

高传输通过率带状电子注聚焦与传输特性的研究*

阮存军[†] 王树忠 韩莹 李庆生

(中国科学院电子学研究所,中国科学院高功率微波源与技术重点实验室,北京 100190)

(2010年9月10日收到;2011年1月5日收到修改稿)

大宽高比的非轴对称带状电子注在微波和毫米波真空电子器件中具有显著的技术优势与应用潜力. 采用轴向均匀磁场可以聚焦和传输带状电子注,且具有易于实现电子注与磁场的匹配和调节、聚焦强流电子注以及无传输截止电压限制等优点,但面临严重的 Diocotron 不稳定性. 结合单粒子模型理论和冷流模型理论,对带状电子注传输特性进行的研究及其数值计算表明,通过详细设计带状注电子光学系统物理参数,增强聚焦磁场并在传输通道高度方向上选择较大的电子注填充比,可以有效降低 Diocotron 不稳定性对带状电子注的影响,并实现其长距离稳定传输. 通过对应用于 W 波段带状注器件的电子枪及电子光学系统三维仿真和参数优化,解决了小尺寸和高精度结构所带来的对准、装配和焊接等工艺与技术问题,完成了带状电子注聚焦与传输实验高真空密封束管的研制. 实验获得的电子枪压缩和成形的椭圆带状电子注截面为 $10\text{ mm} \times 0.7\text{ mm}$,且在电子注电压为 $20\text{--}80\text{ kV}$,电流为 $0.64\text{--}4.60\text{ A}$ 时,在长度为 90 mm 的漂移通道内带状电子注传输的通过率达到 95% 以上. 该结果优于目前国际上采用周期永磁聚焦进行带状电子注传输通过率 92% 的实验结果.

关键词: 带状电子注, 传输, 均匀磁场聚焦, Diocotron 不稳定性

PACS: 41.75.-i, 41.85.-p, 41.85.Ja, 41.90.+e

1. 引言

面向新一代微波电子系统对高功率微波和毫米波真空功率源的需求,以圆柱状电子注为主要特征的传统速调管和行波管等器件,由于几何尺寸与工作频率的共度性,使得向高频率、高功率、高效率和小型化等方向发展时技术潜力严重受限. 带状电子注(简称带状注)特指宽高比值很大的薄片状截面电子束,它在一个维度上具有可以与器件的工作频率相匹配的小尺度,而在另一维度上根据输出功率要求选择较大的尺寸,这是为突破真空电子器件几何尺寸与工作频率的共度性限制而提出的一种新方法. 研究表明,带状注能够在维持较小注内空间电荷力的前提下传输强流电子注,降低了对阴极发射电流密度以及聚焦磁场的要求,使真空电子器件具有获得更长寿命和高可靠性的技术潜力. 带状注技术可应用于速调管、行波管、返波管、奥罗管(Orotron)、平面自由电子激光等中,极大地丰富和拓展了带状注器件的研究与应用. 此外,带状注器

件高频场与电子注相互作用和能量交换工作于非轴对称的过模高频结构中,可完全适用于微波和毫米波,甚至太赫兹频段,大大提高了注波相互作用效率和功率容量. 正是由于这些特征和优势,带状注器件相关技术近年来备受关注和迅速成为该领域的一个研究热点. 带状注的成形与传输是开展这类真空电子器件研究与应用首先需要解决的基础科学问题和关键技术.

带状电子注概念虽然在 1938 年由 Kovalenko 提出^[1],但其真正意义上的理论研究工作始于 20 世纪 90 年代. Booske 等^[2,3]采用单粒子模型理论开展了带状注在均匀磁场中传输的 Diocotron 不稳定性以及周期磁场中的稳定性传输等研究工作. 但由于单粒子模型理论没有考虑电子之间运动的相互影响和电子注的整体效应,使得其结果存在很大的近似性. Zhou 等^[4]提出了基于傍轴冷流模型的理论,用以进行均匀磁场中 Diocotron 不稳定性的物理机制研究,并探讨周期磁场实现带状注稳定传输的原因. 由于求解冷流模型方程非常困难,也限制了这种理论的研究与应用.

* 国家自然科学基金(批准号:60501019,10775139,60971073)资助的课题.

[†] E-mail: ruancunjun@tsinghua.org.cn

带状注成形与传输实验研究工作近几年逐渐开展起来,着重于解决大宽高比非轴对称带状注的压缩成形以及聚焦与传输过程中的稳定性问题. 美国 Los Alamos 国立实验室 2005 年开展了 95—300 GHz 带状注成形与传输的实验研究,圆形电子枪产生的轴对称电子注利用四极磁透镜一维压缩成形为带状注,通过 Wiggler 聚焦磁场获得了一定传输距离^[5]. 美国 CPI 公司于 2009 年研制成功了国际上首只具有高频输出功率的 X 波段带状注速调管,采用周期会切磁场(PCM)聚焦方式获得的带状注通过率仅为 63% 左右,带状注速调管获得了 2.67 MW 的高频输出功率(设计值为 5 MW)^[6]. 美国斯坦福直线加速器中心和加州大学戴维斯分校分别开展了 W 波段带状注速调管的研究工作,他们采用 PCM 聚焦传输带状注,获得的通过率为 92% 左右^[7]. 国内主要由本课题组开展了应用于 X 波段和 W 波段器件的带状注成形与传输的理论和实验研究^[8,9].

研究表明,采用 Wiggler, PCM 等周期永磁聚焦系统是实现带状注传输的一种有效途径^[5-7],可以有效抑制带状注 Diocotron 不稳定性以实现长距离稳定传输,且容易实现器件小型化. 但是采用周期永磁聚焦的缺点也显而易见. 首先,周期永磁结构的磁化波动性难以克服,使得磁场周期与电子注的位置匹配非常敏感以至于难以实现. 其次,周期磁场聚焦带状注存在着临界截止电压,无法实现低能量电子注的稳定传输^[10]. 此外,周期永磁聚焦磁感应强度有限,使得传输高电流密度电子注难以实现,从而大大限制了带状注通过率的进一步提高以及带状注器件在毫米波段所能获得的高功率和宽频带输出.

本文开展了通过线包聚焦产生轴向均匀场实现应用于 W 波段真空电子器件的带状注传输的理论与实验研究工作,这是实现强流带状注传输与应用的另一种有效的技术途径. 由于线包可以产生很强的均匀场,无周期磁场匹配的限制,采用这种方

式可以克服采用周期聚焦方式的缺点,既能实现高电流密度电子注的传输,又无传输截止电压限制^[10]. 但是,由于采用了轴向均匀聚焦磁场,上下两层的电子注因受到空间电荷场和聚焦磁场的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 作用产生不同方向的剪切流,导致电荷密度分布不均匀,在传输时呈现电子注的扭曲、变形、漩涡或振荡的现象,即 Diocotron 不稳定性或 Diocotron 效应,严重破坏了带状注的均匀性和长距离传输. 本文研究表明,采用线包产生均匀场聚焦方式,通过严格设计带状注成形与传输的电子光学系统,增加聚焦磁场大小并选取合适的带状注截面及其在通道中传输的填充因子,可在一定程度上消除 Diocotron 不稳定性对带状注传输的影响,从而获得质量高且传输通过率优于周期永磁聚焦方式的带状电子注.

