

被动型氢脉泽微波腔优化仿真设计

周铁中^{1)2)†} 李晶²⁾ 高连山²⁾

1) (北京航空航天大学, 北京 100191)

2) (北京无线电计量测试研究所, 北京 100854)

(2011年9月21日收到; 2011年11月4日收到修改稿)

利用电磁场微波理论, 对简化近似后的被动型氢脉泽微波腔模型建立了微波腔频率谐振方程、无载 Q 值以及填充因子的解析表达式. 通过计算找到了无载 Q 值与填充因子乘积最大时的微波腔尺寸. 实验表明, 新设计的微波腔的各项性能完全满足被动氢脉泽的使用要求. 该腔体的无载 Q 值达到 9800, 填充因子值达到 1.2, 并且该微波腔的原子填充区域是已有文献报道中体积最大的.

关键词: 被动型氢脉泽, 微波腔谐振腔, 无载 Q 值; 填充因子

PACS: 06.30.Ft

1 引言

精确的时间和频率是重要的基本物理量^[1]. 利用原子能级间隔的稳定性研制的原子频标能够提供高精度的时间和频率信号, 成为现代军事电子系统、测绘、导航、通信、监视、电子战争、导弹制导和敌我识别系统中的重要设备. 同时, 空间技术高速发展的今天, 近地空间及远地空间飞行器的测控、制导、通信、数据传输和地面目标的定位, 都需要高稳定性的原子钟. 原子钟指标水平直接影响到卫星定位系统的准确度. 搭载卫星的原子钟的稳定性越高, 就意味着从地面控制站对卫星进行稳定跟踪和频率校正的要求越低, 从而更大程度地提高卫星轨道定位的准确度.

氢原子钟因其具有优良的稳定性成为国内外地面和星载钟的首选. 按照工作原理不同, 氢原子钟可以分为主动型氢钟、被动型氢钟, 其中主动型氢原子钟又有采用标准 TE_{011} 模式腔的大氢钟^[2] 和采用蓝宝石加载微波腔的小型主动氢钟两种. 目前, 采用蓝宝石加载微波腔的小型主动氢钟指标已非常接近传统大氢钟的水平 ($3 \times 10^{-13}/s$, $3 \times 10^{-15}/d$), 而且可靠性较高, 可用于移动、车载

等复杂环境^[3]. 被动型氢原子钟由于体积较蓝宝石主动型氢钟更小, 多被采用为星载钟^[4]. 微波腔是两种氢原子频标的关键部件, 其尺寸大小直接决定钟的体积. 为了满足卫星总体对搭载卫星的原子钟的有效载荷要求, 需要对现有氢脉泽的微波腔进行优化设计, 进一步缩小微波腔的体积, 进而减小钟体质量和体积.

本文根据电磁场微波理论建立了极片加载微波腔的频率特征方程、微波腔无载 Q 值和填充因子 η 的解析表达关系; 通过理论计算找到了微波腔的最优工作点; 然后利用有限元电磁仿真软件对理论计算得到的尺寸进行仿真分析, 设计出了体积较小的微波腔. 实验表明, 新设计的微波腔的体积较现有微波腔^[5] 的体积减小 11%, 微波腔无载 Q 值达到 9800, 填充因子达到 1.2, 并且新设计的微波腔的原子填充区域是目前已有报道中体积最大的. 这些优化设计对于星载氢原子钟的性能提高有重要的意义.

2 理论部分

微波腔作为氢原子频标的主要组成部分, 它

† E-mail: zhoutiezhong-7869@hotmail.com

的大小直接决定钟的体积和外形尺寸,其主要作用是提供电磁场与氢原子的相互作用场所.微波腔的谐振频率必须调谐在氢原子 $F = 1, m_F = 0$ 态到 $F = 0, m_F = 0$ 态的精细跃迁频率附近 ($1420.405751xxx \text{ MHz} \pm 100 \text{ kHz}$),以便提高微波场和原子辐射场的相干性;微波场在贮存泡区域内应该尽量地均匀,保证原子跃迁信号的相位一致性;微波腔无载 Q 值要大,这样可以加强氢原子与微波场的相互作用.微波腔的另一个重要的指标就是腔中心区域的体积,该区域是氢原子的工作区域.为减小氢原子与贮存泡之间的碰撞而导致的频移,原子贮存区域要大.

