面向21世纪课程教材

面向21世纪课程教材
Textbook Series for 21st Century

大学物理学

下册

吴柳 主编

高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

面向21世纪课程教材
Textbook Series for 21st Century

普通高等教育"十五"国家级规划教材

大学物理学

下册

吴柳 主编

高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

内容提要

本书是教育部"高等教育面向21世纪教学内容和课程体系改革计划"的研究成果，是面向21世纪课程教材和普通高等教育"十五"国家级规划教材。本书试图以培养人才的知识、能力和科学素质为出发点，重新设计大学物理课程的内容体系，注意加强对近代物理的介绍，反映物理学的前沿，力图用近代物理的观点重组经典物理内容，并注重介绍物理学的思想方法及其在工程中的实际应用。全书共有六篇，分为上、下两册。上册包括：绪论，时间和空间与运动，守恒定律，相互作用场；下册包括：波、量子物理，熵与不可逆过程。

本书可作为高等学校工科各专业的大学物理教材，也可作为综合性大学和高等师范院校非物理专业物理课程的教材或参考书。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理学．下册／吴柳主编．—北京：高等教育出版社，2003.10

ISBN 7－04－012976－0

Ⅰ.大...　Ⅱ.吴...　Ⅲ.物理学－高等学校－教材　Ⅳ.04

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2003）第075575号

出版发行	高等教育出版社	购书热线	010－64054588
社　　址	北京市西城区德外大街4号	免费咨询	800－810－0598
邮政编码	100011	网　　址	http://www.hep.edu.cn
总　　机	010－82028899		http://www.hep.com.cn
经　　销	新华书店北京发行所		
排　　版	高等教育出版社照排中心		
印　　刷	国防工业出版社印刷厂		
开　　本	787×960　1/16	版　　次	2003年10月第1版
印　　张	21	印　　次	2003年10月第1次印刷
字　　数	390 000	定　　价	22.10元

前　言

本书是教育部“高等教育面向21世纪教学内容和课程体系改革计划”的研究成果，也是北京交通大学“国家工科物理基础课程教学基地”建设的成果，是“面向21世纪课程教材”并且被评为普通高等教育“十五”国家级规划教材。

本书最初作为北京交通大学改革教材于1995年开始编写并试用。1996年纳入教育部“高等教育面向21世纪教学内容和课程体系改革计划”，改编为《工科基础物理学》在多校试用。以后，作为北京交通大学“国家工科物理基础课程教学基地”建设的核心教材，在多次试用的基础上，重新调整内容体系后编写而成，并恢复《大学物理学》名称。

本书从近代物理的高度，以物质结构及其运动的基本规律为主线组织教学内容，注重物理思想方法的介绍；注意教学内容的现代化和先进性，将相对论和量子物理等近代物理内容作为本书的重要内容，力图比较系统、完整地介绍物理学的基本理论，反映物理学的发展前沿。

教材编写方案经赵凯华、王殖东、陈泽民、漆安慎、张三慧等教授评议。本书出版前，陈泽民、喀兴林、王殖东、蔡伯镰、朱荣华等教授审阅了书稿。他们认为本书是一部突破传统体系、改革力度较大的面向工科学生的新教材，有利于提高物理教学的水平和学生科学素质的培养。他们同时也提出了一些有益的意见和建议，对提高本书的科学水平起了很重要的作用。

本书由北京交通大学吴柳教授任主编，北京交通大学林铁生教授和北京科技大学戴问民教授任副主编，主要编写人为北京交通大学吴柳、林铁生教授和北京航空航天大学陈强教授。北京交通大学佘守宪教授参加了从本书的方案制订到修改定稿的全过程，对本书的最终出版起了重要作用。另外，在教育部“高等教育面向21世纪教学内容和课程体系改革计划”项目和北京交通大学“国家工科物理基础课程教学基地”建设中曾参与过本书工作的还有（以姓氏笔画为序）：王永生、冯澎、许启明、余虹、范玲、赵国忠、姜东光、郝世栋、高丛林。

本书的编写和试用，得到了北京交通大学和有关学校（北京航空航天大学、北京科技大学、大连理工大学、东北大学）的大力支持。高等教育出版社陈小平主任和陶铮、董洪光、王文颖同志为本书的出版付出了大量的劳动，作者在此一并表示感谢。

