量在

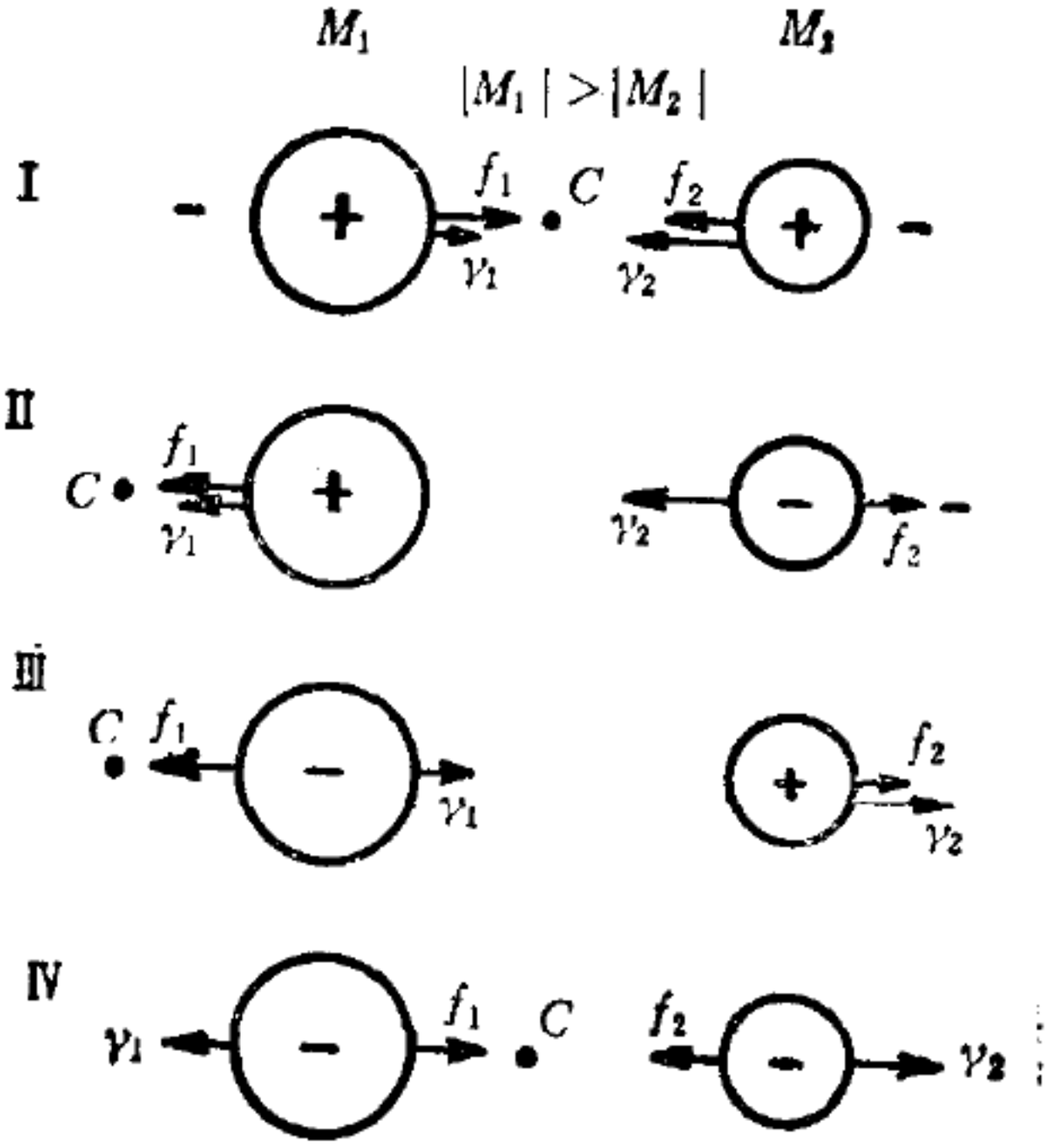

图 7.1

各种情况下的力 f 和加速度 γ 的符号。

图 7.1 表明“物质的等位区”与电等位区是多么的不同。在这两种情况下吸引和排斥会导致不同形式的“组合”。需指出，根据“加速度场”的经典概念，无论是正的还是负的运动物体，其加速度是相同的。

