

05; 06

© 1991 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

А. А. Углов, И. Ю. Смуров, А. М. Лашин

Методами численного моделирования выполнен анализ процессов нагрева, плавления, испарения и затвердевания при импульсно-периодическом воздействии потоков энергии на металлическую пластину. Приводятся качественно различные виды зависимости температуры поверхности, толщины слоя расплава, скоростей движения фронтов плавления и испарения от времени для различных видов периодических потоков энергии. Показано существование квазистационарных колебаний всех указанных величин с одинаковой частотой, равной частоте колебаний потока энергии при сохранении неизменными их средних значений за период колебаний.

Введение

Импульсная и импульсно-периодическая обработка металлических материалов лазерным излучением, электронным лучом и плазменными потоками относится к числу хорошо известных и широко применяемых технологических процессов [1, 2]. На практике используются различные типы твердотельных и CO_2 лазеров, электронных пушек, плазмотронов и другие концентрированные источники энергии. Они характеризуются различной энергией в импульсе и его длительностью ($q=10^3-10^9$ Вт/см², $t=10^{-9}-10^{-3}$ с), в зависимости от которых применяются для сварки, резки, закалки, изготовления отверстий, легирования и в других приложениях. Определение оптимальных параметров воздействия для решения той или иной технологической задачи является актуальной проблемой. Получение необходимой информации экспериментальными методами часто бывает затруднительно вследствие локальности и высоких скоростей протекания физико-химических процессов при воздействии концентрированных потоков энергии на материалы. По этой причине широкое распространение получили методы математического моделирования тепловых, термохимических, гидродинамических, плазменных и других процессов, характерных для взаимодействия энергетических потоков с веществом.

В настоящей работе представлены результаты математического моделирования тепловых процессов при импульсно-периодическом воздействии потоков энергии различной временной структуры на металлические материалы. Ранее подобные вопросы рассматривались в ряде работ [3-5] без детального анализа движения фазовых фронтов плавления, испарения и их взаимного влияния; как правило, моделировалось воздействие лишь прямоугольных импульсов энергии.

Математическая модель

Используемая математическая модель (ММ) описывает процессы нагрева, плавления, испарения и затвердевания, вызванные воздействием потока энергии, периодически изменяющегося со временем на металлическую пластину [6, 7]. Предполагается, что поглощение энергии происходит на поверхности пластины, диаметр образующейся зоны расплава много больше ее толщины, а соответствующее число Пекле много меньше единицы, что позволяет прене-

оречь конвективным теплопереносом по сравнению с кондуктивным и рассма-
тривать одномерную задачу. В ММ учитываются радиационные и конвективные
теплопотери с обеих сторон пластины. Процесс плавления моделируется клас-
сическим условием Стефана, испарения — законом Герца—Кнудсена [8, 9].

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t}; \quad S_1(t) < x < S_2(t); \quad t_m < t < \infty;$$

$$q_0(t) - \alpha_g [T_1(x, t) - T_g] - \sigma [\varepsilon_1 T_1^4(x, t) - \varepsilon_g T_g^4] = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + \rho_1 L_v \frac{dS_1}{dt}; \quad x = S_1(t);$$

$$T_1(x, t = 0) = T_0;$$

$$\frac{dS_1}{dt} = \frac{v_*}{\sqrt{T_1(S_1(t), t)}} \exp \left[-\frac{T_*}{T_1(S_1(t), t)} \right];$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} - \rho_2 L_m \frac{dS_2}{dt}; \quad T_1 = T_2 = T_m; \quad x = S_2(t); \quad S_2(t_m) = 0;$$

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_2}{\partial t}; \quad S_2(t) < x < l;$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = \alpha_f (T_2 - T_f) + \sigma (\varepsilon_2 T_2^4 - \varepsilon_f T_f^4); \quad x = l. \quad (1)$$

