

國立中央大學

光電科學研究所

博士論文

高重覆率雷射雷達之計時研究

研究生：張智堯

指導教授：梁忠義 博士

中華民國八十九年七月七日

國立中央大學博士班研究生

論文指導教授推薦書

光電科學 研究所 張智堯 君所提之論文

高重複率雷射雷達之計時研究

(題 目)

係由本人指導撰述，同意提付審查。

指導教授

梁忠義

(簽章)

89年6月2日

國立中央大學博士班研究生

論文口試委員審定書

光電科學研究所 張智堯 君所提之論文

高重複率雷射雷達之計時研究

(題 目)

經本委員會審議，認為符合博士資格標準。

學位考試委員會

召集人 王克敏

委員 汪銑志

張明文

梁忠義

陸濱

王迺毅

劉海北

(簽章)

中華民國八十九年 七 月 七 日

摘 要

追求更完善的生活品質，永遠是人們不曾懈怠的一項目標，而科技的進步正是人類追求生活舒適性與安全性的重要推手。例如，近年來對於交通工具導航與防撞系統的小型高重覆率雷射雷達之研究的蓬勃發展。在幾種常見的雷射雷達系統中，飛時式雷射雷達由於適合高重覆率操作，而且擁有很好的訊號雜訊比，所以非常的適用於如防撞雷達這一類的應用。高解析度而快速的時間量測功能是飛時式雷射雷達系統中極為重要的一環，同時它也在積體電路零件之特性量測、核子物理實驗以及通訊等許許多多的應用中扮演著不可或缺的角色。

在各種電子式時間量測方式中，傳遞延時法是最近十五年內才開始發展的方法，它有兩項獨特的優點，第一：它在兩次測量事件之間所需的間隔時間是極短暫的，所以特別適合於高重覆率操作；第二：傳遞延時法是一種全數位式的方式，可以很輕易的與計時系統的其他數位電路整合在一起，成為一個單晶片積體電路，因而可以大大的減少電路所需的空間、耗電量，並提高電路的穩定性。然而在積體電路的製程實務中，因為實際佈線考量而無可避免的局部線路之轉折，引起電子元件間連接導線長度的變化，進而造成測量結果的非線性現象則是限制精確度的主要因素之一。特用積體電路的製作，除了發展極為完善的金屬氧化物半導體製程外，可程控邏輯元件也提供了另一種很好的選擇。然而在使用泛用型可程控邏輯元件來設計傳遞延時式計時電路時，受限於可程控邏輯元件的通用性目的，對於線路的實際佈線有著諸多的限制，在測量線性度上將產生更嚴重的問題。但是，使用可程控邏輯元件有著許多的好處，諸如設計過程容易而迅速、可以不斷的再修改電路、不必花費大量的消耗性製程經費與等待的時間就可以迅速得到符合要求功能的積體電路等等。因此本論文的目的即在發展一套可以解決傳遞延遲式計時法的非線性問題的新結構，非常適用於可程控邏輯元件的設計環境，同時也可以應用於傳統的半導體製程中。

目 錄

目錄	i
圖目錄	iii
表目錄	vi
第一章 緒論-光學測距	1
1-1 連續光波調變型雷射雷達	4
1-2 脈衝光波型雷射雷達	7
第二章 偵測距離	9
2-1 測距方程式	9
2-2 雜訊分析	23
2-3 波長選擇-大氣的效應	30
2-4 實例計算	34
第三章 時點判別	40
3-1 延時線路式定比例時點鑑別	41
3-2 微積分式定比例時點鑑別	44
3-3 延時線路式定比例時點鑑別電路實驗	47
第四章 計時方式	53
4-1 時間振幅轉換法	54
4-2 時間伸展法	56
4-3 游標尺法	58
4-4 傳遞延時法	60
第五章 分支型傳遞延時式插補計時器	64
5-1 傳遞延時鏈的分支結構	66
5-2 可程控邏輯元件與延時單元	68
5-3 傳遞延時鏈之特性量測	72
5-4 即時校正功能	78

第六章 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器	89
6-1 傳遞延時環	90
6-2 脈寬恢復型傳遞延時環	93
6-3 輸入與校準電路	97
6-4 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器之特性量測	103
第七章 結論與討論	108
參考文獻	111
附錄一	A 1
附錄二	B 1
附錄三	C 1

圖 目 錄

圖(1-1) 我國古代的三角測距方法(重差術)之示意圖	2
圖(1-2) 連續光波型雷射雷達的基本方塊圖	4
圖(1-3) 振幅調變式連續光波型雷射雷達的訊號關係	5
圖(1-4) 以數種不同調變波長以解決測距不明確的問題	6
圖(1-5) 脈衝光波型雷射雷達基本方塊圖	7
圖(2-1) 光束和目標物的空間關係示意圖	10
圖(2-2) 橢圓光束的兩種不同強度分佈情形	12
圖(2-3) 目標物和光點之相對位置	16
圖(2-4) 郎伯光源之輻射強度隨角度變化之情形	18
圖(2-5) 立體角 $d\Omega$ 與空間坐標的關係	19
圖(2-6) 光源、目標物與接收系統的空間關係側視圖	20
圖(2-7) 接收系統視場無法包含所有反射面積的情況	22
圖(2-8) 三種背景輻射源的示意圖	24
圖(2-9) 穿透型雪崩式檢光二極體剖面圖與電場強度關係及放大機制示意圖	25
圖(2-10) 雪崩式檢光二極體與轉阻放大器的連接	27
圖(2-11) 大氣穿透率對光波長的變化曲線	31
圖(2-12) 大氣層內外之太陽輻射光譜曲線	31
圖(2-13) 相對溼度、絕對溼度與每公里凝水量的轉換曲線	33
圖(2-14) 不同波長的大氣穿透率	34
圖(2-15) 回波訊號電流與雜訊電流曲線圖	38
圖(2-16) 光暈現象造成近距離時回波訊號電流減弱之情形	39
圖(3-1) 錯位誤差的來源	40
圖(3-2) 延時式定比例時點鑑別電路示意圖	41
圖(3-3) 單純定比例法和振幅與上升時間補償法之波形比較	43
圖(3-4) 微帶傳輸線結構與時點鑑別電路示意圖	44
圖(3-5) 微分式時點鑑別電路與波形示意圖	45

圖(3-6) 積分式時點鑑別器之基本電路架構與波形關係圖	46
圖(3-7) 振幅為 50mV 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係	48
圖(3-8) 振幅為 200mV 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係	48
圖(3-9) 振幅為 1V 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係	49
圖(3-10) 振幅為 4V 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係	49
圖(3-11) 80mV 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係	50
圖(3-12) 180mV 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係	50
圖(3-13) 500mV 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係	51
圖(3-14) 2V 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係	51
圖(3-15) 不同振幅之輸入訊號與比較器輸出訊號波形累積圖	52
圖(4-1) 待測時間分割示意圖	53
圖(4-2) 時間振幅轉換電路示意圖	55
圖(4-3) 時間伸展電路與相關波形示意圖	57
圖(4-4) 游標尺插補法的時序圖	58
圖(4-5) 傳遞延時差補法之電路架構與基本單元	60
圖(4-6) 傳遞延時法計時的時序圖	61
圖(4-7) 一個商用積體電路 74F244 中的緩衝器串接後之輸出波形	63
圖(5-1) 完整的時間數碼轉換器結構	66
圖(5-2) 分支式傳遞延時鏈的一個分支結構與時序關係圖	67
圖(5-3) FLEX10K100ARC240-1 可程控邏輯元件中一個邏輯元素之結構	69
圖(5-4) FLEX10K100ARC240-1 可程控邏輯元件的整體架構	69
圖(5-5) 可程控邏輯元件中傳遞延時鏈的結構示意圖	71
圖(5-6) 測試系統架構圖	72
圖(5-7) 時間分割電路圖	73
圖(5-8) 輸入時間對輸出數碼機率曲線圖	74
圖(5-9) 延時單元的延遲時間與平均延遲時間的偏差量	75
圖(5-10) 輸出數碼對實際輸入時間之關係圖	77

圖(5-11) 輸出數碼對累積誤差之曲線	77
圖(5-12) 平均延遲時間對溫度的變化曲線圖	80
圖(5-13) 平均延遲時間對電源電壓的變化曲線圖	80
圖(5-14) 不同溫度下插補器 A 的累積誤差曲線	81
圖(5-15) 不同電源電壓下插補器 A 的累積誤差曲線	81
圖(5-16) 時間分割與校準電路圖	82
圖(5-17) 測量模式的起始部份時序圖	83
圖(5-18) 歸零模式的時序圖	84
圖(5-19) 平均延遲時間校正模式的時序圖	85
圖(6-1) 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器結構示意圖	89
圖(6-2) 反相式傳遞延時環之結構示意圖	91
圖(6-3) 脈寬恢復型傳遞延時環結構示意圖	93
圖(6-4) 脈寬恢復型傳遞延時環中回授路徑的分支插補時序圖	94
圖(6-5) 輸入開始訊號的脈寬控制時序圖	95
圖(6-6) 脈寬恢復電路時序圖	96
圖(6-7) 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器的輸入與校準電路圖	98
圖(6-8) 歸零模式下的輸入與校準電路時序圖	99
圖(6-9) 平均延遲時間校正模式下的輸入與校準電路時序圖	100
圖(6-10) 測量模式下之輸入與校準電路時序圖	101
圖(6-11) 測試系統架構圖	103
圖(6-12) 脈寬恢復電路對時間測量範圍之影響曲線	104
圖(6-13) 輸入時間對輸出數碼機率曲線圖	105
圖(6-14) 延時單元的延遲時間與平均延遲時間的偏差量	106
圖(6-15) 輸出數碼對累積誤差之曲線	107

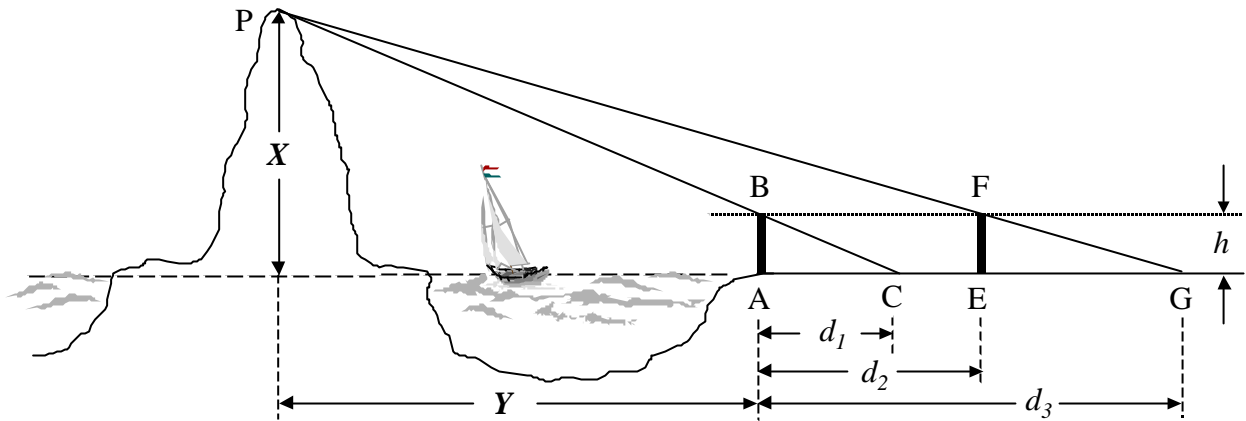
表 目 錄

表(2-1) 近紅外光區的八個大氣穿透區之波長範圍	30
表(2-2) 計算實例之光學系統參數	35

第一章 緒論 光學測距

人類開始利用光來測量距離，可以追溯到遙遠的上古時代。位於非洲的尼羅河，每年夏至以後約有百日的河水氾濫期，孕育了河畔埃及的古文明。洪水退去，衝刷而來的沈積土重新肥沃了這塊土地，促進農作的豐收；氾濫之後為了要重新理清土地的疆界，也促成了古埃及在數學與土地測量技術方面的高度發展[1]。大自然其實早為老祖先備妥了測量工具，太陽光是最好的平行光，再利用物體的影子間之比例關係，距離乃至高度都可因此而決定，這可以說是最古老的三角量測方式。傳說中古希臘數學家 Thales (640-546 B.C.)在埃及測金字塔高，用一根已知長度的桿子，同時測量桿影和金字塔影的長度，以求出塔高[2]。埃及的數學與測量學起源於農業的需要，擁有悠遠古文明的中國亦是如此。我國是世界上最早有農業的國家之一，在七千多年前，黃河流域就開始有以種植耐乾旱的粟為主的原始農業，同一時期的長江流域也已有種植水稻的遺跡出土，到了春秋戰國時代(約是西元前 720 到 220 年左右)，社會發展到可以自由買賣田地，土地丈量的需求殷切，更加促進了測量技術的發展[3]。

咫尺可以量天涯，我國古代的三角數學理論稱為商高定理或勾股定理，「中算家的勾股術肇源於窺天測地」[4]。“周髀算經”和“九章算術”是我國至今尚在流傳的兩本最早的數學經典，據推測皆成書於西元前後一世紀左右的兩漢時期，集結了先秦以來至當時的數學知識。周髀算經下卷記載了西元前六七世紀[3]榮方和陳子二人的對話，談到測量太陽高度的方法，「周髀長八尺，勾之損益寸千里」、「凡日影於地，千里而差一寸」[4]。九章算術成書較晚，但內容更完備進步，第一章“方田”章，揭示了測量矩形、梯形、三角形、圓……等幾何圖形面積計算。魏、西晉時期劉徽為其作注共十卷(約為西元 263 年)，其中第



圖(1-1) 我國古代的三角測距方法(重差術)之示意圖。

十卷到了唐初獨立成冊稱為“海島算經”[4]，因為此書共九題其中第一題即是說明測量海島之高與遠的方法：「今有望海島立兩表齊高三丈前後相去千步令後表與前表相參直……」[5]。這種方法又稱為“重差術”，其實也利用了光的直進特性並配合幾何關係以完成測量。如圖(1-1)，海上一島，島上有山，不知其高與遠，於是在測量者所在地 A 點豎立一標竿 AB，然後向後走到 C 點處，恰可使人眼貼地而望時眼與竿頂 B 及山巔 P 點共成一直線；接著沿 AC 方向退到 E 點，再豎立一同高的標竿 EF，同樣的再後退找到 G 點使 G、F、P 三點共線，只要知道 AC 之長度 d_1 、AE 之長度 d_2 、AG 之長度 d_3 與標竿高度 h ，就可以求出山高 X 與距離 Y 的大小：

$$X = \frac{d_2 h}{d_3 - d_2 - d_1} + h \quad (1-1)$$

$$Y = \frac{d_2 d_1}{d_3 - d_2 - d_1} \quad (1-2)$$

利用光速來測量距離，以法國人 A. H. L. Fizeau (1819-1896)於西元 1849 年首先在地面上成功的測量光速為濫觴[6-7]。在二次世界大戰期間，雷達技術 (RADAR, RAdio Detection And Ranging)開始蓬勃發展，以測量無線電波往返於

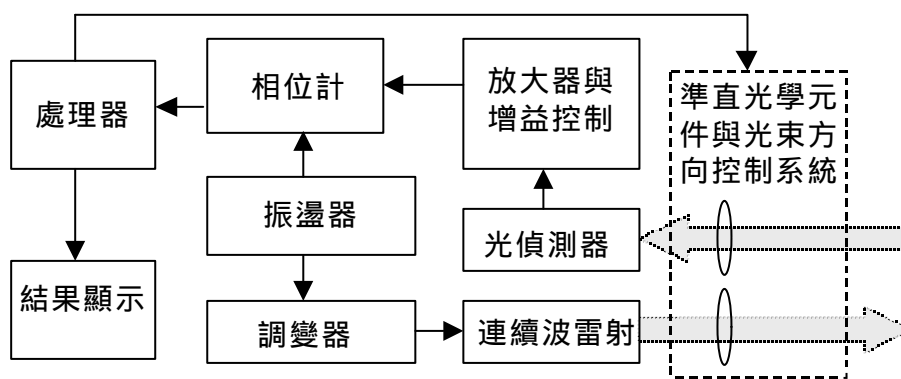
目標物與測量點之間所需的時間來度量距離。同時在 1950 年代，就有人利用雷達的觀念，以大電容放電產生強烈閃光並以拋物面鏡聚光來測量距離[8]。西元 1960 年世界第一具雷射問世[9]，不久之後，在 1961 年第一套雷射測距系統也隨即出現[10]。由於雷射光的高指向性、高強度與高同調性等優異的光學性質，各種應用於不同用途不同範圍的雷射測距技術不斷的推陳出新，從小到接近波長大小的微米範圍[11-13]、數公分到數公尺遠的物體形狀與遠近[14-16]、數公里到數十公里遠的目標物距離[17-20]、乃至大到衛星或月球與地球之間的距離[21-22]，都可以運用雷射光而以不同的方式與技術做精準測量。同一時期，雷射雷達也成為一項重要的發展方向，而其應用也越來越廣泛，諸如航空器或汽車等的導航與防撞系統[16,23]、三維空間形狀掃描[24-26]、氣象偵測[27-28]、環境監測[29]等等，不再只侷限於軍事用途[30]。

雷射雷達(LADAR)，原為 LAser Detection And Ranging 的縮寫，也有文獻稱為 LIDAR (LIght Detection And Ranging)或 Optical radar [31]，顧名思義，以雷射光源取代無線電波來完成測距與偵搜等動作。利用測量雷射光的往返時間以判斷特定方位目標物之距離的方法又稱為飛時式(time-of-flight)雷射測距方式[14-20]。與傳統的無線電波(或微波、毫米波)雷達相較，雷射雷達有幾項不同的差別[31,32]：第一，雷射雷達的橫向解析度較好；因為雷射光的光束寬度比無線電波的波束寬度要小；第二：雷射光的頻率高、波長短(例如 $10.6\mu\text{m}$ 的 CO_2 雷射頻率約為 28000GHz，而頻率 100MHz 的毫米波之波長約 3mm)，因此在縱向距離的解析度也比較高；第三：也因為雷射光的波長小，因此容易受到大氣中的懸浮微粒(aerosol)或不良天候時的霧靄、雨滴等的散射或吸收而影響測量距離，但是傳統雷達卻比較不易受天候的影響。同時，大氣對於不同的光波長也有不同的穿透率，因此必須針對需求用途以選擇適當的光源。

飛時式雷射雷達依光源的形式可以概分為兩類：脈衝光波型與連續光波調變型。脈衝光波型雷射雷達以直接測量光脈衝的飛行時間來計算距離；連續光波型雷射雷達則對光波作某種形式的調變，由於回波的往返需要時間，造成回波與發射波間的調變相位差異，測量此相位差異亦可反推距離。兩種方式各有其優點與限制，本論文的主要目的在於提出一種新的全數位化計時電路結構，可將所有電路整合於一片單晶片中，時間解析度高且線性度極佳，同時兩次計時事件之間所需要的間隔時間(dead time)非常短暫，非常適用於必須操作於高重覆率的脈衝光波型雷射雷達。本章以下兩小節將分別對連續光波型與脈衝光波型雷射雷達之原理作一簡單介紹，藉以說明選擇脈衝光波型雷射雷達作為研究方向的原因，第二章則針對反射回波的強度大小作一理論性的推導，第三章簡介回波到達的正確時間點(timing point)的判斷方法，第四章介紹數種常用的計時方法，第五章與第六章詳細的說明本論文所提出之計時電路的原理與結構，以及實驗之結果，第七章則是結論與討論。

第 1-1 節 連續光波調變型雷射雷達

最基本的連續光波調變型雷射雷達為振幅調變式，其結構如圖(1-2)。雷射光的振幅經過調變之後輸出，經由目標物返回，被光偵測器(photo-detector)接



圖(1-2) 連續光波型雷射雷達的基本方塊圖。

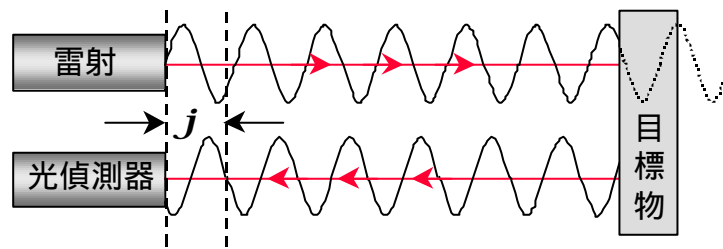
收轉換成為電訊號，然後由放大器加以放大，接著送入相位計。回波所形成的訊號與原始訊號間將因回波的光程而產生相位差，其訊號波形的基本示意圖如圖(1-3)所示，訊號的相位差經由相位計讀取後，送到處理器計算而得到距離的大小。假設調變的頻率為 f_{AM} ，調變波長為 l_{AM} ，光與目標物之間的距離為 R (光往返於測量地與目標物之間經過 $2R$ 的距離)，所造成的相位差為 F ，則原始訊號 $A(t)$ 、回波訊號 $B(t)$ 與距離 R 之間的關係可以利用以下第(1-3)式、(1-4)式與(1-5)式來表示：

$$A(t) = \sin(2\pi f_{AM} t) \quad (1-3)$$

$$B(t) = \sin(2\pi f_{AM} t + F) \quad (1-4)$$

$$2R = \frac{F}{2\pi} l_{AM} = m l_{AM} + \frac{j}{2\pi} l_{AM} \quad (1-5)$$

其中 m 為一正整數， j 則代表不足 2π 的部份相位差之大小。



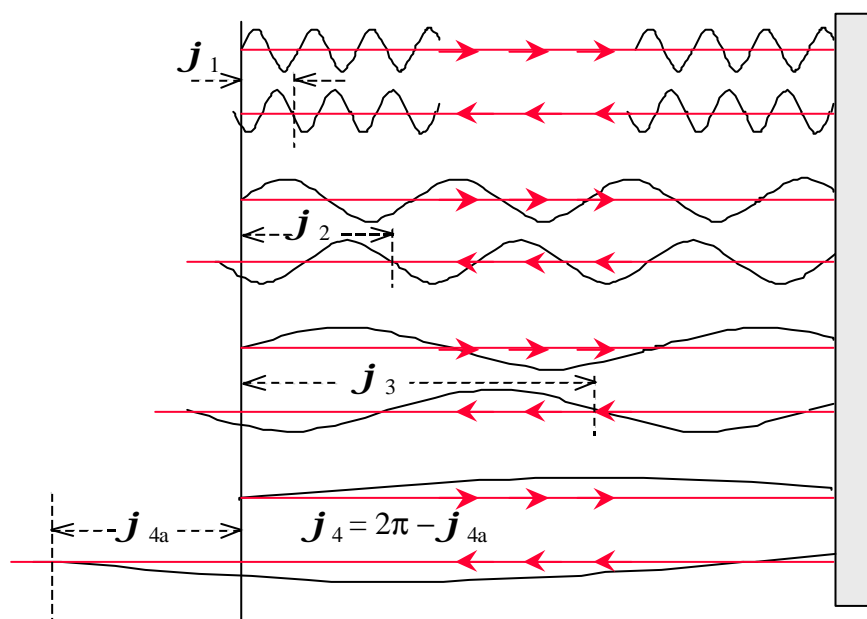
圖(1-3) 振幅調變式連續光波型雷射雷達的訊號關係。

當相位計量得相位差之後，由(1-5)式即可得到待測距離 R 的大小，因此相位計其實是這種振幅調變式連續光波型雷射雷達對距離量測的重心。將(1-5)式等號左右兩邊同時對 j 微分，得到以下第(1-6)式，可以由此推估出距離解析度：

$$dR = \frac{l_{AM}}{4\pi} dj \quad (1-6)$$

一般而言，連續光波型雷射雷達的距離解析度是很好的。通常相位分辨率要達到一個週期($2p$)的千分之一是很容易的，目前已有文獻指出，以調變頻率 f_{AM} 為 300MHz (調變波長 l_{AM} 為 1m)，而相位解析度可以達到四千分之一，則由第(1-6)式可知距離解析度約為 0.12mm[33]。

但是很重要的一點是，相位計只能量得兩訊號間不滿一個週期的相對相位差 j ，於是如果在(1-5)式中 m 不為零，相位計是無法得知實際相位 F 的大小的。當 m 為 1 或 2 或其它任意不為零的正整數時，單一調變頻率的測距結果將完全相同。因此，為了避免此一不明確(ambiguity)情形發生，測量距離必須限制在調變波長 l_{AM} 的一半之內，也就是在圖(1-3)中的波形關係其實是一種無法測距的不確定情形。如果要測量較長之距離，就要使調變波長 l_{AM} 增大(降低調變頻率)，但這一來由(1-6)式又可發現距離解析度變差了。要同時保持高解析度與大的測量範圍，就必須利用數個不同的調變頻率對同一距離作測量[6,34]，如圖(1-4)。如此大大增加了系統的電路複雜程度。通常，較複雜的電路也多半意味著：較繁複的設計限制與考量，較大的體積，與較高的功率消耗。



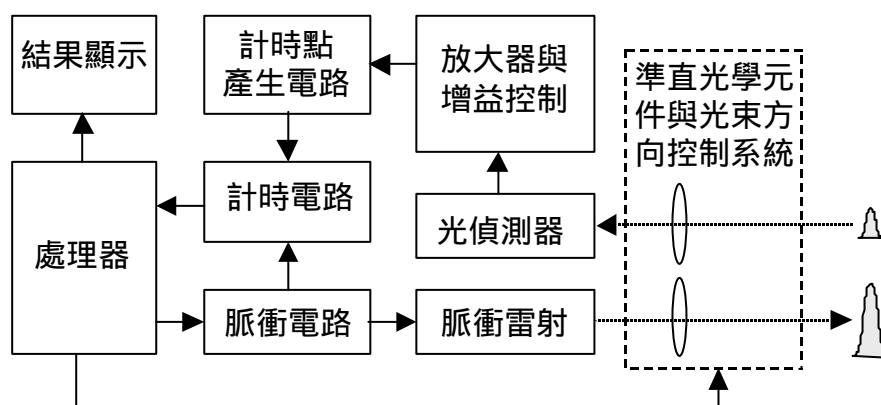
圖(1-4) 以數種不同調變波長以解決測距不明確的問題。

第 1-2 節 脈衝光波型雷射雷達

脈衝光波型雷射雷達的基本組成如圖(1-5)所示。系統處理器除了控制光束掃描方向外，同時發出一個觸發(trigger)訊號給脈衝電路產生一個電流脈衝，驅動脈衝雷射發射出一個時間寬度非常窄而峰值光功率很高的光脈衝，經由待測目標物反射回到接收端，光偵測器將返回之光脈衝轉換為電脈衝之後，由放大器放大使脈衝振幅處於一定範圍之內。由於目標物距離的遠近與反射率的不同，返回之訊號強弱變化範圍極大，復因訊號僅為一個脈衝，與前述調變型的連續回波訊號不同，增益控制電路不易將訊號控制成固定大小，為求計時之準確性不受訊號強度變化之影響，因此必須利用一個計時點產生電路使不同振幅的訊號均能以某一固定“大小比例”的位置做為正確的計時點，然後再由計時電路計算光脈衝往返的時間 T 。最後處理器利用以下第(1-7)式計算出該方位上目標物之距離 R 的大小：

$$2R = \frac{T \times c_0}{n_g} \quad (1-7)$$

其中 $c_0 = 2.99792458 \times 10^8$ m/s 為光在真空中的速度[35]，而 $n_g \approx 1.00028$ 為空氣的折射率[6,34]。空氣的折射率和光頻、溫度、濕度及大氣壓力均有關[36-37]。



圖(1-5) 脈衝光波型雷射雷達基本方塊圖。

當光源選定(光頻選定)之後，以溫度變化對折射率值的影響最大，溫度每改變攝氏一度折射率值的變化量約為 10^{-6} ，對於地面上的距離測量，例如待測距離為 10 公里，如果溫度的變化有 10，則光往返時間的變化約 400 psec (約 6cm 的誤差)，即百萬分之六的誤差率。對於某些要求極為精準的應用，如測地學上測量地殼變動量，數公分的誤差已不能容忍[38]，甚或月球距離或衛星定位等超長距離的應用，大氣層的折射率效應除了折射率值的改變以外，由於折射率變動使光路徑彎曲又造成另外一項誤差來源[39]，此時的大氣折射率效應就必須加以修正[40-41]。但是對於一般日常的應用而言，如果測量距離小於 1 公里，折射率造成的時間誤差約僅 40 psec，若計時器的時間解析度為 1 nsec(距離的解析度約為 15cm)，此時折射率的影響通常是可以忽略的。

一般而言，連續光波型雷射測距方式的解析度比脈衝光波型雷射測距方式要好，但是脈衝光波型卻有以下兩項優點：第一，在相同的總平均光功率輸出的條件下，脈衝光波型雷射雷達可測量的距離遠比連續光波型雷射雷達要長。主要是因為脈衝雷射通常可以有很高的瞬間輸出光功率，使較遠處之目標物仍能反射回足夠被偵測到的光訊號強度。第二，測距速率較快，有許多計時方式其單次測量所需要的時間非常短[42-44]。反之，由於相位計所測量的是兩個“連續訊號”間的相對相位差，因此在測量時間上也比較費時，這對於汽車導航雷射雷達或三維影像雷射雷達等必須有高速測量速率的系統而言，是一項不利因素。本論文將針對脈衝光波型雷射雷達提出一種新的計時電路結構，兩次測量的時間間隔可以小於 20 nsec，時間的解析度約 916 psec，非線性度小於 0.31%，同時此電路可執行自我校準動作以修正不同的工作環境下的漂移，而且最大測量時間範圍可以輕易的以附加額外的計數器電路來擴增[45]。

第二章 偵測距離

最大可偵測距離，是雷射雷達的一項重要參數，主要決定於可以接收到的最小回波強度與系統的雜訊大小。它們和脈衝雷射光發出的峰值功率、待測物的反射率及可供反射的表面積、天候與大氣對光波的影響、光接收系統的接收效率以及各項雜訊的大小均有關係。同時待測物的距離越遠，回波強度也越小，當回波強度小到無法和系統雜訊清楚分辨時的最遠距離，就稱此距離為最大可偵測距離。本章將對回波強度與各項雜訊作定性的分析，並舉一實例作數值上之計算。

第 2-1 節 測距方程式

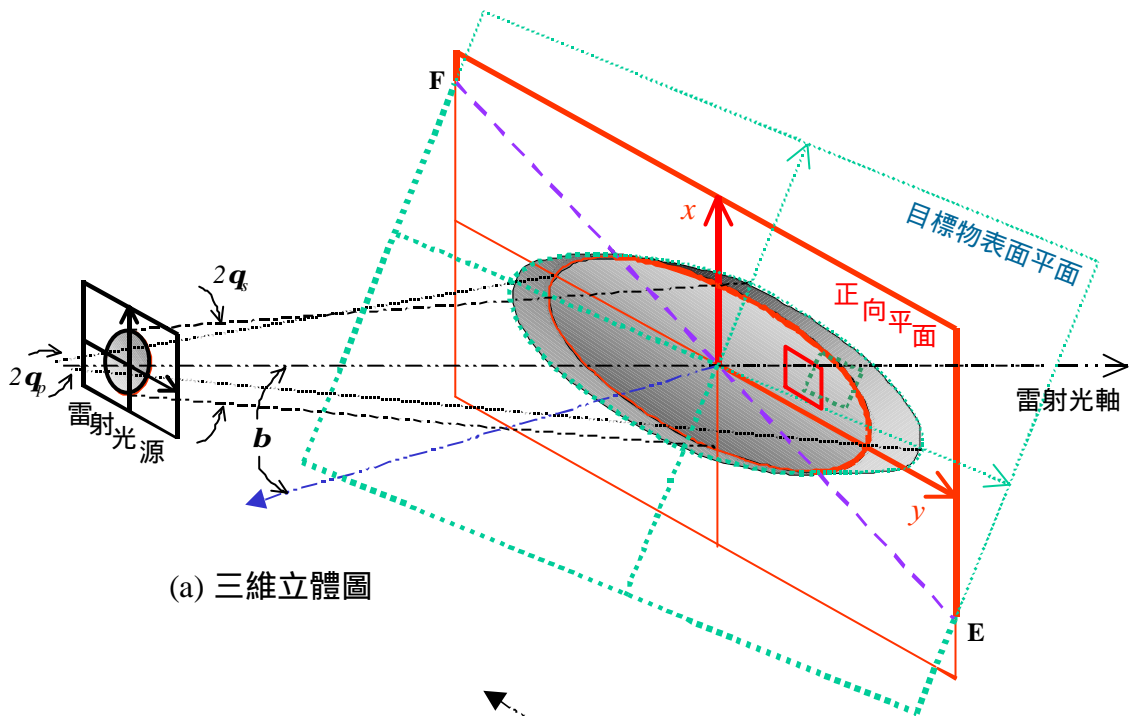
讓我們以圖(2-1)來說明光強度和目標物的空間關係。圖中待測目標物的距離為 R ，而目標物表面平面為圖(2-1)(a)這個三維立體圖中的虛線平面，此平面的法向量與雷射光軸間的夾角為 b 。假設雷射光束的形狀為橢圓形，其水平發散角為 $2q_p$ ，垂直發散角為 $2q_s$ ，它在目標物表面上也將成橢圓狀，即圖(2-1)(a)中包含所有陰影部份的虛線橢圓。如果由雷射光源發出之峰值光功率為 P_L ，發射光學系統的總穿透率為 T_E ，大氣的衰減係數為 s ，則來到目標物表面平上的峰值總光功率 P_T 為：

$$P_T = P_L \times T_E \times e^{-sR} \quad (2-1)$$

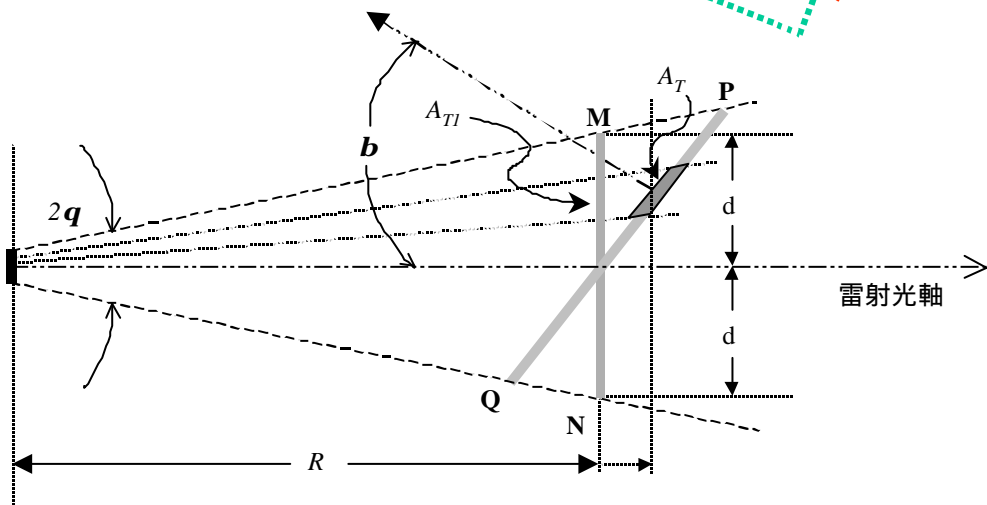
圖(2-1)(a)中另外還以實線畫出了一個與光源相距 R 且垂直雷射光軸的平面，稱為“正向平面”(x-y 平面)，這個平面也切割雷射光束，成為另一個橢圓形，也就是圖(2-1)(a)中陰影部份裏的實線橢圓。毫無疑問的，通過這個實線橢圓範圍的光功率也等於第(2-1)式的總光功率 P_T 。目標物表面平面和正向平面二者相

切於圖(2-1)(a)中由 E 至 F 的粗虛線。

圖(2-1)(b)是圖(2-1)(a)的一個側視平面投影圖，也就是在圖(2-1)(a)中包含雷射光軸與目標物平面之法向量的平面，所以圖中標示為 PQ 的灰色線段就是由目標物平面上的光點(虛線橢圓)所投影而成，而標示為 MN 的灰色線段則是正向平面上的光點大小(實線橢圓)所投影而成，其中 q 為雷射光在此平面上的發散半角， q 的大小在 q_p 和 q_s 之間。由於雷射光的高指向性，光束發散角通常很



(a) 三維立體圖



(b) 側視平面投影圖

圖(2-1) 光束和目標物的空間關係示意圖。

小(例如 1° 的發散角約為 0.0175 弧度量), 所以 MN 的長度 $2d \approx 2Rq$ 。經過簡單的幾何計算, 可以得到 MN 與 PQ 的長度關係為:

$$(PQ) \times (\cos^2 b - \sin^2 b \times \tan^2 q) = (MN) \times \cos b \quad (2-2)$$

如前所述, 因為發散角 q 很小, 所以 $\tan^2 q \approx q^2$, 在目標物表面與光軸夾角不很大的情形下, 例如若 b 小於 45° , 則 $\cos b > \sin b$, 那麼 $\cos^2 b \gg \sin^2 b \times \tan^2 q$, 於是第(2-2)式可以化簡為:

$$(PQ) \times \cos b \approx (MN) \quad (2-3)$$

很明顯的, 由這樣的關係也可以得知待測物表面的光點(虛線橢圓)面積 A_E 與正向平面上的光點(實線橢圓)面積 A_{EP} 之間的關係與第(2-3)式極為相似:

$$A_E \times \cos b \approx A_{EP} \quad (2-4)$$

如果目標物比雷射光在其表面所形成的光點還大, 則打在目標物上的光功率 P_{TA} 就等於總光功率 P_T 。但是如果目標物的大小比光點還小, 例如圖(2-1)(a)中在虛線橢圓裏的虛線小方塊(它在正向平面上所對應的區域為圖(2-1)(a)中實線橢圓裏的實線方塊), 那麼情形就比較複雜了。現在, 讓我們開始來討論當目標物比光點還小時, 實際照射到目標物上的光功率 P_{TA} 應該是多少。

最簡單的一個情形是: 當光的強度在圖(2-1)(a)中的正向平面上為均勻分佈的狀況, 如圖(2-2)(a)中所示。此時, 目標物在正向平面上所對應的同功率面積 A_{TI} 和正向平面上的全光點面積 A_{EP} 的比值, 就是照射到目標物表面上的光功率 P_{TA} 和總光功率 P_T 的比值。

橢圓的面積公式為 πab , 其中 a 與 b 分別為橢圓的兩個軸的半長。一般而言, 距離 R 遠大於光源與目標物上的光點直徑大小, 又因為雷射光的發散角很小, 於是在正向平面上的橢圓光點其兩軸的半長可分別近似為 Rq_s 與 Rq_p (q_p 與

q_s 的單位為徑度量), 所以正向平面上的橢圓光點總面積 A_{EP} 為 :

$$A_{EP} = p R^2 q_p q_s \quad (2-5)$$

如果目標物的實際面積為 A_T , 它在正向平面上所對應的面積為 A_{T1} , $A_{T1} < A_{EP}$, A_T 與 A_{T1} 的對應關係標示於圖(2-1)(b)中 , 利用與(2-2)式、(2-3)式及(2-4)式相同的推導可知 :

$$A_T \times \cos \mathbf{b} \approx A_{T1} \quad (2-6)$$

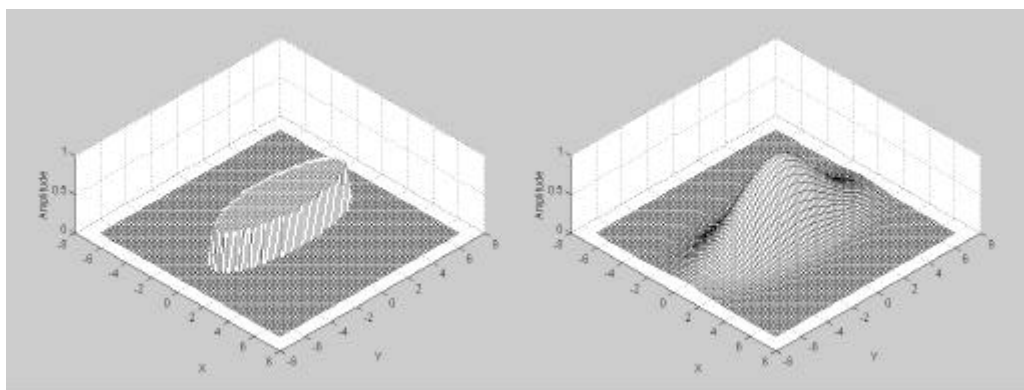
此時實際照射於 A_T 面積上的光功率 P_{TA} 為 :

$$P_{TA} = P_T \times \frac{A_{T1}}{A_{EP}} = \frac{P_L T_E A_T \cos \mathbf{b}}{p R^2 q_p q_s} \times e^{-sR} \quad (2-7)$$

由於雷射光束的發射立體角(solid angle) W_E 與目標物對光源所張的立體角 W_T 可以分別表示為(2-8)式及(2-9)式 :

$$W_E = \frac{A_{EP}}{R^2} = p q_p q_s \quad (2-8)$$

$$W_T = \frac{A_{T1}}{R^2} = \frac{A_T \times \cos \mathbf{b}}{R^2} \quad (2-9)$$



(a) 均勻分佈

(b) 高斯分佈

圖(2-2) 橢圓光束的兩種不同強度分佈情形。

於是，第(2-7)式可以化簡為：

$$P_{TA} = P_L T_E \times \frac{W_T}{W_E} \times e^{-sR} \quad (2-10)$$

一般而言，雷射光點的強度分佈其實都不是各處均等的[31]，因此當目標物小於光點大小時，目標物在光點範圍內不同的位置將會接受到不同大小的雷射光功率，此時就不可以單純的用第(2-7)式或第(2-10)來計算 P_{TA} 了。如果光在正向平面上的強度分佈函數為 $\bar{P}(x, y)$ ：

$$\bar{P}(x, y) = P_o \times P(x, y) \quad (2-11)$$

$$P_o = \frac{P_T}{A_{EP}} = \frac{P_L T_E e^{-sR}}{p R^2 q_p q_s} = \frac{P_L T_E e^{-sR}}{R^2 W_E} \quad (2-12)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(x, y) dA = A_{EP} = R^2 W_E \quad (2-13)$$

則目標物真正接受到的光功率 P_{TA} 應為：

$$P_{TA} = \int_{A_{Tl}} \bar{P}(x, y) dA = P_o \int_{A_{Tl}} P(x, y) dA \quad (2-14)$$

其中 dA 為正向平面上的面積基素，積分符號的下標 A_{Tl} 表示對目標物在正向平面上的對應區域範圍做積分。其實第(2-7)式為第(2-14)式的一個特例，原因是當光強度為均勻分佈的時候， $P(x, y)$ 為常數 1，那第(2-14)式就單純的變成 P_o 乘以面積 A_{Tl} ，配合(2-6)式，結果當然就是第(2-7)式了。

讓我們利用一個簡單的特例來說明當 $P(x, y)$ 不為常數時的情形。首先假設光點的強度分佈為高斯(Gaussian)分佈，形狀如圖(2-2)(b)，則光束在圖(2-1)(a)中正向平面上的分佈情形可以寫成：

$$\bar{P}(x, y) = P_o \times P(x, y) = 2P_o \times \exp\left[-2\left(\frac{x}{Rq_s}\right)^2\right] \times \exp\left[-2\left(\frac{y}{Rq_p}\right)^2\right] \quad (2-15)$$

這樣的表示法也正好符合光束的寬度為其中央極值的 $1/e^2$ 這項定義，而 $2P_o$ 代表光點中心極大值的大小。因為：

$$\begin{aligned}
 P_T &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{P}(x, y) dx dy = 2P_o \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-2\left(\frac{x}{Rq_s}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{y}{Rq_p}\right)^2\right] dx dy \\
 &= \frac{2P_L T_E}{p R^2 q_p q_s} \times e^{-sR} \times \frac{p R^2 q_p q_s}{2} = P_L T_E e^{-sR}
 \end{aligned} \tag{2-16}$$

於是，將第(2-6)式、(2-12)式、(2-15)式代入(2-14)式，可以得到 P_{TA} 的表示式為：

$$\begin{aligned}
 P_{TA} &= \frac{2P_L T_E}{R^2 W_E} e^{-sR} \times \iint_{A_{T1}} \exp\left[-2\left(\frac{y}{Rq_p}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{x}{Rq_s}\right)^2\right] dx dy \\
 &= \frac{P_L T_E A_T \cos \mathbf{b}}{R^2 W_E} e^{-sR} \times S_I
 \end{aligned} \tag{2-17}$$

其中積分符號的下標 A_{T1} 仍表示對目標物在正向平面上的對應區域範圍做積分，而 S_I 為：

$$S_I = \frac{2}{A_T \cos \mathbf{b}} \iint_{A_{T1}} \exp\left[-2\left(\frac{y}{Rq_p}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{x}{Rq_s}\right)^2\right] dx dy = \frac{1}{A_{T1}} \int_{A_{T1}} P(x, y) dA \tag{2-18}$$

S_I 通常稱為“光束分佈關係函數(beam profile function)”[30,31]，或是“幾何形狀因式(geometric-form factor)”[46-47]，它代表著雷射光點與目標物間的相對位置因強度分佈變化對目標物的受光量所造成的影響。隨著光束強度分佈形態的不同與各種的近似假設， S_I 也有許多不同的近似函數型式[31,46-48]。當光束為均勻分佈時， S_I 等於 1。接下來讓我們再假設一個簡單的特例做計算來說明 S_I 的影響，若目標物在正向平面上的對應形狀為長方形，其長寬恰好均為橢圓光點

長短軸的四分之一長度，即邊長分別為 $0.5Rq_s$ 與 $0.5Rq_p$ ，則其面積應為 $A_{TI} = 0.25R^2q_sq_p$ ，約為光點面積 A_{EP} 的 0.08 倍。當此目標物的中心恰在光軸上時，如圖(2-3)(a)的相對關係，(2-18)式成為：

$$S_I = \frac{2}{0.25R^2q_sq_p} \int_{-0.25Rq_p}^{0.25Rq_p} \int_{-0.25Rq_s}^{0.25Rq_s} \exp\left[-2\left(\frac{y}{Rq_p}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{x}{Rq_s}\right)^2\right] dx dy \quad (2-19)$$

利用變數分離法分別對 x 與 y 積分，而且高斯函數對稱於 x 軸與 y 軸，於是第(2-19)式可以被改寫成：

$$S_I = \frac{32}{R^2q_sq_p} \int_0^{0.25Rq_s} \exp\left[-2\left(\frac{x}{Rq_s}\right)^2\right] dx \times \int_0^{0.25Rq_p} \exp\left[-2\left(\frac{y}{Rq_p}\right)^2\right] dy \quad (2-20)$$

在(2-20)式中的積分項恰好為著名的誤差函數(error function)的形式[49]：

$$\text{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{p}} \int_0^z \exp(-t^2) dt \quad (2-21)$$

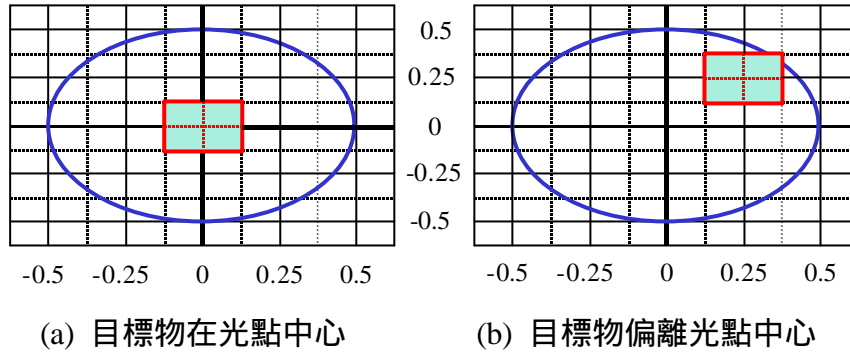
雖然無法用初等函數來表示，但其值可以利用第(2-22)式來求得近似解[49]：

$$\text{erf}(z) \approx \frac{2}{\sqrt{p}} \left(z - \frac{z^3}{1 \times 3} + \frac{z^5}{2! \times 5} - \frac{z^7}{3! \times 7} + \dots \right) \quad (2-22)$$

於是經過適當的計算後第(2-20)式可以化簡成：

$$S_I = 4p \left[\text{erf}(0.25\sqrt{2}) \right]^2 \quad (2-23)$$

利用(2-22)式求得近似解 $\text{erf}(0.25\sqrt{2}) \approx 0.3829$ ，就可得到 $S_I \approx 1.84$ ，把它代入第(2-17)式然後與第(2-7)式比較，就可以知道當目標物小於光點，且與光點的幾何關係為圖(2-3)(a)中的情形時，如果光功率分佈為高斯分佈，照射在目標物表面上的光功率大約是光為均勻分佈之情形的 1.84 倍。這結果是非常合理的，



