

高等学校教材

电磁振荡与 电磁波

浙江大学物理教研室編

高等教育出版社

高等学校教材



电磁振荡与电磁波

浙江大学物理教研室编

高等教育出版社

本书是高等工业学校普通物理学課外讀物之一。书中第一部分为电磁振荡，介绍了自由振荡、受迫振荡和电共振的产生过程及其特性。第二部分为电磁場理論，着重分析了电磁場理論的建立过程和基础。第三部分为电磁波，主要討論了平面电磁波和振荡偶极子辐射的电磁波的基本性质及其实验证实。

本书主要是供高等工业学校一二年級学生作为普通物理課程的課外讀物，也可供教师或其他有关讀者参考。

电磁振荡与电磁波

浙江大学物理教研室編

北京市书刊出版业营业許可证出字第119号

高等教育出版社出版(北京景山东街)

人民教育印刷厂印装

新华书店北京发行所发行

各地新华书店經售

統一書号K13010·1168 开本 787×1092 $1/32$ 印张 2 $13/16$

字数 58,000 印数 0,031—8,800 定价(5) 0.24

1965年10月第1版 1965年10月北京第1次印刷

目 录

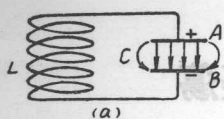
第一章 电磁振荡	1
1.1 自由电磁振荡.....	1
1.2 受迫电磁振荡.....	8
1.3 受迫振荡下的电共振现象.....	23
1.4 振荡的电子管激发.....	28
第二章 电磁场理论	31
2.1 静电场的基本性质.....	31
2.2 稳定电流磁场的基本性质.....	34
2.3 法拉第电磁感应定律的推广.....	35
2.4 位移电流 全电流定律.....	37
2.5 麦克斯韦方程组.....	40
第三章 电磁波	49
3.1 平面电磁场的一般分析.....	50
3.2 平面电磁波.....	54
3.3 余弦平面波.....	60
3.4 电磁波的能量 能流.....	63
3.5 导电媒质中的平面波.....	65
3.6 振荡偶极子辐射的电磁波.....	69
3.7 赫兹实验.....	76
第四章 无线电波的发射、传播和接收	82

第一章 电磁振荡

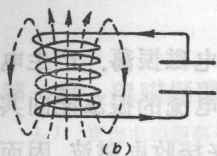
电路中电荷和电流的周期性变化称为电磁振荡。产生电磁振荡的电路称为振荡电路。任何电荷或电流的振荡能向其周围发射电磁波，振荡中的共振现象可用来接收电磁波，因而了解电磁振荡的基本性质是研究电磁波的发射和接收所必需的。本章的主要内容是讨论自由电磁振荡、受迫电磁振荡、电共振现象以及简单的电子管振荡器振荡的产生过程和基本特性。

1.1 自由电磁振荡

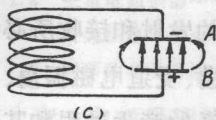
在一个含有电容器 C 和自感线圈 L 的电路中，用电源将电容器充电之后，撤去电源，再使电容器和自感线圈相连接。图 1.1(a) 表示充电后的电容器刚和自感线圈连接时的情况。电容器的两板上带有等量异号的电荷，在电容器开始放电前的瞬间，电路中没有电流，电路中的能量为集中在电容器两板间的电场能量。如图所示，由于 A 板的电位高于 B 板，电路处于电的不平衡状态，电容器向自感线圈放电，电流在自感线圈内激起磁场。按法拉第电磁感应定律，自感线圈内磁通量的变化，立即在线圈回路中激起一感应电动势，来反抗电流的增大，因此电路中的电流不是立刻达到最大值而是逐渐地增大。在放电过程中，电容器两板上的荷电量逐渐减少，电流逐渐增加，一直到两板上的电荷全部消失；此时电路中的电流达最



