第七章微波鐵氧化器件、混頻器、檢波器

7.1 微波鐵氧體器件

鐵氧體是由鐵和其它一種或多種適當的金屬元素組成的複合氧化物。它的成分為MOFe2O3（其中M為2價金屬如錳鎂、鎳、銅、鋅等）。從導電性來看，它屬於半導體，但卻作為磁性介質被利用。它的電阻率高達107～1011歐姆·厘米，相對介電常數為 ε_r ＝10～20，且損耗小，因而微波電磁場能深入到其內部，與之相互作用，從而在鐵氧體
內產生特殊的磁效應，正是由於這些特殊效應，使得鐵氧體在近代微波技術中獲得了重要的應用。

一張量磁導率的定義

一般的各向同性磁介質，其磁化強度矢量 與磁場強度矢量　以及磁感應強度矢量　都在同一方向上，即 $\vec{M}\ \vec{H}\ \vec{B}$

$$\vec{M} = \chi\vec{H} \quad (7\text{-}1\text{a})$$

$$\vec{B} = \mu_0\left(\vec{H}+\vec{M}\right) = \mu_0\left(1+\chi\right)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} \quad (7\text{-}1\text{B})$$

$$\mu_r = 1+\chi \quad (7\text{-}1\text{C})$$

式中，磁化係數 和相對磁導率　都是標量，它們是各向同性介質的磁化特性參量。在恆磁場作用下的鐵氧體是各向異性磁介質，其中 、　和　三個矢量一般不在同一方向上，因此式（7－1）的關係隊鐵氧體不適用，必須另外定義其磁化係數和磁導率。 $\chi\ \mu_r$

$\vec{M}\ \vec{H}\ \vec{B}$

為了方便起見，一般採用矩陣表示各向異性介質的參量，即

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} \quad \vec{H} = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad \vec{B} = \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix}$$

而 、　和　三者之間的關係則用　和　，這兩個張量來表示，它們定義為 $\vec{M}\ \vec{H}\ \vec{B}\ \overleftrightarrow{\chi}\ \overleftrightarrow{\mu}$

$$\vec{M} = \overleftrightarrow{\chi}\cdot\vec{H} \quad (7\text{-}2\text{a})$$

$$\vec{B} = \mu_0\left(\vec{H}+\vec{M}\right) = \mu_0\left([1]+\overleftrightarrow{\chi}\right)\cdot\vec{H} \quad (7\text{-}2\text{b})$$

$$\overleftrightarrow{\mu_r} = [1]+\overleftrightarrow{\chi} \quad (7\text{-}2\text{c})$$

張量 和　，可以用三階方陣表示即 $\overleftrightarrow{\chi}\ \overleftrightarrow{\mu}$

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{bmatrix}$$

$$\overleftrightarrow{\mu_r} = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{bmatrix} \quad (7-3)$$

而〔1〕是三階單位矩陣。由式（7－2）和（7－3）可見，只要給出了張量 $\overleftrightarrow{\mu_r}$ ，各向異性磁介質中 $\vec{B}$ 和 $\vec{H}$ 之間的關係就確定了。

二磁化鐵氧體在弱高頻電磁場中的特性，任何物質都是由原子核和環繞核旋轉著的電子構成，電子同時還不斷地自傳。運動著的電子會產生軌道磁矩和自轉磁矩，每個原子的磁矩等於這兩種磁矩的矢量和。一般的順磁物質由於原子的劇烈騷動，磁矩的排列方向很亂，原子內的磁矩相抵消，故對外不呈現磁性。鐵氧體原子內的電子自轉所產生的磁矩不能相互抵消，因而呈現磁性。物質的磁性主要是由自轉磁矩引起的。

1.單個電子的運動現像

我們先研究單個電子在磁化磁場 $\overrightarrow{H_0}$ 作用下的一些現象。從量子力學的觀點可知，原子中的每個電子同時具有自旋動量矩和自旋磁矩，並分別為

$$\overrightarrow{P} = 1/2\left(h/2\pi\right) \quad (7-4)$$

和

$$\overrightarrow{P_m} = -g\left(e/2mc\right)\overrightarrow{P} = -\gamma\overrightarrow{P} \quad （7-5）$$

式中，普朗克常數h＝6.624×10¯27爾格·秒；

光速c＝3×1010cm/s；

電子電荷e＝4.802×10¯10靜電單位；

電子質量m＝9.107×10¯28克；

朗德（Lande）因子g＝2；

旋磁比 γ ＝g(e/2mc)= e/mc＝1.7653×107（奧斯特·秒）¯1

矢量 $\vec{P}$ 與電子自旋成右螺旋關係， $\overrightarrow{P_m}$ 的指向與 $\vec{P}$ 相反，兩者均垂直於電子的自旋平面。若外加一均勻的與 $\overrightarrow{P_m}$ 方向不同的恆磁場 $\overrightarrow{H_0}$ ，則磁場將對自旋磁矩 $\overrightarrow{P_m}$ 作用產生一外加力矩 $\vec{T}$

$$\overrightarrow{T} = \overrightarrow{P_m} \times \overrightarrow{H_0} \quad （7-6）$$

根據力學原理，此力矩應等於電子在單位時間內機械轉矩（即 $\vec{P}$ ）的變化率，即

$$d\overrightarrow{P}/dt = \overrightarrow{P_m} \times \overrightarrow{H_0} \quad （7-7）$$

以式（7－5）代入則

$$d\overrightarrow{P_m}/dt = -\gamma\overrightarrow{P_m} \times \overrightarrow{H_0} \quad （7-8）$$

由於 $\overrightarrow{P_m}$ × $\overrightarrow{H_0}$ 總是垂直於 $\overrightarrow{P_m}$ 和 $\overrightarrow{H_0}$ 所在平面，因此，在恆磁場 $\overrightarrow{H_0}$ 的作用下，電子不僅作自旋運動，而且還以外磁場 $\overrightarrow{H_0}$ 的方向為軸旋轉，這種雙重的旋轉運動稱進動。電子進動方向與外磁場方向合乎右手螺旋關係，如圖

7－1所示。為簡單起見，設外加磁場沿z方向，即 $\overrightarrow{H_0}$ ＝ $\overrightarrow{i_z}$ H_0 ，在直角坐標系中，（7－8）可寫成

$$\begin{aligned} dP_{mx}/dt &= -\gamma H_0 P_{my} \\ dP_{my}/dt &= +\gamma H_0 P_{mx} \\ dP_{mz}/dt &= 0 \end{aligned} \quad （7-9）$$

令 $\omega_0 = \gamma H_0$ ，並將式（7－9）對t再進行一次微商，可得

$$\begin{aligned} d^2P_{mx}/dt^2 &= -\omega_0^2 P_{mx} \\ d^2P_{my}/dt^2 &= -\omega_0^2 P_{my} \end{aligned} \quad （7-10）$$

式（7－10）的解為

$$P_{mx} = P_{x0}e^{j\omega_0 t}$$
$$P_{my} = P_{y0}e^{j\omega_0 t} \qquad （7－11）$$

將式(7－11)代入(7－9)，求得

$$P_{my} = -jP_{mx} \qquad （7－12）$$

再代入式(7－11)，便有

$$P_{mx} = P_{x0}e^{j\omega_0 t}$$
$$P_{my} = P_{x0}e^{j(\omega_0 t-\pi/2)} \qquad （7－13）$$

可見， P_{mx} 和 P_{my} 的幅值相等，相位相差 $\pi/2$ ，其合成磁矩 P_m 是一個繞z軸以 ω_0 為角速度轉動的矢量。

綜上所述，當有外磁場 $\overrightarrow{H_0}$ 存在時，由於電子的自旋磁矩受到 $\overrightarrow{H_0}$ 的一個力矩的作用，所以磁矩 $\vec{P_0}$ 將繞 $\overrightarrow{H_0}$ 以角速度 ω_0 進動，而

$$\overrightarrow{\omega_0} = \gamma\overrightarrow{H_0} \qquad （7－14）$$

2．鐵氧體的高頻特性

在鐵氧體中存在著無數個電子自旋，因此我們必須研究鐵氧體的整體效應。為此，我們引入磁化強度的概念，它等於系統中單位體積內，n未抵消的電子自旋磁矩的總和。即磁化強度 $\vec{M}$ 為

$$\vec{M} = n\vec{P} \qquad （7－15）$$

這樣，式(7—8)就可以推廣到介質的整體，在不考慮損耗時，其運動方程為

$$d\vec{M}/dt = -\gamma\vec{M}\times\overrightarrow{H_0} \qquad （7－16）$$

在這種情況下，磁化強度 $\vec{M}$ 的變化規律也與單個電子的情況一樣，即 $\vec{M}$ 繞恆定磁場 $\overrightarrow{H_0}$ 以角頻率 按右手螺旋方向旋轉，保持與 $\overrightarrow{H_0}$ 的夾角不變。如圖7－2所示。然而，實際的鐵氧體是有損耗的，因此方程式(7—16)右方還要加一“阻尼”項，它產生類似摩擦力的作用，使得自旋的進動逐漸衰減，即 $\vec{M}$ 與 $\overrightarrow{H_0}$ 的夾角 θ 逐漸變小；經過一段時間——稱為“弛豫時間”(大約為 10^{-8} 秒量級)以後，自旋的進動實際上停止了，這時 $\vec{M} = \vec{i_z}M$ ，從而靜止在 $\overrightarrow{H_0}$ 的方向上，形成附加的磁場，鐵氧體就被磁化了。因此在僅有恆定磁場 $\overrightarrow{H_0}$ 作用下，最後鐵氧體中的 $\vec{M}$ 與 $\overrightarrow{H_0}$ 的方向相同，因而磁感應強度為

$$\overrightarrow{B_0} = \mu_0(\overrightarrow{H_0}+\overrightarrow{M_0}) = \mu_0\left(1+M_0/H_0\right)\overrightarrow{H_0}$$
$$= \mu_0\left(1+\chi_0\right)\overrightarrow{H_0} = \mu_0\mu_r\overrightarrow{H_0} \qquad （7\text{-}17a）$$

