

第一章 導論

1.1 簡介

在一般的電子儀器、設備上，配備金屬機殼封裝是極為常見的。舉凡個人電腦、光碟機、音響、家電…等等皆是。機殼不只為了美觀、它們往往還被賦予一個重要的任務－抵抗外界的電磁干擾、以及防止內部不必要電磁波的外洩，也就是射頻電路設計者所關注的「電磁相容」(*Electromagnetic Compatibility, EMC*)問題。一般可能以為機殼總是起著屏蔽的作用－使外界入射的電場振幅縮小。但是據文獻[1][2]的量測結果表示，金屬機殼封裝其實也可以視為一個共振腔，在共振頻率點時甚至有可能使電場增幅，特別是機殼上有孔隙的情形，將使此問題更形嚴重。這個問題是很重要也很有趣的，因此本文試著研究此問題，並試著使用電磁模擬軟體加以分析。

在第二章的第一小節，首先介紹屏蔽能力(Shielding Effectiveness)的定義、與所研究的電磁問題描述。由於有限時域差分(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)法是一種極為普及的計算方法，並且具有許多優點。諸如：單次模擬中即可迅速獲得結構的寬頻特性、能迅速求出空間中各點的時變電磁場、與兼顧計算精確等特性。因此在第二章的第二小節中對有限時域差分法作一個簡單的介紹，並在第三小節中，介紹所使用的有限時域差分法電磁模擬軟體 CST Microwave Studio 之使用設定。

第三章中，將應用此軟體來研究各種因素對屏蔽能力的影響，例如孔隙尺寸的影響、孔隙數目的影響、空腔尺寸的效應、介質損耗的效應、觀察點對結果的影響、以及其它因素對屏蔽能力的影響，並加以討論。最後，將觀察的結果整理於結論中。

第二章 研究方法及原理

2.1 屏蔽能力(Shielding Effectiveness)定義與問題描述

在許多電磁相容(EMC, Electromagnetic Compatibility)的問題中，金屬的電磁屏蔽物，例如機殼等，經常被使用於減少電子設備雜訊的不必要外洩、以及加強機殼內電子儀器對外界的電磁干擾忍受能力，以達到主管機關所要求的電磁相容規範。而屏蔽物的屏蔽能力(SE)，是系統中電磁相容能力的重要指標性參數之一。

根據文獻[1][2]，可以定義電場屏蔽能力(Electric Shielding Effectiveness)為：在某固定觀察點，沒有屏蔽物的電場振幅大小 E_0 、與有屏蔽物時同一觀察點電場大小 E_s 的比值，即

$$SE_E = 20 \log_{10} \frac{E_0}{E_s} = -20 \log_{10} \frac{E_s}{E_0} \quad (1)$$

而磁場屏蔽能力(Magnetic Shielding Effectiveness)也可以定義為：在某固定觀察點，沒有屏蔽物的磁場振幅大小 H_0 、與有屏蔽物時同一觀察點磁場大小 H_s 的比值，即

$$SE_M = 20 \log_{10} \frac{H_0}{H_s} = -20 \log_{10} \frac{H_s}{H_0} \quad (2)$$

不難發現，若受屏蔽的場較無屏蔽時來的小，即屏蔽有發生效果時，則 SE 值為正，代表「正」的屏蔽能力；與之相反的，若受屏蔽後的場較無屏蔽時來的更大，SE 值為負，代表著「負」的屏蔽能力，使干擾更形嚴重。一般文獻，例如[1][2]中所提及的 SE 值，大多是指(1)式；而本文亦不例外，除非特別說明，否則文中的「屏蔽能力」都是指「電場」屏蔽能力。

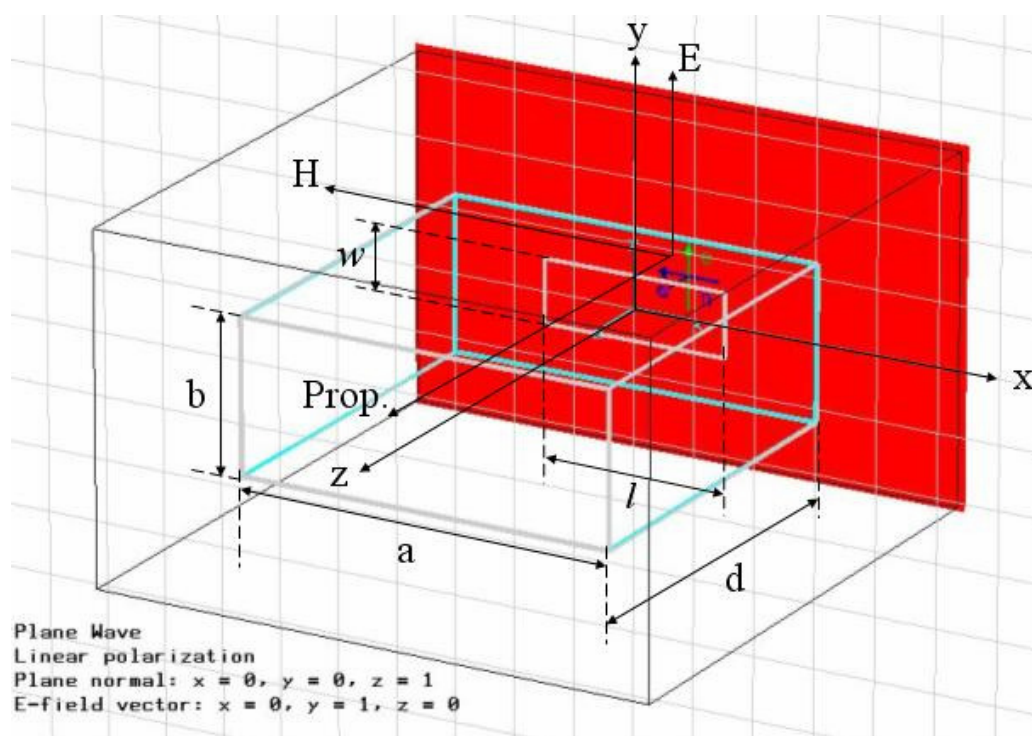
而論文所研究的問題為：電子設備之開孔金屬封裝(機殼)對於外界電磁干擾的屏蔽能力。一般來說，如個人電腦等電子儀器的金屬封裝屏蔽物多為矩形金屬

機殼、與機殼上必要的散熱孔或其他輸出入設備的孔隙。並且，如[1][2]等許多研究金屬封裝屏蔽能力的文獻中，也使用開孔矩形金屬空腔進行分析，因此選定矩形金屬殼為研究的對象。由於一般情況下，平面波的激發源與大多數干擾源位於遠處、遠場近似平面波的情形頗為接近，因此在激發源方面，選定以平面波作為訊號源，使用軟體模擬平面電磁波入射矩形空腔的各種情形。

如圖 2-1 所示，是平面電磁波入射矩形空腔的示意圖。淺色框架為金屬封裝與孔隙，空腔在 X、Y、Z 方向的邊長各為 a 、 b 、 d ，其中 $d \geq a \geq b$ ；而矩形孔隙的長寬則各為 l 、 w ，這裡 $l \geq w$ 。深色平面代表平面波的波前，其法向量為 $(0, 0, 1)$ ，沿 Z 軸正面入射；而電場極化單位向量為 $(0, 1, 0)$ ，與 Y 軸平行。值得一提的是，設定空腔邊長 $d \geq a \geq b$ 、孔隙邊長 $l \geq w$ 是有原因的。根據文獻[1]，如此會使空腔的主模 TE₁₀₁ 其電場分佈在 Y 方向，與入射波極化相同；並且矩形孔隙的主模 TE₁₀ 其電場分佈亦在 Y 方向。這確保了模擬的情況是空腔內電場最強，即屏蔽能力最差的情形。

圖 2-1

平面電磁波入射矩形空腔的示意圖。



2.2 有限時域差分(FDTD)法簡介

有限時域差分(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)法是一種電磁學、電動力學上普及的數值計算方法。有限時域差分法易於瞭解、也易於以軟體實現。由於它是一種時域(Time-Domain)的方法，所以在一次模擬當中，其結果可以涵蓋寬闊的頻率範圍。因此，在本論文中使用基於有限時域差分法的電磁模擬軟體 CST Microwave Studio 進行各式各樣的分析。此軟體具有使用介面簡潔、功能強大等優點，對於各種類型的結構都有適當的軟體設定與對應的邊界條件可供應用。

顧名思義，有限時域差分法是屬於基於網格狀空間切割的時域微分數值模擬方法。一般來說，是將時間相依、微分形式的馬克士威方程式在空間與時間上，以差分法(Difference approximation)加以近似與離散化。而離散化後的有限差分方程式(Finite-difference equation)使用跳躍的方式作數值計算。換句話說，在空間中某個微小體積的電場分量在某個給定的時間被解出，而後在空間中同一體積的磁場分量在下一個時間點被求出。模擬軟體不斷的反覆這個過程，直到此空間區域內，所需要的暫態或穩態電磁場被完全的解出。結構在空間上的切割方式，稱為「網格」(mesh)。網格的切割方式影響到計算的結果；而商用的軟體多半都會將待解的電磁結構自動作適當而合理的網格切割。其基本的原則是，在結構變化劇烈的地方切割較細密；而在大面積平整的區域，一般來說切割程度較稀疏。

基礎的有限時域差分法在空間中的分割與時間步階(time-step)的演算法可以追溯到 1966 年由 K. S. Yee 在 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 所發表的文獻[3]。而“FDTD”的縮寫則是 Allen Taflove 在 1980 年 *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 發表的文獻中，首先開始使用的。

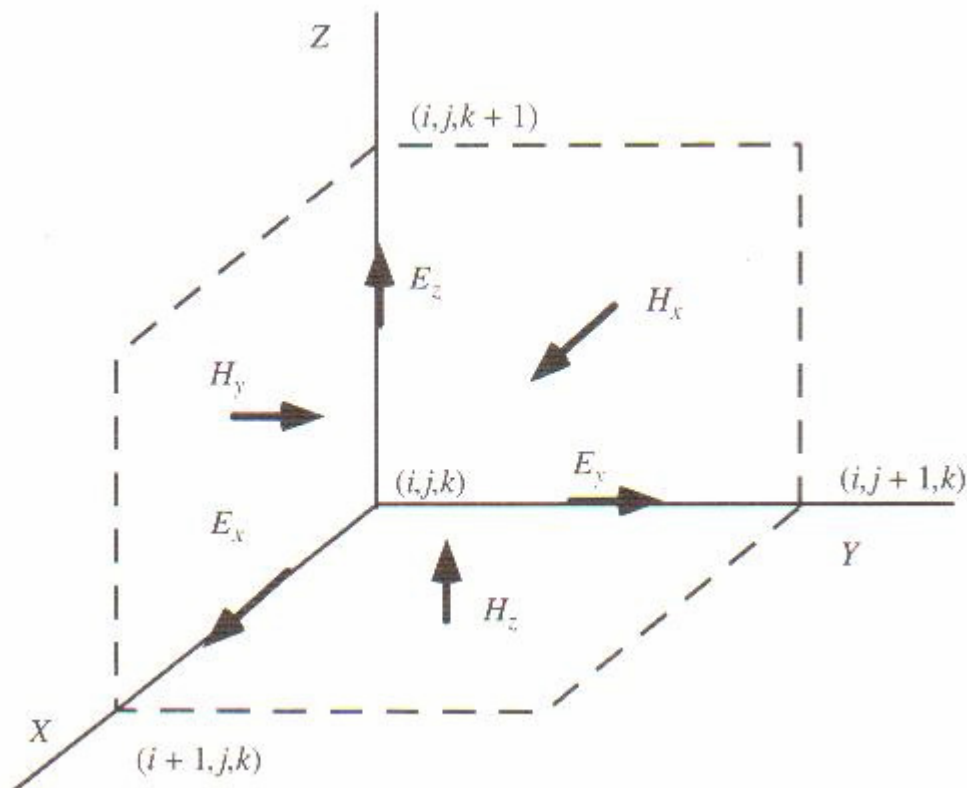
大約由 1990 年開始，有限時域差分法被頻繁的應用，並成為許多科學與工程領域中處理電磁問題的主要計算方法。現在的有限時域差分法，其應用的頻率範圍可以由接近直流的頻率直到微波的頻段，能使用在天線、雷達、無線通訊、週期性結構…等等方面，可說是功能強大。

2.2.1 有限時域差分法的基本網格單元-Yee Cell 簡介

接著簡單地介紹有限時域差分法的基礎核心-網格單元。下圖 2-2 是由 K. S. Yee 在[3]之中所提出，用於有限時域差分法的基本空間網格單元。由於 K. S. Yee 是首先提出此方法的學者，因此這個基本單元又稱為”Yee Cell”。

圖 2-2

有限時域差分法的基本空間網格單元 - Yee Cell。



在這個直角座標系的基本網格單元中， (i, j, k) 表示網格單元在空間中的位

置索引值。各電場分量位於立方體的邊緣中點上，其方向與邊緣平行。而電場分量也位在兩個相鄰網格單元磁場分量的中點。舉例來說，第(i, j, k)與第(i, j-1, k)網格單元其各別的磁場的 Z 分量之中點，恰好是第(i, j, k)網格單元電場 X 分量的位置；反過來說，磁場分量也位在兩個相鄰網格單元電場分量的中點。而磁場分量則位於網格單元立方體的面中心上，其方向與面垂直。電場與磁場分量交互規則地排列，確保了計算能夠有規則、有組織的進行。

依照馬克士威方程式，電場 E 在時間上的改變，也就是電場的時間偏微分，是與磁場 H 在空間上的改變(旋度)相依的。在無源(source free)的區域，可以寫成

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \bar{H} \quad (3)$$

其各分量可以展開為

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (6)$$



相似地，磁場 H 在時間上的改變，也就是磁場的時間偏微分，是與電場 E 在空間上的改變(旋度)相依的：

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \bar{E} \quad (7)$$

各分量的展開式為

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \quad (8)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (9)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (10)$$

藉由(3)~(10)式，可以計算所需的電磁場：空間單元內新的電場是由一個時

間增量 Δt 前的電場與 $\Delta t/2$ 之前單元裡磁場空間分佈的旋度 $\nabla \times \bar{H}$ 求得的。舉例來說，根據文獻[8]，(6)式寫成差分的形式為：

$$\begin{aligned} & \frac{E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2) - E_z^{n-1/2}(i, j, k+1/2)}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^n(i-1/2, j, k+1/2)}{\Delta x} \right. \\ & \quad \left. - \frac{H_x^n(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^n(i, j-1/2, k+1/2)}{\Delta y} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

或者整理成以下的形式(這裡取空間增量 $\Delta x = \Delta y = \Delta z$)：

$$\begin{aligned} & E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2) \\ &= E_z^{n-1/2}(i, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta x} [H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^n(i-1/2, j, k+1/2) \\ & \quad - H_x^n(i, j+1/2, k+1/2) + H_x^n(i, j-1/2, k+1/2)] \end{aligned} \quad (12)$$

(12)式的上標 n ，代表第 n 個時間增量的場($t = n\Delta t$)，其他上標以此類推；括號 $(i, j, k+1/2)$ 代表三維空間中電場 Z 方向分量的位置；而 Δx 、 Δy 、 Δz 代表在 X 、 Y 、 Z 方向上的空間增量。由(12)可以清楚看出在時間點 $n+1/2$ 、位於 $(i, j, k+1/2)$ 的電場 Z 分量 $E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2)$ ，是以一個時間增量前，同位置的 Z 方向電場分量 $E_z^{n-1/2}(i, j, k+1/2)$ 、與半個時間增量前，磁場的各個分量在空間上的變化所求得的。而(10)式寫成差分的形式為

$$\begin{aligned} & \frac{H_z^{n+1}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^n(i+1/2, j+1/2, k)}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\mu} \left[\frac{E_x^{n+1/2}(i+1/2, j+1, k) - E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\Delta y} \right. \\ & \quad \left. - \frac{E_y^{n+1/2}(i+1, j+1/2, k) - E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\Delta x} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

整理後成為

$$\begin{aligned} & H_z^{n+1}(i+1/2, j+1/2, k) \\ &= H_z^n(i+1/2, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} [E_x^{n+1/2}(i+1/2, j+1, k) - E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) \\ & \quad - E_y^{n+1/2}(i+1, j+1/2, k) + E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k)] \end{aligned} \quad (14)$$

上式與(12)式有異曲同工之妙：空間單元內新的磁場是由一個時間增量 Δt 前的

電場與單元裡電場空間分佈的旋度 $\nabla \times \bar{E}$ 求得的。與(12)與(14)式相似地，六個電磁場分量經過空間與時間上反覆交錯的疊代(Iteration)計算，能夠逐漸地求得電磁場的解。

2.2.2 時間步長(time step)

接下來，對於如何決定時間步長(time step)作一個簡單的介紹。考慮一個電磁波在自由空間中傳播，其傳播的速度無法超過光速。而在基本網格單元中傳播的電磁波，最少需要 $\Delta t = l/C_0$ 的時間， l 是單元中的傳播路徑長度， C_0 是光速。而在考慮不同維度的模擬時，必須要使網格單元裡電磁波傳遞最長的路徑滿足上述的條件。在二維空間的計算時，網格單元中最長的路徑是對角線，所需時間為 $\Delta t = \Delta x/(\sqrt{2}C_0)$ ；而在三維空間的計算時，所需時間為 $\Delta t = \Delta x/(\sqrt{3}C_0)$ 。因此，若 n 是所計算空間的維度，則時間步長必須滿足以下條件，又稱”Courant Condition”：

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{n}C_0} \quad (15)$$

為了簡單起見，一般軟體在計算時，都會令時間增量

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{2C_0} \quad (16)$$

只要滿足(15)，(16)式不是必要的。(16)純粹只是因為方便起見。

2.2.3 吸收邊界條件(ABC)與完全匹配表面(PML)簡介

有限時域差分法的各種電磁模擬問題中，最常被應用於開放區域(open-region)的網格截斷(Grid truncation)技巧是 Gerrit Mur 在 1981 年文獻[4]所提出的吸收邊界條件(ABC, Absorbing Boundary Condition)、Z. P. Liao *et al.* 在 1984 年文獻[5]之中所提出不同機制的吸收邊界條件、以及由 J.-P. Berenger、S. D. Gedney

在 1996 年的文獻[6][7]之中各自發表的完全匹配表面(PML, Perfectly Matched Layer)。Gerrit Mur 與 Z. P. Liao 的方法，比起完全匹配表面的技巧較為簡單。然而，完全匹配表面可以得到較低的反射波振幅。完全匹配表面的概念首先由 Jean-Pierre Berenger 在 1996 年的 IEEE Transactions on *Antennas and Propagation* 上發表。而自從 1996 年以來，他的論文分別被改進、與延伸為 UPML(Uniaxial PML)、與 CPML(Convolution PML)。這幾種改進的完全匹配表面增進了吸收衰減波(evanescent waves)的能力；在計算 S-參數、輻射結構等電磁問題時，也比原本 Berenger 發表的完全匹配表面邊界，更靠近電磁結構。

