

导电颗粒属性对各向异性导电粘合剂电导的影响

吴砚瑞 陈效双[†] 傅 英 陆 卫

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室, 上海 200083)

(2006 年 11 月 9 日收到, 2006 年 11 月 21 日收到修改稿)

利用差分法对导电粘合剂中导电颗粒的属性(包括导电颗粒的形状、大小等)对导电粘合剂电导的影响进行了计算. 在交流信号下, 导电粘合剂的金属填充颗粒越小, 导电粘合剂的电导越大. 通过理论计算发现, 导电粘合剂的导电颗粒若为球形(正方体), 导电粘合剂的电导与金属颗粒的半径(边长)成反比例变化; 若为长方体或圆柱体颗粒, 则电导随颗粒高度的增加而减小, 而基本不随颗粒底面积的改变而变化.

关键词: 导电粘合剂, 电导, 导电颗粒, 差分法

PACC: 7340V

1. 引 言

近年来, 随着对半导体器件、材料^[1, 2]的深入研究以及新技术^[3-5]的应用, 电子系统和芯片制造继续向小型化和微型化发展, 对电子封装技术提出了越来越高的要求, 因此电子工业越来越对其他类型的电子封装技术产生兴趣^[6]. 导电粘合剂相对于其他的例如焊接等封装技术具有可靠性高、操作简单、操作温度低、成本低廉等众多优点, 因而被越来越广泛的应用到大容量平面设计等领域, 例如相阵列天线等.

导电粘合剂主要由高分子聚合物和导电金属颗粒混合而成. 在高频信号下导电粘合剂的连接性质已有早期的试验研究^[7-11]. 在高频信号下, 由于趋肤效应的影响和位移电流的存在, 交流信号不能在金属颗粒的内部而只能在金属颗粒表面和聚合物内部传播, 在金属颗粒内部传播的只有直流信号^[12]. 因此研究导电粘合剂内部的电磁场分布对它的广泛应用有十分重要的指导意义. 金属填充颗粒的大小对电磁信号在导电粘合剂内的传导有重要的影响, 对于电磁信号的直流分量, 随着金属导电颗粒尺寸的减小, 导电粘合剂传输直流信号的能力逐渐减弱^[12], 但对于交流信号, 由于传导交流信号的媒介主要是高分子聚合物中的位移电流而不再是导电金属颗粒内的电流, 因此, 随着导电颗粒的减小, 导电

粘合剂传输交流信号的能力应该得到加强.

本文主要研究了导电粘合剂在外加高频信号下, 导电粘合剂电导随着导电金属颗粒的形状、大小不同而引起的变化规律. 从理论方面推导了计算导电粘合剂的电导的方法并建立模型, 并在建立的模型和理论公式的基础上采用差分法^[12, 13]对采用多种不同形状的金属颗粒作为填充物的导电粘合剂的电导进行了理论计算, 并总结和分析了计算的结果.

2. 各向异性导电粘合剂的电导^[12]

介质中电磁波传播的 Maxwell 微分方程为

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{D} = \rho, \quad (4)$$

其中, \mathbf{E} 为电场强度, \mathbf{B} 为磁感应强度, \mathbf{H} 为磁场强度, \mathbf{D} 为电位移向量, \mathbf{J} 为电流密度, ρ 为电荷密度. 在此, 我们仅仅考虑均匀各向同性的线性介质, 则有

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E},$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H},$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E},$$

其中, ϵ 是介电常数, μ 是磁导率, σ 是电导率. 由于电荷守恒定律的要求, \mathbf{J} 和 ρ 满足

[†] 通讯联系人. E-mail: xschen@mail.sitp.ac.cn

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

我们引入磁矢势 \mathbf{A} 和电标势 ϕ , 则电场和磁场可以表示为

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}.$$

Maxwell 微分方程的(1)式和(3)式被自动满足. 应用洛伦兹规范(2)和(4)式变形为^[14,15]

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{J}, \quad (5)$$

$$\nabla^2 \phi - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}. \quad (6)$$

由于电磁波传播的速度是有限的, 电势和磁矢势的推迟势解为

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int \frac{\rho(\mathbf{r}', t - a/v)}{a} d\mathbf{r}',$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t - a/v)}{a} d\mathbf{r}',$$

其中, v 为电磁波在介质中的传播速度, $a = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. 当器件的工作频率小于 100 GHz 时, 相应的电磁波波长大于 $3 \times 10^3 \mu\text{m}$. 波长的长度远远大于导电粘合剂所应用的器件剂的空间尺度, 因此我们可以忽略信号在导电粘合剂中传播的时间延迟.

