金纳米管结构的等离子体光子学性质

张中月, 熊祖洪*

西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715

* 联系人, E-mail: zhxiong@swu.edu.cn

2010-03-24 收稿, 2010-05-08 接受

国家自然科学基金(10974157)、中央高校基本科研业务费专项资金(XDJK2009C078, XDJK2009A001)和西南大学科研基金(SWU109024)资助项目

摘要 应用离散偶极子近似方法计算了金纳米管结构的消光光谱及其近场电场分布, 并与金纳米柱的计算结果进行了比较. 结果发现, 当以等离子体共振峰波长入射时, 管状纳米结构拥有更大面积的强电场分布. 故管状纳米结构更适合作为表面增强拉曼散射的衬底, 用于生物分子或者化学分子的探测. 另外, 我们还研究了纳米管结构参数对其等离子体共振峰的影响, 以调节等离子体共振峰的位置, 从而满足其在表面增强拉曼散射等等离子体光子学方面的应用.

关键词

金纳米管
光学性质
表面等离子激元
离散偶极子近似

贵金属中的自由电子在外界入射电场的作用下受迫振动, 当电子振动频率与入射光的频率相等时, 即发生表面等离子体共振(localized surface plasmon resonance, LSPR)效应, 从而产生强烈的消光峰, 并且在金属表面产生增强的局部电场, 这些电场是表面增强拉曼散射(surface enhanced Raman scattering, SERS)一个很重要的物理解释^[1-3]. 金、银纳米结构已被证明能够表现出强烈的表面等离子体共振效应, 并被广泛应用于表面增强拉曼散射衬底. 纳米结构的等离子体共振对其形貌、尺寸等因素非常敏感^[4-9]. 对于特定形貌的纳米结构, 可以通过改变其结构参数来调节其等离子体共振峰, 使得该峰处于拉曼光谱的激发波长, 从而产生更强的拉曼信号.

最近, 多个研究小组发现纳米棒或者纳米线均能作为衬底, 激发强烈的表面增强拉曼信号^[10-13]. 纳米棒已经被证明比单纯的薄膜或者块状材料具有更好的激发表面等离子体激元的能力. Zhao 等人^[12]用掠角入射的方法制备了银纳米棒阵列, 并测试了入射光偏振方向对其表面增强拉曼散射性能的影响. 结果发现, 较强的拉曼信号发生在入射光偏振方向垂直于纳米棒的长轴方向. 其他小组也同样发现强

拉曼散射发生在入射光电场垂直于长轴方向^[14,15].

越来越多的实验和数值计算结果表明, 拥有更多角落、更多凹进的纳米结构会激发出更大面积的增强电场^[6,16]. 由于表面增强拉曼散射的信号强度正比于表面增强电场的四次方^[1-3], 因此拥有更多角落、更多凹进的纳米结构更适合用于表面增强拉曼散射衬底. 相比于柱状纳米结构, 管状纳米结构拥有更多的表面积, 故管状纳米结构能产生更大面积的增强电场, 更适合用于表面增强拉曼散射衬底.

最近, 在实验室中成功制备了管状金属纳米结构^[17-26]. 通常, 多孔氧化铝结构被用作模板, 应用电子束蒸发或者电化学沉积的方法将金属层沉积到模板孔洞的内表面, 利用化学溶液溶解掉模板, 就形成了管状纳米结构. Hendren 等人^[26]利用电化学沉积方法制备了不同结构参数的金纳米管结构, 测试了它们的透射光谱, 并应用有限元方法计算了单个金纳米管在不同入射波长时的电场分布. 结果发现, 当其测试的等离子体共振峰波长入射时, 其表面激发电场主要分布在纳米管的外侧. 该结果表明, 由于金纳米管之间的距离很小, 该共振峰源于相邻金纳米管之间的耦合作用. 因此, 他们所测试的管状金纳米结

英文引用格式: Zhang Z Y, Xiong Z H. Plasmonic properties of Au nanotube (in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2010, 55: 2269–2275, doi: 10.1360/972009-2521

构阵列的光学性质并没有体现出单个纳米管结构的光学性质以及结构参数对其光学性质的影响。

本文与柱状纳米结构进行比较,详细计算了单根金纳米管的消光光谱及其近场电场分布。结果显示,管状纳米结构能够提供更大面积的强电场分布。另外,我们还研究了金纳米管的结构参数对其光学性质的影响。这些结果为特定等离子体光子学方面的研究提供了较有价值的理论指导。

