

投影管磁聚焦系统场分布的数值计算*

陈泽祥** 成建波

(电子科技大学光电子技术系 成都 610054)

【摘要】 改变了传统边界元法对边界的剖分方法,对磁聚焦组件的磁介质边界进行特殊边界元剖分,使矩阵方程数目大大减少,计算速度明显提高。在求解矩阵方程时,先用解析法化简了矩阵方程中含有瑕点的矩阵元素,从而在数值计算时无需求解瑕点,进一步提高了计算精度和速度。将此法应用于投影管电子枪设计软件中,大大提高了设计效率。

关键词 边界元法; 投影管; 磁聚焦; 瑕点

中图分类号 TN141.31

高清晰度电视(HDTV)早在 80 年代末便已提出,直到现在一些关键性技术才逐步取得突破,高清晰度电视接收机便是其中之一。因其要求显示屏必须是高亮度、高分辨率、超大屏幕(101.6 cm 以上),但 101.6 cm 以上的直视平面显像管制作非常困难,成本太高、体积大、重量重,而大屏幕 LCD、PDP 等平板型显示技术无论从性能、成本以及生产技术等方面尚待长时间才可能得以解决,并且此类显示屏其色还原性无法与 CRT 相比。CRT 投影电视以其高亮度、高分辨率、高色饱和度、成本低等优点已主导着超大屏幕视频显示领域市场。高分辨率、高亮度投影管必须配以高分辨率、大束流电子枪来保证,此类电子枪大都采用磁聚焦透镜,这种含有磁介质的磁聚焦组件很难由传统的设计方法进行设计,必须经过很多次试制和改进,无法与电子枪设计软件相配合。目前广泛应用于磁场设计的方法有有限差分法、有限元法、边界元法等。对磁透镜的计算,采用边界元法能得到较快较好的结果^[1-3]。但是采用通用边界元法解算在电子枪设计软件中显得太慢,本文采用改进的边界元法能较好地解决此类问题。

1 投影管典型结构

投影管典型结构如图 1 所示,其电子枪由发射透镜、预聚焦透镜、主透镜等组成。电子束由阴极发射,经预聚焦透镜进入主透镜,聚焦后在高压的加速下高速打在发光屏上使发光体激活发光,光点尺寸(电子枪分辨率决定因素)主要由主透镜决定。磁透镜磁场的轴上分量 $B(z)$ 的分布图如图 2 所示(采用园柱坐标系)。采用了屏散盒,使磁场局域于特定区域,并满足一定场形分布,提高激磁效率。磁透镜的象差主要由球差决定^[4],磁透镜的球差系数 C_{smo} 为^[5]

$$C_{smo} = \frac{e}{16mV_0 R_0^4} \int_{z_0}^{z_1} \left\{ \left[B'^2 + \frac{3eB^4}{8mVa} - B^2 \left(\frac{R'}{R} \right)^2 \right] R^4 \right\} dz \quad (1)$$

式中 e 为电子电荷, m 为电子质量; V_0 为电子加速电压; V 为轴上电位; a 为透镜孔径; B 为轴上磁感应强度的轴上分量; B' 为 B 的一阶导数; R 为电子高斯轨迹; R' 为 R 的一阶导数。由式(1)可

1997 年 12 月 23 日收稿

* 国家“八五”重点科研项目

** 男 27 岁 在职博士生 讲师

看出,磁场在透镜中的分布对电子枪设计起着关键作用。

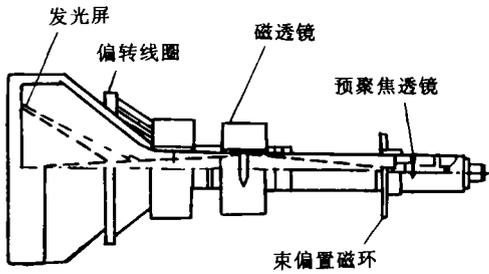


图 1 投影管典型结构图

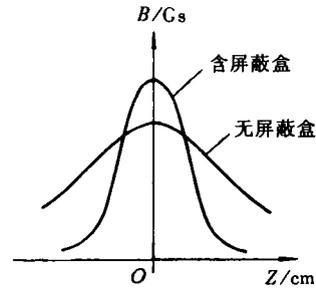


图 2 磁聚焦线圈轴上磁场的轴向分量 $B\rho(z)$ 的分布图

2 改进的边界元法

对于此类磁场问题,采用边界元方法求解,只需对其边界剖分边界元,可使得矩阵方程数目较少。边界元剖分形式一般有三角形元、四边形元等。通过求解第二类弗雷德霍姆(Fredholm)积分方程得到磁势分布。求解域中的第二类 Fredholm 方程为

$$\oint_{\Gamma} \frac{\partial G(S|S')}{\partial n} \varphi_m(S') dS' + \frac{u_{r+1} \varphi_m(S)}{u_{r-1} 2} = \oint_{\Gamma} H_{an}(S') G(S|S') dS' \quad (2)$$

