



ОСОБЕННОСТИ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН В ПАРОГАЗОВОМ КАНАЛЕ ПРИ ЭЛЕКТРОННО- ЛУЧЕВОЙ СВАРКЕ МЕТАЛЛОВ БОЛЬШОЙ ТОЛЩИНЫ

В. М. НЕСТЕРЕНКОВ, канд. техн. наук (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Изучены особенности собственных колебаний жидкого металла на стенках парогазового канала. Показано, что при сварке равномерно движущимся электронным лучом на поверхности расплава под действием силы реакции давления отдачи, возникающей в результате взаимодействия электронного пучка с передней стенкой канала, образуются капиллярные волны, имеющие дискретный спектр собственных частот, плотность которого возрастает с увеличением глубины проплавления. Получено дисперсионное соотношение для капиллярных волн на внутренней поверхности цилиндрического канала. Подобные низкочастотные колебания расплава могут приводить к нестабильности сварочного процесса.

Ключевые слова: электронно-лучевая сварка, парогазовый канал, капиллярные волны, гидродинамическая стабильность, ламинарное течение, спектр собственных колебаний, дисперсионное соотношение, коэффициент затухания

Как свидетельствуют многочисленные экспериментальные данные [1], гидродинамическая устойчивость расплавленного металла в парогазовом канале важна для нормального протекания сварочного процесса и получения качественных сварных швов. И напротив, колебания поверхности расплава, возникающие на фоне общего движения жидкого металла в сварочной ванне, могут приводить к неоднородностям сварных соединений и образованию разнообразных дефектов типа корневых, ложного канала, раковин. Роль подобных колебаний поверхности расплава в формировании сварных швов возрастает с увеличением толщины свариваемых металлов от 80 мм и выше [2]. Поскольку при электронно-лучевой сварке (ЭЛС) металлов средней и даже малой толщины также существуют трудности в получении качественных соединений [3], в данной статье анализируются особенности собственных колебаний жидкого металла на стенках парогазового канала и выделяются те из них, которые определяют параметры технологии ЭЛС металлов и сплавов большой толщины.

Ввиду того, что различного рода турбулентности, возникающие при течении расплава по стенкам парогазового канала, негативно сказываются на его гидродинамической устойчивости (и, как следствие, на качестве сварного соединения в целом), для обеспечения максимальной стабильности сварочного процесса необходимо, чтобы движение расплава внутри канала было ламинарным. Из практики известно, что диаметр парогазового канала d , как правило, намного меньше его глубины H ($d \ll H$), поэтому для анализа движения расплава в канале можно использовать известную из гидродинамики аналогию обтекания жидкостью простого или эллиптического длинного цилиндра [4]. Чем больше глубина канала, тем более правдоподобным будет подобное описание, особенно при

сквозном проплавлении. При этом, вследствие малости коэффициента кинематической вязкости расплавленного металла при высоких температурах ($\nu \approx 10^{-3} \dots 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$), движение жидкого металла вдоль поверхности парогазового канала можно рассматривать как бездиссипативное, считая вязкость отличной от нуля лишь в слое, прилежащем к твердой стенке канала. В этом случае движение расплава вдоль стенок парогазового канала можно считать потенциальным, т. е. течением, описываемым единой функцией — потенциалом скоростей Φ_0 , связанной в каждой точке расплава с компонентами вектора скорости \mathbf{v}_i соотношением [5]:

$$\mathbf{v}_i = \partial\Phi_0/\partial x_i, \quad (1)$$

где x_i — пространственные координаты ($i = 1, 2, 3$).

Таким образом, скорость расплава определяется как градиент функции Φ_0 . Из условия непрерывности несжимаемой жидкости следует, что потенциал скоростей Φ_0 должен удовлетворять уравнению Лапласа во всем объеме расплава

$$\Delta\Phi_0 = 0, \quad (2)$$

где Δ — оператор Лапласа.

С точки зрения взаимодействия электронного пучка со стенками парогазового канала важны возмущения, возникающие на стенках канала (особенно на передней стенке). В ряде опубликованных работ [6, 7] рассмотрены волны на торцевой поверхности сплошного цилиндра из жидкого металла, вопрос о капиллярных волнах на внутренней поверхности парогазового канала оставался неосвоенным. Анализ влияния таких волн на стабильность канала и формирование шва при ЭЛС представляет большой практический интерес.

