

高等學校教學用書

物理學教程

第一卷 下冊

Н. Д. ПАПАЛЕКСИ 主編
郭耀松 劉導豐 譯

高等教育出版社

1984.2

高等學校教學用書



物 理 學 教 程

第一卷 下冊

Н. Д. 巴巴列克西主編
郭耀松 劉導豐譯



本書係根據蘇聯國家技術理論書籍出版社 (Государственное издательство технико-теоретической литературы) 出版的 Н. Д. 巴列克西 (Н. Д. Папалекси) 主編的“物理學教程” (Курс физики) 第一卷 1948 年版譯出的。原書經蘇聯高等教育部審定為高等工業學校及國立大學物理—數學系教學參考書。

本書第一卷的中譯本分上下兩冊出版。此為下冊, 包括第二、三兩編 (聲學、熱力學與分子物理學)。由大連工學院普通物理教研室郭耀松、劉導豐分別譯出。

物 理 學 教 程

第 一 卷 下 冊 (圖 162)

巴 列 克 西 主 編

郭 耀 松 劉 導 豐 譯

高 等 教 育 出 版 社 出 版

北 京 琉 璃 廠 一 七 〇 號

(北京市書刊出版業營業許可證出字第〇五四號)

新 華 書 店 總 經 售

春 明 印 書 館 印 刷

上 海 新 昌 路 四 八 一 弄 二 號

開本 850×1079 1/23 印張 13 2/14 字數 294,000

一九五四年十二月上海第一版 印數 1—7,000

一九五四年十二月上海第一次印刷 定價 ¥ 16,000

第一卷下冊目錄

第二編 聲學

第十一章 振動和波.....	253
§ 1. 振動和波動.....	253
§ 2. 諧振動.....	255
§ 3. 無摩擦的簡單的振動系統.....	260
§ 4. 扭轉振動.....	265
§ 5. 有摩擦力時的簡單振動系統, 阻尼振動.....	266
§ 6. 受迫振動.....	269
§ 7. 共振.....	274
§ 8. 激發振動所耗費的功率.....	279
§ 9. 自振動.....	280
§ 10. 瞬變振動.....	282
§ 11. 發生在同一直線上的振動的疊加.....	284
§ 12. 拍.....	286
§ 13. 具有倍數頻率的振動的合成及複雜振動過程的分析.....	287
§ 14. 相互垂直振動的合成.....	291
§ 15. 非線性振動的系統, 結合音.....	294
§ 16. 波動.....	295
§ 17. 平面波、圓形波及球形波, 波的強度.....	300
§ 18. 在連續媒質中以及在各種形狀的物體中的波.....	303
§ 19. 彈性波的傳播速度.....	304
§ 20. 波的疊加及干涉.....	309
§ 21. 駐波.....	313
§ 22. 惠更斯-夫累涅原理.....	319
§ 23. 波的反射和折射.....	321
§ 24. 波的繞射.....	322
§ 25. 多普勒效應.....	326
第十二章 聲學.....	329
§ 1. 聲學的目的.....	329
§ 2. 聲場, 聲強.....	329
§ 3. 聲強的測定, 傳聲器.....	333

§ 4. 聲音的傳播, 聲速	336
§ 5. 聲源	343
§ 6. 聲學中的共振	345
§ 7. 管中的波	348
§ 8. 弦	354
§ 9. 膜及片	356
§ 10. 房屋聲學	357
§ 11. 聲音的分析	361
§ 12. 口聲及語言, 口聲器官的構造	366
§ 13. 電聲輻射器	369
§ 14. 人的聽覺器官	370
§ 15. 雙耳聽覺效應	371
§ 16. 聲音的頻率及高度	372
§ 17. 聲音的強度及響度	375
§ 18. 聲音的譜的成份及聲音的音品	379
§ 19. 聲音測距法	379
§ 20. 聲音定位器	382
§ 21. 超聲音	383
§ 22. 回聲探深器, 水中勘測	385

