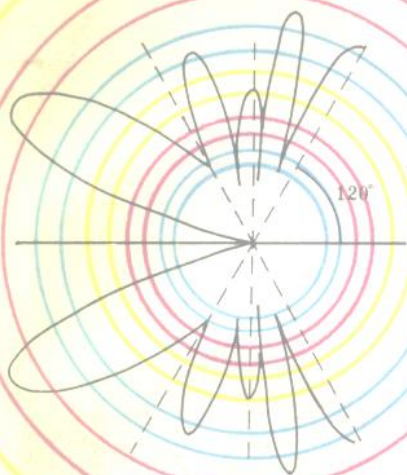




遥感物理基础

吕斯骅 编著

遥 感 物 理 基 础

吕 斯 骅 编 著

商 务 印 书 馆

1981 年 · 北 京

遥感物理基础

吕斯骅 编著

商务印书馆出版

(北京王府井大街36号)

新华书店北京发行所发行

北京第二新华印刷厂印刷

850×1168毫米 1/32 14⁵/₈印张 342千字

1981年2月第1版 1981年2月第1版第1次印刷

印数 1—5,200册

统一书号: 12017·257 定价: 2.65元

目 录

前言	1
第一章 电磁波	3
§ 1.1. 振动和波	3
1.1.1. 一个自由度的自由振动(3)	
1.1.2. 一维阻尼振动与强迫振动(10)	
1.1.3. 波动(16)	
§ 1.2. 波动的特性	29
1.2.1. 波的叠加原理与波的干涉(29)	
1.2.2. 惠更斯—菲涅耳原理与波的衍射(40)	
1.2.3. 波的偏振(57)	
§ 1.3. 电磁波	64
1.3.1. 电磁波的特性(64)	
1.3.2. 电磁波谱(79)	
1.3.3. 波粒二象性(83)	
§ 1.4. 电磁波的传播	93
1.4.1. 电磁波在介面的反射与折射(94)	
1.4.2. 电磁波在导体中的传播(100)	
1.4.3. 电磁波的吸收与色散(106)	
1.4.4. 电磁波的散射(113)	
第二章 原子、分子和固体的光谱及结构	126
§ 2.1. 原子光谱与原子结构	126
2.1.1. 氢原子光谱与玻尔理论(126)	
2.1.2. 氢原子的椭圆轨道(133)	
2.1.3. 空间量子化(135)	
2.1.4. 多电子原子与电子自旋(138)	
2.1.5. 周期系与电子壳层结构(142)	
2.1.6. x 射线与 γ 射线 (149)	
§ 2.2. 分子光谱与分子结构	151
2.2.1. 分子结构与分子光谱概况(151)	
2.2.2. 分子的转动光谱(157)	
2.2.3. 分子的振动—转动光谱(162)	
2.2.4. 分子的电	

子—振动—转动光谱 (171)	2.2.5. 喇曼光谱 (175)
§ 2.3. 固体光谱与固体结构	177
2.3.1. 固体结构 (177)	2.3.2. 能带论简介 (181)
2.3.3. 晶格振动与声子的概念 (188)	2.3.4. 固体光谱的复杂性 (194)
第三章 辐射源与大气对辐射的影响	206
§ 3.1. 黑体辐射	207
3.1.1. 辐射度量与单位 (207)	3.1.2. 光度量与单位 (212)
3.1.3. 黑体辐射 (216)	3.1.4. 实际物体的辐射 (221)
§ 3.2. 太阳辐射	226
3.2.1. 太阳概况 (226)	3.2.2. 太阳辐射 (228)
§ 3.3. 地球的辐射	234
3.3.1. 地球的短波辐射 (234)	3.3.2. 地球的长波辐射 (240)
§ 3.4. 大气对辐射的影响	249
3.4.1. 大气概述 (249)	3.4.2. 大气的吸收与大气窗口 (254)
3.4.3. 大气散射的影响 (264)	3.4.4. 大气辐射与大气折射的影响 (267)
第四章 辐射的接收	276
§ 4.1. 摄影方式	277
4.1.1. 物象关系 (278)	4.1.2. 感光乳胶的特性 (282)
4.1.3. 相机 (294)	4.1.4. 滤光片 (305)
§ 4.2. 扫描方式	307
4.2.1. 光—机扫描方式 (308)	4.2.2. 电子束扫描方式 (316)
4.2.3. 自扫描方式 (324)	
§ 4.3. 红外探测元件	330
4.3.1. 探测器特性 (330)	4.3.2. 热探测器 (339)
4.3.3. 量子探测器 (345)	4.3.4. 探测器阵列 (356)
§ 4.4. 微波传感器	356
4.4.1. 微波辐射计 (358)	4.4.2. 真实孔径侧视雷达 (364)
4.4.3. 合成孔径侧视雷达 (371)	4.4.4. 微波散射计 (380)