1 离散偶极子近似计算

离散偶极子近似(discrete dipole approximation, DDA)算法首先由 Purcell 和 Pennypacker 提出^[27-30]。应用这种算法,首先将目标粒子用 N 个偶极子表达,对于第 i 个偶极子,其极化率为 α_i ,其位置为 $\vec{r}_i$,则其极化强度 $\vec{P}_i$ 可以写为

$$\vec{P}_i = \alpha_i \vec{E}_{\text{loc}}(\vec{r}_i). \quad (1)$$

$\vec{E}_{\text{loc}}(\vec{r}_i)$ 是该偶极子所在位置的局域电场,包括入射电场和其他 $(N-1)$ 个偶极子在该处激发的电场:

$$\vec{E}_{\text{loc}}(\vec{r}_i) = \vec{E}_{\text{inc}}(\vec{r}_i) + \vec{E}_{\text{dip},i} = \vec{E}_0 e^{ik\vec{r}_i} - \sum A_{i,j} \cdot \vec{P}_j. \quad (2)$$

$\vec{A}$ 是一个大小为 $3N \times 3N$ 、表示偶极子作用的矩阵,其由下式定义:

$$A_{i,j} \cdot \vec{P}_j = \frac{e^{ikr_{ij}}}{r_{ij}^3} \left\{ k^2 \vec{r}_{ij} \times (\vec{r}_{ij} \times \vec{P}_j) + \frac{(1-ikr_{ij})}{r_{ij}^2} [r_{ij}^2 \vec{P}_j - 3\vec{r}_{ij}(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{P}_j)] \right\}. \quad (3)$$

将(2)和(3)式代入(1)式,整理后得到

$$\vec{A}' \cdot \vec{P} = \vec{E}, \quad (4)$$

$\vec{A}'$ 是一个从矩阵 $\vec{A}$ 得到的矩阵。通过解 $3N$ 个复线性方程组,可以得到每个偶极子的极化强度,从而进一步计算目标粒子的消光截面 C_{ext} 及其电场分布:

$$C_{\text{ext}} = \frac{4\pi k}{|\vec{E}_0|^2} \sum_{i=1}^N \text{Im}(\vec{E}_{\text{inc},i}^* \cdot \vec{P}_i). \quad (5)$$

粒子表面的局部电场由入射电场和所有偶极子激发产生的电场组成。

本文应用离散偶极子近似算法计算了金纳米管的消光谱线 Q_{ext} ($Q_{\text{ext}} = C_{\text{ext}}/\pi a_{\text{eff}}^2$, a_{eff} 是纳米结构的有

效半径)及其近场电场分布 γ ($\gamma = |\vec{E}|^2/|\vec{E}_0|^2$, $|\vec{E}_0|$ 是入射电场的大小; $|\vec{E}|$ 是纳米结构周围激发电场的大小)。

图 1 表示了金纳米管的结构及其入射电场的偏振方向。金纳米管的内半径为 r , 外半径为 R , 高度为 h 。本文所有的计算中,入射光沿纳米管的方向传播,其偏振方向垂直于纳米管的轴线。为了更深刻地理解不同结构参数对等离子体共振模式的影响,本文系统地改变了金纳米管的结构参数。当研究结构参数对等离子体共振峰的影响时,每次仅改变一个参数,而固定其他参数。在保持 $R = 36 \text{ nm}$ 和 $h = 60 \text{ nm}$ 的情况下, r 从 18 nm 增加到 30 nm , 间隔为 1.5 nm ; 在保持 $r = 24 \text{ nm}$ 和 $h = 60 \text{ nm}$ 的情况下, R 从 30 nm 增加到 39 nm , 间隔为 1.5 nm ; 在保持 $h = 60 \text{ nm}$ 和管壁厚度不变的情况下, r 从 18 nm 增加到 27 nm (同时, R 从 30 nm 增加到 39 nm), 间隔为 1.5 nm 。在所有的离散偶极子近似计算中,分割金纳米管的格子(lattice spacing)大小 d 为 1.5 nm , 此尺寸满足了离散偶极子近似计算收敛的需要^[30]。计算中所用的金块材介电常数取自实验结果^[31], 并且考虑了纳米结构尺寸对其的影响^[32]。