接著簡單地介紹吸收邊界條件。吸收邊界條件常被用來使所計算空間，其向外輻射的電磁波不發生反彈。如 2.2.1 小節所述，一般在計算電場時，必須要知道相鄰單元的磁場。但是在邊界的地方，邊界外區域的場為未知。然而，邊界以外的區域是無源(source free)是已知的；並且，在邊界的電磁場會向外傳播。因此可以利用以上兩個事實來幫助計算。

考慮最簡單的情況：如圖 2-3，是文獻[8]使用吸收邊界條件模擬一維空間的電磁場傳播示意圖。圖中，一個電磁波脈衝以光速 C_0 ，由計算區域中心(第 100 個單元)向邊界外傳播，。在一個時間增量後，電磁波傳播的距離為

$$D = C_0 \Delta t = C_0 \frac{\Delta x}{2C_0} = \frac{\Delta x}{2} \quad (17)$$

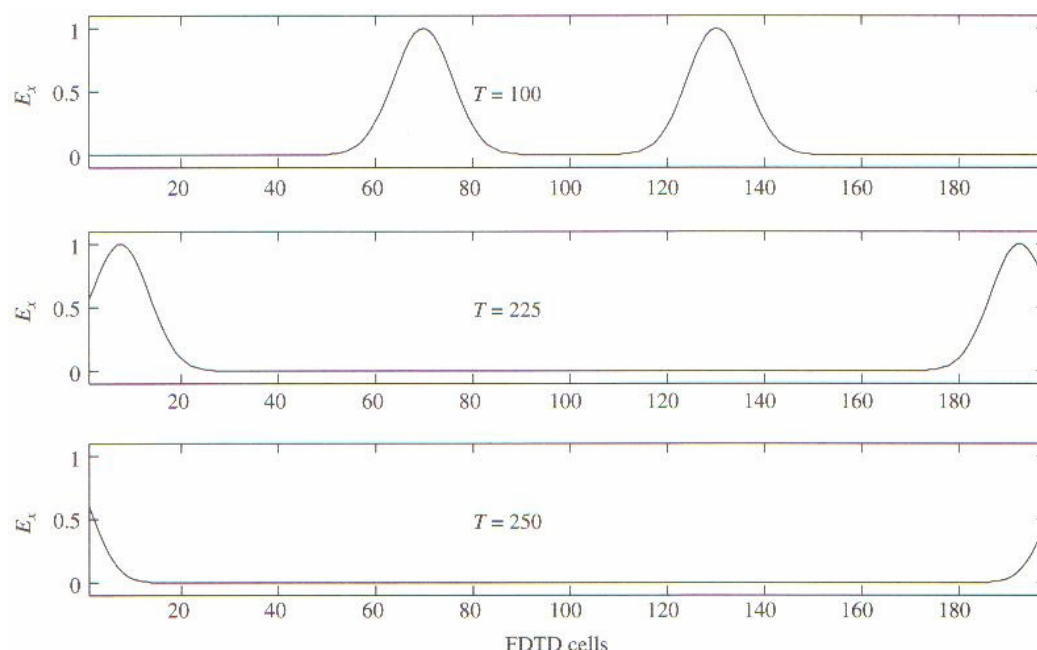
$\Delta t = \Delta x / (2C_0)$ 是程式中所使用的時間步長。(17)式表示電磁波的波前需要兩個時間增量才會跨越一個單元。因此，可以推論在第零個網格單元處，適當的吸收邊界條件為

$$E_x^n(0) = E_x^{n-2}(1) \quad (18)$$

括號內的值代表網格單元的位置索引值。只要將 $E_x(1)$ 儲存兩個時間步長，並將其存入 $E_x(0)$ ，就不需煩惱如何計算邊界的電場分量。

圖 2-3

一維空間的電場傳播與吸收邊界條件的示意圖。圖的兩端為吸收邊界。



除了以上所提到的吸收邊界條件之外，另一種能有效消除反射波的邊界條件，就是完全匹配表面，簡稱 PML。按照[8]，完全匹配表面的基礎想法是，假設電磁波由介質 A 進入介質 B，反射量可以用這兩個介質的本質阻抗簡單地表示成

$$\Gamma = \frac{\eta_A - \eta_B}{\eta_A + \eta_B} \quad (19)$$

而本質阻抗可以用介電常數 ϵ 與磁導率 μ 表示：

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (20)$$

一般來說，假設導磁率 μ 為常數，因此當電磁波在不同介電常數的兩個介質傳播時，按照(19)式，就會發生反射。但如果導磁率 μ 能夠隨介電常數 ϵ 改變，使本質阻抗 η 能夠維持常數，就能做到零反射。但是問題並沒有完全解決，因為電磁波仍然會在新的介質中傳播。有損耗的介質，它能使電磁波在傳播到邊界之前即衰減完畢，而藉著調整介電常數 ϵ 與磁導率 μ 為複數來達成有損耗的條件。因為按照電磁學與電動力學的理論，其虛部是用來表示波衰減的程度。綜合以上所

述，完全匹配表面邊界條件，需要匹配、以及損耗兩種要件。

2.2.4 網格單元的尺寸

選取有限時域差分法的網格單元尺寸，就如同其他數值方法一樣：充足的取樣點，能夠使結果更為精確。一般以每單位波長的分割數目來決定網格單元的邊長。就一般的電磁模擬軟體來說，每波長切割為 10 等分是一個好的選擇，能夠在計算複雜所花費的時間成本、與結果精確度的要求之間取得平衡。舉例來說，若在 1GHz 進行模擬，則波長是

$$\lambda_0 = \frac{C_0}{1\text{GHz}} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/sec}}{1 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}} = 0.3\text{m} \quad (21)$$

所以，如果在自由空間模擬時，可以選取網格單元的邊長

$$\Delta x = \lambda_0 / 10 = 0.03\text{m} \quad (22)$$



但是，假如計算不同的介質，其網格單元的尺寸也要對應的改變。例如，人體肌肉的介電常數約為 50，因此波長變成

$$\lambda_m = \frac{C_0 / \sqrt{50}}{1\text{GHz}} = \frac{0.424 \times 10^8 \text{ m/sec}}{1 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}} = 0.0424\text{m} \quad (23)$$

網格單元的邊長變為

$$\Delta x = \lambda_m / 10 = 0.00424\text{m} \quad (24)$$

一般來說，在一個電磁結構內會有許多不同的介質、以及不同的幾何結構。而商用的有限時域差分法電磁模擬軟體，多半都有自動切割網格單元的功能，會根據結構的不同自動地產生適當的網格單元。

2.2.5 有限時域差分法的優點

有限時域差分法是具有多功能的一種數值電磁模擬演算法。由於它使用馬克士威方程式作為其網格單元計算電磁場的核心，因此對於研究人員、或從事射頻電路、電磁相容的設計人員而言，其原理相當地直覺且易於使用，能夠迅速地得到設計者所需要的數值資料。有限時域差分法作為一種時域(time-domain)的模擬技巧，能夠在寬廣的頻率範圍裡獲得系統各參數的電磁頻譜響應。而由於需要求系統的寬頻響應，它多半使用高斯脈衝(Gaussian pulse)或其他寬頻脈衝作為激發源的訊號。也由於寬頻的緣故，對於不確定共振頻率點的電磁結構，或者需要大範圍頻率數值結果的研究人員，是一種相當實用的工具。

由於有限時域差分法的計算方式是在時域上逐步求出空間中每個網格單元的電磁場分量，因此它能夠顯示電磁場隨時間變化的「動畫」。這種顯示方式對於迅速直覺的瞭解結構的電磁行為、及確認結構工作狀態的正確性，有著莫大的幫助。而在電磁相容等問題中，在單次模擬後也無須作其他的轉換，即能確認空間各位置的電磁場。此外，有限時域差分法允許使用者能夠個別地指定計算區域中每個位置的介質。因此，對於各種線性、或非線性的介電與介磁材料都能作適當的模擬。

2.3 有限時域差分法電磁模擬軟體 - CST Microwave Studio

在本文中，使用以有限時域差分法為基礎的電磁模擬軟體-CST Microwave Studio 進行各種關於屏蔽效應的模擬。因此在這個小節，將會介紹此軟體的特點、與模擬的各項相關設定。除了有限時域差分法的各種優點外，CST Microwave Studio 作為一個功能強大的電磁模擬軟體，也具有下列各種特徵：

1. 對天線問題與 S-參數的寬頻計算能力。
2. 對三維電磁結構特徵模態(eigenmode)的計算能力。
3. 具有適應性取樣(adaptive sampling)能力的頻域計算工具
(Frequency-Domain Solver)
4. 快速、準確、高記憶體使用效率的有限積分法(Finite Integration)與極佳的邊界近似(Perfect Boundary Approximation)演算法。
5. 具有三維適應性網格(mesh)產生器，較其他軟體能產生最佳的網格單元。
6. 能夠匯出諸如 SAT、Pro/E、DXF 2D-CAD、STL 3D-CAD 等繪圖軟體檔案。
7. 二維或三維的遠場分佈圖、波束寬、截面(Radar Cross Section)等實用的計算功能。
8. 有效率的最佳化工具、與參數掃描功能。參數掃描能夠以多變數方式掃描，增加效率。

由於上述的各項特點、加上 CST Microwave Studio 簡明的使用介面，因此使用它進行各種屏蔽效應的研究。接下來幾頁裡將介紹它的各種設定。

2.3.1 網格單元的設定

電磁結構的離散化方式對於計算結果的準確度有很大的影響。根據先前對有限時域差分法的介紹：當網格單元的尺寸愈來愈小時，計算結果將會收斂到一固定的值，但不可能將單元切到無限小。而切割方式的改進能夠加速計算。因此，當使用更佳的網格單元切割方式時，也會有更準確、與耗時較少的計算結果。如圖 2-4 所示，CST Microwave Studio 的網格單元設定有：

1. 每單位波長的網格線數目(mesh lines per wavelength)：

單位波長的網格線數目是以所觀察頻率範圍內最高的頻率計算的。它的定義是座標軸各方向分量上，一個波長內最少的網格線數目。它決定了電磁結構內訊號的空間取樣率。這個設定與計算結果的準確性與花費時間息息相關，增加此值能得到較精確的結果，但花費的計算時間也隨著增加。根據許多使用者的經驗，此值設定在 10 是較為合適的，因此將此值設為 10。

2. 最小網格數目限制(lower mesh limit)

此設定定義計算區域的最大距離，所切割最少數目的限制。這個設定不受「每單位波長的網格線數目」設定的限制。換句話說，藉由所計算區域中最大距離(對角線)除以此數目，定義了兩條網格線之間最大的距離。一般來說，若每單位波長的網格線數目設定正確，由於網格線之間的距離不至於過長，可以跳過此項設定。

3. 網格線比例限制(mesh line ratio limit)

如前所述，計算時間與網格切割方式有很大的關聯。不只是與網格單元的數目有關，也與兩條兩條網格線之間的距離有關；並且網格線之間最小的距離甚至也會影響模擬的時間增量長度。由於三維空間中有限時域差分法時間增

量 $\Delta t \leq \Delta x / \sqrt{3}C_0$ ，當網格線之間的最小距離減少時，時間增量也相應的變小，將會花費更多的計算時間。而在某些特殊結構中，程式會產生距離很小的兩條網格線，這可能使計算時間大的難以令人接受。為了避免這種情況產生，可以應用這種功能來限制計算的時間。它強迫程式產生的網格線的最大與最小距離比不能超過某值。根據經驗，預設值等於 20 是十分恰當的，因此此值設定亦為 20。

這裡也列出了第三章研究中，尺寸為 300*120*300 公釐、厚度為一公釐的金屬空腔，其 X、Y、Z 截面的網格單元切割圖，於圖 2-5a、2-5b、2-5c 以供參考。