由于编者学识有限，书中不妥之处在所难免，恳请读者和同行专家不吝赐教。

编　者

2003年8月

策划编辑　陶　铮
责任编辑　王文颖
封面设计　张　楠
责任绘图　尹文军
版式设计　陆瑞红
责任校对　王效珍
责任印制　杨　明

郑重声明

目　　录

下　　册

第5篇　波　量子物理

第6篇 熵与不可逆过程

第5篇

波　量子物理

物质运动状态的传播就是波动.例如水波、声波和光波(电磁波)分别是机械运动状态和电磁运动状态的传播.光和量子客体的运动是一种概率波.各种波在物理本质上是不同的,但描述它们的某些概念和数学方法可以类比.

波动现象广泛地存在于自然界中,在现代科技中也有广泛应用.例如超声波可以用于无损检测,激光在工业加工、测量、农业育种、医学诊断和治疗等方面都有重要应用.

波动可以看成是能量和动量从空间一点到另一点传播的方式.机械波(如水波、声波等)的传播需要介质,实际上它是各介质元振动状态的传播和它们的集体表现;电磁波是电磁场的传播,它可以在真空中进行,本质上是光子作为粒子

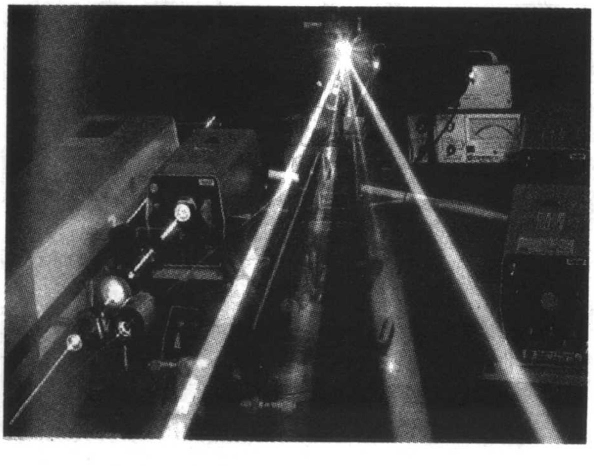

图1　激光光源

运动的集体表现.光子和微观粒子都是量子客体,其运动状态也由波函数完全描述,但它们既不是经典意义上的粒子,也不是经典意义上的波,它们遵从量子物理的规律.

量子物理是现代科技的重要基础.激光就是在量子物理基础上发展起来的新型光源,其装置如图1所示.

第十四章 振　　动

振动现象是十分常见的现象.例如树在微风中的摇动,列车经过时铁轨甚至站台都会振动,等等.有的振动是有害的,如图1所示是地震引起高速公路的桥梁共振而造成倒塌的情况.振动在建筑设计、机械设计、医疗保健(如心脏起搏器)、体育运动(如跳板)等方面都有着重要应用.

图1　地震引起桥梁倒塌

§14-1　简谐振动

14-1-1　机械振动与电磁振荡

物体在一定位置的附近所做的往复运动称为**机械振动**.例如摆的运动,气缸中活塞的运动,音叉发声时的运动等都是机械振动.振动并不仅限于机械运动范围,交流电路中,电流与电压在某一量值附近随时间作周期性的变化,也是一种

振动(又称振荡).振动虽然多种多样,但有其共同特征:空间的重复性和时间的周期性.显然,振动是跨越物理不同领域的一种非常普遍而重要的运动形式.广义说来,**如果某物理量围绕一定的值作往复变化,则称该物理量作振动**.

弹簧振子是机械振动中一个最简单的例子.如图 14-1 所示,在光滑水平面上将轻质弹簧一端固定,在另一端系一物体 m(可视为质点),就构成了一个弹簧振子.物体处于平衡位置 O 时,弹簧没有形变,物体所受弹性力为零;当物体偏离平衡位置时(在弹性限度内),所受到的弹性回复力指向平衡位置,并促使物体回到平衡位置;在返回平衡位置的过程中,物体速度增加,所以到达平衡位置时,虽然回复力已变为零,但由于惯性,物体又离开平衡位置,如此往复,形成在平衡位置附近的振动.