Здесь $T_1(x, t)$, $T_2(x, t)$ — температуры жидкой и твердой фаз соответственно; x, t — координата и время; $S_1(t)$, $S_2(t)$ — координаты фронта испарения и плавления соответственно; $q_0(t)$ — поглощенная плотность потока энергии; $a_{1,2}$ — коэффициенты теплопроводности жидкой и твердой фаз соответственно; $\lambda_{1,2}$ — коэффициенты теплопроводности жидкой и твердой фаз; $\rho_{1,2}$ — плотность жидкой и твердой фаз; $L_{m,v}$ — удельные теплоты плавления и испарения соответственно; $\alpha_{g,f}$ — коэффициенты конвективных теплопотерь с нагреваемой и обратной сторон пластины; $\varepsilon_{1,2}$ — излучательные способности нагреваемой и обратной сторон пластины; $\varepsilon_{g,f}$ — излучательные способности окружающей среды вблизи нагреваемой и обратной сторон пластины; T_m — температура плавления; T_0 — начальная температура пластины; t_m — время начала плавления; l — толщина пластины.

Константы v_* , T_* определяются законом испарения Герца—Кнудсена

$$v_* = \frac{P_v}{2\rho_1 (2\pi k/m)^{1/2}} \exp \left[-\frac{L_v}{T_v (k/m)} \right]; \quad T_* = \frac{L_v}{(k/m)}. \quad (2)$$

Здесь k — константа Больцмана; m — атомная масса материала пластины; T_v — температура кипения, соответствующая давлению P_v [8, 9]. Система (1) решена методом конечных разностей (схема Кранка—Николсона с итерациями по линейности) с явным выделением координат границ фазовых переходов [10, 11]. В каждой из областей (жидкой или твердой) введена подвижная пространственная сетка, узлы которой перемещаются с течением времени.

Расчеты выполнены для стальной пластины толщиной 1 мм, которая для рассмотренных ниже режимов воздействия является массивным в тепловом отношении телом.

В модели не учитываются температурные зависимости теплофизических свойств и поглощательной способности металла, возможное деформирование поверхности расплава давлением отдачи, взаимодействие потока энергии с продуктами разрушения. При достаточно интенсивном испарении толщина расплава определяется двумерным эффектом — растеканием жидкости под действием поперечного градиента давления. Поэтому реальная область применимости одномерной модели ограничена интенсивностями потока энергии, при которых испарение невелико. Следует отметить, что применение данного подхода непосредственно к задачам лазерного воздействия не совсем корректно, так как в этом случае следует учитывать скачок отражательной способности

поверхности при плавлении. Целью настоящей работы является анализ протекания тепловых процессов в зависимости в основном от энергетических параметров импульсно-периодического воздействия.

Обсуждение результатов

На рис. 1 представлены зависимости от времени температуры нагреваемой поверхности, толщины слоя расплава, скорости плавления (затвердевания) при воздействии десяти импульсов с постоянной плотностью потока энергии,

