

значительное количество частиц  $\text{Si}_3\text{N}_4$  волокнистого строения. При соотношении  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiC}$  50/50 % масс. процесс идет при более низких температурах, формируется значительное количество дисперсных частиц  $\alpha\text{-SiC}$ . Основой композиции являлся нитрид кремния, упрочняющим компонентом служит карбидная составляющая.

Дисперсность вместе с чистотой порошка определяют технологические свойства и, в конечном итоге, прочность и вязкость разрушения конструкционной керамики. Получение порошков высокой дисперсности, содержащих дискретные (короткие) волокна, может дать положительный результат для определенной

группы изделий, работающих в условиях высоких температур и ударных нагрузок.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Технология, структурообразование и свойства керамических материалов на основе  $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-SiC}$  / В. Н. Ковалевский, А. В. Ковалевская, Л. Ф. Керженцева // Материалы 51-й междунар. науч.-техн. конф. БГПА. – Мн., 1995. – Ч. 8. – С. 45–47.
2. Деформационные изменения в структуре  $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-SiC}$  / В. Н. Ковалевский, А. В. Ковалевская, Л. Ф. Керженцева и др. // Новые материалы и технологии в металлургии и машиностроении. – Запорожье, 1998. – № 2. – С. 79–86.
3. А. с. 1525996 СССР. Способ получения керамического порошка / В. Н. Ковалевский и др. – 1990.

УДК 621

## МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ГАЗОТЕРМИЧЕСКОМ ОСАЖДЕНИИ ПОКРЫТИЙ

*Докт. техн. наук, проф. ИЛЬЮЩЕНКО А. Ф., канд. техн. наук, доц. МАКАРЕВИЧ С. С., доктора техн. наук, профессора МРОЧЕК Ж. А., КОЖУРО Л. М., ПАШКЕВИЧ М. Ф.*

*Белорусский национальный технический университет*

Известно [1–3], что в процессе газотермического формирования покрытий поверхность кристаллизации осаждаемого материала перемещается по нормали к основе. Происходящее при этом изменение температуры приводит к тепловому расширению в системе покрытие–основа. Наличие в системе разнородных по теплофизическим свойствам компонентов и градиента температуры по сечению приводит к тому, что тепловое расширение поверхности проходит в стесненных условиях, а это вызывает изменение структурного равновесия.

Остаточные напряжения, возникающие при формировании покрытия, – один из главных факторов, определяющих адгезию покрытия с основой. Однако измеряемая адгезия включает в себя величину остаточных напряжений, что не позволяет провести их точную оценку из-за сложности задачи математического описания процесса формирования остаточных напряжений из-за его дискретного характера, наличия пор, различия физико-механических свойств

материалов покрытия и основы, наличия переходной зоны и т. д. Решение этой задачи вряд ли возможно в ближайшем будущем. Именно это и определяет актуальность разработки инженерных методов расчета напряжений, основанных на упрощениях реальной картины образования напряжений.

При плазменном осаждении покрытий имеют место все три вида напряжений (напряжения I, II и III рода), но причиной нарушения прочности покрытия, появления трещин и отслоения являются напряжения I рода. Поэтому в экспериментальных и теоретических работах изучаются в первую очередь эти напряжения. Покрытия в первом приближении рассматриваются как сплошная среда, что может быть оправдано их невысокой пористостью. Это существенно упрощает задачу и позволяет проводить расчеты в рамках разработанных теорий механики сплошной среды (сопротивления материалов, теорий упругости, пластичности и др.), хотя, конечно же, и вносит определен-

ные погрешности в результаты расчета. Однако для инженерной практики такой подход может быть оправданным исходя из возможности создания относительно простых программных средств, реализующих модели и их уточнение по результатам экспериментов.

Рассмотрим образование температурных напряжений в системе покрытие–основа, которую можно представить в виде двухслойной пластины, состоящей из разнородных материалов с толщиной слоев  $\delta_1$  и  $\delta_2$ . Считаем, что пластины линейно-упругие, однородные и изотропные, а также, что каждая пластина нагрета равномерно в плоскости и неравномерно по толщине в направлении оси  $Z$  (рис. 1).

Принимаем, что напряжения в процессе образования покрытия отсутствуют. Это означает, что к концу процесса осаждения покрытий образовавшиеся остаточные напряжения становятся результатом охлаждения пластин.

Анализ напряжений и деформаций в системе покрытие–основа при линейно-упругом деформировании может быть проведен в рамках теорий термоупругости и многослойных пластин. Удлинение вследствие температурных изменений является чистым изменением объема и поэтому одинаково в направлении трех координат. Эти удлинения не вызывают дополнительных напряжений, если в материале имеется постоянное распределение температуры и нет препятствий свободному расширению материала.