圖(2-3) 目標物和光點之相對位置。其中橢圓形為光點，方形為目標物。圖中之長度單位均分別以軸長為單位。

因為當光源的總發光功率相同且光束寬度相同時，如果強度分佈為高斯分佈則較多部份的能量會比較集中在中央部位。事實上，正如同第(2-15)式，高斯分佈的光強度在光束的中心點處為均勻分佈的情形之兩倍。

如果目標物不在光點正中央，其與光點的幾何關係變成如圖(2-3)(b)的樣子，此時 S_I 之值可以將(2-19)式中的積分上下限作對應的修改而得：

$$S_I = \frac{2}{0.25R^2 q_s q_p} \int_{0.25Rq_p}^{0.75Rq_p} \int_{0.25Rq_s}^{0.75Rq_s} \exp\left[-2\left(\frac{y}{Rq_p}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{x}{Rq_s}\right)^2\right] dx dy \quad (2-24)$$

再度利用類似的方式，可以再將(2-24)式化簡成：

$$S_I = p \left[\operatorname{erf}(0.75\sqrt{2}) - \operatorname{erf}(0.25\sqrt{2}) \right]^2 \quad (2-25)$$

同樣的利用第(2-20)式求得 $\operatorname{erf}(0.75\sqrt{2})$ 的近似解為 0.86，最後得到第(2-25)式中 $S_I \approx 0.71$ ，和之前目標物在光點中央時所求得的 $S_I \approx 1.84$ 相比，可以發現當目標物在橢圓光點內的位置對長軸和短軸各偏移了 0.25 軸長的距離之後，照射在目標物上的光功率只剩下在對準中心點位置情況下的 38.6 % 左右了。從

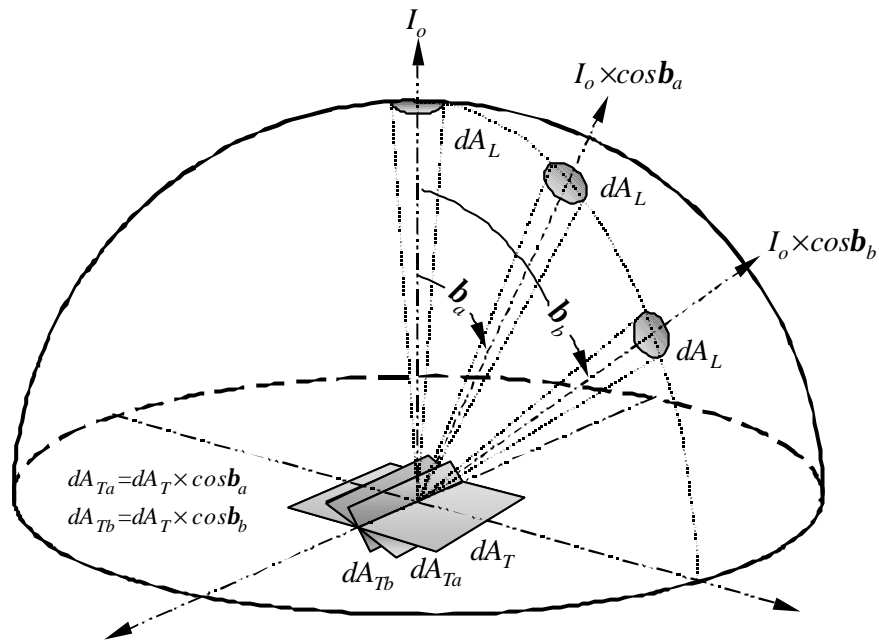
(2-19)式到目前為止，由以上兩個簡單的例子可以發現：當目標物小於光點時，光強度分佈和目標物與光點的相對位置有著很重要的影響，因此在估算最大距離時，往往不能忽略了光束分佈關係函數 S_r 所造成的效應。

當光照射於待測物之表面，將有一部份會被反射，反射光的一部份再被雷射雷達的接收系統接收。物體對光的反射現象，可以概分為兩大類：鏡面反射 (specular reflection) 以及漫反射 (diffuse reflection) [50]，通常這兩種現象是並存的，也有許多文獻針對這些現象分別對各種不同應用的雷射雷達所產生的影響有更深入的研究 [51-54]。對於如樹木、石頭、泥土、草地，水泥牆、紙張等大部份日常生活中常見的物體，有文獻指出它們通常可以近似的視為很好的漫反射體 [55]，該文獻指出，在入射光的入射角小於 60° 以內時，這些物體的反射行為幾乎就和“朗伯反射表面 (Lambertian reflecting surface)”的行為一樣。所謂的朗伯反射，是指反射光的行為遵守“郎伯定律 (Lambert's law)” [56]：每單位面積單位立體角在任何方向上所發出的光功率固定不變，也就是輻射率 L (radiance 或 sterance) 為常數。為了簡化說明，我們將待測物體的表面視為朗伯反射表面。在知道物體的漫反射率後 [50,55]，將其視為二次光源，就可以利用郎伯定律來求得物體的反射輻射率大小，然後推估實際回到光接收系統的光量多寡。

遵守郎伯定律的光源有一個很有趣的現象，它的輻射強度 (radiant intensity) I ，也就是不同方向上每單位立體角的輻射功率，正比於該方向與輻射面的表面法向量之間的夾角 b 的餘弦值 [56]：

$$I = I_0 \times \cos b \quad (2-26)$$

其中 I_0 代表沿著光源表面法向量方向的輻射強度。因為在以 b 為法向量之平面上的投影面積 (有效表面積) 與 $\cos b$ 成正比，於是，當 b 角越來越大，輻射強度就越來越小了。圖(2-4)畫出了有效表面積隨著 b 角變化的情形。



圖(2-4) 郎伯光源之輻射強度隨角度變化之情形。

從數學上來看，依照輻射功率的定義[57-58]，輻射率為 L 的光源表面上的一個面積基素 dA_T 在沿著 b 角的方向上於立體角 dW 的範圍內所發出的光功率大小 d^2F 為：

$$d^2F = L dA_T \cos \mathbf{b} dW \quad (2-27)$$

其中 b 角為相對於平面法向量的夾角。郎伯光源輻射率 L 為常數，所以輻射功率 I 為：

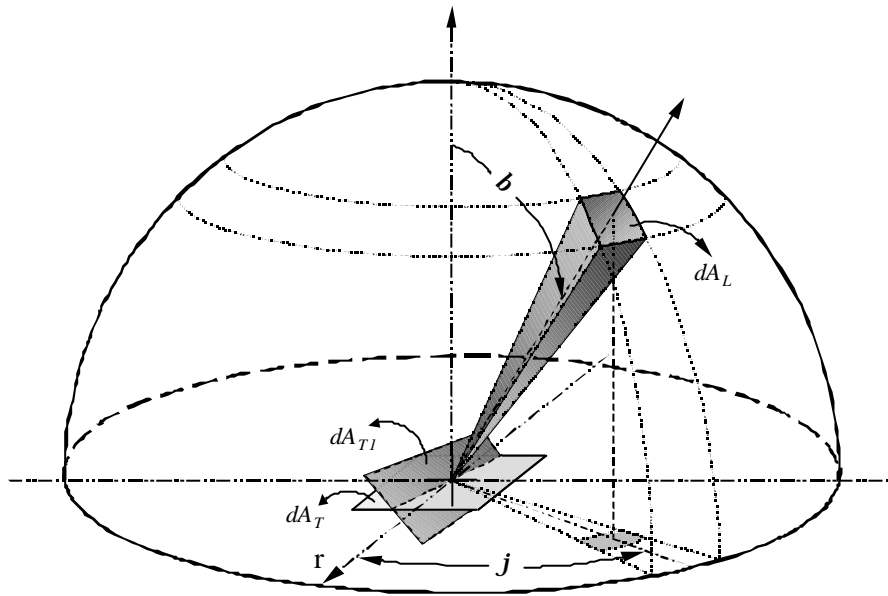
$$I = \int_{A_T} \frac{d^2F}{dW} = L A_T \cos \mathbf{b} \quad (2-28)$$

於是垂直於表面的輻射強度 I_o 為 LA_T 。如果物體的漫反射率為 r ，那麼反射光的總量 $F = P_{RT}$ 應為漫反射率乘以實際照射到物體表面的光功率， $P_{RT} = r \times P_{TA}$ ，所以如果將第(2-28)式對整個半球面的立體角作積分，那麼積分的結果應該就等於 P_{RT} ：

$$\begin{aligned}
P_{RT} &= \mathbf{r} \times P_{TA} = \int L A_T \cos \mathbf{b} dW \\
&= \int_0^{2p} \int_0^p L A_T \cos \mathbf{b} \sin \mathbf{b} d\mathbf{b} d\mathbf{j} = p L A_T
\end{aligned}
\tag{2-29}$$

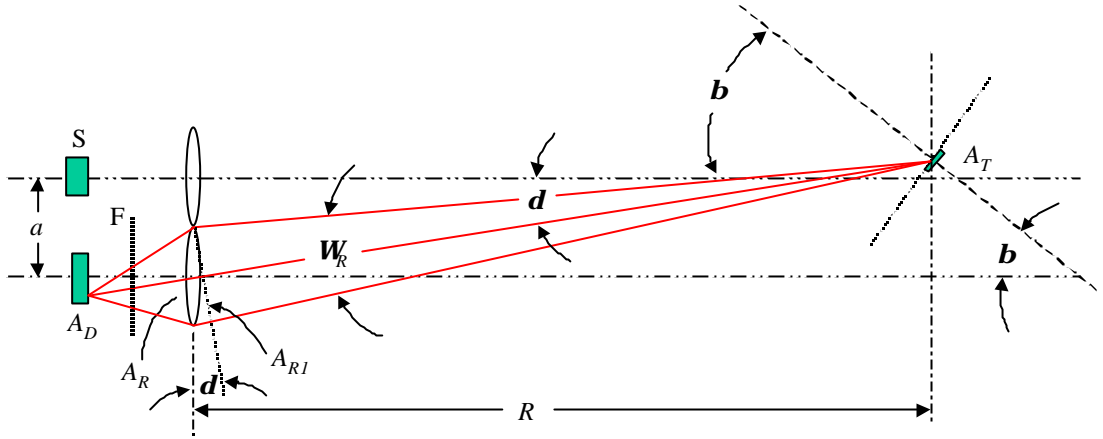
其中 dW 與空間坐標的關係如圖(2-5)所畫，而

$$dW = \frac{dA_L}{r^2} = \sin \mathbf{b} d\mathbf{b} d\mathbf{j}
\tag{2-30}$$



圖(2-5) 立體角 dW 與空間坐標的關係。

現在開始來計算光偵測器 A_D 到底可以接收到多少回波功率。如圖(2-6)的空間關係，圖中 S 為雷射光源，接收系統的光軸平行於雷射發射光軸，兩光軸之距離為 a ，光偵測器的面積為 A_D ，接收透鏡的面積為 A_R ，其向目標物方向的投影面積為 A_{Rl} ，為了減少背景輻射雜訊而在接收透鏡後方加上一片窄帶濾光片(narrow band filter) F ，並如前所述，目標物面積為 A_T ，與光源之距離為 R ，與光軸夾角為 \mathbf{b} ；接收透鏡對目標物所張的立體角為 W_R ，接收透鏡中心與目標物中心之間的距離為 R_1 (並未標示於圖中)，接收透鏡中心與目標物中心之連線



圖(2-6) 光源、目標物與接收系統的空間關係側視圖。

與光軸間之夾角為 d ，那麼：

$$A_{R1} = A_R \cos d \quad (2-31)$$

$$R_1 = \frac{R}{\cos d} \quad (2-32)$$

$$W_R = \frac{A_{R1}}{R_1^2} = \frac{A_R \cos^3 d}{R^2} \quad (2-33)$$

從第(2-29)式可以得到待測物表面的輻射率表示式：

$$L = \frac{\mathbf{r} \times P_{TA}}{\mathbf{p} A_T} \quad (2-34)$$

先假設接收系統的視場(field of view)可以涵蓋目標物上所有可以反射光的範圍，如果接收透鏡的穿透率為 T_R ，窄帶濾光片的穿透率為 T_f ，那麼根據郎伯餘弦四次方定律[58]，光偵測器接收到的回波光功率 P_R 就可以表示為：

$$\begin{aligned} P_R &= L A_T \cos(\mathbf{b} + \mathbf{d}) W_R T_R T_f e^{-sR} \\ &= \frac{\mathbf{r} P_{TA} T_R T_f A_R \cos(\mathbf{b} + \mathbf{d}) \cos^3 d}{\mathbf{p} R^2} \times e^{-sR} \end{aligned} \quad (2-35)$$

最常見的情況是距離 R 遠大於光軸距離 a ，這樣一來夾角 d 變得很小很小，於是 $R_I \approx R$ ， $\cos d \approx 1$ 而且 $\cos(\mathbf{b} + \mathbf{d}) \approx \cos \mathbf{b}$ ，第(2-35)式就可以簡化成：

$$P_R = \frac{r P_{TA} T_R T_f A_R \cos \mathbf{b}}{p R^2} \times e^{-sR} \quad (2-36)$$

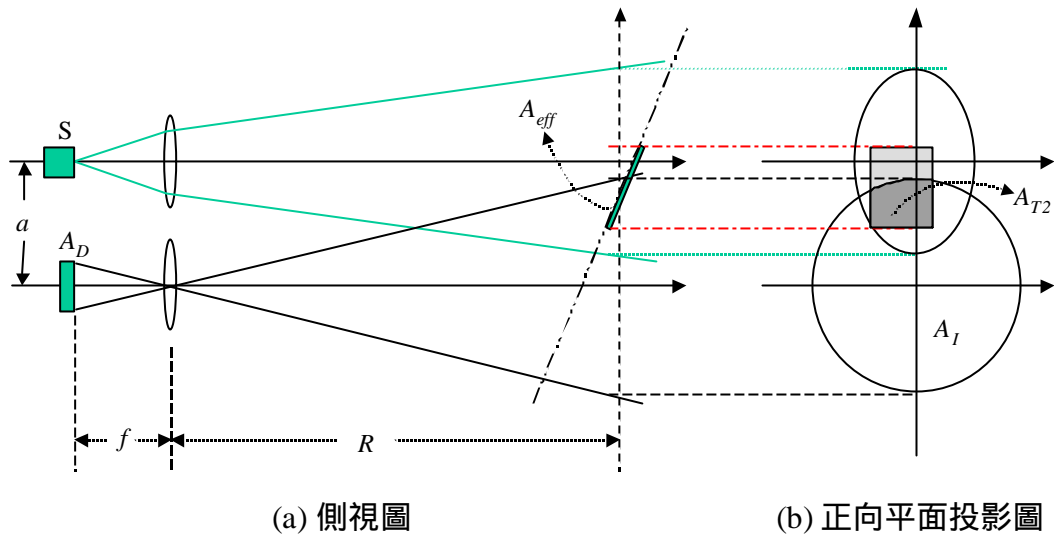
請注意在圖(2-6)中，目標物中心並沒有刻意的畫在雷射光軸上，所以(2-36)式是一個通用形式，如果目標物小於光點，那麼第(2-34)式、(2-35)式與(2-36)式中的 P_{TA} 就如同第(2-17)式與(2-18)式所描述一般，那麼：

$$P_R = \frac{r P_L T_E T_R T_f A_T A_R \cos^2 \mathbf{b}}{p R^4 W_E} \times e^{-2sR} \times S_I \quad (2-37)$$

如果目標物比光點大，則第(2-34)式、(2-35)式與(2-36)式中的 P_{TA} 就變成第(2-1)式的 P_T 了，於是回波光功率 P_R 將變成：

$$P_R = \frac{r P_L T_E T_R T_f A_R \cos \mathbf{b}}{p R^2} \times e^{-2sR} \quad (2-38)$$

再來考慮接收系統的視場無法涵蓋所有可以反射雷射光的範圍時的情形，這樣的情形最常發生於近距離的量測時，在相同的視角下，距離較近時所張的視場面積也較小，就有可能無法涵蓋所有的光點範圍。在一階光學(first order optics)的簡化假設情形下，接收系統在與光軸垂直的正向平面上的視場面積，約等於光偵測器在正向平面上的成像面積。在圖(2-7)(b)中，橢圓形仍代表雷射光點在正向平面上所對應的面積；圓形的面積為 A_I ，表示光偵測器 A_D 在目標物處的正向平面上所成的像之大小；長方形部份則為目標物在正向平面上的對應面積。只有三者的交集區域，也就是長方形中斜線部分的區域 A_{T2} ，所反射的雷射光才有可能順利的回到光偵測器。在距離 R 依然遠大於光軸距離 a 的情



圖(2-7) 接收系統視場無法包含所有反射面積的情況。

形下， A_{T2} 在目標物上的對應面積為 A_{eff} ，如圖(2-7)(a)的關係可知：

$$A_{T2} \approx A_{eff} \cos b \quad (2-39)$$

此時在第(2-36)式中估計目標物所受到的光功率 P_{TA} 就必須重新更正為有效的部份光功率 P_{TB} 。第(2-14)式為目標物受光量的表示式，將第(2-14)式的積分範圍改成 A_{T2} ，就可以得到 P_{TB} ：

$$P_{TB} = \frac{P_L T_E e^{-sR}}{R^2 W_E} \times \int_{A_{T2}} P(x, y) dA = \frac{P_L T_E A_{T2} e^{-sR}}{R^2 W_E} \times S_{II} \quad (2-40)$$

其中的幾何形狀因式 S_{II} 裏與面積有關的部份也都改成 A_{T2} ：

$$S_{II} = \frac{1}{A_{T2}} \int_{A_{T2}} P(x, y) dA \quad (2-41)$$

由於有效的漫反射面積為 A_{eff} ，(2-34)也變成：

$$L = \frac{\mathbf{r} \times P_{TB}}{\mathbf{p} A_{eff}} = \frac{\mathbf{r} P_{TB} \cos b}{\mathbf{p} A_{T2}} \quad (2-42)$$

這樣一來回收功率就成為：

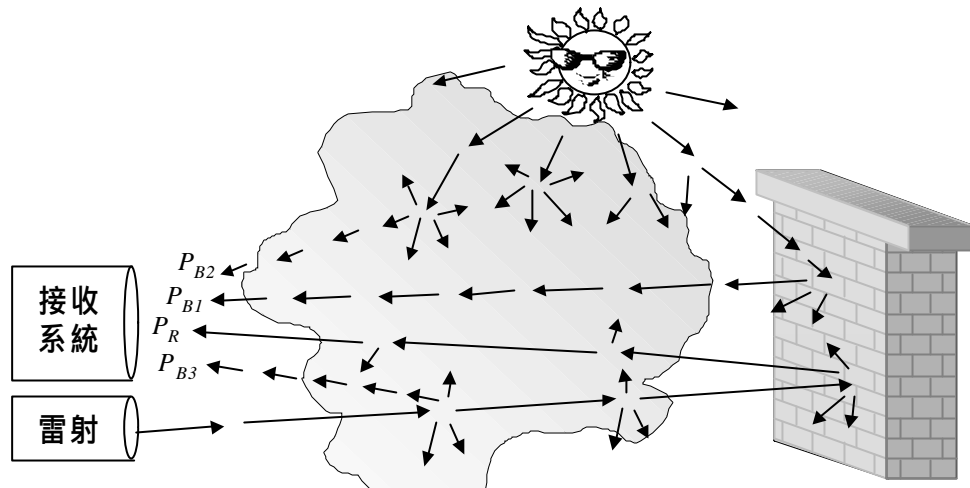
$$P_R = L A_{eff} \cos \theta W_R e^{-sR}$$

$$= \frac{r P_L T_E T_R T_f A_{eff} A_R \cos^2 \theta e^{-2sR}}{p R^4 W_E} \times S_{II} \quad (2-43)$$

比較第(2-43)式與(2-37)式的 P_R ，以及第(2-41)式與(2-18)式的 S_{II} 與 S_I ，其實是相同的，因為 A_{TI} 也是“正向平面上，在接收系統視場範圍內的面積”，而 A_T 則是 A_{TI} 所對應的有效面積(A_{eff})。另外，在物體比光點還大但是接收視場無法涵蓋所有光點面積時，也一樣的可以推導出與第(2-43)式相同的方程式，而這樣關於描述回波光訊號大小的第(2-43)式或(2-38)式，就稱為測距方程式(range equation)[31]。比較(2-43)式與(2-38)式，可以發現當目標物大於光點，且光點全部落於接收視場內時，回波光功率 P_R 和距離 R 的平方成反比；如果目標物比光點小，或視場無法涵蓋物體被探測雷射光照射到的所有區域，則回波光功率 P_R 將和距離 R 的四次方成反比。

第 2-2 節 雜訊分析

要預估可測量距離之範圍，就必須考慮系統中的雜訊影響，因為回波訊號至少必須大於雜訊至一個相當程度才能夠在符合解析度的要求下被穩定的偵測到。雜訊的來源主要有三種：背景光輻射、光偵測器產生之雜訊以及前置放大器(pre-amplifier)產生的雜訊。首先要討論的是背景光輻射的問題。如圖(2-8)所示，對於近紅外光測距系統而言，背景輻射的來源主要有三種：陽光被目標物反射而進入接收系統（圖中標示為 P_{B1} ）、陽光受到大氣中的微粒散射而進入接收系統(P_{B2})與探測雷射光本身在到達目標物之前受到大氣中的微粒散射回來



圖(2-8) 三種背景輻射源的示意圖。

(P_{B3})的部份 [59]。為了要減少這些背景輻射光源，通常會在光偵測器前加入一片窄帶濾光片，如圖(2-6)中所標示的 F，以限制可接收的光頻寬度，或是利用限制接收視場大小以減小所容許的背景輻射空間範圍(只是這樣會使最小可測距離變長，縮短了測量範圍)，但是永遠也無法完全消弭背景輻射的進入。

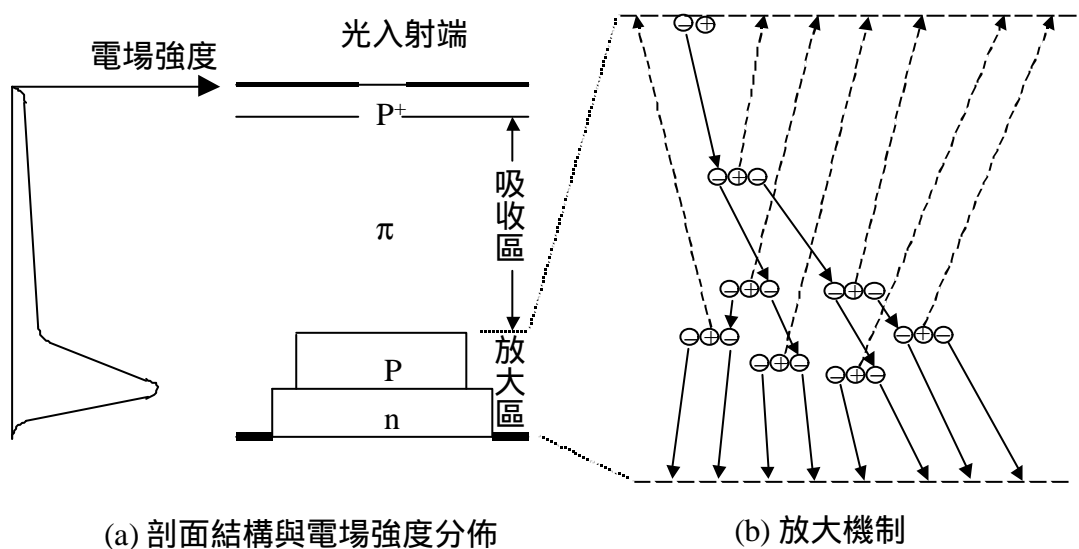
在圖(2-8)裏所描述的三種背景輻射光中，在非濃霧或下雨天的情形下，探測雷射光直接被大氣散射回來的部份(P_{B3})通常比較微弱，因此在非惡劣的天候下可以忽略。如果我們假設大氣對陽光的散射方向為均向散射 (isotropic scattering)，大氣的深度為無限深，當目標物大於接收系統的視場面積時，因陽光所產生的背景輻射強度 P_B 可以利用以下第(2-44)式來估算[59]：

$$P_B = H_I B_f A_R T_R T_f W_r \left[\frac{r \cos b \exp(-sR)}{p} + \frac{1}{4p} \right] \quad (2-44)$$

其中 H_I 為太陽在地平面的照射度(solar irradiance)，單位為 $\text{Watt}/\text{m}^2\text{nm}$ ， B_f 為窄帶濾光片的穿透頻寬， A_R 為接收透鏡面積， T_R 為接收透鏡的穿透率， T_f 為窄帶濾光片的穿透率， W_r 為接收系統的視場立體角， r 為目標物的漫反射係數， s 為大

氣的衰減係數， R 為目標物的距離。在(2-44)式的方括弧中第一項表示陽光經目標物漫反射後回到接收系統的部份(P_{B1})，因為遵守郎伯定律的漫反射之輻射強度隨物表面法向量之間的夾角餘弦值而變，如第(2-26)式所述，所以對整個反射半球面空間之積分結果產生的效應為 p 而不是 $2p$ ；第二項則表示陽光經大氣散射所產生的效應(P_{B2})，由於均向散射的假設，所以分母為整個空間的立體角大小 $4p$ 。

雪崩式檢光二極體(avalanche photodiode, APD)是一種常用的高速半導體光偵測器元件，由於其內部對電子電洞的累增放大效應為光電訊號提供了十至上百倍的內部增益，又因為高逆向偏壓的操作條件降低了半導體界面電容，使其擁有極高的頻率響應，所以常運用於高頻低光度檢測的工作環境。圖(2-9)(a)為一個穿透型(reach through)雪崩式檢光二極體的基本結構剖面圖[60]，它主要包括光吸收區及放大區兩部份，圖中同時也畫出了相對的電場強度分佈曲線。



圖(2-9) 穿透型雪崩式檢光二極體剖面圖與電場強度關係及放大機制示意圖[60]。

當入射光被吸收區吸收後產生光電子與電洞，跨於吸收區兩端的電場強度不高，僅用於使產生的電子電洞分離，當載子進入放大區後，放大區的高電場強度使載子通過此區時產生連鎖性的離子化效應因而使光電流被放大，圖(2-9)(b)為雪崩式檢光二極體的電流放大機制示意圖。很明顯的，此放大區所產生的電流放大倍率 M 將和雪崩式檢光二極體兩端所施加的逆向偏壓大小有很大的關係。當總功率為 P_S 的光(回波光訊號 P_R 與背景輻射量 P_B 的總和)進入雪崩式檢光二極體後，其輸出的訊號光電流 I_R 可以表示為：

$$I_R = M R_0(I) P_S \quad (2-45)$$

其中 $R_0(I)$ 為檢光二極體對波長為 I 的光波之本質響應度(intrinsic responsivity)，代表著圖(2-9)中吸收區對入射光產生光電流的效率，也就是當放大率 M 等於 1 時的光偵測能力，其與量子效率(quantum efficiency) η 的關係為：

$$R_0(I) = \frac{hq}{hn} \quad (2-46)$$

其中 h 為普郎克常數(Planck's constant = 6.626176×10^{-34} Watt · sec²)， n 為光頻， q 為電子帶電量(1.6×10^{-19} 庫倫)。

在無光輸入的情況下所輸出的電流稱為暗電流(dark current)，它的成份可略分為表面漏電流(surface leakage current) I_{DS} 與體漏電流(bulk leakage current) I_{DB} 。因為體漏電流經過放大區也被放大，於是雪崩式檢光二極體的整體暗電流 I_D 應該表示為：

$$I_D = I_{DS} + M \times I_{DB} \quad (2-47)$$

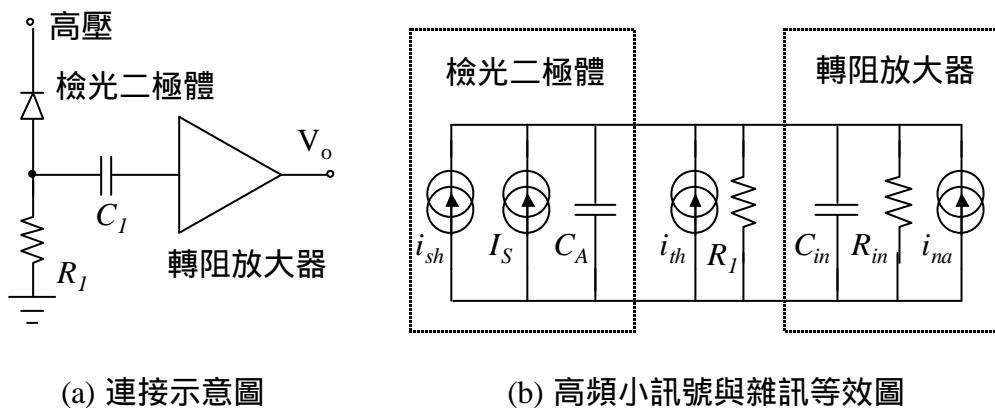
由於暗電流的放大，結果使得與電流相關的雜訊也增加了，於是雪崩式檢光二極體的主要雜訊源為散粒雜訊(shot noise) i_{sh} ：

$$i_{sh} = [2q(I_{DS} + (I_{DB} + R_0(I)P_S)M^2F)B]^{1/2} \quad (2-48)$$

其中 B 為系統的雜訊頻寬、 F 為超量雜訊因子(excess noise factor)。超量雜訊因子的出現，是為了要修正平均放大率在雜訊估計時所產生的偏差量。此一雜訊偏差量的起因是由於檢光二極體內的電場強度是位置的函數，放大率 M 既是電場強度的函數，也就必然是位置的函數，但是載子在累崩放大的過程中每一個載子所經過的路徑不會完全相同，所以每一個進入放大區的載子所獲得的放大結果也就不盡相同，因此載子的整體放大率 M 其實是一項統計平均值。由於均方值(mean square)， M^2 ，往往大於平均值的平方 M^2 ，然而雜訊電流的估計卻是統計上雜訊功率的均方根值(root mean square)，於是使得以平均值估計所得的雜訊將比實際可能的雜訊來得小，所以另外引入超量雜訊因子 F 來做為修正，超量雜訊因子的定義為[61]：

$$F = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \quad (2-49)$$

雪崩式檢光二極體的輸出為電流訊號，所以利用轉阻放大器(transimpedance amplifier)來放大雪崩式檢光二極體的輸出電流。如圖(2-10)(a)，當 $R_I C_I \gg R_{in} C_I$



圖(2-10) 雪崩式檢光二極體與轉阻放大器的連接。

時，低頻的截止頻率 f_L 可由圖中的 R_1 與 C_1 並利用以下之第(2-50)式決定：

$$f_L = \frac{1}{2p R_1 C_1} \quad (2-50)$$

轉阻放大器的雜訊來源，包括了轉阻放大器中的回授電阻產生之雜訊、輸入端電晶體的基極電流雜訊與電壓雜訊。在圖(2-10)(b)的等效電路中，轉阻放大器的輸入等效電容為 C_{in} ，輸入等效電阻為 R_{in} ，放大器輸入端的全部等效雜訊以 i_{na} 來代表；雪崩式檢光二極體的電容效應以 C_A 表示，散粒雜訊為 i_{sh} ，輸出電流 I_S 則為回波訊號光電流 I_R 、背景輻射光電流 I_B 與暗電流 I_D 三者之總和。電阻 R_1 之熱雜訊 i_{th} 則為：

$$i_{th} = \left(\frac{4kTB}{R_1} \right)^{1/2} \quad (2-51)$$

其中 k 為波茲曼常數(Boltzmann's constant = 1.38×10^{-23} W·sec·K⁻¹)， T 為絕對溫度， B 為雜訊頻寬，必須由系統的訊號頻寬來決定。那麼，所有的雜訊總和 i_N 可以表示為：

$$i_N^2 = i_{sh}^2 + i_{th}^2 + i_{na}^2 \quad (2-52)$$

由圖(2-10)(b)可以求得系統高頻截止頻率 f_H ，同時回波訊號光電流 I_R 的上升時間(rise time) t_r 對 f_H 有所要求[62]，如第(2-53)式所示：

$$f_H = \frac{1}{2p R_P (C_A + C_{in})} \geq \frac{0.35}{t_r} \quad (2-53)$$

$$R_P = R_1 // R_{in} = \frac{R_1 \times R_{in}}{R_1 + R_{in}} \quad (2-54)$$

其中//表並聯之意。通常高頻截止頻率 f_H 會遠大於低頻截止頻率 f_L ，所以訊號頻寬 $Df = f_H - f_L$ 大約就等於 f_H 。

雜訊頻寬 B 的定義如下：在系統功率增益對頻率曲線(power gain versus frequency curve)圖中，以峰值功率為高並以雜訊頻寬 B 為寬之方型區域的面積必須和功率增益曲線與頻率軸(橫軸)之間所包含的總面積相等，於是雜訊頻寬可以表示為[63]：

$$B = \frac{1}{G_o} \int_0^{\infty} G(f) df \quad (2-55)$$

其中 $G(f)$ 為功率增益對頻率曲線函數，而 G_o 為峰值功率。對於圖(2-10)(b)，當 f_H 遠大於 f_L 時，轉阻放大器輸入處的等效功率增益對頻率曲線函數可以表示為：

$$G(f) = \frac{f_H^2}{f_H^2 + f^2} \quad (2-56)$$

同時峰值功率 $G_o = 1$ ，將第(2-56)式代入(2-55)式後可以求得 $B = 1.57 f_H$ 。

最後要討論的即是訊號雜訊比(signal to noise ratio)與訊號上升時間 t_r 之間的關係。在判斷回波訊號到達時間點的時候，在時間解析度的要求範圍內，訊號振幅上升程度必須大於雜訊，於是訊號雜訊比、訊號上升時間與時間解析度 s_t 之間的關係可以利用下列第(2-57)式表示[64-65]：

$$SNR_v = \frac{t_r}{s_t} \quad (2-57)$$

其中 SNR_v 代表振幅的訊號雜訊比。

第 2-3 節 波長選擇—大氣的效應

當光在傳輸過程中，受到大氣的衰減，因此大氣環境對回波光訊號的強弱有著很重要的影響。不同波長的光，大氣對它所產生的效應也不同，於是不同功能的雷射雷達也就有不同的光源波長選擇性。一般而言，紅外光可以概分成八個穿透區(transmission window)，其波長範圍列於表(2-1)中，圖(2-11)畫出了在三個不同距離不同環境下所測量到的不同波長的穿透率曲線[66]，圖中包含了四個穿透區的波長範圍，圖上方的附表則列出了各曲線的測量環境。描述大氣對光強度衰減的行為，常以穿透率(transmittance)來表示：

$$t = \exp(-s x) \quad (2-58)$$

其中 t 就是光經過 x 的距離以後的穿透率， s 則稱為衰減係數(extinction coefficient)。大氣對於光強度的影響，主要可以分為吸收(absorption)及散射(scattering)兩種現象，因此衰減係數又分為兩部份：

$$s = a + g \quad (2-59)$$

其中 a 稱為吸收係數(absorption coefficient)而 g 稱為散射係數(scattering coefficient)。以下將對於吸收係數與散射係數的估計方法做一簡單的介紹。

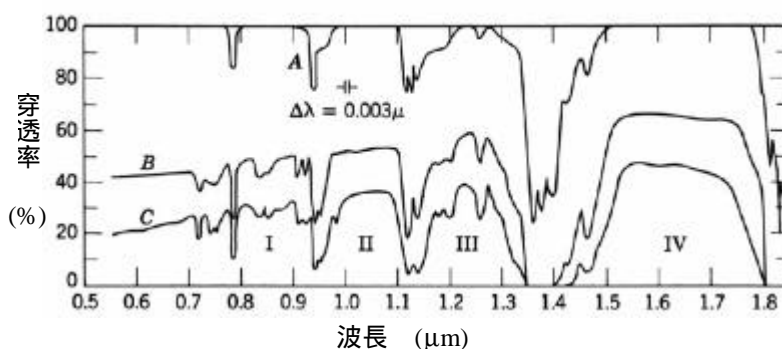
圖(2-12)是太陽的輻射頻譜曲線[67]，比較在大氣層外的太陽頻譜與地表海平面的太陽頻譜曲線，就可以清楚的發現整個大氣層對於不同的光波的吸收情

表(2-1) 近紅外光區的八個大氣穿透區之波長範圍[66]。

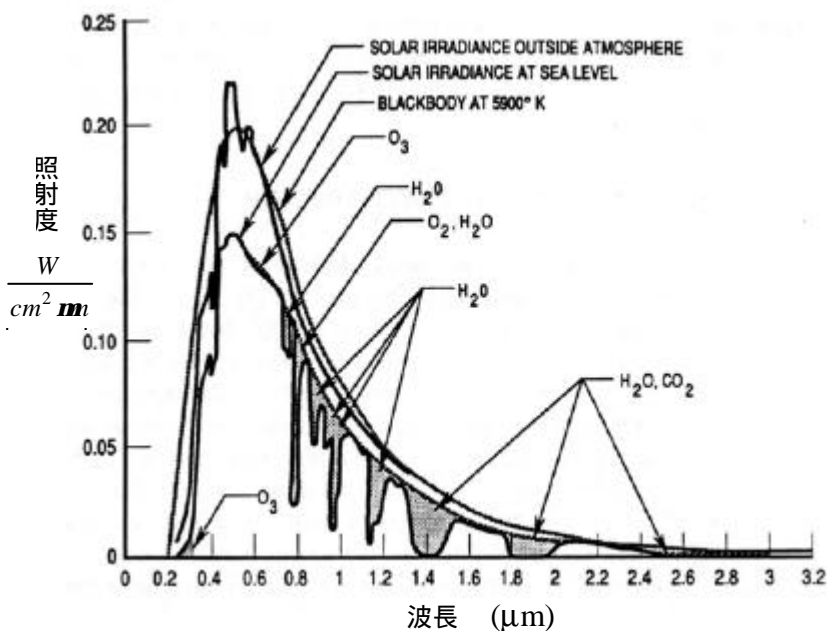
穿透區	波長範圍	穿透區	波長範圍
I	0.72 – 0.94 μm	V	1.90 – 2.70 μm
II	0.94 – 1.13 μm	VI	2.70 – 4.30 μm
III	1.13 – 1.38 μm	VII	4.30 – 6.00 μm
IV	1.38 – 1.90 μm	VIII	6.00 – 15.0 μm

形。圖中的陰影部份即代表了太陽光由外太空到達地表的路途中被吸收的部份，圖中也標示了各個吸收區域最主要的吸收分子。從圖(2-12)中也可以發現在這一段從可見光到近紅外光的範圍內，水分子是影響穿透率的最大因素。

曲線名稱	測試距離	日期	時間	溫度	相對濕度	凝水量	能見度
A	1000 ft.	3/20/56	3 P.M.	37°F	62%	1.1 mm	22 miles
B	3.4 miles	3/20/56	10 P.M.	34.5°F	47%	13.7 mm	16 miles
C	10.1 miles	3/21/56	12 A.M.	40.5°F	48%	52 mm	24 miles



圖(2-11) 大氣穿透率對光波長的變化曲線[66]。

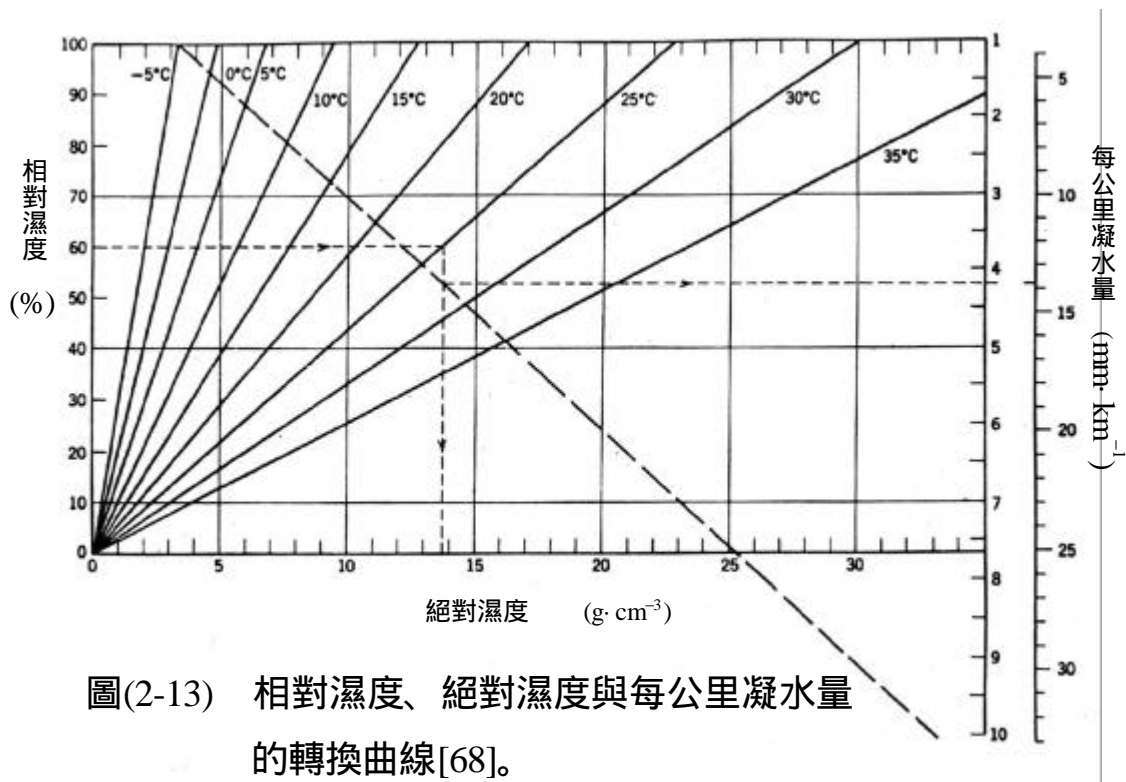


圖(2-12) 大氣層內外之太陽輻射光譜曲線[67]。

在日常生活中，我們常以相對濕度(relative humidity)做為估計空氣中含水量的單位。這是在當時溫度下，空氣中所含的水蒸氣所造成的分壓與水的飽和蒸氣壓的比例值。在不同的溫度下，有不同的飽和蒸氣壓，因此，在不同的溫度下，空氣中每單位體積裏所含的水蒸氣量有一個飽和極限，所以只要知道氣溫，再配合該溫度的飽和含水量即可得到空氣中每單位體積裏有多少公克的水，也就是絕對濕度(absolute humidity)，單位為 $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ 。對於光穿透率的估計，則通常採用另一種估計含水量的單位，稱為凝水量(precipitable water)，單位為毫米(mm)。它的意義是這樣的：如果把光束傳輸的路途想像成一個長管子，管徑就是光束寬度，那麼把這管子裏所有的水蒸氣凝結在這管子的一端，可以排列成多少的長度，就是凝水量的大小[68]。其實，當絕對濕度的單位是 $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ 時，絕對濕度值就是每公里凝水量之值。因為經過簡單的換算就可以知道體積 1 m^3 而長度 1 公里的管子，其端面面積為 10cm^2 ，水的密度為 $1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ，1 克的水堆在 10cm^2 的面積上高度恰好為 1mm。圖(2-13)將這些參數整合成為對應曲線圖以方便使用[68]。事實上，光對於厚度 1mm 的液體水與凝水量共 1mm 的空氣的穿透率並不會完全相同，對於不同距離但有相同凝水量的傳輸路徑之穿透率也不盡相同，例如，光經過每公里凝水量為 $1 \text{ mm} \cdot \text{km}^{-1}$ 而總路徑 1 公里的結果與經過每公里凝水量為 $0.5 \text{ mm} \cdot \text{km}^{-1}$ 而總路徑 2 公里的結果就不會相同，在經過許多的實驗與理論趨近之後，空氣中水蒸氣對於光穿透率的影響可以利用第(2-60)式來近似：

$$t_H = -k \times \log w + t_0 \quad (2-60)$$

其中 w 為凝水量， t_H 為對於凝水量等於 w 時的穿透率，如果 w 小於 0.26mm 時， $t_H = 100\%$ ， k 與 t_0 為修正常數，在波長 $0.70 \sim 0.92\mu\text{m}$ 的範圍內 $c = 15.1$ ， $t_0 = 106.3$ ，不同波段有不同的數值[68]。



圖(2-13) 相對濕度、絕對濕度與每公里凝水量的轉換曲線[68]。

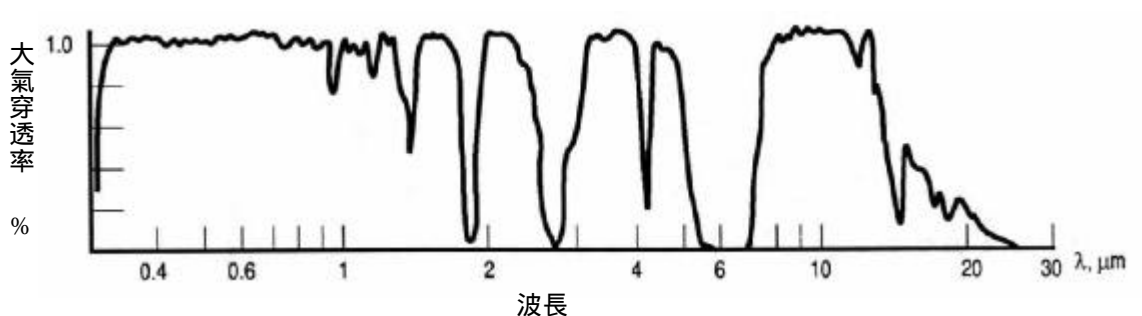
在近紅外光的波長範圍，光在大氣中傳播，受到散射的影響往往比吸收效應還要嚴重[69]。散射是由懸浮於空氣中的微小粒子(aerosol)所造成，它可以是灰塵、小水滴、小鹽粒、甚至是其他工業污染下的雜質產物，組成複雜，且因時間、地點、天候等不同而有極大的變化，在實務上，通常以能見度(visibility)做為參考參數來估計散射現象對光的衰減情形。當我們注視一個物體時，如果物體離我們的距離越來越遠，那麼它和背景間的對比程度(contrast)也會越來越弱，也就越看不清楚了。當這對比度只剩下 2% 時，一般人眼就再也無法分辨了，於是把這個不可分辨的最遠距離就定義為能見度[66]，所以能見度通常是以公里為單位。能見度可以表示空氣對光的穿透品質，雖然氣象局在測量能見度時是以波長 550nm 的綠光做為標準，但在近紅外光的範圍內，還是可以利用能見度數值來估計光在空氣中傳輸時，受到散射影響的情形，下一頁的第(2-61)式是常常被用來估計散射係數 g 的一個近似公式：

$$g = \left(\frac{3.91}{V} \right) \left(\frac{0.55}{l} \right)^q \quad (2-61)$$

其中 V 為以公里為單位的能見度數值， l 為使用的光波波長，單位為 μm ， q 為一個常數，在 V 小於 6 時 $q = 0.585V^{1/3}$ ，當 V 大於 6 以後， $q = 1.3$ ，當空氣品質很好，例如能見度大於 20 以後，則以 $q = 1.6$ 計算[66]。

第 2-4 節 實例計算

以半導體雷射做為光源最直接的優點在於它的體積小、效率好，脈衝重覆率高。自從 1962 年第一具半導體雷射出現後[70]，高功率紅外光半導體雷射的發展與製造越來越完善，也使得我們可以得到波長位於大氣高穿透區的光源。輸出波長為 905nm 的砷化銦鎵 (InGaAs) 半導體雷射是一種常用的高功率半導體雷射，根據圖(2-14)，其波長恰好位於大氣的紅外光第一穿透區邊緣[67]，仍有很好的穿透率，所以以下的計算實例中就以美國 EG&G 公司出品的 PGEW2S09 雷射二極體做為光源，其輸出的峰值光功率可達 20 瓦，其餘規格詳列於附錄一中。光偵測器則選擇同為 EG&G 公司出品的雪崩式檢光二極體 C30724，附錄二為此檢光二極體的特性資料。計算所需的發射光學系統與接收光學系統的各项參數則歸納於表(2-2)。



圖(2-14) 不同波長的大氣穿透率[67]。

表(2-2) 計算實例之光學系統參數。

發射透鏡直徑	4 cm	接收透鏡直徑	4 cm
發射透鏡焦距	8 cm	接收透鏡焦距	8 cm
發射透鏡穿透率	0.95	接收透鏡穿透率	0.95
窄帶濾光片頻寬	30 nm	接收與發射光軸距離	7 cm
窄帶濾光片中心頻率	905 nm	窄帶濾光片穿透率	0.7

雷射輸出的峰值光功率 P_L 為 20W，上升時間 t_r 為 10 nsec。由於半導體雷射的發光截面積很小，因此光在離開雷射二極體後的發散角很大，由表(2-2)的參數可知，發射透鏡的 F 數(F number)為 2，根據附錄一中的圖(5)，當光束到達發射透鏡時，在平行於雷射二極體接面(PN junction)的方向上，光束寬度比透鏡小，可以完全通過透鏡，但是在垂直於接面的方向上，只有大約 70%左右的光可以通過透鏡，再加上透鏡本身的穿透率為 95%，所以整個發射光學系統的透光率 T_E 只有 $0.7 \times 0.95 = 0.665$ 。