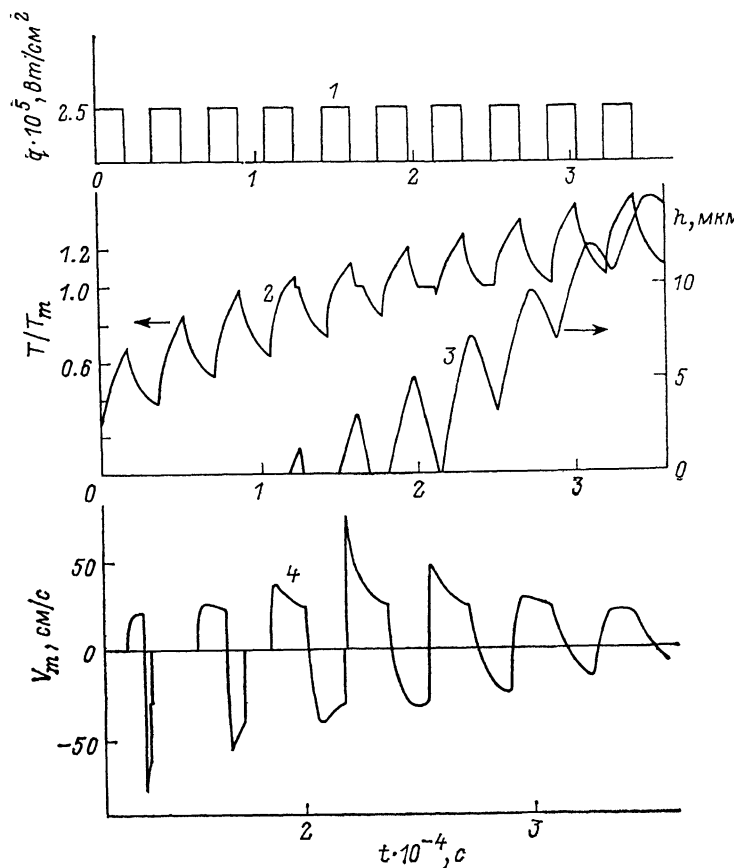


Рис. 1. Зависимости от времени плотности потока энергии (1), температуры поверхности (2), толщины слоя расплава (3), скорости фронта плавления (затвердевания) (4).

разделенных интервалами времени, равными длительности импульсов (скважность равна 2). Характер колебаний температуры нагреваемой поверхности качественно соответствует структуре потока энергии, причем максимальная температура достигается в моменты окончания импульсов энергии. Регулярность колебаний температуры нарушается процессами затвердевания, которые проявляют себя в виде характерных «полочек» — горизонтальных участков температурной кривой со значительными, практически равными температуре плавления. Особенность протекания процессов затвердевания проявляется в том, что сначала практически исчезает перегрев расплава выше температуры плавления, а уже затем начинается резкое уменьшение его толщины. В общем случае амплитуда колебаний температуры поверхности уменьшается с ростом плотности потока энергии, а также времени воздействия. Это связано, с одной стороны, с увеличением минимальных значений температуры, достигаемых за период колебаний вследствие накопления тепла вблизи нагреваемой поверхности, с другой — с прекращением роста максимальных значений температуры вследствие развития испарения.

Зависимость скорости фронта плавления (затвердевания) от времени имеет ярко выраженный колебательный характер, причем если экстремальные значения скорости затвердевания ($dS_2/dt < 0$) монотонно уменьшаются, то экстремальные значения скорости плавления ($dS_2/dt > 0$) сначала возрастают, а затем убывают. Экстремум на кривых скоростей плавления объясняется увеличением перегрева расплава, что ведет к росту скорости фронта плавления на начальной стадии действия импульса энергии, и возрастанием толщины слоя расплава с течением времени, приводящим к замедлению движения фронта плавления. Увеличение абсолютных значений скорости движения фронта затвердевания после окончания импульса энергии обусловлено резким снижением перегрева расплава относительно температуры плавления. В дальнейшем когда лишь малая часть расплава не затвердела и ее температура близка к температуре плавления, заметным становится количество энергии, выделяемое на фронте затвердевания, что ведет к уменьшению абсолютных значений скорости движения фронта затвердевания. Последнее относится к случаю, когда расплав полностью затвердевает до начала действия следующего импульса энергии. В условиях, когда расплав непрерывно существует, колебания скорости движения фазовой границы определяются толщиной расплава и его перегревом. Следует заметить, что если начальное значение скорости плавления равно нулю ($dS_2/dt=0, t=t_m$), то скорость затвердевания, соответствующая моменту исчезновения расплава, в общем случае нулю не равна. Для наглядности и в целях точного определения момента полного затвердевания расплава заключительные значения скорости затвердевания соединены с осью времени прямыми линиями.