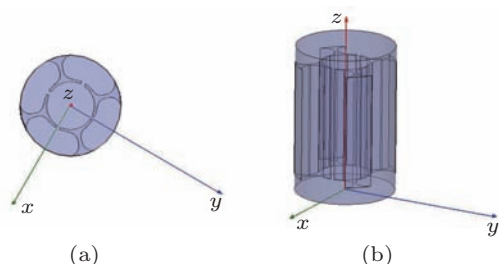


图1 磁控管微波腔结构示意图 (a) 腔体的顶视图; (b) 腔体侧视图, 腔体中心区域为极片部分

对于被动型氢钟,物理系统可以看成是一个窄带放大器.这种氢原子频标多采用磁控管微波腔,这种腔体的特点是腔形结构稳定可靠,其结构模型如图1所示.图1(a)为微波腔顶视图,图1(b)为微波腔侧视图.腔体中心部分为极片部分,外层为腔筒,极片与腔筒直接连,结构较稳定.但是这种腔形状较为复杂,很难得到微波腔内部电磁场的解析解,也很难进一步对微波腔进行小型化设计.由于卫星总体对于整钟载荷的要求,需要进一步减小星载钟的质量和体积.本文对简化后的极片加载微波腔模型建立 TE_{011} 模式频率的特征方程,分析微波腔各尺寸变化对于电磁场的影响,根据微波腔的性能优化微波腔各部分尺寸,从而设计出各方面性能较优的被动型氢钟使用的微波腔.

2.1 理论模型

为了求得电磁场分布,对目前使用的腔体结构模型进行近似.我们让微波腔的高度 H_1 与微波腔内磁控管叶片 H_2 相等,略去叶片的支撑部分,这样得到理论计算模型如图2所示.采用等效导纳匹配的方法来分析,通过电场和磁场可以确定边腔的导

纳,再由边腔和中心部分的导纳匹配来求出谐振腔的本征频率和场的分布.

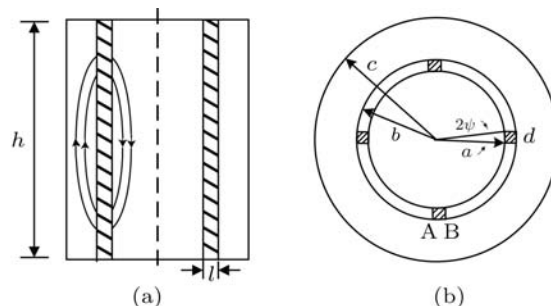


图2 理论计算模型 (a) 侧视图; (b) 顶视图. h 为腔的高度, c 为腔的内径, b 为叶片的外径, a 为叶片的内径, 2ψ 为叶片对中心的张角, l 为叶片厚度

极片加载腔边界区域内的导纳可以写为 [6]

$$Y = \frac{h \int_A^B \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot \mathbf{n} ds}{\left| \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \right|^2}, \quad (1)$$

式中 AB 为积分路径,我们选择腔内叶片之间,如图2所示; h 为微波腔高度, \mathbf{n} 为积分表面的法线方向, \mathbf{E} 为积分区域内的电场分布, \mathbf{H} 为积分区域磁场分布.由于微波腔内电磁场谐振模式属于类 TE_{011} 模式,可以假设叶片内部电磁场为 $E_\phi^{\text{in}}, H_z^{\text{in}}$; 叶片之间电场为常数 E ; 在柱坐标系下 (r, ϕ, Z), 各参数应满足如下形式 [11]:

$$E_\phi^{\text{in}} = \frac{NE\psi}{\pi} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(pN\psi)}{pN\psi} \right) \times \frac{J'_{pN}(kr) e^{jpN\phi} \sin\left(\frac{\pi Z}{h}\right)}{J'_{pN}(ka)}, \quad (2)$$

$$H_z^{\text{in}} = -j \frac{k}{\mu_0 \omega} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(pN\psi)}{pN\psi} \right) \times \frac{J_{pN}(kr) e^{jpN\phi} \sin\left(\frac{\pi Z}{h}\right)}{J'_{pN}(ka)}, \quad (3)$$

