

## 多壁碳纳米管在红外波段的散射特性研究

王玥<sup>1,2</sup>, 张丽颖<sup>2</sup>, 王暄<sup>1</sup>, 刘倩<sup>2</sup>, 刘鑫<sup>2</sup>, 吴群<sup>3</sup>

(1. 哈尔滨理工大学 电介质工程国家重点实验室培育基地, 黑龙江 哈尔滨 150080;

2. 哈尔滨理工大学 电子科学与技术系, 黑龙江 哈尔滨 150080;

3. 哈尔滨工业大学 航天学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

**摘要:**采用 Bessel 和 Hankel 函数级数模技术, 对不同多壁碳纳米管在红外波段的电磁散射特性进行了研究. 结果表明, 不同半径、不同纳米管数目对入射的横磁波与横电波的散射现象产生不同的影响. 在横磁波垂直入射时, 不同结构多壁碳纳米管对其频率的选择性不明显, 相同半径纳米管对横磁波的散射强度随纳米管数目的增加而增强, 但其峰值不变; 而在横电波入射时, 不同结构多壁碳纳米管表现出强烈的频率选择性, 其散射强度随半径、管数目的增加而明显增强. 研究结果对利用碳纳米管进行红外波段的探测具有一定意义.

**关键词:**散射; 多壁碳纳米管; 红外波段

**中图分类号:** TN213 **文献标识码:** A

## Electromagnetic scattering of MWCNT at infrared frequencies range

WANG Yue<sup>1,2</sup>, ZHANG Li-Ying<sup>2</sup>, WANG Xuan<sup>1</sup>, LIU Qian<sup>2</sup>, LIU Xin<sup>2</sup>, WU Qun<sup>3</sup>

(1. State Key Laboratory Breeding Base of Dielectrics Engineering, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China;

2. Department of Electric Science and Technology, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China;

3. School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

**Abstract:** The scattering properties of multi-walled carbon Nanotubes (MWCNTs) were investigated by using modal technique based on Bessel and Hankel function. It was found that the results of scattering vary with radius and numbers of carbon nanotubes. Under transverse magnetic(TM) wave conditions, the different structure of MWCNTs is not sensitive to the frequency, and the scattering intensity on the TM wave of the same radius nanotubes increases with the increasing of the number of nanotubes. Under transverse electric(TE) wave conditions, the different structure of MWCNTs exhibit high selectivity for frequency range, and the scattering intensity increases with the increasing of the radius and number of nanotubes. It is very helpful to detect infrared wave using carbon nanotubes.

**Key words:** scattering, MWCNTs, infrared frequencies range

**PACS:** 03.65.Nk, 42.68.Mj, 61.48.De

### 引言

由于特殊的结构和介电性质, 碳纳米管表现出独特的物理和化学特性: 质量轻、导电性可调、高温抗氧化性能强和稳定性好等特点, 使得它们在纳米器件和系统中有广泛的应用<sup>[1]</sup>. 近年来, 随着碳纳

米管材料在集成电路和各种电磁器件如传输线<sup>[2]</sup>、互连线<sup>[3]</sup>、调制/解调器<sup>[4]</sup>、射频接收器<sup>[5]</sup>以及纳米天线<sup>[6-9]</sup>等方面得到普遍关注的同时, 电磁波与其相互作用的研究逐渐成为国内外诸多学者的讨论热点. 特别是具有金属性的碳纳米管, 当有电磁波入射到材料表面时, 表现出导体特有的表面等离子波现

收稿日期: 2013-10-23, 修回日期: 2014-10-06

Received date: 2013-10-23, revised date: 2014-10-06

基金项目: 国家自然科学基金(61201075); 中国博士后面上项目(2012M511507); 黑龙江省教育厅青年骨干人才项目(1254G021)和科学技术项目(12521110); 黑龙江省电介质工程国家重点实验室培育基地前沿预研基金(DE2012B05); 哈尔滨理工大学青年拔尖创新人才培养计划(201302); 毫米波国家重点实验室项目(K201208)

