

УДК 621.793.7.

К ВОПРОСУ ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТЕХНОЛОГИИ
НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ ГАЗОДЕТОНАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

А. И. ДОЛМАТОВ, В. Г. МИХАЙЛУЦА

А. П. ЖЕМАНОК, А. П. ПЕТРЕНКО

Рассматривается задача оптимизации частоты выстрелов детонационно-газовой установки при нанесении покрытий на тонкостенные детали авиадвигателей (лопатки), которые закреплены консольно.

В последние годы резко возрос интерес к процессам газотермического нанесения покрытий, это связано с возможностью создания гаммы покрытий различного состава и назначения. Одним из перспективных и нашедших широкое применение как у нас в стране, так и за рубежом, является детонационный метод напыления.

На рисунке 1 представлена принципиальная схема процесса газотермического нанесения покрытий.

Дальнейшее развитие метода наряду с совершенствованием оборудования должно идти по пути совершенствования технологии. Поскольку процесс детонационного нанесения покрытий является многофакторным, необходимо не только обобщать экспериментальные данные, но и совершенствовать теоретические модели, которые позволяют количественно описать процессы, сопровождающие детонационное напыление.

Условия формирования покрытий характеризуются энергетическим состоянием частиц (запасом тепловой и кинетической энергии в момент соударения сподложкой), физико-механическими свойствами материалов частиц и подложки. Качество напыления покрытий прежде всего определяется прочностью сцепления покрытия с подложкой, а также между отдельными частицами напыляемого мате-

шала.

Анализ отечественных и зарубежных публикаций даёт далеко не полную информацию по технологии нанесения детонационных покрытий. Данные работ позволяют выделить ряд основных параметров, определяющих свойства детонационных покрытий. В работе [1] параметры процесса представлены следующим образом: I) агрегатное состояние частиц перед их взаимодействием с подложкой; 2) концентрация расплавленных частиц; 3) скорость частиц; 4) химический состав и физические свойства материалов частиц и поверхности подложки; 5) средний размер частиц; 6) распределение частиц по размерам; 7) геометрия поверхности подложки; 8) температура подогрева подложки; 9) диаметр ствола; 10) длина ствола; II) интервал между выстрелами; 12) доза газовой смеси на один выстрел; 13) состав газовой смеси в стволе между выстрелами.

Эксперименты, проводимые в ХАИ, и опыт других предприятий по нанесению покрытий на тонкостенные детали авиадвигателей (лопатки) показали, что при отработанном технологическом процессе, при соблюдении с определенными допущениями параметров по классификации [1] большое значение на формирование покрытия, и, в частности, прочности сцепления оказывает интервал между выстрелами.

Авторы объясняют это возникновением колебаний в детали, на которую производится нанесение покрытий и представляет алгоритм оптимизации частоты выстрелов установки.

Будем рассматривать функцию [2], [3]

$$U(\bar{x}, t), \text{ где } \bar{x} = (x_1, x_2, x_3)$$

$$U(\bar{x}, t) \in C^2(\mathbb{R}^3 \times (0, \infty)) \cap C^1(\mathbb{R}^3 \times [0, \infty])$$

$U(\bar{r}, t)$ рассматриваем в классе функций дважды дифференцируемых в R^3 и обладающих непрерывными первыми производными C^1 и в рассматриваемом классе будем искать решение, удовлетворяющее начальным условиям (I) - (задача Коши для уравнения Коши в трехмерном пространстве)

$$\begin{cases} LU = 0, \\ U(\bar{r}, 0) = \varphi(\bar{r}), \\ U_t(\bar{r}, 0) = \psi(\bar{r}), \end{cases} \quad (I)$$

причем:

$$\begin{aligned} \varphi(\bar{r}) &\in C^3(R^3), \\ \psi(\bar{r}) &\in C^2(R^3) \end{aligned}$$

Решение задачи Коши ищем методом Пуассона $h(\bar{r}) \in C^k(R^3)$.

