波动过程、光学、核物理学

〔苏联〕A. A. 齐楚林　著

上海科学技术出版社

波动过程、光学、核物理学

〔苏联〕A. A. 齐楚林 著
万 山 苏耀中 譯

上海科学技术出版社

內 容 提 要

本書是根据 A. A. 齐楚林所著"Волновые Процессы Оптика Ядерная Физика"而譯出。書中闡述波动过程、声学、电磁振蕩、光学和原子物理以及原子核物理学基础。

本書为苏联高等学校物理教程的第三部分，可供高等学校学生作教科書、教学参考用書，或工程技术人員进修物理学之用。

波动过程、光学、核物理学

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ОПТИКА
ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

原 著 者 〔苏联〕 А. А. ЧЕЧУЛИН
原出版者 ГОСТЕХИЗДАТ 1954年版
譯 者 万 山 苏 耀 中

*

上海科学技术出版社出版
(上海南京西路 2004 号)
上海市书刊出版业营业許可証出 093 号
新华書店上海发行所发行 各地新华書店經售
上海市印刷三厂印刷

*

开本850×1168 1/32 印張 11 28/32 字数 293,000
1959 年 3 月第 1 版 1960 年 3 月第 3 次印刷
印数 5,001—9,000

統一書号:13119・261
定 价:(十二)1.60元

采用的符号

A—功

A, a—振幅

$a_{\lambda T}$—吸收系数

Å—埃$=10^{-8}$厘米

B—声音的响度(以分貝尔为單位)

β—初周相

C—电容

c—振动的傳播速度

c—光速

δ—阻尼系数

E—照度

E—伸長彈性模量

$e=4.8025\times10^{-10}$CGSE$_q$ 电子的电荷

e—自然对数的底

$\vartheta\varepsilon$—电子伏

ε—介电恒量

F, f—力

φ—电場的电势

$h=6.62\times10^{-27}$尔格·秒—普朗克恒量

I—發光强度

I—声强

I_λ—單色輻射本領

$I_{0\lambda}$—絕对黑体的單色輻射本領[1]

J—轉动慣量

$k=1.38\times10^{-16}$尔格/度—玻耳茲曼恒量

k—任意整数

k, k_1—綫位移模量

k_2—角位移模量

χ—电極化率

λ—波長

λ_0—对应于固有振动頻率的波長

λ—放射衰变恒量

M—旋轉矩

m—質量

---

[1] 这里原書將 $I_{0\lambda}$ 誤为 I_0,依§14, I_0 系絕对黑体的积分輻射本領。一般物体的积分輻射本領以 I 表示——譯者。

$m_0=9.1\times10^{-28}$克—电子的静止質量

n—折射率

n—任意整数

ν—振动的頻率

$N=\dfrac{1}{\lambda}$—波数

P—功率

$P_э$—有效声压

ρ—媒質密度

S—烏莫夫-坡印亭矢量

T—振动的周期

T—絕对温度

t—时間

q—电量

r—电阻

U—电勢，电压

U_i—电离电勢

v—速度

w—加速度

W—能量

$W_{пот}$—勢能，位能

$W_{кин}$—动能

ω—角頻率

CGSE 下注一角碼——电学量在 CGSE 單位制中的單位。下注的角碼为相应物理量的符号。例如，电量在 CGSE 制中的單位用 CGSE_q 来表示。

CGSM 下注一角碼——电学量在 CGSM 單位制中的單位。

不帶角碼的化学元素符号表示天然的混有各种同位素的元素。在帶有角碼时，上边的角碼表示所述同位素的質量数，即与該同位素的原子量相近的整数；下边的角碼表示元素的原子序数。

目 录

第一章　波动过程

§1. 諧振动

在普通力学課程所研究的各种不同形式的运动中，对于闡明本書中所述的許多現象来說，諧振动是非常重要的一种。

我們先来回忆一下这种运动的一些定义，以及根据它的理論而导出的一些重要的結論。

質点、物体或物体系，在使它返回平衡位置的力的作用下所做的周期运动，如果力是和它离开平衡位置的距离成正比的話，叫做諧振动。屬于这种力的，首先有彈性物体变形时所产生的力——彈性力，例如，变形了的彈簧、拉紧了的弦，以及弯曲了的小树枝等，都处于这种力的作用下。本質不是彈性力，但是也与振动物体离开平衡位置的距离成正比的力，称为“与彈性力等价的力”或准彈性力。

