

国家同步辐射实验室速调管走廊泄漏 电磁场的计算

陶小平 王贵诚 何晓业

(中国科学技术大学国家同步辐射实验室 合肥 230029)

摘要 国家同步辐射实验室速调管走廊内的高频微波泄漏,严重影响着速调管走廊内的微波通讯.为了降低速调管走廊的电磁辐射场,抑制走廊的电磁噪声,必须要确定噪声源的位置,而对于空间复杂的泄漏场,噪声源的位置很难确定,我们可以通过测定空间的泄漏场,经过计算,反过来确定噪声源的位置,进而研究抑制走廊电磁噪声的办法.给出了速调管走廊泄漏电磁场的计算方法、计算公式及现场的对比测试.

关键词 速调管 电磁噪声 泄漏场

1 物理模型

速调管走廊的主要干扰源是调制器,而速调管的微波泄漏可忽略不计.调制器的干扰主要来源于氢闸流管,氢闸流管的触发脉冲干扰泄放到调制器的屏蔽机柜内,这些噪声通过调制器的屏蔽缝隙向外泄漏,由此而干扰走廊内的通讯信号.为此,针对国家同步辐射实验室调制器屏蔽机柜上存在着若干缝隙的特点,建立了泄漏噪声源的物理模型——缝隙天线.

缝隙天线上的振荡电场为 $E = E_m \sin[k(L - |z|)]e^{-i(\omega t + \varphi)}$,如图 1 所示,由此而向空间辐射电磁场,反映缝隙天线的模型参量主要有:噪声源的频率 f 、缝隙的半长度 L 、缝隙的宽度 d 、缝隙中心处的场强幅值 E_m 等,这些模型参量决定了辐射噪声的强弱,因而也对应于制约干扰强度的因素.

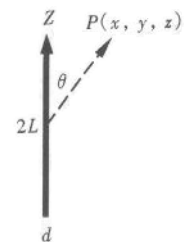


图 1 缝隙天线模型

2 理论计算

工程上,速调管走廊的噪声源可用缝隙天线的模型来处理,单个噪声源的辐射场可在

球坐标中计算,然而,对于多个空间位置、振荡频率、初始位相均不同的噪声源所产生的综合辐射场,在球坐标中计算是相当复杂的,因此,在直角坐标系中计算了 n 个不同的源在空间任一点所产生的辐射场.

方法:根据二重性原理,可将对称振子的辐射特性运用于缝隙天线的辐射场计算中^[1]. 假定对称振子位于三维直角坐标系的原点,振荡的方向余弦为 $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$,先计算该对称振子产生的矢势 \mathbf{A} ,由 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\mathbf{E} = -c\mathbf{n} \times \mathbf{B}$ 计算空间任一点的辐射场,将对称振子和缝隙天线的辐射场对偶: $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{H}$, $\epsilon_0 \leftrightarrow \mu_0$ (二重性原理),从而计算出缝隙天线(方向余弦为 $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$)处于原点的辐射场,进而将缝隙天线设在任一点 (x_0, y_0, z_0) ,方向余弦 $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ 时,求出空间任一点 (x, y, z) 的辐射场,最后计算 n 个源在空间任一点 (x, y, z) 的辐射场.

2.1 对称振子的辐射场^[2,3]

对称振子的辐射矢势 \mathbf{A} 为

$$\mathbf{A} = \frac{k_0 e^{ikR}}{kR} \cdot \frac{\cos(kL \cos\theta) - \cos kL}{\sin^2 \theta} (\alpha_0 \mathbf{e}_x + \beta_0 \mathbf{e}_y + \gamma_0 \mathbf{e}_z).$$

其中 k_0 是与对称振子自身性质有关的量, L 为振子的一个臂长, $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ 为对称振子方向余弦, θ 是振子方向与辐射方向的夹角, k 为波矢大小, R 是考察点到对称振子的距离. 对称振子的辐射场