Определим операцию усреднения по некоторому радиусу α .

$$I(\bar{r}, \alpha) = \frac{1}{4\pi\alpha^2} \int_{S_\alpha} h(\bar{r} + \bar{\zeta}) d\Omega_\zeta$$

$$I(\bar{r}, \alpha) \in C^k(R^3)$$

кроме того:

$$I(\bar{r}, 0) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} I(\bar{r}, \alpha) = h(\bar{r})$$

Выясним интеграл:

$$\int_{\omega_0 R} h(\bar{r} + \bar{\zeta}) dV_\zeta = \int_0^R d\alpha \int_0^\pi d\varphi \int_0^\pi h(\bar{r} + \bar{\zeta}) \sin\theta d\theta \quad (2)$$

$$dV_\zeta = \alpha^2 \sin\theta d\varphi d\theta d\alpha$$

Выделим интеграл по поверхности радиуса α с помощью $|\bar{\zeta}| = \alpha$,

$$\bar{\zeta} = \alpha \bar{\zeta}', \quad |\bar{\zeta}'| = 1$$

заменой сводим интегрирование

по сфере с радиусом α по радиусу 1; тогда (2) запишется

$$\text{как: } \int_{\omega_0 R} h(\bar{r} + \bar{\zeta}) dV_\zeta = 4\pi \int_0^R \alpha^2 I(\bar{r}, \alpha) d\alpha \quad (3)$$

Вычислим Лапласиан по переменной \bar{r} :

$$\begin{aligned} \Delta \int_0^R 4\pi \alpha^2 I(\bar{r}, \alpha) d\alpha &= \Delta_{\bar{r}} \int_{\omega_0 R} h(\bar{r} + \bar{\zeta}) dV_\zeta = \quad (4) \\ &= \int_{\omega_0 R} \Delta_{\bar{r}} h(\bar{r} + \bar{\zeta}) dV_\zeta = \int_{\omega_0 R} \Delta_{\bar{\zeta}} h(\bar{r} + \bar{\zeta}) dV_\zeta \end{aligned}$$

Применяя теорему Гаусса-Остроградского, интеграл по объему заменяется на интеграл по поверхности и окончательный вид (4)

будет:
$$\Delta \int_0^R 4\pi \alpha^2 I(\bar{z}, \alpha) d\alpha = \int_{S_{0,R}} (\nabla_{\bar{z}} h(\bar{z} + \bar{z})) \frac{\bar{z}}{R} d\sigma_{\bar{z}} \quad (5)$$

Возьмем интеграл $\int_{S_{0,R}} h(\bar{z} + \bar{z}) dV_{\bar{z}}$ и вычислим от него операцию

при этом представим $\bar{z} = \bar{z} + \bar{z}$.

$$\frac{\partial}{\partial R} I(\bar{z}, R) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial R} \int_{S_{0,R}} h(\bar{z} + R\bar{z}) d\sigma_{\bar{z}} = \frac{1}{4\pi} \int_{S_{0,R}} \nabla_{\bar{z}} h(\bar{z} + R\bar{z}) \frac{\bar{z}}{R} d\sigma_{\bar{z}} \quad (6)$$

Сравнив с тем, что получили в (6), мы можем приравнять их левые части

$$\Delta \int_0^R 4\pi \alpha^2 I(\bar{z}, \alpha) d\alpha = 4\pi R^2 \frac{\partial}{\partial R} I(\bar{z}, R) \quad (7)$$

Продифференцировав по R и разделив на R левую и правую часть, (7) запишется как:

$$\Delta R I(\bar{z}, R) = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \frac{\partial}{\partial R} I(\bar{z}, R)) \quad (8)$$

Преобразуем правую часть:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \frac{\partial}{\partial R} I(\bar{z}, R)) = \frac{1}{R} (2R \frac{\partial I}{\partial R} + R^2 \frac{\partial^2 I}{\partial R^2}) = \quad (9)$$

$$= 2 \frac{\partial I}{\partial R} + R \frac{\partial^2 I}{\partial R^2} = \frac{\partial}{\partial R^2} (R I(\bar{z}, R)).$$