式中 N 为叶片的个数, $J_{pN}(kr)$ 为第 pN 阶第一类 Bessel 函数, $J'_{pN}(kr)$ 是 pN 阶第一类 Bessel 函数的导数.在真空中波数满足下列关系:

$$\left(\frac{\omega}{v}\right)^2 = k^2 + \left(\frac{\pi}{h}\right)^2, \quad (4)$$

其中 v 为真空中的光速, ω 微波腔类 TE_{011} 模式的谐振频率.结合 (1)—(3) 式可以得到在 $r = a$ 处的

导纳为

$$Y_{\text{in}} = -j \frac{k}{\mu_0 \omega} \frac{Nh}{2\pi a} \left[\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - 2 \sum_{p=1}^{+\infty} \left(\frac{\sin pN\psi}{pN\psi} \right)^2 \frac{J_{pN}(ka)}{J'_{pN}(ka)} \right],$$

叶片外部电磁场为 E_ϕ^{out} 为

$$E_\phi^{\text{out}} = \frac{Ne\theta}{\pi} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(pN\theta)}{pN\theta} \right) \times \frac{Z'_{pN}(kr) e^{jpN\phi}}{Z'_{pN}(kb)} \sin\left(\frac{\pi Z}{h}\right), \quad (5)$$

式中 $\sin\theta = \frac{d}{2b}$, $Z_{pN}(kr) = J_{pN}(kr) - \frac{J'_{pN}(kc)}{N_{pN}(kc)} N_{pN}(kr)$, $N_{pN}(kr)$ 为第二类 Bessel 函数, 这样在 $r = b$ 处边腔的导纳为

$$Y_{\text{out}} = -j \frac{k}{\mu_0 \omega} \frac{Nh}{2\pi b} \left[\frac{Z_0(kb)}{Z'_0(kb)} + 2 \sum_{p=1}^{+\infty} \left(\frac{\sin(pN\psi)}{pN\psi} \right)^2 \frac{Z_{pN}(kb)}{Z'_{pN}(kb)} \right]. \quad (6)$$

在叶片之间的区域, 我们认为其电磁场为矩形波导中的最低阶模式, 在槽缝进口处电场为常数值 E , 在槽缝出口处电场值为 e . 在槽缝处可以看作电磁场的阻抗匹配过程, 这样就得到内外导纳的关系如下:

$$-Y_{\text{in}} = -j \frac{k}{\mu_0 \omega} \frac{\sin(Kl) + \frac{d}{h} \frac{\mu_0 \omega}{jK} \cos(Kl) \cdot Y_{\text{out}}}{\cos(Kl) - \frac{d}{h} \frac{\mu_0 \omega}{jK} \sin(Kl) \cdot Y_{\text{out}}}, \quad (7)$$

其中 $K = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \left(\frac{\omega}{\nu} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{h} \right)^2$, $\varepsilon/\varepsilon_0$ 为在叶片中心填充介质的相对介电常数. 通过 (7) 式可以计算得到微波腔的本征频率, 最后可以得到整个腔体的无载 Q 值和填充因子 η 的关系:

$$\eta = \frac{\mu_0}{V_b} \frac{\int H_z dV_b}{\int \varepsilon E^2 dV_c}, \quad Q = \frac{2}{\delta \mu_0} \frac{\int \varepsilon E^2 dV_c}{\int |H_\perp|^2 ds}, \quad (8)$$

$$Q\eta = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{1}{V_b} \left(\int H_z dV_b \right) / \int |H_\perp|^2 ds, \quad (9)$$

其中, δ 为金属的表面趋附深度, 面积分表示对微波腔内表面积分; 体积分一个是对贮存泡区域 V_b 积分, 另一个是对整个微波腔区域 V_c 积分. 根据 (7) 式可以得到包含微波腔谐本征频率 k 的特征方程:

$$\frac{N}{\pi a^2} \left[1 - \frac{k^2 a^2}{8} - \frac{k^2 a^2}{N} \times \left\{ \frac{3}{2} - \ln 2N\psi + \frac{N^2 \psi^2}{36} \right\} \right] \approx \frac{K \pi K (c^2 - b^2) \tan(Kl) - Nd(1 - \varsigma)}{d \pi K (c^2 - b^2) + Nd(1 - \varsigma) \tan(Kl)}, \quad (10)$$