式中 $G(S|S') = -1/(4\pi|R-R'|)$ 为格林函数, R 为场点矢径, R' 为源点矢径, u_r 为相对磁导率。

这种方法通用性较好,跟有限元法相比,在静态线性问题上具有矩阵方程数少、求解速度较快等优点^[2,3],但对轴对称磁聚焦组件磁场问题的求解,仍显得边界元数目太多,求解时间较长,不太适合于电子枪设计软件中。下面导出另一种求解方法。

对于图 2 模型,其边界条件可写为

$$\begin{cases} u_0 \cdot \mathbf{n}(R) \cdot H(R_+) = u \cdot \mathbf{n}(R) \cdot H(R) \\ \mathbf{n} \cdot [H(R_+) - H(R_-)] = \frac{\rho_{ms}(R)}{u_0} \end{cases} \quad (3)$$

式中 \mathbf{n} 为边界上单位外法向分量。整个区域中的磁场可表示为

$$H(R) = H_c(R) - \nabla \varphi_m(R) \quad (4)$$

式中 $H_c(R)$ 为激磁线圈在空气中产生的磁场, $-\nabla \varphi_m(R)$ 为激磁电流产生的磁场在磁介质上感应磁荷产生的磁场。在实际应用中,磁导体内部体磁荷密度 $\rho_m = 0$, 只有磁体表面存在磁荷面密度 $\rho_{ms}^{(1)}$, 则

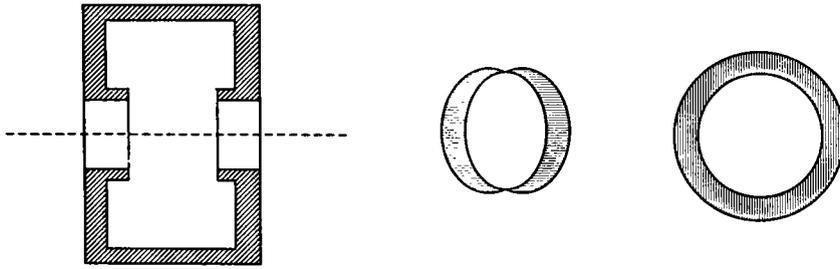
$$\varphi_m(R) = \frac{1}{u_0} \oint_{S'} \rho_{ms}(R') G(R|R') dS' \quad (5)$$

由式(4)、(5)可得

$$\frac{\rho_{ms}(R)}{\chi_m} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{n}(R) \cdot \nabla \oint_{S'} \frac{\rho_{ms}(R')}{R(R',R)} dS(R') = u_0 \mathbf{n}(R) \cdot H_c(R) \quad (6)$$

式中 χ_m 为磁化率。式(6)的解函数为 ρ_{ms} , 下面采用一种特殊边界元来求解此类问题。

磁介质剖面图如图 3 所示,考虑其对称性,采用下列两种剖分形式:对于内外两侧的圆柱面,沿



(a) 屏散盒剖面图 (b) 柱面圆环带 (c) 平面圆盘带

图 3 磁透镜屏散盒剖面图及其剖分的边界元模型

对称轴 Z 剖分, 形成柱面圆环带边界元; 位于垂直于 Z 轴的圆盘面, 沿径向剖分, 形成平面圆盘带边界元, 如图 3b、3c 所示。当剖分足够细时, 边界元 i 上 ρ_{ms_i} 视为常数, 因常量与 φ 无关, 取离散点位于 $\varphi = 0$ 平面内的中点处。此时第 i 个边界元上的积分方程为

$$\frac{\rho_{ms_i}}{\chi_m} + \left(\frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_i \cdot \nabla \oint_{s_1} \frac{ds_1}{R_{i1}}\right) \rho_{ms_1} + \dots + \left(\frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_i \cdot \nabla \oint_{s_1} \frac{ds_1}{S_1 R_{i1}}\right) \rho_{ms_1} + \dots + \left(\frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_i \cdot \nabla \oint_{s_N} \frac{ds_N}{R_{iN}}\right) \rho_{ms_N} = u_0 \mathbf{n}_i \cdot H_{c_i} \quad (7)$$