圖 2-4
網格單元設定視窗。

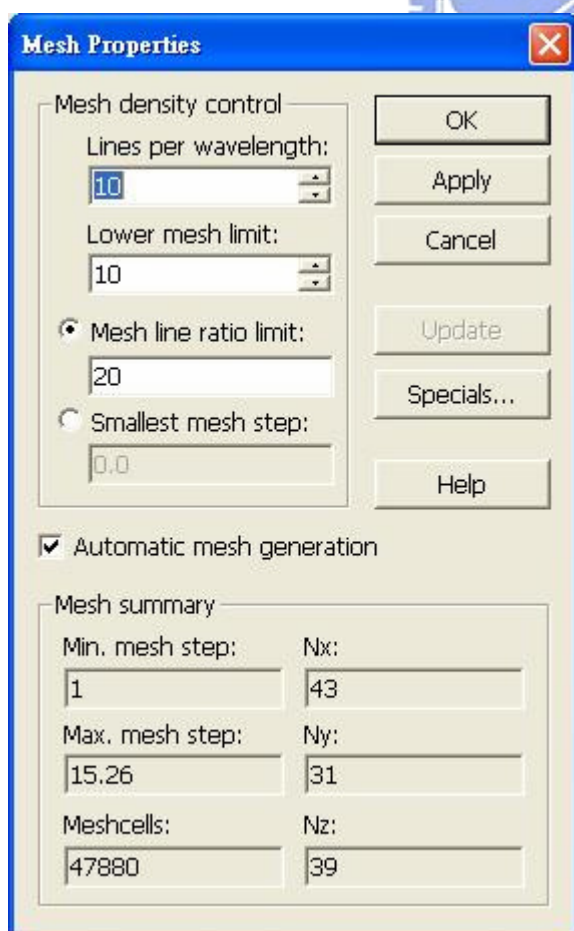


圖 2-5a

X 截面網格單元切割圖。

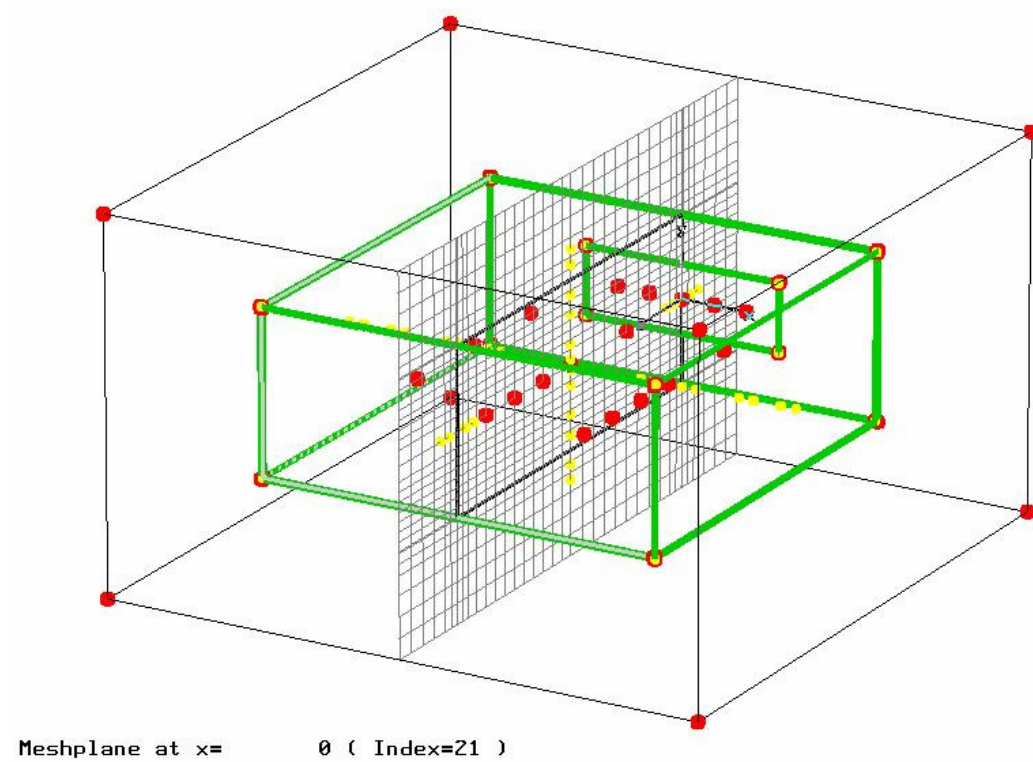


圖 2-5b

Y 截面網格單元切割圖。

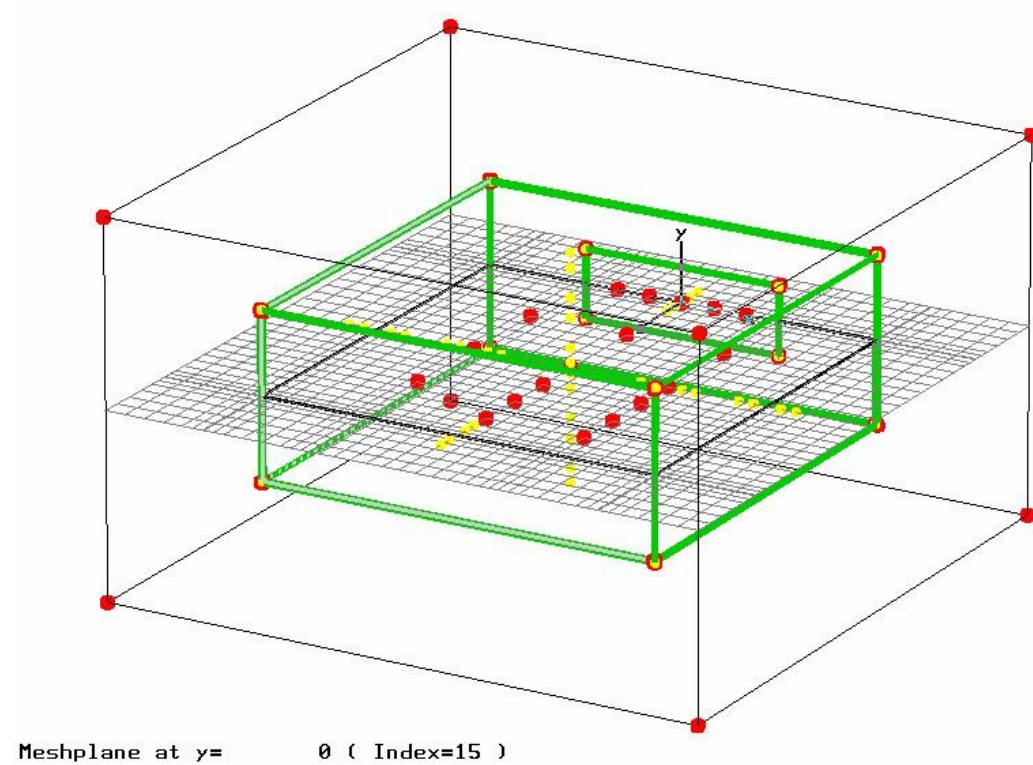
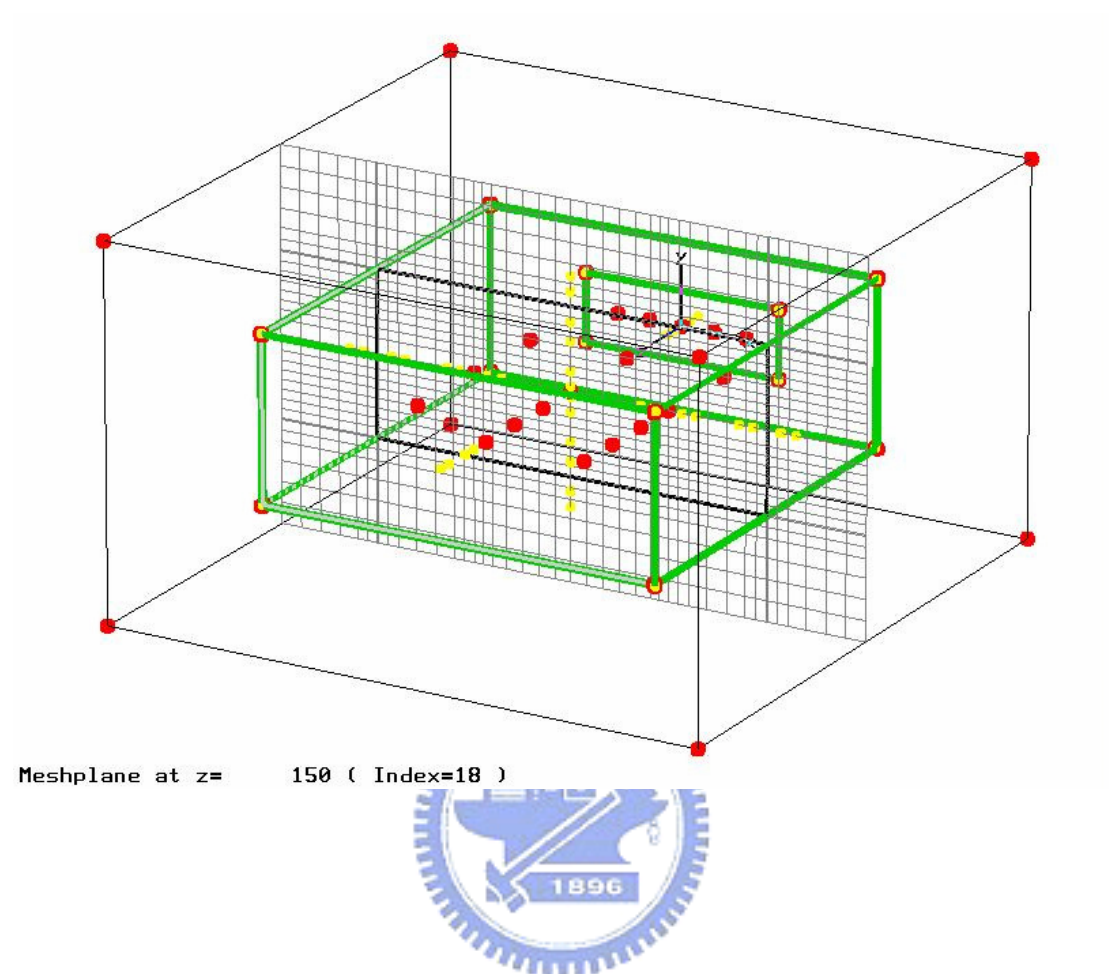


圖 2-5c

Z 截面網格單元切割圖。



2.3.2 完全匹配表面邊界的設定

由於討論的情況是金屬封裝在空間中的屏蔽能力，因此使用開放邊界條件 (Open Boundary Condition) 進行各種屏蔽能力的相關模擬。而在 CST Microwave Studio 電磁模擬軟體中，使用完全匹配表面為開放邊界條件，以避免反射波的發生。其設定介面甚為簡潔，位於 Solve → Boundary Conditions → Open boundary 進階選項。如圖 2-6 所示，共有四個主要參數可供調整：

1. 層數(Layer)，位於設定視窗的「Properties frame」：讓使用者能夠指定完全匹配表面的層數。依照使用手冊的建議，四層已經足夠。因此設定為四層。
2. 反射量(Reflection)，位於設定視窗的「Properties frame」：完全匹配表面所模擬的開放邊界之理論上的反射係數。這個值可以在區間 $(0, 1]$ 定義。應用上，為了模擬開放空間的效應，因此設定此值接近零，為 0.0001。這也是軟體的預設值。
3. 網格線數目(mesh lines)，位於設定視窗的「Automatic minimum distance to structure frame」：這個參數是調整邊界條件「Open add space」選項中結構、與完全匹配表面邊界之間的最小距離。換句話說，就是結構與完全匹配表面邊界之間最少的網格線數目。網格線大小與最高操作頻率的波長有關。
4. 波長分數(part of wave length)，位於設定視窗的「Automatic minimum distance to structure frame」：這個參數也是調整結構、與完全匹配表面邊界之間的最小距離，但是距離是以最高操作頻率的波長為單位來衡量的。這個設定將會覆寫第三項的「網格線數目」設定。由於使用手冊的建議，將其設定為 $1/8$ 波長。

而設定後的邊界如圖 2-7 所示，立方體的六個面均為採用完全匹配表面、與結構之間相隔 $1/8$ 最高頻率之波長的 Open add space 邊界。

圖 2-6

完全匹配表面的設定

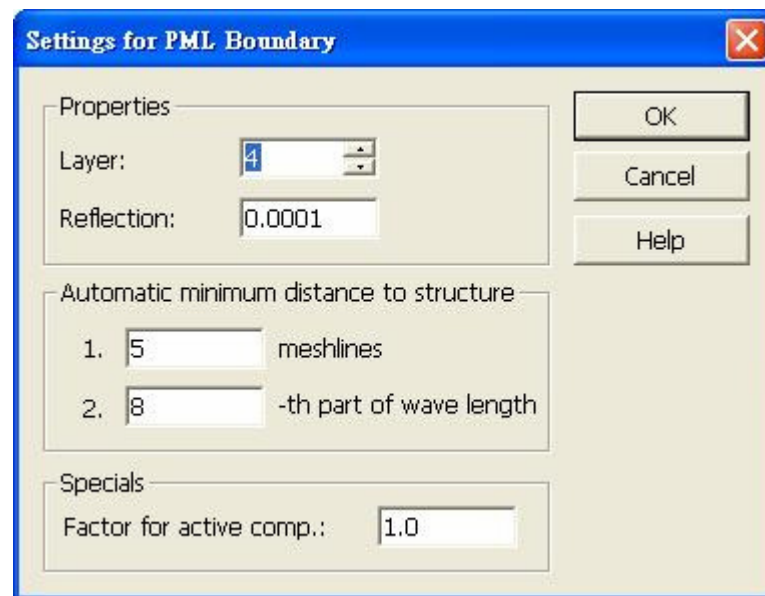
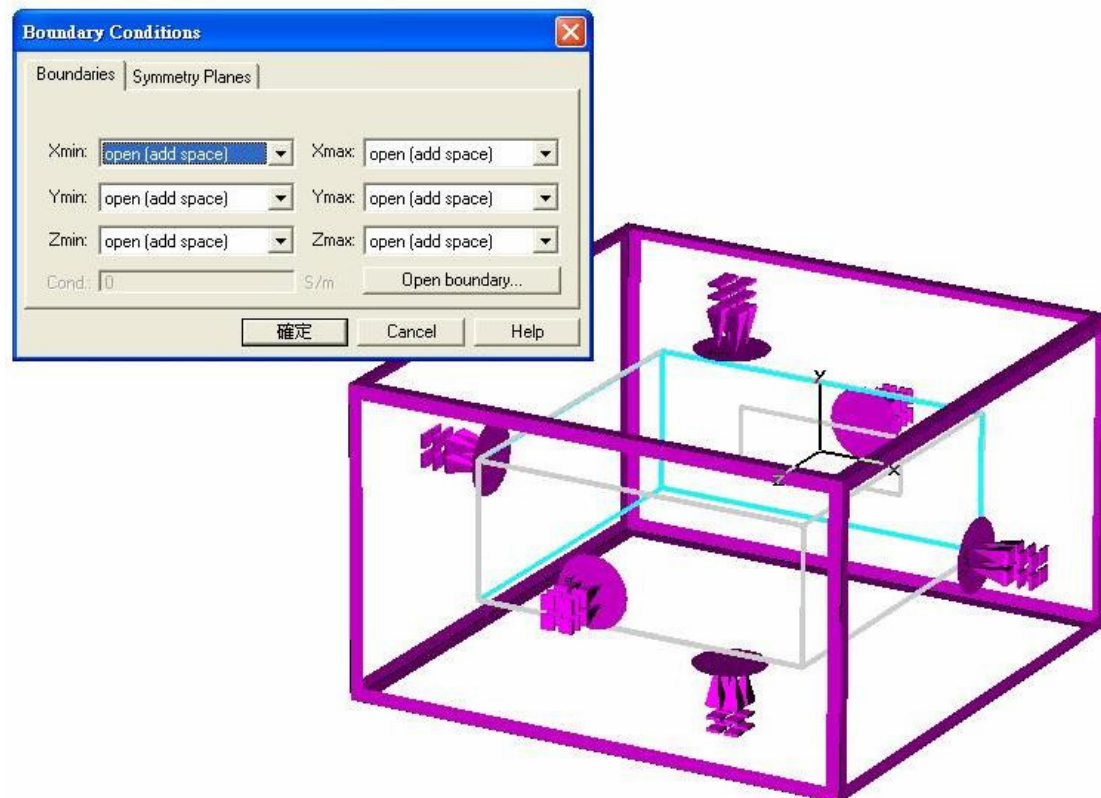


圖 2-7

採用完全匹配表面的 Open add space 邊界。



2.3.3 探針(Probe)的設定

在 CST Microwave Studio 電磁模擬軟體中，探針(Probe)是用於紀錄暫態模擬(Transient Analysis)時特定位置的特定電磁場分量。而探針不止能探測計算區域內的場，對於區域外的場，軟體也提供了遠場探針(Far-Field Probe)，利用遠場的數學特性加以準確地計算，不用真正地將整個遠場空間作網格切割，使網格單元的數目大為減少，以減少計算時間。探針的電場頻率響應圖將顯示在軟體左方的資料夾 1D Results → Probes → E-Field → |P| dB、或 |P| linear。探針的頻率響應圖，是時域信號經由傅利葉轉換所得的。探針的頻率響應結果則是傅利葉轉換經由正規化之後，平面波或其他波源(輸入埠)的信號與探針(輸出埠)所在位置的電磁場之間的轉移函數。

如下頁圖 2-8、2-9 所示，是探針設定的設定視窗。探針的「Field」選單共有電場、磁場、遠場電場、遠場磁場探針等選項。圖 2-8 所示是「Field」選單選取電場探針，也就是探針位於計算區域內的情形。「Orientation」選單，是探針在直角座標系的極化方向；「Position」則是探針的量測位置。為了量測空腔內的電場，使用圖 2-8 的設定量測各極化方向、與各位置的電場頻率響應。

而圖 2-9 與 2-8 不同的地方，是探針的「Field」選單選取遠場探針的情形。藉由選取遠場探針、與「Coordinate」選單的球座標系，可以測量不同極化方向與不同角度位置的遠場電場，而無須將計算區域大幅地擴展至遠距離，從而節省大量的計算時間。圖 2-9 的最上面一行多出了「Origin」選項，可供設定遠場的激發源中心點。

圖 2-8

探針設定視窗，選取電場探針之情形。

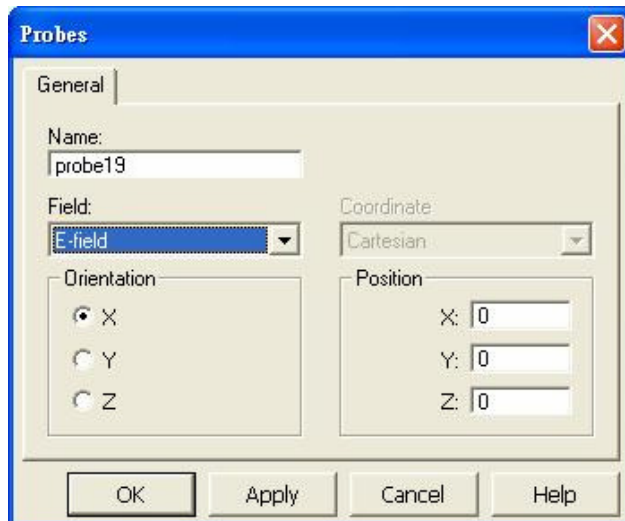
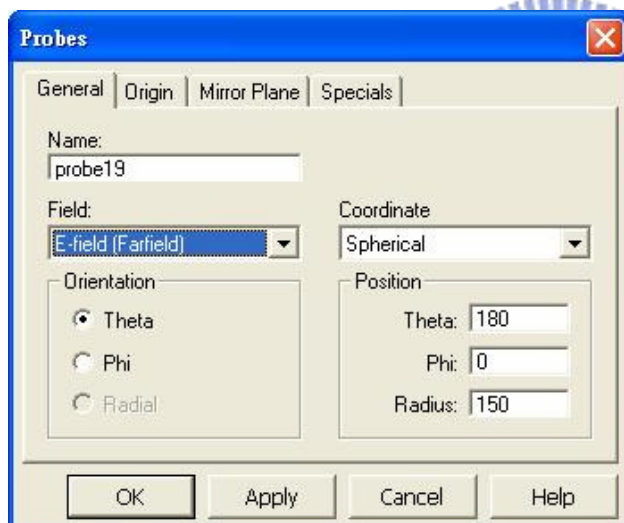


圖 2-9

探針設定視窗，選取遠場電場探針、球座標系之情形。



2.3.4 平面波源的設定

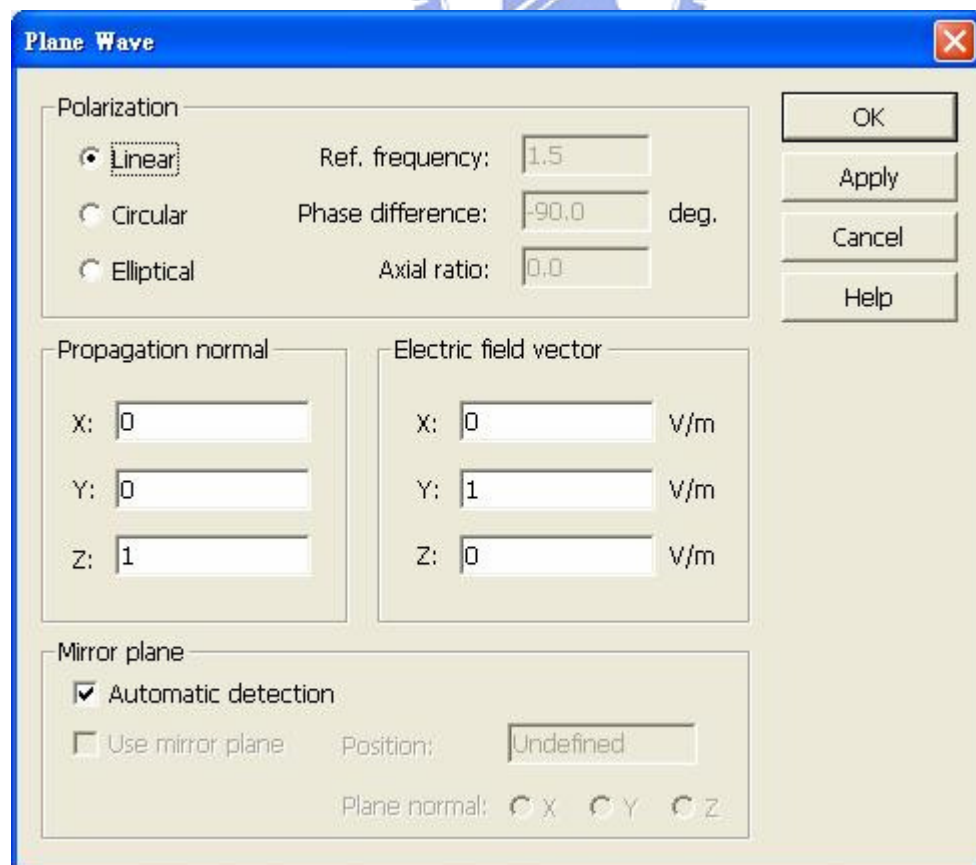
平面波源設定位於 Solve→Plane Wave，此設定能夠定義一個平面波源，並調整極化、傳播方向等重要參數。以平面波源為激發源的模擬與其他離散埠 (Discrete Port)、或波導埠 (Waveguide Port) 模擬不同的地方是，其計算結果並非 S 參數的形式。取而代之地，需要使用之前所提及的電、磁場探針作為激發

源的接收埠，以求得空間中特定位置電場振幅的頻率響應；除此之外，也可以使用場監視器(Field Monitors)觀察特定頻率下電磁場的空間分佈。

如下頁圖 2-10，是平面波源的設定視窗，主要有三種參數可供調整，分別是電場極化形式、傳播法向量、電場極化向量：

1. 電場極化形式(Polarization)：有線性極化、圓極化、橢圓極化三種極化形式，在這裡設定為線性極化。
2. 傳播法向量(Propagation normal)：平面波前的法向量，因模擬的結構而異。由於結構開孔面在 Z 方向上，因此設定為(0, 0, 1)。
3. 電場極化向量(Electric field vector)：這個設定是用來確定電場的極化方向。依照研究上不同的需求，設定為 X 與 Y 方向極化，即(1, 0, 0)、(0, 1, 0)。

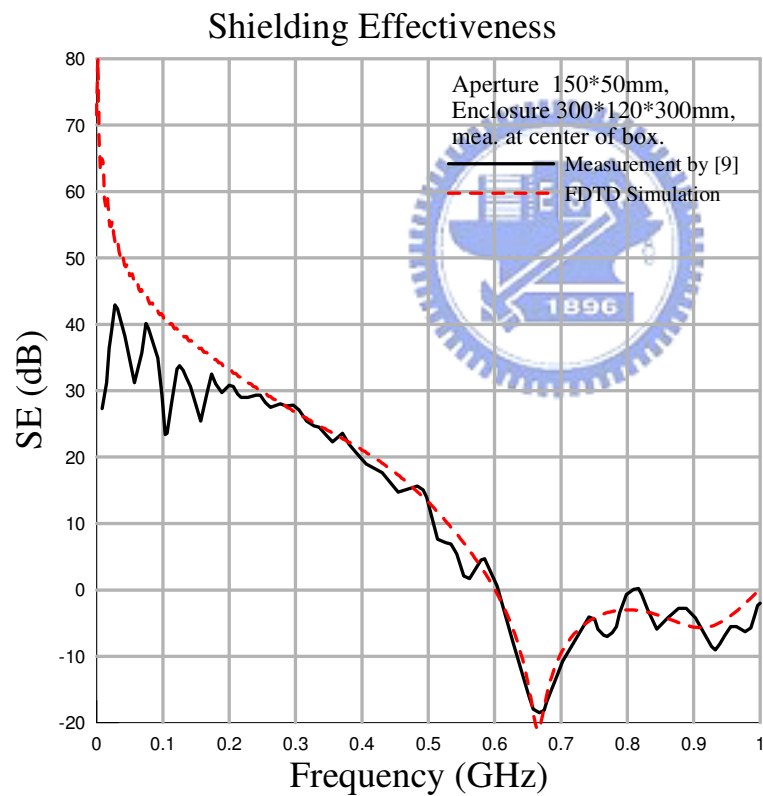
圖 2-10
平面波源設定視窗。



最後，應用這些設定，模擬文獻[9]中，第五張圖的屏蔽能力量測結果於下圖 2-11。參考 2.1 小節的圖 2-1，文獻[9]的矩形孔隙長度為 150 公釐、寬度為 50 公釐；矩形空腔長、寬、高分別為 300、120、300 公釐。平面波以 Y 方向極化正面入射。可以發現在 0.2GHz 以上，應用以上設定的有限時域差分法模擬，與文獻的量測十分吻合。