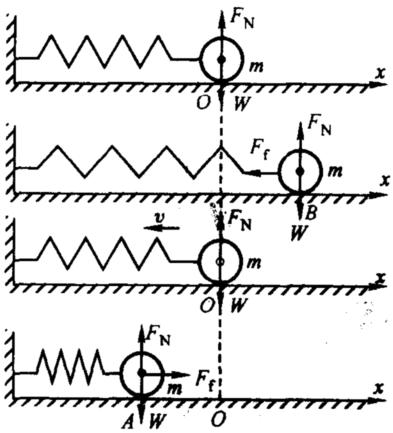

图 14-1 弹簧振子的运动

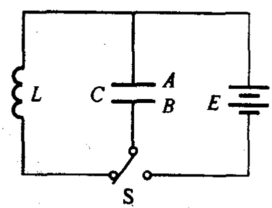

图 14-2 LC 电磁振荡电路

能产生电磁振荡的电路称为振荡电路.最简单的振荡电路是由一电容器与自感线圈串联而成的 LC 回路,如图 14-2 所示.充电后的电容器 C 开始放电以后,由于线圈 L 的自感作用,电流由零逐渐增大;电容器放电结束时,电流并不中止,因为按法拉第电磁感应定律,线圈中将产生自感电动势,从而产生自感电流,并使电容器反向充电;当充电结束电流消失时,放电又重新开始.这样,电荷在两极板间来回流动,形成电磁振荡.

14-1-2 简谐振动方程与特征量

如果某个物理量 x(可以是位移、电流、电压等)随时间 t 的变化可以用谐函数来表示,则称该物理量做简谐运动或**简谐振动**.谐振动一般的表示有下列三种:

$$x = a\sin \omega t + b\cos \omega t$$
$$x = A\cos (\omega t + \varphi)$$
$$x = \alpha e^{i\omega t} + \beta e^{-i\omega t}$$

它们是等价的，利用数学变换可以实现相互间的形式转化. 关于第三种（复数表示）将在后面简要说明，下面主要采用第二种，即余弦表示式

$$x = A\cos(\omega t + \varphi) \tag{14-1}$$

简谐振动是最简单、最基本的振动，一般的振动可以看成是若干简谐振动合成的结果.

在式(14-1)中，A 是物理量 x 的最大值，称为**振幅**. $\Phi = \omega t + \varphi$ 称为振动的**相位**（**或相**），当 $t=0$ 时，$\Phi = \varphi$ 称为**初相位**. 根据三角函数的周期性，设 T 为做一次完全振动所需要的时间，称为振动的**周期**，即 $\Phi(T+t) - \Phi(t) = 2\pi$. 周期的倒数 ν 表示在单位时间内物体所做完全振动的次数，称为振动的**频率**. $\omega = 2\pi/T = 2\pi\nu$ 称为**角频率**或**圆频率**，这些量之间有如下关系：

$$\nu = \frac{1}{T}, \omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \tag{14-2}$$

频率 ν 的单位为 s^{-1}，称为赫兹(Hz)，简称赫.

简谐振动可由振幅 A，角频率 ω（或频率 ν、周期 T）和相位 Φ 这三个特征量完全确定下来. 简谐振动的振幅给出了振动的范围或幅度，简谐振动的角频率、频率或周期则给出了振动往复的快慢. 当振幅 A 和角频率 ω 一定时，简谐振动任何瞬时的运动状态取决于相位 $\Phi = \omega t + \varphi$，相位 Φ 的单位是 rad(弧度).