当外加相对时间独立的信号(形如 $e^{j\omega t}$)时(5)和(6)式变形为

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \epsilon\mu\omega^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}, \quad (7)$$

$$\nabla^2 \phi - \epsilon\mu\omega^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon}, \quad (8)$$

其中

$$\mathbf{J} = -\sigma(\nabla\phi + j\omega\mathbf{A}), \quad (9)$$

$$j\omega\rho = -\nabla \cdot \mathbf{J}. \quad (10)$$

计算导电粘合剂的电导时, 我们利用一个简化的模型, 假设电极是均匀的成周期性分布(图 1(a)), 我们先计算一对电极(图 1(b))之间的电导, 这样可以使计算量减小.

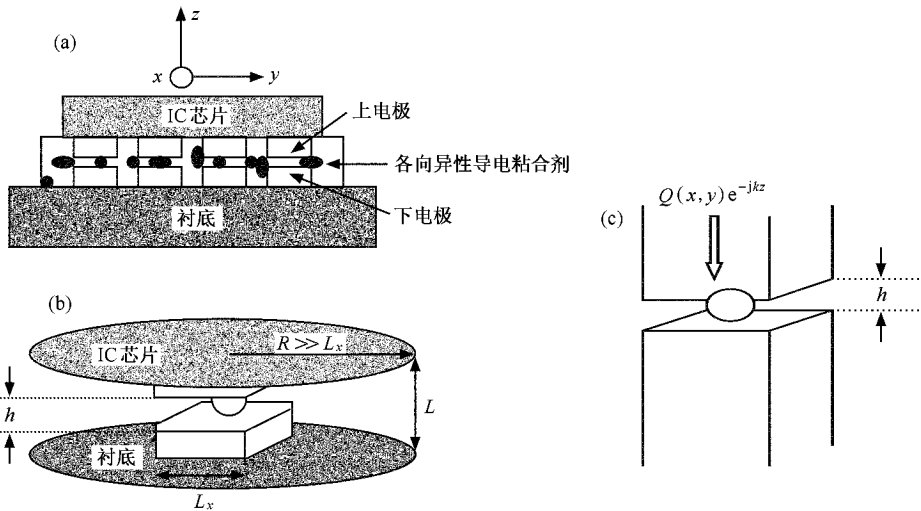


图 1 (a)应用各向异性导电粘合剂的器件的概要图形 (b)集成电路芯片和衬底之间的电传导 (c)电磁波从上电极到下电极的传播

在图 1(b)中, 夹在衬底和 IC 芯片之间的电极可用下面关系式表示:

$$-\frac{L_x}{2} < x < \frac{L_x}{2}, -\frac{L_y}{2} < y < \frac{L_y}{2},$$

其中上电极和下电极用金制作, 高 $10 \mu\text{m}$. 对导电粘合剂中不同形状的金属填充颗粒, 球形金属颗粒的半径用 r 表示, 正方体的边长用 a 表示, 长方体的正方形底边边长用 a 表示, 高则用 h 表示, 圆柱体的底边半径用 r 表示, 高也用 h 表示. 粘合剂的介电常数为 3.4, 金的电导率 $\sigma = 49.7 \times 10^6 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$.

材料的磁导率均为 1.0.

