

МЕТОД РАСЧЕТА ПРОЦЕССА ПРОПЛАВЛЕНИЯ ОТВЕРСТИЯ В НЕПОДВИЖНОЙ ПРЕГРАДЕ СТРУЕЙ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ ГЕНЕРАТОРА СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

Первышин А.Н., Рязанов А.И.

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

Сверхзвуковая струя продуктов сгорания камер ракетного типа является одним из самых мощных источников энергии позволяющим проплавливать практически любые материалы благодаря большой концентрации механической и тепловой энергии в зоне контакта. Такой генератор сверхзвуковой струи (ГСС) достаточно прост в управлении и позволяет прорезать чугуны, легированные стали, алюминиевые сплавы и многие другие трудно обрабатываемые материалы, причем толщина материала ограничена только расходом топлива [1]. Химическая реакция компонентов топлива с выделением энергии происходит в специальной камере сгорания, имеющей суживающееся сопло, в котором продукты сгорания разгоняются до звуковой скорости. Эта, обычно недорасширенная сверхзвуковая струя, является инструментом технологического воздействия на преграду, в частности для ее резки.

Сверхзвуковая струя продуктов сгорания с известными параметрами расположена перпендикулярно преграде толщиной δ (рис. 1). Все физико-механические свойства преграды известны и не зависят от температуры. Под воздействием струи происходит нагрев материала и при достижении им температуры плавления, осуществляется его плавление и удаление жидкой фазы из зоны реза. Вследствие этого образуется лунка глубиной x со временем переходящая в отверстие. Технологическая эффективность процесса определяется скоростью образования лунки, которая при $x = \delta$ переходит в отверстие. Концентрация энергии в зоне взаимодействия струи продуктов сгорания с преградой определяется диаметром струи d_m [2] и тепловой мощностью ГСС.

В этом случае уравнение плавления в дифференциальной форме может быть представлено следующим образом [2]:

$$\frac{F_{nl}}{F_{акм}} \cdot k_{nl} \cdot \varphi_{\beta}^2 \cdot \psi_{nl} \cdot N \cdot d\tau = \rho \cdot \gamma \cdot dV . \quad (1)$$

В интегральной форме при условии, что отсчет времени начинается с момента воздействия струи на преграду,

$$\tau = \frac{\rho \cdot \gamma}{k_{nl} \cdot \varphi_{\beta}^2 \cdot \psi_{nl} \cdot N} \cdot \int_0^V \frac{F_{акм}}{F_{nl}} dV , \quad (2)$$

где
$$\frac{\rho \cdot \gamma}{k_{nl} \cdot \varphi_{\beta}^2 \cdot \psi_{nl}} = z_{nl}$$

Процесс плавления смоделируем в виде погружения сферы диаметром d_m в материал преграды, а для оценки глубины погружения используем безразмерный параметр $\omega_x = 2x/d_m$. Тогда процесс будет представлен двумя стадиями нестационарной и квазистационарной [2].

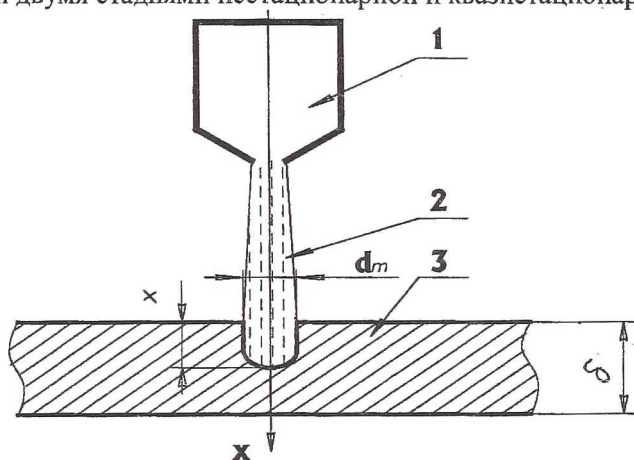


Рис. 1. Схема проплавления отверстия в преграде:
1 - тракт генератора; 2 – струя; 3 - преграда

Нестационарная стадия начинается в момент касания сферой поверхности ($\omega_x = 0$) и заканчивается вплавлением сферы до половины ($\omega_x = 1$). Время завершения этой стадии обозначим τ^* (рис. 2).

