

高等学校教学用书

船舶内燃机扭转振动

上海交通大学 李渤仲 朱孟华 编
张晓明 顾恒一



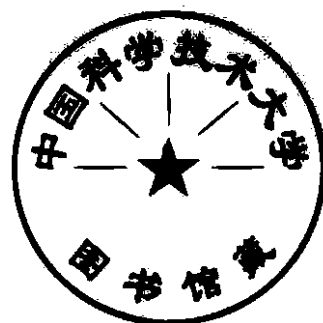
北京科学教育編輯室

ND20/02
高等学校教学用书



船舶內燃机扭轉振動

上海交通大学 李渤仲 朱孟华 編
張曉男 顾恒一



北京科学教育編輯室



本书引述了船舶内燃机装置中有关扭转振动的各方面问题。包括扭转振动的基本概念、计算方法、实验测量、减振措施、模拟研究以及其他有关装置运转中的若干问题。全书共分四编：第一编为基本原理，其中讨论了扭摆、多质量系统的自由振动及双质量系统的强制振动等问题。第二编为自由振动计算，讨论了当量系统的转化、频率计算及其他一些有关问题。第三编为强制振动计算，其中讨论了干扰力矩、阻尼力矩、共振及非共振计算等问题。第四编为减振及其他，其中讨论了各种减振器的工作原理及设计步骤，扭振测量方法及模拟研究等问题。

本书供船舶内燃机专业师生使用，也可供其他有关内燃机专业的师生及内燃机设计、制造、使用部门技术人员参考使用。

船舶内燃机扭转振动

上海交通大学 李渤仲 朱孟华 編
張慶男 顧恆一
北京科學出版社 編輯室出版
上海市紡織工業局印刷所印刷
新华书店上海发行所发行

开本：850×1168 1/32 印张：15 11/16 字数：373,000

印数：7,1-1920

1961年8月第1版 1982年1月上海第2次印刷

定价：2.23元

序

本书是根据編者等在上海交通大学所授“船舶內燃机扭轉振动”一課的讲义經過整理而編写的,书的主要对象是船舶內燃机专业的教师和学生,但一般內燃机专业及工程人員也可作为参考之用。

本书内容共分四編。第一編为基本原理。其中討論了扭摆,多质量系統的自由振动及双质量系統の强制振动等問題。扭摆的原理工学院的同学在基础課中一般都学过,但由于它是扭振問題基础的基础,在本书中仍进行了較为詳細的分析,把它作为引入專門問題的出发点。双质量系統の强制振动,乃是发动机实际軸系扭振形态的一个最簡化的縮影。它提供了将来如何进一步探討問題的主要綫索。第二編为自由振动計算,其中討論了当量系統の轉化,頻率計算及其他一些有关問題,为了实际应用的方便,在当量系統一章中列入一定数量的参考数字及公式,在頻率計算中主要的是引用了托列 (Tolle) 及捷尔斯基 (Терских) 两种表算法,但考虑到 Holzer 表算法在許多地方常常碰到,本书中对它也作了介紹。第三編为强制振动計算,其中討論了干扰力矩,阻尼力矩,共振及非共振計算等問題。第四編为减振及其他,其中討論了各种减振器的工作原理及設計步驟,扭振測量方法,及扭振模拟等問題。

本书編写的分工如下:

第一章——李渤仲,顧恒一

第二及三章——李渤仲

第四、五及六章——張曉男

第七、八及九章——朱孟华

第十章 § 10-1 至 § 10-11——李渤仲

§ 10-12——顧恒一

第十一章——張曉男

第十二章——朱孟华, 李渤仲

本书內容中許多部分参考了苏联专家 П. А. 依斯托明 (ИСТОМИН) 同志在本校授課时的有关讲稿, 在此特表感謝。

由于編者等水平有限, 书中缺点錯誤在所难免, 希望讀者提出批評指正。

編者等識

主要符号凡例

A —位移振幅	t —時間
c —阻尼系数	T —干扰力矩
d —直径	U —彈性力矩
e —柔度	W —断面抗扭系数, 功
E —无因次柔度	Z —气缸数
G —剪彈性模	α —相对振幅
H —穩度	δ —无因次彈性力矩
$i = \sqrt{-1}$	Δ —无因次圓頻率の方
I —轉动慣量	ε —位移振幅初相位
J_p —断面极慣性矩	θ —复数振幅
l —长度	ν —无因次轉动慣量, 簡諧次数
m —放大系数	τ —剪应力
M —干扰力矩振幅	τ —周期
N —每分钟振动次数	φ —位移
γ —自由振动圓頻率	ψ —干扰力矩簡諧初相位
R —阻尼力矩, 曲柄半徑, 余項	ω —强制振动圓頻率
S —慣性力矩	Ω —曲軸角速度

目 录

序

主要符号凡例

第一編 基本理論

第一章 扭摆	1
§ 1-1 无阻尼自由振动	1
§ 1-2 无阻尼强制振动	7
§ 1-3 有阻尼自由振动	12
§ 1-4 有阻尼强制振动	16
§ 1-5 干扰力矩的作功	23
§ 1-6 其他一些問題	26
第二章 多质量系統的无阻尼自由振动	35
§ 2-1 双质量系統	35
§ 2-2 三质量系統	41
§ 2-3 多质量系統	50
第三章 双质量系統的强制振动	54
§ 3-1 复数的应用	54
§ 3-2 双质量系統无阻尼强制振动	58
§ 3-3 双质量系統有阻尼强制振动	65

第二編 自由振动計算

第四章 当量系統	74
§ 4-1 当量系統的轉化	74
§ 4-2 系統中軸段彈性参数	75
§ 4-3 各种形态軸段的柔度計算	78
§ 4-4 用試驗方法求彈性件的柔度	122
§ 4-5 扭轉振动系統中质量慣性矩的解折求法	125
§ 4-6 形状复杂的物体的质量慣性矩的計算	129

§ 4-7 用作图法求复杂物体的质量惯性矩	132
§ 4-8 轉动慣量的試驗求法	149

第五章 自由扭轉振动計算

§ 5-1 振动系統的无因次表示法	154
§ 5-2 多质量系統的自由振动方程系	159
§ 5-3 用托列 (Tolle) 法及霍茨尔 (Holzer) 法作自由振动計算	161
§ 5-4 用捷尔斯基 (Терских) 法——繁分数法作自由振动計算	169

第六章 自由扭轉振动計算中的几个問題

§ 6-1 自由振动頻率的近似求法	200
§ 6-2 分支系統的自由振动計算	204
§ 6-3 自由振动計算的范围	224
§ 6-4 求軸段的最大应力 (应力凡标)	227
§ 6-5 用改变系統部件的办法来調整系統的自由振动頻率	230

第三編 強制振动計算

第七章 干扰力矩

§ 7-1 气体压力所产生的干扰力矩	244
§ 7-2 干扰力矩的簡諧分析	249
§ 7-3 运动部件的重力及惰力所产生的干扰力矩	257
§ 7-4 其他的干扰力矩	261
§ 7-5 共振时干扰力矩所作的功	263
§ 7-6 相对振幅矢量和	266

第八章 阻尼力矩

§ 8-1 阻尼的一般概念	278
§ 8-2 发动机阻尼	282
§ 8-3 軸段阻尼	285
§ 8-4 螺旋桨阻尼	291
§ 8-5 发电机阻尼	295
§ 8-6 其他阻尼	297

第九章 強制振动計算

§ 9-1 共振計算	299
§ 9-2 非共振計算	308
§ 9-3 強制振动时的扭振应力及共振曲綫	316
§ 9-4 扭轉振动的許用应力及不允許长期運轉的共振禁区的制定	320
§ 9-5 扭轉振动計算的精确度的估計	323
§ 9-6 扭轉振动計算举例	325