§3. 静电学的一些重要公式

下面把既适用于静电学，又适用于静引力学的一些经典公式写出来：

$$\boldsymbol{F} = -\nabla V \tag{7-6}$$

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{F} \tag{7-7}$$

$$\nabla \boldsymbol{D} = 4\pi\varrho_0 \tag{7-8}$$

式中 V 是静电势，$\boldsymbol{F}$ 是电场强度，$\boldsymbol{D}$ 是电位移，ϱ_0 是质量密度或电荷密度。场的能量密度为

$$\mathscr{E} = \frac{1}{8\pi}(\boldsymbol{FD}) \tag{7-9}$$

当 ε 是常数时又可写成

$$\mathscr{E} = \frac{\varepsilon F^2}{8\pi} = \frac{D^2}{8\pi\varepsilon} \tag{7-10}$$

现在来分析点电荷 Q（或点质量 M）的情况。这时

$$\boldsymbol{D} = \frac{Q}{r^2}\boldsymbol{r}^0, \qquad \boldsymbol{F} = \frac{Q}{\varepsilon r^2}\boldsymbol{r}^0, \qquad V = \frac{Q}{\varepsilon r} \tag{7-11}$$

静电场的能量密度公式（7-9）曾在第二章中利用过。

那里曾证明，能量密度的体积分给出经典势能。静电学与静引力学的区别在于，点电荷Q是实际可以存在的，而点质量M是实际不可能存在的。每个质量M均被分布质量的“大气层”所包围，分布质量的密度与场的能量密度[公式(7-4)和(7-9)]是相对应的。

我们首先证明，当质量不能看作是无限小，即不是点质量的情况时，应如何补充和修正公式(7-11)。我们不准备讨论在半径为a的球内会发生什么情况。研究球内部情况可作为一独立的特殊问题。下面我们选质量为M_0的球壳或空心球作为分析对象。若质量M_0均匀分布于球体，则壳体内部没有场分布。因此在壳体内部不需对一般理论作什么修正。在壳体外，可以利用公式(7-11)作为一次近似。考虑到质能公式(7-4)，由上面的公式可得到能量密度和质量密度$\mathscr{U}_g$[公式(7-9)和(7-10)]：

$$\left.\begin{aligned} \mathscr{E} = \frac{1}{8\pi}(\boldsymbol{F}\boldsymbol{D}) = -G\frac{M_0^2}{8\pi r^4} = \mathscr{U}_g c^2 \\ \text{当} r \geqslant a \end{aligned}\right\} \tag{7-12}$$

因此，在半径为a的球壳M_0周围，我们发现存在一负质量的“大气层”。这个包围M_0的大气层总是负的，不论质量M_0的符号是正还是负。对整个空间直接积分，即得分布在场里的总质量M_g：

$$M_g = -\frac{GM_0^2}{2ac^2} \tag{7-13}$$

这一公式与电子的电磁质量公式是相对应的。当$|GM_0/2c^2a|$很小时，由公式得出的相对修正量是很小的。质量M_0只能用放在离壳体很近的仪器测量。在大距离r时我们测得的总

质量为

$$M_t = M_0 + M_g + \cdots = M_0\left(1 - \frac{GM_0}{2c^2a} + \cdots\right) \Bigg\} \quad \left|\frac{GM_0}{2c^2a}\right| \ll 1 \tag{7-14}$$

如果 $|GM_0/2c^2a|$ 较大，我们就应该分析较高阶的近似。现在就可注意到静引力学的非线性特性，以及在正的和负的质量之间所具有的非对称性的特性。

§4.考虑周围有质量密度分布的总的静引力场

静引力学的基本规律是不难表述的。根据能量密度和质量密度公式(7-3)、(7-4)和(7-10)，得到

$$\mathscr{U}_g = -\frac{GD^2}{8\pi c^2} \tag{7-15}$$

把(7-15) 和 (7-8)联立起来，得到

$$\nabla \boldsymbol{D} = 4\pi \mathscr{U}_g = \frac{1}{2} g D^2 \tag{7-16}$$

式中 $g = \frac{G}{c^2}$ 。

这就是我们欲推导的静引力学的非线性基本规律。现需利用球对称情况的条件，假设沿径向的 $\boldsymbol{D}$ 即等于 D_r，由 式 (7-16) 得到

$$-\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2 D_r) = -\frac{1}{2} g D_r^2 \tag{7-17}$$

我们注意到，$r^2 D_r$恰好等于半径为r的球体内的总质量M_r[参

阅公式(7-11)]，所以

$$\frac{dM_r}{dr} = -\frac{1}{2} g \frac{M_r^2}{r^2}, \qquad M_r = r^2 D_r \tag{7-18}$$