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} = ikn \times \mathbf{A} = ik(\alpha \mathbf{e}_x + \beta \mathbf{e}_y + \gamma \mathbf{e}_z) \times \mathbf{A} = \\ & \frac{ik_0 e^{ikR}}{R} \cdot \frac{\cos(kL \cos\theta) - \cos kL}{\sin^2 \theta} [(\beta\gamma_0 - \gamma\beta_0) \mathbf{e}_x + (\gamma\alpha_0 - \alpha\gamma_0) \mathbf{e}_y + (\alpha\beta_0 - \beta\alpha_0) \mathbf{e}_z]; \\ \mathbf{E} &= -c\mathbf{n} \times \mathbf{B} = -\frac{ik_0 c e^{ikR}}{R} \cdot \frac{\cos(kL \cos\theta) - \cos kL}{\sin^2 \theta} [(\beta\alpha\beta_0 - \beta^2 \alpha_0 - \gamma^2 \alpha_0 + \gamma\alpha\gamma_0) \mathbf{e}_x + \\ & (\gamma\beta\gamma_0 - \gamma^2 \beta_0 - \alpha^2 \beta_0 + \alpha\beta\alpha_0) \mathbf{e}_y + (\alpha\gamma\alpha_0 - \alpha^2 \gamma_0 - \beta^2 \gamma_0 + \beta\gamma\beta_0) \mathbf{e}_z]. \end{aligned}$$

缝隙天线的辐射场

根据二重性原理, $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{H}$, $\epsilon_0 \leftrightarrow \mu_0$, 将对称振子和缝隙天线的辐射场对偶,可得处于坐标原点,方向余弦为 $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ 的缝隙天线的辐射场

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= -\frac{ik_0 c e^{ikR}}{R} \cdot \frac{\cos(kL \cos\theta) - \cos kL}{\sin^2 \theta} [(\beta\alpha\beta_0 - \beta^2 \alpha_0 - \gamma^2 \alpha_0 + \gamma\alpha\gamma_0) \mathbf{e}_x + \\ & (\gamma\beta\gamma_0 - \gamma^2 \beta_0 - \alpha^2 \beta_0 + \alpha\beta\alpha_0) \mathbf{e}_y + (\alpha\gamma\alpha_0 - \alpha^2 \gamma_0 - \beta^2 \gamma_0 + \beta\gamma\beta_0) \mathbf{e}_z]; \\ \mathbf{E} &= \frac{ik_0 e^{ikR}}{\epsilon_0 R} \cdot \frac{\cos(kL \cos\theta) - \cos kL}{\sin^2 \theta} [(\beta\gamma_0 - \gamma\beta_0) \mathbf{e}_x + (\gamma\alpha_0 - \alpha\gamma_0) \mathbf{e}_y + (\alpha\beta_0 - \beta\alpha_0) \mathbf{e}_z]. \end{aligned}$$

其中 θ 是缝隙方位与辐射方向的夹角, $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $\alpha = \frac{x}{R}$, $\beta = \frac{y}{R}$, $\gamma = \frac{z}{R}$,

$$\cos\theta = \alpha\alpha_0 + \beta\beta_0 + \gamma\gamma_0, \quad \sin\theta = \sqrt{1 - (\alpha\alpha_0 + \beta\beta_0 + \gamma\gamma_0)^2}.$$

若将缝隙取在 (x_0, y_0, z_0) 点,缝隙方位的方向余弦为 $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$,考察点为

$P(x, y, z)$, 则缝隙天线的辐射场为

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= -\frac{ik_0 c e^{ikR}}{R} \cdot \frac{\cos(kL \cos\theta) - \cos kL}{\sin^2 \theta} [(\beta\alpha\beta_0 - \beta^2\alpha_0 - \gamma^2\alpha_0 + \gamma\alpha\gamma_0)\mathbf{e}_x + \\ &\quad (\gamma\beta\gamma_0 - \gamma^2\beta_0 - \alpha^2\beta_0 + \alpha\beta\alpha_0)\mathbf{e}_y + (\alpha\gamma\alpha_0 - \alpha^2\gamma_0 - \beta^2\gamma_0 + \beta\gamma\beta_0)\mathbf{e}_z]; \\ \mathbf{E} &= \frac{ik_0 e^{ikR}}{\epsilon_0 R} \cdot \frac{\cos(kL \cos\theta) - \cos kL}{\sin^2 \theta} [(\beta\gamma_0 - \gamma\beta_0)\mathbf{e}_x + (\gamma\alpha_0 - \alpha\gamma_0)\mathbf{e}_y + (\alpha\beta_0 - \beta\alpha_0)\mathbf{e}_z]. \end{aligned}$$