第四編 减振及其他

第十章 减振器	339
§ 10-1 多质量系統的轉化	339
§ 10-2 无阻尼彈性减振器基本原理	342
§ 10-3 无阻尼彈性减振器設計步驟	351
§ 10-4 有阻尼彈性减振器基本原理	356
§ 10-5 有阻尼彈性减振器中阻尼系数的選擇	361
§ 10-6 有阻尼彈性减振器的定音及特性曲綫	368
§ 10-7 有阻尼彈性减振器設計步驟	375
§ 10-8 液阻式减振器基本原理	379
§ 10-9 液阻式减振器設計步驟	385
§ 10-10 干阻式减振器基本原理	391
§ 10-11 干阻式减振器設計步驟	401
§ 10-12 摆式减振器	403
第十一章 扭轉振动的試驗研究	419
§ 11-1 扭轉振动試驗的意义	419
§ 11-2 扭轉振动的原理及方法	426
§ 11-3 扭振图的分析	427
第十二章 振轉振动的模拟	434
§ 12-1 振轉振动模拟的概念	434
§ 12-2 机械模型	435
§ 12-3 电模型	438
§ 12-4 电模型装置及其測量	450
附录	456
参考文献	493

第一編 基本理論

第一章 扭擺

§ 1-1 无阻尼自由振動

扭擺是扭振系統中最簡單的形式，扭擺的研究，可以引出扭振問題中許多最基本的概念。

所謂扭擺，是由一根軸和一個圓盤所組成的，軸的一端固定在牆上，圓盤則裝在軸的自由端，其情形如图 1-1, a 所示。為了簡單起見，在分析這個系統的扭振運動時，我們假定：（一）軸只有彈性沒有慣性；（二）圓盤只有慣性沒有彈性。

假設我們在圓盤上加一個力偶，使軸扭轉了一定的角度，然後突然把這個力偶取消。由於軸的彈性和圓盤的慣性關係，這個系統就要產生扭振，在任意時刻內，若軸的扭轉角為 φ ，由於此扭轉角而產生的彈性力矩為

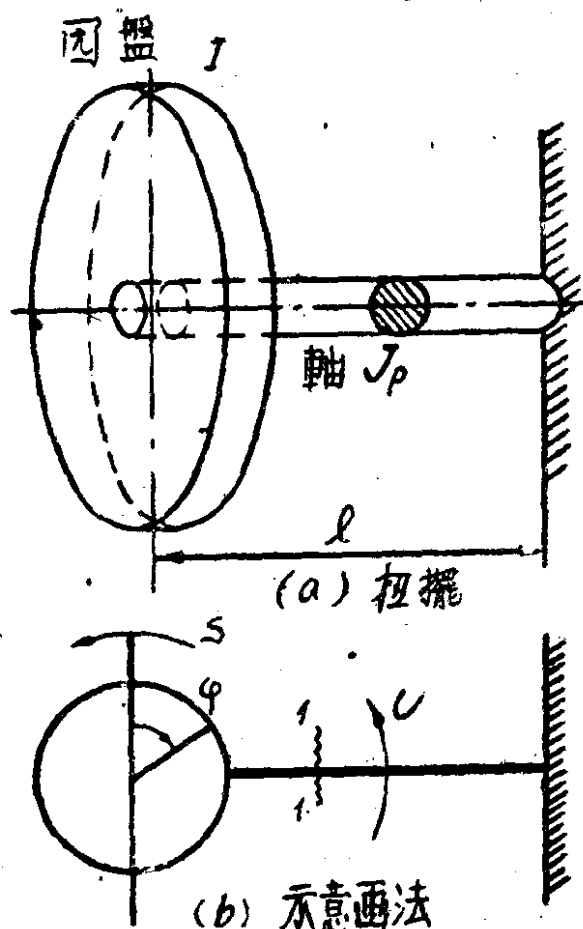


图 1-1

U ，則根据胡克定律可得

$$\varphi = \frac{Ul}{GJ_p}$$

式中 l = 軸的长度, 厘米;

G = 軸的剪彈性模数, 公斤 厘米²;

J_p = 軸的截面极慣性矩, 厘米⁴;

