

文章编号: 2095-4980(2019)02-0288-05

无机非金属材料毫米波加热特性理论分析

杨 浩, 闫二艳

(中国工程物理研究院 应用电子学研究所, 高功率微波技术重点实验室, 四川 绵阳 621999)

摘 要: 毫米波加热是无线能量传输的一种重要方式, 通过将能源与动力分离, 可以大大降低飞行器等动力系统自重, 降低系统复杂性, 并有效提高载荷率。对无机非金属材料在高能量毫米波加热下的微观特性进行研究, 从带电粒子在电磁场中的运动出发获取材料介电性能的微观反映, 分析材料各项特性对介电损耗因子的影响, 并利用双层介质平板模型探讨毫米波加热的能量吸收效率。研究发现, 高能量毫米波加热与常规微波加热本质上相同, 优势在于目标结构紧凑、能量密度高; 温度对材料介电性质的影响较大, 在低温段和高温段能量吸收系数较低。

关键词: 毫米波加热; 束能推进; 能量效率

中图分类号: TN015; TM924.76 **文献标志码:** A **doi:** 10.11805/TKYDA201902.0288

Theoretical analysis of inorganic non-metallic material properties on millimeter wave heating

YANG Hao, YAN Eryan

(Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang Sichuan 621999, China)

Abstract: Millimeter wave heating is an important way of wireless energy transmission. Microcosmic characteristic of inorganic non-metallic material on millimeter wave heating is researched. Using the function of electrified particle movement in electromagnetic field, material permittivity damping performed with inner characteristics is put forward. With the study on energy absorbed efficiency using a double plat module, the result shows that temperature great affect material permittivity damping. The energy efficiency is much small under low or high temperature.

Keywords: millimeter wave heating; beam thruster; energy efficiency

微波加热是一门传统的科学, 在工业领域应用广泛, 如微波干燥、解冻、杀菌、熔炼以及无机材料的烧结、退火、焊接等, 其频率一般在 2.45 GHz, 最大不超过 50 GHz, 功率在千瓦量级, 在微波馈入方式上主要采用谐振腔体模式。近年来的研究主要集中在微波作用后的材料特性上, 如电导率、介电性能、表面性质等, 在毫米波段以及兆瓦级功率应用上鲜有文献报道^[1-3]。国际上, 美国加州理工学院的 Parkin 研究了利用微波远距离能量传输进行微波推进火箭设计的方案; 日本东京大学和原子能研究院的研究团队开展了毫米波等离子体推进的研究^[4-7]。毫米波能量密度高, 聚束能力强, 兼具微波与激光的优势, 并且在大气中存在大气窗口, 利用高功率毫米波进行远距离能量传输拓展了微波加热的应用领域, 同时也是一个较新的研究方向。随着频率和功率的增高, 对承载能量吸收的目标材料也提出了更高要求, 需要满足高强度、耐高温, 又有较好的吸波性能, 因此只存在于无机非金属材料中。对无机非金属材料在毫米波加热下的特性进行研究, 对比与普通微波加热的异同, 分析材料参数及微波参数对能量吸收效率的影响, 可为进一步开展高能量毫米波加热应用研究提供帮助。

1 材料介电性能的微观特性

电磁波在材料中的损耗可看做由 3 部分组成: 电导损耗、极化损耗和共振吸收损耗, 其中各种共振吸收频

率大多大于 10^3 GHz, 在毫米波段, 电磁波频率远小于 10^3 GHz, 共振吸收很难发生, 可忽略不计^[8-9]。为简化, 考虑非磁化的各向同性材料, 根据麦克斯韦电磁理论, 对于角频率为 ω 的电磁波, 介质中总的电流密度:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon^* \mathbf{E} \quad (1)$$

式中: σ 为电导率, 代表电导损耗; $\mathbf{E}$ 为电场强度; $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$ 为复介电常数, ε' 代表相对介电常数, ε'' 代表极化损耗, i 为虚数单位, $i^2 = -1$ 。

