

无工质微波推进的推力转换机理与性能计算分析

杨涓, 杨乐, 朱雨, 马楠

(西北工业大学 航天学院, 陕西 西安 710072)

摘要:无工质微波推进属于新概念,具有无烧蚀、性能不受环境影响、推力功耗比宽的特点。文章从普朗克能量量子假说和爱因斯坦的光量子理论出发并结合微波理论给出了该装置的推进机理,又从经典电动力学理论出发解释了推力产生的机理。采用有限元数值求解方法对圆台型推力器腔体内的 Maxwell 电磁方程组进行了数值模拟,获得了模态和 1 000 W 功率下腔体内的电磁场分布,并分析了不同模态、不同腔体结构下的具体特征。结果表明,在 TE_{011} 、 TE_{012} 、 TE_{111} 和 TM_{011} 4 个模态中, TE_{012} 模品质因数和推力最大,其次是 TE_{011} 针对 1 000 W 微波功率输入,以黄铜为腔体材料,基于经典电动力学理论计算出 TE_{011} 和 TE_{012} 模产生的最大理论推力值分别为 411 mN 和 456 mN。

关键词:空间飞行器推进,电推进,微波辐射推力器

中图分类号:V439.4

文献标识码:A

文章编号:1000-2758(2010)06-0807-07

无工质微波推进是一种全新的概念。在相应的推进装置中,微波通过波导被辐射进封闭的圆台型推力器腔体后作用在腔体表面上,并沿推力器轴线产生净推力。这种推进装置的特点是(1)不需要工作介质就可以产生净推力,没有高温燃气流的烧蚀、冲刷和传热问题,同时能大幅度降低消极质量。(2)只要微波输出电功率稳定,推进装置的性能不受工作环境的影响。(3)已有的部分试验和理论分析表明采用不同的推进装置结构材料,在 1 kW 微波功率输出条件下,可以获得 0.1 ~ 31 500 N 范围的推力^[1]。由此可见这种推进装置可广泛地应用于卫星、深空探测器和近空间飞行器,所带来的效益是大幅度地提高有效载荷和寿命。

无工质微波推进装置是由英国卫星推进研究有限公司(SPR Ltd)的 Roger Sawyer 发明,他已经开展了初步的理论分析和实验研究。Roger Sawyer 设计了 1 个品质因数为 50 000 的类似于横电波 TE 模的圆台型谐振腔,矩形波导把微波辐射进谐振腔中,利用无阻力试验转台,实际测量出谐振腔在 300 W 微波输出功率的直接作用下产生了 86.2 mN 的推力^[1],该测量值和他的计算值相一致。

从查阅到的有限论文和资料可以看出,对无工

质微波推进的研究还非常有限,仅仅针对类 TE 模的圆台谐振腔进行了净推力理论计算和实验测量。理论计算的途径是首先对腔内的微波场进行量子化,再根据量子与壁面相互作用后的动量变化计算净推力,而且仅仅考虑前后端面 and 量子相互作用对推力的贡献,很显然这样的理论非常粗糙。

参考文献[2]在研究电磁波和等离子相互作用时,采用电磁张力来处理微波在 1 个体积表面上所产生的作用力,为本研究工作提供了一种非常有效、实用的研究方法。为此本文首先引出无工质微波推进装置的发明思想,再从经典电动力学理论出发,分析无工质微波推进理论,给出推力计算的电磁张量计算途径。在无加载的不同微波模式条件下,从原始的 Maxwell 方程出发,采用有限元方法对不同结构理想圆台腔体的模态进行数值计算,由此获得腔体固有的谐振电磁场分布特征和空载品质因数。在 1 000 W 微波功率辐射条件下,采用有限元方法,对不同结构、不同微波模式、有微波耦合窗口的非理想圆台谐振腔内的电磁场分布进行数值计算,从而获得腔体表面的电场和磁场分布,再利用表面张量计算轴向净推力。相对于 Roger Sawyer 的理论计算方法。本文给出的电磁张量计算方法不受