第五章 激光、全息照相和光学信息处理简介	383
§ 5.1. 激光	383
5.1.1. 激光的特性 (384) 5.1.2. 激光产生的基本原理 (386)	
5.1.3. 激光器 (394) 5.1.4. 激光在遥感中的应用 (398)	
§ 5.2. 全息照相	407
5.2.1. 全息照相的过程和特点 (408) 5.2.2. 全息照相的原理(411)	
5.2.3. 全息照相的应用(416)	
§ 5.3. 光学信息处理简介	422
5.3.1. 傅里叶变换与相干光学处理系统 (422) 5.3.2. 光学信息处理应用举例(437)	

前 言

“遥感”(Remote Sensing)一词是 1962 年美国海军科学研究所的布鲁伊特(E. L. Pruitt)首先提出的。从字面讲,“遥感”的意思是“遥远的感知”。物理学认为,电磁波(物体自身辐射或反射、散射的电磁波)、机械波(声波、地震波)、重力场、地磁场等,都是可以被遥远感知的。机械波、重力场、地磁场的遥感在物探中早已采用,并已取得不少成绩,但这些技术应用的面较窄。在航空摄影基础上发展起来的电磁波遥感,近 20 多年来有了飞速的发展,引起了各界的重视。目前常说的“遥感”,往往是狭义地指电磁波遥感。

与航空摄影相比,近代遥感使用的波段大大地扩展了,包括 γ 射线、 x 射线、紫外、可见、红外、微波等各个波段。不同波段的电磁波其物理性质有很大的差别,它们与物质的相互作用机理也各不相同,使用的传感器也有巨大的差异,涉及核物理、光学物理、红外物理、无线电物理等多个学科领域。近代遥感的研究对象,包括军事、天文、气象、测绘、海洋、地质、地理、农、林、渔等各个领域,目前研究的重点是地球,同时也逐渐向太阳系及广阔的宇宙空间进军。

电磁波从发射到接收的整个过程涉及到一系列复杂的物理过程,要想全面、完整地叙述遥感中的物理问题是困难的,本书仅就遥感所涉及的基本物理问题作一介绍。全书共五章,分为三大部分:第一章和第二章为第一部分,较系统地讲述电磁波的基本特性及光谱与物质结构之间的关系;第三章和第四章为第二部分,从应用的角度讲述一些与遥感有关的物理内容,包括辐射源、大气传

输、传感器等知识;第五章简单介绍激光、全息摄影和傅里叶变换的原理,以及它们在遥感上的应用。

吕云仙同志在百忙中与编者讨论了本书的大纲,并提供了第五章的初稿,对此我表示衷心的感谢。编者参加遥感工作时间不长,水平有限,书中难免有错误与不妥之处,望读者不吝指正。

第一章 电磁波

要深入掌握近代的遥感技术,必须了解电磁波的基本性质。本章从麦克斯韦方程组出发,在经典电磁理论的范围内,讨论了电磁波的基本性质及其在传播中的基本规律,包括反射、折射、色散、吸收、散射等。为了了解电磁波的本性,文中还简单地讨论了波粒二象性问题。现在,让我们先从振动与波的特性讲起。

§ 1.1. 振动和波

许多自然现象都属于波动现象,如水波、声波、光波、无线电波、地震波、德布罗意波等。它们既具有共同的波动性,又具有各自不同的特性。这一节中,我们用一些比较简单的波动现象,对波动现象的共性作简要的说明。

