

doi:10.3969/j.issn.1001-3539.2013.10.012

MWNTs 在环氧树脂中电场取向扭转数值模拟

徐井利,王丹勇,陈以蔚,张春杰,李树虎,秦贞明,魏化震,王荣惠,周冲

(中国兵器工业集团第五三研究所,济南 250031)

摘要:使用三维电磁有限元分析技术,建立了便于工程实际应用的多壁碳纳米管(MWNTs)在树脂中电场取向扭转分析数值模拟方法。该方法利用连续体等效理论,建立了MWNTs等效实体分析模型,模型考虑了MWNTs线状圆柱及非线状圆弧两种不同材料结构特征,理论计算与模拟结果吻合较好。该方法可为电场取向碳纳米管增强树脂复合材料工艺制备参数的优化设计提供理论依据。

关键词:多壁碳纳米管;电场;取向;数值模拟

中图分类号:TQ323.5 **文献标识码:**A **文章编号:**1001-3539(2013)10-0050-06

Numerical Simulation of Electric Field Orientation Torque of MWNTs in Epoxy Resin

Xu Jingli, Wang Danyong, Chen Yiwei, Zhang Chunjie, Li Shuhu, Qin Zhenming, Wei Huazhen, Wang Ronghui, Zhou Chong
(Institute 53 of CNGC, Jinan 250031, China)

Abstract: The numerical simulation method of the orientation torque analysis of multi-walled carbon nanotubes (MWNTs) under the electric field in the resin was established to facilitate the practical application of engineering, which used the three-dimensional electromagnetic finite element analysis techniques. The continuum equivalent theory was utilized in the method to establish an equivalent entity analysis model, considering the linear cylindrical and non-linear arc MWNTs. The simulation results are in good agreement with the theoretical calculation. This method contributes to provide a theoretical basis of the optimal design of process parameters of fabricating the oriented carbon nanotubes reinforced resin composites.

Keywords: multi-walled carbon nanotubes; electric field; orientation; numerical simulation

碳纳米管(CNTs)较其它纳米粒子具有更大的长径比,这种圆柱状的碳层结构使其具有非常高的力学强度,优异的电学性能,良好的导热能力等。CNTs这些优异的综合性能可作为填料与聚合物进行复合从而提高材料性能。因此,CNTs在复合材料^[1]、电子器件^[2]、化学传感器^[3]、生物医学^[4]等领域中具有良好的应用前景。然而,填充CNTs的聚合物基复合材料的最终性能强烈依赖CNTs的取向、分散以及界面结合能力等。

近些年的研究表明,虽然CNTs在聚合物中难于分散,但可利用电场^[5-7]、磁场^[8]以及流体场^[9]等手段对CNTs进行取向。这些方法可应用于含有定向CNTs的薄膜材料或块状复合材料。研究发现材料性能表现出明显的各向异性。相较于其它取向方法,电场取向的优势在于其可实现性强且易于对CNTs的定向性进行控制。应用电场取向CNTs的理论和实验已有诸多报道^[10-25]。但目前相关取向理论研究多针对单壁碳纳米管(SWNTs),而多壁碳纳米管(MWNTs)由于是由多层中空的多层石墨卷

曲而成的结构,其在电场作用下受力较SWNTs复杂,对其在电场作用下的理论研究报道相对较少。

笔者使用三维电磁有限元分析技术,建立便于工程实际应用的两种不同形状MWNTs在树脂中电场取向扭转分析数值模拟方法,为电场取向CNTs增强树脂复合材料工艺制备参数的优化设计提供理论依据。

1 环氧树脂中电场取向MWNTs扭矩计算

1.1 圆柱状MWNTs扭矩计算

CNTs在介质中受到外界电场作用所产生的取向势能 $W(\theta)$ ^[26]为:

$$W(\theta) = -\frac{1}{2}\vec{P} \cdot \vec{E} \quad (1)$$

式中: $\vec{P}$ ——诱导偶极矩矢量, $C \cdot m$;

$\vec{E}$ ——电场强度矢量^[24], V/m ;

θ ——CNTs与电场之间夹角,rad。

$$\vec{P} = 4\pi(\tilde{\alpha}_{\parallel} - \tilde{\alpha}_{\perp})E\cos\theta \quad (2)$$

联系人:徐井利,硕士,主要从事塑料及其加工仿真模拟研究

收稿日期:2013-08-01

式中: $\tilde{\alpha}_{\square}$ ——CNTs 的轴向体积极化率, $\text{C} \cdot \text{m}^2 / \text{V}$;