Возникающие при этом тепловые деформации можно представить зависимостью

$$\epsilon^T = \alpha (T - T_0),$$

где  $\alpha$  – коэффициент линейного расширения материала;  $(T - T_0)$  – изменение температуры в материале;  $T_0$  – соответствует начальной температуре и первоначальной длине образца из соответствующего материала.

В случае двухосного напряженного состояния, которое будет иметь место для рассматриваемой тонкой пластины, состоящей из изотропных материалов, взаимосвязь между деформациями и напряжениями может быть представлена с использованием закона Гука, модуля упругости  $E$  и коэффициента поперечной деформации  $\mu$ . При условии  $\tau_{zy} = 0$ ;  $\tau_{zx} = 0$ ;  $\sigma_z = 0$  будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{1}{E} (\sigma_x - \mu \sigma_y) + \alpha (T - T_0); \\ \epsilon_y &= \frac{1}{E} (\sigma_y - \mu \sigma_x) + \alpha (T - T_0); \\ \epsilon_z &= -\frac{\mu}{E} (\sigma_x + \sigma_y) + \alpha (T - T_0); \\ \gamma_{xy} &= \frac{2(1 + \mu)}{E} \tau_{xy}. \end{aligned} \right\} (1)$$

Если граничные условия в направлении осей  $X$  и  $Y$  одинаковы, то  $\sigma_x = \sigma_y$  и систему (1) можно представить в виде:

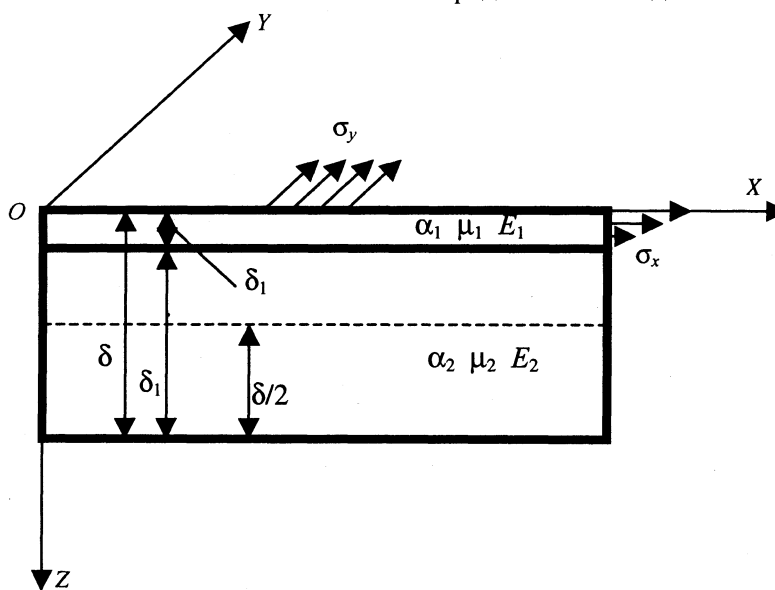


Рис. 1. Формализованная схема расчета температурных напряжений в системе покрытие–основа

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{1-\mu}{E} \sigma_x + \alpha(T - T_0); \\ \varepsilon_z = -\frac{2\mu}{E} \sigma_x + \alpha(T - T_0). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

К тому же, деформации, возникающие в системе, можно определить на основе оценки кривизны базовой поверхности, в качестве которой примем плоскость, отстоящую от плоскости  $XOY$  на расстоянии  $\delta/2$  (рис. 1).

Считая справедливой гипотезу плоских сечений, деформацию  $\varepsilon_x$  можно записать, используя формулу Коши:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_x^0 - \chi^0 \left( z - \frac{\delta}{2} \right), \quad (3)$$

где  $\varepsilon_x^0$  – деформация базовой поверхности;  $\chi^0$  – кривизна базовой поверхности в направлении оси  $X$ .

Деформация  $i$ -го слоя в направлении оси  $X$ , согласно (2), будет равна

$$\varepsilon_x^{(i)} = \frac{1-\mu_i}{E_i} \sigma_x + \alpha_i t(z), \quad (4)$$

где  $t(z)$  – изменение температуры в направлении оси  $Z$ .