第三編 熱力學與分子物理學

緒論	387
----	-----

第十三章 熱力學第一定律	390
--------------	-----

§ 1. 往復機的最簡單方案, 狀態的熱力學意義	390
§ 2. 歷史簡述	394
§ 3. 絕熱包殼	396
§ 4. 熱力學第一定律	398
§ 5. 內能	400
§ 6. 熱力學第一定律和力學	403
§ 7. 溫度	405
§ 8. 狀態方程式	410
§ 9. 理想氣體	412
§ 10. 由理想氣體測出的溫標	416
§ 11. 卡路里, 熱功當量	419
§ 12. 蓋-呂薩克-焦耳實驗	420
§ 13. 焦耳-湯姆孫實驗	423

§ 14. 氣體在具有活塞的氣缸內的絕熱膨脹和壓縮。泊松方程式	424
§ 15. 熱量	428
§ 16. 是否可以問：物體內含有多少熱？	430
§ 17. 熱容量，羅伯特邁爾關係式	431
§ 18. 循環過程，“熱轉變為功”	434
第十四章 熱傳遞淺論	436
§ 1. 熱通量，熱傳導率	436
§ 2. 溫度趨達平衡的最簡單過程	437
§ 3. 周期性過程，“熱慣性”	440
§ 4. 關於普通熱傳導論的概念	442
§ 5. 對流	444
§ 6. 不呈熱平衡時的穩定溫度	445
§ 7. 溫度調節器	447
第十五章 基本的分子運動觀念	449
§ 1. 熱運動	449
§ 2. 原子和分子	450
§ 3. 由分子運動觀點來看熱力學第一定律	453
§ 4. 分子射線束	454
§ 5. 分子速度的測定，施特恩實驗	455
§ 6. 統計性的分佈律	456
§ 7. 研究分子對速度的統計性分佈	459
§ 8. 分佈曲線	462
§ 9. 麥克斯韋分佈	463
§ 10. 分子移動的平均速度和平均動能	464
§ 11. 作為分子移動平均動能的絕對溫度	466
§ 12. 由分子運動論推證理想氣體狀態方程式，阿伏伽德羅定律	467
§ 13. 混合氣體，道耳頓定律	470
§ 14. 分子在重力場中的分佈，玻耳茲曼定律	471
§ 15. 阿伏伽德羅數的測定	473
§ 16. 平均自由路程	476
§ 17. 氣體的內部摩擦	478
§ 18. 氣體的熱傳導	482
§ 19. 擴散	484
§ 20. 極度稀薄的氣體	485
§ 21. 極度稀薄氣體中的摩擦與熱傳導	488
§ 22. 真空抽氣機	489

§ 23. 范德瓦耳斯方程式	492
§ 24. 表面張力是親和力作用的結果	496
§ 25. 氣體的內能	499
§ 26. 焦耳-湯姆孫效應	500
§ 27. 理想氣體的熱容量, 能量對自由度的均勻分佈	503
§ 28. 固體的熱容量(杜隆-珀替定律)	504
§ 29. 評論能量對自由度均勻分佈律	505
§ 30. 自由度可以生長或萎縮	507
§ 31. 普朗克定律, 量子論	508
§ 32. 熱容量的量子論, 固體的熱運動是彈性波動的疊加	511
第十六章 相的平衡及轉變	515
§ 1. 相的概念、初步敘述	515
§ 2. 液氣系統的平衡, 平衡壓強	516
§ 3. “氣體”和“蒸氣”	520
§ 4. 液氣系統的能, 蒸發熱	521
§ 5. 由分子運動觀點來看蒸發和凝結	522
§ 6. 沸騰	525
§ 7. 為何液體在 $V(T) = P$ 時沸騰?	528
§ 8. 為何液體在沸騰時停止變熱?	531
§ 9. 過熱現象	532
§ 10. 核粒上的凝結	534
§ 11. 液氣系統性格的一般狀況	538
§ 12. 介穩狀態	542
§ 13. 臨界點, 由氣態到液態的連續性轉變	544
§ 14. 液氣系統和范德瓦耳斯方程式	548
§ 15. 具有低臨界溫度的氣體的液化	553
§ 16. 固相液相之間的平衡、融解、結晶	555
§ 17. 固態液態氣態的 T, p 圖解的大概形式, 三相點	558
§ 18. 固相的平衡與互相轉變	559
§ 19. 第二類相轉變	561
第十七章 熱力學第二定律	563
§ 1. 第二類永動機問題	563
§ 2. 單熱庫的氣體原動機是可能的嗎?	564
§ 3. 功不轉變為熱的極限場合	568
§ 4. 不可逆的實際過程與極限的可逆過程	569
§ 5. 由摩擦所引起的不可逆性	570