Считая расплав несжимаемой жидкостью и пренебрегая кинетической энергией ($v^2/2$) как членом второго порядка малости, запишем согласно [5] уравнение для возмущенной добавки потенциала скоростей Φ в парогазовом канале



$$p = -\rho g z - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (3)$$

где p — давление расплава в канале вблизи его поверхности на глубине z ; ρ — плотность расплавленного металла; g — ускорение силы тяжести; Φ — разность между возмущенным и невозмущенным потенциалами скоростей; z — координата в вертикальном направлении, отсчитываемая от верхнего края канала.

Давление p в расплаве вблизи границы раздела фаз газ–жидкость определяется как разница между давлением на поверхность расплава внутри парогазового канала p_c и давлением Лапласа

$$p = p_c - \frac{\sigma}{R}, \quad (4)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла; R — внутренний радиус парогазового канала; $p_c = p_c(r, t)$ — давление в канале (в общем случае функция координат и времени). В свою очередь, давление на поверхность расплава внутри канала p_c состоит из давления газа и паров металла в канале p_v и давления отдачи p_r , возникающего в результате испарения металла с поверхности расплава под воздействием электронного пучка.

В статическом пределе формула (3) переходит в известное условие равновесия для вертикального парогазового канала [8]

$$p_c = \frac{\sigma}{R_s} - \rho g z. \quad (5)$$

Поскольку малые возмущения ζ , образующиеся на свободной поверхности расплава внутри канала, направлены по нормали к самой поверхности, то в случае вертикального парогазового канала они не влияют на гравитационную составляющую уравнения (3). Вычитая из (3) аналогичное уравнение для возмущенного потенциала и пренебрегая членами второго порядка малости, для возмущенной добавки потенциала скоростей Φ при $r = R$ получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{1}{R_s} + \frac{1}{R} \right) + \frac{\Delta p_c}{\rho} = 0, \quad (6)$$

где Δp_c — разность между возмущенным и невозмущенным давлением на поверхность расплава в канале; R_s и R — радиус кривизны соответственно возмущенной и невозмущенной поверхности расплава.

После дифференцирования по времени уравнения (6) приходим к следующему уравнению для Φ на поверхности расплава внутри канала

$$\left\{ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{R_s} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Delta p_c}{\rho} \right) \right\}_{r=R} = 0. \quad (7)$$

При сварке равномерно движущимся электронным лучом давление p_c , оказываемое на стенки парогазового канала, слабо меняется в ходе квазистационарного сварочного процесса, поэтому в первом приближении последним членом в урав-

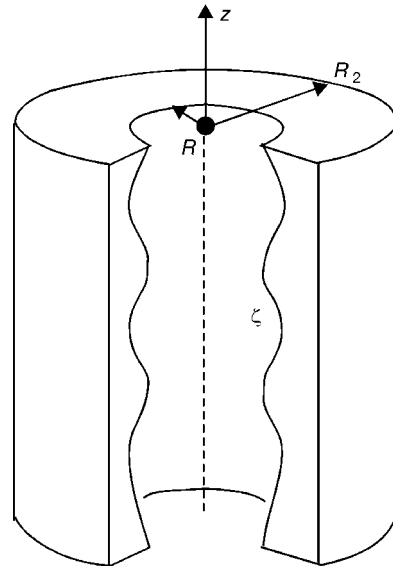


Рис. 1. Капиллярные волны на поверхности расплава ζ внутри парогазового канала в виде полого цилиндра с радиусами R и R_2

нении (7) можно пренебречь. Тогда решение этого уравнения сводится к задаче о собственных колебаниях расплава в парогазовом канале. Для этого необходимо определить радиус кривизны R_s внутренней поверхности расплава, в первом приближении не сильно отличающейся от цилиндрической. В этом случае форму жидкого металла на стенках канала можно представить в виде полого цилиндра соответственно с внутренним и внешним радиусами R и R_2 (рис. 1). Возмущение поверхности расплава внутри канала ζ будет меняться по глубине канала вдоль оси z , в результате чего на поверхности канала могут распространяться капиллярные волны. Определить R_s можно путем минимизации площади внутренней поверхности цилиндра. Площадь поверхности S , описываемой функцией $r = r(\phi, z)$, в цилиндрических координатах можно представить в виде [9]

$$S = \int_0^{2\pi} \int_0^H \sqrt{1 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial \phi} \right)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial z} \right)^2} r d\phi dz, \quad (8)$$

где ϕ — азимутальный угол.