利用公式(4-3)所定义的折合质量 m_r 的概念，则有

$$m_r = \frac{G}{c^2} M_r = g M_r = g r^2 D_r \tag{7-19}$$

由此得到如下的方程

$$\frac{dm_r}{dr} = -\frac{m_r^2}{2r^2} \tag{7-20}$$

积分得到

$$\frac{1}{m_r} = -\frac{1}{2r} + \frac{1}{2\alpha} \tag{7-21}$$

式中 α 是积分常数。因此

$$m_r = \frac{2r\alpha}{r-\alpha}, \qquad D_r = \frac{2\alpha}{r(r-\alpha)}$$

在大距离($r \gg \alpha$)时我们得到总质量 m_t(球壳质量 m_0 加上场的质量 m_f)：

$$m_t = m_0 + m_f = 2\alpha, \quad \text{当} r \gg \alpha$$

这就是牛顿引力场的情况。而公式(7-21)给出

$$m_0 = \frac{2a\alpha}{a-\alpha} = \frac{m_t}{1-(m_t/2a)} \tag{7-22}$$

这就是精确解，而方程(7-14)仅给出一次近似：

$$m_0 = \frac{m_t}{1-(m_0/2a)} \tag{7-14'}$$

根据精确公式(7-22)，在

$$a=\frac{m_t}{2} \tag{7-23}$$

情况下出现奇异点。这一结果对应于引力坍缩的条件，我们在下一节还要详细分析。

§5.结果分析

在分析本章的结果之前，我们先说明一个重要问题。分布于场中的质量始终是负的，因为与引力对应的是一负的介电常数[公式(7-3)]。因此

$$m_t-m_0=m_f<0 \tag{7-24}$$

式中m_f是场的质量。根据方程(7-22)，可得到

$$m_t-m_0=-\frac{m_0m_t}{2a},\ \text{即}m_0m_t>0 \tag{7-25}$$

这说明球壳质量m_0和总质量m_t始终具有相同的符号。m_0和m_f的关系由图7.2可清楚看出。

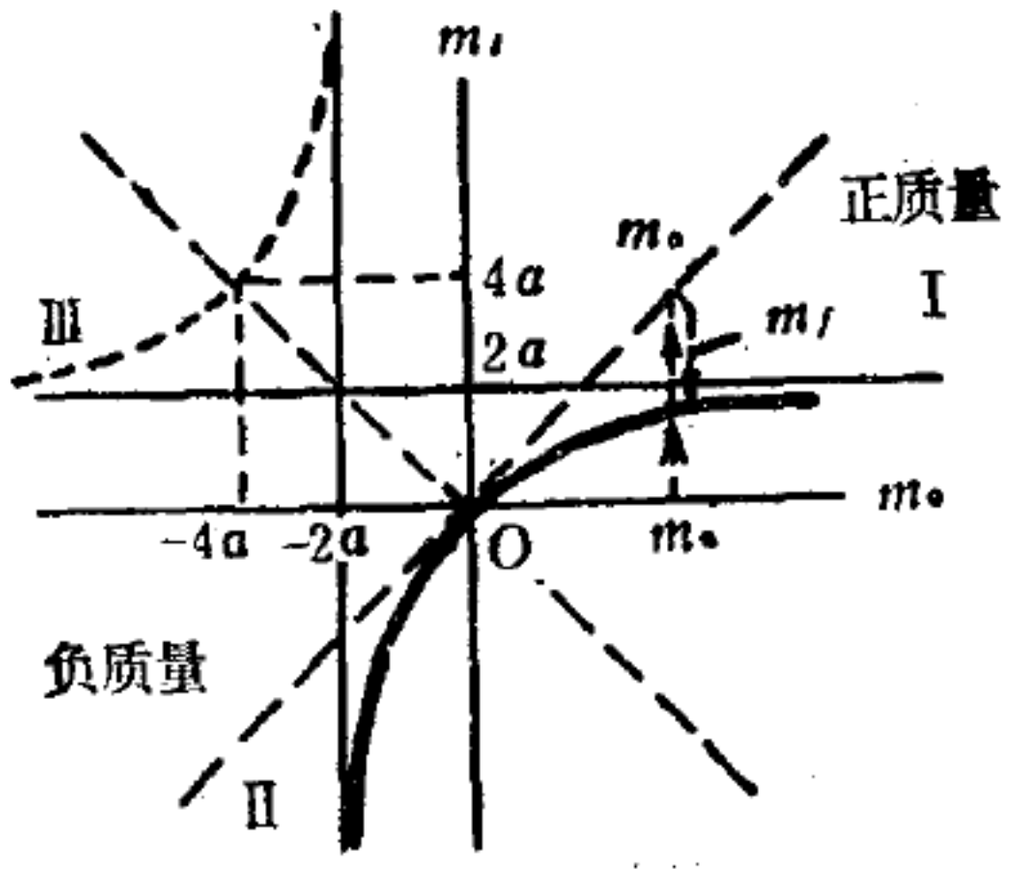

图 7.2

曲线是一等轴双曲线，有物理意义的只有下列区域：$m_0>0$和$m_t>0$的Ⅰ区，对应于正质量；$m_0<0$和$m_t<0$的Ⅱ区，对应于负质量；而$m_0<0$和$m_t>0$的Ⅲ区则没有物理意义。

令人感到意外的是在正质量和负质量之间存在很明显的非对称性。我们看到，在正质量的情况下，总的折合质量m_t不可能大于$2a$：

$$\text{当}m_0\to\infty\text{时}，\quad m_t\leqslant 2a \tag{7-26a}$$

这正反映了方程(7-23)。

在负质量情况下我们得到完全不同的结果：

$$m_t\to-\infty，\quad m_0\geqslant -2a \tag{7-26b}$$

