

文章编号: 1000-0887(2003) 02_0138_08

塑料封装集成电路结构热应力 分布的解析解*

刘玉岚, 王 彪, 王殿富

(哈尔滨工业大学 复合材料研究所, 哈尔滨 150001)

(我刊编委王彪来稿)

摘要: 由于集成电路的硅芯片与其周围的塑料封装材料热膨胀系数的不协调, 产生的热残余力会直接导致封装结构的破坏及集成电路的失效。将硅芯片的角点结构模化成半无限大楔体, 求得了热应力分布的解析解。在此基础上, 应用应变能密度因子准则评价电子封装结构角点处的开裂强度及开裂方向。

关键词: 微电子封装结构; 热应力; 解析解

中图分类号: O31 文献标识码: A

引 言

微电子封装是很复杂的复合材料结构, 它们包含了各式各样不同的尖角、界面等结构, 而这些都构成系统失效的潜在地点。目前, 塑料封装集成电路结构在工程中得到了愈来愈广泛的应用。塑料封装集成电路结构主要包括硅芯片、芯片粘结层、连接导线、铅支撑架及塑料封装层。在热循环及热冲击检验中, 以及由于正常使用而导致的温度循环会产生足够大的热残余应力而导致在封装结构角点等应力集中较大的地方微裂纹的萌生及扩展, 最终导致整体结构的失效^[1~4]。

为了计算微电子封装结构中残余热应力及评价结构的可靠性能, 广泛应用了有限元数值方法, 并取得了较大的成功^[5~9]。由于在封装结构的尖角处, 热应力场具有一定的奇异性, 有限元得到的数值结果往往与所选用的网格尺寸相关^[10]。这样, 有限元得到的结果在尖角附近就显得很不可靠。另外一个关键性问题是微电子封装结构破坏准则问题。尖角处的应力集中为无穷大, 基于最大应力等强度准则都是不适用的。尽管人们已提出了基于描述应力集中场的奇异参数或某一区域的平均应力作为强度评价的参数^[11], 但在工程中并未得到人们的广泛关注。

在本文中, 基于一些假设, 微电子封装结构中的尖角被模化为半无限长楔形体。这样, 利用二维模型可以解析得到尖角处应力场的分布。基于应力场的计算, 应变能密度因子准则被用来评价尖角处的强度, 这样不仅建立了尖角处开裂的应力条件, 而且还可以确定裂纹萌生的方位。

* 收稿日期: 2001_08_20; 修订日期: 2002_06_04

作者简介: 刘玉岚(1962—), 女, 吉林市人, 副教授, 博士(E-mail: myliu51@hotmail.com)。

1 围绕微电子封装结构中尖角处热应力分布的解析解

正如我们所指出的,在微电子封装结构中有各种各样的尖角。在本文中,我们将主要考虑如下树脂混合物封装硅芯片结构(图1)。

由于硅芯片的热膨胀系数比周围的树脂要小得多,在冷却或加热过程中,在芯片与树脂的界面处,将会产生加工的残余热应力。如果我们仅仅关心围绕芯片的一个尖角热应力的分布,我们可以将其等效为一直角楔形体(图2)求得热应力分布的解析解。

对于方型芯片,作用于封装材料与芯片界面的正应力为 p_0 , $0 \leq r \leq a$, 其中: a 为芯片的长度, p_0 值可以通过界面处位移连续的条件确定。为了简化计算,可以假设周围的封装塑料无限大。在 p_0 的作用下,封装树脂材料中及芯片中的应力场的分布可以分开

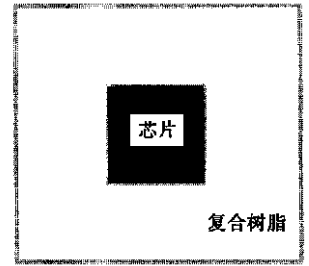


图1 复合树脂封装芯片示意图

求解。在本文中,我们主要关注树脂中应力场的分布,方形芯片中热应力场的分布比较容易求得。在极坐标系中,二维应力平衡方程可以写成如下形式:

$$\frac{\partial(r\sigma_r)}{\partial r} - \sigma_\theta + \frac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial\theta} = 0, \quad \frac{\partial(r\tau_{r\theta})}{\partial r} + \tau_{r\theta} + \frac{\partial\sigma_\theta}{\partial\theta} = 0 \quad (1)$$