Цилиндрическая поверхность задается уравнением $r = R = \text{const}$, а близкая к ней поверхность, слабо отличающаяся от цилиндрической, описывается уравнением $r = R - \zeta$ с малым ζ . Подставляя эту величину в формулу (8), приближенно получаем

$$S = \int_0^{2\pi} \int_0^H \left\{ (R - \zeta) + \frac{1}{2(R - \zeta)} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \phi} \right)^2 + \frac{(R - \zeta)}{2} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right)^2 \right\} d\phi dz. \quad (9)$$

Решив задачу минимизации S методом вариации функционала [5] с точностью до членов первого порядка малости по ζ , получим

$$\frac{1}{R_s} = -\frac{1}{R} \left(1 + \frac{\zeta}{R} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \phi^2} + R \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right) \quad (10)$$

Подставляя формулу (10) в уравнение (7) после дифференцирования по времени, получаем



$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\sigma}{\rho R} \frac{\partial}{\partial t} \left(1 + \frac{\zeta}{R} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial^2 \varphi} + R \frac{\partial^2 \zeta}{\partial^2 z} \right) \quad (11)$$

Используя кинематическое граничное условие на внутренней поверхности цилиндра

$$v_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_{r=R} = - \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \quad (12)$$

получаем следующее условие для потенциала скоростей Φ при $r = R$:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = - \frac{\sigma}{\rho R^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Phi + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 \varphi} + R^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 z} \right) \Big|_{r=R} \quad (13)$$

Комплексное решение уравнения (13) в виде стоячей волны

$$\Phi = \exp(-i\omega t) f(r, \varphi, z), \quad (14)$$

где ω — частота собственных колебаний; t — время; функция $f(r, \varphi, z)$, выраженная в цилиндрических координатах, удовлетворяет уравнению Лапласа (2) во всем объеме жидкостного цилиндра.

Как известно [9], решение уравнения Лапласа для цилиндра можно представить в виде

$$f = \exp[\pm i(kz + m\varphi)] M_m(kr), \quad (15)$$

где k — волновой вектор; m — целое число; M_m — линейная комбинация из модифицированных функций Бесселя первого и второго рода $I_m(kr)$ и $K_m(kr)$:

$$M_m(kr) = [A_m I_m(kr) + B_m K_m(kr)]; \quad (16)$$

A_m, B_m — коэффициенты, определяемые из граничных условий.

Решение вида (15) допускает распространение синусоидальных волн вдоль внутренней поверхности полого цилиндра. С помощью дополнительного кинематического граничного условия для потенциала скоростей Φ на внешней поверхности цилиндра ($r = R_2$)

$$v_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = 0, \quad (17)$$

можно исключить коэффициент B_m в формуле (16). Данное граничное условие означает, что радиальная компонента скорости расплава обращается в нуль на твердой стенке парогазового канала. Тогда формула (16) принимает вид

$$M_m(kr) = A_m \left[I_m(kr) - K_m(kr) \frac{I'_m(kR_2)}{K'_m(kR_2)} \right], \quad (18)$$

где $I'_m(kR_2)$ и $K'_m(kR_2)$ — соответственно производные от модифицированных функций Бесселя первого и второго рода.

Подставив в уравнение (13) Φ в виде (14), получаем следующее граничное условие при $r = R$:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\sigma}{\rho R^2} [(m^2 + k^2 R^2) - 1] \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} \quad (19)$$

После некоторых упрощений в уравнении (19) с помощью формул (14) и (15) приходим к дисперсионному соотношению для полого цилиндра

$$\omega_m^2 = \frac{\sigma}{\rho} \frac{k}{R^2} [1 - (k^2 R^2 + m^2)] \frac{\partial M_m(kr)}{\partial (kr)} \Big|_{r=R} \frac{1}{M_m(kR)}, \quad (20)$$

где ω_m — частота m -й моды собственных колебаний.