为获取毫米波加热的微观机制, 用高能量毫米波大气击穿产生等离子体进行类比。在气体中, 自由电子在电场下加速, 由于气体电子平均自由程长, 在碰撞前有足够的距离加速到较高的能量, 从而产生激发、电离, 进而发光、电子数密度快速增长; 等离子体中电子温度远高于分子温度, 属于非平衡态; 随着电子数密度增高又开始对电磁波产生反射, 最终在等离子体频率等于截止频率时达到粒子数的动态平衡。而在固体材料中, 电子平均自由程短, 与其他粒子频繁碰撞, 在电场加速下并不足以积累能量电离出新的自由电子, 材料中所有粒子温度处于热平衡态, 整体温度升高; 电子数密度随温度升高缓慢增长(相对于气体), 直到对电磁波反射增强达到动态平衡。从这个角度讲, 由于毫米波频率并没有达到光致电离的程度, 毫米波加热与常规微波加热在本质上是相同的。考虑材料中带电粒子在电磁场作用下的运动方程, 以束缚电子为例:

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} = m(\ddot{\mathbf{x}} + \gamma \dot{\mathbf{x}} + \omega_0^2 \mathbf{x}) \quad (2)$$

式中: 斜体 e 表示电子的电量大小; $\mathbf{x}$ 是平行于 $\mathbf{E}$ 方向的位移; γ 为阻尼系数; ω_0 为原子固有频率。同时考虑一个随时间正弦变化的线偏振波 $\mathbf{E} = E_0 e^{i\omega t}$ (正体 e 表示自然对数函数的底数), 于是位移将以同样的频率振动, 因而可令 $\mathbf{x} = x_0 e^{i\omega t}$, 将位移的偏导代入运动方程解得:

$$\mathbf{x} = \frac{e/m}{-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2} \mathbf{E} \quad (3)$$

设 N 为材料内单位体积的粒子数, 则极化强度可以表示为:

$$\mathbf{P} = Ne\mathbf{x} = \varepsilon_0 \frac{Ne^2/m}{-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2} \mathbf{E} \quad (4)$$

对于简单的各向同性材料, 只考虑电子极化的复相对介电常数表示为:

$$\varepsilon^* = 1 + \frac{Ne^2/m}{-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2} \quad (5)$$

对于自由电子, 没有受到恢复力的作用, 其运动方程与式(2)相比缺少 $\omega_0^2 x$ 项, 故只需考虑电子的阻尼运动。另外, 电导率可以用电子数和阻尼系数表示为:

$$\sigma = \frac{Ne^2}{m\gamma} \quad (6)$$

将电导率代入, 并令 $\omega_0^2 = 0$, 同样用复相对介电常数表示可以得到:

$$\varepsilon^* = 1 + \frac{\sigma/\varepsilon_0}{i\omega(1+i\omega\tau)} \quad (7)$$

式中 $\tau = 1/\gamma$ 为电子两次碰撞间的平均自由时间。在低频(相对于共振频率 10^3 GHz)时, 近似下有 $\varepsilon^* \approx 1 - i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}$,

将式(1)改写可以得到同样的结果 $\mathbf{J} = i\omega\varepsilon_0 \left[\varepsilon' - i\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} + \varepsilon''\right) \right] \mathbf{E}$, 可见电导损耗与极化损耗可以归结为同一类损耗。

在等离子体理论中, 式(5)中的 $Ne^2/m\varepsilon_0 = \omega_p^2$ 称为等离子体频率的平方, 将电子扩展为带电粒子, 并将粒子属性和粒子密度用等离子体频率表示, 综合各种带电粒子及其对复介电常数的贡献, 得到反映材料微观介电性能公式:

$$\varepsilon^* = 1 + \sum_k \frac{f_k \omega_{pk}^2}{-\omega^2 + i\gamma_k \omega + \omega_{0k}^2} \quad (8)$$