在溫度為 25°C 而相對濕度為 60%的環境下，由圖(2-13)可以得到每公里距離的凝水量約為 13.8mm，利用(2-60)式可得光經過 1 公里後的穿透率 t_H 約為 89.1%，所以水對光的吸收係數 a 約為 0.115 km^{-1} ；在空氣品質很好，能見度為 20 公里以上時，利用(2-61)式可求得空氣的散射係數 g 約為 0.088 km^{-1} ，若空氣品質不好，例如有輕度霾(light haze)的現象出現，能見度為 5km 時，散射係數 g 大增到約為 0.475 km^{-1} ；於是利用(2-59)式可求得衰減係數 s 在空氣品質好時約為 0.20 km^{-1} ，而在能見度剩下 5 公里以後衰減係數 s 約為 0.59 km^{-1} 。

同樣在一階光學的假設下，接收系統接收立體角可以用檢光二極體的面積與透鏡焦距平方之比值求得約為 3.1×10^{-5} ，若要求最低可測的物體反射率 r

為 0.2，再查知在白天好天氣且太陽高度在仰角 30°以上時，太陽光在地表的照射度約為 $0.45 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ (900nm 左右的波長範圍)，午夜時分會降低到 $6 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ [59,71]。在目標物大於雷射光點且表面與光軸垂直時，利用(2-44)式及(2-38)式與表(2-2)的參數可求得檢光二極體所收到的陽光背景輻射量 P_B 與回波訊號光 P_R 分別為：

$$P_B = 2.16 \times 10^{-8} \times \exp(-sR) + 2.7 \times 10^{-8} \quad (2-62)$$

$$P_R = 7.1 \times 10^{-4} \times \exp(-2sR) \times R^{-2} \quad (2-63)$$

由於訊號光脈衝的上升時間為 10 nsec，由(2-53)式知系統高頻截止頻率至少要為 35MHz。轉阻放大器選用 Analog Devices 公司的寬頻轉阻放大器，特性資料列於附錄三，由此特性資料可查知其輸入電容為 0.4pF，輸入等效阻抗為 3393Ω，再由附錄二得到檢光二極體的電容值為 1pF，於是利用(2-53)式及(2-54)式可知圖(2-10)中的電阻 R_1 至多不可以大於 76kΩ，選擇 $R_1 = 75\text{k}\Omega$ ，則高頻截止頻率就差不多為 35MHz。若要求低頻截止頻率為 100kHz，利用(2-50)式可得低頻阻隔電容 C_1 為 20pF，然後利用(2-55)式及(2-56)式可知雜訊頻寬 B 應以 55MHz 來計算。

由附錄二可知檢光二極體在 160 伏特的逆偏壓下，放大率 M 為 15 倍，量子效率 h 為 75%，暗電流為 20nA 且頻寬為 1Hz 時的雜訊電流為 $0.1 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ，於是由(2-46)式可得檢光二極體對波長為 900nm 左右的光波之本質響應度為 0.54A/W；利用上述數據及(2-47)式與(2-48)式，並代入 $P_s = 0$ 可先求得表面漏電流 I_{DS} 為 19.7nA 而體漏電流 I_{DB} 為 22.3pA，然後再度利用(2-48)式、(2-62)式與(2-63)式，則雪崩式檢光二極體的散粒雜訊 i_{sh} 可表示為：

$$i_{sh}^2 = 3.46 \times 10^{-19} + 2.57 \times 10^{-19} + 1.68 \times 10^{-16} \\ + 1.34 \times 10^{-16} \times \exp(-sR) + 4.42 \times 10^{-12} \times \exp(-2sR) \times R^{-2} \quad (2-64)$$

上式中第一項及第二項分別是由表面漏電流與體漏電流所引起的，第三項是大氣將陽光散射進檢光二極體後造成的部份背景輻射電流所產生的，第四項是背景輻射中目標物將陽光反射進檢光二極體形成另一部份背景輻射電流後的結果，最後一項則是由回波訊號電流本身所形成的。很明顯的，前兩項由暗電流所引起的散粒雜訊電流部份與其它項相較起來小太多，可以省略。至於訊號電流 I_s 的大小則可利用第(2-45)式來求得：

$$I_s = 5.75 \times 10^{-3} \times \exp(-2sR) \times R^{-2} \quad (2-65)$$

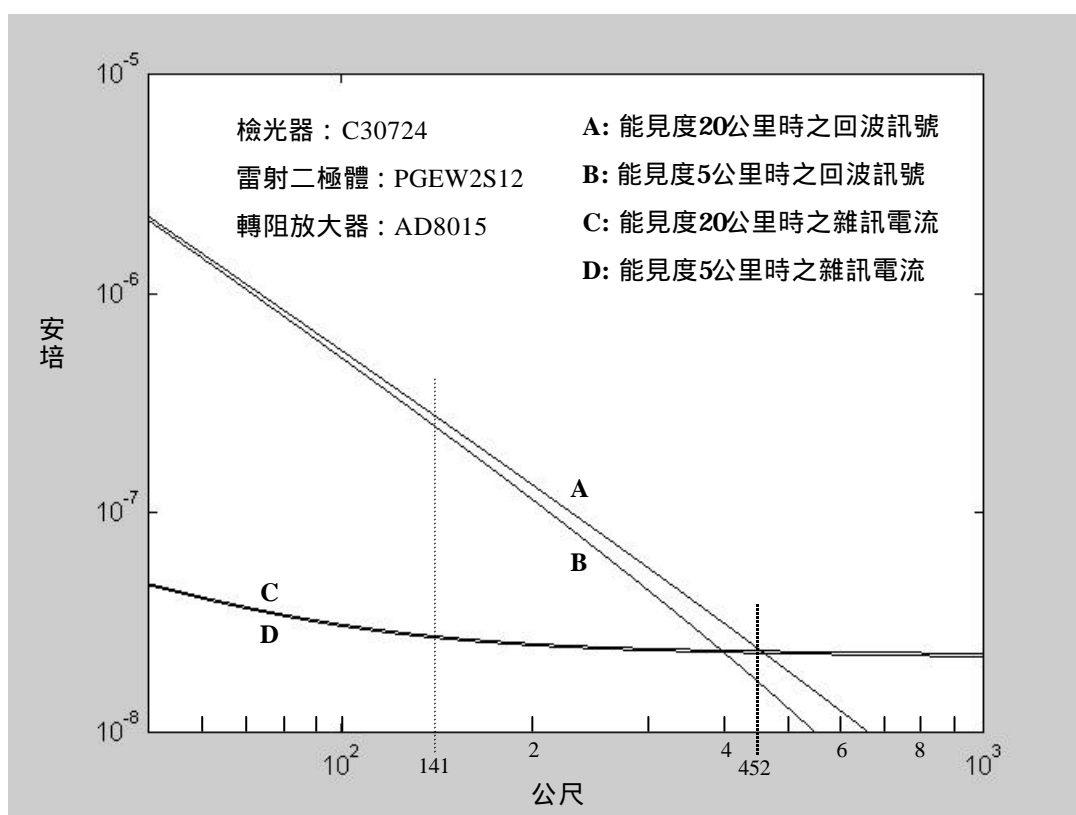
由附錄三的轉阻放大器資料可知道當系統頻寬為 100MHz 時，總輸入雜訊電流的均方根值為 26.5nA，利用附錄中的計算範例可以得到當系統頻寬為 35MHz 時，總輸入雜訊電流的均方根值 i_{na} 約為 15.6nA。最後利用(2-51)式可以求得電阻 R_l 的熱雜訊 i_{th} 為 2.77 nA。在本例中熱雜訊的大小遠小於其它幾項，於是，由第(2-52)式可知所有的雜訊總和 i_N 可以表示為：

$$i_N \approx \{ 4.11 \times 10^{-16} + 1.34 \times 10^{-16} \times \exp(-sR) + 4.42 \times 10^{-12} \times \exp(-2sR) \times R^{-2} \}^{-1/2} \quad (2-66)$$

在(2-66)式中，第一項和目標物的距離無關，由兩部份組成：大氣散射陽光進檢光二極體後造成的散粒雜訊電流與轉阻放大器的總輸入雜訊電流。再與第(2-64)式比較，可知第二項是背景輻射中目標物將陽光反射進檢光二極體產生的散粒雜訊，最後一項則是由回波訊號電流本身所形成的散粒雜訊。

圖(2-15)為距離大於 50 公尺以後的回波訊號電流與雜訊電流對距離之曲線圖。如果只要求最大可測量距離，在訊號雜訊比為一時，在能見度為 20 公里時，最大測距為 452 公尺，當能見度為 5 公里時，最大測距為 395 公尺(曲線 B 與雜訊電流曲線 D 之交點，圖中未標示)。當訊號的上升時間為 10 nsec 時，

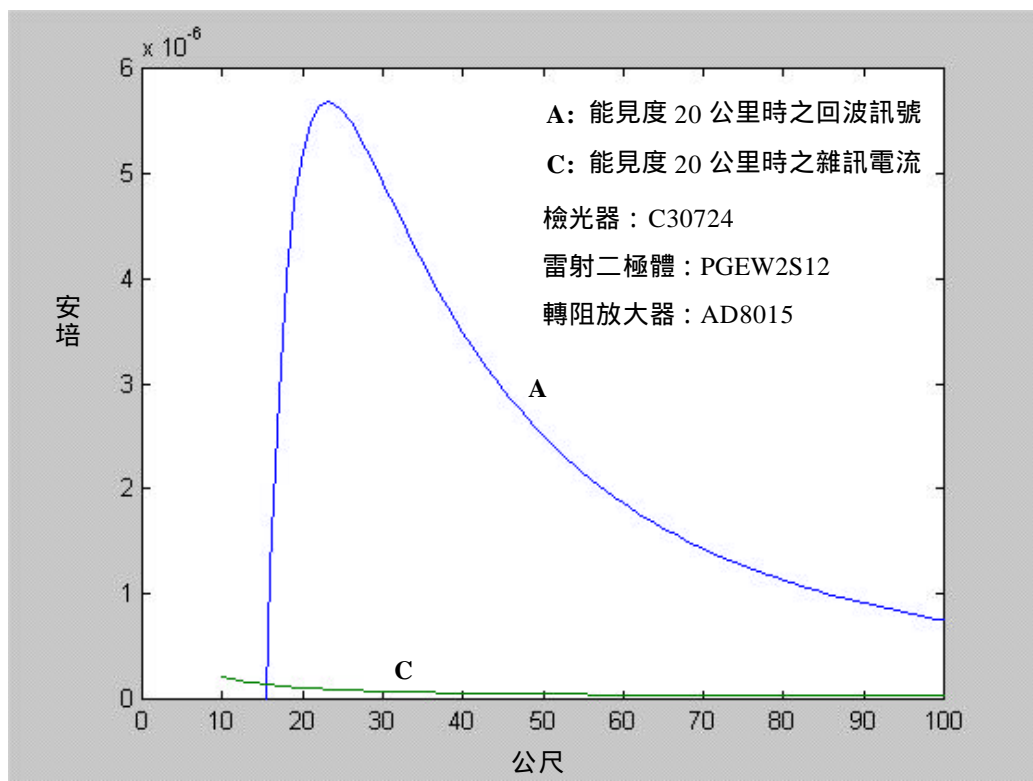
若要求測距解析度為 15cm，也就是時間解析度要求為 1 nsec，那麼由(2-56)式可知訊號雜訊比至少為 10，則在能見度為 20 公里時，合理的測距範圍則為 141 公尺，當能見度為 5 公里時，合理的測距範圍則為 134 公尺。從圖(2-15)與第(2-66)式也可以看出在上述計算範例的條件下，大氣衰減效應 s 對雜訊的影響不大，所以曲線 C 與曲線 D 幾乎是重合在一起的，本例的最大可測距離之主要限制為轉阻放大器的輸入雜訊大小。所以若要提高最大可測距離，除了提高雷射的輸出光功率，還必須設計雜訊更低的轉阻放大器。當放大器的雜訊降低後，雜訊來源轉而由背景輻射強度主導，此時就要利用減小接收系統視場的方式來降低背景輻射的大小。通常雷射光經過輸出透鏡後的發散角是小於接收系統視角的，結果使得在遠距離時視場遠比光點大得多，增加了許多不必要的背景雜訊，



圖(2-15) 回波訊號電流與雜訊電流曲線圖，目標物大於光點且表面與光軸垂直，白天太陽位於地平面仰角 30°以上之位置。

所以適當的減小接收視場可以使得在期望的測試距離中，於不降低回波光訊號強度的條件下得到較低的背景輻射光。

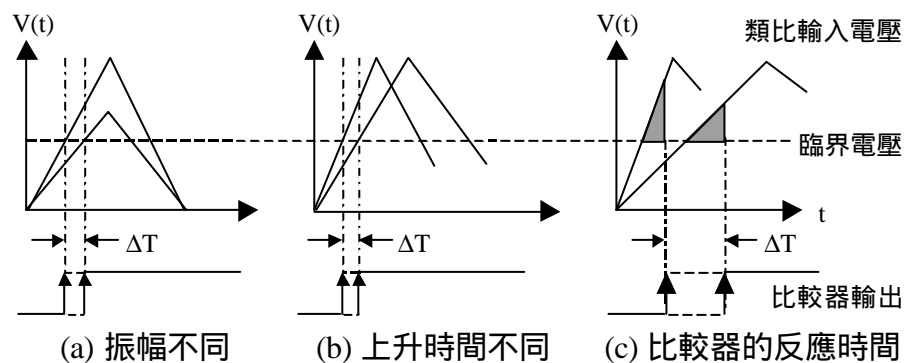
在固定的接收視角情形下，距離越近則接收系統的視場範圍越小，越有可能發生視場無法涵蓋所有目標物上雷射光點的光暈(vignette)現象[72]，使得距離越近時可收到的回波光強越小，於是限制了最短的測距範圍。在計算最短可測距離時，由於視場無法涵蓋目標物上的雷射光點，所以回波光強度的計算就必須改用第(2-43)式。同樣的利用以上的系統參數，可以得到圖(2-16)的訊號光電流對距離的曲線，當目標物距離大約為 15 公尺以後，雷射光點開始進入接收系統的視場範圍，隨著距離的增加，進入視場範圍的光點面積越大，收到的回波光訊號也越大，約在 16 公尺處，訊號開始大於雜訊。最大訊號約出現於 23 公尺的距離，光點完全進入視場範圍之中，此後回波光訊號開始隨距離增加而減小，與距離的平方成反比。



圖(2-16) 光暈現象造成近距離時回波訊號電流減弱之情形。

第三章 時點判別

回波光訊號的大小隨著測量距離的遠近，目標物的反射率不同而有非常大的變化，當檢光二極體產生的訊號電流經過轉阻放大器放大並轉換為電壓訊號，再經過後級放大，最終必須送到電壓比較器以產生計時用時點(timing point)。如果僅僅只是設定一個固定的臨界電壓(threshold voltage)來判斷回波訊號出現與否並決定到達時點，將會因為訊號大小變化而使時點判別出現誤差，此類因為訊號形狀不同而引起的誤差，稱為錯位誤差(walk error)。當訊號形狀可能的變化範圍越大，誤差的大小也就越大，誤差量甚至可以與訊號的上升時間相當，如果上升時間為 10 ns，則換算成距離的誤差為 1.5 公尺。錯位誤差的來源主要有三種[73]，第一種如圖(3-1)(a)，當訊號振幅改變，固定的臨界電壓使觸發時間發生改變。第二種如圖(3-1)(b)，若訊號本身的上升時間也會變化，也將造成誤差。第三種則是電路元件對不同形狀的訊號有不同的反應時間所引起，如圖(3-1)(c)，圖中斜線三角形的面積代表比較器輸入端因訊號所累積的電荷，此面積必須相等，也就是說，儘管輸入已超過臨界電壓，仍必須等到比較器的輸入端累積足夠的電荷才能使輸出轉態。為了要降低這些誤差的大小，除了隨不同的訊號強度改變放大電路的增益以縮小振幅變化範圍外，不採用固定



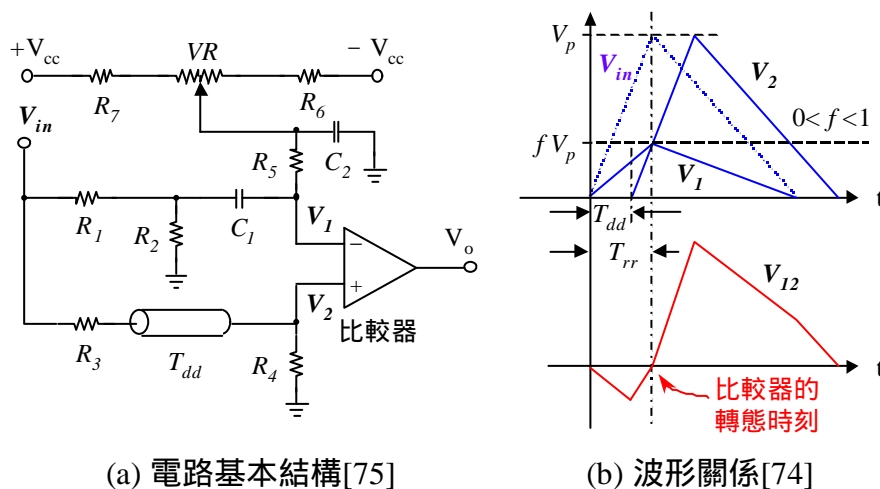
圖(3-1) 錯位誤差的來源。

的臨界電壓，改以尋找固定的訊號強度比例做為觸發點是另一項最重要的工作，此類降低時點判別誤差的電路結構，稱為定比例時點鑑別器(constant-fraction timing discriminator)[74-75]。

第 3-1 節 延時線路式定比例時點鑑別

傳統的定比例時點鑑別器將輸入訊號分成兩路，其中一路經過衰減變小，另一路則不衰減振幅大小，但是經過一段時間延遲，然後將這兩路分別送入電壓比較器的正負輸入端，比較器的轉態發生於兩輸入端之訊號的相對大小改變的時刻，而且轉態的時點不會受到原始輸入訊號振幅改變的影響，始終保持於原始訊號達到其某一固定高度比例時發生。圖(3-2)(a)為此類電路結構的示意圖，圖(3-2)(b)則以簡化了的三角形波形做為輸入訊號來說明其原理。

在圖(3-2)(a)中， R_2 與 R_4 為 50Ω 阻抗匹配電阻， R_1 約為 100Ω ，於是比較器負輸入端電壓 V_1 被衰減到大約為輸入振幅 V_p 的三分之一；電阻 R_3 小於 R_4 許多，訊號振幅衰減量較小，但是經過一段同軸纜線，訊號受到延遲，於是正端輸入訊號 V_2 將比 V_1 要晚 T_{dd} 的時間到達，可變電阻 VR 與電阻 R_5 到 R_7 則用於



圖(3-2) 延時式定比例時點鑑別電路示意圖。

調整比較器兩輸入端之直流偏差電壓(offset voltage)。在圖(3-2)(b)中，原始輸入電壓 V_{in} 以虛線表示，衰減訊號與延遲訊號分別標示為 V_1 與 V_2 ，比較器兩輸入端的電壓差 V_{I2} 則畫於原始波形下方，當比較器正端的電壓開始大於負端，其輸出將由低電位轉為高電位。如果訊號的全部上升時間 T_{rr} 、正端訊號的延遲時間 T_{dd} 與負端訊號的衰減率 f 之間滿足第(3-1)式，那麼訊號轉態的時刻將會固定的在訊號來臨後經過 T_{rr} 的時間發生，也就是正好在原輸入訊號的峰值出現時，而且轉態時刻並不會因輸入訊號的峰值大小改變而有所變動，這樣的方法稱為單純定比例方法(true constant fraction)[73]。

$$T_{rr} = \frac{T_{dd}}{1-f} \quad (3-1)$$

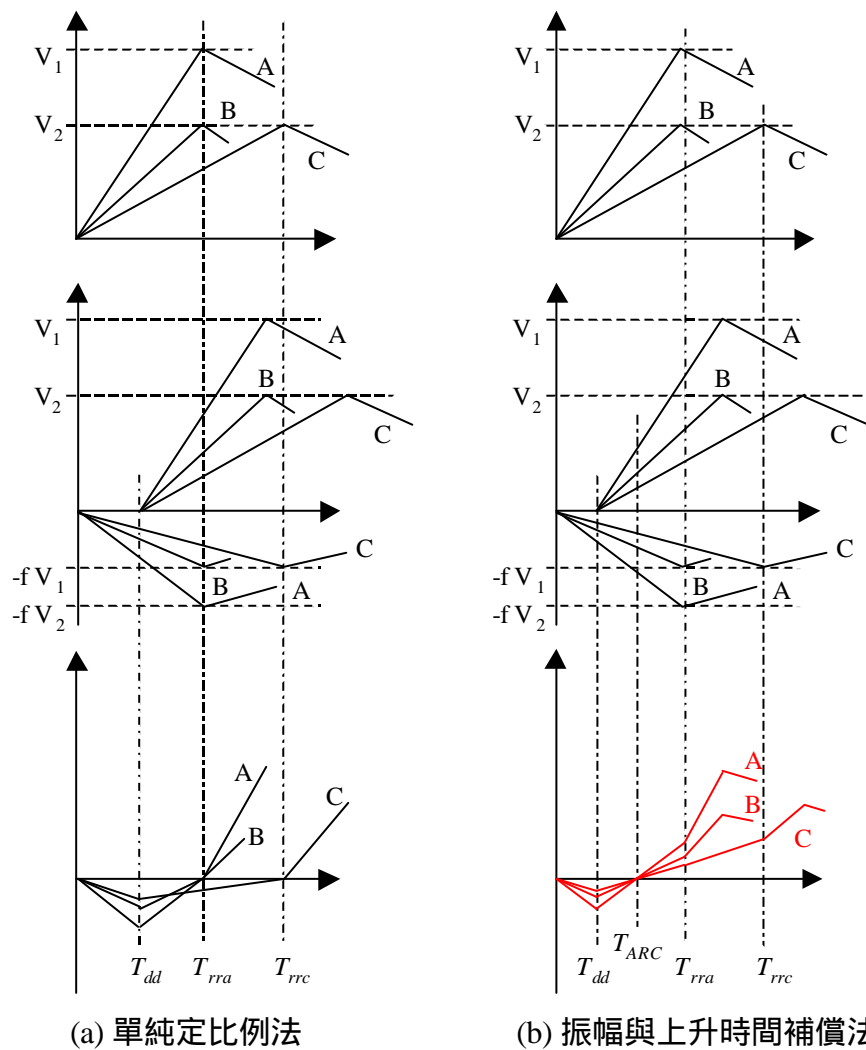
單純定比例方法解決了圖(3-1)(a)中的振幅變動問題，但是卻沒辦法改善圖(3-1)(b)中上升時間也改變所產生的誤差。如圖(3-3)(a)，上方的曲線表示三個同時出現的不同形狀訊號 A、B 與 C，其中 A 與 B 訊號的振幅不同，上升時間相同，訊號 B 與 C 的振幅相同，但是上升時間卻不同。中間的圖分別畫出三個訊號被延遲與衰減後的波形，為了圖案的簡潔，將送入比較器負端的衰減電壓畫成負向電壓。下方圖則為三種訊號分別於比較器兩端產生的電位差變化情形，也就是中間的圖裏各訊號對應曲線的加成曲線。比較器開始轉態的時刻發生於下方圖中加成曲線通過零點的時候，可以看出訊號 A 與 B 的轉態時刻相同，但是訊號 C 使比較器轉態的時刻卻與訊號 A 與 B 不同。

解決上升時間變化之影響的方法稱為振幅與上升時間補償法(amplitude and rise time compensated timing)[73]。如圖(3-3)(b)，轉態時間 T_{ARC} 小於訊號的全部上升時間 T_{rr} ，並滿足第(3-2)式。同樣的，比較器轉態的時刻發生於圖中各對應曲線的加成曲線通過零點之時。在圖(3-3)(b)中，訊號 A、B 與 C 的轉態時

刻已經完全相同， T_{ARC} 不會因為振幅或上升時間變化而改變。

$$T_{ARC} = \frac{T_{dd}}{1-f} \quad (3-2)$$

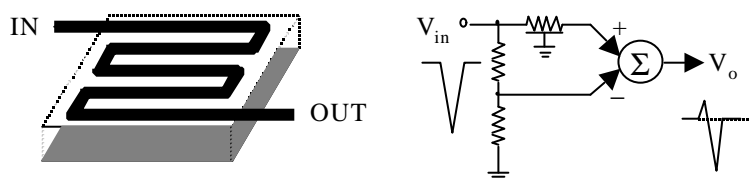
振幅與上升時間補償法的好處是訊號的觸發時點發生於訊號的前緣，因此對於整體訊號形狀的要求較寬鬆。例如在半導體雷射測距系統中，高功率雷射脈衝的產生靠的是瞬間供給雷射二極體一個峰值高達數十安培的電流脈衝，在這樣的瞬間高電流情況下，電流波形對電路元件的電流特性與寄生電感將會極為敏感，若同時要求訊號的前後緣波形均必須迅速而穩定，那麼在雷射驅動電



圖(3-3) 單純定比例法和振幅與上升時間補償法之波形比較[73]。

路的設計上將更加複雜而嚴苛；且回波脈衝產生的電訊號波形也與光強度息息相關[76]，於是接收電路對回波訊號所容許的失真程度也隨之有更大的限制。

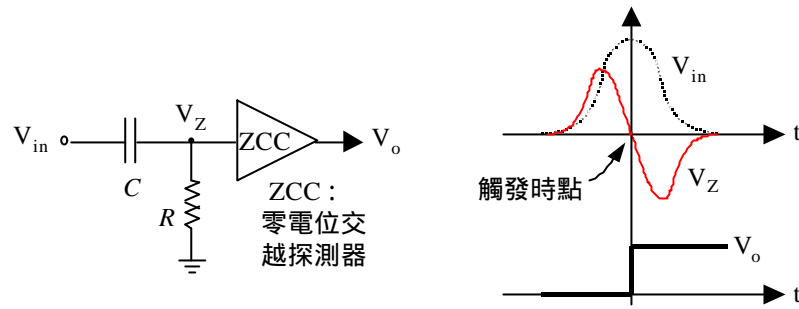
傳統上時間的延遲是讓訊號經過一段同軸纜線，這樣的方式對訊號的變形與衰減效應是最小的，然而同軸纜線體積較大卻是一項需要取捨的代價。隨著半導體製造技術的進步，於是有人想到以傳輸線(transmission line)的原理並利用半導體製程製造微帶傳輸線(microstrip line)來取代同軸纜線 [77]，如圖(3-4)，在底面已經接地的矽晶片上，製造一段蜿蜒彎曲的微帶傳輸線，傳輸線上的分佈電阻電容效應(distributed R-C)使訊號經過時產生延遲。這樣的方式維持了觸發現象發生於訊號前緣的優點，但是這樣的傳輸線屬於有損耗性傳輸線，並且有訊號的色散現象(dispersion)產生，使得訊號形狀出現劣化而限制了它的效能。



圖(3-4) 微帶傳輸線結構與時點鑑別電路示意圖[77]。

第3-2節 微積分式定比例時點鑑別

利用電阻與電容對脈衝訊號做微分或積分的動作，會改變訊號的形狀，只要找到某些特殊的固定點做為觸發時點，也就有可能取代延時線式時點鑑別器的功能。隨著被動元件組成的微分或積分網路不同，鑑別器的電路結構也有些微不同的變化，本節僅舉兩個基本的形式加以簡單介紹。



圖(3-5) 微分式時點鑑別電路與波形示意圖[78]。

利用一個高通濾波電路將訊號微分，則微分訊號將會在原始訊號的峰值處通過零點，而且此一零點的位置不受原訊號振幅大小的影響，所以可以用來做為訊號的觸發時點，圖(3-5)為微分式時點鑑別器的基本結構與訊號波形關係示意圖[78]。這種結構的缺點在於它也對原輸入訊號的形狀要求嚴格，因為觸發時點仍是發生於訊號峰值處，因此如果訊號在峰值附近的波形變得不穩定，那訊號在通過零點時間也就隨之跳動，而且若是訊號後段(下降緣) 波形變平坦，下降時間(fall time)比上升時間緩慢，則微分訊號通過零點時的速率也隨之變慢，易於受到雜訊干擾，同時也因較小的輸入訊號振幅使得比較器完成轉態的時間拉長，產生較大的錯位誤差，因此利用此種時點鑑別電路時，對雷射驅動電路與回波訊號接收與放大電路的要求會比較嚴苛。

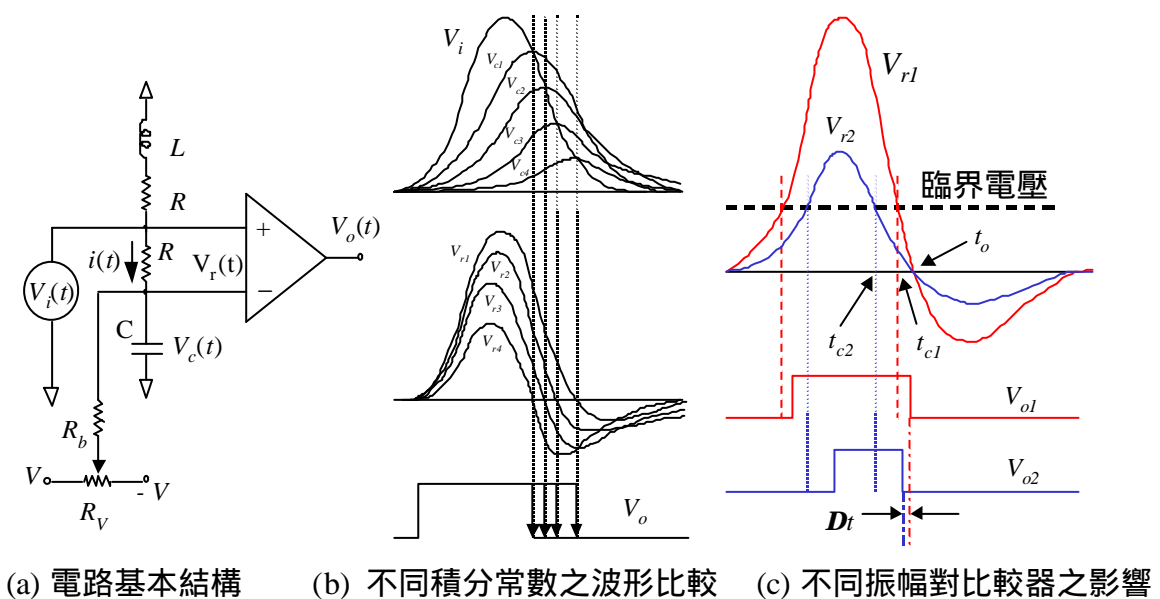
另一種將原始訊號輸入比較器正輸入端，並以低通濾波電路將訊號積分後再送入比較器負輸入端的時點鑑別電路如圖(3-6)所示[79]。在圖(3-6)(a)的電路中，電容器 C 與比較器正負兩端間的電阻 R 做為積分網路；電感 L 與另一個電阻 R 的加入是為了阻抗匹配，如果 $RC = RL$ ，那麼這個電路的輸入阻抗就是純電阻性的；電阻 R_b 與可變電阻 R_v 則用於調整兩輸入端的偏差電壓，利用偏差電壓的調整可以補償比較器對不同輸入振幅產生不同反應時間的錯位誤差。

由圖中可以看出：

$$i(t) = C \frac{d V_c(t)}{dt} \quad (3-3)$$

$$V_r(t) = RC \frac{d V_c(t)}{dt} = V_i(t) - V_c(t) \quad (3-4)$$

於是比較器兩輸入端的電位差 $V_r(t)$ 將在積分訊號到達峰值時經過零點，比較器在此時開始轉態，圖(3-6)(b)中畫了幾個不同 RC 常數的波形圖，在相同的輸入下， RC 常數越大積分訊號越慢到達峰值，轉態時點越慢出現，但是當 RC 常數固定後， $V_r(t)$ 經過零點的時間就固定了，不會因為輸入訊號振幅的不同而改變。圖(3-6)(c)中畫了在固定的 RC 常數下，兩個同時發生但不同振幅的輸入訊號所產生的電位差 V_{r1} 與 V_{r2} ，他們同時於 t_o 時通過零點， V_{o1} 與 V_{o2} 為比較器輸出訊號。輸入訊號越大，得到的 $V_r(t)$ 振幅也越大，且 $V_r(t)$ 通過零點時的斜率也越大。振幅與斜率越大將使比較器的輸出越快完成轉態。從圖(3-6)(c)可以看出，如果轉態的臨界電壓並不設定於零點，而比零點電壓稍高， V_{r1} 振幅較大，使比較器於 t_{c1} 開始轉態，比 V_{r2} 開始讓比較器轉態的時間 t_{c2} 要晚，但也由於 V_{r1}



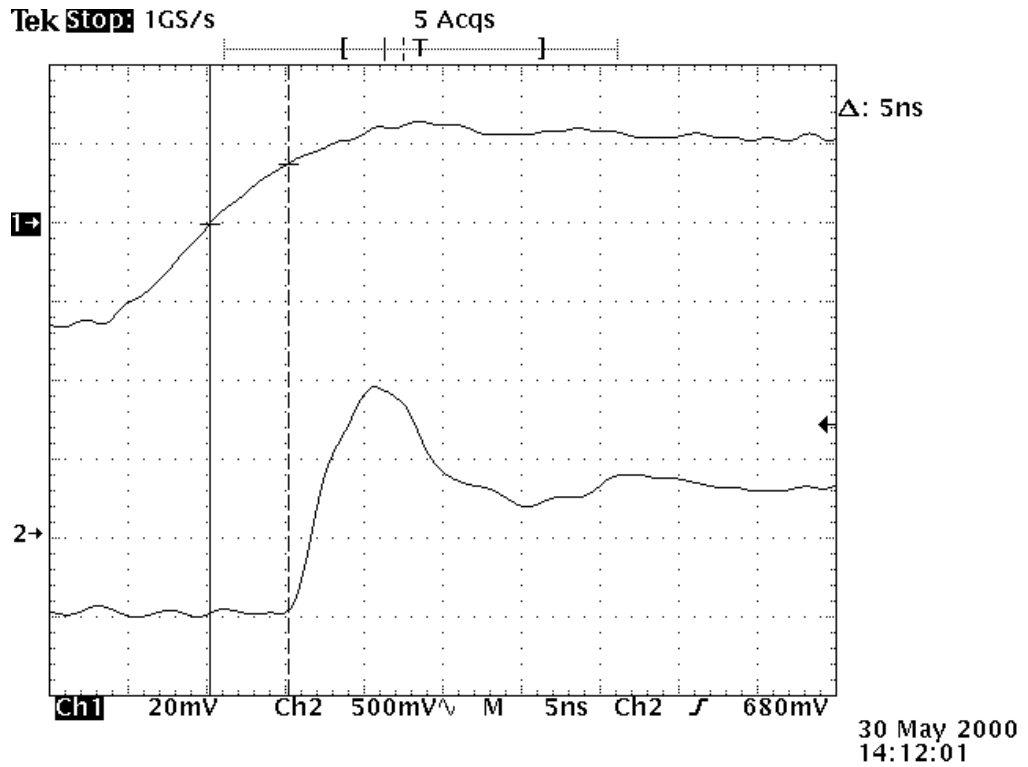
圖(3-6) 積分式時點鑑別器之基本電路架構與波形關係圖[79]。

訊號振幅較大，完成轉態所需的時間反而較短，結果使得 V_{r1} 與 V_{r2} 完成轉態的時間差 Dt 變得很接近。如果適當調整臨界電壓的大小，理論上是可以使不同振幅的輸入訊號都在相同時間完成轉態。由於這樣的補償機制，這種形式的時點鑑別電路可以得到很小的錯位誤差。然而，也因為計時點出現在訊號的下降緣，對於全訊號波形的要求也越高。另外，因為積分電路使訊號變得較平坦，因此較適合使用於脈衝寬度非常窄、上升時間與下降時間都很短的訊號。

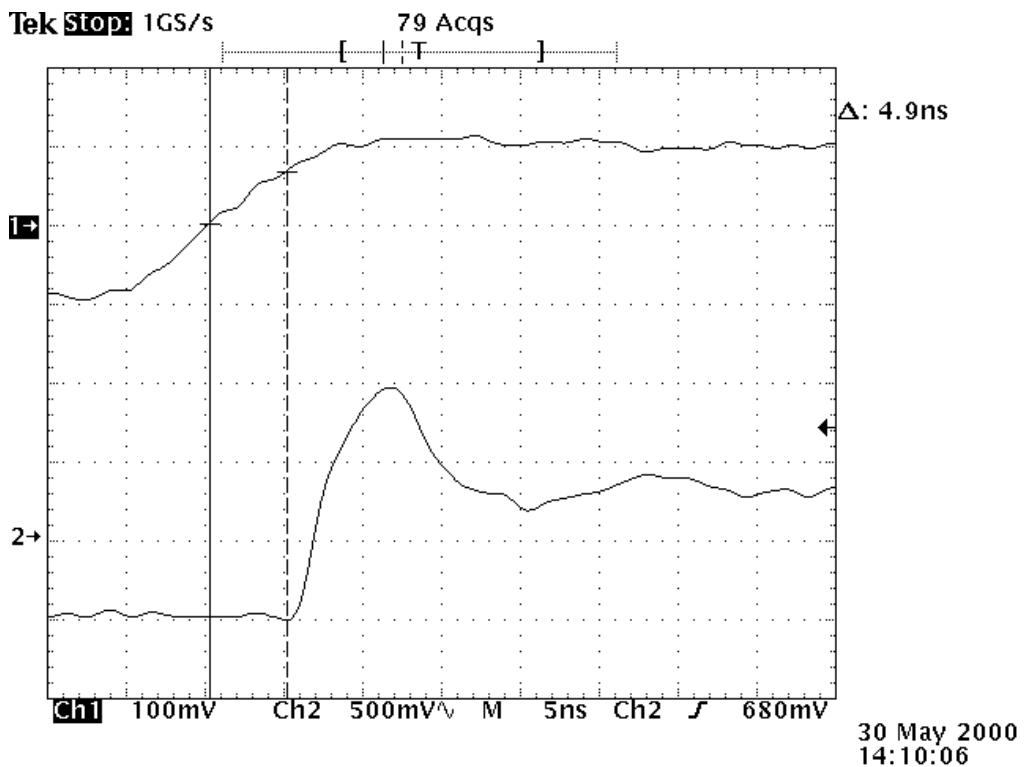
第 3-3 節 延時線路式定比例時點鑑別電路實驗

在圖(3-1)中所提到的三種錯位誤差的來源之中，以振幅變化的影響最為嚴重，比較器對不同振幅的反應時間影響最小，以 Analog Devices 公司出品，型號 AD96687 快速比較器為例，有文獻[80]指出其對於錯位誤差的影響不超過 350ps。從圖(3-7)到圖(3-10)為止這四張波形圖，為針對 AD96687 這個比較器對不同輸入振幅的反應結果，輸入的波形為 10MHz 的方波，其由 10% 到 90% 的上升時間約為 12ns，振幅峰值變化由 50mV 到 4V，時間由輸入通過 0V 的位置開始算起，比較器輸出開始反應的時間由 4.8ns 變動到 5.0ns，大約有 200ps 的變動量。

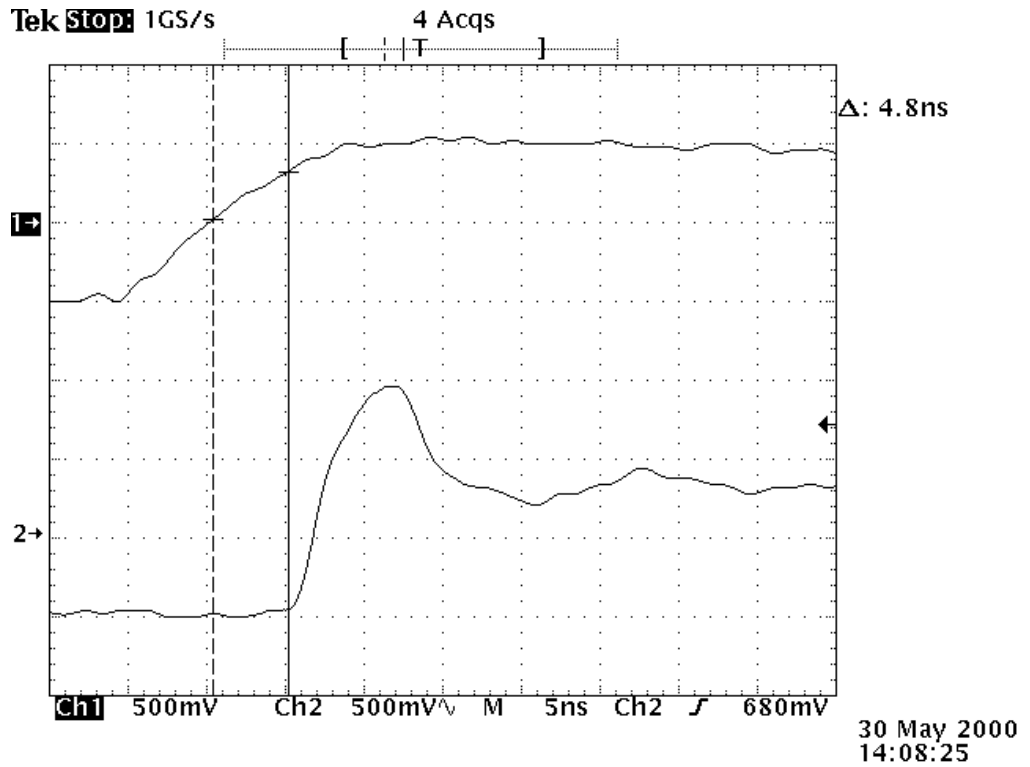
以振幅與上升時間補償法做實驗，測量比較器兩輸入端的電壓，得到了由圖(3-11)到圖(3-14)的結果。這些圖顯示出當輸入訊號大小由 80mV 變動到 2V 之間，比較器兩輸入端的電位差通過零點時間的變化約為 0.4ns 左右，比輸入訊號的上升時間(10% 到 90% 約 12ns，0V 到波峰約 20ns)小了許多。圖(3-15)累積了不同比較器正端輸入訊號(被延遲但未衰減的輸入訊號)對比較器輸出訊號的波形圖，以比較器輸出訊號做為示波器的觸發訊號。從此圖可以看出定比例時點鑑別電路成功的降低了輸入訊號的變動對比較器輸出時間的影響。



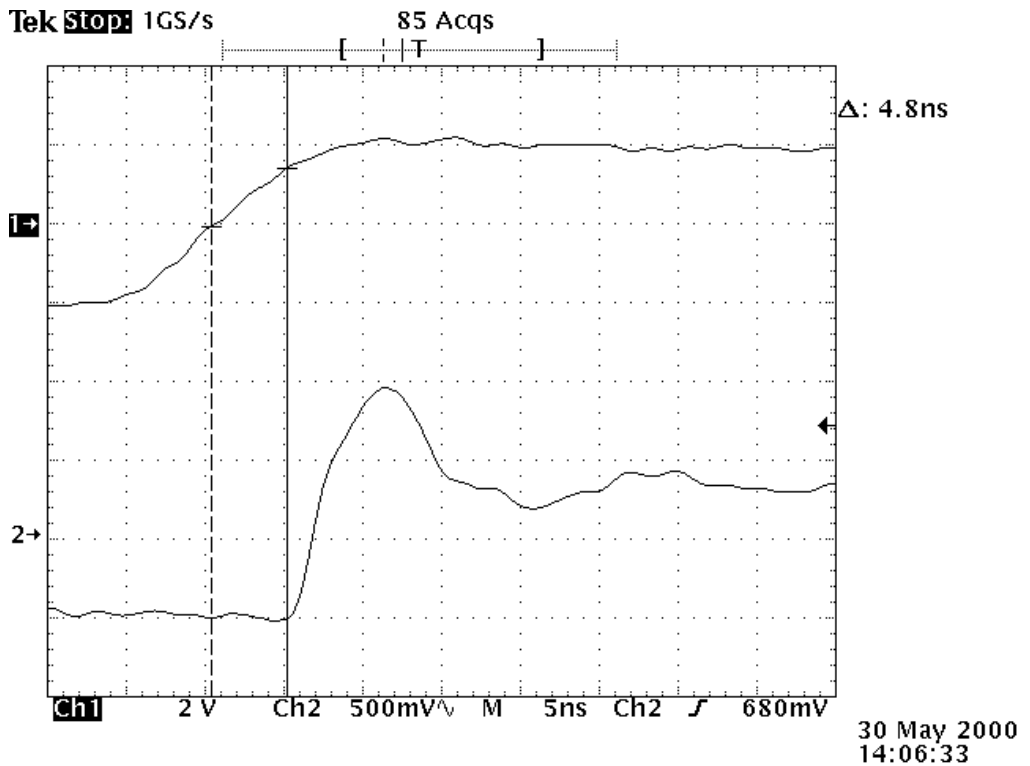
圖(3-7) 振幅為 50mV 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係。
1：輸入波形，2：輸出波形。



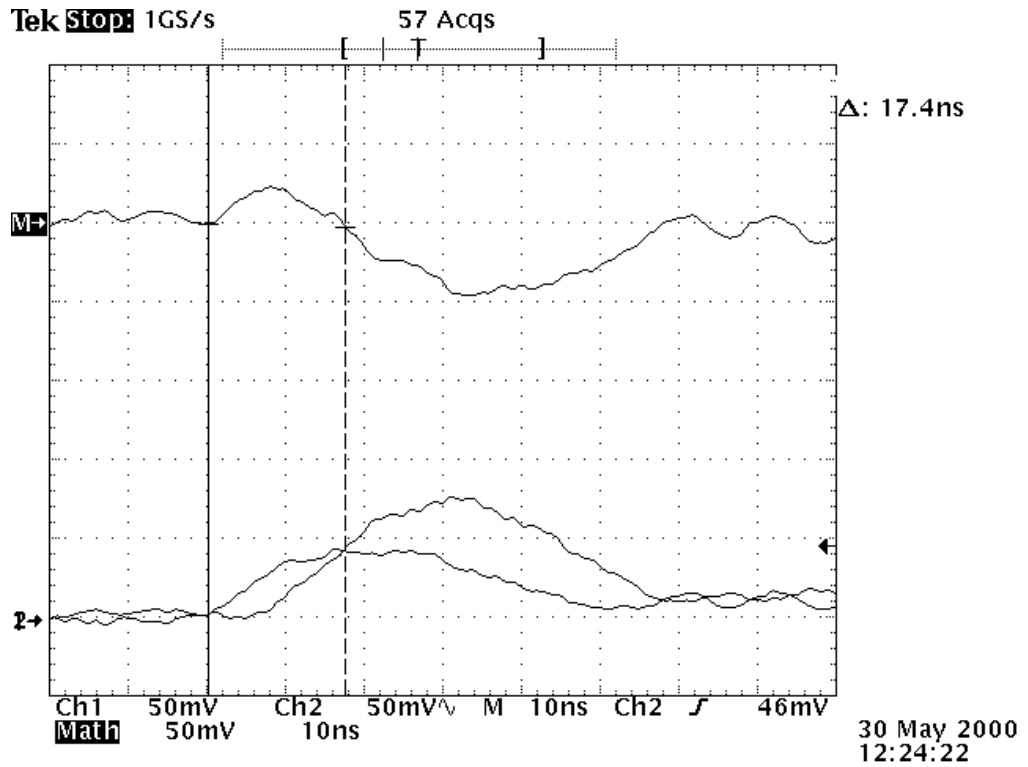
圖(3-8) 振幅為 200mV 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係。
1：輸入波形，2：輸出波形。