对于各向同性的树脂混合物,平面应力条件下的本构方程由下面虎克定律给出:

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{1}{E}(\sigma_r - \nu\sigma_\theta), \\ \varepsilon_\theta = \frac{1}{E}(\sigma_\theta - \nu\sigma_r), \\ \varepsilon_{r\theta} = \frac{2(1+\nu)}{E}\tau_{r\theta}, \end{cases} \quad (2)$$

式中, E 、 ν 分别为材料的弹性模量及泊松比。几何方程可以表示成如下形式:

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial\theta} + \frac{u_r}{r}, \\ \varepsilon_{r\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial\theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_r}{r}, \end{cases} \quad (3)$$

式中, u_r 、 u_θ 分别为径向及切向的位移分量。

利用几何方程(3)式,可以建立如下相容方程

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_r}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial r} = 2 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varepsilon_\theta}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial \theta} \right]. \quad (4)$$

方程(1)、(2)、(3)及(4)式构成了极坐标下,平面弹性问题的基本方程。

利用如下关系,引入应力函数 $\varphi(r, \theta)$

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2}, \quad \sigma_\theta = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2}, \quad \tau_{r\theta} = - \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right]. \quad (5)$$

可以发现该应力函数满足如下双调和方程

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right] \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} \right] = 0 \quad (6)$$

为了考虑芯片及其周围的树脂膨胀系数不同的影响,在其接触范围内 $\theta = \pm 3\pi/4$, $0 \leq r \leq a$, 仅承受对称的正应力,剪应力为0,边界条件可表示如下:

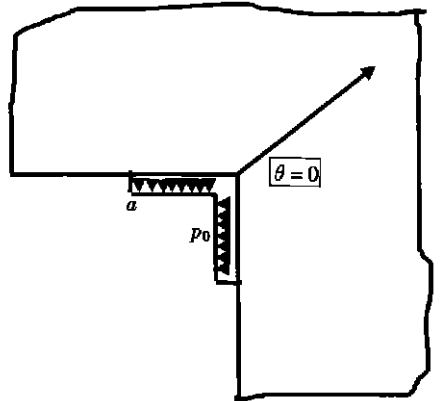


图2 无限大楔形体示意图

$$\begin{cases} \alpha_0 \left[r, \frac{3}{4} \pi \right] = \alpha_0 \left[r, -\frac{3}{4} \pi \right] = \begin{cases} p_0 & 0 \leq r \leq a, \\ 0 & \text{其它}; \end{cases} \\ \tau_{\theta 0} \left[r, \frac{3}{4} \pi \right] = \tau_{\theta 0} \left[r, -\frac{3}{4} \pi \right] = 0 \quad 0 \leq r < \infty; \end{cases} \quad (7)$$

为了得到解析解,关于 r 变量,采用 Mellin 积分变换技术,其正、逆变换如下式给出

$$f(s) = \int_0^{\infty} f(r) r^{s-1} dr, \quad f(r) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} f(s) r^{-s} ds \quad (8)$$

对(6)进行 Mellin 变换,可以得到关于 $\varphi(s, \theta)$ 的常微分方程,

$$\left[\frac{d^2}{d\theta^2} + s^2 \right] \left[\frac{d^2}{d\theta^2} + (s+2)^2 \right] \varphi(s, \theta) = 0, \quad (9)$$

由于应力场关于轴 $\theta = 0$ 对称,因此应力函数也一定关于 $\theta = 0$ 对称。方程(9)的解可表示成如下形式,

$$\varphi(s, \theta) = C(s) \cos(s\theta) + D(s) \cos((s+2)\theta) \quad (10)$$

将(5)式代入(7)式中,可以得到以应力函数表示的边界条件,

$$\frac{\partial^2 \varphi(r, \pm 3\pi/4)}{\partial r^2} = p_0, \quad \frac{1}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi(r, \pm 3\pi/4)}{\partial \theta} \right] = 0. \quad (11)$$