Продифференцировав множитель $M_m(kr)$ по радиусу r и подставив полученное выражение в уравнение (20), получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$\omega_m^2 = \frac{\sigma}{\rho} \frac{k}{R^2} [(k^2 R^2 + m^2) - 1] C_m, \quad (21)$$

где $C_m = C_m(k, R, R_2)$ — множитель, зависящий от волнового вектора k и параметров парогазового канала R и R_2 , который имеет следующий вид:

$$C_m(k, R, R_2) = \frac{[K'_m(kR)I'_m(kR_2) - I'_m(kR)K'_m(kR_2)]}{[I_m(kR)K'_m(kR_2) - K_m(kR)I'_m(kR_2)]}. \quad (22)$$

Следует отметить, что соотношение (21) принципиально отличается от аналогичного для волн на плоской поверхности цилиндра, во-первых, наличием множителя C_m , а, во-вторых, присутствием зоны неустойчивости для нулевых ($m = 0$) собственных колебаний, так как при $kR < 1$ величина ω_0 становится чисто мнимой ($\omega_0^2 < 0$).

С учетом дисперсионного соотношения (21) граничное условие (19) можно записать в виде

$$\left\{ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \omega_m^2 \Phi \right\} \Big|_{r=R} = 0. \quad (23)$$

Соотношение (23) представляет собой уравнение собственных колебаний поверхности расплава в парогазовом канале. Ситуация, когда колебания расплава определяются уравнением (23), реализуется, например, при сварке равномерно движущимся электронным лучом. В отсутствие сканирования электронного луча давление, оказываемое на переднюю стенку канала, слабо меняется в ходе квазистационарного сварочного процесса, и колебания расплава осуществляются на собственных частотах.

Поскольку в реальном сварочном процессе имеется направление движения электронного луча (или изделия), то при сварке равномерно движущимся лучом в первую очередь возбуждается первая мода колебаний расплава в парогазовом канале ($m = 1$), соответствующая продольным колебаниям расплава типа смещений вдоль направления сварки. Для первой моды колебаний дисперсионное соотношение (21) принимает вид

$$\omega_1^2 = C_1 \frac{\sigma k^3}{\rho}, \quad (24)$$

где $C_1 = C_1(k, R, R_2)$ — коэффициент, определяемый по формуле (22) при $m = 1$. Это означает, что при больших значениях k спектр колебаний расплава в парогазовом канале описывается степенным законом: $\omega \sim k^{3/2}$. Коэффициент поверхностного натяжения σ и плотность расплава ρ ,

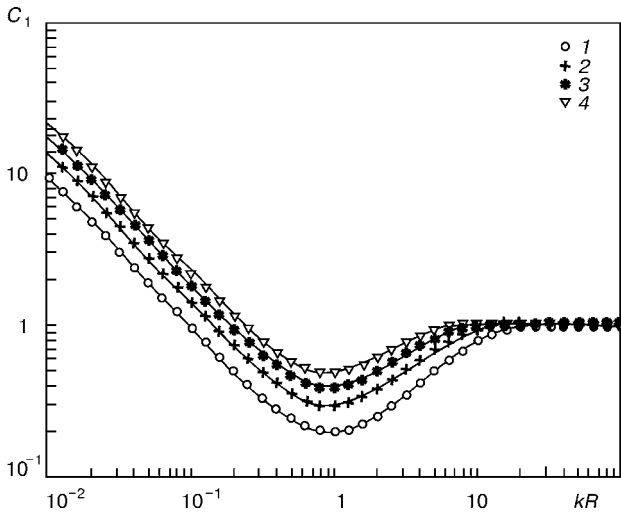


Рис. 2. Зависимость коэффициента $C_1 = f(kR)$ для первой моды собственных колебаний расплава ($m = 1$) в цилиндрическом парогазовом канале при различных параметрах канала: $R_2/R = 1,10$ (1); 1,15 (2); 1,20 (3); 1,25 (4)