假设 IC 芯片($z > L$)和衬底($z < 0$)是完美导体, 电导率为无穷大, 它们外接交流信号如下(图 1(c)):

$$V(z < 0) = 0, V(z < L) = V_0 \sin(\omega t).$$

由于单个电极间隔相对于芯片和衬底来所非常的小, 可以认为在离电极间隔较远的区域, 其电场分布可以近似为一个由芯片和衬底组成的电容器所形成的场. 所以在稳定状态下, 有 $\rho(\mathbf{r}, t) = 0$ 和 $\mathbf{J} = 0$. \mathbf{A} 和 ϕ 仅仅与 z 方向相关, 有

$$\phi(\mathbf{r}, t) = V_0 \sin(\omega t) \frac{\sin(kz)}{\sin(kL)},$$

$$\mathbf{A} = \frac{\varepsilon \mu \omega V_0}{k} \cos(\omega t) \frac{\cos(kz)}{\sin(kL)} \mathbf{z}_0,$$

其中, $v = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$ 是光在介质中的传播速度, \mathbf{z}_0 是 z 方向单位向量, V_0 是外加电场的振幅. 位移电流密度可通过下式得到:

$$-\varepsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial z \partial t} = -\varepsilon \omega k V_0 \cos(\omega t) \frac{\cos(kz)}{\sin(kL)} \mathbf{z}_0.$$

当 $kz \approx kL \ll 1$ 时, 有

$$\phi(\mathbf{r}, t) = V_0 \sin(\omega t) \frac{z}{L}, \quad (11)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{V_0}{L\omega} \cos(\omega t) \mathbf{z}_0. \quad (12)$$

通过联立(7)–(12)式, 可计算出电导.

3. 数值计算结果与分析

我们研究了导电粘合剂电导和导电粘合剂中金属颗粒形状、尺寸等属性之间的相互关系. 在第二节建立的模型基础上利用有限差分法进行数值计算. 为了减少对计算时间和计算机内存的需求, 我们应用了周期性边界条件, 假设夹在 IC 芯片和衬底之间的电极在 xy 平面上周期性展开, 展开周期分别为 $50 \mu\text{m}$. 在计算中, 外加交流信号的频率为 10^9 Hz , 采用金做电极和金属填充颗粒, 计算的结果如下:

1) 对于球形颗粒, 改变颗粒的半径 (r 变化范围为 $5\text{--}12 \mu\text{m}$) 进行计算. 我们注意到, 在计算过程的初始阶段, 由于信号刚刚加上, 经历了一个从无到有的过程, 因此计算的初始阶段产生了一定的震荡, 但是很快便稳定下来 (如图 2), 对于特定参数的金属颗粒, 所得电导稳定于一个固定数值. 对于其他的金属颗粒, 在计算过程中也具有类似的情况. 在计算的时间达到 $1.5 \times 10^{-12} \text{ s}$ 时, 计算的数值已经稳定下来. 比较此时的计算结果 (如图 3), 表明导电粘合剂的电导与球形金属颗粒的半径成反比例变化.

2) 对于正方体颗粒, 改变正方体的边长 (a 变化范围为 $10\text{--}24 \mu\text{m}$) 进行计算, 所得导电粘合剂的电导与正方体金属颗粒的半径也成反比例变化 (如图 4).

3) 对于长方体颗粒, 我们保持它的底边为正方形且底边长度不变, 只改变它的高度 ($h \approx 10\text{--}24 \mu\text{m}$), 计算所得导电粘合剂的电导与长方体金属颗粒的高度成反比例变化 (如图 5).