用 r^2 乘等式(11),并应用 Mellin 变换,可以得到

$$\varphi \left[s, \pm \frac{3}{4} \pi \right] = \frac{p(s)}{s(s+1)}, \quad \frac{d\varphi(s, \pm 3\pi/4)}{d\theta} = 0, \quad (12)$$

式中
$$p(s) = \int_0^a p_0 r^{s+1} dr. \quad (13)$$

将等式(10)代入等式(12)中,可以得到如下积分常数:

$$\begin{cases} C(s) = -\frac{(s+2)\sin((s+2)(3\pi/4))}{s(s+1)[s+1-\sin((3\pi/2)(s+1))]} p(s), \\ D(s) = \frac{\sin(3\pi/4)}{(s+1)[s+1-\sin((3\pi/2)(s+1))]} p(s). \end{cases} \quad (14)$$

对所得到的结果求 Mellin 逆变换,可以得到应力函数的解为,

$$\varphi(r, \theta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{p(s) r^{-s}}{[s(s+1)[s+1-\sin((3\pi/2)(s+1))]} \times [s \sin(3\pi/4) \cos((s+2)\theta) - (s+2)\sin((3\pi/4)(s+2)) \cos(s\theta)] ds, \quad (15)$$

将应力函数(15)式代入(5)式中,可以得到应力分量表达式

$$\alpha_0(r, \theta) = \frac{\partial^2 \varphi(r, \theta)}{\partial r^2} = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{p(s) r^{-s-2}}{[s(s+1)[s+1-\sin((3\pi/2)(s+1))]} \times [s \sin(3\pi/4) \cos((s+2)\theta) - (s+2)\sin((3\pi/4)(s+2)) \cos(s\theta)] ds, \quad (16)$$

$$\alpha_r(r, \theta) = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi(r, \theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi(r, \theta)}{\partial \theta^2} = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{p(s) r^{-s-2}}{[s(s+1)[s+1-\sin((3\pi/2)(s+1))]} \times [(s+2)\sin((3\pi/4)(s+2)) \cos(s\theta) - (s+4)\sin(3\pi/4) \cos((s+2)\theta)] ds, \quad (17)$$

$$\tau_{\theta 0}(r, \theta) = -\frac{1}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi(r, \theta)}{\partial \theta} \right] = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{p(s) r^{-s-2}(s+2)}{[s(s+1)[s+1-\sin((3\pi/2)(s+1))]} \times [\sin((3\pi/4)(s+2)) \sin(s\theta) - \sin(3\pi/4) \sin((s+2)\theta)] ds. \quad (18)$$

很明显,(16)、(17)及(18)式中的被积函数为复变量 s 的亚纯函数,其极点为如下方程的根

$$s+1-\sin((3\pi/2)(s+1))=0; \quad (19)$$

很容易求得上式的近似根为

$$s_1 = -1.54448, s_2 = -1, s_3 = -0.45552; \quad (20)$$

方程(19)式的求解过程如图3所示。

为计算等式(16)、(17)和(18)中的积分,我们可以通过在线 $\operatorname{Re}(s) = c$ 上左侧叠加一半无限大半圆圈而获得一封闭区域。根据余数定理,积分值等于该封闭区域所包含的极点处留数之和,而且沿左侧半圆弧的积分等于0。为了保证方程解的唯一性,必须施加如下条件,

$$\begin{cases} \int_0^{\infty} \alpha_0(r, \theta) dr < \infty, \\ \int_0^{\infty} \tau_0(r, \theta) dr < \infty \end{cases} \quad (21)$$