2. 带状注传输及其不稳定性的理论研究

2.1. 单粒子模型理论及带状注的传输

单粒子模型理论以带电粒子在电磁场中运动方程出发,假设电子注分布不随时间变化,电子注产生的空间电荷场和外加聚焦磁场都是稳态场,从而可获得电子注空间电荷场分布、电子的运动轨迹以及传输的不稳定性等. 在均匀聚焦磁场中,单粒子模型带状注传输的横向运动方程为

$$x'' = -\frac{e}{\gamma^3 m_0 v_0^2} E_x - \frac{e B_0}{\gamma m_0 v_0} y', \quad (1a)$$

$$y'' = -\frac{e}{\gamma^3 m_0 v_0^2} E_y + \frac{e B_0}{\gamma m_0 v_0} x', \quad (1b)$$

其中 E_x 和 E_y 为空间电荷场分量, B_0 为轴向聚焦磁场的磁感应强度, $\gamma = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$ 为相对论因子, m_0 为电子质量, e 为电子电荷, v_0 为电子速度. 对于在矩形通道中传输密度分布均匀的椭圆截面带状注,它的空间电荷场分布满足泊松方程,可以通过下列格林函数法数值求解^[11]:

$$G(x, y; x', y') = \frac{1}{\pi \epsilon_0} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos[(2m+1)\pi y'/b] \cos[(2m+1)\pi y/b]}{2m+1} \times \exp\left(\pm \frac{(2m+1)\pi(x-x')}{b}\right) \quad (x \neq x'). \quad (2)$$

对(2)式进行积分可以得到空间电荷场电势的分布,进而可求得空间电荷场分布. 若矩形传输通道宽为 a , 高为 b , 椭圆截面电子注的长半轴为 w_m , 短

半轴为 h_m , 电流密度为 n , 在传输通道宽度 a 为无穷大情况下, 采用格林函数法可以求得空间电荷场的精确解析解为

$$E_x(x, y) = -\frac{2en}{\pi\epsilon_0} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos((2m+1)\pi y/b)}{2m+1} \times \left\{ \int_{-w_m}^x dx' \sin[(2m+1)\pi h_m \sqrt{1-x'^2/w_m^2}/b] \exp\left[-\frac{(2m+1)\pi(x-x')}{b}\right] - \int_x^{w_m} dx' \sin[(2m+1)\pi h_m \sqrt{1-x'^2/w_m^2}/b] \times \exp\left[-\frac{(2m+1)\pi(x'-x)}{b}\right] \right\}, \quad (3a)$$

$$E_y(x, y) = -\frac{2en}{\pi\epsilon_0} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin((2m+1)\pi y/b)}{2m+1} \times \left\{ \int_{-w_m}^x dx' \sin[(2m+1)\pi h_m \sqrt{1-x'^2/w_m^2}/b] \exp\left[-\frac{(2m+1)\pi(x-x')}{b}\right] + \int_x^{w_m} dx' \sin[(2m+1)\pi h_m \sqrt{1-x'^2/w_m^2}/b] \times \exp\left[-\frac{(2m+1)\pi(x'-x)}{b}\right] \right\}. \quad (3b)$$

图1给出了空间电荷场分量 E_x 和 E_y 关于 $E_0 = \frac{4enb}{\pi^2\epsilon_0}$ 归一化的数值计算结果. 从图1可以看出, 在电子注内部近轴区域, x 和 y 的空间电荷场分量 E_x 和 E_y 分别随 x 和 y 呈近似线性变

化, 这与传统圆柱轴对称电子注内空间电荷场分布一致. 在电子注外部, 不同位置的空间电荷场不同, 且 E_y 突变位置也不同. 为了实现带状注的稳定传输, 电子受到的空间电荷力应小于磁场聚焦力.

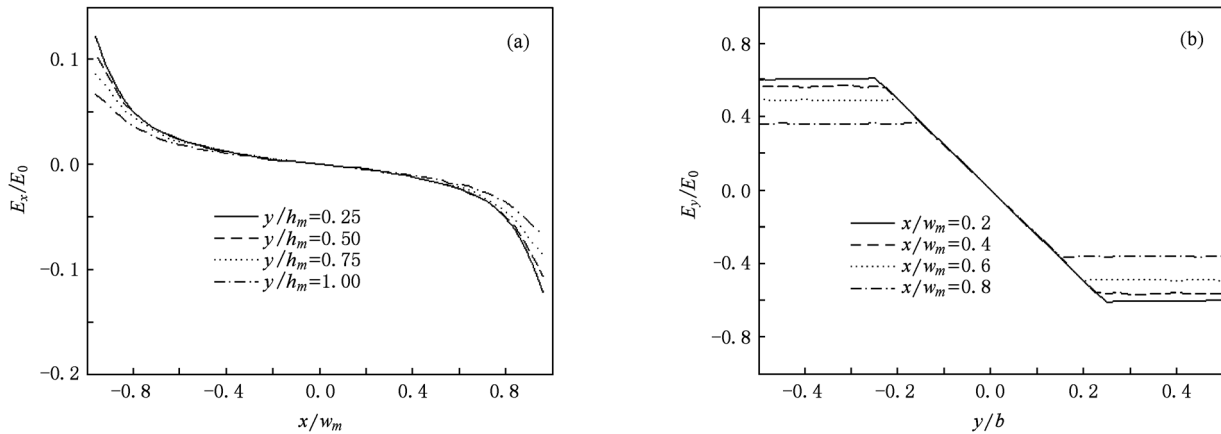


图1 密度均匀的椭圆截面带状注归一化空间电荷场分量分布 (a) E_x , (b) E_y

为了对带状注传输特性进行研究, 我们选取椭圆截面带状注长轴 $2w_m = 10$ mm, 短轴 $2h_m = 0.5$ mm, 传输通道 $a = 15$ mm, $b = 1$ mm, 均匀场聚焦磁感应强度 $B_0 = 0.3$ T, 并利用(3)式对(1)式进行数值求解可以得到不同电压时椭圆带状注在 x - z 平面和 y - z 平面传输一定距离的运动轨迹. 为了与后面的实验结果进行比对, 在数值计算时分别选取电子注电压为 20.2, 40.0, 60.2 和 80.2 kV, 对应的电流

分别为 0.64, 1.90, 3.40 和 4.60 A, 均匀场聚焦后的电子注传输距离为 90 mm. 图2中的实线给出了经过聚焦后电子注在 x - z 平面和 y - z 平面的传输轨迹, 由此可以看出在不同电子注电压下均实现了带状注的稳定传输且无截获(通过率为 100%). 比较不同电子注电压情况, 在 x - z 平面其传输基本不变, 但在 y - z 平面随着电压(电流)的增加, 电子注传输时的脉动包络波长增加, 幅度也逐渐增大. 这与磁场

