

高二物理竞赛 • 力学 (下)

学而思

目录

第一章 序	7
第二章 运动学	9
2.1 时空与物质	9
2.1.1 时空观, 坐标系	9
2.1.2 物质	11
2.1.3 参考系, 物理规律与其不变性	13
2.2 运动的描述	14
2.2.1 质点的运动	14
2.2.2 刚体的运动	21
2.3 参考系变换	23
2.3.1 点变换	23
2.3.2 刚体变换	25
2.4 运动的牵连	25
2.4.1 接触系	25
2.4.2 纯滚系	26
2.4.3 约束系	26
第三章 动力学	29
3.1 牛顿定律	29
3.1.1 概述	29
3.1.2 牛顿第一定律	30
3.1.3 牛顿第二定律	30
3.1.4 牛顿第三定律	31
3.1.5 质点系与它的牛顿定律	32
3.1.6 非惯性系的处理	34
3.2 动量定律	34
3.2.1 质点的动量	34
3.2.2 质点系的动量	35
3.3 角动量定律	36
3.3.1 质点的角动量	36
3.3.2 质点系的角动量	37
3.4 能量定律	38
3.4.1 质点的动能	38
3.4.2 质点系的动能	38
3.4.3 其它能量形式	39

3.5	位力定律 *	42
3.5.1	质点的位力	42
3.5.2	质点系的位力	43
3.6	碰撞问题	44
3.6.1	二质点正碰	44
3.6.2	自由刚体的碰撞	47
3.6.3	多体碰撞	47
第四章	静力学	49
4.1	约束	49
4.2	力系化简	49
4.3	平衡问题	49
4.4	虚功原理	49
4.5	分析力学初步	49
4.6	平衡态稳定性	49
第五章	振动与波	51
5.1	方程与谐振	51
5.1.1	简谐振动的定义	51
5.1.2	简谐振动的性质	51
5.1.3	简谐振动的判定	52
5.1.4	小振动	53
5.2	阻尼振动与受迫振动	54
5.3	多自由度小振动 *	54
5.4	非线性摄动 *	54
5.5	格波	54
5.6	波动方程	54
5.7	波的色散	54
第五章	万有引力	33
5.1	有心力下运动	33
5.2	万有引力下运动	33
5.3	二体与潮汐	33
第六章	刚体	35
6.1	刚体的物理描述	35
6.2	平面平行运动	37
6.3	空间刚体运动 *	37
第七章	流体	39
7.1	流体的物理描述	39
7.2	定常流动动力学	39
7.3	黏滞流体动力学	39

第八章 弹性体	41
8.1 弹性体的物理描述	41
8.2 弹性棒, 弹性膜与弹性体	41
8.3 弹性波	41
第九章 相对论	43
9.1 相对论运动学	43
9.2 相对论动力学	43
9.3 相对论连续物质	43
9.4 相对论电磁场	43

第四章 静力学

4.1 约束

4.2 力系化简

4.3 平衡问题

4.4 虚功原理

4.5 分析力学初步

4.6 平衡态稳定性

第五章 振动与波

5.1 方程与谐振

5.1.1 简谐振动的定义

振动是最常见的物理现象. 而振动中的最简单 (simple) 而和谐 (harmonic) 者谓之简谐振动 (simple harmonic oscillation). 对谐振子 (harmonic oscillator) 的学习与研究是会贯彻整个物理理论不同层次内容的始终的. 现在是经典力学, 以后会上升到场论, 量子力学与量子场论的高度.

简谐振动是指一个物理量 Q 随时间围绕其平衡位置做上下的波动. 其形式符合:

$$Q = Q_0 + \Delta Q \cos(\omega t + \varphi)$$

我们经常会有用复数表示振动的习惯, 其做法是在三角函数 \cos 与其宗量 (argument) $\phi = \omega t + \varphi$ 构成的项后添加一个虚的 $i \sin \phi$ 项, 于是新的写法变成:

$$\tilde{Q}(t) = Q_0 + \Delta Q e^{i(\omega t + \varphi)}; \quad Q = \Re(\tilde{Q})$$

又或者:

$$\tilde{Q}(t) = Q_0 + \Delta \tilde{Q} e^{i\omega t}; \quad \Delta \tilde{Q} = \Delta Q e^{i\varphi}$$

以上各个常量中, Q_0 是平衡位置, ΔQ 叫振幅 (amplitude), 宗量 $\omega t + \varphi$ 叫做相位 (phase), ω 叫角频率 (angular frequency), φ 叫初相位. \tilde{Q} 为复化的复物理量, 而 $\Delta \tilde{Q}$ 叫做复振幅 (complex amplitude).