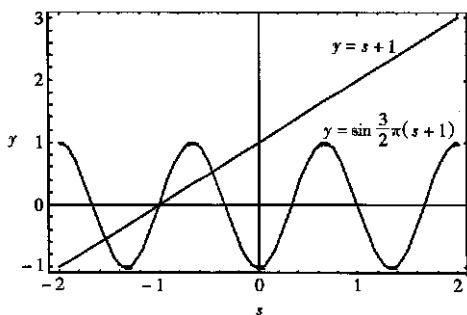


图3 方程(19)的图解

因此,仅仅需要选择 $\operatorname{Re}(s) = c$ 。这样,仅需考虑该封闭区域的极点 $s_1 = -1.54448$, 应力场的解答为,

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0(r, \theta) &= p(s_1) r^{-s_1-2} \left[s_1 \sin\left(\frac{3}{4} \pi s_1\right) \cos((s_1+2)\theta) - \right. \\ &\quad \left. (s_1+2) \sin\left(\frac{3}{4} \pi (s_1+2)\right) \cos(s_1\theta) \right], \\ \alpha_r(r, \theta) &= p(s_1) r^{-s_1-2} \left[(s_1+2) \sin\left(\frac{3}{4} \pi (s_1+2)\right) \cos(s_1\theta) - \right. \\ &\quad \left. (s_1+4) \sin\left(\frac{3}{4} \pi s_1\right) \cos((s_1+2)\theta) \right], \\ \tau_0(r, \theta) &= p(s_1) r^{-s_1-2} (s_1+2) \times \\ &\quad \left[\sin\left(\frac{3}{4} \pi (s_1+2)\right) \sin(s_1\theta) - \sin\left(\frac{3}{4} \pi s_1\right) \sin((s_1+2)\theta) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

在方程(22)中,可以发现围绕尖角应力场是奇异的,且奇异指数为 $\lambda = -s_1 - 2 = -0.45552$ 。

沿径向及切向的位移分量可以从等式(2)及(3)中导出,

$$\begin{aligned} u_r &= \int \varepsilon dr = \frac{1}{E} \int (\alpha_r - \nu \alpha_0) dr = \frac{p(s_1) r^{-s_1-1}}{E(s_1+1)} \times \\ &\quad \left[(4+s_1+\nu s_1) \sin\left(\frac{3}{4} \pi s_1\right) \cos((s_1+2)\theta) - \right. \\ &\quad \left. (1+\nu)(s_1+2) \sin\left(\frac{3}{4} \pi (s_1+2)\right) \cos(s_1\theta) \right] + u_0(\theta), \end{aligned} \quad (23)$$

式中, $u_0(\theta)$ 是 θ 的函数。

$$\begin{aligned} u_\theta &= \int (r\theta - u_r) d\theta = \frac{1}{E} \int (\alpha_\theta - \nu \alpha_r) r d\theta - \int u_r d\theta = \\ &\quad \frac{p(s_1) r^{-s_1-1}}{E} \left[\left(\frac{s_1+\nu s_1+4\nu}{s_1+2} - \frac{4+s_1+\nu s_1}{(s_1+1)(s_1+2)} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \sin\left(\frac{3}{4} \pi s_1\right) \sin((s_1+2)\theta) + \frac{(1+\nu)(s_1+2)}{s_1} \left(\frac{1}{s_1+1} - 1 \right) \times \right. \\ &\quad \left. \sin\left(\frac{3}{4} \pi (s_1+2)\right) \sin(s_1\theta) \right] - \int u_0(\theta) d\theta + v(r), \end{aligned} \quad (24)$$

式中, $v(r)$ 仅是 r 的函数。

为了确定函数 $u_0(\theta)$ 、 $v(r)$, 将位移表达式代入剪切应变表达式(3)中,得到

$$\varepsilon_{\theta} = \frac{2(1+\nu)}{E} \alpha_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_{\theta}}{\partial r} - \frac{u_{\theta}}{r}, \quad (25)$$

化简为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial u_{\theta}(\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial v(r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \int u_{\theta}(\theta) d\theta - \frac{1}{r} v(r) = 0, \quad (26)$$

从中可以确定

$$v(r) = Fr, \quad u_{\theta}(\theta) = H \sin \theta + K \cos \theta, \quad (27)$$

式中 F, H, K 是需要通过约束条件确定的常数。由于 $\theta = 0$ 是对称轴, 因此

$$u_{\theta} = 0, \quad \frac{\partial u_{\theta}}{\partial r} = 0 \quad \theta = 0, \quad (28)$$

从中可以导出 $F = H = 0$ 。对于该种塑料封装结构, 可以假设封装塑料外部边界位移为 0, 即

$$u_r = 0 \quad \theta = 0, \quad r = R, \quad (29)$$

式中 R 是从芯片中心在封装塑料外边界的径向距离, 这样, 常数 K 可以由下式确定,

$$K = - \frac{\rho(s_1)R^{-s_1-1}}{E(s_1+1)} \left[(4+s_1+\nu s_1) \sin \left(\frac{3}{4}\pi s_1 \right) - (1+\nu)(s_1+2) \sin \left(\frac{3}{4}\pi(s_1+2) \right) \right]. \quad (30)$$