**Foundation items:** Supported by National Natural Science Foundation of China (61201075), China Postdoctoral Science Foundation (2012M511507), the Young Scholar Project (1254G021) and the Science and Technology Research Foundation of Heilongjiang Education Bureau of China (12521110), Frontier Research Foundation of State Key Laboratory Breeding Base of Dielectrics Engineering (DE2012B05), Science Funds for the Young Innovative Talents of HUST (201302) and State Key Laboratory of Millimeter Waves (K201208)

作者简介 (Biography): 王玥 (1979-), 男, 内蒙古盟人, 博士, 主要从事红外、太赫兹波段光电子技术方面的研究工作. E-mail: wsbte@126.com

象<sup>[10-12]</sup>. 此外,从微波到红外宽波段范围内,理论和实验证实碳纳米管在隐形材料、电磁屏蔽或暗室吸波材料等领域有潜在的应用价值<sup>[13-15]</sup>.

近年来,许多学者一直开展碳纳米管在电磁波垂直与斜入射条件时的散射特性研究工作<sup>[16]</sup>. Slepyan 等人<sup>[17]</sup>提出基于碳纳米管电导率的量子力学模型,研究有限长手椅型单壁碳纳米管(SWCNTs)的光散射特性. 随后,Hao 等人<sup>[18]</sup>利用周期性 Green 函数研究了红外波段金属碳纳米管阵列的电磁散射. 本项目组成员研究了碳纳米管在电线流元激发条件下的散射特性,以单壁手椅型(10,10)碳纳米管为例,得到的理论结果与实验结果吻合的很好<sup>[19]</sup>.

但是,上述报导结果中,只考虑横磁波(TM)波作用下碳纳米管的散射特性,也就是更多考虑碳纳米管的轴向电流 $j(z)$ ,而忽略其径向电流 $j(\varphi)$ 对散射结果的影响. 在本文中,我们将先前的研究工作扩展为多壁碳纳米管(MWCNTs)对电磁波的散射研究,同时,充分考虑碳纳米管径向电流对散射的影响,即详细研究 TM 与横电波(TE)波作用下 MWCNTs 的散射特性.

## 1 MWCNTs 模型与散射理论

### 1.1 MWCNTs 模型

MWCNTs 是指包括许多同中心轴的 SWCNTs (如图 1 所示),每两个管壁之间的距离约为 0.34 nm,这也是石墨层原子间的距离. MWCNTs 的管壁数目可以从 2 到数百任意变化. 目前,制备的碳纳米管长度从纳米量级到厘米量级. SWCNTs 的半径从 0.3 ~ 5 nm 变化. 而 MWCNTs 的半径则是从 1 ~ 100 nm 之间,每一层的半径是由它们各自的手性参数 $(m, n)$ 决定,在 $m = n$ 或 $n = 0$ 时,相应的电

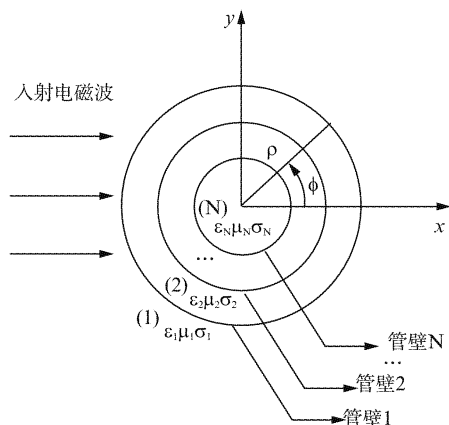
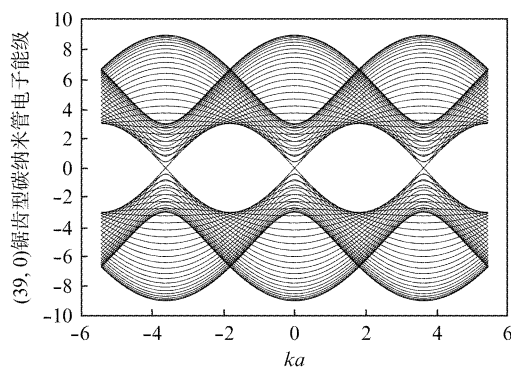
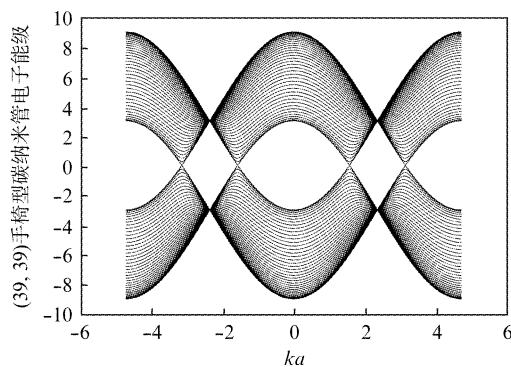