1.1.1. 一个自由度的自由振动

只有一个自由度的自由振动系统是很很多的,如在一个平面内的单摆、弹簧振子及 LC 电路等。我们可以用一个量来完整地描

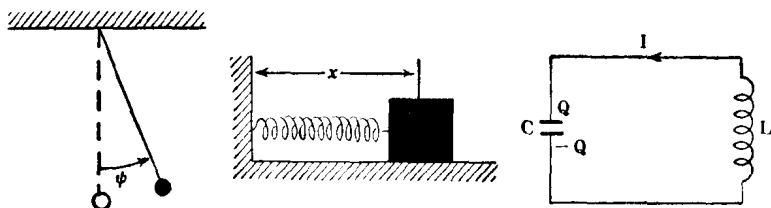


图 1.1. 一个自由度的自由振动系统。

述它们任何时刻的状态:如单摆可用它的摆角 ψ , 弹簧振子可用偏离平衡位置的距离 $(x-x_0)$, LC 电路可用电容器上的电荷 Q 等。它们都有形式相同的微分方程及形式相同的解。

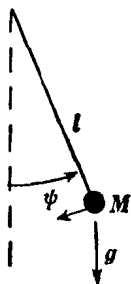


图 1.2. 单摆。

对单摆系统可令 ψ 为单摆的摆角, l 为摆长, M 为质点的质量, g 为重力加速度。如果单摆偏离平衡位置向右摆动 ψ 弧度, 则它的位移量为 $l\psi$, 它的切向加速度为 $l\frac{d^2\psi}{dt^2}$, 同时由于重力的作用产生一回复力, 其方向也是切线方向并且与运动方向相反, 大小为 $Mg \sin \psi$ 。根据牛顿第二定律, 单摆的运动方程为:

$$Ml\frac{d^2\psi}{dt^2} = -Mg \sin \psi \quad (1.1-1)$$

根据泰勒级数:

$$\sin \psi = \psi - \frac{\psi^3}{3!} + \frac{\psi^5}{5!} - \dots \quad (1.1-2)$$

在 ψ 较小时只要保留第一项就已足够精确了, 因此 (1.1-1) 式可简化为:

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} = -\omega_0^2 \psi \quad (1.1-3)$$

式中 ω_0 称为振动圆频率:

$$\omega_0^2 = \frac{g}{l} \quad (1.1-4)$$

(1.1-4) 式也可以写成

$$\omega_0^2 = \frac{Mg\psi}{l\psi \cdot M} \quad (1.1-5)$$

从此式中可以明确地看到 ω_0^2 的物理意义, 它是指每单位质量 $\left(\frac{1}{M}\right)$ 的质点, 位移单位距离 $\left(\frac{1}{l\psi}\right)$ 所需要的回复力 $(Mg\psi)$ 。

对弹簧振子, 如果设振子的质量为 M , 弹簧的弹性系数为 K , 平衡位置为 x_0 。由虎克定律可知振子位移 $(x-x_0)$ 后, 弹性力为一回复力, 其大小为 $-K(x-x_0)$ 。振子的运动方程为:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = -K(x-x_0) \quad (1.1-6)$$

如令 $\psi = (x-x_0)$ (1.1-7)

$$\omega_0^2 = \frac{K}{M} \quad (1.1-8)$$

则方程的形式与(1.1-3)式相同:

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} = -\omega_0^2 \psi \quad (1.1-9)$$

如果我们把质点理解为分子或固体中的原子, 它们靠分子或固体的准弹性力相互束缚在平衡位置 x_0 处, 当原子偏离平衡位置时受到一线性回复力 $-K(x-x_0)$, 因此原子的运动方程是与(1.1-9)相同的。束缚较紧密的分子, 它们的弹性系数 K 较大, 因此共振圆频率 ω_0 较大; 而束缚较松的分子它们的弹性系数 K 较小, 因而分子的共振圆频率 ω_0 也较小。弹性系数 K 相同的原子, 如其原子质量 M 较小则其振动圆频率 ω_0 则较大, 而 M 大的原子其振动圆频率 ω_0 则较低。这些结论与实际都是符合的。

