

高等学校教学用书



理論物理学

亚·索·康帕涅茨著

人民教育出版社

533
524
03

高等学校教学用书



理论物理学

亞·索·康帕涅茨著
火 華 譯

人民教育出版社

本书系根据苏联国立技术理论书籍出版社 (Гостехиздат) 出版亚·索·康帕涅茨 (А. С. Компанец) 所著“理论物理学” (Теоретическая физика) 一书的第二版 (1957 年改订增订本) 译出。原书经苏联高等教育部审定为准范学院及高等工业学校的教学参考书。

全书共分力学、电动力学、量子力学及统计物理学四编，可供学过普通物理及高等数学课程的读者们使用。

理 論 物 理 學

亚·索·康帕涅茨著

戈 革 譯

人民教育出版社出版 高等学校教学用书编辑所
北京宣武门内大街26号

北京市书刊出版业营业登记证出字第11号

京 华 印 书 局 印 刷

新华书店科技发行所发行

各 地 新 华 书 店 經 售

统一书号 13910·748 开本 850×1168 1/2 印张 20 1/16

字数 354,000 印数 22,001—27,000 定价 (6) 1.90

1960年4月第1版 1961年9月北京第3次印刷

第一版原序摘录

本書指望讀者已經具備高等学校非专业课程範圍以內的普通物理學知識及數學分析知識。本書主要是為工程物理學家們編寫的，但是，它也可供在物理學鄰近領域中工作的專家們使用，即可供化學家們、物理化學家們、生物物理學家們、地球物理學家們、天文學家們使用。

正象一般的自然科學一樣，物理學首先也是建築在實驗的基礎上、而且是定量實驗的基礎上的。但是，在它們彼此之間建立起嚴格的邏輯聯系以前，任何實驗的總和都還不能形成理論。理論不但提供將已有的實驗資料加以系統化的可能，而且也提供預見新事實的可能；這種新事實可以用實驗加以驗證。

所有的物理定律都是以定量關係的形式表示出來的。為了建立定量規律性之間的相互聯系，理論物理學將求助於數學。只有通曉大量數學的人，才可能全面地領會建築在數學基礎上的理論物理學方法。儘管如此，一個對微積分有所理解、並具有矢量代數知識的讀者，是完全可以學懂理論物理學的基本思想及主要結果的。這些最低限度的數學知識，也就是了解本書所必需的。

同時，本書不但應該告訴讀者理論物理學是什麼，而且還應該教給他們理論物理學的基本方法。為此目的，就必需尽可能保持敘述的嚴格性。一個讀者是很容易同意在他看來顯然是不可避免的某些結論的。為了促進學習者的理解，理論的一系列應用都放在習題中去了；在習題中，思維過程講述得不象正文那樣詳盡。

在編寫這樣一本分量比較不大的書時，理論物理學中的若干重要分支只能占到很小的篇幅，而另一些分支則完全沒有包括進去。首先，書中完全沒有包括連續媒質的力學。但是，要想講述這一學科，即使講

授對象本書中其他部分那樣的詳盡程度，最少也需要把書的篇幅增加一倍。連續媒質力學的少數結果，已經作為热力學的演示包括在習題中了。同時，連續媒質的力學及電動力學，並不象微觀電動力學、量子論及統計物理學一樣和物理學中原則性的、認識論性的問題聯系得那麼密切。因此，宏觀電動力學也就占了較小的篇幅：材料的選擇是要告訴讀者如何從微觀電動力學過渡到似穩場的理論及過渡到光在媒質中的傳播定律。這時我們假設，讀者已經在物理學課程及電工學課程中學到了這些問題。

大體說來，本書是為了那些對物理學中的基元過程有興趣的讀者編寫的。這樣一種想法，也就規定了材料的選擇；在一切非百科全書性的入門書籍中，選擇材料總難免是有点主觀的。

在編寫中，Л. Л. 朗道及 Е. М. 栗弗席茲的卓越著作“理論物理學教程”一書，使我获益非淺。這一巨著，可以推薦給所有願意獲得深入的理論物理學知識的人們。

我願向 Л. Б. 澤里多維奇、В. Г. 列維奇、Е. А. 佛因別爾格、В. И. 利岡及 В. И. 高爾丹斯基這些曾經給予重要指教的朋友們表示深切的感謝。