圖 2-11

文獻[9]圖五之量測與模擬比較。孔隙尺寸 150*50mm、矩形空腔 300*120*300mm。



第三章 模擬結果與討論

3.1 孔隙的尺寸對共振頻寬的影響

在這個小節，觀察到孔隙的尺寸對共振頻寬的影響為：

1. 矩形孔隙長度 l 、寬度 w 的增加都會使共振頻寬增加、與整體屏蔽能力下降。
2. Y 方向的孔隙尺寸變異對屏蔽的影響，較 X 方向小。

以及，改善屏蔽能力的方法：

3. 孔隙長邊與 Y 軸平行能夠改善金屬封裝的屏蔽能力。

以下，說明孔隙尺寸變動所產生的影響。在固定金屬空腔尺寸為 300*120*300 公釐、其主模 TE₁₀₁ 理論共振頻率約為 707MHz 的前提之下，以有限時域差分法模擬三種不同的矩形孔隙尺寸變化，分別是：(x)固定孔隙寬度 w 的條件下變化長度、(y)固定開孔長寬比例 l/w 的前提下變化其長寬、以及(z)固定孔隙長度 l 的條件下變化寬度三種情況繪成圖 3-1、3-2、3-3，孔隙尺寸列於表 3-1。表 3-2 則是上列三圖的共振頻寬表。孔隙位置位於 XY 平面的正中心。

在下頁的圖 3-1 以及表 3-2 中，可以看到屏蔽能力位於零以下的共振頻寬，隨著孔隙長度的增加而大幅度的增加，並且屏蔽能力也全面性的降低。而在

表 3-1

圖 3-1~圖 3-3 孔隙尺寸表，空腔尺寸皆為 300*120*300 公釐、格式為($l*w$)。

x)孔隙寬度固定 y)孔隙長寬比固定 z)孔隙長度固定 單位：公釐(mm)

	a)	b)	c)	d)	e)
x)圖 3-1	200*5	150*5	100*5	50*5	25*5
y)圖 3-2	200*80	150*60	100*40	50*20	25*10
z)圖 3-3	100*50	100*30	100*20	100*10	100*5

固定孔隙長寬比 l/w 的圖 3-2 中，也有相同的現象。圖 3-2 中同樣長度 l 的孔隙，其寬度 w 都較圖 3-1 來的大，因而圖 3-2 的共振頻寬較圖 3-1 來的更大，但其頻寬隨孔隙尺寸增加的趨勢都是相同的。最後，圖 3-3 是固定孔隙長度、增加寬度的模擬圖。共振頻寬也隨孔隙寬度的增加而增加，但頻寬增加的幅度不如前兩圖劇烈。

表 3-2

圖 3-1~圖 3-3 的共振頻寬表(屏蔽能力小於零的頻寬)。

單位：MHz

	a)	b)	c)	d)	e)
x)圖 3-1	250	65	13	—	—
y)圖 3-2	460	409	50	—	—
z)圖 3-3	58	41	32	21	13

圖 3-1

x) 孔隙寬度固定、改變長度之屏蔽能力模擬圖(空腔尺寸 300*120*300 公釐)

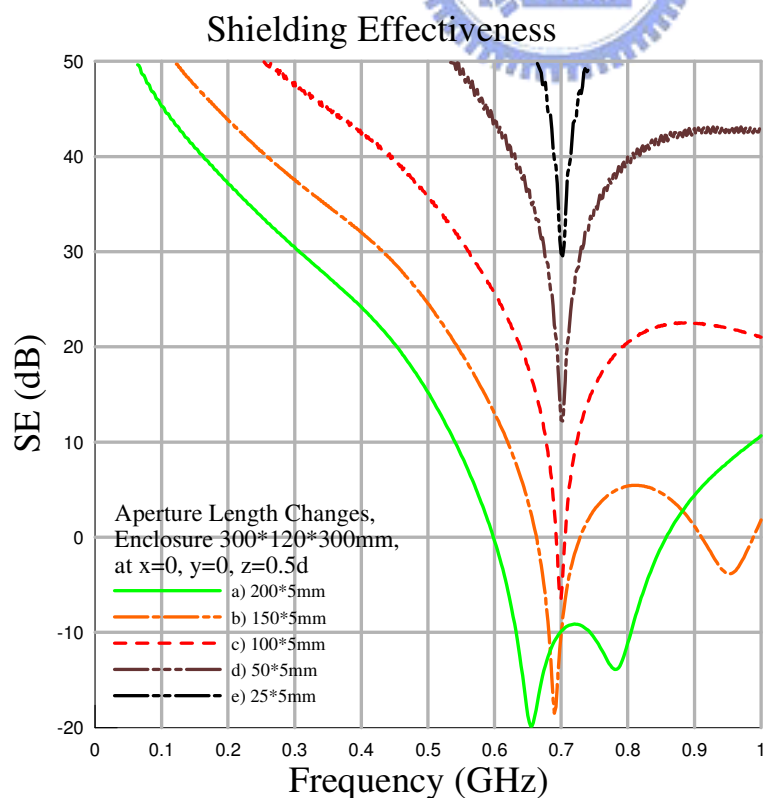


圖 3-2

y) 孔隙長寬比固定、改變尺寸之屏蔽能力模擬圖(空腔尺寸 300*120*300 公釐)

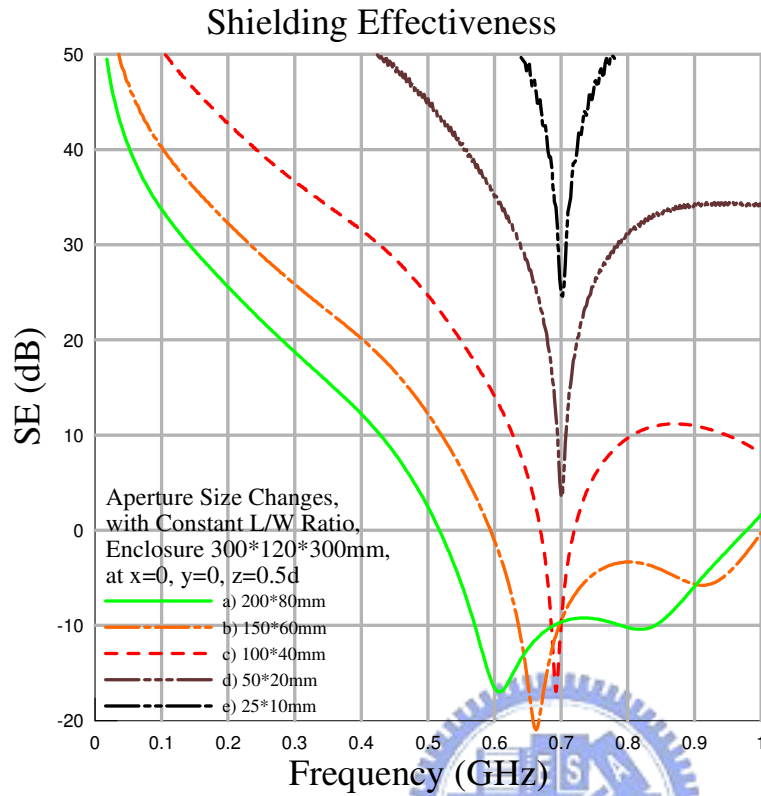
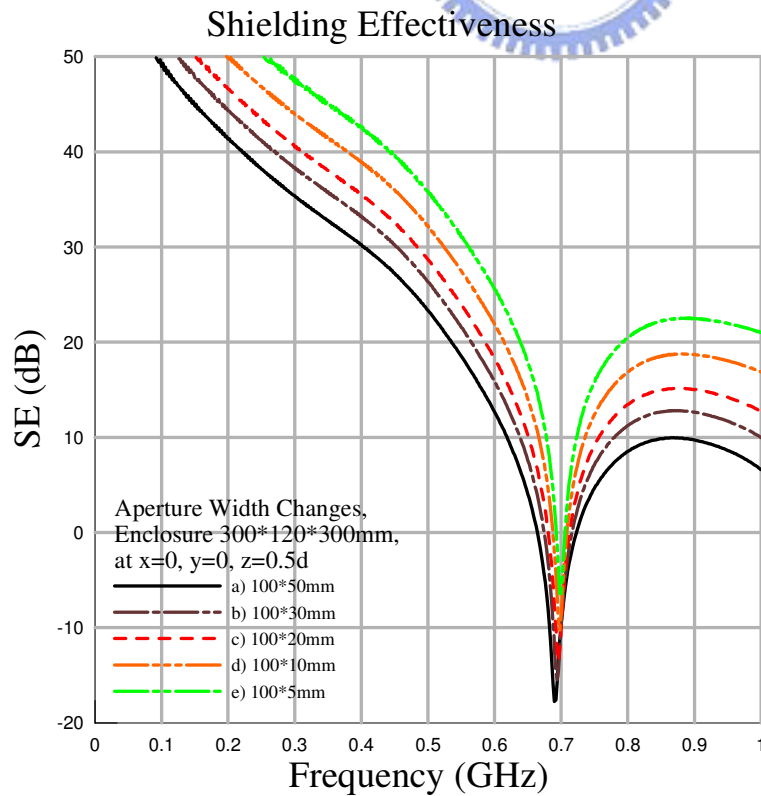


圖 3-3

z) 孔隙長度固定、改變寬度之屏蔽能力模擬圖(空腔尺寸 300*120*300 公釐)



接著使用尺寸為 200*100*300 公釐、其主模 TE₁₀₁ 理論共振頻率約為 901MHz 的矩形金屬空腔再次地進行模擬，將模擬結果分別繪於下頁圖 3-4、3-5、3-6 中，而孔隙尺寸則列於下頁的表 3-3 中。在圖 3-4 孔隙寬度固定、增加長度的過程中，發現如同圖 3-1：屏蔽能力位於零以下的共振頻寬，隨著孔隙長度的增加而大幅增加。而在圖 3-5 中，孔隙長與寬的比例固定為 5:2。在長寬同時增加的過程中，可以發現屏蔽能力小於零的共振頻寬，也如同圖 3-2 一般明顯的增加。最後，在圖 3-6 孔隙長度固定、增加寬度的過程中，也可以發現共振頻寬些微的增加。

根據圖 3-1~圖 3-6 的模擬結果：孔隙尺寸的增加會造成空腔共振頻寬的增加，屏蔽能力也隨著變差(SE 值降低)。這與直觀的想法大致上相同：經由孔隙耦合到空腔內電磁波的強度，隨孔隙的尺寸增加而增加。



表 3-3

圖 3-4~圖 3-6 孔隙尺寸表，空腔尺寸皆為 200*100*300 公釐、格式為(*l***w*)。
x)孔隙寬度固定 y)孔隙長寬比固定 z)孔隙長度固定 單位：公釐(mm)

	a)	b)	c)	d)	e)
x)圖 3-4	200*5	150*5	100*5	50*5	25*5
y)圖 3-5	200*80	150*60	100*40	50*20	25*10
z)圖 3-6	100*50	100*30	100*20	100*10	100*5

圖 3-4

x) 孔隙寬度固定、改變長度之屏蔽能力模擬圖(空腔尺寸 200*100*300 公釐)

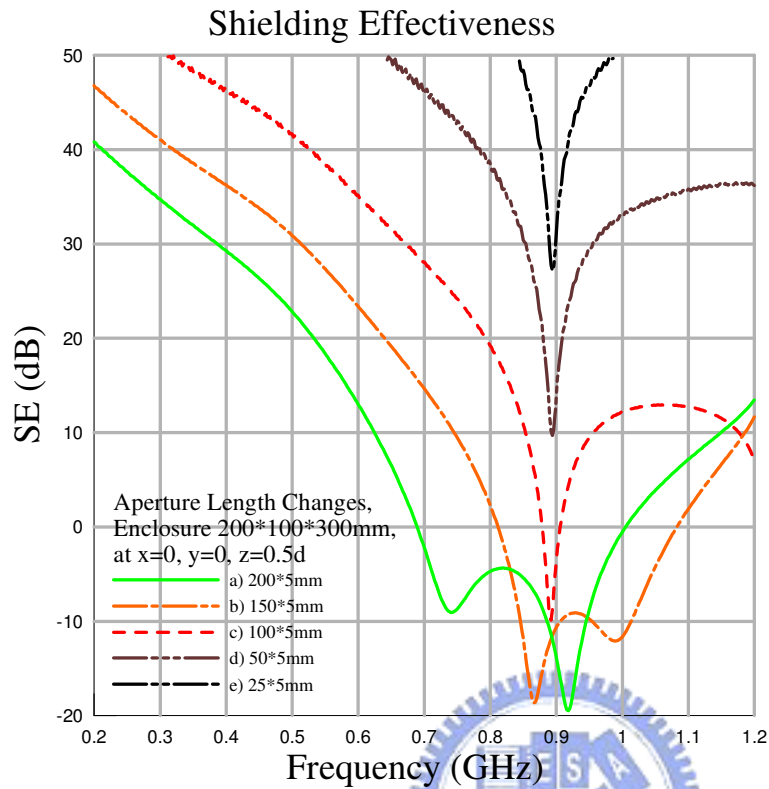


圖 3-5

y) 孔隙長寬比固定、改變尺寸之屏蔽能力模擬圖(空腔尺寸 200*100*300 公釐)

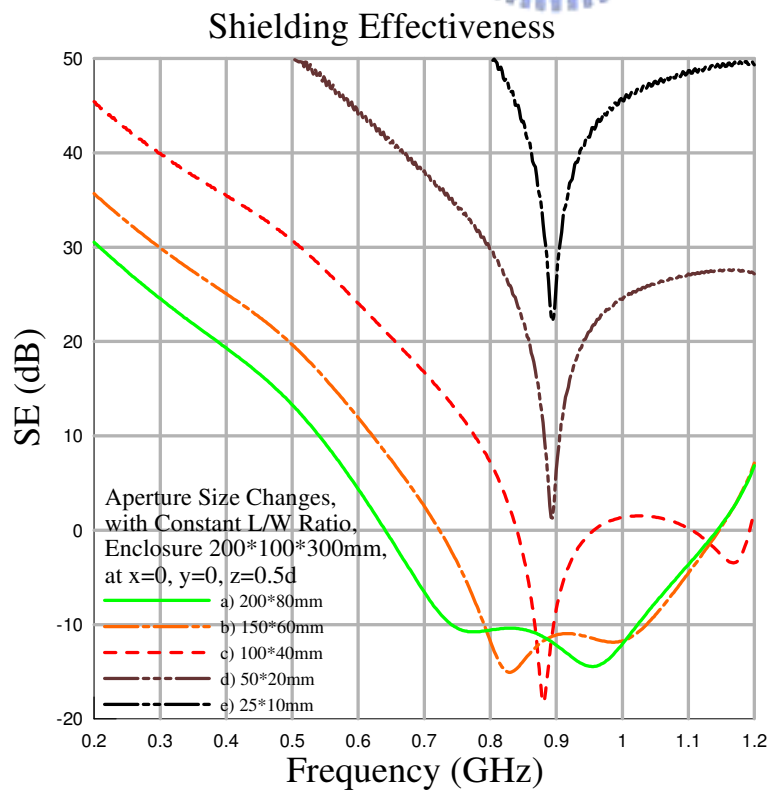


圖 3-6

z) 孔隙長度固定、改變寬度之屏蔽能力模擬圖(空腔尺寸 200*100*300 公釐)

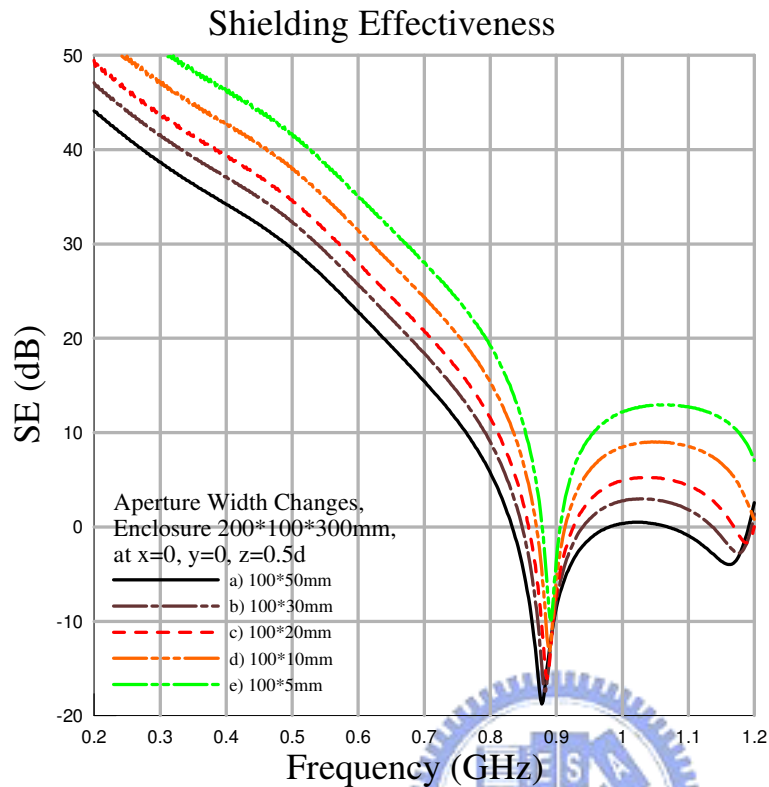


圖 3-7，是比較平面波電場極化同為 Y 方向、同樣孔隙尺寸、但孔隙方向互相垂直時，屏蔽能力的變動情形，而圖 3-8、3-9 是孔隙擺設位置圖。在圖 3-7 孔隙擺設方向的比較中，可以發現(a)100*20 公釐、與(b)20*100 公釐的矩形孔隙屏蔽能力差異甚大。雖然兩者尺寸相同，但由於兩者長邊的方向互相垂直，後者(b)在 707MHz 的屏蔽能力，較前者高了約 25 分貝。這可能是由於後者(b)的長度 l 較窄，對於 Y 方向極化的電場而言，引入了 Y 方向電場為零的邊界條件，使得 Y 方向的電場振幅減小。因此，對 Y 方向極化的平面入射波而言，矩形孔隙的長邊與電場方向平行，能夠增加金屬封裝的屏蔽能力。至於 X 方向極化的平面波，由於不能激發空腔的主模(其電場在 Y 方向)，模擬顯示在 2GHz 以下的頻率範圍，電場極化 X 方向的平面波入射(a)、(b)兩種孔隙的屏蔽能力遠高於電場極化 Y 方向的平面波(都在 100 分貝以上)，可以不列入考慮。因此，綜合以上敘述：孔隙長邊平行 Y 軸，能夠改善金屬封裝的屏蔽能力。