將 U 移到等号左方, 并令 $e = \frac{\varphi}{U}$ 則,

$$e = \frac{l}{GJ_p}$$

它称为軸的柔度, 单位为弧度/公斤厘米, 即每一公斤厘米所产生的扭轉角。

如图 1-1, b 所示, 將軸在 1-1 处截开, 把截面左方看成为一自由体, 在无阻尼自由振动的情况下, 系統中所作用的外力矩有二: (一) 圓盘的慣性力矩

$$S = -I\ddot{\varphi}$$

式中 I 为圓盘的轉动慣量公斤·厘米秒²

及 (二) 軸截面处的彈性力矩

$$U = -\frac{\varphi}{e}$$

根据达兰伯尔定理

$$S + U = 0$$

即

$$I\ddot{\varphi} + \frac{\varphi}{e} = 0 \quad (1-1)$$

或

$$\ddot{\varphi} + \frac{1}{Ie} \varphi = 0$$

令

$$p^2 = \frac{1}{Ie} \quad (1-2)$$

則公式 1-1 最后簡化成

$$\ddot{\varphi} + p^2 \varphi = 0 \quad (1-3)$$

这个微分方程式的辅助式为

$$x^2 + p^2 = 0$$

其两个根为 $x_1 = ip$ 及 $x_2 = -ip$ 式中 $i = \sqrt{-1}$ 。故方程(1-3)式的全解为

$$\varphi = C_1 e^{ipt} + C_2 e^{-ipt} = C_1 e^{ipt} + C_2 e^{-ipt} \quad (1-4)$$

式中 C_1 及 C_2 为两个常数, e 为自然对数底 2.71828, t 为时间, 秒。

利用公式(1-4)来表征扭摆的运动形态, 并不十分清楚, 因为从数学观点来讲, 常数 C_1 及 C_2 是什么数都可以, 但从物理概念来看, 由于 φ 必须是实数, 因而 C_1 及 C_2 就必须是虚数。证明如下:

我們知道

$$e^{ipt} = \cos pt + i \sin pt$$

$$e^{-ipt} = \cos pt - i \sin pt$$

将此关系代入公式(1-4), 得到

$$\varphi = (C_1 + C_2) \cos pt + (C_1 - C_2) i \sin pt$$

如果 p 为实数, 则 $C_1 + C_2$ 必须为实数而 $C_1 - C_2$ 必须为虚数。同时 C_1 与 C_2 又必须是一对共轭复数, 即

$$C_1 = a - ib, \quad C_2 = a + ib$$

如此, 则 $C_1 + C_2 = 2a = E, \quad (C_1 - C_2) i = +2b = F$

$$\therefore \varphi = E \cos pt + F \sin pt$$

再令

$$A = \sqrt{E^2 + F^2}$$

$$\frac{E}{A} = \sin \varepsilon, \quad \frac{F}{A} = \cos \varepsilon$$

即将常数 E 及 F 换成另外两常数 A 及 ε , 我們就可以把 $\cos$ 与 $\sin$ 合并成为一项:

$$\varphi = A \left[\frac{E}{A} \cos pt + \frac{F}{A} \sin pt \right] = A [\sin \varepsilon \cos pt + \cos \varepsilon \sin pt]$$

最后我們得到

$$\varphi = A \sin (pt + \varepsilon) \quad (1-5)$$

这就是扭摆运动形态的基本公式, 式中

φ = 圆盘位移, 弧度;

A = 圆盘位移振幅, 弧度;

$p = \sqrt{\frac{1}{eI}}$ = 扭摆自然圆频率, 弧度/秒;