对所有离散点, 可装配成矩阵方程

$$[A][\rho_{ms}]^T = u_0[H] \quad (8)$$

式中 $[A]$ 为 $N \times N$ 方阵 (N 为边界元数目), $[A]$ 中元素 a_{ij} 为

$$a_{ij} = \begin{cases} \frac{1}{\chi_m} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_i \cdot \nabla \oint_{s_i} \frac{ds_i}{R_{ii}} & i = j \\ \frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_i \cdot \nabla \oint_{s_j} \frac{ds_j}{R_{ij}} & i \neq j \end{cases}$$

$$[\rho_{ms}] = [\rho_{ms_1}, \rho_{ms_2}, \dots, \rho_{ms_1}, \dots, \rho_{ms_N}]$$

$$[H] = [\mathbf{n}_1 \cdot H_{c_1}, \mathbf{n}_2 \cdot H_{c_2}, \dots, \mathbf{n}_1 \cdot H_{c_1}, \dots, \mathbf{n}_N \cdot H_{c_N}]$$

在矩阵 $[A]$ 中, 当采用数值积分求解 a_{ij} 时, 有可能出现瑕点。例如当场点 R 与源点 R' 同在一边界元, 且 R' 趋于 R 时, $R_{ij} = 0$, a_{ii} 为瑕积分, 必须进行分离, 容易推导, 当 $i = j$ 时

$$a_{ii} = \begin{cases} \frac{1}{2} + \frac{1}{\chi_m} - \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{e}_\rho \frac{k'_u}{\pi} K(k_{ii}) & \text{点 } R \text{ 在圆柱面上} \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{\chi_m} & \text{点 } R \text{ 在圆盘面上} \end{cases} \quad (9)$$

式中 $k_{ii} = [1 + (\frac{S_i}{8\pi\rho_i^2})^2]^{-1/2}$, $k'_u = \sqrt{1 - k_{ii}^2}$, $K(k_{ii})$ 为第一类全椭圆积分, s_i 为柱面圆环带的面积。

在 $[A]$ 矩阵装配完毕后, 利用毕奥沙伐尔定理求出 H_{c_i} , 便可以求解出 $[\rho_{ms}]$ 。再利用下式求出磁场强度

$$H(R) = H_c(R) - \nabla \varphi_m(R) = H_c(R) - \frac{1}{4\pi u_0} \nabla \oint \frac{\rho_{ms}}{R} dS \quad (10)$$

3 结果分析

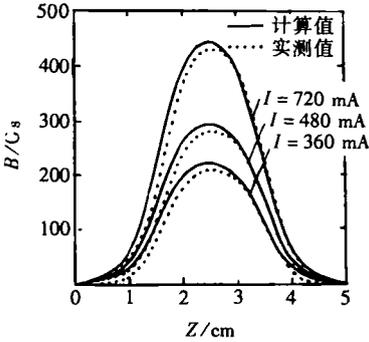


图 4 聚焦线圈在不同激磁电流 I 时在 Z 轴上磁场的轴向分量分布图

4 结论

本文采用一种特殊的边界元剖分形式,使磁场的求解比一般边界元方法更简单、快速。将此法直接应用于电子枪设计软件中,使设计的高分辨率、高亮度磁聚焦电子枪更方便、快速,缩短了设计时间。设计出的高分辨率投影管的光斑直径为 $80 \mu\text{m}$ (束流在 1 mA 以下)。

参 考 文 献

- 1 易敬曾. 磁场计算与磁场设计. 成都: 电子科技大学出版社, 1987
- 2 Nakugawa Takafami, Okada Soickiro. Three-dimensional magnetic-field analysis of a deflection yoke with a slot core. Proceeding of the SID, 1990, 31: 193 ~ 196
- 3 Kkagmi S, Fakai I. Application of boundary element method to electromagnetic field problems. IEEE Trans on MTT, 1984, 32: 455 ~ 461
- 4 赵国骏, 凌国京. 电子光学. 北京: 国防工业出版社, 1984
- 5 童林凤, 西门纪业. 电子光学计算机辅助设计. 北京: 国防工业出版社, 1990

A Numerical Method to Magnetic Field Problems of Electromagnetic Focusing System of High Resolution Project Tube

Chen Zexiang Cheng Jianbo

(Dept. of Opto-electronic Tech., UEST of China Chengdu 610054)

Abstract A peculiar boundary element is defined in the boundary of the electromagnetic focusing system instead of the conventional define method of BEM to boundary in this paper, which can employ less boundary elements without reducing the calculation precision. The irregular matrix elements of the matrix equation is also simplified. It takes less time to run numerical calculation than common methods. When the method is used in electron gun CAD, the period of design is shorten and the precision is improved.

Key words boundary element methods; project tube; electromagnetic focusing; irregularity

编辑 黄 辛