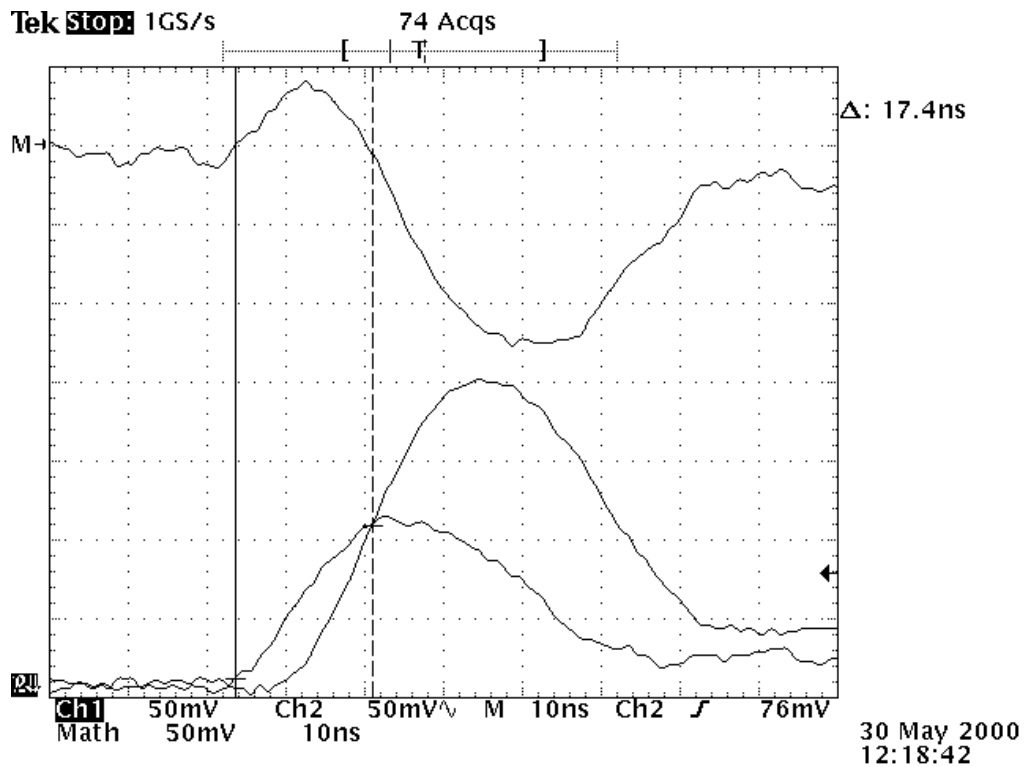
圖(3-9) 振幅為 1V 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係。
1：輸入波形，2：輸出波形。



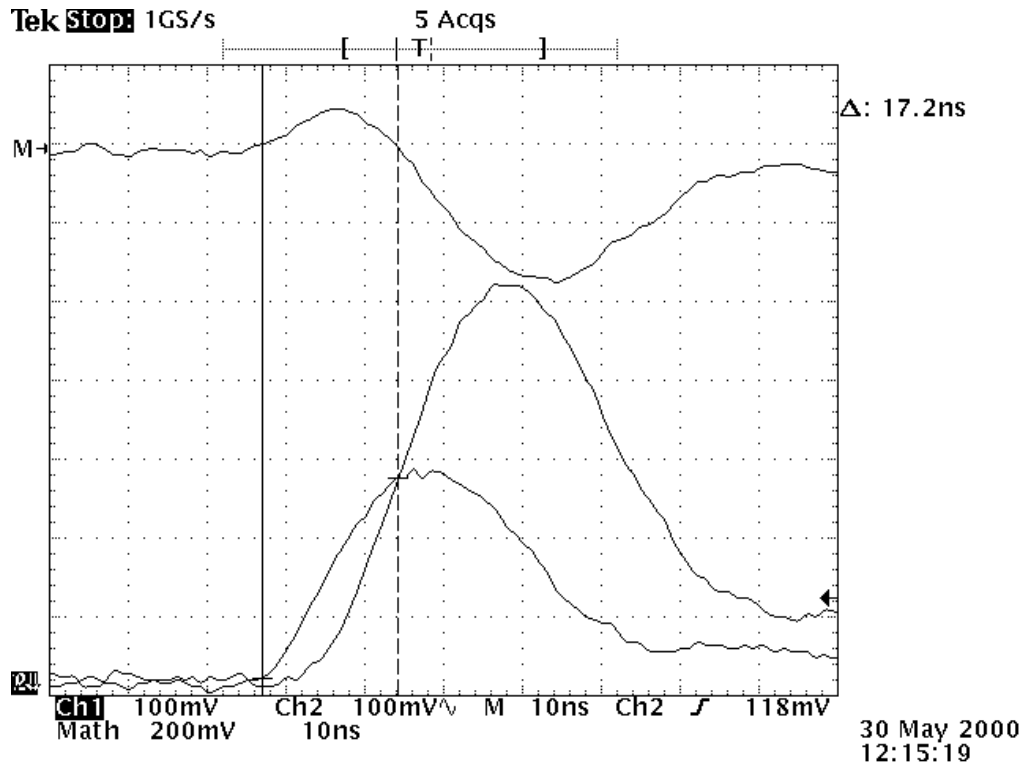
圖(3-10) 振幅為 4V 之方波輸入訊號與比較器輸出波形之時間關係。
1：輸入波形，2：輸出波形。



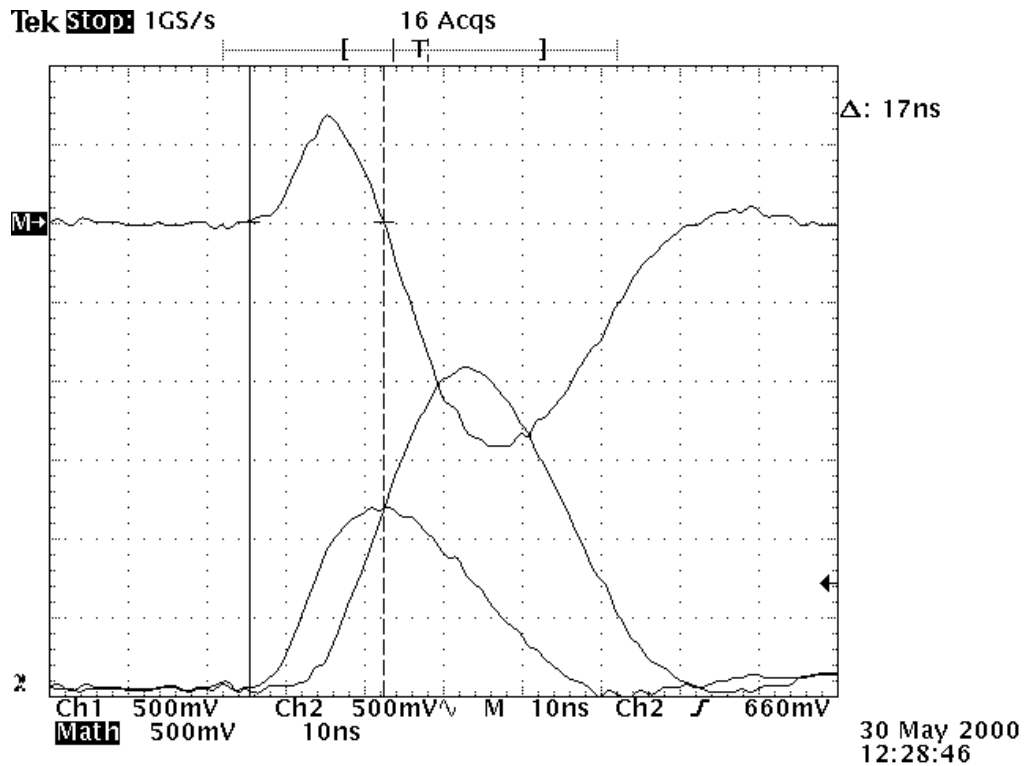
圖(3-11) 80mV 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係。
1：衰減訊號，2：延遲訊號，M：兩輸入端間之電位差。



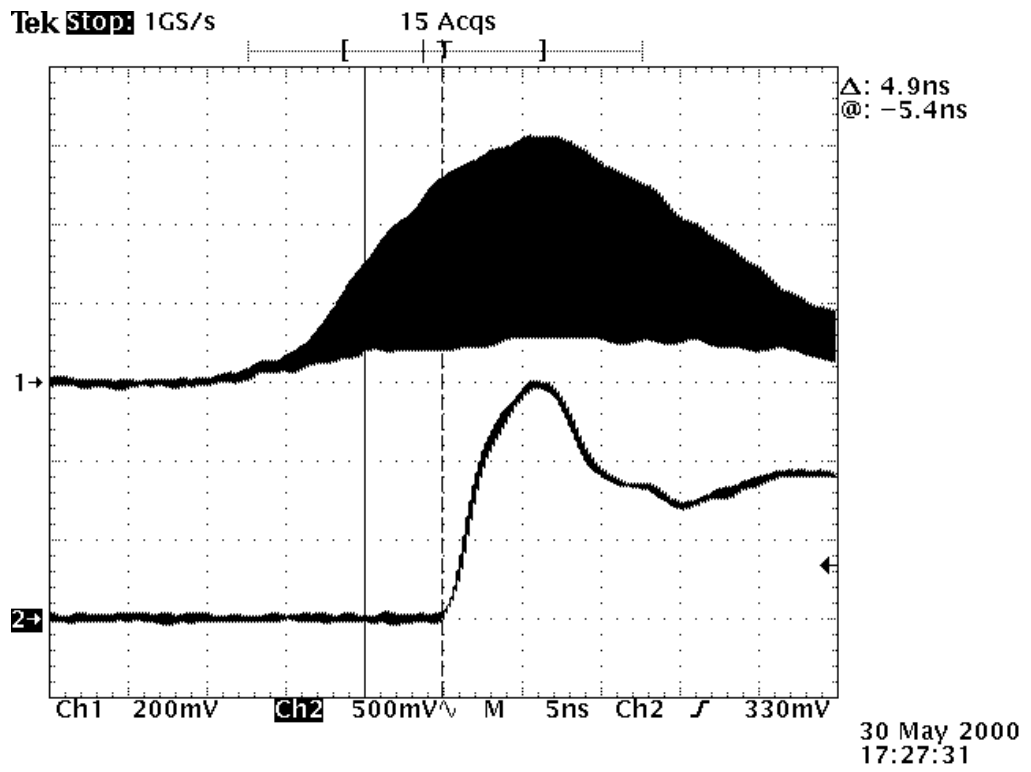
圖(3-12) 180mV 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係。
1：衰減訊號，2：延遲訊號，M：兩輸入端間之電位差。



圖(3-13) 500mV 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係。1：衰減訊號，2：延遲訊號，M：兩輸入端間之電位差。



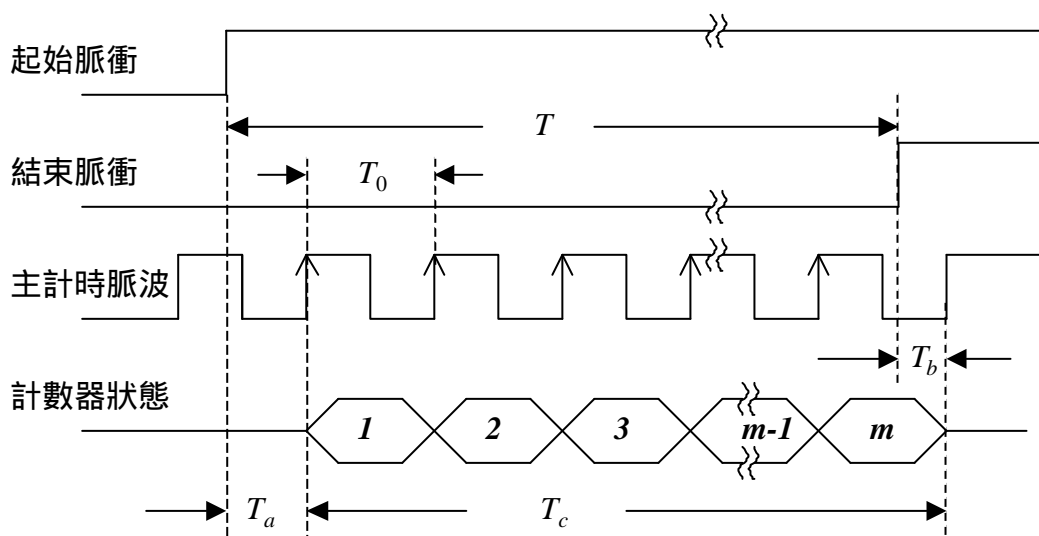
圖(3-14) 2V 之輸入訊號與比較器兩輸入端電位差通過零點的時間關係。1：衰減訊號，2：延遲訊號，M：兩輸入端間之電位差。



圖(3-15) 不同振幅之輸入訊號與比較器輸出訊號波形累積圖。
1：被延遲之輸入訊號，2：比較器輸出訊號。

第四章 計時方式

高解析度而快速的時間量測功能除了是飛時式雷射雷達系統中極為重要的一環外[81,82]，在許多的應用中也常常扮演著不可或缺的角色，例如在通訊系統[83]、積體電路零件之特性量測[84]以及核子物理實驗[85]等等。用來計算某一事件之時間長短並以數位資訊輸出的電路裝置稱為時間數碼轉換器 (time-to-digital converter) [86]。最基本的時間數碼轉換器之計時方式是利用一個計數器 (counter) 在待測時間範圍內，對一串數位脈衝做計數。雖然現在的振盪器 (oscillator) 技術發展完善，已經可以產生非常穩定的計時脈波[87-88]，然而這樣的方式其解析度仍將侷限於一個計時脈波的週期大小。儘管已經有文獻指出以 GaAs 為材質所製造的計數器可工作於高達 2.4GHz 的操作頻率並用於時間的量測[89]，但是高操作頻率的代價卻往往是驚人的功率消耗，所以實用性受到了限制。因此最常用而且已經行之有年的方法，是以較低的計時頻率與計數器為基礎，伴隨著對不足一個時脈週期的部份時間 (time fraction) 作插補



圖(4-1) 待測時間分割示意圖。

(interpolation)以求得長時間範圍且有高解析度的計時方式[90]，而插補的方法，也一直都是是一項重要的研究課題。如圖(4-1)，待測的時間為 T ，單純的以計數器來計時，只能測量得到大略的時間 $T_c = m \times T_0$ ，為主計時脈波之週期 T_0 的整數倍。利用適當的插補方式求得待測時間前後不足一個週期的部份時間 T_a 與 T_b ，就可以得到解析度較高的待測時間 T ：

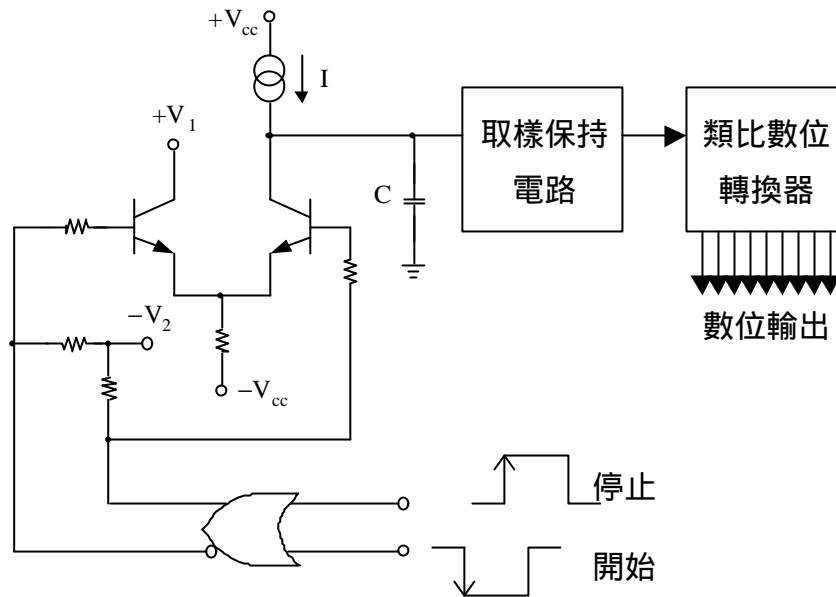
$$T = T_a + T_c - T_b \quad (4-1)$$

以這樣的混合方式來計時，最大的計時範圍由計數器的計數容量來決定，計算部份時間 T_a 與 T_b 的插補方式則決定了時間數碼轉換器的解析度與精確度。最常見的插補法可以概分為四種：時間振幅轉換法 (time-to-amplitude converter)[91]、時間伸展法(time-stretching)[92]、游標尺法(vernier)[93]與傳遞延時法(propagation delay)[94]。

第 4-1 節 時間振幅轉換法

如圖(4-2)，時間振幅轉換法的原理是[95]：在待測部份時間範圍內，利用一個電流源 I 對一個電容器 C 做定電流充電，於是這個電容器的端電壓就會隨著待測時間的長短(充電時間的多寡)而改變。在待測時間結束的同時，利用一個類比數位轉換器(analog-to-digital converter, A/D)來測量此時的電容器電壓，則電壓的大小將正比於待測部份時間的長短，而且時間的長短即是此電壓大小和對一個完整的時脈週期做充電所得之電壓大小的比值，再乘以計時脈波的週期。利用兩組充電電路與兩個類比數位轉換器，可以分別求得圖(4-1)中的兩個部份時間。

時間振幅轉換法可以得到很高的插補解析度，理論上這種方法的解析度由計時脈波的週期與類比數位轉換器的電壓解析度決定。舉例來說，如果計時脈



圖(4-2) 時間振幅轉換電路示意圖[95]。

波的頻率為 10MHz(週期為 100 nsec)，同時類比數位轉換器的解析度為 10 位元(bit)，則時間解析度將等於 100 nsec 除以 2^{10} ，大約為 0.1 nsec 左右；若計時脈波頻率為 100MHz(週期 10 nsec)，且類比數位轉換器的解析度為 14 位元(bit)，則時間解析度將等於 10 nsec 除以 2^{14} ，理論上可達到約 2.5 psec 左右的解析度，但是實際解析度受到類比數位轉換器對雜訊的容忍度之限制。例如當充電峰值電壓的最大容許值為 9V、類比數位轉換器的電壓解析度為 14 位元時，則每單位電壓為 2.1mV，也就是類比數位轉換器對雜訊的免疫能力與其輸入端的總雜訊大小都必須小於 2.1mV，否則類比數位轉換器所測量到的電壓數值將不再正確，因此時間振幅轉換法的解析度仍然有其上限存在。

另外一個要考慮的重點是線性度的問題。要使電容器的端電壓隨待測時間的長短做線性的變化，關鍵在於充電的過程必須是穩定的定電流充電。除了電流源本身的穩定度外，在開始充電的初期，必定會有充電較為緩慢的非線性現象出現。這種非線性現象的起因是做為控制充電開關的電子零件，例如一個快

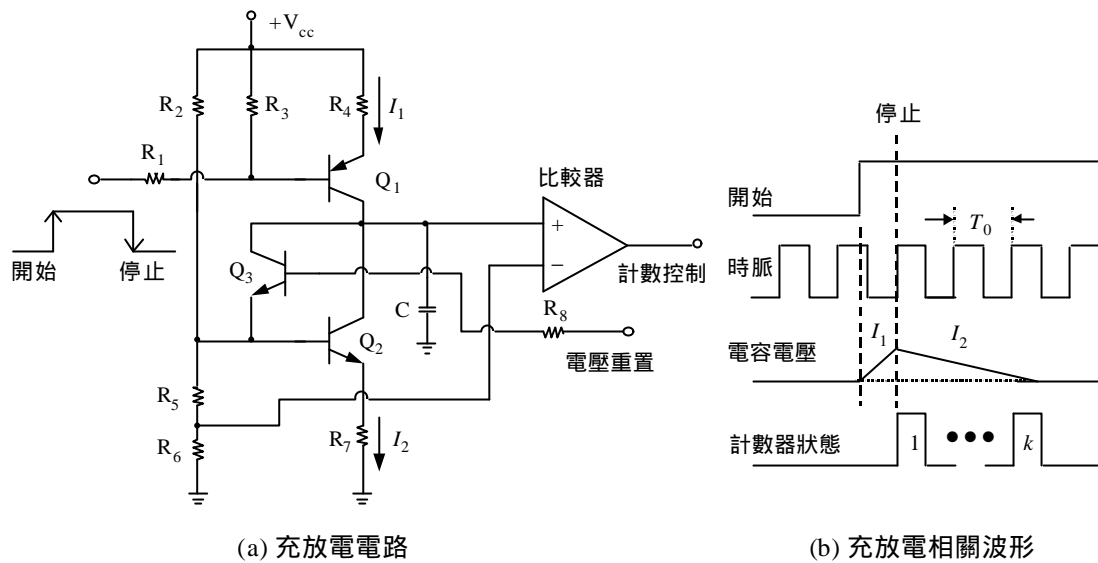
速的電晶體，在由完全截止狀態到完全導通狀態需要一點時間，在這短暫的時間裏，通過的充電電流也由小變大，結果就造成了電壓變化的非線性，使得在測量很短的時間時出現較大的誤差。

第 4-2 節 時間伸展法

時間伸展法大約於 1968 年左右開始發展[96]，它與前述時間振幅轉換法有些類似，也是在待測的部份時間範圍中，對電容器做定電流充電，讓電容器的端電壓隨著待測時間的長短做線性的增減，但是在待測時間結束時，利用另外一個比充電電流要小的定電流源，促使電容器開始線性的放電，直到電容器的端電壓回到充電的起始值為止。在放電的過程中，利用計數器與計時脈波對較長的放電時間做計數。在得到放電時間的長短之後，就可以反推得到充電時間(即待測部份時間)的大小，圖(4-1)中的兩個部份時間則利用兩組充放電電路來分別計時。圖(4-3)(a)為一個時間伸展電路的例子[97]，在圖中 C 為主充放電電容器，電晶體 Q_1 及電阻 R_1 、 R_3 與 R_4 組成一個充電電流源，電晶體 Q_2 及電阻 R_2 、 R_5 、 R_6 與 R_7 做為放電電流源，電晶體 Q_3 及電阻 R_8 則擔任電容器的電壓重置控制開關的角色。圖(4-3)(b)則是充放電電壓與時間之關係圖。以此圖為例，如果計數器所得之時脈個數為 k ，計時脈波的週期為 T_0 ，充電電流的大小為 I_1 ，放電電流的大小為 I_2 ，那麼待測時間 T_a 就等於：

$$T_a = k \times T_0 \times \frac{I_2}{I_1} \quad (4-2)$$

時間伸展法也可以得到很高的解析度，依充電電流與放電電流之比值而定。充電電流越大，或放電電流越小，都可以提高解析度。但是充電電流的大小是由電容器的電容值 計時時脈週期(最大充電週期)與最大充電電壓所決定，



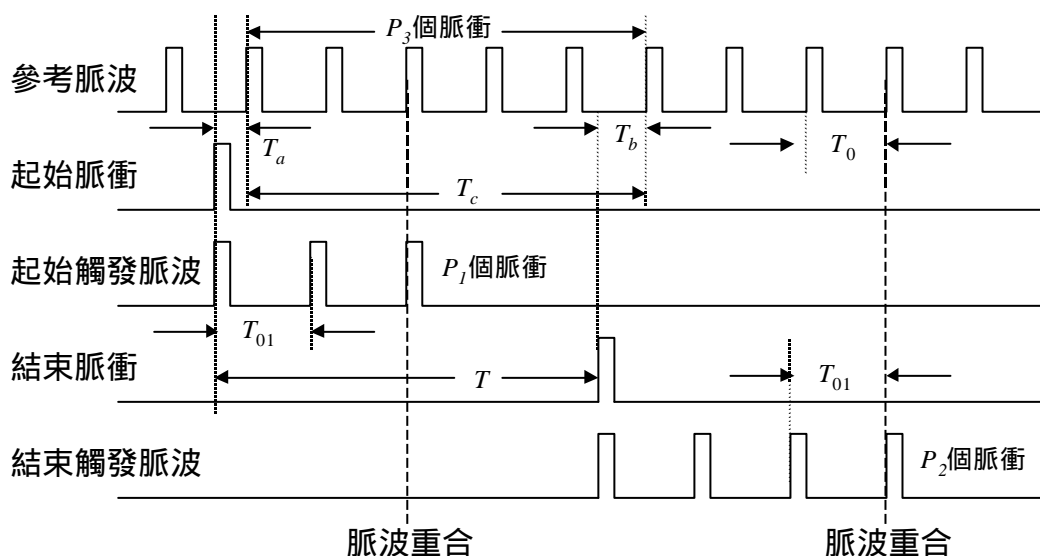
圖(4-3) 時間伸展電路與相關波形示意圖[97]。

當電容值與時脈週期決定以後，要提高充電電流，只有提高電路的操作電源電壓，電源電壓越高，電路的消耗功率越大，不可能無限制提高，而最大充電電壓也不能大於電源電壓。最小放電電流，則由電路的雜訊大小決定，放電電流越小，自然越容易受雜訊干擾，那麼判斷電容電壓何時回到充電初值(決定停止計時的時刻)就越容易出現錯誤。一般而言，充放電電流的比例大多為 1000 倍左右[97]，最近已經有充放電電流比為 5000 倍的實例報導出現[98]，其充電電流為 $18\mu\text{A}$ ，放電電流為 90mA ，充電時間 4 nsec ，放電計數脈波頻率為 25 MHz ，解析度約 7.8 psec 。

時間伸展法的缺點是它在兩次測量事件之間所需的間隔時間(dead time)非常長，因為它把待測時間放大了。當結束訊號來臨之後電容開始放電，因為放電時間比就是充放電電流比，以上述的例子而言，充放電電流比為 5000 倍，那麼最長的放電時間就是充電時間的 5000 倍， $20\text{ }\mu\text{sec}$ 。兩次測量事件間的時間間隔，自然就不可短於 $20\text{ }\mu\text{sec}$ 了。

第 4-3 節 游標尺法

游標尺法可以算是一種全數位式的時間量測方法 [99]。它的基本原理與利用游標尺度量長度非常類似，故稱之。圖(4-4)為游標尺法的時序波形示意圖。這種方式共計使用三組脈波，第一個稱為參考脈波，這個脈波持續的存在著，用以和另外兩組脈波相比較；另外在待測時間開始的瞬間，由起始脈衝觸發第二組脈波的出現，而在待測時間結束的瞬間，結束脈衝也同時觸發第三組脈波的產生。兩組觸發產生的脈波之週期相同，但是它們和參考脈波之週期則有些許的差異，因此參考脈波和兩組觸發脈波之間分別會出現拍頻現象(beat)。分別觀察參考脈波與此二觸發脈波之間的拍頻現象即可求得待測時間的大小。方法是利用三個計數器分別計算三組脈波所出現的脈衝數：一個計數器計算起始觸發脈波所產生的脈衝數，當觀察到起始觸發脈波與參考脈波在某一時刻第一次同時產生脈衝時，就停止計數；另一個計數器計算結束觸發脈波所產生的脈衝數，同樣的在觀察到結束觸發脈波與參考脈波在某一時刻第一次同時產生脈衝



圖(4-4) 游標尺插補法的時序圖。

衝時，就停止計數；最後一個計數器則記錄在開始脈衝與結束脈衝之間出現的參考脈波之脈衝數。利用三組脈波串的週期大小與各計數器所計得之數目，可以推估待測部份時間 T_a 與 T_b 的長短，然後利用(4-1)式求得待測時間。

如果參考脈波的週期為 T_0 ，起始脈波與結束脈波的週期為 T_{01} ，起始脈波在第一次與參考脈波同時出現脈衝以前，共出現過 p_1 個脈衝，結束脈波在第一次與參考脈波同時出現脈衝以前，共出現過 p_2 個脈衝，而參考時脈在起始脈衝與結束脈衝之間，出現了 p_3 個脈衝，參考圖(4-4)，就可以知道待測時間 T 可以利用以下第(4-3)式求得：

$$T = T_c + T_a - T_b = p_3 \times T_0 + (p_1 - p_2) \times (T_0 - T_{01}) \quad (4-3)$$

如果觸發脈波的週期比參考脈波的週期稍稍長一些， $T_{01} = (1 + r) \times T_0$ ， $0 < r < 1$ ，則(4-3)式可以改寫成：

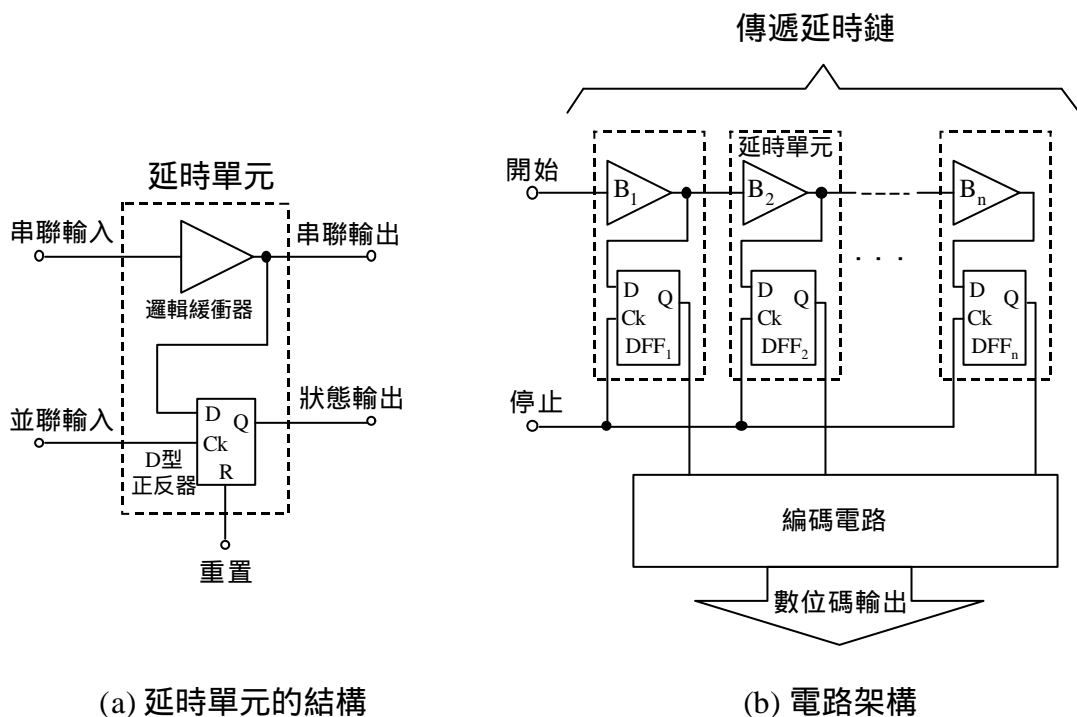
$$T = T_0 \times [p_3 + (p_2 - p_1) \times r] \quad (4-4)$$

由於 p_1 、 p_2 與 p_3 均為正整數而 r 為大於 0 小於 1 的分數，所以第(4-4)式也說明了游標尺法的解析度由參考脈波與觸發脈波之間的週期差異大小 r 來決定，兩脈波的週期差異越小，可分辨的時間差越小，解析度也越高，當然，解析度的限制在於頻率的穩定度，以及可以分辨脈衝重合(coincidence)的能力。

游標尺法在兩次測量事件之間的時間間隔也是很長的。因為若要解析度高，就必須讓觸發脈波的週期和參考脈波的週期差距越小，也就是要讓第(4-4)式中的分數 r 越小，然而週期差距越小，達到脈衝重合現象所需要的時間也越長，發生脈衝重合現象所需的時間與分數 r 的倒數成正比。

第 4-4 節 傳遞延時法

傳遞延時法也是一種全數位式的計時方式，它利用了當訊號傳輸過電子元件與連接導線時，必定產生時間延遲作用的現象來做為測量短暫時間的工具。圖(4-5)是一個傳遞延時電路的基本結構示意圖，利用輸出邏輯狀態隨著輸入改變的邏輯緩衝器(logic buffer)做為延時用的元件，在圖(4-5)(a)中標示為 $B_1 \dots B_n$ ，而 D 型正反器(D-type flip-flop, DFF)則用來記錄改變了狀態的邏輯閘數目。在本圖中，一個緩衝器及一個正反器組成一個延時單元(delay unit)，它是串接成一串傳遞延時鏈(propagation delay chain)的基本單位。如圖(4-5)(b)一個延時單元有兩個輸入端與兩個輸出端：邏輯緩衝器的輸入端與輸出端分別為延時單元的“串聯輸入端”與“串聯輸出端”；D 型正反器的時脈輸入端 Ck 與輸出端 Q 則分別構成延時單元的“並聯輸入端”與“狀態輸出端”。每一個串聯輸出端，均在



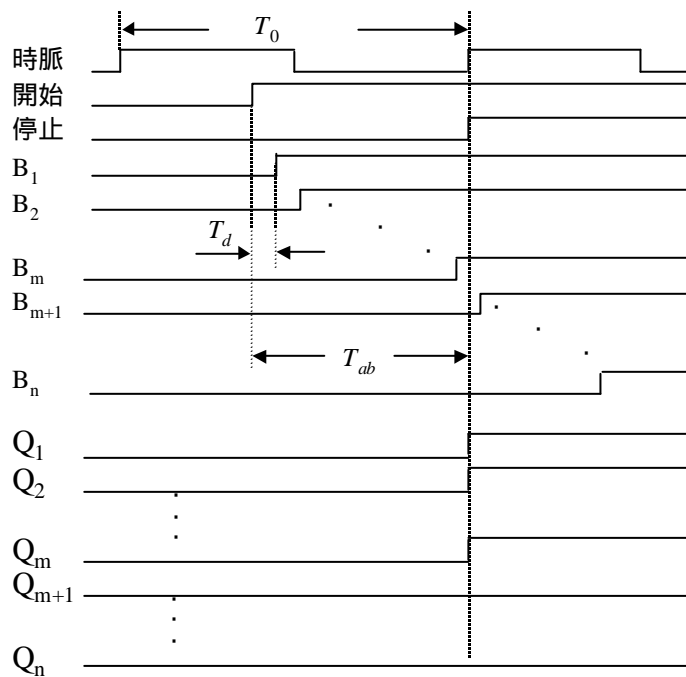
(a) 延時單元的結構

(b) 電路架構

圖(4-5) 傳遞延時插補法之電路架構與基本單元。

同一個延時單元內先連接到相對應的正反器之 D 輸入端(D-input)，以便該正反器可以適時的擷取此邏輯緩衝器的輸出狀態。延時單元的串聯輸出端同時也連接到下一個延時單元的串聯輸入端而成為鏈狀。整個傳遞延時鏈的所有並聯輸入端(正反器之 CK 輸入端)均以並聯的方式接在一起，同時接受一個停止訊號做為正反器的擷取訊號。正反器的 Q 輸出則並聯式的依順序連接到編碼電路的輸入埠。一個延時單元所造成的延遲時間， T_d ，即是訊號經過一個邏輯緩衝器與其輸入端前的一段連接路徑所需要的傳輸時間。

如果在待測部份時間開始的同時，將起始脈衝訊號輸入第一個延時單元的串聯輸入端，由於訊號經過元件與連接導線都需要時間，所以這個訊號將依序的傳輸過每一個邏輯緩衝器，使各緩衝器的輸出以 T_d 的延遲時間為間隔，依序的改變其輸出狀態。當停止訊號來臨的同時，正反器記錄下到此時為止有多少邏輯緩衝器的狀態改變了，然後經過編碼電路將狀態改變的延時單元數目轉



圖(4-6) 傳遞延時法計時的時序圖。

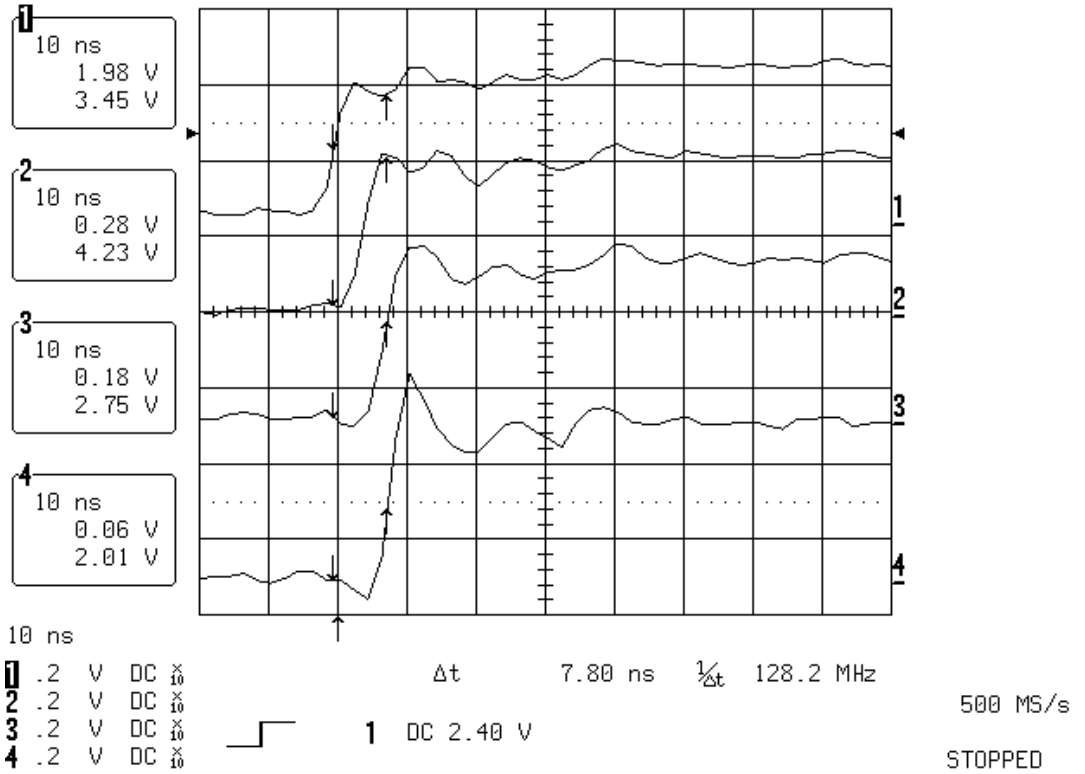
換成數位碼輸出，圖(4-6)為基本傳遞延時電路的時序圖。接著待測部份時間就馬上可以經由此數碼乘以一個延時單元的傳遞時間而獲得：

$$T_{ab} = (m+f) \times T_d \quad (4-5)$$

其中 T_{ab} 為任一個待測部份時間(T_a 或 T_b)， f 為小於一個延遲時間 T_d 而無法直接判別的時間分量， $0 < f < 1$ ，也稱為量化誤差(quantization error)， m 則為改變了狀態的延時單元個數，因此延時單元的延遲時間也就是此傳遞延時鏈可以解析的最小時間。使用第(4-5)式來計算時間，必須要求每一個延時單元所提供的延遲時間均完全相同，然而在實務上這是不可能的。各個延時單元的延遲時間之差異越小，則製成插補器的線性度越好，測量誤差也越小。於是，傳遞延時法的精確度將受限於延時單元的延遲時間之變化量。

圖(4-7)是利用一個型號為 74F244 的商用積體電路(integrated circuit)中的緩衝器做為延時邏輯閘，四個緩衝器串接並輸入一個上升脈衝以後所量得的各緩衝器輸出狀態依序變化的波形圖，每一個緩衝器所貢獻的延遲時間大約為 2.7 nsec，由第(4-5)式可知，如果以這樣的緩衝器來組成傳遞延時鏈，那麼時間解析度即為 2.7 nsec。以現在的半導體數位電路製程技術，已有文獻[100]指出完成了延遲時間約為 500 psec 左右的傳遞延時電路專用積體電路。

9-Feb-99
12:43:08



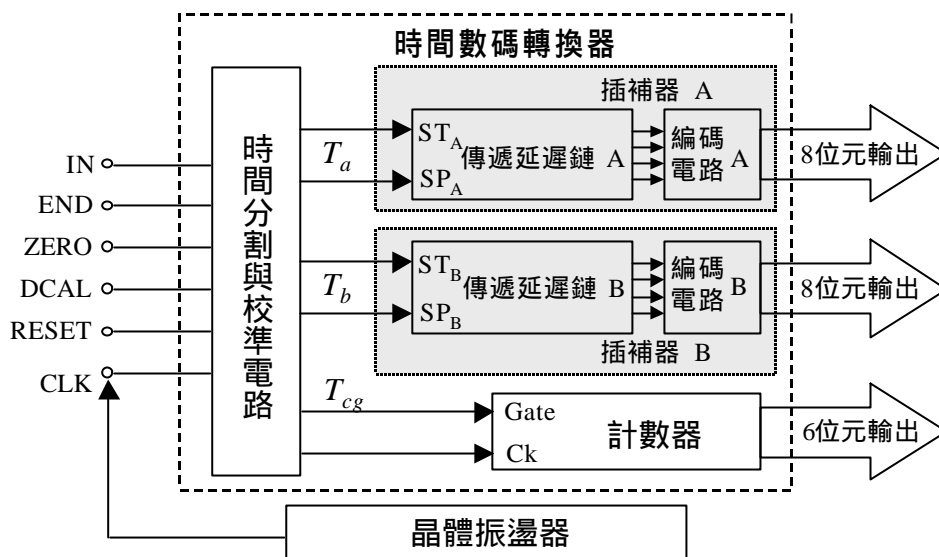
圖(4-7) 一個商用積體電路 74F244 中的緩衝器串接後之輸出波形。

第五章 分支型傳遞延時式插補計時器

在上一章所敘述的四種插補計時方式中，傳遞延時法有幾項優點。第一：傳遞延時法在兩次測量事件之間所需的間隔時間是極短暫的，因為在待測時間結束的同時，延時單元裏的 D 型正反器就已經記錄下所有延時單元的狀態改變情形，也就意味著插補時間所需的資訊已經同時出現了，同時這些資訊並聯式的被傳送到編碼電路，因此測量結束後只需要硬體線路的傳輸時間就可得到最後的數位碼輸出，然後重新開始下一次的測量。如果使用時間伸展法或游標尺法，它們都是在待測時間分量結束後，才開始真正的測量動作，而且測量的解析度越高，所需要的時間就越多，所以其測量速率比傳遞延時法要慢許多。第二：傳遞延時法是一種全數位式的方式，可以很輕易的與計時系統的其他數位電路整合於同一個晶片之中，因而可以大大的減少電路所需的空間、耗電量乃至於造價，同時也增加了電路的穩定性。另一方面，雖然時間振幅轉換法也只需要很短暫的間隔時間(依所使用的類比數位轉換器之取樣速率而定)，而且可以擁有極高的時間解析度，但是它和時間延伸法都屬於類比方式，雖然也已經有將所有計時電路(包含類比充電電路與類比數位轉換器)完全製作於同一片晶片中的產品報導[101]，但是在現階段要將所有類比與數位電路全部整合於單一晶片之中的製程仍然較單純的數位電路積體化製程困難許多。因此，傳遞延時法非常適合應用於小型化且有高重覆率量測要求的雷射雷達系統。

將電子線路積體化於單一晶片成為特殊應用積體電路(application-specific integrated circuit, ASIC)，目前最常見與最成熟的方法應該是互補式金屬氧化物半導體(complimentary metal oxide semiconductor, CMOS)製程技術了[102-106]。然而這種方式的設計與生產，往往複雜而耗時，而且一次製程所需的費用高昂，只適合線路功能已趨完備且有大量製造需求的情形才符合經濟效益。

近年來，可程控邏輯元件(programmable logic device, PLD)的需求量越來越大，其發展也越來越成熟，提供了電路積體化的另一種選擇方式。現在所有的可程控邏輯元件製造商都能提供功能強大且容易使用的設計軟體，能夠很容易的在一般的個人電腦平台進行設計、模擬並對可程控邏輯元件進行程控規畫(programming)，可以立刻得到符合設計要求的特定功能之硬體元件以直接應用或測試，並不需要花費巨額的消耗性製程費用與等待時間。因此，可程控邏輯元件特別適合用於電路功能尚有改進空間、需要迅速獲得實品且尚無大量製造需求的用途。對於傳遞延時電路的應用，最重要的要求在於各延時單元的延遲時間要盡量相同，這其中包含了一段位於兩個延時單元間的連接導線所提供的時間延遲，所以特別需要仔細的安排延時單元的位置與連接導線，讓所有延時單元的延遲時間差異減到最小以降低測量誤差，所以非常適合使用可重覆利用的可程控邏輯元件，藉由可程控邏輯元件可以迅速的產生要求的動作行為並可立即進行測試與再修正之特性，使時間數碼轉換器能擁有最佳的功能。本章提出一種新形態的分支式傳遞延時鏈結構[107]作為插補電路，並且成功的將兩組各含有 81 個延時單元的傳遞延時插補器、一個 6 位元的計數器、一個時間分割電路與即時校準電路全部整合於一個可程控邏輯元件之中，配合頻率為 10 MHz 的主計時時脈，成為一個計時範圍為 6.4 μsec 的完整時間數碼轉換器[108]。圖(5-1)為此時間數碼轉換器的方塊圖，待測時間的起始脈衝由 IN 端輸入，結束脈衝由 END 端輸入，經過時間分割電路將前後未滿一週期的部份時間 T_a 與 T_b 分離出來，分別交由兩個分支式傳遞延時插補電路進行插補計時；RESET 輸入則用以將計時系統重置，以便進行下一次測量。至於 ZERO 與 DCAL 則與自我校準功能有關。



圖(5-1) 完整的時間數碼轉換器結構圖。

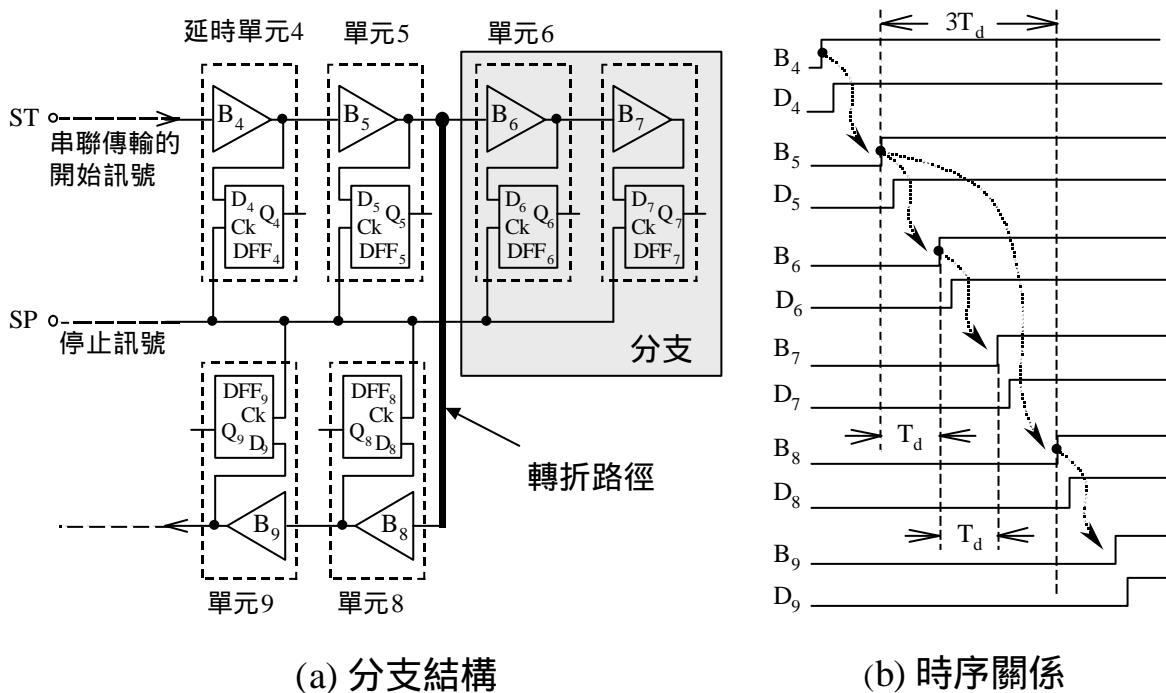
第 5-1 節 傳遞延時鏈的分支結構

做為插補器使用的傳遞延時鏈，串接的延時單元越多，可以完成的插補範圍越大，那麼主計時脈波的週期可以越長，頻率越低。越低的操作頻率首先獲得的好處就是積體電路所消耗的電功率越少。在實務上，我們是無法在一個晶片中將所有的延時單元排列成一長排而使晶片成為細長狀的，所以就必須轉折成若干段，空間中的轉折意味著較長的連接路徑，於是在轉折處的延遲時間就無可避免的會變長，使得傳遞延時鏈的整體線性度劣化，位於轉折處的延時單元甚至會有比其它地方大了約 50% 的延遲時間[109]。如果同時加長未轉折處的連接路徑以解決此一非線性問題，卻又不切實際，因為要得到越好的解析度，延遲時間 T_d 要越小越好，這樣的做法犧牲了解析度。使用第(4-5)式來計算時間，理想狀況是每一個延時單元的延遲時間均完全相同，因此解決連接導線轉折所造成的延遲時間變化就變得非常的重要。

分支式傳遞延時鏈就是針對要克服上述問題而設計的一種新結構。這種分支結構不但適合應用在特殊應用積體電路上設計製造傳遞延時鏈，而且特別的

適用於使用可程控邏輯元件時的情況，因為在將一般用途的可程控邏輯元件規劃成為傳遞延時鏈時，受限於元件固定的通用性架構，往往會形成較多的轉折路徑，而且這些轉折路徑與直線路徑之延遲時間差異又要比利用半導體製程所完成的特用積體電路時所出現的差異要大得多。