收稿日期:2009-12-01

基金项目:国家自然科学基金(90716019)资助

作者简介:杨涓(1963-),女,西北工业大学教授,主要从事空间电推进和等离子隐身技术的研究。

腔体结构限制,可以准确地分析推进装置的性能。

1 无工质微波推进的思想起源

Roger Shawyer 给出的无工质微波推进装置发明思想^[1]来源于普朗克量子假说、爱因斯坦的光量子理论和微波理论。

构成物体的带电粒子在各自平衡位置附近的振动可看作是带电的谐振子,这些谐振子可以发射或吸收 $E = nhf$ 的辐射能,其中 n 为量子数、 h 为普朗克常量 f 为谐振子频率。而光波和电磁波也具有粒子性,是以光速 c 运动着的光量子,每个光量子的能量为 $E = hf$,这里的 f 为光波或电磁波频率。根据相对论质能关系 $E = mc^2$,光子的质量为 $m = E/c^2 = hf/c^2 = h/(c\lambda)$ 。对于光波,量子的能量传输速度为光速,因而光子的动量为 $P = mc = hf/c = h/\lambda$ 。而对于电磁波,量子的能量传输速度为群速度 v_g ,其动量为 $P = mv_g = hf v_g/c^2$ 。当电磁波在波导内部以行

波状态传输时, $v_g = \frac{c\lambda_0}{\lambda_g \sqrt{\mu_r \epsilon_r}}$,其中 μ_r, ϵ_r 分别为传输介质的相对磁导率和相对介电常数,波导中电磁

波的波长 $\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r - (\lambda_0/\lambda_c)^2}}$, λ_c 为波导截止波

长。假设辐射电磁波入射到波导的金属封闭端,且每秒入射波的能量为 P_0 。根据爱因斯坦光量子理论可知,每个光量子具有的能量为 hf ,则入射光量子数为 $N = P_0/hf$ 。当所有光量子与金属面发生弹性碰撞时,金属面获得的反作用力为

$$F_g = \frac{2Nhf v_g}{c^2} = \frac{2P_0}{c} (v_g/c) = \frac{2P_0 \lambda_0}{c \lambda_g} \quad (1)$$

对于如图 1 所示的圆台型无工质微波推进装置,辐射的微波沿前后端面轴线以及侧表面法线方向将产生 3 个作用力 F_{a1}, F_{a2} 和 F_{a3} ,则推力器沿轴线将获得净推力为 $F_a = F_{a1} - F_{a2} - F_{a3} \cos\theta$ 。为了获取最大的净推力,设计腔体时要求 F_{a1}/F_{a2} 最大、 F_{a3}/F_{a1} 最小,因而 $F_a \approx F_{a1} - F_{a2}$ 。

在给定的微波功率条件下,为了获得最大的轴向净推力,推进装置的腔体应该按谐振腔来设计,从而使腔体反射的微波能量达到最小。根据微波理论,定义谐振腔品质因数

$$Q = 2\pi \frac{\text{谐振腔储存能量}}{\text{周期内能量损耗}} \quad (2)$$

在最佳的谐振状态下,输入到谐振腔内的微波

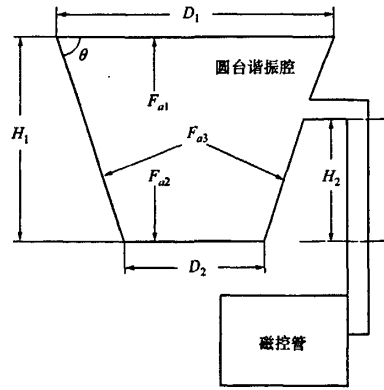


图 1 无工质微波推进装置示意图

能量不断地被吸收消耗掉,因而在输入能量基础上,腔体内的储存能量将被放大 Q 倍,则腔体前后端面上的反作用力也被放大了 Q 倍,即 $F \approx Q(F_{a1} - F_{a2})$ 。

2 无工质微波推进的电动力学理论

另外,可以用经典的电动力学理论来解释无工质微波推进新概念。

首先以斯莱特微扰定理为出发点。针对 1 个微波调谐空腔,当腔体壁发生变形时,空腔的谐振频率将产生漂移。其谐振频率漂移的理论计算式可利用电磁场的能量密度和电磁场力的表达式得来,即

$$\frac{df}{f} = - \frac{(\epsilon_0 E^2 - \mu_0 H^2) dV}{\iiint_V (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) dV}$$

当空腔壁向内的扰动发生在电场占优势的区域时,谐振频率降低,此时腔内电磁场力做功使腔内储能减少。当空腔壁向内的扰动发生在磁场占优势的区域时,空腔的谐振频率将升高,此时外力做功使腔内储能增加。由此可以推想,设计 1 个结构合理的轴对称微波谐振腔,利用腔壁上的电磁场分量可以产生 1 个沿腔体轴线的净推力,该谐振腔就形成了仅利用微波辐射电磁场就可以产生推力的一种推进装置。