式中 $\varsigma = \frac{2K^2(c^2 - b^2)(c^{2N} + b^{2N})}{N(c^{2N} - b^{2N})}$. 这样可以得到 Q , η' 和微波腔内参数的对应关系表达式:

$$Q = \frac{N \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} ld + \left(\frac{N\psi}{\pi} \right)^2 \left[1 + \frac{4}{N} \left(\frac{3}{2} + \ln 2N\psi \right) \right]}{\delta D}, \quad (11)$$

$$\eta' Q = \frac{10h^2 \left(\frac{N\psi}{\pi^2} \right)^2}{\delta D}, \quad (12)$$

式中, $D = Nl \left[1 + d \frac{\varepsilon \tan \delta}{\varepsilon_0 \delta} \right] + \left\{ aN\psi + \frac{a}{\pi} \left(\frac{2hN\psi}{\pi a} \right)^2 \left[1 + \frac{a^3 b}{(c^2 - b^2)^2} \right] \right\} \left(1 - \frac{N\psi}{\pi} \right)$, $\tan \delta$ 是介质损耗角正切.

2.2 微波腔的设计与分析

2.2.1 微波腔尺寸设计

根据 (10) 式, 代入文献 [6] 的数据 $a = 50 \text{ mm}$, $b = 57 \text{ mm}$, $c = 75 \text{ mm}$, $d = 23 \text{ mm}$, $N = 4$, $h = 200$, 计算可以得到微波腔的谐振频率为 1.413 GHz, 计算结果与文献基本符合, 说明上述理论推导正确. 按照理论结果 [7-15], 满足谐振频率为 1.4 GHz, 谐振模式为 TE_{011} 的微波腔的体积可以做到非常小, 但对于氢原子频标来说, 不仅要求腔的体积要小, 而且要求微波腔的填充因子 η 和腔 Q 值要大, 这样可提高氢原子跃迁信号的利用率; 同时要求腔内的贮存泡区域要大, 这样可以减小原子与贮存泡壁的碰撞概率, 进而提高脉泽跃迁信号的 Q 值. 我们要从微波腔的尺寸大小、填充因子 η 、无载 Q 值、 TE_{011} 模式的谐振频率, 以及微波腔中贮存泡的大小几个因素同时考虑. 综合以上

这些因素, 定义两个腔的几何因子参量:

$$\rho_1 = \frac{a}{c}, \quad \rho_2 = \frac{b}{c}; \quad (13)$$

将上述 ρ_1, ρ_2 带入 (11) 和 (12) 式中, 分析微波腔 Q 值和填充因子 η 与 ρ_1, ρ_2 的变化关系.

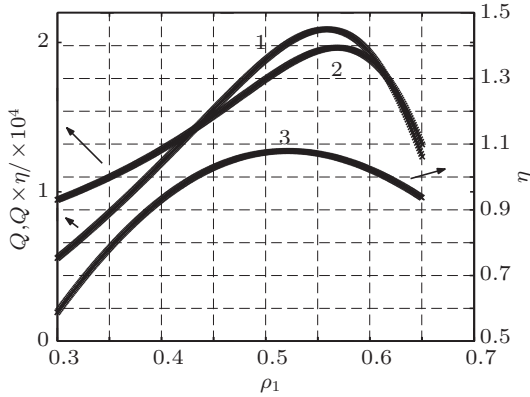


图3 微波腔无载品质因数与填充因子随参数 ρ_1 的变化关系 曲线1为 $Q \times \eta$ 变化关系, 曲线2为品质因数 Q 变化关系, 曲线3为填充因子关系

得到计算关系如图3所示. 从图中可以看出, 微波腔的无载 Q 值和填充因子 η 均随 ρ_1 先增大后减小, 微波腔的无载 Q 在 $\rho_1 = 0.58$ 处达到最大, 而填充因子在 $\rho_1 = 0.51$ 处达到最大. 为了能得到微波腔品质因数与腔的填充因子的乘积 $Q \times \eta$ 达到最大, 根据 (12) 式计算 $Q \times \eta$ 随 ρ_1 的变化关系, 计算结果如图3曲线2所示. 结果表明 $Q \times \eta$ 随 ρ_1 变化也是先增大后减小, 并在 $\rho_1 = 0.553$ 处达到最大, 这样可以得到微波腔的各部分参数 $a = 33.18 \text{ mm}$, $b = 36 \text{ mm}$, $c = 60 \text{ mm}$, $h = 200 \text{ mm}$, $d = 7 \text{ mm}$, 在该处的频率为 1437.8 MHz , 无载 Q 为 19800 , $Q \times \eta = 2.088 \times 10^4$. 其中参数 a 的大小直接决定氢原子的贮存区域的大小.