§ 6.	準靜態的過程.....	572
§ 7.	最簡單的雙熱庫熱機.....	573
§ 8.	卡諾循環.....	574
§ 9.	關於可逆循環過程性質的一般論斷.....	577
§ 10.	卡諾定理.....	578
§ 11.	溫度的熱力學標度.....	580
§ 12.	熱力學標度和理想氣體式標度的等同性.....	582
§ 13.	熱貶.....	584
§ 14.	熱力學第二定律.....	585
§ 15.	熵.....	587
§ 16.	熵圖的繪製.....	588
§ 17.	作為研究工具的熱力學第二定律.....	589
§ 18.	應用熱力學第二定律於物體的膨脹和壓縮.....	591
§ 19.	服從范德瓦耳斯方程式的物質的內能.....	594
§ 20.	克拉珀龍-克勞修斯公式.....	595
§ 21.	麥克斯韋定理.....	597
§ 22.	液氣系統的平衡壓強和其分界面曲率的關係.....	598
§ 23.	應用熵圖以研究不可逆過程.....	600
§ 24.	不可逆循環過程的效率.....	602
§ 25.	在建立熱力學平衡時熵的變更。克勞修斯不等式.....	603

物理學教程

第二編 聲學

第十一章 振動和波

§1. 振動和波動 我們常常會碰到一些運動，它們的特點是有規律地每隔一定時間重複一次。例如，懸在線上的擺就能夠嚴格地進行每隔相同時間（運動的週期）的重複的運動，而它的運動在水平面上的射影或者是沿着圓或橢圓進行，或者是沿着直線進行，則取決於起始衡量的方向。天體的運動，例如行星的運動，也是週期性地沿着橢圓軌道進行的。週期運動不僅是在自然現象中，就是在工程上也佔着很重要的地位。幾乎是一切機器及機械裝置的動作都跟規律地重複的運動（拐軸的轉動、活塞的運動、連桿的運動等，這些運動本身就是週期運動的範例）連繫着。這種運動的特點是物體上每一點都描出一定的封閉軌道，而這些點在坐標軸上的射影則作週期振動。在數學上這就是說，各點的坐標是時間的有限週期函數，這些函數有共同的週期 T 。

振動也可能是非週期性的。例如，懸在另一個擺上的一個不大的擺，如果它的週期跟此另一個擺的週期是不可通量的數，如 $\sqrt{2}:1$ 或 $\sqrt{3}:\sqrt{2}$ （當擺長之比是 $2:1$ 或 $3:2$ 時就是如此），那麼它的端點的振動就是這樣。一般說來，任何物體在地球上所進行的運動，即使是週期振動，要是從跟太陽系的重心連繫的坐標系統中來考察它，一般說來，却是非週期的運動。在這些情形中，縱使被考察物體的每一個分振動是週期性的，然而由於這幾個振動的週期是不可通量的，物體的合成運動就不會是週期運動。

我們所列舉的振動的例子有一個特點，就是：在振動進行中振幅永遠不變。這樣的振動叫做無阻尼振動。然而，也可能有這樣的振動，它的振幅隨時間的增大而逐漸減少以至消失。例如，實在的擺就是做這樣的振動，而且取決於軸上的摩擦力以及空氣或者擺在其中運動的介質對擺的摩擦力的大小，它的振動將或快或慢地挫抑掉。這樣的振動叫做阻尼振動（阻尼又稱衰減）。

無論在自然界中或者在工程上，振動都是最為廣泛的運動形態。不只是在我們直接觀察到物體的運動或者感覺到它的振動的時候我們才要處理振動。任何發音體都做振動，而這通常是看不見的；固體分子的熱運動也是振動。