2 结果与讨论

图 2(a)给出了金纳米柱和金纳米管的消光光谱。纳米柱的半径为 $R = 36 \text{ nm}$, 高度为 $h = 60 \text{ nm}$ 。纳米管具有相同的高度,其外半径为 $R = 36 \text{ nm}$, 内半径为 $r = 24 \text{ nm}$ 。金纳米柱和金纳米管都有一个很强的消光共振峰,但是相比金纳米柱的主峰($\lambda_p = 0.526 \mu\text{m}$),金纳米管的主峰($\lambda_p = 0.622 \mu\text{m}$)红移很多,其消光系数也比金纳米柱的大。另外,在纳米管主峰的长波长一侧,还有一个相对较弱的峰($\lambda_p = 0.731 \mu\text{m}$)。我们计算了等离子体共振峰入射处的近场电场分布。如图 2(b)所示,对于金纳米柱结构,电场主要分布在纳

图 1 金纳米管结构及其入射电场的偏振方向

图2 金纳米柱和金纳米管的消光光谱(a)及纳米柱(b)和纳米管(c)等离子体共振峰处的近场电场分布($\log_{10} I$)

米柱的周围, 并且在图 2(b)右图中的 4 个顶点附近出现了最强电场, 结果表明, 该等离子体共振峰($\lambda_p = 0.526\text{ }\mu\text{m}$)属于纳米柱结构的横向电子振动模式。对于金纳米管, 在其等离子体共振峰 $\lambda_p = 0.622\text{ }\mu\text{m}$, 最大电场除了分布在纳米管的外侧周围外, 在纳米管的内部, 也有大面积的强电场分布(如图 2(c)所示); 等离子体共振峰 $\lambda_p = 0.731\text{ }\mu\text{m}$ 拥有类似的电场分布, 但是其电场比 $\lambda_p = 0.622\text{ }\mu\text{m}$ 时的弱, 并且分布在纳米管内部的电场也相对较弱, 该峰主要源于电子沿纳米管外表面的振动, 其结果是在纳米管内部电场的耦合作用较弱。等离子体共振峰 $\lambda_p = 0.622\text{ }\mu\text{m}$ 则主要源于电子沿纳米管内表面的振动, 其结果是在纳米管内部电场的耦合作用较强。为了定量地比较纳米管和纳米棒周围电场的大小, 我们累加了纳米柱和纳米管周围的电场。所计算电场的位置距离棒

表面或者管壁 3 nm , 在棒或者管高度方向上取的间隔为 1.5 nm 。对于金纳米柱, 在其等离子体共振峰位置, 其周围电场平方的平均值为 4.1×10^4 。对于金纳米管, 在其等离子体共振峰位置, 其管壁外部周围电场平方的平均值为 1.1×10^5 ; 其管壁内部周围电场平方的平均值为 1.5×10^5 。与纳米柱结构相比, 纳米管这种空心结构能够产生更大面积的局部增强电场。因此, 当纳米管结构被用作表面增强拉曼散射衬底时, 能够探测到更少量的生物或者化学分子。

为了研究金纳米管内半径 r 对其消光光谱的影响, 我们固定了外半径($R = 36\text{ nm}$)和高度($h = 60\text{ nm}$), 其内半径 r 从 18 nm 增加到 30 nm 。图 3(a)为具有不同内半径 r 的金纳米管的消光光谱。消光光谱与图 2(a)类似, 都有一个很强烈的共振消光峰。随着内半径 r 的增加, 其主峰从 $\lambda_p = 0.571\text{ }\mu\text{m}$ ($r = 18\text{ nm}$)红移到 $\lambda_p = 0.739\text{ }\mu\text{m}$ ($r = 30\text{ nm}$), 等离子体共振峰红移了 168 nm , 主等离子体共振峰对纳米管内半径 r 的显著依赖性表明该峰主要源于电子沿纳米管内半径振动。在改变

图3 不同内半径 r 金纳米管的消光光谱(a)及等离子体共振峰与内半径 r 的关系(b)