根据计算得到的尺寸, 采用 Ansoft-HFSS 对设计的微波腔进行仿真计算. 在计算过程中, 考虑到最后微波腔的安装过程的可行性, 将微波腔的极片高度设计为现有微波腔的极片高度, 为 150 mm , 如图4所示. 计算结果表明, 近似前后微波腔的无载 Q 值及微波腔 TE_{011} 模式频率变化不大.

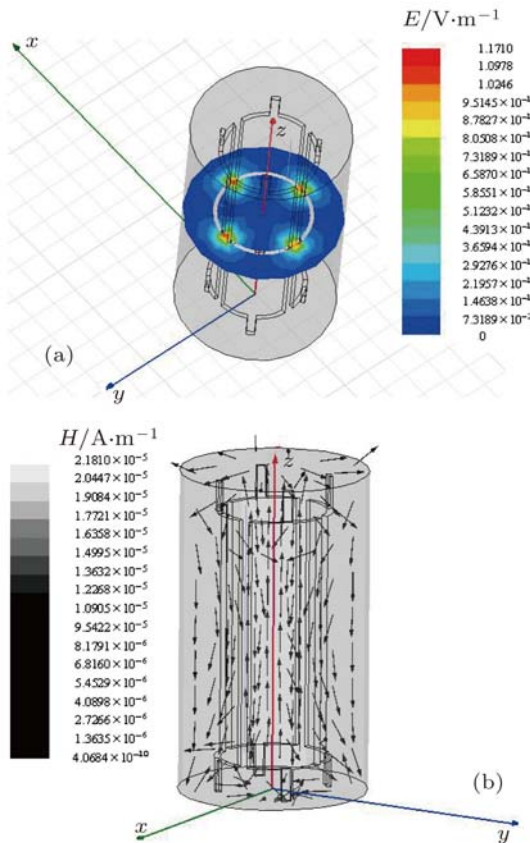


图4 新尺寸下微腔的电磁场仿真 (a) 电场幅度分布; (b) 磁场分布

在计算过程中设定微波腔高度 $h = 200 \text{ mm}$, 极片间距 $d = 7 \text{ mm}$, 微波腔外径 $c = 60 \text{ mm}$, 这样

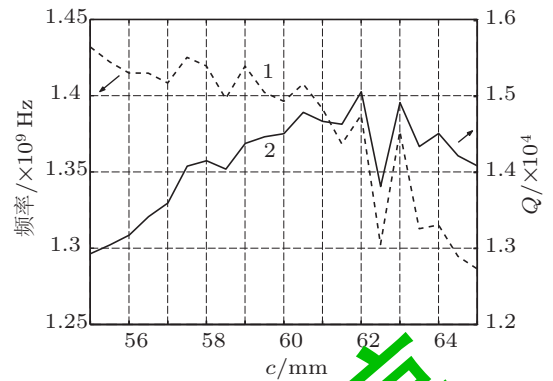


图5 微波腔 TE_{011} 模式谐振频率及无载 Q 值随微波腔外径 c 变化关系 曲线1为谐振频率变化曲线, 曲线2为无载 Q 值变化曲线

图4(a) 平行于 x 轴平面 100 mm 处平面的电场幅值分布, 浅颜色表示电场幅度大的区域, 即极片之间的电场, 深色区域表示电场幅度已可忽略不计, 所以可以看出极片之间的等效电容可以忽略不计; 中间的过渡颜色表示极片边缘电场, 由此可计算极片的边缘电容, 所以可以看出电场主要集中在每个极片之间的槽缝区域. 在图4(b)中, 箭头的大小表示磁场幅度的大小, 由此可以看出极片间的磁场幅度的大小可以忽略不计. 磁场在极片内部为竖直向上, 在极片外部腔筒内部为竖直向下. 从图4中可以判断出这正是圆柱形微波腔 TE_{011} 模式的场结

构. 图 5 为利用 HFSS 优化设计选项计算得到的微波腔的谐振频率和无载 Q 值随微波腔的外径 c 的变化关系. 从图中可以看出, 微波腔的谐振频率随微波腔的外径增大而总体趋向减小, 在 $c = 60 \text{ mm}$ 附近变化较稳定; 而微波腔的无载 Q 值在 c 的变化范围内保持在 13000 以上, 这说明该尺寸的微波腔工作模式稳定, 腔体冗余度较好. HFSS 仿真结果表明新设计的腔体 TE_{011} 模式的频率为 1.4 GHz, 腔体无载 Q 为 13750, 填充因子为 1.2.