波動是振動的特殊形態。在彈性媒質——固體、液體、氣體——中，在一點所發生的振動不可能孤立地存在在那裏。由於相互間的作用力，一定是有愈來愈多的媒質質點捲入振動。然而運動傳遞給新的媒質質點並不是驟然發生的，而總是有些落後的，因為由於慣性，每一個新的媒質質點，只有在已經移開靜止位置的相隣質點的相互作用力影響下獲得速度，才能依次地進入運動。因此很明顯，振動狀態將以一定的速度傳遞給鄰近的媒質質點，而這個速度則由媒質底彈性的及慣性的常數所決定，也就是說，這個速度歸根到底是依從於媒質的某一種形變的彈性模量以及它的密度。在彈性媒質中的這種振動，叫做波動或者簡單地就叫做波。

波傳遞給媒質質點的振動的性質，取決於波源本身振動的性質以及媒質的相互作用力與形變的關係。所以，如果波源作諧振動，則小振幅的波（也就是引起彈性媒質質點微小的位移）在媒質的質點上也激起同樣週期的諧振動，因為此時相互作用力與形變成正比（虎克定律）。如果波源按複雜的規律振動，此規律是用諧振動的和來表示的，則媒質質點的波動也是那些同樣週期的諧振動的和（疊加原理，參看下面 § 6）。不遵從虎克定律的大振幅的波，就不適用這些原理。

非週期性的振動也激起非週期性質的波。媒質沒有振動特性的運動，也就是跟在媒質質點的平衡位置兩邊的重複運動沒有連繫的運動，也以波的形式傳播。例如，如果在媒質中突然引起一個單向的切變或者引起很快的單向切變後接着回到原來位置的反向運動，那末這樣的擾動也將以波的形式傳播。這種形態的波叫做脈衝波或激波。由於各種撞擊及爆炸而引起的波就具有這樣的特徵。

振動和波的研究是聲學(研究聲音的學問)及地震學(研究地殼震動的學問)的基礎，同時也是許多應用學科(建築力學、機器原理、造船學等)所必需的基礎知識。然而振動論的作用遠不止此，因為，在下面我們會知道，在其他物理現象的部門中——在光學及電學中——我們會遇到本質上相同的振動規律。交流電工程以及無線電工程都是以振動論的普遍規律為基礎的。由此可知振動論的基本規律有非常一般的意義，這就是為什麼特別分出一章來研究它們。

§2. 諧振動 爲了闡明最簡單的振動形式——諧振動所遵從的規律，我們採用圓運動在直線上投影的方法。

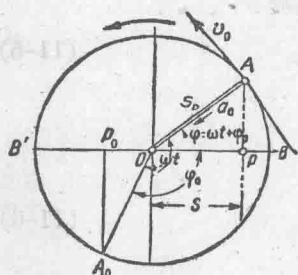


圖 172

爲單位的角速度等於

設有某一個輔助質點 A 以速度 v_0 均勻地沿圓周運動，速度的方向用箭頭表示(圖 172)，此質點經過時間 T 完成一個整轉， T 叫做週期。把質點 A 投影到水平直徑 BB' 上。在 A 點作一個整轉的時間內，它的投影 P 顯然在直徑上完成了一個全振動。以 s_0 代表圓的半徑。輔助質點 A 以弧度/秒

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (11-1)$$

一秒鐘內振動的次數等於

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \quad (11-2)$$

一秒鐘內振動的次數叫做頻率，它的單位叫做赫芝①。例如，1 赫芝表示 1 秒鐘內振動 1 次，100 赫芝表示 1 秒鐘內振動 100 次。在振動問題中，角速度也用 2π 秒的時間內振動過程重複的次數來表徵，因此角速度 ω 又叫做角頻。質點 A 的線速度以及它的向心加速度，由力學中得知是

$$v_0 = \omega s_0, \quad a_0 = -\omega^2 s_0. \quad (11-3)$$

設在開始時刻 $t=0$ ，在圓上運動的質點位於位置 A_0 ，這點到水平直徑右端 (B 點) 的角距離是 φ_0 。用字母 φ 來代表可動矢徑 OA 在時刻 t 與水平直徑所成的角。顯然，

$$\varphi = \omega t + \varphi_0 \quad (11-4)$$

(注意，在圖 172 中角 φ_0 是負的)。角 φ 表徵質點在給定時刻的位置，它叫做振動的位相；振動的位相用弧度做單位。表徵質點在開始時刻 $t=0$ 的位置的角 φ_0 叫做振動的初相。顯然，角 φ_0 可以是正的也可以是負的。