圖(5-2)為分支式結構中的一個轉折處的分支結構特例與其時序狀況。在圖(5-2)(a)中的延時單元 4、5、8 及 9 位於主延時鏈中，同時轉折發生在由延時單元 5 的串聯輸出端到延時單元 8 的串聯輸入端這段路徑，以粗黑線表示；另外，延時單元 6 及 7 組成一個分支，延時單元 5 的串聯輸出也同時經由一段與其他非轉折路徑相同長度的短導線連接到延時單元 6 的串聯輸入端。相對應各點的波形圖則畫在圖(5-2)(b)中。延時單元 4 與 5 之間、5 與 6 之間、6 與 7 之間、8 與 9 之間都是以最短的導線連接，所以延時單元 5、6、7 及 9 的時間延遲都差不多，在圖(5-2)(b) 中以 T_d 表示。至於延時單元 8，由於在它前面有一段長路

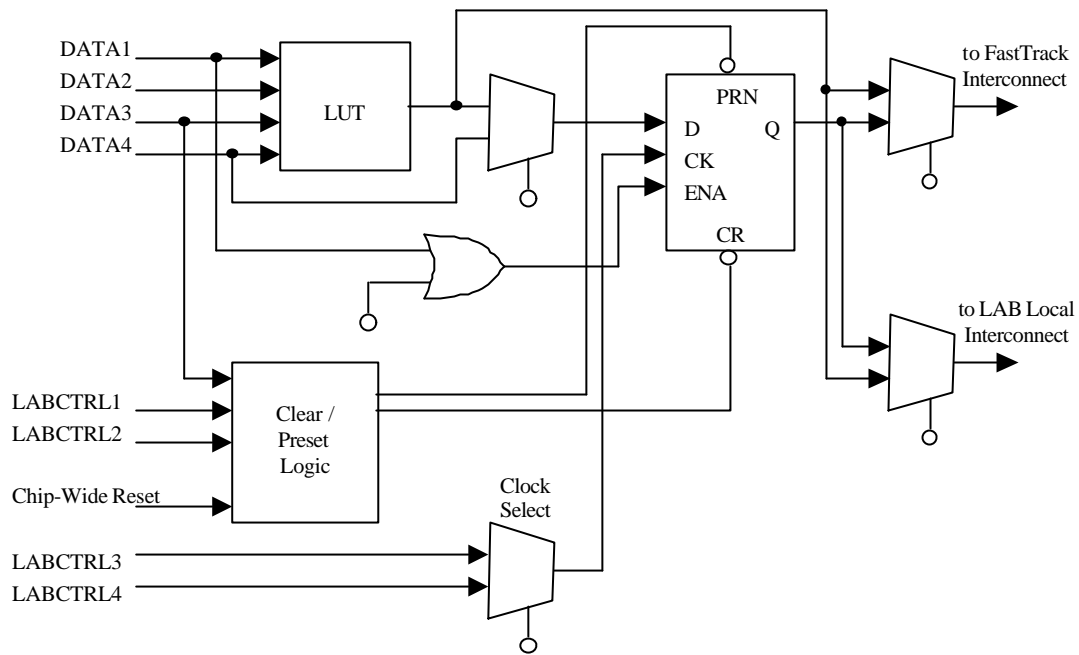


圖(5-2) 分支式傳遞延時鏈的一個分支結構與時序關係圖。

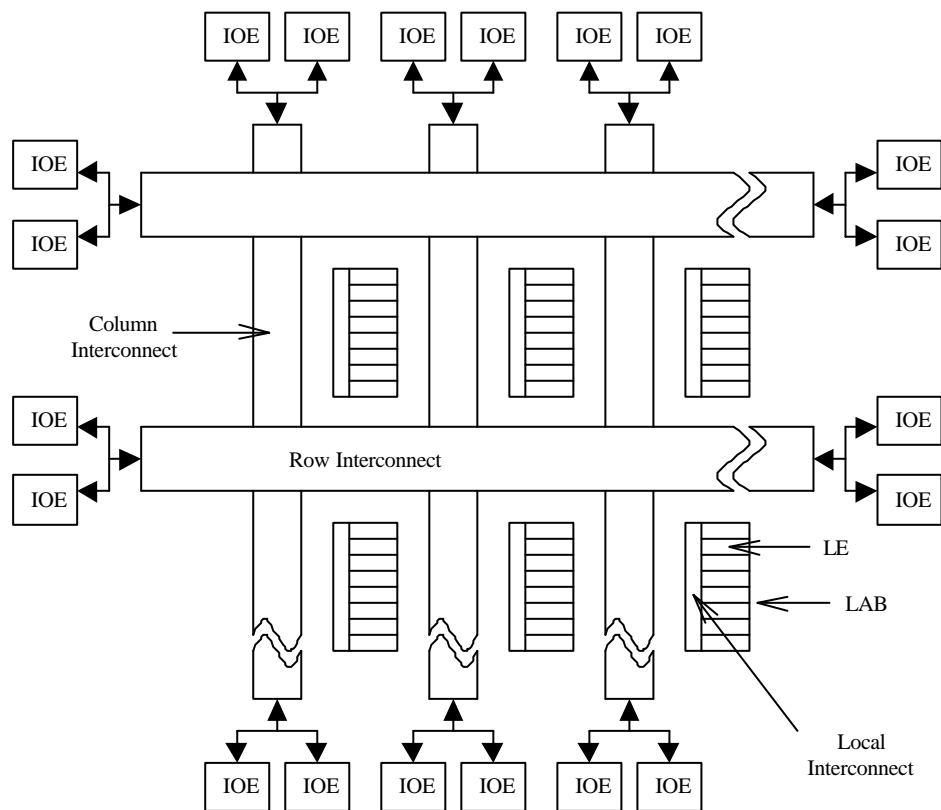
徑，所以緩衝器 B8 的輸出反應 B5 的輸出狀態要比 B6 慢得多了。如果這一條長路徑與緩衝器 B8 的總延遲時間恰好為 $3T_d$ ，那麼如圖所示，延時單元 6、7、8 及 9 的輸出狀態就會恰好以 T_d 的時間間隔依序反應延時單元 5 的輸出狀態，這樣就成功的利用一條含有兩個延時單元的短分支來插補 3 倍延遲時間的長路徑效應，改善了非線性現象。因此，在設計傳遞延時鏈時，只要仔細的調整轉折路線，使轉折處的時間延遲等於一般非轉折處的時間延遲 T_d 的整數倍，然後在轉折連接路徑處分接出一小段的分支，利用這一小段的分支再對較長的延遲時間做進一步的插補，就可以解決因電路佈線(layout)之轉折所產生的非線性問題。

第 5-2 節 可程控邏輯元件與延時單元

為了證明分支式傳遞延時鏈能有效改善轉折路徑造成的非線性現象，所以利用一個 Altra 公司所出品，型號為 FLEX10K100ARC240-1 的可程控邏輯元件產品，實際的完成含有兩組分支式傳遞延時鏈的一個完整時間數碼轉換器，並檢測其效能。採用此項產品的主要原因之一，是因為此元件的最小單元之結構非常類似於一個延時單元，此最小單元稱為一個邏輯元素(logic element, LE)，圖(5-3)為該產品內部一個邏輯元素的結構示意圖[110]。一個邏輯元素中含有一個可程控正反器(programmable flip-flop)與一個可以達成各種組合邏輯功能(combinational function)的組合邏輯電路區(look up table, LUT)。利用同公司所發展的專用設計軟體 MAX+PLUS II (version 9.21)，將組合邏輯電路區規畫為邏輯緩衝器，並且將可程控正反器定義為 D 型正反器，那麼一個邏輯元素恰可做為一個延時單元，延時單元就可以再串接組成前一節所敘述之分支式傳遞延時鏈。



圖(5-3) FLEX10K100ARC240-1 可程控邏輯元件中一個邏輯元素之結構[110]。

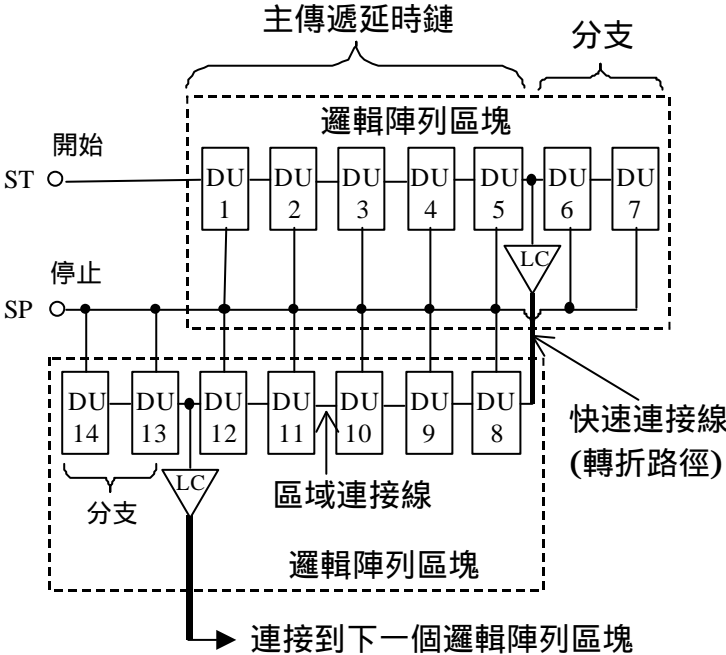


圖(5-4) FLEX10K100ARC240-1 可程控邏輯元件的整體架構[110]。

圖(5-4)為一個 FLEX10K100ARC240-1 的整體架構簡圖[110]，每八個邏輯元素組成一個邏輯陣列區塊(logic array block，LAB)，分佈於整個晶片之中。同一個邏輯陣列區塊中的每一個邏輯元素均以所謂的區域連接線(Local Interconnect)相互連接，區域連接線很短，有最小的延遲時間。不同的邏輯陣列區塊之間，則以所謂的橫向連接線(Row Interconnect)與縱向連接線(Column Interconnect)作交錯式的連接，橫向連接線與縱向連接線統稱為快速連接線(FastTrack Interconnect) [110]。經由快速連接線的路徑必定比經由區域連接線的路徑長，所以快速連接線產生的延遲時間也比較大，於是可以把同一個邏輯陣列區塊中利用區域連接線相連的路徑當做非轉折路徑，並把利用快速連接線相連的路徑當做轉折路徑。

在圖(5-2)中，一個延時單元有兩個輸出，串聯輸出(邏輯緩衝器的輸出)用以串接下一個延時單元以形成長鏈；狀態輸出(正反器的 Q 輸出)則將結果送到編碼電路去。但是由圖(5-3)可以發現一個邏輯元素也只有兩個輸出，而且其中只有一個輸出可以連接上快速連接線連到別的邏輯陣列區塊去，所以這個連接快速連接線的輸出必須做為狀態輸出使用，以便將延時單元的狀態結果送到與傳遞延時鏈位於不同區域的編碼電路區。如果串聯輸出只要連接到相同邏輯陣列區塊內的邏輯元素(延時單元)，可以透過另一個輸出利用區域連接線。但是如果連接到其他邏輯陣列區塊去，就會出現連接快速連接線的輸出不敷使用的麻煩。於是每一個邏輯陣列區塊中必須有一個邏輯元素不做為延時單元，而做為轉折連接線的一部份。由於不做為延時單元，所以不使用正反器功能，因此沒有佔用快速連接線輸出端的狀態輸出。當延時單元要連接到其他邏輯陣列區塊時，先利用區域連接線連接到這個不做為延時單元的邏輯元素，再利用它連接到快速連接線。當然，這時候轉折路徑的整體延遲時間，是必須包含這個

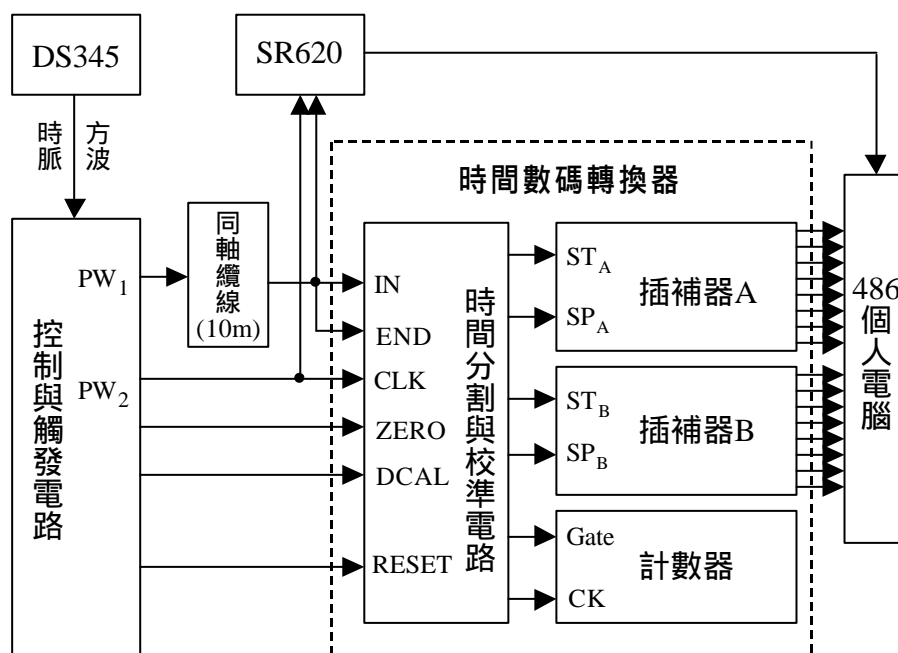
邏輯元素的延時效應的。因此，雖然一個邏輯陣列區塊中有 8 個邏輯元素，但是只用其中 7 個做為延時單元，這就意謂著最多每串接 7 個延時單元就必須出現一次轉折。經過實際測試，利用區域連接線連接的延時單元平均的延遲時間約為 1.44 nsec 左右，而透過快速連接線串接之延時單元的延遲時間至少有大約 3.4 nsec 以上，大於一般平均延遲時間的兩倍，因此仔細選擇延時單元之位置，使得經由快速連接線所造成的延遲時間為一般平均延遲時間的 3 倍，然後利用含有兩個延時單元的小分支對這段時間做插補。圖(5-5)為實際應用於可程控邏輯元件中的一段傳遞延時鏈的結構示意圖，圖中標示為 DU 的方塊代表一個延時單元，標示為 LC 的部份代表一個做為轉折路徑的邏輯元素。傳遞延時鏈的總長共有 81 個延時單元，所以最長之可插補時間約為 110 nsec；每七個延時單元排成一排，其中兩個做為一個分支，所以每五個延時單元串接之後將會遭遇一次轉折，整個延時鏈共有 11 處轉折。



圖(5-5) 可程控邏輯元件中傳遞延時鏈的結構示意圖。

第 5-3 節 傳遞延時鏈之特性量測

圖(5-6)是針對時間數碼轉換電路中兩個插補器的線性度與誤差值之測量系統架構圖。測量過程中的時間參考標準為 Stanford Research Systems (SRS)公司出品，型號 SR620 的多用途計時儀(universal time interval counter)，將它與待測的時間數碼轉換電路之兩輸入端並聯，以便精確的量測輸入時間大小來作為比對。SR620 的單次測量最小顯示數字(single shot least significant digit)為 4 psec，單次測量的均方根解析度(rms single shot resolution)為 25 psec，相對精確度(relative accuracy)則為 ± 50 psec [111]。輸入時間的產生，則是先以 SRS 公司的訊號產生器(synthesized function generator)，型號 DS345，來產生工作週期(duty cycle)為 50%的方波，並將此方波輸入一個自製的控制與觸發電路，由此控制與觸發電路產生兩個脈衝 PW_1 與 PW_2 ，且兩脈衝的時間間隔恰為一個方波的週期。脈衝 PW_1 又再經過一條長度為 10 公尺的 RG58A/U 同軸纜線的延

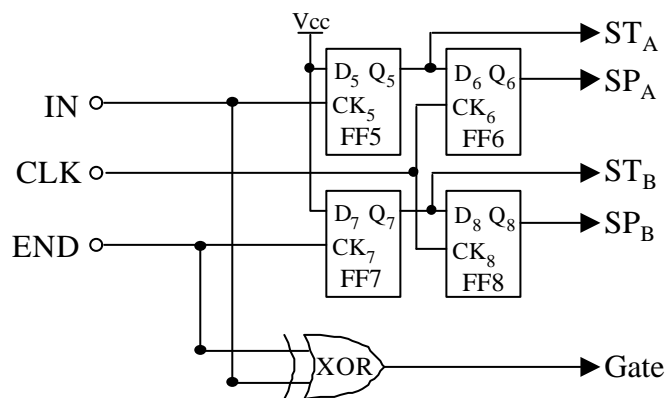


圖(5-6) 測試系統架構圖。

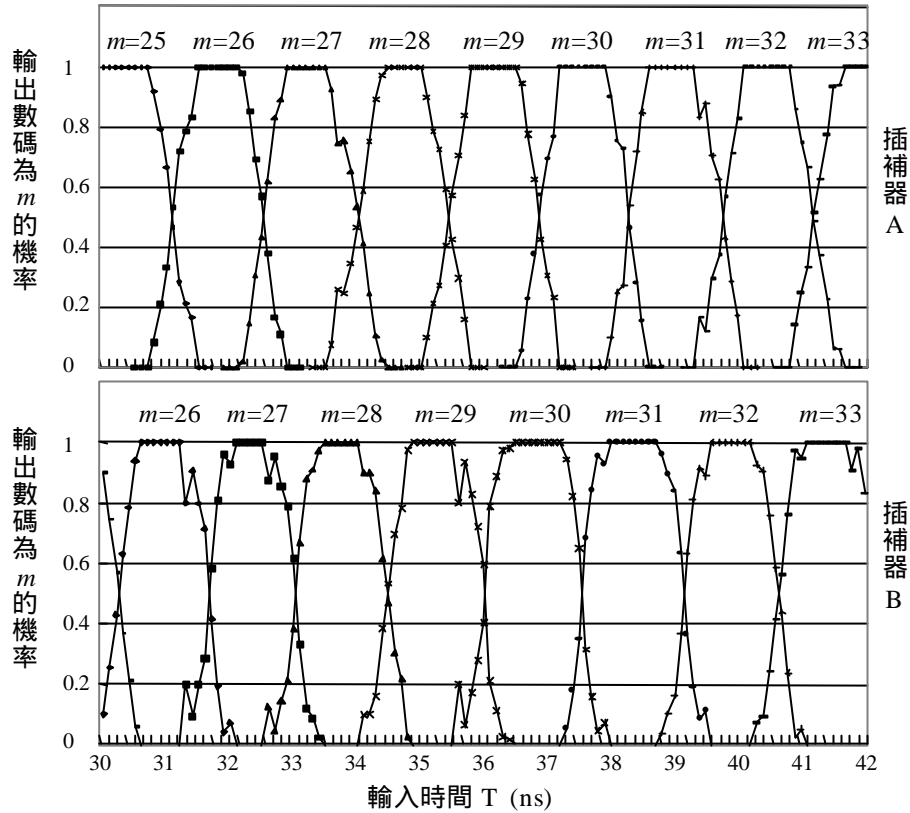
遲後，才作為輸入時間的起始脈衝， PW_2 則直接做為輸入時間的結束脈衝。此同軸纜線所造成的時間延遲大約為 44 nsec，於是調整 DS345 的輸出頻率，使其大約在 22.7 MHz 與 6 MHz 之間變動，就可使離開同軸纜線尾端的脈衝與脈衝 PW_2 的時間間隔在 0 到 120 nsec 之間變動。

在圖(5-6)中，由同軸纜線末端離開的起始脈衝被同時輸入到時間數碼轉換器的起始訊號輸入接腳 IN 與結束訊號輸入接腳 END；但是時間數碼轉換器的時脈輸入接腳 CLK 並不輸入主計時脈波，而是輸入脈衝 PW_2 。由於時間分割電路的作用，這樣的接法使得輸入的時間同時被送到兩個插補電路中，因此可以同時取得兩個插補電路對於相同的輸入時間所產生的測量結果，圖(5-7)為時間分割電路的電路圖。從 0 nsec 起到大約 120 nsec 為止，以 0.1 nsec 作為一個間隔，同時對時間數碼轉換器與多用途計時儀 SR620 輸入待測時間，並以一 台個人電腦(486/DX33)讀取兩個分支型傳遞延時插補電路所讀出的數碼與 SR620 所量到的時間值。

圖(5-8)的曲線是在室內溫度為 25°C 而可控邏輯元件的電源電壓為 3.3V 的環境下，輸入時間對插補器輸出端出現數碼 m 的機率圖，圖中的每一個資料點，都是在輸入超過 100 次相同的時間(以 0.1 nsec 為間隔)之後所計算出來



圖(5-7) 時間分割電路圖。



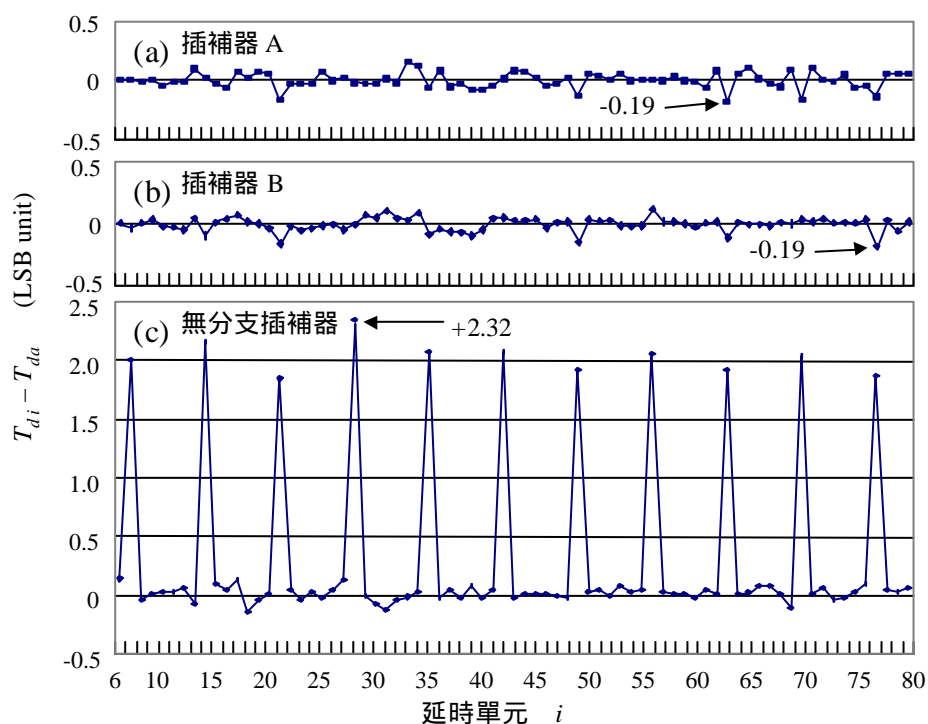
圖(5-8) 輸入時間對輸出數碼機率曲線圖。

的機率值。當插補器的輸出端出現數字為 m 時，代表輸入的時間使得分支型傳遞延時鏈中前面 m 個延時單元的邏輯狀態改變。為了完成對整條分支型傳遞延時鏈所含蓋的時間範圍做測試，以 0.1 nsec 為一個間隔，當輸出數碼由最小值到最大值 81，對每一個插補器都各蒐集了約 110,000 筆資料點。利用這樣的曲線，我們將第 m 個延時單元的延遲時間定義為其與相鄰兩曲線的交點(相鄰數碼的出現機率均為 50%時)之間的時間寬度。利用這樣的方式求出所有延時單元的延遲時間後，可以利用第(5-1)式來分別計算兩個傳遞延時鏈的平均延遲時間 T_{da} ：

$$T_{da} \approx \left(\sum_{i=z+1}^{80} T_{di} \right) \div (80 - z) \quad (5-1)$$

其中 T_{di} 代表分支型傳遞延時鏈中第 i 個延時單元的延遲時間，而 z 則是此分支

型傳遞延時鏈在輸入的被測時間為零時，輸出所出現的數字，也就是零時間偏差(zero offset)的大小，這是由於待測時間訊號從可程控邏輯元件的輸入接腳到真正進入某一個插補器兩輸入端“開始”(ST)與“停止”(SP)之前，所經歷到的時間延遲不同所造成的，在本實驗的例子中，插補器 A 與插補器 B 的零時間輸出數碼 z 均等於 5，這可由圖(5-9)到圖(5-11)看出來。延時單元的平均延遲時間 T_{da} 也稱為最小有效單位(least significant bit, LSB)。在室內溫度為 25°C 而可程控邏輯元件的電源電壓為 3.3V 的環境下，插補器 A 中的延時單元之平均延遲時間 T_{Ada} 為 1.459 nsec，而插補器 B 中的延時單元之平均延遲時間 T_{Bda} 為 1.437 nsec。我們將插補器 A 及插補器 B 中的每一個延時單元的延遲時間 T_{di} 和其平均延遲時間 T_{da} 之間的差異分別畫於圖(5-9)(a)與圖(5-9)(b)之中。由於可程控邏輯元件可以做多次的重新規畫，為了要和傳統的無分支型單排傳遞延時鏈相比較，我們在相同的可程控邏輯元件上，使用與插補器 A 相同位置的邏輯元素

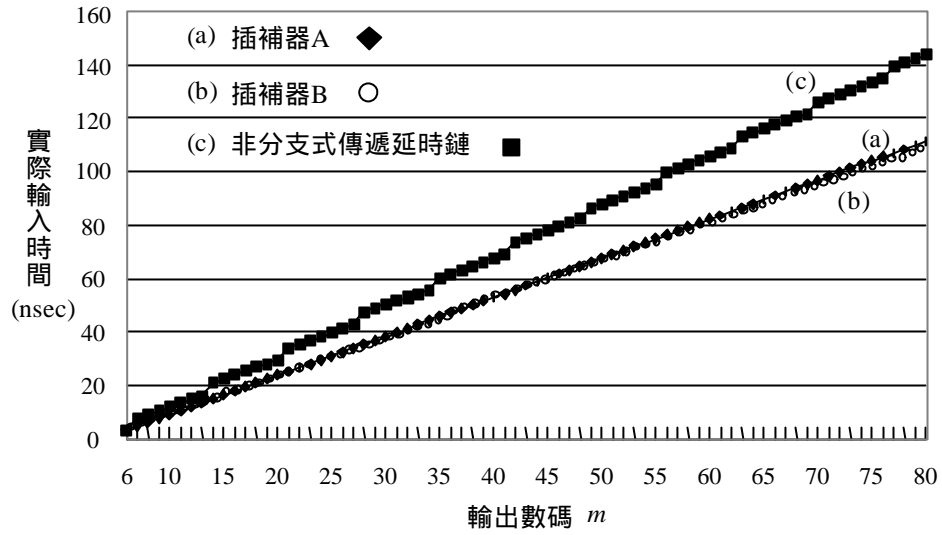


圖(5-9) 延時單元的延遲時間與平均延遲時間的偏差量。

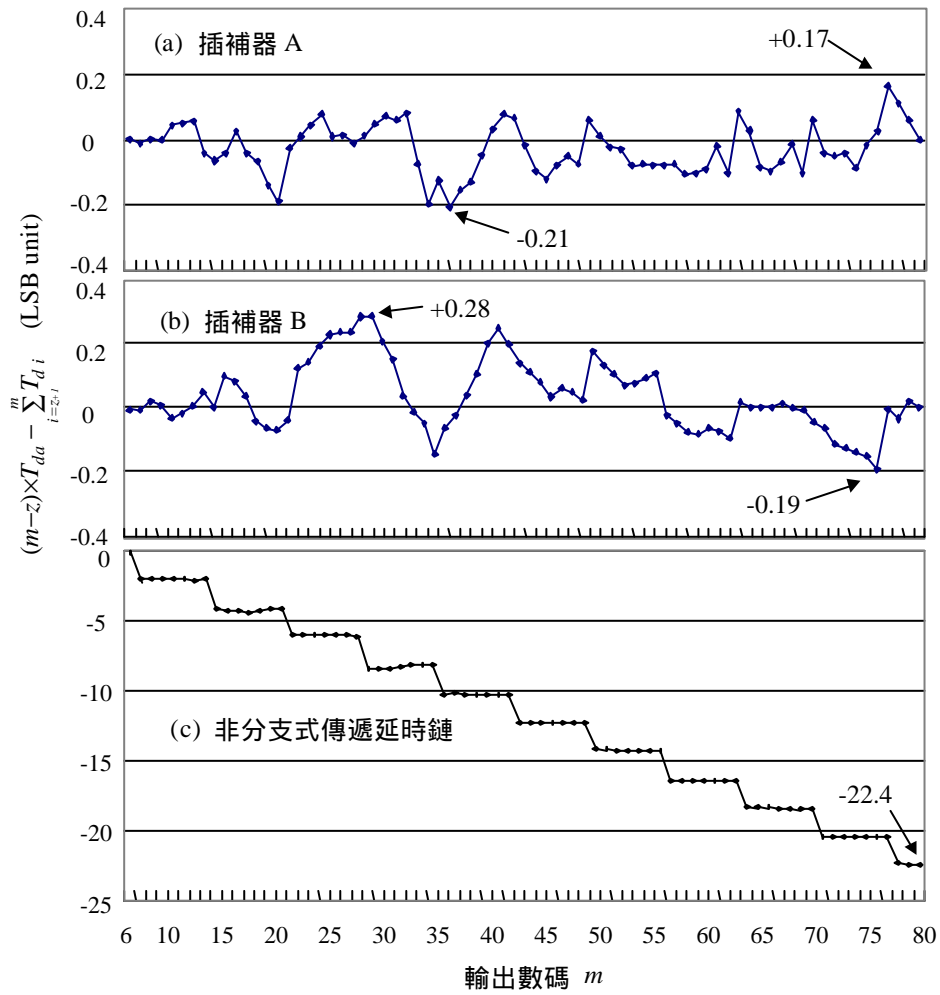
做延時單元，製造了一個無分支型傳遞延時鏈，並在相同的環境下利用相同的方式加以測量，其所有延時單元的延遲時間之變化情形則畫於圖(5-9)(c)之中。由於無分支型傳遞延時鏈每串接七個延時單元就必須有一次轉折，於是每七個延時單元中就會出現一個有很大延遲時間的單元。在計算這樣的無分支型傳遞延時鏈平均延遲時間的時候，我們是把這些差異很大的延遲時間先剔除掉，不列入計算，並沒有直接使用第(5-1)式來計算，以這樣的方式所求得的無分支型傳遞延時鏈的平均延遲時間為 1.458 nsec。由圖(5-9)可以看出，插補器 A 中的延時單元之最大偏差量為-0.19 LSB (0.28 nsec)，插補器 B 中的延時單元之最大偏差量也為-0.19 LSB (0.27 nsec)，然而無分支型傳遞延時鏈的延時單元之最大偏差量卻高達 2.32 LSB (3.38 nsec)。圖(5-10)(a)、(b)與(c)是插補器 A、插補器 B 及無分支型傳遞延時鏈的輸出數碼與輸入的實際時間(SR620 所測得之輸入時間)之關係圖。插補器 A 及插補器 B 的曲線非常的接近直線而且數值很接近，因而幾乎重合在一起，但是無分支型傳遞延時鏈卻呈現不連續的非線性現象。圖(5-11)(a)、(b)與(c)則是插補器 A、插補器 B 及無分支型傳遞延時鏈的累積誤差情形，累積誤差 E_r 的計算方式如第(5-2)式：

$$E_r = (m - z) \times T_{da} - \sum_{i=z+1}^m T_{di} \quad (5-2)$$

其中 m 是插補器的輸出數碼。由圖(5-11)可以得到：插補器 A 的累積誤差極限值為-0.21 LSB (0.31 nsec)與+0.17 LSB (0.25 nsec)，插補器 B 的累積誤差極限值為-0.19 LSB (0.27 nsec)到+0.28 LSB (0.4 nsec)，同時，無分支型傳遞延時鏈最終的累積誤差量為-22.4 LSB (32.68 nsec)。從這些實驗結果，我們可以證明利用加入分支的方式，可以有效的改進傳統單排型傳遞延時鏈的量測線性度劣化問題，而時間數碼轉換器的總體累積誤差極限，則可以利用兩個插補器之累積誤差極限值的加成來估計，約為 0.45 LSB (0.65 nsec)。



圖(5-10) 輸出數碼對實際輸入時間之關係圖。



圖(5-11) 輸出數碼對累積誤差之曲線。

第 5-4 節 即時校正功能

利用加入分支的方式，我們成功的改善了傳統單排型傳遞延時式插補器由於轉折路徑過長所引起的延遲時間變大的非線性問題。在實用上，傳遞延時式插補器計算部份時間的方式是將第(4-5)式修改成下列第(5-3)式：

$$T_{AB} \gg (m - z) \times T_{da} \quad (5-3)$$

其中 T_{AB} 表示輸入插補器 A 或 B 的待測部份時間。因此平均延遲時間 T_{da} 與零時間偏差量 z 的大小即成了影響計時準確度的重要因素。在已有的傳遞延時鏈專用積體電路成品中，一種很常見的方式是利用類似鎖相迴路(phase lock loop, PLL)的原理，在晶片中直接製造出另一段由許多延時單元所形成的環狀迴路，稱為延時鎖定迴路(delay lock loop, DLL)，不用於測量時間，而作為產生監控延遲時間大小的回授訊號用[106,112]，同時每一個延時單元也都必須有能力接受由前述延時鎖定迴路產生的回授訊號，將平均延遲時間 T_{da} 鎖定於一個固定的值。這樣的方法固然可以得到很穩定的平均延遲時間，然而它卻有以下的缺點：消耗功率變大而且需要的晶片面積也變大。由於每一個延時單元都必須附加上調整延遲時間的部份，因此就必然會或多或少的增加晶片使用空間。當我們考慮消耗功率時，作為插補用的傳遞延時鏈在一次的測量中，各元件其實只作一次的邏輯狀態改變，由於互補式金屬氧化物半導體電路大部份的功率消耗只發生在邏輯狀態改變的瞬間，所以傳遞延時鏈本身所耗去的功率是很少的。然而延時鎖定迴路的動作如同一個環式振盪器(ring oscillator)，必須不停止的工作以維持延遲時間的穩定，於是在不斷改變邏輯狀態的同時，必然伴隨著較多的功率損失。另外，如果使用可程控邏輯元件來製作傳遞延時電路，更是無法利用這種延時鎖定迴路的方式維持延遲時間的穩定，因為我們無法在一般泛

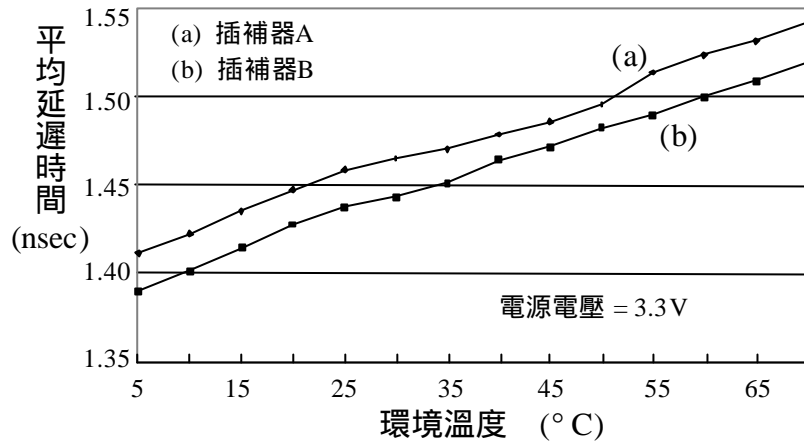
用型的可程控邏輯元件中調整與控制延遲時間的大小。於是，如果僅僅採用一個固定的平均延遲時間來計算需要插補的部份時間，當工作環境發生變化使延遲時間改變，其誤差 dT 將會是：

$$dT = dT_{da} \times m \quad (5-4)$$

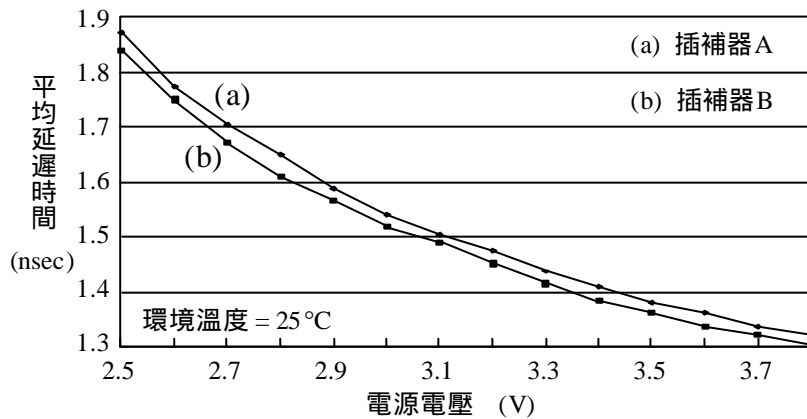
其中 dT_{da} 是平均延遲時間的變化量。當待測的部份時間越大，插補器的輸出數碼 m 會越大，這樣的誤差將隨著平均延遲時間的變化量與待測部份時間的長度而變大。

在半導體裝置中，有兩個影響訊號傳輸時間的重要因素：溫度及電源偏壓的大小。圖(5-12)的例子即是我們對所使用的可程控邏輯元件，以分支型傳遞延時鏈作為插補器時，利用圖(5-6)的測試架構在不同的環境溫度下所得到的插補器 A 與插補器 B 的平均延遲時間變化曲線。圖(5-13)則是插補器 A 與插補器 B 的平均延遲時間對電源偏壓的變化曲線。可以發現，當環境溫度由 5°C 變化到 70°C 時，平均延遲時間的變化量約為 0.13 nsec ；當電源偏壓在 2.5V 到 3.3V 之間變動時，平均延遲時間的變化量達到約 0.55 nsec 的大小，當輸出數碼達到80的極限值時，可能造成的誤差甚至可達到約 40 nsec 的大小。

針對這個問題，我們再詳細的觀察在不同溫度與電源電壓下的線性度情形。圖(5-14)及圖(5-15)為同樣利用圖(5-6)的測試架構，分別在數個不同的溫度與電源偏壓下測量插補器 A 所得到之累積誤差的情形。可以發現，溫度和電源偏壓的改變並不會使線性度劣化。由於溫度與電源偏壓通常並不是瞬間劇烈變化的參數，而且傳遞延時式插補電路對部份時間的測量速度非常的快，因此我們提出一種校準方式與電路，利用主計時脈波的週期為標準參考時間，可以迅速的在插補動作開始前與(或是)結束後針對當時的工作環境進行平均延遲時間與零時間偏差的校正，以降低誤差的大小。

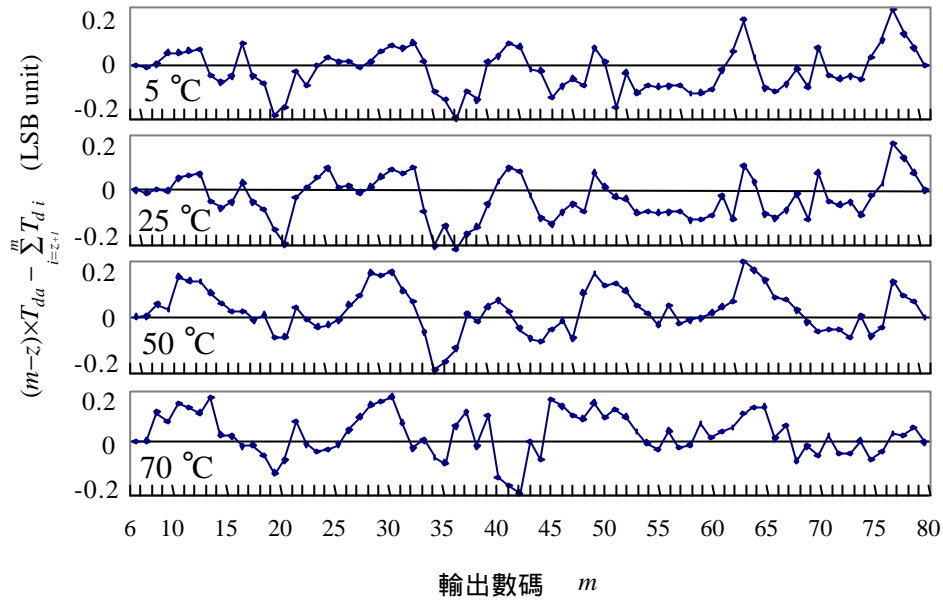


圖(5-12) 平均延遲時間對溫度的變化曲線圖。

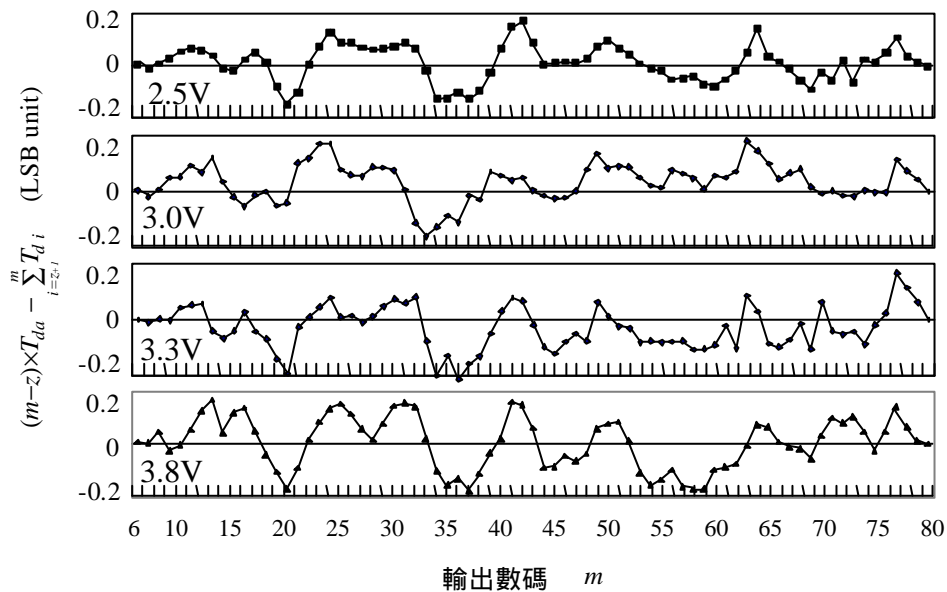


圖(5-13) 平均延遲時間對電源電壓的變化曲線圖。

如圖(5-16)，是我們所使用的時間分割與校準電路的簡圖。時間數碼轉換器共有六個輸入端 IN、END、CLK、ZERO、DCAL 與 RESET，為了簡化起見，RESET 端並沒有畫在圖(5-16)之中，它是接到所有正反器的重置端(reset)作為系統重置用的。這六個輸入端也是可程控邏輯元件的輸入接腳。如前一節之圖(5-7)，FF5、FF6、FF7、FF8 及 XOR 組成時間分割電路；FF1、FF2、FF3 及 FF4 做為參考時間訊號產生電路；A1、A2、A3、N1、N2 及 N3 組成操作模式選擇電路。這個時間數碼轉換器有三種操作模式(operation mode)，分別是

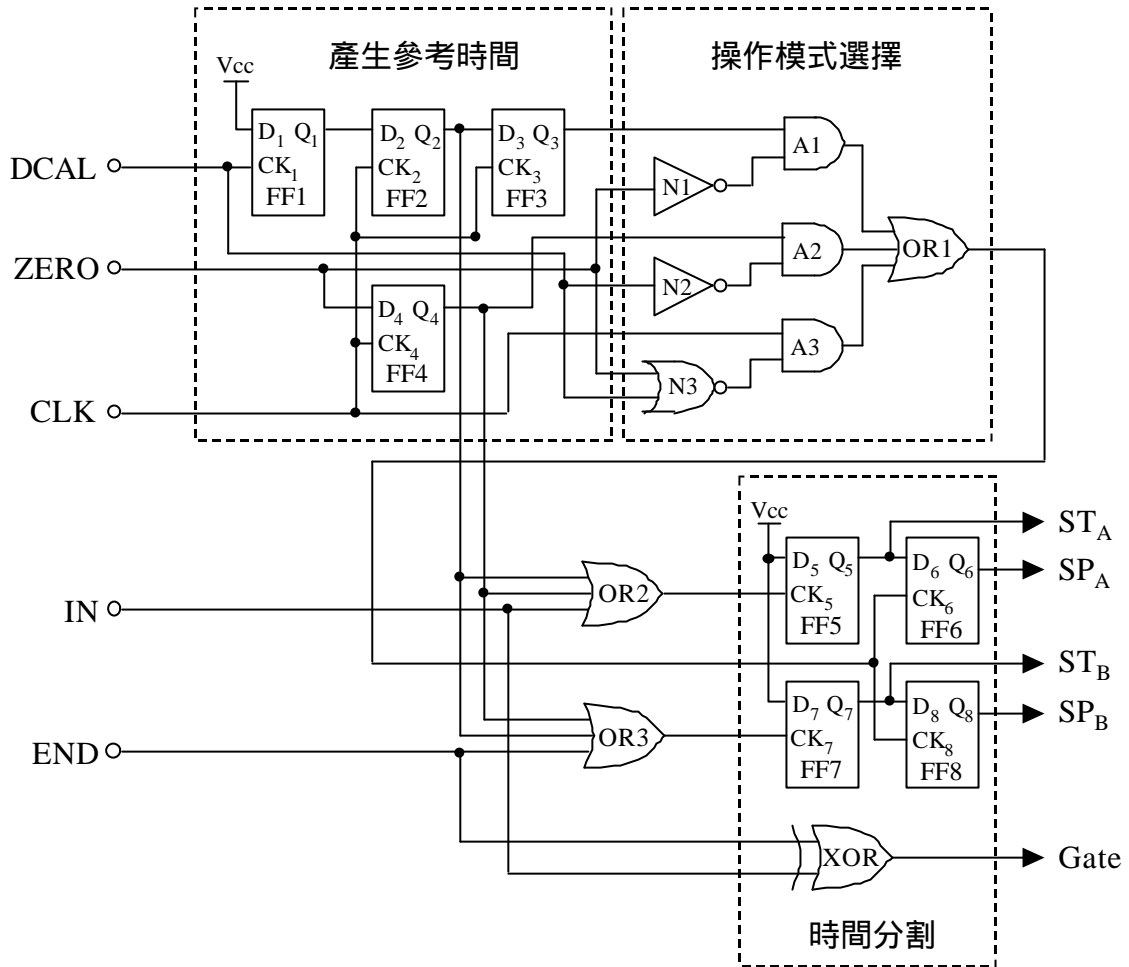


圖(5-14) 不同溫度下插補器 A 的累積誤差曲線。



圖(5-15) 不同電源電壓下插補器 A 的累積誤差曲線。

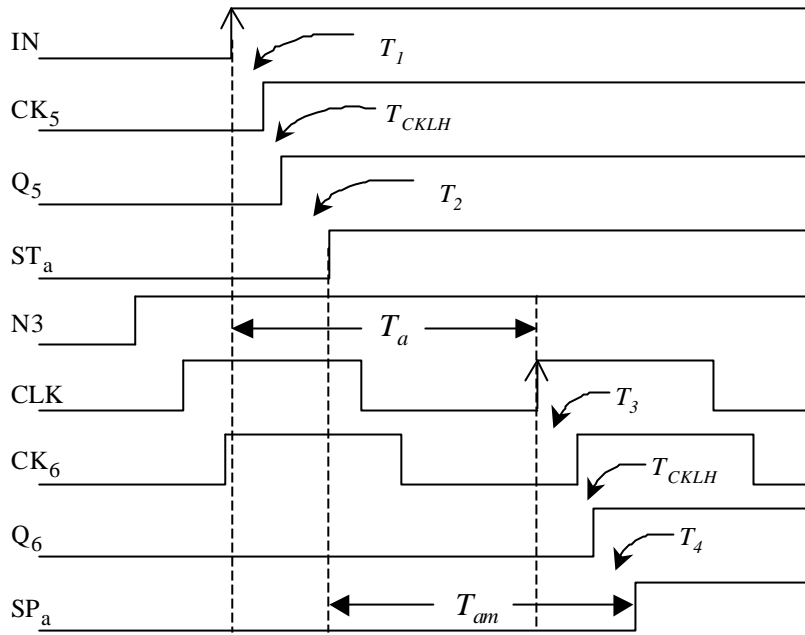
測量模式、歸零模式以及平均延遲時間校正模式。在測量模式的狀態下，ZERO 及 DCAL 端輸入低電位，CLK 端輸入主計時脈波(這個主計時脈波同時也被連接到計數器的時脈輸入端 CK)，然後經過 A3 與 OR1 之後送到 FF6 及 FF8 的



圖(5-16) 時間分割與校準電路圖。

輸入端 CK_6 與 CK_8 ，用以產生兩插補器的停止訊號 SP_A 及 SP_B 。待測訊號的起始脈衝輸入到 IN 去，結束脈衝送到 END 去。由 IN 和 END 來的訊號分別經過 $OR2$ 和 $OR3$ ，連接到 $FF5$ 與 $FF7$ 的 CK_5 與 CK_7 ，於是 $FF5$ 與 $FF7$ 的輸出 Q_5 與 Q_7 將分別產生兩個插補器所要的部份時間之開始訊號 ST_A 及 ST_B 。插補器 A 計算 ST_A 與 SP_A 之間的時間大小，插補器 B 則計算 ST_B 與 SP_B 之間的時間大小；同時在 IN 來臨而 END 尚未出現的期間，互斥或閘(exclusive OR) XOR 的輸出為高電位，使計數器可以對這段時間內所傳來的主計時脈波加以計數。