В рассмотренном случае испарение не играет существенной роли вследствие относительной малости температуры нагреваемой поверхности. Например, максимальные значения скорости движения фронта испарения, соответствующие восьмому, девятому и десятому импульсам энергии, равны соответственно 0.045, 0.11, 0.22 см/с, что составляет менее процента от характерных значений скорости фронта плавления

Практически аналогичные закономерности соответствуют воздействию тех же десяти импульсов энергии, что на рис. 1, но разделенных вдвое меньшими интервалами времени (скважность 1.5). В этом случае плавление начинается с третьего импульса, а после пятого импульса расплав уже не исчезает. Колебания толщины слоя расплава существенно затухают после действия седьмого импульса энергии. Максимальные абсолютные значения скорости затвердевания монотонно убывают с увеличением порядкового номера импульса энергии. Отрицательные значения скорости движения фронта плавления практически исчезают после девятого импульса. Испарение также является слабым, максимальные значения скоростей фазового фронта примерно вдвое больше, чем в предыдущем случае.

Рассматривая ту же структуру импульсно-периодического потока энергии, что на рис. 1, но при вдвое больших значениях плотности потока энергии, т. е. $q_0=5 \cdot 10^5$ Вт/см², можно отметить заметную разницу в протекании тепловых процессов. Начиная с шестого импульса колебания температуры поверхности становятся практически периодической функцией времени, т. е. не зависят от номера импульса. Также начиная с шестого импульса энергии зависимость толщины слоя расплава от времени представлена неубывающей функцией со слабыми периодическими колебаниями. Это является следствием того, что в указанных условиях скорость движения фронта плавления лишь на короткие интервалы времени имеет отрицательные значения, которые к тому же на порядок меньше своих положительных значений. После восьмого импульса отрицательные значения скорости фронта плавления вовсе исчезают и фазовая граница движется только в одном направлении. Это является следствием накопления энергии в слое расплава, чья толщина к концу десятого импульса энергии достигает 28 мкм. С ростом температуры поверхности возрастает и скорость фронта испарения вплоть до значений, сравнимых со скоростью движения фронта плавления.

На рис. 2 представлены результаты моделирования тепловых процессов при воздействии десяти прямоугольных импульсов энергии $q_0=10^6$ Вт/см² той же длительности (скважность 1.5). Форма колебаний температуры поверх-

ности близка к форме колебаний потока энергии, причем если максимальные значения температуры за период колебаний, начиная с четвертого импульса, практически постоянны, то соответствующие минимальные значения на протяжении действия первых четырех импульсов сначала увеличиваются, а затем остаются неизменными. Это приводит к уменьшению амплитуды колебания температуры поверхности, чьи максимальные значения ограничены вследствие раз-