对 LC 回路, 电感 L 产生的反电动势为 $-L \frac{dI}{dt}$, 它应与电容 C 上的电压 $\frac{Q}{C}$ 相等, 即:

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{Q}{C} \quad (1.1-10)$$

式中 Q 为电容上累积的电荷量, $\frac{dI}{dt}$ 为电感中电流的变化率, 由于

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (1.1-11)$$

因此(1.1-10)式为:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} = -\frac{Q}{C} \quad (1.1-12)$$

所以

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} = -\frac{1}{LC} Q \quad (1.1-13)$$

对上式两边求微商,并利用(1.1-11)式则可得:

$$\frac{d^2 I}{dt^2} = -\frac{1}{LC} I \quad (1.1-14)$$

(1.1-13)式与(1.1-14)式是完全等价的。如令

$$I = \psi \quad (1.1-15)$$

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (1.1-16)$$

则(1.1-14)式又回到(1.1-3)式的形式:

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} = -\omega_0^2 \psi \quad (1.1-17)$$

由此可知,一个自由度的自由振动系统有形式相同的微分方程。方程解的形式也均相同为:

$$\psi(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (1.1-18)$$

式中 A_0 称为振动的振幅,在不同的物理问题中有不同的含义,如

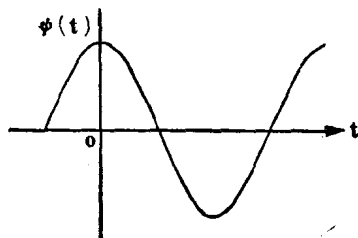


图 1.3. 简谐波。

在单摆中 A_0 表示摆的最大摆角 ψ_0 , 在 LC 回路中表示电流变化的最大幅度 I_0 等。 φ_0 称为初位相, 即 $t=0$ 时的位相。 ω_0 称为圆频率, 它的表达式与具体的物理问题有关, 如 (1.1-4) 式、(1.1-8) 式及 (1.1-16) 式所示,

ω_0 与振动频率 ν_0 的关系为:

$$\omega_0 = 2\pi \nu_0 \quad (1.1-19)$$

频率 ν_0 与周期 T_0 的关系为:

$$\nu_0 = \frac{1}{T_0} \quad (1.1-20)$$

(1.1-18)式还可以写成:

$$\psi(t) = A_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi_0) \quad (1.1-21)$$

及

$$\psi(t) = A_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t + \varphi_0\right) \quad (1.1-22)$$

在许多情况下, $\psi(t)$ 如果采用指数形式的表达式, 运算是很方便的。根据欧拉公式:

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi \quad (1.1-23)$$

如果只取 $e^{i\varphi}$ 的实数部分, 就得到 $\cos \varphi$, 写成:

$$\operatorname{Re}\{e^{i\varphi}\} = \cos \varphi \quad (1.1-24)$$

因而(1.1-18)式可写成

$$\psi(t) = \operatorname{Re}\{A_0 e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)}\} \quad (1.1-25)$$

在本章中常去掉 Re 直接写成 $A_0 e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)}$, 但它的含义仍是取其实数部分。

凡是符合余弦变化规律的振动称为简谐振动, 它是各种周期运动中最简单的运动。任何一个复杂的振动可分解为一系列的简谐振动的线性叠加:

$$\psi(t) = \sum_{i=1}^N A_i(\omega) \cos(\omega_i t + \varphi_{0i}) \quad (1.1-26)$$

或采用积分形式:

$$\psi(t) = \int_0^\infty A(\omega) \cos[\omega t + \varphi_0(\omega)] d\omega \quad (1.1-27)$$

式中振幅 $A(\omega)$ 与初位相 $\varphi_0(\omega)$ 都是圆频率 ω 的函数。

在简谐振动中系统的能量是守恒的。以弹簧振子为例, 质点通

过平衡位置时速度最快为 $\omega_0 A_0$, 有最大的动能 $\frac{1}{2}M(\omega_0 A_0)^2$, 而势能为零; 随着位移量 $(x-x_0)$ 的增加, 质点的动能逐渐转换为弹簧的势能, 在 x 为极大值 x_m 时, 动能全部转化为势能 $\frac{1}{2}KA_0^2$, 在返回平衡位置的过程中, 势能又逐渐转化为动量。在整个运动过程中, 动能与势能之和为一常数。

