

[美] R. T. Weidner R. L. Sells

近代物理学基础

上

汤发宇 译

Elementary
Modern Physics

Third Edition

高等教育出版社

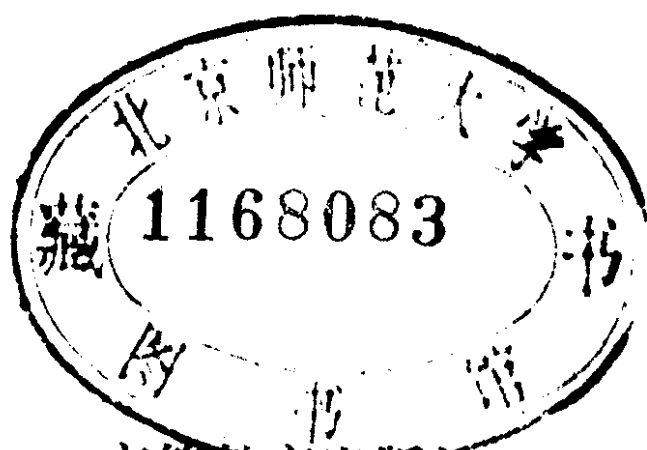
丁11/188/05

[美] R. T. Weidner R. L. Sells

近代物理学基础

上 册

汤发宇 译



高等教育出版社

1983

本书根据美国 Allyn and Bacon, Inc. 出版的 R. T. Weidner 和 R. L. Sells 合著《近代物理学基础》(Elementary Modern Physics) 1980 年第三版译出。译本分上下册。上册包括一至六章, 是本书的基本部分; 下册包括七至十二章, 主要内容为多电子原子、固态物理、核物理、基本粒子等, 各章彼此相对独立, 可以根据专业不同而选择使用。

书中强调基本概念, 数学水平适中。只要具有经典物理学和微积分的基本知识, 就可学习本书。

本书适用于少学时近代物理学课程。可作工科院校、电视大学的教学参考书。

[美] R. T. Weidner R. L. Sells

近代物理学基础

上册

汤发宇 译

*

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

青浦任屯印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 10.25 字数 240,000

1983 年 3 月第 1 版 1983 年 11 月第 1 次印刷

印数 00,001—14,000

书号 13010·0878 定价 1.60 元

前 言

在这本第三版《近代物理学基础》中，我们的方针仍然是十分严格而又是在一般水平上讨论二十世纪物理学基本原理。本书主要供近代物理学的导论课程用，学习本书前，要略谙经典物理学基础和微积分初步。

虽然这一版修改很大，但本书的基本编排体系并未改变。整个篇幅是压缩了。本书不是肤浅而面面俱到地论述近代物理各方面发展的大杂烩，而是在合理的深度上集中讨论有限的真正基本原理，同时十分慎重地使数学的复杂程度保持适中水平。在扼要介绍预备知识之后，我们从狭义相对论开始，并在随后各章中广泛运用狭义相对论。量子理论是通过光子-电子相互作用而引出的，后面接着是粒子的波动性。然后是原子物理学、固态物理学、核物理学和基本粒子特性。我们处处设法利用学生早已学过的经典物理学的知识，并突出地注意了一般的对应原理(经典物理学是相对论和量子物理学的对应极限)。

与前一版相比，本书的编排体系和内容的主要变动如下：

1. 洛伦兹变换关系式的详细推导，从相对论运动学一章移到附录 I，使得这一章更加简明扼要。这样，教师对如何使用和是否使用这个详细推导就有更大的灵活性。

2. 固态物理学扩展为两章，一章是基本原理，另一章是应用。所讨论的新课题有超导电性、固态探测器、太阳电池和全息学。

3. 核物理学的内容压缩为两章。

4. 基本粒子物理学大体上作了最新修订，包括对夸克模型初步而有意义的讨论。

5. 增加了例题.

6. 习题几乎全是新的, 书末有习题答案. 另外还有一本《教师解题手册》, 详细解答了所有的 480 道题目, 讲课教师可向出版社索阅这本手册. 习题都按章节编排, 还按照难度标出符号——简易的标以“●”; 中等难度的不另作标志; 复杂的标以“■”.

7. 参考书目放在附录 III, 按照教科书中有关章节分类, 并注释所引各著作的内容.