ε = 初相位, 弧度。

从公式 (1-5) 我們看出, 扭摆的瞬时位移 φ 随着时间 t 依正弦规律变化, 它可以表示为一回轉矢量在垂直坐标軸上的投影, 如图 1-2 所示。

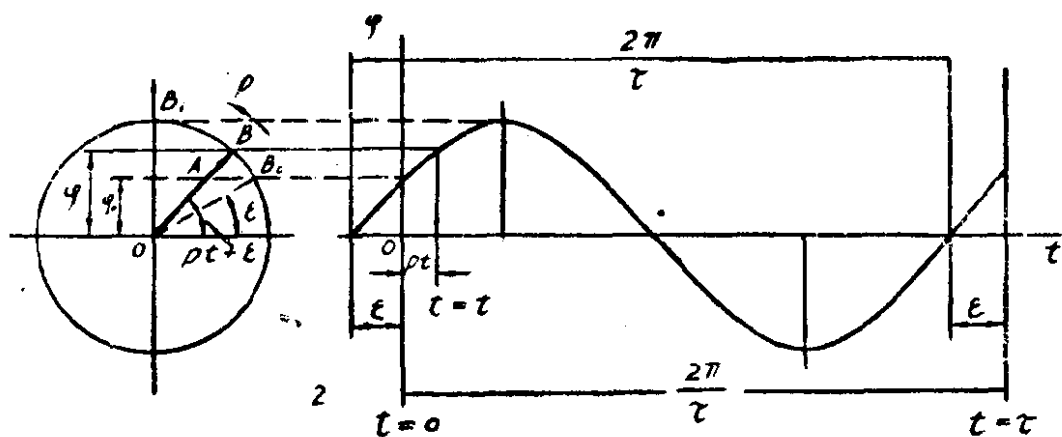


图 1-2

在此图中 $\overline{OB}$ 为该回轉矢量, 其长度等于位移振幅 A , 其瞬时位置由该矢量与水平坐标軸的夹角决定, 令此夹角为 $(pt + \varepsilon)$ 则此矢量在垂直坐标軸上的投影为

$$\varphi = A \sin (pt + \varepsilon)$$

由于 $p = \sqrt{\frac{1}{eI}}$ = 常数, 角度 pt 将与时间 t 成正比增加。因此, 随着时间的增长, 我們可以想象矢量 $OB = A$ 是依反时針方向作等速回轉, 回轉速度为 p 弧度/秒, 因此, 所謂自然圆频率, 就是回轉矢量的角速度, 在扭摆中, 只要 e 及 I 为已知, 則 p 即为定值。以位移 φ 为纵坐标, 时间 t 为横坐标, 画出 $\varphi-t$ 曲线, 我們得到

一个正弦波形,当矢量回轉 OB 一圈时,这个波形完成了一个周期 τ , 因此

$$\tau = \frac{2\pi}{p} = 2\pi \sqrt{eI}, \text{ 秒}, \quad (1-6)$$

每分钟的振动次数等于周期的倒数

$$N = \frac{1}{\tau} 60 = \frac{60}{2\pi} p = \frac{60}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{eI}} \text{ 次/分} \quad (1-7)$$

因此,圆频率 p 弧度/秒与每分钟的振动次数 N 次/分的关系为

$$N \cong 9.55p \quad (1-8)$$

在扭振計算中,我們常常用圆频率 p 比較方便,而在实验中,我們測出的数据則常常是 N , 所以 N 与 p 的这个关系式非常重要。

将公式(1-5)微分一次及二次,我們得出扭摆位移、速度及加速度的公式:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= A \sin(pt + \varepsilon) \\ \dot{\varphi} &= pA \cos(pt + \varepsilon) \\ \ddot{\varphi} &= -p^2 A \sin(pt + \varepsilon) \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

把 $\dot{\varphi}$ 及 $\ddot{\varphi}$ 都表示为正弦函数,我們得到:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= A \sin(pt + \varepsilon) \\ \dot{\varphi} &= pA \sin\left(pt + \varepsilon + \frac{\pi}{2}\right) \\ \ddot{\varphi} &= p^2 A \sin(pt + \varepsilon + \pi) \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

我們看出,速度 $\dot{\varphi}$ 及加速度 $\ddot{\varphi}$ 也都可以表示为一回轉矢量在垂直坐标軸上的投影,它們的长度各为 pA 及 $p^2 A$, 它們的回轉速度都等于 p , 它們的初相位各为 $\varepsilon + \frac{\pi}{2}$ 及 $\varepsilon + \pi$, 其情形如图 1-3 所示, 由此可見, 速度矢量超前于位移 $\frac{\pi}{2}$, 而加速度矢量則又超前于速度 $\frac{\pi}{2}$ 这三个矢量的相差关系对以后的討論是很重要的。这里我們已可看出, 扭摆的运动方程式(1-1)中的两个項, 可以用两