其中

$$\chi_0 = M_0/H_0, \mu_r = 1+\chi_0 \qquad （7\text{-}17b）$$

χ_0 為恆場磁化係數， μ_r 為恆場相對磁導率。顯然由於這時 $\overrightarrow{M_0}$ 與 $\overrightarrow{H_0}$ 同方向，故 χ_0 和 μ_r 均為標量。因此在恆定磁場單獨作用下，鐵氧體並不呈現各向異性，只是其 μ_r 值較大而已。現在我們來研究在恆定磁場與高頻交變磁場同時作用下鐵氧體的情況。將 $\vec{H}$ 與 $\vec{M}$ 都分為恆定分量 $\overrightarrow{H_0}$, $\overrightarrow{M_0}$ 和交變分量 $\vec{h}$, $\vec{m}$ 兩部分,即

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_0}+\vec{h} = H_0\vec{i_z}+\vec{h}\left(\text{且}h \ll H_0\right) \qquad （7\text{-}18）$$

$$\overrightarrow{M} = \overrightarrow{M_0} + \overrightarrow{m} = M_0\overrightarrow{i_z} + \overrightarrow{m}\left(\text{且m} << M_0\right)$$ （7-18b）

將式(7-18)代入式(7-16),略去二小量之積,並考慮到 $\overrightarrow{M}_0 \times \overrightarrow{H}_0 = 0$,可得

$$d\overrightarrow{m}/dt = -\gamma\left(\overrightarrow{m} \times \overrightarrow{H_0}\right) - \gamma\left(\overrightarrow{M_0} \times \overrightarrow{h}\right)$$ (7-19)

將外加交變場的角頻率為 ω ,在式(7-19)的線形條件下,各場量中都不會出現新的頻率,故可對交變量採用複數表示,即設

$$\overrightarrow{h} = \left(\overrightarrow{i_x}h_x + \overrightarrow{i}yh_x + \overrightarrow{i_z}h_z\right)e^{j\omega t}$$ （7-20a）

$$\overrightarrow{m} = \left(\overrightarrow{i_x}m_x + \overrightarrow{i_y}m_y + \overrightarrow{i_z}h_z\right)e^{j\omega t}$$ （7-20b）

將式(7-20)代入式(7-19),並將其寫成分量式,可得

$$\begin{aligned} j\omega m_x &= -\gamma M_0 h_y - \omega_0 m_y \\ j\omega m_y &= -\gamma M_0 h_x + \omega_0 m_x \\ j\omega m_z &= 0 \end{aligned}$$ (7-21)

從式(7-21)可以解出

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}h_x + j\frac{M_0}{H_0}\frac{\omega\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}h_y \\ m_y &= -j\frac{M_0}{H_0}\frac{\omega\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}h_x + \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}h_y \\ m_z &= 0 \end{aligned}$$ （7-22a）

這個式子可以寫出張量形式

$$\overrightarrow{m} = \overleftrightarrow{\chi} \cdot \overrightarrow{h}$$ （7-22b）

式中 $\overleftrightarrow{\chi}$ 為張量磁化係數,它等於

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{bmatrix} \chi & j\zeta & 0 \\ -j\zeta & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$ (7-23)

其中

$$\chi = \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$$\zeta = \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

相應的磁感應強度的交變分量為

$$\overrightarrow{b} = \mu_0\left(\overrightarrow{h} + \overrightarrow{m}\right) = \mu_0\left(\left[1\right] + \overleftrightarrow{\chi}\right)\overrightarrow{h} = \mu_0\overleftrightarrow{\mu_r}\overrightarrow{h}$$ （7-24a）

由此,可得相對張量磁導率 $\overrightarrow{\mu_r}$ 為

$$\overleftrightarrow{\mu_r} = [1] + \overleftrightarrow{\chi} = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \kappa & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7\text{-}24b)$$

式中

$$\mu = (1+\chi) = \left(1 + \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)$$
$$\kappa = \chi = \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (7\text{-}24c)$$

把(7-24a)展開得

$$b_x = (\mu h_x + j\kappa h_y)\mu_0$$
$$b_y = (-j\kappa h_x + \mu h_y)\mu_0$$
$$b_z = \mu_0 h_z \quad (7\text{-}25)$$

由上式可見:

(1)在x方向的交變磁場

h_x 不僅產生自身方向的磁感應強度 b_x ,而且還產生與此相垂直到磁感應強度 b_y ; h_y 亦然.這就是鐵氧體的旋轉特性.

(2)磁導率張量具有反對稱特性(即 $\mu_{12} = -\mu_{21}$),利用這個特性可以構成各式各樣的非互易器件.

(3)當高磁交變電磁場的角頻率 ω 和固有的進動角頻率 ω_0 相同時, μ和κ 為無窮大,這個現象稱為鐵磁諧振.當 ω一定時,可以改變 H_0使$\omega_0 = \omega$;當 H_0 一定(即 ω_0 一定)時,可以改變高磁場的率 ω ,使之發生鐵磁諧振.

必須指出,上述結果是作了兩個假設的:一個是所研究的介質沒有損耗;另一個是高頻電磁場很弱,即 $\vec{m}\times\vec{h}$ 可以

忽略.因此, μ和κ 都為實數值.

一般的鐵氧體對高頻電磁場都有損耗,這時式(7-24a)必須變為

$$d\overline{M}/dt = -\gamma\overline{M}\times\overline{H} - \frac{\gamma\alpha}{M}\overline{M}\times\overline{M}\times\overline{H} \quad (7\text{-}26)$$

對其求解後,可導出高頻磁感應強度$\vec{b}$ 與高頻交變磁場的關係仍和式(7-24a)相同.但是其張量磁導率 $\overleftrightarrow{\mu_r}$ 的元

素不再是實數,而是

$$\mu = \mu' - \mu''$$
$$\kappa = \kappa' - j\kappa'' \quad (7\text{-}27)$$

這時, $\vec{M}$ 與 $\vec{H_0}$ 的夾角將漸漸變小直至為零,即與 $\vec{H_0}$ 一致,要維持進動必須適時地再提供能量.

3.右旋波與左旋波的不同效應

首先討論線極化波與圓極化波的關係.設磁場強度之瞬時值為

$$\vec{h}_{(t)} = \vec{i_x}\,2h\cos\omega t \quad (7\text{-}28)$$

顯然,矢量 $\vec{h}(t)$ 的大小隨時間而變,但矢量 $\vec{h}(t)$ 的方向始終沿著x軸,這種在一根直線上變化的矢量場稱為"線極化波".上式還可以寫成

$$\vec{h}_{(t)} = h^{+}{}_{(t)} + h^{-}{}_{(t)}$$ （7-29a）

式中

$$h^{+}{}_{(t)} = h\left(\vec{i_x}\cos\omega t + \vec{i_y}\sin\omega t\right) = \vec{i_x}h_x^{+} + \vec{i_y}h_y^{+}$$ （7-29b）

$$h^{-}{}_{(t)} = h\left(\vec{i_x}\cos\omega t - \vec{i_y}\sin\omega t\right) = \vec{i_x}h_x^{-} + \vec{i_y}h_y^{-}$$ （7-29c）

$\vec{h}^{+}(t)$和$\vec{h}^{-}(t)$ 這兩個矢量的大小不隨時間而變,因為

$$|h_{\pm(t)}| = \sqrt{\left(h_x^{\pm}\right)^2 + \left(h_y^{\pm}\right)^2} = \sqrt{\left(h\cos\omega t\right)^2 + \left(\pm h\sin\omega t\right)^2}$$
$$= h = \text{常数}$$ （7-30a）

但 $\vec{h}^{+}(t)$和$\vec{h}^{-}(t)$ 這兩個矢量的方向都在旋轉,其轉向相反,因為它們與x軸夾角 $\theta^{\pm}$ 滿足