由三角形 AOP ，求得振動點 P 的位移等於

$$s = s_0 \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (11-5)$$

如果

$$\varphi_0 = -\frac{\pi}{2},$$

則

$$s = s_0 \sin \omega t. \quad (11-6)$$

如果

$$\varphi_0 = 0,$$

則

$$s = s_0 \cos \omega t. \quad (11-7)$$

這種按正弦(或餘弦)規律進行的振動叫做直線諧振動。顯然，圓的半徑 s_0 規定振動點在左右兩邊最大偏移的數值；這些最大的偏移叫做振動點的振幅。質點 A 在時刻 t 以用矢量 v_0 所表示的速度運動，矢

① 紀念著名的物理學家亨利赫芝。

量 v_0 在圓的切線方向上，也就是在跟水平直徑成角 $\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}$ 的方向上。在很小的時間內質點 A 投影（點 P ）的位移等於點 A 的位移乘上角 $\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}$ 的餘弦，而點 P 在時刻 t 的速度顯然等於

$$v = v_0 \cos\left(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right) = -v_0 \sin(\omega t + \varphi_0)。 \quad (11-8)$$

在很小的時間 Δt 內，點 A 除了以速度 v_0 在切線方向所進行的位移外，顯然還有在指向中心方向上的另外一個位移，這個位移由加速度矢量 a_0 所決定。點 A 在時刻 t 的加速度是指向中心的矢量 $a_0 = v_0 \omega$ ，也就是跟水平直徑成角 $(\omega t + \varphi_0 + \pi)$ 。質點 A 的投影也有一個跟指向中心的位移相當的運動。點 P 的加速度的數值是質點 A 的加速度的投影，因之它等於

$$a = a_0 \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi) = -a_0 \cos(\omega t + \varphi_0)。 \quad (11-9)$$

量 v_0 及 a_0 是振動的瞬時速度及加速度的最大值，它們分別叫做振動點的速度幅及加速度幅。

在公式 (11-8) 及 (11-9) 中，用 v_0 及 a_0 的表式來代替 v_0 及 a_0 ，我們得到振動點的速度及加速度的最後表式為

$$v = \omega s_0 \cos\left(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right) = -\omega s_0 \sin(\omega t + \varphi_0)， \quad (11-10)$$

$$a = \omega^2 s_0 \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi) = -\omega^2 s_0 \cos(\omega t + \varphi_0)。 \quad (11-11)$$

以 s 代替 (11-11) 中的 $s_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$ ，得

$$a = -\omega^2 s。 \quad (11-12)$$

公式 (11-12) 指出，振動點的加速度 (a) 與位移 (s) 成正比，並且它的方向總是與 s 的方向相反。這就是諧振動非常重要的性質。

諧振動的圖示 設初相 $\varphi_0 = 0$ 及振幅 $s_0 = 1$ 厘米。利用公式 (11-5)，(11-10) 及 (11-11)，可以算出點 P 的位移、速度及加速度跟時間的函數關係並作出相應的圖解。

圖 173 是形式為 $s = s_0 \cos \omega t$ 的振動的圖解，圖中橫坐標代表位相

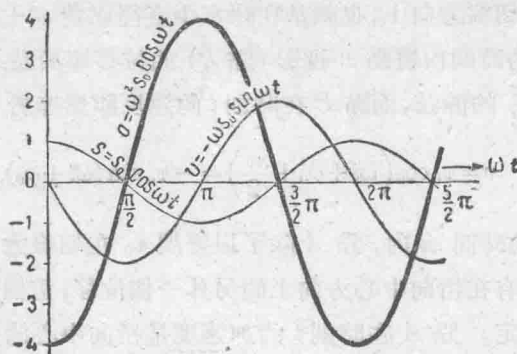


圖 173

ωt , 而縱坐標以任意的比例尺代表量 s 、 v 及 a 。注意, 所得到的這些曲線(兩個餘弦的及一個正弦的)並不代表點 P 在空間中運動的軌道; 它們只是用來指示點 P 的位移、速度及加速度跟時間的關係而已。

位移的圖解不難直接由實驗得到。要得到它只需把筆尖(鋼筆或鉛筆)固定在振動的質量上(圖 174), 並均勻地拉出放在筆尖下面用烟燻過的紙。尖端就自然而然地在紙上描出位移跟時間的函數曲線。