Заменяя R на α , получим:

$$\Delta \alpha I(\bar{z}, \alpha) = \frac{\partial}{\partial \alpha^2} (\alpha I(\bar{z}, \alpha)) \quad (10)$$

Можем рассмотреть функцию $\alpha I(\bar{z}, \alpha)$, как некоторый оператор, применяемый к функции $h(\bar{z})$:

$$\alpha I(\bar{z}, \alpha) = \mathcal{R}_\alpha h(\bar{z}) = \frac{\alpha}{4\pi} \int_{S_{0,1}} h(\bar{z} + \alpha \bar{z}) d\sigma_{\bar{z}}, \quad (11)$$

$$\Delta \mathcal{R}_\alpha h(\bar{z}) = \mathcal{R}_\alpha \Delta h(\bar{z}) = \frac{\partial}{\partial \alpha^2} (\mathcal{R}_\alpha h(\bar{z})).$$

Пусть функция $U(\vec{r}, t)$ является решением уравнения Даламбера

$$\square U = L U \quad (12)$$

$$L U = \square_{\vec{r}} L U \quad (13)$$

Так как условие (13) выполняется, то применение $\square_{\vec{r}} L U$ тоже 0.

$$\square_{\vec{r}} L U = \square_{\vec{r}} (\frac{\partial^2}{\partial t^2} - d^2 \Delta) U = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\square_{\vec{r}} U) - d^2 \square_{\vec{r}} U \quad (14)$$

$$0 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\square_{\vec{r}} U) - d^2 \frac{\partial^2}{\partial d^2} (\square_{\vec{r}} U)$$

Введем $V(\vec{r}, t, d) = \square_{\vec{r}} U$ и подставим в (14).

Мы видим, что V является решением одномерного волнового уравнения (15)

$$\frac{\partial^2 V(\vec{r}, t, d)}{\partial t^2} = d^2 \frac{\partial^2 V(\vec{r}, t, d)}{\partial d^2} \quad (15)$$

Операция усреднения позволяет свести задачу Коши для трехмерного уравнения к одномерному.

Найдем связь U и V .

$$V(\vec{r}, t, d) = \frac{d}{4\pi} \int_{S_{d^1}} U(\vec{r} + d\vec{z}, t) d\Omega_{\vec{z}} \quad (16)$$

$$\frac{V(\vec{r}, t, d)}{d} = \frac{1}{4\pi} \int_{S_{d^1}} U(\vec{r} + d\vec{z}, t) d\Omega_{\vec{z}} \quad (17)$$

Функция зависит от двух переменных, возьмем предел при $d \rightarrow 0$.

$$\lim_{d \rightarrow 0} \frac{V(\vec{r}, t, d)}{d} = U(\vec{r}, t) \quad (18)$$

$$\frac{\partial V}{\partial d}(\vec{r}, t, 0) = U(\vec{r}, t) \text{ при } d = 0 \quad (19)$$

если $t > 0$, $0 < d < \infty$, то справедливо (15), мы имеем

уравнение, заданное на полуоси (α играет роль x)
при $\alpha = 0, V = 0$ из (16) мы имеем граничное условие

$$V(\bar{z}, t, 0) = 0$$

Из (16) при $t = 0, V(\bar{z}, 0, \alpha) = \Omega_{\alpha} \Psi(\bar{z})$

Второе начальное условие - необходимо взять производную (16) по t

$$V_t(\bar{z}, 0, t) = \Omega_{\alpha} \Psi(\bar{z}) \quad (20)$$

Для функции V по t получим начальные условия колебания полубесконечной струны с закрепленным концом