将式(14-1)两边对时间求一阶和二阶导数，得

$$\frac{dx}{dt} = -A\omega\sin(\omega t + \varphi) = A\omega\cos(\omega t + \varphi + \pi/2) \tag{14-3}$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2\cos(\omega t + \varphi) = -\omega^2 x = A\omega^2\cos(\omega t + \varphi + \pi) \tag{14-4}$$

对于弹簧振子，x 是振子的位移，$v = \frac{dx}{dt}$ 和 $a = \frac{d^2x}{dt^2}$ 分别是振子的速度和加速度. 它们也做谐振动，三者频率相同，相位、振幅不同，$A\omega$ 和 $A\omega^2$ 分别是速度振幅 v_m 和加速度振幅 a_m. 如图 14-3 所示. 式(14-4)可以写为

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0 \tag{14-5}$$

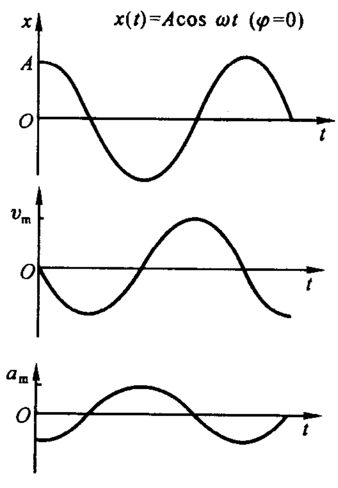

图 14-3 简谐振动的 $x-t$ 图线、$v-t$ 图线与 $a-t$ 图线

通常把上式称为谐振动的**动力学方程**.下面我们以弹簧振子为例,说明角频率 ω(或频率 ν、周期 T)和振幅 A、初相位 φ 分别与哪些因素有关以及如何确定.

我们来分析如图 14-1 所示弹簧振子的动力学关系.由胡克定律,物体 m 所受弹性力 F_f 与弹簧伸长即物体对平衡位置位移 x 的关系为:

$$F_f = -Kx$$

式中 K 是弹簧的劲度系数,负号表示回复力与位移的方向相反.根据牛顿第二定律,运动方程为

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -Kx$$

或写作

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0$$

正是谐振子的动力学关系式(14-5).其解为

$$x = A\cos(\omega t + \varphi)$$

这说明弹簧振子的运动是谐振动,式中 $\omega^2 = K/m$,于是有

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{K}} \tag{14-6}$$

这说明**角频率(频率)和振动周期是仅仅由谐振动系统所决定的物理量**.

人们把这些仅取决于系统本身的振动频率和周期,称为**固有频率**和**固有周期**.式(14-6)就是弹簧振子的固有角频率和固有周期.

下面我们来说明振幅 A 和初相位 φ 可由初始条件决定.当 $t=0$ 时振子的初位移和初速度为

$$x_0 = A\cos\varphi, \quad v_0 = -A\omega\sin\varphi \tag{14-7}$$

由此可解得

$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2}}, \tan\varphi = -\frac{v_0}{\omega x_0} \tag{14-8}$$

上式中 φ 所在的象限可由 x_0 和 v_0 的符号判定.

另外,t 时刻时,弹簧振子的动能和势能分别为

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}KA^2\sin^2(\omega t + \varphi) \tag{14-9}$$

$$E_p = \frac{1}{2}Kx^2 = \frac{1}{2}KA^2\cos^2(\omega t + \varphi) \tag{14-10}$$

由以上二式可知弹簧振子的总能量 E 为

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2}m\omega^2A^2 = \frac{1}{2}KA^2 \tag{14-11}$$

可见弹簧振子的动能和势能分别随时间变化,且两者之间发生周期性的转换,但

弹簧振子的总能量与振幅 A 的平方及弹簧的劲度系数 k 成正比，与时间无关．这是因为在振动过程中，只有保守力做功，弹簧振子总的机械能守恒．

简谐振动系统通常称为**谐振子**．实际上，任何一个只是稍微偏离平衡状态运动的稳定系统，都可看成是谐振子．对于物理学中的许多问题，谐振子往往是较好的近似模型．

14－1－3 简谐振动的表示方法

（一）简谐振动的振幅表示法

如图 14－4a 所示，设有一长度等于 A 的旋转矢量 $\boldsymbol{OM}$ 在图示平面内绕原点 O 以匀角速度 ω（即角频率）逆时针旋转，并设 $\boldsymbol{OM}_0$ 是该矢量在 $t=0$ 时刻的位置，$\boldsymbol{OM}_0$ 与 Ox 轴之间的夹角等于 φ（初相位）．这样，在 t 时刻，矢量 $\boldsymbol{OM}$ 与 Ox 轴之间的夹角即为 $(\omega t+\varphi)$（该时刻的相位），$\boldsymbol{OM}$ 的端点 M 在 Ox 轴上的投影点 P 距离原点的位移为