входящие в формулы (24) и (21), являются функциями температуры. Эти величины убывают с повышением температуры, так что частота собственных колебаний ω , пропорциональная лишь их отношению ($\omega \sim \sqrt{\sigma/\rho}$), слабо меняется в интервале температур $T_m < T < T_b$, где T_m и T_b — соответственно температура плавления и кипения металла. Следовательно, при определении ω_1 температурные зависимости этих величин в первом приближении можно не учитывать. Проанализируем множитель C_1 в формуле (24). На рис. 2 приведены зависимости $C_1 = f(kR)$ для $m = 1$ в парогазовом канале с внешним радиусом $R_2 = 2,75$ мм при различных значениях параметра $R_2/R = 1,10; 1,15; 1,20; 1,25$. Из рисунка видно, что, во-первых, с ростом волнового вектора k величина C_1 вначале быстро падает, достигая минимума при $kR \approx 1$, а затем возрастает, стремясь к единице ($C_1 \rightarrow 1$) при $k \rightarrow \infty$. Во-вторых, с уменьшением внутреннего радиуса канала R (а, значит, с увеличением толщины слоя расплава на стенках парогазового канала $d = R_2 - R$) величина C_1 в длинноволновой части спектра также возрастает.

Каждой моде колебаний расплава в парогазовом канале конечной глубины соответствует целый набор собственных частот колебаний. Подобная дискретность спектра собственных колебаний расплава следует из того факта, что потенциал скоростей Φ , наряду с уравнением Лапласа, должен также удовлетворять граничным условиям на дне и наверху парогазового канала

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=-H} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=0} = v_z, \quad (25)$$

где v_z — скорость расплава на свободной горизонтальной поверхности расплава.

Эти граничные условия аналогичны известным условиям для колебаний струны или мембраны с одним закрепленным, а другим свободным концом, и означают, что вдоль всей длины канала H должно укладываться определенное число колебаний. Следовательно, для волнового вектора k n -й гармоники должно выполняться соотношение

Значения волновых векторов и собственных частот для первой моды ($m = 1$) колебаний поверхности расплава в парогазовом канале при различных глубинах проплавления

H , мм	k_1 , см^{-1}	Δk , см^{-1}	ω_1 , рад/с	f_1 , Гц
50	0,314	0,628	3,38	0,54
75	0,209	0,419	2,25	0,36
100	0,157	0,314	1,69	0,27
125	0,126	0,251	1,35	0,21
150	0,105	0,209	1,12	0,18

$$k_n H = \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi, \quad (26)$$

где n — номер гармоники колебаний, $n = 1, 2, 3, \dots$. Так, например, для $n = 1$ получаем значение волнового вектора $k_1 = \pi/2H$, которое соответствует четверти длины волны колебаний.

Из формул (24) и (26), в частности, следует, что с ростом глубины проплавления H значения волновых векторов k_n для всех гармоник колебаний расплава смещаются в сторону меньших значений (что соответствует сдвигу всего спектра колебаний в низкочастотную область), а интервал между соседними значениями собственных частот ($\Delta\omega_n = \omega_{n+1} - \omega_n$) уменьшается. В таблице приведены значения волновых векторов и соответствующие им значения наименьшей собственной частоты для первой моды колебаний ($m = 1$) расплава железа ($\sigma = 1,5$ Н/м и $\rho = 7,86$ г/см³), рассчитанные по формуле (24) при различных глубинах проплавления. Из таблицы видно, что с ростом H значения собственных частот убывают и достигают субгерцового диапазона ($f_1 \approx 0,1$ Гц). Кроме того, интервал между разрешенными волновыми векторами колебаний расплава в канале $\Delta k = k_2 - k_1$ также уменьшается с ростом H , что соответствует переходу от дискретного спектра колебаний к непрерывному при $H \rightarrow \infty$.

Колебания расплава в парогазовом канале могут отличаться не только по частоте, но и по форме. Поэтому спектр колебаний будет состоять из целого набора собственных частот ω_{mn} , где $m = 0, 1, 2, \dots$ — вид (мода) колебаний. Причем большие значения n соответствуют более высоким частотам колебаний. Так, моде $m = 0$ отвечают осесимметричные колебания внутренней поверхности парогазового канала типа перетяжек и растяжений (рис. 3, а), а моде $m = 1$ — колебания типа смещений и изгибов вдоль некоторого выделенного направления, например, направления движения сварки (рис. 3, б).