亞·索·康帕涅茨

第二版原序

在本書第二版中，我力求敘述得更加系統和更加謹嚴，而不減小書的可接受性。為此，第三編就需要特別的加工；在該編中，增加了講到量子力學普遍原理的特別的一節 (§ 30)。輻射現象現在是只借助于電磁場的量子理論來加以研究的，因為，由對應原理求得的結果，顯得是沒有充分根據的。

書中包括了吉布斯統計學。為此目的，第四編似乎就分成了兩個部分：§§ 39-44 及 §§ 45-52；前一部分只講述了用組合法所得的結果；後一部分則提出了吉布斯方法的概念，並在這種概念的基礎上講述了熱力學。在現代的理論物理學教本中，唯象地來建立熱力學已經是過時的了。

為了不至于過多地增加本書的篇幅，不得不省略了 β 蛻變的理論、本征值的變分性質以及第一版中曾經敘述過的若干其他問題。

我非常感謝 A. Ф. 尼基法羅夫及 B. B. 烏瓦羅夫；他們曾經指出了本書第一版中一系列不夠嚴格的地方。

亞·索·康帕涅茨

目 录

第一版原序摘录	v
第二版原序	vii
第一編 力学	1
§ 1. 广义坐标	1
§ 2. 拉格朗日方程	3
§ 3. 建立拉格朗日方程的例子	15
§ 4. 守恒定律	23
§ 5. 势力场中的运动	36
§ 6. 粒子的碰撞	44
§ 7. 微扰振动	55
§ 8. 转动参照系 惯性力	65
§ 9. 刚体动力学	73
§ 10. 力学的普遍原理	82
第二編 电动力学	94
§ 11. 矢量分析	94
§ 12. 电磁场 • 麦克斯韦方程	108
§ 13. 电磁场的作用量	123
§ 14. 点电荷的静电学 • 缓变场	131
§ 15. 点电荷的静磁学	144
§ 16. 物质性媒质的电动力学	153
§ 17. 平面电磁波	174
§ 18. 信号的传递 • 准平面波	186
§ 19. 电磁波的辐射	195
§ 20. 相对論	203
§ 21. 相对論力学	230
第三編 量子力学	251
§ 22. 經典力学的缺陷 • 力学和几何光学之間的类似	251
§ 23. 电子衍射	260
§ 24. 波动方程	268
§ 25. 量子力学的若干問題	277
§ 26. 量子力学中的谐振动 弹性諧振子	283

§ 27. 电磁场的量子化	299
§ 28. 准经典近似	309
§ 29. 量子力学中的算符	322
§ 30. 微扰所致的展开	333
§ 31. 外力场中的运动	346
§ 32. 电子的自旋	359
§ 33. 多电子原子・門捷列夫周期律	369
§ 34. 辐射的量子理论	390
§ 35. 恒定外场中的原子	407
§ 36. 色散的量子理论	419
§ 37. 散射的量子理论	427
§ 38. 电子的相对论波动方程	437
第四編 統計物理学	455
§ 39. 理想气体分子的平衡分布	455
§ 40. 玻耳兹曼统计学(分子的平动・外场中的气体)	475
§ 41. 玻耳兹曼统计学(分子的振动和转动)	495
§ 42. 统计学对于电磁场及晶体的应用	506
§ 43. 玻色分布	525
§ 44. 费密分布	529
§ 45. 吉布斯统计学	553
§ 46. 热力学量	568
§ 47. 玻耳兹曼统计学中理想气体的热力学性质	593
§ 48. 起伏	605
§ 49. 相平衡	617
§ 50. 稀溶液	629
§ 51. 化学平衡	639
§ 52. 表面现象	645
附录	649
参考文献	652

第一編 力学

§ 1. 广义坐标

参照系 为了描述一个力学系统的运动，必需给出和时间有关的它的空间位置。显然，只有谈论任意点的相对位置才是有意义的。例如，飞行着的飞机的位置，是相对于和地球相联的坐标系来确定的；加速器中带电粒子的运动，是相对于加速器来确定的；等等。相对于它来确定运动的系统叫做参照系。