故

$$\theta^{\pm} = \pm\omega t$$ （7-30b）

由式(7—30)可見，矢量 $\vec{h}^{+}(t)$和$\vec{h}^{-}(t)$ 保持其大小不變，分別以 $\pm\omega$ 角頻率繞z軸旋轉，其端點的軌跡是一半徑為h的圓，這種旋轉場稱為“圓極化波”。

在磁化鐵氧體中我們規定：按恆定偏置磁場的指向來區分圓極化波的轉向。取 $\vec{H}_0$ 方向為+z軸方向，如圖7—3所示，則 $\vec{h}^{+}(t)$ 相對於 $\vec{H}_0$ 是右手螺旋方向，稱為“右旋波”； $\vec{h}^{-}(t)$ 相對於 $\vec{H}_0$ 為左旋波。下面證明:磁化鐵氧體對於右旋波和左旋波有完全不同的效應。為此將由式(7—29b)、(7-2c>給出的 $\vec{h}^{\pm}(t)$ 瞬時值寫成如下的列

矩陣為

$$\vec{h}^{\pm} = \begin{bmatrix} h \\ \mp jh \\ 0 \end{bmatrix}$$ (7-31)

其中 $\mp j$ 表示 $\vec{h}_x^{\pm}(t)$与$\vec{h}_y^{\pm}(t)$ 之間有 $\mp 90°$ 的相位差。利用式(7-24b)給出的 $\overleftrightarrow{\mu_r}$ ，可得右旋與左旋磁感應強度的列矩陣為

$$\vec{b}^{\pm} = \mu_0\overleftrightarrow{\mu_r}\vec{h}^{\pm} = \mu_0\begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} h \\ \mp jh \\ 0 \end{bmatrix}$$
$$= \mu_0\left(\mu \pm \kappa\right)\begin{bmatrix} h \\ \pm jh \\ 0 \end{bmatrix} = \mu_0\left(\mu \pm \kappa\right)\vec{h}^{\pm}$$ （7-32a）

上式表明,相對於右旋波和左旋波而言， $\vec{b}^{\pm}$和$\vec{h}^{\pm}$ 的方向相同，因而其相對磁導率為標量，且為

$$\mu_{r\pm} = \mu \pm \kappa$$ (7-33)

利用上式，就可以把(7—32a)寫成簡單的形式

$$\vec{b}^{\pm} = \mu_0 \mu_{r\pm} \vec{h}^{\pm} \quad (7\text{-}32b)$$

以上分析說明：如果我們按式(7-29a)將線極化磁場 $\vec{h}(t)$ 分解為 $\vec{h}^{+}(t)$和$\vec{h}^{-}(t)$ 的兩個圓極化磁場，分別對右旋波$\vec{h}^{+}(t)$ 和左旋波 $\vec{h}^{-}(t)$ 進行考慮,就可將圓極化的 $\vec{b}^{\pm}$和$\vec{h}^{\pm}$ 的關係寫成式(7—32b)簡單形式，從而避免引入張量磁導率,使問題的處理大為簡化。將由式(7—24c)給出的 μ和κ 代入式(7—33)，就可得右旋波和左旋波的標量磁導率為

$$\mu_{r\pm} = 1 + \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0}{\omega_0 \mp \omega}, \chi_{\pm} = \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0}{\omega_0 \mp \omega} \quad (7\text{-}34a)$$

即對於右、左旋波，相對導磁率和磁化係數均不相同。對於有耗鐵氧體,有

$$\mu_{r\pm} = \mu_{\pm}' - j\mu_{\pm}'' \quad (7\text{-}34b)$$

$$\mu_{\pm}' = 1 + \frac{M_0}{H_0}\frac{\left(\omega_0'^2 - \omega_2\right)\left(\omega_0'^2 \pm \omega\omega_0\right) + 2\omega^2\omega_r^2}{\left(\omega_0'^2 - \omega^2\right)^2 + 4\omega^2\omega_r^2} \quad (7\text{-}34c)$$

$$\mu_{\pm}'' = \frac{M_0}{H_0} \cdot \frac{\omega\omega_r\left[\left(\omega_0' \pm \omega\right)^2 + \omega_r^2\right]}{\left(\omega_0'^2 - \omega^2\right)^2 + 4\omega^2\omega_r^2} \quad (7\text{-}34d)$$

注意不計損耗時， $\omega_r = 0, \omega_0' = \omega_0$ 上式又簡化為

$$\mu_{r\pm} = \mu_{\pm}' = 1 + \frac{M_0}{H_0}\frac{\omega_0}{\omega_0 \mp \omega} = 1 + \frac{\gamma M_0}{\omega_0 \mp \omega}$$

在圖7—4中，按式(7—34b，c，d)給出了 μ_+'和μ_+'' 隨 H_0 而變化的曲線，從圖中可見，右旋波與左旋波的效應是完全不同的。右旋波具有明顯的共振特性，在 $H_0 \approx \omega_0'/r$ 附近， μ_+' 急劇地變號，而 μ_+'' 具有明顯的共振吸收峰；左旋波則不然，μ_-'和μ_-'' 的變化都很平緩，根本不存在共振效應。

四、微波鐵氧體器件

微波鐵氧體器件種類很多，我們只討論最常用的隔離器和環行器.

1 · 隔離器

隔離器是一種具有單向傳輸特性的二端口元件，如圖7—6所示。當電磁波從端口1輸入(P_0)時，則幾乎無衰減地由端口2輸出(P_1)；反之，當電磁波從端口2輸入(P_0)時，則幾乎全部被隔離器吸收，而使端口1沒有或有很小的輸出(P_2).因此，隔離器又稱單向器，它常用於信號源和負載之間或者需要單向傳輸的微波系統中，以大大削弱由於負載阻

抗的變化對信號源輸出功率和頻率的影響。其主要性能參數有

(1)正向衰減

$$a_+ = 10\lg\frac{P_0}{P_1} = 10\lg\frac{1}{|S_{21}|^2}dB$$

其值一般為0.2～0.5dB.理想隔離器的 $|S_{21}| = 1, a_+ = 0$.

(2)反向衰減

$$a_- = 10\lg\frac{P_0}{P_2} = 10\lg\frac{1}{|S_{12}|^2}dB$$

其值一般在25dB以上，理想隔離器的 $|S_{12}| = 0, a_- = \infty$

(3)輸入駐波比

它表示隔離器輸入端的匹配性能，通常 $\rho<1.2$ ，理想時， $\rho=1,$ 即$S_{11}=S_{22}=0$

顯然，理想隔離器的散射矩陣為

$$[S]=\begin{bmatrix}0 & 0\\ 1 & 0\end{bmatrix}$$

(1)頻帶寬度

上述三參量滿足要求的頻帶範圍，其具體數值視實際情況而定，可從百分之幾到百分之幾十.根據隔離器的工作原理可以分成法拉第旋轉式，諧振吸收式和場移式三種。其中後兩種由於其對外加磁場要求低,輕便和性能優良等而應用最多。現分別介紹如下：

(1)場移式隔離器

場移式隔離器的結構示意圖如圖7—7所示，它屬於橫場器件。其中鐵氧體片安置在距矩形波導窄邊為 x_1 處，在鐵氧體旁緊貼有一吸收電阻片，其工作原理分析如下：

當矩形波導傳輸 H_{10} 波時，其沿 $\pm z$ 方向傳輸的磁場分量為

$$H_x=\pm j\frac{\beta a}{\pi}H_0\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)e^{\mp j\beta z}$$

$$H_z=H_0\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)e^{\mp j\beta z}$$

由此可得

$$\frac{H_x}{H_z}=\pm j\frac{\beta a}{\pi}tg\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

若令

$$tg\frac{\pi x_1}{a}=-\frac{\pi}{\beta a}$$

則有

$$\frac{H_x}{H_z}=\mp j$$

這說明在 $x=x_1$ 處,對於沿+z方向傳輸的正向波為右旋圓極化波，而對於沿-z方向傳輸的反向波則為左旋圓極化波，然而，在波導中受恆定磁場作用的鐵氧體片對左、右圓極化波將起不同的作用。在低場區，對左旋圓極化波，其導磁係數 $\mu'_->1$ ，相應於電磁能量集中於鐵氧體片附近，即鐵氧體片上場強達到最大值；而對於右旋圓極化波，導磁係數 $\mu'_+<1$ ，相當於排斥能量，因而場分佈將偏離鐵氧體片，這就是所謂場移效應，如圖7—7中所示。於是，反向傳輸波將被貼在鐵氧體片上的吸收片強烈吸收，而正向傳輸波則影響不大，可順利通過，這即構成了單向器件。

(2)諧振吸收式隔離器

這也是一種使用矩形波導的橫場器件，其結構與場移式隔離器相似，外加恆磁場 $\vec{H}_0$ 與波導寬麵垂直，但矩形截面的鐵氧體片安置在靠近窄邊 x_2 處，且需要較強的外加恆磁場，使鐵氧體處於鐵磁諧振狀態，如圖7—8所示。如果選擇 x_2 ，使鐵氧體片所處位置磁場為圓極化的，則在所設坐標下，對於沿+z向傳輸的波是左旋的。，而反向傳輸的波是右旋的。由圖5—4的曲線可知，在鐵磁諧振情況下，左旋波幾乎沒有吸收，因而可以順利地通過，而右旋波諧振吸收峰很大，其能量將全部被鐵氧體吸收，因而不能通過，這就起了隔離作用.由此可見，諧振式單向器與場移式單、向器的工作原理是不同的.前者工作在強場區，利用的是鐵氧體的鐵磁諧振特性，其衰減性質是磁的(由鐵氧體本身的 μ'_+ 引起的)；後者工作在弱磁場區，利用的是場移效應，其衰減性質是電的(由電阻片對電場產生損耗引起，鐵氧體只起場移作用)。

2．環行器

環行器分三端口環行器和四端口環行器。一個理想的環行器應具有：端口l輸入的功率全部從端口2輸出；端口2輸入的功率全部從端口3輸出,依次類推，如圖7—9所示。環行器的這種特點，使得它在微波工程中獲得廣泛的應用，如作為信號的分路元件，定向耦合器和隔離器等。下面，我們僅簡單介紹Y型三端口環行器.