浮在水面上的立方形木塊，当它高于或低于它平衡的位置时，它所受的浮力与重力的合力，可以作为准彈性力的例子。

根据諧振动的定义和力学中众所周知的力、質量及加速度之間的关系式，可以得出下列的微分方程：

$$m\frac{d^2y}{dt^2}=-ky, \tag{1-1}$$

式中 y 为离开平衡位置的距离，m 为振动物体(或質点、物体系)的質量，t 为时間，k 为位移模量，亦即力与对应于此力的位移的比值。量 m 与 k 都是恒量。

方程(1-1)的解描述諧振动，称为諧振动方程式，这一方程所

采取的形式視起始条件而定。

如果从物体沿着位移軸的正方向运动而达于平衡位置时开始計算时間，則运动方程將具有下面的形式：

$$y=a\sin\left(\sqrt{\frac{k}{m}}\cdot t\right), \tag{1-2}$$

此处 a 为振动的振幅，卽离开平衡位置的最大距离；$\sqrt{\frac{k}{m}}\cdot t$ 为振动的周相。在一个振动周期 T 内，亦卽在运动准确地重复一次所經过的时間之内，周相变化了 2π。由此可見：

$$\sqrt{\frac{k}{m}}\,T=2\pi,$$

亦卽：

$$T=2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}。 \tag{1-3}$$

由公式(1-3)所确定的周期称为固有振动周期，如果除了上面所説的力以外，沒有别的力作用在物体(或質点、物体系)上，則它將以此周期做諧振动。

如果在式(1-2)中將 $\sqrt{\frac{k}{m}}$ 換为与其相等的 $\frac{2\pi}{T}$，則諧振动方程可以写为下列形式：

$$y=a\sin 2\pi\frac{t}{T}。 \tag{1-4}$$

假如取任意的一个时刻做为計算时間的起点，則方程式(1-1)的解將不再是(1-2)那样，而是下面的形式：

$$y=a\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)。 \tag{1-5}$$

在此情况下，振动的周相將为 $\frac{2\pi t}{T}+\beta$，此处 β 为一恒量，它决定振动在开始計算时間的时刻（卽 $t=0$ 时）的周相。量 β 叫做初周相。

在特殊情形下，如果取初周相等于 $\frac{\pi}{2}$，亦即从振动物体达于位移軸正向方面的最大距离时开始計算时間，則諧振动方程將成为

$$y=a\cos 2\pi\frac{t}{T}。\tag{1-6}$$

根据公式(1-5)，可以推得确定諧振动其它各个物理量的方程如下：

确定速度的方程为：

$$v=\frac{dy}{dt}=\frac{2\pi a}{T}\cos\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)。\tag{1-7}$$

确定加速度的方程为：

$$w=\frac{dv}{dt}=-\frac{4\pi^2 a}{T^2}\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right),\tag{1-8}$$

或者，根据(1-5)，用 y 来代替 $a\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)$，得：

$$w=-\frac{4\pi^2}{T^2}y。\tag{1-9}$$

作用在諧振动着的物体上的力为：

$$f=mw=-m\frac{4\pi^2 a}{T^2}\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)=-m\frac{4\pi^2}{T^2}y。\tag{1-10}$$

位移、速度以及加速度随着时間的改变，可以用圖1所示的圖解很清楚地显示出来；先看左边的圖：这里从坐标原点引出了三个矢量：$y=a$，$v=\frac{2\pi a}{T}$ 和 $w=\frac{4\pi^2 a}{T^2}$，它們的長短以某种比例尺（每

