

真空發泡超級隔熱材料應用於家庭
及大型冷凍系統中之省能研究
完成報告

計劃編號：NSC 88-TPC-E-009004

執行時間：87年8月1日至88年7月31日

計劃主持人：曲新生

行政院國家科學委員會

八十八年度科技產業學術合作研究計劃

真空發泡超級隔熱材料應用於家庭 及大型冷凍系統中之省能研究

中華民國八十八年八月

摘 要

在近幾年來，家電的能源效率已經有顯著的提昇，然而在使用時仍存在有一定比例的能源損失，原因是因為能量經由隔熱材料與環境產生熱交換而白白浪費掉，因此在一般的家電中如：熱水器、暖爐及冷凍、冷藏設備等，隔熱材料的隔熱效率便顯得相當重要，一般我們常用的隔熱材料包括在低溫所使用的聚氨基甲酸乙酯發泡隔熱材料 (Polyurethane foam Insulation)，其每單位長度的熱阻係數為 $1.2 \text{ m}^2\text{K/W}$ ；以及在高溫中所使用的玻璃纖維隔熱材料 (Glass Fiber insulation)，其每單位的熱阻係數為 $0.5 \text{ m}^2\text{K/W}$ 。就理論上而言，當隔熱材料的隔熱效率較高時，能量就可以得到較完整的保存，即可以節省比較多的能源，因此我們研究的目的便是研發出一高效率的隔熱材料，並且針對此一隔熱材料所節省的能量，與其它隔熱材料做一比較。

本計畫的工作重點可分為兩個部份：一為實驗部份，另一為理論部份。在實驗部份，我們將以 FTIR 方法測量試片的穿透率，然後以比爾定律 (Beer's Law) 推算出試片消散係數，並討論試片各項的輻射熱傳性質。在理論分析部份，我們所使用的熱傳模式包括，氣相的熱對流與固相的熱傳導與熱輻射，而其邊界條件隨時間變化。由研究的結果可以推論出所節省的能源多寡。

關鍵字：節省能源、抽真空發泡隔熱材料、熱阻係數、
家電用品及大型冷凍系統

ABSTRACT

Improvements in energy efficiency have been made over the last few decades in home appliances and large frozen system, but loss of energy by heat transfer through appliance and large frozen system insulation remains a significant waste. Appliances for which thermal insulation is particularly important include water heaters, ovens, refrigerators and freezers. Appliance insulations in common use include polyurethane foam with an R-value per inch of $1.2 \text{ m}^2\text{K/W}$ for low temperature and fiberglass with an R-value per inch of $0.5 \text{ m}^2\text{K/W}$ for high temperature. Recognizing that substantial energy savings would result if appliances could be produced with improved insulation. The significant energy savings could be realized by increasing the effectiveness of insulation used in appliance.

The purpose of this project is to research and develop a high performance evacuated foam insulation material and for energy saving in home and appliances and large frozen system. The work is divided into two parts : experimental and theoretical analysis. In experiment, we measure the transmittance of the samples will be measured by FTIR. We use Beer's Law to evaluate the extinction coefficient, and discuss the performance of these samples for insulating radiative heat transfer. In theoretical analysis, the model we use is including radiative and conductive heat transfer, and with the boundary conditions—dependent of time. Based on the results, the relation between the performance of insulation material and energy saving can be predicted.

Keywords : Energy Saving 、 Evacuated Foam Insulation 、 Thermal Resistance Coefficient 、 Home Appliance and Large Frozen System.

目 錄

| | |
|---|-----|
| 中文摘要 | i |
| 英文摘要 | ii |
| 目錄 | iii |
| 表目錄 | v |
| 圖目錄 | vi |
| 符號說明 | xi |
| | |
| 一、緒論 | 1 |
| 1.1 隔熱材料發展簡介 | 1 |
| 1.2 聚氨基甲酸乙酯(Ployurethane, PU)的原料與製程.... | 4 |
| 1.3 文獻回顧 | 6 |
| 1.4 研究方向及本文內容 | 7 |
| | |
| 二、實驗分析 | 15 |
| 2.1 實驗設備 | 15 |
| 2.1.1 傅氏紅外線光譜儀 | 15 |
| 2.1.2 等效熱傳係數量測儀 | 20 |
| 2.2 試片製作 | 21 |
| 2.3 實驗步驟 | 23 |
| 2.3.1 穿透率量測 | 23 |

| | | |
|-----------|-------------------|------------|
| 2.3.2 | 等效熱傳係數量測..... | 24 |
| 2.4 | 傅氏紅外線光譜儀校正..... | 25 |
| 2.4.1 | 黑體腔溫度之量測..... | 25 |
| 2.4.2 | 傅氏紅外線光譜儀之驗證..... | 28 |
| 2.5 | 結果與討論..... | 34 |
| 2.5.1 | 輻射消散係數..... | 34 |
| 2.5.2 | 羅斯蘭平均平均消散係數..... | 35 |
| 2.5.3 | 等效熱傳係數..... | 36 |
| 三、 | 理論分析..... | 78 |
| 3.1 | 理論模式之建立..... | 78 |
| 3.2 | 數值方法..... | 81 |
| 3.3 | 結果及討論..... | 82 |
| 四、 | 結論與建議..... | 107 |
| | 誌謝..... | 109 |
| | 參考文獻..... | 110 |

表 目 錄

| | |
|--------------------------------------|----|
| 表 1.1 住宅家電用品因絕熱所致的能源節省量..... | 10 |
| 表 2.1 熱電偶之種類..... | 38 |
| 表 2.2 紅外線溫度計功能表..... | 39 |
| 表 2.3a Infrared 公司黑體腔之溫度量測表..... | 40 |
| 表 2.3b Mikron 公司 330 型黑體腔之溫度量測表..... | 40 |
| 表 2.4 各氣體之能量吸收光帶..... | 41 |
| 表 2.5 實驗與理尖峰值之比較..... | 42 |
| 表 2.6 各試片在平均溫度於 286K 時實驗量測結果..... | 43 |
| 表 2.7 各試片其羅斯蘭平均消散係數與溫度之關係..... | 44 |
| 表 3.1 試片之傳導與輻射比值參數 N..... | 84 |

圖 目 錄

| | |
|----------------------------------|----|
| 圖 1.1 常見物質之熱傳導係數分析..... | 11 |
| 圖 1.2 常用之中、低溫隔熱系統構造..... | 12 |
| 圖 1.3 幾種常用隔熱系統之等效熱傳導係數分佈..... | 13 |
| 圖 1.4 幾種常用隔熱系統之熱擴散係數分佈..... | 14 |
| 圖 2.1 傅氏紅外線光譜儀設備簡圖..... | 45 |
| 圖 2.2 FTIR 儀器之(a)前視圖及(b)側視圖..... | 46 |
| 圖 2.3 麥克森干涉儀簡圖..... | 47 |
| 圖 2.4 偵測器外型(a)DTGS (b)InSb..... | 48 |
| 圖 2.5 等效熱傳導係數量測儀..... | 49 |
| 圖 2.6 等效熱傳導係數量測儀系統示意圖..... | 50 |
| 圖 2.7 開孔型 PU 發泡隔熱材料試片..... | 51 |
| 圖 2.8 開孔型硬質 PU 發泡體之 SEM 照片..... | 52 |
| 圖 2.9 K 型熱電偶外觀..... | 53 |
| 圖 2.10 紅外線溫度計外觀..... | 54 |
| 圖 2.11 Infrared 公司之黑體腔..... | 55 |
| 圖 2.12 Mikron 公司之 M330 型黑體腔..... | 56 |
| 圖 2.13a 黑體放射強度-Bomen..... | 57 |
| 圖 2.13b 黑體放射能量..... | 57 |

| | |
|--|----|
| 圖 2.14 黑體腔輻射頻譜圖(量測值)..... | 58 |
| 圖 2.15 黑體腔輻射頻譜圖(理論值)..... | 59 |
| 圖 2.16 充入氦氣後之黑體輻射頻譜..... | 60 |
| 圖 2.17a Sample A 在不同厚度下之穿透率實驗量測結果..... | 61 |
| 圖 2.17b Sample B 在不同厚度下之穿透率實驗量測結果..... | 62 |
| 圖 2.17c Sample C 在不同厚度下之穿透率實驗量測結果..... | 63 |
| 圖 2.17d Sample D 在不同厚度下之穿透率實驗量測結果..... | 64 |
| 圖 2.17e Sample E 在不同厚度下之穿透率實驗量測結果..... | 65 |
| 圖 2.17f Sample F 在不同厚度下之穿透率實驗量測結果..... | 66 |
| 圖 2.18a Sample A 消散係數與波長之關係..... | 67 |
| 圖 2.18b Sample B 消散係數與波長之關係..... | 68 |
| 圖 2.18c Sample C 消散係數與波長之關係..... | 69 |
| 圖 2.18d Sample D 消散係數與波長之關係..... | 70 |
| 圖 2.18e Sample E 消散係數與波長之關係..... | 71 |
| 圖 2.18f Sample F 消散係數與波長之關係..... | 72 |
| 圖 2.19 在 286K 時羅斯蘭平均消散係數與泡孔大小之關係..... | 73 |
| 圖 2.20 試片加熱時間對等效熱傳係數之關係..... | 74 |
| 圖 2.21 試片加熱溫度對等效熱傳係數之關係..... | 75 |
| 圖 2.22 試片抽真空壓力與等效熱傳係數之關係..... | 76 |

| | |
|---|----|
| 圖 2.23 試片老化實驗量測結果..... | 77 |
| 圖 3.1 物理模型..... | 85 |
| 圖 3.2 隔熱材料中相對位置其相對溫度隨時間變化之關係..... | 86 |
| 圖 3.3a Sample A 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 87 |
| 圖 3.3b Sample B 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 88 |
| 圖 3.3c Sample C 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 89 |
| 圖 3.3d Sample D 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 90 |
| 圖 3.4a Sample A 當低溫為 100K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 91 |
| 圖 3.4b Sample B 當低溫為 100K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 92 |
| 圖 3.4c Sample C 當低溫為 100K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 93 |
| 圖 3.4d Sample D 當低溫為 100K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係..... | 94 |

| | |
|---|-----|
| 圖 3.5a Sample A 當低溫為 230K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間 變化之關係..... | 95 |
| 圖 3.5b Sample B 當低溫為 230K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間 變化之關係..... | 96 |
| 圖 3.5c Sample C 當低溫為 230K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間 變化之關係..... | 97 |
| 圖 3.5d Sample D 當低溫為 230K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間 變化之關係..... | 98 |
| 圖 3.6a Sample A、C 當低溫為 20K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片厚 度之關係..... | 99 |
| 圖 3.6b Sample B、D 當低溫為 20K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片厚 度之關係..... | 100 |
| 圖 3.7a Sample A、C 當低溫為 100K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片 厚度之關係..... | 101 |
| 圖 3.7b Sample B、D 當低溫為 100K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片 厚度之關係..... | 102 |
| 圖 3.8a Sample A、C 當低溫為 230K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片 厚度之關係..... | 103 |
| 圖 3.8b Sample B、D 當低溫為 230K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片 | |

| | |
|--|-----|
| 厚度之關係..... | 104 |
| 圖 3.9a Sample A 在不同之工作溫度下熱洩漏量隨隔熱材料厚度變化之情形..... | 105 |
| 圖 3.9c Sample C 在不同之工作溫度下熱洩漏量隨隔熱材料厚度變化之情形..... | 106 |

符號說明

| | |
|----------------|--|
| C_1, C_2 | 蒲朗克方程式及威恩位移定律常數 |
| C_p | 熱容 [kJ/kg K] |
| E_b | 黑體放射能量 [W/m^2] |
| $E_{b\lambda}$ | 單位波長的黑體放射能量, [$W/(m^2 \mu m)$] |
| I | 輻射強度 [$W/m^2 sr$] |
| I_b | 黑體輻射強度 [$W/m^2 sr$] |
| k | 熱傳導係數 [mW / mK] |
| $I_{b\lambda}$ | 單位波長的輻射強度, [$W/(m^2 \mu m)$] |
| k_{eff} | 等效熱傳導係數, [W / mK][W / mK] |
| L | 試片厚度, [m] |
| N | 傳導對輻射之比值, $k_s \overline{\sigma}_e / 4\sigma T(x)^3$ 或為 $k_s / 4\sigma L T(x)^3$ |
| P | 相函數 |
| q^c | 傳導熱通量, [W/m^2] |
| q^r | 輻射熱通量, [W/m^2] |
| q^t | 總熱通量, [W/m^2] |
| t | 時間 |
| T | 溫度, [K] |
| $T_{1,2}$ | 高溫及低溫壁面溫度, [K] |

希臘字母(Greek Symbols)

| | |
|------------------|-----------------------|
| α | 熱擴散係數 |
| β | 消散係數, [m^{-1}] |
| $\epsilon_{1,2}$ | 壁面放射率 wall emissivity |

| | |
|-----------------------|--|
| η | 無因次長度 |
| κ_2 | 單位波長消散係數, $[m^{-1}]$ |
| λ | 波長 $[\mu m]$ |
| μ | 方向餘弦, $[\cos\theta]$ |
| θ | 無因次溫度 |
| ρ | 密度 $[kg/m^3]$ |
| σ | 波茲曼常數 $t, 5.667 \times 10^{-8} [W/(m^2K^4)]$ |
| $\overline{\sigma_e}$ | 羅斯蘭平均消散係數 $[m^{-1}]$ |
| τ | 光學長度 |
| τ_L | 光學厚度, βL |
| ω | 反照比 |
| ζ | 無因次時間, $\alpha\beta^2 t$ |

上標(Superscripts)

— 平均值

下標(Subscripts)

| | |
|-------|-------------------|
| a | 吸收比 |
| b | 黑體 |
| c | 熱傳導 |
| eff | 等效值 |
| m | 平均值 |
| r | 輻射 |
| s | 固相或散射(Scattering) |

1,2 高溫及低溫壁面
w 壁面
 λ 波長

一、緒論

1.1 隔熱材料發展簡介

隔熱材料在過去四十年來一直是熱傳工程及能源工程上極為重要的研究領域。在工程上，一般使用隔熱材料系統的目的在於節省能源並對特定區域達到控制其溫度及熱傳量的要求。在工業上所應用的隔熱材料因市場需要或環境要求而漸漸改進。在 1960 到 1970 年代，所使用的纖維狀隔熱材料(Fiber-insulation)即因體積過大及隔熱效果不敷需求，被以氟氯碳化物 (CFC) 充當發泡劑的發泡隔熱材料(Foam-insulation)所取代。由於 CFC 氣體的熱傳導係數為空氣的三分之一、熱阻亦為傳統岩絨或玻璃纖維的二~三倍、再加上價格低的因素，因此被廣泛運用於一般家庭之建築物及加熱器以及工業界之冷凍、空調系統上。在美國曾經一項研究報告更指出，若不使用以 CFC 為發泡劑的發泡隔熱材料，每年全國在日常生活將可能增加 1.69×10^{18} Joule 的能量損耗，工業上也會增加 1.0×10^{18} Joule 的能量損耗。由此份研究報告可顯示 CFC 發泡隔熱材料其使用的普遍程度。

但近年的研究報告指出：地球上南極上空的臭氧層(Ozone-layer)破洞的面積正以驚人的速度在增加，其原因則直指各類型使用 CFC 氣體的產品，尤其是以 CFC 氣體為發泡劑的隔熱材料，在長期使用下 CFC 氣體會自隔熱材料中逸出進入大氣中，而其中氯原子更是大氣層中臭氧分子的殺手(一個氯原子可分解十萬個的臭氧原子)，因而對臭氧層造成嚴重的破壞，使一些對人體有害的放射線如紫外線輻射

(Ultraviolet radiation)直接進入地球，導致人類罹患白內障、皮膚癌的機曾大為增加。更嚴重的是因使用 CFC 氣體所造成地球環境上破壞。因此 1987 年 9 月簽訂的蒙特婁公約 (Montreal Treaty) 中限制了 CFC 製品的生產，也因此近年來有許多學者研究以其他的發泡劑來取代 CFC 氣體。但經測試結果其隔熱效果較 CFC 氣體為差(如表所示)，且其他適用氣體的可燃性亦較 CFC 氣體高、可壓縮度也較 CFC 氣為低。基於以上理由，促使工業先進國家更積極研發取代以 CFC 為發泡劑的發泡隔熱材料，其中以抽真空之 PU 發泡隔熱材料 (Evacuated PU foam insulation material) 來做為隔熱材料即為重要方向之一，而由於真空 PU 發泡隔熱材料擁有極佳的隔熱效果，是新型態隔熱材料的主流之一。

除了在工業上及日常生活需要的普遍使用，隔熱材料在科技及軍事用途上也有其重要應用性，例如太空梭駕駛艙機鼻部位的陶瓷隔熱材料可以使太空梭在重返大氣層時不致被因與空氣磨擦而產生高達攝氏數千度的高溫所融化；而高速飛行中的飛彈其彈體表面與空氣磨擦亦將產生大量的熱，這些熱若無適當的隔熱材料加以隔離，勢將影響彈體內電子元件或導引設備的運作，造成飛彈終端命中的誤差。

要研究隔熱材料的隔熱性能，首先必須先瞭解在隔熱材料系統內部基本的熱傳現象。基本上熱的傳遞方式有熱傳導 (Heat conduction)、熱對流 (Heat convection)、及熱輻射 (Thermal radiation) 三大模式。首先，要想降低隔熱材料的熱傳導效應，當然必須在選擇隔熱材料時就選擇熱傳導係數較小的物質，一般常見物質的熱傳導係數如圖 1.1 所示；這

些材料可以配合製成各種不同型式，如纖維狀、顆粒及發泡材料等，或是選擇多種不同低熱傳導係數的物質組合成複合狀的隔熱材料。在降低隔熱材料內氣體分子的熱傳導方面，則以選擇低熱傳導係數物質之超細微顆粒，或者將隔熱材料抽真空是兩種較為有效的方法。前者利用超微顆粒之間的孔隙尺寸（Pore size）小於氣體分子平均自由路徑（mean free path, m.f.p，例如空氣分子常溫、常壓下為 70nm），亦即，一個氣體分子尚未撞擊到另一個氣體分子前即被阻隔，如此一來將有效地隔絕氣體分子因碰撞而產生的氣體熱傳導效應；而抽真空則是將隔熱材料內的氣體抽去，真空度愈高表示材料內的氣體密度愈低，則氣體分子間的碰撞行為將不易發生，所以氣體的熱傳導效應就愈小。

低溫隔熱材料的應用一般而言是較為特殊的領域，例如在低溫狀態下液體的比熱及汽化熱較室溫下小，因此，僅需少量的熱進入就可能將控制體積內的液體汽化蒸乾，並使得系統溫度遽昇。因此其隔熱材料的要求就不同於中、高溫隔熱材料。一般而言，低溫隔熱材料的型式可分為抽真空及未抽真空兩種，若對於熱傳量的要求不是特別嚴格，在節省成本的考量下多採用未抽真空的多孔性隔熱材料，如粉末、纖維、發泡體等，其孔隙間的氣體大多為空氣，但對於系統操作溫度低於液態氧的溫度時，就需要使用抽真空的隔熱材料了。近年來由於環保意識的抬頭，電氣用品的省能要求也愈來愈高，在冷凍空調設備方面除了改良壓縮機、散熱系統、冷凝系統及電子電路之外，最重要的就是研究新型態高效能的隔熱材料了，正因如此，抽真空的隔熱材料的研究與應用

也就成爲一必然的趨勢。抽真的隔熱材料一般而言可分爲三大類：高真空隔熱材料（High-vacuum insulation），抽真空多孔性隔熱材料（Evacuated porous insulation）及抽真空多層隔熱材料（Evacuated multilayer insulation）。

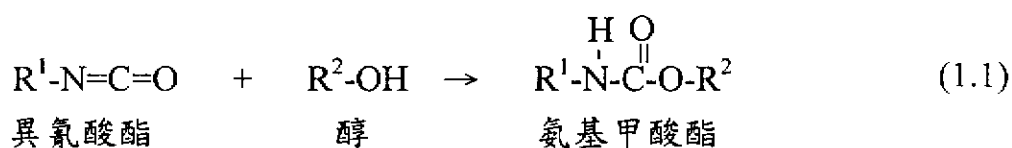
圖 1.2 說明了各種在中、低溫環境下，使用隔熱材料的種類及組成；其等效熱傳導係數（effective thermal conductivity）的分佈情形以及熱擴散係數（thermal diffusivity）的大小分佈，如圖 1.3、圖 1.4 所示。

1.2 聚氨基甲酸乙酯(Polyurethane, PU)的原料與製程

聚氨基甲酸乙酯基本上是聚醚多元醇之類的羥基聚合物和異氰酸酯的聚合反應產物【69】。

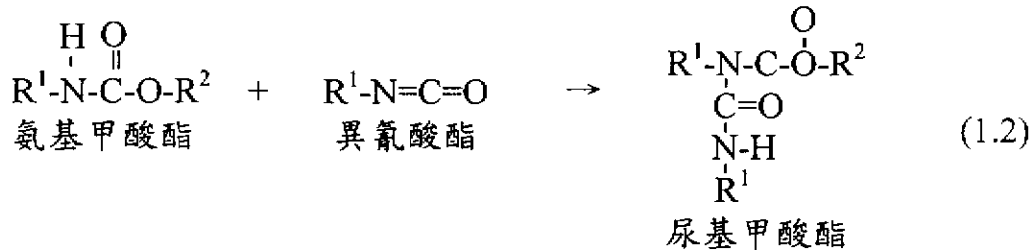
(1) 膠化(或聚合)反應

異氰酸酯與醇的反應如下：



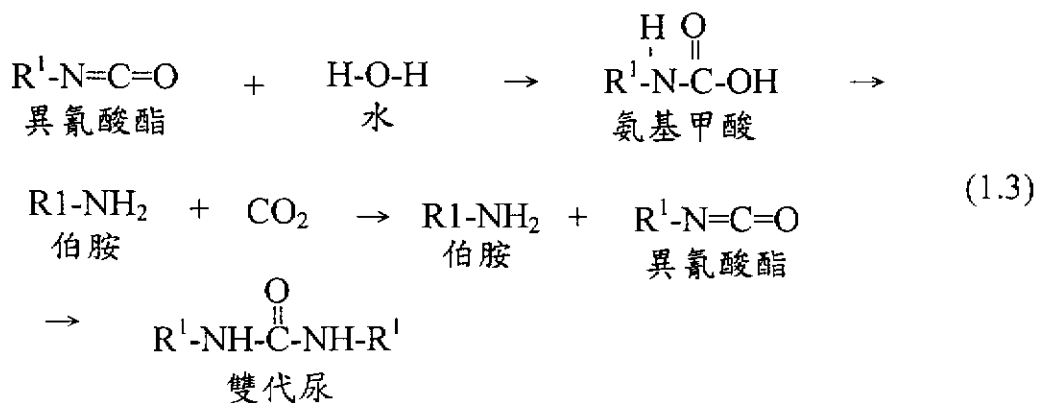
通常稱爲膠化(或聚合)反應，因爲其最終產物氨基甲酸酯很容易膠化。

在更高溫度下，氨基甲酸酯還可以和另一個異氰酸酯分子進一步反應而形成尿基甲酸酯：

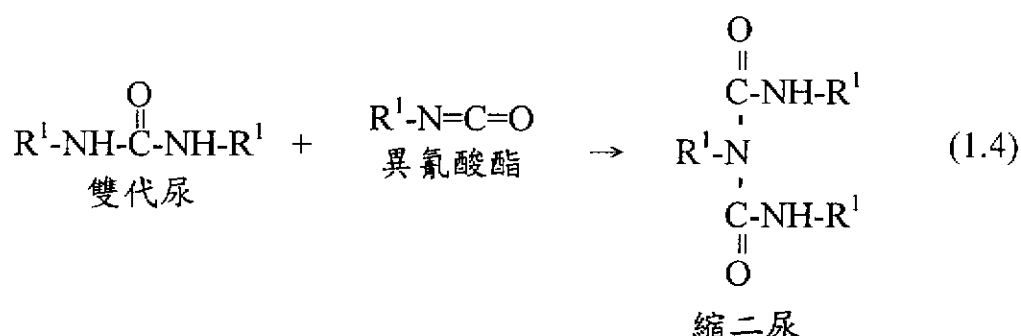


(2) 發泡(或起泡)反應

要製造發泡體，必須在膠化化合物內部產生泡核，可用下列的任何一種或兩種方法獲得發泡或起泡作用：1.物理發泡劑：通常是一種低沸點的溶劑(例如 CFC-11)，利用反應熱使之蒸發，即可在膠化化合物中形成許多包含低沸點溶劑的氣孔。2.化學發泡劑：化學發泡劑與異氰酸酯發生化學反應而生成氣態產物。在聚氨酯工業中，主要以水為化學發泡劑。異氰酸酯與水反應時，首先生成雙代尿與一種熱穩定性極差的中間產物-氨基甲酸，它能自然分解而生成二氧化碳與伯胺，然後伯胺又與另一個異氰酸酯分子反應而生成雙代尿：



雙代與異氰酸酯進一步反應生成縮二尿：



聚氨酯泡沫塑料的耐壓強度取決於尿與尿基甲酸酯的相對含量。生產 PU 發泡體的基本化學原料為：(1)異氰酸酯，(2)多元醇類的聚合物，(3)水。為了獲得更好的反應速率控制、泡孔大小與開孔率等，或為獲得更理想的加工性，還須使用其他的添加劑，包括物理發泡劑、催化劑、表面活性劑、破泡劑等。常見的製造方法是將異氰酸酯以外的原料預先混合成一劑，包括多元醇，發泡劑，催化劑，表面活性劑等，欲進行發泡作業時只須將此劑與異氰酸酯混合並以攪拌機充分攪拌後即可發泡。

1.3 文獻回顧

美國加州柏克萊大學 Tien 及其研究團隊在過去三十餘年間曾經對隔熱材料做過長期而深入的研究，分別對圓球顆粒之低溫隔熱材料【1、2】、纖維狀隔熱材料【3~6】、超微

顆粒隔熱材料【6、7】。Glicksman 等人【8】考慮輻射效應在發泡隔熱材料中的影響，由於受到內部結構及內壁的影響，輻射被發泡隔熱材料散射掉，如此一來輻射熱傳尤如一擴散過程。Kuhn 等人【9】則針對 PS 及 PU 發泡隔熱材料進行細部的研究，對於熱傳導及輻射熱傳採分離之熱傳模式。Osrogorsky 等人【10】以空氣擴散的方式進入發泡隔熱材料內以致於隔熱材料的熱物理性質老化，並建立模型加以分析預期其有效擴散係數。Doermann 及 Sacadura【11】研究開孔型發泡隔熱材料其固相的光學性質，氣相及固相之熱物理性質發泡材對其熱傳之影響。Caps【12】等人研究 PI 發泡隔熱材料，在溫度於 173 至 323K 時針對不同之氣體及氣體壓力測量熱傳導值。並建立一定量的物理模型以預測其在不同之密度，氣體壓力及溫度時 PI 發泡隔熱材料之熱傳導值。Tseng【13】等人對 PU 發泡隔熱材料應用於液態氫儲存槽時，溫度變化自 20K 至 300K 時，其理論與實驗熱傳導值之研究。當發泡隔熱材料進行抽真空至一定的低壓時，其主要的熱傳模式為輻射熱傳及固相熱傳導。由於氣相熱傳導及熱對流的熱傳效應會因受到抽真空的作用而不會發生，使得隔熱材料得到較低之熱傳導值。一般而言，以多孔性材質來達到較佳的隔熱效果，其真空壓力應保持在 0.1torr 以下。

1.4 研究方向及本文內容

由於台灣近些年來工業的快速發展，與國民生活水準的提昇，使國內對能源的需求量逐漸提高，就冷凍空調而言，

從民國 79 年經濟部能源委員會年報中即指出，冷凍空調用電佔夏季尖峰用電的 25%且逐年遞增。再由 83 年 4 月能源季刊的報導，更可清楚看出目前各項能源的使用仍有許多可以提高效率的空間，特別在住宅暖房及空調的項目，可能節省能源的總量可達 10~50%。由於用電需求量的大增，因此政府在夏季時，常以分區停電方式以減緩發電廠的負荷，因而造成工業、民生上極大的不方便，並且降低了國家的競爭力。

國內由於生活水準的提昇以及物流業的發展，而使得大型購物中心急速增加，其中生鮮食品、乳製品、半熟食物等等，對大型冷凍及冷藏系統的需要不僅迫切，而且需要量極大。在這些大型冷凍、冷藏系統中幾乎都需要 24 小時不停的運作，以維持食物的新鮮度，因此所消耗的能源極為可觀。

自首次的能源危機以來，世界各國便對未來能源的來源產生恐慌，因而紛紛投入大量的人力及資源，亟欲發展出可取代石油的新能源，然而基於現實環境上的考量，新能源的取得仍然有一定的困難，因此節省能源一直是個極重要而迫切需要研究的問題，本研究將提昇隔熱材料性能，減少能源損失的方法，而達到降低能源的消耗量的目的。傳統的冷藏及空調設備，所消耗的能源相當大，在民生、工業用電佔了極大的比例，而其中部份的能源因設備與環境的熱交換而白白損耗，實在相當可惜。有鑑於此，隔熱材料的研發變成了節省能源的重要課題之一。近些年來，由科技的快速提昇，隔熱材料的效率也跟隨著提高，表 1 為各種家電用品因絕熱所致的能源節省量。

本文主要的目的在研發出高性能的超級隔熱材料，並探討此超級隔熱材料應用於家電用品及大型冷凍、冷藏系統中之省能效果。

本文之研究方法分成實驗及理論分析兩大類。實驗部份：本文將應用傅氏紅外線光譜儀（FTIR, Fourier Transfer Infrared Spectrum Meter），量測抽真空之發泡隔熱材料在波長範圍 2.5~25 μm 內之垂直穿透率，再由垂直穿透率之數據並應用 Beer's Law 推導出此材料的消散係數（Extinction Coefficient）。本文以六種不同孔隙及不同發泡尺寸之發泡隔熱材料，應用上述的方法分別量測出這些材料之消散係數以探討這些材料之隔熱絕輻射熱傳之性能。本文亦將量測這些隔熱材料在不同的真空度下之有效熱傳導係數。理論分析部份：本文將量測出之特性，應用理論模式來模擬家電用品及冷凍系統在一般日常邊界隨時間改變的情形下之暫態熱傳現象，以了解其熱傳量，並探討及歸納出材料省能之最佳化厚度。

表 1.1 住宅家電用品因絕熱所致的能源節省量

| 電氣用品 | 能量消耗量 (kWh/year) | 提高隔熱材料性能的能源節省量 ¹ | | | | | |
|-------|---------------------|--|--------------------|--|-----------|--|-----------|
| | | K _a =0.0144 W/(m·K) R=10.0 ² | | K _a =0.0096 W/(m·K) R=15.0 ^b | | K _a =0.0072 W/(m·K) R=20.0 ^b | |
| | | (kWh) | (\$/year) | (kWh) | (\$/year) | (kWh) | (\$/year) |
| 電冰箱 | 1084 | 226 | 11.28 ³ | 448 | 22.40 | 551 | 27.54 |
| 冷凍庫 | 1143 | 229 | 11.43 | 451 | 22.55 | 545 | 27.54 |
| 瓦斯熱水器 | 8994 | 712 | 9.23 ⁴ | 838 | 10.87 | 899 | 11.67 |
| 電熱水器 | 5889 | 445 | 22.27 | 486 | 24.30 | 512 | 25.64 |
| 瓦斯爐 | 826 | 50 | 0.64 | 59 | 0.77 | 64.5 | 0.84 |
| 電磁爐 | 360 | 50 | 2.50 | 59 | 2.95 | 64.5 | 3.22 |