如圖(5-17)，以插補器 A 的情形為例，真正的待測部份時間是起始脈衝 IN 和 IN 來臨之後首先出現的主計時脈波上升緣之間的時間 T_a ，但是由於時脈訊



圖(5-17) 測量模式的起始部份時序圖。

號和 IN 所經過的路徑不同，所以插補器 A 量到的時間 T_{am} (ST_A 和 SP_A 之間時間) 和 T_a 會有一個固定的差距 T_{amz} ，也就是所謂的零時間偏差。假設每個正反器 (FF1~FF7) 經其 CK 端觸發而使正反器的 Q 輸出端由負邏輯變為正邏輯狀態所需的延遲時間 T_{CKLH} 均相同，如果 IN 由元件的外部接腳起，經 OR2 到 CK₅ 所花的時間為 T_1 ，Q₅ 到 ST_A 的時間為 T_2 ，而時脈 CLK 從元件接腳經過 A3 和 OR1 後到達 CK₆ 所花的時間為 T_3 ，Q₆ 到 SP_A 的時間為 T_4 ，則：

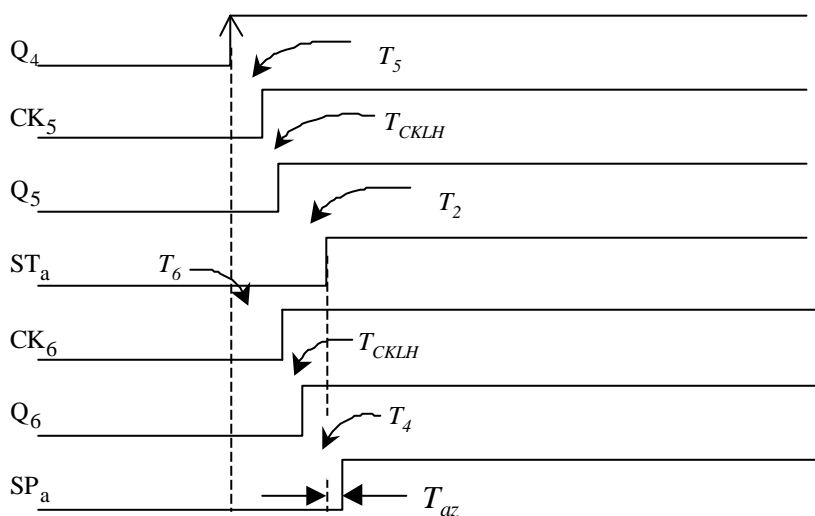
$$T_a = T_{am} + (T_1 + T_{CKLH} + T_2) - (T_3 + T_{CKLH} + T_4) = T_{am} - T_{amz} \quad (5-5)$$

其中零時間偏差 $T_{amz} = (T_3 + T_4 - T_1 - T_2)$ ，要由歸零模式來求得。

當時間數碼轉換器操作於歸零模式時，IN、END 和 DCAL 端保持低電位，計數器的計數功能被抑制。ZERO 端輸入高電位，這使得主計時脈波 CLK 訊號無法經過 A3 再傳到時間分割電路去。當 ZERO 端輸入高電位後的下一個 CLK 訊號上升緣出現在正反器 FF4 的 CK₄，會使 Q₄ 產生一個上升脈衝，分別經過

OR2 與 OR3 這兩條路徑到達正反器 FF5 與 FF7 的 CK₅ 端和 CK₇ 端，於是 FF5 與 FF7 的輸出 Q₅ 與 Q₇ 各自產生一個脈衝分別的送到兩個插補器的開始訊號端 ST_A 及 ST_B 去。Q₄ 的輸出同時也經過 A2 與 OR1 到正反器 FF6 及 FF8 的 CK₆ 與 CK₈ 端，使 Q₆ 及 Q₈ 分別產生上升脈衝到 SP_A 及 SP_B。再以插補器 A 為例，參考圖(5-18)之時序關係與圖(5-16)之電路圖，假設 Q₄ 輸出經過 OR2 到 CK₅ 所花的時間為 T₅，Q₅ 到 ST_A 的時間仍為 T₂，而 Q₄ 輸出經過 A2 與 OR1 再到 CK₆ 所花的時間為 T₆，Q₆ 到 SP_A 的時間仍為 T₄，若此時出現在插補器 A 的輸入端 ST_A 與 SP_A 之時間差為 T_{az}，則：

$$T_{az} = (T_6 + T_{CKLH} + T_4) - (T_5 + T_{CKLH} + T_2) = T_6 + T_4 - T_5 - T_2 \quad (5-6)$$

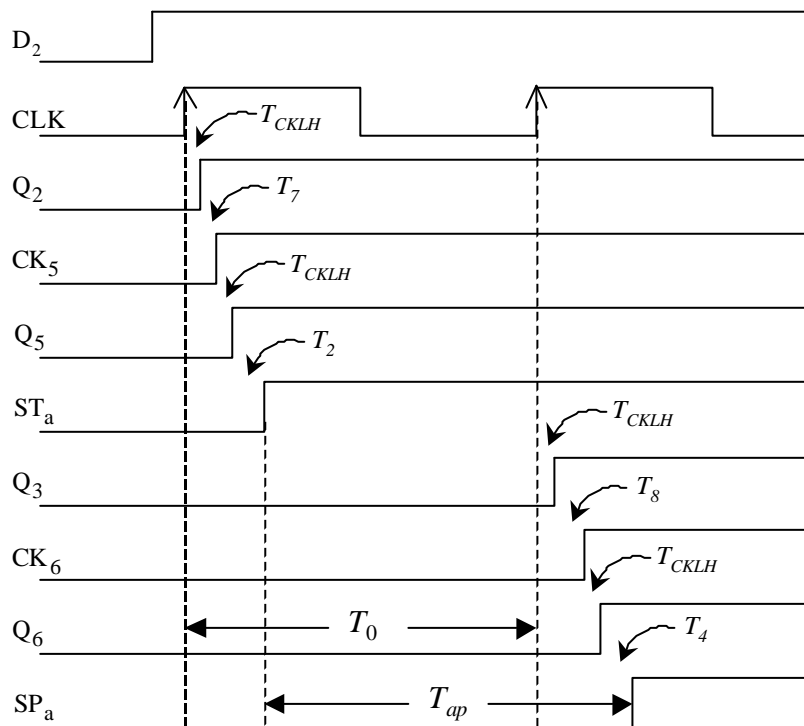


圖(5-18) 歸零模式的時序圖。

由於 Q₄ 訊號兵分三路，其中兩路分別經過 OR2 與 OR3，另一個則經過了 A2 與 OR1，這些路徑與在測量模式的情形下，IN 與 END 訊號分別經過 OR2 與 OR3，主計時脈波 CLK 經過 A3 與 OR1 相比較，各路徑經過的元件種類與

個數均同，因此可利用軟體調整各元件與構成路徑的连接導線之位置，隨即實際測試與再修正，不斷的以嘗試錯誤的方式，使 $T_5 = T_1$ 且 $T_6 = T_3$ ，這樣在歸零模式下輸入插補器 A 的時間 T_{az} 就會等於操作於測量模式時的零偏差時間 T_{am0} 。

將時間數碼轉換器操作於平均延遲時間校正模式，是利用已知而穩定的主計時脈波的一個週期時間 T_0 ，來求得延時單元的平均延遲時間 T_{da0} 。此時 IN、END 和 ZERO 端保持低電位，計數器的計數功能仍然受到抑制。CLK 端一樣輸入主計時脈波，DCAL 端則輸入一個上升脈衝到正反器 FF1 的 CK_1 去。 Q_1 變成高電位並連接到 FF2 的 D_2 去。當 D_2 端變成高電位後的第一個主計時脈波到達 FF2 的 CK_2 時，使 Q_2 產生一個上升脈衝並分成兩路分別經過 OR2 及 OR3 到 FF5 與 FF7 的 CK_5 與 CK_7 ，於是 FF5 與 FF7 的輸出 Q_5 與 Q_7 再度各自產生一個脈衝分別的送到兩個插補器的開始訊號端 ST_A 及 ST_B 去。由於 Q_2 連接到 FF3



圖(5-19) 平均延遲時間校正模式的時序圖。

的 D_3 輸入端，這使得當第二個主計時脈波的上升緣來臨後， Q_3 會產生一個脈衝並經過 A1 與 OR1 到正反器 FF6 及 FF8 的 CK_6 與 CK_8 ，使 Q_6 及 Q_8 分別產生上升脈衝送到插補器的 SP_A 及 SP_B 端，而且只要 FF2 與 FF3 的延遲時間 T_{CKLH} 相同， Q_2 與 Q_3 產生的脈衝之時間間隔將恰好為一個主計時脈波的週期 T_0 。同樣的以插補器 A 為例，時序圖如圖(5-19)所示，此時真正輸入插補器 A 兩輸入端 ST_A 及 SP_A 的時間設為 T_{ap} ，假設 Q_2 經過 OR2 到 CK_5 所花的時間為 T_7 ， Q_5 到 ST_A 的時間仍為 T_2 ，而 Q_3 經過 A1 與 OR1 後到達 CK_6 所花的時間為 T_8 ， Q_6 到 SP_A 的時間仍為 T_4 ，則：

$$T_0 = T_{ap} + (T_8 + T_{CKLH} + T_4) - (T_7 + T_{CKLH} + T_2) = T_{ap} - T_{apz} \quad (5-7)$$

由於 Q_2 訊號分為兩路，分別經過 OR2 與 OR3，而 Q_3 則經過了 A1 與 OR1，這些路徑與在歸零模式的操作情形下各路徑所經過的元件種類與個數均相同，因此也可以透過適當的調整各元件的位置，使得 $T_5 = T_7$ 且 $T_6 = T_8$ ，於是在歸零模式的情形下輸入插補器 A 的時間 T_{az} 就會等於操作於平均延遲時間校正模式時的零偏差時間 T_{apz} 。

如果在測量模式、歸零模式與平均延遲時間校正模式等三種情形下，插補器 A 的平均延遲時間為 T_{Ada} 而其所輸出的數碼分別為 m 、 z 與 p ，這表示

$$T_{am} = (m + f_m) \times T_{Ada} \quad (5-8)$$

$$T_{az} = (z + f_z) \times T_{Ada} \quad (5-9)$$

$$T_{ap} = (p + f_p) \times T_{Ada} \quad (5-10)$$

其中 $0 \leq f_m, f_z, f_p < 1$ ，分別代表在三種操作模式下，不足一個延時單元的延遲時間之量化誤差。如果經過適當的調整元件與線路的位置，使 $T_{az} = T_{amz} = T_{apz}$ ，

那麼利用第(5-7)、(5-9)及(5-10)三式可得到平均延遲時間 T_{Ada} 的大小：

$$T_{Ada} = \frac{T_0}{(p-z) + (f_p - f_z)} \quad (5-11)$$

同時，再利用第(5-8)式與第(5-5)式，就可求得真正的待測部份時間

$$T_a = \frac{(m-z) + (f_m - f_z)}{(p-z) + (f_p - f_z)} \times T_0 \quad (5-12)$$

同理，對於插補器 B 的情形，也可以利用安排各元件的空間位置來調整相關的時間延遲量，使得插補器 B 也可以利用第(5-12)式來求得 T_b 的大小。

在第(5-11)式與第(5-12)式中， f_m 、 f_z 和 f_p 是無法用單次測量就可以得到的不確定分數。因此在經過了上述的校正與測量程序之後，可測得之平均延遲時間近似值 $\overline{T_{Ia}}$ 與待測時間近似值 $\overline{T_I}$ 分別為：

$$\overline{T_{Ia}} = \frac{T_0}{p-z} \quad (5-13)$$

$$\overline{T_I} = \frac{m-z}{p-z} \times T_0 \quad (5-14)$$

其中下標 $I = A$ 或 $I = B$ 分別代表插補器 A 或插補器 B。那麼待測部份時間 T_I 的誤差量可以表示為

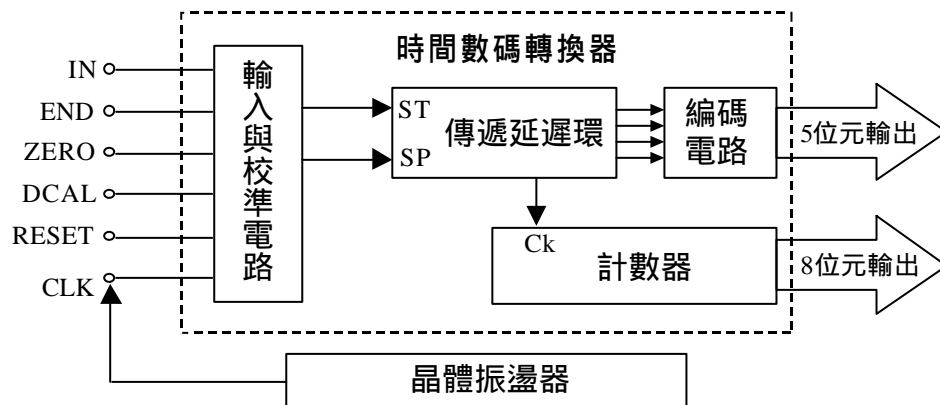
$$\begin{aligned} \Delta T_I &= T_I - \overline{T_I} = \frac{(m-z)}{(p-z)} \times \frac{(f_z - f_p) \times T_0}{[(p-z) + (f_p - f_z)]} + \frac{(f_m - f_z) \times T_0}{(p-z) + (f_p - f_z)} \\ &= \frac{(m-z) \times (f_z - f_p) + (p-z) \times (f_m - f_z)}{[(p-z) + (f_p - f_z)]} \times \overline{T_{Ia}} \end{aligned} \quad (5-15)$$

其中 T_I 的表示式同第(5-12)式，只是以下標 $I = a$ 或 $I = b$ 來分別代表插補器 A 或插補器 B。

由於 p 值是在全週期的輸入時間所量得的輸出數碼大小，接近插補器中延時單元的總數；而 z 值(零偏差量)很小，當測量值 m 很小而接近 z 時， $(m-z) \ll (p-z)$ 而且 $(f_p - f_z) \ll (p-z)$ ，於是誤差量 $\Delta T_I \approx (f_m - f_z) \times \overline{T_{Ida}}$ ；當 m 值很大接近 p 時， $(m-z) \approx (p-z)$ 且 $(f_p - f_z) \ll (p-z)$ ，於是 $\Delta T_I \approx (f_m - f_p) \times \overline{T_{Ida}}$ 。由於 $-1 < f_m - f_z < 1$ 且 $-1 < f_m - f_p < 1$ ，因此以這樣的校正程序，插補電路的測量誤差範圍在 $\pm 1 \overline{T_{Ida}}$ 之間。

第六章 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器

傳遞延時法發展至今，不到十五年的歷史[113]。由於其容易積體化的獨特優異性，對於此種方式的研究與應用實例越來越多，也有許多改良的變化方式出現[109,114]。例如已開始有少數利用可程控邏輯元件來製造傳遞延時鏈的研究報告[115]，還有將原本排列成一串的邏輯元件連接成環狀以減少元件的數量[116-118]，另外也有人伴隨著加入脈寬縮減(pulse shrinking)的方式[117-119]或是利用游標尺原理[115,120]把解析度提高到比一個延時單元的平均延遲時間 T_{da} 還要小的程度。然而加入了游標尺原理或是脈寬縮減的方式後，一次完整測量所需的時間將隨著解析度提高而變長，這是因為當待測時間終了後，時間測量的動作才開始，這就犧牲了原本傳遞延時法迅速測量的優點了，因此，在提高解析度與降低測量事件時間間隔之間，就必須有所取捨。為了要擁有最快的反應速率，我們沒有使用其它再增加解析度的方式，所以時間的分辨率維持為一個 T_{da} 的大小。沿用上一章所提出的分支狀結構以解決電路佈線的非線性現象，本章致力於環狀結構的傳遞延時鏈以減少計時電路所需要的邏輯元件總數，並且使此一傳遞延時環成為一個獨立的計時電路，單獨一個傳遞延時環就可以用



圖(6-1) 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器結構示意圖。

來測量全部的時間範圍，而不再是只能測量部份時脈週期的時間之插補器。環狀傳遞延時式時間數碼轉換器的結構如圖(6-1)所示。這一次，我們改用了同為 Altera 公司所出品的另外一種可程控邏輯元件，型號為 FLEX10K50EQC240-1，它的結構和前一章之實驗中所使用的可程控邏輯元件 FLEX10K100ARC240-1 幾乎完全相同[110]，但是有更短的延遲時間，設計軟體同為該公司提供的操作軟體 MAX+PLUS II (version 9.21)。我們成功的製作了一個完整的單晶片時間數碼轉換器，以 32 個延時單元組成一個傳遞延時環與一個有 5 位元輸出的編碼電路，同時還有一個 8 位元的計數器用以計算開始訊號在傳遞延時環中所循環過的圈數。此一時間數碼轉換器的解析度為 916 psec，時間測量範圍為 7.5 μ sec，但是可以直接的以再增加計數器的容量來增大計時範圍。同時也設計了一個校準電路，只要輸入穩定的參考時脈做為比較標準，校準電路可以即時的得到在不同工作環境下的延遲時間實際值與零偏差量，減少測量的誤差程度。

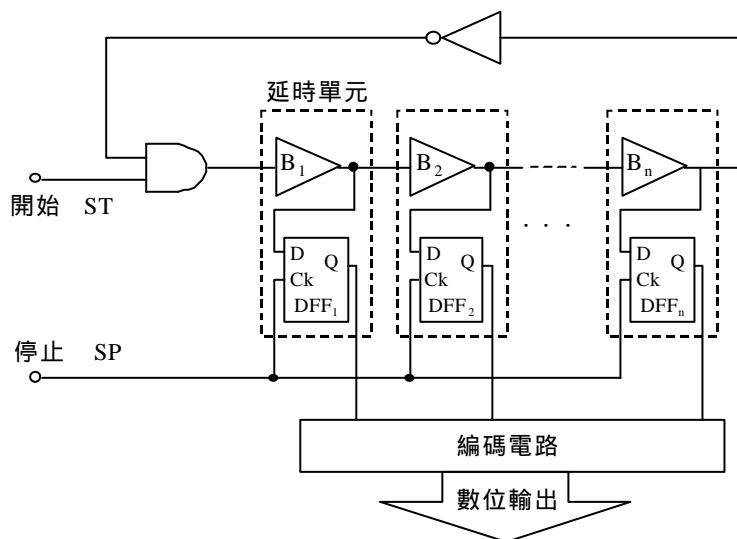
第 6-1 節 傳遞延時環

線狀排列的傳遞延時鏈，可以測量的時間範圍有限，最長的可測時間為延時單元總數乘以其平均延遲時間。但是當延時單元的延遲時間越短，解析度越高時，就需要更多的延時單元才有相同的可測範圍。舉例而言，在前一章的實驗中，平均延遲時間約為 1.45 nsec，81 個延時單元的傳遞延遲鏈要測量 100 nsec 的時間範圍是綽綽有餘的；但是以本章之實驗所使用的可程控邏輯元件，由於訊號延遲時間更短，延時單元的平均延遲時間約為 0.916 ns，如果利用第五章的線狀延時鏈結構來完成時間插補電路，至少要有 110 個以上的延時單元才足夠用來插補頻率為 10 MHz 的主計時脈波。

延時單元的增加，伴隨著編碼電路更加龐大，於是佔用晶片的範圍更大，

將使得延遲時間的變化量增大而影響測量的線性度，由於半導體製程的均勻性 (uniformity) 限制，在相同的晶片上不同位置的元件特性不會完全相同[109]，而且隨著元件在空間中的距離越遠，差異性可能越大。所以在減小延遲時間以提高解析度的同時，以增加延時單元數目的方式來維持相同的測量範圍並不是一件明智之舉。將線狀排列的傳遞延時鏈頭尾相連以形成環狀，使串聯傳遞的開始訊號可以在環狀結構中循環，重覆利用延時單元並另外以一個計數器計算訊號在環中轉過的圈數，就可以大大減少計時電路所需要的延時單元總數。

當開始訊號的上升緣被送進傳遞延時電路之後，隨著該訊號的經過，各個延時單元中的邏輯緩衝器之輸出狀態依序的被設定為高邏輯位準。如果要讓訊號能夠重新回到起點繼續循環傳輸，有兩種方式，第一種是讓這個上升脈衝在回到起點以前先經過一個反相器 (inverter) 變成一個下降脈衝，就可以再將邏輯緩衝器的輸出狀態再逐一的重設為低邏輯位準，達到循環的目的。圖(6-2)為這種反相式傳遞延時環的結構示意圖。



圖(6-2) 反相式傳遞延時環之結構示意圖。

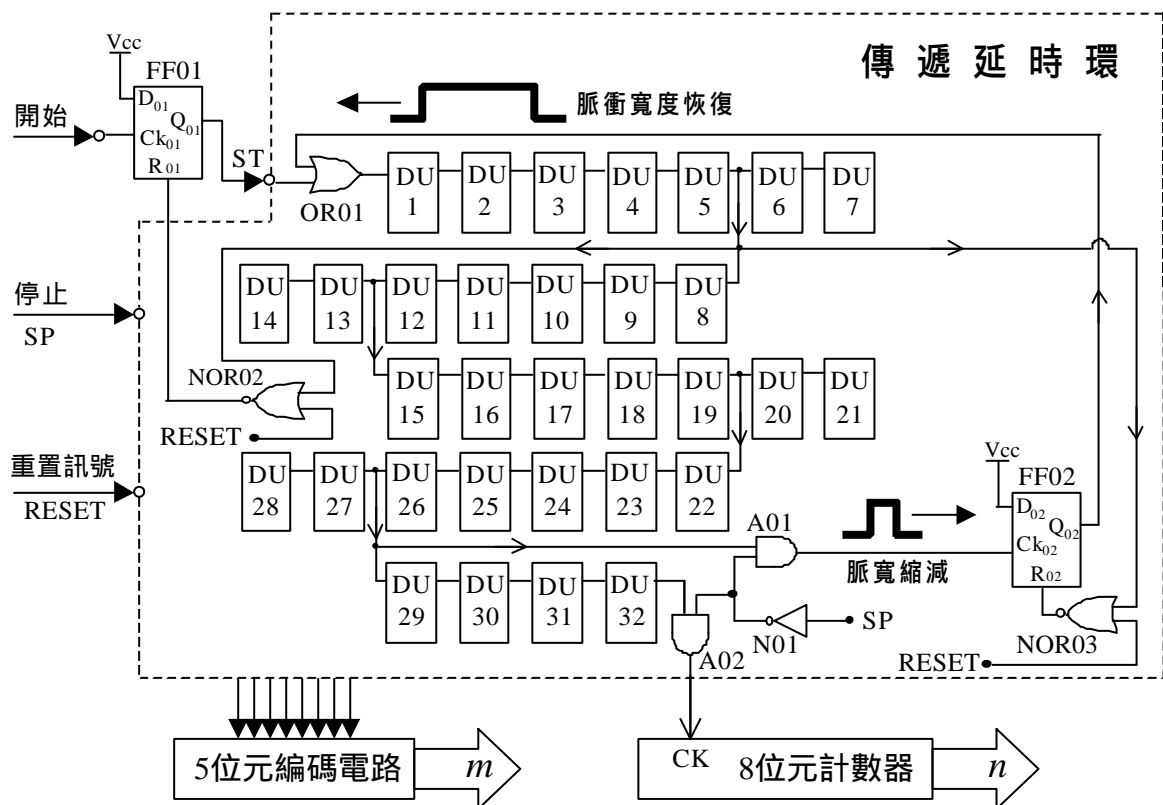
這種方式有一個很嚴重的缺點，就是在一般的電子元件中，上升脈衝和下降脈衝的傳輸速度不同[109]，因此若僅是計算訊號經過的延時單元總數，然後直接將總數乘以延時單元的平均延遲時間 T_{da} ，就會產生不小的誤差。解決之道只有分別計算上升脈衝和下降脈衝所經過的延時單元數目，同時必須知道上升脈衝與下降脈衝的傳輸時間各為多少才可以，則電路的設計、編碼的方式乃至於校正的方法將變得複雜許多。

第二種保持開始訊號在傳遞延時環中不斷循環的方式，就是讓輸入的開始訊號成為一個有限寬度的脈衝。如此則每當邏輯緩衝器因為訊號的上升前緣經過而被設定為高邏輯位準之後，隨之而來的訊號尾端之下降緣將再度把邏輯緩衝器的輸出重設為原先的低邏輯位準，只要脈衝的寬度短於在環中行走一圈所需要的時間即可。這種方式的好處是只要知道訊號上升緣的傳輸速度，再計算上升脈衝經過的延時單元的總數，就可以很容易得到待測時間的長度。

上述第二種訊號循環方式在電路結構上是比較簡單的，但是利用這種方式也有實務上需要克服的地方，其原因也是由於訊號的上升緣和下降緣在電子元件中的傳輸速度無法一致所造成的問題。由於訊號上升緣和下降緣的傳輸速度不同，訊號在傳輸的過程中，其脈衝寬度將會因此而改變。如果上升緣的傳輸速度比下降緣的傳輸速度慢，則脈衝寬度將會越來越短，終至消失，這就是所謂的脈寬縮減現象，於是可測量的時間範圍(dynamic range)就會受到限制。反之，若是上升緣的傳輸速度較快，則脈衝寬度會越來越寬，最後當訊號脈衝寬度比其前緣(上升緣)走過環狀結構一圈所需要的時間還長時，所有的邏輯緩衝器之狀態將永遠成為高邏輯位準，測量範圍也就到此為止了。因此，目前利用環狀傳遞延時結構做為計時電路時，幾乎都仍只是做為時間差補電路，而不能獨立的做為測量長時間的計時器。

第 6-2 節 脈寬恢復型傳遞延時環

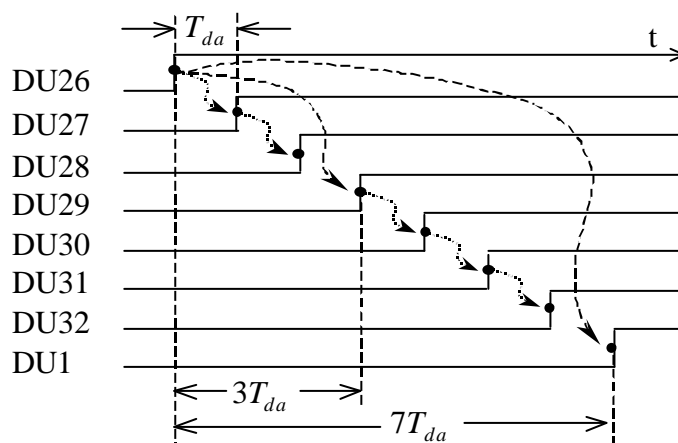
針對前一節所述之脈衝寬度變化的現象，我們提出一種新的解決方案，就是在訊號回到起點的回授路徑中，加入一個脈寬恢復電路(pulsewidth recovering circuit)，每當訊號經過這個脈寬恢復電路時，脈衝的寬度都會被重新調整成一個固定的大小，那麼訊號就可以不斷的在傳遞延時環中循環，這也就解決了脈衝寬度變化對於待測時間範圍所造成的限制。於是，以有限的延時單元數量，可以達到長時間範圍且高解析度的測量，最大的可測時間範圍由計算訊號旋轉圈數的計數器容量來決定，然而可以由外加串聯的計數器來不斷的擴充。由於脈寬恢復電路的加入，它在回授路徑中所造成的額外延遲時間，則可同樣的利用第五章所提出的分支結構，以妥善的調整回授路徑長度與含有適當數目之延時單元的分支鏈來彌補。



圖(6-3) 脈寬恢復型傳遞延時環結構示意圖。

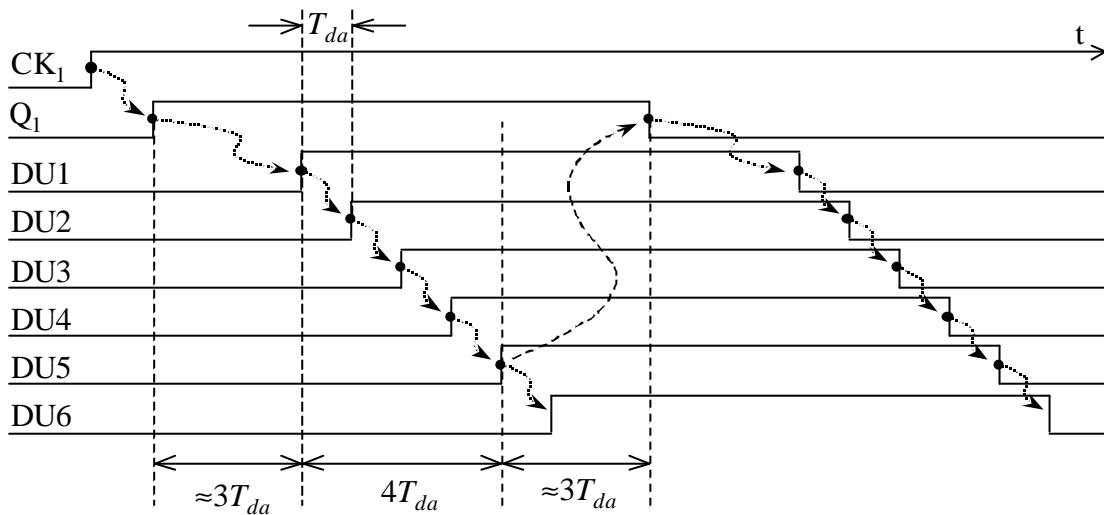
圖(6-3)為在可程控元件中所架構的脈寬恢復型傳遞延時環的結構簡圖。傳遞延時環共有 32 個延時單元，圖中標示為 DU 的小方塊即代表延時單元，其結構與圖(6-2)中的延時單元完全相同，延時單元的平均延遲時間為 T_{da} 。為了圖面的簡潔，停止訊號和重置訊號與各延時單元間的連接線並沒有詳細畫出來，同時延時單元與編碼電路的連線也省略不畫。如同前一章所述，在 FLEX10K 系列的可程控邏輯元件中，每 7 個延時單元同在一個邏輯陣列區塊中，每串接 5 個延時單元就出現一次的線路轉折，共有 4 次轉折出現，分別在 DU5 與 DU8 之間、DU12 與 DU15 之間、DU19 與 DU22 之間及 DU26 與 DU29 之間，利用適當安排延時單元的位置，將這四個轉折造成的延遲時間恰好調整成 $3T_{da}$ ，然後以兩個延時單元做為一個分支，對轉折路徑處的延遲時間做等時距插補。

形成環狀的回授路徑之起點為第 26 個延時單元(DU26)的串聯輸出端，回授路徑經過了及閘 A01、D 型正反器 FF02 與或閘 OR01 之後，重新連接到傳遞延時結構的起點 DU1，脈寬恢復電路則由正反器 FF02 與反或閘 NOR03 所組成。整個回授路徑所引入的延遲時間被調整成為 $7T_{da}$ ，然後以從 DU27 起到 DU32 為止的六個延時單元做為一個長分支對回授路徑做等時距插補。圖(6-4)為從 DU26 到 DU1 的時序圖。



圖(6-4) 脈寬恢復型傳遞延時環中回授路徑的分支插補時序圖。

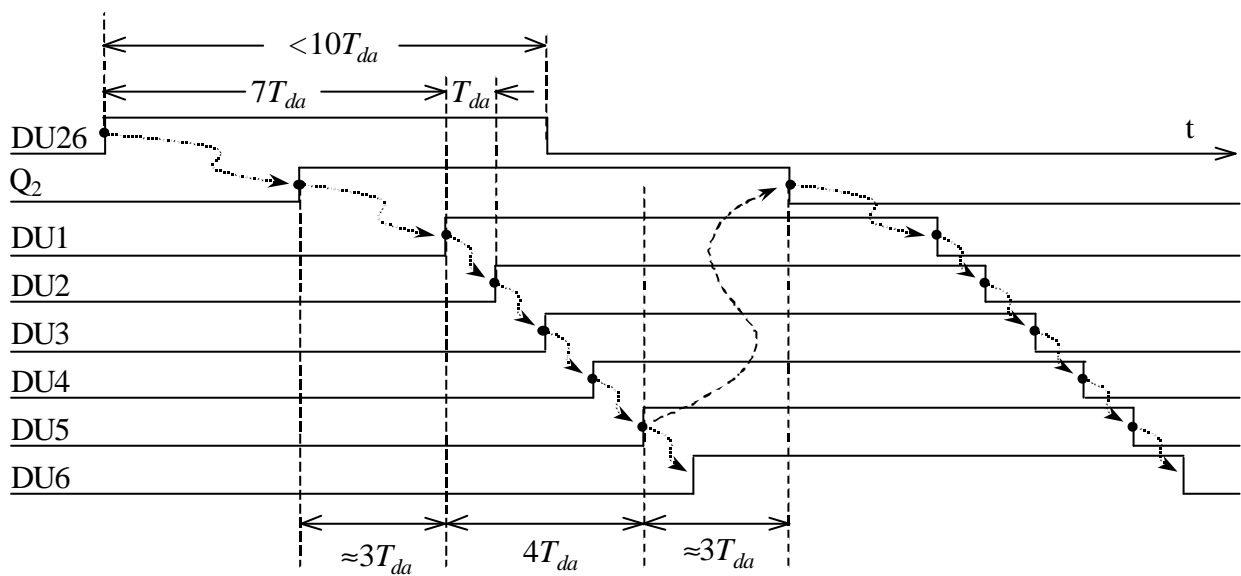
在圖(6-3)中，D 型正反器 FF01 的作用在於控制輸入的開始訊號之脈衝寬度。當開始訊號來到正反器 FF01 的 CK_{01} 輸入端，觸發 FF01 使 Q_{01} 處出現一個脈衝上升緣，然後經過一個或閘 OR01 再進入傳遞延時環。當這個脈衝上升緣經過 DU5 之後，由 DU5 的串聯輸出端分接一條路徑經過反或閘 NOR02 之後回到正反器 FF01 的重置端 R_{01} ，這使得 Q_{01} 輸出端變回低邏輯位準，於是第一次進入傳遞延時環中傳輸的訊號脈寬大約成為 $10T_{da}$ 左右，與正反器 FF01 相關的輸入脈寬控制時序圖畫於圖(6-5)之中。



圖(6-5) 輸入開始訊號的脈寬控制時序圖。

當這個訊號的上升緣(前緣)在傳遞延時環中依順序傳遞，到達延時單元 DU26 的輸出端後，除了連接到 DU27 與 DU29 的串聯輸入端繼續傳遞，並且由此開始進入回授路徑。當訊號在回授路徑中，經過及閘 A02 再到達正反器 FF02 的 CK_{02} 端之後，觸發 FF02，使 FF02 的輸出 Q_{02} 轉態成為高邏輯位準；從 Q_{02} 出發的上升脈衝沿著回授路徑繼續往前傳，經由或閘 OR01 重新進入傳遞延時環中。由於前述正反器 FF01 的作用，最初送入傳遞延時環的開始訊號是一個

約 $10T_d$ 寬的脈衝，因此當訊號在環中經過第一圈後再回到起點時，起點處的邏輯緩衝器已經回復初始的低邏輯位準，所以這個開始訊號繼續第二圈的循環是不會有問題的。當訊號再度經過延時單元 DU5，從 DU5 的串聯輸出端再分接一條路徑經過 NOR3 之後連接到 FF02 的重置端 R_{02} 去，將正反器的 Q_{02} 輸出重置為低邏輯位準。如圖(6-6)的脈寬恢復電路時序圖所示，這樣的接法使得 FF02 的 Q_{02} 輸出保持為高邏輯位準的時間差不多也是 $10T_d$ ，也就是每當傳輸訊號經過 FF02，它的脈衝寬度都會重新被調整成 $10T_d$ 的大小，這也就達成脈寬恢復的目地，使訊號可以在傳遞延時環中不斷的循環。



圖(6-6) 脈寬恢復電路時序圖。

在圖(6-3)中，前 31 個延時單元的狀態輸出(正反器的 Q 輸出)依序接到一組有 5 位元輸出的編碼電路。第 32 個延時單元(DU32)的狀態輸出並不接到編碼電路接受編碼，但是它的串聯輸出(邏輯緩衝器的輸出)接到一個容量為 8 位元的計數器之觸發計數端 CK 去。在尚未停止計時以前，每當訊號來到 DU32，計數器的計數內容就加 1，代表訊號循環了一圈。當停止訊號 SP 出現，計時

停止，停止訊號促使所有延時單元中的 D 型正反器同時計錄下當時的邏輯緩衝器之邏輯狀態，然後經由編碼電路進行計數。停止訊號同時透過反相器 N01 將及閘 A01 與 A02 的輸出設定為低邏輯位準，終止循環中的開始訊號並阻止計數器繼續進位。如果編碼電路的輸出數碼為 m ，計數器的輸出數碼為 n ，代表開始訊號總共經過了 $(L \times n + m)$ 個延時單元，那麼待測時間 T 就可以表示為：

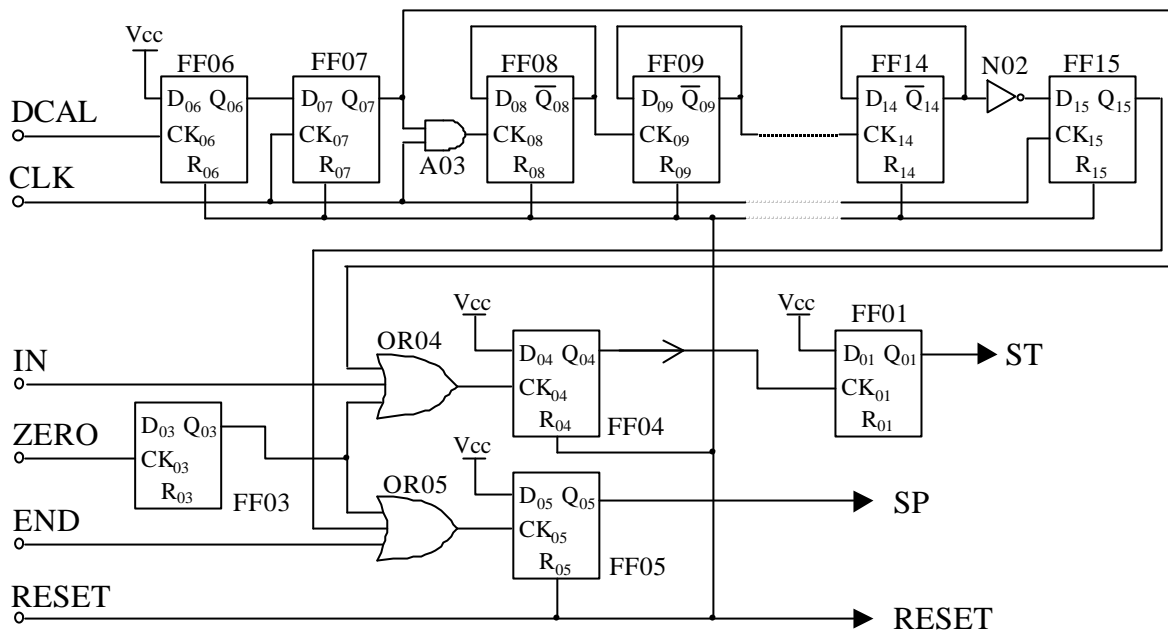
$$T = [(L \times n + m + f_m) - (z + f_z)] T_{da} \quad (6-1)$$

其中 L 為傳遞延時環中的延時單元總數，以圖(6-3)的例子而言， $L = 32$ ； z 為正整數，即零時間偏差數碼； $0 \leq f_m < 1$ 且 $0 \leq f_z < 1$ ，分別為測量過程與零偏差量估計過程中小於一個平均延遲時間的量化誤差值。

第 6-3 節 輸入與校準電路

除了傳遞延時環與編碼電路及計數器之外，在圖(6-1)中的完整時間數碼轉換器還包括一個輸入與校準電路。由於一組傳遞延時環已可測量整個待測時間，所以不再需要如第五章中所使用的時間分割電路，此時輸入與校準電路除了控制最初輸入的開始訊號脈寬外，它的主要功能就在於產生零時間與標準參考時間以供時間數碼轉換器在操作於歸零模式與平均延遲時間校正模式的時候估計零時間偏差量 z 與平均延遲時間 T_{da} 的大小。圖(6-7)即為輸入與校準電路之電路圖，其中包含了圖(6-3)中做為輸入脈寬控制電路的正反器 FF01。

當時間數碼轉換器操作於歸零模式時，DCAL 輸入端維持在低電位，使得 FF06 ~ FF15 等正反器均不受由 CLK 端所輸入之標準參考時脈影響，此外，IN、END 和 RESET 端也輸入低電位。ZERO 端輸入一個上升脈衝到 D 型正反器 FF03 的觸發輸入端 CK_{03} ，使 Q_{03} 處出現一個上升脈衝，然後分別經過或閘 OR04 與



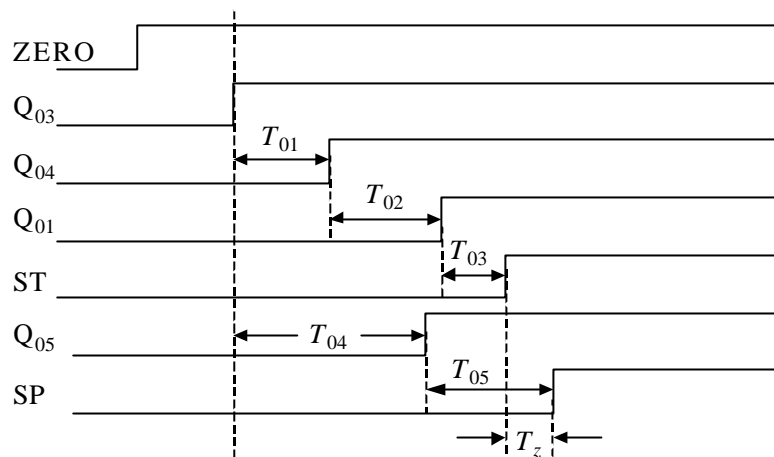
圖(6-7) 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器的輸入與校準電路圖。

OR05 到達 CK_{04} 與 CK_{05} 去觸發正反器 FF04 與 FF05, 使 Q_{04} 與 Q_{05} 變成高電位, 再傳到傳遞延時環的開始訊號輸入端 ST 與結束訊號輸入端 SP 去, 最後由編碼電路輸出零偏差量的數碼為 z_0 。如果訊號由 Q_{03} 經過 OR04 到達 Q_{04} 所需要的時間為 T_{01} , 由 Q_{04} 到達 Q_{01} 所需要的時間為 T_{02} , 由 Q_{04} 到達 ST 所需要的時間為 T_{03} ; 由 Q_{03} 經過 OR05 到達 Q_{05} 所需要的時間為 T_{04} , 由 Q_{05} 到達 SP 所需要的時間為 T_{05} , 如圖(6-8)的時序圖, 那麼此時傳遞延時環的兩輸入端 ST 與 SP 之間訊號出現的時間差 T_z 可以表示為:

$$T_z = (T_{04} + T_{05}) - (T_{01} + T_{02} + T_{03}) = (z + f_z) \times T_{da} \quad (6-2)$$

其中 $0 \leq f_z < 1$, 表示不滿一個平均延遲時間 T_{da} 的量化誤差。

在平均延遲時間校正模式下, 輸入端 ZERO、IN、END 與 RESET 保持為低電位, 當 DCAL 端輸入高電位後, 觸發正反器 FF06 使其輸出端 Q_{06} 變為高電位, 緊隨其後而來的第一個參考時脈的上升緣將觸發正反器 FF07 使其輸出



圖(6-8) 歸零模式下的輸入與校準電路時序圖。

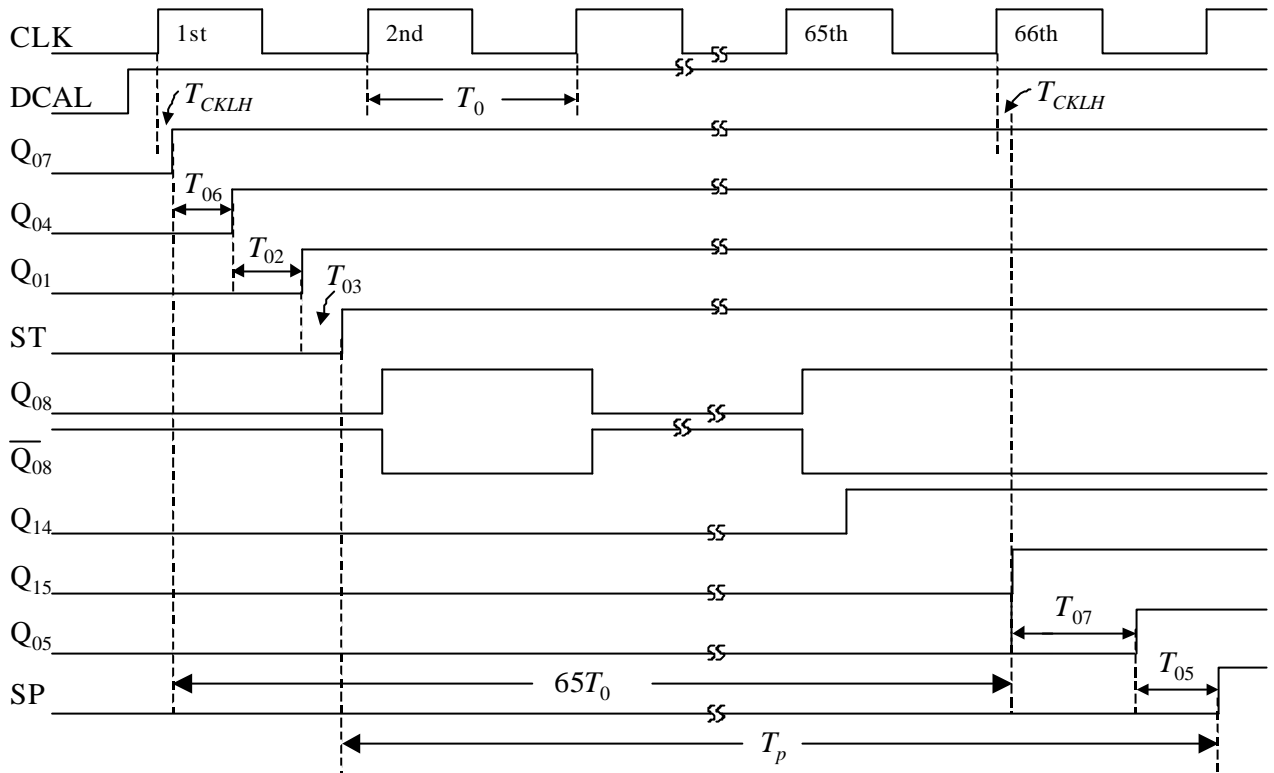
端 Q_{07} 隨之產生一個上升脈衝，然後經過或閘 OR04 與正反器 FF04 及 FF01 到傳遞延時環的開始輸入端 ST。正反器 FF08 到 FF14 組成一組漣波計數器(ripple counter)，當 Q_{07} 變成高邏輯位準之後，漣波計數器開使對輸入參考時脈 CLK 做計數，經過了 65 個時脈週期的時間($65T_0$)之後，正反器 FF15 的輸出端 Q_{15} 也將變為高電位。出現在 Q_{15} 的訊號再經過或閘 OR05 與正反器 FF05 到傳遞延時環的停止輸入端 SP 去。如圖(6-9)，假設由 Q_{07} 到 Q_{04} 的時間延遲為 T_{06} ，由 Q_{15} 到 Q_{05} 的時間延遲為 T_{07} ，那麼標準參考時間 $65T_0$ 與真正送到傳遞延時環中被測量的時間 T_p 可以表示為：

$$T_p = 65T_0 + (T_{07} + T_{05}) - (T_{06} + T_{02} + T_{03}) = 65T_0 + T_{pz}$$

$$= (p_1 \times 32 + p_2 + f_p) \times T_{da} \quad (6-3)$$

$$T_{pz} = (T_{07} + T_{05}) - (T_{06} + T_{02} + T_{03}) \quad (6-4)$$

其中 T_0 為標準參考時脈的週期， p_1 與 p_2 分別為在平均延遲時間校正模式下計數器與編碼電路的輸出數碼， $0 \leq f_p < 1$ 為此時不滿一個平均延遲時間 T_{da} 的量化誤差， T_{pz} 為平均延遲時間校正模式下的零時間偏差。