Таким образом, при сварке равномерно движущимся электронным лучом колебания расплава в парогазовом канале в основном осуществляются на собственных частотах ω_{mn} , причем возбуждаться может весь спектр частот. В то же время осесимметричные колебания ($m = 0$) приводят к неустойчивости парогазового канала, начиная уже с глубин проплавления H всего в несколько раз больших, чем внутренний радиус канала $R/H \geq \pi n R$ [7]. Данная оценка не учитывает наличие свободной поверхности наверху парогазового ка-

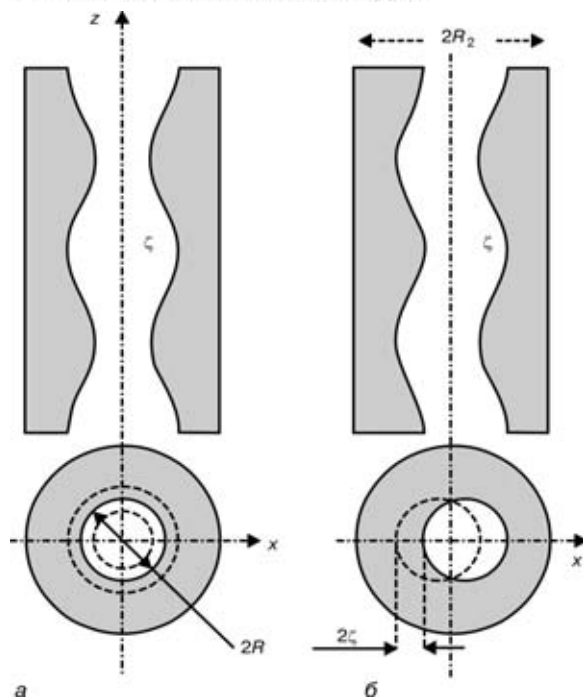


Рис. 3. Моды собственных колебаний внутренней поверхности расплава ζ в парогазовом канале: а – осесимметричные перетяжки ($m = 0$); б – поперечные смещения ($m = 1$)

нала, поэтому более правильным является условие неустойчивости канала, которое следует из (26)

$$H \geq \left(n - \frac{1}{2}\pi R \right) \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (27)$$

Из рассмотренного выше следует, что при разработке технологии ЭЛС необходимо учитывать предел наименьшей скорости сварки, снижение которого будет приводить к возбуждению осесимметричной моды ($m = 0$) колебаний расплава и, как следствие, к неустойчивости парогазового канала в целом. Устойчивость канала может быть повышена путем возбуждения других колебательных мод, в частности, $m = 1$. Это достигается увеличением скорости сварки и, как следствие, подавлением осесимметричных колебаний расплава. В этом случае в первую очередь возбуждаются гармоники колебательной моды $m = 1$, соответствующей раскачиванию жидкого металла вдоль направления сварки x . Такие колебания в отличие от колебаний нулевой моды являются устойчивыми и могут осуществляться в широком диапазоне частот.

Для колебаний с $m = 1$ и $n = 1$ проведем численные оценки частоты ω_{11} и соответствующего ей коэффициента затухания $\gamma(\omega_{11})$. Для этого используем выражение для коэффициента затухания капиллярных волн [5], которое с учетом (24) принимает вид

$$\gamma = 2\nu k^2 = 2\nu \left(\frac{\rho}{\sigma} \right)^{2/3} \frac{\omega_1^{4/3}}{C_1^{2/3}} \quad (28)$$

Вследствие того, что с ростом глубины проплавления происходит сдвиг спектра колебаний расплава в сторону низкочастотных колебаний, коэффициент затухания каждой из гармоник в отдельности $\gamma(\omega_{1n})$ также уменьшается. Так, при глубине

проплавления $H = 50$ мм волновой вектор первой гармоники равен $k_1 = 0,314 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, если взять динамическую вязкость расплава железа порядка $\nu_{\text{Fe}} \approx 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$, то коэффициент затухания составит $\gamma(\omega_{11}) = 2 \cdot 10^{-2} (0,314)^2 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, что соответствует крайне малому ослаблению первой гармоники колебаний расплава. При таком затухании уменьшение амплитуды колебаний в e раз происходит за достаточно большое время $t \approx 5 \cdot 10^2 \text{ с}$. При этом, вследствие дисперсии коэффициента затухания $\gamma = \gamma(\omega)$, высокочастотные гармоники ($n \gg 1$) затухают быстрее, чем низкочастотные. В итоге при колебании расплава на собственных частотах будет доминировать нижайшая гармоника ($n = 1$), имеющая максимальную амплитуду, для которой коэффициент затухания γ принимает наименьшее значение. Проявления подобных низкочастотных колебаний всегда наблюдаются в виде выноса расплавленного металла из парогазового канала на поверхность сварочной ванны при ЭЛС металлов большой толщины.