其中 θ 是缝隙方位与辐射方向的夹角, $R = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$

$$\alpha = \frac{x-x_0}{R}, \beta = \frac{y-y_0}{R}, \gamma = \frac{z-z_0}{R}, \cos\theta = \alpha\alpha_0 + \beta\beta_0 + \gamma\gamma_0,$$

$$\sin\theta = \sqrt{1 - (\alpha\alpha_0 + \beta\beta_0 + \gamma\gamma_0)^2}$$

作一特例, 可得^[4] $k_0 = \frac{\epsilon_0 E_m d}{\pi}$.

2.3 n 个辐射源的辐射场

设第 n 个辐射源 $E_n = E_{nm} \sin[k_n(L_n - |z_n|)]e^{-i(\omega_n t + \varphi_n)}$, 该源位 (x_{n0}, y_{n0}, z_{n0}) , 缝隙方位的方向余弦 $(\alpha_{n0}, \beta_{n0}, \gamma_{n0})$, 该源的频率为 ω_n , $k_n = \frac{\omega_n}{c}$, φ_n 是该辐射源的初位相, L_n 为缝隙的半长度, E_{nm} 是缝中心处的电场幅值, 设 d_n 为缝隙的宽度, 则 n 个辐射源在空间任一点 $P(x, y, z)$ 的辐射场为

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= -\sum_1^n \frac{iE_{nm}d_n}{\pi R_n} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c} \cos\theta_n\right) - \cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c}\right)}{\sin^2 \theta_n} \cdot e^{i(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n)} [(\beta_n \alpha_n \beta_{n0} - \\ &\quad \beta_n^2 \alpha_{n0} - \gamma_n^2 \alpha_{n0} + \gamma_n \alpha_n \gamma_{n0})\mathbf{e}_x + (\gamma_n \beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n^2 \beta_{n0} - \alpha_n^2 \beta_{n0} + \alpha_n \beta_n \alpha_{n0})\mathbf{e}_y + \\ &\quad (\alpha_n \gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n^2 \gamma_{n0} - \beta_n^2 \gamma_{n0} + \beta_n \gamma_n \beta_{n0})\mathbf{e}_z]; \\ \mathbf{E} &= \sum_1^n \frac{iE_{nm}d_n}{\pi R_n} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c} \cos\theta_n\right) - \cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c}\right)}{\sin^2 \theta_n} \cdot e^{i(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n)} \cdot [(\beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n \beta_{n0})\mathbf{e}_x \\ &\quad (\gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n \gamma_{n0})\mathbf{e}_y + (\alpha_n \beta_{n0} - \beta_n \alpha_{n0})\mathbf{e}_z]. \end{aligned}$$

取实部得

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \sum_1^n \frac{E_{nm}d_n}{\pi R_n} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c} \cos\theta_n\right) - \cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c}\right)}{\sin^2 \theta_n} \cdot \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot \\ &\quad [(\beta_n \alpha_n \beta_{n0} - \beta_n^2 \alpha_{n0} - \gamma_n^2 \alpha_{n0} + \gamma_n \alpha_n \gamma_{n0})\mathbf{e}_x + (\gamma_n \beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n^2 \beta_{n0} - \\ &\quad \alpha_n^2 \beta_{n0} + \alpha_n \beta_n \alpha_{n0})\mathbf{e}_y + (\alpha_n \gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n^2 \gamma_{n0} - \beta_n^2 \gamma_{n0} + \beta_n \gamma_n \beta_{n0})\mathbf{e}_z]; \\ \mathbf{E} &= \sum_1^n \frac{E_{nm}d_n}{\pi R_n} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c} \cos\theta_n\right) - \cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c}\right)}{\sin^2 \theta_n} \cdot \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot \\ &\quad [(\beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n \beta_{n0})\mathbf{e}_x + (\gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n \gamma_{n0})\mathbf{e}_y + (\alpha_n \beta_{n0} - \beta_n \alpha_{n0})\mathbf{e}_z]. \end{aligned}$$