图 1 电磁波入射无限长 MWCNTs 模型截面图  
Fig. 1 Cross section view of MWCNTs

子能级结构中导带底和价带顶位于费米能级零点,从而碳纳米管为金属性,利用紧束缚方法得到的能级如图 2 所示,详细信息请参考文献[6]. 本文主要分析孤立的无限长的 MWCNTs 在近红外频率范围内的电磁散射特性,具体研究纳米管壁数目和外层管的半径对电磁散射特性的影响规律.



(a) (39, 0) 碳纳米管能级



(b) (39, 39) 碳纳米管能级

图 2 金属性碳纳米管能级结构

Fig. 2 Energy level structure of metallic carbon nanotube

当均匀平面波垂直入射到 MWCNTs 结构上,入射场为

$$E_i = \hat{z} E_z^i = \hat{z} E_0 e^{-jkx} \quad (1)$$

每个管壁在圆周方向的磁场和 z 方向上电场分别满足边界条件:

$$\begin{aligned} H_\varphi(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) |_{\rho > a_j} \\ - H_\varphi(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) |_{\rho < a_j} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} = \sigma_m(\omega) E_z(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) \\ E_z(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) |_{\rho > a_j} = \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\rho$  是离开多壁碳纳米管的轴心的距离,  $\sigma_m(\omega)$

$= \frac{n_0 e^2}{m^* (\gamma + i\omega)}$ , 对应特定的管壁的表面电导率, 因为每个壁有不同的电导率. 这里  $n_0$  是 SWCNTs 的二

维自由电子密度,  $e$  和  $m^*$  分别是电子电荷和有效质量,  $\gamma$  表示损耗且  $\gamma = \tau^{-1}$ ,  $\tau$  为弛豫时间. 并且有  $\frac{n_0}{m^*} \approx \frac{2v_F}{\pi^2 \hbar a}$ , 其中  $a_j$  是每一层碳纳米管半径,  $v_F = \frac{3\gamma_0 b_0}{2\hbar}$  是费米速率,  $\gamma_0$  是石墨晶格的特征能量, 一般为 2.7 ~ 3 eV,  $\hbar$  是普朗克常数,  $b_0 = 0.142$  nm 是单层石墨中 C—C 键长.

由于碳纳米管特殊的圆柱状结构, 在管内也存在场分布, 其形式可用 Bessel 和 Hankel 函数描述. 因此, 图 1 中不同区域的总场可表示为:

外区域(1)的总场为

$$E_z^{(1)} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^{-n} (J_n(k_1 \rho) + a_{n1} H_n^{(2)}(k_1 \rho)) e^{jn\varphi}, \quad (4)$$

最里层(N)的总场可写为

$$E_z^{(N)} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^{-n} a_{nN} J_n(k_N \rho) e^{jn\varphi}, \quad (5)$$

而且每两个管壁之间区域( $m, 1 < m < N$ )的总场为,

$$E_z^{(m)} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^{-n} (a_{nm} J_n(k_m \rho) + b_{nm} H_n^{(2)}(k_m \rho)) e^{jn\varphi}. \quad (6)$$

对应的磁场分量用麦克斯韦-法拉第方程  $H = -(j\omega\mu_0)^{-1} \nabla \times E$  求得. 采用同文献[19]中相同的处理方法, 通过边界条件式(2)和式(3)可以求出式(5)和式(6)中的未知系数  $a_{nm}$  和  $b_{nm}$ .

在 MWCNTs 中, 双壁碳纳米管是典型的一种, 近些年来对双壁碳纳米管的研究很多. 对于  $N > 2$  的 MWCNTs, 由于边界条件要运用到每一个管壁上, 会有  $2N$  个庞大的方程求解. 为此, 对于足够薄的小半径 MWCNTs, 本文提供了一种简便的方法, 采用 Bessel 和 Hankel 函数级数模技术方法求解, 这种方法在文献[19]中证明是有效的.