Y型環行器如圖7—10所示。其主體是一個Y型對稱波導分支，橫向磁化的鐵氧體(它可以是正三棱柱或者是圓柱體)放在波導分支的中心。從幾何上看，Y型環型器是對稱的，但是電磁性能是不對稱的。設外加恆磁場強度處於場移效應區域，其方向由紙面向上。當電磁波從波導1口輸入時，則沿波導寬邊中心線兩邊的對稱位置上， H_{10} 波磁場正好是兩個相反旋轉的圓極化波，在 x_1 的截面上為右旋， $\mu_+^{'} < 1$ ，電磁場往左偏移；在 x_2 的截面上為左旋， $\mu_-^{'} > 1$ ，電磁場於左邊集中。因而從1口輸入的波將轉到2口，同樣從2口輸入的波將偏向3口，由3口輸入的波將偏向l口，這就構成了環行的特性.

Y型環行器由於其工作於場移效應區，外加恆磁場不需很強，故結構簡單、體積小、重量輕，因此是·一種應用很廣的環行器。有時，為了使用方便，將Y型波導分支改成T型，即成為T型環行器.Y型環行器不但適用於波導型，也適用於同軸型，同樣適用於微帶結構。

現在，我們來求理想三端口環行器的散射矩陣。前面已經證明，一個互易、無耗的三端口網絡是不可能匹配的。但是，當其中含有磁化鐵氧體時，則各端口有可能達到完全匹配。這是由於散射矩陣因磁化鐵氧體的不可逆性而成為非對稱矩陣，即 $S_{12} \neq S_{21}, S_{13} \neq S_{31}, S_{23} \neq S_{32}$ 因而有

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & 0 & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & 0 \end{bmatrix} \quad (7\text{-}44)$$

根據無耗網絡散射矩陣為酉矩陣，可得

$$\begin{aligned} &|S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 = 1 \\ &|S_{12}|^2 + |S_{32}|^2 = 1 \\ &|S_{13}|^2 + |S_{23}|^2 = 1 \\ &S_{31}^* S_{32} = S_{21}^* S_{23} = S_{12}^* S_{13} = 0 \end{aligned} \quad (7\text{-}45)$$

由此可得兩種解，一是

$$\begin{aligned} &S_{12} = S_{23} = S_{31} = 0 \\ &|S_{21}| = |S_{32}| = |S_{13}| = 1 \end{aligned}$$

經適當選擇參考面後,有

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (7\text{-}46)$$

其環行順序為1-2-3-1.另一是

$$\begin{aligned} &S_{21} = S_{32} = S_{13} = 0 \\ &|S_{12}| = |S_{23}| = |S_{31}| = 1 \end{aligned}$$

適當選擇參考面後,有

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7\text{-}47)$$

其環行順序為1-3-2-1.

上述說明,非互易無耗三端口網絡,當三個端口同時匹配時,即為一理想的環行器.環行器除作分路元件外,與其它元件(如匹配負載和短路活塞等)組合還可作為隔離器和移相器之用,如圖7-11所示.利用簡化多端口網絡的有關公式(5-50),我們可寫出

$$S_{ij}^{[3]} = S_{ij} + \frac{S_{i3} S_{3j} \Gamma_3}{1 - S_{33}\Gamma_3}, i, j = 1, 2$$

這樣,對於圖7-12(a),有和式(7-46),可得等效二端口網絡的等效S參數為

$$S_{11}^{[3]}=0,S_{22}^{[3]}=0,S_{12}^{[3]}=0,S_{21}^{[3]}=1$$

即

$$[S]=\begin{bmatrix}0&0\\1&0\end{bmatrix}$$

這正是一個理想隔離器的散射矩陣.

同理,對於圖7-11(b),有和式(7-47),可得

$$S_{11}^{[3]}=0,S_{22}^{[3]}=0,S_{12}^{[3]}=1,S_{21}^{[3]}=-e^{j\varphi_3}$$

即

$$[S]=\begin{bmatrix}0&1\\-e^{j\varphi_3}&0\end{bmatrix}$$

顯見,環行器與短路活塞組合可作移相器使用。

7.2 微波混頻器和檢波器

頻與檢波,均是一種頻率變換過程.它在各種微波系統中,特別是在微波接收機中是必不可少的.和低頻無線電接收機一樣,超外差微波接收機具有較高的靈敏度.它把從天線接收到的已調製的微波信號(調幅、調頻或調相)與接收機的本振混頻,變換為中頻已調波,然後由中頻放大器放大,再進行解調,輸出調製信號,而直接檢波式微波接收機,則將接收到的微波脈衝(或其它形式的調幅波)經檢波後直接變換為視頻脈衝(或其它形式的調製信號),然後經視頻放大器放大輸出.它結構簡單,但靈敏度低.

微波混頻器和檢波器還經常應用於微波測試系統中.例如,利用混頻器將微波信號變換為較低的頻率信號,以便進行相位、衰減和頻率參數的測量；在掃頻穩幅系統中，均利用檢波器進行微波功率的檢測，而在這些應用中,由於工作電平較高,對靈敏度要求不高；但要求工作頻帶寬.

為了實現混頻和檢波，必須採用非線性電阻元件。點接觸二極管及肖特基勢壘二極管由於它們的伏安特性具有非線性的特性，均可作為非線性電阻元件，用於混頻和檢波。目前應用最廣的是肖特基勢壘二極管。下面將分別討論肖特基二極管、混頻器及檢波器的工作原理及其結構、性能等.

一、金屬—半導體結二極管

點接觸二極管和肖特基勢壘二極管都是由金屬和半導體結構構成的二極管.它們的結構如圖7—12所示。點接觸二極管是用一根金屬絲(鎢絲或磷銅絲)壓接在半導體表面(鍺、矽或砷化鎵)而形成的二極管，金屬絲的尖端很小，其直徑僅幾微米，所以叫做點接觸二極管.這種二極管可用作混頻和檢波，直到50年代末，它還是微波領域中常用的半導體器體.60年代初，隨著半導體平面工藝的發展，才出現面接觸型的金屬—半導體二極管，叫做肖特基表面勢壘二極管(或簡稱肖特基勢壘二極管)，如圖7—12(b)所示。這種二極管是在重摻雜的N型半導體襯底(N^+ 層)上生長一外延層(N層)，在外延層表面利用氧化工藝形成 SiO_2 保護膜，利用光刻技術開一幾微米的小孔，再蒸發一層金屬膜，並在其上製作電極焊上引線，最後封裝而成。

1．金屬—半導體結二極管的工作原理

眾所周知，金屬中的自由電子不可能自由地跑到金屬外面，如果要自由電子離開金屬就要對它作功，消耗一定的能量，不同的金屬所需的能量數值不同，這個能量稱為功函數或脫出功。不同的半導體其功函數也不同.考慮金屬(例如鉬)與N型半導體(例如矽)接觸。接觸前，金屬的脫出功 W_m 是體外靜止電子能量 E_0 與該金屬費米能級 E_{fm} 之差，即

$$W_m=E_0-E_{fm} \qquad (7\text{-}48)$$

對於N型半導體，其脫出功 W_s 為

$$W_s = E_0 - E_{fs} \qquad (7\text{-}49)$$

如圖7—13(a)所示.圖中 E_{cm} 是金屬的導帶底， E_{cs} 是半導體的導帶底， E_{vs} 是半導體價帶頂。接觸前，由於金屬

鉬的脫出功比N型半導體的脫出功大，即 $W_m > W_s$. N型矽的費米能級高於鉬的費米能級，這種費米能級的差別意味著電子密度分佈的不同。當金屬和半導體接觸後，N型矽中的電子將向鉬中擴散，接觸面的鉬側帶負電，矽側帶正電，形成寬度為d的空間電荷區，在這個區存在的內部電場構成了高度為 $W_0 = W_m - W_s$ 的表面勢壘。在平衡狀態下，兩個費米能級處於同一位置，如圖7—13(b)所示。如同PN結二極管工作時一樣，當金屬—半導體接觸面被正向偏置時，外加電場E的方向是由金屬指向半導體，與勢壘區內部電場 E_i 方向相反，因而削弱了勢壘區內部電場，使勢壘高度和寬度減小，結果是電子從半導體流向金屬，外電路中便有正向電流流過。當正向偏壓增加時，正向電流將指數增加。當金屬—半導體接觸面被反向偏置時，外加電場E的方向與內部電場 E_i 方向相同，使勢壘高度和寬度增加,這時，半導體中能夠越過勢壘頂部的電子數目幾乎減小到零。