时间的确定 正如以后 (§ 20) 所要证明的，在一般情况下，时间的确定，也是和确定时间时所在的那个参照系的确定分不开的。我们在日常生活中所熟悉的那种关于普遍的、同一的时间的直观概念，是一定程度上的近似；只有当一切物质粒子的相对速度都比光速小得多时，这种近似才是正确的。这种缓慢运动的力学叫做牛顿力学，因为 I. 牛顿第一个表述了这种力学的定律。

如果知道了力学系统中一切点在某一初时刻的位置及速度，并知道了系统中作用着的力，那么，利用牛顿定律就能够求得系统在任意时刻的位置。

力学系统的自由度 决定一个力学系统空间位置的独立参量的数目，叫做该系统的自由度数。

一质点相对于其他物体的空间位置，是由三个独立参量来确定的，例如由它的笛卡儿坐标来确定。由 N 个质点组成的系统，一般说来其位置决定于 $3N$ 个独立参量。

但是，如果质点的分布在一定程度上是固定的，自由度数也就可能比 $3N$ 少。例如，如果两个质点是由某种不变形的刚性杆联接起来的，

那么，在該二質点的六个坐标 $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ 之間就加上了一个条件：

$$(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 = R_{12}^2. \quad (1.1)$$

式中 R_{12} 是二点間的已知距离。因而，笛卡儿坐标不再是独立参量了：它們之間存在着一个关系式。在六个量 $x_1, \dots, z_2$ 中，现在只有五个是独立的了。換句話說，由距离不变的两个質点所組成的系統，具有五个自由度。如果考虑剛性地联接成一个三角形的三个質点，那么，第三个点的坐标就应该滿足两个等式：

$$(x_3 - x_1)^2 + (y_3 - y_1)^2 + (z_3 - z_1)^2 = R_{31}^2; \quad (1.2)$$

$$(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2 + (z_3 - z_2)^2 = R_{32}^2. \quad (1.3)$$

于是，剛性三角形各顶点的九个坐标，就适合三个等式(1.1)、(1.2)及(1.3)，从而九个量中就只有六个是独立的了。因此，三角形具有六个自由度。

固体在空間的位置决定于不在同一直綫上的三个点。我們剛才已經看到，这样三个点具有六个自由度。由此可見，任意一个固体，具有六个自由度。这时，只考虑固体的这样一种运动，在运动过程中固体并不发生足以影响运动的显著形变；例如陀螺的轉动。

广义坐标 用笛卡儿坐标来确定系統的位置，并不見得永远都是很方便的。我們已經看到，当存在剛性約束时，笛卡儿坐标就会适合一些附加的方程。此外，坐标系的选择是任意的，因而首先应该适当地加以确定。例如，如果力仅仅和粒子間的距离有关，那么，将这种距离直接引入动力学方程，而不是通过笛卡儿坐标来間接地引入，那就是很合理的了。

換句話說，一个力学系統可以用一些参量来描述，其数目等于系統的自由度数。这些参量有时也可以和这一質点或那一質点的笛卡儿坐标相重合。例如，在带有剛性約束的二質点系中，这些参量可以这样选择：用笛卡儿坐标确定其中一質点的位置；然后，另外一質点就必然位

于以第一質点为心的球面上。第二个質点在球面上的位置，可以用它的經緯度来确定。第一个点的三个笛卡儿坐标和第二个点的經緯度一起，就能完全确定这一系統在空間的位置。

对于剛性联接着的三个質点來說，应该用剛才叙述的方法来給定三角形一个边的位置，并給出第三个頂点繞此边轉过的角度。

决定一力学系統在空間的位置的独立參量，叫做該系統的广义坐标。我們將用符号 q_α 来代表这种坐标；式中的角碼 α 代表自由度的編号。

正象笛卡儿坐标的选择一样，广义坐标的选择在很大程度上也是任意的。应该适当地选择它們，以便尽可能方便地写出系統运动的动力学定律。

§ 2. 拉格朗日方程

在本节中，将在任意的广义坐标下，求出运动方程。在这样的形式下，該方程在理論物理中是特別便于应用的。

牛頓第二定律 力学中的运动，就是物体的相互空間位置在時間中的变化。換句話說，这种运动是用相对距离(或长度)及一段時間来描述的。同时，如上节所述，一切运动都是相对的：只能相对于某一确定參照系来确定它。