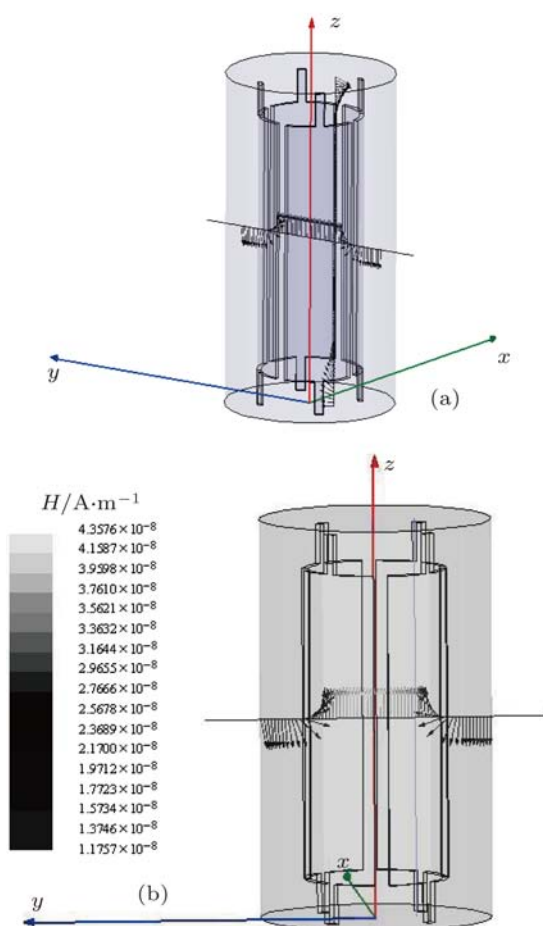


图 6 微波腔贮存区域内磁场方向及强度分布 (a) 磁场方向分布; (b) 磁场强度在垂直轴线方向上的分布

在微波腔的中心区域将放置石英玻璃贮存泡, 泡内有高能态的氢原子. 在这个区域内氢原子将完成从高能态向低能态的跃迁动作 ($F = 1, m_F = 0 \rightarrow F = 0, m_F = 0$), 产生频率为 $1420.405751xxx \text{ MHz}$ 的微波信号, 该信号将以腔内接近该频率的谐振模式振荡, 多个原子产生的微波信号将互相叠加产生宏观上的输出. 原子跃迁信号产生的频率和相位与原子所处位置磁场大小和方向有密切

关系, 所以要想得到较大的原子跃迁信号, 贮存区域内的磁场要求强度均匀、方向一致. 为了验证新设计的微波腔贮存区域的磁场的均匀性, 我们利用软件求解腔内贮存区域平行 z 轴和 $x-y$ 平面的两条线上的磁场方向和磁场强度的分布如图 6 所示. 在图 6(a) 中可以看出, 磁场的方向在腔的底端和极片之间略有变化, 但在该处磁场强度已非常弱, 所以这样产生影响的不大. 图 6(b) 为磁场强度在垂直轴线方向上的分布, 从图中可以看出在腔内贮存区域的强度大于极片附近的强度, 这有利于腔内微波场与原子之间的耦合作用. 计算结果表明微波腔内极片区域内部磁场方向一致, 磁场强度在 $5 \times 10^{-8} \text{ A/m} - 1 \times 10^{-8} \text{ A/m}$ 范围内, 均匀度较好.