上面的討論可以看出，金屬—半導體結的性質類似於PN結的單嚮導電性，但金屬—半導體結與普通PN結二極管也存在明顯的區別，主要在於金屬半導體結是多數載流子器件，而PN結中少數載流子也參與導電，因為少數載流子有一定壽命，遷移率也較低，從而限制了PN結二極管的高頻特性。而金屬—半導體結不存在這種限制，因而高頻特性好，開關速度快.當工作頻率很高時，PN結中少數載流子的複合跟不上高頻週期的變化，在負半周少數載流子將返回原來區域，形成一定的反向電流，使整流作用變壞，更高頻率時，甚至起不到整流作用，而金屬—半導體結是不存在這些問題的.

2．特性、等效電路和參數

根據上面的討論和實際的測量，可畫出點接觸二極管及肖特基勢壘二極管的伏安特性，如圖7-14(a)所示。從圖中曲線可以看出，肖特基管和點接觸二極管相比，具有反向擊穿電壓高及正向電流起始晚的主要特點。金屬—半導體結的伏安特性，可用下式表示:

$$I = I\left[\exp\left(eV / nkT\right) - 1\right] \qquad (7\text{-}50)$$

式中 I_{sa} 為反向飽和電流；e為電子電荷;k為玻爾茲曼常數；T為絕對溫度；V為外加偏壓；n為斜率因子，它決定於製造工藝，由實驗確定.當金屬—半導體結交界面非常純淨且無任何缺陷時， $n \approx 1.02$ ，一般情況下， $n \approx 1.05 \sim 1.2$ 金屬—半導體結二極管的等效電路如圖7—14(b)其中 R_j 和 C_j 分別為勢壘電阻和勢壘電容，均隨偏壓而變化。一般正向的 R_j 為幾歐姆，反向的 R_j 為幾十千歐； C_j 和結面積有關，其變化範圍在百分之幾到1PF； R_s 是串聯電阻，決定於半導體的襯底和外延層的體電阻，其值約在十分之幾到幾歐姆； L_s 和 C_s 分別是引線電感(幾個nH)和管殼電容(十分之幾PF).在這些參數中，起混頻作用的是 R_j ，而 C_j 和 R_s 一般不起好的作用， C_j 的分流降低了通過 R_j 的射頻電流，使整流和混頻效率降低。 R_s 的存在使外加射頻電壓損失一部分。器件的截止頻率 f_c 為

$$f_c = \frac{1}{2C_j R_j} \qquad (7\text{-}51)$$

由式7—5l可見， $R_j C_j$ 乘積越小，截止頻率越高，器件的特性越好。截止頻率 f_c 決定了點接觸及肖特基管的最高使用頻率，通常要求零偏壓截止頻率 f_{c0} 為使用頻率的20倍以上。

肖特基勢壘二極管和點接觸二極管相比，具有如下優點；即它的伏安特性更接近理想二極管的伏安特性，擊穿電壓高，串聯電阻低，勢壘電阻變化大(，噪聲低、具有更高的混頻和整流效率。而且肖特基管使用了半導體平面工藝，改善了機械強度，提高了可靠性和穩定性，且同一性和重複性更好，從而肖特基勢壘二極管已廣泛用於厘米＼毫米波甚至亞毫米波波段。

二、微波混頻器

下面用肖特基勢壘二極管作混頻器件討論微波混頻器的工作原理、性能指標及常用的微波混頻器的結構。

1．混頻原理

肖特基管具有優良的正向非線性伏安特性，已廣泛用於構成微波混頻器。但因其正嚮導電電壓較高(0．3～0．

5v)，使用時要加直流偏壓 V_0 ，作為外差接收機前端的混頻器，通常是把從天線接收到的微弱信號 f_s (功率電平低於1 μ W)和本機振盪信號 f_l (功率電平在1mW以上)，同時加到肖特基管上。這樣，加在二極管上的電壓為

$$V = V_0 + V_l \cos \omega_l t + V_s \cos \omega_s t \qquad (7\text{-}52)$$

假定二極管的伏安特性可用下式表示

$$i = f\left(V\right) \qquad (7—53)$$

$V_l >> V_s$ ，將式(7—52)代入(7—53)式，並在工作點處展開為台勞級數，即，

$$i = f\left(V_0 + V_l \cos \omega_c t + V_s \cos \omega_s t\right)$$
$$= f\left(V_0 + V_l \cos \omega_l t\right) + f'\left(V_0 + V_l \cos \omega_l t\right) V_s \cos \omega_s t + 1/2 \cdot f''\left(V_0 + V_l \cos \omega_l t\right)^2 \left(V_s \cos \omega_s t\right)^2 + \ldots \qquad (7—54)$$

上式右邊第一項表示直流、本振及其諧波的電流，第三項及其以後各項是高次項可以略去不計，值得注意的是第二項，在這裡令

$$g = f'\left(V_0 + V_l \cos \omega_l t\right) = \frac{di}{dv}\Big|_{v=V_0+V_l \cos \omega_l t} \qquad (7\text{-}55)$$

g是肖特基管微分電導，將隨本機振盪信號作週期變化，即它是一個隨時間作週期變化的函數，且是偶函數。將它展開為傅里葉級數，即

$$g\left(t\right) = g_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} g_n \cos n\omega_l t \qquad (7\text{-}56)$$

式中

$$g_0 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} g\left(t\right) d\left(\omega_l t\right) \qquad (7\text{-}57)$$

$$g_n = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} g\left(t\right) \cos n\omega_l t d\left(\omega_l t\right) \qquad (7\text{-}58)$$

g_0 稱肖特基管的平均混頻電導， g_n 是對應於本振第n次諧波的混頻電導。將式(7—55)、(7—56)代入式(7—54)，略去高次項，得到混頻電流為

$$i = f\left(V_0 + V_l \cos \omega_l t\right) + \left[g_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} g_n \cos \omega n\omega_l t\right] V_s \cos \omega_s t$$
$$= f\left(V_0 + V_l \cos \omega_l t\right) + g_0 V_s \cos \omega_s t + \sum_{n=1}^{\infty} g_n V_s \cos\left(n\omega_l \pm \omega_s\right) t \qquad (7\text{-}59)$$

在上式中,令n=1,2,3, …可以得到無窮多個不同頻率的電流,圖7-15表示其中一部分頻譜的相對位置.在這些頻譜中,首先引起我們注意的是基波混頻(n=1)後的中頻,即

$$\omega_{if} = \omega_l - \omega_s \left(\omega_l > \omega_s\right)$$

或

$$\omega_{if} = \omega_s - \omega_l \left(\omega_s > \omega_l\right)$$

這是一次混頻電導 g_1 和信號電壓相乘的結果，即

$$\left(2g_1 \cos \omega_l t\right)\left(V_s \cos \omega_s t\right) = g_1 V_s \cos\left(\omega_s - \omega_l\right) t + g_1 V_s \cos\left(\omega_s - \omega_l\right) t \qquad (7\text{-}60)$$

為了提高由信號頻率到中頻的變換效率，有時在電路設計中，設法將和頻( )和鏡頻($\omega_k = 2\omega_l - \omega_s$)加以利用，將它們反射回肖特基管處再一次和本振差拍，就會得到新的中頻,即

$$\omega_l-\omega_k=\omega_l-2\omega_l+\omega_s=\omega_s-\omega_l=\omega_{if}$$

$$\omega_+-2\omega_l=\omega_l+\omega_s-2\omega_l=\omega_{if}$$

只要相位恰當，它們就會使原來的中頻增加輸出，從而降低變頻損耗，就比較而言，鏡頻比和頻具有更重要的意義，因為鏡頻距信號頻率最近，很容易落在信號通頻帶內.