$\tilde{\alpha}_{\perp}$ ——CNTs 的径向体积极化率, $\text{C} \cdot \text{m}^2 / \text{V}$ 。

将 (2) 式代入 (1) 式得:

$$W(\theta) = -2\pi(\tilde{\alpha}_{\square} - \tilde{\alpha}_{\perp})E^2 \cos^2 \theta \quad (3)$$

因此 CNTs 在电场作用下的扭矩为:

$$T_c = \frac{dW(\theta)}{d\theta} \quad (4)$$

整理计算得:

$$T_c = 2\pi(\tilde{\alpha}_{\square} - \tilde{\alpha}_{\perp})E^2 \sin 2\theta \quad (5)$$

对于 CNTs 而言有:

$$\tilde{\alpha}_{\square} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 \alpha_{\square} l \quad (6)$$

$$\tilde{\alpha}_{\perp} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 \alpha_{\perp} l \quad (7)$$

式中: ε_0 ——真空中的介电常数, F / m ;

ε_1 ——介质的相对介电常数;

$\alpha_{\square}$ ——真空介质单位长度轴向极化率, $\text{C} \cdot \text{m} / \text{V}$;

$\alpha_{\perp}$ ——真空介质单位长度径向极化率, $\text{C} \cdot \text{m} / \text{V}$;

l ——CNTs 长度, m 。

因此,将式 (6)、式 (7) 代入式 (5) 有:

$$T_c = 2\pi\varepsilon_1\varepsilon_0 l(\alpha_{\square} - \alpha_{\perp})E^2 \sin 2\theta \quad (8)$$

对于 MWNTs 而言,在外电场作用下,碳原子会互相极化而产生单位长度的等效极化张量,此时不考虑 CNTs 的封端。B. Kozinsky 等^[26]认为该极化张量遵循第一原理的计算方法,并且认为 MWNTs 的极化率与其自身性质有关。因此, F. Picaud 等^[27]通过将 MWNTs 每层碳管单位长度轴向极化率相加得到真空下的轴向 MWNTs 的极化率,其公式为:

$$\alpha_{\square} = \sum_{R_i^0}^{R_i^1} 2\pi R_i^0 dc \quad (9)$$

$$\alpha_{\perp} = 2\pi(R_i^0)^2 db \quad (10)$$

式中: R_i ——MWNTs 的半径, m ;

R_i^0 ——MWNTs 的外半径, m ;

R_i^1 ——MWNTs 的内半径, m ;

上式中, $d=0.34 \text{ nm}$, $c=0.5787$, $b=0.187 / \text{nm}$ 。

图 1 为 MWNTs 截面示意图。

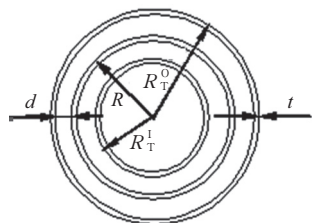


图 1 MWNTs 截面示意图

根据图 1 可以整理计算如下:

$$\alpha_{\square} = 2\pi dnc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} \quad (11)$$

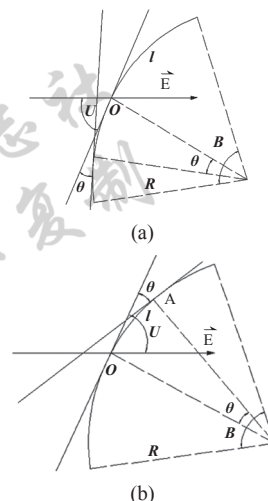
式中: n ——MWNTs 层数。

将式 (10) 和式 (11) 代入式 (8), 即得:

$$T_c = 4\pi^2\varepsilon_1\varepsilon_0 l d \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] E^2 \sin 2\theta \quad (12)$$