2.2.2 微波腔温度系数计算

根据文献 [16] 介绍的对于微波腔温度系数的计算方法, 可以得到本文介绍的微波腔的温度系数:

$$\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial T} = \frac{1}{f} \left[\frac{\partial f}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial T} + \frac{\partial f}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial T} + \frac{\partial f}{\partial b} \frac{\partial b}{\partial T} + \frac{\partial f}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial T} + \frac{\partial f}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial T} \right], \quad (14)$$

在实际计算时, 可以近似地把 $\partial f / \partial d$ 替换成 $\Delta f / \Delta d$, 其他的偏导数也按照同样的方法进行替换, 由此可推出:

$$\tau_f = A_d \tau_d + A_a \tau_a + A_b \tau_b + A_c \tau_c + A_h \tau_h, \quad (15)$$

其中

$$\tau_f = \frac{\Delta f}{f \Delta T}, \quad A_d = \frac{d \Delta f}{f \Delta d}, \quad A_a = \frac{a \Delta f}{f \Delta a}, \quad A_b = \frac{b \Delta f}{f \Delta b}, \quad A_c = \frac{c \Delta f}{f \Delta c}, \quad (16)$$

$\tau_d = \tau_a = \tau_b = \tau_c = \tau_h = \tau$ 为微波腔所采用的金属的膨胀系数, 通常微波腔用钛金属制成, $\tau = 8.6 \text{ ppm/K}$. 通过上述方法可以计算得到新设计的微波腔的温度系数为 $-17 \text{ kHz/}^\circ\text{C}$.

3 实验验证

根据上述理论分析及设计, 我们加工了实际可以使用的微波腔, 微波腔分为内部极片和外部腔筒, 其实物照片如图 7 所示. 对实际的微波腔进行测量, 腔体的无载 Q 和频率如图 8 所示. 结果表明,

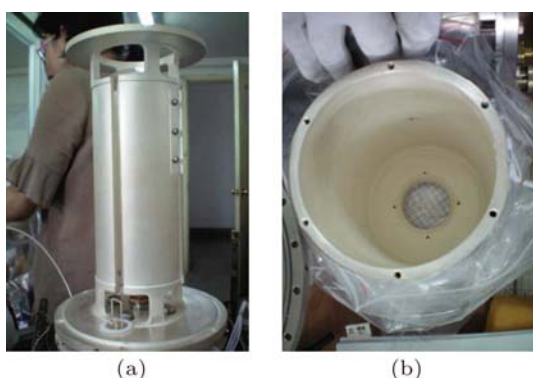


图7 实际加工的微波腔照片 (a) 内部极片; (b) 外腔筒

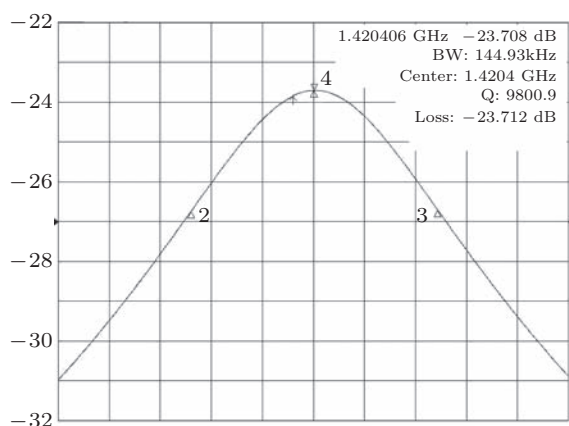


图8 微波腔扫频实验

理论设计与实验结果基本符合. 实际测量的 Q 略

低于理论计算值, 原因为理论计算得到的结果为无载 Q 值, 而实际的测量结果是有载 Q 值. 表 1 为微波腔温度系数的测量结果, 微波腔的温度系数为 $-15 \text{ kHz}/^\circ\text{C}$.

表 1 腔体的温度系数测量

腔体温度/ $^\circ\text{C}$	TE_{011} 模式频率/MHz	微波腔差损/dB	Q 值
45.6	1420.561	-19.6	9880.7
55.1	1420.415	-19.6	9800.7

4 结论

对被动型氢脉泽采用的极片加载微波腔进行模型简化, 采用电磁场理论建立了极片加载微波腔的频率谐振方程、微波腔的无载 Q 和填充因子 η 的解析表达式, 通过计算找到了微波腔 $Q \times \eta$ 达到最大的微波腔尺寸, 然后利用有限元软件对理论设计的微波腔进行了实际模型仿真计算. 实验结果表明, 微波腔的各项性能完全满足被动型氢脉泽的使用要求. 微波腔的无载 Q 值达到 10000 左右, 填充因子为 1.2, 温度系数为 $-15 \text{ kHz}/^\circ\text{C}$. 计算结果和实验结果基本一致. 新设计的腔体的氢原子填充区域是已有报道中的最大的. 这些性能的提高对于提高氢脉泽的整体指标水平有重要的意义, 这方面的验证实验正在进行中.

