

УДК 621.791.011

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Н. Н. РАРОВ, А. А. УГЛОВ, И. В. ЗУЕВ

**К ОЦЕНКЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА ТЕПЛА
НА ФОРМУ УГЛУБЛЕНИЯ И ВЕЛИЧИНУ ДЕФОРМАЦИИ
ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОЙ ФАЗЫ**

(Представлено академиком Н. Н. Рыкалинным 10 III 1972)

Воздействие концентрированных источников тепла на материалы может приводить к явлениям, связанным с образованием в объеме материала углубления или узкого канала, через который энергия поступает к более глубоким слоям материала (¹⁻³). Если интенсивность источника превосходит некоторое критическое значение, то наряду с образованием жидкой фазы существенно развитие поверхностного и объемного парообразования. Параметры зоны деформации (глубина и форма поверхности углубления) зависят как от свойств обрабатываемого материала, так и от характеристик теплового источника.

После окончания действия источника тепла происходит затекание канала и последующая кристаллизация жидкого металла.

В некоторых работах (^{4, 5}) были сделаны попытки рассмотреть баланс сил, действующих на ванну жидкого металла в условиях электронно-лучевой сварки. Однако полученные в указанных работах соотношения не позволяют выполнить оценки параметров зоны деформации.

В настоящей работе формулируется задача о нахождении формы и величины углубления в жидкой фазе, образованной воздействием высококонцентрированного источника тепла на материалы. К числу таких источников можно отнести воздействие сфокусированного излучения импульсного или непрерывного ОКГ и электронного луча. В большинстве случаев указанные источники тепла распределены на поверхности материала по закону Гаусса. В последующем рассмотрении мы не будем учитывать объемный характер выделения энергии от действия электронного луча и луча ОКГ, предполагая, что глубина проникновения источника мала по сравнению с размерами зоны плавления. Тогда задача о деформации жидкой фазы источником локального давления, приложенным в некоторой области, может быть сформулирована в виде системы уравнений (уравнения Навье — Стокса)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \tau} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{v} + \mathbf{g} + \mathbf{F}_s, \quad (1)$$

где $\mathbf{v}$ — скорость частицы жидкой фазы, P — давление в жидкой фазе, ν — вязкость, $\mathbf{g}$ — вектор объемных сил, $\mathbf{F}_s$ — вектор поверхностных сил.

Совместно с уравнением энергии, неразрывности и сохранения массы (1) дает полное описание явлений деформации поверхности жидкой фазы.

Ввиду очевидной сложности решения указанной системы уравнений ограничимся анализом возможного установившегося процесса, когда $\nu = \text{const}$ и уравнение (1) существенно упрощается.

Проектируя уравнение (1) на направления нормали к поверхности жидкой фазы при наличии осевой симметрии и обозначая через $Z(r)$ профиль деформированной внешней давлением поверхности, получим

$$\frac{Z''}{(1 + Z'^2)^{3/2}} + \frac{Z'}{r(1 + Z'^2)^{1/2}} - \frac{Z}{a^2} = \frac{F_s(Z, r)}{\sigma}, \quad (2)$$

где $a^2 = \sigma / (\rho g)$ — капиллярная постоянная, σ — поверхностное натяжение.

В уравнении (2) не учитывается температурная зависимость входящих в нее постоянных.

Решение уравнения (2) для различных значений входящих в него постоянных и заданной зависимости поверхностных сил от Z и r может быть получено численным способом.

Рассмотрим предельные случаи уравнения (2), допускающие аналитические решения.

Случай 1. Малые деформации поверхности, $Z'^2 \ll 1$. Уравнение (2) записываем в виде

$$Z' + \frac{1}{r} Z' - \frac{1}{a^2} Z = \frac{F_s(r, Z)}{\sigma}. \quad (3)$$

В общем виде при наличии деформации поверхностные силы F_s являются функциями r и Z . Если поверхностные силы, вызывающие деформацию, обусловлены давлением отдачи вследствие испарения вещества при его нагреве поверхностным источником, то значение $F_s(r, Z)$ может быть записано в виде

$$F_s(r, Z) = \frac{A(r, Z)}{T^{1/2}(r, Z)} \exp \left[-\frac{B}{T(r, Z)} \right], \quad (4)$$

где $A(r, Z)$ — некоторая функция, зависящая от свойств материала и степени деформации поверхности, $T(r, Z)$ — распределение температуры на деформированной поверхности жидкой фазы.