如上所述，在新產生的頻率中，只考慮中頻和鏡頻；因此加在肖特基管上的電壓除直流偏壓 V_0 外，還有

本振電壓 $v_l=V_l\cos\omega_l t$

信號電壓 $v_s=V_s\sin\omega_s t$

中頻電壓 $v_{if}=-V_{if}\sin\omega_{if} t$

鏡頻電壓 $v_k=-V_k\sin\omega_k t$

這裡的 v_{if} 及 v_k 取負號，是因為它們是電流i流過中頻電阻和鏡頻電阻產生的電壓，反向加到二極管上，如圖7—16所示。又因它們是信號電壓和本振電壓差拍產生的，根據三角函數相乘的變換關係式，它們應和信號電壓取同樣的函數形式。在這些電壓中，信號、中頻和直流偏壓決定二極管的工作點.現將它們代入伏安特性的關係式，可以展開為Talor級數。略去直流項和展開式中的高次項，可得到部分電流表示式為

$$\begin{aligned}
i&=\left(g_0+2g_1\cos\omega_l t+2g_2\cos 2\omega_l t\right)\left(V_s\sin\omega_s t-V_{if}\sin\omega_{if}t-V_k\sin\omega_k\right)t\\
&=g_0V_s\sin\omega_s t-g_0V_{if}\sin\omega_{if}t-g_0V_k\sin\omega_k t+g_1V_s\sin\left(\omega_l+\omega_s\right)t\\
&+g_1V_s\sin\left(\omega_l-\omega_s\right)t-g_1V_{if}\sin\left(\omega_l+\omega_{if}\right)t+g_1V_{if}\sin\left(\omega_l-\omega_{if}\right)t\\
&+g_1V_k\sin\left(\omega_l-\omega_k\right)t-g_1V_k\sin\left(\omega_l+\omega_k\right)t+g_2V_s\sin\left(2\omega_l+\omega_s\right)t\\
&-g_2V_s\sin\left(2\omega_l-\omega_s\right)t-g_2V_{if}\sin\left(2\omega_l+\omega_{if}\right)t+g_2V_{if}\sin\left(2\omega_l-\omega_{if}\right)t\\
&-g_2V_k\sin\left(2\omega_l+\omega_k\right)t+g_2V_k\sin\left(2\omega_l-\omega_k\right)t
\end{aligned}$$

(7-61)

在上式中，我們只對信號頻率、中頻和鏡頻電流感興趣，為簡潔起見，以下用振幅符號表示，如 $\dot{I}_s=I_s\sin\omega_s t$,於是,它們分別為

$$\begin{aligned}
\dot{I}_s&=g_0\dot{V}_s-g_1\dot{V}_{if}+g_2\dot{V}_k\\
-\dot{I}_{if}&=g_1\dot{V}_s-g_0\dot{V}_{if}+g_1\dot{V}_k\\
-\dot{I}_k&=-g_2\dot{V}_s-g_1\dot{V}_{if}+g_0\dot{V}_k
\end{aligned}\qquad(7\text{-}62)$$

式中 $\dot{I}_{if}$ 及 $\dot{I}_k$ 前面取負號，因為它們實際上是流向負載的電流，與假定的流向網絡的電流方向相反，式(7—62)表示一個三端口網絡的線性方程組，這三個端口分別為信號端、中頻端和鏡頻端。按照這個方程組，可畫出混頻器的等效電路，如圖7—17所示。我們注意到這個等效電路的串聯臂的電導是兩個端口之間的轉移電導(g1或g2)，並聯臂的電導則保證任意兩端口短路時(電壓為零)，第三端口的輸入電導為 g_0 . 方程組(7-62)及等效電路表明，雖然混頻管是一個非線性電導元件，但在 $V_l>>V_s$ 條件下，可以把它看成是一個線性時變電導，即,一方面，它的電導受本振控制，隨時間而變化，另一方面，當 V_l 給定時，時變電導各次諧波的幅度(g_0 , g_1 , g_2 ,...)是常數，對於幅度很小的信號電壓及它所產生的中頻電壓和鏡頻電壓來說，它是線性的。因此可用線性網絡來表示它。

下面進一步討論網絡參數 g_0 , g_1 , g_2 和二極管伏安特性的關係。為此，從(7—50)式中令 $a=\frac{e}{nkT}$ 則肖特基勢壘二極管的伏安特性可表示為

$$i=I_{sa}\left(e^{av}-1\right)$$

二極管電導為

$$g = \frac{di}{dv} = aI_{sa}e^{av}$$

將 $v = V_0 + V_l \cos\omega_l t$ 代入上式,得到時變電導為

$$g\left(t\right) = aI_{sa}e^{a(V_0+V_l\cos\omega_l t)} \qquad (7\text{-}63)$$

按照(7-57)和(7-58)式

$$g_0 = aI_{sa}e^{aV_0}\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} e^{aV_l\cos\omega_l t}d\left(\omega_l t\right)$$

$$g_n = aI_{sa}e^{aV_0}\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} e^{aV_l\cos\omega_l t}\cos n\omega_l t d\left(\omega_l t\right) \qquad (7\text{-}64)$$

利用修正貝塞爾函數表示式

$$I_{0(aV_l)} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} e^{aV_l\cos\omega_l t}d\left(\omega_l t\right)$$

$$I_{n(aV_l)} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} e^{aV_l\cos\omega_l t}\cos n\omega_l t d\left(\omega_l t\right) \qquad (7\text{-}65)$$

這裡, $I_0\left(aV_l\right)$和$I_n\left(aV_l\right)$ 分別為以 aV_l 為變量的零階和n 階修正貝塞爾函數. 若已知 aV_l 可從數學手冊中查到其數值, 於是可得將上式代入(7-56)式,得到時變電導表示式為

$$g\left(t\right) = aI_{sa}e^{aV_0}\left[I_0\left(aV_0\right) + 2\sum_{n=1}^{\infty} I_n\left(aV_l\right)\cos n\omega_l t\right] \qquad (7\text{-}66)$$

為方便起見, 常用規一化電導表示, 即

$$\gamma_n = g_n / g_0 = \frac{I_n\left(aV_l\right)}{I_0\left(aV_0\right)}, n = 1,2,3,.... \qquad (7\text{-}67)$$

1. 混頻器的特性參數

表徵混頻器的性能指標,主要是變頻損耗,噪聲係數,此外尚有信號與本振端的隔離比,輸入端駐波比,頻帶寬度及動態範圍等.下面就變頻損耗和噪聲係數進行分析。a. 變頻損耗混頻器變頻損耗定義為輸入到混頻網絡的信號功率與輸出的中頻功率之比,即

$$P_s = \left(\frac{I/\sqrt{2}}{2g_s}\right)^2 \cdot g_s = \frac{I^2}{8g} \qquad (7\text{-}68)$$

混頻器的變頻損耗包含由寄生頻率產生的淨變頻損耗、二極管寄生參數引起的損耗及輸入輸出端的失配損耗等。下面依次進行分析。

由寄生頻率產生的變頻損耗的計算，應從混頻器的等效電路出發，計算信號端口和中頻端口的傳輸特性，但它和鏡像端口負載情況有關。這里分三種情況，即鏡像短路($g_k = \infty$)、鏡像開路($g_k = 0$)及鏡像匹配($g_k = g_s$)進行分析。在鏡像短路情況下，即鏡像頻率不被利用，這是基波混頻的情況。這時，圖7—17簡化為圖7—18的二端口網絡。

由圖7—18，求信號源輸給混頻網絡功率為

$$P_s = \left(\frac{I/\sqrt{2}}{2g_s}\right)^2 \cdot g_s = \frac{I^2}{8g_s} \qquad (7\text{-}69)$$

式中，I是信號電流的幅值，g_s 是信號源電導。

應用代文寧定理求混頻器輸出到中頻負載 g_{if} 的功率.為此，把從輸出端向左看去的電路等效為恆流源 $\dot{I}_e$ 和由電導 g_e （7-18（b）中）。 $\dot{I}_e$ 是輸出端短路電流動幅值, 可表示為

$$\dot{I}_e = \frac{Ig_1}{g_0 + g_1} \qquad (7\text{-}70)$$

g_e 是恆流源 $\dot{I}$ 開路時由中頻端向左看的等效電導.

$$g_e = \frac{g_1\left(g_o + g_s - g_1\right)}{g_0 + g_s} + g_0 - g_1 = g_0 - \frac{g_1^2}{g_0 + g_s} \qquad (7\text{-}71)$$

因此,混頻器輸給中頻的功率(當 $g_e = g_{if}$ 時)為

$$P_{if} = \frac{I_e^2}{8g_e} = \frac{I_1^2 g_1^2}{8\left(g_0 + g_s\right)\left(g_0^2 + g_0 g_s - g_1^2\right)} \qquad (7\text{-}72)$$

於是，變頻損耗 l_1 可表示為

$$L_1 = \frac{P_s}{P_{if}} = \frac{I_e^2}{8g_e} \cdot \frac{8\left(g_0 + g_s\right)\left(g_0^2 + g_0 g_s - g_1^2\right)}{I_1^2 g_1^2} = \frac{\left(g_0 + g_s\right)\left(g_0^2 + g_0 g_s - g_1^2\right)}{g_s g_1^2}$$