对 LC 回路, 能量也是守恒的。把 (1.1-12) 式的两边乘以 $\frac{dQ}{dt}$, 可得:

$$\frac{dQ}{dt} \cdot L \cdot \frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} \cdot Q = 0 \quad (1.1-28)$$

即

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} L \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2C} Q^2 \right] = 0 \quad (1.1-29)$$

积分后得到:

$$\frac{1}{2} L \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \text{常数} \quad (1.1-30)$$

上式说明电感线圈中的磁场能量 $\frac{1}{2} L \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2$ 与电容器中电场的能量 $\frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$ 之和是守恒的。在振荡的过程中电场的能量不断地向磁场的能量转化, 当磁能达到极大时, 磁能又向电能转换。如果系统中没有能量损耗, 即系统的电阻为零, 没有热耗, 也不向周围空间辐射能量, 则 LC 的电磁能量就永远以 $\nu = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$ 的频率在电能与磁能之间不断转换。由

$$Q = Q_0 \cos \left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi_0 \right) \quad (1.1-31)$$

可知, 电场能量为:

$$\frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{Q_0^2}{2C} \cos^2 \left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi_0 \right)$$

$$= \frac{Q_0^2}{4C} + \frac{Q_0^2}{4C} \cos\left(\frac{2}{\sqrt{LC}}t + 2\varphi_0\right) \quad (1.1-32)$$

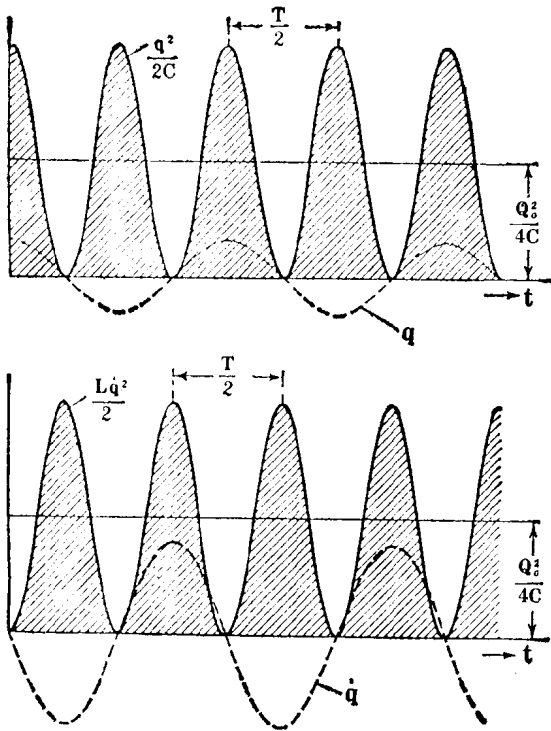


图 1.4. 无损耗电路中电能与磁能的波形，
两者纵坐标之和为一常数。

而磁场能量为:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} L \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2 &= \frac{1}{2} L \frac{Q_0^2}{LC} \sin^2 \left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi_0 \right) \\ &= \frac{Q_0^2}{4C} - \frac{Q_0^2}{4C} \cos \left(\frac{2}{\sqrt{LC}} t + 2\varphi_0 \right) \quad (1.1-33) \end{aligned}$$

把(1.1-32)式及(1.1-33)式代入(1.1-30)式可得:

$$\frac{1}{2} L \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{Q_0^2}{2C} \quad (1.1-34)$$