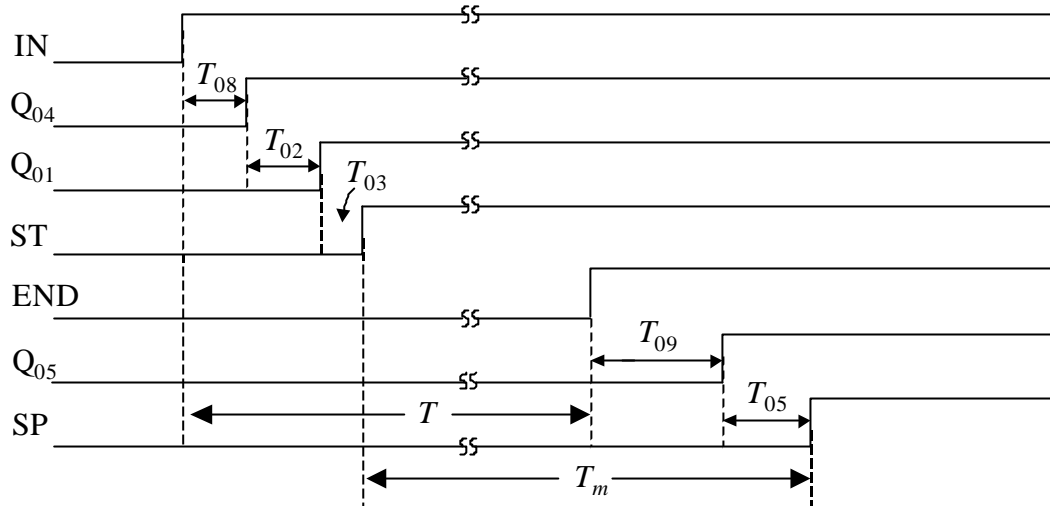
圖(6-9) 平均延遲時間校正模式下的輸入與校準電路時序圖。

當時間數碼轉換器處於真正的測量模式時，DCAL、ZERO 與 RESET 等輸入端連接到低邏輯位準，待測時間的起始脈衝輸入 IN 端，結束脈衝輸入 END 端。如圖(6-10)之時序圖，如果由 IN 端到圖(6-7)輸入與校準電路中的 Q_{04} 所需要的時間為 T_{08} ，由 END 端到 Q_{05} 所需要的時間為 T_{09} ，則待測時間 T 與真正送到傳遞延時環中被測量的時間 T_m 可以表示為：

$$\begin{aligned}
 T_m &= T + (T_{09} + T_{05}) - (T_{08} + T_{02} + T_{03}) = T + T_{mz} \\
 &= (n \times 32 + m + f_m) \times T_{da} \quad (6-5)
 \end{aligned}$$

$$T_{mz} = (T_{09} + T_{05}) - (T_{08} + T_{02} + T_{03}) \quad (6-6)$$

其中 n 與 m 分別為計數器與編碼電路的輸出數碼， $0 \leq f_m < 1$ ，為此時不滿一個平均延遲時間 T_{da} 的量化誤差， T_{mz} 為測量模式下的零時間偏差。



圖(6-10) 測量模式下之輸入與校準電路時序圖。

利用可程控邏輯元件可以重覆規劃使用的特性，可以小心的調整正反器 FF03、FF04、FF05、FF07 與 FF15 的位置和相關的連接路徑，使得在第(6-2)式到(6-6)式中， $T_{01} = T_{06} = T_{08}$ 而且 $T_{04} = T_{07} = T_{09}$ ，那麼在三種模式之下的零時間偏差就會相同，也就是 $T_z = T_{pz} = T_{mz}$ ，於是利用第(6-2)、(6-3)及(6-5)三式可得到平均延遲時間 T_{da} 與待測時間 T 的大小分別為：

$$T_{da} = \frac{65 \times T_0}{(p_1 \times 32 + p_2 - z) + (f_p - f_z)} \quad (6-7)$$

$$T = \frac{(n \times 32 + m - z) + (f_m - f_z)}{(p_1 \times 32 + p_2 - z) + (f_p - f_z)} \times T_0 \quad (6-8)$$

在第(6-7)式與(6-8)式中， f_m 、 f_z 和 f_p 是無法用單次的測量就可以得到的不確定分數，因此在經過了上述的校正與測量程序之後，可測得之平均延遲時間近似值 $\overline{T_{da}}$ 與待測時間近似值 \overline{T} 分別為：

$$\overline{T_{da}} = \frac{65 \times T_0}{p_1 \times 32 + p_2 - z} \quad (6-9)$$

$$\bar{T} = \frac{n \times 32 + m - z}{p_1 \times 32 + p_2 - z} \times 65 \times T_0 \quad (6-10)$$

那麼測量的誤差量可以表示為：

$$\Delta T = T - \bar{T} = \left[\frac{(p_1 \times 32 + p_2 - z) \times (f_m - f_z) - (n \times 32 + m - z) \times (f_p - f_z)}{(p_1 \times 32 + p_2 - z) + (f_p - f_z)} \right] \times \bar{T}_{da} \quad (6-11)$$

由於 $p_1 \times 32 + P_2$ 遠大於 z 值(零偏差量)，且 $(f_p - f_z) \ll (p_1 \times 32 + P_2 - z)$ ，當待測時間很短使得 $(n \times 32 + m) \ll (p_1 \times 32 + P_2)$ 時，誤差量 $\Delta T \approx (f_m - f_z) \times \bar{T}_{da}$ ；當待測時間很長使得 $(n \times 32 + m) \approx (p_1 \times 32 + P_2)$ 時，可知誤差量 $\Delta T \approx (f_m - f_p) \times \bar{T}_{da}$ 。由於 $-1 < f_m - f_z < 1$ 且 $-1 < f_m - f_p < 1$ ，因此以這樣的即時校正程序，插補電路的測量誤差範圍在 $\pm 1 \bar{T}_{da}$ 之間。

對於平均延遲時間 T_{da} 的校正，傳遞延時環比線型傳遞延時鏈要來得準確。

比較第(6-7)與(6-9)式以及第(5-11)與(5-13)式就可以清楚的明瞭這一點：

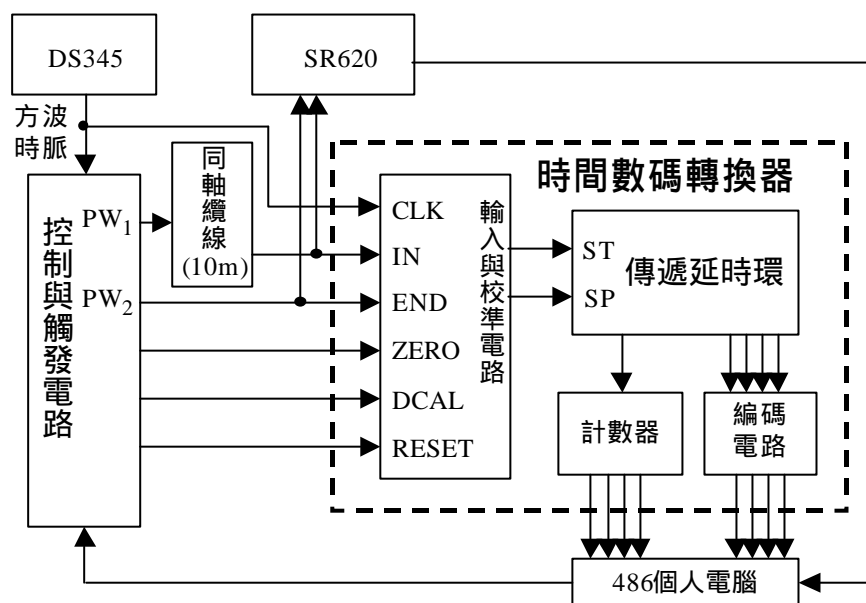
$$T_{Ada} = \frac{T_0}{(p - z) + (f_p - f_z)} \quad (5-11)$$

$$\bar{T}_{lda} = \frac{T_0}{p - z} \quad (5-13)$$

關於平均延遲時間的近似值，都是將第(6-7)式與(5-11)式的分母中之不確定數值 $(f_p - f_z)$ 省略，但是在線型傳遞延時鏈的情況下，用來估計平均延遲時間的參考時間長度只有一個時脈週期 T_0 的大小，分母中的第一項數值 p 只是一個接近延時單元總數的值；然而在傳遞延時環的情況下，分母中 $(p_1 \times 32 + P_2)$ 這一項卻是利用長達數十乃至數百個時脈週期時間(依最大可測時間範圍而定)，重覆循環使用所有延時單元多次所得的數目，所以 $(p_1 \times 32 + P_2) \gg p$ ，因此雖然同是略去一個在 ± 1 之間的小數目 $(f_p - f_z)$ ，對於較大的分母數值 $(p_1 \times 32 + P_2)$ 而言，影響自然小得多，近似結果也較接近實際值。

第 6-4 節 環狀傳遞延時式時間數碼轉換器之特性量測

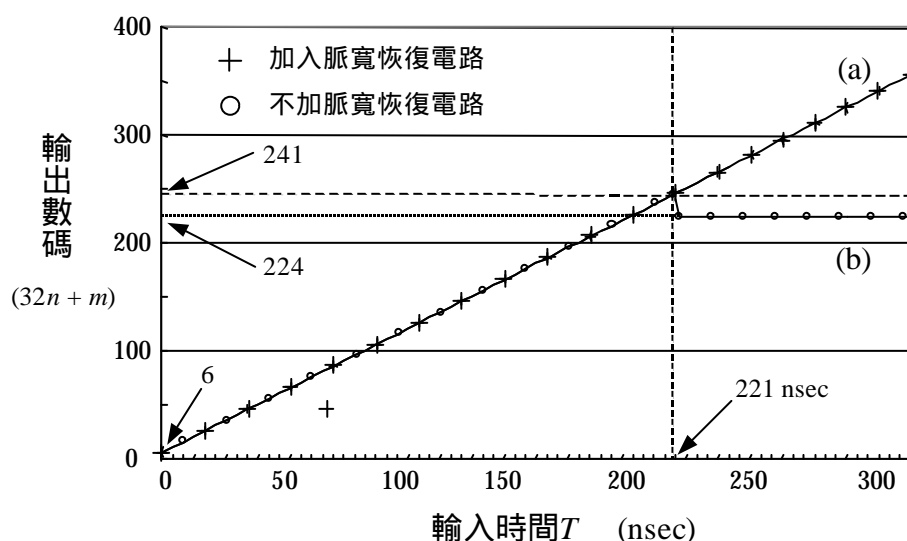
同樣利用多用途計時儀 SR620、訊號產生器 DS345 與 10 公尺長的同軸纜線對起始訊號做延遲，以前述第 5-3 節之測試架構，也可以測試環狀傳遞延時式時間數碼轉換器的計時解析度與線性度，圖(6-11)為針對環狀傳遞延時式時間數碼轉換器所使用的測試系統架構圖。



圖(6-11) 測試系統架構圖。

首先要檢驗的，是脈寬恢復電路的功能。圖(6-12)為在可程控邏輯元件的電源電壓為 2.5V 而環境溫度為 20°C 的情形下對輸入時間與輸出數碼的測試結果。圖中標示符號為“+”的曲線(a)表示含有脈寬恢復電路的環狀傳遞延時式時間數碼轉換器之測試結果，在由 0 到大約 300 nsec 為止的測量時間範圍內，輸入時間與輸出數碼呈現了良好的線性關係。同樣在圖(6-12)中，標示符號為“ ”的曲線(b)表示沒有脈寬恢復電路的傳遞延時環的測試結果。當輸入的待測時間

約為 221 nsec 時，總輸出數碼($32 \times n + m$)為極大值 241。但是當輸入時間大於 221 nsec 之後，即使輸入時間再增加，輸出數碼也不再變化而停留於 224。這表示輸入的開始脈衝在循環過了約 241 個延時單元之後就因脈寬縮減現象而消失了，因此對於這個無脈寬恢復電路的傳遞延時環，在電源電壓為 2.5V 而環境溫度為 20°C 的情形下，當輸入的起始訊號脈寬約為 9.1 nsec 時，它的最大時間測量範圍只有大約 221 nsec 左右。值得注意的是，脈衝消失後的輸出數碼不是停留於最大數碼 241 而是停在 224，這原因是當停止訊號出現時，由於循環傳輸的起始訊號已經消失，使得每一個延時單元的邏輯狀態均回復到低邏輯位準且不再改變，於是編碼電路的輸出值 m 將為 0，只剩下計數器保留了訊號循環過的圈數值 n ，所以當循環傳輸的訊號消失之後，最後的總輸出數碼會是延時單元總數(本實驗之例子為 32)的整數倍，且為小於(或等於)最大數碼的最接近數值。由以上的實驗測試，可以大略估算出在 20°C 與 2.5V 電源電壓的環境下，訊號上升緣的傳輸速率比下降緣的傳輸速率慢了大約 40 psec 左右。另外圖(6-12)也標示出，在這樣的操作環境下，零時間輸出數碼 z 等於 6。

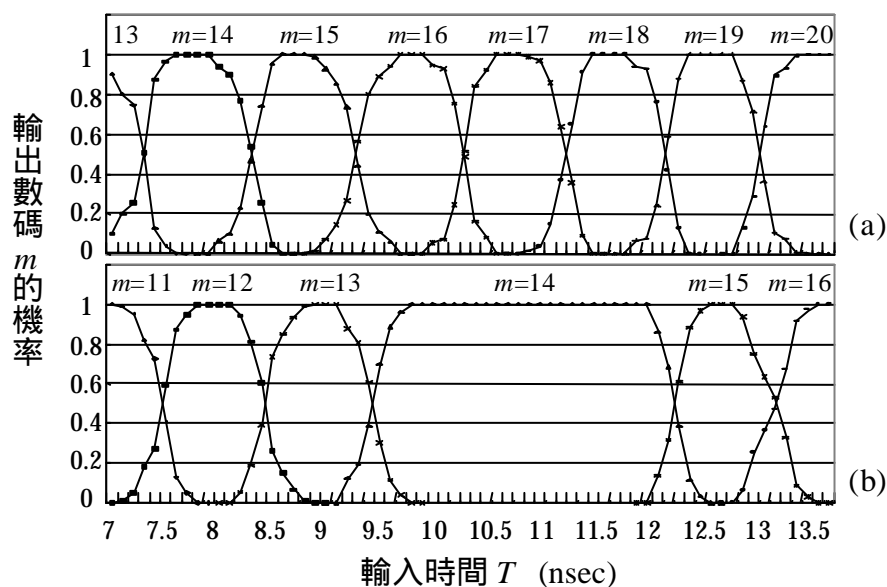


圖(6-12) 脈寬恢復電路對時間測量範圍之影響曲線。

對於傳遞延時環的時間解析度，同樣的以輸入時間對輸出數碼機率曲線來加以評量。圖(6-13)也是在環境溫度 20°C 與 2.5V 電源電壓的情形下所測量到的資料曲線，輸入時間以 100 psec 為間隔，每個輸入時間間隔所輸出的數碼之機率均是至少測量 100 次以上所得到的結果。圖(6-13)(a)中的機率曲線是分支式傳遞延時環的部份測試結果，每一條曲線的交會間隔均非常接近，代表每個延時單元所貢獻的延遲時間均很相似。圖(6-13)(b)的曲線則是單純非分支式傳遞延時環的部份測試結果。轉折路徑在第 13 個延時單元的輸出與第 14 個延時單元的輸入之間，由於沒有分支鏈對轉折路徑做插補，所以第 14 個延時單元的機率曲線在時間軸(橫軸)的方向上寬度比其它延時單元要大了約三倍左右。這可以再次的證明分支結構對於延遲時間變寬現象的改善。

在利用這樣的方式測量得所有延時單元的延遲時間後，可以由以下第(6-12)式計算延時單元的平均延遲時間 T_{da} ：

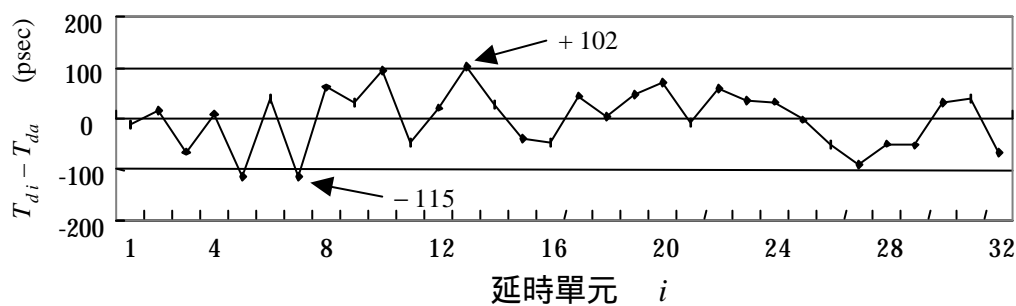
$$T_{da} = \left(\sum_{i=1}^L T_{di} \right) \div L \quad (6-12)$$



圖(6-13) 輸入時間對輸出數碼機率曲線圖。

(a) 分支式傳遞延時環，(b) 單純非分支式傳遞延時環。

其中 T_{di} 代表分支型傳遞延遲環中第 i 個延時單元的延遲時間，而 L 則是此分支型傳遞延遲環的延時單元總數，以本實驗而言， $L = 32$ 。經過計算，可得到在溫度為 20°C 而電源電壓為 2.5V 的情形下，此一分支型傳遞延時環的延時單元之平均延遲時間 T_{da} 為 916 psec 。對於每一個延時單元的延遲時間與平均延遲時間的差異情形，則畫於圖(6-14)中。圖中顯示出最大的偏差量分別為 -115 psec 與 $+102\text{ psec}$ ，分別出現在第 7 個延時單元與第 13 個延時單元。

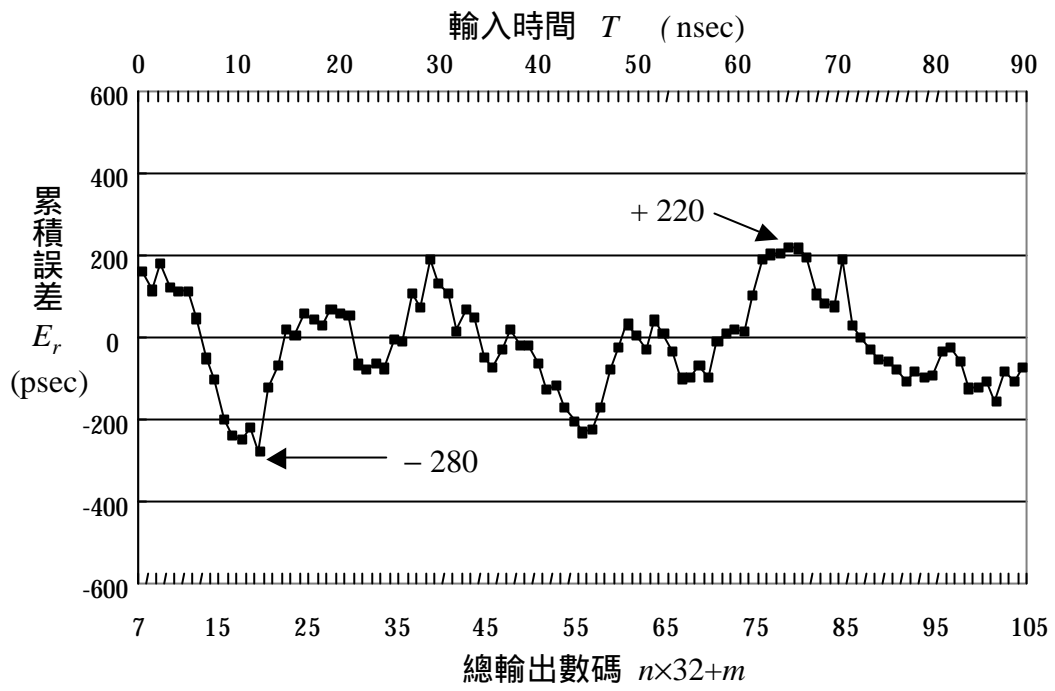


圖(6-14) 延時單元的延遲時間與平均延遲時間的偏差量。

對於環狀傳遞延時式時間數碼轉換器的計時累積誤差 E_r ，計算方式如下列第(6-13)式：

$$E_r = (n \times L + m - z) \times T_{da} - \left(n \times \sum_{i=1}^L T_{di} + \sum_{i=1}^m T_{di} - \sum_{i=1}^z T_{di} \right) \quad (6-13)$$

其中 $L = 32$ ， $z = 6$ 分別為本實驗之傳遞延時環的延時單元數量與零時間偏差數碼， m 與 n 分別為編碼電路與計數器之輸出數碼， T_{di} 代表傳遞延時環中第 i 個延時單元的延遲時間。圖(6-15)為同樣在室溫 20°C 而電源電壓 2.5V 的情況下，總輸出數碼由 7(非零時間輸入的最小輸出數碼)開始到 105 為止的累積誤差曲線。本圖顯示出在這一段由 0 到大約 91 nsec 的輸入時間範圍內，累積誤差量都在 $+220\text{ psec}$ 到 -280 psec 的範圍之內。



圖(6-15) 輸出數碼對累積誤差之曲線。

第七章 結論與討論

利用現成泛用型的可程控邏輯元件商品與新型的分支式傳遞延時電路結構，我們成功的製作了兩個含有即時自我校正功能的完整全數位式時間數碼轉換器。第一個時間數碼轉換器包含一個用以計算主計時時脈個數的 6 位元計數器、兩組各含 81 個延時單元的分支型傳遞延時鏈結構形式的部份時間插補器與一組自我校正及時間分割電路。此一時間數碼轉換器的時間解析度約為 1.46 nsec (依測量時的工作環境而有些許不同)。當主計時時脈的頻率為 10 MHz 時，可測量的時間範圍可達到 6.4 μ sec。這個時間數碼轉換器的完成，證明了分支型傳遞延時鏈可以非常有效的改善傳統單排型傳遞延時鏈在佈線時因延時單元間連接導線的轉折所造成的非線性現象，提高了測量的精確度，同時也使得可程控邏輯元件可以很容易的規劃成時間數碼轉換器。

第二個時間數碼轉換器利用了環狀傳遞延時結構，並且新加入了一個脈寬恢復電路，時間解析度為 916 psec，其中的延時電路部份只使用了 32 個延時單元，數量遠小於第一個時間數碼轉換器(含 162 個延時單元)，但是計時範圍可達 7.5 μ sec，而且可以很簡單的利用串接計數器來擴大計時範圍，不會影響計時的解析度與精確度，輸入的方波時脈在這個時間數碼轉換器中的作用不再是計時，而成為即時校正系統的標準參考時間。

由於分支狀結構的成功應用，才能夠促成脈寬恢復電路的加入，因為所有新增電路所引入的額外延遲時間，都可以靠適當的分支結構來彌補而將測量的非線性劣化現象縮減到最小。當脈寬恢復電路成功的加入了傳遞延時環以後，計時範圍不再受到脈衝寬度變化的影響，從此傳遞延時計時法不再是只能做為測量不足一個時脈週期時間的插補器，而可以成為一個能夠完整測量大範圍時

間的獨立式時間數碼轉換器。

傳遞延時環中所必須擁有的最少延時單元數量，理論上的限制在於電路可以操作的最高頻率大小與系統耗電量的要求。當延時單元數目降低，訊號循環一圈所需要的時間越少，因此各延時單元的訊號位準切換速率也越快，所以電路的耗電量將隨之增加。如果系統的總耗電量仍在要求範圍內，那麼最高操作頻率則為最後限制延時單元數目的因素。舉例而言，在本論文中所完成的傳遞延時環含有 32 個延時單元，但是使用的可程控邏輯元件可以操作於 100 MHz 以上之頻率，那麼製做一個只含有 10 個延時單元的傳遞延時環應該是可行的。只是利用泛用型可程控邏輯元件商品，對於延時單元的位置配置與連接導線的安排不能夠完全的隨心所欲，所以當延時單元數量越少，分支結構的設計就越容易受到可程控邏輯元件中固定架構的掣肘，在設計上也就越來越困難。

使用可程控邏輯元件有許多好處：

- 設計過程方便而迅速。
- 可以不斷的再修改電路。
- 容易與系統其它數位電路共同整合於同一片晶片之中。
- 不必花費大量的消耗性製程經費與等待的時間就可以迅速得到符合要求功能的積體電路。

然而，傳遞延時式時間數碼轉換器的解析度與測量線性度，取決於延時單元的時間延遲量與連接導線長度的控制。汎用型可程控邏輯元件受限於通用性的目的，延時單元的時間延遲量必然不是現今半導體電子元件製程能力的最小值，同時在控制連接導線的途徑與長短上也有一定的限制，也就限制了解析度與準確度。如果有更高解析度與準確度的要求，仍然必須設計與製造專用積體電路。如此可以依實際要求而設計延遲時間更短的延時單元，而且連接導線的長度可

以獲得更精準的控制，再配合我們提出的分支式結構以修正不可避免的路徑轉折，從而得到最佳的線性度。當然，線性度的要求越嚴格，製程條件與參數控制的要求也越嚴苛，製造良率也將會相對的降低。

參考文獻：

1. Will Durant 原著，幼獅翻譯中心編譯，世界文明史之二 埃及與近東(Story of Civilization ~ Our Oriental Heritage: the Near East)，第 41 頁、99-100 頁，幼獅文化事業公司，台北市，67 年 5 版。
2. K. Iizuka, *Engineering Optics*, p.3, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, Germany, 1989.
3. 李信民，中國數學五千年，第 95-96 頁、104 頁，台灣書店，臺北市，87 年初版。
4. 李繼閔，九章算述及其劉徽注研究，第 359 頁、424 頁、19 頁，九章出版社，台北市，81 年 8 月 1 版。
5. 傅溥，中華文化叢書：中國數學發展史，第 74 頁，中央文物供應社，台北市，71 年 2 月。
6. J. M. Rüeger, *Electronic Distance Measurement: an Introduction*, 3rd Ed., p.1, pp.16-21, pp.51-83, Springer-Verlag, New York, 1989.
7. F. Jenkins and H. White, *Fundamentals of Optics*, 4th Ed., pp.6-7, McGraw Hill, New York, 1976.
8. G. Swan, "Optical Remote Sensing," in *Principles of Modern Optical Systems*, Editors: I. Andonovic and D. Uttamchandani, pp.434-436, Artech House INC., Norwood, MA, 1989.
9. T. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, vol.187, no.4736, pp.493-494, 1960.
10. M. Stitch, E. Woodbury, and J. Morse, "Optical Ranging System Using Laser Transmitter," *Electronics*, pp.51-53, April 21, 1961.
11. C. Polhemus, "Two-wavelength Interferometry," *Applied Optics*, vol.12, no.9, pp.2071-2074, 1973.
12. C. Williams and H. Wickramasinghe, "Optical Ranging by Wavelength Multiplexed Interferometry," *Journal of Applied Physics*, vol.60, no.6, pp.1900-1903, 1986.
13. K. Ikezawa, K. Isozaki, E. Ogita, and T. Ueda, "Measurement of Absolute Distance Employing a Tunable CW Dye Laser," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol.41,

- no.1, pp.36-39, 1992.
14. J. Payne, "An Optical Distance Measuring Instrument," *Review of Scientific Instruments*, vol.44, no.3, pp.304-306, 1973.
 15. I. Kaisto, J. Kostamovaara, M. Manninen, and R. Myllyla, "Optical Range Finder for 1.5–10-m Distances," *Applied Optics*, vol.22, pp.3258-3264, 1983.
 16. M. Sekine, T. Senoo, I. Morita, and H. Endo, "Design Method for an Automotive Laser Radar System and Future Prospects for Laser Radar," in *IEEE International Symposium on the Intelligent Vehicle*, 1992, pp.120-125.
 17. B. S. Goldstein, and G. F. Dalrymple, "Gallium Arsenide Injection Laser Radar," *Proceedings of the IEEE*, vol.55, no. 2, pp.181-188, 1967.
 18. R. Salathe, W. Bolleter, and H. Gilgen, "Long Range Injection Laser Radar," *Applied Optics*, vol. 16, no.10, pp.2621-2623, 1977.
 19. B. Querzola, "High Accuracy Distance Measurement by Two-Wavelength Pulsed Laser Sources," *Applied Optics*, vol.18, no.17, pp.3035-3047, 1979.
 20. M. Taylor, P. Davies, D. W. Brown, W. Woods, I. Bell, and C. Kennedy, "Pulsed CO₂ TEA Laser Rangefinder," *Applied Optics*, vol.17, no.6, pp.885-889, 1978.
 21. T. Cole, M. Boies, A. El-Dinary, R. Reiter, D. Rodriguez, R. Heins, B. Le, R. Moore, M. Grote, C. Culpepper, and L. Stillman, "Laser Rangefinder for the Near-Earth Asteroid Rendezvous (NEAR) Mission, in *Lidar Techniques for Remote Sensing II*, Proceedings of SPIE, vol.2581, pp.2-26, 25-26 September, 1995.
 22. J. Degnan, "Satellite Laser Ranging: Scientific and Technological Challenges for the New Millennium," in *Laser Radar Ranging and Atmospheric Lidar Techniques*, Proceedings of SPIE, vol.3218, pp.80-91, September 24-26, 1997.
 23. K. Osugi, K. Miyauchi, N. Furui, and H. Miyakoshi, "Development of the Scanning Laser for ACC System," *JSAE Review*, vol.20, pp.549-554, 1999.
 24. K. Gleichman, P. Tchoryk Jr., and R. Sampson, "Application of Laser Radar to Autonomous

- Spacecraft Landing,” in *Laser Radar VI*, Proceedings of SPIE, vol.1416, pp. 286-294. January 23-25, 1991.
25. G. Dixon, “Laser Radars Produce Three-Dimensional Pictures,” *Laser Focus World*, vol.34, no.8, pp. 137-148, 1998.
 26. O. Yamada, H. Takahashi, M. Kimura, H. Naitoh, and R. Sano, “CO₂ Laser Radar 3D Vision Sensor for a Mobile Robot,” *Advanced Robotics*, vol.7, no.3, pp.251-260, 1993.
 27. R. Targ, and R. Bowels, “Lidar Windshear Detection for Commercial Aircraft,” in *Laser Radar VI*, Proceedings of SPIE, vol.1416, pp. 131-138. January 23-25, 1991.
 28. M. Wiegner, A. Ansmann, C. Kähler, J. Ackermann, and U. Wandinger, “Potential Contribution of a Backscatter Lidar to Climatological Studies,” in *Lidar Techniques for Remote Sensing II*, Proceedings of SPIE, vol.2581, pp.91-98, 25-26 September, 1995.
 29. T. Fukuda, Y. Matsuura, and T. Mori, “Sensitivity of Coherent Range-Resolved Differential Absorption Lidar,” *Applied Optics*, vol.23, no.12, pp.2026-2032, 1984.
 30. P. Cassady, R. Murata, S. McKenna, M. Yoder, W. Keicher, P. Blumenau, D. Leslie, D. Youmans, and W. Schafer, “Laser Radar Technology for Airborne Theater Missile Defence,” in *Applied Laser Radar Technology II*, Proceedings of SPIE, vol.2472, pp.50-61, 25 April, 1995.
 31. G. Kamerman, “Laser Radar,” in *The Infrared and Electro-Optical Systems Handbook: Active Electro-Optical Systems*, vol.6, Editor: C. Fox, p.3, pp.9-20, Infrared Information Analysis Center in Environmental Research Institute of Michigan and SPIE Optical Engineering Press, USA, 1993.
 32. S. Boehmke, J. Bares, E. Mutschler, and N. Lay, “A High Speed 3D Radar Scanner for Automation,” in *Proceedings of the IEEE International Conference on Robotics & Automation*, pp.2777-2782, May 1998, Leuven, Belgium.
 33. B. Journet, G. Bazin, and F. Bras, “Conception of an Adaptive Laser Range Finder Based on Phase Shift Measurement,” in *Proceedings of IEEE/IECON’96*, vol.1, pp.784-789, August 1996, Taipei Taiwan.

34. A. Sona, "Lasers in Metrology," part F1 of *Laser Handbook*, vol.2, Editors: F. Arecchi, and E. Schulz-Dubois, ,pp. 1457-1485, North-Holland Publishing, New York, 1988.
35. 趙克功, "雷射與計量基準(上)," *量測資訊*, vol.58, pp.50-56, 1997.
36. B. Edlén, "The Refractive Index of Air," *Metrologia*, vol.2, no.2, pp.71-80, 1966.
37. K. Brich and M. Downs, "Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air," *Metrologia*, vol.31, pp.315-316, 1994.
38. P. Bender, "Laser Measurements of Long Distances," *Proceedings of the IEEE*, vol.55, no.6, pp.1039-1045, 1967.
39. J. Degnan, "Satellite Laser Ranging: Current Status and Future Prospects," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. GE-23, no.4, pp.398-413, 1985.
40. P. Bender, and J. Owens, "Correction of Optical Distance Measurements for the Fluctuating Atmospheric Index of Refraction," *Journal of Geophysical Research*, vol.70, no.10, pp.2461-2462, 1965.
41. K. Im, and C. Gardner, "Estimation of the Differential Pulse Propagation Times in Two-color Laser Ranging Systems," *Journal of the Optical Society of America A*, vol.3, no.1, pp.143-156, 1986.
42. K. Määttä and J. Kostamovaara, "Accurate Time Interval Measurement Electronics for Pulsed Time of Flight Laser Radar," in *14th Topical Meeting of the European Optical Society, Optoelectronic Distance/Displacement Measurements and Applications*, vol.14, 4p, ISSN 1167-5357.
43. O. Sasaki, T. Taniguchi, T. Ohsaka, H. Mori, T. Nonaka, K. Kaminishi, A. Tsukuda, H. Nishimura, M. Takeda, and Y. Kawakami, "1.2GHz GaAs Shift Register IC for Dead-Time-Less TDC Application," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.36, no.1, pp.512-516, 1989.
44. Y. Arai, M. Ikeno, M. Sagara, and T. Emura, "Time Memory Cell VLSI for the PHENIX Drift Chamber," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.45, no.3, pp.735-739, 1998.

45. C. Y. Chang, W. L. Sun, N. C. Wang, and C. Y. Leung, "A Propagation Delay Ring Time-to-digital Converter for High Repetition Laser Ranging," *Guangdanzi Jiguang/Journal of Optoelectronics • Laser*, vol.11. no.3, pp.290-295, 2000.
46. T. Halldórsson and J. Langerholc, Geometrical Form Factors for the Lidar Function," *Applied Optics*, vol.17, no.2, pp.240-244, 1978.
47. J. Wang, and J. Kostamovaara, "Radiometric Analysis and Simulation of Signal Power Function in a Short-range Laser Radar," *Applied Optics*, vol.33, no.18, pp. 4069-4076, 1994.
48. J. Harms, "Lidar Return Signals for Coaxial and Noncoaxial Systems with Central Obstruction," *Applied Optics*, vol.18, no.10, pp.1559-1566,1979.
49. E. Kreyszig, *Advanced Engineering Mathematics*, 6th ed., pp.989-990, Wiley, New York, 1988.
50. L. Levi, "Applied Optics: a Guide to Optical System Design," Vol.1, pp.336-342, pp.579-580, Wiley, New York, 1980.
51. G. Gould, S. Jacobs, J. LaTourrette, M. Newstein, and P. Rabinowitz, "Coherent Detection of Light Scattered from a Diffusely Reflecting Surface," *Applied Optics*, vol.3, no.5, pp.648-649, 1964.
52. J. Goodman, "Some Effects of Target-Induced Scintillation on Optical Radar Performance," *Proceedings of IEEE*, vol.53, no.11, pp.1688-1700, 1965.
53. J. Shapiro, "Target-reflectivity Theory for Coherent Laser Radars," *Applied Optics*, vol.21, no.18, pp.3398-3407, 1982.
54. J. Shapiro, B. Capron, and R. Harney, "Imaging and Target Detection with a Heterodyne-reception Optical Radar," *Applied Optics*, vol.20, no.19, pp.3292-3313, 1981.
55. T. Bosch, and M. Lescure, "Experimental Determination of the Useful Reflection Coefficient of Non-Cooperative Targets for a Time-of-Flight Laser Rangefinder," *Optical Review*, vol.2, no.4, pp.289-291, 1995.
56. C. Wyatt, *Electro-Optical System Design*, p.40, McGraw-Hill, New York, 1991.
57. R. Siegel, and J. Howell, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 2nd Ed., p57, McGraw-Hill, New

- York, 1981.
58. E. Dereniak, and D. Crowe, *Optical Radiation Detectors*, pp.9-12, Wiley, New York, 1984.
59. W. Koechner, "Optical Ranging System Employing a High Power Injection Laser Diode," *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol.4, no.1, pp. 81-91, 1968.
60. "Avalanche Photodiodes: A User's Guide," Application Note, EG&G Optoelectronics Canada.
61. P. Webb, R. McIntyre, and J. Conradi, "Properties of Avalanche Photodiodes," *RCA Review*, vol.35, pp.234-278, 1974.
62. J. Millman, C. Halkias, *Integrated Electronics, Analog and Digital Circuits and system*, p.383, McGraw-Hill, New York, 1972.
63. C. Motchenbacher, and F. Fitchen, *Low-Noise Electronic Design*, pp.13-15, Wiley, New York, 1973.
64. V. Yakovlev, "High-Precision Laser Rangefinders and Laser Systems for Industrial Use," *Soviet Journal of Optical Technology*, vol.60, no.10, pp.720-724, 1993.
65. G. Mamon, D. Youmans, Z. Sztankay, and C. Mongan, "Pulsed GaAs Laser Terrain Profiler," *Applied Optics*, vol.17, no.6, pp.868-877, 1978.
66. P. Kurse, L. McGlauchlin, and R. McQuistan, *Elements of Infrared Technology*, 2nd Ed., pp.172-192, Wiley, New York, 1963.
67. K. Seyrafi, and S. Hovanessian, *Introduction to Electro-Optical Imaging and Tracking Systems*, p.76, p.67, Artech House, Norwood, MA, 1993.
68. R. Hudson, JR., *Infrared System Engineering*, pp.119-126, p.135, Wiley, New York, 1969.
69. P. Forrester, and K. Hulme, "Review Laser Rangefinders," *Optical and Quantum Electronics*, vol.13, pp.259-293, 1981.
70. R. Hall, G. Fenner, J. Kingsley, T. Soltys, and R. Carlson, "Coherent Light Emission from GaAs Junction," *Physical Review Letters*, vol.9, no.11, pp.366-368, 1962.
71. US Airforce Cambridge Research Laboratories, *Handbook of Geophysics*, chapter 16, Macmillan, New York, 1960.

72. R. Ahola and R. Myllylä, "A Time-of-Flight Laser Receiver for Moving Objects," *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement*, vol.35, no.2, pp.216-221, 1986.
73. T. Paulus, "Timing Electronics and Fast Timing Methods with Scintillation," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.32, no.3, pp.1242-1249, 1985.
74. M. Maier and P. Sperr, "On the Construction of a Fast Constant Fraction Trigger with Integrated Circuits and Application to Various Photomultiplier Tubes," *Nuclear Instruments and Methods*, vol.87, pp.13-18, 1970.
75. R. Myllylä, "A Modern Position Lifetime Spectrometer," *Nuclear Instruments and Methods*, vol.148, pp.267-271, 1978.
76. T. Araki, "Optical Distance Meter Using a Short Pulse Width Laser Diode and a Fast Avalanche Photodiode," *Review of Scientific Instruments*, vol.66, no.1, pp.43-47, 1995.
77. M. Simpson and G. Young, "A Monolithic, Constant-Fraction Discriminator Using Distributed R-C Delay line Shaping," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.43, no.3, pp.1695-1699, 1996.
78. M. Simpson, C. Britton, A. Wintenberg, and G. Young, "An Integrated CMOS Time Interval Measurement System with Subnanosecond Resolution for the WA-98 Calorimeter," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol.32, no.2, pp.198-205, 1997.
79. B. Turko, and R. Smith, "A Precision Timing Discriminator for High Density Detector Systems," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.39, no.5, pp.1311-1315, 1992.
80. A. Kilpelä, J. J. Ylitalo, K. Määttä, and J. Kostamovaara, "Timing Discriminator for Pulsed Time-of-Flight Laser Ranging Measurements," *Review of Scientific Instruments*, vol.69, no.5, pp.1978-1984, 1998.
81. P. Palojärvi, K. Määttä and J. Kostamovaara, "Integrated Time-of-Flight Laser Radar," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol.46, no.4, pp.996-999, 1997.
82. M. Rao and C. Goh, "A Low-Cost Near-IR Laser Radar," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.2, no.9, pp.683-685, 1990.

83. T. Rahkonen and J. Kostamovaara, "Low-Power Time-to-Digital and Digital-to-Time Converters for Novel Implementations of Telecommunication Building Blocks," in *1994 IEEE International Symposium on Circuits and Systems, ISCAS'94.*, vol.3, pp.141-144.
84. M. Soma, "Mixed-signal on-chip timing measurements," *Integration, the VLSI Journal*, vol. 26, pp. 151-158, 1998.
85. F. Bigongiari, R. Roncella, R. Saletti and P. Terreni, "A 250-ps time resolution CMOS multihit time-to-digital converter for nuclear physics experiments," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.46, no.2, pp.73-77, 1999.
86. K. Määttä, and J. Kostamovaara, "A High-Precision Time-to-Digital Converter for Pulsed Time-of-Flight Laser Radar Applications," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol.47, no.2, pp.521-536, 1998.
87. B. Travis, "Crystal Oscillators Set the Pace in Wireless Systems," *EDN Asia*, pp.20-38, April 1998.
88. A. Berry, "Dual Time to Digital Converter for Delay-line Readout of Position-sensitive Gas-filled Detectors," *Review of Scientific Instruments*, vol.64, no.5, pp.1222-1228, 1993.
89. G. S. Gao and R. Partridge, "High speed digital TDC for D0 vertex reconstruction," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.38, no.2, pp. 286-289, 1991.
90. J. Kostamovaara and R. Myllyla, "Time-to-digital converter with an analog interpolation circuit," *Review of Scientific Instruments*, vol.57, no.11, pp. 2880-2885, 1986.
91. J. Rochelle, and M. Simpson, "Current-Mode Time-to-Amplitude Converter for Precision Sub-Nanosecond Measurement, in *1992 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, vol.1, pp.468-470.
92. W. Waddoup and R. Stubbs, "A Simple Time Stretcher with High Resolution," *Nuclear Instruments and Methods*, vol.137, pp.603-604, 1976.
93. D. Chu and K. Ferguson, "Ovenless Oscillators will resolve 20-Picosecond pulses," *Electronics*, November 10, pp.89-95, 1977.

94. E. Räisänen-Ruotsalainen, T. Rahkonen, and J. Kostamovaara, "A 5-mW Time-to-Digital Converter Based on a Stabilized CMOS Delay Line," in *Proceedings of the 38th Midwest Symposium on Circuits and Systems*, vol.1, pp.393-396, 1995.
95. J. Kalisz, R. Pelka and A. Poniecki, "Precision time counter for laser ranging to satellites," *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, no. 3, pp. 736-741, 1994.
96. R. Nutt, "Digital Time Intervalometer," *The Review of Scientific Instruments*, vol.39, no.9, pp.1342-1345, 1968
97. J. Dunne, "Self-Calibrating Precision Timing Circuit and Method for a Laser Range Finder," *U.S. patent: 5574552*, Nov. 12, 1996.
98. K. Park and J. Park, "Time-to-digital converter of very high pulse stretching ratio for digital storage oscilloscopes," *Review of Scientific Instruments*, vol.70, no.2, pp.1568-1574, Feb., 1999.
99. P. Horowitz and W. Hill, *The art of electronics*, 2nd Ed., pp.1023-1024, Cambridge Univ. Press, New York, 1989.
100. T. Watanabe, H. Isomura, S. Agatsuma, Y. Ohtsuka, S. Akita, and T. Hattori, "Development of a Time-to-Digital Converter IC for Laser Radar," *JSAE Review*, vol.19, pp.161-165, 1998.
101. E. Rärsänen-Ruotsalainen, T. Rahkonen and J. Kostamovaara, "A BiCMOS Time-to-Digital Converter with 30 ps Resolution, in *Proceedings of the 1999 IEEE International Symposium on Circuits and Systems, ISCAS' 99*, vol.1, pp.278-281.
102. C. Ljuslin, J. Christiansen, A. Marchioro, O. Klingsheim, "An Integrated 16-Channel Time to Digital Converter," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.41, no.4, pp.1104-1108, 1994.
103. S. Kleinfelder, T. Majors, K. Blumer, W. Farr, and B. Manor, "MTD132-A New Sub-Nanosecond Multi-hit CMOS Time-to-Digital Converter," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.38, no.2, pp.97-101, 1991.
104. Y. Arai, T. Matsumura, and K. Endo, "A CMOS Four-Channel \times 1K Time Memory LSI with 1-ns/b Resolution," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol.27, no.3, pp.359-364, 1992.

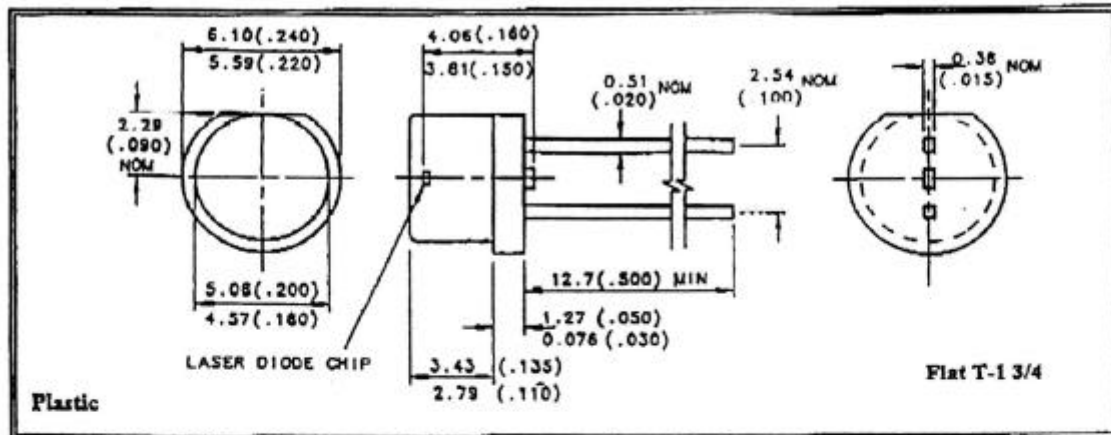
105. E. Gerds, J. Spiegel, R. Berg, H. Williams, L. Callewaert, W. Eyckmans, and W. Sansen, "A CMOS Time to Digital Converter IC with 2 Level Analog CAM," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol.29, no.9, pp.1068-1076, 1994.
106. J. Christiansen, "An Integrated High Resolution CMOS Timing Generator Based on an Array of Delay Locked Loops," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol.31, no.7, pp.952-957, 1996.
107. C. Y. Chang, W. L. Sun, N. C. Wang, and C. Y. Leung, "An Innovative Linear Response Time-to-Digital Converter with a Branched Propagation Delay Chain," *Review of Scientific Instruments*, vol.71. no.6, pp.2572-2576, 2000.
108. C. Y. Chang, H. C. Yu, W. L. Sun, C. Y. Leung, and Z. X. Chang, "A Single Chip Time-to-Digital Converter for Laser Time of Flight Measurement," *Guangdanzi Jiguang/Journal of Optoelectronics • Laser*, vol.11. no.2, pp.157-162, 2000.
109. T. Rahkonen and J. Kostamovaara, "The use of stabilized CMOS delay units for the digitization of short time intervals," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 28, no. 8, pp. 887-894, Aug. 1993.
110. *1998 data book*, pp. 29-36, Altera Corporation.
111. *SR620 Universal Time Interval Counter, Operating Manual and Programming Reference*, Stanford Research Systems, Inc.
112. D. Santos, S. Dow, J. J. Flasck and M. Levi, "A CMOS delay locked loop and sub-nanosecond time-to-digital converter chip," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 3, pp. 1717-1719, June, 1996.
113. Y. Arai, "TMC-A CMOS time to digital converter VLSI," *IEEE Transaction on Nuclear Science*, vol. 36, no. 1, pp. 528-531, 1989.
114. W. Zhou, Z. Xuan, and J. Yu, "Some New Methods for Precision Time Interval Measurement," in *Proceedings of the 1997 Annual IEEE International Frequency Control Symposium*, pp.418-421, 1997.
115. J. Kalisz, R. Szplet, J. Pasierbinski and A. Poniecki, "Field-programmable-gate-array-based

- time-to-digital converter with 200-ps resolution,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 46, no. 1, pp. 51-55, 1997.
116. S. Jang, S. Han, C. Kim, Y. Jun and H. Yoo, “A Compact Ring Delay Line for High Speed Synchronous DRAM,” in *IEEE 1998 Symposium on VLSI Circuits*, Digest of Technical Papers, pp.60-61.
117. Poki Chen, Shen-Iuan Liu and Jingshown Wu, “Highly accurate cyclic CMOS time-to-digital converter with extremely low power consumption,” *Electronics Letters*, vol. 33, no. 10, pp. 858-860, 1997.
118. Poki Chen, and Shen-Iuan Liu, “A Cyclic CMOS Time-to-Digital Converter with Deep Sub-nanosecond Resolution,” in *IEEE 1999 Custom Integrated Circuits Conference*, pp. 605-608, 1999.
119. E. Räsänen-Ruotsalainen, T. Rahkonen and J. Kostamovaara, “A Low-Power CMOS Time-to-Digital Converter,” *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol.30, no.9, pp.984-990, 1995.
120. M. Gorbics, J. Kelly, K. Roberts and R. Sumner, “A High Resolution Multihit Time to Digital Converter Integrated Circuit,” in *IEEE 1996 Nuclear Science Symposium*, vol.1, pp.421-425, 1996.