对于用本书作少学时课程教科书的教师来说, 我们建议以第 1—6 章的主要部分为基础, 剩余各章(第 7 章是多电子原子, 第 8、9 两章是固态物理学的基本理论和应用, 第 10 章和第 11 章是核物理学, 第 12 章是基本粒子)彼此相对独立, 讲或省略不讲都可以, 由教师任选.

本书过去两版的许多读者, 曾写信把建议和批评意见告诉我们或出版者, 对此我们深表感谢. 事实上, 目前这一版就是广泛回顾出版者收集的读者意见之后才进行修订的. 读者的评论和修改建议是非常宝贵的. 有些建议是相互对立的, 显然, 我们无法全部采纳. 当然, 我们有责任消除书中任何差错, 如承读者指出, 我们不胜感激.

.....

R. T. W.

R. L. S.

目 录

前言	I
第1章 预备知识	1
§ 1-1 物理学的程序	1
§ 1-2 对应原理	3
§ 1-3 射线光学和波动光学	4
§ 1-4 经典物理学对粒子和波动的描述	7
§ 1-5 相速度和群速度	15
第2章 相对论运动学 空间和时间	19
§ 2-1 相对性原理	19
§ 2-2 伽利略变换	20
§ 2-3 经典力学在伽利略变换下具有协变性	24
§ 2-4 伽利略变换的失效	28
§ 2-5 第二个假设和洛伦兹变换	35
§ 2-6 相对论速度的关系式	39
§ 2-7 相对论物理学中的长度和时间间隔	42
§ 2-8 孪生子佯谬	51
§ 2-9 空间-时间事件与光锥	54
第3章 相对论动力学 动量与能量	73
§ 3-1 相对论动量	73
§ 3-2 相对论能量	83
§ 3-3 质能相当性和束缚系统	90
§ 3-4 动量-能量四维矢量	95
§ 3-5 狭义相对论和电磁相互作用	101
§ 3-6 相对论力学的计算和单位	106
第4章 量子效应 电磁辐射的粒子性	116
§ 4-1 经典物理学中的量子化	116
§ 4-2 光电效应	119

§ 4-3	x 射线的产生与韧致辐射	132
§ 4-4	康普顿效应	136
§ 4-5	电子偶的产生和湮没	145
§ 4-6	光子-电子相互作用	151
§ 4-7	光子的吸收	153
第 5 章	量子效应 物质粒子的波动性	166
§ 5-1	德布罗意波	166
§ 5-2	布喇格定律	169
§ 5-3	x 射线衍射与电子衍射	172
§ 5-4	并协原理	178
§ 5-5	德布罗意波的几率诠释	181
§ 5-6	测不准原理	187
§ 5-7	波包与德布罗意波速	196
§ 5-8	约束粒子的量子描述	198
§ 5-9	薛定谔方程	205
第 6 章	氢原子结构	225
§ 6-1	α 粒子散射	225
§ 6-2	经典的行星式模型	237
§ 6-3	氢光谱	240
§ 6-4	玻尔氢原子理论	244
§ 6-5	波尔理论的成功与失败	255
§ 6-6	氢原子及其由薛定谔方程得出的波函数	256
§ 6-7	碰撞引起的原子激发: 夫兰克-赫兹实验	261
附录 I	洛伦兹变换的推导	273
附录 II	原子质量	281
附录 III	参考书目	293
附录 IV	常用的物理常数	301
	上册习题答案	302
	上册索引	309

第 1 章 预备知识

什么是近代物理学?它与经典物理学怎样区别,而又在多大程度上相似?经典物理学有哪些重要概念可以完全适用于近代物理学,有哪些重要概念必须加以修正或取代?这些问题和其他重要问题,将在导论性的本章加以讨论.

§ 1-1 物理学的程序

物理学的程序就是去发明概念和定律,这些概念和定律可以帮助我们认识宇宙.物理学定律是人类智慧的产物,受到人类理解力的各种局限.这些定律未必是一成不变的,也不强求自然界受它们的支配.