个回轉矢量来表示,一个矢量代表慣性力矩,它的长度为 $I p^2 A$, 方向与加速度矢量 $p^2 A$ 相反,另一个矢量代表彈性力矩,它的长度为

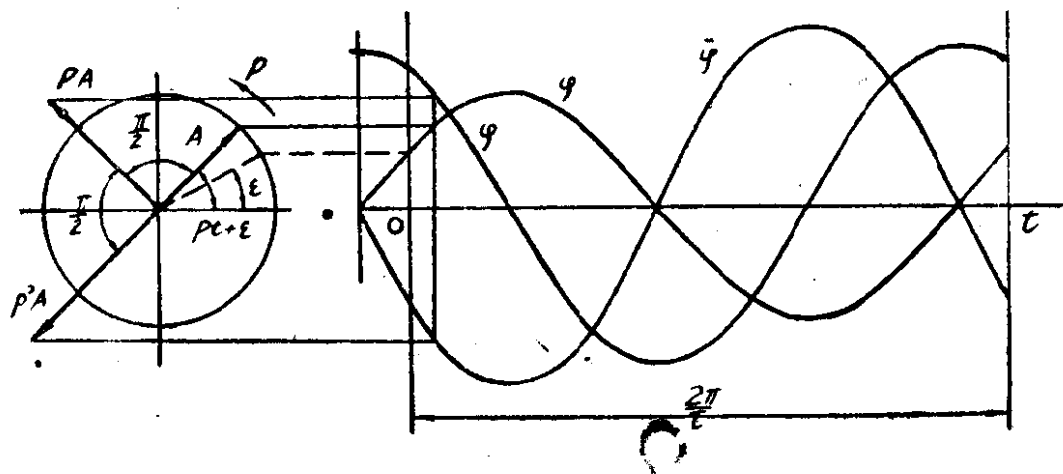


图 1-3

$\frac{A}{e}$, 方向与位移矢量 A 相反,其情形如图 1-4 所示。

为了保持动力平衡,显然

$$I p^2 A = \frac{A}{e}$$

从这个关系我們得

$$p = \sqrt{\frac{1}{Ie}}$$

和以前的結果相同。

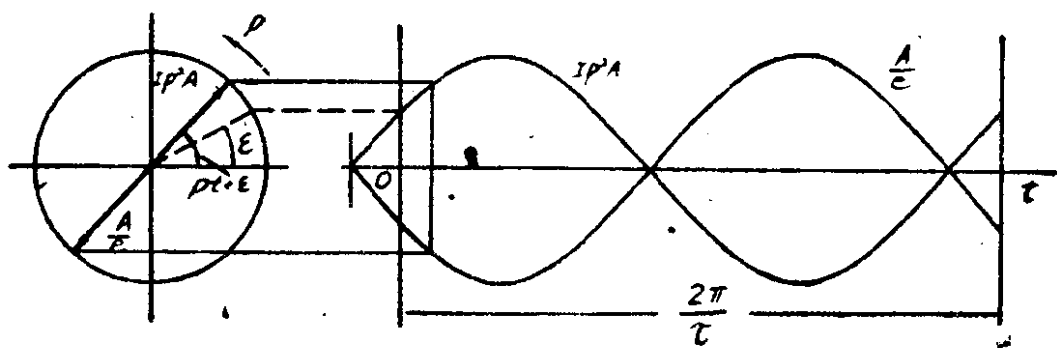


图 1-4

我們再来研究一下振幅 A 与初相位 ε 。假設当 $t=0$ 时, $\varphi = \varphi_0$ 及 $\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_0$ 。从公式(1-9):