纳米管内半径 r 时, 等离子体共振峰入射时的消光系数变化也比较显著(从 $r = 18 \text{ nm}$ 时的 $Q_{\text{ext}} = 6.49$ 增加到 $r = 30 \text{ nm}$ 时的 $Q_{\text{ext}} = 17.4$)。图 3(b) 表示了等离子体共振峰随内半径 r 的变化。随着内半径 r 的增大, 共振峰随着内半径 r 红移的速度越来越快。图中实线为应用指数增长拟合的结果。对于圆柱纳米结构, 当固定纳米柱的直径时, 其纵模(longitudinal mode)共振峰随着纳米柱的长度线性红移, 当固定纳米柱的长度时, 其纵模共振峰随着纳米柱的直径增大而蓝移^[33]。图 4 表示了在本文所讨论的入射情况下, 纳米管中电子振动的模式。由于纳米管的对称结构, 电子沿着管壁两侧在电场偏振方向上振动, 电子振动路径的有效长度与纳米管的外半径所对应的周长有关, 其近似正比于外半径 R 。电子振动路径的有效宽度与纳米管的内外半径的差有关, 其近似正比于 $(R-r)$ 。纳米管的内半径 r 增大时, 内外半径的差值减小, 电子振动路径的纵横比增大, 从而使得表面等离子体共振峰红移。另外, 我们计算了纳米管内外距离管壁 3 nm 处的平均电场, 当内半径 r 从 18 nm 增加到 30 nm 时, 纳米管内电场平方的平均值从 1.1×10^5 单调增加到 2.6×10^5 , 增加了 2.4 倍; 纳米管外电场平方的平均值从 7.0×10^4 单调增加到 2.3×10^5 , 增加了 3.3 倍。这是因为随着管壁的变薄, 弯曲的纳米管壁会形成更多的电子振动过程中的奇点, 而产生更多的强电场分布。

为了研究金纳米管外半径 R 对其消光光谱的影响, 我们固定了内半径($r = 24 \text{ nm}$)和高度($h = 60 \text{ nm}$), 其外半径 R 从 30 nm 增加到 39 nm 。图 5(a) 为具有不同外半径 R 的金纳米管的消光光谱。随着外半径 R 的增加, 其主峰蓝移。等离子体共振峰处的消光系数的

图 4 金纳米管中电子的振动模式

变化没有随内半径 r 变化时大。图 5(b) 表示了等离子体共振峰随外半径 R 的变化。当外半径 R 从 30 nm 增大到 39 nm 时, 共振峰从 $\lambda_p = 0.689 \mu\text{m}$ 蓝移到 $\lambda_p = 0.614 \mu\text{m}$ 。图中实线为应用一阶指数衰减函数拟合的结果。固定纳米管的内半径时, 外半径的增加不仅会增大电子振动路径的有效长度, 还会增大电子振动路径的有效宽度, 其有效纵横比会减小, 从而使得共振峰蓝移。当外半径 R 从 30 nm 增加到 39 nm 时, 纳米管内部电场平方的平均值处在 1.1×10^5 和 1.7×10^5 之间; 而纳米管外部电场平方的平均值处在 9.0×10^4 和 1.3×10^5 之间, 故纳米管周围的电场随外半径 R 的变化没有随内半径 r 的变化明显。

为了研究金纳米管的径向尺寸对其消光光谱的影响, 我们固定了管壁的厚度及其高度($h = 60 \text{ nm}$), 同时改变其内半径 r 和外半径 R 。图 6(a) 为具有不同内半径 r (外半径 R) 的金纳米管的消光光谱。在所有的光谱中, 都有一个很强烈的共振消光峰。随着内半径 r 的

图 5 不同外半径 R 金纳米管的消光光谱(a)及等离子体共振峰与外半径 R 的关系(b)

图6 保持纳米管厚度不变,同时增加内半径 r 和外半径 R 时金纳米管的消光光谱(a)及等离子体共振峰与内半径 r 的关系(b)

增加,其主峰从 $\lambda_p = 0.577 \mu\text{m}$ ($r = 16.5 \text{ nm}$, $R = 28.5 \text{ nm}$)红移到 $\lambda_p = 0.635 \mu\text{m}$ ($r = 25.5 \text{ nm}$, $R = 37.5 \text{ nm}$),等离子体共振峰红移了 58 nm . 同时,等离子体共振峰时的消光系数随径向尺寸的变化也很明显. 如图 6(b)所示,随着内半径 r 的增大,共振峰红移. 图中实线为线性拟合的结果. 当固定管壁的厚度时,相当于固定了电子振动路径的有效宽度,同时增大纳米管的内