复数表示最大的一个好处就在于很方便计算物理量的线性组合与导数. 事实上, 如果合理选取 $Q_0 = 0$:

$$\dot{Q} = -\omega \Delta Q \sin \phi; \quad \dot{\tilde{Q}} = i\omega \tilde{Q} \quad \Rightarrow \quad \dot{Q} = \Re(\dot{\tilde{Q}})$$

$$\ddot{Q} = -\omega^2 \Delta Q \cos \phi; \quad \ddot{\tilde{Q}} = -\omega^2 \tilde{Q} \quad \Rightarrow \quad \ddot{Q} = \Re(\ddot{\tilde{Q}})$$

5.1.2 简谐振动的性质

以一个质点水平坐标 x 围绕 $x = 0$ 左右做谐振为例. 其运动方程写作¹:

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

那么其速度与加速度为:

$$v = i\omega A e^{i(\omega t + \varphi)}, \quad a = -\omega^2 A e^{i(\omega t + \varphi)}$$

我们发现在运动过程中的任意一个时刻, 加速度都是指向平衡位置的, 与偏离平衡位置的位移是成正比的:

$$a = -\omega^2 x$$

¹以后我们对物理量和物理量的复化只在必要的时候加以区分, 看到复数只需要认为省写了取实部这一例常操作罢了.

而任意一个时刻既然 x 是宗量的余弦函数, v 是正弦函数, 它们就满足其绝对值大小的“此消彼长”关系²:

$$v^2 + \omega^2 x^2 = \omega^2 A^2$$

相位是很重要的物理概念, 相(phase), 状态也, 相位则是一个可以用来表示状态的数. 反过来, 我们可以根据物体在一个时刻的状态反过来确定这个时刻的相位. 如果位移是 x 而振幅为 A , 则:

$$\phi = \text{Arcsin} \frac{x}{A}, \text{Arcsin} \frac{x}{A} \in \left\{ \arcsin \frac{x}{A} + 2n\pi | n \in \mathbb{Z} \right\} \cup \left\{ \pi - \arcsin \frac{x}{A} + 2n\pi | n \in \mathbb{Z} \right\}$$

同理如果已知速度 v 和速度振幅(velocity amplitude) ωA , 那么相位为:

$$\phi = \text{Arccos} \frac{v}{\omega A}, \text{Arccos} \frac{v}{\omega A} \in \left\{ \arccos \frac{v}{\omega A} + 2n\pi | n \in \mathbb{Z} \right\} \cup \left\{ -\arccos \frac{v}{\omega A} + 2n\pi | n \in \mathbb{Z} \right\}$$

相位的取法上具有多值性. 但是相位随时间的变化我们约定必须是连续的, 事实上它随时间线性增加. 也就是说如果前一个状态下相位为 ϕ_1 , 后一个状态下相位为 ϕ_2 , 那么这两个状态间历时:

$$\Delta t = \frac{\phi_2 - \phi_1}{\omega}$$

5.1.3 简谐振动的判定

事实上以上的两个关系都可以成为体系做简谐振动的判据, 它们为:

- 线性回复判据: 如果一个随时间演化的变量的二阶导数正比于变量本身, 且符号相反, 可以判断变量做简谐振动:

$$\ddot{q} = -\omega^2 q \Rightarrow q = A \cos(\omega t + \varphi)$$

- 此消彼长判据: 如果一个随时间演化的变量的一阶导数与自己的正系数平方和为动力学守恒量 (一般就是能量). 可以判断变量做简谐振动:

$$\dot{q}^2 + \omega^2 q^2 = \omega^2 A^2 \Rightarrow q = A \cos(\omega t + \varphi)$$

证明如下:

线性回复 \Rightarrow 此消彼长:

首先进行代换:

$$\ddot{q} = \frac{d}{dt}(\dot{q}) = \frac{dq}{dt} \frac{d}{dq}(\dot{q}) = \frac{\dot{q} d\dot{q}}{dq}$$

将上式代入 $\ddot{q} = -\omega^2 q$:

$$\dot{q} d\dot{q} + \omega^2 \cdot q dq = d\left(\frac{1}{2}\dot{q}^2 + \frac{1}{2}\omega^2 q^2\right) = 0 \Rightarrow \dot{q}^2 + \omega^2 q^2 = C$$

命 $A = \sqrt{C/\omega^2}$ 即得到此消彼长判据.