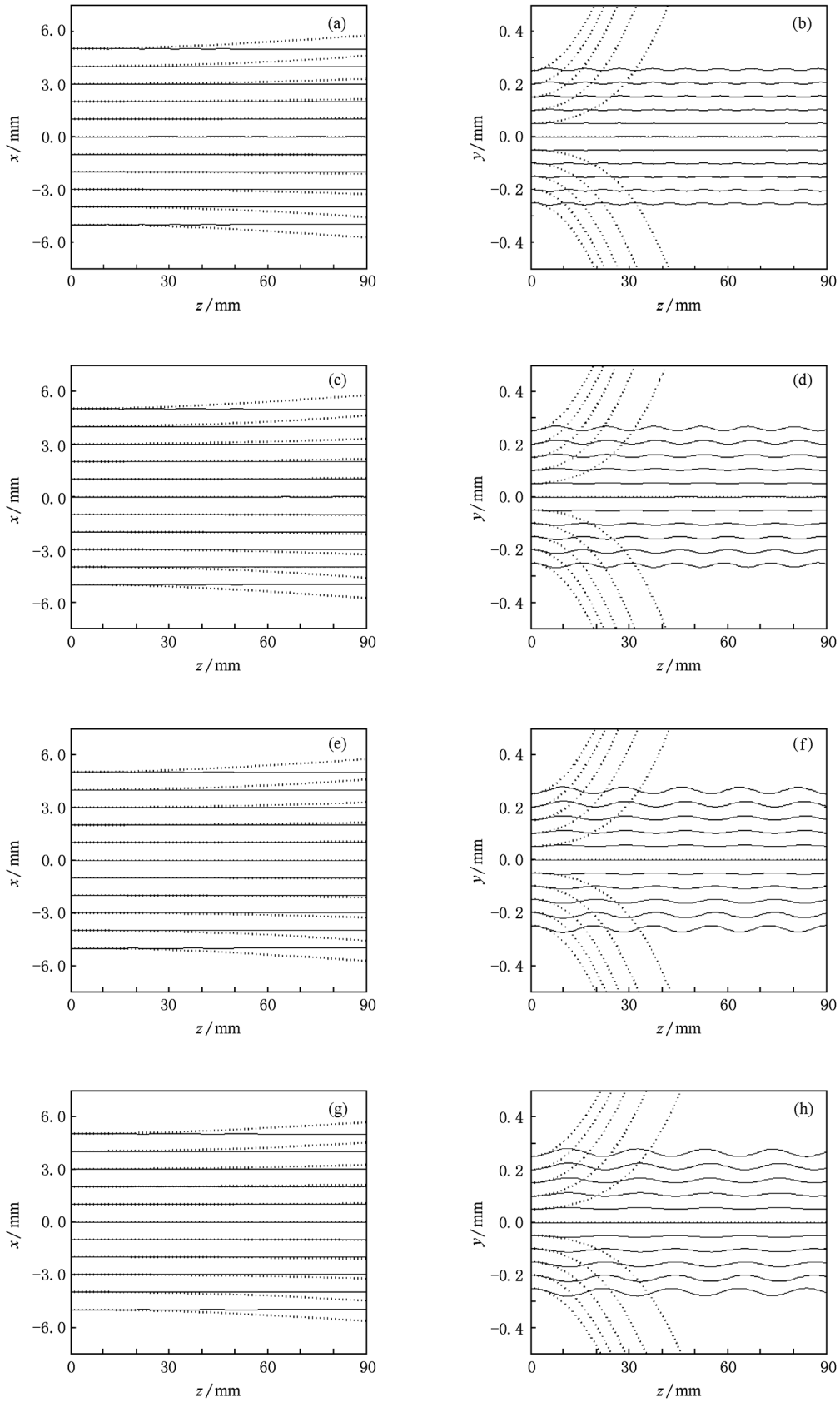


图2 椭圆截面带状注不同电压时 $x-z$ 平面和 $y-z$ 平面传输的运动轨迹 (a) $x-z$ 平面, $V_0 = 20.2$ kV, $I_0 = 0.64$ A; (b) $y-z$ 平面, $V_0 = 20.2$ kV, $I_0 = 0.64$ A; (c) $x-z$ 平面, $V_0 = 40.0$ kV, $I_0 = 1.90$ A; (d) $y-z$ 平面, $V_0 = 40.0$ kV, $I_0 = 1.90$ A; (e) $x-z$ 平面, $V_0 = 60.2$ kV, $I_0 = 3.40$ A; (f) $y-z$ 平面, $V_0 = 60.2$ kV, $I_0 = 3.40$ A; (g) $x-z$ 平面, $V_0 = 80.2$ kV, $I_0 = 4.60$ A; (h) $y-z$ 平面, $V_0 = 80.2$ kV, $I_0 = 4.60$ A

约束力不变,随电子注电压的增加,空间电荷力增强导致其脉动包络幅度增加的结果是一致的. 为了比较,图2中的虚线给出了未加均匀聚焦磁场时电子注的运动轨迹,结果表明电子注传输一定距离后将打在 y 方向通道壁上截获,且所能传输的距离与电子注电压有关,在 40.0 kV 时传输距离最小,之后依次为 20.2, 60.2, 80.2 kV 递增. 由电子注传输的横向运动方程(1)可知,电子注打到通道壁之前传输的距离与 $\omega_{pb}^2 = \frac{e^2 n}{\gamma^3 m_0 \epsilon_0}$ 成反比, ω_{pb}^2 越大,束流通过的距离越短. 通过计算可以得知, ω_{pb}^2 按照由大到小的排列与计算所得传输距离由小到大的顺序是一致的.

2.2. 冷流模型理论及带状注的 Diocotron 不稳定性

冷流模型理论以电子运动方程、连续性方程和泊松方程为基础,假设带状注是稳态的层流,从而可以得到其传输的包络方程、速度变化、密度分布和空间电荷场分布等特征. 同时利用该理论可进行带状注在均匀磁场中传输的 Diocotron 不稳定性研究.

发射度忽略不计的带状注可采用冷流方程来描述. 傍轴近似的稳态冷流方程为

$$\beta c \frac{\partial n}{\partial z} + \nabla_{\perp} \cdot (n \mathbf{v}_{\perp}) = 0, \quad (4a)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \varphi^s = \frac{c}{\beta} \nabla_{\perp}^2 A_z^s = \frac{ne}{\epsilon_0}, \quad (4b)$$

$$n \left(\beta c \frac{\partial}{\partial z} + \mathbf{v}_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \right) \mathbf{v}_{\perp} = - \frac{en}{\gamma m_0} \left(- \frac{1}{\gamma^2} \nabla_{\perp} \varphi^s + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right), \quad (4c)$$

其中 $\Delta_{\perp}^2 = \frac{\partial}{\partial x_{\perp}^2}$, $\mathbf{x}_{\perp} = x \mathbf{e}_x + y \mathbf{e}_y$ 为电子横向坐标, \mathbf{v}_{\perp} 为电子横向速度, β 为归一化电子注速度, φ^s 为空间电荷的自电场势, A_z^s 为空间电荷沿 z 方向的自磁场势. 由 φ^s 和 A_z^s 可以分别得到空间电荷的自电场

\mathbf{E}^s 和自磁感应强度 \mathbf{B}^s .

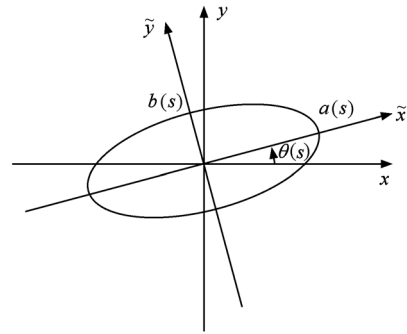


图3 椭圆截面带状注传输中的实验室坐标系和旋转坐标系

椭圆截面带状注在传输过程中包络及旋转角度都随着 z 变化,如图3所示. 为了有效地反映这种现象,我们寻求联立方程组(4)如下形式的解^[4]:

$$n(\mathbf{x}_{\perp}, s) = \frac{N}{\pi a(s)b(s)} \Theta \left[1 - \frac{\tilde{x}^2}{a^2(s)} - \frac{\tilde{y}^2}{b^2(s)} \right], \quad (5a)$$

$$E_x^s(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{-eN}{\epsilon_0 \pi [a(s) + b(s)]} \frac{\tilde{x}}{a(s)}, \quad (5b)$$

$$E_y^s(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{-eN}{\epsilon_0 \pi [a(s) + b(s)]} \frac{\tilde{y}}{b(s)}, \quad (5c)$$

$$\mathbf{v}_{\perp}(\mathbf{x}_{\perp}, s) = [\mu_x(s) \tilde{x} - \alpha_x(s) \tilde{y}] \beta c \mathbf{e}_{\tilde{x}} + [\mu_y(s) \tilde{y} + \alpha_y(s) \tilde{x}] \beta c \mathbf{e}_{\tilde{y}}. \quad (5d)$$