由 (1.1-34) 式可知电能与磁能之和在任 何时刻均为 $\frac{Q_0^2}{2C}$, 是与时间无关的常数。

1.1.2. 一维阻尼振动与强迫振动

1. 阻尼振动

一般系统中除了回复力外还有一个阻尼力, 如弹簧振动中的摩擦力, 或 LC 回路中电阻 R 的阻尼, 它们永远是消耗能量的, 使系统的能量不断减少。

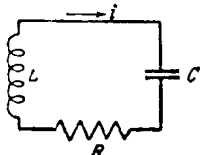


图 1.5. R, L, C 回路。

当有阻尼时, 在微分方程中将增加一与 $\frac{d\psi}{dt}$ 成正比的阻尼项。以 R, L, C 回路为例, 当存在电阻 R 时, 电感 L 产生的反电动势应等于电容与电阻上的电压之和, 因此方程应为:

$$\begin{aligned} -L \frac{d^2 Q}{dt^2} &= \frac{Q}{C} + RI \\ &= \frac{Q}{C} + R \frac{dQ}{dt} \end{aligned} \quad (1.1-35)$$

上式可写成:

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{LC} Q = 0 \quad (1.1-36)$$

如令 $\Gamma = \frac{R}{L}$ 称为阻尼系数, 且令 $Q = \psi$, 则方程为:

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} + \Gamma \frac{d\psi}{dt} + \omega_0^2 \psi = 0 \quad (1.1-37)$$

这也是一个普通的微分方程, 阻尼项以 $\Gamma \frac{d\psi}{dt}$ 的形式出现在方程中。在弹簧振子的情况中 $\Gamma = \frac{h}{M}$, 其中 h 为摩擦系数。

当 $\omega_0^2 > \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2$ 时,称为欠阻尼情况,(1.1-37)式的解为:

$$\psi = A_0 e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.1-38)$$

式中
$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (1.1-39)$$

式中 Γ 的量纲是与 ω_0 一样的, A_0 为最大振幅即 $t=0$ 时的振幅。把 ψ 、 $\frac{d\psi}{dt}$ 及 $\frac{d^2\psi}{dt^2}$ 代回(1.1-37)式,可以很容易证明(1.1-38)式确实是方程的解。解中除周期运动项 $\cos(\omega t + \varphi)$ 外,振幅是随时间 $e^{-\frac{\Gamma}{2}t}$ 衰减的,当 $t = \frac{2}{\Gamma}$ 时,振幅衰减 $\frac{1}{e}$ 倍。由于阻尼作用的影响,

阻尼振动的圆频率为 $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\Gamma}{2\omega_0}\right)^2}$, 与自由振动的频率

ω_0 相差一个因子:

$$\left[1 - \left(\frac{\Gamma}{2\omega_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}。而$$

且阻尼作用越大,即 Γ 值越大, ω 与 ω_0 的差也越大。如果阻尼作用很小, $\Gamma \approx 0$, 则 $\omega \approx \omega_0$, 振幅的衰减作用也可以忽略,则 $\psi \approx A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$, 回到自由振动的情况。

在 LC 回路中,回路还可以以辐射的形式损失能量,因此辐射损失

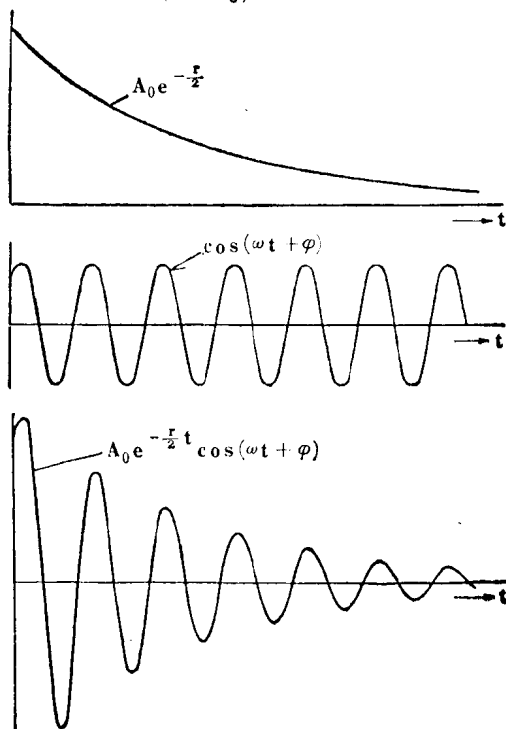


图 1.6. 欠阻尼运动。