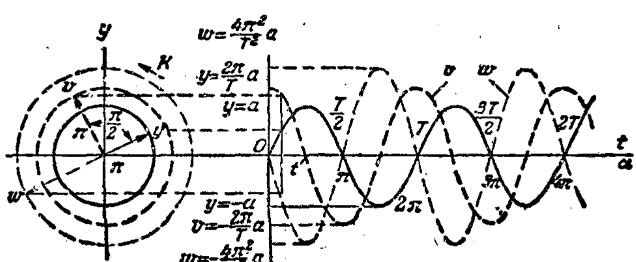

圖1. 位移、速度与加速度的矢量和圖解曲線

个矢量有它自己的比例尺）相应地确定位移、速度以及加速度的最大値。矢量 y 与 X 軸正向所夹的角，等于对应于某一时刻 t 之振动的周相 $2\pi\frac{t}{T}+\beta$ $\left(\text{或者，当 } \beta=0 \text{ 时，等于 } 2\pi\frac{t}{T}\right)$。矢量 v，相对于矢量 y，在箭头 K 所示的方向上轉过了 $\frac{\pi}{2}$，矢量 w 轉过了 π。如果想像这些矢量一起沿着箭头 K 所示的方向，以周期 T 繞坐标原点旋轉，則它們在 Y 軸上的投影可以依次由方程 (1-5)，(1-7) 和 (1-8) 确定。这就是說，它們給出了位移、速度与加速度随着时間变化的圖示。

在圖 1 的右边，表示出上述各量依赖于时間 t，或周相 $\alpha=2\pi\frac{t}{T}$ 的圖綫。

做諧振动的物体的位能，等于將物体从平衡位置移到指定位置所需耗費的功，亦即由与力 f 大小相等、方向相反的力所做的功来确定。因而，

$$W_{\text{пот}}=\int_0^y -f\,dy=\int_0^y m\frac{4\pi^2}{T^2}y\,dy=m\frac{2\pi^2y^2}{T^2}=$$

$$=m\frac{2\pi^2a^2}{T^2}\sin^2\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)。\tag{1-11}$$

动能等于：

$$W_{\text{кин}}=m\frac{2\pi^2a^2}{T^2}\cos^2\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)。\tag{1-12}$$

总能量为：

$$W=W_{\text{пот}}+W_{\text{кин}}=m\frac{2\pi^2a^2}{T^2}\left[\sin^2\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)+\right.$$

$$\left.+\cos^2\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta\right)\right]=m\frac{2\pi^2a^2}{T^2}.\tag{1-13}$$

从式中可以明显地看到：做諧振动的物体（質点或物体系）的总能量，与振幅的平方成正比，而与时間無关。

在圖 2 上画出了位能（黑綫）和动能（虛綫）随着时間变化的曲

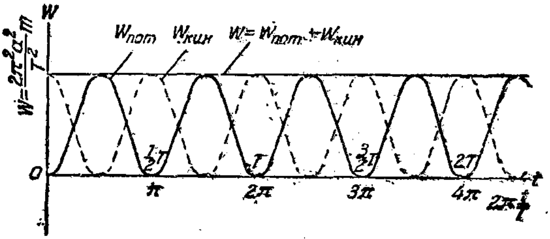

圖 2.　位能、动能与总能量的圖解曲綫

綫。从圖解中可以清楚地看到，这些量变化的周期等于諧振动周期的二分之一。圖中的細綫表示出总能量。

总而言之，諧振动的特征表現为：位移、速度、加速度和力，都由相应的公式来确定，这些公式的每一个，都等于与其相应的量的最大値（亦卽，一个恒量）与一个角（周相）的正弦或余弦的乘积，而这个角綫性地依賴于时間。

以后我們会看到：某些非力学的量，也按照这个規律变化。做为这种量的例子，可以举出电流强度、电压、密度、压力等。在这样的情況下，我們也把这些量的振动称为諧振动。

不論是那一个上述的量振动时，我們都可以設想，它的振动不是由一个，而是由若干个原因引起的，其中的每一个原因都單独地引起諧振动。在任何时刻，振动着的量將等于諸分量的几何和，如果此量是矢量的話；倘若是标量，將等于諸分量的代数和。这就是"叠加原理"的內容。

現在我們利用叠加原理来研究下述問題：若質点同时参与兩个周期相等，且方向沿着同一直綫的諧振动时，此質点的合位移方程如何？

設所述二分振动由下列方程

$$y_1=a_1\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta_1\right),\ y_2=a_2\sin\left(2\pi\frac{t}{T}+\beta_2\right)\quad(1\text{-}14)$$