¹ 與 R=8 值的絕熱材料，能源節省之比較。

² 每單位英尺熱阻，ft²·h·F/Btu。

³ 電費為 \$0.05/kWh。

⁴ 瓦斯費為 \$3.80/10⁶ Btu。

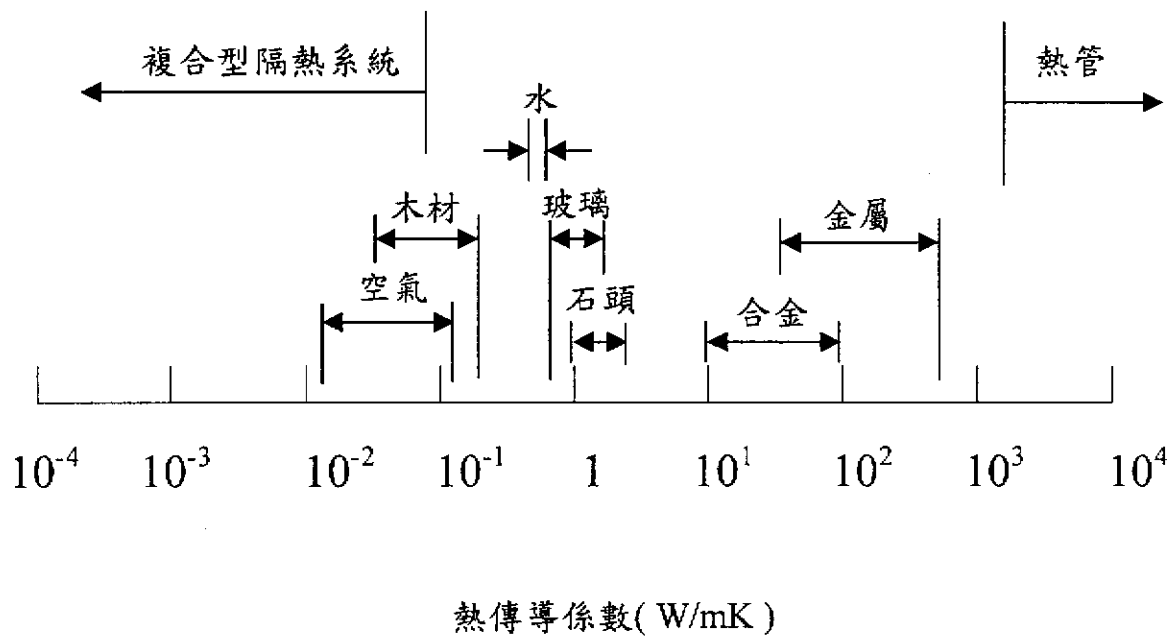


圖 1.1 常見物質之熱傳係數分佈圖

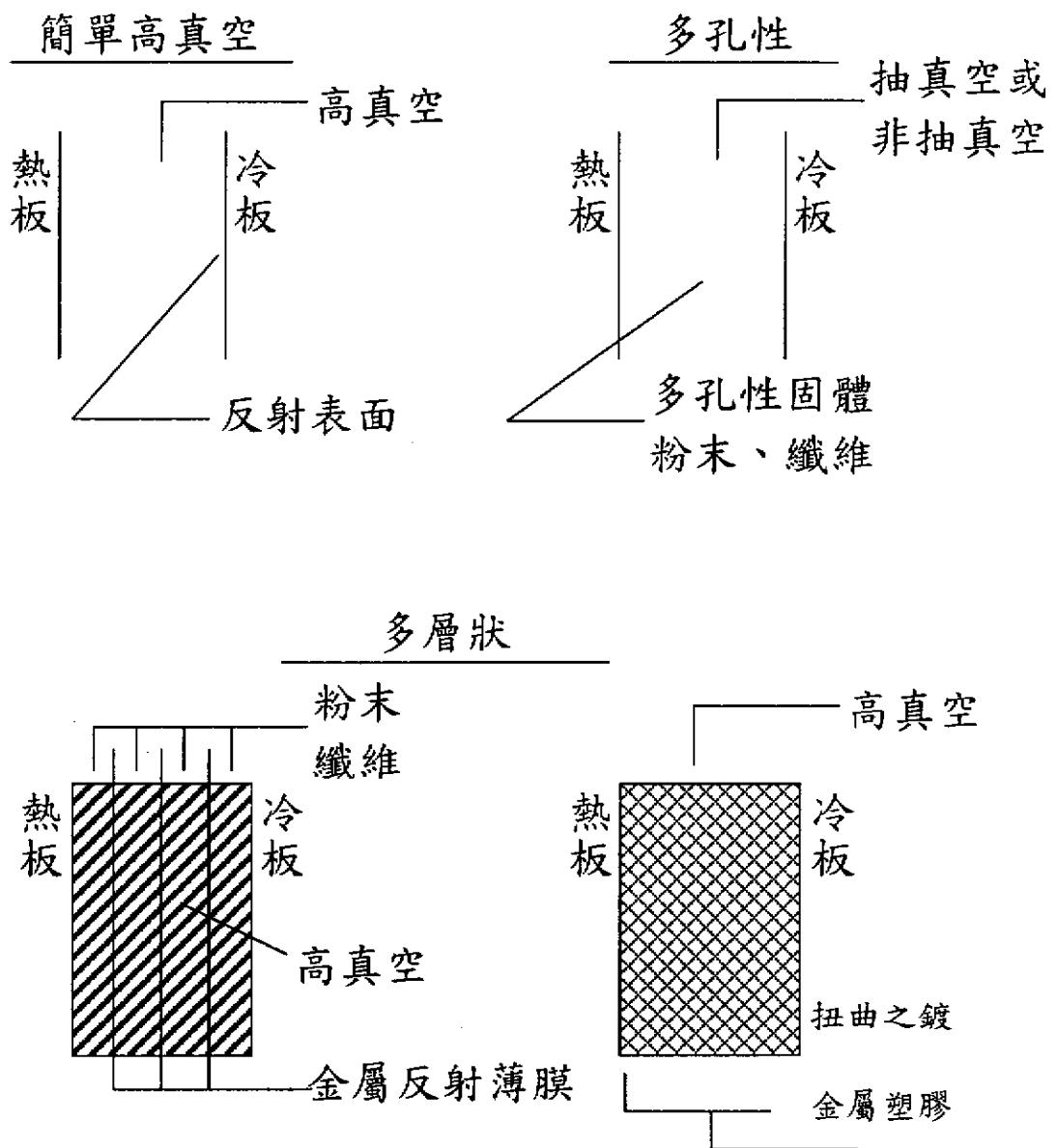


圖 1.2 常用之中、低溫隔熱系統構造

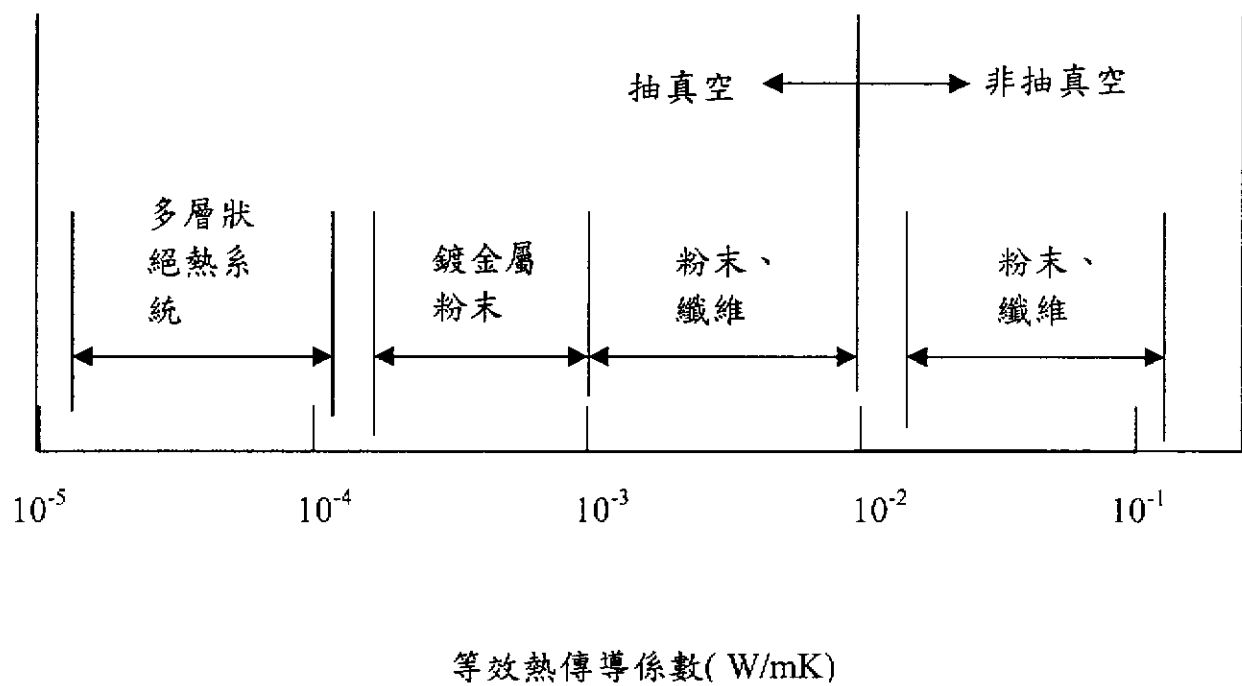


圖 1.3 幾種常用隔熱系統之等效熱傳導係數分佈

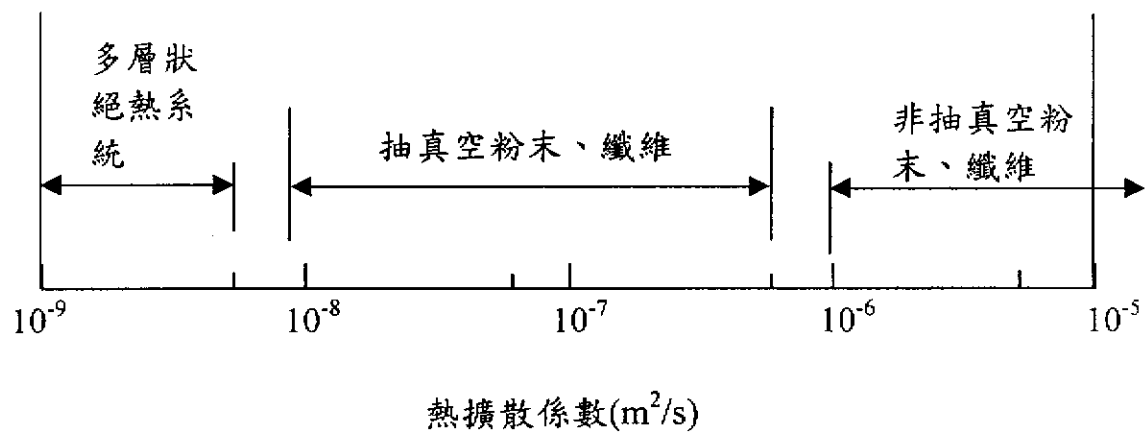


圖 1.4 幾種常用隔熱系統之熱擴散係數分佈

二、實驗分析

由於隔熱材料的主要目的即為減少熱量的穿透，因此徹底了解熱量在隔熱材料內主要的數種熱傳遞機制便成為很重要的課題。本章主要以實驗的方式量測 PU 發泡隔熱材料在 760Torr 至 0.014Torr 壓力之間的等效熱傳係數。本研究分別量測了五種由 150 至 350 μm 間不同孔隙大小試片的等效熱傳係數。實驗以等效熱傳係數測定儀 (Guarded-Hot-Plate System) 量測各種壓力下 PU 發泡隔熱材料的等效熱傳係數，並利用傅氏紅外線光譜儀作紅外線穿透頻譜用以計算其消散係數。最後便可由能量方程式將傳導與輻射的效應分離。

2.1 實驗設備

2.1.1 傅氏紅外線光譜儀

本研究所採用之傅利葉轉換紅外線頻譜儀 (Fourier Transform Infrared Spectrometer, FTIR)，乃是由 Bomem 公司所生產 M154 型。在過去 FTIR 的應用除了一般在不同物質的熱輻射性質，如穿透率、反射率及吸收率的量測之外 [64]，其在生物科技及化學分析上的應用也是相當的廣泛。而其優點主要有：屬於非破壞分析儀器、分析時間比一般分析儀器短暫，以及可以作許多數據分析的功能。所以近年來半導體工業製程中廣泛的運用 FTIR 來作為各項材料物理性質的量測工具，舉例而言，目前國內 IC 廠所採用的技術有溫度分析

【65】、C及O元素在晶片中的濃度、磊晶層或薄膜厚度的量測【66~68】、光阻劑的化性分析及曝光時間的監視、製程氣體中CO₂及H₂O的濃度分佈等，而其他各方面新的量測技術及方法也都陸續的被開發出來。

本實驗是以新式的FTIR光譜儀來量測隔熱材料之穿透率，以計算隔熱材料之消散係數。

此套FTIR光譜儀其設備簡圖如圖2.1所示，圖2.2為其外觀，儀器結構包含有穩定的紅外線光源、麥克森干涉儀、鏡片組、氦氖雷射、偵測器、電源供應器以及一些電子元件等等。在此可將其依性質大致分為三個系統，分別為光學系統、試片室及資料處理系統，以下便就系統的各項元件、功能及用途逐一做一說明：

光學系統

光學系統主要是指光線自光源放射出來後，在儀器內部經各個鏡片、儀器聚光及反射最後到達偵測器的行進過程，可細分為背景量測光源、麥克森干涉儀、偵測器及光學鏡組等四部分。

1. 光源(Light Source)

此套由Bomem公司所生產的M154型FTIR內置的背景光源共有兩種，一為以碳化矽(SiC)製成的陶磁光源(Globar)，它是以120V的電流通入將碳化矽加熱至1250°C後，使其以類似黑體輻射方式放出具有高斯分佈頻譜的光源，而頻譜範圍在1.4 μm 至50 μm ，屬於中紅外線光源；另一背景光源為鎢絲

鹵素燈，其以鎢作為放光燈絲的材質，輻射的頻譜主要集中在 $0.7\ \mu\text{m}$ 至 $5\ \mu\text{m}$ 之間，屬於近紅外線光源。而此兩種光源也可以搭配使用以增強量測光源的強度。

而除了上述的兩種光源之外，FTIR設備內還有另一種光源即波長為 632.8nm 的氦氖雷射(He-Ne Laser)，其主要的功能是提供移動鏡的定位及取樣功能，以提高FTIR之頻率精確度及最高解析度(Resolution)。

2. 麥克森干涉儀(Michelson Interferometer)

麥克森干涉儀可說是整個FTIR的重心所在，圖2.3為其簡單示意圖，它主要由三個部分所構成，分別為移動鏡(Movable Mirror)、固定鏡(Fixed Mirror)以及分光鏡(Beamsplitter)，其中分光鏡是以ZnSe的材料所製成，適用之量測範圍從 14000 至 $500\ \text{cm}^{-1}$ 即 0.7 至 $20\ \mu\text{m}$ ，其優點是在近紅外光及中紅外光範圍幾乎沒有能量的吸收，可以增加實驗的準確性；另一個優點是ZnSe可以在潮濕的環境下作業，無須再添加除濕的設備，有別於一般以KBr製成之分光鏡不能在潮濕的環境下作業的缺點。而其工作原理是將平行光源以一固定的入射角投射至分光鏡，藉由分光鏡將入射光源等分成兩道平行光，分別又垂直投射至移動鏡及固定鏡上，經過鏡面的反射後兩道光源又在分光鏡上結合，最後經結合後的光源則射入偵測器。

其中分光後所產生的光程差在兩道光再結合時造成干涉，亦即當移動鏡和分光鏡與固定鏡和分光鏡的距離兩者相等時，此處即干涉開始產生的地方。而移動鏡可藉由線性馬

達的帶動以等速度移動，使得移動鏡及固定鏡至分光鏡的距離不同，因此在分光鏡上結合的光源便產生了光程差。當此光程差為整數個波長時，兩合併的光源會產生建設性干涉(Constructive Interference)，即合併後的光源的能量加倍；而光程差為半波長的奇數倍時則產生破壞干涉(Destructive Interference)，合併光源的能量相互抵銷。也就是說輻射強度的變化是為移動鏡移動位置的函數，而輸出光源的頻率便是藉由干涉儀來調整，而這些經過干涉作用的光最後被傳送到偵測器，以一種連續的電學訊號輸出即所謂的干涉光譜(Interferogram)，藉由電腦將這些干涉光譜進行傅利葉轉換而得到實際量測單一光束頻譜(Signal-Beam Spectrum)。

3. 偵測器(Detector)

實驗所使用之FTIR儀器其偵測器屬於可更替式的，亦即可針對不同用途及不同量測範圍來選擇適用的偵測器，可使用的偵測器包括DTGS(Deuterated Triglycine Sulfate)偵測器、InSb偵測器、MCT(Mercury-Cadmium Telluride)偵測器、Si偵測器等。DTGS與InSb偵測器外型如圖2.4所示。就其可量測的範圍來說，DTGS、MCT偵測器是屬於量測範圍較大的一種，而InSb及Si偵測器則屬於量測範圍較小的偵測器，但相對的在偵測靈敏度方面就較DTGS偵測器來得好，且InSb及MCT偵測器在使用之前都必須在液態氮的冷卻之下方能工作，使用上較DTGS偵測器麻煩。但就以上這幾種偵測器的反應率而言，在其適用的量測範圍內都可高達90%以上，因此在實驗之前必須針對所欲量測的範圍來選擇偵測器，以

達到最佳的量測較果。

資料處理系統

資料處理系統是控制整個光學系統及自動掃瞄台的中心，能夠將所收集到的資料進行運算及儲存，並能將最後結果做相減、轉換、繪圖等功能。而此套儀器是以Windows系統下所使用的Grams/32軟體來執行以上的工作。

以下就整個資料處理系統中最重要的傅利葉轉換過程加以說明：由於光是波的一種形式，因此當光由原本同一光束分成兩道光後再經結合，因相位(Phase)的偏移而可能產生破壞或建設性干涉，麥克森干涉儀則是以掃描移動鏡的位置來調整兩道光的相位差，也就是說它是控制分光後再結合時所產生的光程差來達到不同干涉結果的目的。

假如待測光源是屬於單色光，則當兩道光束於干涉儀內再結合時，掃描移動鏡會使得輸出光源強度增強且具有週期性，而此時偵測器所接收到的為一正弦函數的訊號，且其頻率正比於單色光源的波數，亦即：

$$I(\delta) = \frac{I_0}{8} [1 + \cos(2\pi\delta\eta)] , \quad (2-1)$$

其中 $I(\delta)$ 為干涉儀中光程差為 δ 時所量測到的訊號強度， η 為光源的波數， I_0 為入射光源原本的訊號強度；當光源包含多種頻率時所量測到的訊號強度為光程差函數在頻率範圍的積分，即所謂的干涉頻譜：

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} S(\eta) \frac{I_0}{8} [1 + \cos(2\pi\delta\eta)] d\eta, \quad (2-2)$$

經過轉換後可以得到

$$I(\delta) = \frac{I_0}{8} \int_0^{\infty} S(\eta) [1 + \cos(2\pi\delta\eta)] d\eta = \frac{I_0}{16} \int_{-\infty}^{\infty} S(\eta) e^{i2\pi\delta\eta} d\eta, \quad (2-3)$$

最後在經由傅利葉餘弦轉換後得到強度對頻率的頻譜圖：

$$S(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\delta) e^{-i2\pi\delta\eta} d\delta, \quad (2-4)$$

實際上，光源的頻率因受分光鏡材質的限制所以並不可能從從零到無限大，相同的光程差也受到解析度的要求（最小到 1cm^{-1} ），因此在轉換的過程中需要再加上削足(Apodization)的步驟，亦即在轉換過程中乘上一個削足函數來修正干涉頻譜在儀器掃描極限所產生的不連續，經過這個步驟後，干涉頻譜圖會變得較為平滑且在末端降為零；而此套儀器軟體所使用之削足函數為餘弦形式的函數：

$$F(D) = \frac{1 + \cos(\pi D)}{2}, \quad (2-5)$$

其中， D 等於光程差與最大光程差之比值。此函數有效的降低干涉頻譜的振盪且提高了儀器的解析度。

2.1.2 等效熱傳導係數量測儀

熱傳導係數量測儀為日本 Eko Instruments Straning 公司 AUTO- Λ , HC-072 型測定儀，Thermal conductivity meter 為 HC-072 型，設備如圖 2.5 所示。儀器結構於圖 2.6，本儀器為符合 JISA1412, ASTM C518 所規範的熱流計法測試標準，原理是利用上下兩板加熱與冷卻產生的溫度差，形成熱流量 (Heat flow)，用熱流計量測得的電動勢再轉換成熱通量。熱流計法為將已校正好的熱流計，利用電動勢其有線性的關係，並用靈敏度 (Sensitivity) 維持常數 S 與自動量測試片厚度 X ，而將量測的電動勢轉換成熱通量，結合 Fourier's Law 成下式，而求出熱傳導係數。通過測試樣品每單位面積之熱流量 q ：

$$q = \frac{E}{S} = \frac{k \cdot \Delta T}{X} \quad (2.6)$$

2.2 試片製作

本實驗使用的試片如圖 2.7 所示，採用完全開孔式的 PU 發泡隔熱材料，其內部結構可經由掃描式電子顯微 (SEM) 掃描之照片顯示，如圖 2.8 所示，試片來源分為兩類，一類為外購、另一類為實驗室自行發泡製造：

外購試片：

(1) 為日本武田化學公司產品。

原料：Premix VW-75K，Takenate IS-47P

製造方式：高壓發泡 (120 kg/cm^2)

尺寸：800×1000×50mm

- (2) 日本 SHARP 公司產品：購買日本 SHARP 公司新型 VIP 冰箱，拆解其隔熱壁上的真空保溫板以取得試片。

自行製作試片：

自行製作的試片，原料包括日本武田化學公司與新竹某化學公司的產品。以低壓發泡的方式，利用改變溫度、攪拌速度等方法以獲得不同平均泡孔直徑的試片進行相關實驗。發泡步驟如下：

- (1) 清洗發泡機：在發泡試驗前須先清洗發泡機，發泡機內若殘存其他總類的發泡劑或雜質將會影響發泡產品的性質，故在進行發泡工作前必須以新的發泡劑或溶劑徹底清洗發泡機的管路容器。
- (2) 充填發泡原料：將兩種發泡原料分別加入個別的儲存桶中並進行預熱，預熱溫度為 25℃
- (3) 調整原料混合比與充填時間：以電子秤量測兩種原料單位時間流出量，調整流量控制鈕以獲得所需的原料混合比。由模具容積與發泡體密度計算並設定所需的填充時間。
- (4) 準備發泡用模具：使用自行設計之發泡用模具。其尺寸為 25×25×10cm，模具內表面以陽極處理消除表面微小孔隙以協助脫模。
- (5) 進行發泡實驗：混合頭的轉速影響發泡原料混合的均勻程度，並直接關西道發泡體的孔泡大小。發泡反應是否

完全與發泡原料的溫度、混合比有關。將模具傾斜可使發泡體的泡孔較均勻，防止大氣孔產生。

- (6) 切割試片：在模具發泡過程，溫度與壓力持續升高，由於模具壁面的阻擋，鄰近壁面的泡孔產生壓縮效應導致密度升高，約為發泡體中心密度的 2~3 倍。發泡體表面亦會因接觸脫模劑而產生輕微腐蝕現象，故發泡體表面約 3mm 須先切除在裁切成 25×25×1cm 的試片，試片內部不能包含大氣孔。

為維持真空保溫片優良的隔熱性能，真空保溫片的包裝袋必須具備極低的氣體滲透率。積層薄膜袋(Laminated Film Bag)以貼合法將高分子塑膠材料作數層的貼合，以產生低滲透率的特性。本實驗採用日本武田化學公司之積層薄膜袋製成真空保溫片，其厚度為 85 μm ，空氣滲透率小於 $10^{-11} \text{ cm} \cdot \text{cm}^3(\text{STP}) / \text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{mmHg}$ 。

2.3 實驗步驟

2.3.1 穿透率量測

(1) 準備試片

共有六種不同試片，密度範圍為 53~61kg/m³，以真密度計(Pycrometer)量測其物理性質。穿透率的大小與試片厚度直接相關。若試片太厚，穿過試片的光強度太小而超出FTIR光偵測器所能偵測的最小範圍，將導致極大誤差。以微切片機

(Microtom)切出各種不同厚度的試片，範圍從200~1550 μm ，試片厚度須均勻，不能有裂縫或不均勻的大氣孔。

(2) 穿透率試驗

分別將不同厚度的試片至於FTIR中量測其穿透率，波長範圍2.5~25 μm ，量測過程須維持環境的穩定，以去除水氣的影響。以A試片作四種不同厚度，進行四次量測實驗結果。

(a)以波長分別為2.5 μm 至10 μm 下分析四種不同厚度試片的試驗結果。

(b)利用比爾定律計算各波長下的消散係數。

(c)利用第二分數函數，計算羅斯蘭平均消散係數。

(d) 將計算所得羅斯蘭平均消散係數代入(2.5)式，可算出輻射熱通量。

2.3.2 等效熱傳係數量測

當發泡材料試片準備好後，本研究將發泡材料試片置入層積袋(Laminated film bag)中，此層積袋係由日本 Takeda 公司製造。當發泡材料置入層積袋後，再由真空泵抽真空達到不同之壓力，並將此層積袋緊密封裝。本研究應用等效熱傳導係數量測儀(Guarded hot plate system)分別量測發泡材料在不同壓力下之熱傳導係數，整個量測過程是由電腦控制以達到穩定狀態。本研究中穩定狀態之判定條件為溫度之變化率小於5%以內，等效熱傳導係數量測之數據 k_{eff} 可由下式表示之

$$k_{eff} = \frac{E \cdot X}{S \cdot \Delta T} \quad (2.7)$$

S 為熱流計的靈敏度 ($mv \cdot m^2 / W$)

E 為熱流計的輸出 (mv)

X (m) 為試片厚度。

ΔT 為試片上下表面溫度

熱板溫度範圍由 $-10^{\circ}C$ 至 $80^{\circ}C$ ，溫度之準確性為 $\pm 1^{\circ}C$ 。

2.4 傅氏紅外線光譜儀校正

傅氏紅外線光譜儀校正方面在此分成兩個部份來進行，一為以熱電偶及可攜式紅外線溫度計實際量測黑體腔內的加熱溫度，並與黑體腔所設定的溫度做一比較；另一個驗證則是以傅氏紅外線光譜儀量測黑體腔在各個溫度下的頻譜圖，與理論值作比較，用以驗證量測結果的正確性，最後並進一步推求出傅氏紅外線光譜儀的不準度。以下便就此兩部份的驗證做一詳細的說明：

2.4.1 黑體腔溫度之量測

此處所使用的溫度量測儀器分別有 Omega 公司所生產，型號 HH23 之熱電偶，外型如圖 2.9，包括將兩種不同金屬線加以連結而成的偵測部位，以及接收感測訊號的溫度顯示部位。其作用的原理是利用兩種不同類的金屬連成一個封閉迴

路，當其接合點暴露於待測環境中時就會產生淨電動勢而感應一連續的電流，即所謂的席貝克效應(Seebeck Effect)，意思在說明將熱能轉換成以電流形式的一種現象，而所產生的電壓稱為席貝克電壓。目前熱電偶感測器之依不同材料可分為K、E、J、T、B、R、S型等七種，其詳細功能及使用範圍如表2.1。而在實際的黑體腔溫度量測方面，由於希望量測的溫度範圍能從900°C到1100°C左右，因此使用K型的熱電偶材料，其金屬線分別為由正極的克絡美(Chromel)及負極的亞鋁美(Almel)合金所組成，量測範圍正好符合所需。

為了增加實驗驗證的正確性，更以另一種由 Omega 公司出品 OS3709 型之溫度量測工具，即可攜式紅外線溫度計(Portable Infrared Thermometer)來量測相同條件下的黑體腔溫度，其外型類似一個望遠鏡，如圖 2.10 所示。這是一種非常方便的溫度量測工具，藉由取景器(Viewfinder)對焦於待測的物體上，即可由液晶顯示器(LCD)上讀取到量測的溫度。而溫度量測的範圍從 900 到 3000°C，對焦距離範圍從 21 至 7.5 英吋，其他各項功能即說明如表 2.2。

驗證過程所使用的黑體腔有兩組，一為 Infrared 公司所生產，另一為 Mikron 公司所生產之 M330 型黑體腔，其外型分別如圖 2.11、圖 2.12 所示。而於此過程中，使用兩個不同黑體腔的目的在於要找出設定溫度與實際加熱所達溫度差異最少之黑體腔，以作為之後 FTIR 儀器的校正工具。在第一次黑體腔所設定的溫度為 900°C，為求黑體腔加熱至設定溫度時的穩定度，整個加熱的過程花費了一小時又 45 分鐘，而其次再加熱至 950、1000、1050、1100°C 時，各又過經過

了 30 分鐘。Infrared 黑體腔溫度量測的結果如表 2.3(a)所示。其中，由熱電偶量得的溫度與設定溫度的差異最多差到 9.4 °C，最小相差只有 1.5 °C，而在 1000 °C 以前的溫度量測差異都相當的小，超過 1000 °C 以後則差異漸漸增大，可能的原因之一在於黑體腔溫度升至 1000 °C 以上時，兩金屬線外包的絕緣體因耐不住高溫而燒焦，造成量測產生誤差。而由可攜式紅外線溫度計所量測之結果，與設定溫度最大相差 5 °C，最小則相差 1 °C，不似熱電偶有溫度相差越來越多的情形發生。而由 Mikron 之 330 型黑體所量得的結果如表 2.3(b)，熱電偶量測之最大溫差為 8.6 °C 而最小為 0.4 °C，紅外線溫度計所得之最大溫差為 7 °C、最小溫差為 5 °C。整體而言可能造成誤差的原因有下列幾點：

1. 量測溫度可能高於熱電偶真正可量測的範圍。
2. 熱電偶之兩金屬線未能完全緊密接合。
3. 紅外線溫度計因所取景的焦點差異造成與實際溫度的誤差。
4. 黑體腔溫度遠高於室溫，使得腔內溫度受室溫冷卻而低於黑體腔設定溫度。

經由以上對黑體腔內溫度的量測後，可知黑體腔所顯示的溫度與實際黑體腔內的溫度誤差並不大，誤差都在 1 % 以下，表示這兩個黑體腔確實都能作為之後 FTIR 光譜儀校正的工具。而為了之後驗證工作的便利性，我們只選擇準確性較高的 Infrared 黑體腔作為儀器驗證的工具。

2.4.2 傅氏紅外線光譜儀之驗證

在此部份本驗證所採用的校正方法是利用黑體腔在設定溫度下所量測到的結果，與 Bomem 公司所附之軟體做一比較，而此一軟體的功能在於只要輸入一溫度，即可以繪出理論上黑體所放射之光譜強度圖；另一方面也自行以數值方法求出蒲朗克定律(Planck's Law)在各個溫度下之放射頻譜，與前述軟體相比較，用以驗證實驗所得結果的正確性。而此部份的驗證過程及步驟說明如下：

1. 以 Bomem 公司所附之軟體 Bomem Research Acquire Version 1.26 繪出在 600K、1000K、1300K 三種溫度下的黑體理論之放射強度光譜。
2. 以數值方法求出蒲朗克定律在 600K、1000K、1300K 三種溫度下黑體之放射強度頻譜，而為求比較過程的方便性，將其單位統一以波數(Wavenumber, cm^{-1})的型式來表示。
3. 首先比較這兩種理論值之的差異，並將此關係找出。
4. 將黑體腔的溫度設定在 1100K，經過約一小時三十分鐘的加熱後，以 FTIR 量測 14000 至 500cm^{-1} 即波長範圍從 0.7 至 $20\mu\text{m}$ 下的輻射頻譜。
5. 重複步驟 4 量測 1200K、1300K 溫度下之輻射頻譜。
6. 比較實驗量測結果與同溫度下之理論計算結果並加以討論。

在實驗量測的過程中，為了驗證所量測的最高溫與其波數或波長是否正確，可以利用由蒲朗克定律所推導出的威恩

位移定律(Wien's Displacement Law)來加以辨識。而威恩位移定律依不同的單位表示會產生不同的結果，以下便就此來加以說明及推導：

下式為以波長形式表示之蒲朗克定律：

$$E_{b\lambda}(T, \lambda) = \frac{2\pi hc_0^2}{n^2 \lambda^5 \left[e^{\frac{hc_0}{n\lambda kT}} - 1 \right]}, \quad (2-8)$$

其中 $E_{b\lambda}$ 為單位波長的黑體放射能量 (Blackbody Emissive Power)， λ 為波長單位為 μm ， T 為絕對溫度， $h = 6.626 \times 10^{-34} Js$ 為蒲朗克常數 (Planck's Constant)， n 為折射參數 (Refractive Index)，在一般空氣中近似於 1； $k = 1.3806 \times 10^{-23} J/K$ 為波茲曼常數 (Boltzmann's Constant)。

若假設

$$C_1 = 2\pi hc_0^2 = 3.7419 \times 10^{-16} Wm^2, \quad C_2 = hc_0/k = 14,388 \mu mK$$

則(2-1)式可化簡為：

$$E_{b\lambda}(T, \lambda) = \frac{C_1}{n^2 \lambda^5 \left[e^{\frac{C_2}{n\lambda T}} - 1 \right]}, \quad (2-9)$$

因此

$$\frac{E_{b\lambda}}{n^5 T^5} = \frac{C_1}{(n\lambda T)^5 \left[e^{\frac{C_2}{(n\lambda T)}} - 1 \right]}, \quad (2-10)$$

在 n 為常數的情形下，此式可明顯的發現僅為 $(n\lambda T)$ 之函數，因此以 $E_{b\lambda}/n^3T^5$ 為縱軸、 $(n\lambda T)$ 為橫軸所會出的曲線圖會有尖峰(Peak)產生，此曲線的最大值可以微分方程式推導出：

$$\frac{d}{d(n\lambda T)} \left(\frac{E_{b\lambda}}{n^3T^5} \right) = 0, \quad (2-11)$$

最後由數值方法計算可得到：

$$(n\lambda T)_{\max} = C_3 = 2898 \mu\text{mK}, \quad (2-12)$$

此式即所謂的威恩位移定律。

若以波數的形式來表示蒲朗克定律，則(2-8)式改寫成：

$$E_{b\eta}(T, \eta) = \frac{2\pi hc_0^2 \eta^3}{n^2 [e^{hc_0\eta/nkT} - 1]}, \quad (2-13)$$

其中 η 為波數，單位為 cm^{-1} ，而(2-11)亦可簡化為：

$$\frac{E_{b\eta}(T, \eta)}{nT^3} = \frac{C_1 (\eta/nT)^3}{[e^{C_2\eta/nT} - 1]}, \quad (2-14)$$

而同樣在 n 為常數時，(2-12)式為 (η/nT) 之函數，此曲線圖尖峰值可由下式推導出：

$$\frac{d}{d(\eta/nT)} \left[\frac{E_{b\eta}(T, \eta)}{nT^3} \right] = 0, \quad (2-15)$$

以數值方法解出

$$(\eta/nT)_{\max} = 1.9610 \text{ cm}^{-1}/\text{K}, \quad (2-16)$$

此式亦為威恩位移定律；除此之外蒲朗克定律亦可以頻率 (Frequency) 即角頻率 (Angular Frequency) 的形式表示，類似上述的過程也可解出不同單位下的威恩位移定律。

經由前述對定理的說明及驗證後，即開始整套儀器的驗證工作，首先以 Bomem Research Acquire Version 1.26 繪出 600K、1000K、1300K 溫下之黑體放射頻譜，如圖 2.13(a)，其縱軸座標單位為 $W/m^2 \cdot sr \cdot cm^{-1}$ ，而橫軸座標為波長 cm^{-1} ；另外自行以(2-11)式計算出在相同溫度下之黑體放射頻譜，其縱軸單位為 $W/m^2 \cdot cm^{-1}$ ，橫軸仍為波長 cm^{-1} ，如圖 2.13(b)，經比較過後可以發現兩張圖在各溫度下的曲線值皆呈一等比例差，將圖(a)與圖(b)結果相除後得出一比值為 3.14，亦及相差一個 π 值，這表示由 Bomem Research Acquire Version 1.26 軟體所計算之結果為黑體強度 (Blackbody Intensity)，而由蒲朗克定律所計算之結果為放射能量 (Emissive Power)，兩者之關係如下：

$$E_{b\eta}(r, \eta) = \pi I_{b\eta}(r, \eta), \quad (2-17)$$

其中 r 為位置向量 (Position Vector)。在比較過由 Bomem Research Acquire Version 1.26 軟體所計算之結果後，表示此一軟體確實可以作為實驗過程中理論部分的參考，因此之後

實際以 FTIR 儀器量測黑體腔的輻射頻譜時僅需以 Bomem Research Acquire Version 1.26 軟體做比較即可，增加驗證過程的便利性。

在黑體腔輻射頻譜量測方面，為求儘可能將所有放射的能量都量測到，所以黑體腔放置的位置離入射孔越近越好，且高度亦調整到最佳位置。首先設定其加熱溫度為 1100K 即 827°C，為求設定溫度的穩定性，整個加熱時間花費一小三十分，俟其溫度穩定後開始第一次的輻射量測，量測範圍為 14000 cm^{-1} 至 500 cm^{-1} 即 $0.7\text{ }\mu\text{m}$ 至 $20\text{ }\mu\text{m}$ 的範圍，掃描次數為 20 次。其次，依序量測 1200K 及 1300K 之黑體輻射頻譜，所得之結果如圖 2.14 所示，將此圖與軟體所繪出在相同溫度下之黑體輻射頻譜，即圖 2.15，做比較，可以發現三個不同溫度下的曲線圖在約 $1.38\text{ }\mu\text{m}$ 、 $2.7\text{ }\mu\text{m}$ 、 $4.3\text{ }\mu\text{m}$ 、 $6.3\text{ }\mu\text{m}$ 以及 $15\text{ }\mu\text{m}$ 的地方，分別有大小不同的能量被吸收，經查證這些地方的能量可能是被水蒸氣及二氧化碳所吸收，表 2.4 列出各氣體吸收能量的波段。而為了證明此部份的吸收確實來自於環境中的各種氣體，在量測過程中將 FTIR 儀器內充入氮氣，由於氮氣在此波段中並無明顯的能量吸收，因此可以作為填充氣體驅離儀器中的水汽及二氧化碳，在氮氣以 1.85 kg/cm^2 的質量流率持續充入後 30 分鐘後，再次量測黑體腔在 1100K、1200K、1300K 的輻射頻譜，結果如圖 2.16，很明顯的可以發現在 $1.38\text{ }\mu\text{m}$ 、 $2.7\text{ }\mu\text{m}$ 、 $4.3\text{ }\mu\text{m}$ 、 $6.3\text{ }\mu\text{m}$ 以及 $15\text{ }\mu\text{m}$ 的地方被吸收的情形有部分的改善，證明了此部份被吸收的能量確實來自於水汽及二氧化氮，除此之外，從能量被吸收的頻譜位置亦可證明這套儀器所量測到的波長位置並未產生偏差。另

外也可以抽真空的方式來去除空氣中氣體的干擾性吸收，且隔絕外界溫度變化的影響。

其次，將焦點放在 $14\ \mu\text{m}$ 之後的量測結果，發現在 $14\ \mu\text{m}$ 以後量測到的曲線呈持續下降的形式，在相同的波段跟理論值比較起來有明顯的差距，此部份的差異研判應該是來自於分光鏡分光效率或傅立葉轉換過程所造成的誤差，由於每個干涉儀都有其適用範圍，在越靠近其適用範圍的極限時，所量測到的結果也就越不準，而相同的情形亦產生在 $0.7\ \mu\text{m}$ 以前，因此在 $14\ \mu\text{m}$ 以後的量測誤差越來越大，至 $20\ \mu\text{m}$ 時達到最大，此波段的量測結果也就較不足以採信。