$$\text{令 } \frac{E_{nm} a_n}{\pi R_n} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c} \cos\theta_n\right) - \cos\left(\frac{\omega_n L_n}{c}\right)}{\sin^2\theta_n} = K_n, \text{ 则}$$

$$\begin{aligned} E = & - \sum_1^n K_n \cdot \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n \beta_{n0}) e_x - \sum_1^n K_n \\ & \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n \gamma_{n0}) e_y - \sum_1^n K_n \\ & \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\alpha_n \beta_{n0} - \beta_n \alpha_{n0}) e_z. \end{aligned}$$

E 的大小为

$$\begin{aligned} E(t) = & \left\{ \left[- \sum_1^n K_n \cdot \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n \beta_{n0}) \right]^2 \right. \\ & \left[- \sum_1^n K_n \cdot \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n \gamma_{n0}) \right]^2 + \\ & \left. \left[- \sum_1^n K_n \cdot \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\alpha_n \beta_{n0} - \beta_n \alpha_{n0}) \right]^2 \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

设上式中 E 的周期为 T , 据 $E(t) = E(t + T)$, 取 $t = 0$, 即可求出 T . $E(t)$ 的有效值(实

测值)为 $E_{\text{effect}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T E^2(t) dt}$. 同样的方法可求 H 的有效值如下:

$$\begin{aligned} H = & \sum_1^n K_n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\beta_n \alpha_n \beta_{n0} - \beta_n^2 \alpha_{n0} - \gamma_n^2 \alpha_{n0} + \gamma_n \alpha_n \gamma_{n0}) e_x \cdot \\ & \sum_1^n K_n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\gamma_n \beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n^2 \beta_{n0} - \alpha_n^2 \beta_{n0} + \alpha_n \beta_n \alpha_{n0}) e_y \cdot \\ & \sum_1^n K_n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\alpha_n \gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n^2 \gamma_{n0} - \beta_n^2 \gamma_{n0} + \beta_n \gamma_n \beta_{n0}) e_z. \end{aligned}$$

H 的大小为

$$\begin{aligned} H(t) = & \left\{ \left[\sum_1^n K_n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\beta_n \alpha_n \beta_{n0} - \beta_n^2 \alpha_{n0} - \gamma_n^2 \alpha_{n0} + \gamma_n \alpha_n \gamma_{n0}) \right]^2 \right. \\ & \left[\sum_1^n K_n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\gamma_n \beta_n \gamma_{n0} - \gamma_n^2 \beta_{n0} - \alpha_n^2 \beta_{n0} + \alpha_n \beta_n \alpha_{n0}) \right]^2 \\ & \left. \left[\sum_1^n K_n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin(k_n R_n - \omega_n t - \varphi_n) \cdot (\alpha_n \gamma_n \alpha_{n0} - \alpha_n^2 \gamma_{n0} - \beta_n^2 \gamma_{n0} + \beta_n \gamma_n \beta_{n0}) \right]^2 \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

$H(t)$ 的有效值(实测值)为 $H_{\text{effect}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T H^2(t) dt}$.

其中 $R_n = \sqrt{(x - x_{n0})^2 + (y - y_{n0})^2 + (z - z_{n0})^2}$, $\alpha_n = \frac{x - x_{n0}}{R_n}$, $\beta_n = \frac{y - y_{n0}}{R_n}$, $\gamma_n = \frac{z - z_{n0}}{R_n}$, $\cos\theta_n = \alpha_n \alpha_{n0} + \beta_n \beta_{n0} + \gamma_n \gamma_{n0}$, $\sin\theta_n = \sqrt{1 - (\alpha_n \alpha_{n0} + \beta_n \beta_{n0} + \gamma_n \gamma_{n0})^2}$

$(\alpha_{n0}, \beta_{n0}, \gamma_{n0})$ 是第 n 个源的缝隙方位的方向余弦.