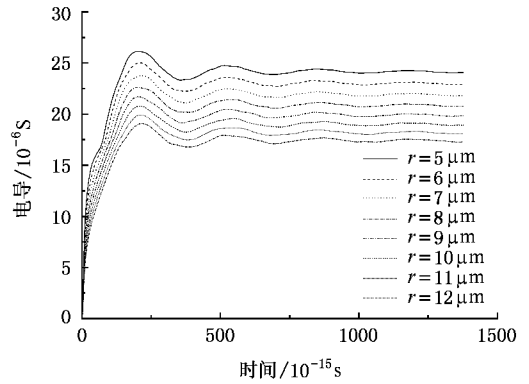


图 2 导电粘合剂电导随计算时间的变化曲线

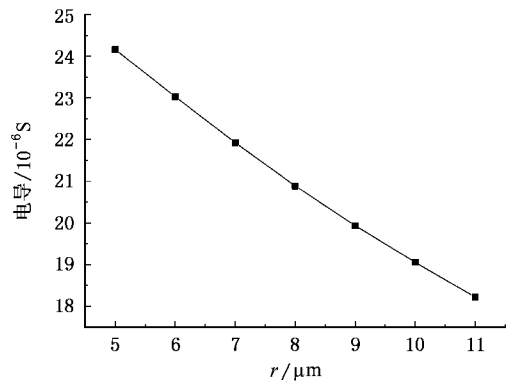


图 3 导电粘合剂电导随球形填充颗粒半径呈反比例变化曲线

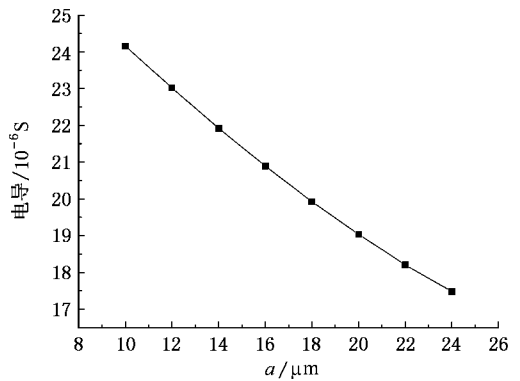


图 4 导电粘合剂电导随正方体填充颗粒边长呈反比例变化曲线

4) 保持长方体金属颗粒的高不变, 只改变它的正方形底边的边长 (a 变化范围为 $10\text{--}24 \mu\text{m}$), 计算发现导电粘合剂电导几乎不随底面边长的改变而改变 (如图 6).

5) 对于圆柱体金属填充颗粒, 首先保持它的底面半径不变, 改变它的高 (h 变化范围为 $10\text{--}24 \mu\text{m}$), 计算所得导电粘合剂的电导和金属颗粒高度关系的变化规律和保持底面不变, 只改变长方体

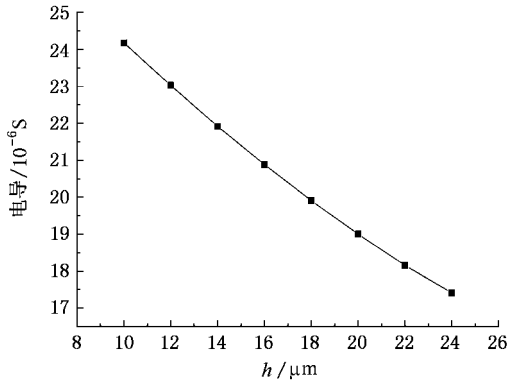


图 5 导电粘合剂电导随长方体填充颗粒高度呈反比例变化曲线 长方体金属导电颗粒的正方形底边边长为常数 ($a = 20 \mu\text{m}$)

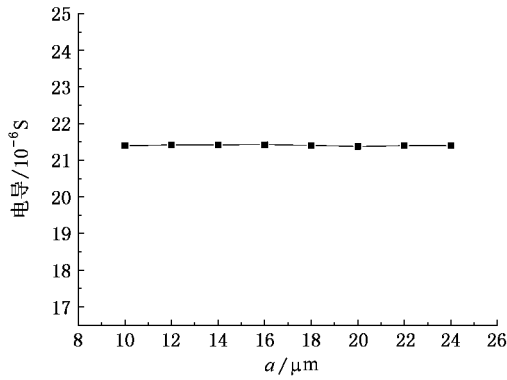


图 6 当填充颗粒为长方体时,导电粘合剂电导与颗粒底边边长的关系曲线 长方体金属导电颗粒的高为常数 ($h = 15 \mu\text{m}$)