正如我们指出的那样, 楔形体表面的作用力是由于芯片及封装塑料热膨胀系数不协调导致。由于硅芯片的弹性模量远远高于封装塑料的模量, 因此硅芯片的位移可以假设为 0。因此, 封装塑料中沿 $\theta = \pm 3\pi/4$ 的位移分量可以表示成

$$u_{\theta} \left(\pm \frac{3}{4}\pi \right) = \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T a, \quad (31)$$

式中 α_1, α_2 分别是芯片及封装塑料的热膨胀系数, ΔT 是温差, a 是芯片的长度。从方程(24)中可以发现, 即使外加载荷为常值, 沿切线方向的位移也不是常量。为了确定硅芯片同封装塑料之间的作用力 p_0 , 我们简单的取在 $0 \leq r \leq a$ 区间内切线的平均位移等于热不协调位移, 即方程(31)式, 这样可以利用如下方程确定 p_0 值。

$$\frac{1}{a} \int_0^a u_{\theta} dr = \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T a. \quad (32)$$

通过求解(32)式, 可以得到芯片与封装材料之间的热应力为:

$$p_0 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{-1}{s_1(s_1+2)} \left[\frac{s_1+\nu s_1+4\nu}{s_1+2} - \frac{4+s_1+\nu s_1}{(s_1+1)(s_1+2)} + \frac{(1+\nu)(s_1+2)}{s_1} \left(\frac{1}{s_1+1} - 1 \right) \right] \sin \left(\frac{3}{4}\pi(s_1+2) \right) \sin \left(s_1 \frac{3}{4}\pi \right) - \frac{1}{(s_1+1)(s_1+2)} \left(\frac{a}{R} \right)^{s_1+1} \left[(1+\nu)(s_1+2) \sin \left(\frac{3}{4}\pi(s_1+2) \right) - (4+s_1+\nu s_1) \sin \left(\frac{3}{4}\pi s_1 \right) \right] \sin \left(\frac{3}{4}\pi \right) \right\}^{-1} E (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T. \quad (33)$$

将 $s_1 = 1.54448, \nu = 0.34$ 值代入方程(33)中, 可以得到

$$p_0 \approx \frac{1}{2} \left[2.8202 + 4.155 \times \left(\frac{a}{R} \right)^{-0.54448} \right]^{-1} E (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T. \quad (34)$$

人们一定还记得 R 是从芯片中心到该点的径向位移, 而且沿 $\theta = 0$ 轴, 径向位移为 0, 作为一种极限情况, 如果我们固定一点 $r = R = 0$, 等式(34)可以给出沿界面的最大热应力, 即

$$p_0 \approx 0.1773 E (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T. \quad (35)$$

当 $R \rightarrow \infty$ 时, 相互作用力趋于 0。这应该是正确的, 对于我们所研究的楔形问题, 位移应该满

足刚体运动的要求。对于我们考虑的电子封装结构,由于对称性的要求,芯片中心的位移为 0,这等于对位移场施加了一种限制。

2 强度评价

由于围绕尖角 $r^{-0.45552}$ 的奇异性,我们不能利用基于最大应力或应变的强度准则评价尖角处封装结构的强度。并且由于也不存在裂纹,我们也不能利用断裂力学准则确定尖角何时开裂。在本文中,我们利用薛昌明教授在断裂力学中提出的应变能密度因子准则^[12~14]。利用该准则,我们不仅可以确定材料何时破坏,而且也可以确定裂纹的开裂方向。应变能密度函数可以表示成如下形式,

$$\frac{dW}{dV} = \frac{S}{r^{0.9111}}, \quad (36)$$

式中 W 是应变能密度, S 是应变能密度因子。关于应变能密度因子准则,有如下 3 个假设^[15]

假设 1 材料的破坏位置与最小应变能的位置等同;

假设 2 当 $(dW/dV)_{\min}$ 或 $(dW/dV)_{\max}$ 达到相应的临界值时,材料破坏;