## 1.2 TM 波垂直入射时散射分析

在图 1 中, TM 波垂直入射时, 有  $E_z^i, H_\rho^i$  和  $H_\varphi^i$  分量, 这里, 入射场  $E_z^i$  在双壁碳纳米管诱导表面电流  $j(z)$ , 表面电流又辐射散射电场. 双壁碳纳米管的散射电场  $E_z^s$  为:

$$E_z^s = -E_0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_m j^{-m} H_m^{(2)}(\beta\rho) e^{jm\varphi}, \rho > a^2, \quad (7)$$

这里  $a_m$  代表未知的散射系数, 在双壁碳纳米管内, 传输场可表示为:

$$E_z^t = E_0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} j^{-m} e^{jm\varphi} (b_m J_m(\beta\rho) + c_m H_m^{(2)}(\beta\rho)),$$

$$a_1 < \rho < a_2$$

$$E_z^t = E_0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} j^{-m} e^{jm\varphi} d_m J_m(\beta\rho), \rho < a_1, \quad (8)$$

这里  $b_m, c_m$  和  $d_m$  表示未知的透射系数, 对应的磁场由方程  $H = -(j\omega\mu_0)^{-1} \nabla \times E$  求得. 在  $\rho = a_j (j=1, 2)$  利用相应的边界条件式(2)和式(3)求出未知系数.

在远场观察区域, 其散射截面为:

$$\sigma_{\text{scat}}^{\text{TM}} = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \left[ 2\pi\rho \frac{|E_z^s|^2}{|E_z^i|^2} \right] = \frac{4}{\beta} \left| \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_m e^{jm\varphi} \right|^2, \quad (9)$$

从而可以得到散射系数

$$a_m = -\eta [\sigma_1(\omega) + \sigma_2(\omega)] \frac{1}{\Delta} \left[ \frac{2}{\pi\beta^2 a_1 a_2} \Pi + \frac{\sigma_1(\omega)\sigma_2(\omega)}{\sigma_1(\omega) + \sigma_2(\omega)} \Psi \eta J_m(\beta a_1) J_m(\beta a_2) \right]. \quad (10)$$

上式中的  $\Delta, \Pi$  和  $\Psi$  分别如下

$$\Delta = \frac{2}{\pi^2 \beta^2 a_1 a_2} [2 + \eta\pi\sigma_1(\omega)(\beta a_1) H_m^{(2)}(\beta a_1)$$

$$J_m(\beta a_1) + \eta\pi\sigma_2(\omega)(\beta a_2) H_m^{(2)}(\beta a_2) J_m(\beta a_2)] + \sigma_1(\omega)\sigma_2(\omega)\Psi\eta^2 J_m(\beta a_1) H_m^{(2)}(\beta a_2)$$

$$\Pi = (\beta a_1) [J_m(\beta a_1)]^2 + (\beta a_2) [J_m(\beta a_2)]^2$$

$$\Psi = J_m(\beta a_2) H_m^{(2)}(\beta a_1) - J_m(\beta a_1) H_m^{(2)}(\beta a_2)$$

## 1.3 TE 波垂直入射时的散射分析

现在假设 TE 波入射到图 1 中的双壁碳纳米管上. 入射 TE 波有非零  $H_z^i, E_\rho^i$  和  $E_\varphi^i$  分量, 其中 TE 波电场分量  $E_\varphi^i$  引起双壁碳纳米管表面电流  $j(\varphi)$ , 从而辐射散射场. 采用同前面分析方法, 入射磁场可写为

$$H_z^i = H_0 e^{-j\beta x} = H_0 e^{-j\beta x \cos\varphi} = H_0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} j^{-m} J_m(\beta\rho) e^{-jm\varphi}, \quad (11)$$

这里  $H_0$  是实常数.