大值，电容器两板间的电场能量全部转换为线圈内的磁场能量，如图 1.1 (b)所示。



当电流达到最大值、电容器两板上已无电荷时，电流并不立即停止，而是逐渐减小并沿着原方向 [见图 1.1 (b)] 继续流动使电容器作反方向充电(使 B 板带正电，A 板带负电)。这是因为在电流减小的过程中，线圈内的磁场减弱，按法拉第电磁感应定律，在线圈回路中立即激起一感应电动势来反抗电流的减小，因而维持了电流的继续流动。



随着电容器两板上电荷的增加，电流逐渐减弱。这过程一直持续到电路中的电流变为零，此时两板上电荷达最大值，磁场能量又全部转换为电场能量，如图 1.1(c)所示。

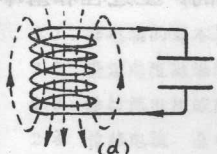


图 1.1 无阻尼自由振荡

而后又是电容器向线圈放电，电容器两板上电荷又减少，电路中电流又增加，进行的过程恰与第一阶段相反。一直到两板上电荷量为零，电路中电流达最大，电场能量又全部转换为磁场能量，如图 1.1(d)所示。

继而电容器又被充电。当电路中电流减小到零时，电容器两板上电荷积累到最大值，回复到原始状态，如图 1.1(a)。这样就完成了一个完全的振荡过程。

可以看出，在含有电容和自感的电路中，电荷和电流都随

時間作周期性变化；電場能量和磁場能量亦随時間作周期性变化并不断轉換着——電能轉換为磁能，磁能又轉換为電能。如果在振蕩过程中沒有任何能量耗散，那么電荷和電流的周期性变化将无限地繼續下去，这种振蕩称为无阻尼自由振蕩。

事实上，任何电路都存在导线的电阻，电路中的电磁能量不可避免地要轉变为焦耳热而被消耗，振蕩很快衰减。这种振蕩称为阻尼自由振蕩。下面我们定量地討論阻尼自由振蕩中電荷和電流的变化規律。

設振蕩电路(图 1.2)中在某时刻的電流强度为 I ，按欧姆定律可得到方程式

$$\frac{q}{C} + RI = -L \frac{dI}{dt}, \quad (1.1)$$

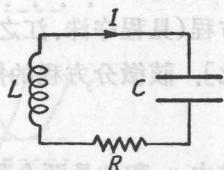


图 1.2 自由振蕩电路

式中 $\frac{q}{C}$ 为电容器两板的电位差， RI 为电阻两端的电位差， $-L \frac{dI}{dt}$ 为自感线圈上的感应电动势。

因为 $I = \frac{dq}{dt}$,

对時間 t 微分，得 $\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$,

代入式(1.1)，得

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C}q = 0, \quad (1.2)$$

該方程称为阻尼自由振蕩电路的振蕩方程。

无阻尼自由振蕩 設振蕩电路中的电阻很小，以致可以略去，即 $R=0$ ，这时电路中的電振蕩为无阻尼自由振蕩。方

程(1.2)簡化为

$$\frac{d^2q}{dt^2} = -\frac{1}{LC}q. \quad (1.3)$$

令 $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ 并代入上式, 得

$$\frac{d^2q}{dt^2} = -\omega_0^2q,$$

該方程称为无阻尼自由振蕩方程 [可与机械振动中的諧振动方程(見程守洙、江之永等改編“普通物理学”第一册 93 頁)相比]. 該微分方程的解为

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (1.4)$$

式中 q_0 和 φ 是两个积分常数, q_0 是振蕩过程中电容器上的最大荷电量, 称为电荷振幅; φ 是开始时刻的周相, 称为初相, 它的值决定于我們开始計算時間那一时刻电容器板上所荷的电量. ω_0 称为振蕩的圆频率, 它和振蕩频率 ν_0 的关系为 $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$, 和振蕩周期 T 的关系为 $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$. 只要回忆一下普通物理学机械振动中的諧振动方程, 这些量的意义就更加清楚了.

将式(1.4)对時間微分, 就得到电路中任意时刻的电流强度为

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi) = -I_0 \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (1.5)$$

式中 $I_0 (= \omega_0 q_0)$ 为电流的最大值, 称为电流强度振幅.