將上式分子分母均除以 g_0^3 ，並令 $g_s / g_0 = x, g_1 / g_0 = \gamma_1$ ，得到下式

$$L_1 = \frac{\left(1 + x\right)\left(1 + x - \gamma_1^2\right)}{\gamma_1^2 x}$$

上式是x的函數,改變x,即調節信號源電導 g_s ,可以使變頻損耗最小.為此,令

$$\frac{dl\left(x\right)}{dx} = 0$$

求得 $x_0 = \sqrt{1 - \gamma_1^2}$ 時變頻損耗最小。這時， L_1 的表示式為

$$L_1\left(x_0\right) = \frac{1 + \sqrt{1 - \gamma_1^2}}{1 - \sqrt{1 - \gamma_1^2}} \qquad (7\text{-}73)$$

相應地，可求得鏡像最佳源電導為

$$g_{s1} = g_0 x_0 = g_0 \sqrt{1 - \gamma_1^2} \qquad (7\text{-}74)$$

將式(7-74)代入(7-71)式,得到中頻電導為

$$g_{if1} = g_e = g_0 \sqrt{1 - \gamma_1^2} \qquad (7\text{-}75)$$

類似地，可求得鏡像匹配時($g_k = g_s$)的變頻損耗 l_2 為

$$L_2 = 2\frac{1+\sqrt{1-\varepsilon_2}}{1-\sqrt{1-\varepsilon_2}} \qquad (7\text{-}76)$$

最佳源電導及中頻電導分別為

$$g_{s2} = g_0\sqrt{(1+\gamma_2)(1+\gamma_2-2\gamma_1^2)}$$
$$g_{if2} = g_0\sqrt{\frac{1+\gamma_2-2\gamma_1^2}{1+\gamma^2}} \qquad (7\text{-}77)$$

採用相同的方法，求得鏡像開路($g_k=0$)時的變頻損耗 L_3 為最佳源電導及中頻電導分別為

$$g_{s3} = g_0\sqrt{1-\gamma_2^2}\sqrt{\frac{(1-\gamma_2)(1+\gamma_2-2\gamma_1^2)}{1-\gamma_1^2}}$$
$$g_{if3} = g_0\sqrt{\frac{(1-\gamma_1^2)(1+\gamma_2-2\gamma_1^2)}{1+\gamma_2}} \qquad (7\text{-}79)$$

此外，還要考慮寄生參量及失配引起的損耗。根據肖特基管的等效電路(圖7-14(b)).除結電阻 R_j 外，尚有結電容 C_j ，串聯電阻 R_s ，串聯電感 L_s 及管殼電容 C_p 等。其中 L_s 及 C_p 通常包括在外電路中，而 R_s 及 C_j 對外加微波功率起分壓及分流作用，消耗一部分信號功率，引起變頻損耗，這時二極管等效電路簡化為圖7—19.設 I_j 為流向結的總電流幅值， V_j 為結電阻 R_j 上電壓降的幅值，不難求得由串聯電阻 R_s 及結電容 C_j 產生的變頻損耗為

$$L_j = 1+\frac{R_s}{R_j}+R_sR_jC_j^2\omega_s^2 \qquad (7\text{-}80)$$

若調節偏壓，可調節 R_j 、 C_j 等參數。將式(7—80)對 R_j 取導數，並令其為零，則當

$$R_j = \frac{1}{C_j\omega_s}$$

時，得到最小變頻損耗，其值為

$$L_{j\min} = 1+\frac{2R_s}{R_j} \qquad (7\text{-}81)$$

混頻器的總變頻損耗是寄生頻率和寄生參數引起的變頻損耗之和。圖7—20表示二極管總變頻損耗與本振功率的關係。由圖可見，對於不同參數的二極管，總可以找到一個最佳的本振功率，使總的變頻損耗達到最小。此外，當輸入輸出失配時，還會產生附加的失配損耗.

b · 混頻器的噪聲係數

一個接收機質量的好壞，不僅決定於信號的大小，還決定於噪聲的高低。在微波波段，噪聲的主要來源是系統內部的噪聲。對於微波混頻器的輸出噪聲，由輸入源電阻產生的噪聲及混頻二極管產生的噪聲兩部分組成。噪聲係數是指一個線性兩端口網絡，輸入端接入和網絡輸入電阻相等的源電阻，並處於標準溫度($290^\circ K$)時，網絡實際輸出的總噪聲功率和僅由輸入端電阻產生的噪聲功率之比，稱為網絡的噪聲係數 F ，即

$$F = \frac{GP_{ni}+P_{na}}{GP_{ni}} = 1+\frac{P_{na}}{GP_{ni}} \qquad (7\text{-}82)$$

式中G為網絡增益, GP_{ni} 為輸入端電阻產生的輸出噪聲功率, P_{na} 是網絡內部的噪聲功率. 令為包括輸入端噪聲放大後的輸出及網絡內部的噪聲,即網絡輸出端的總噪聲功率,即

$$P_{n0} = GP_{ni}+P_n = GkT_0B+P_{na}$$

式中 $T_0 = 290^\circ K$,k是玻爾茲曼常數，B為網絡帶寬.則有

$$F = \frac{1}{G}\frac{P_{n0}}{P_{ni}} = 1 + \frac{P_{na}}{GP_{ni}} \quad (7\text{-}83)$$

對於混頻器，網絡的增益G就是變頻損耗 L_m 。因此，混頻器的噪聲係數 F_m 可表示為。

$$F_m = L_m \frac{P_{no}}{P_{ni}} \quad (7\text{-}84)$$

混頻器的總輸出噪聲和電路有關，在鏡像短路或開路時，混頻器等效為圖7—21．所示的兩端口網絡。圖中混頻二極管等效為衰減為 L_m 的無源網絡。其溫度為 $t_x T_0$ (t_x 是混頻二極管噪聲溫度比).首先假定整個電路處於標準溫度 T_0 ，於是，總輸出噪聲功率為

$$P_{n0} = kT_0B = \frac{kT_0B}{L_m} + \left(1 - \frac{1}{L_m}\right)kt_0B \quad (7\text{-}85)$$

上式右邊第一項是輸入源電阻經衰減後的輸出，第二二項是二極管等效網絡所產生的噪聲。但二極管等效網絡應處於溫度 $t_x T_0$.所以用 $t_x T_0$ 替代上式第二項的T。，便可得到混頻器的總輸出噪聲功率為

$$P_{n0} = \frac{kT_0B}{L_m} + \left(1 - \frac{1}{L_m}\right)kt_0B \quad (7\text{-}86)$$

將(7—85)式代入(7—84)式，便可得到混頻器的噪聲係數 F_m 為

$$F_m = 1 + t_x\left(L_m - 1\right) \quad (7\text{-}87)$$

對於鏡像匹配混頻器,可等效為三端口網絡,如圖7-22所示,兩個輸入端表示存在信號和鏡像兩個通道.類似於鏡像短路,當整個電路溫度為 T_0 時,輸出噪聲為總功率為同樣地，對於實際的混頻器，用 $t_x T_0$ 代替第二項的 T_0 ，可得

$$P_{n0} = \frac{2kT_0B}{L_m} + \left(1 - \frac{2}{L_m}\right)kt_xT_0B \quad (7\text{-}88)$$

鏡像匹配混頻器和使用方式有關，一種是混頻器雖有二個通道，但信號只存在於一個通道，另一通道(鏡像)是空閒的，如雷達、通信、電子偵察等接收系統中的混頻器都是如此。另一類是信號同時存在於兩個通道，如射電天文用的接收混頻器。單通道時，噪聲係數 F_{SSB} 為

$$F_{ssb} = 2\left[t_x\left(\frac{L_m}{2} - 1\right) + 1\right] \quad (7\text{-}89)$$

信號存在於兩個通道時,輸入端應考慮兩個,輸入噪聲功率為

$$P_{ni} = 2kT_0B$$

因此,雙通道噪聲係數 F_{dsb} 為

$$F_{dsb} = t_x\left(\frac{L_m}{2} - 1\right) + 1 \quad (7\text{-}90)$$

3．微波混頻器的基本電路及結構

混頻器是微波外差接收機的重要部件，多年來人們為減少變頻損耗，降低噪聲係數，已研製成多種實用的混頻器，如單端混頻器、平衡混頻器、正交場平衡混頻器、鏡像回收混頻器等.下面只介紹幾種常用的微波混頻器.

a．單端混頻器

單端混頻器是一種最簡單的混頻器，其中只有一個混頻管.圖7—23是一工作於3GHz單端混頻器。接收的信號，通過寬頻帶 $\lambda/4$ 支撐輸入，這個支撐同時為中頻及直流偏置提供通路。本振信號通過50歐盤形電阻經耦合探頭加到混頻二極管。轉動調節螺帽可改變耦合探頭與同軸線內導體距離，控製本振功率的大小.調節螺帽到滑動接頭距離為 $\lambda/4$ ，使它對本振來說相當於金屬絕緣子。中頻輸出頭設計為 $\lambda/4$ 的低阻抗線，將幾百歐的中頻阻抗變換為低阻抗，以防止微波信號向中頻洩漏.