給定。

由坐标原点 O 引出兩个矢量 OD 及 OE（圖 3），使它們与 OX

軸的夾角分别为二分振动的初相 β_1 及 β_2，并使它們的長短，按照某种比例尺，依次等于二分振动的振幅：$OD=a_1$，$OE=a_2$，当此二矢量以周期 T 繞 O 点旋轉时，它們的相对位置保持不变，二者間的夾角始終等于兩个分振动的初相之差 $\beta_1-\beta_2$。二分振动之振幅在垂直軸上的投影的代数和，將等于以 OD 和 OE 为鄰边所做之平行四边形的对角綫 OF 在此軸上的投影。由此可見，質点的合成运动仍是諧振动，其周期与分振动相同，振幅 $A=OF$，初相 β 等于矢量 OF 与 OX 軸的夾角。

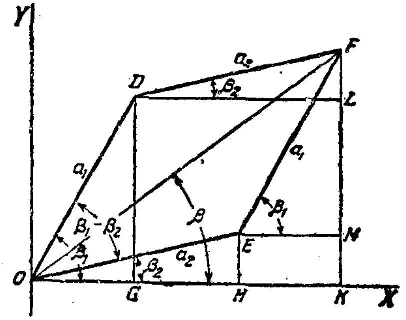

圖 3. 諧振动合成的矢量方法

从圖 3 中可以明显地看到，$OF^2=OE^2+EF^2-2\cdot OE\cdot EF\cos[\pi-(\beta_1-\beta_2)]$，或者：

$$A^2=a_1^2+a_2^2+2a_1a_2\cos(\beta_1-\beta_2)。\tag{1-15}$$

还有：

$$\mathrm{tg}FOK=\frac{FK}{OK}=\frac{LK+FL}{OG+GK}=\frac{a_1\sin\beta_1+a_2\sin\beta_2}{a_1\cos\beta_1+a_2\cos\beta_2}。\tag{1-16}$$

由(1-15)式可知：当二分振动的初相差为 π 的偶数倍时，亦即当 $\beta_1-\beta_2=2k\pi$（二分振动周相相同）时，合振动的振幅等于二分振动振幅之和；而当二者初相差为 π 的奇数倍时，亦即 $\beta_1-\beta_2=(2k+1)\pi$（二分振动周相相反）时，合振动的振幅等于二分振动振幅之差。在后一种情形下，如果二分振动之振幅相等，則合振动的振幅將等于零，这就是說，二分諧振动中一个抵銷了另一个。从这里可以知道：兩个周期及振幅相等，而周相相反的諧振动在疊加时將互相抵銷，如果二者的方向是沿着同一直綫的話。

矢量法可以用于任意多少个諧振动的合成，只要它們周期相等，方向沿着同一直綫。

对于两个方向沿着同一直綫，但周期不相等的諧振动的合成，必須对各个时刻求出离开平衡位置的位移之和。在圖解上，这表現为对应于同一时刻的坐标的相加。在此情况下，合成的运动將仍是振动，但已不是諧振动了。

然而，如果分振动的周期可通約的話，則此运动將为周期性的。其周期 T 等于分振动周期的最小公倍数。設 $T=kT_1=nT_2$，此处 k 与 n 为整数，則在时間 T 內，第一个振动經过 k 个完整的周期，第二个振动經过 n 个完整的周期。这样，每經过 T 秒鐘，同时参与两个振动的質点之运动，將完全重复一次。

因为分振动的周相差随着时間連續地改变，所以这种合振动的圖綫有时具有非常奇怪的形狀。要想确定同时参与两个諧振动的質点的位移，可以利用圖 3 所示的矢量圖：質点的位移等于矢量 OF 在 Y 軸上的投影。当两个分振动的周期一样的时候，由于二者之周相差（即角 $\beta_1-\beta_2$）保持一定，故矢量 OF 的長度不随时間改变。如果分振动的周期不一样，則矢量 OD 与 OE 以不同的速度旋轉，周相差 $(\beta_1-\beta_2)$ 連續地改变，因而，矢量 OF 的長度也將随时而变。做为一个例子，我們在圖 4 上繪出了两个諧振动 $y_1=$