2 电磁损耗的影响分析

由式(8)可知, 决定复介电常数大小的材料固有特性为等离子体频率、阻尼系数(碰撞频率)和固有频率。从数学形式上单独考察一种粒子, 计算材料固有特性对复介电常数的影响。

图 1(a)~(c)分别为 3 种参数单独变化时,复介电常数的实部和虚部的变化趋势。等离子体频率反映了极化粒子数量,极化粒子数量越多,电磁损耗越大;对于自由电子而言,随着温度升高将急剧增大,而对于其他带电粒子,则基本不随温度变化。固有频率反映了极化强度,固有频率越高,粒子受到的恢复力越大,对电磁波的响应越小,电磁损耗也越小;固有频率属于材料的固有属性,不随温度、频率等变化,体现了不同材料的极化损耗差异性。阻尼系数同样反映了极化强度,在阻尼系数较小时,电磁损耗随其增大而增大,当超过某个阈值后,阻碍粒子运动占主导,对电磁波的响应下降,电磁损耗也开始下降,这个阈值是电磁波频率和固有频率的函数,近似为 ω_0^2/ω ; 阻尼系数是粒子速度与平均自由程的商,将随温度升高而急剧增大。

图 1(d)展示的是电磁波频率对材料介电性能的影响,其变化趋势基本与阻尼系数相同,在微波加热领域,主要采用固定频率,而且频率变化主要影响电磁波传播特性,对材料特性变化的影响可以忽略不计,特别在毫米波频段,一方面大气窗口有限,另一方面高功率毫米波源的可用频点较少,故确定频率后再挑选材料较好。

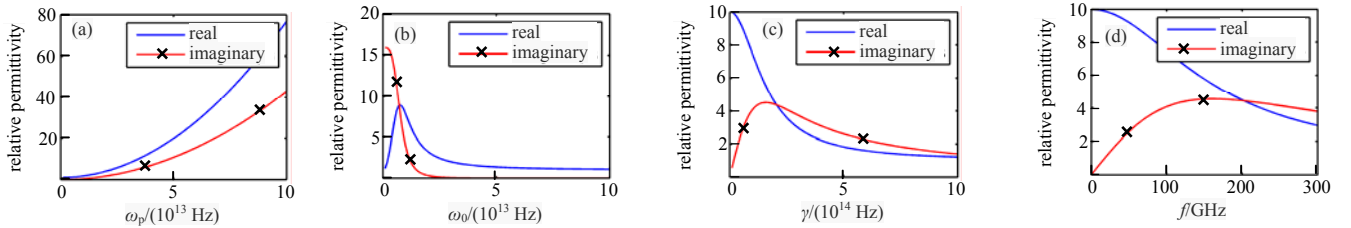


Fig.1 Dielectric constant versus material characteristic
图 1 材料固有特性对复相对介电常数的影响

材料的固有特性大多是随温度变化的函数,因而温度的变化会对材料电磁特性产生影响,在实际应用中也主要用温度对材料的相关特性进行表征。无机非金属材料按导电性能划分归为半导体,材料中的自由电子密度用半导体能带理论表示为^[10-12]:

$$N = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (9)$$

式中: N_C, N_V 分别为导带和价带有效状态密度; E_g 为禁带宽度; $k=8.62 \times 10^{-5}$ eV/K 为玻尔兹曼常数; T 为温度。

对于电导损耗而言,电子阻尼基本不随温度变化,而粒子浓度随温度指数增长,仍然用电导率进行表征,经验公式为:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{A}{kT}\right) \quad (10)$$

低掺杂的 n 型非本征半导体略有不同,在室温下就能在导带中产生与施主杂质等量的电子,当温度上升时,电子浓度在一段很宽的范围内基本保持恒定,而当温度超过某一值时,电子浓度的变化将与本征半导体相同^[13]。电导率与之有同样的变化趋势,相比于式(10)表现为在低温段有较高的恒定区。