微波电磁场中如果存在带电粒子,由于电磁力的作用,带电粒子能够在电磁场中运动,因而带电粒子能够从电磁场中获得能量和动量,这说明电磁场具有能量和动量。带电粒子的动量和能量满足以下关系式

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_z}{\partial t} &= \rho E + J \times B \\ \frac{\partial w_p}{\partial t} &= J \cdot E \end{aligned} \quad (3)$$

其中 J 为粒子运动产生的电流密度。从 Maxwell 方程出发,可以导出

$$\nabla \cdot (E \times H) = -J \cdot E - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} E \cdot D + \frac{1}{2} H \cdot B \right) \quad (4)$$

式中 $S = E \times H$ 代表电磁场能流密度矢量或坡因廷矢量, $w_f = \frac{1}{2} E \cdot D + \frac{1}{2} H \cdot B$ 表示电磁能密度。

$$\begin{aligned} \text{则 } \frac{\partial}{\partial t} (w_p + w_f) + \nabla \cdot S &= 0 \text{ 或} \\ \oint_S S \cdot ndS &= - \frac{\partial}{\partial t} \int_V (w_p + w_f) dV = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

所以

$$\int_V w_p dV + \int_V w_f dV = \text{const} \quad (6)$$

对坡因廷矢量进行微分同时考虑 Maxwell 方程,可以推导出如下的方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \epsilon_0 S + g_p) &= - \nabla \cdot \\ \left[\left(\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \right) I - \epsilon_0 EE - \mu_0 HH \right] &(7) \end{aligned}$$

由于 g_p 为带电粒子动量密度,相对于上方程中 $\mu_0 \epsilon_0 S = \mu_0 \epsilon_0 E \times H$ 即代表了电磁场的动量密度 g_f 。上方程的右端项可以定义为电磁场动量流密度张量

$$\Phi = \frac{1}{2} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) I + \epsilon_0 EE + \mu_0 HH \quad (8)$$

再引出 1 个新符号 $T = -\Phi$ 为作用在单位面积上的电磁场张力张量,它是由 Maxwell 首先提出的,因此又可称为 Maxwell 张力张量。对方程(6)应用积分变换关系,有

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V (g_f + g_p) dV = \oint_S n \cdot T dS \quad (9)$$

和经典动量守恒方程 $\frac{\partial G}{\partial t} = F$ 相比较,方程(9)

右端项代表了电磁张量在体积 V 表面产生的电磁力。无论体积内是否存在带电粒子,表面电磁力都可以使体积 V 的动量发生变化。

从公式(8)可以看出 Maxwell 张力张量由电场和磁场张量分量组成。如图 2 所示,定义 1 个体积表面 S 和其坐标系 (u_x, u_y, u_z) 及单位法向矢量 $n =$

$n_x u_x + n_y u_y + n_z u_z$, 并令坐标系 x 轴和电场矢量相重合,则电场张量分量为

$$\begin{aligned} T_e &= \epsilon_0 E u_x E u_x - \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 (u_x u_x + u_y u_y + u_z u_z) \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 (u_x u_x - u_y u_y - u_z u_z) \end{aligned} \quad (10)$$

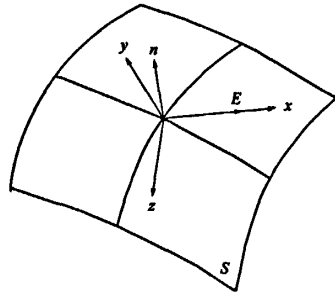


图2 体积表面

所以,作用在表面 S 单位面积上的电场力为

$$F_e = T_e \cdot n = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 (n_x u_x - n_y u_y - n_z u_z) \quad (11)$$

力的大小为 $|F_e| = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ 。

同样可以获得作用在表面 S 单位面积上的磁场力为

$$F_m = T_m \cdot n = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 (n_x u_x - n_y u_y - n_z u_z) \quad (12)$$