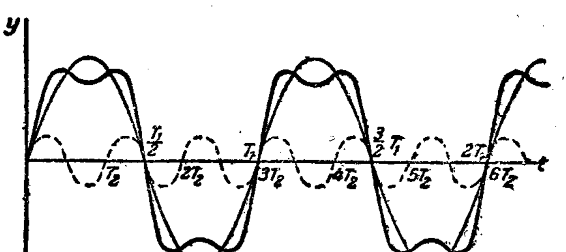

圖 4. 周期分别为 T 与 $3T$ 的两个分振动相合成时所得到的圖解

$a_1\sin 2\pi\dfrac{t}{T_1}$（虛綫）与 $y_2=a_2\sin 2\pi\dfrac{t}{T_2}$（細黑綫），以及它們的和（粗黑綫）的圖綫。其中第二个分振动的振幅 $a_2=0.25a_1$，周期 $T_2=\dfrac{1}{3}T_1$。

如果两个分振动的周期 T_1 与 T_2 彼此相差很少，則当二者相合成时，周相差，亦卽角$\left(\frac{2\pi t}{T_1}+\beta_1\right)-\left(\frac{2\pi t}{T_2}+\beta_2\right)$(圖 3) 將極慢地改变，因而每轉一周矢量 OF 的長度將变得很少。在此情况下，合振动与諧振动的区别將在于：其振幅已不再保持恒定，而將很慢地、周期性地改变。振幅的这种周期性变化称为拍。由此可見，分振动彼此間的周相差相对地来說很慢的，周期性的改变乃是形成拍的原因。

如果在某一时刻，被叠加的振动的矢量彼此間的相对位置以及对 Y 軸的相对位置都与圖 3 符合，則再經过一段时間 θ 后，各矢量就又回到这些位置上；在时間 θ 內，一个矢量在周相上比另一个落后了 2π ❶。这一段时間 θ 就是拍的周期。在这一段时間內，一个矢量比另一个矢量多轉了一周。由此可見：

$$\frac{\theta}{T_1}=\frac{\theta}{T_2}+1,$$

亦卽：

$$\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}=\frac{1}{\theta}, \text{ 或者 } \nu_1-\nu_2=\nu, \tag{1-17}$$

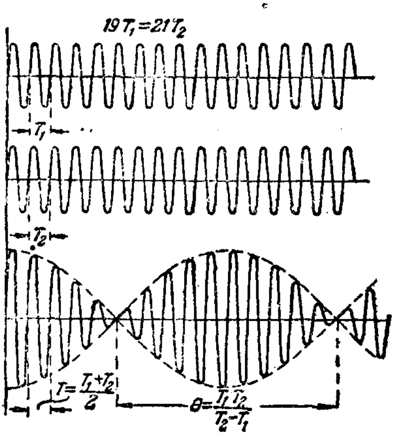

圖 5. 拍的圖解

此处 ν 为拍的周期的倒数，叫做拍的頻率，等于 1 秒鐘內所形成的拍的数目。由此可知，拍的頻率等于二分振动的頻率之差，而拍的周期为：

$$\theta=\frac{T_1\cdot T_2}{T_2-T_1}。\tag{1-18}$$

在圖 5 上画出了两个振幅相等、周期相差很少的諧振动的圖解，下面的曲綫为合成振动的圖解。

❶ 这里的意思是："在这一段时間 θ 內，一个矢量比另一个矢量多轉了一周"，卽二者之周相差由 $\beta_1-\beta_2$ 变为 $\beta_1-\beta_2\pm 2\pi$。并不是說二振动的周相差为 2π——譯者。

設有由下列二方程

$$x=a_x\sin\left(\frac{2\pi}{T}t+\beta_x\right),$$

$$y=a_y\sin\left(\frac{2\pi}{T}t+\beta_y\right)$$

所描述的兩个相互垂直的諧振动，其周期相等，振幅为 a_x 与 a_y。当此二振动合成时，合成运动的軌迹应当在側边長为 $2a_x$ 及 $2a_y$ 的矩形之內（圖 6）。