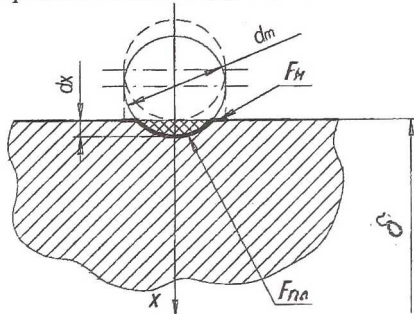


Рис. 2. Схема нестационарной стадии

При квазистационарной стадии $\omega_x \geq 1$ (рис. 3), а время равно $\tau - \tau^*$. Учитывая это (2) запишется следующим образом:

$$\tau - \tau^* = \frac{z_{nl}}{N} \cdot \int_{V^*}^V \frac{F_{акт}}{F_{nl}} dV. \quad (3)$$

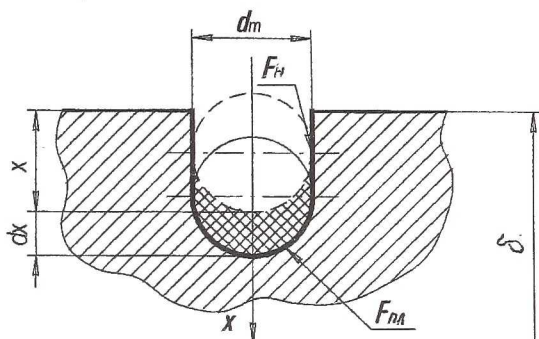


Рис. 3. Схема квазистационарной стадии

Тогда решение (3) для нестационарной стадии запишем так:

$$\tau = \frac{z_{nl} \cdot d_m}{q_2} \cdot \xi_{\omega_x},$$

где $\xi_{\omega_x} = \frac{\omega_x^2}{2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_x}{4} + \frac{\omega_x^2}{3} - \frac{\omega_x^3}{8} \right)$ при $\omega_x \leq 1$. (4)

Аналогичное уравнение для квазистационарной стадии:

$$\tau = \frac{z_{nl} \cdot d_m}{q_2} \cdot \xi_{\omega_x},$$

где $\xi_{\omega_x} = 0.25 \cdot \left(\omega_x^2 + \frac{11}{12} \right)$ при $\omega_x \geq 1$. (5)

Зависимости (4) и (5) получены с учетом F_H в нестационарной стадии (рис. 2). Если же не учитывать кольцевую площадь нагрева, то решение получается значительно проще:

$$\tau = \frac{z_{nl} \cdot d_m}{q_2} \cdot \xi'_{\omega_x},$$

где $\xi'_{\omega_x} = 0.5 \cdot \left(\omega_x^2 - \frac{\omega_x^3}{3} \right)$ при $\omega_x \leq 1$; (6)

$$\tau = \frac{z_{nl} \cdot d_m}{q_2} \cdot \xi'_{\omega_x},$$

$$\text{где } \xi'_{\omega_x} = 0.25 \cdot \left(\omega_x^2 + \frac{1}{3} \right) \text{ при } \omega_x \geq 1. \quad (7)$$

Точность расчета на нестационарной стадии из-за данного допущения довольно низкая и расхождение графиков построенных по формулам (4) и (5) существенно (рис. 4). Однако поскольку квазистационарная стадия была рассмотрена при одинаковых допущениях, то погрешность, накопившаяся во время первой стадии, остается постоянной. График 3 просто смещен вниз по оси ξ_{ω_x} на величину 0.14583.

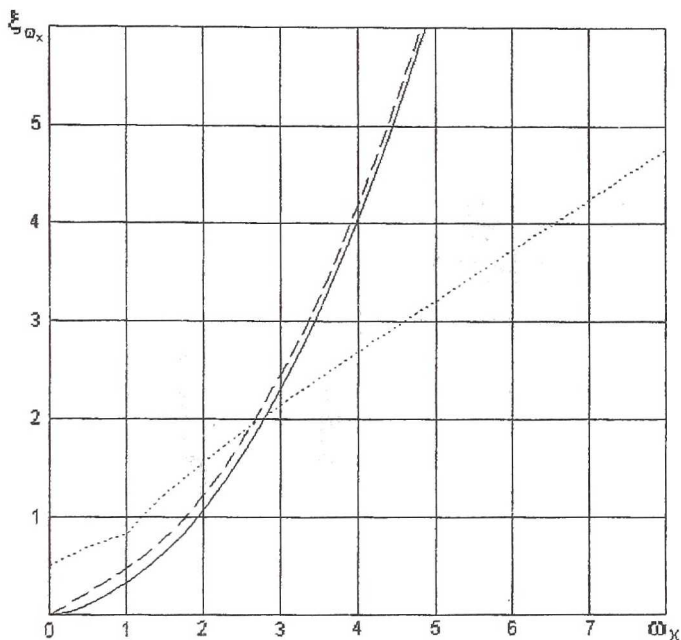


Рис. 4. Зависимости коэффициента ξ_{ω_x} от относительной глубины лунки
 ···· - по формулам (8),(9); - - - - по формулам (4),(5); — - по формулам (6),(7)

Таким образом, с ростом глубины погружения в материал x , а, следовательно, и увеличением ω_x погрешность в процентном отношении будет снижаться. Поэтому формулы (6) и (7) можно также считать пригодными для ориентировочного расчета, если толщина проплавляемого материала достаточно велика относительно диаметра отверстия реза, т.е. $d_m \ll \delta$. При толщине материала, соизмеримой и, тем более, меньшей диаметра проплавляемого отверстия, для определения временных затрат лучше использовать формулы (4) и (5).