至於黑體量測曲線圖中尖峰值出現的位置，可以發現在溫度升高以後尖峰值的位置便往短波長的方向移動，此以現象正符合威恩位移定律。而由於此 Grams/32 軟體內部設定的量測結果是以波數形式輸出，而為配合機械方面較習慣使用之波長表示形式，因此將橫軸表示單位由波數改為波長。圖中尖峰值的位置可由(2-14)式的結果配合波數及波長的轉換來求出，其中波數 $\eta(\text{cm}^{-1})$ 與波長 $\lambda(\mu\text{m})$ 之間的關係為 $\eta = 10^4/\lambda$ ，因此可將 $(\eta/nT)_{\text{max}} = 1.9610\text{cm}^{-1}/\text{K}$ 改寫成 $(n\lambda T)_{\text{max}} = 5100\mu\text{m}\cdot\text{K}$ ，在一般空氣中 n 值為 1，因此將 1100K 代入後得其 λ_{max} 值為 $4.64\ \mu\text{m}$ ，而 1200K 及 1300K 的 λ_{max} 分別為 $4.25\ \mu\text{m}$ 和 $3.92\ \mu\text{m}$ ，而從圖可發現在 1100K、1200K、1300K 的溫度下黑體腔輻射頻譜，其尖峰值也分別出現在 $4.64\ \mu\text{m}$ 、 $4.25\ \mu\text{m}$ 、 $3.92\ \mu\text{m}$ 左右的位置。表 2.5 為各個溫度下，其理論及五次實驗之尖峰值所在的位置，結果顯示理論與實際量測之尖峰位置的誤差都低於 6%，而此誤差應來自於量測波峰

值的選取，因此部分波峰的選取僅單單已從量測數據中的最大值來決定，然而此值可能受雜訊影響所出現的振盪而高過於實際量測的波峰，造成選取上的誤差。但由前面對黑體腔的溫度量測，相信此儀器仍具有極高的準確性。

2.5 結果與討論

本實驗所量測出之六片試片在平均溫度於 286K 時之各項實驗所得主要數據如表 2.6 所示。

2.5.1 輻射消散係數

應用 FTIR 穿透率試驗可量測出不同厚度下穿透率 (Transmittance) 與波長之關係圖。本研究應用 FTIR 量測了四種不同厚度的試片波長 2.5 至 25 μm 範圍內之穿透率。由圖 2.17a~2.17f 可以清楚的看出試片厚度越大則穿透率越低。在波長 2.5 至 25 μm 時水蒸氣與二氧化碳的吸收效應影響非常明顯，各種不同氣體的吸收帶如表 2.4 所示，圖 2.17a~2.17f 中 4.3 μm 、9.4 μm 、10.4 μm 以及 15 μm 為二氧化碳的吸收頻譜，6.3 μm 則為水蒸氣的吸收頻譜。再由量測所得之穿透率數據，並應用比爾定律 (Beer's Law) 可求得各試片在不同波長下的消散係數，比爾定律可由下式表示：

$$T_n = e^{-\int \beta_\lambda ds} \quad (2.20)$$

T_n : 穿透率

β_λ : 消散係數

s: 試片厚度

設輻射消散係數與厚度s無關則

$$\beta_\lambda = \frac{\ln(T_n)}{-s} \quad (2.21)$$

本研究所量測出各試片之消散係數與波長關係圖如圖 2.18a~2.18f 所示。

2.5.2 羅斯蘭平均消散係數

Rosseland在1931年推導出羅斯蘭擴散方程式(Rosseland Diffusion Equation)如下所示：

$$q = \frac{-4}{3} \frac{dE}{dZ} \int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{1}{\beta\lambda} \left(\frac{\partial E \lambda}{\partial E} \right) \lambda d\lambda \quad (2.22)$$

$$\frac{1}{\langle \beta \rangle_{ros}} = \int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{1}{\beta\lambda} \left(\frac{\partial E \lambda}{\partial E} \right) \lambda d\lambda \quad (2.23)$$

計算 $\langle \beta \rangle_{ros}$ 可將積分區域分成m段假設 β_m 為常數

$$\frac{1}{\langle \beta \rangle_{ros}} = \sum_{m=1}^M \frac{1}{\beta_m} \int_{\lambda_{m-1}}^{\lambda_m} \frac{\partial E \lambda}{\partial E} d\lambda$$

$$= \sum_{M=1}^M \frac{1}{\beta_m} \left[\int_b^{\lambda_m} \frac{\partial E \lambda}{\partial E} d\lambda - \int_b^{\lambda_{m-1}} \frac{\partial E \lambda}{\partial E} d\lambda \right] \quad (2.24)$$

在 286K 時羅斯蘭平均消散係數 $\langle \beta \rangle_{ros}$ 與泡孔大小關係如圖 2.19 所示，泡孔大小由 147 至 340 μm 。兩者之間的關係非常值得注意。泡孔較小的發泡材料擁有較高之 $\langle \beta \rangle_{ros}$ 值。一般來說泡孔框架以及壁面會降低熱輻射以及消散係數。因此發泡材料泡孔越小、單位體積的泡孔越多對輻射的影響越大。此外，羅斯蘭平均消散係數與平均溫度之關係如表 2.7 所示，一般說來，當平均溫度愈低時羅斯蘭平均消散係數隨之增加。

2.5.3 等效熱傳係數

PU 發泡體熱處理方式不同對其等效熱傳係數的影響於圖 2.20 與 2.21 中可明顯看出，未加熱處理者在封裝製成真空保溫片後即開始有明顯劣化現象，主要原因為真空保溫片內的真空度遭到破壞。氣體的來源包括：附著於心材或袋上的水氣與化學反應殘留的揮發性氣體或液體，這些液體或氣體在短時間內不易由真空泵完全抽除，但在封裝後會迅速蒸發出來而破壞了真空度。加熱處理可去除附著於心材上的水氣與揮發性物質，一方面縮短抽真空工時，另一方面也可提高試片的性能與一致性。

等效熱傳導係數與真空壓力在溫度 286K 時實驗量測之關係如圖 2.22。本實驗所得之熱傳係數為總熱傳係數。氣體熱傳導所造成的能量傳遞經由壓力降至極低而減低其影響，與其他形式的能量傳遞比較時可以忽略，我們可以由試片 D 的等效熱傳導係數與壓力關係圖為例。試片 D 在壓力 0.1Torr 至 100Torr 之間時，熱傳導係數在 33 mW/mK 與 12 mW/mK 範圍之間。當壓力在 0.014Torr 時試片 D 的熱傳導係數為 7.1 mW/mK ，為大氣壓力下之總熱傳係數的 21%。若由氣體運動學觀點來看，在雙平板間的氣體，其熱傳導係數在剛開始抽真空時並不會隨之降低。因為氣體的平均自由徑增加的速率與密度減低的速率相同。但是當泡孔直徑小於平均自由徑時熱傳導係數才會開始減低。氣體熱傳導係數約在真空度等於 10Torr 時開始極劇減少。因此得到真空保溫片的封裝壓力低於一臨界值壓力後，保溫片的等效熱傳導係數將與真空度無關而達到一極低值。

經熱處理過的試片隨著時間改變仍會有劣化現象(圖 2.23)。主要原因為包覆真空隔熱板用的積層模本身仍有一定的透氣性與針孔(Pin Hole)，由於積層袋內、外壓力差，空氣得以利用滲透的方式逐漸進入袋內，而且聚氨基甲酸乙酯本身為有機物質會釋放氣體，所以真空保溫片內必須使用氣體吸附劑，以吸收這些滲透進入或由袋內物質釋放出的氣體，使袋內真空度維持在臨界真空度以下。

表 2.1 熱電偶之種類

| 熱電偶之記號 | | 量測溫度範圍 (°C) | 熱電動勢 (mV) | 優點 | 缺點 | 構成材料 | |
|--------|---------|-------------|----------------------------------|---|---|-----------------------------|---------------------------------|
| | | | | | | + | - |
| 高溫用 | K(CA) | -200~+1200 | -5.891/-200°C +48.828/+1200°C | 1. 廣泛應用在工業上 2. 能耐於酸性空氣中 3. 直線性佳 | 1. 在高溫空氣中會劣化 2. 不適用於一氧化碳及亞硫酸瓦斯中 3. 在 200°C ~600°C 有短次方之誤差 | 鉻 10% 鎳 90% (chromel) | 鋁、錳、矽等鎳合金 (almel) |
| 中溫用 | E (CRC) | -200~+800 | -8.82/-200°C +61.02/800°C | 1. 具最大之熱電動勢 | 1. 不能耐於還原性空氣 2. 電器電阻大 3. 有短次方之誤差 | 鉻 10% 鎳 90% (chromel) | 鎳 45% 銅 55% (con-stantan) |
| | J(IC) | -200~+350 | -7.89/-200°C +42.28/750°C | 1. 熱電動勢大 2. 能耐於有還原性空氣 | 1. 不能耐於酸性空氣及水蒸氣中 2. 容易生鏽 | 鐵 | 鎳 45% 銅 55% (con-stantan) |
| 低溫用 | T (CC) | -200~+350 | -5.603/-200% +17.816/+350% | 1. 使用於-200°C ~+100°C 之低溫 2. 在弱酸性、還原性空氣中很安定 | 1. 300°C 以上同會氧化 | 銅 | 鎳 45% 銅 55% (con-stantan) |
| 超高溫用 | B | +500~+1700 | +1.241/+500°C +12.426/+1700°C | 1. 能使用至高溫 2. 能耐於酸性空氣中 | 1. 不能耐於還原性空氣 2. 熱電動勢小 | 銻 30% 白金 70% | 銻 6% 白金 94% |
| | R | 0~1600 | 0/0°C +18.824/1600°C | | | 銻 30% 白金 70% | 白金 |
| | S | 0~1600 | 0/0°C +16.771/1600°C | | | 銻 30% 白金 70% | 白金 |

表 2.2 紅外線溫度計功能表

| | |
|--|-------------------------|
| 量測距離(Focusing)： | 21 英吋至 7.5 英吋 |
| 取景器(viewfinder)： | 視角 9 度，單眼調整，待測溫度顯示於取景器上 |
| 操作模式(Operating Modes)： | 最大、最小及平均溫度 |
| 準確度(Accuracy)： | ± 0.25 % |
| 放射率範圍(Emissivity)： | 0.1 到 1.0 |
| 反應時間(Response Time)： | 0.5 秒 |
| 數位輸出(Digital Output)： | RS-232，2400 baud |
| 類比輸出(Analog Output)： | 1mv/°C 或 0 至 1volt |
| 環境操作溫度(Ambient Operating Temperature)： | 0°C 到 50°C |
| 儲藏溫度(Storage Temperature)： | -20 至 65°C |
| 電池型式(Battery Type)： | Ni-Cad 充電電池 |
| 重量(Weight)： | 1.1kg |

表 2.3(a) Infrared 公司黑體腔之溫度量測表

| 黑體腔設定溫度 (°C) | 900 | 950 | 1000 | 1050 | 1100 | 平均誤差 (%) |
|----------------|-------|-------|-------|--------|--------|----------|
| 熱電偶量測溫度(°C) | 901.8 | 948.3 | 998.5 | 1045.0 | 1090.6 | |
| 誤差 (%) | +0.2 | -0.18 | -0.15 | -0.48 | -0.87 | -0.30 |
| 紅外線溫度計量測溫度(°C) | 898 | 949 | 995 | 1047 | 1096 | |
| 誤差 (%) | -0.22 | -0.11 | -0.5 | -0.29 | -0.36 | -0.30 |

表 2.3(b) Mikron 公司 330 型黑體腔之溫度量測表

| 黑體腔設定溫度 (°C) | 900 | 950 | 1000 | 1050 | 1100 | 平均誤差 (%) |
|----------------|-------|-------|------|--------|--------|----------|
| 熱電偶量測溫度(°C) | 904.5 | 950.4 | 997 | 1045.7 | 1091.4 | |
| 誤差 (%) | -0.5 | +0.04 | -0.3 | -0.41 | -0.78 | -0.39 |
| 紅外線溫度計量測溫度(°C) | 894 | 943 | 994 | 1045 | 1093 | |
| 誤差 (%) | -0.67 | -0.74 | -0.6 | -0.48 | -0.64 | -0.63 |

表 2.4 各氣體之能量吸收光帶

| 氣體種類 | 能量吸收光帶 | |
|------------------|-------------|---------------|
| | (μm) | (cm^{-1}) |
| H ₂ O | 1.38 | 7246.4 |
| | 1.87 | 5347.6 |
| | 2.7 | 3703.7 |
| | 6.3 | 1587.3 |
| | 71 | 140.8 |
| CO ₂ | 2.0 | 5000 |
| | 2.7 | 3703.7 |
| | 4.3 | 2325.6 |
| | 9.4 | 1063.8 |
| | 10.4 | 961.5 |
| | 15 | 666.7 |
| CO | 2.35 | 4255.3 |
| | 4.7 | 2127.7 |

表 2.5 實驗與理論尖峰值之比較

| 黑體腔設定溫度 (K) | | 1100 | 1200 | 1300 |
|----------------------------|------|------|------|------|
| 量測尖峰 值位置 (μm) | 實驗 1 | 4.70 | 4.51 | 4.16 |
| | 實驗 2 | 4.67 | 4.47 | 4.14 |
| | 實驗 3 | 4.69 | 4.45 | 4.17 |
| | 實驗 4 | 4.68 | 4.44 | 4.15 |
| | 實驗 5 | 4.71 | 4.48 | 4.14 |
| 理論尖峰值位置 (μm) | | 4.64 | 4.25 | 3.92 |
| 平均誤差 (%) | | 1.08 | 5.18 | 5.92 |

表 2.6 各試片在平均溫度於 286K 時實驗量測結果。

| Sample | | A | B | C | D | E | F |
|------------|--------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Parameter | | | | | | | |
| | f_v | 0.037 | 0.041 | 0.043 | 0.042 | 0.038 | 0.029 |
| | Cell size (μm) | 330 | 341 | 212 | 147 | 214 | 157 |
| | $\overline{\sigma}_e$ (1/m) | 3703 | 3335 | 6992 | 8674 | 5828 | 8636 |
| 760 Torr | k_r (mW/mK) | 1.91 | 2.12 | 1.01 | 0.82 | 1.22 | 0.82 |
| | k_c (mW/mK) | 32.4 | 32.4 | 32.5 | 32.7 | 32.9 | 32.5 |
| | k_{eff} (k_r+k_c) | 34.3 | 34.5 | 33.5 | 33.5 | 34.1 | 33.3 |
| | k_{eff} (Measurement) | 34 | 34.2 | 33.4 | 33.4 | 33.9 | 33.2 |
| 0.014 Torr | k_r (mW/mK) | 1.91 | 2.12 | 1.01 | 0.82 | 1.22 | 0.82 |
| | k_c (mW/mK) | 7.04 | 7.03 | 6.33 | 6.40 | 6.76 | 5.99 |
| | k_{eff} (k_r+k_c) | 8.95 | 9.15 | 7.35 | 7.22 | 7.97 | 6.82 |
| | k_{eff} (Measurement) | 8.7 | 9.0 | 7.2 | 7.1 | 7.8 | 6.7 |

表 2.7 各試片其羅斯蘭平均消散係數與溫度之關係

| Tm(K) | A | B | C | D | E | F |
|-------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 50 | 3999.61 | 3363.89 | 7272.68 | 8425.52 | 6392.25 | 7778.75 |
| 100 | 3928.93 | 3351.40 | 7277.72 | 8671.85 | 6219.86 | 8087.09 |
| 150 | 3856.80 | 3343.07 | 7203.15 | 8787.88 | 6069.94 | 8324.75 |
| 200 | 3800.99 | 3342.62 | 7134.02 | 8808.99 | 5974.76 | 8491.37 |
| 250 | 3754.28 | 3341.61 | 7070.23 | 8766.03 | 5904.09 | 8586.68 |
| 300 | 3712.13 | 3335.50 | 7003.98 | 8682.52 | 5840.82 | 8617.04 |

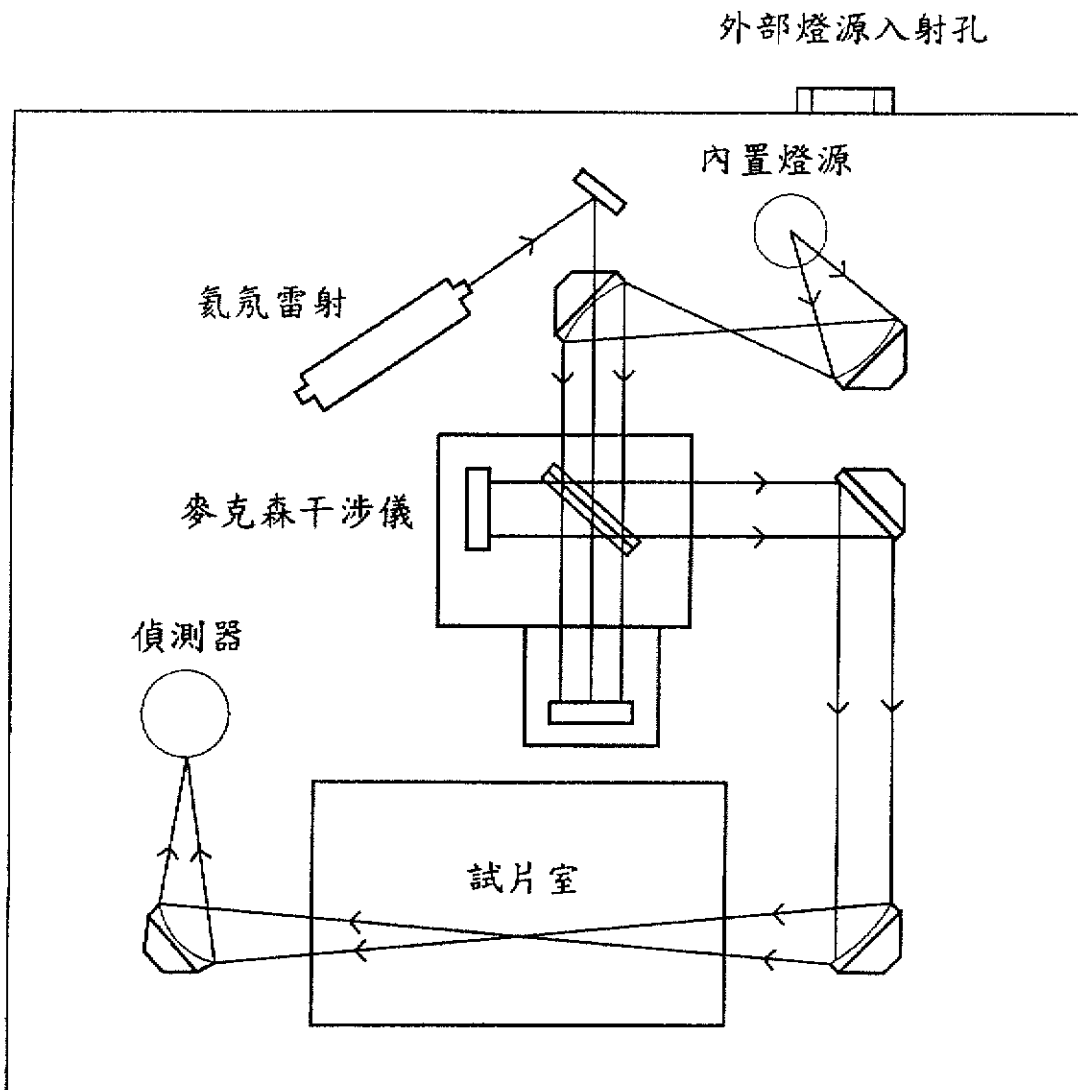
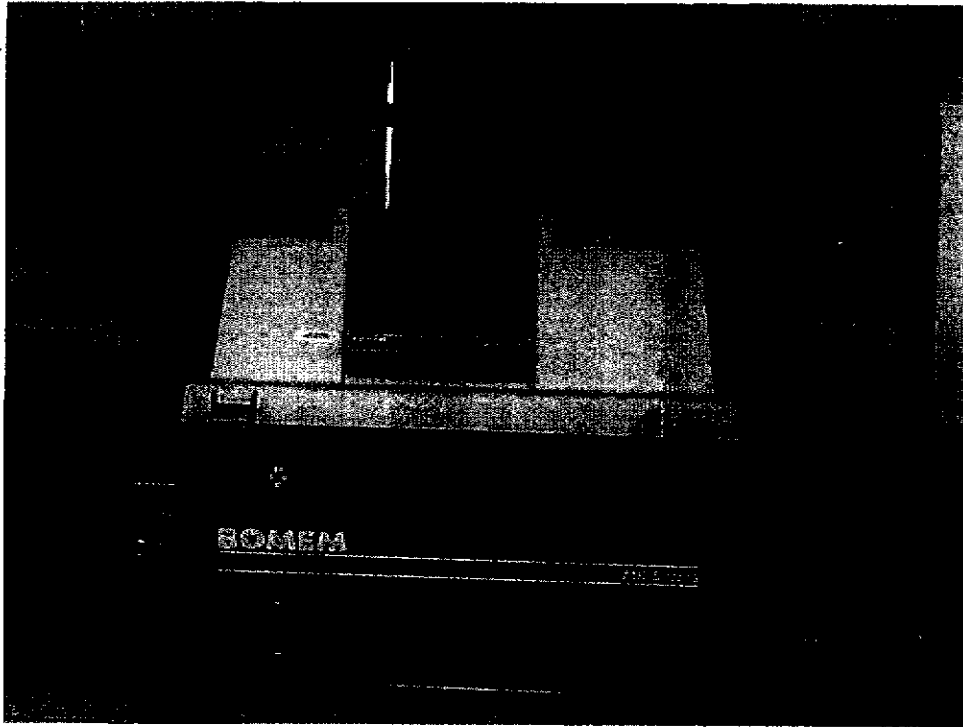


圖 2.1 傅氏紅外線光譜儀設備簡圖



(a)



(b)

圖 2.2 FTIR 儀器之 (a) 前視圖(b)側視圖

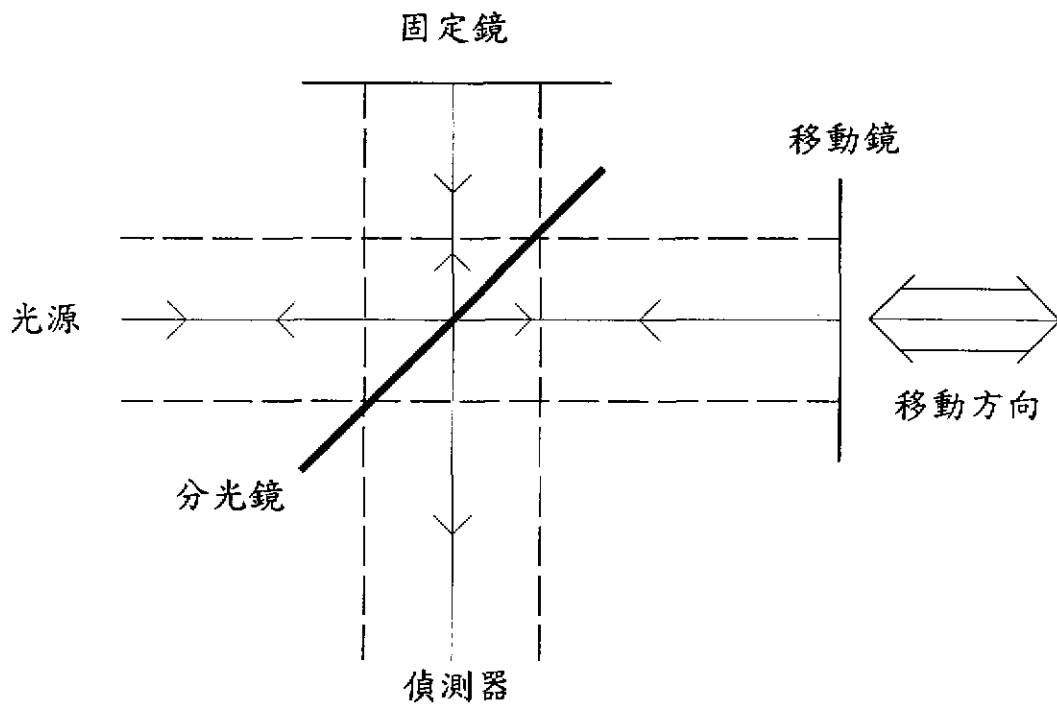
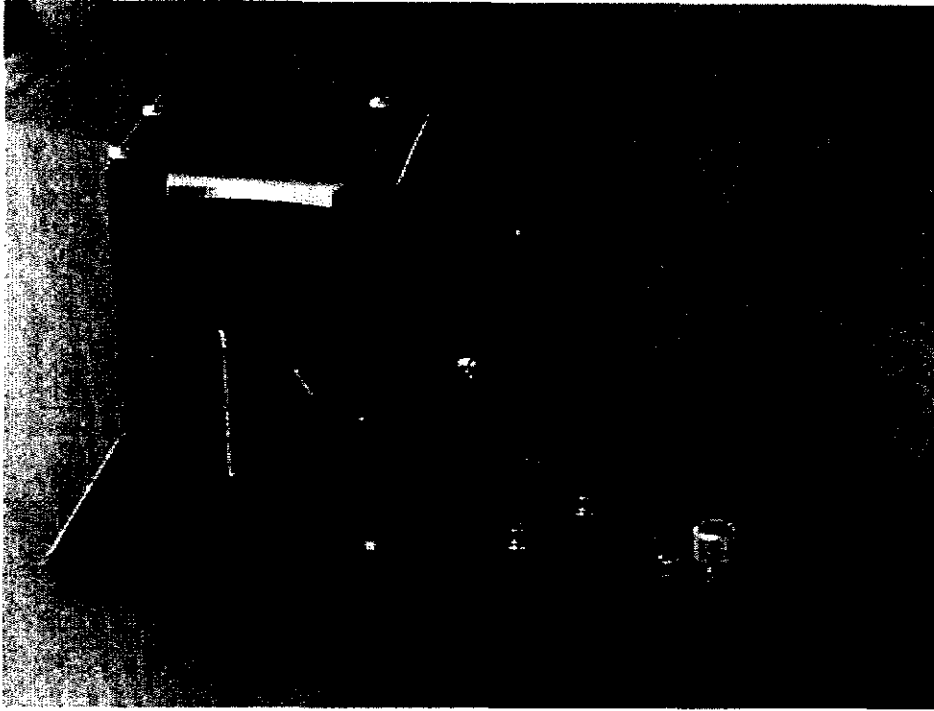
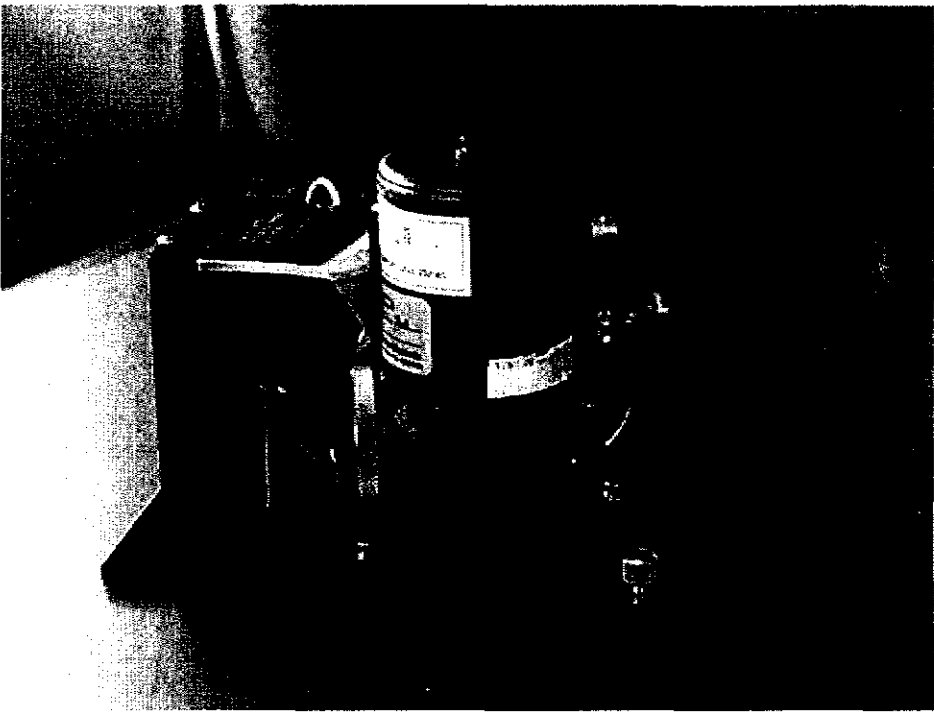


圖 2.3 麥克森干涉儀簡圖



(a)



(b)

圖 2.4 偵測器外型 (a) DTGS (b) InSb

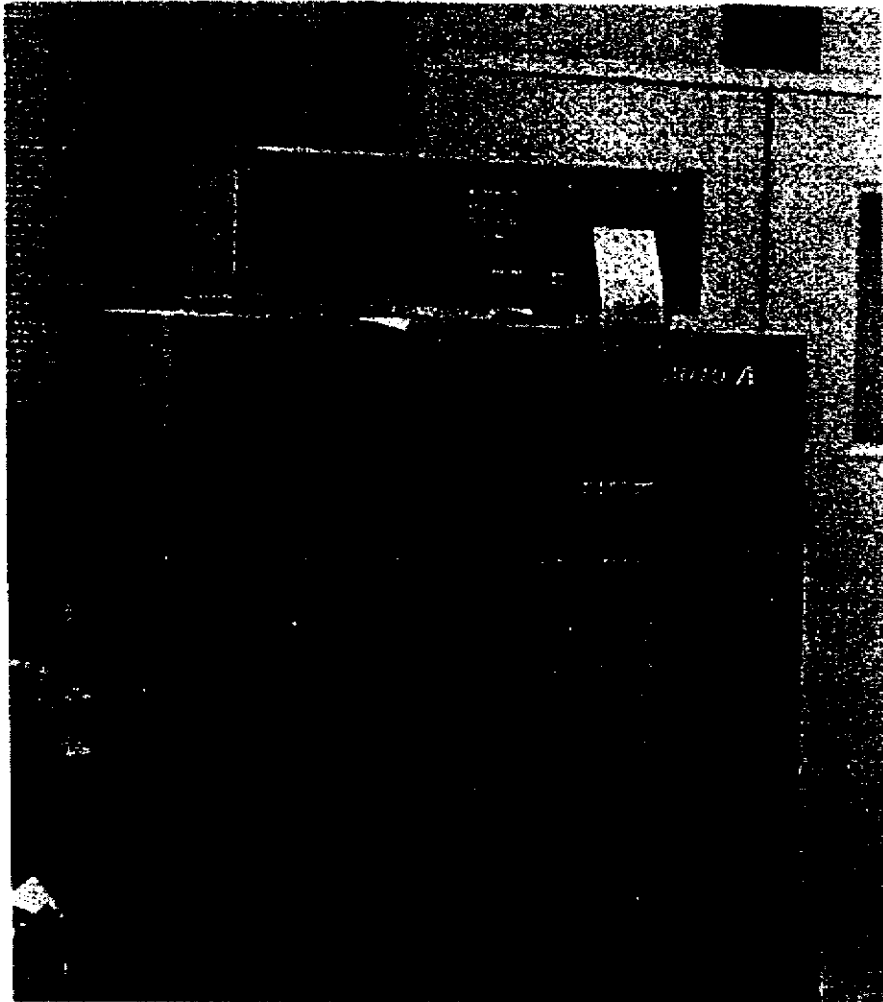


圖 2.5 等效熱傳導係數量測儀

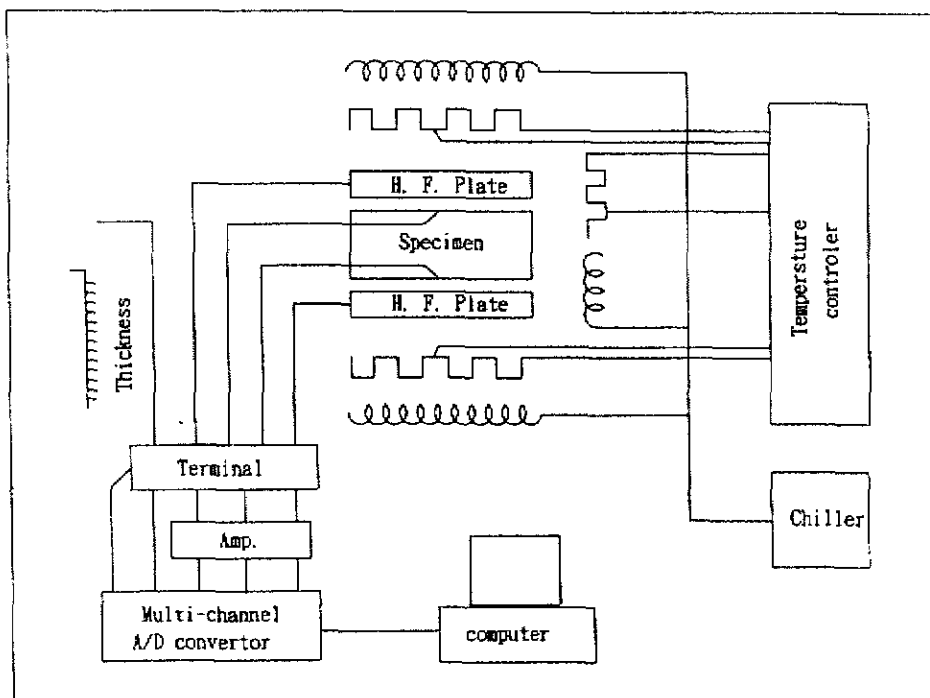


圖 2.6 等效熱傳導係數量測儀系統示意圖



圖 2.7 開孔型 PU 發泡隔熱材料試片

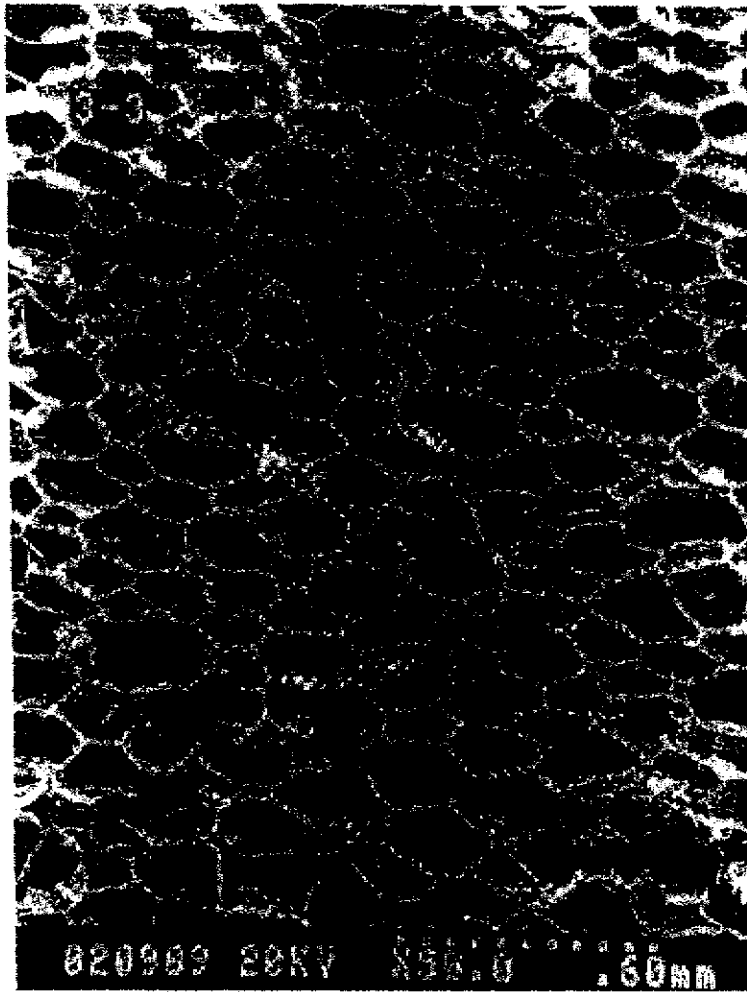


圖 2.8 開孔型硬質 PU 發泡體之 SEM 照片

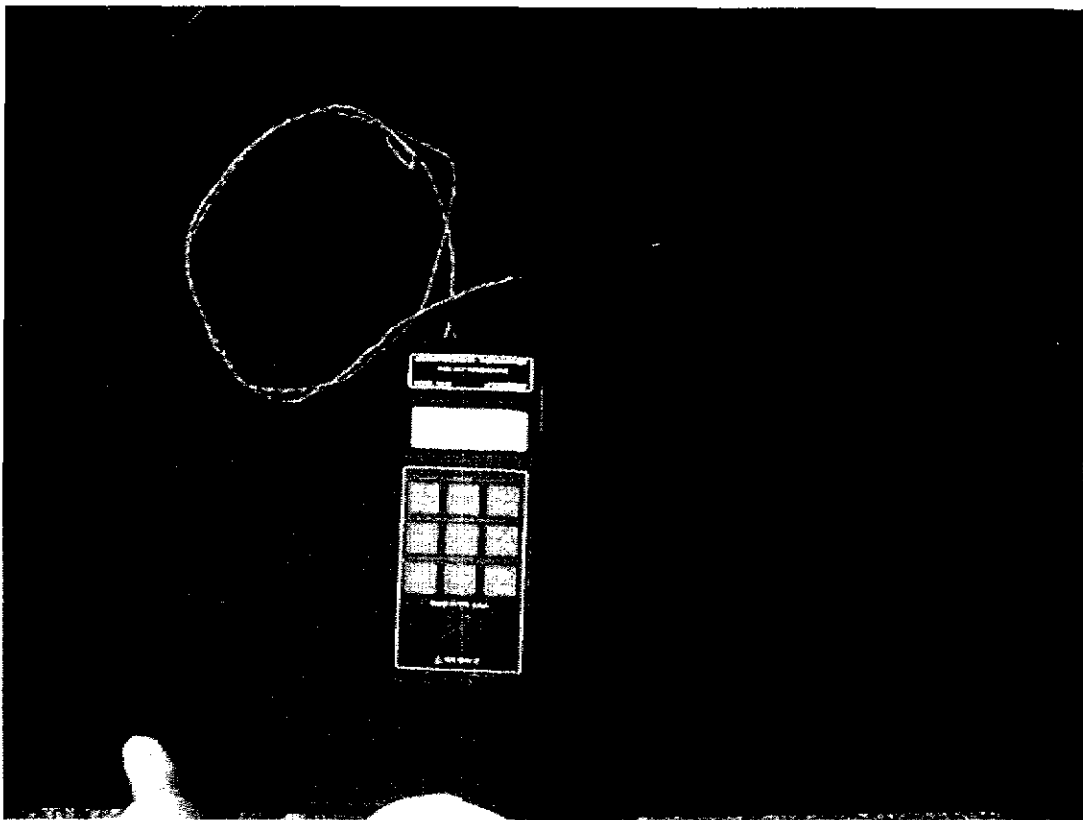
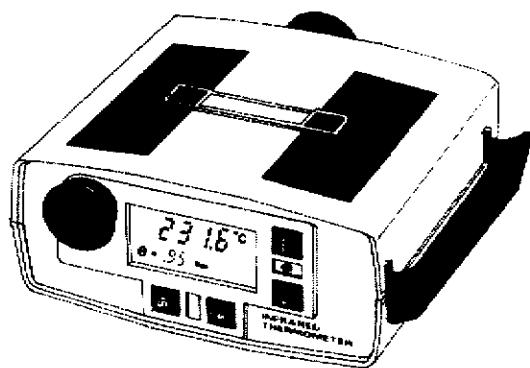
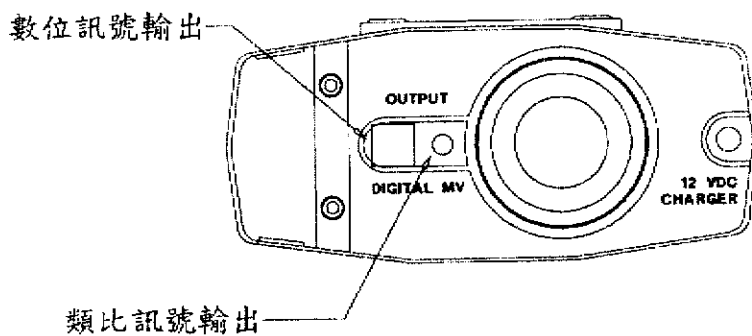