这一奇特的限制条件需要作较深入的分析。

现在回到公式(7-23)。它反映质量m_t和壳体半径a之间的一种临界关系。在半径a等于二分之一的总质量m_t（中心壳体的质量加上它周围的场的分布质量）时，要产生引力坍缩。我们可以把这个结果与爱因斯坦理论的一些结果作一比较，后者在第四章已作介绍[公式(4-3)—(4-8)]。爱因斯坦并未考虑在中心物体和场之间的分布质量的问题，他所说的质量m与我们这里的m_t相对应。

此外，爱因斯坦没有指出应选取什么样的坐标，并认为这样处置是令人满意的。而我们则强调，在准备作实验验证之前必须首先选择坐标系，而且还假设空间是欧几里德空间，它是各向同性的。这与公式（4-5）和(4-6)是相适应的，在那里我们也得到临界半径等于$\frac{1}{2}m$的结果。在我们的简单

分析和爱因斯坦对欧几里德空间所作的求解之间，存在着完全的对应关系。

对本章结果的实际分析可为第四章所提出的问题作出回答，而且使我们产生一个看法，即具有可变光速的各向同性的欧几里德空间是最接近于物理实验条件的模型。

福克的最佳参考系[公式(4-7)和(4-8)]不符合我们的物理分析。

参 考 文 献

[1] Brillouin L., Lucas R., Journ. Phys. Radium. 27,229(1966).

[2] Mannheimer M., Ann. de Phys., 1, 189 (1966).

第八章　结论和展望

§1.光谱线的意义

光谱线的实质是什么，这个问题经常提到，我们得到的回答是很不相同时。在光学里利用光谱线确定波长，而且在很长一段时期内，观察光谱线的所有方法似乎都是基于利用干涉现象。在光学教科书里经常提到“频率”，而且常用厘米的倒数图解表示（由于光速的不确定性）。我们在第三章看到，现在还利用光谱线来确定以秒的倒数表示的实际频率。在引言里我们曾强调指出，这种情况使问题变得非常难于统一。规定使用的长度单位是利用氪-86的一条光谱线确定的，而时间单位则是根据铯的一条光谱线规定的。因此，如果要测量光速 c，我们就必须计算氪和铯的光谱线的频率（或波长）之比值！从科学的观点来说这是荒诞而且不合逻辑的。

在分析引力红移（第六章）时，我们认为 h 和 c 是常数。但是许多学者遵循爱因斯坦的思想，提出一种看法，即在任何可以引入引力势的静引力场中，光迅 c 依赖于势。于是自然可提出一个问题：红移究竟是与波长的增加（在恒定频率的情况下）有关，还是应把它解释为频率的降低？

对在第六章里所得的结果，我们是从频率发生真实变化的角度进行解释的。我们发现对这一观点很难作出物理解释。

如果说在频率 ν 不变的情况下，由于波长 λ 改变而引起光速 c 的变化，问题就很容易理解了。

最近这一结论已被夏皮洛[1]所作的一系列出色的实验观察所证实。他的方法是发射一条窄的定向激光光束，遇到水星后反射，在返回地球途中光束离太阳很近。观测发现，在太阳附近光线的速度变小，可以精确地测定出光线延迟了125微秒。这一实验再清楚不过地表明，光速在太阳附近比在远处的小。