圖 3-7

孔隙擺設方向的比較圖。 a)長邊位於 X 方向 b)長邊位於 Y 方向

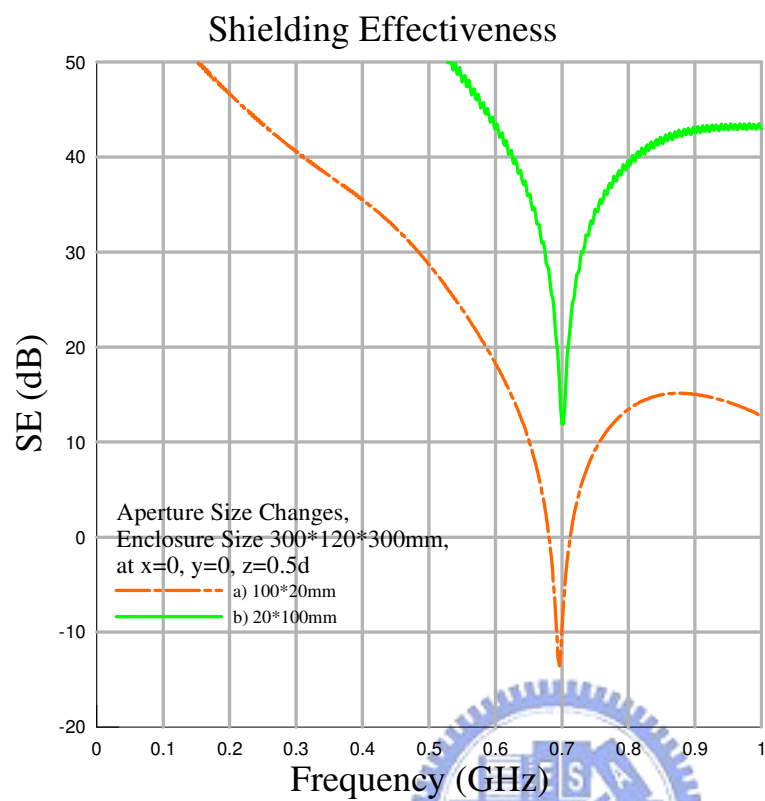


圖 3-8

孔隙(a)擺設位置圖。孔隙(a)尺寸長寬($l \times w$)為 100*20 公釐。

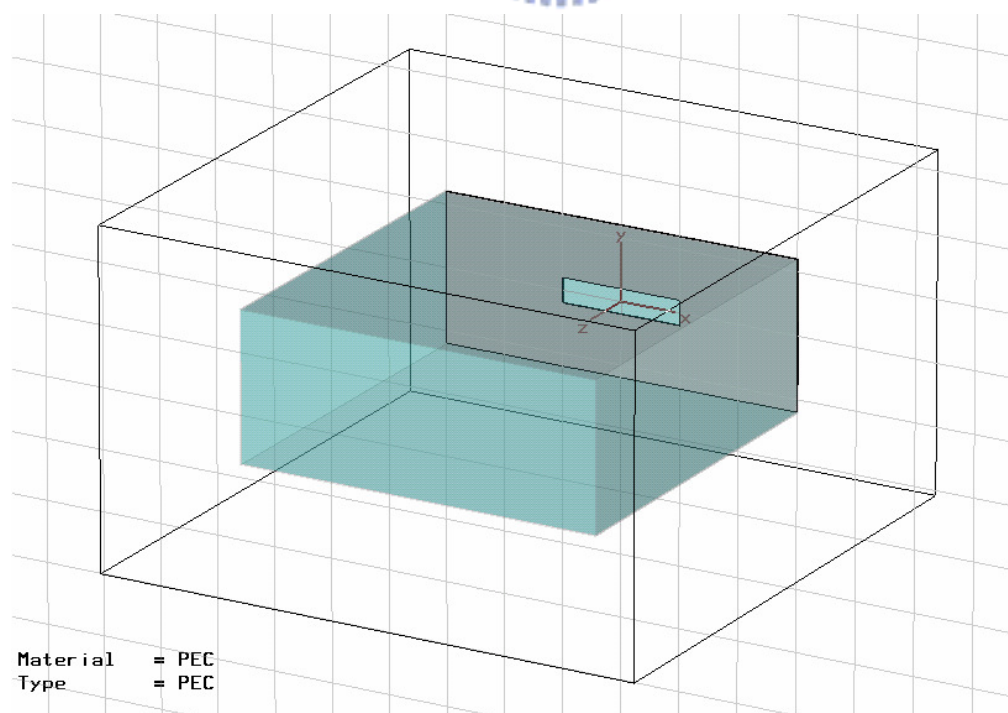
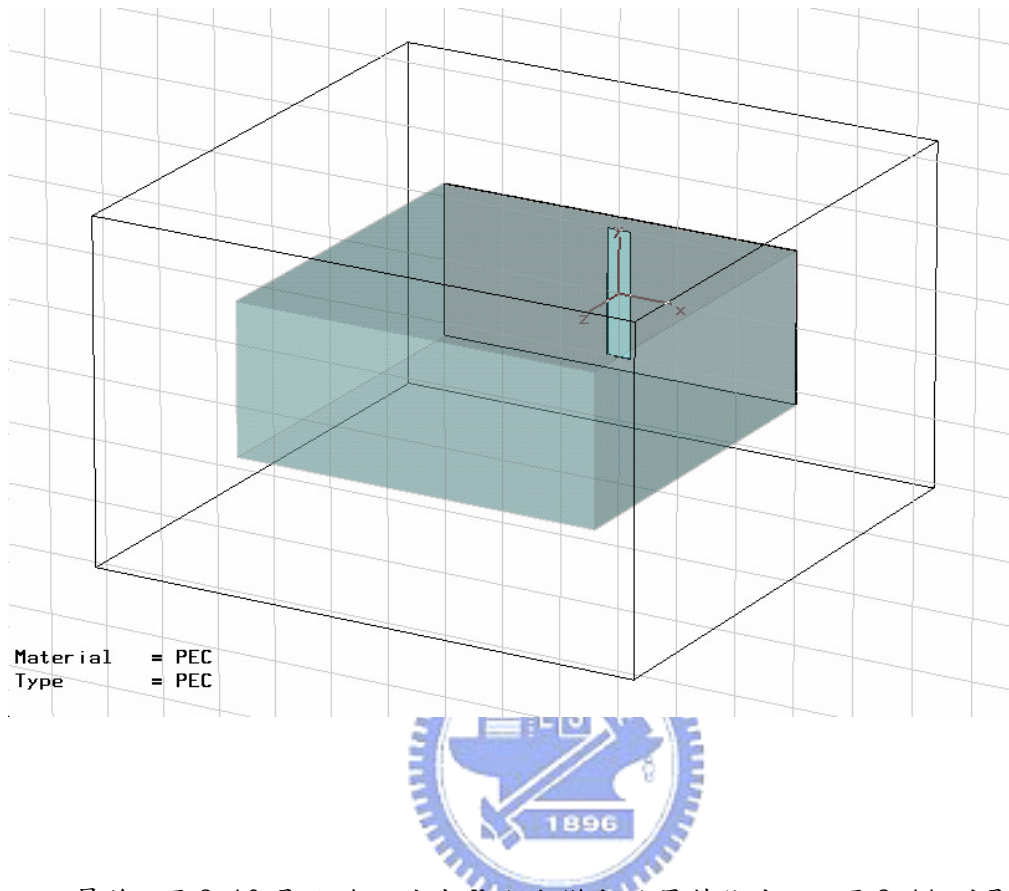


圖 3-9

孔隙(b)擺設位置圖。孔隙(b)尺寸長寬($l \times w$)為 20*100 公釐。



最後，圖 3-10 是孔隙尺寸在 X 方向變動的屏蔽能力；而圖 3-11 則是圖 3-10 孔隙尺寸長寬顛倒、於 Y 方向變動的情形，即尺寸為 20*25、20*50、20*100 公釐，而尺寸列於表 3-4 中。參考表 3-5 的屏蔽能力表可發現：同樣尺寸的孔隙，圖 3-11 的屏蔽能力都較圖 3-10 來的高。這與上面的討論：「矩形孔隙的長邊平行 Y 軸能夠增加金屬封裝的屏蔽能力」是符合的。並且共振頻率的屏蔽能力表 3-5 中，Y 方向尺寸變動造成屏蔽能力的差異，較 X 方向少了許多。

表 3-4

圖 3-10、圖 3-11 孔隙尺寸表。

	a)	b)	c)
圖 3-10	25*20	50*20	100*20
圖 3-11	20*25	20*50	20*100

表 3-5

共振頻率點(707MHz)的屏蔽能力表。

	a)	b)	c)	最大與最小 SE 值的差
圖 3-10	19	3.5	-13	$19 - (-13) = 32$
圖 3-11	23	17	12	$23 - 12 = 11$

圖 3-10

孔隙尺寸在 X 方向變動的屏蔽能力。

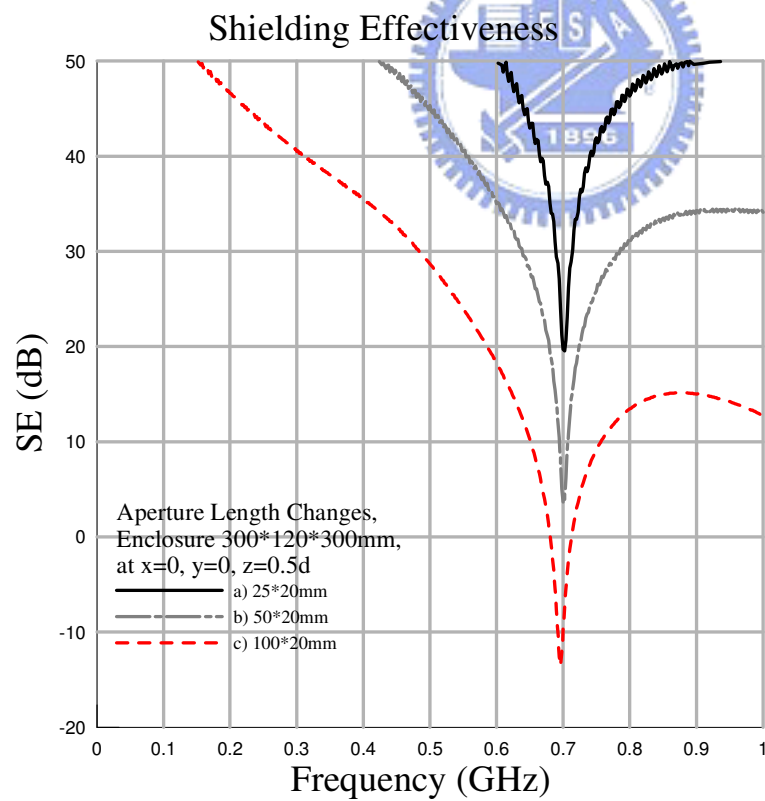
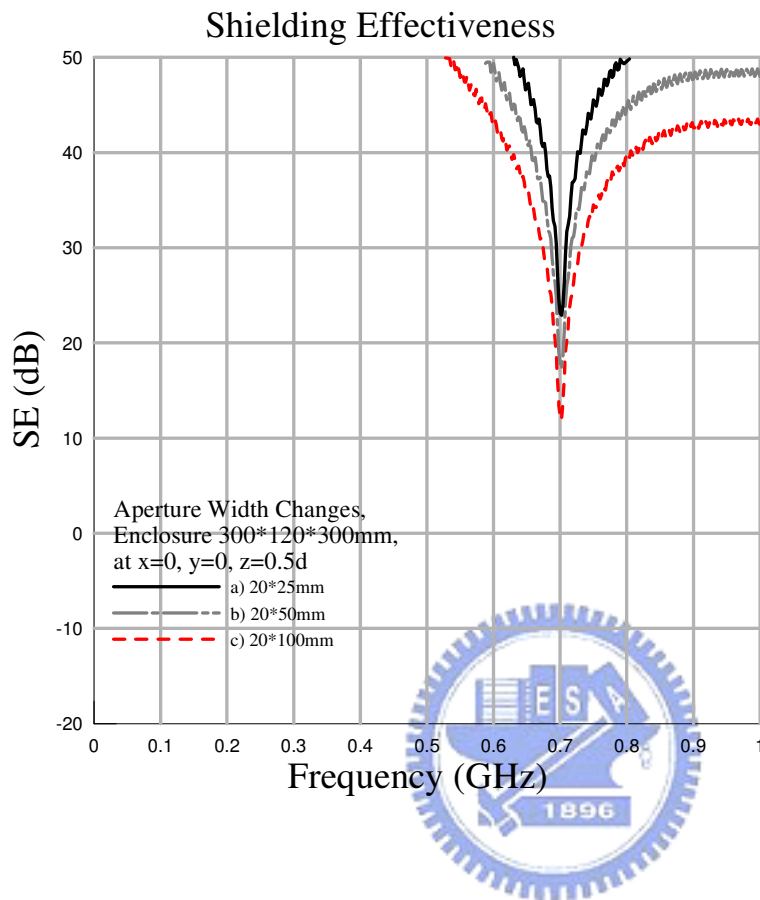


圖 3-11

孔隙尺寸在 Y 方向變動的屏蔽能力。



綜合以上所述，在這個小節，觀察到孔隙的尺寸對共振頻寬的影響為：

1. 矩形孔隙長度 l 、寬度 w 的增加都會使共振頻寬增加、與整體屏蔽能力下降。
2. Y 方向的孔隙尺寸變異對屏蔽的影響，較 X 方向小。

以及改善屏蔽能力的方法：

3. 孔隙長邊與 Y 軸平行能夠改善金屬封裝的屏蔽能力。

3.2 孔隙數目變動的影響

在上一小節中研究了孔隙尺寸的變化。然而，金屬機殼上的開口不一定只有一個，為了通風、散熱、或安裝擴充設備的需要，機殼上也常有一整排相同開孔的情形發生。而在本小節裡將研究三種情形，分別是：(x)孔隙尺寸皆為 100×10 公釐，變動孔隙數目、(y)在 X 方向分割總面積 100×40 公釐的孔隙為 N 個、以及 (z)在 Y 方向分割總面積 100×40 公釐的孔隙為 N 個相同孔隙的三種情形。將上述三種情況分別繪於圖 3-12、3-13、3-14、以及列出孔隙尺寸於表 3-6 中以資參考。而上列三圖的結構示意圖則繪於圖 3-15、3-16、3-17。在這個小節，觀察到：

1. 孔隙尺寸固定的前提下，當孔隙數目增加時，共振頻寬增加，屏蔽能力降低。
2. 孔隙面積固定的前提下，當分割數目增加時，共振頻寬減少，屏蔽能力增加。
3. 承上，Y 方向孔隙分割數變動，對屏蔽帶來的影響較 X 方向少。

以下，是對上述三點的解說：首先在圖 3-12 中可以發現，與第一點相同的：屏蔽能力位於零以下的共振頻寬，隨著孔隙數目的增加而增加，屏蔽能力也隨著 Y 方向孔隙數目、面積增加而微幅下降。

表 3-6

孔隙尺寸與數目列表。格式為(長度*寬度，孔隙數目)

x) 孔隙尺寸皆為 100×10 公釐，變動孔隙數目，相距 10 公釐。

y) 在 X 方向分割總面積 100×40 公釐的孔隙為 N 個，相距 10 公釐。

z) 在 Y 方向分割總面積 100×40 公釐的孔隙為 N 個，相距 10 公釐。

	a)	b)	c)
x)圖 3-12	$100 \times 10, N=1$	$100 \times 10, N=3$	$100 \times 10, N=5$
y)圖 3-13	$100 \times 40, N=1$	$50 \times 40, N=2$	$25 \times 40, N=4$
z)圖 3-14	$100 \times 40, N=1$	$100 \times 20, N=2$	$100 \times 10, N=4$

圖 3-12

x) 孔隙尺寸皆為 100*10 公釐，變動孔隙數目。

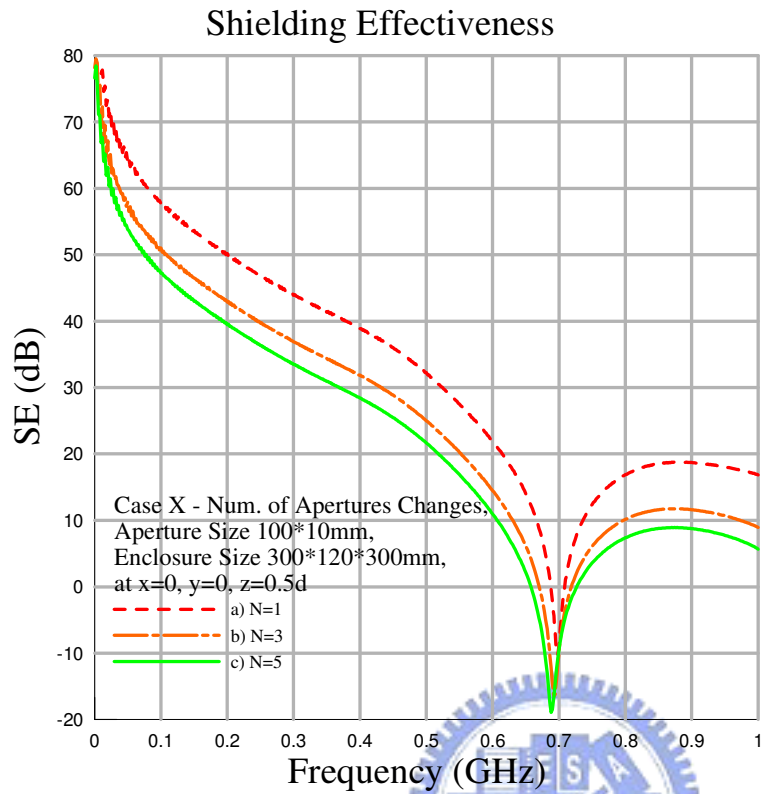


圖 3-13

y) 在 X 方向分割 100*40 公釐之孔隙為 N 個相同大小孔隙(相距 20 公釐)