力的大小为 $|F_m| = \frac{1}{2} \mu_0 H^2$ 。

具体结合图 1 所示的圆台型无工质微波推进装置,腔体壁面处电场与壁面法线方向相同,磁场和壁面法线垂直。同时考虑公式(2),在最佳的谐振状态下,输入到谐振腔内的微波能量同样将被放大 Q 倍,腔体壁面处 E^2 、 H^2 分别被放大 Q 倍,因而轴向净推力为

$$\begin{aligned} F_a &= Q \left[\int_{A_1} (F_{a1} + F_{m1}) dA - \int_{A_2} (F_{a2} + F_{m2}) dA - \int_{A_3} (F_{a3} + F_{m3}) \cos \theta dA \right] \end{aligned} \quad (13)$$

式中 A_1 、 A_2 、 A_3 分别为大端面、小端面和侧壁表面积。

3 无工质微波推进腔体电磁特征和推力计算分析

3.1 模态计算分析

无工质微波推进腔体模态分析的目的是在给定频率下,针对给定结构的理想圆台型腔体进行其固有的电磁场强度分布和固有的空载品质因数计算,以寻找最大的品质因数和恰当的微波耦合方式为目标,确定在给定谐振频率下的腔体最佳结构方案。目前针对规则矩形和圆柱形波导内的电磁场求解方法有本征值方程法即解析法和数值解法 2 种,而求解圆台谐振腔时,需要在球坐标系中建立 Maxwell 方程,由于球坐标系中场方程的复杂性,还没有发现有人采用求解本征值方程的方法来计算谐振场的分布。仅仅发现参考文献[4]给出了圆锥形波导求解的渐近方法。该方法假定 1 个等效半径 a_e ,认为圆锥波导中波前球面上的场 $E_\theta, E_\phi, H_\theta, H_\phi$ 可使用该波前位置处半径为 a_e 的等效圆波导中的横向场 E_r, E_ϕ, H_r, H_ϕ 来等效。这种方法可以为求解圆台谐振腔内场分布带来一定的参考,但是其计算精度随圆锥半张角的增加而降低。而采用有限元数值求解方法对理想圆台型谐振腔内原始的 Maxwell 电磁方程组进行数值模拟,直接获得腔体内的电磁场分布,其方法不受腔体结构和微波模式的限制。对应于圆柱波导内的 TE_{01}, TE_{11} 和 TM_{01} 3 个主模,采用电磁场的有限元方法计算圆台谐振腔在 2.45 GHz 附近 $TE_{011}, TE_{012}, TE_{111}$ 和 TM_{011} 4 种模的电磁分布。确定圆台谐振腔结构尺寸时,首先根据图 3 所示的圆柱谐振腔工作模式确定圆柱腔单一模态时的直径和高度,认为该直径为圆台腔的平均直径;取圆台腔小端直径为波导的截止直径,根据平均直径就可以获得大端面直径;再对腔体内谐振微波电磁场模态的场分布进行有限元数值模拟,在有限范围内反复调整大小端面直径 D_1, D_2 和腔体高度 H_1 ,直到获得合理的固有谐振波电磁场分布。谐振腔模态下的空载品质因数由下公式计算

$$Q_u = \frac{\iiint_V |H|^2 dv}{\frac{h}{2} \iint_S |n \times H|^2 ds + tg\delta \iiint_V |H|^2 dv} \quad (14)$$

式中 h 为集肤深度, $tg\delta$ 为腔体内填充的电介质损耗

正切, n 为壁面法向单位矢量, S 为腔体表面积, V 为腔体体积。

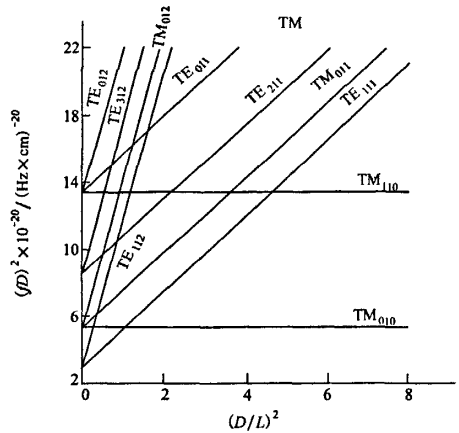


图 3 谐振腔工作模式图

为了得到同类模态下圆台腔体结构变化对品质因数的影响,选取了不同的圆台大端直径,用电磁场有限元计算方法对腔体内微波谐振电磁场进行数值模拟,并改变腔体高度以尽量获得同一谐振频率。以黄铜为腔体材料,对于同一谐振模式,假设大端直径从小到大排列时腔体代号为 S_{n1} 和 S_{n2} ,其中下标 $n = 1$ 表示 TE_{011} 模, $n = 2$ 表示 TE_{012} 模, $n = 3$ 表示 TE_{111} 模, $n = 4$ 表示 TM_{011} 模。采用三维自适应网格划分方法,对 TE_{011} 模划分 5 247 个有限元,对 TE_{012} 模划分 3 770 个单元,对 TE_{111} 划分 6 126 个单元,对 TM_{011} 划分 3 954 个单元。