物理学中的一个定律是一种关系的陈述,这种在几个物理量之间建立的关系,是经过反复的实验而发现的,而且反映物质世界的变化中持久不变的规律.物理定律通常是用简明而准确的数学语言表述的.一个好的物理定律,具有最大可能的普遍性、单纯性和准确性.判断一个物理定律是否成功的最后标准,是它能否准确地预言实验的结果.反之,如果超出实验的有效范围延伸任何定律,那么可以预言,结果就会与后来的实验不相一致.这方面一个著名的例子是迈克耳孙-莫雷实验(见第 2 章),这个实验驳倒了十九世纪以太这个概念.当时认为以太是传播电磁波的媒质.这种理论上的反驳是物理学发展的重要组成部分.经证明为不妥当的那些早期理论和定律,就被更普遍更全面的理论和定律所代替,这些理论和定律既可描述旧的研究领域的现象,又可描述新的研究领域的现象,图 1-1 示出经典物理学、相对论物理学、量子物

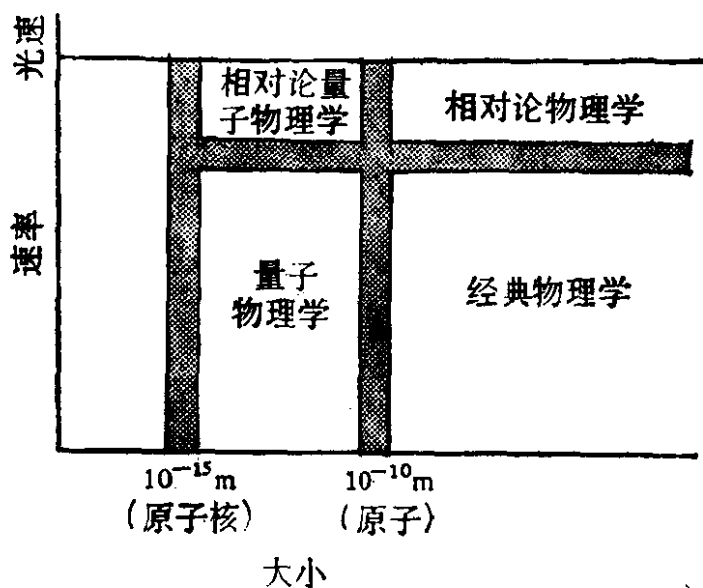


图 1-1 各种物理学理论的适用范围。

物理学和相对论量子物理学的适用范围。

经典物理学是以平常速率运动的普通大小的物体的物理学；经典物理学包括牛顿力学和电磁学。物体的速率接近于光速时，必须用相对论物理学代替经典物理学；物体的大小约为 10^{-10}m （接近原子大小）时，必须用量子物理学代替经典物理学。亚原子这样大小的物体，且速率接近光速时，则只有相对论量子物理学才能适用。这几种物理学理论并没有规定明显的界限；事实上这几种理论是相互交错的。相对论量子物理学是当代物理学中最全面而又最完善的理论结构。物体的大小约为 10^{-15}m （接近原子核的大小）时，使人困惑的现象出现了，这些现象今天还没有全部理解。类似地，在非常大（约 10^{25}m ）的范围内，很重要的宇宙学问题仍然没有解决。

我们对原子结构和原子核结构的认识，是以近代物理学的两个伟大的理论（即相对论和量子论）为基础的。这两个理论都是本世纪初创立的，当时实验技术的改进初次允许物理学家研究尺寸足够小、速率和能量足够高的现象。的确，近代物理学意味着二十世纪的物理学。

在复习经典物理学的一些关键性观点之后，我们将学习相对论和量子论，并用来分析原子和原子核的结构。还要讨论物理学中某些熟悉的概念可能不适用的场合，以及经典物理学完全不适用的情况。那么是不是说学习经典物理学基础白学了呢？是不是人们最好从相对论和量子论开始学习呢？决不是这样。所有的实验结果（不管离我们平常的经验多远），最后都必须用经典的专门名词（动量、能量、位置和时间等经典的概念）来表示。此外，我们将看到，有许多经典物理学的概念和定律可沿用于近代物理学。

§ 1-2 对应原理

前面讲过，物理学中任一理论或定律都或多或少地带有假设和近似的成份；外推到未经试验的场合，结果可能是不完善或不正确的。提出一个新的更普遍的理论时，就必有一个完全可靠的向导使新理论与较狭义的旧理论联系起来。这个向导就是对应原理。对应原理是1923年丹麦物理学家玻尔(N. Bohr, 1885—1962)最先提出并应用于原子结构理论的。我们将会发现，在更广泛的意义上把对应原理应用于相对论物理学和量子物理学是很有益的。