$$x = A\cos\ (\omega t+\varphi)$$

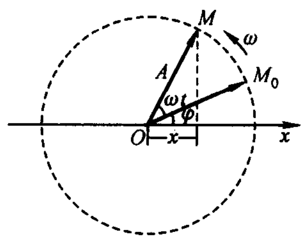

图 14－4a 矢量图表示法

此式与(14－1)式相同．可见，$\boldsymbol{OM}$ 匀速转动时，其端点 M 在 x 轴上投影点 P 的运动就是简谐振动．还可以指出，M 点的速度 $A\omega$（沿切向）和法向加速度 $A\omega^2$ 在 x 轴上的投影，分别与式(14－3)和式(14－4)相对应．

这种矢量表示法称为**振幅矢量表示法**（亦称旋转矢量表示法），它可以把描述简谐振动的振幅、圆频率、相位及初相位等物理量形象地表示出来．这种方法还广泛地应用于振动的合成、波的干涉等问题中．

使用振幅矢量表示法可以方便地确定谐振动的初相位．下面给出用这种方法确定初相位 φ 的几个例子．

（二）复数表示法

根据欧拉公式

$$e^{i\varphi} = \cos\ \varphi + i\sin\ \varphi$$

简谐振动的表达式可以写为

$$x = A\cos\ (\omega t+\varphi) = \mathrm{Re}\{A e^{i(\omega t+\varphi)}\}$$

上式中，Re 是取复数实部的符号．为了简便起见，往往将上式写成

$$\tilde{x} = A e^{i(\omega t+\varphi)} \tag{14－12}$$

上式即为简谐振动的复数表示法，但应注意，复数 $\tilde{x}$ 的实部才是谐振动量 x．当涉及多个简谐振动作加、减、乘或微分、积分运算时，用复数表示法可使运算大大简化．

$$\begin{cases}x_0=A\\v_0=0\end{cases}\qquad \varphi=0$$

$$\begin{cases}x_0=-A\\v_0=0\end{cases}\qquad \varphi=\pi$$

$$\begin{cases}x_0=0\\v_0<0\end{cases}\qquad \varphi=\frac{\pi}{2}$$

$$\begin{cases}x_0=-\frac{A}{2}\\v_0>0\end{cases}\qquad \varphi=\frac{4}{3}\pi \text{ 或 } -\frac{2}{3}\pi$$

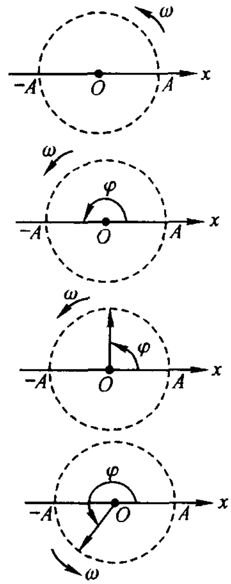

图 14－4b　矢量图表示法

例题 14－1　一轻弹簧下挂一质量为 m 的砝码. 砝码静止时，弹簧伸长 Δl_1. 如果再把砝码竖直拉下一小段 Δl_2，求放手后砝码的振动方程和能量.

解：取坐标系如图 14－5，原点在弹簧原长时下端部. 根据牛顿第二定律，砝码的运动方程为

$$m\ddot{x}=mg-Kx$$

注意到 $mg=K\Delta l_1$，则有：$m\ddot{x}=-K(x-\Delta l_1)$，取坐标平移：$X=x-\Delta l_1$，即将原点移至平衡位置，则运动方程可写为