这里如果 $X > 0$, 则函数 $\Theta(X) = 1$; 如果 $X < 0$, 则 $\Theta(X) = 0$. $a(s), b(s), \alpha_x(s), \alpha_y(s)$ 由(6)式确定,

$$\mu_x(s) = \frac{1}{a} \frac{da}{ds},$$

$$\mu_y(s) = \frac{1}{b} \frac{db}{ds}.$$

将(5)式代入方程(4a)和(4c),并统一到旋转坐标系中,可以得到

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{a^2 \alpha_y - b^2 \alpha_x}{a^2 - b^2}, \quad (6a)$$

$$\frac{d^2 a}{ds^2} - \left[\frac{b^2 (\alpha_x^2 - 2\alpha_x \alpha_y) + a^2 \alpha_y^2}{a^2 - b^2} - \frac{eB_0 \alpha_y}{\gamma m_0 \beta c} \right] a - \frac{e^2 N}{\gamma^3 m_0 \beta^2 c^2 \epsilon_0 \pi (a + b)} = 0, \quad (6b)$$

$$\frac{d^2 b}{ds^2} + \left[\frac{a^2 (\alpha_y^2 - 2\alpha_x \alpha_y) + b^2 \alpha_x^2}{a^2 - b^2} - \frac{eB_0 \alpha_x}{\gamma m_0 \beta c} \right] b - \frac{e^2 N}{\gamma^3 m_0 \beta^2 c^2 \epsilon_0 \pi (a + b)} = 0, \quad (6c)$$

$$\frac{d}{ds}(a^2\alpha_y) - \frac{ab^3(\alpha_x - \alpha_y)}{a^2 - b^2} \frac{d}{ds}\left(\frac{a}{b}\right) - \frac{eB_0}{\gamma m_0 \beta c} a \frac{da}{ds} = 0, \quad (6d)$$

$$\frac{d}{ds}(b^2\alpha_x) - \frac{a^3b(\alpha_x - \alpha_y)}{a^2 - b^2} \frac{d}{ds}\left(\frac{b}{a}\right) - \frac{eB_0}{\gamma m_0 \beta c} b \frac{db}{ds} = 0, \quad (6e)$$

其中 θ 为旋转角. 联立数值求解方程组, 即可得到带状注传输的包络、旋转角和速度变化.

利用上述带状注传输相同的参数, 图 4 给出了椭圆带状注电压分别为 20.2, 40.0, 60.2, 80.2 kV 和传输距离 90 mm 时的 x - z 平面和 y - z 平面的包络轨迹数值计算结果. 从图 4 可以看出, 带状注传输的包络轨迹稳定, 且随着电子注电压增大, 带状注传输的脉动包络波长和振荡幅值增大, 这与图 2 给出的单粒子模型数值计算结果完全一致.

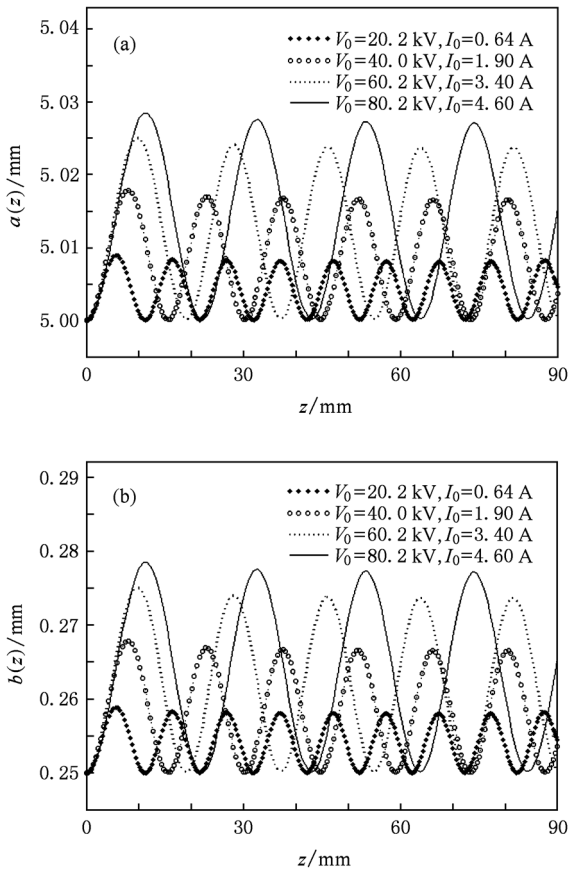


图 4 椭圆截面带状注不同电压时 x - z 平面和 y - z 平面传输的包络轨迹 (a) x - z 平面, (b) y - z 平面

图 5 给出了不同电压的椭圆截面带状注在传输过程中旋转角变化的数值计算结果. 从图 5 可以看出: 椭圆带状截面的倾斜角度随着传输距离的增加而递增. 在电子注电压较低时, 截面倾斜的角度变化较缓, 且振荡幅度较小, 随着电压增加, 其倾斜角

和振荡幅度均增大. 由于计算得到的旋转角数值较小, 在矩形通道中传输一定距离时不会由于截面旋转而发生电子注截获的情况, 因此角度旋转在电子注通过率研究中可以忽略不计.

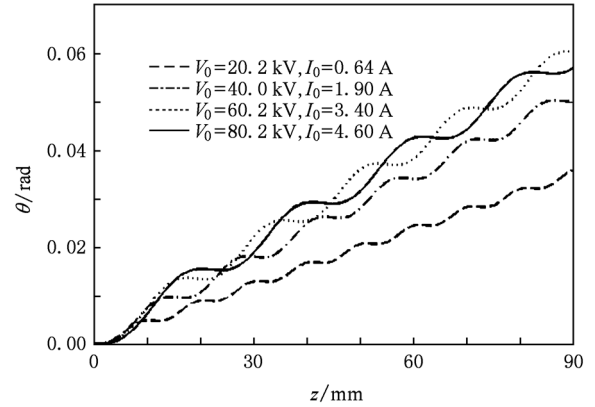


图 5 带状注椭圆截面在传输中旋转角 θ 的变化

对于无限宽的相对论带状注, 可以采用宏观冷流模型对其在均匀磁场中传输的 Diocotron 不稳定性进行研究. 假设带状注以恒定的速度 $\beta_b c$ 沿 z 方向传输, 所有一阶微扰量的傅里叶变换形式是

$\delta\Phi(x, y, z, t) = \delta\Phi(y) \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$,
则线性化宏观冷流模型方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right) \gamma m_0 \mathbf{v} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (7a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0, \quad (7b)$$

可以得到 Diocotron 不稳定性的特征值方程为

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pb}^2}{\gamma^2 v^2}\right) \frac{\partial}{\partial y} \delta\psi \right] - k_x^2 \left(1 - \frac{\omega_{pb}^2}{\gamma^2 v^2}\right) \delta\psi = -\frac{k_x \delta\psi}{\Omega - k_x v_x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\omega_{pb}^2 \omega_{cb}}{\gamma^2 v^2} \right). \quad (8)$$

这里 k_x 为 Diocotron 不稳定性的微扰在 x 方向的波数; Ω 为多普勒频移,

$$\Omega = \omega - \beta c k_z;$$

ω_{pb} 为电子注等离子体频率,

$$\omega_{pb}^2 = \frac{e^2 n}{\gamma m \epsilon_0};$$

ω_{cb} 为电子注的回旋频率,

$$\omega_{cb} = \frac{eB_0}{\gamma m};$$

$$\delta\psi = \delta\varphi - \beta c \delta A_z,$$

其中 φ 为空间电荷场对应的电势, A_z 为轴向自磁场对应的磁势;

$$v^2 = (\omega - k_x v_x^0)^2 - \omega_{cb} \left(\omega_{cb} + \frac{\partial v_x^0}{\partial y} \right),$$

其中 $v_x^0 = -2\omega_D y$ 为 x 方向的初始剪切速度, ω_D 为

Diocotron 频率,

$$\omega_D = \frac{\omega_{pb}^2}{2\gamma^2 \omega_{cb}}.$$

微扰电势 $\delta\psi$ 在金属通道壁处为零, 在电子注边缘处连续, 求解特征值方程 (8) 可以得到色散关系, 当 $\text{Im}(\Omega) > 0$ 时带状注出现 Diocotron 不稳定性.