外半径相当于线性增加电子振动路径的有效长度,其有效纵横比也线性增加,导致了图 6(b)中共振峰的线性红移. 同样,我们计算了纳米管内外电场的平方的平均值,当内半径 r 从 $r = 16.5 \text{ nm}$ 增加到 $r = 25.5 \text{ nm}$ 时,纳米管内部电场平方的平均值从 1.0×10^5 单调增加到 1.3×10^5 ,增加了 1.3 倍;而纳米管外部电场平方的平均值从 5.6×10^4 增加到 1.0×10^5 ,增加了 1.8 倍. 所以,纳米管周围的电场随纳米管的径向尺寸的变化比较明显.

相比于圆柱纳米结构,管状纳米结构更为复杂,影响其表面等离子体共振峰的因素更多,其中包括入射光电场的偏振方向. 基于纳米棒阵列的表面增强拉曼散射研究表明,较强的拉曼散射发生在入射光电场垂直于棒的方向,故文中主要讨论了入射光电场垂直于纳米管的方向,而没有讨论入射光电场沿纳米管的方向.

3 结论

应用离散偶极子近似方法计算了金纳米管结构的消光光谱及其近场电场分布,并与金纳米柱结构进行了比较. 结果发现,除了在纳米管的外表面有很强的增强电场外,在纳米管的内表面同样拥有大面积的增强电场分布. 大面积的增强电场有利于表面增强拉曼散射,所以,相比于纳米柱结构,纳米管结构更适合用于表面增强拉曼散射衬底. 本文还系统地研究了纳米管的结构参数对其等离子体光子学性质的影响. 结果发现,管状纳米结构的等离子体共振峰与消光峰处纳米管内外的电场对内半径以及径向尺寸的依赖比较大,对纳米管外半径的依赖比较小. 这些结果可用于指导设计纳米管结构、调节其等离子体共振峰,以满足特定等离子体光子学方面的需要.

参考文献

- 1 Vo-Dinh T. Surface-enhanced Raman spectroscopy using metallic nanostructures. *Trac Trends Anal Chem*, 1998, 17: 557—582
- 2 Tian Z Q, Ren B, Wu D Y. Surface-enhanced Raman scattering: From noble to transition metals and from rough surface to ordered nanostructures. *J Phys Chem B*, 2002, 106: 9463—9843
- 3 Campion A, Kambhampati P. Surface enhanced Raman scattering. *Chem Soc Rev*, 1998, 27: 241—250
- 4 谈勇, 钱卫平. 金纳米壳球体的光学特性及其应用研究进展. *科学通报*, 2005, 50: 505—511
- 5 朱玲, 俞大鹏. 采用离散偶极子近似(DDA)方法研究渐变锥形金属纳米结构的超聚焦效应. *科学通报*, 2009, 54: 1687—1692
- 6 Kelly K L, Coronado E, Zhao L L, et al. The optical properties of metal nanoparticles: The influence of size, shape, and dielectric environment. *J Phys Chem B*, 2003, 107: 668—677
- 7 Zhang Z Y, Zhao Y P. Tuning the optical absorption properties of Ag nanorods by their topologic shapes: A discrete dipole approximation