由这些问题我们应该想到刘卡[2]的一篇有趣的论文，文中分析了在引力势发生变化时可以观测到哪些物理效应。刘卡提出一个非常有趣的假说，他说比值 h/c^2 是一常量，因而质量与频率之比也随之变成一恒量。这一假说有个重要优点：在承认这一假说情况下，我们对邦特的实验所作的分析（见第六章§2）可保持不变。

§2.引力理论与实验

爱因斯坦在创立广义相对论之后预言存在若干种效应，并期待在今后能得到实验验证。从那以后人们化费了巨大的精力，但取得的实效甚微。对此首先必须明确指出，这类效应并非仅为爱因斯坦理论所特有；利用质能关系也可得到量值近似为同一数量级的类似结果。

例如，爱因斯坦预言经过太阳表面附近的光线要发生偏离；但是把光线看作是具有能量 $h\nu$ 和质量 $h\nu/c^2$ 的光子流，经过分析可得到相同的结果。区别仅是有一常系数不同：爱因斯坦的计算结果比利用光子概念分析的结果大一倍。在这

一领域里实验数据很贫乏，而且误差达100%。在查西[3]的著作里有对较早的实验结果的详细分析；新的实验并不见有改善[1]。对这些实验所作的客观分析表明，有许多因素能引起实验结果的失实，它们起着很重要的作用，如在太阳的大气层内的湍流，就我们所知，可能是一种主要的原因。毫无疑问，夏皮洛[1]的实验比观察光线偏离的实验更为可靠。

此外还需指出，在太阳上由于成千万吨的物质在一刹间转变成辐射能而形成太阳风，它对实验结果也可能有很大影响。

水星近日点的前移（一百年为 43″）被看成是理论预言（42″.6）的完美无缺的验证；但是我们要指出，查西[3]在太阳系里找到不少其他例子，它们与爱因斯坦的理论预言是矛盾的。在此情况下，当理论在其他情况下导致错误的结果或者甚至符号刚好相反的结果时，我们就很难相信在水星的例子中，理论真的能以几分之一秒的精度与实际相吻合。要是我们更公正而客观地对待这一问题，那么就会承认，这一现象可能有其他未知的更为复杂的原因。查西计算了四个行星和环绕行星（例如月亮）回转的几个卫星的近日点的前移。计算非常复杂，因此计算结果至少有一百年相差 5″的误差，这样的误差大概是不可避免的。按爱因斯坦的理论，火星的近日点前移值为其实值的 1/6，而金星则接近于零。这里我们补充提出一点，迪克发现太阳呈扁球形，这必然引起扰动，从而使对水星的理论计算与实验观察不再吻合。这一问

（1）美国科学家的最近的研究结果大概能保证误差约为4%的精度。——俄译注

题不能认为已得到彻底解决[1]。

§3.布里吉曼对相对论的新评价

布里吉曼的思想和他所强调的理论必须不断地接受实验检验的观点，对本书内容有深刻的影响。他的观点与本书作者是一致的，与法国自然科学学派，特别是贝尔蒂洛[4]，居里[5]和M·布里渊[6]的传统观点也是完全一致的。

布里吉曼的最后一部著作[7]是在他不幸的早逝后才发表的。我们想在这里讨论一下这一著作的内容并作些引证。在该书里作者从最简单的基础知识出发，对相对论作了详细的批判性的分析。我们将会看到，布里吉曼的分析非常接近我们的观点。我们可以这样认为：本书可看作是布里吉曼的思想和方法的进一步发展。

为叙述方便，布里吉曼在第一章以洛仑兹方程作为开端，一开始就提出一种看法：洛仑兹公式只不过是相对论的一种“工具”。我们同意这种看法，我们还曾对我们的和普遍流行的两种观点有何区别作过明确的分析，为此而引入一特殊的假说，其目的是消除一阶多普勒效应而仅保留二阶多普勒效应（见第五章）。

布里吉曼非常清楚地分析了与时钟的建立和同步有关的问题。如果注意到雷亨巴赫的深刻的批判性的分析[8]，那么对于布里吉曼也能有趣地指出，他捍卫的正是利用把时钟由一处搬运到另一处的手段来配置时钟的旧的简单方法。他