Исходя из условия равновесия системы, можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{\delta_1} \sigma_x^{(1)} dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \sigma_x^{(2)} dz = 0; \\ \int_0^{\delta_1} \sigma_x^{(1)} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \sigma_x^{(2)} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Из уравнений (3) и (4) для  $i$ -го слоя найдем

$$\sigma_x^{(i)} \frac{E_i}{1-\mu_i} \left( \varepsilon_x^0 - \chi^0 \left( z - \frac{\delta}{2} \right) - \alpha_i t(z) \right). \quad (6)$$

Подставив (6) в систему уравнений равновесия (5), получим:

$$\left. \begin{aligned} A_1 \varepsilon_x^0 - B_1 \chi^0 - C_1 = 0; \\ A_2 \varepsilon_x^0 - B_2 \chi^0 - C_2 = 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где

$$A_1 = \int_0^{\delta_1} \frac{E_1}{1-\mu_1} dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{E_2}{1-\mu_2} dz;$$

$$A_2 = \int_0^{\delta_1} \frac{E_1}{1-\mu_1} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{E_2}{1-\mu_2} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz;$$

$$B_1 = \int_0^{\delta_1} \frac{E_1}{1-\mu_1} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{E_2}{1-\mu_2} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz;$$

$$B_2 = \int_0^{\delta_1} \frac{E_1}{1-\mu_1} \left( z - \frac{\delta}{2} \right)^2 dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{E_2}{1-\mu_2} \left( z - \frac{\delta}{2} \right)^2 dz;$$

$$C_1 = \int_0^{\delta_1} \frac{E_1 \alpha_1 t(z)}{1-\mu_1} dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{E_2 \alpha_2 t(z)}{1-\mu_2} dz;$$

$$C_2 = \int_0^{\delta_1} \frac{E_1 \alpha_1 t(z)}{1-\mu_1} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{E_2 \alpha_2 t(z)}{1-\mu_2} \left( z - \frac{\delta}{2} \right) dz.$$

Из системы (7) можно определить деформацию и кривизну базовой поверхности:

$$\varepsilon_x^0 = \frac{C_1 B_2 - C_2 B_1}{A_1 B_2 - A_2 B_1};$$

$$\chi^0 = \frac{A_2 C_1 - A_1 C_2}{A_1 B_2 - A_2 B_1}.$$

Когда известны  $\varepsilon_x^0$  и  $\chi^0$ , напряжения в покрытии и основе могут быть определены по зависимости (6). Алгоритм компьютерной реализации этой модели приведен на рис. 2.

