高等学校教学用書

理論力学

上册

H. E. 茹科夫斯基著

高等教育出版社

高等学校教学用書

理論力学

上册

H. E. 茹科夫斯基著
余守憲　張理京譯
李文美校訂

高等教育出版社

本書系根据苏联技術理論書籍出版社（Государственное издательство технико-теоретической литературы）出版的尼·叶·茹科夫斯基（Н. Е. Жуковский）著“理論力学”（Теоретическая Механика）1952年第二版譯出。本書是偉大的俄國力学家、航空学家、“俄罗斯航空之父”(列寧語)的講义，由戈魯別夫（В. Л. Голубев）編成。原書經苏联高等教育部審定为高等学校教学参考書。

本書中譯本分兩册出版，上册包括运动学、几何静力学及質点动力学三部分，下册包括解析静力学、体系的动力学、流体静力学、流体动力学、引力論六部分。

本書上册由張理京譯出，下册由佘守憲譯出，并互相校訂，全書譯稿由佘守憲整理，季文美校訂。

理論力学

上册

Н. Е. 茹科夫斯基著

佘守憲　張理京譯

高等教育出版社出版
北京琉璃廠一七〇号
（北京市書刊出版業營業許可証出字第〇五四号）

中國人民銀行印刷厂印刷　新華書店总經售

書号 13010·165　開本 850×1168 1/32　印張 13　字數 327,000
一九五六年七月北京第一版
一九五六年七月北京第一次印刷
印數 0001—9,000　定價(8) ¥ 1.50

俄文編者序

本書是尼古拉·叶戈罗維奇·茹科夫斯基于1886—1920年間，在莫斯科大学教授理論力学（包括流体动力学及引力論）时所用的講义。这些講义是这位著名的俄罗斯学者極長时期教学工作的总結；幷且由于茹科夫斯基在力学方面的工作，使人們对于力学的地位及意义，有了截然不同的看法，因而这些講义也是这种轉变的値得注意的紀念物。

在茹科夫斯基以前，大学里的力学課程被人看作單純是推理性質的，而理論力学被人看作是数学的一部門。这种傳統，从拉格朗日的名著“解析力学”起，多少反映在 H.Д.布拉許曼，Ф.A.斯魯茨基（茹氏的業师），Д.K.波貝雷夫及 И.И.索莫夫等学者的力学教程中。貫徹在整个力学講授中的基本精神，是使力学的講授尽可能接近于数学教学中所常有的特点，用公理化的講法，力求獲得最高度的普遍性，因而要使結論獲得抽象性，幷且在大多数情形下偏重純粹解析的研究方法，等等。

茹氏講义的特色，是毅然拋弃了这种观点。他認为力学是研究自然界中的机械运动的一門自然科学，而講授力学与学習力学的任务，是使力学中由理論研究得出的結果，能供我們作为研究周圍世界中各种运动的基礎，首先是作为現代工程的基礎。这种鮮明的唯物主义的、自然科学的及工程实踐的傾向，便是茹氏講义的特色。

这样就不难了解，为什么茹科夫斯基的講法非常清楚而且具体，为什么他喜欢用直覚的几何方法來說明，为什么他在推理和举例时这样的周到而且完整。

當然，在茹科夫斯基以后的这些年中，科学与科学的教学法都有了改变。特别是現时对于講解动力学基礎（本書第二篇第一章，及第二章

§1)的观点已經完全改变。在这些地方本書已相当过时，关于这一点，編者已在有关的各頁中(138, 141, 144, 146 頁)的脚注里指出。但是尽管如此，即使在撰著將近五十年后的今天，茹科夫斯基的講义不僅具有歷史意义，而且还可以作为極好的教学参考書，用來补充苏維埃时代力学家所著的許多理論力学教学用書。

B. 戈魯别夫

1950 年于莫斯科

上册目錄

理論力学

第一篇　运动学

第三篇 質点动力学

引 言

力学是研究物体运动与平衡的科学。按照力学中研究这些問題时所取的观点，我們可以把力学分作三部分：运动学，靜力学及动力学。在运动学中，我們从几何观点來考察物体的运动，而不去注意產生运动的原因——力。在靜力学中，我們考察运动的特殊情形——平衡，并且要研究怎样把一些力換成跟它們作用相等的另外一些力（等价力）的問題。在动力学中，我們考察物体的运动，同时注意到產生运动的力以及所論物体的質量对于运动的影响。动力学里要解决兩个問題：

