

大學物理學

$$F=mc^2$$

第四冊

編著者 李 怡 嚴

東華書局印行

大學物理學

第四冊

編 著 者

李 怡 嚴



參 與 執 筆 者

石 育 民	李 俊 弘	郭 義 雄
呂 錦 文	李 義 發	陳 振 益
李 正 雄	沈 樸	楊 鼎 彬

東 華 書 局 印 行



版權所有・翻印必究

中華民國五十八年十月臺初版

中華民國六十五年二月 五版

**大學
用書** 大學物理學 (全四冊)

第四冊 定價新臺幣八十元整

(外埠酌加運費滙費)

編著者	李	怡	嚴
發行人	卓	鑫	淼
出版者	臺灣東華書局股份有限公司 (臺灣臺北市博愛路一〇五號)		
印刷者	中台印刷廠股份有限公司 (臺中市公園路三十七號)		

內政部登記證 內版臺業字第一〇三一號
(57015)

大學物理學

第四冊 目次

第二十六章 光的波動特性及其干涉現象 1365~1402	
§26-1 電磁輻射譜	§26-2 電磁波的都卜勒效應
§26-3 偶極輻射器	§26-4 兩電磁波的干涉
§26-5 干涉現象之量的分析	§26-6 時間的相干性
§26-7 空間的相干性	§26-8 雙狹縫的干涉
§26-9 邁克遜-摩理干涉儀	
第二十七章 繞射1403~1447	
§27-1 一系列振盪器的繞射	§27-2 繞射光柵
§27-3 光柵的鑑別率與色散	§27-4 裂縫的繞射
§27-5 圓孔的繞射	§27-6 有限距離內的繞射
§27-7 X 射線對晶體的繞射	
第二十八章 反射折射與電磁波的傳遞1448~1502	
§28-1 導言	§28-2 幾種處理方法
§28-3 反射與折射	§28-4 全反射
§28-5 反射強度	§28-6 折射率
§28-7 波導	§28-8 球面的反射
§28-9 球面的折射	§28-10 透鏡
§28-11 色散與色像差	
第二十九章 光之偏極化 1503~1549	
§29-1 導言	§29-2 光的各種偏極化狀態
§29-3 偏極化狀態的測定	§29-4 檢偏和起偏
§29-5 雙折射和延緩片	§29-6 旋光性

2 大學物理學

§29-7	由散射所產生的偏極化	§29-8	由反射所產生的偏極化現象
§29-9	金屬表面的反射		
第三十章	量子現象		1550~1595
§30-1	導言	§30-2	黑體輻射
§30-3	雷利-京斯公式	§30-4	量子假設與統計力學
§30-5	光電效應	§30-6	康普頓效應
§30-7	X射線譜與原子能態	§30-8	光譜
第三十一章	原子模型		1596~1639
§31-1	半古典模型	§31-2	湯姆生和羅塞福的原子模型
§31-3	波爾的氫原子模型	§31-4	波爾模型對氫原子光譜的解釋
§31-5	威爾遜-索末斐的量子化定則和精細構造	§31-6	對應原理
§31-7	角動量的量子化	§31-8	電子的自旋
§31-9	j - j 耦合和 L - S 耦合	§31-10	能階之光譜符號及光譜線系
§31-11	基曼效應	§31-12	波爾原子模型和古典量子論的缺點
第三十二章	波動力學的初步		1640~1717
§32-1	物質波	§32-2	德布拉里波的性質
§32-3	薛丁格方程式	§32-4	波函數的物理意義及其限制
§32-5	觀測量的期望值	§32-6	不確定原理
§32-7	固有值問題	§32-8	一維空間的特例
§32-9	角動量和自旋	§32-10	三維空間的問題
§32-11	同種粒子	§32-12	元素的週期表
§32-13	宇稱		