用有限元方法把 Maxwell 方程在计算网络上进行离散处理并数值求解^[5],计算出无工质理想圆台型推力器腔体的模态计算分析结果如表 1 所示,结果表明①在圆台谐振腔内 $TE_{011}, TE_{012}, TE_{111}$ 和 TM_{011} 4 个模态中, TE_{012} 模品质因数最高,其次是 TE_{011} 模。其原因可以由 TE_{012} 和 TE_{011} 模电磁场分布特征来解释: TE_{012} 和 TE_{011} 模电磁场轴对称分布,电场只有环向分量 E_ϕ ,而且在轴线上和壁面附近 E_ϕ 为零,在侧壁面附近磁场沿圆台母线方向,而且在前后端面磁场强度几乎达到零。这种电磁场结构特征决定了 TE_{012} 和 TE_{011} 模圆台型谐振腔具有比较小的壁面电流损耗和比较高的空载品质因数。②在圆台腔小端直径不变情况下,大端直径增加,为了获得同一谐振频率,腔体高度必须减小,随之品质因数降低。

圆台型谐振腔必须与微波传输线路相联接,微

波能量通过耦合装置被传输进腔体并激励起电磁振荡才能正常工作。对耦合装置的要求是在谐振腔内能建立起某一种振荡模式,同时又能避免其他干扰模式的产生。

对表1给出的腔体结构进行各模式的电磁场分布数值模拟结果表明:TE₀₁₁模场分布为轴对称并在腔体侧表面中间区域明显存在1个较强的磁场强度区,腔体内部存在最强的电场强度值区;TE₀₁₂模场分布轴对称并在腔体侧表面也存在1个较强的磁场强度区,在腔体内部存在最强的电场强度值区;TE₁₁₁模电磁场非轴对称,电场强度最大值区位于腔体中部轴线附近,在侧壁上某局域存在最强的磁场强度区;TM₀₁₁模电磁场轴对称,电场强度最大值区位于大小端面轴心附近。这些分析结果决定了圆台型谐振腔如下的微波耦合方式:TE₀₁₁和TE₀₁₂模采用TE₁₀模的矩形波导在谐振腔侧壁磁场强度较大处进行窗口耦合如图1所示,TE₁₁₁模采用同轴电缆在谐振腔轴线电场强度最大处进行探针耦合,TM₀₁₁模采用同轴电缆在谐振腔小端面电场强度最强处进行探针耦合。

3.2 推力计算分析

无工质微波推进的推力计算通过加载条件下电

磁场的计算分析完成。假设加载条件为微波输入功率1 000 W,频率2.45 GHz左右,以黄铜为腔体结构材料,根据表1给出的不同腔体结构尺寸,在空气充填介质和电壁面边界条件下,同样采用三维自适应网格划分方法,共划分69 549个节点,50 088个单元,用有限元方法把Maxwell方程在计算网格上进行离散处理并数值求解^[5],计算各腔体内TE₀₁₁、TE₀₁₂、TE₁₁₁和TM₀₁₁模在1 000 W微波功率输入条件下的电磁场分布,再利用公式(13)和公式(14)分别计算出不同谐振模式下、不同结构腔体在1个周期内产生的轴向净推力时均值和加载条件下的品质因数如表2所示。对比表1、2品质因数的计算结果可以看出:①在1 000 W微波功率输入条件下,腔体的品质因数都有不同程度的降低,这是由于实际1000W微波功率输入到腔体内时,和1 mW功率水平的模态相比,壁面上的损耗相应增加,从而降低了品质因数。②对于计算的不同微波模式和不同腔体结构,最小大端面直径的TE₀₁₂模腔体具有最好的推力器性能,即品质因数和推力最高;TM₀₁₁模推力器腔体的性能最低。③腔体大端面直径增加时,腔体的高度降低,腔体体积和内壁表面积比降低,从而导致品质因数降低、推力减小。