1）什么样的力会產生所給运动，以及

2）所給的一些力会產生什么样的运动。

力学有时也分成兩部分：运动学及廣义动力学，而廣义动力学則包括靜力学与动力学。运动学可以依据几何公理來講，不需要任何新的原理；它是衔接力学与几何学的桥梁。要講解廣义动力学，就必須采用几个不加証明的基本原理——力学定律。

在力学中，物体（固体，液体及气体）的性質是被理想化了的。例如，力学中的固体是看作剛体的，也就是，物体內任何兩点間的距离是看作不能改变的；液滴是看作絕对不可压縮的物体，等等。把所研究的对象加以理想化，这是科学研究中常用的办法；这是因为我們不可能一下子就掌握研究对象的全部性質，所以只能把注意力僅僅集中到最主要的性質上。

除了这种理想化的物体之外，力学中还要引入質点的概念，認为它是直徑無限小而具有有限質量或無限小質量的物体。

在一种情形下，即假定質量为無限小时，質点可以看作是物体分成無限多个無限小塊后所得的結果；但須注意，这种想法跟那說明物質構

造的原子理論毫不相干：在力学中，我們并不关心物質的構造，而在想像中把物体分成許多無限小塊，只不过是一种論証方式。

在另一种情形下，即假定具有有限的質量时，質点可以看作是物体無限压縮后的結果。这好比是个充滿了物質的小球，其半徑無限縮小而質量保持不变。虽然这种想法是純屬虛構的（因为把物質無限压縮的想法違背物質的不可入性），但就力学意义來說，却是有这种点存在的；这种点跟具有有限質量的質点，意义完全相同。例如，剛体的重心就是这样的点。事实上，剛体在通过重心的若干力的作用下進行运动，而我們所注意的又只是重心的运动，那末，就可以看出，这运动毫不决定于物体內物質的分布密度，也不决定于物体的外形，而只决定于物体所含質量的多寡。重心的运动，就好像整个物体的質量都集中在重心上似的；这样，我們就从重心看到这一种質点的現实意义。

在力学中，任何物体都看作是按照某些条件而結合在一起的質点群，这种質点群称做体系或系統。剛体是各点間距离不变的一种体系，因此剛体也叫做不变体系。

第一篇　运动学

在引論中已經提到，理論力学中，單从几何观点去研究各种运动的一般性質，而不去注意运动起因的这一部分，叫做运动学。因此，在运动学中只研究有关空間与时間的問題，并建立运动的这兩个因素之間的关系。

从这个观点來說，运动学是几何学过渡到力学的桥梁；換句話說，运动学是四維的几何学，因为除了几何学所用的空間三維之外，还引用了第四維——时間。

运动学的独立發展，是在十九世紀初才由安培开始的；如今我們对运动学中的問題已經研究到这种地步，甚至动力学和机構学上極为复雜的問題，也常常可以用运动学來解决。

如果物体随着时間而改变它在空間的位置或形狀，也就是說，如果物体內各点的坐标随着时間而改变，那末物体就在运动。

如果物体旣不改变它的位置又不改变它的形狀，我們就說这物体是靜止的。观察某物体对于其他各物体的相对位置，我們可以判定这物体在空間改变位置的情形；如果沒有其他的物体，我們就不可能观察到这个物体的运动。当观察运动时，如果作为参考的物体是靜止的，我們就得到絕对运动的概念；如果那些作为参考的物体是在运动着的，就得到相对运动的概念。虽然自然界中的一切都是在运动着的，因而我們所观察到的运动都是相对运动，但我們总可以設想有絕对运动。如果知道了物体內每个点的运动，那末整个物体的运动就完全确定；所以在考察物体的运动問題以前，我們先考察点的运动，也就是，先來研究点的运动学。

第一章 点的运动、速度[①]及加速度

§1. 运动規律 力学中的“点”这个字，通常了解为質点；但在运动学中，我們用不着談到物質；运动着的东西是什么，我們不必关心，重要的只是它們怎样运动；例如，运动学中可以考察陰影和波峰等等的运动。

点在空間的位置，要用三个坐标來定出。点的运动，乃是点随着时間的推移而依次連續地通过空間一些点的过程，在这过程中，点的坐标發生改变。点在空間的运动路綫，叫做它的軌迹。

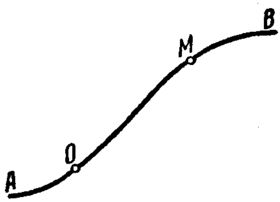

圖 1.