Ранее в [1] уже были получены аналогичные (4) и (5) зависимости

$$\tau = \frac{z_{nl} \cdot x}{q_2} \cdot \xi_{\omega_x}''$$

где $\xi_{\omega_x}'' = 5 + \omega_x + \frac{18 \cdot \ln\left(1 - \frac{\omega_x}{4}\right)}{\omega_x}$ при $\omega_x \leq 1$; (8)

$$\tau = \frac{z_{nl} \cdot x}{q_2} \cdot \xi_{\omega_x}''$$

где $\xi_{\omega_x}'' = 0.5 \cdot \left(\omega_x^2 + \frac{1}{\omega_x}\right) + 0.82172$ при $\omega_x \geq 1$. (9)

Однако при выводе формулы (8) под площадь плавления понималась вся поверхность сектора сферы. Площадь основания сектора учитывать не нужно, т.к. физически такой поверхности у материала не существует и плавления на ней происходить не может. Кроме того, в

формулах (4)...(7) комплекс $\frac{z_{nl} \cdot d_m}{q_2}$ определяется физико-

механическими свойствами преграды и параметрами струи продуктов сгорания, которые в свою очередь определяет ГСС. Данный комплекс остается постоянным на протяжении всего процесса проплавления отверстия. Он может быть один раз рассчитан и указан в сопроводительной документации к прибору для разных материалов без учета их толщины, поскольку толщина учитывается лишь в ξ_{ω_x} . При использовании формул (8) и (9) этого сделать нельзя.

При постоянной величине $\frac{z_{nl} \cdot d_m}{q_2}$ скорость погружения в материал определяется только ростом ξ_{ω_x} . По графику 3 на рис. 4 можно сказать, что скорость роста ξ_{ω_x} увеличивается. Значит время затрачи-

ваемое на вплавление в материал на единицу глубины лунки в начале процесса меньше, чем на последующих отрезках наблюдения за процессом. Скорость углубления лунки, т.е. рост x замедляется. Это можно объяснить следующим образом:

1) При нестационарной стадии увеличение F_{nl} происходит быстрее, чем уменьшение F_n , что обуславливает рост общей активной площади воздей-

ствия струи $F_{акт}$. Таким образом энергия струи продуктов сгорания распределяется на все большую и большую площадь, а значит, ее концентрация на единице поверхности падает и единица объема, соответствующая этой поверхности, выплавляется со все большей затратой времени, что обуславливает замедление роста x на нестационарной стадии. Для графика 2 на рис. 4 это также справедливо, поскольку рост $F_{акт}$ без учета F_n , происходит еще быстрее, чем на графике 3.

2) При квазистационарной стадии $F_{пл}$ является величиной постоянной, но F_n начинает расти, что дает рост $F_{акт}$. Замедление роста глубины лунки обуславливается расходом энергии на все большую площадь. При достаточно больших ω_x , т.е. при очень большой толщине материала $F_{акт}$ возрастает до очень значительной величины и в пределе при $\omega_x \rightarrow \infty$ приращение глубины лунки $x \rightarrow \infty$, а время проплавления отверстия $\tau \rightarrow \infty$. Значит преграда бесконечной толщины не может быть проплавлена генератором конечной мощности без изменения его положения в пространстве. Графики 2 и 3 на рис. 4 подтверждают это утверждение, поскольку $\xi_{\omega_x} \rightarrow \infty$ (а значит $\tau \rightarrow \infty$) при $\omega_x \rightarrow \infty$.

ГСС конечной мощности при достаточно больших толщинах материала будет давать слишком малое приращение выплавляемого объема, а значит и медленный рост глубины лунки x . При определенной скорости углубления в материал использование данного генератора становится экономически невыгодным. Коэффициент полезного действия прибора заметно падает из-за того, что большая часть энергии будет идти не на резку материала, а на нагрев стенок материала.

Предложенный метод расчета подтвержден многочисленными экспериментальными данными, полученными как в стендовых условиях, так и в процессе эксплуатации семейства ГСС. Он позволяет оценить эффективность использования ГСС для проплавления отверстий в различных материалах еще на стадии проектирования.

Список литературы

1. Первышин А.Н. Метод расчета мощности источника тепла необходимого для разрушения преграды // Труды второй Российской национ. конф. по теплообмену. 2 том. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. - М.: МЭИ, 1998.- 285с.
2. Разрушение неподвижной преграды сверхзвуковой струей продуктов сгорания химического генератора концентрированного потока энергии/А.Н.Первышин, В.С.Егорычев, А.И.Косенко, Р.Н.Малогин// Машиностроение, приборостроение. Энергетика. М.: МГУ, 1995.-340с.