对于密度均匀的无限宽带状注, 特征值方程 (8) 可化为齐次方程, 特征函数可以表示为

$$\delta\psi(y) = \begin{cases} C_1 \sinh(k_x y) + C_2 \cosh(k_x y) & (-b/2 \leq y < -h/2), \\ C_3 \sinh(k_x y) + C_4 \cosh(k_x y) & (-h/2 \leq y \leq h/2), \\ C_5 \sinh(k_x y) + C_6 \cosh(k_x y) & (h/2 < y \leq b/2), \end{cases} \quad (9)$$

其中的 6 个系数 $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6$ 是 h 和 k_x 的函数. 将 (9) 式代入特征值方程 (8), 令其系数行列式为零, 即可得到特征值方程 (8) 的色散关系. 该色散关系是一个多阶的多项式, 如果它的解满足 $\text{Im}(\Omega) > 0$, 带状注传输将出现 Diocotron 不稳定性, $\text{Im}(\Omega)$ 越大, 微扰增长率越大, Diocotron 不稳定性越明显.

利用上述带状注传输相同的参数, 图 6 给出了不同直流电压带状注在取 $k_x = 0.5$ 时振荡频率虚部随均匀聚焦磁场大小变化的数值计算结果, 此处 k_x 取较小的实数以重点考虑不稳定性的低频微扰分析. 从图 6 可以看出: 当聚焦磁场较小时, $\text{Im}(\Omega)$ 数值较大, 带状注出现 Diocotron 不稳定性较明显; 随着聚焦磁场的增强, $\text{Im}(\Omega)$ 呈指数减小, Diocotron 不稳定性也逐渐减小; 当聚焦磁感应强度

B_0 增加到 0.3 T 时, $\text{Im}(\Omega)$ 趋近于零, 带状注逐渐稳定. 因此, 可以通过增加聚焦磁场来抑制带状注传输中的 Diocotron 不稳定性.

图 7 给出了均匀磁场聚焦磁感应强度 B_0 为 0.3 T、带状注电压为 80.2 kV 时振荡频率的虚部 $\text{Im}(\Omega)$ 随电子注在传输通道中的填充高度变化的数值计算结果. 从图 7 可以看出: 带状注截面宽度不变, 当注高度较小 (即填充高度因子较小) 时, $\text{Im}(\Omega)$ 随注高度的增加而增大, Diocotron 不稳定性增加; 当注高度增加到一定值时, $\text{Im}(\Omega)$ 达到最大值, 不稳定性最大; 此后, 随电子注逐渐靠近通道壁 (即填充高度因子增加) 时, 带状注 Diocotron 不稳定性开始减小, 当注高度达到通道的 1/2 时, 即填充高度因子达到 0.5 以上时, 振荡频率的虚部趋于零, 电子注传输中的 Diocotron 不稳定性也消失. 因此, 可以通过增加电子注在束流传输通道中的填充比来

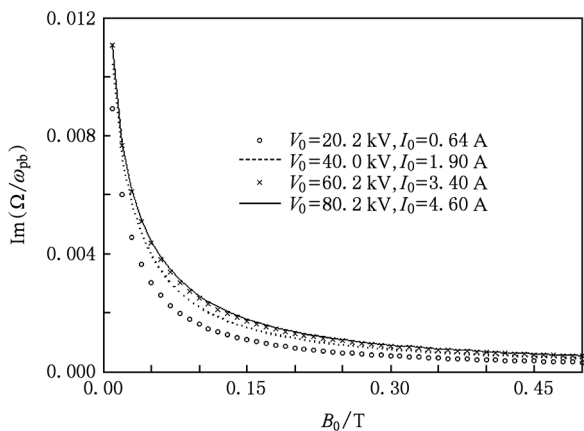


图 6 带状注不同电压时振荡频率虚部随聚焦磁感应强度的变化

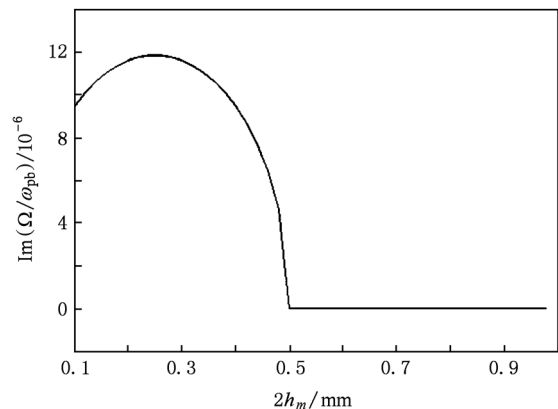


图 7 带状注振荡频率虚部随填充高度的变化

抑制带状注传输中的 Diocotron 不稳定性.

3. 椭圆截面带状注成形与传输的物理设计

带状注成形与传输的工程技术实现是将其应用于真空电子器件之关键. 为了对以上得到的带状注理论分析结果进行验证, 也为带状注电子光学系统的结构设计和技术实现提供物理模型, 我们对现有的三维仿真软件进行了二次开发, 使其适用于与传统轴对称圆柱电子注不同的非轴对称大宽高比带状注电子枪和传输系统的设计中, 并对应用于 W 波段的带状注电子枪的电子光学系统进行了模拟仿真. 为了与理论分析相比较, 所选择的带状注截面与漂移通道等几何参数与上述完全相同.

表 1 列出了模拟仿真时所用的部分关键参数. 所设计的 W 波段带状注电子枪采用椭圆柱面阴极, 通过电子枪静电一维压缩后产生所需的椭圆截面带状注. 阴极面宽高比为 2.5:1, 压缩成形后的带状注截面宽高比为 20:1, 压缩比为 8:1. 选择金属壁的矩形传输通道为 15 mm × 1 mm, 在带状注截面 10 mm × 0.5 mm 时在窄边方向高度填充因子为 0.5, 以满足图 7 给出的 Diocotron 不稳定性减弱条件. 同时, 带状注经过轴向均匀场的聚焦传输距离为 90 mm. 选择轴向均匀聚焦磁感应强度为 0.32 T, 也是考虑到满足图 6 给出的减小 Diocotron 不稳定性的条件. 所产生的带状注束流功率为 320 kW, 目标是将其用于 W 波段带状注速调管提供 150 kW 左右的高频输出功率.

表 1 三维仿真设计时椭圆截面带状注电子光学系统参量

参 量	取 值
椭圆阴极截面(长轴 × 短轴)/mm ²	10 × 4
电子注截面/mm ²	10 × 0.5
电子注电压/kV	80
电子注电流/A	4
矩形漂移管截面/mm ²	15 × 1
漂移管长度/mm	90
线包聚焦轴向均匀磁场的磁感应强度/T	0.32

图 8 给出了利用 CST PS 三维仿真软件建立并优化的带状注电子枪椭圆柱面阴极、聚焦极及阳极结构. 图 9(a) 和(b) 给出了通过电子枪一维压缩成形后的带状注束流轨迹, 图 9(c) 和(d) 给出了压缩

一定距离后的电子注截面形状. 所设计的电子注电压为 80 kV, 电流为 4 A, 由此得到阴极发射电流密度为 12.7 A/cm², 压缩成形后带状注的电流密度为 101.6 A/cm². 从图 9 可以看出: 在 y-z 平面带状注实现了均匀压缩和成形, 电子注全部进入漂移通道而未被截获, 在 x-z 平面电子注也大体维持其传输形状不变. 在距离阴极表面 0.4 mm 处, 成形的电子注截面为 10 mm × 4 mm, 在距离阴极表面约 30 mm 处, 电子注截面约为 10 mm × 0.5 mm, 满足了预期的设计目标.

