〔美〕GEORGE BEKEFI ALAN H. BARRETT 著

电磁振荡 电磁波和辐射

王志符 刘思可 朱镇龙 等译

人民教育出版社

本书是美国麻省理工学院理工科二、三年级讲授一学期的教学用书．它是一本经典电动力学导论，重点讲述电磁场的振荡方面——电磁振荡、电磁波和辐射，以及波和物质的相互作用．全书分八章，依次介绍了振荡器物理，波动，电磁波在真空中传播，运动电荷产生的辐射，波导和谐振腔，电磁波与物质的相互作用，边界值问题，干涉和衍射．本书突出了基本原理的现代应用，简化了数学．内容比较丰富，选材易于课堂讲授．书中选有例题，书末附有习题和附录．全书使用国际单位制．

本书可作高等学校物理课程的参考书，也可供某些工程技术人员参考．

本书由刘思可（一、八章）、朱镇龙（二、五章）、杨静芝（三、六、七章）、杨松林（四章和唐福琛（附录）译；由王志符校阅定稿．

电磁振荡 电磁波和辐射

〔美〕GEORGE BEKEFI　ALAN H.BARRETT　著

王志符　刘思可　朱镇龙　等译

*

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

山东新华印刷厂德州厂印装

*

开本850×1168 1/32　印张18　字数420,000

1981年1月第1版　1981年12月第1次印刷

印数00,001—7,500

书号 13012·0563　定价 1.60 元

前　言

本书介绍经典电动力学的初步知识，其重点是电磁场的振荡方面——振荡、波和辐射，以及波与物质的相互作用．本书的内容主要是为理工科二、三年级学生编写的．他们已经学过一学期的力学和一学期的电磁学．贯穿全书的意图除了着重原理的现代应用之外，还对问题在数学上做了不太严格的处理．

本书是我们过去五年间在麻省理工学院按一学期课程讲课的自然结果．虽然传统上这是物理系二年级的课程，但理工学院其他系的学生参加听讲也很合适．在我们担任这门课程期间，没有用指定的教材，而是分发讲稿，这个讲稿每年都要修订和补充．本书是连续四稿的最后结果，它已经接受过大约两千个同学的推敲．

本书有八章．在第一章中介绍振荡器物理．机械振动通常比电磁振荡更形象些，为此，我们从力学方面任意选用了一些例题．但重点是电学方面，尤其是带电粒子的运动．例如，为了把尽可能多的内容教给同学，我们(在附录3中)准备了一套 *Fortran* 计算机语言，用它可以观察一个电子在同时受到直流磁场和横向射频电场作用时的运动．在这一章中还包括非线性振荡及耦合振荡．第二章论述波动．为简单起见，在这一阶段只讨论标量波动方程，并以弦上的波动、管中的声波等为例．在本章末尾引入了周期扰动的傅里叶分析和波包分析．在简要地复习了麦克斯韦方程组之后，第三章中提出了电磁波在真空中的传播问题，讨论了波的偏振、与一个波相联系的线动量和角动量以及辐射压力．整个第四章着重研究加速运动电荷产生辐射的经典问题．辐射场是用汤姆孙方法

计算的. 这一方法在物理上很有启发性，由于这种原因，在如本书一类的导论性教材中，宁可采用它而不采用在较高深的书籍中所使用的正规数学方法. 在本章的后一部分提出了一些应用问题：天线、轫致辐射、回旋加速器的辐射. 并且还包括黑体辐射一节.

第五章讨论了波导和谐振腔. 按传统，这些课题只限于在射频和微波频率中应用，但今天，激光和集成光学使这些课题也与光学波长有关. 为此，我们尝试着把这些课题纳入本教材中. 第六章集中讨论电磁波与物质——电介质、金属和等离子体——的相互作用. 在微观方面，我们按照洛伦兹经典电子论的方法叙述这一课题；在宏观方面，则借助于"物理"量 $\vec{E}$、$\vec{B}$、$\vec{P}$ 和 $\vec{M}$，对麦克斯韦(电磁)场方程组作了简明而系统的阐述. 由于学生接触传统上使用的 $\vec{D}$ 和 $\vec{H}$ 时容易造成混乱，所以在本书中有意地回避了. 第七章讲述边值问题：在电介质和金属表面上的反射和折射. 接着讨论了汤姆孙和瑞利散射以及辐射的反作用问题. 这一章的末尾叙述了受激发射和自由电子的激光. 对这问题的处理采用了非量子力学方法. 第八章论述干涉和衍射. 在这里，我们又回到标量波动方程和惠更斯、菲涅耳及基尔霍夫的近似理论. 我们之所以这样作是由于用严格的电磁理论来处理这样的问题，会遇到极大的数学困难.