磁场的散射场为

$$H_z^s = H_0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m j^{-m} H_m^{(2)}(\beta\rho) e^{jm\varphi}, \rho > a_2, \quad (12)$$

这里  $A_m$  表示未知的散射系数. 同样地, 传输场可写为

$$H_z^t = H_0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} j^{-m} e^{jm\varphi} (B_m J_m(\beta\rho) + C_m H_m^{(2)}(\beta\rho)), a_1 < \rho < a_2, \quad (13)$$

$$H_z^t = H_0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} j^{-m} e^{jm\varphi} D_m J_m(\beta\rho), \rho < a_1$$

式中,  $B_m, C_m$  和  $D_m$  表示未知的透射系数. 相应的切向电场分量可以通过麦克斯韦安培等式  $E =$

$(j\omega\epsilon_0)^{-1} \nabla \times H$  求得. 切向电场在  $\rho = a_j$  处连续, 有

$$E_\varphi(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) |_{\rho > a_j} = \quad (14)$$

$$E_\varphi(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) |_{\rho < a_j}$$

切向磁场在  $\rho = a_j$  处不连续, 有

$$H_z(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) |_{\rho > a_j} - H_z(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z) |_{\rho < a_j} \quad (15)$$

$$= -\sigma(\omega) E_\varphi(\rho = a_j, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z)$$

由散射截面定义得:

$$\sigma_{\text{scat}}^{\text{TE}}(\omega) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \left[ 2\pi\rho \frac{|H_z^s|^2}{|H_z^i|^2} \right] = \frac{4}{\beta} \left| \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m e^{im\varphi} \right|^2 \quad (16)$$

求出

$$A_m = -\eta [\sigma_1(\omega) + \sigma_2(\omega)] \frac{1}{\Delta} \left[ \frac{2}{\pi\beta^2 a_1 a_2} \Pi + \frac{\sigma_1(\omega)\sigma_2(\omega)}{\sigma_1(\omega) + \sigma_2(\omega)} \Psi \eta J'_m(\beta a_1) J'_m(\beta a_2) \right] \quad (17)$$

其中, 上式中的  $\Delta, \Pi$  和  $\Psi$  分别为:

$$\Delta = \frac{2}{\pi^2 \beta^2 a_1 a_2} [2 + \eta\pi\sigma_1(\omega) (\beta a_1) H_m^{(2)'}(\beta a_1)$$

$$J'_m(\beta a_1) + \eta\pi\sigma_2(\omega) (\beta a_2) H_m^{(2)'}(\beta a_2) J'_m(\beta a_2)] + \sigma_1(\omega) \sigma_2(\omega) \Psi \eta^2 J'_m(\beta a_1) H_m^{(2)'}(\beta a_2)$$

$$\Pi = (\beta a_1) [J'_m(\beta a_1)]^2 + (\beta a_2) [J'_m(\beta a_2)]^2$$

$$\Psi = J'_m(\beta a_2) H_m^{(2)'}(\beta a_1) - J'_m(\beta a_1) H_m^{(2)'}(\beta a_2)$$

## 2 结果与分析

图 3 显示了三种不同双壁碳纳米管在 TM 波入射下的散射特性, 入射频率在近红外波段. 其中,  $\gamma_0 = 2.7 \text{ eV}$  和  $\gamma = 2 \times 10^{14} \text{ Hz}$ , 管壁之间的距离  $\Delta a = 0.34 \text{ nm}$ . 从图中可以看出三种双壁碳纳米管  $(20, 20)@ (25, 25)$ ;  $(30, 30)@ (35, 35)$  和  $(40, 40)@$

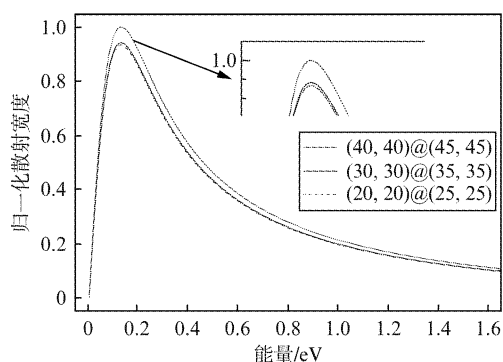


图 3 TM 波垂直入射时双壁碳纳米管的散射  
Fig. 3 Dependence of scattering cross section on TM wave for double-welled carbon nanotube

$(45, 45)$  随着内外半径的增大散射宽度幅值变化缓慢, 显示出逐渐增加趋势, 同时峰值位置随半径的增加移向高频. 其散射特性与先前报导的 SWCNTs 散射特性相似.