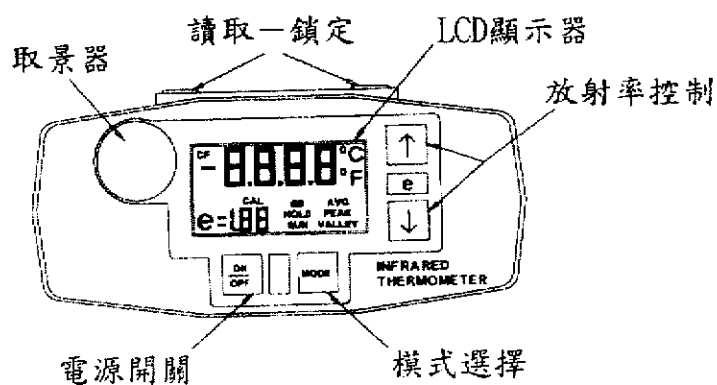
圖 2.9 K 型熱電偶外觀



(a)



(b)



(c)

圖 2.10 紅外線溫度計外觀

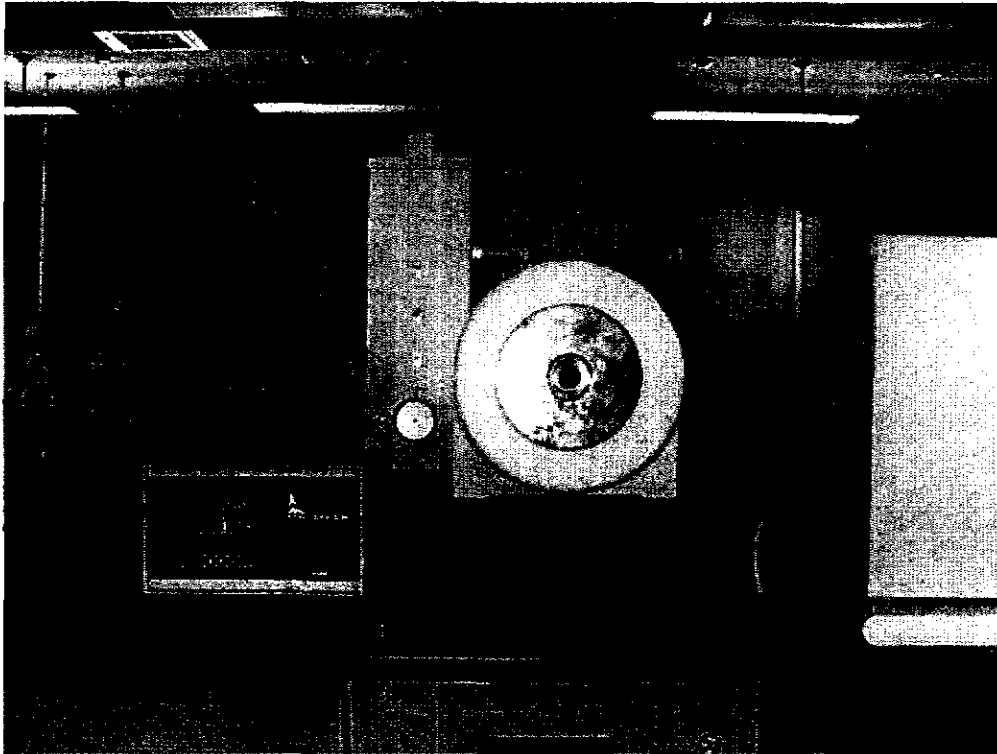


圖 2.11 Infrared 公司之黑體腔

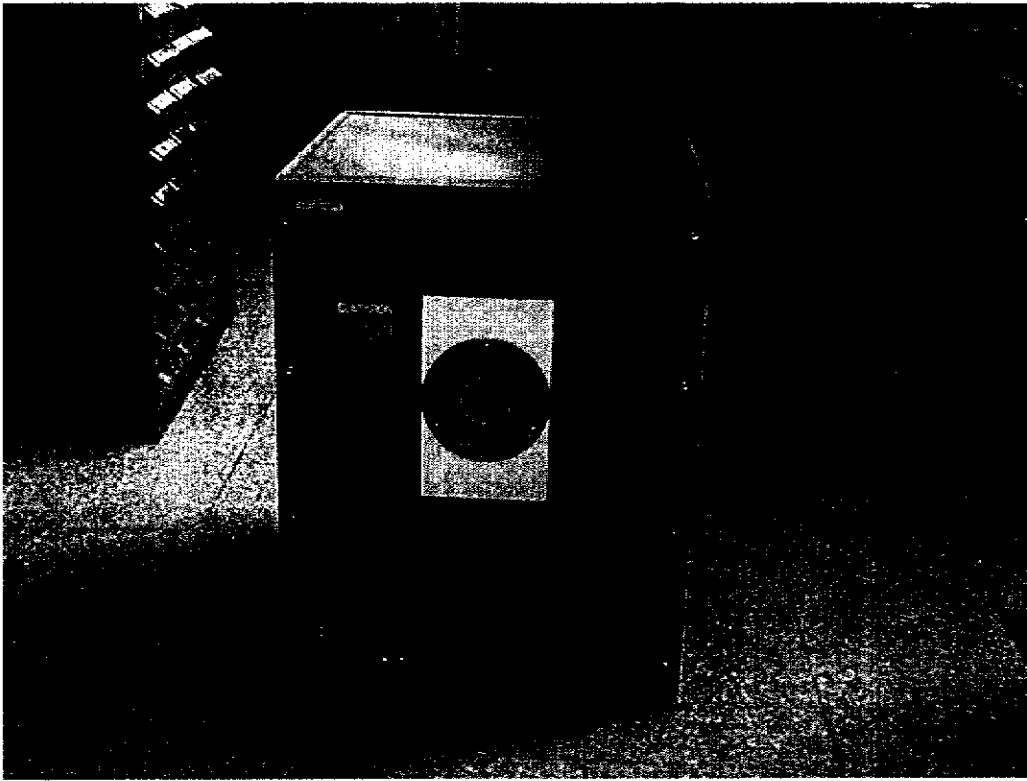
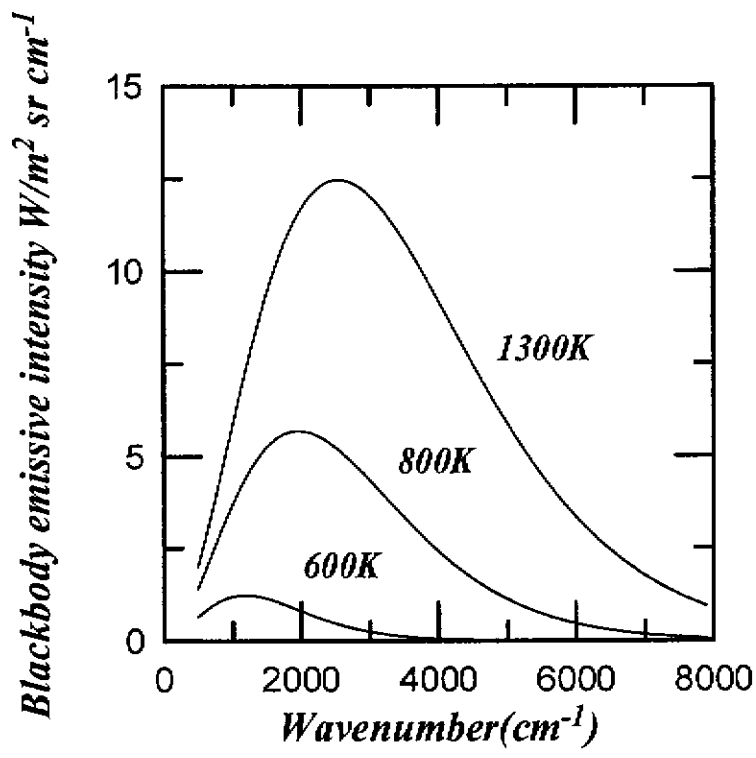
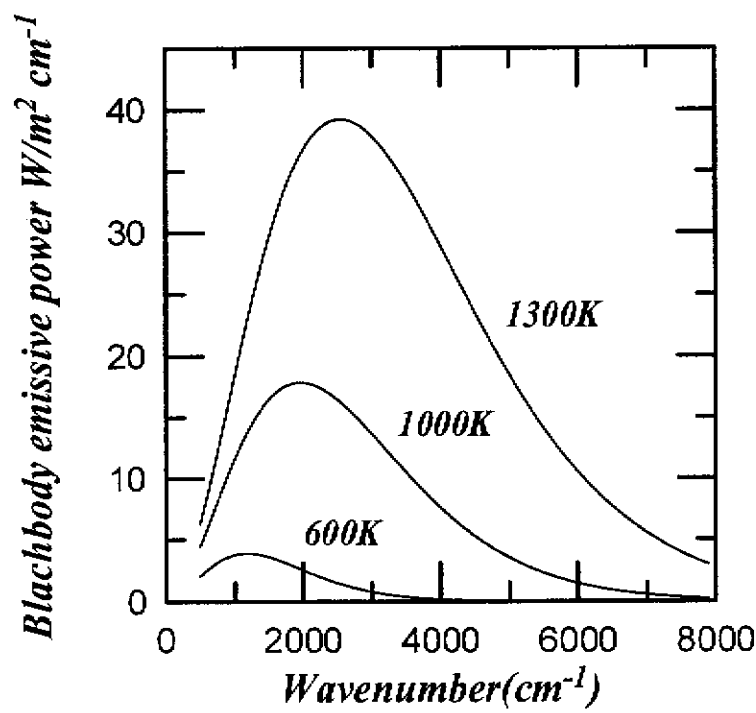


圖 2.12 Mikron 公司之 M330 型黑體腔



(a)



(b)

圖 2.13 (a)黑體放射強度-Bomem (b)黑體放射能量

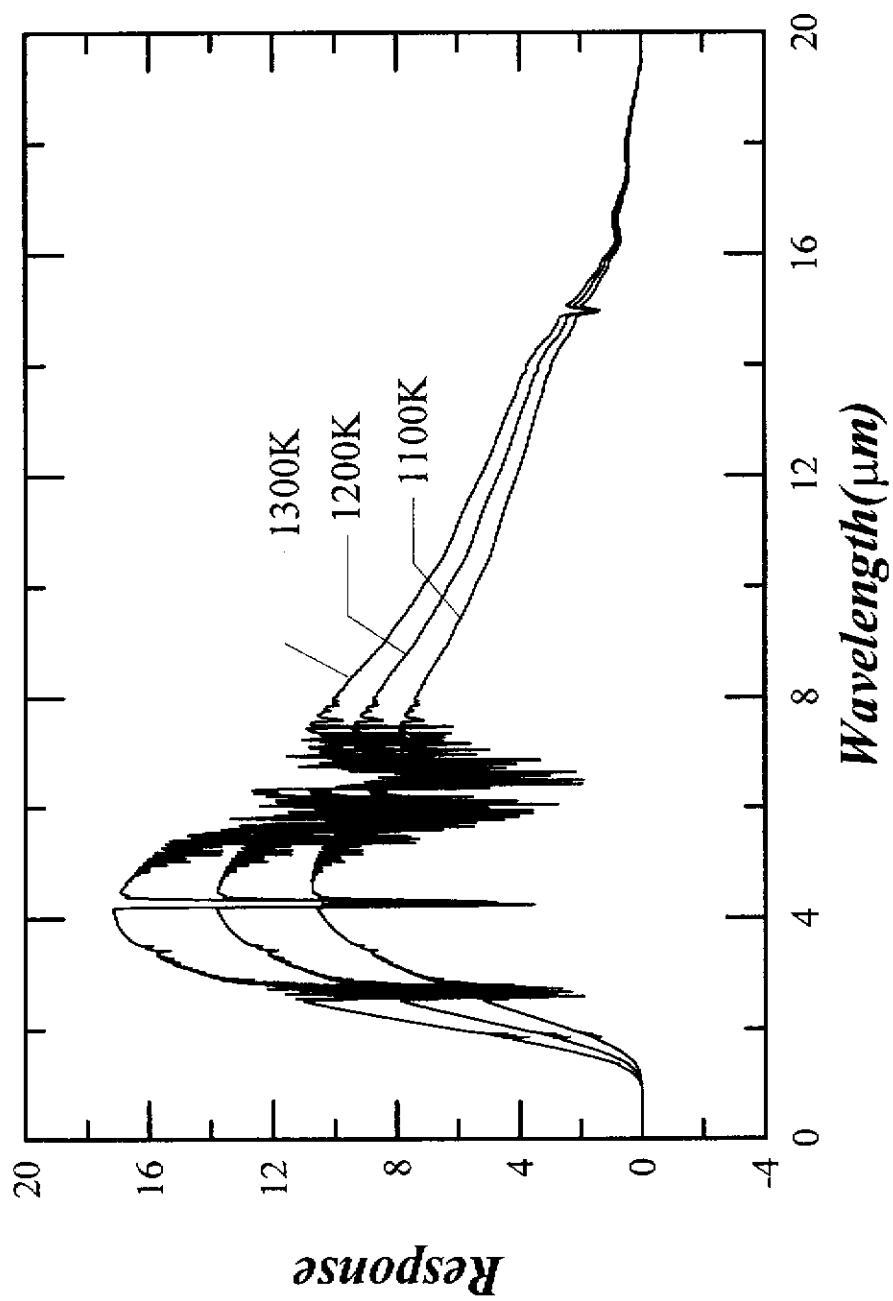


圖 2.14 黑體腔輻射頻譜圖 (量測值)

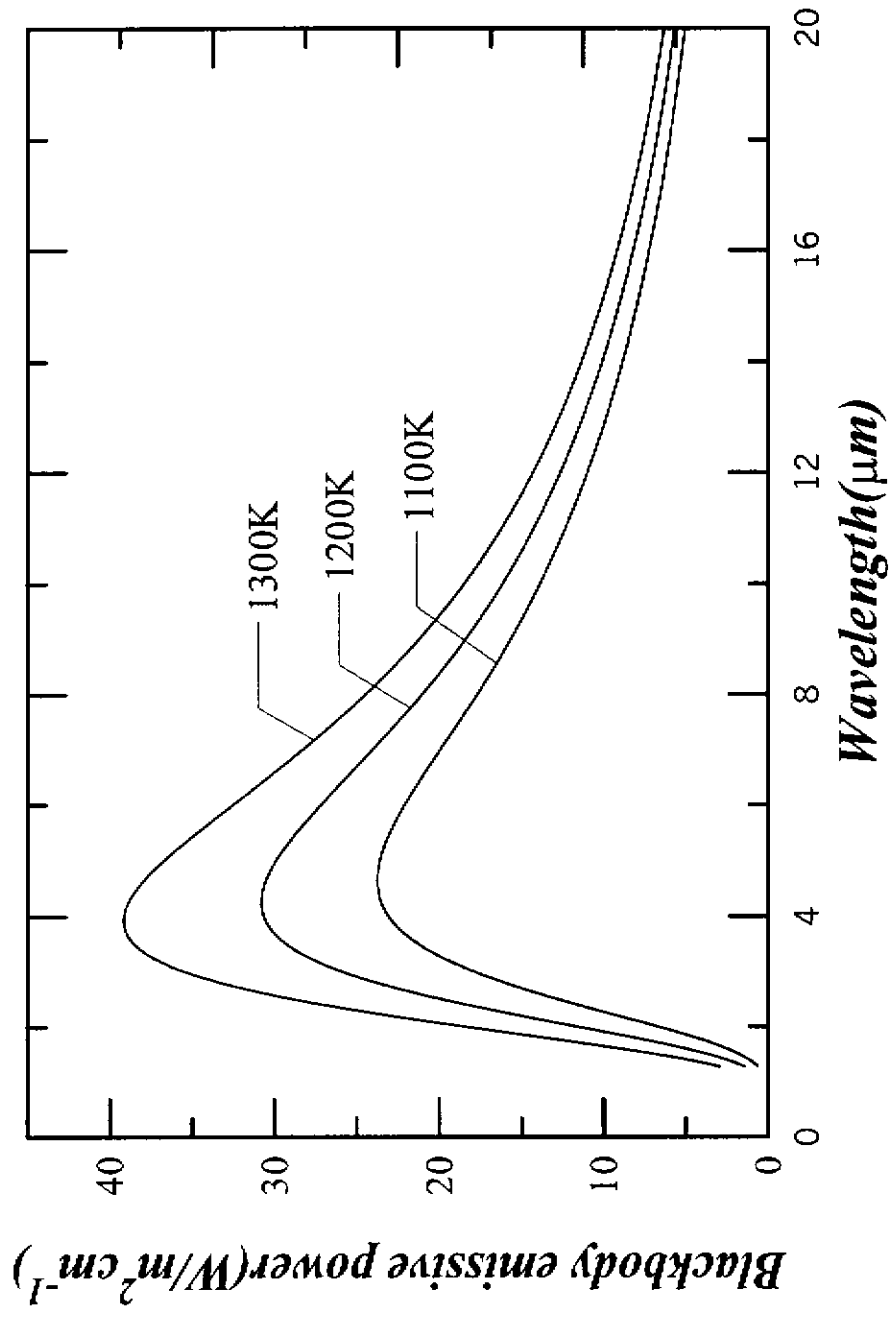


圖 2.15 黑體輻射頻譜 (理論值)