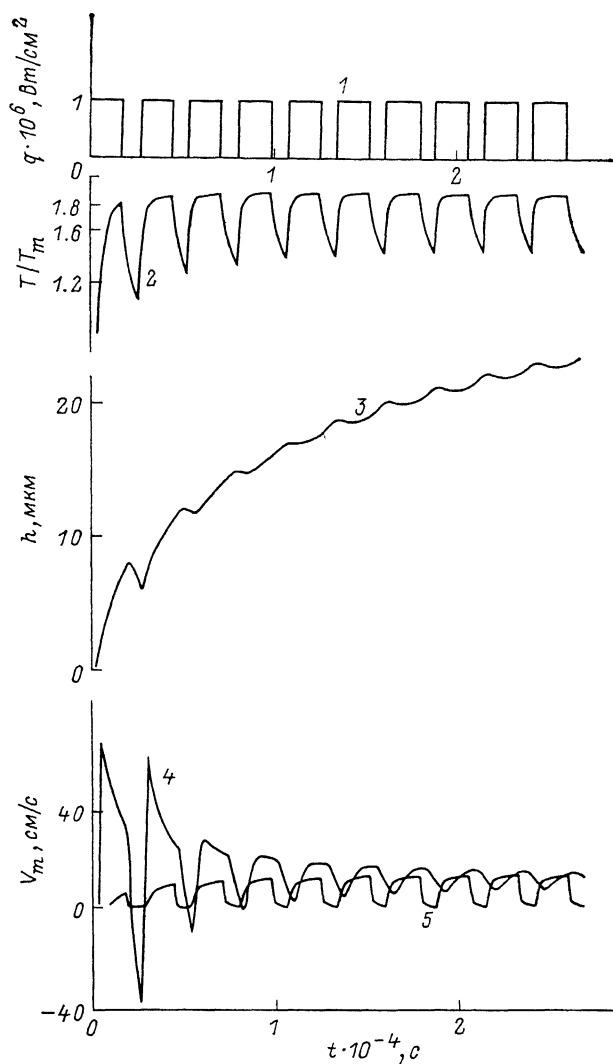


Рис. 2. Зависимости от времени плотности потока энергии (1), температуры поверхности (2), толщины слоя расплава (3), скорости фронта плавления (затвердевания) (4), скорости фронта испарения (5).

витого испарения, а минимальные — вследствие накопления тепла вблизи нагреваемой поверхности. Применительно к действию четырех заключительных импульсов, по-видимому, можно говорить о практически квазистационарных колебаниях температуры поверхности, не зависящих от номера импульса.

Изменения толщины слоя расплава и скорости фронта плавления также качественно отличаются от результатов, представленных на рис. 1. Поведение скорости фронта плавления характеризуется затухающими колебаниями с одновременным монотонным уменьшением как максимальных, так и минимальных значений. Значения скорости фронта испарения, первоначально возрастая от импульса к импульсу, затем практически копируют форму колебаний температуры поверхности. Вследствие того что значения скоростей движения фа-

зовых границ являются величинами одного порядка, изменение толщины слоя расплава определяется их взаимным соответствием. И если уменьшение толщины слоя расплава после окончания действия первого импульса энергии объясняется прекращением нагрева поверхности, то уменьшения его толщины на заключительной стадии действия потока энергии объясняются развитым испарением. Действительно, в соответствующие периоды времени скорость фронта

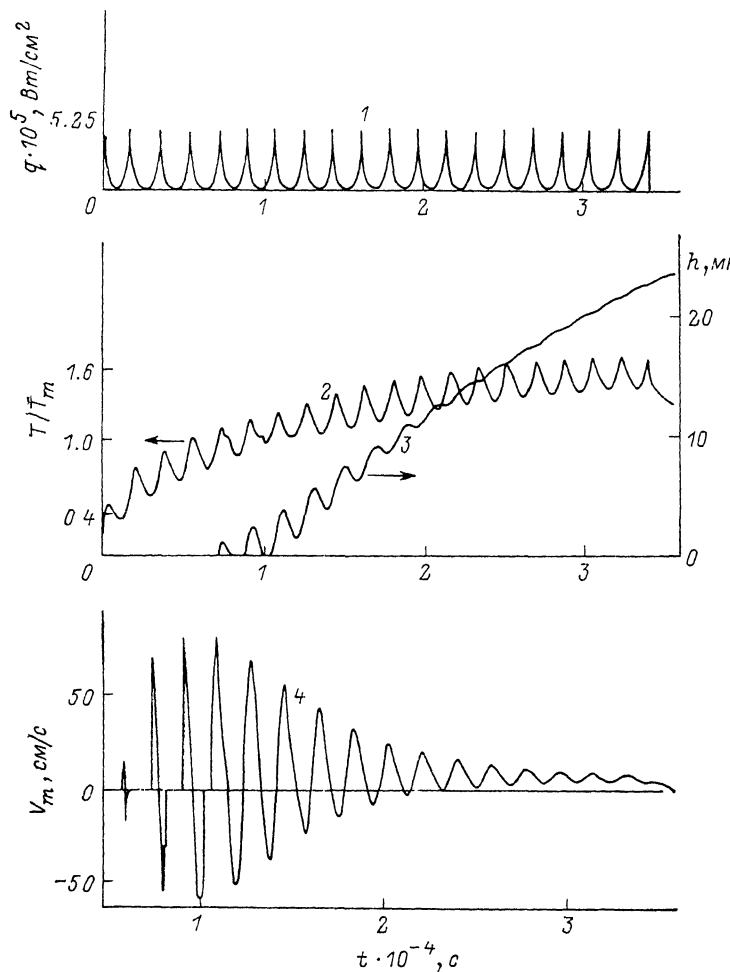


Рис. 3. То же, что и на рис. 1.