表1 腔体模式下Q值计算结果

模态	TE ₀₁₁		TE ₀₁₂		TE ₁₁₁		TM ₀₁₁	
频率/GHz	2.50	2.45	2.45	2.41	2.45	2.45	2.45	2.45
腔体	S ₁₁	S ₁₂	S ₂₁	S ₂₂	S ₃₁	S ₃₂	S ₄₁	S ₄₂
高度/mm	118	89	240	175	96	87	150	122
Q值	62705	46622	79523	77105	25883	25630	25914	25025

表2 无工质微波推进装置的推力计算结果

模态	TE ₀₁₁		TE ₀₁₂		TE ₁₁₁		TM ₀₁₁	
频率/GHz	2.50	2.45	2.45	2.41	2.45	2.45	2.45	2.45
腔体	S ₁₁	S ₁₂	S ₂₁	S ₂₂	S ₃₁	S ₃₂	S ₄₁	S ₄₂
耦合高度 H ₂ /mm	15	1.3	40	40				
计算值 Q _i	43 414	37 212	53 036	14 256	17 500	16 743	20 262	6 080
计算推力 F _i /mN	411	186	456	270	264	227	190	88
实验值 Q _e	32 000		50 000					
实验推力 F _e /mN	214		315					
Q值修正系数 c ₁	0.737	0.737	0.943	0.943				
推力修正系数 c ₂	0.521	0.521	0.691	0.691				
修正值 c ₁ Q _i	32 000	27 429	50 000	13 439				
修正推力 c ₂ F _i /mN	214	97	315	187				

公开的研究资料给出表2: S_{11} 情况下加载品质因数和推力的实测值分别为 32 000 和 214 mN, S_{21} 情况下加载品质因数和推力的实测值分别为 50 000 和 315 mN, 都小于相应的理论计算值, 这是由于计算难以考虑微波的耦合损耗和在输入到谐振腔之前的传输损耗。根据有限的实验数据, 对 TE_{011} 和 TE_{012} 的理论计算分别采用同样的修正系数进行修正并列入到表2。可见 TE_{011} 模推力器的品质因数修正值可以达到 32 000 ~ 27 429 范围, 推力修正值可达 214 ~ 97 mN 范围; TE_{012} 模推力器的品质因数修正值可以达到 50 000 ~ 13 439 范围, 推力修正值可达 315 ~ 187 mN 范围; TE_{111} 模推力器的品质因数未修正值可以达到 17 500 ~ 16 743 范围, 推力未修正值可达 264 ~ 227 mN 范围; TM_{011} 模推力器的品质因数未修正值可以达到 20 262 ~ 6 080 范围, 推力未修正值可达 190 ~ 88 mN 范围。

4 结 论

无工质微波推进装置不需要工作介质, 因而没有高温燃气流的烧蚀、冲刷和传热问题, 推进装置的性能不受工作环境影响, 同时能大幅度降低飞行器消极质量, 采用不同的结构材料可以获得很宽的推力范围, 适用于空间和近空间飞行器。

有2种途径可以解释这种新概念推进装置的工作机理:

①从普朗克量子假说和爱因斯坦的光量子理论出发并结合微波理论对该装置推进机理进行解释, 即把输入到封闭圆台型内的微波离散成光子, 其能量传输速度为群速度, 光量子 and 推进装置腔体壁面发生弹性碰撞的宏观效果就产生了净推力; ②从经典的电动力学理论出发来解释无工质微波推进装置推力产生的机理, 根据体积内电磁系统动能和动量守恒关系、Maxwell 方程和电磁场能流密度矢量可以得知该推进装置的推力来源于电磁张量沿体积表面的积分。

采用有限元数值求解方法对理想圆台型谐振腔内原始的 Maxwell 电磁方程组进行了数值模拟, 直接获得模态以及实际 1 000 W 条件下腔体内的电磁场分布, 以分析不同模态、不同腔体结构下的具体特征。计算结果表明: 在 TE_{011} 、 TE_{012} 、 TE_{111} 和 TM_{011} 4 个模态中, TE_{012} 模品质因数最高、推力最大, 其次是 TE_{011} 模。在圆台腔小端直径不变情况下, 大端直径增加, 品质因数和推力降低。 TE_{011} 和 TE_{012} 模适宜于采用 TE_{10} 模的矩形波导在谐振腔侧壁磁场强度较大处进行窗口耦合, TE_{111} 和 TM_{011} 模适宜于采用同轴电缆在谐振腔轴线电场强度最大处进行探针耦合。针对 1 000 W 微波功率输入, 以黄铜为腔体材料, 基于经典电动力学理论计算出 TE_{011} 和 TE_{012} 模产生的最大理论推力值分别为 411 mN 和 456 mN, 而实际测量值分别为 214 mN 和 315 mN。