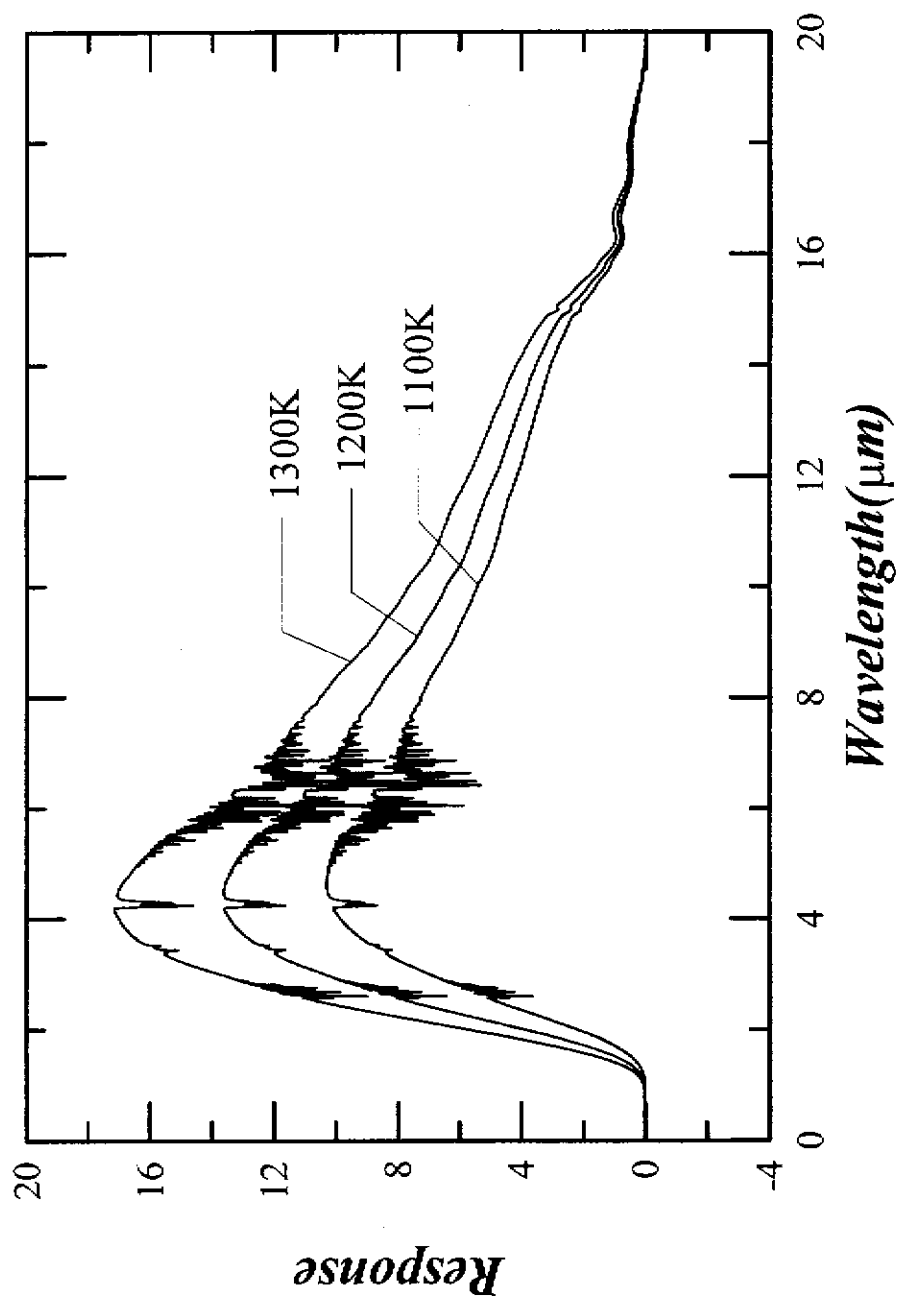


圖 2.16 充入氮氣後之黑體輻射頻譜

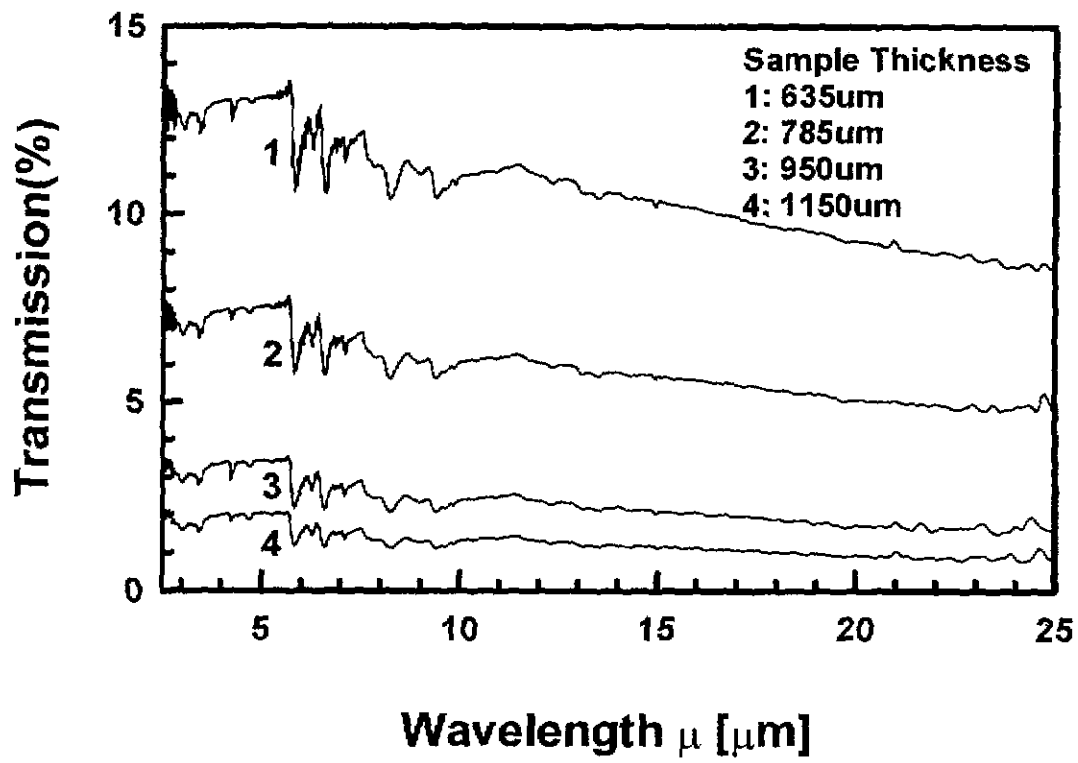


圖 2.17a Sample A 在不同厚度下之穿透率
實驗量測結果

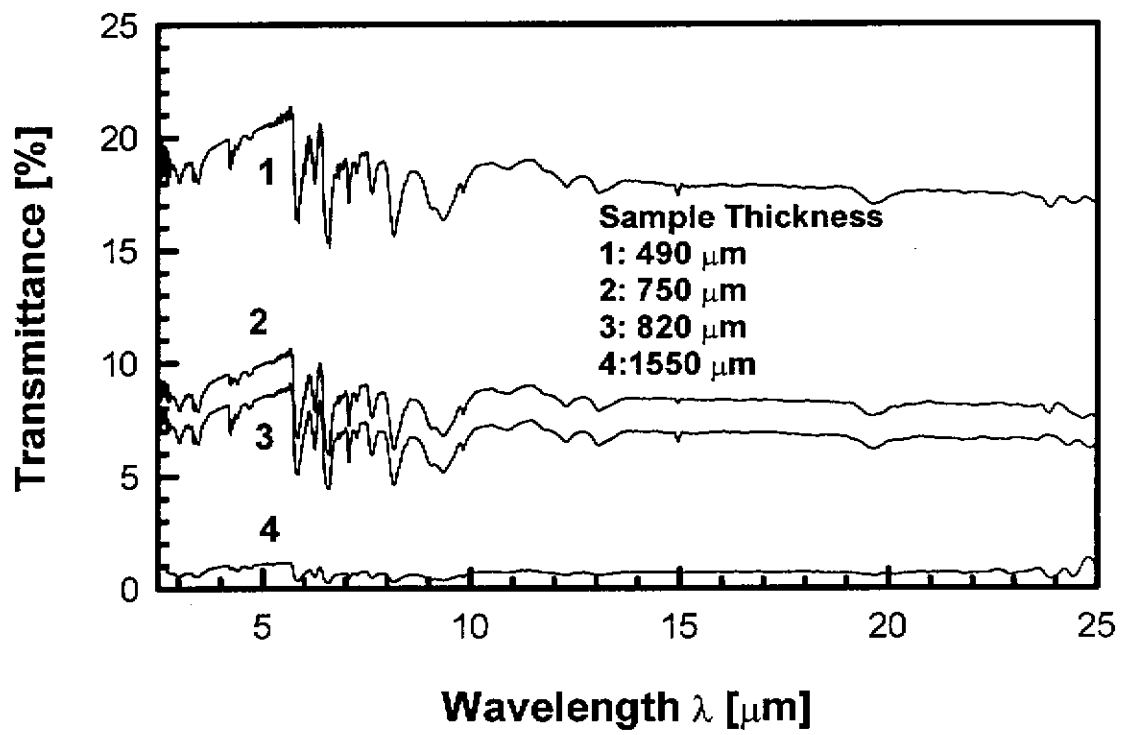


圖 2.17b Sample B 在不同厚度下之穿透率
實驗量測結果

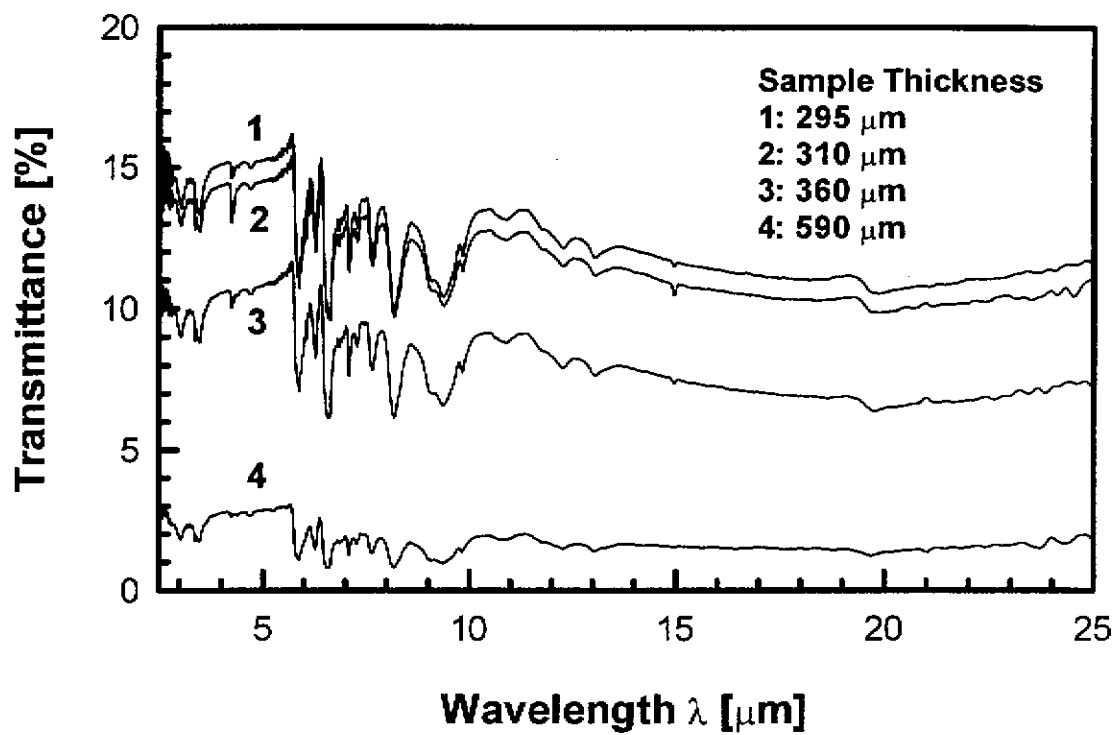


圖 2.17c Sample C 在不同厚度下之穿透率
實驗量測結果

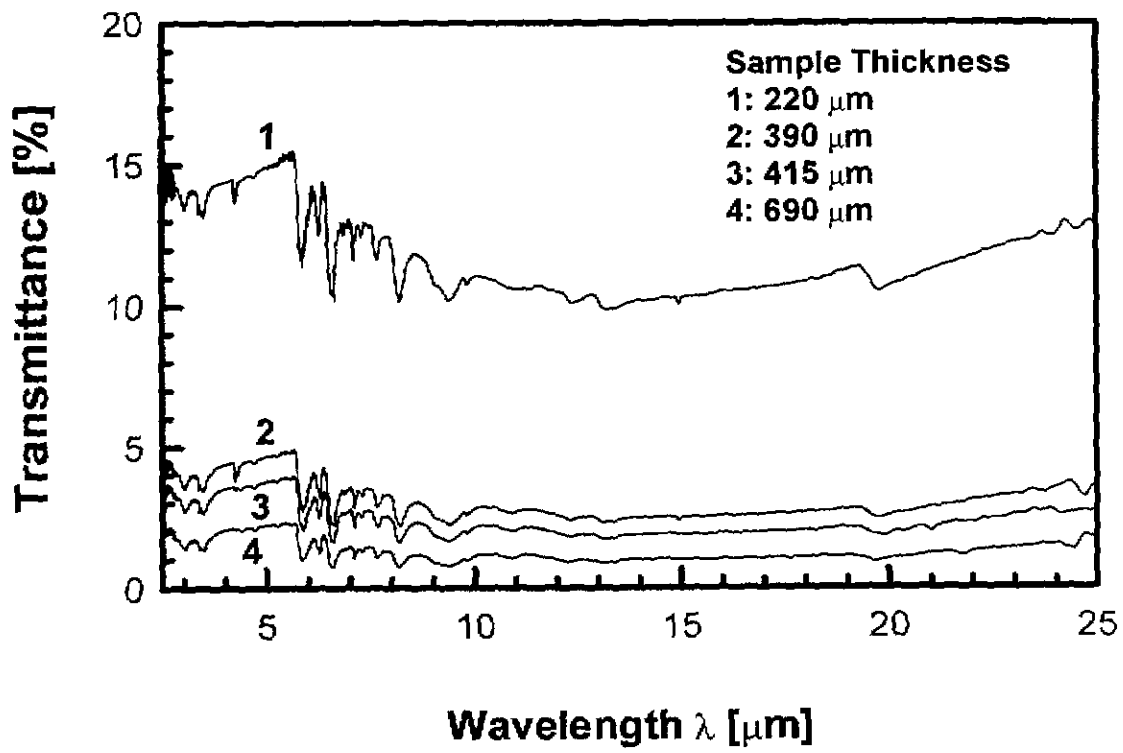


圖 2.17d Sample D 在不同厚度下之穿透率
實驗量測結果

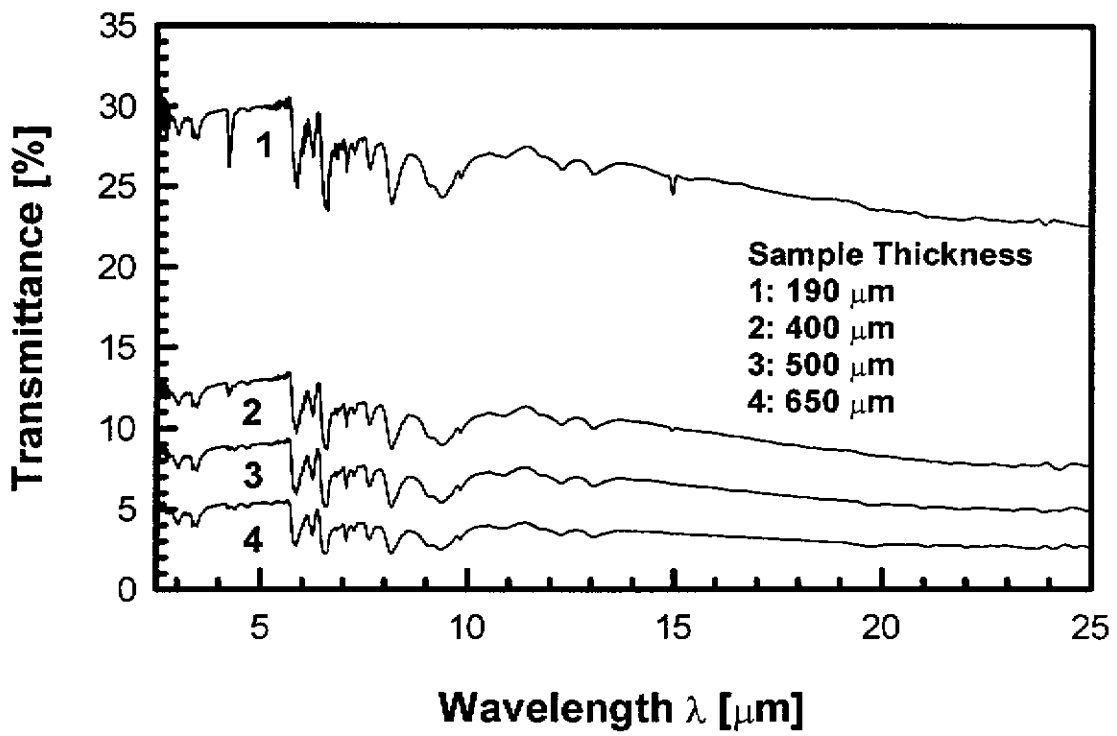


圖 2.17e Sample E 在不同厚度下之穿透率
實驗量測結果

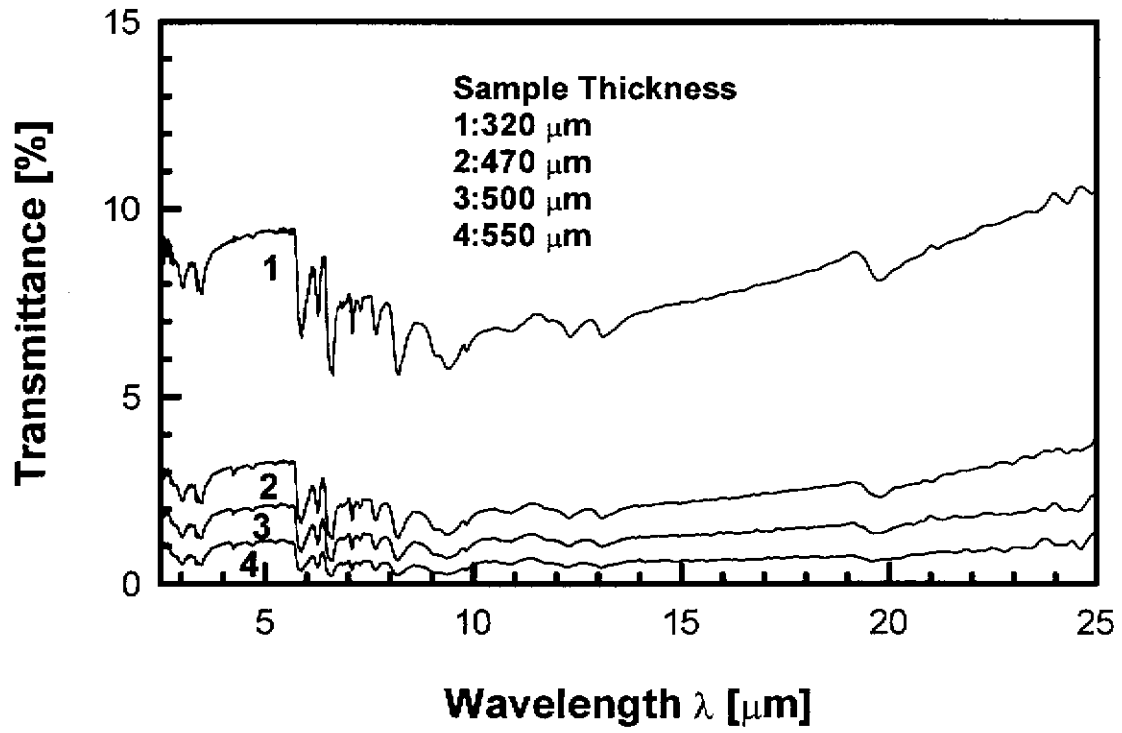


圖 2.17f Sample F 在不同厚度下之穿透
率實驗量測結果

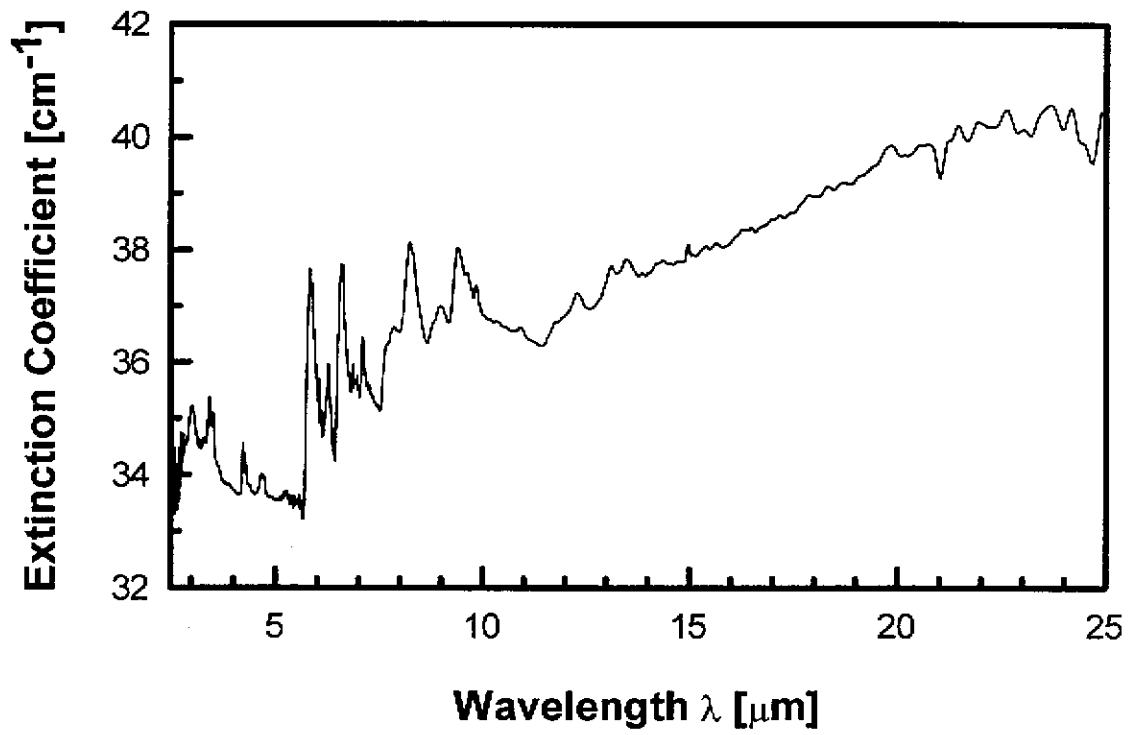


圖 2.18a Sample A 消散係數與波長之關係

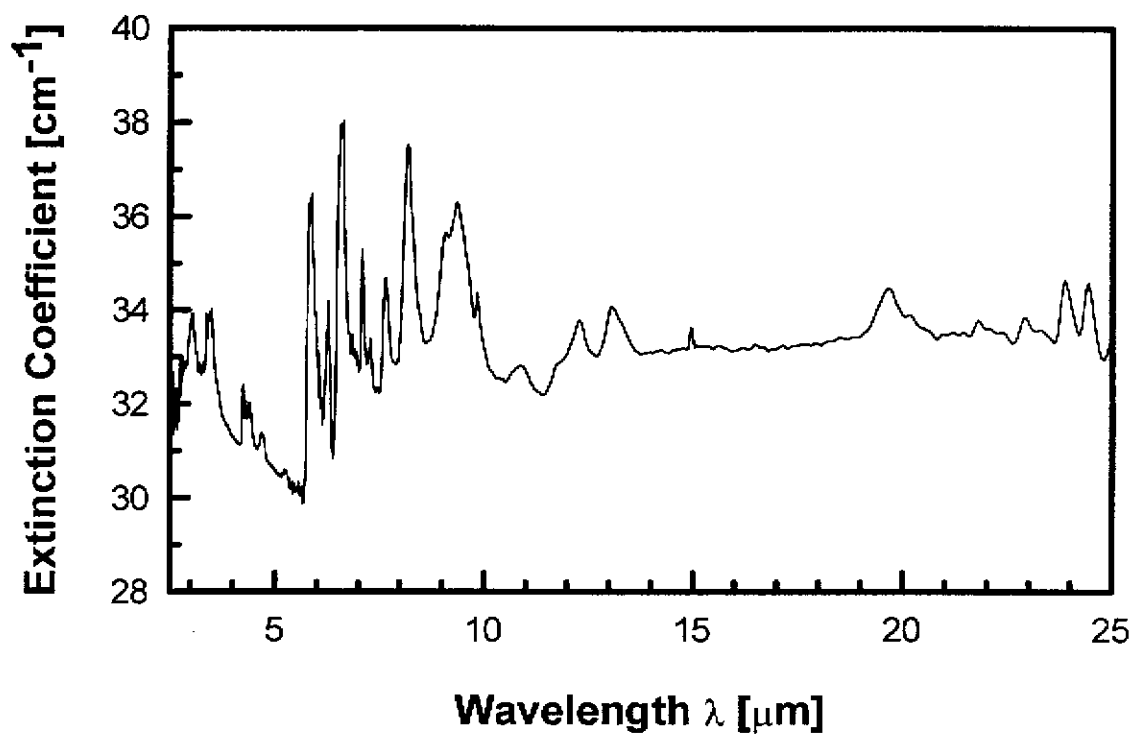


圖 2.18b Sample B 消散係數與波長之關係

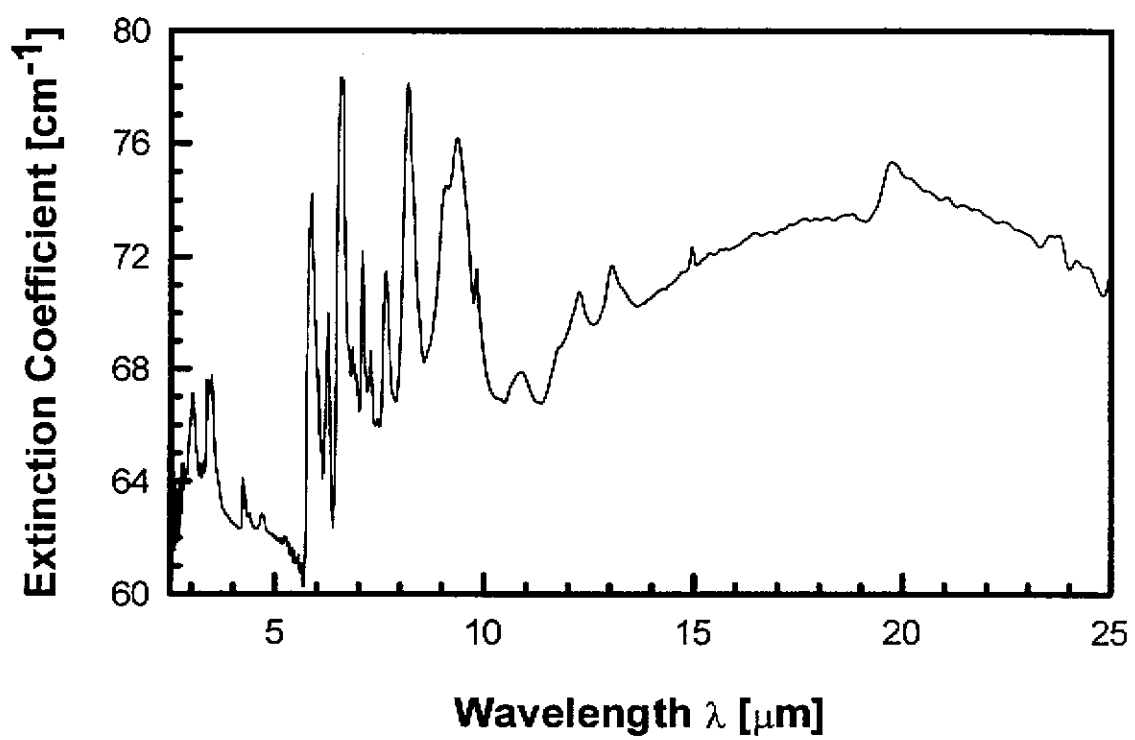


圖 2.18c Sample C 消散係數與波長之關係

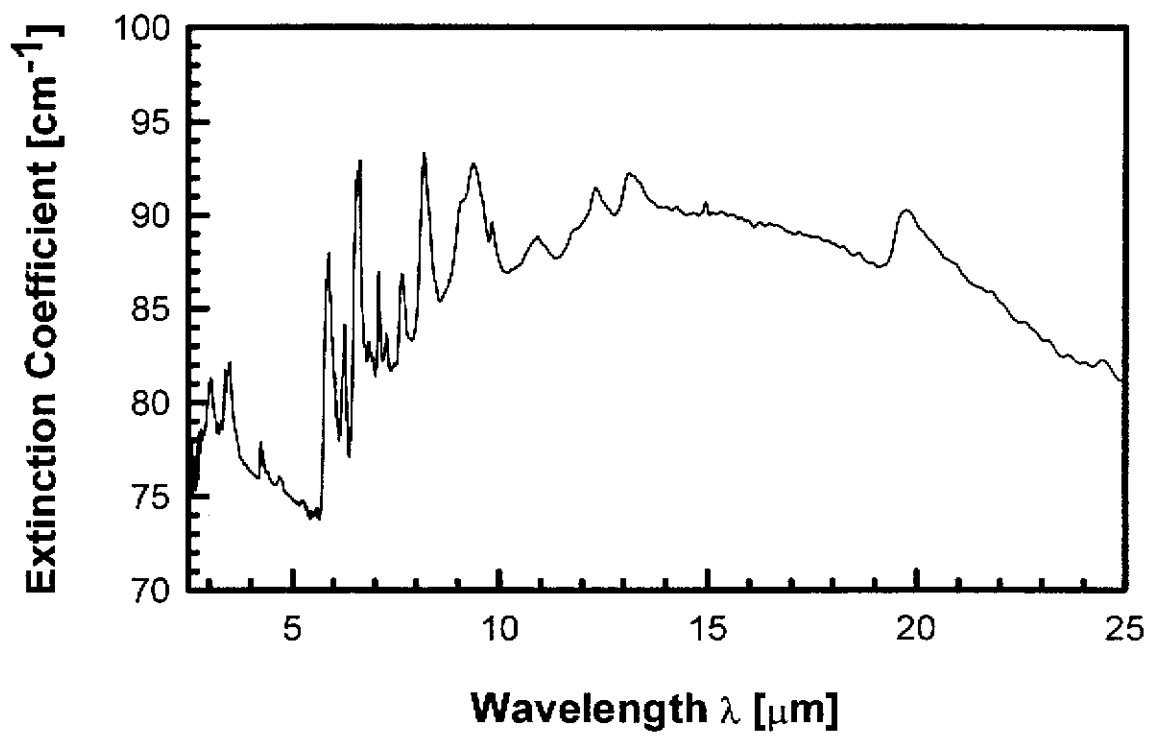


圖 2.18d Sample D 消散係數與波長之關係

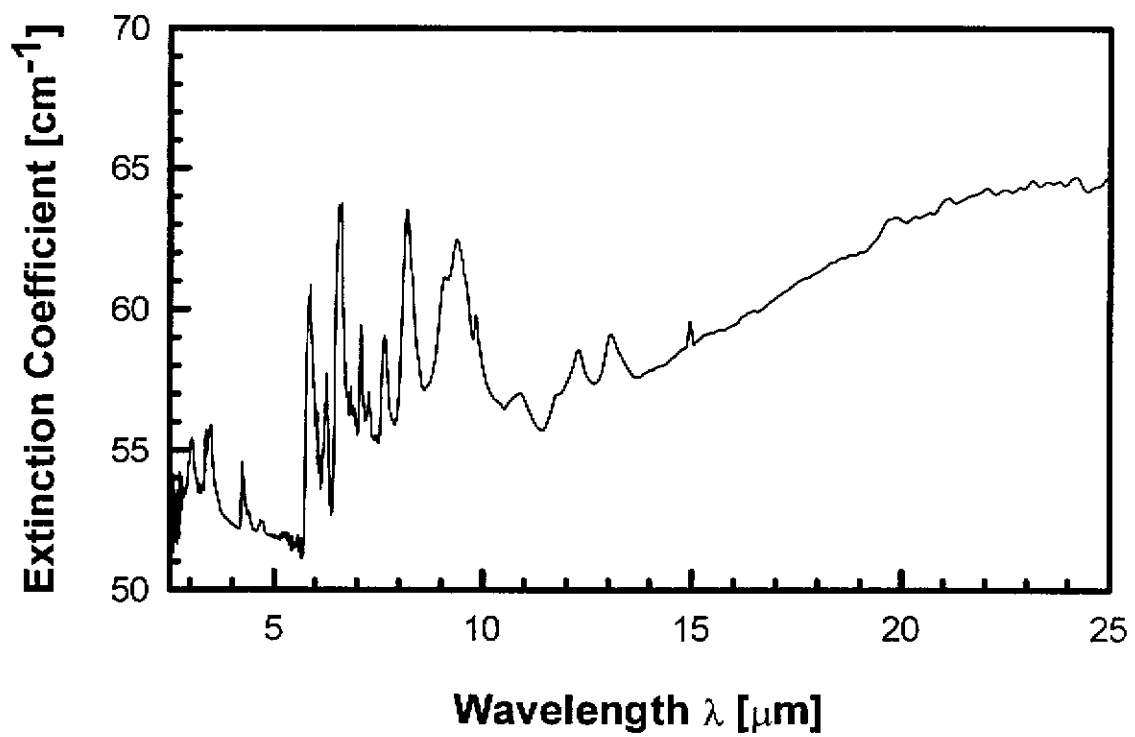


圖 2.18e Sample E 消散係數與波長之關係

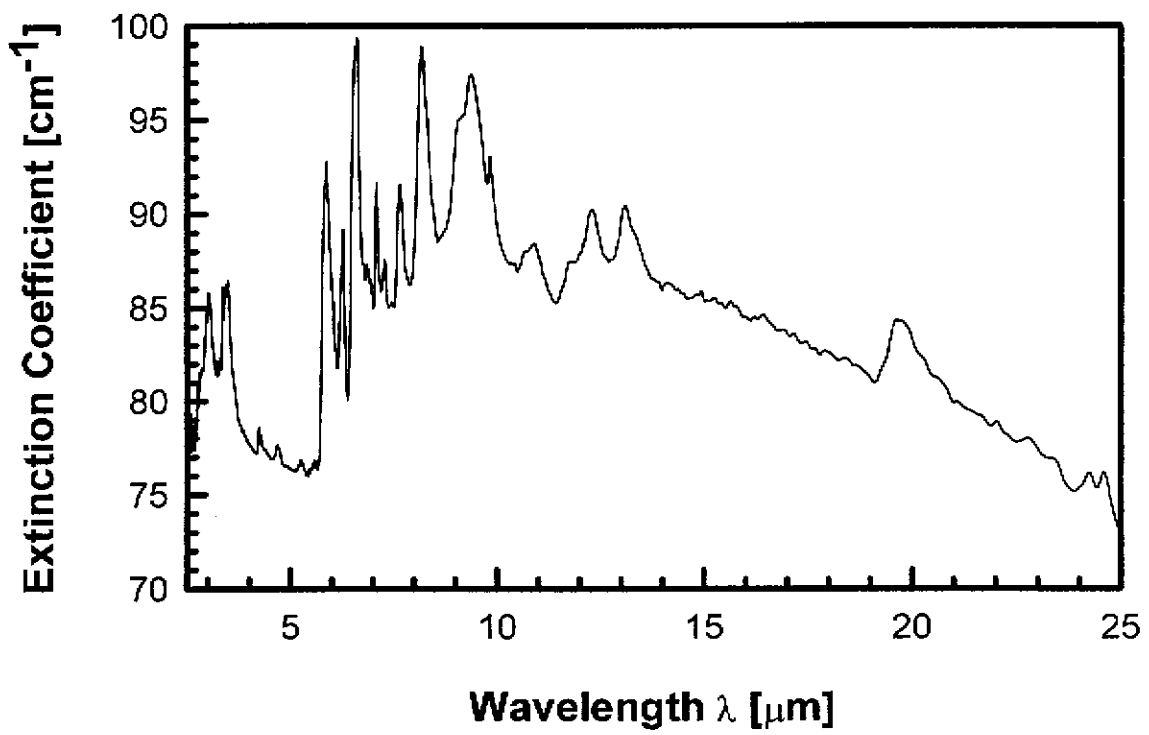


圖 2.18f Sample F 消散係數與波長之關係

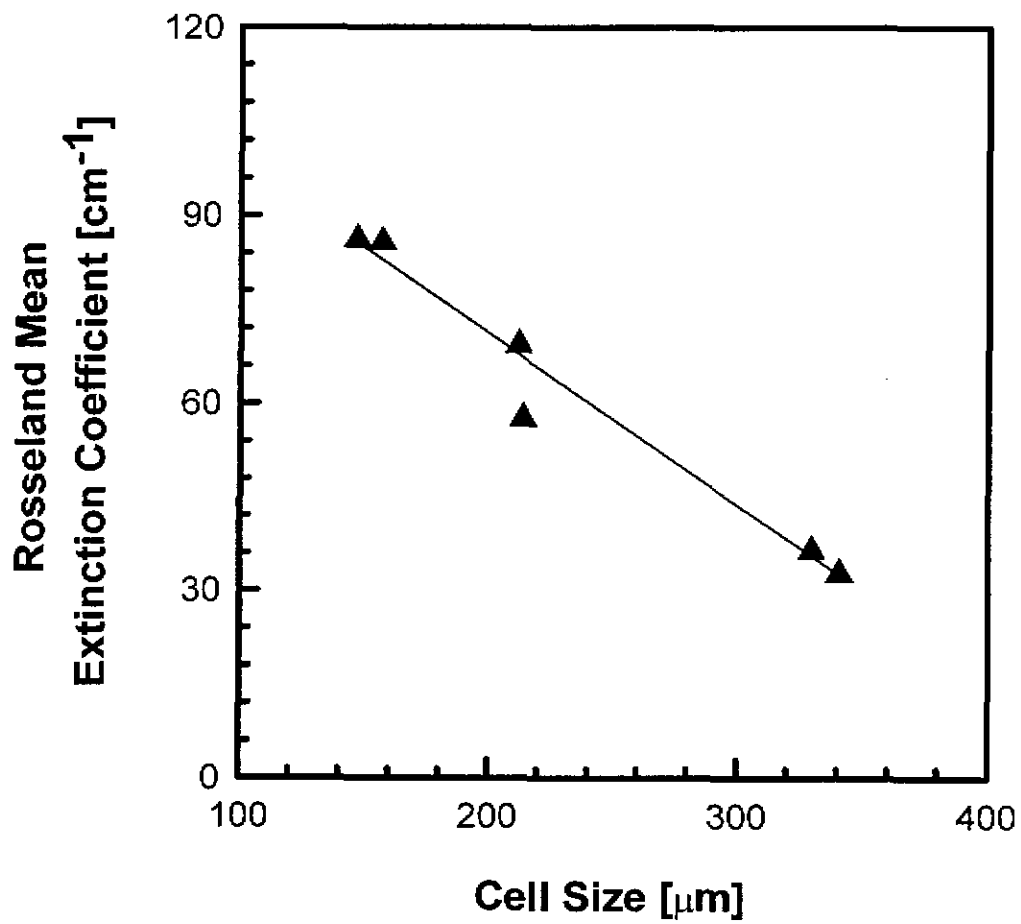


圖 2.19 在 286K 時羅斯蘭平均消散係數與泡孔大小之關係

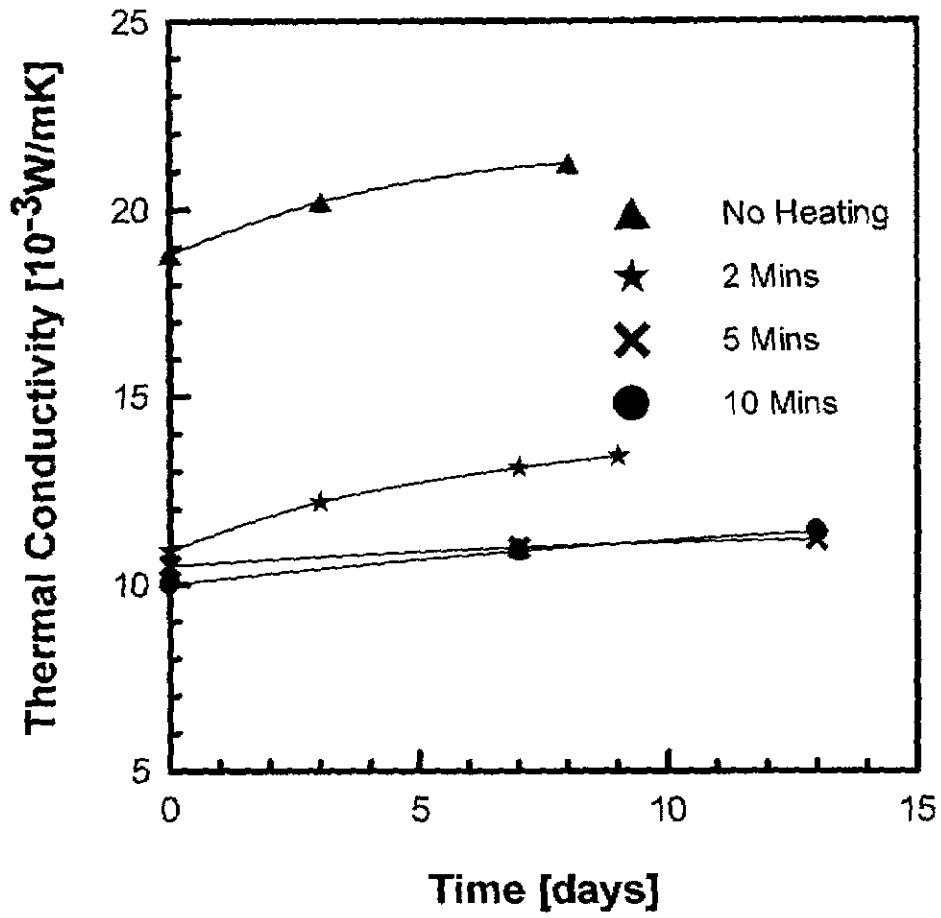


圖 2.20 試片加熱時間對等效熱傳係數之關係

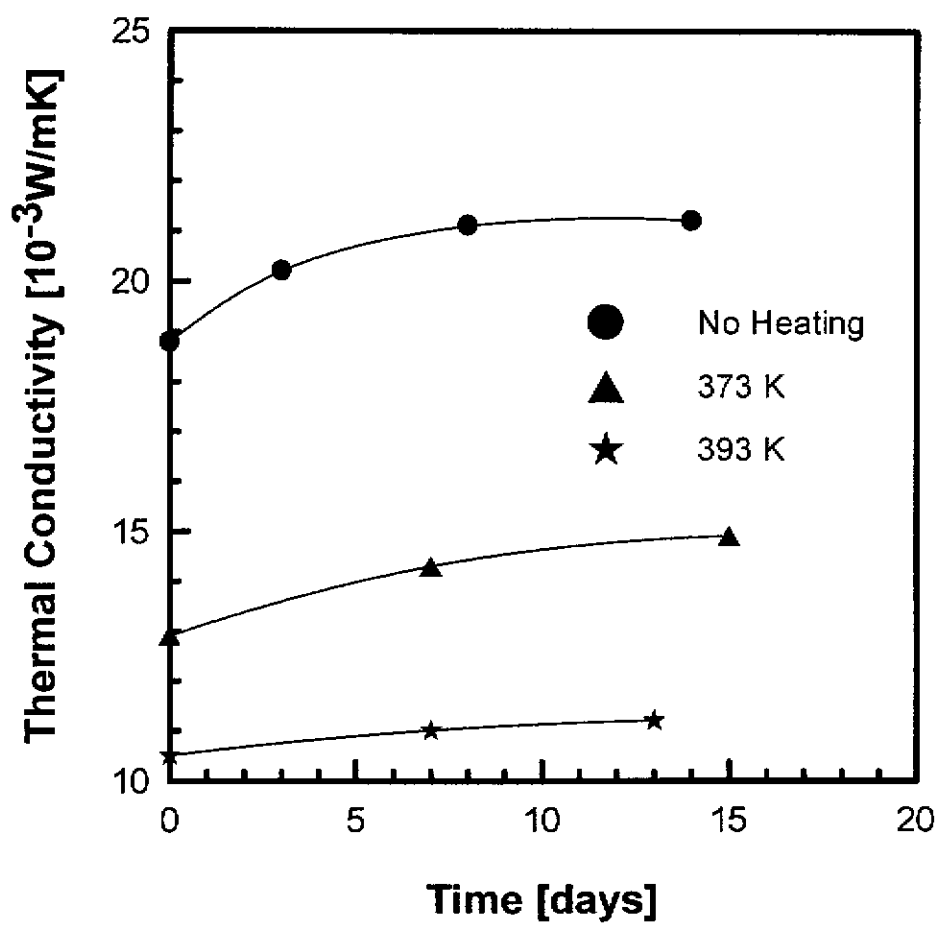


圖 2.21 試片加熱溫度對等效熱傳導係數之關係

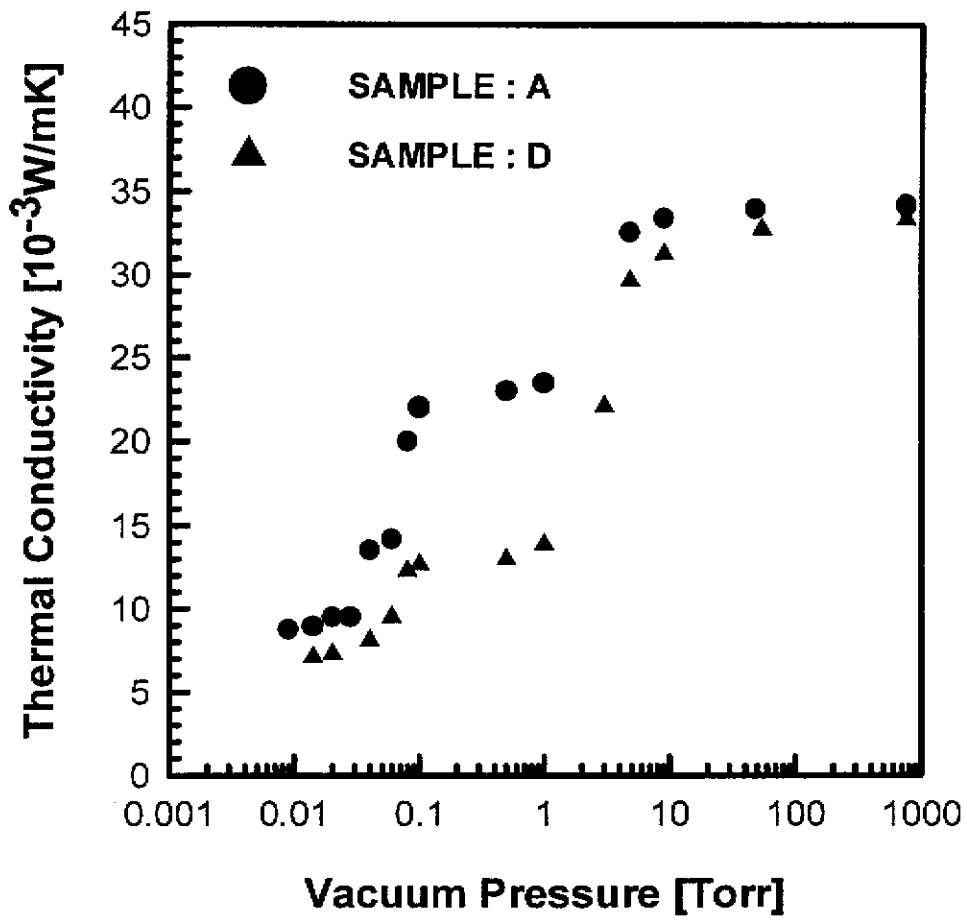


圖 2.22 試片抽真空壓力與等效熱傳係數之關係

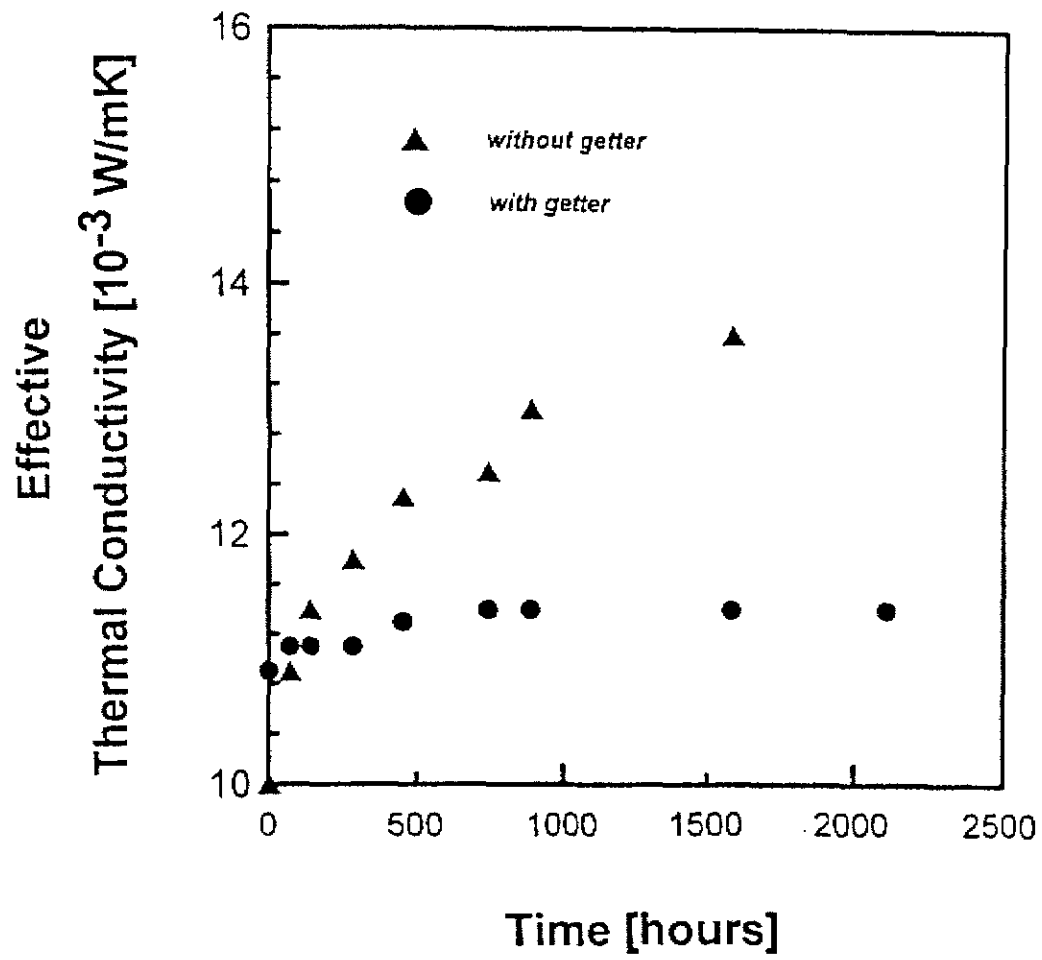


圖 2.23 試片老化實驗量測結果

三、理論分析

3.1 理論模式建立

考慮一維暫態複合熱傳導及熱輻射之熱傳問題。計算一維雙平行漫射灰體表面間具吸收、放射與等向性散射灰體介質的暫態熱傳問題；其物理示意圖，如圖 3.1。其系統厚度為 L ，左側高溫面之溫度設定為 $T_{\infty} + T_m \sin(\frac{\pi t}{43200})$ ，右側低溫面之溫度設定為 T_2 ，起始溫度為 T_{∞} ，暫態響應為快速改變高溫側溫度所引起。假設所有的熱物理性質均為常數，則其統御方程式如下：