对于极化损耗,等离子体频率近似不变,阻尼系数随温度指数增长,经验公式为:

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{B}{kT}\right) \quad (11)$$

但是阻尼系数反映到复相对介电常数上的影响却较小,可以近似为常数。在温度不太高时,材料电导率较小,此时损耗主要由极化引起;而随着温度的升高,电导率急剧上升,电导损耗将占主要地位。

3 双层介质平板的能量吸收系数

根据第一节分析,可以将复相对介电常数改写为 $\varepsilon^* = \varepsilon_r - i\varepsilon_f$, ε_f 为广义介电损耗因子,包含电导损耗及所有极化损耗;并且引入总的电介质损耗角 δ , 材料的损耗角正切为 $\tan \delta = \varepsilon_f / \varepsilon_r$ 。介质中单位时间单位体积的能量吸收密度有效值通过广义介电损耗因子表示为:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{J}^* \times \mathbf{E}) = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_f |\mathbf{E}|^2 \quad (12)$$

电磁波在材料中的渗透深度是影响能量吸收效率的重要因素,先考虑垂直入射到无限大有耗介质的平面电磁波,电场在垂直平面方向 x 的强度为 $E(x) = E_0 e^{-\gamma x}$ 。其中,空间相位系数:

$$\gamma = \alpha + i\beta = i\omega \sqrt{\mu \varepsilon_0 \varepsilon_r (1 - i \tan \delta)} \quad (13)$$

介质中的波阻抗：

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_0 \varepsilon_r (1 - i \tan \delta)}} \quad (14)$$

定义场强振幅衰减到表面处振幅 $1/e$ 的深度为趋肤深度，因为耗散功率 $P \propto |E|^2$ ，故能量衰减到表面 $1/e$ 的渗透深度表示为：

$$D = \frac{1}{2\alpha} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{1}{2\varepsilon}} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1 \right)^{-1/2} \quad (15)$$

当材料确定后，渗透深度与频率成反比，毫米波在有耗介质中的渗透深度很小，在毫米量级；同时能量吸收密度与频率成正比，频率越高，介质吸收能量更快。相较于微波，毫米波能量密度高，对应加热的目标载体结构紧凑，吸收能量更快。但在对应的渗透深度上，微波频率对总的能量传输无影响，能量转换效率不变。

对于有限厚度的无限介质平板，以理想金属层为基座，利用传输线等效模型可以得到该结构的等效波阻抗 $\eta_f = \eta \tanh(\gamma d)$ ，电场透射系数表示为：

$$T_c = \frac{2\eta_f}{\eta_f + \eta_0} \quad (16)$$

图2为频率90 GHz，场强1 V/m，吸收层厚3 mm，相对介电常数9，损耗因子分别为1,5,9时沿电磁波垂直入射方向的电场分布。计算得到的电场透射系数模值分别为0.6,0.48,0.44，以损耗因子为0时的透射系数1.46作为对比，透射场强大小总体随损耗升高而降低。损耗较低时，在吸收层内发生了共振，而损耗较高时，电场在到达金属层前已经衰减为0了。

单独看透射系数并没有意义，透射场强大但损耗因子小，只有少部分电磁能转化为热能，故需综合考虑各项参数对能量吸收效率的影响。为方便计算吸收层的能量转换，将吸收层中的透射电场模值乘以一个系数，简化为指数衰减形式：

$$E_{\text{eff}}(x) = \frac{\sqrt{2}}{2} |T_c| |E| e^{-\alpha x} \quad (17)$$

该式近似对共振情况下取平均，但在损耗因子很高时略有偏小。将其代入式(12)并沿吸收层方向积分，得到单位面积的有效热功率：

$$P_{\text{abs}} = \int_0^d \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_{\text{eff}}^2(x) dx = \frac{1}{4} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r |T_c|^2 |E|^2 D (1 - e^{-d/D}) \quad (18)$$

