微波与物质相互作用加热机理的理论研究

黄 铭[1,2],彭金辉[1],王家强[3],张世敏[1],张利波[1],郭胜惠[1],夏洪应[1]
(1.昆明理工大学 材料与冶金工程学院,云南 昆明 650093; 2.云南大学 信息学院,云南 昆明 650091;
3.云南大学 应用化学系,云南 昆明 650091)

摘要: 微波技术广泛用于无线通信、材料处理和材料介电常数测量等领域. 微波处理材料的优点是传热快、体积加热和选择性加热、无环境污染和容易自动控制. 本文讨论了微波与物质相互作用时的加热机理. 对于 non - Debye弛豫介质,导出了其介质损耗的计算模型. 更重要的是,此模型甚至可用于解释微波辐照下材料发生的瞬态过程.

关键词: 微波加热; non - Debye弛豫; 电磁模型
中图分类号: TM924 **文献标识码**: A **文章编号**: 1007 - 855X(2005)06 - 0015 - 03

Theoretical Study on Heating Mechanisms of Interaction between Microwave and Materials

HUANG Ming[1,2], PENG Jin-hui[1], WANG Jia-qiang[3], ZHANG Shi-min[1], ZHANG Li-bo[1], GUO Sheng-hui[1], XIA Hong-ying[1]
(1. Faculty of Materials and Metallurgical Engineering, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093, China;
2. School of Information Science and Engineering, Yunan University, Kunming 650091, China;
3. Department of Applied Chemistry, Yunan University, Kunming 650091, China)

Abstract: Microwave techniques are nowadays widely used throughout wireless communication, material processing and material permittivity measuring. The major advantages of microwave used for material processing are rapid heat transfer, volumetric heating and selective heating, pollution - free environment and automatic control. The heating mechanisms on interaction of microwave with materials is discussed in this paper. For non - Debye relaxation materials, a model is deduced to calculate the dielectric loss. More importantly, the model can even be used to explain the transient process occurring under microwave irradiation.
Key words: microwave heating; non - Debye relaxation; electromagnetic model

0 引 言

电磁波与物质相互作用的机理随波长不同而变化,微波主要影响自由分子的转动和束缚分子的转动[1]. 微波与物质相互作用的机理为空间自由电荷运动损耗、束缚电荷转向极化损耗和不均匀界面损耗等[2,3]. 这些损耗机理与外场同步变化,可用 Maxwell方程描述. 另一部分与外场异步,称为慢效应[4]. 慢效应是束缚电荷产生的,弛豫时间是秒数量级,它与物质的二、三级结构有关[5],不能用 Maxwell方程描述. 另一方面,人们习惯用介电常数来描述微波与物质的相互作用和物质的吸波特性. 研究表明外场作用下物质慢效应呈现新的吸波特点.

本文分析了微波与物质相互作用加热机理的理论模型和物质吸波特性的计算方法.

1 理论模型

对于非磁性物质,微波在物质中的传播规律服从微分形式的 Maxwell方程和物质特性方程:

收稿日期: 2005 - 03 - 07.
第一作者简介:黄铭 (1963~),男,在读博士研究生,副教授. 主要研究方向:无线与微波应用.
E - mail: minghuang@public. km. yn. cn

$$\nabla\times\vec{H}=\vec{J}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\qquad\nabla\times\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

$$\nabla\cdot\vec{D}=\rho\qquad\nabla\cdot\vec{H}=0\qquad\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}\qquad\vec{B}=\mu_0\vec{H}$$

上式中,ρ和$\vec{J}$分别为物质中的自由电荷密度和自由电流密度. 根据矢量关系

$$\nabla\cdot(\vec{E}\times\vec{H})=\vec{H}\cdot(\nabla\times\vec{E})-\vec{E}\cdot(\nabla\times\vec{H})$$