（1）迪克自己对待观测结果相当谨慎，他的观测〔Phys. Rev. Lett.,18, №9, 13(1967)〕至多可解释水星近日点前移的8—20%。——俄译注

证明，为了使这种方法能与爱因斯坦和雷亨巴赫的讨论完全符合，应该怎样合理地规定这一方法。

我们还注意到布里吉曼在提到伽里略参考系时所持的那种谨慎态度([7]，第78—79页)：

“伽里略参考系是一刚性物理框架，可以将一坐标系与它联系在一起……。框架的构件不受内部张力的作用……。若框架与一粒子（处于框架的原点）相结合，则应有质量存在，这一质量正好可选作为框架的原点……。假定我们想把框架看作是由力的作用点所组成的系统，而这些力是我们用来作用于各个粒子以使其获得给定的运动状态，那么，显然我们应该使框架成为刚性的和稳重的。“稳重”一词的意思是：它比与地球相互作用的任何粒子都重许多倍，在精度上只相差一不大的修正值”。

布里吉曼的结论与本书第四章阐述的观点是完全一致的。

在布里吉曼的这本专著里还有许多精彩的阐述。每一位物理工作者在阅读和分析作者的思想的过程里定能享受到巨大的乐趣。在众多的闪烁生辉的思想里，我们想特别指出其中很有意义的一个(第159,160页)。布里吉曼把电动力学和经典力学两者作了对比。电动力学里有一常数 c ——光速；经典力学里则考虑质点的“自由”运动，即质点在任何时刻均以一恒定速度相对于伽里略参考系运动。发现在它们之间竟有惊人的相似！他提出一个疑问：这种相似是否反映了更深刻的问题？能否对惯性质量找出与电磁场方程类似的方程？他认为还可能存在一系列物理效应，他们至今无法发现。为了

描述电磁场，需要E和H两个矢量。如果假设惯性矢量E对应于引力，那么惯性场量H又有什么意义呢？

布里吉曼没有深入讨论下去。尽管他的谨慎是众所周知的，但他还是敢于提出如上所述的大胆离奇的假说。这一假说值得我们认真进行研究。上面所述内容可作为下一节将介绍的卡斯图理论的引言。

§4.引力波与卡斯图假说

卡斯图[9]是以本书第七章所介绍的布里渊和刘卡[10]的分析方法作为讨论的出发点的。我们已指出，在静电学和描述静引力场F(静引力学)的方程之间具有惊人的相似。为分析非静态问题，卡斯图引进被称作引力涡旋Ω的第二个引力场。他假设这两个场之间的关系可利用与麦克斯韦方程相类似的方程描述，而且它们以相同的速度——光速c传播。

我们知道，麦克斯韦方程包含两个常数：介电常数ε和磁导率μ，它们之间的关系是

$$\varepsilon\mu c^2 = 1 \tag{8-1}$$

由上式可确定光的传播速度。

与此相似，卡斯图引进两个引力常数ε_g和μ_g。ε_g的值与方程（7-1）中的值相同：

$$\varepsilon_g = -\frac{1}{G} \tag{8-2}$$

式中G是牛顿万有引力常数。为使方程（8-1）得到满足，另一常数显然应取为

$$\mu_g = -\frac{G}{c^2} \tag{8-3}$$

实际上卡斯图应用的是另一种单位制，因此要用 $4\pi\gamma$ 代替 G；另外，我们用 $\boldsymbol{F}$ 表示引力场，他则用 $\boldsymbol{G}$ 表示。对引力写出麦克斯韦方程，卡斯图得到如下的方程组：

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{rot}\boldsymbol{F} &= -\frac{\partial \boldsymbol{\Omega}}{\partial t}, & \mathrm{rot}\boldsymbol{\Omega} &= \frac{1}{c^2}\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial t} - \frac{G}{c^2}\boldsymbol{J}_g \\ \nabla \boldsymbol{F} &= -G\varrho_g, & \nabla \boldsymbol{\Omega} &= O \end{aligned}\right\} \tag{8-4}$$

式中 ϱ_g 是质量密度，$\boldsymbol{J}_g$ 是引力流，$\boldsymbol{\Omega}$ 是引力涡旋。

然后卡斯图分析了引力涡旋在旋转质量的稳定性问题中有什么作用，另外还讨论了天体演化学中的一些问题。

我们再考虑一下在第七章中曾讨论过的非线性问题。我们发现波的传播方程具有类似的特点。场的能量密度由两个分量组成：一个分量与 $|\boldsymbol{F}|^2$ 成正比〔试与公式（7-10）比较〕，另一分量则与 $|\boldsymbol{\Omega}|^2$ 成正比。与能量密度相对应的附加质量密度，也即附加项，为

$$\varrho_{\text{附加}} = \frac{1}{Gc^2}\,\frac{|\boldsymbol{F}|^2 + c^2|\boldsymbol{\Omega}|^2}{8\pi} \tag{8-5}$$