金属填充颗粒高度的变化规律相似(如图 7)。

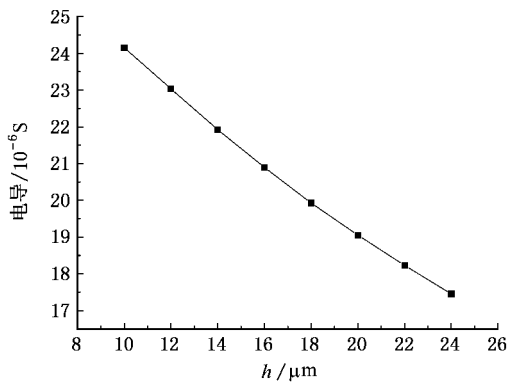


图 7 导电粘合剂电导与圆柱体填充颗粒的高度的关系曲线 圆柱金属导电颗粒的半径为常数($r = 10 \mu\text{m}$)

6)保持圆柱形金属颗粒的高不变,改变它的底面半径(r 变化范围为 5—12 μm),计算所得导电粘合剂的电导和金属颗粒底面关系的变化规律和保持高度不变,与只改变底面边长的长方体颗粒变化规

律相似(如图 8)。

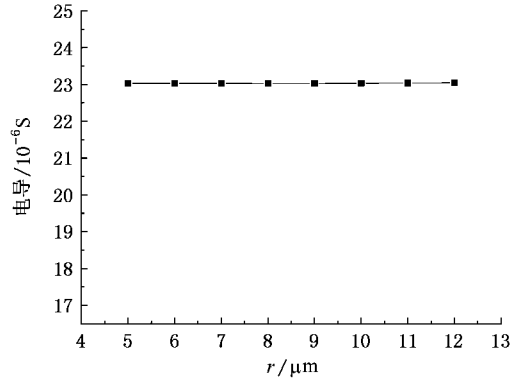


图 8 导电粘合剂电导不随圆柱体填充颗粒底面半径的变化而变化 圆柱金属导电颗粒的高为常数 ($h = 12 \mu\text{m}$)

通过计算我们得到对于球形和正方体金属填充颗粒,随着颗粒半径或边长的减小,各向异性导电粘合剂的电导变大;而对于长方体和圆柱体金属填充颗粒,当我们只改变填充颗粒的高度时,各向异性导电粘合剂的电导变大,但是当我们只改变颗粒的底面边长或半径时,各向异性导电粘合剂的电导并未发生明显的变化。

由于趋肤效应和位移电流的影响,在外加交流电场的情况下,电磁波主要在粘合剂内传导,趋肤深度随信号频率的增加而减小,因此在高频下,金属导电颗粒仅仅只有表面极薄的一层参与交流信号的传播,其作用几乎可以忽略不计,金属导电颗粒主要传播外加电场信号的直流分量。

假设正方形电极的边长为 l ,长方体颗粒的底面边长为 a ,高为 h ,粘合剂的介电常数为 ϵ .则由粘合剂,金属颗粒以及电极组成的电容的大小为 $C = \frac{\epsilon(l^2 - a^2)}{h}$,由此公式可以看出,在 $l = 50 \mu\text{m}$,而 h 保持不变, a 在 10—20 μm 之间变化时,分母上的数值的变化导致 C 的变化幅度相对来说比保持 a 不变, h 在 10—22 μm 之间变化而导致 C 的变化的幅度小的多.电容的大小直接影响到交流信号的传导,电容越小,阻抗越大,电导变小.并且在底面正方形边长 a 增大时,在相同趋肤深度的情况下,参与传导信号的金属颗粒的导电面积增大 $4(a' - a)\sigma_1$,其中 $\sigma_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$ 为趋肤深度,在 $f = 1 \times 10^9 \text{ Hz}$ 下, $\sigma_1 = 2.0 \mu\text{m}$.因此,总体来说导电颗粒横向尺寸的增加对电导的影响并不明显,对其产生主要影响的是导电颗粒纵向尺寸的变化.正如我们计算所得到的,仅仅