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial \alpha^2} \\ V(\bar{z}, 0, \alpha) = \Omega_{\alpha} \Psi(\bar{z}) \\ V_t(\bar{z}, 0, \alpha) = \Omega_{\alpha} \Psi(\bar{z}) \\ V(\bar{z}, t, 0) = 0 \end{cases} \quad (21)$$

Окончательный вид решения задачи Коши будет иметь вид (22)

$$U(\bar{z}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left[t \int_{S_{01}} \Psi(\bar{z} + at\bar{z}) d\sigma_{\bar{z}} \right] + \frac{1}{4\pi} \int_{S_{01}} \Psi(\bar{z} + at\bar{z}) \quad (22)$$

Применяя полученные значения, опишем и представим графически колебания полубесконечной струны, закрепленной левым концом (рис. 2).

При решении практических задач, пусть в начальный момент времени мы имеем после первого выстрела пушки:

(рис. 2а), (23)

$$\begin{cases} \underline{\underline{U}}_{tt} = \underline{\underline{U}}_{xx} \\ \underline{\underline{U}}(x, 0) = \underline{\underline{\psi}}(x) \\ \underline{\underline{U}}_t(x, 0) = 0 \\ \underline{\underline{U}}(0, t) = 0 \end{cases} \quad (23)$$

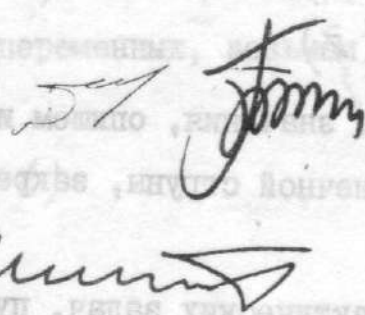
Определим какое решение будет в момент времени $t = 1; 3/2; 2; 3$ (рис. 2, б, в, г, д).