则单位面积上的能量吸收系数为：

$$t = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{in}}} = \frac{\omega}{2c} \varepsilon_r |T_c|^2 D (1 - e^{-d/D}) \quad (19)$$

式中 $P_{\text{in}} = |E|^2 / 2\eta_0$ 为有效入射功率。

图3表示吸收层厚度对能量吸收系数的影响，厚度范围为0.1~10 mm，横轴为厚度以10为底的对数，中心点对应的厚度为1 mm。能量吸收系数与厚度存在一定的共振关系，这与增透增反膜的原理是一致的。

从图(3)中可以看出：频率越高，对厚度的依赖越小，目标可以做得轻薄紧凑。损耗因子较低时，能量吸收系数随厚度变化剧烈，材料电磁特性随温度稍有变化便会大幅影响吸收系数；损耗较高时，反射增大，尽管产热效率高但进入材料内部的能量减少，总体上吸收系数降低；损耗适中才能保证吸收效率最大化。

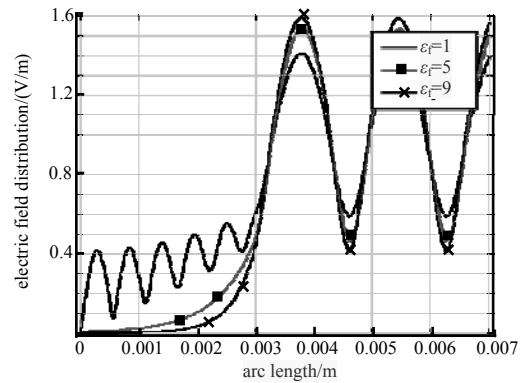
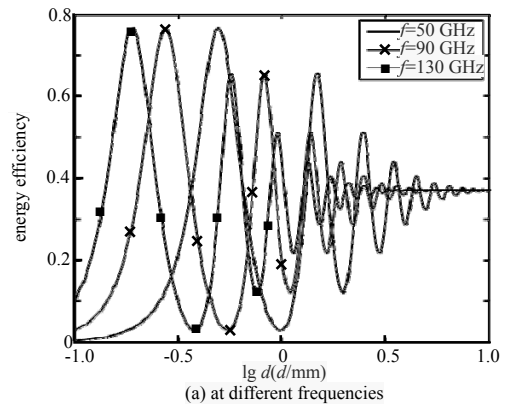
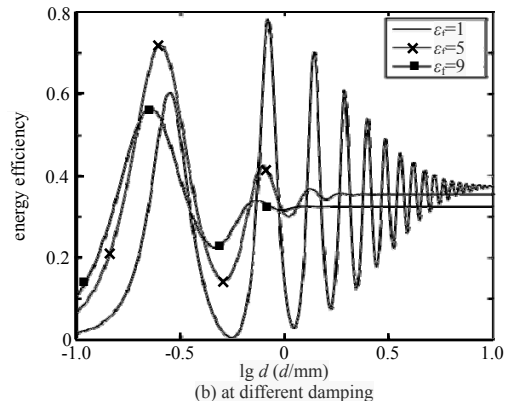


Fig.2 Electric field distribution with different damping
图2 不同损耗因子的电场分布



(a) at different frequencies



(b) at different damping

Fig.3 Energy efficiency versus thickness
图3 能量吸收系数随厚度变化曲线

4 结论

文章利用等离子体模型分析了毫米波加热的物理过程,从粒子在电磁场中的运动分析了影响材料介电性能的内部因素(等离子体频率、固有频率、碰撞频率),推导了频率和温度对半导体材料电学性质的影响,仿真结果表明材料电导率与有效损耗因子都随温度成指数增长,符合大多数材料特性与温度的变化规律。最后通过双层无限平板结构分析了毫米波在均匀材料中的静态传播吸收特性,结果显示能量吸收系数是微波频率、材料厚度、相对介电常数、有效损耗因子综合作用的结果,在厚度较小时呈现振荡,厚度较大时则等效为无限厚。