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial Q_r}{\partial x} \quad (3.1)$$

$$\text{起始條件} \quad t=0, \quad T = T_0 \quad (3.2)$$

$$\text{邊界條件} \quad t>0,$$

$$x=0, \quad T = T_{\infty} + T_m \sin(\frac{\pi t}{43200}) \quad (3.3)$$

$$x=L, \quad T = T_2 \quad (3.4)$$

能量不滅方程式(3.1)式中，輻射熱通量項將滿足輻射傳遞方程式 (Equation of Radiative Transfer)。輻射熱通量為輻射強度積分得到。若假設介質為灰體且對輻射為等向性散射 (Isotropic scattering)則輻射傳遞方程式可表示成下列形式：

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I(x, \mu)}{\partial x} = & -(\sigma_a + \sigma_s) I(x, \mu) + \sigma_a I_b(x) \\ & + \frac{\sigma_s}{2} \int_{-1}^1 I(x, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (3.5)$$

其中 $\mu = \cos\theta$, σ_a 為吸收係數 (absorption coefficient), σ_s 為散射係數 (scattering coefficient), $p(\mu, \mu)$ 為相函數 (phase function);

其相應漫射邊界條件為

$$I^+(0) = \varepsilon_1 I_b(T_1) + 2\rho_1 \int_0^1 I^-(0, \mu) \mu d\mu \quad 1 \geq \mu > 0 \quad (3.6a)$$

$$I^-(L) = \varepsilon_2 I_b(T_2) + 2\rho_2 \int_{-1}^0 I^+(L, \mu) \mu d\mu \quad -1 \leq \mu < 0 \quad (3.6b)$$

消散係數 (extinction coefficient) $\beta = (\sigma_a + \sigma_s)$, 散射反照率 (single scattering albedo), $\omega = \sigma_s / \beta$ 則(3.5)式可化成下式:

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{\beta} \frac{\partial I(x, \mu)}{\partial x} = & -I(x, \mu) + (1 - \omega) I_b(x) \\ & + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(x, \mu') p(\mu', \mu) d\mu' \end{aligned} \quad (3.7)$$

定義下列無因次參數:

$$\theta(x) = \frac{T(x)}{T_1}, \quad \xi = \beta^2 \alpha t, \quad \tau = \beta x, \quad N = \frac{k\beta}{4\sigma T_1^3}$$

$$\phi(x) = \frac{\pi I(x)}{\sigma T_1^4}, \quad Q_r(x) = \frac{q_r(x)}{4\sigma T_1^4}, \quad Q_t(x) = \frac{q_t(x)}{k_c \beta T_1}$$

$$\phi = \frac{\pi I}{\sigma T_1^4}, \quad \omega = \frac{\sigma_s}{\beta}, \quad \alpha = \frac{k}{\rho C_p}$$

可將能量方程式轉換成無因次形式如下：

$$\frac{\partial \theta(\tau, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta(\tau, \xi)}{\partial \tau^2} - \frac{1}{N} \frac{\partial Q_r(\tau, \xi)}{\partial \tau} \quad \xi > 0, 0 \leq \tau \leq \tau_0 \quad (3.8)$$

$$\text{起始條件} \quad \xi = 0, \theta(\tau, \xi) = \theta_0 \quad (3.9)$$

$$\text{邊界條件} \quad \xi > 0, \tau = 0, \theta(\tau, \xi) = \theta_1 \quad (3.10)$$

$$\tau = \tau_0, \theta(\tau, \xi) = \theta_2 \quad (3.11)$$

無因次輻射傳遞方程式

$$\mu \frac{d\phi(\tau, \mu)}{d\tau} = -\phi(\tau, \mu) + (1 - \omega)\theta'(\tau) + \frac{\omega}{2} \int_1^1 \phi(\tau, \mu) d\mu \quad (3.12)$$

$$\phi(0, \mu) = \varepsilon_1 \theta_1'(0) + 2\rho_1 \int_0^1 \phi^-(0, \mu') \mu' d\mu' \quad \mu < 0 \quad (3.13)$$

$$\phi(\tau_0, \mu) = \varepsilon_2 \theta_2'(\tau_0) + 2\rho_2 \int_1^0 \phi^+(\tau_0, \mu') \mu' d\mu' \quad \mu > 0 \quad (3.14)$$

本研究所採用之發泡隔熱材料，其羅斯蘭平均消散係數如表 2.7 所示。而代入輻射熱傳遞方程式中所得傳導與輻射比值參數 N 值如表 3.1 所示。由表 3.1 顯示本研究所採用之發泡隔熱材料其傳導與輻射比值參數 N 在 300 至 900 之間。由熱傳理論得知，當 N 值大於 10 時，其主要熱傳形式為熱傳導，故本研究將能量方程式簡化為下式：

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad t > 0, \quad 0 < x < L \quad (3.15)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad t > 0, \quad 0 < x < L \quad (3.15)$$

$$\text{起始條件 } t=0, T=T_\infty \quad (3.16)$$

$$\text{邊界條件 } t > 0$$

$$x=0, T=T_\infty + T_m \sin\left(\frac{\pi}{43200}\right) \quad (3.17)$$

$$x=L, T=T_2 \quad (3.18)$$

定義下列無因次參數：

$$\theta(x) = \frac{T(x) - T_2}{T_\infty - T_2}, \quad \eta = \frac{x}{L}, \quad \hat{t} = \frac{\hat{a}}{L^2} t, \quad \hat{a} = \frac{k}{\rho C_p}$$

可將能量方程式換成無因次形式如下：

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \quad (3.19)$$

$$\text{起始條件 } \xi=0, \theta(\eta, \xi)=1, \quad 0 \leq \eta \leq 1 \quad (3.20)$$

$$\text{邊界條件 } \hat{t} > 0, \quad \zeta = 0, \quad \hat{e}(\eta, \hat{t}) = 1 + \hat{e}_m \sin\left(\frac{L^2 \hat{t}}{43200 \hat{a}}\right) \quad (3.21)$$

$$\eta=1, \theta(\tau, \xi)=0 \quad (3.22)$$

3.2 數值方法

本文利用 Crank-Nicolson 方法及有限差分方法，求解暫

態能量方程式可得暫態溫度分佈。其中由於 Crank-Nicolson 方法為隱性法(Implicit method)，故可無條件收斂。

應用 Crank-Nicolson 中央差分法可將 (3.19) 改寫成下式：

$$\frac{\theta_{i+1}^{n+1} - \theta_i^n}{\Delta \xi} = \frac{1}{2} \left[\frac{\theta_{i+1}^{n+1} - 2\theta_i^{n+1} + \theta_{i-1}^{n+1}}{(\Delta \eta)^2} + \frac{\theta_{i+1}^n - 2\theta_i^n + \theta_{i-1}^n}{(\Delta \eta)^2} \right] \quad (3.34)$$

經整理可得

$$-\gamma\theta_{i+1}^{n+1} + (1+2\gamma)\theta_i^{n+1} - \gamma\theta_{i-1}^{n+1} = \gamma\theta_{i+1}^n + (1-2\gamma)\theta_i^n + \gamma\theta_{i-1}^n \quad (3.35)$$

其中

$$\gamma = \frac{\Delta \xi}{2(\Delta \eta)^2} \quad (3.36)$$

方程式左邊為未知新溫度，右邊均為已知，故可化為三元對角線矩陣。並利用 TDMA 副程式解其暫態溫度分佈。

3.3 結果與討論

圖 3.2 為隔熱材料內部相對位置其相對溫度與時間變化之關係圖。由於高溫邊界條件受到環境溫度隨時間變化的影響，在經過一段時間之後隔熱材料內部各點溫度趨於穩定，但仍會隨時間振盪。愈靠近高溫邊界其振幅愈大，愈靠近低溫邊界則反之。圖 3.3a~d 為四個不同的隔熱材料在低溫邊界條件為 20K 時，三種不同的試片厚度由上至下分別為 11、

15、20 公分，其熱洩漏量隨時間變化的情形。受到高溫邊界條件隨時間變化的影響，經過一段時間之後其熱洩漏量會趨於穩定，但仍會隨時間振盪，且熱洩量隨著隔熱材料厚度的增加而降低。圖 3.3、圖 3.4 以及圖 3.5 為低溫邊界條件分別為 20K、100K、230K 時四種不同之隔熱材料在不同的試片厚度，其熱洩漏量隨時間變化之情形。當低溫邊界條件與高溫邊界條件兩者之溫差愈大時，其熱洩漏量隨之增加。

圖 3.6a 為兩種不同的隔熱材料在低溫邊界條件為 20K 時，其熱洩漏量與試件厚度之關係。由於試片 C 之熱傳導係數小於試片 A 故其熱洩漏量較小，隨著厚度的增加其熱洩漏量均會隨之降低。在厚度增加時初期其熱洩漏量會大幅度地下降，但當厚度增加至某一程度後，其熱洩漏量減少的程度則會趨於緩和。圖 3.6、圖 3.7、及圖 3.8 為當低溫邊界條件分別在 20K、100K、230K 時，不同的隔熱材料其熱洩漏量與試件厚度之關係。圖 3.9a 及圖 3.9b 分別為試片 A 及試片 C 當低溫邊界條件在三種不同的溫度時，熱洩漏量與試片厚度之關係，由圖中可明顯發現在不同的工作溫度時，材料的厚度也隨之不同。同樣的試片厚度，在 20K 時其熱洩漏量高出 230K 時達三倍之多，100K 時則約在 40% 左右。此外，當厚度增加至某一定程度後，厚度繼續增加，其熱洩漏量下降幅度趨於緩和。故當工作溫度在較低溫度時，若欲達到相同之熱洩漏量，其厚度應隨之增加。但厚度的增加並非無限制的，因為下降幅度厚度達到某一定值後，熱洩漏量能減少的量有限，僅能做有限度的下降。此時若繼續增加厚度，對於熱洩漏量的改善有限，僅會增加營運成本。

表 3.1 試片之傳導與輻射比值參數 N

| 試件編號 | A | B | C | D | E | F |
|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| N | 443 | 391 | 749 | 937 | 669 | 849 |

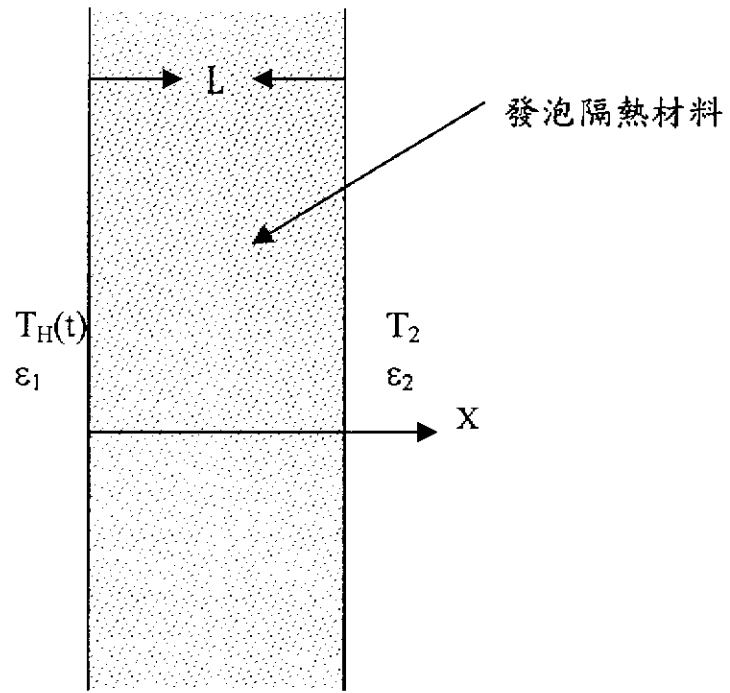


圖 3.1 物理模型

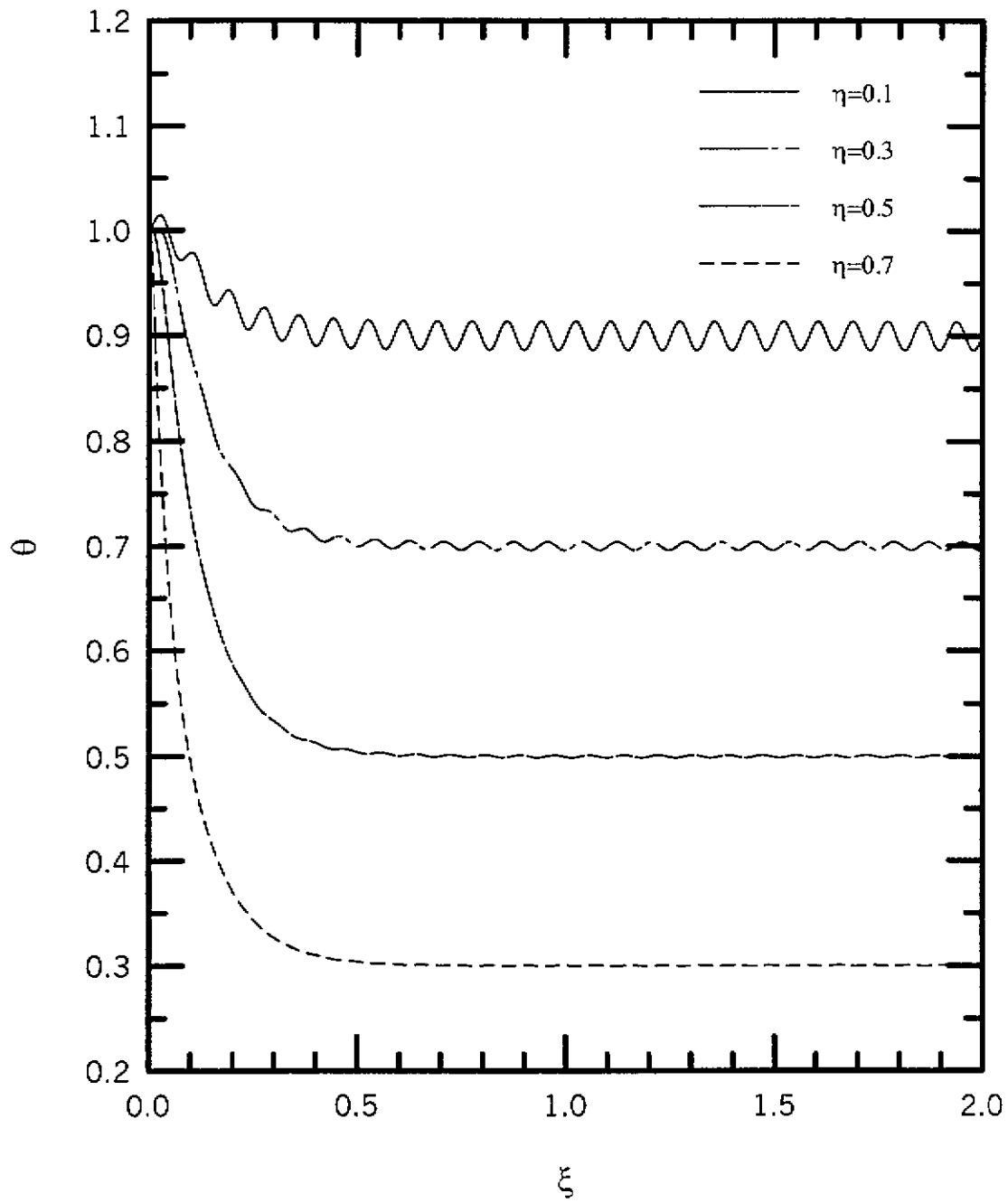


圖 3.2 隔熱材料中相對位置其相對溫度隨時間變化之關係

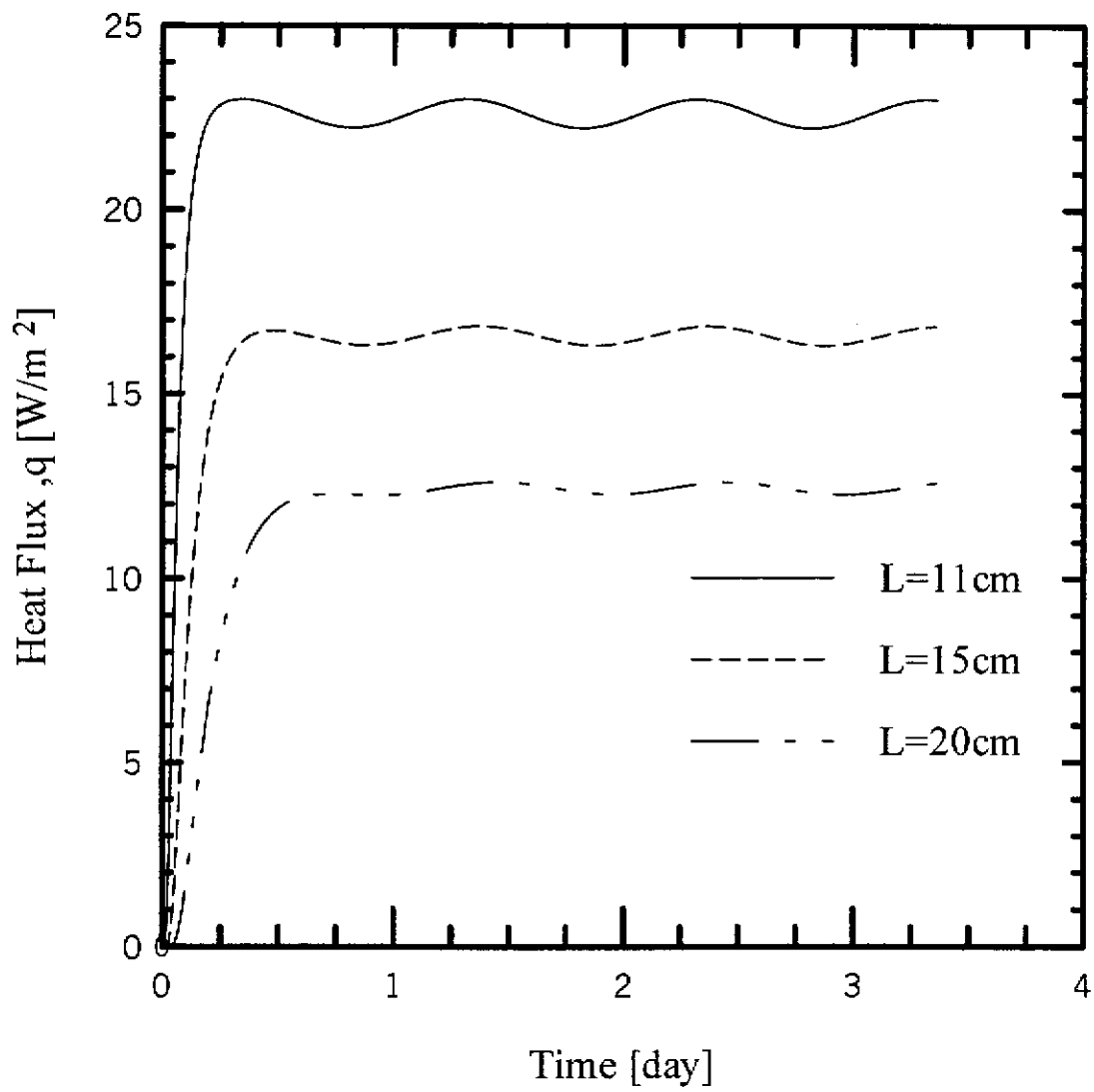


圖 3.3a Sample A 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

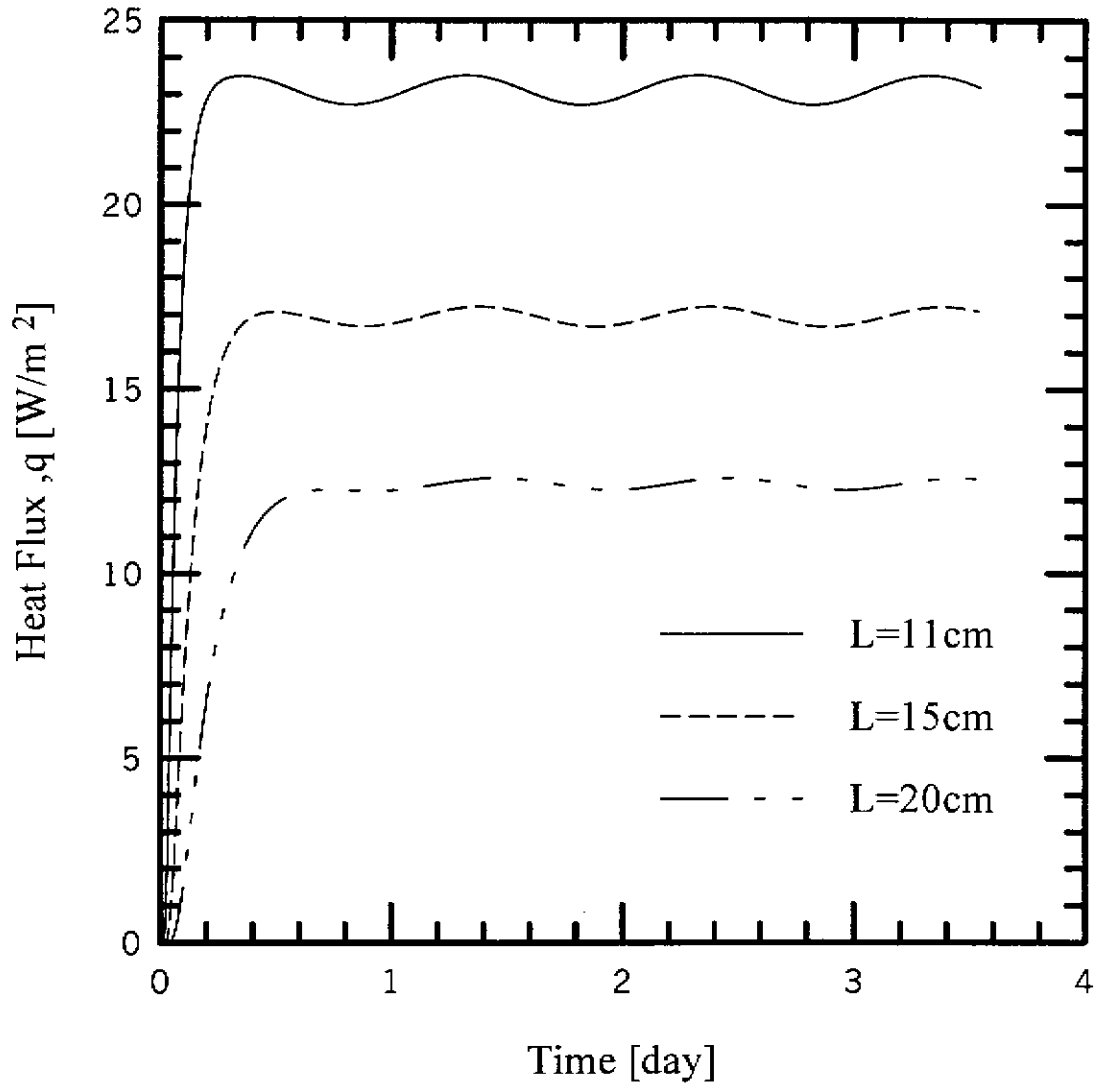


圖 3.3b Sample B 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

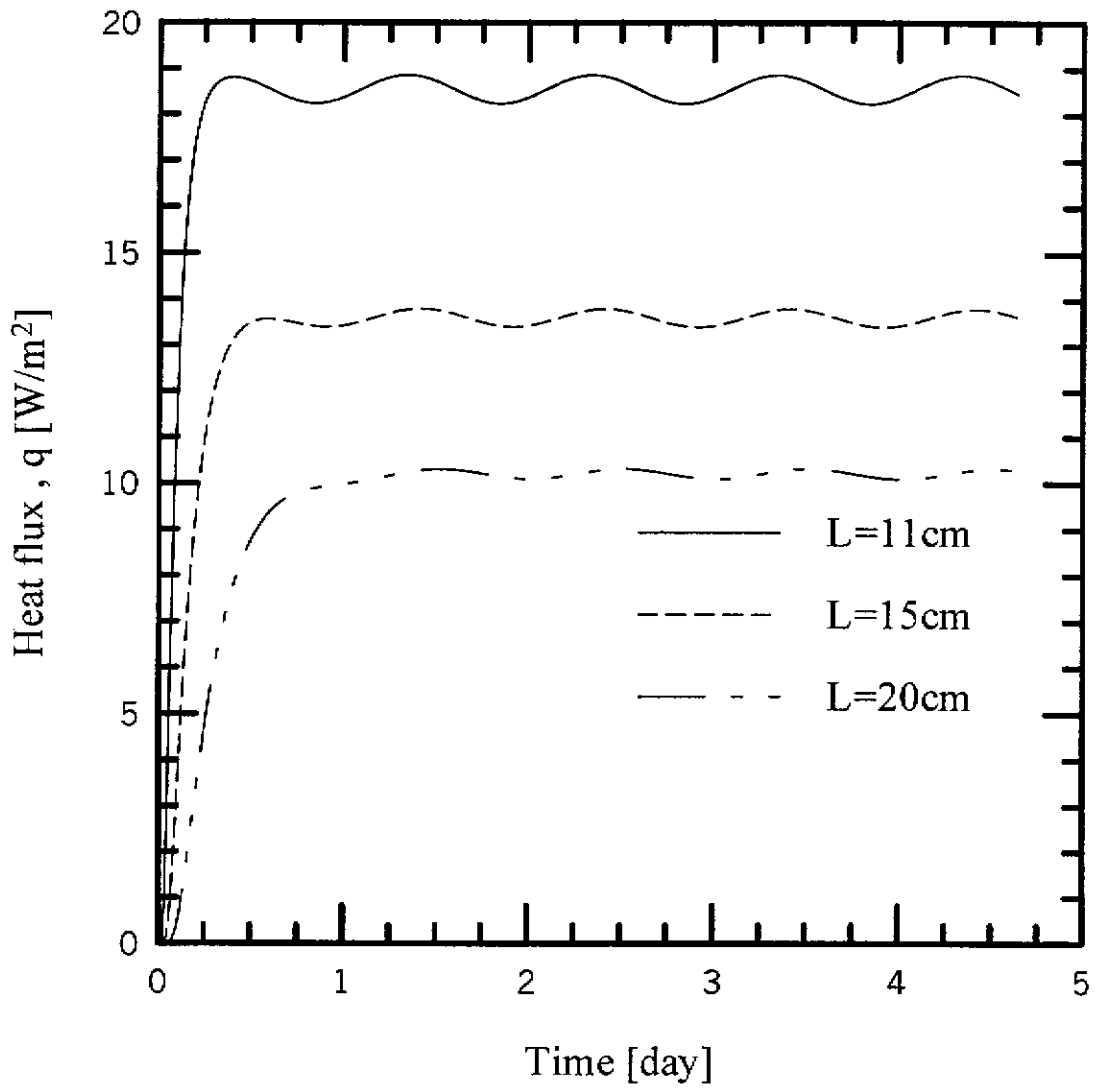


圖 3.3c Sample C 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

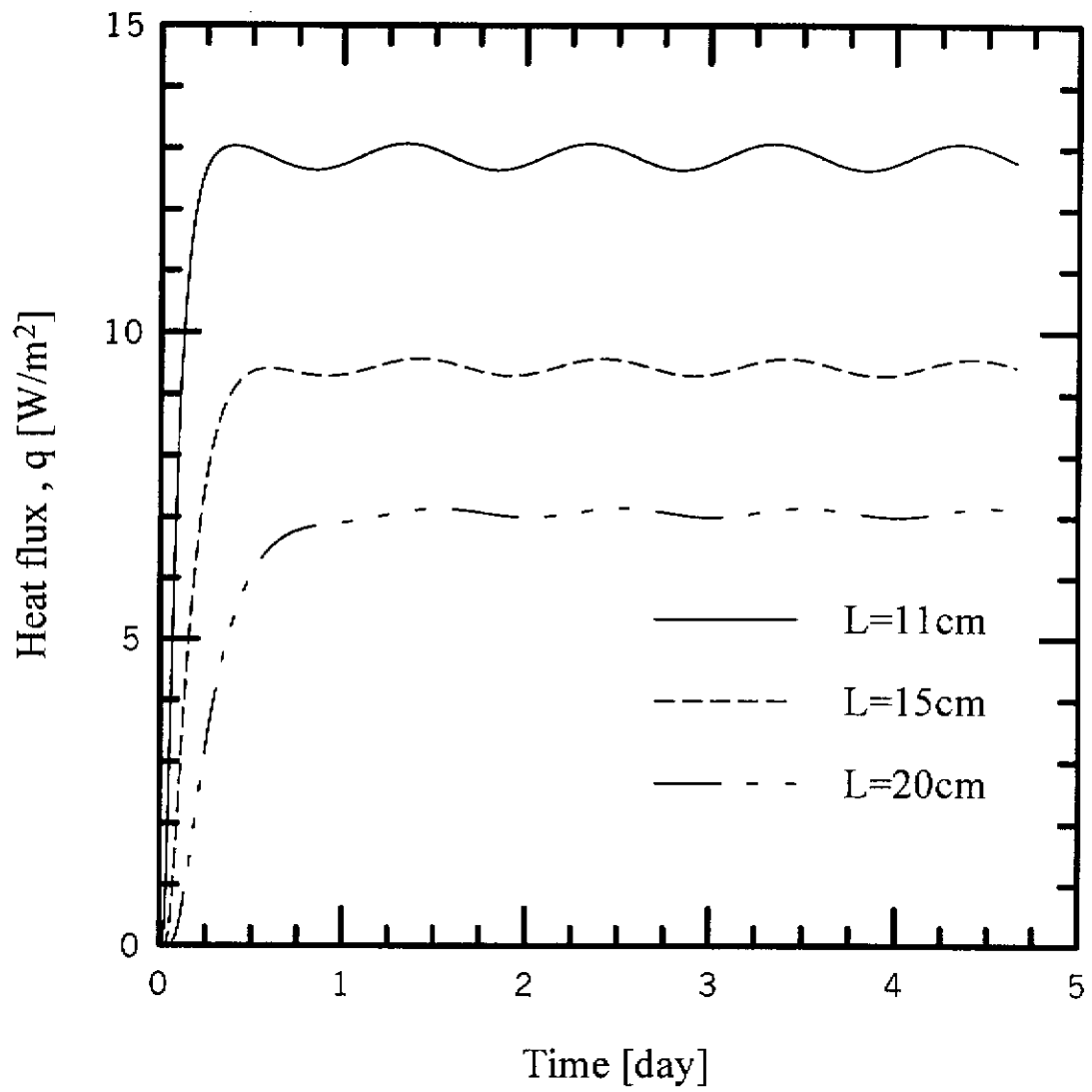


圖 3.3d Sample D 當低溫為 20K 時，不同試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