1.2 圆弧状 MWNTs 扭矩计算

当 MWNTs 为圆柱状模型可直接利用式 (12) 计算 MWNTs 在电场作用下受到的扭矩大小, 当 MWNTs 为圆弧状模型时, 需要对公式 (12) 进行修正, 如图 2 所示。当 MWNTs 为圆弧状时, MWNTs 的每一点位置与电场夹角不同, 因此在 MWNTs 的每一点所受的扭矩大小也不尽相同, 故对于 MWNTs 在电场中的扭矩值需要利用积分进行计算。



a—O 点左半段扭矩; b—O 点右半段扭矩

图 2 圆弧状 MWNTs 扭矩计算示意图

如图 2a 所示, 弧长为 l , 圆弧半径为 R 的 MWNTs 在介质中受到电场的作用, 圆弧中点 O 处的法线与电场方向夹角为 U , 在圆弧左半段任意一点 A 处, 与圆弧中点 O 的法线夹角为 θ 和 $\theta+d\theta$, 取一小段弧长为 $Rd\theta$, 计算其扭矩为:

$$dT_{cl} = -4\pi^2\varepsilon_1\varepsilon_0 dR \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] E^2 \sin 2(U + \theta) d\theta \quad (13)$$

根据式 (13) 可计算出 O 点左半段 MWNTs 的扭矩为:

$$T_{cl} = - \int_0^{B/2} 4\pi^2\varepsilon_1\varepsilon_0 dR \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] E^2 \sin 2(U + \theta) d\theta \quad (14)$$

整理得:

$$T_{cl} = - \int_0^{B/2} 4\pi^2\varepsilon_1\varepsilon_0 dR \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] E^2 (\sin 2U \cos 2\theta + \cos 2U \sin 2\theta) d\theta \quad (15)$$

同理计算图 2b 中 O 点右半段 MWNTs 的扭矩为:

$$T_{cr} = - \int_0^{B/2} 4\pi^2 \varepsilon_1 \varepsilon_0 dR \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] \cdot E^2 \sin 2(U - \theta) d\theta \quad (16)$$

整理有:

$$T_{cr} = - \int_0^{B/2} 4\pi^2 \varepsilon_1 \varepsilon_0 dR \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] \cdot E^2 \sin(2U \cos 2\theta - \cos 2U \sin 2\theta) d\theta \quad (17)$$

因此有:

$$T_c = T_{cl} + T_{cr} = - \int_0^{B/2} 8\pi^2 \varepsilon_1 \varepsilon_0 dR \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] \cdot E^2 \sin 2U \cos 2\theta d\theta \quad (18)$$

即有:

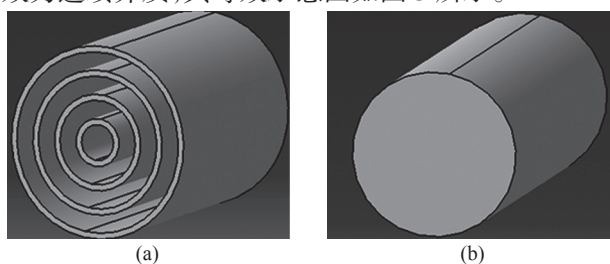
$$T_c = - 4\pi^2 \varepsilon_1 \varepsilon_0 dR \left[nc \frac{R_T^0 + R_T^1}{2} - (R_T^0)^2 b \right] \cdot E^2 \sin 2U \sin B \quad (19)$$

式中: B ——圆弧所在圆心角。

2 环氧树脂中电场取向 MWNTs 扭矩有限元模拟

2.1 MWNTs 等效体积计算

对于 MWNTs 在介质中的力学性能分析,将其按照连续介质等效体进行计算,计算时考虑了层间的范德华作用力。而 MWNTs 在电场作用下在介质中每层碳原子都会互相极化,极化过程中层间的范德华作用力对极化的作用可以忽略。因此计算过程中需要考虑每层碳原子的极化,故 MWNTs 每层等效为连续介质,其等效示意图如图 3 所示。



a—空心层状模型; b—实体模型

图 3 MWNTs 电场作用下体积等效示意图

如图 3a 所示, MWNTs 为空心层状模型。其相同体积下的等效连续实体模型见图 3b, 根据上述参数可计算出图 3b 相同体积、相同长度下的等效半径 R_{eff} , 计算如下:

$$V_{CNTs} = \sum_{R_T^0}^{R_T^1} \pi l [(R_T)^2 - (R_T - t)^2] \quad (20)$$

整理计算得:

$$V_{CNTs} = \pi l n t (R_T^0 + R_T^1) - \pi l n t^2 \quad (21)$$

等体积等长度时则有:

$$V_{CNTs} = \pi (R_{eff})^2 l \quad (22)$$

式中: V_{CNTs} 为单根 MWNTs 体积, m^3 ; R_{eff} 为等效半径, m 。

将式 (22) 代入式 (21) 即可计算出 R_{eff} , 即:

$$R_{eff} = \sqrt{n t (R_T^0 + R_T^1) - n t^2} \quad (23)$$

2.2 有限元模拟

由于 MWNTs 工程应用中多呈曲线状, 并非理想圆柱状。因此, 基于圆柱状假设的理论并不能准确预测曲线状 CNTs 所受电场产生扭矩程度。使用有限元分析技术, 可分析电场作用下曲线状 MWNTs 受力。