图 4 所示为三种双壁碳纳米管  $(30, 30)@ (35, 35)$ ;  $(35, 35)@ (40, 40)$  和  $(45, 45)@ (50, 50)$  在 TE 波作用下的归一化散射结果, 从图可以清晰地看出: 随着双壁碳纳米管内外半径的增大, 其归一化散射宽度幅值随之增强, 并且对应最大幅值的频率向着高频方向移动.

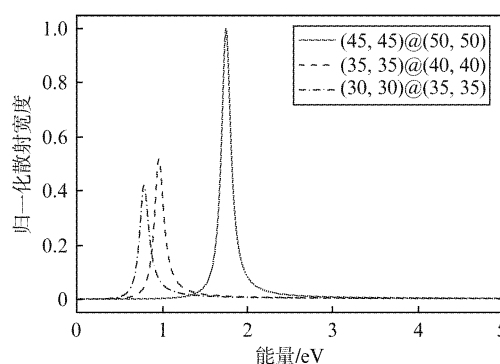


图 4 TE 波垂直入射时双壁碳纳米管的散射  
Fig. 4 Dependence of scattering cross section on TE wave for double-welled carbon nanotube

为了更深入理解碳纳米管对不同电磁波的散射规律, 文中选择三种半径相同而壁数不同的纳米管进行研究. 从图 5 可以明显看出, TM 波照射到不同结构的碳纳米管的散射特性差异. 对于外半径相同但是管壁数目不同的条件下, 随着管壁数目的增加, 峰值位置几乎不发生变化, 而散射强度明显增加, 由此可以判断, 内部碳纳米管对电磁波的散射贡献非常重要.

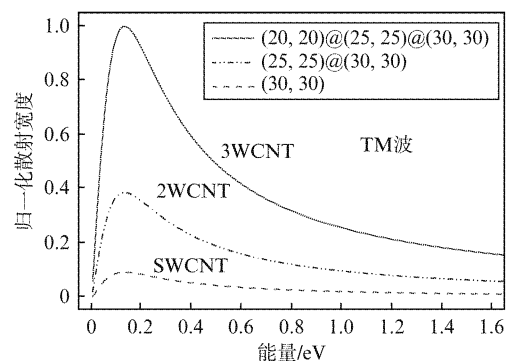


图 5 外半径相同的 SWCNT 与 MWNTs 在 TM 波入射时的散射特性

Fig. 5 Scattering properties depended on TM wave for a SWCNT, a double-welled CNT and a three-welled CNT with the same radius

图6中显示了TE电磁波入射碳纳米管时的散射特性.可以发现,尽管多壁碳纳米管的外半径相同,但是随着管壁数目的增加,与最大幅值对应的频率向高频移动,同时,散射幅度加强.从图4与图6中可以得出一个结论:MWCNTs对入射TE波的散射特性具有明显的频率选择性.

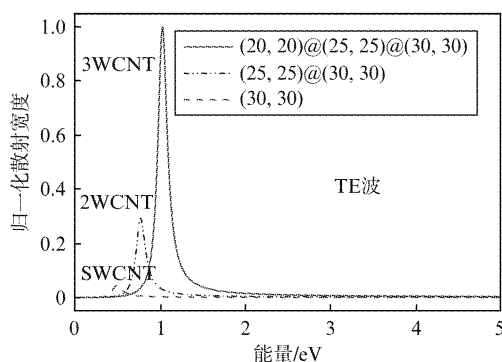


图6 外半径相同的SWCNT与MWNTs在TE波入射时的散射特性

Fig. 6 Scattering properties depended on TE wave for a SWCNT, a double-walled CNT and a three-walled CNT with the same radius

### 3 结论

主要以多壁手椅型碳纳米管为主,采用Bessel和Hankel函数的级数模技术研究了(TM波与TE波作用下的散射特性.详细分析了在不同半径、不同管壁数目条件下,MWCNTs的散射规律.研究结果发现,在TM波入射时,不同半径、相同壁数的MWCNTs,其半径变化对散射场幅度影响不大,而且,随半径的增加其幅值略有增大,峰值频率有微小蓝移;相同半径、不同壁数的MWCNTs,射场幅度随壁数的增加而明显增加,但是峰值频率不发生变化;对入射电磁波的频率选择性不明显.在TE波入射时,不同半径、相同壁数的MWCNTs,其半径变化对散射场幅度影响非常明显,而且,随半径的增加其幅值增大,峰值频率明显蓝移;相同半径、不同壁数的MWCNTs,其散射场幅度随壁数的增加而明显增加,同样峰值频率随壁数增大而发生明显蓝移;对入射电磁波的频率选择性明显.