испарения превосходит скорость фронта плавления. На фоне монотонного увеличения средних значений толщины слоя расплава можно указать на уменьшение амплитуды ее колебаний в течение действия первых четырех импульсов, которое сменяется увеличением амплитуды колебаний вследствие развитого испарения. Вышеуказанная закономерность проявляется более отчетливо для меньших плотностей потока энергии, когда перед стадией развитого испарения, которая наступает соответственно позже, колебания толщины слоя расплава практически прекращаются.

На рис. 3 представлены результаты моделирования тепловых процессов при воздействии 20 импульсов энергии, причем зависимость плотности потока энергии от времени за период колебаний задана параболой.

Переход от режима существенных колебаний толщины слоя расплава, определяемых структурой импульсно-периодического потока энергии, к режиму практически монотонного роста толщины слоя расплава, определяемого средним энерговыкладом, зависит от отношения энергии, запасенной в жидкой фазе, к величине колебания энерговыклада относительно его среднего значения. Чем

меньше отклонения импульсно-периодического потока энергии от его средней величины, чем меньше скважность, тем раньше прекратятся колебания толщины расплава. При этом имеет значение не только амплитуда отклонения плотности потока энергии от средней величины, но и энерговклад за период колебаний, т. е. увеличение частоты колебаний при сохранении структуры импульсно-периодического потока энергии и величины среднего энерговклада будет способствовать подавлению колебаний.

Осцилляции скорости движения фронта плавления (затвердевания) на начальном этапе характеризуются нарастанием амплитуды колебаний, которое в дальнейшем сменяется ее затуханием при слабо меняющейся частоте. Основное

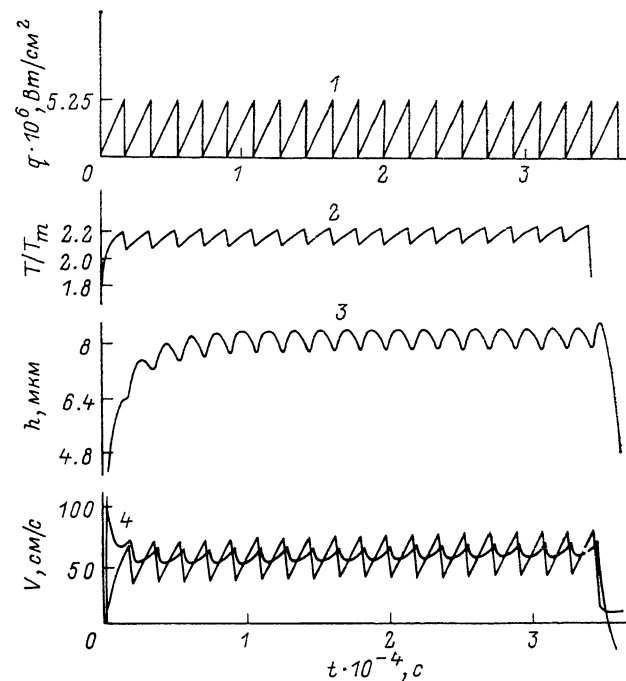


Рис. 4. То же, что и на рис. 2.

отличие структуры потока энергии, соответствующей рис. 3, от представленной на рис. 1, 2 состоит в том, что плотность потока энергии равна нулю лишь в одной точке за период колебаний. А даже слабый нагрев тонкого слоя расплава на стадии его затвердевания существенно уменьшает скорость движения фазовой границы. Но влияние данного энерговклада будет уменьшаться с ростом толщины слоя расплава и запасенной в нем энергии. Средний энерговклад и температура нагреваемой поверхности недостаточно велики для осуществления развитого испарения; соответствующие значения скорости не превышают 2 см/с.