对应原理：物理学上任何一种新理论，不论它的特性或细节如何，当把它应用于普遍性较小的理论所适用的情况时，这种新理论必定可化为与它相对应的已牢固确立的经典理论。

例如，当我们分析射程较短的抛体运动时，作了下列假设：(1)抛体重量的大小恒定，并等于质量乘以重力加速度，这重力加速度的值是恒定的。(2)地球可用一平面表示。(3)抛体的重量在竖直朝下方向恒定。有了这些假设，理论预言抛体的轨迹是一条抛物线，与实验结果完全吻合。这是以抛体运动射程较短为条件的。然

而如果我们试图在上述同样假设的基础上去描述地球卫星的运动,那么就会造成非常严重的错误。要讨论卫星的运动,我们必须代之以下列假设:(1)物体重量的大小不是恒定的,而是随物体与地心的距离之平方成反比而变化的。(2)地球的表面是球面,而不是扁平面。(3)物体重量的方向不是恒定的,而是总指向地心。有了这些假设,理论预言卫星的轨道是一个椭圆,并且能够正确地描述卫星运动。现在,如果我们把这个更有普遍性的理论应用于物体在地球表面的运动,而运动的距离比地球的半径小得多,请注意会发生什么情况。物体的重量的大小和方向都显出恒定不变,地球显得是扁的,而且椭圆轨迹变成了抛物线。这正好是对应原理所要求的!

对应原理认为,当新理论的条件和旧理论的条件相对应时,新旧理论的预言也就是对应的。这就是说,可把旧的有局限的理论视为新的一般的理论的一个特殊近似。于是,我们检验新理论或新定律时,就有一个不会出错的向导:新理论必定可化为它所代替的旧理论。任何一个新理论,凡是办不到这一点的,就有根本上的缺陷,以致不可能被承认。所以我们知道,当讨论运动速率比光速小得多的宏观物体时,相对论和量子论必然让位于经典物理学。下一节我们就会看到,对应原理的另一个熟悉的例子。

§ 1-3 射线光学和波动光学

描述光的传播有两种方法,即射线光学(亦称几何光学)和波动光学(亦称物理光学)。只有波动光学能解释干涉和衍射这类现象;可是射线光学能满意地描述光的直线传播、反射和折射这类现象。波动光学当然也能解释这些现象。所以波动光学是一种全面的光学理论,而射线光学只在某种有限制的情况下才是一种满足要求的理论。甚至波动光学也不能解释光的全部效应,因而必

须用电磁辐射的量子论来代替(见第4章)。

对应原理要求,在对应的范围内,广义的理论简化为狭义的理论。因此,在衍射和干涉这类特殊的波动现象都无关重要的情况下,波动光学必然实际上成为射线光学。我们知道,只有在光所遇到的障碍物(或孔)的尺寸 d 与光的波长 λ 相差不大时,干涉和衍射的现象才清晰可辨。当 $\lambda \ll d$ 时,按波动处理的结果与按射线处理的结果相同。可用符号写为