牛頓曾經按当时的科学水平，假定长度和一段時間的概念是絕對的，也就是假定，在一切參照系中，对应的量是相同的。我們以后将要証明，牛頓的这个假設带有近似的特点(參閱 § 20)。当一切粒子的相对速度都远比光速小时，牛頓的假設是正确的。在这种情况下，牛頓力学得到大量实验事实的支持。

为了表述运动定律，引用質点的概念是十分方便的；所謂質点是这样一个物体，其位置完全决定于三个笛卡儿坐标。严格說来，这种理想化并不能适用于任何一个物体。然而，当物体的运动可以用物体上任

意点(例如物体的重心)在空間的平动来相当准确地决定, 而和物体的轉动及形变无关时, 这种理想化就是完全合理的。

如果将質点概念作为力学的初步对象来考虑, 那么运动定律(牛頓第二定律)就可以表述如下:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F}. \quad (2.1)$$

此处 $\mathbf{F}$ 是作用在質点上的一切力的合力(力的矢量和); $\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2}$ 是加速度矢量, 其笛卡儿分量是:

$$\frac{d^2 x}{dt^2}, \quad \frac{d^2 y}{dt^2}, \quad \frac{d^2 z}{dt^2}.$$

方程中的量 m 是表征質点的, 叫做質点的質量。

力和質量 等式(2.1)是力的定义。但是, 不应该把它看成單純的恒等式或符号, 因为, (2.1)式确定了力学中物体間相互作用的形式, 从而事实上就描述了某种自然規律。相互作用是用微分定律来反映的, 这种定律只包含坐标对時間的二級导数(而不包含, 譬如說, 四級导数)。

此外, 通常还要作出有关力的某种限制性假設。在牛頓力学中, 人們承認力仅仅和等式所針对之时刻的物体相互排列有关, 而和以前各时刻的物体排列无关。我們以后就将看到(參閱第二編), 只有当物体速度远小于光速时, 这一有关相互作用之特点的假設才是正确的。

在等式(2.1)中, 包含了一个表征物体的量 m ——物体的質量。通过比較同一力所賦予不同物体的加速度, 就可以确定質量: 加速度越大, 質量越小。要想量度質量, 就需要把某一物体取作标准体。标准体的選擇是和长度标准、時間标准的選擇完全无关的。因此, 質量的量綱(或量度单位)是一个独立的量綱, 和长度及時間的量綱沒有連系。

質量的性質要通过实验来确定。首先可以証明, 同一物質的两个相等部分, 其質量等于每一部分的質量的两倍。例如, 可以取两个相同

的砝碼來証實這一點：用一定的方式拉長了的彈簧，將賦予它們相等的加速度。如果將兩個砝碼結合在一起而用同一個彈簧來對它發生作用，彈簧的拉伸程度也和分別作用於每一砝碼時的一樣，那麼，加速度就將減小一半。由此可見，砝碼的總質量兩倍於單個砝碼的質量，因為力只和彈簧的拉伸有關，從而是不可能有所改變的。於是，象我們通常在總量等於各部分量的總和的情況下所說的一樣，質量是一種可加量。經驗証明，對於由不同物質組成的物體，質量可加性定律也是適用的。

此外，在牛頓力學中，物體的質量是在運動時並不改變的一個恒量。

不應該忘記，質量的可加性和恒定性僅僅是由實驗事實得出的一些性質，這種實驗事實和十分具體的運動形態有關。例如，化學變化中最為重要的質量守恆定律，是由 M. B. 羅蒙諾索夫利用實驗建立起來的，而化學變化是和物體中分子及原子的重新組合有關。

也象由實驗得出的一切定律一樣，質量可加性定律具有一定的準確度。在相互作用象存在於原子核中的那種相互作用一樣強時，質量的可加性就已經受到相當的破壞了（詳細情況請參閱 § 21）^①。

我們指出，如果我們用重力代替被拉伸的彈簧的力來作用在物體上，那麼，兩倍質量的物體的加速度就將等於每一單獨物體的加速度。由此我們就得出結論：重力本身是和物體的質量成正比的。因此，在真空中，當空氣阻力不存在時，一切物體都將以相同的加速度下落。

慣性參照系 方程 (2.1) 中含有質點的加速度。若不指出這加速度是相對於哪一個參照系來測定的，談論加速度就毫無意義。因此，在指明加速度的原因時就發生了一定的困難。這種原因既可能是物體間的相互作用，也可能是參照系本身的特点。例如，當突然剎車時，乘客