- calculation. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 023110—023112
- 8 陈湛. 银膜表面等离子体激元的光学倍频增强效应. *科学通报*, 1983, 28: 905—905
- 9 Zhang Z Y, Zhao Y P. Optical properties of helical Ag nanostructures calculated by discrete dipole approximation method. *Appl Phys Lett*, 2007, 90: 221501—221503
- 10 Tao A, Kim F, Hess C, et al. Langmuir-Blodgett silver nanowire monolayers for molecular sensing with high sensitivity and specificity. *Nano Lett*, 2003, 3: 1229—1233
- 11 Chaney S B, Shanmukh S, Dluhy R A, et al. Aligned silver nanorod arrays produce high sensitivity surface enhanced Raman spectroscopy substrates. *Appl Phys Lett*, 2005, 87: 031908—031910
- 12 Zhao Y P, Chaney S B, Shanmukh S, et al. Polarized surface enhanced Raman and absorbance spectra of aligned silver nanorod arrays. *J Phys Chem B*, 2006, 110: 3153—3157
- 13 Tao A R, Yang P. Polarized surface-enhanced Raman spectroscopy on coupled metallic nanowires. *J Phys Chem B*, 2005, 109: 15687—15690
- 14 Lee S L, Baik J M, Moskovits M. Polarization-dependent surface-enhanced Raman scattering from a silver-nanoparticle-decorated single silver nanowire. *Nano Lett*, 2008, 8: 3244—3247
- 15 Yoon L, Kang T, Choi W, et al. Single nanowire on a film as an efficient SERS-active platform. *J Am Chem Soc*, 2009, 131: 758—762
- 16 Zhang Z Y, Zhao Y P. Optical properties of U-shaped nanostructures. *J Phys-Condens Mat*, 2008, 20: 345223—345229
- 17 Kohli P, Wharton J E, Braide O, et al. Template synthesis of gold nanotubes in an anodic alumina membrane. *J Nanosci Nanotech*, 2004, 4: 605—610
- 18 Wang Q, Wang G, Han X, et al. Controllable template synthesis of Ni/Cu nanocable and Ni nanotube arrays: An one-step co-electrodeposition and electrochemical etching method. *J Phys Chem B*, 2005, 109: 23326—23329
- 19 Lahav M, Weiss E A, Lee Q B, et al. Core-shell and segmented polymer-metal composite nanostructures. *Nano Lett*, 2006, 6: 2166—2171
- 20 Wang W, Li N, Li X, et al. Synthesis of metallic nanotube arrays in porous anodic aluminum oxide template through electroless deposition. *Mater Res Bull*, 2006, 41: 1417—1423
- 21 Wang H W, Shieh C F, Chen H Y, et al. Standing [111] gold nanotube to nanorod arrays via template growth. *Nanotechnology*, 2006, 17: 2689—2694
- 22 Joo J, Park D H, Jeong M Y, et al. Bright light emission of a single polythiophene nanotube strand with a nanometer-scale metal coating. *Adv Mater*, 2007, 19: 2824—2829
- 23 Fort E, Gresillon S. Surface enhanced fluorescence. *J Phys D: Appl Phys*, 2008, 41: 013001—013031
- 24 Dickey M D, Weiss E A, Smythe E J, et al. Fabrication of arrays of metal and metal oxide nanotubes by shadow. *ACS Nano*, 2008, 2: 800—808
- 25 Kamalakar M V, Raychaudhuri A K. A novel method of synthesis of dense arrays of aligned single crystalline copper nanotubes using electrodeposition in the presence of a rotating electric field. *Adv Mater*, 2008, 20: 149—154
- 26 Hendren W R, Murphy A, Evans P, et al. Fabrication and optical properties of gold nanotube arrays. *J Phys-Condens Mat*, 2008, 20: 362203—362207
- 27 Purcell E M, Pennypacker C R. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophys J*, 1973, 186: 705—714
- 28 Draine B T, Flatau P J. Discrete dipole approximation for scattering calculations. *J Opt Soc Am A*, 1994, 11: 1491—1499
- 29 Jensen T R, Duval M L, Kelly L, et al. Electrodynamics of noble metal nanoparticles and nanoparticle clusters. *J Phys Chem B*, 1999, 103: 9846—9853
- 30 Draine B T, Flatau P J. User guide to the discrete dipole approximation code DDSCAT 6.1. 2006
- 31 Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals. *Phys Rev B*, 1972, 6: 4370—4379
- 32 Félidj N, Aubard J, Lévi G. Discrete dipole approximation for ultraviolet-visible extinction spectra simulation of silver and gold colloids. *J Chem Phys*, 1999, 111: 1195—1208
- 33 Link S, Mohamed M B, El-Sayed M A. Simulation of the optical absorption spectra of gold nanorods as a function of their aspect ratio and the effect of the medium dielectric constant. *J Phys Chem B*, 1999, 103: 3073—3077

Plasmonic properties of Au nanotube

ZHANG ZhongYue & XIONG ZuHong

School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China

The extinction spectra and electric field distributions of Au nanotubes were calculated using the discrete dipole approximation method compared to cylindrical nanorods. It is found that at the main plasmon peak wavelength, nanotube has larger electric field distribution. Therefore, compared to cylindrical nanorods, the tube nanostructure is another good choice to work as the surface enhanced Raman scattering substrates for the biological and chemical detection. In addition, we investigated the effect of the structural parameters of the nanotube on their plasmon peaks. The results would help us to tune the plasmon peaks for specific plasmonic applications.