建立的 MWNTs 模型参数如下: $R_T^0=25$ nm, $R_T^1=5$ nm, $l=1 \times 10^{-5}$ m, $B=\pi/6$, $E=5.9766 \times 10^5$ (V/m), 模拟过程中环氧树脂和 MWNTs 的相对介电常数 ε 分别为 5 和 70。利用式 (23) 计算得出 $R_{eff}=12.96$ nm。模拟中考虑了 MWNTs 的圆柱状和圆弧状两种几何结构。图 4 和图 5 分别为 MWNTs 圆柱状和圆弧状的几何模型与有限元模型图。

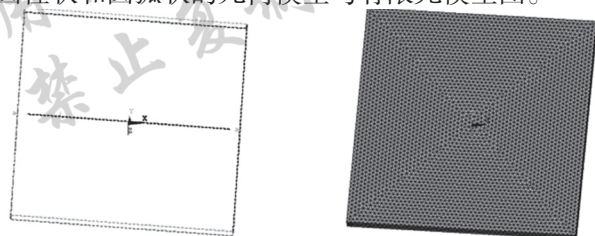


图 4 圆柱状 MWNTs 模型与分网

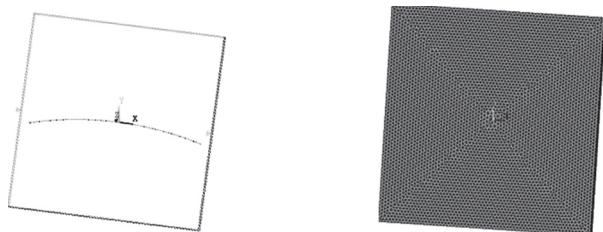
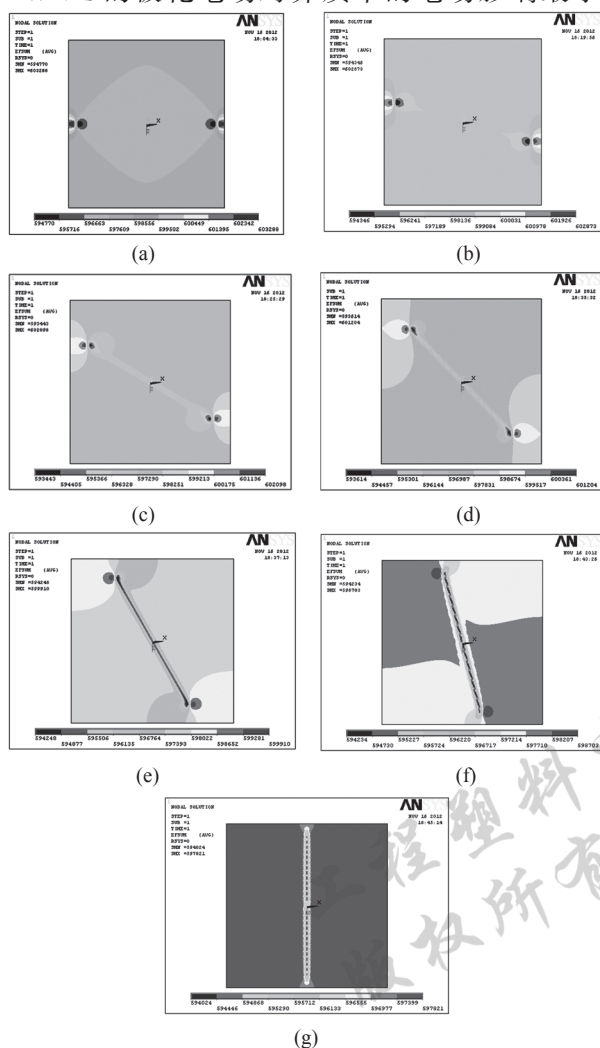