从方程(1.4)、(1.5)可以看出无阻尼自由振蕩的特点是:

(1) 电荷和电流都随時間作周期性变化, 如电荷以余弦規

律变化，则电流以正弦规律变化。二者在周相上差 $\frac{\pi}{2}$ 或时间上差四分之一周期，即电容器两板积累电荷至最大时，电路中的电流为零；电路中电流最大时，板上电荷为零。电荷和电流的变化情况如图 1.3 所示。在振荡过程中，如果电流振幅和电荷振幅保持不变，这种振荡就属于等幅振荡。

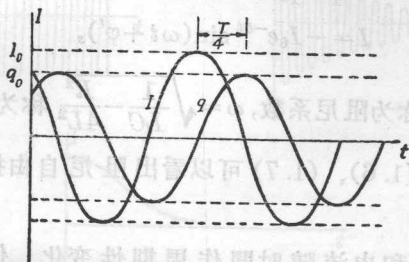


图 1.3 无阻尼自由振荡中的电荷和电流随时间的变化

(2) 无阻尼自由振荡的频率 $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$ 完全由电路本身的性质 (L 、 C 的值) 所决定。电路中的自感和电容越大，频率就越低。要提高电路的振荡频率就必须减小自感和电容。

(3) 振荡过程中的能量转换关系：任意时刻电容器内的电场能量和自感线圈内的磁场能量分别为

$$W_e = \frac{q^2}{2C} = \frac{q_0^2}{2C} \cos^2(\omega_0 t + \varphi)$$

和

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{L\omega_0^2 q_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi).$$

将两式相加得总能量

$$W = W_e + W_m = \frac{q_0^2}{2C},$$

在无阻尼自由振荡过程中，电场能量和磁场能量都随时间变化。电场能量增加时，磁能减少；磁场能量增加时，电能减少。电场能和磁场能不断相互转换，但总能量保持不变。

阻尼自由振荡 在阻尼自由振荡中，电荷和电流随时间变化的规律可从自由振荡方程(1.2)解得(见下面小字)为

$$q = q_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.6)$$

$$I = -I_0 e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi'), \quad (1.7)$$

式中 $\delta = \frac{R}{2L}$ 称为阻尼系数， $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$ 称为振荡圆频率。

从方程(1.6)、(1.7)可以看出阻尼自由振荡的主要特点是：

(1) 电荷和电流随时间作周期性变化。但振幅 $q_0 e^{-\delta t}$ 、 $I_0 e^{-\delta t}$ 都将随时间而作指数衰减。电路中电阻越大，即阻尼系数 $\delta = \frac{R}{2L}$ 越大，则衰减越快。

(2) 阻尼振荡的频率 $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$ 与无阻尼时的频率 $\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$ 比较，可见阻尼自由振荡的频率比无阻尼时要低些。

(3) 有阻尼时，振荡的产生是有条件的。因为振荡频率必须为实数，所以在频率的关系式中根号内的数值必定大于零，即 $\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} > 0$ 或 $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ 。否则振荡不能产生。当 R 远小于 $2\sqrt{\frac{L}{C}}$ 时，振荡衰减缓慢； R 略小于 $2\sqrt{\frac{L}{C}}$ 时，振荡虽能产

生, 但很快衰落; 当 R 比 $2\sqrt{\frac{L}{C}}$ 大时, 振荡还没有完成一周, 电磁能量已全部消耗于电阻的焦耳热, 振荡不能产生. 图 1.4 表示几种不同阻尼的电流振荡情况.

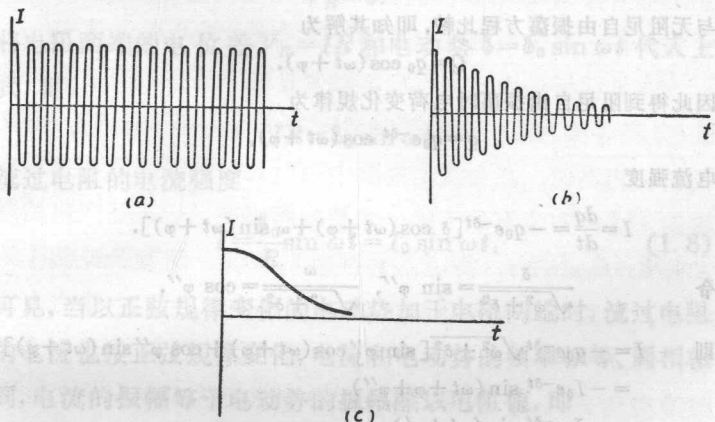


图 1.4 阻尼自由振荡中的电流随时间而变化:

(a) R 远小于 $2\sqrt{\frac{L}{C}}$; (b) R 略小于 $2\sqrt{\frac{L}{C}}$; (c) R 大于 $2\sqrt{\frac{L}{C}}$

令 $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$, $\frac{R}{L} = 2\delta$ 代入方程(1.2)得

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\delta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (*)$$

设方程(*)的解为

$$q = e^{-\delta t} Q(t),$$

对 t 微分, 得

$$\frac{dq}{dt} = (-\delta) e^{-\delta t} Q + e^{-\delta t} \frac{dQ}{dt},$$

$$\frac{d^2 q}{dt^2} = (-\delta) \left(-\delta e^{-\delta t} Q + e^{-\delta t} \frac{dQ}{dt} \right) + \left(-\delta e^{-\delta t} \frac{dQ}{dt} + e^{-\delta t} \frac{d^2 Q}{dt^2} \right),$$

代入方程(*), 得

$$\frac{d^2Q}{dt^2} = -(\omega_0^2 - \delta^2)Q.$$

再令 $\omega_0^2 - \delta^2 = \omega^2$, 代入上式, 得

$$\frac{d^2Q}{dt^2} = -\omega^2 Q,$$

与无阻尼自由振荡方程比较, 即知其解为

$$Q = q_0 \cos(\omega t + \varphi).$$

因此得到阻尼自由振荡时电荷变化规律为

$$q = q_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi),$$

电流强度

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_0 e^{-\delta t} [\delta \cos(\omega t + \varphi) + \omega \sin(\omega t + \varphi)].$$

令 $\frac{\delta}{\sqrt{\omega^2 + \delta^2}} = \sin \varphi'', \quad \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \delta^2}} = \cos \varphi'',$

则
$$\begin{aligned} I &= -q_0 e^{-\delta t} \sqrt{\omega^2 + \delta^2} [\sin \varphi'' \cos(\omega t + \varphi) + \cos \varphi'' \sin(\omega t + \varphi)] \\ &= -I_0 e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi + \varphi'') \\ &= -I_0 e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi'), \end{aligned}$$

式中 $I_0 = q_0 \sqrt{\omega^2 + \delta^2} = q_0 \omega_0$, $\varphi'' = \sin^{-1} \frac{\delta}{\sqrt{\omega^2 + \delta^2}}$, $\varphi' = \varphi + \varphi''$.

1.2 受迫电磁振荡

在阻尼自由振荡中, 由于电磁能量的损失, 振幅逐渐衰减. 如果在电路中有周期性变化的电动势继续不断地供给能量, 那么振幅就可以维持不变. 这种在周期性电动势继续作用下产生的振荡称为受迫振荡.

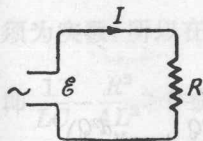


图 1.5 纯电阻受迫振荡电路

纯电阻电路 有一个纯电阻电路, 在电阻 R 两端加上一交变电动势 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$, 如图 1.5 所示. 式中 \mathcal{E}_0 为电动势的振幅, ω 为电动势的圆频率. 设任