圖7—24是微帶單端混頻電路。圖中的微帶定向耦合器是信號功率和本振功率混合後加到二極管上進行混頻。信號和本振是分別從定向耦合器的兩個隔離端輸入，使它們之間有良好的隔離。阻抗變換段由 l_d 相移段和 $\lambda_g/4$ 變換段組成。這是因為二極管的阻抗通常是一複阻抗，為減少失配損耗，先通過 l_d 相移段將二極管阻抗變換為純阻，再通過 $\lambda_g/4$ 變換段與定向耦合器輸出阻抗匹配。低通濾波器由高頻短路塊及高阻電感線構成，其作用是使信號,本振及鏡像短路而讓中頻通過。中頻接地線是構成中頻到地的通路，但對信號傳輸沒影響，通常用一高阻線段，其長度為信號頻率的 $\lambda_g/4$ 中頻接地線也是直流接地線，可為二極管提供偏置電壓.

單端混頻器電路結構簡單，但其性能較差，要求本振功率大，電路的噪聲係數也較大，這主要是本振噪聲未能抑制的結果。為抑製本振噪聲，於是產生了平衡混頻器.

b · 平衡混頻器

平衡混頻器用了二個性能相同的肖特基管，一種帶混合環的微帶平衡混頻器電路如圖7—25所示，它由混合環、阻抗變換器、混頻二極管、低通濾波器組成.微帶混合環有四個端口，如果各端口中心距離選擇合適，比如選擇1-3端口和1-2端口的中心距離為 $\lambda_g/4$ ，4-2端口距離為 $\lambda_g/4$ ，而4-3端口3 $\lambda_g/4$ 。則4端口輸入本振信號將等幅反相加到2、3端口，從1端口輸入的信號頻率將等幅同相加到2、3端。這樣信號從l端輸入時，等幅同相加到兩個二極管上。

對於二極管 D_1 : $v_{s1}=V_s\cos\omega_s t$

對於二極管 D_2 : $v_{s2}=V_s\cos\omega_s t$

本振信號從4端輸入，等幅反相加到兩個二極管上

$$v_{l1}=V_l\cos(\omega_l t-\pi),v_{l2}=V_l\cos\omega_l t$$

假定兩個二極管特性完全相同，在本振作用下，其時變電導分別為

對於 D_1 : $$g_1(t)=g_0+2\sum_{n=1}^{\infty}g_n\cos n(\omega_l t-\pi)$$

對於 D_2 : $$g_2(t)=g_0+2\sum_{n=1}^{\infty}g_n\cos n\omega_l t$$

流過二極管的電流等於混頻電導和信號電壓的乘積，即

$$i_1=V_s\cos\omega_s t[g_0+2\sum_{n=1}^{\infty}g_n\cos n(\omega_l t-\pi)]$$
$$i_2=V_s\cos\omega_s t[g_0+2\sum_{n=1}^{\infty}g_n\cos n\omega_l t] \qquad (7\text{-}91)$$

中頻電流決定於一次混頻電導和信號電壓乘積,將上式展開,可求得兩個二極管上的中頻電流為

$$i_{if1}=g_1V_s\left[\cos(\omega_l-\omega_s)t-\pi\right]=-g_1V_s\cos\omega_{if}t$$
$$i_{if2}=g_1V_s\cos(\omega_l-\omega_s)t=g_1V_s\cos\omega_{if}t \qquad (7\text{-}92)$$

如圖所示,由於二極管 D_1 和 D_2 接的方向相反,其中流向電流應相反,對中頻負載來說,兩隻二極管是並聯,於是,流過中頻負載電流為

$$i_{1f} = \left(-i_{if1}\right) + i_{if2} = 2g_1 V_s \cos \omega_{if}$$

顯然,若兩個二極管接向相同,則流過負載的中頻電流為零.下面進一步分析平衡混頻器是怎樣抑製本振噪聲的.因為本振噪聲是本振信號無規則起伏產生的,它和本振信號同時反相加到兩個二極管上,即

對於 D_1 $v_{n1} = V_n \cos\left[\left(\omega_l \pm \omega_{if}\right)t - \pi\right]$

對於 D_2 $v_{n2} = V_n \cos\left(\omega_l \pm \omega_{if}\right)t$

將它們和二極管時變電導相乘，取出中頻噪聲電流為

$$i_{ifn1} = g_1 V_n \cos \omega_{if} t$$
$$i_{ifn2} = g_1 V_n \cos \omega_{if} t$$

由於兩隻二極管接向相反，中頻負載上噪聲電流為

$$i_{ifn} = \left(-i_{ifn1}\right) + i_{ifn2} = 0$$

因此，圖7—25的電路具有抑製本振噪聲的功能。

顯然，上述混合環的功能，也可用魔T實現，如圖7—26所示。本振信號從E面4端輸入，信號從H面3端輸入，在2、1端分別接入方向相反的混頻二極管，便構成波導平衡混頻器。

平衡混頻器不僅能抑製本振噪聲，而且全部信號功率及本振功率都可以加在兩個二極管上，消除了單端混頻器的耦合損耗，而且動態範圍也增加了一倍.

c · 正交場平衡混頻器

在波導系統中，若採用混合環、匹配雙T等作為平衡混頻器的功率分配電路，往往存在結構複雜、體積大、加工要求高等缺點。1960年後，出現了正交場平衡混頻器，它具有體積小、重量輕、結構簡單、調整方便、性能穩定等優點，得到了廣泛的應用，已成為目前波導混頻器中最實用的結構形式.

正交場平衡混頻器結構如圖7-27所示.它由信號輸入波導、混頻腔和本振輸入波導三部分構成，信號和本振輸入波導兩者正交地連接到混頻腔。混頻腔是一段方形波導，內裝兩隻混頻二極管，並設有管帽及中頻輸出端。這種結構怎樣實現平衡混頻呢?讓我們觀察加在兩隻二極管上的電場。如圖7—28所示，兩隻二極管串聯相接，在連接點有一垂直金屬棒通過腔壁伸出腔外，它一方面作為中頻輸出線，另方面對本振場起微擾作用。圖中(a)表示信號場分佈，信號輸入波導內的 H_{10} 波在混頻腔內激勵的電場，其方向和金屬棒垂直但與二極管是平行的。因此，它不受金屬棒影響，又能等幅同相地加到兩隻二極管上，即　圖7—28(b)表示腔內本振場的分佈。由圖7—27可見，本振輸入波導內波在腔內激勵的電場方向和二極管垂直，按理，這樣的電場應該對二極管不起作用，但它和金屬棒平行，根據場的邊界條件，理想金屬表面的切向電場應等於零，因而，金屬棒的存在使電場分佈發生畸變，從而產生了和二極管平行的電場分量。從它們的方向看，對於兩隻二極管是等幅反相的,即如前所述，信號場同相地加到兩隻二極管上，而本振場反相地加到兩隻二極管上，其相位關係和混合環平衡混頻器完全相同。同時，我們還應該注意到兩隻二極管對於中頻輸出來說是並聯的，但極性相反。因此，這種結構具有平衡混頻器的功能.

目前，國內生產的波導式平衡混頻器；變頻損耗一般在10dB以下，噪聲係數在6dB以下，而信號和本振端的隔離比在20dB以上。

三.微波檢波器

微波檢波器用於對調幅的微波信號進行解調，以輸出包絡信號。衡量檢波器性能好壞，是它從噪聲中檢測微弱信號的能力，並用靈敏度末表，示。通常微波檢波器是和放大器一起使用的，因此常用正切靈敏度表徵.正切靈敏度定義如下：如圖7—29所示，當不加微波信號時，放大器輸出端用示波器觀察到圖(a)所示的噪聲波形。然後加入微波脈衝，調節輸入的功率電平，出現如圖(b)所示的波形。在觀察者看來，沒有脈衝時的最高噪聲峰值和脈衝存在時的最低噪聲在同一水平線上，這時的輸入微波峰值功率，就是正切靈敏度，用TSS(Tangential Signal Sensitivity)表示，其單位通常用分貝毫瓦。正切靈敏度和放大器帶寬有關，通常規定視頻帶寬為l兆赫。

下面介紹幾種不同類型的微波檢波器。

a · 採用匹配電阻的同軸線檢波器

圖7—30表示一同軸寬帶檢波器結構圖。在同軸線外導體內壁加一吸收環(由羰荃鐵製成)，在二極管附近的內外導體間並聯一錐形電阻，以減少電磁波的反射。二極管串聯在內導體上，在管座和外導體之間夾一層介質膜，形成高頻旁路電容，這個檢波器可在7・2—11GHz頻帶內工作，駐波比小於2.根據同樣的原理，可製成如圖7-31所示的微帶寬頻帶檢波器。鉭薄膜電阻用以匹配微帶特性阻抗和二極管阻抗，

電容塊和輸出段構成低通濾波器。

b. 調諧式檢波器

在波導測試系統；常用調諧式波導檢波器，其結構如圖7—32所示。圖中採用二個調諧螺釘及可調短路活塞進行調諧，使二極管阻抗和波導阻抗相匹配。有時也用短路活塞調諧二極管的電納部分，然後通過一段高度漸變的波導將標準的波導阻抗變換為低阻抗，以匹配二極管阻抗.