第三十三章 原子核1718~1776	
§33-1 原子核的成分	§33-2 核力
§33-3 同位旋	§33-4 核的殼層模型
§33-5 核的集合模型	§33-6 核反應
§33-7 核反應的類型	§33-8 放射性衰變
§33-9 α 衰變	§33-10 β 衰變
第三十四章 粒子物理的介紹 1777~1849	
§34-1 導言	§34-2 基本粒子的量子數
§34-3 基本粒子的分類	§34-4 介子與強交互作用
§34-5 衰變過程及弱交互作用	§34-6 共振態
§34-7 反粒子	§34-8 交互作用的對稱性
參考文獻 1850~1852	
附錄 A 數學的工具 (見第一冊)	
附錄 B 標準的定義和基本與導出物理常數 1853~1855
附錄 C 各項地球數據 1856~1856
附錄 D 太陽系 1857~1858
附錄 E 元素週期表 1859~1859
附錄 F 重要的基本粒之性質 1860~1860
附錄 G 物理量之符號, 因次和單位 1861~1863
附錄 H 換算因數 1864~1873
附錄 I 高斯單位制和 MKS 單位制 1874~1877
附錄 J 數學符號和希臘字母 1878~1878
附錄 K 數學公式 1879~1883
附錄 L 三角函數值表 1884~1885
附錄 M 常用對數表 1886~1887

4 大學物理學

附錄 N 指數函數表	1888~1888
附錄 O 諾貝爾物理獎得主	1889~1893
習題答案	1894~1917
索 引	1919~1956

26

光的波動特性 及其干涉現象

- § 26-1 電磁輻射譜...1366
- § 26-2 電磁波的都卜勒效應...1368
- § 26-3 偶極輻射器...1370
- § 26-4 兩電磁波的干涉...1372
- § 26-5 干涉現象之量的分析...1375
- § 26-6 時間的相干性...1381
- § 26-7 空間的相干性...1385
- § 26-8 雙狹縫的干涉...1389
- § 26-9 邁克遜-摩理干涉儀...1396
- 習題二十六...1400

§ 26-1 電磁輻射譜

從上一章裡，大家已經了解電磁輻射的起源以及電磁波——尤其是由於它是橫波所引起——的一些特性。然而由於電磁波源種類繁多，所處的物理狀態隨時而異，其所發出的波的頻率或波長變化的範圍非常的廣。事實上，我們所看到的光，只不過是整個電磁波譜中的一個極小的部分。其他像大家所熟悉的無線電波，X 射線等也都各是電磁波的一種，只不過波長或頻率各不相同而已。依照波長的長短以及波源的不同，電磁輻射譜可大致分類如下：

(1) 無線電波 (Radiofrequency waves) 波長從幾千公尺到 0.3 公尺左右的電磁波即屬於此類。換句話說，這些波的頻率從幾個赫茲* (Hertz) 到 10^9 赫茲。一般的電視或無線電廣播的波段就是用這種波。通常，這是利用振盪線路產生的電磁波。

(2) 微波 (Microwaves) 波長從 0.3 公尺到 10^{-3} 公尺或頻率從 10^9 赫茲到 3×10^{11} 赫茲的波。這些波多用在雷達或其他的通訊系統一般是利用真空管等電子儀器來產生的。因相對於無線電波而言，它的頻率是相當高的，因此一般用 UHF (Ultra-high frequency) 代表這個波段。

(3) 紅外射線** (Infrared ray) 波長從 10^{-3} 公尺到 7.8×10^{-7} 公尺 (或 7800 \AA) 或頻率從 $3 \times 10^{11} \text{ Hz}$ 到 $4 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 的電磁波。這些波是從分子或灼熱的物體發出的。

(4) 可見光 (Visible light) 這是我們所能感光的極狹窄的一個波段。波長從 7800 \AA 到 3800 \AA 或頻率從 $4 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 到 $8 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 。當然由於各人視覺能力的好壞不同，能見的範圍總會有點出入的。光是原子或分子內的電子運動狀態改變時所發出的電磁波。由於它是我們能夠直接感受而察覺的唯一的電磁波，因此在整個物理的發展史上佔有極重要的地位。過去一直獨立為光學 (Optics)。現在，既然我們已經

* 一般簡寫為 Hz，其定義為每秒鐘的週期數。

**較正確的名詞應該是紅內射線。此地我們仍舊沿用一般的說法。

知道它只不過是電磁波的一極少的部分，我們也就可以把它和其他的電磁波一起交互來研究——尤其是有共通性質的部分。在這一章以及以後的三章裡我們所討論的問題，除了由於尺度的不同而產生的效應之外，大致都可以應用到各種電磁波上去。一般來說，光是可見的，研究起來方便一點，在其他的波段裡也常常引用這方面的名詞；比方說，一個有一定波長或頻率的電磁波，不管是屬於那個波段的，都以單色波* (Monochromatic wave)稱之。