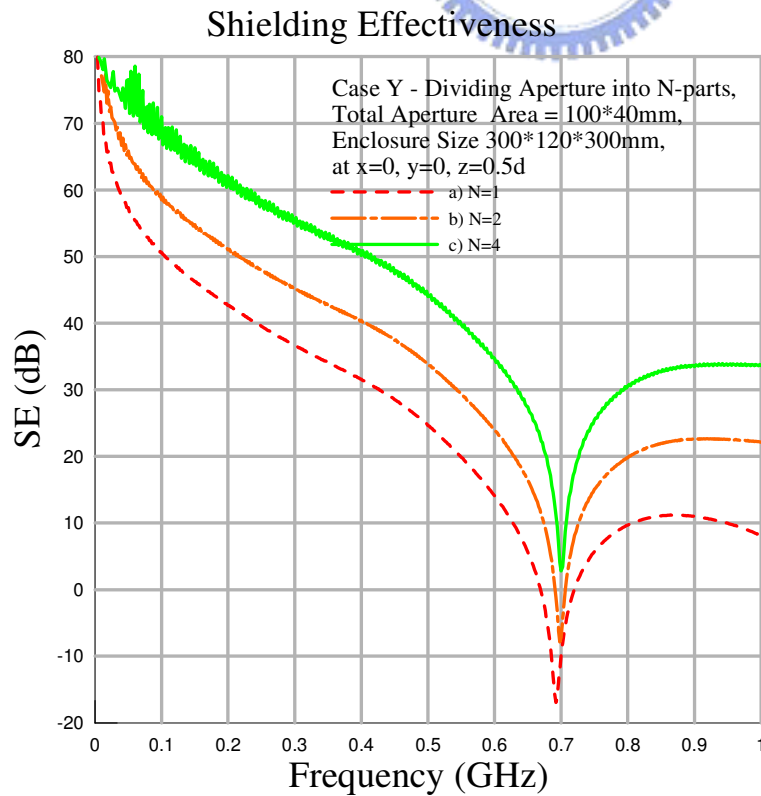
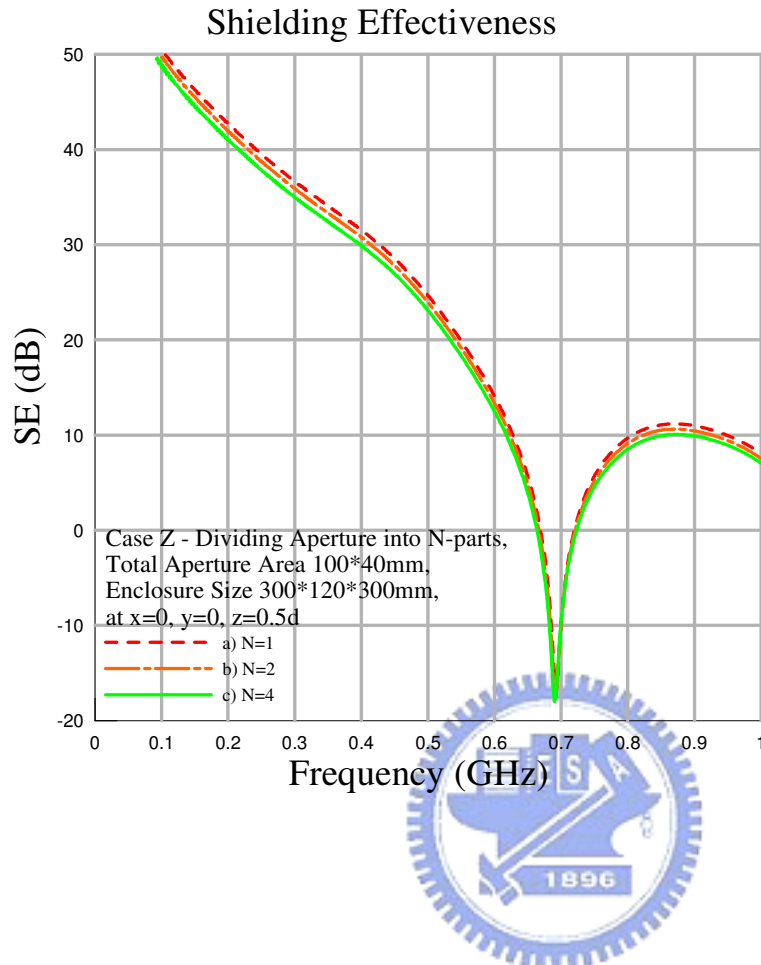


圖 3-14

z) 在 Y 方向分割 $100*40\text{mm}$ 之孔隙為 N 個相同大小孔隙(相距 10 公釐)



其次，在圖 3-13 中，孔隙位於中心、總面積 $100*40=4000$ 平方公釐，如圖 3-16 地在 X 方向均分長度 l 為 N 個孔隙。可以發現在 $N=1$ 的情形之下，其屏蔽能力最差、共振頻寬最寬。但隨著分割數目 N 的提高，共振頻寬減小、屏蔽能力也隨著增加，與第二點敘述相同。因此可以說：在孔隙總面積不變的前提下，將孔隙分割能夠改善屏蔽能力。

最後，圖 3-14 的孔隙位於中心、總面積為 $100*40$ 平方公釐，如圖 3-17 地在 Y 方向均分寬度 w 為 N 個孔隙。可以發現，屏蔽能力的變化不大。在 3.1 小節也觀察到 Y 方向孔隙尺寸變異，對屏蔽的影響較小，與這裡的結果不謀而合。

圖 3-15

圖 3-12 的結構示意圖。孔隙分佈以座標原點為對稱點，在 Y 方向增加，相距 10 公釐。N=1、3、5

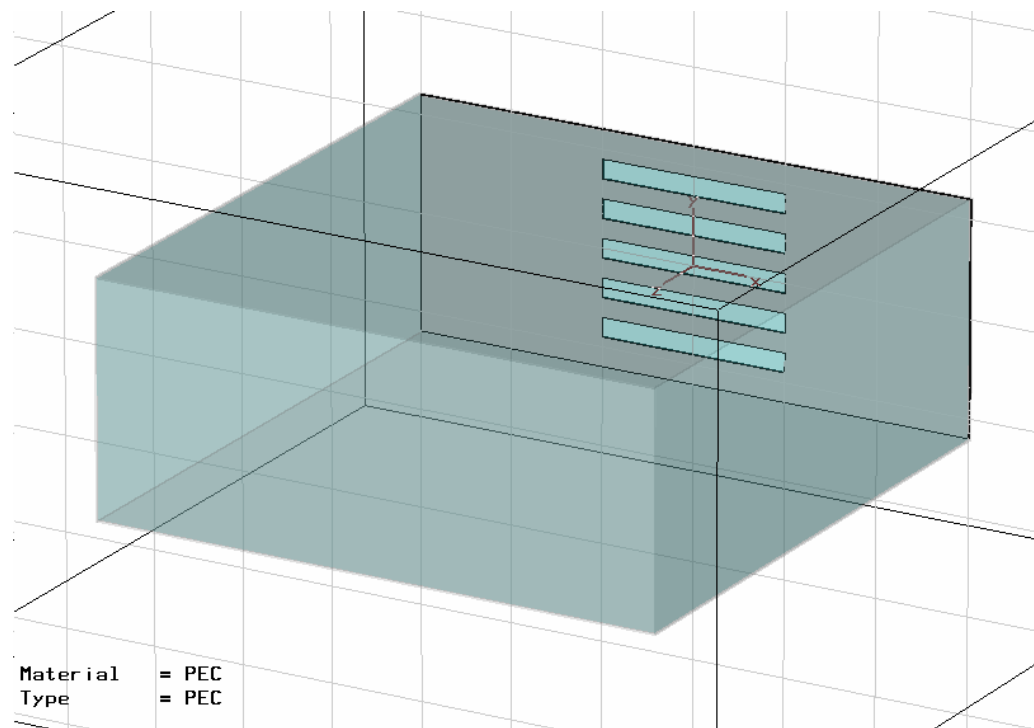


圖 3-16

圖 3-13 的結構示意圖。孔隙以座標原點為對稱點，在 X 方向上均分為 N 段，相距 10 公釐。N=1、2、4

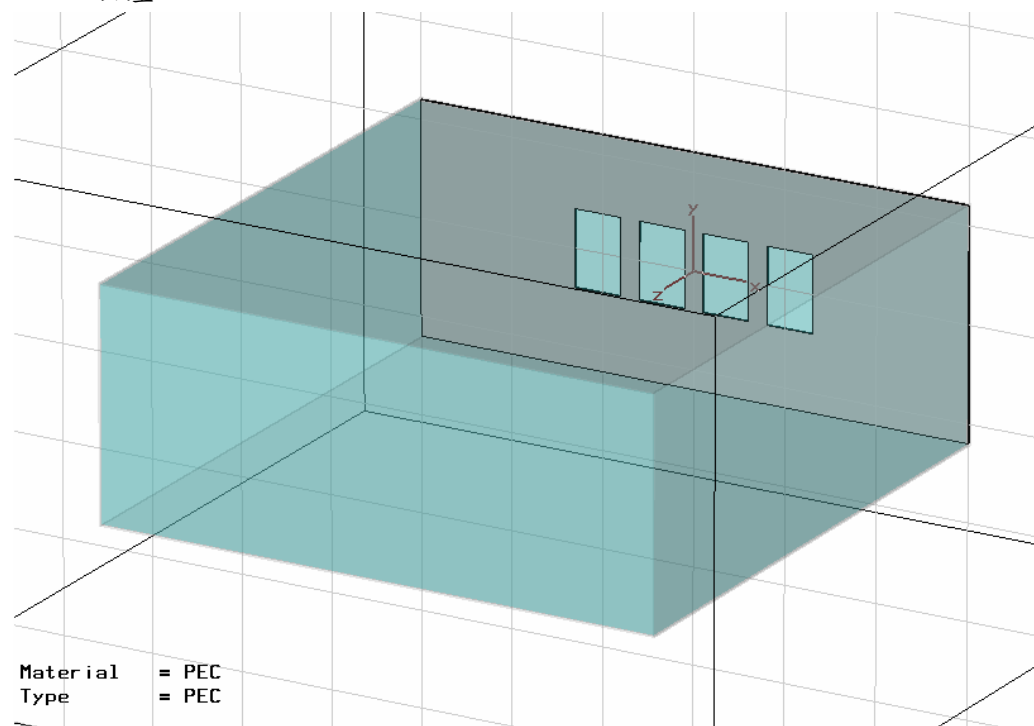
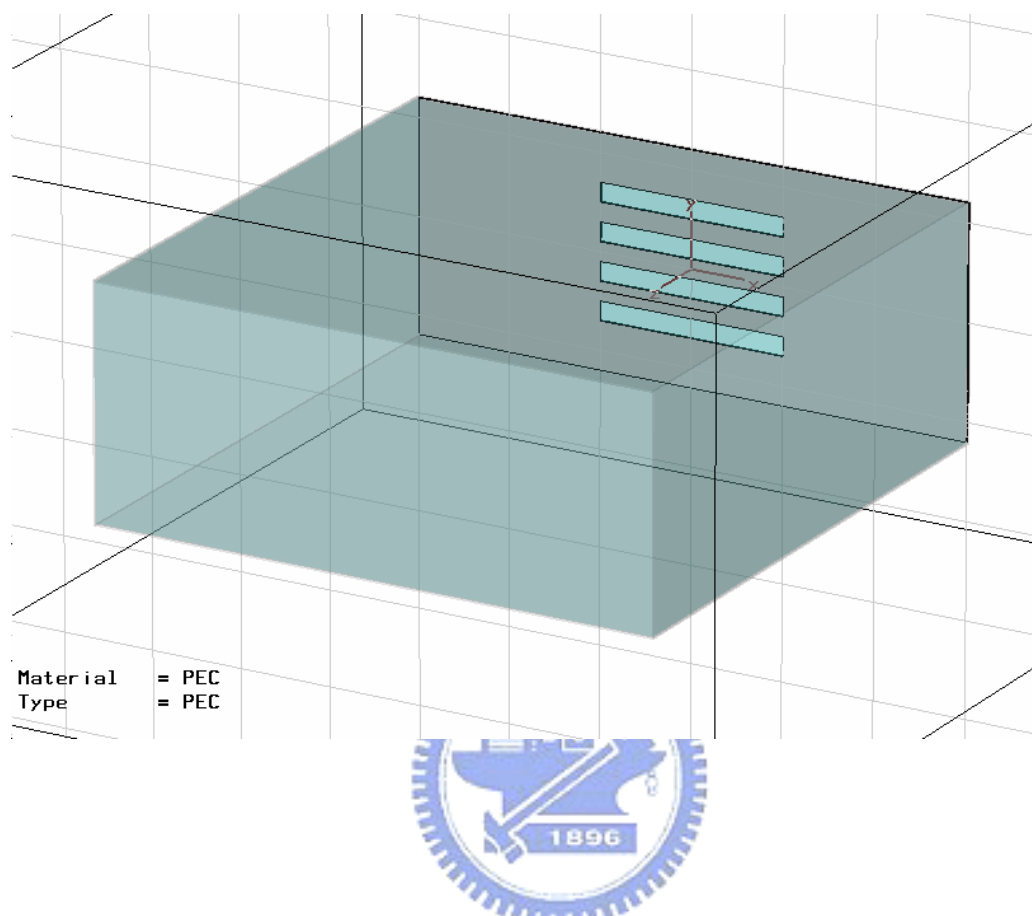


圖 3-17

圖 3-14 的結構示意圖。孔隙以座標原點為對稱點，在 Y 方向上均分為 N 段，相距 10 公釐。N=1、2、4



綜合以上的觀察，再次寫出觀察的結果：

1. 孔隙尺寸固定的前提下，當孔隙數目增加時，共振頻寬增加，屏蔽能力降低。
2. 孔隙面積固定的前提下，當分割數目增加時，共振頻寬減少，屏蔽能力增加。
3. 承上，Y 方向孔隙分割數變動，對屏蔽帶來的影響較 X 方向少。

3.3 空腔尺寸的影響

在 3.1 及 3.2 小節，觀察了孔隙大小、以及數目對於屏蔽的影響，並得出了小尺寸孔隙屏蔽較佳的結果。在這一小節，將以有限時域差分法模擬 0-1GHz 的範圍，觀察三種不同尺寸的孔隙位於 XY 平面中心時，空腔尺寸的變動對於屏蔽能力及共振頻率的影響，而模擬軟體為 CST Microwave Studio。孔隙尺寸分別為(x) 50*5 公釐、(y) 100*20 公釐、(z) 120*50 公釐，分別代表小、中、大尺寸孔隙；而空腔的尺寸則有五種，這些尺寸、與其主模共振頻率列於表 3-7 中、三種孔隙的空腔尺寸變化繪於圖 3-18、3-19、3-20 中。

在空腔的尺寸變動時，發現：

1. 當空腔的尺寸縮小時，低於共振點的頻率範圍，其整體的屏蔽能力增加。
2. 共振頻率也隨著空腔尺寸的縮小而跟著提高。

舉例來說，圖 3-18 是小尺寸的孔隙。在 0-1GHz 的頻率範圍中，可以發現屏蔽能力值都超過 10，顯示出小尺寸孔隙不易使電磁波進入的特性、並且共振點的屏蔽能力隨著空腔縮小而變差。然而，隨著空腔尺寸的縮小，共振頻率自然的升高、低於共振點的頻率範圍其屏蔽能力提升。舉例來說，圖中的 e 曲線整體上在 1GHz 以下的頻率範圍屏蔽能力是最佳的。

表 3-7

空腔尺寸列表，格式為(X 軸長度*Y 軸寬度*Z 軸深度)

三種孔隙尺寸分別為 x)50*5 y)100*20 z)120*50

單位：公釐

	a)	b)	c)	d)	e)
尺寸	400*150*500	350*150*400	300*120*300	200*100*300	150*75*200
f_0	0.480 GHz	0.569 GHz	0.707 GHz	0.901 GHz	1.250 GHz

圖 3-18

x) 孔隙尺寸為 50*5 公釐，各種空腔尺寸的屏蔽能力。

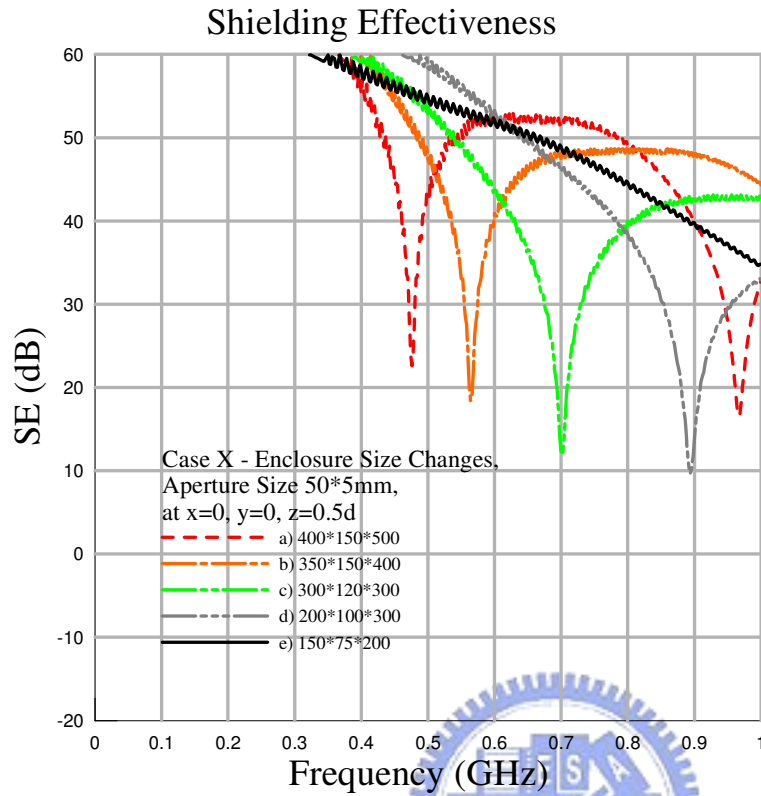


圖 3-19

y) 孔隙尺寸為 100*20 公釐時，各種空腔尺寸的屏蔽能力。

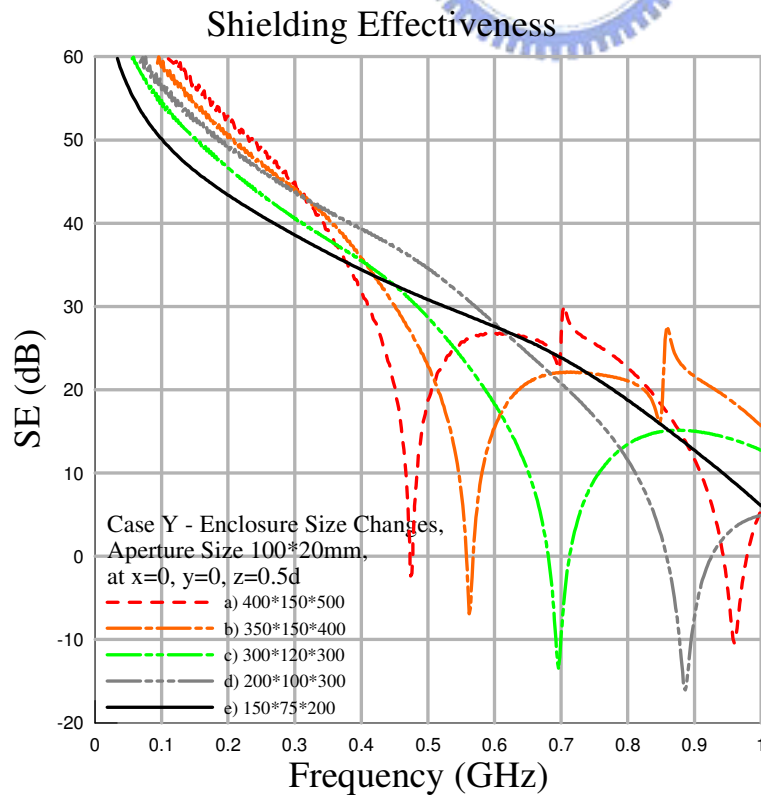
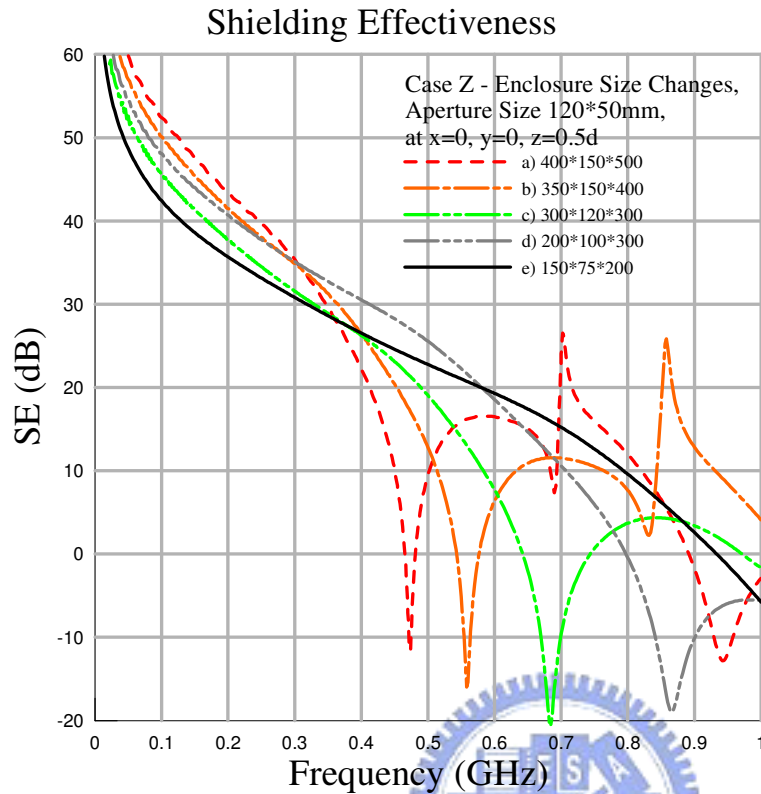