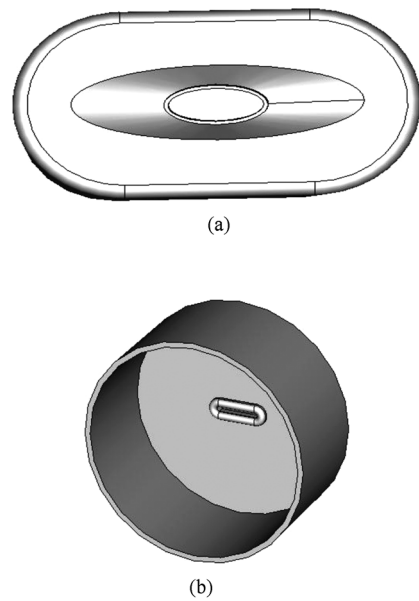


图 8 带状注电子枪椭圆柱面阴极、聚焦极及阳极的三维结构 (a) 阴极和聚焦极, (b) 阳极

通过电子枪成形后的带状注, 必须经过磁场的聚焦和稳定传输一定距离, 才能满足真空电子器件电子注与高频场相互作用的要求. 如上所述, 线包产生的均匀磁场在带状注聚焦方面具有周期永磁聚焦无法比拟的一些优良特性, 如磁场与电子注的良好匹配和调节易于实现、能聚焦强流电子注以及无截止电压限制等等. 因此, 作为对带状注传输特性的实验研究, 采用线包均匀场聚焦方式将大大简化聚焦系统设计与工程实现. 但是, 由于带状注非轴对称特性, 且具有大的宽高比, 在磁场设计时必须兼顾整个宽高比截面大范围内聚焦磁场保持良好的均匀性.

在理想的真空电子器件电子枪设计中, 阴极产生的电子注通过电子枪静电压缩, 其轨迹应沿静电场电力线运动. 同时, 在理想的聚焦磁场系统设计

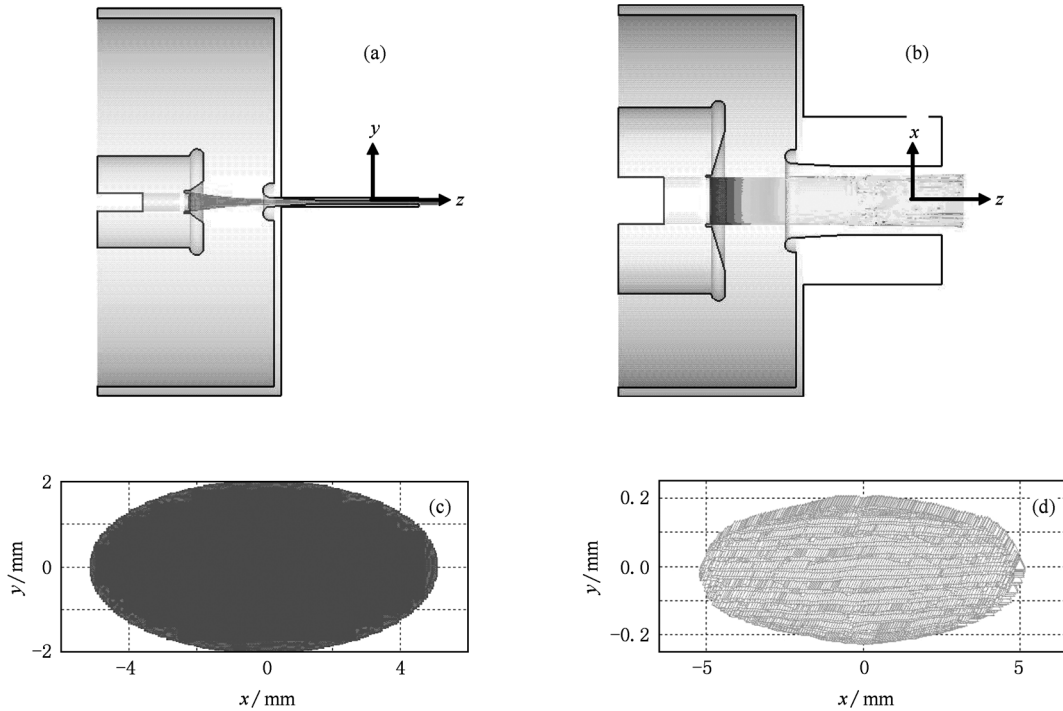


图9 通过电子枪压缩和成形后带状注的轨迹和截面 (a) y - z 平面轨迹, (b) x - z 平面轨迹, (c) $z = 0.4$ mm 处电子注截面, (d) $z = 30$ mm 处电子注截面

中,电子枪区和传输区所产生的聚焦磁场的磁力线应平行于电子注轨迹,以保证电子在偏离磁力线时产生的聚焦力与发散的空间电荷力相抵消,获得均匀和稳定成形与传输的电子注。但在实际的电子枪与聚焦系统中,当电子注轨迹与聚焦磁力线出现一定的偏差时,将通过空间电荷力和磁场聚焦力在其平衡位置的消长而产生电子注传输时的脉动特性。图 10(a) 给出了设计得到的均匀聚焦磁场系统物理结构,其中包含一组反线包和三组聚焦线包,可以分别加载电流组合得到所需的磁位形和磁场大小,其中反线包用于和主线包配合,以获得电子枪区所需的磁位形与磁场分布。图 10(b) 给出了利用 MAFIA 软件计算得到的轴线上均匀磁感应强度 B_0 ,在约 90 mm 的传输距离上 $B_0 \approx 0.32$ T,远大于电子注传输时所需的最小聚焦磁场(B_r 值约为 0.04 T),以保证电子注偏离运动轨迹时能通过强磁场聚焦力回到其平衡位置,实现沿运动轨迹的稳定传输。研究表明:在带状电子注的成形与传输中,当所施加聚焦磁场较小时,电子将沿其运动轨迹在垂直于磁场的平面上作小回旋运动,其旋转半径由 $r = \frac{mv}{eB}$ 确定;当所施加聚焦磁场增强时,旋转半径减小;当所施加聚焦磁场远大于最小聚焦磁场时,旋转半径

很小,可近似认为沿运动轨迹做无回旋的运动。

为了比较,图 10(b) 也给出了加工完成的线包实际测试得到轴向聚焦磁场,可通过采用磁屏结构实现轴向磁场在电子枪区与过渡区的快速上升,其中磁屏位于均匀磁场最大值一半位置处(距离阴极面 18.5 mm)。从图 10(b) 可以看出,所得磁位形测试值与设计结果基本一致,均匀场区轴向测试值约为 0.30 T,比设计值低 0.02 T。这种差异对线包聚焦结构影响不大,因为可以通过实际测试中调节线包电流得到修正和补偿。同时,在电子枪区存在一定的横向磁场,设计和测试表明, B_x 最大值约为 0.001 T, B_y 最大值约为 0.01 T,该横向磁场与轴向磁场一起共同满足聚焦磁力线与电子注轨迹平行的成形与传输条件。当电子注横向运动或横向磁场引起偏离轨迹时,将通过强聚焦磁场的小回旋或近似无回旋运动予以修正,以保证其均匀稳定的传输。利用设计的磁场,将其导入三维电子光学仿真软件可得到带状注传输的轨迹。当电压为 80 kV,电流为 4 A 的带状注在该均匀聚焦磁场中传输时,通过优化仿真设计得到的带状注在 y - z 和 x - z 平面的传输轨迹如图 11 所示。从图 11 可以看出,带状注传输获得 100% 的通过率,且层流性、脉动性和稳定性良好。同时,在图

10 和图 11 中已经考虑了电子注运动轨迹与对应聚焦磁场磁力线的匹配问题. 图 12 给出了传输通道中电子注截面总投影图, 将传输通道所有电子

在相同位置上进行叠加后的总投影约为 $10 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$, 表明椭圆截面电子注在长距离传输时能很好地保持其形状.