(5) 紫外射線(Ultraviolet ray) 波長從 3.8×10^{-7} 公尺到 6×10^{-10} 公尺或頻率從 8×10^{14} Hz 到 3×10^{17} Hz 的波。這些波的產生原因和光波類似，常常在放電時發出。由於它的能量**和一般化學反應所牽涉到的能量大小相當，因此紫外光的化學效應最強。

(6) X射線(X ray) 這一部分的電磁波譜，波長從 10^{-9} 公尺到 6×10^{-12} 公尺，或頻率從 3×10^{17} Hz 到 5×10^{19} Hz。X射線大致是由於原子內裡層的電子的能階跳渡或快速的電子在原子核的電場內減速時所發出的。它對被它照射到的原子或分子會產生很大的效應。

(7) 伽瑪射線(Gamma rays) 波長從 10^{-10} 公尺到 10^{-14} 公尺以下或頻率從 3×10^{18} Hz 到 3×10^{22} Hz 以上的電磁波。這些波是從原子核內發出來的，放射性物質或原子核反應中常有這種輻射伴隨著發出。 γ 射線的穿透力最強，對生物的破壞力也大，因此在操作時需有很厚的保護障礙。☞

從以上驚人的波長範圍，我們很自然的可以想到，各個波段的電磁波在物質中的傳播情形是會有不少的差異的。這也是我們以後幾章裡所要討論到的一個問題。另外，大家可以從上面的分類看出，自然並沒有給予我們很明顯的界線，各波段間的界線是很粗略的，而且還有重疊的現象。圖(26-1)是各個電磁輻射波段的大略波長和頻率的尺度。

*光在我們的眼裡所呈現的顏色是決定於它的波長的。例如波長約 $6220 \sim 7800 \text{ \AA}$ 的光呈紅色， $4920 \sim 5770 \text{ \AA}$ 呈綠色等。