图 5 圆弧状 MWNTs 模型与分网

图 6 为 MWNTs 等效体后的实心圆柱状模型在电场作用下的电场分布情况。

在图 6 中, X 轴方向为施加电场方向, 从图中可以看出, 随着 MWNTs 与电场强度方向夹角的增大, 介质中的电场分布有所变化, 这主要是由于 MWNTs 相对介电常数高 (约为 70) 而产生的极化电场所导致。从图 6 中可以发现, MWNTs 两端部位介质中的电场达到最大, 这是由于 MWNTs 端部效应引起的。虽然 MWNTs 会对介质中的电场强度产生影响, 但总体来说影响不大。因此对于 MWNTs 在介质中的电场分布可近似考虑为匀强电场。当 MWNTs 与电场方向夹角为 90° 时,

MWNTs 的极化电场对介质中的电场影响最小。



a—0°; b—15°; c—30°; d—45°; e—60°; f—75°; g—90°

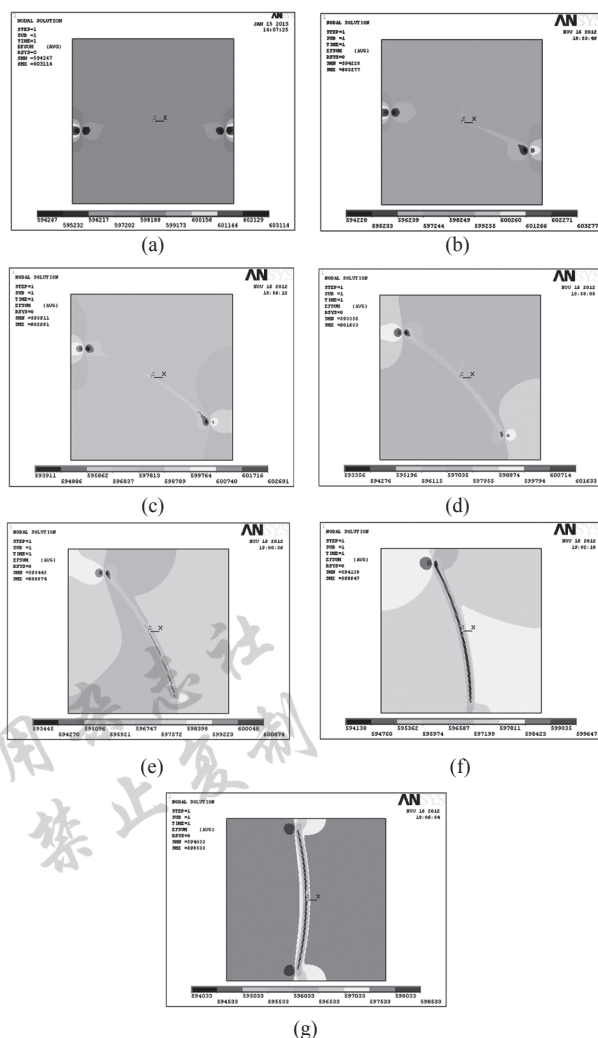
图6 圆柱状 MWNTs 在介质中的电场分布

表1是在电场作用下利用式(12)和有限元仿真分析方法预测的圆柱状 MWNTs 在电场作用下扭矩值。可以发现,利用仿真分析方法预测的扭矩与计算结果较接近,误差在 10% 以内。

表1 圆柱状 MWNTs 在电场作用下的扭矩值

$\theta / (^{\circ})$	T_c 有限元模拟值 / $N \cdot m$	T_c 理论计算值 / $N \cdot m$	误差 / %
0	0.25035×10^{-19}	0.27487×10^{-19}	8.92
15	0.26805×10^{-18}	0.26248×10^{-18}	2.12
30	0.47484×10^{-18}	0.51014×10^{-18}	6.91
45	0.51014×10^{-18}	0.52494×10^{-18}	2.81
60	0.47020×10^{-18}	0.51014×10^{-18}	7.83
75	0.24805×10^{-18}	0.26248×10^{-18}	5.50
90	0.26208×10^{-19}	0.27487×10^{-18}	4.65