当金属导电颗粒的横向尺寸减小时,在金属颗粒尺寸相对于金属电极尺寸相比较小的情况下,其电导将不会显著变化,而当仅仅减小导电金属颗粒的纵向尺寸时,其电导将增大。

4. 结 论

通过计算我们得知,对于各向异性导电粘合剂来说,由于位移电流的影响,其电导的变化与颗粒的 z 方向的高度相关,而与底面积的大小关系不大。具

体来说,对于球形和正方体金属填充颗粒,随着颗粒半径或边长的减小,各向异性导电粘合剂的电导变大,而对于长方体和圆柱体金属填充颗粒,当我们只减小填充颗粒的高度时,各向异性导电粘合剂的电导变大,但是当我们只改变颗粒的底面边长或半径时,各向异性导电粘合剂的电导并未发生明显的变化。因而各向异性导电粘合剂中球形和正方体金属填充颗粒体积越小,电导越大,应该也可以看作是颗粒高度变化的影响而不是横向变化的影响。

-
- [1] Ma K , Chen R , Miller D A B , Harris J S Jr 2005 *IEEE J. of Selected Topics in QE* **11** 1278
- [2] Xu S H , Xu P S , Zhu J S , Liu X M , Zhang Y H , Xu Z J 1994 *Chin. Phys.* **3** 208
- [3] Karnfelt C , Kozhuharov R , Zirath H , Angelov I 2006 *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques* **54** 2887
- [4] Sohn K , Mo H S , Suh Y H , Byun H G , Yoo H J 2006 *IEEE J. of Solid-State Circuits* **41** 823
- [5] Zhao D , Upadhyaya S , Margala M 2006 *IEEE Trans. Comput. -Aided Design of Integr. Circuits Syst.* **25** 1411
- [6] Liu J 1999 *Conductive Adhesives for Electronics Packaging* (London : Electrochem. Publ. Ltd.)
- [7] Sihlbom R , Dernevik M , Lai Z , Starski P , Liu J 1998 *IEEE Trans. on Components , Packaging , and Manufacturing Technology-Part A* **21** 469
- [8] Sihlbom R , Dernevik M , Lindgren M , Starski P , Lai Z , Liu J 1998 *IEEE Trans. on Components , Packaging , and Manufacturing Technology-Part A* **21** 478
- [9] Lai Z , Liu J 1996 *IEEE Trans. on Components , Packaging , and Manufacturing Technology-Part B* **19** 644
- [10] Dernevik M , Sihlbom R , Lai Z , Starski P , Liu J 1997 *Proc. Advances in Electronic Packaging , Kohala Coast , Hawaii , June* : p177
- [11] Li L , Lizzul C , Kim H , Sacolick I , Morris J E 1993 *IEEE Trans. on Components* **16** 843
- [12] Fu Y , Liu J , Willander M 1999 *J. of Electron. Manufacturing* **9** 275
- [13] Quan Z J , Sun L Z , Ye Z H , Li Z F , Lu W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3611 (in Chinese) [全知觉、孙立志、叶振华、李志锋、陆卫 2006 物理学报 **55** 3361]
- [14] Kraus J D 1992 *Electromagnetics 4th edition* (New York : McGraw-Hill)
- [15] Paul C , Whites K W , Nasar S A 1998 *Introduction to Electromagnetic Fields* (Boston : McGraw-Hill)

Dependence of anisotropically conductive adhesive high-frequency signal transmission on conductive particle property

Wu Yan-Rui Chen Xiao-Shuang[†] Fu Ying Lu Wei

(*National Laboratory for Infrared Physics , Shanghai Institute of Technology Physics ,
Chinese Academy of Sciences ,Shanghai 200083 ,China*)

(Received 9 November 2006 ; revised manuscript received 21 November 2006)

Abstract

Using differential method , we have calculated the dependence of anisotropically conductive adhesive high-frequency signal transmitting property on conductive particle property(including the shape and size of particles). Under AC bias , the smaller the size of conductive filler particle in the conductive adhesive , the better conductance it has . Through the theoretical calculation , we found that the conductance is inversely proportional to the radius(side length) if the shape of the conductive metal particle is a sphere(cube). If the shape of the metal particle is a cuboid or cylinder , the conductance is inversely proportional to the height , independent of the changes in the base .

Keywords : conductive adhesive , conductance , conductive particle , differential method

PACC : 7340V

[†] Corresponding author. E-mail : xschen@mail.sitp.ac.cn