На рис. 4 приведена фотография низкочастотных возмущений в виде крупных наплывов металла на поверхности шва алюминиевого сплава 2024, возникающих при сварке в нижнем положении равномерно движущимся электронным лучом. Глубина проплавления при скорости сварки $v_{\text{св}} = 4 \text{ мм/с}$ составляла $H = 120 \text{ мм}$. На фотографии четко прослеживается периодичность выноса жидкого металла из парогазового канала в ходе сварочного процесса. Оценим частоту низкочастотных колебаний, приведенных на рис. 4, а. Используя масштаб рисунка и значение скорости сварки (4 мм/с), находим, что средняя частота колебаний, имеющих наибольшую амплитуду, $f \approx 0,33 \text{ Гц}$. Сравним полученное значение с теоретическим, для чего подставим известные значения глубины проплавления образца ($H = 120 \text{ мм}$), плотности ($\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$) и коэффициента поверхностного натяжения ($\sigma = 0,9 \text{ Н/м}$) для жидкого алюминия в формулы (24) и (26). Для расчета коэффициента C_1 , входящего в (24), необходимо знать размеры парогазового канала R и R_2 . Значение радиуса внешней стенки канала R_2 можно определить довольно точно по макрошлифу сваренного образца (для шва, приведенного на рис. 4, $R_2 = 2,75 \text{ мм}$). В связи с тем, что непосредственное измерение внутреннего радиуса канала на практике трудноосуществимо, величина R при расчете будет использоваться в качестве варьируемого параметра. Наилучшее согласование между теоретическим и экспериментальными значениями f получается при среднем радиусе поверхности расплава внутри канала, равном $R = 2,35 \text{ мм}$. При этом средняя толщина слоя расплава на стенках канала составляет $d = R_2 - R \approx 0,4 \text{ мм}$. Подставляя все полученные значения ($k_1 = \pi/2H \approx 0,131 \text{ см}^{-1}$, $R = 2,35 \text{ мм}$ и $R_2 = 2,75 \text{ мм}$) в формулу (22) при $m = 1$, имеем $C_1 = 5,0737$. Следовательно, для наименьшей частоты колебаний расплава f_1 по формуле (24) получаем

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{C_1 \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{\pi}{2H} \right)^3} \approx 0,325 \text{ (Гц)} \quad (29)$$

Теоретическое ($f_1 \approx 0,325$ Гц) и экспериментальное ($f_1 \approx 0,33$ Гц) значения для нижней частоты колебаний расплава в сварочной ванне при внутреннем радиусе парогазового канала $R = 2,35$ мм практически совпадают, что свидетельствует о хорошем согласовании теории с экспериментом.

На рис. 4, б показан внешний вид шва, выполненный при тех же параметрах, что и шов на рис. 4, а, но уже с применением продольных колебаний луча на частоте 180 Гц. Как видно из рисунка видно, в этом случае не наблюдается периодических крупных наплывов металла на поверхности сварного шва, свидетельствующих о колебательном характере движения расплава внутри парогазового канала. Практически ровный верхний валик на рис. 4, б указывает на ламинарный характер течения жидкого металла по стенкам канала при использовании развертки электронного луча.

Таким образом, применение сканирования электронного луча позволяет, с одной стороны, избирательно возбуждать определенные колебательные моды отдельно от других мод (избавляясь, тем самым, от неустойчивой нулевой моды колебаний), а с другой, путем выбора соответствующей частоты колебаний электронного луча, уменьшить амплитуду собственных колебаний расплава в парогазовом канале. В частности, применив продольную развертку, можно возбуждать устойчивую первую моду колебаний ($m = 1$), подавляя при этом неустойчивую нулевую моду ($m = 0$). В результате удается повысить гидродинамическую стабильность парогазового канала, что выражается в более равномерном формировании шва.