$$\varphi_0 = A \sin \varepsilon,$$

$$\dot{\varphi}_0 = pA \cos \varepsilon$$

将第一式两边都乘以 p , 两式平方再相加, 得到

$$A = \sqrt{\varphi_0^2 + \left(\frac{\dot{\varphi}_0}{p}\right)^2}$$

将两式相除, 得到

$$\varepsilon = \arctg \frac{\dot{\varphi}_0}{p\varphi_0}$$

由此可見 A 及 ε 皆决定于初始情况 (φ_0 及 $\dot{\varphi}_0$) 如果我們在扭摆的圓盘上加一个靜力偶 T , 然后将此力偶突然取消, 并且立刻开始計算時間, 則

$$\varphi_0 = \frac{Tl}{GJ_p}$$

及

$$\dot{\varphi}_0 = 0$$

∴

$$A = \frac{Tl}{GJ_p}$$

即振幅大小决定于初始扰动。至于初相位 ε , 它完全决定于我們什么时候来开始計算時間, 如果以 $\varphi_0 = 0$ 时作为時間起点, 則 $\varepsilon = 0$, 如果以 $\varphi_0 = A$ 时作为時間起点, 則 $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$. 如果以 $\varphi_0 = -A$ 时作为時間起点, 則 $\varepsilon = -\frac{\pi}{2}$ 或 $\varepsilon = \frac{3}{2}\pi$ 等等, 总之 ε 可以是 $0 \rightarrow 2\pi$ 中任一值, 正負皆可。事实上, 在扭摆的无阻尼自由振动問題中, 这个初相位对其运动形态的特性可以說沒有关系, 因为它对其他参数并无影响。

§ 1-2 无阻尼强制振动

在上一节的討論中我們知道, 扭摆的自由振动, 是由一个加在圓盘上的靜力矩突然取消之后而产生的, 在实际的系統中, 这种情况并不多見, 如果說到发动机的系統, 則在正常運轉下根本不会有

这种情况出現, 实际系統中的振动, 多数是一种强制振动, 这种振动是由于周期变化的干扰而产生的, 对于扭摆来讲, 我們可以假想在圆盘上有一个外加的簡諧干扰力矩

$$T = M \sin \omega t$$

式中 M = 干扰力矩振幅, 公斤·厘米;

ω = 干扰力矩圓頻率或簡称强制振动頻率, 弧度/秒,

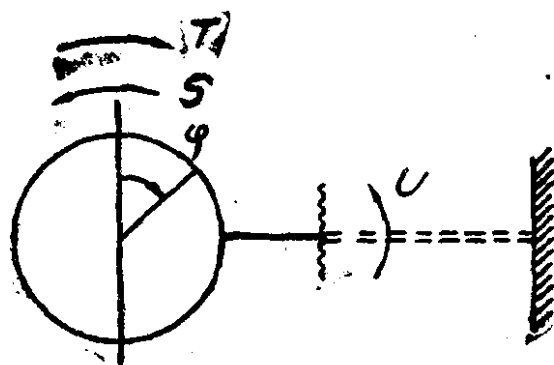


图 1-5

于是, 在无阻尼的情况下, 扭摆的力系将如图 1-5 所示。

按达兰伯尔定理,

$$S + U + T = 0,$$

$$\text{即 } -I\ddot{\varphi} - \frac{\varphi}{e} + M \sin \omega t = 0$$

亦即

$$I\ddot{\varphi} + \frac{\varphi}{e} = M \sin \omega t \quad (1-11)$$

亦即

$$\ddot{\varphi} + \frac{1}{Ie} \varphi = \frac{M}{I} \sin \omega t$$

令

$$p^2 = \frac{1}{Ie}, \quad h = \frac{M}{I}$$

則公式(1-11)最后簡化成

$$\ddot{\varphi} + p^2 \varphi = h \sin \omega t \quad (1-12)$$

这个微分方程式的通解应为公式(1-3)的解, 即

$$A \sin (pt + \varepsilon)$$

其特解可假定为一与干扰力矩同頻率同相位的簡諧

$$\varphi = A_1 \sin \omega t$$

代入公式(1-12)得到

$$-\omega^2 A_1 \sin \omega t + p^2 A_1 \sin \omega t = h \sin \omega t$$

所以