Моделирование воздействия импульсно-периодического потока энергии с вдвое большими значениями плотности потока энергии, чем на рис. 3, показывает, что колебания скорости движения фронта плавления как бы сдвигаются вправо по графику dS_2/dt , т. е. исчезает стадия увеличения амплитуды колебаний и максимальные значения скоростей плавления и затвердевания достигаются на стадии первоначального появления расплава. Амплитуда колебаний скорости фронта плавления монотонно уменьшается, достигая к концу серии импульсов значения около 2 см/с. Вследствие увеличения температуры поверхности, максимальные значения которой достигают $1.9 T_m$, скорость фронта испарения также растет. В период действия заключительных десяти импульсов энергии колебания скорости фронта испарения практически копируют форму колебаний температуры поверхности, а максимальные значения достигают 11 см/с, превосходя соответствующие значения скорости фронта плавления — около 8 см/с.

Наоборот, уменьшение плотности потока энергии при сохранении прежней структуры потока энергии приводит как бы к сдвигу влево по оси времени на графике скорости фронта плавления. В этом случае начальная стадия увеличения амплитуды колебаний становится более протяженной, а затем, как и на рис. 3, сменяется стадией уменьшения амплитуды колебаний.

Важным вопросом в моделировании тепловых процессов воздействия импульсно-периодических потоков энергии на материалы является существование квазистационарного решения. Следствием одномерных ММ, описывающих процессы нагрева и плавления, является неограниченный рост температуры поверхности материала, только учет поверхностного испарения позволяет получить квазистационарное решение [12]. Расчеты показывают, что следует различать три периода нестационарности: наименьший (температуры поверхности), промежуточный (скорости фронта испарения) и наибольший (скорости фронта плавления и толщины расплава) [6, 7]. Характерной особенностью квазистационарных колебаний, соответствующих воздействию импульсно-периодического потока энергии на материалы, являются колебания всех физических величин с одинаковой частотой, соответствующей частоте потока энергии при сохранении неизменных (квазистационарных) средних величин за период колебаний (рис. 4).

Уменьшение плотности потока энергии до $q_0 = 2.6 \cdot 10^6$ Вт/см² при сохранении той же структуры потока энергии не приводит к достижению стадии квазистационарных колебаний за время действия 20 импульсов. Хотя форма колебаний температуры поверхности и скорости фронта испарения, начиная примерно с десятого импульса, в дальнейшем не меняются, средние значения толщины слоя расплава продолжают увеличиваться. Также меняется и характер колебаний скорости фронта плавления: уменьшение средних значений в основном за счет соответствующего уменьшения максимальных значений при слабо увеличивающихся минимальных значениях.

Моделирование воздействия треугольных импульсов, идентичных рассмотренным выше $q_0 = 2.6 \cdot 10^6$ Вт/см², но с убывающей от времени плотностью потока энергии (т. е. симметричных рис. 4) не выявило существенных отличий в достижении стадии квазистационарных колебаний. Несколько увеличилась амплитуда колебаний температуры поверхности (до 0.4 вместо 0.3 T_m); изменилась форма колебаний толщины слоя расплава (острые максимумы и пологие минимумы), но амплитуда осталась неизменной — около 1 мкм; диапазон колебаний скорости фронта испарения несколько сместился в область меньших значений (0—33 вместо 3.5—38.5 см/с), но толщина слоя расплава на момент окончания серии из 20 импульсов одинакова — 18 мкм.

Воздействие серии из 20 треугольных импульсов той же плотности потока энергии ($2.6 \cdot 10^6$ Вт/см²), но вдвое большей длительности, чем на рис. 4, приводит к достижению стадии квазистационарных колебаний не только температуры поверхности и скорости фронта испарения, но и толщины слоя расплава к концу процесса воздействия.