可导出物质中的欧姆损耗为

$$\int_v\vec{E}\cdot\vec{J}\,\mathrm{d}v=\int_v\left[\vec{E}\cdot(\nabla\times\vec{H})-\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right]\mathrm{d}v=\int_v\left[\vec{H}\cdot(\nabla\times\vec{E})-\nabla\cdot(\vec{E}\times\vec{H})-\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right]\mathrm{d}v$$

由矢量微分关系 $\frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}\cdot\vec{D})=\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+\vec{D}\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\qquad\frac{\partial}{\partial t}(\vec{H}\cdot\vec{B})=\vec{H}\cdot\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}+\vec{B}\cdot\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$

可得

$$-\oint_s(\vec{E}\times\vec{H})\,\mathrm{d}s=\int_v\left[\vec{H}\cdot\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}+\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+\vec{E}\cdot\vec{J}\right]\mathrm{d}v$$

$$=\int_v\left[\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}\cdot\vec{D})+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\vec{H}\cdot\vec{B})+\vec{J}\cdot\vec{E}+\frac{1}{2}\left(\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}-\vec{D}\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)\right]\mathrm{d}v$$

即物质中单位体积的损耗为

$$P_d=\frac{1}{2}\left(\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}-\vec{D}\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)+\vec{J}\cdot\vec{E}$$

2 物质吸波特性的计算

2 1 理想介质

若物质为理想介质,$\sigma=0$,且$\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}=\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$,则

$$P_d=\frac{1}{2}\left(\vec{E}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}-\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)+\vec{J}\cdot\vec{E}$$

故理想介质不吸波 .

2 2 理想导体

若物质为理想导体,$\sigma\to\infty$,且$\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}$. 因为$\vec{J}=\sigma\vec{E}$,所以理想导体内无电场,$\vec{E}=0$,则

$$P_d=0$$

故理想导体内无微波,理想导体不吸收微波,理想导体将反射微波.

2 3 实际导体

若物质为实际导体,电导率为σ_1,且$\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}=\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$,则$P_d=\frac{1}{2}\sigma E^2$,故实际导体表面是吸波的,但穿透深度$\delta$一般很小: $\delta=\frac{1}{\sqrt{f\pi\mu}}$

例如,铜的磁导率$\mu=1$,电导率$\sigma=5.8\times10^7$ s/m,穿透深度为$\delta=1.3\,\mu$m. 黄铜矿$\sigma=6.3\times10^{-1}\sim5\times10^2$,钛铁矿$\sigma=2.5\times10^{-1}\sim1.0\times10^3$,相应的穿透深度分别为 1.2 cm ～0.4 mm和 2 cm ～0.3 mm. 这可用来解释矿物吸波特性,吸波机理为空间自由电荷运动损耗[3].

2 4 极性介质

若物质为极性介质,弛豫特性为 Debye型,束缚电荷随外场$E\cos\omega t$同步变化,且$\sigma=0$,则

$$P_d=\frac{1}{2}\left(\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}-\vec{D}\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$$

因为$\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}$, $F_p(t)=\exp(-t/\tau)$,所以

$$P_d=\frac{1}{2}\omega\varepsilon''E^2$$

这与传统理论相符[6,7],上式中 $\varepsilon'' = \dfrac{\omega\varepsilon_l\tau}{1+\omega^2\tau^2}$, $\varepsilon' = \varepsilon_h + \dfrac{\varepsilon_l}{1+\omega^2\tau^2}$

吸波机理为偶极子转向极化、摩擦生热.