$$\lim_{\lambda/d \rightarrow 0} (\text{波动光学}) = \text{射线光学}$$

图1-2阐明从波动光学所需条件,到波动光学与射线光学产生相同结果所需较简单的条件的转变情况。图中画出单色光通过缝边

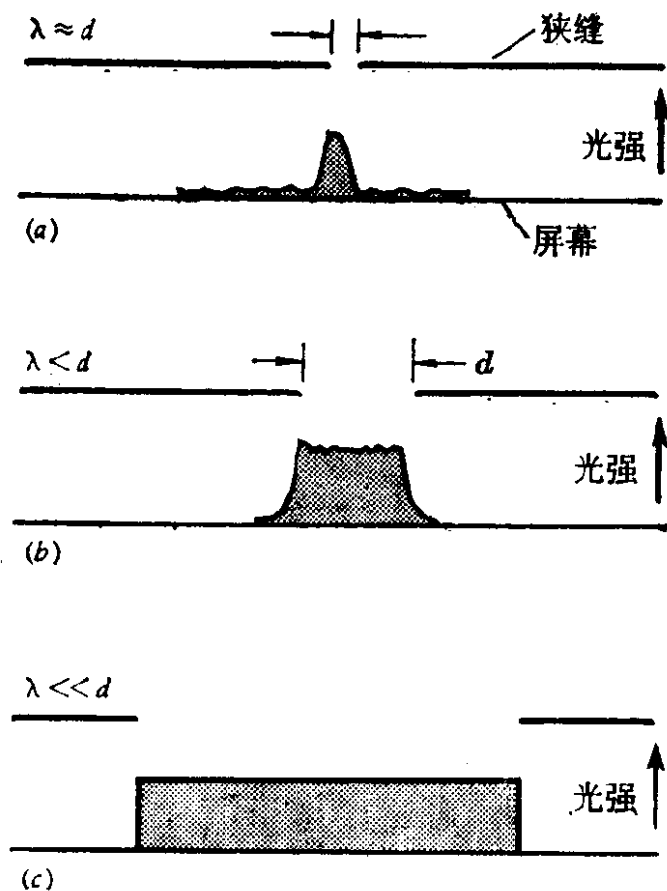


图1-2 单色光通过单狭缝时的光强分布,自a例到c例,狭缝愈来愈宽。[另一种办法:(a)为屏幕远离狭缝;(b)和(c)为屏幕靠近狭缝。]

平行的单狭缝时的衍射图,其中图(a)波长 λ 与狭缝宽度 d 相差不多,图(b)波长 λ 小于狭缝宽度,图(c)波长远小于狭缝宽度.在图(a)中波扰深深伸进几何阴影区内,并具有明暗相间的衍射条纹特征.在图(b)中,衍射作用不那么明显,光主要集中在以几何阴影为界的区域内.在图(c)中,波长远小于狭缝的宽度,光强分布图与射线光学所预言的没有区别^①.

射线光学只与光的路径有关,光的路径可用光传播方向的射线来表示.这里提出了一种描述光的特征的模型——粒子模型.在这模型中,假定光是由很小的基本上没有重量的粒子或微粒组成的.粒子模型与观察所得的下列事实一致:(1)在自由空间中,光象粒子流,沿直线路径射去;(2)光反射时,其表现象粒子与表面作弹性碰撞;(3)光在透明物质(例如玻璃)中折射时,其表现象粒子在交界面处突然改变方向;(4)从点光源产生的光强,与该光源的距离之平方成反比.

光的粒子理论最著名的倡导者是牛顿.他指出,根据粒子概念,折射媒质中的光速应大于真空中的光速.可是傅科(Foucault)通过实验发现,光在水中传播的速率比在空气中传播的速率小.当然,光的波动理论预言光在折射媒质中的速率较小.傅科实验以及杨(Young)和菲涅耳(Fresnel)早期关于光的干涉和衍射的工作,使物理学家确信光是由波组成的,象惠更斯(Huygens)最先提出的那样.

早在1864年以前,物理学家虽然知道光是由波组成的,并因此能描述干涉和衍射,但是在这年,麦克斯韦(Maxwell)提出电磁波理论以前,物理学家们并不知道光是“怎样波动”的.

^① 图 1-2 (a)与(b)之间,衍射图可能是相当复杂的,有的甚至在中央显示暗条纹.

§ 1-4 经典物理学对粒子和波动的描述

粒子概念和波动概念，在经典物理学和近代物理学中都起着重要的作用。本节扼要地概括它们的特征。

理想的粒子的位置可完全确定，质量和电荷可高度精确地测定，以致可把这种粒子看作质点。虽然自然界所有的粒子都有一定的大小，而在适当的情况下，我们仍可把它们看作质点。例如在分子运动论中，虽然分子都有一定大小和内部结构，我们仍可把分子看作质点。同理，讨论银河系的情况时，也可把星球看作质点。总之，只要一物体的尺寸相对于它所在系统的尺寸来说是非常小时，并且该物体的内部结构对于所讨论的问题无关紧要时，该物体实际上就是一个质点。牛顿力学研究的是理想质点，已知一质点的初位置和初速度以及作用于该质点的各力的情况，我们就能详细预言该质点未来的位置和速度。

波的最简单型式是严格的正弦波，并由波的频率或波长来区别。设有完全单色电磁波的电场 E ，其振幅为 E_0 ，频率为 ν ，波长为 λ ，并以速率 $v = \nu\lambda$ 沿正 x 方向传播。于是

$$E = E_0 \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \nu t \right) = -E_0 \sin(\omega t - kx) \quad (1-1)$$