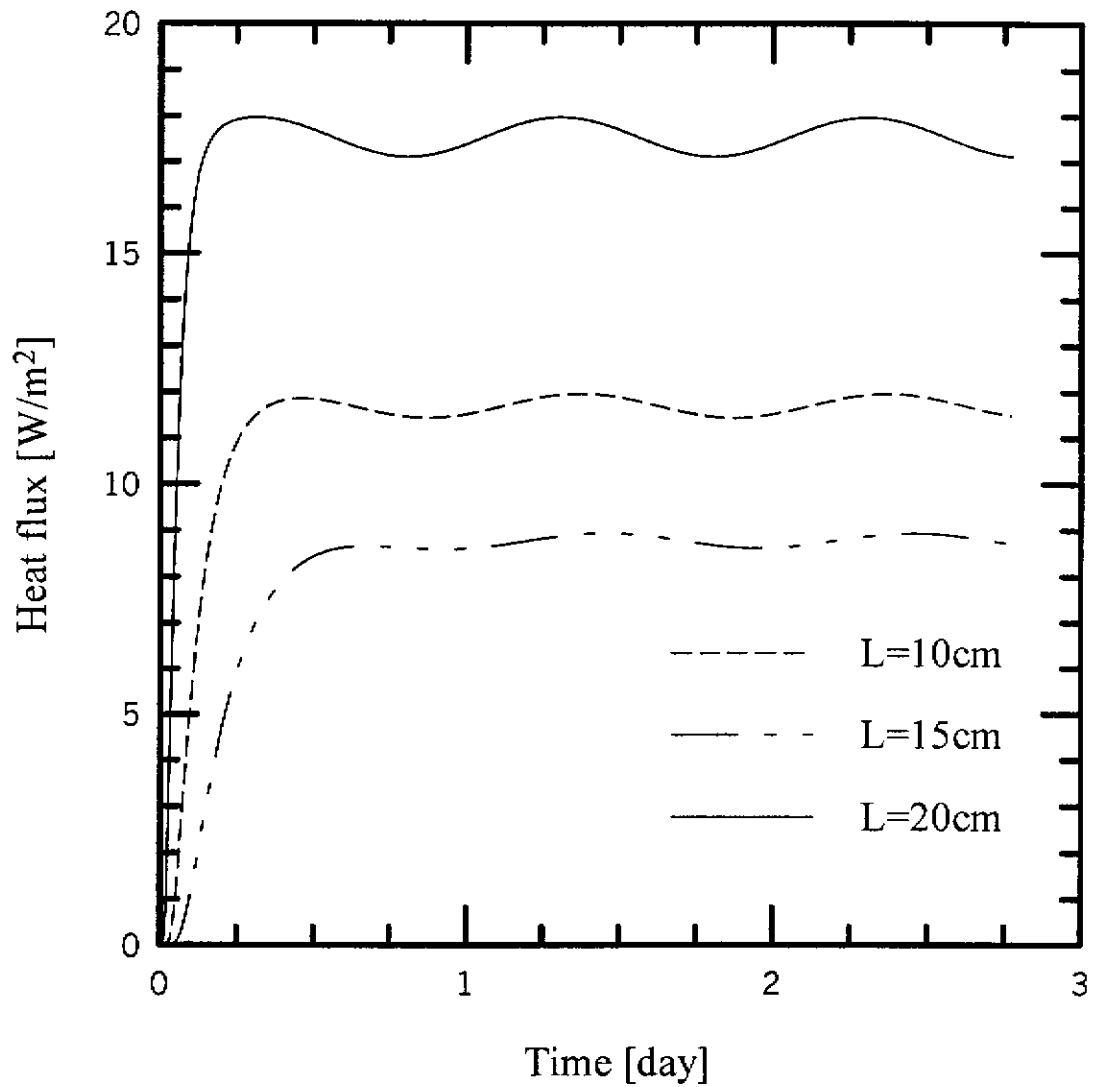


圖 3.4a Sample A 當低溫為 100K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

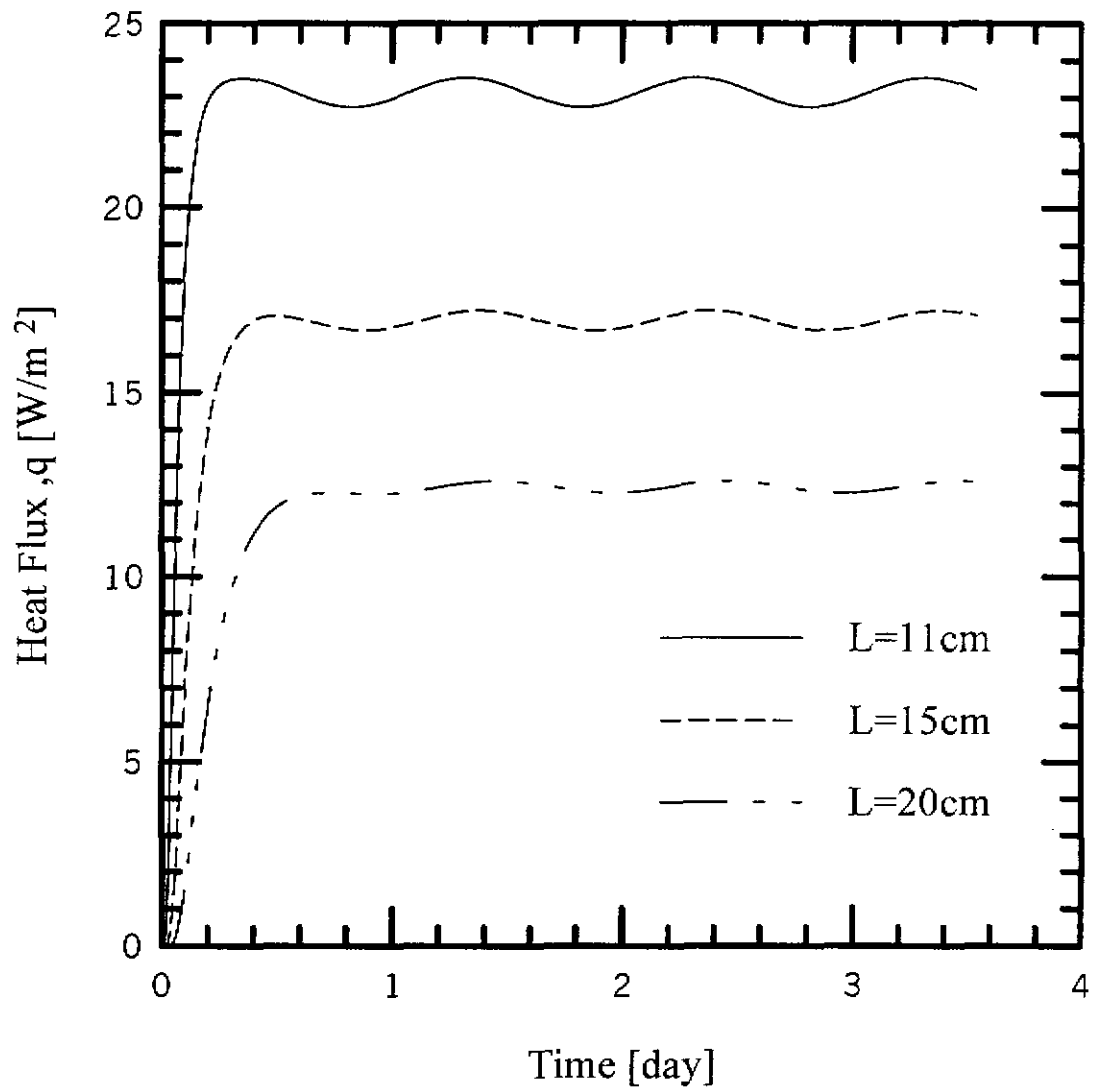


圖 3.4b Sample B 當低溫為 100K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

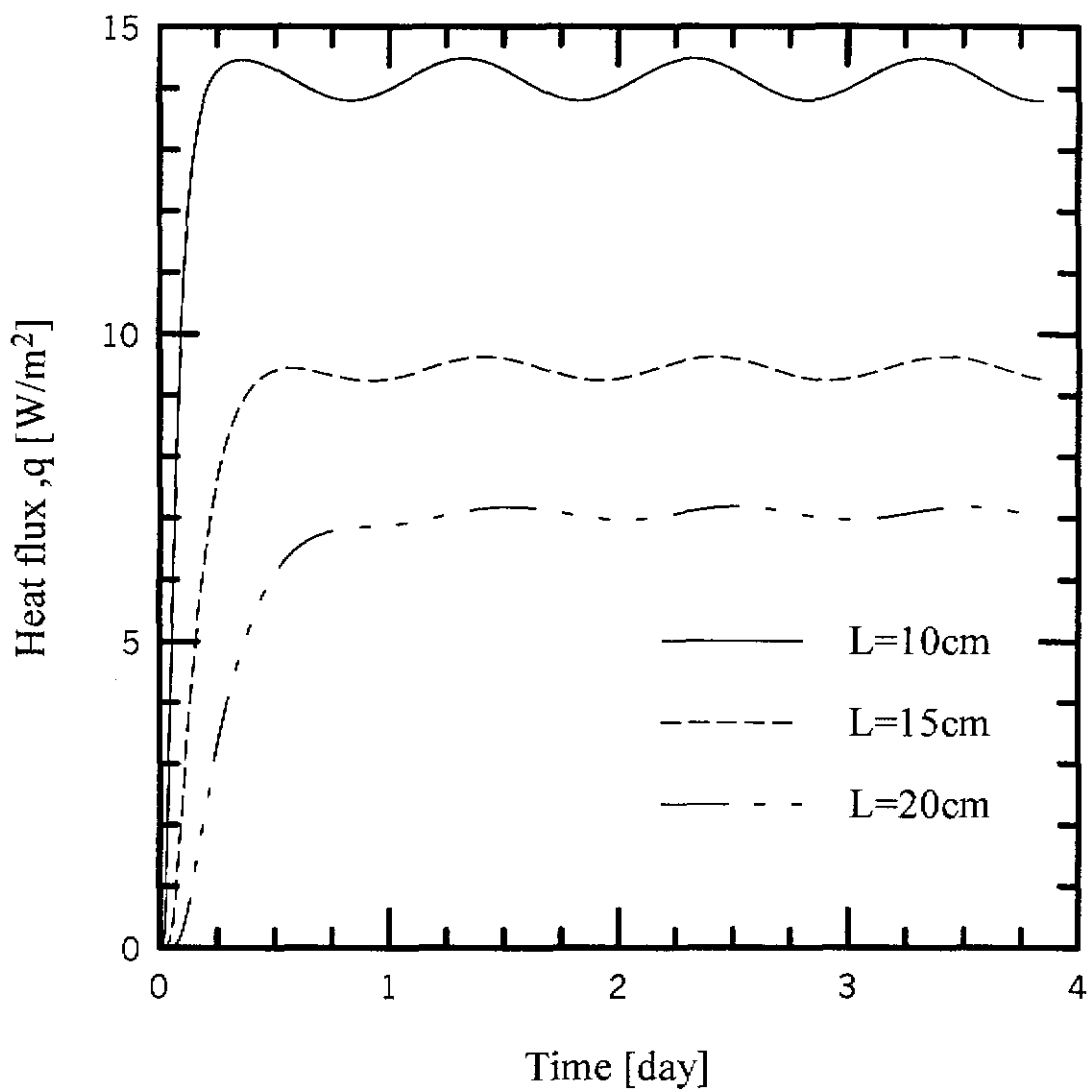


圖 3.4c Sample C 當低溫為 100K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

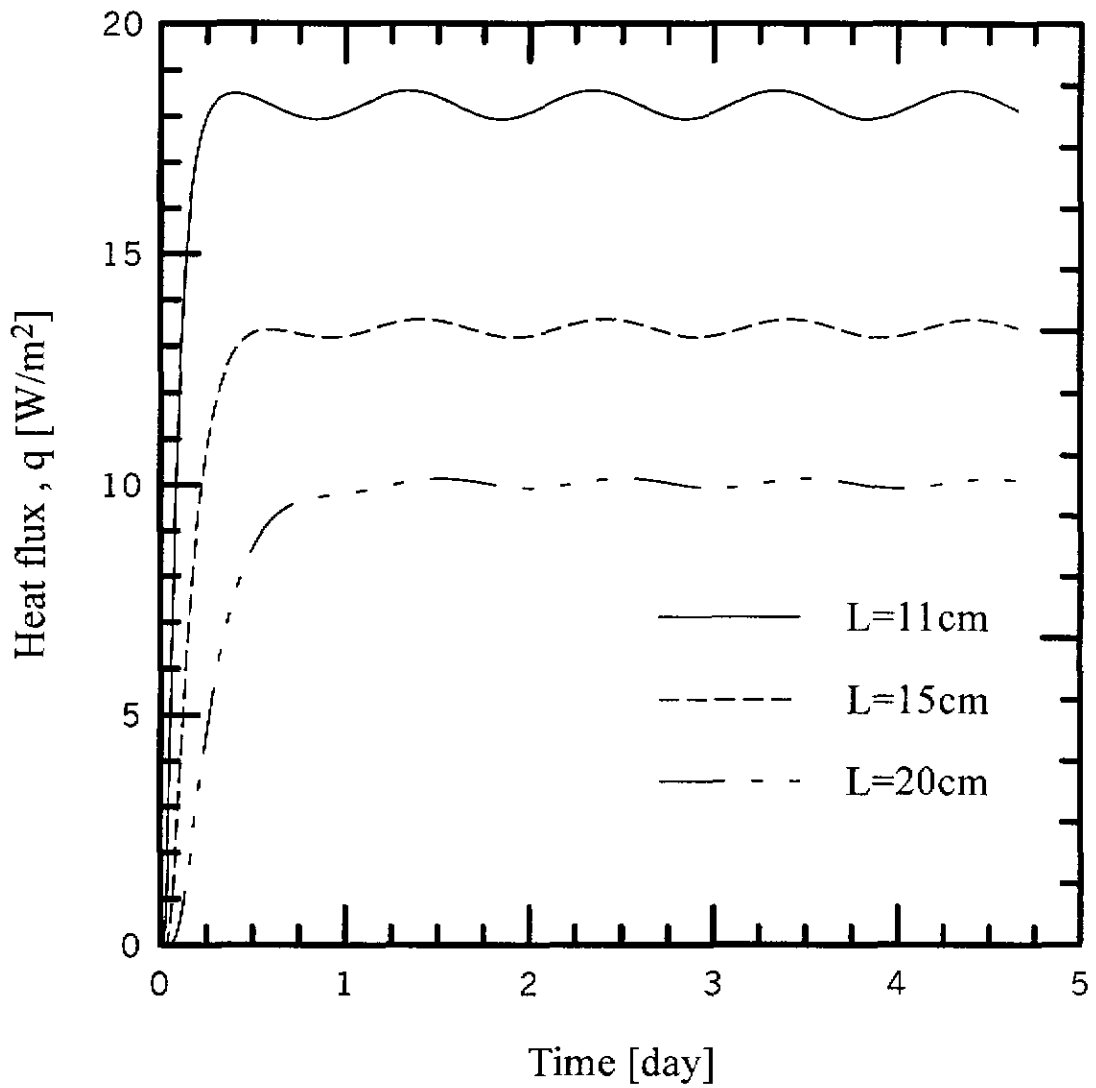


圖 3.4d Sample D 當低溫為 100K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

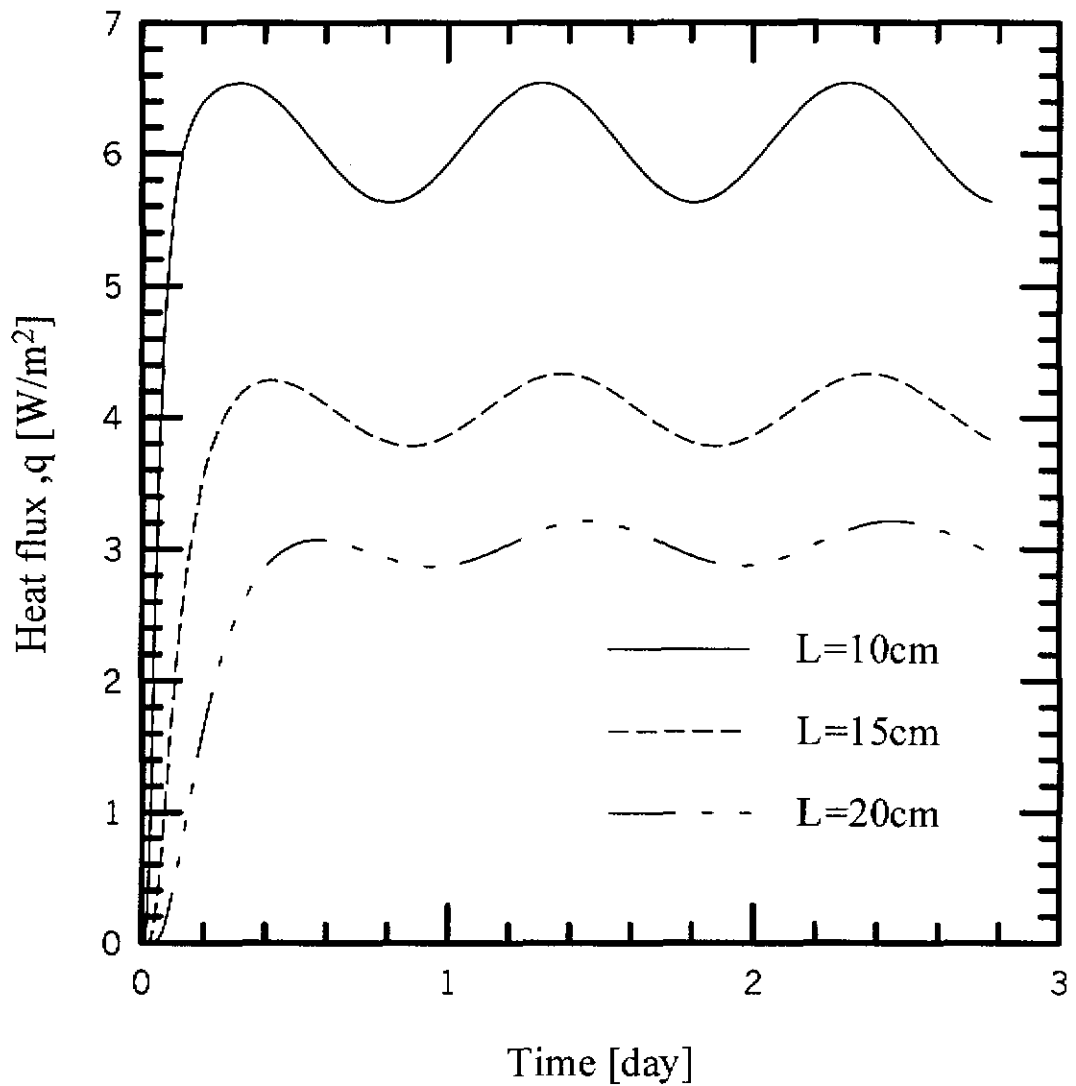


圖 3.5a Sample A 當低溫為 230K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

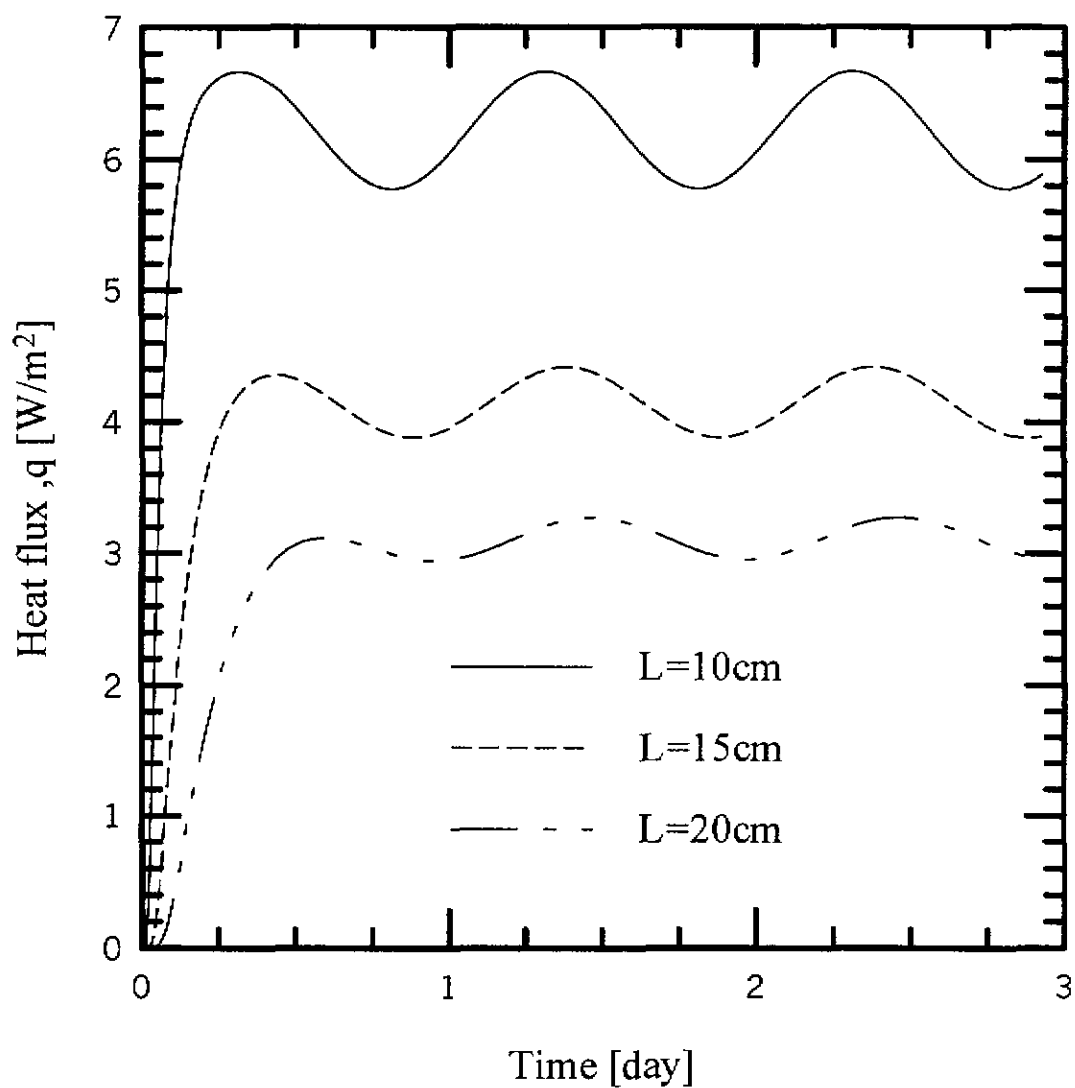


圖 3.5b Sample B 當低溫為 230K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

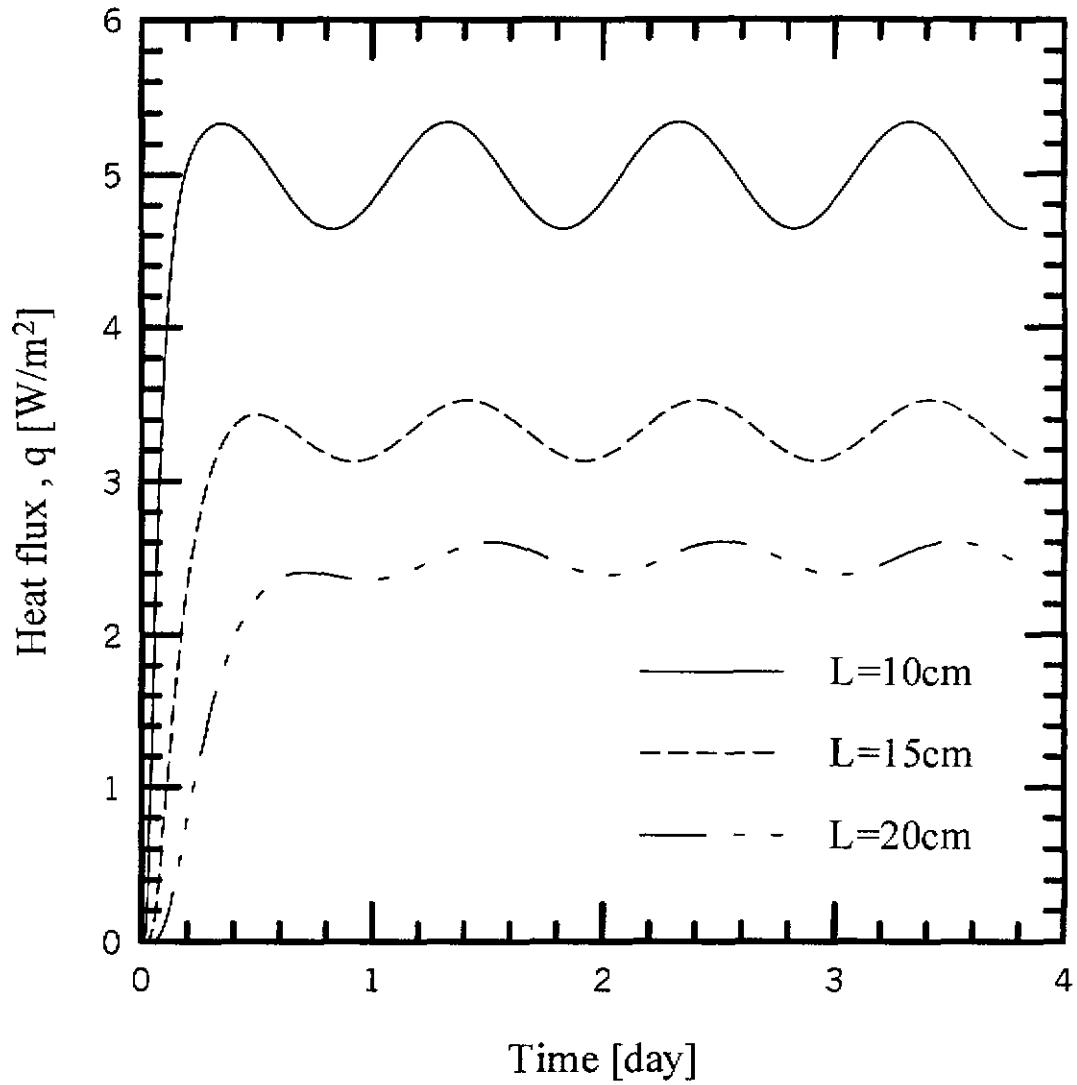


圖 3.5C Sample C 當低溫為 230K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

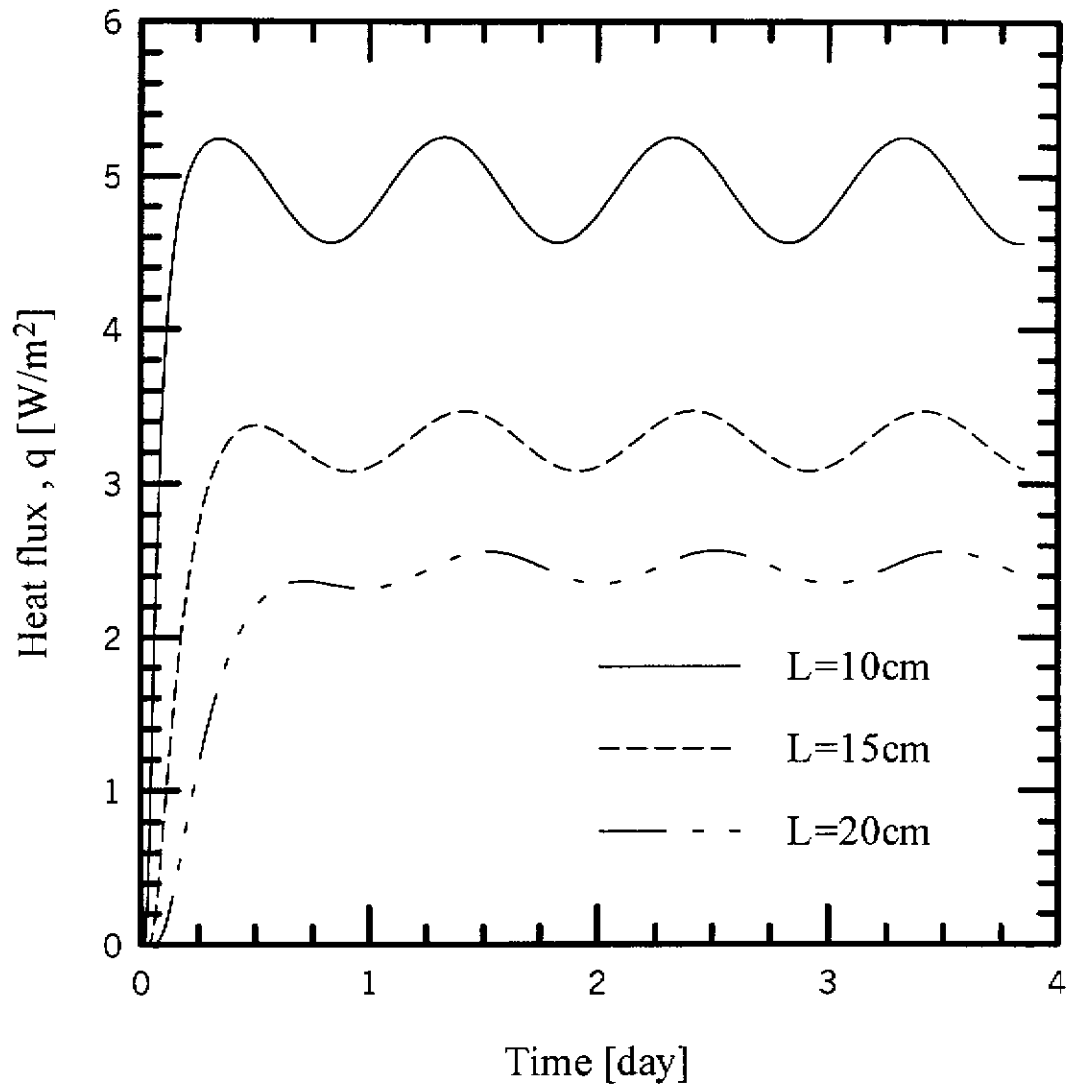


圖 3.5d Sample D 當低溫為 230K 時，不同
試片厚度熱洩漏量與時間變化之關係

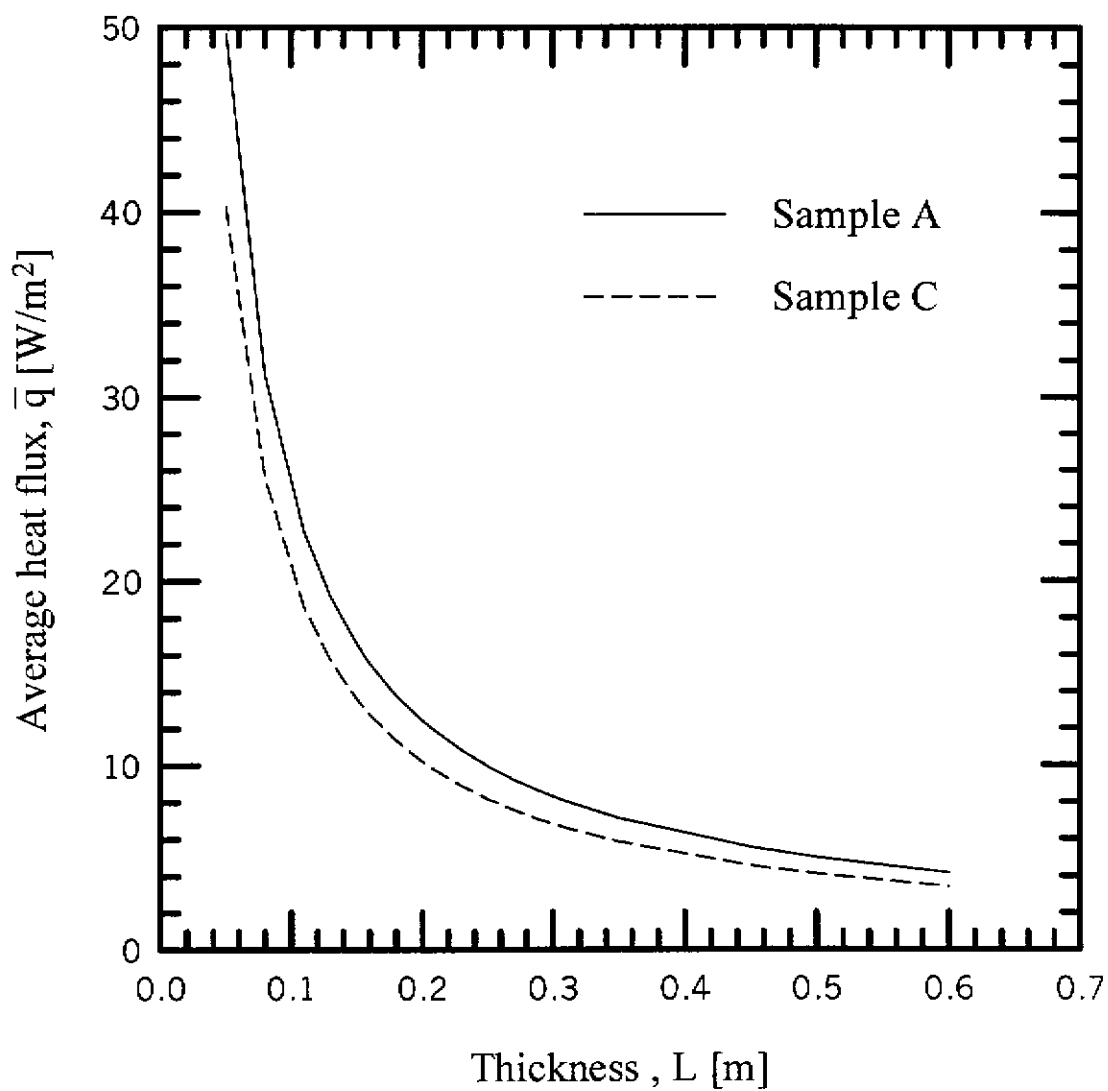


圖 3.6a Sample A、C 當低溫為 20K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片厚度之關係

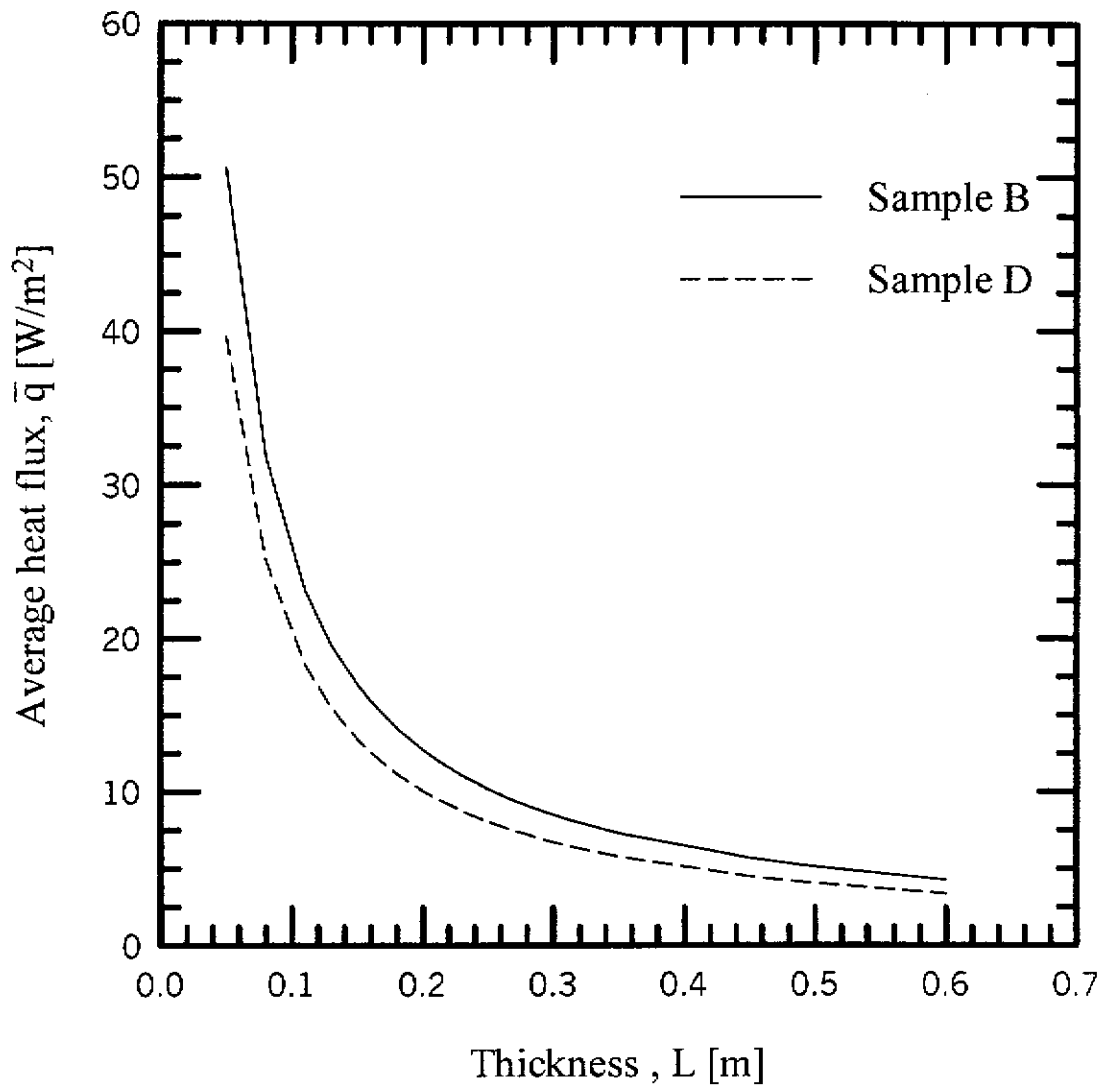


圖 3.6b Sample B、D 當低溫為 20K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片厚度之關係