此外还加了几个简短的附录，包括周期振动的迭加和复数的应用. 书末约有 70 个习题，作为家庭作业.

本书全部采用米千克秒(MKS)单位制.

本书包括比一学期所能讲授的更多的材料，各讲授者对于所要讲授的课题和例题，必须自行权衡. 此外，所介绍的材料适用于大量的课堂演示，这些演示对学生和教师是既有启发又有兴趣的. 但是，这样就会进一步限制了可用的授课学时. 我们不打算预先判

定那些章节是适于一学期的课程所用的，因为这种选择有许多变化的因素要考虑.

………………

GEORGE BEKEFI

ALAN H. BARRETT

于马萨诸塞州，坎布里奇，1977 年。

目　录

第一章 振 荡 器

在我们周围永不停息的宇宙中，一切东西都处于不停的运动状态．有些是相当无序的，例如，一瓶气体中原子的无规则运动，或银河系中星体的漫游．与此对照，在“有序”的方面则是周期现象．这种现象就是本书的主要内容．摆动着的摆、氨分子的振动、无线电的调谐回路和激光束，全都有一种美学上最令人满意的性质——周期性．这是一种能“再生”的现象，其运动图象可以再三地的重复．当空间中某一固定的平衡位置附近发生运动时，我们就说它是一个振荡器和有一个驻模．当周期性的振荡从一处传播到另一处时，我们就说有波在传播．

在自然界中，有许多系统十分近似于所谓的简谐运动——系统相对于平衡位置的永恒振荡．但是要注意“十分近似”这个词，简谐运动在物理上是不能实现的，因为这种运动必须从以前无限长的时间开始，并能继续进行到将来无限长的时间．一切系统都会受到外来的影响，它们以这种或那种方式干扰运动，使其损失(或获得)能量，从而破坏运动的简单振荡(或简谐振荡)的特征．那么为什么简谐运动在物理和工程中如此重要呢？又为什么我们要耗费时间去尽力研究它呢？答案是：简谐运动不但对许多物理过程是一个很好的近似，而且对于更复杂的过程，都可以认为是由几个独立作用的简谐运动所组成．这是一个很有用的概念，当我们研究更复杂的系统时，我们就有机会用到它．例如，以某种方式耦合在一起的两个振荡器，对绷紧的弦给予任意的初始扰动所引起的振动，或电磁波在各种电介质中的传播等等．就只提这几种吧；

§1.1 简谐振荡器

简谐运动的主要特征:

运动是在平衡位置附近进行的,在平衡位置时,作用在系统上的合力为零.

在与离开平衡位置位移成正比的回复力作用下，使系统回到平衡位置.

运动是周期性的，也就是说，在经过称为“周期”的一段时间 T_0 之后,运动自身重复.

除此之外，我们不再需要更多的事实就能推导并解出简谐振荡器的“运动方程”. 这似乎令人惊讶，然而这正是简谐运动的普遍性!

如果以随时间变化的坐标 $\psi(t)$ 作为描述系统离开平衡位置位移的参量,那么牛顿定律告诉我们

$$F=Ma=M\frac{\mathrm{d}^2\psi(t)}{\mathrm{d}t^2}$$

其中 F 是作用在质量为 M 的系统上的合力，$a=\mathrm{d}^2\psi(t)/\mathrm{d}t^2$ 是加速度. 由于简谐运动受的合力是回复力,因此有

$$F=-\beta\psi(t)$$

这个方程综合了上述回复力的全部性质：它与离开平衡位置的位移 $\psi(t)$ 成正比,而负号则表示当 $\psi(t)$ 不断增大远离平衡位置时, F 的作用是使它减小. 系数 β 取决于所要解决的特定问题，但它既不是时间也不是 $\psi(t)$ 的函数. 合并这两个方程,我们有

$$M\frac{\mathrm{d}^2\psi(t)}{\mathrm{d}t^2}=-\beta\psi(t)$$

或者

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}^2\psi(t)}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2\psi(t)=0} \tag{1.1}$$

其中我们引入了

$$\omega_0^2=\frac{\beta}{M}$$

方程 (1.1) 是简谐运动的基本方程. 它揭示了一切振荡运动最基础的内容,并有这样一个可能的解

$$\psi(t)=\cos\omega_0 t \tag{1.2}$$

的确,这种运动可以视同积木式的元件,即使更为复杂的振荡现象也能用它来组合. 方程(1.2)是(1.1)的解, 可以用求微分并直接代入来检验: $d\psi(t)/dt=-\omega_0\sin\omega_0 t$, $d^2\psi(t)/dt^2=-\omega_0^2\cos\omega_0 t$; 此外,方程(1.1)的第二项, 即 $\omega_0^2\psi(t)=\omega_0^2\cos\omega_0 t$, 代入正好等于零、于是和方程的右边相等.