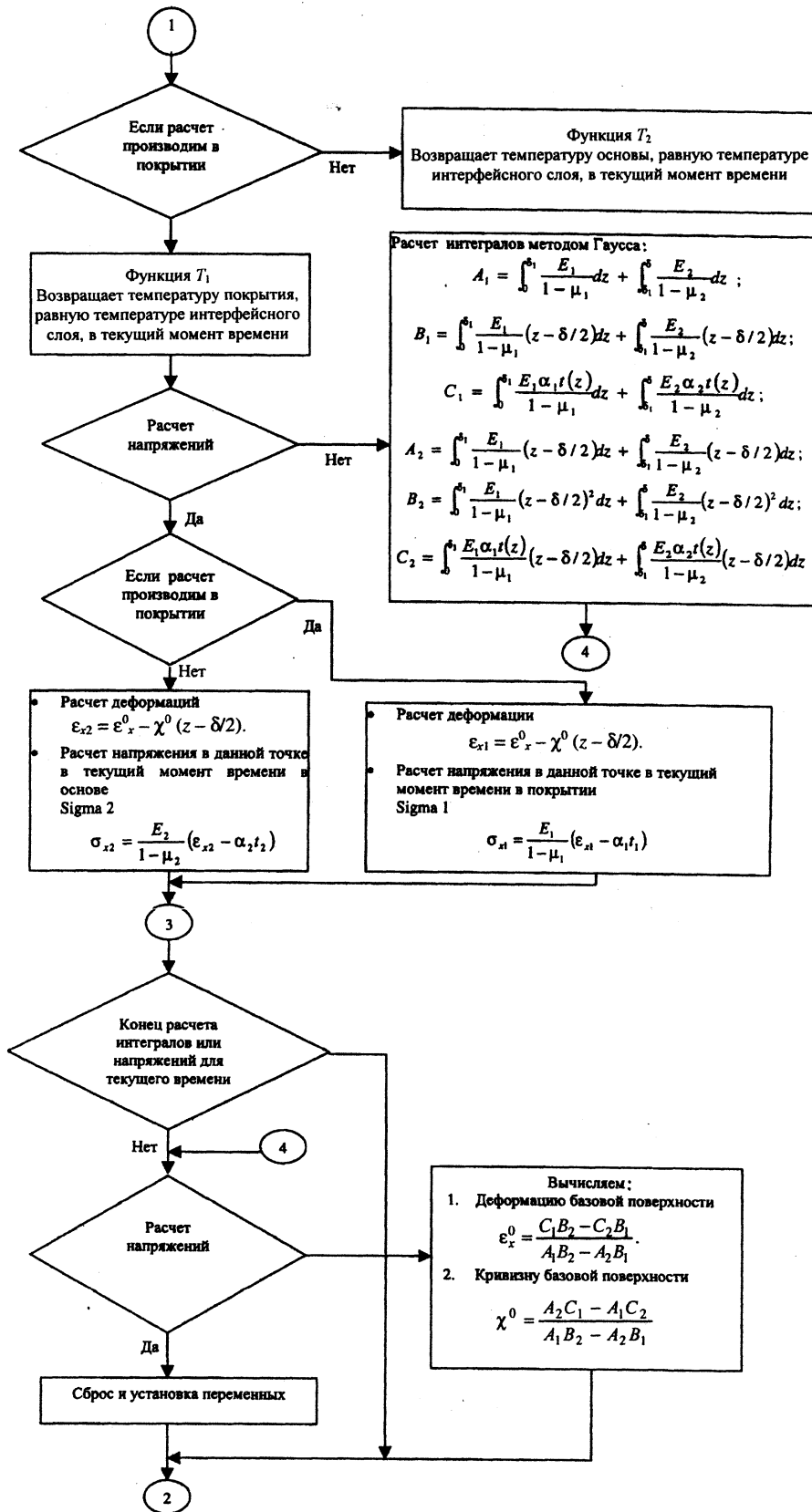


Рис. 2. Алгоритм математической модели расчета остаточных напряжений в системе покрытие–основание

Таким образом, механизм и величину формируемых остаточных напряжений при газотермическом осаждении покрытий на поверхность в первом приближении можно оценить,

используя основные положения теорий термоупругости, многослойных пластин и механики сплошной среды.

УДК 620.178.153

## К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТВЕРДОСТИ ПОКРЫТИЙ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ\*

Докт. техн. наук, проф. РУДНИЦКИЙ В. А., асп. МИНЧЕНЯ В. В.

Институт прикладной физики НАН Беларуси

Как известно [1], изменение микроструктуры при пластическом деформировании характеризуется двумя параметрами: средней плотностью подвижных и неподвижных дислокаций. Атермическая компонента твердости ассоциируется с уже накопленными неподвижными дислокациями и другими атермическими препятствиями, которыми могут являться связанные, сидячие дислокации, стенки ячеек, границы зерен и т. д. Вторичные препятствия, например лес дислокаций или растворенные атомы, являются слабыми и могут быть преодолены подвижными дислокациями за счет тепловых колебаний кристаллической решетки, т. е. за счет термоактивационного процесса и эффективного напряжения сдвига, пропорционального термической компоненте твердости.

Для оценки атермической компоненты твердости можно воспользоваться выражением [2]

$$H_i = \alpha G_c b \sqrt{\rho_n}, \quad (1)$$

где  $G_c$  – модуль сдвига;  $b$  – то же вектора Бюргера;  $\rho_n$  – плотность неподвижных дислокаций;  $\alpha$  – постоянная, учитывающая трехосное напряженное состояние под индентором.

В уравнении (1) плотность неподвижных дислокаций, или плотность стопоров, непосредственно связана со структурным параметром  $L$ , равным половине среднего расстояния между наиболее сильными стопорами, соотношением  $\rho_n \sim 1/L$ . Понятие структурного параметра  $L$  позволяет выделить слой материала, непосредственно примыкающий к индентору, толщина которого  $l$  определяется этим параметром. По данным авторов [3, 4], процесс деформационного упрочнения максимально раз-

вит в этом слое, и именно этот очаг деформации в основном определяет значение твердости.

Как известно, изменение твердости с глубиной при квазистатическом вдавливании можно описать эмпирическим уравнением, полученным на основании закона Мейера [5]:

$$P = ah^n, \quad (2)$$

где  $P$  – контактное усилие;  $h$  – глубина вдавливания;  $a$ ,  $n$  – размерная и безразмерная постоянные.

После деления левой и правой частей уравнения (2) на площадь проекции отпечатка  $\pi kh^2$  ( $k$  – коэффициент, определяемый углом при вершине конусного наконечника) получим

$$H_c = H_0 h^{n-2}. \quad (3)$$

При макроизмерениях твердости коническим или пирамидальным индентором, как правило,  $n = 2$ , а измеряемая твердость не зависит от глубины вдавливания  $h$ .

При малых отпечатках, соответствующих небольшим нагрузкам, как показывает эксперимент,  $n$  может отличаться от 2.

В работе [2] приведено выражение, характеризующее величину  $n$  в зависимости от диаметра отпечатка:

$$n = \frac{2d}{d + 2l}. \quad (4)$$

Значения величины  $l$  при квазистатическом режиме и динамическом нагружении различны. Установив эмпирическим путем соотношение  $l = f(d)$ , можно получить выражение изменения твердости для случаев динамического вдавливания. Однако представляет интерес проанализировать

\* Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (договор Т99/128) и международного фонда INTAS (договор YSF 2001/2-107).