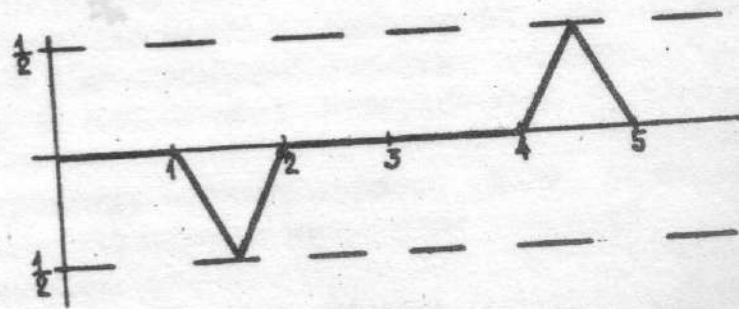
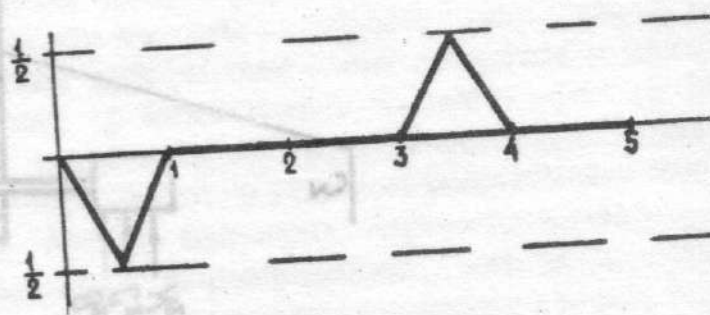
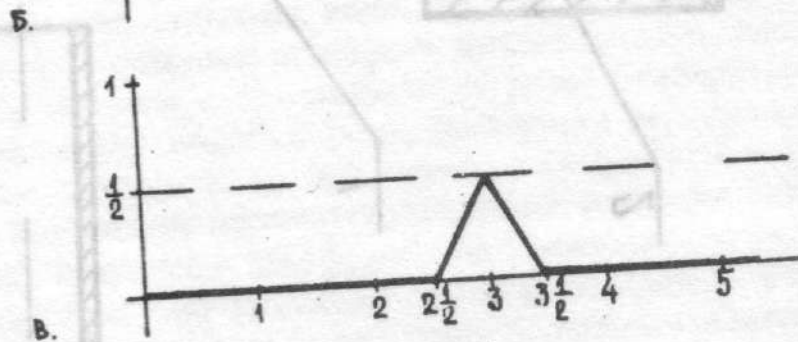
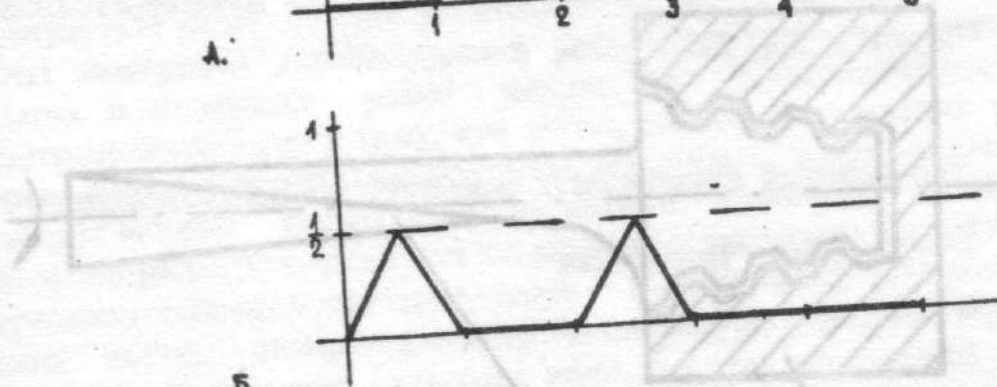
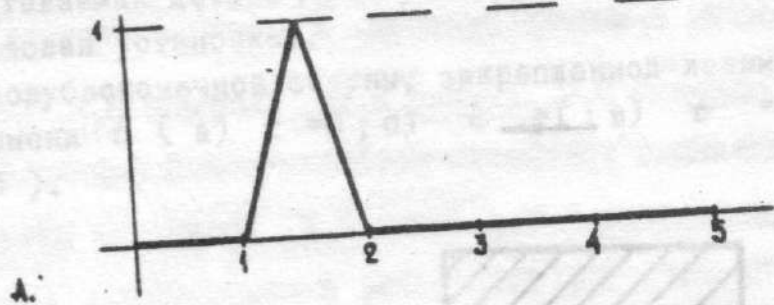
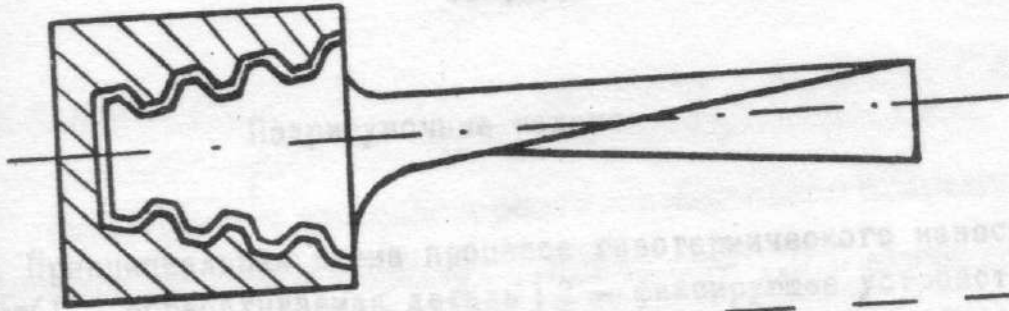
Выводы:

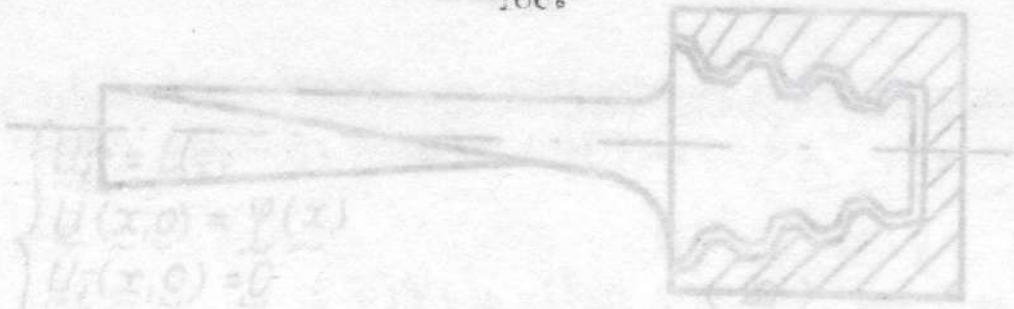
1. Анализируя результаты расчета (рис. 2), на котором представлена картина распространения волн в лопатке можно сделать вывод, что для обеспечения наилучшего сцепления наносимого материала с подложкой выстрелы должны производиться по плоско колеблющейся подложке.

2. Проведенные эксперименты по согласованию частоты выстрелов с колебанием подложки (в данном случае лопатки) позволяют увеличить прочность сцепления до 1,5 раза.

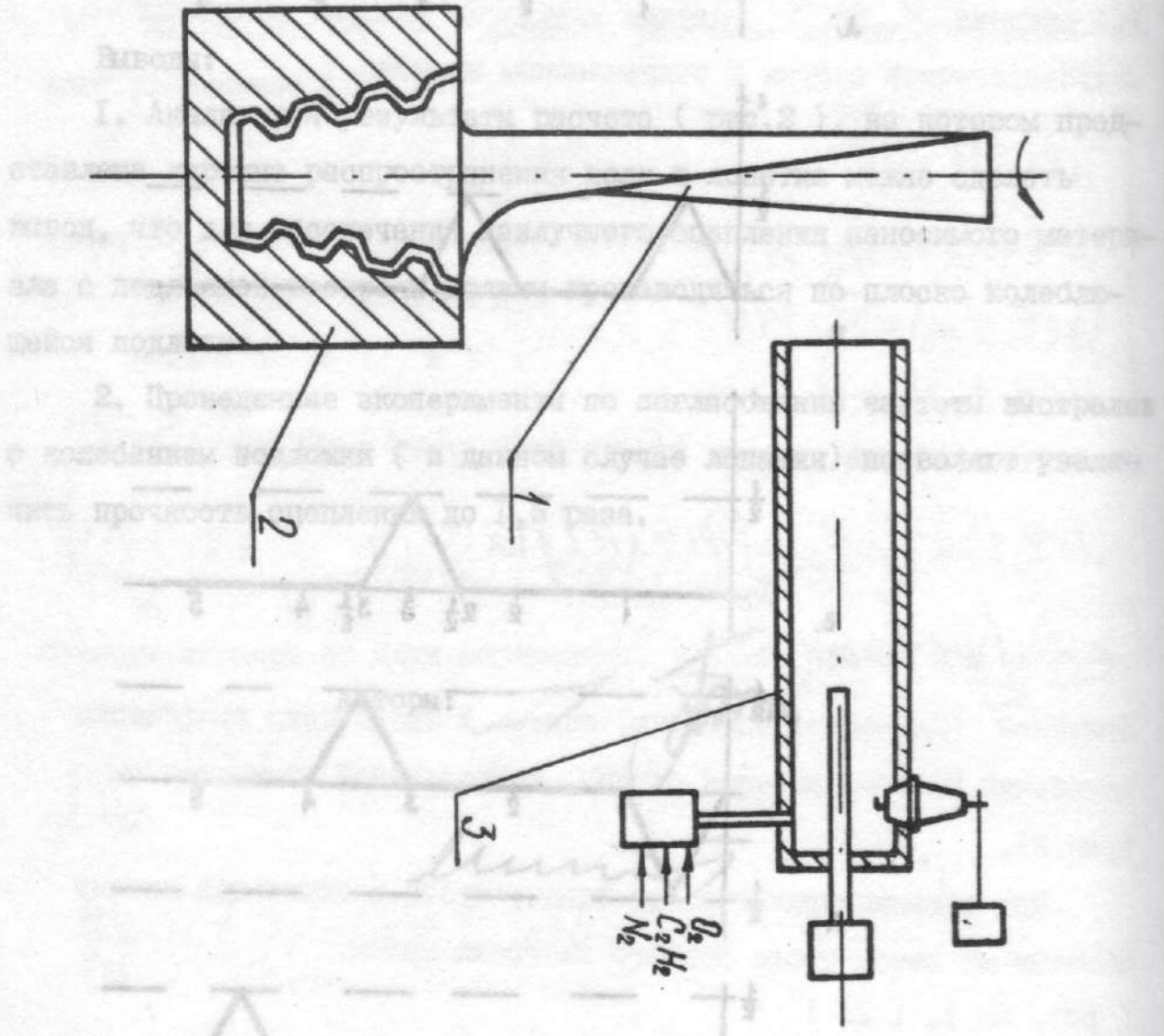
Авторы:







определяем значение функции в точке $x=0$ в момент времени $t = 1; 3/2; 2; 3$ (рис. 3, 6, в, г, д).



УДК 621.793.7

Доклады А.И. Сергеев С.К. Лобанов В.М.

Подрисуночные надписи

1. Принципиальная схема процесса газотермического нанесения покрытий (1 - обрабатываемая деталь; 2 - фиксирующее устройство; 3 - детонационно-газовая установка).

2. Колебания полубесконечной струны, закрепленной левым концом в момент времени t (а) $t = 0$; б) $t = 1$; в) $t = 3/2$; г) $t = 2$; д) $t = 3$).

В результате исследования установлено, что частота выстрелов детонационной волны резко возрастает. Следовательно, скорость выстрелов резко возрастает. Следствием этого является то, что поток частиц, выходящих из детонационной волны, не успевает конденсироваться в кристаллы. Если при малых частотах выстрелов, большим по сравнению с периодом выстрелов, носит характер ударных волн, то при повышении частоты выстрелов начинает проявляться эффект интерференции ударных волн, стремясь в области стационарного поля температуры. Если принять во внимание подобие поля температур в контактной диффузирующей среде, то при повышении частоты выстрелов следует ожидать повышение прочности сцепления в первую очередь в покрытии и основе, по границам зерен и объемной. Учитывая существующую зависимость модуля упругости большинства материалов от температуры, с ростом частоты выстрелов следует ожидать увеличение эластических деформаций слоев покрытия и подложки основы при соударении с ними новых частиц - эффекта горючего ударно-происхождения, следствием которого является окисление атомов в деформируемом объеме, а значит, и усиление межфазных связей.

Таким образом, анализ основных параметров, характеризующих прочность и механизм формирования детонационно-газовых покрытий, позволяет установить, каков процесс в периферийной зоне и в самом покрытии имеет место и характер их зависимости от величины ударной и кинетической энергии частиц, частоты столкновения частиц с максимальной поверхностью и скоростью поверхности.

Второе направление температурного поля подложки и покрытия при детонационно-газовом напылении рассматривается в следующих предположениях.

1. Испытательная зона при нагреве системы "покрытие-подложка" является одномерной.
2. Теплофизические свойства покрытия и подложки постоянны.

Список литературы

1. Бартенев С.С., Федько Ю.П., Григоров А.И. Детонационные покрытия в машиностроении. Л.:Машиностроение, 1982.-215с.
2. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Основные дифференциальные уравнения математической физики. Физматгиздат, 1982г.
3. Араманович И.Г., Левин В.И. Уравнения математической физики. "Наука", М., 1969, 288с. с ил.

Харьковский авиационный институт им.Н.Е.Жуковского
Предприятие "Мотор-Сич"