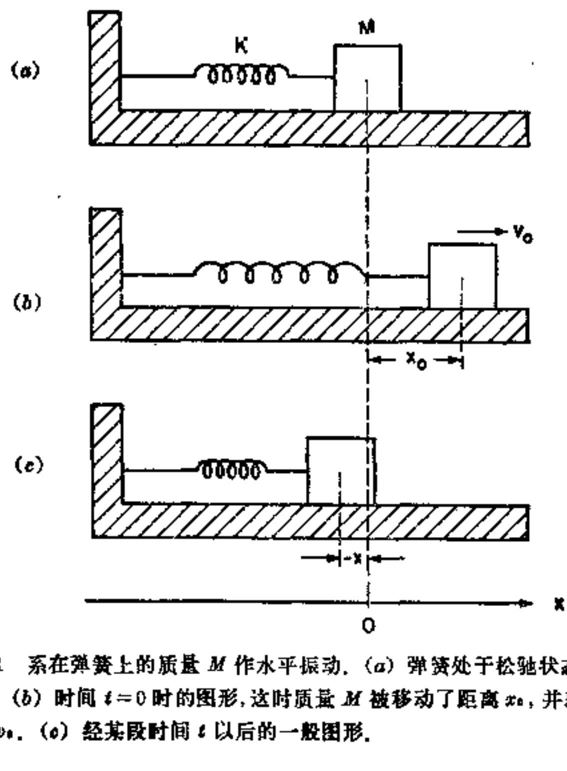

图 1.1 系在弹簧上的质量 M 作水平振动. (a) 弹簧处于松驰状态的平衡位置. (b) 时间 $t=0$ 时的图形,这时质量 M 被移动了距离 x_0, 并获得了初速度 v_0. (c) 经某段时间 t 以后的一般图形.

我们将会看到，符号 $\psi(t)$ 能够代表物理量的任何值，例如，摆动着摆的角位移、检流计反射镜悬线的扭转、调谐振荡器中的电流或者甚至是在微波共振腔中来回变化的电场和磁场．然而，方程(1.1)和(1.2)的物理含义，在某些简单的机械运动中变得更为明显．对于这一点，我们参考图(1.1)，在既不失去它的一般性，也不再费什么力气的情况下是不难理解的．图(1.1)表示的是挂在轻弹簧一端、在无摩擦的台面上作振动的物体．因此，这里 $\psi(t)$ 代表质量 M 的位移 $x(t)$，而 $\mathrm{d}^2\psi/\mathrm{d}t^2=\mathrm{d}^2x/\mathrm{d}t^2$ 作为 M 的加速度 a，加速度 a 正是弹簧的拉(或推)力引起的．现在，实验已证明：对弹簧、弯梁和许多其他弹性物体，如果不额外地滥施太大的拉伸、弯曲等等，回复力就与位移的大小成正比，对于弹簧这意味着

$$F(x)=-Kx \tag{1.3}$$

这就是胡克定律的内容．我们要注意，这方程所描述的力的方向总是指向原点，而且其趋势是回复到初始的平衡状态．因此“弹簧常数”K 必须是正的常量．

把方程(1.3)代到牛顿定律的公式 $\vec{F}=M\vec{a}$ 中，就可得到系在弹簧一端的质量 M 的运动方程

$$\boxed{M\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}=-Kx} \tag{1.4}$$

或者

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2x=0 \tag{1.5}$$

与方程(1.1)类似，式中我们用了

$$\boxed{\omega_0^2=\frac{K}{M}} \tag{1.6}$$

要注意：正如我们将要看到的那样，ω_0 在振荡特征的描述中起着

决定性的作用．它由系统的静态特性唯一地确定，在我们的情况中，系统的静态特性就是质量M和弹簧常数K。

方程的解

我们的任务是确定质量-弹簧系统的过去、现在和将来的全部状况，这就是我们所说的求解问题．于是正如本节开头已经证明过的那样，方程(1.5)[与方程(1.1)等价]的解是