**關於電磁波的能量與頻率間的關係，我們留待第三十章以後再作詳細的討論。

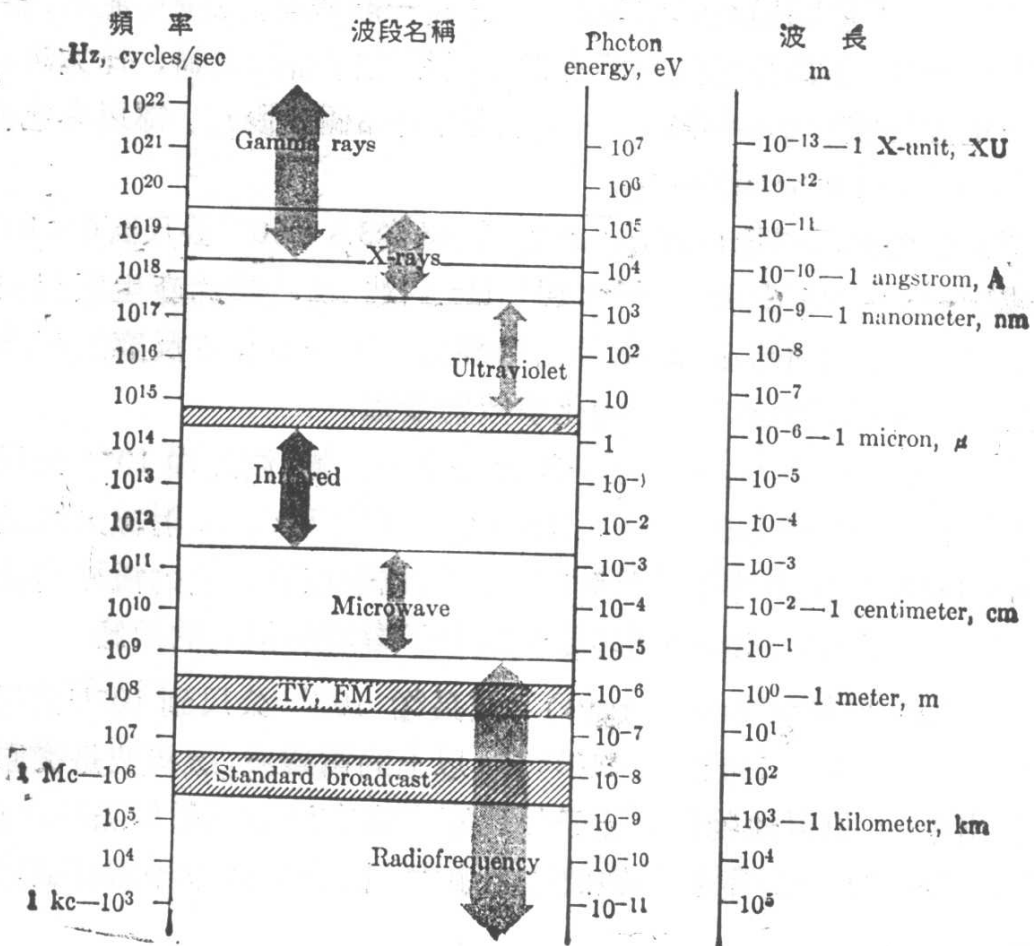


圖 26-1 電磁輻射譜。

§ 26-2 電磁波的都卜勒效應

在第 §15-7 節裡我們討論了聲波的都卜勒效應，我們會說過，當接受者與振源及介質有相對運動時，接受者所接收到的頻率就會改變，而與振源所發出的振動頻率不同(見(15·78)及(15·80)式)。我們也說過在電磁波中也有類似的現象，不過電磁波的都卜勒效應需要另外考慮。

因爲電磁波的傳遞並非由於介質的運動，即無所謂振源與介質的相對速度；又電磁波在真空中的傳播速度對所有的觀察者，不管他們的相對運動爲何，都一樣是 c （這是特殊相對論的兩個主要出發點之一，讀者從第八章的討論裡想已熟悉。）。因此，電磁波的都卜勒效應，須用相對論的原理來計算。

一平面諧和電磁波對某一個慣性參考坐標內的觀察者所呈現的波形可用 $\cos(kx - \omega t)$ 乘上一個適當的振幅因數來表示。對另一個慣性系內的觀察者， x 和 t 兩坐標則須代以 x' 和 t' ，即改寫成 $\cos(k'x' - \omega't')$ 。其中 x' 和 t' 須用羅倫茲轉換(8.3式)從 x, t 轉換過來；而 k' 和 ω' 與 k 和 ω 也不見得會相同。又從相對論的另一假設，知 $kx - \omega t$ 的函數形式經此轉換後應保持不變。即應有

$$kx - \omega t = k'x' - \omega't', \quad (26.1)$$

利用羅倫茲轉換，上式可被寫成

$$k \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - \omega \frac{t' + vx'/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = k'x' - \omega't',$$

或

$$\frac{k - \omega v/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} x' - \frac{\omega - kv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} t' = k'x' - \omega't',$$

故

$$k' = \frac{k - \omega v/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \omega' = \frac{\omega - kv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (26.2)$$

又因爲 $\omega = ck$ ，上兩式都可以被化簡得

$$\omega' = \omega \frac{1 - v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (26.3)$$

這就是電磁波的都卜勒效應，表示兩觀察者 O 和 O' ，當 O' 在沿 X -軸對 O 有一相對速度 v 時兩者所觀察到的頻率 ω 和 ω' 間的關係。如果相對速度 v 很小時，即 $v \ll c$ 時，我們可以把分母近似爲 1，上式就變成

$$\omega' \cong \omega (1 - v/c),$$

這是和 (15.75) 式相當的，讀者可將該式的分母依二項式定理展開(假定 $u \gg v_s$)，與分子相乘後只保留一次項，即得 $v' = v \left(1 - \frac{v_L - v}{u}\right)$ 。其中 $v_L - v_s$ 表示接受者對振源的相對速度，即相當於上式中的 v (讀者一定記得 $\omega = 2\pi\nu$ 的關係)。

如果兩觀察者的相對運動並不是沿著光的行進線，則進一步的計算*指出

$$\omega' = \omega \frac{1 - (v/c) \cos \theta}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (26.4)$$