3 模拟计算^[5]

在上述计算的基础上,对速调管走廊内速调管和调制器的高频泄漏噪声进行了模拟计算,计算中,影响干扰强度的模型参量,如频率 f 、缝隙的半长度 L_n 、缝隙的宽度 d_n 等均采用了实测值.

3.1 单台速调管的泄漏场

设速调管上的泄漏源位置为 $(0, 2.86\text{m}, 0.55\text{m})$, 缝隙方位的方向余弦为 $(0, 0, 1)$, 泄漏源频率为 $f_1 = 2856.04\text{MHz}$ (速调管微波频率), $L_1 = 0.0105\text{m}$, $d_1 = 0.002\text{m}$, $E_{1m} = 2 \times 10^5 \text{V/m}$, 则在 $x \in (-20.0\text{m}, 50.0\text{m})$, $y = 2.8\text{m}$, $z = 0.55\text{m}$ 区间内的泄漏噪声场分布如图 2 所示.

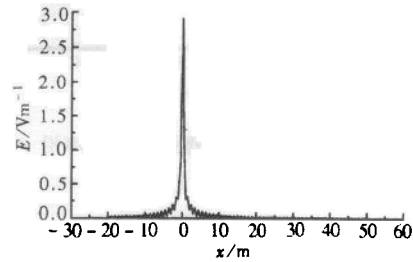


图 2 单台速调管的泄漏噪声场沿走廊方向的分布

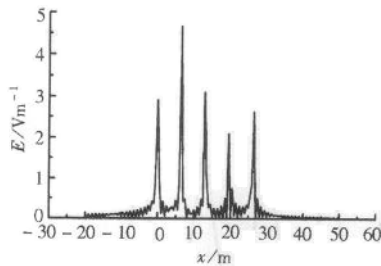


图 3 五台速调管的泄漏噪声场沿走廊方向的分布

3.2 五台速调管的泄漏场

设速调管上的泄漏源位置分别为: 1 # $(0, 2.86\text{m}, 0.55\text{m})$; 2 # $(6.52\text{m}, 2.86\text{m}, 0.55\text{m})$; 3 # $(13.16\text{m}, 2.86\text{m}, 0.55\text{m})$; 4 # $(19.74\text{m}, 2.86\text{m}, 0.55\text{m})$; 5 # $(26.31\text{m}, 2.86\text{m}, 0.55\text{m})$, 缝隙方位的方向余弦均为 $0, 0, 1$, 泄漏源频率为 $f_1 = 2856.04\text{MHz}$ (速调管微波频率), $L_n = 0.0105\text{m}$, $d_n = 0.002\text{m}$, $E_{nm} = 2 \times 10^5 \text{V/m}$ (其中 $n \in (1, 5)$), 则在 $x \in (-20.0\text{m}, 50.0\text{m})$, $y = 2.8\text{m}$, $z = 0.55\text{m}$ 区间内的泄漏噪声场分布如图 3 所示.

3.3 单台调制器的泄漏场

设高压脉冲调制器上的泄漏源位置 $(2.45\text{m}, 2.86\text{m}, 1.05\text{m})$, 缝隙方位的方向余弦为 $(0, 0, 1)$, 泄漏主噪声等效频率为 $f' = 1.820\text{MHz}$, $L' = 0.77\text{m}$, $d' = 0.003\text{m}$, $E'_m = 2 \times 10^5 \text{V/m}$, 则在 $x \in (-10\text{m}, 50\text{m})$, $y = 2.8\text{m}$, $z = 1.05\text{m}$ 区间内的泄漏噪声场分布如图 4 所示.