В рамках предложенной модели парогазового канала рассмотрены колебания расплава под действием силы реакции давления отдачи, возникающей при испарении металла с передней стенки канала под воздействием электронного пучка. Показано, что при сварке равномерно движущимся электронным лучом на внутренней поверхности расплава в парогазовом канале возникают возмущения (капиллярные волны), имеющие дискретный спектр колебаний, плотность которого возрастает с увеличением глубины проплавления. Амплитуда колебаний расплава в канале зависит от частоты собственных колебаний и достигает максимального значения при наименьшей разрешенной частоте.

Получено дисперсионное соотношение $\omega = \omega(k)$ для капиллярных волн на внутренней поверхности парогазового канала, отличающееся от известного соотношения для волн на торцевой поверхности цилиндра. Показано, что из-за дисперсии коэффициента затухания капиллярных волн $\gamma = f(\omega)$, самой долгоживущей оказывается первая гармо-



Рис. 4. Возмущения (вид сверху), возникающие на поверхности шва алюминиевого сплава при ЭЛС в нижнем положении со скоростью 4 мм/с: а — статическим электронным лучом; б — использованием развертки электронного луча ($f_1 = 180$ Гц)

ника собственных колебаний расплава ($n = 1$), имеющая наименьшую частоту и наибольшую амплитуду, существование которой подтверждается экспериментально. Подобные низкочастотные колебания расплава в парогазовом канале могут приводить к нестабильности сварочного процесса, связанной с попаданием расплавленного металла непосредственно под электронный пучок и, как следствие, к образованию различного рода дефектов в сварных швах.

Для стабилизации движения расплава в парогазовых каналах большой глубины (≥ 80 мм) рекомендуется применять развертку электронного луча на максимально возможной частоте, значение которой ограничено сверху наличием затухания в вязком слое жидкого металла, прилежащем к твердой стенке сварочной ванны.

1. *Электронно-лучевая сварка* / О. К. Назаренко, А. А. Кайдалов, С. Н. Ковбасенко и др. / Под ред. Б. Е. Патоны. — Киев: Наук. думка, 1987. — 256 с.
2. *Патон Б. Е., Лесков Г. И., Нестеренков В. М.* Динамические модели каналов проплавления при электронно-лучевой сварке // *Автомат. сварка*. — 1988. — № 1. — С. 1–6.
3. *Рыжков Ф. Н., Постников В. С.* Сварка колеблющимся вдоль шва электронным лучом // *Там же*. — 1963. — № 11. — С. 43–47.
4. *Яблонский В. С.* Краткий курс технической гидромеханики. — М.: Физматгиз, 1961. — 355 с.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1954. — 788 с.
6. *Акопяц К. С., Назаренко О. К., Нестеренков В. М.* Электронно-лучевая сварка стали толщиной 60 мм с продольными пилообразными колебаниями пучка // *Автомат. сварка*. — 2002. — № 9. — С. 1–3.
7. *Maruo H., Hirata Y.* Natural frequency and oscillation mode of welding pool // *Quarterly J. of the Jap. Weld. Soc.* — 1993. — 11, № 1. — P. 50–54.
8. *Судник В. А., Радаи Д., Ерофеев В. А.* Компьютерное моделирование лазерно-лучевой сварки: модель и верификация // *Свароч. пр-во*. — 1997. — № 1. — С. 28–33.
9. *Кори Г., Кори Т.* Справочник по математике. — М.: Наука, 1974. — 832 с.

Peculiarities of natural oscillations of liquid metal on walls of the vapour-gas channel were studied. It is shown that welding using a uniformly moving electron beam results in capillary waves formed on the melt surface under the effect of the reaction force of the recoil pressure caused by interaction of the electron beam with the front wall of the channel. The waves have a discrete spectrum of natural frequencies with a density growing with increase in the penetration depth. The variance ratio was derived for the capillary waves on the internal surface of the cylindrical channel. Such low-frequency oscillations of the melt may lead to instability of the welding process.

Поступила в редакцию 19.07.2002