意时刻流过电阻的电流为 I ，按欧姆定律，电阻两端的电位差（注意：以后也称电压）应等于电源的电动势（略去电源内阻），即

$$V_R = \mathcal{E}.$$

将电阻两端的电位差 $V_R = IR$ 和电动势 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ 代入上式，得

$$IR = \mathcal{E}_0 \sin \omega t.$$

流过电阻的电流强度

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t, \quad (1.8)$$

可见，当以正弦规律变化的电动势加于电阻两端时，流过电阻的电流也按正弦规律变化，电流和电动势的频率相等、周相相同，电流的振幅等于电动势的振幅除以电阻值，即

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}. \quad (1.9)$$

流过电阻的电流和电动势随时间变化规律如图 1.6 所示。

必须指出，当电阻 R 上有正弦交变电流流过时，那么在电阻两端的电压（即电位差）也按正弦规律变化，电

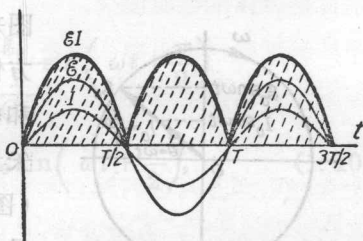


图 1.6 纯电阻受迫振荡电路中的电动势、电流和电源输出功率随时间的变化

率、同周相，电压振幅等于电流振幅乘以电阻值，即 $V_{0R} = I_0 R$ 。

电源的输出功率等于电源电动势 \mathcal{E} 和电流 I 的乘积。在零到二分之一周期之间，电动势和电流都是正值，功率 $\mathcal{E}I$ 为

正；在二分之一到一周期之間，电动势和电流都是負值，功率仍为正。图 1.6 中的粗綫表示电源供給外电路的功率 $\mathcal{E}I$ 随時間变化的情况。所以在整个周期內电源都作正功（图 1.6 阴影部分），亦即电源在整个周期都是輸出能量，这能量消耗于焦耳热。这就是流过电阻的电流称为有功电流的原因。

在机械振动中，可以用振幅矢量图方法来描写质点的振动（見程守洙、江之永改編“普通物理学”第一册 95 頁）。与机械振动相类似，在交流电理論中也引入矢量图方法来描写电振动。这种方法有如下述：如果我們要表示依正弦变化的电动势 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ ，将电动势振幅 \mathcal{E}_0 按某一方便的比例作一矢量，并設想此矢量繞 O 点以勻角速度 ω 沿逆时針方向旋轉。設 $t=0$ 时矢量在水平位置，則任意时刻 t ，矢量和水平軸的夹角 $\theta = \omega t$ 。这样，振幅 (\mathcal{E}_0) 的矢量在任何时刻沿鉛垂軸上的分量为 $\mathcal{E}_0 \sin \omega t$ ，即我們所要描写的电动势。

同样地，通过电阻 R 的交变电流 $I = I_0 \sin \omega t$ 也可用矢量

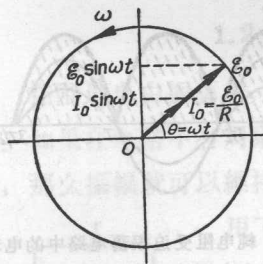


图 1.7 純电阻受迫振蕩电路中的电动势和电流的振幅矢量图

图来表示。将电流振幅 I_0 取一方便的比例作一矢量，因为电流和电动势同周相，所以电流振幅矢量和电动势振幅矢量是重合的（图 1.7）。任意时刻电流振幅矢量沿鉛垂軸的分量为 $I_0 \sin \omega t$ ，即我們所要描写的通过电阻的交变电流。

必須說明，振幅矢量图法仅仅是一种描写方法，决不能认为在交流电中电动势或电流强度振幅是在旋轉着的。

純电容电路 有一个純电容电路，当电容器两端接上電池(电动势为定值)时，电容器被充电，在短時間內电路中有电流。若将已充电的电容器的两板用导綫連接，則电容器通过导綫放电。如将电容器的两端接上一交变电动势(图1.8)，則电容器产生周期性的充电和放电。

假定电路中的电阻很小，以致可以略去，則任意时刻电容器两端的电位差等于电源的电动势

$$V_C = \mathcal{E}.$$

电容器两端的电位差等于板上所带电量除以电容值，即

$$V_C = \frac{q}{C}.$$

設电动势 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ ，代入上式后得到

$$q = C\mathcal{E}_0 \sin \omega t.$$

将电量 q 对時間 t 微分一次就得电路中的电流强度(通常称为“流过”电容器的电流强度)

$$\begin{aligned} I = \frac{dq}{dt} &= C\omega \mathcal{E}_0 \cos \omega t = \frac{\mathcal{E}_0}{\frac{1}{C\omega}} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \\ &= I_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right), \end{aligned} \quad (1.10)$$