圖 3-20

z) 孔隙尺寸為 100*20 公釐時，各種空腔尺寸的屏蔽能力。



而在圖 3-19 中，採用了中尺寸的孔隙。可以發現，雖然在小於 0.4GHz 時，空腔尺寸最小的 e 曲線其屏蔽並不是最好的，但高於 30dB 的屏蔽能力值已經綽有餘；而在 0.4GHz 以上也都大於零，其他尺寸的空腔屏蔽能力早已是負值了。因此可以說：低頻範圍的屏蔽能力，可以藉著縮小空腔改善。

在圖 3-20 的大尺寸孔隙 z) 中，屏蔽能力較前兩圖更差。但也可以發現與前兩圖共通的現象：0-1GHz 範圍內 e 曲線的屏蔽是最好的。因此可以藉由縮小空腔尺寸來改善低頻的屏蔽。

3.4 介質損耗的影響

本小節主要是討論當介質的損耗正切(loss tangent)改變時，對於屏蔽能力、共振頻率等等的影響。這裡以有限時域差分法模擬了三種情況，分別是當空腔尺寸為(x)400*150*500 公釐、(y)300*120*300 公釐、(z)150*75*200 公釐，孔隙尺寸皆為 100*20 公釐時，變動空腔內填充介質的損耗正切的情況；而模擬頻率範圍為 0-1 GHz、0-1GHz、0-2GHz。結果分別繪於圖 3-21、3-22、3-23 中，而損耗正切的值則列於 44 頁的表 3-8。而在介質損耗的變動中，發現：

1. 損耗正切增加時，共振頻率點往低頻移動；在損耗正切大於 0.01 後更加明顯。
2. 隨著損耗正切的增加，屏蔽能力的曲線細節逐漸地消失、曲線趨於平緩。

圖 3-21

x) 介質損耗正切變動的影響。空腔尺寸為 400*150*500、孔隙尺寸 100*20 公釐

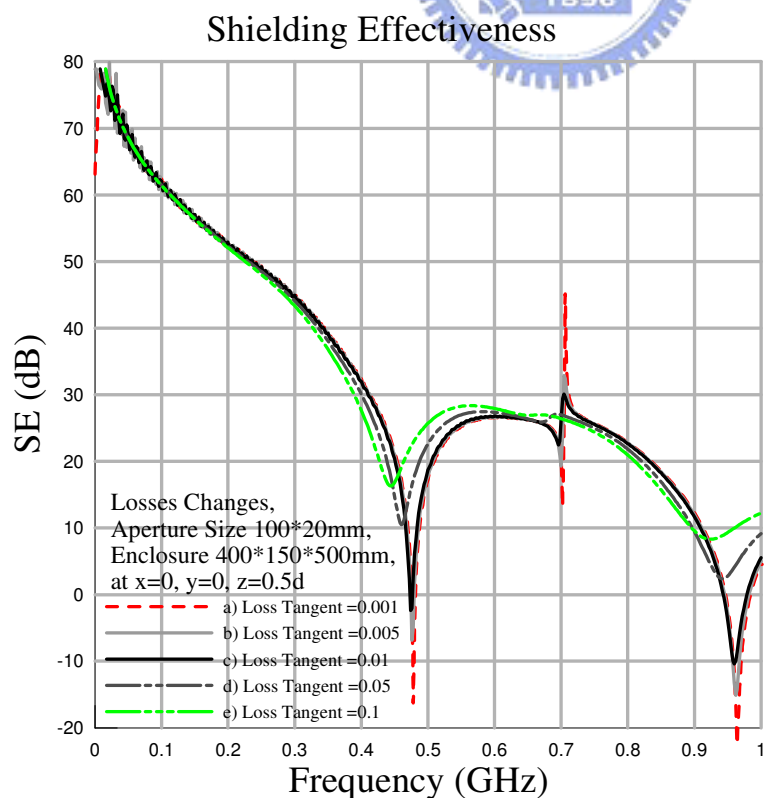


圖 3-22

y) 介質損耗正切變動的影響。空腔尺寸為 300*120*300、孔隙尺寸 100*20 公釐

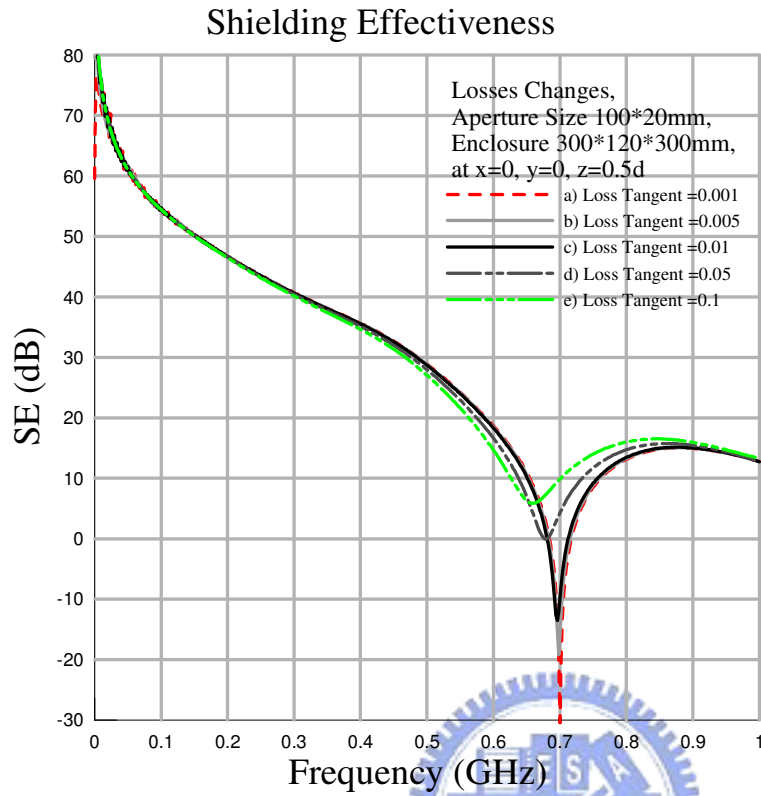
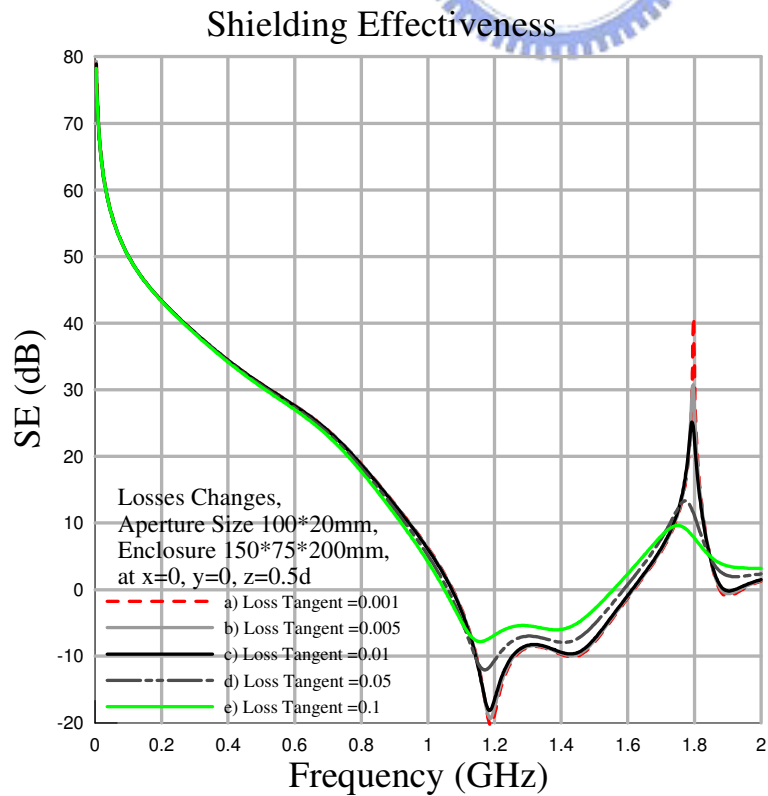


圖 3-23

z) 介質損耗正切變動的影響。空腔尺寸為 150*75*200、孔隙尺寸 100*20 公釐



上列三圖中皆可發現：在五種不同損耗的曲線當中，介質損耗正切小於 0.01 時，共振頻率對於損耗正切的變動不大敏感。但隨著損耗正切的增加，特別是當損耗正切大於 0.01 時，共振頻率點開始稍微往低頻移動，並且其屏蔽能力隨著增加；並且在最後的圖 3-23 中，可以發現當損耗變大的時候，曲線在 1.2GHz 以及 1.8GHz 處的細節隨著損耗增加而消失，曲線趨於平緩。

最後，改變孔隙的大小為 50*30 公釐、以前面所使用(x)(y)(z)三種尺寸的金屬空腔再次地模擬，並繪成圖 3-24、3-25、3-26。在此三圖中，也可以發現共振頻率隨損耗增加而降低、細節逐漸消失的兩種現象。

表 3-8

介質的損耗正切變動表。空腔尺寸分別為：

x) 400*150*500 y) 300*120*300 z) 150*75*200 公釐

單位：無因次

	a)	b)	c)	d)	e)
損耗正切	0.001	0.005	0.01	0.05	0.1

圖 3-24

x) 介質損耗正切變動的影響。空腔尺寸為 400*150*500、孔隙尺寸 50*30 公釐

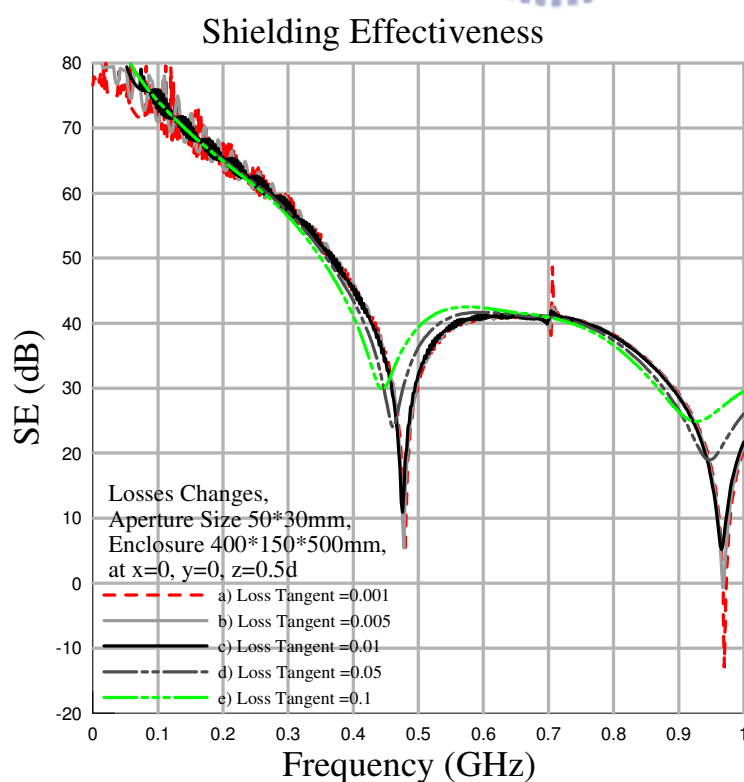


圖 3-25

y) 介質損耗正切變動的影響。空腔尺寸為 300*120*300、孔隙尺寸 50*30 公釐

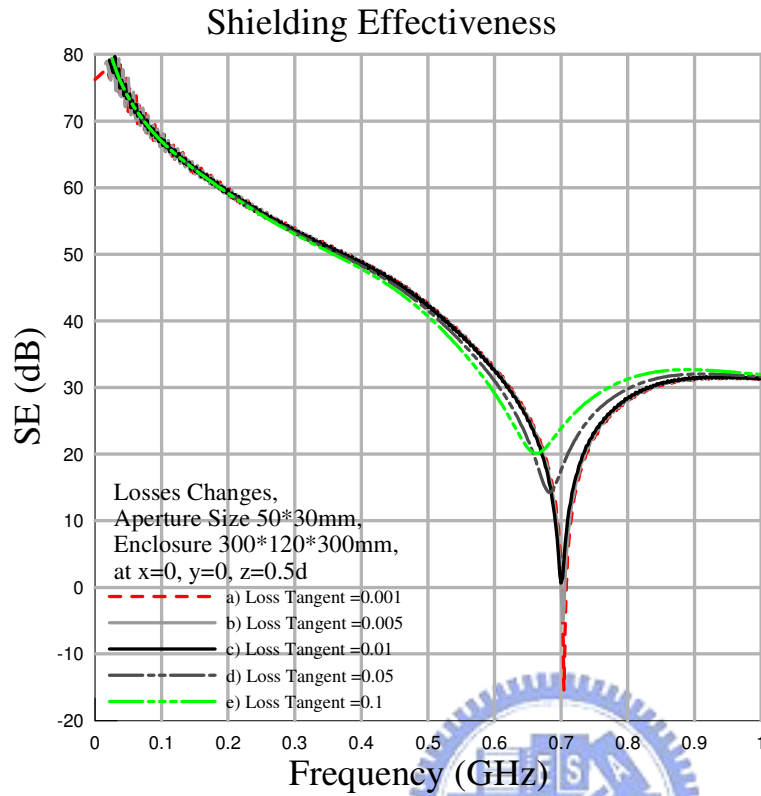
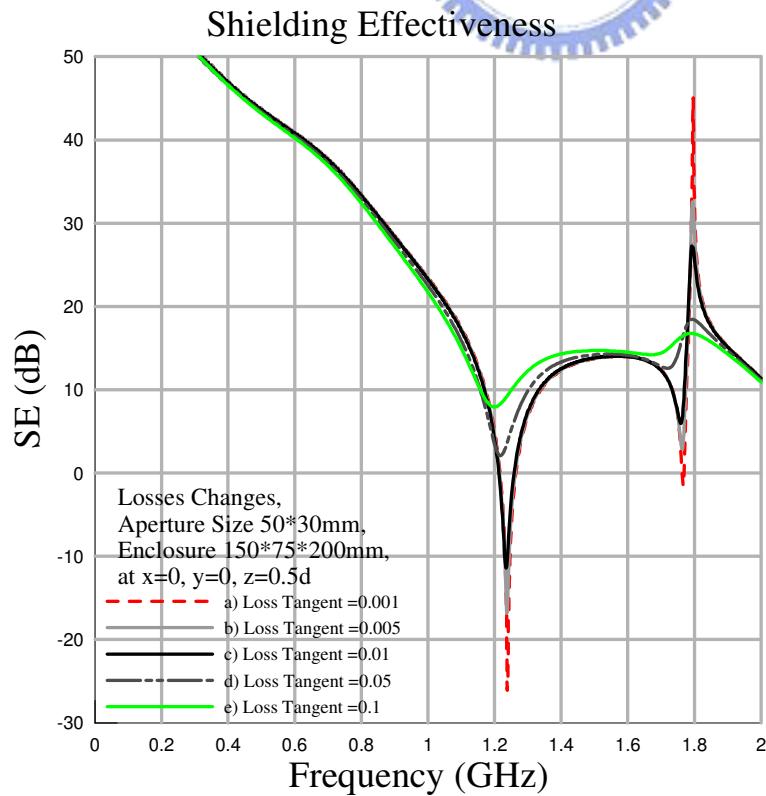


圖 3-26

z) 介質損耗正切變動的影響。空腔尺寸為 150*75*200、孔隙尺寸 50*30 公釐



3.5 觀察點的影響

前面提到了很多不同因素，如孔隙的數目、空腔的尺寸、介質的損耗等等影響。事實上，由於空腔中不同共振模態隨著位置的變化，不同的觀測點會帶來不同的觀察結果。這裡模擬了一系列不同觀測點，空腔為 300*120*300 公釐、孔隙為 50*5 公釐的情形。圖 3-27 是觀測點位於 Z 軸上，變化其位置的屏蔽能力結果；而表 3-9 則為(a)~(e)五個觀測點的位置。