图7为圆弧状 MWNTs 在介质中的电场分布云图,图中 X 轴方向为施加电场方向。从图7可以看到,圆弧状 MWNTs 与圆柱状 MWNTs 的电场分布基本相同。圆弧状 MWNTs 对介质电场分布的影响



a—0°; b—15°; c—30°; d—45°; e—60°; f—75°; g—90°

图7 圆弧状 MWNTs 在介质中的电场分布

大于线状圆柱形 MWNTs。虽然 MWNTs 会对介质中的电场强度产生影响,但总体来说影响不大。由上述分析可知,当 MWNTs 质量分数很小时,在介质中的电场分布可近似考虑为匀强电场。另外比较图6和图7还发现,当 MWNTs 与电场方向夹角为 90° 时, MWNTs 对介质中的电场分布影响最小。而且发现此时圆弧状 MWNTs 对介质电场分布影响大于圆柱状 MWNTs。其原因是当 MWNTs 与电场方向夹角为 90° 时, MWNTs 主要是产生径向极化,轴向体积极化率最小,而前述理论表明,电场作用下的 MWNTs 体积极化率由轴向体积极化率和径向体积极化率组成,又因为 MWNTs 长径比大,因此在 MWNTs 与电场方向夹角为 90° 时 MWNTs 总体积极化率最小。因此极化电场对介质电场分布影响最小。圆弧状 MWNTs 由于其弯曲性会使 MWNTs 在径向上的极化作用产生累加。因此,圆弧状

MWNTs 对介质电场分布影响大于圆柱形 MWNTs。

表 2 是在电场作用下利用式 (19) 和有限元仿真分析方法预测的圆弧状 MWNTs 在电场作用下的扭矩值。从表 2 可以发现,利用有限元仿真分析方法预测的圆弧状 MWNTs 在电场作用下在介质中的扭矩与理论计算结果较接近,误差都在 10% 以内。

表 2 圆弧状 MWNTs 在电场作用下的扭矩计算

$\theta/(^\circ)$	T_e 有限元模拟结果 / $N \cdot m$	T_e 理论计算结果 / $N \cdot m$	误差 / %
0	0.14172×10^{-19}	0.13131×10^{-19}	7.92
15	0.24267×10^{-18}	0.25079×10^{-18}	3.24
30	0.42280×10^{-18}	0.43438×10^{-18}	2.67
45	0.50604×10^{-18}	0.50158×10^{-18}	0.89
60	0.43920×10^{-18}	0.43438×10^{-18}	1.11
75	0.26271×10^{-18}	0.25079×10^{-18}	4.75
90	0.13679×10^{-19}	0.13130×10^{-19}	4.18

3 结论

(1) 使用三维电磁有限元分析技术,建立了便于工程实际应用的 MWNTs 在树脂中电场取向扭转分析数值模拟方法。

(2) 模拟发现电场作用下不同形状的 MWNTs 对树脂中的电场分布影响不同,圆弧状 MWNTs 影响大于圆柱状 MWNTs。

(3) 对电场作用下不同形状的 MWNTs 扭矩进行了理论计算与模拟,结果表明二者吻合较好。利用等效连续体理论建立的等效实体模型可很好地用于 MWNTs 在静电场中的模拟分析。