其中 θ 是波傳遞方向與相對運動方向的夾角。假定 O 對光源是靜止的，而觀察者 O' 逐漸遠離 O ，則 O' 觀察到一個較低頻率或較長的波。這種現象在星的光譜中屢被發現而稱為紅向移動(Red shift)。這是因為星球遠離我們而去時，其所發出的可見光譜即向紅色(或較長)光波移動的結果。由此我們可以估計這些星球遠離的速度。

§ 26-3 偶極輻射器

從上一章裡，我們獲知一振盪電荷的輻射電場可以用

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kr + \phi_0) \quad (26.5)$$

來表示，其中的 \mathbf{E}_0 包含有 $\frac{1}{r}$ 的因數，不過在這一章裡，我們都假定觀測點與光源距離很遠， $\frac{1}{r}$ 的變化可以忽略不計，而把它和其他的因數一起視為常數 \mathbf{E}_0 。 $\mathbf{E}(t)$ 的方向與波行進的方向垂直。另外，磁場 $\mathbf{B}(t)$ 的方

* 參看習題 26-1。又如果我們假定電磁波的能量和動量與頻率、波長等的關係為(這個假定的理由與詳細內容待 30 章以後討論之)

$$E = h\nu, \quad p = h/\lambda$$

把這些關係代入能量與動量的羅倫茲轉換式(8.36式)中(當然還有 $E' = h\nu'$, $p' = h/\lambda'$)，再消去共同因數 h (這是所謂的蒲朗克常數)即可得 $\nu' = \nu \frac{1 - v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ 。

向又與這兩個方向垂直，磁場的大小和 $\mathbf{E}(t)$ 相同（用 ESU 單位系統）。又(26·5)式中的 ϕ_0 代表電荷振盪的起始相位。由於 $\mathbf{B}(t)$ 和 $\mathbf{E}(t)$ 的一定關係，且 $\mathbf{E}(t)$ 的作用力比較強（事實上，是差 v/c 的因數），這一章裡我們都用 $\mathbf{E}(t)$ 來代表整個電磁波。即以(26·5)式為出發點。

(26·5)式所描述的是一個點電荷的輻射場。不過實際上，我們是不可能把一個點電荷單獨游離出來的。通常總是一大羣的電荷一起在振盪。如果這些電荷的運動方式都相同，則總輻射場即等於各個電荷之作用的總和，我們也就只需要求其和就可以了。圖(26-2)的偶極輻射器(Dipole radiator)即是一個簡單的例子。這是用兩小段導線，連在一個振盪器(或稱為發生器)上構成的。振盪器所產生的電位差或電場，把 A 段裡的電子推進 B 段內；但經過極短的瞬間之後，整個過程就完全反轉過來了，在 B 段裡的電子又被推回 A 段內。結果是 A, B 兩段導線的作用好像是一整條導線，其中的電子被上下，來回地推動著。換句話說，在此導線(一般稱為天線 Antenna)內有一交變的電流產生。電磁輻射的發生就是從這個交變電流得來的。

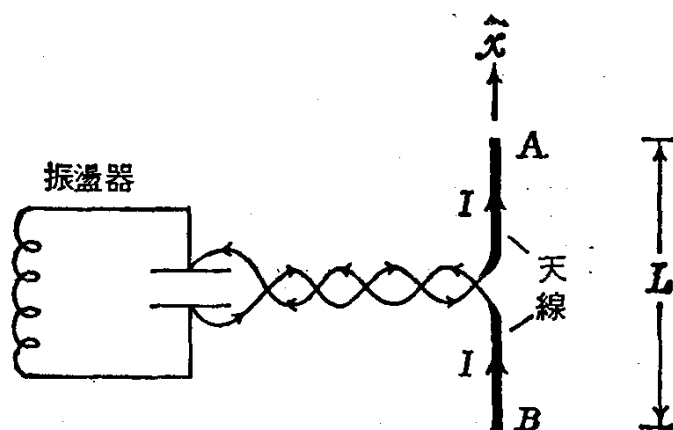


圖 26-2 偶極輻射器

假設天線的長度與橫截面分別為 L 和 A ，參與導電作用的電子(即所謂自由電子)的體積密度為 n ，一電子的電荷為 q_1 ，而電子的平均漂流速度(Drift velocity)為 \dot{x} ；則上述的電流與此漂流速度有如下的關係

$$\begin{aligned}
 IL &= (nq_1 A \dot{x})L = Nq_1 \dot{x} \\
 &= q\dot{x}, \qquad (26.6)
 \end{aligned}$$