Заключение

Анализ выполненных расчетов для различных режимов импульсно-периодического воздействия потоков энергии позволяет выделить ряд закономерностей протекания тепловых процессов.

Колебания температуры нагреваемой поверхности в целом соответствуют временной структуре импульсно-периодического потока энергии, за исключением случаев пересечения температурной кривой точки плавления металла, где регулярность колебаний температуры может нарушаться процессами поглощения и выделения энергии, определяемыми соответственно плавлением и затвердеванием металла. Частота колебаний температуры поверхности совпадает с частотой потока энергии; ее амплитуда уменьшается при возрастании плотности потока энергии, времени воздействия и в ряде случаев в окрестности точки плавления. Последнее характерно для относительно низких величин плотности потока энергии.

Изменение толщины слоя расплава со временем характеризуется резкими колебаниями на начальной стадии его существования. В дальнейшем амплитуда

колебаний быстро затухает, вплоть до практически монотонного увеличения толщины слоя расплава со временем, определяемого средним энерговыделением. В дальнейшем при увеличении времени воздействия, приводящем к росту температуры поверхности и развитию процесса испарения, колебания толщины слоя расплава появляются вновь. При незначительной толщине слоя расплава частота его колебаний равна частоте потока энергии; так что максимальные значения толщины слоя расплава и температуры поверхности за период колебания потока энергии достигаются одновременно. По мере увеличения толщины слоя расплава частота его колебаний может сдвигаться относительно частоты колебаний потока энергии и температуры поверхности вплоть до колебаний в противофазе.

Существенно различные режимы колебаний скорости движения фронта плавления (затвердевания) в значительной мере определяются структурой потока энергии. Причем на начальной стадии существования расплава амплитуда колебаний может как возрастать, так и затухать. В дальнейшем с течением времени и ростом толщины слоя расплава происходят резкое уменьшение амплитуды колебаний и аналогичный вышеуказанному сдвиг по частоте. На стадии развитого испарения скорость движения фронта испарения, определяемая температурой поверхности, повторяет форму ее колебаний.

Показано существование квазистационарных колебаний температуры, толщины слоя расплава и скоростей движения фазовых границ с одинаковой частотой, равной частоте колебаний потока энергии при сохранении неизменными их средних значений за период колебаний. Следует различать три периода нестационарности по достижению стадии квазистационарных колебаний: наименьший (температуры поверхности), промежуточный (скорости фронта испарения), наибольший (скорости фронта плавления и толщины слоя расплава).

Список литературы

- [1] Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В., Кокора А. Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. М.: Машиностроение, 1985. 496 с.
- [2] Промышленное применение лазеров / Под ред. Г. Кебнера. М.: Машиностроение, 1988. 280 с.
- [3] Глытенко А. А., Любов Б. Я. ИФЖ. 1987. Т. 53. № 4. С. 642—647.
- [4] Якушкин М. М. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 4. С. 759—766.
- [5] Башенко В. В., Лавров А. Е., Лопота В. А. // ФХОМ. 1988. № 4. С. 56—62.
- [6] Углов А. А., Смуров И. Ю., Лашин А. М. // ТВТ. 1989. Т. 27. № 1. С. 87—93.
- [7] Смуров И. Ю., Лашин А. М. // Физико-химические процессы обработки материалов концентрированными потоками энергии. М.: Наука, 1989. С. 160—169.
- [8] Chan C. L., Mazumber J. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 11. P. 4579—4586.
- [9] Soga T. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. Vol. 55. N 5. P. 1556—1567.
- [10] Hastaoglu M. A. // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1986. Vol. 29. N 3. P. 495—499.
- [11] Blom J. G., Samz-Serna J. M., Verwer J. G. // J. Computational Phys. 1988. Vol. 74. P. 191—213.
- [12] Анисимов С. И., Имас Я. И., Романов Г. С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.

Институт металлургии им. А. А. Байкова
Москва

Поступило в Редакцию
1 ноября 1989 г.

В окончательной редакции
1 февраля 1991 г.