2.5 慢效应介质

若物质是慢效应介质,弛豫特性为 non - Debye型,束缚电荷跟不上外场 $E\cos\omega t$的变化,且 $\sigma = 0$,则

$$F_p(t) = \mathrm{esp}(-\sqrt{t/\tau}),$$ 同理可得

$$P_d = \frac{1}{2}\omega\varepsilon'' E^2 + \frac{E^2}{2}\left(\cos^2\omega t\cdot\frac{\partial\varepsilon'}{\partial t} + \cos\omega t\sin\omega t\cdot\frac{\partial\varepsilon''}{\partial t}\right)$$

当 $t \gg \tau$时, $\dfrac{\partial\varepsilon'}{\partial t}\to 0$, $\dfrac{\partial\varepsilon''}{\partial t}\to 0$

$$P_d = \frac{1}{2}\omega\varepsilon'' E^2$$

上式中 $\varepsilon' = \varepsilon_h + \dfrac{\varepsilon_l}{2\tau}\displaystyle\int_0^\infty\left(\frac{t''}{\tau}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{t''}{\tau}\right)^{\frac{1}{2}}}\cos\omega t'' \mathrm{d}t''$

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon_l}{2\tau}\int_0^\infty\left(\frac{t''}{\tau}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{t''}{\tau}\right)^{\frac{1}{2}}}\sin\omega t'' \mathrm{d}t''$$

这表明微波与慢效应介质相互作用时,其瞬态吸波特性是时变的和非线性的.

2.6 同媒质分界面上的损耗

不同介质分界面模型见图 1.

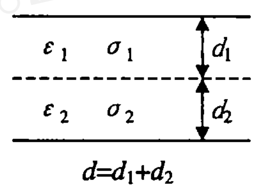

图1　两种不同媒质分界面模型

Fig.1 Modeling on boundary between two media

$$P_d = \frac{1}{2}\omega\varepsilon'' E^2 = \frac{1}{2}E^2\sigma + \frac{1}{2}E^2\frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_h)\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}$$

$$\varepsilon_s = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_1\sigma_2^2 d_1 + \varepsilon_2\sigma_1^2 d_2)d}{(\sigma_1 d_2 + \sigma_2 d_1)^2},\qquad \varepsilon_h = \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2 d}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1}$$

这说明不同媒质分界面上的损耗由自由电荷运动损耗和等效 Debye型损耗两部分组成,上式中

$$\tau = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_0\varepsilon_2 d_1}{\sigma_1 d_2 + \sigma_2 d_1},\qquad \sigma = \frac{\sigma_1\sigma_2 d}{\sigma_1 d_2 + \sigma_2 d_1}$$

3 结 论

从上面讨论可见,微波与物质相互作用的机理为空间自由电荷运动损耗、束缚电荷的 Debye型转向极化损耗、束缚电荷的 non - Debye型极化损耗和不均匀界面损耗.

本文主要结论如下:

1) 对于极性物质,Debye损耗是主要的;

2) 对于矿物类非极性物质,自由电荷运动损耗和不均匀界面损耗是主要的;

3) 证实束缚电荷 non - Debye损耗的实验正在进行,相关实验结果待发表;

4) 对于 non - Debye弛豫介质,首次导出了其介质损耗的计算模型.更重要的是,此模型甚至可用于解释微波辐照下材料发生的瞬态过程,相关仿真结果和实验结果待发表.

参考文献:

[1] Hippel A Von. Dielectric Materials and Applications[M]. MIT Technology Press and Wiley New York, 1954. 18～40.
[2] Hedvig P. Dielectric Spectroscopy of Polymers[M]. Akademiai Kiado, Budapest, 1977. 34～37.
[3] 金钦汉. 微波化学[M]. 北京: 科学出版社, 1999. 13～15.
[4] Li J, Chen M, Zheng F, et al. Diffusion Theory of Slow Responses [J]. Science in China, 1997, 40(3): 290～295.
[5] 李景德,沈韩,陈敏. 电介质理论[M]. 北京: 科学出版社, 2003. 54～97.
[6] 方俊鑫, 殷之文. 电介质物理学[M]. 北京: 科学出版社, 1998. 45～52.
[7] Risma P O, Malgorzata C M. Electromagnetic Modeling for Microwave Heating Applications[J]. Microwave, Radar and Wireless Communication, 2000, (3): 167～183.