参考文献:

- [1] Roger Shawyer. A Theory of Microwave Propulsion for Spacecraft. www. emdrive. com, 2007, 7
- [2] Qiu Xiaoming, Tang Deli, Sun Aiping et al. Role of on-Board Discharge in Shock Wave Drag Reduction and Plasma Cloaking. Chinese Physics, 2007, 16 (7): 186 ~ 192
- [3] Tom Shelley. No-Propellant Drive Prepares for Space and Beyond. Eureka, 2007, 5: 14 ~ 16
- [4] Zhong Zhefu. A New Equivalent Expression of the Electromagnetic Field in a Conical Waveguide. ACTA Electronica Sinica, 1999, 27(7): 129 ~ 131
- [5] 倪光正. 电磁场数值计算. 北京: 高等教育出版社, 1996: 24 ~ 35
- * Ni Gugangzheng. Numerical Computation of Electromagnetic Fields. Beijing: Higher Education Press, 1996, 24 ~ 35 (in Chinese)

Applying Method of Reference 2 to Effectively Calculating Performance of Microwave Radiation Thruster

Yang Juan, Yang Le, Zhu Yu, Ma Nan

(College of Astronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: Aim. The introduction of the full paper reviews Refs. 1 and 2 and points out that we find that the method of Ref. 2, authored by Qiu Xiaoming et al and originally used on a completely different research project, is very effective for performing our performance calculations, which we explain in sections 1, 2 and 3. Section 1 briefs Ref. 1, whose only author, Roger Shawyer, proposed a theory of microwave propulsion of spacecraft. Sections 2 and 3 explain how we apply Ref. 2's method; their core consists of: (1) with the finite element method, we simulate the Maxwell's field equations for the microwave radiation thruster in the round-table cavity; (2) we acquire the resonant modes of the round-table cavity and the electromagnetic fields of 1000W inside the round-table cavity; (3) we analyze the characteristics of the microwave radiation thruster of different cavity structures and at different resonant modes; (4) the simulation results, presented in Tables 1 and 2, and their analysis show preliminarily that: (1) the quality factor and thrust at TE_{012} mode are the largest; (2) for the incident microwave of 1000W and 2.45GHz, with copper as the thruster's material, the largest theoretical thrust based on the classical theory of electrodynamics is 411 and 456mN respectively at TE_{011} and TE_{012} modes.

Key words: spacecraft propulsion, electric propulsion, electrodynamics, microwave radiation thruster

钱学森求学时代的两个高潮及两者间的关系

2005年6月徐滨、胡沛泉写了“钱学森受到北师大附中特优教育的经历值得注意”一文。这里只摘录很小一部分,主要是摘录,个别地方改编。

主要摘录、个别改编的具体内容如下:

钱学森说:“20年代的旧中国出了很多人才,我对师大附中很有感情。我的一生道路上,有两个高潮,一个是师大附中,一个是在美国读研究生的时候。六年的师大附中学习生活对我的教育很深,对我的一生,对我的知识和人生观起了很大的作用”。

对于钱学森在1936~1945时期的评价,冯卡门在他的自传中有如下的描述(黑体是徐和胡加的):

“……in 1935 he won a Boxer Rebellion Scholarship, which enabled him to go to the United States and take a master's degree at M. I. T. One day in 1936 he came to see me for advice on further graduate studies. This was our first meeting. I looked up to observe a slight short young man, with a serious look, who answered my questions with unusual precision. **I was immediately impressed with the keenness and quickness of his mind, and I suggested that he enroll at Cal Tech for advanced study.**”

钱学森第一次见到冯卡门,就得到了这位世界著名的大师的赏识,是因为他具备了一个优秀科研人员应有的素质,即“keenness and quickness of his mind”(敏锐的思维)。这种素质的形成与北师大附中实施的教学理念和学习风气有很大的关系。

他因此而师从于这位著名大师,成为我国当代著名的科学家,在科学界为祖国的发展和强盛做出了杰出的贡献。

徐滨、胡沛泉 2005年6月原稿

胡沛泉 2010年12月摘录