① 關於這問題，原著者的觀點和一般流行的觀點頗有出入。這問題牽涉到哲學；有興趣的讀者請參閱有關的哲學文獻，例如辯證唯物論與自然科學，第二版（中國人民大學出版）——譯者注。

所感受到的震動就表明車輪相對於地球的運動的不均勻性。

我們考慮沒有受到其他物體作用的某一物體集合，也就是說，考慮離其他物體充分遠的一個集合。可以假設存在這樣的參照系：在該參照系中，所考慮的集合中所有物體的一切加速度，都是僅僅由物體間的相互作用引起的。這一點在作用力適合牛頓第三定律的情況下可以得到驗證，這情況就是對於任一對質點來說，力相等而異號（這時我們假設力的傳遞是瞬時的，但是，只有當粒子速度遠小於相互作用的傳遞速度時，這一假設才是正確的）。

這樣的參照系叫做慣性參照系：相對於該參照系來說，某一集合中各質點的加速度可以僅僅用各質點間的相互作用來加以說明。相對於這樣的參照系來說，一個不受任何其他物體作用的自由質點將作勻速直線運動，或者象人們所說的，它將作慣性運動。如果在某一參照系中牛頓第三定律不能滿足，那麼就可斷定這一參照系並不是慣性參照系。

例如，由高塔上垂直下拋的一塊石頭，將離開引力的方向而往東偏轉。這一方向是可以利用懸錘獨立地確定出來的。由此可見，石塊具有一個並不是由地球引力所引起的分加速度。我們由此得出結論，和地球相聯的參照系是一個非慣性參照系。在這一情形中，可以用地球的自轉來說明這種非慣性現象的存在。

關於摩擦力 在日常生活中，我們經常觀察到當物體直接接觸時所引起的力的作用。在固體的滑動或擺動中，將出現摩擦力。這種力的作用，將把物體整體的宏觀運動轉化為組成該物體的原子及分子的微觀運動；這種轉化被理解為發熱。事實上，當物體滑動時，在表面層中的各原子之間，將發生極端複雜的相互作用過程。用摩擦力這一簡單名詞來描述這種相互作用，是在宏觀運動力學中十分適用的一種理想化，但這個名詞不能給出所發生的過程的全部情形。摩擦力的概念是作為一切基元相互作用的某種平均結果而出現的，當物體相互接觸時，就發生這種基元相互作用。

本編只研究基元性的定律；在本編中，我們將不考慮平均相互作用；在平均相互作用下，運動將發生在原子及分子的內在微觀自由度上。這裡將僅僅研究這樣的相互作用，它們完全可以利用基元的力學定律來反映，而不需要用到有關內在熱運動的任何統計概念。

理想的剛性約束 當物體互相接觸時，也發生那樣一種相互作用力，它們可以歸結為剛性約束這種運動學屬性。如果在一個系統中有剛性約束作用着，那麼，這種約束就會迫使各粒子在某些曲面上發生運動。例如，在 § 1 中曾經考慮一個質點在球面上的運動；在這個球面的中心上有另一個質點。

質點間的這樣的相互作用，不會使運動轉化到物體的內在微觀自由度上去。換句話說，受到剛性約束的限制的運動，可以用它的宏觀廣義坐標 q_α 來完全地加以描述。

如果約束所引起的限制將使運動改變方向，它就同樣地會引起加速度（曲線運動永遠是加速運動，因為速度是一個矢量）。在形式上可以認為這一加速度是由一個力引起的，這力稱為剛性約束的反作用力。

反作用力只改變質點速度的方向而不改變速度的大小。如果它竟然改變速度的大小，它就同樣地會改變質點的動能。根據能量守恆定律，這時就會發熱，這是我們早已聲明過不予考慮的。

因此，理想剛性約束的反作用力並不改變系統的動能。換句話說，它並不會對系統做功，因為對系統所作的功就等於該系統的動能的改變（如果並不發熱的話）。

一個力要是並不做功，它就應該和位移相垂直。因此，在每一給定時刻約束反作用力是和質點的速度方向相垂直的。

但是，在力學問題中，反作用力並不是作為質點位置的函數而預先給出的。這些反作用力，要在照顧到約束條件的情況下用積分方程 (2.1) 的方法來求得。因此，將力學方程表述得完全不包括約束反作用就是很合適的了。事實證明，如果變換到數目等於系統自由度的廣