Au nanotube, optical property, plasmon, discrete dipole approximation

doi: 10.1360/972009-2521

· 动 态 ·

“锂离子储能电池的基础科学问题”青年学者研讨会在北京召开

2010年5月30日,“锂离子储能电池的基础科学问题”青年学者研讨会在中国科学院物理研究所召开。来自全国各地和海外的60多位领导、专家学者以及120多位学生参加了本次会议,中国科学院理论物理研究所何祚庥院士、中国人民解放军防化研究院第一研究所杨裕生院士、中国科学院物理研究所陈立泉院士、冯稷副所长、清洁能源实验室孟庆波主任以及中国科学院老领导李洪海处长等出席了会议。

“锂离子储能电池的基础科学问题”青年学者研讨会由中国高等科学技术中心和中国科学院物理研究所清洁能源中心联合主办,由中国科学院物理研究所清洁能源实验室承办,会议得到了中国高等科学技术中心和国家高技术研究发展计划创新团队项目的资助。

本次会议旨在为新能源(如光伏电、风电等)、电网谷电和智能电网寻求一种绿色经济环保的储能方式,并以此为契机推动我国锂离子电池在新能源储能领域的发展。会议分为4个部分,共18个邀请报告,其中何祚庥院士的特邀报告“一个即将在广大农村、小城镇崛起的战略性新兴产业——建立‘太阳能+风能+小水电+生物质能+小型抽水储能电站+中小型储能兼中小型电动车的动力电池’相组合的‘中、小型智能电网’为‘中心’的分布式的供电、供热的新能源体系”引起了与会者的极大兴趣。何祚庥院士指出,第一,必须尽快解决广大农村、边远地区和中、小城镇即将涌现出来的迅速而猛烈的能源的需求;第二,解决这一问题的最佳方案是大力发展分布式供能系统,包括供电和供热,即“屋顶光伏发电+锂离子储能电池”组成的“微电网”。他认为“大型”、“超大型”的锂离子储能电池技术的出现,将成为有战略意义的新兴储能技术。何祚庥院士的报告使大家深受鼓舞。中国电力科学研究院来小康所长介绍了发展光伏电和风电对储能电池的迫切需求及其性能的要求,给研究人员很大启发。日本产业技术综合研究所周豪慎博士

介绍了一些新的电池体系研究进展,对开拓新的方向及后锂离子电池的发展有重要参考价值。中国科学技术大学、清华大学、北京大学、北京理工大学、南开大学、华中科技大学、上海交通大学、电子科技大学、中国电子科技集团十八所、中国科学院长春应用化学研究所、中国科学院青岛生物能源研究所以及东莞新能源科技有限公司等的专家学者报告了各自的研究成果。这些报告对锂离子电池用关键材料及电池技术进行了全方位多角度的介绍并开展了热烈讨论,其中杨裕生院士特别强调:作为储能电池,首先是安全,其次要具有较高的能量转换效率,同时兼具较高的比能量和比功率密度,还有就是考虑其成本、寿命和环境友好等方面。最后,陈立泉院士指出:储能型锂离子电池不同于已经成熟的小型锂离子电池和正在发展的动力型锂离子电池,它有自身的特点,需要考虑和研究一些新的材料体系和电化学体系,以满足其长寿命、廉价和安全等的要求。此外,会议期间还通过墙报等形式展示了最新的研究成果及发展前景。

本次会议是首次关于锂离子电池在储能方面应用所展开的一次全面探讨的盛会,具有重要意义。会议为相关领域的专家、青年学者提供了一个良好的交流平台,会场座无虚席,会上专家学者们畅所欲言,纷纷发表了自己的观点,通过激烈的讨论和交流,深入了解了中国在锂离子电池技术及其在储能方面的应用现状和发展前景,也促进了国内外相关技术的融合和发展。会议对促进我国研究水平的进一步提高,推动我国锂离子储能电池快速发展和加快锂离子储能电池的产业化进程将起到积极作用。

关于本次会议的详细情况请参考如下链接: [http:// rel-cas.iphy.ac.cn/CCAST%202010.htm](http://rel-cas.iphy.ac.cn/CCAST%202010.htm)。

胡勇胜

(中国科学院物理研究所,北京 100190)