点的运动可以用兩种方法來定出。确定运动規律的第一种方法需要先知道軌迹。这个方法是：在已知的軌迹 AB（圖 1）上取任意一点 O，称作原点，然后，把从原点 O 量至动点的弧段 OM 的長度看作时間的函数，定出这函数，并按照点 M 是在点 O 的 B 側或 A 側，來給弧 OM 以正号或負号。如果找出了这样的一个函数，也就是，如果得出方程

$$s=f(t), \qquad (1)$$

其中 $s=\overset{\frown}{OM}$，那末点的运动規律就完全确定，因为有了这个方程，我們就可以指出在任一瞬时，点在軌迹上的位置。方程(1)叫做运动方程。

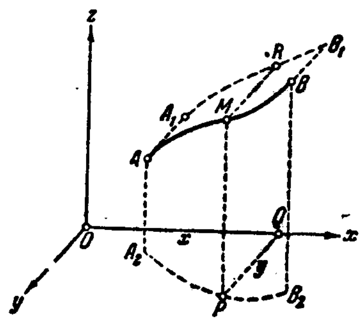

圖 2.

用第二种方法來定出运动規律时，我們不需要先知道軌迹。这个

① 本書中速度与速度的數值（速率）是不加区別的，如果單單提到速度，我們应了解为速率——譯者注。

方法是：取直角坐标軸，然后定出动点M在每一瞬时的坐标(圖 2)，也就是，把 $OQ=x, QP=y, PM=z$ 三者表示为时間的函数；这样通常就可以得到：

$$x=f(t),\quad y=f_1(t),\quad z=f_2(t). \tag{2}$$

找出了上列各方程，我們就可以指出动点在任何瞬时的位置，因而就能完全定出点的运动規律。这几个方程叫做点的运动方程。由点的已知运动方程，不难求出它的軌迹；为此，只須从方程組(2)中消去 t；而要消去 t，只須从(2)的第一个方程解出 t，然后把所得的式子代入其他兩个方程，于是就得到如下的方程：

$$t=\psi(x), \tag{3}$$

$$y=F_1(x),\quad z=F_2(x). \tag{4}$$

方程(4)就代表軌迹在 Oxy 与 Ozx 平面上的投影(圖 2)；至于軌迹 AB 本身則由兩个柱面的交綫來表示，这兩个柱面的母綫各平行于軸 Oz 与 Oy，而其導綫 A_2B_2 与 A_1B_1 則各为軌迹在 Oxy 与 Ozx 平面上的投影。

运动方程不僅可以用直角坐标給出，也可以用球極坐标給出：

$$r=f_1(t),\quad \varphi=f_2(t),\quad \theta=f_3(t),$$

其中 φ 是緯标，θ 是經标。

点在平面內的运动，可以由它的極坐标或兩个直角坐标的式子决定。

§2. 求軌迹的几个例子　[例 1]　点的直角坐标运动方程已知为：

$$x=a+bf(t),\quad y=a_1+b_1f(t),\quad z=a_2+b_2f(t),$$

試求动点的軌迹及动点于某一瞬时在軌迹上的位置。

从已知各方程中消去 $f(t)$，得：

$$\frac{x-a}{b}=\frac{y-a_1}{b_1}=\frac{z-a_2}{b_2};$$

所得結果是空間直綫的方程，該直綫与各坐标軸夾角的余弦是

$$\cos\alpha=\frac{b}{\sqrt{b^2+b_1^2+b_2^2}},$$

$$\cos\beta=\frac{b_1}{\sqrt{b^2+b_1^2+b_2^2}},$$

$$\cos\gamma=\frac{b_2}{\sqrt{b^2+b_1^2+b_2^2}}.$$

要定出在瞬时 t 点在軌迹上的位置 M，可取一点 A 作为原点(圖 3)，使对应于該点的瞬时 t，滿足 $f(t)=0$。于是点 A 的坐标是

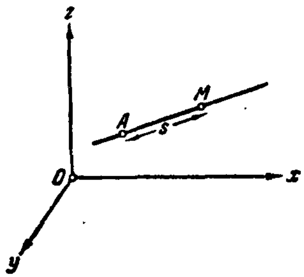

圖 3.