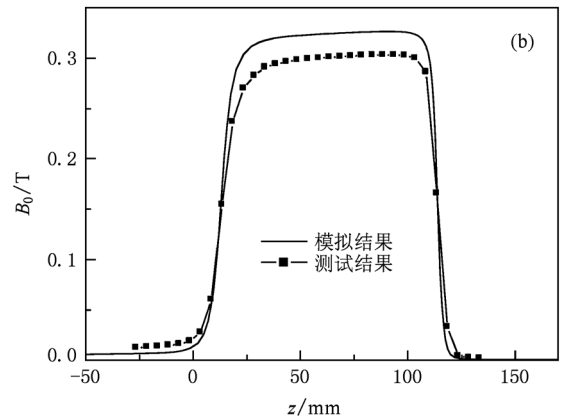
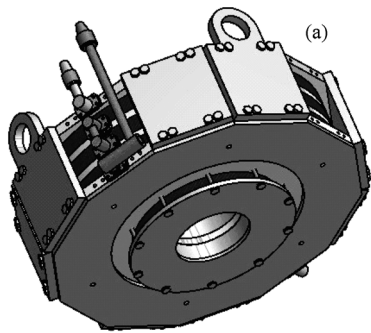


图 10 聚焦线包的结构及磁场测试结果 (a) 设计的聚焦线包的物理结构, (b) 聚焦磁场的设计与测试值

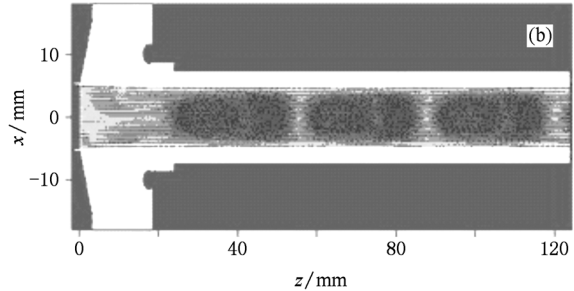
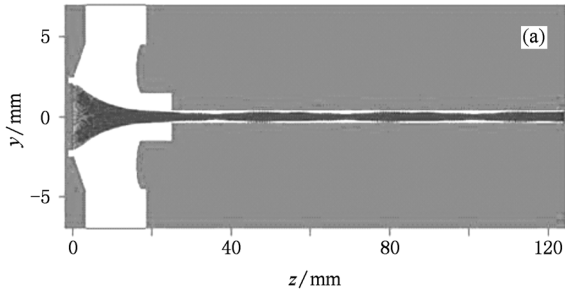


图 11 均匀聚焦磁场中带状注传输轨迹 (a) y - z 平面轨迹, (b) x - z 平面轨迹

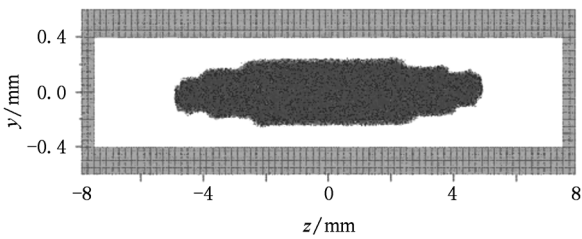


图 12 均匀聚焦场中带状注传输截面总投影图

4. 带状注束管的研制与测试

为了对上述带状注传输理论分析结果以及通过仿真得到的带状注成形与传输的物理设计进行验证, 我们加工和制作了应用于 W 波段带状注真空器件的电子注束管, 并进行束流截面和高压直流传输特性的实验研究工作.

由于所研制的带状注束管工作于 W 波段, 因而

无论是产生和成形带状注的电子枪组件还是电子注的传输通道, 其几何尺寸都非常小且精度要求高. 尤其是对于具有大宽高比非轴对称特性的电子枪, 其阴极面、聚焦极和阳极等关键部件必须采用五轴联动数控加工工艺, 漂移段和收集极也必须采用平面数控加工方法. 此外, 对于电子枪组件以及整管的装配和焊接, 必须设计一系列的对准和装配模具以保证其平面对称结构及对准精度, 所有这些都大大增加了带状注束管的加工和制造难度. 图 13 给出了带状注束管装配和焊接过程中的关键组件以及研制完成的密封整管. 密封管经过 72 h 的高真空排气和高温烘烤, 最终经过高真空封离后得到可以进行高压实验的带状注束管.

为了验证经过电子枪成形的带状注, 将装配有阳极头的带状注电子枪放入动态真空系统中, 通过采用电子注轰击 YAG:Ce 晶体后受激辐射产生绿光 (波长约为 550 nm) 的方法测量带状注截面的形状, 所得结果如图 14 所示. 由于电子注轰击的 YAG 晶

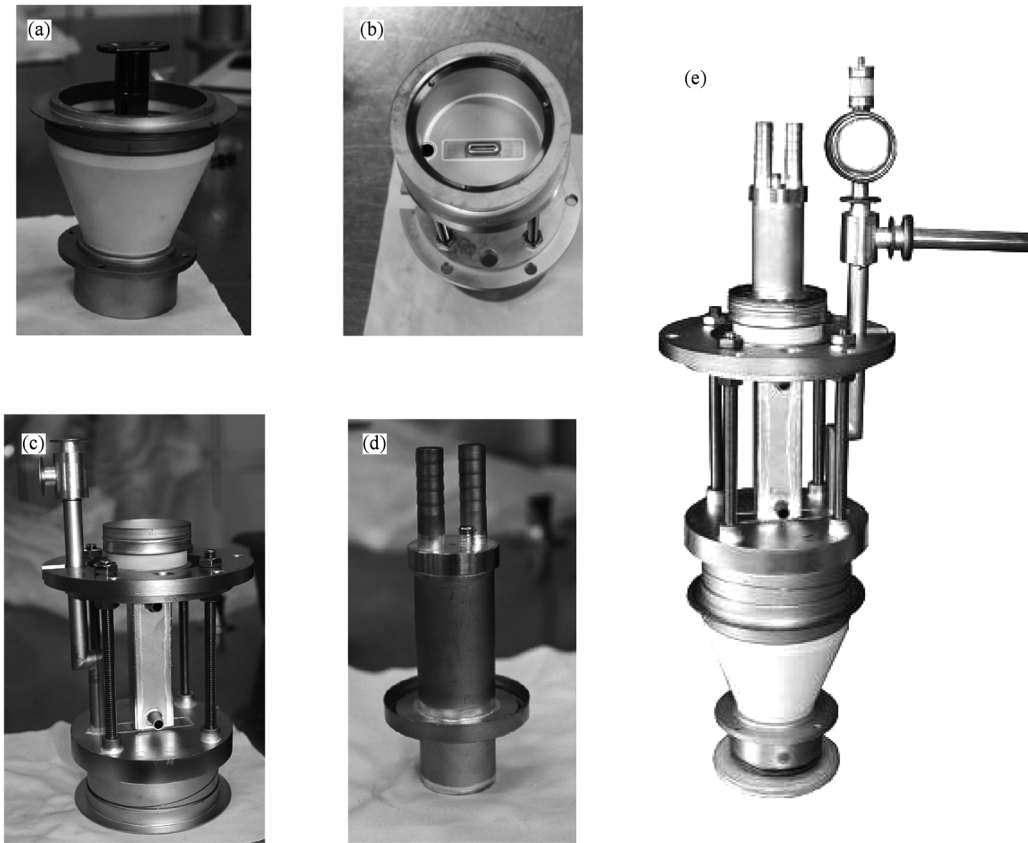


图 13 带状注束管的关键组件及密封束管 (a) 电子枪, (b) 阳极及过渡段, (c) 漂移段, (d) 收集极, (e) 密封束管

体置于阳极头出口约 20 mm 处,并非最优化后的束斑最小截面处,因此测量所得到的束流截面尚未达到成形后最佳的压缩比,实验测得的束流截面约为 10 mm × 0.7 mm.