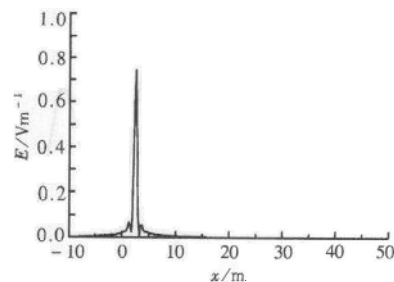


图 4 单台调制器的泄漏噪声场沿走廊方向的分布

3.4 五台调制器的泄漏场

设高压脉冲调制器上的泄漏源位置分别为 $2.45\text{m}, 2.86\text{m}, 1.05\text{m}$; $9.02\text{m}, 2.86\text{m}, 1.05\text{m}$; $15.65\text{m}, 2.86\text{m}, 1.05\text{m}$; $22.24\text{m}, 2.86\text{m}, 1.05\text{m}$; $28.80\text{m}, 2.86\text{m}, 1.05\text{m}$. 缝隙方位的方向余弦均为 $0, 0, 1$. 泄漏主噪声等效频率为 $f' = 1.820\text{MHz}$, $L'_n = 0.77\text{m}$, d'_n

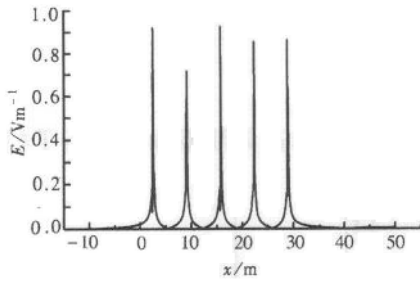


图 5 五台调制器的泄漏噪声沿走廊方向的分布

0.003m , $E'_{nm} = 2 \times 10^5 \text{V/m}$ (其中 $n \in (1, 5)$), 则在 $x \in (-10\text{m}, 50\text{m})$, $y = 2.8\text{m}$, $z = 1.05\text{m}$ 区间内的泄漏噪声场分布如图 5 所示.

4 现场测试与模拟计算

为验证计算结果, 对速调管走廊内的泄漏噪声场进行了计算和测试的对比, 由于速调管的微波频率为 2856.04MHz , 远在通讯频带之外, 且速调管的微波泄漏可忽略不计, 所以仅对高压脉冲调制器的泄漏噪声进行了计算和对比测试. 在所有调制器为半高压 (即 1# 调制器电压为 8.4kV , 2# 调制器电压为 9.0kV , 3# 调制器电压为 9.5kV , 4# 调制器电压为 8.9kV , 5# 调制器电压为 8.7kV) 和半功率 (即 1# 调制器电压为 12.4kV , 2# 调制器电压为 14.5kV , 3# 调制器电压为 15.0kV , 4# 调制器电压为 14.5kV , 5# 调制器电压为 13.0kV) 两种情况下, 现场测试了沿走廊方向的噪声电压, 测得其分布如图 6(a) 和 (b) 所示, 将各调制器分别等效为缝隙天线来计算, 计算出噪声场的分布如图 7(a) 和 (b) 所示.