参考文献

- [1] Lim C S, Rodriguez A J, Guzman M E, et al. Processing and properties of polymer composites containing aligned functionalized carbon nanofibers[J]. Carbon, 2011, 49: 1 873–1 883.
- [2] Novak J P, Snow E S, Houser E J, et al. Nerve agent detection using networks of single-walled carbon nanotubes[J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(19): 4 026–4 028.
- [3] Liu Zhuang, Cai Wenbo, He Lina, et al. In vivo biodistribution and highly efficient tumor targeting of carbon nanotubes in mice[J]. Nature Nanotechnology, 2007, 2: 47–52.
- [4] Zhou Ronghui, Wang Ping, Chang Hsueh-Chia. Bacteria capture, concentration and detection by alternating current dielectrophoresis and self-assembly of dispersed single-wall carbon nanotubes[J]. Electrophoresis, 2006, 27: 1 376–1 385.
- [5] Chen X Q, Saito T, Yamada H, et al. Aligning single-wall carbon nanotubes with an alternating-current electric field[J]. Applied Physics Letters, 2001, 78: 3 714–3 716.
- [6] Chen Zhuo, Yang Yanlian, Wu Zhongyun, et al. Electric-field-enhanced assembly of single-walled carbon nanotubes on a solid surface[J]. Journal of Physical Chemistry B, 2005, 109: 5 473–5 477.
- [7] Bubke K, Gnewuch H, Hempstead M, et al. Optical anisotropy of dispersed carbon nanotubes induced by an electric field[J]. Applied Physics Letters, 1997, 71: 1 906–1 908.
- [8] Hone J, Llaguno M C, Nemes N M, et al. Electrical and thermal transport properties of magnetically aligned single wall carbon nanotube films[J]. Applied Physics Letters, 2000, 77: 666–668.
- [9] Hobbie E K, Wang H, Kim H, et al. Optical measurements of structure and orientation in sheared carbon-nanotube suspensions[J]. Review of Scientific Instruments, 2003, 74: 1 244–1 250.
- [10] Martin C A, Sandler J K W, Windle A H, et al. Electric field-induced aligned multi-wall carbon nanotube networks in epoxy composites[J]. Polymer, 2005, 46: 877–886.
- [11] Zhu Yuefeng, Ma Chen, Zhang Wei, et al. Alignment of multiwalled carbon nanotubes in bulk epoxy composites via electric field [J]. Journal of Applied Physics, 2009, 105: 54–319.
- [12] Valentini D, Puglia P, Carniato F, et al. Use of plasma fluorinated single-walled carbon nanotubes for the preparation of nanocomposites with epoxy matrix[J]. Composites Science and Technology, 2008, 68: 1 008–1 014.
- [13] Sandler J, Shaffer M S P, Prasse T, et al. Development of a dispersion process for carbon nanotubes in an epoxy matrix and the resulting electrical properties[J]. Polymer, 1999, 40: 5 967–5 971.
- [14] Sandler J K V, Kirk J, Shaffer M S P, et al. Ultralow electrical percolation threshold in carbon-nanotube-epoxy composites[J]. Polymer, 2003, 44: 5 893–5 899.
- [15] Martin C, Sandler J K V, Shaffer M S P, et al. Formation of percolating networks in multiwall carbon-nanotube-epoxy composites[J]. Composites Science and Technology, 2004, 64: 2 309–2 316.
- [16] Hsu H Y, Harma N, Ruoff R S, et al. Electro-orientation in particle light valves[J]. Nanotechnology 2005, 16: 312–319.
- [17] Kim S, Karrila S J. Microhydrodynamics: principles and selected applications[M]. Boston, MA: Dover Publications, 1991.
- [18] Brown Matthew S, Shan Jerry W, Lin Chen, et al. Electrical polarizability of carbon nanotubes in liquid suspension[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90: 203 108.
- [19] Ma Shaojie, Guo Wanlin. Mechanism of carbon nanotubes aligning along applied electric field[J]. Chinese Physics Letters, 2008, 25(1): 270–273.
- [20] Guo G Y, Chu K C, Wang D S, et al. Static polarizability of carbon nanotubes: ab initio independent-particle calculations[J]. Computation Materials Science, 2004, 30(3–4): 269–273.
- [21] Kozinsky B, Marzari N. Static dielectric properties of carbon nanotubes from first principles[J]. Physical Review Letters, 2006, 96: 166 801.
- [22] Farajian A A, Upysheva O V, Schmidt H K, et al. Polarization, energetics, and electrorheology in carbon nanotube suspensions under an applied electric field: an exact numerical approach[J].

- Physical Review B, 2008, 77:205 432.
- [23] Li Jingqi, Zhang Q, Peng Ning, et.al. Manipulation of carbon nanotubes using dielectrophoresis[J]. Applied Physics Letters, 2005, 86:153 116.
- [24] Zhu Yuefeng, Ma Chen, Zhang Wei, et al. Alignment of multiwalled carbon nanotubes in bulk epoxy composites via electric field[J]. Journal of Applied Physics, 2009, 105(5):054 319.
- [25] Jackson J D. Classical Electrodynamics[M]. New York: Wiley, 1999.
- [26] Kozinsky B, Marzari N. Static dielectric properties of carbon nanotubes from first principles[J]. Physical Review Letters, 2006, 96:166 801.
- [27] Picaud F, Girardet C. Multiwalled carbon nanotubes for dielectric sensing of biological systems: An effective treatment of polarization[J]. Surface Science, 2012, 602:235–240.