- [1] Waller P, Gonzalez F, Hahn J, Binda S, Piriz R, Hidalgo I, Tobias G, Sesia I, Tavella P, Cerretto G 2008 *Proceedings 40th Ann. Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting*, Honolulu USA, May 19–21, 2008 p69
- [2] Guan S J, Zhai Z C 2001 *Annals Shanghai Observ. Acad. Sin.* **22** 136 (in Chinese) [贯士俊, 翟造成 2001 中国科学院上海天文台年刊 **22** 136]
- [3] Zhou T Z, Wang M Z, Su D L, Gao L S 2011 *IEEE International Conference On Electronic Measurement & Instruments*, Chengdu China, August 16–17, 2011 p7
- [4] Berthoud P, Pavlenko I, Wang Q H, Schweda H 2003 *Proceeding of IEEE International Frequency Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum*, Florida USA, May 4–8, 2003 p90
- [5] Chen H B, Yang R F, Li J, Gao L S 2009 *Conference Proceedings of National Time and Frequency*, Chengdu China, October 15–18, 2009 p96 (in Chinese) [陈海波, 杨仁福, 李晶, 高连山 2009 全国时间频率学术会议论文集, 中国成都, 2009 年 10 月 15–18 日, 第 96 页]
- [6] Collins G B 1948 *Microwave Magnetrons* (New York: McGraw-Hill) p82
- [7] Zhang D J 1992 *23rd F. V. 1992* p. 77
- [8] Wang Y Q, Wang Q S, et al 1987 *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Beijing: Science Press) p403 (in Chinese) [王义渊, 王庆吉 1987 量子频标原理 (北京: 科学出版社) 第 403 页]
- [9] Serebryannikov A 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1019
- [10] Peter H E 1978 *IEEE 32nd International Frequency Control Symposium*, Florida USA, May 31–June 2 1978 p469
- [11] Opie D B 1991 *IEEE 45th International Frequency Control Symposium*, Honolulu USA, May 29–31, 1991 p467
- [12] Luo X D, Luo C T 2010 *J. Astron. Metro. Meas.* **30** 71 (in Chinese) [雒向东, 罗崇泰 2010 宇航计测技术 **30** 71]
- [13] Howe D A, Walls F L 1979 *IEEE 33rd International Frequency Control Symposium*, New York USA, May 29–31, 1991 p554
- [14] Wang H M, Lewis J B 1979 *IEEE 33rd International Frequency*

Control Symposium, New York USA, May 29–31, 1979 p543
[15] Wang Q H, Zhai Z C, Zhang W Q 2000 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.* **47** 197

[16] Zhou T Z, Wang N R, Gao L S, Su D L, Feng K M 2010 *Acta Metro. Sin.* **31** 359 (in Chinese) [周铁中, 王暖让, 高连山, 苏东林, 冯克明 2010 计量学报 **31** 359]

Cavity design and optimization for a passive hydrogen maser

Zhou Tie-Zhong^{1)2)†} Li Jing²⁾ Gao Lian-Shan²⁾

1) (*Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China*)

2) (*Beijing Institute of Radio Metrology and Measurement, Beijing 100854, China*)

(Received 21 September 2011; revised manuscript received 4 November 2011)

Abstract

According to the theory of electromagnetism, we establish the equation of resonance frequency for simplified model of cavity of passive hydrogen maser. We find the optimal dimension of the cavity, which makes the product of the Q value and the filling factor reach a maximal value. The experimental results indicate that the so designed cavity can be utilized undoubtedly for the passive hydrogen maser, and achieve the Q value of 9800 and the filling factor of 1.2. Furthermore, the resulting capacity of storage volume is the biggest is ever reported cavities of passive hydrogen maser.

Keywords: passive hydrogen maser, microwave cavity, unload Q value, filling factor

PACS: 06.30.Ft

已撤稿

† E-mail: zhoutiezhong_7869@hotmail.com