式中 $\omega = 2\pi\nu$ ， $k = 2\pi/\lambda$ 。这样的波，表明 E 在任一固定时刻随空间作正弦变化，反之，表明 E 在空间任一固定点 x 处随时间作正弦变化。方程(1-1)表明电扰动在一切可能时刻 t 扩展到一切可能的 x 值处。

一个理想的波，其波长和频率是可以无限准确地知道的。这种波不会局限在空间任何一个有限区域，而是相反，它必然沿着其传播方向无限扩展。如果我们要测量并从而无误地知道波的频率，那么这波必然是无限的。用一个假想的实验来证明这一点，是

不复杂的。

设有一标准钟，用来测量每单位时间内有多少波峰经过一固定点。为了简便起见，我们设想这标准钟是产生波的振荡器，以它产生的波的频率与某入射波的频率进行比较。那么，怎样才能完全有把握地说明入射波的频率与标准钟所产生的波的频率正好相同呢？

我们让上述这两列波相互干扰，以便产生拍。每单位时间内拍的次数等于这两列波的频率之差。如果这两列波的频率正好相同，那就不可能发现拍。如果我们在某一有限时间内观察这两列相干波的合成振幅，就可发现合振幅没有明显的变化；但是我们不能根据这样的测量，便断定合振幅无变化。假如我们观测得更久一些，那就有可能发现这两列波的合成振幅的减小或增大(见图1-3)，图下方显示一个拍，拍频为两波列的频率之差。要完全肯定没有拍现象出现，必须观测无限长时间才行。如果观测了无限长时间，那么我们所测量的波就传播了无限长时间并已在空间内无限伸展。

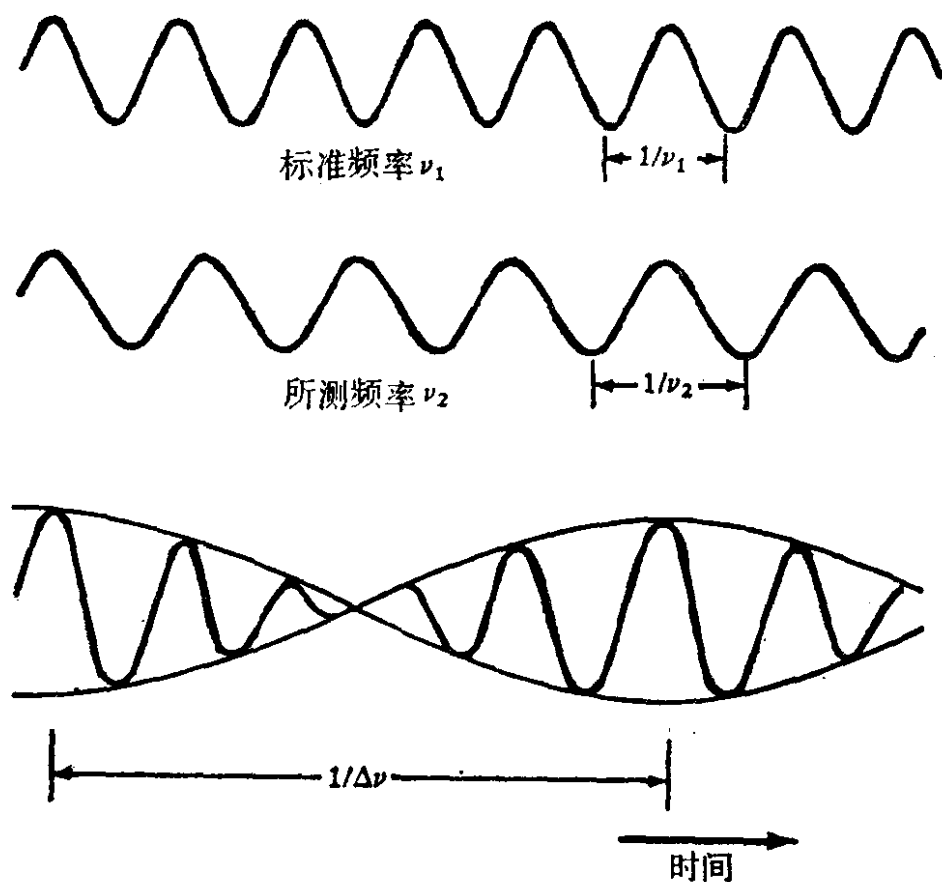
设用标准钟的频率 ν_1 ，在有限时间 Δt 内测量拍频 ν_2 。试求所得答案的误差。采取稳妥的算法，只有当拍的周期等于或小于 Δt 时，我们才能确信在 Δt 时间内观察到一个完整的拍。拍的周期等于或小于 Δt ，相当于每单位时间内有 $1/\Delta t$ 或比 $1/\Delta t$ 多的拍(即可观察到的最小频率差 $\Delta\nu$)：