其中 $N = nAL$ 是天線內自由電子的總數， $q = Nq_1$ 是參與振盪的總電荷。這個總電荷 q 雖然不是一個點電荷，而是分佈在整個天線內的；但是如果 $L \ll \lambda$ (λ 代表輻射出去的波的波長，這個條件表示各電子的振盪可以被視為同相位。詳見第六、七兩節的討論。)，觀測點又離天線很遠，則它所發出的輻射與一個點電荷 q 的輻射是沒有區別的。一般來說這個電荷（或上述的電流）是簡諧性地在變動著，因此它的輻射場亦可以(26.5)式來描述。

這種偶極輻射器，也可以拿來作接收器用。因為如果有一電磁波射進天線的範圍，則它的電場就可以驅使天線內的電子作上下往復的運動。所產生的微小電流經放大後，就可以成為我們覺察得到的訊號了。

§ 26-4 兩電磁波的干涉

從第(6-6)節以及第十四章的討論，大家已經體會到波動的一個最重要的特性是它的干涉現象。電磁波當然不能例外。從現在起，我們要以上一節所描述的偶極輻射器所發出的輻射場為例，詳細地討論兩電磁波的干涉現象。至於多個電磁波的干涉，則留待下一章再進一步討論。從第一節的敘述，我們知道這些結果也可以被應用到各個不同的電磁輻射波段去的。

假設有兩個相同的偶極輻射器，南北相隔半個波長放置著（見圖26-3）。輻射器與接收器的中心都是在同一個水平面內，且天線的方向都是垂直於紙面的。我們想探求的是各個方向上的接收器所接受到的訊號強度究有何不同。所謂訊號的強度是指單位時間內所接收到的輻射能量。從前面幾章的討論裡大家知道這個能量是和輻射電場強度（時間的平均值）的平方成比例的。因此，訊號的強弱是和輻射電場的平方成比例*，而不是和電場的本身成比例。