Решение уравнения (3) для функции $F_s(r, Z)$ произвольного вида имеет вид

$$Z(r) = C_1 Z_0(r) + C_2 Z_0(r) \int \frac{dr}{r Z_0^2(r)} - Z_0^2(r) \int \frac{1}{Z_0^2(r) r} \left(\int r Z_0(r) \frac{F_s(r)}{\sigma} dr \right) dr, \quad (5)$$

где C_1 и C_2 — константы, $Z_0(r)$ — решение однородного уравнения (3),

$$Z_0(r) = J_0 \left(\frac{r}{a} \right). \quad (6)$$

Если аппроксимировать функцию F_s с помощью константы, считая, что она не зависит от r , то решение уравнения (3) имеет вид

$$Z = \begin{cases} -\frac{F_s}{g} & \text{при } r < |\delta|, \\ 0 & \text{при } r > |\delta|. \end{cases} \quad (7)$$

где δ — радиус площадки, на которой действует F_s .

Таким образом, для задания давления в функции, которая постоянна на участке конечного радиуса δ , величина деформации поверхности должна носить ступенчатый характер. Это противоречит реальным условиям непрерывности производных от функции, описывающей деформацию поверхности и принятому приближению $Z'^2 \ll 1$. Поэтому запишем решение (3) в виде

$$Z = -\frac{F_s}{\rho g} + C_1 \left[1 + \left(\frac{r}{2a} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{r}{2a} \right)^4 + \dots \right], \quad (8)$$

где C_1 — константа, определяемая из граничного условия.

При $r < 2a$, где $a \sim 0,5$ см, для типичных расплавов металлов можно считать, что $(r/(2a))^4 \ll 1$ и ограничиться двумя членами ряда (8). Тогда

$$Z(r) = -h + \left(\frac{F_s}{\rho g} - h \right) \left(\frac{r}{2a} \right)^2 \quad (9)$$

и глубина деформации

$$h = \frac{F_s}{\rho g} \frac{\mu^2}{1 + \mu^2}, \quad (10)$$

где $\mu = \delta / (2a)$.

Численные оценки для случая $F_s = 10^3$ дин/см², $\rho = 10$ г/см³, $\mu = 0,5$ дают величину $h = 0,02$ см.

Рассмотрим конкретный случай аппроксимации функции F_s . Предположим, что F_s может быть записано в виде

$$F_s = F_0 (1 - r^2 / \delta^2) \exp(-kr^2), \quad (11)$$

где F_0 — максимальное значение давления, δ — размер зоны, где давление отлично от нуля, k — коэффициент сосредоточенности; зависимость F_s от z в этом случае пренебрегаем.

Для частного случая (11) уравнение (3) допускает точное решение

$$Z(r) = \frac{F_0 \exp(-kr^2)}{4\rho g a^2 \delta^2 k^2} \quad (12)$$

при условии, что $r < \delta$ и

$$k = \frac{1}{2\delta^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\delta^2}{a^2}} \right). \quad (13)$$

Из (13) следует, что при $\delta > a$ не существует стационарного решения, поскольку k становится комплексной величиной. Физически это означает, что при больших радиусах зоны деформации капиллярные явления становятся несущественными.

При $\delta = a$ получаем величину прогиба жидкой ванны в виде

$$Z = -F_0 / (\rho g). \quad (14)$$

Случай 2. Большие деформации поверхности, $Z'^2 \gg 1$. Уравнение (2) в этом случае сразу дает

$$Z = -a^2 \left[\frac{F_s(r, Z)}{\sigma} - \frac{1}{r} \right]. \quad (15)$$

Уравнение (15) неявно определяет форму поверхности жидкой фазы как функцию r . С точностью до величины $\sim 1/Z'^2$ уравнение (15) определяет максимальную глубину деформации и может быть использовано для оценок глубины проплавления. Соотношение для определения предельной глубины канала h может быть записано в виде (в этом случае $r = \delta$)

$$a^2 F(h, \delta) + h - a^2 / \delta = 0. \quad (16)$$

Определение глубины канала h требует знания в явном виде функции $F(r, Z)$, т. е. закономерности рассеяния энергии источника тепла при прохождении его через слой испаренного вещества в канале с учетом взаимодействия с паром.

Так как $F(h, \delta)$ — убывающая функция относительно h , то уравнение (16) имеет единственное решение.

В заключение отметим, что в настоящей работе рассмотрены не все аспекты, связанные с деформацией жидкой фазы давлением отдачи при испарении вещества. В частности, подробного анализа требует выяснение явного вида функции $F_s(r, Z)$ для поверхностных и объемных источников тепла.

Институт металлургии им. А. А. Байкова
Академии наук СССР
Москва

Поступило
20 I 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Tong Henry, H. Giedt Warren, Rev. Sci. Inst., 40, № 10, 1283 (1969).
² Х. Шварц, Сборн. Электронно- и ионнолучевая технология, М., 1968. ³ Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, И. В. Зуев, Матер. II Всесоюзн. конф. по электроннолучевой сварке, Воронеж, 1970, стр. 5. ⁴ Н. А. Ольшанский, Ф. В. Шубин, Оборудование для электроннолучевой сварки металлов, М., 1967. ⁵ В. В. Башенко, В. И. Вайнштейн, Сварочное производство, № 8, 1 (1970).