相差 到此為止, 我們只討論了一個用公式 $s = s_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$ 所表示的諧振動, 這裏 φ_0 (初相) 規定在時刻 $t=0$ 時的振動狀態。初相 φ_0 只在選擇了一定的時間計算原點時才有一定的數值; 如果轉移到另一

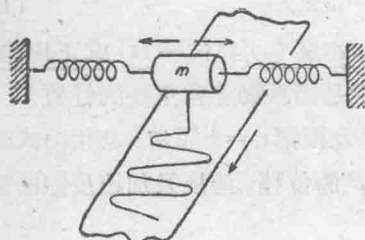


圖 174

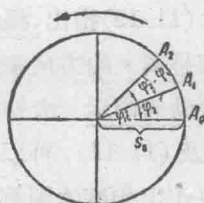


圖 175

個時間計算原點上去，自然，初相 φ_0 是要改變的。

在討論兩個或更多個頻率相同的振動時，它們的初相還有其他的物理內容。爲了明瞭它，我們再來考察質點的均勻圓運動。設有三個質點 A_0 、 A_1 及 A_2 (圖 175) 以相同的角速度 ω 作均勻圓運動，但是它們有不同的初相 0 、 φ_1 及 φ_2 。這些質點在水平直徑上的投影將分別作如下的振動：

$$s \cos \omega t, s \cos (\omega t + \varphi_1) \text{ 及 } s \cos (\omega t + \varphi_2).$$

因個三個質點的角速度相同，所以，不管時間計算原點如何選擇，它們之間的角距離在任何時刻都不變。也就是說，質點 A_0 總是落後於 A_1 一個角度 φ_1 ，落後於 A_2 一個角度 φ_2 ，而質點 A_2 也總是超前於 A_0 一個角度 φ_2 ，超前於 A_1 一個角度 $\varphi_2 - \varphi_1$ 。因此，在頻率相同的振動情形中，可以引用兩個振動的相差這個名詞，它等於初相的差並永遠保持不變，也就是說，跟時間計算原點的選擇無關。

圖 176 是質點 A_0 、 A_1 及 A_2 的振動圖解。如果不選擇 A_0 到達最

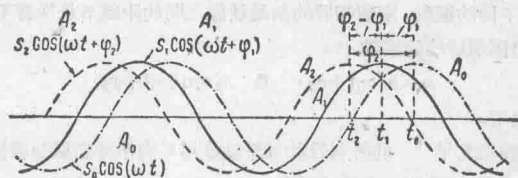


圖 176

大位移的 t_0 點作爲時間計算原點，而選擇 A_1 到達最大位移的 t_1 點作爲時間計算原點，則位相落後於 A_1 一個角 φ_1 的 A_0 ，其振動的餘弦曲線將在橫軸上向右移動一個距離 φ_1 ，而位相超前於 A_1 一個角度 $\varphi_2 - \varphi_1$ 的 A_2 ，其振動的餘弦曲線將位於 A_1 左邊一個距離 $\varphi_2 - \varphi_1$ 。兩個頻率相同的振動的位相差決定在任何時刻 t 兩個相同的振動狀態在橫軸上的距離。我們將這樣說，形式爲 $s_0 \cos(\omega t + \varphi_1)$ 的振動在位相上超前於形式爲 $s_0 \cos \omega t$ 的振動一個角 φ_1 ，而形式爲 $s_0 \cos(\omega t - \varphi_2)$ 的振動在位

相上落後於它一個角 φ_2 ①。

§3. 無摩擦的簡單的振動系統 設質量為 m 的質點 (圖 177) 是處

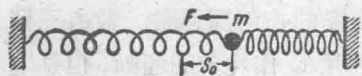


圖 177

在兩個彈簧之間 (彈簧的質量可以略去不計) 並且只能夠在水平方向上向兩邊自由地運動 (例如, 在一條光滑的

直棒上滑動這時是不受摩擦的)。

上述由彈簧及質點所組成的系統構成一個自由度的簡單的振動系統。如果把質點 m 移向一邊然後釋放, 或者由衝擊給它一個初速度, 那末它就會開始在平衡位置附近振動。開始時外界的作用傳給系統若干位能 (移開) 或動能 (衝擊), 在這以後我們假定系統不再處於外力的作用之下, 那末它是孤立的, 也就是說, 它不受到外界的作用; 這樣的系統叫做保守系統。只在內力作用下進行的振動叫做自由振動。下面我們將看到, 這種系統的自由振動的週期, 只由系統本身的性質來決定。