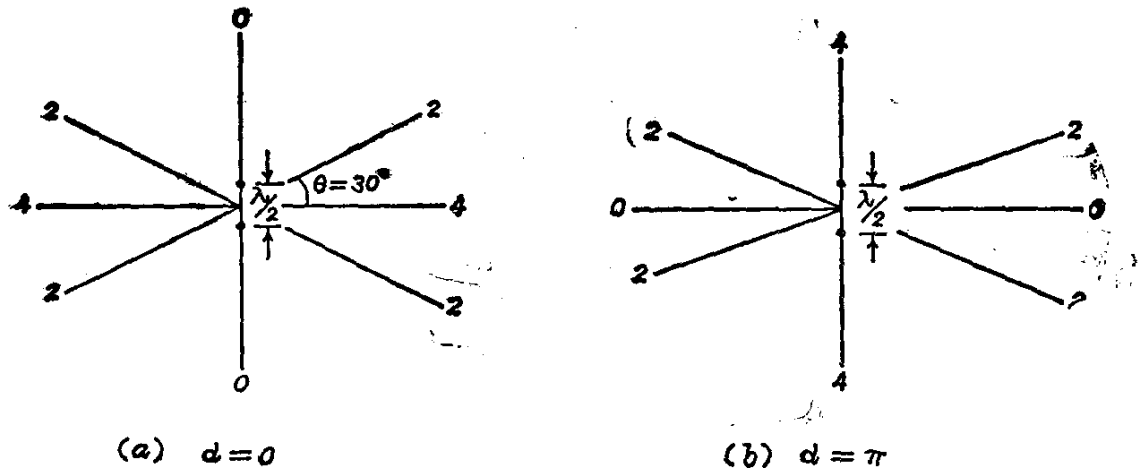


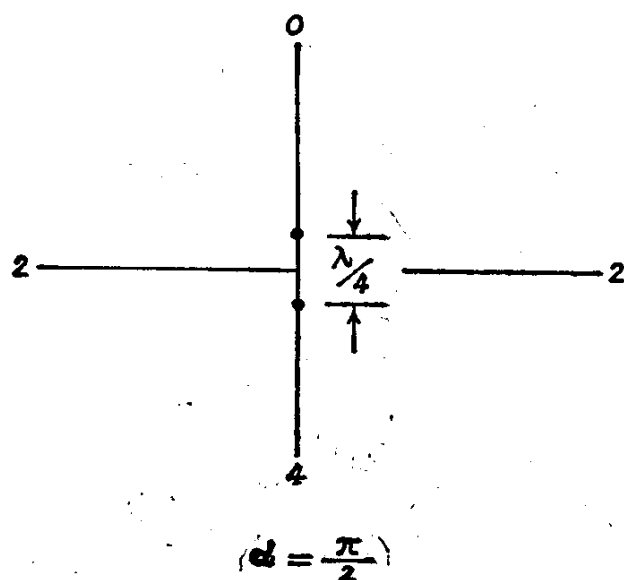
圖 26-3 相距半個波長的兩個輻射器，在各方向上產生的輻射強度與單一輻射器之輻射的比。

先討論兩個偶極同相位振盪(既相位差 $\alpha=0$)的情形。因為天線是鉛直架設的，對同一個水平面無方向性；即輻射電場在以輻射器為圓心的圓上各點都是一樣的。將接收器放在正西方，則兩偶極以同樣的步伐(相位)，提供同樣大的電場。總電場等於單一偶極所發出的電場的兩倍。因此，收到的輻射強度，是單一偶極輻射時的四倍。同樣地在正東方也有這個結果。如果把接收器放在正北方或正南方，則此時接收器與兩輻射器的距離並不相等，而是相差 $\lambda/2$ 。這個距離差使得較遠的那個波晚到了半個週期。因此，當一個電場在向上的極大值時，另一個電場剛好在向下的極大值；當一個電場為零時，另一個電場也為零；……。總之，兩電場一直互相抵消，而其總電場為零。故在正北方或正南方的訊號為零。當接受器在其餘的方向上時，則它與兩輻射器的距離差介乎 0 與 $\frac{\lambda}{2}$ 之間，兩電場的相位差介乎 0 與 π 之間，即不完全同向亦不完全反向。因此，所收到的輻射電場介於 0 與 2 (以單一輻射電場為單位) 之間，而輻射強度介於 0 與 4 (以單一輻射強度為單位) 之間。例如在 30° 的方向上，所收到的輻射強度等於單一輻射強度的兩倍 (見圖 26-3(a))。

* 在這裡的討論，以及其他光學的研究上，都只考慮到相對的強度，而忽略比例常數及效率因數等共同因數。

讓我們再考慮兩個偶極振盪器反相位的情形。假定較南的這一個偶極振盪器的起始相位比較北的那一個慢半個週期，即 $\alpha = \pi$ (見圖 26-3 (b))。這時候在正西方或正東方所接收到的訊號，都變成零了；因為這時候，雖然接收器與兩輻射器的距離還是一樣，但起始相位的不同使得兩電場的方向恰巧相反，而抵消掉。相反地，在正南方和正北方的訊號強度變成 4 了。在正南方時，較北的那一個輻射器所發出的電場原來早出來的相位 π ，剛好補到因距離多了 $\frac{\lambda}{2}$ ，到達時晚了的半個週期。因此，兩電場在南方所呈現的相位是一樣的，相加起來得兩倍單一輻射電場的兩倍，故強度為單一輻射強度的四倍。在北方時，起始相位差與因距離引起的遲緩，使較南方的輻射電場比較北的落後一整個週期。其結果和同相位的情形也是一樣的。因此，強度也是 4。但是，在 30° 的方向上的強度還是 2。詳細的計算，以及其他方向的情形，請看下一節。

在上面的兩種安排之下，我們在各方向所收到的訊號強度是有對稱性的。實際上，這只是一種特殊的情形，在不同的安排之下，所發出的訊號強度是會不對稱的。茲再舉一例說明之。假定兩偶極的距離為 $\lambda/4$ ，且較南邊的這一個偶極的起始振盪比較北邊的那一個慢四分之一



■ 26-4 向南方發出最大輻射功率的兩個偶極輻射器的安排。