### References

- [1] ZHAO Xiao-Hui, CAI Li, ZHANG Peng. Modeling of carbon nanotube field effect transistor with phonon scattering [J]. *Acta Phys. Sin.* (赵晓辉,蔡理,张鹏.声子散射下碳纳米管场效应管建模方法研究. *物理学报*), 2013, **62**(10): 130506.
- [2] Rybczynski J, Kempa K, Herczynski A, et al. Subwavelength waveguide for visible light [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **90**: 021104.
- [3] LI H, YIN W Y, BANERJEE K, et al. Circuit modeling and performance analysis of multi-walled carbon nanotube (MWCNT) interconnects [J]. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2008, **55**: 1328 - 1337.
- [4] Rutherglen C, Burke P. Carbon nanotube radio [J]. *Nano Lett.*, 2007, **7**: 3296 - 3299.
- [5] Jensen K, Weldon I, Garcia H, et al. Nanotube radio [J]. *Nano Lett.*, 2008, **8**(1): 374.
- [6] WANG Yue, WU Qun, WU Yu-Ming, et al. Theoretical study and numerical verification of terahertz radiation emitted by carbon nanotubes [J]. *Acta Phys. Sin.* (王玥,吴群,吴昱明,等.碳纳米管辐射太赫兹波的理论及数值验证. *物理学报*), 2011, **60**(5): 057801.
- [7] Zhu Q, Liu W F, Zhang H L, et al. Experimental study of microwave radiation of carbon nanotube arrays [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **95**(8): 3119 - 3121.
- [8] Wang Y, Wu Q, Shi W, et al. Radiation properties of carbon nanotubes antenna at terahertz/infrared range [J]. *Int. J. Infrared Millim. Waves*, 2008, **29**: 35 - 41.
- [9] Hanson G W. Dyadic Green's functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene [J]. *IEEE Antennas Propag. Mag.*, 2008, **50**(3): 747 - 757.
- [10] Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions [J]. *Science*, 2006, **11**: 189 - 193.
- [11] Liu L, Han Z, He S. Novel surface plasmon waveguide for high integration [J]. *Opt. Express*, 2005, **13**: 6645 - 6650.
- [12] Shuba M V, Maksimenko S A, Lakhtakia A. Electromagnetic wave propagation in an almost circular bundle of closely packed, metallic, carbon nanotubes [J]. *Phys. Rev. B*, 2007, **76**: 155407.
- [13] Peng Z, Peng J, Ou Y. Microwave absorbing properties of hydrogen plasma in single wall carbon nanotubes [J]. *Phys. Lett. A*, 2006, **359**: 56 - 60.
- [14] CHEN Yi-Ming, ZHANG Hai-Yan, ZHU Qing-Feng, et al. Synthesis of aligned carbon Nanotubes array by radio frequency plasma enhanced hot filament chemical vapor deposition [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (陈易明,张海燕,朱清锋,等.取向碳纳米管阵列的等离子体复合化学气相沉积法制备. *红外与毫米波学报*), 2008, **60**(6): 470 - 474.
- [15] Moradi A. Oblique incidence scattering from single-walled carbon nano-tubes [J]. *Phys. Plasmas* 2009, **16**: 113501.
- [16] Moradi A. Scattering by an array of parallel metallic carbon Nanotubes [J]. *Chin. Phys. B*, 2013, **22**: 064201.
- [17] Slepian G Y, Shuba M V, Maksimenko S A, et al. Analysis of multi-walled carbon nanotubes as waveguides and antennas in the infrared and the visible regimes [J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **73**: 195416.
- [18] Hao J, Hanson G W. Electromagnetic scattering from finite-length metallic carbon nanotubes in the lower IR bands [J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **74**: 035119 - 1 - 6.
- [19] Wang Y, Wu Q, Wu Y M, et al. Electromagnetic scattering of the carbon nanotubes excited by an electric line source [J]. *Chin. Phys. B*, 2012, **21**(1): 014212 - 1 - 4.