$$\ddot{X}+\omega^2X=0$$

式中　$\omega^2=\frac{K}{m}=\frac{mg/\Delta l_1}{m}=\frac{g}{\Delta l_1}$

其解为　$X(t)=A\cos(\omega t+\varphi)$

由初始条件　$X_0=\Delta l_2$　及　$v_0=0$

可知　$A=\Delta l_2,\varphi=0$

所以振动方程为　$X(t)=\Delta l_2\cos\omega t$

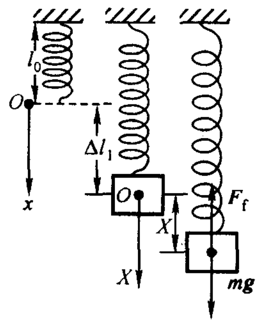

图 14－5　竖直弹簧的振动

动能为

$$E_k=\frac{1}{2}mv^2=\frac{1}{2}m\omega^2A^2\sin^2\omega t$$

$$=\frac{1}{2}KA^2\sin^2\omega t$$

$$=\frac{1}{2}\frac{mg}{\Delta l_1}\cdot\Delta l_2^2\sin^2\sqrt{\frac{g}{\Delta l_1}}t$$

势能为

$$E_p = -mgX + \frac{1}{2}K(X+\Delta l_1)^2 - \frac{1}{2}K\Delta l_1^2$$
$$= \frac{1}{2}KX^2$$
$$= \frac{1}{2}\frac{mg}{\Delta l_1}\Delta l_2^2 \cos^2\sqrt{\frac{g}{\Delta l_1}}t$$

应当注意上式中 $K\Delta l_1 = mg$，且选取平衡位置为重力势能零点．势能项实际上是重力势能与弹性势能之和，易知振动过程中机械能守恒：

$$E = E_k + E_{p重力} + E_{p弹力} = \frac{1}{2}\left(\frac{mg}{\Delta l_1}\right)\Delta l_2^2$$

例题 14－2 如图 14－6a 所示，平面内一根质量可以忽略且不可伸长的细线，上端固定，下端系一可看作质点的重物，便构成一个单摆．试讨论其运动．规定摆在平衡位置右方时的角位移 θ 为正．设初始条件为 $\theta_0=0, \dot{\theta}_0 \neq 0$，方向顺时针．

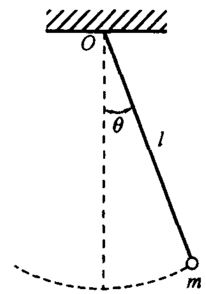

图 14－6a 单摆

解：由转动定律，单摆的运动方程可写成

$$ml^2\frac{d^2\theta}{dt^2} = -mgl\sin\theta$$

当 θ 很小时，$\sin\theta \approx \theta$，上式可简化为

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{g}{l}\theta = 0 \qquad (14-13)$$

令

$$\omega^2 = \frac{g}{l}$$

得到与式(14－5)形式相同的方程，可知单摆的运动在 θ 很小的情况下是一个谐振动，而且力矩 $-mgl\theta$ 也和角位移成正比且反向，这与弹性力类似，称为准弹性力．方程(14－13)的解为

$$\theta = \theta_m \cos(\omega t + \varphi)$$

周期为

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \qquad (14-14)$$

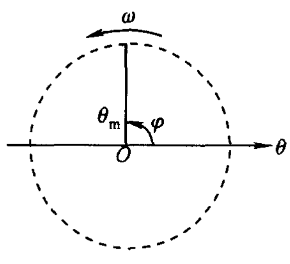

图 14－6b 矢量图

振幅 θ_m 与初相 φ 可由初始条件 θ_0 及 $\dot{\theta}_0$ 确定．在本题中，$\theta_0=0$ 而 $\dot{\theta}_0<0$ 故

$$\theta_m = \sqrt{\theta_0^2 + \frac{\dot{\theta}_0^2}{\omega^2}} = \frac{|\dot{\theta}_0|}{\omega} = |\dot{\theta}_0|\sqrt{\frac{l}{g}}$$

$$\varphi = \arctan\left(-\frac{\dot{\theta}_0}{\omega\theta_0}\right) = \frac{\pi}{2}$$

利用矢量图示法确定初相 φ 最为方便，如图 14－6b 所示．

例题 14－3 试分析 LC 振荡电路中电流随时间的变化．

解：分析如图 14－2 所示的 LC 振荡电路．列出电压方程为

$$-E_L - U_C = 0$$

式中 E_L 为线圈 L 的自感电动势，U_C 为电容器 C 两个极板间电势差．设 q 为电容器上的带