此消彼长 \Rightarrow 简谐振动:

考虑 \dot{q} 的正根即可, 负根结果也是简谐振动:

$$\begin{aligned} \dot{q} &= \frac{dq}{dt} = \omega \sqrt{A^2 - q^2} \\ \Rightarrow \frac{dq}{\sqrt{A^2 - q^2}} &= \omega dt \end{aligned}$$

两边同时积分, 积分常数写到右侧记作 φ , 得到:

$$-\arccos \frac{q}{A} = \omega t + \varphi \Rightarrow q = A \cos(\omega t + \varphi)$$

²注意到这里 (往下) 要避免使用复数, 因为一个复数的实部平方不会等于其平方的实部 $v^2 \neq \Re(\tilde{v}^2)$

5.1.4 小振动

值得注意的是,很多情况下体系的运动并不是严格的简谐振动.十分常见的一种情况是**小振动**(small oscillation).事实上,如果我们研究体系为完整而稳定的一自由度体系,广义坐标为 q ,而且势能函数 $V(q)$ 存在一个极小值:

$$V'(q_0) = 0, \quad V''(q_0) > 0$$

那么根据上一章的阐述,这个 q_0 就是体系的稳定平衡位置.那么,任何偏离这个平衡位置的系统运动只要偏离的值足够小,即做坐标变换 $\delta = q - q_0$ 为无穷小量,那么就一定为简谐振动.这是因为势能可以由泰勒展开为:

$$V = \frac{1}{2}V''(q_0)\delta^2 + \frac{1}{3!}V'''(q_0)\delta^3 + \dots$$

只要 δ 足够小,三阶项就必然远小于二阶项.从而可以只保留第一项.同理这也适用于动能,它必然正比于 $\dot{\delta}$ 的平方,系数则与平衡位置有关:

$$T = \frac{1}{2}M(q_0)\dot{\delta}^2$$

从而这个体系的能量函数(哈密顿量)就被近似为了:

$$H = T + V = \frac{1}{2}M(q_0)\dot{\delta}^2 + \frac{1}{2}V''(q_0)\delta^2$$

这就直接符合了“此消彼长”判据.从而小振动的角频率为:

$$\omega = \sqrt{\frac{V''(q_0)}{M(q_0)}}$$

例如,在典型的单摆问题中,取摆线与竖直方向的夹角 θ 为广义坐标.摆球的重力势能以平衡位置为原点表示为:

$$V(\theta) = mgl(1 - \cos \theta)$$

而动能为:

$$T = \frac{1}{2}ml^2\dot{\theta}^2 \Rightarrow M(\theta) = ml^2$$

从而只需要带入以上公式,就得到:

$$\omega = \sqrt{\frac{V''(0)}{M(0)}} = \sqrt{\frac{mgl}{ml^2}} = \sqrt{\frac{g}{l}}$$

这是因为事先看出来了稳定平衡点为 $\theta = 0$.简单的小振动问题的思路都大抵如此.第一步是写出能量函数来,它决定体系的所有可能的动力学演化.第二步要找到稳定平衡位置,往往一样地是通过势能函数的增减凹凸性来判断,往往也要结合体系的对称性来观察.最后便是在平衡位置处把动能势能都近似为简单的平方项.唯一需要补充的是,除了利用二阶导数来计算这一个平方项,对常见函数写泰勒展开式也是十分常见的思路.

单摆问题的周期从而就是:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

但是一定要注意这个振动仅仅对小振动成立.例如在摆角为 $10^\circ = 0.087\text{rad}$ 时会有约 2‰ 的误差.如何计算这个误差?之后的非线性振动将讨论这个问题.

5.2 阻尼振动与受迫振动

5.3 多自由度小振动 *

5.4 非线性摄动 *

5.5 格波

5.6 波动方程

5.7 波的色散