$$x(t)=\cos\omega_0 t(\mathrm{m}) \tag{1.7}$$

这一结果具有我们所要寻找的运动的周期性．假定在某一时刻t_1，质量离开原点$+x_1$个单位，并且假定在图(1.1)中从左到右的达到了这一点，则$x_1(t_1)=\cos\omega_0 t_1$。若在以后的某几个时刻$t_2$、$t_3$等，质量又通过$+x_1$点，则有$\cos\omega_0 t_1=\cos\omega_0 t_2=\cos\omega_0 t_3=\cdots\cdots$．对于这种现象的发生，还要附加一句：质量再一次从左到右通过x_1点时，我们就必然使$\omega_0 t_2=\omega_0 t_1+2\pi$，$\omega_0 t_3=\omega_0 t_2+2\pi$，$\cdots\cdots$．因此，在相继的两个相等的位移之间的时间间隔$t_2-t_1$, t_3-t_2等都精确相等而且具有数值

$$T_0=\frac{2\pi}{\omega_0}\quad(\mathrm{s}) \tag{1.8}$$

其中T_0叫作运动的周期；ω_0叫作角频率，它代表以弧度/秒$(\mathrm{rad\cdot s^{-1}})$为单位的质量重复(频)率．振动的频率或称“频率”，通常用符号f_0(或ν_0)来代表，它是通过$f_0=\omega_0/2\pi$与ω_0相联系的．其单位是1次振动每秒，在现代的用法中叫作赫兹(Hz)．至此，总起来说，我们将会经常遇到的这三个量的关系如下

$$\underset{\substack{\uparrow\\ \text{角频率}\\ \text{单位:弧/秒}(\mathrm{rad\cdot s^{-1}})}}{\omega_0}\qquad=\underset{\substack{\uparrow\\ \text{频率}\\ \text{单位:赫兹}(\mathrm{Hz})}}{2\pi f_0(2\pi\nu_0)}\qquad=\underset{\substack{\uparrow\\ \text{周期}\\ \text{单位:秒}(\mathrm{s})}}{\frac{2\pi}{T_0}} \tag{1.9}$$

为了简单起见，虽然我们常把ω_0叫作频率，然而它的实际意义应

该理解为“角频率”.

自然界中发生的振荡的频率范围的确是很广阔的. 从方程(1.6)我们看到：质量越小，每单位位移所需的力(即K)越大，频率就越高. 地震使地球充分地振荡起来(至少在短时间内是如此)，其频率为1(Hz)或更低一些；氨分子的最低振荡频率约为2×10^{10}(Hz)，它是某些很精确的时钟的基本组成部分；由静电库仑力束缚在原子核周围的电子显示的振荡频率，典型的是10^{15}(Hz)或更高. 像这样的例子还能举出许多.

无论频率是高还是低，一切简谐振荡器都有一个共同的重要性质：频率与偏移的大小无关. 在1581年，伽利略通过观察比萨大教堂中吊灯的摆动发现了这一事实. 的确，当我们看方程(1.2)或(1.7)时，在我们的表达式中，并未写进最大的偏移距离(所谓运动的振幅). 这有点令人不解，人们可能认为出了什么毛病. 简单的回答就是：尽管方程(1.7)是微分方程(1.5)的一个解，但它是一个不完全解. 用直接代入容易验证$x_1(t)=A\cos\omega_0 t$也是一个解，其中A是常数. 可是，现在在我们的结果中写入了所需要的振幅A，是否就算完事了呢？回答是没有. 因为同样可以证明$x_2(t)=B\sin\omega_0 t$也是个令人完全满意的结果(解). 这些结果在表面上的非唯一性所引起的困境，在微分方程理论中可以完全解决. 在那里我们发现，任何线性齐次二阶微分方程，方程(1.1)和(1.7)是它的特例，其通解(完全唯一的解)是两个解的和，即$x(t)=x_1(t)+x_2(t)$，完整地写出来就是

$$\boxed{x(t)=A\cos\omega_0 t+B\sin\omega_0 t} \tag{1.10}$$

以A和B作为两个(既不多于也不少于两个！)任意系数. 一切线性微分方程都服从的这个迭加原理阐明了下列事实：由两个扰动

共同作用所产生的位移，正是它们分别作用在系统上所产生的两个个别位移的迭加①．这个最基本原理的连续不断的应用，会束缚我们的思想，以致使我们容易忘记在真实的物理世界中，就接近实际情况来看，迭加原理有时并不比好的一级近似更好．并且当所考虑的介质由于太激烈的晃动，产生过大的应力时［例如当 $x(t)$ 太大时，胡克定律就不成立］，扰动的简单迭加就不适用了．尽管有这些限制，我们在本书中将几乎只限于讨论服从迭加原理的系统——线性系统．这样做有两个原因：第一，我们知道如何去解它，但对如何去解大多数非线性问题，我们还不知道；第二，与我们有关的大量电学和磁学问题（麦克斯韦方程）都是线性微分方程．