于是我们得到引力传播的非线性方程。正如第七章指出的，附加项 $\varrho_{\text{附加}}$ 始终描写负的质量密度。卡斯图理论的发展将为今后的研究开辟广阔的天地。这个引力涡旋是什么？它能起什么作用？在什么情况下可以观测它？怎样对它进行观测？这些问题都有待我们去研究。这里我们只想指出，这条新的探索路线可能与利用爱因斯坦的引力传播方程所作的描述相距并不很远，因为最近已有一些学者成功地把爱因斯坦方程推演成类似于公式(8-4) 的形式。想深入了解这一理论进

一步发展情况的读者，可参阅卡斯图的论文。

现在我们要指出，卡斯图的引力方程与麦克斯韦的电动力学方程，两者之间的相似性使我们能作出一些很有意思的预言：两种类型的波都是横波且以同一速度 c 传播。这一情况有助于相互作用的加强，如果这种作用的确是可能的话。从下面的讨论我们很快就能清楚知道这种相互作用是可能的。根据经典公式，电磁场的能量密度等于

$$\mathscr{E}_{\text{电磁}} = \frac{\varepsilon \boldsymbol{E}^2}{8\pi} + \frac{\mu \boldsymbol{H}^2}{8\pi} = \varrho_{\text{电磁，附加}} c^2 \qquad (8\text{-}6)$$

式中$\boldsymbol{E}$和$\boldsymbol{H}$分别表示电场和磁场。这一电磁场的能量密度$\mathscr{E}_{\text{电磁}}$与正的质量密度$\varrho_{\text{电磁，附加}}$相对应。这一质量密度应加到负的质量密度$\varrho_{\text{附加}}$(8-5)上，两者相加后，总的质量分布在任何电磁场情况下都要产生新的引力场。由此我们得到一个很明确的启示：在电磁现象和引力之间存在一种简单的联系。这一问题还未得到解决，有待作进一步的研究(1)。

卡斯图在写完我们在这里援引的论文后，发现亥维赛[11]曾作过非常引人注目的说明，他提出利用与麦克斯韦电动力学方程以及卡斯图公式非常相似的方程组来描述引力。亥维赛指出，在这一方程组中应引入与磁场类似的第二

（1）把引力场方程麦克斯韦化的思想早已有之。麦克斯韦本人最先对此作过研究〔俄文版：Максвелл Д. К.,Избр. соч. по теории Электромагнитного поля, М., 1954〕。在发展这一理论的过程中，负的场能的出现使他困惑不解，他中止了这一研究。在这一问题上可列举出十多篇论文，其中近年来发表的有：Петров А. З., ДАН, **190**, 305 (1970); Dehnen, Ann. der Phys., **7**, B. 13, H. 3—4(1964); Burghardt R., Acta Phys. Austr., **32**, 272—281(1970)。——俄译注

种场。这个场其实正是卡斯图的涡旋 Ω！令人奇怪的是，这一重要著作竟多年来未受到注意。不过读者应该知道，亥维赛是没有得到承认的天才的物理学家，他的才华只为寥寥可数的几位忠实的朋友赏识。

§5.格莱塞

我们的讨论已接近尾声。在对理论和实验两方面的许多问题进行了讨论之后，我们得到这样一个结论：伟大天才爱因斯坦未能完成的事业，近代科学家即使具有象爱因斯坦那样的天赋，也未必能完成。从本世纪初以来我们积累了丰富的知识，我们的许多发现有牢固的实验基础，而理论只有在经验事实的坚实基础上才能得到发展。当我们分析引力，它的本性以及传播等问题时，我们应该坦率地承认，在这一领域似乎没有任何进展。我们现在所知道的比一百年前并没有增加多少，“因为可测量的效应极其微弱”。既然我们无能力改变它们的数量级，那么，唯一的办法是改变我们的实验方法。