义坐标,就可以从方程中消去約束反作用。在本节中,我們完成这种变换,并得出关于系統的广义坐标的力学方程。

由直角坐标到广义坐标的变换 設系統中总共存在 $3N=n$ 个笛卡儿坐标,其中有 ν 个是独立的。我們將永远用同一个字母 x_i 来代表笛卡儿坐标,这样一个符号应该了解为所有的坐标 x, y, z 。这就意味着, i 是从 1 变到 $3N$, 也就是从 1 变到 n 的。我們用 $q_\alpha (1 \leq \alpha \leq \nu)$ 来代表广义坐标。既然广义坐标可以完全地确定系統的位置, x_i 就是各該坐标的单值函数,即:

$$x_i = x_i(q_1, q_2, \dots, q_\alpha, \dots, q_\nu). \quad (2.2)$$

由此很容易得出速度的笛卡儿分量表示式。將多元函数 $x_i(\dots q_\alpha)$ 对時間求导数,即得:

$$\frac{dx_i}{dt} = \sum_{\alpha=1}^{\nu} \frac{\partial x_i}{\partial q_\alpha} \frac{dq_\alpha}{dt}.$$

在以后的推导中,我們將多次地遇到对一切广义坐标 q_α 的求和运算,而且也将遇到双重的或三重的求和运算。为了書写上的簡單起見,我們引入下列的求和条件①:

如果一个希腊字母在等式的一端出現两次,那就应该把它了解为从 1 到 ν 的求和,也就是了解为对所有广义坐标的求和(对于作为笛卡儿坐标編号的拉丁字母,应用这一法則是不恰当的)。于是,速度 $\frac{dx_i}{dt}$ 可以改写为:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial x_i}{\partial q_\alpha} \frac{dq_\alpha}{dt}. \quad (2.3)$$

这里已將叠加符号省去了。

一个变量的時間常导数,通常在該变量上加一点来表示它:

① 这条件也叫做“爱因斯坦字則”(Einstein's convention) ——譯者注。

$$\frac{dx_i}{dt} \equiv \dot{x}_i; \quad \frac{dq_\alpha}{dt} \equiv \dot{q}_\alpha. \quad (2.4)$$

利用这种符号, (2.3) 式还可以写成如下更紧凑的形式:

$$\dot{x}_i = \frac{\partial x_i}{\partial q_\alpha} \dot{q}_\alpha. \quad (2.5)$$

将 (2.5) 式再对时间微分一次, 我们就得到加速度的笛卡儿分量表示式:

$$\ddot{x}_i = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_\alpha} \right) \dot{q}_\alpha + \frac{\partial x_i}{\partial q_\alpha} \ddot{q}_\alpha.$$

第一项中的常导数通常写成:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_\alpha} \right) = \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_\beta \partial q_\alpha} \dot{q}_\beta.$$

我们用 β 这个字母来代表这儿的求和运算所用到的希腊角码, 以免和速度表示式 (2.5) 中的代表求和运算的符号 α 发生混淆。于是就得到所要求的 $\ddot{x}_i$ 的表示式:

$$\ddot{x}_i = \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_\beta \partial q_\alpha} \dot{q}_\beta \dot{q}_\alpha + \frac{\partial x_i}{\partial q_\alpha} \ddot{q}_\alpha, \quad (2.6)$$

右端第一项是对 α 及对 β 的双重求和式。

力的势 现在我们考虑力的分量。在很多情形下, 作用在质点上的力矢量的三个分量, 可以按照下式用一个标量函数 U 表示出来:

$$F_i = - \frac{\partial U}{\partial x_i}. \quad (2.7)$$

对于牛顿引力、静电力及弹性力, 这样的函数永远是可以找到的。函数 U 叫做力的势。

显然, 绝对不是普遍情况下的一切力系都可以表示成 (2.7) 这样一组偏导数的。因为, 如果

$$F_i = - \frac{\partial U}{\partial x_i}, \quad F_k = - \frac{\partial U}{\partial x_k},$$

那么, 对于一切的 i, k , 就应成立一个等式