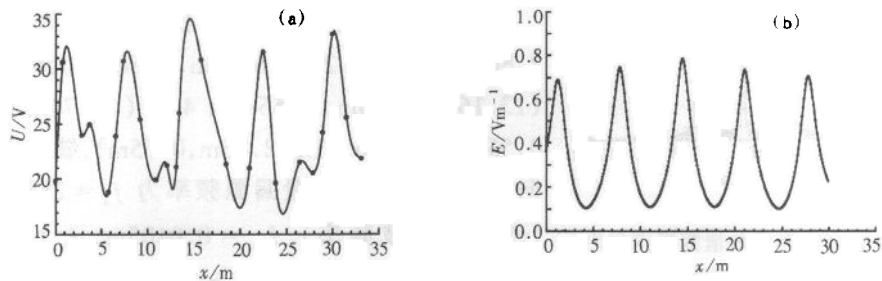


图 6 (a) 半高压时泄漏噪声电压的测试曲线; (b) 半高压时泄漏噪声场的模拟计算曲线

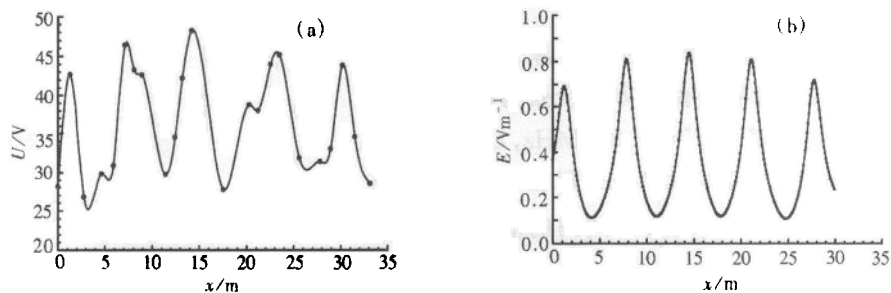


图 7 (a) 半功率时泄漏噪声电压的测试曲线; (b) 半功率时泄漏噪声场的模拟计算曲线

从测试和计算结果可得, 计算和测试所得的噪声分布基本吻合, 这说明了以缝隙天线作为速调管走廊噪声源的合理性.

5 结论

通过对速调管走廊泄漏噪声的分析,建立了缝隙天线的物理模型,导出了在笛卡儿坐标系中 n 个不同噪声源在空间任一点的辐射场的计算公式,并分别在五台调制器为半高压和半功率时的泄漏噪声电压进行了计算和对比测试。计算和测试结果存在一定的距离,其原因是计算是在理想条件下进行的,即把噪声源等效为调制器上的缝隙天线来处理,而实际的空间存在地面缝隙及其它孔洞(如调制器顶部的八个单层网材屏蔽的直径约10cm的通风孔)的噪声泄漏,同时也忽略了电磁波的空间反射和吸收,不断地优化测量参数和边界条件,理论上可改善计算结果。另外,从上述的模拟计算和对比测试结果可知,速调管走廊的电磁干扰主要来源于调制器的缝隙泄漏,影响干扰强度的主要因素是缝隙源的频率、缝隙的半长度及宽度、缝隙中心处的场强幅值等参量。

参考文献(References)

- 1 WAN Wei, WANG Ji-Li. *Microwave Technology and Antenna*. Xi'an: Publishing House of Industry University of West and North, 1986. 184—186;276—279;208—210(in Chinese)
(王伟,王季立.微波技术与天线.西安:西北工业大学出版社,1986.184—186;276—279;208—210)
- 2 JIN Ya-Qiu. *Electromagnetic Waves in Complicated System*. Shanghai: Publishing House of Fudan University, 1995. 236—247(in Chinese)
(金亚秋.复杂系统中的电磁波.上海:复旦大学出版社,1995.236—247)
- 3 LOU Ren-Hai, FU Guo-Xing, XIAO Shu-Jun. *Electromagnetic Theory of Engineer*. Beijing: Publishing House of National Defense Industry, 1991. 149—155(in Chinese)
(楼仁海,付果行,肖书君.工程电磁理论.北京:国防工业出版社,1991.149—155)
- 4 GUO Shuo-Hong. *Electrodynamics*. Beijing: Publishing House of High Education, 1978. 183—186(in Chinese)
(郭硕鸿.电动力学.北京:高等教育出版社,1978.183—186)
- 5 MITTRA R. *Computer Techniques for Electromagnetics*. 1973. 89—96

Calculation of Leaked Electromagnetic Field in Gallery of Klystron of NSRL

TAO Xiao-Ping WANG Gui-Cheng HE Xiao-Ye

(National Synchrotron Radiation Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230029, China)

Abstract The HF microwave leak in the gallery of klystron of NSRL affects microwave communication greatly. In order to reduce electromagnetic radiation field and to restrain electromagnetic noise, it is necessary to locate the noise source. But for the complicated leaked field, it is difficult to locate the noise source. We can measure the leaked field and calculate it, so as to locate the radiant noise source and study the method of reduction the electromagnetic noise. This article gives the method and formulas of calculating of electromagnetic field, and also On-the-spot contrast test.

Key words klystron, electromagnetic noise, leaked field

Received 24 April 2000