此处 I_0 为电流强度振幅

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\frac{1}{C\omega}}. \quad (1.11)$$

可以看出，当按正弦規律变化的电动势加于电容器两端时，流过电容器的电流也按正弦規律变化，电流和电动势的頻

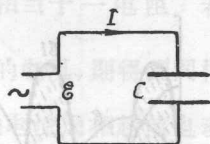


图 1.8 純电容受迫
振荡电路

率相同，而电流的周相超前电动势 $\frac{\pi}{2}$ 或在时间上超前四分之一周期。电动势和电流随时间变化情况如图 1.9 所示。电流的最大值比电动势的最大值早出现四分之一周期，其他值也都相应地提前同样时间间隔。

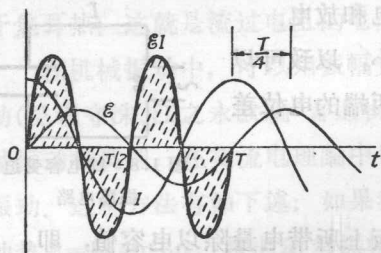


图 1.9 纯电容受迫振荡电路中的电动势、电流和电源输出功率随时间的变化

都相应地提前同样时间间隔。

电源的输出功率 ϵI 随时间变化如图 1.9 中的粗线所示。在零到四分之一周期内，电流和电动势都为正值，功率为正；在四分之一到二分之一周期内，电动势为正而电流为负，此时功率为负；二分之一至四分之三周期内功率又为正；四分之三至一周期末功率又为负值。

如果不考虑电容器内介质极化所消耗的能量和不良绝缘体的电荷漏失，一周内电源输给外电路的能量等于外电路输回给电源的能量，电源输出的平均功率为零。其原因可简单地解释如下：当电动势从零上升到正最大值的過程中，电容被充电，此时电动势作正功，电源所提供的能量转变为在电容器两板间建立起来的电场的能量；当电动势从最大值降低到零时，电容器放电，电容器内由于电场的消失将能量输回给电源；电动势从零到负最大值，电容器被反向充电，电场能量又增加；电动势从负最大到零时，电场能量又释放出来。因此，电源输出的平均功率为零。由于这交变电流的平均功率为零，所以该电流称无功电流。

电流强度振幅和电动势振幅的关系为

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\frac{1}{C\omega}}$$

将上式与式(1.9)比较,显然可见数值 $\frac{1}{C\omega}$ 相当于一电阻。若将交流电路中的电容 C 代之以数值为 $\frac{1}{C\omega}$ 的电阻,则得到同样的电流强度的振幅值。但是流过电容器的电流周相超前电动势 $\frac{\pi}{2}$,而对于一个纯电阻来说,通过电阻的电流和加于电阻两端的电动势同周相。因此 $\frac{1}{C\omega}$ 又和电阻不同,所以称为容抗,一般以 X_C 表示。其量纲为

$$[X_C] = \left[\frac{1}{C\omega} \right] = \left[\frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \right],$$

和电阻的量纲相同。在实用单位制中其单位为欧姆。

容抗 $X_C = \frac{1}{C\omega}$,与频率成反比。对于频率为零的直流电来说,容抗为无限大,即直流电不能通过电容;对于频率为50赫兹($\omega = 2\pi\nu = 100\pi/\text{秒}$)的工业或民用的交流电,一微法拉(10^{-6} 法拉)电容的容抗为 3.18×10^3 欧姆;对于频率为1000千赫兹的高频电流,同样的电容,其容抗仅为0.159欧姆。容抗的这一性质在无线电技术中有广泛的应用,如用来隔离直流电不使进入放大系统,压制低频电流,滤去高频电流等。

电路中的电动势振幅和电流振幅的矢量图表示法如图1.10所示。由于流过电容的电流的周相比加在电容器两端的电动势的周相超前 $\frac{\pi}{2}$,所以电流振幅矢量垂直于电动势振幅