2013 年 9 月份塑料市场点评

美联储没有削减 QE 规模所带来的影响正在消散。从数据方面看,欧元区 9 月综合采购经理人指数初值创逾两年新高,但制造业 PMI 不及预期。美国 Markit 的制造业采购经理人指数在 9 月初值跌至 52.8 点,是连续第二个月下跌。欧美两个经济体的制造业数据偏弱,也给了商品以压力。而美联储内部对削减 QE 的分歧,加大了市场的不确定性。9 月份以来,叙利亚地缘政治,美联储议息决议,德国大选等一系列风险事件相继落地,短期内市场或维持震荡调整格局。

表 1 2013 年 9 月份塑料市场涨跌榜

产品	月初价格 / (元·t ⁻¹)	月末价格 / (元·t ⁻¹)	涨跌幅 / %	
通用塑料	薄膜级 PE-LD	12 300	12 400	0.81%
	拉丝级 PP	11 400	11 600	1.75%
	注塑级 PP	11 330	11 500	1.06%
	注塑级 PE-HD	11 400	11 600	1.75%
	拉丝级 PE-HD	11 700	11 700	0
	薄膜级 PE-LLD	11 650	11 400	-1.29%
	电石法 5 型 PVC	6 720	6 625	-1.1%
	ABS	14 400	14 400	0
PS	13 600	13 800	1.47%	
工程塑料	PA66	22 650	22 700	0.22%
	PMMA CM205	16 600	16 700	0.6%
	PA6	19 500	19 800	1.54%
	PC1100	17 700	17 700	0
	POM M90	10 000	10 000	0
	PET	10 150	9 900	-2.46%

1 PVC

9 月国内 PVC 市场延续平淡,交投疲软, PVC 价格持续走软。截止 9 月 24 日,电石法 PVC 均价至 6 618 元 /t, 环比下跌 1.54%。乙烯法 PVC 均价 7 039 元 /t, 环比下跌 0.56%。电石料与乙烯料价差扩大至 421 元 /t。本月价格持续下跌,一方面是由于延续上月的下滑通道,中下游买涨不买跌;另一方面,市场供需压力依然较大,下游制品开工欠佳,采购积极性不高, PVC 厂家开工稳定,供应量充裕。另外原料电石持续走软,宏观环境缺乏支撑,参与者心态不佳。

2 聚烯烃

9 月份聚烯烃市场整体呈现先涨后跌行情。月初受聚烯烃生产企业继续上调出厂价带动,市场走出惯性小涨行情。中旬聚烯烃市场陷入货源压力不大、出厂成本高企与下

游工厂成品库存高企、买盘动力不足的僵持博弈整理行情。下旬,生产企业降价引发市场看空情绪加重,市场进入阴跌整理行情。其中拉丝级 PP 和注塑级 PE-HD 月初涨幅明显高于月末跌幅,月初较月末涨幅为 1.75%;而薄膜级 PE-LLD 在月末下跌幅度明显高于月初上涨幅度,月末较月初下跌 1.29%。

3 PET

9 月份我国聚酯瓶片市场一反常态,较往年走势分歧明显。以往来看,9 月份以后纤维级切片需求旺季来临,往往会带动整个聚酯行情上移。但今年受到国内外经济形势不佳、纺织品内外销疲软拖累,传统需求旺季并未如期而至。而聚酯瓶片自身基本面来看,9 月份以后,伴随各地天气逐渐转凉,瓶片在饮料方面需求开始出现减量,而油瓶需求旺季下,终端对于油瓶料需求提升并不明显,市场供需疲软下,整个 9 月份聚酯瓶片市场基本处于震荡走低阶段。截至月底,华东水瓶料出厂参考 9 900 元 /t 自提,较月初下滑 250 元 /t, 跌幅 2.46%,同比下跌 5.71%。十月份以后,瓶片需求继续转淡,纤维级方面需求也难有提升,市场或持续下行通道运行。

(卓创资讯)

2020 年欧洲地区塑料回收率或达 62%

根据布鲁塞林 Plastics Recyclers Europe 的研究报告,至 2020 年,欧洲地区的塑料回收水平将达 62%,欧盟的环境、经济 and 资源效率将得益于塑料的高回收率。

“生物智能服务公司 (BioIntelligenceService) 被委任进行相关调查,旨在找出最合适的方案进一步提高塑料回收率,促进塑料的可持续性发展。” Plastics Recyclers Europe 总裁 Ton Emans 说道。Plastics Recyclers Europe 代表着欧洲地区的塑料回收商。

Ton Emans 指出,优化塑料回收可以节约稀有资源,创造就业机会,减少环境污染。

他补充道,目前的塑料回收情况让人无法接受,近 76% 的塑料材料不在回收之列。从长远角度来看,经济增长、人口变化、原材料的不足不会允许欧洲这样浪费资源。

他说道,“这份调查报告建议,为了实现目标,需要采取一些重要措施。”

(中国化工信息网)