$$x_1=a,\quad y_1=a_1,\quad z_1=a_2.$$

这时，s 可用点 M 离原点 A 的距离來表示，即

$$s=\sqrt{(x-a)^2+(y-a_1)^2+(z-a_2)^2}.$$

用 $bf(t)$, $b_1f(t)$ 与 $b_2f(t)$ 分别代替 $(x-a)$, $(y-a_1)$与$(z-a_2)$，得:

$$s=f(t)\sqrt{b^2+b_1^2+b_2^2}.$$

[例 2] 直角坐标的运动方程已知为:

$$x=a\cos\omega t,\quad y=b\sin\omega t,\quad z=0;$$

求軌迹。

由条件 $z=0$，可見运动是在 Oxy 平面內進行的。从所給方程求得:

$$\frac{x}{a}=\cos\omega t,\quad \frac{y}{b}=\sin\omega t;$$

兩式平方后相加，得:

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}=1;$$

所以軌迹是橢圓。

按这种規律進行的运动，叫做諧和运动。点在橢圓上繞完一圈所需的周期是 $\frac{2\pi}{\omega}$。当 $a=b$ 时，軌迹是一个圓周。

[例 3] 給出極坐标运动方程:

$$r=at,\quad \varphi=bt;$$

求軌迹。

消去 t，得方程

$$r=\frac{a}{b}\varphi, \qquad (\alpha)$$

这个方程所代表的曲綫，叫做阿基米德螺綫。从矢徑与角成正比的关系，就可以得出这曲綫的簡單作法如下：以極点 O 为中心，画出半徑等于 $\frac{a}{b}$ 的圓(圖 4)，把圓周分成几个等分，每分段的長度等于 h，然后从極点 O 到各分点作連綫，并从 O 起，在各連綫上沿矢徑方向，分别截取長度等于 h，$2h$，$3h$ 等等各綫段的端点。用这种方法得到的各点都滿足方程 (α)，所以这些点都在我們所要作的曲綫上。其次，当 $r=0$ 时，$\varphi=0$；而当 $\varphi=\infty$ 时，$r=\infty$。所以这阿基米德螺綫是从極点开始，繞着極点而向無限远处离去。

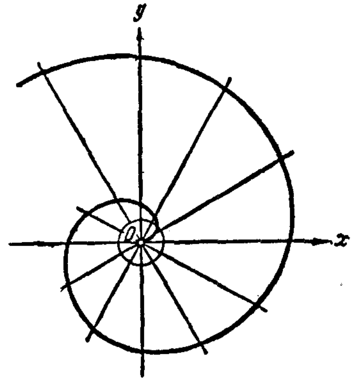

圖 4.

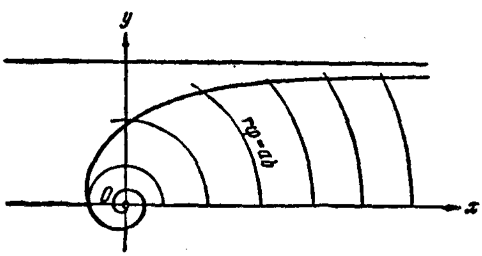

圖 5.

[例 4] 給出極坐标运动方程

$$r=at, \quad \varphi=\frac{b}{t};$$

求軌迹。

消去 t，得方程

$$r\varphi=ab, \text{ 即 } r=\frac{ab}{\varphi},$$

这个方程所代表的曲綫，叫做双曲螺綫。曲綫方程本身就指出这曲綫的作法。乘積 $r\varphi$ 是个常量，但这乘積就是半徑为 r 时圓心角 φ 所对的圓弧長。故若以極点 O 为中心作几个圓周（圖 5)，并从 Ox 軸起，在各圓周上标出長度等于 $r\varphi=ab$ 的一些圓弧，則所得各弧段端点的坐标，