从分振动的方程消去变量 $\frac{2\pi t}{T}$，就得到这一軌迹的方程：

$$\frac{x^2}{a_x^2}+\frac{y^2}{a_y^2}-\frac{2xy}{a_xa_y}\cos(\beta_x-\beta_y)=\sin^2(\beta_x-\beta_y)\text{。}\quad(1\text{-}19)$$

由解析几何知道，这个方程在一般情况下，是一个以坐标原点为心的橢圓的方程。当 $\beta_x-\beta_y$ 为某些数值时，这个方程变为一直綫方程。由此可見，如果質点同时参与兩个周期相等且相互垂直的諧振动，則它將或者沿着橢圓，或者沿着圓，或者沿着直綫而运动。

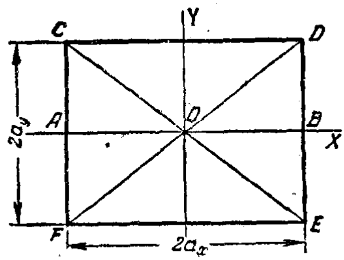

圖 6.　周相差为 $k\pi$ 的相互垂直的振动的合成

現在我們利用方程 (1-19) 到几个特殊情况上，这些情况对我們今后是有用的。

1）如果周相差 $\beta_x-\beta_y$ 等于 π 的偶数倍，亦卽如果周相相同，則点 P 的軌迹將为圖 6 上的矩形 $FCDE$ 的对角綫 FD。

2）如果周相差等于 π 的奇数倍，亦卽如果 $\beta_x-\beta_y=(2k+1)\pi$，因而周相相反的話，則点 P 將沿着圖 6 上矩形 $CDEF$ 的对角綫 CE 运动。

3）如果周相差等于 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍，亦卽如果 $\beta_x-\beta_y=(2k+1)\frac{\pi}{2}$ 的話，則点 P 將沿着以坐标原点为心，而軸与坐标軸重合的橢圓运动。

在最后一种情况中，当分振动的振幅相等时，質点將沿着圓运动。由此可見，兩个周期相同、振幅相等、周相差为 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍的諧振动，彼此叠加时給出圓运动。这一运动將是勻速的，因合成速度

$$v=\sqrt{v_x^2+v_y^2}=\frac{2\pi a}{T}$$

为一恒量。

这一运动的方向取决于周相差的符号，或者說，取决于那一个振动超前：是沿着 x 軸的还是沿着 y 軸的。

設在某一时刻，点 P 沿逆时針方向循圓周运动到圖 7 所示的位置上。速度在 x 軸上的投影 v_x 表明：此时沿 x 軸的运动对应于第二个四分之一周期。速度在 y 軸上的投影 v_y 对应于沿 y 軸之振动的第一个四分之一周期。由此可見：周相差 $\beta_x-\beta_y>0$。如果点 P 是沿順时針方向运动像第 8 圖所示的那样，則經同样的討論可知，在給定的时刻，沿 x 軸的运动尚在第一个四分之一周期，而沿 y 軸的运动已达第二个四分之一周期。因而，周相差 $\beta_x-\beta_y<0$。

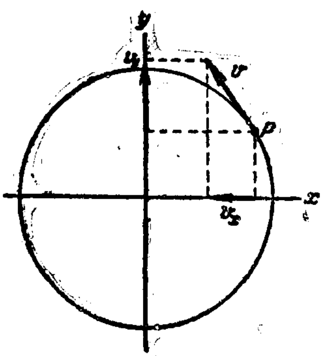

圖 7. 周相差为 $\frac{\pi}{2}$ 的兩个相互垂直的振动之合成

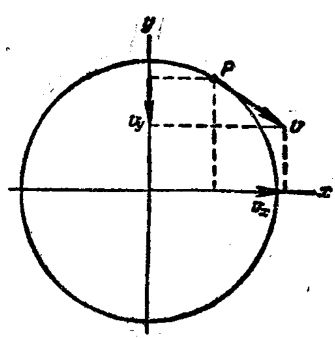

圖 8. 周相差为 $-\frac{\pi}{2}$ 的兩个相互垂直的振动之合成