假设 3 增量生长由下式确定,

$$\left[\frac{dW}{dV} \right]_c = \frac{S_1}{r_1} = \frac{S_2}{r_2} = \dots = \frac{S_j}{r_j} = \dots = \frac{S_c}{r_c}, \quad (37)$$

当 r_c 达到临界值时,材料非稳态破坏。

假设 1 意味着局部 dW/dV 的最小值相应较大的体积变化,这样它对应着体膨胀导致的破坏,而局部 dW/dV 的最大意味着最大的形状改变,这样它对应着最大的形变导致的破坏。因此,人们可以确定是否利用 dW/dV 的最小值,或者最大值。假设 3 主要针对损伤扩展问题,利用上面所求得的应力场(22)式,我们可以得到应变能密度因子 S 如下:

$$\begin{aligned} S = & r^{0.9111} \frac{1}{4G} \left[\frac{k+1}{4} (\sigma_r + \sigma_\theta)^2 - 2(\sigma_r \sigma_\theta - \tau_{r\theta}^2) \right] = \\ & \frac{p_0^2 a^{2(s_1+2)}}{(s_1+2)^2 G} \left\{ (k+1) \sin^2 \left[\frac{3}{4} \pi s_1 \right] \cos^2((s_1+2)\theta) - \right. \\ & \frac{1}{2} \left[(s_1+2) \sin \left[\frac{3}{4} \pi (s_1+2) \right] \cos(s_1\theta) - \right. \\ & (s_1+4) \sin \left[\frac{3}{4} \pi s_1 \right] \cos((s_1+2)\theta) \left. \right] \left[s_1 \sin \left[\frac{3}{4} \pi s_1 \right] \cos((s_1+2)\theta) - \right. \\ & (s_1+2) \sin \left[\frac{3}{4} \pi (s_1+2) \right] \cos(s_1\theta) \left. \right] + \\ & \left. \frac{1}{2} (s_1+2)^2 \left[\sin \left[\frac{3}{4} \pi (s_1+2) \right] \sin(s_1\theta) - \sin \left[\frac{3}{4} \pi s_1 \right] \sin((s_1+2)\theta) \right]^2 \right\}, \quad (38) \end{aligned}$$

式中 G 是剪切模量, $G = E/[2(1+\nu)]$, 且 $k = 3-4\nu$ 相应于平面应变情形, $k = (3-\nu)/(1+\nu)$ 相映于平面应力情形。

应变能密度因子准则的第一条假设可以用如下数学形式表示,

$$\frac{\partial S}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial^2 S}{\partial \theta^2} > 0, \quad (39)$$

尖角处的裂纹开裂方向由 $\theta_c = 0$ 条件确定。

裂纹萌生的条件由下式确定

$$S(\theta_c) = S_c, \quad (40)$$

式中 S_c 是一材料常数, 这样, 可以求得

$$S(\theta_c) = \frac{p_0^2 a^{2(s_1+2)}}{(s_1+2)^2 G} \left\{ (k+1) \sin^2 \left[\frac{3}{4} \pi s_1 \right] - \frac{1}{2} \left[(s_1+2) \sin \left[\frac{3}{4} \pi (s_1+2) \right] - (s_1+4) \sin \left[\frac{3}{4} \pi s_1 \right] \right] \right\} \left[s_1 \sin \left[\frac{3}{4} \pi s_1 \right] - (s_1+2) \sin \left[\frac{3}{4} \pi (s_1+2) \right] \right] = S_c \cdot \quad (41)$$

从等式(41)中, 可以很容易发现, 随着增加芯片的尺寸, 导致尖角处破坏的临界热载荷将降低。

3 结 论

微电子封装结构是复杂的复合材料结构, 它们具有各式各样的尖角及界面, 而这些应力集中地方又往往成为系统失效的潜在区域。在本文中, 发现在一些合理的假设下, 尖角结构可以假设为半无限楔形体。这样, 围绕尖角的二维热应力分布可以得到其解析解。尽管本文主要研究对称性的特殊结构, 即树脂混合物封装正方形芯片, 本文的分析方法可以推广到更复杂的结构。研究发现, 围绕芯片一角的封装材料中应力场具有 $r^{-0.45552}$ 的奇异性。芯片同封装材料之间的界面热应力也由位移连续条件而获得。基于应力计算结果, 应变能密度因子准则被用来评价封装材料尖角处的破坏程度, 发现, 随着芯片尺寸的增加, 导致尖角开裂的临界热应力与 $a^{-0.45552}$ 成比例缩小。