参考文献:

- [1] 薛忠刚,赵亚林. 600 碳化硅陶瓷的粉末注射成形及其导电特性[J]. 高新技术, 2012(9):17. (XUE Zhonggang,ZHAO Yalin. Powder injection molding and electrical conductivity of 600 SiC ceramics[J]. China New Technologies and Products, 2012(9):17.)
- [2] CAO Y,ZHANG H,LI F,et al. Preparation and characterization of ultrafine ZrB₂-SiC composite powders by a combined Sol-Gel and microwave boro/carbothermal reduction method[J]. Ceramics International, 2015,41(6):7823-7829.
- [3] LI Q,WANG C A,SHENGNIAN T. Synthesis of bamboo-like SiC whiskers from waste silica fume[J]. Crystal Research & Technology, 2014,49(5):290-297.
- [4] PARKIN K L G,DIDOMENICO L D,CULICK E C. The microwave thermal thruster concept[C]// American Institute of Physics Conference Proceedings. Melville NY:American Institute of Physics, 2004:418-429.
- [5] PARKIN K L G,CULICK E C. Feasibility and performance of the microwave thermal rocket launcher[C]// American Institute of Physics Conference Proceedings. Melville NY:American Institute of Physics, 2004:407-417.
- [6] SAITOH Shohei,KOMATSU Reiji,YAMAGUCHI Toshikazu,et al. Microwave rocket with 30N thrust and further thrust augmentation with reed-valve air intake[C]// IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference. Seoul,South Korea:IEEE, 2012:500-503.
- [7] ODA Yasuhisa,YAMAGUCHI Toshikazu,SHIMADA Yutaka,et al. Study of high-power millimeter-wave beam transmission for microwave beaming propulsion[C]// 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. Rome, Italy:IEEE, 2010:1-2.
- [8] 张兆镗,钟若青. 微波加热技术基础[M]. 北京:电子工业出版社, 1988. (ZHANG Zhaotang,ZHONG Ruoping. Fundamentals of microwave heating technology[M]. Beijing:Electronic Industry Press, 1988.)
- [9] 关振铎,张中太,焦金. 无机材料物理性能[M]. 北京:清华大学出版社, 1992:222. (GUAN Zhenduo,ZHANG Zhongtai, JIAO Jin. Physical properties of inorganic materials[M]. Beijing:Tsinghua University Press, 1992:222.)
- [10] 田石,刘国辉. 宽禁带半导体的本征载流子浓度[J]. 科技创新与应用, 2015(2):26-27. (TIAN Shi,LIU Guohui. Intrinsic carrier concentration of wide band-gap semiconductors[J]. Innovation and Application of Science and Technology, 2015(2): 26-27.)
- [11] JACKSON H W,BARMATZ M. Microwave absorption by a lossy dielectric sphere in a rectangular cavity[J]. Journal of Applied Physics, 1991,70(10):5193-5204.
- [12] MNATSSAKANOV T T,LEVINSTHTEIN E M,IVANOV P A,et al. Parameters of electron-hole scattering in silicon carbide[J]. Journal of Applied Physics, 2003,93(2):1095-1098.
- [13] 巴利伽. 功率半导体器件基础[M]. 韩郑生,陆江,宋李梅,等,译. 北京:电子工业出版社, 2013. (BALIGA B J. Power semiconductor device foundation[M]. Translated by HAN Zhengsheng,LU Jiang,SONG Limei,et al. Beijing:Electronic Industry Press, 2013.)

作者简介:



杨 浩(1992-),男,湖北省随州市人,学士,研究实习员,主要研究方向为高功率微波效应.email:mushui9@qq.com.

闫二艳(1978-),女,郑州市人,博士,副研究员,主要研究方向为高功率微波技术.