附錄一

EG&G
OPTOELECTRONICS
Canada

905nm
InGaAs Pulsed Laser Diode
PGEW2S09



The EG&G Optoelectronics PGEW2S09 offers advanced laser diode characteristics in a low cost Flat T-1 3/4 plastic package.

The device employs two series connected advanced multiple quantum well laser diode chips, producing high peak output power at low drive current. Additional features include good power retention at elevated operating temperature and low output beam divergence.

The device is ideally suited for light duty applications where cost is a primary concern and high volume production capacity is required.

Handling Precautions

- Devices are static sensitive
- Protect from current transients
- Avoid reverse bias voltages

Features

- 905nm emission
- High peak output power
- Low cost packaging
- Available in high volume

Operating Considerations

The device is operated by applying current in the forward bias direction.

Maximum ratings and limiting values must never be exceeded. Exposure of the diode to even brief transient current spikes in excess of the recommended maximums, particularly in the reverse direction, can cause catastrophic device failure.

Maximum Ratings	Limiting Values
Forward current, i_{FM}	25 A
Reverse Voltage, V_{RM}	2 V
Duty Factor, D_u	0.0075%
Storage Temp. Range	-20°C - +70°C
Operating Temp. Range	0°C - +50°C

**905 nm
InGaAs Pulsed Laser Diode
PGEW2S09**

Characteristics at $T_c=27^\circ\text{C}$, $t_w=30\text{ns}$, $P_r=1\text{KHz}$				
Parameter	Min	Typ	Max	Units
Peak Output Power (P_o)	15	20		W
Peak Forward Current (i_F)			25	A
Peak Forward Voltage (v_F)		15		V
Center Wavelength (λ_0)	885	905	925	nm
Spectral Bandwidth ($\Delta\lambda$)		5		nm
Pulse width (t_w)			30	ns
Pulse Repetition Rate (P_r)			2.5	KHz
Beam Divergence ($\theta_{ } \times \theta_{\perp}$) FWHM		10x25		deg.
Source size (wxh)		225x120		μm

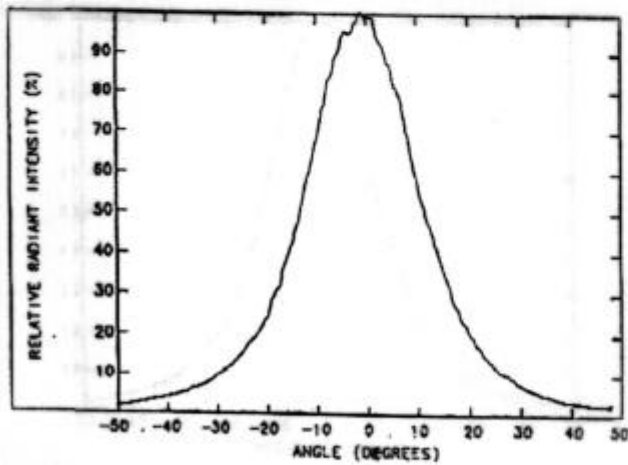


Figure 1. Farfield Emission Pattern
 \perp to the Junction Plane

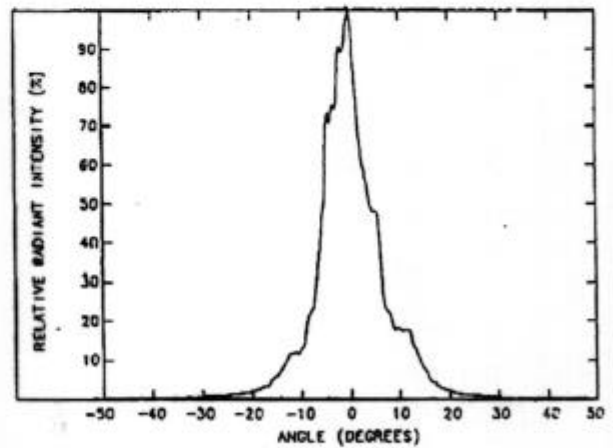


Figure 2. Farfield Emission Pattern
 \parallel to the Junction Plane

09/95

Typical Characteristics at $t_c = 25^\circ\text{C}$, $t_w = 160\text{ns}$, $du = 0.1\%$

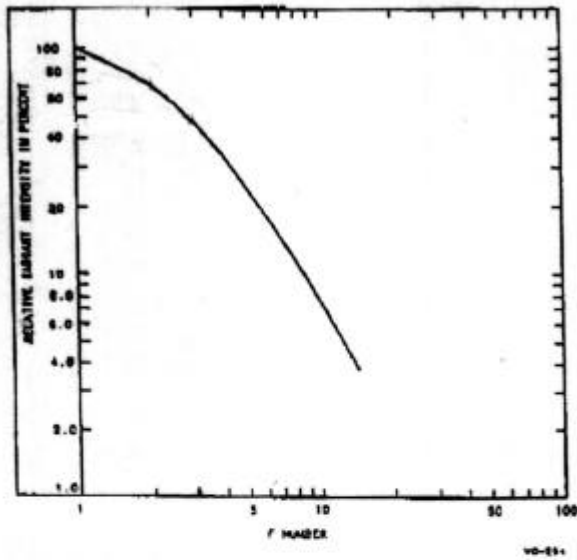


Figure 3 Radiant Intensity vs F Number

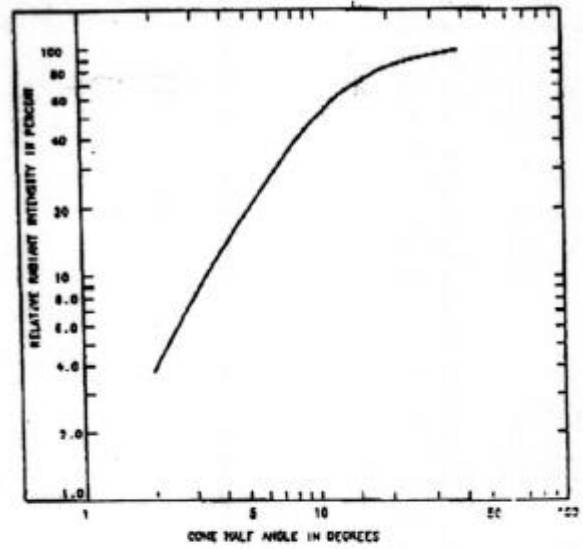


Figure 4 Radiant Intensity vs Half Angle

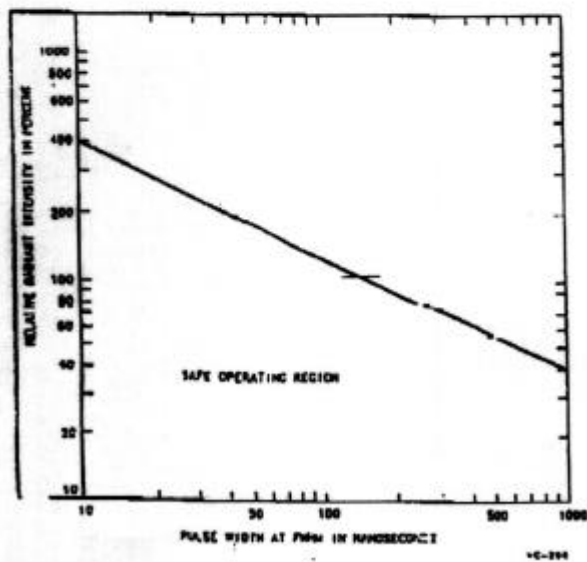


Figure 5 Pulse Width vs Optical Facet Degradation

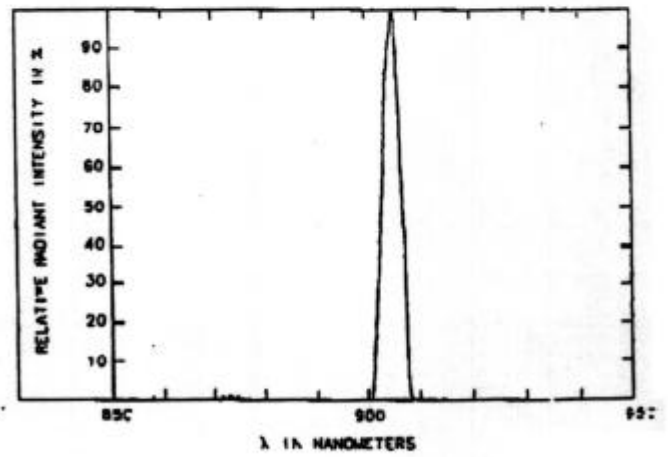


Figure 6 Spectral Plot Distribution

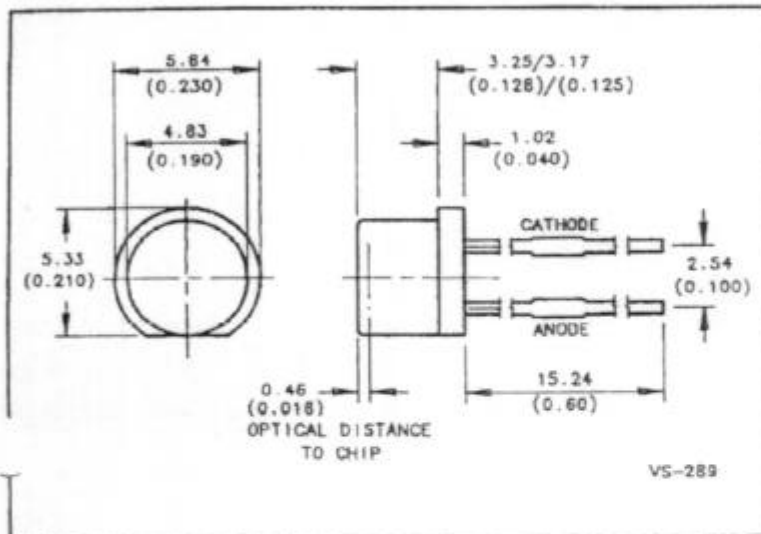
附錄二

 **EG&G CANADA**

AN OPTOELECTRONICS GROUP COMPANY

Si APD (04-22-97)

LOW COST SILICON AVALANCHE PHOTODIODE (Plastic Encapsulated Package) C30724P



Features:

- 0.5mm Diameter
- High Quantum Efficiency: 75% @ 900nm
- Low Capacitance: - 1pF
- Low Operating Voltage, 120V to 200V
- Plastic Sealed Package
- Fast Time Response - Typically 5ns
- High Bandwidth
- Low Noise

Applications:

- High volume Laser Range Finding and Communication Applications

Product Information

The C30724P avalanche photodetector is designed for operation at gains in the range 10 to 20. The operating voltage range is 120 to 200 volts, and in many applications, the APD can be operated at a fixed bias voltage, without the need for temperature compensation.

The C30724P provides high responsivity in the wavelength range 800 to 950nm, and rise and fall times of about 5 ns, with no "tail" in the fall time characteristic. The C30724P is

particularly suited for high volume applications such as Laser Range Finding, Optical Communication Systems and other applications requiring high speed, low noise, and gains in the range 10 to 20.

Quality and Reliability

EG&G Optoelectronics Canada is committed to supplying to highest quality product to our customers, we are certified to meet ISO-9001 and operate to MIL-Q-9858A and AQAP-1 quality standards.

Ordering Information

The C30724P intended use is for large volume applications. The minimum quantity order is 10,000 units per year. For more information on pricing and large volume price discounts, please contact EG&G Optoelectronics Canada, 22001 Dumberry, Vaudreuil, Quebec, Tel: (514)-424-3300, Fax: (514)-424-3411.

22001 Dumberry, Vaudreuil (Quebec) Canada J7V 8P7

Specifications (at $V_R = V_{OP}$ (160 volts), 22 °C)

PARAMETER	C30724P			UNITS
	MIN	TYP	MAX	
Diameter		0.5		mm
Gain @ 900nm (@ $V_{OP} = 160V$)	12	15	18	
Dark Current		20	40	nA
Noise Current, i_n : $f = 10kHz$, $\Delta f = 1.0Hz$		0.1	0.25	pA/\sqrt{Hz}
Capacitance @ $V_R = V_{OP}$		1.0		pF
Rise time/Fall Time (10% to 90%)		5		nsec

Operating Ratings

PARAMETER	C30724P			UNITS
	MIN	TYP	MAX	
Operating Voltage	120		200	V
Breakdown Voltage		350		V
Maximum Forward Current			5	mA
Power Dissipation			60	mW
Storage Temperature	-60		100	°C
Operating Temperature	-10		60	°C

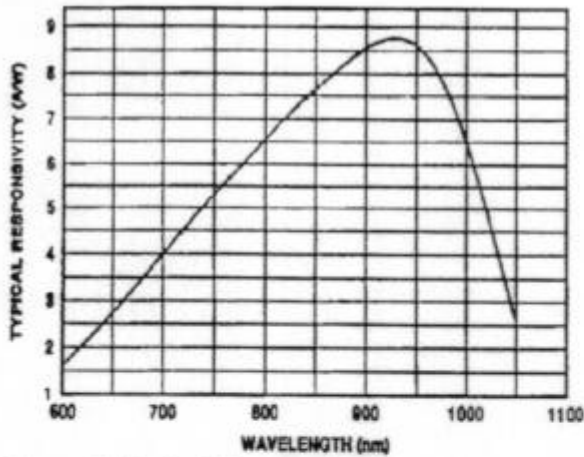


Figure 1: Typical Spectral Responsivity vs. Wavelength.

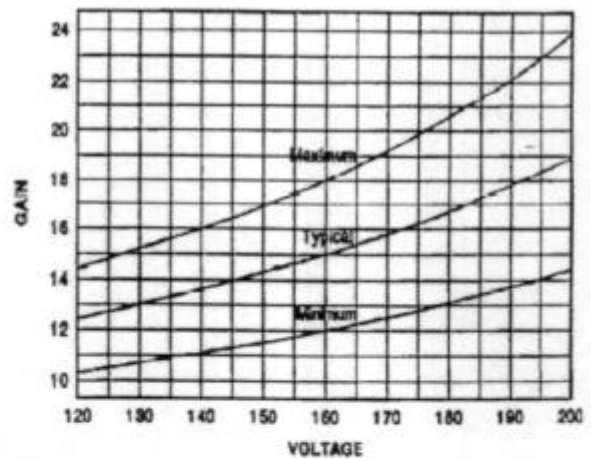


Figure 2: Typical Gain Range vs. Voltage.



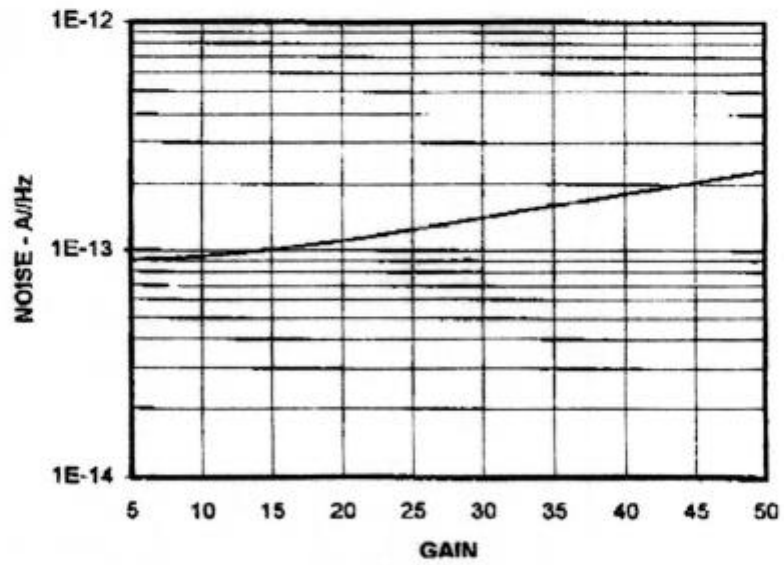
22001 Dumberry Road,
Vaudreuil, Quebec
Canada J7V 8P7

TEL (514) 424-3300
FAX (514) 424-3411

Information furnished by EG&G Optoelectronics Canada is believed to be accurate and reliable. However, no responsibility is assumed for its use; nor for any infringements of patents or other rights of third parties which may result from its use. No license is granted by implication or otherwise under any patent or patent right of EG&G Optoelectronics Canada. EG&G Optoelectronics Canada reserves the right to introduce changes without notice.

	GAIN	NOISE	F
	5	9.04E-14	2.04
	10	9.38E-14	2.51
	15	1E-13	2.91
	20	1.11E-13	3.3
	25	1.24E-13	3.69
	30	1.4E-13	4.07
	35	1.6E-13	4.45
	40	1.81E-13	4.83
	45	2.04E-13	5.2
	50	2.29E-13	5.58

DARK NOISE vs GAIN (25 C)





Wideband/Differential Output Transimpedance Amplifier

AD8015

FEATURES

- Low Cost, Wide Bandwidth, Low Noise
- Bandwidth: 240 MHz
- Pulse Width Modulation: 500 ps
- Rise Time/Fall Time: 1.5 ns
- Input Current Noise: $3.0 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 100 MHz
- Total Input RMS Noise: 26.5 nA to 100 MHz
- Wide Dynamic Range
- Optical Sensitivity: -36 dBm @ 155.52 Mbps
- Peak Input Current: $\pm 350 \mu\text{A}$
- Differential Outputs
- Low Power: 5 V @ 25 mA
- Wide Operating Temperature Range: -40°C to $+85^\circ\text{C}$

APPLICATIONS

- Fiber Optic Receivers: SONET/SDH, FDDI, Fibre Channel
- Stable Operation with High Capacitance Detectors
- Low Noise Preamplifiers
- Single-Ended to Differential Conversion
- I-to-V Converters

PRODUCT DESCRIPTION

The AD8015 is a wide bandwidth, single supply transimpedance amplifier optimized for use in a fiber optic receiver circuit. It is a complete, single chip solution for converting photodiode current into a differential voltage output. The 240 MHz bandwidth enables AD8015 application in FDDI receivers and SONET/SDH receivers with data rates up to 155 Mbps. This high bandwidth supports data rates beyond 300 Mbps. The differential outputs drive ECL directly, or can drive a comparator/ fiber optic post amplifier.

In addition to fiber optic applications, this low cost, silicon alternative to GaAs-based transimpedance amplifiers is ideal for systems requiring a wide dynamic range preamplifier or single-ended to differential conversion. The IC can be used with a standard ECL power supply (-5.2 V) or a PECL ($+5 \text{ V}$) power supply; the common mode at the output is ECL compatible. The AD8015 is available in die form, or in an 8-pin SOIC package.

REV. A

Information furnished by Analog Devices is believed to be accurate and reliable. However, no responsibility is assumed by Analog Devices for its use, nor for any infringements of patents or other rights of third parties which may result from its use. No license is granted by implication or otherwise under any patent or patent rights of Analog Devices.

FUNCTIONAL BLOCK DIAGRAM

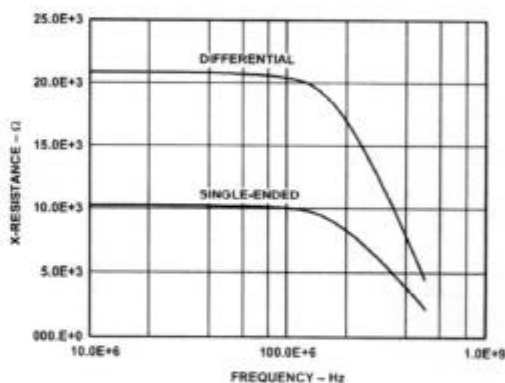
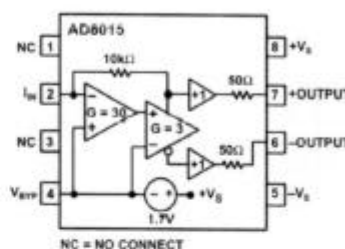


Figure 1. Differential/Single-Ended Transimpedance vs. Frequency

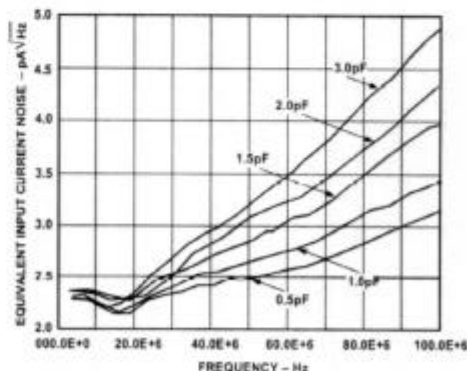


Figure 2. Noise vs. Frequency (SO-8 Package with Added Capacitance)

© Analog Devices, Inc., 1996

One Technology Way, P.O. Box 9106, Norwood, 02062-9106, U.S.A.
Tel: 617/329-4700 Fax: 617/326-8703

AD8015—SPECIFICATIONS (SO Package @ $T_A = +25^\circ\text{C}$ and $V_S = +5\text{ V}$, unless otherwise noted)

Parameter	Conditions	AD8015AR			Units
		Min	Typ	Max	
DYNAMIC PERFORMANCE					
Bandwidth	3 dB	180	240		MHz
Pulse Width Modulation	10 μA to 200 μA Peak		500		ps
Rise and Fall Time	10% to 90%		1.5		ns
Settling Time ¹	to 3%, 0.5 V Diff Output Step		3		ns
INPUT					
Linear Input Current Range	$\pm 2.5\%$, Nonlinearity	± 25	± 30		μA
Max Input Current Range	Saturation	± 200	± 350		μA
Optical Sensitivity	155 Mbps, Avg Power		-36		dBm
Input Stray Capacitance	Die, by Design		0.2		pF
	SOIC, by Design		0.4		pF
Input Bias Voltage	$+V_S$ to I_{IN} and V_{BYP}	1.6	1.8	2.0	V
NOISE					
	Die, Single Ended at P_{OUT} , or Differential ($P_{OUT}-N_{OUT}$), $C_{STRAY} = 0.3\text{ pF}$		3.0		$\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
Input Current Noise	$f = 100\text{ MHz}$		26.5		nA
Total Input RMS Noise	DC to 100 MHz				
TRANSFER CHARACTERISTICS					
Transresistance	Single Ended	8	10	12	k Ω
	Differential	16	20	24	k Ω
Power Supply Rejection Ratio	Single Ended		37.0		dB
	Differential		40		dB
OUTPUT					
Differential Offset			6	20	mV
Output Common-Mode Voltage	From Positive Supply	-1.5	-1.3	-1.1	V
Voltage Swing (Differential)	Positive Input Current, $R_L = \infty$		1.0		V p-p
	Positive Input Current, $R_L = 50\ \Omega$		600		mV p-p
Output Impedance		40	50	60	Ω
POWER SUPPLY					
Operating Range	T_{MIN} to T_{MAX} Single Supply	+4.5	+5	+11	V
	Dual Supply	± 2.25		± 5.5	V
Current			25	26	mA

NOTES

¹Settling Time is defined as the time elapsed from the application of a perfect step input to the time when the output has entered and remained within a specified error band symmetrical about the final value. This parameter includes propagation delay, slew time, overload recovery, and linear settling times.

Specifications subject to change without notice.

ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS¹

Supply Voltage ($+V_S$ to $-V_S$)	12 V
Internal Power Dissipation ²	
Small Outline	0.9 Watts
Output Short Circuit Duration	Indefinite
Maximum Input Current	10 mA
Storage Temperature Range	-65°C to $+125^\circ\text{C}$
Operating Temperature Range (T_{MIN} to T_{MAX})	
AD8015ACHIP/AR	-40°C to $+85^\circ\text{C}$
Maximum Junction Temperature	$+165^\circ\text{C}$
Lead Temperature Range (Soldering 10 sec)	$+300^\circ\text{C}$

NOTES

¹Stresses above those listed under "Absolute Maximum Ratings" may cause permanent damage to the device. This is a stress rating only and functional operation of the device at these or any other conditions above those indicated in the operational section of this specification is not implied. Exposure to absolute maximum rating conditions for extended periods may affect device reliability.

²Specification is for device in free air; 8-pin SOIC package: $\theta_{JA} = 155^\circ\text{C}/\text{W}$.

ORDERING GUIDE

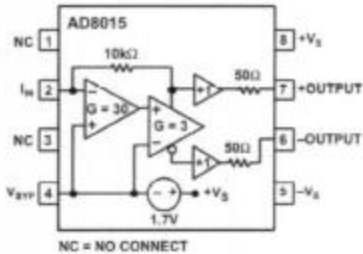
Model	Temperature Range	Package Description	Package Option
AD8015AR	-40°C to $+85^\circ\text{C}$	8-Pin Plastic SOIC	SO-8
AD8015ACHIPS	-40°C to $+85^\circ\text{C}$	Die Form	

CAUTION

ESD (electrostatic discharge) sensitive device. Electrostatic charges as high as 4000 V readily accumulate on the human body and test equipment and can discharge without detection. Although the AD8015 features proprietary ESD protection circuitry, permanent damage may occur on devices subjected to high energy electrostatic discharges. Therefore, proper ESD precautions are recommended to avoid performance degradation or loss of functionality.

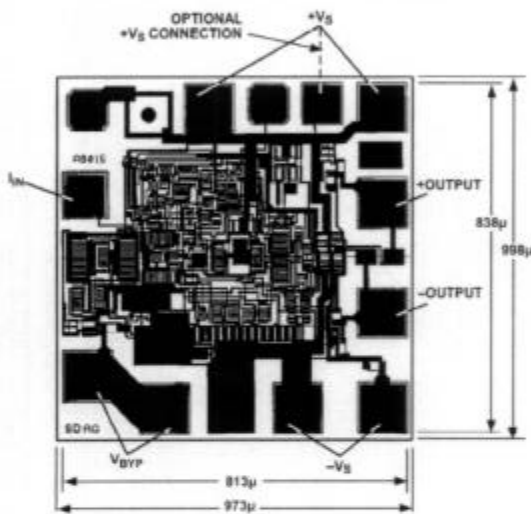


PIN CONFIGURATION



METALIZATION PHOTOGRAPH

Dimensions shown in microns. Not to scale.



NOTE:
FOR BEST PERFORMANCE ATTACH PACKAGE
SUBSTRATE TO +V_S.
MATERIAL AT BACK OF DIE IS SILICON. USE OF
+V_S OR -V_S FOR DIE ATTACH IS ACCEPTABLE.

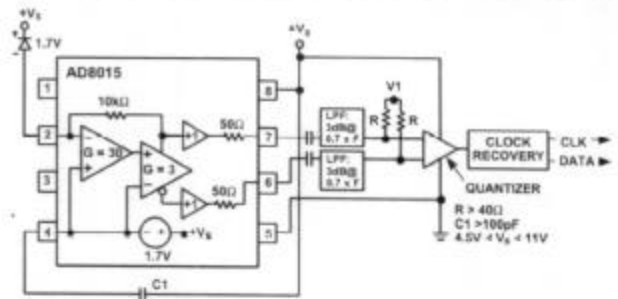


Figure 3. Fiber Optic Receiver Application: Photodiode Referred to Positive Supply

PHOTODIODE REFERRED TO NEGATIVE SUPPLY

Figure 4 shows the AD8015 used in a circuit where the photodiode is referred to the negative supply. This results in a larger back bias voltage than when referring the photodiode to the positive supply. The larger back bias voltage on the photodiode decreases the photodiode's capacitance thereby increasing its bandwidth. The R2, C2 network shown in Figure 4 is added to decouple the photodiode to the positive supply. This improves PSRR.

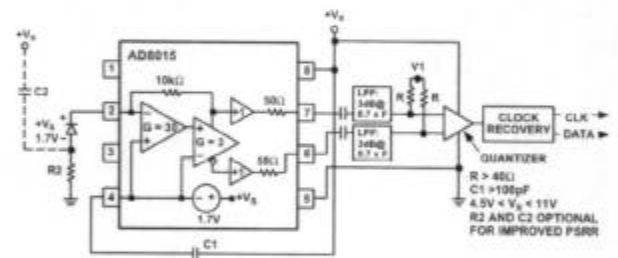


Figure 4. Fiber Optic Receiver Application: Photodiode Referred to Negative Supply

FIBER OPTIC RECEIVER APPLICATIONS

In a fiber optic receiver, the photodiode can be placed from the I_{IN} pin to either the positive or negative supply. The AD8015 converts the current from the photodiode to a differential voltage in these applications. The voltage at the V_{BYP} pin is ≈1.8 V below the positive supply. This node must be bypassed with a capacitor (C1 in Figures 3 and 4 below) to the signal ground. If large levels of power supply noise exist, then connecting C1 to +V_S is recommended for improved noise immunity. For optimum performance, choose C1 such that C1 > 1/(2π × 1000 × f_{MIN}); where f_{MIN} is the minimum useful frequency in Hz.

PHOTODIODE REFERRED TO POSITIVE SUPPLY

Figure 3 shows the AD8015 used in a circuit where the photodiode is referred to the positive supply. The back bias voltage on the photodiode is ≈1.8 V. This method of referring the photodiode provides greater power supply noise immunity (PSRR) than referring the photodiode to the negative supply. The signal path is referred to the positive rail, and the photodiode capacitance is not modulated by high frequency noise that may exist on the negative rail.

FIBER OPTIC SYSTEM NOISE PERFORMANCE

The AD8015 maintains 26.5 nA referred to input (RTI) to 100 MHz. Calculations below translate this specification into minimum power level and bit error rate specifications for SONET and FDDI systems. The dominant sources of noise are: 10 kΩ feedback resistor current noise, input bipolar transistor base current noise, and input voltage noise.

The AD8015 has dielectrically isolated devices and bond pads that minimize stray capacitance at the I_{IN} pin. Input voltage noise is negligible at lower frequencies, but can become the dominant noise source at high frequencies due to I_{IN} pin stray capacitance. Minimizing the stray capacitance at the I_{IN} pin is critical to maintaining low noise levels at high frequencies. The pins surrounding the I_{IN} pin (Pins 1 and 3) have no internal connection and should be left unconnected in an application. This minimizes I_{IN} pin package capacitance. It is best to have no ground plane or metal runs near Pins 1, 2, and 3 and to minimize capacitance at the I_{IN} pin.

The AD8015AR (8-pin SOIC) I_{IN} pin total stray capacitance is 0.4 pF without the photodiode. Photodiodes used for SONET or FDDI systems typically add 0.3 pF, resulting in roughly 0.7 pF total stray capacitance.

AD8015

SONET OC-3 SENSITIVITY ANALYSIS

$$\text{OC-3 Minimum Bandwidth} = 0.7 \times 155 \text{ MHz} = 110 \text{ MHz}$$

$$\text{Total Current Noise} = (\pi/2) \times 26.5 \text{ nA}$$

$$= 42 \text{ nA (assuming single pole response)}$$

To maintain a BER < 1×10^{-10} (1 error per 10 billion bits):

$$\text{Minimum current level needs to be} > 13 \times \text{Total Current Noise} \\ = 541 \text{ nA (peak)}$$

$$\text{Assume a typical photodiode current/power conversion ratio} \\ = 0.85 \text{ A/W}$$

$$\text{Sensitivity (minimum power level)} = 541/0.85 \text{ nW}$$

$$= 637 \text{ nW (peak)}$$

$$= -32.0 \text{ dBm (peak)}$$

$$= -35.0 \text{ dBm (average)}$$

The SONET OC-3 specification allows for a minimum power level of -31 dBm peak, or -34 dBm average. Using the AD8015 provides 1 dB margin.

FDDI SENSITIVITY ANALYSIS

$$\text{FDDI Minimum Bandwidth} = 0.7 \times 125 \text{ MHz} = 88 \text{ MHz}$$

$$\text{Total Current Noise} = (\pi/2) \times \frac{\sqrt{88 \text{ MHz}}}{\sqrt{100 \text{ MHz}}} \times 26.5 \text{ nA}$$

$$= 39 \text{ nA (assuming single pole response)}$$

To maintain a BER < 2.5×10^{-10} (1 error per 4 billion bits):

$$\text{Minimum current level needs to be} > 12.6 \times \text{Total Current Noise} \\ = 492 \text{ nA (peak)}$$

$$\text{Assume a typical photodiode current/power conversion ratio} \\ = 0.85 \text{ A/W}$$

$$\text{Sensitivity (minimum power level)} = 492/0.85 \text{ nW}$$

$$= 579 \text{ nW (peak)}$$

$$= -32.4 \text{ dBm (peak)}$$

$$= -35.4 \text{ dBm (average)}$$

The FDDI specification allows for a minimum power level of -28 dBm peak, or -31 dBm average. Using the AD8015 provides 4.4 dB margin.

THEORY OF OPERATION

The simplified schematic is shown in Figure 5. Q1 and Q3 make up the input stage, with Q3 running at 300 μA and Q1 running at 2.7 mA. Q3 runs essentially as a grounded emitter. A large capacitor (0.01 μF) placed from V_{BYP} to the positive supply shorts out the noise of R17, R21, and Q16. The first stage of the amplifier (Q3, R2, Q4, and C1) functions as an integrator, integrating current into the I_{IN} pin. The integrator drives a differential stage (Q5, Q6, R5, R3, and R4) with gains of +3 and -3. The differential stage then drives emitter followers (Q41, Q42, Q60 and Q61). The positive output of the differential stage provides the feedback by driving R_{FB} . The differential outputs are buffered using Q7 and Q8.

The bandwidth of the AD8015 is set to within $\pm 20\%$ of the nominal value, 240 MHz, by factory trimming R5 to 60 Ω . The following formula describes the AD8015 bandwidth:

$$\text{Bandwidth} = 1/(2 \pi \times C1 \times R_{\text{FB}} \times (R5 + 2 re)/R4)$$

where re (of Q5 and Q6) = 9 Ω each, constant over temperature, and $R_{\text{FB}}/R4 = 43.5$, constant over temperature.

The bandwidth equation simplifies, and the bandwidth depends only on the value of C1:

$$\text{Bandwidth} = 1/(2 \pi \times 3393 \times C1).$$

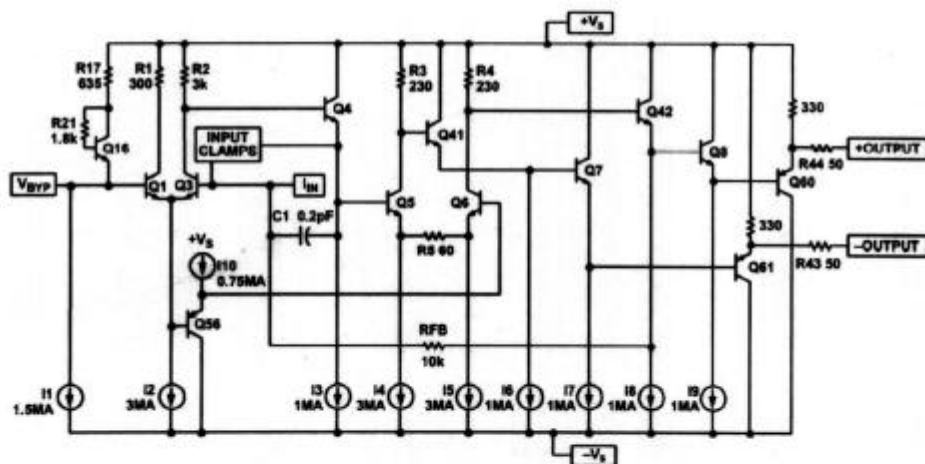


Figure 5. AD8015 Simplified Schematic

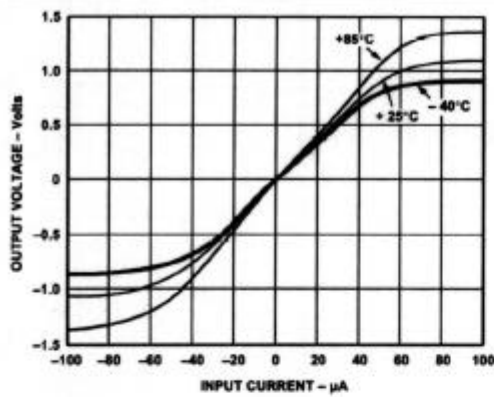


Figure 6. Differential Output vs. Input Current

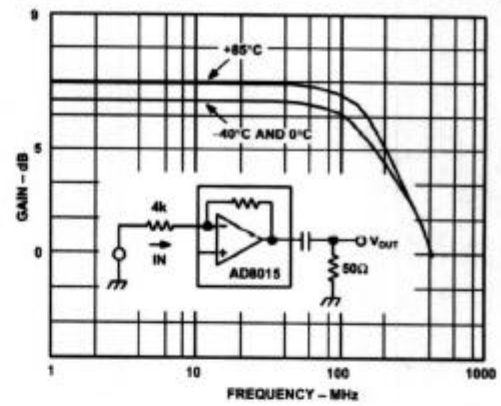


Figure 9. Gain vs. Frequency

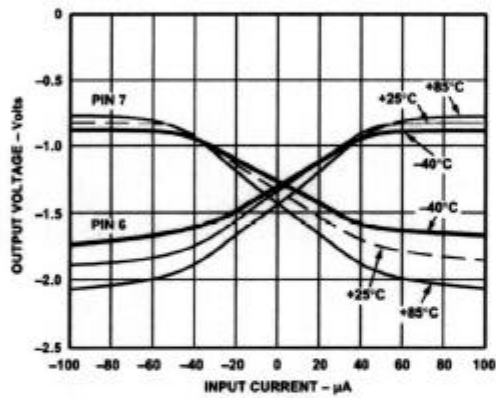


Figure 7. Single-Ended Output vs. Input Current

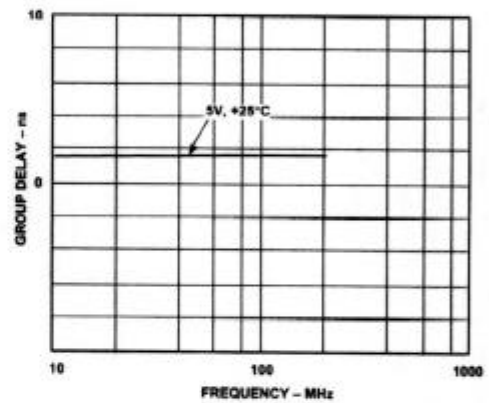


Figure 10. Group Delay vs. Frequency

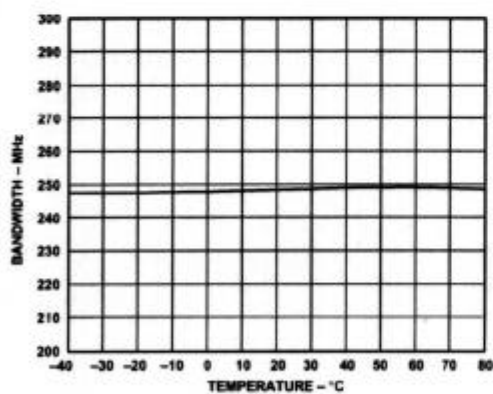


Figure 8. Bandwidth vs. Temperature

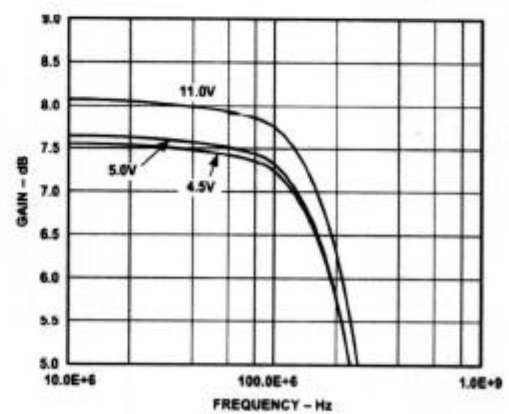


Figure 11. Differential Gain vs. Supply

AD8015

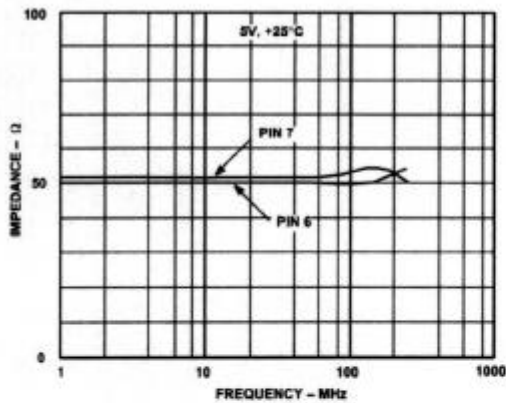


Figure 12. Output Impedance vs. Frequency

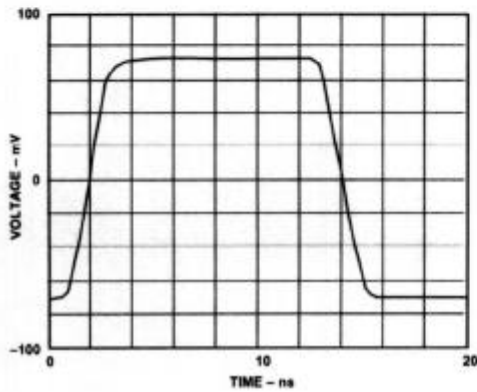


Figure 13. Small Signal Pulse Response

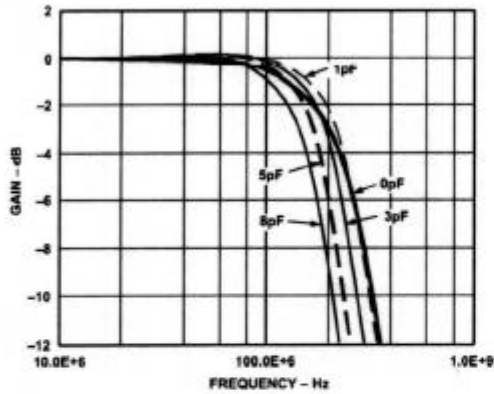


Figure 14. Differential Gain vs. Input Capacitance

APPLICATION

155 Mbps Fiber Optic Receiver

The AD8015 and AD807 can be used together for a complete 155 Mbps Fiber Optic Receiver (Transimpedance Amplifier, Post Amplifier with Signal Detect Output, and Clock Recovery and Data Retiming) as shown in Figure 16.

The PIN diode front end is connected to a single mode, 1300 nm laser source. The PIN diode has 3.3 V reverse bias, 0.8 A/W responsivity, 0.7 pF capacitance, and 2.5 GHz bandwidth.

The AD8015 outputs (P_{OUT} and N_{OUT}) drive a differential, constant impedance (50 Ω) low-pass π filter with a 3 dB cutoff of 100 MHz. The outputs of the low-pass filter are ac coupled to the AD807 inputs (PIN and NIN). The AD807 PLL damping factor is set at 10 using a 0.22 μ F capacitor.

The entire circuit was enclosed in a shielded box. Table I summarizes results of tests performed using a $2^{23}-1$ PRN sequence, and varying the average power at the PIN diode.

The circuit acquires and maintains lock with an average input power as low as -39.25 dBm.

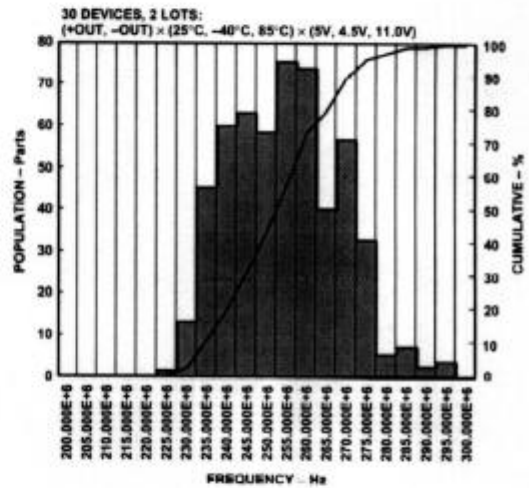


Figure 15. Bandwidth Distribution Matrix

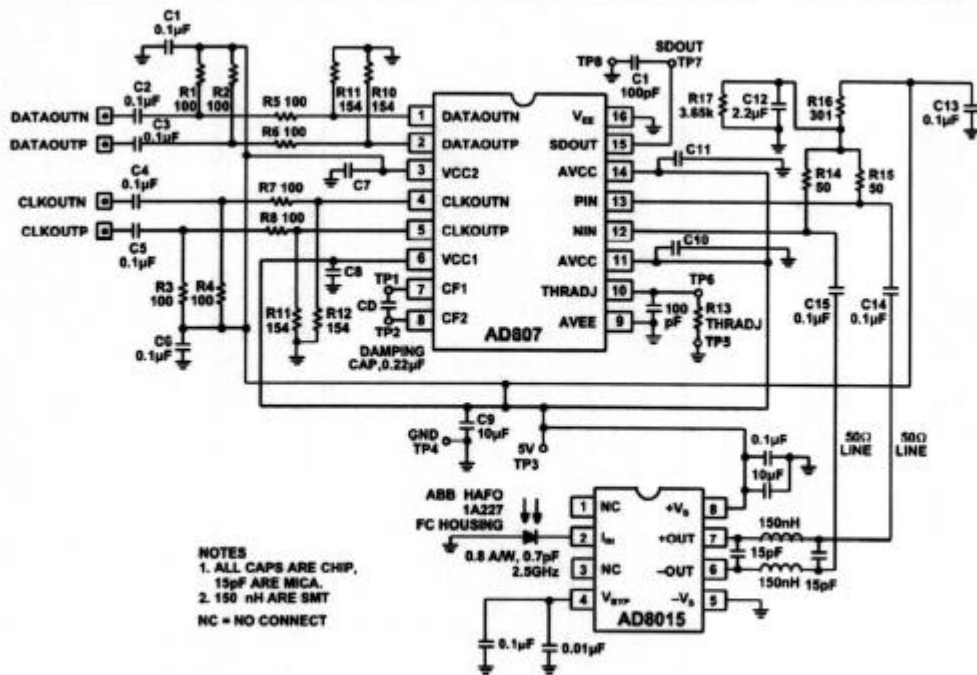


Figure 16. 155 Mbps Fiber Optic Receiver Schematic

Table I. AD8015, AD807 Fiber Optic Receiver Circuit:
 Output Bit Error Rate & Output Jitter vs. Average Input Power

Average Optical Input Power (dBm)	Output Bit Error Rate	Output Jitter (ps rms)
-6.4	Loses Lock	
-6.45	1.2×10^{-2}	
-6.50	7.5×10^{-3}	
-6.60	9.4×10^{-4}	
-6.70	1×10^{-14}	
-7.0 to -35.50	1×10^{-14}	< 40
-36.00	3.0×10^{-12}	< 40
-36.50	4.8×10^{-10}	
-37.00	2.8×10^{-8}	
-37.50	8.2×10^{-7}	
-38.00	1.3×10^{-5}	
-38.50	1.1×10^{-4}	
-39.00	1.0×10^{-3}	
-39.1	1.3×10^{-3}	
-39.20	1.9×10^{-3}	
-39.25	2.2×10^{-3}	
-39.30	Loses Lock	

AD8015

AC COUPLED PHOTODIODE APPLICATION FOR IMPROVED DYNAMIC RANGE

AC coupling the photodiode current input to the AD8015 (Figure 17) extends fiber optic receiver overload by 3 dB while sacrificing only 1 dB of sensitivity (increasing receiver dynamic range by 2 dB). This application results in typical overload of -4 dBm,

and typical sensitivity of -35 dBm. AC coupling the input also results in improved pulse width modulation performance.

Careful attention to minimize parasitic capacitance at the AD8015 input (from the photodetector input). R_{AC} and C_{AC} are critical for sensitivity performance in this application. Note that C_{AC} of $0.01 \mu\text{F}$ was chosen for a low frequency cutoff equal to 2.2 kHz.

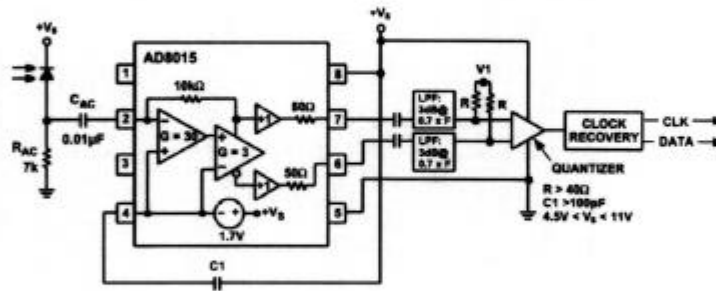


Figure 17. AC Coupled Photodiode Application for Improved Dynamic Range

OUTLINE DIMENSIONS

Dimensions shown in inches and (mm).

8-Lead Small Outline IC Package (SO-8)