[参 考 文 献]

- [1] Bar-Cohen A. State of the art and trends in the thermal packaging of electronic equipment[J]. ASME Journal of Electronic Packaging, 1992, **114**(9): 257—270.
- [2] Nguyen L T, Chen A S, Lo R Y. Interfacial integrity in electronic packaging[J]. Application of Fracture Mechanics in Electronic Packaging and Materials, 1995, EEP_11/ MD_64, ASME(12—17): 35—44.
- [3] Holalkere V, Mirano S, Kuo A Y, et al. Evaluation of plastic package delamination via reliability testing and fracture mechanics approach[A]. In: Proceedings of the 47th Electronic Components & Technology Conference[C]. San Jose, California, 1997, 430—437.
- [4] Lau J H, Pao Y H. Solder Joint Reliability of BGA, CSP, Flip Chip and Fine Patch SMT Assemblies[M]. New York NY: McGraw-Hill, 1997, 87—99.
- [5] Pendse R, Demmin J. Test structures and finite element models for chip stress and plastic package reliability[A]. In: Proceedings of IEEE Conference on Microelectronic Test Structures[C]. Electron Devices Society Staff, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc Staff, 1990, 155—161.
- [6] Nguyen L T, Gee S A, Bogert W F. Effect of configuration on plastic packages stresses[J]. ASME Journal of Electronic Packaging, 1993, **115**(4): 397—405.
- [7] Shook R L, Sastry V S. Influence of preheat and maximum temperature of the solder reflow profile on moisture sensitive ICs[A]. In: Proceedings of the 47th Electronic Components & Technology Conference[C]. San Jose, California, 1997, 1041—1058.
- [8] Zhu J, Zou D, Liu S. High temperature deformation of area array packages by moire interferometry/FEM hybrid method[A]. In: Proceedings of the 47th Electronic Components & Technology Conference[C]. San Jose, California, 1997, 444—451.
- [9] Clark J D, Megregor I J. Ultimate tensile stress over a zone: A new failure criterion for adhesive joints[J]. The Journal of Adhesion, 1993, **42**(4): 227—245.
- [10] Hu J M. Interfacial stress singularity analysis: A case study for plastic encapsulated IC packages[J]. Application of Fracture Mechanics in Electronic Packaging and Materials, 1995, ASME EEP_11/

- MD_64: 13—21.
- [11] Hattori T, Sakata S, Murakami G. A stress singularity parameter approach for evaluating the interfacial reliability of plastic encapsulated LSI devices[J]. ASME Journal of Electronic Packaging, 1989, **111** (4): 242—253.
- [12] Sih G C. Some basic problems in fracture mechanics and new concepts[J]. Engineering Fracture Mechanics, 1973, **5**(2): 365—377.
- [13] Sih G C. Energy density concept in fracture mechanics[J]. Engineering Fracture Mechanics, 1973, **5** (9): 1037—1051.
- [14] Sih G C. Strain energy density factor applied to mixed mode crack problems[J]. International Journal of Fracture, 1974, **10**(3): 305—321.
- [15] Gdoutos E E. Fracture Mechanics Criteria and Applications [M]. Evanston, IL: Kluwer Academic Publishers, Northwestern University, 1990, 57—75.

Analytical Solutions of Thermal Stress Distribution in Plastic Encapsulated Integrated Circuit Packages

LIU Yu_lan, WANG Biao, WANG Dian_fu

(Research Center for Composite Materials, Harbin Institute of Technology,
Harbin 150001, P. R. China)

Abstract: Due to the mismatch in the coefficients of thermal expansion of silicon chip and the surrounding plastic encapsulation materials, the induced thermal stress is the main cause for die and encapsulant rupture. The corner geometry is simplified as the semi-infinite wedge. Then the two-dimensional thermal stress distribution around the corner was obtained explicitly. Based on the stress calculation, the strain energy density factor criterion is used to evaluate the strength of the structure, which can not only give the critical condition for the stresses, but also determine the direction of fracture initiation around the corner.

Key words: electronic package structure; thermal stress; analytical solution