$$\frac{1}{\Delta t} \leq \Delta\nu$$

即
$$\Delta t \Delta\nu \geq 1 \quad (1-2)$$

根据方程(1-2)可知，如果频率 $\Delta\nu$ 是在很短时间间隔内测得的，那么错差是很大的；如果要想使 $\Delta\nu$ 等于零，那么 Δt 必须是无限大。

例如敲响一把 440Hz 的标准音叉，使某个乐音与这音叉相拍时，发出每秒两个拍音，这乐音的频率不是 438 Hz 就是 442Hz



合成波的图形显示拍的频率 $\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$

图 1-3 由频率各为 ν_1 和 ν_2 的两列波叠加而得的拍的图形。

要听到一个拍音至少须历时 $\Delta t \geq 1/\Delta\nu = 1/(2\text{Hz}) = 0.5\text{s}$ 。

根据方程 (1-2) 不难导出与波长相应的误差方程。假设只是在有限时间间隔 Δt 内观察了波，在这 Δt 期间波所传播的距离 $\Delta x = v\Delta t$ ，这里 v 是波速。所以我们只观察了 Δx 这段距离上的波，

$$\Delta x = v\Delta t$$

以此 Δt 值代入方程 (1-2)，可得

$$\Delta x \geq v/\Delta\nu \quad (1-3)$$

又因

$$\nu = \frac{v}{\lambda}$$

我们得

$$\Delta\nu = \frac{v\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (1-4)$$

(因为我们只关心数值, 所以省略了负号.) 把方程(1-4)代入方程(1-3), 得

$$\Delta x \Delta \lambda \geq \lambda^2 \quad (1-5)$$

如果波在空间传播的距离的误差为 Δx , 那么波长的误差为 $\Delta \lambda \geq \lambda^2 / \Delta x$. 正如方程(1-5)所示, 只当 $\Delta x = \infty$ 时才有 $\Delta \lambda = 0$.

我们对于波的讨论, 至今只涉及单色正弦波. 波脉冲是在给定时刻局限于空间某有限区域内的波扰动. 波脉冲也能传播. 可以证明, 任何一个脉冲波在数学上都是许多频率不同的正弦波的叠加. 多少个频率不同的波相加才能得出一个完全尖锐的脉冲呢? 如果我们算出这个数目, 就会发现从零到无穷大的所有各种频率都必须包括在内 (见后面的分析). 这与我们已知的情況完全吻合. 如果波脉冲局限在空间一个无限小区域, 那么我们就无法确定这波脉冲的波长. 实际上, 我们无法说一个脉冲的单一“频率”.
波包 以速率 $v = \nu \lambda$ 沿 x 轴行进的单色波可用下式表示:

$$A = A_0 \cos 2\pi \left[\frac{x}{\lambda} - \nu t \right] \quad (1-6)$$

式中 λ 和 ν 分别代表波长和频率. 波扰动 A 表示为位置 x 和时间 t 两者的函数; A 的最大值 A_0 是波的振幅. 变量 A 可以代表许多物理量, 取决于所讨论的是什么波. 讨论电磁波时, A 代表电场或磁场, 讨论空气中声波时, A 代表空气压力. 讨论弦上横波时, A 代表横向位移. 根据定义

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1-7)$$

式中 k 是波数, 方程(1-6)可写为

$$A = A_0 \cos k(x - vt) \quad (1-8)$$

图 1-4 示出波数为 k 即波长为 $2\pi/k$ 的单一的单色波的振幅. 而

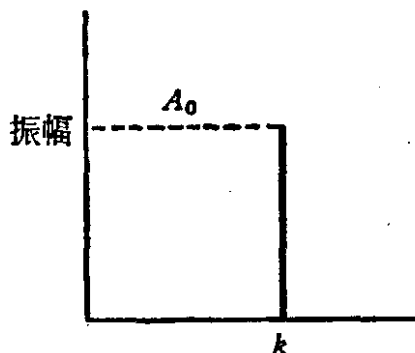


图 1-4 单色波的频谱.