如果知道上述系統中質量為 m 的質點在任何時刻的位置、速度及

① 對於頻率不同的振動, 兩個相同的振動狀態之間的距離不是保持不變, 而是連續地在改變的, 只要作出兩個這樣的振動

$$s_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \quad \text{及} \quad s_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2)$$

的圖解, 就容易明白它。

選擇比原來時間原點早 $\frac{\varphi_2}{\omega_2}$ 的時刻為計算原點並用 t' 表示從新原點起算的時間, 我們得到 $t' = t + \frac{\varphi_2}{\omega_2}$ 並且可以把兩個正弦振動寫成

$$s_1 \sin\left(\omega_1 t' + \varphi_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \varphi_2\right) \quad \text{及} \quad s_2 \sin \omega_2 t' \quad \text{的形式。}$$

如果頻率 ω_1 及 ω_2 是不可通量的數, 則很容易看出, 初相差 $\varphi_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \varphi_2$ 永遠不會再出現, 因為如果不是這樣, 就一定存在了這樣的 t' , 使 $2k_1\pi = \omega_1 t'$ 及 $2k_2\pi = \omega_2 t'$, 這裏 k_1 及 k_2 是整數, 也就是說, ω_1 及 ω_2 是可通量的。由此也可以得出, 在 ω_1 及 ω_2 是可通量的情形中 (此時 $\omega_1 : \omega_2 = m : n$, 這裏 m 及 n 是整數) 兩個振動可以寫成

$$s_1 \sin\left(m\omega t' + \varphi_1 - \frac{m}{n} \varphi_2\right) \quad \text{及} \quad s_2 \sin n\omega t'$$

的形式, 並且初相差 $\varphi_1 - \frac{m}{n} \varphi_2$ 將經過時間 $T = \frac{2\pi}{\omega}$ 後重新出現, T 是兩個振動的週期的最小公倍數。量 $\varphi_1 - \frac{m}{n} \varphi_2$ 叫做頻率比為有理數 $m : n$ 的兩個振動的相差。

加速度，那麼這個系統的狀態就可以完全地描述出來。既然系統只有一個自由度，所以要描寫它的位置，祇要離開平衡位置的位移 (s) 一個坐標就足夠了。

在這樣的振動系統中，由於兩個彈簧中的一個壓縮一個伸長而產生的彈簧的彈力 F 總是指向平衡位置，而且在位移微小情形中，根據虎克定律，彈力 F 與位移 s 成正比。所以

$$F = -ks, \quad (11-13)$$

這裏 k 是比例係數，叫做彈性係數，或者簡單地就叫做彈性；它在數值上等於使彈簧伸長一個單位長度時所需要的力。負號是必須加上的，因為彈力與位移矢量 s 的指向相反。

在數學擺的情形中（參看第三章）重力的切線分力趨向於使偏斜的擺回到平衡位置，它的作用也正如同上述系統中的彈力一樣。因此，重力在這裏具有彈力的特徵，這種像彈力樣的力叫做準彈力。

表徵這個力學系統的量——質量 m 及彈性 k ——叫做系統的參量。不同的力學系統彼此之間的區別只在於它們的參量。

在我們的無摩擦的孤立系統中，彈力 F 是唯一的作用力。根據牛頓第二定律， $F = ma$ 。所以我們得到簡單振動系統的運動方程式為 $-ks = ma$ ，或者

$$ma + ks = 0. \quad (11-14)$$

這個關係是自由振動的方程式。由 (11-14) 得加速度

$$a = -\frac{k}{m}s. \quad (11-15)$$

我們看到，指向與彈力相同的加速度跟位移成正比而指向則跟位移的相反（向着平衡位置）。加速度到達最大值的時刻顯然跟位移到達最大值的時刻相同。

比較運動規律 (11-15) 及諧振動的關係式 (11-12) 可以做出這樣的結論，就是在簡單系統中無摩擦的自由振動是諧振動，而且這種振動的