无线电技术一直停留在死点上，直到德福莱发明了电子放大管；在汤斯① 发明脉塞和卡斯莱尔制造出莱塞之前，光学的发展始终很缓慢。今天谁来发明格莱塞——大功率的引力波放大器？当我们的实验手段比现有的，在功率上高出几百万倍时，我们就能观测引力波，测量其频率、速度，研究它的传播方式。

（1）确切地说，A．M．普洛霍洛夫，Н．Г．巴索夫和汤斯三人，以这一发明而共同获得诺贝尔奖金。——俄译注

我们将探知，这种波究竟是纵波（如气体中的声波）还是横波（如电磁波），或是混合型波，张量波。许多物理学家认为它是纵波；与此相反，亥维赛、布里吉曼和卡斯图则认为它是与电磁波一样的横波。对这样的问题我们至少应该能够给予回答。

我们可以借助格莱塞确定引力波的速度是否真的等于光速。如果实际情况是，引力波以小于光速 c 的速度传播，那么当粒子以接近 c 的速度运动（这种粒子有很多）时，可以顶料将有引力冲击波出现。利用格莱塞可解决许多重要的问题，开辟许多的途径。格莱塞的发明将为物理谱写新的巨幅篇章。工程师将来可能在格莱塞的基础上制造出引力波发射机和接收机，这一发明定能与无线电竞争。格莱塞将是科研不可缺少的工具。因此，我们要制造格莱塞！

参 考 文 献

〔1〕 Shapiro I. I., Sci. Amer., **219**(1),28(1968).

〔2〕 Lucas R., Compt. Rend., **262**, 853(1966).

〔3〕 Chazy J., Théorie de relativité et mécanique céleste, 2 vols, Paris, 1930.

〔4〕 Berthelot M., 收集在 E. Renan, Dialogues philosophiques, Paris, 1863, p. 193. Berthelot 致 Renan的这封信对自然科学的意义和研究方法这一问题谈出了很有价值的意见。为便于读者阅读，我们提请注意：“science idéale” 表示理论，而 “science positive” 则表示经验。

〔5〕 Curie P. 收集在 Oeuvres de Pierre Curie, Paris, 1908.特别要注意关于对称性的论文.

〔6〕 Brillouin M., Jubilé scientifipue, 2 vols., Paris,. 1935.

[7] Bridgman P. W., A Sophisticates Primer of Relativity, Middletown, Connecticut, 1962.
[8] Reichenbach H., The Philosophy of Space and Time, New York, 1958.
[9] Carstoiu J., Compt. Rend., 268, 201(1969).
[10] Brillouin L., Lucas R., Journ. Phys. Radium, 27, 229(1966).
[11] Heaviside O., Electromagnetic Theory, New York, 1893(1950年再版). 其中第 115—118 页的附录*B*需特别注意.

译 者 后 记

本书作者列·布里渊（1889—1969年）是法国著名科学家。1928年至1939年任巴黎大学和法国高等专科学校教授。1941年迁居美国，在大学执教。

列·布里渊的科学研究兴趣相当广泛，在量子力学、电磁学、半导体、电磁波传播等理论方面都有一定的贡献。从四十年代起他致力于信息论的研究。作者的著作，除本书中提到的以外，还有《量子统计力学》、《玻尔原子》、《超高频波》、《磁控管理论》、《科学与信息论》等。

本书是列·布里渊的最后一部著作。作者以独特的观点对相对论的基本原理作了分析和考察，对理论提出一些修正，指出理论存在的问题。苏联乌克兰科学院院士阿·彼德洛夫在俄译本序中对本书作了比较全面的评价。本书的显著特点是没有复杂的数学推演，物理概念清晰，这一特点使本书易为读者接受和理解。

在我国，出版了不少介绍相对论的专著、教材和读物，但象列·布里渊这样，以与众不同的观点来考察相对论的著作却很少见。列·布里渊的观点在很大程度上反映了法国自然科学学派的观点。作者虽有一些偏激言词（见俄译本序），但他对相对论所作的工作以及由此提出的不同看法，是应该受到重视的。这有助于我们开阔视野，活跃思想。

本书原名《对相对论的重新考察》(«RELATIVITY

REEXAMINED»），俄译本改名为《相对论的新观点》。原著出版至今已有十多年，在这段时间里，各国学者对相对论的研究，无论是在理论还是在实验方面，都取得了不少进展。从最新的进展来看，作者的观点可能已不是“新”的，但在相对论的发展过程中，作者所作的探讨独树一帜，颇为新颖，所以中译本仍借用俄译本的书名。

译者水平有限，译文不妥之处恳请读者指正。

刘松林