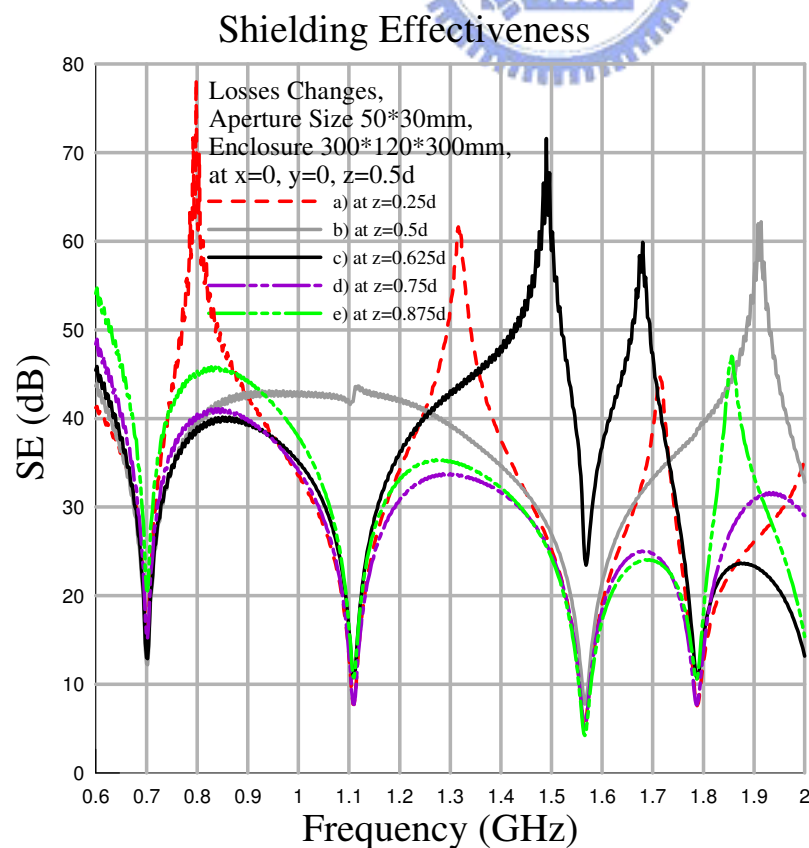
表 3-9

觀測點位置列表。各點皆位於 Z 軸上、空腔 Z 方向深度為 d

	a)	b)	c)	d)	e)
觀測點	$Z=0.25d$	$Z=0.5d$	$Z=0.625d$	$Z=0.75d$	$Z=0.875d$

圖 3-27

Z 軸上不同觀測點的屏蔽能力。空腔為 300*120*300、孔隙為 50*5 公釐。



這裡也列出這個金屬空腔被激發的前五個模態之共振頻率於表 3-10 中：

表 3-10

空腔尺寸為 300*120*300 時，前五模態的共振頻率表。

模態	TE101	TE102	TE103	TE301	TE302
頻率(GHz)	0.707	1.118	1.581	1.581	1.803

圖 3-27 中可以發現，在空腔的正中心，也就是曲線 b，只在 0.707 以及 1.58GHz 附近產生共振，而其對應的模態為 TE101、TE103(=TE301)。參考圖 3-28~3-32 的電場分佈圖及表 3-10 的共振頻率表，這幾個模態的最大值都在空腔中心，其他模態 TE102、TE302 在這裡剛好是極小值，因此 b 曲線並未在 1.118、1.8GHz 發生共振。其他曲線在這些點則都有發生共振。

圖 3-28

TE101 模電場分佈(電場 X 分量為零)，共振頻率為 0.707GHz。

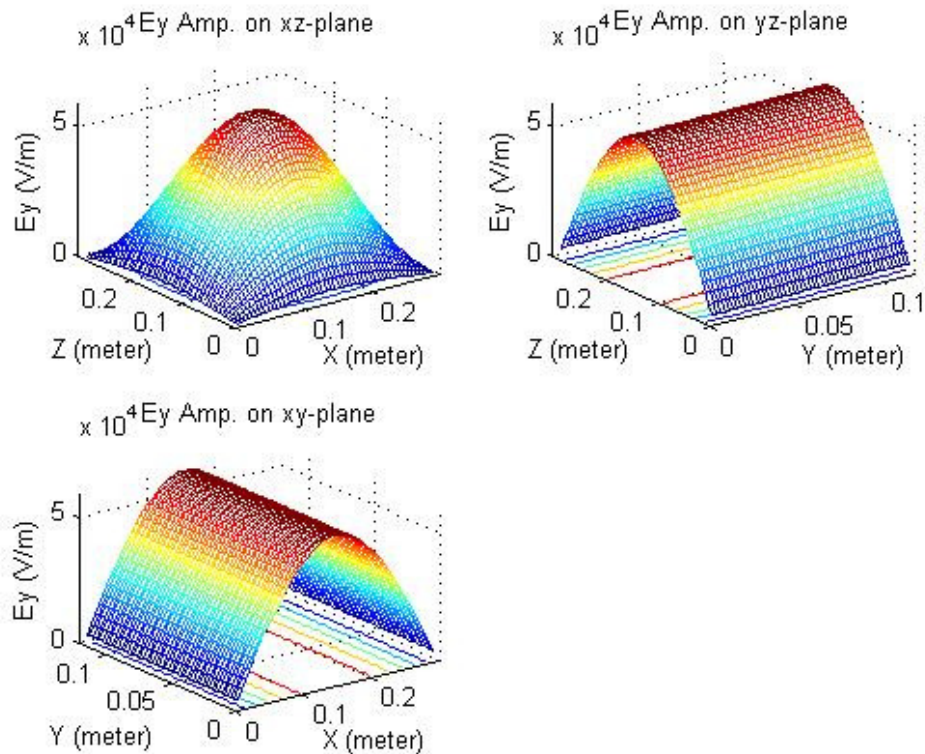


圖 3-29

TE102 模電場分佈(電場 X 分量為零)，共振頻率為 1.118GHz。

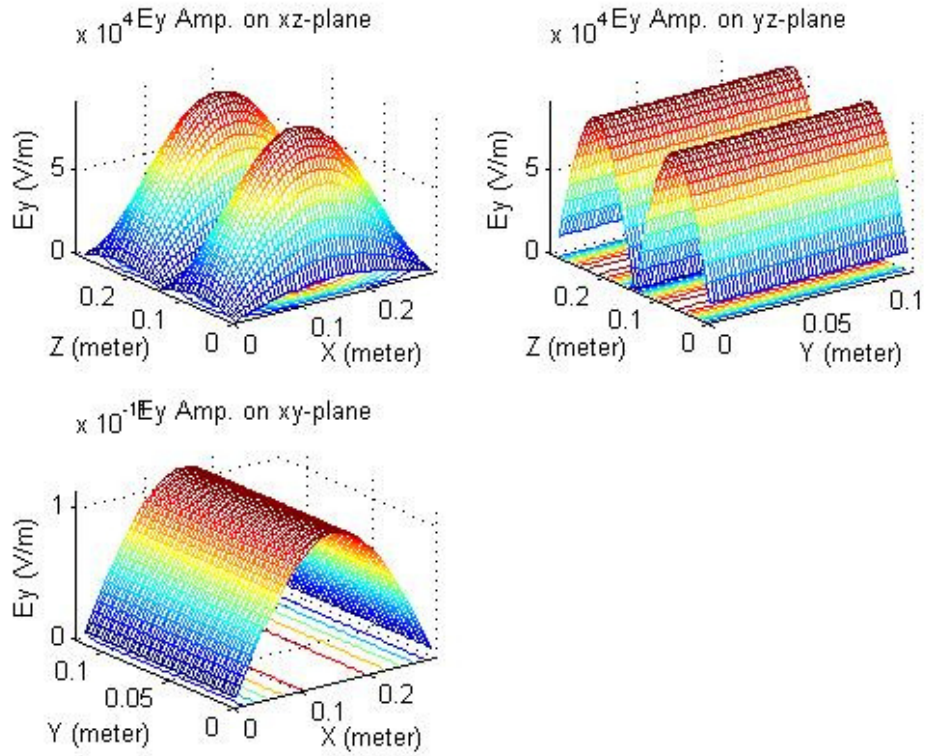
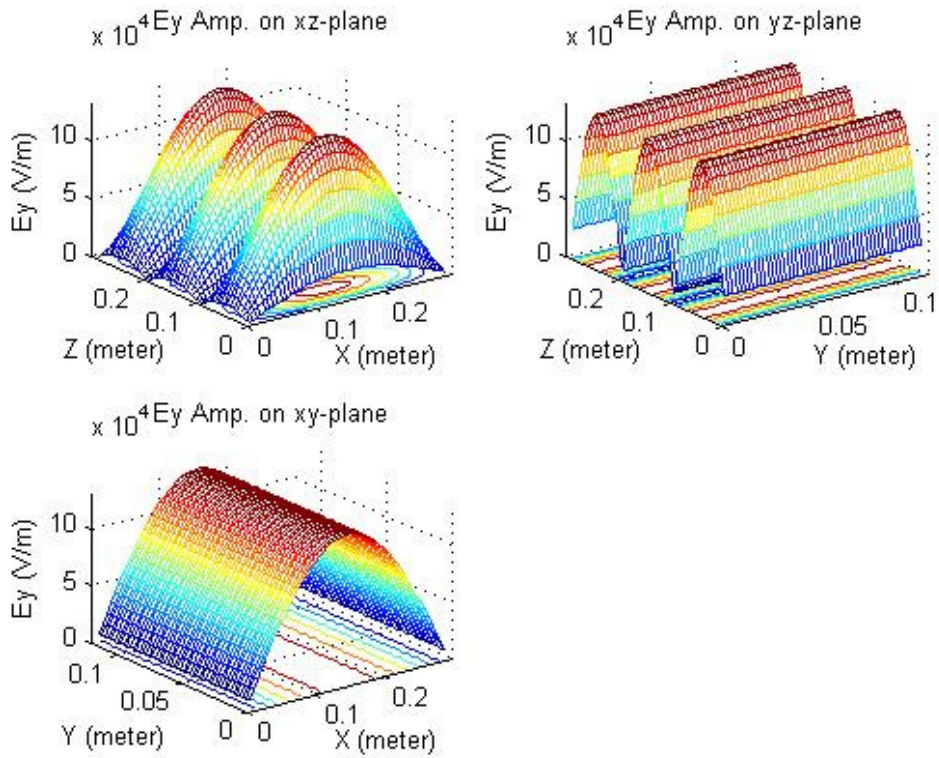


圖 3-30

TE103 模電場分佈(電場 X 分量為零)，共振頻率為 1.581GHz。



+

圖 3-31

TE301 模電場分佈(電場 X 分量為零)，共振頻率為 1.581GHz。

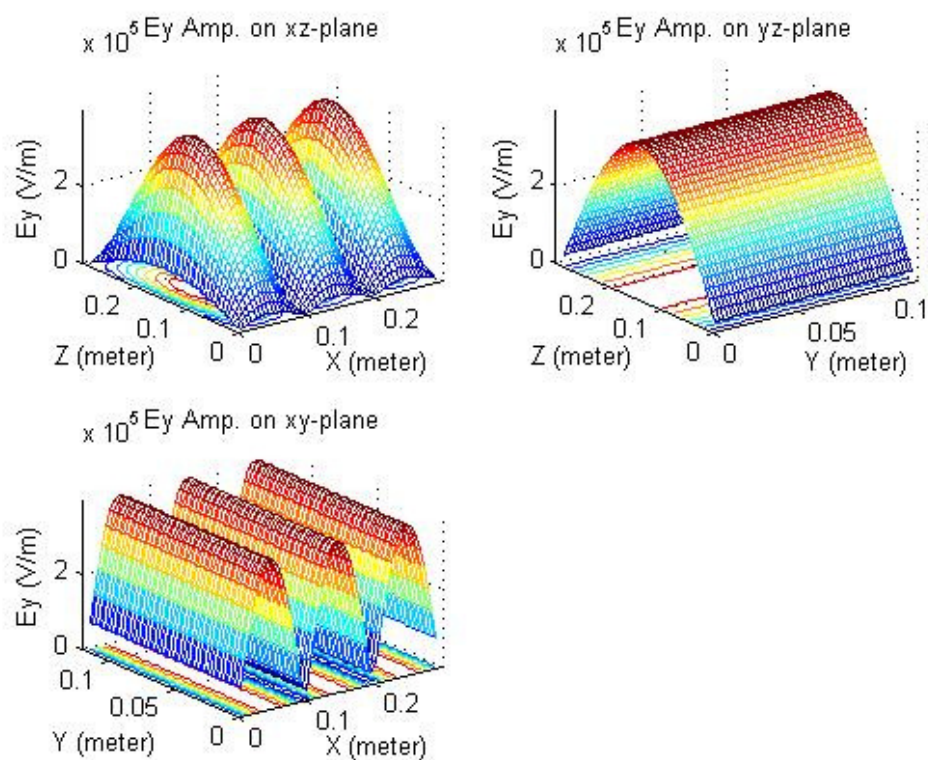
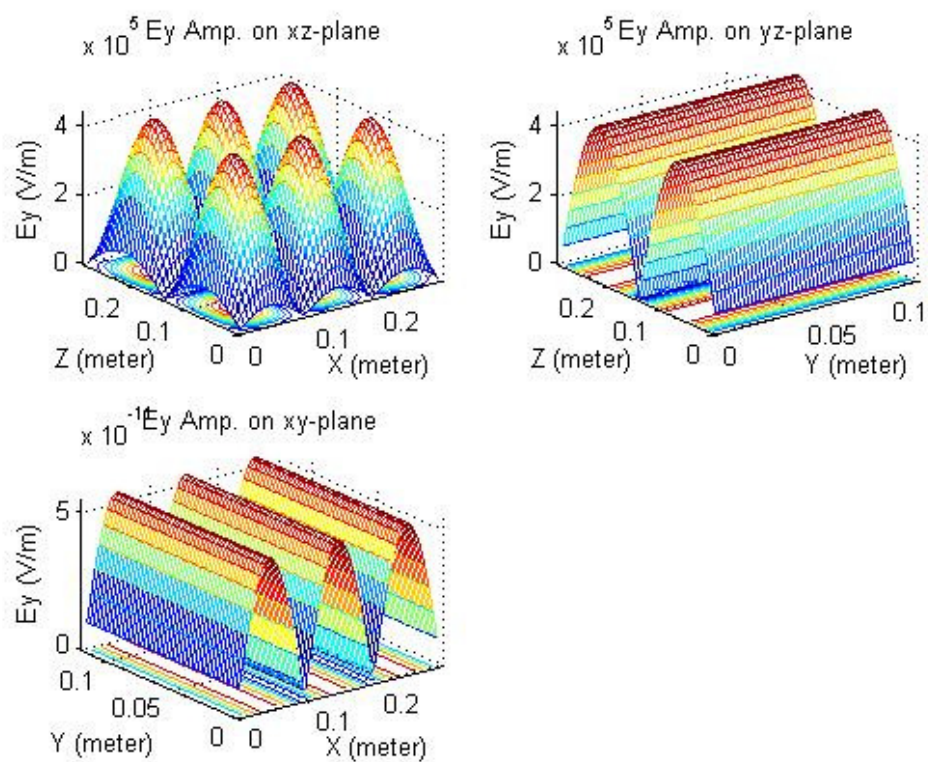


圖 3-32

TE302 模電場分佈(電場 X 分量為零)，共振頻率為 1.803GHz。



因此，由上述的例子可知：由於各共振模態的不同電場分佈，將會使金屬空腔中不同的觀測點，有著不同的電場頻率響應。並且，觀測點所觀察到的電場是多個不同模態的疊加，所以當考慮觀測點的電場與屏蔽能力時，需要考慮所關注頻率範圍中每個可能發生共振的模態，其電場的空間分佈，才能知道各觀測點可能發生共振的頻率點。



第四章 結論

在第二章介紹了屏蔽能力的定義、論文所探討的電磁問題、有限時域差分法的數值分析、與模擬軟體的設定；而在第三章中，使用上述的方法研究帶孔隙金屬封裝的屏蔽效應，得到了以下的結果：

1. 矩形孔隙長度 l 、寬度 w 的增加都會使共振頻寬增加、與整體屏蔽能力下降。
2. Y 方向的孔隙尺寸變異對屏蔽的影響，較 X 方向小。
3. 孔隙長邊與 Y 軸平行能夠改善金屬封裝的屏蔽能力。
4. 孔隙尺寸固定的前提下，當孔隙數目增加時，共振頻寬增加，屏蔽能力降低。
5. 孔隙面積固定的前提下，當分割數目增加時，共振頻寬減少，屏蔽能力增加。
6. 承上，Y 方向孔隙分割數變動，對屏蔽帶來的影響較 X 方向少。
7. 當空腔的尺寸縮小時，低於共振點的頻率範圍，其整體的屏蔽能力增加。
8. 共振頻率也隨著空腔尺寸的縮小而跟著提高。
9. 損耗正切增加時，共振頻率點往低頻移動；在損耗正切大於 0.01 後更加明顯。
10. 隨著損耗正切的增加，屏蔽能力的曲線細節逐漸消失、曲線趨於平緩。
11. 當考慮空腔中特定觀測點的電場、與屏蔽能力時，需要考慮所關注頻率範圍中每個可能發生共振的模態，其電場的空間分佈，才能知道各點可能發生共振的頻率。

根據模擬得出的結果，將孔隙的尺寸、數目、空腔的尺寸、空腔內的介質損耗、以及觀測位置所帶來的影響大略整理成以上 1-11 點。根據觀察結果，可以藉著縮小孔隙、孔隙長邊與 Y 軸平行、切割孔隙、改變空腔尺寸來改善屏蔽能力與縮小共振頻寬；而在如設置散熱孔等情形，必須增加或維持孔隙大小時，可以切割孔隙、或在 Y 方向增加尺寸以抑制金屬封裝屏蔽能力的惡化。

參考文獻：

- [1] M. P. Robinson, T. M. Benson, C. Christopoulos, J. F. Dawson, M. D. Ganley, A. C. Marvin, S. J. Porter, and D. W. P. Thomas, "Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 40, pp. 240-248, Aug. 1998.
- [2] M. P. Robinson, J. D. Turner, D. W. P. Thomas, J. F. Dawson, M. D. Ganley, A. C. Marvin, S. J. Porter, T. M. Benson, and C. Christopoulos, "Shielding effectiveness of a rectangular enclosure with a rectangular aperture," *Electronics Letters*, vol. 32, pp.1559-1560, Aug. 1996.
- [3] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302-307, May 1996.
- [4] G. Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 23, pp.377-382, Nov. 1981.
- [5] Z.P. Liao, H.L. Wong, B.P. Yang, and Y.F Yuan, "A transmitting boundary for transient wave analysis," *Scientia Sinica (Series A)*, vol. 27, no. 10, pp. 1063-1076, October 1984.
- [6] J.-P. Berenger, "Perfectly matched layer for the FDTD solution of wave-structure interaction problems," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, pp. 110-117, Jan. 1996.
- [7] S. D. Gedney, "An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, pp. 1630-1639, Dec. 1996.
- [8] Dennis M. Sullivan, *Electromagnetic simulation using the FDTD method*, 1st ed., IEEE Press, New York, 2000.
- [9] F.A. Po'ad, M. Z. M. Jenu, C. Christopoulos, and D. W. P. Thomas, "Analytical and Experimental Study of the Shielding Effectiveness of a Metallic Enclosure with Off-Centered Apertures," 17th International Symposium on *Electromagnetic Compatibility*, pp.618-621, Zurich, 2006