在方程(1.10)中出现的所谓任意系数 A 和 B，在振荡系统的初始状态确定以后，就不是任意的了．例如，我们可以规定振荡的质量在 $t=0$ 时的初始位置和初始速度．如果我们用 x_0 表示前者，用 v_0 表示后者［见图(1.1)和(1.2)］，于是由方程(1.10)得到：$x(t=0)=x_0=A\cos 0+B\sin 0$，这就产生了 $A=x_0$ 的结果．类似地对速度我们有：$v=\mathrm{d}x/\mathrm{d}t=-A\omega_0\sin\omega_0 t+B\omega_0\cos\omega_0 t$．于是，令 $t=0$ 时，$v=v_0$，就得到：$B=v_0/\omega_0$．把这些值代入方程(1.10)后得

$$x(t)=x_0\cos\omega_0 t+\frac{v_0}{\omega_0}\sin\omega_0 t \tag{1.11}$$

它完全决定了质量在 $t\geqslant 0$ 的一切时刻的位置．

方程(1.10)可以写成以下形式

$$\boxed{x(t)=C\cos(\omega_0 t+\phi)} \tag{1.12}$$

这样写对于计算来说，往往被证明是更方便的．我们又一次看到方程含有两个任意系数 C 和 ϕ，这是求二阶微分方程(1.5)的完全解所必需的．为了把方程(1.12)和(1.10)联系起来，我们首先利

① 见附录1：关于迭加的数学．

用恒等式 $C\cos(\omega_0 t+\phi)=C[\cos(\omega_0 t)\cos\phi-\sin(\omega_0 t)\sin\phi]$ 来展开方程(1.12)中的余弦，把这结果与方程(1.10)比较后，不难看出 $A=C\cos\phi$，$B=C\sin\phi$，于是得到了两个经常用到的方程

$$\begin{aligned} C&=\sqrt{A^2+B^2} \\ \phi&=\tan^{-1}\left(\frac{B}{A}\right) \end{aligned} \tag{1.13}$$

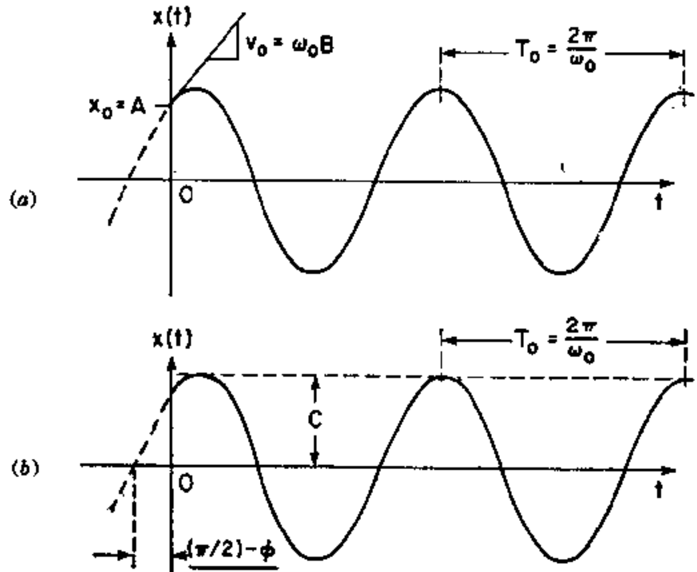

图 1.2 作为时间函数的简谐振荡器的位移. (a) 详细说明了在 $t=0$ 时方程(1.11)的初始条件：$x=x_0$，$v=v_0$. (b)详细说明了方程(1.12)的振幅 C 和位相 ϕ. 常数 A、B、C 和 ϕ 通过方程(1.13)相互联系. 注意：初始位移 $x_0=A$ 不是振动的振幅 C.

图 1.2 指出，当规定了运动的振幅 C 和初相角 ϕ 时，于是我们对零时刻的选择就确定了. 我们通常（但不总是！）在对 ϕ 并无特别兴趣的情况下，可以方便地重拨我们的表，以便使 $\phi=0$.

$x(t)$ 还有另一种形式——它在复数平面中的表达式. 我们既然知道了 $x(t)=C\cos(\omega_0 t+\phi)$ 是方程(1.5)的一个解，方程(1.5)