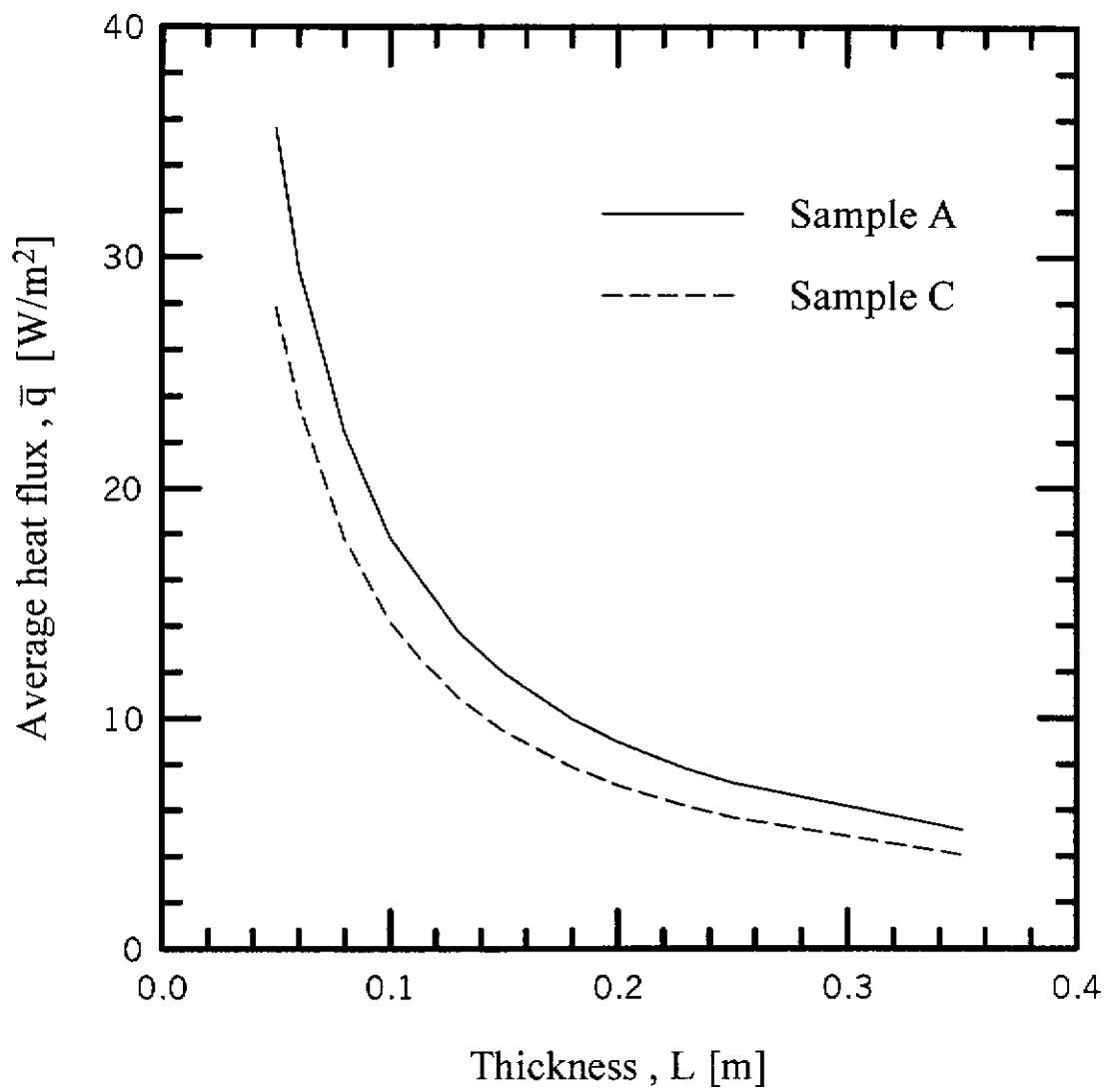


圖 3.7a Sample A、C 當低溫為 100K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片厚度之關係

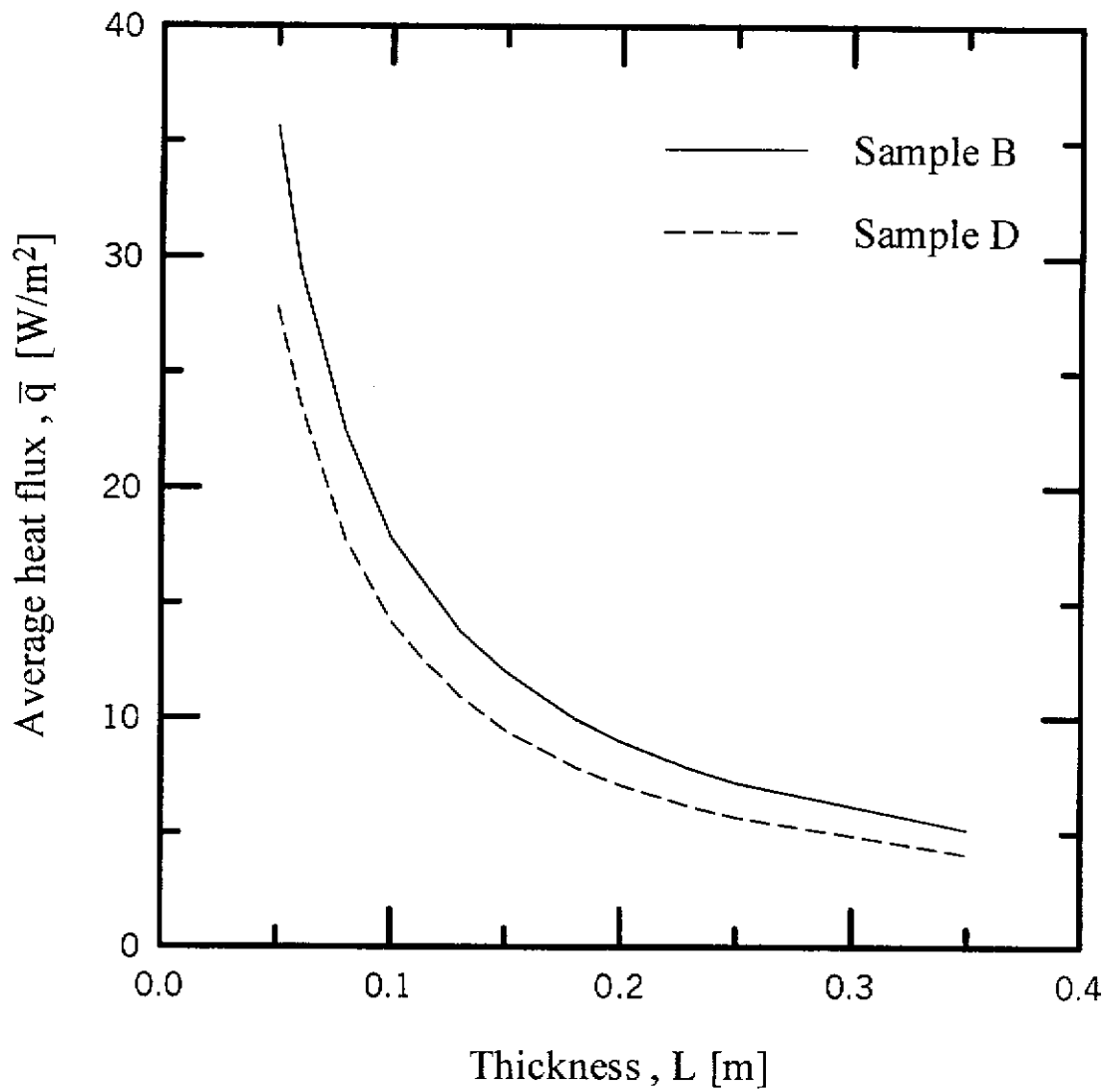


圖 3.7b Sample B、D 當低溫為 100K 時，
熱洩漏量與隔熱材料試片厚度之關係

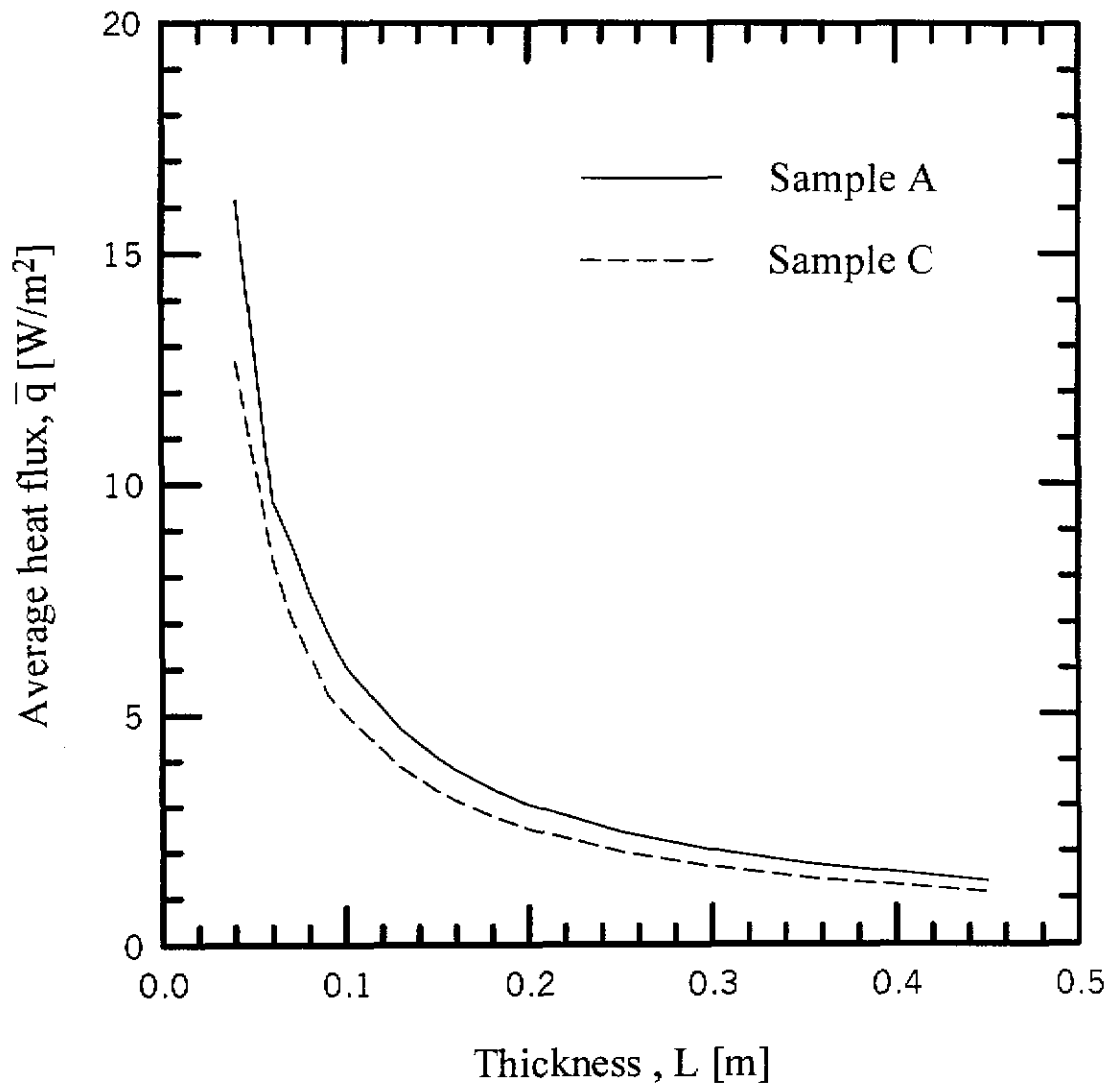


圖 3.8a Sample A、C 當低溫為 230K 時，熱洩漏量與隔熱材料試片厚度之關係

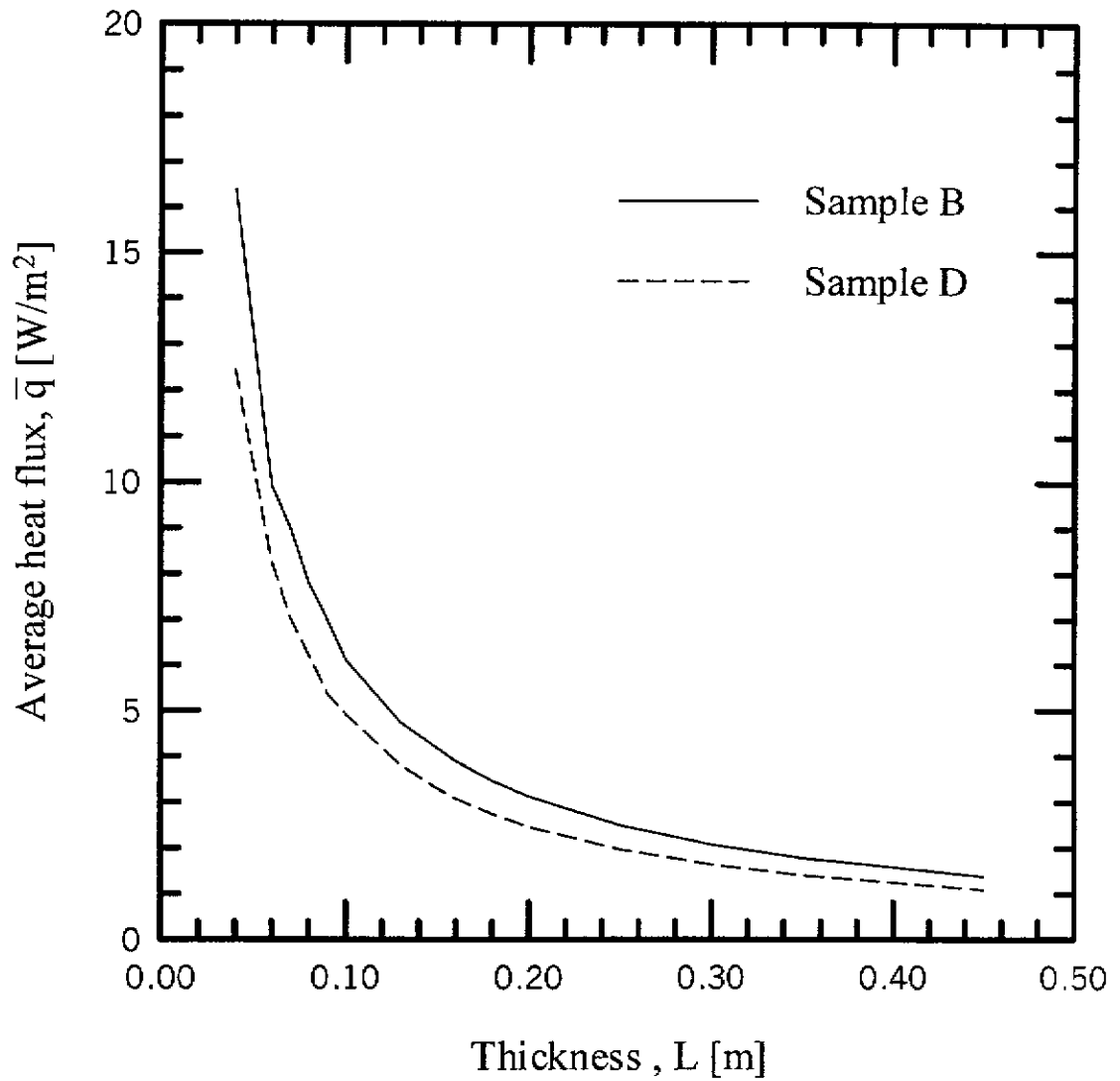


圖 3.8b Sample B、D 當低溫為 230K 時，
熱洩漏量與隔熱材料試片厚度之關係

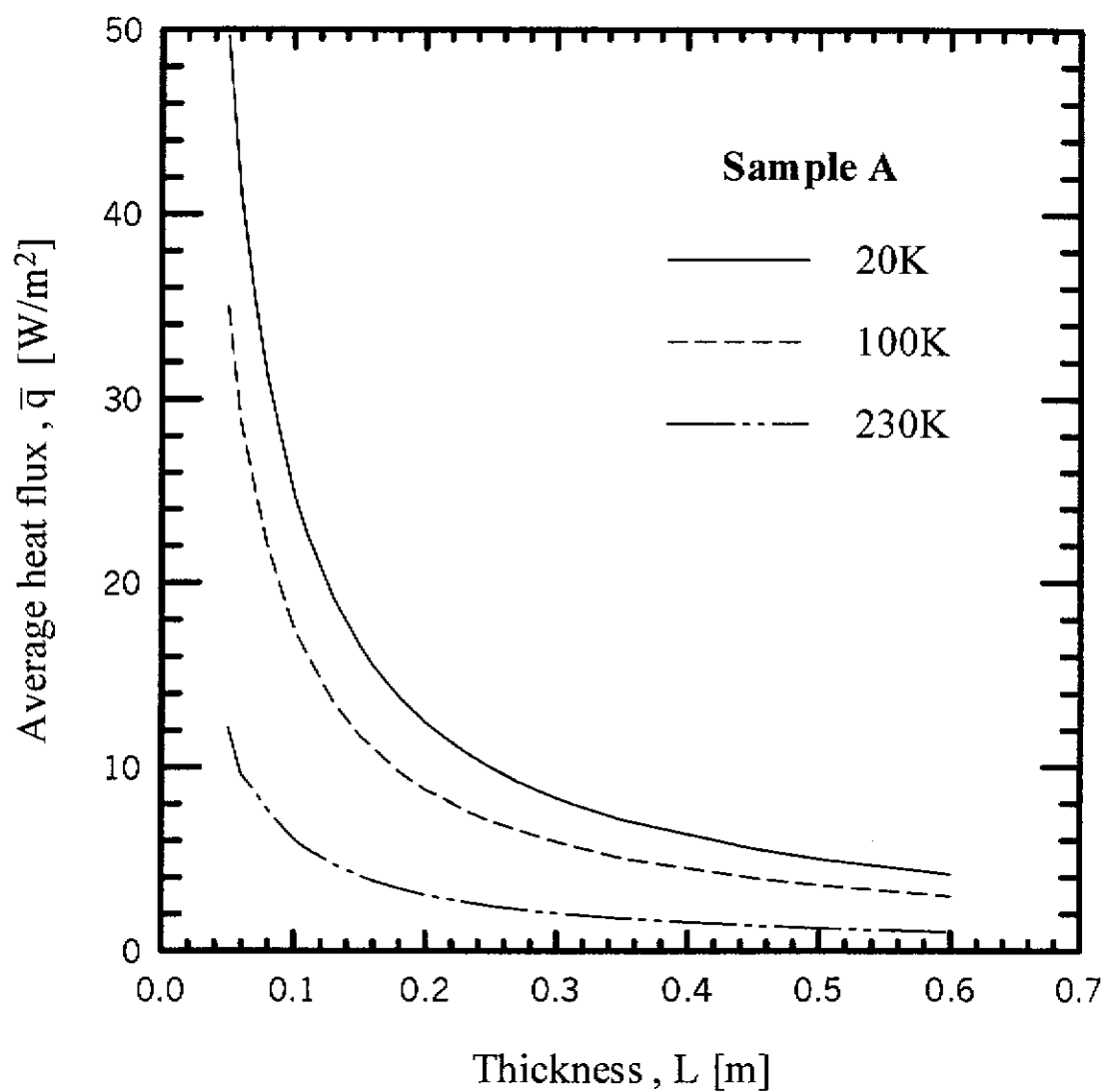


圖 3.9a Sample A 在不同之工作溫度下熱洩漏量隨隔熱材料厚度變化之情形

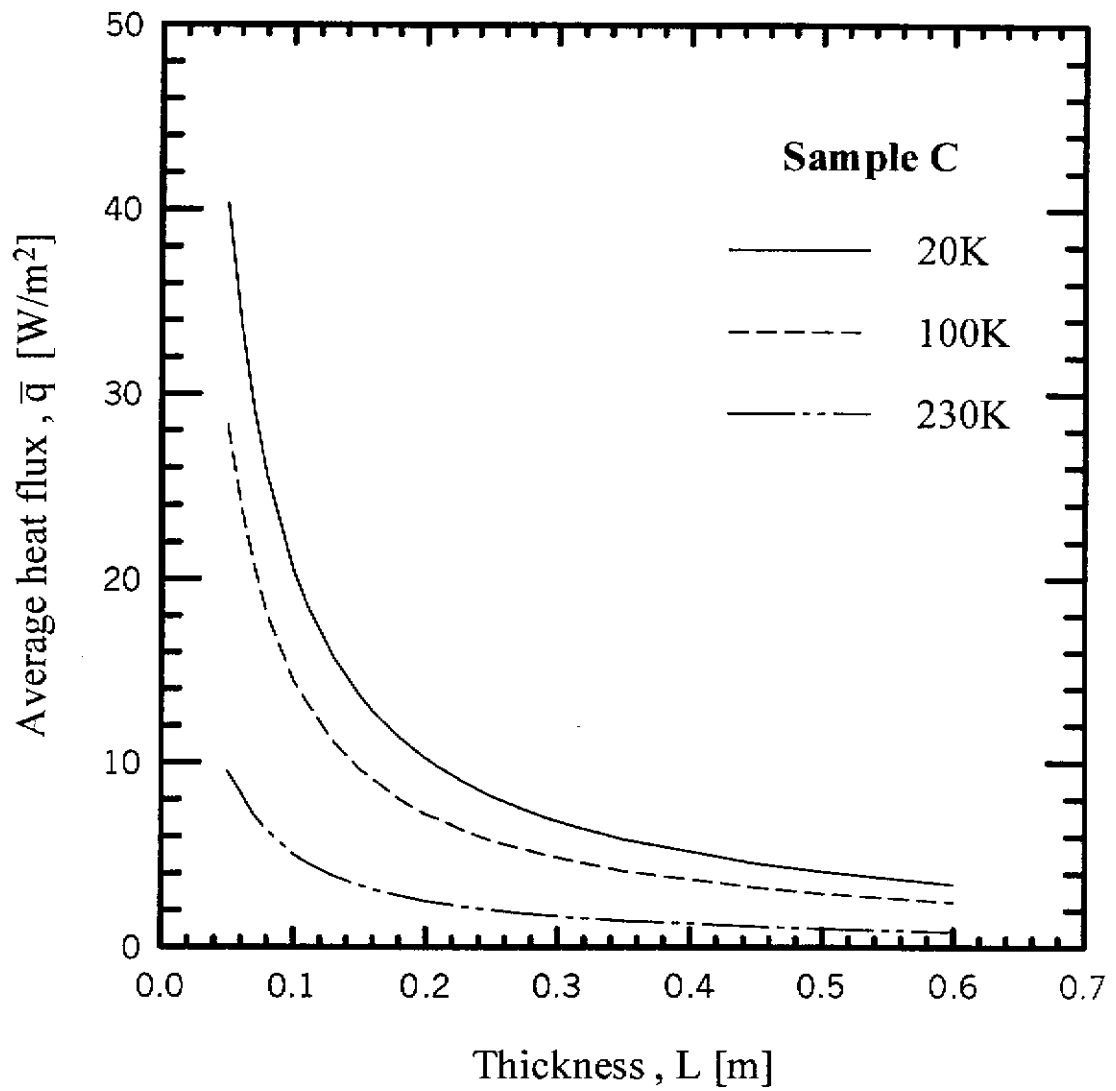


圖 3.9b Sample C 在不同之工作溫度下熱洩漏量隨隔熱材料厚度變化之情形

四、結論與建議

真空保溫片為新一代的隔熱技術，在能源越來越珍貴，環境保護越來越受到重視的情形下，真空保溫片具有很好的發展潛力。本文針對 PU 發泡真空保溫片以實驗及數值的方法探討在不同工作溫度下，材料省能之最佳化厚度。本研究共對六片試片進行實驗，並將實驗結果應用於數值模擬，並對三種不同的工作溫度進行模擬。經過數值模擬結果，可以得到以下結論：

- (1) PU 發泡真空保溫片在壓力 0.01 torr 之條件下，其熱傳導係數可低至 0.007 W/mK ，此種性能已達世界先進之水準。
- (2) 當工作溫度愈低時，若欲達到相同的熱洩漏量，其所需的隔熱材料之厚度亦隨之增加。以目前一般物流倉儲系統中， F_3 級之冷藏室其工作溫度為 -45°C ，若使用常見之隔熱材料且厚度在 30 公分時，其平均熱洩漏量為 7W/m^2 。若改用本研究所提出之真空發泡隔熱材料，且使用厚度為 20 公分時，其熱洩漏可降低為 2W/m^2 。
- (3) 當真空發泡隔熱材料應用於超低溫儲氫系統時，其工作溫度為 20K，由本研究結果顯示，建議使用厚度約為 40 公分。
- (4) PU 發泡真空保溫片應用大型低溫冷凍系統中，由於其消散係數大於 300，故主要之熱傳遞模式為熱傳導，熱輻射效應

可忽略不計。

- (5) 本研究實驗量測之六件真空發泡隔熱材料試片，其發泡孔徑由 330 μm 至 147 μm 。由實驗結果顯示，真空發泡隔熱材料之有效熱傳導係數隨發泡孔徑減小而降低。由此結果可推測，當發泡孔徑再減小時，真空發泡隔熱材料之性能仍有提昇之空間。
- (6) 本研究所使用之真空發泡隔熱材料，由於不含 CFC，故無環境污染之慮。更由於此種真空發泡隔熱材料具有極佳之隔熱性能，預估未來發展潛力極大。

誌 謝

本研究為電力科技產業學術合作計劃之一部份，本計劃之經費係由台電提供並透過國科會所核准之計劃 NSC 88-TPC-E-009-004 執行。本計劃主持人及參與本計劃之研究人員謹予誌謝。

参 考 文 献

1. Tien, C. L. and Cunnington, G. R., Cryogenic Insulation Heat Transfer, *Advances in Heat Transfer*, NY: Academic Press, Vol. 9, pp. 349-417 (1973).
2. Tien, C. L. and Cunnington, G. R., Glass Microsphere Cryogenic Insulation, *Cryogenics*, Vol. 16, pp. 583-586 (1978).
3. Tong, T. W. and Tien, C. L., Analytical models for thermal radiation in fibrous insulation, *J. Thermal Insulation*, Vol. 4, pp. 27-43 (1980).
4. Tong, T. W. and Tien C. L., Radiative Heat Transfer in Fibrous Insulations—Part I: Analytic Study, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 70-75 (1983).
5. Tong, T. W., Yang, Q. S. and Tien C. L., Radiative Heat Transfer in Fibrous Insulations—Part II: Experimental Analytic Study, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 76-81 (1983).
6. Chu, H. S., Stretton, A. J. and Tien, C. L., Radiative heat transfer in ultra-fine powder insulation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, pp. 1627-1634 (1988).
7. Drolen, B. L. and Tien, C. L., Independent and Dependent Scattering in Packed-Sphere Systems, *J. Thermophysics Heat Transfer*, Vol. 1, pp. 63-68 (1987).
8. Glicksman, L. R., Schuetz, M. and Sinofsky, M., Radiation Heat Transfer in Foam Insulation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, pp. 187-197 (1987).
9. Kuhn, J., Ebert, H. P., Arduini-Schuster, M. C., Buttner D. and Fricke, J., Thermal Transport in Polystyrene and Polyurethane Foam Insulations, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 1795-1801 (1992).

10. Ostrogorsky, A. G., Glicksman, L. R. and Reitz, D. W., Aging of Polyurethane foams, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, pp. 1169-1176 (1986).
11. Doermann, D. and Sacadura, J. F., Heat Transfer in Open Cell Foam Insulation, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 88-93 (1996).
12. Caps, R. Heinemann, U., Fricke, J., and Keller, K., Thermal Conductivity of Polyimide Foams, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 269-280 (1997).
13. Tseng, C. J., Yamaguch, M., Ohmori, T., Thermal Conductivity of Polyurethane Foams from Room Temperature to 20 K, *Cryogenics*, Vol. 37, pp. 305-312 (1997).
14. Aronson, J. R., Emslie, A. G., Ruccia, F. E., Smallman, C. R., Smith, E. M., and Strong, P. F., Infrared emittance of fibrous materials, *Appl. Optics*, Vol. 18, pp. 2622-2633 (1979).
15. Scheuerpflug, P., Caps, R., Buttner, D. and Fricke, J., Apparent thermal conductivity of evacuated S_iO_2 -aerogel tiles under variation of radiative boundary condition, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 28, pp. 2299-2306 (1985).
16. Tien, C. L., Thermal Radiation in Packed and Fluidized Beds, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 110, pp.1230-1242 (1988).
17. Heinemann, U., Caps, R. and Fricke, J., Radiation-conduction interaction: an investigation on silica aerogels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 2115-2130 (1996).
18. Hahn, O., Raether, F., Arduini-Schuster, M. C. and Fricke, J., Transient coupled conductive/radiative heat transfer in absorbing, emitting and scattering media: application to laser-flash measurements on ceramic materials, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 689-698 (1997).

19. Singh, B. P. and Kaviany, M., Independent Theory versus Direct Simulation of radiation Heat Transfer in Packed Beds, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 2869-2881 (1991).
20. Singh, B. P. and Kaviany, M., Modeling Radiative Heat Transfer in Packed Beds, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 1397-1404 (1992).
21. Nasr, K., Viskanta, R. and Ramadhyani, S., An Experimental Evaluation of the Effective Thermal Conductivities of Packed Beds at High Temperature, *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 116, pp. 829-837 (1994).
22. Benenati, R. F. and Brosilow, C. B., Void Fraction Distribution in Beds of Spheres, *A.I.Ch.E. J.*, Vol. 8, pp. 359-361 (1962).
23. Ridgway, K. and Tarbuck, K. J., Radial Voidage Variation in Randomly-Packed Beds of Spheres of Different Sizes, *J. Pharm. Pharmacol.*, Vol. 18, pp. 168-175 (1966).
24. Vafai, K. and Tien, C. L., Boundary and Inertia Effects on Flow and Heat Transfer in Porous Media, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, pp. 195-203 (1981).
25. Vafai, K. and Tien, C. L., Boundary and Inertia Effects on Convective Mass Transfer in Porous Media, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 25, pp. 1183-1190 (1982).
26. Vafai, K., Alkire, R. L. and Tien, C. L., An Experimental Investigation of Heat Transfer in Variable Porosity Media, *J. Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 642-647 (1985).
27. Lu, J. D., Flamant, G. and Variot, B., Theoretical Study of Combined Conductive, Convective and Radiative Heat Transfer Between Plates and Packed beds, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 727-736 (1994).

28. Kamiuto, K., Iwamoto, M. and Nagumo, Y., Combined Conduction and Correlated-Radiation Heat Transfer in Packed Beds, *J. Thermophysics Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 496-501 (1993).
29. Kozdoba, L. A. and Krukovsky, P. G., Methods for Solving Inverse Heat Transfer Problems, Naukova Dumka, Kiev, 1982.
30. Beck, J. V., Blackwell, B. and Clair, C. R. St., *Inverse Heat Conduction – Ill-Posed Problems*, Wiley-Interscience, New York, 1985.
31. Beck, J. V. and Arnold, K. J., *Parameter Estimation in Engineering and Science*, Wiley-Interscience, New York, 1977.
32. Chen, H. T., Lin, J. Y., Wu, C. H., and Huang, C. H., Numerical Algorithm for Estimating Temperature-Dependent Thermal Conductivity, *Numerical Heat Transfer*, Vol. 29, pp. 509-522, 1996.
33. Chen, H. T. and Lin, J. Y., Simultaneous Estimations of Temperature-Dependent Thermal Conductivity and Heat Capacity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 2237-2244 (1998).
34. Keanini, R. G., Inverse Estimation of Surface Heat Flux Distributions during High Speed Rolling Using Remote Thermal measurements, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 275-285 (1998).
35. Beck, J. V., Blackwell, B. and Haji-Sheikh, A., Comparison of Some Inverse Heat Conduction Methods Using Experimental Data, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 3649-3657 (1996).
36. Yang C. Y. and Chen C. K., The Boundary Estimation in Two-Dimensional Inverse Heat Conduction Problems, *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol. 29, pp. 333-339 (1996).

37. Osman, A. M., Dowding, K. J. and Beck, J. V., Numerical Solution of the General Two-Dimensional Inverse Heat Conduction Problem (IHCP), *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 119, pp. 38-45 (1997).
38. Subramaniam, S. and Menguc, M. P., Solution of Inverse Radiation problem for Inhomogeneous and Anisotropically Scattering Medium Using a Monte Carlo Technique, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 253-266 (1991).
39. McCormic, N. J., Inverse Radiative Transfer Problems: A Review, *Nuclear Science Engineering*, Vol. 112, pp. 185-198 (1992).
40. Neto, A. J. S. and Ozisik, M. N., An Inverse Analysis of Simultaneously Estimating Plane Function, Albedo and Optical Thickness, *the 28th National Heat Transfer Conference*, San Diego, CA, August, 1992.
41. Menguc, M. P. and Manickavasagam, S., Inverse Radiation in Axisymmetrical Scattering Media, *J. Thermophysics Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 479-486 (1993).
42. Nicolau, V. P., Raynaud, M. and Sacadura, J. F., Spectral Radiative Properties Identification of Fiber Insulating Materials, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 311-324 (1994).
43. Li, Y. H. and Ozisik, M. N., Inverse Radiation problem for Simultaneous Estimation of Temperature Profile and Surface Reflectivity, *J. Thermophysics Heat Transfer*, Vol. 7, pp.88-93 (1993).
44. Li, Y. H., Inverse Radiation Problem in Two-Dimensional Rectangular Media, *J. Thermophysics Heat Transfer*, Vol. 11, pp. 556-561 (1997).
45. Manickavasagam, S. and Menguc, M. P., Inverse Radiation/Conduction Problem in Plane-Parallel Media, *the 29th National Heat Transfer Conference*, Atlanta, Georgia, August, 1993.

46. Ruperti, Jr. N. J., Raynaud, M., Sacadura, J. F., Influence of Radiation on the Coupled Inverse Heat Conduction-Radiation Problem, ASME HTD-Vol.312, pp.79-86 (1995).
47. Ruperti, Jr. N. J., Raynaud, M., Sacadura, J. F., A Method for the Solution of the Coupled Inverse heat Conduction-Radiation Problem, *J. Heat Transfer*, Vol. 118, pp.10-17 (1996).
48. Li, Y. H., Estimation of Thermal Properties in Combined Conduction and Radiation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 565-572 (1999).
49. Siegel, R. and Howell, J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, Hemisphere, Washington, 1992.
50. Rosseland, S., *Theoretical Astrophysics*, Oxford University Press, Loden, 1936.
51. Ozisik, M. N., *Radiative transfer and interactions with conduction and convection*, Wiley-Interscience, New York, 1973.
52. Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, New York, 1980.
53. Brewster, M., *Thermal Radiative Transfer and Properties*, Wiley, New York, PP. 443-444, 1992.
54. Editorial, Journal of Heat Transfer Policy on Reporting Uncertainties in Experimental Measurements and Results, ASME *J. Heat Transfer*, Vol. 115, pp. 5-6 (1993).
55. Modest, M. F.: *Radiative Heat Transfer*. McGraw-Hill Inc. 1993.
56. Bayazitoglu, Y. and Higenyi, J., Higher-Order Differential Equations of Radiative Transfer: P_3 Approximation, *J. Thermophysics Heat Transfer*, Vol. 17, pp. 424-431 (1979).
57. Hunt, M. L. and Tien, C. L., Non-Darcian Convection in Cylindrical Packed Beds, ASME *J. Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 378-384 (1988).

58. Mueller, G. E., Prediction of Radial Porosity Distributions in Randomly Packed Fixed Beds of Uniformly Sized Spheres in Cylindrical Containers, *Chemical Eng. Sci.*, Vol. 46, pp. 706-708 (1991).
59. Raynaud, M. and Bransier, J., A New Finite Difference Method for the Nonlinear Inverse Heat Conduction problem, *Numer. Heat Transfer*, Vol. 9, pp. 27-42 (1986).
60. Raynaud, M. and Bransier, J., Experimental Validation of a New Space Marching Finite Difference Algorithm for the Inverse Heat Conduction problem, *Proceedings of the Eighth Int. Heat Transfer Conference*, San Francisco, CA, 1986.
61. Raynaud, M. and Beck, J. V., Methodology for Comparison of Inverse Heat Conduction Methods, *J. Heat Transfer*, vol. 110, pp. 30-37 (1988).
62. Ratzel, A. C.; Howell, J. R.: Heat Transfer by conduction and radiation in one-dimensional planar media using the differential approximation, *J. Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 388-391 (1982).
63. Wu, J. W, Sung, W. F. and Chu, H. S., Thermal Conductivity of Polyurethane Foams, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 2211-2217 (1999).
64. Ford, J. N., Tang, K., and Buckius, R. O., "Fourier transform infrared system measurement of the bidirectional reflectivity of diffuse and grooved surfaces," *ASME J. Heat Transfer*, Vol.117, pp. 955-962, 1995
65. Joe, I. H., Vasudevan, A. K., Aruldas, G., Damodaran, A. D., and Warriar, G. K., "FTIR as a tool to study high-temperature phase formation in Sol-Gel aluminium titanate," *Journal of Solid State Chemistry*, Vol. 131, No. SC977371, pp.181-184, 1997.

66. Zhou, Z.H., and Yang, I., "In suit semiconductor material characterization by emission Fourier transform infrared spectroscopy," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* Vol. 7, No. 1, pp. 87-91, 1994.
67. Zhou, Z. H., and Reif, R., "Epi-film thickness measurements using emission Fourier transform infrared spectroscopy-part I: sensor characterization," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* Vol. 8, No. 3, pp.333-339, 1995.
68. Zhou, Z. H., and Reif, R., "Epi-film thickness measurements using emission Fourier transform infrared spectroscopy-part II: real-time in suit process monitoring and control," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* Vol. 8, No. 3, pp.333-339, 1995.
69. Oertel, G., *Polyurethane Handbook*, Hanser, New York. 1994.