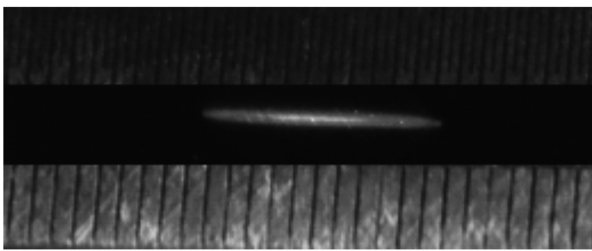


图 14 带状注束截面的测试结果

对于研制得到的如图 13 所示的真空密封带状注束管,经过直流冷高压实验提高其耐压能力后即可进行传输通过率测试. 实验中采用的线包及其磁位形如图 10 所示,均匀区磁感应强度约为 0.30 T. 由 10 mm × 4 mm 的阴极产生的椭圆截面电子注经过电子枪压缩成形后,所得截面如图 14 所示,电子注填充因子大于 0.5. 在 15 mm × 1.0 m 的矩形截面漂移通道内传输的距离为 90 mm,表 2 列出了带状注束管高压传输测试实验结果. 结果表明,在保持均匀聚焦磁场不变的情况下,测试电子注电压为 20—80 kV,电子注电流为 0.64—4.60 A 时,电子枪导流系数可以保持在 $0.2 \times 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{V}^{-3/2}$ 以上,同时电子注传输的通过率基本能保持在 95% 以上,该

表 2 带状注束管传输通过率测试结果

电子注电压/kV	电子注总电流/A	收集极电流/A	导流系数/ $10^{-6} \text{ A} \cdot \text{V}^{-3/2}$	通过率/%	聚焦磁感应强度/T
20.2	0.64	0.61	0.223	95.2	0.3
40.0	1.90	1.85	0.238	97.4	0.3
60.2	3.40	3.32	0.230	97.6	0.3
80.2	4.60	4.40	0.203	95.7	0.3

结果优于目前国际上采用 PCM 永磁聚焦进行带状注传输的通过率为 92% 的实验结果^[7]. 如果在不同电子注电压时,通过仔细调节聚焦磁场有望进一步提高通过率. 因此,本文的实验验证了利用均匀场聚焦带状注可有效降低其传输过程中的 Diocotron 不稳定性,并实现带状注长距离稳定传输的方案是完全可行的. 另外,从表 2 可以看出,在电子注电压为 20.2 kV 时,通过测试后计算得到导流系数为 $0.223 \times 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{V}^{-3/2}$,分别小于在 40.0 和 60.2 kV 下得到的导流系数结果,与导流系数随工作电压升高而略呈下降趋势的规律不符. 这是因为我们测试束管用的高功率调制器是专为匹配于高工作电压(最佳工作范围为 50—120 kV 左右)器件测试而研发的,在低工作电压时电压波形不易稳定且误差较大,所用的电流测试系统也在小电流时误差较大,从而导致得到的导流系数偏低. 同时,我们对多只束管进行了测试,所得导流系数在该电压附近均偏低的结果也完全验证了这一点.

5. 结 论

本文通过理论和数值计算以及仿真设计和工程实验等开展了采用线包产生轴向均匀磁场聚焦和传输带状注的研究工作. 理论研究表明,通过详细设计和优化带状注电子枪和电子光学系统物理参数,并选择较大的聚焦磁场和在传输通道高度方向上较大的电子注填充因子,可以有效降低由

Diocotron 不稳定性对带状注传输带来的影响,从而实现带状注长距离的稳定传输. 以理论研究为依据,通过对应用于 W 波段带状注器件的电子枪及电子光学系统的三维仿真设计和参数优化,并通过解决小尺寸和高精度结构所带来的装配和焊接等工艺技术难点,完成了带状注聚焦与传输实验束管的研制. 测试结果表明,经过电子枪产生的带状注,完全实现了大压缩比的成形,获得了理想的椭圆截面带状注,并通过轴向均匀的聚焦磁场,在较大的电子注电压范围内和 90 mm 的漂移通道内基本达到了 95% 以上的高传输通过率,优于目前国际上采用 PCM 永磁聚焦进行带状注传输的直流通过率为 92% 的实验结果. 因此,研究结果验证了利用均匀场聚焦带状注可以有效降低其传输过程中的 Diocotron 不稳定性,并能实现带状注均匀和稳定传输的结论.

由于带状电子注在均匀磁场中传输的物理过程较为复杂,尤其是受 Diocotron 不稳定效应的影响,仅由传输通过率还不能对其过程作出很好的物理诠释,尚需对其聚焦与传输过程中的层流性、均匀性、旋转、扭曲、变形、振荡等不稳定性的微观过程进行理论与实验研究. 同时,还应将本文获得的带状电子注应用于速调管或行波管等实际真空电子器件中,通过电子注与高频场的相互作用效率和功率放大增益等手段对成形和传输的带状注特性进行检验. 这将是下一步的工作重点.

-
- [1] Booske J H, Brian D M, Thomas M A Jr 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 4140
- [2] Booske J H, Basten M A, Kumbasar A H, Antonsen T M Jr, Bidwell S W, Carmel Y, Destler W W, Granatstein V L, Radaack D J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1714
- [3] Basten M A, Booske J H 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 6313
- [4] Zhou J, Bhatt R, Chen C P 2006 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **9** 034401
- [5] Carlsten B E, Russell S J, Earley L M, Krawczyk F L, Potter J M, Ferguson P, Humphries S Jr 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 85
- [6] Cusick M, Atkinson J, Balkcum A, Caryotakis G, Gajaria D, Grant T, Meyer C, Lind K, Perrin M, Scheitrum G, Jensen A 2009 *IEEE International Vacuum Electronics Conference (Rome: IEEE)* p296
- [7] Scheitrum G, Caryotakis G, Burke A, Jensen A, Jongewaard E, Neubauer M, Phillips R, Steele R 2006 *IEEE International Vacuum Electronics Conference (California: IEEE)* p481
- [8] Wang S Z, Wang Y, Ding Y G, Ruan C J 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 665
- [9] Zhao D 2009 *Phys. Plasmas* **16** 113102
- [10] Nguyen K T, Pasour J A, Antonsen T M Jr, Larsen P B, Petillo J J, Levush B 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 744

Investigation on focus and transport characteristics of high transmission rate sheet electron beam^{*}

Ruan Cun-Jun[†] Wang Shu-Zhong Han Ying Li Qing-Sheng

(Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 10 September 2010; revised manuscript received 5 January 2011)

Abstract

The investigation on focus and transport characteristics of sheet electron beam has been a key technique for the development of high-power microwave and millimeter-wave vacuum electronic devices. Compared with the period permanent magnetic system to transport the sheet electron beam, the uniform magnetic focusing system has many advantages, such as easily adjusting and matching the magnet with the beam, focusing the intensity electron beam, no cut off beam voltage restriction, etc. However, the Diocotron instability of the sheet electron beam in the uniform magnetic field can produce the distortion, deformation, vortex and oscillation to destroy the beam transportation. In this paper, the single-particle model and the cold-fluid model theory and calculation are used to indicate that if the electron optics system parameters of the sheet beam are designed more carefully, the magnitude of uniform magnetic field and the filling factor of the beam in transport tunnel are increased appropriately, the Diocotron instability can be reduced, even vanished completely to transport the sheet beam effectively in a long distance. To verify the above conclusion, the electron gun with the ellipse cathode and the electron optics system are designed and optimized with the three-dimensional simulation software in detail. After the complex assembly and weld process with the small geometry and high precision, the W-band sheet electron beam tube is manufactured and tested. The sheet beam cross section of 10 mm × 0.7 mm is achieved experimentally with the one-dimensional compression and formation of electron gun. Also, with a beam voltage of 20—80 kV, and beam current of 0.64—4.60 A, the experimental transmission rate of sheet beam electron tube manufactured is more than 95% with a drift length of 90 mm, which is higher than the periodic cusp magnetic field transport experiment result of 92% obtained recently.

Keywords: sheet electron beam, transport, uniform magnetic focusing system, Diocotron instability

PACS: 41.75.-i, 41.85.-p, 41.85.Ja, 41.90.+e

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60501019, 10775139, 60971073).

[†] E-mail: ruancunjun@tsinghua.org.cn